



МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА  
И ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ  
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ  
ИМЕНИ СЕРГО ОРДЖОНИКИДЗЕ

В. К. КОШКИН,  
Т. В. МИХАЙЛОВА

ТЕРМОДИНАМИКА  
РЕАЛЬНЫХ  
ГАЗОВ И ПАРОВ

МОСКВА - 1982

МИНИСТЕРСТВО  
ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА  
И ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ  
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ  
имени СЕРГО ОРДЖОНИКИДЗЕ

---

В.К. КОШКИН, Т.В. МИХАЙЛОВА

ТЕРМОДИНАМИКА РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ И ПАРОВ

Программированное учебное пособие

( Для дневной и вечерней форм обучения )

Утверждено  
на заседании редсовета  
1 июня 1981 г.

МОСКВА 1982

Учебное пособие посвящено вопросам термодинамики реальных газов и паров.

В книге изложены основные понятия реального газа, рассматриваются уравнения состояния реального газа, процесс парообразования водяного пара, прямые паровые циклы. Весь материал дается с единой позиции программированного метода обучения. По каждому разделу разработаны соответствующие контрольные вопросы.

© Московский авиационный институт, 1982 г.

536(075)  
К762

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Программированное учебное пособие по курсу термодинамики "Термодинамика реальных газов и паров" представляет собой часть курса термодинамики, написанную в соответствии с утвержденной учебной программой для студентов факультета двигателей летательных аппаратов МАИ.

Учебное пособие призвано помочь читателю, который приступает к изучению термодинамики и знаком с математикой, физикой и химией.

Цель пособия - помочь освоить основные положения термодинамики реальных газов и паров в объеме, достаточном для выполнения различных термодинамических расчетов и правильного использования результатов этих расчетов.

Для улучшения восприятия излагаемого материала в пособии использован один из вариантов программированных методов обучения. Это способствует более глубокому пониманию материала и интенсификации процессов обучения, т.е. сокращению времени, необходимого для усвоения учащимся определенного объема знаний. Такой эффект достигается путем расчленения процесса обучения на отдельные этапы и осуществления проверки и самопроверки обучения в конце каждого этапа.

Учебное пособие содержит 16 контрольных карточек (56 контрольных вопросов, к каждому из которых приведено несколько вариантов ответов). Правильных ответов на контрольный вопрос может быть несколько. Ответы приведены в конце учебного пособия. Чаще всего методы программированного обучения применяются тогда, когда от обучаемого требуется запоминание определенного объема информации или выработка ряда навыков. Программированное изложение материала по термодинамике может оказаться полезным потому, что позволяет проверить правильность восприятия основных идей и понятий по ходу изучения материала курса,

поскольку применять эти понятия можно лишь глубоко понимая их смысл.

При написании пособия авторы исходили из многолетнего опыта преподавания курса термодинамики студентам МАИ.

Данное учебное пособие является необходимым дополнением к лекциям, читаемым по курсу термодинамики.

Поскольку пособие является одной из первых попыток программированного изложения термодинамики реальных газов и паров, авторы будут рады получить отзывы читателей о пособии и с благодарностью примут все замечания.

## ВВЕДЕНИЕ

Учебное программированное пособие посвящено разделу термодинамики реальных газов и паров. Принципиального различия между паром и реальным газом нет. Под реальным газом подразумеваются пары жидкости, находящиеся при исследуемых условиях далеко от состояния насыщения. Поэтому обычной для реальных газов является температура, значительно большая их критической температуры. В термодинамических процессах реальный газ является устойчивым рабочим телом, не меняющим своего агрегатного состояния. В отличие от газов пары при сравнительно незначительных изменениях своего состояния могут переходить в жидкое состояние и обратно. Поэтому пар является неустойчивым рабочим телом и сравнительно легко меняет свое агрегатное состояние.

Реальные газы и пары при не очень малых плотностях имеют свойства, отличающиеся от свойств идеальных газов.

Из уравнения состояния идеальных газов следует, что отношение  $Z = \frac{pV}{RT} = 1$ . В действительности же для реальных газов это отношение является переменной величиной, принимающей в зависимости от давления и температуры значения и большие и меньшие единицы, и только при малых давлениях оно для реальных газов приближается к единице.

Отличие свойств реальных газов от свойств идеальных газов обнаруживается не только при изучении уравнения состояния, но также и при анализе других свойств газов, например их теплоемкостей.

Теплоемкости  $C_p$  и  $C_v$  идеального газа не зависят от давления и являются функциями только температуры. В действительности же теплоемкости всех реальных газов зависят и от давления (или объема).

Таким образом, из анализа теоретических и экспериментальных данных следует, что свойства реальных газов не

только в количественном, но и в качественном отношении существенно отличаются от свойств идеальных газов.

Поэтому все результаты, вытекающие из теории идеальных газов, нужно рассматривать как приближенные, справедливые для реальных газов лишь при очень малых их плотностях.

## Глава 1. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

### § 1. Реальные газы (пары)

По свойствам реальные газы (пары) значительно отличаются от идеального газа. Многие основоположники термодинамики указывали на эти отличия.

Так, еще М.В. Ломоносов в 1745 г. в своей работе "Размышления об упругой силе воздуха", изложил выводы уравнения Бойля с точки зрения кинетической теории, впервые в истории термодинамики указав на отступления этого уравнения для реальных газов.

Большие успехи в деле изучения реальных газов были достигнуты Менделеевым. В труде "Основы химии" (1871 г.) Менделеев впервые установил и изучил "критическое состояние" реальных газов. Еще в 1860 г. Менделеев достаточно подробно изучил и экспериментально доказал наличие температуры, выше которой газ ни при каких давлениях не может быть превращен в жидкость. Эту температуру Менделеев назвал "температурой абсолютного кипения", а теперь она называется критической температурой.

В 1869 г. Эндриус, проводя опыты по изотермическому сжатию углекислого газа, пришел к аналогичным выводам. В наше время имеются многочисленные работы, посвященные изучению термодинамики реальных газов и паров.

Итак, во-первых, реальный газ не сохраняет условий идеальности (имеются силы взаимодействия между молекулами, молекулы обладают конечным объемом и т.п.); во-вторых, реальный газ (пар) — неустойчивое рабочее тело, которое в ходе термодинамического процесса может менять свое агрегатное состояние.

Вместе с тем пары многих жидкостей (воды, аммиака, фреона, щелочных металлов и др.) являются одним из основных видов термодинамического рабочего тела, при помощи которого возможно трансформирование теплоты в механическую работу или обратно в целом ряде теплотехнических

установок (паровые турбины, тепловые трубы, холодильные установки, МГД-генераторы).

### § 2. Уравнение состояния Ван-дер-Ваальса

Уравнение состояния и явления переноса в реальных газах и жидкостях тесно связаны с силами, действующими между молекулами. Молекулярно-статистическая теория, связывающая общие свойства с межмолекулярными силами, сейчас хорошо разработана для разреженных газов и в меньшей степени — для плотных газов и жидкостей. Вместе с тем измерение макроскопических свойств позволяет в принципе определить закон, по которому действуют силы между молекулами. Более того, если вид взаимодействий определен, то становится возможным получить уравнение состояния или коэффициенты переноса для реальных газов.

Для идеальных газов уравнение состояния  $pV = RT$  или

$$\frac{pV}{RT} = 1. \quad (1.1)$$

Это соотношение совершенно точно в том случае, когда газ весьма разрежен или его температура сравнительно высока. Однако уже при атмосферных давлениях и температуре отклонения от этого закона для реального газа становятся ощутимыми.

Ван-дер-Ваальс сделал первую попытку описать эти отклонения, получив уравнения состояния для реального газа. Действительно, если уравнение состояния идеального газа  $pV = RT$  применить к реальным газам, то, во-первых, под объемом межмолекулярного пространства, так как только этот объем, как и объем идеального газа, может уменьшаться до нуля при неограниченном возрастании давления.

Действительно, из уравнения состояния идеальных газов следует, что

$$V = \frac{RT}{p}. \quad (1.2)$$

Следовательно, при  $p \rightarrow \infty$ ,  $V \rightarrow 0$ , что хорошо согласуется с понятием идеального газа, молекулы которого не имеют объема.

При переходе к реальным газам необходимо учитывать объем, занимаемый молекулами. Поэтому для молекул реальных газов то свободное пространство, в котором они движутся, уже не будет равно объему сосуда  $V$ , а будет мень-

ше на величину, зависящую от объема самих молекул.

Молекулы реальных газов могут двигаться в действительности не во всем объеме сосуда, так как часть объема занята самими молекулами. На первый взгляд кажется, что пужно из занимаемого газом объема сосуда  $V$  просто вычесть сумму объемов всех молекул  $-V_{\text{всех мол}}$ . Однако дело обстоит не так просто. Молекулярная статистика указывает, что для расчета средней длины свободного пути или числа столкновений в секунду какой-нибудь молекулы надо считать диаметр ее увеличенным вдвое, а все остальные молекулы представить в виде точек. Можно сделать и наоборот, считать выбранную молекулу за точку, а диаметр всех остальных молекул увеличить вдвое. Характер движения и результаты подсчета останутся неизменными, в которых получается, что точечной молекуле осталось для движения пространство, объем которого меньше объема сосуда на величину, в восемь раз большую объема всех молекул, так как объем молекулы при удвоении диаметра увеличивается в восемь раз. Однако строго произведенный расчет показывает, что на самом деле уменьшение объема составляет не восьмикратный объем молекул, а всего лишь учетверенный. Впрочем, и это последнее утверждение правильно лишь приблизительно. Обозначим в общем случае эту величину, пропорциональную объему, занимаемому молекулами, через  $b$ :

$$b = 4V_{\text{всех мол}} \quad (1.3)$$

Тогда свободный объем пространства, в котором движутся молекулы, будет равен  $(V-b)$  (этот объем может изменяться до нуля при  $p \rightarrow \infty$ ).

Во-вторых, в реальном газе имеются силы взаимодействия между молекулами. При своем движении молекулы реального газа взаимодействуют, в результате чего средняя скорость движения такой молекулы меньше, чем молекулы идеального газа. Поэтому при одинаковой температуре и сила удара молекулы о стенки реального газа будет меньше, чем у молекулы идеального газа. Значит, действительное давление реального газа на стенку  $p_g$  будет меньше, чем давление  $p$  у идеального при одной и той же температуре:

$$p_g = p - \Delta p,$$

где  $p_g$  - давление на стенку реального газа;  $p$  - давление на стенку идеального газа;  $\Delta p$  - поправка, учитывающая

уменьшение давления вследствие наличия сил взаимодействия между молекулами.

Для газа, молекулы которого ведут себя, как абсолютно упругие шары, не обладающие силами взаимодействия, но имеющие конечный объем, давление будет

$$p' = \frac{RT}{v-b} \quad (1.4)$$

Для реального газа действительное давление газа на стенку равно

$$p_g = \frac{RT}{v-b} - \Delta p.$$

Согласно второму закону Ньютона величина сил взаимодействия между молекулами будет прямо пропорциональна массе частиц. Поэтому, если взять два соседних слоя газа, силы взаимодействия между ними будут прямопропорциональны плотности газа в этих слоях:

$$\Delta p = A\rho_1\rho_2.$$

Считая, что плотности отдельных слоев газа одни и те же  $\rho_1 = \rho_2 = \rho$ , получим  $\Delta p = A\rho^2$ , но так как  $\rho = \frac{B}{v}$ , то, следовательно,

$$\Delta p = \frac{A \cdot B^2}{v^2} = \frac{a}{v^2} \quad (1.5)$$

Тогда

$$p_g = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2} \quad (1.6)$$

Откуда получаем уравнение Ван-дер-Ваальса для реального газа:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT \quad (1.7)$$

Контрольная карточка 1

Вопрос	Ответ
1. Чему равна поправка на конечный объем молекул $b$ ?	1 - $v$ всех молекул; 2 - $4v$ всех молекул; 3 - $8v$ всех молекул.
2. Чему равно давление реального газа?	1 - $p = \frac{RT}{v}$ ; 2 - $p = \frac{RT}{v-b}$ ; 3 - $p = \frac{RT}{v-b} - \Delta p$ .

Вопрос	Ответ
3. Какое из приведенных уравнений является уравнением Ван-дер-Ваальса?	1 - $p\nu = RT$ ; 2 - $(p + \frac{a}{\nu^2})(\nu - b) = RT$ ; 3 - $p(\nu - b) = RT$ .
4. Чему равна поправка, учитывающая силы взаимодействия между молекулами?	1 - $A\rho_1\rho_2$ ; 2 - $\frac{a}{\nu^2}$ ; 3 - $b$ .

### § 3. Анализ уравнения Ван-дер-Ваальса

Раскрывая в уравнении Ван-дер-Ваальса скобки, получим уравнение третьей степени относительно  $\nu$ :

$$p\nu^3 - (bp + RT)\nu^2 + a\nu - ab = 0. \quad (1.8)$$

При решении этого уравнения могут быть три случая:

1) один корень действительный и два мнимые; 2) три корня действительные и равные между собой; 3) три корня действительные и различные по величине.

В последнем случае на первый взгляд получается странное явление: тело при определенных температуре и давлении может иметь три разных объема. Впервые объяснение этому явлению дал Менделеев, а английский ученый Эндрюс своими опытами над углекислым газом подтвердил положения Менделеева. Эндрюс сжимал углекислый газ при постоянной температуре. При различных опытах бралась различная температура. Результаты исследования наносились на диаграмму  $p\nu$  (рис. 1).

Наблюдения показали, что линия  $\angle KM$  - изотерма, соответствующая температуре  $T_K = 304,2 \text{ K}$ , имеет перегиб в точке  $K$ , причем при температурах  $T > T_K$  получаются гиперболы, а при температурах  $T < T_K$  на изотермах получаются горизонтальные участки  $A_1B_1, A_2B_2, A_3B_3$  и т.д. Эти участки, как показал опыт, соответствуют превращению газа в жидкость. В точках  $A_1, A_2, A_3$  конденсация газа начинается, а в точках  $B_1, B_2, B_3$  заканчивается. Соединив точки одинакового агрегатного состояния, мы получим кривые  $KA_1$  и  $KB_1$ , сходящиеся в точке  $K$ .

Линия  $KA_1$  называется верхней пограничной кривой (ВПК).

Линия  $KB_1$  - нижней пограничной кривой (НПК).

Точка  $K$ , где горизонтальный участок отсутствует, называется критической точкой. Изотерма, проходящая через критическую точку, называется критической; давление, удельный объем и температура в точке  $K$  называются также критическими и обозначаются соответственно  $p_{кр}, \nu_{кр}, T_{кр}$ . Критическая изотерма не имеет горизонтального участка, а лишь точку перегиба.

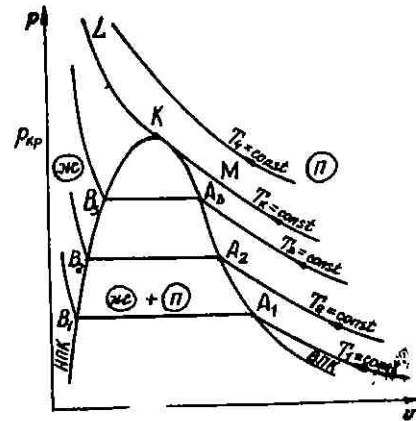


Рис. 1

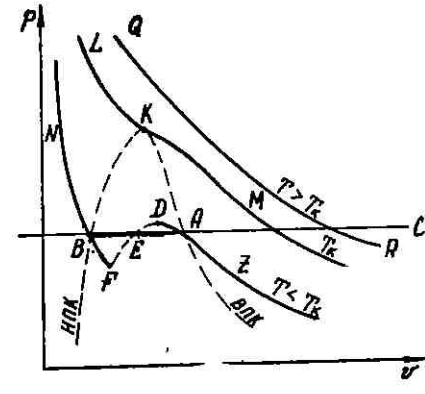


Рис. 2

Анализируя расположение ВПК и НПК, отметим три области агрегатного состояния. Область, расположенная левее НПК и ниже критической изотермы, соответствует жидкому состоянию вещества, область, расположенная вправо от ВПК, соответствует газообразному состоянию вещества (перегретый пар - реальный газ). Область, расположенная между ВПК и НПК, соответствует смеси газа и жидкости.

Итак, если при решении уравнения (1.8) оказывается, что три корня действительные и разные, то это означает, что при некотором значении  $p$  и  $T$  вещество имеет три значения  $\nu$ , соответствующих трем состояниям вещества - газообразному, жидкому и промежуточному (смеси газа и жидкости), наибольший корень соответствует газообразному, а наименьший - жидкому состоянию (рис. 2). Этот случай наблюдается при сравнительно низких температурах, ко-

торым соответствуют изотермы вида  $NBFE'DAZ$ , имеющие с горизонталью  $CC$  три точки пересечения  $BEA$ . Если все три корня действительные и равные друг другу, то это условие будет соответствовать критической точке  $K$  на кривой  $\angle KM$ . Если два корня будут мнимые, а один действительный, то это будет соответствовать газообразному состоянию при  $T > T_{кр}$  (кривая  $QR$ ).

Поэтому можно сказать, что уравнение Ван-дер-Ваальса охватывает не только газообразную, но и жидкую фазу. Это уравнение может быть названо уравнением состояния. Следует отметить, что переход из газообразного состояния в жидкое не всегда происходит по прямой (например,  $AB$ ). Можно создать такие условия, при которых начало конденсации будет запаздывать и дальнейшее сжатие будет сопровождаться повышением давления по кривой  $A D$ . В этих состояниях пар называется переохлажденным, и так

- $AD$  - переохлажденный пар,
- $BF$  - перегретая жидкость.

Участки  $AD$  и  $BF$  малоустойчивы, однако могут быть реально получены. Участок  $DEF$  соответствует состояниям совершенно неустойчивым и физически неосуществимым. Для этого участка  $(\frac{\partial p}{\partial v})_T > 0$ .

$AB$  дает линию устойчивого протекания процесса конденсации. Кривая  $\angle ADEFBN$  удовлетворяет уравнению Ван-дер-Ваальса. Если сжимать газ при  $T > T_{кр}$ , то конденсации газа быть не может.

Уравнение Ван-дер-Ваальса является лишь грубым приближением, так как экспериментально обнаружено, что объем  $v_{ж}$  в жидкой фазе значительно меньше, чем значение  $b$ , полученное из результатов по определению зависимости  $p$  от  $v$  и  $T$  в газе.

Однако уравнение Ван-дер-Ваальса может быть использовано как уравнение состояния для многих газов в сравнительно небольших интервалах температур.

Контрольная карточка 2

Вопрос	Ответ
1. При решении уравнения Ван-дер-Ваальса получаем три корня действительных и разных. Каким температурам соответствует это решение?	1 - $T = T_{кр}$ ; 2 - $T > T_{кр}$ ; 3 - $T < T_{кр}$ .

Вопрос	Ответ
2. Область, расположенная левее НПК и ниже критической изотермы соответствует ...	1 - жидкому состоянию; 2 - смеси пара и жидкости; 3 - газообразному состоянию.

§ 4. Другие уравнения состояния реальных газов

Для более широкого диапазона изменения переменных, кроме уравнения Ван-дер-Ваальса, имеется и ряд других уравнений состояния, полученных как теоретически, так и на основании экспериментов. Некоторые из этих уравнений достаточно точны лишь в узкой области значений температуры и плотности, другие применимы к описанию как газообразной, так и жидкой фазы.

Однако чисто эмпирические уравнения состояния, хотя и дают соответствующие точные результаты, но имеют тот недостаток, что они относятся только лишь к какому-либо одному веществу и таким образом лишены общности, которой обладают уравнения состояния, выведенные теоретически из представлений о строении вещества. Мы рассмотрели и проанализировали полуэмпирическое уравнение состояния Ван-дер-Ваальса с двумя постоянными  $a$  и  $b$ . К этому же классу уравнений состояния с двумя постоянными также принадлежат следующие уравнения состояния:

Уравнение Бертелло:

$$(p + \frac{a}{T v^2})(v-b) = RT. \quad (1.9)$$

Уравнение Дитеричи:

$$(p \cdot e^{\frac{a}{vRT}})(v-b) = RT. \quad (1.10)$$

В этих уравнениях так же, как и в уравнении Ван-дер-Ваальса, постоянная  $a$  является мерой сил взаимодействия между молекулами, постоянная  $b$  пропорциональна объему молекул.

Уравнение Дитеричи очень точно выполняется вблизи критической точки и является наилучшим уравнением состояния, содержащим две постоянные, но оно неверно при высоких значениях плотности, когда  $v$  становится меньше



или сравнимо с  $b$ . Одним из точных уравнений состояния для газов до давления порядка  $250 \cdot 10^5$  Па является уравнение состояния Битти-Бриджмена:

$$pv^2 - RT \left( 1 - \frac{c}{vT^2} \right) \left( v + B_0 - \frac{bB_0}{v} \right) - A_0 \left( 1 - \frac{a}{v} \right). \quad (1.11)$$

Значения пяти эмпирических параметров  $A_0, B_0, a, b$  и  $c$  определены для большинства газов. Однако при очень больших давлениях уравнение Битти-Бриджмена выполняется неудовлетворительно.

Бенедикт, Вебб и Рубин провели обобщение уравнения Битти-Бриджмена как для чистых веществ, так и для смесей. Но уже в отличие от предыдущих уравнений состояния в уравнении состояния Бенедикта, Вебба и Рубина содержится восемь постоянных, что делает само уравнение значительно более громоздким.

Профессор М.П. Вукалович дал теоретическое уравнение состояния вещества, в котором он учел помимо влияния сил взаимодействия и объема самих молекул также ассоциацию молекул, заключающуюся в объединении одиночных молекул в двойные, тройные и тому подобные сложные соединения. Если считаться с подобной ассоциацией молекул реального газа, то такой газ является неоднородным газом, а смесью газов, состоящей из одиночных, двойных, тройных молекул и т.д.

Уравнение состояния подобного реального газа Вукаловича-Новикова для перегретого водяного пара:

$$\left( p + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) - RT \left( 1 - \frac{c}{vT^{\frac{3+2m}{2}}} \right), \quad (1.12)$$

где  $a$  и  $b$  - постоянные уравнения Ван-дер-Ваальса, равные  $a = 620 \text{ Н} \cdot \text{м}^4 / \text{кг}^2$ ;  $b = 0,0009 \text{ м}^3 / \text{кг}$ ;  $c$  - константа, равная  $405 \text{ 000 м}^3 \cdot \text{К} / \text{кг}$ ;  $m = 1,968$  - величина, определяющая свойства двойной молекулы. Кроме того, уравнение состояния реального газа может быть описано в очень широком интервале температуры и давления с помощью соотношения степенного ряда:

$$\frac{pv}{RT} = 1 + \frac{B(T)}{v} + \frac{C(T)}{v^2} + \frac{D(T)}{v^3} + \dots \quad (1.13)$$

Это уравнение называется вириальным уравнением состояния. Зависящие от температуры функции  $B(T)$ ,  $C(T)$  и т.д. выступают здесь как второй, третий и т.д. вириальные коэффициенты.

Вириальные коэффициенты по своему существу определяют отклонения реальных газов от идеальных через свойства межмолекулярных сил. С помощью элементарных рассуждений получим выражение вириальных коэффициентов для разреженного газа, состоящего из  $N$  молекул, каждую из которых можно представить в виде твердой сферы с диаметром  $d$ . Предположим, что эти молекулы типа "бильярдных шаров" помещены в объем  $V$ . Центр первой молекулы, помещенной в ящик, может двигаться в объеме меньшем, чем объем  $V$  взятого параллелепипеда  $(V^{1/3} - d)^3$ , поскольку молекула (ее центр) не может приближаться к стенкам ящика ближе, чем на  $\frac{d}{2}$ .

Согласно молекулярной статистике центры всех других  $N$  молекул, добавленных к первой, ограничены в своем движении объемом, пропорциональным учетверенному объему сферических молекул, т.е. уменьшение объема отвечает величине  $4NV_{\text{молек}}$ . Коэффициент 4 взят из условия, что даже при полном сближении сферических молекул между ними остаются незаполненные промежутки.

Следовательно, свободный объем, в котором могут двигаться молекулы, будет равен

$$\left( V^{1/3} - d \right)^3 - 4NV_{\text{молек}} = \left( V^{1/3} - d \right)^3 - \frac{N}{2} \frac{4}{3} \pi d^3. \quad (1.14)$$

Пренебрегая весьма малыми величинами произведения  $Vd$ , получим, что свободный объем для движения молекул будет равен

$$V - \frac{2}{3} \pi N d^3 = V - b_0, \quad (1.15)$$

где  $b_0 = \frac{2}{3} \pi N d^3$  является "собственным объемом" молекул, равным учетверенному объему сферических молекул.

Если же принять во внимание некоторое возможное перекрытие двух или более сферических молекул, то средний объем, доступный для центра любой молекулы, запишется в виде

$$V - b_0 + \frac{b_1}{V} + \frac{b_2}{V^2} + \dots, \quad (1.16)$$

где  $b_1, b_2$  - постоянные, зависящие от геометрии перекрывающихся сфер.

В этом случае уравнение состояния для газа, состоящего из твердых сферических молекул, запишется в виде

$$p \left( V - b_0 + \frac{b_1}{V} + \frac{b_2}{V^2} + \dots \right) = RT. \quad (1.17)$$

Если выражение в скобках разложить по степеням  $\frac{1}{V}$ , то уравнение состояния запишется в вириальной форме как

$$\frac{pV}{RT} = 1 + \frac{b_0}{V} + \frac{b_0^2 - b_1}{V^2} + \frac{b_0^3 - 2b_0b_1 - b_2}{V^3} + \dots, \quad (1.18)$$

если произвести точный расчет второго, третьего и четвертого вириальных коэффициентов для газа, состоящего из твердых сферических молекул, то окончательно получим следующее уравнение состояния этого газа в вириальной форме

$$\frac{pV}{RT} = 1 + \frac{b_0}{V} + \frac{0,625 b_0^2}{V^2} + \frac{0,2869 b_0^3}{V^3} + \dots, \quad (1.19)$$

где  $b_0$  - по-прежнему учетверенный объем сферических молекул. Как видно из этого вириального уравнения состояния, для газа, состоящего из твердых молекул, вириальные коэффициенты не зависят от температуры. Для низких температур, как показывают эксперименты, значения второго и третьего вириальных коэффициентов отрицательны, а для высоких температур ( $t > 0^\circ\text{C}$ ) положительны.

Для плотных газов при высоких температурах и сложной форме молекул вириальные коэффициенты становятся функциями температуры.

### Контрольная карточка 3

Вопрос	Ответ
1. Уравнение состояния реального газа Вукаловича-Новикова учитывает . . .	1 - объемы самих молекул; 2 - влияние сил взаимодействия молекул; 3 - объем самих молекул, влияние сил взаимодействия молекул, ассоциацию молекул; 4 - объем самих молекул и влияние сил взаимодействия молекул.
2. Укажите уравнение, которое соответствует вириальному уравнению состояния.	1 - $\frac{pv}{RT} = 1 + \frac{B(T)}{v} + \frac{C(T)}{v^2} + \frac{D(T)}{v^3} + \dots$ ; 2 - $\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT$ ; 3 - $\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT \left(1 - \frac{C'}{vT^{\frac{3+2m}{2}}}\right)$ ;

Продолжение

Вопрос	Ответ
	4 - $\left(p + \frac{a}{T v^2}\right)(v-b) = RT$ .
3. Укажите уравнение, которое соответствует уравнению состояния Вукаловича - Новикова.	1 - $\frac{pv}{RT} = 1 + \frac{B(T)}{v} + \frac{C(T)}{v^2} + \frac{D(T)}{v^3} + \dots$ ; 2 - $\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT$ ; 3 - $\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT \left(1 - \frac{C'}{vT^{\frac{3+2m}{2}}}\right)$ ; 4 - $\left(p + \frac{a}{T v^2}\right)(v-b) = RT$ .

## Глава II. ПРОЦЕСС ПАРООБРАЗОВАНИЯ

### § 5. Основные определения

Молекулы жидкости так же, как и молекулы газа, находятся в хаотическом тепловом движении. Однако силы сцепления между молекулами жидкости значительно больше. Скорости отдельных молекул жидкости так же, как и молекул газов, различны.

Если над жидкостью имеется свободное пространство, то наиболее быстрые молекулы жидкости, т.е. обладающие достаточной кинетической энергией, могут преодолеть поверхностное натяжение (взаимодействие соседних молекул) и удалиться в наджидкостное пространство. Этот процесс и представляет собой испарение жидкости. Для процесса испарения необходимо создать поверхность раздела. Эту поверхность можно получить и внутри жидкости. В этом случае в ней образуются пузырьки пара. При наличии последних испарение будет происходить внутри пузырьков кипящей жидкости. Одновременно будет происходить и обратный процесс, при котором некоторые молекулы пара, находящиеся в свободном пространстве над жидкостью, сталкиваясь с поверхностью жидкости, возвращаются обратно в жидкость. Этот процесс представляет собой процесс конденсации пара. Оба процесса происходят при любой температуре жидкости. Если

процесс испарения идет в ограниченном пространстве, то пока возрастает упругость пара, такой пар называется ненасыщенным.

В момент, когда скорость испарения становится равной скорости конденсации, наступает подвижное или динамическое равновесие, а пар над жидкостью называется насыщенным (при данном давлении). Насыщенный пар обладает наибольшей плотностью и упругостью при данной температуре. Насыщенный пар, образовавшийся в последний момент испарения, когда испарилась последняя капля жидкости, носит название сухого насыщенного пара.

Сухой насыщенный пар есть продукт законченного парообразования, причем температура этого пара равняется температуре кипения воды при данном давлении

$$T_g = T_{кип} \quad (2.1)$$

Обозначим параметры сухого насыщенного пара через  $p_g$ ,  $v_g$  и  $T_g$ . Если отнять тепло от сухого насыщенного пара, то получается смесь пара и жидкости; если при этом частицы жидкости, взвешенные в паре, более или менее равномерно в нем распределены, то смесь называют влажным насыщенным паром. Признаком существования влажного насыщенного пара является соприкосновение его с жидкостью, из которой он образуется (паровой котел).

Если сухой насыщенный пар продолжать нагревать, то получится перегретый пар, или ненасыщенный пар, у которого незначительное отнятие теплоты не приводит к конденсации, а только лишь понижает несколько его температуру.

Контрольная карточка 4

Вопрос	Ответ
1. Сухим насыщенным паром называется пар, который . . . .	1 - имеет температуру больше температуры кипения; 2 - состоит из смеси пара и жидкости; 3 - образовался в последний момент испарения, когда испарилась последняя капля жидкости.
2. Температура сухого насыщенного пара . . .	1 - $T_g = T_{кип}$ ; 2 - $T_g > T_{кип}$ ; 3 - $T_g < T_{кип}$ .

Будем рассматривать процесс парообразования при  $p = const$  (рис. 3).

Точка 1 соответствует состоянию холодной воды при  $t = 0^\circ C$  и данном давлении. Объем холодной воды -  $v_0$ . Подведем некоторое количество тепла  $q_{жк}$  к холодной воде. Процесс 1-2 - нагревание воды при  $p = const$ .

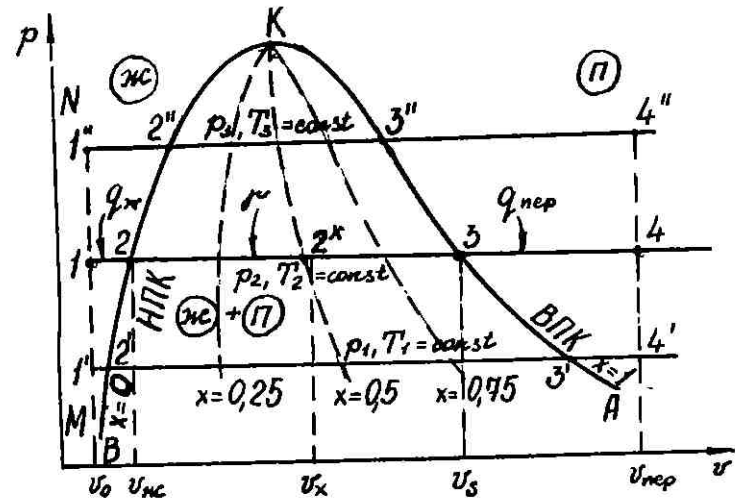


Рис. 3

Точка 2 соответствует состоянию горячей воды при температуре кипения  $T_{кип}$  и при том же давлении, объем кипящей воды -  $v_{жк}$  ( $q_{жк}$  - тепло, пошедшее на нагрев воды до кипения). Подведем к кипящей воде некоторое количество тепла  $q'$ .

Процесс 2 - 3 - процесс парообразования, который происходит при постоянном давлении и постоянной температуре  $p, T = const$ .

Точка 2<sup>x</sup> соответствует состоянию влажного насыщенного пара при температуре  $T_g = T_{кип}$  при данном давлении.

Точка 3 соответствует состоянию сухого насыщенного пара при той же температуре  $T_g = T_{кип}$ , объем сухого насыщенного пара -  $v_g$  ( $q'$  - тепло, идущее на парообразование).

Если к сухому насыщенному пару подвести тепло  $q_{пер}$ , то получится перегретый пар.

Процесс 3-4 - перегрев пара при том же давлении ( $p = const$ ).

Точка 4 соответствует состоянию перегретого пара при температуре  $T_{пер}$ , объем перегретого пара -  $v_{пер}$ .

Если процесс парообразования будем осуществлять при более высоком давлении ( $p'' > p$ ), то объем холодной воды  $v_0$  незначительно уменьшится (практически остается постоянным), объем кипящей воды - увеличится, а объем сухого насыщенного пара уменьшится по сравнению с исходным, т.е. при возрастании давления разность  $v_{нс} - v_0$  (или отрезок 1-2) увеличивается, а разность  $v_g - v_{нс}$  (или отрезок 2-3) - уменьшается. Если процесс парообразования проведем при давлении меньше первоначально рассмотренного ( $p' < p$ ), то в этом случае объем кипящей воды уменьшится, а объем сухого насыщенного пара увеличится по сравнению с исходным, т.е. при уменьшении давления разность  $v_{нс} - v_0$  (или отрезок 1-2) уменьшается, а разность  $v_g - v_{нс}$  (или отрезок 2-3) увеличивается.

Соединив точки одинаковых состояний, лежащие на изо-барах различных давлений, получим следующие линии.

КВ - нижняя пограничная кривая (НПК), отвечающая состоянию кипящей воды при различных давлениях;

КА - верхняя пограничная кривая (ВПК), отвечающая состоянию сухого насыщенного пара.

Верхняя и нижняя пограничные кривые сходятся в точке К, которая называется критической точкой.

Параметры состояния пара ( $p_k, v_k, T_k$ ) в точке К называются критическими. В критической точке насыщенный сухой пар тождественен горячей воде. При состоянии пара выше критического, конденсация пара в жидкость невозможна.

Для водяного пара критические параметры  $p_k = 221,3 \cdot 10^5$  Па;  $T_k = 647,3$  К;  $v_k = 0,0032$  м<sup>3</sup>/кг.

#### Контрольная карточка 5

Вопрос	Ответ
1. Укажите правильное соотношение температуры сухого насыщенного пара ( $T_g$ . .) и температуры влажного насыщенного пара ( $T_{в.н.п.}$ ) при одном и том же давлении.	1 - $T_g = T_{в.н.п.}$ ; 2 - $T_g > T_{в.н.п.}$ ; 3 - $T_g < T_{в.н.п.}$ .

Продолжение

Вопрос	Ответ
2. Процесс парообразования всегда происходит при постоянном давлении при ...	1 - уменьшении температуры в процессе; 2 - постоянной температуре; 3 - увеличении температуры в процессе.
3. Как изменяется температура насыщения (кипения) с увеличением давления?	1 - остается постоянной; 2 - уменьшается; 3 - увеличивается.
4. Возможно ли изотермически сжимая пар при температуре пара выше критической, сконденсировать его в жидкость?	1 - возможно; 2 - невозможно; 3 - возможно при соблюдении определенных условий.

#### § 7. Параметры влажного насыщенного пара

Влажный насыщенный пар - смесь пара с мельчайшими капельками примешанной к нему воды. В зависимости от массовой пропорции воды и пара в смеси получаются влажные пары с различной степенью влажности.

Массовая доля сухого насыщенного пара в одном килограмме влажного пара обозначается через  $X$  и носит название степени сухости или паросодержания влажного пара;  $X$  меняется от нуля до единицы;  $X = 0$  - нижняя пограничная кривая (кипящая вода);  $X = 1$  - верхняя пограничная кривая (сухой насыщенный пар).

Массовая доля воды в одном килограмме влажного пара обозначается через  $y$  и носит название степени влажности пара:

$$y = 1 - X, \quad (2.2)$$

$y = 1$  (нижняя пограничная кривая - кипящая вода);  $y = 0$  (верхняя пограничная кривая - сухой насыщенный пар).

Объем сухого насыщенного пара в 1 кг влажного пара:

$$V_g = v_g X \text{ м}^3/\text{кг},$$

где  $v_g$  - удельный объем сухого пара;  $X$  - количество сухого пара в 1 кг влажного пара.

Удельный объем влажного пара:

$$v_x = v_g x + y v_{жс} = v_g x + (1-x) v_{жс} \text{ м}^3/\text{кг}, \quad (2.3)$$

где  $y$  - количество воды в 1 кг влажного пара;  $v_{жс}$  - удельный объем воды  $v_{жс} = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$ .

В технике обычно употребляются пары со степенью сухости  $x > 0,8$ , т.е.  $y < 0,2$ . Следовательно,  $(1-x) v_{жс} < 0,0002$ . Поэтому с достаточной степенью точности удельный объем влажного пара можно определять

$$v_x \approx v_g x. \quad (2.4)$$

Линии одинаковой степени сухости делят участки 2-3 пропорционально величине  $x$  (рис. 3). Для сухого насыщенного пара зависимость удельного объема от давления  $v_g = f(p_g)$  довольно точно выражается эмпирическим уравнением Молье (уравнение верхней пограничной кривой):

$$p_g^{15/16} \cdot v_g = 1,7285, \quad (2.5)$$

где  $p_g$  - давление пара в ата,  $v_g \text{ м}^3/\text{кг}$ ;

Контрольная карточка 6

Вопрос	Ответ
1. Какое из приведенных уравнений определяет степень сухости влажного пара? ( $V$ - объем; $G$ - масса) $S$ - сухой насыщенный пар; $ж$ - жидкость.	1 - $\frac{V_g}{V_g + V_{жс}}$ ; 2 - $\frac{V_{жс}}{V_g + V_{жс}}$ ; 3 - $\frac{G_g}{G_g + G_{жс}}$ ; 4 - $\frac{G_{жс}}{G_g + G_{жс}}$ .
2. Какое из приведенных выражений определяет степень влажности пара?	1 - $1 - x$ ; 2 - $1/x$ ; 3 - $1 + x$ .
3. Какое из приведенных уравнений определяет удельный объем влажного пара?	1 - $v_g x$ ; 2 - $v_{жс} y$ ; 3 - $v_g x + y v_{жс}$ .

Вопрос	Ответ
4. Температура влажного пара с увеличением содержания воды в нем (при $P = const$ ) . . .	1 - будет увеличиваться; 2 - будет уменьшаться; 3 - остается неизменной.

### § 8. Количество теплоты, затрачиваемой на процесс парообразования

Рассмотрим процесс 1-2 подогрева жидкости (воды) (см. рис. 3). Тепло, подводимое в этом процессе  $-q_{жс}$ , называется теплотой жидкости.

Теплота жидкости - количество теплоты, потребное для нагревания 1 кг жидкости от  $0^\circ\text{C}$  до температуры кипения  $t_g$  при данном давлении.

$$q_{жс} = c_{вод} (t_g - t_0) \text{ Дж/кг},$$

где  $c_{вод}$  - удельная теплоемкость воды, но так как  $t_0 = 0^\circ\text{C}$ ,

$$q_{жс} = c_{вод} t_g \text{ Дж/кг}; \quad (2.6)$$

$t_g = t_{кип}$  при данном давлении.

Вообще же удельная теплоемкость воды является функцией температуры и может быть определена по эмпирической формуле Дитеричи:

$$c_{вод} = 4,2868 [0,99827 - 0,00010368 t + 0,0000020736 t^2] \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}. \quad (2.7)$$

Теплота жидкости ( $q_{жс}$ ) зависит от давления, при котором идет процесс парообразования. Вначале с ростом давления наблюдается ускоренный рост  $q_{жс}$  за счет увеличения сил взаимодействия молекул, так как повышение температуры при этом сравнительно еще невелико (до  $p \approx 40 \cdot 10^5 \text{ Па}$ ), а далее после  $40 \cdot 10^5 \text{ Па}$  рост  $q_{жс}$  за счет роста  $p$  хотя и происходит, но более замедленно, так как начинает сказываться обратное влияние температуры на силы взаимодействия молекул. На рис. 4 представлена качественная зависимость  $q_{жс} = f(p)$ .

В процессе 2-3 подводится тепло  $I'$ , идущее на парообразование (теплота парообразования).

Теплота парообразования  $I'$  - количество теплоты, необходимое для превращения одного килограмма кипящей воды в сухой насыщенный пар при данном давлении. При парообразовании тепло частично идет на работу расширения, эта

часть тепла обозначается через  $\Psi$  и называется внешней теплотой парообразования:

$$\Psi_{расш.} = l_{расш.} = p(v'_g - v'_{ж}) \text{ Дж/кг.} \quad (2.8)$$

Большая же часть теплоты парообразования идет на преодоление сил молекулярного взаимодействия частиц жидкости при их испарении, обуславливая собой так называемую внутреннюю работу, т.е. работу, идущую на изменение внутренней энергии при испарении (работа дисгрегации):

$$\rho = u'' - u'.$$

В дальнейшем будем обозначать параметры жидкости и сухого насыщенного пара при данном  $p$  следующим образом:

	НПК ( $x=0$ )	ВПК ( $x=1$ )
объем	$v'$	$v''(v'_g)$
внутренняя энергия	$u'$	$u''$
энтропия	$s'$	$s''$
энтальпия	$i'$	$i''$
теплоемкость	$c'(c'_{вод})$	$c''_g$

Величина изменения внутренней энергии  $\rho$  при испарении является преобладающей, т.е.  $\rho \gg \Psi_{расш.}$ .

Итак, согласно изложенному

$$I' = \Psi + \rho. \quad (2.9)$$

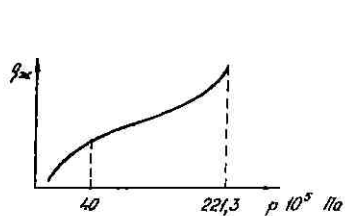


Рис. 4

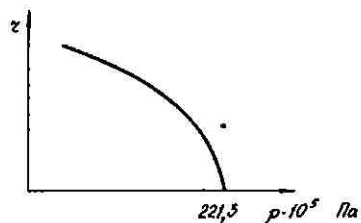


Рис. 5

Как видно, в процессе 2-3 имеет место изменение внутренней энергии ( $u'' - u'$ ) при  $T = const$  вследствие совершения работы дисгрегации.

Теплота парообразования  $I'$  есть функция давления  $I' = I'(p)$ . С увеличением давления величина  $I'$  уменьшается и для критического давления воды  $p_k = 221,3 \cdot 10^5$  Па,  $I' = 0$ . Это иллюстрируется сокращением горизонтального участка 2-3 процесса парообразования с ростом давления, при котором идет процесс парообразования.

При  $P = P_k$  горизонтальный участок процесса испарения отсутствует и  $I' = 0$ .

Следовательно, качественная зависимость  $I' = I'(p)$  имеет следующий вид (рис. 5).

В процессе 3-4 подводится тепло  $q_{пер}$ , которое идет на нагрев пара

$$q_{пер} = c_{pм} (t_{пер} - t_g) \text{ Дж/кг.} \quad (2.10)$$

Средняя теплоемкость пара  $c_{pм}$  в процессе его перегрева зависит от  $T$  и  $p$ .

Опытные данные и теоретические расчеты по Вукаловичу показывают, что теплоемкость  $c_p$  перегретого пара, во-первых, при повышении температуры при  $p = const$  быстро уменьшается, доходит до некоторого минимума, а затем имеет тенденцию к медленному возрастанию; во-вторых, для одной и той же температуры ( $t_{пер} = const$ ) теплоемкость перегретого пара возрастает с увеличением давления. При этом эта зависимость  $c_p$  от  $p$  уменьшается с повышением температуры.

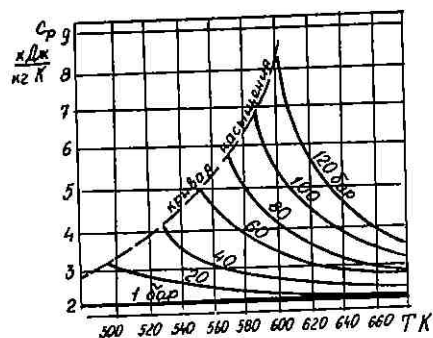


Рис. 6

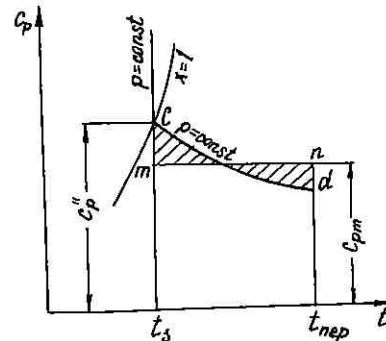


Рис. 7

Зависимость  $c_p$  от  $t_{пер}$  и  $p$  представлена на рис. 6.

Графическое определение среднего значения  $c_{pм}$  в интервале температур от  $t_g$  до  $t_{пер}$  для заданного давления  $p$  представлено на рис. 7.

$c_{pм}$  - средняя теплоемкость перегретого пара в интервале температур от  $t_g$  до  $t_{пер}$ .

Полная теплота образования влажного пара со степенью сухости  $x$  будет равна

$$\lambda_x = q_{mc} + r'x \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.11)$$

Полная теплота образования сухого насыщенного пара будет равна

$$\lambda_s'' = q_{mc} + r' = q_{mc} + \rho + \psi_{расш}. \quad (2.12)$$

На рис. 8 представлена качественная зависимость полной теплоты образования сухого насыщенного пара от давления  $\lambda_s'' = f(p)$ .

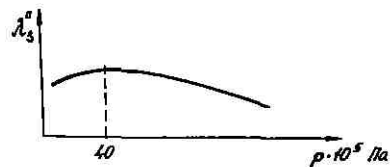


Рис. 8

Из приведенных данных вытекает основное термодинамическое преимущество паров высокого давления. Пар высокого давления более экономичен, так как для своего образования требует значительно

меньшей затраты тепла, нежели пары низкого давления.

Полная теплота образования перегретого пара:

$$\lambda_{пер} = q_{mc} + r' + q_{пер} = q_{mc} + r' + c_{pm}(t_{пер} - t_g) \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.13)$$

## Контрольная карточка 7

Вопрос	Ответ
1. Чему равно количество теплоты, пошедшей на процесс парообразования?	1 - $r'$ ; 2 - $\rho + \psi$ ; 3 - $c_{вод} t_g$ ; 4 - $c_{pm}(t_{пер} - t_g)$ .
2. Чему равно количество теплоты, пошедшей на нагрев жидкости от 0°C до температуры кипения?	1 - $r'$ ; 2 - $\rho + \psi$ ; 3 - $c_{вод} t_g$ ; 4 - $c_{pm}(t_{пер} - t_g)$ .
3. Укажите правильное соотношение между теплотой, пошедшей на работу расширения в процессе парообразования - $\psi$ , и теплотой, пошедшей на преодоление	1 - $\psi = \rho$ ; 2 - $\psi > \rho$ ; 3 - $\psi < \rho$ .

Вопрос	Ответ
сил молекулярного взаимодействия - $\rho$ .	
4. Чему равна полная теплота образования влажного пара со степенью сухости $x$ ?	1 - $q_{mc} + r'$ ; 2 - $q_{mc} + r'x$ ; 3 - $q_{mc} + \rho + \psi$ ; 4 - $q_{mc} + r' + c_{pm}(t_{пер} - t_g)$ .

## § 9. Перегретый пар

Перегретым паром называется пар, температура которого  $t_{пер}$  выше температуры насыщения (температуры кипения  $t_g$ ), соответствующей данному давлению ( $t_{пер} > t_g$ ).

Разность температур ( $t_{пер} - t_g$ ) называется степенью перегретости пара.

Свойства перегретого пара резко отличаются от свойств насыщенного пара и приближаются к свойствам газов. Причем, чем больше степень перегрева пара, тем больше это приближение.

Перегретый пар является по существу своего поведения реальным газом и его уравнение состояния отклоняется от уравнения состояния идеальных газов  $pV = RT$ .

В настоящее время имеется сравнительно большое количество эмпирических уравнений состояния перегретого пара.

Имеется приближенное уравнение состояния перегретого пара в виде

$$p(v + \Delta v) = RT, \quad (2.14)$$

где  $\Delta v$  - некоторая постоянная поправка по Вукаловичу:

$$\Delta v = 0,007,$$

т.е. уравнение состояния перегретого пара дается в виде

$$p(v + 0,007) = RT. \quad (2.15)$$

Однако поскольку поправка к объему дается в виде постоянной величины, не зависящей от  $p$  и  $T$ , подобное построение уравнения состояния перегретого пара является принципиально неверным.

Наиболее точным уравнением состояния перегретого пара в настоящее время является уравнение Вукаловича-Новикова, полученное на основе учета ассоциации молекул реальных газов. (Оно уже рассматривалось в разделе реальных газов (см. 1.12).)

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT \left(1 - \frac{c}{vT^2}\right).$$

Контрольная карточка 8

Вопрос	Ответ
1. Перегретым паром называется пар, у которого...	1 - $p > p_{кр}$ ; 2 - $T > T_{кр}$ ; 3 - $T > T_s$ ; 4 - $v > v_{кр}$ .
2. Степенью перегретости пара называется ...	1 - $T_{пер} - T_s$ ; 2 - $\frac{T_{пер}}{T_s}$ ; 3 - $T_k - T_s$ .

### § 10. Внутренняя энергия пара

Рассмотрим изменение внутренней энергии пара в процессе парообразования при  $p = const$  (рис. 3).

Процесс 1-2. Изменение внутренней энергии воды в процессе ее нагрева можно определить по уравнению первого закона термодинамики.

$$q_{ж} = \Delta u_{ж} + p(v_{ж} - v_0), \quad (2.16)$$

где  $q_{ж}$  - тепло, которое подводится в процессе нагрева жидкости;  $\Delta u_{ж}$  - изменение внутренней энергии в этом процессе;  $p(v_{ж} - v_0)$  - работа расширения в этом процессе нагрева жидкости.

Изменение объема жидкости в процессе ее нагрева ( $v_{ж} - v_0$ ) весьма незначительно (доли процента от  $\Delta u_{ж}$ ), поэтому пренебрегая работой расширения жидкости, получим

$$\Delta u_{ж} \approx q_{ж}. \quad (2.17)$$

Процесс 2-3. Изменение внутренней энергии в процессе парообразования равно  $\rho$  (см. § 8):

$$\Delta u_{2-3} = \rho. \quad (2.18)$$

Изменение внутренней энергии в процессе 2-2<sup>x</sup> (влажный пар со степенью сухости  $x$ ) равно

$$\Delta u_{2-2^x} = \rho x. \quad (2.19)$$

Процесс 3-4. Изменение внутренней энергии в процессе перегрева определится из уравнения первого закона термодинамики:

$$q_{пер} = \Delta u_{3-4} + p(v_{пер} - v_g) \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.20)$$

Так как

$$q_{пер} = c_{pм} (T_{пер} - T_s),$$

а по приближенному эмпирическому уравнению состояния Вукаловича (2.15) считаем, что

$$v = \frac{RT}{p} = 0,007. \quad (2.21)$$

Подставляя  $q_{пер}$  и  $v$  в уравнение (2.20), получим

$$c_{pм} (T_{пер} - T_s) = \Delta u_{3-4} + R(T_{пер} - T_s) \quad \text{Дж/кг.}$$

Отсюда

$$\Delta u_{3-4} = c_{pм} (T_{пер} - T_s) - R(T_{пер} - T_s),$$

$$\Delta u_{3-4} = (c_{pм} - R)(T_{пер} - T_s) \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.22)$$

В термодинамике внутреннюю энергию, энтальпию и энтропию воды в состоянии, соответствующем тройной точке ( $t = 0^\circ\text{C}$ ), условно принимают равными нулю:

$$u_0 = 0; \quad i_0 = 0; \quad s_0 = 0.$$

Поэтому внутренняя энергия кипящей жидкости будет равна

$$u_{жс} = \Delta u_{жс} \approx q_{жс} \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.23)$$

Внутренняя энергия сухого насыщенного пара

$$u_g = q_{жс} + \rho \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.24)$$

Внутренняя энергия влажного пара со степенью сухости :

$$u_x = q_{жс} + \rho x \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.25)$$

Внутренняя энергия перегретого пара

$$u_{пер} = q_{жс} + \rho + (c_{pм} - R)(T_{пер} - T_s) \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.26)$$

Контрольная карточка 9

Вопрос	Ответ
1. Чему равно изменение внутренней энергии в процессе парообразования?	1 - $q_{жс}$ ; 2 - $\rho$ ; 3 - $c_{pм} (T_{пер} - T_s)$ ; 4 - 0.



Вопрос	Ответ
2. Чему равна внутренняя энергия влажного пара со степенью сухости $x$ ?	1 - $q_{ж}$ ; 2 - $q_{ж} + \rho$ ; 3 - $q_{ж} + \rho x$ .
3. Чему равна внутренняя энергия кипящей жидкости?	1 - $\sim q_{ж}$ ; 2 - 0 ; 3 - $\rho$ .
4. Чему равна внутренняя энергия воды при $t = 0^{\circ}\text{C}$ ?	1 - $q_{ж}$ ; 2 - 0 ; 3 - $\rho$ .

§ 11.  $T S$  - диаграмма водяного пара

Как и в случае газов для графического изображения и исследования термодинамических процессов с паром, наряду с диаграммой  $p v$  широко применяется диаграмма  $T S$ . Эта диаграмма удобна тем, что в ней площадь под процессом дает количество тепла, участвующего в данном процессе. Поскольку энтропия воды при  $t = 0^{\circ}\text{C}$  ( $273\text{ K}$ ) условно принята равной нулю, то при построении  $T S$  - диаграммы для пара точка 1 процесса парообразования ложится на ось ординат на  $273\text{ K}$  выше абсолютного нуля.

$T S$  - диаграмма строится следующим образом (рис. 9). Сначала наносится на  $T S$  - диаграмме исходная точка 1.

1. Изменение энтропии жидкости в процессе ее нагрева 1-2 при  $p = const$  :

$$\Delta S_{ж} = S_{ж} = \int_{T_0}^{T_s} \frac{dq}{T} = \int_{273}^{T_s} \frac{dq}{T} \quad \frac{\text{ед. энтр.}}{\text{кг}}$$

Так как здесь  $dq = c_{вод} dt$ , значит, если считать  $c_{вод} = const$ ,

$$\Delta S_{ж} = S_{ж} = \int_{273}^{T_s} \frac{c_{вод} dT}{T} = c_{вод} \ln \frac{T_s}{273} \quad \frac{\text{ед. энтр.}}{\text{кг}}, \quad (2.27)$$

$\Delta S_{ж}$  - логарифмическая кривая.

2. Изменение энтропии в процессе парообразования 2-3. Процесс парообразования - процесс кипения воды протекает и при  $p = const$  и при  $T = const$ , т.е. изобарно-изотермически.

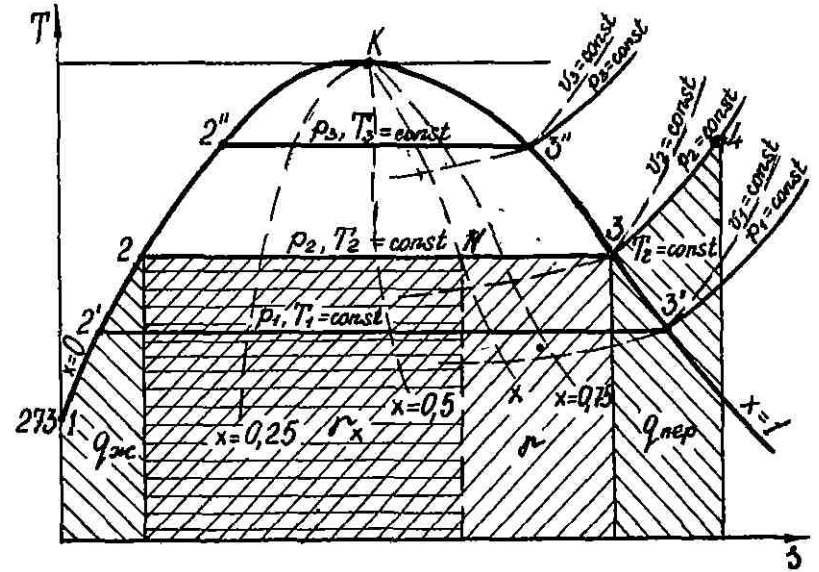


Рис. 9

Приращение энтропии при испарении 2-3 определится путем интегрирования общей формулы

$$ds = \frac{dq}{T}$$

В этом процессе  $dq = dr$ , а  $T = T_s = const$ .

Следовательно,

$$\Delta S_{2-3} = \int_0^r \frac{dr}{T_s} = \frac{1}{T_s} \int_0^r dr = \frac{r}{T_s};$$

$$\Delta S_{2-3} = \frac{r}{T_s} \quad \frac{\text{ед. энтр.}}{\text{кг}}, \quad (2.28)$$

$\Delta S_{2-3}$  - прямая параллельная оси  $S$ .

3. Изменение энтропии в процессе перегрева пара 3-4 определится аналогично

$$\Delta S_{пер} = \int_{T_s}^{T_{пер}} \frac{dq}{T}, \quad \text{но } dq = c_p dT.$$

Следовательно,

$$\Delta S_{пер} = \int_{T_s}^{T_{пер}} \frac{c_p dT}{T}$$

или же, воспользовавшись средним значением теплоемкости пара  $c_{pm}$  в процессе его перегрева от  $T_s$  до  $T_{пер}$ , получим

$$\Delta S_{пер} = c_{pm} \ln \frac{T_{пер}}{T_s} \quad \frac{\text{ед. энтр.}}{\text{кг}} \quad (2.29)$$

Следовательно, изменение энтропии перегретого пара представляется в  $T_S$ -диаграмме логарифмической кривой.

Энтропия влажного насыщенного пара заданной степени сухости  $X$  определится как

$$S_x = c_{вод} \ln \frac{T_s}{273} + \frac{rX}{T_s} \quad \frac{\text{ед. энтр.}}{\text{кг}} \quad (2.30)$$

где единица энтропии Дж/кг.

Энтропия сухого насыщенного пара ( $X = 1$ ):

$$S'' = c_{вод} \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s} \quad \frac{\text{ед. энтр.}}{\text{кг}} \quad (2.31)$$

Энтропия перегретого пара

$$S_{пер} = c_{вод} \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s} + c_{pm} \ln \frac{T_{пер}}{T_s} \quad \frac{\text{ед. энтр.}}{\text{кг}} \quad (2.32)$$

По этим уравнениям соответственно строятся верхняя и нижняя пограничные кривые в  $T_S$ -координатах. Линия 1-2-3-4 дает изменение энтропии пара и его температуры при  $p = const$  и, следовательно, является изобарой. Затем так же, как и в  $pV$ -диаграммах для газов, наносится и в  $T_S$ -диаграмме для пара сеть изобар, изохор, изотерм. Кроме того, дополнительно в области влажных паров наносятся кривые одинакового паросодержания, одинаковой степени сухости. Степень сухости  $X$  или степень влажности  $y$  по  $T_S$ -диаграмме определяются следующим образом:

$$X = \frac{2-N}{2-3}; \quad y = \frac{N-3}{2-3}.$$

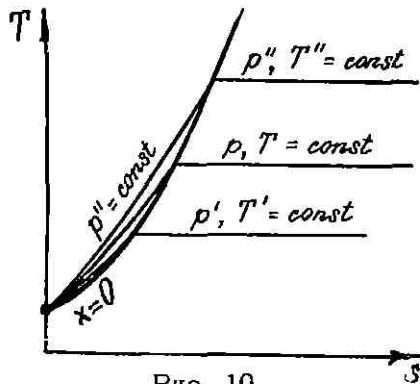


Рис. 10

Отрезки 2-N, примыкающие к нижней пограничной кривой, характеризуют степень сухости  $X$ , а отрезки N-3, примыкающие к верхней пограничной кривой, характеризуют степень влажности  $y$ .

В изображенной  $T_S$ -диаграмме, как видно, изобарный процесс подогрева жидкости 1-2 совпал с нижней пограничной кривой. Это произошло только потому, что не учиты-

валась работа сжатия жидкости (считалось, что жидкость несжимаема). Эта работа становится заметнее при высоких давлениях. Если же учесть работу сжатия жидкости и изобразить изобары жидкости в большом масштабе, то изобары жидкости несколько будут отличаться от нижней пограничной кривой (рис. 10).

### Контрольная карточка 10

Вопрос	Ответ
1. Чему равна энтропия сухого насыщенного пара?	1 - $c_{вод} \ln \frac{T_s}{273}$ ; 2 - $c_{вод} \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s}$ ; 3 - $c_{вод} \ln \frac{T_s}{273} + \frac{rX}{T_s}$ .
2. Чему соответствует заштрихованная площадь на графике?	1 - теплоте парообразования $r$ ; 2 - внутренней теплоте парообразования $\rho$ ; 3 - внешней теплоте парообразования $\psi$ .
3. Что из себя представляют изобары в $T_S$ -координатах в области:	1 - логарифмические кривые; 2 - прямые, наклонные под некоторым углом к оси $S$ ; 3 - горизонтальные линии.

### § 12. Замечание о теплоемкостях $c'_{вод}$ и $c''_s$

Исследования показывают, что теплоемкость кипящей воды  $c'_{вод}$  (теплоемкость по нижней пограничной кривой  $X=0$ ) все время возрастает с увеличением давления, так что в критической точке при  $p_k = 221,3 \cdot 10^5$  Па для воды  $c'_k = +\infty$ , а нижняя пограничная кривая при этом в диаграммах

$p$  и  $T$  получает горизонтальное направление (рис. 11). Это совпадает с данными изотерм идеального газа, для которых теплоемкость тоже равна бесконечности ( $C = \infty$ ). Верхней пограничной кривой ( $X=1$ ) соответствует своя теплоемкость  $C_S''$ .

Для очертания верхней пограничной кривой, которое получается для водяного пара, теплоемкость  $C_S''$  всегда отрицательна ( $C_S'' < 0$ ). Это означает, что для повышения температуры сухого насыщенного пара необходимо его сжимать, при этом затрачивается такая большая работа на сжатие, что она с избытком покрывает приращение внутренней энергии пара и поэтому частично должна быть возвращена обратно в виде выделяющейся теплоты (тепло отводится  $q < 0$ ). Отрицательный знак теплоемкости сухого насыщенного пара ( $C_S'' < 0$ ) как раз и означает, что при нагревании сухого насыщенного пара он сжимается, а теплота выделяется. Это следует из того, что при нагревании сухого насыщенного пара его объем обязательно должен уменьшаться (см. верхнюю пограничную кривую  $X=1$ ), т.е. сухой насыщенный пар при нагревании должен быть подвергнут сжатию, иначе он перейдет в перегретый. В критической точке  $K$  получается, что для сухого насыщенного пара  $C_{S_K}'' = -\infty$ .

Поскольку в критической точке  $K$  кипящая жидкость имеет теплоемкость  $C_K' = +\infty$ , а сухой насыщенный пар имеет теплоемкость  $C_{S_K}'' = -\infty$ , то оказывается, что сумма теплоемкостей сухого насыщенного пара и находящейся в равновесии с ним жидкости имеют вполне положительное значение  $C_K = C_K' + C_{S_K}''$ .

Если раскрыть математически неопределенность и решить термодинамически это уравнение, то получим

$$C_K' + C_{S_K}'' = 2C_{V_K} \quad (2.33)$$

С уменьшением температуры от  $T_K$  теплоемкость  $C_S''$  сухого насыщенного пара, оставаясь отрицательной, уменьшается по абсолютной величине. При некоторой температуре значение  $C_S''$  может достичь нуля и даже стать положительной величиной. Такой ход теплоемкости  $C_S''$  обнаруживается у сухих насыщенных паров дифенилоксида, бензола, этилового эфира и некоторых других органических жидкостей.

Поскольку  $C_S''$  становится положительной величиной, верхняя пограничная кривая в координатах  $T$  для таких жидкостей частично или целиком идет влево, а не вправо, как для воды.

Итак, для воды и многих других жидкостей, для которых  $C_S''$  всегда отрицательна, имеем такой ход верхних пограничных кривых (рис. 11).

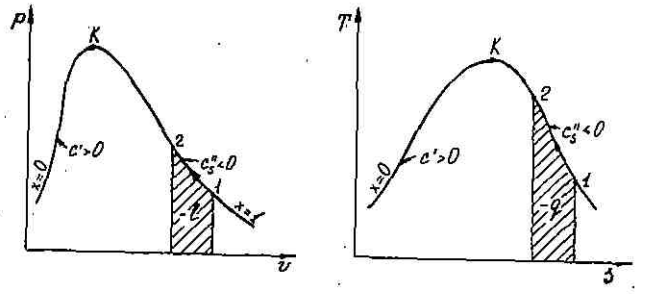


Рис. 11

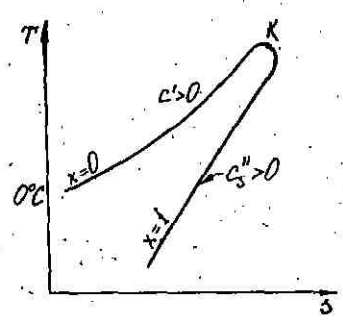


Рис. 12

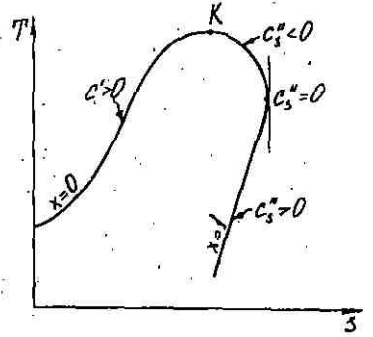


Рис. 13

Для дифенилоксида и некоторых других органических жидкостей, для которых  $C_S''$  частично или полностью на всей линии становится положительной величиной, имеем иной ход верхних пограничных кривых (рис. 12, 13).

Контрольная карточка 11

Вопрос	Ответ
1. Чему равна теплоемкость $C_{вод}'$ кипящей воды?	1 - $> 0$ ; 2 - $< 0$ ; 3 - $= 0$ ; 4 - $2C_{V_K}$ .

Вопрос	Ответ
2. Какое соотношение определяет теплоемкость сухого насыщенного водяного пара $C_s''$ ?	1 - $> 0$ ; 2 - $< 0$ ; 3 - $= 0$ ; 4 - $2C_{vK}$ .
3. Чему равна теплоемкость $C_K$ для водяного пара в критической точке К?	1 - $> 0$ ; 2 - $< 0$ ; 3 - $= 0$ ; 4 - $2C_{vK}$ .
4. Какое соотношение определяет теплоемкость сухого насыщенного пара любой жидкости $C_s''$ ?	1 - $> 0$ ; 2 - $< 0$ ; 3 - $= 0$ ; 4 - $2C_{vK}$ .

§ 13. Связь между теплотой парообразования и степенью изменения давления с температурой.  
Уравнение Клапейрона - Клаузиуса

Можно получить связь между теплотой парообразования  $r$  с изменением давления при изменении температуры. Эта зависимость будет действительной не только для однофазной системы (газ или жидкость), но и для двухфазной системы (жидкость - газ (пар)).

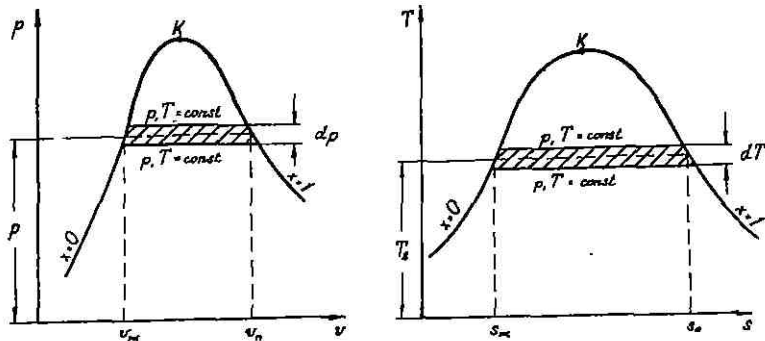


Рис. 14

Для получения указанной зависимости рассмотрим процесс парообразования в  $p\nu$  и  $TS$  - диаграммах (рис. 14).

Рассмотрим цикл 1-2-3-4 при бесконечно малой разности давления  $dp$  и соответственно бесконечно малой разности температур  $dT$ . В  $p\nu$  - координатах для этого цикла имеем следующее выражение работы цикла:

$$dl = dp(\nu_n - \nu_m), \quad (2.34)$$

соответственно перенося этот цикл в  $TS$  - координаты, будем иметь выражение работы цикла

$$dl = \frac{r}{T} dT \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.35)$$

Так как работа в обоих случаях одна и та же, то, следовательно,

$$dp(\nu_n - \nu_m) = \frac{r}{T} dT \quad \text{Дж/кг} \quad (2.36)$$

или

$$\frac{dp}{dT} = \frac{r}{T(\nu_n - \nu_m)}. \quad (2.37)$$

Это уравнение и представляет собой уравнение Клапейрона-Клаузиуса. Оно находит широкое применение при расчетах, связанных с изменением агрегатного состояния вещества.

Так, например, очень просто из опыта определить термическую упругость паров  $\frac{dp}{dT}$  и изменение объемов ( $\nu_n - \nu_m$ ), а затем по уравнению Клапейрона-Клаузиуса вычислить теплоту парообразования  $r$ .

В некоторых случаях, когда величина теплоты парообразования точно определяется из эксперимента, по уравнению Клапейрона-Клаузиуса можно подсчитать изменение объемов ( $\nu_n - \nu_m$ ).

Контрольная карточка 12

Вопрос	Ответ
1. Какое из следующих выражений является уравнением Клапейрона-Клаузиуса?	1 - $dl_{пер} = q_{mc} + r + c_{p,m}(t_{пер} - t_s)$ ; 2 - $\frac{dp}{dT} = \frac{r}{T(\nu_n - \nu_m)}$ ; 3 - $(p + \frac{a}{\nu^2})(\nu - b) = RT$ .

Вопрос	Ответ
2. Какое из следующих выражений равно теплоте испарения $r$ ?	1 - $\frac{dp}{dT} (v_n - v_{nc})$ ;
	2 - $\frac{dp}{dT} \frac{r}{T}$ ;
	3 - $\frac{dp}{dT} T(v_n - v_{nc})$ .
3. Какое из следующих выражений равно изменению объема $(v_n - v_{nc})$ при испарении жидкости?	1 - $\frac{r}{T} \frac{dp}{dT}$ ;
	2 - $\frac{r}{T} \frac{dT}{dp}$ ;
	3 - $\frac{T}{r} \frac{dT}{dp}$ .
4. Какое из следующих выражений соответствует температуре кипения жидкости?	1 - $\frac{r}{(v_n - v_{nc})} \frac{dT}{dp}$ ;
	2 - $r(v_n - v_{nc}) \frac{dT}{dp}$ ;
	3 - $\frac{(v_n - v_{nc})}{r} \frac{dT}{dp}$ .

### § 14. Диаграмма $iS$ водяного пара

Диаграмма  $T S$ , весьма наглядно изображающая процессы парообразования, дает полную характеристику свойств водяного пара. Однако у диаграммы  $T S$  есть один существенный недостаток, заключающийся в том, что количество теплоты, участвующее в процессе на этой диаграмме, изображается площадью под процессом. Это приводит к затруднению для практического использования и вычисления по этим диаграммам. Этому недостатку лишена диаграмма  $i S$ , которая дает возможность получать значения теплоты изобарного процесса не в виде площадей, как это имеет место в диаграмме  $T S$ , а в виде отрезков прямых.

Для процесса  $p = const$ :

$$q = c_p (T_2 - T_1) = \Delta i \quad \text{Дж/кг,}$$

т.е. тепло, сообщенное в процессе  $p = const$ , равно изменению энтальпии в этом процессе, о чем уже было подробно сказано при анализе изобарного процесса.

Диаграмма  $i S$  водяного пара позволяет без применения формул и таблиц определять параметры пара, например, энтальпию, энтропию, температуру, паросодержание (степень сухости -  $X$ ), т.е. параметры, вычисление которых требует применения громоздких формул и сложных арифметических вычислений.

Так как мы исследовали процесс парообразования при  $p = const$ , то выражения теплот, полученных при этом и будут представлять собой величины изменения энтальпии  $q_p = \Delta i$ .

$i S$  - диаграмма для пара строится следующим образом (рис. 15).

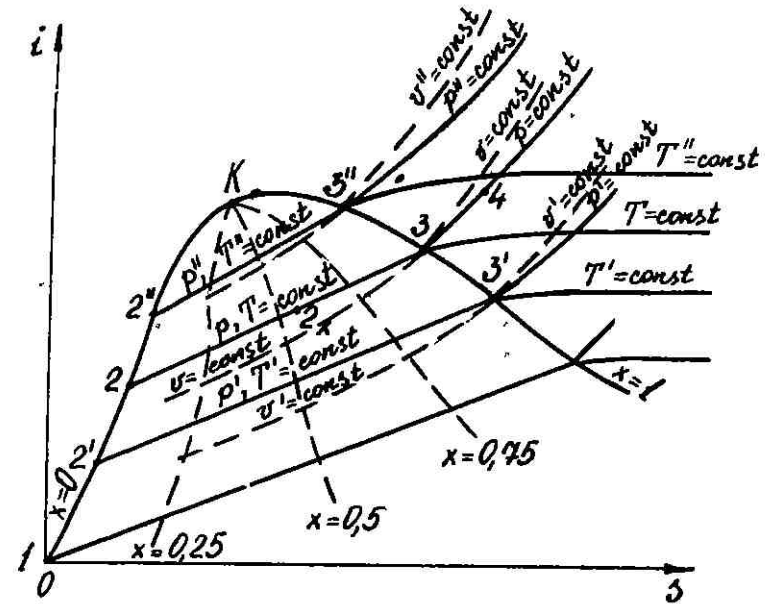


Рис. 15

1. На оси абсцисс откладываются значения энтропий  $S$ , а на оси ординат значения энтальпии  $i$ . Условно положим, что энтальпия и энтропия воды при  $t = 0^\circ\text{C}$  равна нулю ( $t_0 = 0$ ), т.е. начальная точка 1 изобарного процесса ( $i_0 = 0$ ) парообразования условно перемещается в начало координат.

2. Вначале строится предельная кривая кипящей воды (нижняя пограничная кривая) ( $X=0$ ) по формулам

$$\left. \begin{aligned} \Delta i_{mc} &= i_{mc} \approx q_{mc} = f(p); \\ \Delta s_{mc} &= s_{mc} = c_{вод} \ln \frac{T_s}{273} = f_1(p). \end{aligned} \right\} (2.38)$$

3. Затем строится верхняя пограничная кривая (кривая сухого насыщенного пара) ( $X=1$ ) по формулам

$$\left. \begin{aligned} i'' &= q_{mc} + r' = f(p); \\ s'' &= c_{вод} \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r'}{T_s} = f_1(p). \end{aligned} \right\} (2.39)$$

4. В области влажного пара наносится ряд линий равного давления (изобар) по уравнению для энтальпии влажного пара

$$i_x = q_{mc} + r'x. \quad (2.40)$$

Поскольку величины  $q_{mc}$  и  $r'$  для данного давления парообразования являются постоянными, то последнее уравнение представляет собой уравнение первой степени от  $x$  (линейной функцией от  $x$ )

$$i_x = a + bx. \quad (2.41)$$

Энтальпия влажного пара со степенью сухости  $x$  определяется согласно соотношению (2.30):

$$s_x = c_{вод} \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r'x}{T_s}.$$

Поскольку в этом уравнении при данном давлении все величины, кроме  $x$ , являются постоянными, то и величина  $s_x$  является также линейной функцией от  $x$ :

$$s_x = a_1 + b_1x, \quad (2.42)$$

где  $a_1, b_1$  - постоянные.

Из математики известно, что если две величины зависят линейно от одной и той же третьей, то они линейно зависят и друг от друга. Иными словами, зависимость  $i_x$  от  $s_x$  можно представить в виде уравнения

$$i_x = A + Bs_x, \quad (2.43)$$

где  $A$  и  $B$  - некоторые постоянные коэффициенты.

Следовательно, изобары влажного насыщенного пара в  $i_s$ -диаграмме представляют собой прямые, проходящие под некоторым наклоном к оси  $s$ . Как известно, этими же ли-

ниями будут определяться и изотермы влажного пара, поскольку в области влажного насыщенного пара изотермы и изобары совпадают.

5. В области перегретого пара изобары наносятся по формулам

$$i_{пер} \approx q_{mc} + r' + q_{пер} = q_{mc} + r' + c_{рм} (T_{пер} - T_s); \quad (2.44)$$

$$s_{пер} = c_{вод} \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r'}{T_s} + c_{рм} \ln \frac{T_{пер}}{T_s}. \quad (2.45)$$

Изотерма перегретого пара поднимается слева направо, но гораздо слабее, чем изобара. Подъем ее уменьшается по мере удаления от пограничной кривой  $x=1$  и она асимптотически приближается к горизонтали, будучи обращена выпуклостью кверху. Это объясняется тем, что с увеличением степени перегретости пара его свойства приближаются к свойствам идеального газа, у которого  $i = const$  при  $T = const$ . Так как область с малым паросодержанием не имеет практического интереса, то при практическом использовании  $i_s$ -диаграммы водяного пара часть диаграммы, примыкающая к нижней пограничной кривой, обычно не строится, что позволяет применить для остальной части диаграммы более крупный масштаб и нанести подробную сеть изобар, изотерм и кривых постоянного паросодержания.

#### Контрольная карточка 13

Вопрос	Ответ
1. Чему равно изменение энтальпии в процессе парообразования 2-3?	1 - $c_p(T_3 - T_2)$ ; 2 - $q_{2-3}$ ; 3 - $r'$ .
2. Что из себя представляют изобары в $i_s$ -координатах в области влажного пара?	1 - логарифмические кривые; 2 - прямые, наклонные под некоторым углом к оси - $s$ ; 3 - горизонтальные линии.

## 8 15. Основные термодинамические процессы в парах

При исследовании процессов с паром имеется одна характерная особенность, о которой уже указывалось выше. Эта особенность заключается в свойстве пара изменять свое агрегатное состояние во время процесса.

Так, перегретый пар в результате процесса может стать сухим насыщенным паром, а в дальнейшем даже сконденсироваться в воду.

Определение изменения физического состояния пара просто выясняется на всех диаграммах ( $p\nu$ ,  $Ts$ ,  $is$ ), на которых нанесены верхняя и нижняя пограничные кривые.

Рассмотрим кратко основные термодинамические процессы в парах.

### 1. Изохорный процесс ( $V = const$ ).

Изохорный процесс в  $p\nu$ ,  $Ts$  и  $is$  - координатах изображен на рис. 16.

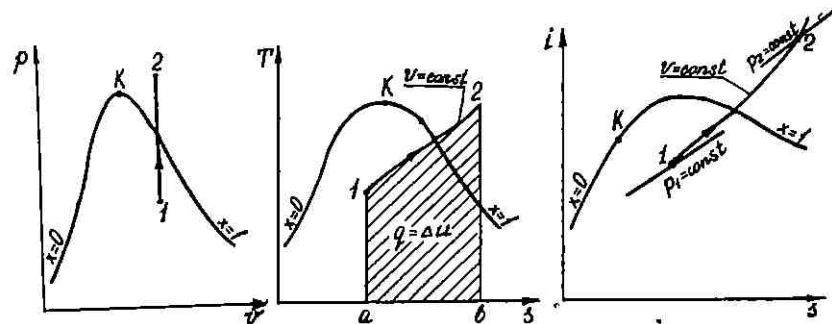


Рис. 16

При изохорном охлаждении перегретого или сухого насыщенного пара давление и температура его уменьшаются, а сам пар может перейти во влажный с последующим увеличением степени влажности. Однако полной конденсации пара в процессе  $\nu = const$  получить нельзя, так как всегда при любом давлении над жидкостью сохраняется некоторое количество насыщенного пара.

Следовательно, изохора, которая пересекла верхнюю пограничную кривую, никогда не пересечет нижнюю пограничную кривую, как бы близко она к ней не подходила, что хорошо видно из  $p\nu$  - диаграммы процесса парообразования.

Согласно уравнению первого закона термодинамики для процесса в общем случае  $q = \Delta u + l$ , но так как в изохорном процессе  $l = 0$ , то  $q = \Delta u$ , т.е. в изохорном процессе все подведенное тепло идет на изменение внутренней энергии, как в случае идеального газа.

По  $is$  - диаграмме изохорный процесс может быть рассчитан следующим образом.

Известно, что

$$i = u + p\nu \quad \text{Дж/кг,}$$

отсюда

$$u = i - p\nu \quad \text{Дж/кг,} \quad (2.46)$$

значит,

$$q = \Delta u = \Delta i - \nu(p_2 - p_1) \quad \text{Дж/кг;} \quad (2.47)$$

по диаграмме определяем  $\Delta i$ ,  $\nu$ ,  $p_1$ ,  $p_2$  и рассчитываем величину  $q$ .

### 2. Изобарный процесс ( $p = const$ ).

Изобарный процесс в  $p\nu$ ,  $Ts$ ,  $is$  - координатах изображен на рис. 17.

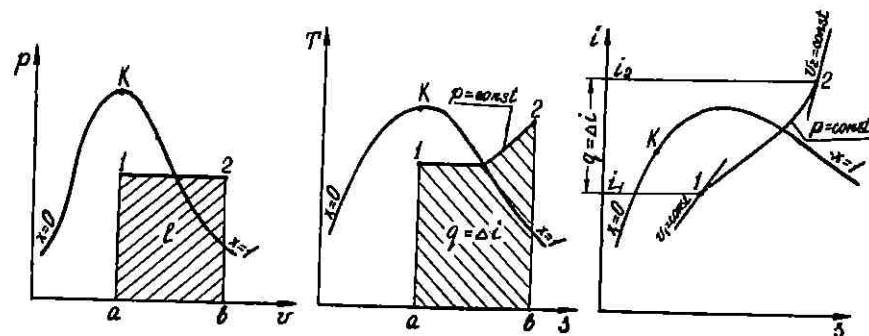


Рис. 17

Как известно, работа изобарного процесса определяется площадью под процессом в  $p\nu$  - координатах и равна

$$l = p(\nu_2 - \nu_1) \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.48)$$

Количество теплоты, участвующей в изобарном процессе, можно определить площадью под процессом в координатах  $Ts$  или отрезком вертикали между начальной и конечной точками процесса в координатах  $is$ , так как в изобарном процессе

$$q = i_2 - i_1 \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.49)$$

Согласно формуле (2.46) изменение внутренней энергии в данном процессе можно определить следующим образом:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \Delta i - p(v_2 - v_1) \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.50)$$

Таким образом, изобарный процесс просто рассчитывается с помощью  $i's$ -диаграммы, для этого по диаграмме определяем  $\Delta i$ ,  $p$ ,  $v_2$ ,  $v_1$  и рассчитываем  $q$ ,  $\Delta u$ ,  $l$ .

### 3. Изотермический процесс ( $T = \text{const}$ ).

Изотермический процесс в  $pv$ ,  $T's$ ,  $i's$ -координатах изображен на рис. 18.

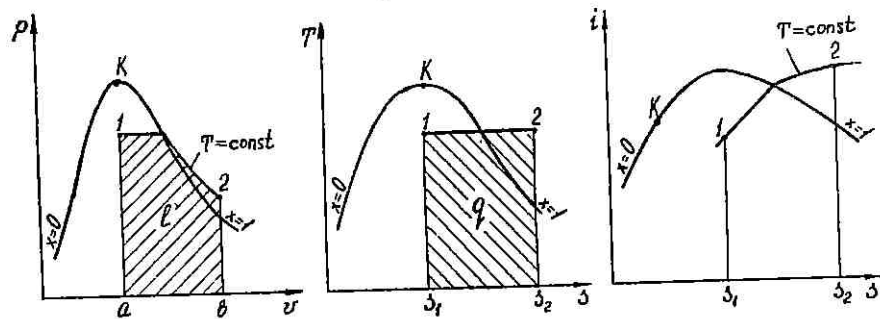


Рис. 18

Следует отметить, что тепло, сообщенное пару в изотермическом процессе, легко определяется по  $T's$  и  $i's$ -диаграммам как

$$q = T \Delta s. \quad (2.51)$$

Для идеального газа, согласно уравнению первого закона термодинамики, мы имели

$$q = l = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} \quad \text{Дж/кг,} \quad (2.52)$$

поскольку для него при  $T = \text{const}$   $\Delta u = 0$ ,  $\Delta i = 0$ . Однако для пара как реального газа эти соотношения являются неверными, так как для пара при  $T = \text{const}$   $\Delta u \neq 0$ ,  $\Delta i \neq 0$ . Внутренняя энергия пара изменяется и при  $T = \text{const}$  за счет работы дисгрегации - работы, идущей на преодоление сил взаимодействия между молекулами жидкости при испарении, т.е. для пара  $q > l$ , так как  $u_2 > u_1$ . Поэтому уравнения первого закона термодинамики для процесса  $T = \text{const}$  в применении к понятию идеального газа становятся недействительными для пара как реального газа и тепло процесса может быть определено как

$$q = \Delta u + l. \quad (2.53)$$

Изменение внутренней энергии в изотермическом процессе может быть определено по формуле (согласно (2.46)):

$$\Delta u = \Delta i - (p_2 v_2 - p_1 v_1) \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.54)$$

Работа изотермического процесса определяется из общего уравнения первого закона термодинамики (2.53):

$$l = q - \Delta u \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.55)$$

Таким образом, для расчета изотермического процесса по диаграмме  $i's$  необходимо по диаграмме определить  $\Delta i$ ,  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $v_1$ ,  $v_2$  и рассчитать  $q$ ,  $\Delta u$ ,  $l$ .

### 4. Адиабатный (изоэнтропийный) процесс ( $q = 0$ ).

Адиабатные процессы в  $pv$ ,  $T's$ ,  $i's$ -координатах изображены на рис. 19.

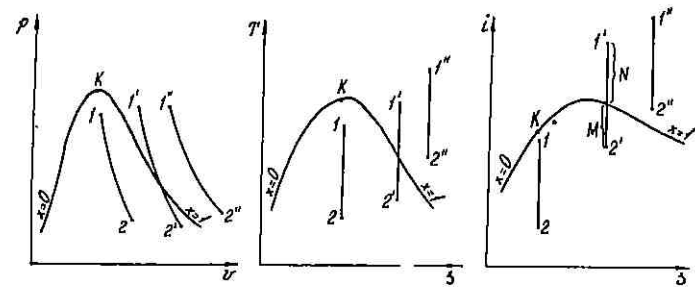


Рис. 19

Различают три вида адиабатного процесса водяного пара:

1. Адиабатный процесс влажного пара (процесс 1-2).
2. Адиабатный процесс сухого пара (процесс 1'-2').
3. Адиабатный процесс перегретого пара (процесс 1''-2'').

Рассмотрим все три вида адиабат водяного пара:

1. Адиабата влажного пара (процесс 1-2).

При адиабатном расширении влажных паров с большой степенью влажности влажный пар подсушивается и его паросодержание  $X$  увеличивается. Наоборот, при адиабатном расширении влажных паров с большой степенью сухости происходит их конденсация и снижение степени сухости  $X$ .

Существует приближенное уравнение Цейнера для адиабаты влажного пара вида  $pv^k = \text{const}$ .

Если при адиабатном процессе расширения пар в начальном состоянии был уже влажным, то уравнение адиабаты влажного пара имеет вид



$$pv^{1,035+0,1X} = const. \quad (2.56)$$

В этой формуле  $X$  — начальное при расширении или конечное — при сжатии. Это уравнение применимо лишь как приближенное и только для паров со степенью сухости  $X > 0,7$ .

Следовательно, в уравнении (2.56) показатель адиабатного процесса влажного насыщенного пара

$$K = 1,035 + 0,1 X,$$

но это эмпирическое значение величины  $K$  для влажного насыщенного пара и, конечно, в этом случае  $K \neq \frac{c_p}{c_v}$ .

И.И. Новиковым выведена теоретически значительно более точная формула для вычисления показателя адиабаты влажного пара. Эта формула И.И. Новикова для показателя адиабаты  $K$  влажного пара имеет сложный вид.

При некоторых упрощениях можно принять по Новикову показатель адиабаты  $K$  влажного пара

$$K = \frac{1}{1 - \frac{v'}{v}} \frac{1}{1 - \frac{RT}{T} \left( 2 - \frac{c_p T}{xR} \right)}. \quad (2.57)$$

Если же для адиабаты влажного пара принять обычное уравнение как и для газов

$$pv^k = const \quad (2.58)$$

или

$$\frac{p_1}{p_2} = \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^k, \quad (2.59)$$

то тогда среднее значение показателя адиабаты  $K$  влажного пара в интервале от начального состояния  $p_1, v_1$  до некоторого конечного  $p_2, v_2$  найдется как

$$K = \frac{\lg p_1 - \lg p_2}{\lg v_2 - \lg v_1}. \quad (2.60)$$

Воспользовавшись термодинамическими таблицами, можно по заданным значениям давлений  $p_1$  и  $p_2$  в начале и конце адиабатного процесса и по заданному начальному значению объема  $v_1$  вычислить из условия  $S_1 = S_2$  с большой степенью точности конечный объем  $v_2$  и показатель адиабаты  $K$  влажного пара как во всем интервале, так и в данной точке.

Уравнение работы расширения, произведенной паром в адиабатном процессе, определится из следующих соотношений.

Для адиабатного процесса как изоэнтропийного процесса имеем  $q = 0, S = const$ . Следовательно, согласно первому закону термодинамики имеем

$$\Delta u + l = 0; \quad (2.61)$$

$$\begin{aligned} \Delta u &= -l & \text{Дж/кг;} \\ l &= -\Delta u & \text{Дж/кг.} \end{aligned} \quad (2.62)$$

Вычисление  $\Delta u$  можно легко произвести по  $iS$ -диаграмме для пара.

Согласно (2.46) имеем

$$\Delta u = \Delta i - (p_2 v_2 - p_1 v_1) \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.63)$$

Определив  $\Delta i, p_2, p_1, v_2, v_1$  из диаграммы, подсчитаем величины  $\Delta u$  и  $l$ .

2. Адиабата сухого насыщенного пара (процесс  $1'-2'$ ).

При адиабатном расширении сухой насыщенный пар переходит во влажный. Наоборот при адиабатном сжатии сухой насыщенный пар переходит в перегретый. По Цейнеру показатель адиабаты  $K$  сухого насыщенного пара получается из значения показателя адиабаты для влажного пара при  $X = 1$ :

$$k = 1,135;$$

уравнение адиабаты сухого насыщенного пара примет вид

$$pv^{1,135} = const. \quad (2.64)$$

В этом уравнении величина показателя адиабаты  $K = 1,135$  является эмпирическим коэффициентом и, следовательно, не определяется отношением  $\frac{c_p}{c_v} \left( K + \frac{c_p}{c_v} \right)$ , в то время как для идеального газа показатель адиабатного процесса всегда равен  $k = \frac{c_p}{c_v}$ .

3. Адиабата перегретого пара.

Для процесса  $1''-2''$  в начале и конце пар перегретый.

Для процесса  $1' - 2'$  начальное состояние — пар перегретый, конечное состояние — пар влажный насыщенный.

Для перегретого пара эмпирическое уравнение адиабатного процесса имеет вид

$$pv^{1,3} = const. \quad (2.65)$$

Это уравнение более точно, чем уравнение Цейнера для влажного и сухого паров и здесь также показатель адиабаты  $k \neq \frac{c_p}{c_v}$ , а является лишь эмпирическим коэффициентом.

Если рассмотреть процесс  $1' - 2'$  (рис. 19), когда в процессе адиабатного расширения перегретый пар переходит в сухой насыщенный, а затем и во влажный, то расчет такого адиабатного процесса надо вести по его отдельным участкам.

Для участка  $N$  надо пользоваться уравнением адиабаты перегретого пара  $pv^{1,3} = const$ .

Для участка процесса М уже необходимо пользоваться уравнением адиабаты сухого насыщенного пара, например, уравнением Цейнера:

$$pv^{1,135} = const.$$

Контрольная карточка 14

Вопрос	Ответ
1. Можно ли при изохорном процессе охлаждения перегретый пар перевести в жидкость?	1 - нельзя; 2 - можно; 3 - можно, при соблюдении определенных условий.
2. Можно ли в адиабатном процессе расширения сухой насыщенный пар перевести в жидкость?	1 - нельзя; 2 - можно; 3 - можно, при соблюдении определенных условий.
3. Можно ли в изобарном процессе отвода тепла перегретый пар перевести в жидкость?	1 - нельзя; 2 - можно; 3 - можно, при соблюдении определенных условий.
4. Чему равна работа расширения пара в изотермическом процессе?	1 - $l = RT \ln \frac{V_2}{V_1}$ ; 2 - $l = q$ ; 3 - $l = q - \Delta u$ .
5. Как изменится степень сухости влажного пара при адиабатном расширении?	1 - уменьшится; 2 - увеличится; 3 - остается неизменной; 4 - может уменьшаться и может увеличиваться - все зависит от положения начальной точки.
6. Что собой представляет показатель адиабаты паров: а) влажного насыщенного пара; б) сухого насыщенного пара; в) перегретого пара.	1 - $k = 1,4$ ; 2 - $k = 1,035 + 0,1X$ ; 3 - $k = \frac{c_p}{c_v}$ ; 4 - $k = 1,135$ ; 5 - $k = 1 + \frac{R}{c_v}$ ; 6 - $k = 1,3$ .

## Глава III. ПРЯМЫЕ ПАРОВЫЕ ЦИКЛЫ (ИДЕАЛЬНЫЕ ЦИКЛЫ ПАРΟΣИЛОВЫХ УСТАНОВОК)

### § 16. Паровой цикл Ренкина полного расширения

На рис. 20 представлена схема простейшей паросиловой установки, где 1 - паровой котел; 2 - пароперегреватель; 3 - паровая турбина; 4 - конденсатор; 5 - питательный насос.

Обычно рабочим телом в паросиловых стационарных установках является вода.

Вода с температурой  $t_g$  поступает в паровой котел 1, где она нагревается до кипения, испаряется и превращается в насыщенный пар. Затем насыщенный пар поступает в пароперегреватель 2, где он подсушивается и перегревается при постоянном давлении. Из пароперегревателя перегретый пар с параметрами  $T_n, v_n, p_n$  поступает в паровую турбину 3, где, расширяясь, производит полезную работу. Отработавший пар поступает в конденсатор 4, где он конденсируется при постоянном давлении в воду с температурой  $t_g$ . Затем конденсат (вода) питательным насосом 5 снова подается в паровой котел 1 и цикл повторяется.

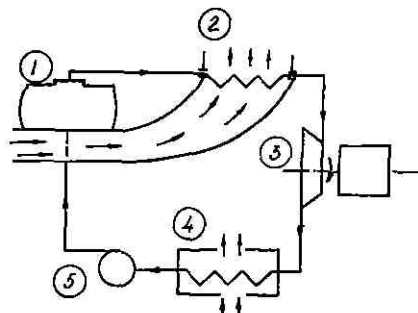


Рис. 20

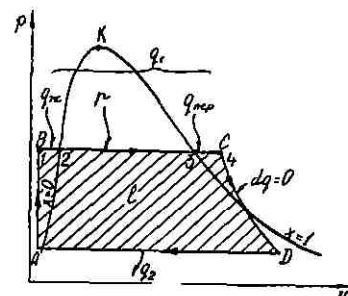


Рис. 21

Совокупность термодинамических процессов, происходящих в отдельных элементах паросиловой установки, и образует цикл паросиловой установки. На рис. 21 представлен паровой цикл Ренкина полного расширения в  $pv$ -координатах.

Процесс АВ - подкачка воды в паровой котел 1 питательным насосом 5.

Поскольку жидкость практически несжимаема ( $V_{ж} = const$ ), считаем, работу в данном процессе равной нулю, что от-  
вечает изохорному процессу. При этом температура воды, поступающей в котел,  $t_B = 0^\circ C$ .

Процесс BC (процесс  $p = const$ ) можно разделить на три процесса:

- 1 - 2 - подогрев жидкости;
- 2 - 3 - кипение и испарение, оба эти процесса происходят в паровом котле 1;
- 3 - 4 - перегрев пара в пароперегревателе 2.

Процесс CD - адиабатное расширение перегретого пара в паровой турбине 3.

Процесс DA - охлаждение и конденсация пара в воду в конденсаторе 4 при  $p = const$ .

В зависимости от количества тепла, подведенного в процессе BC, в точке C можно получить пар в трех состояниях: влажный, сухой насыщенный пар, перегретый пар.

Для влажного насыщенного пара затраченное на его образование тепло определится по формуле

$$q_1 = A_x = q_{ж} + r x \quad \text{Дж/кг.} \quad (3.1)$$

Для сухого насыщенного пара затраченное на его образование тепло будет

$$q_1 = A_s = q_{ж} + r \quad \text{Дж/кг.} \quad (3.2)$$

Для перегретого пара соответственно

$$q_1 = A_{пер} = q_{ж} + r + q_{пер} \quad \text{Дж/кг.} \quad (3.3)$$

Однако весь цикл схематично можно упростить, если

рассматривать все процессы парообразования и расширения пара совершающимися в одном и том же цилиндре с поршнем и, если учесть, что объем воды во много раз меньше объема пара так, что объемом  $V_{ж}$  можно пренебречь ( $V_{ж} \approx 0$ ) (рис. 22).

Поскольку  $V_{ж} \approx 0$ ,

можно условно полагать, что процессы подогрева жидкости переносятся на изохору AB (или, что одно и то же, можно считать, что 1-2 изобарный процесс с  $\Delta V = 0$ ). Итак, пусть в точке A имеем 1 кг воды, объемом которого пренебрегаем.

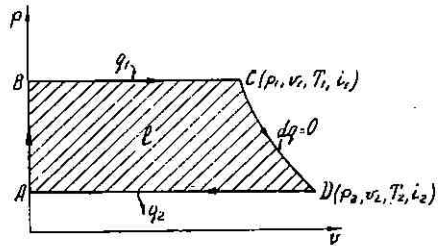


Рис. 22

В процессе A-B производится подкачка воды в котел и ее подогрев там до температуры кипения. Изменением объема воды в этом процессе подогрева также пренебрегаем. В процессе BC вода испаряется, образуется влажный насыщенный пар, затем сухой, далее этот пар перегревается и переходит в перегретый пар.

Процесс CD - процесс адиабатного расширения пара, во время которого может начаться конденсация пара, которая и продолжается при изобарном сжатии DA. Затем весь цикл повторяется. Это и есть паровой цикл Ренкина полного расширения.

Следовательно, паровой цикл полного расширения - равновесный термодинамический цикл, состоящий из процессов нагревания жидкости (которая предполагается, что не занимает объема), ее испарения и подогрева при постоянном давлении, адиабатного процесса расширения пара и его конденсации при  $p = const$  при условии, что источник тепла не имеет непосредственного теплового сообщения с холодильником.

Результирующая работа данного прямого цикла будет положительной и равной

$$l = q_1 - q_2 \quad \text{Дж/кг.}$$

Но так как и подвод и отвод тепла совершается при  $p = const$ , то, следовательно, по существу подведенное и отведенное тепло определяется соответствующим изменением энтальпии

$$q_1 = i_C - i_B \quad (3.4)$$

и

$$q_2 = i_D - i_A. \quad (3.5)$$

Считая, что температура воды, входящей в паровой котел, равна  $0^\circ C$  и по-прежнему условно принимая  $i_0 = 0$ , а также, что подкачка воды в котел идет без изменения температуры воды, будем иметь

$$i_A = i_B = 0,$$

тогда

$$q_1 = i_C = i_1, \quad q_2 = i_D = i_2. \quad (3.6)$$

Следовательно, работа цикла Ренкина будет определяться

$$l = i_1 - i_2 \quad \text{Дж/кг.} \quad (3.7)$$

Термический КПД цикла Ренкина для случая, когда вода в начальном состоянии имела  $0^\circ C$  определится как

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{i_1 - i_2}{i_1}. \quad (3.8)$$

Однако, если вода, поступающая в паровой котел имеет температуру  $t_B$  выше  $0^\circ\text{C}$ , то, следовательно, затрата тепла на процесс парообразования уменьшается на величину тепла  $q_B$ , вносимого теплой водой в котел:

$$q_B = c_{\text{вод}} \cdot t_B \quad \text{Дж/кг} \quad (3.9)$$

и будет равна

$$(q_1)_{\text{затр}} - i_1 - q_B = i_1 - c_{\text{вод}} t_B \quad \text{Дж/кг.} \quad (3.10)$$

Количество тепла, отдаваемое в холодильник, в цикле тоже уменьшится на величину  $q_B = c_{\text{вод}} t_B$  и будет равно

$$q_2 = i_2 - q_B = i_2 - c_{\text{вод}} t_B \quad \text{Дж/кг.} \quad (3.11)$$

Результирующая работа цикла при этом по-прежнему будет равна

$$L = i_1 - i_2 \quad \text{Дж/кг,}$$

но термический КПД цикла в этом случае

$$\eta_t = \frac{L}{(q_1)_{\text{затр}}} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - c_{\text{вод}} t_B} \quad (3.12)$$

Однако при определении КПД всей паросиловой установки необходимо также учитывать затраты работы на питательный насос, подкачивающий воду в паровой котел. В частности, для котлов, работающих при давлениях, близких к критическому, работа насоса может уже составить заметную долю от работы пара в цикле Ренкина (рис. 23).

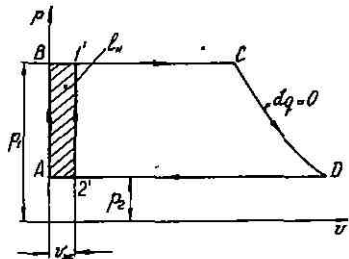


Рис. 23

Если пренебречь сжимаемостью жидкости и считать воду несжимаемой, то работа насоса определится как

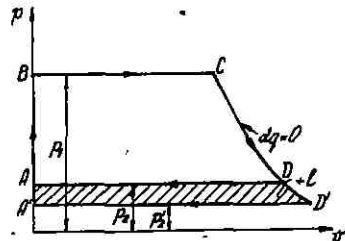


Рис. 24

$$L_{\text{нас}} = \int_{2'}^{1'} v dp = v_{\text{ж}} (p_1 - p_2) \quad \text{Дж/кг.} \quad (3.13)$$

Площадь ABCD - работа пара в цикле Ренкина ( $L$ ).

Площадь AB12A - работа, затрачиваемая на подачу воды в котел питательным насосом ( $L_{\text{нас}}$ ).

Площадь 2'1CD2' - полезная работа цикла ( $L_{\text{п}}$ ).

Итак, полезная работа цикла будет равна

$$L_{\text{п}} = L - L_{\text{нас}} = (i_1 - i_2) - v_{\text{ж}} (p_1 - p_2) \quad \text{Дж/кг.} \quad (3.14)$$

Работа, затрачиваемая на привод насоса ( $L_{\text{нас}}$ ), идет на нагрев жидкости, поступающей в котел, что приводит к соответствующему дополнительному снижению затрат тепла на процесс парообразования, т.е. в этом случае действительное затраченное тепло будет равно

$$q_{1 \text{ действ}} = q_1 - c_{\text{вод}} t_B - v_{\text{ж}} (p_1 - p_2). \quad (3.15)$$

Следовательно, с учетом работы сжатия воды в насосе КПД цикла всей паротурбинной установки будет

$$\eta_t = \frac{L_{\text{п}}}{q_{1 \text{ действ}}} = \frac{(i_1 - i_2) - v_{\text{ж}} (p_1 - p_2)}{i_1 - c_{\text{вод}} t_B - v_{\text{ж}} (p_1 - p_2)}. \quad (3.16)$$

Пренебрежение членом  $v_{\text{ж}} (p_1 - p_2)$  при больших начальных давлениях  $p_1$  ведет к некоторой ошибке. Так, например, при  $p_1 = 100 \cdot 10^5$  Па,  $t_1 = 550^\circ\text{C}$  и  $p_2 = 0,04 \cdot 10^5$  Па неучет работы сжатия в насосе дает ошибку около 0,7% от величины термического КПД.

При выбранных значениях параметров КПД цикла Ренкина составляет около 43%, следовательно, ошибка в абсолютной величине КПД составит 0,3%.

При сравнительно низких начальных давлениях величина работы сжатия воды в питательном насосе становится пренебрежимо малой и тогда формулы получают обычное выражение (3.12).

Термический КПД цикла Ренкина зависит от начального давления пара  $p_1$ , конечного давления  $p_2$  пара в конденсаторе и температуры перегрева  $t_{\text{п}}$  (если пар перегретый). Рассмотрим отдельно влияние каждого фактора на величину  $\eta_t$  цикла Ренкина.

1. Влияние противодавления  $p_2$  на выпуске пара из турбины в конденсатор. Чем ниже противодавление  $p_2$  ( $p_1 = \text{const}$ ,  $t_{\text{п}} = \text{const}$ ), тем больше результирующая работа цикла при

том же количестве подводимого тепла  $q_1$ , тем выше его термический КПД (рис. 24).

2. Влияние начального давления пара  $p_1$  перед расширением.

Влияние  $p_1$  на величину  $\eta_t$  определяется ранее исследованной зависимостью полной теплоты образования сухого насыщенного пара от давления парообразования  $p_1$  (см. рис. 8).

Следовательно, чем больше начальное давление  $p_1$ , при котором идет парообразование, тем меньше надо затрачивать тепла на этот процесс. Следовательно, и термический КПД цикла Ренкина должен увеличиваться с увеличением  $p_1$  (после  $40 \cdot 10^5$  Па.)

3. Температура перегрева пара  $t_{17}$  мало влияет на величину термического КПД цикла Ренкина.

Главное значение в увеличении температуры перегрева пара заключается в улучшении эксплуатационных качеств пара — снижении возможности конденсации пара в процессе его расширения.

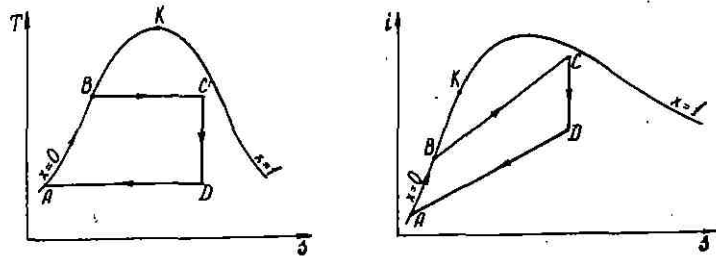


Рис. 25

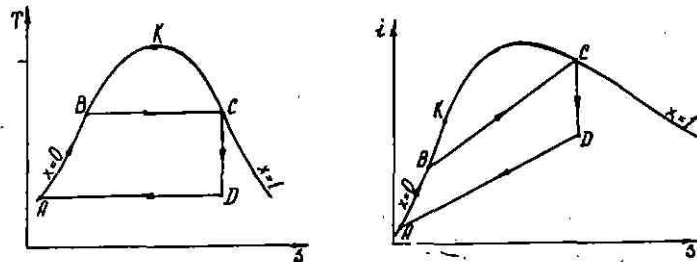


Рис. 26

На рис. 25, 26, 27 изображен цикл Ренкина в  $Ts$  и  $is$  - координатах при условии, что начальная температура воды, поступающей в котел, не равна  $0^\circ\text{C}$  ( $t_g \neq 0^\circ\text{C}$ ). Точка А не совпадает с точкой 1.

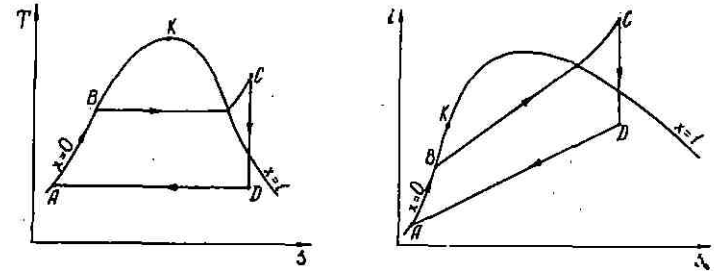


Рис. 27

На рис. 25 изображен цикл Ренкина, у которого в точке  $C$  перед адиабатным расширением влажный насыщенный пар.

На рис. 26 изображен цикл Ренкина, у которого в точке  $C$  сухой насыщенный пар.

На рис. 27 изображен цикл Ренкина, у которого в точке  $C$  перегретый пар.

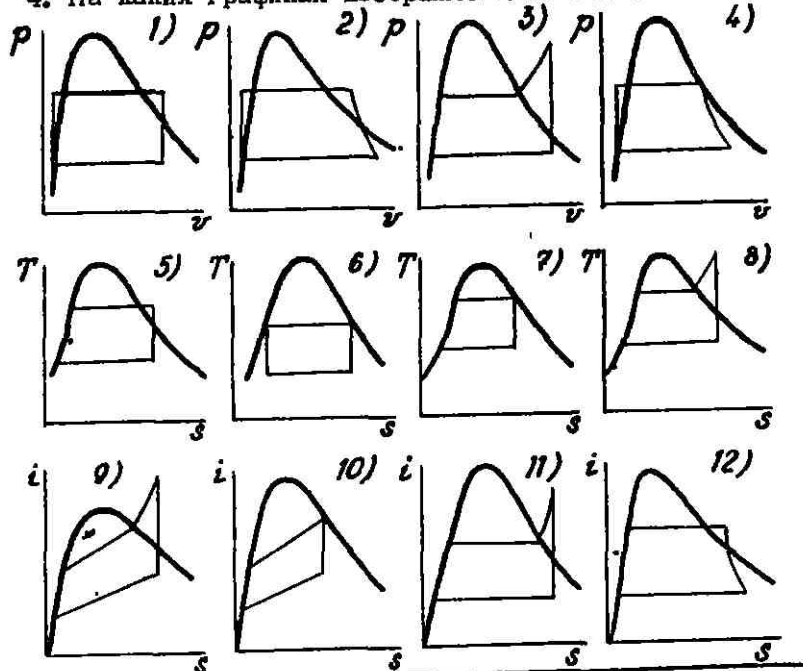
Термический КПД и работа цикла Ренкина очень легко определяются по  $is$  - диаграмме.

#### Контрольная карточка 15

Вопрос	Ответ
1. Термический КПД цикла Ренкина равен ( $t_g = 0^\circ\text{C}$ )	$1 - \frac{t}{q_1};$ $2 - \frac{i_1 - i_2}{i_1};$ $3 - \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$
2. С увеличением $p_1$ (давления парообразования) термический КПД цикла Ренкина....	$1 - \text{не изменяется};$ $2 - \text{уменьшается};$ $3 - \text{увеличивается}.$

Вопрос	Ответ
3. С увеличением $p_2$ (противодавления на выпуске пара из турбины) термический КПД цикла Ренкина...	1 - не изменится; 2 - уменьшится; 3 - увеличится.

4. На каких графиках изображен цикл Ренкина?



### § 17. Паровой цикл неполного расширения

В цикле Ренкина совершается полное расширение пара на турбине от начального давления  $p_1$  до конечного  $p_2$ .

Но практически от такого полного расширения пара в паротурбинных установках приходится отказываться, так как оно требует очень больших размеров сопловых частей турбины и ее лопаток или же очень больших размеров цилиндров паровой машины.

Поэтому практически цикл Ренкина осуществляется следующим образом (рис. 28).

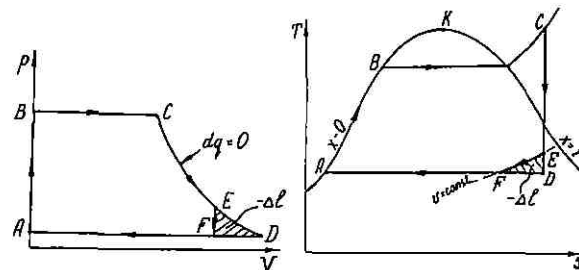


Рис. 28

Адиабатное расширение пара заканчивается не в точке  $D$ , а в точке  $E$ , затем идет изохорный ( $EF$ ) и изобарный ( $FA$ ) процессы отвода тепла. Конечно, при этом полезная результирующая работа цикла несколько уменьшается и термический КПД  $\eta_t$  снижается. Но зато значительно возрастает компактность всей паросиловой установки и значительно сокращаются ее габариты.

### § 18. Паровой цикл с промежуточным перегревом пара

Исследование экономичности цикла Ренкина позволило заключить, что термический КПД цикла увеличивается при применении пара высокого давления, т.е. при увеличении  $p_1$  и осуществлении глубоких расширений пара, т.е. при понижении  $p_2$ .

Пары высокого давления более экономичны, но чем выше начальное давление пара при одной и той же начальной температуре  $T_1$  и чем больше пар расширяется, тем скорее этот пар переходит в насыщенное состояние, т.е. конденсируется. Наличие же конденсата в паровой турбине резко ухудшает эксплуатационные качества такой установки, так как появление мельчайших капелек воды приводит к резкому повышению износа лопаток турбины, а в паровой машине может привести к гидравлическому удару и поломке цилиндропоршневой группы. Поэтому в технике допускается применение паров со степенью сухости  $X \geq 0,86-0,87$ .

Действительно, из  $i$ - $s$ -диаграммы для пара видно, что чем выше  $p_1$  при данном  $T_1$ , тем скорее наступает конденсация пара в жидкость (рис. 29).

Таким образом, с одной стороны, основное термодинамическое преимущество пара высокого давления — его большая экономичность нейтрализуется ускоренным появлением конденсации этого пара и ухудшением эксплуатационных свойств всей паросиловой установки в целом, что затрудняет применение этого пара на практике.

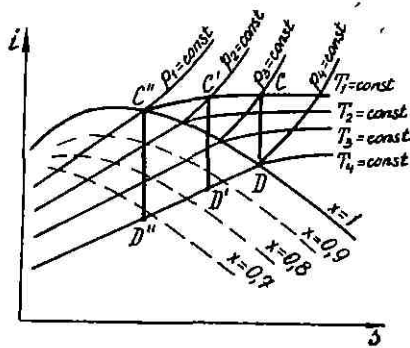


Рис. 29

Для ликвидации отрицательного свойства паров высокого давления — их быстрой конденсации и применяется цикл с промежуточным перегревом пара.

Для ликвидации отрицательного свойства паров высокого давления — их быстрой конденсации и применяется цикл с промежуточным перегревом пара.

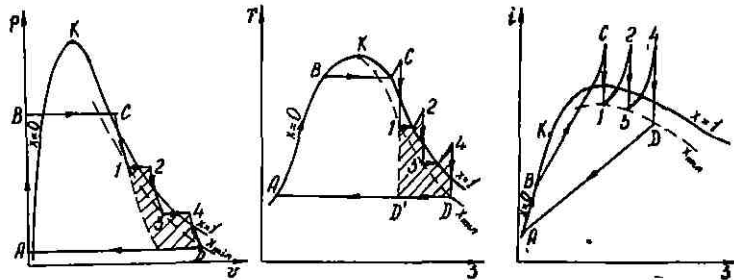


Рис. 30

На рис. 30 изображен цикл с двукратным промежуточным перегревом пара в координатах  $p-v$ ,  $T-s$  и  $i-s$ .

Диаграмма  $T-s$  этого цикла показывает, что промежуточный перегрев пара увеличивает количество тепла, превращенного в работу, но при этом конечно и возрастает количество подведенного тепла. Однако термический КПД такого цикла все же обычно выше, чем термический КПД цикла Ренкина.

Однако главное преимущество этого цикла заключается в улучшении эксплуатационных показателей вследствие устранения конденсации пара в паросиловой установке.

## § 19. Цикл Карно в паросиловой установке

При рассмотрении цикла Карно было установлено, что в данном интервале изменения температур от  $T_1$  до  $T_2$  цикл Карно обладает наибольшим термическим КПД, независящим от природы рабочего тела. На рис. 31 изображен цикл Карно для насыщенного пара в координатах  $p-v$  и  $T-s$ .

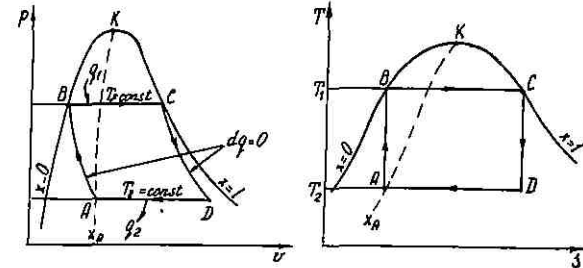


Рис. 31

Конденсация пара в цикле Карно осуществляется не полностью и в точке А получается не жидкость, а влажный пар со степенью сухости  $x_A$ . Сжатие же парообразного тела, имеющего достаточно большой начальный объем  $V_A$ , приводит к необходимости иметь громоздкую насосную установку, расходующую на сжатие пара значительную работу. Это сводит на нет все положительные стороны цикла Карно с паром.

Кроме того, затрата работы на сжатие будет увеличиваться при повышении начального давления  $p_1$  и уменьшении давления  $p_2$ , т.е. при переходе к более выгодным с точки зрения термического КПД цикла Карно температурным условиям.

Таким образом, практическое применение цикла Карно в паросиловых установках так же нецелесообразно, как и в случае идеального газа, когда полезная результирующая работа цикла получалась чрезвычайно малой.

## § 20. Регенеративный цикл в паросиловых установках

С помощью  $T-s$  - диаграммы можно показать, что существуют термодинамические циклы, отличающиеся по своей конфигурации от цикла Карно, но имеющие с ним одинаковый термический КПД.

Пусть в  $Ts$ -координатах дан цикл, состоящий из двух изотерм  $BC$  и  $DA$  и двух эквидистантных кривых  $AB$  и  $CD$  (рис. 32). Эквидистантные линии в термодинамике – семейство линий  $f(T, s) = c$ , удовлетворяющих условию  $\frac{dT}{ds} = \text{idem}$

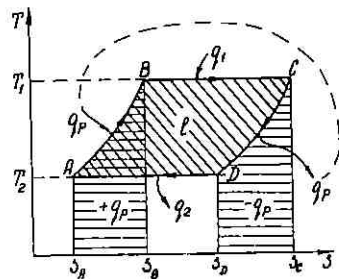


Рис. 32

при  $T = \text{const}$ , т.е. линии  $AB$  и  $CD$  – тождественные кривые, совпадающие при наложении их друг на друга. В этом цикле рабочее тело сначала подвергается расширению при  $T_1 = \text{const}$  (процесс  $B-C$ ), забирая при этом от источника тепло  $q_1 = T_1(S_C - S_B)$ , а затем изменяет свое состояние по линии  $CD$ , отдавая при этом дополнительное

количество тепла – регенератору некоторое количество тепла  $q_p$ , численно равное площади  $CDS_D S_C C$ . От точки  $D$  рабочее тело изотермически сжимается, отдавая при этом холодильнику тепло  $q_2 = T_2(S_D - S_A)$ , а затем возвращается по линии  $AB$  к исходному состоянию  $B$ . При обратном переходе из точки  $A$  в точку  $B$  рабочее тело воспринимает от того же дополнительного источника – регенератора такое же количество тепла  $q_p$ , которое было отдано им в процессе  $CD$ , так как обе линии эквидистантны, а площади под этими кривыми одинаковы (пл.  $ABS_B S_A A = \text{пл. } CDS_D S_C C$ ).

Поскольку температуры в точках  $A, D$  и  $C, B$  имеют соответственно одинаковые значения, то, следовательно, для осуществления обратного перехода по процессу  $AB$  можно использовать тот же дополнительный источник, который применялся ранее на линии  $CD$  (точнее тот же самый набор элементарных источников). Этот дополнительный источник является регенератором или аккумулятором тепла, который сохраняет на некоторое время полученное на участке  $CD$  от рабочего тела тепло и снова отдает его в том же самом количестве  $q_p$  рабочему телу на другом участке  $AB$  цикла.

Таким образом, в рассматриваемом цикле действительными, или истинными источниками тепла являются: только источник, имеющий температуру  $T_1$  и теплоприемник – холодильник, имеющий температуру  $T_2$ ; промежуточный же источник, поглощающий или отдающий тепло  $q_p$ , является как бы фиктивным. Вся работа совершается только за счет той

разности теплот, которая отвечает циклу Карно, т.е. в регенеративном цикле участвуют те же теплоты, что и в цикле Карно:

$$l = q_1 - q_p - q_2 + q_p;$$

$$l = q_1 - q_2;$$

$$\eta_{tp} = \frac{l}{q_1} = \frac{T_1(S_C - S_B) - T_2(S_D - S_A)}{T_1(S_C - S_B)} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Так как

$$(S_C - S_B) = (S_D - S_A),$$

то, следовательно,

$$\eta_{tp} = \eta_{tk}.$$

Иногда подобный регенеративный цикл называют обобщенным циклом Карно. А обычный цикл Карно вследствие эквидистантности в  $Ts$ -координатах адиабатных процессов, представляющих собой вертикальные линии, может рассматриваться как частный случай обобщенного цикла Карно, характеризующийся нулевым значением тепла, передаваемого промежуточными источниками или регенераторами ( $q_p = 0$ ).

Регенеративный цикл имеет большое распространение в современных паросиловых установках, особенно с паровыми турбинами большой мощности.

Сущность этого процесса заключается в том, что цикл полного расширения Ренкина приближается к регенеративному циклу путем того, что некоторая доля пара после его работы в первых ступенях турбины отводится в подогреватель, где теплота этого пара расходуется на подогрев воды или конденсата, подаваемого в котел. Остальной же пар продолжает расширение и работает в следующих элементах – ступенях паровой турбины, после чего он попадает в конденсатор, откуда как конденсат в подогреватель и затем обратно в котел.

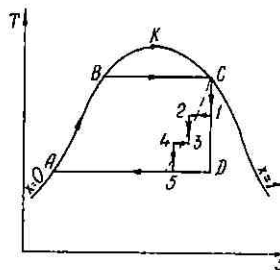


Рис. 33

На рис. 33 изображен регенеративный цикл в паросиловых установках.

Здесь от точки  $C$  идет адиабатный процесс расширения в первой ступени паровой турбины до точки 1, затем про-



цесс 1-2-промежуточный отбор пара для подогрева воды, поступающей в котел, 2-3 - снова адиабатный процесс расширения во второй ступени турбины, 3-4 - снова промежуточный отбор пара для подогрева поступающей воды в котел, 4-5 - адиабатный процесс расширения в третьей ступени турбины и т.д.

Регенеративный цикл можно осуществить только в паровых установках с многоступенчатыми паровыми турбинами.

Увеличение числа ступеней подогрева конденсата увеличивает экономичность установки, но не в прямой пропорции, так как при этом теряется компактность установки, возрастает ее громоздкость.

### Контрольная карточка 16

Вопрос	Ответ
1. Основным преимуществом парового цикла неполного расширения является ...	1 - увеличение работы цикла; 2 - увеличение термического КПД; 3 - улучшение компактности, сокращения габаритов и размеров установки.
2. Основным преимуществом парового цикла с промежуточным перегревом пара является ...	1 - увеличение работы цикла; 2 - увеличение термического КПД; 3 - устранение конденсации пара в паросиловой установке.
3. На каком графике изображен паровой цикл Карно?	

Продолжение

Вопрос	Ответ
4. Укажите правильное соотношение между термическим КПД регенеративного цикла и цикла Карно.	1 - $\eta_{тР} = \eta_{тК}$ ; 2 - $\eta_{тР} > \eta_{тК}$ ; 3 $\eta_{тР} < \eta_{тК}$ .

### ОТВЕТЫ К КОНТРОЛЬНЫМ КАРТОЧКАМ<sup>х</sup>

1 - 1.2	10 - 1.2	15 - 4.2,4,7,8,9,10
1 - 2.3	10 - 2.1	16 - 1.3
1 - 3.2	10 - 3а.3	16 - 2.3
1 - 4.1,2	10 - 3б.1	16 - 3, 2, 4
2 - 1.3	11 - 1.1	16 - 4.1
2 - 2.1	11 - 2.2	
3 - 1.3	11 - 3.4	
3 - 2.1	11 - 4. 1,2,3	
3 - 3.3	12 - 1.2	
4 - 1.3	12 - 2.3	
4 - 2.1	12 - 3.2	
5 - 1.1	12 - 4.1	
5 - 2.2	13 - 1.2,3	
5 - 3.3	13 - 2.2	
5 - 4.2	14 - 1.1	
6 - 1.3	14 - 2.1	
6 - 2.1	14 - 3.2	
6 - 3. 1,3	14 - 4.3	
6 - 4.3	14 - 5.4	
7 - 1. 1,2	14 - 6а.2	
7 - 2.3	14 - 6б.4	
7 - 4.2	14 - 6в.6	
8 - 1. 2,3		
8 - 2.1	15 - 1. 1,2	
9 - 1.2	15 - 2.3	
9 - 2.3	15 - 3.2	
9 - 3.1		
9 - 4.2		

<sup>х</sup> Первая цифра соответствует номеру карточки, вторая - номеру вопроса, третья и т.д. - номеру правильного ответа.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кириллин В.А., Сычев В.В., Шейндлин А.Е. Техническая термодинамика. - М.: Энергия, 1968.
2. Техническая термодинамика/Дрыжаков Е.В., Козлов Н.П., Корнейчук Н.К., Кофанов В.И., Крутов В.И., Юдаев Б.Н. - М.: Высшая школа, 1971.
3. Вукалович М.П., Новиков И.И. Техническая термодинамика, - М.: Энергия, 1968.
4. Ястржембский А.С. Техническая термодинамика.- М.: Госэнергоиздат, 1960.
5. Литвин А.М. Техническая термодинамика. - М.: Госэнергоиздат, 1962.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
Введение . . . . .	5
Глава I. Уравнения состояния реальных газов . .	6
§ 1. Реальные газы (пары) . . . . .	6
§ 2. Уравнение состояния Ван-дер-Ваальса . .	7
§ 3. Анализ уравнения Ван-дер-Ваальса . . . .	10
§ 4. Другие уравнения состояния реальных газов . . . . .	13
Глава II. Процесс парообразования . . . . .	17
§ 5. Основные определения . . . . .	17
§ 6. Диаграмма $p-v$ -водяного пара . . . . .	19
§ 7. Параметры влажного насыщенного пара...	21
§ 8. Количество теплоты, затрачиваемой на процесс парообразования . . . . .	23
§ 9. Перегретый пар . . . . .	27
§ 10. Внутренняя энергия пара . . . . .	28
§ 11. $Ts$ -диаграмма водяного пара . . . . .	30
§ 12. Замечание о теплоемкостях $c'$ и $c''$ ...	33
§ 13. Связь между теплотой парообразования и степенью изменения давления с температурой. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса, . .	36
§ 14. Диаграмма $ts$ -водяного пара . . . . .	38
§ 15. Основные термодинамические процессы в парах . . . . .	42
Глава III. Прямые паровые циклы (идеальные циклы паросиловых установок) . . . . .	49
§ 16. Паровой цикл Ренкина полного расширения	49
§ 17. Паровой цикл неполного расширения . . . .	56
§ 18. Паровой цикл с промежуточным перегревом пара . . . . .	57
§ 19. Цикл Карно в паросиловой установке . . . .	59
§ 20. Регенеративный цикл в паросиловых установках . . . . .	59
Ответы к контрольным карточкам . . . . .	63
Литература . . . . .	64

Валентин Константинович Кошкин,  
Татьяна Васильевна Михайлова

**ТЕРМОДИНАМИКА РЕАЛЬНЫХ  
ГАЗОВ И ПАРОВ**

Редактор А.Р. Бакулева

Техн.редактор Н.Б. Карякина

Л- 90529 от 8.06.82 г.

Бум.типогр. № 2. Формат 60x90 1/16

Печ.л. 4,25; уч.-изд.л. 4,00. Тираж 1000

Зак. 481/401. Цена 25 коп.

Ротапринт МАИ

125871, Москва, Волоколамское шоссе, 4