

УДК.536.248.4

**АНАЛИЗ ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ НАСЫЩЕННОГО ПАРА
НА ПОВЕРХНОСТИ СТРУЙ НЕДОГРЕТОЙ ВОДЫ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К
ТЕПЛООБМЕННЫМ АППАРАТАМ СМЕШИВАЮЩЕГО ТИПА ДЛЯ АЭС.**

М.А.Готовский, П.В.Егоров, Ю.Г.Сухоруков

ОАО «НПО ЦКТИ»,
Россия, 191167, Санкт-Петербург, Атаманская ул.,3/6; www.ckti.ru

Важным направлением в совершенствовании оборудования турбоустановок современных АЭС является повышение эффективности теплообменных аппаратов в конденсатно-питательном тракте. Большие возможности в этом плане предоставляет использование смешивающих подогревателей, в частности деаэраторов, в которых струи подогреваемой воды подаются через низконапорные форсунки и имеют достаточно высокую скорость. Это позволяет повысить компактность аппаратов и более эффективно использовать объема машинного зала. Для реализации этого направления необходимы надежные методы расчета тепло-массообменных процессов при конденсации пара на струях. Приводится анализ ошибок, связанных с использованием при построении корреляционных зависимостей осредненных по длине параметров струи. Для совершенствования расчетных зависимостей при описании процессов на межфазной границе используется подход, предложенный Левичем, который позволил построить зависимости, обладающие более ясным физическим смыслом и дающие возможность определить количественную зависимость теплоотдачи от чисел Вебера и Онезорге. В предлагаемой форме зависимости для коэффициента теплоотдачи учитываются особенности начального участка струи и намечается возможность учета влияния относительной длины сопла, обнаруженного в работах Челата.

ВВЕДЕНИЕ

Современные деаэраторы повышенного давления, предназначенные для мощных энергетических блоков ТЭС и АЭС, должны обеспечивать надёжную работу при «скользящем» давлении. В этом случае давление в корпусе деаэратора изменяется в соответствии с изменением нагрузки (и давления в отборе) турбины в регулировочном диапазоне турбоустановки. Одновременно растут требования к уменьшению вертикального габарита, повышению надёжности и маневренности деаэраторов и др. Это, в свою очередь, предъявляет новые требования к конструктивному устройству деаэраторов, которое должно обеспечивать более интенсивное взаимодействие деаэрируемой воды с греющим паром, наиболее эффективную работу применяемых ступеней обработки воды. В связи с этим, в качестве водораспределительных устройств в колонке целесообразно применить низконапорные форсунки и в максимальной степени перенести процессы нагрева воды в паровое пространство деаэраторного бака, что позволяет уменьшить высоту деаэраторной колонки, а, следовательно, и общие габариты деаэратора.

Использование форсунок, обеспечивающих интенсивную теплоотдачу на поверхности струй и последующее дробление воды на капли, позволяет создать дополнительную поверхность контакта водяной и паровой фаз, интенсифицировать процессы теплообмена и, тем самым, повысить эффективность работы деаэратора и снизить его массогабаритные характеристики.

Для практического применения таких схем необходимо иметь в своем распоряжении достаточно надежные методы расчета интенсивности тепло-массообменных процессов при использовании форсунок. По сравнению с весьма большим количеством работ по исследованию движения струй, их устойчивости и фрагментации, а также их распылу, работ по исследованию конденсации пара на струях «холодной» жидкости относительно мало.

1. ОСНОВНЫЕ ПОДХОДЫ ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ПРИ ОПИСАНИИ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА НА СТРУЯХ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

В теоретических работах, начиная с известной классической работы Кутателадзе [1], использовалось явным или неявным образом представление поверхности струи как гладкой. Это приводило к результатам, которые не могли быть использованы в широком диапазоне параметров даже на поверхности сплошной части струи [2]. Основным их недостатком является использование характеристик турбулентности при течении в трубе вдали от стенки. Вопрос описания поведения турбулентности в струе капельной жидкости в окрестности ее границы с газом является достаточно сложным. В упомянутых работах граница эта принималась недеформируемой, что позволяло не учитывать влияния поверхностного натяжения.

В зависимости от параметров струи ее можно в соответствии с классификацией механизмов распада струи, разработанную Онезорге разделить на 4 вида, представленных на Рис.1 [3]

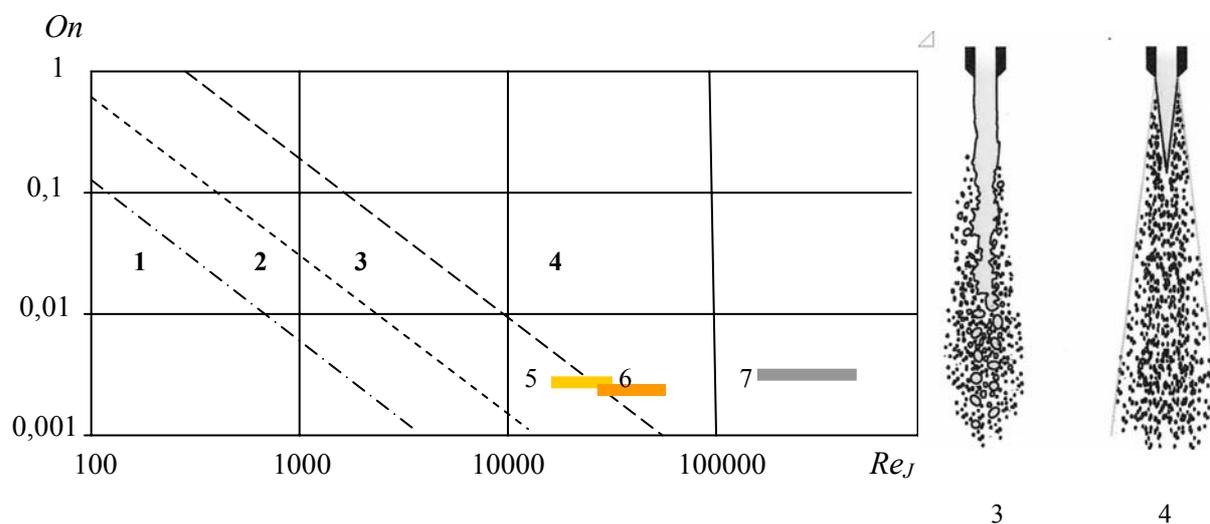


Рис.1. Границы различных форм распада струи. Иллюстрация форм 3, 4. 5, 6, 7 – области, соответствующие опытам [8], [7] (см. ниже) и режимам работы деаэраторов.

1) Рэлеевский распад (позже названный «варикозным» режимом). Капли образуются далеко от выхода из сопла и их диаметр больше диаметра отверстия сопла

2) Первый тип распада, индуцированный взаимодействием с газом. Капли образуются ближе к выходу из сопла и их диаметр имеет порядок диаметра отверстия сопла.

3) Второй тип распада, индуцированный взаимодействием с газом. Капли образуются вблизи от выхода из сопла. Диаметр капель меньше, чем диаметр отверстия сопла.

4) Распыл струи из-за внутренней турбулизации и поверхностного разрушения. Образование капель начинается практически на выходе из сопла и их диаметр много меньше диаметра отверстия сопла.

Очевидно, что проблема расчета интенсивности теплоотдачи при конденсации разбивается на две части – конденсация на поверхности нераспавшейся части струи, происходящая на первой стадии движения струи и проблема конденсации пара в потоке микрокапель, происходящая на второй стадии вплоть до полного распада струи.

В настоящей работе рассматривается лишь первая часть задачи. Как уже говорилось, основным их недостатком упомянутых выше работ [1, 2] является использование при описании теплопередачи характеристик турбулентности при течении в трубе вдали от стенки и принятие межфазной границы гладкой и недеформируемой, что позволяет не учитывать влияния поверхностного натяжения. Следовательно, оно вообще не входит в решение.

В сочетании с пренебрежением взаимодействием струи жидкости с паром такой подход привел к получению в работе [1] решения, соответствовавшего нестационарной задаче

теплопроводности с заменой числа Fo на $\frac{4ax}{uD^2} + \frac{2\varepsilon * x}{D}$, где второе слагаемое соответствует

турбулентному переносу. Если скорости таковы, что первым членом можно пренебречь, то решение для температуры струи удобно представлять в логарифмической форме, что соответствует регулярному режиму в теории теплопроводности

$$\ln \theta = A + Bf(x/D) \quad (1)$$

где θ - относительный недогрев струи на длине x .

$$\theta = \frac{t_s - t_x}{t_s - t_0} \quad (2)$$

Очевидно, что из экспериментальных данных, представленных в форме (2) можно в принципе получить локальные коэффициенты теплоотдачи, но только, если они слабо меняются по длине. Практически из эксперимента получаем лишь величины подогрева струи на некоторых конечных (в том числе и достаточно длинных) участках. То есть при этом требование слабого изменения по длине коэффициента теплоотдачи становятся еще более существенными.

Определение среднего на длине L коэффициента теплоотдачи, располагая экспериментальными данными по $\bar{\theta}$ можно выполнить с помощью балансной формулы [4]

$$4\bar{St} = 4 \frac{\bar{\alpha}}{c_p \rho v_0} = \frac{d_0}{l} \ln \frac{1}{\bar{\theta}} \quad (3)$$

Затем полученные результаты можно перевести в обычную критериальную форму. Рассмотрим две формулы для теплоотдачи при конденсации на струях [5, 6, 8]: формулу Кима и Миллса (4) и формулу Исаченко (5).

$$Nu = 3,2 Re^{0,8} On^{0,38} Pr^{0,3} (L/d_0)^{-0,57} \quad (4)$$

$$\bar{Nu} = 0,083 Re^{0,83} Pr^{0,9} K^{0,13} We^{0,33} (L/d_0)^{-0,59} \quad \text{где } K=r/c_p(T_s-T) \quad (5)$$

В первой из них вообще отсутствует число Вебера. В результате мы обнаруживаем в ней очень слабую зависимости от поверхностного натяжения.. Зависимость теплоотдачи от скорости дается степенью 0,8. Вторая формула учитывает влияние числа Вебера и показатель степени в зависимости от скорости оказывается близким к 1,5. Появление в формуле (5) некоторой зависимости от числа K можно качественно объяснить следующим образом. Уменьшение K приводит к росту доли сконденсированной жидкости вблизи границы, что несколько ухудшает условия теплообмена. Важно отметить, что при рассмотрении этой части струи игнорируется ее механическое взаимодействие с паром. При этом можно не принимать в расчет снижение

скорости струи за счет трения, хотя оно, конечно, имеет место. Чтобы обратить внимание на основной, с нашей точки зрения, дефект формул (4), (5), запишем уравнение теплового баланса для струи без учета изменения ее расхода за счет конденсации пара

$$c\rho VS \frac{dT}{dx} = \Pi\alpha(T_n - T) \quad \text{или} \quad c\rho VS \frac{d\theta}{dx} = -\Pi\alpha\theta \quad (6)$$

Он состоит в использовании уравнения теплового баланса в форме

$$c\rho VS \frac{d\theta}{dx} = -\Pi\bar{\alpha}\theta \quad (7)$$

Для круглой струи

$$c\rho Vd_j \frac{d\theta}{dx} = -4\bar{\alpha}\theta \quad (8)$$

Разумеется, в уравнениях (7), (8) должен был бы стоять локальный коэффициент теплоотдачи α . Но для того, чтобы использовать простейшее экспоненциальное решение уравнения (8) локальное значение α заменяется на осредненное. В результате появляются формулы типа (4), (5) с сильной зависимостью от длины, выраженной в степенной форме. При этом авторы формул вынуждены отсекают начальный участок. Но даже и тогда для большой относительной длины ($L/d_0 \geq 100$) изменение это оказывается очень большим (на порядок и более), что делает неправомерным использование экспоненциального решения уравнения (8). Этот дефект относится и к большинству других формул для теплоотдачи при конденсации пара на струе

Чтобы пояснить, что получается при такой форме обобщения, рассмотрим рис.2.

Линия 1 на этом рисунке показывает изменение относительного уменьшения разности температуры насыщения и температуры струи длиной $x/d_0 = 100$ при *постоянной величине коэффициента теплоотдачи, соответствующей решению уравнения(8)*. При этом она совпадает с кривой 1, по которой ведется условно интегрирование для получения среднего значения α . Однако для остальных выбранных значений x/d условные кривые изменения температуры ведут себя иначе. Они показаны линиями, которые упираются в пунктирную кривую 2. Таким образом, условные кривые распределения температуры ведут себя по разному

для каждой из выбранных длин. С другой стороны, совершенно ясно, что кривая средней температуры струи должна вести себя одинаково вне зависимости от того, на каком участке

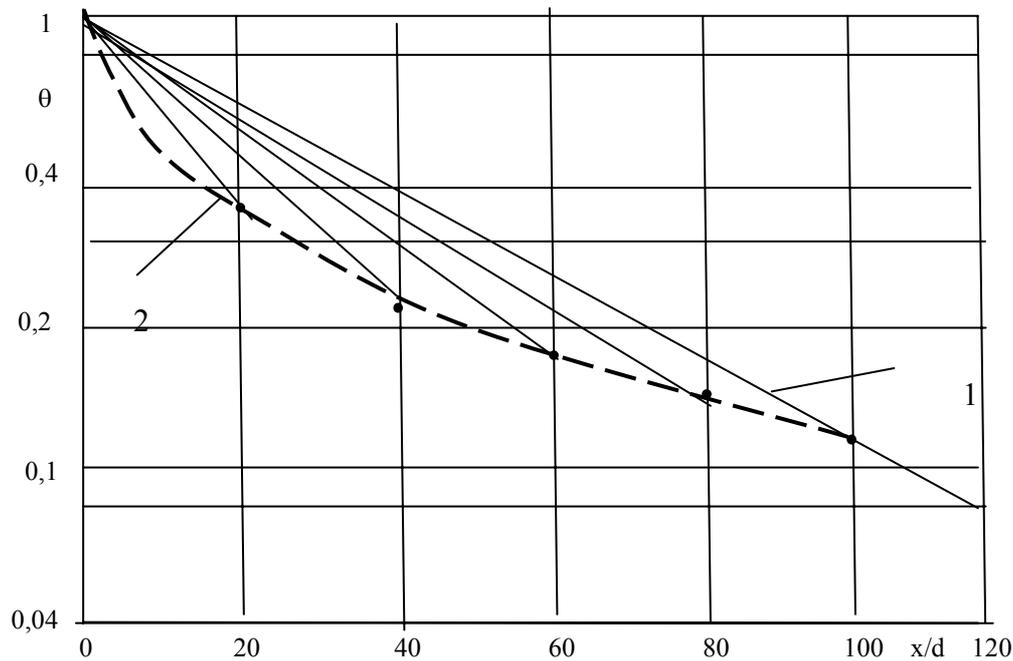


Рис.2. Иллюстрация несовместимости использования решения для постоянного коэффициента теплоотдачи с реальной кривой изменения температуры по длине струи.

определяется средняя по длине температура. Также очевидно, что кривая 2, описывающая изменение локальной температуры по длине струи, которое соответствует расчетным рекомендациям для средней теплоотдачи, не может быть приближенно описана экспонентой, ибо последняя должна быть в полулогарифмических координатах близка прямой линии.

В заключение упомянем об одной из наиболее подробных работ, выполненных на эту тему. Это работа Челата [7]. В рамках этой работы авторы провели серию экспериментальных исследований теплоотдачи при конденсации на струях, а также попытались модифицировать теоретический подход, предложенный Кутателадзе [1, 8]. Однако, в результате введения многочисленных поправок, была утеряна простота метода, что и помешало ему найти широкое применение. Кроме того, авторы использовали при обработке опытных данных ту же методику, некорректность которой была показана выше. Ценность работы [7] состоит в том, что в ней анализируется зависимость теплоотдачи практически от всех режимных параметров.

Ниже мы еще вернемся к некоторым результатам этой работы, которые можно было бы использовать для улучшения предлагаемой в настоящей работе зависимости для коэффициента теплоотдачи.

2. ПОЛУЧЕНИЕ ФОРМЫ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ УЧЕТЕ РЕАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ФАЗ

Уже обращалось внимание на то, что в упомянутых расчетных работах межфазная граница принималась гладкой и недеформируемой. Качественно проблема учета этого фактора была рассмотрена Левичем [9]. Кратко изложим использованный в ней подход.

В окрестности границы жидкостного потока режим турбулентного течения меняется. Силы поверхностного натяжения, препятствующие деформации поверхности оказывают тормозящее действие на турбулентное движение. В отличие от твердой поверхности средняя скорость на свободной поверхности не обращается в нуль, однако должна иметь практически постоянное значение по глубине, поскольку касательное напряжение здесь близко к нулю.

Если предположить, что тормозящее действие поверхности, связанное с действием поверхностного натяжения обеспечивает некоторую стабильность поверхности, то в некоторой области толщиной порядка b , движение будет иметь особый характер.

При этом скорость v_x перестает возрастать по мере удаления от поверхности и в соответствии с уравнением неразрывности

$$v_y \sim -\int \frac{\partial v_x}{\partial x} dy \sim y \quad (9)$$

то есть поперечная скорость, которая, естественно, может быть только пульсационной равна

$$v_y = v^* \frac{y}{b} \quad (10)$$

Поскольку единственный линейный масштаб – это расстояние от поверхности, то $l \sim y$ и

$$v_{\text{турб}} \approx v_y l = v^* \frac{y^2}{b} \quad (11)$$

Если причиной, вызывающей затухание турбулентного движения является поверхностное натяжение, то размер области затухания турбулентности у свободной поверхности b должен быть пропорционален σ , Кроме того он может зависеть лишь от плотности ρ и масштаба пульсационной скорости v^* . Тогда из соображений размерности следует, что

$$b \approx \frac{\sigma}{\rho v^{*2}} \quad (12)$$

Полученного соотношения выражает баланс капиллярного давления и динамического напора.

Капиллярное давление $\frac{\sigma}{b}$ препятствует выбросу жидкости за счет турбулентных пульсаций.

Используя полученные выражения можно записать

$$v_y \approx \frac{\rho v^{*2}}{\sigma} y \quad (13)$$

и

$$V_{турб} \approx \frac{\rho v^{*3} y^2}{\sigma} \quad (14)$$

Используя известное условие Прандтля для толщины подслоя δ_0 , $V_{турб} \approx v$, получим

$$\delta_0 \approx \left(\frac{\sigma v}{\rho v^{*3}} \right)^{1/2} \quad (15)$$

Определяя коэффициент теплоотдачи через термическое сопротивление подслоя, имеем

$$\alpha \approx \frac{\lambda}{\delta_0} = \frac{\lambda}{\left(\frac{\sigma v}{\rho v^{*3}} \right)^{1/2}} \quad (16)$$

Масштаб пульсационной скорости v^* берется в выходном сечении сопла, где $v^* = V \sqrt{\zeta/8}$.

Если использовать для коэффициента сопротивления по степенной закон с показателем $-m$, то получим

$$v^* = c_1 V Re^{-m/2} \quad (17)$$

где V – средняя скорость на срезе сопла.

Особенностью полученной формулы является сильная зависимость от скорости.

Подставляя соотношение (17) в выражение для теплоотдачи (16) и проводя некоторые тождественные преобразования, получим

$$Nu = C Re^{1-n} On^{0,5} We^{0,25} f(l/d_j) \quad (18)$$

Здесь $n = 0,75m \approx 0,2$. В полученной зависимости (18) показатель степени для скорости равен 1,3, т.е. имеет промежуточное значение, более близкое, однако, к формуле Исаченко (5). C – множитель, который должен быть определен из опытных данных. Интересно, что в результате использования настоящего подхода теоретические показатели степени для чисел On и We оказываются достаточно близкими к определенным путем обработки опытных данных и фигурирующим в эмпирических формулах (4) и (5).

Кроме того в формулу по аналогии с другими зависимостями введен степенной сомножитель $(L/d_0)^k$, который должен отражать влияние на теплоотдачу изменения состояния струи по мере удаления от среза сопла. Для его определения также необходимо использовать экспериментальные данные.

Можно было бы определить реальный ход средней температуры по длине при степенном определении локальной теплоотдачи, но при этом мы заведомо также получим нереальные результаты. Поэтому интегрирование уравнения (8) проведем без замены локальной величины коэффициента теплоотдачи на осредненный, но с более близким к реальному распределением теплоотдачи по длине. Смысл его введения состоит в том, чтобы использовать близкое к постоянному значение локальной теплоотдачи для начального участка трубы. В качестве такого распределения выбрано следующее

$$\alpha = \alpha_0 f\left(\frac{x}{d_j}\right) = \alpha_0 \left(\frac{x}{kd} + 1\right)^{-m} \quad (19)$$

Смысл его выбора состоит в том, что на начальном участке скорость снижения теплоотдачи по длине ограничивается параметром k . Падение коэффициента теплоотдачи α , которое имеет место по формуле (19) при малых x в какой-то степени можно отнести за счет изменения профиля температуры в сечении струи.

Изменение средней температуры по длине струи описывается уравнением (8), решение которого можно записать в виде

$$\ln \theta = - \frac{\int_0^{x/d} \alpha dx}{c\rho VS} = - \frac{4\alpha_0 \int_0^{x/d} \left(\frac{x}{kd_j} + 1\right)^{-m} d\left(\frac{x}{d_j}\right)}{c\rho V} \quad (20)$$

Обозначая $\frac{x}{d_j}$ через ξ , получим

$$\ln \theta = - \frac{4\alpha_0}{c\rho V} \frac{k}{1-m} [(\xi/k + 1)^{1-m} - 1] \quad (21)$$

Определение значений параметров, входящих в формулу представляет значительные трудности, ибо большинство первичных данных имеют значительный разброс. Предварительно предлагается использовать значения $k = 10$ и $m = 0,5$. Величина α_0 может быть определена из полученной выше формулы (18).

$$Nu_0 = 0,5 Re^{1-n} On^{0,5} We^{0,25} \quad (22)$$

где $Nu_0 = \alpha_0 d_j / \lambda$

Рассмотрим теперь две работы, которые в какой-то степени подтверждают использованный здесь подход. Эти работы относятся к немногим, в которых уделялось внимание локальным эффектам. Дело в том, что изучение экспериментальных работ показало, что подавляющее большинство авторов используют описанный выше подход, связанный с использованием логарифмических формул для среднего напора при близком к постоянному по длине значению теплоотдачи.

Первая из этих работ [10] содержит результаты измерений изменения температуры по оси струи. К сожалению, в препринте приведен лишь 1 режим.

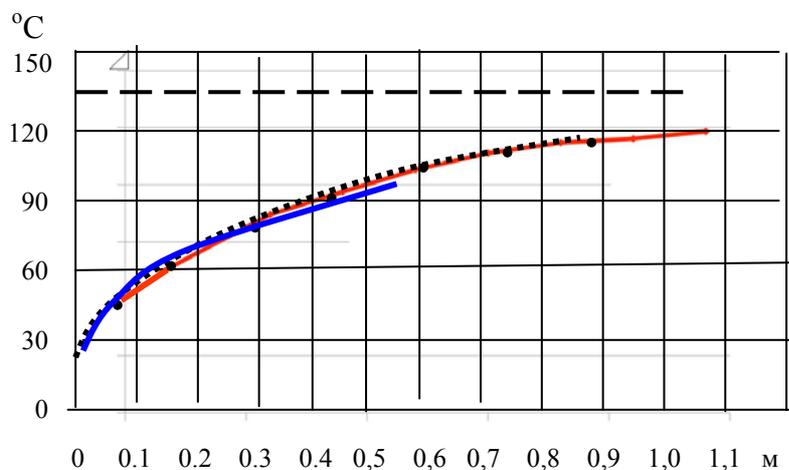


Рис.3. Экспериментальные данные работы [10]

Входные параметры водяной струи: $D = 5 \text{ мм}$, $T_{\text{вх}} = 27^\circ\text{C}$, расход $1,26 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$
 $V = 6,42 \text{ м/с}$, $P = 0,333 \text{ МПа}$, $T_{\text{н}} = 137^\circ\text{C}$, $\rho_0 = 992 \text{ кг/м}^3$, $c = 4,28 \text{ кДж/кг К}$

опытные данные — ● —
 сглаженная кривая — ●●●●●●●●●●
 линия насыщения — — — — —
 расчет по формуле (22) — — — — —

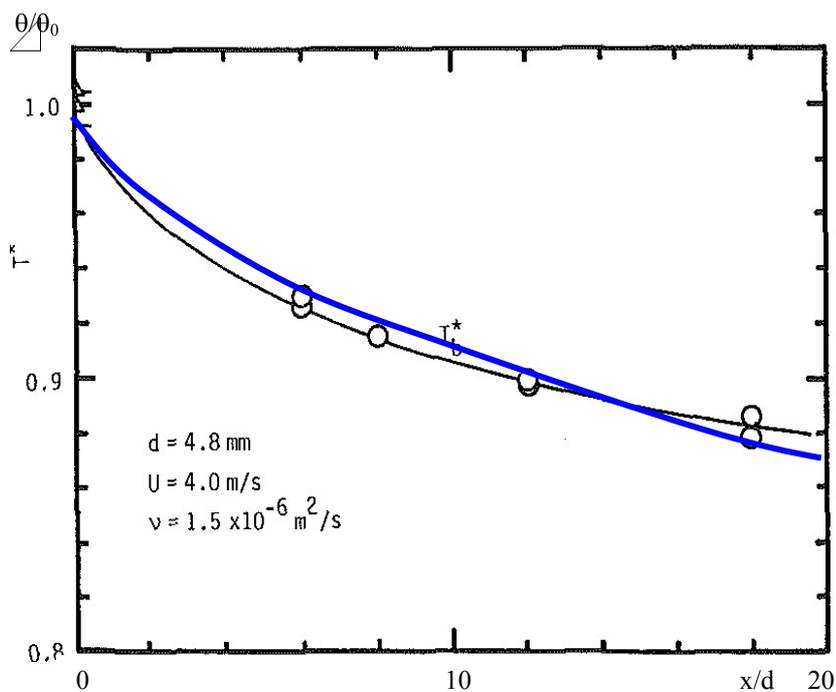


Рис.4. Опытные данные работы [8] для начального участка струи

— — — — — Расчет по формуле (22)

В работе [6], обработка данных велась таким же образом, как и в других упомянутых выше работах. Но в ней имеются данные по изменению средней по сечению температуры струи по мере удаления от сопла на начальном участке. Эти данные хорошо соответствуют данным работы [10]. Расчетные кривые, приведенные на рис 3, 4, хорошо соответствует опытным данным. Таким образом, предлагаемая зависимость позволяет получить результаты, близкие к опытным данным, полученным при прямых замерах распределения температуры. Интересно также посмотреть как выглядят результаты фотографирования струй в двух рассматриваемых работах, приведенные на рис.5.

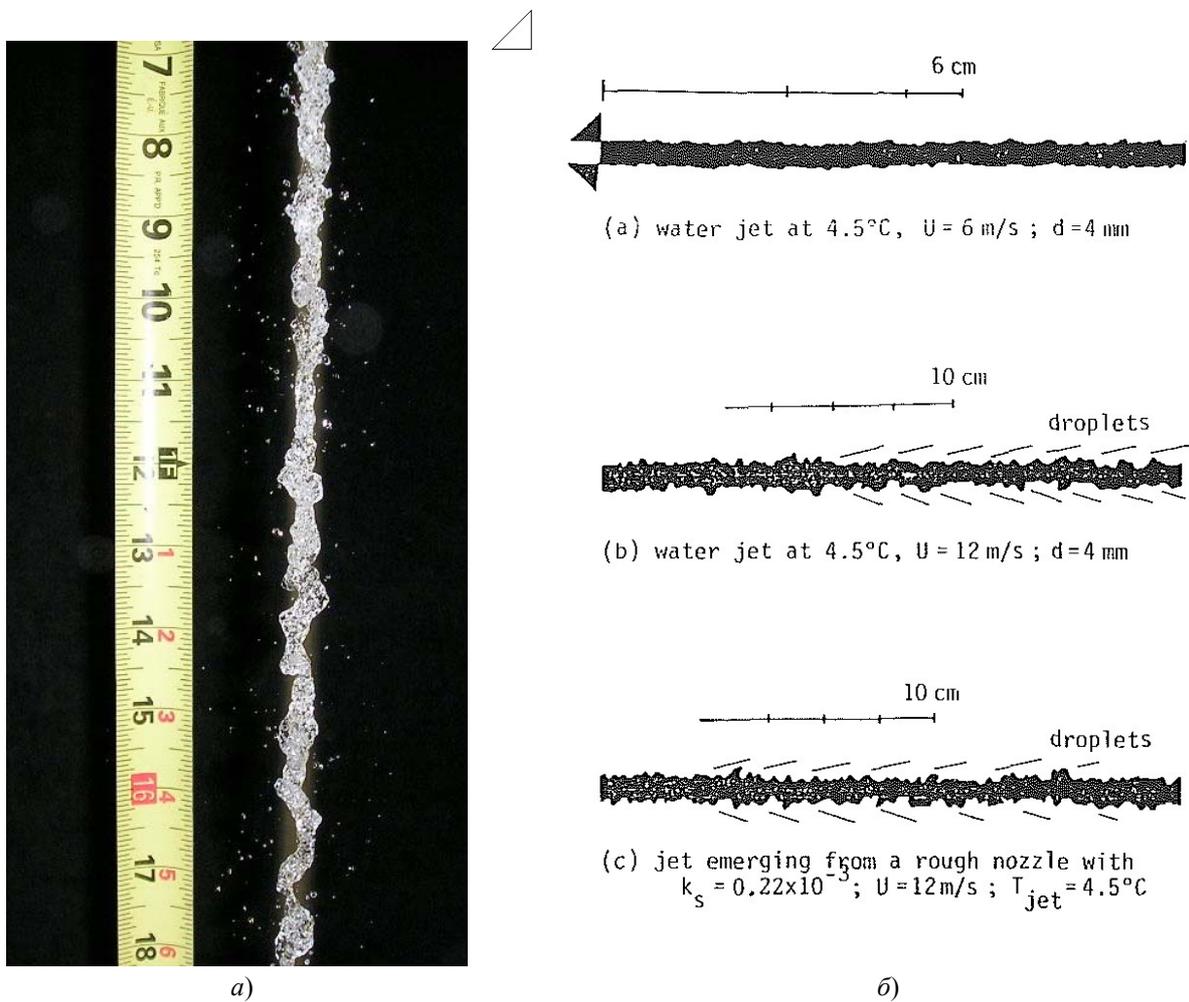


Рис.5. Фотографии струй, полученные в работе [13] (а) и в работе [14] (б).

Как видно из рис. 5(б) распыл струи вблизи к выходу из сопла в опытах [8] начинается при $V = 12$ м/с, что приблизительно соответствует рис.1. Обработка экспериментальных данных с использованием средних значений теплоотдачи, фактически полученных с неявным использованием логарифмических формул, справедливых лишь для слабо меняющегося по длине коэффициента теплоотдачи весьма широко распространена в литературе (см.. например, работы [11-13]). В работе [11] в критериальную зависимость был введен дополнительный множитель $m = \Delta t_{cp} / \Delta t_{\log}$. В работе [13] коэффициент теплоотдачи вообще не вводится, а расчетная формула строится непосредственно для $\bar{\theta}$.

В заключение этого раздела хотелось бы обратить внимание на два корректива из упомянутой выше работы Челата [7] , которые важно было бы учитывать при разработке расчетных корреляций. Первый из них касается необходимости учесть особенности процесса на начальном участке струи. Это, кстати сказать, было сделано при разработке предложенной в настоящей работе зависимости (18). Второй из них относится к учету влияния относительной длины сопла, которое было экспериментально исследовано в работе [7]. Приведенные опытные данные явно свидетельствуют о существенном влиянии этого параметра, по крайней мере при небольших величинах относительной длины. Использовать предложенную в работе [7] форму поправки невозможно, поскольку она вводится в выражение для эквивалентной теплопроводности струи, которая в предлагаемых зависимостях не используется. Однако, в принципе, для учета влияния относительной длины сопла можно использовать введенный в формуле (19) параметр k .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тему работы определила необходимость совершенствования методов расчета тепло-массообменных процессов при конденсации пара на струях. В работе проведен анализ ошибок, связанных с использованием при построении корреляционных зависимостей осредненных по длине параметров струи вместо локальных. Для совершенствования расчетных зависимостей при описании процессов на межфазной границе применен подход, предложенный Левичем, который позволил построить зависимость, обладающую более ясным физическим смыслом и дающую возможность определить количественно показатели степени в зависимости теплоотдачи от чисел Вебера и Онезорге. В предлагаемой формуле для коэффициента теплоотдачи учитываются особенности начального участка струи и намечается форма учета влияния относительной длины сопла, обнаруженного в работах Челата.

Условные обозначения

индексы

j - струя,

c -внешняя среда,

0 -выходное сечение сопла

ΔL_j - длина сплошной части струи, м,

V - скорость, м/с

d_j - диаметр струи, м,

ρ - плотность, кг/м³,

σ - поверхностное натяжение Н·м⁻¹,

μ - вязкость, Па·с,

$\Delta L_j / d_j$ относительная длина сплошной части струи,

$We_j = \rho_j V_j^2 d_j / \sigma$, число Вебера струи,

$Re_j = \rho_j V_j d_j / \mu_j$, число Рейнольдса жидкой струи

$On_j = \mu_j / (d_j \sigma_j \rho_j)^{1/2}$, число Онезорге струи,

P – давление, Па;

τ_p – время распыла, с.

$K = c_p(t_s - t) / r$, число фазового превращения, введенное Кутателадзе

λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);

t – температура, °С,

x – продольная координата, м,

Π – периметр, м,

F – живое сечение струи, м

$\theta = \frac{t_s - t_x}{t_s - t_0}$ - относительный недогрев струи

α - коэффициент теплоотдачи, Вт/м²К,

$Nu_j = \frac{\alpha d_j}{\lambda}$ - число Нуссельта для струи ,

$St_j = \frac{\alpha}{c \rho V}$ - число Стентона для струи

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Кутателадзе С.С. Теплопередача при конденсации и кипении, М-Л, Машгиз, 1952 212 с.
- [2] Абрамович Г.Н. Турбулентные свободные струи жидкостей и газов. М., ГЭИ , 1960.
- [3] В.Р.Hasted, G.Holmsted, T.Herzberg. The Physics behind water mist systems. Proc IWMA conference 2004, Rome, Italy (Web copy, 15 pp).
- [4] Исаченко В.П. Теплообмен при конденсации. М., «Энергия», 1977, 239 с.
- [5] Boehm R.F. Direct Contact Heat Transfer (Chapter 19 from “Heat transfer handbook” edited by Bejan A.&Kraus F. A., John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2003)
- [6] Kim S., Mills K.F. Condensation on Coherent Turbulent Liquid Jets, J.Heat Transfer, v. 111, 1989 , pp.1068-1082
- [7] Celata G.P., Cumo M., Farello G.I., Focardi G. A comprehensive analysis of direct contact condensation of saturated steam on subcooled liquid jets, Int. J. Heat Mass Transfer. v. 32, 1989, No. 4, pp. 639-654,
- [8] Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. Новосибирск, Наука, СО, 1970. 6 659 с.
- [9] Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. ФМЛ, 1962, 650 с.
- [10] Johnson D. et al. High Pressure Jet Condensation Heat Transfer Experimental Studies. Preprint of Penn. Univ., 2010.
- [11] Шкловер Г.Г., Родивилин Н.Д. Обобщение экспериментальных данных по конденсации пара в условиях вакуума на вертикальной струе, Теплоэнергетика, 1970, №10, с. 27-29.
- [12] Волков Д.И., Иванов В.И., Чистяков В.А. Теплообмен при конденсации пара на струе жидкости. Сб статей «Теплообмен в двухфазном потоке». Труды ЦКТИ, вып.241, Ленинград, 1988.с.113 – 122
- [13] Трофимов Л.И. Экспериментальное исследование теплопередачи при конденсации пара на струях воды. Теплоэнергетика, 2002, №2, с.64-70