

эксплуатационных расходов при одновременном повышении качества предоставляемых услуг водоснабжения.

Таким образом, при помощи предложенной методики в течение 2003-2004 годов на некоторых действующих объектах ГКП «Горводоканал» г.Сумы и станции повышения давления ПЭНС-14 г. Одессы были обследованы гидравлические сети, в результате чего была улучшена работа насосного оборудования и были получены положительные результаты. Полученные результаты подтверждены соответствующими актами о достигнутых результатах и внедрении методики в производство и апробации ее положений на реальных объектах коммунальных предприятий.

По результатам работы предложенная для обследования гидравлических сетей методика была подана на регистрацию в государственный комитет Украины по энергосбережению, где она была внесена в реестр и ей был присвоен государственный регистрационный номер НДР в УкрІНТЕІ №0204U010757.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гидравлика, гидромашины и гидроприводы: Учебник для машиностроительных вузов. /Башта Т.М., Руднев С.С., Некрасов Б.Б. и др.-2-е изд., перераб.-М.: Машиностроение, 1982.-423с.
2. Михайлов А.К., Малюшенко В.В. Лопастные насосы. Теория, расчет и конструирование. М.: Машиностроение, 1977.-288 с.

Поступила в редакцию 6 декабря 2006 г.

УДК 532.529

О ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ КРИТИЧЕСКОГО ИСТЕЧЕНИЯ ВСКИПАЮЩЕЙ ВОДЫ ЧЕРЕЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ КАНАЛЫ

В.Н. Марченко, канд. техн. наук, доц.; Н.А. Жиленко, инженер
Сумский государственный университет

Обобщены наиболее достоверные экспериментальные данные и внесены коррективы в физическую модель адиабатного истечения вскипающей воды. Предложена методика расчета параметров критического истечения на основе динамической схемы парообразования, моделей спутного течения и термической методик абильности и притока слоя.

ВВЕДЕНИЕ

Разработка эффективной струйной термокомпрессорной установки (СТК) [1] для энергосберегающих систем восстановления и производства пара требует создания надежного расчетного метода, позволяющего проектировать проточную часть термокомпрессора. Принцип струйной термокомпрессии предполагает формирование в приемной камере СТК рабочей струи влажного пара, характеризующейся высоким объемным паросодержанием за счет интенсивного вскипания и парообразования в канале активного сопла. Давление в приемной камере P_{II} всегда меньше давления насыщения $P_S(t_0)$, соответствующего начальной температуре подаваемой в активное сопло воды. Течение в канале характеризуется числами Рейнольдса $Re \sim 10^6$. В этих условиях возникает критический режим истечения через активное сопло [2, 3, 4]. При отсутствии общепринятой методики расчета критического истечения двухфазной

смеси, позволяющей определять ее параметры на срезе активного сопла, возникает необходимость создания физически обоснованной модели на основе наиболее достоверных экспериментальных данных и приближенных расчетных методов. Целью данной публикации является обобщение опытных данных, корректировка физической модели истечения вскипающей жидкости и анализ параметрических зависимостей модели.

ГОМОГЕННАЯ МОДЕЛЬ СПУТНОГО ТЕЧЕНИЯ ВСКИПАЮЩЕГО ПОТОКА

Согласно многочисленным опытным данным, представленным в [2-4, 6-8], парообразование начинается на стенке канала вблизи выходного среза, где при недогревах $\Delta t_H \geq 20^\circ\text{C}$ формируется дисперсно-кольцевой режим. Согласно одномерной модели спутного течения [3], в центре движется метастабильно перегретая жидкость с неизменными параметрами, а вблизи стенки – мелкодисперсная двухфазная среда пенной или парок капельной структуры. Образование пара происходит за счет той части жидкостного потока у стенки, который образует гомогенную смесь. Из этого утверждения следует постоянство площадей сечения спутных потоков, а значит и удельных расходов:

$$j = \frac{w_f}{v_f} = \frac{w_*}{v_*} = \text{const}, \quad (1)$$

где w_f, w_* – скорость метастабильного ядра и двухфазной среды; v_f, v_* – удельный объем метастабильного и двухфазного потоков. Нижними индексами f и $*$ отмечены соответственно параметры начала парообразования и параметры критического истечения.

Решение уравнения сохранения количества движения с учетом (1) и условия несжимаемости жидкости приводит к соотношению, связывающему относительную площадь пристенного потока $\beta_* = \frac{F_*}{F_f}$ с

перепадом давления на участке парообразования

$$\beta_* = \frac{(\varepsilon_f - \varepsilon_*) \cdot P_0}{(\gamma_* - 1) \cdot v_f \cdot j^2}, \quad (2)$$

где F_* – площадь сечения пристенного двухфазного слоя; F_f – площадь сечения канала; $\varepsilon_f = \frac{P_f}{P_0}$, $\varepsilon_* = \frac{P_*}{P_0}$; P_0, P_f, P_* – давление на входе в канал, в сечении начала парообразования, критическое давление в выходном срезе; $\gamma_* = \frac{w_*}{w_f} = \frac{v_*}{v_f}$ – относительная скорость истечения двухфазной среды.

В условиях критического истечения (при изоэнтропном распространении звуковой волны [4, 5]) справедливы соотношения между параметрами торможения и критическими параметрами в выходном сечении

$$w_*^2 = a_*^2 = k_* P_* v_*, \quad \varepsilon_* = \frac{P_*}{P_0} = \left(\frac{2}{k_* + 1} \right)^{\frac{k_*}{k_* - 1}}, \quad (3)$$

где a_* – местная скорость звука; k_* – показатель адиабаты критического истечения.

Результаты экспериментальных исследований, представленные авторами [4, 5], свидетельствуют о том, что фазовый переход во фронте звуковой волны не успевает произойти (массообмен «заморожен»). Используя методы термодинамики неравновесных процессов и считая, что удельный объем жидкой фазы намного меньше удельного объема пара ($v_{ж} \ll v_{пар}$), можно получить выражение для показателя адиабаты в виде [4]:

$$k_* = \frac{k_{пар} \cdot \gamma_*}{C_T \cdot (1 - C_m) \cdot (\gamma_* - 1)}, \quad (4)$$

где $k_{пар}$ – показатель изоэнтропы перегретого пара в равновесном процессе; C_T – степень завершенности теплообмена в звуковой волне ($C_T = k_{пар}$ при завершенном, $C_T = 1$ при незавершенном теплообмене); C_m – степень незавершенности обмена количеством движения в звуковой волне. Для гомогенной модели $C_m = 0$. Следует ожидать [5], что для пенной структуры пристенного двухфазного потока теплообмен успевает завершиться и $C_T \approx k_{пар}$.

Используя зависимость для скорости жидкости в сечении начала парообразования $w_f = \mu_0 \sqrt{2(P_0 - P_f)}$ и соотношения (3) и (4), получим

$$\frac{k_* \varepsilon_*}{2\gamma_* \mu_0^2} = (1 - \varepsilon_f), \quad (5)$$

где μ_0 – коэффициент расхода входного участка канала.

Сопоставление полученных расчетных соотношений с экспериментальными данными [6] (диаметр цилиндрического канала $d = 6,4$ мм, относительная длина канала $l/d = 7,26$ и $\mu_0 = 0,74$) при условии $P_f = P_s(t_0)$ показано на рис. 1.

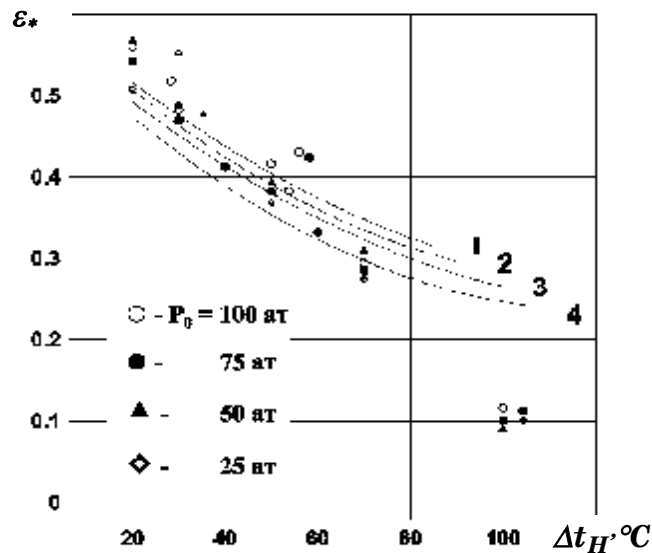


Рисунок 1 – Зависимость от носителя критического давления от величины недогрева. Сплошными линиями обозначены расчетные кривые (1 – $P_0 = 9,81$ МПа; 2 – $7,36$ МПа; 3 – $4,91$ МПа; 4 – $2,45$ МПа).

Погрешность измерения давления в выходном срезе оценивается авторами эксперимента в 10 %. В пределах этого диапазона для небольших недогревов расчетные кривые удовлетворительно согласуются с экспериментом. В области значительных недогревов ($\Delta t_H > 50^\circ\text{C}$) наблюдается расхождение, увеличивающееся с ростом недогрева. Это обусловлено прежде всего незавершенностью обмена количеством движения в звуковой волне [4] и приближенностью гомогенной модели, когда принятое условие $C_m = 0$ несправедливо.

ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ ОБЛАСТИ ЗНАЧИТЕЛЬНЫХ НЕДОГРЕВОВ

Как следует из представленных зависимостей, относительное критическое давление ε_* является определяющим процесс критического истечения фактором [4, 6], т.е.

$$(1 - C_m) = f(\varepsilon_*), \quad (\gamma_* \mu_0^2) = f(\varepsilon_*).$$

Это подтверждается материалами обработки опытных данных, приведенными на рис. 2 и 3. Условные обозначения на всех рисунках одинаковы.

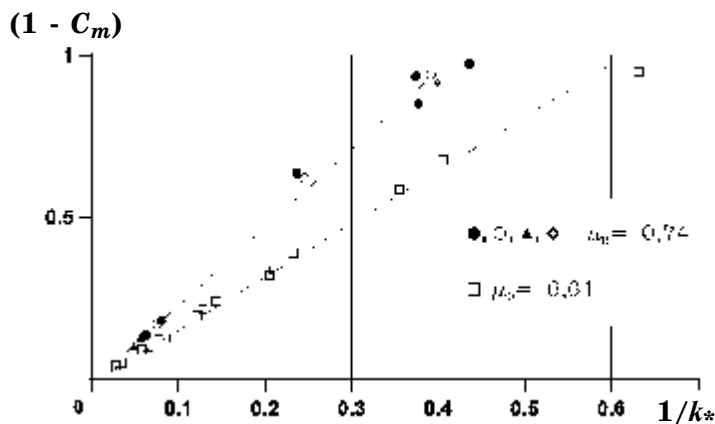


Рисунок 2 – Зависимость степени завершенности и обмена количеством движения от показателя адиабаты двухфазной смеси

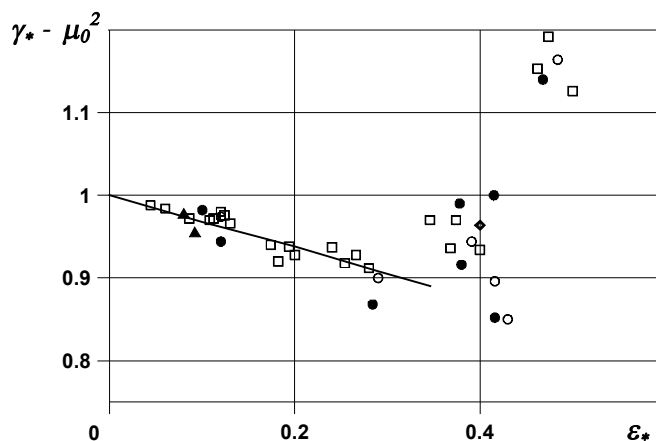


Рисунок 3 – Зависимость показателя геометрии канала для области значительных недогревов $\gamma_* \cdot \mu_0^2 \approx 1 - 1/3 \cdot \varepsilon_*$ (сплошная линия)

Выделение параметра ε_* в качестве определяющего процесс фактора предполагает существование обобщающей зависимости между величинами ε_* и ε_f , которая представлена на рис. 4. Величина $(1 - \varepsilon_f) = (w_{fs}^2 / a_{f*}^2)$ по смыслу характеризует относительное время процесса парообразования. Здесь w_{fs} – изоэнтропная скорость течения метастабильной жидкости; a_{f*} – критическая скорость истечения несжимаемой жидкости в вакуум. К подобному выводу об определяющей роли времени парообразования пришли авторы работ [4, 8].

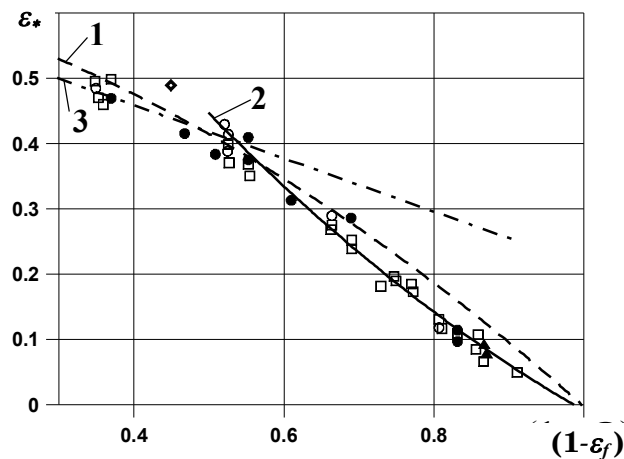


Рисунок 4 – Обобщенная зависимость для расчета ε_* от носителя критического давления:

$$1 - \varepsilon_* = \varepsilon_f(1 - 0,356\varepsilon_f) \text{ по [13];}$$

2 – обобщающая зависимость для значительных недогревов (см. рис. 3);

3 – гомогенная модель критического истечения ($C_m = 0$)

Таким образом, для достаточно длинных цилиндрических каналов, когда $(l/d) > 6..8$ [6], величина относительного критического давления ε_* определяется параметрами спутного течения вблизи выходного среза.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ КРИТИЧЕСКОГО ИСТЕЧЕНИЯ

Тепловая энергетическая схема роста паровых пузырей на стенке канала, принятая в работах [9, 10] для построения методики расчета вскипающих адиабатных потоков, не может быть реализована при критическом истечении недогретой жидкости, т.к. характерное время пристенного парообразования вблизи выходного среза канала составляет $\tau_* \approx (d/w_f) \cdot 10^{-4} \text{ с}$, что соответствует начальной стадии роста паровых пузырей в перегретой жидкости в практически изотермических условиях [11]. Интенсивность парообразования при этом обусловлена располагаемым перегревом жидкости $(t_0 - t_s(P_*))$ за счет падения давления $\Delta P_* = (P_s(t_0) - P_*)$ вблизи выходного среза канала. Этот предельный случай соответствует динамической инерционной схеме и приводит к задаче Рэлея о начальном росте паровой сферы [11, 12] с постоянной скоростью

$$u_n \sim \sqrt{v_f \cdot \Delta P_*} \quad (6)$$

С учетом зависимостей (2) и (6) объемное расходное паросодержание в выходном срезе канала

$$\beta_a = v_f (P_f - P_*) / w_f^2 \sim (u_n / w_f)^2 \quad (7)$$

определяется соотношением характерных скоростей в канале.

Согласно постулируемой динамической схеме парообразования, двухфазная смесь в пристенном слое всегда метастабильно перегрета, т.е. ее температура t_* в выходном срезе выше температуры насыщения $t_s(P_*)$.

Методика расчетов параметров в выходном срезе канала по предлагаемой модели строится на определении температуры t_* по известному давлению P_* с использованием уравнения сохранения полной энтальпии в виде

$$h_0(t_0, p_0) = h_{ж}(t_*) + x_* [h_{пп}(t_*) - h_{ж}(t_*)] + w_*^2 / 2, \quad (8)$$

где $h_{ж}(t_*)$, $h_{пп}(t_*)$ – энтальпия жидкости и перегретого пара соответственно при температуре двухфазной смеси в выходном срезе; x_* – массовое расходное паросодержание в пристенном двухфазном слое в выходном срезе.

В качестве примера в табл.1 приведены результаты расчета по предлагаемой методике с использованием материалов экспериментальных исследований, представленных в работе [6] ($P_0 = 7,36$ МПа; $\mu = 0,74$; $l/d = 7,26$).

Таблица 1

$\Delta t_H, ^\circ C$	30	50	70	100
$t_* - t_s(P_*), ^\circ C$	3,87	4,64	5,36	15,30
β_*	0,346	0,153	0,064	0,068
x_*	0,0255	0,0118	0,0075	0,0035
$x_{пп}$	0,0088	0,0018	0,00048	0,00024

Здесь $x_{пп}$ – массовое расходное паросодержание вскипающего потока на срезе канала в условиях критического истечения.

Согласно модели фазовые превращения внутри цилиндрического канала реализуются незначительно (для значительных недогревов $\Delta t_H > 50^\circ C$ величина паросодержания $x_{пп} < 10^{-3}$) и парообразование продолжается за срезом активного сопла. Этот вывод согласуется с экспериментальными данными авторов статьи. На рис. 5 видна характерная «бочка», которую образует рабочая струя. Относительный импульс такой струи согласно предлагаемой методике

$$i = 2\mu_0(1 - \varepsilon_f) + (\varepsilon_f - \varepsilon_n), \quad (9)$$

где $\varepsilon_n = P_n / P_0$ – относительное давление окружающей среды.

Величина относительного импульса рабочей струи влажного пара, определяемая по силе реакции истечения R_a ($i_a = R_a / (P_0 \cdot F_f)$), намного ниже значения, достижимого при изоэнтропном расширении в канале активного сопла.

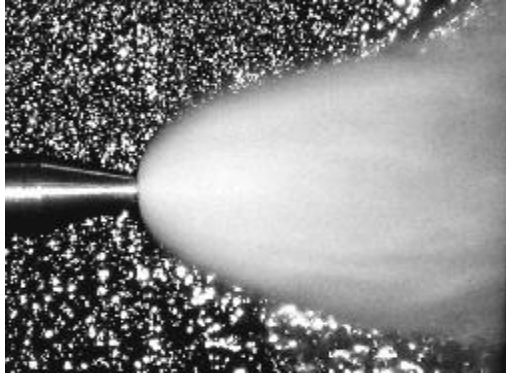


Рисунок 5 – Визуализация критического истечения рабочей струи из цилиндрического сопла ($t_0 = 160^\circ\text{C}$; $P_0 = 40$ бар) в окружающую среду

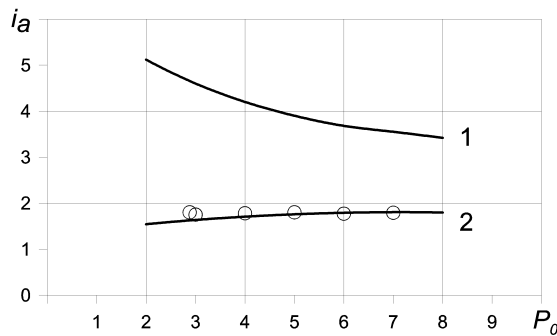


Рисунок 6 – Зависимость удельного импульса рабочей струи от давления на входе

Так как процесс парообразования в цилиндрическом канале реализуется только на очень небольшой длине ($l \sim d$) вблизи выходного среза, то трудно заметно повысить эффективность цилиндрических сопел в СТК.

ВЫВОДЫ

Уточнена гомогенная модель спутного течения вскипающего потока в цилиндрических каналах. Показана правомерность динамической схемы парообразования при критическом истечении, предложены модель термической метастабильности пристенного двухфазного слоя и методика расчета параметров критического истечения. Доказана низкая эффективность применения цилиндрических каналов в активных соплах СТК для формирования рабочей струи.

SUMMARY

The trustworthiest experimental data are generalized in this article and the corrections are put into the physical model of the boiling up water adiabatic outflow. The critical outflow parameters calculation method is proposed. It is found on the dynamic vaporization scheme, Zysin's homogeneous model and the model of the wall layer thermal metastability.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марченко В.Н., Жиленко Н.А. Струйная термокомпрессорная установка: назначение, принцип действия, термодинамическая модель и результаты расчетных исследований рабочего процесса // Вісник Сумського державного університету. – 2004. - №13(72). - С. 50 – 60.
2. Дейч М. Е., Филиппов Г. А. Газодинамика двухфазных сред. – М.: Энергоиздат, 1981. – 472 с.
3. Вскипающие адиабатные потоки /В.А. Зысин, Г.А. Баранов, Б.А. Барилевич, Т.Н. Парфенова. – М.: Атомиздат, 1976. – 152 с
4. Фисенко В. В. Критические двухфазные потоки. – М.: Атомиздат, 1978. – 160 с.

5. Кутателадзе С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 367 с.
6. Истечение теплоносителя при потере герметичности реакторного контура / В.В. Арсентьев, Ю.А. Калайда, В.В. Фисенко, Б.М. Цизин. – М.: Атомиздат, 1977. – 123 с.
7. Циклаури Г.В., Данилин В.С., Селезнев Л.И. Адиабатные двухфазные течения. – М.: Атомиздат, 1973. – 448 с.
8. Вайсман М.Д., Поляков К.С. К вопросу об адиабатическом истечении испаряющейся жидкости // Инженерно-физический журнал. – 1964. - № 8.
9. Авдеев А.А., Майданик В.Н., Селезнев Л.И., Шанин В.К. Расчет критического расхода при истечении насыщенной и недогретой воды через цилиндрические каналы // Теплоэнергетика, 1977. - № 4. - С. 36 – 38.
10. Авдеев А.А., Майданик В.Н., Шанин В.К. Методика расчета вскипающих адиабатных потоков // Теплоэнергетика. – 1977. - № 8. - С. 67 – 69.
11. Теория тепломассообмена: Учебник для вузов / С.И. Исаев, И.А. Кожин, В.И. Кофанов и др. / Под ред. А.И. Леонтьева. – М.: Высш. школа, 1979. – 495 с.
12. Лабунцов Д. А., Ягов В.В. Механика простых газожидкостных структур. – М.: МЭИ, 1978. – 92 с.
13. Мамедов И. С. Определение пропускной способности сопла при истечении воды, частично меняющей агрегатное состояние // Водоснабжение и санитарная техника. – 1970. - № 2. - С. 32 – 36.

Пост упила в редакцию 6 декабря 2005 г.

УДК 621.184.3

ЭНЕРГОСБЕРЕГАЮЩАЯ МОДЕРНИЗАЦИЯ ГАЗОВЫХ ПАРОПЕРЕГРЕВАТЕЛЕЙ ДЛЯ ЦЕХА ДВУОКСИ ТИТАНА ОАО «СУМЫХИМПРОМ»

В.Н. Марченко, канд. техн. наук, доц.; К.В. Таранец
Сумский государственный университет

В статье рассмотрена энергосберегающая модернизация перегревателя водяного пара. Предложены методы улучшения эффективности установки и сделаны выводы об экономии топлива и экономическом эффекте в целом.

ВВЕДЕНИЕ

По результатам проведенного на ОАО «Сумыхимпром» энергоаудита и статистической обработки рабочих параметров одного из трех пароперегревателей цеха двуокиси титана подготовлено техническое предложение по повышению энергетической эффективности установки. Эксплуатационные показатели рассмотрены для трех характерных режимов паропроизводительности: $9 \pm 0,25$, $7 \pm 0,25$ и $5 \pm 0,25$ т/ч.

По результатам теплотехнических расчетов топочного процесса [1-3] и теплообмена трубного пучка пароперегревателя [4,5] получены дополнительные данные, необходимые для анализа энергетической эффективности производства перегретого пара.

ОПИСАНИЕ СУЩЕСТВУЮЩЕЙ СХЕМЫ

Газовый пароперегреватель (рис.1) представляет собой установку, в которую входят камера сгорания, трубный пучок, система подачи топлива, вентилятор для подачи воздуха, дымовая труба, запорная арматура, система трубопроводов.