

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Казанский национальный исследовательский  
технологический университет»

# ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

Учебное пособие

Казань  
Издательство КНИТУ  
2017

УДК 621.1.016.7(075)  
ББК 31.31я7  
Т38

*Печатается по решению редакционно-издательского совета  
Казанского национального исследовательского технологического университета*

*Рецензенты:*

*зав. каф. автоматизации технологических процессов  
и производств КГЭУ д-р техн. наук, проф. К. Х. Гильфанов  
зав. каф. ТГВ КГАСУ д-р техн. наук, проф. Р. А. Садыков*

**Авторы: Д. Г. Амирханов, Р. Д. Амирханов, М. С. Курбангалеев,  
А. А. Мухамадиев, И. Х. Хайруллин**

**Т38** Техническая термодинамика : учебное пособие / Д. Г. Амирханов  
[и др.]; Минобрнауки России, Казан. нац. исслед. технол.  
ун-т. – Казань : Изд-во КНИТУ, 2017. – 320 с.

ISBN 978-5-7882-2297-4

В краткой форме изложены основы и фундаментальные положения  
технической термодинамики. Рассматриваются эксергетические методы ана-  
лиза термодинамических процессов, характеристические функции и хими-  
ческий потенциал, широко используемые при описании процессов в откры-  
тых системах. Содержит также лабораторные работы, задания для самостоя-  
тельной работы и справочные материалы.

Предназначено для студентов всех форм обучения, изучающих дис-  
циплину «Техническая термодинамика».

Подготовлено на кафедре теоретических основ теплотехники.

**УДК 621.1.016.7(075)  
ББК 31.31я7**

ISBN 978-5-7882-2297-4

© Амирханов Д. Г., Амирханов Р. Д.,  
Курбангалеев М. С., Мухамадиев А. А.,  
Хайруллин И. Х., 2017

© Казанский национальный исследовательский  
технологический университет, 2017

## ПРЕДИСЛОВИЕ

История человечества как цивилизации неразрывно связана с развитием энергетики. Сначала человек использовал лишь собственную мускульную силу, затем – мускульную силу домашних животных, затем – энергию ветра, воды, пара и т.д. Вплоть до середины XVIII века большинство отраслей промышленности обслуживалось водяными колесами и конным приводом. Однако дальнейшее развитие производительных сил требовало появления более универсального двигателя, способного непосредственно приводить в действие различные механизмы.

В конце XVIII века усилиями ученых многих стран была создана паровая машина. Паровые машины строились многими заводами дореволюционной России, но наиболее быстрыми темпами росло их производство в годы советской власти. Особое внимание при этом уделялось выпуску паровых локомотивов, объединяющих в одном агрегате котел, машину и вспомогательные устройства. До Великой Отечественной войны стационарные паровые машины строились Сухумским, а паровые локомотивы – Херсонским и Людиновским машиностроительными заводами.

Паровая машина в течение почти 90 лет была практически единственным двигателем. В 70-е годы XIX столетия появились первые двигатели внутреннего сгорания. В этих двигателях (газовых) смесь светильного газа с воздухом сжигалась в цилиндре, воспламеняясь от внешнего источника без предварительного сжатия, чем объяснялись низкие значения коэффициента полезного действия (КПД). Несколько позднее в двигателях, работающих с предварительным сжатием, стали применять бензин (карбюраторные двигатели). Несмотря на невысокий КПД, указанные двигатели начали использоваться в промышленности и транспорте.

В настоящее время электроэнергия в значительной степени вырабатывается на тепловых электростанциях при сжигании органического топлива: каменного угля, жидкого и газового топлива. Например, в СССР в 70-е годы XX века доля энергии, вырабатываемой на тепловых электростанциях, составляла 84 % от общей выработки электроэнергии.

При решении этих грандиозных задач энергетики и других отраслей промышленности в 1930-е годы возникла большая потребность в инженерных кадрах, которые могли бы управлять народным хозяй-

ством и преумножать достигнутые успехи, особенно в тяжелой промышленности, отличающейся высокой энергоемкостью. Поэтому открытие в нашем вузе в 1934 году кафедры энергетике (таким было ее первое название), в лабораторном парке которой были преимущественно тепловые двигатели, как нельзя лучше отвечало духу времени и задачам, которые стояли перед обществом, образованием и наукой.

В короткие сроки при кафедре были созданы учебная лаборатория и кабинет теплотехники. Занятия проводились по курсам термодинамики, теплотехники, гидравлики и электротехники.

Написание этого пособия связано с именем нашего Учителя Айтугана Гарифовича Усманова, сыгравшего во многом определяющую роль в становлении кафедры «Теоретические основы теплотехники», ставшей одной из ведущих кафедр нашего вуза. Талантливый ученый, он был инициатором различных направлений научных исследований в области тепло- и массопереноса, являющихся важными раз-



Профессор  
Айтуган Гарифович  
Усманов

делами химической технологии. Отечественные и зарубежные ученые относились с высоким доверием к результатам экспериментальных и теоретических работ, выполненных им и его учениками, получившим известность как «казанская школа теплофизиков», возглавляемая А.Г. Усмановым. Эти результаты активно использовались и используются в технологических расчетах промышленных аппаратов. Лично им был предложен оригинальный метод исследования кинетики молекулярных процессов переноса и превращения (на основе второго закона термодинамики и статистической физики) – энтропийный метод обобщения результатов эксперимента, позволяющий прогнозировать коэффициенты переноса (теплопроводность, вязкость, коэффициенты диффузии и излучения).

В 70-е годы XX века молодые ученые под руководством А.Г. Усманова начали активно исследовать особую область состояния реальных газов – околоскритическую, характеризующуюся аномальным поведением свойств веществ. Это направление, возглавленное в дальнейшем наиболее успешным его учеником Ф.М. Гумеровым, в основ-

ном сформировалось в практически единственную программную область научных исследований кафедры. Этому содействовал период особо интенсивного поиска путей создания энергосберегающих и малоотходных технологических процессов. Именно в это время в качестве одного из таковых явилось использование суб- и сверхкритических флюидов в роли экстрагентов и растворителей в процессах выделения, очистки и фракционирования. К настоящему времени это быстроразвивающееся, весьма перспективное научно-техническое направление достигло достаточно высокого уровня востребованности. В ходе интенсивной научно-исследовательской работы были достигнуты результаты, которые получили признание и позволили защитить много докторских и кандидатских диссертаций. Появилась возможность написать целый ряд монографий и книг, а также регулярно публиковать текущие результаты работы в виде статей в отечественных и зарубежных журналах.

Полученные экспериментальные результаты уже используются в действующих производствах в пищевой, фармацевтической, парфюмерной, химической, нефтедобывающей отраслях промышленности, хотя перспектива использования сверхкритической флюидной технологии много шире и можно ожидать, что в будущем она будет расширяться. Этот подход часто обеспечивает высокое качество конечного продукта в экологически чистом и безопасном виде с наименьшими затратами.

А.Г. Усманов вел активную педагогическую деятельность. Он читал лекции по технической термодинамике и теории теплообмена студентам механического профиля, где по программе предусматривалось большое количество часов, то есть требовалась более детальная проработка всех разделов курса.

Айтуган Гарифович также много энергии и внимания уделял совершенствованию учебного процесса. Он сам планировал и редактировал всю методическую литературу, издававшуюся на кафедре. Написание учебников и пособий для студентов он считал чрезвычайно ответственной и важной задачей, но сам А.Г. Усманов ее осуществить не успел.

Все методические задумки А.Г. Усманов щедро передавал педагогическому коллективу кафедры. Используя этот опыт и обобщив все последующие наработки, за написание учебника для студентов взялся один из его учеников Даниял Гумерович Амирханов.

С термодинамикой Д.Г. Амирханов также был связан не только как преподаватель, но и как ученый. Его кандидатская диссертация была посвящена исследованию поведения реальных газов в наиболее сложной и интересной околокритической области состояний вещества. Более тридцати лет на высоком теоретико-методологическом уровне он читал полный курс лекций по технической термодинамике и теории теплообмена (теоретическим основам теплотехники). Кроме лекций Даниял Гумерович проводил практические и лабораторные занятия по курсам «Техническая термодинамика» и «Теория теплообмена», осуществлял руководство курсовыми и дипломными работами студентов. В отзывах на проводимые им занятия отмечались его профессиональное мастерство, высокая культура и научная эрудиция, хорошее владение материалом.



Профессор  
Даниял Гумерович  
Амирханов

В рамках педагогической деятельности Д.Г. Амирханов активно занимался учебно-методической работой. Им были разработаны и изданы методические пособия и методические указания к читаемым курсам, методические указания к лабораторным работам, справочные материалы. Для самостоятельной работы студентов изданы методические указания по выполнению расчетных заданий.

Учебное пособие «Техническая термодинамика» ранее дважды переиздавалось. Мы приняли за основу эти работы и попытались в меру своих возможностей пополнить и усовершенствовать их, искренне надеясь, что подобная работа будет продолжаться и в дальнейшем.

## ВВЕДЕНИЕ

Технической термодинамикой называется наука, изучающая законы взаимного превращения различных видов энергии в физических, химических и технических устройствах и аппаратах.

Основой термодинамики являются два закона – два Начала. Эти законы получены опытным путем. Они утверждают, что нельзя построить вечный двигатель первого и второго рода.

Вечный двигатель первого рода – это двигатель, который производил бы энергию из ничего. Таким образом, первый закон является частной формой всеобщего закона природы – закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым и механическим явлениям.

Вечный двигатель второго рода – это двигатель, который мог бы работать при наличии только одного источника энергии. Чтобы преобразовать теплоту в работу, необходимо иметь не менее двух источников теплоты («горячий» и «холодный»). Второй закон термодинамики показывает направление протекающих в природе процессов и устанавливает границы взаимного превращения теплоты и работы.

Исторически термодинамика выделилась в отдельную научную дисциплину в результате анализа процессов превращения теплоты в работу в паровых машинах. Во второй половине XVIII века появились первые паровые машины – двигатели, в которых механическая энергия получается за счет теплоты, выделяющейся при сгорании топлива. Затем появились двигатели внутреннего сгорания, в которых сгорание топлива происходит внутри цилиндра машины, и позднее – паровые турбины (конец XIX – начало XX вв.).

Появление тепловых двигателей позволило широко использовать громадные природные энергетические ресурсы (уголь, торф, нефть, сланцы, газ) для получения механической энергии. В последние годы получили развитие газовые турбины и реактивные двигатели, работа которых также описывается термодинамическими методами. В связи с этим актуальность изучения термодинамики все более возрастает.

Сегодня термодинамика является одной из базовых составляющих такой дисциплины как теплотехника, которая, в свою очередь, является определяющей в такой отрасли народного хозяйства, как энергетика. Перед энергетикой стоит важная проблема – надежное обеспечение народного хозяйства энергетическими ресурсами. Возни-

кают вопросы, связанные с наиболее эффективным применением имеющихся ресурсов, поиском и развитием новых источников энергии, пригодных для промышленного использования.

Большое значение при этом приобретает повышение качества теплотехнической подготовки специалистов, владеющих основными методами совершенствования энерготехнологического оборудования и повышения эффективности преобразования различных форм энергии. Важное место занимают исследования и разработки новых термодинамических циклов, многоступенчатых паровых и газовых циклов с регенерацией теплоты, парогазовых циклов с высокими термодинамическими параметрами (температурой и давлением) с целью повышения энергоэффективности и экономичности тепловых машин.

Такие задачи могут решаться при знании основ преобразования энергии (законов термодинамики) и умения применять их в реальных условиях производства для расчета параметров состояния рабочих тел, умения оценить коэффициент полезного действия. На основании этих расчетов возможно обеспечить рациональное использование энергоресурсов наиболее безопасно для окружающей среды.

Знание термодинамики, ее исходных идей, ее универсального метода, строгого и эффективного математического аппарата является необходимой предпосылкой подготовки инженера любого профиля. Термодинамика играет важную роль в развитии научного мышления, формировании мировоззрения и представлений о мироздании и дает широкую возможность практического приложения изучаемого материала.

# РАЗДЕЛ I. ОСНОВЫ ТЕОРИИ

## Глава 1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

### 1.1. Основные параметры состояния

Преобразование тепловой энергии (теплоты) в механическую энергию (работу) осуществляется с помощью вспомогательного вещества, называемого рабочим телом. Наиболее подходящим состоянием рабочего тела является газообразное, так как именно в этом состоянии оно характеризуется наибольшей способностью сжиматься и расширяться. При расширении газ совершает работу. Состояние рабочего тела (газа) определяется физическими величинами, которые называются параметрами состояния. Основные параметры состояния: абсолютная температура, абсолютное давление и удельный объем.

*Температура* определяет степень нагретости тела. В системе СИ (от англ. *SI – system international*) единицей измерения температуры является Кельвин (К); на практике также широко применяется градус Цельсия (°C). Температура, выраженная в Кельвинах, обозначается символом  $T$ , температура в градусах Цельсия – символом  $t$ , причем  $1 \text{ К} = 1 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Отличаются они началом отсчета: температурная шкала Кельвина отсчитывается от абсолютного нуля, равного  $-273,16 \text{ }^\circ\text{C}$ , шкала Цельсия – от температуры тройной точки воды, равной  $0,01 \text{ }^\circ\text{C}$  ( $273,15 \text{ К}$ ):

$$T, \text{ К} = t, \text{ }^\circ\text{C} + 273,15.$$

Термодинамическим параметром состояния является абсолютная температура  $T$ , измеряемая в Кельвинах. В соответствии с молекулярно-кинетической теорией температура пропорциональна средней кинетической энергии поступательного движения молекул:

$$\frac{3}{2} k_B T = \frac{m_m \overline{w}^2}{2}, \quad (1.1)$$

где  $m_m$  – масса молекулы, кг;  $\overline{w}$  – средняя квадратичная скорость движения молекулы, м/с;  $k_B$  – постоянная Больцмана, равная прибли-

тельно  $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ ;  $\frac{m_m \overline{w}^2}{2}$  – средняя кинетическая энергия поступательного движения молекулы.

Таким образом, температура тела тем выше, чем интенсивнее движение молекул.

*Давление* возникает в результате ударов молекул газа о стенки сосуда. Оно равно силе, действующей по нормали на площадь поверхности тела. Давление обозначается символом  $p$ , единицей измерения в системе СИ является паскаль (Па).  $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$ . В технике используются кратные и дольные единицы: килопаскаль, равный  $10^3 \text{ Па}$  (кПа), мегапаскаль, равный  $10^6 \text{ Па}$  (МПа) и другие, а также внесистемные единицы: бар ( $1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$ ),  $\text{кгс/см}^2$  ( $1 \text{ кгс/см}^2 = 98,1 \text{ кПа}$ ).

Давление измеряют также высотой столба жидкости (ртути, воды и др.;  $p = 750 \text{ мм рт. ст.} = 10^5 \text{ Па}$ ). Прибор для измерения атмосферного давления называется барометром, а измеряемое им давление – барометрическим. Барометрическое давление обозначается символом  $B$ . Давление выше атмосферного называется манометрическим ( $p_m$ ) или избыточным ( $p_{изб}$ ) и измеряется манометром. Давление ниже атмосферного называется вакуумом ( $p_{вак}$ ) и измеряется вакуумметром.

Параметром состояния является абсолютное давление  $p_{абс}$ . Если давление выше атмосферного, то

$$p_{абс} = p_{изб} + B.$$

Если давление ниже атмосферного, то

$$p_{абс} = B - p_{вак}.$$

Согласно молекулярно-кинетической теории

$$p = \frac{2}{3} \cdot n \cdot \frac{m_m \cdot \overline{w^2}}{2}, \text{ Па}, \quad (1.2)$$

где  $n$  – число молекул в единице объема.

*Удельный объем* – это объем единицы массы вещества, который обозначается символом  $v$ ,  $\text{м}^3/\text{кг}$ :

$$v = \frac{V}{m},$$

где  $m$ , кг – масса вещества в объеме  $V$ ;  $V$ ,  $\text{м}^3$  – объем, занимаемый веществом массой  $m$ .

Величина, обратная удельному объему, называется плотностью и обозначается символом  $\rho$ , кг/м<sup>3</sup>:

$$\rho = \frac{1}{v} = \frac{m}{V}.$$

Удельный объем и плотность зависят от термодинамического состояния (в частности, от температуры и давления). Часто в теплофизических справочниках приводятся их значения для газов при *нормальных физических условиях*, то есть при давлении  $p = 101325$  Па (760 мм рт. ст.) и температуре  $T = 273,15$  К ( $t = 0$  °С).

Термодинамика рассматривает в первую очередь равновесные состояния и равновесные процессы изменения состояния. Если все параметры во всех точках системы одинаковы в каждый момент времени, то такое состояние называется *равновесным*. Равновесное состояние в координатах  $(p, v, T)$  изображается точкой. Для удобства обычно изображают проекцию этой точки в плоскости  $pv$ ,  $pT$  или  $vT$  (чаще в плоскости  $pv$ ).

Переход системы (рабочего тела) из состояния 1 ( $p_1, v_1, T_1$ ) в состояние 2 ( $p_2, v_2, T_2$ ) называется *термодинамическим процессом* изменения состояния (рис. 1.1).

Процесс изменения состояния рабочего тела может быть равновесным и неравновесным.

*Равновесный* – это такой процесс, который проходит через непрерывный ряд равновесных состояний. Равновесный процесс в координатах  $(p, v, T)$  изображается линией ( $pv$ -диаграмма, рис. 1.1).

Равновесные процессы бывают *обратимыми* и *необратимыми*. Допустим, рабочее тело переходит из состояния 1 в состояние 2 через промежуточные состояния  $a, b, c, d$  (рис. 1.2).

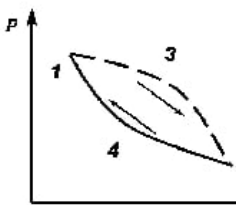


Рис. 1.1. Равновесный термодинамический процесс

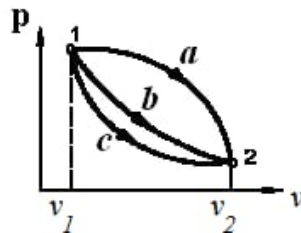


Рис. 1.2. Обратимый термодинамический процесс

Реальные процессы неравновесны и могут только в той или иной степени приближаться к равновесным, а на диаграммах изображаются условно.

Если, переходя в обратном направлении из состояния 2 в состояние 1, рабочее тело пройдет через те же промежуточные состояния  $d, c, b, a$ , не производя никаких изменений ни в рабочем теле, ни в окружающей среде, процесс будет *обратимым*. Если эти условия не выполняются, процесс будет *необратимым*.

Для того, чтобы процесс был обратимым, он должен протекать без таких необратимых явлений, как трение, теплообмен при конечной разности температур между источником теплоты и рабочим телом, диффузия. Например, в цилиндре с поршнем имеется газ. Если процесс сжатия газа протекает с трением, то за счет трения нагревается стенка и теплота уходит в окружающую среду. При прохождении процесса в обратном направлении теплота от окружающей среды к газу самопроизвольно не вернется. Следовательно, в результате сжатия в окружающей среде произошли изменения, а это значит, что процесс сжатия был необратимым.

Классическая термодинамика изучает в основном обратимые процессы, которые в реальных условиях не существуют, так как процессы в тепловых двигателях и аппаратах протекают при конечной разности температур между источником и рабочим телом. Однако чем меньше эта разность температур, тем ближе действительный процесс приближается к обратимому.

## 1.2. Уравнение состояния идеального газа

Объектом исследования в технической термодинамике является *термодинамическая система* – совокупность материальных тел, находящихся в тепловом и механическом взаимодействии друг с другом и окружающей средой.

Процесс преобразования энергии в технических устройствах осуществляется при участии рабочего тела. В качестве рабочего тела рассматривается реальный или идеальный газ.

*Идеальным* называется воображаемый газ, молекулы которого представляют собой материальные точки, объем которых мал по сравнению с объемом, занимаемым газом, и отсутствуют силы взаимодействия (притяжения и отталкивания).

Уравнением состояния называется функциональная зависимость вида

$$\varphi(p, v, T) = 0.$$

Это уравнение устанавливает связь между термодинамическими параметрами системы (рабочего тела) в равновесном состоянии. Вид функции зависит от природы вещества и диапазона изменения параметров состояния. Относительно просто такую функцию можно получить для идеального газа путем совместного решения уравнений (1.1) и (1.2). Подставив уравнение (1.1) в формулу (1.2), получим

$$p = nk_B T, \quad (1.3)$$

где  $n$  – число молекул в единице объема:

$$n = \frac{N}{V}. \quad (1.4)$$

Здесь  $N$  – общее число молекул в объеме  $V$ :

$$N = \frac{m}{\mu} N_A, \quad (1.5)$$

где  $m$  – масса газа в объеме  $V$ ;  $\mu$  – молярная масса газа;  $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$  1/моль – число Авогадро.

Подставив выражение (1.5) в формулу (1.4), получим

$$n = \frac{1}{V} \cdot \frac{m}{\mu} N_A, \quad (1.6)$$

а подстановка в формулу (1.3) дает

$$p = \frac{1}{V} \frac{m}{\mu} N_A k_B T, \quad (1.7)$$

где  $N_A k_B = \mu R = 8,314$ ; Дж/моль К – универсальная газовая постоянная.

Окончательно из формулы (1.7) получим уравнение, которое является уравнением состояния для  $m$  кг идеального газа:

$$pV = mRT, \quad (1.8)$$

где  $R = \frac{\mu R}{\mu} = \frac{8,314}{\mu}$ ; Дж/кг К – газовая постоянная данного газа.

Разделив правую и левую части (1.8) на  $m$ , получим уравнение состояния для 1 кг идеального газа:

$$pv = RT . \quad (1.9)$$

Умножив правую и левую части (1.9) на  $\mu$ , получим уравнение состояния для 1 моля идеального газа

$$pV_\mu = \mu RT , \quad (1.10)$$

где  $V_\mu$  – объем 1 моля газа, м<sup>3</sup>/моль.

Уравнения (1.8) и (1.9) называются *уравнениями Клапейрона*, а выражение (1.10) – *уравнением Клапейрона–Менделеева*.

При  $T = const$  уравнение (1.9) принимает вид *закона Бойля–Мариотта*:

$$pv = const ,$$

и тогда

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1} .$$

При  $p = const$  уравнение (1.9) принимает вид *закона Гей-Люссака*:

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

При  $v = const$  уравнение (1.9) принимает вид *закона Шарля*:

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

Многие реальные газы при давлениях, близких к атмосферному, ведут себя как идеальный газ, поэтому уравнением состояния идеального газа пользуются при решении многих практических задач. Однако для некоторых состояний реального газа (высокое давление или низкая температура) применение уравнений (1.8)–(1.10) приводит к большим ошибкам. По мере повышения давления или при понижении температуры газ сжимается, и расстояние между молекулами уменьшается. В результате силы взаимодействия начинают проявлять

себя в большей степени и поведение реального газа все больше отклоняются от поведения идеального газа.

Необходимо отметить, что полученные соотношения справедливы для индивидуальных веществ, молекулярная масса которых известна. В реальных условиях мы, как правило, имеем дело со смесями газов (например, атмосферный воздух представляет собой смесь большого количества отдельных газов: азот, кислород, углекислый газ, водяной пар и др.).

Смесь газов состоит из отдельных газов, не вступающих между собой в химические реакции. Каждый газ в смеси ведет себя так, как если бы он один занимал весь объем смеси. Молекулы каждого газа оказывают на стенки сосуда давление, которое называется *парциальным*. Поведение смесей идеальных газов подчиняется закону Дальтона, то есть общее давление смеси газов равно сумме парциальных давлений отдельных газов, составляющих смесь:

$$p_{см} = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^n p_i, \quad (1.11)$$

где  $p_1, p_2, \dots, p_n$  – парциальные давления отдельных газов.

Поведение реальных газов не подчиняется закону Дальтона. Отклонение тем больше, чем выше давление.

Газовые смеси могут задаваться массовыми, объемными и мольными долями.

Массовая доля – это отношение массы  $i$ -го газа  $m_i$  к массе смеси  $m_{см}$ :

$$g_1 = m_1/m_{см}; \quad g_2 = m_2/m_{см} \quad \dots \quad g_n = m_n/m_{см}.$$

Очевидно, что

$$m_1 + m_2 + \dots + m_n = m_{см};$$
$$g_1 + g_2 + \dots + g_n = \sum_{i=1}^n g_i = 1. \quad (1.12)$$

Объемная доля – это отношение парциального (приведенного) объема  $i$ -го газа  $V_i$  к объему смеси  $V_{см}$ :

$$r_1 = \frac{V_1}{V_{см}}; \quad r_2 = \frac{V_2}{V_{см}} \quad \dots \quad r_n = \frac{V_n}{V_{см}}.$$

*Парциальный объем* – это объем, который занимал бы данный компонент при температуре и давлении смеси. Его можно определить из закона Бойля–Мариотта. Для каждого газа, входящего в смесь:

$$\begin{aligned} V_1 &= p_{см} V_{см}/p_1; \\ V_2 &= p_{см} V_{см}/p_2; \\ \text{-----} \\ V_n &= p_{см} V_{см}/p_n. \end{aligned}$$

Общий объем смеси  $V_{см}$  идеальных газов равен сумме парциальных объемов всех составляющих смесь газов (закон Амага):

$$\begin{aligned} V_1 + V_2 + \dots + V_n &= \sum_{i=1}^n V_i = V_{см}; \\ r_1 + r_2 + \dots + r_n &= \sum_{i=1}^n r_i = 1. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Мольная доля – это отношение числа молей газа к числу молей смеси:  $\frac{N_{\mu i}}{N_{\mu см}}$ ,

где 
$$N_{\mu i} = \frac{m_i}{\mu_i} \quad \text{и} \quad N_{\mu см} = \frac{m_{см}}{\mu_{см}},$$

где  $\mu_i$  – молярная масса газа;  $\mu_{см}$  – молярная масса смеси;

$$\frac{N_{\mu i}}{N_{\mu см}} = \frac{m_i}{\mu_i} \Big/ \frac{m_{см}}{\mu_{см}} = \frac{m_i}{\mu_i} \cdot \frac{\mu_{см}}{m_{см}} = \frac{\rho_i V_i \mu_{см}}{\rho_{см} V_{см} \mu_i}. \quad (1.14)$$

Из закона Авогадро и уравнения Клапейрона–Менделеева при одинаковых температурах и давлениях следует, что

$$\frac{\rho_i}{\rho_{см}} = \frac{\mu_i}{\mu_{см}} = \frac{R_{см}}{R_i} = \frac{N_{\mu см}}{N_{\mu i}}. \quad (1.15)$$

Следовательно, равенство (1.14) можно записать как

$$\frac{N_{\mu i}}{N_{\mu см}} = \frac{\rho_i}{\rho_{см}} \cdot \frac{V_i \rho_{см}}{V_{см} \rho_i} = \frac{V_i}{V_{см}} = r_i.$$

То есть задание смеси мольными долями равнозначно заданию ее объемными долями.

Соотношение между массовыми и объемными долями определяется следующим образом:

$$g_i = \frac{m_i}{m_{cm}} = \frac{\rho_i V_i}{\rho_{cm} V_{cm}} = \frac{\rho_i}{\rho_{cm}} r_i \quad (1.16)$$

или, с учетом формулы (1.15):

$$g_i = \frac{\rho_i}{\rho_{cm}} r_i = \frac{v_{cm}}{v_i} r_i = \frac{\mu_i}{\mu_{cm}} r_i = \frac{R_{cm}}{R_i} r_i. \quad (1.17)$$

Отсюда

$$r_i = \frac{\rho_{cm}}{\rho_i} g_i = \frac{v_i}{v_{cm}} g_i = \frac{\mu_{cm}}{\mu_i} g_i = \frac{R_i}{R_{cm}} g_i. \quad (1.18)$$

Состояние идеальных газов описывается уравнением Клапейрона:

$$pV = mRT.$$

Смесь идеальных газов, состоящая из  $n$  компонентов, описывается уравнениями

$$\begin{aligned} p_1 V_{cm} &= m_1 R_1 T_{cm}; \\ p_2 V_{cm} &= m_2 R_2 T_{cm}; \\ \hline p_n V_{cm} &= m_n R_n T_{cm}. \end{aligned}$$

После сложения получим

$$(p_1 + p_2 + \dots + p_n) V_{cm} = (m_1 R_1 + m_2 R_2 + \dots + m_n R_n) T_{cm}.$$

Разделим обе части равенства на массу смеси  $m_{cm}$ :

$$p_{cm} \frac{V_{cm}}{m_{cm}} = (g_1 R_1 + g_2 R_2 + \dots + g_n R_n) T_{cm}. \quad (1.19)$$

Из уравнений (1.18) и (1.13) следует

$$r_i = g_i \frac{R_i}{R_{cm}},$$

а

$$\sum r_i = \sum g_i \frac{R_i}{R_{cm}} = 1.$$

Отсюда 
$$R_{см} = \sum_{i=1}^n g_i R_i = (g_1 R_1 + g_2 R_2 + \dots + g_n R_n). \quad (1.20)$$

Подставив формулу (1.20) в уравнение (1.19), получим уравнение состояния смеси:

$$p_{см} V_{см} = m_{см} R_{см} T_{см}.$$

Газовую постоянную смеси можно выразить также через объемные доли. Из уравнений (1.12) и (1.17) получим

$$g_i = r_i \cdot \frac{R_{см}}{R_i};$$

$$\sum_{i=1}^n g_i = \sum_{i=1}^n r_i \cdot \frac{R_{см}}{R_i} = 1;$$

$$R_{см} = \frac{1}{\sum \frac{r_i}{R_i}} = \frac{8,314}{\sum \mu_i r_i}. \quad (1.21)$$

Если известна газовая постоянная смеси  $R_{см}$ , можно определить ее молярную массу:

$$\mu_{см} = \frac{8,314}{R_{см}}, \text{ кг/моль}. \quad (1.22)$$

Если смесь задана массовыми долями,  $\mu_{см}$  определяется из равенств (1.17) и (1.13):

$$r_i = g_i \frac{\mu_{см}}{\mu_i}; \quad \sum_{i=1}^n r_i = 1; \quad \sum_{i=1}^n g_i \frac{\mu_{см}}{\mu_i} = 1;$$

$$\mu_{см} = \frac{1}{(g_1 / \mu_1 + g_2 / \mu_2 + \dots + g_n / \mu_n)} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n g_i / \mu_i}.$$

Если смесь задана объемными долями,  $\mu_{см}$  определяется из равенств (1.12) и (1.17):

$$g_i = r_i \frac{\mu_i}{\mu_{см}}, \quad \sum_{i=1}^n g_i = 1, \quad \sum_{i=1}^n r_i \frac{\mu_i}{\mu_{см}} = 1. \quad (1.23)$$

Отсюда

$$\mu_{см} = \sum_{i=1}^n r_i \mu_i = (r_1 \mu_1 + r_2 \mu_2 + \dots + r_n \mu_n). \quad (1.24)$$

### 1.3. Уравнения состояния реальных газов

Реальные газы отличаются от идеальных тем, что молекулы этих газов имеют конечные собственные размеры и связаны между собой силами взаимодействия, которые имеют электромагнитную природу. При сближении молекул силы притяжения резко уменьшаются и переходят в силы отталкивания, достигающие очень больших значений. В этих условиях законы идеальных газов не могут быть строго применимы к реальным газам.

Одной из первых попыток аналитически описать свойства реальных газов является уравнение состояния Ван-дер-Ваальса (1873 г.)

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT. \quad (1.25)$$

В этом уравнении  $a$  и  $b$  – константы, зависящие от природы вещества. Если рассматривать реальный газ состоящим из молекул, занимающим конечный объем  $v_{мол}$ , и учитывать объем зазоров  $v_{заз}$  между молекулами в плотной упаковке, считая их недеформируемыми шарами, то свободный объем для движения молекул будет равен  $v - b$ , где

$$b = v_{мол} + v_{заз}.$$

Величину  $a/v^2$  называют внутренним давлением: для жидкостей оно принимает очень большое значение, а для газов сравнительно невелико и зависит от давления и температуры.

Физический смысл поправки на давление в реальных газах  $p_{внутр} = a/v^2$  можно объяснить тем, что при наличии сил взаимодействия между молекулами сила ударов о стенки сосуда будет меньше вследствие того, что все молекулы у стенки сосуда притягиваются соседними молекулами внутрь сосуда. Эта поправка  $p_{внутр}$  прямо пропорциональна как числу притягиваемых молекул, так и числу притягивающих

молекул, или прямо пропорциональна квадрату плотности газа  $\rho$ , или обратно пропорциональна квадрату его удельного объема  $v$ :

$$p_{\text{вытп}} = a \rho^2 = \frac{a}{v^2}. \quad (1.26)$$

Сама постоянная  $a$  для каждого газа принимает определенное числовое значение, не зависящее от параметров состояния.

Уравнение Ван-дер-Ваальса является уравнением третьей степени относительно удельного объема газа, что можно легко увидеть, если раскрыть скобки. Как известно, такое уравнение при заданных значениях  $p$  и  $T$  должно иметь три корня. При этом возможны три случая:

- 1) все три корня различны и действительны;
- 2) все три корня действительны и равны между собой;
- 3) один корень действительный и два – мнимых.

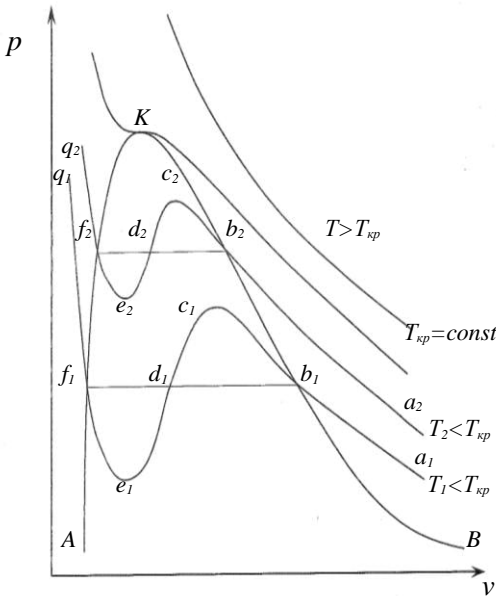


Рис. 1.3.  $p$ - $v$ -Диаграмма реального газа

термы. Прямые  $b_1f_1$  и  $b_2f_2$ , пересекающие эти изотермы, дают три действительных значения удельного объема в точках  $b$ ,  $d$  и  $f$ , то есть эти изотермы соответствуют первому случаю решения уравнения Ван-дер-

В последнем случае, поскольку мнимые корни не имеют физического смысла, реальное значение имеет только один действительный корень.

Если на  $p$ - $v$ -диаграмме построить изотермы, соответствующие уравнению Ван-дер-Ваальса, то они будут иметь вид кривых, изображенных на рис. 1.3.

Из рассмотрения этих кривых видно, что при сравнительно низких температурах  $T_1 < T_{sp}$  и  $T_2 < T_{sp}$  они имеют в средней части волнообразный характер. При этом чем выше температуры  $T_2 > T_1$ , тем короче волнообразная часть изотермы.

Ваальса. Наибольший корень в точке  $b$  соответствует парообразному (газообразному) состоянию, называемому сухим насыщенным паром, а наименьший в точке  $f$  – состоянию кипящей жидкости. Ветвь изотермы, расположенной правее точки  $b_1$ , соответствует различным состояниям перегретого пара при данной температуре.

При определенной температуре  $T = T_{кр}$ , называемой критической изотермой, изотерма уравнения Ван-дер-Ваальса не будет иметь волнообразного участка. На этой изотерме есть точка перегиба, касательная к которой должна быть горизонтальной. Это соответствует второму случаю решения уравнения Ван-дер-Ваальса, когда все три корня действительны и равны между собой – точка  $K$ .

При температуре выше критической  $T > T_{кр}$  изотермы будут похожи на кривые в виде гиперболы. Здесь наблюдается третий случай решения уравнения Ван-дер-Ваальса, когда один корень действительный, а два – мнимых.

В области температур выше критической  $T > T_{кр}$  газ путем сжатия нельзя перевести в жидкое состояние, для этого нужно предварительно охладить его до  $T < T_{кр}$ .

Если соединить все точки  $f_1, f_2$  и так далее, то получится кривая  $AK$ , на которой жидкость находится в состоянии кипения. Кривую  $AK$  называют нижней пограничной кривой – кривой кипящей жидкости. Соответственно кривая  $BK$  представляет собой совокупность состояний сухого насыщенного пара, которую называют верхней пограничной кривой.

Таким образом, для реального газа  $p$ - $v$ -диаграмму можно разбить на три характерные области:

1 – область жидкого состояния, расположенную левее кривой  $AK$ ;

2 – область двухфазного состояния – влажного насыщенного пара, расположенную между пограничными кривыми  $AK$  и  $BK$ ;

3 – область перегретого пара, расположенную правее кривой  $BK$  и выше критической точки  $K$ .

Эти характерные линии и области для реальных газов на основании экспериментов по изотермическому сжатию  $CO_2$  впервые в 1869 г. построил Эндрюс.

Изотермы реального газа на пограничных кривых имеют изломы, которых нет на изотермах Ван-дер-Ваальса. Отсюда следует, что по уравнению Ван-дер-Ваальса превращение газа в жидкость происходит непрерывно, то есть отсутствуют точки начала и конца фазового

перехода. На участках  $ab$  и  $fq$  изотермы реальных газов относительно хорошо согласуются с изотермой Ван-дер-Ваальса. Между точками  $b$  и  $f$  изотермы реального газа изображаются прямой линией  $bf$ , а по уравнению Ван-дер-Ваальса – кривой  $bcdef$ .

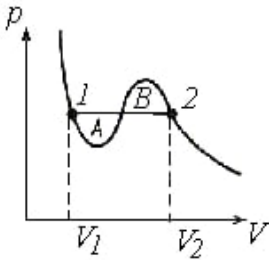


Рис. 1.4. Правило Максвелла

Для решения этой проблемы теории Ван-дер-Ваальса Максвелл предложил выход, который обычно называется максвелловским построением равных площадей или *правилом Максвелла* (рис. 1.4). Горизонтальный участок 1–2 соответствует такой величине давления, при которой площади  $A$  и  $B$  равны друг другу.

Особый интерес представляет критическое состояние вещества в точке  $K$ , когда исчезает различие между жидкостью и паром, становятся равными нулю силы поверхностного натяжения  $\sigma$ , которые являются наиболее ярким проявлением межмолекулярного взаимодействия. В околоскритической области состояний наблюдается высокая растворяющая способность вещества. Эти особенности суб- и сверхкритических «флюидов» в роли экстрагентов и растворителей, как перспективный технологический прием, используются в процессах выделения, очистки и фракционирования в пищевой, фармацевтической, парфюмерной, химической и нефтеперерабатывающих отраслях промышленности. Этот подход, как правило, отличают высокое качество получаемой продукции, эффективность и экологическая безопасность осуществляемых процессов. При этом решаются проблемы создания экономичных малоотходных и энерго-сберегающих технологий.

Учитывая, что в критической точке все три корня уравнения Ван-дер-Ваальса равны, путем несложных преобразований можно определить параметры состояния в критической точке:

$$v_{кр} = 3b, \quad (1.27)$$

$$p_{кр} = \frac{a}{27b^2}, \quad (1.28)$$

$$T_{кр} = \frac{8a}{27bR}. \quad (1.29)$$

Уравнение Ван-дер-Ваальса для количественного описания не всегда пригодно, поскольку результаты расчетов расходятся с экспериментом, особенно при больших плотностях газа, качественно оно правильно описывает состояния реальных газов. Уравнение Ван-дер-Ваальса сыграло революционную роль в теории жидкости и газа, так как с его помощью были объяснены некоторые закономерности термодинамического поведения реальных газов: фазовые переходы, критические явления, эффект Джоуля–Томсона и другие.

Уравнение Ван-дер-Ваальса послужило основой для создания и развития теории термодинамического подобия. Подстановка значений  $a$ ,  $b$  и  $R$ , выраженных через критические параметры (1.27)–(1.29) в уравнение Ван-дер-Ваальса, дает возможность привести его к безразмерной форме:

$$\left( \pi + \frac{3}{\varphi^2} \right) (3\varphi - 1) = 8\tau, \quad (1.30)$$

где

$$\pi = \frac{p}{p_{кр}}, \quad \varphi = \frac{v}{v_{кр}}, \quad \tau = \frac{T}{T_{кр}}$$

– безразмерные переменные, называемые приведенными параметрами.

Если разные газы имеют одинаковые  $\pi$ ,  $\varphi$  и  $\tau$ , то их состояния называют соответственными. Так как уравнение (1.30) не содержит каких-либо констант, связанных с индивидуальными свойствами вещества, то можно предположить, что все газы в соответственных состояниях ведут себя одинаковым образом. Такое уравнение называется приведенным уравнением состояния.

Согласно закону соответственных состояний, если два вещества имеют по два одинаковых приведенных параметра, то и третий приведенный параметр будет равен, и вещества будут находиться в соответственных состояниях.

Вещества, находящиеся в соответственных состояниях, называются термодинамически подобными. Закон соответственных состояний позволяет определять свойства другого вещества, находящегося в соответственном состоянии, если известны свойства одного из них. Такой метод определения свойств веществ называется *методом*

*термодинамического подобия*. Эти свойства приведенных параметров состояния используются для определения коэффициента сжимаемости или неидеальности  $z$  в формально записанном уравнении для реальных газов

$$pv = zRT \quad (1.31)$$

по  $zP$ -диаграмме для идеальных газов  $z = 1$  (рис. П. 1 Приложения).

Известно большое количество попыток составления уравнений состояния реальных газов. Наиболее убедительным с физической точки зрения является использование явления ассоциации – образование устойчивых молекулярных групп из двух, трех, четырех и более молекул. Такой газ можно рассматривать как «смесь» нескольких газов, частицами которых являются образующиеся группы молекул.

В наиболее общем виде уравнения (1.31) можно представить как ряд по степеням плотности

$$z = \frac{pv}{RT} = 1 + \frac{B(T)}{v} + \frac{C(T)}{v^2} + \dots = 1 + \sum_1^n \frac{\beta_n}{v^n}, \quad (1.32)$$

где  $\beta_n$  – зависящие от температуры функции. Здесь они выступают как вириальные коэффициенты, учитывающие парные  $B(T)$ , тройные  $C(T)$  и так далее силы взаимодействия молекул в группах. Область справедливости вириальных коэффициентов определяется сходимостью рядов.

В области высоких значений удельного объема (низкой плотности) можно ограничиться меньшим числом членов ряда  $n$ . По мере уменьшения  $v$  (повышения плотности) число членов ряда  $n$  должно увеличиваться. Расчеты вириальных коэффициентов достаточно сложны и поэтому уравнения вида (1.32) используются в основном при интерпретации поведения реальных газов с позиции законов физики.

Большинство существующих уравнений состояния реальных газов применимо в узком интервале переменных. В связи с этим в инженерной практике широкое распространение получили различные таблицы и диаграммы, составленные с использованием экспериментальных данных.

## 1.4. Задания для самостоятельной работы

*Задача 1.1.* Определить массу газа, содержащегося в баллоне объемом  $V=100$  л, если манометр показывает  $p_{ман}$ . Параметры окружающей среды соответствуют нормальным физическим условиям.

Последняя цифра шифра	Газ	Предпоследняя цифра шифра	Показания манометра, $p_{ман}$ , кгс/см <sup>2</sup>
0	$O_2$	0	10
1	$N_2$	1	11
2	$CH_4$	2	12
3	$H_2$	3	13
4	$CO$	4	14
5	$O_2$	5	15
6	$N_2$	6	16
7	$CH_4$	7	17
8	$H_2$	8	18
9	$CO$	9	19

*Задача 1.2.* Определить размер шара, заполненного легким газом, необходимого для подъема груза массой  $M$ . Параметры окружающей среды соответствуют нормальным физическим условиям.

Последняя цифра шифра	Газ	Предпоследняя цифра шифра	Масса груза, $M$ , кг
0	$He$	0	5
1	$He$	1	10
2	$He$	2	15
3	$He$	3	20
4	$He$	4	25
5	$H_2$	5	5
6	$H_2$	6	10
7	$H_2$	7	15
8	$H_2$	8	20
9	$H_2$	9	25

*Задача 1.3.* Определить газовую постоянную, кажущуюся молекулярную массу и плотность продуктов сгорания углеводородного топлива, находящихся при температуре  $t_{нз}$  и давлении  $p$ , если известен их объемный состав. Определить массовый состав этой смеси.

Последняя цифра шифра	Объемный состав продуктов сгорания, $r_i$				Предпоследняя цифра шифра	Температура, $t_{нз}, ^\circ\text{C}$	Давление, $p$ , мм рт. ст.
	$\text{CO}_2$	$\text{H}_2\text{O}$	$\text{N}_2$	$\text{O}_2$			
0	16	14	65	5	0	400	755
1	15	15	66	4	1	450	754
2	14	16	67	3	2	500	753
3	17	13	68	2	3	550	752
4	13	17	69	1	4	600	751
5	13	13	70	4	5	650	750
6	14	12	71	3	6	700	749
7	12	14	72	2	7	750	748
8	15	11	73	1	8	800	747
9	13	12	74	1	9	850	746

*Задача 1.4.* Пользуясь теорией термодинамического подобия с помощью  $z\pi$ -диаграммы, рассчитать значения удельного объема и плотности газа при заданных параметрах  $p$  и  $T$  и сравнить их с данными, полученными по уравнениям состояния идеальных газов. Рассчитать расхождение между результатами расчетов  $\delta = \frac{v_{из}}{v_{z\pi}} \cdot 100 \%$ . Критические параметры некоторых газов представлены в табл. П. 6 Приложения.

Критические параметры некоторых газов представлены в табл. П. 6 Приложения.

Последняя цифра шифра	$p$ , бар	$T$ , К	Предпоследняя цифра шифра	Газ
0	50	350	0	воздух
1	60	370	1	$\text{CO}_2$
2	70	390	2	$\text{N}_2$
3	80	410	3	$\text{H}_2$
4	90	430	4	$\text{O}_2$
5	50	450	5	$\text{CH}_4$
6	60	470	6	$\text{C}_2\text{H}_6$
7	70	490	7	$\text{NH}_3$
8	80	510	8	$\text{SO}_2$
9	90	530	9	$\text{CO}$

## Глава 2. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ ЗАКРЫТЫХ СИСТЕМ

### 2.1. Виды энергии

Первый закон термодинамики является частным случаем всеобщего закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым и механическим явлениям, протекающим в термодинамических системах, и формулируемого следующим образом: энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одного вида в другой в различных физических, химических и других процессах.

Неотъемлемым свойством материи является движение. Мерой движения является энергия. Тела при взаимодействии обмениваются количеством движения – энергией.

В термодинамике нас интересует преобразование тепловой энергии (теплоты) в механическую энергию (работу). Роберт Майер в 1842 г. на основании опытов установил прямую пропорциональность между затраченной теплотой  $Q$ , Дж и полученной работой  $L$ , Дж:

$$Q = L, \text{ Дж.}$$

Причем в установленном *соотношении Майера* говорится не только об эквивалентности теплоты и работы, то есть о количественном постоянстве энергии, но и об изменении качества самой энергии, ведь происходят взаимопревращения различных форм движения.

Полная энергия газа  $E$  состоит из внешней  $E_{\text{внеш}}$  и внутренней  $U$ :

$$E = E_{\text{внеш}} + U,$$

где  $E_{\text{внеш}}$  представляет собой энергию газа как единого целого и энергию газа в поле сил тяжести, Дж;  $U$  – внутренняя энергия газа, Дж.

На практике удобнее пользоваться удельной внутренней энергией, Дж/кг:

$$u = \frac{U}{m}.$$

Внутреннюю энергию можно представить в виде суммы:

$$u_{\text{внутр}} = u_{\text{пост}} + u_{\text{вращ}} + u_{\text{колеб}} + u_{\text{взаим}},$$

где  $u_{\text{пост}}$  – энергия поступательного движения частиц (молекул);  $u_{\text{вращ}}$  – энергия вращательного движения частиц (молекул);  $u_{\text{колеб}}$  – энергия колебательного движения частиц (молекул);  $u_{\text{взаим}}$  – энергия взаимодействия между молекулами (учитывается в реальных газах).

Сумма  $u_{\text{пост}} + u_{\text{вращ}} + u_{\text{колеб}}$  представляет собой кинетическую составляющую внутренней энергии, а  $u_{\text{взаим}}$  – потенциальная составляющая внутренней энергии. Поскольку кинетическая составляющая внутренней энергии определяется температурой газа, а потенциальная ее составляющая при заданной температуре зависит еще и от удельного объема  $v$  или давления  $p$  (от  $v$  или  $p$  зависит расстояние между молекулами), то полная внутренняя энергия является функцией двух параметров. Такие величины являются термодинамическими параметрами состояния.

Кинетическая составляющая зависит от температуры, потенциальная – от давления. Следовательно:

$$u = f_1(T, p);$$

$$u = f_2(T, v);$$

$$u = f_3(p, v).$$

Внутренняя энергия идеального газа является функцией только температуры:

$$u_{\text{ид.г}} = f_4(T).$$

Внутренняя энергия сложной системы равна сумме внутренних энергий отдельных ее частей, то есть обладает свойствами аддитивности. Внутренняя энергия является функцией состояния, она определяется состоянием, в котором система находится в данный момент, ее изменение  $\Delta u$  в термодинамическом процессе не зависит от пути протекания процесса и определяется только начальным и конечным состоянием системы.

Предположим, что тело из состояния 1 переходит в состояние 2 тремя различными термодинамическими процессами  $a, b, c$  (рис. 2.1).

При этом происходит изменение внутренней энергии на следующую величину:

– в процессе  $a$

$$\Delta u_a = u_2 - u_1;$$

– в процессе  $b$

$$\Delta u_b = u_2 - u_1;$$

– в процессе  $c$

$$\Delta u_c = u_2 - u_1.$$

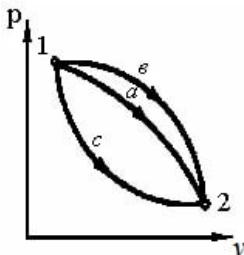


Рис. 2.1. Изменение внутренней энергии

$$\Delta u_a = \Delta u_b = \Delta u_c$$

Таким образом,  $\Delta u_a = \Delta u_b = \Delta u_c$ , или  $\oint du = 0$ .

Бесконечно малое изменение внутренней энергии  $du$  есть полный дифференциал внутренней энергии. Для идеального газа

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p = \frac{du}{dT},$$

так как  $u_{ид.г.}$  является функцией только температуры.

*Энергия* – это мера движения материи. При протекании термодинамических процессов тела, участвующие в этих процессах, обмениваются энергией. Передача энергии от одного тела к другому может происходить двумя способами.

*Первый способ* реализуется при непосредственном соприкосновении тел с различной температурой в результате обмена кинетической энергией между молекулами соприкасающихся тел, либо в результате переноса внутренней энергии тел путем электромагнитных волн (излучением). При этом энергия передается от более нагретого тела к менее нагретому.

Количество переданной энергии называется *количеством теплоты*, способ передачи энергии – передача в форме теплоты, или микрофизическая форма передачи энергии. Теплота обозначается символом  $Q$ . Единицей измерения является *Дж* и кратные величины.

Удельное количество теплоты, Дж/кг:

$$q = \frac{Q}{m}.$$

Подведенную к телу теплоту принято считать положительной, отведенную от тела – отрицательной. Здесь и в дальнейшем при описании элементарного количества теплоты  $\delta q$  вместо оператора  $d$  используется обозначение  $\delta$ , так как элементарное количество теплоты не являются полным дифференциалом теплоты, в отличие от дифференциала внутренней энергии  $du$ , и его нельзя называть приращением теплоты.

Количество теплоты, участвующей в термодинамическом процессе, зависит от процесса перехода тела из начального состояния в конечное. Теплота передается только при наличии термодинамического процесса. Нет процесса – нет теплоты.

*Второй способ* передачи энергии связан с наличием силовых полей или внешнего давления. Передача энергии происходит либо при движении тела в силовом поле, либо в результате изменения объема

под действием внешнего давления. В этом случае энергия передается в форме работы (макрофизическая форма передачи энергии). Количество переданной энергии в процессе называется *работой*.

Работа обозначается символом  $L$ , единица измерения работы – Дж и кратные величины. Удельная работа, Дж/кг:

$$l = \frac{L}{m}.$$

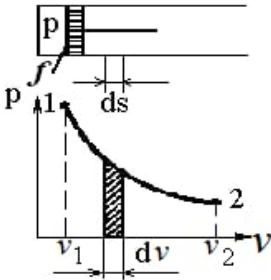


Рис. 2.2. Процесс 1–2 расширения рабочего тела в цилиндре с поршнем и совершенная им работа – площадь  $v_1 l 2 v_2 v_1$

При расширении газ (рабочее тело) совершает работу против внешних сил; при сжатии внешние силы совершают работу над газом (рабочим телом). Работу, совершаемую газом, принято считать положительной, работу, совершаемую над газом, – отрицательной.

Элементарное количество работы  $\delta l$ , как и теплоты  $\delta q$ , не является полным дифференциалом работы  $l$ , и его нельзя назвать приращением работы, поэтому вместо оператора  $d$  используется обозначение  $\delta$ .

Допустим, в цилиндре с поршнем находится 1 кг рабочего тела (газа) под давлением  $p$ , площадь поршня –  $f$ . Газ, расширяясь, переходит из состояния 1 в состояние 2 (рис. 2.2). При этом поршень перемещается и совершается работа  $l$ .

При изменении объема на бесконечно малую величину  $dv$  совершается элементарная работа  $\delta l$ , равная произведению действующей силы на путь ее действия. Действующая сила –  $pf$ , путь действия –  $ds$ . Тогда

$$\begin{aligned} \delta l &= pf \cdot ds, \\ f \cdot ds &= dv, \\ \delta l &= p dv. \end{aligned} \tag{2.1}$$

Формула (2.1) является аналитическим выражением работы изменения объема.

При переходе рабочего тела из состояния 1 в состояние 2 объем меняется от  $v_1$  до  $v_2$ . Удельная работа, участвующая в процессе:

$$l_{12} = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (2.2)$$

В  $p$ - $v$ -диаграмме площадь  $12v_2v_11$  также равна  $\int_{v_1}^{v_2} p dv$ . Следовательно, в  $p$ - $v$ -диаграмме площадь, заключенная между кривой процесса (1–2) крайними ординатами (1– $v_1$  и 2– $v_2$ ) и отрезком оси абсцисс ( $v_1 - v_2$ ), в определенном масштабе равна удельной работе процесса.

Допустим, расширение газа происходит тремя разными процессами ( $a$ ,  $b$ ,  $c$ ) при одних и тех же начальном (1) и конечном (2) состояниях (рис. 2.3). Площадь, изображающая работу под кривой  $a$ , больше, чем площадь, изображающая работу под кривой  $b$ . Площадь, изображающая работу под кривой  $b$ , больше, чем площадь, изображающая работу под кривой  $c$ .

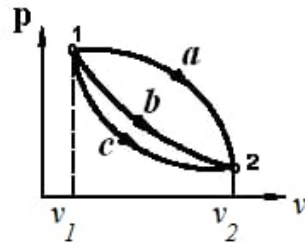


Рис. 2.3. График зависимости работы расширения от процесса

Это значит, что  $l_a > l_b > l_c$ . То есть работа расширения, как и количество теплоты, зависит не только от начального и конечного состояний газа, но и от характера процесса перехода рабочего тела из одного состояния в другое. Работа не является параметром состояния. Работа связана с процессом. Нет процесса – нет работы.

## 2.2. Аналитическое выражение первого закона термодинамики

Пусть в цилиндре с поршнем находится 1 кг газа. Подведем к нему элементарное количество теплоты  $\delta q$ . В результате увеличения скорости движения молекул увеличится кинетическая энергия их поступательного движения, что повлечет за собой возрастание числа и силы ударов молекул о стенки сосуда и перемещение поршня, который пройдет путь  $ds$ , совершая элементарную работу  $\delta l$ . Вследствие

изменения объема газа изменится среднее расстояние между молекулами, это приведет к изменению потенциальной энергии сил взаимодействия. Таким образом, при подводе теплоты совершается работа и изменяются все составляющие внутренней энергии. Отсюда аналитическое выражение первого закона термодинамики

$$\delta q = du + \delta l \quad (2.3)$$

или выражение для выполнения расчетов:

$$\delta q = du + pdv. \quad (2.4)$$

Если к одному килограмму газа подвести конечное количество теплоты  $q$ , то аналитическое выражение первого закона термодинамики запишется следующим образом:

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

Формулы (2.3)–(2.5) показывают, что теплота, подведенная к рабочему телу, затрачивается на изменение его внутренней энергии и на совершение работы.

Американский физик *Гиббс* ввел в термодинамику сложную функцию вида

$$h = u + pv, \frac{Дж}{кг}, \quad (2.6)$$

которую назвали *энтальпией*.

Основываясь на этой величине он получил другое аналитическое выражение первого закона термодинамики:

$$\delta q = dh - vdp. \quad (2.7)$$

Как уже говорилось, во второй половине XVIII века была создана паровая машина, которая превращала тепловую энергию сгоревшего топлива в механическую.

Изобретение паровой машины и наблюдение за различными процессами, связанными с выделением теплоты (трение, сверление стволов пушек), привлекли внимание ученых к тепловым явлениям и связи теплоты с механической энергией. Возник вопрос о природе теплоты. Тогда же, в XVIII веке, появилась теория теплорода. Теплоту рассматривали как особое невесомое, неуничтожаемое и несоздаваемое вещество – теплород. Поэтому законы превращения энергии освещались неправильно. В дальнейшем теория теплорода была заменена корпускулярной теорией, согласно которой теплота представляла собой только энергию вращательного движения корпускул (молекул).

Развивающаяся кинетическая теория вещества дала возможность объяснить закон сохранения и превращения энергии как переход одной формы движения в другую. Например, механическая энергия – это энергия движения больших тел (макротел), тепловая энергия – энергия неупорядоченного движения молекул (микротел). Переход теплоты в работу представляет собой переход энергии неупорядоченно движущихся молекул (микротел) в энергию движения больших тел (макротел).

Первый закон термодинамики является частным случаем всеобщего закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым и механическим явлениям. Его можно сформулировать следующим образом: во всех тех случаях, когда исчезает некоторое количество тепловой энергии, возникает вполне определенное количество механической энергии, и, наоборот, при совершении какой-либо работы появляется вполне определенное количество тепловой энергии:

$$Q = L,$$

где  $Q$  – исчезнувшее количество тепловой энергии;  $L$  – работа, совершенная за счет возникшей механической энергии ( $Q$  и  $L$  в одних и тех же единицах измерения энергии). Эта форма записи не означает, что вся теплота превращается в работу или что вся работа превращается в теплоту; она показывает эквивалентность теплоты и работы.

Существуют различные формулировки первого закона термодинамики:

- 1) невозможно ни возникновение, ни исчезновение энергии;
- 2) невозможно построить вечный двигатель первого рода, то есть двигатель, который совершает работу, не потребляя энергии (производит механическую энергию из ничего);
- 3) любая форма движения способна и вынуждена, при определенных для каждого случая условиях, превращаться, прямо или косвенно, в любую другую форму движения.

### 2.3. Теплоемкость газов

При проектировании тепловой аппаратуры нужно знать количество теплоты, участвующей в процессах, протекающих в этих аппаратах. Для расчета этой теплоты была введена специальная физическая характеристика вещества – *теплоемкость*.

*Истинная теплоемкость* – отношение элементарного количества теплоты  $\delta Q$  в термодинамическом процессе к бесконечно малому изменению температуры  $dT$  в том же процессе:

$$C_{ист} = \frac{\delta Q}{dT}. \quad (2.8)$$

Для конечного процесса 1–2 вводится понятие средней теплоемкости как отношение полного количества теплоты  $Q_{1-2}$  к изменению температуры:

$$C_{m1-2} = \frac{Q_{1-2}}{T_2 - T_1}. \quad (2.9)$$

В практических расчетах количество теплоты можно рассчитать, если известна удельная теплоемкость вещества, участвующего в данном процессе.

*Удельная теплоемкость* – это количество теплоты, которую нужно подвести к единице количества вещества для изменения его температуры на 1 К (1 С). Если в качестве единицы количества вещества берется единица массы 1 кг, теплоемкость называется массовой, обозначается –  $c$ , единица измерения – Дж/кг К.

Если берется единица объема 1 м<sup>3</sup> при нормальных условиях, теплоемкость называется объемной ( $c'$ ), ее единица измерения – Дж/м<sup>3</sup><sub>н.у.</sub> К.

Если берется единица количества вещества 1 моль, теплоемкость называется мольной, обозначается как  $\mu c$ , ее единица измерения – Дж/моль К.

Соотношение между указанными теплоемкостями может быть выражено следующими зависимостями:

$$c = \frac{\mu c}{\mu};$$

$$c' = \frac{\mu c}{22,4};$$

$$c' = c \rho_{ny},$$

где  $\rho_{ny}$  – плотность газа при нормальных условиях.

Учитывая, что теплота является функцией процесса, можно предположить, что и теплоемкость также будет являться функцией процесса. Проанализируем ее поведение при некоторых частных случаях процессов. В качестве таковых при анализе чаще всего используются процессы, в которых остается постоянным один из основных параметров состояния:  $v$ ,  $p$  и  $T$ .

Процесс при  $v = const$  (изохорный):

$$c = \left( \frac{\delta q}{dT} \right)_v .$$

Используя аналитическое выражение первого закона термодинамики (2.5) применительно к рассматриваемому изохорному процессу, получим

$$c_v = \frac{du}{dT} .$$

Тогда, учитывая, что внутренняя энергия является функцией состояния, получим рабочую формулу для расчета изменения внутренней энергии:

$$du = c_v \cdot dT . \quad (2.10)$$

Процесс при  $p = const$  (изобарный):

$$c = \left( \frac{\delta q}{dT} \right)_p .$$

Используя другое аналитическое выражение первого закона термодинамики (2.7) применительно к рассматриваемому изобарному процессу, получим

$$c_p = \frac{dh}{dT} .$$

Тогда учитывая, что энтальпия является функцией состояния, получим рабочую формулу для расчета изменения энтальпии:

$$dh = c_p \cdot dT . \quad (2.11)$$

Проведенный анализ частных случаев процессов подтверждает, что теплота является функцией процесса, то есть количество теплоты будет зависеть от характера изменения состояния рабочего тела.

Проанализируем возможную связь между изохорной и изобарной теплоемкостями. Для этого запишем выражение (2.6) в дифференциальном виде:

$$dh = du + d(pv).$$

Используя полученные выражения (2.10), (2.11) и (1.9), получим

$$c_p dT = c_v dT + R dT.$$

После преобразований получим выражения:

$$c_p - c_v = R, \tag{2.12}$$

или

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu R,$$

называемые *уравнением Майера*.

Опыт и теоретические положения показывают, что теплоемкость газа зависит от температуры и давления:

$$c = \varphi(p, t).$$

При этом зависимость от температуры больше, чем от давления.

Теплоемкость идеальных газов от давления не зависит:

$$c = \varphi(t).$$

Иногда влиянием давления пренебрегают и для реальных газов (но не всегда). Зависимость  $c = \varphi(t)$  показана на рис. 2.4. Так как теплоемкость зависит от параметров состояния, особенно от температуры,

Рис. 2.4. График зависимости теплоемкости от температуры

для определения истинной теплоемкости нужно взять отношение не конечных  $q$  и  $\Delta t$ , а бесконечно малых величин, то есть истинная теплоемкость записывается в виде

$$c = \frac{\delta q}{dt}. \tag{2.13}$$

Пользуясь формулой (2.13), можно определить количество теплоты  $q$ , подведенное к телу при изменении его температуры от  $t_1$  до  $t_2$ :

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt . \quad (2.14)$$

Для решения уравнения (2.14) нужно знать функцию

$$c = f(t)$$

для данного газа и произвести интегрирование в интервале от  $t_1$  до  $t_2$ . Для упрощения расчетов воспользуемся понятием средней теплоемкости. Заштрихованная площадь  $12t_2t_1l$  (рис. 2.4) описывается правой частью выражения (2.14) и соответствует количеству теплоты  $q$ .

Если заменить эту площадь равновеликой площадью прямоугольника высотой  $c_m$ , то можно записать:

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt = c_m (t_2 - t_1),$$

где  $c_m$  – средняя теплоемкость в интервале температур от  $t_1$  до  $t_2$ .

Значением  $c_m$  мы не располагаем, поэтому интеграл в уравнении (2.14) заменяем двумя интегралами:

$$q = \int_0^{t_2} c dt - \int_0^{t_1} c dt ,$$

что равнозначно определению площади  $12t_2t_1l$  как разницы между площадями  $a2t_2oa$  и  $alt_1oa$ . Затем, заменив эти площади равновеликими площадями прямоугольников с высотами  $c_m$  и  $c_m$ , получаем

$$q = c_{m0}^{t_2} t_2 - c_{m0}^{t_1} t_1, \quad (2.15)$$

откуда для средней теплоемкости в интервале температур от  $t_1$  до  $t_2$  можно записать:

$$c_m = \frac{c_{m0}^{t_2} t_2 - c_{m0}^{t_1} t_1}{t_2 - t_1}.$$

Значения средних теплоемкостей от 0 до температуры  $t$  представляются в виде таблиц термодинамических свойств веществ.

Определить теплоемкость методами термодинамики невозможно. Поэтому первоначально значение теплоемкости определяли только экспериментальным путем. Развитие науки о строении вещества позволило подойти к определению теплоемкости теоретически, используя методы молекулярно-кинетической теории и квантовой механики. Но пока эти методы не нашли широкого распространения либо из-за недостаточной точности полученных результатов, либо из-за сложности и трудоемкости.

Согласно молекулярно-кинетической теории теплоемкости, энергия молекулы равномерно распределяется по степеням свободы. Для идеального газа

$$\mu c_v = n_1 \frac{\mu R}{2} = 4157 n_1, \quad (2.16)$$

где  $n_1$  – число степеней свободы. Элементарная теория теплоемкости не учитывает энергию внутримолекулярных колебаний, а исходит только из рассмотрения поступательного и вращательного видов движения молекул. Согласно этой теории, одноатомная молекула обладает тремя степенями свободы, двухатомная (и любой другой атомности линейная молекула) – пятью, а трех- и многоатомная нелинейная молекула – семью степенями свободы.

Ниже приведены результаты расчета по формуле (2.16) теплоемкостей  $\mu c_v$  и  $\mu c_p$  газов, состоящих соответственно из одно-, двух- и трехатомных молекул:

$$\mu c_v = 12,56 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}; \quad \mu c_p = 20,93 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}};$$

$$\mu c_v = 20,93 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}; \quad \mu c_p = 29,31 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}};$$

$$\mu c_v = 29,31 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}; \quad \mu c_p = 37,68 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}.$$

Результаты расчетов, полученные по формуле (2.16) для одноатомных газов, близки к действительным значениям.

Результаты для двухатомных газов существенно расходятся с действительными значениями (их можно использовать для ориентировочных расчетов).

Результаты для трехатомных газов нельзя применять даже для ориентировочных расчетов. Связано это с тем, что данная теория не учитывает энергию колебательного движения атомов внутри молекул и зависимость теплоемкости от температуры. Количество энергии, идущее на увеличение внутримолекулярных колебаний, и зависимость теплоемкости от температуры газа учитывает квантовая теория теплоемкости, согласно которой

$$\mu c_v = n_1 \frac{\mu R}{2} + \sum_{i=1}^{n_2} \mu R \psi \left[ \frac{\theta_i}{T} \right]^2,$$

где

$$\psi = \frac{e^{\theta/T}}{(e^{\theta/T} - 1)^2},$$

(здесь  $e$  – основание натурального логарифма);  $n_2$  – число колебательных степеней свободы;  $\theta$  – характеристическая температура колебательного движения:

$$\theta = \frac{h\nu'}{k_B},$$

где  $h$  – постоянная Планка;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $\nu'$  – частота колебания.

Важное значение в термодинамике имеет отношение  $c_p/c_v$ , обозначаемое как

$$\kappa = c_p/c_v, \quad (2.17)$$

где  $\kappa$  – показатель адиабаты. Величина  $\kappa$  зависит от атомности газа и его значение можно определить, основываясь на рассмотренной

выше молекулярно-кинетической теории. Если газ одноатомный, то  $\kappa = 1,66$ , если газ двухатомный, то  $\kappa = 1,40$ , если газ трехатомный, то  $\kappa = 1,29$ .

Показатель адиабаты также зависит и от температуры, но слабо, обычно принимают его для данного газа постоянным. Пользуясь этой величиной, можно из уравнения Майера получить некоторые часто применяемые зависимости.

Разделим обе части уравнения на  $c_v$ :

$$\frac{c_p}{c_v} - 1 = \frac{R}{c_v}$$

или

$$\kappa - 1 = \frac{R}{c_v},$$

откуда

$$c_v = \frac{R}{\kappa - 1}. \quad (2.18)$$

Умножив обе части равенства (2.18) на  $\frac{c_p}{c_v} = \kappa$ , получим

$$c_p = \frac{\kappa R}{\kappa - 1}. \quad (2.19)$$

Рассмотренные ранее удельные теплоемкости в зависимости от характера процесса изменения состояния можно свести в табл. 2.1.

Таблица 2.1

**Таблица теплоемкостей**

Теплоемкость	Истинная		Средняя	
	$v = const$	$p = const$	$v = const$	$p = const$
Массовая	$c_v$	$c_p$	$c_{vm}$	$c_{pm}$
Мольная	$\mu c_v$	$\mu c_p$	$\mu c_{vm}$	$\mu c_{pm}$
Объемная	$c'_v$	$c'_p$	$c'_{vm}$	$c'_{pm}$

Таким образом, при проведении расчета теплоты важно установить, какую теплоемкость нужно использовать.

Пользуясь таблицами теплоемкостей отдельных газов, можно рассчитать теплоемкость газовых смесей.

Если смесь задана массовыми долями, массовая теплоемкость определяется из выражения

$$c_{v_{см}} = g_1 c_{v_1} + g_2 c_{v_2} + \dots + g_n c_{v_n} = \sum_{i=1}^n g_i c_{v_i}; \quad (2.20)$$

$$c_{p_{см}} = g_1 c_{p_1} + g_2 c_{p_2} + \dots + g_n c_{p_n} = \sum_{i=1}^n g_i c_{p_i}. \quad (2.21)$$

Если смесь задана объемными долями, можно рассчитать объемную теплоемкость:

$$c'_{v_{см}} = r_1 c'_{v_1} + r_2 c'_{v_2} + \dots + r_n c'_{v_n} = \sum_{i=1}^n r_i c'_{v_i}; \quad (2.22)$$

$$c'_{p_{см}} = r_1 c'_{p_1} + r_2 c'_{p_2} + \dots + r_n c'_{p_n} = \sum_{i=1}^n r_i c'_{p_i}. \quad (2.23)$$

Молярная теплоемкость смеси газов равна сумме произведений объемных долей отдельных газов на их молярные теплоемкости:

$$\mu c_{v_{см}} = r_1 \mu c_{v_1} + r_2 \mu c_{v_2} + \dots + r_n \mu c_{v_n} = \sum_{i=1}^n r_i \mu c_{v_i}; \quad (2.24)$$

$$\mu c_{p_{см}} = r_1 \mu c_{p_1} + r_2 \mu c_{p_2} + \dots + r_n \mu c_{p_n} = \sum_{i=1}^n r_i \mu c_{p_i}. \quad (2.25)$$

Все способы образования смесей можно разделить на три группы:

- 1) смешение газов при постоянном объеме;
- 2) смешение газовых потоков;
- 3) смешение газов при наполнении резервуара.

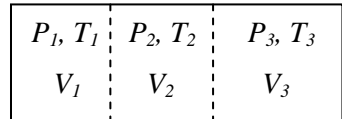


Рис. 2.5. Смешение газов при постоянном объеме

### ***Смешение газов при постоянном объеме***

Несколько газов с давлениями  $p_1, p_2, p_3$  и температурами  $T_1, T_2, T_3$  занимают объемы  $V_1, V_2, V_3$  (рис. 2.5). Если убрать перегородки, газы смешаются. Объем образовавшейся смеси будет равен

$$V_{см} = V_1 + V_2 + V_3.$$

Масса смеси

$$m_{см} = m_1 + m_2 + m_3.$$

Предполагается, что при образовании смеси газы не совершают работу и отсутствует теплообмен с окружающей средой, то есть  $Q$  и  $L$  равны нулю. Тогда, согласно первому закону термодинамики, внутренняя энергия смеси равна сумме внутренних энергий отдельных газов до смешения:

$$U_{см} = U_1 + U_2 + U_3.$$

При  $c_v = const$

$$m_{см} c_{v см} t_{см} = m_1 c_{v_1} t_1 + m_2 c_{v_2} t_2 + m_3 c_{v_3} t_3,$$

отсюда

$$t_{см} = \frac{m_1 c_{v_1} t_1 + m_2 c_{v_2} t_2 + m_3 c_{v_3} t_3}{m_{см} c_{v см}} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i c_{v_i} t_i}{m_{см} c_{v см}} = \frac{\sum_{i=1}^n g_i c_{v_i} t_i}{c_{v см}}.$$

С учетом формулы (2.20) можно записать:

$$t_{см} = \frac{\sum_{i=1}^n g_i c_{v_i} t_i}{\sum_{i=1}^n g_i c_{v_i}}. \quad (2.26)$$

Из уравнения

$$p_{см} V_{см} = m_{см} R_{см} T_{см}$$

вытекает

$$p_{см} = \frac{m_{см} R_{см} T_{см}}{V_{см}}. \quad (2.27)$$

Зная температуру, объем и давление, можно определить все остальные параметры смеси газов.

### **Смешение газовых потоков**

Смешение газов происходит в результате соединения нескольких потоков в одном канале (рис. 2.6). Считаем процесс адиабатным и протекающим без совершения работы. Учитывая первый закон термодинамики для потока, полная энергия газового потока равна сумме полных энергий отдельных потоков:

$$m_{см} \left( h_{см} + \frac{w_{см}^2}{2} \right) = m_1 \left( h_1 + \frac{w_1^2}{2} \right) + m_2 \left( h_2 + \frac{w_2^2}{2} \right) + m_3 \left( h_3 + \frac{w_3^2}{2} \right).$$

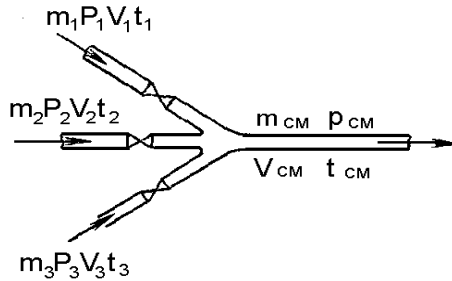


Рис. 2.6. Смешение газовых потоков

При малых скоростях потока кинетическая энергия потока мала по сравнению с энтальпией и ею можно пренебречь:

$$m_{см}h_{см} = m_1h_1 + m_2h_2 + m_3h_3$$

или

$$h_{см} = g_1h_1 + g_2h_2 + g_3h_3.$$

Учитывая, что

$$h = c_p t,$$

запишем

$$c_{pсм}t_{см} = g_1c_{p1}t_1 + g_2c_{p2}t_2 + g_3c_{p3}t_3;$$

$$t_{см} = \frac{\sum_{i=1}^n g_i c_{p_i} t_i}{\sum_{i=1}^n g_i c_{p_i}}; \quad (2.28)$$

$$p_{см} = p_1 = p_2 = p_3; \quad m_{см} = m_1 + m_2 + m_3.$$

Далее из характеристического уравнения

$$V_{см} = \frac{m_{см} R_{см} T_{см}}{p_{см}}.$$

### **Смешение газов при наполнении резервуара**

В резервуар объемом  $V$ , содержащий газ массой  $m_1$  (кг) с параметрами  $p_1, T_1$ , по трубопроводу поступает газ массой  $m_2$  (кг) и с параметрами  $p_2, T_2$  (рис. 2.7).

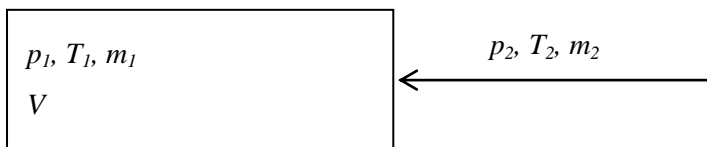


Рис. 2.7. Смешение газов при наполнении резервуара

Внутренняя энергия смеси идеальных газов равна сумме внутренних энергий газов, составляющих смесь:

$$m_{см}u_{см} = m_1u_1 + m_2u_2,$$

считая  $c_v = const$ , получим

$$c_{v,см} t_{см} = \frac{m_1}{m_{см}} c_{v_1} t_1 + \frac{m_2}{m_{см}} c_{v_2} t_2$$

или

$$t_{см} = \frac{g_1 c_{v_1} t_1 + g_2 c_{v_2} t_2}{g_1 c_{v_1} + g_2 c_{v_2}}. \quad (2.29)$$

Из характеристического уравнения

$$p_{см} = \frac{m_{см} R_{см} T_{см}}{V_{см}}; \quad (2.30)$$

$$V_{см} = V; \quad m_{см} = m_1 + m_2.$$

## 2.4. Энтальпия

В XIX столетии американский физик Гиббс ввел в термодинамику сложную функцию вида, Дж/кг:

$$h = u + pv, \quad (2.31)$$

которая была названа *удельной энтальпией*.

Энтальпия является функцией состояния, ее величина определяется состоянием тела, поэтому изменение энтальпии  $\Delta h$  определяется только начальным и конечным состояниями тела. Таким образом, энтальпия – это параметр состояния, а ее дифференциал является полным дифференциалом. Энтальпия произвольного количества вещества массой  $m$ :

$$H = hm, \text{ Дж.}$$

Из выражения (2.31) следует

$$u = h - pv.$$

Подставив это выражение в уравнение первого закона термодинамики (2.5), получим

$$\begin{aligned}\delta q &= d(h - pv) + pdv, \\ \delta q &= dh - pdv - vdp + pdv, \\ \delta q &= dh - vdp.\end{aligned}\tag{2.32}$$

Формула (2.32) – еще одно аналитическое выражение первого закона термодинамики.

При  $p = \text{const}$   $vdp = 0$ ,  $\delta q_p = dh$ . В то же время

$$\delta q_p = c_p dT.$$

Следовательно,

$$\delta q_p = dh = c_p dT.$$

Проинтегрировав выражение

$$c_p dT = dh$$

от 0 до  $t$  и условно приняв, что при нормальных условиях ( $t = 0$  °С,  $p = 760$  мм рт. ст.)  $h_o = 0$ , получим

$$h = c_{pm} t.\tag{2.33}$$

Удельная энтальпия численно равна количеству теплоты, которую нужно подвести к 1 кг вещества для нагревания его от нуля до заданной температуры при постоянном давлении. Из выражения

$$\delta q_p = dh = c_p dt$$

после интегрирования получим

$$q_p = h_2 - h_1,\tag{2.34}$$

или

$$q_p = c_{pm} \int_0^{t_2} t_2 - c_{pm} \int_0^{t_1} t_1.\tag{2.35}$$

Следовательно,

$$h_2 - h_1 = c_{pm}^{t_2} t_2 - c_{pm}^{t_1} t_1 \quad (2.36)$$

Формулой (2.34) удобно пользоваться в теплотехнических расчетах, так как значения энтальпии, как и теплоемкостей, даны в таблицах термодинамических свойств веществ.

## 2.5. Энтропия идеального газа

Кроме удельной внутренней энергии и энтальпии в термодинамике существует еще одна функция состояния, которая называется *удельной энтропией*. Ее обозначают символом  $s$ , единица измерения – Дж/кг К. Энтропия произвольного количества вещества массой  $m$ :

$$S = s \cdot m, \text{ Дж/К.} \quad (2.37)$$

Дифференциал удельной энтропии является полным дифференциалом и определяется из выражения

$$ds = \frac{\delta q}{T}, \quad (2.38)$$

где  $q$  – функция процесса:  $\delta q$  – неполный дифференциал. Умножив  $\delta q$  на интегрирующий множитель  $1/T$ , получим полный дифференциал  $ds$ .

Из формулы (2.38) следует

$$\delta q = T ds \quad (2.39)$$

или

$$q = \int_1^2 T ds \quad (2.40)$$

Сравнивая формулу (2.39) с аналитическим выражением работы изменения объема

$$\delta l = p \cdot dv$$

– см. уравнение (2.1), видим, что для передачи энергии в форме деформационной работы нужна разность давлений, для передачи энергии в форме теплоты нужна разность температур, что деформационная работа совершается только при изменении удельного объема, теплота

подводится (отводится) только при изменении энтропии. Можно также сказать, что энтропия в равновесных процессах изменяется только в результате подвода (отвода) теплоты.

Следовательно, *энтропия* – физическая величина, изменение которой является признаком обмена энергией в форме теплоты в равновесных процессах.

Значение энтропии для заданного состояния определяется интегрированием выражения (2.38):

$$s = \int \frac{\delta q}{T} + s_0,$$

где  $s_0$  – константа интегрирования, которая не может быть определена с помощью первого и второго законов термодинамики.

Однако в технической термодинамике обычно используется не абсолютное значение энтропии, а ее изменение в каком-либо процессе:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{\delta q}{T}.$$

В любом процессе идеального газа

$$du = c_v dT,$$

а

$$\delta q = T ds.$$

Подставим эти выражения в уравнение первого закона термодинамики (2.31):

$$T ds = c_v dT + p dv$$

или

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} dv.$$

Из уравнения

$$pv = RT$$

следует, что

$$\frac{p}{T} = \frac{R}{v}.$$

Тогда

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}.$$

После интегрирования получается

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (2.41)$$

Чтобы выразить изменение энтропии через другие параметры состояния, запишем отношение уравнений Клапейрона для состояний 2 и 1:

$$\frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = \frac{RT_2}{RT_1}; \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}; \quad \frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2 p_1}{T_1 p_2}.$$

Подставив в уравнение (2.41) отношение  $\frac{v_2}{v_1}$ , а затем  $\frac{T_2}{T_1}$ , получим

$$\begin{aligned} s_2 - s_1 &= c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{p_1}{p_2} = (c_v + R) \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}; \\ s_2 - s_1 &= c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}; \end{aligned} \quad (2.42)$$

$$\begin{aligned} s_2 - s_1 &= c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_v \ln \frac{v_2}{v_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + (c_v + R) \ln \frac{v_2}{v_1}; \\ s_2 - s_1 &= c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1}. \end{aligned} \quad (2.43)$$

Зависимости (2.41)–(2.43) показывают, что изменение энтропии идеального газа зависит от параметров начального и конечного состояний и не зависит от процесса. Поэтому  $\oint ds = 0$ , то есть энтропия является параметром состояния, позволяющим исследовать процессы преобразования энергии.

Из выражения (2.39) следует:

- если  $ds > 0$ , то и  $\delta q > 0$  (теплота подводится);
- если  $ds < 0$ , то и  $\delta q < 0$  (теплота отводится).

Таким образом, по изменению энтропии в обратимом процессе можно судить о направлении теплового потока между рабочим телом и окружающей средой. Ни один из ранее рассмотренных параметров состояния такой возможности не давал. Особенно важной является

возможность использования энтропии при исследовании процессов с помощью диаграммы  $Ts$ .

В  $Ts$ -диаграмме так же, как и в  $pV$ -диаграмме, равновесное состояние термодинамической системы (рабочего тела) изображается точкой, а равновесный термодинамический процесс – линией (рис. 2.8).

В равновесном процессе

$$\delta q = T ds,$$

а

$$q = \int_1^2 T ds$$

– см. уравнения (2.38) и (2.40). Следовательно, площадь, ограниченная линией процесса ( $\overline{1-2}$ ), крайними ординатами ( $\overline{1-s_1}$  и  $\overline{2-s_2}$ ), отрезком оси абсцисс ( $\overline{s_1-s_2}$ ), описывается выражением

$$F = \int_1^2 T ds$$

или

$$q = \int_1^2 T ds$$

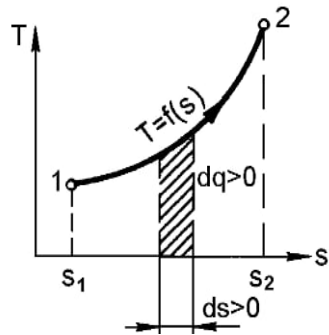


Рис. 2.8.  $Ts$ -диаграмма идеального газа

Поэтому  $Ts$ -диаграмма называется тепловой, или энтропийной диаграммой.

Из изложенного видно, что теплота, как и работа, не является параметром состояния. Теплота, как уже отмечалось, является функцией процесса. Количество подведенной (отведенной) теплоты зависит от характера процесса, так как между заданными точками 1 и 2 можно провести разнообразные кривые (процессы), и площадь под этими процессами, а следовательно, и теплота  $q_{1-2}$ , будут иметь различные значения.

С помощью  $Ts$ -диаграммы можно определить не только теплоту, но и ее знак (по характеру процесса на этой диаграмме).

Знаки элементарного количества теплоты и приращения энтропии совпадают. Следовательно, если  $ds > 0$  (рис. 2.8), теплота подводится независимо от того, увеличивается или уменьшается температура.

Если же удельная энтропия уменьшается, то есть  $ds < 0$ , теплота отводится так же, независимо от характера изменения температуры. Признаком подвода теплоты может служить только рост удельной энтропии, а признаком отвода – ее уменьшение.

## 2.6. Основные термодинамические процессы изменения состояния идеального газа

Первый закон термодинамики устанавливает связь между количеством теплоты, участвующей в процессе  $\delta q$ , изменением внутренней энергии газа  $du$  и работой  $\delta l$ . Причем количество теплоты и работы можно оценить, если известны условия протекания термодинамического процесса.

Основными термодинамическими процессами изменения состояния газа являются:

- 1) изохорный, протекающий при  $v = const$ ;
- 2) изобарный, протекающий при  $p = const$ ;
- 3) изотермический, протекающий при  $T = const$ ;
- 4) адиабатный, протекающий при отсутствии теплообмена с окружающей средой;
- 5) политропный, являющийся при определенных условиях обобщающим для основных процессов и характеризующийся постоянством теплоемкости в процессе.

Рассмотрим эти процессы для идеального газа.

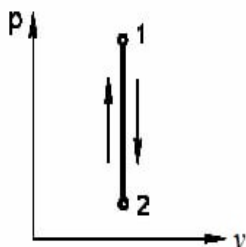


Рис. 2.9. Изохорный процесс в координатах  $p$  $v$

Изохорный процесс протекает при  $v = const$  ( $dv = 0$ ). Линия процесса называется *изохорой*, которая в  $p$  $v$ -диаграмме изображается прямой, параллельной оси ординат (рис. 2.9). Соотношение между параметрами в начале и в конце процесса:

$$\frac{p_1 v}{p_2 v} = \frac{RT_1}{RT_2}$$

или

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

– закон Шарля.

Аналитическое выражение работы изменения объема:

$$\delta l = p dv.$$

В изохорном процессе  $dv = 0$ . Следовательно,  $\delta l_v = 0$ , то есть деформационная работа равна нулю:  $l_v = 0$ .

Из аналитического выражения первого закона термодинамики (2.5) следует, что при  $\delta l = 0$

$$\delta q_v = du,$$

то есть вся теплота процесса идет на изменение внутренней энергии:

$$q_v = \int_1^2 du = u_2 - u_1 = \Delta u. \quad (2.44)$$

Для идеального газа

$$du = c_v dt,$$

следовательно

$$q_v = \int_{t_1}^{t_2} c_v dt$$

– см. уравнения (2.8) и (2.9), или

$$q_v = c_{vm}^{t_2} t_2 - c_{vm}^{t_1} t_1. \quad (2.45)$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta u = u_2 - u_1 = c_{vm}^{t_2} t_2 - c_{vm}^{t_1} t_1. \quad (2.46)$$

Проинтегрировав выражение

$$dh = c_p dt.$$

по процессу 1–2, получим изменение энтальпии в этом процессе:

$$\Delta h = h_2 - h_1 = c_{pm}^{t_2} t_2 - c_{pm}^{t_1} t_1. \quad (2.47)$$

Изменение энтропии определяется из уравнений (2.41) и (2.43):

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (2.48)$$

В  $Ts$ -диаграмме процесс изобразится в виде логарифмической кривой (рис. 2.10).

Изобарный процесс протекает при  $p = const$  ( $dp = 0$ ). Линия процесса называется *изобарой*, в  $pv$ -диаграмме эта прямая параллельна оси абсцисс (рис. 2.11). Соотношение между параметрами в начале и в конце процесса:

$$\frac{pv_1}{pv_2} = \frac{RT_1}{RT_2}$$

или

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

– закон Гей-Люссака.

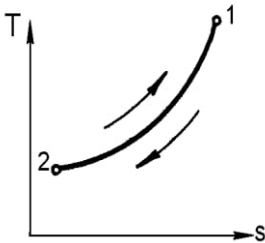


Рис. 2.10. Изохорный процесс в координатах  $Ts$

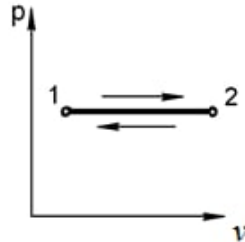


Рис. 2.11. Изобарный процесс в координатах  $pv$

Из выражения

$$\delta l = pdv$$

после интегрирования получим удельную работу

$$l_p = \int_1^2 pdv = p(v_2 - v_1). \quad (2.49)$$

Согласно уравнения (2.17),

$$q_p = h_2 - h_1 \quad (2.50)$$

или

$$q_p = c_{pm}^0 t_2 - c_{pm}^0 t_1 \quad (2.51)$$

Изменения внутренней энергии и энтальпии описываются уравнениями (2.46) и (2.47), а изменение энтропии определяется из выражений (2.42) и (2.43):

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (2.52)$$

В  $Ts$ -диаграмме изобарный процесс, так же, как изохорный, изображается в виде логарифмической кривой (рис. 2.12). Но в одном и том же интервале температур (от  $T_1$  до  $T_2$ ) энтропия изобарного процесса  $\Delta s_p$  изменяется больше, чем изохорного  $\Delta s_v$ , так как  $c_p > c_v$ , на величину  $R$  (изохора круче изобары).

Чтобы определить физический смысл газовой постоянной, перепишем уравнение (2.49) как

$$l_p = R(T_2 - T_1), \quad (2.53)$$

так как  $pv = RT$ .

Если принять

$$T_2 - T_1 = 1 \text{ К} = 1 \text{ }^\circ\text{C},$$

получим

$$R = \frac{l_p}{T_2 - T_1} = l_p / 1 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Газовая постоянная равна работе, совершаемой 1 кг идеального газа в изобарном процессе при изменении температуры на 1  $^\circ\text{C}$ .

В изобарном процессе

$$c_p = \frac{\delta q}{dt};$$

для идеального газа

$$du = c_v dt.$$

Из характеристического уравнения

$$pv = RT$$

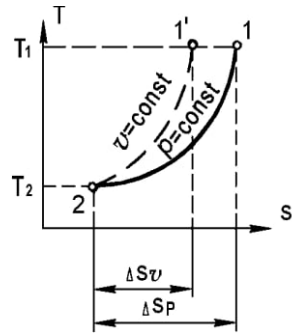


Рис. 2.12. Изобарный процесс в координатах  $Ts$

после дифференцирования при  $p = const$  получаем

$$p dv = R dT.$$

Тогда аналитическое выражение первого закона термодинамики в изобарном процессе можно записать в виде

$$c_p dt = c_v dt + R dT.$$

После сокращения на

$$dt = dT$$

получим уравнение Майера

$$c_p - c_v = R,$$

из которого видно, что количество теплоты, которая тратится в изобарном процессе на повышение температуры газа на  $1^\circ\text{C}$ , больше, чем в изохорном, на величину работы в этом процессе.

Изотермический процесс протекает при  $T = const$  ( $dT = 0$ ). Линия процесса называется *изотермой*. Соотношение между параметрами в начале и в конце процесса:

$$\frac{p_1 v_1}{p_2 v_2} = \frac{RT}{RT}$$

или

$$p_1 v_1 = p_2 v_2.$$

Отсюда уравнение изотермы

$$pv = const.$$

В  $pv$ -диаграмме изотерма представляет собой равнобокую гиперболу (рис. 2.13). Из уравнения первого закона термодинамики

$$\delta q = c_v dT + p dv$$

при  $dT = 0$  следует

$$\delta q = p dv = \delta l$$

или

$$q_T = l_T = \int_1^2 p dv = \int_1^2 RT \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2} = \quad (2.54)$$

$$= p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2} = p_2 v_2 \ln \frac{v_2}{v_1} = p_2 v_2 \ln \frac{p_1}{p_2}$$

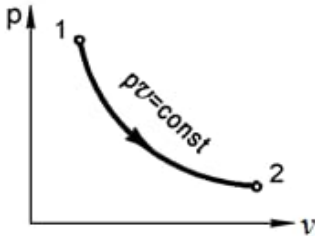


Рис. 2.13. Изотермический процесс в координатах  $pv$

Таким образом, в изотермическом процессе вся подведенная теплота затрачивается на совершение работы:

$$q_T = l_T; \quad Q_T = L_T.$$

Изменения энтропии определяется из уравнений (2.41) и (2.42):

$$s_2 - s_1 = R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

В  $Ts$ -диаграмме изотерма – это прямая 1–2 (рис. 2.14), а заштрихованная площадь 12 $s_2s_1$ 1 пропорциональна теплоте процесса. Поэтому, кроме выражения (2.54), теплоту в изотермическом процессе можно рассчитать также по формуле

$$q_T = T(s_2 - s_1). \quad (2.55)$$

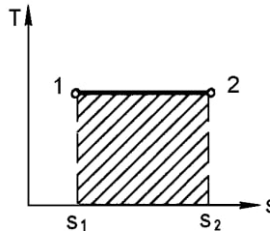


Рис. 2.14. Изотермический процесс в координатах  $Ts$

Изменение внутренней энергии и энтальпии при  $T = const$  определяется соответственно из формул (2.46) и (2.47):

$$\Delta u = c_{vm} \int_0^{t_2} t_2 - c_{vm} \int_0^{t_1} t_1 = 0;$$

$$\Delta h = c_{pm} \int_0^{t_2} t_2 - c_{pm} \int_0^{t_1} t_1 = 0.$$

Процесс, при котором рабочее тело не обменивается теплотой с окружающей средой, называется *адиабатным* ( $q = 0$ ;  $\delta q = 0$ ), а линия процесса – *адиабатой*.

Уравнение первого закона термодинамики в адиабатном процессе имеет вид

$$0 = c_v dT + p dv$$

или

$$c_v d \frac{pv}{R} + p dv = 0.$$

После дифференцирования получим

$$\frac{c_v}{R} p dv + \frac{c_v}{R} v dp + p dv = 0;$$

$$\left(\frac{c_v}{R} + 1\right) p dv + \frac{c_v}{R} v dp = 0;$$

$$\frac{c_p}{R} p dv + \frac{c_v}{R} v dp = 0.$$

Разделив каждое слагаемое на  $\frac{c_v}{R}$ , получим дифференциальное уравнение адиабаты

$$\frac{c_p}{c_v} p dv + v dp = 0$$

или

$$\kappa p dv + v dp = 0,$$

где  $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$  – показатель адиабаты.

Теперь каждое слагаемое полученного выражения делим на  $p v$  и интегрируем при  $\kappa = const$ :

$$\kappa \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0;$$

$$\kappa \ln \frac{v_2}{v_1} + \ln \frac{p_2}{p_1} = const.$$

Полученный результат потенцируем:

$$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^\kappa = \frac{p_1}{p_2} \quad (2.56)$$

или

$$p_1 v_1^\kappa = p_2 v_2^\kappa.$$

Отсюда уравнение адиабаты в переменных  $p v$ :

$$p v^\kappa = const. \quad (2.57)$$

Чтобы получить уравнение адиабаты в переменных  $Tv$  и  $pT$ , подставим в выражение

$$\frac{p_1 v_1}{p_2 v_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (2.58)$$

вместо  $\frac{p_1}{p_2}$  его значение из уравнения (2.56):

$$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^\kappa \cdot \frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2};$$

или

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

$$TV^{\kappa-1} = \text{const.} \quad (2.59)$$

Затем в это же уравнение (2.58) вместо  $\frac{v_1}{v_2}$  подставим его зна-

чение в виде  $\frac{v_1}{v_2} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{\kappa}}$ :

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

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

или

$$p^{1-\kappa} \cdot T^\kappa = \text{const.} \quad (2.60)$$

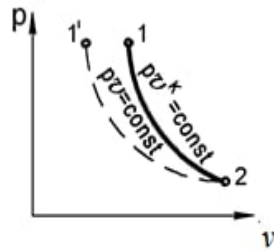


Рис. 2.15. Адиабатный процесс в координатах  $pv$

В  $pv$ -диаграмме кривая адиабаты круче изотермы, так как  $\kappa > 1$  (рис. 2.15). Работа в адиабатном процессе определяется из уравнения

$$q = \Delta u + l.$$

При  $q = 0$

$$l = -\Delta u = -(u_2 - u_1) = u_1 - u_2.$$

В адиабатном процессе работа совершается только за счет убыли внутренней энергии газа. Преобразуем полученное выражение, считая теплоемкость не зависящей от температуры:

$$l_s = c_v(T_1 - T_2) = \frac{c_v}{R}(p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{c_v}{c_p - c_v}(p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Разделив числитель и знаменатель на  $c_v$ , получим

$$l_s = \frac{1}{\kappa - 1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{p_1 v_1}{\kappa - 1} \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}\right).$$

Вместо  $\frac{p_2}{p_1}$  подставим его значение из формулы (2.60) и получим окончательное выражение в виде

$$l_s = \frac{p_1 v_1}{\kappa - 1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\kappa - 1}\right]. \quad (2.61)$$

Изменения внутренней энергии и энтальпии описываются уравнениями (2.46) и (2.47). Изменение энтропии  $ds = \frac{\delta q}{T} = 0$ ;  $s = const$ .

В  $Ts$ -диаграмме линия адиабатного процесса – это прямая 1–2, параллельная оси ординат (рис. 2.16).

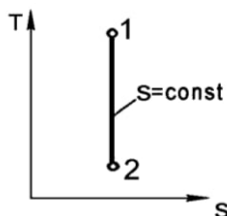


Рис. 2.16. Адиабатный процесс в координатах  $Ts$

На рассмотренные ранее процессы накладывались особые ограничения ( $p = const$ ,  $v = const$ ,  $T = const$ ,  $\delta q = 0$ ). В каждом из них подведенная теплота распределялась между  $\Delta u$  и  $l$  таким образом, что отношение  $\Delta u/q$  принимало вполне определенное значение для каждого процесса. Обозначим через

$$\frac{\Delta u}{q} = \frac{q - l}{q} = \varphi$$

характеристику политропного процесса

и определим ее для каждого из рассмотренных процессов:

$$v = \text{const}; q = \Delta u; \varphi = \frac{\Delta u}{q} = 1;$$

$$p = \text{const}; \Delta u = c_v \Delta T; q = c_p \Delta T; \varphi = \frac{c_v}{c_p} = \frac{1}{\kappa};$$

$$T = \text{const}; \Delta u = c_v \Delta T = 0; \varphi = \frac{0}{q} = 0;$$

$$s = \text{const}; q = 0; \varphi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{\Delta u}{0} = \infty.$$

Процессы, в которых  $\varphi$  (доля теплоты, затраченной на изменение внутренней энергии) будет принимать какое угодно значение, оставаясь постоянной в данном процессе, называются *политропными*. Очевидно, что все рассмотренные ранее процессы являются частными случаями политропного процесса. Политропные процессы характеризуются постоянным значением теплоемкости в процессе, которая называется политропной теплоемкостью.

Найдем уравнение политропного процесса. Для этого запишем аналитическое выражение первого закона термодинамики:

$$\delta q = c_v dT + p dv,$$

или, учитывая, что

$$\delta q = c_n dT,$$

$$c_n dT = c_v dT + p dv,$$

где  $c_n$  – теплоемкость политропного процесса. Вместо  $T$  подставим ее значение из уравнения  $p v = RT$ :

$$(c_v - c_n) d\left(\frac{p v}{R}\right) + p dv = 0;$$

$$\frac{c_v - c_n}{R} p dv + \frac{c_v - c_n}{R} v dp + p dv = 0.$$

Произведем преобразование:

$$\frac{c_v - c_n + R}{R} p dv + \frac{c_v - c_n}{R} v dp = 0,$$

$$\frac{c_p - c_n}{R} p dv + \frac{c_v - c_n}{R} v dp = 0.$$

Разделив каждое слагаемое на  $\frac{c_v - c_n}{R}$ , получим

$$\frac{c_p - c_n}{c_v - c_n} p dv + v dp = 0.$$

Обозначим  $\frac{c_p - c_n}{c_v - c_n} = n$  – показатель политропы.

Подставим величину  $n$  в полученное уравнение и разделим каждое слагаемое на  $pv$ :

$$n \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0.$$

Интегрирование при  $n = const$  в пределах от начала до конца процесса дает

$$n \ln \frac{v_2}{v_1} + \ln \frac{p_2}{p_1} = const.$$

После потенцирования получим

$$\left( \frac{v_2}{v_1} \right)^n = \frac{p_1}{p_2}$$

или

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n.$$

Уравнение политропного процесса в переменных  $pv$ :

$$pv^n = const. \quad (2.62)$$

Далее по аналогии с адиабатным процессом записываем:

– уравнение политропного процесса в переменных  $Tv$ :

$$Tv^{n-1} = const; \quad (2.63)$$

– уравнение политропного процесса в переменных  $pT$ :

$$p^{1-n} T^n = const. \quad (2.64)$$

Найдем значение теплоемкости политропного процесса:

$$\varphi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{c_v(T_2 - T_1)}{c_n(T_2 - T_1)} = \frac{c_v}{c_n}.$$

Отсюда 
$$c_n = \frac{c_v}{\varphi}. \quad (2.65)$$

В формуле

$$n = \frac{c_p - c_n}{c_v - c_n}$$

заменяем  $c_n$  на  $c_v/\varphi$  и разделим числитель и знаменатель на  $c_v$ :

$$n = \frac{c_p - \frac{c_v}{\varphi}}{c_v - \frac{c_v}{\varphi}} = \frac{\kappa - \frac{1}{\varphi}}{1 - \frac{1}{\varphi}} = \frac{\kappa\varphi - 1}{\varphi - 1}.$$

Решаем полученное выражение относительно  $\varphi$ :

$$\varphi = \frac{n-1}{n-\kappa}. \quad (2.66)$$

Подставив выражение (2.66) в уравнение (2.65), получим теплоемкость политропного процесса

$$c_n = \frac{c_v}{\varphi} = c_v \frac{n-\kappa}{n-1}.$$

Количество теплоты, участвующей в политропном процессе:

$$q = c_n(T_2 - T_1),$$

или

$$q = c_v \frac{n-\kappa}{n-1} (T_2 - T_1).$$

Работу в политропном процессе можно определить из уравнения первого закона термодинамики:

$$q = \Delta u + l$$

или

$$c_n(T_2 - T_1) = c_v(T_2 - T_1) + l.$$

Отсюда

$$\begin{aligned} l &= (c_n - c_v)(T_2 - T_1) = \\ &= \frac{c_n - c_v}{R} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \frac{c_v - c_n}{c_p - c_v} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{c_v - c_v \frac{n-\kappa}{n-1}}{c_p - c_v} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \\ &= \frac{nc_v - c_v - nc_v + \frac{c_p}{c_v} c_v}{(n-1)(c_p - c_v)} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}\right). \end{aligned}$$

Подставив в полученное выражение соотношение  $\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n$ , окончательно получим работу в политропном процессе:

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[ 1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1} \right].$$

Изменение внутренней энергии и энтальпии:

$$\Delta u = c_v(T_2 - T_1);$$

$$\Delta h = c_p(T_2 - T_1).$$

Изменение энтропии определяется из выражения

$$ds = \frac{\delta q}{T} = \frac{c_n dT}{T}.$$

После интегрирования получим

$$s_2 - s_1 = c_v \frac{n - \kappa}{n - 1} \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

### ***Обобщающее значение политропного процесса***

Уравнение политропы

$$pv^n = const.$$

Из этого уравнения получим:

- при  $n = 0$   $p = const$  – изобарный процесс;
- при  $n = 1$   $pv = const$  – изотермический процесс;
- при  $n = \kappa$   $pv^\kappa = const$  – адиабатный процесс.

Запишем уравнение политропы как

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n.$$

Извлечем корень  $n$ -й степени и получим

$$p_1^{1/n} v_1 = p_2^{1/n} v_2.$$

Отсюда при  $n = \infty$   $v_1 = v_2$ , то есть  $v = const$  – изохорный процесс. Таким образом, все перечисленные процессы являются частными случаями политропного процесса.

Изобразим их на единой  $p\nu$ -диаграмме (рис. 2.17). В адиабатном процессе  $\delta q=0$  все процессы, расположенные правее адиабаты, протекают с подводом теплоты ( $q > 0$ ), процессы, расположенные левее адиабаты, – с отводом теплоты ( $q < 0$ ). При  $n = 1$   $T = const$ ,  $\Delta u = 0$ . Правее изотермы  $\Delta u > 0$ , левее изотермы  $\Delta u < 0$ .

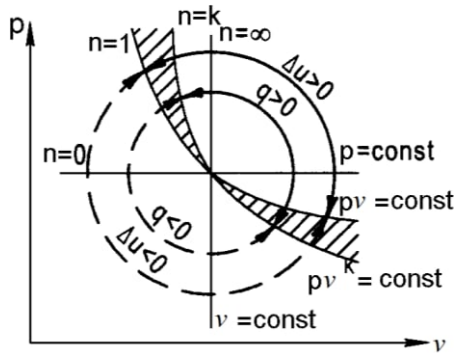


Рис. 2.17. Политропный процесс в координатах  $p\nu$

Процессы, расположенные между адиабатой и изотермой, имеют отрицательную теплоемкость, так как знаки  $\delta q$  и  $du$  в этих процессах различные. Знак  $du$  соответствует знаку  $dT$  ( $du > 0$ ,  $dT > 0$  и  $du < 0$ ,  $dT < 0$ ). Тогда из выражения  $c = \delta q/dT$  видно, что, если  $\delta q$  и  $dT$  имеют противоположные знаки, теплоемкость действительно отрицательная.

Практически это означает, что при подводе теплоты в этих процессах температура уменьшается, а при отводе теплоты – увеличивается. К такому же результату приводит и выражение теплоемкости в политропном процессе:

$$c_n = c_v \frac{n - \kappa}{n - 1}.$$

В этом выражении, если  $\kappa > n > 1$ , теплоемкость получается отрицательной:  $c_n < 0$ . В заштрихованной области  $\kappa > n > 1$ . Такие процессы наблюдаются при сжатии газа в компрессоре.

Аналитическое выражение первого закона термодинамики:

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

Допустим, теплота подводится ( $\delta q > 0$ ). Если газ совершает работу и при этом  $\delta l$  больше, чем  $\delta q$ , то часть работы может совершаться за счет уменьшения внутренней энергии  $u$ , а ее уменьшение приводит к понижению температуры газа.

Если  $\delta q < 0$  (теплота отводится), и над газом совершается работа  $\delta l > \delta q$ , то часть работы пойдет на увеличение внутренней энергии газа, а это приводит к повышению его температуры.

Изобразим рассмотренные ранее процессы на единой  $Ts$ -диаграмме (рис. 2.18).

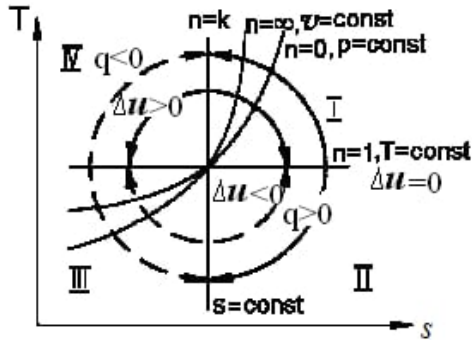


Рис. 2.18. Политропные процессы в координатах  $Ts$

$Ts$ -диаграмма более наглядно показывает, как изменяется внутренняя энергия в любом процессе, а также подводится или отводится теплота. В изотермическом процессе ( $n = 1$ )  $\Delta u = c_{vm}(T_2 - T_1) = 0$ . Поэтому выше изотермы, где  $dT > 0$ ,  $\Delta u > 0$ , ниже изотермы, где  $dT < 0$ ,  $\Delta u < 0$ .

В адиабатном процессе ( $n = \kappa$ )  $\delta q = Tds = 0$ , так как  $s_2 = s_1$ . Поэтому для всех процессов, расположенных правее адиабаты,  $ds > 0$ ,  $\delta q > 0$  (теплота подводится), левее адиабаты –  $ds < 0$ ,  $\delta q < 0$  (теплота отводится).

Из формулы

$$c = T \frac{ds}{dT}$$

видно, что в квадрантах I и III  $c > 0$ , так как  $ds$  и  $dT$  имеют одинаковые знаки; в квадрантах II и IV  $c < 0$ , так как  $ds$  и  $dT$  имеют разные знаки. Для процесса  $T = \text{const} - c = \infty$ , а для  $s = \text{const} - c = 0$ .

## 2.7. Компрессоры

*Компрессором* называется машина, предназначенная для сжатия газов. Компрессоры широко применяются во многих областях техники и являются одними из основных элементов в газотурбинных и холодильных установках.

Все компрессоры в зависимости от конструктивного оформления и принципа действия можно разделить на две группы: поршневые и турбинные (центробежные).

*Поршневой компрессор* (рис. 2.19) представляет собой цилиндр 1 с рубашкой 3, в которой циркулирует охлаждающая вода. Внутри цилиндра находится поршень, совершающий возвратно-поступательные движения. В крышке цилиндра имеются два клапана: впускной 5 и нагнетательный 4. Крайнее левое положение поршня называется верхней мертвой точкой (*ВМТ*), крайнее правое положение – нижней мертвой точкой (*НМТ*). Расстояние между этими точками, умноженное на площадь поршня, называется *рабочим объемом цилиндра*  $V_h$ , объем между крышкой цилиндра и поршнем при его крайнем левом положении называется *вредным объемом*  $V_{вр}$ :

$$V_{вр} = (0,04 \div 0,10)V_h.$$

Допустим, компрессор сжимает воздух. При движении поршня от *НМТ* влево оба клапана закрыты, воздух, находящийся в цилиндре, сжимается (процесс 1–2). Когда давление воздуха в цилиндре становится выше давления в нагнетательном трубопроводе  $p_2$ , клапан 4 открывается и сжатый воздух выталкивается к потребителю (процесс 2–3). При движении поршня в обратном направлении давление в цилиндре падает до давления окружающей среды  $p_1$  (процесс 3–4), затем образуется некоторое разрежение, обеспечивающее открытие впускного клапана 5, и в цилиндр поступает воздух из окружающей среды (процесс 4–1). Когда поршень доходит до *НМТ*, клапан 5 закрывается и цикл повторяется.

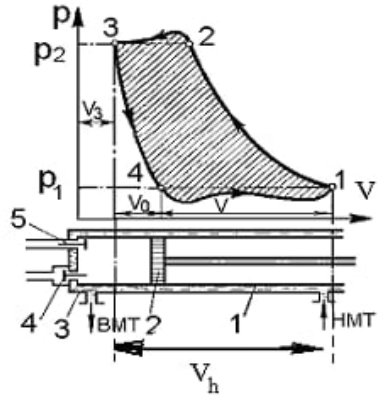


Рис. 2.19. Действительная индикаторная диаграмма поршневого компрессора

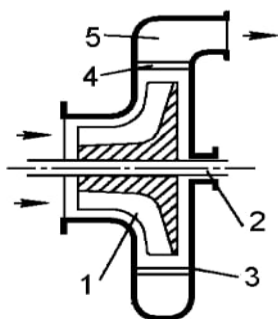


Рис. 2.20. Центробежный компрессор

Изображенная на рис. 2.19 диаграмма называется действительной индикаторной диаграммой компрессора.

Простейший центробежный компрессор (рис. 2.20) имеет рабочее колесо 1 с радиально направленными каналами, которое укреплено на валу 2 и вращается в корпусе 3. Сжимаемый газ, поступающий в каналы рабочего колеса, отбрасывается центробежной силой к периферии, создавая поток газа, который попадает в лопаточный аппарат 4, лопатки которого образуют расширяющиеся каналы. В этих каналах происходит преобразование кинетической энергии потока газа в потенциальную энергию, то есть в них за счет уменьшения скорости потока повышается давление газа. Далее сжатый воздух через напорный патрубок 5 поступает в нагнетательный трубопровод. Несмотря на существенные конструктивные различия этих двух групп компрессоров и различия принципов сжатия газа, сущность термодинамических процессов в них одинакова.

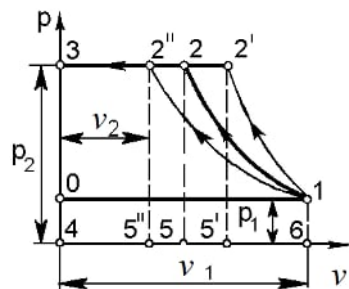


Рис. 2.21. Теоретическая индикаторная диаграмма поршневого компрессора

Проанализируем теоретическую индикаторную диаграмму поршневого компрессора (рис. 2.21), полученную при следующих допущениях:

- 1) отсутствует вредное пространство;
- 2) отсутствуют потери работы на трение;
- 3) отсутствует дросселирование газа в клапанах.

Основной целью термодинамического анализа является определение удельной работы, затраченной на процесс сжатия газа, а, следовательно, определение мощности приводного двигателя.

Линия 0-1 на рис. 2.21 отображает процесс поступления газа в цилиндр при  $p_1 = const$ ; линия 1-2 - процесс сжатия газа, линия 2-3 - процесс выталкивания сжатого газа к потребителю при  $p_2 = const$  (нагнетание).

Сжатие может происходить по изотерме  $1-2''$ , по политропе  $1-2$  и по адиабате  $1-2'$ . Процессы  $0-1$  и  $2-3$  не являются термодинамическими, так как в них не происходит изменения параметров газов. Техническая работа, затрачиваемая при изотермическом сжатии 1 кг газа, определяется площадью  $12''301$ , при политропном сжатии – площадью  $12301$ , при адиабатном сжатии – площадью  $12'301$ .

Как видно из диаграммы, в случае изотермического сжатия затраченная работа будет наименьшей, в случае адиабатного сжатия – наибольшей, причем она уменьшается по мере увеличения отвода теплоты. Этим объясняется необходимость охлаждения стенок цилиндра. Однако проточной водой, из-за быстроты работы компрессора, осуществить полный отвод теплоты, чтобы обеспечить изотермическое сжатие, невозможно. Поэтому в реальных компрессорах сжатие происходит по политропе  $1-2$  с показателем политропы  $1 < n < \kappa$ .

Работа компрессора  $l_{\text{комп}}$  при политропном сжатии 1 кг газа состоит:

– из работы по заполнению газом цилиндра:

$$l_{\text{зан}} = l_{01} = p_1 v_1;$$

– работы по сжатию:

$$l_{\text{сж}} = l_{12} = - \int_{v_1}^{v_2} p dv;$$

– работы по нагнетанию:

$$l_{\text{нагн}} = l_{23} = - p_2 v_2.$$

Работа  $l_{\text{зан}}$  осуществляется самой средой и считается положительной, работы  $l_{\text{сж}}$  и  $l_{\text{нагн}}$  совершаются над газом и считаются отрицательными. Таким образом, работа компрессора или работа, затрачиваемая на привод компрессора, рассчитывается как

$$l_{\text{комп}} = l_{\text{зан}} + l_{\text{сж}} + l_{\text{нагн}},$$

или

$$l_{\text{комп}} = p_1 v_1 - \int_{v_1}^{v_2} p dv - p_2 v_2.$$

При изотермическом сжатии 1 кг газа работа на привод компрессора выражается уравнением (2.54):

$$l_{\text{комп}} = -p_2 v_2 - p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1} + p_1 v_1 = -p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}$$

$T = \text{const}$

(так как при  $T = const$  слагаемые  $p_1 v_1 = p_2 v_2$  противоположны по знаку, то их сумма равна 0),

$$q = l_{\text{комп.}}$$

При адиабатном сжатии 1 кг газа работа на привод компрессора выражается уравнением (с учетом уравнения (2.61) для работы адиабатного сжатия):

$$l_{\text{комп}} = -\frac{\kappa}{\kappa-1}(p_2 v_2 - p_1 v_1) = -\frac{\kappa}{\kappa-1} p_1 v_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] = \frac{\kappa}{\kappa-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right],$$

Таким образом, работа на привод компрессора в  $\kappa$  раз больше работы адиабатного сжатия

$$q = 0.$$

Работа при политропном сжатии:

$$l_{1-2} = -\frac{1}{n-1}(p_2 v_2 - p_1 v_1).$$

Работа на привод компрессора при политропном сжатии 1 кг газа:

$$\begin{aligned} l_{\kappa} &= -(p_2 v_2 - p_1 v_1) - \frac{1}{n-1}(p_2 v_2 - p_1 v_1) = -\frac{n}{n-1}(p_2 v_2 - p_1 v_1) = \\ &= -\frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \end{aligned} \quad (2.65)$$

Работа на привод компрессора в  $n$  раз больше работы политропного сжатия.

Теоретическое количество отводимой теплоты определяется по формуле

$$q = c_v \frac{n-\kappa}{n-1} (T_2 - T_1).$$

Обычно задается объемная производительность компрессора  $V$  ( $\text{м}^3/\text{с}$ ), которая относится к начальным параметрам рабочего тела  $p_1$  и  $T_1$ . Поэтому для определения теоретической мощности привода компрессора сначала следует определить массовый расход сжимаемого газа

$$\dot{m} = \frac{p_1 V_1}{RT},$$

а затем – мощность:

$$N_{\kappa} = \dot{m} l_{\kappa}.$$

Сравнивая действительную индикаторную диаграмму (рис. 2.19) с теоретической (рис. 2.21), видим, что в действительной диаграмме имеются потери на дросселирование в клапанах. Поэтому всасывание и нагнетание не происходят при  $p = const$ . Кроме того, после выталкивания сжатого воздуха к потребителю во вредном пространстве остается некоторое его количество, занимая объем  $V_{ep}$ . При обратном движении поршня оставшийся воздух расширяется (процесс 3–4), и поступление новой порции в цилиндр начинается только тогда, когда давление в цилиндре понизится до давления  $p_1$  (рис. 2.19, точка 4). В результате объем вновь поступившего газа будет меньше объема цилиндра:

$$V = V_h - V_o$$

и производительность компрессора уменьшится.

Влияние вредного пространства оценивается объемным коэффициентом полезного действия

$$\eta_{об} = \frac{V}{V_h}.$$

Чем больше вредное пространство, тем меньше объемный КПД. Объемный КПД, а, значит, и производительность компрессора, уменьшаются и с повышением давления (рис. 2.22).

При сжатии до давления  $p_2$  объем всасываемого газа определяется отрезком  $\overline{01}$ ; при сжатии до давления  $p_3$  объем всасываемого газа равен отрезку  $\overline{0'1} < \overline{01}$ ; при сжатии до давления  $p_4$  объем всасываемого газа  $V = 0$ ;  $\eta_{об} = 0$ . Производительность компрессора равна нулю, так как новая порция газа в цилиндр не поступает. В цилиндре сжимается и расширяется одна и та же порция газа без поступления к потребителю.

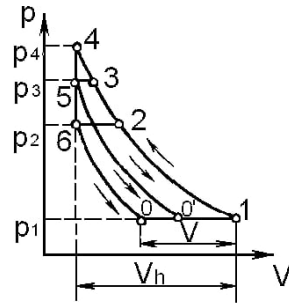


Рис. 2.22. Влияние вредного пространства на производительность компрессора

При сжатии газа в реальном компрессоре происходит теплообмен с окружающей средой и возникают потери на трение, поэтому действительная работа отличается от теоретической.

Совершенство работы охлаждаемых компрессоров характеризуется изотермическим КПД:

$$\eta_{из} = \frac{l_{из}}{l_{n \text{ охл}}} = \frac{p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}}{l_{n \text{ охл}}} = \frac{p_1 V_1 \ln \frac{p_1}{p_2}}{N},$$

где  $N$  – потребляемая теоретическая мощность привода, кВт;  $V_1$  – производительность компрессора, м<sup>3</sup>/с, отнесенная к начальным параметрам.

Совершенство работы неохлаждаемых компрессоров характеризуется адиабатным КПД:

$$\eta_{ад} = \frac{l_{ад}}{l_{n \text{ неохл}}} = \frac{\frac{\kappa}{\kappa-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)}{l_{n \text{ неохл}}} = \frac{\frac{\kappa}{\kappa-1}(p_1 V_1 - p_2 V_2)}{N}.$$

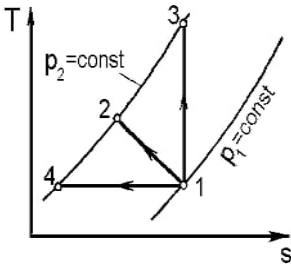


Рис. 2.23. Зависимость конечной температуры сжатия газа от давления

Эти КПД учитывают все потери в охлаждаемом и неохлаждаемом компрессорах соответственно.

Как видно из формулы для политропного процесса, сжатие газа в компрессоре сопровождается повышением температуры:

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

Еще больше повышается температура при адиабатном сжатии.

На рис. 2.23 линия 1–2 изображает процесс политропного сжатия ( $1 < n < \kappa$ ), линия 1–3 – процесс адиабатного сжатия и линия 1–4 – процесс изотермического сжатия.

Чем выше давление  $p_2$ , тем выше температура  $T_2$ , и при больших степенях сжатия конечная температура получается недопустимо высокой. Поэтому для получения высокого давления применяют многоступенчатые компрессоры, представляющие собой последовательно соединенные одноступенчатые компрессоры (рис. 2.24).

После каждой ступени рабочее тело поступает в промежуточный холодильник, где охлаждается до исходной температуры:

$$T_1 = T_3 = T_5. \quad (2.66)$$

На рис. 2.25 представлена индикаторная диаграмма идеального трехступенчатого компрессора. Здесь  $0-1$  – линия поступления газа в первую ступень;  $1-2$  – политропное сжатие в I ступени;  $2-a$  – линия нагнетания сжатого газа в промежуточный холодильник IV;  $a-3$  – линия поступления охлажденного газа во вторую ступень (II);  $3-4$  – политропное сжатие во II ступени;  $4-b$  – нагнетание в промежуточный холодильник V;  $b-5$  – поступление в III ступень;  $5-6$  – политропное сжатие в III ступени;  $6-c$  – нагнетание к потребителю.

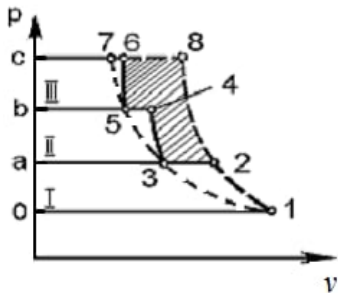


Рис. 2.25. Индикаторная диаграмма идеального трехступенчатого компрессора в координатах  $pv$

Отрезки линий  $3-2$ ,  $5-4$  изображают уменьшение объема газа в процессе охлаждения в холодильниках при  $p = const$ . В результате охлаждения газа после каждой ступени сжатия до первоначального значения  $T_1$  процесс сжатия в многоступенчатом компрессоре приближается к самому экономичному процессу – изотермическому  $1-3-5-7$ . Если бы сжатие осуществлялось до давления  $p_6$  в одном компрессоре по политропе  $1-8$ , то работа на привод компрессора (площадь  $018c0$ ) была бы больше работы на привод трехступенчатого компрессора (площадь  $0123456c0$ ) на величину заштрихованной площади  $2865432$ . Температура в конце сжатия повысилась бы до  $T_8$  вместо  $T_6$ , как показано на рис. 2.26, представляющем  $Ts$ -диаграмму трехступенчатого сжатия. Точки  $1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$  в  $pv$ - и

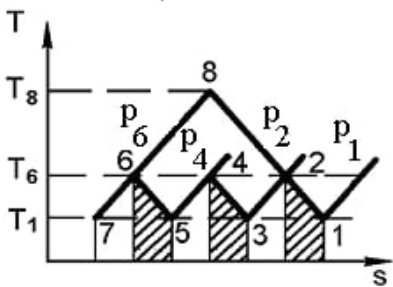


Рис. 2.26. Индикаторная диаграмма идеального трехступенчатого компрессора в координатах  $Ts$

$Ts$ -диаграммах относятся к одним и тем же состояниям. Здесь 1–2, 3–4, 5–6 – политропное сжатие в I, II, III ступенях соответственно; 2–3, 4–5 – изобарное охлаждение в промежуточных холодильниках. Заштрихованные площади под процессами сжатия равны между собой и в определенном масштабе равны теплоте, отведенной в процессе сжатия. Незаштрихованные площади под изобарами 2–3 и 4–5 также равны между собой и в определенном масштабе равны количеству теплоты, отведенной от газа в промежуточных холодильниках.

Отношение давлений во всех ступенях обычно берется одинаковым:

$$(p_2/p_1) = (p_4/p_3) = (p_6/p_5) = x, \quad (2.67)$$

или

$$\frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{p_4}{p_3} \cdot \frac{p_6}{p_5} = x^3.$$

Отсюда

$$x = \sqrt[3]{\frac{p_6}{p_1}},$$

так как  $p_3 = p_2$ ;  $p_4 = p_5$ .

При выполнении условий соотношений (2.66) и (2.67) затрачиваемые работы во всех ступенях компрессора равны:  $l_1 = l_2 = l_3 = l$ .

Из уравнения (2.65):

$$l_1 = -\frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right];$$

$$l_\kappa = 3l_1; N_\kappa = \dot{m} 3l_1,$$

Отводимая от газа из каждой ступени компрессора теплота

$$q = c_v \frac{n-\kappa}{n-1} (T_2 - T_1).$$

Теплота, отводимая от газа в холодильнике:

$$q_p = c_p (T_2 - T_3).$$

## 2.8. Задания для самостоятельной работы.

**Задача 2.1.** Газ массой  $m$  кг с начальной температурой  $t_1$  нагревается при  $v=const$  и  $p=const$  до температуры  $t_2$ . Определить количество подведенной в этих процессах теплоты, считая  $c_x = f(t)$ : а) нелинейной; б) линейной; в)  $c_x = const$ . Значения теплоемкостей установить, используя таблицы П.7–П.10. Приложения.

Последняя цифра шифра	$t_1, ^\circ C$	$t_2, ^\circ C$	Предпоследняя цифра шифра	$m$ , кг	Газ
0	0	500	0	5	Воздух
1	100	600	1	1	$H_2$
2	200	800	2	2	$O_2$
3	300	900	3	3	$N_2$
4	400	1000	4	4	$CO$
5	500	1100	5	6	$CO_2$
6	400	1200	6	7	$SO_2$
7	300	800	7	2	$H_2O$ (пар)
8	200	700	8	8	Воздух
9	100	600	9	9	$N_2$

**Задача 2.2.** Газ массой  $m$  кг имеет начальные параметры – давление  $p_1$  и температуру  $t_1$ . После политропного процесса состояние газа приняло значения  $p_2$  и  $V_2$ . Определить характер процесса (сжатие или расширение), конечную температуру газа  $t_2$ , показатель политропы  $n$ , теплоемкость процесса  $C$ , теплоту  $Q$ , работу  $L$ , изменение внутренней энергии  $\Delta U$ , энтальпии  $\Delta H$  и энтропии  $\Delta s$ . Определить эти же параметры, а также конечное давление  $p_2$ , если изменение состояния до того же конечного объема  $V_2$  происходит: а) по адибате; б) по изотерме. Схематично изобразить все процессы на  $pV$ - и  $TS$ -диаграммах (без расчета промежуточных точек). Теплоемкость газа считать постоянной.

На основе полученных результатов выбрать наиболее выгодный термодинамический процесс изменения состояния.

Последняя цифра шифра	Газ	$t_1, ^\circ C$	$p_1$ , бар	Предпоследняя цифра шифра	$m$ , кг	$p_2$ , бар	$V_2, м^3$
0	$SO_2$	100	5,0	0	8,0	2,5	3,3
1	$O_2$	150	5,5	1	10,0	3,2	4,6
2	$CO_2$	200	6,0	2	12,0	3,6	5,5
3	$CO$	250	6,5	3	11,0	2,0	3,5
4	$N_2$	300	7,0	4	9,0	11,2	1,0
5	воздух	350	7,5	5	8,5	13,7	0,9
6	$H_2O$	400	8,0	6	7,5	14,5	0,8
7	$NO$	450	8,3	7	10,5	1,5	0,85
8	$H_2$	225	6,3	8	11,2	12,8	1,05
9	$NH_3$	325	7,2	9	9,3	15,3	3,2

**Задача 2.3.** Сжатие воздуха в идеальном одноступенчатом компрессоре происходит: а) по изотерме; б) по адиабате; в) по политропе с показателем  $1 < n < k$ . Массовый расход сжимаемого воздуха  $\dot{m}$ , кг/с, начальное давление  $p_1 = 0,1$  МПа, начальная температура  $t_1$ , конечное давление  $p_2$ .

Определить величины работ сжатия, теоретическую работу компрессора и мощность привода компрессора ( $N = l_{\text{компр}} \dot{m}$ , кВт).

Изобразить процессы на  $p\nu$ -диаграмме. Объяснить полученные результаты расчетов.

Последняя цифра шифра	$n$	$\dot{m}$ , кг/с	Предпоследняя цифра шифра	$t_1$ , °С	$p_2$ , МПа
0	1,1	5	0	10	0,5
1	1,15	10	1	15	0,6
2	1,2	15	2	20	0,7
3	1,25	20	3	25	0,8
4	1,3	25	4	30	0,9
5	1,1	30	5	40	1,0
6	1,15	35	6	50	0,5
7	1,2	40	7	60	0,6
8	1,25	45	8	70	0,7
9	1,3	50	9	80	0,8

Напоминаем, что  $l_{\text{компр}} = l_{\text{зап}} + l_{\text{сж}} + l_{\text{нагн}}$ .

### Глава 3. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

Первый закон термодинамики устанавливает эквивалентность теплоты и работы при их взаимном превращении, но не указывает направления преобразования энергии и не устанавливает условий и границ их взаимопревращений. Если механическую энергию можно полностью преобразовать в тепловую (например, путем трения), то обратное преобразование тепловой энергии в механическую можно осуществить только при соблюдении определенных условий, при этом не вся тепловая энергия превратится в работу.

Второй закон термодинамики устанавливает условия преобразования тепловой энергии в механическую и показывает, какую часть теплоты можно превратить в работу.

Рассмотрим простейшую схему паросиловой установки, в которой теплота превращается в работу (рис. 3.1).

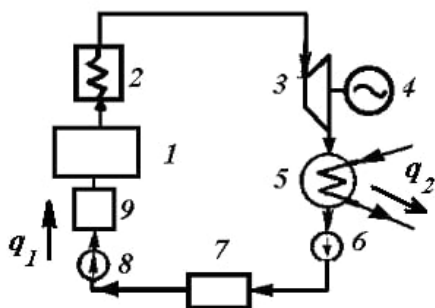


Рис. 3.1. Схема паросиловой установки

В котле 1 за счет теплоты  $q_1$ , выделившейся при горении топлива, вода превращается в пар. Пар по трубопроводу поступает в пароперегреватель 2, в котором сушится, перегревается и посредством соплового аппарата, где существенно увеличивается его скорость, подается в турбину 3 паровой машины, которая вращает вал электрического генератора 4 – потребителя вырабатываемой механической энергии. В турбине пар, расширяясь, совершает работу. После расширения отработавший пар поступает в конденсатор 5, где конденсируется за счет охлаждающей воды, отдавая последней теплоту конденсации  $q_2$ . Образовавшийся конденсат насосом 6 перекачивается в сборник кон-

денсата 7, затем насосом 8 через подогреватель конденсата 9 подается в котел 1. Из приведенного примера видно:

1) не вся теплота превратилась в работу:

$$l = q_1 - q_2 ;$$

отнятая от рабочего тела в конденсаторе теплота не может быть использована для дальнейшего преобразования в механическую энергию;

2) превращение теплоты в работу возможно только при наличии не менее двух источников теплоты: верхнего – топки котла (горячий источник) и нижнего – конденсатора (холодный источник).

Полученные выводы были положены в основу второго закона термодинамики, имеющего несколько формулировок.

1. Планк сформулировал этот закон следующим образом: «Невозможно построить периодически действующий двигатель, который производил бы только поднятие груза и охлаждение источника теплоты».

2. Оствальд: «Невозможно построить вечный двигатель второго рода» (двигатель, работающий при наличии только одного источника теплоты).

3. Клаузиус: «Теплота не может переходить от менее нагретого тела к более нагретому телу без компенсации».

Второй закон термодинамики первым обосновал Карно. При исследовании принципа работы периодически действующей тепловой машины он установил 3 постулата:

1) для превращения теплоты  $q$  в работу  $l$  необходимо иметь не менее двух источников теплоты (холодный и горячий);

2) не вся подведенная теплота превращается в работу;

3) чем выше температура горячего источника  $T_1$  и чем ниже температура холодного источника  $T_2$ , тем большая часть подведенной теплоты  $q$  будет превращена в работу.

### 3.1. Круговые процессы, или циклы

Из изложенного в предыдущем разделе следует, что, имея рабочее тело и источники теплоты, рабочее тело при расширении может преобразовать тепловую энергию в механическую (например, в цилиндре с поршнем). Это преобразование возможно до тех пор, пока

давление рабочего тела  $p_{раб.т}$  не станет равным давлению окружающей среды  $p_{среды}$ .

Когда эти давления становятся равными ( $p_{раб.т} = p_{среды}$ ), дальнейшее преобразование теплоты в работу невозможно. Чтобы такое преобразование было непрерывным, нужно рабочее тело в цилиндре вернуть в исходное состояние, то есть необходимо осуществить круговой процесс, который называется циклом. Рассмотрим этот процесс в  $p$ - $v$ -диаграмме.

1 кг газа, расширяясь, из состояния 1 переходит в состояние 2 (процесс 1-а-2, рис. 3.2). Работа расширения  $l_{расш.} = пл. 1a2341$ . Путем сжатия рабочее тело возвращается в исходное состояние 1 по тому же процессу 2-а-1. При сжатии затрачивается работа  $l_{сж} = пл. 1a2341$ . Результирующая работа  $l_{рез.} = l_{расш.} - l_{сж} = 0$ . Полезная работа не совершается, такой цикл не имеет смысла.

Допустим, расширение 1 кг рабочего тела происходит в процессе 1-а-2 (рис. 3.3а). При этом к телу подводится теплота  $q_1$ . Сжатие происходит в процессе 2-в-1, и от рабочего тела отводится теплота  $q_2$ . Работа расширения  $l_{расш.}$  определяется площадью 1a2341, работа сжатия  $l_{сж}$  – площадью 1в2341. Результирующая работа  $l_{рез} = l_{расш.} - l_{сж} > 0$  определяется площадью цикла 1a2в1. В нашем случае результирующая работа  $l_{рез}$  представляет собой работу цикла  $l_{ц}$ .

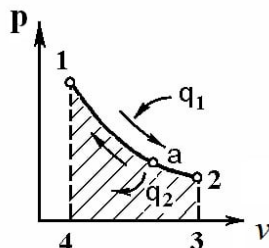


Рис. 3.2. Цикл, при котором полезная работа не совершается

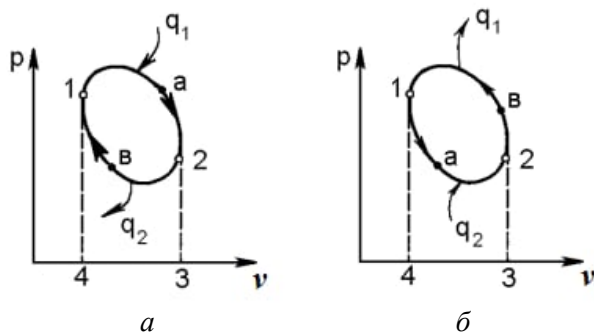


Рис. 3.3. Циклы: а – прямой; б – обратный

Цикл, в результате которого совершается положительная работа, называется *прямым циклом* (циклы тепловых двигателей). Степень совершенства прямых циклов характеризуется термическим коэффициентом полезного действия (термический КПД), под которым понимается доля подведенной теплоты, превращенная в работу:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{l_u}{q_1}, \quad (3.1)$$

где

$$l_u = q_1 - q_2.$$

Термический КПД всегда меньше единицы, и только при  $q_2=0$   $\eta_t=1$ , чего практически осуществить невозможно.

Если в цикле *1в2а1* (рис. 3.3б) расширение происходит в процессе *1–а–2* с подводом теплоты  $q_2$ , а сжатие – в процессе *2–в–1* с отводом теплоты  $q_1$ ,  $l_{расш} < l_{сж}$ . Тогда результирующая работа  $l_{рез.} = l_{расш.} - l_{сж.} < 0$ , то есть на осуществление цикла затрачивается работа. Такие циклы называются *обратными* (циклы холодильных установок). Степень совершенства обратных циклов характеризуется холодильным коэффициентом

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{l_u}.$$

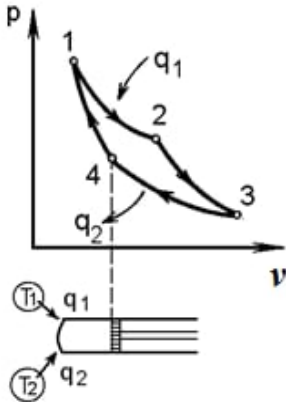


Рис. 3.4. Прямой обратимый цикл Карно в координатах  $p\nu$

Циклы бывают обратимыми и необратимыми. Обратимые циклы состоят только из обратимых процессов. Если хоть один процесс в цикле необратимый, то и цикл будет необратимым.

Задачу о том, в каком случае подведенная теплота будет максимально превращаться в работу, впервые решил французский инженер и ученый Сади Карно. Он предложил цикл, который состоит из двух изотерм и двух адиабат (рис. 3.4). Термический КПД цикла Карно имеет наибольшее значение по сравнению с КПД любого цикла, осуществляемо-

го при тех же температурах, и является эталоном при оценке степени совершенства циклов реальных двигателей.

Для осуществления этого цикла нужно иметь горячий источник теплоты с температурой  $T_1$ , холодный источник с температурой  $T_2$ , 1 кг идеального газа (рабочего тела), поршень и цилиндр с абсолютно нетеплопроводными стенками. Процессы подвода и отвода теплоты не должны влиять на состояние источников, то есть температуры их должны оставаться постоянными.

Рабочее тело с параметрами  $p_1, v_1$  (точка 1 в  $pv$ -диаграмме), соприкасаясь с горячим источником  $T_1$ , получает теплоту  $q_1$  и расширяется при  $T_1 = const$ . Чтобы процесс расширения был обратимым, он должен происходить при отсутствии разности температур между источником и рабочим телом, то есть по изотерме 1–2.

В точке 2 горячий источник отключается, и дальнейшее расширение рабочего тела происходит по адиабате 2–3 за счет внутренней энергии. В результате температура газа понижается до  $T_2$ . В точке 3 рабочее тело подключается к холодному источнику с температурой  $T_2$  и сжимается по изотерме 3–4 при  $T_2 = const$ , отдавая ему теплоту  $q_2$ . В точке 4 холодный источник отключается, и дальнейшее сжатие происходит по адиабате 4–1. Работа, затраченная на сжатие, идет на увеличение внутренней энергии, а это приводит к увеличению температуры до  $T_1$ . После этого цикл повторяется.

На тепловой  $Ts$ -диаграмме (рис. 3.5) площадь  $12s_2s_11$  соответствует количеству подведенной теплоты  $q_1$ , площадь  $43s_2s_14$  – количеству отведенной теплоты  $q_2$ . Следовательно,

$$q_1 = T_1(s_2 - s_1);$$

$$q_2 = T_2(s_2 - s_1).$$

Термический КПД цикла Карно

$$\eta_t^k = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{l_u}{q_1};$$

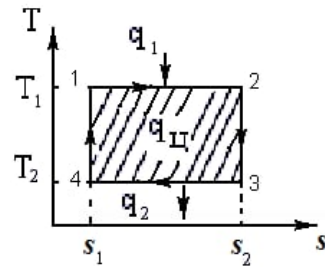


Рис. 3.5. Прямой обратимый цикл Карно в координатах  $Ts$

$$\eta_t^k = \frac{T_1(s_2 - s_1) - T_2(s_2 - s_1)}{T_1(s_2 - s_1)};$$

$$\eta_t^k = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (3.2)$$

Формула (3.2) показывает следующее:

1) термический КПД цикла Карно зависит только от температуры горячего и холодного источников теплоты, то есть  $\eta_t^k = f(T_1, T_2)$ ;

2) при наличии только одного источника теплоту в работу превратить нельзя ( $T_1 = T_2$ ;  $l_u = 0$ ,  $\eta_t = 0$ );

3) невозможно превратить всю подведенную теплоту в работу ( $q_1 = l_u$ ), то есть термический КПД цикла не может достигнуть значения, равного единице, так как для этого необходимо, чтобы  $T_1 = \infty$  или  $T_2 = 0$ , что неосуществимо;

4) чем выше температура горячего источника  $T_1$  и чем ниже температура холодного источника  $T_2$ , тем больше КПД и тем большая часть подведенной теплоты превращается в работу;

5) термический КПД цикла Карно не зависит от физических свойств рабочего тела.

Последнее положение известно под названием *теоремы Карно*. Оно следует из того, что формула (3.2) не содержит величин, характеризующих свойства рабочего тела, а использованные для ее вывода выражения  $q_1$  и  $q_2$  справедливы для любого тела.

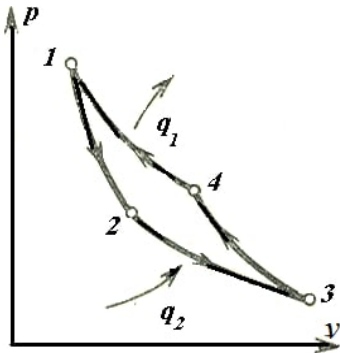


Рис. 3.6. Обратный обратимый цикл Карно в координатах  $p$  $v$

Обратный цикл Карно, так же, как и прямой, состоит из двух адиабат и двух изотерм, но рабочее тело изменяет свое состояние в направлении против вращения часовой стрелки, в связи с чем изотерма расширения располагается ниже изотермы сжатия (рис. 3.6).

Газ с начальным состоянием, определяемым параметрами точки 1, расширяется по адиабате 1–2 за счет уменьшения внутренней энергии, при этом температура газа понижается от  $T_1$  до  $T_2$ .

В точке 2 рабочее тело подключается к холодному источнику с температурой  $T_2$  и в изотермическом процессе 2–3 отбирает теплоту  $q_2$  у охлаждаемого нижнего источника тепла.

В точке 3 процесс расширения заканчивается и начинается адиабатное сжатие 3–4, в результате которого температура рабочего тела повышается до температуры горячего источника  $T_1$ .

В точке 4 рабочее тело подключается к горячему источнику с температурой  $T_1$  и в изотермическом процессе 4–1 отдает ему теплоту:

$$q_1 = q_2 + l_{ц}.$$

Таким образом, в результате затраченной в процессе сжатия 3–4–1 работы  $l_{сж}$  произошла передача теплоты от менее нагретого тела к более нагретому. При этом горячему источнику передается не только теплота  $q_2$ , но и часть превращенной в теплоту работы  $l_{ц}$ , определяемой площадью цикла 1–2–3–4.

Степень совершенства обратного обратимого цикла Карно определяется холодильным коэффициентом

$$\varepsilon_{\kappa} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{l_{ц}}.$$

Учитывая, что в цикле Карно

$$q_1 = T_1(s_2 - s_1),$$

а

$$q_2 = T_2(s_2 - s_1),$$

окончательно получим

$$\varepsilon_{\kappa} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}. \quad (3.3)$$

Чем больше  $T_2$ , тем больше  $\varepsilon$ . При неизменном значении  $T_2$  цикл экономичнее при более низком значении  $T_1$ .

### 3.2. Общие свойства обратимых и необратимых циклов

Термический КПД цикла Карно определяется из выражения (3.1) или (3.2), то есть в цикле Карно

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

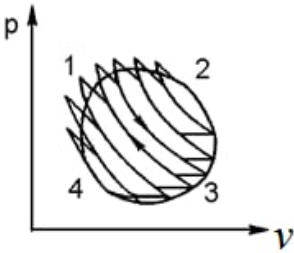


Рис. 3.7. Произвольный обратимый цикл

или

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

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

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

В соответствии с принятым правилом знаков величина теплоты  $q_1$ , подводимой к рабочему телу, считается положительной, а теплоты  $q_2$ , отводимой от рабочего тела – отрицательной. Значит, последнее соотношение можно записать в форме

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0$$

или

$$\sum \frac{q}{T} = 0 \quad (3.4)$$

Из выражения (3.4) следует: в обратимом цикле Карно алгебраическая сумма приведенных теплот равна нулю. Рассмотрим произвольный обратимый цикл 1–2–3–4 (рис. 3.7). Разобьем его с помощью адиабат на бесконечное множество элементарных циклов. Каждый из этих циклов образуется двумя адиабатами и двумя элементарными участками основного цикла, которые можно рассматривать как изомеры подвода и отвода теплоты. Таким образом, каждый элементарный цикл является элементарным циклом Карно, для которого в соответствии с выражением (3.4) можно записать:

$$\frac{\delta q_1}{T_1} + \frac{\delta q_2}{T_2} = 0.$$

Интегрируя это выражение по верхней ветви подвода теплоты и по нижней ветви отвода теплоты, получим

$$\int \frac{\delta q_1}{T_1} + \int \frac{\delta q_2}{T_2} = 0$$

или, по аналогии с выражением (3.4), можно записать интегральную сумму и заменить последнее равенство на круговой интеграл:

$$\oint \frac{\delta q}{T} = 0. \quad (3.5)$$

В выражениях (3.4) и (3.5) температуры рабочего тела равны температурам источников теплоты, так как мы имеем дело с обратимыми процессами. Количество теплоты, отбираемой от источника, равно количеству теплоты, передаваемой рабочему телу, но знак  $\delta q$  берется относительно рабочего тела, то есть подведенная к рабочему телу теплота – положительная, отведенная от рабочего тела – отрицательная.

Интеграл (3.5) называется *первым интегралом Клаузиуса*, и его можно рассматривать как математическое выражение второго закона термодинамики для обратимых циклов, так как отправным пунктом его доказательства является второй закон термодинамики. Интеграл (3.5) показывает, что для превращения теплоты в работу нужно иметь горячие ( $\delta q > 0$ ) и холодные ( $\delta q < 0$ ) источники теплоты, иначе  $\oint \frac{\delta q}{T}$  не будет равен нулю.

Рассмотрим необратимые циклы.

Термический КПД обратимого цикла Карно

$$\eta_t^{к.обр} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

В этом выражении температура горячего источника  $T_1$  в процессе подвода теплоты равна температуре рабочего тела  $T_1'$ , температура холодного источника  $T_2$  равна температуре рабочего тела  $T_2'$  в процессе отвода теплоты (это условие обратимости процессов).

В необратимом цикле Карно  $T_1 > T_1'$ , а  $T_2 < T_2'$ . Поэтому процессы подвода и отвода теплоты, а значит, и весь цикл, являются необратимыми. Необратимость вызвана отсутствием температурного равновесия между рабочим телом и источниками теплоты. КПД необратимого цикла Карно

$$\eta_t^{к.необр} = 1 - \frac{T_2'}{T_1'} = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

меньше термического КПД обратимого цикла Карно, осуществляемого в том же интервале температур:

$$\eta_i^{\text{к.необр}} < \eta_i^{\text{к.обр}}.$$

Учитывая, что  $q_2$  – теплота отводимая, получим

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} < 0, \quad (3.6)$$

где  $T_1$  и  $T_2$  – температуры теплоотдатчика и теплоприемника; они не равны температурам рабочего тела при подводе и отводе теплоты. Неравенство (3.6) показывает, что в необратимом цикле Карно алгебраическая сумма приведенных теплот меньше нуля.

Как и в предыдущем случае, обобщим полученное неравенство на произвольный необратимый цикл. Для этого необратимый цикл с помощью адиабат разобьем на бесконечное множество элементарных необратимых циклов Карно. Для каждого из этих элементарных циклов можно применить неравенство (3.6) в виде

$$\frac{\delta q_1}{T_1} + \frac{\delta q_2}{T_2} < 0.$$

После интегрирования по участкам подвода и отвода теплоты получим

$$\int \frac{\delta q_1}{T_1} + \int \frac{\delta q_2}{T_2} < 0,$$

или

$$\oint \frac{\delta q}{T} < 0. \quad (3.7)$$

В этом неравенстве, как и в неравенстве (3.6), температура относится не к рабочему телу, а к теплоотдатчикам и теплоприемникам, и знак  $\delta q$  берется относительно рабочего тела. Неравенство (3.7) называется *вторым интегралом Клаузиуса*, и его можно рассматривать как математическое выражение второго закона термодинамики для необратимых циклов.

Объединяя формулы (3.5) и (3.7), получим неравенство

$$\oint \frac{\delta q}{T} \leq 0, \quad (3.8)$$

называемое аналитическим выражением второго закона термодинамики. Знак равенства относится к обратимым, а знак неравенства – к необратимым циклам.

### 3.3. Изменение энтропии в обратимых и необратимых процессах

Выражение  $\oint \frac{\delta q}{T} = 0$ , характеризующее обратимые циклы, показывает, что интеграл элементарной приведенной теплоты по замкнутому контуру равен нулю. Следовательно, подинтегральная величина является полным дифференциалом некоторой функции состояния, которая ранее была обозначена символом  $s$  и названа энтропией. Ее дифференциал для элементарного обратимого процесса записывается в виде

$$ds = \frac{\delta q}{T}. \quad (3.9)$$

Проинтегрировав выражение (3.9), можно определить изменение энтропии в обратимом процессе 1–2:

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{\delta q}{T}. \quad (3.10)$$

Так как процесс обратимый, температура в формулах (3.9) и (3.10) относится как к источникам теплоты, так и к рабочему телу.

Чтобы определить изменение энтропии в необратимых процессах, рассмотрим необратимый цикл (рис. 3.8), который состоит из обратимого процесса (2–4–1) и необратимого (1–3–2), условно изображенного пунктирной линией.

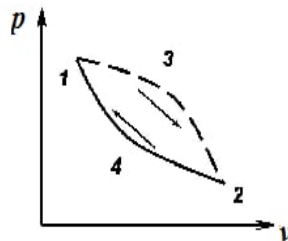


Рис. 3.8. Произвольный необратимый цикл

Для необратимого цикла согласно неравенству (3.7)

$$\oint \frac{\delta q}{T} < 0$$

или

$$\int_{1-3-2} \frac{\delta q}{T} + \int_{2-4-1} \frac{\delta q}{T} < 0. \quad (3.11)$$

В обратимом процессе 2-4-1

$$\int_{2-4-1} \frac{\delta q}{T} = s_1 - s_2 .$$

Подставив это выражение в неравенство (3.11), получим

$$\int_{1-3-2} \frac{\delta q}{T} + (s_1 - s_2) < 0 .$$

Отсюда следует, что изменение энтропии в необратимом процессе будет

$$s_2 - s_1 > \int_1^2 \frac{\delta q}{T} . \quad (3.12)$$

Объединяя выражения (3.10) и (3.12), запишем

$$s_2 - s_1 \geq \int_1^2 \frac{\delta q}{T} . \quad (3.13)$$

Энтропия – функция состояния, ее изменение не зависит от характера процесса, а определяется только начальным и конечным состояниями. В рассматриваемом случае начало и конец обратимого и необратимого процессов совпадают, следовательно, изменение энтропии в этих процессах будет одним и тем же.

Формулы (3.10) и (3.12) показывают, что в обратимых процессах  $\int_1^2 \frac{\delta q}{T}$  равен изменению энтропии  $s_2 - s_1$ , а в необратимых  $\int_1^2 \frac{\delta q}{T}$  меньше изменения энтропии  $s_2 - s_1$ .

Формулы (3.10)–(3.12), полученные из выражения (3.8), также являются математическим выражением второго закона термодинамики для обратимых и необратимых процессов.

Для элементарного необратимого процесса согласно неравенству (3.12)

$$ds > \frac{\delta q}{T} . \quad (3.14)$$

Объединяя неравенства (3.9) и (3.14), получим

$$ds \geq \frac{\delta q}{T}. \quad (3.15)$$

Знак равенства относится к обратимым, а знак неравенства – к необратимым процессам. В неравенстве (3.14)  $\delta q$  – элементарное количество теплоты, полученной рабочим телом от источника теплоты;  $T$  – абсолютная температура источника теплоты, при которой она подводится.

### 3.4. Принцип возрастания энтропии изолированной системы

*Изолированная система* – это система, которая не обменивается теплотой с окружающей средой ( $\delta q = 0$ ). Если в изолированной системе протекают обратимые процессы, то из уравнения

$$ds = \delta q/T$$

видно, что  $ds = 0$ ;  $s = const$ . Энтропия изолированной системы остается постоянной.

Если же в изолированной системе протекают необратимые процессы, то из выражения  $ds > \delta q/T$  получим  $ds > 0$ ; то есть происходит увеличение энтропии. Таким образом, энтропия изолированной системы либо остается неизменной ( $ds = 0$ ,  $s = const$ ), либо увеличивается ( $ds > 0$ ), но никогда не уменьшается, хотя энтропия отдельных тел, входящих в изолированную систему, может и увеличиваться, и уменьшаться, и оставаться постоянной. Но для всей системы  $ds \geq 0$ .

Увеличение энтропии изолированной системы при протекании в ней необратимых процессов называется принципом возрастания энтропии. Увеличение энтропии изолированной системы не имело бы особого значения, если бы оно не сопровождалось уменьшением работоспособности системы.

Принцип возрастания энтропии является общим выражением второго закона термодинамики, показывающим деградацию (обесценивание) энергии при протекании необратимых процессов.

Допустим, изолированная система состоит из двух участков (источников теплоты) с температурами  $T_1$  и  $T_2$ ,  $T_1 > T_2$ . Необратимым путем, то есть при конечной разности температур, теплота передается от горячего источника к холодному, при этом температура горячего

источника понижается, и ее способность совершать работу снижается, то есть энергия деградирует, а энтропия системы растет. Через некоторое время температуры выравниваются, система приходит в состояние равновесия, и рост энтропии прекращается, достигнув своего максимального значения. Таким образом, в равновесном состоянии система имеет максимум энтропии и полностью деградированную энергию (не способную совершать работу). Энергия в пределах системы теряет свою работоспособность.

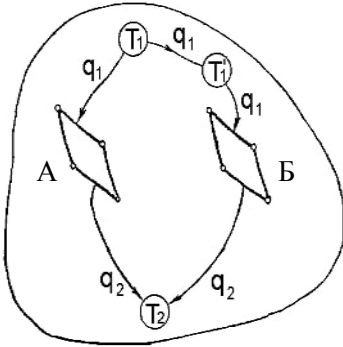


Рис. 3.9. Изолированная система, в которой теплота преобразуется в работу в обратимом и необратимом процессах

Рассмотрим изолированную систему, в которой имеются два источника теплоты  $T_1$  и  $T_2$  и 1 кг рабочего тела (рис. 3.9).

Подключая рабочее тело к источникам попеременно, превратим теплоту в работу.

Для этого в первом случае (А) от источника с температурой  $T_1$  в обратимом процессе отводим теплоту  $q_1$  к рабочему телу и посредством цикла Карно преобразуем ее в работу  $l$ , при этом источнику  $T_2$  отводится теплота  $q_2$ . Во втором случае (Б) используем промежуточный источник с температурой  $T_1' < T_1$ .

Теплоту также в количестве  $q_1$  сначала необратимо (при конечной разности температур) передаем от источника с температурой  $T_1$  источнику с температурой  $T_1'$ . Затем эту же теплоту в количестве  $q_1$  передаем рабочему телу и преобразуем в работу  $l'$  также посредством цикла Карно. Из выражения

$$\eta_i = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{l}{q_1},$$

получим

$$l = q_1 \eta_i.$$

В первом случае (А)

$$l = q_1 \eta_i^k = q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right).$$

Во втором случае (Б)  $l' = q_1 \eta_i^{\text{к}} = q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$ .

Потеря работы в результате такого необратимого процесса передачи теплоты от источника  $T_1$  источнику  $T_2$  составит

$$\Delta l = l - l' = q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) - q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = -T_2 \frac{q_1}{T_1} + T_1 \frac{q_1}{T_1},$$

или

$$\Delta l = T_2 \left(\frac{q_1}{T_1} - \frac{q_1}{T_1}\right) = T_2 \Delta s. \quad (3.16)$$

Это уравнение называется *уравнением Гюи–Стодоля*. Оно устанавливает, что уменьшение работоспособности изолированной системы, в которой протекают необратимые процессы, равно произведению температуры нижнего источника на изменение энтропии этой системы. Чем больше необратимость процессов, тем больше увеличение энтропии, то есть рост энтропии является мерой необратимости процесса, мерой потери работоспособности, мерой деградации энергии.

### 3.5. Энтропия как статистическое понятие. Формула Больцмана

С позиции кинетической теории газов энтропию можно рассматривать как меру неупорядоченности системы или меру отклонения системы от состояния равновесия.

Рассмотрим газ. Молекулы газа движутся беспорядочно. Начнем охлаждать его путем отвода теплоты при постоянном давлении. Энтропия начнет уменьшаться. Вместе с тем скорость молекул замедляется, начинается конденсация. Молекулы жидкости более упорядочены, они колеблются около какого-то положения равновесия, которое постепенно смещается. Если продолжить отвод теплоты, энтропия будет продолжать уменьшаться, а жидкость перейдет в твердое состояние, при котором молекулы упорядочены еще больше, чем в жидкости. Они колеблются около узлов кристаллической решетки. Таким образом, с уменьшением энтропии растет упорядоченность системы.

Любую систему можно характеризовать макроскопическими ( $p, v, T$ ) и микроскопическими параметрами (координатами и скоростями частиц, из которых состоит система). В первом случае задается макросостояние системы, во втором – микросостояние. Причем одному и тому же макросостоянию могут соответствовать несколько микросостояний. Число микросостояний, характеризующих данное макросостояние, называется *термодинамической вероятностью*  $w$ .

Кинетическая теория доказывает, что между величиной энтропии в данном состоянии и термодинамической вероятностью существует зависимость.

Рассмотрим сосуд, в котором находятся четыре молекулы – А, В, С, Д. Разделим сосуд мысленно на две равные части (рис. 3.10).

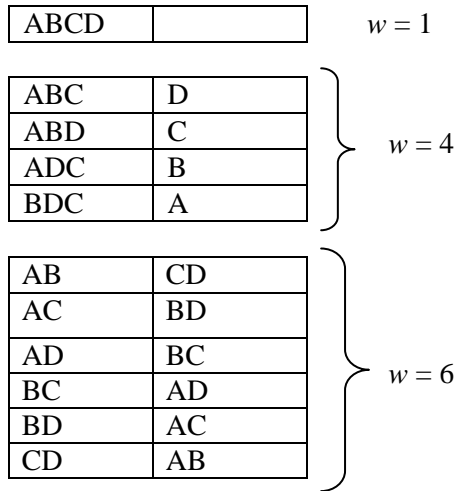


Рис. 3.10. Термодинамические вероятности распределения молекул в системе

Термодинамическая вероятность того, что все четыре молекулы находятся в левой половине сосуда, равна единице ( $w = 1$ ), то есть такое макросостояние реализуется одним микросостоянием. Макросостояние, при котором три молекулы находятся в левой половине, а одна молекула – в правой половине сосуда, реализуется четырьмя микросостояниями ( $w = 4$ ), то есть рассматриваемое событие реализуется четырьмя способами.

Макросостояние, при котором две молекулы находятся в левой половине сосуда, а две – в правой (равновесное состояние), реализуется шестью микросостояниями ( $w = 6$ ). Таким образом, наиболее вероятное состояние – это состояние равновесия ( $w = 6$ ). Система из менее вероятного состояния стремится к более вероятному. Однако не исключается вероятность самопроизвольного сжатия ( $w = 4$ ,  $w = 1$ ), хотя эта вероятность мала. Вместе с тем переход системы из менее вероятного состояния в более вероятное сопровождается ростом энтропии, которая в равновесном состоянии достигает наибольшего значения. Отсюда напрашивается вывод, что действительно между термодинамической вероятностью  $w$  и энтропией  $s$  существует зависимость вида

$$s = f(w). \quad (3.17)$$

Чтобы определить эту зависимость, представим систему, состоящую из двух частей.

Энтропия частей  $s_1, s_2$ . Термодинамические вероятности –  $w_1, w_2$ . Энтропия обладает свойством аддитивности, то есть энтропия системы равна сумме энтропии частей:

$$s = s_1 + s_2. \quad (3.18)$$

Вероятность системы равна произведению вероятностей частей:

$$w = w_1 \cdot w_2. \quad (3.19)$$

Исходя из равенства (3.17),

$$s_1 = f(w_1); \quad s_2 = f(w_2). \quad (3.20)$$

Соотношения уравнений (3.18)–(3.20) могут удовлетворяться, если

$$s = k_B \cdot \ln w, \quad (3.21)$$

где  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$  (Дж/К) – постоянная Больцмана.

Действительно,

$$s = s_1 + s_2 = k_B \cdot \ln w_1 + k_B \cdot \ln w_2 = k_B \cdot \ln(w_1 \cdot w_2) = k_B \cdot \ln w.$$

Уравнение (3.21) было предложено Больцманом, оно показывает, что энтропия изолированной системы пропорциональна натуральному логарифму вероятности данного состояния и является статистическим понятием. Уравнение утверждает, что в изолированной

системе процессы, сопровождающиеся возрастанием энтропии, являются наиболее вероятными (но не являются неизбежными), в то время как феноменологическая формулировка считает такие процессы единственно возможными.

Однако для систем, состоящих из большого числа частиц, наиболее вероятное направление процесса совпадает с абсолютно неизбежным. Для таких систем второй закон термодинамики становится абсолютным, а для систем с небольшим числом частиц второй закон термодинамики неприменим.

При переходе системы из состояния с энтропией  $s_1$  и термодинамической вероятностью  $w_1$  в состояние с термодинамической вероятностью  $w_2$  энтропия системы изменяется на величину

$$s_2 - s_1 = k \ln \left( \frac{w_2}{w_1} \right).$$

Если  $w_2 > w_1$ , система переходит из менее вероятного состояния 1 в более вероятное состояние 2, энтропия системы растет. Если  $w_2 < w_1$ , система из более вероятного состояния переходит в менее вероятное состояние, энтропия уменьшается.

Больцман доказал, что возрастание энтропии нельзя рассматривать как нечто абсолютное, что второй закон термодинамики является относительным, статистическим законом.

### 3.6. Эксергия

Различные виды энергии имеют неодинаковую практическую пригодность, а также неодинаковую техническую ценность, отнесенную к единице энергии. В качестве всеобщего показателя практической энергетической пригодности (качества) различных форм переноса энергии принята их способность к совершению работы.

Второй закон термодинамики утверждает, что, для того чтобы превратить теплоту в работу, нужно иметь не менее двух источников теплоты – верхний (горячий) и нижний (холодный), и что не вся теплота может быть превращена в работу. В реальных условиях в качестве нижнего источника теплоты, как правило, используется окружающая среда. Поэтому температура окружающей среды является важным параметром при техническом осуществлении тепловых циклов и оценке практической пригодности энергии.

Практическая энергетическая пригодность источника теплоты или рабочего тела равна нулю, если параметры их состояния соответствуют параметрам окружающей среды. Поэтому состояние термодинамического равновесия источника теплоты или рабочего тела с окружающей средой принимается за начало отсчета (нулевой уровень) при рассмотрении их практической энергетической пригодности. Например, окружающая среда располагает неограниченным количеством тепловой энергии, но практическая пригодность этой теплоты равна нулю. Чем ближе параметры источника теплоты к параметрам окружающей среды, тем меньше его практическая пригодность.

Различные виды энергии и теплота способны максимально превращаться в работу при выполнении следующих условий: процессы, связанные с превращением энергии, во-первых, должны быть обратимыми; во-вторых, они должны протекать до состояния равновесия с окружающей средой. Полученная при этих условиях максимальная работа и есть эксергия.

Эксергия обозначается как  $Ex$ , измеряется в джоулях (Дж). Удельная эксергия

$$ex = \frac{Ex}{m}, \text{ Дж/кг.}$$

Различают эксергию рабочего тела в потоке, эксергию неподвижного рабочего тела и эксергию теплоты.

Энергией рабочего тела, способной превращаться в работу, является: в потоке – энтальпия, в неподвижном теле – внутренняя энергия. Энтальпия и внутренняя энергия, как и теплота, не способны полностью превращаться в работу в круговом процессе. Поэтому и возникло понятие эксергии. *Эксергия* – это превратимая часть энергии, то есть та ее часть, которая может превращаться в работу при сформулированных выше условиях. Непревратимая часть энергии называется анергией.

### ***Эксергия теплоты***

Рассмотрим систему, которая состоит из теплоотдатчика с температурой  $T$ , теплоприемника (окружающая среда с температурой  $T_0$ ) и рабочего тела массой 1 кг.

Располагаемое количество теплоты  $q$ . Эксергия теплоты – это максимальная работа, которую можно получить из этой теплоты. Она равна работе обратимого цикла Карно:

$$l_{\max} = q \cdot \eta_{t.цк} = q \left(1 - \frac{T_0}{T}\right);$$

то есть эксергия теплоты определяется из выражения

$$ex = q \left(1 - \frac{T_0}{T}\right). \tag{3.22}$$

### Эксергия рабочего тела в потоке

Определить эксергию рабочего тела в потоке – значит определить максимальную работу, которую может совершать рабочее тело в потоке при обратимом переходе из состояния с параметрами  $p$  и  $T$  в состояние равновесия с окружающей средой с параметрами  $p_o$ ,  $T_o$ . Чтобы процесс был обратимым, он должен протекать по изотерме при температуре окружающей среды. Но для этого надо температуру рабочего тела предварительно понизить до температуры окружающей среды, не допуская необратимости. Это можно сделать, исключив теплообмен. Поэтому сначала путем адиабатного расширения (рис. 3.11, 3.12; процесс  $1-a$ ) охлаждаем рабочее тело до температуры окружающей среды  $T_o$ , затем по изотерме  $a-0$  понижаем давление до давления  $p_o$ . Максимальная работа

$$l_{\max} = l_{ад.} + l_T.$$

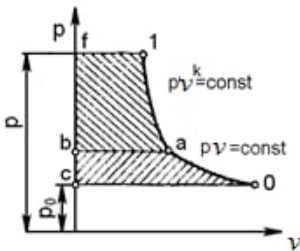


Рис. 3.11. Процессы обратимого перехода рабочего тела в состояние равновесия с окружающей средой в координатах  $pv$

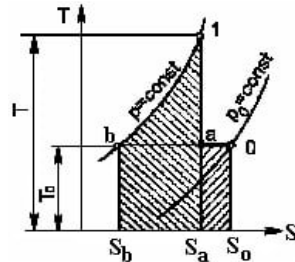


Рис. 3.12. Процессы обратимого перехода рабочего тела в состояние равновесия с окружающей средой в координатах  $Ts$

Работу потока в адиабатном процессе  $l_{a\theta}$ , которая в  $p\nu$ -диаграмме характеризуется площадью  $abfla$ , определяем из уравнения

$$\delta q = dh - \nu dp. \quad (3.23)$$

Для этого интегрируем выражение (3.23) по адиабате  $1-a$ :

$$q_{1-a} = \int_1^a dh - \int_1^a \nu dp = h_a - h_1 + l_{1-a},$$

где

$$-\nu dp = dl_{nom}$$

– элементарная работа потока.

В адиабатном процессе

$$q_{1-a} = 0,$$

следовательно,

$$l_{1-a} = -\int_1^a \nu dp = h_1 - h_a. \quad (3.24)$$

Превращенная в работу энтальпия  $h_1-h_a$  в  $Ts$ -диаграмме изображается заштрихованной площадью  $l s_a s_b b l$ .

Работа в изотермическом процессе определяется также из выражения (3.23) путем интегрирования его по изотермическому процессу  $a-0$ :

$$q_{a-0} = \int_a^0 dh - \int_a^0 \nu dp$$

или

$$q_{a-0} = (h_0 - h_a) + l_{a-0}. \quad (3.25)$$

В изотермическом процессе  $a-0$

$$q_{a-0} = T_0 (s_0 - s_a).$$

Подставим это выражение в формулу (3.25) и получим

$$l_{a-0} = h_a - h_0 + T_0 (s_0 - s_a). \quad (3.26)$$

Работа в изотермическом процессе  $l_{a-0}$  в  $p\nu$ -диаграмме изображается площадью  $0abc0$ , теплота и энтальпия, превращенные в эту работу, – площадью  $0as_a s_0 0$  в  $Ts$ -диаграмме.

Просуммировав уравнения (3.24) и (3.26), получим максимальную работу, или эксергию рабочего тела в потоке:

$$l_{\max} = l_{1-a} + l_{a-0} = h_1 - h_a + h_a - h_0 + T_0(s_0 - s_a)$$

или

$$ex = h_1 - h_0 - T_0(s_1 - s_0), \quad (3.27)$$

так как  $s_a = s_f$ .

### *Эксергия неподвижного рабочего тела*

Допустим, рабочее тело находится в цилиндре с подвижным поршнем. Параметры рабочего тела  $u, s, v, T, p$ . Параметры окружающей среды  $u_0, s_0, v_0, T_0, p_0$ . Задача определения эксергии неподвижного рабочего тела, как и для потока, сводится к определению максимальной работы, которую может произвести система при обратимом переходе всех ее параметров в состояние равновесия с окружающей средой.

В данном случае мы рассматриваем закрытую систему, то есть обмен веществом через границы системы исключен. Среда и система взаимодействуют только в форме теплоты (термическое взаимодействие) и в форме работы (деформационное взаимодействие). Максимальная работа, совершаемая на элементарном участке процесса при термическом взаимодействии:

$$\delta l' = -\delta q \left[ 1 - \left( \frac{T_o}{T} \right) \right],$$

при деформационном взаимодействии –  $\delta l$ .

Часть деформационной работы

$$\delta l'' = p_o dv$$

затрачивается на преодоление давления окружающей среды. Поэтому с пользой может быть использована только часть деформационной работы:

$$\delta l''' = \delta l - \delta l''.$$

Таким образом, эксергия, или максимальная полезная работа системы на элементарном участке процесса

$$\begin{aligned} \delta l_{\max} &= \delta l' + \delta l - \delta l'' = -\delta q \left( 1 - \frac{T_o}{T} \right) + \delta l - p_o dv = \\ &= -\delta q + T_o \frac{\delta q}{T} + \delta l - p_o dv. \end{aligned}$$

Из первого закона термодинамики:

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

а из второго закона термодинамики:

$$\frac{\delta q}{T} = ds.$$

Следовательно,

$$\delta l_{\max} = -du + T_0 ds - p_0 dv.$$

После интегрирования по процессу получим

$$l_{\max} = (u - u_o) + T_o(s_o - s) - p_o(v_o - v)$$

или

$$ex = (u - u_o) - T_o(s - s_o) + p_o(v - v_o). \quad (3.28)$$

Если все процессы, связанные с преобразованием энергии, протекают обратимо, то эксергия системы остается неизменной. Эксергия в начале процесса равна эксергии в конце процесса:

$$ex_1 = ex_2.$$

Если при этом часть энергии преобразуется в работу, работа  $l_{\max}$  будет максимальной:

$$ex_1 - ex_2 = l_{\max}.$$

Если же в системе протекают необратимые процессы, то происходит потеря эксергии:

$$ex_1 - ex_2 = \Delta ex,$$

где  $\Delta ex$  – потеря удельной эксергии из-за необратимости процесса. Если при этом часть энергии превращается в работу, работа  $l$  не будет максимальной:

$$ex_1 - ex_2 = l + \Delta ex.$$

Потеря эксергии теплоты

$$ex_1 - ex_2 = q_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) - q_2 \left(1 - \frac{T_0}{T_2}\right) = q_1 - q_2 + T_0 \left(\frac{q_2}{T_2} - \frac{q_1}{T_1}\right);$$

где

$$q_1 - q_2 = l_u$$



Подставив это выражение в формулу (3.29), получим

$$\Delta ex = T_0 \Delta s_c. \quad (3.30)$$

Потеря удельной эксергии теплоты определяется произведением абсолютной температуры окружающей среды на приращение энтропии системы от необратимости процесса.

В диаграмме  $Ts$  потеря эксергии изображается заштрихованной площадью прямоугольника. Потеря эксергии тем больше, чем больше приращение энтропии, вызванное необратимостью процесса.

Потеря эксергии рабочего тела в потоке:

$$ex_1 - ex_2 = [h_1 - h_0 - T_0(s_1 - s_0)] - [h_2 - h_0 - T_0(s_2 - s_0)] = h_1 - h_2 - T_0(s_1 - s_2),$$

где

$$h_1 - h_2 = l_{nom}$$

– удельная полезная работа в адиабатном потоке;

$$-(s_1 - s_2) = (s_2 - s_1) = \Delta s_c$$

– приращение удельной энтропии системы. Тогда

$$ex_1 - ex_2 = l_{nom} + T_0 \Delta s_c$$

или

$$ex_1 - ex_2 = l_{nom} + \Delta ex,$$

$$\Delta ex = T_0 \Delta s_c. \quad (3.31)$$

Таким образом, потеря эксергии потока и потеря эксергии теплоты описываются одинаковыми уравнениями (3.31) и (3.30).

### 3.7. Эксергетический баланс и эксергетический КПД

При исследовании совершенства тепловых процессов путем составления энергетического (теплого) баланса не учитывается качество различных видов энергии. Поэтому энергетический баланс не дает возможности установить процессы, снижающие степень совершенства тепловой установки, и не позволяет произвести количественную оценку этих процессов.

Для того, чтобы выявить и количественно оценить причины снижения совершенства процесса и получить информацию о возмож-

ности повышения этого совершенства, нужен эксергетический анализ тепловых процессов. Для этого сначала составляют материальный и энергетический балансы, а затем – эксергетический.

Материальный баланс основан на законе сохранения массы, а энергетический – на законе сохранения энергии. Закона сохранения эксергии не существует, поэтому эксергетический баланс вводится искусственно. Для этого исследуемую систему мысленно отделяют контрольной поверхностью, через которую происходит обмен энергией и веществом с окружающей средой, учитывают в нем внутренние потери эксергии, которые возникают в результате необратимых процессов, протекающих в пределах выделенной системы, и записывают входящие и выходящие потоки эксергии. Общее уравнение эксергетического баланса имеет вид

$$Ex_1 = Ex_2 + \Delta Ex_u + \Delta Ex_r + L + \Delta Ex_{1-2}, \quad (3.32)$$

где  $Ex_1$  – эксергия веществ, поступающих в систему;  $Ex_2$  – эксергия веществ, отводимых от системы;  $\Delta Ex_u$  – приращение эксергии системы;  $\Delta Ex_r$  – приращение эксергии внешнего источника тепла, участвующего в теплообмене с окружающей средой;  $L$  – работа, совершаемая системой;  $\Delta Ex_{1-2}$  – внутренние потери эксергии в результате необратимости процессов в системе.

При составлении баланса нужно стремиться к возможно более подробной дифференциации потерь эксергии, чтобы получить как можно более подробную информацию о путях повышения совершенства процесса. Подводимые и отводимые потоки эксергии также нужно делить на составляющие. Эксергетический баланс, как и любой другой, можно представить графически, при этом ширина полос будет пропорциональна значениям представляемых величин.

Величины, входящие в уравнение эксергетического баланса, могут служить для определения эксергетического КПД. При расчете термического КПД не учитывается различное качество видов энергии. Поэтому термический КПД является показателем, позволяющим сравнивать только однотипные процессы, но не определяет степень совершенства процесса.

При расчете эксергетического КПД как полезный эффект, так и расходы, связанные с проведением процесса, выражаются с помощью эксергии или работы. Благодаря правильной оценке качества различных видов энергии, эксергетический КПД является мерой степени совер-

шенства процесса. Чем меньше необратимость рассматриваемых изменений, тем больше эксергетический КПД. В пределе для идеального обратимого процесса он равен единице, для необратимого – нулю:

$$\eta_e = \frac{\sum Ex_s}{\sum Ex_z},$$

где  $\sum Ex_s$  – сумма потоков эксергии, которые определяют получаемый эффект;  $\sum Ex_z$  – сумма потоков эксергии, которые определяют затраты.

Для реальных процессов  $0 < \eta_e < 1$ . Сравнивая эксергетический КПД двух однопоточных процессов, мы видим, что в процессе с более низким КПД существует возможность увеличения степени совершенства либо путем снижения необратимости в каком-либо звене процесса, либо путем улучшения использования выходящих продуктов.

Чтобы установить наиболее выгодный путь увеличения совершенства исследуемого процесса, нужно сравнить потери эксергии в отдельных звеньях процесса, а потом изучить возможности уменьшения тех потерь, которые наиболее заметно влияют на совершенство процесса. Например, эксергетический анализ показывает, что эксергетический КПД парового котла даже при самых современных технических решениях очень мал (не превышает 50 %). Вызвано это прежде всего необратимостью процессов горения и теплообмена между продуктами сгорания и рабочим телом. Это говорит о том, что общий принцип, на котором основан данный тепловой процесс, выбран не наилучшим образом. Нужно менять принцип реализации данного процесса, то есть изменить принцип использования химической энергии топлива. Этот измененный принцип пытаются реализовать в магнито-гидродинамических (МГД) генераторах, в которых происходит непосредственное преобразование химической энергии топлива в электрическую.

### 3.8. Задания для самостоятельной работы

*Задача 3.1.* 1 кг воздуха совершает работу в обратимом цикле Карно при температурах верхнего  $t_1$  и нижнего  $t_{II}$  источника тепла. Наивысшее давление в цикле составляет  $p_1$ , а наинизшее –  $p_3$ . Определить параметры в характерных точках цикла, работу цикла  $l_{cy}$ , количество подведенной  $q_1$  и отведенной  $q_2$  теплоты и термический КПД  $\eta_t$  цикла. Показатель адиабаты для воздуха принять равным  $\kappa = 1,4$ . Изобразить цикл на  $p$ - $v$ - и  $T$ - $s$ -диаграммах.

Последняя цифра шифра	$t_l, ^\circ\text{C}$	$t_{ll}, ^\circ\text{C}$	Предпоследняя цифра шифра	$p_l, \text{МПа}$	$p_z, \text{МПа}$
0	550	250	0	5	0,10
1	600	290	1	6	0,11
2	650	330	2	7	0,12
3	700	370	3	8	0,13
4	750	410	4	9	0,12
5	800	450	5	10	0,11
6	850	490	6	11	0,10
7	900	530	7	12	0,12
8	950	570	8	13	0,11
9	1000	600	9	14	0,10

*Задача 3.2.* Определить эксергию 1 кг потока горячих газов в котельном агрегате, если известно, что температура пламени равна  $t_l, ^\circ\text{C}$ , давление близко к атмосферному.

Параметры окружающего воздуха: давление  $p_0 = 1$  бар, температура  $t_0, ^\circ\text{C}$ . Принять, что термодинамические свойства продуктов горения аналогичны свойствам воздуха, а теплоемкость зависит от температуры линейно (см. табл. П.9 Приложения).

Последняя цифра шифра	$t_l, ^\circ\text{C}$	Предпоследняя цифра шифра	$t_0, ^\circ\text{C}$
0	1400	0	- 20
1	1410	1	- 10
2	1420	2	0
3	1430	3	10
4	1440	4	20
5	1450	5	30
6	1460	6	40
7	1470	7	50
8	1480	8	60
9	1490	9	70

## Глава 4. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ

Основные параметры ( $p$ ,  $v$ ,  $T$ ) называются *термическими*. Параметры, которые измеряются единицами теплоты, называются *калорическими* ( $u$ ,  $h$ ,  $s$ ,  $c$ ). Измерить термические параметры в опыте относительно просто, поэтому они наиболее часто используются на практике в качестве независимых переменных.

Первый и второй законы термодинамики дают возможность для любого реального тела установить зависимость между параметрами в дифференциальной форме. Следовательно, если некоторые из параметров определены опытным путем, то другие могут быть определены интегрированием соответствующих дифференциальных уравнений. Например, по термическому уравнению состояния

$$v = f(p, T)$$

можно рассчитать значение калорических параметров или по экспериментально определенной зависимости теплоемкости от термических параметров можно определить термическое уравнение состояния.

Дифференциальные уравнения позволяют при изучении свойств реальных веществ часть трудоемких и дорогих экспериментов заменить расчетами. Поэтому они широко используются при вычислении значений определенных физических величин реального газа (энтропии, энтальпии, теплоемкости), а также при составлении термодинамических таблиц.

### 4.1. Дифференциальное уравнение состояния

Уравнение состояния

$$\varphi(p, v, T) = 0$$

можно записать в виде

$$p = f_1(v, T),$$

$$v = f_2(p, T).$$

Дифференцирование этих уравнений дает

$$dp = \left( \frac{\partial p}{\partial v} \right)_T dv + \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dT, \quad (4.1)$$

$$dv = \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_T dp + \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dT. \quad (4.2)$$

Индексы  $p$ ,  $v$ ,  $T$  при частных производных показывают, что они должны быть получены при неизменном значении этих параметров. Решаем совместно уравнения (4.1) и (4.2):

$$\begin{aligned} dp &= \left( \frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_T dp + \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dT \right] + \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dT = \\ &= \left( \frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_T dp + \left( \frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dT + \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dT, \\ &\quad \left( \frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p + \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = 0. \end{aligned}$$

Умножив каждое слагаемое на  $\left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_v$ , получим дифференциальное уравнение состояния в виде

$$\left( \frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \cdot \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_v = -1. \quad (4.3)$$

Содержащиеся в нем частные производные имеют вполне определенный физический смысл:

$$\begin{aligned} - \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_T & \text{ – изотермная сжимаемость;} \\ \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p & \text{ – изобарная расширяемость;} \\ \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v & \text{ – изохорная упругость;} \\ - \frac{1}{v_n} \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_T & = \beta_T \text{ – коэффициент изотермной сжимаемости;} \\ - \frac{1}{v_n} \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p & = \alpha \text{ – коэффициент изобарного расширения;} \end{aligned}$$

$$\frac{1}{p_n} \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \gamma - \text{коэффициент изохорной упругости,}$$

где  $v_n$  – объем газа при нормальных условиях;  $p_n$  – давление газа при нормальных условиях.

## 4.2. Дифференциальные уравнения теплоты, внутренней энергии, энтальпии и энтропии

Основные термодинамические величины (теплоту, внутреннюю энергию, энтальпию и энтропию) можно записать в виде дифференциалов, выраженных через любую пару независимых переменных  $v, T; p, T$  или  $p, v$ , которые связаны между собой уравнением состояния. Возьмем в качестве независимых переменных  $v$  и  $T$ . Продифференцируем выражение  $u = f(v, T)$ :

$$du = \left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv + \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT. \quad (4.4)$$

Полученный результат подставим в уравнение

$$\delta q = du + p dv,$$

в котором

$$\delta q = T ds;$$

$$ds = \left[ \frac{1}{T} \left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + \frac{p}{T} \right] dv + \frac{1}{T} \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT. \quad (4.5)$$

В термодинамике часто встречаются функции вида

$$dz = M(x, y) dx + N(x, y) dy,$$

где  $dz$  может быть или просто суммой двух бесконечно малых величин, или полным дифференциалом некоторой функции

$$z = f(x, y).$$

Если  $dz$  является полным дифференциалом, то должно выполняться условие

$$\left( \frac{\partial M}{\partial y} \right)_x = \left( \frac{\partial N}{\partial x} \right)_y. \quad (4.6)$$

Так как в уравнении (4.5)  $ds$  является полным дифференциалом, в соответствии с условием (4.6) можно записать:

$$\frac{\partial}{\partial T} \left[ \frac{1}{T} \left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + \frac{p}{T} \right] = \frac{\partial}{\partial v} \left[ \frac{1}{T} \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \right],$$

$$-\frac{1}{T^2} \left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + \frac{1}{T} \frac{\partial^2 u}{\partial v \partial T} + \frac{1}{T} \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - \frac{p}{T^2} = \frac{1}{T} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial v \partial T}.$$

Отсюда определяем производную  $(\partial u / \partial v)_T$ , входящую в формулу (4.4):

$$\left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p.$$

Производную, входящую во второе слагаемое формулы (4.4)  $\left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v$  определяем из выражения

$$du = c_v dT.$$

В изохорном процессе

$$-\frac{du}{dT} = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = c_v.$$

Подставив найденные значения в уравнение (4.4), получим дифференциал внутренней энергии

$$du = \left[ T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv + c_v dT. \quad (4.7)$$

Решая совместно уравнения

$$\delta q = du + p dv,$$

и (4.7), получим дифференциал теплоты

$$\delta q = T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv - p dv + c_v dT + p dv,$$

$$\delta q = T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv + c_v dT. \quad (4.8)$$

Дифференциал энтропии можно определить из выражения

$$ds = \delta q/T,$$

подставив вместо  $\delta q$  его значение из уравнения (4.8):

$$ds = \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv + c_v \frac{dT}{T}. \quad (4.9)$$

Если независимыми переменными являются  $p$  и  $T$ , дифференцируем функцию  $h = f(p, T)$ :

$$dh = \left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp + \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT. \quad (4.10)$$

Подставив полученный результат в уравнение

$$\delta q = dh - v dp,$$

в котором

$$\delta q = T ds,$$

получим

$$ds = \left[ \frac{1}{T} \left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_T - \frac{v}{T} \right] dp + \frac{1}{T} \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT. \quad (4.11)$$

В соответствии с условием полного дифференциала выражения (4.6) формулу (4.11) записываем в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial T} \left[ \frac{1}{T} \left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_T - \frac{v}{T} \right] &= \frac{\partial}{\partial p} \left[ \frac{1}{T} \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \right], \\ -\frac{1}{T^2} \left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_T + \frac{1}{T} \frac{\partial^2 h}{\partial p \partial T} + \frac{v}{T^2} - \frac{1}{T} \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p &= \frac{1}{T} \frac{\partial^2 h}{\partial p \partial T}. \end{aligned}$$

Отсюда определяем производную  $\left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_T$ , входящую в уравнение (4.10):

$$\left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_T = v - T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p.$$

Производную во втором слагаемом формулы (4.10) определяем из выражения

$$dh = c_p dT .$$

В изобарном процессе

$$c_p = \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = \frac{dh}{dT} .$$

Подставляя полученные значения производных в уравнение (4.10), получаем

$$dh = \left[ v - T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp + c_p dT ,$$

или

$$dh = c_p dT - \left[ T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] dp . \quad (4.12)$$

Решаем совместно уравнения

$$\delta q = dh - v dp$$

и (4.12):

$$\delta q = c_p dT - T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp + v dp - v dp ,$$

или

$$\delta q = c_p dT - T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp . \quad (4.13)$$

Подставим уравнение (4.13) в выражение

$$ds = \delta q / T :$$

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp . \quad (4.14)$$

Уравнения (4.7)–(4.9) представляют собой дифференциальные уравнения соответственно  $u$ ,  $q$ ,  $s$ , выраженные в переменных  $v$ ,  $T$ .

Уравнения (4.12)–(4.14) – дифференциальные уравнения соответственно  $h$ ,  $q$ ,  $s$  в переменных  $p$ ,  $T$ .

Записав внутреннюю энергию через переменные  $p$  и  $v$ :

$$u = \varphi(p, v), \quad (4.15)$$

можно дифференциалы  $u$ ,  $q$ ,  $s$ ,  $h$  выразить в этих переменных. Для этого дифференцируем выражение (4.15):

$$du = \left( \frac{\partial u}{\partial p} \right)_v dp + \left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_p dv. \quad (4.16)$$

В этом уравнении первую производную  $(\partial u / \partial p)_v$  можно записать как

$$\left( \frac{\partial u}{\partial p} \right)_v = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_v = c_v \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_v, \quad (4.17)$$

а вторую производную  $\left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_p$  – как

$$\left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_p = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_p \left( \frac{\partial T}{\partial v} \right)_p. \quad (4.18)$$

При  $p = const$  и  $\delta q = c_p dT$  уравнение первого закона термодинамики

$$\delta q = du + pdv$$

примет вид

$$c_p dT = du + pdv,$$

отсюда

$$c_p = \frac{du}{dT} + p \frac{dv}{dT},$$

или

$$c_p = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_p + p \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p.$$

Таким образом,

$$\left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_p = c_p - p \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p.$$

Подставим полученное соотношение в формулу (4.18):

$$\left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_p = \left[ c_p - p \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] \left( \frac{\partial T}{\partial v} \right)_p = c_p \left( \frac{\partial T}{\partial v} \right)_p - p, \quad (4.19)$$

а уравнения (4.17) и (4.19) – в формулу (4.16):

$$du = c_v \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_v dp + \left[ c_p \left( \frac{\partial T}{\partial v} \right)_p - p \right] dv. \quad (4.20)$$

Решаем совместно уравнения

$$\delta q = du + pdv$$

и (4.20):

$$\delta q = c_v \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_v dp + \left[ c_p \left( \frac{\partial T}{\partial v} \right)_p - p \right] dv + pdv,$$

или

$$\delta q = c_v \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_v dp + c_p \left( \frac{\partial T}{\partial v} \right)_p dv. \quad (4.21)$$

Далее из выражения

$$ds = \delta q/T$$

получим

$$ds = \frac{c_v}{T} \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_v dp + \frac{c_p}{T} \left( \frac{\partial T}{\partial v} \right)_p dv, \quad (4.22)$$

а из уравнения

$$\delta q = dh - vdp$$

получим

$$dh = \delta q + vdp = c_v \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_v dp + c_p \left( \frac{\partial T}{\partial v} \right)_p dv + vdp,$$

или

$$dh = c_p \left( \frac{\partial T}{\partial v} \right)_p dv + \left[ c_v \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_v + v \right] dp. \quad (4.23)$$

### 4.3. Дифференциальные соотношения для теплоемкостей $c_p$ и $c_v$

Для процесса  $p = const$  уравнение (4.8) можно записать как

$$c_p dT = c_v dT + T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv,$$

отсюда

$$c_p - c_v = T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p, \quad (4.24)$$

т.е. получили уравнение Майера в дифференциальной форме. Оно позволяет при наличии уравнения состояния рассчитать одну из теплоемкостей реального газа, если известна другая.

Для определения соотношений между теплоемкостями и термическими параметрами воспользуемся уравнением (4.9):

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv,$$

где  $ds$  является полным дифференциалом, и выполняется условие

$$\frac{\partial}{\partial v} \left( \frac{c_v}{T} \right)_T = \frac{\partial}{\partial T} \left[ \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \right],$$

или

$$\begin{aligned} \frac{1}{T} \left( \frac{\partial c_v}{\partial v} \right)_T &= \left( \frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_v, \\ \left( \frac{\partial c_v}{\partial v} \right)_T &= T \left( \frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_v. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Для получения зависимости  $c_v$  от давления перепишем выражение (4.25) в виде

$$\left( \frac{\partial c_v}{\partial p} \right)_T \left( \frac{\partial p}{\partial v} \right)_T = T \left( \frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_v,$$

откуда

$$\left( \frac{\partial c_v}{\partial p} \right)_T = \frac{T \left( \frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_v}{\left( \frac{\partial p}{\partial v} \right)_T}. \quad (4.26)$$

Аналогично, воспользовавшись уравнением (4.14), получим

$$\left( \frac{\partial c_p}{\partial p} \right)_T = -T \left( \frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p, \quad (4.27)$$

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial v}\right)_T = -T \frac{\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p}{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T}. \quad (4.28)$$

Интегрирование выражений (4.25) по  $v$ , а (4.27) – по  $p$  при  $T = const$ , в общем случае приводит к зависимости  $c_v$  и  $c_p$  от параметров  $p$ ,  $v$ ,  $T$ . Однако, воспользовавшись уравнением состояния, можно показать, что  $c_v$  и  $c_p$  являются функциями любой пары параметров состояния.

Дифференциальные уравнения (4.7)–(4.28) представляют собой наиболее общие выражения для определения основных термодинамических величин  $du$ ,  $dh$ ,  $dq$ ,  $ds$ . Решить эти уравнения для конкретного вещества можно только при наличии уравнения состояния данного вещества, так как в эти уравнения входят частные производные, составленные из параметров состояния.

*Характеристические функции* – это функции состояния, которые широко применяются в тех областях термодинамики, которые не имеют непосредственного отношения к работе тепловых машин. С помощью характеристических функций и их производных могут быть выражены в явном виде все термодинамические свойства системы, в том числе и термодинамические потенциалы.

Для термодинамических исследований наиболее важными являются четыре характеристические функции:

– характеристическая функция при независимых переменных  $S$  и  $V$   $U=U(S,V)$  (внутренняя энергия);

– характеристическая функция при независимых переменных  $S$  и  $p$   $H=H(S,p)$  (энтальпия);

– характеристическая функция при независимых переменных  $T$  и  $V$   $F=F(T,V)$  (изохорно-изотермический потенциал, или энергия Гельмгольца);

– характеристическая функция при независимых переменных  $T$  и  $p$   $Z=Z(T,p)$  (изобарно-изотермический потенциал, или энергия Гиббса)

Перечисленные функции  $U$ ,  $H$ ,  $F$ ,  $Z$  могут быть характеристическими только в том случае, если в качестве независимых переменных выбраны указанные в скобках параметры. При других параметрах они теряют свои характеристические свойства.

Запишем термодинамические тождества, полученные из первого и второго законов термодинамики:

$$Tds = du + pdv ; \quad (4.29)$$

$$Tds = dh - vdp . \quad (4.30)$$

Из тождества (4.29) следует

$$du = Tds - pdv . \quad (4.31)$$

Полный дифференциал внутренней энергии при независимых переменных  $s$  и  $v$

$$du = \left( \frac{\partial u}{\partial s} \right)_v ds + \left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_s dv ; \quad (4.32)$$

сопоставляя тождество (4.32) с выражением (4.31), получим

$$T = \left( \frac{\partial u}{\partial s} \right)_v ;$$

$$p = - \left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_s . \quad (4.33)$$

Таким образом, первые производные внутренней энергии определяют два термических параметра: температуру  $T$  и давление  $p$ .

С помощью вторых производных внутренней энергии можно определить теплоемкость при постоянном объеме

$$c_v = \frac{T}{\left( \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} \right)_v}$$

и коэффициент адиабатной сжимаемости, аналогичный коэффициенту изотермической сжимаемости:

$$\beta_s = \frac{1}{v_o \left( \frac{\partial^2 u}{\partial v^2} \right)_s} .$$

Из тождества (4.30) следует

$$dh = Tds + vdp. \quad (4.34)$$

Полный дифференциал энтальпии при независимых переменных  $s$  и  $p$ :

$$dh = \left( \frac{\partial h}{\partial s} \right)_p ds + \left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_s dp. \quad (4.35)$$

Сопоставление уравнения (4.35) с формулой (4.34) показывает, что

$$\begin{aligned} T &= \left( \frac{\partial h}{\partial s} \right)_p; \\ v &= \left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_s. \end{aligned} \quad (4.36)$$

Как видно из формулы (4.36), первые производные энтальпии также определяют термические параметры: температуру  $T$  и удельный объем  $v$ .

Вторые производные энтальпии определяют теплоемкость при постоянном давлении и коэффициент адиабатной сжимаемости:

$$\begin{aligned} c_p &= \frac{T}{\left( \frac{\partial^2 h}{\partial s^2} \right)_p}; \\ \beta_T &= -\frac{1}{v_0} \left( \frac{\partial^2 h}{\partial p^2} \right)_p. \end{aligned}$$

Из уравнения первого начала термодинамики следует, что в общем случае термодинамическая система может подвергаться как механическому, так и тепловому воздействию:

$$q_{1-2} = u_2 - u_1 + l_{1-2}; \quad (4.37)$$

$$q_{1-2} = h_2 - h_1 + l_{1-2}^1, \quad (4.38)$$

или 
$$l_{1-2} = u_1 - u_2 + q_{1-2}, \quad (4.39)$$

$$l_{1-2}^1 = h_1 - h_2 + q_{1-2}, \quad (4.40)$$

где 
$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv$$

выражает максимальную удельную работу расширения в обратимом процессе 1–2;

$$l_{1-2} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp$$

выражает максимальную удельную располагаемую работу в обратимом процессе 1–2.

Если процесс изоэнтروпийный, то есть термодинамическая система находится только под механическим воздействием,

$$l_{1-2} = u_1 - u_2,$$

$$l_{1-2}^1 = h_1 - h_2.$$

Таким образом, в изоэнтропийном процессе максимальная удельная работа изменения объема равна убыли внутренней энергии, а максимальная удельная располагаемая работа равна убыли энтальпии.

Если термодинамическая система находится в тепловом взаимодействии с окружающей средой, температура которой остается постоянной, а процесс 1–2 является обратимым, максимальное количество теплоты, которое система может получить от окружающей среды:

$$q_{1-2} = T(s_2 - s_1). \quad (4.41)$$

С учетом выражения (4.41) равенство (4.39) примет вид

$$l_{1-2} = (u_1 - Ts_1) - (u_2 - Ts_2).$$

Выражение  $(u - Ts)$  представляет собой функцию состояния и называется *изохорно-изотермическим потенциалом*, или энергией Гельмгольца,  $F$ . Тогда

$$l_{1-2} = F_1 - F_2, \quad (4.42)$$

то есть убыль этой функции численно равна максимальной работе изменения объема, совершаемой телом при обратимом изотермическом переходе из состояния 1 в состояние 2.

Решая совместно уравнения (4.40) и (4.41), получим

$$l_{1-2}^1 = (h_1 - Ts_1) - (h_2 - Ts_2).$$

Выражение  $(h - Ts)$  также представляет собой функцию состояния, которая называется *изобарно-изотермическим потенциалом*, или энергией Гиббса  $Z$ , таким образом,

$$l_{1-2}^I = Z_1 - Z_2. \quad (4.43)$$

Полученное выражение показывает, что убыль изобарно-изотермического потенциала численно равна максимальной располагаемой работе, совершаемой телом при обратимом изотермическом процессе.

Так как изохорно-изотермический потенциал является функцией состояния, его дифференциал

$$dF = du - Tds - sdT$$

есть полный дифференциал, или с учетом выражения (4.31):

$$dF = Tds - pdv - Tds - sdT,$$

$$dF = -pdv - sdT. \quad (4.44)$$

Частные производные от функции (4.44) по соответствующим переменным  $(v, T)$  выражают давление и энтропию вещества:

$$-\left(\frac{\partial F}{\partial v}\right)_T = p;$$

$$-\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_v = s. \quad (4.45)$$

Вторые производные изохорно-изотермического потенциала выражают изохорную теплоемкость

$$c_v = -T \left( \frac{\partial^2 F}{\partial T^2} \right)_v$$

и коэффициент изотермической сжимаемости

$$\beta_T = \frac{1}{v_0 \left( \frac{\partial^2 F}{\partial v^2} \right)_T}.$$

Дифференциал изобарно-изотермического потенциала

$$dZ = dh - Tds - sdT$$

также является полным дифференциалом и с учетом формулы (4.30) примет вид

$$dZ = vdp - sdT.$$

Частные производные от этой функции по соответствующим переменным  $(p, T)$  выражают объем и энтропию вещества:

$$\begin{aligned} v &= \left( \frac{\partial Z}{\partial p} \right)_T, \\ s &= - \left( \frac{\partial Z}{\partial T} \right)_p. \end{aligned} \quad (4.46)$$

Вторые производные изобарно-изотермического потенциала выражают изобарную теплоемкость и коэффициент изотермической сжимаемости:

$$\begin{aligned} c_p &= -T \left( \frac{\partial^2 Z}{\partial T^2} \right)_p; \\ \beta_T &= \frac{1}{v_0} \left( \frac{\partial^2 Z}{\partial p^2} \right)_T. \end{aligned}$$

Таким образом, зная аналитическое выражение любой из характеристических функций, путем дифференцирования их по соответствующим независимым переменным можно определить в явной форме все другие термодинамические величины, характеризующие рассматриваемую систему.

Из четырех рассмотренных характеристических функций наиболее часто применяют изохорно-изотермический и изобарно-изотермический потенциалы, поскольку независимые переменные  $T, v$  и  $T, p$ , при которых они являются потенциалами, легко определяются из эксперимента.

Характеристические функции позволяют проводить термодинамические исследования обратимых и необратимых процессов, а использование дифференциальных уравнений в частных производных значительно упрощает эти исследования.

Открытые системы являются системами с переменной массой. Например, в двухфазной системе каждая фаза является открытой системой, так как через границу раздела фаз может происходить обмен массой между фазами.

Характеристические функции являются аддитивными (экстенсивными) величинами, т.е. они зависят от массы системы. Если масса системы изменяется, то изменяются и характеристические функции. Следовательно, характеристические функции гомогенной системы, состоящей из нескольких компонент, являются функцией не только  $p, v, T$ , но и функцией состава системы. Поэтому изучение открытых систем с помощью характеристических функций усложняется. Значительно удобнее изучать открытые системы с помощью специальной функции, которая называется химическим потенциалом.

*Химический потенциал*  $\mu$  представляет собой частную производную от любой характеристической функции системы по массе тела  $m$  при постоянных значениях соответствующих независимых переменных:

$$\begin{aligned} \mu &= \left( \frac{\partial u}{\partial m} \right)_{s,v} ; \\ \mu &= \left( \frac{\partial h}{\partial m} \right)_{p,s} ; \\ \mu &= \left( \frac{\partial F}{\partial m} \right)_{v,T} ; \\ \mu &= \left( \frac{\partial Z}{\partial m} \right)_{p,T} . \end{aligned} \tag{4.47}$$

Химический потенциал численно равен максимальной полезной работе, отдаваемой в этих условиях системой при обратимом уменьшении массы системы на единицу. Химический потенциал так же, как и характеристические функции, является функцией состояния и используется при описании равновесного состояния открытых систем.

Условия, достаточные для термодинамического равновесия закрытых систем, не являются достаточными для открытых систем, в которых может происходить массообмен. В этом случае нужны дополнительные условия, исключающие переход массы из одной открытой системы в другую.

Так, в двухфазной системе, где каждая фаза является открытой системой, необходимым и достаточным условием равновесия фаз является не только равенство температур и давлений в обеих фазах, но и равенство их химических потенциалов:

$$p^{(1)} = p^{(2)}; \quad T^{(1)} = T^{(2)}; \quad \mu^{(1)} = \mu^{(2)}. \quad (4.48)$$

Из условий равенств (4.48) видно, что масса не входит в условие равновесия фаз, поэтому это условие справедливо при любом соотношении масс. При заданном давлении или температуре, если только не меняется плотность фаз, равновесие будет иметь место при любых массах фаз, включая предельный случай, когда масса одной фазы полностью переходит в другую.

Равенства (4.48) можно записать в виде соотношения

$$\mu^{(1)}(p, T) = \mu^{(2)}(p, T), \quad (4.49)$$

из которого следует, что каждая из переменных в этом соотношении есть функция другой переменной  $p = p(T)$ . Следовательно, решая тождество (4.48) относительно давления, можно найти зависимость давления от температуры при фазовом равновесии

$$p = p_s(T). \quad (4.49)$$

Из выражения (4.49) следует, что две фазы могут находиться в равновесии одна с другой только при вполне определенных значениях  $p$  и  $T$ . Причем значение одного из этих параметров вполне определяет значение другого.

## Глава 5. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ ОТКРЫТЫХ СИСТЕМ

### 5.1. Аналитическое выражение первого закона термодинамики для потока

В предыдущих главах рассматривались газы и пары, находящиеся в неподвижном состоянии (закрытые системы). Однако имеется достаточно много машин и аппаратов, в которых газ перемещается – например, паровые и газовые турбины, ракетные двигатели и др. (открытые системы).

Для 1 кг газа без внутренних источников работы, движущегося в неподвижном канале, уравнение первого закона термодинамики можно записать в виде

$$\delta q = du + \delta l' + d \frac{w^2}{2}, \quad (5.1)$$

где  $\delta l'$  – работа против внешних сил (работа проталкивания газа по каналу);  $d \frac{w^2}{2}$  – изменение внешней кинетической энергии 1 кг газа в потоке – располагаемая работа.

Если поток совершает полезную техническую работу  $\delta l_m$ , уравнение первого закона термодинамики будет иметь вид

$$\delta q = du + \delta l' + d \frac{w^2}{2} + \delta l_m. \quad (5.2)$$

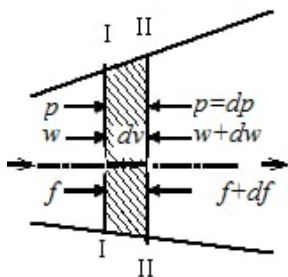


Рис. 5.1. Течение газа по каналу переменного сечения

В этом случае располагаемая работа равна  $d \frac{w^2}{2} + \delta l_m$ . Последнее уравнение справедливо как для обратимых, так и для необратимых процессов.

Чтобы определить работу проталкивания в канале переменного сечения, по которому движется газ, выделим в этом канале элементарный объем сечениями I–I и II–II (рис. 5.1).

Поток газа будем считать стационарным. При этом параметры  $p$ ,  $v$ ,  $T$  по длине канала могут быть разными, но в каждом сечении, к

которому они относятся, остаются постоянными во времени. Осуществляется условие неразрывности потока, то есть через любое сечение канала в единицу времени протекает одинаковая масса рабочего тела:

$$\dot{m} = \frac{f_1 w_1}{v_1} = \frac{f_2 w_2}{v_2} = \dots = \frac{f_n w_n}{v_n}, \quad (5.3)$$

где  $f_1 \dots f_n$  – сечения канала;  $w_1 \dots w_n$  – скорости рабочего тела в соответствующих сечениях;  $v_1 \dots v_n$  – удельные объемы в этих сечениях.

В сечении I–I площадь сечения канала  $f$ , давление рабочего тела  $p$ , скорость  $w$ ; в сечении II–II площадь сечения  $f + df$ , давление  $p + dp$ , скорость  $w + dw$ .

В сечении I–I действует сила  $pf$ , в сечении II–II – сила  $(p+dp)(f+df)$ , противодействующая силе  $pf$ . Каждая сила совершает свою работу, алгебраическая сумма которых будет работой  $dL'$ , затраченной на проталкивание элементарного объема газа массой  $m$  за единицу времени:

$$\delta L' = (p + dp)(f + df)(w + dw) - pfw.$$

Раскрываем скобки:

$$\begin{aligned} \delta L' &= (pf + pdf + fdp + dpdf)(w + dw) - pfw = \\ &= pfw + wpdf + wfdp + wdpdf + pfdw + pdfdw + fdpdw + dpdfdw - pfw. \end{aligned}$$

Отбрасываем величины малого порядка (произведение двух и трех дифференциалов):

$$\delta L' = wpdf + wfdp + pfdw;$$

$$\delta L' = p(wdf + fdw) + wfdp = pd(wf) + wfdp.$$

Из выражения (5.3) следует, что

$$fw = \dot{m}v,$$

тогда

$$\delta L' = pd(\dot{m}v) + \dot{m}vdp = \dot{m}(pdv + vdp) = \dot{m}d(pv).$$

Разделим правую и левую части полученного равенства на массовый расход  $\dot{m}$  и получим элементарную удельную работу проталкивания:

$$\delta l' = d(pv). \quad (5.4)$$

Равенство (5.4) подставим в уравнение первого закона термодинамики (5.1):

$$\delta q = du + d(pv) + d \frac{w^2}{2} = d(u + pv) + d \frac{w^2}{2},$$

$$\delta q = dh + d \frac{w^2}{2}. \quad (5.5)$$

Аналитическое выражение первого закона термодинамики (5.5) показывает, что теплота, подведенная к рабочему телу в потоке, расходуется на изменение его энтальпии и кинетической энергии.

Из сопоставления уравнения первого закона термодинамики для открытой системы (5.1):

$$\delta q = du + \delta l' + d \frac{w^2}{2}$$

и уравнения

$$\delta q = du + pdv$$

видно, что

$$pdv = \delta l' + d \frac{w^2}{2}, \quad (5.6)$$

то есть работа расширения  $pdv$  затрачивается на проталкивание газа по каналу и на увеличение скорости потока.

Из уравнения (5.6) определяем располагаемую работу:

$$d \frac{w^2}{2} = pdv - \delta l'.$$

Вместо  $\delta l'$  подставим его значение из формулы (5.4):

$$d \frac{w^2}{2} = pdv - d(pv) = pdv - vdp - p dv,$$

$$d \frac{w^2}{2} = -vdp \quad (5.7)$$

или

$$wdw = -vdp. \quad (5.8)$$

Уравнения (5.7), (5.8) являются уравнениями первого закона термодинамики для обратимого адиабатного течения газа; из них видно, что  $dw$  и  $dp$  имеют противоположные знаки. Если  $dp > 0$ , газ сжи-

мается и его скорость уменьшается ( $dw < 0$ ). И наоборот, если  $dp < 0$ , газ расширяется и его скорость увеличивается ( $dw > 0$ ).

Рассмотрим, как воздействует на поток, а именно на скорость и на параметры состояния газа, изменение сечения канала, по которому течет газ.

## 5.2. Геометрическое воздействие на поток

Примем следующее допущение: течение газа – обратимый, адиабатный процесс, следовательно, оно описывается уравнением (5.8):

$$w dw = -v dp.$$

Умножив обе части этого уравнения на  $\frac{1}{w^2}$ , а числитель и знаменатель правой части – на  $\kappa p$ , получим

$$\frac{dw}{w} = -\frac{v dp}{w^2} \cdot \frac{\kappa p}{\kappa p} = -\frac{\kappa p v}{w^2} \cdot \frac{dp}{\kappa p}.$$

где  $\kappa$  – показатель адиабаты;  $p$  – давление.

Из курса физики известно, что звук распространяется путем колебания волн со скоростью  $w_{зв}$ :

$$\kappa p v = w_{зв}^2$$

– это квадрат скорости звука в среде с параметрами  $p$  и  $v$ , следовательно,

$$\frac{dw}{w} = -\frac{w_{зв}^2}{w^2} \cdot \frac{dp}{\kappa p},$$

или

$$\frac{dp}{p} = -\kappa M^{*2} \frac{dw}{w}, \quad (5.9)$$

где  $M^* = (w/w_{зв.})$  – отношение скорости течения к локальной скорости звука, т.е. число Маха.

Формула (5.9) представляет собой уравнение первого закона термодинамики для обратимого адиабатного течения газа. При выводе уравнения (5.5) считали, что массовый расход газа через любое сечение остается постоянным, то есть

$$\dot{m} = \frac{fw}{v} = const$$

или

$$\begin{aligned}dm &= d\left(\frac{fw}{v}\right) = 0, \\dm &= \frac{vd(fw) - fvdv}{v^2} = 0, \\vfdw + vwdf - fvdv &= 0.\end{aligned}$$

Разделив каждое слагаемое на  $vwf$ , получим

$$\frac{dw}{w} + \frac{df}{f} - \frac{dv}{v} = 0. \quad (5.10)$$

Уравнение (5.10), полученное при условии  $dm = 0$ , называется уравнением неразрывности, или уравнением сплошности.

Уравнения (5.9) и (5.10) используем для анализа влияния геометрической формы канала на скорость и параметры идеального газа при его течении. Для этого запишем уравнение адиабаты

$$pv^\kappa = const,$$

продифференцируем и разделим каждое слагаемое на  $pv^\kappa$ :

$$\begin{aligned}v^\kappa dp + \kappa pv^{\kappa-1} dv &= 0, \\ \frac{dp}{p} + \kappa \frac{dv}{v} &= 0, \\ \frac{dv}{v} &= -\frac{dp}{\kappa p}.\end{aligned} \quad (5.11)$$

Подставим выражение (5.11) в формулу (5.10), а полученный после этого результат  $\left(-\frac{dp}{p}\right)$  – в уравнение (5.9):

$$\begin{aligned}\frac{dw}{w} + \frac{df}{f} + \frac{1}{\kappa} \frac{dp}{p} &= 0; \\ \frac{dp}{p} &= \kappa \left( -\frac{dw}{w} - \frac{df}{f} \right),\end{aligned} \quad (5.12)$$

$$-\kappa \left( \frac{dw}{w} + \frac{df}{f} \right) = -\kappa M^{*2} \frac{dw}{w},$$

$$\frac{df}{f} = (M^{*2} - 1) \frac{dw}{w}. \quad (5.13)$$

Уравнение (5.13) показывает зависимость изменения скорости потока от сечения канала  $w = \varphi(f)$ . Исключая из выражения (5.9)  $\frac{dw}{w}$  с помощью уравнения (5.12), получим зависимость изменения давления от сечения канала  $p = \varphi(f)$ :

$$\frac{dp}{p} = -\kappa M^{*2} \left( -\frac{df}{f} - \frac{1}{\kappa} \frac{dp}{p} \right),$$

$$\frac{dp}{p} = \kappa M^{*2} \frac{df}{f} + M^{*2} \frac{dp}{p},$$

$$-\kappa M^{*2} \frac{df}{f} = (M^{*2} - 1) \frac{dp}{p}. \quad (5.14)$$

Решая уравнение (5.14) совместно с уравнением (5.11), получим зависимость удельного объема от сечения канала  $v = \varphi(f)$ :

$$M^{*2} \frac{df}{f} = (M^{*2} - 1) \frac{dv}{v}. \quad (5.15)$$

Чтобы получить уравнение, описывающее зависимость температуры от сечения канала, продифференцируем уравнение состояния идеального газа

$$pv = RT$$

и разделим левую часть полученного результата на  $pv$ , а правую — на  $RT$ :

$$pdv + vdp = RdT,$$

$$\frac{pdv}{pv} + \frac{vdp}{pv} = \frac{RdT}{RT},$$

$$\frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = \frac{dT}{T}.$$

Заменяем  $\frac{dp}{p}$  на  $-\kappa \frac{dv}{v}$  согласно формуле (5.11):

$$\frac{dv}{v} - \kappa \frac{dv}{v} = \frac{dT}{T};$$

$$\frac{dv}{v} = \frac{1}{1-\kappa} \frac{dT}{T}.$$

Полученное уравнение подставим в выражение (5.15) и получаем зависимость  $T = \varphi(f)$ :

$$-(\kappa - 1)M^{*2} \frac{df}{f} = (M^{*2} - 1) \frac{dT}{T}. \quad (5.16)$$

Уравнения (5.13)–(5.16) выражают геометрическое воздействие на  $w$ ,  $p$ ,  $v$ ,  $T$  при адиабатном течении идеального газа.

Исследуем эти уравнения.

Допустим, вначале скорость дозвуковая ( $M^* < 1$ ), нужно создать ускоренное движение газа ( $dw > 0$ ). В уравнении (5.13)  $(M^{*2} - 1)dw < 0$ . Следовательно,  $df < 0$ . Чтобы при дозвуковой скорости создать ускоренное движение, канал должен быть суживающимся ( $M^* < 1$ ,  $df < 0$ ,  $dw > 0$ ). Если  $df < 0$ , левая половина уравнения (5.14) будет больше нуля. При этом и правая половина уравнения (5.14) будет положительной, если  $dp < 0$ . В тождестве (5.15), наоборот, левая часть меньше нуля, правая будет отрицательной, если  $dv > 0$ . В уравнении (5.16) левая часть больше нуля. Чтобы правая часть была положительной, должно быть  $dT < 0$ .

Допустим, нужно создать ускоренное движение ( $dw > 0$ ) при сверхзвуковой скорости ( $M^{*2} > 1$ ). В уравнении (5.13)  $(M^{*2} - 1)dw > 0$ . Значит,  $df$  тоже больше нуля, то есть канал должен быть расширяющимся. Тогда в уравнении (5.14) левая часть меньше нуля, в правой  $(M^{*2} - 1) > 0$ ,  $dp < 0$ . В уравнении (5.15) левая часть больше нуля,  $(M^{*2} - 1) > 0$ ,  $dv > 0$ . В уравнении (5.16) левая часть меньше нуля,  $(M^{*2} - 1) > 0$ ,  $dT < 0$ . Таким образом, при ускоренном движении при всех скоростях давление и температура падают, удельный объем увеличивается.

Если скорость сверхзвуковая ( $M^* > 1$ ), нужно создать замедленное движение ( $dw < 0$ ). В уравнении (5.13)  $(M^{*2} - 1)dw < 0$ ;  $df < 0$ ;

канал должен быть суживающимся. В уравнении (5.14) левая часть больше нуля, в правой части  $(M^{*2} - 1) > 0$ ,  $dp > 0$ . В уравнении (5.15) левая часть меньше нуля, в правой  $(M^{*2} - 1) > 0$ ,  $dv < 0$ . В уравнении (5.16) левая часть больше нуля, в правой  $(M^{*2} - 1) > 0$ ,  $dT > 0$ .

Если скорость дозвуковая ( $M^* < 1$ ), нужно создать замедленное движение ( $dw < 0$ ). В уравнении (5.13)  $(M^{*2} - 1)dw > 0$ ,  $df > 0$ , канал должен быть расширяющимся. Тогда в формуле (5.14) левая часть уравнения меньше нуля:  $(M^{*2} - 1) < 0$ ;  $dp > 0$ . В уравнении (5.15) левая часть больше нуля,  $dv < 0$ . В уравнении (5.16) левая часть меньше нуля:  $dT > 0$ . В замедленном движении при всех скоростях давление и температура растут, а  $dv$  – уменьшается.

Канал, служащий для получения ускоренного движения, называется соплом, канал, служащий для получения замедленного движения – диффузором. В обоих случаях при  $M^* = 1$ ,  $df = 0$  канал имеет минимальное сечение, а скорость движения газа равна скорости звука. Все величины в этом сечении называются критическими.

### 5.3. Истечение из суживающегося сопла

В резервуар с идеальным газом, имеющим параметры  $p_1, v_1, T_1$ , вставлено сопло (рис. 5.2). В устье сопла параметры газа  $p_2, v_2, T_2$ .

Если  $p_2 < p_1$ , газ будет вытекать. Принимаем, что при этом все параметры газа в резервуаре остаются постоянными. При истечении газ переходит из состояния с параметрами  $p_1, v_1, T_1$  в состояние с параметрами  $p_2, v_2, T_2$  (рис. 5.3, процесс 1–2).

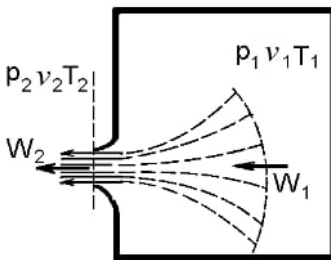


Рис. 5.2. Истечение газа из суживающегося сопла

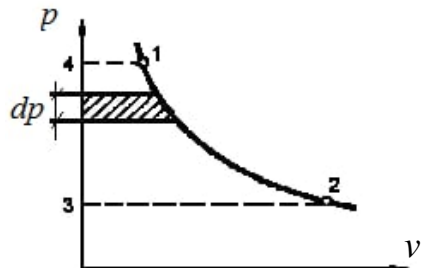


Рис. 5.3. График истечения газа из суживающегося сопла

Будем считать, что процесс изменения состояния адиабатный. При этом элементарная располагаемая работа

$$dl = -vdp,$$

а

$$l = -\int_1^2 vdp.$$

Элементарная заштрихованная площадь

$$dF = -vdp.$$

После интегрирования по процессу 1–2 получим площадь, ограниченную кривой процесса осью ординат и крайними абсциссами:

$$F_{12341} = -\int_1^2 vdp = \int_2^1 vdp = l_{2-1},$$

которая пропорциональна располагаемой работе потока при истечении газа.

Для определения скорости потока при адиабатном истечении можно воспользоваться уравнением (5.8):

$$wdw = -vdp.$$

После интегрирования по процессу 1–2 получим

$$\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} = -\int_{p_1}^{p_2} vdp = \int_{p_2}^{p_1} vdp.$$

Скорость газа на входе в сопло  $w_1$  по сравнению со скоростью истечения (в устье сопла)  $w_2$  мала, поэтому принимаем  $w_1 = 0$ . Тогда

$$\frac{w^2}{2} = -\int_{p_1}^{p_2} vdp. \quad (5.17)$$

При адиабатном истечении

$$pv^\kappa = p_1 v_1^\kappa.$$

Отсюда

$$v = v_1 \left( \frac{p_1}{p} \right)^{\frac{1}{\kappa}}.$$

Подставим в формулу (5.17) значение  $v$  и проинтегрируем:

$$\begin{aligned} \frac{w^2}{2} &= - \int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{p_2}^{p_1} v dp = \int_{p_2}^{p_1} v_1 \left( \frac{p_1}{p} \right)^\kappa dp = v_1 p_1^{\frac{1}{\kappa}} \int_{p_2}^{p_1} \frac{dp}{p^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} = \\ &= v_1 p_1^{\frac{1}{\kappa}} \left[ - \frac{1}{\left( \frac{1}{\kappa} - 1 \right) p^{\frac{1}{\kappa} - 1}} \right]_{p_2}^{p_1} = v_1 p_1^{\frac{1}{\kappa}} \left[ \frac{1}{\frac{\kappa-1}{\kappa} p^{-\left( \frac{\kappa-1}{\kappa} \right)}} \right]_{p_2}^{p_1} = \\ &= v_1 p_1^{\frac{1}{\kappa}} \frac{\kappa}{\kappa-1} \left( p^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right) \Big|_{p_2}^{p_1} = v_1 p_1^{\frac{1}{\kappa}} \frac{\kappa}{\kappa-1} \left( p_1^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - p_2^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right). \end{aligned}$$

Выносим за скобки  $p_1^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$ :

$$\frac{w^2}{2} = \frac{\kappa}{\kappa-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]$$

или

$$\frac{w^2}{2} = \frac{\kappa}{\kappa-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{\kappa-1} \right],$$

так как

$$\frac{p_2}{p_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^\kappa.$$

Как видно, кинетическая энергия потока при адиабатном истечении газа в  $\kappa$  раз больше работы адиабатного расширения – см. формулу (2.61).

Скорость истечения

$$w = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \quad (5.18)$$

или

$$w = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} R T_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]},$$

то есть при неизменном  $p_2/p_1$  скорость истечения зависит от начальной температуры газа.

Массовый расход газа в единицу времени определяется из уравнения неразрывности

$$\dot{m} v_2 = f w$$

или

$$\dot{m} = \frac{f w}{v_2} = \frac{f w}{v_1 \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{1/\kappa}}.$$

Подставим в последнее уравнение вместо  $w$  его значение из уравнения (5.18):

$$\dot{m} = f \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right] : \left[ v_1 \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{1/\kappa} \right]^2}.$$

После преобразований получим

$$\dot{m} = f \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_1}{v_1} \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{2/\kappa} - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa}} \right]}. \quad (5.19)$$

Из уравнения (5.19) видно, что  $\dot{m}$  будет иметь максимальное значение, когда подкоренное выражение

$$\left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{2/\kappa} - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa}} = y$$

будет наибольшим. Обозначим

$$\frac{p_2}{p_1} = x$$

и исследуем функцию  $y$  на экстремум. Для этого ее первую производную приравняем к нулю:

$$\frac{dy}{dv} = \frac{2}{\kappa} x^{\frac{2-\kappa}{\kappa}} - \frac{\kappa+1}{\kappa} x^{\frac{1}{\kappa}} = 0.$$

Разделив каждое слагаемое на  $\frac{\kappa+1}{\kappa} x^{\frac{2-\kappa}{\kappa}}$ , получим

$$\frac{2}{\kappa+1} - x^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = 0.$$

Отсюда критическое значение:

$$x_{кр.} = \left( \frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}.$$

При

$$x = x_{кр.} = \left( \frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$$

функция  $y$ , а, следовательно, и массовый расход  $\dot{m}$ , будут иметь максимальные значения. Подставив в выражение (5.19) вместо  $\frac{p_2}{p_1}$  значение

$$x_{кр.} = \left( \frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}},$$

получим максимальный расход газа:

$$\dot{m}_{\max} = f \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_1}{v_1} \left[ \left( \frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{2}{\kappa-1}} - \left( \frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \right]},$$

$$\dot{m}_{\max} = f \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_1}{v_1} \left( \frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{2}{\kappa-1}} \left[ 1 - \frac{2}{\kappa+1} \right]},$$

$$\dot{m}_{\max} = f \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa+1} \frac{p_1}{v_1} \left( \frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{2}{\kappa-1}}}.$$

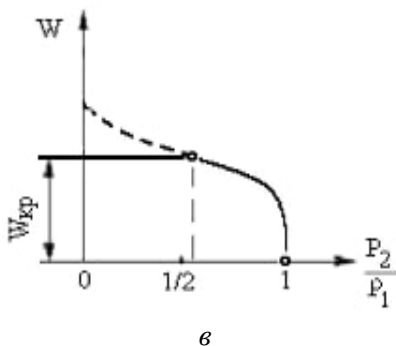
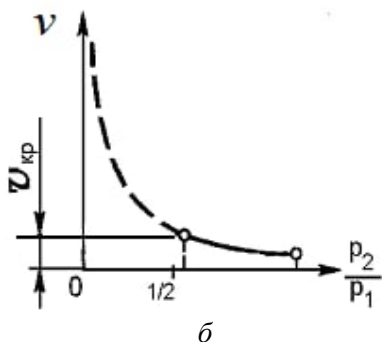
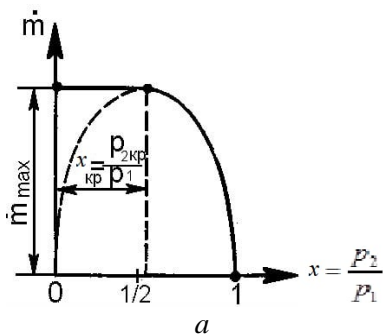


Рис. 5.4. Графики зависимости:  
 а – массовый расход;  
 б – удельный объем;  
 в – скорость от давления  
 окружающей среды  $p_2$

Подставив  $x_{кр}$  в формулу (5.18), получим максимальную (критическую) скорость истечения:

$$\dot{w}_{кр} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right) \right]},$$

$$\dot{w}_{кр} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa + 1} p_1 v_1},$$

Как видно из уравнений, максимальный расход и критическая скорость зависят от  $\kappa = c_p/c_v$ , то есть от атомности газа.

Рассмотрим, как меняются массовый расход, скорость и удельный объем газа при изменении  $p_2$  и неизменном  $p_1$ .

Уравнение (5.19) показывает, что при  $p_2 = p_1$   $\dot{m} = 0$ . С уменьшением  $p_2$   $\dot{m}$  увеличивается,

а при значении  $\frac{p_2}{p_1}$  чуть

больше 1/2 массовый расход  $\dot{m}$  достигает максимума (рис. 5.4а, сплошная линия в правой половине). При дальнейшем уменьшении  $p_2$   $\dot{m}$  уменьшается, и при  $p_2 = 0$   $\dot{m} = 0$ ; т.е. теоретически в вакуум истечение газа не происходит (рис. 5.4а, пунктирная линия в левой половине).

При адиабатном истечении

$$v_2 = v_1 \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{\kappa}}.$$

В этом выражении при  $p_2=p_1$ ,  $v_2=v_1$  с уменьшением  $p_2$   $v_2$  увеличивается сначала медленно (рис. 5.4б, сплошная линия в правой половине), затем – теоретически быстрее, стремясь к бесконечности при  $p_2 = 0$  (рис. 5.4б, пунктирная линия).

Формула (5.18) показывает, что при  $p_2 = p_1$   $w = 0$ , с уменьшением  $p_2$  увеличивается  $w$  сначала резко (рис. 5.4в, сплошная линия в правой половине), затем – теоретически медленнее и при  $p_2 = 0$  достигает значения  $w_{max}$  (рис. 5.4в, пунктирная линия).

Таким образом, в правой половине диаграмм (сплошные линии) рост скорости истечения опережает рост удельного объема, поэтому массовый расход, как видно из выражения

$$\dot{m} = \frac{fv}{v_2},$$

должен увеличиваться.

В левой половине диаграмм (пунктирные линии) рост  $w$  отстает от роста  $v_2$ , массовый расход убывает, и при  $p_2 = 0$ ,  $v_2 = \infty$ , а  $\dot{m} = 0$ . Так получается в соответствии с уравнениями (5.18) и (5.19). В реальных условиях происходит иначе.

Результаты, полученные опытным путем, показывают, что правая половина диаграмм  $\dot{m} = \dot{m}(x)$ ,  $v_2 = v_2(x)$ ,  $w = w(x)$  соответствует действительности. Однако, достигнув максимума, при дальнейшем уменьшении  $p_2$  массовый расход остается постоянным и равным  $\dot{m}_{max}$ .

Максимальному расходу соответствует критическое давление в устье сопла  $p_{2кр}$ , при котором скорость истечения становится равной скорости звука (критической скорости  $w_{кр}$ ), а удельный объем – критическому объему ( $v_2 = v_{2кр}$ ) – сплошные линии в левой половине диаграмм (рис. 5.4).

Постоянство расхода объясняется тем, что при уменьшении давления окружающей среды давление в устье сопла не опускается ниже  $p_{2кр}$ , так как импульс давления распространяется в среде со скоростью звука.

Пока скорость истечения меньше скорости звука (критической скорости), уменьшение внешнего давления передается по потоку газа внутрь канала, и в выходном сечении канала давление понижается.

Если скорость истечения равна скорости звука (критической скорости), импульс уменьшения давления не проходит внутрь канала, и в устье канала давление остается постоянным и равным  $p_{2кр}$ .

По этой же причине остаются постоянными удельный объем

$$v_2 = v_{2кр}$$

и скорость

$$w = w_{кр}$$

(сплошные линии в левой половине диаграмм). Следовательно, формулу (5.19) можно считать правильной и для левой части графика, если понимать под  $p_2$  не давление среды, куда происходит истечение газа, а давление в устье сопла.

Таким образом, путем понижения давления в среде ниже критического нельзя добиться такого же понижения в устье сопла, а следовательно, нельзя в нем получить скорость истечения выше скорости звука.

Все изложенное относится к суживающемуся соплу, с помощью которого можно получить скорость истечения газа не более скорости звука.

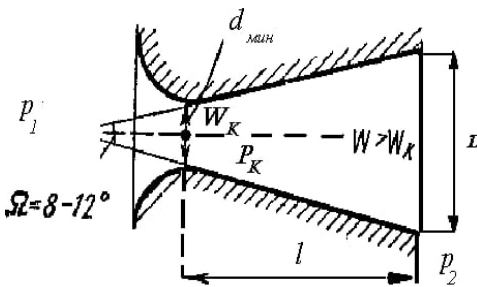


Рис. 5.5. Сопло Лавалья

Чтобы получить сверхзвуковую скорость, нужно понизить давление в устье сопла ниже критического  $p_{2кр}$ . Достигается это путем присоединения к суживающемуся соплу расширяющейся части. Такое сопло предложил шведский инженер Лаваль, и оно получило название сопла Лавалья (рис. 5.5).

#### 5.4. Дросселирование газов

Если в канале, по которому течет газ, есть сужение, то давление до сужения  $p_1$  будет больше, чем давление после сужения  $p_2$ . Явление понижения давления после сужения без совершения полезной работы называется *дросселированием*, или *мятнем* (рис. 5.6).

Всякие сопротивления в трубопроводе (вентили, задвижки, краны, клапаны и т.д.) вызывают дросселирование. При прохождении газа через сужение его скорость в узком сечении увеличивается, а за сужением она снова понижается до первоначального значения.

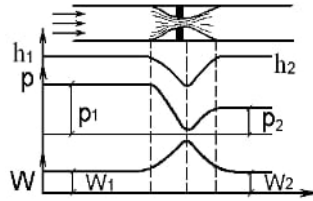


Рис. 5.6. Дросселирование газа

Дросселирование является необратимым процессом, при котором всегда происходит рост энтропии. Поэтому дросселирование сопровождается уменьшением работоспособности тела и приносит безусловный вред. Но иногда дросселирование создается искусственно, например, в холодильных установках или при измерении расхода газа.

Считая процесс дросселирования адиабатным, из уравнения (5.5) первого закона термодинамики для потока получим

$$-dh = d \frac{w^2}{2}$$

или

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = h_1 - h_2.$$

При  $w_2 = w_1$ ,  $h_1 = h_2$ , то есть при дросселировании газа, энтальпия до сужения равна энтальпии после сужения.

Учитывая, что

$$h = u + pv,$$

получим

$$u_1 + p_1 v_1 = u_2 + p_2 v_2$$

или

$$u_1 - u_2 = p_2 v_2 - p_1 v_1,$$

где

$$p_2 v_2 - p_1 v_1 = \Delta(pv) = -l_{\text{прот.}}$$

Таким образом, работа проталкивания  $l_{\text{прот.}}$  связана с изменением внутренней энергии и совершается извне.

Внутренняя энергия имеет потенциальную составляющую  $\Delta u_{\text{ном.}}$ , зависящую от давления и температуры, и кинетическую составляющую  $\Delta u_{\text{кин.}}$ , зависящую только от температуры:

$$\Delta u_{\text{кин.}} + \Delta u_{\text{ном.}} = -l_{\text{прот.}}$$

При дросселировании потенциальная составляющая всегда возрастает из-за увеличения объема.

Если  $|l_{прот.}| > \Delta u_{пот.}$ , часть работы идет на увеличение  $\Delta u_{кин.}$  и температура газа повышается. Если  $|l_{прот.}| < \Delta u_{пот.}$ , то их разность  $\Delta u_{пот.} - |l_{прот.}|$  компенсируется за счет  $\Delta u_{кин.}$ , что сопровождается понижением температуры газа. Если  $|l_{прот.}| = \Delta u_{пот.}$ , кинетическая составляющая не меняется и температура газа остается постоянной.

Таким образом, при дросселировании температура газа может увеличиваться ( $dT > 0$ ), уменьшаться ( $dT < 0$ ) и оставаться постоянной ( $dT = 0$ ).

Явление, при котором температура после дросселирования равна температуре до дросселирования ( $T_2 = T_1$ ,  $dT = 0$ ), называется *инверсией*, а температура – температурой инверсии ( $T_2 = T_1 = T_{инв.}$ ).

Отношение изменения температуры к изменению давления при дросселировании называется дифференциальным дроссель-эффектом, или *эффектом Джоуля–Томсона*. Дроссель-эффект

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

можно определить из дифференциального уравнения (4.12):

$$dh = c_p dT - \left[ T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] dp.$$

Из этого уравнения, учитывая, что при дросселировании  $dh = 0$ , получим

$$dT = \left[ T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] \frac{dp}{c_p} \quad (5.20)$$

или

$$\alpha_h = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_h = \frac{\left[ T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right]}{c_p}. \quad (5.21)$$

Для определения конкретного значения  $\alpha_h$  из уравнения (5.21) нужно располагать уравнением состояния данного вещества.

Рассмотрим идеальный газ. Уравнение состояния идеального газа

$$pv = RT.$$

Дифференцирование этого выражения при  $p = const$  дает

$$p dv = R dT$$

или

$$\left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{R}{p}.$$

Подставим это соотношение в уравнение (5.21):

$$\alpha_h = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_h = \frac{T \frac{R}{p} - v}{c_p} = \frac{RT - pv}{c_p} = 0.$$

Дроссель-эффект идеального газа равен нулю, то есть при дросселировании идеального газа температура не изменяется ( $dT = 0$ ).

Рассмотрим реальный газ, состояние которого описывается уравнением Ван-дер-Ваальса:

$$\left( p + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = RT. \quad (5.22)$$

После преобразований и совместного решения уравнений (5.22) и (5.20) получим уравнение, описывающее изменение температуры реального газа при дросселировании:

$$dT = \frac{\frac{2a}{RT} - b}{c_p} dp, \quad (5.23)$$

где  $a$  и  $b$  – константы, входящие в уравнение Ван-дер-Ваальса.

При дросселировании давление уменьшается, следовательно, в этом выражении всегда  $dp < 0$ . Проанализируем уравнение (5.23) и определим, как и при каких условиях изменяется температура.

$$1) dT = 0,$$

$$\alpha_h = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_h = 0,$$

если

$$\frac{2a}{RT} - b = 0,$$

или

$$T = \frac{2a}{bR} = T_{инв}.$$

Таким образом, температура при дросселировании остается постоянной, если температура газа равна температуре инверсии ( $T = T_{инв}$ ).

$$2) dT < 0, \alpha_h = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_h > 0, \text{ если } \frac{2a}{RT} - b > 0; \text{ или } T < \frac{2a}{bR}.$$

Температура газа  $T$  понижается при дросселировании, если температура газа ниже температуры инверсии ( $T < T_{инв}$ ).

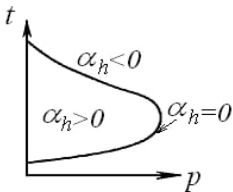
$$3) dT > 0, \alpha_h = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_h < 0, \text{ если } \frac{2a}{RT} - b < 0; \text{ или } T > \frac{2a}{bR}.$$

Температура газа повышается при дросселировании, если она выше температуры инверсии ( $T > T_{инв}$ ).

Зная критическую температуру, можно приближенно вычислить  $T_{инв}$  различных газов по формуле

$$T_{инв} \approx 6,75 T_{кр}.$$

Если же известно уравнение состояния данного вещества, то  $T_{инв}$  можно определить из тождества (5.20). Приняв  $dT = 0$ , получим



$$T_{инв} \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v = 0,$$

$$T_{инв} = v \left( \frac{\partial T}{\partial v} \right)_p. \quad (5.24)$$

Рис. 5.7. Кривая инверсии можно построить уравнение (5.24),  $t_{инв} = f(p)$  (рис. 5.7). Если состояние газа в координатах  $p, t$  перед дросселем определяется точкой внутри кривой инверсии, температура после дросселирования понизится ( $dT < 0, \alpha_h > 0$ ); если состояние газа определяется точкой за пределами кривой,

температура после дросселирования повысится ( $dT > 0$ ,  $\alpha_h < 0$ ); если же состояние газа совпадает с кривой инверсии, температура не изменится ( $dT = 0$ ,  $\alpha_h = 0$ ).

Из рис. 5.7 видно, что каждому давлению соответствуют две точки инверсии: одна – в области жидкости (нижняя ветвь), другая – в области перегретого пара (верхняя ветвь).

### 5.5. Задания для самостоятельной работы

*Задача 5.1.* Газ в сосуде неограниченного объема имеет постоянные параметры: давление  $p_1$  и температуру  $t_1$ .

Определить скорость адиабатного истечения и расход, критическую скорость истечения и максимальный расход для простого суживающего сопла, если давление за сужением  $p_2$ . Объяснить полученные результаты. Принять площадь сечения устья  $f = 0,001 \text{ м}^2$ .

Последняя цифра шифра	$p_1$ , МПа	$t_1$ , °С	Предпоследняя цифра шифра	$p_2$ , МПа	Газ
0	1,0	300	0	0,1	$N_2$
1	1,2	320	1	0,15	$O_2$
2	1,4	340	2	0,2	$H_2$
3	1,6	360	3	0,25	$CO_2$
4	1,8	380	4	0,3	$N_2$
5	2,0	400	5	0,35	$O_2$
6	2,2	280	6	0,4	$H_2$
7	2,4	260	7	0,45	$CO_2$
8	2,6	240	8	0,5	$N_2$
9	2,8	220	9	0,55	$O_2$

*Задача 5.2.* Водяной пар при давлении  $p_1$  и температуре  $t_1$ , дросселируется до давления  $p_2$ . Определить неизвестные параметры пара  $h$ ,  $v$ ,  $s$  в начале и в конце дросселирования и потерю работоспособности  $\mathcal{D}_h = T_0 \Delta s$ .

Принять температуру окружающей среды равной  $t_0$ . Изобразить процессы на  $hs$ -диаграмме (см. рис. П.2 Приложения).

Последняя цифра шифра	$t_1$ , °С	$p_1$ , МПа	Предпоследняя цифра шифра	$p_2$ , МПа	$t_0$ , °С
0	700	50	0	0,5	10
1	600	30	1	0,3	15
2	500	20	2	0,2	20
3	400	10	3	0,1	25
4	300	5	4	0,05	30
5	650	50	5	0,5	10
6	550	30	6	0,3	15
7	450	20	7	0,2	20
8	350	10	8	0,1	25
9	500	30	9	0,3	30

## Глава 6. РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ

### *Основные понятия*

Различные фазы вещества представляют собой различные агрегатные состояния (газообразное, жидкое, кристаллическое) и их аллотропические разновидности.

Характерная особенность фаз – наличие границ, отделяющих данную фазу от соприкасающихся с ней других фаз. При определенных условиях различные агрегатные состояния чистого вещества и различные его аллотропические модификации могут сосуществовать друг с другом в равновесии, образуя единую термодинамическую систему.

Эта система является гетерогенной, а отдельные ее гомогенные части представляют собой фазы. При этом каждая из фаз является однородной системой с одинаковыми физическими свойствами во всех ее частях. Система, состоящая из двух или более фаз, называется *многофазной*.

В многофазной системе вещество может переходить из одной фазы в другую через границу раздела фаз. Переход вещества из одной фазы в другую называется фазовым переходом. Фазовый переход при заданном давлении происходит при определенной температуре, то есть  $p = f(T)$ , и сопровождается поглощением или выделением теплоты, которая называется теплотой фазового перехода.

Переход вещества из твердого состояния в жидкое называется плавлением, обратный процесс – затвердеванием (или кристаллизацией), переход из твердого в газообразное – сублимацией (или возгонкой), обратный процесс – десублимацией; переход из жидкого состояния в газообразное – парообразованием, из газообразного в жидкое – конденсацией.

Кривые  $p=f(T)$  различных фазовых переходов, которые называются кривыми фазового равновесия, образуют фазовую диаграмму, а каждая точка на этих кривых соответствует равновесному состоянию фаз (рис. 6.1).

Кривая  $AC$  соответствует равновесному состоянию твердой и газообразной фаз, кривая  $AB$  – равновесному состоянию твердой и жидкой фаз, кривая  $AD$  – равновесному состоянию жидкой и газообразной фаз, то есть представляет собой зависимость давления от температуры в процессе фазового перехода жидкость–пар, который за-

канчивается в критической точке  $K$ . Точки, расположенные по обе стороны от кривой фазового равновесия, соответствуют однородным состояниям вещества, то есть отдельным фазам.

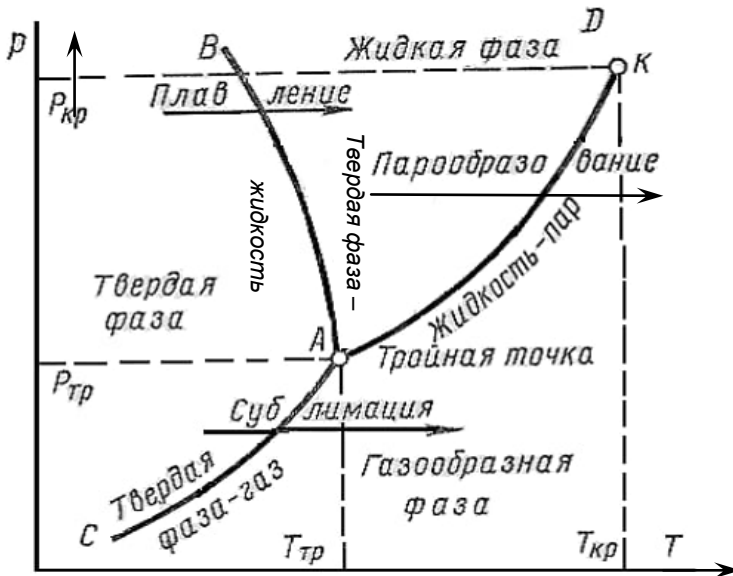


Рис. 6.1. Фазовая диаграмма

Процесс перехода одной фазы в другую при постоянных значениях температуры и давления ( $T=const, p=const$ ), осуществляемый до полного исчезновения этой фазы, называется равновесным фазовым переходом.

Различают фазовые переходы первого рода и второго рода.

Фазовые переходы первого рода не имеют никаких особенностей термодинамического потенциала, в ней потенциалы обеих фаз равны, а их первые производные изменяются скачком:

$$F^{(1)}(p, T) = F^{(2)}(p, T),$$

$$V^{(1)} = \left(\frac{\partial F^{(1)}}{\partial p}\right)_T \neq V^{(2)} = \left(\frac{\partial F^{(2)}}{\partial p}\right)_T,$$

$$S^{(1)} = \left(\frac{\partial F^{(1)}}{\partial T}\right)_p \neq S^{(2)} = \left(\frac{\partial F^{(2)}}{\partial T}\right)_p.$$
(6.1)

Каждая из функций  $F^{(1)}$  и  $F^{(2)}$  имеет смысл по обе стороны от линии фазового перехода, где они соответствуют либо абсолютному, либо метастабильному равновесному состоянию.

Фазовый переход первого рода сопровождается работой фазового перехода

$$L_{1-2} = p(V_2 - V_1)$$

и теплотой фазового перехода

$$Q_{1-2} = T(S_2 - S_1).$$

Фазовый переход второго рода (фазовый переход непрерывного типа) представляет собой особую точку термодинамического потенциала как функцию равновесных термодинамических параметров.

Характерным признаком таких переходов являются скачки вторых производных термодинамического потенциала в точке перехода, а сами потенциалы и их первые производные равны:

$$F^{(1)}(p, T) = F^{(2)}(p, T).$$

Для таких фазовых переходов теплота и работа равны нулю.

Как видно из формулы (6.1), при фазовом переходе первого рода, к числу которых относится фазовый переход жидкость–пар, удельные объемы жидкости и пара различны. Но на кривой фазового равновесия жидкость–пар есть конечная точка, в которой удельные объемы и энтропии обеих фаз становятся одинаковыми (равными). Эта точка называется критической точкой, а фазовые переходы в этой точке относятся к фазовым переходам второго рода.

$$V^{(1)} = \left( \frac{\partial F^{(1)}}{\partial p} \right)_T = V^{(2)} = \left( \frac{\partial F^{(2)}}{\partial p} \right)_T ;$$

$$S^{(1)} = \left( \frac{\partial F^{(1)}}{\partial T} \right)_V = S^{(2)} = \left( \frac{\partial F^{(2)}}{\partial T} \right)_V ;$$

$$\left( \frac{\partial^2 F}{\partial p^2} \right)_T = \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right)_T ; \left( \frac{\partial^2 F}{\partial T^2} \right)_p = - \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_p = - \frac{C_p}{T} ;$$

$$\left( \frac{\partial^2 F}{\partial p \partial T} \right) = \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p .$$

(6.2)

Рассмотрим подробнее фазовый переход жидкость–пар на примере воды и водяного пара, так как водяной пар широко используется во многих областях промышленного производства. Вода и водяной пар применяются как рабочее тело в паровых машинах, паровых турбинах, атомных установках, как теплоноситель - в различных теплообменных аппаратах.

Процесс перехода вещества из жидкого состояния в газообразное называется *парообразованием*. Парообразование, которое происходит со свободной поверхности жидкости при любой температуре, называется *испарением*. Парообразование, происходящее в основном в объеме самой жидкости за счет испарения ее внутрь пузырьков пара, называется *кипением*.

Если парообразование происходит в закрытом сосуде, то может наступить такое состояние, когда количество молекул, вылетающих из жидкости, будет равно количеству молекул, возвращающихся обратно в жидкость. В этом состоянии в сосуде над жидкостью будет находиться максимально возможное при данных условиях количество молекул. Пар в этом состоянии будет иметь максимальную плотность и называться *насыщенным*.

Насыщенный пар, в котором отсутствуют мелкодисперсные частицы жидкой фазы, называется *сухим насыщенным*, а насыщенный пар, в котором содержатся взвешенные мелкодисперсные частицы жидкости – *влажным насыщенным*.

Массовая доля сухого насыщенного пара во влажном паре называется *степенью сухости*  $x$ :

$$x = \frac{\text{масса сух. насыщ. пара во влажном паре}}{\text{масса влажного пара}}.$$

Если сухому насыщенному пару сообщить некоторое количество теплоты при  $p = const$ , температура его повысится, и пар станет перегретым. Перегретый пар не является насыщенным, так как удельный объем его больше, чем у сухого насыщенного пара, а плотность – меньше.

Для выполнения теплотехнических расчетов, связанных с применением жидкостей и паров в энергетических и промышленных установках, необходимо располагать данными по их термодинамическим параметрам. Такие данные могут быть получены с помощью уравнения состояния соответствующего вещества. Для большинства веществ, применяемых в настоящее время в технике, получены доста-

точно точные уравнения состояния, но они настолько сложны, что пользоваться ими в повседневных расчетах практически невозможно. Поэтому в расчетной практике используются не сами уравнения, а составленные по ним таблицы термодинамических параметров жидкостей и паров.

Однако аналитические расчеты с помощью табличных данных усложняются, если термодинамический процесс сопровождается фазовым переходом, так как параметры рабочего тела в различных его фазах выражаются разными формулами.

В связи с этим широко применяется графический метод расчета с помощью диаграмм воды и водяного пара.

### Процесс парообразования

Рассмотрим процесс парообразования в  $pv$ -диаграмме (рис. 6.2). Допустим, начальное состояние 1 кг воды определяется температурой  $t = 0^\circ\text{C}$  и давлением  $p'$  (точка 1' в диаграмме). Подведем теплоту и начнем нагревать воду при постоянном давлении  $p'$ . Сначала вода нагревается до температуры кипения (температура насыщения)  $t_n$  (точка 2'), при которой начинается процесс парообразования. Затем при постоянных температуре и давлении вода будет кипеть и превращаться в пар (линия 2'-3'). В точке 3' последняя капля воды выкипает, и пар становится сухим, насыщенным. После этого температура пара начнет повышаться, и пар становится перегретым (линия 3'-4').

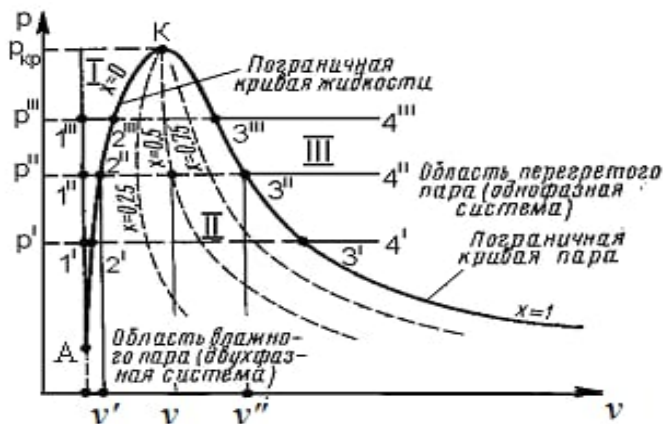


Рис. 6.2. Процесс парообразования в  $pv$ -диаграмме

Повысим давление до  $p'' > p'$  и повторим процесс подвода теплоты при  $p'' = \text{const}$ . Точка  $1''$ , определяющая положение 1 кг воды при этом давлении и температуре  $0^\circ\text{C}$ , располагается почти на одной вертикали с точкой  $1'$ , так как вода практически не сжимается. Точка  $2''$  (начало парообразования) сместится и займет положение правее точки  $2'$ , а точка  $3''$  (конец парообразования) – левее точки  $3'$ . Линия  $2''-3''$  короче линии  $2-3'$ . При давлении  $p''' > p'' > p'$  линия  $2'''-3'''$  станет еще короче.

Таким образом, с повышением давления точки 2 и 3 сближаются и при критическом давлении  $p_{кр}$ , которому соответствует критическая температура  $t_{кр}$ , сходятся в общей точке  $K$ , называемой *критической точкой*. Как отмечалось ранее, это конечная точка фазового перехода жидкость–пар, который начинается в тройной точке  $A$ . В тройной точке сосуществуют три фазы: твердая, жидкая и газообразная.

Выше критической точки вещество в двухфазном состоянии находиться не может. Никаким давлением нельзя перевести газ в жидкое состояние при температурах выше критической.

В диаграмме линия  $A-1'-1''-1'''$  соответствует состояниям воды при  $t = 0^\circ\text{C}$  и различных давлениях.

Линия  $A-2'-2''-2'''-K$  соответствует состояниям кипящей жидкости при различных давлениях и называется нижней пограничной кривой ( $x = 0$ ). На этой линии начинается фазовый переход жидкость–пар. Линия  $K-3'''-3''-3'$  называется верхней пограничной кривой. На ней заканчивается фазовый переход, и пар становится сухим насыщенным ( $x = 1$ ).

I – область между линиями жидкости (воды) при  $t = 0^\circ\text{C}$  и нижней пограничной кривой; соответствует состояниям жидкости (воды) при температурах от  $0^\circ\text{C}$  до  $t_n$  и различных давлениях.

II – область между нижней и верхней пограничными кривыми, представляет собой двухфазную область, где сосуществуют сухой насыщенный пар и кипящая жидкость.

III – область правее верхней пограничной кривой соответствует состоянию перегретого пара.

### *Ts-диаграмма воды и водяного пара*

Примем за начало отсчета calorических параметров ( $u$ ,  $h$ ,  $s$ )  $0^\circ\text{C}$  ( $273,16\text{ K}$ ) и любое давление  $p$ . Следовательно, начальному состоянию воды при  $T' = 273,16\text{ K}$  и давлении  $p'$  на  $Ts$ -диаграмме соответ-

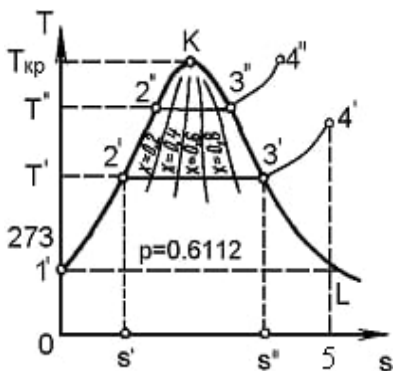


Рис. 6.3.  $Ts$ -диаграмма воды и водяного пара

вует точка  $1'$  (рис. 6.3). Если подвести к 1 кг воды, находящейся в этом состоянии, теплоту  $q$  при  $p = \text{const}$ , энтропия воды будет увеличиваться, так как

$$ds = \frac{\delta q}{T} = c_p \frac{dT}{T}.$$

В области жидкого состояния при невысоких давлениях можно считать  $c_p = \text{const}$ , тогда, интегрируя последнее уравнение в пределах от 273,16 К до  $T_n$  ( $T_n$  – температура насыщения при давлении  $p'$ ), получим

$$s_{T_n} - s_{273} = \int_{273,16}^{T_n} c_p \frac{dT}{T} = c_p \cdot \ln \frac{T_n}{273,16}.$$

Таким образом, изобара воды представляет собой экспоненциальную кривую  $1'-2'$ . В точке  $2'$  вода закипает и начинается фазовый переход (парообразование) при постоянном давлении и постоянной температуре (прямая  $2'-3'$ ). В точке  $3'$  выкипает вся жидкость, пар становится сухим, насыщенным и начинается перегрев пара. В области перегретого пара изобара  $2'-3'$  переходит в кривую  $3'-4'$ , приближаясь постепенно, по мере удаления от точки  $3'$ , к логарифмической зависимости (там, где зависимость теплоемкости перегретого пара  $c_p$  от температуры становится незначительной).

Состоянию воды при давлении  $p'' > p'$  и температуре  $t = 0^\circ\text{C}$  соответствует точка  $1''$ , совпадающая с точкой  $1'$ . Начало кипения – точка  $2''$  (выше и правее точки  $2'$ ), конец парообразования – точка  $3''$  (выше и левее точки  $3'$ ). Таким образом, с повышением давления так же, как и в  $pv$ -диаграмме, точки 2 и 3 сближаются и при критическом давлении  $p_{кр}$ , которому соответствует критическая температура  $T_{кр}$ , сливаются в критическую точку  $K$ .

Изобара  $1'-K$ , соответствующая критическому давлению, практически сливается с нижней пограничной кривой ( $x = 0$ ), которая начинается в тройной точке  $1'$ . Нижняя пограничная кривая образуется

точками, соответствующими началу парообразования при различных давлениях. Точки, соответствующие концу парообразования, образуют верхнюю пограничную кривую  $K-L$ ;  $I'-L$  – изобара тройной точки ( $p' \approx 0,6112$  кПа). В области влажного пара  $x_1, x_2, \dots, x_n$  – линии постоянной степени сухости.

Пограничные кривые делят диаграмму на три части: влево от кривой  $I'-K$  располагается область жидкости, между кривыми  $I'-K$  и  $K-L$  – область влажного пара, вправо от кривой  $K-L$  и вверх от точки  $K$  – область перегретого пара. Часть диаграммы, расположенная ниже линии  $I'-L$ , соответствует различным состояниям смеси лед + пар. Верхняя пограничная кривая не заканчивается в точке  $L$ , а продолжается вниз, отделяя область перегретого пара от области двухфазного состояния лед + насыщенный пар.

Площадь, заключенная между изобарой воды  $123'4'$  и осью абсцисс, представляет удельное количество теплоты, сообщенной воде в данном процессе, которое определяется из выражения

$$q = \int T ds. \quad (6.3)$$

Так, например, площадь фигуры  $012's'0$  изображает количество теплоты, сообщенной воде для нагревания ее от  $0^\circ\text{C}$  до температуры кипения  $t_n$ . Площадь прямоугольника  $s'2'3's''s''$  – количество теплоты, сообщенной 1 кг кипящей жидкости для превращения ее в сухой насыщенный пар, которая называется *удельной теплотой парообразования*  $r$ . Из диаграммы видно, что

$$r = T_n (s'' - s').$$

(здесь и далее индексы «'» и «''» относятся к кипящей жидкости и сухому пару, соответственно). Такой же результат получается из выражения (6.3) после интегрирования при  $T = \text{const}$ ,  $q = T_n (s'' - s')$ . Если состояние перегретого пара характеризуется точкой  $4'$ , то сообщенная сухому насыщенному пару теплота в процессе  $3'-4'$  изображается площадью фигуры  $s'3'4'5''$ .

Удельная теплота парообразования состоит из работы расширения  $\psi_1$ , которая называется внешней теплотой парообразования, и работы преодоления сил межмолекулярного притяжения  $\psi_2$ , которая называется внутренней теплотой парообразования:

$$r = \psi_1 + \psi_2,$$

где

$$\psi_1 = p(v'' - v').$$

На практике  $Ts$ -диаграмма широко используется при исследовании термодинамических процессов и циклов, так как позволяет видеть изменение температуры рабочего тела и определять количество теплоты, участвующей в процессе, а, следовательно, и работу цикла

$$l = q_1 - q_2,$$

которая изображается площадью самого цикла.

Некоторым неудобством является то, что при определении количества теплоты и работы необходимо измерять соответствующие площади.

### *hs-Диаграмма воды и водяного пара*

Для анализа термодинамических процессов более удобной является  $hs$ -диаграмма (рис. 6.4), в которой техническая работа и количество теплоты, участвующие

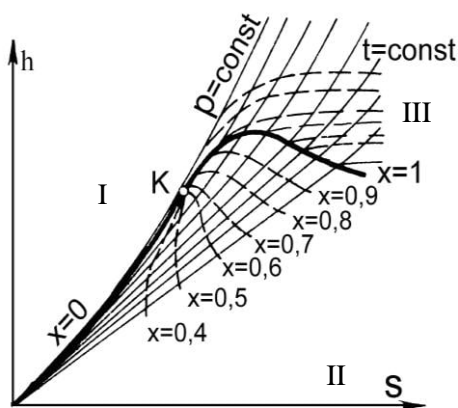


Рис. 6.4.  $hs$ -Диаграмма воды и водяного пара

в процессах, изображаются не площадями, как в  $Ts$ -диаграмме, а отрезками линий.  $hs$ -диаграмма впервые была предложена Молье, поэтому называется его именем.

При построении диаграммы за начало координат принято состояние воды в тройной точке. Откладывая значения  $s'$  и  $h'$  для различных состояний воды при температуре кипения, а также значения  $s''$  и  $h''$  для сухого насыщенного пара, можно построить нижнюю ( $x = 0$ ) и верхнюю ( $x = 1$ ) пограничные кривые. Как и в  $pv$ -диаграмме: I – область некипящей воды; II – двухфазная область; III – область перегретого пара.

В области влажного пара (в двухфазной области) изобары изображаются прямыми, расходящимися веерообразно из нижней пограничной кривой.

В области же перегретого пара они имеют небольшую выпуклость в сторону оси  $s$  и приближаются к логарифмическим кривым.

Изотермы в двухфазной области, так же, как и в  $p$ - $v$ - и  $T$ - $s$ -диаграммах, совпадают с изобарами.

В области перегретого пара при небольших давлениях они имеют почти горизонтальное направление (перегретый пар по своим свойствам приближается к идеальному газу), а в области высоких давлений и при приближении к линии насыщения, то есть к верхней пограничной кривой, свойства перегретого пара значительно отклоняются от свойств идеального газа, и изотермы искривляются. Изохоры в диаграмме располагаются чуть круче изобар.

Критическая точка в  $h$ - $s$ -диаграмме находится не на вершине пограничных кривых, как в  $p$ - $v$ - и  $T$ - $s$ -диаграммах, а смещена вниз и влево, так как энтальпия в критической точке численно меньше, чем энтальпия сухого насыщенного пара при давлениях ниже критического.

В области влажного пара наносятся линии постоянной степени сухости, а во всей диаграмме – сетка, соответствующая линиям  $s = const$  и  $h = const$ .

Для практического применения обычно строят только верхнюю часть диаграммы – наиболее употребительную при расчетах. Это дает возможность изображать ее в более крупном масштабе. По этой диаграмме можно определить  $p$ ,  $v$ ,  $t$ ,  $s$ ,  $h$ ,  $x$  рабочего тела в любом его состоянии.

## **6.1. Основные термодинамические процессы изменения состояния водяного пара**

Основными термодинамическими процессами изменения состояния водяного пара являются изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный. Анализ процессов можно выполнить, пользуясь таблицами или диаграммами воды водяного пара.

В настоящее время созданы таблицы параметров кипящей воды и сухого насыщенного пара в зависимости от температуры, а также от давления. Кроме того, имеются таблицы параметров  $v$ ,  $h$ ,  $s$  перегретого пара в зависимости от температуры и давления.

Значения давлений и температур в этих таблицах даются с определенным интервалом. Промежуточные значения параметров определяются путем линейной интерполяции.

Метод расчета с помощью диаграмм состоит в том, что по известным параметрам в диаграмме фиксируется начальное состояние рабочего тела, затем по линии процесса и известному параметру в конце процесса определяются конечное состояние и все нужные для расчета параметры. По этим параметрам вычисляются изменение внутренней энергии, количество теплоты и работы в заданном процессе.

Ниже в  $pv$ - и  $hs$ -диаграммах представлены перечисленные термодинамические процессы и приведены формулы для расчета  $\Delta u$ ,  $q$  и  $l$  в этих процессах.

В изохорном процессе (рис. 6.5) изменение внутренней энергии определяется из выражения

$$\Delta u_v = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1), \quad (6.4)$$

или

$$\Delta u_v = h_2 - h_1 - v(p_2 - p_1),$$

так как  $v_1 = v_2 = v$ .

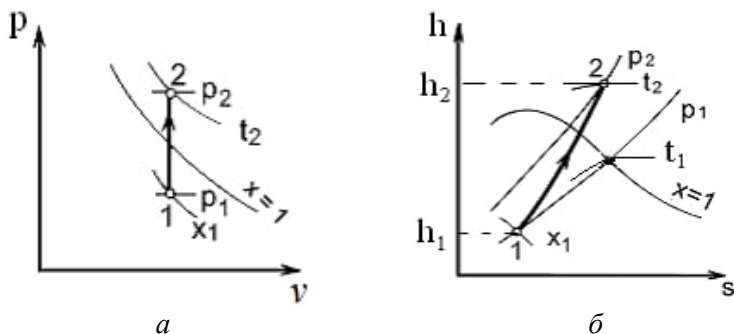


Рис. 6.5. Изохорный процесс

Работа расширения  $l_v = 0$ , поэтому вся теплота процесса – в соответствии с первым законом термодинамики (2.4) – расходуется на изменение внутренней энергии:

$$q_v = u_2 - u_1.$$

Влажный пар при нагревании в изохорном процессе (линия 1–2) можно перевести в сухой насыщенный и перегретый (точка 2). При охлаждении (процесс 2–1) его можно сконденсировать, но не

полностью, так как при каком угодно низком давлении над жидкостью всегда находится некоторое количество насыщенного пара. Это означает, что изохора не пересекает нижнюю пограничную кривую.

В изобарном процессе (рис. 6.6) изменение внутренней энергии определяется из формулы (6.4), которая принимает вид

$$\Delta u_p = u_2 - u_1 = (h_2 - h_1) - p(v_2 - v_1).$$

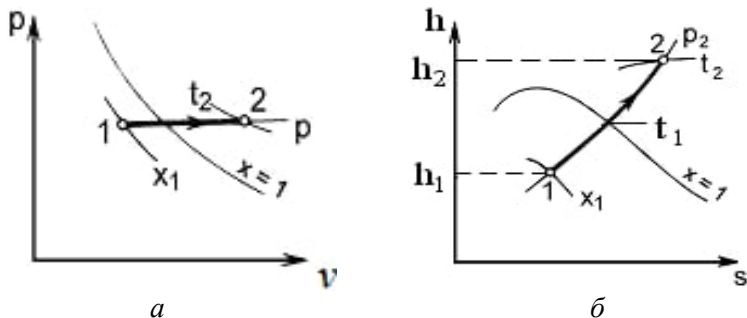


Рис. 6.6. Изобарный процесс

Теплота, участвующая в процессе, равна разности энтальпий:

$$q_p = h_2 - h_1.$$

Работа процесса рассчитывается по формуле

$$l_p = p(v_2 - v_1)$$

или

$$l_p = q_p - \Delta u.$$

В изобарном процессе при подводе теплоты к влажному насыщенному пару (линия 1–2) его степень сухости увеличивается, и пар переходит сначала в сухой, потом – в перегретый (точка 2). При отводе теплоты (процесс 2–1) перегретый пар сначала становится сухим насыщенным, затем – влажным насыщенным и при температуре  $T_n$  конденсируется. В изотермическом процессе (рис. 6.7) изменение внутренней энергии не равняется нулю, как у идеального газа, так как изменяется ее потенциальная составляющая. Величина  $\Delta u$  определяется из формулы (6.4).

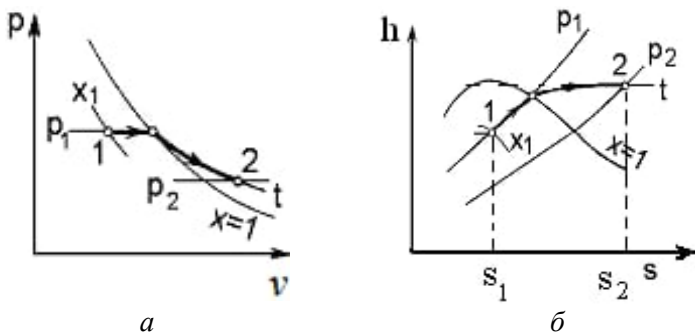


Рис. 6.7. Изотермический процесс

Количество теплоты, участвующей в процессе, рассчитывается по уравнению

$$q_T = T(s_2 - s_1).$$

Работа расширения определяется из первого закона термодинамики:

$$l_T = q_T - \Delta u.$$

При подводе теплоты (процесс 1–2) влажный пар становится сухим насыщенным, а затем – перегретым при более низком давлении.

При отводе теплоты (процесс 2–1) перегретый пар сначала становится сухим насыщенным, затем переходит во влажный (точка 1) и конденсируется.

В адиабатном процессе (рис. 6.8)  $q_s = 0$ .

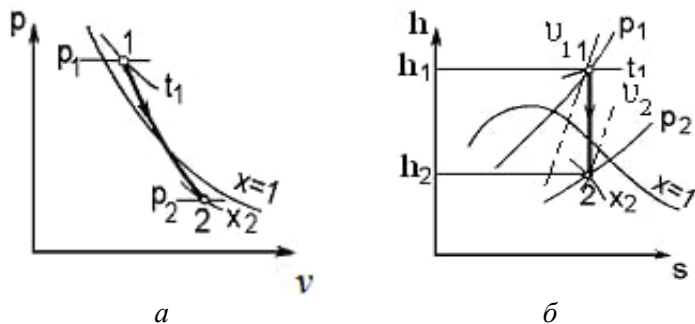


Рис. 6.8. Адиабатный процесс

Изменение внутренней энергии определяется из уравнения (6.4). Работа совершается за счет изменения внутренней энергии:

$$l_s = -\Delta u = u_1 - u_2,$$

или

$$l_s = (h_1 - p_1 v_1) - (h_2 - p_2 v_2).$$

При адиабатном расширении (процесс 1–2) давление и температура пара уменьшаются, и перегретый пар становится сначала сухим насыщенным, а затем – влажным (точка 2 в диаграмме).

### ***Параметры состояния воды и водяного пара***

Удельный объем воды при температуре 0 °С и различных давлениях близок к  $v'_o \approx 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$  и мало изменяется с увеличением давления (жидкость практически несжимаема), удельные энтальпия и энтропия жидкой фазы в тройной точке принимаются равными нулю, то есть для воды при давлении 0,611 кПа и температуре  $T = 273,16 \text{ К}$  ( $t = 0,01 \text{ }^\circ\text{С}$ ):  $h'_o = 0$ ;  $s'_o = 0$ .

Удельная внутренняя энергия воды в тройной точке (Дж/кг)

$$u'_o = h'_o - p_o v'_o = -p_o v'_o = -(0,611 \cdot 10^3) \cdot 0,001 = -0,611$$

– величина очень маленькая, поэтому можно считать, что при  $t = 0 \text{ }^\circ\text{С}$   $u'_o \approx 0$ .

*Параметры кипящей жидкости.* Удельный объем определяется одним параметром, температурой насыщения или давлением насыщения:

$$v' = f(T_n)$$

или

$$v' = f(p_n).$$

Из выражения

$$dh = c_p dt$$

после интегрирования в интервале температур от 0 °С до  $t_n$  получим удельную энтальпию

$$h' = c_{pm} t_n.$$

Удельная внутренняя энергия определяется из общей формулы (2.29):

$$u' = h' - p_n v'.$$

Из выражения

$$ds = \frac{\delta q}{T} = c_p \frac{dT}{T}$$

после интегрирования в интервале температур от 0 °С до  $t_n$  получим удельную энтропию

$$s' = c_{pm} \ln \frac{T_n}{273}.$$

В формулах для расчета удельных энтальпии и энтропии  $c_{pm}$  – средняя теплоемкость воды в интервале температур от 0 °С до  $t_n$ .

*Параметры сухого насыщенного пара.* Удельный объем сухого насыщенного пара, так же, как удельный объем кипящей жидкости, определяется одним параметром – либо  $T_n$ , либо  $p_n$ :

$$v'' = f(T_n)$$

или

$$v'' = f(p_n).$$

В  $Ts$ -диаграмме площадь прямоугольника 2'3's's'2' (рис. 6.3) соответствует количеству теплоты, равной удельной теплоте парообразования  $r$ . В соответствии с выражением

$$q_p = h_2 - h_1,$$

можно записать

$$r = h'' - h'.$$

Отсюда удельная энтальпия:

$$h'' = h' + r.$$

Удельная внутренняя энергия:

$$u'' = h'' - p_n v''.$$

Из выражения

$$r = T_n(s'' - s')$$

можно определить удельную энтропию:

$$s'' = s' + \frac{r}{T_n}.$$

*Параметры влажного пара.* Удельный объем  $v_x$  заданного давления можно определить по правилу аддитивности как сумму произведений удельных объемов сухого насыщенного пара и воды на их массовые доли:

$$v_x = v''x + v'(1-x),$$

где  $(1 - x)$  – массовая доля жидкости во влажном паре;  $x$  – массовая доля сухого пара во влажном паре (степень сухости).

Аналогично по правилу аддитивности рассчитываются удельная энтальпия и удельная энтропия:

$$h_x = h'' \cdot x + h'(1-x);$$

$$s_x = s'' \cdot x + s'(1-x).$$

Удельная внутренняя энергия:

$$u_x = h_x - p_n v_x.$$

Удельная теплота парообразования влажного пара со степенью сухости  $x$  описывается следующей очевидной формулой:

$$r_x = r \cdot x.$$

Следовательно, удельную энтальпию и энтропию также можно выразить следующим образом:

$$h'_x = h' + r \cdot x; \quad s_x = s' + \frac{r \cdot x}{T_n}.$$

*Параметры перегретого пара.* Удельный объем перегретого пара является функцией двух параметров  $p$  и  $T$ :

$$v = f(p, T).$$

Удельное количество теплоты  $q_{nm}$ , расходуемое на перегрев пара в изобарном процессе от температуры насыщения  $t_n$  до какой-либо заданной температуры перегрева  $t$ , определяется из выражения

$$q_{nm} = h - h''.$$

Следовательно, удельная энтальпия:

$$h = h'' + q_{nm}. \quad (6.5)$$

Удельное количество теплоты:

$$q_{nm} = \int_{t_n}^t c_p dt$$

или (при  $c_p = const$ )

$$q_{nm} = c_{pm}(t - t_n). \quad (6.6)$$

Подставив это выражение в формулу (6.5), получим

$$h = h'' + c_{pm}(t - t_n). \quad (6.7)$$

Удельная внутренняя энергия:

$$u = h - pv.$$

Изменение удельной энтропии в процессе перегрева от  $t_n$  до  $t$ :

$$ds = \delta q_{mn}/T = c_p \frac{dT}{T},$$

или (при  $c_p = const$ ):

$$s - s'' = \int_{T_n}^T c_p \frac{dT}{T} = c_{pm} \ln \frac{T}{T_n}.$$

Удельная энтропия:

$$s = s'' + c_{pm} \ln \frac{T}{T_n}. \quad (6.8)$$

В формулах (6.6)–(6.8)  $c_{pm}$  – средняя теплоемкость пара в интервале температур от  $t_n$  до  $t$ .

### Уравнение Клапейрона–Клаузиуса

Уравнение Клапейрона–Клаузиуса устанавливает связь калорических параметров  $h$  и  $s$  с термическими параметрами  $p$ ,  $T$ ,  $v$  при переходе вещества из одной фазы в другую. С помощью этого уравнения можно определить изменение калорических параметров по измеренным термическим параметрам и, наоборот, по измеренным калорическим и термическим параметрам вычислить трудноизмеряемый в данном случае термический параметр (например, удельный объем сухого насыщенного пара  $v''$ ).

Рассмотрим один из распространенных и наглядных способов вывода этого уравнения. Имеем 1 кг рабочего тела. Пусть в области насыщенного пара осуществляется элементарный цикл 1–2–3–4, состоящий из двух изобар и двух изохор (рис. 6.9). Площадь цикла в  $pv$ -диаграмме равна  $(v'' - v')dp_n$ , а в  $Ts$ -диаграмме  $-(s'' - s')dT_n$ .

В обеих координатных системах площади циклов выражают удельную теплоту, преобразованную в работу. Поэтому

$$(v'' - v')dp_n = (s'' - s')dT_n, \quad (6.9)$$

но

$$(s'' - s')T_n = r; \quad s'' - s' = \frac{r}{T_n}. \quad (6.10)$$

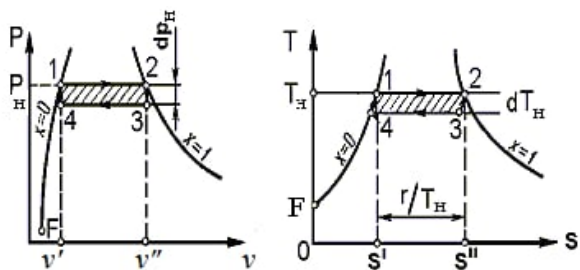


Рис. 6.9. Элементарный цикл, состоящий из двух изобар и двух изотерм

Подставив формулу (6.10) в уравнение (6.9), получим

$$(v''-v')dp_n = r \frac{dT_n}{T_n}.$$

Окончательно:

$$r = T_n (v''-v') \frac{dp_n}{dT_n}. \quad (6.11)$$

Полученное выражение называется *уравнением Клапейрона–Клаузиуса*. Оно позволяет вычислить величину удельной теплоты парообразования  $r$ , если из опыта определена зависимость  $p_n = f(T_n)$ , которая называется *кривой насыщения* (рис. 6.10).

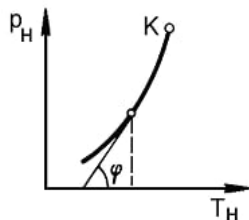


Рис. 6.10. Кривая насыщения

Из рисунка видно, что производная  $\frac{dp_n}{dT_n}$  определяется как угловой коэффициент касательной к этой кривой в заданной точке, то есть

$$\frac{dp_n}{dT_n} = \operatorname{tg} \varphi.$$

Зная теплоту парообразования можно, рассчитать энтропию и энтальпию сухого насыщенного пара:

$$s'' = s' + \frac{r}{T_n}; \quad h'' = h' + r$$

и влажного насыщенного пара

$$s_x = s + \frac{r \cdot x}{T_n}; \quad h_x = h' + r \cdot x.$$

## Истечение водяного пара

При истечении водяного пара, так же, как и при истечении идеального газа, нужно рассчитать скорость истечения и массовый расход, но при этом нельзя пользоваться формулами, полученными для идеального газа. Для вывода расчетной формулы записываем аналитическое выражение первого закона термодинамики для потока:

$$\delta q = dh + d \frac{w^2}{2}.$$

Для адиабатного процесса  $\delta q = 0$ ,

$$-dh = d \frac{w^2}{2}.$$

После интегрирования получим

$$h_1 - h_2 = \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2},$$

где  $w_1$  – начальная, а  $w_2$  – конечная скорость истечения.

Учитывая, что  $w_1 \ll w_2$ , принимаем  $w_1 = 0$ ,  $w_2 = w$ , тогда

$$w = \sqrt{2(h_1 - h_2)}.$$

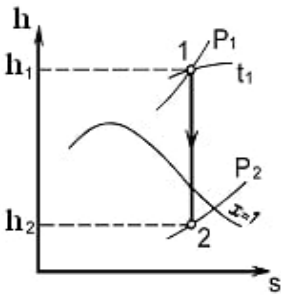


Рис. 6.11. Обратимое адиабатное истечение водяного пара

Пользуясь этим уравнением, можно рассчитать скорость истечения водяного пара. Значения  $h_1$  и  $h_2$  определяются или с помощью таблиц, или по  $hs$ -диаграмме по начальным параметрам (например,  $p_1$  и  $T_1$ ), конечному давлению ( $p_2$ ) и исходя из адиабатного процесса, при котором  $s_1 = s_2$  (рис. 6.11).

Критическая скорость истечения из суживающегося сопла

$$w_{кр.} = \sqrt{2(h_1 - h_{2кр.})}.$$

Здесь нужно определить  $h_{2кр}$ . Для этого рассчитывается

$$v_{кр} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}. \quad (6.12)$$

Если пар перегретый, принимают  $\kappa = 1,3$ . Если пар сухой насыщенный,  $\kappa = 1,135$ . Рассчитав  $v_{кр}$ , из выражения

$$v_{кр} = \frac{p_{2кр}}{p_1},$$

определяем  $p_{2кр}$ , а затем по  $hs$ -диаграмме –  $h_{2кр}$ .

Массовый секундный расход:

$$\dot{m} = \frac{f w}{v_2}.$$

При критическом режиме истечения максимальный массовый расход:

$$\dot{m}_{\max} = f \min \frac{w_{кр}}{v_{кр}}.$$

Все выше описанные формулы можно использовать, если истечение рассматривать как обратимый процесс, то есть если считать, что трение отсутствует. Это не соответствует действительности, процесс истечения необратимый, часть кинетической энергии газа расходуется на трение и превращается в теплоту. При отсутствии потерь в окружающую среду эта теплота полностью усваивается газом, в результате чего внутренняя энергия, а, следовательно, и энтальпия газа, становятся больше, чем при истечении без трения.

В необратимом процессе действительная скорость меньше скорости истечения в обратимом процессе:  $w_0 < w$ . Отношение действительной скорости ( $w_0$ ) к скорости в обратимом процессе ( $w$ ) называется скоростным коэффициентом  $\varphi$ :

$$\frac{w_0}{w} = \varphi.$$

Скоростной коэффициент  $\varphi = 0,93 \div 0,98$ , а действительная скорость

$$w_{\partial} = \varphi w = \varphi \sqrt{2(h_1 - h_2)}.$$

Энергия 1 кг рабочего тела, которая теряется на трение, определяется как

$$\frac{w^2}{2} - \frac{w_{\partial}^2}{2} = \frac{w^2}{2} - \varphi^2 \frac{w^2}{2} = \frac{w^2}{2} (1 - \varphi^2);$$

где

$$1 - \varphi^2 = \psi$$

– коэффициент потери энергии.

Количество потерянной энергии можно выразить так же, как разность энтальпии:  $(h_1 - h_2) - (h_1 - h_{2\partial})$ , отсюда

$$h_{2\partial} - h_2 = \psi \frac{w^2}{2};$$

$$h_{2\partial} = h_2 + \psi \frac{w^2}{2} = h_2 + \psi (h_1 - h_2).$$

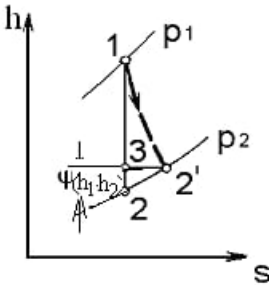


Рис. 6.12. Необратимое истечение водяного пара

Эта формула дает возможность с помощью  $hs$ -диаграммы найти точку, соответствующую действительному состоянию пара при его истечении с трением. Для этого из точки 2 откладываем вверх отрезок, равный  $\psi(h_1 - h_2)$  и соответствующий потере кинетической энергии, и получаем точку 3 (рис. 6.12). Проведя из точки 3 линию постоянной энтальпии до пересечения с  $p_2$ , получаем точку 2 (состояние пара при действительном истечении 1–2').

### ***Дросселирование водяного пара***

При дросселировании водяного пара, так же, как при дросселировании газа,  $p_2 < p_1$  и  $v_2 > v_1$ . Температура пара при этом понижается, так как температура инверсии водяного пара намного выше температуры паров, применяемых в теплотехнике. Критическая температура водяного пара  $T_{кр} = 647$  К,  $T_{инв} \approx 6,75 \cdot 647 = 4370$  К, или  $t_{инв} \approx 4097^\circ\text{C}$ . Таким образом,  $t_2 < t_1$ . Для определения параметров состояния водяного пара после дросселирования воспользуемся  $hs$ -диаграммой.



При температуре выше критической нельзя сконденсировать газ путем только сжатия. Вблизи критической точки вещества обладают особыми свойствами. Например, в критической точке жидкости происходит:

- аномальный рост теплоемкости при постоянном давлении и при постоянном объеме;
- аномально большой рост теплопроводности, значительное сужение линии релеевского рассеяния;
- уменьшение изотермической и адиабатической скорости звука;
- практически полное прекращение диффузии вблизи критических точек бинарных смесей;
- наблюдается критическая опалесценция (рассеяние света вблизи критической точки);
- в течение многих часов и даже суток не рассасывается тепловой импульс и др.

Определяющую роль в этих явлениях играет взаимодействие аномально растущих флуктуаций плотности, приводящих, с одной стороны, к сингулярному (неаналитическому) характеру изменения физических свойств вблизи критической точки, с другой стороны – к универсальности поведения веществ.

Однако следует иметь в виду, что понятие критического состояния охватывает широкий круг явлений самой различной природы. Кроме как в однокомпонентных жидкостях, критическая точка и критические явления существуют в жидких растворах, ферромагнетиках, бинарных сплавах и других системах.

Общей чертой, присущей критическим точкам различных систем, является наличие физической величины, которая отлична от нуля ниже критической температуры и обращается в ноль выше нее. Эта физическая величина называется *параметром упорядочения*. В системе жидкость–газ таким параметром является разность плотностей жидкости и газа ( $\rho_{ж} - \rho_{г}$ ). В жидких бинарных растворах параметром упорядочения является разность концентраций одной из фаз с ( $-x$ ) и критическая концентрация ( $-x_{кр}$ ).

Наличие параметра порядка (упорядочения) позволяет теоретическое рассмотрение критических явлений осуществлять с использованием критических показателей. Эти показатели определяют сте-

пенной закон, по которому рассматриваемая физическая величина меняется в окрестностях критической точки.

В данном учебном пособии мы ограничимся рассмотрением критических явлений только в двух системах: жидкость–газ и жидкие бинарные смеси.

Между этими двумя классами систем существует большое сходство, которое основано на том факте, что свободная энергия газа (как функция объема и температуры) эквивалентна молярному термодинамическому потенциалу бинарной смеси (как функции концентрации и температуры при заданном давлении).

Для примера в табл. 6.1 представлены некоторые подобные величины для этих двух критических систем.

Таблица 6.1

**Подобные величины в двух критических системах**

Жидкость–газ	Бинарные жидкости
Плотность	Концентрация
Температура	Температура
Давление	Химический потенциал
$C_p$	$C_p$
Изотермическая сжимаемость	$(\frac{\partial g}{\partial \mu})_T$
Флуктуация числа частиц $(\overline{\Delta N})^2$	Флуктуация концентрации
Коэффициент температуропроводности	Коэффициент диффузии
Коэффициент теплопроводности	Подвижность флуктуаций концентрации

Подобие указанных величин заключается в том, что в критической области они ведут себя одинаково. Например, в рамках теории критических показателей степени они имеют одинаковые показатели степени.

Если сжимать газ при температуре ниже критической, он, достигнув определенной плотности, начнет конденсироваться при постоянном давлении. Процесс конденсации будет длиться до тех пор, пока плотность газа не станет равной плотности жидкости:

$$\rho = \rho_{жс}.$$

С ростом температуры различие между плотностью газа и плотностью жидкости уменьшается и полностью исчезает в критической точке (рис. 6.14), где

$$T = T_{кр}, \quad p = p_{кр}$$

и

$$\rho_{жс} = \rho_{гс} = \rho_{кр}.$$

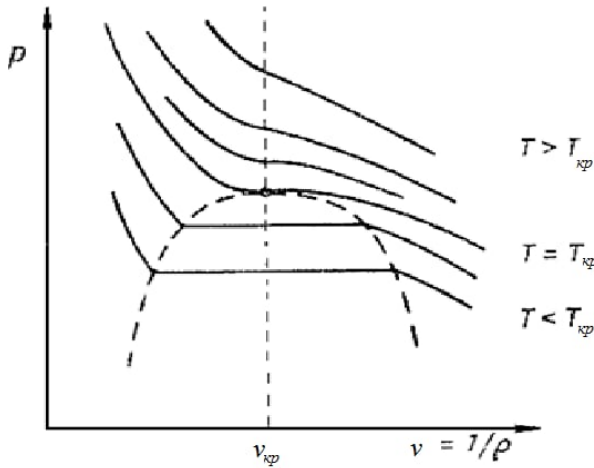


Рис. 6.14. Изотермы в окрестностях критической точки

Выше критической температуры жидкая фаза не существует, то есть нельзя только путем сжатия сконденсировать газ, если температура газа выше критической температуры.

Критическая точка является вершиной кривой сосуществования, где  $p_{жс} - p_{гс} \rightarrow 0$  при  $T \rightarrow T_{кр}$ . Изотерма в критической точке имеет перегиб и горизонтальную касательную, поэтому критическая точка жидкость–газ определяется двумя условиями:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = 0;$$

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_T = 0.$$

Отсюда следует, что коэффициент изотермической сжимаемости

$$\beta_T = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T = - \frac{1}{v_0} \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right)_T,$$

представляющий относительное изменение плотности (удельного объема) вещества при изменении давления, в критической точке стремится к бесконечности. Это означает, что чувствительность плотности (удельного объема) к изменению давления чрезвычайно велика, что приводит к упомянутым ранее аномально растущим флуктуациям плотности, ответственным как за аномальное изменение физических свойств, так и за универсальность поведения веществ в критической точке.

Универсальность проявляется в том, что соответствующие физические величины всех систем описываются одинаковыми уравнениями в виде степенной зависимости. При этом показатели степени, которые называются *критическими показателями*, по экспериментальным данным принимают близкие значения, что позволяет построить универсальную теорию критических явлений для различных физических систем.

Например, используя критические показатели степени, кривую сосуществования (рис. 6.15) можно аппроксимировать простой зависимостью

$$\frac{\rho - \rho_{кр}}{\rho_{кр}} = \varepsilon^\beta, \quad (6.13)$$

где

$$\varepsilon = \frac{T - T_{кр}}{T_{кр}}$$

– параметр упорядочения, показывающий степень приближения к критической точке;  $\beta$  – критический показатель степени.

При параметрах, достаточно близких к критическим, зависимость (6.13) в логарифмических координатах имеет вид прямых линий. По углу наклона этих прямых легко определяются критические показатели.

Значение критического показателя  $\beta$  в большинстве случаев находится в пределах от 0,3 до 0,5.

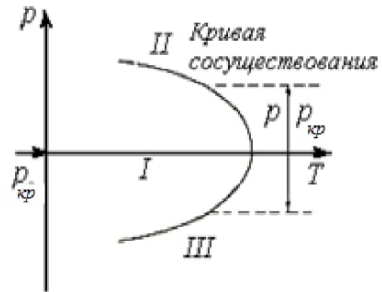


Рис. 6.15. Кривая сосуществования

Критическая изотерма в координатах  $\rho$ - $p$  описывается уравнением

$$\frac{p - p_{кр}}{p_{кр}} \sim \left( \frac{\rho - \rho_{кр}}{\rho_{кр}} \right)^\delta.$$

Согласно экспериментальным данным для различных веществ, при  $p \rightarrow p_{кр}$   $\delta \approx 4,2 \div 4,6$ .

При очень высоких температурах (выше критической) изотермы представляют собой прямые линии, описываемые уравнением состояния идеального газа

$$pV = mRT.$$

Кривизна изотерм, возникающая при приближении к критической температуре, есть результат взаимодействия между молекулами. Как было отмечено ранее, изотермическая сжимаемость

$$\beta_T = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T$$

по мере приближения к критической точке расходится, стремясь к бесконечности. Бесконечная величина производной  $\left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T$  означает, что чувствительность плотности к очень малым флуктуациям давления бесконечно большая.

Расходимость изотермической сжимаемости при подходе к критической точке со стороны низких температур описывается выражением

$$\beta_T \sim (-\varepsilon)^{-\gamma'},$$

а при подходе со стороны высоких температур – выражением

$$\beta_T \sim (\varepsilon)^{-\gamma}.$$

Критический показатель степени  $\gamma = 1,1 \div 1,3$ .

Теплоемкость в критической точке расходится с показателями  $\alpha$  и  $\alpha'$ . Штрихом, как и в случае изотермической сжимаемости, отмечен показатель степени для температур ниже критической.

Эксперименты с точностью до экспериментальной погрешности показывают логарифмический характер изменения  $c_v$  вблизи критической точки. Это означает, что критический показатель  $\alpha'$  равен

нулю. Однако, учитывая возможные ошибки в эксперименте, принимают  $\alpha' \approx \alpha \approx 0,1$ . Таким образом, критические показатели  $c_v$  при  $\rho = \rho_{кр}$  в окрестностях критической точки при  $T \rightarrow T_{кр}$  (со стороны высоких температур) и при  $T \rightarrow T_{кр}$  (со стороны низких температур) равны, а зависимость теплоемкости от температуры описывается соответственно уравнениями:

$$c_v \sim (\varepsilon)^{-\alpha'}$$

$$c_v \sim (\varepsilon)^{-\alpha}$$

На рис. 6.16 представлена зависимость изохорной теплоемкости азота  $c_v$  от температуры при  $v = v_{кр}$ .

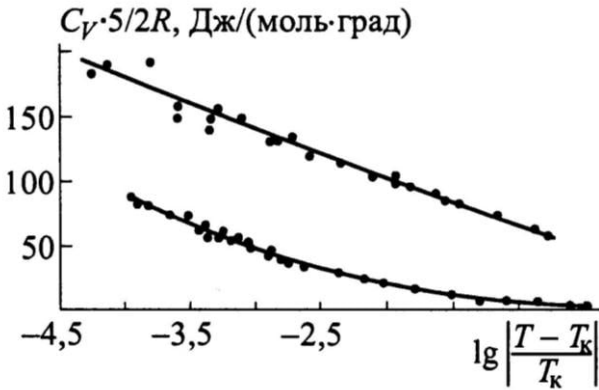


Рис. 6.16. Зависимость изохорной теплоемкости азота от температуры при  $v = v_{кр}$

Как видно из рисунка, в логарифмических координатах теплоемкость на критической изохоре изменяется вблизи критической температуры вдоль прямой линии. Верхняя линия относится к двухфазной области, нижняя – к однофазной.

При переходе через кривую насыщения наблюдается скачок теплоемкости.

Существует простая связь между удельной теплоемкостью и сжимаемостью:

$$c_p = c_v + \beta_T TV \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v^2.$$

Вблизи критической точки величина  $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)$  почти не меняется, так как

$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)$  стремится к нулю по степенному закону:

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right) \sim \left(\frac{T - T_{кр}}{T_{кр}}\right)^{-\theta},$$

где  $\theta \leq \alpha' + \beta$ , т.е. изотермическая сжимаемость  $\beta_T$  расходится быстрее, чем  $c_v$ , и поэтому можно считать, что  $c_p$  расходится так же, как и  $\beta_T$ :  $c_p \sim (\varepsilon)^\gamma$ .

Зависимость теплоемкости  $c_p$  двуокиси углерода от давления и температуры в окрестности критической точки показана на рис. 6.17.

Коэффициент поглощения звука  $\alpha_s$  по мере приближении к критической точке аномально растет, а скорость распространения звуковых волн быстро падает – на рис. 6.18 верхняя ветвь соответствует

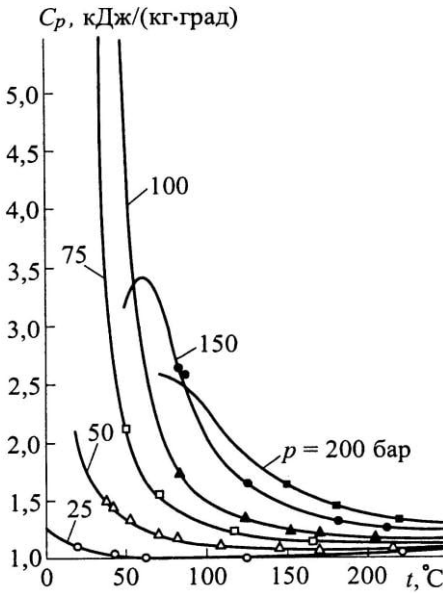


Рис. 6.17. Изобары теплоемкости  $c_p$  двуокиси углерода

скорости звука в жидкой фазе  $CO_2$  на кривой насыщения, нижняя ветвь – скорости звука в насыщенном паре; светлые кружочки соответствуют частоте 500 кГц, темные – частоте 1500 кГц.

При нормальных условиях низкочастотную скорость звука можно выразить через адиабатическую сжимаемость  $\beta_s$ , а поглощение звука – через вязкость и коэффициент теплопроводности.

В критической точке обращаются в нуль поверхностное натяжение и теплота парообразования, поскольку жидкая и газообразная фазы в этой точке идентичны.

Коэффициенты теплопроводности и вязкости в критической точке, по-видимому, также имеют аномалии. Хотя наличие аномалий

теплопроводности веществ в критической точке до недавнего времени было предметом дискуссии ученых. Однако прецизионные эксперименты, а также теоретические исследования, выполненные в последние годы, показали, что коэффициент теплопроводности при приближении к критической точке аномально растет (рис. 6.19) и на критической изохоре описывается степенной зависимостью вида

$$\lambda \sim \left( \frac{T - T_{кр}}{T_{кр}} \right)^\psi,$$

где  $0,5 \leq \psi \leq 0,6$ .

Коэффициент динамической (сдвиговой) вязкости  $\eta$  в критической точке увеличивается незначительно (рис. 6.20). Несмотря на это, коэффициент кинематической  $\nu$  (объемной) вязкости существенно возрастает хотя бы из-за увеличения в критической точке времени релаксации, подтверждением которого в какой-то степени является стремление в критической точке коэффициента диффузии к нулю, хотя последнее пока не является полностью доказанным фактом.

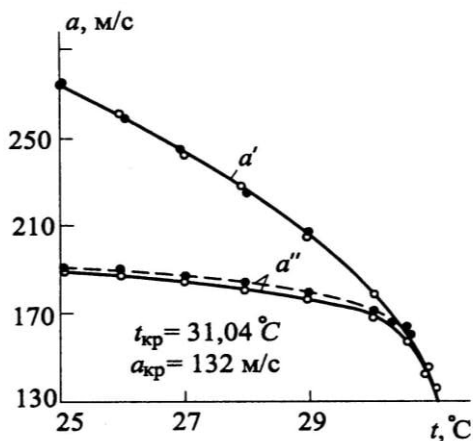


Рис. 6.18. Скорость распространения звуковых волн вблизи критической точки

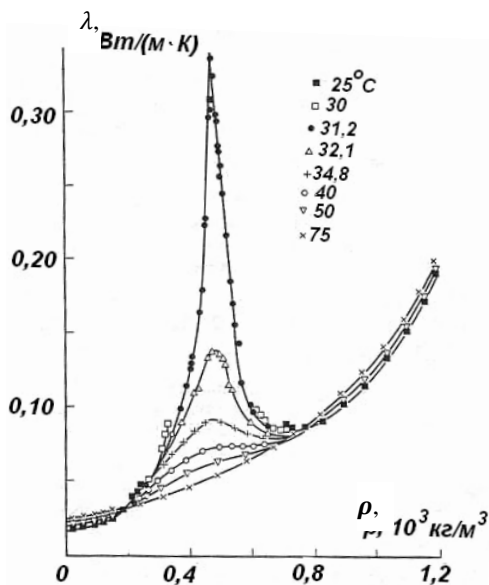


Рис. 6.19. Изотермы теплопроводности вблизи критической точки

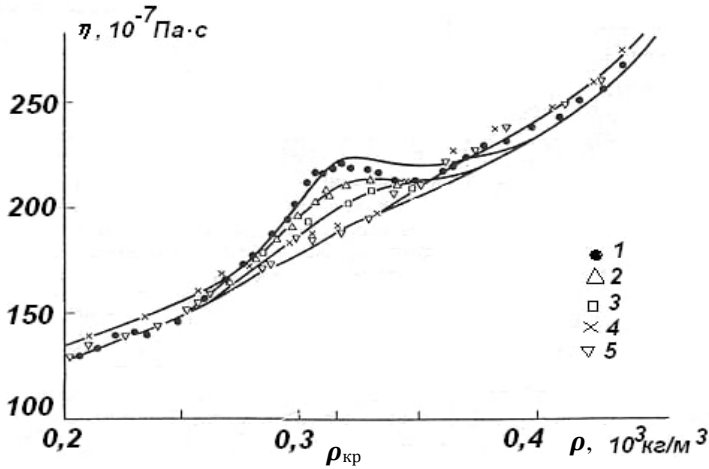


Рис. 6.20. Коэффициент динамической вязкости  
вблизи критической точки

По данным некоторых исследователей:  
– коэффициент динамической вязкости

$$\nu \sim \left( \frac{T - T_{кр}}{T_{кр}} \right)^{-1/2};$$

– коэффициент кинематической вязкости

$$\eta \sim \left( \frac{T - T_{кр}}{T_{кр}} \right)^{-3/2}.$$

Недоказанность стремления коэффициента диффузии к нулю в критической точке связана с тем, что экспериментальных исследований диффузии вблизи критической точки очень мало, поэтому говорить о какой-либо особенности поведения коэффициента диффузии при приближении к критической точке сложно. Результаты имеющегося небольшого количества экспериментов явно свидетельствуют о наличии области снижения коэффициента диффузии. Однако этих измерений недостаточно для определения характера аномалий, хотя существует мнение, что в критической точке диффузия практически полностью прекращается.

Теория критических явлений позволяет предсказывать соотношения между различными критическими показателями. Одно из первых соотношений было получено Вайдомом:

$$\delta = 1 + \frac{\gamma'}{\beta}, \quad (6.14)$$

затем Ессам и Фишер вывели другое соотношение:

$$\alpha' + 2\beta + \gamma' = 2. \quad (6.15)$$

Решая совместно соотношения (6.14) и (6.15), можно получить следующее равенство:

$$\alpha' + \beta(1 + \delta) = 2. \quad (6.16)$$

Эти соотношения подтверждаются результатами классической теории критических явлений и расчетами теоретических моделей. Однако Рашбрук, исходя из чисто термодинамических соображений и используя условия устойчивости, показал, что равенство (6.15) является неравенством

$$\alpha' + 2\beta + \gamma' \geq 2. \quad (6.17)$$

Гриффитс установил, что и равенство (6.16) при строгом подходе можно получить лишь в виде неравенства

$$\alpha' + \beta(1 + \delta) \geq 2. \quad (6.18)$$

Эксперименты показывают, что соотношения (6.14)–(6.16) либо равны двум, либо чуть меньше, но очень близки к двум. Однако доказать, что неравенства (6.17), (6.18) являются равенствами, пока не удается.

Одно из приближений, которое предсказывает превращение неравенств в равенства, включает в себя предположение, что некоторые термодинамические функции являются однозначными функциями своих аргументов. Это предположение получило название *гипотезы статического подобия*. Многие предсказания этой теории подтверждаются экспериментами и теоретическими расчетами на модельных системах, в то же время некоторые результаты противоречат прогнозам гипотезы подобия, поэтому вопрос об ее обоснованности остается открытым.

Кроме приведенных выше неравенств Рашбрука (6.17) и Гриффитса (6.18), имеются еще дополнительные неравенства Гриффитса, Фишера и других, связывающие рассмотренные ранее и другие

критические показатели. Эти неравенства, как и предыдущие, имеют дубликаты в виде равенства, которые предсказываются теорией закона подобия для критических показателей.

Важность термодинамических соотношений, связывающих критические показатели, состоит в том, что из этих соотношений можно определить любые критические показатели, если два индекса (критических показателя) определены независимо.

### ***Критические явления в бинарных растворах***

В бинарных растворах при постоянном давлении условия равновесия зависят от температуры и состава раствора, которые можно охарактеризовать массовыми  $g_1$  и  $g_2$  ( $g_1 + g_2 = 1$ ) или молярными  $x_1$  и  $x_2$  ( $x_1 + x_2 = 1$ ) долями.

Согласно правилу Гиббса система, состоящая из двух компонентов, при наличии одной фазы определяется тремя независимыми параметрами (давлением –  $p$ , температурой –  $T$  и концентрацией –  $g$  или  $x$ ). Состояние равновесия такой системы изображается точкой в координатах  $p, T, g$  или  $(p, T, x)$ .

При наличии двух фаз, находящихся в равновесии, состояние системы определяется двумя параметрами и изображается точками, лежащими на поверхности, которая называется *поверхностью равновесия*.

При наличии трех равновесно сосуществующих фаз состояние системы определяется одним параметром, состояние равновесия в координатах  $p, T, g$  или  $(p, T, x)$  изображается некоторой линией, а на плоскостях  $T, g$  ( $T, x$ ) или  $p, g$  ( $p, x$ ) – точкой.

Линия пересечения поверхности равновесия плоскостью  $T, g$  ( $T, x$ ) или  $p, g$  ( $p, x$ ) образует кривую равновесия. Кривая равновесия бинарной системы подобно кривой сосуществования системы жидкость–пар имеет точку  $K$ , которая называется критической. В этой точке обе фазы имеют равные концентрации, и исчезает различие между фазами. Выше критической точки возможна только однородная фаза (рис. 6.21).

В растворах критические явления отличаются большим многообразием. Некоторые бинарные растворы имеют нижнюю критическую точку (рис. 6.22) или одновременно нижнюю и верхнюю критические точки (рис. 6.23).

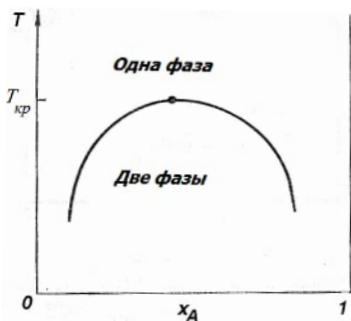


Рис. 6.21. Бинарный раствор с верхней критической точкой

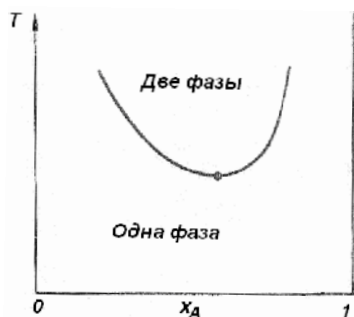


Рис. 6.22. Бинарный раствор с нижней критической точкой

Если в бинарной жидкой смеси двух компонент А и В молекулы сорта А (или В) сильнее притягивают молекулы того же сорта, то система может разделиться на две фазы, обогащенные соответственно компонентами А и В. Такое состояние системы можно наблюдать в области, расположенной ниже кривой равновесия.

Так как вблизи критической точки существуют состояния, в которых находятся в равновесии две фазы со сколь угодно близкими концентрациями  $g$  и  $g+\Delta g$ , то условие равновесия этих фаз будет иметь вид

$$\mu^A(p, T, g) = \mu^B(p, T, g + \Delta g), \quad (6.19)$$

где  $\mu$  – химический потенциал одного из веществ в растворе.

Разложим правую часть равенства (6.19) в ряд по степеням  $\Delta x$  или  $\Delta g$ :

$$\mu^A(p, T, g) = \mu^B(p, T, g) + \left(\frac{\partial \mu^B}{\partial g}\right)_{p, T} \Delta g + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \mu^B}{\partial g^2}\right)_{p, T} \Delta g^2. \quad (6.20)$$

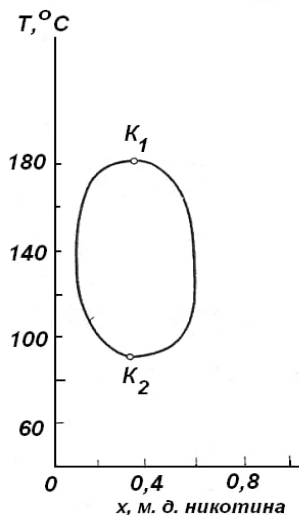


Рис. 6.23. Бинарный раствор с верхней и нижней критическими точками

В критической точке обе фазы находятся в равновесном состоянии, то есть

$$\mu^A(p, T, g) = \mu^B(p, T, g),$$

а  $\Delta g$  стремится к нулю. Тогда из соотношения (6.20) получим, что в критической точке

$$\left( \frac{\partial \mu}{\partial g} \right)_{p, T} = 0.$$

Рассуждая аналогично, можно доказать, что в критической точке и

$$\left( \frac{\partial^2 \mu}{\partial g^2} \right)_{p, T} = 0.$$

К этому следует добавить, что устойчивое состояние раствора удовлетворяет условию

$$\left( \frac{\partial^3 \mu}{\partial g^3} \right)_{p, T} > 0.$$

Таким образом, критическая точка двойного раствора, выраженная через массовую долю определяется условиями:

$$\left( \frac{\partial \mu}{\partial g} \right)_{p, T} = 0; \quad \left( \frac{\partial^2 \mu}{\partial g^2} \right)_{p, T} = 0; \quad \left( \frac{\partial^3 \mu}{\partial g^3} \right)_{p, T} > 0. \quad (6.21)$$

В выражениях (6.20) и (6.21)  $g$  – массовая доля одного из компонентов (массовая концентрация).

Условия критического состояния двойного раствора можно выразить и через мольную долю одного из компонентов (мольную концентрацию):

$$\left( \frac{\partial \mu^\bullet}{\partial x} \right)_{p, T} = 0; \quad \left( \frac{\partial^2 \mu^\bullet}{\partial x^2} \right)_{p, T} = 0; \quad \left( \frac{\partial^3 \mu^\bullet}{\partial x^3} \right)_{p, T} > 0, \quad (6.22)$$

где

$$\mu^\bullet = \mu^B - \mu^A$$

– разность химических потенциалов компонентов раствора,  $x$  – мольная доля компонента В:

$$x = \frac{N^B}{N^A + N^B},$$

а  $N^A$  и  $N^B$  – числа молей компонентов А и В соответственно;  $N = N^A + N^B$  – общее число молей.

Термодинамическое определение критической точки раствора (6.21)–(6.22) одинаково для фазового равновесия любого типа. Таким образом, в бинарных растворах критическая точка определяется двумя уравнениями, а число независимых переменных, описывающих состояние бинарного раствора, три:  $p$ ,  $T$ ,  $g$  или  $(p, T, x)$ . Это означает, что бинарные растворы имеют не изолированную критическую точку, а множество критических точек, образующих некоторую кривую на поверхности равновесия (рис. 6.24). На этих линиях заканчиваются области существования фаз: либо двух жидких, либо двух газовых, либо жидкости и газа.

Несмотря на разнообразие критических явлений бинарных систем, данные о кривой сосуществования их в основном аналогичны данным для систем жидкость–газ. Кривая сосуществования бинарных систем описывается степенным законом

$$(x_1 - x_2) = \left(\frac{T - T_{кр}}{T_{кр}}\right)^\beta$$

при  $(T \rightarrow T_{кр})$ .

Критический показатель степени  $\beta$  близок к  $1/3$ , поэтому можно считать, что закон одной трети является хорошим приближением для различных бинарных систем.

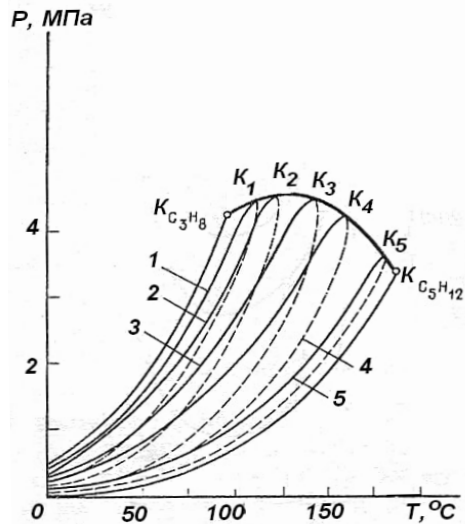


Рис. 6.24. Критические точки бинарного растворителя

### 6.3. Влажный воздух

Широко распространенным рабочим телом в ряде установок, является воздух – механическая смесь азота и кислорода. Вместе с тем воздух почти всегда в той или иной степени смешан с водяным паром. Такая смесь сухого воздуха ( $\mu_{\text{возд}} = 28,96$  кг/кмоль) с водяным паром называется влажным воздухом. В принципе влажный воздух представляет собой один из частных случаев газовой смеси с одной особенностью. Сухой воздух ведет себя как идеальный газ, а водяной пар – как реальный газ.

Соотношения, полученные для идеальных газовых смесей, могут быть с достаточной степенью точности применены к влажному воздуху, так как пар в нем обычно находится в перегретом состоянии, поскольку его парциальное давление в смеси невелико и его можно рассматривать как идеальный газ. Однако при низких температурах вода может находиться в паровом, жидком или твердом состояниях. Отсюда следует, что при снижении температуры водяной пар может переходить в другую фазу (жидкую или твердую) и вследствие этого выпадать из смеси. Поэтому количество водяного пара в рассматриваемой смеси не может быть произвольным: в зависимости от температуры и полного давления смеси количество водяного пара во влажном воздухе не может превышать определенного значения. В этом состоит принципиальное отличие влажного воздуха от обычных газовых смесей.

В соответствии с законом Дальтона, когда давление влажного воздуха равно атмосферному  $B$ , можно записать

$$B = p_{\text{возд}} + p_n,$$

где  $p_{\text{возд}}$  – парциальное давление воздуха;  $p_n$  – парциальное давление водяного пара в смеси.

При заданных температуре и давлении существует такое состояние влажного воздуха, при котором он содержит максимально возможное в этих условиях количество водяного пара. Такой воздух называется насыщенным влажным воздухом, при этом парциальное давление пара  $p_n$  равно давлению насыщения  $p_{\text{нас}}$ . Водяной пар, содержащийся в ненасыщенном влажном воздухе, при  $p_n < p_{\text{нас}}$  находится в перегретом состоянии. Если понижать температуру ненасыщенного влажного воздуха, сохраняя его давление постоянным, то можно достигнуть состояния насыщения. При дальнейшем понижении температуры из воз-

духа будет выпадать влага в виде конденсата, а парциальное давление пара будет уменьшаться. Это явление наблюдается в повседневной жизни: так как атмосферный воздух всегда содержит какое-то количество водяных паров, то часто при понижении температуры (обычно ночью) воздух становится насыщенным, о чем свидетельствует появление тумана или росы. Поэтому температура, при которой давление  $p_n$  становится равным  $p_{нас}$ , называется температурой точки росы.

Влажный воздух удобно рассматривать, используя такие понятия, как влагосодержание, абсолютная и относительная влажность.

Влагосодержанием воздуха  $d$  будем называть отношение массы водяного пара  $m_n$  во влажном воздухе к массе сухого воздуха  $m_{с.в}$ :

$$d = \frac{m_n}{m_{с.в}}, \text{ г. влаги/кг сух. возд.} \quad (6.23)$$

Для случая, когда влажный воздух находится при атмосферном давлении  $B$ , влагосодержание можно выразить через парциальное давление водяного пара  $p_n$  и сухого воздуха ( $B - p_n$ ):

$$d = \frac{\mu_{вода}}{\mu_{возд}} \frac{p_n}{B - p_n} = 0,622 \frac{p_n}{B - p_n}, \text{ кг влаги/кг сух. возд.} \quad (6.24)$$

Относительной влажностью  $\varphi$  называется отношение абсолютной влажности  $\rho_n$  (равной плотности водяного пара при своем парциальном давлении и температуре смеси) к максимально возможной абсолютной влажности  $\rho_{нас}$  (равной плотности насыщенного водяного пара при  $\rho_n = \rho_{нас}$ ):

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho_{нас}} \cdot 100, \% \quad (6.25)$$

или для идеальных газов, когда плотности компонентов смеси пропорциональны своим парциальным давлениям:

$$\varphi = \frac{p_n}{p_{нас}} \cdot 100, \% \quad (6.26)$$

Рассмотрим, как можно вычислить плотность влажного воздуха. В соответствии с уравнением Клапейрона–Менделеева для смеси двух идеальных газов – сухого воздуха и водяного пара

$$p v_{см} = R_{см} T, \quad (6.27)$$

где газовая постоянная определяется как

$$R_{см} = \frac{\mu R}{\mu_{см}} = \frac{8314}{r_{возд} \mu_{возд} + r_n \mu_n}, \quad (6.28)$$

где  $r_{возд}$ ;  $r_n$  – объемные доли соответственно сухого воздуха и водяного пара в смеси.

Объемные доли каждого компонента в смеси можно выразить как отношение парциального давления газа к общему давлению смеси:

$$r_{возд} = \frac{p_{возд}}{p} = \frac{p - p_n}{p};$$

$$r_n = \frac{p_n}{p},$$

или, используя выражение (6.28), можно получить

$$R_{см} = \frac{8314}{\frac{p - p_n}{p} \mu_{возд} + \frac{p_n}{p} \mu_n} = \frac{8314}{28,96 - (28,96 - 18,016) \frac{p_n}{p}}.$$

Из выражения (6.27) удельный объем влажного воздуха

$$v_{см} = \frac{R_{см} T}{p}, \text{ м}^3/\text{кг} \quad (6.29)$$

а плотность

$$\rho_{см} = \frac{1}{v_{см}} = \frac{28,96 p - 10,94 p_n}{8314 T}, \text{ кг/м}^3$$

Из этого соотношения следует, что, чем больше влажность воздуха (то есть чем выше парциальное давление водяного пара в воздухе  $p_n$ ), тем меньше плотность воздуха. Следовательно, влажный воздух всегда легче (менее плотный), чем сухой.

Одним из часто используемых в тепловых процессах характеристик влажного воздуха является энтальпия. Энтальпия  $(1+d)$  кг влажного воздуха  $H$  определяется как сумма энтальпии 1 кг сухого воздуха  $h$  и энтальпии содержащихся в этом воздухе  $d$  кг водяного пара

$$H = h_{возд} + h_n d, \text{ кДж/кг сух. возд.} \quad (6.30)$$

*Психрометр.* Для измерения влажности часто применяется прибор, называемый психрометром. Он состоит из двух ртутных термометров – «сухого» и «мокрого». Чувствительный элемент «мокрого» термометра – ртутный шарик – обернут тканью, смоченной водой. Когда поток влажного воздуха обдувает ртутные шарики этих термометров, «сухой» термометр показывает температуру влажного воздуха. При обдувании влажного термометра воздухом происходит испарение воды с поверхности мокрой ткани, на что затрачивается теплота, равная теплоте парообразования воды. В рассматриваемом случае эта теплота отбирается от мокрой ткани и от ртутного шарика «мокрого» термометра. Поэтому «мокрый» термометр показывает более низкую температуру, чем «сухой» термометр. Причем испарение будет тем интенсивнее, чем суше воздух, обдувающий ткань (то есть чем меньше парциальное давление пара в воздухе). В результате тепло- и массообмена обтекающего воздуха с влажной тканью устанавливается тепловое равновесие, которому соответствует температура, показываемая «мокрым» термометром  $t_m$ .

Разность между температурой «сухого» термометра  $t_c$  и температурой «мокрого» термометра  $t_m$  пропорциональна влажности воздуха: чем суше воздух, тем больше разность  $t_c - t_m$ , если же воздух насыщен паром, то  $t_c = t_m$ , так как парциальное давление водяного пара в воздухе равно давлению насыщения водяного пара при этой температуре  $t_c$ .

Зависимость влагосодержания воздуха  $d$  от величины  $t_c$  и  $t_m$  устанавливается путем экспериментов, по результатам которых составляются специальные психометрические таблицы. С помощью этих таблиц можно установить относительную влажность  $\varphi$ , а затем по  $Hd$ -диаграмме влажного воздуха определять энтальпию  $H$  и влагосодержание  $d$  воздуха и температуру точки росы  $t_{росы}$ .

### ***Hd-диаграмма влажного воздуха***

Широкое применение на практике нашла  $Hd$ -диаграмма (см. рис. П.3 Приложения). Она оказалась удобной в тех случаях, когда приходится рассматривать процесс сушки какого-либо тела. Воздух, используемый для подсушки, поглощает влагу и сам при этом увлажняется. Для процесса сушки может использоваться только ненасыщенный воздух с низким начальным влагосодержанием.

Одной из особенностей этой диаграммы является расположение оси абсцисс под углом  $135^\circ$  к оси ординат. Область ненасыщенного воздуха в этом случае занимает значительно большую площадь диаграммы, что удобно пользователю.

Линии  $d = const$  на этой косоугольной диаграмме располагаются вертикально, линии  $H = const$  под углом  $135^\circ$ . Наклон изотерм растет с ростом температуры.

В области ненасыщенного влажного воздуха проведены линии постоянной относительной влажности  $\varphi = const$ . Нижняя кривая  $\varphi = 100\%$  является пограничной, соответствующей состоянию насыщенного влажного воздуха. Область под кривой – насыщенный влажный воздух, здесь появляется роса, образуется «туман».

Температуру точки росы можно определить, если по линии  $d = const$  опуститься (охлаждение) до пересечения с линией  $\varphi = 100\%$ . Изотерма, которая пройдет через эту точку пересечения, соответствует температуре  $t_{росы}$ .

Парциальное давление водяного пара во влажном воздухе  $p_n$  можно определить по диаграмме, представляющей зависимость  $p_n = f(d)$  и расположенной в нижней части  $Hd$ -диаграммы.

### 6.4. Задания для самостоятельной работы

**Задача 6.1.** Водяной пар из состояния 1 при давлении  $p_1$  и степени сухости  $x_1$  при постоянном давлении переходит в состояние 2 с температурой  $t_2$ .

Определить по  $hs$ -диаграмме и таблицам термодинамических свойств водяного пара (рис. П.2 и табл. П.12–П.14 Приложения) неизвестные параметры состояния в начале и конце процесса. Рассчитать характеристики процесса  $q_p, l_p, \Delta h, \Delta s, \Delta u$ .

Последняя цифра шифра	$p_1$ , бар	$x_1$	Предпоследняя цифра шифра	$t_2$ , °C
0	50	0,95	0	700
1	50	0,9	1	600
2	30	0,95	2	600
3	30	0,9	3	500
4	30	0,85	4	400
5	20	0,95	5	350
6	20	0,95	6	400
7	15	0,9	7	300
8	15	0,9	8	400
9	10	0,85	9	500

**Задача 6.2.** Углекислый газ из состояния 1 при давлении  $p_1$  и степени сухости  $x_1$  при постоянном давлении переходит в состояние 2 с температурой  $t_2$ .

Определить с использованием  $hs$ -диаграммы и таблиц термодинамических свойств углекислого газа (рис. П.4 и табл. П.18, 19 Приложения) неизвестные параметры состояния ( $p, v, t, u, h, s$ ) в начале и конце процесса. Рассчитать характеристики процесса  $q_p, l_p, \Delta h, \Delta s, \Delta u$ .

Последняя цифра шифра	$p_1$ , бар	$x_1$	Предпоследняя цифра шифра	$t_2, ^\circ\text{C}$
0	40	0,95	0	2
1	40	0,90	1	22
2	40	0,85	2	42
3	20	0,95	3	2
4	20	0,90	4	22
5	20	0,85	5	42
6	10	0,95	6	2
7	10	0,90	7	22
8	10	0,85	8	42
9	10	0,80	9	57

**Задача 6.3.** Атмосферный воздух массой  $m$  кг при давлении 750 мм рт.ст., температуре сухого термометра  $t_1$  и температуре мокрого термометра  $t_{1m}$  нагревается в калорифере до температуры  $t_2$ . Определить относительную влажность  $\varphi$ , энтальпию  $H$ , влагосодержание  $d$ , парциальное давление водяных паров  $p_{1n}$  в воздухе на входе в калорифер, количество подведенной в калорифере теплоты  $Q$ , температуру точки росы  $t_{mp}$ , используя  $Hd$ -диаграмму влажного воздуха (рис. П.3 Приложения).

Последняя цифра шифра	$t_1, ^\circ\text{C}$	$t_{1m}, ^\circ\text{C}$	Предпоследняя цифра шифра	$m$ , кг	$t_2, ^\circ\text{C}$
0	20	16	0	10	50
1	22	17	1	12	51
2	24	18	2	14	52
3	26	18	3	16	55
4	28	20	4	18	60
5	18	15	5	20	45
6	16	12	6	22	46
7	20	13	7	24	47
8	22	14	8	26	48
9	24	12	9	28	49

## Глава 7. ТЕПЛОВЫЕ УСТАНОВКИ

Термодинамический расчет тепловых машин и установок может показать пути повышения эффективности использования подводимой к ним энергии. Все тепловые машины и установки можно разделить на две большие группы: поршневого типа – двигатели внутреннего сгорания и паровые машины, где преобразование теплоты в работу осуществляется за счет возвратно-поступательного движения поршня в цилиндре, и турбинного типа, где преобразование осуществляется за счет вращательного движения турбины.

### 7.1. Циклы двигателей внутреннего сгорания

Основным узлом двигателя внутреннего сгорания (ДВС), где протекают термодинамические процессы, является цилиндр 1, имеющий два клапана: впускной  $Vc$  и выпускной  $Vh$  (рис. 7.1).

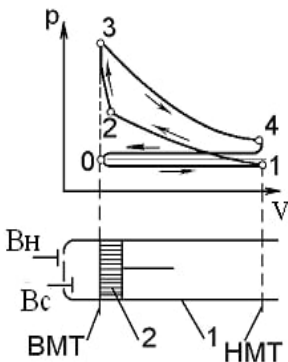


Рис. 7.1. Индикаторная диаграмма двигателя с быстрым сгоранием теплоты при постоянном объеме

В цилиндре находится поршень 2, совершающий возвратно-поступательное движение под действием рабочего тела. Рабочим телом являются продукты сгорания топлива. Топливо представляет собой смесь жидкого или газообразного горючего с воздухом. Смесь сжигается в цилиндре над поршнем.

Все современные поршневые двигатели внутреннего сгорания делятся на три группы:

- 1) двигатели с быстрым сгоранием топлива при постоянном объеме;
- 2) двигатели с постепенным сгоранием топлива при постоянном давлении;
- 3) двигатели со смешанным сгоранием топлива, частично – при постоянном объеме, частично – при постоянном давлении.

Исследование работы реального поршневого двигателя осуществляют по индикаторной диаграмме, на которой изображается изменение давления рабочего тела в цилиндре в зависимости от положения поршня.

ния поршня. Рассмотрим такую диаграмму двигателя, работающего с быстрым сгоранием топлива при постоянном объеме (рис. 7.1).

При движении поршня от верхней мертвой точки (ВМТ) вправо (линия  $0-1$ ) открывается впускной клапан  $Vc$ , и в цилиндр поступает горючая смесь. При обратном движении справа налево (процесс  $1-2$ ) происходит сжатие горючей смеси. В точке 2 смесь воспламеняется от электрической искры.

В процессе  $2-3$  происходит почти мгновенное сгорание горючей смеси практически при  $v = const$ . При этом температура газа и давление резко увеличиваются (точка 3).

В процессе  $3-4$  происходит расширение продуктов сгорания (рабочий ход), а на линии  $4-0$  – удаление продуктов сгорания через выпускной клапан  $Vn$ . Линии  $0-1$  и  $4-0$  не являются термодинамическими процессами, так как в них параметры не меняются, а меняется только количество вещества.

Как видно, описанный цикл – незамкнутый, и в нем имеются все признаки необратимых процессов: трение, химические реакции, теплообмен при конечной разности температур. Такой цикл не поддается термодинамическому анализу, поэтому анализируются и исследуются идеальные обратимые циклы, в которых рабочим телом является 1 кг идеального газа с постоянной теплоемкостью.

Подвод теплоты к рабочему телу осуществляется от внешних источников при бесконечно малой разности температур, а не за счет сгорания топлива.

То же можно сказать об отводе теплоты. Теплота отводится от рабочего тела к внешнему источнику при бесконечно малой разности температур. При этом температуры источников  $T_1$  и  $T_2$  остаются постоянными.

Диаграммы, построенные при этих условиях, называются соответственно идеальным циклом ДВС с подводом теплоты при  $v = const$  (рис. 7.2), идеальным циклом ДВС с подводом теплоты при  $p = const$  (рис. 7.3) и идеальным циклом ДВС со смешанным подводом теплоты (рис. 7.4).

### ***Идеальный цикл ДВС с подводом теплоты при $v = const$***

Идеальный газ с параметрами  $p, v, T$  сжимается по адиабате  $1-2$  (рис. 7.2). В точке 2 подключается горячий источник с температурой  $T_1$ , и к рабочему телу в изохорном процессе  $2-3$  подводится тепло-

та  $q_1$ . В точке 3 источник отключается, и происходит адиабатное расширение 3–4. В точке 4 подключается холодный источник  $T_2$ , к которому в изохорном процессе 4–1 от рабочего тела отводится теплота  $q_2$ .

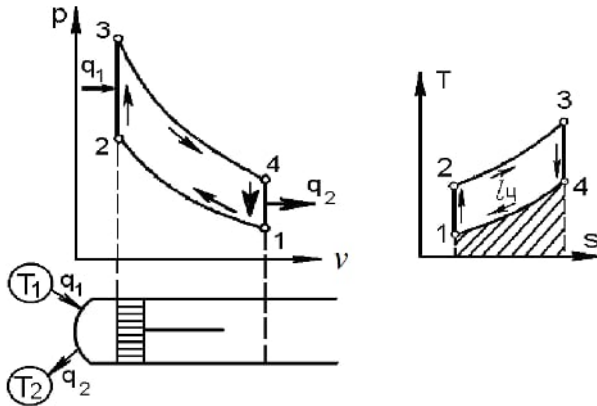


Рис. 7.2. Идеальный цикл ДВС с подводом теплоты при  $v = const$

Характеристики цикла: степень сжатия

$$\varepsilon = v_1/v_2$$

и степень повышения давления

$$\lambda = p_3/p_2 .$$

Термический КПД цикла:

$$\eta_t = \frac{l_u}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} .$$

Подведенная теплота

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2) .$$

Отведенная теплота

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

или

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1);$$

$$\eta_t = \frac{c_v(T_3 - T_2) - c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \quad (7.1)$$

Определяем температуры во всех характерных точках цикла, считая, что в точке 1 температура  $T_1$  известна:

– в адиабатном процессе 1–2:

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

$$\frac{T_2}{T_1} = \varepsilon^{\kappa-1},$$

температура в точке 2:

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{\kappa-1};$$

– в изохорном процессе 2–3:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda,$$

температура в точке 3:

$$T_3 = T_2 \lambda = T_1 \lambda \varepsilon^{\kappa-1};$$

– в адиабатном процессе 3–4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left( \frac{v_3}{v_4} \right)^{\kappa-1} = \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}},$$

температура в точке 4:

$$T_4 = T_3 \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}} = T_1 \lambda \varepsilon^{\kappa-1} \left( \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}} \right) = T_1 \lambda.$$

Подставим найденные значения температур в уравнение термического КПД (7.1):

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \lambda - T_1}{T_1 \lambda \varepsilon^{\kappa-1} - T_1 \varepsilon^{\kappa-1}} = 1 - \frac{\lambda - 1}{\varepsilon^{\kappa-1} (\lambda - 1)},$$

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}}.$$

Таким образом, термический КПД цикла с подводом теплоты при  $v = const$  зависит от степени сжатия  $\varepsilon$  и показателя адиабаты, то есть от свойств рабочего тела. Чем больше  $\varepsilon$  и  $\kappa$ , тем больше КПД.

### Идеальный цикл ДВС с подводом теплоты при $p = const$

В двигателях с подводом теплоты при  $v = const$  КПД растет с увеличением степени сжатия. Но при больших степенях сжатия происходит самовоспламенение горючей смеси, нарушающее нормальную работу двигателя, а также детонация (взрывное горение), которая резко снижает экономичность двигателя и может привести к поломке его деталей.

В двигателях с подводом теплоты при  $p = const$  (рис. 7.3) можно создавать высокую степень сжатия до  $\varepsilon = 20$ , так как применяется раздельное сжатие воздуха и топлива. Воздух при больших степенях сжатия нагревается настолько, что впрыскиваемое в цилиндр топливо самовоспламеняется без специальных запальных приспособлений. В этих двигателях можно использовать любое жидкое топливо. Конструкцию такого двигателя разработал немецкий инженер Дизель.

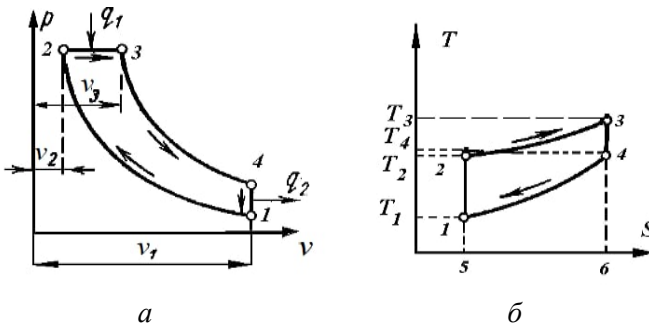


Рис. 7.3. Идеальный цикл ДВС с подводом теплоты при  $p = const$

В идеальном цикле рабочее тело с параметрами  $p_1$ ,  $v_1$ ,  $T_1$  сжимается по адиабате  $1-2$ . В точке 2 подключается горячий источник теплоты, который в изобарном процессе  $2-3$  отдает рабочему телу теплоту  $q_1$ . В точке 3 источник отключается, и происходит адиабатное расширение рабочего тела (процесс  $3-4$ ). В точке 4 подключается холодный источник, к которому в изохорном процессе  $4-1$  отводится от рабочего тела теплота  $q_2$ .

Характеристики цикла: степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$$

и степень предварительного расширения

$$\rho = \frac{v_3}{v_2}.$$

Термический КПД цикла

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

где

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

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

или

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1);$$

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

Рассчитываем температуру в характерных точках цикла:

– в точке 1 температура  $T_1$  задана;

– в процессе 1–2:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{\kappa-1} = \varepsilon^{\kappa-1}; \quad T_2 = T_1 \varepsilon^{\kappa-1};$$

– в процессе 2–3:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho; \quad T_3 = T_2 \rho = T_1 \rho \varepsilon^{\kappa-1};$$

– в процессе 3–4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left( \frac{v_3}{v_4} \right)^{\kappa-1}; \quad v_4 = v_1; \quad v_3 = v_2 \rho;$$

$$\frac{T_4}{T_3} = \left( \frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{\kappa-1}; \quad T_4 = T_3 \left( \frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{\kappa-1} = T_1 \rho \varepsilon^{\kappa-1} \cdot \frac{\rho^{\kappa-1}}{\varepsilon^{\kappa-1}} = T_1 \rho^{\kappa}.$$

Подставляем полученные значения температур в уравнение для термического КПД цикла:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \rho^\kappa - T_1}{\kappa (T_1 \rho \varepsilon^{\kappa-1} - T_1 \varepsilon^{\kappa-1})} = 1 - \frac{\rho^\kappa - 1}{\kappa \varepsilon^{\kappa-1} (\rho - 1)}.$$

Из полученного выражения видно, что КПД зависит от  $\rho$ ,  $\kappa$ ,  $\varepsilon$ . С увеличением  $\varepsilon$  и  $\kappa$  КПД увеличивается, с увеличением  $\rho$  – уменьшается.

Недостатком этого двигателя является наличие компрессора, применяемого для подачи топлива в цилиндр, на работу которого тратится 6–10 % от общей мощности. Это усложняет конструкцию и уменьшает экономичность двигателя. Лишен этих недостатков бескомпрессорный двигатель со смешанным подводом теплоты.

***Идеальный цикл ДВС со смешанным подводом теплоты частично при  $v = const$ , частично при  $p = const$***

В этих двигателях нет компрессора для подачи топлива (рис. 7.4). Топливо подается топливным насосом и механически распыляется при давлениях до 5 МПа. Попадая в нагретый воздух, топливо самовоспламеняется и горит вначале при постоянном объеме, затем – при постоянном давлении.

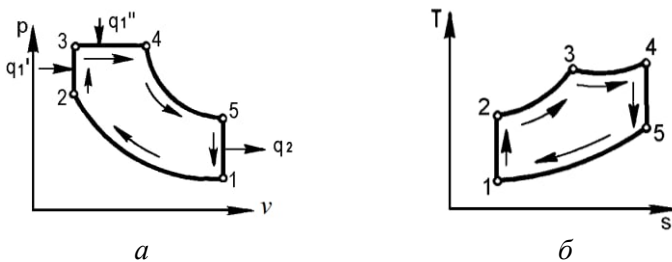


Рис. 7.4. Идеальный цикл ДВС со смешанным подводом теплоты

В идеальном цикле рабочее тело с параметрами  $p_1$ ,  $v_1$ ,  $T_1$  сжимается по адиабате 1–2. В точке 2 подключается горячий источник, от которого подводится к рабочему телу теплота  $q_1'$ , сначала по изохоре 2–3, затем теплота  $q_1''$  – по изобаре 3–4. В точке 4 источник отключается, и рабочее тело расширяется по адиабате 4–5. В точке 5 рабочее тело подключается к холодному источнику и по изохоре 5–1 отдает ему теплоту  $q_2$ .

Характеристики цикла: степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2},$$

степень повышения давления

$$\lambda = \frac{p_3}{p_2}$$

и степень предварительного расширения:

$$\rho = \frac{v_4}{v_3}.$$

Термический КПД цикла:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q'_1 + q''_1};$$

$$q'_1 = c_v(T_3 - T_2);$$

$$q''_1 = c_p(T_4 - T_3);$$

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

или

$$q_2 = c_v(T_5 - T_1);$$

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_5 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3)} = 1 - \frac{T_5 - T_1}{(T_3 - T_2) + \kappa(T_4 - T_3)}.$$

Температура в характерных точках цикла:

– в точке 1 температура  $T_1$  задана;

– в процессе 1–2:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{\kappa-1} = \varepsilon^{\kappa-1}; \quad T_2 = T_1 \varepsilon^{\kappa-1};$$

– в процессе 2–3:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda; \quad T_3 = T_2 = T_1 \lambda \varepsilon^{\kappa-1};$$

– в процессе 3–4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{v_4}{v_3} = \rho; \quad T_4 = T_3 \rho = T_1 \rho \lambda \varepsilon^{\kappa-1};$$

– в процессе 4–5:

$$\frac{T_5}{T_4} = \left( \frac{v_4}{v_5} \right)^{\kappa-1}; \quad v_5 = v_1; \quad v_4 = v_3 \rho = v_2 \rho;$$

$$v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon}; \quad v_4 = \frac{v_1 \rho}{\varepsilon};$$

$$\frac{v_4}{v_5} = \frac{v_1 \rho}{\varepsilon v_1} = \frac{\rho}{\varepsilon}; \quad \frac{T_5}{T_4} = \left( \frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{\kappa-1};$$

$$T_5 = T_4 \left( \frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{\kappa-1} = T_1 \rho \lambda \varepsilon^{\kappa-1} \frac{\rho^{\kappa-1}}{\varepsilon^{\kappa-1}} = T_1 \rho^{\kappa} \lambda.$$

Подставим полученные значения температур в уравнение термического КПД цикла:

$$\begin{aligned} \eta_t &= 1 - \frac{T_1 \rho^{\kappa} \lambda - T_1}{(T_1 \lambda \varepsilon^{\kappa-1} - T_1 \varepsilon^{\kappa-1}) + \kappa (T_1 \rho \lambda \varepsilon^{\kappa-1} - T_1 \lambda \varepsilon^{\kappa-1})} = \\ &= 1 - \frac{\rho^{\kappa} \lambda - 1}{\varepsilon^{\kappa-1} [(\lambda - 1) + \kappa \lambda (\rho - 1)]}. \end{aligned}$$

Из полученного соотношения видно, что с увеличением  $\kappa$ ,  $\varepsilon$  и  $\lambda$  КПД цикла растёт, а с увеличением  $\rho$  КПД уменьшается.

## 7.2. Циклы газотурбинных установок

Основной недостаток поршневых двигателей внутреннего сгорания – ограниченность их мощности, связанная с объемом цилиндра.

Эти недостатки отсутствуют у газотурбинных установок (ГТУ), которые состоят из камеры сгорания 1, сопла 2, топливного бака 3 и газовой турбины, имеющей две основные части: вращающийся диск 4 с радиальными лопатками (ротор) и корпус 5 (статор). На общем валу с ротором расположены компрессор 6, топливный насос 7 и потребитель механической энергии – электрогенератор 8 (рис. 7.5).

Компрессор подает в камеру сгорания сжатый воздух. Одновременно туда же топливным насосом подается топливо (жидкое или газообразное). Образовавшаяся смесь воспламеняется от электрической искры и горит либо при постоянном давлении (ГТУ со сгоранием топлива при  $p = const$ ), либо при постоянном объеме (ГТУ со сгоранием топлива при  $v = const$ ).

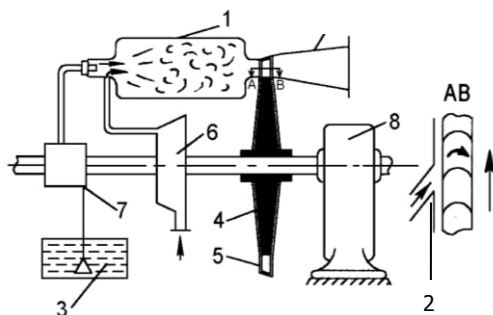


Рис. 7.5. Схема газотурбинной установки

Из камеры сгорания образовавшиеся газы поступают в сопловый аппарат, расширяются до давления, близкого к атмосферному, и с большой скоростью попадают в канал между лопатками, где и совершается работа вследствие давления газа на вогнутую поверхность лопаток. Давление создает силу, вращающую ротор.

ГТУ имеют относительно малую массу и небольшие габариты. У них нет деталей, совершающих возвратно-поступательные движения, и они могут выполняться с большой единичной мощностью.

### *Идеальный цикл ГТУ с подводом теплоты при $p = const$*

Рабочее тело – 1 кг идеального газа с начальными параметрами  $p_1, v_1, T_1$  – сжимается по адиабате 1–2 (рис. 7.6). В точке 2 подключается горячий источник, и к рабочему телу по изобаре 2–3 подводится теплота  $q_1$ . В точке 3 источник отключается, и рабочее тело расширяется по адиабате 3–4 до давления окружающей среды.

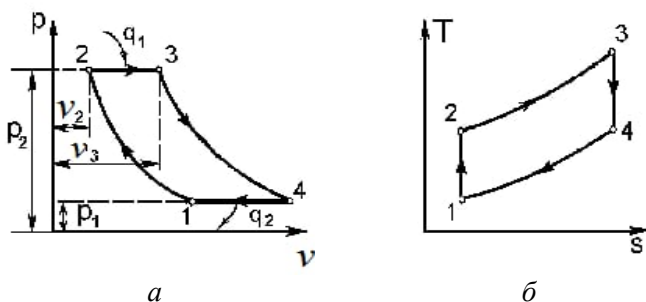


Рис. 7.6. Идеальный цикл ГТУ с подводом теплоты при  $p = const$

В точке 4 подключается холодный источник, и от рабочего тела по изобаре 4–1 отводится теплота  $q_2$ .

Характеристики цикла: степень повышения давления

$$\beta = \frac{p_2}{p_1}$$

и степень изобарного расширения

$$\rho = \frac{v_3}{v_2}.$$

Термический КПД цикла

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

где

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2), \quad q_2 = c_p(T_4 - T_1),$$

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

В точке 1 параметры, в том числе и  $T_1$ , заданы. Выразим температуры в остальных точках цикла через известные характеристики и параметры:

– в адиабатном процессе 1–2:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}};$$

$$T_2 = T_1 \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}};$$

– в изобарном процессе 2–3:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho;$$

– в адиабатном процессе 3–4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left( \frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}};$$

$$T_4 = T_3 / \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = T_1 \rho;$$

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \rho - T_1}{T_1 \rho \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - T_1 \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}; \quad \eta_t = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}.$$

С увеличением  $\beta$  и  $\kappa$  КПД увеличивается.

В реальных ГТУ процесс сжатия воздуха в компрессоре необратимый, протекает с трением, по условно необратимой адиабате 1-2' (рис. 7.7). Это приводит к увеличению работы сжатия. Теоретическая удельная работа сжатия

$$l_{ad}^k = h_2 - h_1,$$

а действительная –

$$l_{\delta}^k = h_{2'} - h_1.$$

Отношение

$$\frac{l_{ad}^k}{l_{\delta}^k} = \eta_{ad}^k = \frac{(h_2 - h_1)}{(h_{2'} - h_1)}$$

называется адиабатным КПД компрессора. В настоящее время  $\eta_{ad}^k$  достигает  $0,8 \div 0,85$ .

Процесс расширения рабочего тела (газов) в газовой турбине также является необратимым и протекает по условно-необратимой адиабате 3-4'. Теоретическая удельная работа расширения в турбине:

$$l_{ad}^m = h_3 - h_4,$$

а действительная –

$$l_{\delta}^m = h_3 - h_{4'}.$$

Отношение

$$\frac{l_{ad}^m}{l_{\delta}^m} = \eta_{турб.} = \frac{(h_3 - h_4)}{(h_3 - h_{4'})}$$

называется внутренним относительным КПД газовой турбины. В настоящее время  $\eta_{турб.} = 0,8 \div 0,9$ .

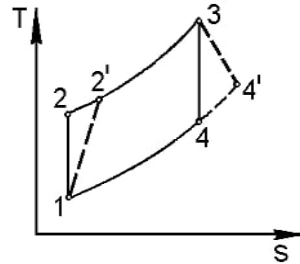


Рис. 7.7. Цикл ГТУ с учетом необратимости процессов сжатия 1-2' и расширения 3-4'

Действительная полезная удельная работа газотурбинной установки

$$l_{\partial} = l_{\partial}^m - l_{\partial}^k = (h_3 - h_{4'}) - (h_2' - h_1) = (h_3 - h_4)\eta_{\text{мырб.}} - (h_2 - h_1)/\eta_{\text{ад}}^k.$$

Отношение  $l_{\partial}$  к количеству затраченной теплоты  $q_{1\partial}$  называется *эффективным КПД* газотурбинной установки:

$$\eta_{\text{эф}}^{\text{ГТУ}} = \frac{l_{\partial}}{q_{1\partial}} = \frac{(h_3 - h_4)\eta_{\text{мырб.}} - (h_2 - h_1)/\eta_{\text{ад}}^k}{h_3 - h_2'}$$

### *Методы повышения КПД ГТУ*

Термический КПД ГТУ с подводом теплоты при  $p = \text{const}$  растет с увеличением степени повышения давления  $\beta$ . Но при этом увеличивается и температура в конце сгорания топлива:

$$T_3 = T_1 \rho \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

Это приводит к разрушению лопаток турбины и соплового аппарата, охлаждение которых затруднено. Поэтому  $\beta$  можно увеличивать только до определенного предела. С целью повышения КПД установки используют теплоту уходящих газов для предварительного подогрева воздуха, поступающего в камеру сгорания (рис. 7.8), так как отработавший в турбине газ имеет более высокую температуру, чем воздух. Этот процесс называется *регенерацией*.

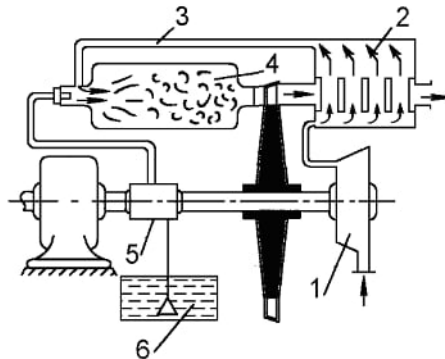


Рис. 7.8. Схема ГТУ с регенерацией теплоты

Сжатый в компрессоре 1 воздух подается в теплообменник 2, где подогревается отходящими газами и по трубопроводу 3 подается в камеру сгорания 4. Туда же насосом 5 подается топливо из топливного бака 6.

Идеальный цикл ГТУ с регенерацией теплоты показан на рис. 7.9, где 1–2 – адиабатное сжатие воздуха в компрессоре; 2–5 – изобарный подвод теплоты в регенераторе; 5–3 – изобарный подвод теплоты в камере сгорания; 3–4 – адиабатное расширение продуктов сгорания в соплах турбины; 4–6 – изобарный отвод теплоты от отработанных газов в регенераторе; 6–1 – изобарный отвод теплоты от газов после выхода из регенератора.

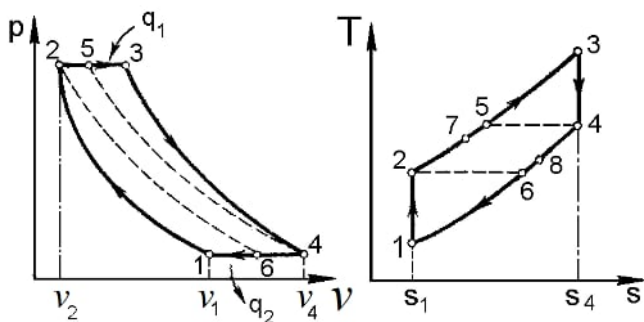


Рис. 7.9. Цикл ГТУ с регенерацией теплоты

Если охлаждение отработанных газов в регенераторе происходит до температуры воздуха, поступающего в него, т.е. от  $T_4$  до  $T_6 = T_2$ , то регенерация полная. Из общего выражения термического КПД

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

где

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

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

из условий полной регенерации имеем

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4}.$$

При этом  $T_2 = T_1 \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$ ;  $T_3 = T_1 \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \rho$ ;  $T_4 = T_1 \rho$ ,

а 
$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - T_1}{T_1 \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \rho - T_1 \rho} = 1 - \frac{1}{\rho} = 1 - \frac{T_1}{T_4}.$$

Термический КПД в случае полной регенерации зависит от начальной температуры газа  $T_1$  и температуры в конце адиабатного расширения  $T_4$ . Практически осуществить полную регенерацию невозможно, поэтому термический КПД зависит от степени регенерации, которая определяется из выражения

$$\sigma = \frac{(T_7 - T_2)}{T_5 - T_2} = \frac{(T_4 - T_8)}{T_4 - T_6} = \frac{(T_4 - T_8)}{T_5 - T_2}.$$

При неполной регенерации  $\sigma < 1$ , а термический КПД

$$\eta_{t \text{ рег.}} = 1 - \frac{T_4 - T_1 - \sigma(T_5 - T_2)}{T_3 - T_2 - \sigma(T_5 - T_2)}$$

оказывается выше КПД ГТУ без регенерации.

### 7.3. Циклы паротурбинных установок

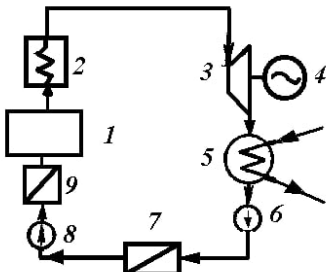


Рис. 7.10. Схема паротурбинной установки

В настоящее время паротурбинные установки (ПТУ) являются основным видом тепловых двигателей для выработки электроэнергии.

В ПТУ в качестве рабочего тела применяется водяной пар, получаемый в котлоагрегате 1 (рис. 7.10). Перегретый пар из пароперегревателя 2 направляется в паровую турбину 3, где, расширяясь, совершает работу, а после турбины – в конденсатор 5, где отдает теплоту охлаждающей воде и конденсируется. Полученный конденсат насосом 6 подается в

сборник конденсата 7, откуда насосом 8 подается в подогреватель 9 и далее – в паровой котел 1.

Основным идеальным циклом паротурбинной установки является цикл Ренкина (рис. 7.11), где 4–5 – процесс парообразования в паровом котле при постоянном давлении; 5–6 – сушка пара, 6–1 – перегрев пара в пароперегревателе при  $p = const$ ; 1–2 – адиабатное расширение перегретого пара в паровой турбине до давления  $p_2$ ; 2–2' – конденсация пара в конденсаторе 5 при  $p_2 = const$  до состояния насыщенной воды; 2'–3 – адиабатное сжатие воды в насосе до давления  $p_1$ , равного давлению в паровом котле (при этом объем жидкости практически не меняется); 3–4 – нагрев воды в подогревателе до температуры кипения при давлении  $p_1 = const$ .

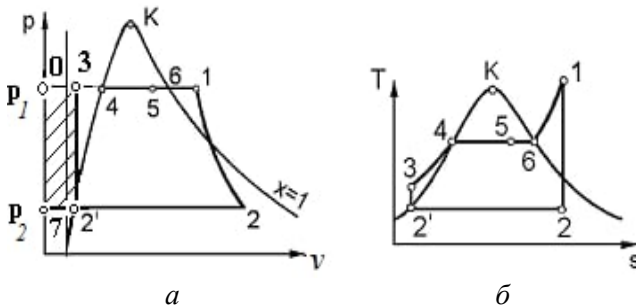


Рис. 7.11. Цикл Ренкина

Термический КПД цикла Ренкина

$$\eta = \frac{q_1 - q_2}{q_1},$$

где  $q_1$  – теплота, подведенная в изобарном процессе 3–4–5–6–1, определяется как разность энтальпий конца и начала процесса:

$$q_1 = h_1 - h_3;$$

$q_2$  – теплота, отведенная в процессе конденсации пара в конденсаторе при  $p_2 = const$ , определяется также как разность энтальпий:

$$q_2 = h_2 - h_{2'};$$

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_3) - (h_2 - h_{2'})}{h_1 - h_3} = \frac{(h_1 - h_2) - (h_3 - h_{2'})}{h_1 - h_3} = \frac{l_u}{q_1}, \quad (7.2)$$

где

$$(h_1 - h_2) = l_m$$

– работа паровой турбины, определяемая площадью  $01270$  в  $pv$ -диаграмме;

$$(h_3 - h_2) = l_u$$

– работа насоса, определяемая заштрихованной площадью  $03270$  в  $pv$ -диаграмме;

$$(h_1 - h_2) - (h_3 - h_2) = l_m - l_u = l_u$$

– полезная работа цикла. В  $pv$ - и  $Ts$ -диаграммах  $l_u$  определяется площадью цикла  $122'34561$ .

Если принять, что повышение давления воды в насосе происходит при  $v = const$ , то работу насоса можно рассчитать как

$$l_u = h_3 - h_2 = \int_{p_2}^{p_1} v dp = v(p_1 - p_2); \quad (7.3)$$

$$h_3 = h_2' + v(p_1 - p_2);$$

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_2) - v(p_1 - p_2)}{h_1 - h_2' - v(p_1 - p_2)}.$$

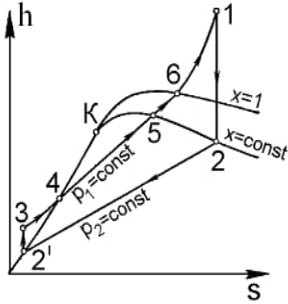


Рис. 7.12. Цикл Ренкина в координатах  $hs$

Расчет термодинамических процессов и циклов проще выполнять, используя  $hs$ -диаграмму (рис. 7.12), в которой все точки и процессы соответствуют таковым в  $pv$ - и  $Ts$ -диаграммах.

Работа паровой турбины

$$l_m = h_1 - h_2,$$

то есть определяется как разность энтальпий в точках  $1$  и  $2$ ; подведенная теплота

$$q_1 = h_1 - h_3$$

определяется как разность энтальпий в точках  $1$  и  $3$ , а отведенная теплота

$$q_2 = h_2 - h_2'$$

определяется как разность энтальпий в точках  $2$  и  $2'$ .

Теоретический удельный расход пара паротурбинной установки в килограммах на  $1$  МДж составляет

$$d_m = \frac{1000}{(h_1 - h_2)}.$$

Теоретический удельный расход пара в ПТУ (кг) на 1 кВт·ч:

$$d_m = \frac{3600}{(h_1 - h_2)}.$$

При сравнении эффективности различных термодинамических циклов широко пользуются параметром «среднеинтегральная температура». *Среднеинтегральная температура* – это отношение количества теплоты, участвующей в процессе (например, кривая 1–2 на рис. 7.13) к изменению энтропии в этом процессе:

$$T_{cp} = \frac{q_{1-2}}{s_2 - s_1}.$$

В  $Ts$ -диаграмме она определяется высотой прямоугольника, площадь которого равна площади под кривой процесса.

Для любого обратимого цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{T_{cp}''}{T_{cp}'},$$

где  $T_{cp}'$  – среднеинтегральная температура подвода теплоты;  $T_{cp}''$  – среднеинтегральная температура отвода теплоты.

Теперь посмотрим, как влияет изменение начального давления пара  $p_1$  на КПД цикла при неизменном конечном давлении  $p_2$  и одинаковой начальной температуре  $T_1$  (рис. 7.14).

Из диаграммы видно, что с увеличением давления до  $p'_1 > p_1$  среднеинтегральная температура подвода теплоты  $T_{cp}'$  растет, а среднеинтегральная температура отвода теплоты  $T_{cp}''$  остается неизменной. Следовательно, КПД увеличивается. Но при этом увеличивается конечная влажность отработавшего пара (точка 2' смещается влево).

Если при неизменных начальном  $p_1$  и конечном  $p_2$  давлениях начальная температура  $T_1$  увеличивается до  $T'_1$ , то, как видно из диаграммы (рис. 7.15), КПД также растет, так как увеличивается средне-

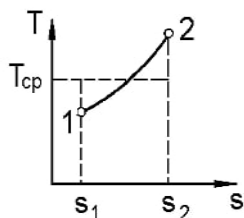


Рис. 7.13. Среднеинтегральная температура

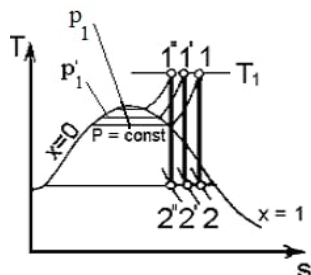


Рис. 7.14. Зависимость КПД цикла Ренкина от начального давления

интегральная температура подвода теплоты. При этом растет и степень сухости обработавшего пара (точка 2' смещается вправо).

При уменьшении давления  $p_2$  в конденсаторе до  $p'_2$  и неизменных  $p_1$  и  $T_1$  (рис. 7.16) снижается среднеинтегральная температура как подвода, так и отвода теплоты, но относительное уменьшение первой ( $T'_{cp}$ ) меньше, чем второй ( $T''_{cp}$ ), поэтому термический КПД цикла растет.

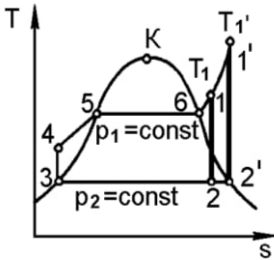


Рис. 7.15. Зависимость КПД цикла Ренкина от начальной температуры  $T_1$

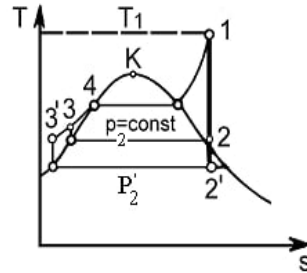


Рис. 7.16. Зависимость КПД цикла Ренкина от давления в конденсаторе

Таким образом, для получения наибольшего КПД цикл Ренкина нужно осуществлять при максимально допустимых начальных параметрах пара и максимально допустимом вакууме в конденсаторе. Однако даже при этих условиях КПД цикла не превышает 40 %.

Например, при  $p_1 = 300$  бар,  $t_1 = 600$  °С и  $p_2 = 0,03$  бар

$$\eta_i = \frac{h_1 - h_2 - v(p_1 - p_2)}{h_1 - h_2 - v(p_1 - p_2)} < 0,4.$$

Если учесть тепловые, механические и электрические потери, то общий КПД установки будет не более 0,3–0,35. Это говорит о том, что, наряду с повышением начальных параметров, нужно искать и другие пути усовершенствования ПТУ.

Как было показано, с повышением начального давления пара повышается его влажность в конце процесса расширения. А это приводит к эрозии последних рядов лопаток турбины капельками влаги, содержащимися в потоке пара, и лопатки быстро выходят из строя.

Одним из способов повышения степени сухости пара на выходе из турбины является его промежуточный перегрев. Для этого в за-

висимости от условий перепад давления в турбине разбивают на два или более интервала. После каждого интервала пар поступает в специальный перегреватель, где подвергается дополнительному перегреву.

Схема паросиловой установки с одним промежуточным перегревом пара показана на рис. 7.17, а цикл в  $Ts$ -диаграмме – на рис. 7.18.

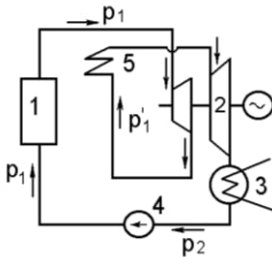


Рис. 7.17. Схема паротурбинной установки с промежуточным перегревом пара

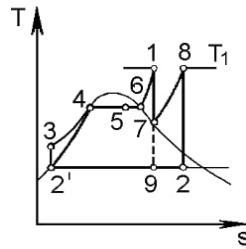


Рис. 7.18. Цикл паротурбинной установки с промежуточным перегревом пара

Перегретый пар из котлоагрегата 1 с начальной температурой  $T_1$  и давлением  $p_1$  поступает в первую часть турбины 2, в которой расширяется по адиабате 1–7 до некоторого давления  $p'_1$  (точка 7). Затем выводится из турбины и направляется в специальный перегреватель 5, где при  $p'_1 = const$  вновь перегревается (процесс 7–8) и возвращается во вторую часть турбины.

В турбине пар расширяется по адиабате 8–2 до давления  $p_2$  (точка 2). Если бы расширение до давления  $p_2$  происходило без вторичного перегрева (процесс 1–9), оно закончилось бы в точке 9 с недопустимо большим значением конечной влажности пара.

Работа 1 кг пара в установке с промежуточным перегревом пара в  $hs$ -диаграмме (рис. 7.19) определяется как:

$$l'_y = (h_1 - h_7) + (h_8 - h_2),$$

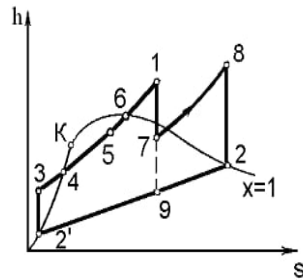


Рис. 7.19. Циклы паротурбинной установки с промежуточным перегревом пара в координатах  $hs$

а без промежуточного перегрева:

$$l_y = (h_1 - h_9),$$

то есть  $l'_y > l_y$ .

Удельный расход пара на 1 МДж работы при наличии промежуточного перегрева

$$d' = \frac{1000}{l'_y},$$

без промежуточного перегрева –

$$d = \frac{1000}{l_y}.$$

Сопоставление этих двух соотношений показывает, что  $d' < d$ .

Теплота, затрачиваемая на получение 1 кг пара в установке с вторичным перегревом пара в изобарных процессах 3–1 и 7–8:

$$q' = (h_1 - h_3) + (h_8 - h_7),$$

в установке без вторичного перегрева, то есть в изобарном процессе 3–1:

$$q = h_1 - h_3,$$

$$q' > q.$$

Термический КПД циклов  
с промежуточным перегревом

$$\eta'_t = \frac{l'_y}{q'},$$

и без промежуточного перегрева

$$\eta_t = \frac{l_y}{q}.$$

Чтобы  $\eta'_t$  был больше  $\eta_t$ , нужно, чтобы средняя температура подвода теплоты от точки 3 до точки 8, то есть в установке с промежуточным перегревом, была больше, чем от точки 3 до точки 1 в установке без промежуточного перегрева. Для этого достаточно, чтобы средняя температура подвода теплоты в процессе 7–8 была больше, чем в процессе 3–1. При этом эффект будет тем больше, чем выше температура в начальной (7) и конечной (8) точках промежуточного перегрева.

## Регенеративный цикл ПТУ

Регенеративным называется цикл, в котором питательная вода, поступающая в котлоагрегат, нагревается паром, частично отбираемым из турбины при его расширении. Как известно, в заданном интервале температур цикл Карно имеет наибольший КПД. В паротурбинных установках можно реализовать цикл Карно, но только в области влажного пара (рис. 7.20).

На рис. 7.20  $1-2$  – адиабатное расширение пара в турбине;  $2-3$  – конденсация пара в конденсаторе при  $T_2 = const$ ;  $3-4$  – адиабатное сжатие влажного пара в компрессоре;  $4-1$  – изотермический подвод теплоты при  $T_1 = const$ .

Однако ПТУ, работающие по этому циклу, имеют существенные недостатки:

1) для сжатия влажного пара (процесс  $3-4$ ) требуется компрессор с большим объемом цилиндра, а это связано с большим расходом металла и большой затратой работы на привод компрессора;

2) возможность осуществления цикла только в области влажного пара не позволяет повысить начальные параметры (температуру и давление) выше критической.

Поэтому на практике этот цикл не осуществляется, а основным циклом ПТУ является цикл Ренкина.

КПД цикла Ренкина теоретически можно сделать равным КПД цикла Карно путем регенерации теплоты. Для этого адиабатное расширение пара  $1-2$  (рис. 7.21) нужно заменить политропой  $1-6$  эквидистантой линии нагрева воды  $5-4$  и всю теплоту, выделенную в процессе  $1-6$ , определяемую площадью  $1210961$ , передать воде для ее нагрева в процессе  $5-4$  до темпера-

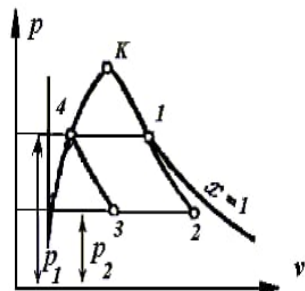


Рис. 7.20. Цикл Карно в паротурбинной установке

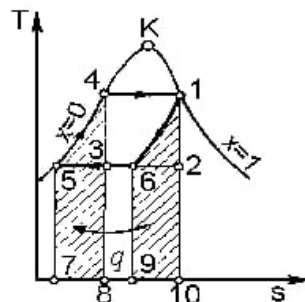


Рис. 7.21. Регенеративный цикл ПТУ

туры  $T_1$ . В идеальном случае заштрихованные площади  $1210961$  и  $438754$  должны быть равны, а термический КПД цикла  $16541$  должен равняться КПД цикла Карно, то есть циклу  $12341$ .

Однако такую идеальную регенерацию осуществить не удастся. Но в несколько ином виде регенеративный подогрев воды применяется очень широко, что позволяет существенно повысить КПД реального цикла. Рассмотрим схему паротурбинной установки с тремя отборами пара для подогрева питательной воды (рис. 7.22).

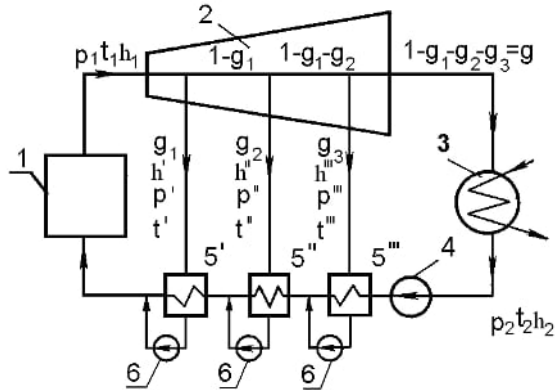


Рис. 7.22. Схема паротурбинной установки с тремя отборами пара для подогрева питательной воды

Перегретый пар с параметрами  $p_1, t_1, h_1$  из котлоагрегата  $1$  поступает в турбину  $2$ , где основная его часть проходит все ступени турбины, расширяется до давления  $p_2$  и поступает в конденсатор  $3$ .

В то же время из каждого килограмма пара, поступающего в паровую турбину, после первой промежуточной ступени в первый подогреватель  $5'$  отбирается  $g_1$  кг пара с параметрами  $h', p', t'$ ; после второй промежуточной ступени во второй подогреватель  $5''$  —  $g_2$  кг пара с параметрами  $h'', p'', t''$  и после третьей промежуточной ступени в третий подогреватель  $5'''$  —  $g_3$  кг пара с параметрами  $h''', p''', t'''$ .

В конденсатор отводится  $g$  кг пара, равного

$$g = 1 - g_1 - g_2 - g_3.$$

Образовавшийся конденсат с параметрами  $h_2, p_2, t_2$  подается через три последовательно расположенных подогревателя ( $5''', 5'', 5'$ ) в котлоаг-

регат. В подогревателях конденсат нагревается до более высокой температуры за счет теплоты конденсации пара, отбираемого после промежуточных ступеней турбины.

Удельная работа пара до первого отбора

$$l_1 = h_1 - h'$$

После первого отбора остается  $(1 - g_1)$  кг пара, который совершает работу

$$l_2 = (1 - g_1)(h' - h'').$$

После второго отбора остается  $(1 - g_1 - g_2)$  кг пара, совершающего работу

$$l_3 = (1 - g_1 - g_2)(h'' - h''').$$

После третьего отбора остается  $(1 - g_1 - g_2 - g_3)$  кг пара, совершающего работу

$$l_4 = (1 - g_1 - g_2 - g_3)(h''' - h_2).$$

Удельная работа пара в цикле

$$l'_u = l_1 + l_2 + l_3 + l_4 = (h_1 - h_i) + (1 - g_1)(h' - h'') + (1 - g_1 - g_2)(h'' - h''') + (1 - g_1 - g_2 - g_3)(h''' - h_2). \quad (7.4)$$

После раскрытия скобок и преобразований получим

$$l'_u = (h_1 - h_2) - g_1(h' - h_2) - g_2(h'' - h_2) - g_3(h''' - h_2).$$

В цикле Ренкина эта работа была бы

$$l_u = h_1 - h_2.$$

Сопоставляя эти два уравнения, видим, что

$$l'_u < l_u.$$

Расход теплоты на получение 1 кг пара в любом цикле

$$q_1 = h_1 - h_{n.в.}$$

в регенеративном цикле температура питательной воды  $t_{n.в.}$  выше, чем в цикле Ренкина, а поэтому и энтальпия питательной воды  $h_{n.в.}$  больше, чем в цикле Ренкина. Следовательно,  $q'_1 < q_1$ .

Термический КПД регенеративного цикла

$$\eta'_t = \frac{l'_u}{q'_1}.$$

### Термический КПД цикла Ренкина

$$\eta_t = \frac{l'_y}{q_1}$$

Средняя температура отвода теплоты в циклах Ренкина и в регенеративном – одинаковая, средняя температура подвода теплоты в регенеративном цикле больше, чем в цикле Ренкина, поэтому КПД регенеративного цикла больше, чем КПД цикла Ренкина:  $\eta'_t > \eta_t$ . Объясняется это тем, что уменьшение работы  $l'$  в регенеративном цикле уступает уменьшению расхода теплоты на получение пара.

Удельный расход пара на 1 МДж работы для регенеративного цикла

$$d' = \frac{1000}{l'_y}$$

Удельный расход пара на 1 МДж работы для цикла Ренкина

$$d = \frac{1000}{l_y}$$

Сопоставление этих двух соотношений показывает, что  $d' > d$ .

Теоретически, чем больше точек отбора пара, тем экономичнее установка. При бесконечно большом числе точек отбора и плавном повышении температуры конденсата до температуры кипения при давлении  $p_1$  КПД будет предельно большим. На практике количество отбираемых точек устанавливается соотношением между получаемой экономией и затратами на оборудование. В современных установках в зависимости от давления пара число отборов колеблется от 2–3 до 10.

КПД конденсационной паротурбинной установки в настоящее время не превышает 30–35 %.

Количество теплоты, превращенной в работу, определяется площадью цикла 123451 (рис. 7.23).

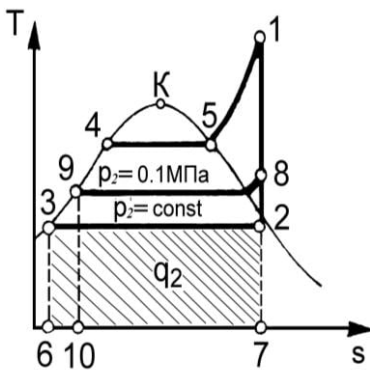


Рис. 7.23. Теплофикационный цикл

Наибольшее количество теплоты отводится в конденсаторе при охлаждении отработавшего пара, которое определяется площадью 23672. При максимальных начальных параметрах и минимальном давлении в конденсаторе эта теплота составляет 50–55 % от всей теплоты, сообщаемой рабочему телу в котлоагрегате.

Если повысить конечное давление в конденсаторе, а, следовательно, и температуру отработанного пара, можно использовать этот пар для коммунально-бытовых нужд населения и потребностей промышленности. Однако это приводит к уменьшению термического КПД цикла (за счет увеличения отводимой теплоты) и снижению вырабатываемой электроэнергии.

Допустим, пар расширяется до давления  $p_2 = 0,1$  МПа (процесс 1–8 в  $Ts$ -диаграмме). В этом случае количество теплоты, превращенной в работу, измеряется площадью 189451, которая меньше площади цикла 123451, но при этом количество теплоты, определяемое площадью 891078, используется для нужд промышленности или коммунального хозяйства. Такое комбинированное использование пара для получения электроэнергии и теплоты для производственных нужд осуществляется в теплофикационных установках, а сами электростанции называются теплоэлектроцентралями (ТЭЦ).

В отличие от центральных электрических станций (ЦЭС), на которых вырабатывается только электрическая энергия, паросиловые установки для комбинированной выработки электрической и тепловой энергии используют паровые турбины специальной конструкции, работающие либо с противодавлением, либо с ухудшенным вакуумом, либо с регулируемыми отборами пара.

В турбине с противодавлением (рис. 7.24) 1 – паровой котел, 2 – турбина. Величина конечного давления  $p_2$  колеблется в пределах от 1–2 до 6–8 бар, редко до 12 бар. При таком давлении пар из выхлопного патрубка турбины направляется по паропроводу к потребителям.

Турбины с противодавлением проще по конструкции, меньше по размерам, не имеют конденсационных устройств и насосов. Но, несмотря на эти преимущества, их применение на электростанциях очень ограничено, так как в данном случае график

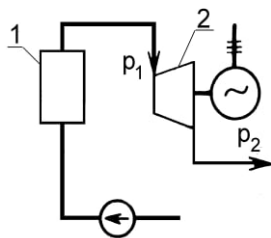


Рис. 7.24. Схема паротурбинной установки с противодавлением

производства электроэнергии зависит от графика теплового потребления, а они обычно не согласуются.

В турбинах с ухудшенным вакуумом (рис. 7.25) 1 – паровой котел, 2 – турбина, 3 – конденсатор. В отличие от конденсационных турбин, здесь поддерживается конечное давление 0,5–0,9 бар. При таком давлении отработавший пар имеет температуру 80–95 °С, а вода, циркулирующая в конденсаторе, нагревается до 70–90 °С и используется для горячего водоснабжения. При отсутствии потребителя горячей воды эти турбины работают с расширением пара до глубокого вакуума, то есть как конденсационные. Но при работе с ухудшенным вакуумом выработка электроэнергии в них также зависит от величины тепловой нагрузки.

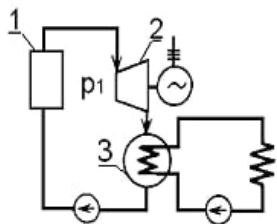


Рис. 7.25. Схема паротурбинной установки с ухудшенным вакуумом

Поэтому основным типом турбин для комбинированной выработки электроэнергии и теплоты являются турбины с регулируемыми отборами пара (рис. 7.26). Эти турбины могут работать по свободному электрическому графику с одновременным свободным регулированием тепловой нагрузки.

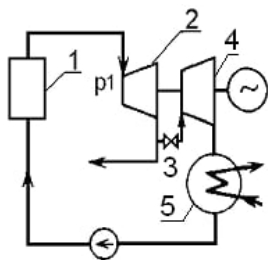


Рис. 7.26. Схема паротурбинной установки с регулируемым отбором пара

Перегретый пар из парового котла 1 поступает на участок турбины высокого давления 2, где расширяется до давления  $p_{отб.}$ , величина которого определяется нуждами потребителей теплоты. Часть пара отводится в отбор, а оставшая часть через регулирующий клапан 3 поступает на участок турбины низкого давления 4, где расширяется до предельно низкого давления  $p_2$  и поступает в конденсатор 5. Теплофикационные турбины этого типа могут иметь один или несколько отборов.

При отдельной выработке электроэнергии в конденсационных электростанциях их КПД не превышает 0,35. В результате степень использования теплоты топлива при отдельной выработке электроэнергии и теплоты составляет не более 0,4–0,45.

Коэффициент полезного использования в промышленных котельных, работающих для нужд потребителей теплоты, составляет примерно 0,7–0,8, а местных отопительных котельных – примерно 0,5. Комбинированная выработка электроэнергии и теплоты на ТЭЦ позволяет достигать степени использования теплоты топлива до 0,7–0,8.

#### 7.4. Парогазовые установки

В период освоения циклов с отдельными рабочими телами были испытаны различные тепловые схемы. Среди них наиболее эффективной оказалась схема, в которой паровая турбина, установленная после газотурбинной установки, составляли единый агрегат. Паровой цикл по отношению к газовому циклу явился полностью утилизирующим. В такой схеме паровая часть установки работает без дополнительной затраты топлива, используя теплоту, отводимую отработанными газами в высокотемпературном газовом цикле.

Такая установка состоит из высокотемпературной газовой турбины 3 с потребителем (электрогенератором) 4 котла-утилизатора 5 и паровой турбины 6 с потребителем (электрогенератором) 9 (рис. 7.27а).

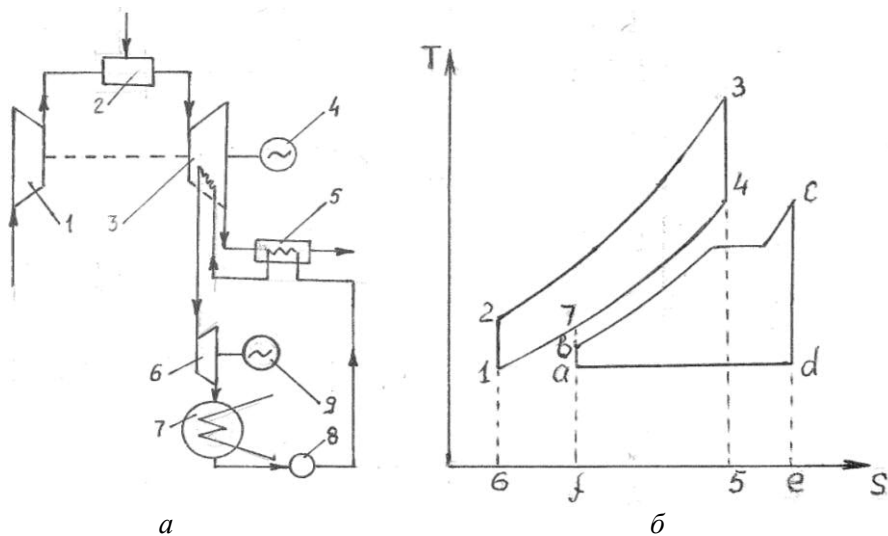


Рис. 7.27. Схема (а) и  $Ts$ -диаграмма (б) парогазовой установки с разделенным рабочим телом

Из компрессора 1 сжатый воздух подается в камеру сгорания 2, где в результате сгорания топлива образуется рабочее тело с температурой выше 1500 К. Такая высокая температура рабочего тела, поступающего в турбину 3, требует охлаждения лопаток ротора турбины. Охлаждающее устройство в этой схеме одновременно служит пароперегревателем паровой части схемы. В нем перегревается пар, поступающий из котла-утилизатора 5. Из этого пароперегревателя пар идет в паровую турбину 6, которая, как и газовая турбина 3, совершает полезную работу, расходуемую на производство электрической энергии в электрогенераторах 4 и 9. Отработанный пар из турбины 6 переходит в жидкое состояние в конденсаторе 7 и насосом 8 возвращается в котел-утилизатор 5. Электрический КПД установки, работающей по описанной схеме, достигает 50 % и более.

Представление о термическом КПД парогазотурбинной установки можно получить с помощью  $Ts$ -диаграммы (рис. 7.27б). Подводимая удельная теплота в рассматриваемом цикле определяется удельной теплотой газовой части цикла  $q_{1газ}$  (площадь 62356). Полезная работа всей установки определяется суммой полезной работы  $l_{газ}$  газового цикла (площадь 12341) и полезной работы  $l_{пар}$  парового цикла (площадь  $abcd$ ). Подводимая теплота парового цикла (площадь  $fbcef$ ) в рассматриваемой схеме складывается из теплоты, отдаваемой уходящими газами через котел – утилизатор газами (площадь  $f745f$ ) и теплоты, затраченной на перегрев пара при охлаждении лопаток турбины.

Термические потери теплоты газового цикла определяется площадью  $617f6$  (теплота, отводимая с уходящими газами 1 из котла – утилизатора) и площадью  $fadedf$  (теплота, отводимая при конденсации пара). С учетом рассмотренного термический КПД цикла определяется отношением:

$$\eta_t = \frac{l_{газ} + l_{пар}}{q_{1газ}} .$$

## 7.5. Задания для самостоятельной работы

**Задача 7.1.** Сравнить значение термического КПД идеальных циклов поршневых двигателей внутреннего сгорания (д.в.с.) с изобарным (цикл Дизеля) и изохорным (цикл Отто) подводом теплоты, если в начальном состоянии (точка 1) известны давление  $p_1$  и температура  $t_1$ , степень сжатия  $\varepsilon = v_1/v_2$ , и в каждом из этих циклов подводится  $q_{1х}$  теплоты. Рабочее тело – воздух (считать его идеальным газом, полагая теплоемкость постоянной).

Рассчитать параметры  $p, v, T, h, u$  в характерных точках цикла циклов, значения  $\Delta h, \Delta u, l, q$  в соответствующих процессах и свести их в таблицы. Определить также  $\eta_i$  цикла Карно, осуществляемого в том же интервале минимальных и максимальных температур  $t_1-t_4$ , что и данные циклы. Изобразить циклы д.в.с. в  $p\nu$ - и  $Ts$ -диаграммах.

Последняя цифра шифра	$p_1$ , МПа	$t_1$ , °С	$\varepsilon$	Предпоследняя цифра шифра	$q_1$ , кДж/кг
0	0,10	0	6	0	400
1	0,11	5	7	1	450
2	0,12	10	8	2	500
3	0,13	15	9	3	550
4	0,14	20	10	4	600
5	0,10	25	7	5	650
6	0,11	30	8	6	700
7	0,12	35	9	7	750
8	0,13	40	10	8	800
9	0,14	45	11	9	850

*Задача 7.2.* Для теоретического цикла газотурбинной установки с изобарным подводом теплоты (без регенерации) определить параметры состояния  $p, v, T$  характерных точек цикла, полезную работу и термический КПД, если известны начальное давление  $p_1 = 1$  бар, начальная температура  $t_1$ ; степень повышения давления  $\lambda = p_2 / p_1$  и количество теплоты  $q_1$ , подведенной к 1 кг рабочего тела. Рабочее тело – воздух (считать его идеальным газом, полагая теплоемкость постоянной).

Определить массовый расход воздуха по заданной мощности ГТУ  $N_t$ . Определить также КПД цикла Карно, осуществляемого в том же интервале температур  $t_1-t_3$ , что и в цикле ГТУ. Изобразить схему ГТУ и ее циклы на  $p\nu$ - и  $Ts$ -диаграммах.

Последняя цифра шифра	$t_1$ , °С	$\lambda$	Предпоследняя цифра шифра	$q_1$ , кДж/кг	$N_t$ , кВт
0	10	6,0	0	500	10000
1	15	6,5	1	520	12000
2	20	7,0	2	540	14000
3	25	7,5	3	560	16000
4	30	8,0	4	580	18000
5	17	8,5	5	600	20000
6	27	9,0	6	620	22000
7	5	9,5	7	640	24000
8	0	7,2	8	660	26000
9	15	8,2	9	680	28000

*Задача 7.3.* Путем сравнительного расчета показать целесообразность применения пара высоких начальных параметров и низкого конечного давления на примере паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина. Для этого определить предполагаемое теплопадение, термический КПД цикла и удельный расход пара для двух вариантов значений начальных и конечных параметров пара. Указать конечное значение степени сухости  $x_2$  (при давлении  $p_2$ ) на  $Ts$ - и  $hs$ -диаграммах.

Последняя цифра шифра	Параметры пара I варианта			Предпоследняя цифра шифра	Параметры пара II варианта		
	$p_1$ , МПа	$t_1$ , °С	$p_2$ , кПа		$p_1$ , МПа	$t_1$ , °С	$p_2$ , кПа
0	1,5	250	80	0	8,0	480	3
1	2,0	300	70	1	9,0	480	4
2	2,5	325	90	2	10,0	500	4
3	2,0	350	100	3	11,0	520	4
4	2,5	375	110	4	12,0	530	5
5	3,0	350	90	5	12,0	540	3
6	3,5	370	80	6	13,0	550	4
7	3,0	400	70	7	14,0	560	4
8	4,0	425	90	8	14,0	580	5
9	4,5	400	100	9	15,0	600	5

## Глава 8. ХОЛОДИЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

Машины, предназначенные для понижения температуры тел или помещений ниже температуры окружающей среды и поддерживающие эту температуру, называются *холодильными*.

Холодильные машины широко применяются в промышленности и быту. Различают воздушные (газовые) и компрессорные паровые холодильные установки. В первой группе рабочим телом (холодильным агентом) является в основном воздух, во второй – пары различных веществ: аммиака  $NH_3$ , углекислоты  $CO_2$ , сернистого ангидрида  $SO_2$  и других хладагентов (фреонов).

Воздушные холодильные установки, хотя и позволяют получать очень низкие температуры, но широкого распространения не получили ввиду малого холодильного эффекта и больших габаритов.

Паровые холодильные установки обладают большой надежностью и получили широкое распространение не только в промышленности, но и в быту.

Кроме этих двух групп, еще имеются холодильные установки, основанные на других принципах получения холода: парожеткорные и абсорбционные, которые не получили широкого распространения.

Холодильные установки работают по обратному циклу. Степень совершенства обратного цикла определяется холодильным коэффициентом

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{l_{\text{ц}}},$$

где  $q_2$  – теплота, отводимая от охлаждаемого тела (удельная холодопроизводительность);  $q_1$  – теплота, отводимая в конденсаторе от холодильного агента;  $l_{\text{ц}}$  – работа цикла.

### 8.1. Циклы воздушных холодильных установок

Воздушная холодильная установка (ВХУ) состоит из холодильной камеры 1 (в которой находится теплообменник 5), компрессора 2, теплообменника 3 и детандера (расширительной машины) 4 (рис. 8.1).

Холодильный агент (воздух) после теплообменного аппарата поступает в компрессор, где сжимается по адиабате 1–2 до давления  $p_2$  (рис. 8.2 и 8.3). При этом температура хладагента повышается до  $T_2$ .

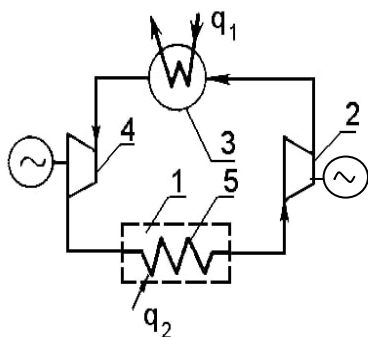


Рис. 8.1. Схема воздушной холодильной установки

Сжатый воздух (хладагент) с температурой  $T_2$  подается в теплообменник, в котором охлаждается водой до температуры охлаждающей воды  $T_3$  при постоянном давлении  $p_2$  (процесс 2–3). Охлажденный воздух поступает в детандер и, расширяясь по адиабате 3–4 до давления  $p_1$ , дополнительно охлаждается до температуры  $T_4$ . Холодный воздух с температурой  $T_4$  направляется в теплообменник 5 и в процессе 4–1 при постоянном давлении отбирает от охлаждаемого тела теплоту  $q_2$ , при этом его температура повышается до  $T_1$ .

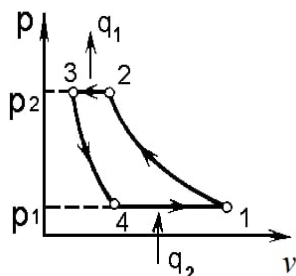


Рис. 8.2. Цикл ВХМ в координатах  $p\nu$

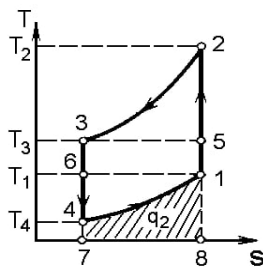


Рис. 8.3. Цикл ВХМ в координатах  $Ts$

Описанный цикл является идеальным. Холодильный коэффициент идеального цикла

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{l_{\text{ц}}}$$

Считая воздух идеальным газом с постоянной теплоемкостью, получим

$$q_1 = c_p(T_2 - T_3), \quad q_2 = c_p(T_1 - T_4),$$

$$\varepsilon = \frac{T_1 - T_4}{(T_2 - T_3) - (T_1 - T_4)} = \frac{1}{\frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4} - 1}$$

В адиабатных процессах 1–2 и 3–4

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

$$\frac{T_3}{T_4} = \left( \frac{p_3}{p_4} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}},$$

но

$$p_3 = p_2;$$

$$p_4 = p_1,$$

тогда

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}.$$

По свойствам пропорций

$$\frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4} = \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}.$$

Следовательно,

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{T_2}{T_1} - 1},$$

или

$$\varepsilon = \frac{T_1}{T_2 - T_1}.$$

Если бы цикл был обратимым, то процессы отбора теплоты от охлаждаемого тела 4–1 и отвода теплоты от рабочего тела 2–3 протекали бы по изотермам 6–1 и 5–3 соответственно, образующим вместе с адиабатами 3–6 и 1–5 цикл Карно. В этом случае затраченная работа определялась бы площадью цикла 15361 вместо 12341. Из-за необратимости цикла воздух после компрессора перегревается на

$$\Delta T_{\kappa} = T_2 - T_3$$

и переохлаждается после детандера на

$$\Delta T_{\delta} = T_4 - T_1$$

ниже температуры рабочего тела на выходе из холодильной камеры  $T_1$ .

По сравнению с циклом Карно в реальном цикле дополнительно затрачивается работа, равная сумме площадей  $2352$  и  $1641$ , а количество отбираемой теплоты меньше на величину площади  $1641$ .

Холодильный коэффициент цикла Карно  $15361$

$$\varepsilon_{\kappa} = \frac{T_1}{T_3 - T_1}.$$

Поскольку  $T_3 < T_2$ , то  $\varepsilon_{\kappa} > \varepsilon$ . Цикл воздушной холодильной установки является несовершенным, а установка – малоэкономичной. Это объясняется тем, что воздух, имея малую теплоемкость, будет обеспечивать небольшую холодопроизводительность.

В настоящее время воздушные холодильные установки применяются только для получения глубокого холода, то есть для сжижения воздуха или его очистки. Воздушными холодильными установками можно охладить тело до  $-80$  °С.

## 8.2. Циклы паровой компрессорной холодильной установки

Цикл паровой компрессорной холодильной установки (ПКХУ) состоит из испарителя  $1$ , компрессора  $2$ , конденсатора  $3$ , дроссельного вентиля  $4$  (рис. 8.4). Из испарителя, установленного в охлаждаемой камере или в рассоле, рабочее тело (холодильный агент) в виде сухого насыщенного или перегретого пара поступает в компрессор, где сжимается по адиабате  $1-2$  (рис. 8.5 и 8.6) до состояния перегретого пара (точка 2).

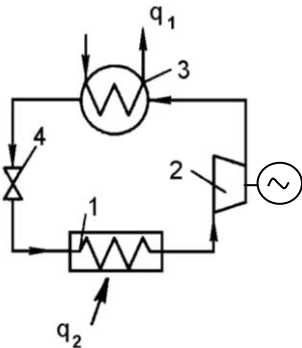


Рис. 8.4. Схема паровой компрессорной холодильной установки

Перегретый пар из компрессора поступает в конденсатор, где за счет воды сначала охлаждается в изобарном процессе  $2-3$  до состояния сухого насыщенного пара, а затем в изобарно-изотермическом процессе  $3-4$  конденсируется до состояния кипящей жидкости. При этом к охлаждающей воде отводится теплота  $q_1$ .

Для снижения давления, а, следовательно, и температуры, жидкий холодильный агент дросселируется в регулировочном дроссельном вентиле  $4$ . Процесс дросселирования

протекает при постоянной энтальпии и, как необратимый процесс, изображен на диаграммах условно пунктирной линией 4–5. Частично испарившийся жидкий холодильный агент с низкой температурой  $T_5$ , равной  $T_1$ , поступает в испаритель 1, где испаряется при  $p = const$ , отбирая в процессе 5–1 теплоту  $q_2$  от охлаждаемого тела.

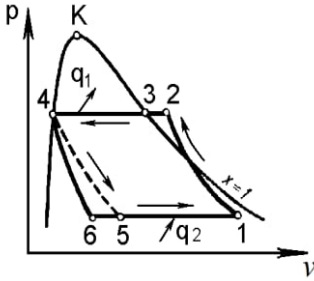


Рис. 8.5. Цикл ПКХУ  
в координатах  $pv$

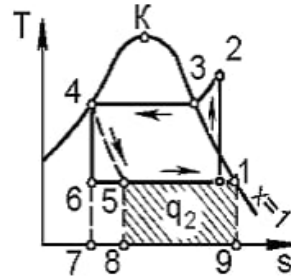


Рис. 8.6. Цикл ПКХУ  
в координатах  $Ts$

Замена детандера вентиляем приводит к некоторой потере холодопроизводительности, так как дросселирование сопровождается ростом энтропии. Но такая замена значительно упрощает установку и дает возможность легко регулировать давление пара и получать необходимую температуру в испарителе. Для понижения температуры нужно прикрыть вентиль, для повышения – приоткрыть. Если бы вместо дроссельного вентиля применялся детандер, расширение в детандере осуществлялось бы по адиабате 4–6, количество отбираемой теплоты  $q_2$  определялось бы в  $Ts$ -диаграмме площадью 16791 вместо площади 15891 при дросселировании.

Таким образом, потеря холодопроизводительности в результате применения дроссельного вентиля равна площади 56785. Количество теплоты  $q_1$ , отводимой водой, равно площади 923479. Поскольку процессы 2–3–4 и 5–1 – изобарные, то

$$q_1 = h_4 - h_2,$$

а

$$q_2 = h_1 - h_5$$

или

$$q_1 = h_2 - h_4,$$

а

$$q_2 = h_1 - h_4,$$

поскольку  $h_4 = h_5$ ,

$$l_y = q_1 - q_2 = h_2 - h_4 - h_1 + h_4 = h_2 - h_1.$$

Холодильный коэффициент

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{l_y} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1}.$$

Из описанного видно, что с помощью  $Ts$ -диаграммы можно анализировать циклы холодильных установок, но для этого нужно определять площади под процессами.

Задача значительно упрощается, если пользоваться диаграммой  $h-lg p$ . Логарифмический масштаб давлений в этой диаграмме позволяет более равномерно распределить изобары.

Общий вид такой диаграммы приведен на рис. 8.7. На диаграмме нанесены верхняя ( $x = 1$ ) и нижняя ( $x = 0$ ) пограничные кривые, разделяющие диаграмму на двух- и однофазную области состояния. В области влажного пара кроме совпадающих изобар и изотерм изображены линии постоянной степени сухости ( $x = const$ ). В области перегретого пара изобары и изотермы расходятся. В пределах всей диаграммы нанесены линии постоянных энтальпий ( $h = const$ ) и линии постоянных энтропий ( $s = const$ ).

Цикл парокомпрессионной холодильной машины в диаграмме  $h-lg p$  изображен на рис. 8.8. Количество теплоты и работы в этой диаграмме определяется не площадью, а по значениям энтальпий.

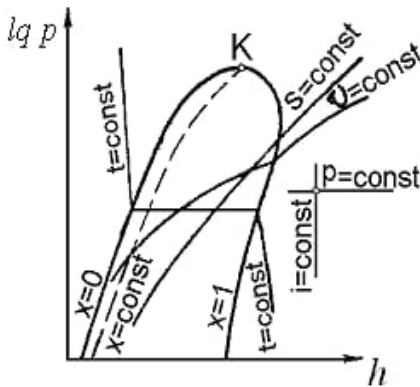


Рис. 8.7. Общий вид диаграммы  $h-lq p$

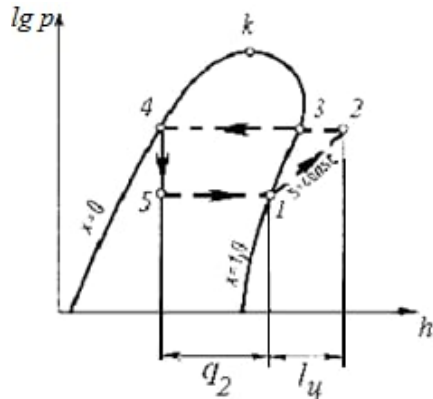


Рис. 8.8. Цикл парокомпрессионной холодильной машины

Например: отведенная от охлаждаемого тела (подведенная к рабочему телу) теплота определяется как

$$q_2 = h_1 - h_5;$$

работа цикла определяется как

$$l_u = h_2 - h_1;$$

отведенная от рабочего тела теплота определяется как

$$q_1 = h_2 - h_4.$$

Холодильный коэффициент определяется как отношение разностей энтальпий:

$$\varepsilon = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1}.$$

### Каскадные холодильные машины

Для получения более низких температур с помощью парожидкостных циклов применяется каскадная холодильная машина, работающая на разных рабочих телах. Конденсатор нижней ступени каскада и испаритель верхней совмещены в одном аппарате. Цикл и схема каскадной холодильной машины приведены на рис. 8.9.

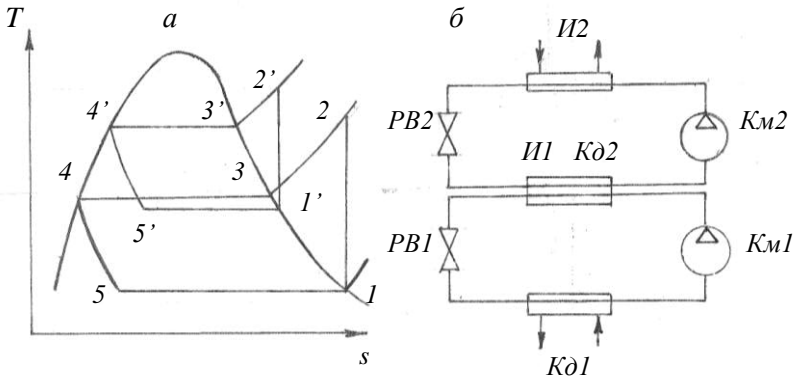


Рис. 8.9. *Ts*-диаграмма (а) и схема (б) каскадной холодильной машины:  
 И – испаритель; Кд – конденсатор; *PB* – регулирующий вентиль;  
 Км – компрессор

В качестве хладагента для нижней ступени каскада применяют хладоны с более низкой температурой кипения, чем в верхней ступени каскада.

### 8.3. Абсорбционная холодильная машина

В абсорбционных холодильных машинах (АХМ) используется явление абсорбции пара раствором (рис. 8.10). Рабочим телом АХМ является раствор двух веществ с различными температурами кипения.

*Абсорбцией* называется способность некоторых веществ при определенных условиях поглощать другие. Например, пар чистого вещества может быть поглощен (сконденсирован) этим же веществом в жидком состоянии при условии, что температура жидкости ниже температуры пара.

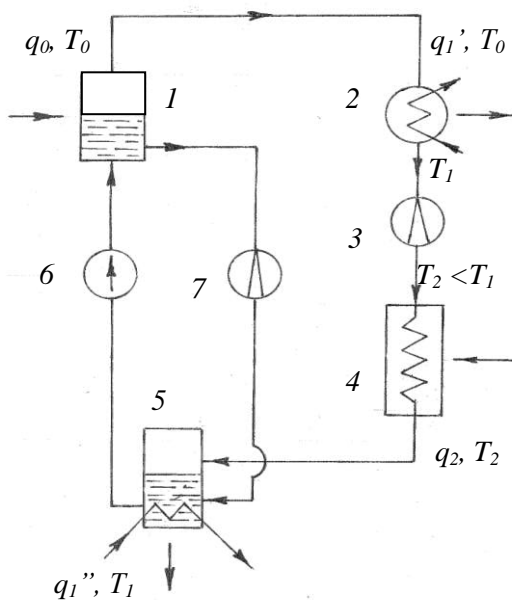


Рис. 8.10. Схема абсорбционной холодильной машины

В отличие от чистых веществ, растворы обладают способностью абсорбировать пар раствора одного состава жидким раствором другого состава даже при нарушении этого условия. Это свойство раствора и используется в рассматриваемых холодильных машинах.

Температура кипения бинарного раствора зависит от концентрации раствора. Например, водоаммиачный раствор при концентрации аммиака  $C = 0$  (чистая вода) имеет при атмосферном давлении температуру кипения  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ , а при  $C = 100\%$  (чистый аммиак) его температура кипения равна  $-33\text{ }^{\circ}\text{C}$ . При промежуточных концентрациях раствора температура кипения лежит в интервале от  $100$  до  $-33\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Составы раствора и равновесного с ним пара при той же температуре оказываются раз-

личными, то есть при кипении раствора концентрации  $C_1$  образуется пар, имеющей по сравнению с исходным раствором более высокую концентрацию легкокипящего компонента, равную  $C_2$ .

Роль компрессора в АХМ выполняет абсорбер, в котором повышение давления хладагента достигается за счет подвода теплоты.

Абсорбционная холодильная машина (рис. 8.10) состоит из холодильной камеры с испарителем 4, регулирующих вентилей 3 и 7, конденсатора 2, десорбера (кипятильника) 1, насоса 6 и абсорбера 5.

Как видно из схемы, роль компрессора выполняет совокупность трех элементов: абсорбер, насос и десорбер (кипятильник). В десорбере 1 при постоянном давлении  $p_k$  происходит выпаривание из раствора (например, водоаммиачного) легкокипящей компоненты (аммиака) за счет теплоты, подводимой от горячего источника (горячая вода, различные ВЭР). Образовавшийся пар направляется в конденсатор 2, где, отдавая теплоту охлаждающей воде, конденсируется при том же давлении  $p_k$ . При этом образуется жидкость с высокой концентрацией аммиака. В редукционном вентиле 3 давление вследствие дросселирования снижается до давления  $p_o$  в абсорбере 5, а температура понижается до  $T_2$ . Образовавшийся влажный насыщенный пар поступает в испаритель 4, отбирая теплоту  $q_2$  от помещенных в холодильную камеру предметов. Пар с температурой  $T_2$  поступает в абсорбер 5, где поглощается раствором с температурой  $T_o > T_2$ . Теплота, выделяющаяся в процессе абсорбции  $q_1''$ , отводится охлаждающей водой.

Чтобы не было изменения концентрации растворов в кипятильнике 1 и абсорбере 5 вследствие выпаривания компонента в первом и поглощения – во втором, часть обогащенного легкокипящим компонентом раствора из абсорбера перекачивается насосом 6 в кипятильник, а из последнего часть обедненного раствора через редукционный вентиль 7 направляется в абсорбер 5.

Абсорбционные холодильные машины весьма экономичны, несмотря на то, что расход энергии в абсорбционных холодильных машинах больше, чем в компрессорных, так как они используют в основном вторичные энергоресурсы.

Экономичность АХМ, если пренебречь незначительной работой, затрачиваемой на привод насоса, оценивается (характеризуется) коэффициентом теплоиспользования

$$\xi_a = \frac{q_2}{q_3},$$

где  $q_2$  – удельная холодопроизводительность;  $q_3$  – удельное количество теплоты, затраченное для производства пара в кипятильнике.

#### 8.4. Схема и устройство теплового насоса

Большие перспективы в качестве источников холода и теплоты низкого и среднего потенциала имеют тепловые насосы.

Тепловой насос (ТН) представляет собой устройство, позволяющее передать теплоту от холодного тела к более нагретому за счет использования дополнительной энергии (чаще всего – механической). Применение тепловых насосов – один из важных путей утилизации теплоты вторичных энергетических ресурсов.

Известно, что теплота низкого потенциала является продуктом технической деятельности человека, причем, чем ниже ее температурный уровень, тем больше этой теплоты безвозвратно теряется, рассеиваясь в окружающей среде. Примером носителя такой теплоты может служить нагретый воздух, уходящий в атмосферу из систем вентиляции и кондиционирования, или теплые бытовые и промышленные сточные воды, имеющие температуру примерно 20...40 °С. Очень часто единственным экономически оправданным способом утилизации теплоты таких вторичных энергетических ресурсов является применение тепловых насосов. Тепловые насосы могут использовать как теплоту, выработанную в различных технических устройствах, так и теплоту природных источников – воздуха, воды естественных водоемов, грунта.

Главное применение тепловых насосов в настоящее время – нагрев теплоносителя для систем отопления, вентиляции и горячего водоснабжения зданий. Однако их можно использовать и для технологических целей.

Тепловые насосы различаются прежде всего способом, который применяется для преобразования теплоты. Поскольку тепловые насосы и холодильные установки имеют одинаковый принцип действия, то типы тепловых насосов совпадают с типами холодильных установок.

Наибольшее распространение в настоящее время получили парокомпрессионные тепловые насосы, использующие в качестве рабочего агента один из фреонов или их смесь.

Так же, как и холодильные машины, тепловые насосы относят к трансформаторам тепла. Принципиального различия в работе и в конструкции между ними не существует. Различается лишь назначение и температурный уровень получаемой теплоты. Цель холодильной машины – получение источника теплоты с температурой ниже уровня температуры окружающей среды, то есть производство «холода». Холод в парокомпрессионной холодильной установке получается в виде охлажденного теплоносителя (рассолы, антифризы, воздух, вода) выходящего из испарителя. Цель теплового насоса – получение «теплоты», которая в случае парокомпрессионного теплового насоса получается в виде нагретого теплоносителя (воды, воздуха), выходящего из конденсатора.

Принцип действия парокомпрессионного теплового насоса может быть проиллюстрирован при помощи рис. 8.11, на котором изображены его схема и термодинамический цикл в диаграмме  $Ts$ .

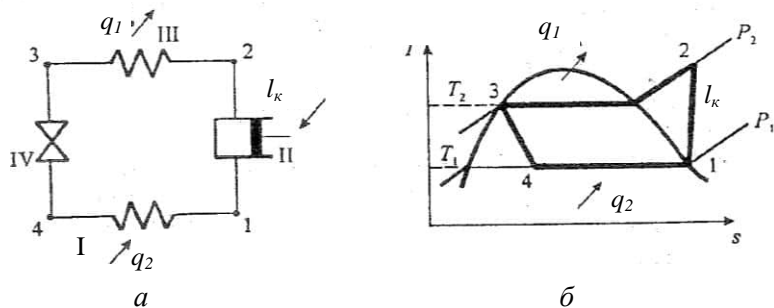


Рис. 8.11. Схема парокомпрессионного теплового насоса (а) и его цикл на  $Ts$ -диаграмме (б)

Тепловой насос функционирует за счет подведенной в компрессоре II механической энергии  $l_k$ . В компрессоре (процесс 1–2) повышается давление рабочего вещества, находящегося в парообразном состоянии, от давления  $p_1$  до давления  $p_2$ . Затем в конденсаторе III (процесс 2–3) при постоянном давлении происходит конденсация рабочего вещества. Выделяемая при конденсации теплота  $q_2$  передается потребителю при температуре  $T_2$ , например, нагревая воду, направляемую в систему отопления. В дросселе IV происходит расширение рабочего вещества до давления  $p_1$  с его частичным испарением (процесс 3–4). Далее рабочее вещество полностью превращается в пар при температуре  $T_1$  в испарителе I, где отбирается теплота от ее источника,

например, от нагретого вентиляционного воздуха или от отработанных продуктов сгорания.

Основной характеристикой теплового насоса является коэффициент преобразования (трансформации) тепла или отопительный коэффициент  $\varepsilon_T$ , равный отношению переданного внешнему потребителю удельного количества теплоты

$$q_1 = |q_2 + l_k|$$

к затраченной удельной работе компрессоры  $l_k$ :

$$\varepsilon_T = \frac{q_1}{l_k} = \frac{q_2 + l_k}{l_k} = 1 + \frac{q_2}{l_k} = 1 + \varepsilon = \frac{T_2}{T_2 - T_1}.$$

Он выше единицы и существенно зависит от температуры холодного источника теплоты  $T_1$  и температуры получаемого горячего теплоносителя  $T_2$ . В результате работы теплового насоса можно получить примерно в 2–8 раз больше теплоты, чем в случае непосредственного подогрева теплоносителя в электрокалорифере.

## 8.5. Задания для самостоятельной работы

*Задача 8.1.* В компрессор идеальной воздушной холодильной машины поступает 1 кг газа при  $p_1$ , МПа, и  $t_1$ , °С, и адиабатно сжимается до давления  $p_2$ . После изобарного охлаждения до температуры  $t_3$ , °С, поступает в детандер, где расширяется до начального давления  $p_1$  и при температуре  $t_4$ , °С, направляется в холодильную камеру, где отбирает от охлаждаемых тел  $q_2$  количества теплоты.

Определить температуру  $t_4$ , работу сжатия в компрессоре  $l_k$ , работу расширения в детандере  $l_{оem}$ , удельную холодопроизводительность  $q_2$  и холодильный коэффициент  $\varepsilon$ . Изобразить схему установки и цикл на  $p\nu$ - и  $Ts$ -диаграммах.

Последняя цифра шифра	$t_1$ , °С	$p_1$ , МПа	Предпоследняя цифра шифра	$p_2$ , МПа	$t_3$ , °С
0	-20	0,09	0	0,40	10
1	-18	0,092	1	0,45	12
2	-16	0,094	2	0,50	14
3	-14	0,096	3	0,45	16
4	-12	0,098	4	0,50	10
5	-10	0,1	5	0,45	12
6	-12	0,102	6	0,50	14
7	-14	0,104	7	0,45	16
8	-16	0,106	8	0,50	10
9	-18	0,108	9	0,45	12

**Задача 8.2.** Определить холодильный коэффициент  $\varepsilon'$  парокомпрессионной аммиачной холодильной установки (с дросселем), массовый расход аммиака  $\dot{m}$ , кг/с, и теоретическую мощность привода компрессора  $N_{\text{компр.}}$  по заданным значениям температуры влажного насыщенного пара  $NH_3$  на входе в компрессор  $t_1$  и температуре сухого насыщенного пара за компрессором  $t_2$  и холодопроизводительности установки  $Q_2$ .

Изобразить схему установки и цикл на  $h \lg p$ - и  $Ts$ -диаграмме.

Последняя цифра шифра	$t_1, ^\circ\text{C}$	$t_2, ^\circ\text{C}$	Предпоследняя цифра шифра	$Q_2, \text{кВт}$
0	-10	40	0	150
1	-15	35	1	180
2	-20	30	2	200
3	-25	25	3	220
4	-20	15	4	250
5	-25	20	5	280
6	-20	25	6	300
7	-15	20	7	160
8	-10	25	8	190
9	-15	30	9	200

**Задача 8.3.** По обратному циклу, описанному в задаче 8.2., аммиачная машина работает в режиме «теплового насоса».

Определить коэффициент трансформации тепла «теплового насоса»  $\varepsilon''$ , массовый расход аммиака  $\dot{m}$ , кг/с, теоретическую мощность привода компрессора  $N_{\text{компр.}}$ , кВт, и тепловой поток  $Q_1$ , кВт, передаваемый нагреваемой среде, по заданным значениям температуры влажного насыщенного пара  $NH_3$  на входе в компрессор  $t_1$ , температуре сухого насыщенного пара за компрессором  $t_2$  и холодопроизводительности установки  $Q_2$  (см. исходные данные в таблице к задаче 8.2.). Изобразить схему установки и цикл на  $Ts$ -диаграмме.

## РАЗДЕЛ II. ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

### Правила техники безопасности

1. Перед проведением лабораторной работы необходимо уяснить содержание задачи, поставленной перед экспериментальным исследованием, ознакомиться с основами теории изучаемого явления, методикой проведения эксперимента и физической сущностью измеряемых величин.

2. Включение и выключение лабораторной установки производится преподавателем.

3. Во избежание несчастных случаев запрещается заходить за имеющиеся ограждения, трогать приборы, расположенные за лицевой частью установки, и облакачиваться на них.

4. Запрещается оставлять без надзора включенную установку.

5. В процессе выполнения работы необходимо строго выдерживать указанную в данной работе последовательность операций и заданные режимы.

6. Результаты измерений в каждом режиме необходимо показывать преподавателю и только после этого переходить к следующему режиму.

7. После ознакомления с правилами по технике безопасности необходимо расписаться в соответствующем журнале.

**Примечание.** Номера лабораторных работ (№ 21, 22, 23, 24) соответствуют установленным в лаборатории термодинамики. Каждая лабораторная работа имеет собственную нумерацию рисунков, таблиц и формул.

### Теплотехнические измерения

Все теплотехнические измерения можно разделить на *прямые* и *косвенные*. Прямые измерения производятся с помощью специальных приборов, градуированных в единицах искомых величин. Например, прямое измерение температуры осуществляется с помощью термометра, отградуированного в °С. При косвенных измерениях значения искомой величины находятся на основании прямых измерений физических величин, связанных с искомой величиной функциональной зависимостью

$$y = f(x_1, x_2, \dots) \quad (9.1)$$

Например, при измерении температуры с помощью термопар проводятся прямые измерения  $e$  (мВ) – термоЭДС в цепи термопары с помощью милливольтметра, и по зависимости  $t = f(e, \text{мВ})$  устанавливается искомая температура  $t$ , °С.

### ***Измерения температур***

Измерения температур в лабораторных работах проводятся как прямые – ртутными и спиртовыми термопарами, так и косвенные – хромель-алюмелевыми и хромель-копелевыми термопарами. Используется дифференциальная термопара, у которой оба спая являются рабочими: один, «горячий» спай, помещается в исследуемую среду, другой, «холодный» спай, находится при комнатной температуре  $t_0$ , величину которой мы знаем. Измерительный прибор милливольтметр показывает термоЭДС  $e$ , пропорциональную разности этих температур ( $t - t_0 = \Delta t$ ). По предварительно построенному градуировочному графику  $\Delta t = f(e)$  устанавливается значение  $\Delta t$ , а затем рассчитывается искомая температура:

$$t = \Delta t + t_0. \quad (9.2)$$

### ***Измерение давления***

В практике теплотехнического эксперимента измеряют абсолютное, избыточное и вакуумметрическое давление.

Абсолютное давление  $p$  есть полное давление, испытываемое газом или жидкостью, равное сумме избыточного ( $p_{изб.}$ ) и атмосферного ( $B$ ) давлений:

$$p = p_{изб.} + B. \quad (9.3)$$

Если абсолютное давление  $p$  меньше атмосферного  $B$ , то такое давление называется вакуумметрическим:

$$p_{вак} = B - p. \quad (9.4)$$

Абсолютное и избыточное давления измеряются манометрами, атмосферное давление – барометрами, разность давлений – дифманометрами.

Манометры с трубчатой пружиной часто используются для измерения избыточного давления (атм., кПа, МПа, кгс/см<sup>2</sup> и др.), барометры показывают абсолютное атмосферное давление (мм рт. ст., кПа).

## ***Измерение расходов***

Приборы для измерения объема или массы потока вещества, проходящего через сечение канала в единицу времени, т.е. расхода (объемного  $\dot{V}$ , м<sup>3</sup>/с или массового  $\dot{m}$ , кг/с), называются расходомерами. В качестве измерителей расхода используются напорные трубки, суживающие устройства (диафрагмы, сопла), различного типа счетчики.

В большинстве лабораторных установок для измерения небольших расходов применяются расходомеры постоянного перепада давлений – ротаметры. Они представляют собой коническую стеклянную трубку, внутри которой помещается поплавков. Под действием восходящего потока жидкости или газа поплавок занимает определенное положение на высоте трубки, соответствующее установившемуся расходу вещества. При увеличении расхода поплавок смещается вверх, обеспечивая необходимый кольцевой зазор между коническим корпусом канала и поплавком.

Ротаметры предварительно градуируются. При этом устанавливается графическая зависимость положения поплавка  $\Pi$  (фиксируется по верхней кромке) от объемного ( $\dot{V}$ ) или массового ( $\dot{m}$ ) расхода:

$$\Pi = f(\dot{V}) \text{ или } \Pi = f(\dot{m}). \quad (9.5)$$

## ***Измерение тепловых потоков***

Количество подведенной теплоты за единицу времени – тепловой поток  $\dot{Q}$ , (Дж/с, Вт) – можно рассчитать по косвенным измерениям. Рассмотрим два подхода.

Для упрощения проведения экспериментов в лабораторных установках часто используется электрический обогрев (например, в лабораторной работе 22). Согласно закону Джоуля-Ленца, тепловой поток, выделяющийся в электронагревателе:

$$\dot{Q} = I \cdot U_{эл}, \text{ Вт}, \quad (9.6)$$

где  $I$  – сила тока в электронагревателе, А;  $U_{эл}$  – напряжение, подаваемое на электронагреватель, В.

Тепловой поток можно также рассчитать на основе первого закона термодинамики (например, в лабораторной работе 21):

$$\dot{Q} = \dot{m} \cdot c_m (t_2 - t_1), \text{ Вт}, \quad (9.7)$$

где  $\dot{m}$  – массовый расход потока вещества, кг/с;  $c_m$  – средняя массовая теплоемкость вещества, Дж/(кг·К);  $t_1, t_2$  – температура на входе и выходе соответственно, °С.

По измеренным или известным величинам, входящим в правую часть уравнений (9.6) и (9.7), рассчитываются искомые тепловые потоки  $\dot{Q}$ .

Более детально вопросы измерения теплотехнических величин приведены в [10].

### Оценка погрешности эксперимента

При проведении экспериментов часто искомая величина непосредственно не измеряется. Она рассчитывается по соответствующим формулам, а величины, входящие в эти формулы, измеряются в ходе опыта. Так, например, теплоемкость

$$c_{pm} = \frac{Q_{эл}}{\dot{m} \cdot \Delta t} \quad (9.8)$$

определяется путем измерений количества теплоты  $Q_{эл}$ , массового расхода теплоносителя  $\dot{m}$  и разности его температур  $\Delta t$ , а количество тепла, выделяемого в электронагревателе в единицу времени,

$$Q_{эл} = I \cdot U_{эл}, \text{ Дж/с, Вт} \quad (9.9)$$

– по измеренным значениям силы тока  $I$  и напряжения в цепи электронагревателя  $U_{эл}$ .

Измерение величин, входящих в правую часть уравнений (9.8) и (9.9), осуществляется с некоторой погрешностью, поэтому получаемая в результате расчета интересующая нас величина теплоемкости также имеет определенную погрешность [10, 11]. Источниками погрешности измерений являются погрешности приборов, несовершенство методики измерения, недостаточно строгое поддержание требуемого режима, а также отдельные ошибки, зависящие от самого экспериментатора.

Погрешности подразделяются на систематические, случайные и промахи.

Систематическими называются погрешности, остающиеся постоянными или изменяющимися по определенному закону. Сюда относят погрешности приборов и ошибки методики измерения.

Случайными называются погрешности, принимающие при повторных измерениях различные взаимно несвязанные значения.

Промахами называют грубые ошибки, допущенные в процессе измерения, существенно превышающие систематические или случайные погрешности, объясняемые объективными условиями измерения. Причинами промахов являются чаще всего ошибки наблюдателя или неисправности устройств информации.

Погрешности могут быть абсолютными в единицах измеряемой величины, относительными и приведенными.

Абсолютной погрешностью измерения  $\Delta$  называют алгебраическую разность между значениями  $x$ , полученными при измерении, и истинными значениями  $X$  определяемой величины, т.е.

$$\Delta = x - X.$$

Относительная погрешность – это погрешность, выраженная в процентах или долях от значений измеряемой величины:

$$\delta = \frac{\Delta}{x} \cdot 100 \% .$$

Приведенной называют погрешность  $\gamma$ , выраженную в процентах от какого-либо нормирующего значения  $x_N$ , чаще всего – от диапазона измерения, определяемого рабочей частью шкалы прибора:

$$\gamma = \frac{\Delta}{x_N} \cdot 100 \%$$

Качество измерительного прибора оценивается классом точности. Чаще всего класс точности принимается равным допустимой приведенной погрешности.

### ***Вычисление погрешности измерения***

Выясним, как будут влиять погрешности измерения отдельных величин на погрешность искомой величины. Пусть искомая величина  $W$  является функцией нескольких величин  $(x_1, x_2, \dots, x_n)$ , измеряемых непосредственно в опыте:

$$W = f(x_1, x_2, \dots, x_n). \quad (9.10)$$

Если бы ошибки в измерении  $x_1, x_2, \dots, x_n$  были бесконечно малыми, то погрешность в расчете величины  $W$  определялась бы ее полным дифференциалом:

$$dW = \frac{\partial W}{\partial x_1} dx_1 + \frac{\partial W}{\partial x_2} dx_2 + \dots + \frac{\partial W}{\partial x_n} dx_n. \quad (9.11)$$

В действительности погрешности в измерениях  $x_1, x_2, \dots, x_n$  будут конечными величинами, поэтому максимально возможная относительная ошибка определяется как

$$\delta W = \frac{\Delta W}{W} = \left| \frac{1}{W} \frac{\partial W}{\partial x_1} \Delta x_1 \right| + \left| \frac{1}{W} \frac{\partial W}{\partial x_2} \Delta x_2 \right| + \dots + \left| \frac{1}{W} \frac{\partial W}{\partial x_n} \Delta x_n \right|. \quad (9.12)$$

В соответствии с теорией погрешностей, принимая закон распределения погрешностей измеряемых величин нормальным, искомую величину относительной погрешности определяемой функции  $W = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$  находим как среднеквадратическую:

$$\delta W = \pm \sqrt{\delta x_1^2 + \delta x_2^2 + \dots + \delta x_n^2}, \quad (9.13)$$

где  $\delta x_1, \delta x_2, \dots, \delta x_n$  – относительные погрешности величин  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , которые измеряются при определении искомой величины  $W$ .

### *Пример*

На экспериментальной установке (лабораторная работа 22) методом проточного калориметрирования измеряется изобарная теплоемкость  $c_{pm}$  воздуха.

В соответствии с выражением (9.8) путем измерений нужно определить подводимый тепловой поток  $Q_{эл}$  (Вт, Дж/с), массовый расход воздуха  $\dot{m}$  и изменение его температуры  $\Delta t$ . Класс точности вольтметра и амперметра известен и составляет 1,5 для каждого прибора, т.е. при измерении силы тока  $I$  и напряжения  $U_{эл}$  на электронагревателе возможна ошибка (приведенная погрешность) 1,5 %, а погрешность определения теплового потока составляет

$$\delta Q_{эл} = \pm \sqrt{1,5^2 + 1,5^2} = 2,12 \%.$$

Измерение температур  $t_1$  и  $t_2$  осуществлялось по показаниям милливольтметра, подключенного в цепь термопар, с использованием градуировочного графика. Класс точности этого прибора неизвестен.

В этом случае относительная погрешность показания милливольтметра определяется как

$$\delta e = \frac{\Delta e}{e} \cdot 100 \% ,$$

где  $\Delta e$  – абсолютная погрешность, принимается равной половине цены деления шкалы прибора, в нашем случае с учетом чувствительности прибора составляет 5 мВ;  $e$  – замеренные показания прибора. Предположим, что  $e = 200$  мВ. Тогда

$$\delta e = \frac{\Delta e}{e} \cdot 100 = \frac{5}{200} \cdot 100 = 2,5 \% .$$

Затем в соответствии с показаниями милливольтметра по градуировочному графику  $\Delta t = f(e)$  рассчитывается  $\Delta t = t_2 - t_1$ . При этом допускается появление еще двух погрешностей:

$$\text{– по оси } x: \quad \delta(\Delta t)_x = \frac{\Delta x}{x} \cdot 100 \% ;$$

$$\text{– по оси } y: \quad \delta(\Delta t)_y = \frac{\Delta y}{y} \cdot 100 \% ,$$

где на миллиметровой бумаге  $\Delta x = 0,5$  мм,  $\Delta y = 0,5$  мм.

В данном примере на  $e = 200$  мВ приходится  $x = 75$  мм, соответственно  $y = 57,5$  мм.

Тогда

$$\delta(\Delta t)_x = \frac{0,5}{75} \cdot 100 = 0,67 \% ;$$

$$\delta(\Delta t)_y = \frac{0,5}{57,5} \cdot 100 = 0,87 \% .$$

Таким образом, только при измерении разности температур возможная погрешность измерения составила

$$\delta(\Delta t) = \pm \sqrt{\delta e^2 + \delta(\Delta t)_x^2 + \delta(\Delta t)_y^2} = \pm \sqrt{6,25 + 0,45 + 0,76} = 2,73 \% .$$

Аналогично рассчитывается погрешность измерения объемного расхода:

$$\delta \dot{V} = \sqrt{\delta \dot{V}^2 + \delta \dot{V}_x^2 + \delta \dot{V}_y^2} ,$$

где  $\dot{V}$  – показания ротаметра.

Пусть  $\Pi = 16$  делениям, цена деления шкалы ротаметра  $\Delta\Pi = 0,5$ , тогда

$$\delta\Pi = \frac{0,25}{16} \cdot 100 = 1,56 \%$$

По градуировочному графику при  $\Pi = 16$  величина  $V_x = 160$  мм и  $V_y = 84$  мм, тогда

$$\delta V_x = \frac{0,5}{160} \cdot 100 = 0,31 \%$$

и

$$\delta V_y = \frac{0,5}{84} \cdot 100 = 0,60 \%$$

Таким образом, погрешность определения объемного расхода будет равна

$$\delta\dot{V} = \pm \sqrt{1,56^2 + 0,31^2 + 0,60^2} = \pm 1,70 \%$$

Массовый расход воздуха рассчитывается по уравнению Клапейрона–Менделеева:

$$\dot{m} = \frac{p\dot{V}}{RT}, \text{ кг/с,}$$

куда, кроме объемного расхода воздуха, еще входят измеряемые в опыте давление  $p$  (принимается равным барометрическому  $B$ , цена деления шкалы барометра – 1,0 мм рт. ст.) и температура  $T$ , определяемая по ртутному термометру с ценой деления 0,2 °С. Измеренные значения давления и температуры:  $B = 755$  мм рт. ст.,  $T = 293$  К. Тогда

$$\delta B = \frac{0,5}{755} \cdot 100 = 0,066 \%; \quad \delta T = \frac{0,1}{293} \cdot 100 = 0,034 \%$$

Следовательно, погрешность измерения массового расхода составит

$$\delta\dot{m} = \pm \sqrt{\delta\dot{V}^2 + \delta p^2 + \delta T^2} = \pm \sqrt{1,70^2 + 0,066^2 + 0,034^2} = 1,72 \%$$

Таким образом, с учетом всех ошибок при измерениях относительная среднеквадратическая погрешность определения теплоемкости составляет

$$\delta c = \pm \sqrt{\delta Q^2 + \delta\dot{m}^2 + \delta(\Delta t)^2} = \pm \sqrt{2,12^2 + 1,72^2 + 2,73^2} = 3,86 \%$$

Подробнее эти вопросы рассмотрены в [10].

## Лабораторная работа 21

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА В ПРОЦЕССАХ СУШКИ

*Цель работы:* ознакомиться с основными характеристиками влажного воздуха и  $Hd$ -диаграммой; освоить методику экспериментального исследования процесса нагревания воздуха и сушки материалов нагретым воздухом.

#### Задание

1. Исследовать процессы нагревания воздуха и сушки материалов (мокрые фарфоровые бусинки и мокрые стенки сушильной камеры) нагретым воздухом:

– измерить расход и параметры воздуха на входе в установку и на выходе из нее;

– рассчитать тепловой поток, полученный воздухом в нагревательной камере  $Q$ , Вт ( $1 \text{ Вт} = 1 \text{ Дж/с}$ );

– рассчитать массу влаги  $m_{вл}$  (г влаги/ч), получаемую нагретым воздухом от высушиваемого материала за единицу времени;

– подсчитать затраты теплоты и расход воздуха на испарение 1 кг влаги.

2. Составить отчет о выполненной работе, который должен содержать: задание, основы теории (кратко), схему экспериментальной установки, результаты измерений и вычислений (в виде таблиц и расчетов). Представить процессы нагревания и сушки в  $Hd$ -диаграмме.

#### Краткие теоретические сведения

Влажным воздухом называют смесь сухого воздуха с водяным паром. В качестве рабочего тела влажный воздух используется в сушилках, компрессорах и т.п. Состояние атмосферного воздуха нас интересует также как фактор, влияющий на самочувствие человека, состояние сырья, полуфабрикатов и изделий в производственных и складских помещениях, и как фактор, приводящий к резкому изменению видимости при появлении тумана, что опасно, например, для водителей и транспорта.

Процессы во влажном воздухе часто протекают при давлениях, близких к атмосферному, когда свойства сухого воздуха и водяного

пара близки к свойствам идеального газа. Поэтому далее объектом исследования будет влажный воздух при атмосферном давлении и температуре не выше 100 °С. Такой воздух можно рассматривать как смесь идеальных газов, однако с определенной оговоркой, так как водяной пар во влажном воздухе при определенных условиях может конденсироваться, т.е. вести себя как реальный газ [13].

Согласно закону Дальтона, каждый газ, входящий в смесь, находится под своим парциальным давлением, а сумма парциальных давлений компонентов равна давлению смеси:

$$p_{см} = p_{св} + p_n \quad (1)$$

Тогда при  $p_{см} = B$

$$p_{св} = B - p_n \quad (2)$$

где  $p_{см}$  – давление влажного воздуха;  $p_{св}$  – парциальное давление сухого воздуха;  $p_n$  – парциальное давление водяного пара;  $B$  – атмосферное давление.

Чем больше водяного пара содержится во влажном воздухе, тем больше его парциальное давление. Однако  $p_n$  во влажном воздухе не может быть выше давления насыщения  $p_{нас}$  при данной температуре влажного воздуха, т.е.  $p_n \leq p_{нас}$ . Влажный воздух, в котором  $p_n < p_{нас}$ , называется ненасыщенным, а влажный воздух, в котором  $p_n$  равно  $p_{нас}$ , – насыщенным.

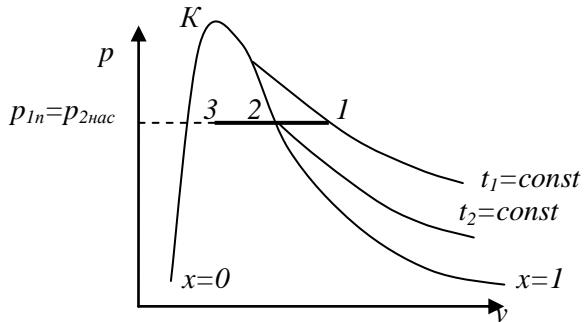


Рис. 1.  $p$ - $v$ -Диаграмма водяного пара: 1 – перегретый пар; 2 – сухой насыщенный пар; 3 – влажный насыщенный пар

Рассмотрим  $p$ - $v$ -диаграмму водяного пара (рис. 1). В точке 1 при  $t = t_1$  водяной пар, содержащийся в ненасыщенном влажном воздухе, находится в перегретом состоянии. Если понизить температуру этого воздуха до  $t_2 < t_1$ , сохраняя его давление в точках 1 и 2 одинаковым, то можно достичь состояния насыщения. Точке 2 соответств-

ет состояние сухого насыщенного пара. При этом парциальное давление пара станет равным давлению насыщения:  $p_{1n} = p_{2нас}$ .

При дальнейшем охлаждении насыщенного влажного воздуха водяной пар начнет конденсироваться, образуется туман, и выпадет роса. Таким образом, водяной пар во влажном воздухе может находиться в трех различных состояниях: в точке 1 – перегретый пар; в точке 2 – сухой насыщенный пар; в точке 3 – влажный насыщенный пар.

Температура  $t_2$ , при которой парциальное давление водяного пара становится равным давлению насыщения, называется температурой точки росы  $t_{росы}$ . Учитывать температуру точки росы  $t_{росы}$  важно при проведении процессов с влажным воздухом или другими влажными газами, например с продуктами горения. Высокая влажность после начала конденсации водяных паров создает благоприятные условия для интенсивного разрушения материалов, из которых изготовлены каналы, камеры или установки, и ускоряет их разрушение.

Рассмотрим некоторые характеристики влажного воздуха.

*Абсолютной влажностью* воздуха называется масса водяного пара, содержащегося в  $1 \text{ м}^3$  влажного воздуха. Численно она равна плотности водяного пара при своем парциальном давлении  $p_n$  и температуре смеси сухого воздуха и водяного пара:

$$\rho_n = \frac{m_n}{V_{см}}, \text{ кг/м}^3, \quad (3)$$

где  $m_n$  – масса водяного пара во влажном воздухе, кг;  $V_{см}$  – объем влажного воздуха,  $\text{м}^3$ .

Относительной влажностью воздуха  $\varphi$  называется отношение абсолютной влажности  $\rho_n$  к максимально возможной абсолютной влажности  $\rho_{нас}$  при  $p_n = p_{нас}$ :

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho_{нас}} \cdot 100, \quad \% . \quad (4)$$

Поскольку для идеальных газов плотности компонентов смеси пропорциональны своим парциальным давлениям, то

$$\varphi = \frac{p_n}{p_{нас}} \cdot 100, \quad \% . \quad (5)$$

Таким образом, для ненасыщенного ( $p_n < p_{нас}$ ) влажного воздуха  $\varphi < 100\%$ , для насыщенного ( $p_n = p_{нас}$ ) относительная влажность  $\varphi$  становится максимальной:  $\varphi = 100\%$ .

Влагосодержанием воздуха называется отношение массы водяного пара  $m_n$  во влажном воздухе к массе сухого воздуха  $m_e$ :

$$d = \frac{m_n}{m_e}, \text{ г влаги/кг сух. возд.} \quad (6)$$

Величину влагосодержания можно выразить через парциальные давления водяного пара и сухого воздуха ( $B - p_n$ ):

$$d = 622 \frac{p_n}{B - p_n}, \text{ г влаги/кг сух. возд,} \quad (7)$$

где  $0,622 = \frac{R_n}{R_e}$  – отношение газовых постоянных водяного пара и сухого воздуха, соответственно.

Плотность влажного воздуха можно определить так же, как и плотность смеси газов из уравнения Клапейрона-Менделеева:

$$\rho_{см} = \frac{1}{v_{см}} = \frac{p_{см} \cdot \mu_{см}}{\mu R \cdot T}, \text{ кг/м}^3, \quad (8)$$

где  $v_{см}$  – удельный объем влажного воздуха;  $\mu_{см}$  – молекулярная масса влажного воздуха, кг/кмоль;  $\mu R = 8314$  Дж/(кмоль К) – универсальная газовая постоянная.

Энтальпия влажного воздуха  $H$  определяется как сумма энтальпий 1 кг сухого воздуха  $h_{ce}$  и  $d$  кг водяного пара  $h_n$ . Для удобства расчетов ее относят к 1 кг сухого воздуха:

$$H = h_{ce} + h_n \cdot d, \text{ кДж/кг сух. возд.} \quad (9)$$

### ***Определение относительной влажности по психрометру***

Относительная влажность наиболее точно определяется с помощью психрометра, состоящего из двух термометров, чувствительный элемент одного из которых обернут тканью, постоянно смачиваемой водой. Испарение воды с поверхности ткани происходит за счет

внутренней энергии воды и чувствительного элемента «мокрого» термометра (ртутного шарика), температура которого поэтому понижается. В результате тепло- и массообмена окружающего воздуха с влажной тканью устанавливается тепловое равновесие, которому соответствует температура, показываемая «мокрым» термометром,  $t_m$ . Она будет меньше или равна температуре «сухого» термометра  $t$ , показывающего действительную температуру влажного воздуха. Температуры  $t$  и  $t_m$  могут оказаться равными для насыщенного влажного воздуха.

Интенсивность испарения, а следовательно, и снижение температуры «мокрого» термометра  $t_m$  по сравнению с температурой воздуха, показываемой «сухим» термометром, т.е.  $t - t_m$ , тем больше, чем дальше состояние водяных паров во влажном воздухе от состояния насыщения, то есть чем больше разница  $p_{нас} - p_n$ .

По психрометрической таблице (табл. 1), зная  $t_m$  и психрометрическую разность температур  $t - t_m$ , на пересечении строки  $t_m$  и столбца  $t - t_m$  можно определить относительную влажность воздуха  $\varphi$ .

### ***Hd-диаграмма влажного воздуха***

Параметры влажного воздуха обычно определяют графическим путем с помощью *Hd*-диаграммы (рис. 2). Особенностью этой диаграммы является расположение линии  $H = const$  под углом  $135^\circ$  к оси абсцисс. Кривая  $\varphi = 100\%$  – пограничная и соответствует состояниям насыщенного влажного воздуха. Область над этой кривой соответствует состояниям ненасыщенного влажного воздуха, область под кривой – область «перенасыщения» влажного воздуха. Здесь избыточная влага находится в капельном состоянии, образуя «туман», который впоследствии может оседать на твердых телах в виде росы.

По *Hd*-диаграмме можно определить температуру точки росы, если точку 1 вертикально спроецировать на кривую  $\varphi = 100\%$  (охлаждение). Изотерма, которая пройдет через эту точку пересечения, соответствует температуре  $t_{росы}$ . Для определения парциального давления водяного пара  $p_n$  по заданному влагосодержанию под кривой  $\varphi = 100\%$  построена линия  $p_n = f(d)$ . Значения  $p_n$  указаны на правой ординате диаграммы в мм рт. ст.

**Психрометрическая таблица влажного воздуха**

$t_{\text{ж}},$ °С	Разность показаний «сухого» и «мокрого» термометров $t - t_{\text{в}},$ °С																												
	0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0	8,5	9,0	9,5	10,0	10,5	11,0	11,5	12,0	12,5	13,0		
Относительная влажность воздуха $\varphi, \%$																													
1	100	90	81	73	64	57	50	43	36	31	26	20	16	11	7	3													
2	100	90	82	74	66	59	52	45	39	33	29	23	19	16	11	7													
3	100	90	83	75	67	61	54	47	42	35	31	26	23	18	14	10													
4	100	90	83	76	69	63	56	49	44	39	34	29	20	21	17	13	10												
5	100	91	84	77	70	64	57	51	46	41	36	32	28	24	20	16	14	10											
6	100	91	85	78	71	65	59	64	48	43	39	34	30	27	23	19	72	13	10										
7	100	92	85	78	72	68	61	56	53	45	41	35	33	29	25	22	19	16	13	10									
8	100	92	86	79	73	67	62	57	52	47	43	39	35	31	28	25	22	18	15	12	10								
9	100	93	86	80	74	68	63	58	54	49	45	41	37	33	30	27	25	21	18	15	14								
10	100	93	86	81	75	70	65	60	55	51	47	43	39	35	32	29	27	24	21	18	17								
11	100	94	87	82	76	71	66	61	55	53	48	45	41	38	34	31	28	26	23	21	19								
12	100	94	88	82	77	72	67	62	58	55	50	47	43	40	36	33	30	28	25	23	20								
13	100	94	88	82	78	73	68	63	59	56	52	48	44	42	38	36	32	30	27	25	22	21							
14	100	94	88	84	78	73	68	63	59	57	53	50	46	42	40	36	34	32	29	27	24	23	21	19					
15	100	94	89	83	79	74	70	66	62	58	54	51	47	45	41	39	36	34	31	29	26	25	23	21	20				
16	100	94	89	84	80	75	71	67	63	59	55	52	49	46	43	41	37	35	33	31	28	27	25	23	21	19			
17	100	95	90	84	75	72	67	64	60	57	53	50	48	44	42	39	37	34	32	30	28	26	24	23	21	20			
18	100	95	90	84	81	76	73	68	65	61	58	54	52	49	46	44	40	39	36	34	31	30	28	26	25	22	21		
19	100	95	90	85	81	76	75	69	66	62	59	56	53	50	47	44	42	40	37	35	33	31	30	28	26	24	23		
20	100	95	91	85	82	77	74	70	66	63	60	57	54	51	48	46	43	41	39	37	34	33	31	29	28	26	24		
21	100	95	91	86	82	78	75	71	67	64	61	58	55	53	49	47	44	43	40	38	36	34	32	31	29	27	26		
22	100	95	91	86	83	79	75	71	68	65	62	59	56	54	51	49	46	44	41	39	37	36	34	32	30	29	27		
23	100	95	91	87	83	79	76	69	65	63	60	57	55	52	50	47	45	42	40	38	37	35	33	32	30	29	29		
24	100	96	91	87	83	80	76	72	69	66	63	61	58	56	51	48	46	43	41	39	38	36	35	33	33	31	30		
25	100	96	92	88	84	80	77	73	70	67	64	62	59	56	53	52	49	47	44	42	40	39	37	36	34	32	31		
26	100	96	92	88	84	81	77	74	70	68	65	63	59	58	54	52	50	47	45	44	42	40	38	37	35	34	32		
27	100	96	92	88	85	81	78	75	72	69	66	63	61	58	56	53	51	49	47	45	43	41	40	38	36	35	33		
28	100	96	92	89	85	82	78	75	72	69	67	64	61	59	56	54	52	50	48	46	44	42	41	39	37	36	34		
29	100	96	93	89	85	82	79	76	73	70	67	65	62	60	57	53	51	49	47	45	43	41	39	38	37	35	35		
30	100	96	93	89	86	82	79	76	73	70	68	65	63	60	58	55	54	52	50	48	46	44	42	41	39	39	36		

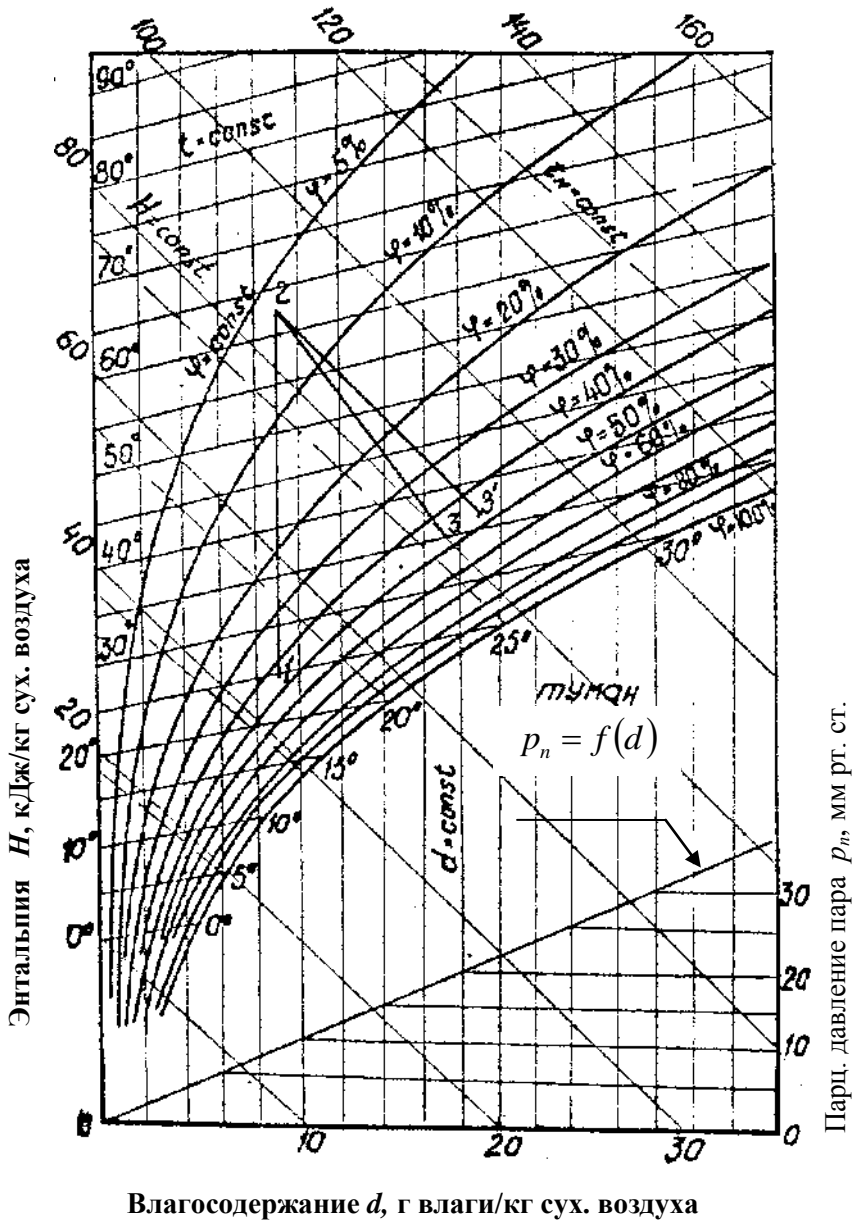


Рис. 2.  $Hd$ -диаграмма влажного воздуха

**Процесс нагревания влажного воздуха.** Пусть влажный воздух в состоянии точки 1 с начальной температурой  $t_1$  и относительной влажностью  $\varphi_1$  нагревается в нагревательной камере до  $t_2$ . На  $Hd$ -диаграмме этот процесс изображается прямой 1–2 (см. рис. 2), через точки 1 и 2 которой проходят изотермы соответственно  $t_1$  и  $t_2$ . Процесс нагревания воздуха осуществляется при  $d = const$ , так как в процессе нагревания содержание влаги в воздухе не меняется.

По изменению энтальпии нагреваемого воздуха  $H_2 - H_1$  можно из уравнения первого закона термодинамики определить количество подведенной теплоты (при  $p = const$ ):

$$Q_{нагр} = \dot{m}_{возд}(H_2 - H_1), \text{ кДж/ч.} \quad (10)$$

**Процесс сушки.** Если пренебречь тепловыми потерями, то можно считать, что процесс сушки материалов нагретым воздухом в сушильной камере происходит при  $H = const$ . На  $Hd$ -диаграмме такой процесс изображается прямой 2–3' (см. рис. 2). Постоянство энтальпии влажного воздуха объясняется тем, что тепло, необходимое для испарения влаги, берется из потока воздуха и возвращается в него вместе с испарившейся влагой.

В сушилке, работающей с потерями тепла в окружающую среду, процесс сушки будет происходить не по линии 2–3' (при  $H = const$ ), а по линии 2–3. Положение точки 3 определяется в соответствии с измеренными в опыте  $t_3$  и  $\varphi_3$ . По изменению влагосодержания воздуха до ( $d_1$ ) и после сушильной камеры ( $d_3$ ) можно рассчитать массу влаги, отведенной от высушиваемого материала нагретым воздухом:

$$\dot{m}_{вл} = \dot{m}_{возд}(d_3 - d_1), \text{ г влаги/ч.} \quad (11)$$

Следовательно, 1 кг сухого воздуха (состояние точки 2) отнимает в процессе сушки ( $d_3 - d_1$ ) г влаги/кг сух. возд., поэтому для испарения 1 кг влаги в условиях опыта нужно затратить количество теплоты

$$Q = \frac{H_2 - H_1}{(d_3 - d_1) \cdot 10^{-3}}, \text{ кДж/кг влаги.} \quad (12)$$

Для испарения 1 кг влаги потребуется сухого воздуха

$$M_{с.в.} = \frac{1000}{d_3 - d_1}, \text{ кг сух. возд./кг влаги.} \quad (13)$$

## Проведение опытов

1. Включить установку (рис. 3). В учебной лабораторной установке роль высушиваемого материала играют фарфоровые бусинки и мокрые стенки сушильной камеры. Для повышения интенсивности сушки воздух, подаваемый в сушильную камеру, предварительно нагревается. Испарение влаги в сушильной камере осуществляется за счет теплоты, отдаваемой нагретым воздухом.

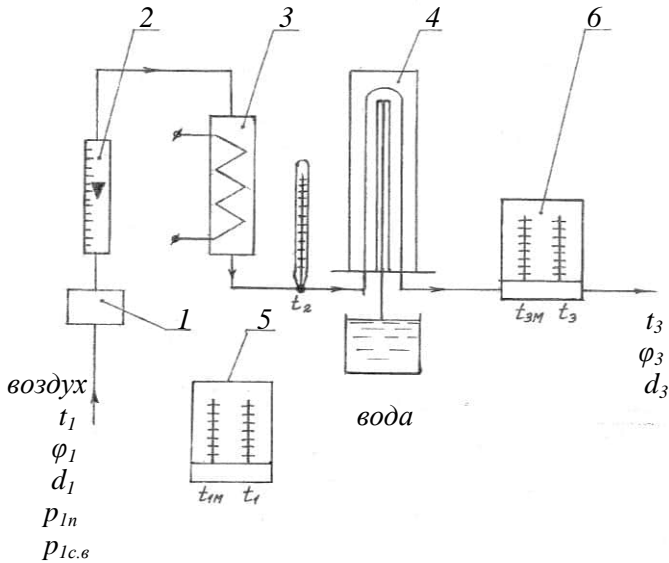


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – вентилятор; 2 – ротаметр; 3 – нагревательная камера (калорифер); 4 – сушильная камера; 5, 6 – психрометры

2. Замерить и занести в табл. 2 показания психрометра 5 ( $t_1$  и  $t_{1M}$ ), установленного на входе в установку, и показания ротаметра 2 ( $\Pi$ ).

3. По показаниям ротаметра  $\Pi$  с помощью градуировочного графика определить расход воздуха  $\dot{V}$ , м<sup>3</sup>/ч.

4. По достижении температуры воздуха  $t_2 \approx 40\text{--}50$  °С после нагревательной камеры 3 записать показания психрометра 6 ( $t_3$  и  $t_{3M}$ ), установленного на выходе из сушильной камеры 4.

5. Заполнить табл. 2.

Таблица 2

### Результаты измерений

П, делений	$\dot{V}$ , м <sup>3</sup> /ч	$t_1$ , °С	$t_{1M}$ , °С	$t_2$ , °С	$t_3$ , °С	$t_{3M}$ , °С	В, мм рт. ст.

### Обработка опытных данных

1. На основе показаний психрометров 5 и 6 по психрометрической таблице (см. табл. 1) определить относительную влажность входящего ( $\varphi_1$ ) и выходящего ( $\varphi_3$ ) из установки влажного воздуха.

2. По  $Hd$ -диаграмме определить:

– для точки 1 (на основе  $t_1$  и  $\varphi_1$ ) – энтальпию  $H_1$  и влагосодержание  $d_1$  входящего воздуха, парциальное давление водяного пара  $p_{1n}$  в этом воздухе;

– для точки 2 (на основе  $d_2 = d_1$  и  $t_2$ ) – энтальпию  $H_2$  воздуха после нагревания;

– для точки 3 (на основе  $t_3$  и  $\varphi_3$ ) – влагосодержание  $d_3$  воздуха, уходящего из установки.

3. По уравнению (2) рассчитать парциальное давление  $p_{1c.в.}$ . Полученное значение перевести в Па (система Си) (750 мм рт.ст. =  $10^5$  Па).

4. Заполнить табл. 3.

Таблица 3

### Результаты обработки экспериментальных данных

$\varphi_1$ , %	$H_1$ , кДж кг сух. возд.	$d_1$ , г влаги кг сух. возд.	$p_{1n}$ , мм рт.ст.	$p_{1c.в.}$ , Па	$H_2$ , кДж кг сух. возд.	$\varphi_3$ , %	$d_3$ , г влаги кг сух. возд.

5. Рассчитать массовый расход сухого воздуха по уравнению Клапейрона–Менделеева:

$$\dot{m}_{c.в.} = \frac{p_{1c.в.} \cdot \dot{V}}{R_g \cdot T}, \text{ кг/ч,}$$

где  $p_{1c.в.}$  – парциальное давление сухого воздуха, Па,  $p_{1c.в.} = B - p_{1n}$ ;  $\dot{V}$  – объемный расход воздуха, определяемый по градуировочному графику, м<sup>3</sup>/ч;  $R_g = 287$  Дж/(кг·К) – газовая постоянная сухого воздуха.

6. Рассчитать по уравнению (10) количество теплоты, полученной нагретым воздухом в нагревательной камере.

7. Определить по уравнению (11) массу влаги  $M_n$ , полученную нагретым воздухом от высушивания материала.

8. Рассчитать по уравнению (12) затраты теплоты и по уравнению (13) расход сухого воздуха на испарение 1 кг влаги.

9. Построить линии процессов нагревания воздуха (1–2) и сушки нагретым воздухом (2–3) на  $Hd$ -диаграмме (без соблюдения масштаба).

10. Определить температуру точки росы  $t_{росы}$  при охлаждении ( $d = const$ ) из состояний точек 1 и 3.

11. Определить систематическую погрешность измерения температуры воздуха на входе в установку ( $t_1$ ) и на выходе из нее ( $t_3$ ):

$$\delta t = \frac{\Delta t}{t} \cdot 100\%,$$

где  $\Delta t$  – абсолютная погрешность измерения температуры, принимаемая равной половине цены деления шкалы прибора.

Подробно материал к этому пункту изложен в пункте «Оценка погрешности эксперимента».

### Контрольные вопросы

1. Понятие «влажный воздух». Особенности изменения состояния влажного воздуха, связанные с присутствием в нем водяных паров.

2. В каких состояниях могут находиться водяные пары во влажном воздухе?

3. Понятие о температуре точки росы. Методика определения  $t_{росы}$  по  $Hd$ -диаграмме.

4. Основные параметры влажного воздуха. Определение  $d$ ,  $\varphi$ ,  $H$ ,  $p_n$  и  $p_s$ , размерности этих величин.
5. Устройство, назначение и принцип действия психрометра.
6.  $Hd$ -диаграмма влажного воздуха. Графическое представление процессов нагревания и сушки воздухом влажных материалов.
7. Методика расчета количества теплоты, затраченной на нагревание воздуха. Цель нагревания.
8. Методика расчета массы влаги, отводимой от высушиваемого материала в процессе сушки.
9. Методика расчета теплоты и расхода сухого воздуха на испарение 1 кг влаги.
10. Какое количество влаги в воздухе при данной температуре показывают линии  $\varphi = 70 \%$  и  $\varphi = 100 \%$ ?
11. Понятие о погрешностях измерения. Источники погрешностей. Методика расчета систематических погрешностей измерения температур воздуха на входе в установку и на выходе из нее.

## Лабораторная работа 22

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ВОЗДУХА

*Цель работы:* ознакомиться с понятием теплоемкости вещества, освоить технику измерения величин, необходимых для определения теплоемкости воздуха, методом проточного калориметрирования.

#### Задание

1. Провести опыты по определению удельной изобарной теплоемкости воздуха при тепловом режиме, указанном преподавателем.

2. Рассчитать средние значения теплоемкостей  $c_{pm}$  и  $c_{vm}$ , изменения внутренней энергии  $\Delta u$ , энтальпии  $\Delta h$  и энтропии  $\Delta s$ , а также показатель адиабаты воздуха  $\kappa$  в условиях опыта.

3. Рассчитать значения  $c_p$  и  $c_v$ , используя молекулярно-кинетическую теорию теплоемкости и сравнить с экспериментальными значениями  $c_{pm}$  и  $c_{vm}$ .

4. Составить отчет о выполненной работе, который должен содержать: задание, основы теории (кратко), схему экспериментальной установки, таблицу опытных данных, обработку опытных данных и результаты проведения опытов в виде таблицы.

#### Краткие теоретические сведения

При проведении расчетов процессов и аппаратов химической технологии часто необходимо знать количество подведенной или отведенной теплоты. Для их определения используется теплофизическая характеристика – теплоемкость.

*Полная теплоемкость* – отношение количества теплоты  $\delta Q$  в бесконечно малом термодинамическом процессе к изменению температуры  $\delta T$  в том же процессе:

$$C = \frac{\delta Q}{\delta T}, \frac{\text{кДж}}{\text{град}}.$$

В практических расчетах используется удельная теплоемкость. *Удельной теплоемкостью* называется количество теплоты, которое необходимо подвести к единице количества вещества, чтобы изменить

его температуру на один градус. В связи с этим определением различают:

- удельную массовую теплоемкость

$$c = \frac{Q}{m \cdot \Delta t}, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{град}};$$

- удельную объемную теплоемкость

$$c' = \frac{Q}{V_{н.у.} \cdot \Delta t}, \frac{\text{кДж}}{\text{м}^3 \cdot \text{град}};$$

- удельную мольную теплоемкость

$$\mu c = \frac{Q}{L \cdot \Delta t}, \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{град}},$$

где  $m$  – масса газа, кг;  $V_{н.у.}$ ,  $\text{м}^3$  – объем газа, приведенный к нормальным условиям.

Приведение объема газа к нормальным условиям связано с тем, что количество вещества (газа) в единице объема зависит от давления  $p$  и температуры  $T$  в этом объеме. Чтобы учесть их влияние, объем газа рассчитывают при сопоставимых (например, нормальных физических) условиях:

$$\left( \frac{pV}{T} = \frac{p_n V_n}{T_n} \Rightarrow V_n = \dots, p_n = 760 \text{ мм рт. ст.} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}, T_n = 273 \text{ К}; \right)$$

$$L = m / \mu,$$

где  $L$  – количество киломолей вещества, кмоль;  $\mu$  – молекулярная масса газа, кг/кмоль.

Тогда расчет теплоты, участвующей в процессе, можно произвести по уравнению

$$Q_x = c_x \cdot m \cdot \Delta t = c'_x \cdot V_{н.у.} \cdot \Delta t = \mu c_x \cdot L \cdot \Delta t, \text{ кДж}, \quad (1)$$

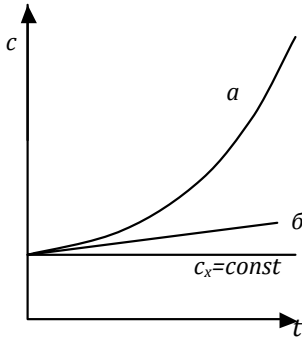
где  $x$  – индекс, указывающий характер процесса подвода теплоты  $Q_x$ , например при  $p = \text{const}$  ( $Q_p$ ), при  $v = \text{const}$  ( $Q_v$ ).

Так как теплота является функцией процесса  $Q = f(x)$ , то и теплоемкость также будет зависеть от характера этого же процесса, то различают: изобарную теплоемкость  $c_p$  и изохорную теплоемкость  $c_v$ .

Эти теплоемкости для идеальных газов связаны уравнением Майера:

$$c_p - c_v = R \quad (2)$$

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu R \quad (2')$$



Теплоемкость зависит от температуры в общем случае нелинейно, то есть  $c = f(x)$ , в связи с чем (рис. 1, линия *a*):

$$c_x = a + bt + et^2 + \dots$$

При определении количества теплоты для нагревания от  $t_1$  до  $t_2$  при  $x = const$  применяют среднюю тепло-

Рис. 1. Зависимость теплоемкости от температуры

емкость  $c_{xm}^{t_2}$  (здесь индекс  $m$  означает

«средний»!), которая при нелинейной зависимости рассчитывается по средним табличным значениям теплоемкостей  $c_{xm}^t$ , то есть в интервале температур от 0 до  $t$ :

$$c_{xm}^{t_2} = \frac{q_{x,1-2}}{t_2 - t_1} = \frac{c_{xm}^{t_2} - c_{xm}^{t_1}}{t_2 - t_1}, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}, \quad (3)$$

где  $q_{x,1-2}$  – удельная массовая теплота;  $q_{x,1-2} = \frac{Q_{x,1-2}}{m}$ , кДж/кг.

Следовательно,

$$q_{p,1-2} = c_{pm}^{t_2} \cdot t_2 - c_{pm}^{t_1} \cdot t_1 \quad (4)$$

или (для изобарного процесса с идеальным газом):

$$q_{p,1-2} = h_2 - h_1, \quad (4')$$

$$q_{v,1-2} = c_{vm}^{t_2} \cdot t_2 - c_{vm}^{t_1} \cdot t_1, \quad (5)$$

или для изохорного процесса с идеальным газом:

$$q_{v,1-2} = u_2 - u_1, \quad (5')$$

т.е. теплоту можно рассчитать как по значениям теплоемкостей, так и по значениям энтальпии  $h$  (при  $p = const$ ) и внутренней энергии  $u$  (при  $v = const$ ). Значения  $C_{xm}^t$  и  $h$  приводятся в справочной литературе в виде таблиц [10, 11].

При уменьшении интервала температур в выражении (3) получим теплоемкость при заданной температуре  $t$ , называемую истинной теплоемкостью,  $c_{x,ucm}$ :

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left( \frac{\delta q_x}{\Delta t} \right) = \frac{dq_x}{dt} = c_{x,ucm}. \quad (6)$$

Со средней теплоемкостью она связана соотношением

$$c_{xm}^{t_1, t_2} = \frac{q_{x,1-2}}{t_2 - t_1} = \frac{\int_1^2 dq_x}{t_2 - t_1} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} c_{x,ucm} dt}{t_2 - t_1}, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}. \quad (7)$$

Для приближенных расчетов можно учесть линейную зависимость теплоемкости от температуры (рис. 1, линия  $\delta$ ):

$$c_{xm}^{t_1, t_2} = a + 2bt, \quad (8)$$

где  $a$  и  $b$  – индивидуальные для каждого газа коэффициенты (из таблиц [10]);

$$t = \frac{t_1 + t_2}{2}$$

– средняя температура газа.

Из *молекулярно-кинетической теории* известно, что энергия, подведенная к системе, состоящей из множества частиц (молекул), распределяется равномерно по степеням свободы  $i$  этих частиц. Эта энергия в виде внутренней энергии в идеальном газе распределяется пропорционально степеням свободы поступательного и вращательного движения молекул.

Одноатомная молекула совершает только поступательное движение, то есть изменяется положение молекулы в координатах  $x$ ,  $y$  и  $z$  и число степеней свободы  $i = 3$ . Для двухатомной молекулы к трем степеням свободы поступательного движения добавляются две степени свободы вращательного движения вокруг атомов:  $i = 3+2 = 5$ . Для

трех- и многоатомных газов число степеней свободы принимается равным  $i = 3+3+1=7$  (три степени свободы поступательного движения, три степени свободы вращательного движения и одна степень свободы, учитывающая внутримолекулярное колебательное движение атомов и силы взаимодействия между молекулами). В соответствии с этой теорией для идеальных газов (для реальных газов – при не очень высоких температурах) на каждую степень свободы и  $v = const$  расходуется энергия

$$\frac{\mu R}{2} = \frac{8,314}{2} \approx 4,16 \text{ кДж/(кмоль}\cdot\text{град)}.$$

Поэтому постоянные, то есть не зависящие от температуры, молярные теплоемкости  $\mu c_v$  (рис. 1, линия  $v$ ) можно определить в зависимости от атомности газа, по числам степеней свободы  $i$ , а  $\mu c_p$  – в соответствии с уравнением Майера (2') – по  $(i + 2)$  – табл. 1.

Таблица 1

**Значения молярных теплоемкостей в соответствии с молекулярно-кинетической теорией (МКТ)**

Атомность газов	$\mu c_v$ , кДж/(кмоль·град)	$\mu c_p$ , кДж/(кмоль·град)
Одноатомные	$3 \cdot \frac{\mu R}{2} = 3 \cdot \frac{8,314}{2} = 12,56$	$(3 + 2) \frac{\mu R}{2} = 20,93$
Двухатомные	$5 \cdot \frac{\mu R}{2} = 5 \cdot \frac{8,314}{2} = 20,93$	$(5 + 2) \frac{\mu R}{2} = 29,31$
Трех- и многоатомные	$7 \cdot \frac{\mu R}{2} = 7 \cdot \frac{8,314}{2} = 29,31$	$(7 + 2) \frac{\mu R}{2} = 37,68$

Для пересчета различных удельных теплоемкостей удобны соотношения:

$$c_x = \frac{\mu c_x}{\mu}, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}; c'_x = \frac{\mu c_x}{v_\mu} = \frac{\mu c_x}{22,4}, \frac{\text{кДж}}{\text{м}^3_{\text{н.у.}} \cdot \text{град}};$$

$$c'_x = c_x \cdot \rho_{\text{н.}}, \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{град}}, \quad (9)$$

где  $v_\mu$  – молярный объем газа при нормальных условиях,  $\frac{\text{м}^3_{\text{н.у.}}}{\text{кмоль}}$ .

## Определение теплоемкости $c_{pm}$ воздуха методом проточного калориметрирования

Теоретической основой метода является первый закон термодинамики для потока. Расчетное уравнение для определения теплоемкости  $c_{pm}$  в таком калориметре может быть получено следующим образом. Запишем уравнение первого закона термодинамики для стационарного потока газа с параметрами в сечениях на входе (1) и на выходе (2) из канала:

$$\dot{Q} = \dot{m} \left[ h_2 - h_1 + \frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} + g(y_2 - y_1) \right], \quad (10)$$

где  $\dot{Q}$  – тепловой поток, т.е. количество теплоты, подведенной электронагревателем в единицу времени, Дж/с или Вт;  $\dot{m}$  – массовый расход газа, кг/с;  $h$  – энтальпия газа, Дж/кг;  $W$  – скорость газа, м/с;  $g$  – ускорение свободного падения, м/с<sup>2</sup>;  $y$  – координата сечений 1 и 2 канала по высоте, м.

В данном случае работой, затрачиваемой на изменение кинетической энергии газа  $\left( \frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} \right)$ , можно пренебречь, так как скорости газа  $W_1$  и  $W_2$  мало отличаются друг от друга. Работа, затрачиваемая на изменение потенциальной энергии  $g(y_2 - y_1)$ , равна нулю, поскольку калориметр расположен горизонтально ( $y_1 = y_2$ ).

Таким образом, уравнение (10) принимает вид

$$\dot{Q} = \dot{m}(h_2 - h_1). \quad (11)$$

Проинтегрировав известное выражение для идеального газа

$$dh = c_p \cdot dt \quad (12)$$

в интервале температур от  $t_1$  до  $t_2$ , получим

$$h_2 - h_1 = c_{pm}^{t_1, t_2} (t_2 - t_1), \quad (13)$$

где  $c_{pm}^{t_1, t_2}$  – средняя теплоемкость при  $p = const$  в интервале температур от  $t_1$  до  $t_2$ .

Из уравнений (11) и (13) следует

$$c_{pm} = \frac{\dot{Q}_p}{\dot{m} \cdot (t_2 - t_1)}. \quad (14)$$

В проточном калориметре (рис. 2) к потоку газа подводится теплота от электронагревателя и измеряются все величины, необходимые для расчета теплоемкости: расход газа, количество подведенной теплоты, температура газа на входе в калориметр и на выходе из него.

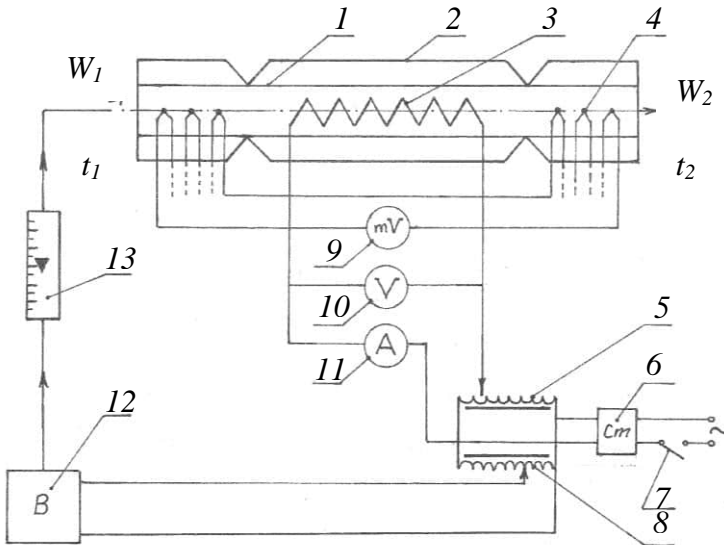


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – проточный калориметр, изготовленный из стекла; 2 – вакуумированная оболочка, предназначенная для уменьшения потерь тепла в окружающую среду; 3 – электронагреватель; 4 – дифференциальная термопара; 5, 8 – лабораторные автотрансформаторы; 6 – стабилизатор напряжения; 7 – переключатель; 9 – милливольтметр; 10 – вольтметр; 11 – амперметр; 12 – вентилятор; 13 – ротаметр

### Проведение опытов

1. Включить установку (рис. 2).
2. Установить заданные значения силы тока и расхода воздуха с помощью трансформаторов 5 и 8.

3. После включения установки, в которой исследуются тепловые процессы, требуется некоторое время, в течение которого происходит стабилизация измеряемых величин. Нестационарный период прогрева элементов установки постепенно сменяется стационарным, и измеряемые величины становятся достоверными. На графике стационарности (рис. 3) через каждые 2 мин наносить показания милливольтметра  $e$ , мВ, до наступления стационарного режима, при котором вся подводимая теплота идет на нагрев воздуха.

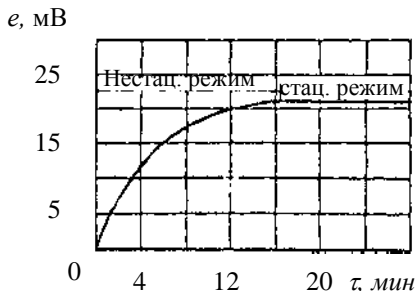


Рис. 3. График стационарности (пример)

4. После наступления стационарного режима, о чем свидетельствует неизменность  $e = f(t_2 - t_1)$  в течение трех измерений, занести показания приборов в таблицу опытных данных (табл. 2).

Таблица 2

**Результаты измерений\***

$P_{рот.}$ делений	$\dot{V}$ , $м^3/с$	$I$ , А	$U_{эл.}$ , В	$e$ , мВ	$\Delta t$ , $^{\circ}C$	$t_1$ , $^{\circ}C$	$t_2$ , $^{\circ}C$	$B$ , мм рт. ст.	$p=B$ , Па

\*Примечания:  $P_{рот.}$  — показания ротаметра;  $\dot{V}$  — объемный расход (определяется по градуировочному графику);  $I$  — сила тока в электронагревателе (показания амперметра);  $U_{эл.}$  — падение напряжения на электронагревателе (показания вольтметра);  $e$  — термоЭДС (показания милливольтметра);  $\Delta t = t_2 - t_1$  — изменение температуры газа в калориметре (определяется по градуировочному графику в зависимости от термоЭДС);  $B$  — барометрическое давление;  $p$  — давление газа, равное атмосферному, т.е. барометрическому давлению,  $p = B$ .

**Обработка опытных данных**

1. Рассчитать значения теплоемкости и некоторые характеристики процесса. Результаты занести в таблицу обработки опытных данных (табл. 3).

## Обработка экспериментальных данных

Расчетная величина	Формула	Значение
Тепловой поток, выделяемый электронагревателем	$\dot{Q}_{эл} = I \cdot U_{эл}, \text{ Дж/с}$	
Массовый расход входящего воздуха	$\dot{m} = \frac{p_1 \cdot V_1}{R \cdot T_1}, \text{ кг/с, где } p_1 = B$	
Средняя массовая изобарная теплоемкость воздуха в интервале $t_1-t_2$ по уравнению (14)	$c_{pm} = \frac{\dot{Q}_{эл} \cdot 10^{-3}}{\dot{m} \cdot \Delta t}, \text{ кДж/(кг·град)}$	
Средняя массовая изохорная теплоемкость воздуха в интервале $t_1-t_2$ по уравнению (2)	$c_{vm} = c_{pm} - R, \text{ кДж/(кг·град)}$ где $R = \frac{\mu R}{\mu}, \text{ кДж/(кг·град)}$	
Изменение внутренней энергии	$\Delta u = c_{vm} (t_2 - t_1), \text{ кДж/кг}$	
Изменение энтальпии	$\Delta h = c_{pm} (t_2 - t_1), \text{ кДж/кг}$	
Изменение энтропии в процессе при $p=const$	$\Delta s = c_{pm} \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}, \text{ кДж/(кг·град)}$	
Изменение энтропии в процессе при $v=const$	$\Delta s = c_{vm} \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}, \text{ кДж/(кг·град)}$	
Показатель адиабаты	$\kappa = \frac{c_{pm}}{c_{vm}}$	

1. Определить теплоемкости  $c_v$  и  $c_p$  воздуха, используя молекулярно-кинетическую теорию газов (табл. 1) и соотношения (9).
2. Вычислить расхождения с экспериментальными данными:

$$\varepsilon = \frac{c_{хт\text{эксп}} - c_x}{c_{хт\text{эксп}}} \cdot 100, \%$$

3. Рассчитать систематическую погрешность измерений при экспериментальном определении  $c_{pm}$ :

$$\delta c_{pm} = \sqrt{\delta Q^2 + \delta m^2 + \delta(\Delta t)^2} .$$

Подробно материал к этому пункту изложен в пункте «Оценка погрешности эксперимента».

### Контрольные вопросы

1. Удельная теплоемкость газов. Определение, обозначения и размерности. Использование удельной теплоемкости для расчетов  $Q_x$ .

2. Зависимость теплоемкости от характера процесса подвода теплоты. Уравнение Майера.

3. Зависимость теплоемкости от температуры. Понятие о средней теплоемкости.

4. Сущность метода проточного калориметрирования. Схема экспериментальной установки.

5. Первый закон термодинамики для потока газа. Расчетное выражение для определения теплоемкости.

6. Методика расчета  $\Delta u$ ,  $\Delta h$  и  $\Delta s$ .

7. Элементы молекулярно-кинетической теории теплоемкости.

8. Понятие истинной теплоемкости и ее связь со средней теплоемкостью.

9. Техника проведения теплотехнического эксперимента. Понятие стационарного режима.

10. Расчет теплоты  $Q_x$  для нагревания газа для заданных массы, объема и числа молей на  $\Delta t = t_1 - t_2$ , °C, при  $c = f(t)$ : а) нелинейно; б) линейно; в)  $c = const$ .

## Лабораторная работа 23

### ИССЛЕДОВАНИЕ $pV$ -ДИАГРАММЫ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА. ОПЫТ ЭНДРЮСА

*Цель работы:* ознакомиться с общими свойствами идеальных и реальных газов; освоить методику экспериментального определения зависимости параметров  $p$ ,  $v$ ,  $T$  реальных газов, выявить пять характерных состояний реальных газов и критическую точку  $K$ .

#### Задание

1. Провести опыты по изотермическому сжатию углекислого газа ( $CO_2$ ) при температурах, указанных преподавателем:  $t_1=const$ ,  $t_2=const$ ,  $t_3=const$ .

2. На основании опытных данных построить  $pV$ -диаграмму для исследованного газа.

3. Рассчитать коэффициент неидеальности  $z$  для заданной точки и сравнить с результатом, полученным с использованием  $z$ - $p$ -диаграммы.

4. Составить отчет о выполненной работе, который должен содержать: задание, основы теории (кратко), схему экспериментальной установки, таблицу опытных данных, результаты обработки и  $pV$ -диаграмму, выполненную на миллиметровой бумаге.

#### Краткие теоретические сведения

*Идеальным* газом называется воображаемый газ, молекулы которого представляют собой материальные точки, не имеющие собственного объема и не взаимодействующие между собой. Зависимость между основными термодинамическими параметрами такого газа определяется уравнением состояния идеального газа – уравнением Клапейрона–Менделеева:

$$pV = RT, \quad (1)$$

где

$$R = \frac{\mu R}{\mu}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$$

– газовая постоянная;

$$\mu R = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$$

– универсальная газовая постоянная.

Реальные газы состоят из молекул, имеющих конечный собственный объем, между которыми действуют силы межмолекулярного взаимодействия (силы притяжения и отталкивания). Эти газы описываются уравнением (1) только при малых плотностях, когда среднее расстояние между центрами молекул сравнительно велико и эти силы не проявляются. В более плотных реальных газах со значительно меньшим расстоянием между молекулами необходимо учитывать и силы взаимодействия, и собственный объем молекул. Поведение реальных газов качественно отражает уравнение Ван-дер-Ваальса:

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

где

$$\frac{a}{v^2} = p_{\text{внут.}}$$

– внутреннее (молекулярное) давление, возникающее за счет действия сил притяжения и отталкивания между молекулами (для жидкостей оно велико);  $(v - b)$  – наименьший объем, до которого можно сжать газ, обусловленный собственным объемом молекул;  $b$  учитывает уменьшение объема, в котором движутся молекулы реального газа, за счет объема самих молекул объема промежутков между молекулами при их плотной упаковке.

Тогда  $\left(p + \frac{a}{v^2}\right)$  представляет собой полное давление системы, а  $(v - b)$  – свободный объем для движения молекул.

Для количественных расчетов уравнение (2) часто малоприспособно, так как при высоких плотностях, а, следовательно, при высоких давлениях параметры, рассчитанные по этому уравнению, расходятся с действительными (экспериментальными) значениями.

Уравнение Ван-дер-Ваальса можно представить, используя приведенные параметры состояния. Если переменные параметры  $p$ ,  $v$  и  $T$  отнести к их значениям в критической точке  $K$  (далее в опыте Энд-

рюса эта точка будет рассмотрена подробнее), то можно получить приведенные значения объема

$$\varphi = \frac{v}{v_{кр}},$$

давления

$$\pi = \frac{P}{P_{кр}}$$

и температуры

$$\tau = \frac{T}{T_{кр}}$$

и записать так называемое приведенное уравнение состояния:

$$(\pi + 3/\varphi^2)(3\varphi - 1) = 8\tau. \quad (3)$$

Состояния веществ, находящихся при одинаковых  $\pi$ ,  $\varphi$  и  $\tau$ , называются соответственными состояниями.

Уравнения типа (2) и (3) получаются в случае, если ограничиться рассмотрением только парных взаимодействий между молекулами, т.е. в группах по две молекулы. Поэтому эти уравнения применимы в области не очень высоких давлений.

С повышением давления необходимо учитывать образование устойчивых молекулярных ассоциаций из трех, четырех и более молекул, распад которых возможен только при подводе энергии извне, т.е. при нагревании. Такой газ можно рассматривать как смесь нескольких газов, частицами которых являются одиночные, двойные, тройные и тому подобные группы молекул [13, 14].

Уравнение состояния реальных газов формально можно записать в виде

$$pv = zRT, \quad (4)$$

где  $z$  – коэффициент сжимаемости или неидеальности (для идеальных газов  $z = 1$ ). Коэффициент сжимаемости можно представить в виде вириального (от лат. *viris* – силы) уравнения, учитывающего и взаимодействие более высокого порядка:

$$z = \frac{pv}{RT} = 1 + \frac{B(T)}{v} + \frac{C(T)}{v^2} + \frac{D(T)}{v^3} + \dots \quad (5)$$

Правую часть этого уравнения можно рассматривать как разложение в ряд коэффициента  $z$  по степеням плотности  $\rho = \frac{1}{v}$ .

Зависящие от температуры функции  $B(T)$ ,  $C(T)$ ,  $D(T)$  и прочие выступают здесь как вириальные коэффициенты, учитывающие соответственно парные, тройные, четверные и прочие взаимодействия. Область справедливости вириального разложения ограничивается сходимостью рядов. Ряды расходятся при плотностях, соответствующих жидкому состоянию. Уравнение (5) оказывается справедливым для газов умеренной плотности. Расчеты вириальных коэффициентов достаточно сложны, и поэтому уравнение (5) используется в основном при проведении научных исследований.

Коэффициент неидеальности  $z$  может быть найден также по зависимости  $z = f(\pi, \tau)$  из  $z\pi$ -диаграммы (рис. 1).

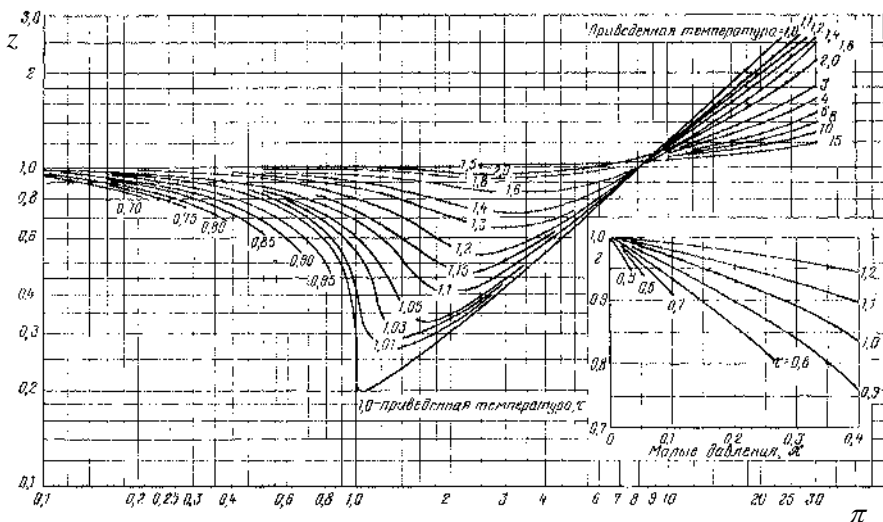


Рис. 1.  $z\pi$ -Диаграмма реального газа

Рассчитанное значение  $\pi$  откладывается на соответствующей оси этой диаграммы, и из этой точки проводится прямая, перпендикулярная оси  $\pi$ , до пересечения с кривой, соответствующей рассчитанному значению  $\tau$ . Точка пересечения позволяет определить искомую величину коэффициента неидеальности на оси  $z$ . Точность расчетов в этом случае окажется такой же, как и по уравнению Ван-дер-Ваальса (2) или приведенному уравнению (3).

## Опыт Эндрюса

Свойства реальных газов не только в количественном, но и в качественном отношении отличаются от свойств идеальных газов. Теория идеальных газов не может объяснить фазовые превращения газа и жидкости, не может установить границы области фазовых переходов, параметры критического состояния.

В 1869 г. английский физик Эндрюс впервые на основании проведенных им экспериментов по изотермическому сжатию  $CO_2$  построил  $pV$ -диаграмму для реального газа и показал на ней характерные граничные линии и области состояний. Ранее было известно, что одни газы путем сжатия при комнатной температуре удается перевести в жидкое состояние, другие – нет. Не было объяснения этому явлению.

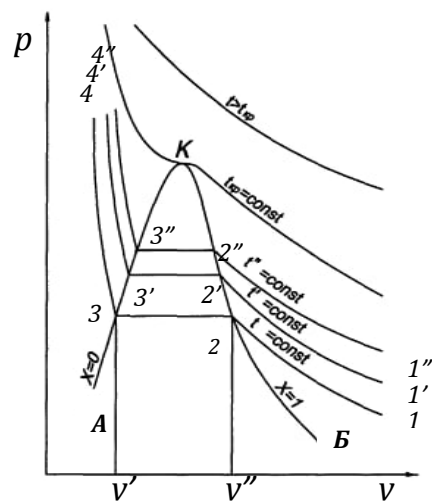


Рис. 2.  $pV$ -диаграмма углекислого газа

Последить за поведением газа в процессе изотермического ( $t = const$ ) сжатия можно по  $pV$ -диаграмме (рис. 2). Участок 1–2 кривой сжатия соответствует изменению параметров  $p$  и  $v$  газообразного состояния вещества. В точке 2 газ сжимается до объема  $v''$ , давление газа достигает величины  $p_n$  – давления насыщения при данной температуре  $t$ , и газ начинает конденсироваться при  $t_n = const$  и  $p_n = const$  (процесс 2–3). В точке 3 весь газ переходит в жидкое состояние и занимает объем  $v'$ , и процесс конденсации завершается. Кривая 3–4 соответствует процессу сжатия жидкой фазы при  $t = const$ . Поскольку жидкость плохо сжимается, объем здесь меняется мало, а давление резко возрастает.

Исследуя зависимость  $v$  от  $p$  на разных изотермах  $t, t', t''$  и прочих, Эндрюс установил, что, чем выше температура, тем меньше разница между удельными объемами сухого насыщенного пара ( $v''$ ) и насыщенной жидкости ( $v'$ ). С повышением температуры ( $t < t' < t'' \dots$ )

точки  $2, 2', 2'' \dots$ , образующие верхнюю пограничную кривую  $AK$  (линия сухого насыщенного пара,  $x = 1$ ), сближаются соответственно с точками  $3, 3', 3'' \dots$ , образующими нижнюю пограничную кривую  $BK$  (линия кипящей жидкости,  $x = 0$ ). Здесь  $x$  – степень сухости:

$$x = \frac{m_{с.н.п.}}{m_{в.н.п.}} = \frac{m_{с.н.п.}}{m_{кип.ж.} + m_{с.н.п.}},$$

где  $m_{с.н.п.}$  – масса сухого насыщенного пара;  $m_{в.н.п.}$  – масса влажного насыщенного пара – смеси кипящей жидкости и сухого насыщенного пара.

Разность удельных объемов ( $v'' - v'$ ) уменьшается до тех пор, пока при некоторой температуре  $t_{кр}$  не станет равной нулю, т.е.  $v' = v'' = v_{кр}$ . Состояние в точке  $K$  с параметрами  $p_{кр}$ ,  $v_{кр}$  и  $t_{кр}$  назвали критическим. В этой точке исчезают различия между жидкой и газовой фазами. Поэтому, проводя изотермическое сжатие при различных температурах, можно графически определить положение критической точки.

Таким образом, для реального газа в  $p$ - $v$ -диаграмме можно выделить пять характерных состояний:

- область жидкого состояния, расположенную левее кривой  $x = 0$  ( $AK$ ),  $t < t_{нас}$  при данном давлении;

- линию кипящей (насыщенной) жидкости,  $x = 0$  ( $AK$ ),  $t = t_{нас}$ ;

- область влажного насыщенного пара – двухфазное состояние, где пар и жидкость находятся в равновесии и имеют одинаковые  $p_n$  и  $t_n$ ; она расположена между пограничными кривыми  $x = 0$  и  $x = 1$ , т.е. в этой области  $0 < x < 1$  (между  $AK$  и  $BK$ ),  $t = t_{нас}$ ;

- линию сухого насыщенного пара,  $x = 1$  ( $BK$ ),  $t = t_{нас}$ ;

- область перегретого пара, расположенную правее кривой  $x = 1$  ( $BK$ ),  $t > t_{нас}$  при данном давлении.

Необходимо отметить, что при  $t > t_{кр}$  путем простого изотермического сжатия попасть в область фазовых переходов нельзя. Таким образом, газы, у которых  $t > t_{кр}$ , без понижения температуры нельзя перевести в жидкое состояние.

В табл. 1 приведены критические параметры некоторых реальных газов.

**Критические параметры некоторых реальных газов**

Параметры	$H_2$	$N_2$	$CO_2$	$O_2$	$H_2O$	$Hg$
$t_{кр.}, ^\circ C$	-239,9	-147,0	31,05	118,4	374,15	1480
$p_{кр.}, МПа$	1,293	3,39	7,837	5,07	22,13	147,0
$v_{кр.}, м^3/кг$	0,0323	0,00322	0,002137	0,00233	0,00326	—

Вещество в критическом состоянии характеризуется рядом особенностей. Критическая изотерма  $t_{кр.}$  в критической точке  $K$  имеет горизонтальную касательную и перегиб, т.е.

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{T_{кр.}} = 0 \text{ и } \left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_{T_{кр.}} = 0. \quad (6)$$

Вблизи этой точки наблюдается скачок теплоемкости  $c_p^{кр.} = \infty$ . В точке  $K$  теплота парообразования  $r = h'' - h' = 0$ , становятся равными нулю силы поверхностного натяжения  $\sigma$ , которые являются наиболее ярким проявлением межмолекулярного взаимодействия. Поэтому в этой точке отсутствует межфазная поверхность и наблюдается высокая растворяющая способность вещества.

Особые свойства веществ в критической и околокритической областях состояния в настоящее время уже находят применение в пищевой, фармацевтической, парфюмерной, химической, нефтеперерабатывающей отраслях промышленности, в решении экологических проблем. В частности, показано использование суб- и сверхкритических «флюидов» в роли экстрагентов и растворителей в процессах выделения, разделения, очистки и фракционирования [12]. При этом решаются проблемы создания перспективных малоотходных и энергосберегающих технологий.

**Проведение опытов**

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3. Углекислый газ  $CO_2$  находится в толстостенном капилляре 1, выдерживающем давление 7–10 МПа. Давление создается масляным прессом 4 и через ртутный затвор передается сжимаемому газу. Постоянство заданной температуры обеспечивается термостатом, подающим воду в прозрачную ячейку 2 из оргстекла, где помещается капилляр 1.

Изменение объема газа при сжатии и происходящая при этом конденсация четко фиксируются по положению границы ртути в капилляре с помощью шкалы на мерной линейке 7. Температура в ячейке измеряется ртутным термометром 8, избыточное давление сжимаемого газа – образцовым манометром 9.

Перед проведением опытов необходимо измерить и записать атмосферное давление  $B$  и цену деления шкалы манометра. Они используются при оценке погрешностей измерений.

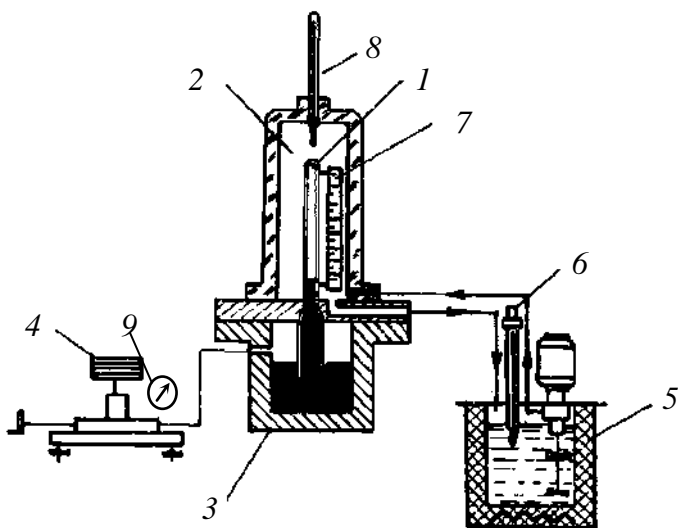


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – стеклянный капилляр, заполненный  $CO_2$ ; 2 – ячейка из оргстекла; 3 – стальной сосуд со ртутью; 4 – масляный пресс; 5 – термостат; 6 – контактный термометр; 7 – мерная линейка; 8 – термометр; 9 – образцовый манометр

Работа выполняется в следующей последовательности:

1. Включить термостат 5. Установить на контактном термометре 6 заданную температуру опыта  $t_1$  и дождаться ее стабилизации в измерительной ячейке. Значение этой температуры занести в табл. 2.

2. С помощью масляного пресса 4 сжать газ до появления мениска ртути в поле зрения капилляра 1. Занести в табл. 2 показания манометра  $p_{изб.}$  (в делениях) и по шкале мерной линейки 7 – высоту газа в капилляре  $l$ , мм, пропорциональную сжимаемому объему  $CO_2$ .

## Результаты измерений

Номера опытных точек			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$t_1 =$ , °C	$p_{изб}$	делений															
		кгс/см <sup>2</sup>															
	$p_{абс}$	МПа															
	$l$	мм															
	$v$	м <sup>3</sup> /кг															
$B =$ , мм рт. ст.			Шкала манометра 1 дел = , кгс/см <sup>2</sup>														

3. Повышать давление (по два деления шкалы манометра с фиксацией высоты газа  $l$ ) до появления мениска конденсата над ртутным столбиком (точка 2 на рис. 2). Данные занести в табл. 2, где отметить эту точку как начало процесса конденсации (с помощью преподавателя).

4. Довести до давления, соответствующего 50 делениям манометра, и перевести вещество в жидкое состояние. Занести в табл. 2 высоту жидкости  $l$  и отметить в таблице эту точку (точка 4 на рис. 2).

5. Посредством масляного пресса понижать давление по 4 деления за опыт, записывая высоту столба жидкости в капилляре. После появления в капилляре газа над жидкостью (точка 3 на рис. 2 – начало парообразования) опыты прекратить.

6. По указанию преподавателя повторить действия п.п. 1–5 при температурах  $t_2$  и  $t_3$ .

7. Показать результаты измерений преподавателю.

Положение точки 3 на  $p$ - $v$ -диаграмме (рис. 2) также можно определить графическим построением. Она находится на пересечении горизонтальной прямой, проведенной через точку 2, и вертикальной прямой, проведенной через точку 4.

## Обработка опытных данных

1. Рассчитать абсолютное давление газа для всех измерений:

$$p_{абс} = p_{изб} + B, \text{ Па};$$

$$1 \text{ кгс/см}^2 = 735,6 \text{ мм рт. ст.};$$

$$750 \text{ мм рт. ст.} = 10^5 \text{ Па} = 0,1 \text{ МПа}.$$

При определении  $p_{изб.}$  необходимо учитывать цену деления манометра.

2. Удельный объем, равный  $v = \frac{V}{m}$ ,  $\text{м}^3/\text{кг}$ , из опыта рассчитывается как

$$v_{эксп.} = \frac{l}{c} = \frac{l_{мм}}{8900}, \text{ м}^3/\text{кг},$$

где  $V$  – объем  $\text{CO}_2$  в капилляре,  $\text{м}^3$ ;  $m$  – масса  $\text{CO}_2$  в капилляре,  $\text{кг}$ ;  $l$  – высота газа в капилляре,  $\text{мм}$ ;  $c$  – постоянная капилляра,  $c = 8900$  (учитывает размерность  $v_{эксп.}$   $\text{м}^3/\text{кг}$ )

Результаты расчетов  $p$  и  $v$  занести в табл. 2.

3. На миллиметровой бумаге построить  $p$ - $v$ -диаграмму по опытным данным, выбрав масштабы по осям:  $\Delta p = 1 \text{ МПа} \rightarrow 2 \text{ см}$ ;  $\Delta v = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг} \rightarrow 1 \text{ см}$ .

Используя известные параметры в критической точке  $K$  для  $\text{CO}_2$  (табл. 1), нанести предполагаемые пограничные кривые  $AK$  и  $BK$  (проведенные через точки 2 и 3) – см. рис. 2. Показать на диаграмме области: жидкого, влажного насыщенного и перегретого состояния вещества, обозначить как кривые кипящей жидкости ( $x=0$ ) и сухого насыщенного пара ( $x=1$ ). Показать пунктирными линиями предполагаемую критическую изотерму.

4. Из уравнения (4) рассчитать коэффициент неидеальности  $z$  для состояния, указанного преподавателем. Для этой же точки определить коэффициент неидеальности  $z$  по  $z$ - $p$ -диаграмме (рис. 1). Сравнить полученные результаты.

5. Рассчитать систематическую погрешность измерений в заданной точке: давления  $p$ , барометрического давления  $B$  и температуры  $t$ :

$$\delta p = \frac{\Delta p}{p_1}; \quad \delta B = \frac{\Delta B}{B}; \quad \delta t = \frac{\Delta t}{t},$$

где  $\Delta p$ ,  $\Delta B$ ,  $\Delta t$  – абсолютные погрешности измерения значений  $p$ ,  $B$  и  $t$  соответственно.

Подробно материал к этому пункту изложен в пункте «Оценка погрешности эксперимента».

### Контрольные вопросы

1. Понятия идеального и реального газа.
2. Уравнения Клапейрона–Менделеева, Ван-дер-Ваальса и приведенное уравнение состояния реальных газов.
3. Коэффициент неидеальности (сжимаемости).  $z$ - $\pi$ -Диаграмма.
4. Опыт Эндрюса.  $p$ - $v$ -Диаграмма реальных газов. Характер изотерм  $t < t_{кр}$ ,  $t = t_{кр}$  и  $t > t_{кр}$ .
5. Области фазовых состояний вещества. Понятие степени сухости. Характер изменения давления  $p$  и температуры  $t$  в области фазовых переходов газ–жидкость (пар–жидкость).
6. Критическая точка, критическое состояние вещества.
7. Особенности критической и околокритической областей состояния вещества. Перспективы применения особых свойств этого состояния в промышленности.
8. Экспериментальная установка и результаты опытов.
9. Источники погрешностей измерения. Виды погрешностей. Методика расчета.

## Лабораторная работа 24

### ИССЛЕДОВАНИЕ КРИВОЙ НАСЫЩЕНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА

*Цель работы:* изучить  $p$ - $v$ - и  $T$ - $s$ -диаграммы водяного пара, а также процессы фазового перехода; ознакомиться с понятием теплоты парообразования и ее свойствами, а также с кривой насыщения и уравнением Клапейрона–Клаузиуса.

#### Задание

1. Провести опыты по исследованию кривой насыщения воды и водяного пара, т.е. зависимости  $p_{нас} = f(t_{нас})$ .
2. На основе результатов измерений рассчитать величину теплоты парообразования  $r$ , ее составляющих  $\psi_1$  и  $\psi_2$ , энтальпии  $h_x$ , внутренней энергии  $u_x$ , энтропии  $s_x$  при заданной температуре  $t_x^*$ .
3. Составить отчет о выполненной работе, который должен содержать: основы теории (кратко), схему экспериментальной установки, таблицу измерений и результаты обработки опытных данных, а также график, выполненный на миллиметровой бумаге.

#### Краткие теоретические сведения

Процессы парообразования и конденсации широко распространены в химической технологии. Важной теплофизической характеристикой при расчете процессов перегонки, выпаривания, ректификации, кипения и сушки является теплота парообразования  $r$ .

Для исследования термодинамических процессов, происходящих с реальными газами, большое значение имеют  $p$ - $v$ - и  $T$ - $s$ -диаграммы (рис. 1, 2). Кривые  $a_1b_1c_1d_1$ ,  $a_2b_2c_2d_2\dots$  на  $p$ - $v$ -диаграмме соответствуют процессу расширения вещества при  $t = const$ , а кривые  $ab_1c_1f_1$ ,  $ab_2c_2f_2\dots$  на  $T$ - $s$ -диаграмме – процессу нагревания вещества при  $p = const$ .

На обеих диаграммах точки  $b_1$ ,  $b_2, \dots$  соответствуют началу процесса парообразования и образуют нижнюю пограничную кривую – кривую кипящей жидкости ( $x = 0$ ). На этих же диаграммах в точках  $c_1$ ,  $c_2, \dots$  процесс парообразования завершается, и данные точки образуют верхнюю пограничную кривую, соответствующую сухому насыщенному пару ( $x = 1$ ). Точки  $d_1$ ,  $d_2, \dots$  (рис. 1) и  $f_1$ ,  $f_2, \dots$  (рис. 2) соответствуют состоянию перегретого пара, а точка  $a$  – жидкости.

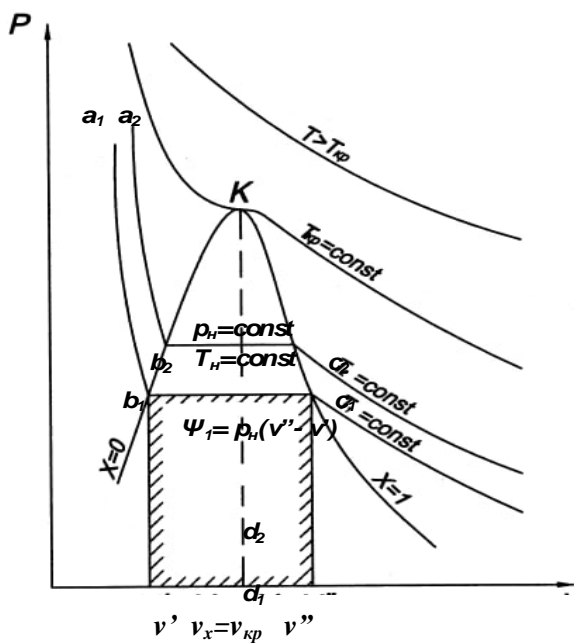


Рис. 1.  $pv$ -Диаграмма водяного пара

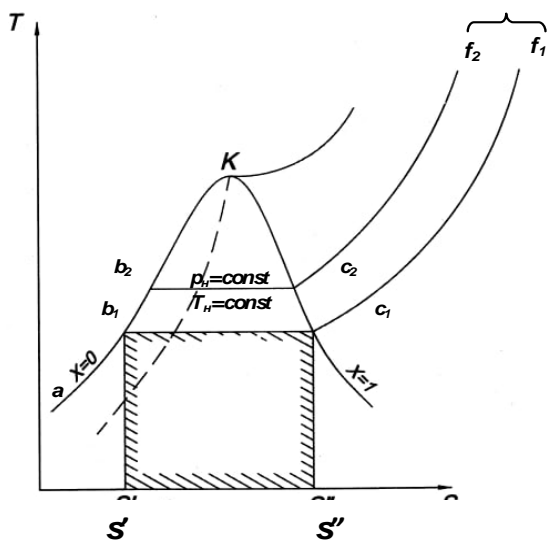


Рис. 2.  $Ts$ -Диаграмма водяного пара

## Степень сухости

$$x = \frac{m_{с.н.п.}}{m_{в.н.п.}} = \frac{m_{с.н.п.}}{m_{кип.ж.} + m_{с.н.п.}},$$

где  $m_{с.н.п.}$  – масса сухого насыщенного пара;  $m_{в.н.п.}$  – масса влажного насыщенного пара;  $m_{кип.ж.}$  – масса кипящей жидкости.

На участках  $b_1c_1, b_2c_2, \dots$ , где происходит переход жидкости в пар, в равновесии находятся системы, состоящие из двух фаз (двух агрегатных состояний) – жидкой и парообразной, причем температура и давление этих фаз одинаковы. Линии  $b_1c_1, b_2c_2, \dots$  на обеих диаграммах являются одновременно изобарой и изотермой, т.е. переход жидкости в пар совершается при  $p_n = const, t_n = const$ .

Таким образом, на обеих диаграммах можно выделить пять характерных состояний водяного пара:

- область жидкого состояния, расположенную левее кривой  $x = 0, t < t_n$  при данном давлении;
- линию кипящей (насыщенной) жидкости,  $x = 0, t = t_n$ ;
- область влажного насыщенного пара – двухфазное состояние, где пар и жидкость находятся в равновесии и имеют одинаковые  $p_n$  и  $t_n$ ; она расположена между пограничными кривыми  $x = 0$  и  $x = 1$ , т.е. в этой области  $0 < x < 1, t = t_n$ ;
- линию сухого насыщенного пара,  $x = 1, t = t_n$ ;
- область перегретого пара, расположенную правее кривой  $x = 1, t > t_n$  при данном давлении.

Переход вещества из одной фазы в другую называется фазовым переходом. Вещества, находящиеся в разных агрегатных состояниях, имеют различные физические свойства. Это различие объясняется характером межмолекулярного взаимодействия.

Количество теплоты, которое необходимо подвести к 1 кг кипящей жидкости для перехода ее в сухой насыщенный пар, называется теплотой парообразования  $r$ , кДж/кг. Этот процесс протекает при постоянном давлении насыщения и температуре насыщения ( $p_{нас} = const$  и  $t_{нас} = const$ ).

Теплота парообразования может быть рассчитана следующим образом:

$$r = \psi_1 + \psi_2, \quad (1)$$

где  $\psi_1$  – внешняя составляющая теплоты парообразования, которая расходуется на работу расширения, преодолевая давление  $p_{нас}$ :

$$\psi_1 = p_n(v''-v'), \quad (2)$$

где  $v''$  и  $v'$  – удельные объемы сухого насыщенного пара и кипящей жидкости соответственно;  $\psi_2$  – внутренняя составляющая теплоты парообразования, расходуется на преодоление сил межмолекулярного взаимодействия.

На  $pv$ -диаграмме (рис. 1), как следует из уравнения (2), величина работы расширения  $\psi_1$  показана заштрихованной областью. На  $Ts$ -диаграмме (рис. 2) заштрихованной областью показана величина теплоты парообразования, которая может быть рассчитана как

$$r = T_n (s''-s'), \quad (3)$$

где  $s''$  и  $s'$  – энтропия сухого насыщенного пара и кипящей жидкости соответственно,  $\frac{kJ}{kg \cdot K}$ ;  $T_n$  – температура насыщения, К.

Из  $pv$ - и  $Ts$ -диаграмм видно, что с увеличением давления  $p$  точки  $b_1, b_2, \dots$  на нижней пограничной кривой сближаются с точками  $c_1, c_2, \dots$  на верхней пограничной кривой, и в критической точке они сходятся. Для воды критические параметры в точке  $K$  имеют следующие значения:  $p_{кр.} = 22,13$  МПа,  $t_{кр.} = 374,2$  °С,  $v_{кр.} = 0,00326$  м<sup>3</sup>/кг.

Выше критической точки  $K$  при  $p > p_{кр.}$  и  $T > T_{кр.}$  двухфазного состояния не наблюдается. Жидкая фаза находится под весьма большим внутренним давлением. Фактором, определяющим интенсивность межмолекулярных взаимодействий, является не давление, а температура. С ростом температуры и давления теплота парообразования  $r$  уменьшается, а в критической точке  $r = 0$ ,  $\psi_1 = 0$  и  $\psi_2 = 0$ , так как в этом состоянии исчезает различие между жидкостью и ее паром и процесс парообразования отсутствует.

Опытным путем было установлено, что каждому давлению  $p$  соответствует определенная температура насыщения  $t_{нас.}$  (кипения) данной жидкости, являющаяся одновременно температурой насыщения пара, с которым жидкость находится в равновесии. Кривая зависимости  $p_{нас.} = f(t_{нас.})$  называется кривой насыщения (рис. 3).

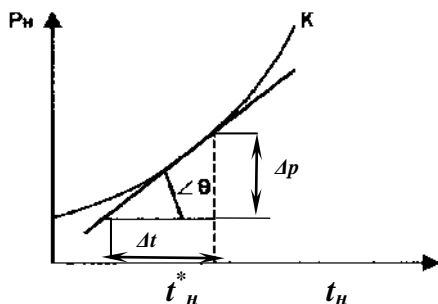


Рис. 3. Кривая насыщения

Связь между температурой и давлением насыщения выражается уравнением Клапейрона–Клаузиуса [13, 14]:

$$\frac{dp_n}{dT_n} = \frac{r}{T_n(v'' - v')}, \quad (4)$$

где  $v''$ ,  $v'$  – удельные объемы соответственно сухого насыщенного пара и жидкости на линии насыщения при  $T_{нас.}$  и  $p_{нас.}$ ,  $\text{м}^3/\text{кг}$ . Поскольку  $v'' > v'$ , из уравнения (4) следует, что при фазовом переходе жидкость–пар производная  $dp_n/dT$  всегда больше нуля, т.е. с ростом давления температура насыщения увеличивается до значения критической точки.

В термодинамике внутренняя энергия  $u$  (кДж/кг), энтальпия  $h$  (кДж/кг), теплоемкость  $c$  (кДж/кг К), теплота парообразования  $r = h'' - h'$  (кДж/кг) называются calorическими свойствами вещества (1 калория = 4,19 Дж), а удельный объем  $v$  ( $\text{м}^3/\text{кг}$ ), давление  $p$  (Па) ( $1 \text{ Па} = 1 \text{ н/м}^2$ ), и температура  $T$  (К) – термическими.

Известно, что термические параметры определяются намного проще, чем calorические, поскольку устанавливаются прямыми или косвенными измерениями соответствующими приборами. Таким образом, уравнение Клапейрона–Клаузиуса (4) устанавливает связь между термическими и calorическими свойствами, а также между свойствами насыщенной жидкости и сухого насыщенного пара. Поэтому уравнение Клапейрона–Клаузиуса можно использовать для определения calorической характеристики – удельной теплоты парообразования воды  $r$  по измеренным в опыте термическим параметрам  $p_n$  и  $T_n$ .

## Проведение опытов

Экспериментальная установка (рис. 4) представляет собой замкнутый сосуд высокого давления, содержащий такое количество воды, при котором удельный объем  $v_x$  двухфазной системы жидкость-пар (влажный насыщенный пар) равен критическому значению в точке  $K$ :

$$v_x = \frac{V}{m} = v_{кр} = 0,00326, \text{ м}^3/\text{кг}, \quad (5)$$

где  $V$  – внутренний объем сосуда,  $\text{м}^3$ ;  $m$  – масса системы жидкость-пар,  $\text{кг}$ ;  $v_{кр}$  – удельный объем системы в критической точке,  $\text{м}^3/\text{кг}$ .

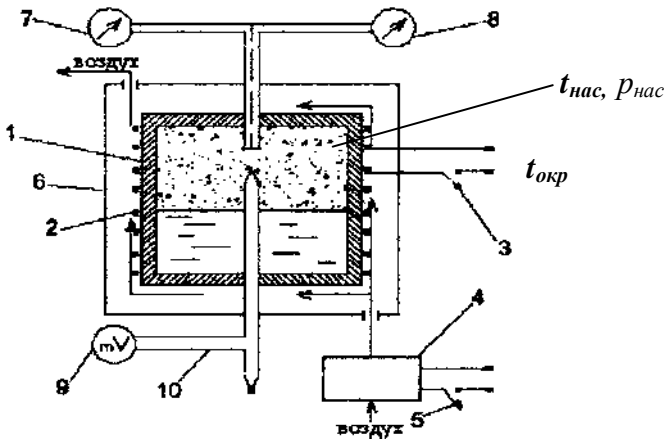


Рис. 4. Схема экспериментальной установки: 1 – сосуд высокого давления; 2 – спираль электронагревателя; 3 – переключатель электронагревателя; 4 – вентилятор; 5 – переключатель вентилятора; 6 – кожух; 7 – образцовый манометр; 8 – контактный манометр, автоматически отключающий нагреватель по достижении давления 216 бар (55 дел.); 9 – милливольтметр; 10 – дифференциальная термопара

При изохорном ( $v = v_x = const$ ) нагревании система жидкость-пар проходит ряд равновесных двухфазных состояний до критической точки  $K$  (на рис. 1, 2 процесс изображен пунктирными линиями). В опыте измеряются избыточные давления образцовым манометром 7. Соответствующие температуры насыщения  $t_n$  устанавливаются по измеренным значениям ЭДС дифференциальных термопар.

## Проведение эксперимента

1. Установка включается преподавателем, она прогревается, давление начинает расти.
2. Измерения начинать по достижении показания манометра 5 делений и далее через каждые 5 делений по шкале манометра. Одновременно с показаниями манометра в табл. 1 записывать показания ЭДС термопары  $e$ , мВ, измеряемые милливольтметром 9.
3. По достижении показаний манометра 50 делений показать результаты преподавателю.
4. Определить температуру окружающей среды  $t_{окр}$  и атмосферное давление  $B$ . Заполнить табл. 1.
5. С разрешения преподавателя установку можно отключить.

Таблица 1

### Результаты измерений и обработки\*

$p_{изб.}$		$p_n$ , МПа	$e$ , мВ	$\Delta t$ , °С	$t_{окр}$ , °С	$t_n$ , °С	$B$ , мм рт. ст.
делений	кгс/см <sup>2</sup>						
5							Дата и подпись преподавателя:
10							
15					$t_n^*$ , °С		
20							
25							
30							
35							
40					ФИО студента № гр.		
45							
50							

\*Примечание:  $t_n^*$  – задается преподавателем каждому студенту индивидуально.

### Обработка опытных данных

1. Рассчитать абсолютное давление насыщенного пара для всех точек:

$$p_{абс} = p_{изб} + B, \text{ Па};$$

$$1 \text{ кгс/см}^2 = 735,6 \text{ мм рт. ст.};$$

$$750 \text{ мм рт. ст.} = 10^5 \text{ Па} = 0,1 \text{ МПа}.$$

2. По величинам  $e$  из градуировочного графика определить значения  $\Delta t = f(e)$ , где  $\Delta t = t_n - t_{окр}$ . Искомая температура насыщения  $t_n = \Delta t + t_{окр}$ , °С. Результаты занести в табл. 1.

3. На миллиметровой бумаге или страничке в клеточку опытные данные  $p_n$  и  $t_n$  нанести на диаграмму  $p_n = f(t_n)$  и построить кривую насыщения (рис. 3), выбрав масштабы по осям:  $\Delta p = 1 \text{ МПа} \rightarrow 1 \text{ см}$ ;  $\Delta t = 10 \text{ }^\circ\text{С} \rightarrow 1 \text{ см}$ .

Методом графической интерполяции построить плавную сглаживающую кривую насыщения, используя гибкую линейку (количество точек над и под кривой должно быть примерно одинаковым). При заданной температуре  $t_n^*$  провести касательную к кривой насыщения. При этом расстояния от касательной до кривой на равных плечах от заданной точки должны быть примерно одинаковыми.

4. С помощью уравнения (4) рассчитать теплоту парообразования  $r$  при заданной температуре  $t_n^*$ :

$$r = \frac{dp_n}{dT} \cdot T_n^* (v'' - v'), \text{ кДж/кг.}$$

Значение производной  $dp_n/dT$  определить графически как тангенс угла наклона касательной  $\theta$  к кривой насыщения в точке с температурой  $t_n^*$  (геометрический смысл первой производной!) – см. рис. 3, т.е. с учетом размерностей:

$$\frac{dp_n}{dT_n} = \text{tg } \theta = \frac{\Delta p}{\Delta T} = \frac{p_2 - p_1}{t_2 - t_1} \left[ \frac{\text{МПа}}{\text{град}} \right] \cdot 10^6, \text{ Па/град.}$$

Точность определения теплоты парообразования  $r$  будет зависеть от тщательности построения диаграммы и проведения графических измерений.

Значение удельных объемов  $v'$  и  $v''$  приведены в табл. 2.

Построить графическую зависимость теплоты парообразования от температуры насыщения  $r = f(t_n)$ . Для этого отложить экспериментальные значения  $r_i$ , рассчитанные при  $t_n^*$ , на диаграмме  $r = f(t_n)$ , выбрав масштабы по осям: ордината  $\Delta r = 50 \text{ кДж/кг} \rightarrow 1 \text{ см}$ ; абсцисса  $\Delta t = 5 \text{ }^\circ\text{С} \rightarrow 1 \text{ см}$ .

При этом следует использовать результаты, полученные другими участниками своей бригады. Объяснить полученную зависимость, пользуясь  $Ts$ -диаграммой водяного пара (рис. 2).

1. По уравнениям (2) и (1) рассчитать значение внешней ( $\psi_l$ ) и внутренней ( $\psi_i$ ) теплоты парообразования при температуре  $t_n^*$ .

2. Рассчитать степень сухости  $x$  влажного насыщенного пара при температуре  $t_n^*$  исследованной двухфазной системы:  $x \approx v_x / v''$ , где  $v_x = 0,00326 \text{ м}^3/\text{кг}$  в соответствии с выражением (5).

3. Вычислить энтальпию влажного насыщенного пара:

$$h_x = h' + r x, \text{ кДж/кг},$$

где  $h'$  – энтальпия жидкости на линии насыщения при температуре  $t_n^*$  (табл. 2).

Таблица 2

**Параметры насыщенного водяного пара\***

$t_n^*, \text{ }^\circ\text{C}$	$v', \text{ м}^3/\text{кг}$	$v'', \text{ м}^3/\text{кг}$	$h', \text{ кДж/кг}$	$s', \text{ кДж/кг К}$	$r, \text{ кДж/кг}$
250	0,001251	0,05005	1086,1	2,7034	1715,0
255	0,001263	0,04591	1110,2	2,8394	1689,0
260	0,001275	0,04215	1135,0	2,8851	1661,0
265	0,001289	0,03872	1160,2	2,9307	1634,0
270	0,001302	0,03560	1185,3	2,9764	1605,0
275	0,001317	0,03274	1210,7	3,0223	1574,2
280	0,001332	0,03013	1236,8	3,0685	1542,9
285	0,001348	0,02774	1263,1	3,1146	1510,2
290	0,001365	0,02533	1290,0	3,1611	1476,3
295	0,001384	0,02351	1317,2	3,2079	1441,0
300	0,001404	0,02164	1344,8	3,2548	1404,2
305	0,001425	0,01992	1373,1	3,3026	1365,6
310	0,001447	0,01831	1402,2	3,3507	1325,2
315	0,001472	0,01683	1431,7	3,3996	1282,3
320	0,001499	0,01545	1462,0	3,4495	1237,8
325	0,001529	0,01417	1493,6	3,5002	1190,3
330	0,001562	0,01297	1626,1	3,5522	1139,6
335	0,001599	0,01184	1559,8	3,6056	1085,7
340	0,001639	0,01078	1594,8	3,6605	1027,0
345	0,001689	0,00977	1639,0	3,7184	963,5
350	0,001741	0,00880	1671,0	3,7786	893,5
355	0,001807	0,00787	1714,0	3,8439	813,0
360	0,001894	0,00694	1762,0	3,9162	719,3

\*Примечание.  $t_{кр} = 374,15 \text{ }^\circ\text{C}$ ;  $p_{кр} = 22,129 \text{ МПа}$ ;  $v_{кр} = 0,00326 \text{ м}^3/\text{кг}$ .

При критических параметрах  $r = 0$ .

4. Определить внутреннюю энергию влажного насыщенного пара при температуре  $t_n^*$ :

$$u_x = h_x - p_n v_x, \text{ кДж/кг.}$$

5. Рассчитать энтропию влажного насыщенного пара при температуре  $t_n^*$ :

$$s_x = s' + r x / T_n^*, \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)},$$

где  $s'$  – энтропия жидкости на линии насыщения при температуре  $t_n^*$  (табл. 2).

6. Изобразить на  $p$  $v$ - и  $T$  $s$ -диаграммах (без соблюдения масштаба) исследованный изохорный процесс.

7. Сравнить полученную в опыте величину теплоты парообразования  $r$  со справочными данными  $r_{\text{табл.}}$  (табл. 2), найти расхождение  $\delta r$ :

$$\delta r = \frac{r_{\text{табл.}} - r}{r_{\text{табл.}}} \cdot 100\% .$$

Величина  $\delta r$  характеризует качество проведенных измерений и обработки опытных данных.

### Контрольные вопросы

1.  $p$  $v$ - и  $T$  $s$ -диаграммы водяного пара.
2. Процессы фазового перехода на  $p$  $v$ - и  $T$  $s$ -диаграммах.
3. Области состояния водяного пара. Кипящая жидкость, влажный насыщенный, сухой насыщенный и перегретый пар. Степень сухости.
4. Температура и давление насыщения. Кривая насыщения.
5. Методика определения и физический смысл  $r$ ,  $\psi_1$ ,  $\psi_2$ ,  $x$ ,  $h_x$ ,  $u_x$ ,  $s_x$ .
6. Термические и калорические параметры.
7. Уравнение Клапейрона–Клаузиуса. Достоинства этого уравнения и его использование для определения теплоты парообразования.
8. Схема экспериментальной установки и методика проведения эксперимента.
9. Источники погрешностей измерения. Виды погрешностей. Методика расчета.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Актуальность проблемы энергосбережения возрастает с каждым годом в связи с общемировым сокращением запасов невозобновляемых источников энергии. Как следствие, овладение содержанием и сутью ряда преподаваемых дисциплин, таких как «Техническая термодинамика», является способом формирования соответствующего научного и инженерного мышления, конструирования, изготовления и эксплуатации энергосберегающих устройств, оборудования и технологий.

Как показывает опыт, проведение экспериментальных исследований в ходе выполнения прилагаемых лабораторных работ способствует более глубокому пониманию предлагаемого теоретического материала и позволяет приобрести навыки практического применения и правильного толкования полученных опытных данных.

Авторы надеются, что содержащиеся в книге основы курса технической термодинамики и лабораторный практикум будут полезны студентам различных высших учебных заведений технико-технологического направления, изучающим дисциплину «Техническая термодинамика». Пособие также может представлять интерес для учащихся средних учебных заведениях.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Вукалович, М. П. Техническая термодинамика / М. П. Вукалович, И. И. Новиков. – М.: Энергия, 1968.
2. Вукалович, М.П. Термодинамика / М.П. Вухалович, И.И. Новиков. – М.: Машиностроение, 1972.
3. Кириллин, В.А. Техническая термодинамика / В.А. Кириллин, В.В. Сычев, А.Е. Шейндлин. – М.: Энергия, 1968.
4. Бэр, Г.Д. Техническая термодинамика / Г.Д. Бэр. – М.: Мир, 1977.
5. Техническая термодинамика / под ред. В.И. Крутова. – М.: Высшая школа, 1971.
6. Латыпов, В.Ш. Техническая термодинамика и энерготехнология химических производств / В. Ш. Латыпов, Р. Г. Шарафиев. – М.: Энергоатомиздат, 1998.
7. Нащокин, В.В. Техническая термодинамика и теплопередача / В.В. Нащокин. – М.: Высшая школа, 1980.
8. Техническая термодинамика и теплопередача / Л.В. Арнольд [и др.]. – М.: Высшая школа, 1979.
9. Юдаев, Б.Н. Техническая термодинамика и теплопередача / Б. Н. Юдаев. – М.: Высшая школа, 1988.
10. Теплофизические свойства теплоносителей и рабочих тел энерготехнологических процессов и установок: метод. указания / сост. В.А. Аляев [и др.]; Казан. гос. технол. ун-т. – Казань, 2000.
11. Лабораторный практикум по термодинамике и теплопередаче / В.Н. Афанасьев [и др.]; общ. ред. В.И. Крутова, Е.В. Шишова. – М.: Высшая школа, 1988.
12. Гумеров, Ф. М. Суб- и сверхкритические флюиды в процессе переработки полимеров / Ф. М. Гумеров, А. Н. Сабирзянов, Г. И. Гумерова. – Казань: ФЭН, 2007.
13. Техническая термодинамика: учебник для энергомашиностроит. спец. вузов /В. И. Крутов [и др.]. – М.: Высшая школа, 1991.
14. Нащокин, В.В. Техническая термодинамика и теплопередача: учебное пособие для вузов / В.В. Нащокин. – М.: Аз-book, 2008.

# **ПРИЛОЖЕНИЕ**

## Единицы измерения

В настоящем разделе приводятся определения единиц СИ и обзор соответствующих переводных множителей для некоторых старых, но все еще употребляемых внесистемных единиц.

Международная система единиц (СИ) построена на семи основных единицах для семи базовых величин: длины, массы, времени, количества вещества, термодинамической температуры, силы электрического тока и силы света. Наименование единиц измерения этих величин: метр (м), килограмм (кг), секунда (с), моль (моль), Кельвин (К), Ампер (А) и Кандела (кд), соответственно.

*Метр* равен длине 1650763,73 волн в вакууме излучения, соответствующего переходу между уровнями  $2 p_{10}$  и  $5 d_5$  атома криптона-86. Принят в 1960 г. на XI Генеральной конференции по мерам и весам.

*Килограмм* равен массе международного прототипа килограмма. Принят на I (1889 г.) и III (1901 г.) Генеральных конференциях по мерам и весам.

*Секунда* равна 9192631770 периодам излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133. Принята в 1967 г. на XIII Генеральной конференции по мерам и весам.

*Моль* равен количеству вещества системы, содержащей столько же структурных элементов, сколько содержится в атоме углерода-12 массой 0,012 кг. Принят в 1971 г. на XIV Генеральной конференции по мерам и весам.

*Кельвин* равен  $1/273,16$  термодинамической температуры тройной точки воды. Принят в 1967 г. на XIII Генеральной конференции по мерам и весам.

*Ампер* равен силе неизменяющегося тока, который при прохождении по двум параллельным проводникам бесконечной длины и ничтожно малой площади сечения, расположенным в вакууме на расстоянии 1 м друг от друга, вызвал бы на участке проводника длиной 1 м силу взаимодействия, равную  $2 \cdot 10^{-7}$  Н. Принят в 1948 г. на IX Генеральной конференции по мерам и весам.

*Кандела* равна силе света, испускаемого с поверхности площадью  $1/600000$  м<sup>2</sup> полного излучателя в перпендикулярном направлении при температуре излучателя, равной температуре затвердевания

платины при давлении 101325 Па. Принята в 1967 г. на XIII Генеральной конференции по мерам и весам.

Из перечисленных основных единиц СИ посредством их деления или умножения образуются производные единицы.

Полученные на их базе производные не содержат переводных множителей, отличающихся от единицы, поэтому такая система называется *когерентной* (согласованной). Так, например, единица силы образуется в результате умножения единицы массы на ускорение свободного падения  $f = m \cdot g$  (табл. П.1)

Таблица П.1

**Некоторые производные единицы системы СИ**

Величина	Единица	Формула размерности
Сила	Ньютон (Н)	$1 \text{ Н} = \frac{1 \text{ кг} \cdot 1 \text{ м}}{1 \text{ с}^2} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м} \cdot \text{с}^{-2}$
Давление	Паскаль (Па)	$1 \text{ Па} = 1 \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2} = \text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$
Энергия	Джоуль (Дж)	$1 \text{ Дж} = 1 \text{ Н} \cdot \text{м} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2}$
Мощность (тепловой поток)	Ватт (Вт)	$1 \text{ Вт} = 1 \text{ Дж} \cdot \text{с}^{-1} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$
Электрическое напряжение	Вольт (В)	$1 \text{ В} = 1 \text{ Вт} \cdot \text{А}^{-1} = 1 \text{ Дж} \cdot \text{А}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$
Электрическое сопротивление	Ом (Ом)	$1 \text{ Ом} = 1 \text{ В} \cdot \text{А}^{-1}$
Электрический заряд	Кулон (Кл)	$1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \cdot \text{с}$

Недостаток когерентных систем единиц в том, что некоторые производные единицы оказываются непрактично большими или слишком малыми. Например, единица измерения давления в системе СИ 1 Па составляет примерно стотысячную часть атмосферного давления. Ею удобно пользоваться в вакуумной технике, но неудобно – при давлениях выше атмосферного. Поэтому пользуются десятичными кратными и дольными величинами, составленными от единиц коге-

рентной системы. Для обозначения таких единиц к единицам когерентных систем делаются соответствующие приставки, согласованные международными соглашениями и стандартизированные (табл. П.2).

Таблица П.2

**Приставки СИ и их сокращенные обозначения  
для образования десятичных кратных и дольных единиц**

Приставка	Обозначение приставки	Десятичный множитель	Приставка	Обозначение приставки	Десятичный множитель
Терра-	Т	$10^{12}$	Санти-	с	$10^{-2}$
Гига-	Г	$10^9$	Милли-	м	$10^{-3}$
Мега-	М	$10^6$	Микро-	мк	$10^{-6}$
Кило-	к	$10^3$	Нано-	н	$10^{-9}$
Гекто-	г	$10^2$	Пико-	п	$10^{-12}$
Дека-	да	$10^1$	Фемто-	ф	$10^{-15}$
Деци-	д	$10^{-1}$	Атто-	а	$10^{-18}$

Некоторые часто применяемые десятичные кратные и дольные единицы системы СИ имеют собственные наименования и соответствующие обозначения:

- литр – единица объема, сокращенное обозначение (*л*):  
 $1 \text{ л} = 10^{-3} \text{ м}^3 = 1 \text{ дм}^3$ ;
- тонна – единица массы (*т*):  $1 \text{ т} = 10^3 \text{ кг} = 1 \text{ Мг}$ ;
- бар – единица давления (*бар*):  $1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па} = 10^5 \text{ Н/м}^2$ .

В термодинамике часто встречается произведение давления на объем, имеющее смысл энергии. Например:

$$H = U + pV$$

– единица измерения энтальпии *H* и внутренней энергии *U* – Джоуль;

$$1 \text{ бар} \cdot 1 \text{ м}^3 = 10^5 \text{ Па} \cdot \text{м}^3 = 10^5 (\text{Н/м}^2) \cdot \text{м}^3 = 10^5 \text{ Н} \cdot \text{м} = 10^5 \text{ Дж}.$$

Кроме единиц измерения системы СИ на практике встречаются внесистемные единицы. Ниже приводятся эти единицы измерения, их сокращенные обозначения и коэффициенты для перевода их в систему СИ.

## Внесистемные единицы измерения

Единицы времени:

$1 \text{ минута} = 1 \text{ мин} = 60 \text{ с};$

$1 \text{ час} = 1 \text{ ч} = 60 \text{ мин} = 3600 \text{ с}.$

Единицы силы:

$1 \text{ дина} = 1 \text{ дин} = 1 \text{ г} \cdot \text{см} / \text{с}^2 = 10^{-5} \text{ Н};$

$1 \text{ килограмм-сила} = 1 \text{ кгГ} = 10^3 \text{ Г} = 9,80665 \text{ Н}.$

Единицы давления:

$1 \text{ техн. атмосфера} = 1 \text{ ат} = 1 \text{ кгГ} / \text{см}^2 = 0,980665 \text{ бар} = 98066,5 \text{ Па};$

$1 \text{ физ. атмосфера} = 1 \text{ атм.} = 1,01325 \text{ бар} = 101325 \text{ Па};$

$1 \text{ торр} = 1 / 760 \text{ атм} = 1,333224 \text{ мбар} = 133,3224 \text{ Па};$

$1 \text{ метр водяного столба} = 1 \text{ м вод. ст.} = 0,1 \text{ ат} = 9806,65 \text{ Па};$

$1 \text{ миллиметр ртутного столба} = 1 \text{ мм рт. ст.} = 133,322 \text{ Па}.$

Единицы энергии:

$1 \text{ эрг} = 1 \text{ дин} \cdot \text{см} = 10^{-7} \text{ Дж};$

$1 \text{ кгГ} \cdot \text{м} = 9,80665 \text{ Дж};$

$1 \text{ кВт} \cdot \text{ч} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Дж} = 3,6 \text{ МДж};$

$1 \text{ калория (международная)} = 1 \text{ кал} = 4,1868 \text{ Дж}.$

Единицы мощности:

$1 \text{ лошадиная сила} = 1 \text{ л. с.} = 75 \text{ кгГ} \cdot \text{м} / \text{с} = 735,49875 \text{ Вт};$

$1 \text{ ккал} / \text{ч} = 1,163 \text{ Вт}.$

В англосаксонских странах наряду с кельвином применяют такую единицу измерения температуры, как Ренкин (R):  $1 \text{ R} = 5/9 \text{ К}$  и градус Фаренгейта ( $^{\circ}\text{F}$ ):  $1 \text{ }^{\circ}\text{F} = 1 \text{ R} = 5/9 \text{ К}$ .

Нормальная точка плавления льда по шкале Фаренгейта равна  $32^{\circ}$ , то есть Фаренгейт – это температура со смещенной точкой отсчета. Следовательно, пересчет температуры в градусах Фаренгейта  $t^{\text{F}}$  в температуру в градусах Цельсия  $t$  производится из соотношения

$$t = \frac{5}{9}(t^{\text{F}} - 32).$$

Обратный пересчет из градусов Цельсия в градусы Фаренгейта производится из соотношения

$$t^{\text{F}} = \frac{9}{5}t + 32.$$

В табл. П.3 представлены соотношения между важнейшими англосаксонскими единицами измерения, употребляемыми в Англии и США, и единицами системы СИ.

Таблица П.3

**Некоторые англосаксонские единицы измерения  
и их пересчет в единицы СИ**

Величина	Англосаксонская единица	Переводной множитель
Длина	Дюйм	1 inch = 25,400 мм
	Фут	1 ft. = 0,30480 м
	Ярд	1 yd = 0,91440 м
Площадь	Квадратный дюйм	1 sq.in. = 6,4516 см <sup>2</sup>
	Квадратный фут	1 sq.ft = 0,09290 м <sup>2</sup>
Объем	Кубический фут	1 cu.ft = 28,317 дм <sup>3</sup>
Масса	Унция	1 ounce = 28,35 г
	Фунт	1 lb = 0,45359 кг
	Тонна короткая	1 sh ton = 907,18 кг
	Тонна длинная	1 lg ton = 1016,05 кг
Сила	Фунт-сила	1 Lb = 4,4482 Н
Удельный объем	Кубический фут на фунт	1 cft/lb = 0,062429 м <sup>3</sup> /кг
Давление	Фунт-сила на квадратный дюйм	1 Lb/sq.in. = 0,068948 бар
Энергия	Британская тепловая единица Б.Т.Е.	1 B.th.u. = 1,055506 кДж
Мощность	Лошадиная сила (британская)	1 h.p. = 0,74567 кВт
Температура	Ренкин	1 R = 5/9 К
	Фаренгейт	1 °F = 1 R = 5/9 К

Таблица П.4

**Значения универсальных постоянных**

Число Авогадро	$N_A = (6,02217 \pm 0,00012) \cdot 10^{23}$ моль <sup>-1</sup>
Универсальная газовая постоянная	$R_\mu = (8,3143 \pm 0,0011)$ Дж/(моль·К)
Постоянная Больцмана	$k_B = (1,38062 \pm 0,00018) \cdot 10^{-23}$ Дж/К
Электрический элементарный заряд	$e = (1,60219 \pm 0,00002) \cdot 10^{-19}$ Кл
Постоянная Фарадея	$F = (96486,7 \pm 1,6)$ Кл/моль
Постоянная Планка	$h = (6,62620 \pm 0,00015) \cdot 10^{-24}$ Дж·с

**Мольная масса  $\mu$  и газовая постоянная  $R$   
некоторых веществ при нормальных условиях  
( $T = 293,16 \text{ К}$ ,  $p = 760 \text{ мм рт. ст.} = 101325 \text{ Па}$ )**

Вещество	$\mu$ кг/моль	$R$ кДж/кг·К	Фазовое состояние при норм. условиях
<i>He</i>	4,0026	2077,2	Газ
<i>Ne</i>	20,183	411,9	Газ
<i>Ar</i>	39,948	208,13	Газ
<i>Kr</i>	83,80	99,22	Газ
<i>Xe</i>	131,30	63,32	Газ
$H_2$	2,0159	4124,4	Газ
$O_2$	31,9988	259,83	Газ
$H_2O$	18,0153	461,51	Жидкость
$F_2$	37,9968	218,82	Газ
$Cl_2$	70,906	117,26	Газ
<i>HCl</i>	36,461	228,03	Газ
<i>S</i>	32,064	259,30	Твердое тело, ромбическая структура
$SO_2$	64,0628	129,78	Газ
$H_2S$	34,0799	243,96	Газ
$N_2$	28,0134	296,80	Газ
<i>Воздух</i>	28,964	287,06	Газ
$NH_3$	17,0306	488,20	Газ
$NO_2$	46,0055	180,72	Газ
$N_2O$	44,0128	188,91	Газ
<i>C</i>	12,0112	692,21	Твердый графит
$CO$	28,0106	296,83	Газ
$CO_2$	44,0100	188,92	Газ
$CH_4$	16,0430	518,25	Газ
$CH_3OH$	32,0424	259,48	Жидкость
$CCL_4$	153,823	54,05	Жидкость
$CHCl_3$	119,378	69,65	Жидкость
$CF_2Cl_2$	120,914	68,76	Газ
$CFCl_3$	137,369	60,53	Жидкость
$C_2H_2$	26,0382	319,31	Газ
$C_2H_4$	28,0542	296,37	Газ
$C_2H_6$	30,0701	276,50	Газ
$C_2H_5OH$	46,0695	180,47	Жидкость
$C_3H_8$	44,097	188,55	Газ
<i>n-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub></i>	58,124	143,04	Газ
<i>n-C<sub>5</sub>H<sub>12</sub></i>	72,151	115,23	Жидкость
<i>n-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub></i>	86,179	96,48	Жидкость
$C_6H_6$	78,115	106,44	Жидкость
<i>n-C<sub>7</sub>H<sub>16</sub></i>	100,206	82,97	Жидкость
<i>n-C<sub>8</sub>H<sub>18</sub></i>	114,233	72,78	Жидкость

**Критические параметры некоторых газов и температуры  
кипения при  $p = 0,1013$  МПа**

Газ	Химич. формула	Молек. масса $\mu$ , кг/кмоль	$t_{кр}$ , °С	$p_{кр}$ , МПа	$v_{кр}$ , $10^{-3}$ м <sup>3</sup> /кг	$t_{кип}$ , °С
Азот	N <sub>2</sub>	28,013	-146,9	3,396	3,835	-195,76
Аммиак	NH <sub>3</sub>	17,031	132,4	11,298	4,255	-33,4
Аргон	Ar	39,944	-122,50	4,858	1,876	-185,9
Водород	H <sub>2</sub>	2,016	-239,9	1,257	32,258	-252,88
Водяной пар	H <sub>2</sub> O	18,014	374,12	22,115	3,147	100
Воздух	(N <sub>2</sub> + O <sub>2</sub> )	28,97	-140,6	3,769	3,196	-
Гелий	He	4,003	-267,95	0,226	14,343	-268,94
Двуокись углерода	CO <sub>2</sub>	44,008	31,05	7,412	2,137	-78,48
Кислород	O <sub>2</sub>	31,997	-118,38	5,087	2,460	-182,97
Окись угле- рода	CO	28,009	-140	3,496	3,322	-191,5
Сернистый газ	SO <sub>2</sub>	64,066	157,5	8,147	1,904	-10,0
Метан	CH <sub>4</sub>	16,032	-82,1	4,635	6,06	-161,49
Этан	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	30,07	32,3	4,88	4,926	-88,63
Пропан	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	44,09	96,8	4,25	4,545	-42,07
Бутан	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	58,12	152,0	3,67	4,385	-0,50
Этилен	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	28,05	9,90	4,93	4,739	-103,71
Пропилен	C <sub>3</sub> H <sub>6</sub>	42,07	91,9	4,45	4,292	-47,70
Бутилен	C <sub>4</sub> H <sub>8</sub>	56,10	146,4	3,88	4,292	-6,26
Ацетилен	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	26,04	35,5	6,04	4,348	-84,0
Этиловый спирт	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	46,10	243,1	6,38	3,571	78,3

Таблица П.7

Средние массовые теплоемкости газов  $c_m^t$ 

$t, ^\circ\text{C}$	$c_{vm}, \text{кДж}/(\text{кг К})$				$c_{pm}, \text{кДж}/(\text{кг К})$			
	$O_2$	$N_2$	$CO$	$CO_2$	$O_2$	$N_2$	$CO$	$CO_2$
0	0,6548	0,7423	0,7427	0,6259	0,9148	1,0392	1,0396	0,8148
100	0,6632	0,7427	0,7448	0,6770	0,9232	1,0404	1,0417	0,8658
200	0,6753	0,7465	0,7494	0,7214	0,9353	1,0434	1,0463	0,9102
300	0,6900	0,7519	0,7570	0,7599	0,9500	1,0488	1,0538	0,9487
400	0,7051	0,7599	0,7666	0,7938	0,9651	1,0567	1,0634	0,9826
<b>500</b>	<b>0,7193</b>	<b>0,7691</b>	<b>0,7775</b>	<b>0,8240</b>	<b>0,9793</b>	<b>1,0660</b>	<b>1,3748</b>	<b>1,0128</b>
600	0,7327	0,7792	0,7892	0,8508	0,9937	1,0760	1,0861	1,0396
700	0,7448	0,7900	0,8009	0,8746	1,0048	1,0869	1,0978	1,0639
800	0,7557	0,8005	0,8122	0,8964	1,0157	1,0974	1,1091	1,0852
900	0,7658	0,8110	0,8231	0,9157	1,0258	1,1078	1,1200	1,1045
<b>1000</b>	<b>0,7750</b>	<b>0,8210</b>	<b>0,8336</b>	<b>0,9332</b>	<b>1,0350</b>	<b>1,1179</b>	<b>1,1304</b>	<b>1,1225</b>
1100	0,7834	0,8302	0,8432	0,9496	1,0434	1,1271	1,1401	1,1384
1200	0,7913	0,8395	0,8566	0,9638	1,0509	1,1359	1,1493	1,1530
1300	0,7984	0,8478	0,8608	0,9772	1,0580	1,1447	1,1577	1,1660
1400	0,8051	0,8558	0,8688	0,9893	1,0646	1,1526	1,1656	1,1782
<b>1500</b>	<b>0,8114</b>	<b>0,8658</b>	<b>0,8763</b>	<b>1,0006</b>	<b>1,0714</b>	<b>1,1602</b>	<b>1,1731</b>	<b>1,1895</b>
1600	0,8173	0,8704	0,883	1,0107	1,0773	1,1673	1,1798	1,1895
1700	0,8231	0,8771	0,8893	1,0203	1,0831	1,1736	1,1865	1,1895
1800	0,8286	0,883	0,8956	1,0291	1,0886	1,1798	1,1924	1,2179
1900	0,834	0,8889	0,9014	1,0371	1,094	1,1857	1,1983	1,2259
<b>2000</b>	<b>0,839</b>	<b>0,8943</b>	<b>0,9064</b>	<b>1,0446</b>	<b>1,099</b>	<b>1,1911</b>	<b>1,2033</b>	<b>1,2334</b>
2100	0,8441	0,8997	0,9115	1,0517	1,1041	1,1966	1,2083	1,2405
2200	0,8491	0,9048	0,9161	1,058	1,1087	1,2012	1,2129	1,2468
2300	0,8537	0,9094	0,9207	1,0639	1,1137	1,2058	1,2175	1,2531
2400	0,8583	0,9136	0,9249	1,0697	1,1183	1,2104	1,2217	1,2586
<b>2500</b>	<b>0,8629</b>	<b>0,9171</b>	<b>0,9291</b>	<b>1,0748</b>	<b>1,1229</b>	<b>1,2142</b>	<b>1,2259</b>	<b>1,2636</b>
2600	0,8675				1,1271			

$t, ^\circ\text{C}$	$c_{vm}, \text{кДж}/(\text{кг K})$				$c_{pm}, \text{кДж}/(\text{кг K})$			
	$\text{H}_2$	$\text{SO}_2$	$\text{H}_2\text{O}$	Воздух	$\text{H}_2$	$\text{SO}_2$	$\text{H}_2\text{O}$	Воздух
0	10,0710	0,4770	1,3980	0,7164	14,195	0,607	1,8594	1,0036
100	10,2280	0,5070	1,4114	0,7193	14,353	0,636	1,8728	1,0061
200	10,2970	0,5320	1,4323	0,7243	14,421	0,662	1,8937	1,0115
300	10,3220	0,5570	1,4574	0,7319	14,446	0,687	1,9192	1,0191
400	10,3530	0,5780	1,4863	0,7415	14,477	0,708	1,9477	1,0283
<b>500</b>	<b>10,3840</b>	<b>0,5950</b>	<b>1,5160</b>	<b>0,7519</b>	<b>14,509</b>	<b>0,724</b>	<b>1,9778</b>	<b>1,0387</b>
600	10,4170	0,6070	1,5474	0,7624	14,542	0,737	2,0092	1,0496
700	10,4630	0,6240	1,5805	0,7733	14,587	0,754	2,0419	1,0605
800	10,5170	0,6320	1,6140	0,7842	14,641	0,762	2,0754	1,071
900	10,5810	0,6450	1,6483	0,7942	14,706	0,775	2,1097	1,0815
<b>1000</b>	<b>10,6520</b>	<b>0,6530</b>	<b>1,6823</b>	<b>0,8039</b>	<b>14,776</b>	<b>0,783</b>	<b>2,1436</b>	<b>1,0907</b>
1100	10,7270	0,6620	1,7158	0,8127	14,853	0,791	2,1771	1,0999
1200	10,8090	0,6660	1,7488	0,8215	14,936	0,795	2,2106	1,1082
1300	10,8990		1,7815	0,8294	15,023		2,2429	1,1166
1400	10,9880		1,8129	0,8369	15,113		2,2743	1,1242
<b>1500</b>	<b>10,0770</b>		<b>1,8432</b>	<b>0,8441</b>	<b>15,202</b>		<b>2,3048</b>	<b>1,1313</b>
1600	11,169		1,8728	0,8508	15,294		2,3346	1,138
1700	11,258		1,9016	0,857	15,383		2,363	1,1443
1800	11,347		1,9293	0,8633	15,472		2,3907	1,1501
1900	11,437		1,9552	0,8688	15,561		2,4166	1,156
<b>2000</b>	<b>11,524</b>		<b>1,9804</b>	<b>0,8742</b>	<b>15,649</b>		<b>2,4427</b>	<b>1,161</b>
2100	11,611		2,0051	0,4792	15,763		2,4664	1,1664
2200	11,694		2,0281	0,8843	15,819		2,4895	1,171
2300	11,798		2,0503	0,8889	15,902		2,5121	1,1757
2400	11,858		2,072	0,893	15,983		2,5334	1,1803
<b>2500</b>	<b>11,937</b>		<b>2,0926</b>	<b>0,8972</b>	<b>16,064</b>		<b>2,5544</b>	<b>1,184</b>
2600	12,016		2,1131		16,141		2,5745	

Таблица П.8

Средние объемные теплоемкости газов  $c'_m$ 

$t, ^\circ\text{C}$	$c'_{vm}, \text{кДж}/(\text{нм}^3 \text{K})$				$c'_{pm}, \text{кДж}/(\text{нм}^3 \text{K})$			
	$O_2$	$N_2$	$CO$	$CO_2$	$O_2$	$N_2$	$CO$	$CO_2$
0	0,9349	0,9278	0,9282	1,2288	1,3059	1,2987	1,2996	1,5998
100	0,9466	0,9295	0,9307	1,3293	1,3176	1,3004	1,3017	1,7003
200	0,9642	0,9328	0,9362	1,4164	1,3352	1,3038	1,3071	1,7873
300	0,9852	0,9399	0,9458	1,4918	1,3562	1,3109	1,3167	1,8627
400	1,0065	0,9496	0,9579	1,5587	1,3775	1,3205	1,3289	1,9227
<b>500</b>	<b>1,0270</b>	<b>0,9613</b>	<b>0,9718</b>	<b>1,6178</b>	<b>1,3980</b>	<b>1,3322</b>	<b>1,3427</b>	<b>1,9887</b>
600	1,0459	0,9743	0,9864	1,6701	1,4168	1,3452	1,3574	2,0411
700	1,0634	0,9877	1,0011	1,7174	1,4344	1,3586	1,3720	2,0884
800	1,0789	1,0006	1,0153	1,7601	1,4499	1,3716	1,3862	2,1311
900	1,0936	1,0136	1,0287	1,7982	1,4645	1,3845	1,3996	2,1692
<b>1000</b>	<b>1,1068</b>	<b>1,0178</b>	<b>1,0417</b>	<b>1,8326</b>	<b>1,4775</b>	<b>1,3971</b>	<b>1,4126</b>	<b>2,2035</b>
1100	1,1183	1,0379	1,0538	1,8640	1,4892	1,4089	1,4248	2,2349
1200	1,1296	1,0492	1,0651	1,8929	1,5005	1,4202	1,4361	2,2638
1300	1,1396	1,0597	1,0756	1,9188	1,5106	1,4306	1,4465	2,2898
1400	1,1493	1,0697	1,0856	1,9427	1,5202	1,4407	1,4566	2,3136
<b>1500</b>	<b>1,1585</b>	<b>1,0789</b>	<b>1,0945</b>	<b>1,9644</b>	<b>1,5294</b>	<b>1,4499</b>	<b>1,4658</b>	<b>2,3354</b>
1600	1,1669	1,0877	1,1036	1,9845	1,5378	1,4587	1,4746	2,3555
1700	1,1752	1,0961	1,1116	2,0034	1,5462	1,4671	1,4825	2,3743
1800	1,1832	1,1036	1,1191	1,0205	1,5541	1,4746	1,4901	2,3915
1900	1,1907	1,1112	1,1262	1,0365	1,5617	1,4821	1,4972	2,4074
<b>2000</b>	<b>1,1978</b>	<b>1,1179</b>	<b>1,1329</b>	<b>2,0511</b>	<b>1,5692</b>	<b>1,4888</b>	<b>1,5039</b>	<b>2,4221</b>
2100	1,205	1,1246	1,1392	2,0649	1,5759	1,4955	1,5102	2,4359
2200	1,2121	1,1304	1,1451	2,0775	1,583	1,5018	1,516	2,4484
2300	1,2188	1,1363	1,1505	2,0892	1,5897	1,5072	1,5215	2,4062
2400	1,2255	1,1417	1,156	2,1001	1,5964	1,5127	1,5269	2,471
<b>2500</b>	<b>1,2318</b>	<b>1,1468</b>	<b>1,161</b>	<b>2,1101</b>	<b>1,6027</b>	<b>1,5177</b>	<b>1,532</b>	<b>2,4811</b>
2600	1,238				1,609			

$t, ^\circ\text{C}$	$c'_{vm}, \text{кДж}/(\text{нм}^3 \text{К})$				$c'_{pm}, \text{кДж}/(\text{нм}^3 \text{К})$			
	$\text{H}_2$	$\text{SO}_2$	$\text{H}_2\text{O}$	воздух	$\text{H}_2$	$\text{SO}_2$	$\text{H}_2\text{O}$	воздух
0	0,9056	1,361	1,1237	0,9261	1,2766	1,733	1,4943	1,2971
100	0,9198	1,440	1,1342	0,9295	1,2908	1,813	1,5052	1,3004
200	0,9261	1,516	1,1514	0,9362	1,2971	1,888	1,5223	1,3071
300	0,9282	1,587	1,1715	0,9462	1,2992	1,955	1,5424	1,3172
400	0,9311	1,645	1,1945	0,9579	1,3021	2,018	1,5654	1,3289
<b>500</b>	<b>0,9341</b>	<b>1,700</b>	<b>1,2188</b>	<b>0,9718</b>	<b>1,3050</b>	<b>2,068</b>	<b>1,5897</b>	<b>1,3427</b>
600	0,9370	1,742	1,2439	0,9856	1,3080	2,114	1,6148	1,3565
700	0,9412	1,779	1,2703	0,9998	1,3121	2,152	1,6412	1,3708
800	0,9458	1,813	1,2971	1,0132	1,3167	2,182	1,6680	1,3842
900	0,9516	1,842	1,3247	1,0262	1,3226	2,215	1,6957	1,3976
<b>1000</b>	<b>0,9579</b>	<b>1,867</b>	<b>1,3519</b>	<b>1,0387</b>	<b>1,3289</b>	<b>2,236</b>	<b>1,7229</b>	<b>1,4097</b>
1100	0,9650	1,888	1,3791	1,0505	1,3360	2,261	1,7501	1,4214
1200	0,9722	1,905	1,4049	1,0618	1,3431	2,278	1,7769	1,4327
1300	0,9801		1,4319	1,0722	1,3511		1,8028	1,4432
1400	0,9881		1,4570	1,0819	1,3591		1,8280	1,4528
<b>1500</b>	<b>0,9964</b>		<b>1,4817</b>	<b>1,0911</b>	<b>1,3674</b>		<b>1,8527</b>	<b>1,4620</b>
1600	1,0044		1,5052	1,0999	1,3754		1,8761	1,4708
1700	1,0124		1,5286	1,1078	1,3833		1,8996	1,4788
1800	1,0207		1,5504	1,1158	1,3917		1,9213	1,4867
1900	1,0287		1,5713	1,1229	1,3996		1,9423	1,4939
<b>2000</b>	<b>1,0366</b>		<b>1,5918</b>	<b>1,1296</b>	<b>1,4076</b>		<b>1,9628</b>	<b>1,501</b>
2100	1,0442		1,6115	1,1363	1,4151		1,9824	1,5072
2200	1,0517		1,6299	1,1426	1,4227		2,0009	1,5135
2300	1,0593		1,6479	1,1484	1,4302		2,0189	1,5194
2400	1,0664		1,6655	1,1543	1,4373		2,0365	1,5253
<b>2500</b>	<b>1,0739</b>		<b>1,6818</b>	<b>1,1593</b>	<b>1,4449</b>		<b>2,0528</b>	<b>1,5303</b>
2600	1,0806		1,6982	1,1651			2,0691	

**Средние массовые и объемные теплоемкости газов при линейной зависимости от температуры в пределах от  $t = 0 \div 1000$  °С (для  $H_2$  и  $CO_2$   $t = 0 \div 1500$  °С),  $c_{xm}$ , кДж/(кг К);  $c'_{xm}$ , кДж/(нм<sup>3</sup> К)**

	$p = const$	$v = const$
$O_2$	$c_{pm} = 0,9127 + 0,00012724 t$ $c'_{pm} = 1,3046 + 0,00018183 t$	$c_{vm} = 0,6527 + 0,00012724 t$ $c'_{vm} = 0,9337 + 0,00018183 t$
$N_2$	$c_{pm} = 1,0258 + 0,00008382 t$ $c'_{pm} = 1,2833 + 0,00010492 t$	$c_{vm} = 0,7289 + 0,00008382 t$ $c'_{vm} = 0,9123 + 0,00010492 t$
$CO$	$c_{pm} = 1,0304 + 0,00009575 t$ $c'_{pm} = 1,2883 + 0,00011966 t$	$c_{vm} = 0,7335 + 0,00009575 t$ $c'_{vm} = 0,9173 + 0,00011966 t$
воздух	$c_{pm} = 0,9952 + 0,00009349 t$ $c'_{pm} = 1,2870 + 0,00012091 t$	$c_{vm} = 0,7084 + 0,00009349 t$ $c'_{vm} = 0,9161 + 0,0001209 t$
$H_2O$	<b><math>c_{pm} = 1,8401 + 0,00029278 t</math></b> <b><math>c'_{pm} = 1,4800 + 0,00023551 t</math></b>	<b><math>c_{vm} = 1,3783 + 0,00029278 t</math></b> <b><math>c'_{vm} = 1,1091 + 0,00023551 t</math></b>
$SO_2$	$c_{pm} = 0,6314 + 0,00015541 t$ $c'_{pm} = 1,8472 + 0,00004547 t$	$c_{vm} = 0,5016 + 0,00015541 t$ $c'_{vm} = 1,4763 + 0,00004547 t$
$H_2$	$c_{pm} = 14,2494 + 0,00059574 t$ $c'_{pm} = 1,2803 + 0,00005355 t$	$c_{vm} = 10,1241 + 0,00059574 t$ $c'_{vm} = 0,9094 + 0,00005355 t$
$CO_2$	$c_{pm} = 0,8725 + 0,00024053 t$ $c'_{pm} = 1,7250 + 0,0004756 t$	$c_{vm} = 0,6837 + 0,00024053 t$ $c'_{vm} = 1,3540 + 0,0004756 t$

Таблица П.10

**Приближенные значения молярных теплоемкостей (по МКТ)**

*$\mu c_v = const$  и  $\mu c_p = const$*

Газы	$\mu c_v$ , кДж/(кмоль К)	$\mu c_p$ , кДж/(кмоль К)
Одноатомные	12,56	20,93
Двухатомные	20,93	29,31
Трех- и многоатомные	29,31	37,68

$$c_x = \mu c_x / \mu, \text{ кДж/(кг К)}; \quad c'_x = \mu c_x / 22,4 \text{ кДж/(нм}^3 \text{ К)};$$

$$c'_x = c_x \cdot \rho_{\text{н}} \text{ кДж/(нм}^3 \text{ К)}.$$

Таблица П.11

**Физические свойства дымовых газов**

*( $p = 0,101$  МПа;  $rCO_2 = 0,13$ ;  $rH_2O = 0,11$ ;  $rN_2 = 0,76$ )*

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$c_p$ , кДж/(кг К)	$\lambda, 10^{-2}$ , Вт/м К)	$\nu, 10^{-6}$ , м <sup>2</sup> /с	$Pr$
0	1,295	1,042	2,28	12,2	0,72
100	0,95	1,068	3,13	21,54	0,69
200	0,748	1,097	4,01	32,8	0,67
300	0,617	1,122	4,84	45,81	0,65
400	0,525	1,151	5,7	60,38	0,64
<b>500</b>	<b>0,457</b>	<b>1,185</b>	<b>6,56</b>	<b>76,3</b>	<b>0,63</b>
600	0,405	1,214	7,42	93,61	0,62
700	0,363	1,239	8,27	112,1	0,61
800	0,33	1,264	9,15	131,8	0,6
900	0,301	1,29	10,0	152,5	0,59
<b>1000</b>	<b>0,275</b>	<b>1,306</b>	<b>10,9</b>	<b>174,3</b>	<b>0,58</b>
1100	0,257	1,323	11,75	197,1	0,58
1200	0,24	1,34	12,62	221	0,56

**Термодинамические свойства сухого насыщенного пара и воды  
на линии насыщения (по температурам)\***

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{МПа}$	$v', \text{м}^3/\text{кг}$	$v'', \text{м}^3/\text{кг}$	$h', \text{кДж/кг}$	$h'', \text{кДж/кг}$	$s', \text{кДж/кг К}$	$s'', \text{кДж/кг К}$
0,01	0,000611	0,0010002	206,3	0	2501	0	9,1544
5	0,000872	0,0010001	147,2	21,05	2510	0,0762	9,0241
10	0,001228	0,0010004	106,42	42,04	2519	0,1510	8,8994
15	0,001704	0,0010010	77,97	62,97	2528	0,2244	8,7806
20	0,002337	0,0010018	57,84	83,90	2537	0,2964	8,6665
<b>25</b>	<b>0,003166</b>	<b>0,0010030</b>	<b>43,40</b>	<b>104,81</b>	<b>2547</b>	<b>0,3672</b>	<b>8,5570</b>
30	0,004224	0,0010044	32,93	125,71	2556	0,4366	8,4523
35	0,005622	0,0010061	25,24	146,60	2565	0,5049	8,3519
40	0,007375	0,0010079	19,55	157,50	2574	0,5723	8,2559
45	0,009584	0,0010099	15,28	188,40	2582	0,6384	8,1638
<b>50</b>	<b>0,012335</b>	<b>0,0010121</b>	<b>12,04</b>	<b>209,3</b>	<b>2592</b>	<b>0,7038</b>	<b>8,0753</b>
55	0,01574	0,0010145	9,578	230,2	2600	0,7679	7,9901
60	0,019917	0,0010171	7,678	251,1	2609	0,8311	7,9084
65	0,02501	0,0010199	6,201	272,1	2617	0,8934	7,8297
70	0,03117	0,0010228	5,045	293,0	2626	0,9549	7,7544
<b>75</b>	<b>0,03855</b>	<b>0,0010258</b>	<b>4,133</b>	<b>314,0</b>	<b>2635</b>	<b>1,0157</b>	<b>7,6815</b>
80	0,04736	0,0010290	3,408	334,9	2643	1,0753	7,6116
85	0,05781	0,0010324	2,828	355,9	2651	1,1342	7,5438
90	0,07011	0,0010359	2,361	377,0	2659	1,1925	7,4787
95	0,08451	0,0010396	1,982	398,0	2668	1,2502	7,4155
<b>100</b>	<b>0,10132</b>	<b>0,0010435</b>	<b>1,673</b>	<b>419,1</b>	<b>2676</b>	<b>1,3071</b>	<b>7,3547</b>
105	0,12079	0,0010474	1,419	440,2	2683	1,3632	7,2959
110	0,14326	0,0010516	1,210	461,30	2691	1,4184	7,2387
115	0,16905	0,0010559	1,036	482,50	2698	1,4733	7,1832
120	0,19854	0,0010603	0,8917	503,70	2706	1,5277	7,1298
<b>125</b>	<b>0,23208</b>	<b>0,0010649</b>	<b>0,7704</b>	<b>525,00</b>	<b>2713</b>	<b>1,5814</b>	<b>7,0777</b>
130	0,2701	0,0010697	0,6683	546,30	2721	1,6345	7,0272
135	0,3130	0,0010747	0,5820	567,5	2727	1,6869	6,9781
140	0,3614	0,0010798	0,5087	589,0	2734	1,7392	6,9304
145	0,4155	0,0010851	0,4461	610,5	2740	1,7907	6,8839

Продолжение табл. П.12

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{МПа}$	$v',$ $\text{м}^3/\text{кг}$	$v'',$ $\text{м}^3/\text{кг}$	$h',$ $\text{кДж/кг}$	$h'',$ $\text{кДж/кг}$	$s',$ $\text{кДж/кг К}$	$s'',$ $\text{кДж/кг К}$
<b>150</b>	<b>0,4760</b>	<b>0,0010906</b>	<b>0,3926</b>	<b>632,2</b>	<b>2746</b>	<b>1,8418</b>	<b>6,8383</b>
155	0,5433	0,0010962	0,3466	653,9	2753	1,8224	6,7940
160	0,6180	0,0011021	0,3068	675,5	2758	1,9427	6,7508
165	0,7008	0,0011081	0,2725	697,3	2763	1,9924	6,7081
170	0,7920	0,0011144	0,2426	719,2	2769	2,0417	6,6666
<b>175</b>	<b>0,8925</b>	<b>0,0011208</b>	<b>0,2166</b>	<b>741,1</b>	<b>2773</b>	<b>2,0909</b>	<b>6,6256</b>
180	1,0027	0,0011275	0,1939	763,1	2778	2,1395	6,5858
185	1,1234	0,0011344	0,1739	785,2	2782	2,1876	6,5465
190	1,2553	0,0011415	0,1564	807,5	2786	2,2357	6,5074
195	1,3989	0,0011489	0,1409	829,9	2790	2,2834	6,4694
<b>200</b>	<b>1,5551</b>	<b>0,0011565</b>	<b>0,1272</b>	<b>852,4</b>	<b>2793</b>	<b>2,3308</b>	<b>6,4318</b>
205	1,7245	0,0011644	0,1151	875,0	2796	2,3777	6,3945
210	1,9080	0,0011726	0,1043	897,7	2798	2,4246	6,3577
215	2,1062	0,0011812	0,0946	920,7	2800	2,4715	6,3212
220	2,3201	0,0011900	0,0860	943,7	2802	2,5179	6,2849
<b>225</b>	<b>2,5504</b>	<b>0,0011992</b>	<b>0,0783</b>	<b>966,9</b>	<b>2802</b>	<b>2,5640</b>	<b>6,2488</b>
230	2,7979	0,0012870	0,0714	990,4	2803	2,6101	6,2133
235	3,0635	0,0012187	0,0652	1013,9	2804	2,6561	6,1780
240	3,3480	0,0012291	0,0596	1037,5	2803	2,7021	6,1425
245	3,6524	0,0012399	0,0546	1061,6	2803	2,7478	6,1073
<b>250</b>	<b>3,9776</b>	<b>0,0012512</b>	<b>0,0500</b>	<b>1085,7</b>	<b>2801</b>	<b>2,7934</b>	<b>6,0721</b>
255	4,3250	0,0012631	0,0459	1110,2	2799	2,8394	6,0366
260	4,6940	0,0012755	0,0421	1135,1	2796	2,8851	6,0013
265	5,0870	0,0012886	0,0387	1160,2	2794	2,9307	5,9667
270	5,5050	0,0013023	0,0356	1185,3	2790	2,9764	5,9297
<b>275</b>	<b>5,9490</b>	<b>0,0013168</b>	<b>0,0327</b>	<b>1210,7</b>	<b>2785</b>	<b>3,0223</b>	<b>5,8938</b>
280	6,4910	0,0013321	0,0301	1236,9	2780	3,0681	5,8573
285	6,9180	0,0013483	0,0277	1263,1	2773	3,1146	5,8205
290	7,4450	0,0013655	0,0255	1290,	2766	3,1611	5,7827
295	8,0020	0,0013839	0,0235	1317,2	2758	3,2079	5,7443

Окончание табл. П.12

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{МПа}$	$v', \text{м}^3/\text{кг}$	$v'', \text{м}^3/\text{кг}$	$h', \text{кДж/кг}$	$h'', \text{кДж/кг}$	$s', \text{кДж/кг К}$	$s'', \text{кДж/кг К}$
<b>300</b>	<b>8,5920</b>	<b>0,0014036</b>	<b>0,0216</b>	<b>1344,9</b>	<b>2749</b>	<b>3,2548</b>	<b>5,7049</b>
305	9,2140	0,001425	0,0199	1373,1	2739	3,3026	5,6647
310	9,8700	0,001447	0,0183	1402,1	2727	3,3508	5,6233
315	10,561	0,001472	0,0168	1431,7	2714	3,3996	5,5802
320	11,290	0,001499	0,0154	1462,1	2700	3,4495	5,5353
<b>325</b>	<b>12,057</b>	<b>0,001529</b>	<b>0,0141</b>	<b>1493,6</b>	<b>2684</b>	<b>3,5002</b>	<b>5,4891</b>
330	12,865	0,001562	0,0129	1526,1	2666	3,5522	5,4412
335	13,714	0,001599	0,0118	1559,8	2646	3,6056	5,3905
340	14,608	0,001639	0,0107	1594,7	2622	3,6065	5,3361
345	15,548	0,001686	0,0097	1639	2595	3,7184	5,2769
<b>350</b>	<b>16,537</b>	<b>0,001741</b>	<b>0,0088</b>	<b>1671</b>	<b>2565</b>	<b>3,7786</b>	<b>5,2717</b>
355	17,577	0,001807	0,0078	1714	2527	3,8439	5,1385
360	18,674	0,001894	0,0069	1762	2481	3,9162	5,0530
365	19,830	0,00202	0,0059	1817	2421	4,0009	4,9463
370	21,053	0,00222	0,0049	1893	2331	4,1137	4,7951
<b>374</b>	<b>22,522</b>	<b>0,00280</b>	<b>0,0034</b>	<b>2031,3</b>	<b>2152</b>	<b>4,3332</b>	<b>4,5755</b>

\*Примечание: параметры критического состояния:  $t_{кр} = 374,15 ^\circ\text{C}$ ;  
 $p_{кр} = 22,129 \text{ МПа}$ ;  $v_{кр} = 0,00326 \text{ м}^3/\text{кг}$ .

Таблица П.13

**Термодинамические свойства сухого насыщенного пара и воды  
на линии насыщения (по давлениям)\***

$p$ , МПа	$t$ , °С	$v'$ , м <sup>3</sup> /кг	$v''$ , м <sup>3</sup> /кг	$h'$ , кДж/кг	$h''$ , кДж/кг	$s'$ , кДж/кг К	$s''$ , кДж/кг К
0,001	6,92	0,0010001	129,9	29,3	2513	0,105	8,975
0,002	17,51	0,0010014	66,97	73,5	2533	0,261	8,722
0,003	24,10	0,0010028	45,66	101,0	2545	0,355	8,576
0,004	28,98	0,0010041	34,81	121,4	2554	0,423	8,473
<b>0,005</b>	<b>32,88</b>	<b>0,0010053</b>	<b>28,19</b>	<b>137,8</b>	<b>2561</b>	<b>0,476</b>	<b>8,393</b>
0,007	39,03	0,0010075	20,53	163,4	2572	0,559	8,274
0,01	45,84	0,0010103	14,68	191,9	2584	0,649	8,149
0,012	49,45	0,0010119	12,35	207,0	2591	0,697	8,085
0,015	54,00	0,0010140	10,02	226,1	2599	0,755	8,007
<b>0,02</b>	<b>60,08</b>	<b>0,0010171</b>	<b>7,647</b>	<b>251,4</b>	<b>2609</b>	<b>0,832</b>	<b>7,907</b>
0,025	64,99	0,0010199	6,202	272,0	2618	0,893	7,830
0,03	69,12	0,0010222	5,226	289,3	2625	0,944	7,769
0,04	75,88	0,0010264	3,994	317,7	2636	1,026	7,670
0,05	81,35	0,0010299	3,239	340,6	2645	1,091	7,593
<b>0,06</b>	<b>85,95</b>	<b>0,0010330</b>	<b>2,732</b>	<b>360,0</b>	<b>2653</b>	<b>1,145</b>	<b>7,531</b>
0,07	89,97	0,0010359	2,364	376,8	2660	1,192	7,479
0,08	93,52	0,0010385	2,087	391,8	2665	1,233	7,434
0,1	99,64	0,0010423	1,694	417,4	2675	1,303	7,360
0,12	104,81	0,0010472	1,429	439,4	2683	1,361	7,298
<b>0,14</b>	<b>109,33</b>	<b>0,0010510</b>	<b>1,236</b>	<b>458,5</b>	<b>2690</b>	<b>1,411</b>	<b>7,246</b>
0,16	113,32	0,0010543	1,091	475,4	2696	1,455	7,202
0,18	116,94	0,0010575	0,977	490,7	2702	1,494	7,163
0,2	120,23	0,0010605	0,885	504,8	2707	1,530	7,127
0,24	126,09	0,0010659	0,7465	529,8	2715	1,593	7,067
<b>0,28</b>	<b>131,20</b>	<b>0,0010709</b>	<b>0,6461</b>	<b>551,4</b>	<b>2722</b>	<b>1,647</b>	<b>7,015</b>
0,32	135,75	0,0010754	0,5701	571,1	2728	1,695	6,971
0,36	139,87	0,0010797	0,5104	588,7	2734	1,738	6,932
0,4	143,62	0,0010836	0,4624	604,7	2738	1,777	6,897
0,44	147,09	0,0010874	0,4227	619,8	2743	1,804	6,865

Продолжение табл. П.13

$p$ , МПа	$t$ , °С	$v'$ , м <sup>3</sup> /кг	$v''$ , м <sup>3</sup> /кг	$h'$ , кДж/кг	$h''$ , кДж/кг	$s'$ , кДж/кг К	$s''$ , кДж/кг К
<b>0,5</b>	<b>151,84</b>	<b>0,0010927</b>	<b>0,3747</b>	<b>640,1</b>	<b>2749</b>	<b>1,860</b>	<b>6,822</b>
0,6	158,84	0,0011007	0,3156	670,5	2757	1,931	6,761
0,7	164,96	0,0011081	0,2728	697,2	2764	1,992	6,709
0,8	170,42	0,0011149	0,2403	720,9	2769	2,046	6,663
0,9	175,35	0,0011213	0,2149	742,8	2774	2,094	6,623
<b>1,0</b>	<b>179,88</b>	<b>0,0011273</b>	<b>0,1946</b>	<b>762,7</b>	<b>2778</b>	<b>2,138</b>	<b>6,587</b>
1,2	187,95	0,0011385	0,1633	798,3	2785	2,216	6,523
1,4	195,04	0,0011490	0,1408	830,0	2790	2,284	6,469
1,6	204,36	0,0011586	0,1238	858,3	2793	2,344	6,422
1,8	207,10	0,0011678	0,1104	884,4	2796	2,397	6,379
<b>2,0</b>	<b>212,37</b>	<b>0,0011766</b>	<b>0,09958</b>	<b>908,5</b>	<b>2799</b>	<b>2,447</b>	<b>6,340</b>
2,2	217,24	0,0011851	0,09068	930,9	2801	2,492	6,305
2,4	221,77	0,0011932	0,08324	951,8	2802	2,534	6,272
2,6	226,03	0,0012012	0,07688	971,7	2803	2,573	6,242
2,8	230,04	0,0012088	0,07141	990,4	2803	2,611	6,213
<b>3,0</b>	<b>233,83</b>	<b>0,0012163</b>	<b>0,06665</b>	<b>1008,3</b>	<b>2804</b>	<b>2,646</b>	<b>6,186</b>
3,2	237,44	0,0012239	0,06246	1025,3	2803	2,679	6,161
3,6	244,16	0,0012380	0,05543	1057,3	2802	2,740	6,113
4,0	250,33	0,0012520	0,04977	1087,5	2801	2,796	6,070
4,4	256,05	0,0012656	0,04508	1115,3	2798	2,849	6,029
<b>4,8</b>	<b>261,37</b>	<b>0,0012790</b>	<b>0,04118</b>	<b>1141,8</b>	<b>2796</b>	<b>2,898</b>	<b>5,991</b>
5,0	263,91	0,0012857	0,03944	1154,4	2764	2,921	5,973
5,5	269,94	0,0013021	0,35640	1184,9	2790	2,976	5,930
6,0	275,56	0,0013185	0,32430	1213,9	2785	3,027	5,890
6,5	280,83	0,0013344	0,02973	1241,3	2779	3,076	5,851
7,0	285,80	0,0013510	0,02737	1267,4	2772	3,122	5,814
7,5	290,50	0,0013673	0,02532	1292,7	2766	3,166	5,779
8	294,98	0,0013838	0,02352	1317,0	2758	3,208	5,475
8,5	299,24	0,0014005	0,02192	1340,8	2751	3,248	5,711

Окончание таблицы П.13

$p$ , МПа	$t$ , °С	$v'$ , м <sup>3</sup> /кг	$v''$ , м <sup>3</sup> /кг	$h'$ , кДж/кг	$h''$ , кДж/кг	$s'$ , кДж/кг К	$s''$ , кДж/кг К
<b>9</b>	<b>303,32</b>	<b>0,0014174</b>	<b>0,02048</b>	<b>1363,7</b>	<b>2743</b>	<b>3,287</b>	<b>5,678</b>
9,5	307,22	0,0014345	0,01919	1385,9	2734	3,324	5,640
10	310,96	0,0014521	0,01803	1407,7	2725	3,360	5,615
11	318,04	0,0014890	0,01597	1450,2	2705	3,430	5,553
12	324,63	0,0015270	0,01427	1491,1	2685	3,496	5,492
<b>13</b>	<b>330,81</b>	<b>0,0015670</b>	<b>0,01277</b>	<b>1531,5</b>	<b>2662</b>	<b>3,561</b>	<b>5,432</b>
14	336,63	0,0016110	0,01149	1570,8	2638	3,623	5,372
15	342,11	0,0016580	0,01035	1610,0	2611	3,684	5,310
16	347,32	0,0017100	0,00932	1650,0	2582	3,746	5,247
17	352,26	0,0017680	0,00838	1690,0	2548	3,807	5,177
<b>18</b>	<b>356,96</b>	<b>0,0018370</b>	<b>0,00750</b>	<b>1732,0</b>	<b>2510</b>	<b>3,871</b>	<b>5,107</b>
19	361,44	0,0019210	0,00668	1776,0	2466	3,938	5,027
20	365,71	0,0020400	0,00585	1827,0	2410	4,015	4,928
21	369,79	0,0022100	0,00498	1888,0	2336	4,108	4,803
22	373,70	0,0027300	0,00367	2016,0	2168	4,303	4,591

\*Примечание. Параметры критического состояния:  $t_{кр} = 374,15$  °С;  
 $p_{кр} = 22,129$  МПа;  $v_{кр} = 0,00326$  м<sup>3</sup>/кг.

Таблица П.14

**Термодинамические параметры перегретого водяного пара**  
( $v$ , м<sup>3</sup>/кг,  $h$ , кДж/кг,  $s$ , кДж/кг К)\*

$t$ , °C	0,001 МПа			0,005 МПа			0,01 МПа		
	$v$	$h$	$s$	$v$	$h$	$s$	$v$	$h$	$s$
0	0,001	0,0	0,000	0,001	0,0	0,000	0,001	0,0	0,000
50	150,0	2594	9,238	29,80	2593	8,492	15,00	2592	8,170
100	173,3	2688	9,510	34,43	2688	8,764	17,20	2688	8,442
150	196,5	2783	9,748	39,05	2783	9,002	19,52	2783	8,628
200	219,8	2880	9,963	43,68	2880	9,219	21,83	2879	8,897
<b>250</b>	<b>243,0</b>	<b>2977</b>	<b>10,159</b>	<b>48,30</b>	<b>2977</b>	<b>9,414</b>	<b>24,14</b>	<b>2977</b>	<b>9,094</b>
300	266,2	3077	10,340	52,92	3077	9,595	26,46	3077	9,274
350	289,5	3177	10,507	57,54	3177	9,763	28,76	3177	9,443
400	312,6	3280	10,665	62,16	3280	9,921	31,08	3280	9,601
450	335,6	3384	10,815	66,77	3384	10,071	33,39	3384	9,751
<b>500</b>	<b>359,0</b>	<b>3490</b>	<b>10,958</b>	<b>71,39</b>	<b>3490</b>	<b>10,214</b>	<b>35,70</b>	<b>3490</b>	<b>9,895</b>
550	382,2	3598	11,095	76,01	3598	10,351	38,1	3598	10,031
600	405,6	3707	11,226	80,64	3707	10,482	40,32	3707	10,162

$t$ , °C	0,02 МПа			0,05 МПа			0,1 МПа		
	$v$	$h$	$s$	$v$	$h$	$s$	$v$	$h$	$s$
0	*	0	0,000	*	0,1	0,000	*	0,1	0,000
50	**	209,3	0,703	**	209,3	0,703	**	209,3	0,703
100	8,584	2687	8,120	3,420	2683	7,693	1,695	2676	7,361
150	9,745	2782	8,361	3,889	2780	7,936	1,937	2776	7,608
200	10,90	2879	8,576	4,355	2877	8,152	2,172	2875	7,828
<b>250</b>	<b>12,06</b>	<b>2976</b>	<b>8,773</b>	<b>4,819</b>	<b>2975</b>	<b>8,349</b>	<b>2,405</b>	<b>2974</b>	<b>8,026</b>
300	13,22	3077	8,954	5,284	3076	8,531	2,638	3074	8,211
350	14,37	3177	9,123	5,749	3176	8,699	2,871	3175	8,381
400	15,53	3280	9,281	6,212	3279	8,858	3,102	3278	8,541
450	16,68	3384	9,431	6,674	3383	9,008	3,334	3382	8,690
<b>500</b>	<b>17,82</b>	<b>3490</b>	<b>9,575</b>	<b>7,136</b>	<b>3489</b>	<b>9,152</b>	<b>3,565</b>	<b>3488</b>	<b>8,833</b>
550	18,99	3598	9,713	7,598	3597	9,290	3,797	3596	8,969
600	20,15	3707	9,842	8,058	3707	9,419	4,028	3706	9,097

\*Примечание: (\*) – 0,00100; (\*\*) – 0,00101.

Продолжение табл. П.14

$t, ^\circ\text{C}$	0,2 МПа			0,5 МПа			1,0 МПа		
	$v$	$h$	$s$	$v$	$h$	$s$	$v$	$h$	$s$
0	0,001	0,2	0,000	0,0009	0,6	0,000	0,0009	1,1	0,000
50	0,001	209	0,703	0,0010	209	0,703	0,0010	210	0,702
100	0,001	419	1,306	0,0010	419	1,306	0,0010	419	1,305
150	0,960	2769	7,276	0,0010	632	1,840	0,0011	632	1,840
200	1,080	2870	7,501	0,4249	2854	7,056	0,2060	2827	6,692
<b>250</b>	<b>1,198</b>	<b>2970</b>	<b>7,702</b>	<b>0,4742</b>	<b>2958</b>	<b>7,264</b>	<b>0,2326</b>	<b>2940</b>	<b>6,920</b>
300	1,316	3071	7,887	0,5224	3062	7,454	0,2578	3048	7,116
350	1,433	3173	8,059	0,5700	3167	7,629	0,2822	3156	7,296
400	1,549	3276	8,219	0,6173	3272	7,791	0,3065	3263	7,461
450	1,664	3381	8,369	0,6642	3377	7,943	0,3303	3370	7,615
<b>500</b>	<b>1,781</b>	<b>3487</b>	<b>8,512</b>	<b>0,7109</b>	<b>3484</b>	<b>8,086</b>	<b>0,3539</b>	<b>3479</b>	<b>7,761</b>
550	1,897	3595	8,648	0,7576	3592	8,223	0,3776	3588	7,898
600	2,013	3705	8,776	0,8041	3702	8,351	0,4010	3698	8,027

$t, ^\circ\text{C}$	2,0 МПа			3,0 МПа			5,0 МПа		
	$v$	$h$	$s$	$v$	$h$	$s$	$v$	$h$	$s$
0	0,0009	2,1	0,000	0,0009	3,1	0,000	0,0009	5,2	0,000
50	0,0010	211	0,702	0,0010	211,8	0,702	0,0010	213,6	0,700
100	0,0010	420	1,304	0,0010	420,9	1,304	0,0010	422,5	1,302
150	0,0010	632	1,838	0,0011	633,4	1,837	0,0011	634,7	1,835
200	0,0011	852	2,328	0,0015	852,6	2,326	0,0011	853,6	2,322
<b>250</b>	<b>0,1114</b>	<b>2900</b>	<b>6,539</b>	<b>0,0706</b>	<b>2853</b>	<b>6,283</b>	<b>0,0012</b>	<b>1086</b>	<b>2,789</b>
300	0,1255	3019	6,757	0,0812	2988	6,530	0,0454	2920	6,200
350	0,1384	3134	6,949	0,0905	3111	6,735	0,0519	3063	6,440
400	0,1511	3246	7,122	0,0993	3229	6,916	0,0578	3193	6,640
450	0,1634	3357	7,282	0,1078	3343	7,080	0,0633	3315	6,815
<b>500</b>	<b>0,1755</b>	<b>3468</b>	<b>7,429</b>	<b>0,1161</b>	<b>3456</b>	<b>7,231</b>	<b>0,0686</b>	<b>3433</b>	<b>6,974</b>
550	0,1875	3578	7,569	0,1243	3569	7,373	0,0737	3550	7,120
600	0,1995	3690	7,701	0,1325	3682	7,506	0,07870	3666	7,257

Окончание табл. П.14

$t, ^\circ\text{C}$	8,0 МПа			10 МПа			15 МПа		
	$v$	$h$	$s$	$v$	$h$	$s$	$v$	$h$	$s$
0	0,0009	8,2	0,000	0,00099	10,2	0,000	0,0009	15,2	0,001
50	0,0010	216,2	0,699	0,00100	218	0,698	0,0010	222	0,695
100	0,0010	424,9	1,299	0,00103	426	1,298	0,0010	430	1,294
150	0,0011	636,6	1,832	0,00108	638	1,830	0,0011	641	1,824
200	0,0011	855,0	2,317	0,00114	856	2,314	0,0011	858	2,306
<b>250</b>	<b>0,0012</b>	<b>1086</b>	<b>2,781</b>	<b>0,00124</b>	<b>1085</b>	<b>2,776</b>	<b>0,0012</b>	<b>1086</b>	<b>2,765</b>
300	0,0243	2784	5,788	0,00139	1342	3,244	0,0013	1337	3,222
350	0,0300	2985	6,126	0,02247	2920	5,940	0,0115	2690	5,442
400	0,0344	3135	6,358	0,02646	3093	6,207	0,0156	2973	5,878
450	0,0382	3270	6,552	0,02979	3239	6,416	0,0184	3155	6,139
<b>500</b>	<b>0,0417</b>	<b>3397</b>	<b>6,722</b>	<b>0,03281</b>	<b>3372</b>	<b>6,596</b>	<b>0,0208</b>	<b>3308</b>	<b>6,346</b>
550	0,4516	3520	6,876	0,03566	3499	6,756	0,0229	3445	6,521
600	0,0484	3640	7,019	0,03837	3621	6,901	0,0249	3576	6,677

$t, ^\circ\text{C}$	20 МПа			30 МПа			35 МПа		
	$v$	$h$	$s$	$v$	$h$	$s$	$v$	$h$	$s$
0	0,0009	15,2	0,001	0,00099	10,2	0,000	0,0009	30,1	0,001
50	0,0010	222	0,695	0,00100	218	0,698	0,001	235	0,689
100	0,0010	430	1,294	0,00103	426	1,298	0,0010	442	1,283
150	0,0011	641	1,824	0,00108	638	1,830	0,0010	651	1,810
200	0,0011	858	2,306	0,00114	856	2,314	0,0011	865	2,287
<b>250</b>	<b>0,0012</b>	<b>1086</b>	<b>2,765</b>	<b>0,00124</b>	<b>1085</b>	<b>2,776</b>	<b>0,0012</b>	<b>1088</b>	<b>2,735</b>
300	0,0013	1337	3,222	0,00139	1342	3,244	0,0013	1329	3,171
350	0,0115	2690	5,442	0,02247	2920	5,940	0,0015	1608	3,640
400	0,0156	2973	5,878	0,02646	3093	6,207	0,0028	2155	4,476
450	0,0184	3155	6,139	0,02979	3239	6,416	0,0067	2816	5,446
<b>500</b>	<b>0,0208</b>	<b>3308</b>	<b>6,346</b>	<b>0,03281</b>	<b>3372</b>	<b>6,596</b>	<b>0,0087</b>	<b>3073</b>	<b>5,799</b>
550	0,0229	3445	6,521	0,03566	3499	6,756	0,0101	3268	6,045
600	0,0249	3576	6,677	0,03837	3621	6,901	0,0114	3434	6,242

## Физические свойства воды в состоянии насыщения

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \text{кДж/кг К}$	$\lambda, 10^{-2}, \text{Вт/м К}$	$\nu, 10^{-6}, \text{м}^2/\text{с}$	$\beta, 10^{-4}, \text{1/К}$	$\sigma, 10^{-4}, \text{Н/м}$	$Pr$
0	999,9	4,212	55,1	1,789	-0,63	756,4	13,67
10	999,7	4,191	57,4	1,306	0,70	741,6	9,52
20	998,2	4,183	59,9	1,006	1,82	726,9	7,02
30	995,7	4,174	61,8	0,805	3,21	712,2	5,42
40	992,2	4,174	63,5	0,659	3,87	696,5	4,31
<b>50</b>	<b>988,1</b>	<b>4,174</b>	<b>64,8</b>	<b>0,556</b>	<b>4,49</b>	<b>676,9</b>	<b>3,54</b>
60	983,2	4,179	65,9	0,478	5,11	662,2	2,98
70	977,8	4,187	66,8	0,415	5,70	643,5	2,55
80	971,8	4,195	67,4	0,365	6,32	625,9	2,21
90	965,3	4,208	68,0	0,326	6,95	607,2	1,95
<b>100</b>	<b>958,4</b>	<b>4,220</b>	<b>68,3</b>	<b>0,295</b>	<b>7,52</b>	<b>588,6</b>	<b>1,75</b>
110	951,0	4,233	68,5	0,272	8,08	569,0	1,60
120	943,1	4,250	68,6	0,252	8,64	548,4	1,47
130	934,8	4,266	68,6	0,233	9,19	528,8	1,36
140	926,1	4,287	68,5	0,217	9,72	507,2	1,26
<b>150</b>	<b>917,0</b>	<b>4,313</b>	<b>68,4</b>	<b>0,203</b>	<b>10,3</b>	<b>486,6</b>	<b>1,17</b>
160	907,4	4,346	68,3	0,191	10,7	466,0	1,10
170	897,3	4,380	67,9	0,181	11,3	443,4	1,05
180	886,9	4,417	67,4	0,173	11,9	422,8	1,00
190	876,0	4,459	67,0	0,165	12,6	400,2	0,96
<b>200</b>	<b>863,0</b>	<b>4,505</b>	<b>66,3</b>	<b>0,158</b>	<b>13,3</b>	<b>376,7</b>	<b>0,93</b>
210	852,8	4,555	65,5	0,153	14,1	354,1	0,91
220	840,3	4,614	64,5	0,149	14,8	331,6	0,89
230	827,3	4,681	63,7	0,145	15,9	310,0	0,88
240	813,6	4,756	62,8	0,141	16,8	285,5	0,87
<b>250</b>	<b>799,0</b>	<b>4,844</b>	<b>61,8</b>	<b>0,137</b>	<b>18,1</b>	<b>261,9</b>	<b>0,86</b>
260	784,0	4,949	60,5	0,135	19,7	237,4	0,87
270	767,9	5,070	59,0	0,133	21,6	214,8	0,88

Окончание табл. П.15

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \text{кДж/кг К}$	$\lambda, 10^{-2}, \text{Вт/м К}$	$\nu, 10^{-6}, \text{м}^2/\text{с}$	$\beta, 10^{-4}, \text{1/К}$	$\sigma, 10^{-4}, \text{Н/м}$	$Pr$
280	750,7	5,230	57,4	0,131	23,7	191,3	0,90
290	732,3	5,485	55,8	0,129	26,2	168,7	0,93
<b>300</b>	<b>712,5</b>	<b>5,736</b>	<b>54,0</b>	<b>0,128</b>	<b>29,2</b>	<b>144,2</b>	<b>0,97</b>
310	691,1	6,071	52,3	0,128	32,9	120,7	1,03
320	667,1	6,574	50,6	0,128	38,2	98,1	1,11
330	640,2	7,244	48,4	0,127	43,3	76,71	1,22
340	610,1	8,165	45,7	0,127	53,4	56,7	1,39
<b>350</b>	<b>574,4</b>	<b>9,504</b>	<b>43,0</b>	<b>0,126</b>	<b>66,8</b>	<b>38,16</b>	<b>1,60</b>
360	528,0	13,984	39,5	0,126	109	20,21	2,35
370	450,5	40,321	33,7	0,126	264	4,71	6,79

Таблица П.16

## Физические свойства водяного пара в состоянии насыщения

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{МПа}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$r, \text{кДж/кг}$	$c_p, \text{кДж/кг К}$	$\lambda, 10^{-2}, \text{Вт/м К}$	$\nu, 10^{-6}, \text{м}^2/\text{с}$	$Pr$
0,01	0,00061	0,00485	2500	1,861	1,697	1888	1,00
10	0,00123	0,00939	2477	1,869	1,77	1011	1,00
20	0,00234	0,01729	2453	1,877	1,824	563,7	1,00
30	0,00424	0,03037	2430	1,885	1,883	328,9	1,00
40	0,00738	0,05117	2406	1,895	1,953	200,7	1,00
<b>50</b>	<b>0,01233</b>	<b>0,08303</b>	<b>2382</b>	<b>1,907</b>	<b>2,034</b>	<b>127,5</b>	<b>0,99</b>
60	0,01992	0,1302	2358	1,923	2,122	83,88	0,99
70	0,03116	0,1981	2333	1,942	2,214	56,9	0,99
80	0,04736	0,2932	2309	1,967	2,309	39,63	0,99
90	0,07011	0,4232	2283	1,997	2,407	28,26	0,99
<b>100</b>	<b>0,1013</b>	<b>0,598</b>	<b>2256,8</b>	<b>2,135</b>	<b>2,372</b>	<b>20,02</b>	<b>1,08</b>
110	0,143	0,826	2230	2,177	2,489	15,07	1,09
120	0,198	1,121	2202,8	2,206	2,593	11,46	1,09

$t, ^\circ\text{C}$	$p,$ МПа	$\rho,$ кг/м <sup>3</sup>	$r,$ кДж/кг	$c_p,$ кДж/кг К	$\lambda, 10^{-2},$ Вт/м К	$\nu, 10^{-6},$ м <sup>2</sup> /с	$Pr$
130	0,27	1,496	2174,3	2,257	2,686	8,85	1,11
140	0,361	1,966	2145	2,315	2,791	6,89	1,12
<b>150</b>	<b>0,476</b>	<b>2,547</b>	<b>2114,3</b>	<b>2,395</b>	<b>2,884</b>	<b>5,47</b>	<b>1,16</b>
160	0,618	3,258	2092,6	2,479	3,012	4,39	1,18
170	0,792	4,122	2049,5	2,583	3,128	3,57	1,21
180	1,003	5,157	2015,2	2,709	3,268	2,93	1,25
190	1,255	6,397	1978,8	2,856	3,419	2,44	1,3
<b>200</b>	<b>1,555</b>	<b>7,862</b>	<b>1940,7</b>	<b>3,023</b>	<b>3,547</b>	<b>2,03</b>	<b>1,36</b>
210	1,908	9,588	1900,5	3,199	3,722	1,71	1,41
220	2,32	11,62	1857,8	3,408	3,896	1,45	1,47
230	2,798	13,99	1813	3,634	4,094	1,24	1,54
240	3,348	16,76	1765,6	3,881	4,291	1,06	1,61
<b>250</b>	<b>3,978</b>	<b>19,98</b>	<b>1715,8</b>	<b>4,158</b>	<b>4,512</b>	<b>0,913</b>	<b>1,68</b>
260	4,694	23,72	1661,4	4,468	4,803	0,794	1,75
270	5,505	28,09	1604,4	4,815	5,106	0,688	1,82
280	6,419	33,19	1542,9	5,234	5,489	0,600	1,90
290	7,445	39,15	1476,3	5,694	5,827	0,526	2,01
<b>300</b>	<b>8,592</b>	<b>46,21</b>	<b>1404,3</b>	<b>6,280</b>	<b>6,268</b>	<b>0,461</b>	<b>2,13</b>
310	9,870	54,58	1325,2	7,118	6,838	0,403	2,29
320	11,290	64,72	1238,1	8,206	7,513	0,353	2,50
330	12,865	77,10	1139,7	9,881	8,257	0,310	2,86
340	14,608	92,76	1027,1	12,35	9,304	0,272	3,35
<b>350</b>	<b>16,537</b>	<b>113,6</b>	<b>893,1</b>	<b>16,24</b>	<b>10,70</b>	<b>0,234</b>	<b>4,03</b>
360	18,674	144,0	719,7	23,03	12,79	0,202	5,23
370	21,053	203,0	438,4	56,52	17,10	0,166	11,1

Физические свойства перегретого водяного пара при  $p = 0,1$  МПа

$t, ^\circ\text{C}$	$\nu,$ $\text{м}^3/\text{кг}$	$\lambda, 10^{-3},$ $\text{Вт/м К}$	$\mu, 10^{-6},$ $\text{Па с}$	$c_p,$ $\text{кДж/кг К}$
200	2,172	33,3	16,18	1,974
210	2,219	34,2	16,58	1,976
220	2,266	35,2	16,99	1,978
230	2,313	36,2	17,40	1,981
240	2,359	37,2	17,81	1,984
<b>250</b>	<b>2,406</b>	<b>38,2</b>	<b>18,22</b>	<b>1,988</b>
260	2,453	39,2	18,63	1,992
270	2,499	40,2	19,04	1,996
280	2,546	41,3	19,46	2,001
290	2,592	42,3	19,87	2,006
<b>300</b>	<b>2,639</b>	<b>43,4</b>	<b>20,29</b>	<b>2,011</b>
310	2,685	44,5	20,70	2,016
320	2,732	45,6	21,12	2,021
330	2,778	46,7	21,53	2,026
340	2,824	47,8	21,95	2,032
<b>350</b>	<b>2,871</b>	<b>49,0</b>	<b>22,37</b>	<b>2,038</b>
360	2,917	50,1	22,78	2,044
370	2,964	51,3	23,20	2,050
380	3,010	52,4	23,61	2,056
390	3,056	53,5	24,03	2,061
<b>400</b>	<b>3,103</b>	<b>54,8</b>	<b>24,44</b>	<b>2,068</b>
410	3,149	55,9	24,86	2,074
420	3,195	57,1	25,27	2,080
430	3,242	58,3	25,69	2,086
440	3,288	59,5	26,10	2,093
<b>450</b>	<b>3,334</b>	<b>60,8</b>	<b>26,51</b>	<b>2,099</b>
460	3,380	62,0	26,93	2,106
470	3,427	63,2	27,34	2,111
480	3,473	64,5	27,75	2,119

Окончание табл. П.17

$t, ^\circ\text{C}$	$\nu,$ $\text{м}^3/\text{кг}$	$\lambda, 10^{-3},$ $\text{Вт}/\text{м К}$	$\mu, 10^{-6},$ $\text{Па с}$	$c_p,$ $\text{кДж}/\text{кг К}$
490	3,519	65,7	28,16	2,125
<b>500</b>	<b>3,565</b>	<b>67,0</b>	<b>28,57</b>	<b>2,132</b>
510	3,612	68,2	28,98	2,139
520	3,658	69,5	29,38	2,146
530	3,704	70,8	29,79	2,152
540	3,750	72,1	30,20	2,159
<b>550</b>	<b>3,797</b>	<b>73,4</b>	<b>30,60</b>	<b>2,166</b>
560	3,843	74,6	31,01	2,173
570	3,889	75,9	31,41	2,180
580	3,935	77,3	31,81	2,187
590	3,982	78,6	32,22	2,194
<b>600</b>	<b>4,028</b>	<b>79,9</b>	<b>32,62</b>	<b>2,200</b>
610	4,074	81,2	33,01	2,206
620	4,120	82,4	33,41	2,213
630	4,166	83,9	33,81	2,220
640	4,213	85,2	34,20	2,227
<b>650</b>	<b>4,259</b>	<b>86,6</b>	<b>34,60</b>	<b>2,234</b>
660	4,305	87,9	34,99	2,241
670	4,351	89,8	35,39	2,248
680	4,397	90,6	35,77	2,255
690	4,444	92,0	36,16	2,262

**Термодинамические свойства  $CO_2$  на линии насыщения  
жидкость–пар**

$T$ , К	$p$ , бар	$\rho''$ , кг/м <sup>3</sup>	$\rho'$ , кг/м <sup>3</sup>	$h''$ , кДж/кг	$h'$ , кДж/кг	$r$ , кДж/кг	$s''$ , кДж/ кг К	$s'$ , кДж/ кг К
216,56								
218	5,54	14,69	1173,7	732,9	388,9	344,0	4,245	2,667
<b>220</b>	<b>6,01</b>	<b>15,88</b>	<b>1166,7</b>	<b>733,7</b>	<b>392,6</b>	<b>341,1</b>	<b>4,234</b>	<b>2,683</b>
222	6,52	17,17	1159,6	734,4	396,2	338,2	4,222	2,699
224	7,07	18,55	1152,3	735,1	399,2	335,2	4,211	2,715
226	7,65	20,02	1144,9	735,8	403,6	332,2	4,200	2,730
228	8,27	21,59	1137,4	736,4	407,3	329,1	4,190	2,746
<b>230</b>	<b>8,92</b>	<b>23,26</b>	<b>1129,8</b>	<b>736,9</b>	<b>411,0</b>	<b>325,9</b>	<b>4,179</b>	<b>2,762</b>
232	9,62	25,03	1122,0	737,4	414,8	322,7	4,168	2,778
234	10,36	26,92	1114,1	737,9	418,6	319,3	4,158	2,794
236	11,14	28,92	1106,0	738,3	422,4	315,9	4,148	2,810
238	11,96	31,04	1097,8	738,7	426,3	312,4	4,138	2,826
<b>240</b>	<b>12,82</b>	<b>33,29</b>	<b>1089,5</b>	<b>739,0</b>	<b>430,2</b>	<b>308,8</b>	<b>4,128</b>	<b>2,842</b>
242	13,73	35,67	1081,1	739,3	434,2	305,1	4,118	2,858
244	14,69	38,18	1072,5	739,5	438,2	301,2	4,108	2,874
246	15,70	40,84	1063,8	739,6	442,3	297,3	4,099	2,891
248	16,75	43,66	1054,9	739,7	446,4	293,3	4,089	2,907
<b>250</b>	<b>17,85</b>	<b>46,64</b>	<b>1045,9</b>	<b>739,8</b>	<b>450,6</b>	<b>289,2</b>	<b>4,080</b>	<b>2,923</b>
252	19,01	49,79	1036,7	739,7	454,8	285,0	4,070	2,940
254	20,22	53,13	1027,3	739,6	459,0	280,6	4,061	2,956
256	21,48	56,66	1017,8	739,5	463,3	276,2	4,051	2,973
258	22,80	60,40	1008,0	739,2	467,6	271,6	4,042	2,989
<b>260</b>	<b>24,18</b>	<b>64,36</b>	<b>998,1</b>	<b>738,9</b>	<b>472,0</b>	<b>266,8</b>	<b>4,032</b>	<b>3,006</b>
262	25,62	68,5	988,0	738,4	476,5	262,0	4,022	3,023
264	27,12	73,0	977,6	737,9	481,0	256,9	4,012	3,039
266	28,68	77,7	966,9	737,3	485,5	251,8	4,002	3,056
268	30,31	82,8	956,0	736,5	490,2	246,4	3,992	3,073

$T$ , К	$p$ , бар	$\rho''$ , кг/м <sup>3</sup>	$\rho'$ , кг/м <sup>3</sup>	$h''$ , кДж/кг	$h'$ , кДж/кг	$r$ , кДж/кг	$s''$ , кДж/ кг К	$s'$ , кДж/ кг К
<b>270</b>	<b>32,01</b>	<b>88,21</b>	<b>944,2</b>	<b>735,7</b>	<b>494,9</b>	<b>240,8</b>	<b>3,982</b>	<b>3,090</b>
272	33,77	93,97	933,2	734,7	499,6	235,1	3,971	3,107
274	35,61	100,12	921,2	733,6	504,5	229,1	3,960	3,124
276	37,52	106,73	908,8	732,3	509,4	228,8	3,949	3,142
278	39,50	113,84	895,9	730,8	514,5	216,3	3,937	3,159
<b>280</b>	<b>41,57</b>	<b>121,53</b>	<b>882,5</b>	<b>729,1</b>	<b>519,7</b>	<b>209,5</b>	<b>3,925</b>	<b>3,177</b>
282	43,71	129,86	868,5	727,3	525,0	202,3	3,912	3,195
284	45,94	138,94	853,7	725,1	530,4	194,7	3,899	3,214
286	48,26	148,90	838,2	722,7	536,0	186,6	3,885	3,233
288	50,66	159,89	821,6	719,9	541,9	178,0	3,870	3,252
<b>290</b>	<b>53,16</b>	<b>172,15</b>	<b>803,9</b>	<b>716,7</b>	<b>547,9</b>	<b>168,8</b>	<b>3,854</b>	<b>3,272</b>
292	55,75	185,97	784,7	713,0	554,3	158,7	3,836	3,293
294	58,45	201,81	763,6	708,7	561,1	147,6	3,816	3,315
295	59,83	210,69	752,2	706,2	564,6	141,6	3,806	3,326
296	61,24	220,37	740,1	703,5	568,3	135,2	3,794	3,338
<b>297</b>	<b>62,67</b>	<b>231,01</b>	<b>727,2</b>	<b>700,5</b>	<b>572,2</b>	<b>128,3</b>	<b>3,782</b>	<b>3,350</b>
298	64,14	242,84	713,2	697,1	576,3	120,8	3,769	3,363
299	65,63	256,18	697,9	693,3	580,7	112,7	3,754	3,377
300	67,14	271,55	680,9	689,0	585,4	103,6	3,737	3,392
301	68,69	289,77	661,7	683,8	590,5	93,2	3,718	3,409
302	70,26	312,45	639,1	677,3	596,4	80,9	3,695	3,427
303	71,87	343,42	611,1	668,7	603,4	65,3	3,665	3,450

**Термодинамические свойства  $CO_2$  на линии насыщения  
жидкость–пар\***

$T$ , К	$-\Phi''$ , кДж/кг	$f''$ , бар	$c_v''$ , кДж/кг	$c_v'$ , кДж/кг	$c_p''$ , кДж/кг	$c_p'$ , кДж/кг	$w''$ , м/с	$w'$ , м/с
216,56								
218	192,41	5,11	0,670	0,865	0,961	1,832	221,6	1024,6
<b>220</b>	<b>197,67</b>	<b>5,22</b>	<b>0,675</b>	<b>0,843</b>	<b>0,973</b>	<b>1,823</b>	<b>221,9</b>	<b>1011,0</b>
222	202,93	5,96	0,680	0,828	0,985	1,822	222,0	996,0
224	208,22	6,43	0,685	0,819	0,998	1,827	222,2	979,8
226	213,53	6,92	0,690	0,815	1,012	1,837	222,3	962,5
228	218,87	7,44	0,696	0,814	1,026	1,851	222,3	944,4
<b>230</b>	<b>224,24</b>	<b>7,99</b>	<b>0,701</b>	<b>0,816</b>	<b>1,041</b>	<b>1,868</b>	<b>222,3</b>	<b>925,8</b>
232	229,66	8,57	0,707	0,821	1,057	1,887	222,3	906,8
234	235,11	9,18	0,713	0,826	1,074	1,908	222,2	887,5
236	240,61	9,81	0,719	0,833	1,092	1,929	222,1	868,1
238	246,14	10,47	0,725	0,841	1,111	1,952	222,0	848,7
<b>240</b>	<b>251,72</b>	<b>11,16</b>	<b>0,731</b>	<b>0,849</b>	<b>1,131</b>	<b>1,975</b>	<b>221,8</b>	<b>829,3</b>
242	257,33	11,88	0,737	0,857	1,152	1,998	221,6	810,0
244	262,98	12,62	0,743	0,865	1,174	2,022	221,3	790,9
246	268,68	13,40	0,750	0,874	1,199	2,046	221,0	771,9
248	274,40	14,20	0,756	0,882	1,224	2,070	220,6	753,0
<b>250</b>	<b>280,16</b>	<b>15,04</b>	<b>0,763</b>	<b>0,889</b>	<b>1,252</b>	<b>2,095</b>	<b>220,2</b>	<b>734,4</b>
252	285,96	15,90	0,770	0,897	1,282	2,121	219,7	715,9
254	291,78	16,79	0,777	0,904	1,314	2,148	219,3	697,5
256	297,64	17,71	0,785	0,911	1,349	2,177	218,7	679,3
258	303,53	18,66	0,793	0,918	1,387	2,207	218,1	661,2
<b>260</b>	<b>309,44</b>	<b>19,64</b>	<b>0,801</b>	<b>0,924</b>	<b>1,428</b>	<b>2,238</b>	<b>217,5</b>	<b>643,2</b>
262	315,38	20,65	0,809	0,930	1,474	2,273	216,8	625,3
264	321,34	21,69	0,818	0,936	1,524	2,310	216,1	607,4
266	327,33	22,76	0,827	0,941	1,579	2,350	215,3	589,5
268	333,35	23,86	0,836	0,946	1,641	2,395	214,4	571,6
<b>270</b>	<b>339,38</b>	<b>24,99</b>	<b>0,846</b>	<b>0,952</b>	<b>1,710</b>	<b>2,444</b>	<b>213,5</b>	<b>553,7</b>

Окончание табл. П.19

$T$ , К	$-\Phi''$ , кДж/кг	$f''$ , бар	$c_v''$ , кДж/кг	$c_v'$ , кДж/кг	$c_p''$ , кДж/кг	$c_p'$ , кДж/кг	$w''$ , м/с	$w'$ , м/с
272	345,44	26,15	0,857	0,957	1,788	2,500	212,6	535,7
274	351,51	27,33	0,868	0,962	1,876	2,562	211,6	517,6
276	357,61	28,55	0,880	0,968	1,978	2,633	210,5	499,3
278	363,73	29,80	0,893	0,974	2,096	2,715	209,3	480,9
<b>280</b>	<b>369,86</b>	<b>31,07</b>	<b>0,906</b>	<b>0,980</b>	<b>2,234</b>	<b>2,810</b>	<b>208,1</b>	<b>462,3</b>
282	376,02	32,38	0,920	0,986	2,399	2,921	206,8	443,5
284	382,19	33,71	0,936	0,993	2,597	3,055	205,4	424,4
286	388,38	35,07	0,953	1,000	2,841	3,216	203,9	404,9
288	394,59	36,46	0,971	1,009	3,149	3,416	202,3	385,1
<b>290</b>	<b>400,82</b>	<b>37,88</b>	<b>0,991</b>	<b>1,019</b>	<b>3,547</b>	<b>3,671</b>	<b>200,7</b>	<b>364,8</b>
292	407,07	39,32	1,013	1,030	4,084	4,006	198,9	344,0
294	413,34	40,79	1,038	1,043	4,843	4,467	196,9	322,5
295	416,48	41,54	1,052	1,051	5,352	4,769	195,9	311,6
296	419,62	42,29	1,067	1,059	5,992	5,142	194,8	300,4
<b>297</b>	<b>422,78</b>	<b>43,05</b>	<b>1,082</b>	<b>1,068</b>	<b>6,817</b>	<b>5,611</b>	<b>193,6</b>	<b>289,0</b>
298	425,93	43,81	1,099	1,078	7,922	6,222	192,4	277,4
299	429,10	44,58	1,118	1,090	9,468	7,049	191,1	265,5
300	432,26	45,35	1,138	1,104	11,777	8,228	189,7	253,3
301	435,44	46,13	1,161	1,119	15,574	10,039	188,1	240,7
302	438,62	46,91	1,187	1,138	22,890	13,156	186,3	227,7
303	441,80	47,70	1,216	1,162	42,550	19,652	184,2	214,2

\*Примечание:  $\Phi$  – термодинамический потенциал;  $f$  – летучесть (фугитивность);  $w$  – скорость звука.

**Термодинамические параметры пара и жидкости аммиака  $NH_3$   
на линии насыщения**

$t, ^\circ C$	$p,$ МПа	$v'$	$v''$	$s'$	$s''$	$h'$	$h''$	$r$
		м <sup>3</sup> /кг		кДж/(кг·град)		кДж/кг		
-30	0,1195	0,001476	0,963	3,660	9,249	282,2	1640,8	1358,6
-25	0,1516	0,001490	0,771	3,751	9,167	304,4	1648,3	1345,9
-20	0,1903	0,001504	0,624	3,841	9,090	327,4	1655,9	1328,5
-15	0,2364	0,001519	0,509	3,929	9,015	350,0	1662,9	1312,6
<b>-10</b>	<b>0,2909</b>	<b>0,001534</b>	<b>0,418</b>	<b>4,016</b>	<b>8,944</b>	<b>372,6</b>	<b>1669,3</b>	<b>1296,7</b>
-5	0,3549	0,001550	0,347	4,102	8,876	395,7	1675,1	1279,4
0	0,4294	0,001566	0,290	4,187	8,809	418,7	1681,0	1262,3
5	0,5157	0,001583	0,244	4,271	8,746	441,7	1686,4	1244,7
10	0,6150	0,001601	0,206	4,353	8,684	465,2	1691,1	1225,9
<b>15</b>	<b>0,7283</b>	<b>0,001619</b>	<b>0,175</b>	<b>4,435</b>	<b>8,624</b>	<b>488,6</b>	<b>1695,7</b>	<b>1207,1</b>
20	0,8572	0,001639	0,149	4,516	8,566	512,5	1699,4	1186,9
25	1,0027	0,001659	0,128	4,595	8,509	536,3	1703,2	1166,9
30	1,1665	0,001680	0,111	4,675	8,454	560,2	1705,7	1145,5
35	1,3499	0,001702	0,096	4,753	8,399	584,9	1708,2	1123,3
40	1,5544	0,001726	0,083	4,831	8,346	609,2	1709,9	1100,7

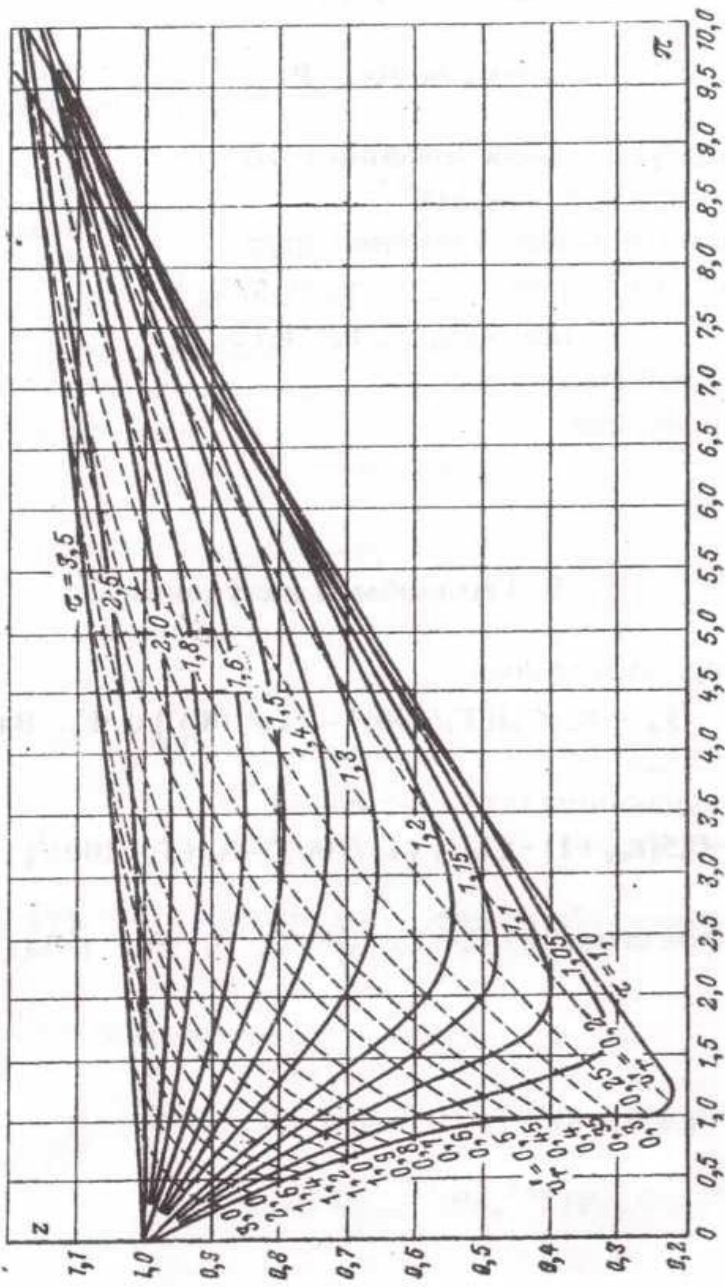


Рис. П.1. zπ-Диаграмма

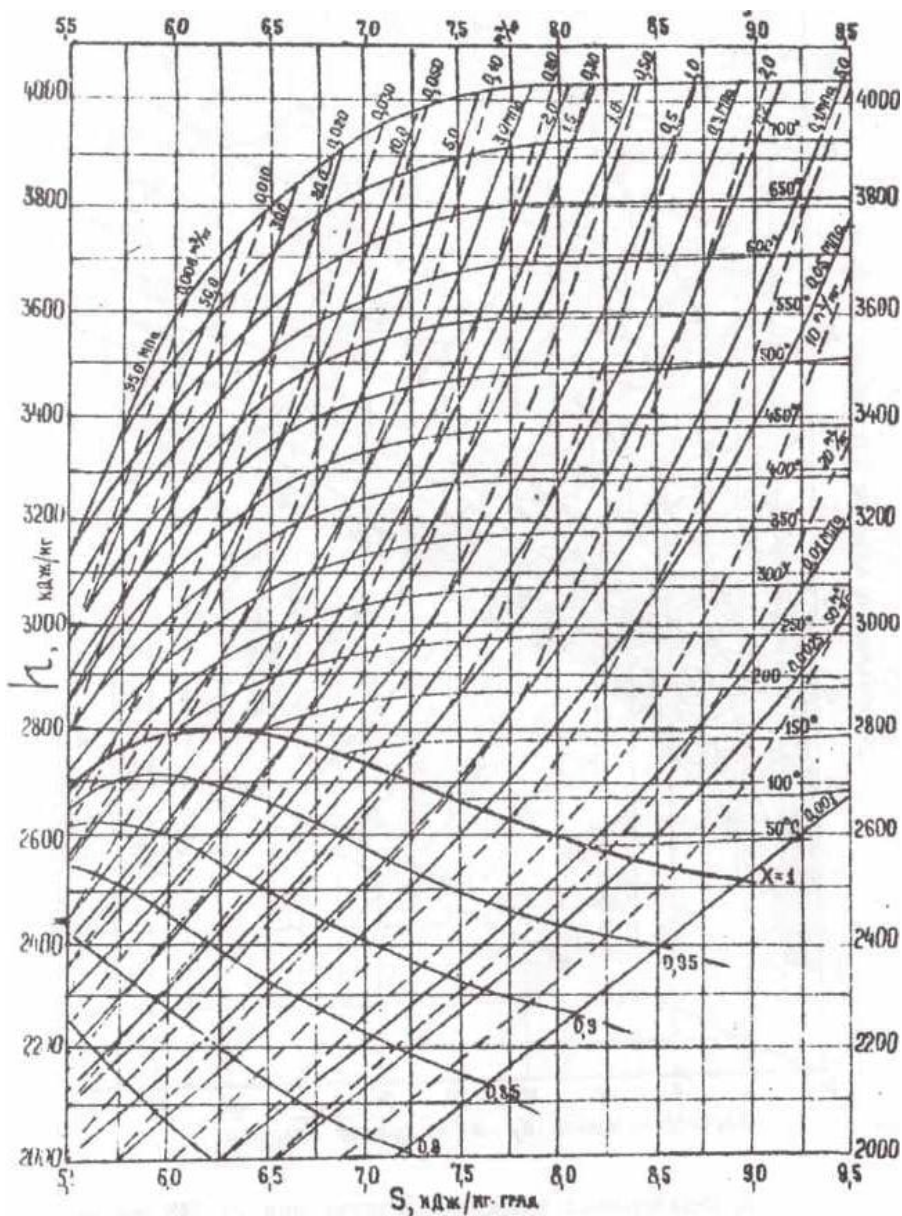


Рис. П.2.  $hs$ -Диаграмма водяного пара



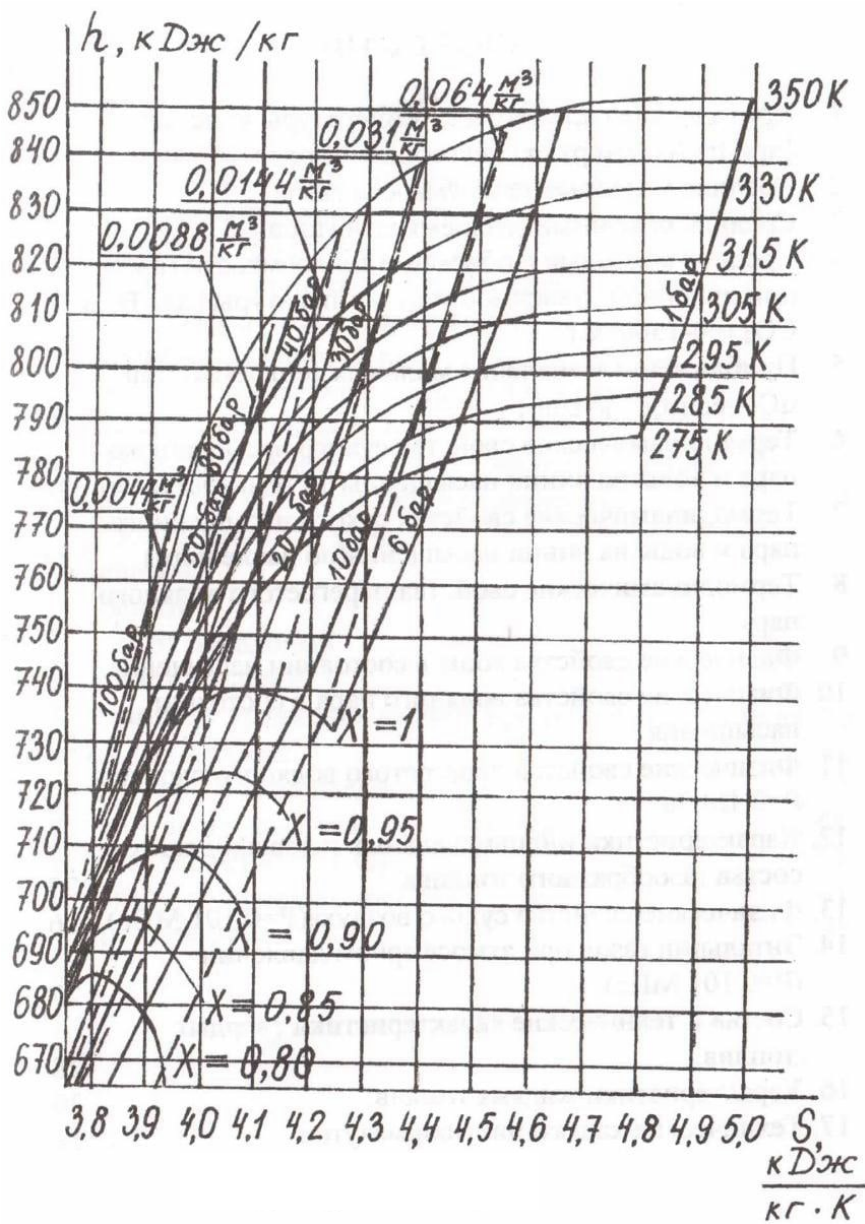


Рис. П.4.  $h$ - $S$ -диаграмма углекислого газа

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	3
ВВЕДЕНИЕ.....	7
РАЗДЕЛ I. ОСНОВЫ ТЕОРИИ.....	9
ГЛАВА 1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ.....	9
1.1. Основные параметры состояния.....	9
1.2. Уравнение состояния идеального газа.....	12
1.3. Уравнения состояния реальных газов.....	19
1.4. Задания для самостоятельной работы.....	25
ГЛАВА 2. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ ЗАКРЫТЫХ СИСТЕМ.....	27
2.1. Виды энергии.....	27
2.2. Аналитическое выражение первого закона термодинамики.....	31
2.3. Теплоемкость газов.....	33
2.4. Энтальпия.....	44
2.5. Энтропия идеального газа.....	46
2.6. Основные термодинамические процессы изменения состояния идеального газа.....	50
2.7. Компрессоры.....	65
2.8. Задания для самостоятельной работы.....	73
ГЛАВА 3. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ.....	75
3.1. Круговые процессы, или циклы.....	76
3.2. Общие свойства обратимых и необратимых циклов.....	81
3.3. Изменение энтропии в обратимых и необратимых процессах.....	85
3.4. Принцип возрастания энтропии изолированной системы.....	87
3.5. Энтропия как статистическое понятие. Формула Больцмана.....	89
3.6. Эксергия.....	92
3.7. Эксергетический баланс и эксергетический КПД.....	99
3.8. Задания для самостоятельной работы.....	101

ГЛАВА 4. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ .....	103
4.1. Дифференциальное уравнение состояния.....	103
4.2. Дифференциальные уравнения теплоты, внутренней энергии, энтальпии и энтропии .....	105
4.3. Дифференциальные соотношения для теплоемкостей $c_p$ и $c_v$ .....	110
ГЛАВА 5. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ ОТКРЫТЫХ СИСТЕМ.....	120
5.1. Аналитическое выражение первого закона термодинамики для потока.....	120
5.2. Геометрическое воздействие на поток .....	123
5.3. Истечение из суживающегося сопла .....	127
5.4. Дросселирование газов .....	134
5.5. Задания для самостоятельной работы. ....	139
ГЛАВА 6. РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ.....	140
6.1. Основные термодинамические процессы изменения состояния водяного пара.....	149
6.2. Критические явления.....	161
6.3. Влажный воздух.....	176
6.4. Задания для самостоятельной работы .....	180
ГЛАВА 7. ТЕПЛОВЫЕ УСТАНОВКИ.....	182
7.1. Циклы двигателей внутреннего сгорания .....	182
7.2. Циклы газотурбинных установок .....	190
7.3. Циклы паротурбинных установок.....	196
7.4. Парогазовые установки.....	209
7.5. Задания для самостоятельной работы. ....	210
ГЛАВА 8. ХОЛОДИЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ .....	213
8.1. Циклы воздушных холодильных установок .....	213
8.2. Циклы паровой компрессорной холодильной установки.....	216
8.3. Абсорбционная холодильная машина .....	219
8.4. Схема и устройство теплового насоса.....	222
8.5. Задания для самостоятельной работы. ....	224

РАЗДЕЛ II. ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ.....	226
Правила техники безопасности .....	226
Теплотехнические измерения.....	226
Оценка погрешности эксперимента.....	229
Лабораторная работа 21. ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА В ПРОЦЕССАХ СУШКИ .....	234
Лабораторная работа 22. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ВОЗДУХА .....	246
Лабораторная работа 23. ИССЛЕДОВАНИЕ $PV$ -ДИАГРАММЫ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА. ОПЫТ ЭНДРЮСА .....	256
Лабораторная работа 24. ИССЛЕДОВАНИЕ КРИВОЙ НАСЫЩЕНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА.....	267
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	277
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК .....	278
ПРИЛОЖЕНИЕ .....	279

# УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

*Даниял Гумерович Амирханов  
Рауф Даниялович Амирханов  
Минтагир Султангалеевич Курбангалеев  
Анвар Ахнафович Мухамадиев  
Ирик Хафизович Хайруллин*

## ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

*Редактор Е. И. Шевченко*

Подписано в печать 21.11.2017

Бумага офсетная  
20,0 уч.-изд. л.

Печать ризографическая  
Тираж 200 экз.

Формат 60×84 1/16  
18,60 усл. печ. л.  
Заказ

Издательство Казанского национального исследовательского  
технологического университета

Отпечатано в офсетной лаборатории Казанского национального  
исследовательского технологического университета

420015, Казань, К. Маркса, 68