

#### 5.4. Термодинамические процессы воды и водяного пара

При анализе процессов изменения состояния воды и водяного пара следует иметь в виду, что все отмеченные здесь особенности характерны для расчета процессов любого реального газа.

Рассмотрим основные процессы воды и водяного пара:

- изохорный процесс ( $v = \text{const}$ );
- изобарный процесс ( $p = \text{const}$ );
- изотермический процесс ( $T = \text{const}$ );
- адиабатный процесс ( $dq = 0$ );
- адиабатное дросселирование ( $h_2 = h_1$ ).

Как и при рассмотрении процессов идеального газа (раздел 3) будем полагать, что для начального состояния пара известны два параметра, что полностью определяет это состояние, а для конечного состояния, кроме задания вида процесса, в результате которого оно достигается, известен еще один параметр. И цели, которые ставятся при анализе процессов остаются теми же.

Значения всех термодинамических свойств воды и водяного пара в начальном и конечном состояниях могут быть определены с помощью таблиц термодинамических свойств [8],  $h,s$  – диаграммы или программного модуля [9]. При этом весьма полезным является графическое представление процесса в различных термодинамических диаграммах, так как это позволяет составить представление об изменении фазового состояния вещества в ходе процесса и выбрать правильный способ нахождения его свойств, помня о том, что в двухфазной области они не могут быть непосредственно найдены в таблицах.

Определение основных характеристик процесса в случае водяного пара, равно как и любого другого реального газа, производится на основе использования самых общих термодинамических соотношений. Так, при нахождении изменения внутренней энергии вещества в любом процессе ввиду того, что в таблицах свойств реальных газов обычно не приводятся значения внутренней энергии, используется соотношение, связывающее ее с энтальпией (1.15)

$$u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1) \quad (5.17)$$

Расчет же теплоты, работы расширения и технической работы производится по уравнениям первого и второго законов термодинамики.

Перейдем теперь к рассмотрению конкретных процессов воды и водяного пара

Изохорный процесс ( $v = \text{const}$ ).

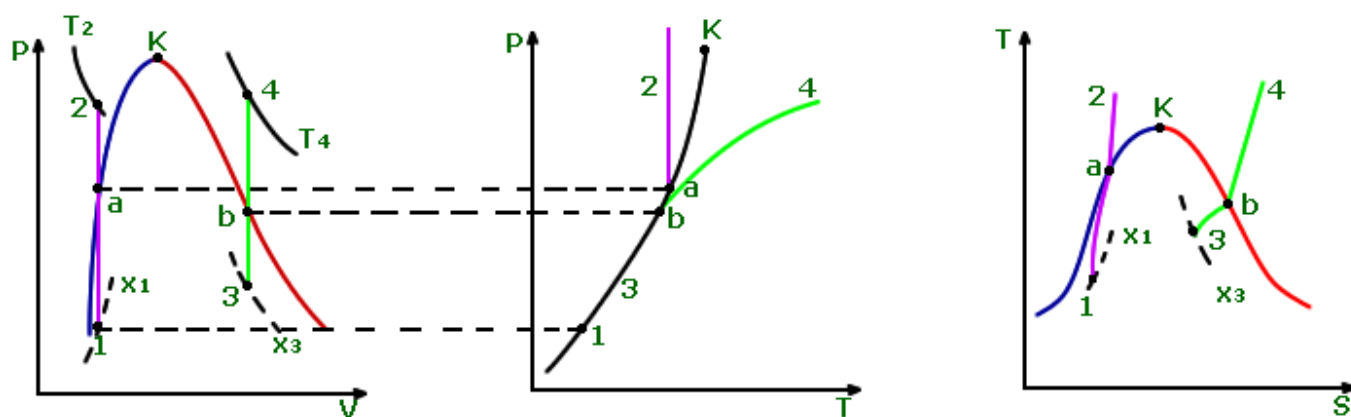


Рис. 5.16

На рис. 5.16 в различных диаграммах изображены два типичных случая протекания изохорного процесса. Если закрытый сосуд заполнен водой находящейся в равновесии со своим паром (состояние влажного пара), то при изохорном нагревании будет изменяться соотношение между количеством воды и пара в сосуде, то есть будет изменяться степень сухости. При  $v < v_k$  (процесс 1–2) по достижении температуры  $T_a$  весь сосуд оказывается заполненным водой ( $x = 0$ ) и при дальнейшем нагреве процесс проходит в области жидкости. Иная картина наблюдается при повышении температуры, если в начальном состоянии  $v > v_k$  (процесс 3–4). В этом случае происходит испарение воды и при температуре  $T_b$  весь сосуд заполнен сухим насыщенным паром ( $x = 1$ ) и дальнейшее нагревание происходит уже в области перегретого пара. Заметим, что в однофазной области и жидкости, и перегретого пара в диаграмме  $p, T$  изохоры являются линиями, близкими к прямым.

Изменение всех величин, являющихся функциями состояния, в изохорном процессе, как и в любом другом, легко рассчитывается после определения их значений в начальной и конечной точках процесса с помощью таблиц или программного модуля. Поскольку работа расширения в этом процессе не совершается ( $dv = 0$ ), то теплоту, подводимую к веществу можно найти по уравнению (1.11) как  $q = u_2 - u_1$ .

Изобарный процесс ( $p = const$ ).

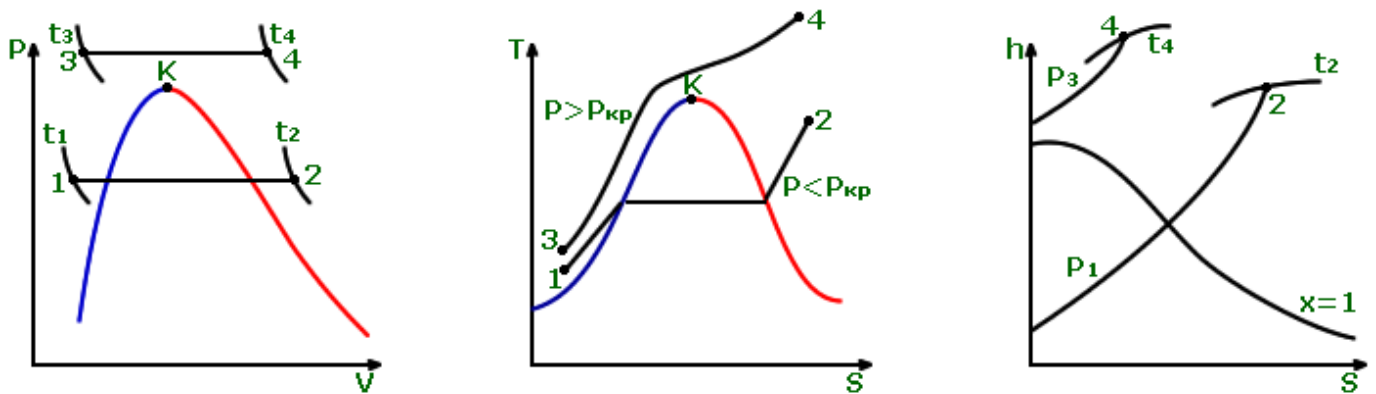


Рис. 5.17

Вид изобар в различных термодинамических диаграммах показан на рис. 5.17, где процесс 1–2 соответствует докритическому, а 3–4 –сверхкритическому давлению. Это единственный из процессов реальных газов, где после нахождения свойств в начальном и конечном состояниях работа расширения может быть рассчитана по определяющему ее выражению (1.10)

$$l = p(v_2 - v_1).$$

Теплота, подводимая в процессе, находится по соотношению, следующему из уравнения (1.17)

$$q = h_2 - h_1$$

Изотермический процесс ( $T = const$ ).

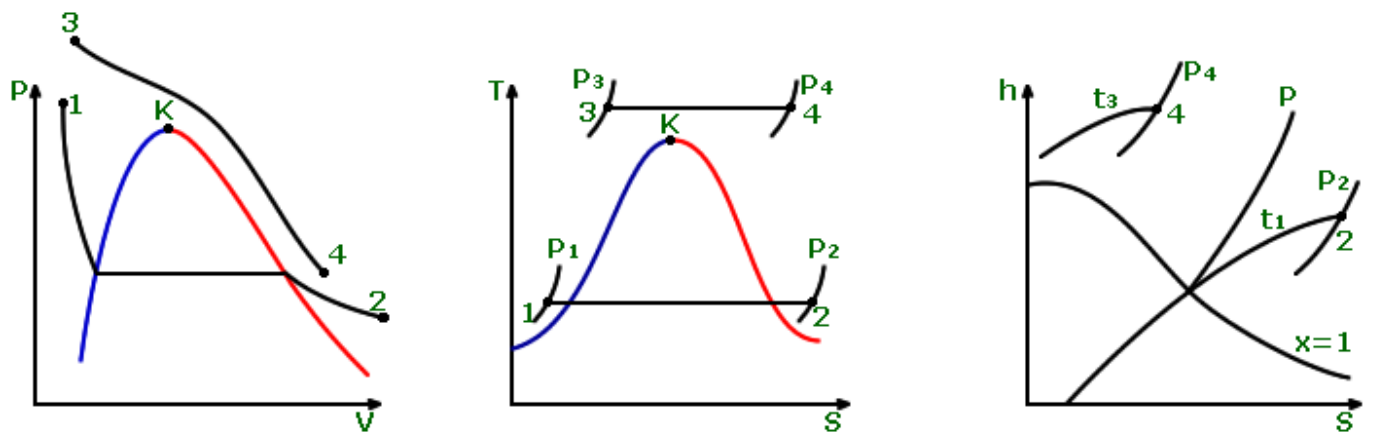


Рис. 5.18

На рис. 5.18 показан вид изотерм для докритической (1–2) и сверхкритической (3–4) температур. После определения подводимой в процессе теплоты по уравнению (2.1)

$$q = T(s_2 - s_1),$$

работа расширения может быть рассчитана как

$$l = T(s_2 - s_1) - (u_2 - u_1)$$

Если процесс осуществляется в потоке, то произведенная техническая работа находится по уравнению первого закона термодинамики для потока (1.27) при условии  $dw = 0$ .

$$l_{\text{тех}} = T(s_2 - s_1) - (h_2 - h_1) \quad (5.18)$$

Адиабатный процесс ( $dq = 0$ ).

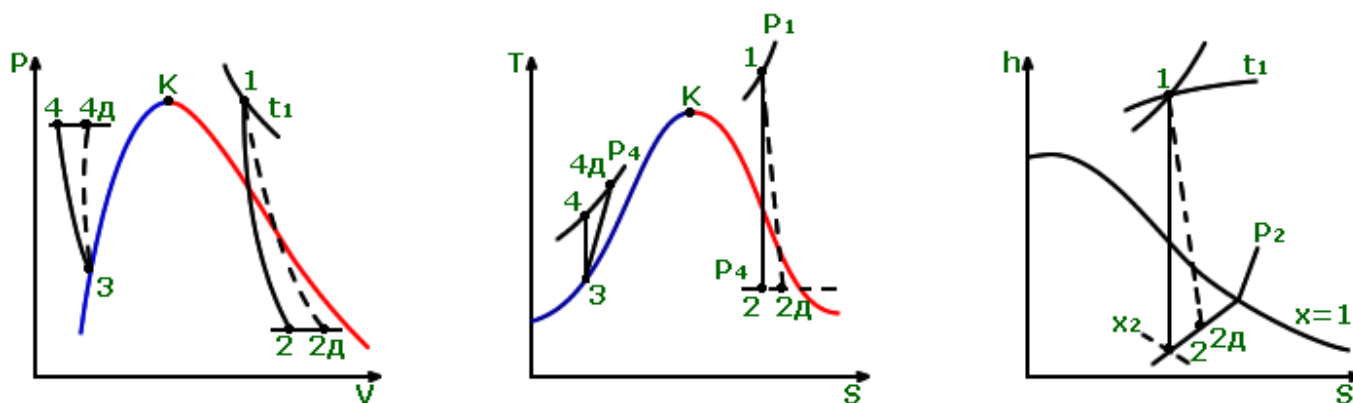


Рис. 5.19

Рассмотрим вначале случай, когда адиабатный процесс протекает обратимо и согласно уравнению второго закона термодинамики (2.18)  $ds = 0$ ,  $s = \text{const}$ , т.е. процесс является изэнтропным. Для этого случая на рис. 5.19 в различных диаграммах представлены графики процесса расширения пара 1–2 и сжатия воды 3–4. Изменение внутренней энергии определяется, как обычно, по соотношению (5.17), после чего работа расширения находится из уравнения (1.11)

$$l = u_2 - u_1$$

Однако, на практике, адиабатный процесс чаще всего реализуется в машинах, работающих в потоке вещества (турбинах, насосах, компрессорах) и тогда рассчитывается техническая работа по соотношению (3.17)

$$l_{\text{тех}} = h_2 - h_1$$

Если же процесс протекает необратимо, например из-за наличия трения, то согласно уравнению (2.18)  $ds > 0$  и процесс расширения теперь изобразится в диаграммах линией 1–2<sub>д</sub>, а процесс сжатия – линией 3–4 (рис. 5.19). В этом случае работа расширения должна рассчитываться как

$$l^{\circ} = u_{2д} - u_1, \quad (5.19)$$

а техническая работа – как

$$l_{\text{тех}}^{\circ} = h_{2д} - h_1 \quad (5.20)$$

Адиабатное дросселирование ( $dq = 0, h_2 = h_1$ ).

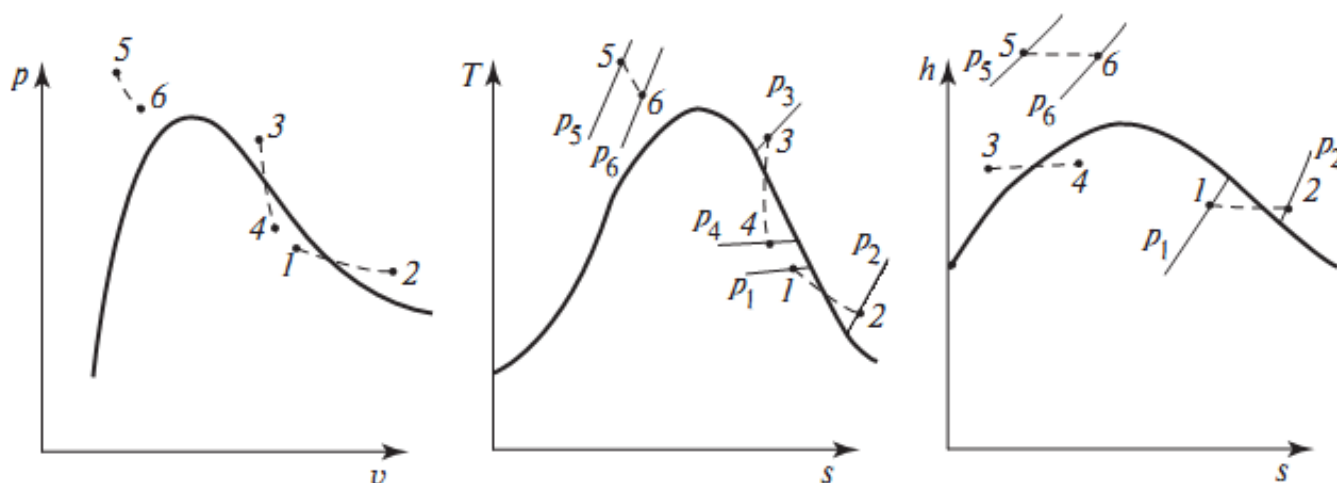


Рис. 5.20

Этот процесс осуществляется при течении потока вещества через местное сопротивление (клапан, вентиль, пористый материал) без теплообмена и производства технической работы, т.е. при  $dq = 0, dl_{\text{тех}} = 0$ . В этом случае давление вещества после сопротивления всегда меньше, чем давление до сопротивления ( $p_2 < p_1$ ), а скорости потока до и после сопротивления примерно равны ( $dw = 0$ ). Из уравнения первого закона термодинамики для потока (1.26) при этих условиях следует, что энтальпия вещества до и после сопротивления одинакова, т.е.

$$h_2 = h_1 \quad (5.21)$$

Процесс дросселирования является существенно необратимым ( $ds > 0$ ) и неравновесным. Для него известны начальное и конечное состояния вещества, а как изменяются его параметры в промежуточных точках не известно. Поэтому в диаграммах (рис. 5.20) такие процессы условно изображают пунктирными линиями.

На рисунке 5.20 видно, что в зависимости от начальных параметров в результате адиабатного дросселирования можно из перегретого пара получить влажный (процесс 3–4), а можно, наоборот, из влажного пара получить перегретый (процесс 1–2).

Существенный интерес представляет рассмотрение изменения температуры вещества при адиабатном дросселировании. Для характеристики этого изменения применяется величина, называемая *коэффициентом адиабатного дросселирования* или *дифференциальным дроссель – эффектом*, или *коэффициентом Джоуля – Томсона*

$$\alpha_h = (\partial T / \partial p)_h \quad (5.22)$$

Экспериментально установлено, что эта величина различна в разных областях состояния вещества.

Если  $\alpha_h > 0$ , то при дросселировании происходит понижение температуры вещества; если  $\alpha_h < 0$ , то при дросселировании происходит повышение температуры вещества; если  $\alpha_h = 0$ , то температура вещества при дросселировании не изменяется. Состояние вещества, в котором  $\alpha_h = 0$  называется *точкой инверсии* эффекта Джоуля –Томсона, а совокупность таких точек на диаграмме-кривой *инверсии*. Проследить проявление ее в разных диаграммах можно, установив связь эффекта Джоуля –Томсона с другими термодинамическими свойствами. Так из уравнения (1.18) для элементарного процесса адиабатного дросселирования ( $dh = 0$ ) получим

$$\alpha_h = -(\partial h / \partial p)_T / c_p, \quad (5.23)$$

откуда видно, что линия в  $h, p$  –диаграмме (рис. 5.10), проходящая по минимумам изотерм, есть кривая инверсии. Отсюда же следует, что для идеального газа, у которого энтальпия не зависит от давления,  $\alpha_h = 0$  и дросселирование идеального газа происходит без изменения температуры. Эффект Джоуля –Томсона существует только у реальных газов и является важной характеристикой отличия их свойств от свойств идеального газа. Далее, используя дифференциальное уравнение (4.23), можно показать и связь дроссельного эффекта с термическими свойствами

$$\alpha_h = [T(\partial v / \partial T)_p - v] / c_p \quad (5.24)$$

На рис 5.21 показано расположение кривой инверсии в  $p, T$  –диаграмме, которая для общности представлена в приведенных координатах  $\pi = p/p_k$  и  $\tau = T/T_k$ . В области, ограниченной кривой инверсии, включающей и все двухфазные состояния,  $\alpha_h > 0$  и температура газа при дросселировании понижается. За пределами этой области температура газа при дросселировании повышается. Параметры характерных точек кривой инверсии несколько варьируются у различных веществ. В точке максимума они равны  $p_b = (11,5 \div 12)p_k$ ,  $T_b = (1,6 \div 2)T_k$ ,  $v_b \approx 0,75v_k$ . Наибольшая температура (при  $p = 0$ ) составляет  $T_c = (4,3 \div 4,5)T_k$ , а в точке встречи с кривой насыщения  $T_a \approx 0,75T_k$

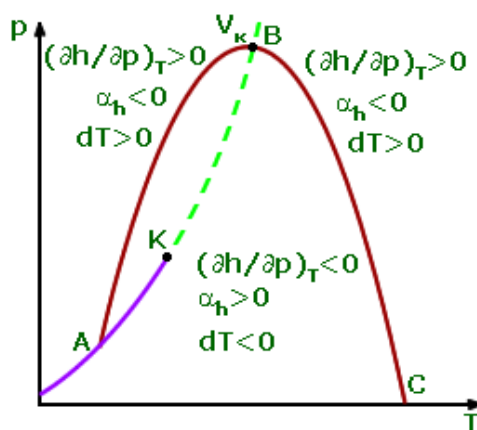


Рис. 5.21

Процесс адиабатного дросселирования может быть применен для понижения температуры рабочего тела в холодильных установках. В этом отношении конкурентом ему является процесс обратимого адиабатного расширения ( $ds = 0$ ), в результате которого всегда происходит понижение температуры, характеризующееся коэффициентом  $\alpha_s = (\partial T / \partial p)_s$ . Определить его можно из термодинамического тождества (4.2) с учетом (4.23)

$$\alpha_s = T(\partial v / \partial T)_p / c_p, \quad (5.24)$$

после чего можно сравнить эффективность охлаждения газов этими двумя методами.

$$\alpha_s - \alpha_h = v / c_p \quad (5.25)$$

Так как  $v$  и  $c_p$  являются положительными величинами, то в однофазной области  $\alpha_s > \alpha_h$ , т.е. обратимое адиабатное расширение обеспечивает большее понижение температуры, чем необратимое адиабатное дросселирование. В двухфазной же области  $c_p = \infty$  и  $\alpha_s = \alpha_h$ , что широко и используется в холодильной технике, поскольку дроссельное устройство намного проще, чем машина для реализации обратимого адиабатного расширения.