

*Предложена модель критического режима течения двухфазного пузырькового потока однокомпонентной жидкости с начальным состоянием в двухфазной области. Даны расчетные зависимости для определения критического отношения давлений и критической скорости. Модель физически и аналитически увязана с изложенной в работе [1] моделью критического режима течения вскипающей однокомпонентной жидкости в исходном однофазном состоянии (недогретая до насыщения и насыщенная вода). Получена расчетная зависимость для определения величины объемного паросодержания, соответствующей инверсии пузырьковой структуры потока в паро-капельную.*

## Критическое течение пузырьковой двухфазной смеси однокомпонентной жидкости в сужающих устройствах

Э.Е. Благов, к. т. н., ЗАО «Фирма Союз-01»

Потребности тепловой и ядерной энергетики обусловили актуальность вопросов истечения адиабатных вскипающих потоков нагретой однокомпонентной жидкости (воды) при ее расширении от нижней пограничной кривой. Истечение вскипающей жидкости представляет также интерес для других отраслей техники, в частности, для геотермальной энергетики, нефтехимии, ракетостроения и т.д. В этой связи важной целью становится разработка и внедрение в инженерную практику физически обоснованных методов расчета парожидкостных потоков.

В работе [1] были рассмотрены физические основы и модель критического режима течения в гидравлических сужающих устройствах двухфазного потока вскипающей жидкости с начальными состояниями в однофазной области, т.е. для недогретой до насыщения и насыщенной жидкости. Предлагаемая статья является логическим продолжением указанной выше работы, поскольку ее целью является разработка расчетной модели для случая критического истечения двухфазного потока однокомпонентной жидкости с начальным состоянием в двухфазной области вблизи левой пограничной кривой. Такую среду иногда называют высоковлажным паром, поскольку при массовом расходе паросодержания  $x = 1 \div 2\%$  объем пара составляет более половины объема пароводяной смеси. В общем комплексе проблем, связанных с течением такого пара, вопрос о критическом отношении давлений и критической скорости еще не получил достаточного освещения.

Не в последнюю очередь это обусловлено трудностью достоверной оценки того, какую структуру имеет критический поток, подлежащий расчету, — пузырьковую или паро-капельную. С одной стороны, различие вроде бы носит принципиальный характер. В работе [2] отмечается, что «механизм образования и движения высоковлажного пара своеобразен и радикально отличается от закономерностей, характерных для маловлажного пара. Необычный характер

приобретают кризисные явления». В случае пузырьковой структуры несущей фазой является вода ( $\sigma$ ), в которой диспергированы пузырьки пара ( $n$ ). Двухфазная смесь считается квазигомогенной с коэффициентом скольжения фаз  $S$ , близким к единице. В случае же паро-капельной структуры несущей фазой является пар, в котором распределены капли воды. Граница инверсии структур двухфазного потока предположительно разделяет состояния среды с разными физическими эффектами, сопровождающими ее течение через гидравлические сужающие устройства. Так, для пузырькового потока при критическом истечении могут иметь место режимы от метастабильного с перегревом жидкой фазы (в диафрагме, соплах, коротких насадках) до почти таблично-равновесного (в длинных цилиндрических каналах). Для паро-капельных потоков метастабильность проявляется в переохлаждении несущей паровой фазы и скачках конденсации. Поэтому предположительно расчетные модели для таких потоков должны отличаться.

С другой стороны, например, в работах по исследованию двухфазного критического течения в соплах Лавалья [3], в конфузорных соплах [4], в цилиндрических каналах [5] — с привлечением результатов зарубежных исследований — отмечается, что во всем диапазоне возрастания паросодержания в пароводяной смеси  $x$  от 0 до 1,0 критический удельный расход  $\Phi_*$  (также — плотность расхода, массовая скорость в  $\text{кг}/\text{м}^2\text{с}$ ) уменьшается плавно без каких-либо изломов, скачков и разрывов. Такую зависимость вполне можно квалифицировать как монотонно убывающую дифференцируемую функцию.

Величина инверсионного объемного паросодержания  $\beta_{инв}$  в литературе определяется по-разному: от постоянного значения до некоторого числового диапазона при отсутствии для такой оценки какого-либо аналитического обоснования. Так, в работе [6] инвариантно к параметрам потока указано значение  $\beta_{инв} = 0,74$ . В работе [7] высказано мнение, что дисперсно-кольцевой двухфазный поток, характеризуемый течением трех состав-

ляющих (пара как несущей среды, пристенной жидкой пленки и капель), может существовать при истинном объемном паросодержании  $\varphi \geq 0,7 \div 0,8$  (при отсутствии скольжения  $\varphi = \beta_{инв}$ ). Таким образом, вопрос о точке инверсии нуждается в дополнительном анализе.

Согласно расчетной модели, предложенной в работе [1], критический режим течения вскипающей жидкости в канале СУ реализуется при достижении в лимитирующем сечении критической скорости потока  $W^*$ , которая соответствует установлению в заторможенном потоке при давлении  $p_0^*$  минимальной скорости звука  $a_{0min}$ , характеризующейся экстремальной величиной паросодержания  $x_{0э}$  (или  $\beta_{0э}$ ). Режимы течения в местных гидравлических сопротивлениях, какими являются сужающие устройства, существенно зависят от геометрии проточной части и параметров потока, включая режим течения перед СУ. При резком изменении параметров потока достаточно обоснованно структуру потока в лимитирующем (критическом) сечении считают пузырьковой и квазигомогенной [8].

Связь между массовым паросодержанием  $x$  и объемным  $\beta$  в двухфазной среде при давлении  $p$  выражается известным соотношением (при величине коэффициента скольжения фаз  $S=1$ ) [1]:

$$[(1-x)/x] \cdot (v_g/v_n) = (1-\beta)/\beta, \quad (1)$$

где  $v_g, v_n$  – значения удельных объемов воды и пара на линии насыщения (бинодали) [9].

Скорость звука  $a$  в гомогенном двухфазном потоке при давлении  $p$  в зависимости от величины объемной доли паровой фазы  $\beta$  согласно [1] может быть рассчитана по формуле:

$$a = \frac{a_n}{\sqrt{[(1-\beta)(v_n/v_g) + \beta] \cdot [(1-\beta)(k_n/k_g) + \beta]}}, \quad (2)$$

где:  $a_n = \sqrt{k_n p v_n}$  – скорость звука в сухом насыщенном паре;  $k_n, k_g$  – показатели адиабаты пара и воды на линии насыщения [9]. При допущении несжимаемости жидкой фазы ( $k_g \rightarrow \infty$ , т.е.  $k_n/k_g = 0$ ) формула (2) упрощается:

$$a \approx \frac{a_n}{\sqrt{[(1-\beta)(v_n/v_g) + \beta] \cdot \beta}} \quad (3)$$

В функции  $p$  и  $\beta$  графические зависимости скорости звука  $a$  имеют вид, показанный на **рис. 1**. Каждая кривая соответствует дискретному значению давления. Согласно обозначениям  $p_{01}$  – полное давление (давление торможения) смеси перед СУ,  $p_0^*$  – полное давление, соответствующее по изоэнтропе критическому давлению  $p^*$ , т.е.  $p_{01} > p_0^* > p^*$ . В двухфазной области кривые изменения скорости звука имеют экстремум (минимум)  $a_{min}$ . Значение минимальной скорости звука в соответствии с [1] можно рассчитать по формуле:

$$a_{min} = 2\sqrt{k_n p^* v_n} \cdot \frac{\sqrt{(v_g/v_n) [1 - (v_g/v_n)] \cdot [1 - (k_n/k_g)]}}{1 - (v_g/v_n)(k_n/k_g)} \quad (4)$$

При условии  $k_g \rightarrow \infty$  формула (4) принимает вид:

$$a_{min} \approx 2a_n \sqrt{(v_g/v_n) [1 - (v_g/v_n)]} \quad (5)$$

Согласно [1] выражение для определения величины объемного экстремального паросодержания  $\beta_э$  в точке В имеет вид:

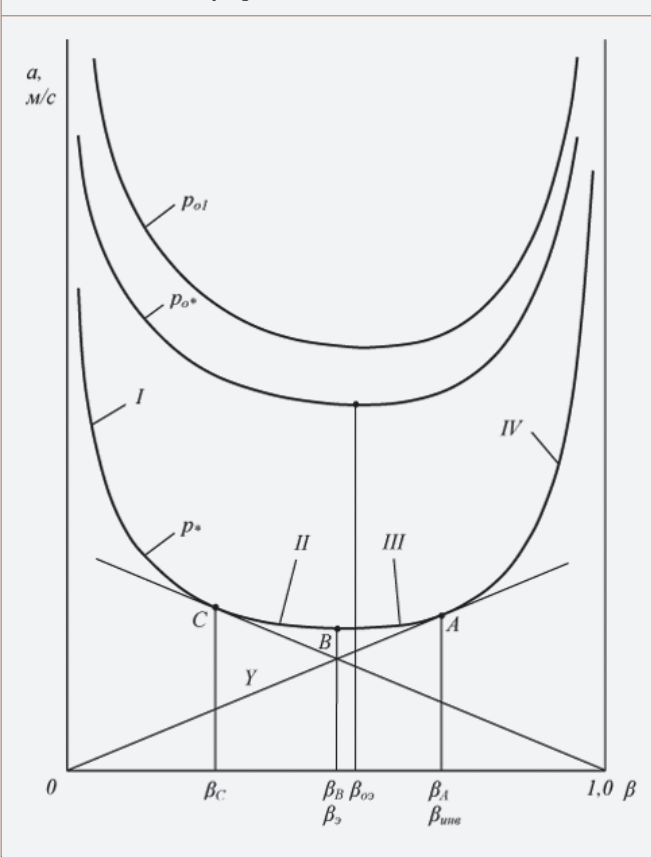
$$\beta_э = 0,5 \left\{ 1 + \frac{1 - (v_g/v_n)(k_n/k_g)}{[1 - (k_n/k_g)] \cdot [(v_n/v_g) - 1]} \right\} \quad (6)$$

Соответственно при  $k_g \rightarrow \infty$  формула (6) упрощается:

$$\beta_э \approx 0,5 \left[ 1 + \frac{1}{(v_n/v_g) - 1} \right] \quad (7)$$

Значения паросодержания потока в исходном состоянии (на входе в СУ)  $\beta_{01}$  и заторможенного критического потока  $\beta_{0э}$  рассчитываются соответственно по формулам (1) и (6), (7) с соответствующим изменением индексации входящих в них величин.

Рис. 1. К определению параметров структурной инверсии двухфазного потока воды



С физической стороны картина изменения скорости звука в зависимости от величины паросодержания представляется следующей. Падение скорости звука с увеличением  $\beta$  можно объяснить, например, тем, что с возрастанием числа пузырьков пара в смеси наряду с повышением гомогенизации смеси усиливается демпфирующий эффект паровых пузырьков. Скорость звука достаточно резко падает примерно до точки С. При достижении в этой

точке соотношения объемов воды и пара, соответствующего  $\beta_c$ , падение скорости звука замедляется. По величине она вяло приближается к минимальной скорости  $a_{min}$ , соответствующей экстремальной величине  $\beta_B$ , когда в смеси находится около 50% пара. Величина  $\beta_B \approx 0,5$ , по-видимому, отвечает оптимальному соотношению объемов пара и воды при максимальной гомогенизации смеси.

После экстремальной точки скорость звука с увеличением  $\beta$  начинает, хотя и вяло, возрастать, скорее всего, в связи с началом слияния пузырьков пара и их укрупнения. Этот процесс идет вплоть до точки А, соответствующей  $\beta_A$ , после чего скорость звука в смеси  $a$  резко возрастает, стремясь к скорости звука в сухом насыщенном паре при  $\beta = 1,0$ . Это изменение, по мнению автора, связано с инверсией пузырьковой структуры потока в паро-капельную (маловлажный пар).

С учетом характера изменения функции  $a = f(p, \beta)$  постулируется, что инверсионное значение  $\beta_{инв}$  соответствует точке А касания луча, проведенного из начала координат (точка 0) к кривой  $a = f(p, \beta)$ , т.е.  $\beta_{инв} = \beta_A$ . Решения системы двух уравнений – прямой  $Y = k\beta$  с угловым коэффициентом  $k = a_A / \beta_A$  и уравнения касательной в виде  $Y - a_A = a'(\beta - \beta_A)$  – после ряда преобразований, которые опускаются, дают общее по форме выражение для определения величины  $\beta_{инв}$ :

$$\left[ \frac{(v_n/v_a) - 1}{(\beta_{инв}^{-1} - 1)(v_n/v_a) + 1} - \frac{1 - (k_n/k_a)}{(\beta_{инв}^{-1} - 1)(k_n/k_a) + 1} \right] = 2,0. \quad (8)$$

Поскольку это уравнение трудно выразить в явном виде относительно  $\beta_{инв}$ , наиболее удобным будет численное решение равенства (8) как квадратного уравнения с двумя корнями  $\beta_A$  и  $\beta_c$  (см. рис.1). При этом значение  $\beta_c$  по смыслу будет соответствовать точке С касания к кривой  $a = f(p, \beta)$  луча, проведенного из точки  $\beta = 1,0$ . При  $k_a \rightarrow \infty$  уравнение (8) приводится к виду:

$$\beta_{инв} \approx 0,75 \frac{v_n/v_a}{(v_n/v_a) - 1}, \quad (9)$$

из которого следует, что всегда  $\beta_{инв} > 0,75$ . Таким образом, оценка  $\beta_{инв} \approx 0,74$ , упомянутая в работе [3], достаточно близка к возможному реальному значению.

Полученные на графике изменения скорости звука точки А, В, С позволяют выделить четыре участка на кривой (обозначены римскими цифрами); при этом из них два участка (I и IV) с резким изменением крутизны зависимости  $a = f(\beta)$  и два участка (II и III) с вялым изменением величины скорости звука. Указанные участки можно соотнести с характерными структурами двухфазных потоков при их течении через сужающие устройства. Литературные данные для высокоградиентных потоков [10 и др.] сходятся на следующих определениях:

1. (I) Кольцевой поток: паровая фаза располагается на стенке, жидкая занимает центральную часть потока, или наоборот.

2. (II) Пузырьковый поток: пузырьки пара рассеяны в жидкой фазе. Обычно принимается, что пузырьки имеют одинаковый размер и равномерно распределены в жидкости. Пузырьковый режим наблюдается при малых паросодержаниях ( $\varphi \leq 0,3$ ), причем паровая фаза движется в виде дискретных объемов (пузырьков), размер которых намного меньше диаметра канала.
3. (III) Эмульсионный («вспененный») поток: жидкая фаза образует непрерывную сеть, охватывающую паровую фазу. Этот режим течения характеризуется в среднем достаточно однородной структурой. Иногда эмульсионный режим отождествляется с пузырьковым, т.е. он рассматривается как разновидность последнего. Их отличие состоит в основном в том, что в эмульсионном режиме паровые пузырьки имеют неправильную форму. Жидкость и пар движутся примерно с одинаковой скоростью, т.е. скольжение фаз незначительно. Именно в пределах эмульсионного режима имеет место инверсия структуры из пузырьковой в паро-капельную.
4. (IV) Дисперсный (туманообразный) поток: равномерное распределение мелких частиц жидкости (тумана) в непрерывной паровой фазе. Разновидностью дисперсного режима, по-видимому, является дисперсно-кольцевой режим течения, при котором паровая фаза движется в ядре потока, а жидкость – в пленке на стенках канала и в виде отдельных капель в ядре.

Поскольку один режим переходит в другой постепенно, границы между ними условны, т.е. вблизи границ будут иметь место так называемые перемежающиеся или переходные режимы.

Предлагаемая расчетная модель базируется на положениях, подробно изложенных в работе [1], т.е. обе модели физически взаимосвязаны. Принципиальная схема процесса реализации критического режима течения двухфазной смеси в  $h-s$  диаграмме ( $h$ -удельная энтальпия,  $s$ -удельная энтропия) представлена на рис.2. Рабочий процесс падения давления в СУ от входа до критического сечения условно показан пунктирной линией ON. С понижением давления происходит испарение части жидкости (воды) в смеси с непрерывным возрастанием числа пузырьков и количества пара в пузырьках. В каждый момент времени существует тепловое равновесие фаз, имеющих одинаковую температуру.

Основную массу смеси составляет жидкость, которая является аккумулятором тепла (теплоносителем). Предполагается, что при испарении жидкой фазы в результате падения давления основные закономерности процесса адиабатического расширения смеси сохраняются, т.е. критические условия достигаются также при минимальной скорости звука  $a_{min}$  в заторможенном потоке, но без учета массы исходной паровой фазы. Наличие пара в

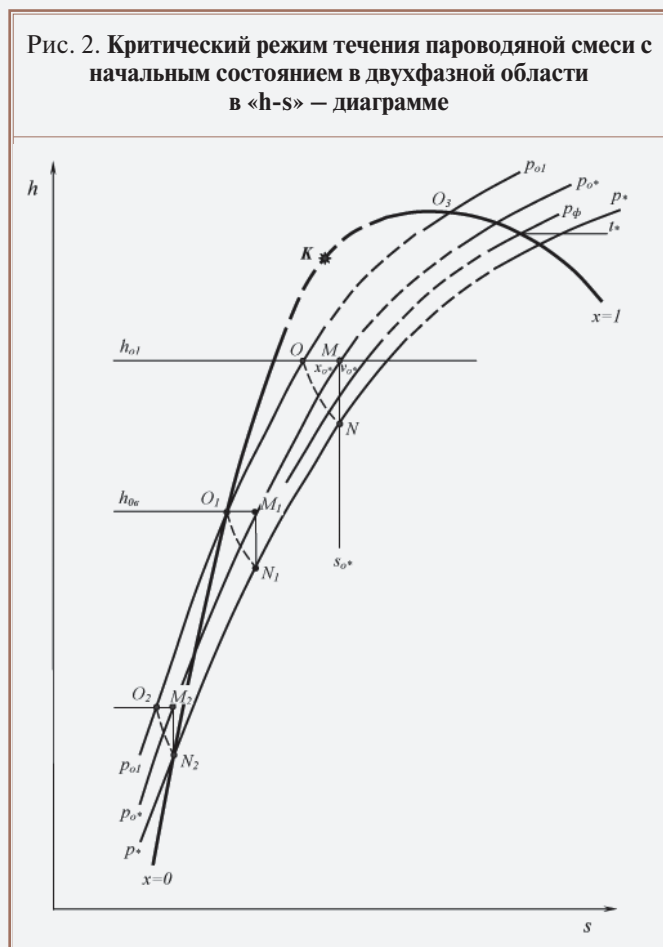
смеси незначительно изменяет картину: для найденного давления  $p_*$  скорость звука по величине хотя и несколько возрастает, но остается в большом диапазоне изменения  $\beta$  (вплоть до  $\beta_{\text{инв}}$ ) близкой к  $a_{\text{мин}}$ . Другими словами, значения критического давления  $p_*$  и соответствующего ему изоэнтропийного полного давления  $p_{0*}$  определяются по методике [1], как если бы с линии насыщения расширялась однофазная жидкость с псевдоначальной удельной энтальпией  $h_{0*}$ .

К исходной информации, необходимой для расчета параметров критического течения через СУ пароводяного потока с начальным состоянием в двухфазной области (точка O), кроме геометрии СУ, относятся:

- значение коэффициента гидравлического сопротивления  $\zeta_{1C,C}$  или расхода  $\mu_{1C,C}$  участка СУ от входа до критического (минимального) сечения струи;
- значение полного давления  $p_{01} = p_{01s}$  (или температуры  $t_{01} = t_{01s}$ );
- величина паросодержания на входе в СУ  $x_{01}$  или  $\beta_{01}$ .

Рекомендуется следующий порядок выполнения расчета:

1. С использованием таблиц теплофизических свойств воды и водяного пара [9] определяют при давлении  $p_{01} = p_{01s}$  на линии насыщения значения удель-



ной энтальпии  $h_{0e}$ , удельного объема  $v_{0e}$  и показателя адиабаты  $k_{0e}$  для воды в точке  $O_1$ , а также значения  $h_{0n}$ ,  $v_{0n}$  и  $k_{0n}$  для насыщенного пара в точке  $O_3$  (См. рис.2).

2. При задании значения  $x_{01}$  вычисляют по формуле (1) исходное объемное паросодержание смеси  $\beta_{01}$ , а также ее удельную энтальпию  $h_{01}$  и удельный объем  $v_{01}$ . По формуле (8) или (9) рассчитывают значение  $\beta_{0\text{инв}}$  и по нему оценивают, какую структуру имеет поток в исходном состоянии. При  $\beta_{01} \geq \beta_{0\text{инв}}$  структура паро-капельная, что, возможно, требует иного подхода к проблеме кризиса течения влажного пара, и потому он в настоящей статье не анализируется. При констатации пузырькового течения ( $\beta_{01} < \beta_{0\text{инв}}$ ) расчет продолжается. В качестве псевдоначальных условий принимаются условия в точке  $O_1$  с уже известными значениями  $h_{0e}$ ,  $v_{0e}$ ,  $k_{0e}$ .

3. При  $h_{0e} = \text{const}$  определяют давление торможения  $p_{0*}$  и соответствующую ему температуру  $t_{0*}$ . Для этого в соответствии с [1] задают, например, три значения  $p_{0*}$  и для каждого из них определяют значения удельных объемов, удельных энтальпий и показателей адиабат. По формулам (6) или (7) рассчитывают для критического потока в заторможенном состоянии значения экстремального объемного паросодержания  $\beta_{0э}$  и с пересчетом по формуле (1) – значения массового паросодержания  $x_{0э}$ . По вычисленным значениям  $x_{0э}$  определяют три значения  $h_{0e}$ , которые сравнивают с исходным  $h_{0e} = \text{const}$ , после чего аналитически или графически определяются искомые значения  $p_{0*}$  и  $t_{0*}$ .

4. При давлении торможения  $p_{0*}$  ( $t_{0*}$ ) определяют теплофизические показатели двухфазной смеси: значения удельных объемов воды и пара, показателей адиабат, удельных энтальпий и энтропии. Затем находят величину паросодержания  $x_{0*}$  и рассчитывают значения удельной энтропии смеси  $s_{0*}$  и ее удельного объема  $v_{0*}$ .

5. Рассчитывают согласно [1] критическое отношение давлений  $p_*/p_{01}$  по формуле:

$$\frac{p_*}{p_{01}} = \frac{(p_{0*}/p_{01}) - \varphi_C^2}{1 - \varphi_C^2}, \quad (10)$$

где:  $\varphi_C = 1/\sqrt{1 + \zeta_{1C,C}}$  – коэффициент скорости в минимальном сечении струи, и находят значение критического давления  $p_*$  и соответствующее ему табличное значение температуры насыщения  $t_s$ .

6. Согласно [11] оценивают фактическую температуру воды (и смеси)  $t_*$  в критическом сечении СУ по формуле:

$$t_* = \frac{t_{0*} - t_s}{e} + t_s \quad (11)$$

и судят о наличии и величине перегрева среды (смеси) по сравнению с  $t_s$ . Затем при температуре насыщения  $t_*$  (или при соответствующем ей фиктивном давлении  $p_\phi$ ) по таблицам [9] находят значения удельного объема воды  $v_{e*}$  и удельной энтропии воды  $s_{e*}$  и пара  $s_{n*}$ .

7. Рассчитывают массовое паросодержание пароводяной смеси в критическом сечении  $x_*$  по формуле:

$$x_* = (s_{0*} - s_{e*}) / (s_{n*} - s_{e*}) \quad (12)$$

При критических параметрах  $p_*$  и  $t_*$  определяют значение удельного объема перегретого пара в смеси  $v_{shS}$  (См. рис.2) и рассчитывают значение удельного объема смеси:

$$v_* = v_{06} + x_*(v_{shS} - v_{06}). \quad (13)$$

8. Находят критическую скорость пароводяной смеси в критическом сечении:

$$W_* = \varphi_C \sqrt{2(p_{01} - p_*) v_*} \quad (14)$$

Как основную цель расчета определяют удельный критический расход:

$$\Phi_* = W_* / v_* \quad (15)$$

9. Рекомендуется также оценить величины скорости звука  $a$  в заторможенном и движущемся потоках однородной двухфазной среды, для чего следует использовать выражения (2), (3). Более простыми будут расчетные зависимости вида  $a_{cm} = \sqrt{k_{cm} p v_{cm}}$ . В этой связи будет полезной простая формула для определения показателя адиабаты смеси  $k_{cm}$ , приведенная в [1], но выраженная через объемное паросодержание  $\beta$ :

$$k_{cm} = \frac{k_n}{(1-\beta)(k_n/k_g) + \beta} \quad (16)$$

При  $k_g \rightarrow \infty$  формула упрощается:

$$k_{cm} \approx k_n / \beta \quad (17)$$

В связи с затронутой в статье темой целесообразно коснуться еще одной проблемы. К настоящему времени накоплен большой объем опытных данных по критическим расходам смесей в различных условиях истечения (через СУ различной геометрии, в пузырьковом и других режимах движения и т.д.). Однако возможность обобщения результатов экспериментальных работ такого рода практически отсутствует, на что, в частности, обращено внимание в работе [7]. Даже известные исследования, считающиеся классическими, не обладают той полнотой информации, которая необходима для сравнительного анализа результатов экспериментов и сопоставления их с теорией. Например, в работах [3,10] с результатами исследований критических условий в соплах Лавала, работающих на пароводяной смеси, не указаны такие важные показатели сопел Лавала как коэффициенты их гидравлического сопротивления  $\zeta$  или расхода  $\mu$ . Ограниченность данных исключает их использование даже для проведения сравнительных контрольных расчетов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Э.Е. Благоев. Критическое отношение давлений и критическая скорость при течении однокомпонентной вскипающей жидкости через сужающие устройства //Теплоэнергетика. 2005. №6. С.56-66.
2. Вскипающие адиабатные потоки //Авт.: В.А. Зысин, Г.А. Баранов, В.А. Бариллович, Т.Н. Парфенова /М.: Атомиздат. 1976.
3. М.Е. Дейч, В.С. Данилин, В.Н. Шанин, Г.В. Циклаури. Критические условия в соплах Лавала, работающих на двухфазной среде //Теплоэнергетика. 1969. №6. С.76-79.
4. Э.И. Дрындрожик. Критический режим течения парожидкостной смеси низкой сухости в конфузурных соплах // Известия вузов. Энергетика. 1974. №3. С.137-142.
5. Д.А. Хлесткин, В.П. Канищев. Истечение пароводяной смеси высокого давления через цилиндрические каналы //Известия Академии наук СССР. Энергетика и транспорт. 1979. №3. С.138-146.
6. В.Н. Блинков. Пристенное парообразование в адиабатном потоке вскипающей однофазной жидкости //Газотермодинамика многофазных потоков в энергоустановках. — Межвуз. темат. сборник научн. трудов. Вып.4. Харьков: 1981. С.26-33.
7. Исследование двухфазных критических потоков в каналах //Б.И. Нигматуллин, С.И. Ивандаев, В.И. Милашенко, А.М. Насритдинов, В.Е. Николаев, К.И. Сопленков /Некоторые волновые процессы в двухфазных средах (Материалы XX Сибирского теплофизического семинара, 1976г.). Новосибирск: 1977. С. 256-266.
8. В.В. Фисенко. Критические двухфазные потоки /М.: Атомиздат. 1978.
9. А.А. Александров, Б.А. Григорьев. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара /Справочник. М.: Издательство МЭИ. 1999.
10. Штаркман, Шрок, Нейсен, Мэнили. Расширение двухфазной жидкости с очень низкой степенью сухости в сопле Лавала //Труды ASME. Сер. «Теоретические основы инженерных расчетов». М.: Мир. 1964. №2. С.100-111.
11. Э.Е. Благоев. Определение температуры критического двухфазного потока метастабильной жидкости //Арматуростроение. 2006. №2 (41). С.35-40.

Не всякая информация — для размышления.  
Данил Рудый