

621.1  
Т33

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН  
ПАВЛОДАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ С. ТОРАЙГЫРОВА

# ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ



Павлодар

621.1  
Т33  
IIIIC

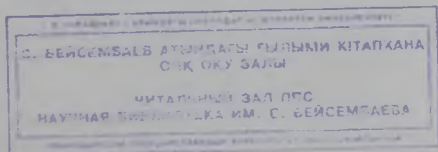
Министерство образования и науки Республики Казахстан  
Павлодарский государственный университет  
им. С. Торайгырова

Энергетический факультет

Кафедра «Теплоэнергетика»

# ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ

Краткий конспект лекций  
для студентов специальности 5В050717 «Теплоэнергетика»



Павлодар  
Кереку  
2017

621.43.016 (075)

УДК 621.43.016

ББК 31.3

Т34

Рекомендовано к изданию учебно-методическим советом  
Павлодарского государственного университета  
им. С. Торайгырова

**Рецензент**

А. С. Никифоров – д.т.н., профессор,

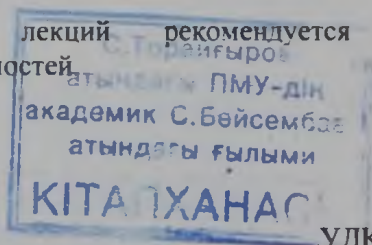
Е. В. Приходько – к.т.н., профессор

**Составитель** М. М. Кабдуалиева

Т34 Теоретические основы теплотехники : краткий конспект лекций  
для студентов теплоэнергетических специальностей вузов / сост.  
М. М. Кабдуалиева. – Павлодар : Кереку, 2017. – 87 с.

Конспект лекций предназначен для изучения курса Техническая термодинамика. В конспекте изложены основные темы изучения дисциплины в соответствии с типовой программой. Материал проиллюстрирован рисунками, схемами, диаграммами основных теплоэнергетических установок и формулами для определения их основных параметров.

Краткий конспект лекций рекомендуется студентам теплоэнергетических специальностей.



УДК 631.43.016

ББК 31.3

© Кабдуалиева М. М., 2017

© ПГУ им. С. Торайгырова, 2017

За достоверность материалов, грамматические и орфографические ошибки  
ответственность несут авторы и составители

## Введение

Развитие науки и техники за последние несколько десятилетий характеризуется возросшим интересом к термодинамике и значительным расширением приложений ее к различным явлениям.

В качестве примера можно указать на проблемы прямого или без машинного получения электрической энергии в топливных элементах, термоэлектрических генераторах, термоэмиссионных преобразователях, магнито – газо – динамических генераторах.

Также существенно увеличился перечень рабочих тел и областей их использования, а в изучении свойств веществ были получены новые важные результаты. Все больше используются современные методы исследования и обработки их результатов на основе прикладных математических программ. Возникает необходимость более глубокого изучения свойств веществ и систематизацию накопленных в этой области сведений.

В настоящем лекционном курсе рассматриваются проблемы преобразования внутренней энергии тел в полезную внешнюю работу, широко применяемого в теплоэнергетике реального газа – водяного пара в процессы, происходящие в теплоэнергетических установках, тепловых насосах и холодильных установках, что предопределяет энергетический аспект в целом. Современное состояние теплотехники позволяет производить исчерпывающий анализ всех этапов реального процесса превращения энергии тел в полезную работу.

Термодинамика равновесных состояний дает возможность характеризовать особенности каждого из возможных состояний равновесия и общий энергетический эффект равновесного процесса, а термодинамика необратимых процессов – оценить диссипацию энергии в любом из реальных процессов, а следовательно, и действительный КПД (или коэффициент использования энергии) данного процесса. Содержание учебного курса формировалось с учетом действующих программ вузов, а также с учетом перехода на двухуровневую систему высшего профессионального образования.

## 1 Метод термодинамики

Овладение тепловой энергией позволило человечеству совершить первую научно–техническую революцию и перейти в качественно новый этап своего развития – построить индустриальное общество. Без знания законов, управляющих переходом теплоты в другие формы энергии и распространением ее в пространстве, это было бы невозможно.

Первоначально термодинамика решала достаточно ограниченный круг задач, связанных с чисто практическими расчетами тепловых (в основном паровых) машин. Однако методы анализа процессов, основанные на двух фундаментальных законах природы – законе сохранения энергии и законе роста энтропии – оказались настолько эффективны, что термодинамика проникла во все сферы науки и техники.

Это произошло усилиями многих выдающихся ученых: С. Карно, У. Томсона (лорда Кельвина), М. Планка, Р. Майера, М. Ломоносова, Д. Менделеева, Н. Белоконь и других.

**Термодинамика изучает взаимные переходы различных видов энергии друг в друга, т. е. рисует энергетическую картину мира и тех сил, которые движут им.** Поведение рабочего тела оценивают только по внешнему балансу, т.е. при подведении энергии извне наблюдают за внешними эффектами. В таком случае рабочее тело можно представить, как «чёрный ящик», на вход которого поступает некий сигнал, а на выходе наблюдают ответную реакцию. Именно такой подход принят в технической термодинамике, что обусловило специфические особенности её применения в инженерной практике. Для оценки работы тепловых двигателей или холодильных машин можно не знать, состоит ли рабочее тело из молекул и атомов, или микроструктура вещества неизвестна. Не только для каждого инженера, но и для любого грамотного человека знакомство с этими фундаментальными законами Природы является абсолютно необходимым.

**Термодинамика** – наука, изучающая самые разнообразные явления природы, сопровождающиеся передачей или превращением энергии в различных физических, химических, механических и других процессах.

Как наука, термодинамика сложилась в середине XIX века в связи с развитием и использованием тепловых машин. Поэтому основное содержание термодинамики прошлого столетия – изучение

свойств газов и паров, исследование циклов тепловых машин с точки зрения повышения их к.п.д.

В силу этого **основным методом термодинамики XIX века** был метод круговых процессов. С этим этапом развития термодинамики связаны имена ее основателей: С. Карно, Б. Клапейрона, Р. Майера, Д. Джоуля, В. Томпсона, Р. Клаузиуса, Г. И. Гесса и др.

В XX веке наиболее актуальной задачей становится разработка теории истечения паров и газов в связи с развитием паровых турбин. Исследуются термодинамические свойства паров, жидкостей, твердых тел. Появляются десятки уравнений состояния вещества, изучаются фазовые равновесия и фазовые превращения, ведется исследование электрических, магнитных процессов, лучистой энергии, химических реакций, термодинамики реальных тел.

Указанные области исследований термодинамики связаны с именами – Ван-дер-Ваальса, П. Дюгема (Дюэма), Г. Кирхгоффа, М. Планка, Л. Больцмана, В. Гиббса, Н. Курнакова, М. Вукаловича, Н. Белокопя, В. Кириллина и др. ученых.

В настоящее время развитие термодинамики идет в области изучения реальных тел (сжатых газов, жидкостей, твердых тел), исследования дисперсных систем, химических процессов в сплавах и растворах, оптических явлений и космических процессов, развивается термодинамика биологических процессов и т. д.

**Термодинамика** – наука, определяющая свое содержание на базе математического развития нескольких исходных экспериментально установленных физических истин или законов, которые и носят поэтому название **начал** (постулатов) термодинамики.

**Основу** всех построений **термодинамики** составляют следующие ее постулаты:

**I постулат:** Энергия изолированной системы сохраняет неизменную величину при всех изменениях, происходящих внутри данной системы. Невозможно построить двигатель, который мог бы совершать работу без заимствования энергии извне. Этот постулат является частным случаем общего абсолютного закона природы – закона сохранения и превращения энергии, а также основанием **первого начала** термодинамики.

**II постулат:** Между телами и элементами тел, не находящимися в тепловом равновесии, невозможен одновременный самопроизвольный переход теплоты от тел более нагретых к телам менее нагретым и обратно. Невозможно одновременное превращение (полное) теплоты в работу и работы – в теплоту. Этот постулат является основанием **второго начала** термодинамики – закона,

утверждающего существование абсолютной температуры и энтропии тела и системы тел.

**III постулат:** Теплота самопроизвольно переходит от тел более нагретых к телам менее нагретым. Температура является единственной функцией состояния, определяющей направление самопроизвольных процессов. Этот постулат положен в основу **второго начала** термодинамики – принципа возрастания энтропии и указывает на неизменный рост энтропии изолированной системы.

### 1.1 Основные понятия термодинамики

Состояние любого вещества принято характеризовать величинами, которые в термодинамике называются **параметрами состояния**. Наиболее распространенные параметры состояния – плотность или удельный объем тела, давление, температура. Кроме этого, в термодинамике широко используются такими понятиями, как работа, теплота, масса, сила и т. д.

**Масса тела (M)** характеризует свойство его инертности, т. е. свойство тела сохранять приобретенное движение или состояние покоя. Массу тела определяют взвешиванием его на рычажных весах. Единица измерения массы – 1 кг.

**Сила (F)** – это векторная величина, равная произведению постоянной массы на ускорение, которое сообщает этой массе рассматриваемая сила. Единица измерения любой силы – ньютон (Н). Силу определяют с помощью пружинных весов. **Стандартный вес (G)** – это вес тела при некотором принятом (стандартном) ускорении притяжения  $g_n$  и определяется как результат взвешивания на рычажных весах при сопоставлении с эталоном (гирей)

$$G = g_n M_0,$$

где  $M_0$  – масса в состоянии покоя,  $g_n = 9,8 \text{ м} / \text{с}^2$

**Удельный объем (v)** – это величина отношения объема тела к его стандартному весу,  $\text{м}^3 / \text{кг}$

$$v = V / G = V / M_0$$

**Плотность (ρ)** – есть масса единицы объема,  $\text{кг} / \text{м}^3$

$$\bar{\rho} = \bar{G} / V$$

**Моль** – количество вещества, стандартный вес которого численно равен его молекулярной массе ( $\mu$ ).

**Давление (P)** – это предел отношения нормальной составляющей силы к площади, на которую действует эта сила. Различают два вида приборов для измерения давления: приборы для измерения абсолютного давления  $P_{абс}$  и приборы манометрического типа, для измерения избыточного или манометрического давления ( $P_{ман} = P_{изб}$ )

Абсолютное давление

$$P_{абс} = P_{ман} + B_{бар} = B_0 \pm \gamma_f \cdot H,$$

где  $B_{бар}$  – барометрическое давление.

Единица измерения давления в системе СИ – Паскаль [Па] = [Н/м<sup>2</sup>].

Внесистемные единицы измерения:

1 [кг / см<sup>2</sup>] = 1 [ат] = 10<sup>4</sup> [кг / м<sup>2</sup>] = 10<sup>4</sup> 9,8 ≈ 10<sup>5</sup> [Н / м<sup>2</sup>] = 10 м вод. ст. = 735,66 мм рт. ст.

**Температура** – есть единственный параметр состояния вещества, определяющий направление самопроизвольного теплообмена между телами. Для любого тела существует функциональная зависимость между температурой и остальными параметрами, характеризующими состояние вещества.

В настоящее время используют различные температурные шкалы: Цельсия, Фаренгейта, Реомюра, Кельвина, Ренкина. Наиболее употребительной (внесистемная) является **шкала Цельсия**, в которой интервал температур от точки плавления льда до точки кипения воды при атмосферном давлении разбит на 100 равных частей, называемых градусами (°С). Особо важную роль в термодинамике играет **термодинамическая шкала температур Кельвина (система СИ)**. Нуль этой шкалы называют абсолютным нулем, а деление шкалы – кельвинами (К). Связь между шкалой Кельвина (Т) и Цельсия (t) устанавливается соотношением:  $T = t + 273,16$ .

**Внутренней энергией тела (U)** называется полный запас энергии внутреннего состояния тела, изменяющийся в процессах теплообмена и выполнения работы, определяемый значением его внутреннего состояния. U измеряется в джоулях (Дж), удельная внутренняя энергия  $u$  – в (Дж/кг).

Для простых тел внутренняя энергия – это функция только 2-х переменных, например,  $t$  и  $v$ . Внутренняя энергия является функцией состояния системы, поэтому дифференциал внутренней энергии.



**Потенциальная функция (PV)** характеризует энергию внешнего положения системы, измеряется в джоулях (Дж).

Потенциальная функция по физическому смыслу представляет собой потенциальную энергию связи данного тела с окружающей средой при осуществлении этой связи исключительно через внешнее давление, т. е. это работа, затраченная для введения тела объемом  $V$  ( $v$ ) во внешнюю среду с давлением  $P$ , одинаковым во всех точках этой среды.

**Энтальпия (Дж)** – полная энергия тела с учетом энергии внешнего (PV) и внутреннего (U) состояния системы

$$H = U + PV$$

или для единицы массы  $h = u + P v$  (Дж / кг)

Переведенное название энтальпии – **теплосодержание**.

**Термодинамическая система или тело** – это такая равновесная система, которая способна обмениваться с другими телами энергией и веществом.

**Открытая термодинамическая система** может обмениваться веществом с другими системами, а **закрытая** – не может.

**Изолированная термодинамическая система** – та, которая не может обмениваться энергией и веществом с другими системами.

**Термодинамическое равновесие** – такое состояние теплового, химического равновесия тела или системы, которое может сохраняться без внешнего воздействия как угодно долго.

Характеризуется равенством параметров системы. Если хотя бы один из параметров системы меняется, то изменяется и состояние системы или, как принято говорить, осуществляется термодинамический процесс, представляющий собой непрерывную последовательность равновесных состояний.

**Обратимый процесс** – это процесс, который в условиях изолированной системы, т. е. без внешнего воздействия, допускает возврат системы в исходное состояние. Если направления прямого и обратного процессов совпадают, то процесс называют конфигуративным.

**Круговой процесс (цикл)** – характеризуется возвратом рабочего тела в исходное состояние. В этих процессах

$$\oint dZ = 0$$

Такие процессы положены в основу работы циклов тепловых машин и установок (котельных, турбинных).

**Теплота** есть энергия, не связанная с переносом вещества и совершением работы.

**Теплообмен** – форма передачи энергии от одних тел к другим путем теплопроводности, конвекции и излучения. Теплообмен между телами осуществляется только в условиях, когда тела имеют разную температуру. Тело или система тел содержит только внутреннюю энергию.

### 1.1.1 Количество теплоты

Количество теплоты, получаемое телом, зависит от вида процесса, от пути, по которому система переходит из одного состояния в другое. Поэтому элементарные количества теплоты рассматриваются как бесконечно малые величины, не являющиеся полными дифференциалами:  $\delta Q$  – элементарное количество теплоты, полученное телом;  $\delta q$  – элементарное количество теплоты, отнесенное к единице массы вещества.

$$\Delta q = \delta Q / G.$$

**Знак  $\delta$**  указывает, что  $\delta Q$  и  $\delta q$  – неполный дифференциал. Количественные выражения теплоты имеют одинаковую единицу измерения с внутренней энергией – Дж и Дж/кг.

### 1.1.2 Работа.

Количественное выражение элементарной работы  $\delta L$  в общем виде определяется как произведение проекции  $F_s$  силы  $F$  на элементарное перемещение точки приложения силы (рисунок 1.1)

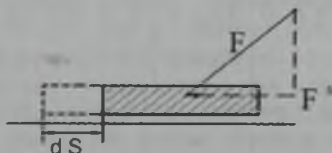


Рисунок 1.1

Работа есть эффект перемещения силы, она зависит от вида процесса. Следовательно, выражение элементарной работы не является полным дифференциалом и знак  $\delta$  как общий символ бесконечно малых величин указывает на это

$$L = \lim_{s \rightarrow 0} F_s \cdot dS = F_s \cdot dS$$

Рассмотрим работу (рисунок 1.2) в цилиндре поршневой машины.

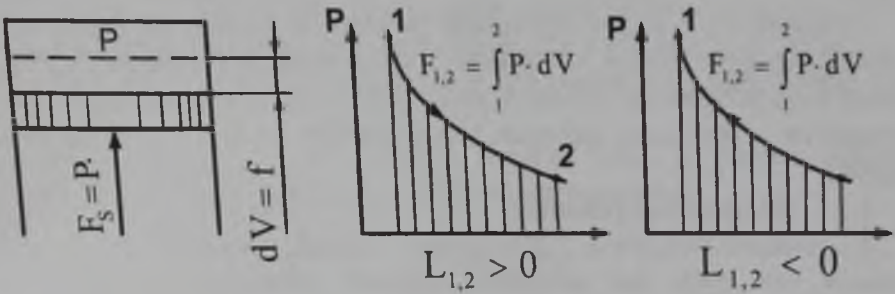


Рисунок 1.2

Элементарная работа сжимаемых тел определяется в зависимости от давления и изменения объема  $\delta L = P \cdot dV$ .

Работу изменения объема называют **термодинамической работой**. Эта работа в P-V координатах определяется площадью, ограниченной линией процесса и координатами точек начала и конца процесса. Работа считается положительной ( $L_{1,2} > 0$ ), если система совершает ее над внешними телами, т. е. при  $dV > 0$ , и отрицательной ( $L_{1,2} < 0$ ), если внешние тела совершают работу над системой, т. е. при  $dV < 0$ .

Часто в термодинамике оперируют понятием удельной термодинамической работы, т. е. работы изменения объема, отнесенной к 1 кг:

$$\delta l = 1/G \cdot \delta L = 1/G \cdot P \cdot dV = P \cdot d\nu,$$

$$l_{1,2} = \int_1^2 P d\nu = P_m \int_1^2 d\nu = P_m (\nu_2 - \nu_1).$$

**Эффективная работа** реального процесса ( $\delta L^*$ ,  $\delta l^*$ ) определяется как разность между обратимой работой изменения объема ( $\delta L$ ,  $\delta l$ ) и работой необратимых потерь ( $\delta L^{**}$ ,  $\delta l^{**}$ ).

$$\delta L^* = \delta L - \delta L^{**}; \quad \delta l^* = \delta l - \delta l^{**}.$$

Работа, потерянная в необратимых процессах, превращается в теплоту внутреннего теплообмена.

**Потенциальная работа** ( $W_{1,2}$ ) – работа по обратимому перемещению жидкостей, паров и газов из области одного давления  $P_1$  в область другого давления  $P_2$ .

Слагаемые потенциальной работы по перемещению газа из области давления  $P_1$  в область давления  $P_2$  изображены на (рисунок 1.3).

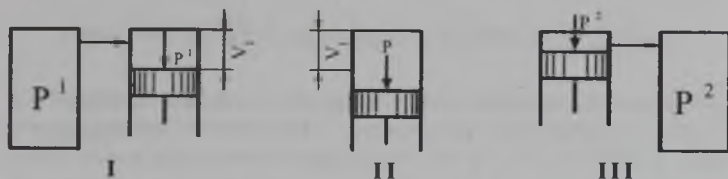


Рисунок 1.3

Основные условные слагаемые потенциальной работы – это наполнение  $L_I$ , расширение (сжатие)  $L_{II}$  и выталкивание  $L_{III}$ .

$$L_I = \int_0^{V_1} P \cdot dV = P_1 \int_0^{V_1} dV = P_1 V_1 ;$$

$$\delta W = -V \cdot dP.$$

Элементарная удельная потенциальная работа

$$\delta \omega = (1 / G) \cdot \delta W = -v \cdot dP.$$

Потенциальная работа имеет положительный знак при перемещении жидкости или газа из области большего давления в область меньшего давления ( $P_1 > P_2$ ) и наоборот, т. е. при расширении положительна, при сжатии - отрицательна. Как и термодинамическая работа, потенциальная измеряется площадью в P-V координатах, то

$$W_{1,2} = - \int_1^2 V dP = -V_m \int_1^2 dP = V_m (P_1 - P_2);$$

аналогично, для удельной потенциальной работы

$$\omega_{1,2} = - \int_1^2 v dP = -v_m \int_1^2 dP = v_m (P_1 - P_2).$$

При вычислении интегральной величины потенциальной работы, как и при вычислении интегральной термодинамической работы, необходимо иметь уравнение процесса изменения состояния вещества  $\varphi(P, V) = 0$ , или  $\varphi_1(P, v) = 0$  для удельной потенциальной работы.

Потенциальная работа  $\delta W$ ,  $\delta \omega$  – это сумма эффективной работы  $\delta W^*$  и работы необходимых потерь  $\delta W^{**}$ .

$$\delta W = \delta W^* + \delta W^{**}; \text{ соответственно, } \delta \omega = \delta \omega^* + \delta \omega^{**}.$$

Потенциальная работа необратимых потерь  $\delta W^*$  превращается в теплогу внутреннего теплообмена. Эффективная потенциальная работа  $\delta W^* = \delta W - \delta W^{**}$  непосредственно передается телам внешней системы  $\delta L_c^*$  и используется для изменения внутренней энергии внешнего положения рабочего тела  $dE$ .

## 1.2 Газовые смеси

Смесь представляет собой систему тел, химически не взаимодействующих между собой. Структура отдельных компонентов смеси в процессах смесеобразования и стабилизации смеси не изменяется.

Различают два основных способа задания смеси: весовыми (массовыми) и мольными (объемными) концентрациями.

**Весовая** (массовая) концентрация смеси  $m_i$  представляет собой отношение стандартного веса или массы компонента к стандартному весу или массе всей смеси

$$m_i = g_i = \frac{G_i}{G} = \frac{M_i}{M}; \quad G = \sum_{i=1}^n G_i; \quad \sum_{i=1}^n G_i / G = 1.$$

**Мольная** (объемная) концентрация  $r_i$  есть величина отношения количества молей компонентов  $\bar{G}_i$  к количеству молей смеси:

$$r_i = \bar{G}_i / \bar{G};$$

$$\bar{G} = \sum_{i=1}^n \bar{G}_i; \quad \sum_{i=1}^n r_i = \sum_{i=1}^n \bar{G}_i / \bar{G} = 1.$$

Количество молей компонента  $\bar{G}_i = G_i / \mu$ .

**Молекулярный** (кажущийся) **вес смеси** равен в зависимости от способа задания смеси:

через объемные доли

$$\mu_m = G/\bar{G} = 1/\bar{G} \sum_{i=1}^n G_i = 1/\bar{G} \sum_{i=1}^n \mu_i \cdot \bar{G}_i = \sum_{i=1}^n \mu_i \cdot \bar{G}_i / G = \sum_{i=1}^n \mu_i \cdot r_i;$$

через массовые доли

$$1/\mu_m = \bar{G}/G = 1/G \sum_{i=1}^n \bar{G}_i = 1/\bar{G} \sum_{i=1}^n G_i / \mu_i = \sum_{i=1}^n 1/\mu_i \cdot G_i / G = \sum_{i=1}^n m_i / \mu_i;$$

Пересчет весовых и объемных концентраций можно осуществить из уравнения:

$$m_i / r_i = \mu_i / \mu_m; \quad m_i / r_i = \mu_i / \mu_m = R_m / R_i,$$

где  $R_m$  – газовая постоянная смеси  $R_m = \bar{R} / \mu_m$ .

$$R_m = \sum_{i=1}^n R_i / m_i = 1 / \sum_{i=1}^n r_i / R_i.$$

Давление смеси представляет собой сумму давлений компонентов, входящих в смесь

$$P_m = \sum_{i=1}^n P_i r_i.$$

где  $P_i$  – парциальное давление газов, входящих в смесь.

Давление одного компонента устанавливается на основании закона Дальтона (закона диффузионного равновесия)

### 1.3 Законы идеальных газов

Идеальным газом является газ, подчиняющийся уравнению Клапейрона при любых плотностях и давлениях.

**Закон Бойля – Мариотта** (1622 г.). Если температура газа постоянна, то давление газа и его удельный объем связаны зависимостью

$$P_1 v_1 = P_2 v_2 = \text{idem}, \quad \text{или} \quad v_2 / v_1 = P_1 / P_2.$$

**Закон Гей – Люссака** (1802 г.). При постоянном давлении объем газа при нагревании изменяется прямо пропорционально повышению температуры

$$v = v_0 (1 + \alpha t),$$

где  $v$  – удельный объем газа при температуре  $t$  °С,  
 $v_0$  – удельный объем газа при температуре  $t = 0$  °С,  
 $\alpha$  – температурный коэффициент объемного расширения  
идеальных газов при  $t = 0$  °С одинаковый для различных газов и  
сохраняющий одно и то же значение

$$\alpha = 1/273,16 = 0,00366, \quad 1 / ^\circ\text{C}$$

**Закон (уравнение) Клапейрона** (1834 год). Сопоставление законов Бойля – Мариотта и Гей – Люссака приводит к уравнению состояния идеальных газов

$$v = v_0(1 + \alpha t) = \text{const} / P = \alpha \cdot \text{const} / P (1 / \alpha + t)$$

$$P v = R T \quad P V = G R T = M R T$$

где  $R$  – газовая постоянная идеального газа. Представляет собой удельную работу газа в изобарном процессе ( $P$  – idem) при изменении температуры газа на 1°С.

**Закон Авогадро** (1811 г.). Объем киломоля идеального газа ( $\bar{v} = \mu \cdot v$ ) не зависит от его природы и вполне определяется параметрами физического состояния газа ( $P, t$ )

$$\bar{v} = f(P, t).$$

Объем 1 кмоль идеального газа в нормальных физических условиях (температура 0 °С, давление 101,325 кПа)

$$\bar{v} = \mu \cdot v = 22,414 \text{ м}^3 / \text{кмоль}.$$

#### 1.4 Уравнение Клапейрона – уравнение состояния идеального газа

Впервые уравнение, которое помогает установить связь между давлением, объемом и температурой газов, получил и сформулировал в 1834 году знаменитый французский физик Бенуа Клапейрон, который длительное время работал в Петербурге. А вот Дмитрий Иванович Менделеев, великий русский ученый, в 1874 году впервые его применил, но перед тем он получил формулу методом объединения закона Авогадро с законом, который сформулировал Клапейрон. Поэтому, закон, позволяющий сделать выводы о характере поведения газов, в Европе было принято называть законом Менделеева – Клапейрона.

Уравнение Клапейрона для одного кмоль идеального газа имеет вид

$$\bar{v} = \mu \cdot v = \mu \cdot R,$$

тогда  $\mu R$  не зависит от природы газа и в силу этого называется **универсальной газовой постоянной**

$$\bar{R} = \mu \cdot R = 8314 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}).$$

Удельные газовые постоянные газов  $R$  определяются по значению их молярной массы

$$R = \bar{R} / \mu \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Таким образом, уравнение **Клапейрона** – уравнение состояния идеального газа, может быть записано в следующих видах

$$\text{для } 1 \text{ кг газа } P v = R T \text{ и для } G \text{ кг газа } P V = G R T,$$

#### 1.4.1 Уравнение Клапейрона – Менделеева

Газы могут выступать в роли реагентов или быть продуктами в химических реакциях, поэтому, при нормальных условиях, газы сложно заставить реагировать между собой, и для этого необходимо уметь определять число молей газов в условиях, которые отличаются от нормальных. Для этих целей и используют уравнение состояния идеального газа.

Такое уравнение состояния идеального газа можно легко получить из формулы зависимости давления и температуры, расписав в этой формуле концентрацию газа

$$PV = nRT$$

Это уравнение еще принято называть **уравнением Клапейрона – Менделеева**,

где:  $n$  – является числом молей газа,

$P$  – давление газа, Па,

$V$  – объем газа, м<sup>3</sup>,

$T$  – абсолютная температура газа, К.

$R$  – универсальная газовая постоянная,  $R = 8,314 \text{ Дж}/\text{моль} \cdot \text{К}$ .

$$\mu P v = \mu R T,$$



## 1.5 Первое начало термодинамики

### 1.5.1 Первое начало термодинамики как математическое выражение закона сохранения энергии

Первое начало термодинамики – математическое выражение закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым процессам в его наиболее общей форме. Открытию закона сохранения и превращения энергии предшествовали многочисленные экспериментальные и теоретические исследования в области физики и химии, развитие принципа, исключающего построение вечного двигателя первого рода (1775 г.), открытие закона Гесса (1840 г.) и принципа эквивалентности (1842 – 1850 гг.) как завершающего этапа в открытии закона сохранения энергии.

Суть **первого начала термодинамики** заключается в том, что работа может совершаться только за счет теплоты или какой-либо другой формы энергии. Внутренняя энергия системы является однозначной функцией ее состояния и изменяется только под влиянием внешних воздействий. При этом все возможные виды внешнего энергетического взаимодействия сводятся лишь к передаче теплоты и работы. Это значит, что изменение внутренней энергии тела или системы тел ( $\Delta U = U_2 - U_1$ ) равно алгебраической сумме подведенных извне количеств теплоты  $Q^*_{1,2}$  и внешней работы ( $L^*_{1,2}$ ), выполненной телом в процессе

$$U_2 - U_1 = Q^*_{1,2} - A L^*_{1,2};$$

$$Q^*_{1,2} = U_2 - U_1 + A L^*_{1,2}$$

или в дифференциальной форме

$$\delta Q^* = dU + A \cdot \delta L^*,$$

где  $A$  – тепловой эквивалент работы (далее его опускаем):

$A = 1 \text{ Дж} / (\text{Н}\cdot\text{м})$  в системе СИ; в МКСС  $A = 1 / 427 \text{ ккал}/(\text{кг}\cdot\text{м})$ .

Уравнения первого начала термодинамики в приведенной форме называются уравнениями первого начала термодинамики по **внешнему балансу теплоты и работы**. Действительно, приведенные уравнения отражают только взаимодействие тел с окружающей системой. Они не учитывают и не отражают те необратимые потери, которые есть в реальных условиях взаимодействия тела с окружающей средой.

Внешняя (эффективная) работа  $\delta L^*$  определяется разностью термодинамической работы  $\delta L$  и необратимых потерь работы  $\delta L^{**}$ ,

$$\delta L^* = \delta L - \delta L^{**}$$

Потерянная в необратимых процессах работа  $\delta L^{**}$  полностью превращается в теплоту внутреннего теплообмена  $\delta Q^{**}$ , которая передается этому же телу или телам внешней системы

$$\delta L^{**} = \delta Q^{**} > 0$$

Следовательно, полное количество теплоты  $\delta Q$ , полученное телом, будет определяться как сумма теплоты  $\delta Q^*$ , подведенной извне, и теплоты внутреннего теплообмена  $\delta Q^{**}$ :

$$\delta Q = \delta Q^* + \delta Q^{**}$$

Последнее уравнение называется уравнением **первого начала по балансу рабочего тела**. Оно может использоваться для анализа реальных процессов тепловых машин.

### 1.5.2 Первое начало термодинамики простого тела

Простым телом называют тело, состояние которого вполне определяется двумя независимыми переменными (например -  $P$ ,  $v$  или  $v$ ,  $t$  или  $P$ ,  $t$ ).

Для таких тел термодинамическая работа определяется как обратимая работа изменения объема:

$$\delta L = P \cdot dV; \quad \delta l = \delta L / G = P \cdot d v.$$

При изучении процессов перемещения газов или жидкостей из области одного давления в область другого в расчеты вводится потенциальная работа

$$\delta \omega = -v \cdot dP = P \cdot d v - d(P v)$$

Первое начало термодинамики по балансу рабочего тела для замкнутого пространства и единицы количества вещества запишется

$$\delta q = \delta q^* + \delta q^{**} = dU + \delta l = d h + \delta \omega = dU + P \cdot d v = d h - v \cdot d P$$

Сумма слагаемых  $U + P \cdot v$  обозначена  $h$  - названа энтальпией

атындағы ПМУ-дің  
академик С.Бейсембаев  
атындағы ғылыми

КІТАПХАНАСЫ

## 1.6 Понятие теплоёмкости

**Теплоемкостью** называется отношение количества тепла по балансу рабочего тела к изменению температуры этого тела в рассматриваемом процессе ( $z$ ), включающем внешний и внутренний теплообмен

$$C_z = \frac{\delta q_z}{dt} = \frac{\delta q_z^* + \delta q_z^{**}}{dt} \text{ Дж / (кг} \cdot \text{K)}.$$

Величина  $q_z$  в уравнении зависит не только от интервала температур  $t_2 - t_1$ , но и от вида процесса подвода теплоты. Индекс  $z$  обозначает тот параметр, который сохраняется постоянным в данном процессе. В термодинамике обычно пользуются понятием теплоемкости при  $P = \text{idem}$  и  $v = \text{idem}$ .

$$v = \text{idem} \quad C_v = \frac{\delta q_v}{dt} = \frac{dU + P \cdot dv}{dt} = \frac{dU}{dt} = \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)_v,$$

$$P = \text{idem} \quad C_p = \frac{\delta q_p}{dt} = \frac{dh - v \cdot dP}{dt} = \frac{dh}{dt} = \left( \frac{dh}{dt} \right)_p.$$

Различают теплоемкость массовую, мольную и объемную:

1) **массовая** теплоемкость  $C_z$  Дж / (кг · К);

2) **мольная** теплоемкость  $\overline{C}_z = \mu \cdot C_z$  Дж / (кмоль · К);

3) **объемная** теплоемкость  $C'_z = C_z \cdot P$  Дж / (м<sup>3</sup> · К);

4) **средняя** теплоемкость  $C_{zm} = \frac{q_{12}}{t_2 - t_1} = \frac{1}{t_2 - t_1} \cdot \int_1^2 C_z dt$

В случае смеси идеальных газов в расчетные соотношения термодинамики входит теплоемкость смеси.

Различают две схемы смешивания газов – при  $V = \text{idem}$  и  $P = \text{idem}$  (рисунок 1.4).

При  $V = \text{idem}$  смешение осуществляется при неизменном уровне внутренней энергии, а при  $P = \text{idem}$  – при неизменном уровне энтальпии.

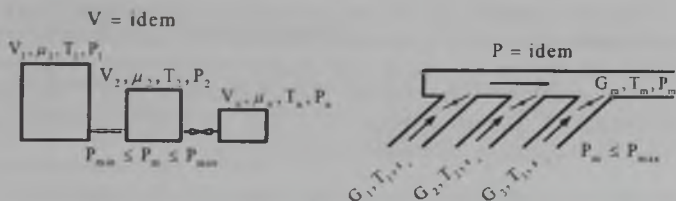


Рисунок 1.4

На основании I начала термодинамики определяется средняя температура смеси

$$T_m = \frac{1}{C_{см}} \sum_{i=1}^n r_i \cdot \bar{C}_{см} \cdot T_i = \frac{1}{C_{см}} \sum_{i=1}^n m_i \cdot C_{см} \cdot T_i,$$

где  $\bar{C}_{см}, C_{см}$  – средние молярные (объемные) и весовые теплоемкости компонентов в интервале температур ( $T_i - T_m$ ) берутся из справочных таблиц;

$\bar{C}_{см}, C_{см}$  – средние молярные (объемные) и весовые теплоемкости смеси в том же интервале температур ( $T_i - T_m$ )

$$C_{см} = \sum_{i=1}^n m_i \cdot C_{см}; \quad \bar{C}_{см} = \sum_{i=1}^n r_i \cdot \bar{C}_{см}.$$

### 1.7 Закон Майера

Для идеальных газов справедливо утверждение, что внутренняя энергия  $U$  и энтальпия  $h$  являются функциями только одной температуры (закон Джоуля)

$$U = u(t); \quad h = u + P \cdot v = u(t) + RT = h(t).$$

В этих условиях упрощаются выражения теплоемкости

$$v = idem \quad C_v = (\partial u / \partial t)_v = d U (t) / d t = C_v (t)$$

$$P = idem \quad C_p = (\partial h / \partial t)_p = d h (t) / d t = C_p (t)$$

$$d U = C_v \cdot d t \quad \text{и} \quad d h = C_p \cdot d t$$

**Закон Майера**, устанавливающий равенство между разностью теплоемкостей  $C_p$  и  $C_v$  и удельной газовой постоянной  $R$

$$C_p = C_v + R.$$

Из этого следует, что физический смысл универсальной газовой постоянной в том, что  $R$  – численно равна работе, совершаемой одним моле́м газа при нагревании на один градус в изобарическом процессе.

Используя это соотношение, Роберт Майер в 1842 г. вычислил механический эквивалент теплоты:  $1 \text{ кал} = 4,19 \text{ Дж}$ . Полезно знать формулу Майера для удельных теплоёмкостей:

$$\frac{C_P}{\mu} = \frac{C_V}{\mu} + \frac{R}{\mu}$$

или

$$C_{P_{\text{мк}}} - C_{V_{\text{мк}}} = \frac{R}{\mu}$$

или

$$C_P - C_V = \frac{P \cdot dV + V \cdot dP}{dt} = \frac{d(PV)}{dt} = \frac{d(RT)}{dt} = R;$$

$$C_P - C_V = R;$$

Для молярных теплоемкостей

$$\bar{C}_P - \bar{C}_V = \mu \cdot R = \bar{R}, \quad \bar{R} = 8314 \text{ Дж / кмоль} \cdot \text{К}$$

### 1.8 Принцип существования энтропии идеального газа

Из уравнения первого начала термодинамики для идеального газа посредством деления правой и левой частей на абсолютную температуру  $T$  можно получить выражение для энтропии  $dS$  - новой функции состояния

$$dS = \frac{\delta q}{T} = \frac{C_V}{T} dT + \frac{P V}{T} \cdot \frac{dV}{V} = \frac{C_P}{T} dT - \frac{P V}{T} \cdot \frac{dP}{P}; \quad P V = R T;$$

$$dS = \frac{\delta q}{T} = \frac{\delta q^* + \delta q^{**}}{T}; \quad \delta q = T \cdot dS.$$

Для расчетов полезно знать и в интегральной форме

$$\Delta S = S - S_0 = C_{\text{м}} \ln \frac{T}{T_0} + R \cdot \ln \frac{V}{V_0} = C_{\text{рм}} \ln \frac{T}{T_0} - R \cdot \ln \frac{P}{P_0}.$$

## 2 Термодинамические процессы

### 2.1 Классификация термодинамических процессов

Термодинамическим процессом принято называть любое изменение системы в результате изменения одного или ряда определяющих ее параметров.

Уравнение процесса может быть задано условием о постоянном значении в этом процессе какой-либо функции состояния (например,  $U = \text{idem}$ ,  $h = \text{idem}$ ,  $P = \text{idem}$ ,  $t = \text{idem}$  и т. п.) или условием о равенстве нулю какого-либо эффекта в этом термодинамическом процессе (например,  $\delta q = 0$ ; работа  $\delta l = 0$  и т. п.).

С помощью уравнений термодинамики можно изучать разнообразные процессы, при этом интерес представляет изображение процесса изменения состояния в  $P - v$  координатах.

Простейшими процессами в термодинамике являются: изохорный ( $v = \text{idem}$ ), изобарный ( $P = \text{idem}$ ), изопотенциальный ( $Pv = \text{idem}$ ). Обобщающим выражением этих процессов является уравнение политропы с постоянным показателем

$$P v^n = C = \text{idem}$$

$$P^{1/n} v = \sqrt[n]{C} = C_1 = \text{idem},$$

где  $n$  – показатель политропы, для данного процесса величина постоянная, но может иметь любые численные значения,

$C$ ,  $C_1$  – постоянные, характеризующие прохождение процесса через какую-либо точку диаграммы: начальную, конечную или промежуточную.

**Политропный процесс** – это, в принципе, любой процесс, где одновременно могут изменяться все параметры рабочего тела ( $P$ ,  $v$ ,  $T$ ), осуществляться подвод и отвод теплоты и т. п.

Все остальные термодинамические процессы являются частными случаями политропного

так, при  $n = 0$   $P = \text{idem}$  (изобарный),

$n = \pm \infty$   $V = \text{idem}$  (изохорный),

$n = 1$   $P v = \text{idem}$  (изопотенциальный),

$n = k$   $P v^k = \text{idem}$  (адиабатный).

Процессы изменения состояния системы можно показать на диаграмме состояния ( $p - v$  диаграмма) в зависимости от показателя политропы при значениях  $-\infty \leq n \leq +\infty$  (рисунок 2.1)



Рисунок 2.1

Физический смысл **показателя политропы**  $n$  отношением работ процесса – потенциальной к термодинамической, а в логарифмических координатах  $n = \lg \alpha$ .

## 2.2 Работа в термодинамических процессах

Совершение работы связано с изменением объема рабочего тела. Для изучения происходящего при этом изменения параметров и определения величины работы удобно пользоваться графическим методом.

Величина работы определяется, исходя из уравнения процесса

$$l_{1,2} = \frac{P_1 \cdot v_1 - P_2 \cdot v_2}{n - 1}$$

Работа расширения является функцией процесса. Работа  $l_{1,2}$  совершаемая системой при конечном изменении ее объема в произвольном равновесном процессе, изображается кривой 1–2 рисунок 2.2

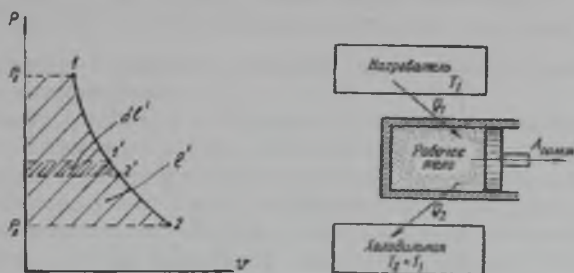


Рисунок 2.2

Для этого пользуются моделью цилиндра с подвижным поршнем (рисунок 2.2). В процессах с подводом теплоты газ расширяется и поршень перемещается.

Сопоставляя уравнения процесса, потенциальной функции и уравнение состояния, имеем

$$P_1 \cdot v_1^n = P_2 \cdot v_2^n ; \quad \frac{P_2}{P_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^n ; \quad P \cdot v = R \cdot T ;$$

$$\frac{P_2 \cdot v_2}{P_1 \cdot v_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} ; \quad \frac{P_2 \cdot v_2}{P_1 \cdot v_1} = \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} ; \quad \frac{P_1 \cdot v_1}{P_2 \cdot v_2} = \frac{T_1}{T_2} .$$

тогда:

$$l_{1,2} = \frac{1}{n-1} P_1 v_1 (1 - \tau_{1,2}) = \frac{1}{n-1} P_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{1}{n-1} P_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] =$$

$$= \frac{1}{n-1} R (T_1 - T_2) = \frac{1}{n-1} R \cdot T_1 \left[ 1 - \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{1}{n-1} R \cdot T_1 \left[ 1 - \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]$$

Зная функциональную зависимость параметров **P** и **v** в процессе, можно аналитически определить работу для любого равновесного процесса в указанных пределах.



Соотношения между параметрами состояния, а также расчетные и проверочные зависимости термодинамических величин в процессах

Изобарный	$P = \text{idem}$	$n = 0$	$P_1 = P_2$ $\frac{T_2}{T_1} = \frac{V_2}{V_1}$	$l_{1,2} = R(T_2 - T_1)$ $l_{1,2} = P(V_2 - V_1)$
Изохорный	$V = \text{idem}$	$n = \pm\infty$	$V_1 = V_2$ $\frac{T_2}{T_1} = \frac{P_2}{P_1}$	$l_{1,2} = 0$
Изотермический	$P \cdot V = \text{idem}$	$n = 1$	$T_1 = T_2$ $\frac{P_2}{P_1} = \frac{V_1}{V_2}$	$l_{1,2} = RT \ln \frac{V_1}{V_2}$ $l_{1,2} = RT \ln \frac{P_1}{P_2}$
Адиабатный	$P \cdot V^\kappa = \text{idem}$	$n = \kappa$ $n = \frac{C_{pm}}{C_{vm}}$	$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\kappa-1}$ $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$ $\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^\kappa$	$l_{1,2} = \frac{P_1 V_1 - P_2 V_2}{\kappa - 1}$ $l_{1,2} = \frac{R(T_1 - T_2)}{\kappa - 1}$

### 3 Круговые процессы (циклы)

#### 3.1 Тепловые машины, понятие термического к.п.д., холодильного коэффициента

Тепловыми машинами в термодинамике называют тепловые двигатели и холодильные машины. Тепловым двигателем принято называть непрерывно действующую систему, осуществляющую прямые круговые процессы (циклы), в которых теплота превращается в работу. В холодильных машинах, работающих по обратному круговому циклу, за счет подводимой извне работы осуществляется перенос теплоты от тела с низшей температурой к телу с высшей температурой.

Круговыми процессами или циклами тепловых машин называют непрерывную последовательность термодинамических процессов, в результате которых рабочее тело возвращается в исходное состояние.

**Прямой термодинамический цикл** – когда к рабочему телу подводится большее количество теплоты при большей температуре и отводится меньшее количество теплоты при более низкой температуре, разность между подведенной и отведенной теплотой равна совершенной работе.

**Обратный термодинамический цикл** – когда к рабочему телу подводится меньшее количество теплоты при меньшей температуре, а отводится большее количество теплоты и при более высокой температуре, разность этих количеств теплоты равна затраченной работе.

Итоговое изменение любой функции состояния рабочего тела  $z$  в круговом процессе будет равно нулю

$$\oint dz = \int_a^a dz = 0; \quad z = u; h; t; P \cdot v; P; v.$$

По внешнему балансу теплоты и работы из первого начала термодинамики для кругового цикла

$$\oint \delta Q^* = \oint dU + \oint \delta L^* = \oint \delta L^*.$$

В цикле теплового двигателя от «горячего источника» с температурой  $t_1$  отбирается теплота  $Q_1^*$ .

Холодному источнику с температурой  $t_2$  отдается теплота  $Q_2^*$ , а разность этого количества теплоты  $Q_1^* - Q_2^*$  превращается в полезную работу  $L^* > 0$ .

На приведенной ниже  $P - v$  диаграмме круговых циклов по стрелке от точки 1 на пути (1 – в – 2) идет работа расширения газа, определяемая площадью (е 1 в 2 d) при подводе  $Q_1^*$  теплоты. На пути (2 – с – 1) идет работа сжатия, определяемая площадью (е 1 с 2 d) при отводе  $Q_2^*$  теплоты. (рисунок 3.1). Площадь (1 b 2) с характеризует работу  $L^*$ , которая отдается внешнему потребителю. Работа расширения при этом всегда больше работы сжатия.

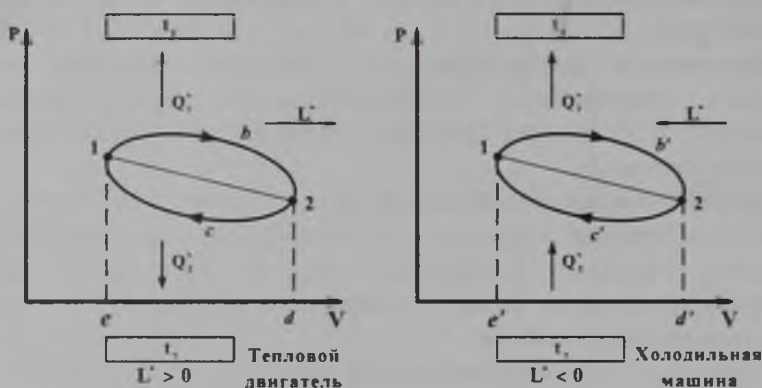


Рисунок 3.1

Качественной характеристикой тепловых двигателей является **термический коэффициент полезного действия  $\eta_t$**  (отношение полученной работы к затраченному количеству тепла)

$$\eta_t = \frac{L^*}{Q_1^*} = \frac{Q_1^* - Q_2^*}{Q_1^*} = 1 - \frac{Q_2^*}{Q_1^*}.$$

В цикле холодильной машины осуществляется перенос теплоты от источника низшей температуры  $t_2$  к источнику высшей  $t_1$ . Циклы холодильных машин называют обратными, в отличие от циклов тепловых двигателей, которые называют прямыми.

$$\chi = \frac{Q_2^*}{L^*} = \frac{Q_2^*}{Q_1^* - Q_2^*}.$$

Качественной характеристикой холодильных машин является **холодильный коэффициент  $\chi$** , определяемый как отношение количества теплоты, отводимой от источника низших температур  $Q_2^*$ , к подведенной извне работы  $L^*$

### 3.2 Цикл Карно

В 1824 г. французский инженер Сади Карно, исследуя эффективность работы тепловых машин, предложил обратимый цикл, состоящий из 2-х адиабат и 2-х изотерм и осуществляемый между двумя источниками постоянных температур – нагревателем  $T_1$  и холодильником  $T_2$ . (рисунок 3.2). В качестве рабочего тела используется идеальный газ.

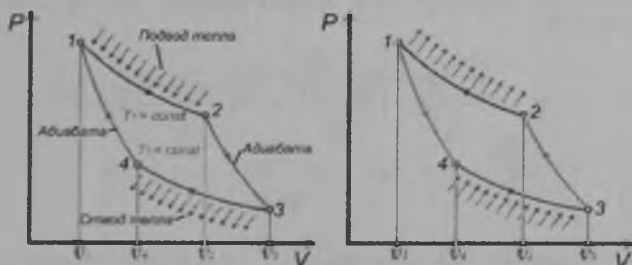


Рисунок 3.2

В качестве рабочего тела используется идеальный газ. В процессе 1–2 к рабочему телу с температурой  $T_1 = \text{const}$  подводится теплота от горячего источника, также имеющего температуру  $T_1$ . Рабочее тело (газ) расширяется, совершая полезную работу, например, перемещая поршень машины из точки 1 в точку 2. При этом температура на участке 1–2 остается неизменной за счет подвода теплоты, несмотря на увеличение объема и снижения давления. В точке 2 подвод теплоты к рабочему телу заканчивается и дальнейшее расширение рабочего тела осуществляется по адиабате 2–3, т. е. при полной тепловой изоляции рабочего тела от внешней среды. При этом температура рабочего тела снижается до  $T_2$ , равной температуре холодного источника.

$$|Q_1| = \int_1^2 T \cdot dS = T_1 \int_1^2 dS = T_1(S_2 - S_1); \quad \text{или} \quad |Q_2| = \int_4^3 T \cdot dS = T_2 \int_4^3 dS = T_2(S_3 - S_4),$$

так как в круговом процессе

$$\oint dS=0, \quad S_2 - S_1 = S_3 - S_4 = |\Delta S|, \quad L = |Q_1| - |Q_2| = (T_1 - T_2) \cdot \Delta S ;$$

В точке 3 рабочее тело начинает сжиматься по изотерме  $T_2$  (линия 3–4), причем при этом температура остается постоянной за счет отвода теплоты к холодному источнику. В точке 4 отвод теплоты прекращается и дальнейшее сжатие газа происходит по адиабате 4–1 с повышением температуры до  $T_1$ .

В точке 1 цикл замыкается. Термический КПД определяем из выражения

$$\eta_t = 1 - \frac{|Q_2|}{|Q_1|} = 1 - \frac{T_2 |\Delta S|}{T_1 |\Delta S|} = 1 - \frac{T_2}{T_1} ;$$

Окончательно

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(i_1 - i_4) - (i_2 - i_3)}{i_1 - i_4}$$

### Вывод

1. Повсюду, где есть разность температур, можно получить полезную механическую работу.

2. Теплоту нельзя полностью превратить в работу ни в каких реальных и идеально достижимых условиях, т. к. невозможно иметь  $T_2 = 0$  (абсолютный нуль термодинамической шкалы недостижим).

3. КПД цикла Карно не зависит от вида рабочего тела, а определяется соотношениями граничных температур процессов отвода и подвода теплоты.

4. Теплота может быть причиной полезной механической работы в том случае, когда она заставляет тела менять свой объем или форму.

### 3.3 Второе начало термодинамики

Наблюдения явлений природы показывают, что все процессы имеют необратимый характер, например, прямой теплообмен между телами, процессы прямого превращения работы в теплоту путем внешнего или внутреннего трения, или электрического нагрева, диффузионные, дроссельные процессы. Обобщающим выражением наблюдаемых в природе явлений является принцип возрастания энтропии – второе начало термодинамики.

Рассмотрим реальный процесс 1-2 и разобьем его на элементарные циклы Карно, для которых

$$\eta = 1 - \frac{\delta Q_2^*}{\delta Q_1^*} < 1 - \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{(\delta Q_1^*)}{T_1} - \frac{(\delta Q_2^*)}{T_2} < 0;$$

Для круговых процессов  $\oint dZ = 0 \rightarrow dS_1^* + dS_2^* = 0$ ;

Для обратимых  $dS_2^* = \frac{\delta Q_2^*}{T_2}$ ; т. е.  $dS^* > \frac{\delta Q^*}{T}$

Второе начало термодинамики или **принцип возрастания энтропии**

$$dS = dS^* + dS^{**} \geq \frac{\delta Q^*}{T}, \text{ но } dS^* = \frac{\delta Q^*}{T},$$

тогда  $dS^{**} > 0$ , или  $dS \geq \frac{\delta Q^*}{T}$ ,

### Вывод

1. Для изолированных систем энтропия всегда только возрастает.

2. **Вечным двигателем** второго рода может называться такой двигатель, который способен целиком превращать в работу всю теплоту, полученную от одного источника.

Одновременно с Клаузиусом в 1851 г. Томсоном была высказана другая формулировка второго закона термодинамики, из которой следует, что не вся теплота, полученная от теплоотдатчика, может перейти в работу, а только ее часть. Часть теплоты должна перейти в теплоприемник.

Следовательно, для получения работы необходимо иметь источник теплоты с высокой температурой, или **теплоотдатчик**, и источник теплоты с низкой температурой, или **теплоприемник**.

Кроме того, постулат Томсона показывает, что построить вечный двигатель, который бы создавал работу за счет использования только одной энергии морей, океанов, воздуха не представляется возможным. Это положение можно формулировать как второй закон термодинамики: Осуществление вечного двигателя второго рода невозможно (Оствальд).

## **4 Термодинамические циклы двигателей внутреннего сгорания**

### **4.1 Классификация тепловых двигателей**

По способу подвода теплоты к рабочему телу различают: двигатели внешнего сгорания, двигатели внутреннего сгорания.

Двигатели внутреннего сгорания (ДВС) по способу реализации полезной работы цикла могут быть: поршневыми (роторно–поршневыми), газотурбинными, комбинированными, реактивными.

ДВС – это тепловая машина, в которой подвод теплоты к рабочему телу осуществляется путем сжигания топлива внутри самого двигателя.

Рабочим телом в ДВС является на первом этапе воздух или смесь воздуха с легко воспламеняющимся топливом, а на втором этапе – продукты сгорания этого жидкого или газообразного топлива.

ДВС имеют два существенных преимущества, во–первых, так как источник теплоты находится внутри самого двигателя, нет необходимости в больших теплообменных поверхностях, что способствует его компактности, во–вторых, в двигателях внешнего сгорания внешний температурный предел рабочего тела ограничен свойством конструкционных материалов, через которые осуществляется теплообмен.

В двигателях внутреннего сгорания, где тепловыделение происходит в самом рабочем теле, температурный предел может быть значительно выше, а так как стенки цилиндра двигателя имеют принудительное охлаждение, то температурные границы цикла могут быть расширены и термический КПД может быть увеличен.

В поршневых и роторно–поршневых двигателях рабочее тело находится в замкнутом пространстве между неподвижными деталями и движущимся поршнем или ротором, которые воспринимают давление рабочего поршня и преобразуют его во внешнюю работу.

В газотурбинном двигателе рабочее тело расширяется в потоке, то есть в незамкнутом пространстве. При тепловом расширении кинетическая энергия потока преобразуется в механическую работу на лопатках вращающегося рабочего колеса.

В реактивных двигателях рабочее тело расширяется также в незамкнутом пространстве, но кинетическая энергия газа преобразуется в работу не на лопатках колеса как в газотурбинном двигателе, а за счет сил реакции при выходе рабочего тела из двигателя в окружающую среду с большой скоростью.

Комбинированный двигатель представляет собой гибрид поршневого и газотурбинного двигателей.

## 4.2 Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания

### 4.2.1 Карбюраторные

Термодинамическими циклами ДВС называются циклы, в которых процессы подвода и отвода тепла осуществляются на изобарах и изохорах ( $P = \text{idem}$ ,  $V = \text{idem}$ ), а процессы сжатия и расширения протекают адиабатно ( $\delta Q = 0$ ) при неизменном количестве рабочего тела на всех стадиях процесса.

Различают три основных вида двигателей: а) поршневые; б) турбинные; в) реактивные.

В поршневых двигателях – осуществляется рабочий процесс при непрерывном изменении объема; основным видом работы является термодинамическая. Основные рабочие процессы (рисунок 4.1), (сжатие – процесс 1–2, подвод теплоты – процесс 2–3 расширение – процесс 3–4, отвод теплоты – процесс 4–1) осуществляются последовательно в одном и том же заданном объеме. В турбинных двигателях эти процессы осуществляются одновременно, но в разных частях машины.

Диаграммы термодинамических процессов поршневых двигателей – с подводом теплоты при  $V = \text{const}$  (цикл Отто) представлены в P–v и T–S диаграммах.

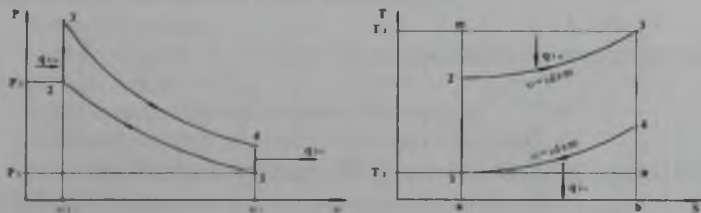


Рисунок 4.1

Термический КПД цикла  $\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{\gamma-1}}$ ;

Степень сжатия  $\epsilon = \frac{v_1}{v_2}$ ;

Степень повышения давления  $\lambda = \frac{P_3}{P_2}$



Диаграммы термодинамических процессов поршневых двигателей – с подводом теплоты при  $P = \text{const}$  (цикл Дизеля) представлены в  $P-v$  и  $T-S$  диаграммах (рисунок 4.2).

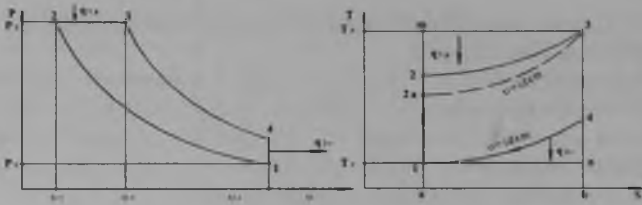


Рисунок 4.2

**Термический КПД цикла** 
$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\lambda-1}} \cdot \frac{\rho^{\lambda-1}}{k(\rho-1)};$$

**Степень сжатия** 
$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2};$$

**Степень предварительного расширения** 
$$\rho = \frac{v_3}{v_2}$$

Диаграммы термодинамических процессов поршневых двигателей – в цикле с комбинированным подводом теплоты (цикл Тринклера или Сабате) представлены в  $P-v$  и  $T-S$  диаграммах (рисунок 4.3)

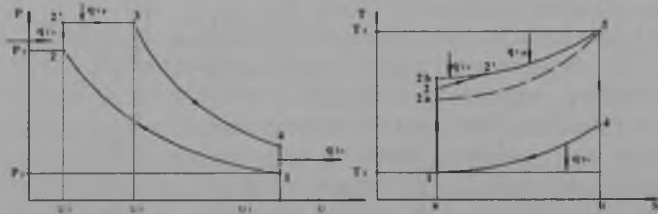


Рисунок 4.3

Степень сжатия, степень повышения давления, степень предварительного расширения и термический КПД цикла Тринклера соответственно:

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}; \quad \lambda = \frac{P_3}{P_2}; \quad \rho = \frac{v_4}{v_3}; \quad \eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\lambda-1}} \cdot \frac{\lambda \rho^{\lambda-1} - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}.$$

#### 4.2.2 Циклы газовых ДВС и турбинных установок

Газовые и газотурбинные установки (ГТУ) относятся к числу двигателей внутреннего сгорания. Газ, получившийся в результате сгорания топлива в камере сгорания, направляется в турбину.

Продукты сгорания, расширяясь в сопловом аппарате и частично на рабочих лопатках турбины, производят на колесе турбины механическую работу.

Газотурбинные установки, по сравнению с поршневыми двигателями, обладают целым рядом технико-экономических преимуществ:

- 1) простотой устройства силовой установки;
- 2) отсутствием поступательно движущихся частей;
- 3) большим числом оборотов, что позволяет существенно снизить вес и габариты установки;
- 4) большей мощностью одного агрегата;
- 5) возможностью осуществить цикл с полным расширением и тем самым с большим термическим КПД;
- 6) возможностью применения дешевых сортов топлива (керосина).

Эти преимущества ГТУ способствовали ее распространению во многих областях техники и, особенно, в авиации. В основе работы ГТУ лежат идеальные циклы, состоящие из простейших термодинамических процессов. Термодинамическое изучение этих циклов базируется на следующих допущениях:

- циклы обратимы;
- подвод теплоты происходит без изменения химического состава рабочего тела цикла;
- отвод теплоты предполагается обратимым;
- гидравлические и тепловые потери отсутствуют;
- рабочее тело представляет собой идеальный газ с постоянной теплоемкостью.

К числу возможных идеальных циклов ГТУ относят следующие циклы:

- 1) с подводом теплоты при постоянном объеме  $v = \text{const}$ ,
- 2) с подводом теплоты при постоянном давлении  $p = \text{const}$ ,
- 3) с регенерацией теплоты.

Во всех циклах ГТУ теплота при наличии полного расширения в турбине отводится при постоянном давлении.

### 4.2.3 Цикл с подводом теплоты при $v = \text{const}$ (цикл Гемфри)

В газотурбинном двигателе рабочее тело расширяется в потоке, то есть в незамкнутом пространстве. При тепловом расширении кинетическая энергия потока преобразуется в механическую работу на лопатках вращающегося рабочего колеса.

Основные рабочие процессы (сжатие, подвод теплоты, расширение) осуществляются одновременно, но в разных частях машины (рисунок 4.4)

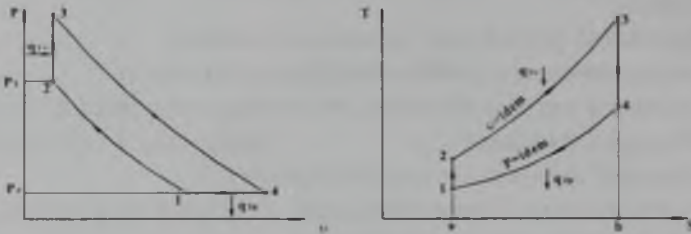


Рисунок 4.4

Термический КПД цикла Гемфри и степень повышения давления

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\lambda-1}} \cdot \frac{\lambda^{\frac{1}{\lambda}} - 1}{\lambda - 1}; \quad \lambda = \frac{P_3}{P_2}$$

Вместе с тем в реальных установках эффективность цикла ГТУ с подводом тепла при  $V = \text{const}$  ниже, чем при  $P = \text{idem}$  из-за снижения к.п.д. турбины. Кроме того, такая схема предусматривает более сложную конструкцию камеры ГТУ. По указанным причинам ГТУ со сгоранием при  $V = \text{const}$  не имеют широкого применения в технике.

### 4.2.4 Цикл с подводом теплоты при $P = \text{const}$ (цикл Брайтона)

Из перечисленных циклов наибольшее практическое применение получил цикл с подводом теплоты при  $p = \text{const}$ .

На схеме (рисунок 4.5) простейшей ГТУ со сгоранием топлива при постоянном давлении: 1 – компрессор, приводимый в движение газовой турбиной – 4, подает сжатый воздух в камеру сгорания – 3, в которую через форсунку впрыскивается жидкое топливо, подаваемое насосом – 2, находящимся на валу газовой турбины.

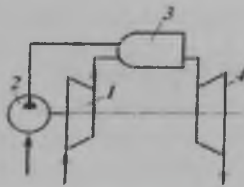


Рисунок 4.5

Продукты сгорания расширяются в сопловом аппарате и частично на рабочих лопатках турбины и выбрасываются в атмосферу. Термодинамический цикл ГТУ со сгоранием при  $p = \text{const}$  можно изобразить на  $p - v$ - и  $T - S$ - диаграммах (рисунок 4.6)

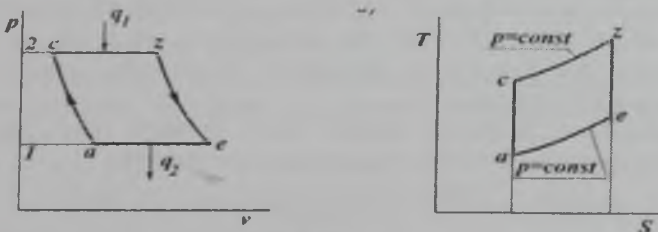


Рисунок 4.6

Для цикла Брайтона соответственно – термический к п д, степень сжатия, степень повышения давления:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{\lambda-1}}; \quad \eta_t = 1 - \frac{1}{\lambda^{\lambda-1}}; \quad \epsilon = \frac{v_1}{v_2}; \quad \lambda = \frac{P_2}{P_1}$$

Эффективность ГТУ простейшей схемы с подводом тепла при  $P = \text{const}$  может быть повышена, если в цикле осуществить регенеративный подогрев воздуха, поступающего в камеру сгорания, за счет теплоты продуктов сгорания, выходящих из турбины.

Сравнение циклов ГТУ при одинаковых значениях соотношений давлений сжатия в компрессоре и одинаковых температурах перед турбиной  $T_3$  показывает, что термический к.п.д. цикла ГТУ при сгорании при  $V = \text{const}$  несколько выше, чем к.п.д. цикла ГТУ со сгоранием при  $P = \text{const}$ .

## 5 Водяной пар

### 5.1 Основные понятия и определения

Водяной пар является одним из реальных газов, широко используемых в теплоэнергетике, поэтому исследование его свойств имеет важное практическое значение.

**Паром** называется реальный газ с относительно высокой критической температурой, близкой к состоянию насыщения.

**Испарением** называется процесс парообразования, происходящий только с поверхности жидкости. Испарение происходит при любой температуре, а его интенсивность зависит от свойств жидкости и температуры. При испарении молекулы жидкости, движущиеся с большими скоростями и оказавшиеся у её поверхности, преодолевают притяжение соседних молекул, образующих поверхностное натяжение, вылетают из жидкости в окружающую среду. Так как при испарении в жидкости остаются молекулы, движущиеся с меньшими скоростями, температура жидкости уменьшается.

Испарение жидкости может быть полным, если над её поверхностью находится неограниченное пространство.

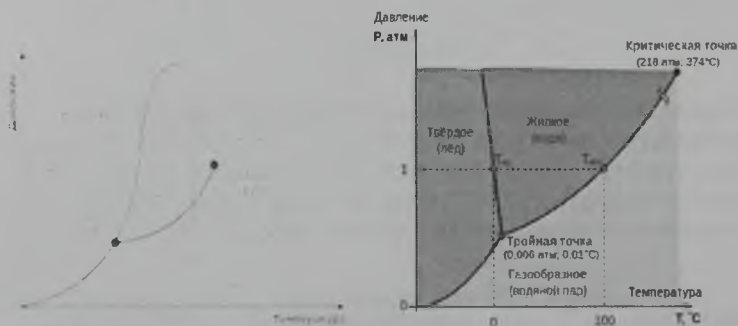


Рисунок 5.1

Параметры воды в тройной точке:

$P_a = 610,8 \text{ Па}$  (4,6 мм. рт. ст.),  $T_a = 273,16 \text{ К}$  ( $t_a = 0,0075^\circ\text{C}$ ).

**Кипением** называется процесс парообразования, протекающий как с поверхности жидкости, так и во всей её массе. При подводе теплоты к испаряющейся жидкости увеличивается её температура и интенсивность испарения (рисунок 5.1).

При достижении вполне определенной температуры жидкости (температура насыщения), зависящей от её свойств и давления, при котором она находится, наступает парообразование во всей её массе и у стенок сосуда. **Образующийся при кипении пар имеет ту же температуру и давление, что и кипящая жидкость.**

**Конденсация** – процесс превращения пара в жидкость, обратный процессу парообразования. Получающаяся при конденсации жидкость называется конденсатом. Он имеет ту же температуру и давление, что и конденсирующийся пар.

**Возгонка** – (сублимация) – процесс превращения вещества из твердого состояния в пар, минуя жидкую фазу. Процесс протекает при давлениях более низких, чем давление в тройной точке – единственной точке, в которой вещество существует в равновесном состоянии одновременно в трех фазах: твердой, жидкой и парообразной. Ниже давления в тройной точке вещество существовать в жидкой фазе не может

**Десублимация** – процесс превращения пара непосредственно в твердое состояние. Протекает при давлении ниже давления в тройной точке вещества.

## ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

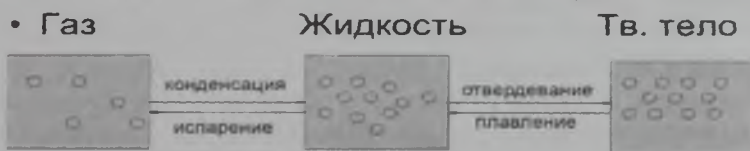


Рисунок 5.2

Переход вещества из одной фазы в другую называется **фазовым переходом** (рисунок 5.2). В технике весьма часто приходится встречаться с фазовыми переходами в чистых веществах. В зависимости от давления и температуры чистое вещество может находиться в различных агрегатных состояниях – газообразном, жидком и твердом. Агрегатные состояния чистого вещества обычно принимают газообразную, жидкую и твердую фазы. Для определения энтальпии твердой фазы воды (лед, снег) принимаются постоянными удельная теплота плавления льда и его изобарная теплоемкость. Эти величины берутся при параметрах тройной точки воды -

$$P_a = 610,8 \text{ Па (4,6 мм. рт. ст.)}, T_a = 273,16 \text{ К (} t_a = 0,0075^\circ\text{C)}.$$

Такие допущения возможны, поскольку в соответствии с  $P - t$  - диаграммой для воды имеют место следующие факты:

1) в атмосферном воздухе твердая фаза воды (т.ф.) может присутствовать только при температурах и парциальных давлениях пара, меньших (или равных) температуры и давления тройной точки воды, т.к. только на линии сублимации AC возможно одновременное существование паровой и твердой фаз воды,

2) плавление льда в атмосферном воздухе возможно только при температуре  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,

3) переход льда в паровую фазу при температурах меньше  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  происходит, минуя жидкую фазу воды, - по линии сублимации (AC),

4) парциальное давление водяного пара при отрицательных температурах атмосферного воздуха ненамного меньше (или равно) давления тройной точки воды  $P_0$ , следовательно, теплота изобарного охлаждения твердой фазы воды от  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  может быть рассчитана по изобаре  $P_0$ .

Энтальпия льда будет величиной отрицательной, поскольку начало отсчета энтальпии идет от температуры  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  жидкой фазы воды, а температура льда всегда меньше или равна  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Расчетное выражение энтальпии твердой фазы воды (льда, снега) в атмосферном воздухе представляет собой сумму удельной теплоты плавления льда, взятой с отрицательным знаком, и удельной изобарной теплоты охлаждения льда от  $t = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$  до отрицательной температуры  $t$

$$h_T = -\lambda + c_{pT} (t - 0) = -335 + 2,1 \cdot t$$

где  $\lambda = 335\text{ кДж/кг}$ , удельная теплота плавления льда при  $t = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $c_{pT} = 2,1\text{ кДж/(кг К)}$  - изобарная теплоемкость льда; взята при давлении тройной точки воды и принята величиной постоянной.



Рисунок 5.3

На рисунке 5.3 в координатах  $p - T$  изображены линии фазовых переходов вещества. Линия AD представляет собой кривую плавления (затвердевания);

Линия АВ – кривую сублимации (десублимации); линия АК – кривую кипения (конденсации); эта линия заканчивается в точке К, которую называют критической. Состояние, в котором существуют три фазы, называется **тройной точкой** (точка А). По фазовой  $p - T$  диаграмме можно установить, в каком агрегатном состоянии оно находится при заданных давлении  $p$  и температуре  $T$ .

**Насыщенный пар** – пар, находящийся в динамическом и термодинамическом равновесии с жидкостью, из которой он образуется. При испарении жидкости в ограниченное пространство одновременно происходит и обратное явление – конденсация пара. Такой пар будет иметь максимальную плотность. Температура насыщенного пара зависит от давления среды, в которой происходит кипение. С изменением температуры жидкости равновесие нарушается, вызывая соответствующее изменение плотности и давления насыщенного пара.

Насыщенный пар, в котором отсутствуют взвешенные высокодисперсные (мельчайшие) частицы жидкой фазы, называется **сухим насыщенным паром**. Состояние сухого насыщенного пара определяется только одним параметром - давлением, или удельным объемом, или температурой.

Насыщенный пар, в котором содержатся взвешенные высокодисперсные частицы жидкой фазы, равномерно распределенные по всей массе пара, называется **влажным насыщенным паром**.

Отношение массы сухого насыщенного пара к суммарной массе влажного насыщенного пара (смеси пар - жидкость) обозначается  $x$  и называется массовой долей сухого насыщенного пара, или **степенью сухости пара ( $x$ )**, или паросодержанием.

Для кипящей жидкости при температуре насыщения степень сухости равна  $x = 0$ , а для **сухого насыщенного пара**  $x = 1$ , следовательно, степень сухости может меняться только в пределах от 0 до 1.

**Состояние влажного пара определяется двумя величинами** - температурой или давлением и каким-либо другим параметром, например, степенью сухости пара.

Массовая доля кипящей жидкости во влажном паре, равная  $y = (1 - x)$ , называется **степенью влажности пара**.



Если сухому насыщенному пару сообщить некоторое количество теплоты при постоянном давлении, то температура его будет возрастать. Пар, поручаемый в этом процессе, называется **перегретым**.

**Перегретый пар** имеет при данном давлении более высокую температуру и удельный объем, чем сухой насыщенный пар. Перегретый пар над поверхностью жидкости получить нельзя. Температура перегретого пара, так же, как и газа, является функцией объема и давления.

Перегретый пар является ненасыщенным, так как при данном давлении удельный объем перегретого пара больше удельного объема сухого насыщенного пара, а плотность меньше. Он по своим **физическим свойствам приближается к газу и тем ближе, чем выше степень перегрева**. Разность между температурами перегретого пара и насыщенного одинакового давления называется **степенью перегрева** (при  $p = \text{const}$ ).

### 5.2 Процесс парообразования в $P - v$ диаграмме

**Парообразованием** называется процесс превращения жидкости в пар. В процессе образования из холодной воды при  $O C$  перегретого пара выделяются **три важнейшие стадии**:

- **подогрев** холодной воды до температуры кипения при  $p = \text{const}$ ,
- **парообразование** – кипение, область насыщенного пара,
- **перегрев пара** до заданной температуры.

Этим стадиям (рисунок 5.4) соответствуют четыре состояния рабочего тела:



Рисунок 5.4

– холодная вода при температуре  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  – точки  $a_1, a_2, a_3$  на  $P$ - $v$  диаграмме;

– кипящая вода при температуре  $t_H$  (начало парообразования) – точки  $b_1, b_2, b_3$ ;

– сухой насыщенный пар (конец процесса парообразования) – точки  $c_1, c_2, c_3$ ;

– перегретый пар – точки  $d_1, d_2, d_3$ .

Точки  $a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3, c_1, c_2, c_3$  – соответствуют различным давлениям.

**Характерная кривая I** – линия, определяющая состояние воды при  $t = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$  и различных давлениях.

**Характерная кривая II** – линия, определяющая состояние кипящей жидкости при  $t_H$  при соответствующем давлении. Эта линия называется нижней пограничной кривой (где степень сухости  $x = 0$ ).

**Характерная кривая III** – линия, определяющая состояние сухого насыщенного пара при различных давлениях. Эта линия называется верхней пограничной кривой ( $x = 1$ ). Для описания свойств влажного пара применяют особый параметр, называемый степенью сухости (обозначается  $x$ ). Этот параметр представляет собой отношение массы сухого насыщенного пара (он находится над кипящей жидкостью) ко всей массе влажного пара. Иными словами, можно сказать, что степень сухости – это массовая доля сухого насыщенного пара во влажном паре. Если **жидкость не кипит**, то над ней **нет пара**.

Для состояния  $c_1, c_2, c_3$  характерно отсутствие кипящей жидкости, так как пар находится в сухом насыщенном состоянии. Степень сухости пара в состоянии  $c_1, c_2, c_3$  равна единице:  $x = 1$

Следовательно, степень сухости пара изменяется в следующих пределах от 0 до 1. Значение  $x = 0.85$  означает, что влажный пар состоит из 85% сухого насыщенного пара и 15% жидкости.

Между линиями I и II находится область жидкости (воды), между линиями II и III пограничными кривыми) – область влажного насыщенного пара, линия III (верхняя пограничная кривая) соответствует точкам сухого насыщенного пара при соответствующих давлениях. Вправо от линии III лежит область перегретого пара.

Пограничные кривые: нижняя ( $x = 0$ ) и верхняя ( $x = 1$ ) сливаются в точке К, которая называется критической.

**Точка К** определяет **критическое состояние воды и водяного пара**. Все параметры этой точки называются критическими. Для воды они имеют следующие значения:  $p_K = 221,29 \cdot 10^5 \text{ Па}$  ( $225,65 \text{ кг/см}^2$ ) или  $22,129 \text{ МПа}$ ,  $t_K = 374,15^{\circ}\text{C}$ ,  $v_K = 0,00326 \text{ м}^3 / \text{кг}$ .

**При испарении** образование пара происходит только со свободной поверхности жидкости. Интенсивность испарения зависит от физических свойств жидкости и возрастает с повышением ее температуры.

Бурный процесс **кипения**, сопровождающийся возникновением пузырьков пара по всему объему жидкости, называется **парообразованием**. Кипение жидкости происходит при постоянном давлении и при соответствующей постоянной температуре, которая называется температурой кипения или насыщения ( $t_H$ ). Для всех жидкостей температура насыщения повышается при повышении давления. Для определения температуры кипения следует пользоваться таблицами.

Мы определили, что пар может быть в различных состояниях и для того, чтобы не произошла путаница в состояниях, приняты различные обозначения этих состояний. Все **параметры жидкости** принято обозначать соответствующей **буквой со штрихом**, например, удельный объем  $v'$ , энтальпия  $h'$ , энтропия  $s'$  и т. д.

Все **параметры сухого насыщенного** пара принято обозначать соответствующей **буквой с двумя штрихами**, например, удельный объем  $v''$ , энтальпия  $h''$ , энтропия  $s''$  и т. д. Состояние сухого насыщенного пара определяется одним параметром: давлением или температурой насыщения (температурой кипения)  $t_H$ . Насыщенный пар, в котором отсутствуют частицы жидкой фазы – капли жидкости, называют сухим насыщенным паром. Сухой насыщенный пар является неустойчивым состоянием – мгновенным при переходе в перегретый пар, имеющий температуру выше ( $t_H$ ). Насыщенный пар может быть влажным или сухим. Смесь пара и жидкости называется влажным насыщенным паром.

**Насыщенный пар**, в котором **отсутствуют** частицы жидкой фазы – **капли жидкости**, называют сухим насыщенным паром.

Состояние влажного насыщенного пара определяется двумя параметрами: давлением и степенью сухости.

Определение параметров влажного насыщенного пара выполняется с помощью термодинамических таблиц насыщенного водяного пара по давлению или температуре насыщения.

Удельный объем влажного пара со степенью сухости  $x$  определяется,  $m^3/kg$

$$v_{вл} = x v''$$

Плотность влажного пара находим, кг/м<sup>3</sup>

$$\rho_{\text{вл.}} = 1/v_{\text{вл.}} = 1/x v''$$

Энтальпия влажного насыщенного пара определяется

$$h_{\text{вл.}} = h' + x r$$

Состояние перегретого пара определяется двумя параметрами - давлением или температурой.

Чрезвычайно важно научиться определять основные параметры пара  $P$ ,  $v$ ,  $t$ , энтальпию  $h$ , энтропию  $S$  пара в любом термодинамическом состоянии по термодинамическим таблицам.

Значение внутренней энергии пара в таблицах не приводится, поэтому ее определяют по основным параметрам ( $h$ ,  $P$ ,  $v$ ), кДж/кг

$$u = h - P v$$

где  $h$ ,  $P$ ,  $v$  - берутся из термодинамических таблиц.

### 5.3 Процесс парообразования в $T - S$ и $h - S$ диаграммах

Кроме диаграммы  $p - V$  в термодинамике находит применение тепловые диаграммы  $T - S$  и  $h - S$  воды и водяного пара. Наряду с диаграммой  $p - V$  водяного пара, они широко применяются при анализе циклов ТЭС.

Как известно, каждое состояние среды изображается в виде линий процессов и циклов водяного пара (рисунок 5.5), так и точки как в диаграмме  $T - S$ , так же в  $h - S$ . Диаграмма  $T - S$  строится по данным таблиц теплофизических свойств воды и водяного пара. За начало отсчета энтропии в диаграмме  $T - S$  принимается точка с координатами  $S_0 = 0$  и  $T_0 = 273,16 \text{ K}$ .

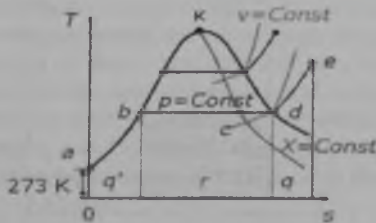


Рисунок 5.5

При этих условиях состояние холодной воды в T-S диаграмме изображается точкой **a**, нижняя пограничная кривая линией **a-b-K**, а верхняя пограничная кривая линией **K-d**. Критическая точка **K** располагается на пересечении верхней и нижней пограничных кривых. Из неё находят линии постоянной сухости  $x = \text{const}$ .

Отрезок **a – b** на нижней пограничной кривой представляет собой изобару подогрева жидкости.

Изобарно-изотермический процесс парообразования в диаграмме T – S изображается прямой **b – d**. На этом участке изобара  $p = \text{const}$  сливается с изотермой  $T = \text{const}$ . Фазовый переход воды в пар всегда происходит при механическом и термическом равновесии.

Линия **d – e** представляет собой изобарный процесс перегрева пара. На всех участках диаграммы изохора  $v = \text{const}$  идет круче изобары (часто штрих пунктирная). Энтальпия  $S_x$  и энтальпия  $h_x$  влажного пара определяются по формулам

$$S_x = S' + x ( S'' - S' ) = S' + x$$

$$h_x = h' + x ( h'' - h' ) = h' + x \cdot r.$$

### 5.3.1 H – S диаграмма воды и водяного пара

При проведении технико-экономических расчётов для подбора оборудования в теплоэнергетике и других отраслях, и моделирования тепловых процессов, необходимы надёжные проверенные данные о теплофизических свойствах воды и водяного пара в широкой области давлений и температур.

Ещё в 1904 году немецкий теплофизик Рихард Молье разработал специальную диаграмму для упрощения и облегчения решений практических задач по теплотехнике, в которой в координатах энтальпии ( $h$ ) и энтропии ( $s$ ) графически отображаются сведения из таблиц состояний. H – S – диаграммы чаще всего содержат в себе данные о свойствах воды и водяного пара в различных состояниях, и представляют большой интерес с точки зрения теплотехники.

При нанесении соответствующих точек в координатах ( $h, s$ ), взятых из таблиц насыщения справочников свойств воды и водяного пара, при их соединении получаются кривые, соответствующие определённым степеням сухости. В таком случае, линия  $x = 0$  является нижней пограничной кривой, а  $x = 1$  – верхней пограничной кривой.



Значение  $x = 0$  соответствует воде в момент кипения (насыщения). Значение  $x = 1$ , показывает, что в смеси присутствует только пар.

Область, заключённая между этими кривыми, является областью влажного пара. Область ниже кривой  $x = 0$ , которая стягивается практически в прямую линию, соответствует воде. Область выше кривой  $x = 1$  – соответствует состоянию перегретого пара.

**Критическая точка (К).** При определённом, достаточно высоком давлении, называемом критическим, свойства воды и пара становятся идентичными. То есть исчезают физические различия между жидким и газообразным состояниями вещества. Такое состояние называют критическим состоянием вещества, которому соответствует положение критической точки. Следует заметить, что она на пограничной кривой лежит гораздо левее максимума этой кривой.

Изотерма – изолиния, построенная методом объединения точек по значениям энтальпии и энтропии, соответствующих определённой температуре. Изотермы пересекают пограничные кривые с изломом и, по мере удаления от верхней пограничной кривой, асимптотически приближаются к горизонтали.

Изобара – изолиния, построенная методом объединения точек по значениям энтальпии и энтропии, соответствующих определённому давлению. Изобары не имеют изломов при пересечении пограничных кривых.

Изохора – изолиния, построенная методом объединения точек по значениям энтальпии и энтропии, соответствующих определённому объёму. Изохоры на  $h-s$  – диаграмме в области перегретого пара, всегда проходит круче, чем изобары, и это облегчает их распознавание на одноцветных диаграммах. Построение изохор требует более кропотливой работы с таблицей состояний.

Изотермы и изобары в области влажного пара совпадают по причине линейной зависимости в состоянии насыщения.

## 6 Термодинамические процессы водяного пара, методы анализа и расчета

### 6.1 Анализ работы паросиловых установок

Для анализа работы паросиловых установок существенное значение имеют изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный процессы водяного пара.

Графический метод расчета процессов является простым и универсальным. Он пригоден для любых процессов, совершающихся как с перегретым, так и с насыщенным паром. Расчет процессов с применением диаграммы  $h-S$  сводится к определению значений параметров пара в его начальном и конечном состояниях. Общий метод расчета состоит в следующем:

1) по исходным данным на диаграмму  $h-S$  наносится график процесса;

2) по положению начальной 1 и конечной 2 точек этого графика по диаграмме  $h-S$  определяются числовые значения параметров пара  $p, V, T, S, h$  в точках;

3) определяется изменение внутренней энергии пара в процессе по формуле, справедливой для всех процессов и агрегатных состояний пара:

$$u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 V_2) - (h_1 - p_1 V_1)$$

4) определяется теплота, сообщаемая пару по формуле:

– для изохорного процесса  $q = u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - V(p_2 - p_1)$

– для изобарного процесса:  $q = h_2 - h_1$

– для изотермического процесса:  $q = T \cdot \Delta S = T(S_2 - S_1)$

5) вычисляется внешняя работа по формуле:  $L = q - (u_2 - u_1)$

#### 6.1.1 Изохорный процесс водяного пара

Пусть в начальном состоянии пар имеет параметры: давление  $p_1$  и степень сухости  $x_1$  (рисунок 6.1) Конечное состояние пара характеризуется температурой  $t_2$  На диаграмме  $h-S$  находят изобару  $p_1$  и линию сухости  $x_1$ . Их пересечение соответствует состоянию пара в исходной точке 1. Далее по изохоре  $v = \text{const}$ , проходящей через точку 1, поднимаются до пересечения её с изотермой  $t_2 = \text{const}$ . Их пересечение соответствует конечному состоянию пара в точке 2.

Графиком этого процесса будет линия 1–2 процесс  $v = \text{const}$ . В точках 1 и 2 определяются по диаграмме все параметры пара:  $h_1, v, p_1, t_1$  и  $h_2, p_2$ .



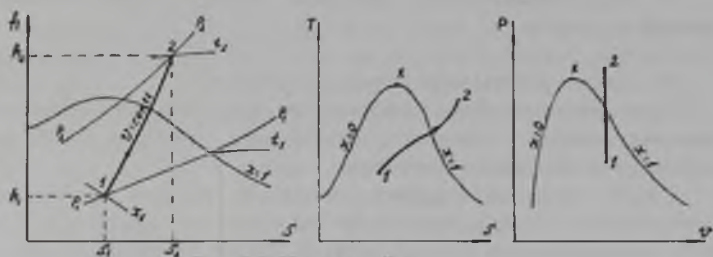


Рисунок 6.1

Расположение графика процесса 1–2 на диаграмме  $h$ – $S$  показывает, что в изохорном процессе при подводе теплоты к влажному пару происходит сперва подсушка (увеличение степени сухости до  $x = 1$ ), а затем происходит перегрев пара при непрерывно возрастающем давлении и температуре. Изменение внутренней энергии пара и теплота, сообщаемая пару в изохорном процессе

$$q = u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - u(p_2 - p_1)$$

### 6.1.2 Изобарный процесс водяного пара

Пусть в начальном и конечном состояниях пар характеризуется параметрами  $p_1$ ,  $x_1$  и  $t_2 = t_3$ . (рисунок 6.2)

Начальная точка 1 определится пересечением изобары  $p_1$  с линией сухости  $x = 1$ , а конечная 3 – пересечением той же изобары  $p_1$  с изотермой  $t_2 = t_3 = \text{const}$ . Линией этого процесса будет кривая 1 – 2 процесс  $p = \text{const}$ .

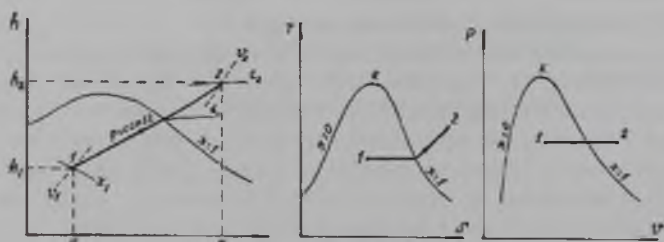


Рисунок 6.2

В точках 1 и 3 из диаграммы  $h$ – $S$  определяются параметры  $t_1$ ,  $v_1$ ,  $h_1$  и  $v_3$ ,  $h_3$ .

Из кривой 1-3 следует, что в изобарном процессе при подводе теплоты к влажному пару вначале происходит его подсушка (до точки пересечения с линией  $x=1$ ), а затем перегрев пара до заданной температуры  $t_2 = t_3 = \text{const}$ . Такой процесс протекает в пароперегревателях пара паровых котлов. Изменение внутренней энергии пара, теплота, сообщаемая пару и внешняя работа в изобарном процессе, определяются по формулам:

$$U_3 - U_1 = h_3 - h_1 - p(V_3 - V_1);$$

$$l = q - (u_3 - u_1) - p(V_3 - V_1); \quad q = (h_3 - h_1).$$

### 6.1.3 Изотермический процесс водяного пара

Пусть, как и предыдущих примерах, начальное и конечное состояние пара характеризуется параметрами  $p_1, x_1$  и  $p_2$  (рисунок 6.3).

Графиком этого процесса  $t = \text{const}$  будет линия 1-2. Начальная точка, которой определяется пересечением изобары  $p_1$  с линией сухости  $x_1$ , а точка 2 — пересечением изобары  $p_2$  с изотермой  $t = \text{const}$ , проходящей через точку 1. В точках 1 и 2 из диаграммы  $h-S$ , определяются параметры пара  $h_1, v_1, s_1, t_1$  и  $h_2, v_2, s_2$ .

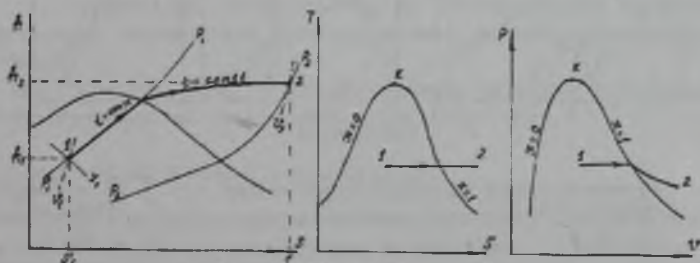


Рисунок 6.3

Как видно из графика изотермического процесса, при расширении влажного пара сначала происходит его подсушка, а затем перегрев пара. Поскольку в области влажных паров изотерма совпадает с изобарой, то в ней изотермический процесс одновременно является и изобарным процессом. Следовательно, при расширении пара в области влажных паров его температура и давление остаются постоянными.

В области перегретых паров изотермическое расширение пара (увеличение его объема) происходит при непрерывном уменьшении давления. Изменение внутренней энергии пара в изотермическом процессе определяется по формуле

$$u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1)$$

Теплота, сообщаемая пару и внешняя работа в этом процессе

$$q = T \cdot (S_2 - S_1) \quad \text{и} \quad L = q - (u_2 - u_1)$$

### 6.1.4 Адиабатный процесс водяного пара

Пусть пар в начальном состоянии 2 характеризуется параметрами  $p_2$  и  $t_2$  и из этого состояния адиабатно (адиабатный процесс расширения) расширяется до конечного состояния 5, с параметрами точки 5: давлением  $p_5$  и энтропией  $S_2 = S_5$  (рисунок 6.4)

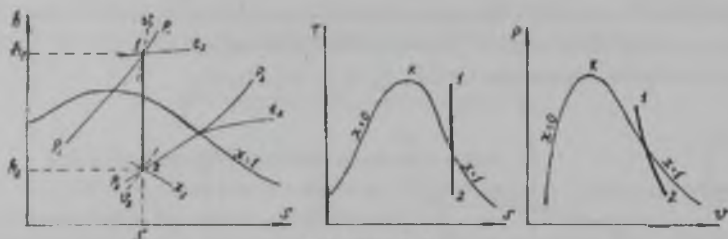


Рисунок 6.4

Графиком этого процесса будет линия 1 - 2 ( $S = \text{const}$ ). Начальная точка 1 определяется пересечением изобары  $p_1$  с изотермой  $t_1$ , а конечная 2 - пересечением линии  $S$ , опускаемой из точки 1 с изобарой  $p_2$ . В точках 1 и 2 из диаграммы  $h$ - $S$  определяются параметры пара  $h_1, v_1$  и  $h_2, v_2, t_2, x_2$ . Как видно из графика, при адиабатном расширении перегретого пара сначала происходит уменьшение его степени перегрева и, при достижении давления в точке пересечения линии  $S_1 = S_2 = \text{const}$  с верхней пограничной кривой ( $x=1$ ), пар переходит в область влажных насыщенных паров.

Дальнейшее расширение пара происходит с увеличением его степени влажности  $y = 1 - x$ . Изменение внутренней энергии пара и внешняя работа в адиабатном процессе определяются по формулам:

$$u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1)$$

$$L = (u_2 - u_1) = h_1 - h_2 - (p_1 v_1 - p_2 v_2)$$

## Выводы

1. Для практических расчетов широко применяется T-S диаграмма. На ней площадь под процессом представляет собой количество теплоты, подведенное (отведенное) к рабочему телу.

2. Диаграммы T-S, построенные для конкретных веществ, имеют «густую» сетку изобар, изохор и линий постоянной сухости ( $x = \text{const}$ ), что повышает точность графического определения отдельных параметров.

3. Наибольшее распространение на практике получила h-S диаграмма, так как она позволяет упростить теплотехнические расчеты и производить их более быстро, чем по T-S диаграмме.

4. Исследование паровых процессов состоит в определении начальных и конечных параметров пара, изменений внутренней энергии, энтальпии и подведенного (отведенного) количества теплоты.

5. Перечисленные величины можно определить либо путем использования h-S диаграммы (графический метод), либо путем использования соответствующих формул и таблиц воды и водяного пара (расчетный метод)

6. Графический метод расчета по h-S диаграмме является наглядным, относительно малотрудоемким, однако недостаточно точным.

7. Расчетный метод по соответствующим формулам и таблицам более трудоемок, чем графический, но зато более точен.

Таблица – Расчет функций состояния воды

Состояние воды	Энтальпия	Энтропия	Внутренняя энергия
Некипящая жидкость	$h = c_{рж} \times t$	$s = c_{рж} \ln \frac{T}{273}$	$u = h - pv$
Кипящая жидкость	$h' = c_{рж} \times t_{н}$	$s' = c_{рж} \ln \frac{T_{н}}{273}$	$u' = h' - pv'$
Сухой насыщенный пар	$h'' = h' + r$	$s'' = s' + \frac{r}{T_{н}}$	$u'' = h'' - pv''$
Перегретый пар	$h = h'' + c_{рп} \ln \frac{T}{T_{н}}$	$s = s'' + c_{рп} \ln \frac{T}{T_{н}}$	$u = h - pv$

## 7 Циклы паросиловых установок

### 7.1 Основной цикл паросиловой установки (цикл Ренкина)

Профессор университета в Глазго, шотландец, был крупным специалистом в области технической термодинамики и тепловых машин, автором учебника по технической термодинамике (1857 г.), У. Д. Ренкин (1820 - 1872). Предложенный им цикл паротурбинной установки (в настоящее время носит его имя - цикл Ренкина), был оценен как образцовый Английским Обществом инженеров.

Паротурбинная установка, работающая по циклу **Ренкина на сухом насыщенном паре** (рисунок 7.1), состоит – из парогенератора ПГ, в котором вода превращается в пар, турбины Т, конденсатора К, где влажный пар, конденсируясь на холодных трубках, внутри которых циркулирует охлаждающая вода, превращается в насыщенную воду, и насоса Н, в котором повышается давление воды.

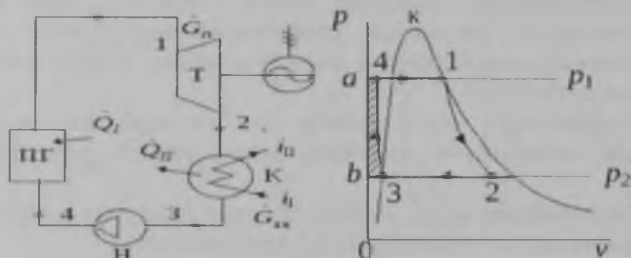


Рисунок 7.1

В отличие от цикла Карно, процесс повышения давления 3–4 осуществляется в жидкой фазе, что значительно уменьшает техническую работу сжатия (пл. 3-4-a-b-3, заштрихована).

Процессы, протекающие в цикле Ренкина на  $p$ - $v$  диаграмме

1-2 – процесс адиабатного расширения пара в паровой турбине Т с изменением давления от  $p_1$  до  $p_2$

2-3 – процесс изобарной конденсации пара в конденсаторе К с отводом теплоты  $q_2$  и изменением состояния рабочего пара от  $x = 1$  (точка 1) до  $x = 0$  (точка 3);

3-4 – процесс изотермического нагнетания воды в котел ПГ насосом Н с повышением давления от  $p_3$  до  $p_4$  (точка 3 – состояние конденсата при выходе из конденсатора К и входе в насос Н)

4-1 – процесс изобарного подвода теплоты  $q_x$  в котел ПГ для нагрева воды от  $0^\circ\text{C}$  до  $t_k^\circ\text{C}$  (точка 4 – состояние воды при  $t_k^\circ\text{C}$ ) и одновременно изотермического парообразования в котле ПГ от  $x = 0$

до  $x = 1$  (сухой насыщенный пар), за счет скрытой удельной теплоты парообразования  $\gamma$  – это количество теплоты, необходимое для перевода при  $p = \text{const}$  1 кг жидкости (воды), нагретой до  $t_{\text{нас}}$  в точку 1 (состояние пара при выходе из котла ПГ)

Поскольку работа, затраченная в насосе гораздо меньше работы произведенной турбиной, то для прикидочных расчетов величиной потерь в насосе можно пренебречь.

Величина термического КПД зависит от параметров пара на входе и выходе из турбины. КПД увеличивается если: увеличивается начальное давление  $p_1$  и температура  $t_1$ , а также уменьшается конечное давление  $p_2$

$$\eta_{\text{ит}} = \frac{(i_1 - i_2) - \gamma(p_1 - p_2)}{(i_1 - i_2) + \gamma(p_1 - p_2)} \quad \eta_{\text{ит}} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{q_{\text{е}}}{q_1}$$

$$N_{\text{ц}} = \dot{G}_{\text{п}} [(i_1 - i_2) - (i_4 - i_3)]$$

Разделив на массу пара, получим удельную работу цикла

$$l_{\text{ц}} = (i_1 - i_2) - (i_4 - i_3)$$

### 7.1.1 Цикл Ренкина с перегревом пара

Рассмотрим принципиальную схему и цикл с перегревом пара изображенные на рисунке 7.2.

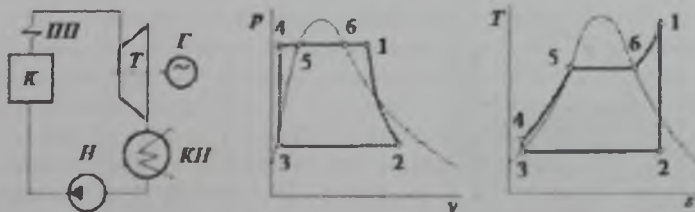


Рисунок 7.2

В паровом котле К происходит изобарный процесс подогрева воды до температуры кипения 4 – 5 и парообразование 5 – 6. Пар поступает в пароперегреватель ПП, где изобарно перегревается 6 – 1. Перегретый пар адиабатно расширяется в турбине Т, процесс 1 – 2, в результате кинетическая энергия пара преобразуется в механическую работу вращения вала турбины и связанного с ней генератора Г.

Затем пар поступает в конденсатор КН, где за счет охлаждающей воды изобарно конденсируется, процесс 2–3. Конденсат адиабатно сжимается в насосе Н, процесс 3 – 4, и поступает в котел.

Таким образом, подвод теплоты в цикле Ренкина происходит изобарно в процессе 4 – 5 – 6 - 1:  $q_1 = h_1 - h_4$ . Отвод теплоты происходит изобарно в процессе 2 - 3:  $q_2 = h_2 - h_3$ . Работа (располагаемая) получаемая в турбине в адиабатном процессе 1-2

$$l_T = h_1 - h_2.$$

Работа затрачивается в насосе в адиабатном процессе 3-4

$$l_H = h_4 - h_3.$$

Полезная работа, получаемая в цикле Ренкина на перегретом паре

$$l_{\text{ц}} = l_m - l_H = q_1 - q_2$$

Термический КПД цикла:

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{(i_1 - i_2) - (i_4 - i_3)}{i_1 - i_4} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{i_2 - i_3}{i_1 - i_4}$$

Цикл Ренкина в диаграмме T-S воды и водяного пара изображен на рисунке 7.3.

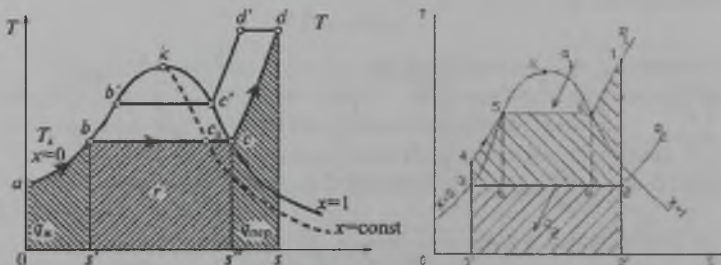


Рисунок 7.3

Термический КПД цикла Ренкина определяется

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$$

Теплота подводится при в процессах 4–5 (подогрев воды до температуры кипения), 5–6 (парообразование) и 6–1 (перегрев пара). Площадью на T–S диаграмме 3<sup>1</sup>-3-4-5-6-1-2-2<sup>1</sup>

Теплота  $q_1$  подведенная к 1 кг рабочего тела в изобарном процессе, равна разности энтальпий в конечной и начальной точках процесса

$$q_1 = h_3 - h_2$$

Отвод теплоты в конденсаторе осуществляется также по изобаре 2–3, следовательно,

$$q_2 = h_2 - h_3$$

Термический КПД цикла

$$\eta_t = \frac{(h_3 - h_2) - (h_2 - h_3)}{h_3 - h_2}$$

$$\eta_t = \frac{h_3 - h_2}{h_3 - h_2} = \frac{h_3 - h_2}{h_3 - h_2}$$

где  $h_2 = h_{г2}$  – энтальпия кипящей воды при давлении  $p_2$ .

Поскольку работа, затраченная в насосе гораздо меньше работы произведенной турбиной, то для прикидочных расчетов величиной  $l_H$  можно пренебречь. Величина термического КПД зависит от параметров пара на входе и выходе из турбины. КПД увеличивается если: увеличивается начальное давление  $p_1$  и температура  $t_1$ , а также уменьшается конечное давление  $p_2$ .

### 7.1.2 Цикл ПТУ с промежуточным перегревом пара

Цикл, в котором пар последовательно адиабатно расширяется в нескольких ступенях турбины, между которыми осуществляется его дополнительный перегрев.

Принципиальная схема ПТУ и термодинамический цикл Ренкина с промежуточным перегревом пара в диаграммах P – V и T – S представлены на рисунке 7.4

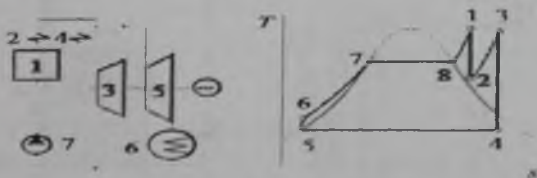


Рисунок 7.4



В паровом котле 1 происходит изобарный нагрев воды до температуры кипения и парообразование 6–7–8. В пароперегревателе 2 пар изобарно перегревается, процесс 8 - 1, а затем адиабатно расширяется, процесс 1 - 2, в цилиндре высокого давления турбины 3. В промежуточном перегревателе 4 пар вторично изобарно перегревается, процесс 2 - 3, и поступает в цилиндр среднего и низкого давления 5, где адиабатно расширяется – процесс 3 - 4. Отработанный пар изобарно конденсируется в конденсаторе 6, процесс 4 - 5. Конденсат адиабатно сжимается в насосе 7, и на схеме это процесс 5 - 6. Промежуточный перегрев пара применяют для увеличения термического КПД паротурбинной установки.

Полезная работа, получаемая в цикле

$$l_{ПТУ} = (h_1 - h_2) + (h_3 - h_4).$$

Подведенная теплота

$$q_1 = (h_1 - h_6) + (h_3 - h_2).$$

### 7.1.3 Теплофикационный цикл ПТУ

Цикл, в котором теплоту пара, выходящего из турбины, используют в нагревательных приборах различного назначения (отопление, горячее водоснабжение, технологические нужды и т.д.).

Принципиальная схема теплофикационного цикла ПТУ изображена на рисунке 7.5.

Систему совместной (комбинированная) выработки электроэнергии и теплоты называют **теплофикацией** и реализуют на теплоэлектроцентралях (ТЭЦ), а турбины, применяемые на таких электростанциях – **теплофикационными**, в отличие (от чисто конденсационной электростанции (КЭС), производящих только электроэнергию).

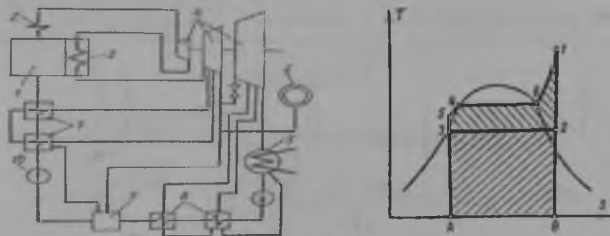


Рисунок 7.5

Цикл теплофикационной паросиловой установки изображен на T-s – диаграмме, где работа цикла, изображается площадью 1–2–В–А–3–5–4–6–1, а площадь А–3–2–В–А–представляет собой тепло Q<sub>2</sub> отданное внешнему потребителю.

В цикле Ренкина пар после турбины поступает в конденсатор, где происходит его конденсация при температуре около 35 °С. Воду с такой температурой нельзя применять для бытовых и технологических целей из-за ее низкого температурного потенциала.

Если повысить давление на выходе из турбины, например, до 0,1–0,15 МПа, то повысится и температура конденсации. В этом случае пар можно использовать для нагрева воды в системе отопления и горячего водоснабжения. При давлениях на выходе из турбины до 0,5 МПа пар можно использовать для технологических нужд.

Термический КПД **теплофикационных циклов** меньше по сравнению с циклом Ренкина, так как выше давление пара на выходе из турбины, но **степень использования** теплоты будет выше.

Характеристикой эффективности циклов ТЭЦ является **коэффициент использования теплоты**,

$$K = \frac{L + Q_2}{Q_1}$$

где L – полезная работа в теплофикационном цикле;

Q<sub>2</sub> – теплота отданная потребителям;

Q<sub>1</sub> – теплота подводимая в цикле.

В действительных условиях - часть тепла теряется, и экономичность теплофикационных установок достигает 70-75 %.

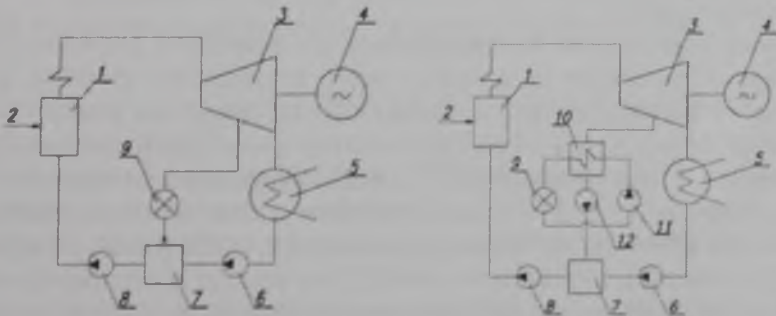


Рисунок 7.6

Широко используются тепловые схемы ТЭЦ с производственной нагрузкой и отопительной нагрузкой. На ТЭЦ устанавливаются теплофикационные турбины с отбором пара на промышленного потребителя или на установку сетевого водоснабжения. На схемах рисунка 7.6 появились дополнительные установки: 9 – потребитель, 10 – подогреватель сетевой воды, 11 – сетевой насос, 12 – конденсатный насос сетевого подогревателя. На некоторых ТЭЦ устанавливаются противоаварийные турбины типа Р (без конденсатора), пар от которых идет на потребителя.

#### 7.1.4 Регенеративный цикл ПТУ

Цикл, в котором вода, перед поступлением в паровой котел, последовательно нагревается в регенеративных подогревателях за счет теплоты пара, отбираемого из турбины.

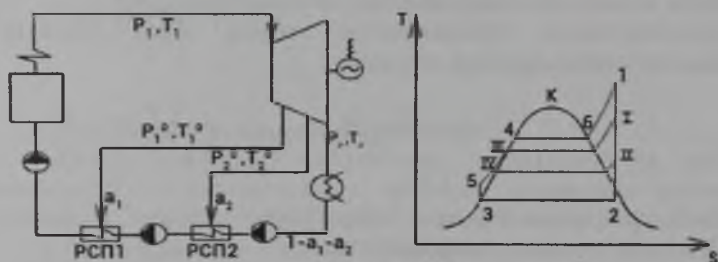


Рисунок 7.7

В паровом котле происходит нагрев воды и парообразование (рисунок 7.7). В пароперегревателе пар изобарно перегревается и поступает в турбину.

Часть пара адиабатно расширяется до конечного давления и поступает в конденсатор, а другая часть расширяется частично и поступает в регенеративный подогреватель, куда насосом подается и конденсат после конденсатора. Пар конденсируется в регенеративных смешивающих подогревателях РСП1 и РСП2, нагревая питательную воду, поступающую в котел. Конденсат греющего пара также поступает в котел или смешивается с основным потоком питательной воды.

За счет применения регенеративного подогрева уменьшается подведенная теплота в паровом котле и отведенная теплота в конденсаторе. экономится топливо и увеличивается термический КПД в результате увеличения средней температуры подвода теплоты.

В реальных паросиловых циклах регенерация осуществляется с помощью регенеративных, поверхностных или смешивающих теплообменников, в каждый из которых поступает пар из промежуточных ступеней турбины (регенеративный отбор).

Цикл паросиловой установки с регенерацией, строго говоря, нельзя изобразить в плоской  $T-s$  диаграмме, поскольку эта диаграмма строится для постоянного количества рабочего тела, тогда как в цикле установки с регенеративными подогревателями количество рабочего тела оказывается различным по длине проточной турбины. Поэтому, рассматривая изображение цикла этой установки в плоскости  $T-s$  — диаграмме, следует иметь в виду условность этого изображения. На участке 1–2 цикла в  $T-s$  диаграмме количество рабочего тела убывает с уменьшением давления, а на участке 5–4 количество рабочего тела возрастает с ростом давления (к питательной воде, поступающей из конденсатора, добавляется конденсат пара из отборов турбины).

При применении не поверхностных, а смешивающих регенеративных подогревателей согласно схемы установки, на рисунке требуется несколько насосов, поскольку повышение давления воды должно быть ступенчатым — давление воды, поступающей в смешивающий подогреватель, должно быть равно давлению пара, отбираемого из турбины в этот подогреватель. В данной схеме число насосов на единицу больше числа отборов. Что касается КПД, то для нашего случая (с двумя отборами) уравнение примет вид

$$\eta_{T, \text{рег}} = \frac{(h_1 - h_2) - \alpha_1(h_1^{\text{п}} - h_2) - \alpha_2(h_{1\text{II}}^{\text{п}} - h_2)}{h_1 - h_{1\text{B}}}$$

Аналогичный характер имеют уравнения для термического КПД регенеративного цикла при любом другом числе подогрева

$$\eta_{T, \text{рег}} = \frac{(h_1 - h_2) - \sum_{i=1}^n \alpha_i (h_i^{\text{п}} - h_2)}{h_1 - h_{1\text{B}}}$$

Как показывает анализ, увеличение числа ступеней регенеративного подогревателя воды приводит к повышению термического КПД цикла, при этом регенерация в цикле приближается к предельной. Однако каждая последующая ступень регенеративного подогрева вносит все меньший и меньший вклад в рост КПД. Распределение мест отбора пара по ступеням турбины производится по результатам специального анализа, так как от этого зависит термический КПД паросиловой установки.



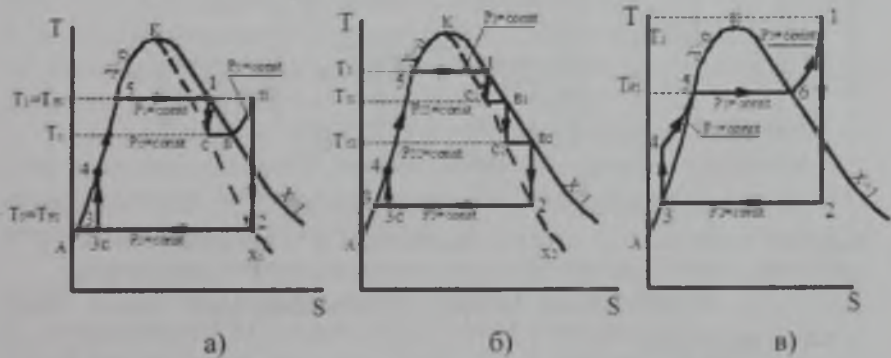
После разделения пара и воды в СВ сухой насыщенный пар подается в паровую турбину ПТ2 где, совершив полезную работу, увеличивает влажность и конденсируется в конденсатор К. В смесителе С к конденсату подмешивается отсепарированная в СВ кипящая вода при высоком давлении  $P_c$  ( $P_2 < P_c < P_1$ ). В результате такого подмеса получается влажный насыщенный пар с малой степенью сухости. Процессы этого цикла: 1-с – расширение пара в ПТ1; В-2 – расширение пара в ПТ2; 2-3-конденсация пара в количестве  $X$  кг в конденсаторе К при  $P_2 = \text{const}$ ; 3-3-с - подмес кипящей жидкости с параметрами  $T_c$  и  $P_c$  к конденсатору в смесителе С; 3с-4 – адиабатное сжатие пара в насосе ПН до давления  $P_1$  и температуры  $T_4$ ; 4-5 – подогрев воды (недогретой жидкости) до температуры насыщения  $T_{1н}$  при давлении  $P_1 = \text{const}$ ; теплотой ядерного реактора ЯР; 5-1 – парообразование при  $P_1 = \text{const}$  с подводом теплоты от ядерного реактора; с – в - условное изображение сепарации пара.

При понижении давления в ПТ1 от  $P_1$  до  $P_c$  пар переходит в состояние влажного насыщенного пара со степенью сухости  $x_c$ .

Условность изображения цикла объясняется тем, что в процессах в-2 и 2-3 участвуют только  $x$  кг пара, и только в процессе 3-3 с масса пара снова равна единице.

Сепарация не нужна, если в канальном ЯР достигается закритическое или критическое состояние пара.

На T-S диаграммах представлены еще несколько циклов одноконтурных АПТУ (рисунок 7.9)



- а) на насыщенном паре с однократной сепарацией влаги и промежуточным перегревом;
- б) на насыщенном паре с двукратной сепарацией влаги;
- в) на перегретом паре.

Рисунок 7.9

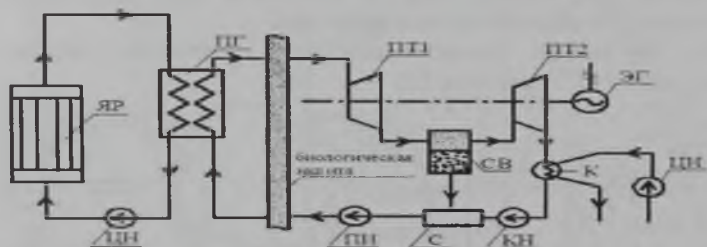
Однократная сепарация применяется тогда, когда при  $P_2 = 0,0034...0,0039$  МПа, а величина  $P_1 < 0,3...0,4$  МПа. Если же  $P_1 > 4,5$  МПа, но меньше критического давления  $P_{кр} = 22,129$  МПа, то применяется двукратная сепарация.

### 7.2.2 Циклы двухконтурных АПТУ

Двухконтурный АПТУ не относится к бинарным установкам, так как в цикле радиоактивного теплоносителя нет ни турбины, ни конденсатора. Двухконтурная схема обеспечивает радиационную безопасность оборудования второго контура, а также оптимальный выбор теплоносителя для реактора ЯР и рабочего тела для турбины.

В качестве радиоактивного теплоносителя (основного теплоносителя или теплоносителя первого контура) используется вода под давлением, кипящая вода, газы и жидкие металлы.

Соответственно этому ЯР называется водо-водяными энергетическими реакторами (ВВЭР), кипящими водяными энергетическими реакторами, газоохлаждаемыми, жидкометаллическими и т.д. Для первого контура нужен теплоноситель с высокой температурой насыщения при малых давлениях. Вода плохо соответствует этому требованию, хотя и применяется в ВВЭР. Более всего этому требованию соответствуют жидкие металлы (обычно применяется натрий).



ЯР- ядерный реактор; ПГ - парогенератор; ПТ1, ПТ2 – ступени паровой турбины; ЭГ – электрогенератор; СВ - сепаратор влаги; С - смеситель конденсата и отсепарированной влаги; К – конденсатор; ЦН – циркуляционный насос; КН-конденсатный насос; ПН-питательный насос.

Рисунок 7.10 – Схема двухконтурной атомной паротурбинной установки с однократной сепарацией влаги.

Циклы АПТУ на насыщенном паре полностью совпадают с одноконтурными, с той разницей, что подвод теплоты ко второму рабочему телу идет не в ядерном реакторе, а в парогенераторе ПГ.

### 7.2.3 Другие возможные циклы АПТУ

Двухконтурные АПТУ с газоохлаждаемыми реакторами, в них теплоносителями первого контура являются газы. В области низких температур процесс теплопередачи ко второму контуру таким теплоносителем служит углекислый газ, в области высоких температур – гелий или азот. Гелий обладает высокой теплопроводностью и малой вязкостью. Гелий на выходе из реактора имеет высокую скорость и высокую температуру (до 1000 °С) при давлении от 5 до 8 МПа.

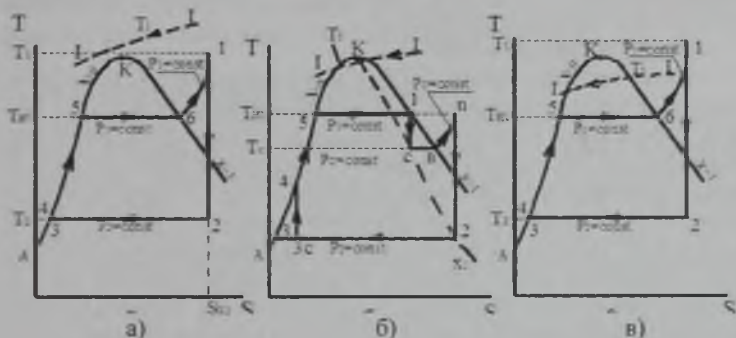


Рисунок 7.11

На рисунке 7.11 представлены циклы двухконтурных АПТУ: а) двухконтурный цикл – с начальным перегревом пара; б) на насыщенном паре с однократной сепарацией и перегревом; в) с начальным перегревом от постороннего источника; Изотерма I-I – температура теплоносителя реактивного контура.

В цикле (рисунок 7.11), а) – значение температуры перегрева во втором контуре зависит от максимальной температуры теплоносителя первого контура и требуемой величины температурного напора  $\Delta T$  при теплопередаче в парогенераторе ПГ.

На практике значение начального давления  $P_1$  во втором контуре АПТУ с циклом а) не превышает 2,0 Мпа и соответственно  $T_1 < 212,37$  С, то термический КПД таких АПТУ низок и не превышает 0,3.

В цикле (рисунок 7.11), б) – двухконтурный цикл на насыщенном паре с однократной сепарацией и перегревом пара, более эффективен, так как повышается средне интегральная температура тепло подвода.

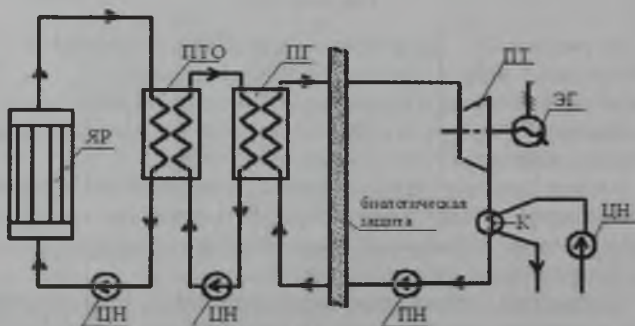


Во-первых, за счет того, что теплота из первого контура передается насыщенному пару во втором контуре с высоким давлением ( $P_1 = 5,6 \text{ МПа}$ ) и с высокой температурой насыщения  $T_1$ .

Во-вторых, за счет изобарного перегрева пара после сепарации при  $P_c$  до температуры насыщения  $T_n$ , при давлении теплоносителя (воды) первого контура 15.....16 МПа, верхняя температура теплоносителя (воды) во втором контуре 275 °С Так как цикл второго контура осуществляется в насыщенном паре, то температура насыщения при начальном давлении в таблицах насыщения соответствует давлению 5,949Мпа.

#### 7.2.4 Трехконтурные АПТУ

Циклы трехконтурных АПТУ обычно применяются для АЭС с реакторами – размножителями на быстрых нейтронах (рисунок 7.12). Цикл паросиловой установки, входящей в состав АПТУ, ничем не отличается от рассмотренных выше. Теплоносителями первого и второго контуров являются жидкий натрий, который имеет высокую температуру насыщения при давлениях, допустимых в ядерных реакторах. В третьем контуре в качестве теплоносителя используется вода. Теплообмен между жидким натрием второго контура идет в промежуточном теплообменнике. Теплообмен между натрием второго контура и водой третьего контура происходит в парогенераторе.



ПТО – промежуточный теплообменник; ПГ – парогенератор;  
 ПТ – паровая турбина; ЭГ – электрогенератор; К – конденсатор;  
 ЦН – циркуляционный насос; ПН – питательный насос.

Рисунок 7.12 – Принципиальная схема трехконтурной атомной паротурбинной АПТУ

## 8 Циклы холодильных машин и установок

Холодильные процессы, обеспечивают непрерывное искусственное охлаждение различных веществ (тел) путем отвода от них теплоты. Естественное охлаждение с помощью холодной воды или воздуха позволяет охладить вещество до температуры охлаждающей среды и не требует подвода энергии. Охлаждение до более низких температур происходит в искусственных холодных средах, на создание которых расходуется механическая, тепловая или химическая энергия. Охлаждение до температур выше 120 К принято называть умеренным, ниже - глубоким или криогенным.

### 8.1 Искусственные холодные среды

Для их получения необходим перенос теплоты с низкого на более высокий температурный уровень, которым, как правило, является температура окружающей среды. Этот перенос осуществляется с использованием так называемых обратимых круговых термодинамических циклов, которые в промышленности обычно реализуются в холодильных установках. В последних холодная среда создается с помощью рабочих тел, называемых холодильными агентами или просто хладагентами (вода,  $\text{NH}_3$ , пропан – пропиленовые смеси, хладоны, сжиженные газы – воздух,  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2$ , He и др.).

В лабораторной практике холодные среды получают, приготавливая так называемые охлаждающие смеси - системы из двух или нескольких твердых (либо твердых и жидких) веществ, при смешении которых вследствие поглощения теплоты при плавлении или растворении происходит понижение температуры. Наиболее употребительны смеси из льда и  $\text{NaCl}$  (достигаемая температура от - 20 до - 21,2 °С), льда и  $\text{CaCl}_2 \times 6\text{H}_2\text{O}$  (- 40 °С), твердого  $\text{CO}_2$  и этанола (-77 °С) и др. Для достижения криогенных температур в лабораториях применяют сжиженные газы, например,  $\text{N}_2$ .

### 8.2 Термодинамические основы получения холода

Согласно второму началу термодинамики, указанный выше перенос теплоты самопроизвольно не происходит, требуя затрат работы. В термодинамических процессах подвод или отвод теплоты  $q$  описывается через изменение энтропии  $dS$  системы:  $dq = TdS$ , где  $T$  – температура. Отсюда следует, что при подводе к телу теплоты его энтропия возрастает, а при отводе теплоты - уменьшается. В непрерывных холодильных процессах хладагент должен принять

теплоту от охлаждаемого тела на нижнем температурном уровне, отдать теплоту на верхнем уровне какому-либо теплоприемнику и вернуться в исходное состояние. Поэтому в установившемся процессе суммарная энтропия хладагента не изменяется ( $dS = 0$ ).

Поскольку при передаче теплоты от охлаждаемого тела энтропия хладагента повышается, в любой холодильной установке должен проходить иной (компенсирующий) процесс, при котором энтропия хладагента уменьшается. В общем случае энтропия может быть представлена как функция температуры и какого – либо другого параметра тела (например, давление, фазовое состояние, степень намагниченности). Поэтому, если имеется изотермический или близкий к нему процесс, в котором наблюдается значительное изменение энтропии при изменении иного параметра, то подобный процесс можно рассматривать как потенциальную основу для создания холодильных установок. К таким процессам относятся, например, изотермические процессы сжатия либо адсорбции газов, намагничивания парамагнетиков и сверхпроводников. При этом низкая температура достигается соответственно в адиабатных процессах расширения и десорбции газов, размагничивания парамагнетиков и сверхпроводников.

Перечисленные и иные процессы искусственного охлаждения в большинстве случаев осуществляются:

1) путем теплообмена между охлаждаемыми веществами и хладагентами – испаряющимися низкокипящими жидкостями, температура которых за счет уменьшения энтальпии  $h$  понижается до температуры кипения при давлении испарения;

2) изоэнтальпийным ( $h = \text{const}$ ) расширением газов, предварительно сжатых в компрессорах, или жидкостей при их прохождении через сужение (вентиль, кран, пористая перегородка), то есть их дросселированием (процесс протекает адиабатно без совершения внешней работы) с использованием эффекта Джоуля – Томсона, или дроссельного эффекта, отрицательные либо положительные изменения температуры тела при отсутствии подвода к телу или отвода от него теплоты;

3) адиабатным (изоэнтропийным,  $S = \text{const}$ ) расширением газов с совершением внешней работы в так называемых детандерах - машинах, устроенных подобно поршневому компрессору или турбокомпрессору.

4) сочетанием обоих методов расширения. Эти и другие методы получения холода рассмотрены ниже.

## 8.3 Принцип работы холодильных установок

### 8.3.1 Идеальный цикл холодильных установок – обратимый цикл Карно

Принцип работы холодильных установок удобно иллюстрировать на рисунке 8.1 с помощью идеального (воображаемого) холодильного цикла в координатах  $p - v$  и  $T - S$

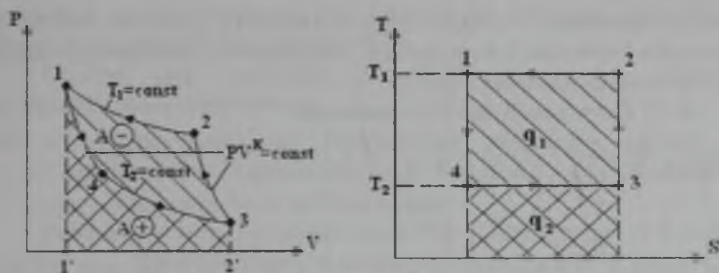


Рисунок 8.1

Идеальный холодильный цикл в  $P - v$  и  $T - S$  координатах представлены процессами: 1 – 4 – адиабатное расширение; 4 – 3 – изотермическое расширение с отбором теплоты  $q_2$  от холодного источника  $T_2$ ; 3 – 2 – адиабатное сжатие; 2 – 1 – изотермическое сжатие с отдачей теплоты  $q_1$  горячему источнику  $T_1$ .

Работа отрицательна, т.к. площадь под кривой 1–4–3 ( $A^+$ ) меньше, чем площадь под кривой 3–2–1 ( $A^-$ ), так как в круговом процессе  $\Delta U = 0$ , то в соответствии с I началом термодинамики затраченная работа равна:

$$l_q = |A^-| - A^+ = q_1 - q_2$$

Определение: Холодильный коэффициент  $\varepsilon$  – отношение отведенной от охлаждаемого тела теплоты  $q_2$  (произведенного холода) к затраченной работе ( $l_q = q_1 - q_2$ ).

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_q} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}$$

Для обратного цикла Карно  $\varepsilon$  имеет максимальное значение:

$$\varepsilon_k = \frac{T_2}{T_1 - T_2}$$

Отношение  $\varepsilon / \varepsilon_k$  характеризует степень совершенства принимаемого цикла.

### 8.3.2 Идеальные холодильные циклы и установки

Термодинамическое совершенство реального (необратимого) цикла оценивается сравнением его параметров с параметрами идеального (обратимого) цикла. Отношение холодильного коэффициента реального цикла  $\varepsilon_p$  к холодильному коэффициенту соответствующего идеального цикла  $\varepsilon_{ид}$  называется термодинамическим коэффициентом цикла  $\eta$ . Известны схемы и параметры ряда идеальных циклов: охлаждения, термостатирования, конденсации, сжижения и др.

### 8.3.3 Идеальный цикл охлаждения

Схема установки, работающей по этому циклу, и его изображение в координатах  $T-S$  представлены ниже на рисунке 8.2

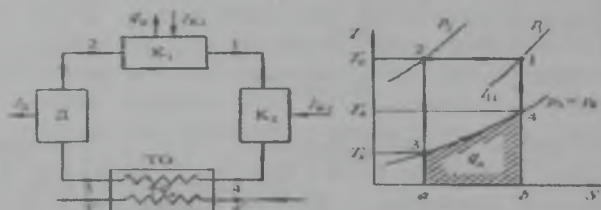


Рисунок 8.2

Здесь и далее точками 1, 2, 3, ..., n обозначены стационарные характерные состояния рабочего тела, а изменения его параметров, отвечающие происходящим в установке процессам, изображены линиями 1-2 и т.д. Хладагент изотермически сжимается в компрессоре  $K_1$  от давления  $p_1$  до давления  $p_2$  (процесс 1-2), при этом теплота сжатия  $q_0$  отдается в окружающую среду.

Затем происходит адиабатное расширение рабочего тела в детандере (процесс 2-3,  $S = \text{const}$ ), где за счет совершения работы  $l_0$  хладагентом его температура понижается до  $T_x = T_3$ .

В теплообменнике рабочее тело нагревается (процесс 3-4) до температуры  $T_4$  путем подвода к нему теплоты  $q_x$  от охлаждаемого тела (процесс 4'-3') и адиабатно сжимается (процесс 4-1) в компрессоре  $K_2$  до начальных параметров (точка 1).

Процесс в  $T_0$  характеризуется отсутствием гидравлических потерь, а также равенством температур охлаждаемого и рабочего тел во всех сечениях аппарата.

Температура охлаждаемого тела уменьшается, а затрачиваемая работа

$$l_{\text{ц}} = l_{K1} + l_{K2} - l_0 = q_0 - q_x,$$

где  $l_{K1}$  и  $l_{K2}$  - работы изотермического и адиабатного сжатия хладагента в компрессорах. В тепловых расчетах холодильных циклов удобно использовать связь между изменением энтальпии  $di$  хладагента и изменениями его теплоты и рабочих параметров, выражаемую уравнением:  $di = dq + Vdp$ .

Отсюда для наиболее распространенного на практике изобарного охлаждения имеем:

$$q_x = h_4 - h_3 \quad \text{и} \quad l_{\text{ц}} = T_0(S_1 - S_2) - (h_4 - h_3)$$

где  $h_3$  и  $h_4$  - энтальпии рабочего тела.

Работа  $l_{\text{ц}}$  эквивалентна площади 12341, количеству отведенной теплоты  $q_0$  - площадь 12ab1, количеству подведенной к хладагенту или отведенной от охлаждаемого тела теплоты  $q_x$  - площадь ab43a (здесь и далее заштрихована). В общем случае обратимый процесс 3-4 может быть не только изобарным, тогда

$$l_{\text{ц}} = T_0(S_1 - S_2) - \int_{T_3}^{T_4} C(p, T)dT,$$

$$\varepsilon_{\text{охл}} = (i_4 - i_3) / [T_0(S_1 - S_2) - (i_4 - i_3)],$$

где  $C$  - теплоемкость хладагента

### 8.3.4 Идеальный цикл термостатирования

Идеальный цикл термостатирования (обратный цикл Карно). Этот цикл принимается в качестве идеального для воздушных холодильных, а также криогенных газовых и рефрижераторных установок.

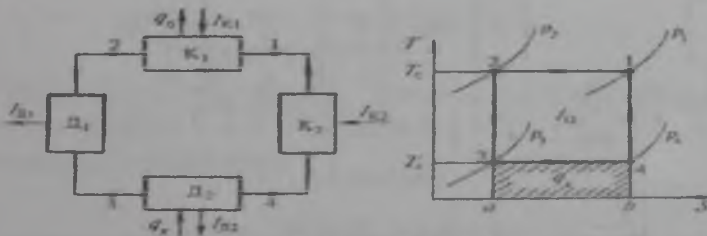


Рисунок 8.3

Установка (рисунок 8.3) отличается от описанной выше тем, что вместо  $T_0$  имеется второй детандер, в котором рабочее тело

изотермически расширяется при температуре  $T_x$  с совершением работы  $l_{Д2}$  и подводом теплоты  $q_x$  от термостатируемого объекта.

Холодопроизводительность установки:

$$q_x = T_x(S_4 - S_3) = T_x(S_1 - S_2).$$

Количество теплоты, отводимой в окружающую среду:

$$q_0 = T_0(S_1 - S_2) = T_0(S_4 - S_3).$$

Работа цикла:  $l_{Ц} = l_{К1} + l_{К2} - l_{Д1} - l_{Д2} = (T_0 - T_x)(S_1 - S_2).$

Этот цикл, часто называют также обратным циклом Карно, принимается как идеальный для большинства холодильных и криогенных установок (включая газовые), а также установок кристаллизации. Холодильный коэффициент цикла  $\epsilon_k$  не зависит от свойств хладагента и определяется только температурами окружающей среды ( $T_0$ ) и термостатирования ( $T_x$ ), т. е.

$$\epsilon_x = [T_x(S_4 - S_3)] / [(T_0 - T_x)(S_1 - S_2)] = T_x / (T_0 - T_x).$$

### 8.3.5 Идеальный цикл термостатирования в области влажного пара

В случае протекания всех процессов в области влажного пара при равновесии жидкость - пар здесь и далее под кривой KLM) изотермы  $T_0$ ,  $T_x$  и изобары  $p_1$ ,  $p_4$  совпадают.

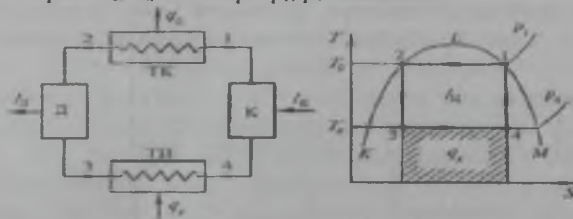


Рисунок 8.4

Схема (рисунок 8.4) холодильной установки упрощается: она включает только компрессор и детандер для изотропного сжатия (процесс 4-1) и расширения (процесс 2-3), а также теплообменник (конденсатор)  $T_k$  и теплообменник (испаритель)  $T_n$ , обеспечивающие

обратимые процессы передачи теплоты. Приведенные выше формулы для данного случая также справедливы. По такой принципиальной схеме работает большинство установок умеренного холода.

### 8.3.6 Идеальный цикл сжижения газов

Идеальный цикл сжижения газов (рисунок 8.5). Одновременно охлаждаемое вещество подвергается обратным изменениям: охлаждается (процесс 1'-4') от  $T_0$  до температуры  $T_x$ , при которой конденсируется (процесс 4'-3') до получения чистой жидкости [точка 3'(f)]. Рабочее тело изотермически сжимается в компрессоре К от давления  $p_1$  до давления  $p_2$ , расширяется в детандере Д до состояния чистой жидкости [точка 3(f)] и направляется в теплообменник  $T_0$ . В нем жидкий хладагент в результате кипения (процесс 3-4) превращается в пар (точка 4), который затем нагревается до начальной температуры  $T_0$  (точка 1).

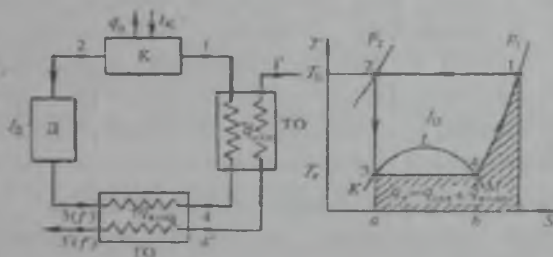


Рисунок 8.5

Поскольку все процессы данного цикла обратимы, работа его равна:

$$l_{II} = [T_0(S_1 - S_2) - (i_1 - i_f)] = T_0(S_1 - S_2) - (i_1 - i_f).$$

Общее количество теплоты, отведенной от сжимаемого газа в изобарном процессе 1-4-3(f), составляет:  $q_x = q_{отх} + q_{конд} = i_1 - i_f$ , а холодильный коэффициент

$$\epsilon_{ож} = (i_1 - i_f) / [T_0(S_1 - S_2) - (i_1 - i_f)].$$

где  $i_f$  – энтальпия чистой жидкости. (Показатели этого цикла используются как базовые в установках ожижения газов).



## 8.4 Реальные холодильные циклы и установки

Холодильные циклы и установки, применяемые на практике, значительно отличаются от идеальных. Это обусловлено прежде всего тепловыми и гидравлическими потерями, а также несовершенством происходящих в установках процессов (не дорекупация теплоты, утечка и перетечка хладагента и др.); в ряде случаев - несовершенством собственно холодильных циклов. Достижимые в установках температура, холодопроизводительность и затраты механической работы существенно зависят от вида и свойств хладагентов.

Последние должны обладать способностью поглощать при испарении большое количество теплоты, иметь малые удельные объемы пара, невысокие критические температуры, вязкости и плотности, высокие коэффициенты теплоотдачи и теплопередачи, растворяться в воде, быть безвредными, пожара безопасными, доступными и недорогими. Полностью удовлетворить все эти требования не может ни один из применяемых в настоящее время хладагентов. Поэтому при их выборе учитывают назначение холодильных установок, условия их работы и конструктивные особенности.

### 8.4.1 Установки для получения умеренного холода

Их также холодильными машинами, подразделяются на воздушные и паровые, а последние - на компрессионные, абсорбционные, адсорбционные и парожеткорные.

Наиболее распространены пароконпрессионные, абсорбционные и парожеткорные машины.

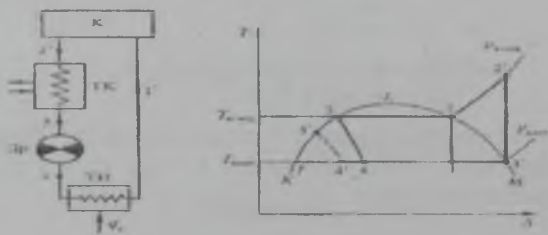


Рисунок 8.6

Схема паровой компрессионной машины и ее холодильный цикл изображены на рисунке 8.6. В настоящее время в паровых

компрессионных холодильных установках в качестве холодильных агентов применяются аммиак  $\text{NH}_3$ , двуокись углерода  $\text{CO}_2$  и различные фреоны – фторхлорпроизводные углеводороды со структурной формулой  $\text{C}_m\text{H}_x\text{F}_y\text{Cl}_z$ .

Преимуществом цикла паровой компрессионной холодильной машины является то, что использование в нем рабочего вещества в обеих фазах, жидкой и газообразной, делает возможным практическое осуществление обратного цикла Карно.

Парокомпрессионные машины, вырабатывают холод, используя кипение жидкостей при низких температурах с послед. сжатием образовавшихся паров и их конденсацией. Пары хладагента сжимаются в компрессоре К до давления конденсации  $p_{\text{конд}}$  и сжижаются в конденсаторе ТК, отдавая теплоту конденсации охлаждающей воде или в окружающий воздух.

Жидкий хладагент с помощью устройства  $D_p$  дросселируется до давления кипения  $p_{\text{кип}}$ , при этом его температура снижается до температуры кипения  $T_{\text{кип}}$ . За счет отвода в испарителе теплоты от охлаждаемого объекта жидкость кипит, а образующиеся пары засасываются компрессором и сжимаются.

На практике из-за опасности разрушения компрессора при сжатии парожидкостной смеси (процесс 1–2) жидкость полностью испаряют (процесс 1–1') и сжимают только парообразный хладагент (процесс 1'–2'), который в результате оказывается несколько перегрет (точка 2').

В конденсаторе теплоту перегрева отводят охлаждающей водой (процесс 2'–2): кроме того, для снижения расхода энергии на единицу отнятой от охлаждаемого тела теплоты конденсат немного переохлаждают (процесс 3–3').

## 8.5 Установки на основе нетрадиционных методов получения холода

Наряду с рассмотренными выше существует также ряд иных перспективных, но еще недостаточно часто используемых методов, лежащих в основе функционирования холодильных установок.

Метод откачки паров криогенных жидкостей приводит к их существенному переохлаждению (например, для жидкого  $\text{O}_2$  с температурой кипения  $\sim 90,2$  К до  $54,361$  К – температуры тройной точки), а также позволяет получать различные смеси льда и жидкости из одного и того же вещества, например  $\text{H}_2$ .

Метод десорбционного охлаждения заключается в изотермической адсорбции активным углем рабочего газа ( $\text{He}$ ,  $\text{Ne}$ ) с

отводом теплоты процесса в жидкий  $N_2(N_2)$  и последующей адиабатной десорбции газа, при которой температуры хладагента и адсорбента снижаются: при  $T_0 = 14$  К (температура начала десорбции) достигается охлаждение до  $T_x = 4$  К (температура конца десорбции).

Метод, основанный на **эффекте Пельтье**, состоит в пропускании электрического тока через контакт двух разнородных проводников; при изменении направления тока выделение теплоты сменяется ее поглощением, возможный перепад температур  $\Delta T = 140$  К, а коэффициент  $\epsilon$  установки зависит от  $\Delta T$ .

Понижение температуры также происходит: при взаимном растворении веществ ( $^3He$  в сверхтекучем  $^4He$ ); при тангенциальном вводе сжатого газа (воздуха) с большой скоростью в так называемую вихревую трубу, в которой в результате сложного вихревого движения газ расслаивается на горячий и холодный потоки (**эффект Ранка**).

В волновых криогенераторах, где в условиях установившегося движения газа осуществляется его волновое расширение с генерацией акустических автоколебаний и отводом энергии в виде теплоты в специальных устройствах – резонаторах; при воздействии сильного магнитного поля на помещенное в термостат парамагнетическое вещество с последующим адиабатным его размагничиванием (**магнитокалорический эффект**) и т. д.

## 8.6 Области применения холодильных процессов

Холодопродукт используют практически во всех областях науки, техники, производства и в быту. Один из наиболее крупных потребителей холода – химико–лесной комплекс, для множества производств которого и выполняемых научных исследований диапазон низких температур чрезвычайно широк: от температуры окружающей среды до температуры, близкой к абсолютному нулю.

К числу химико-технологических процессов, проводимых с применением холода, относятся: абсорбция, адсорбция, кристаллизация из растворов и расплавов, конденсация паров низкокипящих жидкостей, сжижение индивидуальных газов и разделяемых газовых смесей, сублимация-десублимация, жидкофазные (например, галогенов с олефинами) и твердофазные (например, полимеризация формальдегида) химические реакции и др. (также, например, вымораживание, осушка газов, разделение газов, увлажнение газов, газы природные горючие, градири, криохимия, сублимация, сушка).

Холодопродукты наиболее распространены в производствах  $\text{NH}_3$ , жидкого  $\text{Cl}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$  и других газов, химических волокон, СК, синтетических красителей, РТИ, высокооктановых бензинов, смазочных масел и парафина, при сжижении и осушке природного газа, извлечении и осушке мономеров (например, бутадиена) и их полимеризации (например, изобутилена) и т. д.

### 8.7 Цикл парэжекторной холодильной установки

В химической технологии часто используют охлажденную воду с температурой 276...283 К, которую можно получить либо в абсорбционной, либо в парэжекторной холодильной установке. Эти установки позволяют сэкономить топливно-энергетические ресурсы, поскольку они могут использовать вторичные энергоресурсы (ВЭР).

Парэжекторная холодильная установка отличается от паровой холодильной установки тем, что в ней вместо компрессора применяется эжектор.

**Эжектором** называется устройство для сжатия и перемещения газа, пара и жидкости. Эжектор - это струйный компрессор. Принцип действия его основан на передаче энергии от одной среды, движущейся с большой скоростью (рабочая среда), другой среде (подсасываемая среда). Сжатие и перемещение подсасываемой среды достигается за счет передачи ей кинетической энергии рабочей среды в процессе их смешения. Устройство и принцип действия эжектора схематически показаны на рисунке 8.8.

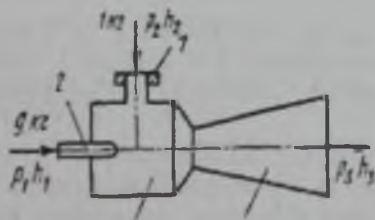


Рисунок 8.8

Подлежащий сжатию газ или пар давлением  $p_2$  всасывается через патрубок 1. Из сопла 2 в камеру смешения 3 истекает газ или пар более высокого давления  $p_1$ .

Полученная в камере смешения 3 смесь двух потоков направляется в диффузор 4, в котором происходит трансформация кинетической энергии струи потока в энергию давления. Эта смесь,

пройдя диффузор, выходит из эжектора с давлением  $p_2$ , причем  $p_2 < p_3 < p_x$ .

Необратимый процесс смешения потоков в эжекторе - это расход части кинетической энергии рабочей среды на гидравлические потери. Эта особенность работы эжектора и определяет его низкую экономичность, которая часто окупается чрезвычайной простотой устройства эжектора. Принципиальное различие процессов в эжекторе и в компрессоре состоит в том, что сжатие в эжекторе осуществляется не внешним источником механической работы, а рабочей средой, которая смешивается с подсосываемой средой.

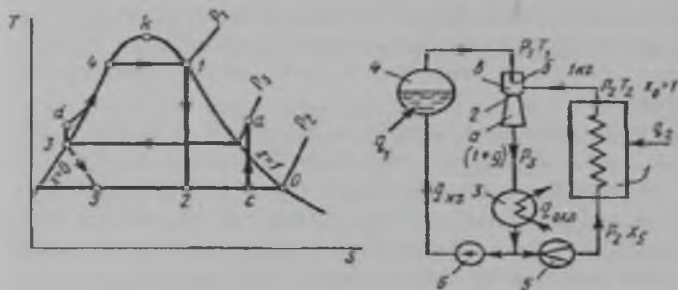


Рисунок 8.9 – Схема парожеткорной холодильной установки и ее цикл в координатах Т-S

Сухой насыщенный пар массой  $g$  кг с параметрами  $p_x$  и  $T_1$  поступает из парогенератора 4 в эжектор 2, где при истечении из сопла б его давление понижается до  $p_2$  (процесс 1-2 на Т-s-диаграмме).

В камере смешения В он смешивается с 1 кг сухого насыщенного пара, поступающего из холодильника 1 (точка О) с параметрами  $p_2$  и  $T_2$ , в результате чего получается смесь паров массой  $(1 + g)$  кг с параметрами  $p_2$  и  $x_c$  (точка с). Далее из камеры смешения смесь поступает в диффузор а эжектора, где происходит повышение ее давления до  $p_3$  (точка а, процесс с-а).

Из эжектора смесь поступает в конденсатор 3, где происходит ее полная конденсация (процесс а-3). Одна часть конденсата массой  $d$  кг с помощью насоса 6 (процесс 3-d, работа насоса) поступает в парогенератор - 4, другая часть конденсата массой 1 кг - в дроссель - 5; в результате дросселирования (процесс 3-5) получается влажный пар давлением  $p_2$  и степенью сухости  $x_5$ , который далее поступает в

холодильник 1. Здесь в результате подвода теплоты  $Q_2$  пар при постоянном давлении подсушивается до состояния  $X_Q = 1$  (процесс 5-0), после чего поступает в эжектор 2.

В парогенераторе 4 подводится теплота  $q_1$ , в результате чего д кг конденсата превращается в сухой насыщенный пар давления  $p_1$  (процесс D-1).

Следует помнить об условности изображения цикла парозжекторной холодильной установки на T-s-диаграмме. Однако из нее нетрудно найти степень использования теплоты в парозжекторной холодильной установке или так называемый тепловой коэффициент.

Парозжекторная холодильная установка работает в следующем режиме:  $p_1 = 0.3 \dots 1.0$  МПа и  $x = 1$  (т. е.  $T_x = T_{\text{н}} = 406 \dots 453$  К),  $T_2 = 276 \dots 283$  К (чему соответствует  $p_2 = 0.0007 \dots 0.0012$  МПа) и  $T_3 = 303 \dots 313$  К (чему соответствует  $p_3 = 0.0042 \dots 0.0074$  МПа).

### 8.8 Цикл абсорбционной холодильной установки

Из физической химии известно, что в отличие от чистых веществ растворы обладают способностью абсорбировать (поглощать) пар раствора одного состава жидким раствором другого состава даже в том случае, когда температура последнего выше температуры пара.

Именно это свойство растворов используется в абсорбционной холодильной установке (АХУ). Действие АХУ основано на абсорбции паров хладагента каким-либо абсорбентом при давлении  $p_2$  и последующем выделении их при давлении  $p_x > p_2$ .

АХУ проста и надежна в эксплуатации. В настоящее время она применяется в химической промышленности для получения умеренного охлаждения, при этом используется физическая теплота вторичных энергоресурсов. Кроме водного раствора аммиака в АХУ применяют также водные растворы бромистого лития и хлористого кальция.

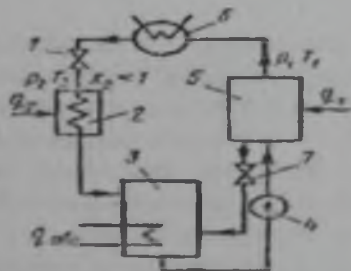


Рисунок 8.10 – Принципиальная схема абсорбционной холодильной установки (АХУ)

АХУ изображенная на рисунке 8.10 в которой в качестве хладагента применяется влажный пар аммиака.

Жидкий аммиак, проходя через дроссель 1, понижает свое давление от  $p_x$  до  $p_2$  и температуру от  $T_1$  до  $T_2$ . Затем влажный пар аммиака поступает в испаритель 2, где он за счет притока теплоты  $Q_2$  увеличивает свою степень сухости до  $x_3 = 1$ .

Сухой насыщенный пар аммиака с температурой  $T_2$  поступает в абсорбер 3, куда подается из парогенератора 5 обедненный аммиаком раствор через дроссель 7 с температурой  $T_1 > T_2$ , в котором легко кипящим компонентом является аммиак.

Раствор абсорбирует пар аммиака, а выделяющаяся при этом теплота абсорбции  $Q_{D6C}$  отводится охлаждающей водой. Концентрация аммиака в растворе в процессе абсорбции увеличивается и, следовательно, из абсорбера выходит обогащенный раствор при температуре  $T_2 < T_3 < T$  и давлении  $p_2$ .

С помощью насоса 4 при давлении  $p_x$  этот раствор поступает в парогенератор 5, где за счет подводимой теплоты  $q_1$  из него испаряется в основном аммиак, как наиболее летучий компонент. Пары аммиака поступают в конденсатор 6; здесь они конденсируются, чем и завершается цикл.

Таким образом, в АХУ вместо сжатия хладагента в компрессоре используются процессы десорбции (выделения) и отгонки хладагента (аммиака) из раствора под избыточным давлением за счет подводимой теплоты  $q_1$ .

Коэффициент теплоиспользования, или тепловой коэффициент АХУ, определяется соотношением  $S = Q_2/Q_x$

## 9 Циклы теплонасосных установок

Практически во всех промышленных предприятиях после завершения технологических процессов имеются значительные выбросы низко потенциальной теплоты в виде теплой воды, паровоздушной смеси, горячих газов и других видов тепловых выбросов, содержащих огромное количество тепловой энергии, выбрасываемой в атмосферу, гидросферу и литосферу. Эти выбросы оказывают вредное влияние на экологическую обстановку и указывают на не вполне эффективное использование теплоты топлива.

Одним из возможных путей утилизации низко потенциальной теплоты, т.е. повышения использования теплоты топлива и улучшения экологии, является использование тепловых насосов.

Наиболее распространен парокompрессионный тепловой насос, схема и цикл которого подобны циклу ПКХУ (обратный цикл – рисунок 9.1).

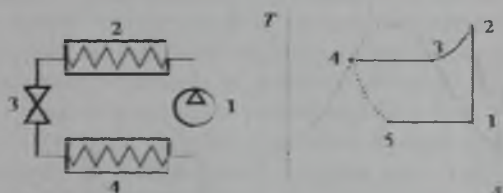


Рисунок 9.1

Тепловой насос, устройство для переноса теплоты от низкотемпературного источника к теплоприемнику с высокой температурой; осуществляется с затратой энергии, обычно в форме работы. Тепловые насосы используют для отопления, горячего водоснабжения и т.д.

Цикл парокompрессионного теплового насоса, в котором отвод теплоты от низкотемпературного источника (вода в пруду, море, грунт, окружающий воздух и т.д.) осуществляется в результате его контакта с кипящим холодильным агентом.

Цикл состоит из следующих процессов: 5-1 – изобарно-изотермическое парообразование хладона в теплообменнике 4, за счет теплоты, отводимой от низкотемпературного источника; 1-2 – адиабатное сжатие хладона в компрессоре 1; 2-3-4 – изобарное охлаждение и конденсация в теплообменнике 2, с подводом теплоты к теплоприемнику; 4-5 – адиабатное дросселирование в дросселе 3.



Расчет основных величин, характеризующих цикл производится по формулам:

1) количество теплоты отведенной от низкотемпературного источника

$$q_2 = h_1 - h_5$$

2) количество теплоты подведенной к высокотемпературному теплоприемнику

$$q_1 = h_2 - h_4$$

3) работа, затраченная на сжатие хладона в компрессоре

$$l_K = q_1 - q_2 = h_2 - h_1$$

4) отопительный коэффициент цикла

$$\mu = \frac{q_1}{l_K}$$

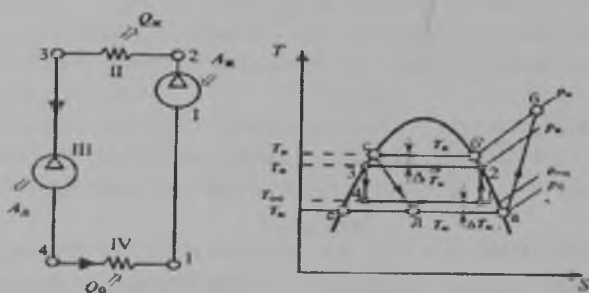


Рисунок 9.2

Принципиальная схема теплового насоса и схема идеального цикла в T-S диаграмме приставлена на рисунке 9.2. В идеальном цикле пары теплоносителя с параметрами в точке 1 поступают в компрессор, где сжимаются до давления  $p_B$  и нагреваются до соответствующей ему температуры  $T_B$ . С этими параметрами пары теплоносителя поступают в конденсатор, в котором конденсируются, передавая теплоту потребителю (в системах кондиционирования – воздуху в помещении). После конденсатора теплоноситель поступает в детандер, в котором давление и температура снижаются до  $p_0$  и  $T_0$ .

В испарителе (процесс 4-1 в T-S диаграмме) к теплоносителю подводится теплота от источника низкого потенциала, в качестве которого используется теплота наружного воздуха.

Теплоноситель испаряется при температуре  $T_{OC}$  и цикл замыкается. Количество теплоты, подводимое в цикле к единице массы теплоносителя в испарителе равно  $T_{OC} s$ . Количество теплоты, отводимое в конденсаторе от теплоносителя к воздуху в помещении, равно  $T_B s$ .

Удельная работа теплоносителя в идеальном цикле парокомпрессионного теплового насоса равно  $(T_B - T_{OC}) s$ .

Коэффициент трансформации определяется, как отношение полезного количества теплоты, подводимого к воздуху, к затраченной в цикле работе.

Для идеального цикла коэффициент трансформации равен

$$\mu T = T_B s / (T_B - T_{OC}) s = T_B / (T_B - T_{OC}).$$

Отличительными особенностями идеального цикла от реального являются: отсутствие необратимых энергетических потерь в теплообменном оборудовании (бесконечно малая разность температур между охлаждаемой и нагреваемой средой) и потерь, связанных с трением; равенство подводимой работы в компрессоре и отводимой в расширительном устройстве или детандере ( $A_K = A_T$ ), при этом для процессов сжатия и расширения  $ds = 0$ .

Идеальный цикл осуществляется в области влажного пара.

Коэффициент трансформации теплоты для реального цикла теплового насоса будет меньше, чем  $\mu T$  и рассчитывается, как

$$\mu P = \mu T \eta,$$

где  $\eta$  – коэффициент полезного действия теплового насоса.

Этот коэффициент учитывает необратимость процессов в нагнетательном и расширительном устройстве, а также в теплообменниках.

В отличие от идеального в цикле **реального теплового насоса** применяется сжатие насыщенного пара теплоносителя (линия а–б), а детандер заменяется дроссельным вентилем. Процессы политропного сжатия в компрессоре и изохорного расширения в дроссельном вентиле происходят с ростом энтропии, а теплообмен в испарителе и конденсаторе при конечных разностях температур между теплоносителем и воздухом внутри помещения и снаружи.

Как видно из рассмотрения принципиальных схем холодильного цикла и цикла теплового насоса, они отличаются

только тем, что в холодильном цикле источник теплоты низкого потенциала (окружающая среда) используется для отвода теплоты хладагента из конденсатора, а в тепловом насосе служит в качестве среды, от которой отбирается теплота в испарителе. В холодильнике, который расположен в кондиционируемом помещении.

В результате воздух охлаждается. Пары хладагента конденсируются в теплообменнике, который расположен снаружи при температуре наружного воздуха ( $T_{oc}$ ). Если **кондиционер** работает в режиме теплового насоса, то теплота отбирается от окружающей среды (наружного воздуха) и подводится к жидкому теплоносителю в испарителе, расположенном снаружи кондиционируемого помещения, а передаётся к воздуху внутри помещения от конденсирующихся паров теплоносителя.

В холодильном цикле наоборот: охлаждается воздух внутри помещения и нагревается наружный воздух, охлаждающий конденсатор. Функция холодильной машины и теплового насоса могут обеспечиваться одним устройством, если предусмотреть два отдельных теплообменника, расположенных внутри и снаружи, и дополнительный элемент, который позволит при изменении режима работы кондиционера (нагрев или охлаждение) менять направление потоков газообразного хладагента, направляя в одном случае поток хладагента к внутреннему теплообменнику (процесс охлаждения), в другом – к наружному (процесс нагрева). Применение четырёхходового клапана позволяет осуществить реверс потока хладагента и тем самым изменить режим работы кондиционера с охлаждения на нагрев, и наоборот. Это наглядно иллюстрируется на рисунке:

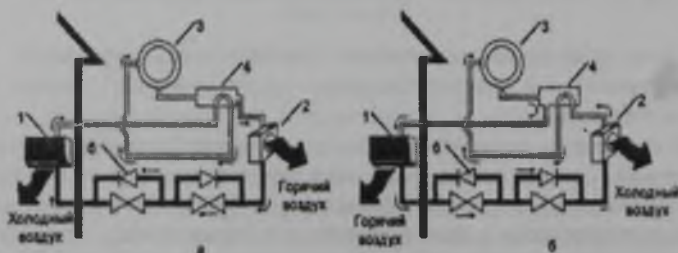


Рисунок 9.3

Схематично (рисунок 9.3) представлена **работа сплит-системы кондиционирования воздуха**, включающая в себя два отдельных

блока, один из которых расположен снаружи (внешний блок 2), а другой внутри (внутренний блок 1) кондиционируемого помещения.

Каждый из блоков состоит из теплообменника, вентилятора и регулирующих устройств. Вентилятор внутреннего блока осуществляет обдув теплообменника и рециркуляцию воздуха в кондиционируемом помещении, вентилятор внешнего блока – обдув теплообменника наружным воздухом. Компрессор 3 и четырёхходовой клапан 4 конструктивно расположены внутри внешнего блока, на рисунке эти элементы вынесены за пределы блока с целью иллюстрации потоков хладагента.

В зависимости от режима работы теплообменник внутреннего блока может работать и как конденсатор, и как испаритель. Кроме четырёхходового клапана необходимо предусмотреть и два расширительных устройства – дроссельных вентиля (или клапана) 5 с обводными линиями, включающими обратные клапаны 6.

Дросселирование жидкости осуществляется в первом по потоку дроссельном вентиле. В это время обратный клапан, установленный в обводной линии против хода потока, закрыт а обратный клапан в обводной линии второго дроссельного вентиля – открыт. Таким образом, исключается дросселирование газообразного хладагента.

При смене режима работы с охлаждения на нагрев, или наоборот, вновь включается в работу первый по ходу жидкости дроссельный вентиль и происходит срабатывании обратных клапанов, но уже в обратном порядке.

## Литература

1 Техническая термодинамика и теплотехника [Текст] : учеб. пособие для студ. вузов / под ред. А. А. Захаровой. – 2-е изд., испр. – М. : Академия, 2008. – 272 с. – (Высшее профессиональное образование).

2 Круглов, Г. А. Теплотехника [Электронный ресурс] : учеб. пособие для студ. вузов, обучающихся по направлению «Агроинженерия» / Г. А. Круглов, Р. И. Булгакова, Е. С. Круглова; Издательство "Лань" (ЭБС). – Изд. 2-е, стер. – СПб. : Лань, 2012. – 208 с. – (Учебники для вузов. Специальная литература). – Режим доступа: <http://e.lanbook.com/view/book/3900/>. 18

3 Кудинов, В. А. Теплотехника [Электронный ресурс] : учебное пособие / В. А. Кудинов, Э. М. Карташов, Е. В. Стефанюк; Университетская библиотека онлайн (ЭБС). – М. : Абрис, 2012. – 426 с. – Режим доступа: <http://www.biblioclub.ru/book/1176>.

4 Техническая термодинамика и теплотехника [Текст] : учеб. пособие для студ. вузов / ред. А. А. Захарова. – М. : Академия, 2006. – 272 с. – (Высшее профессиональное образование)

5 Автомобильный справочник [Текст] / под ред. В. М. Приходько. – М. : Машиностроение, 2004. – 704 с.

6 Блох, А. Г. Теплообмен излучением [Текст] : справочник / А. Г. Блох, Ю. А. Журавлев, Л. Н. Рыжков. – М. : Энергоатомиздат, 1991. – 431 с.

7 Вергазов, В. С. Устройство и эксплуатация котлов. Вопросы и ответы [Текст] : справочник / В. С. Вергазов. – 4-е изд., перераб. и доп. – М. : Стройиздат, 1991. – 271 с.

8 Костин, А. К. Работа дизелей в условиях эксплуатации [Текст] : [справочник] / А. К. Костин, Б. П. Пугачев, Ю. Ю. Кочинев. – Ленинград : Машиностроение, 1989. – 284 с.

9 Григорьева, В. А., Зорина, В. М. Промышленная теплоэнергетика и теплотехника [Текст] : справочник / под общ. ред. : В. А. Григорьева, В. М. Зорина. – М. : Энергоатомиздат, 1983. – 552 с.

10 Ривкин, С. Л. Термодинамические свойства газов [Текст] : справочник / С. Л. Ривкин. – 4-е изд., перераб. – М. : Энергоатомиздат, 1987. – 288 с.

11 Рид, Р. Свойства газов и жидкостей [Текст] / Р. Рид, Дж. Праусниц, Т. Шервуд. – 3-е изд., перераб. доп. – Ленинград : Химия, 1982. – 592 с.

12 Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент [Текст] : справочник : в 4-х книгах. Кн. 2 / под общ. ред.

В. А. Григорьева и В. М. Зорина. – М. : ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ, 1988. – 560 с.

13 Тепловая изоляция [Текст] : [справочник] / под ред. Г. Ф. Кузнецова. – 3-е изд., исправ. – М. : Стройиздат, 1976. – 439 с.

14 Теплоэнергетика и теплотехника [Текст] : справочная серия в 4-х книгах / под общ. ред. А. В. Клименко, В. М. Зорина. Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент : справочник. Кн. 2 / ред. : А. В. Клименко, В. М. Зорин. – 3-е изд., перераб. и доп. – 564 с. – (Теплоэнергетика и теплотехника : справочная серия в 4-х книгах).

15 Теплоэнергетика и теплотехника [Текст] : справочная серия в 4-х книгах / под общ. ред. В. А. Григорьева, В. М. Зорина. – 2-е изд., перераб. – М. : Энергоатомиздат, 1987 – 1988. Кн. 1 : Общие вопросы. – 1987. – 456 с.

16 Теплоэнергетика и теплотехника [Текст] : справочник : в 4-х книгах. Кн. 1. Общие вопросы / под общ. ред. : А. В. Клименко, В. М. Зорина. – 3-е изд., перераб. и доп. – М. : Изд-во МЭИ, 1999. – 528 с.

17 Лейтес И. Л. и др. Теория и практика химической энерготехнологии / Лейтес И. Л., Сосна М. Х., Семенов В. Л.; Под ред. И.Л. Лейтеса. – М. Химия, 1988. – 280 с.

18 Кузовлев В. А. Техническая термодинамика и основы теплопередачи : учебник для машиностроительных спец. техникумов / под ред. Л. Р. Стоцкого. – 2-е изд., перераб. и доп. – М. : Высш. шк., 1983. – 336 с.

19 Нашокин В. В. Техническая термодинамика и теплопередача : учеб. пособие для неэнергет. спец. вузов. – 3-е изд., испр. и доп. – М. : Высш. шк., 1980. – 472 с.

20 Четчин А. В., Занемонец Н. А. Теплотехника : учебник для хим.-технол. спец. вузов. – М. : Высш. шк., 1986. – 344 с.

21 Кириллин В. А. и др. Техническая термодинамика : учебн. для теплоэнергетических спец. вузов / Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е. – 4-е изд., перераб. – М. : Энергоатомиздат, 1983. – 416 с.

22 Справочник. Кн.2: Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент / под общ. ред. В. А. Григорьева, В. М. Зорина. – 2-е изд., перераб. – М. : Энергоатомиздат, 1988. – 362 с.

23 Техническая термодинамика : учебн. Пособие / сост. А. И. Сокольский, М. И. Кручинин; под ред. В. Я. Лебедева. – Иваново: ИГХТА, 1996. – 56 с.

## Содержание

Введение	3
1. Метод термодинамики	4
1.1 Основные понятия термодинамики	6
1.1.1 Количество теплоты	9
1.1.2 Работа	9
1.2 Газовые смеси	12
1.3 Законы идеальных газов	13
1.4 Уравнение Клапейрона – уравнение состояния идеального газа	14
1.4.1 Уравнение Клапейрона – Менделеева	15
1.5 Первое начало термодинамики	16
1.5.1 Первое начало термодинамики как математическое выражение закона сохранения энергии	16
1.5.2 Первое начало термодинамики простого тела	17
1.6 Понятие теплоёмкости	18
1.7 Закон Майера	19
1.8 Принцип существования энтропии идеального газа	20
2 Термодинамические процессы	21
2.1 Классификация термодинамических процессов	21
2.2 Работа в термодинамических процессах	22
3 Круговые процессы (циклы)	25
3.1 Тепловые машины, понятие термического к.п.д., холодильного коэффициента	25
3.2 Цикл Карно	27
3.3 Второе начало термодинамики	28
4 Термодинамические циклы двигателей внутреннего сгорания	30
4.1 Классификация тепловых двигателей	30
4.2 Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания	
4.2.1 Карбюраторные	
4.2.2 Циклы газовых ДВС и турбинных установок	
4.2.3 Цикл с подводом теплоты при $v = \text{const}$ (цикл Гемфри)	34
4.3.4 Цикл с подводом теплоты при $P = \text{const}$ (цикл Брайтона)	34
5 Водяной пар	36
5.1 Основные понятия и определения	36
5.2 Процесс парообразования в $P$ - $v$ диаграмме	40
5.3 Процесс парообразования в $T$ - $S$ и $h$ - $S$ диаграммах	43
5.3.1 $h$ - $S$ диаграмма воды и водяного пара	44

6	Термодинамические процессы водяного пара, методы анализа и расчета	47
6.1	Анализ работы паросиловых установок	47
6.1.1	Изохорный процесс водяного пара	47
6.1.2	Изобарный процесс водяного пара	48
6.1.3	Изотермический процесс водяного пара	49
6.1.4	Адиабатный процесс водяного пара	50
7	Циклы паросиловых установок	52
7.1	Основной цикл паросиловой установки (цикл Ренкина)	52
7.1.1	Цикл Ренкина с перегревом пара	53
7.1.2	Цикл ПТУ с промежуточным перегревом пара	55
7.1.3	Теплофикационный цикл ПТУ	56
7.1.4	Регенеративный цикл ПТУ	58
7.2	Циклы атомных паротурбинных установок	60
7.2.1	Цикл одноконтурной АПТУ	62
7.2.2	Цикл двухконтурной АПТУ	62
7.2.3	Другие возможные циклы АПТУ	63
7.2.4	Трехконтурные АПТУ	64
8	Циклы холодильных машин и установок	65
8.1	Холодильные процессы	65
8.2	Термодинамические основы получения холода.	65
8.3	Принцип работы холодильных установок	67
8.3.1	Идеальный цикл холодильных установок – обратимый цикл Карно	67
8.3.2	Идеальные холодильные циклы и установки	67
8.3.3	Идеальный цикл охлаждения	68
8.3.4	Идеальный цикл термостатирования.	68
8.3.5	Идеальный цикл термостатирования в области влажного пара	70
8.3.6	Идеальный цикл сжижения газов	71
8.4	Реальные холодильные циклы и установки	72
8.5	Установки на основе нетрадиционных методов получения холода	73
8.6	Области применения холодильных процессов	74
8.7	Цикл парожеткторной холодильной установки	75
8.8	Цикл абсорбционной холодильной установки	77
9	Циклы теплонасосных установок	79
	Литература	84



М. М. Кабдуалиева

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ  
ТЕПЛОТЕХНИКИ**

Конспект лекций

Технический редактор З. Ж. Шокубаева  
Ответственный секретарь Е. В. Самокиш

Подписано в печать 12.07.2017 г.

Гарнитура Times.

Формат 60x90/16. Бумага офсетная.

Усл.печ. л.5,0 Тираж 300 экз.

Заказ № 3062

Издательство «КЕРЕКУ»

Павлодарского государственного университета

им. С.Торайгырова

140008, г. Павлодар, ул. Ломова, 64

Утверждаю  
Проректор по АР  
ПГУ им. С. Торайгырова  
Г. Г. Ахметова  
20 03 2017 г.

Составитель: Кабдуалиева М.М.

**Кафедра «Теплоэнергетика»**

Теоретические основы теплотехники  
Краткий конспект лекций

Одобрено на заседании кафедры 10 03 2017 г.  
Протокол № 73

Заведующий кафедрой А. С. Никифоров

Одобрено учебно-методическим советом ЭФ 17 03 2017 г.  
Протокол № 8

Председатель УМС Д. Т. Амренова

Одобрено учебно-методическим советом Павлодарского  
государственного университета им. С. Торайгырова 20 03 2017 г.  
Протокол № 9

**СОГЛАСОВАНО**

Декан ЭФ А. П. Кислов 10 03 2017 г.

Нормоконтролер

ОАиМК Г. С. Баяхметова 30 03 2017 г.

**ОДОБРЕНО**

Начальник УМО А. Б. Темиргалиева 20 03 2017 г.