

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования  
«Гомельский государственный технический  
университет имени П. О. Сухого»

Институт повышения квалификации  
и переподготовки

Кафедра «Промышленная теплоэнергетика и экология»

## **ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА**

### **ПОСОБИЕ**

**для слушателей специальности переподготовки  
1-43 01 71 «Техническая эксплуатация  
теплоэнергетических установок  
и систем теплоснабжения»  
заочной формы обучения**

Гомель 2023

УДК 536.7(075.8)  
ББК 31.31я73  
Т38

*Рекомендовано кафедрой «Промышленная теплоэнергетика  
и экология» ГГТУ им. П. О. Сухого  
(протокол № 3 от 27.09.2023 г.)*

Составители: *Е. Н. Макеева, В. В. Киселевич*

Рецензент: зав. каф. «Электроснабжение» ГГТУ им. П. О. Сухого  
канд. техн. наук, доц. *А. О. Добродей*

Т38 **Техническая** термодинамика : пособие для слушателей специальности переподготовки 1-43 01 71 «Техническая эксплуатация теплоэнергетических установок и систем теплоснабжения» заоч. формы обучения / сост.: Е. Н. Макеева, В. В. Киселевич. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2023. – 133 с. – Систем. требования: PC не ниже Intel Celeron 300 МГц ; 32 Mb RAM ; свободное место на HDD 16 Mb ; Windows 98 и выше ; Adobe Acrobat Reader. – Режим доступа: <http://elib.gstu.by>. – Загл. с титул. экрана.

Пособие предназначено для формирования знаний основ преобразования энергии, законов термодинамики, термодинамических процессов и циклов, принципа действия и устройства компрессоров, двигателей внутреннего сгорания, теплосиловых, холодильных установок и других теплотехнических устройств, применяемых в энергетике и промышленности.

Для слушателей специальности переподготовки 1-43 01 71 «Техническая эксплуатация теплоэнергетических установок и систем теплоснабжения» заочной формы обучения ИПКиП.

УДК 536.7(075.8)  
ББК 31.31я73

© Учреждение образования «Гомельский  
государственный технический университет  
имени П. О. Сухого», 2023

# КУРС ЛЕКЦИЙ

## ГЛАВА 1 ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ

### 1.1 Техническая термодинамика как теоретическая база специальных теплотехнических дисциплин

*Термодинамика* является наукой, в которой изучаются энергия и законы превращения ее из одних видов в другие.

Раздел этой науки, в которой рассматривается взаимопревращения тепловой и механической энергии, называется *технической термодинамикой*.

Техническая термодинамика является основой теории тепловых двигателей и других промышленных установок, так или иначе связанных с взаимопревращениями указанных видов энергии.

### 1.2 Термодинамическая система и окружающая среда

Одним из основных в технической термодинамике является понятие о *термодинамической системе*, представляющей собой совокупность тел, находящихся во взаимодействии как между собой, так и с окружающей средой.

Взаимодействие термодинамической системы с окружающей средой может быть различным: механическим, тепловым, химическим, электрическим и т.д. В технической термодинамике рассматриваются первые два взаимодействия: механическое и тепловое. Для удобства изучения того или иного вида взаимодействия между системой и средой термодинамическую систему условно представляют заключенной в воображаемую оболочку, отделяющую ее от окружающей среды. На этой оболочке (поверхности) совершается взаимодействие системы и окружающей среды. Оболочку считают способной передавать от системы к окружающей среде, и наоборот, механическое или тепловое воздействие. Другими словами система может быть или не быть механически или термически изолированной.

В результате взаимодействия технической системы с окружающей средой состояние системы изменяется. В общем случае это будет представляться в изменении *температуры, удельного объема и давления*. Эти характерные для данной системы величины называют основными термодинамическими параметрами её состояния.

### 1.3 Равновесные и неравновесные состояния и процессы

Совокупность физических свойств системы в рассматриваемых условиях называют *термодинамическим состоянием системы*. Различают *равновесное* (стационарное) и *неравновесное* (нестационарное) состояния термодинамической системы.

Термодинамическая система, занимающая определенный объем, находится в равновесном состоянии в том случае, если давление и температура системы во всех частях этого объема одинаковы.

Термодинамические системы, внутри которых не соблюдается постоянство давления и температуры, называются неравновесными.

Изолированная термодинамическая система независимо от своего начального состояния с течением времени всегда приходит в состояние равновесия. Необходимо отметить, что никогда самопроизвольно выйти из него система не может.

Если термодинамическая система взаимодействует с окружающей средой с помощью механических сил, то взаимодействие называется *механическим*. Взаимодействие, которое приводит к изменению энергии и совершается в форме передачи теплоты посредством теплообмена, называется *тепловым*.

Непрерывно протекающее изменение состояния системы, происходящая в результате её тепломеханического взаимодействия с окружающей средой, называется *термодинамическим процессом*. Различают равновесные и неравновесные процессы.

*Равновесным процессом* называется термодинамический процесс, представляющий собой непрерывную последовательность равновесных состояний. В таком процессе физические параметры изменяются бесконечно медленно, так что система все время находится в равновесном состоянии. Кроме того, все части системы имеют одинаковые температуру и давление.

*Неравновесным процессом* называется термодинамический процесс, представляющий собой последовательность состояний, среди которых не все являются равновесными. В неравновесном процессе различные части системы имеют разные температуры, давления, плотности, концентрации.

Если термодинамическая система выведена из состояния равновесия и предоставлена сама себе, то через некоторый промежуток времени она снова придет в состояние равновесия. Процесс перехода системы из неравновесного состояния в равновесное называется *релаксацией*, а время перехода в состояние равновесия – *временем релаксации*.

Круговой процесс (цикл) – это процесс, при котором термодинамическая система, претерпев ряд изменений, возвращается в исходное состояние.

Все реальные процессы являются неравновесными и необратимыми и могут рассматриваться как равновесные и обратимые только в рамках некоторой идеализации, в рамках определенных допущений.

#### 1.4 Параметры состояния. Уравнение состояния

*Температура*  $T$  характеризует тепловое состояние тела. Если между телами (системами) не происходит самопроизвольный теплообмен, это означает, что тела (системы) находятся в термодинамическом равновесии, то есть имеют одинаковые температуры. Из кинетической теории газов известно, что при тепловом равновесии тел средние значения кинетической энергии молекул этих тел одинаковы. Таким образом, термодинамическая температура является мерой кинетической энергии газа.

Единицей измерения термодинамической температуры служит *кельвин* ( $K$ ) – температурная единица шкалы Кельвина. Кельвину и градусу Цельсия соответствует одинаковый температурный интервал, но начало отсчёта по шкале Кельвина и шкале Цельсия различаются на  $273,15 K$ , поэтому

$$T = t + 273,15. \quad (1.1)$$

*Давление*  $p$  – отношение нормальной составляющей силы к площади действия этой силы. Единицей давления в СИ является *паскаль* ( $Pa$ ) – давление, вызываемое действием силы в  $1$  ньютон на площадь  $1 m^2$ . Так как паскаль – величина очень маленькая, на практике чаще используются величины, кратные паскалю:  $1 MПа$  (мегапаскаль) =  $10^6 Pa$ ,  $1 кПа$  (килопаскаль) =  $10^3 Pa$  и внесистемная величина  $1 бар = 10^5 Pa$ . Использование последней величины связано с тем, что  $1 бар$  примерно равен атмосферному давлению Земли.

Давление измеряется с помощью манометров, вакууметров и барометров. Жидкостные и пружинные *манометры*, применяемые на практике, являются приборами дифференциального вида, то есть измеряют избыточное давление

$$p_a = p_m + p_b, \quad (1.2)$$

где  $P_m$  – манометрическое давление,  $p_a$  – абсолютное давление,  $P_0$  – давление окружающей среды (барометрическое давление).

Приборы для измерения давлений ниже атмосферного называются *вакууметрами*, и их показания дают значения разрежения (вакуума):

$$p_v = p_0 - p_a. \quad (1.3)$$

Следует помнить, что *термодинамическим параметром является абсолютное давление  $p$* .

Параметр состояния – *удельный объём  $v$  ( $\text{м}^3/\text{кг}$ )* представляет собой объём  $V$  единицы массы  $m$  вещества:

$$v = V/m. \quad (1.4)$$

Между удельным объёмом и плотностью вещества  $\rho$  существует очевидная взаимосвязь:

$$v = 1/\rho. \quad (1.5)$$

Из определения понятия основных термодинамических параметров состояния термодинамической системы следует, что их значения не зависят от того, каким путем система пришла в рассматриваемое состояние. Это свойство параметров состояния является одной из их специфических особенностей.

Для равновесной системы может быть установлена определенная аналитическая зависимость между ее параметрами состояния, называемая уравнением состояния. В общем случае:

$$f(p, v, T) = 0. \quad (1.6)$$

В зависимости от характера системы, функция (1.6) оказывается более или менее сложной.

Для 1 кг идеального газа эта функция является наиболее простой:

$$pv = RT \quad (1.7)$$

и называется уравнением Менделеева - Клапейрона.

Где  $R$  [Дж/(кг·К)] – газовая постоянная, различная по величине для различных газов.

## ГЛАВА 2 ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

### 2.1 Первое начало термодинамики, как частный случай закона сохранения энергии

Согласно закону сохранения и превращения энергии, являющимся наиболее общим законом природы, применимым ко всем явлениям и процессам, энергия изолированной системы (равная сумме всех видов энергии, имеющих в системе) при любых происходящих в системе процессах не меняется; энергия не уничтожается и не создается.

Понятие энергии неразрывно связано с движением материи: *энергия* есть физическая мера движения материи, поэтому сохранение энергии выражает собой факт неуничтожимости движения материального мира. Существует и вторая формулировка: *энергия* – универсальная форма взаимодействия материи.

На основе закона сохранения и превращения энергии могут быть установлены точные количественные соотношения между отдельными видами энергии. Действительно, если различные виды энергии взяты в таких количествах, что каждое из них порознь вызывает одно и то же изменение состояния данной системы, то указанные количества энергии различных видов в силу взаимопревращаемости их будут являться эквивалентными.

Обозначим через  $E$  общую энергию термодинамической системы независимо от конкретных форм, в которых она имеется в системе. Согласно закону сохранения и превращения энергии полная энергия изолированной системы не изменяется с течением времени, то есть  $E = const$  или  $E_2 - E_1 = 0$ .

В общем случае неизолированной термодинамической системы, находящейся в тепловом и механическом взаимодействии с окружающими телами, изменение энергии системы будет связано с произведенной системой работой  $L$  и полученным системой количеством теплоты  $Q$ , вытекающим из закона сохранения и превращения энергии, соотношением:

$$E_2 - E_1 = Q - L. \quad (2.1)$$

Согласно этому уравнению, изменение энергии термодинамической системы равно разности между полученным системой количеством теплоты  $Q$  и совершенной ее работой  $L$ .

## 2.2 Внутренняя энергия и энтальпия

*Внутренняя энергия.* Любая термодинамическая система в каждом состоянии обладает запасом полной энергии  $E$ , которая состоит из внутренней энергии  $U$ , зависящей от внутреннего состояния тела, и внешней энергии  $E_{\text{внеш.}}$ , связанной с движением тела как целого и положением его в каком-либо внешнем поле сил (например в поле сил тяжести), т. е.

$$E = U + E_{\text{внеш.}} \quad (2.2)$$

Если тело не движется, а влиянием внешнего поля сил можно пренебречь, то полная энергия будет представлять собой только внутреннюю энергию.

Любая термодинамическая система (рабочее тело) обладает запасом внутренней энергии, которая состоит из энергии хаотического (теплового) движения и взаимодействия молекул. Поскольку внутренняя энергия рабочего тела зависит от его массы, обычно пользуются значением внутренней энергии, отнесенной к 1 кг массы тела, — *удельной внутренней энергией*

$$u = U / m \quad (2.3)$$

В общем случае удельная кинетическая энергия теплового движения состоит из удельной кинетической энергии поступательного, вращательного и колебательного движений молекул, зависящей только от температуры рабочего тела, и удельной потенциальной энергии взаимодействия молекул между собой, которая, в свою очередь, зависит от среднего расстояния между молекулами, то есть от занимаемого рабочим телом объёма. Следовательно, в общем случае удельная внутренняя энергия рабочего тела зависит от его температуры  $T$  и удельного объёма  $v$ , являясь однозначной функцией этих параметров состояния:  $u = f(T, v)$ , или

$$du = \frac{\partial u}{\partial T} \cdot dT + \frac{\partial u}{\partial v} \cdot dv. \quad (2.4)$$

Таким образом, важнейшим свойством удельной внутренней энергии рабочего тела является то, что она представляет собой однозначную функцию состояния тела, определяемого любой парой его



основных параметров ( $P$ ,  $v$ ,  $T$ ), и сама может служить параметром состояния. Из этого свойства следует, что изменение удельной внутренней энергии не зависит от характера процесса, а определяется лишь начальным и конечным состояниями рабочего тела.

В идеальном газе силы взаимодействия между молекулами отсутствуют и удельная потенциальная энергия его равна нулю. Поэтому удельная внутренняя энергия идеального газа состоит только из удельной кинетической энергии движения молекул  $U_{кин}$  и определяется его температурой:  $u = f(T)$ , или

$$du = \frac{\partial u}{\partial T} \cdot dT. \quad (2.5)$$

В замкнутом (круговом) процессе, в котором начальное и конечное состояния совпадают, изменение удельной внутренней энергии равно нулю.

Определять абсолютное значение удельной внутренней энергии в большинстве технических расчетов не требуется, так как обычно необходимо знать только ее изменение. Поэтому условно приписывают некоторому состоянию рабочего тела нулевое значение удельной внутренней энергии, а все расчеты ведут относительно этого значения.

*Энтальпия.* Рассмотрим полную энергию газа, находящегося под давлением  $P$ , создаваемым грузом массой  $M$  (рис. 2.1).

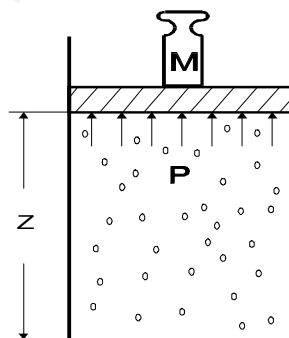


Рис. 2.1. К определению энтальпии газа

В этом случае полная энергия  $E$  системы состоит из внутренней энергии газа  $U$  и потенциальной энергии груза, равной

$$M \cdot g \cdot z = p \cdot f \cdot z = p \cdot V, \quad (2.6)$$

где  $f$  - площадь поперечного сечения поршня.

То есть  $E = U + p \cdot V$ . Величина  $pV$ , зависящая от сил, действующих на поршень, получила название *потенциальной энергии давления*.

Таким образом, если газ находится в среде с давлением  $p$ , то с любым состоянием его связана некоторая энергия

$$U + pV = H, \quad (2.7)$$

получившая название *энтальпии* газа в данном состоянии. Выражение энтальпии для 1 кг газа (т. е. *удельной энтальпии*) имеет вид:

$$h = u + pv. \quad (2.8)$$

Следовательно, удельная энтальпия, будучи зависимой от параметров состояния  $u$ ,  $p$ ,  $v$  также является параметром состояния. Поэтому изменение  $\Delta h$ , как и изменение  $\Delta u$ , не зависит от характера процесса, а определяется только начальным и конечным состояниями, т. е.

$$\Delta h = h_2 - h_1 = (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1). \quad (2.9)$$

Как однозначная функция состояния удельная энтальпия может быть представлена в виде функции любой пары основных параметров состояния.

Удельная энтальпия идеального газа, как и его удельная внутренняя энергия, является функцией только температуры:

$$h = u + pv = u(T) + RT. \quad (2.10)$$

Энтальпия есть полная энергия, связанная с данным состоянием тела; она состоит из внутренней энергии  $U$  тела и величины  $pV$ , представляющей собой работу, которую нужно было затратить для того, чтобы ввести тело объемом  $V$  во внешнюю среду, имеющую повсюду одинаковое давление  $p$ , или, что то же самое, потенциальную энергию связи данного тела с окружающей средой, когда эта связь осуществляется исключительно через внешнее давление. Можно также сказать, что энтальпия равняется сумме внутренних энергий системы и находящегося с ней в механическом равновесии внешнего источника работы; механическое равновесие означает, что источник работы ока-

зывает на систему внешнее давление, равное давлению внутри системы.

### 2.3 Теплота и работа. Работа изменения объема. Техническая работа

Для уточнения понятий теплоты и работы воспользуемся представлением о не пропускающих вещество теплопроводящей и адиабатической оболочках.

Представим закрытую систему, которая не может механически взаимодействовать с другими системами – абсолютно жесткую, неподвижную, не пропускающую вещество, но теплопроводящую. Она не будет способна к механическому взаимодействию.

Энергия, которая может быть получена подобной системой от взаимодействующих с ней других систем, представляет собой лишь одну теплоту. Следовательно, между количеством полученной системой теплоты и изменением ее энергии существует соотношение:

$$E_2 - E_1 = Q_{1-2}, \quad (2.11)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  – начальная и конечная энергия системы;  $E_2 - E_1$  – изменение энергии системы в результате взаимодействия;  $Q_{1-2}$  – теплота, полученная системой.

Вид равновесия, не связанный с выравниванием давления (концентрации или состава) и заключающийся лишь в установлении равенства температур, называется тепловым равновесием.

Представим теперь систему, заключенную в адиабатическую оболочку и находящуюся во внутреннем равновесии. Адиабатическая оболочка не является жесткой; она не допускает теплообмена, но не препятствуют смещению границ системы.

Система, находящаяся в адиабатической оболочке, взаимодействует с внешними системами чисто механически, действуя на последние с некоторой силой, или наоборот.

В результате взаимодействия внутреннее состояние рассматриваемой системы будет изменяться до тех пор, пока все силы (в частности давление) не выровняются, т.е. не установится механическое равновесие.

Количество энергии, переданной данной системой внешним системам через адиабатическую оболочку, есть работа:

$$E_1 - E_2 = L_{1-2}. \quad (2.12)$$

Если бесконечно малое расширение системы происходит во внешней среде, находящейся повсюду под одним и тем же давлением  $p$ , то увеличение объема системы  $V$  на величину  $dV$  сопровождается элементарной работой

$$dL = pdV, \quad (2.13)$$

совершаемой системой над окружающей средой и называемой *работой изменения объема* (механической работой).

Работа, совершаемая системой при конечном изменении объема ее от  $V_1$  до  $V_2$ :

$$L = \int_1^2 pdV. \quad (2.14)$$

Интеграл берется по пути перехода системы из начального состояния в конечное, т.е. по всем состояниям системы в процессе 1-2. Значит величина  $L$  зависит от пути, по которому система из состояния 1 переходит в состояние 2. Следовательно, работа изменения объема является функцией процесса, а не состояния. Работа расширения считается положительной, а работа сжатия – отрицательной.

Для того, чтобы ввести тело объема  $V$  во внешнюю среду, давление которой  $p$  надо затратить работу:

$$L_{\text{пр}} = pV, \quad (2.15)$$

называемую *работой проталкивания*.

Важное практическое значение имеет так называемая *полезная внешняя работа*, т.е. та работа, которая может быть произведена над каким – либо внешним объектом при изменении состояния тела, находящегося во внешней среде (при этом внешний объект предполагается теплоизолированным от тела).

Полезная внешняя работа, которая производится над внешним объектом работы в результате данного процесса, равняется разности работы изменения объема тела и работы проталкивания, т.е. складывается как из работы тела, так и из работы окружающей среды:

$$L' = \int_1^2 pdV - (p_2V_2 - p_1V_1) = -\int_1^2 Vdp. \quad (2.16)$$

Если тело совершает равновесный круговой процесс, то работа изменения объема будет равна полезной работе, произведенная телом за один цикл, и будет равна площади цикла. Если круговой процесс осуществляется по часовой стрелке, работа будет положительной, против часовой стрелки – отрицательной. Полезная внешняя работа, произведенная телом в течение равновесного цикла, называется технической работой.

## 2.4 Аналитическое выражение первого начала термодинамики

Перепишем уравнение (2.1) в следующем виде:

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta L \quad (2.17)$$

Если затрачивается бесконечно малое количество теплоты, при этом совершается бесконечно малая работа и будет бесконечно малым изменение внутренней энергии, то уравнение (2.17) можно записать в виде:

$$dQ = dU + dL \quad (2.18)$$

Или используя уравнение (2.9), в следующем виде:

$$dQ = dH + dL' \quad (2.19)$$

Равенства (2.18) и (2.19) справедливы как для обратимых, так и для необратимых процессов и представляют собой общее аналитическое выражение первого начала термодинамики для бесконечно малого процесса.

Если производимая системой работа связана только с изменением объема системы, а процесс изменения состояния системы обратим, то (2.18) и (2.19) можно записать:

$$dQ = dU + pdV \quad (2.20)$$

$$dQ = dH - Vdp \quad (2.21)$$

Для системы, состояние которой характеризуется двумя независимыми параметрами (в первом случае – объема  $V$  и температуры  $T$ , а

давление является их функцией; во втором случае – давления  $p$  и температуры  $T$ , а объем является их функцией), уравнения (2.20) и (2.21) примут вид:

$$dQ = dU(V, T) + p(V, T)dV \quad (2.22)$$

$$dQ = dI(p, T) + V(p, T)dp. \quad (2.23)$$

Эти уравнения представляют собой аналитическое выражение первого начала термодинамики для обратимых процессов изменения состояния двухпараметрической системы.

Для кругового процесса выражение первого закона термодинамики в интегральной форме запишется как

$$\oint dQ = \oint dU + \oint dL. \quad (2.24)$$

Так как изменение внутренней энергии термодинамической системы не зависит от характера процесса и полностью определяется её начальным и конечным состояниями, то  $\oint dU = 0$ . Следовательно, все количество теплоты, подведенное к термодинамической системе или отведенное от нее в таком процессе, полностью расходуется на совершение системой внешней работы

$$\oint dQ = \oint dL, \quad (2.25)$$

то есть в круговом термодинамическом процессе теплота и работа взаимопревращаются в эквивалентных количествах. Если бы оказалось, что  $\oint dQ < \oint dL$ , то можно было бы осуществить вечный двигатель первого рода – двигатель, который совершал бы работу без затраты энергии.

Таким образом, первый закон термодинамики, указывая на эквивалентность между теплотой и работой, свидетельствует о невозможности создания такой машины, которая бы производила работу, не затрачивая никакой энергии.

## 2.5 Уравнение первого закона термодинамики для потока

Под *открытыми* понимаются термодинамические системы, которые кроме обмена теплотой и работой с окружающей средой допускают также и обмен массой. В технике широко используются процессы преобразования энергии в потоке, когда рабочее тело перемещается из области с одними параметрами в область с другими. Это, например, расширение пара в турбинах, сжатие газов в компрессорах.

Будем рассматривать лишь одномерные стационарные потоки, в которых параметры зависят только от одной координаты, совпадающей с направлением вектора скорости, и не зависят от времени. Условие неразрывности течения в таких потоках заключается в одинаковости массового расхода  $G$  рабочего тела в любом сечении:

$$G = Fw/v = \text{const}, \quad (2.26)$$

где  $F$  – площадь поперечного сечения канала;  $w$  – скорость рабочего тела.

Рассмотрим термодинамическую систему, представленную схематически на рисунке 2.2.

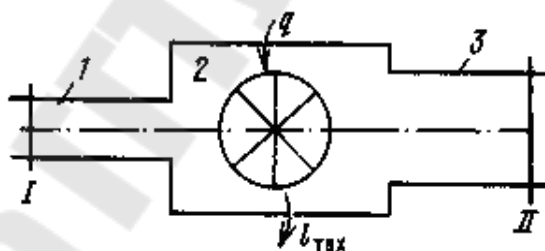


Рис. 2.2 Открытая термодинамическая система

По трубопроводу 1 рабочее тело с параметрами  $T_1, p_1, v_1$  подается со скоростью  $w_1$  в тепломеханический агрегат 2 (двигатель, паровой котел, компрессор и т. д.). Здесь каждый килограмм рабочего тела в общем случае может получать от внешнего источника теплоту  $q$  и совершать техническую работу  $l_{\text{тех}}$ , например, приводя в движение ротор турбины, а затем удаляется через выпускной патрубок со скоростью  $w_2$ , имея параметры  $T_2, p_2, v_2$ .

Если в потоке мысленно выделить замкнутый объем рабочего тела и наблюдать за изменением его параметров в процессе перемещения, то для описания его поведения будут пригодны все полученные выше термодинамические соотношения и, в частности, первый закон термодинамики в обычной записи:  $q = \Delta u + l$ .

Внутренняя энергия есть функция состояния рабочего тела, поэтому значение определяется параметрами рабочего тела при входе (сечение потока I), а значение – параметрами рабочего тела при выходе из агрегата (сечение II).

Работа расширения  $l$  совершается рабочим телом на поверхностях, ограничивающих выделенный движущийся объем, т. е. на стенках агрегата и границах, выделяющих этот объем в потоке. Часть стенок агрегата неподвижна, и работа расширения на них равна нулю. Другая часть стенок специально делается подвижной (рабочие лопатки в турбине и компрессоре, поршень в поршневой машине), и рабочее тело совершает на них техническую работу  $l_{\text{тех}}$ .

При входе рабочее тело вталкивается в агрегат. Для этого нужно преодолеть давление  $p_1$ . Поскольку  $p_1 = \text{const}$ , то каждый килограмм рабочего тела может занять объем лишь при затрате работы, равной  $-p_1v_1$ .

Для того чтобы выйти в трубопровод 3, рабочее тело должно вытолкнуть из него такое же количество рабочего тела, ранее находившегося в нем, преодолев давление  $p_2$ , т.е. каждый килограмм, занимая объем  $v_2$  должен произвести определенную работу выталкивания  $p_2v_2$ .

Если скорость на выходе больше, чем на входе, то часть работы расширения будет затрачена на увеличение кинетической энергии рабочего тела в потоке, равное  $w_2^2/2 - w_1^2/2$ .

Наконец, в неравновесном процессе некоторая работа может быть затрачена на преодоление сил трения.

Окончательно получим:

$$l = l_{\text{тех}} + (p_2v_2 - p_1v_1) + (w_2^2/2 - w_1^2/2) + l_{\text{тр}}. \quad (2.27)$$

Теплота, сообщенная каждому килограмму рабочего тела во время прохождения его через агрегат, складывается из теплоты  $q_{\text{внеш}}$ , подведенной снаружи, и теплоты  $q_{\text{тр}}$ , в которую переходит работа трения внутри агрегата, т.е.

$$q = q_{\text{внеш}} + q_{\text{тр}}. \quad (2.28)$$

Подставив полученные значения  $q$  и  $l$  в уравнение первого закона термодинамики, получим



$$q_{\text{внеш}} + q_{\text{тр}} = u_2 - u_1 + l_{\text{тех}} + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + (w_2^2 / 2 - w_1^2 / 2) + l_{\text{тр}}. \quad (2.29)$$

Поскольку теплота трения равна работе трения, окончательно запишем:

$$q_{\text{внеш}} = h_2 - h_1 + l_{\text{тех}} + (w_2^2 / 2 - w_1^2 / 2). \quad (2.30)$$

Это и есть выражение первого закона термодинамики для потока, который можно сформулировать так: *теплота, подведенная к потоку рабочего тела извне, расходуется на увеличение энтальпии рабочего тела, производство технической работы и увеличение кинетической энергии потока.*

В дифференциальной форме уравнение записывается в виде

$$dq_{\text{внеш}} = dh + dl_{\text{тех}} + wdw. \quad (2.31)$$

Оно справедливо как для равновесных процессов, так и для течений, сопровождающихся трением.

## 2.6 Энтропия

Энтропия – параметр состояния, дифференциал которого равен отношению бесконечно малого количества теплоты  $dQ$  в элементарном обратимом процессе к абсолютной температуре  $T$ , постоянной на бесконечно малом участке процесса, т. е.

$$dS = \frac{dQ}{T}. \quad (2.32)$$

Если количество теплоты отнести к 1 кг вещества  $dq$ , то получим удельную энтропию

$$ds = \frac{dq}{T}, \quad (2.33)$$

которая выражается в джоулях на килограмм-кельвин [Дж/(кг·К)].

Формула (2.41) справедлива как для идеальных газов, так и для реальных тел. Подобно любой другой функции состояния энтропия

может быть представлена в виде функции любых двух параметров состояния:

$$\left. \begin{aligned} s &= f_1(v, T) \\ s &= f_2(p, T) \\ s &= f_3(p, v) \end{aligned} \right\} \quad (2.34)$$

Значение энтропии для заданного состояния определяется интегрированием уравнения (2.33):

$$s = \int \frac{dq}{T} + s_0 \quad (2.35)$$

где  $s_0$  — константа интегрирования.

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

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 dq/T, \quad (2.36)$$

поэтому энтропию тоже часто отсчитывают от произвольно выбранного уровня.

Получим формулы, позволяющие вычислить изменение энтропии идеального газа. Для этого проинтегрируем уравнение (2.20), положив для простоты  $c_v = const$ :

$$s_2 - s_1 = c_v \ln(T_2/T_1) + R \ln(v_2/v_1). \quad (2.37)$$

Из уравнения состояния идеального газа, записанного для состояний 1 и 2, следует:

$$T_2/T_1 = p_2 v_2 / p_1 v_1; \quad v_2/v_1 = T_2 p_1 / T_1 p_2. \quad (2.38)$$

После подстановки отношений в выражение (2.37) получим следующие формулы для изменения энтропии идеального газа:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln(T_2/T_1) - R \ln(p_2/p_1) = c_v \ln(p_2/p_1) + c_p \ln(v_2/v_1) \quad (2.39)$$

Поскольку энтропия есть функция состояния рабочего тела, уравнением (2.39) можно пользоваться вне зависимости от пути перехода рабочего тела между состояниями 1 и 2 и, в частности, от того, равновесный этот переход или нет.

Понятие энтропии позволяет ввести чрезвычайно удобную для термодинамических расчетов  $Ts$ -диаграмму, на которой (как и на  $p, v$ -диаграмме) состояние термодинамической системы изображается точкой, а равновесный термодинамический процесс линией (рис. 2.3).

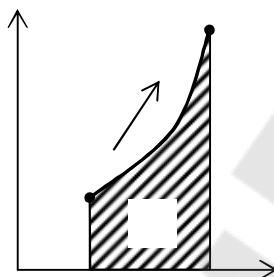


Рис. 2.3. Графическое изображение теплоты в  $T, s$  – координатах

Очевидно, что в  $Ts$ -диаграмме элементарная теплота процесса  $dq$  изображается элементарной площадкой с высотой  $T$  и основанием  $ds$ , а площадь, ограниченная линией процесса, крайними ординатами и осью абсцисс, эквивалентна теплоте процесса.

## 2.7 Значение первого закона термодинамики

Таким образом, на основании вышеизложенного, можно сделать следующие выводы:

1. Первый закон термодинамики устанавливает, что внутренняя энергия термодинамической системы является однозначной функцией ее состояния, которая не изменяется при отсутствии внешних воздействий при любых процессах внутри термодинамической системы (равновесных и неравновесных).

2. Работа может совершаться за счет изменения внутренней энергии и за счет сообщения системе теплоты.

3. В круговом процессе изменение внутренней энергии не происходит, и работа совершается только за счет получения системой теплоты от внешних источников.

4. Появление работы всегда сопровождается затратами других видов энергии, т.е. вечный двигатель 1-го рода неосуществим.

## ГЛАВА 3 ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

### 3.1 Формулировки второго закона термодинамики

Если исходить из одного лишь 1-го начала термодинамики, то можно считать, что мыслимый процесс, который не противоречит закону сохранения энергии, принципиально возможен и мог бы иметь место в природе.

Можно было бы считать, например, что при теплообмене между 2-мя телами с различной температурой теплота может переходить как от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой, так и наоборот. Единственное ограничение, налагаемое 1-ым началом на этот процесс заключается в требовании равенств количеств теплоты, отданной первым телом и полученной вторым (при условии, что при этом не производится полезной внешней работы).

Ответ на вопрос о направлении, в котором действительно происходит переход теплоты между 2-мя телами, а равным образом и другие реальные макроскопические процессы, дает второе начало термодинамики.

Второе начало выражается совокупностью положений, обобщающих опытные данные и относящиеся, во-первых, к состояниям равновесия термодинамических систем и, во-вторых, к происходящим в этих системах процессам. Многообразие процессов взаимного превращения теплоты в работу и различные аспекты, в которых эти процессы могут рассматриваться, объясняют наличие нескольких формулировок 2-го начала термодинамики.

Важное значение имеет 2-е начало для теории тепловых двигателей. Тепловой двигатель представляет собой непрерывно действующее устройство, результатом действия которого является превращение теплоты в работу. Второе начало термодинамики утверждает, что в тепловых двигателях в работу может быть превращена лишь часть подведенной теплоты. Поэтому полезное действие, а, следовательно, и экономичность двигателя характеризуются отношением количества теплоты, превращенной в полезную работу, ко всей подведенной теплоте. Это отношение называется *коэффициентом полезного действия двигателя* (к.п.д.); максимальное значение КПД устанавливается на основе 2-го закона термодинамики.

Максимальная работа производится при обратимом проведении процесса. В реальных необратимых процессах производимая работа имеет всегда меньшую величину. Второе начало термодинамики устанавливает критерий необратимости, при помощи которого можно коли-

чественно анализировать каждый из реальных процессов, в частности, устанавливать уменьшение или «потерю» работы из-за необратимости действительного процесса по сравнению с идеальным обратимым процессом и тем самым находить пути осуществления рабочего процесса наиболее эффективным образом.

Второе начало термодинамики раскрывает термодинамическую сущность понятия температуры и даёт самый общий и универсальный способ определения и сравнения температур различных тел.

Но надо иметь в виду, что приложимость второго закона термодинамики ограничена системами определёнными, например земных размеров: на всю Вселенную этот закон не распространяется.

*Первая формулировка 2-го закона термодинамики.* При теплообмене между 2-мя или несколькими телами теплота сама собой переходит лишь от тела с более высокой температурой к телу с более низкой температурой, но никогда наоборот; некомпенсированный переход теплоты от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой невозможен.

Из этого следует, что никакими способами невозможно осуществить переход теплоты от менее нагретого тела к более нагретому так, что другие участвующие в процессе тела по окончании процесса возвратились к своему первоначальному состоянию, т.е. без возникновения у окружающих тел, каких-то осадочных или компенсационных изменений (например, без затраты работы или осуществления какого-либо другого, эквивалентного по возможности произвести полезную внешнюю работу, процесса). Наоборот, от более нагретого тела к менее нагретому теплота может переходить сама собой, т.е. если даже в этом процессе и участвуют какие-либо другие тела, то по окончании процесса они могут возвратиться в своё исходное состояние. Процесс теплообмена при конечной разности температур представляет собой строго односторонний необратимый процесс.

*Вторая формулировка 2-го закона термодинамики.* Тепловой двигатель, с помощью которого можно было бы полностью превратить в работу теплоту, полученную от какого-либо тела, и при этом так, чтобы телам с меньшей температурой, участвующим в процессе, не передавалось сколько-нибудь теплоты, называют вечным двигателем второго рода. Вечный двигатель 2 рода невозможен. То есть нельзя осуществить тепловой двигатель, единственным результатом работы которого было бы превращение теплоты какого-либо тела в работу без того, чтобы часть этой теплоты передавалась бы другим телам.

### 3.2 Обратимые и необратимые процессы

В изолированной термодинамической системе через некоторый промежуток времени устанавливается внутреннее равновесие, при котором рабочее тело по всей массе имеет одинаковую температуру и давление.

При равенстве давлений в системе и в окружающей среде изменение объема рабочего тела прекращается, и передача энергии в форме работы отсутствует (система находится в механическом равновесии со средой). Равенство температур рабочего тела и среды обеспечивает термическое равновесие. При этом между системой и окружающей средой не возникает передачи энергии в форме теплоты. Термодинамический процесс возможен только при нарушении механического или термического равновесия, и чем сильнее нарушается равновесие, тем быстрее протекает процесс. Все реальные термодинамические системы не изолированы от окружающей среды, которая выводит их из равновесия. Поэтому они являются неравновесными. Учитывая чрезвычайную сложность теплотехнических расчетов таких процессов, на практике их заменяют равновесными, то есть такими, при которых система проходит последовательно бесчисленное множество равновесных состояний. Эти равновесные процессы называют квазистатическими.

Для любой термодинамической системы можно представить два состояния, между которыми будет проходить два процесса: один от первого состояния ко второму и другой, наоборот, от второго состояния к первому. Первый процесс называют прямым, второй – обратным. Если после прямого процесса 1–2 следует обратный 2–1 и при этом термодинамическая система возвращается в исходное состояние, то такие процессы принято считать обратимыми. При обратимых процессах система в обратном процессе проходит через те же равновесные состояния, что и в прямом процессе. При этом ни в окружающей среде, ни в самой системе не возникает никаких остаточных явлений.

Различают механически и термически обратимые процессы.

В механически обратимом процессе обмен энергией между системой и окружающей средой протекает в форме работы при бесконечно малой разности давлений.

В термически обратимом процессе термодинамическая система обменивается с окружающей средой энергией в форме теплоты при бесконечно малой разности температур.

Любой равновесный термодинамический процесс изменения состояния рабочего тела будет всегда обратимым. Обратимые процессы являются идеальными.

Действительные термодинамические процессы совершаются при конечной разности давлений и температур рабочего тела и окружающей среды и поэтому являются неравновесными. Такие процессы необратимы.

Необратимый термодинамический процесс – это процесс, при котором система не возвращается в исходное состояние после обратного процесса. Все необратимые процессы протекают в направлении достижения в термодинамической системе равновесия, то есть выравнивания в ней давлений, температур, концентраций.

### 3.3 Термодинамические циклы

При однократном расширении рабочего тела можно получить ограниченное количество работы. Поэтому разомкнутый процесс непригоден для непрерывного превращения теплоты в работу. Для повторного получения работы необходимо вернуть рабочее тело в исходное состояние, то есть сжать рабочее тело. На сжатие рабочего тела должна быть затрачена работа. Эта работа подводится от какого-либо внешнего источника. Причём процесс сжатия рабочего тела должен осуществляться по пути, отличному от пути процесса расширения. В противном случае суммарная работа, полученная в результате кругового процесса, будет равна нулю. Поэтому путь процесса сжатия выбирается таким, чтобы работа сжатия по абсолютной величине была меньше работы расширения.

Циклы, в которых теплота превращается в положительную работу, называются прямыми. Такие циклы в  $pV$ -диаграмме протекают по часовой стрелке (рис. 3.1, *a*). По прямым циклам работают тепловые двигатели.

Цикл, в котором получается отрицательная работа, называется обратным (рис. 4.1, *б*). В нём работа сжатия больше работы расширения. По обратным циклам работают холодильные машины.

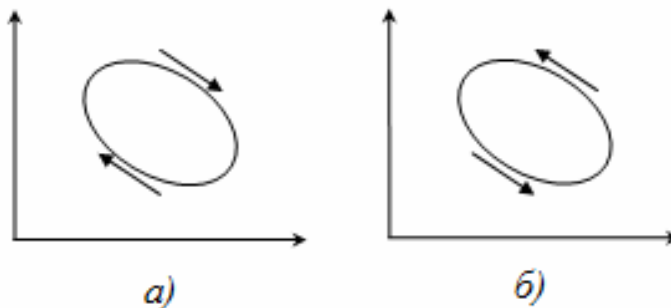


Рис. 3.1. Прямой и обратный термодинамические циклы

Циклы могут быть обратимыми и необратимыми. *Обратимым* термодинамическим циклом называется цикл, все процессы которого обратимы. *Необратимым* термодинамическим циклом называется цикл, в котором хотя бы один из составляющих его процессов необратим.

Степень совершенства преобразования теплоты в механическую работу в термодинамическом цикле оценивается термическим коэффициентом полезного действия (КПД). Термическим КПД термодинамического цикла называется отношение работы, совершенной в прямом обратимом термодинамическом цикле, к теплоте, сообщенной рабочему телу от внешних источников:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1}, \quad (3.1)$$

где  $q_1$  – тепло отданное в цикле рабочему телу теплоотдатчиком;  $q_2$  – тепло отданное в цикле рабочим телом теплоприёмнику;  $q_1 - q_2$  – тепло, преобразованное в цикле в механическую работу  $l_{\text{ц}}$ .

Термический КПД термодинамического цикла показывает, какое количество получаемой теплоты машина превращает в работу в конкретных условиях протекания идеального цикла. Чем больше величина  $\eta_t$ , тем совершеннее цикл и тепловая машина. Значение термического к.п.д. термодинамического цикла всегда меньше единицы.

### 3.4 Прямой и обратный циклы Карно

В 1824 г. С. Карно впервые рассмотрел обратимый термодинамический цикл, состоящий из двух изотерм и двух адиабат. Этот цикл представляет собой замкнутый процесс, совершаемый рабочим телом в идеальной тепловой машине при наличии двух источников теплоты: нагревателя (горячего источника) с температурой  $T_1$  и холодильника (холодного источника) с температурой  $T_2$ . Цикл Карно в  $pV$ -диаграмме изображен на рис. 3.2.



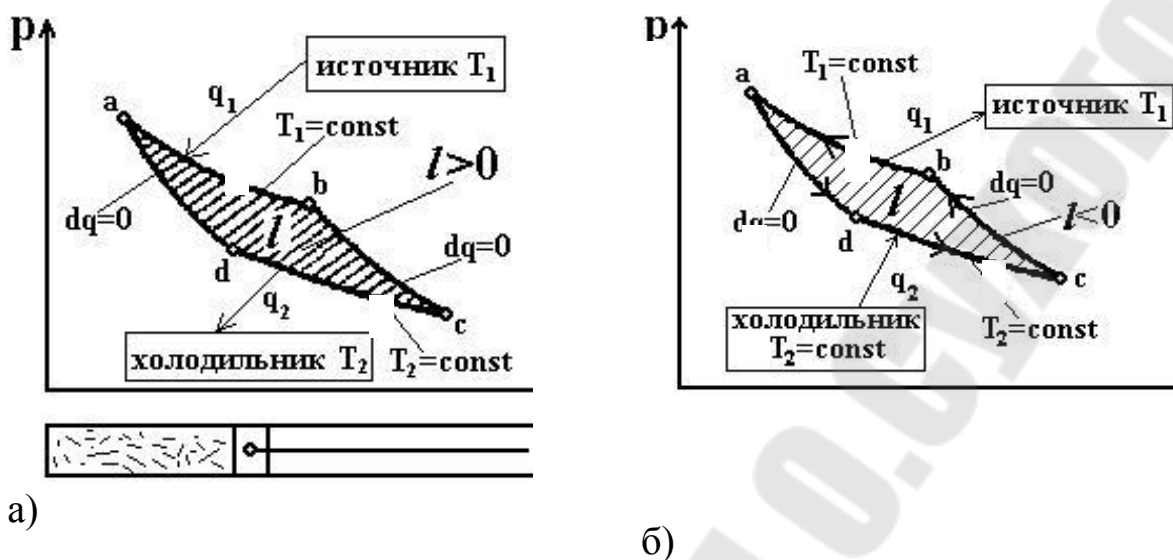


Рис. 3.2. Прямой и обратный циклы Карно

Процессы 1–2 и 3–4 являются изотермическими, а 2–3 и 4–1 – адиабатными. Начальная температура рабочего тела в цикле принимается равной температуре нагревателя  $T_1$ . При изотермическом расширении от состояния 1 до состояния 2 рабочее тело получает от нагревателя количество теплоты  $q_1$  при температуре  $T_1$ . На участке 2–3 рабочее тело адиабатно расширяется. При этом температура рабочего тела понижается от  $T_1$  до  $T_2$ , а давление падает от  $p_2$  до  $p_3$ . При сжатии по изотерме 3–4 от рабочего тела отводится к холодильнику количество теплоты  $q_2$  при температуре  $T_2$ . Дальнейшее сжатие по адиабате 4–1 приводит к повышению температуры рабочего тела от  $T_2$  до  $T_1$ , а рабочее тело возвращается в первоначальное состояние.

Суммарная работа цикла  $l_{\text{ц}}$  графически изображается площадью 1-2-3-4-1.

Термический КПД цикла:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (3.2)$$

Количество теплоты  $q_1$  и  $q_2$  определим из уравнений:

$$q_1 = R \cdot T_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1};$$

$$q_2 = R \cdot T_2 \cdot \ln \frac{v_3}{v_4}.$$

Подставляя полученные значения  $q_1$  и  $q_2$  в уравнение (3.2), находим

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2 \cdot \ln \frac{v_3}{v_4}}{T_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}}. \quad (3.3)$$

Для адиабатных процессов расширения 2–3 и сжатия 4–1 соответственно имеем:

$$\frac{v_2}{v_3} = \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \quad \text{и} \quad \frac{v_1}{v_4} = \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{k-1}},$$

Откуда

$$\frac{v_2}{v_3} = \frac{v_1}{v_4} \quad \text{или} \quad \frac{v_2}{v_1} = \frac{v_3}{v_4}. \quad (3.4)$$

С учетом соотношения (3.4) уравнение (3.3) принимает вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (3.5)$$

Цикл, совершаемый против часовой стрелки (рис. 3.2, б), т. е. обратный цикл, характерен для теплового насоса или холодной машины; в результате обратного цикла за счёт затраты работы внешним источником работы осуществляется перенос теплоты от низшей температуры к высшей (т.е. от источника теплоты с более низкой температуры к источнику с более высокой температурой), при этом источник теплоты низшей температуры отдаёт количество теплоты  $q_2$ , а источник теплоты высшей температуры получает количество теплоты. Эффективность работы обратного цикла оценивается холодильным коэффициентом:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_u} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}. \quad (3.6)$$

То обстоятельство, что как в прямом, так и в обратных циклах  $q_1$  и  $q_2$  имеют всегда противоположные знаки, означают, что оба источника теплоты не могут быть одновременно теплоотдачами или теплоприёмниками.

### 3.5 Регенеративные циклы. Обобщенный цикл Карно

Регенеративные циклы не являются циклами Карно, но термические коэффициенты этих циклов идентичны термическим коэффициентам цикла Карно. В  $T$ - $s$  координатах такие циклы состоят из двух изотерм и двух эквидистантных кривых. Так, для теплового двигателя, работающего по регенеративному циклу, имеем следующее изображение цикла (рис. 3.3):

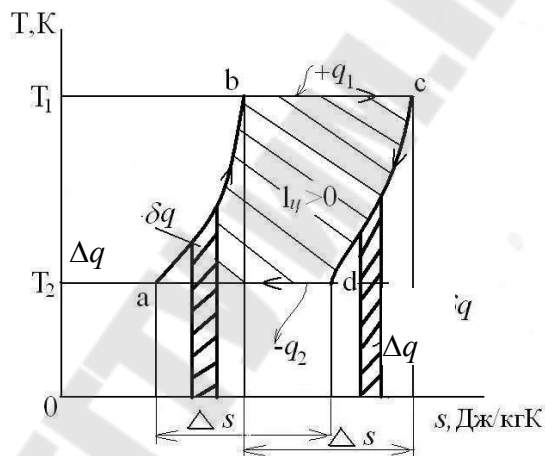


Рис. 3.3. Регенеративный цикл

В процесс  $cd$  теплота отбирается от рабочего тела и отдается рабочему телу в процессе  $ab$  ( $\Delta s = \overline{ad} = \Delta s = \overline{bc}$ ). Тогда выражение для расчета  $\eta_t$ :

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2 \Delta s}{T_1 \Delta s} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (3.7)$$

Обобщенный цикл Карно. Термический К.П.Д. цикла Карно есть возрастающая функция температуры теплоотдача. Как следует из уравнения для термического к.п.д. цикла Карно для идеального газа:

$$\frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (3.8)$$

ТО МОЖНО ЗАПИСАТЬ, ЧТО

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad (3.9)$$

т.е. в обратимом цикле Карно отношение количества теплоты, полученной рабочим телом от теплоотдатчика и отданной теплоприемнику, равняется отношению абсолютных температур теплоотдатчика и теплоприемника.

## ГЛАВА 4 ТЕРМОДИНАМИКА ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

### 4.1 Уравнение состояния Менделеева-Клапейрона

Введение понятия об идеальном газе позволило составить простые математические зависимости между величинами, характеризующими состояние тела, и на основе законов для идеальных газов создать стройную теорию термодинамических процессов.

Из молекулярно-кинетической теории газов следует, что абсолютное давление:

$$p = \frac{2}{3} \frac{n}{v} \frac{m\bar{w}^2}{2}, \quad (4.1)$$

где  $n$  – число молекул в удельном объёме;  $\bar{w}$  – средняя квадратичная скорость поступательного движения молекул;  $v$  – удельный объём;  $m$  – масса молекулы;  $\frac{m\bar{w}^2}{2}$  – средняя кинетическая энергия молекулы.

Кроме того, из молекулярно-кинетической теории

$$\frac{m\bar{w}^2}{2} = BT, \quad (4.2)$$

где  $B$  – коэффициент пропорциональности.

Тогда

$$pv = \frac{2nBT}{3}. \quad (4.3)$$

Для двух состояний:  $p_1V_1 = \frac{2nBT_1}{3}$  и  $p_2V_2 = \frac{2nBT_2}{3}$ .

Почленное деление этих уравнений приводит к соотношению:

$$(p_1v_1)/T_1 = (p_2v_2)/T_2. \quad (4.4)$$

Выражение (4.4) показывает, что произведение удельного объёма идеального газа на давление, делённое на абсолютную температуру для любого равновесного состояния есть величина постоянная –  $(pv)/T = const$ .

Постоянную величину обозначают  $R$  и называют удельной газовой постоянной.

$$(pv)/T = R \text{ или } pv = RT. \quad (4.5)$$

$R$  зависит от природы газа и не зависит от его состояния.

Физический смысл удельной газовой постоянной:  $R$  [Дж/(кг·К)] – есть работа газа в процессе при  $p = const$  и при изменении температуры на один градус.

Итальянский учёный Авогадро в 1811 году доказал, что при одинаковых температурах и давлениях в равных объёмах различных идеальных газов содержится одинаковое количество молекул.

Отсюда вытекает, что

$$v_1 M_1 = v_2 M_2, \quad (4.6)$$

где  $M_1$  и  $M_2$  – молекулярные массы газов.

Молярная масса  $M$  [кг/кмоль] – это отношение массы  $m$  системы к количеству газа (вещества)  $\bar{v}$  этой системы.

Произведение  $M \cdot \bar{v} = \bar{v}$  представляет собой объём одного моля газа, который при нормальных физических условиях равен  $22,4 \text{ м}^3$ .

Уравнение состояния для 1 моль газа:

$$p\bar{v} = MRT, \quad (4.7)$$

где  $MR = R_\mu = 8,314 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$  – универсальная (молярная) газовая постоянная. Тогда

$$p\bar{v} = R_\mu T. \quad (4.8)$$

Уравнение (4.8) называется уравнением Менделеева-Клапейрона.

## 4.2 Теплоёмкость идеального газа $C_p, C_v$ .

*Теплоёмкость* – это свойство тел поглощать и выделять теплоту при изменении температуры на один градус в различных термодинамических процессах. Различают среднюю и истинную теплоёмкости.

*Средняя теплоёмкость* – это отношение количества теплоты, полученной телом в термодинамическом процессе к разности температур в этом процессе:

$$\bar{C} = Q_{1-2}/(t_2 - t_1), \text{ [Дж/К]}. \quad (4.9)$$

*Истинная теплоемкость* – это теплоемкость тела при бесконечном малом процессе:

$$C = dQ / dt, \text{ [Дж/К]}. \quad (4.10)$$

Рассмотрим произвольный термодинамический процесс 1-2 в координатах  $Q = f(t)$  изображенный на рисунке 3.1, где  $Q$  – подведенная теплота в [Дж];  $t$  – температура в [ $^{\circ}\text{C}$ ]. Тогда  $\bar{C} = \text{tg}\alpha$ ,  $C = \text{tg}\beta$ .

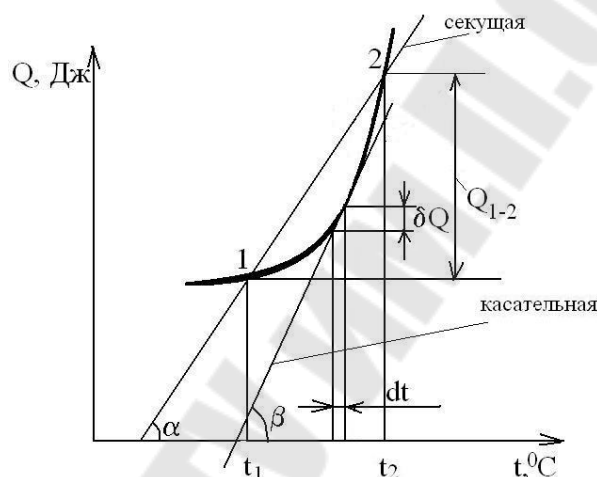


Рис. 4.1. К определению теплоемкости

Если термодинамическая система – однородное рабочее тело, то в расчетах применяются относительные теплоемкости:

- удельная массовая теплоемкость – теплоемкость, отнесенная к 1 кг вещества  $c = C/m$ , Дж/(кг·К);
- молярная теплоемкость – теплоемкость, отнесенная к 1 молю вещества  $\bar{C} = C/n$ , Дж/(моль·К);
- объемная теплоемкость – теплоемкость, отнесенная к 1 м<sup>3</sup> вещества  $C' = C/V$ , Дж/(м<sup>3</sup>·К).

*Теплоемкость* – функция процесса и зависит от рода рабочего тела, характера процесса и параметров состояния. Так, теплоемкость в процессе с постоянным давлением называется изобарной теплоемкостью:

$$C_p = \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_p = \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_p. \quad (4.11)$$

Теплоемкость в процессе с постоянным объемом называется изохорной теплоемкостью:

$$C_V = \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_V = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V. \quad (4.12)$$

Теплоемкость идеального газа не зависит от температуры и давления и зависит только от числа степеней свободы движения молекул и в соответствии с законом о равном распределении энергии по степеням свободы движения молекул теплоемкость:

$$C_V = \frac{3 + \delta^{Bp}}{2} R_\mu, \quad (4.13)$$

где  $\delta^{Bp}$  - вращательные степени свободы, равные для одноатомного газа нулю ( $\delta^{Bp} = 0$ ), для двухатомного газа -  $\delta^{Bp} = 2$  и для трехатомных газов  $\delta^{Bp} = 3$ .

Теплоемкость реальных газов зависит от давления и температуры. В ряде случаев можно пренебречь влиянием давления на теплоемкость и принять, что теплоемкость реальных газов зависит только от температуры:  $C = f(t)$ . Эта зависимость определяется экспериментально.

Для идеальных газов связь между изобарной и изохорной теплоемкостями  $c_p$  и  $c_v$  устанавливается известным уравнением Майера:

$$c_p - c_v = R. \quad (4.14)$$

Из уравнения Майера следует, что изобарная теплоемкость больше изохорной на значение удельной характеристической постоянной идеального газа. Это объясняется тем, что в изохорном процессе ( $v = const$ ) внешняя работа не выполняется и теплота расходуется только на изменение внутренней энергии рабочего тела, тогда как в изобарном процессе ( $p = const$ ) теплота расходуется не только на изменение внутренней энергии рабочего тела, зависящей от его температуры, но и на совершение им внешней работы.

Для реальных газов  $c_p - c_v > R$ , так как при их расширении и  $p = const$  совершается работа не только против внешних сил, но и внутренняя работа против сил взаимодействия между молекулами газа, на что дополнительно расходуется теплота.

В теплотехнике широко применяется отношение теплоемкостей



$$\frac{c_p}{c_v} = k, \quad (4.15)$$

которое носит название коэффициента Пуассона (показателя адиабаты).

### 4.3 Основные термодинамические процессы идеальных газов. Расчет параметров состояния и энергетических характеристик процессов

При изучении термодинамических процессов идеальных газов должны быть решены основные задачи:

1) Определение уравнения процесса  $f(p, v)=0$ , устанавливающего закономерность изменения состояния рабочего тела в процессе.

2). Выявление особенностей преобразования подведенной к рабочему телу количества теплоты, распределение ее между изменением внутренней энергии и совершаемой рабочим телом внешней работой. Основой решения задачи является уравнение первого начала термодинамики, записанное при соблюдении условий, присущих рассматриваемому процессу. Совокупность уравнений процесса и состояния идеального газа дают возможность получать соотношения различных параметров газа в виде функциональных зависимостей вида:  $p=f(v)$ ;  $s=f(T)$  и др.

Основными процессами являются: изохорный, протекающий при постоянном объеме; изобарный, протекающий при постоянном давлении; изотермический, происходящий при постоянной температуре; адиабатный – процесс, при котором отсутствует теплообмен с окружающей средой, и политропный, удовлетворяющий уравнению  $pv^n = const$ . *Изохорный процесс*

При изохорном процессе выполняется условие  $dv = 0$  или  $v = const$ .

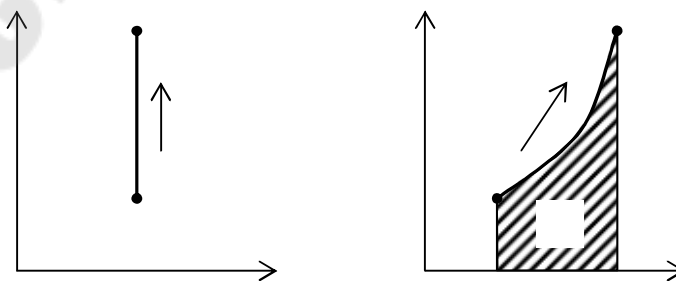


Рис. 4.2. Изохорный процесс в  $p$ - $v$  и  $T$ - $s$ -диаграммах

Из уравнения состояния идеального газа следует, что

$$p/T = R/v = const, \quad (4.16)$$

то есть давление газа прямо пропорционально его абсолютной температуре:

$$p_2/p_1 = T_2/T_1. \quad (4.17)$$

Работа изменения объема:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = 0. \quad (4.18)$$

Полезная работа:

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = v(p_1 - p_2). \quad (4.19)$$

Количество теплоты, подведённой к рабочему телу (при  $c_v = const$ ):

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v(T_2 - T_1). \quad (4.20)$$

Изменение внутренней энергии:

$$\Delta u = q - l = c_v(T_2 - T_1). \quad (4.21)$$

Изменение энтальпии:

$$\Delta h = q - l' = c_v(T_2 - T_1) + v(p_2 - p_1) = (c_v + R)(T_2 - T_1) = c_p(T_2 - T_1). \quad (4.22)$$

Изменение энтропии:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln(p_2/p_1) = c_v \ln(T_2/T_1). \quad (4.23)$$

*Изобарный процесс*

При изобарном процессе выполняется условие  $dp = 0$  или  $p = const$ .

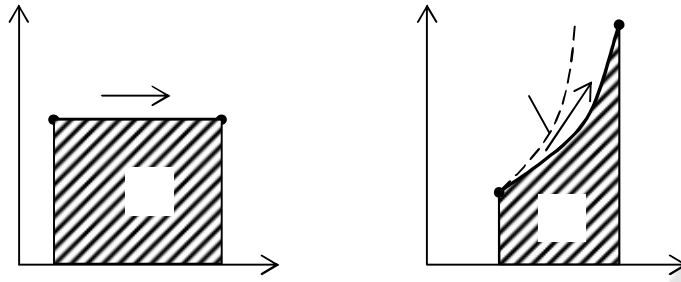


Рис. 4.3. Изобарный процесс в  $p$ - $v$  и  $T$ - $s$ -диаграммах

Из уравнения состояния идеального газа при  $p = const$  следует:

$$v/T = R/p = const, \quad (4.24)$$

или

$$v_2/v_1 = T_2/T_1, \quad (4.25)$$

то есть в изобарном процессе объём газа пропорционален его абсолютной температуре (закон Гей-Люссака).

Работа изменения объёма:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1). \quad (4.26)$$

Полезная работа:

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = 0. \quad (4.27)$$

Количество теплоты, сообщаемое газу при ( $c_p = const$ ):

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_p(T_2 - T_1). \quad (4.28)$$

Изменение внутренней энергии:

$$\Delta u = q - l = c_p(T_2 - T_1) - p(v_2 - v_1) = (c_p - R)(T_2 - T_1) = c_v(T_2 - T_1). \quad (4.29)$$

Изменение энтальпии:

$$\Delta h = q - l' = c_p(T_2 - T_1). \quad (4.30)$$

Изменение энтропии:

$$s_2 - s_1 = C_p \ln(T_2 / T_1). \quad (4.31)$$

*Изотермический процесс*

При изотермическом процессе выполняется условие  $dT = 0$  или  $T = \text{const}$ .

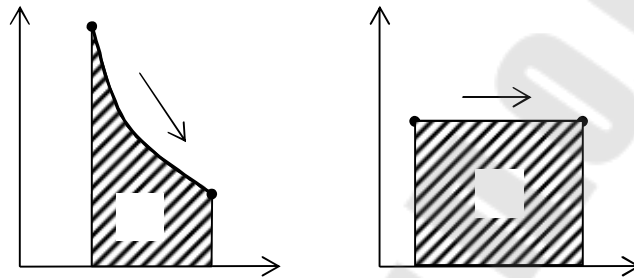


Рис. 4.4. Изотермический процесс в  $p$ - $v$  и  $T$ - $s$ -диаграммах

Уравнение процесса:

$$pv = RT = \text{const}, \quad (4.32)$$

или

$$p_2 / p_1 = v_1 / v_2, \quad (4.33)$$

то есть давление и объем обратно пропорциональны друг другу, так что при изотермическом сжатии давление газа возрастает, а при расширении – падает (закон Бойля-Мариотта).

Работа изменения объема:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT dv}{v} = RT \ln(v_2 / v_1) = RT \ln(p_1 / p_2). \quad (4.34)$$

Полезная работа:

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{p_2}^{p_1} \frac{RT dp}{p} = RT \ln(p_1 / p_2) = RT \ln(v_2 / v_1). \quad (4.35)$$

Следовательно, для изотермического процесса  $l' = l$ .

Изменение внутренней энергии:

$$\Delta u = c_v \Delta T = 0 \quad (4.36)$$

Изменение энтальпии:

$$\Delta h = c_p \Delta T = 0 \quad (4.37)$$

Таким образом, вся теплота, сообщаемая газу в изотермическом процессе, целиком идет совершение работы.

$$q = l = l' \quad (4.38)$$

При изотермическом сжатии от газа отводится теплота в количестве, равном затраченной на сжатие работе.

Изменение энтропии выражается формулой:

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{\Delta q}{T} = \frac{q}{T} = R \ln(p_1 / p_2) = R \ln(v_2 / v_1). \quad (4.39)$$

#### Адиабатный процесс

Процесс, происходящий без теплообмена с окружающей средой, то есть  $dq = 0$ .

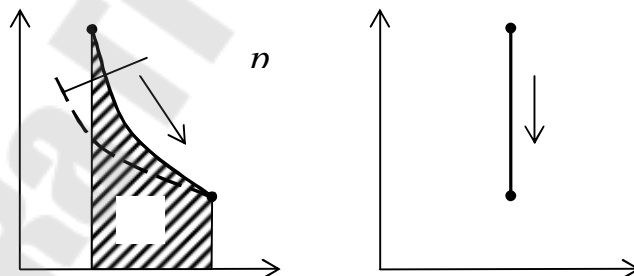


Рис. 4.5. Адиабатный процесс в  $p$ - $v$  и  $T$ - $s$ -диаграммах

Уравнения первого закона термодинамики для адиабатного процесса принимают вид:

$$c_p dT - v dp = 0, \quad (4.40)$$

$$c_v dT + p dv = 0. \quad (4.41)$$

Поделив первое уравнение на второе, получим:

$$\frac{c_p dT}{c_v dT} = -\frac{v dp}{p dv}, \quad (4.42)$$

или

$$k \frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p}. \quad (4.43)$$

После интегрирования и потенцирования последнего уравнения получим:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k. \quad (4.44)$$

Это и есть уравнение адиабаты идеального газа при постоянном отношении теплоемкостей, то есть  $k = c_p / c_v$  - показатель адиабаты.

Уравнения адиабатного процесса в форме, выражающей зависимость температуры от объема или давления будут:

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{k-1}, \quad (4.45)$$

$$T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{(k-1)/k}. \quad (4.46)$$

Работа расширения совершается за счёт уменьшения внутренней энергии и вычисляется как

$$l = -\Delta u = c_v (T_1 - T_2) = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2). \quad (4.47)$$

Так как  $p_1 v_1 = RT_1$  и  $p_2 v_2 = RT_2$ , то

$$l = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (4.48)$$

Полезная работа:

$$l' = -\Delta h = c_p (T_1 - T_2) = \frac{kR}{k-1} (T_1 - T_2) = \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = kl. \quad (4.49)$$

Поскольку при адиабатном процессе  $dq = 0$ , энтропия рабочего тела не изменяется.

*Политропный процесс*

Если  $c$  – теплоемкость политропического процесса, то  $dq = cdT$  и уравнение  $dq = du + dl$  получает вид:

$$cdT = c_v dT + pdv, \quad (4.50)$$

или

$$(c - c_v)dT = pdv. \quad (4.51)$$

В соответствии с уравнением  $pdv + vdp = RdT$

$$dT = \frac{pdv + vdp}{R}, \quad (4.52)$$

поэтому

$$(c - c_v) \frac{pdv + vdp}{R} - pdv = 0, \quad (4.53)$$

или после преобразований:

$$(c - c_p)pdv + (c - c_v)vdp = 0. \quad (4.54)$$

Деление обоих членов на  $(c - c_v)pv$  и последующего интегрирования дает:

$$\frac{c - c_p}{c - c_v} \ln v + \ln p = const \quad (4.55)$$

Откуда уравнение политропы:

$$pv^{\frac{c-c_p}{c-c_v}} = pv^n = const, \quad (4.56)$$

где  $n = \frac{c - c_p}{c - c_v}$  – показатель политропы.

Уравнение показывает, что политропным процессом является такой термодинамический процесс изменения параметров состояния рабочего тела, при котором в течение всего процесса показатель политропы  $n$  может принимать любое численное значение в пределах от  $-\infty$  до  $+\infty$ , но для данного процесса он является величиной постоянной.

Выражения, устанавливающие связь между параметрами состояния  $p$ ,  $v$  и  $T$  в любых двух точках на политропе:

$$p_2 / p_1 = (v_1 / v_2)^n ; \quad (4.57)$$

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{n-1} ; \quad (4.58)$$

$$T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{(n-1)/n} . \quad (4.59)$$

Все уравнения, полученные для адиабатного процесса, можно использовать для политропного процесса, заменяя в выражениях  $k$  на  $n$ .

Изменение энтропии выражается формулой:

$$\Delta s = \int_1^2 \Delta q / T = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln(T_2 / T_1) . \quad (4.60)$$



## ГЛАВА 5 ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ. ТРЕТИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

### 5.1 Характеристические функции. Химический потенциал

*Состояние равновесия* – это такое состояние, к которому стремятся при данных внешних условиях термодинамической системы. Следует различать состояние устойчивое, неустойчивое и устойчивого равновесия.

*Устойчивое равновесие* (стабильное состояние) – если каким-либо внешним воздействием вывести из него рассмотренную систему, а затем снять это внешнее воздействие, то система сама возвратится в исходное состояние равновесия.

*Неустойчивое равновесие* (лабильное состояние): если систему из него вывести, то она уже не вернётся в исходное состояние, а перейдёт в состояние устойчивого равновесия.

*Относительное устойчивое равновесие* (метастабильное состояние): в нем система может находиться в течение длительного времени, причём слабые воздействия, вызванные небольшие отклонения система от метастабильного состояния, не приводит к переходу в другое состояние; после того как такие воздействия снято система переходит в исходное метастабильное состояние. Достаточно сильное воздействие приводит систему в устойчивое равновесное состояние.

Рассмотрим состояние устойчивого равновесия для чистых веществ.

Мы установили критерий равновесия для изолированных термодинамических системы  $U = const$  и  $V = const$ .

В соответствии со вторым законом термодинамики энтропия изолированной системы стремиться к максимуму. В соответствии равновесия следовательно  $S$  будет максимальна и  $dS = 0$ .

Для такой системы  $dU = 0$ ;  $dV = 0$ , тогда

$$TdS \geq dU + pdV \quad (5.1)$$

Из уравнения (5.1) имеем  $dS \geq 0$ .

Это условие равновесия для изолированной системы знак «>» соответствует неравновесному состоянию системы, «=» достигнутому состоянию равновесия.

Т.о. в состоянии равновесия для изолированной системы

$$S = S_{\max}; dS = 0; d^2S < 0. \quad (5.2)$$

Если же система взаимодействует с окружающей средой, то условия равновесия будут иными: они будут зависеть от условий взаимодействия системы с окружающей средой. Наибольший интерес представляет 4 типа условий:

1)  $V = \text{const}; S = \text{const}$ , но система может обмениваться со средой теплом;

2) система может обмениваться со средой и теплотой и работой, но с условием, что  $p = \text{const}; S = \text{const}$ ;

3) система может обмениваться со средой и теплотой так, что  $V = \text{const}; T = \text{const}$ ;

4) система может обмениваться со средой и теплотой и работой так, что  $p = \text{const}; T = \text{const}$ .

Найдём критерии равновесия для каждого из 4-х случаев:

1.  $V = \text{const}; S = \text{const}$ , т.е.  $dV = 0; dS = 0$ .

Из соотношения (5.1) следует, что:

$$dU \leq 0. \quad (5.3)$$

С приближением к состоянию равновесия внешняя энергия системы убывает, достигая минимума в состоянии равновесия. Т.о. в состоянии равновесия:

$$U = U_{\min}; dU = 0; d^2U > 0. \quad (5.4)$$

2.  $p = \text{const}; S = \text{const}; dp = 0; dS = 0$ .

Так как  $H = U + pV$ , то  $dH = dU + pdV + Vdp$ , следовательно:

$$dH \leq TdS + Vdp \leq 0, \quad (5.5)$$

т.е. с приближением к равновесию энтальпия системы убывает, достигая минимума в состоянии равновесия. Т.о. в состоянии равновесия:

$$H = H_{\min}; dH = 0; d^2H > 0. \quad (5.6)$$

3.  $V = \text{const}; T = \text{const}; dV = \text{const}; dT = \text{const}$ .

Так как  $TdS = d(TS) - SdT$ , то можно записать:

$$dU - d(TS) = d(U - TS) \quad (5.7)$$

тогда

$$dU - d(TS) \leq -SdT - pdV \quad (5.8)$$

Разность  $U - TS$  называют свободной энергией или изохорно-изотермическим потенциалом и обозначают через  $F$ :

$$F = U - TS \quad (5.9)$$

Следовательно, условие равновесия:

$$dF \leq -SdT - pdV \leq 0 \quad (5.10)$$

т.е. с приближением к состоянию равновесия свободная энергия системы убывает, достигая минимума в состоянии равновесия. Таким образом, в состоянии равновесия:

$$F = F_{\min}; dF = 0; d^2F > 0. \quad (5.11)$$

4.  $p = \text{const}$ ;  $T = \text{const}$ ;  $dp = 0$ ;  $dT = 0$ ;

Так как  $TdS = d(TS) - SdT$ , то можно записать:

$$dH - d(TS) \leq -SdT + Vdp. \quad (5.12)$$

Разность  $H - TS$  называют свободной энтальпией или изобарно-изотермическим потенциалом и обозначают через  $\Phi$ :

$$\Phi = H - TS. \quad (5.13)$$

Следовательно, условие равновесия:

$$d\Phi \leq -SdT + Vdp \leq 0 \quad (5.14)$$

т.е. с приближением к состоянию равновесия изобарно-изотермический потенциал убывает, достигая минимума в состоянии равновесия. Т.о. в состоянии равновесия:

$$\Phi = \Phi_{\min}; d\Phi = 0; d^2\Phi > 0. \quad (5.15)$$

Величины  $F, \Phi$  также являются функциями состояния.  $U, H, F, \Phi$  – характеризующие условия равновесия термодинамической системы с окружающей средой называются *характеристическими функциями*. Если мы знаем характеристическую функцию, заданную при соответствующих условиях, то можно вычислить любую термодинамическую величину:

Если  $U = f(T, S)$  то:

$$p = -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S; \quad T = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V. \quad (5.16)$$

Если известна  $H = f(p, S)$ , то:

$$T = \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_p; \quad V = \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_S. \quad (5.17)$$

Если известна  $F = f(V, T)$ , то

$$p = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T; \quad S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V. \quad (5.18)$$

Если известна  $\Phi = f(p, T)$ , то

$$V = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p}\right)_T; \quad S = -\left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_p. \quad (5.19)$$

В изохорно-изотермической системе работа может быть совершена только за счёт убыли  $F$ . Так образом в такой системе в работу может быть превращена не вся внутренняя энергия, а только её «свободная» часть  $F$ . Величина же  $TS$  (связанная энергия) в работу превращена быть не может.

По аналогии, в изобарно-изотермической системе работа может быть совершена только за счёт убыли  $\Phi$ , которая является лишь частью энтальпии:

Соотношение между  $\Phi$  и  $F$ :

$$\Phi = F + pV. \quad (5.20)$$

Удельный изобарно-изотермический потенциал называют химическим потенциалом вещества:

$$\varphi = \Phi/G = h - Ts \quad (5.21)$$

Он обладает замечательным свойством:

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial G}\right)_{P,T} = \left(\frac{\partial F}{\partial G}\right)_{V,T} = \left(\frac{\partial H}{\partial G}\right)_{P,S} = \left(\frac{\partial U}{\partial G}\right)_{V,S} = \varphi, \quad (5.22)$$

т.е. он позволяет рассчитывать изменение характеристической функции любой системы при изменении количества вещества в системе.  $\varphi$  играет большую роль при анализе процессов фазовых переходов, когда вещество переходит из одной фазы в другую.

Отметим ещё одно обстоятельство: для изолированной системы ( $V = const, U = const$ ) величиной, характеризующей состояние равновесия, является энтропия. Энтропия не является термодинамическим потенциалом, однако и для энтропии системы, производная по  $G$  связана с  $\varphi$ .

$$\left(\frac{\partial S}{\partial G}\right)_{U,V} = -\frac{\varphi}{T} \quad (5.23)$$

## 5.2 Общие условия термодинамического равновесия

Специальный термодинамический анализ позволяет показать, что из соображений термодинамической устойчивости системы для любого вещества должны выполняться следующие условия:

– условие термической устойчивости

$$c_v > 0; \quad (5.24)$$

– условие механической устойчивости

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T < 0 \quad (5.25)$$

Эти условия называются *принципом смещения равновесия* (*принцип Ле-Шателье-Брауна*), смысл которого заключается в том, что если система, находившееся в равновесии, выводится из него, то

соответствующие параметры системы изменяются таким образом, чтобы система вернулась в состояние равновесия.

Из разнообразия термодинамических систем, отличаются друг от друга различными способами взаимодействия (сопряжения) с окружающей средой, наиболее практический интерес представляет рассмотрение условий равновесия в изолированной термодинамической системе.

Разделим такую систему на две под системы и выясним, при каких условиях существует равновесие между этими подсистемами. Как известно, для всей системы выполняются следующие условия:  $V_{\text{сист}} = \text{const}$ ,  $U_{\text{сист}} = \text{const}$ .

Но можно представить себе такой бесконечно малый процесс внутри изолированной системы, при котором меняется либо объём каждой из подсистем, либо внутренняя энергия подсистем, либо и то и другое. Количество вещества в подсистемах не меняется. Тогда:

$$dV_1 = -dV_2, \quad dU_1 = -dU_2. \quad (5.26)$$

Ранее мы установили, что для изолированной системы  $dS_{\text{сист}} = 0$  тогда:

$$S_{\text{сист}} = S_1 + S_2, \quad (5.27)$$

$$dS_{\text{сист}} = dS_1 + dS_2 = 0. \quad (5.28)$$

Из уравнения  $TdS = dU + pdV$  следует, что

$$dS = \frac{1}{T} dU + \frac{p}{T} dV. \quad (5.29)$$

Для подсистемы 1:

$$dS_1 = \frac{1}{T_1} dU_1 + \frac{p_1}{T_1} dV_1. \quad (5.30)$$

Для подсистемы 2:

$$dS_2 = \frac{1}{T_2} dU_2 + \frac{p_2}{T_2} dV_2 \quad (5.31)$$

Подставив (5.30) и (5.31) в (5.28) получим:

$$\frac{1}{T_1} dU_1 + \frac{p_1}{T_1} dV_1 + \frac{1}{T_2} dU_2 + \frac{p_2}{T_2} dV_2 = 0 \quad (5.32)$$

или

$$\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) dU_1 + \left(\frac{p_2}{T_2} - \frac{p_1}{T_1}\right) dV_1 = 0 \quad (5.33)$$

Дифференциалы  $dV$  и  $dU$  взаимно независимы (т.к. может меняться либо  $V$ , либо  $U$ , либо и то и другое). Если это так, то для того чтобы левая часть была равна нулю, нужно чтобы были равны нулю множители при дифференциалах  $dV$  и  $dU$ , т.е.:

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = 0, \quad (5.34)$$

$$\frac{p_1}{T_1} - \frac{p_2}{T_2} = 0 \quad (5.35)$$

или

$$T_1 = T_2; \quad p_1 = p_2. \quad (5.36)$$

Таким образом, в изолированной системе в состоянии равновесия температура и давление во всех частях системы одинаковы.

### 5.3 Основные дифференциальные уравнения термодинамики

Рассмотрим простую, закрытую термодинамическую систему. Тогда для обратимых процессов объединенные выражения 1-го и 2-го законов термодинамики будут иметь вид:

$$dU = TdS - pdV, \quad (5.37)$$

$$dH = TdS + Vdp, \quad (5.38)$$

$$dF = -SdT - pdV, \quad (5.39)$$

$$d\Phi = -SdT + Vdp. \quad (5.40)$$

Каждое из уравнений (5.37)-(5.40) связывает пять переменных величин, которые зависят лишь от состояния термодинамической и не зависят от пути процесса. Функции  $U$ ,  $H$ ,  $F$ ,  $\Phi$  являются характеристическими только при определенном выборе независимых переменных:  $U = U(S, V)$ ;  $H = H(S, p)$ ;  $F = F(T, V)$ ;  $G = G(T, p)$ .

Полные дифференциалы функций  $U$ ,  $H$ ,  $F$ ,  $\Phi$  имеют вид:

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S dV, \quad (5.41)$$

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_p dS + \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_S dp, \quad (5.42)$$

$$dF = \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T dV, \quad (5.43)$$

$$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_T dp. \quad (5.44)$$

Линейным дифференциальным соотношениям (5.41)-(5.44) тождественны объединенные выражения 1-го и 2-го законов термодинамики (5.37)-(5.40). Сопоставляя уравнения (5.37) и (5.41) можно наиболее просто выразить неизвестные параметры – температуру  $T$  и давление  $p$  с помощью частных производных внутренней энергии по энтропии  $S$  и по объему  $V$ :

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V, \quad -p = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S. \quad (5.45)$$

По аналогии выразим неизвестные параметры в выражениях (5.38)-(5.40) с помощью частных производных (5.42)-(5.44) для функций  $H$ ,  $F$  и  $\Phi$ :



$$T = \left( \frac{\partial H}{\partial S} \right)_p, \quad V = \left( \frac{\partial H}{\partial p} \right)_s, \quad (5.46)$$

$$-S = \left( \frac{\partial F}{\partial T} \right)_V, \quad -p = \left( \frac{\partial F}{\partial V} \right)_T, \quad (5.47)$$

$$-S = \left( \frac{\partial G}{\partial T} \right)_p, \quad V = \left( \frac{\partial G}{\partial p} \right)_T. \quad (5.48)$$

Согласно свойству полного дифференциала вторая смешанная производная от функции  $U$  не зависит от порядка дифференцирования, т.е.:

$$\left[ \frac{\partial \left( \frac{\partial U}{\partial S} \right)_V}{\partial V} \right]_s = \left[ \frac{\partial \left( \frac{\partial U}{\partial V} \right)_s}{\partial S} \right]_V$$

или

$$\left( \frac{\partial T}{\partial V} \right)_s = - \left( \frac{\partial p}{\partial S} \right)_V. \quad (5.49)$$

По аналогии для функций  $H$ ,  $F$ ,  $\Phi$  получим:

$$\left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_s = \left( \frac{\partial V}{\partial S} \right)_p, \quad \text{для } H, \quad (5.50)$$

$$\left( \frac{\partial S}{\partial V} \right)_T = \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_V, \quad \text{для } F, \quad (5.51)$$

$$\left( \frac{\partial S}{\partial p} \right)_T = - \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p, \quad \text{для } \Phi. \quad (5.52)$$

Уравнения (5.49)-(5.52) называются дифференциальными соотношениями взаимности или уравнениями Максвелла. Они в такой же степени достоверны, как и законы термодинамики, следствием кото-

рых они являются. Уравнения (5.49)-(5.52) широко используются при термодинамическом анализе.

#### 5.4 Третий закон термодинамики

Третий закон термодинамики формулируется как принцип недостижимости абсолютного нуля температур. Как известно, все вещества при температуре  $T \rightarrow 0$  К находятся в конденсированном состоянии.

Теорема Нернста: *при стремлении температуры любой равновесной термодинамической системы к абсолютному нулю ее энтропия стремится к некоторой универсальной постоянной величине, значение которой не зависит от каких-либо термодинамических параметров системы и может быть принято равной нулю.*

Для конденсированных термодинамических систем в соответствии с тепловой теоремой Нернста кривые тепловых эффектов  $\Delta H^0 = f(T)$  и свободной энергии Гиббса  $\Delta \Phi^0 = f(T)$  при температуре  $T = 0$  К сходятся и имеют общую касательную.

Эта касательная параллельна оси температур, т.к. свойства твердых и жидких веществ вблизи  $T = 0$  К перестают зависеть от температуры.

Следовательно, при  $T \rightarrow 0$ ,  $\Delta S \rightarrow 0$  и  $S = S_0 = const$ , т.е. процесс является адиабатным, т.к.  $dQ = 0$  и  $dS = 0$ . Планк предложил считать, что при  $T \rightarrow 0$  начальное значение энтропии  $S_0 = 0$ .

Таким образом, вблизи абсолютного нуля температур изотермический процесс является одновременно и адиабатным процессом, и термодинамическая система не обменивается с окружающей средой теплотой. При этом достичь температуры  $T=0$ К невозможно как путем адиабатного расширения рабочего тела, т.к.  $\Delta U = 0$  и  $U = U_1 = const, (dT = 0, T = const)$ , так и путем изотермического расширения рабочего тела, поскольку рабочее тело перестает отдавать тепло окружающей среде, т.к.  $dQ = 0$  и  $dS=0$ .

3-ий закон термодинамики позволяет определить начало отсчета энтропий и вычислить абсолютное значение энтропии веществ при различных температурах, если известны теплоемкости и тепловые эффекты фазовых превращений в диапазоне температур от  $T_0=0$  до  $T$ .

## ГЛАВА 6 ТЕРМОДИНАМИКА РЕАЛЬНОГО ГАЗА

### 6.1 Фазовые переходы. Правило фаз Гиббса

*Фазовые переход* – переход веществ из одной фазы в другую, сосуществующую с первой. Вещество в различных агрегатных состояниях имеет различные физические свойства, и в частности плотность.

При переходе вещества из жидкого состояния в газообразное теплота фазового перехода тратится как на работу расширения так и на преодоление сил межмолекулярного взаимодействия, которые выражаются в разрушении ассоциированных комплексов. Плотность уменьшается. При плавлении и сублимации теплота фазового перехода тратится на разрушение кристаллической решётки.

С увеличением  $p$  и  $T$  теплота парообразования уменьшится. Фазовый переход из твёрдой фазы в газообразную, происходит при очень низких давлениях, называется *сублимацией*. Теплота сублимации больше чем теплота парообразования или плавления.

Плотность газовой фазы меньше плотности конденсированной (или твёрдого вещества) фазы. Что касается плавления, то для различных веществ возможны различные случаи: плотность твёрдой фазы может быть либо больше либо меньше плотности жидкости. Точка перехода жидкости в пар называется точкой кипения (точка конденсации), точка перехода твёрдого тела в жидкость-точка плавления (точка затвердевания); твёрдого тела в пар-точка сублимации.

При анализе фазовых равновесий и процентов фазовых переходов важную роль играет так называемое *правило фаз Гиббса*. Оно устанавливает зависимость между числом независимых интенсивных переменных, определяющих состояние термодинамической системы, находящейся в равновесии (или степени свободы системы), числом фаз и числом компонентов системы

$$\psi = n - r + 2, \quad (6.1)$$

где  $\psi$  – число степеней свободы;  $n$  – число компонентов системы;  $r$  – число фаз в системе.

Применение к чистому веществу (однокомпонентная система):  
 $\psi = 3 - r$ .

Для чистых веществ в однофазной системе  $\psi = 2$ . Такими независимыми переменными могут быть, например,  $p$  и  $T$ . Это значит, что если для такой системы произвольно задать давление и температуру, то

все другие параметры системы ( $V, s, h$  и т.д.) будут определены однозначно.

## 6.2 Фазовые диаграммы $p$ - $T$ и $p$ - $V$ . Критические параметры

Линию фазового перехода можно изобразить в диаграмме  $p$ - $T$ , если нанести на неё состояние, соответствующее давлению и температурам фазового перехода (рис.6.1).

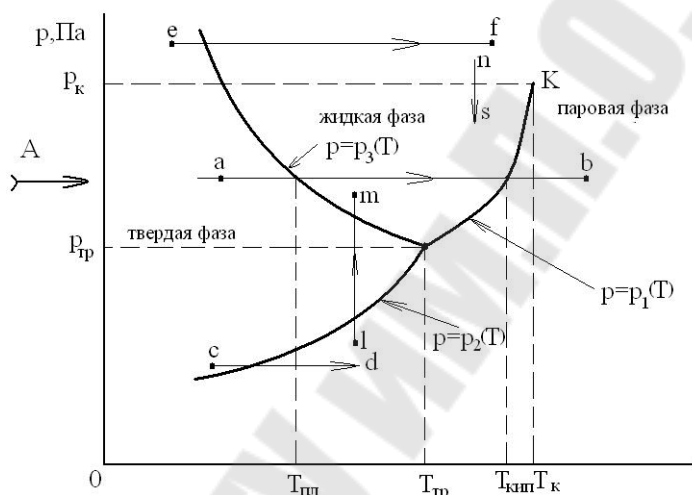


Рис. 6.1.  $p$ - $T$  диаграмма фазовых переходов

Равновесное существование 3-х фаз возможно только при определенных давлении  $p_{тр}$  и температуре  $T_{тр}$ . Это состояние термодинамической системы называется тройной точкой, и что число степеней ее свободы равно нулю.

Для двухфазной термодинамической системы существует однозначная зависимость  $p=p(T)$ , т.е. термодинамическая система обладает одной степенью свободы.

В однофазной термодинамической системе независимо могут изменяться два термодинамических параметра: давление  $p$  и температура  $T$  (система обладает двумя степенями свободы).

На фазовой  $p$ - $T$  диаграмме линия  $p=p_1(T)$  является кривой парообразования (испарения), на которой сосуществуют, т.е. находятся в равновесии, жидкая и паровая фазы.

Линия  $p=p_2(T)$  - это кривая сублимации, на которой находятся в равновесии твердая и паровая фазы. При этом подводятся энергия, равная теплоте сублимации.

Линия  $p=p_3(T)$  - кривая плавления, на которой находятся в равновесии твердая и жидкая фазы.

Кривая парообразования  $p=p_1(T)$  оканчивается для каждого вещества в точке К при определенных критических значениях давления  $p_k$  и температуры  $T_k$ .

При критическом состоянии вещества пропадает различие между свойствами жидкости и пара.

Кривые  $p_1(T)$ ,  $p_2(T)$  и  $p_3(T)$  разграничивают плоскость диаграммы  $p-T$  на области, соответствующие паровой, жидкой и твердой фазам. Рассмотрим характерные процессы, представленные на  $p-T$  диаграмме:

- «a-b» – изменение агрегатного состояния вещества: плавление при  $T_{пл}$  и парообразование при  $T_s=T_{кун}$ . При этом свойства вещества изменяются скачком:  $\Delta v = v''-v'$ ,  $\Delta s = s''-s'$  и т.д.;

- «с-d» - сублимация, т.е. переход из твердого состояния в пар;

- «e-f» - переход из твердого состояния в пар;

- «l-m» - переход из газообразного состояния в твердое, а затем в жидкое состояние;

- «n-s» - непрерывный (гомогенный) переход пара в жидкость.

Вид сбоку на пространственную фазовую диаграмму  $p-T-v$  по стрелке «А» дает нам паровую диаграмму « $p-v$ » (рис. 6.2).

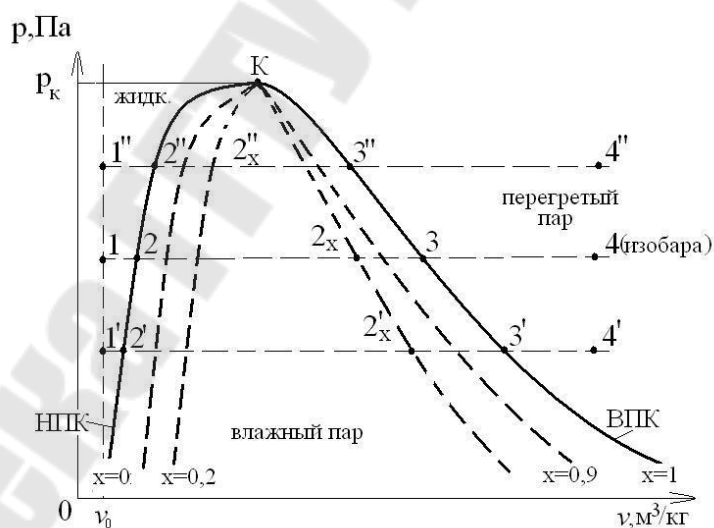


Рис. 6.2.  $p-v$  диаграмма фазовых переходов

НПК – нижняя (левая) пограничная кривая ( $x=0$ ) отражает состояние жидкости при температуре насыщения  $t=t_s=t_{кун}$ .

ВПК – верхняя (правая) пограничная кривая ( $x=1$ ) отражает состояние сухого насыщенного пара.

### 6.3 Кипящая жидкость и сухой насыщенный пар. Влажный пар. Сухость пара. Теплота фазовых переходов

Процесс получения пара из жидкости может осуществляться *испарением* и *кипением*. *Испарением* называется парообразование, происходящее только со свободной поверхности жидкости и при любой температуре.

*Кипением* называется бурное парообразование по всей массе жидкости, которое происходит при сообщении жидкости через стенку сосуда определенного количества теплоты. При этом образовавшиеся у стенок сосуда и внутри жидкости пузырьки пара, увеличиваясь в объеме, поднимаются на поверхность жидкости.

Процесс парообразования начинается при достижении жидкостью температуры кипения, которая называется температурой насыщения  $t_s$  и на протяжении всего процесса остается неизменной. Температура кипения, или температура насыщения,  $t_s$  зависит от природы вещества и давления, причем с повышением давления  $t_s$  увеличивается. Давление, соответствующее  $t_s$  называется давлением насыщения  $p_s$ .

Насыщенным паром называют пар, который образовался в процессе кипения и находится в динамическом равновесии с жидкостью. Насыщенный пар по своему состоянию бывает сухим насыщенным и влажным насыщенным.

Сухой насыщенный пар представляет собой пар, не содержащий капель жидкости и имеющий температуру насыщения ( $t = t_s$ ) при данном давлении.

Влажный насыщенный пар – это равновесная смесь, состоящая из капель жидкости, находящейся при температуре кипения, и сухого насыщенного пара.

Отношение массы сухого насыщенного пара  $m_{с.п.}$  к массе влажного насыщенного пара  $m_{в.п.}$  называется степенью сухости  $x$  влажного пара, то есть:

$$x = \frac{m_{с.п.}}{m_{в.п.}}. \quad (6.2)$$

Очевидно, что для жидкости  $x = 0$ , для сухого насыщенного пара  $x = 1$ .

Если к сухому насыщенному пару продолжать подводить теплоту, то его температура увеличится. Пар, температура которого при данном давлении больше, чем температура насыщения ( $t > t_s$ ), называется перегретым. Другими словами говоря перегретый пар – это пар, находящийся при температуре, превышающей температуру кипения жидкости при

давлении, равном давлению перегретого пара. Величина превышения температурой пара температуры кипения жидкости называется степенью перегрева пара.

Образование водяного пара проходит 3 стадии (см. рис. 6.2):

1. Подогрев жидкости от  $0^{\circ}\text{C}$  до температуры кипения (насыщения)  $t_s$  (процесс 1-2).

2. Парообразование при  $t_s = \text{const}$  ( $t_s = f(p)$ ) (процесс 2-3).

3. Перегрев пара от  $t_s$  до  $t_{неп}$  (процесс 3-4).

#### **6.4 Таблицы и диаграммы термодинамических свойств воды и водяного пара. Расчет характерных процессов**

В настоящее время известны многочисленные уравнения состояния перегретого водяного пара. Эти уравнения связывают между собой основные параметры  $p$ ,  $v$  и  $T$ . Однако такие уравнения, имеют весьма сложный вид и расчеты по ним являются чрезвычайно трудоемкими. Поэтому при практических расчетах параметров воды и ее паров используются специальные таблицы и диаграммы, составленные на основании экспериментальных и теоретических данных.

В настоящее время составлены подробные таблицы для перегретых и насыщенных водяных паров до температур  $1000^{\circ}\text{C}$  и давления  $98$  МПа. Таблицы составлены с высокой степенью точности.

Известны три вида таблиц:

– термодинамические свойства воды и водяного пара в состоянии насыщения (по температуре);

– термодинамические свойства воды и водяного пара в состоянии насыщения (по давлению);

– термодинамические свойства воды и перегретого пара.

В первой таблице указывают температуры сухого насыщенного пара и кипящей воды (по Цельсию и Кельвину) и соответствующие им давление, энтальпии, энтропии, теплоту парообразования и удельные объёмы.

Во второй таблице указывают давление сухого насыщенного пара и кипящей воды и соответствующие им температуру, энтальпии, энтропии, теплоту парообразования и удельные объёмы.

В третьей таблице для различных сочетаний температур и давлений приводятся соответствующие им энтальпия, энтропия и удельный объём воды или перегретого пара.

*Изображение различных процессов на «p-v» диаграмме. Характерной особенностью процессов с паром является изменение агрегатного*

состояния вещества во время процесса (рис. 6.3), причем при фазовых превращениях свойства вещества меняются скачком.

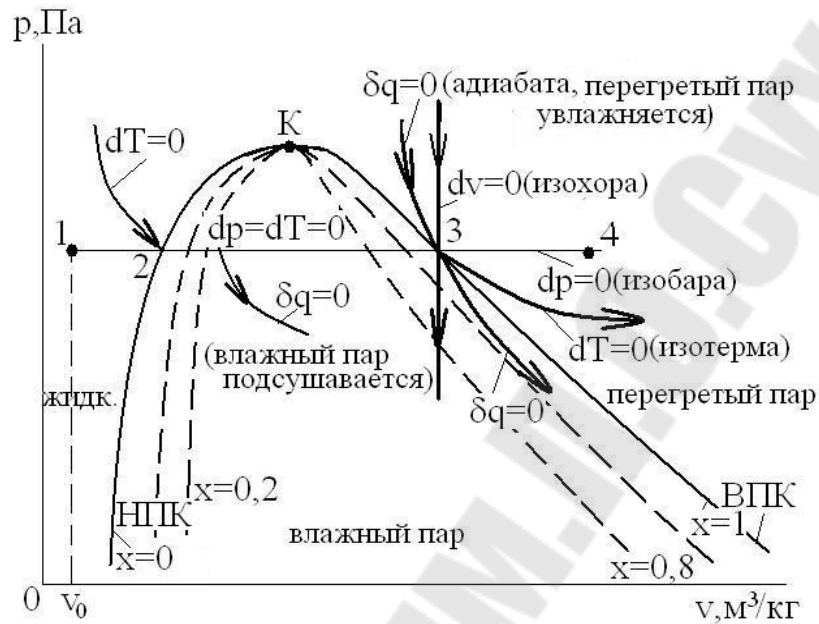


Рис. 6.3. p-V диаграмма водяного пара

Нижняя пограничная кривая НПК – предельная линия для существования пара ( $x=0$ ). Верхняя пограничная кривая ВПК – предельная линия для существования жидкости ( $x=1$ ).

В области влажного пара изобара 2-3 ( $dp=0$ ) является одновременно и изотермой ( $dT=0$ ).

Адиабата  $\delta q = 0$  идет более круто, чем изотерма ( $dT = 0$ ).

Паровая диаграмма T-s. При  $t_0 = 0^\circ C$  удельная энтропия  $s_0 = 0$ . Тогда процессы нагрева жидкости (1-2), парообразования (2-3) и перегрева пара (3-4) будут иметь вид, как показано на следующем рисунке (6.4):



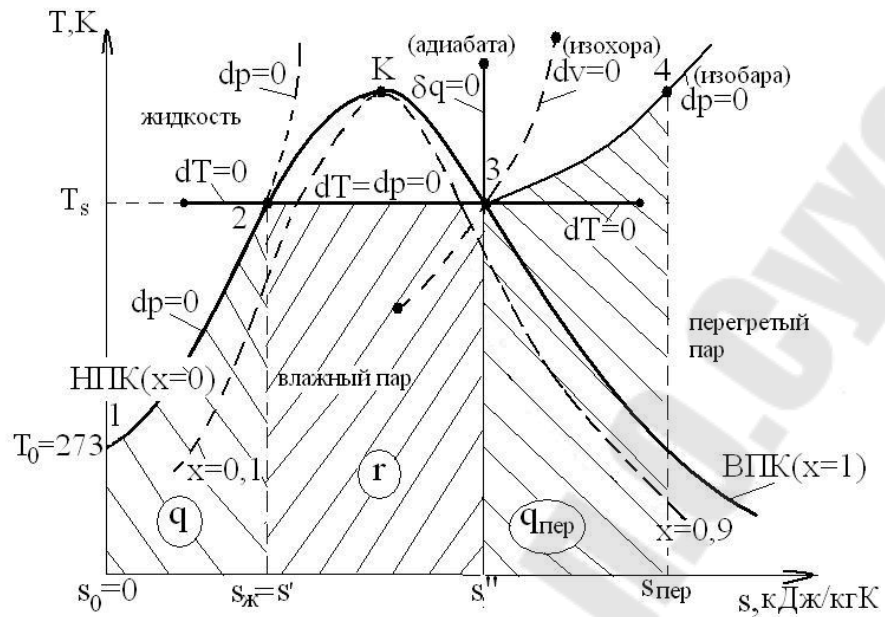


Рис. 6.4.  $T$ - $s$  диаграмма водяного пара

Паровая диаграмма  $h$ - $s$ . На паровой диаграмме  $h$ - $s$  критическая точка «К» сдвинута влево и вниз по отношению к вершине, так как энтальпия  $h_k$  в критической точке не является максимальной величиной (рис. 6.5). Так для воды  $h_k = 2089$  кДж/кг, а  $h_{max} = 2847$  кДж/кг при давлении  $p=30-40$  ата.

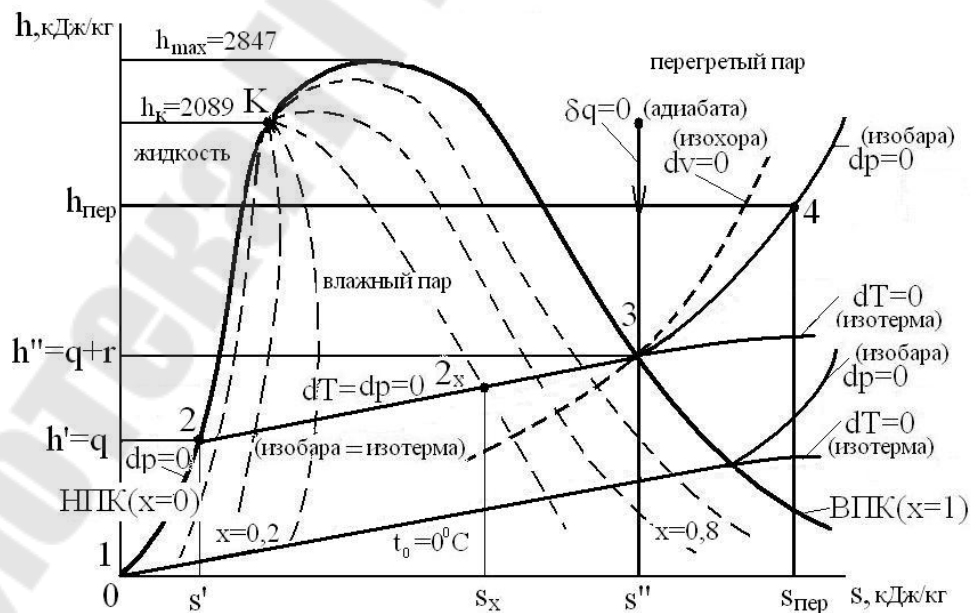


Рис. 6.5.  $h$ - $s$  диаграмма водяного пара

Положение точек на диаграмме  $h-s$  определяется заданием следующих параметров:

- 1) для влажного пара заданием давления ( $p$ ) и степени сухости ( $x$ );
- 2) для сухого насыщенного пара ( $x=1$ ) заданием давления ( $p$ );
- 3) для перегретого пара заданием давления ( $p$ ) и температуры ( $T$ ).

По положению точки на диаграмме  $h-s$  можно определить все параметры этого состояния, рассчитать теплоту и внешнюю работу любого процесса. В диаграмме  $h-s$  теплоты выражаются прямыми линиями. Поэтому расчет паровых процессов в энергетической части более удобно проводить по диаграмме  $h-s$ , чем по диаграмме  $T-s$ , где теплоты выражаются площадями под кривой процесса, которые надо измерять планиметром.

## ГЛАВА 7 ТЕРМОДИНАМИКА СТАЦИОНАРНОГО ПОТОКА

### 7.1 Уравнение механической энергии потока

Непрерывное течение газа рассматривается в термодинамике как равновесный процесс. Принимается, что течение – пространственно одномерное, т.е. параметры потока газа: давление  $p$ , температура  $T$ , скорость  $w$  и плотность  $\rho$  и др. изменяются только в направлении течения и, что течение - стационарное (установившееся), т.е. параметры не изменяются во времени  $\tau$ ; расход газа  $G = \text{const}(\tau)$ ;  $\partial p / \partial \tau = 0$ ;  $\partial T / \partial \tau = 0$ ;  $\partial w / \partial \tau = 0$ ;  $\partial \rho / \partial \tau = 0$ .

Принимается также, что течение - адиабатное, т.е.  $dq = 0$ , изоэнтропийное, т.е.  $ds = 0$ , что техническая работа не совершается ( $dl_{\text{техн}} = 0$ ) и что пьезометрическая высота не изменяется ( $dy = 0$ ).

Для определения параметров потока ( $w, p, T, \rho$ ) в каждом поперечном сечении по длине канала  $f_x$  решается при сделанных допущениях следующая система уравнений:

- уравнение энергии (уравнение 1-го закона термодинамики):

$$dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right) = 0; \quad (7.1)$$

- уравнение движения (Бернулли):

$$vdp + d\left(\frac{w^2}{2}\right) = 0; \quad (7.2)$$

- уравнение неразрывности (уравнение расхода):

$$G = w\rho f = wf/v; \quad (7.3)$$

- уравнение состояния для газа:

$$pv = RT. \quad (7.4)$$

## ГЛАВА 8 ТЕРМОДИНАМИКА ГАЗОВЫХ И ПАРОГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

### 8.1 Смеси идеальных газов. Закон Дальтона

Состав газовой смеси определяется количеством каждого из газов, входящих в смесь, и может быть задан массовыми и объемными долями.

Массовая доля определяется отношением массы отдельного газа, входящего в смесь, к массе всей смеси:

$$g_i = \frac{m_i}{m_{см}}. \quad (8.1)$$

Объемной долей газа называют отношение приведенного объема каждого компонента, входящего в смесь, к объему всей смеси:

$$r_i = \frac{V_i}{V_{см}}. \quad (8.2)$$

Кажущаяся молекулярная масса смеси:

$$\mu_{см} = \sum r_i \cdot \mu_i. \quad (8.3)$$

Газовую постоянную смеси газов ( $R_{см}$ ) можно выразить либо через газовые постоянные отдельных компонентов, входящих в смесь, либо через кажущуюся молекулярную массу смеси:

$$R_{см} = \sum g_i \cdot R_i, \quad (8.4)$$

или

$$R_{см} = \frac{R_{\mu}}{\mu_{см}}. \quad (8.5)$$

Связь между давлением газовой смеси и парциальными давлениями отдельных компонентов, входящих в смесь, описывается *законом Дальтона*:

$$p_{см} = \sum p_i. \quad (8.6)$$

Парциальные давления отдельных компонентов можно определить используя уравнение:

$$p_i = r_i \cdot p_{см}. \quad (8.7)$$

Теплоемкость газовой смеси определяется на основании следующих формул:

массовая теплоемкость смеси

$$c_{см} = \sum g_i (c_v)_i = \sum \frac{g_i R_i}{k-1}; \quad (8.8)$$

объемная теплоемкость смеси

$$c'_{см} = \sum \frac{\mu_i (c_v)_i}{22,4}; \quad (8.9)$$

мольная теплоемкость смеси

$$\mu c_{см} = \sum r_i \mu_i (c_v)_i. \quad (8.10)$$

## 8.2 Основные параметры влажного воздуха

В системах вентиляции и кондиционирования воздуха рабочей средой является влажный воздух или паровоздушная смесь. При этом водяной пар может находиться в воздухе или в перегретом, или в насыщенном состоянии.

С достаточной степенью точностью можно считать, что сухой воздух подчиняется законам идеального газов, тогда из уравнения Менделеева-Клапейрона *плотность сухого воздуха*  $\rho$ , кг/м<sup>3</sup>:

$$\rho_c = \frac{p_c}{RT}, \quad (8.11)$$

где  $p_C$  – парциальное давление сухого воздуха, Па;  $R$  – удельная газовая постоянная сухого воздуха,  $R = 287$  Дж/(кг·К);  $T$  – температура воздуха, К.

Массовая  $c_C$  и объёмная  $c_0$  теплоёмкости сухого воздуха равны:

$$c_0 = \rho_C \cdot c_C. \quad (8.12)$$

В диапазоне температур от  $-20$  до  $+50$  °С при атмосферном давлении можно принимать

$$\rho_C = 1,293 \text{ кг/м}^3; \quad c_C = 1,005 \text{ кДж/(кг·К)}; \quad c_0 = 1,3 \text{ кДж/(м}^3 \cdot \text{К)}.$$

*Энтальпия сухого воздуха*, кДж/кг при температуре  $t$ , °С

$$h_C = c_C \cdot t. \quad (8.13)$$

Водяной пар в воздухе имеет парциальное давление  $p_n$ , определяемое его температурой. Парциальное давление определяют по таблицам водяного пара. В области давлений и температур, принятых в вентиляционной технике, можно с некоторым приближением принимать и для пара уравнение состояния

$$p_n V_n = R_n T, \quad (8.14)$$

где  $R_n$  – удельная газовая постоянная для пара,  $R_n = 462$  Дж/(кг·К).

Теплоёмкость пара при атмосферном давлении в пределах температур от  $-20$  до  $+50$  °С можно принять  $c_n = 1,807$  кДж/(кг·К).

При этих значениях температур *энтальпия пара*, кДж/кг, может быть выражена формулой

$$h_n = 2560 + 1,807 \cdot t_n, \quad (8.15)$$

где  $t_n$  – температура пара, °С.

По закону Дальтона барометрическое давление  $P_b$  паровоздушной смеси равно сумме парциальных давлений сухой части воздуха и водяного пара,  $P_C$  и  $P_n$ , соответственно, т.е.

$$p_{\sigma} = p_c + p_{\pi}. \quad (8.16)$$

*Абсолютной влажностью воздуха  $D$*  называется масса водяного пара, содержащаяся в  $1\text{ м}^3$  влажного воздуха. Абсолютная влажность и плотность пара во влажном воздухе имеют одинаковую размерность ( $\text{кг}/\text{м}^3$ ) и одинаковое выражение

$$D = \rho_{\pi} = \frac{p_{\pi}}{R_{\pi}T}. \quad (8.17)$$

Абсолютная влажность при насыщенном состоянии называется влагеёмкостью  $\rho_{\pi}$  воздуха.

*Относительной влажностью воздуха  $\phi$*  называется отношение абсолютной влажностью воздуха к его влагеёмкости, т.е.

$$\phi = \frac{\rho_{\pi}}{\rho_{\pi}}. \quad (8.18)$$

Величина относительной влажности можно быть выражена в долях единицы или в процентах. Применяя для водяного пара в воздухе уравнение состояния (8.14), получаем:

$$\phi = \frac{p_{\pi}}{p_{\pi}}, \quad (8.19)$$

где  $p_{\pi}$  – парциальное давление насыщенного пара при данной температуре.

*Влагосодержанием воздуха  $d$*  называется масса водяного пара в воздухе, приходящегося на 1 кг сухого воздуха, г/кг сухого воздуха

$$d = \left( \frac{G_{\pi}}{G_C} \right) \cdot 10^3, \quad (8.20)$$

где  $G_{\pi}$  и  $G_C$  – массы водяного пара и сухого воздуха в данном объёме.

Из уравнения состояния с учётом уравнений (8.16) и (8.19) можно написать

$$d = 622 \frac{p_{\text{п}}}{p_{\text{б}} - p_{\text{п}}} \quad (8.21)$$

или

$$d = 622 \frac{\varphi \cdot p_{\text{п}}}{p_{\text{б}} - \varphi \cdot p_{\text{п}}}. \quad (8.22)$$

Парциальное давление водяного пара при данном давлении влажного воздуха является функцией только влагосодержания, и наоборот. Поэтому аналогично уравнению (8.21) можно написать:

$$p_{\text{п}} = p_{\text{б}} \frac{d_{\text{max}}}{622 + d_{\text{max}}}, \quad (8.23)$$

где  $d_{\text{max}}$  – максимально возможное влагосодержание влажного воздуха (если температура его ниже температуры насыщенного водяного пара при давлении смеси).

Отношение влагосодержания  $d$  к максимально возможному влагосодержанию влажного воздуха (при той же температуре и давлении смеси) называется *степенью насыщения* и обозначается

$$\psi = \frac{d}{d_{\text{max}}} \quad (8.24)$$

Из уравнений (8.21) и (8.23) получаем зависимость между  $\psi$  и  $\varphi$ :

$$\varphi = \psi \frac{622 + d_{\text{max}}}{622 + d}. \quad (8.25)$$

Та температура, до которой надо охладить при постоянном давлении влажный воздух, чтобы он стал насыщенным ( $\varphi = 100\%$ ), называется *точкой росы*  $t_{\text{р}}$ . Она, следовательно, может быть определена (по таблицам насыщенного пара) как температура насыщения при парциальном давлении пара.

*Плотность влажного воздуха*

$$\rho = \frac{G_{\text{в}}}{V} = \rho_{\text{с}} + \rho_{\text{п}}, \quad (8.26)$$



где  $G_{\text{в}}$  – масса влажного воздуха.

Из уравнений (8.11), (8.16), (8.17) и (8.13) получим  $\rho$ , кг/м<sup>3</sup> влажного воздуха

$$\rho = \rho_c \left( 1 - \frac{0,378 \cdot p_{\text{п}}}{p_{\text{б}}} \right), \quad (8.27)$$

где  $\rho_c$  – плотность сухого воздуха при давлении  $p_{\text{б}}$  и температуре  $T$ .

Из уравнения (8.27) видно, что плотность влажного воздуха меньше плотности сухого воздуха. Выражая значения  $p_{\text{п}}$  и  $p_{\text{б}} - p_{\text{п}}$  через влагосодержание  $d$  (8.21), получаем

$$\rho = 2,17 \cdot 10^{-3} \frac{p_{\text{б}}}{T} \cdot \frac{1000 + d}{622 + d}. \quad (8.28)$$

Удельный объём влажного воздуха может быть отнесён к 1 кг смеси или 1 кг сухой части воздуха. Влажный воздух занимает тот же объём  $V$ , что и каждая составляющая  $V_c$  и  $V_{\text{п}}$ . Поэтому  $v$ , м<sup>3</sup>/кг сухого воздуха, можно записать:

$$v = \frac{1}{\rho_c} = \frac{R_c T}{p_c} = 287 \frac{T}{p_{\text{б}} - p_{\text{п}}} \quad (8.29)$$

или при известном влагосодержании

$$v = 463 \frac{T}{p_{\text{б}}} \cdot \frac{622 + d}{1000}, \quad (8.30)$$

где  $p_{\text{б}}$  – барометрическое давление, Па.

*Теплоёмкость влажного воздуха, кДж/(кг·К):*

$$c_{\text{в}} = c_c + c_{\text{п}} \left( \frac{d}{1000} \right) = 1,005 + 1,807 \left( \frac{d}{1000} \right). \quad (8.31)$$

*Энтальпия влажного воздуха.* За нулевую точку принимается энтальпия сухого воздуха (при  $d = 0$ ) с температурой 0 °С. Поэтому

энтальпия воздуха может иметь положительные и отрицательные значения. Энтальпия влажного воздуха равна сумме энтальпий сухого воздуха и пара, кДж/кг сухого воздуха:

$$h_b = h_c + h_n = c_c t + i_n \frac{d}{1000} = c_c t + (2500 + 1,807t) \frac{d}{1000}. \quad (8.32)$$

Энтальпия воздуха, связанная с изменением температуры воздуха, характеризует изменение явной теплоты. При поступлении в воздух водяных паров с той же температурой воздуха передается скрытая теплота. Энтальпия воздуха при этом возрастает за счёт изменения энтальпии влажной части воздуха. Температура воздуха не изменяется.

### 8.3 h-d – диаграмма влажного воздуха

Диаграмма влажного воздуха, предложенная проф. Л. К. Рамзиным, представляет взаимную зависимость, выраженную графически, пяти параметров воздуха: энтальпии  $h$ , температуры  $t$ , относительной влажности  $\varphi$ , абсолютной влажности  $d$ , парциального давления водяных паров  $P_{в.п}$ . Названная графическая зависимость получила название,  $h$ - $d$ -диаграммы влажного воздуха. По  $h$ - $d$ -диаграмме можно по двум любым заданным параметрам определить остальные. При помощи  $h$ - $d$ -диаграммы решается ряд практических задач в технике сушки, вентиляции, кондиционирования воздуха.

$h$ - $d$ -диаграмма строится следующим образом. В основу построения диаграммы положено уравнение (8.32)

Уравнение (8.32) можно представить в следующем виде

$$h_1 = 1,005t + 1,807t \cdot \frac{d}{1000} \quad (8.33)$$

и

$$h_2 = 2500 \cdot \frac{d}{1000} \quad (8.34)$$

Уравнением (8.33) определяется явное теплосодержание 1 кг сухого воздуха и заключающихся в нем водяных паров.

Уравнение (8.34) – скрытое теплосодержание тех же водяных паров. Разница между явным и скрытым теплосодержанием состоит в



откладывается отрезок  $1.807 \cdot t \cdot \frac{d}{1000}$  (отрезок 2–3). При  $t = 0$   $h_1 = 0$  для любого значения  $d$ , а потому эта линия проходит через начало координат.

Уравнение (8.34) не зависит от  $t$  и представляет прямую 0С, проходящую через начало координат. Для того же, что и в уравнении (8.33), значения  $d$  величина  $h_2$  отложится как продолжение уже суммарной теперь ординаты (отрезок 1–4). Таким образом, для каждого из значений  $t$  и  $d$ , на диаграмме можно провести одну суммарную ординату, выражающую полное теплосодержание влажного воздуха.

$$h = h_1 + h_2. \quad (8.35)$$

Линия 5–3 – линия постоянной температуры – изотерма ( $t = \text{const}$ ). Вертикальные отрезки, лежащие между ней и линией 0–4, будут соответствовать полному теплосодержанию при данной температуре и различном влагосодержании. Линия 0–4 – линия постоянного теплосодержания ( $h = \text{const}$ ). При других значениях  $t$  линии постоянного теплосодержания будут параллельны линии 0–4.

Абсолютное влагосодержание зависит от относительной влажности  $\varphi$ . Естественно, что с изменением  $\varphi$  при  $t = \text{const}$  будет соответственно меняться  $d$ , а следовательно, и  $h$ . Отсюда легко определить полное теплосодержание  $h = f(\varphi)$ , получив, таким образом, семейство кривых относительной влажности.

На диаграмму наносят линии парциальных давлений водяного пара. Известно, что влагосодержание воздуха зависит от барометрического давления, поэтому  $h$ – $d$ -диаграммы строят для различных барометрических давлений (имеются  $h$ – $d$ -диаграммы для барометрического давления 760 мм рт. ст., для 745 мм рт. ст. По  $h$ - $d$ -диаграмме можно найти также температуру точки росы  $t_p$  и температуру мокрого термометра  $t_m$ .

#### 8.4 Основные термодинамические процессы влажного воздуха

Вентиляционный воздух перед подачей в помещении проходит различные виды тепловлажностной обработки.

Процесс нагревания воздуха в поверхностном теплообменнике-калорифере в  $h-d$ -диаграмме (рис. 8.4) изображается вертикальной линией АВ при  $d = const$ , так как влагосодержание воздуха при контакте с сухой горячей поверхностью не изменяется. Температура и энтальпия при нагревании возрастают, а относительная влажность убывает.

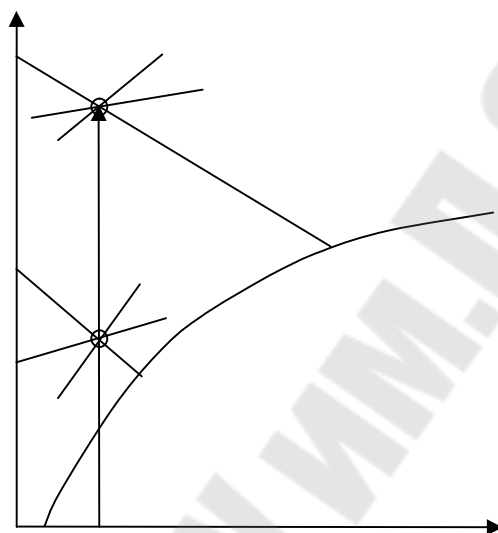


Рис. 8.4. Процесс нагревания воздуха в  $h-d$ -диаграмме

Процесс охлаждения воздуха в поверхностном теплообменнике-воздухоохладителе возможен при постоянном влагосодержании, т.е. при выпадении влаги из воздуха. Процесс при  $d = const$  протекает в том случае, если температура поверхности воздухоотделителя будет выше температуры точки росы. Процесс пойдёт по линии АВ или, в крайнем случае, - по линии АВ<sub>1</sub> (рис. 8.5).

Если температура поверхности воздухоохладителя становится ниже температуры точки росы, то будет происходить конденсация водяного пара в воздухе и процесс охлаждения будет сопровождаться уменьшением влагосодержания воздуха. В  $h-d$ -диаграмме этот процесс пойдёт по линии CD, причём точка D соответствует температуре  $t_{п.в.}$  поверхности воздухоохладителя. На практике процесс охлаждения может заканчиваться в точке E при температуре  $t_E$ .

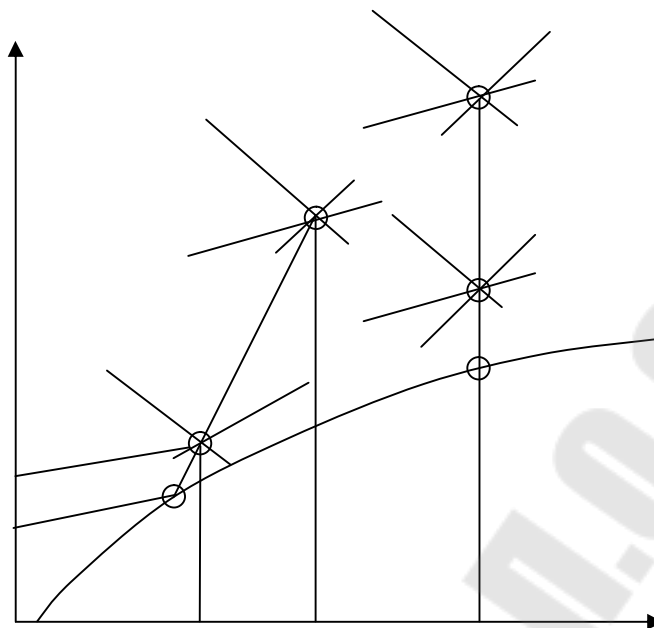


Рис. 8.5. Процессы охлаждения воздуха в h-d-диаграмме

*Процессы смешения воздуха* различных состояний представляют большой интерес, так как системы вентиляции и кондиционирования воздуха часто работают с рециркуляцией, при которой часть отработанного воздуха помещения смешивается со свежим воздухом.

## ГЛАВА 9 КОМПРЕССОРЫ

### 9.1 Принцип действия компрессоров

Компрессором называется машина для сжатия газов. Различные типы компрессоров широко применяются в самых разнообразных областях техники. По конструктивным признакам компрессоры подразделяются на две группы: объемные компрессоры (или, как их иногда называют, компрессоры статического сжатия) и лопаточные компрессоры (или компрессоры динамического сжатия). В свою очередь, объемные компрессоры делятся на два типа – поршневые и ротационные.

Принцип действия поршневого компрессора таков (рис. 9.1): в цилиндре 1 движется поршень 2, совершающий возвратно-поступательное движение. При движении поршня слева направо происходит всасывание рабочего тела (при этом клапан 3 открыт) при практически постоянном давлении (в частности, если в компрессоре сжимается атмосферный воздух, то в течение процесса всасывания давление воздуха в цилиндре несколько ниже атмосферного). После того как поршень дойдет до правого крайнего положения, процесс всасывания заканчивается, клапан 3 закрывается и поршень начинает двигаться в обратном направлении – справа налево. Давление газа в цилиндре повышается. Когда давление газа достигает значения, несколько превышающего давление в резервуаре, куда подается газ, открывается клапан 4 и сжатый газ поступает в этот резервуар. Дойдя до левого крайнего положения, поршень вновь начинает двигаться слева направо, и процесс повторяется.

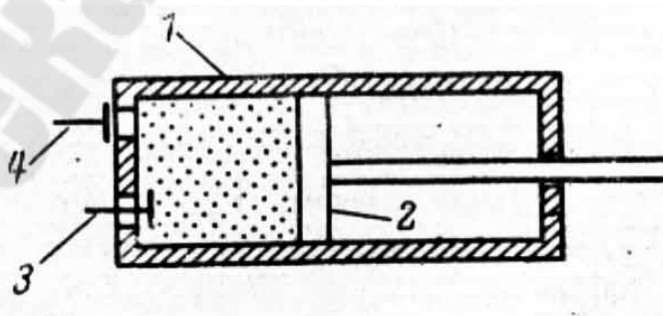


Рис. 9.1. Схема поршневого компрессора

Поршню сообщается возвратно-поступательное движение через кривошипно-шатунный механизм от внешнего источника работы (электромотор, двигатель внутреннего сгорания и т. п.).

В ротационном компрессоре роль поршня выполняет ротор. На рис. 9.2 показана схема одного из видов ротационных компрессоров - пластинчатого компрессора. В корпусе 1 компрессора вращается ротор 2, расположенный эксцентрично относительно корпуса. В теле ротора имеются пазы, в них скользят пластинки 3, которые под действием центробежной силы всегда прижаты к стенке корпуса. По входному патрубку 4 в корпус компрессора засасывается газ из резервуара низкого давления. Порция газа, находящаяся между двумя соседними пластинками, сжимается, поскольку, как видно из рис. 9.2, объем этого газа уменьшается при вращении ротора за счет эксцентричного расположения ротора относительно корпуса. Сжатый газ выбрасывается в выходной патрубке 5. Как видно из этой схемы, принцип действия ротационного компрессора аналогичен принципу действия поршневого компрессора – и в том и в другом случае сжатие газа осуществляется за счет уменьшения объема, в котором заключен газ.

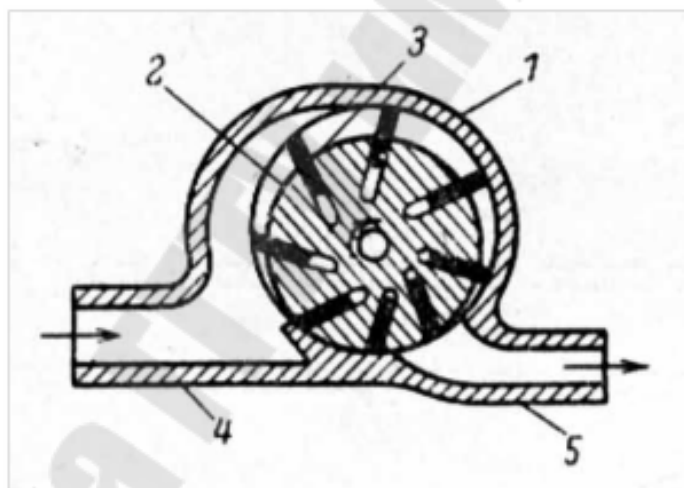


Рис. 9.2. Схема ротационного компрессора



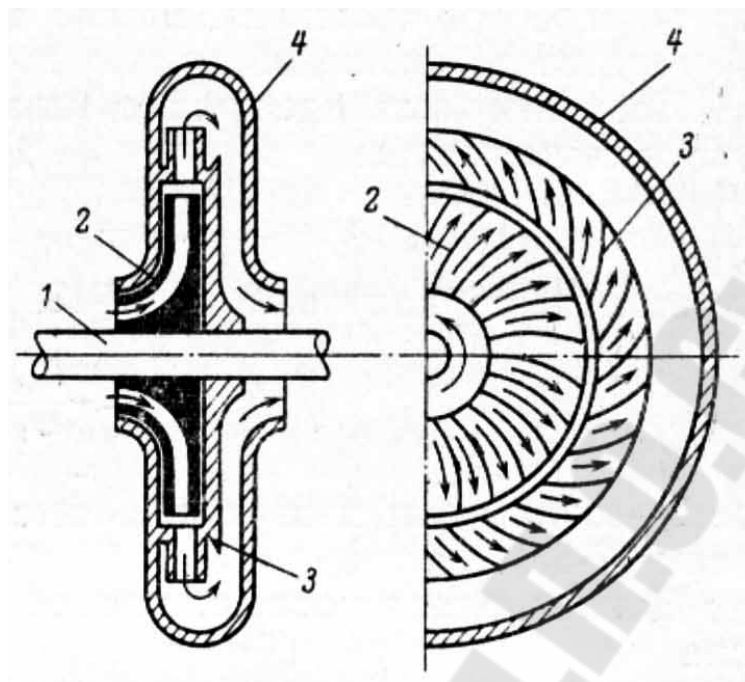


Рис. 9.3. Схема лопаточного компрессора

Качественно иной принцип действия положен в основу лопаточных компрессоров, которые подразделяются на два типа – центробежные и осевые (или аксиальные).

Принцип действия лопаточных компрессоров ясен из схемы центробежного компрессора, представленной на рис. 9.3. На валу 1 укреплен диск 2, снабженный рабочими лопатками. Вал с диском вращается, и газ, всасываемый через входной патрубок (на рис. 9.3 слева) и поступающий в зазоры между лопатками, захватывается этими лопатками и приобретает высокую скорость - вращение диска сообщает газу большую кинетическую энергию. Далее этот газ, имеющий высокую скорость, поступает в диффузор 3, лопатки которого укреплены в неподвижном корпусе 4 компрессора. В диффузоре скорость газа уменьшается, и за счет торможения его кинетическая энергия превращается в потенциальную энергию давления. Газ высокого давления отводится через выходной патрубок.

В осевом компрессоре газ перемещается вдоль оси и сжимается в ряде ступеней, состоящих из рабочих колес и направляющих аппаратов.

Несмотря на большие конструктивные различия компрессоров разных типов, термодинамические принципы их действия аналогичны.

## 9.2 Анализ процессов сжатия в компрессоре

Анализ процесса сжатия в поршневом компрессоре удобно проводить с помощью, так называемой *индикаторной диаграммы* компрессора. Эта диаграмма показывает зависимость величины давления в цилиндре компрессора от величины переменного объема газа в цилиндре или, что то же самое, от хода поршня (рис. 9.4). Индикаторная диаграмма записывается специальным прибором – динамометрическим индикатором, присоединенным к компрессору.

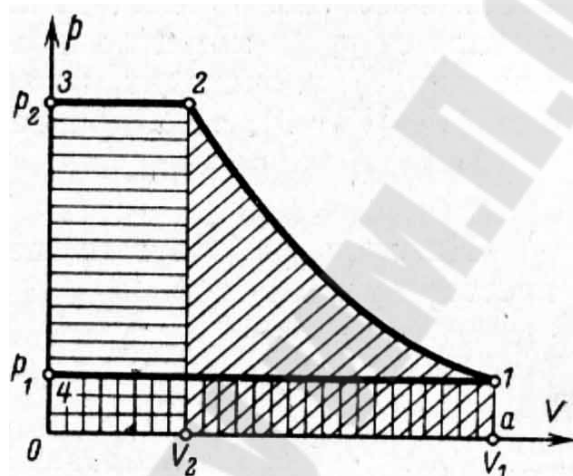


Рис. 9.4. Индикаторная диаграмма компрессора

Точка 1 соответствует такому положению поршня в цилиндре компрессора, когда весь компрессор заполнен газом низкого давления (поршень находится в крайнем правом положении). Объем газа при этом равен  $V_1$ . Кривая 1-2 соответствует процессу сжатия газа в компрессоре от давления  $p_1$  до давления  $p_2$  при закрытых всасывающем и нагнетательном клапанах. В точке 2 процесс сжатия заканчивается – газ достигает нужного давления  $p_2$ . Объем газа в конце процесса сжатия (точка 2) обозначим через  $V_2$ . Поскольку в течение процесса сжатия оба клапана (всасывающий и нагнетательный) остаются закрытыми, количество газа в процессе сжатия неизменно. Точка 2 соответствует моменту открытия нагнетательного клапана, а линия 2-3 – процессу выталкивания газа из цилиндра в резервуар высокого давления.

В процессе 2-3 количество газа, находящегося в цилиндре, уменьшается. Точка 4 соответствует открытию всасывающего клапана, а линия 4-1 изображает процесс всасывания в цилиндр газа из резервуара низкого давления  $p_1$ . В процессе 4-1 количество газа в цилиндре увеличивается от нуля до величины, соответствующей запол-

нению цилиндра в точке 1. Не следует смешивать индикаторную диаграмму с  $p$ - $V$ -диаграммой:  $p$ - $V$ -диаграмма строится для постоянного количества вещества, а индикаторная диаграмма, как мы видим, изображает процессы в цилиндре, количество газа в котором переменное.

## ГЛАВА 10 ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ (ДВС)

Как видно из самого названия, двигатель внутреннего сгорания представляет собой такую тепловую машину, в которой подвод тепла к рабочему телу осуществляется за счет сжигания топлива внутри самого двигателя. Рабочим телом в таких двигателях является на первом этапе воздух или смесь воздуха с легко воспламеняемым топливом, а на втором этапе – продукты сгорания этого жидкого или газообразного топлива (бензин, керосин, соляровое масло и др.). В газовых двигателях давления рабочего тела не слишком высоки и температуры его намного превышают критические, что позволяет с хорошим приближением рассматривать рабочее тело как идеальный газ; это существенно упрощает термодинамический анализ цикла.

Двигатели внутреннего сгорания обладают двумя существенными преимуществами по сравнению с другими типами тепловых двигателей. Во-первых, благодаря тому что у двигателя внутреннего сгорания горячий источник тепла находится как бы внутри самого двигателя, отпадает необходимость в больших теплообменных поверхностях, через которые осуществляется подвод тепла от горячего источника к рабочему телу. Это приводит к большей компактности двигателей внутреннего сгорания, например, по сравнению с паросиловыми установками. Второе преимущество двигателей внутреннего сгорания состоит в следующем. В тех тепловых двигателях, в которых подвод тепла к рабочему телу осуществляется от внешнего горячего источника, верхний предел температуры рабочего тела в цикле ограничивается значением температуры, допустимым для конструкционных материалов (так, например, повышение температуры водяного пара в паротурбинных установках лимитируется свойствами сталей, из которых изготавливаются элементы парового котла и паровой турбины, – с ростом температуры, как известно, снижается предел прочности материала). В двигателях же внутреннего сгорания предельное значение непрерывно меняющейся температуры рабочего тела, получающего тепло не через стенки двигателя, а за счет тепловыделения в объеме самого рабочего тела, может существенно превосходить этот предел.

При этом надо еще иметь в виду, что стенки цилиндра и головки двигателя имеют принудительное охлаждение, что позволяет расширить температурные границы цикла и тем самым увеличить его термический к. п. д.

Одним из основных недостатков, присущих поршневым двигателям внутреннего сгорания, является необходимость кривошипно-шатунного механизма и маховика и неизбежная неравномерность работы, обуславливающие невозможность сосредоточения большой мощности в одном агрегате; это ограничивает сферу применения поршневых двигателей.

От этого недостатка свободен двигатель внутреннего сгорания другого типа – газовая турбина. Имея высокий термический коэффициент полезного действия и обладая при этом всеми преимуществами ротационного двигателя, т. е. возможностью сосредоточения больших мощностей в малогабаритных установках, газовая турбина является весьма перспективным двигателем. Ограниченное применение газовых турбин в высокоэкономичных крупных энергетических установках в настоящее время объясняется в основном тем, что из-за недостаточной жаропрочности современных конструкционных материалов турбина может надежно работать в области температур, значительно меньших, чем двигатели внутреннего сгорания поршневого типа, что приводит к снижению термического к. п. д. установки. Дальнейший прогресс в создании новых прочных и жаростойких материалов позволит газовой турбине работать в области более высоких температур.

В настоящее время газовые турбины применяются в авиации, в судовых установках, на железнодорожном транспорте и постепенно внедряются в энергетику.

## **10.1 Идеализированные циклы поршневых ДВС**

Двигатели внутреннего сгорания (поршневого типа) широко используются в технике (в автомашинах, тракторах, самолетах старых типов и т. д.).

Основным элементом любого поршневого двигателя является цилиндр с поршнем, соединенным посредством кривошипно-шатунного механизма с внешним, потребителем работы. Цилиндр снабжен двумя отверстиями с клапанами, через одно из которых осуществляется всасывание рабочего тела (воздуха или горючей смеси), а через другое – выброс рабочего тела по завершении цикла.

Различают три основных вида циклов поршневых двигателей внутреннего сгорания:

- цикл Отто (сгорание при  $V=const$ );
- цикл Дизеля (сгорание при  $p=const$ );
- цикл Тринклера (сгорание при  $V=const$  и затем при  $p=const$ ).

Рассмотрим цикл Отто (названный так по имени немецкого конструктора Н. А. Отто, осуществившего этот цикл в 1876 г.).

Схема двигателя, работающего по циклу Отто, и индикаторная диаграмма этого двигателя представлены на рис. 10.1.

Поршень *I* совершает возвратно-поступательное движение в цилиндре *II*, снабженном всасывающим (*III*) и выхлопным (*IV*) клапанами. В процессе *a-1* поршень движется слева направо, в цилиндре создается разрежение, открывается всасывающий клапан *III* и в цилиндр подается горючая смесь, приготовленная в специальном устройстве – карбюраторе. Горючей смесью в цикле Отто является воздух, смешанный с некоторым количеством паров бензина (или другого горючего).

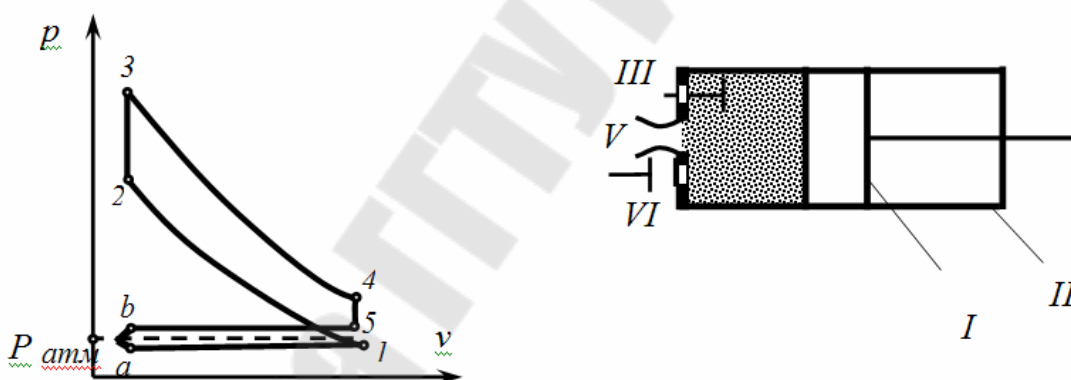


Рис. 10.1. Диаграмма и схема двигателя, работающего по циклу Отто

После того как поршень дойдет до крайнего правого положения, процесс заполнения цилиндра горючей смесью заканчивается и всасывающий клапан закрывается, поршень начинает двигаться в обратном направлении – справа налево. При этом горючая смесь в цилиндре сжимается и ее давление возрастает (процесс 1-2). После того как давление смеси в цилиндре достигает определенной величины, соответствующей точке 2 на индикаторной диаграмме, с помощью электрической – свечи *V* производится поджигание горючей смеси. Процесс сгорания смеси происходит практически мгновенно, поршень не успевает переместиться и поэтому процесс сгорания можно считать

изохорным. В процессе сгорания выделяется тепло, за счет которого рабочее тело, находящееся в цилиндре, нагревается и его давление повышается до величины, соответствующей точке 3 на индикаторной диаграмме. Под действием этого давления поршень вновь перемещается вправо, совершая при этом работу расширения, отдаваемую внешнему потребителю. После того как поршень дойдет до правой мертвой точки, с помощью специального устройства открывается выхлопной клапан IV и давление в цилиндре снижается до значения, несколько превышающего атмосферное (процесс 4-5), при этом часть газа выходит из цилиндра. Затем поршень вновь движется влево, выталкивая из цилиндра в атмосферу оставшуюся часть отработавших газов (как видно из индикаторной диаграммы, давление в цилиндре в процессе всасывания несколько меньше, а в процессе выхлопа – несколько больше атмосферного в результате аэродинамического сопротивления обоих клапанов и соответствующих подводящих патрубков.). После этого начинается новый цикл – всасывание следующей порции горючей смеси и т. д.

Таким образом, поршень в цилиндре двигателя, работающего по циклу Отто, в течение одного цикла совершает четыре хода (такта) – всасывание, сжатие, расширение после сгорания смеси, выталкивание продуктов сгорания в атмосферу.

Реальный цикл двигателя внутреннего сгорания – это разомкнутый цикл, рабочее тело засасывается извне и по окончании цикла выбрасывается в атмосферу; таким образом, в каждом цикле участвует новая порция рабочего тела. Поскольку в горючей смеси, подаваемой в цилиндр двигателя (воздух + топливо), количество топлива относительно невелико по сравнению с количеством воздуха, то для удобства анализа можно считать, что цикл двигателя сгорания является замкнутым внутреннего, что рабочим телом цикла является воздух, количество которого в двигателе остается неизменным, а подвод тепла  $q_x$  к рабочему телу осуществляется от внешнего горячего источника через стенки цилиндра в изохорном процессе 2-3 и соответственно отвод тепла  $q_2$  от рабочего тела к холодному источнику – в изохорном процессе 4-1. С точки зрения термодинамического анализа такой замкнутый цикл не отличается от разомкнутого цикла Отто.

Поскольку процессы сжатия (1-2) и расширения (3-4) в этом цикле происходят за весьма короткие промежутки времени, в течение которых не успевает произойти заметного теплообмена с окружающей средой, то с хорошим приближением эти процессы можно считать адиабатными. Таким образом, идеализированный замкнутый цикл, термодинамически эквивалентный циклу Отто, состоит из двух

адиабат (адиабата сжатия 1-2 и адиабата расширения 3-4) и двух изохор (изохора подвода тепла 2-3 и изохора отвода тепла 4-1). Работа, производимая двигателем за один цикл, изображается площадью 2-3-4-1-2. Определим величину термического к. п. д. цикла Отто. Количество тепла  $q$ , подводимого к рабочему телу в изохорном процессе 2-3, определяется уравнением (10.1):

$$q_1 = c_v (T_3 - T_2), \quad (10.1)$$

где  $T_2$  и  $T_3$  – температуры рабочего тела соответственно до и после подвода тепла;  $c_v$  – средняя теплоемкость рабочего тела в рассматриваемом интервале температур (если считать рабочее тело идеальным газом с постоянной теплоемкостью, то тогда  $c_v$  – постоянная теплоемкость такого газа).

Количество тепла, отводимого от рабочего тела в изохорном процессе 4-1, составляет:

$$q_2 = c_v (T_4 - T_1), \quad (10.2)$$

где  $T_4$  и  $T_1$  – температуры рабочего тела до и после отвода тепла.

Отсюда следует, что в соответствии с общим определением  $\eta_t$  термический КПД цикла Отто может быть выражен уравнением:

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v (T_4 - T_1)}{c_v (T_3 - T_2)}. \quad (10.3)$$

При условии  $c_v = const$  это выражение может быть приведено к следующему виду:

$$\eta_t = 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1}. \quad (10.4)$$

Для идеального газа в адиабатном процессе:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1}. \quad (10.5)$$

Обозначим через  $\varepsilon$  отношение удельных объемов рабочего тела до и после сжатия:

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}. \quad (10.6)$$

Величина  $\varepsilon$  носит название *степени сжатия*.

С учетом (10.6) уравнение (10.5) может быть записано следующим образом:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (10.7)$$

Для адиабат 1-2 и 3-4 можно написать уравнения Пуассона:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k; \quad (10.8)$$

$$p_4 v_4^k = p_3 v_3^k. \quad (10.9)$$

Деля почленно (10.9) на (10.8) и учитывая при этом, что  $v_2 = v_3$  и  $v_4 = v_1$  получаем:

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} \quad (10.10)$$

или

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2} \quad (10.11)$$

С учетом (10.11) и (10.7) уравнение (10.4) для термического КПД цикла Отто принимает вид:



$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (10.12)$$

Степень сжатия  $\varepsilon$  в цикле может быть повышена, если сжимать не горючую смесь, а чистый воздух, а затем после окончания процесса сжатия вводить в цилиндр горючее. Именно на этом принципе основан цикл Дизеля (названный по имени немецкого инженера Р. Дизеля, построившего в 1897 г. двигатель, работавший по этому циклу). Схема двигателя, работающего по циклу Дизеля, и индикаторная диаграмма этого двигателя представлены на рис. 10.5.

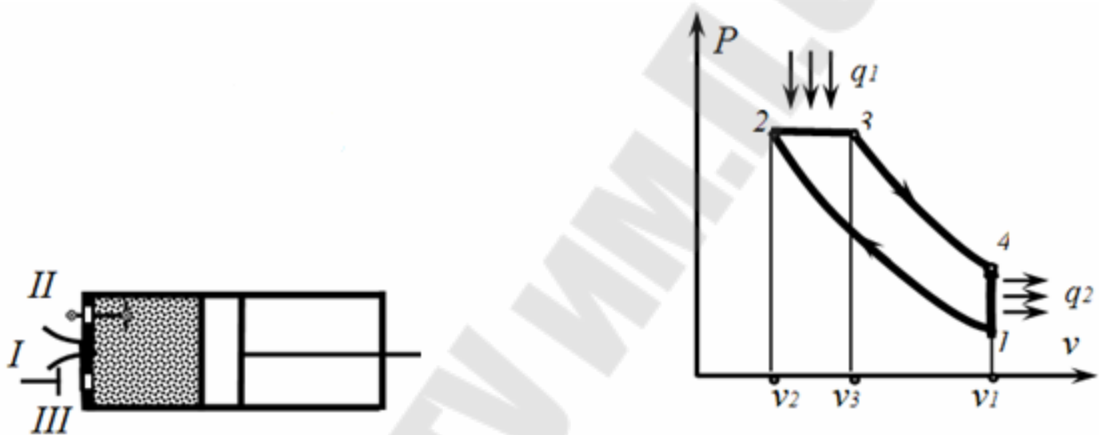


Рис. 10.5. Схема и диаграмма двигателя, работающего по циклу Дизеля

В процессе  $a-1$  в цилиндр двигателя засасывается чистый атмосферный воздух; в процессе  $1-2$  осуществляется адиабатное сжатие этого воздуха до давления  $P_2$  (степень сжатия в двигателях с циклом Дизеля обычно достигает 8-15). Затем начинается процесс расширения воздуха, и одновременно через специальную форсунку впрыскивается топливо (керосин, соляровое масло). За счет высокой температуры сжатого воздуха топливо воспламеняется и сгорает при постоянном давлении, что обеспечивается расширением газа от  $v_2$  к  $v_3$  при  $p = const$ . Поэтому цикл Дизеля называют циклом со сгоранием при постоянном давлении.

После того как процесс ввода топлива в цилиндр заканчивается (точка 3), дальнейшее расширение рабочего тела происходит по адиабате  $3-4$ .

В состоянии, соответствующем точке 4, открывается выхлопной клапан цилиндра, давление в цилиндре снижается до атмосферного (по изохоре  $4-5$ ), и затем газ выталкивается из цилиндра в атмосферу

(линия 5-6); таким образом цикл Дизеля – это четырехтактный цикл. Для удобства анализа заменяем рассмотренный цикл Дизеля термодинамически эквивалентным ему идеализированным замкнутым циклом, осуществляемым с чистым воздухом. Как видно из этой диаграммы, идеализированный цикл Дизеля состоит из двух адиабат (адиабаты сжатия 1-2 и адиабаты расширения 3-4), изобары 2-3, по которой осуществляется подвод тепла  $q_1$  от горячего источника, и изохоры 4-1, по которой осуществляется отвод тепла  $q_2$  к холодному источнику.

Вычислим термический к. п. д. этого цикла (по-прежнему считая воздух, используемый в качестве рабочего тела этого цикла, идеальным газом с постоянной теплоемкостью).

Введем еще одно обозначение – степень предварительного расширения  $\rho$ :

$$\rho = \frac{v_3}{v_2}. \quad (10.13)$$

Из общего выражения для термического к. п. д. любого цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}, \quad (10.14)$$

с учетом того, что в изохорном процессе 4-1

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1), \quad (10.15)$$

а в изобарном процессе 2-3

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2), \quad (10.16)$$

получаем:

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} \quad (10.17)$$

или

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{k} \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \frac{T_1}{T_2}. \quad (10.18)$$

В изобарном процессе идеального газа

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho. \quad (10.19)$$

Из уравнений адиабаты для процессов 1-2 и 3-4:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k; \quad (10.20)$$

$$p_4 v_4^k = p_3 v_3^k. \quad (10.21)$$

С учетом того что  $v_4 = v_3$  и  $p_2 = p_3$  получаем, почленно деля (10.21) на (10.20):

$$\frac{p_4}{p_1} = \left( \frac{v_3}{v_2} \right)^k. \quad (10.22)$$

Заменяя в этом соотношении  $p_1$  и  $p_4$  на изохоре  $v_4 = v_1$  по уравнению Клапейрона, получаем с учетом (10.19):

$$\frac{T_4}{T_1} = \rho^k. \quad (10.23)$$

Подставляя (10.22) и (10.20) в (10.19), получаем следующее выражение для термического к. п. д. цикла Дизеля:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{k} \frac{\rho^k - 1}{\rho - 1} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (10.24)$$

Своего рода «гибридом» циклов Отто и Дизеля является цикл со смешанным сгоранием, или цикл Тринклера (иногда называемый также циклом Сабатэ). Двигатели, работающие по этому типу (рис. 10.6), имеют так называемую форкамеру, соединенную с рабочим цилиндром узким каналом. В рабочем цилиндре воздух адиабатически сжимается за счет инерции маховика, сидящего на валу двигателя, на-

греваясь при этом до температуры, обеспечивающей воспламенение жидкого топлива, подаваемого в форкамеру (процесс 1-2). Форма и расположение последней способствуют наилучшему смешению топлива с воздухом, в результате чего происходит быстрое сгорание части топлива в небольшом, объеме форкамеры (процесс 2-5).

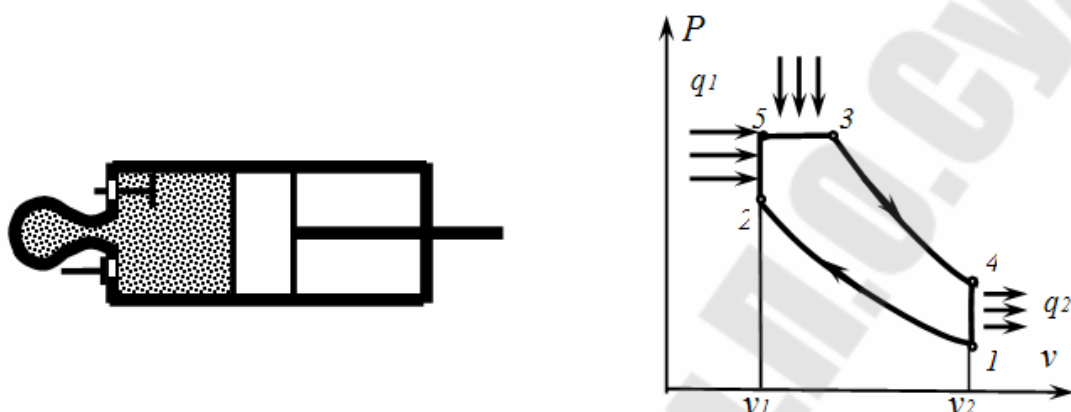


Рис. 10.6. Схема и диаграмма двигателя, работающего по циклу Тринклера

Благодаря возрастанию давления форкамере образовавшаяся в ней смесь несгоревшего топлива, воздуха и продуктов сгорания проталкивается в рабочий цилиндр, где происходит догорание оставшегося топлива, сопровождающееся перемещением поршня слева направо при приблизительно постоянном давлении (процесс 5-3). По окончании сгорания топлива дальнейшее расширение продуктов сгорания (рабочий ход) происходит адиабатически (процесс 3-4), после чего отработавшие газы удаляются из цилиндра (процесс 4-1).

Таким образом, в цикле со смешанным сгоранием подвод тепла  $q_1$  осуществляется вначале по изохоре ( $q_1'$ ), а затем по изобаре ( $q_1''$ ).

Особенность двигателя со смешанным сгоранием состоит в том, что в отличие от двигателя Дизеля он не нуждается в компрессоре высокого давления для распыления жидкого топлива. Жидкое топливо, введенное в форкамеру при сравнительно невысоком давлении, распыляется струей сжатого воздуха, поступающего из основного цилиндра. Вместе с тем цикл со смешанным сгоранием частично сохраняет преимущества цикла Дизеля перед циклом Отто — часть процесса сгорания осуществляется при постоянном давлении. Определим величину термического к. п. д. цикла со смешанным сгоранием.

В общем соотношении

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (10.25)$$

Величина  $q_2$  (тепло, отводимое по изохоре 4-1) по-прежнему определяется соотношением

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1). \quad (10.26)$$

Тогда как величина  $q_1$  складывается из тепла, подводимого в изохорном процессе 2-5 ( $q_1'$ ), и тепла, подводимого в изобарном процессе 5-3 ( $q_1''$ ):

$$q_1 = q_1' + q_1''. \quad (10.27)$$

Очевидно, что

$$q_1' = c_v(T_5 - T_2); \quad (10.28)$$

$$q_1'' = c_p(T_3 - T_5). \quad (10.29)$$

Отсюда для термического к.п.д. цикла со смешанным сгоранием получаем:

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_5 - T_2) + c_p(T_3 - T_5)} \quad (10.30)$$

или

$$\eta_t = 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\left(\frac{T_5}{T_2} - 1\right) + k \frac{T_5}{T_2} \left(\frac{T_3}{T_5} - 1\right)} \frac{T_1}{T_2}. \quad (10.31)$$

Для изохоры 4-1 имеем из уравнения Клапейрона:

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{p_4}{p_1}. \quad (10.32)$$

Уравнения для адиабат 1-2 и 3-4 можно записать в виде

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k; \quad (10.33)$$

$$p_4 v_4^k = p_3 v_3^k. \quad (10.34)$$

Почленно деля (10.34) на (10.33) и учитывая, что  $v_1 = v_4$  получаем:

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} \left( \frac{v_3}{v_2} \right)^k. \quad (10.35)$$

Поскольку  $p_3 = p_5$  (изобара 5-3), а  $v_2 = v_5$  (изохора 2-5), это соотношение можно преобразовать к виду

$$\frac{p_4}{p_1} = \lambda \rho^k, \quad (10.36)$$

где  $\lambda = p_5 / p_2$  – степень повышения давления в изохорном процессе сгорания;  $\rho = v_3 / v_5$  – степень предварительного расширения в изобарном процессе сгорания.

С учетом этого соотношения получаем из (10.35):

$$\frac{T_4}{T_1} = \lambda \rho^k \quad (10.37)$$

Для изохоры 2-5 имеем:

$$\frac{T_5}{T_2} = \frac{p_5}{p_2} = \lambda, \quad (10.38)$$

а для изобары 5-3

$$\frac{v_3}{v_5} = \frac{T_3}{T_5} = \rho \quad (10.39)$$

Наконец, в соответствии с (10.5):

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (10.40)$$

С учетом (10.37) – (10.39) и (10.5) получаем из (10.31):

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (10.41)$$

## ГЛАВА 11 ХОЛОДИЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

Холодильные установки по виду хладагентов делятся на две основные группы:

1) *газовые* (в частности воздушные) холодильные установки; в последних хладагент – воздух находится в состоянии, далеком от линии насыщения;

2) *паровые* холодильные установки, в которых в качестве хладагентов используются пары различных веществ.

Паровые холодильные установки подразделяются на *парокомпрессионные, парожеткторные и абсорбционные*.

Отдельную группу составляют *термоэлектрические* холодильные установки, принцип действия которых основан на использовании эффекта Пельтье, а также установки, основанные на термомагнитном эффекте Эттингсхаузена. В холодильных установках этого типа хладагент отсутствует.

К холодильным установкам относятся и устройства для получения предельно низких температур методом, например, адиабатного размагничивания парамагнитных солей.

Рассмотрим циклы холодильных установок основных типов.

### 11.1 Циклы парокомпрессионной холодильной установки (ПКХУ)

Осуществить в холодильной установке подвод и отвод тепла по изотермам удается в том случае, если в качестве хладагента используется влажный пар какой-либо легкокипящей жидкости, т.е. жидкости, у которой температура кипения при атмосферном давлении  $t_s \leq 0^\circ\text{C}$ . В этом смысле подобный цикл напоминает теплосиловой цикл Ренкина, осуществляемый во влажном паре также с целью обеспечения изотермических процессов подвода и отвода тепла.

Схема холодильной установки, осуществляющей цикл с влажным паром, представлена на рис., а цикл в  $T,s$ -диаграмме изображен на рис..

Сжатый в компрессоре 3 до давления  $p_1$  влажный пар поступает в охладитель (конденсатор) 4, где за счет отдачи тепла охлаждающей воде происходит конденсация пара. Процесс конденсации происходит по изобаре-изотерме 4-1, так что из конденсатора выходит жидкость в состоянии насыщения, соответствующем точке 1 на  $T,s$ -диаграмме. В случае, когда процесс отвода тепла происходит по изотерме, разность



температур конденсирующегося пара и охлаждающей воды может быть весьма малой.

Казалось бы, что далее жидкий хладагент должен быть направлен в детандер. Однако создание детандера, в котором расширяется и совершает работу не газ и даже не пар, а насыщенная жидкость, представляет собой трудную задачу. Поэтому в холодильных установках, использующих в качестве хладагентов влажные пары легкокипящих жидкостей, как правило, детандеры не применяются и вместо процесса расширения с отдачей внешней работы используется процесс расширения без отдачи внешней работы, т. е. процесс дросселирования. Дросселирование влажного пара всегда происходит с понижением температуры. Процесс адиабатного дросселирования сопровождается ростом энтропии дросселируемого вещества; энтальпия вещества в результате адиабатного дросселирования не изменяется.

Жидкость при давлении  $p_1$  и температуре  $T_1$ , (точка 1 на  $T,s$ -диаграмме, рис. 11.1) направляется в дроссельный (или, как иногда говорят, редукционный) вентиль 1 (рис. 11.1), где она дросселируется до давления  $p_r$ . Из редукционного вентиля выходит влажный пар при температуре  $T_2$  и с малой степенью сухости. Необратимый процесс дросселирования в редукционном вентиле изображен в  $T,s$ -диаграмме линией 1-2 (напомним, что поскольку, строго говоря, необратимые процессы не могут быть изображены в диаграммах состояния, то изображение линии расширения при дросселировании в  $T,s$ -диаграмме является условным).

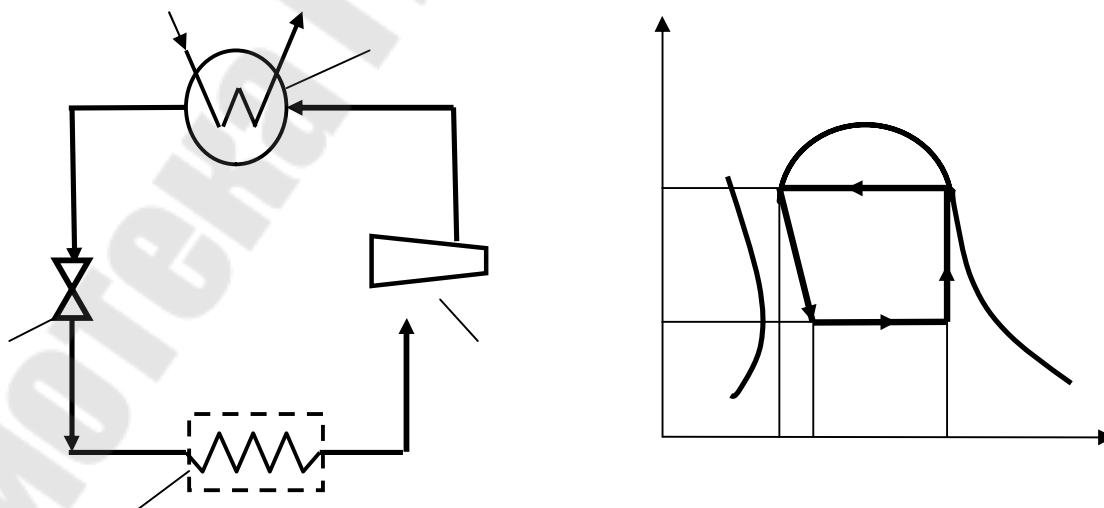


Рис. 11.1. Цикл и диаграмма парокомпрессионной холодильной установки

По выходе из редукционного вентиля влажный пар направляется в помещенный в охлаждаемом объеме испаритель 2, где за счет тепла, отбираемого от охлаждаемых тел, содержащаяся во влажном паре жидкость испаряется. Степень сухости влажного пара при этом возрастает. Изобарно-изотермический процесс подвода тепла к хладагенту в испарителе от охлаждаемого объема изображается в  $T,s$ -диаграмме на рис. линией 2-3. Давление  $p_2$  выбирается таким образом, чтобы соответствующая этому давлению температура насыщения была несколько ниже температуры охлаждаемого объема. В отличие от детандера редукционный вентиль позволяет осуществлять плавное регулирование температуры в охлаждаемом объеме путем изменения степени открытия редукционного вентиля, обуславливающей давление и температуру влажного пара в испарителе.

Из испарителя пар высокой степени сухости направляется в компрессор, где он адиабатно сжимается от давления  $p_2$  до давления  $p_1$ . В процессе адиабатного сжатия (линия 3-4 в  $T,s$ -диаграмме, рис.) степень сухости пара возрастает, так что из компрессора выходит сухой насыщенный пар. Затем пар направляется в конденсатор 4 и цикл замыкается. Такого рода установка называется парокompрессионной, так как в ней сжатие влажного пара осуществляется при помощи компрессора.

## 11.2 Пароэжекторная холодильная установка (ПЭХУ)

Цикл пароэжекторной холодильной установки, так же как и цикл парокompрессионной установки, осуществляется с хладагентом в виде влажного пара. Основное отличие состоит в том, что если в цикле парокompрессионной установки сжатие пара по выходе из охлаждаемого объема производится при помощи компрессора, то в пароэжекторной установке для этой цели используется паровой эжектор.

Чем вызвано применение парового эжектора вместо компрессора. Для получения в холодильных установках не слишком низких температур (примерно от 3 до 10°C) в качестве хладагента может быть использован водяной пар. Однако при температурах вблизи 0 °C удельный объем пара весьма велик (например, при  $T=-5^{\circ}\text{C}$   $v''=147,2 \text{ м}^3/\text{кг}$ ). Поршневой компрессор, сжимающий пар столь малой плотности, представлял бы собой весьма громоздкую машину. Именно поэтому в цикле холодильной установки, работающей на водяном паре, применяется значительно более компактный, хотя и гораздо менее со-

вершенный аппарат – паровой эжектор, в котором используется дешевый пар низких параметров.

Пароэжекторная установка представляет собой один из самых старых типов холодильных установок.

Схема пароэжекторной холодильной установки изображена на рис. 11.2.

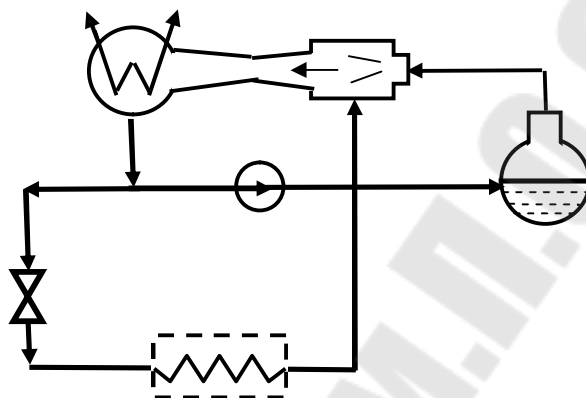


Рис. 11.2. Схема пароэжекторной холодильной установки

Водяной пар, образовавшийся при расширении насыщенной воды в редуционном вентиле 1 от давления  $p_1$  до давления  $p_2$ , поступает в испаритель 2, размещенный в охлаждаемом объеме. Из испарителя пар высокой степени сухости при давлении  $p_2$  направляется в камеру смешения парового эжектора 3. В сопло эжектора подается пар из котла 4 с давлением  $p_k$ . Расходы пара, подаваемого в камеру смешения эжектора из испарителя и в сопло эжектора из котла, подбираются таким образом, чтобы давление пара на выходе из диффузора эжектора равнялось  $p_1$ . Из эжектора сухой насыщенный пар направляется в конденсатор 5, где он конденсируется, отдавая тепло охлаждающей воде. Поток конденсата при давлении  $p_1$ , выходящий из конденсатора, раздваивается - большая часть воды направляется в холодильный контур, на вход редуционного вентиля 1, а меньшая часть – к насосу 6, в котором давление воды повышается до  $p_k$ . Насос 6 подает воду в котел. Парообразование происходит за счет тепла, подводимого в котле.

Существенным отличием пароэжекторной установки от парокомпрессионной является то, что для привода компрессора необходима механическая энергия (от электрического или другого двигателя), а для сжатия пара с помощью эжектора – кинетическая энергия пара, образовавшегося в котле.

### 11.3 Абсорбционная холодильная установка (АХУ)

Еще одной разновидностью холодильных циклов, в которых используется хладагент в виде влажного пара, является цикл абсорбционной холодильной установки. От уже рассмотренных циклов паровых холодильных установок – парокомпрессионной и пароэжекторной – он отличается способом сжатия пара, выходящего из испарителя.

В рассматриваемой установке используется явление абсорбции пара жидким раствором. *Абсорбцией* называется поглощение вещества всем объемом поглощающего тела. Как известно, пар чистого вещества может быть поглощен (сконденсирован) этим же веществом в жидком состоянии лишь в том случае, если жидкость имеет температуру меньшую, чем температура пара. На этом принципе, в частности, основаны смешивающие регенеративные подогреватели.

В отличие от чистых веществ растворы обладают замечательной способностью абсорбировать (поглощать) пар раствора одного состава жидким раствором другого состава даже в том случае, когда температура жидкости выше температуры пара. Именно это свойство раствора и используется в абсорбционных холодильных установках.

Поскольку детальное рассмотрение процессов в растворах выходит за рамки настоящей книги, мы только кратко остановимся на процессе абсорбции. Температура кипения бинарного раствора при постоянном давлении зависит от состава раствора. При этом температура кипения будет тем выше, чем больше в растворе доля компонента с более высокой температурой кипения. Зависимость температуры кипения бинарного раствора при постоянном давлении от состава раствора изображается кривой кипения в  $T, C$ -диаграмме, где  $C$  - весовая доля высококипящего компонента.  $T, C$ -диаграмма изображена на рис. 11.3 (кривая кипения — сплошная линия). Характерной особенностью растворов является то, что пар, получающийся при кипении раствора, имеет иной состав, чем находящийся с ним в равновесии жидкий раствор: пар более богат низкокипящим компонентом. Кривая пара - линия составов пара, находящегося в равновесии с жидкостью, изображена в  $T, C$ -диаграмме на рис. 13-18 пунктирной линией. Как видно из рис. 13-18, при температуре  $T_1$  в равновесии с жидким раствором состава  $C_M$  находится пар раствора состава  $C_N$ , а при температуре  $T_2$  жидкому раствору состава  $C_m$  соответствует пар состава  $C_n$ . Если теперь пар состава  $C_n$ , имеющий температуру  $T_2$ , привести в соприкосновение с жидким раствором состава  $C_M$  при температуре  $T_1$ , по отношению к которому пар состава  $C_n$  является

переохлажденным, то очевидно, что пар будет конденсироваться (абсорбироваться жидким раствором). Давление жидкости и пара в этом процессе одно и то же. Теплота парообразования, выделяющаяся в процессе абсорбции при температуре  $T_1$ , отводится из раствора. В результате абсорбции получается раствор состава  $C$ , причем  $C_m < C < C_N$ .

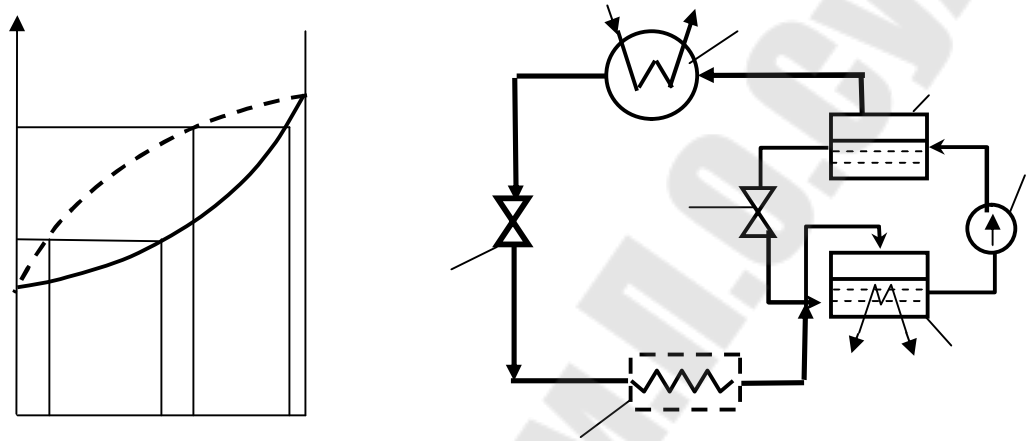


Рис. 11.3. Схема абсорбционной холодильной установки

Схема абсорбционной холодильной установки представлена на рис. 11.3. В качестве одного из возможных хладагентов в такой установке используется влажный пар аммиака. Жидкий насыщенный аммиак, дросселируясь в редукционном вентиле 1 от давления  $p_1$  до давления  $p_2$ , охлаждается от температуры  $T_1$  до температуры  $T_2$ . Затем влажный пар аммиака поступает в испаритель 2, где степень сухости пара увеличивается до  $x = 1$  за счет притока тепла  $q_2$  от охлаждаемого объема. Сухой насыщенный пар аммиака при температуре  $T_2$  поступает в абсорбер 3, куда подается также раствор аммиака в воде, имеющий температуру  $T_1$ . Поскольку при одном и том же давлении вода кипит при значительно более высокой температуре, чем аммиак, то легкокипящим компонентом и этом растворе является аммиак. Этот раствор абсорбирует пар аммиака: тепло абсорбции  $Tabc$ , выделяющееся при этом, отводится охлаждающей водой. Концентрация аммиака в растворе в процессе абсорбции увеличивается и, следовательно, из абсорбера выходит обогащенный раствор (при температуре  $T_2 < T_{II} < T_1$  и давлении  $p_2$ ). С помощью насоса 4, повышающего давление этого обогащенного раствора от  $p_2$  до  $p_1$ , раствор подается в генератор аммиачного пара 5, где за счет тепла  $q_{II}$ , подводимого к раствору от внешнего источника, происходит испарение раствора. Выделяющийся при этом пар значительно более богат ам-

миаком, чем раствор, из которого он получается. Практически из раствора выделяется почти чистый аммиачный пар, так как парциальное давление водяного пара в газовой фазе при этих температурах ничтожно мало. Этот аммиачный пар при температуре  $T_1$  и давлении  $p_1$  поступает затем в конденсатор 6, где он конденсируется, и жидкий аммиак в состоянии насыщения направляется в редукционный вентиль 1. Что же касается выходящего из парогенератора 5 раствора, содержание аммиака в котором значительно снизилось в результате выпаривания, то этот бедный аммиаком раствор дросселируется в редукционном вентиле 7 от давления  $p_1$  до давления  $p_2$  и затем поступает в абсорбер 3, где, как мы уже отмечали, он обогащается аммиаком за счет абсорбируемого аммиачного пара. Следует заметить, что при дросселировании в вентиле 7 температура этого бедного раствора практически не изменяется. Следовательно, практически  $T_1 = T_1$ .

Из приведенной схемы установки видно, что абсорбционный узел этой установки, состоящий из абсорбера 3, генератора аммиачного пара 5, насоса 4 и редукционного вентиля 7, служит в конечном итоге для сжатия аммиачного пара от давления  $p_2$  на выходе из испарителя до давления  $p_1$  на входе в конденсатор. Преимущество этого способа сжатия аммиачного пара заключается в том, что если в обычной парокompрессионной установке на сжатие пара затрачивается значительная работа, то в случае абсорбционной установки насос 4 повышает давление жидкости (водоаммиачный раствор), причем затрата работы на привод этого насоса пренебрежимо мала по сравнению с затратой работы в компрессоре, да и сам насос компактен и конструктивно прост.

#### 11.4 Принцип работы теплового насоса

В процессе работы всякой холодильной установки тепло отбирается из охлаждаемого объема и сообщается среде с более высокой температурой. Следовательно, результатом осуществления холодильного цикла является не только охлаждение теплоотдатчика, но и нагрев теплоприемника.

Это позволило Кельвину в 1852 г. выдвинуть предложение об использовании холодильного цикла для отопления помещения, т. е. о создании так называемого теплового насоса.

*Тепловым насосом* называется холодильная установка, используемая обычно для подвода тепла к нагреваемому объему. Такого рода установка называется тепловым насосом потому, что она как бы «перекачивает» тепло из холодного источника в горячий. В горячий

источник поступает тепло  $q_1$ , равное сумме тепла  $q_2$ , отобранного от холодного-источника, и работы  $l_{ц}$ , подводимой извне для осуществления этого холодильного цикла. По существу тепловым насосом является всякая холодильная установка, однако этот термин обычно применяется для обозначения тех установок, главной задачей которых является нагрев теплоприемника.

Эффективность теплового насоса оценивается величиной так называемого *отопительного коэффициента*, представляющего собой отношение количества тепла  $q_1$ , сообщенного нагреваемому объему, к величине работы  $l_{ц}$ , подведенной в цикле,

$$\varepsilon_{отоп} = \frac{q_1}{l_{ц}} . \quad (11.1)$$

Нетрудно установить связь отопительного коэффициента  $\varepsilon_{отоп}$  с холодильным коэффициентом  $\varepsilon$  той же установки; поскольку:

$$\begin{aligned} q_1 &= q_2 + l_{ц} , \\ \varepsilon_{отоп} &= \varepsilon + 1 . \end{aligned} \quad (11.2)$$

Из этого соотношения следует, что чем выше холодильный коэффициент, тем выше и отопительный коэффициент цикла.

На осуществление любого холодильного цикла (в том числе, разумеется, и цикла установки, используемой в качестве теплового насоса) расходуется подводимая от внешнего источника работа  $l_{ц}^*$ . Эта работа затрачивается на привод компрессора или другого аппарата, осуществляющего сжатие хладагента. Разумеется, вся эта работа может быть полностью превращена в тепло (например, в электронагревателе), которое можно будет использовать для нагрева помещения. Преимущество теплового насоса перед любыми другими отопительными устройствами состоит в том, что при затрате одного и того же количества энергии ( $l_{ц}$ ) с помощью теплового насоса к нагреваемому помещению подводится всегда большее количество тепла ( $l_{ц} + q_2$ ), чем то количество тепла, которое подводится при любом другом способе отопления (так, при использовании электронагрева количества тепла, подведенного к нагреваемому объему, равно  $l_{ц}$ ). Это не должно вызывать удивления: если электронагреватель лишь превращает работу в тепло, то тепловой насос с помощью того же количества ра-

боты превращает тепло низкого температурного потенциала в тепло более высокого температурного потенциала («перекачивает» тепло).

Поскольку в тепловом насосе всегда  $q_1 > l_{ц}$ , то, следовательно, всегда  $\epsilon_{отоп} > 1$ .

Обычно величина отопительного коэффициента обратимых циклов тепловых насосов значительно больше единицы. Так, например, если в тепловом насосе осуществляется обратный цикл Карно, то в том случае, если температура охлаждаемого пространства  $T_2 = 0^\circ\text{C}$ , а температура нагреваемого помещения  $T_1 = 25^\circ\text{C}$ , отопительный коэффициент такого насоса

$$\epsilon_{отоп} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} + 1 = \frac{T_1}{T_1 - T_2}, \quad (11.3)$$

будет равен:

$$\epsilon_{отоп} = \frac{25 + 273.15}{25} = 11.9$$

т. е. в этом случае в отапливаемое помещение подастся тепло, количество которого в 11,9 раз превышает величину работы, затраченной в цикле.

Отопительные коэффициенты тепловых насосов, в которых используются циклы холодильных установок, менее совершенные, чем цикл Карно, имеют меньшую величину.

Уменьшение  $\epsilon_{отоп}$  в реальных установках вызывается также неизбежными потерями вследствие необратимости процессов в различных элементах установки. Отопительный коэффициент реальных тепловых насосов может составлять 3, 4 и более.

Впервые парокомпрессионная аммиачная теплонасосная установка была использована для отопления помещения в 1930 г. С тех пор было сооружено большое число тепловых насосов. Есть основания полагать, что в дальнейшем использование тепловых насосов будет более широким.

В тепловых насосах используются циклы воздушных, парокомпрессионных и термоэлектрических холодильных установок.



## ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ

### Задача № 1

В баллоне емкостью  $V$ ,  $\text{м}^3$  находится воздух при давлении  $p_1$ , МПа и температуре  $t_1$ ,  $^\circ\text{C}$ . Давление окружающей среды  $p_2$ , МПа. Определить работу, которая может быть произведена содержащимся в баллоне воздухом при расширении его до давления окружающей среды по одному из процессов (изотерме, адиабате и политропно с показателем  $n$ ).

Величины	Последняя цифра шифра									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$t_1$ , $^\circ\text{C}$	50	45	40	35	30	25	20	15	10	5
$p_1$ , МПа	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
$n$	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,5	1,4	1,3	1,2
	Предпоследняя цифра шифра									
$V$ , $\text{м}^3$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$p_2$ , МПа	0,1	0,11	0,12	0,09	0,1	0,11	0,12	0,09	0,13	0,15

### Задача № 2

1 кг водяного пара с начальным давлением  $p_1$ , МПа и сухости пара  $x_1$  изотермически расширяется, при этом к нему подводится теплота  $q$ , кДж/кг. Определить, пользуясь  $h$ - $s$ -диаграммой параметры конечного состояния пара, работу расширения, изменение внутренней энергии, энтальпии и энтропии. Решить задачу, если расширение происходит изобарно. Изобразить процессы в  $h$ - $s$  диаграмме.

Величины	Последняя цифра шифра									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$p_1$ , МПа	3	3,5	4	4,5	5	5,5	6	6,5	7	7,5
$x_1$	0,98	0,97	0,96	0,95	0,94	0,93	0,92	0,91	0,9	0,95
	Предпоследняя цифра шифра									
$q$ , кДж/кг	500	450	550	430	520	490	550	470	490	510

### Задача № 3

В воздушно-паровую смесь (влажностью  $d_1$ , г/кг) в количестве  $G_B$ , т/ч подмешивают водяной пар в количестве  $G_n$ , кг/ч с энтальпией  $h_n = 3250$  кДж/кг. Определить конечные параметры воздушно-паровой смеси и построить луч процесса.

Величины	Последняя цифра шифра									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$G_B$ , т/ч	1	2	1,5	2,5	1	2	1,5	2,5	1	2
$G_n$ , кг/ч	15	20	25	30	35	30	20	30	25	15
	Предпоследняя цифра шифра									
$H_1$ , кДж/кг	100	105	110	115	120	125	130	135	140	145
$d_1$ , г/кг	15	20	25	30	35	30	20	30	25	15

### Задача № 4

Рассчитать простой цикл парокомпрессионной холодильной машины (ПКХМ) и теоретический цикл ПКХМ с перегревом всасываемого пара и переохлаждением жидкого хладагента на основе следующих данных:

Величины	Последняя цифра шифра									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$Q_0$ , кВт	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
	Предпоследняя цифра шифра									
$t_0$ , °C	-2	-4	-6	-8	-10	-12	-14	-16	-18	-20
$t_k$ , °C	29,5	28,5	27,5	26,5	26,0	25,5	24	24,5	23,5	22

### Задача № 5

Обмуровка стальной стенки котла толщиной  $\delta_1$  и теплопроводностью  $\lambda_1$  выполнена из шамотного кирпича с коэффициентом теплопроводности  $\lambda_2$  толщиной  $\delta_2$ . Температура дымовых газов в котле  $t_r$ , температура на внутренней поверхности стенки  $t_1$ , температура на наружной поверхности стенки  $t_2$ , температура на наружной поверхности обмуровки  $t_3$ , температура окружающей среды  $t_0$ . Плотность теплового потока через данную двухслойную стенку  $q$ , а коэффициенты теп-

лоотдачи от газов к стенке котла и от обмуровки к окружающему воздуху соответственно равны  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Коэффициент теплопередачи равен  $k$ . Исходя из таблицы исходных данных, необходимо определить неизвестные величины.

№ варианта	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Последняя цифра шифра										
$t_1, ^\circ\text{C}$	900	895	860	890	865	?	870	?	875	?
$\delta_1, \text{м}$	0,02	0,022	0,036	0,024	?	0,026	?	0,028	?	0,038
$\lambda_1, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$	18	22	50	26	46	30	42	34	38	54
$t_2, ^\circ\text{C}$	898,9	894,05	859,6	?	864,5	884,3	869,5	879,3	874,4	854,6
$\delta_2, \text{м}$	0,083	0,096	?	0,119	0,174	0,145	0,185	0,174	0,195	?
$\lambda_2, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$	0,1	?	0,12	0,13	0,14	0,15	0,16	0,17	?	0,19
$t_3, ^\circ\text{C}$	?	68	54	66	56	64	58	?	60	52
$q, \text{Вт}/\text{м}^2$	?	?	?	?	?	?	?	800	750	550
Предпоследняя цифра шифра										
$t_r, ^\circ\text{C}$	910	?	?	920	?	?	940	?	?	955
$\alpha_1, \text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$	?	47,5	?	?	8,125	?	?	16	?	?
$t_0, ^\circ\text{C}$	?	21	?	?	?	23	26	?	?	?
$\alpha_2, \text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$	20	?	23,08	?	?	?	?	21,05	21,43	?
$k, \text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$	?	?	0,651	1,002	0,708	0,942	?	?	0,824	0,594

### Задача № 6

По горизонтальной трубе диаметром  $d_2/d_1$  из материала с теплопроводностью  $\lambda_{ст}$  движется вода со скоростью  $w$ . На входе в трубу температура воды  $t_{ж1}$ . За время движения в трубе температура воды снижается на величину  $\Delta t_{ж}$ . Средняя температура стенки со стороны жидкости  $t_{ст1}$ . Температура окружающей среды  $t_0$ . Определить длину трубы. Данные для решения задачи взять из таблицы.

№ варианта	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Последняя цифра шифра										
$d_1$ , мм	9	11	14	18	20	26	29	34	36	40
$d_2$ , мм	10	12	16	20	24	30	35	40	44	48
$w$ , м/с	0,3	0,5	0,8	0,9	1	1,1	0,5	1,3	0,4	1,5
$t_{ж1}$ , °С	108	112	116	120	122	124	142	146	150	154
$t_{ст1}$ , °С	92	94	98	96	96	107	118	125	127	129
$w$ , м/с	0,3	0,5	0,8	0,9	1	1,1	0,5	1,3	0,4	1,5
Предпоследняя цифра шифра										
$\lambda_{ст}$ , Вт/(м·К)	18	22	26	30	34	38	42	46	50	54
$\Delta t_{жс}$ , °С	4	6	10	12	14	5	7	9	11	13
$t_0$ , °С	30	27	24	21	18	15	12	9	6	3

### Задача № 7

Горизонтальную трубу длиной  $l$ , диаметром  $d$ , с постоянной температурой  $t_{ст}$  омывает поток воды со скоростью  $w$  и средней температурой  $t_{ж}$ . Определить средний коэффициент теплоотдачи между стенкой и водой при условии как продольного, так и поперечного омывания поверхности. Также решить задачу, если поток поперечно омывает шахматный и коридорный пучки с поперечным шагом  $s_1$  и продольным шагом  $s_2$ , состоящий из труб диаметром  $d$ . Сделать анализ полученных результатов. Данные для решения задачи взять из таблицы.

№ варианта	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Последняя цифра шифра										
$l$ , м	0,2	0,3	0,5	1	1,5	2	2,5	3	6	9
$d$ , мм	10	12	16	20	24	30	35	40	44	48
$t_{жс}$ , °С	48	52	56	60	62	64	82	86	90	94
$s_2/d$	1,5	1,4	1,3	1,2	1,3	1,4	1,5	1,4	1,3	1,2
Предпоследняя цифра шифра										
$w$ , м/с	0,1	0,3	0,6	0,7	0,8	0,9	0,3	0,4	0,2	0,5
$t_{ст}$ , °С	42	44	48	54	59	57	68	75	77	79
$s_1/d$	1,2	1,3	1,4	1,5	1,4	1,3	1,2	1,3	1,4	1,5

### Задача № 8

Выполнить тепловой конструктивный расчет водо-водяного рекуперативного подогревателя производительностью  $Q$ . Температура греющего теплоносителя на входе в аппарат  $t_1'$ . Температура нагреваемого теплоносителя на входе в теплообменник  $t_2'$ , изменение тем-

температуры нагреваемого теплоносителя в аппарате  $\Delta t_2$ . Массовый расход греющего теплоносителя –  $M_1$ , нагреваемого теплоносителя –  $M_2$ . Поверхность нагрева выполнена из труб диаметром  $d_n / d_v$ . Трубы в трубной решетке расположены по вершинам равносторонних треугольников.  $L$  – длина труб, предварительно принимается равной 3,0 м. Схема движения теплоносителей – противоток. Материал труб теплообменного аппарата выбирается в соответствии с вариантом. Потери тепла в окружающую среду пренебречь.

Величины	Последняя цифра шифра									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$M_1$ , кг/с	15	14	13	12	11	10	11	12	13	14
Материал труб	СтУ	СтН	Л	СтН	Л	СтУ	СтН	Л	СтУ	СтН
Качество воды	загрязненная	среднего качества	загрязненная	среднего качества	загрязненная	среднего качества	загрязненная	среднего качества	загрязненная	среднего качества
Величины	Предпоследняя цифра шифра									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$M_2$ , кг/с	8,5	11,5	10,5	9,5	10,5	11,5	12,5	13,5	14,5	15,5
$d_n \times \delta$ , мм	25×2	20×2	25×2	20×2	25×2	20×2	25×2	20×2	25×2	20×2
$t_1$ , °C	95	70	90	65	85	75	80	95	100	70
$t_2'$ , °C	60	55	50	45	40	35	50	45	55	25
$\Delta t_2$ , °C	20	15	30	20	25	15	30	25	35	30

## ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

### Лабораторная работа № 1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗОБАРНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ ГАЗОВ

**Цель работы:** усвоить методы экспериментального определения изобарной теплоемкости газов на примере воздуха либо другого газа. Определить изобарную теплоемкость воздуха и сравнить ее значение со справочными данными.

#### Теоретическая часть

В теплотехнике при расчете теплоты в процессе изменения состояния тела необходимо знать его теплоемкость.

*Теплоемкость* численно равна теплоте, которую необходимо сообщить телу, чтобы в данном процессе при данных параметрах изменить его температуру на 1 К.

В практике расчетов, в частности, для газов, используют удельные значения теплоемкости. Различают, в зависимости от количественной единицы, к которой ее относят, массовую  $c$  (кДж/(кг·К)), объемную  $c'$  (кДж/(м<sup>3</sup>·К) и молярную  $c_{\mu}$  (кДж/(моль·К) удельные теплоемкости.

Таким образом, удельная теплоемкость тела зависит от количественной единицы, к которой ее относят, от природы тела, характера процесса изменения состояния и параметров состояния тела. Значит, для газа теплоемкость может рассматриваться в данном процессе как функция температуры и давления.

Теплоемкость идеальных газов не зависит от давления: для многих реальных газов вдали от линии насыщения она также считается только функцией температуры. Это относится к азоту, кислороду, воздуху и прочим газам при условиях, близких к нормальным.

Под истинной теплоемкостью понимают ее значение, соответствующее определенной температуре. Истинная удельная массовая теплоемкость – это отношение удельной теплоты при бесконечно малом ее изменении  $\delta q$  к изменению температуры  $dT$ :

$$c = \frac{dq}{dT}. \quad (1.1)$$



## Схема и описание лабораторной установки

Объектом исследования в данной работе выступает электрический воздухонагреватель, входящий в состав лабораторного стенда по исследованию процессов во влажном воздухе. Стенд, общий вид которого представлен на рис. 1.1, имеет сборно-сварную конструкцию на основе стальной рамы с установленной на нее столешницей из постформинга. К столешнице крепится сборный каркас из алюминиевого профиля с отсеком для размещения электрооборудования стенда. На фронтальной плоскости каркаса установлена стальная перфорированная панель, на которой закреплены увлажняющая камера с дозатором и камера охлаждения.

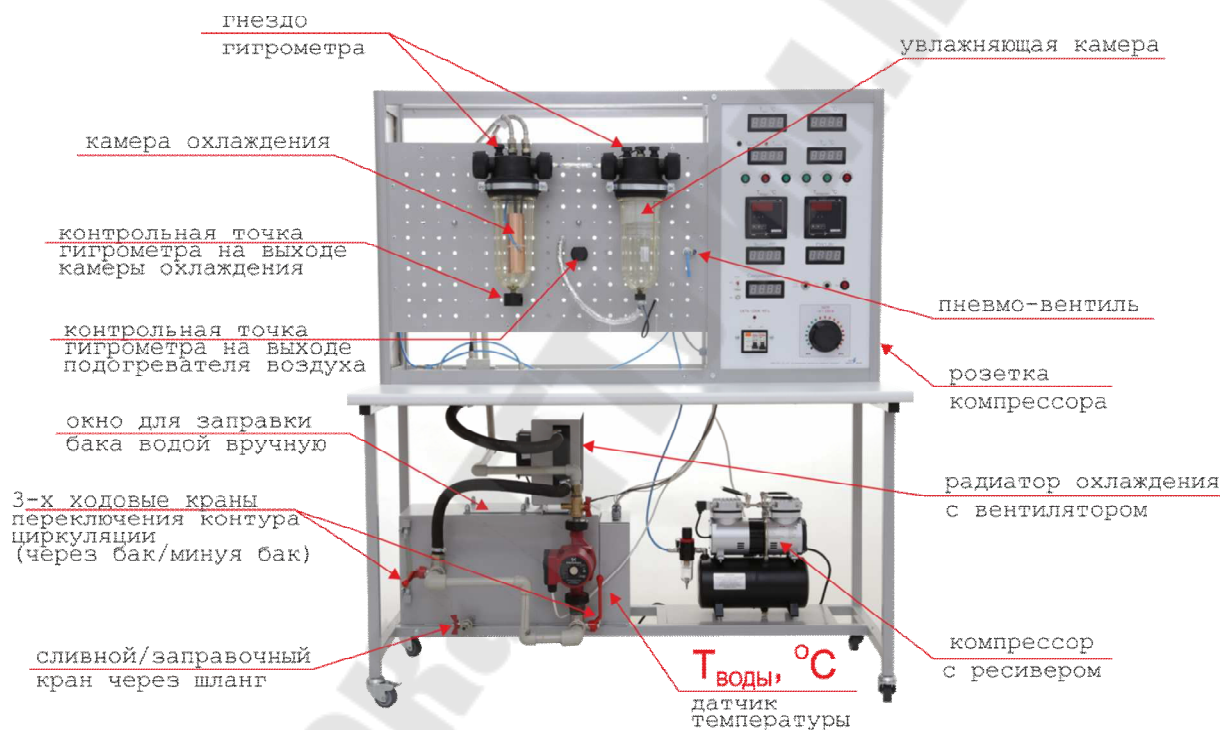


Рис. 1.1. Общий вид стенда по исследованию процессов во влажном воздухе

### Порядок выполнения работы

1. Подать питающее напряжение на установку.
2. Включить автоматические выключатели QF1 и QF2.
3. Выставить на терморегуляторе «ОВЕН ТРМ-1» температуру воздуха на выходе из нагревателя в диапазоне от 40 до 60°C.
4. Полностью открыть вентиль подачи воздуха В1.

5. Выставить необходимую мощность нагрева в диапазоне от 10 до 20 Вт.

6. Клавишным выключателем «Компрессор» включить подачу воздуха.

7. Включить нагреватель путем нажатия кнопки «Нагрев». Дождаться установившегося теплового режима, при котором температура на выходе из нагревателя будет практически постоянной.

8. Выполнить следующие замеры: температуры наружного воздуха  $t'$ , температуры воздуха после нагревателя  $t''$ ; объемного расхода воздуха  $G_v$  и мощности нагревателя  $N$ . Температуру воздуха на выходе из нагревателя принять по показаниям терморегулятора.

9. Повторить измерения при других значениях мощности  $N$ .

10. Выключить нагреватель и по достижении температуры воздуха на выходе из нагревателя, не превышающей  $40^\circ\text{C}$ , отключить компрессор.

11. Отключить автоматические выключатели QF1 и QF2.

12. Снять питающее напряжение с установки.

13. Результаты измерений занести в таблицу 1.1.

Таблица 1

Результаты измерений и вычислений

№ п.п.	$N$ , Вт	$t'$ , $^\circ\text{C}$	$t''$ , $^\circ\text{C}$	$t_{\text{ср}}$ , $^\circ\text{C}$	$G_v$ , л/с	$\rho_{\text{ср}}$ , $\text{кг/м}^3$	$G_m$ , $\text{кг/с}$	$C^{\text{эксп.}}$ , Дж/(кг·К)	$C^{\text{табл.}}$ , Дж/(кг·К)	$\delta$ , %
1										
2										
3										
4										
5										

Обработка результатов измерений

1. Опираясь на представленные в таблице 1.1 данные, выполнить расчет средней температуры  $t_{\text{ср}}$  воздуха в воздухонагревателе:

$$t = (t' + t'')/2, ^\circ\text{C}. \quad (1.2)$$

2. По таблице П.1.1 приложения 1 найти соответствующую температуре  $t_{\text{ср}}$  среднюю плотность воздуха  $\rho_{\text{ср}}$ ,  $\text{кг/м}^3$ .



3. Определить массовый расход воздуха через воздухонагреватель:

$$G_m = G_v \rho_{cp} 10^{-3}, \text{ кг/с}, \quad (1.3)$$

где  $G_v$  – объемный расход воздуха, л/с.

4. Найти опытное значение изобарной теплоемкости воздуха:

$$C^{\text{эксп.}} = \frac{N}{G_m (t'' - t')}, \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}. \quad (1.4)$$

5. По таблице П.1.2 приложения 1 определить табличное значение удельной изобарной массовой теплоемкости  $C^{\text{табл.}}$ , отвечающее температуре  $t_{cp}$ .

6. Оценить погрешность экспериментального определения теплоемкости:

$$\delta = \frac{C^{\text{эксп.}} - C^{\text{табл.}}}{C^{\text{табл.}}} \cdot 100\%. \quad (1.5)$$

7. Результаты вычислений занести в таблицу 1.1.

### Контрольные вопросы

1. Теплоемкость. Истинная и средняя теплоемкости.
2. Удельные теплоемкости.
3. Виды теплоемкостей в зависимости от типа процесса.
4. Уравнение Майера. Теплоемкость одно-, двух- и многоатомных идеальных газов.

## Лабораторная работа № 2 ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

### Цель работы:

часть 1: исследовать изотермический процесс. Проверить справедливость закона Бойля-Мариотта на примере воздуха.

часть 2: исследовать изохорный процесс. Проверить справедливость закона Шарля на примере воздуха.

часть 3: исследовать изобарный процесс. Проверить справедливость закона Гей-Люссака на примере воздуха.

часть 4: исследовать адиабатный процесс. Определить показатель адиабаты.

### Теоретическая часть

При изучении термодинамических процессов идеальных газов должны быть решены основные задачи:

1) Определение уравнения процесса  $f(p, v)=0$ , устанавливающего закономерность изменения состояния рабочего тела в процессе.

2). Выявление особенностей преобразования подведенной к рабочему телу количества теплоты, распределение ее между изменением внутренней энергии и совершаемой рабочим телом внешней работой. Основой решения задачи является уравнение первого начала термодинамики, записанное при соблюдении условий, присущих рассматриваемому процессу. Совокупность уравнений процесса и состояния идеального газа дают возможность получать соотношения различных параметров газа в виде функциональных зависимостей вида:  $p=f(v)$ ;  $s=f(T)$  и др.

Основными процессами являются: изохорный, протекающий при постоянном объеме; изобарный, протекающий при постоянном давлении; изотермический, происходящий при постоянной температуре; адиабатный – процесс, при котором отсутствует теплообмен с окружающей средой, и политропный, удовлетворяющий уравнению  $pv^n = const$ .

### Описание опытной установки

Установка состоит из стенда и навесного устройства. Конструктивно стенд представляет собой основание оборудованное:

- 1) интегрированной столешницей;
- 2) вертикальным рабочим полем с сеткой отверстий для быстрого монтажа навесных устройств;
- 3) рабочую панель с органами управления и устройствами индикации (см. рисунок 2.1).

К стенду подключается внешний источник сжатого воздуха (компрессор).

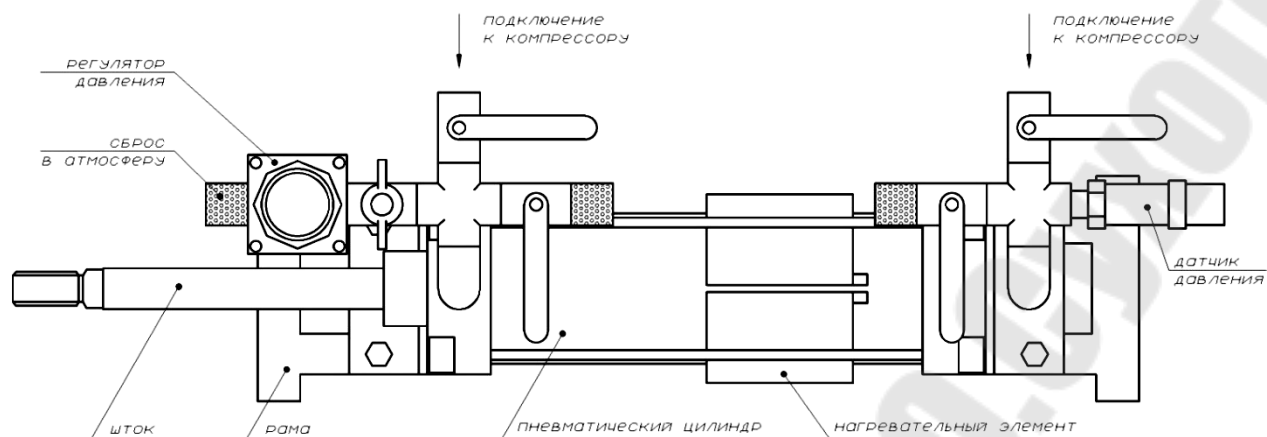


Рис. 2.1 – Навесное устройство

Таблица 2.2

Характеристики установки

Параметр	Единицы измерения	Значение параметра
Тип цилиндра	-	двустороннего действия
Максимальное рабочее давление	bar	10
Внутренний диаметр цилиндра	м	0,08
Ход штока	м	0,2
Диаметр штока	м	0,025
Усилие на штоке цилиндра	Н	1600
Усилие на штоке цилиндра	Н	1772
Максимальная допустимая температура	°C	100
Начальный объем бесштоковой полости**, $V_0$	м <sup>3</sup>	$6,9 \cdot 10^{-5}$

Измерительная система стенда позволяет измерять давление  $P_2$  и температуру  $T_2$  в полости пневматического цилиндра (исследуемом объеме), атмосферное давление  $P_1$  и температуру  $T_1$ .

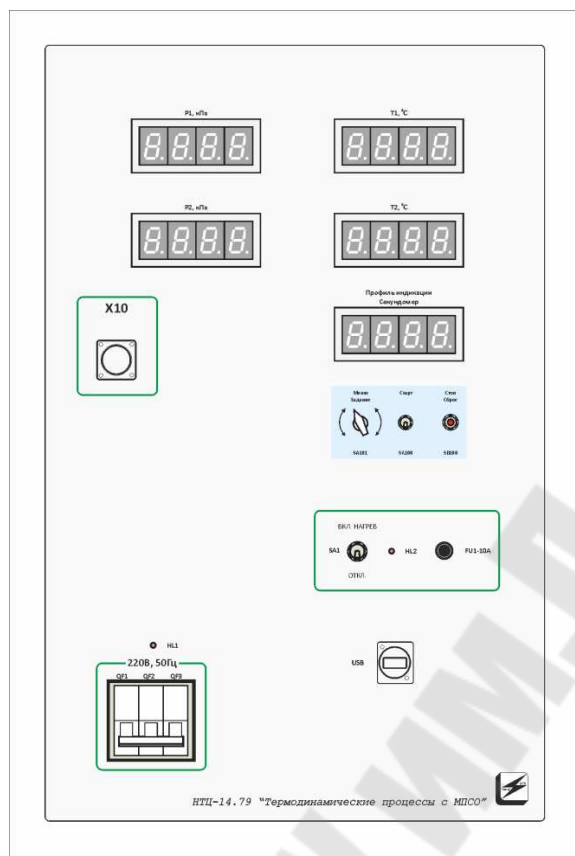


Рис. 2.2 – Панель станда

## Порядок выполнения работы

### Часть 1 – Изотермический процесс

1. Установить устройство на рабочее поле станда.
2. Присоединить выход компрессора к устройству.
3. Включить питание станда (три автоматических выключателя «Сеть»).
4. Отрегулировать на минимум регулятор давления на выходе компрессора. Закрыть все краны на устройстве (B1...B5). Выставить на минимум регулятор давления на устройстве.
5. Включить компрессор. Создать в ресивере давление 0,5...0,8 МПа.
6. Отрегулировать давление на выходе компрессора до требуемого уровня (0,1...0,5 МПа).
7. Открыть краны B2, B4.
8. Переместить шток цилиндра в крайнее левое положение.
9. Закрыть краны B2, B4.

10. Открыть кран В1. Установить в полости цилиндра требуемое давление.

11. Измерить положение штока, установившиеся значения температуры и давления в полости цилиндра занести в таблицу 1.

12. Увеличить давление на выходе компрессора на с помощью регулятора.

13. Открыть (приоткрыть) кран В3, так, чтобы шток цилиндра переместился на несколько сантиметров (исследуемый объем уменьшится).

14. Дождаться, пока температура в полости цилиндра установится равной начальной. Измерить положение штока, установившиеся значения температуры и давления в полости цилиндра занести в таблицу 2.

15. Повторять пункты 12...14, до достижения штоком цилиндра крайнего положения.

16. Провести (если требуется) новый эксперимент при других начальных условиях (давлении и температуре).

17. Выключить питание стенда (три автоматических выключателя «Сеть»).

18. Закрыть краны В1, В3. Оставить открытыми краны В2, В4. Сбросить давление из ресивера компрессора. Выключить компрессор.

## **Часть 2 – Изохорный процесс**

1. Установить устройство на рабочее поле стенда.

2. Присоединить выход компрессора к устройству.

3. Включить питание стенда (три автоматических выключателя «Сеть»).

4. Отрегулировать на минимум регулятор давления на выходе компрессора. Закрыть все краны на устройстве (В1...В5). Выставить на минимум регулятор давления на устройстве.

5. Включить компрессор. Создать в ресивере давление 0,5...0,8 МПа.

6. Отрегулировать давление на выходе компрессора до требуемого уровня (0,2...0,4 МПа).

7. Открыть краны В2, В4.

8. Переместить шток цилиндра в крайнее левое положение.

7. Закрыть краны В2, В4.

9. Открыть кран В1. Установить в полости цилиндра требуемое давление (0...0,5 МПа).

10. Закрывать кран В1.
11. Измерить установившиеся значения температуры и давления в полости цилиндра занести в таблицу 1.
12. Включить нагревательный элемент цилиндра тумблером SA1.
13. По мере нагрева воздуха в полости цилиндра, занести данные в таблицу 3.
14. Продолжить эксперимент до тех пор, пока давление в полости цилиндра перестанет расти.
15. Выключить нагрев тумблером SA1.

### **Часть 3 – Изобарный процесс**

#### ***1 Изобарное расширение при атмосферном давлении***

1. Установить устройство на рабочее поле стенда.
2. Присоединить выход компрессора к устройству.
3. Включить питание стенда (три автоматических выключателя «Сеть»).
4. Открыть краны В2, В4.
5. Переместить шток цилиндра в среднее положение.
6. Закрывать краны В2...В4, В1 оставить открытым.
7. Измерить положение штока, установившиеся значения температуры и давления в полости цилиндра занести в таблицу 4.
8. Включить нагревательный элемент цилиндра тумблером SA1.
9. При нагреве цилиндра, воздух расширится, что приведет к росту давления  $P_2$ , шток цилиндра начнет движение влево и давление  $P_2$  будет стремиться к атмосферному. Если давление  $P_2$  превысит первоначальное, более чем на 1 кПа, то для сохранения в полости цилиндра постоянного давления – сдвинуть шток вручную.
10. После перемещения штока, измерить его положение  $L_N$ . Величины  $L_N$  и  $t$  занести в таблицу 3.
11. Продолжить эксперимент до тех пор, пока давление в полости цилиндра перестанет расти.
12. Выключить нагрев тумблером SA1.
13. Выключить питание стенда (три автоматических выключателя «Сеть»).

## ***2 Изобарное расширение при повышенном давлении***

1. Провести (если требуется) новый эксперимент при другом начальном давлении. Перед экспериментом цилиндр должен быть охлажден до комнатной температуры.
2. Включить питание стенда (три автоматических выключателя «Сеть»).
3. Отрегулировать на минимум регулятор давления на выходе компрессора. Закрывать все краны на устройстве (В1...В5). Выставить на минимум регулятор давления на устройстве.
4. Включить компрессор. Создать в ресивере давление 5...8 bar.
5. Отрегулировать давление на выходе компрессора до требуемого уровня (0...5 bar).
6. Для перемещения штока цилиндра в крайнее левое положение откройте последовательно краны В1, В4. После остановки штока закрыть В1, В4.
7. Отрегулировать на минимум регулятор давления на компрессоре.
8. Для установки штока цилиндра в среднее положение открыть кран В3 и плавно поднимая давление регулятором на компрессоре, добиться перемещения штока в среднее положение. Закрыть кран В3.
9. Включить нагревательный элемент цилиндра тумблером SA1.
10. При нагрева полости цилиндра, воздух расширится, что приведет к росту давления  $P_2$ , для сохранения в полости цилиндра постоянного давления – плавно вращая ручку регулятора на устройстве сбросить давление из штоковой полости цилиндра, что приведет к перемещению штока.
11. После перемещения штока, измерить его положение  $L_N$ . Величины  $L_N$  и  $t$  занести в таблицу 4.
12. Продолжить эксперимент до тех пор, пока давление в полости цилиндра перестанет расти.
13. Выключить нагрев тумблером SA1.
14. Выключить питание стенда (три автоматических выключателя «Сеть»).
15. Закрыть краны В1, В3. Оставить открытыми краны В2, В4. Сбросить давление из ресивера компрессора. Выключить компрессор.
16. Провести (если требуется) новый эксперимент при другом начальном давлении. Перед экспериментом цилиндр должен быть охлажден до комнатной температуры.

17. Выключить питание стенда (три автоматических выключателя «Сеть»).

18. Закрывать краны В1, В3. Оставить открытыми краны В2, В4. Сбросить давление из ресивера компрессора. Выключить компрессор.

#### **Часть 4 – Адиабатный процесс**

1. Установить устройство на рабочее поле стенда.

2. Присоединить выход компрессора к устройству.

3. Включить питание стенда (три автоматических выключателя «Сеть»).

4. Проверить подключение компьютера к стенду (USB из панели стенда) и, если требуется, подключить.

5. Отрегулировать на минимум регулятор давления на выходе компрессора. Закрывать все краны на устройстве (В1...В5). Выставить на минимум регулятор давления на устройстве.

6. Включить компрессор. Создать в ресивере давление 0,5...0,8 МПа.

7. Отрегулировать давление на выходе компрессора до требуемого уровня (0...0,5 МПа).

8. Для перемещения штока цилиндра в крайнее левое положение откройте последовательно краны В1, В4. После остановки штока закрыть В1, В4.

9. Сбросить давление в исследуемом объеме, открыв кран В2. Спустя 1 мин, закрыть В2.

10. Запустить программу ОсциллоГРАФ (osc32.exe) на компьютере.

11. Настроить отображение сигналов в программе.

12. Сгруппировать исследуемые сигналы для удобства просмотра. Для удобства можно сохранить профиль программы со всеми настройками.

13. Запустить осциллограф.

14. Быстро открыть кран В3, шток цилиндра начнет движение вправо. Сразу после остановки штока, закрыть В3. Измерить незамедлительно положение штока, данные занести в таблицу 5.

15. По графику в окне программы ОсциллоГРАФ, определить максимальный уровень давления и температуры в полости цилиндра, занести данные в таблицу 5.

16. Провести серию экспериментов (пункты 5...17).



17. Выключить питание стенда (три автоматических выключателя «Сеть»).

18. Закрыть краны В1, В3. Оставить открытыми краны В2, В4. Сбросить давление из ресивера компрессора. Выключить компрессор.

### Обработка результатов эксперимента

#### Часть 1 – Изотермический процесс

1. Вычислить  $V$ ,  $P$ ,  $T$  и заполнить таблицу 2.2.

$$V = V_0 + L \cdot S \quad (2.1)$$

2. Абсолютное давление в исследуемом объеме равно сумме атмосферного давления ( $P_1$ ) и избыточного в полости цилиндра ( $P_2$ ):

$$P = P_1 + P_2, \quad (2.2)$$

3. Абсолютная температура находится по формуле:

$$T = t + 273,15 \quad (2.3)$$

4. Вычислить для каждого шага сжатия  $N$  произведение  $PV$ . Данные занести в таблицу 2.2.

5. Построить график зависимости  $P=f(V)$ .

Таблица 2.2

Исследование изотермического процесса

Параметр	измерено			вычислено			
	положение штока	избыточное давление	температура процесса	объем камеры	абсолютное давление в камере	температура процесса	PV
$N$	$L$ , мм	$P_2$ , кПа	$t$ , °C	$V$ , м <sup>3</sup>	$P$ , Па	$T$ , К	-

### Часть 2 – Изохорный процесс

1. Вычислить  $P$ ,  $T$  и заполнить таблицу 2.3.
2. Вычислить для каждой точки нагрева  $N$  отношение  $P/T$ . Данные занести в таблицу 2.3.
3. Построить график зависимости  $P=f(T)$ .

Таблица 2.3

#### Исследование изохорного процесса

Параметр	измерено			вычислено		
	время	избыточное давление	температура процесса	абсолютное давление в камере	температура процесса	P/T
$N$	сек	$P_2$ , кПа	$t$ , °C	$P$ , Па	$T$ , К	-

### Часть 3 – Изобарный процесс

1. Вычислить  $P$ ,  $T$ ,  $V$  и заполнить таблицу 2.4.
2. Вычислить для каждой точки нагрева  $N$  отношение  $V/T$ . Данные занести в таблицу 3.5.
3. Построить график зависимости  $P=f(T)$ .

Таблица 2.4

#### Исследование изобарного процесса

Параметр	измерено		вычислено		
	положение штока	температура процесса	объем камеры	температура процесса	V/T
$N$	$L$ , мм	$t$ , °C	$V$ , м <sup>3</sup>	$T$ , К	-

### Часть 4 – Адиабатный процесс

1. Вычислить  $P$ ,  $T$ ,  $V$  и заполнить таблицу 2.5.
2. Вычислить показатель адиабаты. Данные занести в таблицу 2.5.

$$k = \text{Log}_{\left(\frac{V_1}{V_2}\right)} \left(\frac{P_2}{P_1}\right) = \frac{\text{Log}_{10}\left(\frac{P_2}{P_1}\right)}{\text{Log}_{10}\left(\frac{V_1}{V_2}\right)} \quad (2.4)$$

Таблица 2.5

## Исследование адиабатного процесса

Исследование адиабатного процесса		N	1	2	3
ИЗМЕРЕНО	Параметр				
	атмосферное давление (по P1)	$P_0$ , кПа			
	начальное положение штока	$L_1$ , мм			
	конечное положение штока	$L_2$ , мм			
	начальная температура процесса	$t_1$ , °C			
	конечная температура процесса	$t_2$ , °C			
	начальное избыточное давление (по P2)	кПа			
	конечное избыточное давление (по P2)	кПа			
ВЫЧИСЛЕНО	начальный объем	$V_1$ , м <sup>3</sup>			
	конечный объем	$V_2$ , м <sup>3</sup>			
	начальная температура	$T_1$ , К			
	конечная температура	$T_2$ , К			
	начальное абсолютное давление	$P_1$ , кПа			
	конечное абсолютное давление	$P_2$ , кПа			
	показатель адиабаты по PV	$k$			

## Контрольные вопросы

1. Уравнение Менделеева-Клапейрона.
2. Первый закон термодинамики.
3. Идеальный газ.
4. Изохорный процесс в p-v и T-s координатах.
5. Изохорный процесс. Основные уравнения.
6. Изобарный процесс в p-v и T-s координатах.
7. Изобарный процесс. Основные уравнения.
8. Изотермический процесс в p-v и T-s координатах.
9. Изотермический процесс. Основные уравнения.
10. Адиабатный процесс в p-v и T-s координатах.
11. Адиабатный процесс. Основные уравнения.

### Лабораторная работа № 3 ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ОДНОСТУПЕНЧАТОГО КОМПРЕССОРА

**Цель работы:** ознакомление с поршневым компрессором и его техническими характеристиками; практическое закрепление знаний по термодинамическим процессам в компрессоре; построение процессов компрессора в  $PV$ - и  $TS$ -диаграммах; определение степени сжатия, технической работы и других характеристик компрессора.

#### Теоретическая часть

*Компрессором* называется установка для сжатия газов. Конструктивно компрессоры подразделяются на объемные (статического сжатия за счет уменьшения объема газа) и лопаточные (динамического сжатия за счет преобразования кинетической энергии движущегося газа в потенциальную энергию давления). Так как с термодинамической точки зрения процессы в объемных и лопаточных компрессорах не отличаются, рассмотрим их на примере поршневого компрессора (рис. 3.1).

В цилиндре 2 движется поршень 1, совершающий возвратно-поступательное движение. При движении поршня вправо происходит всасывание газа 4-1 через открытый всасывающий клапан 3, при практически постоянном давлении  $p_1$ . После того как поршень дойдет до крайнего правого положения (нижней мертвой точки), процесс всасывания заканчивается, клапан 3 закрывается и поршень начинает двигаться влево. Происходит сжатие газа 1-2. Когда давление газа в цилиндре достигает значения, несколько превышающего давление в баллоне сжатого газа (ресивере), нагнетательный клапан 4 открывается и происходит нагнетание 2-3 сжатого газа в ресивер. Дойдя до крайнего левого положения (верхней мертвой точки), поршень вновь начинает двигаться вправо и процесс повторяется.

В  $PV$ -диаграмме на рис. 3.1 показаны: работа всасывания  $l_{41}$  – вертикальная штриховка; работа сжатия  $l_{12}$  – косая штриховка и работа нагнетания  $l_{23}$  – горизонтальная штриховка. Сумма этих работ дает так называемую техническую работу компрессора

$$l_{\text{т}} = l_{41} + l_{12} + l_{23} = n l_{12341} \quad (3.1)$$

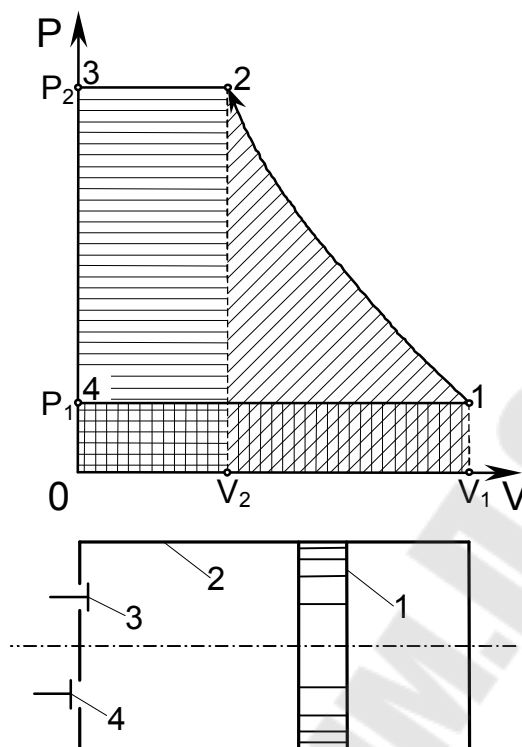


Рис. 3.1. Поршневой компрессор

В реальном компрессоре имеется так называемый вредный объем  $V_3$ , из-за которого не весь сжатый газ нагнетается в ресивер. Вредный объем – это объем зазора между днищем поршня в его крайнем левом положении (верхней мертвой точке) и головкой цилиндра с клапанами. Этот зазор необходим для безударной работы компрессора. На рис. 6.3 изображены термодинамические процессы реального одноступенчатого компрессора, где  $p_1$  и  $p_2$  – давления в окружающей среде и в ресивере. Сжатие газа 1-2 происходит до давления несколько выше  $p_2$ , необходимого для открытия нагнетательного клапана. После нагнетания 2-3 оставшийся во вредном объеме  $V_3$  газ расширяется до  $V_4$  при обратном ходе поршня. Для начала всасывания 4-1 давление в цилиндре должно стать несколько ниже атмосферного, что необходимо для открытия всасывающего клапана.

Рабочий объем цилиндра,  $\text{м}^3$  :

$$V_h = \pi d^2 S / 4. \quad (3.2)$$

Это объем цилиндра между крайними положениями поршня (между ВМТ и НМТ). Здесь  $d$ , м – диаметр цилиндра,  $S$ , м – ход

поршня. На рис. 6.3 представлена так называемая индикаторная диаграмма компрессора, которая снимается с помощью механического индикатора. По ней с помощью планиметра определяется площадь индикаторной диаграммы  $f_i$ , представляющая собой индикаторную (внутреннюю) работу компрессора  $L_i$  за один оборот вала компрессора. Тогда индикаторная (внутренняя) мощность привода компрессора, Вт

$$N_i = L_i \cdot n, \quad (3.3)$$

где  $L_i$ , Дж/об – индикаторная работа;  $n$ , об/с – число оборотов вала компрессора.

По определенным с помощью механического индикатора площади диаграммы  $f_i$  в мм<sup>2</sup> и рабочего объема цилиндра  $V_h$  в мм<sup>3</sup> определяется среднее индикаторное давление газа в цилиндре  $p_i$  в МПа

$$p_i = f_i \cdot m / V_h, \quad (3.4)$$

где  $m=0,1$  МПа/мм – масштаб пружины механического индикатора.

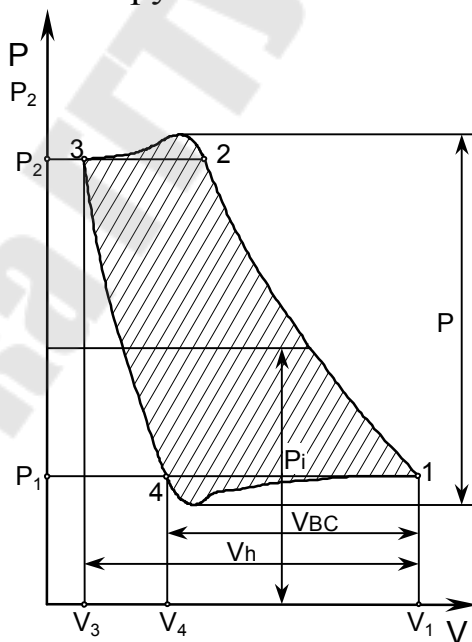


Рис. 3.2. Реальные процессы в одноступенчатом компрессоре

### Схема и описание установки

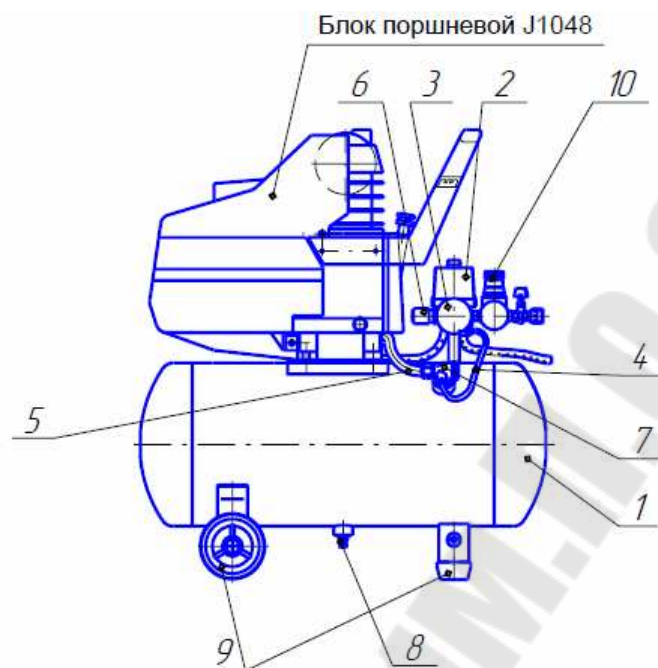


Рис. 3.3. Схема компрессорной установки

Компрессор (рис.3.3) состоит из следующих основных сборочных единиц и деталей: блока поршневого, ресивера (воздухосборника) 1, прессостата 2, манометра 3, воздухопровода сброса давления 4, нагнетательного воздухопровода 5, клапана предохранительного 6, клапана обратного 7, крана слива конденсата 8, колес и амортизаторов 9, регулятора давления воздуха, подаваемого потребителю 10.

Блок поршневой - поршневого типа, одноступенчатый с воздушным охлаждением - предназначен для выработки сжатого воздуха. Смазка трущихся поверхностей деталей блока поршневого осуществляется разбрызгиванием масла. Заливка масла в картер производится через отверстие в крышке картера, слив масла - через отверстие в днище картера, закрытое пробкой.

Ресивер (воздухосборник) 1 служит для сбора сжатого воздуха, устранения пульсации давления, отделения конденсата и масла. Ресивер является также корпусом, на котором смонтированы узлы и детали компрессора. Ресивер имеет штуцеры для установки прессостата 2, обратного клапана 7, крана слива конденсата 8.

Электродвигатель входит в состав блока поршневого и составляет единое целое.

Прессостат 2 служит для обеспечения работы компрессора в автоматическом режиме, поддержания давления в ресивере. Воздухопровод сброса давления 4 служит для сбрасывания сжатого воздуха из нагнетательного воздухопровода 5 после остановки блока поршневого с целью облегчения его последующего запуска.

Клапан предохранительный 6 служит для ограничения максимального давления в ресивере и отрегулирован на давление открывания, превышающее давление нагнетания не более, чем на 10%. Обратный клапан 7 обеспечивает подачу сжатого воздуха только в направлении от блока поршневого к ресиверу. Кран слива конденсата 8 служит для удаления конденсата из ресивера. Манометр 3 предназначен для контроля давления в ресивере.

Основные характеристики компрессоров приведены в таблице 3.1. Диаметр поршня 10 см, ход поршня 8 см.

Таблица 3.1

Технические характеристики компрессоров

Наименование показателя	Значение показателя	
	СБ4/С- 24.J1048	СБ4/С- 50.J1048
Число ступеней сжатия	1	
Число цилиндров	1	
Производительность (по всасыванию), л/мин, (м <sup>3</sup> /час)	250(15)	
Давление сжатого воздуха, МПа, (кг/см <sup>2</sup> )	0,8 (8)	
Число оборотов на валу компрессора, об/мин	2800	
Напряжение питания, В	220+22	
Номинальная мощность двигателя, кВт	1,9	
Номинальный заправочный объем масла, л	0,180	
Вместимость ресивера, л, не менее	24	50
Габаритные размеры, мм, не более:		
длина	600	850
ширина	280	400
высота	680	740
Масса, кг, не более	26	38



## Порядок проведения работы

1. Убедиться в исправности оборудования, проверить заземление, при необходимости стравить воздух из ресивера.
2. Включить компрессор в сеть.
3. Отрегулировать регулятор давления на выходе компрессора на 3-5 бар.
4. Включить компрессор. Засечь время, необходимое для создания в ресивере заданного давления.
5. Замерить токовыми клещами силу тока и  $\cos\phi$ .
6. Выключить компрессор.
7. Стравить избыточное давление в ресивере.

## Обработка результатов измерения

Результаты измерений занести в таблицу 3.2.

Таблица 3.2

### Результаты измерений

№ п/п	Характеристика	Обозначение	Размерность	Величина	Примечание
1	Давление окружающего воздуха	$P$	мм.рт.ст.		Барометр
2	Температура окружающего воздуха	$t_1$	°С		Термометр
3	Начальное давление воздуха в ресивере	$P_{нач}$	ати		Манометр
4	Конечное давление воздуха в ресивере	$P_{кон}$	ати		Манометр
5	Время работы компрессора	$\tau$	с		Секундомер
6	Сила тока	$I$	А		Токовые клещи
7	Напряжение	$U$	В		Вольтметр

Обработать опытные данные используя формулы в таблице 3.3.

Таблица 3.3

## Расчет основных характеристик компрессора

№ п/п	Характеристика	Формула	Величина	Размерность
1	Абсолютное атмосферное давление	$P_1 = B / 7500$		МПа
2	Абсолютное начальное давление воздуха в ресивере	$P_{a_{нач}} = P_{нач} + B / 7500$		МПа
3	Начальный приведенный объем воздуха в ресивере	$V_{нач} = P_{a_{нач}} \cdot V_p / P_1$		м <sup>3</sup>
4	Абсолютное конечное давление воздуха в ресивере	$P_{a_{кон}} = P_{кон} + B / 7500$		МПа
5	Конечный приведенный объем воздуха в ресивере	$V_{кон} = P_{a_{кон}} \cdot V_p / P_1$		м <sup>3</sup>
6	Производительность компрессора	$V = (V_{кон} - V_{нач}) / \tau$		м <sup>3</sup> /с
7	Среднее индикаторное давление	$p_i = f_i \cdot m / V_h$		МПа
8	Индикаторная работа ступени	$L_i = P \cdot V (1 - \alpha)$		Дж/об
9	Индикаторная мощность компрессора	$N_i = L_i \cdot n$		Вт
10	Эффективная мощность привода компрессора	$N_e = \sqrt{3} \cdot I \cdot U \cdot \cos \varphi$		Вт
11	Механический КПД компрессора	$\eta_m = N_i / N_e$		
12	Изотермический КПД компрессора	$\eta_{из} = P_1 \cdot V \ln \varepsilon / (N_e \cdot \eta_m)$		

## Контрольные вопросы

1. Компрессор. Типы компрессоров.

2. Принцип действия одноступенчатого поршневого компрессора.
3. Идеальная и реальная диаграммы поршневого компрессора.
4. Многоступенчатые компрессоры. Диаграмма сжатия в многоступенчатом компрессоре.
5. Индикаторные и эффективные давление и мощность.
6. КПД компрессоров.
7. Работа сжатия в поршневых компрессорах.

### **Лабораторная работа № 4** **ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИКЛА ХОЛОДИЛЬНОЙ МАШИНЫ**

**Цель работы:** исследование физических процессов цикла холодильной машины в сплит-системе.

#### **Теоретическая часть**

*Холодильная машина* □ устройство, служащее для отвода теплоты от охлаждаемого тела при температуре более низкой, чем температура окружающей среды. Холодильная машина используется для получения температур от 10 °С до -150 °С.

В холодильной технике находят применение несколько систем: парокompрессионные, абсорбционные, парозежекторные и воздушно-расширительные. Их работа основана на том, что рабочее тело (холодильный агент) за счёт затраты внешней работы совершает обратный круговой термодинамический процесс (холодильный цикл).

В парокompрессионных, абсорбционных и парозежекторных холодильных машинах для получения эффекта охлаждения используют кипение низкокипящих жидкостей. В воздушно-расширительных холодильных машинах охлаждение достигается за счёт расширения сжатого воздуха в детандере.

Парокompрессионные холодильные машины □ наиболее распространённые и универсальные холодильные машины.

Основными элементами машин данного типа являются испаритель, компрессор, конденсатор и терморегулирующий (дроссельный) вентиль - ТРВ, которые соединены трубопроводом, снабженным запорной, регулирующей и предохранительной арматурой. Ко всем

элементам холодильной машины предъявляется требование высокой герметичности.

В зависимости от вида холодильного компрессора парокompрессионные машины подразделяются на поршневые, турбокомпрессорные, ротационные и винтовые.

В парокompрессионной холодильной машине осуществляется замкнутый цикл циркуляции хладагента. В испарителе хладагент кипит (испаряется) при пониженном давлении и низкой температуре. Необходимая для кипения теплота отнимается от охлаждаемого тела, вследствие чего его температура понижается (вплоть до температуры кипения хладагента). Образовавшийся пар отсасывается компрессором, сжимается в нём до давления конденсации и подаётся в конденсатор, где охлаждается водой или воздухом. Вследствие отвода теплоты от пара он конденсируется. Полученный жидкий хладагент через ТРВ, в котором происходит снижение его температуры и давления, возвращается в испаритель для повторного испарения, замыкая таким образом цикл работы машины. Для повышения экономической эффективности холодильной машины (снижения затрат энергии на единицу отнятого от охлаждаемого тела количества теплоты) иногда перегревают пар, всасываемый компрессором, и переохлаждают жидкость перед дросселированием. ные холодильные машины.

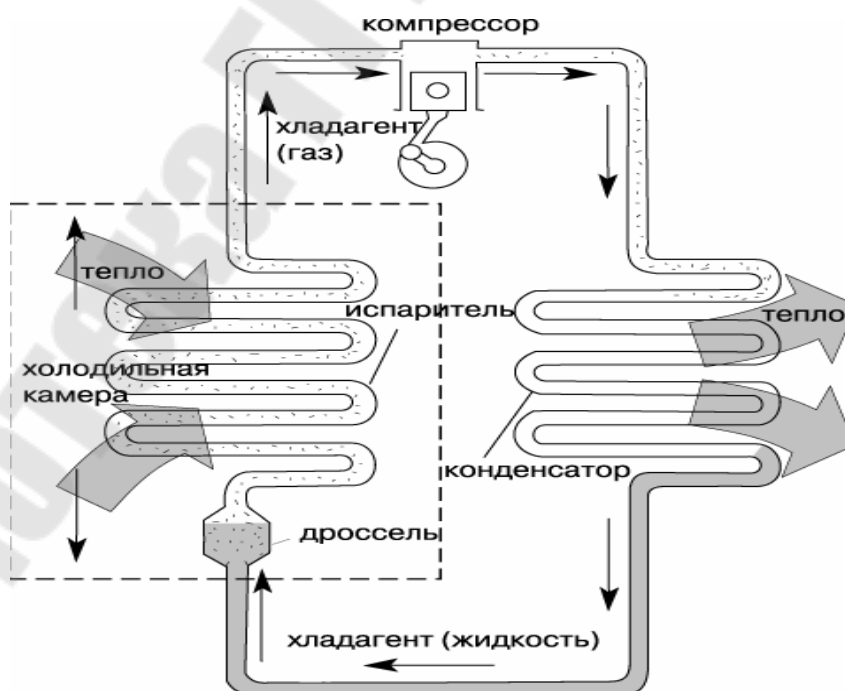


Рис. 4.1. Схема парокompрессионной холодильной машины

## Схема установки

Лабораторная установка представляет собой сплит-систему, схема которой изображена на рис. 4.2.

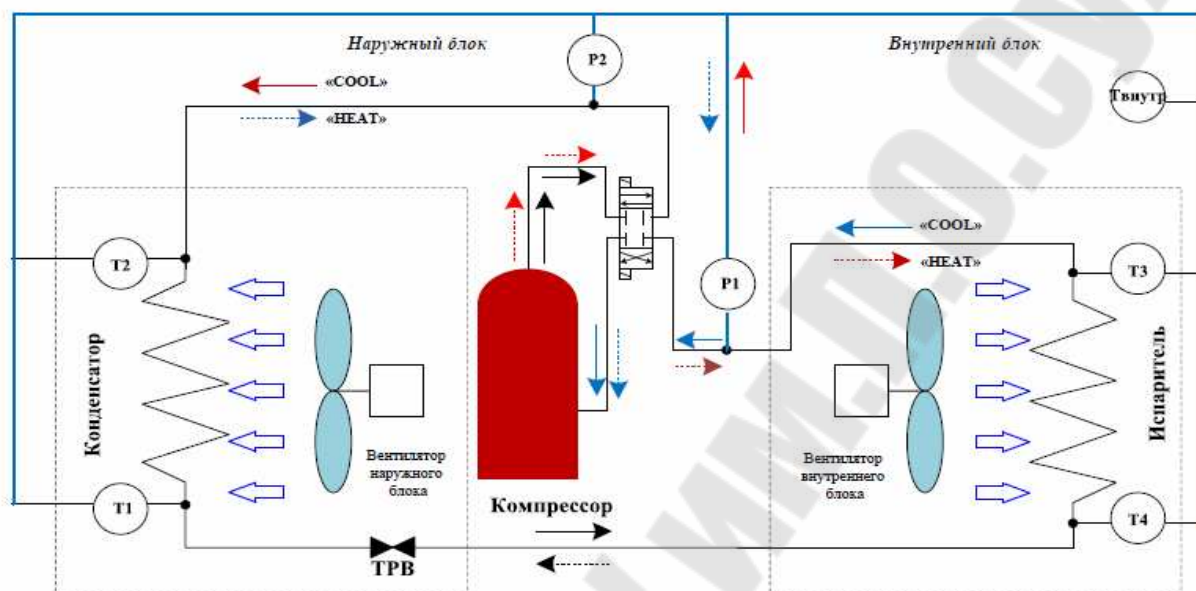


Рис. 4.2. Схема лабораторной установки

## Порядок выполнения работы

1. Установить режим работы сплит-системы «COOL» и задать температуру  $T_{\text{внутр.}}$  на  $10\text{ }^{\circ}\text{C}$  меньше температуры  $T_{\text{нар.}}$  с помощью пульта кондиционера и провести измерения затраченной энергии для охлаждения воздуха в боксе силового агрегата.

2. Включить стенд автоматическими выключателями  $QF_1$ . Записать начальные показания расхода электроэнергии на счетчике  $SW_1$ . Установить тумблер  $SA_1$  в положение « $T_{\text{внутр.}}$ ; Влажность» и снять показания  $T_{\text{нар.}}$ ,  $T_{\text{внутр.}}$  и влажности в исследуемом боксе на силовом агрегате.

3. Включить кондиционер и задать помощью его пульта управления температуру на  $10\text{ }^{\circ}\text{C}$  ниже температуры  $T_{\text{нар.}}$ . Записать время начала эксперимента.

4. При выходе установки на рабочий режим (температура  $T_2$  достигает максимального установившегося значения) с помощью анемометра произвести измерение температуры воздуха на выходе вентилятора наружного блока и расход воздуха через конденсатор.

5. По достижении  $T_{\text{внутр}}$  равной заданной на пульте управления снять показания термометров  $T_1 - T_4$  при работающем компрессоре кондиционера и показания температуры  $T_{\text{внутр}}$  и влажности внутри бокса силового агрегата.

6. Установить тумблер  $SA_1$  в положение « $P_1, P_2$ » и снять показания величины давлений фреона на входе и выходе компрессора.

7. Отключить кондиционер с помощью его пульта управления и снять показания счетчика  $SW_1$  и зафиксировать время окончания эксперимента.

8. Все данные занести в таблицу.

Таблица 4.1

Результаты измерений

$T_{\text{внутр}}, ^\circ\text{C}$	$T_{\text{нар}}, ^\circ\text{C}$	$T_1, ^\circ\text{C}$	$T_2, ^\circ\text{C}$	$T_3, ^\circ\text{C}$	$T_4, ^\circ\text{C}$	$P_1, \text{МПа}$	$P_2, \text{МПа}$	$N_k, \text{кВт}$	$\omega, \text{м/с}$

9. По полученным данным построить цикл холодильной машины и определить ее основные характеристики.

**Обработка полученных результатов**

1. По параметрам хладагента (R404a) строим цикл холодильной установки в  $\lg p - h$  координатах.

2. По  $\lg p - h$  диаграмме определяем основные параметры характерных точек.

3. Удельная массовая холодопроизводительность, кДж/кг

$$q_0 = h_1 - h_4. \quad (4.1)$$

4. Удельная работа компрессора, кДж/кг

$$l_k = h_2 - h_1. \quad (4.2)$$

5. Холодильный коэффициент

$$\varepsilon = \frac{q_0}{l_k}. \quad (4.3)$$

6. Тепловая нагрузка испарителя, кВт:

$$Q_{\text{и}} = c_{\text{в}} G_{\text{в}} (t'_{\text{и}} - t''_{\text{и}}). \quad (4.4)$$

7. Расход хладагента, кг/с

$$G = \frac{Q_{\text{и}}}{q_0}. \quad (4.5)$$

8. Объемная подача компрессора, м<sup>3</sup>/с

$$V_{\text{к}} = G \cdot v_1, \quad (4.6)$$

где  $v_1$  - удельный объем хладагента в точке 1.

9. Мощность компрессора в идеальном изоэнтропном процессе, кВт:

$$N_{\text{к}} = G \cdot l_{\text{к}}. \quad (4.7)$$

10. Эксергетический КПД установки

$$\eta_{\text{е}} = \varepsilon \frac{T_0 - T_{\text{и}}^{\text{ср}}}{T_0}, \quad (4.8)$$

где  $T_{\text{и}}^{\text{ср}}$  - средняя температура воздуха в испарителе, °С.

### Контрольные вопросы

1. Принципиальная схема парокомпрессионной холодильной установки (ПКХУ).
2. Цикл ПКХУ в T-S и p-H диаграмме.
3. К чему приводит переохлаждение жидкого хладагента после конденсатора?
4. К чему приводит перегрев пара хладагента перед компрессором?
5. Основные параметры, характеризующие работу ПКХУ.
6. Что такое эксергетический КПД установки?
7. Описать схему опытной установки.

8. Как определяются: удельная массовая холодопроизводительность, удельная работы компрессора, тепловая нагрузка конденсатора и испарителя, расход хладагента массовый и объёмный, мощность компрессора, эксергетический КПД?



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вукалович, М. П. Термодинамика: [учеб. пособие для вузов] Новиков И. И. – Москва :Машиностроение, 1972. -670с.
2. Кудинов, В. А. Техническая термодинамика: [учеб. пособие для вузов] Карташов Э. М. –Москва :Высшая школа, 2003. -261с.
3. Хрусталеv, Б.М. Техническая термодинамика: [учебник для строительных и энергетических специальностей вузов]: в 2 ч./ Б.М. Хрусталеv, А.П. Несенчук, В.Н. Романюк.- Минск: Технопринт, 2004 - Ч.1./ Б.М. Хрусталеv. – 2004 . – 486 с.
4. Хрусталеv, Б.М. Техническая термодинамика: [учебник для строительных и энергетических специальностей вузов]: в 2 ч./ Б.М. Хрусталеv, А.П. Несенчук, В.Н. Романюк.- Минск: Технопринт, 2004 - Ч.2./ Б.М. Хрусталеv. – 2005 . – 560 с.
5. Сборник задач по технической термодинамике / Т. Н. Андрианова [и др.]. - 3-е изд.. - Москва : Энергоиздат, 1981 - 240 с
6. Андрианова, Т.Н. Сборник задач по технической термодинамике: [учеб. пособие для вузов] – М. :МЭИ, 2006. -354 с.
7. Промышленная теплоэнергетика и теплотехника: справочник / В.А. Григорьев [и др.]; под общей ред. В.А. Григорьева, В.М. Зорина. – Москва: Энергоатомиздат, 1989. – Кн. 4. – 586 с.

## СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
КУРС ЛЕКЦИЙ.....	3
ГЛАВА 1 ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ.....	3
1.1 Техническая термодинамика как теоретическая база специальных теплотехнических дисциплин.....	3
1.2 Термодинамическая система и окружающая среда.....	3
1.3 Равновесные и неравновесные состояния и процессы.....	4
1.4 Параметры состояния. Уравнение состояния.....	5
ГЛАВА 2 ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ.....	7
2.1 Первое начало термодинамики, как частный случай закона сохранения энергии.....	7
2.2 Внутренняя энергия и энтальпия.....	8
2.3 Теплота и работа. Работа изменения объема. Техническая работа.....	11
2.4 Аналитическое выражение первого начала термодинамики..	13
2.5 Уравнение первого закона термодинамики для потока.....	15
2.6 Энтропия.....	17
2.7 Значение первого закона термодинамики.....	19
ГЛАВА 3 ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ.....	20
3.1 Формулировки второго закона термодинамики.....	20
3.2 Обратимые и необратимые процессы.....	22
3.3 Термодинамические циклы.....	23
3.4 Прямой и обратный циклы Карно.....	24
3.5 Регенеративные циклы. Обобщенный цикл Карно.....	27
ГЛАВА 4 ТЕРМОДИНАМИКА ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА.....	29
4.1 Уравнение состояния Менделеева-Клапейрона.....	29
4.2 Теплоёмкость идеального газа $C_p$ , $C_v$ .....	30
4.3 Основные термодинамические процессы идеальных газов. Расчет параметров состояния и энергетических характеристик процессов.....	33
ГЛАВА 5 ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ. ТРЕТИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ.....	41

5.1	Характеристические функции. Химический потенциал.....	41
5.2	Общие условия термодинамического равновесия.....	44
5.3	Основные дифференциальные уравнения термодинамики....	47
5.4	Третий закон термодинамики.....	50
	ГЛАВА 6 ТЕРМОДИНАМИКА РЕАЛЬНОГО ГАЗА.....	51
6.1	Фазовые переходы. Правило фаз Гиббса.....	51
6.2	Фазовые диаграммы $p$ - $T$ и $p$ - $V$ . Критические параметры.....	52
6.3	Кипящая жидкость и сухой насыщенный пар. Влажный пар. Сухость пара. Теплота фазовых переходов.....	54
6.4	Таблицы и диаграммы термодинамических свойств воды и водяного пара. Расчет характерных процессов.....	55
	ГЛАВА 7 ТЕРМОДИНАМИКА СТАЦИОНАРНОГО ПОТОКА	59
7.1	Уравнение механической энергии потока.....	59
	ГЛАВА 8 ТЕРМОДИНАМИКА ГАЗОВЫХ И ПАРОВАЗОВЫХ СМЕСЕЙ.....	60
8.1	Смеси идеальных газов. Закон Дальтона.....	60
8.2	Основные параметры влажного воздуха.....	61
8.3	$h$ - $d$ – диаграмма влажного воздуха.....	66
8.4	Основные термодинамические процессы влажного воздуха..	68
	ГЛАВА 9 КОМПРЕССОРЫ.....	71
9.1	Принцип действия компрессоров.....	71
9.2	Анализ процессов сжатия в компрессоре.....	74
	ГЛАВА 10 ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ (ДВС).....	75
10.1	Идеализированные циклы поршневых ДВС.....	76
	ГЛАВА 11 ХОЛОДИЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ.....	88
11.1	Циклы парокомпрессионной холодильной установки (ПКХУ).....	88
11.2	Пароэжекторная холодильная установка (ПЭХУ).....	90
11.3	Абсорбционная холодильная установка (АХУ).....	92
11.4	Принцип работы теплового насоса.....	94
	ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ.....	96
	ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ.....	102
	Лабораторная работа № 1 Определение изобарной теплоемкости газов.....	102
	Лабораторная работа № 2 Исследование процессов идеальных газов.....	105
	Лабораторная работа № 3 Исследование работы одноступенчатого компрессора.....	116

Лабораторная работа № 4 Исследование цикла холодильной машины.....	123
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	129

# **ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА**

## **Пособие**

**для слушателей специальности переподготовки  
1-43 01 71 «Техническая эксплуатация  
теплоэнергетических установок  
и систем теплоснабжения»  
заочной формы обучения**

**Составители: Макеева Екатерина Николаевна  
Кисилевич Валентин Владимирович**

Подписано к размещению в электронную библиотеку  
ГГТУ им. П. О. Сухого в качестве электронного  
учебно-методического документа 26.10.23.

Per. № 152E.

<http://www.gstu.by>