

Министерство образования Республики Беларусь

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

Институт повышения квалификации
и переподготовки

Кафедра «Электроснабжение»

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ

ПОСОБИЕ

**для слушателей специальности переподготовки
1-43 01 78 «Диагностика и техническое
обслуживание энергооборудования»
заочной формы обучения**

Гомель 2021

УДК 621.1.016(075.8)
ББК 31.31я73
Т34

*Рекомендовано кафедрой «Электроснабжение»
ГГТУ им. П. О. Сухого
(протокол № 11 от 03.05.2021 г.)*

Рецензент: зав. каф. «Промышленная теплоэнергетика и экология» ГГТУ
им. П. О. Сухого канд. техн. наук, доц. *А. В. Шаповалов*

Т34 **Теоретические** основы теплотехники : пособие для слушателей специальности переподготовки 1-43 01 78 «Диагностика и техническое обслуживание энергооборудования» заоч. формы обучения / сост. Е. Н. Макеева. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2021. – 215 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 усвоения слушателями основных законов и методов термодинамики, физической сущности и методов анализа и расчета процессов теплообмена и на этой основе приобретения навыков умелого, экономного и бережного расходования энергии и материалов для осуществления тепловых процессов; формирования знаний основ преобразования энергии, законов термодинамики и тепломассообмена, термодинамических процессов и циклов, свойств существенных для тепловых процессов рабочих тел, расчета теплообменных аппаратов, способов теплообмена, принципа действия и устройства теплообменных аппаратов, теплосиловых установок и других теплотехнических устройств, применяемых в энергетике, производстве, системах теплоснабжения; умения рассчитывать состояния рабочих тел, термодинамические процессы и циклы, теплообменные процессы, аппараты и другие основные технические устройства, применяемые в промышленности и энергетике.

УДК 621.1.016(075.8)
ББК 31.31я73

© Учреждение образования «Гомельский
государственный технический университет
имени П. О. Сухого», 2021

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 объёма 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) = $10^6 Pa$, $1 kПа$ (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

$$p_a = p_m + p_б, \quad (1.2)$$

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 разряжения (вакуума):

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

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 ρ 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, имеющихся 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 $E = \text{const}$ 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 .

2.1 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 объема. Следовательно, в общем случае удельная внутренняя энергия рабочего тела зависит от его температуры T и удельного объема 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 одно-

значную 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).

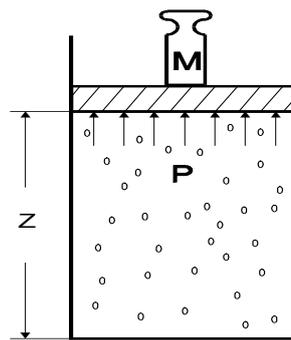


Рис 2.1. К определению энтальпии газа

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 Δh , как и изменение Δu , 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.

2.2 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.

2.3 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.

2.4 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.

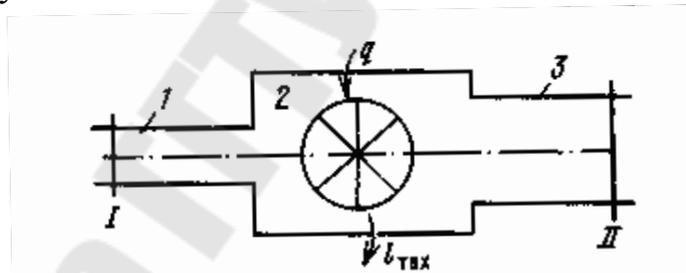


Рис. 2.2 Открытая термодинамическая система

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.

2.5 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.

$$dS = \frac{dQ}{T}. \quad (2.40)$$

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

$$ds = \frac{dq}{T}, \quad (2.41)$$

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:

$$\left. \begin{aligned} s &= f_1(v, T) \\ s &= f_2(p, T) \\ s &= f_3(p, v) \end{aligned} \right\} \quad (2.42)$$

Значение энтропии для заданного состояния определяется интегрированием уравнения (2.41):

$$s = \int \frac{dq}{T} + s_0, \quad (2.43)$$

где s_0 — константа интегрирования.

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

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 dq/T, \quad (2.44)$$

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 $c_v = const$:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln(T_2/T_1) + R \ln(v_2/v_1). \quad (2.45)$$

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

$$T_2/T_1 = p_2 v_2 / p_1 v_1; \quad v_2/v_1 = T_2 p_1 / T_1 p_2. \quad (2.46)$$

После подстановки отношений в выражение (2.45) получим следующие формулы для изменения энтропии идеального газа:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln(T_2/T_1) - R \ln(p_2/p_1) = c_v \ln(p_2/p_1) + c_p \ln(v_2/v_1) \quad (2.47)$$

Поскольку энтропия есть функция состояния рабочего тела, уравнением (2.47) 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 (рисунок 2.3).

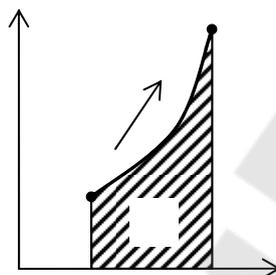


Рис. 2.3. Графическое изображение теплоты в T, s – координатах

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.

2.6 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 к.п.д. 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 (рисунок 3.1, *a*). По прямым циклам работают тепловые двигатели.

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

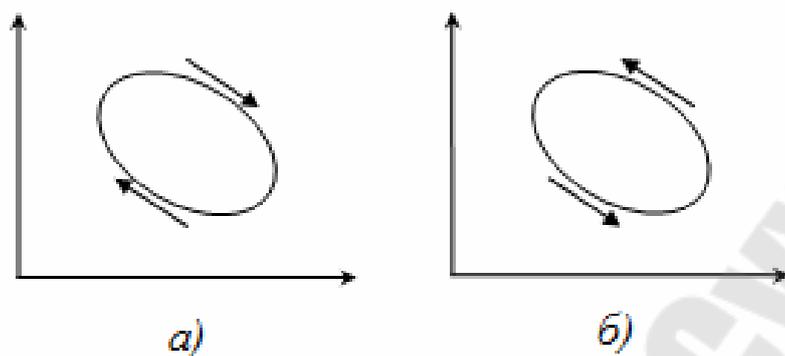


Рис. 3.1. Прямой и обратный термодинамические циклы

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 η_t , тем совершеннее цикл и тепловая машина. Значение термического КПД 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: на-

гревателя (горячего источника) с температурой T_1 и холодильника (холодного источника) с температурой T_2 Цикл Карно в pV -диаграмме изображен на рис. 3.2.

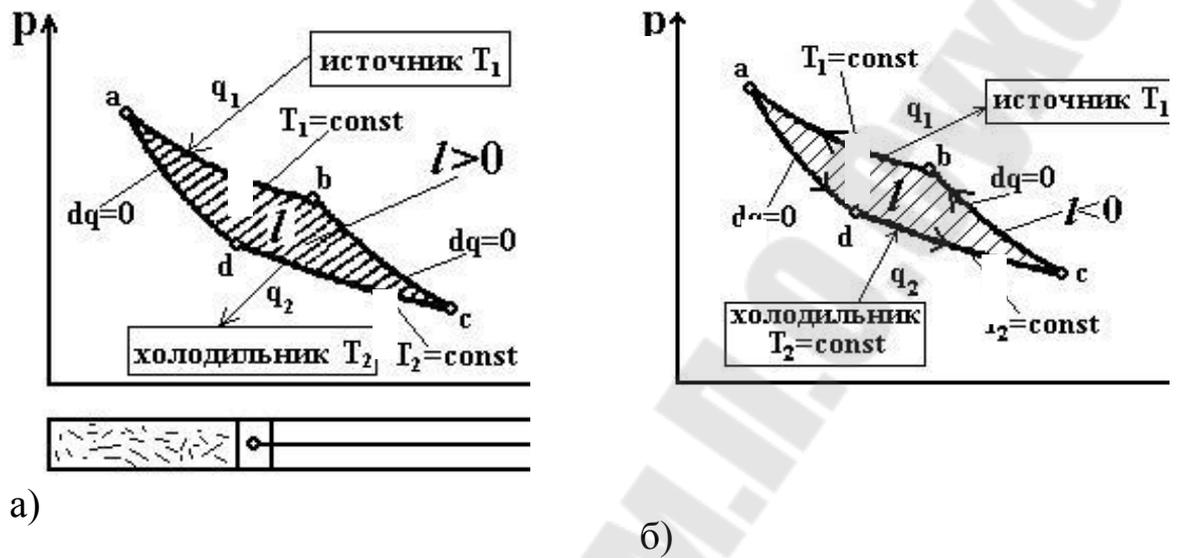


Рис. 3.2. Прямой и обратный циклы Карно

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 к. п. д. 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 (рисунок 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 теплоотдатчиками 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).

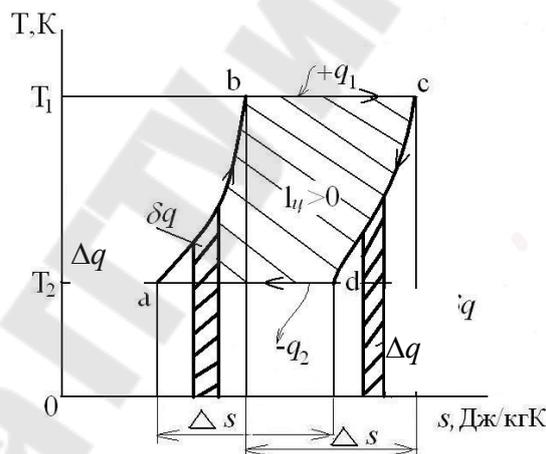


Рис. 3.3 Регенеративный цикл

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 η_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 КПД цикла Карно есть возрастающая функция температуры теплоотдатчика. 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 рис. 3.1, где Q – подведенная теплота в [Дж]; t – температура в [$^{\circ}\text{C}$]. Тогда $\bar{C} = \text{tg}\alpha$, $C = \text{tg}\beta$.

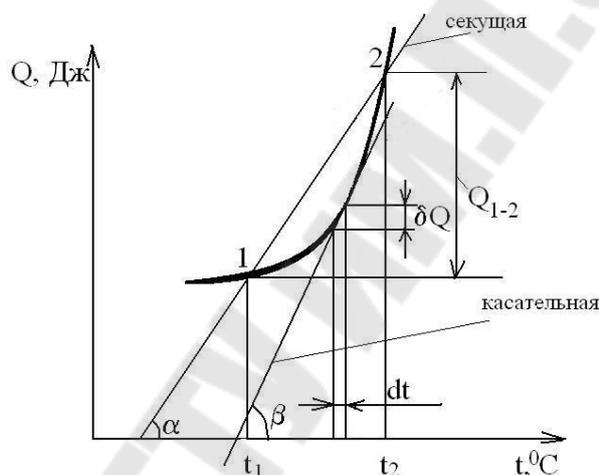


Рис. 4.1. К определению теплоемкости

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 $\mathcal{E} = C/n$, Дж/(моль·К);

- объемная теплоемкость – теплоемкость, отнесенная к 1 м³ вещества $C' = C/V$, Дж/(м³·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 δ^{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 $v = const$.

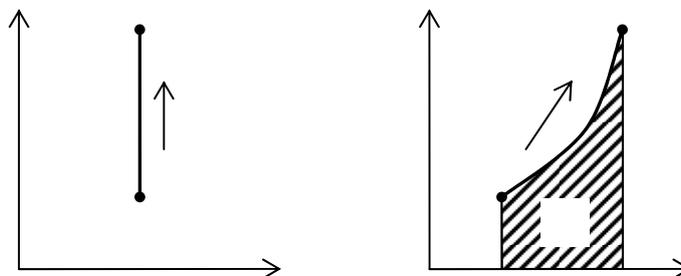


Рис. 4.2. Изохорный процесс в p - v и T - s -диаграммах

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 $p = const$.

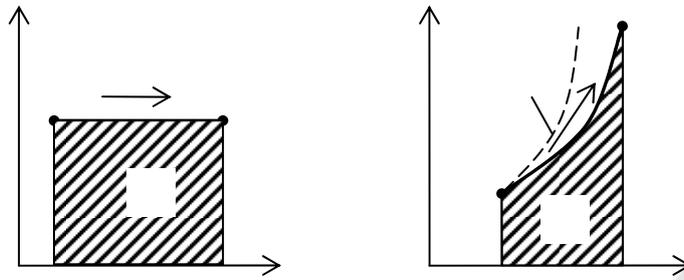


Рис. 4.3. Изобарный процесс в p - v и T - s -диаграммах

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 $T = \text{const}$.

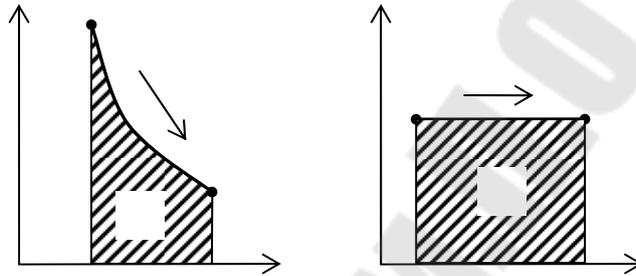


Рис. 4.4. Изотермический процесс в p - v и T - s -диаграммах

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 объём 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 $dq = 0$.

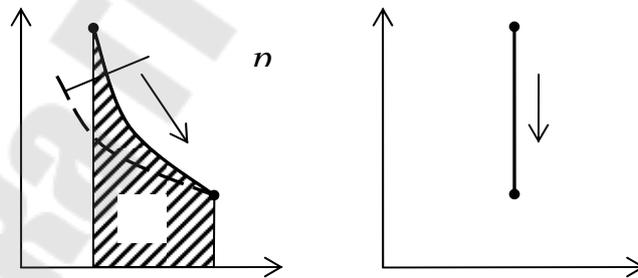


Рис. 4.5. Адиабатный процесс в p - v и T - s -диаграммах

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 объёма 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.

Таким образом 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) $V = const; S = const$, но система может обмениваться со средой теплом;

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

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

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

Найдём критерии равновесия для каждого из 4-х случаев:

1. $V = const; S = const$, 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. $p = const; S = const; dp = 0; dS = 0$.

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. $V = const; T = const; dV = const; dT = const$.

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. Т.о. в состоянии равновесия:

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

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 Φ :

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

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, Φ также являются функциями состояния. U, H, F, Φ – 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:

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

Если известна $H = f(p, S)$, то:

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

Если известна $F = f(V, T)$, то

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

Если известна $\Phi = f(p, T)$, то

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

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 Φ , которая является лишь частью энтальпии:

Соотношение между Φ 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. φ 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 φ .

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

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, находившаяся 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:

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

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.

5.4 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:

$$dU = TdS - pdV, \quad (5.45)$$

$$dH = TdS + Vdp, \quad (5.46)$$

$$dF = -SdT - pdV. \quad (5.47)$$

$$d\Phi = -SdT + Vdp \quad (5.48)$$

Каждое из уравнений (5.45)-(5.48) связывает пять переменных величин, которые зависят лишь от состояния термодинамической и не зависят от пути процесса. Функции U , H , F , Φ 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 , Φ имеют вид:

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S dV, \quad (5.49)$$

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial S} \right)_p dS + \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_S dp, \quad (5.50)$$

$$dF = \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T dV, \quad (5.51)$$

$$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_T dp. \quad (5.52)$$

Линейным дифференциальным соотношениям (5.49)-(5.52) тождественны объединенные выражения 1-го и 2-го законов термодинамики (5.45)-(5.48). Сопоставляя уравнения (5.45) и (5.49) можно наиболее просто выразить неизвестные параметры – температуру T и давление p с помощью частных производных внутренней энергии по энтропии S и по объему V :

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V, \quad -p = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S. \quad (5.53)$$

По аналогии выразим неизвестные параметры в выражениях (5.46)-(5.48) с помощью частных производных (5.50)-(5.52) для функций H , F и Φ :

$$T = \left(\frac{\partial H}{\partial S} \right)_p, \quad V = \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_S, \quad (5.54)$$

$$-S = \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V, \quad -p = \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T, \quad (5.55)$$

$$-S = \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_p, \quad V = \left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_T. \quad (5.56)$$

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

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_S = - \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_V. \quad (5.57)$$

По аналогии для функций H , F , Φ получим:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_S = \left(\frac{\partial V}{\partial S} \right)_p, \quad \text{для } H, \quad (5.58)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V, \quad \text{для } F, \quad (5.59)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T = - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p, \quad \text{для } \Phi. \quad (5.60)$$

Уравнения (5.57)-(5.60) называются дифференциальными соотношениями взаимности или уравнениями Максвелла. Они в такой же степени достоверны, как и законы термодинамики, следствием которых они являются. Уравнения (5.57)-(5.60) широко используются при термодинамическом анализе.

5.5 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-й 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 ψ – 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).

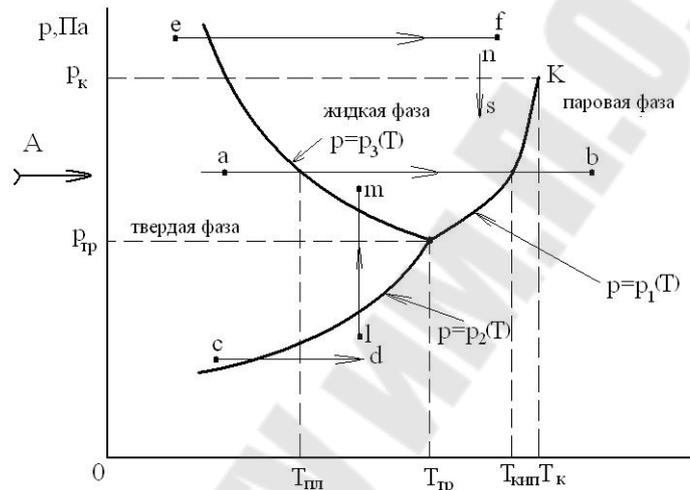


Рис. 6.1. p - T диаграмма фазовых переходов

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 $T_s=T_{крит}$. При этом свойства вещества изменяются скачком: $\Delta v = v''-v'$, $\Delta s = s''-s'$ и т.д.;

- «c-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).

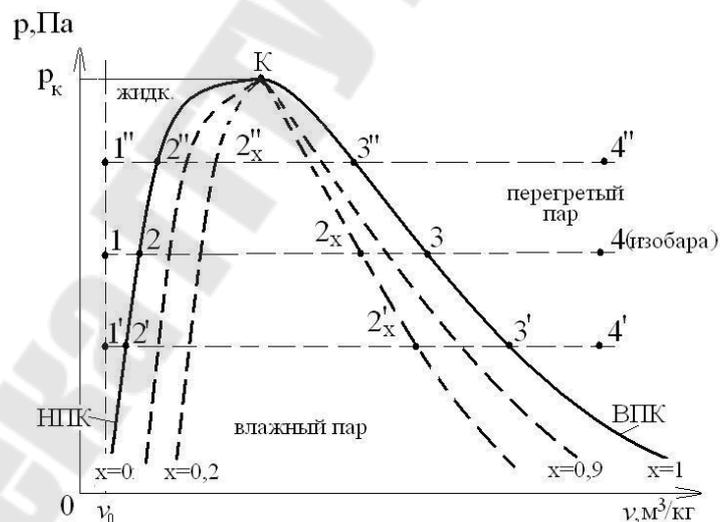


Рис. 6.2. $p-v$ диаграмма фазовых переходов

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

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°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_{nep} (процесс 3-4).

6.5 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°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

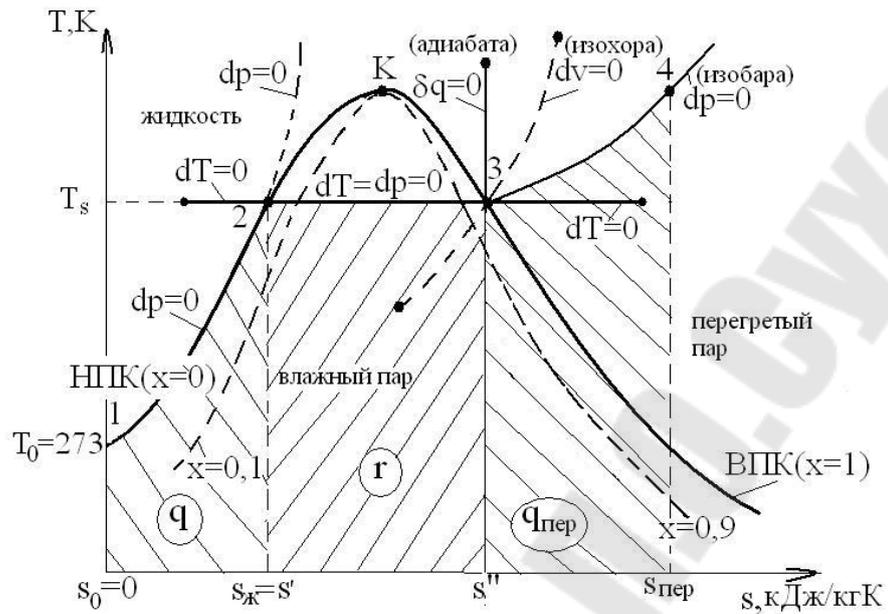


Рис. 6.4. $T-s$ диаграмма водяного пара

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.

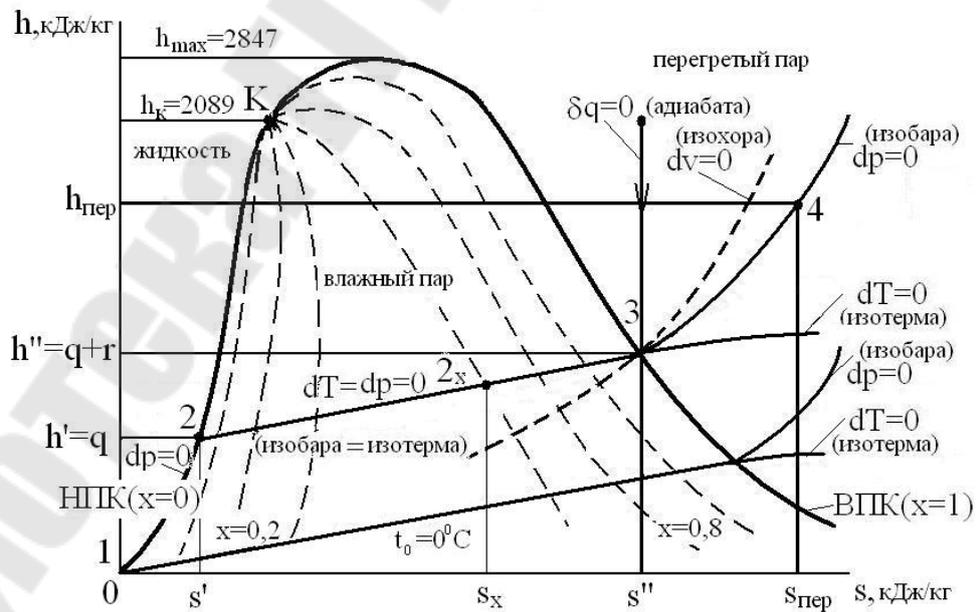


Рис. 6.5. $h-s$ диаграмма водяного пара

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 ρ и др. изменяются только в направлении течения и, что течение - стационарное (установившееся), т.е. параметры не изменяются во времени τ ; 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, ρ) 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* ρ , кг/м³:

$$\rho_C = \frac{p_C}{RT}, \quad (8.11)$$

где ρ_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

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

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 $p_{\text{п}}$, 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

$$p_{\text{п}} V_{\text{п}} = R_{\text{п}} T, \quad (8.14)$$

где $R_{\text{п}}$ – удельная газовая постоянная для пара, $R_{\text{п}} = 462$ Дж/(кг·К).

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

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

$$h_{\text{п}} = 2560 + 1,807 \cdot t_{\text{п}}, \quad (8.15)$$

где $t_{\text{п}}$ – температура пара, °С.

По закону Дальтона барометрическое давление p_6 паровоздушной смеси равно сумме парциальных давлений сухой части воздуха и водяного пара, p_C и $p_{\text{п}}$, соответственно, т.е.

$$p_6 = p_c + p_n. \quad (8.16)$$

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

$$D = \rho_n = \frac{p_n}{R_n T}. \quad (8.17)$$

Абсолютная влажность при насыщенном состоянии называется влагеёмкостью ρ_n воздуха.

Относительной влажностью воздуха φ называется отношение абсолютной влажностью воздуха к его влагеёмкости, т.е.

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho_n}. \quad (8.18)$$

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

$$\varphi = \frac{p_n}{p_n}, \quad (8.19)$$

где p_n – 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

$$d = \left(\frac{G_n}{G_c} \right) \cdot 10^3, \quad (8.20)$$

где G_n 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_{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 ψ и φ :

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

Та температура, до которой надо охладить при постоянном давлении влажный воздух, чтобы он стал насыщенным ($\varphi = 100\%$), называется *точкой росы* t_p . 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_b – масса влажного воздуха.

Из уравнений (8.11), (8.16), (8.17) и (8.13) получим ρ , кг/м³ влажного воздуха

$$\rho = \rho_c \left(1 - \frac{0,378 \cdot p_n}{p_6} \right), \quad (8.27)$$

где ρ_c – плотность сухого воздуха при давлении p_6 и температуре T .

Из уравнения (8.27) видно, что плотность влажного воздуха меньше плотности сухого воздуха. Выражая значения p_n и $p_6 - p_n$ через влагосодержание d (8.21), получаем

$$\rho = 2,17 \cdot 10^{-3} \frac{p_6}{T} \cdot \frac{1000 + d}{622 + d} \quad (8.28)$$

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_n . Поэтому v , м³/кг сухого воздуха, можно записать:

$$v = \frac{1}{\rho_c} = \frac{R_c T}{p_c} = 287 \frac{T}{p_6 - p_n}. \quad (8.29)$$

или при известном влагосодержании

$$v = 463 \frac{T}{p_6} \cdot \frac{622 + d}{1000}, \quad (8.30)$$

где p_6 – барометрическое давление, Па.

Теплоёмкость влажного воздуха, кДж/(кг·К)

$$c_b = c_c + c_n \left(\frac{d}{1000} \right) = 1,005 + 1,807 \left(\frac{d}{1000} \right). \quad (8.31)$$

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 зна-

чения. 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 счет 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 φ , 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 том, что увеличение явного теплосодержания воздуха сопровождается

повышением его температуры, это тепло ощутимо, потому оно и названо явным. Скрытое теплосодержание связано с увеличением влагосодержания воздуха: воздух насыщен влагой, находящейся во взвешенном, газообразном (точнее парообразном) состоянии.

На превращение влаги из жидкого в газообразное состояние потребовалось тепло, которое перенесено в воздух вместе с влагой, перешедшей в газообразное состояние. Поэтому увеличение влагосодержания воздуха сопровождается ничтожным увеличением температуры и то только за счет явного теплосодержания водяных паров. $h-d$ -диаграмма построена следующим образом: в косоугольной системе координат с углом между осями в 135° (рис. 8.1) откладываются: ось ординат Oh , ось абсцисс Od и под углом в 135° вспомогательная ось OC .

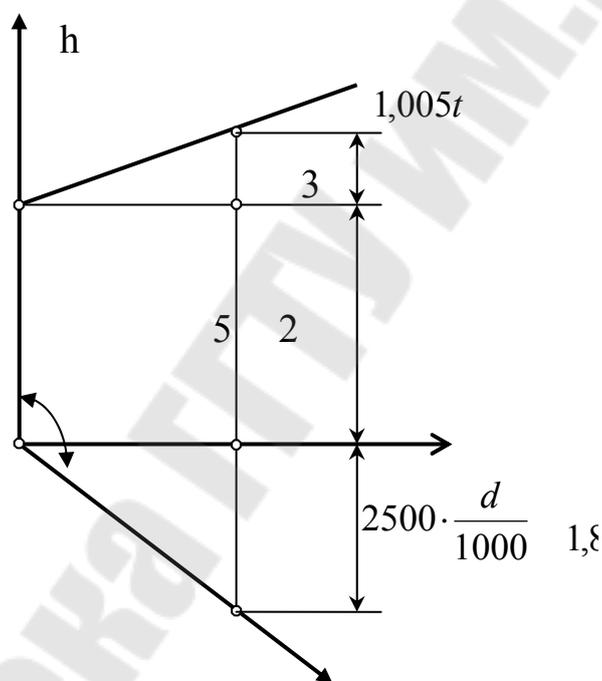


Рис. 8.1. Построение $h-d$ -диаграммы влажного воздуха

Уравнение (8.33) для некоторой постоянной температуры t представляет прямую линию. В осях координат эта прямая линия отсекает на оси ординат отрезок, равный $1.005 t$ (отрезок 2–5). На продолжении той же оси ординат вверх для определенного значения d 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 OC , 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 φ . Естественно, что с изменением φ 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. 8.1) 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.

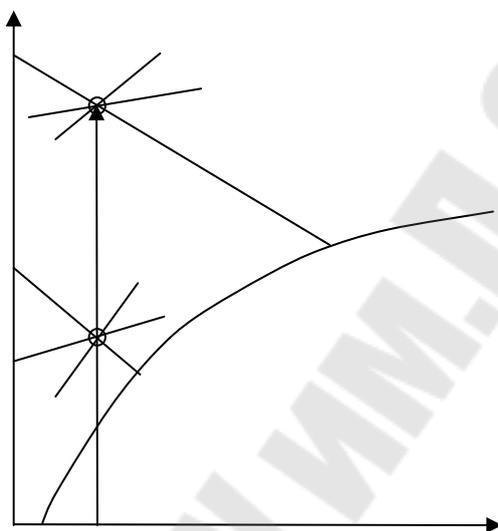


Рис. 8.1. Процесс нагревания воздуха в $h-d$ -диаграмме

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 АВ₁ (рис. 8.3).

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 .

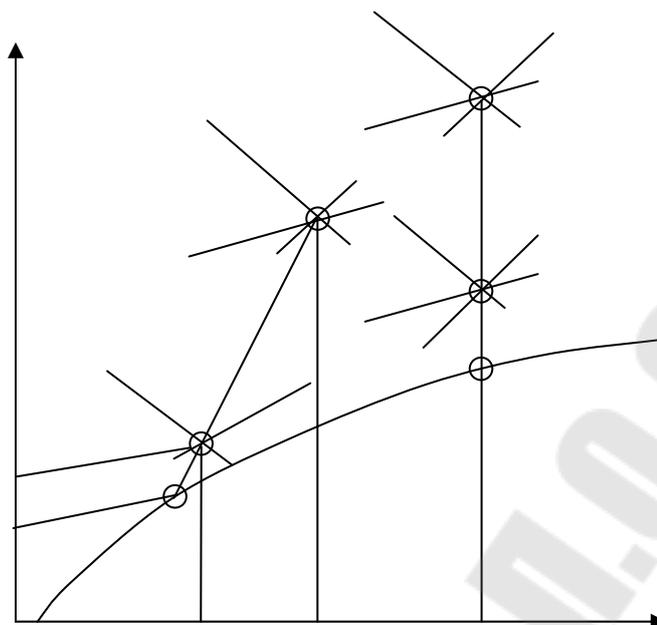


Рис. 8.3. Процессы охлаждения воздуха в h-d-диаграмме

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.

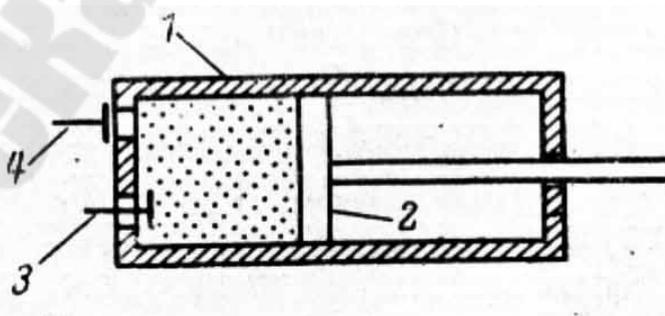


Рис. 9.1. Схема поршневого компрессора

Поршню сообщается возвратно-поступательное движение через кривошипно-шатунный механизм от внешнего источника работы (электродвигатель, 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.

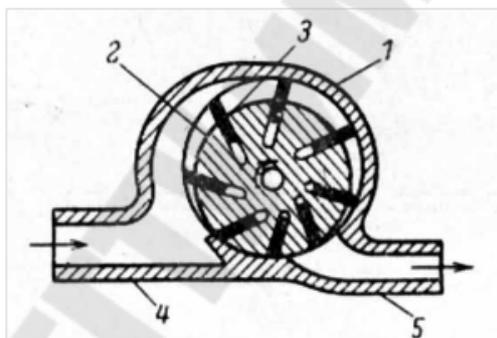


Рис. 9.2. Схема ротационного компрессора

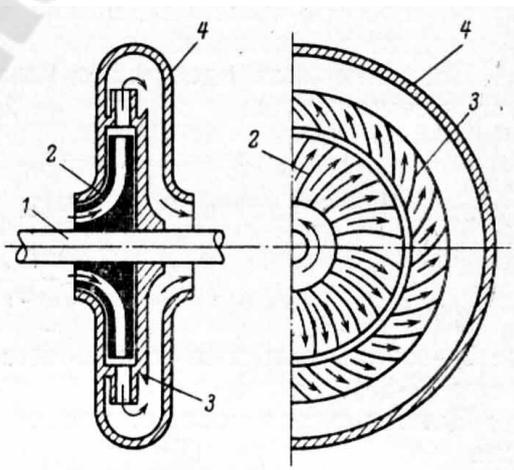


Рис. 9.3. Схема лопаточного компрессора

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.

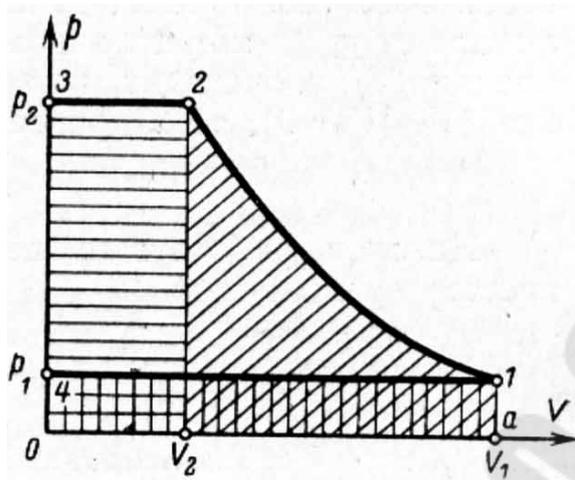


Рис. 9.4. Индикаторная диаграмма компрессора

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 заполнению 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 КПД.

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 КПД 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).

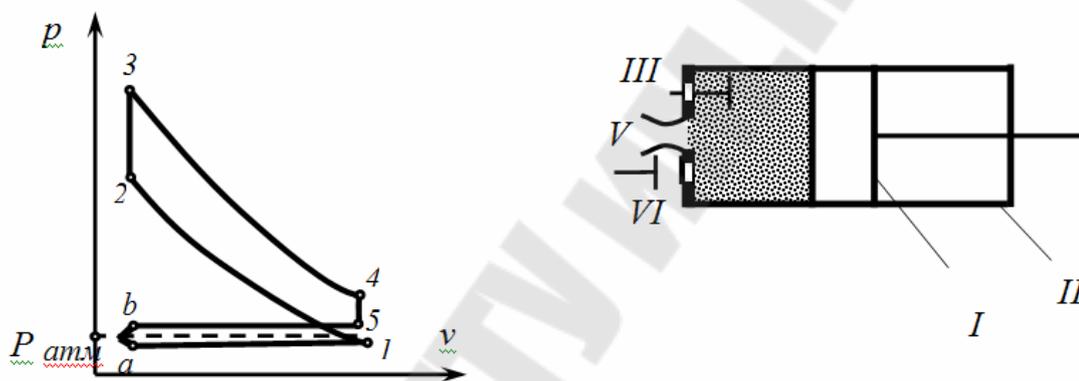


Рис. 10.1. Диаграмма и схема двигателя, работающего по циклу Отто

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 подводных 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. Количе-

ство 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 η_t термический к.п.д. 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 ε отношение удельных объемов рабочего тела до и после сжатия:

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

Величина ε 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 ε 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. 10.2.

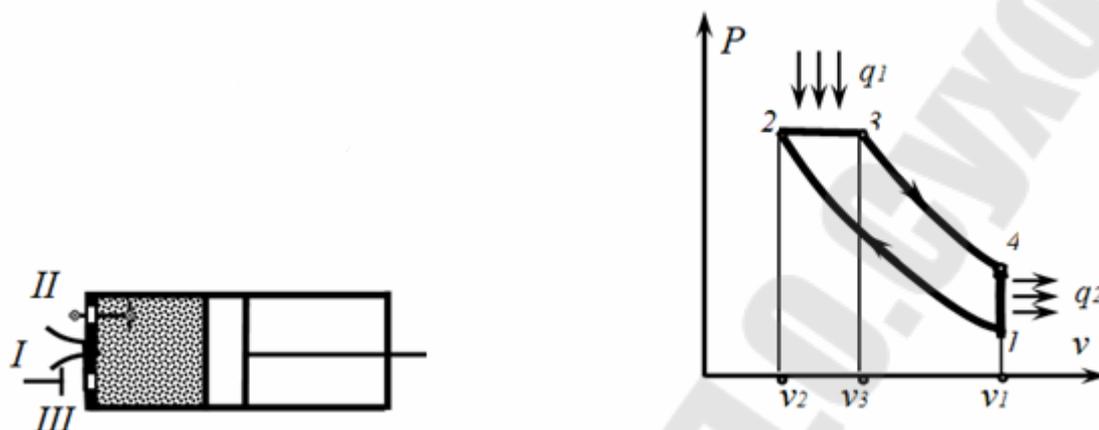


Рис. 10.2. Схема и диаграмма двигателя, работающего по циклу Дизеля

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 ρ :

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

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

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

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. 10.3), имеют так называемую форкамеру, соединенную с рабочим цилиндром узким каналом. В рабочем цилиндре воздух адиабатически сжимается за счет инерции маховика, сидящего на валу двигателя, нагреваясь 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).

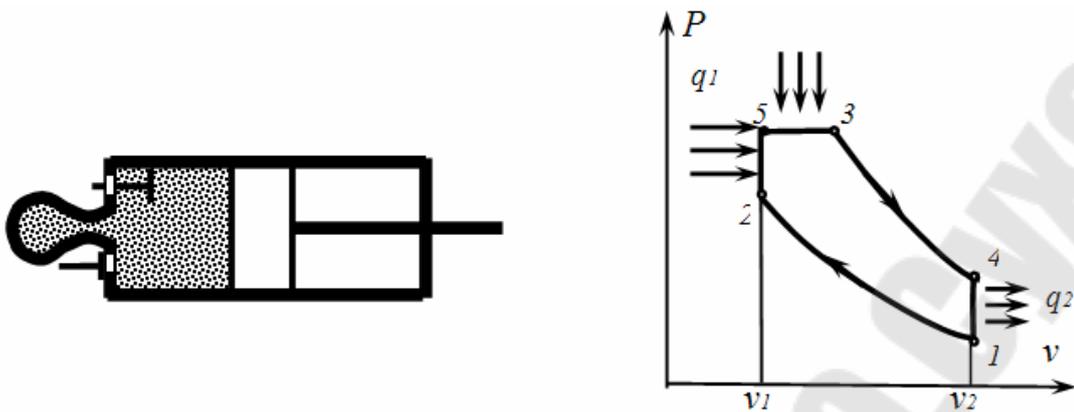


Рис. 10.3. Схема и диаграмма двигателя, работающего по циклу Тринклера

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 КПД 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, парожетторные 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 удастся 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).

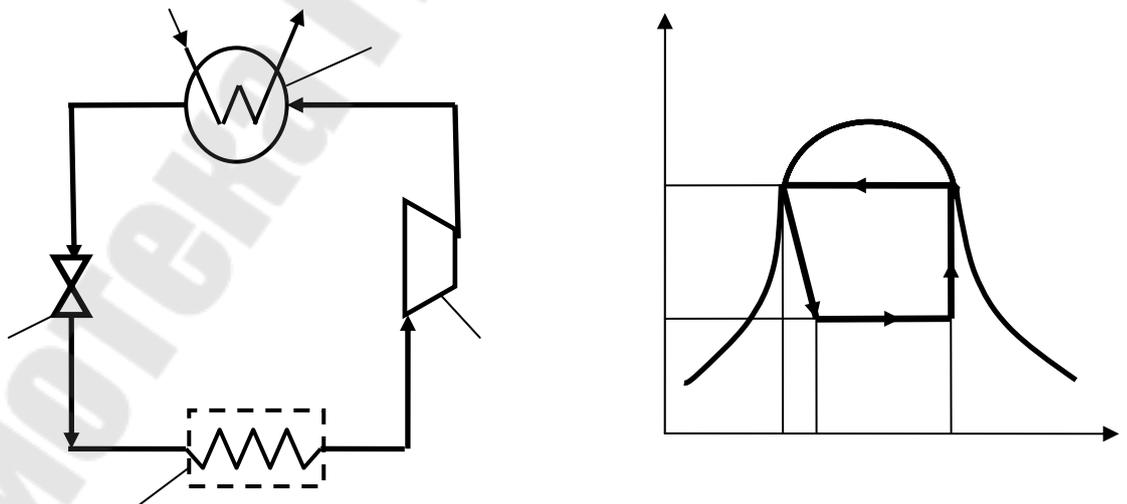


Рис. 11.1. Цикл и диаграмма парокомпрессионной холодильной установки

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

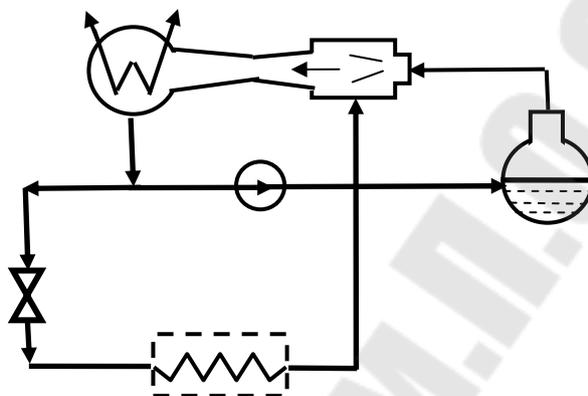


Рис.11.2. Схема пароэжекторной холодильной установки

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 $C_m < C < C_N$.

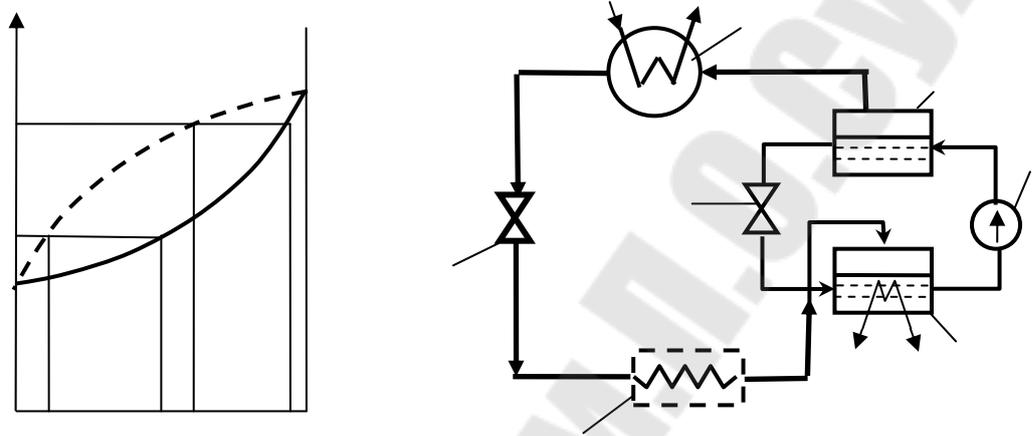


Рис. 11.3. Схема абсорбционной холодильной установки

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 $r_{ПГ}$, 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 ε 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 $\varepsilon_{отоп} > 1$.

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

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

будет равен:

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

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 $\varepsilon_{отоп}$ 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.

ГЛАВА 12 ОСНОВНЫЕ СПОСОБЫ ТЕПЛООБМЕНА

Теплообмен – учение о самопроизвольных необратимых процессах распространения теплоты в пространстве. Под процессом распространения теплоты понимается обмен внутренней энергией между отдельными элементами, областями рассматриваемой среды.

Перенос теплоты осуществляется тремя основными способами: *теплопроводностью, конвекцией и тепловым излучением.*

Теплопроводность представляет собой молекулярный перенос теплоты в телах (или между ними), обусловленный переменностью температуры в рассматриваемом пространстве.

Конвекция возможна только в текучей среде. Под конвекцией теплоты понимают процесс ее переноса при перемещении объемов жидкости или газа (текучей среды) в пространстве из области с одной температурой в область с другой. При этом перенос теплоты неразрывно связан с переносом самой среды.

Тепловое излучение – процесс распространения теплоты с помощью электромагнитных волн, обусловленный только температурой и оптическими свойствами излучающего тела; при этом внутренняя энергия тела (среды) переходит в энергию излучения. Процесс превращения внутренней энергии вещества в энергию излучения, переноса излучения и его поглощения веществом называется теплообменным излучением. В природе и технике элементарные процессы распространения теплоты – теплопроводность, конвекция и тепловое излучение – очень часто происходят совместно.

Конвекция теплоты всегда сопровождается теплопроводностью.

Совместный процесс переноса теплоты конвекцией и теплопроводностью называется *конвективным теплообменом.*

В инженерных расчетах часто определяют конвективный теплообмен между потоками жидкости или газа и поверхностью твердого тела; этот процесс конвективного теплообмена называют *конвективной теплоотдачей* или *теплоотдачей.*

Процессы теплопроводности и конвективного теплообмена могут сопровождаться теплообменом излучением. Теплообмен, обусловленный совместным переносом теплоты излучением и теплопроводностью, называют *радиационно-кондуктивным теплообменом.* Если перенос теплоты осуществляется дополнительно и конвекцией, то такой процесс называют *радиационно-конвективным теплообменом.*

Иногда радиационно-кондуктивный и радиационно-конвективный перенос теплоты называют сложным теплообменом.

В технике и в быту часто происходят процессы теплообмена между различными жидкостями, разделенными твердой стенкой. Процесс передачи теплоты от горячей жидкости к холодной через разделяющую их стенку называется *теплопередачей*. Теплопередача осуществляется различными элементарными процессами теплопереноса. Парогенерирующие трубы котельного агрегата, например, получают теплоту от продуктов сгорания топлива в результате радиационно-конвективного теплообмена. Через слой наружного загрязнения, металлическую стенку и слой накипи теплота передается теплопроводностью. От внутренней поверхности трубы к омывающей ее жидкости теплота переносится конвективным теплообменом (теплоотдачей).

Процессы теплообмена могут происходить в различных средах: чистых веществах и разных смесях, при изменении и без изменения агрегатного состояния рабочих сред и т. д. В зависимости от этого теплообмен протекает по-особому и описывается различными уравнениями.

Многие процессы переноса теплоты сопровождаются переносом вещества. Например, при испарении воды в воздух, помимо теплообмена, имеет место и перенос образовавшегося пара в паровоздушной смеси. В общем случае перенос пара осуществляется как молекулярным, так и конвективным путем. Совместный молекулярный и конвективный перенос массы называют *конвективным массообменом*. При наличии массообмена процесс теплообмена усложняется. Теплота дополнительно может переноситься вместе с массой диффундирующих веществ. В общем случае перенос теплоты в смеси различных веществ может вызываться неоднородным распределением других физических величин, помимо температуры. Например, разность концентрации компонентов смеси приводит к дополнительному молекулярному переносу теплоты (диффузионный термоэффект). Обычно перенос теплоты, обусловленный подобными эффектами, сравнительно невелик и, как правило, им можно пренебречь.

При теоретическом исследовании теплообмена приходится вводить некоторые модельные представления о среде, в которой происходят изучаемые процессы. Рассматриваемые газы, жидкости и твердые тела в книге в подавляющем большинстве случаев считаются сплошной средой, т. е. средой, при рассмотрении которой допустимо

пренебречь ее дискретным строением.

Различают однородные и неоднородные сплошные среды. В первых физические свойства в различных точках одинаковы при одинаковых температуре и давлении, в неоднородных средах – различны.

Различают также изотропные и анизотропные сплошные среды. В любой точке изотропной среды физические свойства ее не зависят от выбранного направления, наоборот, в анизотропной среде некоторые свойства в данной точке могут быть функцией направления. Наиболее изучен и часто встречается на практике теплообмен в изотропных средах.

Сплошная среда может быть однофазной и многофазной. В однофазной среде, состоящей из чистого вещества или из смеси веществ, свойства изменяются в пространстве непрерывно. В многофазной среде, состоящей из ряда однофазных частей, на границах раздела свойства изменяются скачками. Теплообмен в однофазных и многофазных системах протекает по-разному.

ГЛАВА 13 ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

13.1 Температурное поле

Явление теплопроводности представляет собой процесс распространения тепловой энергии при непосредственном соприкосновении отдельных частиц тела или отдельных тел, имеющих различные температуры. Теплопроводность обусловлена движением микрочастиц вещества.

При этом в газах перенос энергии осуществляется путем диффузии молекул и атомов, а в жидкостях и твердых телах-диэлектриках – путем упругих волн. В металлах перенос энергии в основном осуществляется путем диффузии свободных электронов, а роль упругих колебаний кристаллической решетки здесь второстепенна.

Следует указать, что в жидкостях и газах чистая теплопроводность может быть реализована при выполнении условий, исключающих перенос тепла конвекцией.

Всякое физическое явление в общем случае сопровождается изменением в пространстве и времени существенных для данного явления физических величин. Процесс теплопроводности, как и другие виды теплообмена, может иметь место только при условии, что в различных точках тела (или системы тел) температура неодинакова. В общем случае процесс передачи теплоты теплопроводностью в твердом теле сопровождается изменением температуры, как в пространстве, так и во времени.

Аналитическое исследование теплопроводности сводится к изучению пространственно-временного изменения температуры, т. е. к нахождению уравнения:

$$t = f(x, y, z, \tau). \quad (13.1)$$

Уравнение (1.1) представляет математическое выражение температурного поля. Таким образом, температурное поле есть совокупность значений температуры во всех точках изучаемого пространства для каждого момента времени.

Различают стационарное и нестационарные температурные поля. Уравнение (1.1) является записью наиболее общего вида температурного поля, когда температура изменяется с течением времени и от од-

ной точки к другой. Такое поле отвечает неустановившемуся тепло-
вому режиму теплопроводности и носит название нестационарного
температурного поля.

Если тепловой режим является установившимся, то температура
в каждой точке поля с течением времени остается неизменной, такое
температурное поле называется стационарным. В этом случае темпе-
ратура является функцией только координат:

$$t = f_1(x, y, z); \quad \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0. \quad (13.2)$$

Температурное поле, соответствующее уравнениям (1.1) и (1.2),
является пространственным, так как температура является функцией
трёх координат. Если температура есть функция двух координат, то
поле называется двумерным и его зависимость имеет вид:

$$t = f_2(x, y, \tau); \quad \frac{\partial t}{\partial z} = 0. \quad (13.3)$$

Если температура есть функция одной координаты, то поле на-
зывается одномерным:

$$t = f_3(x, \tau); \quad \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0. \quad (13.4)$$

Наиболее простой вид имеет уравнение одномерного стацио-
нарного поля:

$$t = f_4(x); \quad \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0; \quad \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0. \quad (13.5)$$

13.2 Температурный градиент

Если соединить точки тела, имеющие одинаковую температуру,
получим поверхность равных температур, называемую изотермиче-
ской. Итак, изотермической поверхностью называется геометрическое
место точек в температурном поле; имеющих одинаковую температу-
ру.

Так как одна и та же точка тела не может одновременно иметь различные температуры, то изотермические поверхности не пересекаются. Они либо оканчиваются на поверхности тела, либо целиком располагаются внутри самого тела.

Пересечение изотермических поверхностей плоскостью дает на этой плоскости семейство изотерм. Они обладают теми же свойствами, что и изотермические поверхности, т. е. не пересекаются, не обрываются внутри тела, оканчиваются на поверхности, либо целиком располагаются внутри самого тела.

На рис. 13.1. приведены изотермы, температуры которых отличаются на Δt .

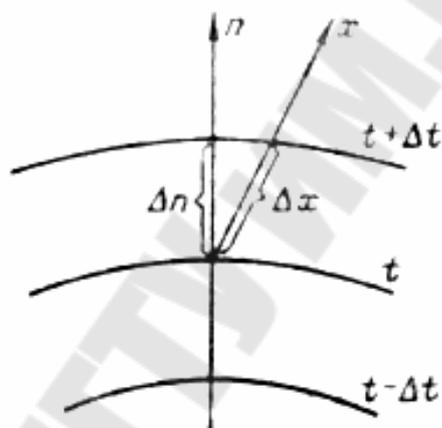


Рис. 13.1. Изотермы

Температура в теле изменяется только в направлениях, пересекающих изотермические поверхности. При этом наибольший перепад температуры на единицу длины происходит в направлении нормали к изотермической поверхности.

Возрастание температуры в направлении нормали к изотермической поверхности характеризуется градиентом температуры.

Градиент температуры есть вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры и численно равный производной от температуры по этому направлению, т. е.

$$\text{grad } t = n_0 \frac{\partial t}{\partial n}, \quad (13.6)$$

где \vec{n}_0 – единичный вектор, нормальный к изотермической поверхности и направленный в сторону возрастания температуры; $\partial t / \partial n$ – производная температуры по нормали n .

Скалярная величина температурного градиента $\partial t / \partial n$ не одинакова для различных точек изотермической поверхности. Она больше там, где расстояние Δt между изотермическими поверхностями меньше. Скалярную величину температурного градиента $\partial t / \partial n$ мы будем также называть температурным градиентом.

Величина $\partial t / \partial n$ в направлении убывания температуры отрицательна.

Проекции вектора $\text{grad } t$ на координатные оси Ox , Oy , Oz будут равны:

$$\left. \begin{aligned} (\text{grad } t)_x &= \frac{\partial t}{\partial n} \cos(n, x) = \frac{\partial t}{\partial x}; \\ (\text{grad } t)_y &= \frac{\partial t}{\partial n} \cos(n, y) = \frac{\partial t}{\partial y}; \\ (\text{grad } t)_z &= \frac{\partial t}{\partial n} \cos(n, z) = \frac{\partial t}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (13.7)$$

13.3. Тепловой поток. Закон Фурье

Согласно гипотезе Фурье количество теплоты dQ_τ , Дж, проходящее через элемент изотермической поверхности dF за промежуток времени $d\tau$, пропорционально температурному градиенту $\partial t / \partial n$:

$$dQ_\tau = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} dF d\tau. \quad (13.8)$$

Опытным путем установлено, что коэффициент пропорциональности в уравнении (13.8) есть физический параметр вещества. Он характеризует способность вещества проводить теплоту и называется коэффициентом теплопроводности.

Количество теплоты, проходящее в единицу времени через единицу площади изотермической поверхности $q = \frac{dQ_\tau}{dF d\tau}$, Вт/м², называется плотностью теплового потока. Плотность теплового потока есть вектор, определяемый соотношением

$$\vec{q} = -\vec{n}_0 \lambda \frac{\partial t}{\partial n}. \quad (13.9)$$

Вектор плотности теплового потока \vec{q} направлен по нормали к изотермической поверхности. Его положительное направление совпадает с направлением убывания температуры, так как теплота всегда передается от более горячих частей тела к холодным. Таким образом, векторы \vec{q} и $\text{grad } t$ лежат на одной прямой, но направлены в противоположные стороны. Это и объясняет наличие знака «минус» в правых частях уравнений (13.9) и (13.8).

Скалярная величина вектора плотности теплового потока q , Вт/м², будет равна:

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n}. \quad (13.10)$$

Если такой поток спроектировать на координатные оси Ox , Oy , Oz , то согласно уравнению (13.7) получим:

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}; \quad q_y = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y}; \quad q_z = -\lambda \frac{\partial t}{\partial z}. \quad (13.11)$$

Коэффициент теплопроводности λ , Вт/(м·К) определяется из соотношения

$$\lambda = -\frac{|\vec{q}|}{|\text{grad } t|}. \quad (13.12)$$

Из уравнения (13.12) следует, что коэффициент теплопроводности численно равен количеству теплоты, которое проходит в единицу времени через единицу изотермической поверхности при температурном градиенте, равном единице.

Согласно кинетической теории перенос теплоты теплопроводностью в газах при обычных давлениях и температурах определяется

переносом кинетической энергии молекулярного движения в результате хаотического движения и столкновения отдельных молекул газа. При этом коэффициент теплопроводности определяется соотношением:

$$\lambda = \bar{w} \bar{l} c_v \rho / 3, \quad (13.14)$$

где \bar{w} – средняя скорость перемещения молекул газа; \bar{l} – средняя длина свободного пробега молекул газа между соударениями; c_v – теплоемкость газа при постоянном объеме; ρ – плотность газа.

Теплоемкость газов возрастает с повышением температуры. Сказанным объясняется тот факт, что коэффициент теплопроводности для газов с повышением температуры возрастает.

Коэффициент теплопроводности λ газов лежит в пределах от 0,006 до 0,6 Вт/(м·К).

Коэффициенты теплопроводности водяного пара и других реальных газов, существенно отличающихся от идеальных, сильно зависят также от давления. Для газовых смесей коэффициент теплопроводности не может быть определен по закону аддитивности, его нужно определять опытным путем.

Механизм распространения теплоты в капельных жидкостях можно представить как перенос энергии путем нестройных упругих колебаний. Для большинства жидкостей теория нашла хорошее подтверждение. На основании этой теории была получена формула для коэффициента теплопроводности следующего вида:

$$\lambda = A \frac{c_p \rho^{4/3}}{\mu^{1/3}}, \quad (13.15)$$

где c_p – теплоемкость жидкости при постоянном давлении; ρ – объемная плотность жидкости; μ – относительная молекулярная масса.

Коэффициент A , пропорциональный скорости распространения упругих волн в жидкости, не зависит от природы жидкости, но зависит от температуры, при этом $A c_p \approx \text{const}$.

Опыты подтверждают, что для большинства жидкостей с повышением температуры коэффициент теплопроводности λ убывает, исключения составляют вода и глицерин. Коэффициент теплопроводности

сти капельных жидкостей лежит примерно в пределах от 0,07 до 0,7 Вт/(м·К).

При повышении давления коэффициенты теплопроводности жидкостей возрастают.

В металлах основным передатчиком теплоты являются свободные электроны, которые можно уподобить идеальному одноатомному газу. Передача теплоты при помощи колебательных движений атомов или в виде упругих звуковых волн не исключается, так как ее доля незначительна по сравнению с переносом энергии электронным газом. Вследствие движения свободных электронов происходит выравнивание температуры во всех точках нагревающегося или охлаждающегося металла. Свободные электроны движутся как из областей, более нагретых, в области, менее нагретые, так и в обратном направлении. В первом случае они отдают энергию атомам, во втором отбирают. Так как в металлах носителем тепловой и электрической энергии являются электроны, то коэффициенты тепло- и электропроводности пропорциональны друг другу. При повышении температуры вследствие усиления тепловых неоднородностей рассеивание электронов увеличивается. Это влечет за собой уменьшение коэффициентов тепло- и электропроводности чистых металлов.

В отличие от чистых металлов коэффициенты теплопроводности сплавов при повышении температуры увеличиваются.

В диэлектриках с повышением температуры коэффициент теплопроводности обычно увеличивается. Как правило, для материалов с большей объемной плотностью коэффициент теплопроводности имеет более высокое значение. Он зависит от структуры материала его пористости и влажности.

Многие строительные и теплоизоляционные материалы имеют пористое строение (кирпич, бетон, асбест, шлак и др.), и применение закона Фурье к таким телам является в известной мере условным. Наличие пор в материале не позволяет рассматривать такие тела, как сплошную среду. Условным является также коэффициент теплопроводности пористого материала. Эта величина имеет смысл коэффициента теплопроводности некоторого однородного тела, через которое при одинаковой форме, размерах и температурах на границах проходит то же количество тепла, что и через данное пористое тело.

Коэффициент теплопроводности порошкообразных и пористых тел сильно зависит от их объемной плотности. Например, при возрастании плотности ρ от 400 до 800 кг/м³ коэффициент теплопроводности

сти асбеста увеличивается от 0,105 до 0,248 Вт/(м·К). Такое влияние плотности ρ на коэффициент теплопроводности объясняется тем, что теплопроводность λ заполняющего поры воздуха значительно меньше, чем твердых компонентов пористого материала.

Эффективный коэффициент теплопроводности пористых материалов сильно зависит также от влажности. Для влажного материала коэффициент теплопроводности значительно больше, чем для сухого и воды в отдельности. Например, для сухого кирпича $\lambda = 0,35$, для воды $\lambda = 0,60$, а для влажного кирпича $\lambda \approx 1,0$ Вт/(м·К). Этот эффект может быть объяснен конвективным переносом теплоты, возникающая благодаря капиллярному движению воды внутри пористого материала и частично тем, что абсорбционно связанная влага имеет другие характеристики по сравнению со свободной водой.

Увеличение коэффициента теплопроводности зернистых материалов с изменением температуры можно объяснить тем, что с повышением температуры возрастает теплопроводность среды, заполняющей промежутки между зёрнами, а также увеличивается теплопередача излучением зернистого массива.

Коэффициент теплопроводности строительных теплоизоляционных материалов имеют значения, лежащие примерно в пределах от 0,023 до 2,9 Вт/(м·К).

Материалы с низким значением коэффициента теплопроводности [меньше 0,25 Вт/(м·К)], обычно применяемые для тепловой изоляции, называются теплоизоляционными.

13.4. Дифференциальное уравнение теплопроводности

При решении задач, связанных с нахождением температурного поля, необходимо иметь дифференциальное уравнение теплопроводности.

Для облегчения вывода этого дифференциального уравнения сделаем следующие допущения:

- тело однородно и изотропно;
- физические параметры постоянны;
- деформация рассматриваемого объема, связанная с изменением температуры, является очень малой величиной по сравнению с самим объемом;

- внутренние источники теплоты в теле, которые в общем случае могут быть заданы как $q_v = f(x, y, z, \tau)$, распределены равномерно.

В основу вывода дифференциального уравнения теплопроводности положен закон сохранения энергии, который в рассматриваемом случае может быть сформулирован следующим образом: количество теплоты dQ , введенное в элементарный объем извне за время $d\tau$ вследствие теплопроводности, а также от внутренних источников, равно изменению внутренней энергии или энтальпии вещества (в зависимости от рассмотрения изохорического или изобарического процесса), содержащегося в элементарном объеме:

$$dQ_1 + dQ_2 = dQ, \quad (13.16)$$

где dQ_1 – количество теплоты, Дж, введенное в элементарный объем путем теплопроводности за время $d\tau$; dQ_2 – количество теплоты, которое за время $d\tau$ выделилось в элементарном объеме dV за счет внутренних источников; dQ – изменение внутренней энергии или энтальпии вещества, содержащегося в элементарном объеме dV за время $d\tau$.

Для нахождения составляющих уравнения (13.16) выделим в теле элементарный параллелепипед со сторонами dx, dy, dz (рис. 13.2). Параллелепипед расположен так, чтобы его грани были параллельны соответствующим координатным плоскостям.

Количество теплоты, которое подводится к граням элементарного объема за время $d\tau$ в направлении осей Ox, Oy, Oz обозначим соответственно dQ_x, dQ_y, dQ_z .

Количество теплоты, которое будет отводиться через противоположные грани в тех же направлениях, обозначим соответственно $dQ_{x+dx}, dQ_{y+dy}, dQ_{z+dz}$. Количество теплоты, подведенное к грани $dy dz$ в направлении оси Ox за время $d\tau$, составляет $dQ_x = q_x dy dz d\tau$, где q_x – проекция плотности теплового потока на направление нормали к указанной грани. Количество теплоты, отведенное через противоположную грань элементарного параллелепипеда в направлении оси Ox , запишется как

$$dQ_{x+dx} = q_{x+dx} dy dz d\tau \quad (13.7)$$

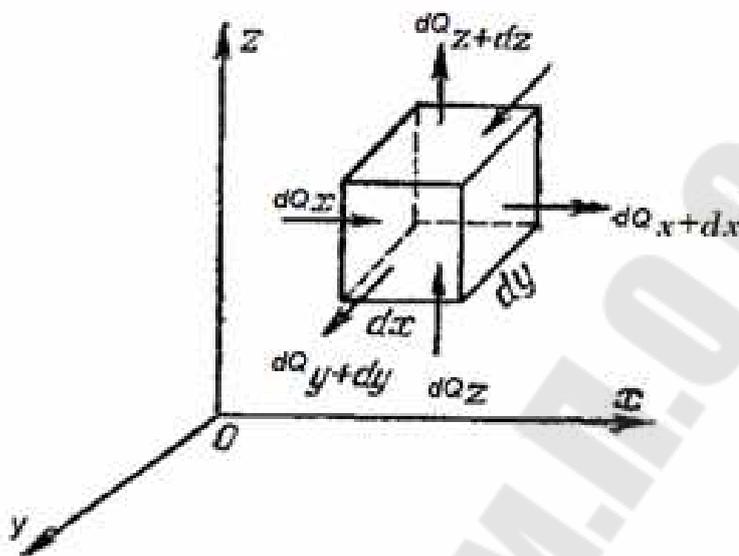


Рис.13.2. К выводу дифференциального уравнения теплопроводности

Разница количеств теплоты, подведенного к элементарному параллелепипеду и отведенного от него за время $d\tau$ в направлении оси Ox , представляет собой количество теплоты

$$dQ_{x1} = dQ_x - dQ_{x+dx}$$

или

$$dQ_{x1} = q_x dy dz d\tau - q_{x+dx} dy dz d\tau. \quad (13.8)$$

Функция q_{x+dx} является непрерывной в рассматриваемом интервале dx и может быть разложена в ряд Тейлора:

$$q_{x+dx} = q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx + \frac{\partial^2 q_x}{\partial x^2} \frac{dx^2}{2!} + \dots \quad (13.9)$$

Если ограничиться двумя первыми членами ряда, то уравнение (13.8) запишется в виде

$$dQ_{x1} = -\frac{\partial q_x}{\partial x} dx dy dz d\tau. \quad (13.9)$$

Аналогичным образом можно найти количество теплоты, подводимое к элементарному объему и в направлениях двух других координатных осей Oy и Oz .

Количество теплоты dQ , подведенное теплопроводностью к рассматриваемому объему, будет равно:

$$dQ_1 = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}\right) dx dy dz d\tau. \quad (13.20)$$

Обозначим количество теплоты, выделяемое внутренними источниками в единице объема среды в единицу времени и называемое мощностью внутренних источников теплоты, через q_v , Вт/м³. Тогда

$$dQ_2 = q_v dv d\tau. \quad (13.21)$$

Третья составляющая в уравнении найдется в зависимости от характера термодинамического процесса изменения системы.

В случае рассмотрения изохорического процесса вся теплота, подведенная к элементарному объему, уйдет на изменения внутренней энергии вещества, заключенного в этом объеме, т. е. $dQ = dU$.

Если рассматривать внутреннюю энергию единицы объема $u = u(t, v)$, тогда dU найдется как

$$dU = C_v \frac{\partial t}{\partial \tau} dv d\tau = c_v \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} dv d\tau, \quad (13.22)$$

где C_v – изохорная теплоемкость единицы объема, Дж/(м³·К); c_v – изохорная теплоемкость единицы массы, Дж/(кг·К); ρ – плотность вещества, кг/м³.

Подставляя полученные выражения в уравнение баланса, получим:

$$c_v \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} = - \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) + q_v, \quad (13.23)$$

или

$$c_v \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} = -\operatorname{div} \vec{q} + q_v.$$

Выражение (13.23) является дифференциальным уравнением энергии для изохорического процесса переноса теплоты.

При рассмотрении изобарического процесса вся теплота, подведенная к объему, уйдет на изменения энтальпии вещества, заключенного в этом объеме, и уравнение баланса запишется следующим образом:

$$dQ_1 + dQ_2 = dl. \quad (13.24)$$

Если рассматривать энтальпию единицы объема, как $i = i(t, p)$ то можно показать, что

$$dH = C_p \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau dv = c_p \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau dv = \rho \frac{\partial h}{\partial \tau} d\tau dv, \quad (13.25)$$

где C_p – изобарная теплоемкость единицы объема, Дж/(м³·К); c_p – изобарная теплоемкость единицы массы, Дж/(кг·К).

После преобразований получим:

$$\rho \frac{\partial h}{\partial \tau} = - \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) + q_v, \quad (13.26)$$

или

$$\rho \frac{\partial h}{\partial \tau} = -\operatorname{div} \vec{q} + q_v.$$

Соотношение (13.26) является дифференциальным уравнением энергии в самом общем виде для изобарического процесса переноса теплоты.

В твердых телах перенос теплоты осуществляется по закону Фурье $q = -\lambda \partial t / \partial x$ числовое значение разности c_p и c_v мало и можно принять $c_v = c_p = c$.

Напомним, что проекции вектора плотности теплового потока на координатные оси Ox , Oy , Oz определяются выражениями:

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}; \quad q_y = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y}; \quad q_z = -\lambda \frac{\partial t}{\partial z}.$$

Подставляя полученные выражения проекций вектора плотности теплового потока в уравнение и опуская индекс при c , получим:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{1}{c\rho} \left[\frac{\partial t}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial t}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right) + \frac{\partial t}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) \right] + \frac{q_v}{c\rho}, \quad (13.27)$$

или

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{1}{c\rho} \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} t) + \frac{q_v}{c\rho}.$$

Выражение (13.27) называется дифференциальным уравнением теплопроводности. Оно устанавливает связь между временным и пространственным изменением температуры в любой точке тела, в котором происходит процесс теплопроводности.

Если принять теплофизические характеристики постоянными, что предполагалось при выводе уравнения, то (13.27) принимает вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c\rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c\rho}. \quad (13.28)$$

В уравнении (13.28) можно обозначить

$$\frac{\lambda}{c\rho} = a. \quad (13.29)$$

и

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = \nabla^2 t, \quad (13.30)$$

где $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – выражение оператора Лапласа в декартовой системе координат.

С учетом сказанного в общем виде уравнение (13.28) запишется следующим образом:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t + \frac{q_v}{c\rho}. \quad (13.29)$$

Коэффициент пропорциональности a , м²/с, в уравнении (13.29) называется коэффициентом температуропроводности и является физическим параметром вещества. Он существен для нестационарных тепловых процессов и характеризует скорость изменения температуры. Если коэффициент теплопроводности характеризует способность тел проводить теплоту, то коэффициент температуропроводности является мерой теплоинерционных свойств тела. Из уравнения (13.29) следует, что изменение температуры во времени $\partial t / \partial \tau$ для любой точки пространства пропорционально величине a . Иначе говоря, скорость изменения температуры в любой точке тела будет тем больше, чем больше коэффициент температуропроводности a . Поэтому при прочих равных условиях выравнивание температур во всех точках пространства будет происходить быстрее в том теле, которое обладает большим коэффициентом температуропроводности. Коэффициент температуропроводности зависит от природы вещества. Например, жидкости и газы обладают большой тепловой инерционностью и, следовательно, малым коэффициентом температуропроводности. Металлы обладают малой тепловой инерционностью, так как они имеют большой коэффициент температуропроводности.

13.5. Условия однозначности для процессов теплопроводности

Так как дифференциальное уравнение теплопроводности выведено на основе общих законов физики, то оно описывает явление теплопроводности в самом общем виде. Поэтому можно сказать, что полученное дифференциальное уравнение описывает целый класс явлений теплопроводности. Чтобы из бесчисленного количества выделить

конкретно рассматриваемый процесс и дать его полное математическое описание, к дифференциальному уравнению необходимо присоединить математическое описание всех частных особенностей рассматриваемого процесса. Эти частные особенности, которые совместно с дифференциальным уравнением дают полное математическое описание конкретного процесса теплопроводности, называются условиями однозначности или краевыми условиями.

Условия однозначности включают в себя:

геометрические условия, характеризующие форму и размеры тела, в которых протекает процесс;

физические условия, характеризующие физические свойства среды и тела;

временные (начальные) условия, характеризующие распределение температур в изучаемом теле в начальный момент времени;

граничные условия, характеризующие взаимодействие рассматриваемого тела с окружающей средой.

Геометрическими условиями задаются форма и линейные размеры тела, в котором протекает процесс.

Граничные условия могут быть заданы несколькими способами.

а) Граничные условия первого рода. При этом задается распределение температуры на поверхности тела для каждого момента времени:

$$t_c = f(x, y, z, \tau), \quad (13.30)$$

где t_c – температура на поверхности тела; x, y, z – координаты поверхности тела.

б) Граничные условия второго рода. При этом задаются значения теплового потока для каждой точки поверхности тела и любого момента времени.

Аналитически это можно представить следующим образом:

$$q_n = f(x, y, z, \tau), \quad (13.31)$$

где q_n – плотность теплового потока на поверхности тела; x, y, z – координаты на поверхности тела.

В простейшем случае плотность теплового потока по поверхности и во времени остается постоянной:

$$q_n = q_0 = \text{const.} \quad (13.32)$$

Такой случай теплообмена имеет место, например, при нагревании различных металлических изделий в высокотемпературных печах.

в) Граничные условия третьего рода. При этом задаются температура окружающей среды $t_{жс}$ и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Граничное условие третьего рода характеризует закон теплообмена между поверхностью и окружающей средой в процессе охлаждения и нагревания тела. Для описания процесса теплообмена между поверхностью тела и средой используется закон Ньютона–Рихмана.

Процесс теплообмена между поверхностью тела и средой относится к очень сложным процессам и зависит от большого количества параметров. Подробно эти вопросы будут рассмотрены во второй и третьей частях учебника.

Согласно закону Ньютона–Рихмана количество теплоты, отдаваемое единицей поверхности тела в единицу времени, пропорционально разности температур поверхности тела t_c и окружающей среды $t_{жс}$ ($t_c > t_{жс}$):

$$q_c = \alpha(t_c - t_{жс}), \quad (13.33)$$

где α – коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом теплоотдачи, Вт/(м²·К).

Коэффициент теплоотдачи характеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Численно он равен количеству теплоты, отдаваемому (или воспринимаемому) единицей поверхности в единицу времени при разности температур между поверхностью тела и окружающей средой, равной одному градусу.

Согласно закону сохранения энергии количество теплоты, которое отводится с единицы поверхности в единицу времени вследствие теплоотдачи, должно равняться теплоте, подводимой к единице поверхности в единицу времени вследствие теплопроводности из внутренних объемов тела, т. е.

$$\alpha(t_c - t_{жс}) = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_c, \quad (13.34)$$

где n – нормаль к поверхности тела; индекс «с» указывает на то, что температура и градиент относятся к поверхности тела (при $n = 0$).

Окончательно граничное условие третьего рода можно записать в виде

$$(\text{Pr}_{жс} / \text{Pr}_c) \approx 1. \quad (13.35)$$

Коэффициент теплоотдачи зависит от большого числа факторов. Однако во многих случаях коэффициент теплоотдачи можно считать неизменным, поэтому мы будем в дальнейшем при решении задач теплопроводности принимать величину α постоянной.

г) Граничные условия четвертого рода характеризует условия теплообмена системы тел или тела с окружающей средой по закону теплопроводности. Предполагается, что между телами осуществляется идеальный контакт (температуры соприкасающихся поверхностей одинаковы).

ГЛАВА 14 ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА

14.1 Основные понятия и определения

Понятие конвективного теплообмена охватывает процесс теплообмена при движении жидкости или газа. При этом перенос теплоты осуществляется одновременно конвекцией и теплопроводностью. Под конвекцией теплоты понимают перенос теплоты при перемещении макрочастиц жидкости или газа в пространстве из области с одной температурой в область с другой. Конвекция возможна только в текучей среде, здесь перенос теплоты неразрывно связан с переносом самой среды.

Если в единицу времени через единицу контрольной поверхности нормально к ней проходит масса жидкости $\rho\vec{\omega}$, кг/(м²·с), где $\vec{\omega}$ – скорость, ρ – плотность жидкости, то вместе с ней переносится энтальпия, Дж/(м²·с):

$$\vec{q}_{\text{конв}} = \rho\vec{\omega}h. \quad (14.1)$$

Конвекция теплоты всегда сопровождается теплопроводностью, так как при движении жидкости или газа неизбежно происходит соприкосновение отдельных частиц, имеющих различные температуры. В результате конвективный теплообмен описывают уравнением:

$$\vec{q} = \vec{q}_{\text{тпр}} + \vec{q}_{\text{конв}} = -\lambda\nabla t + \rho\vec{\omega}h. \quad (14.2)$$

Здесь \vec{q} является локальным (местным) значением плотности теплового потока за счет конвективного теплообмена. Первый член правой части уравнения (14.2) описывает перенос теплоты теплопроводностью, второй – конвекцией.

Конвективный теплообмен между потоками жидкости или газа и поверхностью соприкасающегося с ним тела называется конвективной теплоотдачей или теплоотдачей. Очень часто в инженерных расчетах определяют теплоотдачу; при этом знание конвективного теплообмена внутри жидкой среды может представить косвенный интерес, поскольку перенос теплоты внутри жидкости отражается и на теплоотдаче.

При расчетах теплоотдачи используют закон Ньютона – Рихмана:

$$dQ_c = \alpha(t_c - t_{жс})dF. \quad (14.3)$$

Согласно закону Ньютона – Рихмана тепловой поток dQ_c , Вт, от жидкости к элементу поверхности соприкасающегося тела dF (или от dF к жидкости) прямо пропорционален dF и разности температур $\Delta t = t_c - t_{жс}$, где t_c – температура поверхности тела, $t_{жс}$ – температура окружающей жидкой или газообразной среды.

Разность температур $t_c - t_{жс}$, называют температурным напором.

Коэффициент пропорциональности α , входящий в уравнение (14.3), называется коэффициентом теплоотдачи. Он учитывает конкретные условия процесса теплоотдачи, влияющие на его интенсивность.

Согласно уравнению (14.3)

$$\alpha = \frac{dQ_c}{(t_c - t_{жс})dF} = \frac{q_c}{t_c - t_{жс}}. \quad (14.4)$$

Это тождество следует рассматривать как определение коэффициента теплоотдачи, который измеряется в Вт/(м²·К).

Таким образом, коэффициент теплоотдачи есть плотность теплового потока q_c на границе жидкости (газа) и соприкасающегося тела, отнесенная к разности температур поверхности этого тела и окружающей среды.

В общем случае коэффициент теплоотдачи переменен по поверхности F . Если α и Δt не изменяются по F , то закон Ньютона – Рихмана может быть записан следующим образом:

$$Q_c = \alpha(t_c - t_{жс})F. \quad (14.5)$$

Коэффициент теплоотдачи зависит от большого количества факторов. В общем случае α является функцией формы и размеров тела, режима движения, скорости и температуры жидкости, физических параметров жидкости и других величин. По-разному протекает

процесс теплоотдачи в зависимости от природы возникновения движения жидкости.

Чтобы привести жидкость в движение, к ней необходимо приложить силу. Силы, действующие на какой-либо элемент жидкости, можно разделить на массовые (или объемные) и поверхностные. Массовыми называют силы, приложенные ко всем частицам жидкости и обусловленные внешними силовыми полями (например, гравитационным или электрическим). Поверхностные силы возникают вследствие действия окружающей жидкости или твердых тел; они приложены к поверхности контрольного объема жидкости. Такими силами являются силы внешнего давления и силы трения.

Различают свободную и вынужденную конвекцию. В первом случае движение в рассматриваемом объеме жидкости возникает за счет неоднородности в нем массовых сил. Если жидкость с неоднородным распределением температуры, и, как следствие, с неоднородным распределением плотности, находится в поле земного тяготения, может возникнуть свободное гравитационное движение. В дальнейшем в основном будет рассматриваться гравитационная свободная конвекция, вызванная неоднородностью температурного поля.

Вынужденное движение рассматриваемого объема жидкости происходит под действием внешних поверхностных сил, приложенных на его границах за счет предварительно сообщенной кинетической энергии (например, за счет работы насоса, вентилятора, ветра). Как вынужденное рассматривается и течение изучаемого объема жидкости под действием однородного в нем поля массовых сил. Иллюстрацией последнего может являться течение изотермической пленки жидкости по стенке под действием сил тяжести.

Вынужденное движение в общем случае может сопровождаться свободным движением. Относительное влияние последнего тем больше, чем больше разница температур отдельных частиц среды и чем меньше скорость вынужденного движения. При больших скоростях вынужденного движения влияние свободной конвекции становится пренебрежимо малым.

ГЛАВА 15 ПОДОБИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССООБМЕНА

15.1 Общие положения

Конвективный теплообмен описывается системой дифференциальных уравнений и условиями однозначности с большим количеством переменных. Попытки аналитического решения полной системы уравнений наталкиваются на серьезные трудности. Поэтому большое значение приобретает экспериментальный путь исследования. С помощью эксперимента для определенных значений аргументов можно получить числовые значения искомых переменных и затем подобрать уравнения, описывающие результаты опытов. Однако при изучении столь сложного процесса, как конвективный теплообмен, не всегда легко проводить и опытное исследование.

Для исследования влияния на процесс какой-либо одной величины остальные нужно сохранять неизменными, что не всегда возможно или затруднительно из-за большого количества переменных. Кроме того, при этом нужно быть уверенным, что результаты, получаемые с помощью какой-либо конкретной установки (модели), можно перенести и на другие аналогичные процессы (образец). Эти трудности помогает разрешить теория подобия. С помощью теории подобия размерные физические величины можно объединить в безразмерные комплексы, причем так, что число комплексов будет меньше числа величин, из которых составлены эти комплексы. Полученные безразмерные комплексы можно рассматривать как новые переменные.

При введении в уравнения безразмерных комплексов число величин под знаком искомой функции формально сокращается, что упрощает исследование физических процессов. Кроме того, новые безразмерные переменные отражают влияние не только отдельных факторов, но и их совокупности, что позволяет легче определить физические связи в исследуемом процессе.

Теория подобия устанавливает также условия, при которых результаты лабораторных исследований можно распространить на другие явления, подобные рассматриваемому. Ввиду этого теория подобия, прежде всего, является теоретической базой эксперимента, но не только. Теория подобия является важным подспорьем теоретических исследований. Хотя методами теории подобия вид искомой функции

не может быть определен, эта теория облегчает в ряде случаев анализ процесса и описание полученных результатов.

15.2 Безразмерные переменные (числа подобия) и уравнения подобия

Безразмерные комплексы, состоящие из разнородных физических величин, называются числами подобия, им присвоены имена ученых, внесших значительный вклад в развитие гидродинамики или теплопередачи.

Первый из этих безразмерных комплексов обозначают:

$$Nu \equiv \frac{\alpha l_0}{\lambda} \quad (15.1)$$

и называют числом Нуссельта или безразмерным коэффициентом теплоотдачи. Число Нуссельта характеризует теплообмен на границе стенка – жидкость.

Несмотря на внешнее сходство с числом Био, рассмотренным при изучении теплопроводности, число Нуссельта существенно отличается от него. В число Bi входит коэффициент теплопроводности твёрдого тела; в число Nu – коэффициент теплопроводности жидкости. Кроме того, в число Био коэффициент теплоотдачи вводится как величина, заданная в условиях однозначности, мы же рассматриваем коэффициент теплоотдачи, входящий в Nu , как величину искомую.

Безразмерный комплекс

$$Re \equiv \frac{w_0 l_0}{\nu} \quad (15.2)$$

называют числом Рейнольдса. Оно характеризует соотношение сил инерции и сил вязкости.

Третий безразмерный комплекс обозначают

$$Pe \equiv \frac{w_0 l_0}{a} \quad (15.3)$$

и называют числом Пекле. Его можно преобразовать следующим образом:

$$\frac{w_0 l_0}{a} = \frac{\rho c_p w_0 \vartheta}{\frac{\lambda}{l_0} \vartheta};$$

здесь числитель характеризует теплоту, переносимую конвекцией, а знаменатель – теплоту, переносимую теплопроводностью.

Безразмерный комплекс

$$Gr \equiv \frac{g \beta \vartheta_c l_0^3}{\nu^2}. \quad (15.4)$$

называют числом Грасгофа. Оно характеризует подъемную силу, возникающую в жидкости вследствие разности плотностей.

Число Архимеда:

$$Ar = \frac{g l_0^3}{\nu^2} \frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0}. \quad (15.5)$$

В случае однородной среды при условии $\beta = const$ число Архимеда идентично числу Gr .

Безразмерный комплекс

$$Eu = \frac{p - p_0}{\rho w^2}. \quad (15.6)$$

называют числом Эйлера. Это число характеризует соотношение сил давления и сил инерции.

Безразмерная величина $Pr \equiv \nu / a$ представляет собой переменную, называемую числом Прандтля. Число Прандтля целиком составлено из физических параметров, и поэтому и само является физическим параметром. Его можно записать и в виде

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu c_p}{\lambda} \quad (15.7)$$

Число Pr газов практически не зависит ни от температуры, ни от давления и для данного газа является величиной постоянной, определяемой атомностью газа.

В соответствии с кинетической теорией газов число Pr имеет следующие значения:

Для одноатомных газов.....0,67

Для двухатомных газов.....0,72

Для трехатомных газов.....0,8

Для четырехатомных и более газов.....1

Действительные значения числа Pr реальных газов несколько отличаются от указанных значений.

Числа Pr тяжелых и щелочных жидких металлов, применяемых в качестве теплоносителей, изменяются в пределах $Pr \approx 0,005 \div 0,05$. Малые значения числа Pr жидких металлов объясняются высокой теплопроводностью последних.

В зависимости от значения числа Pr жидкости делят на три группы: жидкости с числами $Pr \ll 1$ (жидкие металлы), теплоносители с $Pr \approx 1$ (неметаллические капельные жидкости при больших температурах и газы), жидкости с числами $Pr > 1$ (неметаллические капельные жидкости).

15.3 Условия подобия физических процессов

Проведенный анализ системы безразмерных дифференциальных уравнений и условий однозначности делает более понятными общие условия подобия физических процессов, сформулированные ниже в виде трех правил:

1. *Подобные процессы должны быть качественно одинаковыми, т. е. они должны иметь одинаковую физическую природу и описываться одинаковыми по форме записи дифференциальными уравнениями.*

2. *Условия однозначности подобных процессов должны быть одинаковыми во всем, кроме числовых значений размерных постоянных, содержащихся в этих условиях.*

3. *Одноименные определяющие безразмерные переменные подобных процессов должны иметь одинаковое числовое значение.*

Сформулированные условия являются определением подобия физических процессов.

ГЛАВА 16 ТЕПЛОТДАЧА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ПОПЕРЕЧНОМ ОМЫВАНИИ ТРУБ И ПУЧКОВ ТРУБ

Для простоты будем полагать, что плоская поверхность омывается потоком несжимаемой жидкости, скорость и температура которой за пределами гидродинамического и теплового пограничных слоев постоянны и равны соответственно w_0 и t_0 .

Поток направлен вдоль пластины, температура поверхности тела во времени не изменяется. Внутренние источники теплоты в жидкости отсутствуют, теплота трения пренебрежимо мала.

16.1 Теплоотдача при ламинарном пограничном слое

Определим коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\vartheta_0} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{3 \lambda}{2 k}. \quad (16.1)$$

Следовательно, коэффициент теплоотдачи обратно пропорционален толщине пограничного слоя.

Уравнение (16.1) можно привести к безразмерному виду:

$$Nu_x = 0,33 \sqrt{Re} \sqrt[3]{Pr}; \quad (16.2)$$

$$Nu_x = \frac{\alpha x}{\lambda} = \frac{\alpha l}{\lambda} \frac{x}{l} = Nu_l X; \quad Re_x = \frac{w_0 x}{\nu} = \frac{w_0 l}{\nu} \frac{x}{l} = Re_l X;$$

здесь $Pr = \nu / a$; l – длина пластины вдоль потока.

Уравнение (16.2) можно записать следующим образом:

$$Nu_l = 0,33 X^{-0,5} Re_l^{0,5} Pr^{1/3}. \quad (16.3)$$

Формула (16.3) получена при условии, что температура поверхности пластины постоянна, физические параметры жидкости не зависят от температуры и в начале пластины нет необогреваемого участка. Как показывают опыт и теория, неучет этих фактов может привести к значительным ошибкам.

Зависимости физических параметров от температуры неодинаковы у различных жидкостей. В результате коэффициент теплоотдачи капельных жидкостей зависит от рода жидкости, ее температуры, направления теплового потока и температурного напора.

Влияние указанных факторов на теплоотдачу является следствием переменности температуры в тепловом пограничном слое и соответствующего изменения физических параметров, являющихся функциями температуры. Особенно существенное влияние оказывает изменение вязкости.

При охлаждении жидкости ее температура у стенки меньше, чем при нагревании, и, следовательно, вязкость больше. В результате увеличения вязкости происходит замедление течения. Подобие полей температур и скоростей нарушается.

Физические параметры капельных жидкостей более сложно и по-разному зависят от температуры. В настоящее время теория еще не может дать какого-либо общего, единообразного учета влияния переменности физических параметров на теплоотдачу капельных жидкостей.

Опытным путем установлено, что зависимость теплоотдачи капельных жидкостей от направления теплового потока и температурного напора можно приближенно учитывать путем введения в уравнение подобия дополнительного множителя $(Pr_{жс}/Pr_c)^{0,25}$, где индексы «ж» и «с» обозначают, что соответствующие значения числа Pr выбираются по температуре жидкости вдали от тела и по температуре стенки. Эта поправка, прежде всего, учитывает влияние на теплообмен изменения вязкости жидкости.

16.2 Переход ламинарного течения в турбулентное

Переход ламинарного течения в турбулентное происходит на некотором участке (рис. 16.1). Течение на этом участке имеет нестабильный характер и называется переходным.

Законы теплообмена при ламинарном и турбулентном режимах различны, поэтому определение их границ имеет большое значение.

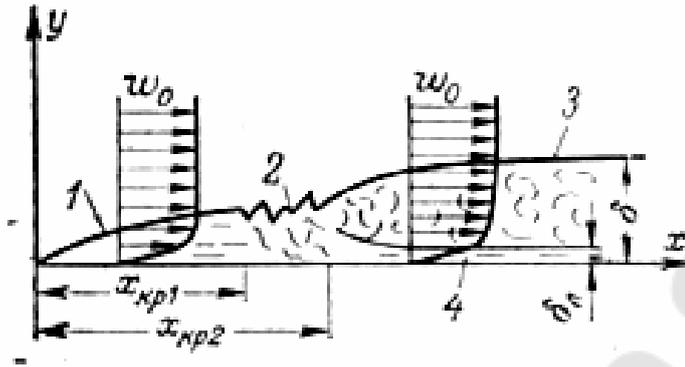


Рис. 16.1. Схема пограничного слоя

Течение в переходной области не является стабильным. Турбулентность появляется в некоторой части пограничного слоя, затем турбулентно текущая жидкость уносится потоком. Смена ламинарных и турбулентных состояний течения происходит через неравномерные промежутки времени. Такое перемежающееся течение характеризуют коэффициентом перемежаемости ω . Коэффициент перемежаемости указывает, какую долю некоторого промежутка времени в определенной области жидкости существует турбулентное течение. Следовательно, коэффициент $\omega = 1$ означает, что течение все время турбулентное, а коэффициент $\omega = 0$ показывает, что течение все время ламинарное.

При достаточно удобообтекаемой передней кромке пластины можно принять, что

$$Re_{кр1} \approx Re_{кр2} \approx Re_{кр} \approx 10^5.$$

16.3 Теплоотдача при турбулентном пограничном слое

Необходимо учесть силы вязкости, которые должны быть велики непосредственно у стенки. Слой жидкости у стенки, в котором преобладают силы вязкости и который является составной частью турбулентного пограничного слоя, называют вязким подслоем (или ламинарным подслоем). Учитывая только силы вязкости, уравнение движения можно записать в виде $d^2 \overline{w_x} / dy^2 = 0$, откуда следует, что $d\overline{w_x} / dy = const = c_1$ и $\overline{w_x} = c_1 y + c_2$, т. е. в вязком подслое имеет ме-

сто линейное изменение скорости. Таким образом, в данном случае $s = s_c = \mu d\overline{w_x}/dy = const$.

Отсюда:

$$s_c = \mu \frac{w_\Gamma}{\delta_\Pi} = \rho w_*^2, \quad (16.4)$$

здесь δ_Π – толщина вязкого подслоя; $w_\Gamma = \overline{w_x}(\delta_\Pi)$ – скорость на внешней границе вязкого подслоя.

$$\delta_\Pi = \nu w_\Gamma / w_*^2$$

Определим постоянную интегрирования c из условия, что при $y = \delta_\Pi = \nu w_\Gamma / w_*^2$, $w_x = \overline{w_x}(\delta_\Pi) = w_\Gamma$.

Получим:

$$c = \frac{w_\Gamma}{w_*} - \frac{1}{x} \ln \delta_\Pi = \frac{w_\Gamma}{w_*} - \frac{1}{x} \ln \frac{\nu w_\Gamma}{w_*^2}.$$

Подставляя значение c , после некоторых преобразований (учитываем, что разность логарифмов равна логарифму частного):

$$\overline{W}^+ = \frac{\overline{w_x}}{w_*} = \frac{1}{x} \ln y_* + \eta. \quad (16.5)$$

Формулу (16.5) называют *универсальным логарифмическим распределением осредненной скорости в пристенной области турбулентного потока*.

ГЛАВА 17 ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Тепловое излучение представляет собой процесс распространения внутренней энергии излучающего тела путем электромагнитных волн. Электромагнитными волнами называют электромагнитные возмущения, исходящие из излучаемого тела и распространяющиеся в вакууме со скоростью света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. При поглощении электромагнитных волн какими-либо другими телами они вновь превращаются в энергию теплового движения молекул. Возбудителями электромагнитных волн являются заряженные материальные частицы, т. е. электроны и ионы, входящие в состав вещества. При этом колебания ионов соответствуют излучению низкой частоты; излучение, обусловленное движением электронов, может иметь высокую частоту, если они входят в состав атомов и молекул и удерживаются около своего равновесия значительными силами.

Помимо волновых свойств излучение обладает также и корпускулярными свойствами. Корпускулярные свойства состоят в том, что лучистая энергия испускается и поглощается веществами не непрерывно, а отдельными дискретными порциями – квантами света или фотонами. Испускаемый фотон – частица материи, обладающая энергией, количеством движения и электромагнитной массой. Поэтому тепловое излучение можно рассматривать как фотонный газ.

Прохождение фотонов через вещество есть процесс поглощения и последующего испускания энергии фотонов атомами и молекулами этого вещества. Таким образом, излучение имеет двойственный характер, так как обладает свойствами непрерывности поля электромагнитных волн и свойствами дискретности, типичными для фотонов. Синтезом обоих свойств является представление, согласно которому энергия и импульсы сосредоточиваются в фотонах, а вероятность нахождения их в том или ином месте пространства – в волнах. Соответственно этому излучение характеризуется длиной волны (λ) или частотой колебаний ($\nu = c / \lambda$). Все виды электромагнитного излучения имеют одинаковую природу и различаются лишь длиной волны.

Количественное различие в длине электромагнитных волн приводит к тому, что общие стороны явлений для разных длин волн проявляются с различной отчетливостью. Так, квантовые (корпускулярные) свойства проявляются наиболее отчетливо в коротковолно-

вом излучении. Наоборот, характерные волновые свойства наиболее отчетливо наблюдаются у радиоволн.

Интенсивность излучения зависит от природы тела, его температуры, длины волны, состояния поверхности, а для газов – еще от толщины слоя и давления. Твердые и жидкие тела имеют значительные поглощательную и излучательную способности. Вследствие этого в процессах лучистого теплообмена участвуют лишь тонкие поверхностные слои: для непроводников тепла они составляют около 1 мм; для проводников тепла – 1 мкм. Поэтому в этих случаях тепловое излучение приближенно можно рассматривать как поверхностное явление. Полупрозрачные тела (плавленый кварц, стекло, оптическая керамика и др., газы и пары) характеризуются объемным характером излучения, в котором участвуют все частицы объема вещества. Излучение всех тел зависит от температуры. С увеличением температуры тела его энергия излучения увеличивается, так как увеличивается внутренняя энергия тела. При этом изменяется не только абсолютная величина этой энергии, но и спектральный состав. При увеличении температуры повышается интенсивность коротковолнового излучения и уменьшается интенсивность длинноволнового излучения. В процессах излучения зависимость от температуры значительно большая, чем в процессах теплопроводности и конвекции. Вследствие этого при высоких температурах основным видом переноса может быть тепловое излучение.

17.1 Виды лучистых потоков. Вектор излучения

Поверхностное (полусферическое) излучение. Тело излучает энергию в виде непрерывного (сплошного) или прерывистого спектра по длинам волн.

Энергия излучения, испускаемая произвольной поверхностью в единицу времени по всевозможным направлениям полупространства и соответствующая узкому интервалу длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, называется потоком монохроматического, спектрального или однородного излучения (Q_λ). Суммарное излучение с поверхности тела по всем длинам волн спектра называется интегральным или полным потоком излучения (Q).

Интегральный поток, испускаемый с единицы поверхности, носит название поверхностной плотности потока интегрального излучения:

$$E = \frac{dQ}{dF}, \quad (17.1)$$

где dQ – лучистый поток, испускаемый элементарной площадкой dF , Вт.

Лучистый поток со всей поверхности выразится интегралом

$$Q = \int_F E dF. \quad (17.2)$$

Если плотность потока интегрального излучения для всех элементов поверхности излучающего тела одинакова, то зависимость (17.2) переходит в соотношение

$$Q = EF. \quad (17.3)$$

Отношение плотности лучистого потока, испускаемого в бесконечном малом интервале длин волн, к величине этого интервала длин волн называется спектральной плотностью потока излучения:

$$E_\lambda = \frac{dE}{d\lambda}. \quad (17.4)$$

К очень важным понятиям теории излучения относится интенсивность (яркость) излучения.

Излучение, которое определяется природой данного тела и его температурой, называется собственным излучением (Q, F).

Обычно тело участвует в лучистом теплообмене с другими телами. Энергия излучения других тел, попадая на поверхность данного тела извне, частично поглощается, частично отражается, а часть ее проходит сквозь тело. Количество лучистой энергии, падающее на данное тело в поле излучения, обозначается через $Q_{\text{пад}}$, или $E_{\text{пад}}$. Часть падающей энергии излучения, поглощенной данным телом, на-

зывается потоком поглощенного излучения ($Q_{\text{погл}}, E_{\text{погл}}$). При поглощении лучистая энергия вновь превращается во внутреннюю энергию.

Плотность потока поглощающей лучистой энергии $E_{\text{погл}}$, Вт/м²:

$$E_{\text{погл}} = AE_{\text{пад}}. \quad (17.5)$$

Здесь A – интегральная поглощательная способность тела.

Тела, которые поглощают всю падающую на них энергию, называются абсолютно черными ($A=1$). Такое тело воспринимается зрением как черное тело; отсюда происходит название абсолютно черного тела. Если поверхность поглощает все лучи, кроме световых, она не кажется черной, хотя по лучистым свойствам она может быть близка к абсолютно черному телу, поскольку имеет высокую поглощательную способность (например, лед и снег $A = 0,95 \div 0,98$).

Тела, для которых спектральная поглощательная способность не зависит от длины волны, называются серыми телами. Для серых тел $A_{\lambda} = \text{const} \leq 1$, так как серые тела поглощают не всю падающую на них лучистую энергию. Часть падающей энергии будет отражаться или пропускаться (проходить) через массу этих тел.

Часть падающей энергии, которую поверхность данного тела отражает обратно окружающим его телам, носит название потока отраженного излучения. Плотность потока отраженного излучения $E_{\text{отр}}$, Вт/м², равна:

$$E_{\text{отр}} = RE_{\text{пад}}, \quad (17.6)$$

где R – интегральная отражательная способность тела. Если процессы отражения от поверхности подчиняются законам геометрической оптики и $R=1$, то поверхность тела называют зеркальной (блестящей); при идеально диффузном отражении ее называют абсолютно белой. При идеально диффузном (изотропном) отражении энергия отражается телом равномерно по всем направлениям независимо от направления падающего на поверхность излучения.

Часть падающей энергии излучения, проходящая сквозь тело, называется плотностью потока пропускаемого излучения $E_{\text{проп}}$, Вт/м²:

$$E_{\text{проп}} = DE_{\text{над}}, \quad (17.7)$$

где D – интегральная пропускательная способность тела. Тела, имеющие интегральную пропускательную способность, равную единице, называются прозрачными или диатермичными (тонкие слои сухого воздуха, слои одноатомных газов).

Тела, характеризующиеся величиной $0 \leq D \leq 1$, называют полупрозрачными (стекло, кварц, сапфир). Для многих твердых и жидких тел интегральная пропускательная способность принимается равной нулю, так как они практически являются непрозрачными.

Совместные процессы взаимного испускания, поглощения, отражения и пропускания энергии излучения в системах различных тел называются лучистым теплообменом, причем тела, входящие в данную излучающую систему, могут иметь одинаковую температуру.

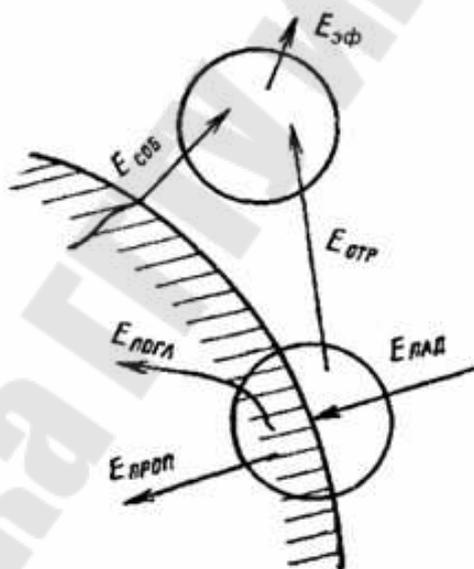


Рис. 17.1. Классификация потоков излучения

Для тела, участвующего в лучистом теплообмене с другими телами, согласно закону сохранения энергии можно составить следующие уравнения теплового баланса (рис. 17.1):

$$E_{\text{над}} = E_{\text{погл}} + E_{\text{отр}} + E_{\text{проп}}, \quad (17.8)$$

или $A + R + D = 1$, если зависимость (17.8) поделить на $E_{\text{пад}}$, и учесть предыдущие соотношения.

Суммарная величина плотностей потоков собственного и отраженного излучения, испускаемого поверхностью данного тела, называется плотностью эффективного излучения (рис. 17.1):

$$E_{\text{эф}} = E + E_{\text{отр}} = E + RE_{\text{пад}}. \quad (17.9)$$

Эффективное излучение зависит не только от физических свойств и температуры данного тела, но и от физических свойств и температуры окружающих его тел. Кроме того, оно зависит от формы, размеров и относительного расположения тел в пространстве.

ГЛАВА 18 МАССООБМЕН

В природе и технике многие процессы теплообмена сопровождаются переносом массы одного компонента относительно массы другого. Согласно У. Гиббсу компонентами называют вещества, наименьшее число которых достаточно для образования всех фаз, т.е. гомогенных частей данной системы.

Диффузией называют самопроизвольный процесс, стремящийся к установлению внутри фаз равновесного распределения концентраций. В однородной по температурам и давлениям смеси процесс диффузии направлен к выравниванию концентраций в системе; при этом происходит перенос вещества из области с большей в область с меньшей концентрацией.

Диффузия характеризуется потоком массы компонента, т.е. количеством вещества, проходящим в единицу времени через данную поверхность в направлении нормали к ней. Поток массы обозначим через J ; его единица измерения – килограмм в секунду.

Плотностью потока массы j называют поток массы, проходящей через единицу поверхности:

$$j = \frac{dJ}{dF}. \quad (18.1)$$

Отсюда
$$J = \int_F j dF$$

В однородной по температуре и давлению макроскопически неподвижной двухкомпонентной смеси плотность потока массы одного из компонентов за счет молекулярной диффузии определяется законом Фика:

$$j_{kdi} = -D \frac{\partial \rho_i}{\partial n}. \quad (18.2)$$

или

$$j_{kdi} = -\rho D \frac{\partial m_i}{\partial n}; \quad (18.3)$$

здесь ρ_i – местная концентрация данного вещества (компонента), равная отношению массы компонента к объему смеси, кг/м³; $m_i = \rho_i / \rho$ – относительная массовая концентрация i -го компонента; ρ – плотность смеси; D – коэффициент молекулярной диффузии одного компонента относительно другого, м²/с (обычно D кратко называют коэффициентом диффузии); n – направление нормали к поверхности одинаковой концентрации данного вещества; $\partial \rho_i / \partial n$, $\partial m_i / \partial n$ – градиенты концентрации (относительной концентрации); они всегда направлены в сторону возрастания концентрации.

Диффузию, описываемую законом Фика, называют *концентрационной диффузией*.

Как следует из кинетической теории газов, коэффициент диффузии возрастает с увеличением температуры и уменьшается с ростом давления. Коэффициент диффузии несколько зависит и от пропорций смеси; эта зависимость слаба, если концентрация рассматриваемого компонента мала; в технических расчетах этой зависимостью большей частью пренебрегают.

Если температура смеси переменна, то возникает так называемая *термическая диффузия* (эффект Соре). Из кинетической теории газов следует, что если массы молекул двух компонентов различны, то за счет термодиффузии более тяжелые молекулы большей частью стремятся перейти в холодные области; если же массы молекул одинаковы, то в холодные области стремятся перейти более крупные молекулы. При определенных условиях направление термодиффузии может изменяться. Например, в ионизированном газе более тяжелые молекулы (или ионы) будут стремиться перейти в более теплые области.

Термодиффузия приводит к образованию градиента концентрации. Этому препятствует процесс концентрационной диффузии, стремящейся выровнять состав. В результате с течением времени может установиться стационарное состояние, при котором уравновесятся противоположные влияния термодиффузии и концентрационной диффузии.

Следствием молекулярного диффузионного переноса тепла является так называемый *диффузионный термоэффект* (эффект Дюфо), представляющий собой возникновение разности температур в результате диффузионного перемещения двух газов, первоначально

имевших одинаковую температуру. Диффузионный термоэффект – явление, обратное термодиффузии.

Если в смеси имеет место градиент полного давления, то может возникнуть диффузия за счет неоднородности давления. Этот вид диффузии называют *бародиффузией*. При бародиффузии тяжелые молекулы стремятся перейти в область повышенного, а легкие – в область пониженного давления. Как и термодиффузия, бародиффузия сопровождается и обычным переносом массы, вызванным разностью концентрации. Диффузия от неоднородности давления происходит, например, в газе, вращающемся вокруг оси; в этом случае тяжелые молекулы стремятся перейти в области, наиболее удаленные от центра.

С учетом концентрационной диффузии, термодиффузии и бародиффузии плотность потока массы i -го компонента за счет молекулярного переноса описывается следующим уравнением:

$$\vec{j}_{\text{мд}i} = -\rho \left(D \nabla m_i + \frac{D_T}{T} \nabla t + \frac{D_\delta}{T} \nabla p \right), \quad (18.5)$$

здесь $D_T = k_T D$ – коэффициент термодиффузии, $\text{м}^2/\text{с}$; $D_\delta = k_\delta D$ – коэффициент бародиффузии, $\text{м}^2/\text{с}$; p – давление смеси.

Коэффициент $k_T = D_T / D$, называется термодиффузионным отношением, он безразмерен; $k_\delta = D_\delta / D$ – бародиффузионное отношение.

Таким образом, суммарный перенос массы какого-либо компонента путем молекулярной диффузии является следствием концентрационной диффузии, термической диффузии и бародиффузии.

ТЕМА 19 ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

19.1 Классификация теплообменных аппаратов

Теплообменники – это устройства, в которых теплота переходит от одной среды к другой.

По принципу действия теплообменные аппараты могут быть разделены на рекуперативные, регенеративные и смешительные. Выделяются еще теплообменные устройства, в которых нагрев или охлаждение теплоносителя осуществляется за счет внутренних источников тепла.

Рекуперативные теплообменные аппараты представляют собой устройства, в которых две жидкости с различными температурами текут в пространстве, разделенном твердой стенкой. Теплообмен происходит за счет конвекции и теплопроводности стенки, а если хоть одна из жидкостей является излучающим газом, то и за счет теплового излучения. Примером таких аппаратов являются парогенераторы, подогреватели, конденсаторы, выпарные аппараты и др.

Регенераторы – такие теплообменные аппараты, в которых одна и та же поверхность нагрева через определенные промежутки времени омывается то горячей, то холодной жидкостью. Сначала поверхность регенератора отбирает теплоту от горячей жидкости и нагревается, затем поверхность регенератора отдает энергию холодной жидкости. Таким образом, в регенераторах теплообмен всегда происходит в нестационарных условиях, тогда как рекуперативные теплообменные аппараты большей частью работают в стационарном режиме. Типичным примером регенеративных аппаратов являются воздухоподогреватели мартеновских и доменных печей.

Так как в регенеративных и рекуперативных аппаратах процесс передачи теплоты неизбежно связан с поверхностью твердого тела, то их еще называют *поверхностными*.

В *смесительных* аппаратах теплопередача осуществляется при непосредственном контакте и смешении горячей и холодной жидкостей. Типичным примером таких теплообменников являются градирни тепловых электрических станций. В градирнях вода охлаждается атмосферным воздухом. Воздух непосредственно соприкасается с водой и перемешивается с паром, возникающим из-за частичного испарения воды. В этом процессе объединяются тепло- и массообмен.

В теплообменниках с внутренними источниками энергии применяются не два, как обычно, а один теплоноситель, который отводит теплоту, выделенную в самом аппарате. Примером таких аппаратов могут служить ядерные реакторы, электронагреватели и другие устройства.

19.2. Основные положения и уравнения теплового расчета

Тепловые расчеты теплообменных аппаратов могут быть проектными и поверочными.

Проектные (конструктивные) тепловые расчеты выполняются при проектировании новых аппаратов, целью расчета является определение поверхности теплообмена.

Поверочные тепловые расчеты выполняются в случае, если известна поверхность нагрева теплообменного аппарата и требуется определить количество переданного тепла и конечные температуры рабочих жидкостей. Тепловой расчет теплообменных аппаратов сводится к совместному решению уравнений теплового баланса и теплопередачи. Эти два уравнения лежат в основе любого теплового расчета.

Уравнения теплового баланса и теплопередачи, будучи едиными по существу, различны в деталях в зависимости от типа рассматриваемого теплообменника (рекуперативный, регенеративный или смешительный). Ниже названные уравнения приводятся для рекуперативных теплообменников.

Уравнение теплового баланса. Изменение энтальпии теплоносителя вследствие теплообмена определяется соотношением

$$dQ = Gdh, \quad (19.1)$$

где G – расход массы, кг/с; h – удельная энтальпия, Дж/кг; dQ – измеряется в Дж/с или Вт.

Если теплота первичного (горячего) теплоносителя воспринимается вторичным (холодным), то уравнение теплового баланса без учета потерь теплоты запишется как

$$dQ = -G_1 dh_1 = G_2 dh_2, \quad (19.2)$$

или для конечного изменения энтальпии

$$Q = G_1(h'_{1} - h''_{1}) = G_2(h''_{2} - h'_{2}); \quad (19.3)$$

здесь и в дальнейшем индекс «1» означает, что данная величина отнесена к горячей жидкости, а индекс «2» – к холодной. Обозначение (') соответствует данной величине на входе в теплообменник, (") – на выходе.

Полагая, что $c_p = const$ и $dh = c_p dt$, предыдущие уравнения можно записать так:

$$dQ = Gc_p dt; \quad (19.4)$$

$$Q = Gc_p (t'' - t'); \quad (19.5)$$

$$Q = G_1c_{p1}(t'_1 - t''_1) = G_2c_{p2}(t''_2 - t'_2). \quad (19.6)$$

Уравнение теплопередачи служит чаще всего для определения поверхности теплообмена и записывается как

$$Q = k(t_1 - t_2)F, \quad (19.7)$$

где k – коэффициент теплопередачи; t_1 и t_2 – соответственно температуры первичного и вторичного теплоносителей; F – величина поверхности теплопередачи; Q измеряется в ваттах.

При конструктивном расчете теплообменных устройств тепловая производительность Q , Вт, задается; требуется определить величину поверхности теплообмена F . Последняя найдется из уравнения (17.7)

$$F = \frac{Q}{k \Delta t}. \quad (19.8)$$

Для плоской стенки коэффициент теплопередачи, измеряемый в Вт/(м²·К), находится из уравнения

$$\bar{k} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{i=n} \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (19.9)$$

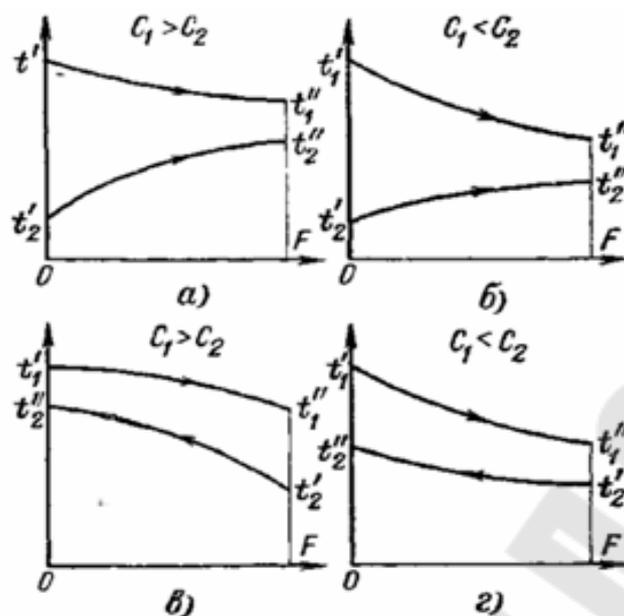


Рис. 19.1. Характер изменения температуры теплоносителей при прямотоке и противотоке

При рассмотрении характера изменения температур теплоносителей вдоль поверхности теплообмена могут быть случаи, когда изменяются монотонно температуры обоих теплоносителей (в частности, температура одного теплоносителя может оставаться постоянной). Могут встречаться случаи, когда температура одного теплоносителя изменяется монотонно, а другого – ступенчато, что бывает, например, в кипящих экономайзерах парогенераторов. Температура горячих газов изменяется непрерывно, а температура подогреваемой воды в зоне подгрева монотонно повышается, а в зоне кипения практически остается постоянной.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ

Задача № 1

В баллоне емкостью V , m^3 находится воздух при давлении p_1 , МПа и температуре t_1 , °С. 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 , °С	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
Величины	Предпоследняя цифра шифра									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
V , m^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
Величины	Предпоследняя цифра шифра									
	500	450	550	430	520	490	550	470	490	510
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_{II} , кг/ч с энтальпией $h_{II} = 3250$ 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_{II} , кг/ч	15	20	25	30	35	30	20	30	25	15
	Предпоследняя цифра шифра									
H_I , 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 δ_1 и теплопроводностью λ_1 выполнена из шамотного кирпича с коэффициентом теплопроводности λ_2 толщиной δ_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 теплово-

го потока через данную двухслойную стенку q , а коэффициенты теплоотдачи от газов к стенке котла и от обмуровки к окружающему воздуху соответственно равны α_1 и α_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										
$t_1, ^\circ\text{C}$	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 $\lambda_{\text{ст}}$ 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 $t_{\text{ст1}}$. 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
$\Delta t_{ж}$, °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
$t_{ж}$, °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 температуры нагреваемого теплоносителя в аппарате Δt_2 . Массовый рас-

ход 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
Δt_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/(м³·К) и молярную c_{μ} (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 δq к изменению температуры dT :

$$c = \frac{dq}{dT}. \quad (1.1)$$

Схема и описание лабораторной установки

Объектом исследования в данной работе выступает электрический воздушонагреватель, 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.

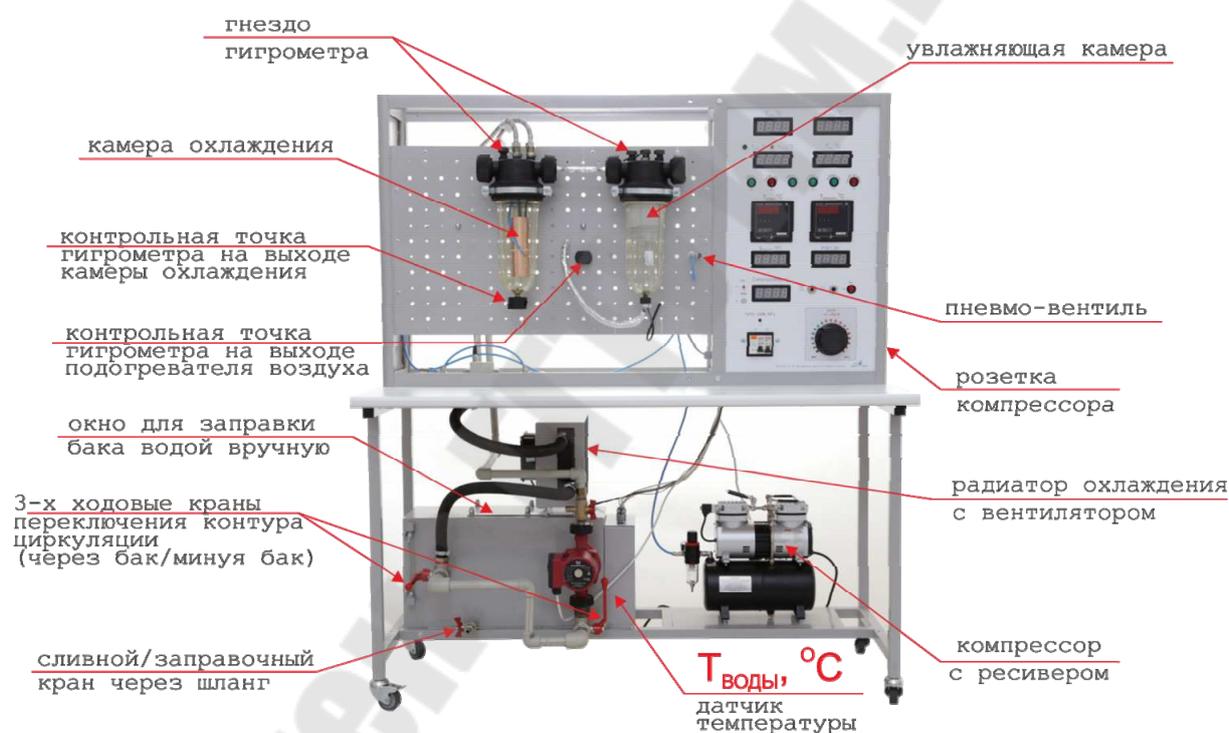


Рис. 1.1. Общий вид стенда по исследованию процессов во влажном воздухе

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°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 1.1

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	$\rho_{\text{ср}}$, кг/м ³	G_m , кг/с	$C^{\text{эксп.}}$, Дж/(кг·К)	$C^{\text{табл.}}$, Дж/(кг·К)	δ , %
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:

$$t = (t' + t'') / 2, \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (1.2)$$

2. По таблице П.1.1 приложения 1 найти соответствующую температуру $t_{\text{ср}}$ среднюю плотность воздуха $\rho_{\text{ср}}$, кг/м³.

3. Определить массовый расход воздуха через воздухонагреватель:

$$G_m = G_v \rho_{\text{ср}} 10^{-3}, \text{ кг/с}, \quad (1.3)$$

где G_v – объемный расход воздуха, л/с.

4. Найти опытное значение изобарной теплоемкости воздуха:

$$C^{\text{эксп.}} = \frac{N}{G_m (t'' - t')}, \text{ Дж/(кг·К)}. \quad (1.4)$$

5. По таблице П.1.2 приложения 1 определить табличное значение удельной изобарной массовой теплоемкости $C^{\text{табл.}}$, отвечающее температуре $t_{\text{ср}}$.

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).

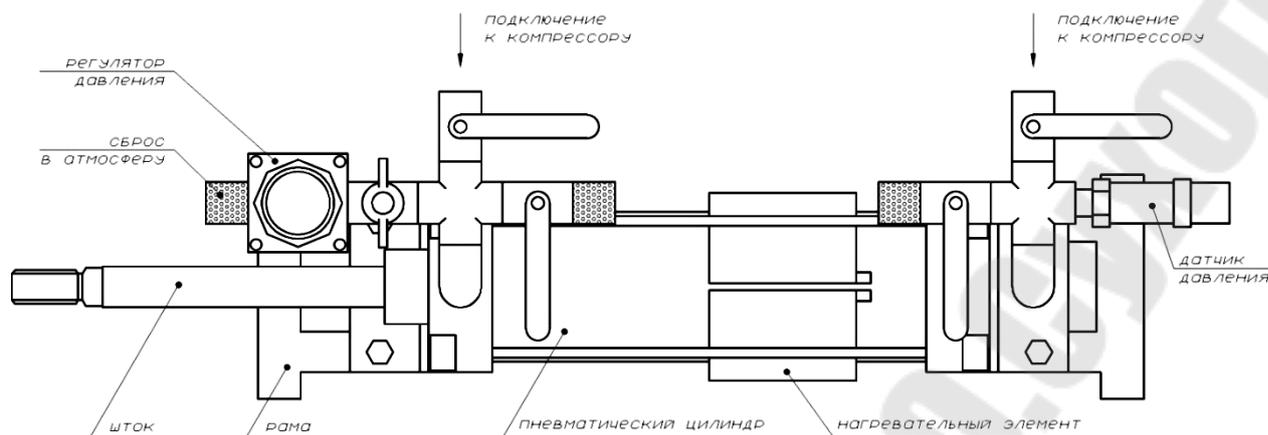


Рис. 2.1 – Навесное устройство

Таблица 2.1

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	$^{\circ}\text{C}$	100
Начальный объем бесштоковой полости**, V_0	м^3	$6,9 \cdot 10^{-5}$

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 .

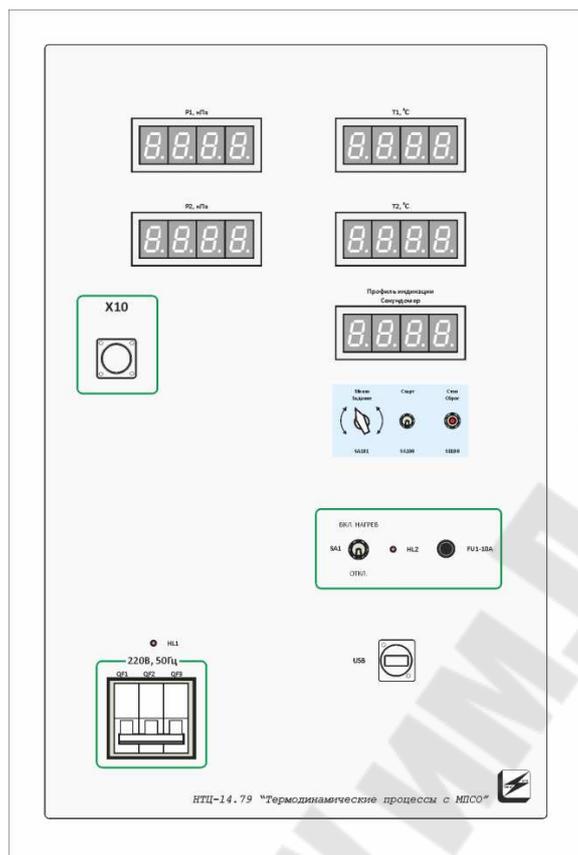


Рис. 2.2 – Панель стенда

Порядок выполнения работы

Часть 1 – Изотермический 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. Закрывать 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. Закрывать 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. Закрывать 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. Закрывать 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. Закрывать краны В2, В4.

9. Открыть кран В1. Установить в полости цилиндра требуемое давление (0...0,5 МПа).

10. Закрыть 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. Закрыть 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 нагреве 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. Закрывать 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 ³	P , Па	T , К	-
1							
2							
3							

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	-
1						
2						
3						
...						

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 ³	T , К	-
1					
2					
3					
4					
5					
...					

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

Параметр		N	1	2	3
ИЗМЕРЕНО	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 ³			
	конечный объем	V_2 , м ³			
	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

$$l_T = l_{41} + l_{12} + l_{23} = n l_{12341} \quad (3.1)$$

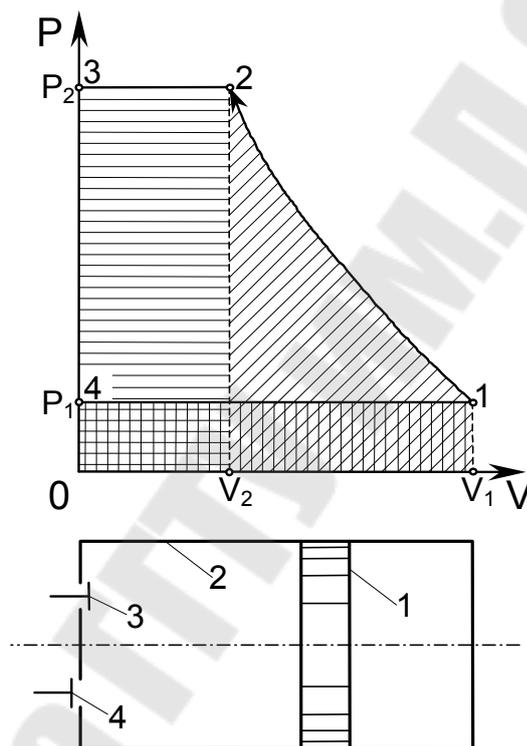


Рис. 3.1 Поршневой компрессор

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, м³

$$V_h = \pi d^2 S / 4. \quad (3.2)$$

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 мм² и рабочего объема цилиндра V_h в мм³ 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.

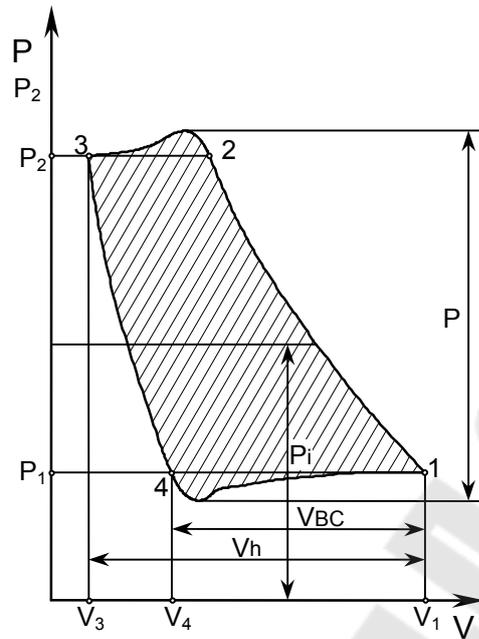


Рис. 3.2 Реальные процессы в одноступенчатом компрессоре

Схема и описание установки

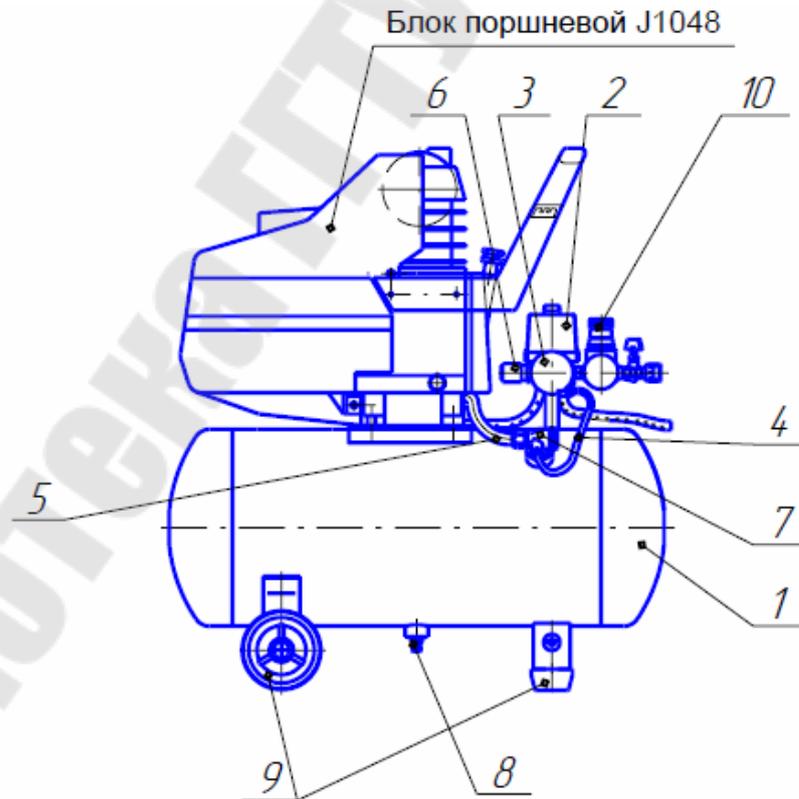


Рис. 3.3 Схема компрессорной установки

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 останова 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 6.1 Диаметр поршня 10см, 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 ³ /час)	250(15)	
Давление сжатого воздуха, МПа, (кг/см ²)	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 cosφ.
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	B	мм.рт.ст.		Барометр
2	Температура окружающего воздуха	t_1	°C		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	τ	с		Секундомер
6	Сила тока	I	A		Токовые клещи
7	Напряжение	U	B		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

№ п/п	Характеристика	Формула	Величина	Размерность
3	Начальный приведенный объем воздуха в ресивере	$V_{\text{нач}} = P_{a_{\text{нач}}} \cdot V_p / P_1$		м^3
4	Абсолютное конечное давление воздуха в ресивере	$P_{a_{\text{кон}}} = P_{\text{кон}} + B / 7500$		МПа
5	Конечный приведенный объем воздуха в ресивере	$V_{\text{кон}} = P_{a_{\text{кон}}} \cdot V_p / P_1$		м^3
6	Производительность компрессора	$V = (V_{\text{кон}} - V_{\text{нач}}) / \tau$		$\text{м}^3/\text{с}$
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	$\eta_{\text{из}} = P_1 \cdot V \ln \varepsilon / (N_e \cdot \eta_m)$		

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 (дрессельный) 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.

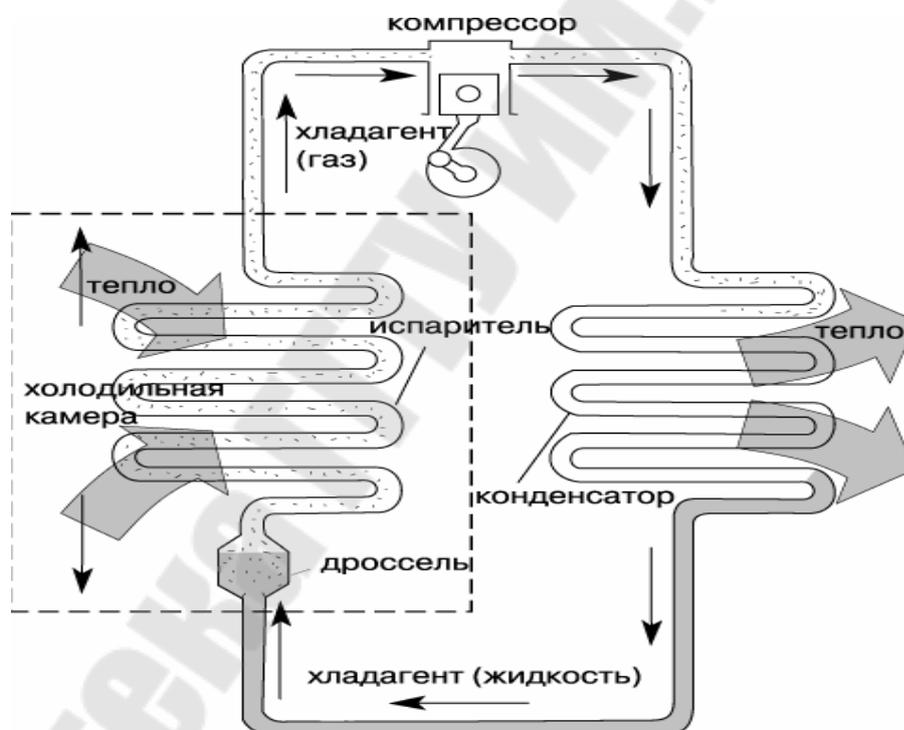


Рис. 4.1 – Схема парокомпрессионной холодильной машины

Схема установки

Лабораторная установка представляет собой сплит-систему, схема которой изображена на рис. 4.2.

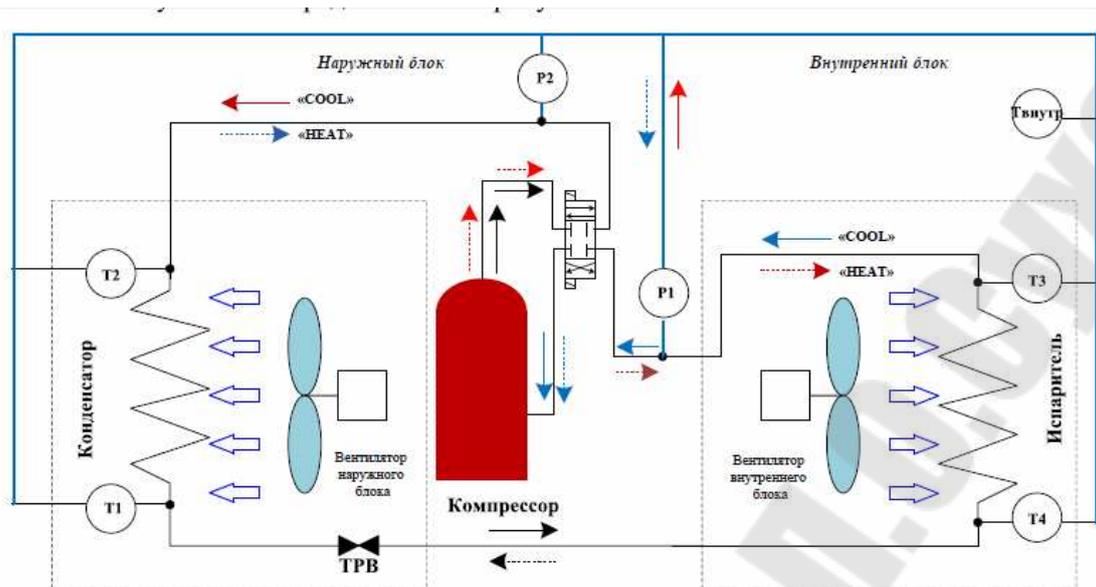


Рис. 4.2 – Схема лабораторной установки
Порядок выполнения работы

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

$T_{\text{внутр}}, ^\circ\text{C}$	$T_{\text{нар}}, ^\circ\text{C}$	$T_1, ^\circ\text{C}$	$T_2, ^\circ\text{C}$	$T_3, ^\circ\text{C}$	$T_4, ^\circ\text{C}$	$P_1, \text{МПа}$	$P_2, \text{МПа}$	$N_{\text{к}}, \text{кВт}$	$\omega, \text{м/с}$

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

$$l_{\text{к}} = h_2 - h_1. \quad (4.2)$$

5. Холодильный коэффициент

$$\varepsilon = \frac{q_0}{l_{\text{к}}}. \quad (4.3)$$

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

$$G = \frac{Q_{и}}{q_0}. \quad (4.5)$$

8. Объемная подача компрессора, м³/с

$$V_{к} = G \cdot v_1. \quad (4.6)$$

где v_1 - удельный объем хладагента в точке 1.

9. Мощность компрессора в идеальном изоэнтропном процессе, кВт:

$$N_{к} = G \cdot l_{к}. \quad (4.7)$$

10. Эксергетический КПД установки

$$\eta_e = \varepsilon \frac{T_0 - T_{и}^{cp}}{T_0}. \quad (4.8)$$

где $T_{и}^{cp}$ - средняя температура воздуха в испарителе, °С.

Контрольные вопросы

1. Принципиальная схема парокompрессионной 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?

Лабораторная работа № 5 ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ МЕТОДОМ ПЛАСТИНЫ

Цель работы: изучение явления теплопроводности и методики определения ее параметров в стационарном режиме для твердых тел, измерение коэффициента теплопроводности заданного образца, определение его температурной зависимости.

Теоретическая часть

Теплообмен – учение о самопроизвольных необратимых процессах распространения теплоты в пространстве. Под процессом распространения теплоты понимается обмен внутренней энергией между отдельными элементами, областями рассматриваемой среды.

Перенос теплоты осуществляется тремя основными способами: теплопроводностью, конвекцией и тепловым излучением.

Теплопроводность представляет собой молекулярный перенос теплоты в телах (или между ними), обусловленный переменной температурой в рассматриваемом пространстве.

Конвекция возможна только в текучей среде. Под конвекцией теплоты понимают процесс ее переноса при перемещении объемов жидкости или газа (текучей среды) в пространстве из области с одной температурой в область с другой.

Тепловое излучение – процесс распространения теплоты с помощью электромагнитных волн, обусловленный только температурой и оптическими свойствами излучающего тела; при этом внутренняя энергия тела (среды) переходит в энергию излучения. Процесс превращения внутренней энергии вещества в энергию излучения, переноса излучения и его поглощения веществом называется теплообменом излучением.

В природе и технике элементарные процессы распространения теплоты – теплопроводность, конвекция и тепловое излучение – очень часто происходят совместно. Теплопроводность в чистом виде большей частью имеет место лишь в твердых телах.

Конвекция теплоты всегда сопровождается теплопроводностью. Совместный процесс переноса теплоты конвекцией и теплопроводностью называется конвективным теплообменом. В инженерных расчетах часто определяют конвективный теплообмен между потоками жидкости или газа и поверхностью твердого тела; этот процесс конвективного теплообмена называют конвективной теплоотдачей или теплоотдачей.

Объектом изучения в данной работе является теплопроводность, механизм которой заключается в обмене энергией между микрочастицами в сплошной среде. В металлах перенос теплоты осуществляется путем движения (диффузии) свободных электронов и в незначительной степени за счет упругих колебаний кристаллической решетки. В жидкостях и в твердых телах, являющихся диэлектриками, теплопроводность осуществляется путем непосредственной передачи теплового движения молекул и атомов соседним частицам вещества. В газах перенос теплоты теплопроводностью происходит вследствие обмена энергией при соударении молекул, имеющих различную скорость теплового движения (путем диффузии молекул и атомов). В любом из этих случаев необходимым условием для возникновения теплопроводности является наличие отличной от нуля разности температур между телами или различными точками сплошной среды.

Процесс теплопроводности, как и другие виды теплообмена, может иметь место только при условии, что в различных точках тела (или системы тел) температура неодинакова. В общем случае процесс передачи теплоты теплопроводностью в твердом теле сопровождается изменением температуры как в пространстве, так и во времени.

Аналитическое исследование теплопроводности сводится к изучению пространственно-временного изменения температуры, т. е. к нахождению уравнения:

$$t = f(x, y, z, \tau). \quad (5.1)$$

Уравнение (5.1) представляет математическое выражение температурного поля. Таким образом, температурное поле есть совокуп-

ность значений температуры во всех точках изучаемого пространства для каждого момента времени.

Различают стационарное и нестационарные температурные поля. Когда температура изменяется с течением времени и от одной точки к другой, тогда наблюдается неустановившийся тепловой режим с нестационарным температурным полем. Если тепловой режим является установившимся, то температура в каждой точке поля с течением времени остается неизменной и такое температурное поле называется стационарным.

Если соединить точки тела, имеющие одинаковую температуру, получим поверхность равных температур, называемую изотермической. Так как одна и та же точка тела не может одновременно иметь различные температуры, то изотермические поверхности не пересекаются. Они либо оканчиваются на поверхности тела, либо целиком располагаются внутри самого тела.

Пересечение изотермических поверхностей плоскостью дает на этой плоскости семейство изотерм. Они обладают теми же свойствами, что и изотермические поверхности, т. е. не пересекаются, не обрываются внутри тела, оканчиваются на поверхности, либо целиком располагаются внутри самого тела. На рис. 5.1 приведены изотермы, температуры которых отличаются на Δ .

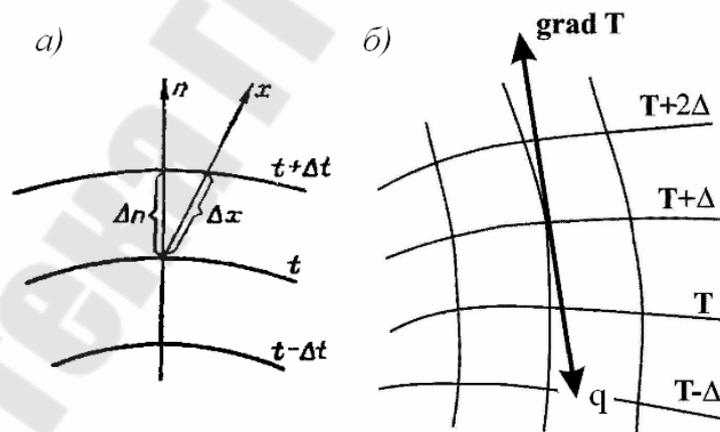


Рис. 5.1. Изотермы (а) и направления векторов градиента температуры и плотности теплового потока (б)

Наибольший перепад температуры на единицу длины происходит в направлении нормали к изотермической поверхности. Возрастание температуры в направлении нормали к изотермической поверхно-

сти характеризуется градиентом температуры. Градиент температуры есть вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры и численно равный производной от температуры по этому направлению, т. е.

$$\text{grad}t = \vec{n}_0 \cdot \frac{\partial t}{\partial n}, \quad (5.2)$$

где \vec{n}_0 – единичный вектор, нормальный к изотермической поверхности и направленный в сторону возрастания температуры; $\frac{\partial t}{\partial n}$ – производная температура по нормали n , величина $\frac{\partial t}{\partial n}$ в направлении убывания температуры отрицательна.

Явление теплопроводности в стационарном режиме описывается законом Фурье, который устанавливает, что количество теплоты dQ_τ , Дж, проходящее через элемент изотермической поверхности dF , м^2 за промежуток времени $d\tau$, с пропорционально температурному градиенту $\frac{\partial t}{\partial n}$:

$$dQ_\tau = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n} \cdot dF \cdot d\tau. \quad (5.3)$$

Знак минус показывает, что вектора теплового потока (плотности теплового потока) и градиента температуры направлены в противоположные стороны. Вектор градиента температуры направлен в сторону увеличения температуры, а перенос теплоты происходит в направлении ее уменьшения.

Опытным путем установлено, что коэффициент пропорциональности в уравнении (5.3) есть физический параметр вещества. Он характеризует способность вещества проводить теплоту и называется коэффициентом теплопроводности λ , Вт/м·К. В общем случае коэффициент теплопроводности зависит от температуры, давления и рода вещества.

Введем понятия теплового потока ($Q = Q_\tau/\tau$) и плотности теплового потока ($q = Q/S$). Ограничимся одномерным случаем, когда

температура изменяется вдоль только одной координаты, например x . Тогда $\text{grad}T = \partial T/\partial x$ и закон Фурье примет вид:

$$q = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x},$$

(5.4)

Уравнение (5.4) содержит два параметра, поддающиеся непосредственному измерению различными способами: q и $\partial T/\partial x$. Это позволяет определить и значение λ для конкретных образцов и веществ:

$$\lambda = q / \frac{\partial T}{\partial x}.$$

(5.5)

Уравнение (5.5) явилось основой для разработки метода определения коэффициента теплопроводности, который называется методом бесконечной тонкой пластины (или просто методом пластины). Его сущность заключается в следующем. Опытный образец выполняется в виде пластины, толщина которой много меньше образующих ее сторон (или диаметра в случае диска). К одной из поверхностей образца от нагревателя подводится некоторое количество теплоты, а с противоположной стороны тепло отводится к холодильнику. Нагреватель и холодильник должны быть отрегулированы так, что бы обе поверхности образца находились при неизменяющихся во времени температурах. Это обеспечивает стационарность процессу теплопередачи. Значительные линейные размеры образца обеспечивают: а) однородность температурного поля на плоских основаниях образца в областях, близких к центру симметрии; б) возможность пренебрежения тепловыми потерями через боковые поверхности образца.

Поскольку пластина является тонкой, то вдали от ее краев температурный градиент между поверхностями может рассматриваться как линейная функция (рис. 5.2).

Тогда: $\partial T/\partial x = (T_1 - T_2)/H$, где T_1, T_2 – температуры на плоских основаниях образца в градусах Цельсия; H – толщина пластины.

Таким образом, получаем:

$$\lambda = q \cdot H / (T_1 - T_2). \quad (5.6)$$

Описание экспериментальной установки

Эксперимент проводится на лабораторном стенде с использованием модуля, изображенного на рис. 5.3. Модуль содержит массивный текстолитовый диск 5, выполняющий роль теплоизолятора, в котором имеется цилиндрическая глухая полость.

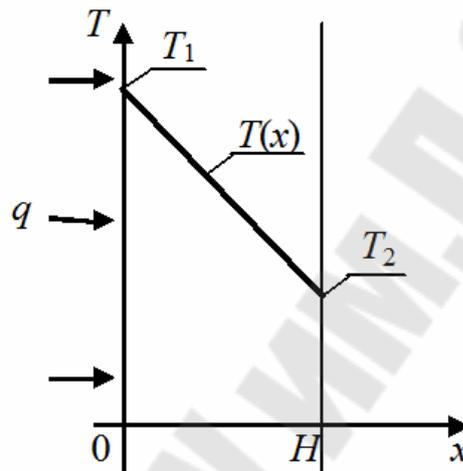


Рис. 5.2. Изменение температуры по толщине образца

В ней размещен электронагреватель 4, залитый металлом с высокой теплопроводностью, что обеспечивает создание равномерного температурного поля. Между нагревателем и водяным холодильником 1 расположено теплоизоляционное кольцо 3, которое применяется при исследовании теплопроводности сыпучих материалов. При изучении теплопроводности твердых тел кольцо удаляется, а на его место устанавливается изучаемый образец в форме диска. Тепловой поток, прошедший через диск, отводится водой холодного контура.

Вся система находится на опорной раме 7, позволяющей разъединять нагреватель и холодильник вращением барашка 8, а также зажимать опытный образец между ними, чтобы свести к минимуму контактное тепловое сопротивление.

Регулирование теплового потока электронагревателя происходит ступенчато. Для измерения температуры поверхности t_1 и t_2 опытного текстолитового диска использованы датчики 6 и 9, которые установлены на наружной поверхности нагревателя и холодильника, а

плотность теплового потока q фиксируется показывающим прибором по сигналу датчика теплового потока 10 , установленного в середине заподлицо с наружной поверхностью холодильника.

Датчик теплового потока представляет собой гальваническую термобатарею из нескольких сот последовательно соединенных термопар, сложенных бифилярно в спираль и залитую эпоксидным компаундом с различными добавками. Датчик имеет два вывода (по одному от каждого конца чувствительного элемента). Работа датчика основана на принципе «дополнительной стенки».

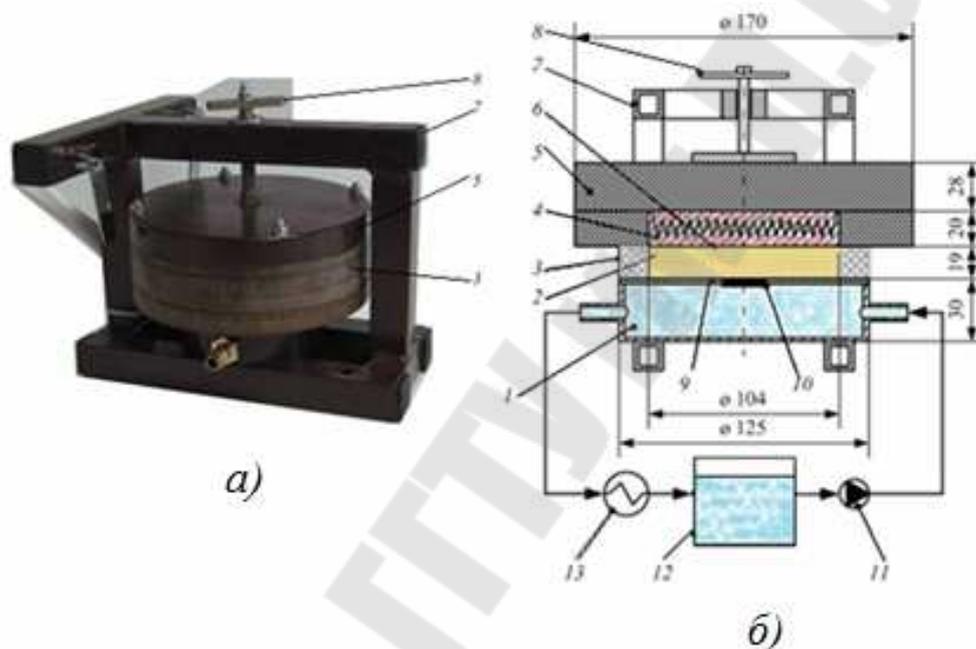


Рис. 5.3 – Модуль для определения теплоемкости методом пластины (а), функциональная схема модуля (б):

- 1 – водяной охладитель; 2 – исследуемый материал;
- 3 – теплоизоляционное кольцо; 4 – электронагреватель;
- 5 – текстолитовый диск; 6, 9 – датчики температуры;
- 7 – опорная рама; 8 – барашек; 10 – датчик плотности теплового потока; 11 – насос; 12 – бак холодной воды; 13 – воздушный охладитель контура холодной воды.

Датчик закрепляется на теплообменной поверхности исследуемого объекта, образуя дополнительную стенку. Тепловой поток, проходящий через датчик, создает в нем градиент температур и соответствующий термоэлектрический сигнал. Величина плотности теплового потока пропорциональна этому сигналу, что позволяет соответственно проградуировать прибор, измеряющий термоЭДС.

Порядок выполнения измерений

Установить исследуемый образец (круг из текстолита) внутрь установки и с помощью винтового механизма слегка зажать его между нагревателем и датчиком теплового потока. **ВНИМАНИЕ!** Не прилагать усилий при сжатии, чтобы не повредить датчик плотности теплового потока.

1. Убедиться в том, что переключатели установлены в положения: SA1 - «выкл», SA2 (Насос-1) - «выкл», SA3 - «центральное положение» SA4 (Насос-2) - «выкл», SA5 - «выкл», SA6 - «выкл», SA14 - min, SA15 - min, SA16 - min.

2. Включить автоматические выключатели QF1 и QF2 на панели стенда. Установить профиль индикации «L 1».

3. Максимально открыть вентиль синего цвета на трубопроводе. Включить клавишный выключатель SA2 (Насос-1). Это приведет в работу циркуляционный насос охлаждающей воды. Установить вентилем расход $g_1=0,015-0,020$ л/с.

4. Переключателями SA14 и SA15 установить мощность электронагревателя по заданию преподавателя.

5. Дождаться наступления стационарного режима теплопередачи (значения температур и плотности теплового потока перестанут изменяться) и зафиксировать показания приборов.

6. Повторить измерения при других значениях мощности электронагревателя (по указанию преподавателя).

Обработка результатов измерений

Поскольку противоположные основания пластины находятся при разных температурах, примем за температуру пластины их среднее значение:

$$T_{пл} = 0,5 \cdot (T_1 + T_2),$$

$$(5.7)$$

Результаты измерений и расчетов по формулам (5.6) и (5.7), а также расчета точности косвенных измерений $\Delta\lambda$ заносятся в таблицу 5.1. В заключение проводится сравнение опытных результатов с литературными данными и объясняются причины полученных расхождений.

Таблица 5.1

Значения измеренных величин

Параметры	$H_{ср}$	T_1	T_2	q	$T_{пл}$	$\lambda_{эксп}$	$\Delta\lambda$	$\lambda_{табл}$
Единица измерения	м	°С	°С	Вт/м ²	°С	Вт/(м·°С)	%	Вт/(м·°С)
1								
2								
3								

Контрольные вопросы

1. Дать определение понятий: теплообмен, конвективный теплообмен, конвективная теплоотдача.
2. Способы передачи теплоты, их особенности.
3. Механизм передачи тепла теплопроводностью в металлах, диэлектриках, в жидкостях и газах.
4. Закон Фурье, объяснить знак «минус» в математическом описании закона.
5. Дать определение понятий: стационарное/нестационарное температурное поле, градиент температуры, коэффициент теплопроводности, плотность теплового потока, изотермическая поверхность.

6. Как зависит коэффициент теплопроводности металлов, твердых, жидких и газообразных сред от давления, температуры и структуры?
7. Сущность метода тонкой пластины при определении коэффициента теплопроводности.
8. Функциональная схема опытной установки.

Лабораторная работа № 6
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ
ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ ВОЗДУХА ОКОЛО
ГОРИЗОНТАЛЬНОГО И ВЕРТИКАЛЬНОГО ЦИЛИНДРОВ

Цель работы: экспериментальное определение коэффициента теплоотдачи горизонтального и вертикального гладкого цилиндра при свободной конвекции воздуха в неограниченном пространстве.

Теоретическая часть

Понятие конвективного теплообмена охватывает процесс теплообмена при движении жидкости или газа. При этом перенос теплоты осуществляется одновременно конвекцией и теплопроводностью.

Конвективный теплообмен осуществляется вследствие переноса теплоты движущимися потоками газа или жидкости.

При свободной конвекции движения среды вызывается подъемными силами, возникающими в результате действия температур.

При вынужденной конвекции движения среды возникает под действием внешних сил.

Конвективный теплообмен между потоком теплоносителя и поверхностью описывается формулой Ньютона-Рихмана.

$$Q_k = \alpha \cdot (t_n - t_{cp}) \cdot F, \quad (6.1)$$

где Q_k – поток тепла, Вт; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² °С); t_n , t_{cp} – температура поверхности и движущейся среды, соответственно, °С; F – площадь теплоотдающей поверхности, м²;

Численное значение коэффициента теплоотдачи α , Вт/(м²·°С) равно тепловому потоку, отданному (или воспринятому) 1 м² поверхности теплообмена при разности температур между поверхностью

твердого тела и жидкостью в один градус. Коэффициент теплоотдачи представляет собой сложную функцию большого числа переменных величин, обуславливающих процесс конвективного переноса тепла, и зависит от температуры, условий движения среды (ламинарное, турбулентное), рода и свойств жидкости, теплоемкости и т. д. Поэтому в большинстве случаев на практике применяют экспериментальное определение коэффициента теплоотдачи методами теплового моделирования или рассчитывают с помощью критериальных уравнений.

Критериальное уравнение для свободной конвекции имеет вид:

$$Nu = c \cdot (Gr \cdot Pr)^n, \quad (6.2)$$

Критериальное уравнение для вынужденной конвекции имеет вид:

$$Nu = A \cdot Re^m \cdot Pr^k, \quad (6.3)$$

где c , A , n , m , k – коэффициенты и показатели степени, определенные экспериментально.

Критерий Грасгофа (критерий подъёмной силы) характеризует подъёмную силу, возникающую в жидкости вследствие разности плотностей, а также кинематическое подобие при свободном движении жидкости.

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta t \cdot l^3}{\nu^2}, \quad (6.4)$$

где g – ускорение свободного падения, m/s^2 ; $\beta = 1/T$ – коэффициент линейного расширения, $1/K$; $\Delta t = t_{\text{н}} - t_{\text{с}}$ – температурный напор, $^{\circ}C$; l – определяющий размер (диаметр в случае горизонтальной трубы, длина в случае вертикальной трубы), m ; ν – кинематическая вязкость, m^2/s .

Критерий Рейнольдса (критерий режима движения) характеризует соотношение сил инерции и вязкости и определяет гидродинамический режим движения.

$$Re = \frac{\omega \cdot l}{\nu}, \quad (6.5)$$

где ω – скорость среды, м/с.

Критерий Прандтля (критерий физических свойств жидкости) характеризует физические свойства жидкости и способность распространения тепла в жидкости.

$$Pr = \frac{\nu}{a}, \quad (6.6)$$

где a – коэффициент температуропроводности, м²/с.

Критерий Нуссельта (критерий теплоотдачи) характеризует отношение между интенсивностью теплоотдачи и температурным полем в пограничном слое потока.

$$Nu = \frac{\alpha_k \cdot l}{\lambda}, \quad (6.7)$$

где λ – коэффициент теплопроводности среды, Вт/(м·°С).

Критериальные уравнения с числовыми значениями коэффициентов показателей степени для различных задач можно найти в справочниках. Для примера проведем критериальные уравнения теплоотдачи при следующих условиях:

1. При поперечном обтекании одиночной трубы потоком газа при $10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$:

$$Nu = 0,25 \cdot Re^{0,6} \cdot Pr^{0,38}. \quad (6.8)$$

2. При продольном обтекании трубы $Re > 5 \cdot 10^5$:

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4}. \quad (6.9)$$

3. Теплоотдача труб при свободной конвекции при значениях $10^3 < Gr \cdot Pr < 10^8$:

$$Nu = 0,5(Gr \cdot Pr)^{0,25}. \quad (6.10)$$

4. Теплоотдача вертикальных поверхностей (пластины, трубы) при $10^3 < Gr \cdot Pr < 10^9$:

$$Nu = 0,75(Gr \cdot Pr)^{0,25}. \quad (6.11)$$

Все значения физических свойств среды, используемые при расчете критериев зависят от температуры и выбираются из таблицы при средней температуре воздуха и поверхности.

В общем тепловой поток Q складывается из теплового потока Q_k , передаваемого конвекцией, и теплового потока $Q_{\text{л}}$, передаваемого излучением:

$$Q = Q_k + Q_{\text{л}}. \quad (6.12)$$

Для определения коэффициента теплоотдачи конвекцией необходимо из общего теплового потока Q исключить тепловой поток излучением, величина которого вычисляется по уравнению Стефана-Больцмана, Вт:

$$Q_{\text{л}} = \varepsilon \cdot c_0 \cdot \left[\left(\frac{T_{\text{п}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{с}}}{100} \right)^4 \right] \cdot F, \quad (6.13)$$

где ε – степень черноты теплоотдающей поверхности; $c_0 = 5,67$ Вт/(м²·К⁴) – коэффициент излучения абсолютно черного тела; $T_{\text{п}} = 273,15 + t_{\text{п}}$, $T_{\text{с}} = 273,15 + t_{\text{с}}$ – абсолютная температура поверхности и движущейся среды, К.

Количество теплоты отводимой конвекцией Q_k , Вт определяется из выражения:

$$Q_k = Q - Q_{\text{л}}, \quad (6.14)$$

где Q – подводимая мощность, Вт.

Для жидкостей $Q_{\text{л}} = 0$.

Коэффициент теплоотдачи конвекцией, Вт/(м²·°С):

$$\alpha_k = \frac{Q_k}{F \cdot (t_n - t_c)} \quad (6.15)$$

Описание экспериментальной установки

Опытная труба 1 (рис. 6.1) представляет отрезок стальной трубы длиной $l = 475$ мм наружного диаметра $d = 34$ мм. Снаружи поверхность трубы покрыта тонким слоем никеля. Внутри трубы 1 помещен электрический нагреватель 2, питаемый переменным током, мощность которого регулируется. Торцевые сечения трубы заделаны текстолитовыми дисками 4, предотвращающими осевые утечки тепла. На поверхности опытной трубы установлено пять термопреобразователей 3, из которых три преобразователя равномерно размещены по длине вдоль образующей трубы, а два оставшихся расположены на диаметрально противоположной образующей. Это позволяет измерить среднюю температуру поверхности стенки $t_{ст}$ трубы.

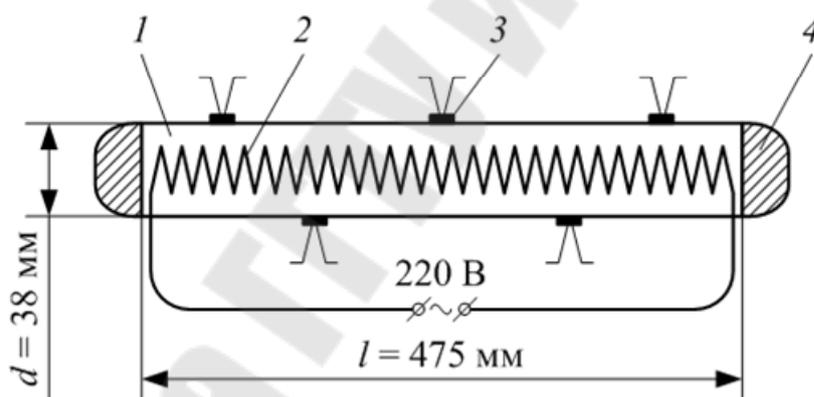


Рис 6.1. Опытная горизонтальная труба

Эксперимент проводится при заданной преподавателем величине теплового потока Q , которая выставляется регулятором РН1 на стенде и начинается нагрев трубы. Наблюдают за показаниями температур $t_1, t_2, t_3, t_4, t_5, ^\circ\text{C}$ во времени и по достижении неизменности их значений считают, что наступил стационарный тепловой режим. По достижении такого режима значения температур, температуры воздуха $t_b, ^\circ\text{C}$ и теплового потока $Q, \text{Вт}$ заносят в таблицу 6.1.

Таблица 6.1.

Протокол наблюдений

Номер режима	Тепловой поток Q , Вт	Температура воздуха $t_{в}$, °С	Температура поверхности стенки трубы в локальных точках, °С				
			t_1	t_2	t_3	t_4	t_5
I							
II							
III							

По завершении опыта на I-м режиме задают новые значения Q поворотом ручки РН1 и повторяют опыт во II-ом режиме аналогично той же последовательности выполнения операций I-го режима. Затем выполняют опыт в III-м режиме при ином Q . По окончании опытов выключают установку и приступают к обработке результатов наблюдений.

Порядок выполнения измерений

1. Убедиться в том, что переключатели SA1, SA2 (Насос-1), SA4 (Насос-2), SA5, SA6, SA14, SA15, SA16 установлены в положение «0» (выключены);
2. На блоке переключателей «СЕТЬ» перевести сначала тумблер QF1 в положение «вкл» (вверх), а затем тумблер QF2 также в положение «вкл» (вверх);
3. Установить индикацию стенда на выполнение работы «L 3»;
4. Регулятором SA14 и SA15 устанавливают требуемую мощность электронагревателя по заданию преподавателя;
5. По достижению стационарного режима записывают результаты измерения.

Обработка результатов измерений

В части I необходимо определить и сопоставить значения коэффициентов теплоотдачи конвекцией α_k , полученные расчетным и экспериментальным путем. Для выполнения части I необходимо заполнить таблицу 6.1.

В части II требуется записать критериальное уравнение М.А. Михеева для свободной конвекции, в котором значения коэффициентов s и n определить графическим способом. Сопоставить полученные значения со значениями, указанными в таблице 6.3.

В части III количественно сопоставить долю переноса тепла излучением в общей теплопередаче и конвективной составляющей при свободном движении воздуха; сделать заключение о преобладающем механизме теплопереноса (конвективном или лучистом).

Далее приведены рекомендации по выполнению каждой части.

Расчеты выполняются для тепловых режимов I, II, III.

ЧАСТЬ I

1. Определить абсолютную среднюю температуру поверхности стенки трубы и движущейся среды (воздух), К:

$$T_{\text{ст}} = T_{\text{п}} = \frac{t_1 + t_2 + t_3 + t_4 + t_4}{5}; \quad (6.16)$$

$$T_{\text{в}} = T_{\text{с}} = t_{\text{в}} + 273,15; \quad (6.17)$$

2. Вычисляем по формуле (6.13) лучистую составляющую $Q_{\text{л}}$ теплового потока, принимая для никелированной трубы $\varepsilon = 0,11$, а теплоотдающая поверхность $F = \pi \cdot d \cdot l$, м².

3. По формуле (6.14) определяем величину теплового потока, переданного свободной конвекцией воздуху, а далее по формуле (6.15) вычисляем конвективный коэффициент теплоотдачи $\alpha_{\text{кон}}$.

4. Для распространения результатов, полученных при проведении опытов с круглой трубой конкретных диаметра (при горизонтальном положении) или высоты (при вертикальном положении) на все многообразие геометрически подобных труб согласно теории подобия необходимо представлять независимые переменные и функции в виде безразмерных чисел (критериев) подобия. В качестве независимой переменной при свободной конвекции потока в соответствии с формулой (6.2) выбирается число подобия Грасгоффа, определяемое по формуле (6.4), и число Прандтля, определяемое по формуле (6.6).

При определении значения чисел подобия принимаем:

- коэффициент температурного расширения $\beta = 1/T_{\text{в}}$;
- при горизонтальном расположении опытной трубы $l = d$, при вертикальном расположении $l = h$;
- значения λ, ν, a и числа Pr выбираются из таблиц теплофизических свойств воздуха при атмосферном давлении 0,1 МПа (см. табл.

6.2) от характерной для каждого теплового режима I, II, III средней температуры пограничного слоя воздуха, °С:

$$t_T = 0,5(t_{CT} + t_B). \quad (6.18)$$

5. Вычислять для каждого режима число Релея:

$$Ra = Gr \cdot Pr. \quad (6.19)$$

Определить значения коэффициентов C и n для горизонтальной/вертикальной ориентации опытной трубы по таблице 6.3.

6. По уравнению (6.2) для каждого теплового режима при соответствующих ему $Gr \cdot Pr$ определить расчетное среднее значение Nu_p , которое сравнить с опытным (экспериментальным) значением $Nu_{оп}$ по (6.7).

Аналогично выполняют расчеты и сравнительное сопоставление чисел Nu для вертикальной трубы.

7. Определить расчетное значение коэффициента теплоотдачи $\alpha_{кр}$, выразив его из соотношения (6.7) при известном Nu_p и характерном линейном размере l .

8. Определить относительное расхождение между опытными и расчетными значениями коэффициента теплоотдачи.

ЧАСТЬ II

1. Для экспериментального определения коэффициента c и показателя степени n в критериальном уравнении для свободной конвекции, необходимо его прологарифмировать т.е:

$$\lg Nu = \lg c + n \cdot \lg (Gr \cdot Pr). \quad (6.20)$$

Определить значения $\lg Nu$ и $\lg (Gr \cdot Pr)$ построить графическую зависимость $\lg Nu_{оп} = f[\lg (Gr \cdot Pr)]$.

2. Показатель степени n определяется как показано на рисунке 6.3, а искомый коэффициент определяется из соотношения:

$$c = \frac{Nu_{оп}}{(Gr \cdot Pr)^n}. \quad (6.21)$$

Таблица 6.2

Теплофизические свойства воздуха при $p_{атм} = 0,1$ МПа

$t, ^\circ\text{C}$	$\frac{\lambda \cdot 10^2, \text{ Вт}}{(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})}$	$\nu \cdot 10^6, \text{ м}^2/\text{с}$	Pr	$\rho, \text{ кг/м}^3$	$\frac{c_p, \text{ кДж}}{(\text{кг} \cdot ^\circ\text{C})}$
0	2,44	13,28	0,707	1,293	1,005
10	2,51	14,16	0,705	1,247	1,005
20	2,59	15,06	0,703	1,205	1,005
30	2,67	16,00	0,701	1,165	1,005
40	2,76	16,96	0,699	1,128	1,005
50	2,83	17,96	0,698	1,093	1,005
60	2,90	18,97	0,696	1,060	1,005
70	2,96	20,02	0,694	1,029	1,009
80	3,05	21,09	0,692	1,000	1,009
90	3,13	22,10	0,69	0,972	1,009
100	3,21	23,13	0,688	0,946	1,009

Таблица 6.3

Значения коэффициентов C, n в уравнении (6.2)
для горизонтальной/вертикальной трубы

Горизонтальная труба	Gr·Pr	c	n	Вертикальная труба	Gr·Pr	c	n
	$1 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^2$	1,18	1/8		$10^3 \div 10^9$	0,76	0,25
$1 \cdot 10^2 \div 5 \cdot 10^7$	0,54	1/4	$>10^9$	0,15	0,33		
$1 \cdot 10^7 \div 5 \cdot 10^{13}$	0,135	1/3					

ЧАСТЬ III1. Определим средний коэффициент теплоотдачи α к воздуху:

$$\alpha = \frac{Q}{F \cdot (t_{п} - t_{с})}. \quad (6.22)$$

2. Определить коэффициент теплоотдачи $\alpha_{л}$ с поверхности трубы к воздуху излучением:

$$\alpha_{л} = \alpha - \alpha_{к_{оп}} \quad (6.23)$$

Сравнение между собой $\alpha_{к_{оп}}$ и $\alpha_{л}$ позволяет представить количественное значение переноса тепла излучением в общей теплоотдаче и конвективной составляющей при свободном движении воздуха.

Результаты обработки наблюдений сводятся в таблицу 6.4.

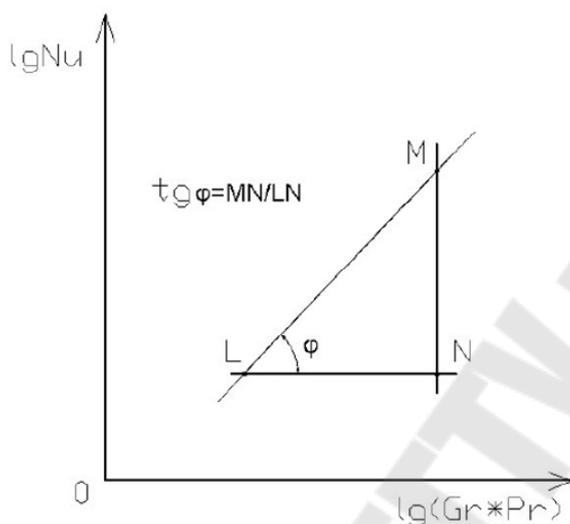


Рис. 6.2. Определение показателя степени n

Таблица 6.4

Опытные и расчетные данные при свободной конвекции воздуха

№ режима	$Q_{л},$ Вт	$Q_{к},$ Вт	$(t_{п} - t_{с}),$ °C	Gr · Pr	Вт/(м ² · °C)			Nu _{оп}	Nu _р	$\frac{\alpha_{л}}{\alpha_{к}}$	$\frac{\alpha_{л}}{\alpha}$
I											
II											
III											

Анализ полученных результатов.

Результаты расчетов представить в виде таблицы 6.5.

В выводе работы сделать сравнение теоретического и экспериментального значения числа Нуссельта, сделать заключение об ис-

точнике погрешностей и преобладающем механизме теплопереноса (конвективном или лучистом) в рассматриваемой системе.

Контрольные вопросы

1. Дать определение понятий: конвективный теплообмен, естественная и вынужденная конвекция. Записать критериальное уравнение для свободной и вынужденной конвекции.
2. Как количественно оценить интенсивность конвективного теплообмена? Пояснить физический смысл коэффициента теплоотдачи. Закон Ньютона – Рихмана.
3. Сущность теории подобия. Основные числа подобия: математическая запись, физическая сущность.
4. Записать уравнение теплового баланса рассматриваемой системы. Как определить значения величин составляющих баланс?
5. Пояснить, как влияет ориентация в пространстве теплоотдающей поверхности на выбор её характерного линейного размера.
6. Как графическим и расчетным способом определяются значения коэффициента C и степени n в уравнении М.А. Михеева?
7. Как экспериментальным и расчетным способом определяются значения коэффициента теплоотдачи?

Лабораторная работа № 7 ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Цель работы: изучение процесса лучистого теплообмена, экспериментальное определение степени черноты нити накала электролампочки и ее зависимости от температуры.

Теоретическая часть

Тепловое излучение представляет собой процесс распространения внутренней энергии излучающего тела путем электромагнитных волн. Излучение имеет двойственный характер, так как обладает свойствами непрерывности поля электромагнитных волн и свойствами дискретности, типичными для фотонов. Синтезом обоих свойств является представление, согласно которому энергия и импульсы сосредоточиваются в фотонах, а вероятность нахождения их в том или ином месте пространства – в волнах.

Количественное различие в длине электромагнитных волн приводит к тому, что общие стороны явлений для разных длин волн проявляются с различной отчетливостью: квантовые (корпускулярные) свойства проявляются наиболее отчетливо в коротковолновом излучении, а волновые свойства - у радиоволн.

При температурах, с какими обычно имеют дело в технике, основное количество энергии излучается при $\lambda = 0,0008 \div 0,8$ мм. Эти лучи принято называть тепловыми (инфракрасными).

Энергия излучения, испускаемая произвольной поверхностью в единицу времени по всевозможным направлениям полупространства и соответствующая узкому интервалу длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, называется потоком спектрального или однородного излучения Q_λ .

Суммарное излучение с поверхности тела по всем длинам волн спектра называется интегральным или полным потоком излучения Q .

Полный поток, испускаемый с единицы поверхности, носит название поверхностной плотности потока интегрального излучения:

$$E = dQ/dF, \quad (7.1)$$

где dQ – лучистый поток, испускаемый элементарной площадкой dF , Вт.

Лучистый поток со всей поверхности выразится интегралом:

$$Q = \int_F E dF. \quad (7.2)$$

Если плотность потока интегрального излучения для всех элементов поверхности излучающего тела одинакова, то зависимость (7.2) переходит в соотношение:

$$Q = E \cdot F. \quad (7.3)$$

Отношение плотности лучистого потока, испускаемого в бесконечном малом интервале длин волн, к величине этого интервала длин волн называется спектральной плотностью потока излучения:

$$E_\lambda = dE/d\lambda. \quad (7.4)$$

Уравнение теплового баланса можно записать в виде соотношения (7.5) или в безразмерной форме – (7.6):

$$E_A + E_R + E_D = E_{\text{пад}}, \quad (7.5)$$

$$A + R + D = 1, \quad (7.6)$$

где $A = E_A / E_{\text{пад}}$ - коэффициент поглощения, $R = E_R / E_{\text{пад}}$ - коэффициент отражения, $D = E_D / E_{\text{пад}}$ - коэффициент пропускания.

Тело, поглощающее всё падающее на него излучение, называется абсолютно черным ($A = 1$). Тела, для которых коэффициент $A < 1$ и не зависит от длины волны падающего излучения, называются серыми. Для абсолютно белого тела $R = 1$, для абсолютно прозрачного $D = 1$.

Сумма потоков собственного и отраженного телом излучения называется его эффективным излучением:

$$E_{\text{эф}} = E + R \cdot E_{\text{пад}}, \quad (7.7)$$

Поверхностная плотность потока интегрального излучения абсолютно черного тела в зависимости от его температуры описывается законом Стефана – Больцмана:

$$E_0 = \sigma_0 \cdot T^4, \quad (7.8)$$

где $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) – постоянная Стефана-Больцмана.

Для технических расчетов закон Стефана-Больцмана обычно записывают в виде:

$$E_0 = C_0 \cdot (T/100)^4, \quad (7.9)$$

где $C_0 = \sigma_0 \cdot 10^8 = 5,67$ Вт/(м²·К⁴) – называется коэффициентом излучения абсолютно черного тела.

Отношение поверхностной плотности потока собственного интегрального излучения E данного тела к поверхностной плотности

потока интегрального излучения E_0 абсолютно черного тела при той же температуре называется степенью черноты этого тела:

$$\varepsilon = E/E_0. \quad (7.10)$$

Степень черноты $\varepsilon = 0 \dots 1$ меняется для различных тел в зависимости от материала, состояния поверхности и температуры.

Используя понятие степени черноты, можно записать закон Стефана-Больцмана для реального тела:

$$E = \varepsilon \cdot E_0 = \varepsilon_0 \cdot C_0 \cdot (T/100)^4 = C \cdot (T/100)^4, \quad (7.11)$$

где $C = \varepsilon \cdot C_0$ – коэффициент излучения реального тела, Вт/(м²·К⁴).

Для определения результирующего потока теплового излучения между телами любой формы при произвольном их расположении в пространстве $Q_{1,2}$ может быть использовано следующее расчетное соотношение:

$$Q_{1,2} = \varepsilon_{1,2} \cdot C_0 \cdot F_{1,2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (7.12)$$

где T_1 и T_2 – температуры «горячего» и «холодного» тел; $\varepsilon_{1,2}$ – приведенная степень черноты рассматриваемой системы; $F_{1,2}$ – приведенная площадь поверхности теплообмена рассматриваемой системы.

Если площади поверхности тел значительно отличаются друг от друга, тогда приведенные параметры равны параметрам меньшего по поверхности тела (ε_1 и F_1) и формула для расчета его коэффициента излучения принимает вид:

$$\varepsilon_1 = \frac{Q_1}{C_0 \cdot F_1 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}. \quad (7.13)$$

Описание экспериментальной установки

Эксперимент проводится на лабораторном стенде с использованием модуля, изображенного на рис. 7.1а. На рис. 7.1б представлена схема опытной установки для определения коэффициента излучения электропроводящих материалов калориметрическим методом.

Калориметрический метод определения коэффициента излучения заключается в том, что исследуемое тело погружается в калориметр, где участвует в теплообмене с другим телом.

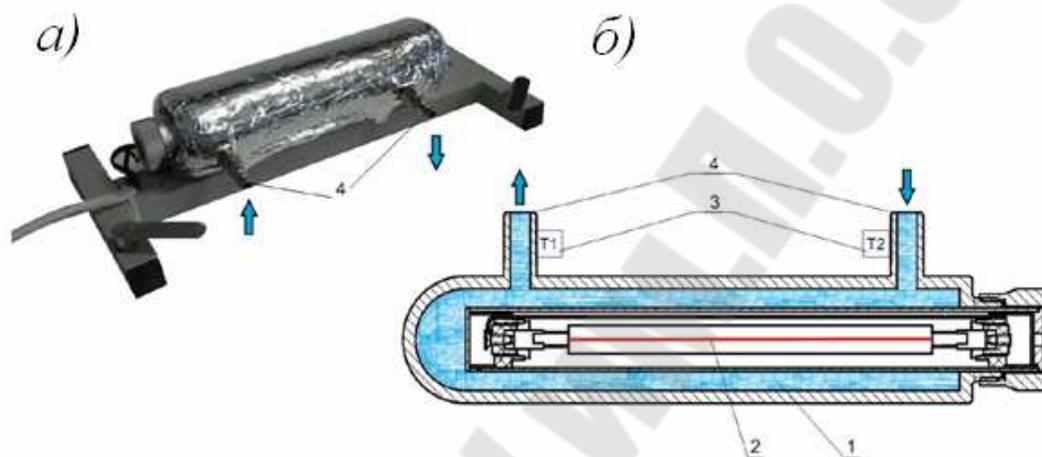


Рис. 7.1. а) модуль и б) схема опытной установки:

1 – калориметр; 2 – исследуемый образец; 3 – датчики температуры; 4 – подвод воды

Когда известно количество излучаемой энергии и температуры излучающего тела, можно рассчитать коэффициент излучения тела. В качестве образца выбрана вольфрамовая нить лампы накаливания. Лампа заключена в металлический кожух, который является внутренней частью калориметра. Между ней и внешней частью калориметра протекает вода, температура которой измеряется на входе и выходе из калориметра

Значительный расход воды обеспечивает постоянство температуры поверхности внутренней полости калориметра, которая является тепловоспринимающей. Диаметр внутренней полости калориметра значительно больше диаметра проволоки. Поскольку в электролампочке в сосуде создан вакуум, то можно считать, что нагретая проволока передает тепло стенкам сосуда только излучением.

Электрическое напряжение U подается к вольфрамовой нити через регулятор напряжения – понижающий трансформатор. Сила электрического тока, проходящего через вольфрамовую нить, и его

мощность измеряются амперметром и ваттметром, расположенными на панели стенда.

Вода прокачивается через калориметр насосом. Температура воды на входе $t_{\text{вх}}$ и выходе $t_{\text{вых}}$ из калориметра измеряется датчиками температуры.

Порядок выполнения измерений

1. Установить Модуль на перфорированную панель и закрепить поворотом крепежных рукояток во встречном направлении на четверть оборота. Подключить кабель модуля к разъему X11 на панели стенда;

2. Убедиться в том, что переключатели установлены в положения: SA1 - «выкл», SA2 (Насос-1) - «выкл», SA3 - «нижнее», SA4 (Насос-2) - «выкл», SA5 - «выкл», SA6 - «выкл», SA14 - min, SA15 - min, SA16 – min;

3. Включить автоматические выключатели QF1 и QF2 на панели стенда. Установить профиль индикации «L 6»;

4. Максимально открыть вентиль синего цвета на трубопроводе. Включить клавишный выключатель SA2 (Насос-1). Это приведет в работу циркуляционный насос охлаждающей воды. Установить вентилем расход $g_1=0,015\div 0,020$ л/с;

5. Переключателями SA14 и SA15 установить мощность электронагревателя по заданию преподавателя;

6. Дождаться наступления стационарного режима теплопередачи (значения температур и плотности теплового потока перестанут изменяться) и зафиксировать показания приборов в таблице 10.1.

7. Повторить измерения при других значениях мощности электронагревателя (по указанию преподавателя).

Обработка результатов измерений

Коэффициент излучения вольфрамовой нити рассчитывается для каждого значения мощности тока по формуле (10.13). Для определения температуры нити для каждого значения силы тока следует рассчитать ее соответствующее сопротивление (закон Джоуля-Ленца). Затем, исходя из линейного закона зависимости сопротивления металла от температуры $R = R_0 \cdot (1 + \alpha \cdot t)$ и используя значение сопротивления нити при комнатной температуре, можно определить температуру нити при прохождении по ней соответствующего тока. В каче-

стве температуры поверхности теплообмена следует выбрать среднее арифметическое значение температур воды на входе и выходе из калориметра.

Таблица 7.1

Данные прямых измерений и параметров установки

Наименование величины	Номер опыта		
	1	2	3
Мощность тока проходящего через нить P , Вт			
Сила тока, проходящего через нить I , А			
Температура воды на входе в калориметр $t_{\text{вх}}$, °С			
Температура воды на выходе из калориметра $t_{\text{вых}}$, °С			
Сопротивление нити при комнатной температуре, R_0 , Ом	4		
Диаметр нити d , мм	0,2		
Длина нити l , м	1,64		

Таблица 7.2

Результаты расчетов

Наименование величины	Значение величины в каждом из проведенных опытов		
	1	2	
Сопротивление нити при прохождении тока $R = P/I^2$, Ом			
Средняя температура поверхности нити	$t_1 = \frac{R - R_0}{\alpha \cdot R_0}$, где $\alpha = 4,6 \cdot 10^{-3}$, °С ⁻¹		
	$T_1 = t_1 + 273,15$, К		
Тепловой поток, передаваемый за счет лучистого теплообмена, $Q_{\text{л}} = P$, Вт			

Средняя температура тепловоспринимающей поверхности	$t_2 = (t_{\text{вх}} + t_{\text{вых}}) / 2, \text{ } ^\circ\text{C}$			
	$T_2 = t_2 + 273,15, \text{ K}$			
Степень черноты наружной поверхности вольфрамовой нити ε (см. (10.13))				

Зависимость степени черноты нити от температуры представить в виде графика.

Табличное значение степени черноты вольфрамовой нити, бывшей в употреблении на диапазоне $300 \div 3000 \text{ K}$: $\varepsilon_{300\text{K}} = 0,03$; $\varepsilon_{3000\text{K}} = 0,3$.

Контрольные вопросы

1. Тепловое излучение. Как проявляется двойственная природа свойств.
2. Волновые и корпускулярные свойства излучения, интенсивность их проявления в зависимости от длины волны. При какой длине волны тела максимально излучает?
3. Дать определение понятий: спектральный и интегральный поток излучения, поверхностная плотность потока излучения.
4. Уравнение теплового баланса в безразмерном виде.
5. Спектральное излучение непроводников, проводников и полупроводников. От чего зависит интенсивность излучения?
6. Определение понятий: эффективность излучения, спектральная плотность потока излучения, эффективное излучение.
7. Закон Стефана-Больцмана для абсолютно черного и реального тела. Степень черноты.
8. Как определить величину лучистой составляющей при теплообмене излучением?
9. Методика эксперимента и расчетов.

Лабораторная работа № 8 ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО ПРОЦЕССА В ТЕПЛООБМЕННОМ АППАРАТЕ ТИПА «ТРУБА В ТРУБЕ»

Цель работы: исследование процесса теплопередачи опытного теплообменника «труба в трубе» при прямоточном и противоточном

движении теплоносителей; экспериментальное и аналитическое определение коэффициента теплопередачи.

Теоретическая часть

Перенос тепла от одной подвижной среды (горячей) к другой (холодной) через однослойную или многослойную твердую стенку любой формы называется теплопередачей.

Теплопередача представляет собой сложный процесс, в котором теплота передается всеми способами: теплопроводностью, конвекцией и излучением.

Рассмотрим плоскую однослойную стенку, представленную на рисунке 8.1.

Количество теплоты, переданное горячим теплоносителем стенке путем конвективного теплообмена, определяется по уравнению Ньютона-Рихмана:

$$q = \alpha_1 \cdot (t_1 - t'_{cr}) \text{ Вт/м}^2. \quad (8.1)$$

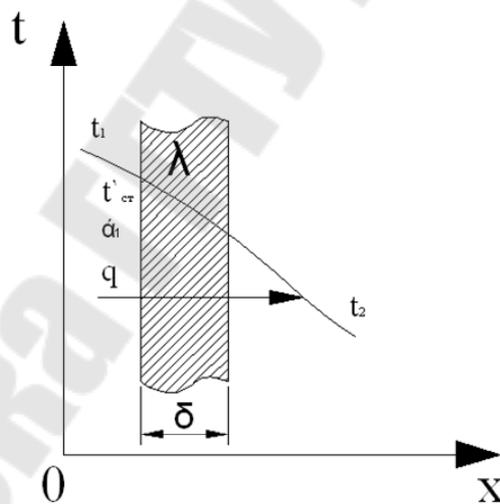


Рис.8.1 Плоская однослойная стенка

Тепловой поток, переданный теплопроводностью через плоскую стенку, определяется уравнением:

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t'_{cr} - t''_{cr}) \text{ Вт/м}^2. \quad (8.2)$$

Тепловой поток, переданный от второй поверхности стенки к холодному теплоносителю, определяется по той же формуле конвективного теплообмена:

$$q = \alpha_2 \cdot (t''_{\text{ст}} - t_2) \text{ Вт/м}^2. \quad (8.3)$$

Величины q в уравнениях (8.1 – 8.3) одинаковы, так как сколько теплоты воспринимает стенка при стационарном режиме, столько же она и отдает. Решая уравнения (8.1 – 8.3) относительно q получим:

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \text{ Вт/м}^2. \quad (8.4)$$

В уравнении (8.4) величина $\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}\right)^{-1}$ обозначается буквой k , выражается в $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ – и называется коэффициентом теплопередачи:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C}). \quad (8.5)$$

Тогда

$$q = k \cdot (t_1 - t_2) \text{ Вт/м}^2. \quad (8.6)$$

Полученное уравнение (8.6) называется *уравнением теплопередачи*. Числовое значение коэффициента теплопередачи выражается количеством теплоты, проходящей через единицу поверхности стенки в единицу времени от горячего к холодному теплоносителю при разности температур между ними 1° .

Значение k всегда меньше наименьшего α .

Величина, обратная коэффициенту теплопередачи называется *общим термическим сопротивлением* через однослойную плоскую стенку:

$$R = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \quad (\text{м}^2 \cdot \text{°C})/\text{Вт}. \quad (8.7)$$

где $1/\alpha_1$ и $1/\alpha_2$ – внешние термические сопротивления; δ/λ – внутреннее термическое сопротивление стенки.

В случае передачи теплоты через многослойную плоскую стенку плотность теплового потока будет:

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad \text{Вт/м}^2. \quad (8.8)$$

где $\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$ – сумма термических сопротивлений всех слоев стенки.

Коэффициент теплопередачи через многослойную плоскую стенку:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad \text{Вт/м}^2. \quad (8.9)$$

При передаче тепла через хорошо проводящие теплоту тонкие металлические стенки тепловым сопротивлением стенок можно пренебречь, и тогда уравнение (8.9) примет вид:

$$k = \frac{\alpha_1 \cdot \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} \quad \text{Вт/м}^2. \quad (8.10)$$

В данной работе экспериментально определяется коэффициент теплопередачи горизонтального теплообменника, используя метод теплового баланса.

Теплообменные аппараты бывают рекуперативные, смешительные и регенеративные. Рекуперативные теплообменники бывают прямоточные, противоточные и с перекрестным током.

Основным расчетным уравнением теплообменников является уравнение теплопередачи:

$$Q = k \cdot F \cdot \Delta t_{cp} \text{ Вт}, \quad (8.11)$$

где Q – количество теплоты, передаваемое от горячей к холодной среде; F – площадь, через которую передается теплота, м^2 ; Δt_{cp} – средняя разность температур (средний температурный напор) между горячей и холодной средой, $^{\circ}\text{C}$.

Величина Q определяется из уравнения теплового баланса, которое показывает, что при отсутствии тепловых потерь количество теплоты, отдаваемое горячей средой, равно количеству теплоты, воспринимаемому холодной средой:

$$Q = M_r \cdot c_r \cdot (t_r^{BX} - t_r^{BIX}) = M_x \cdot c_x \cdot (t_x^{BIX} - t_x^{BX}), \quad (8.12)$$

где M – массовый расход среды, кг/с ; c – средняя массовая теплоемкость, $\text{Дж}/(\text{кг}\cdot^{\circ}\text{C})$, (для воды $c = 4190 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot^{\circ}\text{C})$); $\Delta t_r = t_r^{BX} - t_r^{BIX}$ – падение температуры греющей среды, $^{\circ}\text{C}$; $\Delta t_x = t_x^{BIX} - t_x^{BX}$ – повышение температуры нагреваемой среды, $^{\circ}\text{C}$.

Водяные эквиваленты: $W_r = M_r \cdot c_r$, $W_x = M_x \cdot c_x$, тогда $Q = W_r \cdot \Delta t_r = W_x \cdot \Delta t_x$.

Изменение температур в теплообменнике больше у той среды, водяной эквивалент которой меньше.

Средний температурный напор между средами определяется по зависимости:

$$\Delta t_{cp} = \frac{\Delta t_{\delta} - \Delta t_{\text{м}}}{\ln \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_{\text{м}}}}, \quad (8.13)$$

где Δt_{δ} – большая разность температур между холодной и горячей средой; $\Delta t_{\text{м}}$ – меньшая разность температур.

$$\text{Если } \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_{\text{м}}} < 1,7 \text{ то } \Delta t_{cp} = \frac{\Delta t_{\delta} + \Delta t_{\text{м}}}{2}. \quad (8.14)$$

На рис. 8.2 показана графическая зависимость температур теплоносителей по длине теплообменного аппарата.

Описание экспериментальной установки

Реализация целей работы достигается исследованием процесса теплопередачи опытного теплообменника «труба в трубе» для схем прямоточного и противоточного движения теплоносителей (рис. 8.3).

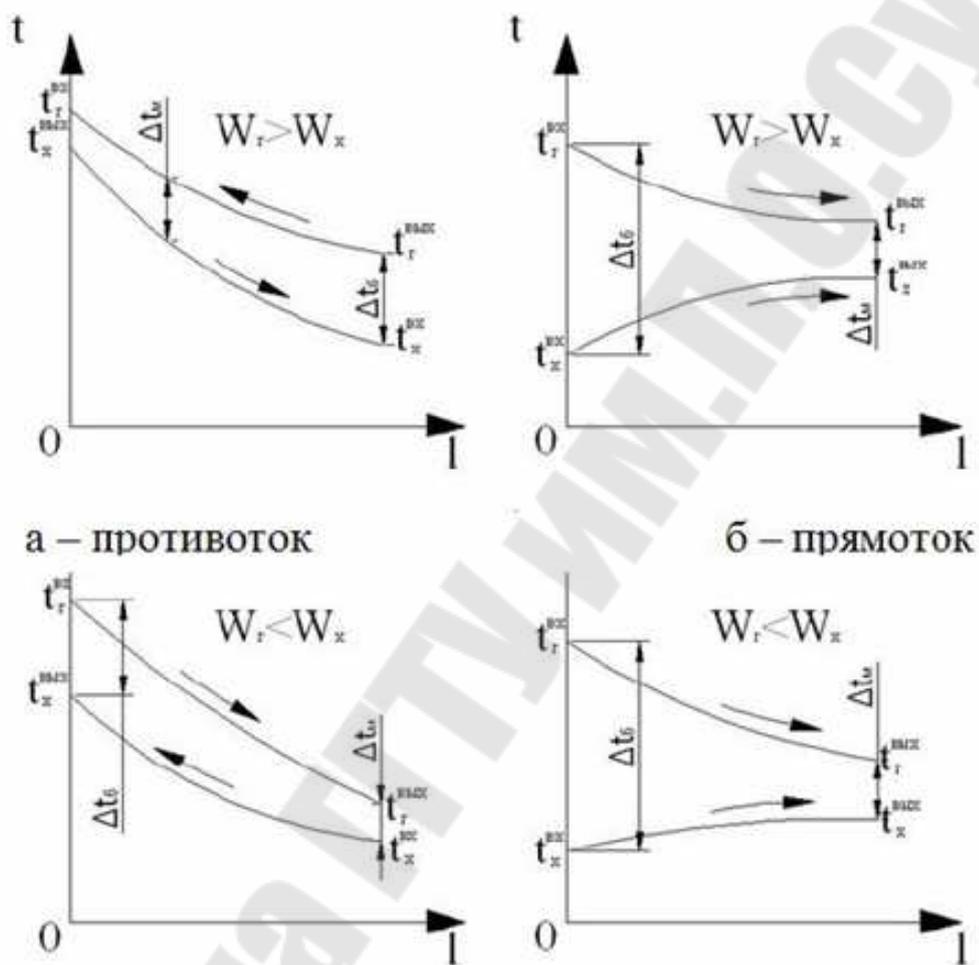


Рис 8.2. Графическая зависимость температур теплоносителей по длине теплообменника

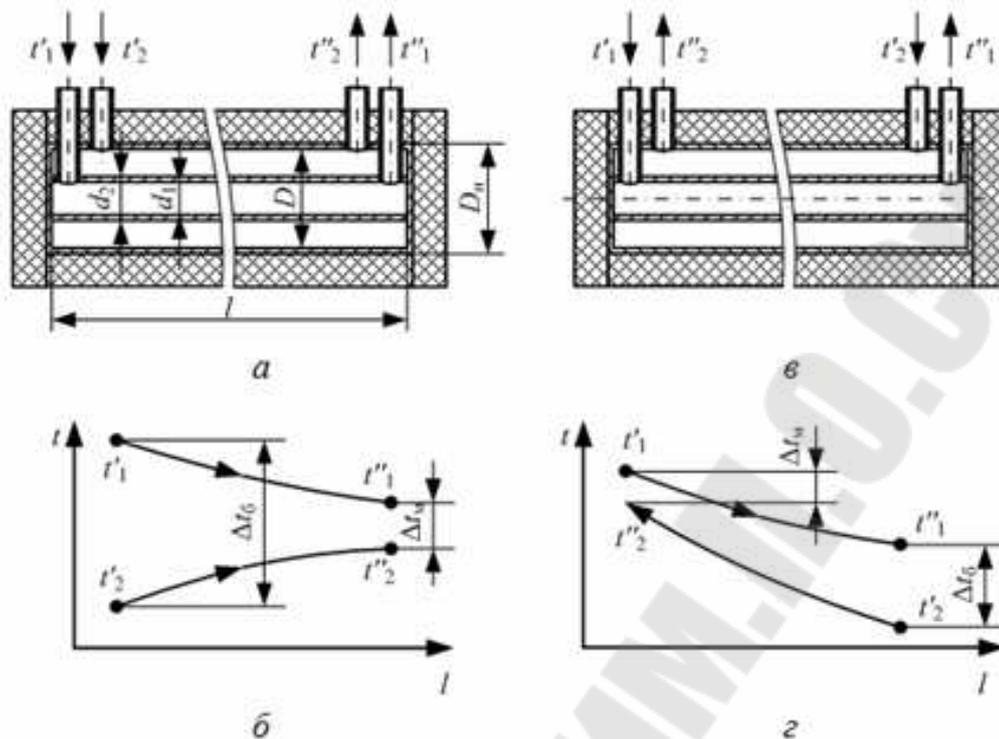


Рис. 8.3. Опытный теплообменник (а, в) и схемы распределения температур воды по длине теплообменника при прямотоке (б) и противотоке (г)

Опытный теплообменник (рис. 8.3 а) является поверхностным рекуперативным гладкотрубным аппаратом типа «труба в трубе». Конструктивно представляет две стальные трубы, размещенные коаксиально одна в другой. Материальное исполнение труб – нержавеющая сталь. Теплоотдающая длина малой трубы $l = 500$ мм. Внутренний диаметр этой трубы $d_1 = 12$ мм, наружный диаметр $d_2 = 13$ мм, толщина стенки трубы $\delta = 0,5$ мм.

Площадь поверхности теплообмена:

$$F = \pi \cdot d_2 \cdot l = 3,14 \cdot 0,013 \cdot 0,5 = 2,04 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2.$$

Внутренний диаметр наружной трубы (трубы большого диаметра) $D_{\text{вн}} = 23,8$ мм, толщина ее стенки $\delta = 0,6$ мм, наружный диаметр $D_{\text{нар}} = 25$ мм. Все наружные поверхности теплообменника теплоизолированы.

Горячая вода движется внутри трубы малого диаметра, а нагреваемая (холодная) вода движется в кольцевом зазоре, ширина которого $c = D_{\text{вн}} - d_2 = 23,8 - 13 = 10,8$ мм.

Схема подсоединения опытного теплообменника 1 к замкнутой водоводяной системе стенда изображена на рис. 8.4 для случая прямого движения теплоносителей.

Теплая вода из бака 11 насосом 10 направляется в подогреватель 6 и далее при открытом вентиле 4 поступает внутрь малой трубы теплообменника, охлаждается, передавая тепло холодной воде, и затем обратно в бак 11. Изменение температуры горячей воды на входе в теплообменник осуществляется термопреобразователем 3, а на выходе из него термопреобразователем 12. Холодная вода из бака 9 насосом 8 при открытом вентиле 5 поступает в кольцевой зазор опытного теплообменника, подогревается в нем и далее проходит воздушный трубчато-ребристый теплообменник 7, в котором охлаждается, передавая тепло принудительному потоку окружающего воздуха, а затем поступает в бак 9. Температуры подогреваемой воды на входе и выходе из кольцевого зазора опытного теплообменника измеряются посредством термопреобразователей 2 и 13.

Порядок выполнения измерений

Предполагается, что опытный теплообменник уже установлен на панели стенда и к нему подсоединены шланги горячей и холодной воды для требуемой (противоток или прямоток) схемы движения теплоносителей.

Эксперимент проводится при заданной температуре горячей воды на входе в теплообменник. Вентиль 4 на линии горячей воды полностью открыт, а вентиль 5 на линии холодной воды находится в среднем положении. После этого включаются насосы и осуществляется первая запись показаний приборов: объемный расход горячей воды V_1 , л/с; то же холодной воды V_2 , л/с; температур потоков воды t'_1 , t''_1 , t'_2 , t''_2 , °С, которые высвечиваются горячей индикацией на приборах. Эта запись показаний соответствует времени $\tau = 0$ с. Далее через каждые 10...15 мин повторяется запись указанных параметров до наступления стационарного теплового режима, о достижении которого судят по установившимся показаниям температур. Запись при этом режиме является последней и по этим результатам выполняется последующая обработка результатов эксперимента. Записи заносят в таблицу 8.1.

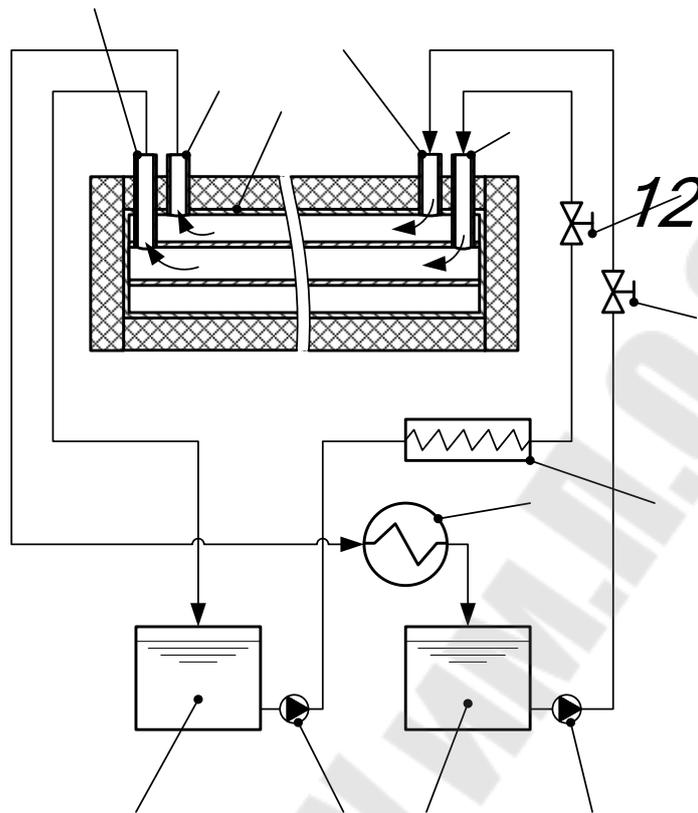


Рис. 8.4. Экспериментальная установка:

1 – опытный теплообменник; 2, 13 – датчики температур холодной воды; 3, 12 – датчики измерения температур горячей воды; 4 – вентиль на трубопроводе горячей воды; 5 – вентиль на трубопроводе холодной воды; 6 – электроподогреватель; 7 – трубчато-ребристый теплообменник; 8, 10 – насосы холодной и горячей воды; 9 – бак холодной воды; 11 – бак теплой воды

Погрешность измерения температур воды $\pm 0,25$ °С, расходов воды $\pm 0,001$ л/с.

Таблица 8.1

Значения измеренных величин

№ опыта	τ, мин	Схема движения	Показания приборов						
			V_1 , л/с	V_2 , л/с	t'_1 , °С	t''_1 , °С	t'_2 , °С	t''_2 , °С	

Порядок операций по включению установки в работу

1. Убедиться в том, что переключатели SA1, SA2 (Насос-1), SA4 (Насос-2), SA5, SA6, SA14, SA15, SA16 установлены в положение «0» (выключены).
2. На блоке переключателей «СЕТЬ» перевести сначала тумблер QF1 в положение «вкл» (вверх), а затем тумблер QF2 также в положение «вкл» (вверх).
3. Установить индикацию стенда «L 7».
4. Включить терморегулятор бака горячей воды клавишным переключателем SA6 (перевести в положение «вкл»).
5. На измерителе-регуляторе температуры горячей воды (находится возле переключателя SA6) установить температуру горячей воды по указанию преподавателя не выше 70 °С. Это выполняется следующим образом: нажатием клавиши «ПРОГ» выводится на экран значение заданной температуры, о чем свидетельствует горящая индикация у символа «Т», затем клавишами «□» или «□» задается требуемая температура, которая сохраняется в памяти прибора автоматически.
6. Включить терморегулятор бака холодной воды клавишным переключателем SA5(перевести в положение «вкл»).
7. На измерителе-регуляторе температуры холодной воды (находится возле переключателя SA5) установить температуру холодной воды, равную температуре окружающего воздуха в порядке, как при установке температуры горячей воды.
8. Для включения насоса холодной воды перевести выключатель SA2 (Насос-1) в положение «1» («вкл»).
9. Для включения насоса горячей воды перевести выключатель SA4 (Насос-2) и тумблер SA3 (поток) перевести в нижнее положение.
10. Провести замеры температуры и объемных расходов.

Порядок операций по выключении установки

1. Переводом выключателя SA6 в положение «0» выключить терморегулятор бака горячей воды.
2. Переводом выключателя SA5 в положение «0» выключить терморегулятор бака холодной воды.
3. Перевести тумблер SA3 в среднее положение и переключатель SA4 (Насос-2) в положение «0».
4. Переключатель SA2 (Насос-1) перевести в положение «0»;

5. Вывести установку из работы последовательным переводом QF2 и QF1 в положение «выкл» (нижнее).

Обработка результатов измерений

1. Определить средние значения температур $t_1 = 0,5 \cdot (t'_1 + t''_1)$ и $t_2 = 0,5 \cdot (t'_2 + t''_2)$.

По таблице физических свойств воды при атмосферном давлении по значению t_1 находят для горячей воды плотность ρ_1 , кг/м³; теплоёмкость c_1 , Дж/(кг·°С); коэффициент теплопроводности λ_1 , Вт/(м·К); коэффициент кинематической вязкости ν_1 , м²/с, число Прандтля Pr_1 . Аналогично по значению t_2 из таблицы находят ρ_2 , c_2 , λ_2 , ν_2 , Pr_2 .

2. Вычисляют массовые расходы соответственно горячего и холодного теплоносителей, кг/с: $G_1 = \frac{V_1 \cdot \rho_1}{1000}$ и $G_2 = \frac{V_2 \cdot \rho_2}{1000}$.

3. Тепловой поток, переданный горячей водой, Вт:

$$Q_1 = G_1 \cdot c_1 \cdot (t'_1 - t''_1)$$

4. Тепловой поток, воспринимаемый холодной водой, Вт:

$$Q_2 = G_2 \cdot c_2 \cdot (t''_2 - t'_2)$$

5. Тепловые потери в окружающую среду, Вт:

$$Q_{\text{п}} = Q_1 - Q_2$$

6. Вычисляют по формуле (8.13) средний температурный напор для принятой схемы движения теплоносителей. На рисунке 11.2 схематично изображено как определяется большая и меньшая разность температур двух сред в зависимости от схемы движения теплоносителей

7. По формуле (8.11) находим экспериментальное значение коэффициента теплопередачи.

8. Определить скорость горячей воды и нагреваемой в соответствующем сечении опытного теплообменника, м/с:

$$\omega_1 = \frac{V_1}{1000 \cdot f_1} = \frac{4 \cdot V_1}{1000 \cdot \pi \cdot d_1^2}$$

$$\omega_2 = \frac{V_2}{1000 \cdot f_2} = \frac{4 \cdot V_2}{1000 \cdot \pi \cdot d_2^2}$$

где f_1 и f_2 – площадь поперечного сечения малой трубы и кольцевого канала соответственно, м²; $d_2 = D_{\text{вн}} - d_1$ эквивалентный

диаметр кольцевого зазора, м.

9. Число Рейнольдса греющей и нагреваемой воды:

$$Re_1 = \frac{\omega_1 \cdot d_1}{\nu_1};$$

$$Re_2 = \frac{\omega_2 \cdot d_2}{\nu_2}.$$

10. Коэффициент теплоотдачи греющей воды и нагреваемой воды в случае турбулентного режима движения определяем по уравнению М.А. Михеева, Вт/(м²·К):

$$\alpha_1 = 0,023 \cdot \frac{\lambda_1}{d_1} \cdot Re_1^{0,8} \cdot Pr_1^{0,4} \cdot \varepsilon_l;$$

$$\alpha_2 = 0,023 \cdot \frac{\lambda_2}{d_2} \cdot Re_2^{0,8} \cdot Pr_2^{0,4} \cdot \varepsilon_l,$$

где ε_l – поправочный коэффициент на длину трубы. Значение $\varepsilon_l = f(l/d, Re)$ принимается по табличным данным. Если $l/d \geq 50$, то $\varepsilon_l = 1$.

При переходном режиме течения ($2200 \leq Re \leq 10^4$) греющей и нагреваемой воды коэффициент теплоотдачи α_1 или α_2 вычисляют по формуле, Вт/(м²·К):

$$\alpha = \alpha_T \cdot \eta_T$$

где α_T – коэффициент теплоотдачи определяем по уравнению М.А. Михеева, Вт/(м²·К); η_T – поправочный коэффициент на режим движения определяется из таблицы (8.2).

11. По формуле (8.5) определить расчетный коэффициент теплопередачи k_p и сравнить с значением полученным по формуле (8.11). Объяснить причину расхождения.

Таблица 8.2

Значения поправочного коэффициента η_T

Re·10 ⁻³	2,2	2,5	3	4	5	6	7	8	9	10
η_T	0,42	0,5	0,57	0,7	0,81	0,89	0,94	0,97	0,98	1,0

Контрольные вопросы

1. Механизм теплопередачи через плоскую однослойную стенку.
2. Закон Ньютона-Рихмана.

3. Уравнение теплопередачи, его вывод.
4. Коэффициент теплопередачи многослойной и хорошо проводящей стенки. Термическое сопротивление.
5. Уравнение теплового баланса.
6. Как определяется средний температурный напор?
7. Показать графически изменение температуры теплоносителей по длине теплообменника при прямотоке и противотоке при различных соотношениях водяного эквивалента теплоносителей.
8. Какова зависимость между характером изменения температуры теплоносителя и водяным эквивалентом?
9. Уравнение теплового баланса при изменении фазового состояния теплоносителей.
10. Изменение температур теплоносителей в теплообменном аппарате.

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. Брюханов, О.Н. Тепломассообмен: учеб. пособие для вузов / О.Н. Брюханов, С.Н. Шевченко. - Москва: АСВ, 2005. - 460 с УДК [621.1.016.4+536.24](075.8) ББК 31.
8. Кутателадзе С.С. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. - Москва: Энергия, 1972. - 342 с. УДК 532.526.4
9. Лыков, А.В. Тепломассообмен : справочник / А.В. Лыков. - Москва: Энергия, 1972. - 560 с. УДК 536.24(035) ББК 22
10. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: справочник / Под ред. В.А. Григорьева, В.М. Зорина. - Москва: Энергоиздат, 1982. - 510 с. - (Справ. серия "Теплоэнергетика и теплотехника") УДК 621.1(035) ББК 31
11. Цветков, Ф.Ф. Тепломассообмен: учеб. пособие для вузов / Ф.Ф. Цветков, Б.А. Григорьев. - 2-е изд. - Москва: МЭИ, 2005. - 549с. УДК [621.1.016.4+536.24](075.8) ББК 31
12. Цветков Ф.Ф. Тепломассообмен: учеб. пособие для вузов. - 3-е изд., стер. - Москва: МЭИ, 2006. - 549с. УДК [621.1.016.4+536.24](075.8)
13. 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
2.1 Внутренняя энергия и энтальпия	8
2.2 Теплота и работа. Работа изменения объема. Техническая работа	11
2.3 Аналитическое выражение первого начала термодинамики	11
2.4 Уравнение первого закона термодинамики для потока	13
2.5 Энтропия	15
2.6 Значение первого закона термодинамики	17
ГЛАВА 3 ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ.....	19
3.1 Формулировки второго закона термодинамики	20
3.2 Обратимые и необратимые процессы.....	20
3.3 Термодинамические циклы	22
3.4 Прямой и обратный циклы Карно.....	23
3.5 Регенеративные циклы. Обобщенный цикл Карно	24
ГЛАВА 4 ТЕРМОДИНАМИКА ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА	27
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.....	45
5.3 Основные дифференциальные уравнения термодинамики	47

5.4 Третий закон термодинамики.....	50
ГЛАВА 6 ТЕРМОДИНАМИКА РЕАЛЬНОГО ГАЗА	52
6.1 Фазовые переходы. Правило фаз Гиббса	52
6.2 Фазовые диаграммы p - T и p - V . Критические параметры.....	53
6.3 Кипящая жидкость и сухой насыщенный пар. Влажный пар. Сухость пара. Теплота фазовых переходов.....	55
6.4 Таблицы и диаграммы термодинамических свойств воды и водяного пара. Расчет характерных процессов	56
ГЛАВА 7 ТЕРМОДИНАМИКА СТАЦИОНАРНОГО ПОТОКА	60
7.1 Уравнение механической энергии потока.....	60
ГЛАВА 8 ТЕРМОДИНАМИКА ГАЗОВЫХ И ПАРОВАЗОВЫХ СМЕСЕЙ	61
8.1 Смеси идеальных газов. Закон Дальтона	61
8.2 Основные параметры влажного воздуха	62
8.3 h - d – диаграмма влажного воздуха	67
8.4 Основные термодинамические процессы влажного воздуха	69
ГЛАВА 9 КОМПРЕССОРЫ	72
9.1 Принцип действия компрессоров	72
9.2 Анализ процессов сжатия в компрессоре.....	74
ГЛАВА 10 ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ (ДВС).....	76
10.1 Идеализированные циклы поршневых ДВС	77
ГЛАВА 11 ХОЛОДИЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ	89
11.1 Циклы парокомпрессионной холодильной установки (ПКХУ).....	89
11.2 Пароэжекторная холодильная установка (ПЭХУ)	91
11.3 Абсорбционная холодильная установка (АХУ)	93
11.4 Принцип работы теплового насоса	95
ГЛАВА 12 ОСНОВНЫЕ СПОСОБЫ ТЕПЛООБМЕНА	98
ГЛАВА 13 ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ.....	101
13.1. Температурное поле	101
13.2. Температурный градиент.....	102
13.3. Тепловой поток. Закон Фурье	104
13.4. Дифференциальное уравнение теплопроводности.....	108
13.5. Условия однозначности для процессов теплопроводности.....	115
ГЛАВА 14. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА.....	118
14.1. Основные понятия и определения	118

ГЛАВА 15 ПОДОБИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССООБМЕНА	121
15.1. Общие положения	122
15.2. Безразмерные переменные (числа подобия) и уравнения по- добия.....	124
15.3. Условия подобия физических процессов	125
ГЛАВА 16 ТЕПЛОТДАЧА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ПОПЕРЕЧНОМ ОМЫВАНИИ ТРУБ И ПУЧКОВ ТРУБ.....	125
16.1. Теплоотдача при ламинарном пограничном слое	126
16.2. Переход ламинарного течения в турбулентное	127
16.3. Теплоотдача при турбулентном пограничном слое	129
ГЛАВА 17 ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	130
17.1.2. Виды лучистых потоков. Вектор излучения	135
ГЛАВА 18 МАССООБМЕН	138
ГЛАВА 19 ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ	138
19.1. Классификация теплообменных аппаратов	139
19.2. Основные положения и уравнения теплового расчета.....	142
ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ.....	147
Лабораторная работа № 1 Определение изобарной теплоемкости газов	147
Лабораторная работа № 2 Исследование процессов идеальных га- зов	150
Лабораторная работа № 5 Определение коэффициента теплопро- водности твердых тел методом пластины	173
Лабораторная работа №6 Исследование теплопередачи при есте- ственной конвекции воздуха около горизонтального цилиндра.....	182
Лабораторная работа № 7 Определение коэффициента излучения электропроводящих материалов калориметрическим методом	193
Лабораторная работа №8 Исследование теплового процесса в те- плообменном аппарате типа «труба в трубе»	200
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	213

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ

ПОСОБИЕ

**для слушателей специальности переподготовки
1-43 01 78 «Диагностика и техническое
обслуживание энергооборудования»
заочной формы обучения**

Составитель **Макеева** Екатерина Николаевна

Подписано к размещению в электронную библиотеку
ГГТУ им. П. О. Сухого в качестве электронного
учебно-методического документа 08.10.21.

Рег. № 57Е.

<http://www.gstu.by>