

03

© 1991 г.

## К ОЖИЖЕНИЮ ГАЗОВ В ВИХРЕВОМ ОХЛАДИТЕЛЕ

Л. С. Котоусов

Рассмотрена работа вихревого охладителя в качестве ожижителя и определены условия повышения коэффициента ожижения при детандировании насыщенного пара.

## Введение

Основными термомеханическими методами ожижения газов являются дроссель-эффект и расширение газов с производством внешней работы [1].

При адиабатном дросселировании элементарная располагаемая работа в потоке газа или пара расходуется на преодоление сил трения в дросселе. Тогда из закона сохранения в пренебрежении изменением кинетической энергии потока до и после дросселя следует известное выражение для адиабатного дроссель-эффекта

$$\frac{dT_H}{dp} = \frac{T \frac{\partial v}{\partial T} - V}{c_p}. \quad (1)$$

Здесь  $T$  — температура;  $p$  — давление,  $V$ ,  $C_p$  и  $H$  — объем, изобарная теплоемкость и энтальпия произвольного количества газа;  $v$  и  $c_p$  — соответствующие удельные либо мольные величины.

В данной работе в дальнейшем строчные обозначения относятся к мольным величинам.

Идеальный эффект охлаждения при адиабатном понижении давления, напротив, соответствует пренебрежимо малому возрастанию энтропии из-за трения в потоке газа. При этом из закона сохранения энергии в пренебрежении трением, внешними полями и кинетической энергией потока получают изоэнтропный эффект расширения

$$\frac{dT_s}{dp} = \frac{\alpha T v}{c_p}, \quad (2)$$

где  $\alpha = (1/v) (\partial v / \partial T)_p$  — изобарный коэффициент расширения,  $S$  — энтропия.

При одинаковом изменении давления для заданных  $T$  и  $p$

$$\tau = \frac{dT_s}{dT_H} = \frac{\alpha T}{\alpha T - 1}. \quad (3)$$

Значение  $\tau$  близко к 1 в критической области равновесия жидкость—пар [1]. В идеальном газе  $\tau = \infty$ . Ряд значений  $\tau$  приведен для метана в таблице. Эти данные получены нами с помощью таблиц [2].

На практике ожижение в значительной мере связано со свойствами веществ в околкритической области, а дросселирование до сих пор было технически проще детандирования. Поэтому, несмотря на более низкую эффективность при одинаковых степенях понижения давления газа, дроссель-эффект имеет широкое применение.

Сравнение эффектов охлаждения при изэнтропном детандировании и адиабатном дросселировании для метана ( $T_{кр} = 190,6$  К,  $p_{кр} = 4,64$  МПа)

Газовое состояние			Пар в равновесии с жидкостью		
$T, K$	$p, \text{МПа}$	$\tau = \frac{dT_S}{dT_H}$	$T, K$	$p, \text{МПа}$	$\tau$
290	30	2.37	180	3.288	1.32
250	20	2.10	170	2.338	1.45
240	15	1.63	160	1.588	1.82
210	5	1.38	120	0.192	7.10
195	5	1.06	110	0.0879	12.24

Новые технические возможности ожижения при детандировании открывает вихревой охладитель [3], который показывает на опыте значительно более высокую эффективность по сравнению с дросселированием и в котором отсутствуют движущиеся части. Согласно [3], при температуре воздуха на входе в охладитель 140 К и давлении 2 МПа в одной ступени конденсируется до нескольких десятков процентов воздуха.

Для анализа процесса ожижения удобно использовать  $T-S$ -диаграмму состояния. Ее левая ветвь — кривая жидкости всегда имеет положительный наклон. Следовательно, если путем охлаждения сильно сжатого газа его удастся перевести в жидкое состояние, то при адиабатном снижении давления жидкость становится равновесной с паром и далее частично испаряется. Поэтому снижение давления жидкости без ее испарения требует одновременно дальнейшего принудительного ее охлаждения. Этот путь требует использования источника холода. При недостатке холода адиабатное расширение сильно сжатого газа (давление существенно выше критического) позволяет перевести его на кривую пара. Дальнейшее адиабатное снижение давления пара приводит к его частичной конденсации, если кривая пара в  $T-S$ -координатах имеет отрицательный наклон. В ином случае, например, для некоторых хладонов [2] или для большинства тяжелых органических теплоносителей [4] снижение давления равновесного пара дает ненасыщенный пар.

Расчет коэффициента конденсации при изэнтропном расширении равновесного пара

Закон сохранения энергии без учета работы сил трения, а также при неизменной кинетической и потенциальной энергии потока имеет вид

$$N_n du_n + N_x du_x + (u_n - u_x) dN_n + p(1 + \eta) dV_n = 0,$$

где  $\eta = dV_x/dV_n$  при смещении вдоль кривой равновесия,  $N_n$  и  $N_x$  — числа молей пара и жидкости,  $u_n$  и  $u_x$  — мольные внутренние энергии.

Рассмотрим сначала случай, когда жидкость не отводится от оставшегося пара в процессе конденсации. Удобно ввести постоянное число молей вещества  $N_0 = N_n + N_x$ , тогда

$$N_n (du_n - du_x) + N_0 du_x + [r - p(v_n - v_x)] dN_n + p(1 + \eta) dV_n = 0, \quad (4)$$

где  $r$  — мольная теплота фазового перехода.

Применим уравнения состояния фаз и уравнение Клапейрона—Клаузиуса

$$z_n = \frac{pV_n}{N_n RT}, \quad z_x = \frac{pV_x}{N_x RT}, \quad \frac{dp}{dT} = \frac{r}{T(v_n - v_x)}, \quad (5)$$

$z$  — фактор сжимаемости,  $R$  — универсальная газовая постоянная.

На кривой равновесия

$$du = \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_p + \left( \frac{\partial u}{\partial p} \right)_T \frac{dp}{dT} \right] dT, \quad (6)$$

причем

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p = c_p - pva, \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T = pv\kappa(1 - \beta T), \quad (8)$$

где

$$\beta = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v, \quad \kappa = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T.$$

Используя выражения (4)–(8), находим

$$\frac{dV_n}{dT} + PV_n = Q. \quad (9)$$

Здесь

$$P = \frac{1}{r + p(v_n + v_n\eta)} \left\{ c_{p_n} - c_{p_n} + \frac{Rr}{v_n - v_n} [z_n x_n (1 - \beta_n T) - z_n x_n (1 - \beta_n T)] - \right. \\ \left. - RT(\alpha_n z_n - \alpha_n z_n) + \frac{1}{T} \left[ \frac{r}{p(v_n - v_n)} - 1 - \frac{\partial \ln z_n}{\partial \ln T} \right] [r - p(v_n - v_n)] \right\}, \\ Q = -\frac{N_0 v_n \left[ c_{p_n} - \alpha_n z_n RT + z_n x_n R(1 - \beta_n T) \frac{r}{v_n - v_n} \right]}{r + p(v_n + v_n\eta)}. \quad (10)$$

В первом приближении можно положить  $\eta=0$ , а затем уточнить решение в критической области по данным первого приближения. Решение уравнения (9) имеет известный вид

$$V_n = N_0 \exp \left( - \int_{T_0}^T PdT \right) \cdot \left[ \left( v_{n_0} + \int_{T_0}^T \frac{Q}{N_0} \exp \left( \int_{T_0}^T PdT \right) dT \right) \right], \quad (11)$$

где  $v_{n_0}$  мольный объем пара при исходной температуре  $T_0$ , а  $N_0 = N_{n_0}$ .

При достаточно малых давлениях можно пренебречь неидеальностью пара и объемом жидкости по сравнению с объемом пара. Тогда

$$P = \frac{c_{p_n} - c_{p_n} + R}{r} + \frac{r}{RT^2} - \frac{2}{T}, \\ Q = -\frac{c_{p_n}}{r} v_n N_0. \quad (12)$$

Используя выражение (11) и справочные данные [2], мы нашли степень (коэффициент) конденсации при детандировании насыщенных паров  $\chi_n = 1 - V_n/v_n \cdot N_0$ , когда пар при исходной температуре не имеет примеси конденсата. На рис. 1 представлены результаты для метана. Расчет с помощью точных выражений (10) дает более низкую величину  $\chi_n$ , чем по упрощенным соотношениям (12). Последние можно применять лишь при давлении около 0.1 Мпа и ниже. На рис. 2 приведены результаты для азота с использованием выражений (10). Графики рис. 2 показывают значительно более высокую эффективность конденсации при одинаковой степени понижения давления в области сжатого пара. Так, при изменении давления азота в 2.32 раза в интервале температур от 120 до 105 К коэффициент конденсации равен 17.4 %, а при уменьшении давления в 2.63 раза в интервале от 90 до 80 К он равен лишь 8.0 %. Это связано прежде всего с увеличением теплоты конденсации при снижении температуры.

Теперь рассмотрим случай, когда жидкость отделяется от пара в процессе конденсации. Ожижение в вихревом охладителе обязательно сопровождается отводом образующегося конденсата к стенке трубы под действием центробежных сил. В охладителе относительно больших размеров [3] можно прибли-

женно считать, что остающийся пар не теплообменивается со слоем отделенной жидкости по объему полости трубы, т. е. пренебречь теплопередачей в пограничном слое. Такой идеализированной модели соответствует закон сохранения энергии в виде

$$-h_{\text{ж}}dN_{\text{ж}} = N_{\text{п}}du_{\text{п}} + (u_{\text{п}} - u_{\text{ж}})dN_{\text{п}} + p(1 + \eta)dV_{\text{п}}, \quad (13)$$

так как теперь в объеме полости охладителя все время  $N_{\text{ж}}=0$  и  $V_{\text{ж}}=0$ . Тогда исходное уравнение для объема оставшегося пара имеет вид

$$\frac{d \ln V_{\text{п}}}{dT} = -\frac{1}{r h_{\text{ж}} + p(v_{\text{ж}} + v_{\text{п}}\eta)} \left\{ c_{p\text{п}} + \frac{Rr}{v_{\text{п}} - v_{\text{ж}}} z_{\text{п}} \alpha_{\text{п}} (1 - \beta_{\text{п}} T) - RT \alpha_{\text{п}} z_{\text{п}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{T} \left[ \frac{r}{p(v_{\text{п}} - v_{\text{ж}})} - 1 - \frac{\partial \ln z_{\text{п}}}{\partial \ln T} \right] [r - h_{\text{ж}} - p(v_{\text{п}} - v_{\text{ж}})] \right\}. \quad (14)$$

Выражение (14) можно применять, если имеются надежные данные для мольной энтальпии жидкости  $h_{\text{ж}}$ , полученные путем экспериментального определе-

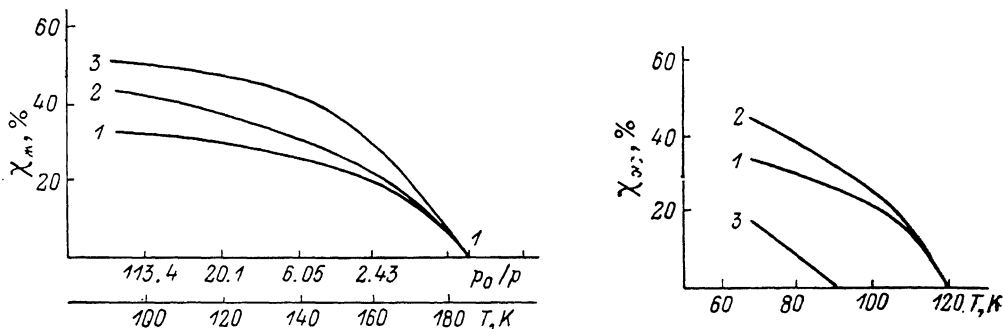


Рис. 1. Зависимость коэффициента ожигения  $\chi_{\text{ж}}=1-V_{\text{п}}/v_{\text{п}}$  при изоэнтропном детандировании насыщенного пара метана от температуры и степени понижения давления.

1 — расчет по (11) и точным соотношениям (10) при  $T_0=185 \text{ K}$  без отвода жидкости; 2 — то же, но с отводом жидкости от пара в конце каждой температурной ступени  $\Delta T=5 \text{ K}$ ; 3 — расчет по (11) и приближенным соотношениям (12) при  $T_0=185 \text{ K}$  без отвода жидкости.

Рис. 2. Зависимость коэффициента ожигения при детандировании насыщенного пара азота от температуры.

1 — расчет по (11) и (10) при  $T_0=120 \text{ K}$  без отвода конденсата; 2 — то же, с отводом конденсата от пара ( $\Delta T=5 \text{ K}$ ); 3 — расчет по (11) и (10) при  $T_0=90 \text{ K}$  без отбора конденсата.

ния изобарной теплоемкости и изобарного коэффициента расширения данного вещества от  $T=0 \text{ K}$  до заданной температуры, с учетом, разумеется, теплоты фазового перехода твердое тело—жидкость. Данные таблиц [2] для метана и азота не удовлетворяют этому условию.

Однако отделение жидкости при конденсации можно учесть с помощью выражения (11) вместе с (10), разбивая весь интервал температуры на мелкие ступени, например  $\Delta T_i=5 \text{ K}$ . Для каждой ступени начальная температура  $T_{0i}$  и исходное число молей пара  $N_{0i}$  теперь будут переменными величинами, причем значение  $N_{0i}$  вычисляется по отношению объема пара в конце предыдущей ступени к мольному объему пара при тех же условиях. Такой способ дает слегка заниженную величину  $\chi_{\text{ж}}$ , однако сравнение данных для интервалов ступенек  $\Delta T=5$  и  $10 \text{ K}$  дает уже пренебрежимо малое различие результирующей величины  $\chi_{\text{ж}}$ . Данные расчета при  $\Delta T=5 \text{ K}$  приведены на рис. 1 и 2.

Здесь полезно заметить, что уравнение (14) при использовании результатов расчета объема пара по методике предыдущего абзаца можно применить для оценки значений энтальпии жидкости, а поэтому и остальных термодинамических потенциалов, отсчитанных от абсолютного нуля температуры.

В целом данные рис. 1 и 2 показывают, что можно сконденсировать до 40 % насыщенного пара метана или азота, если начинать процесс расширения пара в вихревом охладителе возможно ближе к критической точке. Эти данные относятся к одному акту прохода пара через охладитель, т. е. к одной ступени

ожижения. Более высокий коэффициент ожижения, как, например, в работе [8], по-видимому, можно получить, только если предварительное охлаждение сжатого газа само по себе приводит к выделению конденсата на входе в охладитель.

Вместе с тем наши расчеты для метана, азота, двуокиси углерода, пропана показывают, что при понижении давления пара до давления окружающей среды остается значительная доля несконденсировавшегося пара (более 60 %), а в других условиях еще больше — до 70—80 %. Поэтому трудно рассчитывать на применение вихревого охладителя [3] для замыкания цикла превращения теплоты в работу в том виде, как это предложено в [5]. Здесь следует также подчеркнуть, что теплота конденсации в данном устройстве, как видно из уравнения баланса энергии (4), компенсируется работой расширения пара, а удельная кинетическая энергия потока жидкости в охладителе не возрастает, как предполагается в [5], а, наоборот, снижается по сравнению с удельной кинетической энергией входящего в улитку потока пара.

Уравнение баланса (4), будучи отнесенным не только к адиабатному процессу, может быть применено к анализу теплового цикла с одним термостатом, предложенного в работе [6]. Расчет дает нулевой идеальный термический КПД цикла, что и следовало ожидать. Полученные в табл. 1 и 2 в [6] ненулевые эффекты для полезной работы являются следствием неточности уравнения баланса энергии (4) в работе [6], вытекающих из него уравнений (10), а также (П. 2), (П. 3) и (П. 4). Кроме того, в работе [6] не учтены зависимости параметров системы, прежде всего теплоты конденсации, от температуры.

Сравним эффективность вихревого охладителя Финько [8] с другими вихревыми трубами. Важной особенностью охладителя [3] является его высокий адиабатный КПД. Охлаждение холодного потока по отношению ко входному составляет в нем 100—120 К при отношении давления на входе и выходе 10—15, иногда 7—12. «Теплый» поток при отрегулированном «теплом» выходе может иметь температуру около температуры входного потока или даже более низкую на 10—20 К. Это означает, что охладитель [3] минимум вдвое эффективнее других известных вихревых труб. Эксперимент показывает [8], что причиной повышения эффективности является рациональная конструкция выходного устройства на «теплом» конце, позволяющая существенно снизить гидродинамические потери в трубе. Большую роль играет также оптимальный выбор геометрии, в частности формы входной улитки.

В монографии [7] утверждается, что вихревая труба не может служить эффективным ожижителем газов. Однако ее авторы основываются на менее эффективных конструкциях вихревых труб. То, что это именно так, непосредственно следует из исходного уравнения баланса энергии (уравнения Хилша) для вихревой трубы, относящегося к адиабатному режиму,

$$\Delta h = 0, \text{ т. е. } h_{\text{вх}} = \mu h_x + (1 - \mu) h_t, \quad (15)$$

где  $\mu$  — коэффициент расхода, индексы  $x$  и  $t$  относятся к холодному и теплому выходам.

Уравнение (15) означает, что вихревая труба в целом рассматривается как идеальный дроссель, в котором располагаемая работа потока газа в точности компенсируется работой сил гидродинамического сопротивления, т. е.

$$-\mu \int_{P_{\text{вх}}}^{P_x} v dp - (1 - \mu) \int_{P_{\text{вх}}}^{P_t} v dp + L_{\text{тр}} = 0. \quad (16)$$

Таким образом, если параметры известных труб удовлетворяют уравнению (15), то они являются несовершенными устройствами либо устройствами с искусственно ухудшенными характеристиками.

В охладителе [8] созданы условия на «теплом» конце, позволяющие снизить роль эффектов трения. Поэтому в нем происходят не только распределение температуры в вихре, но и охлаждение газа или пара в целом путем совершения внешней работы (член  $-\int v dp$ ), причем выходящий из охладителя газ или пар совершает работу над окружающей атмосферой. Ожижитель Финько работает как детандер, а не как дроссель.

Большие расходы рабочего тела через охладитель [3] позволяют поднять его внутренний КПД. Поэтому данные рис. 1 и 2, относящиеся к идеальному процессу, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными для воздуха [3] и метана. Последние получены недавно. Ожижитель [3] имеет примерно в 2—3 раза более высокий коэффициент ожижения в одной ступени, чем дроссельный ожижитель при одинаковых степенях понижения давления. Пар, выходящий из холодного конца трубы, может быть, как обычно, использован для предварительного охлаждения входного потока.

### Выводы

1. Основные преимущества вихревого охладителя [3] — высокий коэффициент ожижения, высокая удельная производительность, техническая и эксплуатационная простота.

2. Найдена зависимость объема насыщенного пара от температуры с учетом эффектов неидеальности при его изоэнтропном расширении с выделением конденсата в детандере. Рассмотрены условия повышения эффективности процесса ожижения.

3. Проанализирована работа вихревого охладителя Финько [3] в качестве детандера-ожижителя, когда конденсат отделяется от оставшегося пара центробежными силами. Данные расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами ожижения азота (воздуха) и метана в этом устройстве.

### Список литературы

- [1] Бродянский В. М., Семенов А. М. // Термодинамические основы криогенной техники. М.: Энергия, 1980. С. 191.
- [2] Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
- [3] Финько В. Е. // ЖТФ. 1983. Т. 58. Вып. 9. С. 1770—1776.
- [4] Vergeau A. // Entropie. 1978. N 82. P. 9—18.
- [5] Скорняков Г. В. // ПЖТФ. 1989. Т. 15. № 22. С. 12—14.
- [6] Зильбергейт А. С., Скорняков Г. В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 12. С. 1—8.
- [7] Архаров А. М., Марфенина И. В., Микулин Е. И. // Теория и расчет криогенных систем. М.: Машиностроение, 1978. С. 142—146.

Ленинградский электротехнический институт  
им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию  
29 марта 1990 г.