

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН,
СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

ВАЛИДАЦИЯ МОДЕЛИ ЖИДКОЙ ПЛЕНКИ КОНДЕНСАТА
НА ПОВЕРХНОСТИ ГЛАДКОГО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ЦИЛИНДРА
ПРИ РАЗЛИЧНЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ ДВИЖЕНИЯ ПАРА¹

© 2022 г. К. Б. Минко^а, *, В. И. Артемов^а, А. А. Клементьев^а

^аНациональный исследовательский университет “Московский энергетический институт”,
Красноказарменная ул., д. 14, Москва, 111250 Россия

*e-mail: minkokb@gmail.com

Поступила в редакцию 06.05.2022 г.

После доработки 30.05.2022 г.

Принята к публикации 28.06.2022 г.

Для повышения эффективности, надежности, компактности конденсационных устройств, предназначенных для тепловой и атомной энергетики, химических и других многочисленных производств, использующих конденсаторы, и снижения их стоимости требуется совершенствование моделей процессов конденсации на гладких горизонтальных трубах, собранных в пучки различной компоновки. В предыдущих публикациях авторов были представлены результаты исследования процессов конденсации с использованием комплексной CFD-модели. Ключевым элементом этой модели — одномерная модель пленки конденсата, которую ранее авторы валидировали преимущественно на экспериментальных данных по конденсации пара на пучках горизонтальных труб из движущейся парогазовой смеси со значительным содержанием неконденсирующихся примесей, при этом совокупность и сопряженность происходящих физических процессов, неопределенность (погрешность) данных, полученных для пучков труб, по сравнению с данными для одиночной трубы затрудняла детальную валидацию упомянутой модели пленки. Представлены результаты валидации модели жидкой пленки, предложенной ранее, а также несколько упрощенного варианта модели на всех доступных к настоящему времени данных о характеристиках процессов конденсации на поверхности гладкой горизонтальной трубы при произвольном направлении движения внешнего потока насыщенного сухого пара. Упрощенная модель жидкой пленки включает в себя только одномерное уравнение сохранения массы конденсата, для решения которого требуется информация о распределении температуры стенки по периметру трубы и касательных напряжений на поверхности раздела фаз жидкость — газ. Температуру стенки трубы рассчитывали по одномерному (по угловой координате) уравнению теплопроводности, распределение касательных напряжений на поверхности пленки находили из решения уравнений пограничного слоя для ламинарного течения около цилиндра с учетом неоднородного распределения отбора массы газа на его поверхности. Для определения характеристик пленки в режиме “захлебывания” предложена новая численная схема “против потока”, учитывающая особенности профиля скорости в пленке. Валидация предлагаемых моделей выполнена с привлечением экспериментальных данных для опускного движения пара (вода и фреон R-113, более 500 точек) и немногочисленных данных для других направлений вектора скорости внешнего потока пара.

Ключевые слова: конденсация, горизонтальные трубы, вода, фреон R-113, горизонтальное движение пара, нисходящее движение пара, численное моделирование, модель жидкой пленки

DOI: 10.56304/S0040363622120062

Исследованиям процессов пленочной конденсации неподвижного и движущегося чистого пара на внешней поверхности горизонтальных труб посвящено большое количество работ. Многие из полученных результатов вошли в учебники и монографии, положены в основу методик, описанных в справочниках по теплообменным аппара-

там и рекомендованных для применения. Следует, однако, отметить, что существующие методики проектирования конденсационных устройств (ВТИ [1], HEI [2], BEAMA [3]) оперируют интегральными характеристиками (площадь теплообмена, паровая нагрузка, средние температурные напоры, количество отведенного тепла и т.д.), хотя современные возможности компьютерного моделирования процессов конденсации могут предоставить конструкторам более детальную информа-

¹ Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-29-01457).

цию. Отличие реальных условий конденсации на поверхности труб различных аппаратов от принятых условий при получении аналитических решений весьма существенно и заключается в сложном (часто турбулентном) нестационарном режиме обтекания труб, наличии в газовой фазе неконденсирующихся примесей, срыве конденсата с поверхности пленки под действием силы тяжести и касательных напряжений на межфазной поверхности, орошении труб конденсатом, образующимся на расположенных выше трубах, и др. Для учета перечисленных особенностей необходима разработка достоверных моделей.

В последнее время появились работы [4–10], в которых процесс конденсации моделируется с помощью различных CFD-кодов (Computer Fluid Dynamics). При этом моделирование пленки не проводится [4] (при высокой доле неконденсирующихся примесей) либо выполняется с использованием упрощенных подходов [5–10]. В [5, 6] исследуются различные режимы конденсации пара на одиночной трубе из парогазовой смеси различного состава. Для моделирования термического сопротивления пленки используют распределение толщины пленки по периметру, соответствующее решению Нуссельта при текущей средней температуре межфазной поверхности, которую определяют путем CFD-моделирования движения внешнего потока. Данный подход позволяет хорошо описывать процессы на одиночной трубе при нисходящем течении парогазовой смеси и наличии неконденсирующихся примесей, однако расчет иных вариантов направления течения парогазовой смеси затруднен. В [7–10] при участии авторов настоящей работы была предложена и использована комплексная CFD-модель для анализа процессов конденсации пара из движущегося парогазового потока в пучках различной компоновки. Пленку конденсата моделировали с использованием одномерной модели, а внешний поток парогазовой смеси, омывающий трубы, – в двумерной постановке. Предлагаемая методика учитывала также орошение труб конденсатом, стекающим с расположенных выше труб, что позволило достаточно хорошо воспроизвести локальные характеристики процесса конденсации в пучках, состоящих из сотен труб. Экспериментальные и расчетные данные о характеристиках процессов конденсации на пучках труб отличаются дополнительными неопределенностями (погрешностями) по сравнению с данными для одиночной трубы. Наличие неконденсирующихся примесей в газовой фазе привносит дополнительные неопределенности. Данные обстоятельства побудили авторов выполнить настоящую работу, цели которой – ревизия ключевого элемента модели (модели пленки), исследование возможности ее дальнейшего упрощения, проверка и уточнение реализованных численных

схем и валидация на экспериментальных данных, полученных для “идеализированной” постановки задачи – конденсации сухого насыщенного пара на горизонтальной трубе при различных скоростях и направлениях его движения.

В настоящей работе исследована и несколько упрощенная версия ранее применявшейся модели пленки. Суть упрощения заключается в использовании приближенных зависимостей для касательных напряжений на межфазной поверхности вместо результатов численного решения уравнений Навье – Стокса для пара, обтекающего цилиндр, и “безынерционной” зависимости автоматического профиля скорости в пленке от ее толщины и напряжений на внешней поверхности. Эти упрощения позволяют существенно сократить время расчета. При необходимости предложенная модель может быть легко интегрирована в существующие CFD-коды аналогично ранее разработанной модели, что позволит учесть более сложную картину течения внутри трубных пучков различной компоновки.

ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается процесс пленочной конденсации пара на поверхности гладкой горизонтальной трубы внешним диаметром D_{out} и внутренним диаметром D_{in} (рис. 1). Поток пара, не содержащий примеси, набегаёт со скоростью U_0 на цилиндр под углом φ_0 относительно направления вектора ускорения свободного падения \mathbf{g} . На внутренней поверхности трубы задаются необходимые граничные условия – как правило, средняя температура охлаждающей воды $T_{cw,ave}$ и коэффициент теплоотдачи от внутренней стенки к охлаждающей воде α_{cw} .

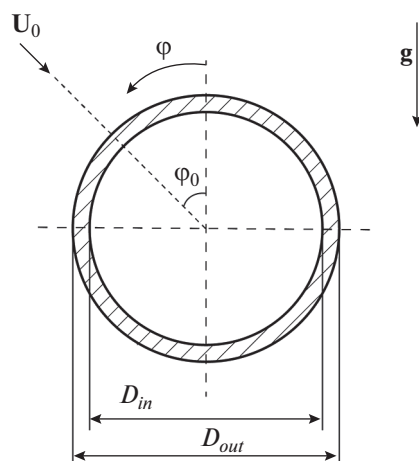


Рис. 1. Постановка задачи.
 φ – угол

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Одномерное уравнение сохранения массы для пленки имеет вид [11]

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi} (\delta u_f) = \frac{m_f}{\rho} + \frac{m_{out}}{\rho}, \quad (1)$$

где δ – толщина пленки; t – время; ξ – координата вдоль поверхности трубы, отсчитываемая от верхней образующей в сторону увеличения угла φ ; u_f – средняя скорость движения пленки (f от англ. fluid или film); ρ – плотность конденсата; m_f – плотность потока массы из паровой фазы в жидкую; m_{out} – плотность потока массы отрывающегося от пленки конденсата.

Выражение для связи между объемным расходом конденсата на единицу ширины пленки Γ и толщиной пленки можно записать в виде

$$\Gamma = u_f \delta = \left(\frac{\tau_v K_2}{2\mu K_1} + \frac{\rho \delta g_\xi}{3\mu K_1} \right) \delta^2,$$

где τ_v – касательное напряжение на межфазной границе (v от англ. vapor); μ – динамический коэффициент вязкости конденсата; K_1, K_2 – коэффициенты, учитывающие массообмен [11], в настоящей работе принимается $K_1, K_2 = 1$ (отличные от единицы значения характерны для жидких металлов [11]); g_ξ – проекция вектора ускорения свободного падения на ось ξ .

Плотность потока из паровой фазы в жидкую рассчитывали по соотношению

$$m_f = \lambda \frac{T_{sat} - T_{sur}}{\delta} \frac{1}{h_{vf}},$$

где λ – коэффициент теплопроводности конденсата; T_{sat} – температура насыщения; T_{sur} – температура внешней поверхности стенки трубы; h_{vf} – теплота фазового перехода (vf от англ. vapor-fluid).

Для определения температуры поверхности стенки трубы решали одномерное (по угловой координате) уравнение для характерной температуры стенки $T_{w,a}$ (w, a от англ. wall average).

$$\frac{\partial^2 T_{w,a}}{\partial \varphi^2} + \frac{R_{med} R_{in} q_{in}}{\lambda_w \delta_w} + \frac{R_{med} R_{out} q_{out}}{\lambda_w \delta_w} = 0, \quad (2)$$

где $R_{in} = D_{in}/2$; $R_{out} = D_{out}/2$; $R_{med} = (R_{in} + R_{out})/2$; λ_w – коэффициент теплопроводности материала стенки; $\delta_w = (R_{out} - R_{in})$;

$$q_{out} = \frac{T_{sat} - T_{w,a}}{\frac{R_{out}}{\lambda_w} \ln \left(\frac{R_{out}}{R_{med}} \right) + \frac{\delta}{\lambda}} = k_{out} (T_{sat} - T_{w,a})$$

– плотность теплового потока на внешней поверхности стенки трубы (от пара к стенке);

$$q_{in} = \frac{T_{cw} - T_{w,a}}{\frac{R_{in}}{\lambda_w} \ln \left(\frac{R_{med}}{R_{in}} \right) + \frac{1}{\alpha_{cw}}} = k_{in} (T_{cw} - T_{w,a})$$

– плотность теплового потока на внутренней поверхности стенки; k_{out} – коэффициент теплопередачи от пара к стенке; k_{in} – коэффициент теплопередачи от стенки к воде; α_{cw} – (cw от англ. cooling water) коэффициент теплоотдачи (определяли по формуле Петухова – Кириллова [12], а температуру воды – по уравнению теплового баланса исходя из заданной температуры воды на входе в охлаждающую трубу).

Изложенная модель пленки не описывает формирование и срыв капель конденсата, поэтому для учета данного эффекта использовали дополнительную упрощенную модель. Считали, что при превышении некоторой критической толщины пленки δ_{cr} начинался унос конденсата с поверхности трубы. Для моделирования этого процесса использовали линеаризованную форму искусственного источника (стока)

$$m_{out} = C_{out} (\delta_{cr} - \delta),$$

где

$$C_{out} = \frac{5\rho}{\Delta t} \max \left[\text{th} \left(\frac{\delta - \delta_{cr}}{0.1\delta_{cr}} \right), 0.0 \right]$$

– некоторая “большая” величина, отличная от нуля при $\delta > \delta_{cr}$; Δt – шаг по времени.

Указанный источник вычисляли во всех контрольных объемах, однако активировали только в контрольном объеме пленки, толщина которой превышала $\delta_{cr} = 10\delta_0$ (здесь δ_0 – характерная толщина пленки из решения Нуссельта). Значение константы 10 было выбрано на основании предварительных тестов. Следует отметить, что изменение этой константы в широком диапазоне (10–25) не оказывало существенного влияния на среднюю теплоотдачу и распределение толщины пленки по периметру трубы.

Для определения касательного напряжения на межфазной границе τ_v решали уравнение для безразмерной скорости F [13], к которому может быть сведена стационарная система уравнений пограничного слоя для пара, обтекающего произвольный цилиндр, с произвольным распределением интенсивности отсоса пара на его поверхности с граничными условиями $F(\xi, 0) = 0$ и $F(\xi, \infty) = 1$:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \hat{\eta}^2} + f \frac{\partial F}{\partial \hat{\eta}} + \beta (1 - F^2) = 2\hat{\xi} \left(F \frac{\partial F}{\partial \hat{\xi}} - \frac{\partial f}{\partial \hat{\xi}} \frac{\partial F}{\partial \hat{\eta}} \right), \quad (3)$$

где $F(\xi, \eta) = u(\xi, \eta)/u_\infty(\xi)$; u – скорость движения пара; η – расстояние от стенки трубы; $u_\infty(\xi)$ – заданное распределение скорости вдоль внешней границы пограничного слоя.

Преобразованные координаты $\hat{\eta}$, $\hat{\xi}$ и параметр β рассчитывали по формулам

$$\hat{\eta} = \left(\frac{\text{Re}_v}{2\hat{\xi}}\right)^{1/2} \left(\frac{u_\infty}{U_0}\right) \left(\frac{\eta}{D_{out}}\right); \quad \hat{\xi} = \int_0^\xi \left(\frac{u_\infty}{U_0}\right) d\left(\frac{\xi}{D_{out}}\right);$$

$$\beta = \frac{2\hat{\xi} du_\infty}{u_\infty d\hat{\xi}}; \quad \text{Re}_v = \frac{U_0 D_{out}}{\nu_v},$$

где ν_v – кинематический коэффициент вязкости пара.

Безразмерную функцию тока f вычисляли по формуле

$$f = \int_0^\eta F d\eta + f_w, \quad (4)$$

где

$$f_w = -\left(\frac{\text{Re}_v}{2\hat{\xi}}\right)^{1/2} \int_0^\xi \frac{u_{\eta=0,v}}{U_0} d\left(\frac{\xi}{D_{out}}\right)$$

– значение функции тока на межфазной границе; $u_{\eta=0,v}$ – нормальная скорость пара на поверхности цилиндра.

Координату ξ в уравнении (3) отсчитывали от угла $\varphi = \varphi_0$. Считали, что относительно указанного начала отсчета на поверхности цилиндра формировались два пограничных слоя – один в направлении отсчета угла по часовой стрелке, второй при отсчете угла в противоположном направлении. Характеристики каждого слоя рассчитывали из решения (3), при этом необходимое в (4) распределение $u_{\eta=0,v}$ определяли из текущего распределения интенсивности конденсации на поверхности трубы.

Распределение скорости на внешней границе пограничного слоя u_∞ вычисляли по соотношению для потенциального течения

$$u_\infty = 2U_0 \sin(\Phi), \quad (5)$$

где $\Phi = \varphi - \varphi_0$.

Для проверки влияния профиля u_∞ на результаты расчета использовали также распределение скорости из работы [14]

$$u_\infty = U_0(1.816\Phi - 0.2714\Phi^3 - 0.004733\Phi^5). \quad (6)$$

ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

Для решения уравнения (1) периметр трубы разбивали на одномерные контрольные объемы (КО). На концах отрезка $(0-2\pi)$ задавали периодиче-

ские граничные условия и использовали явную численную схему. На дискретном уровне уравнение (1) записывается в виде

$$\frac{\delta_P - \delta_P^0}{\Delta t} = G_P^0 + \frac{C_{out}(\delta_{cr} - \delta_P)}{\rho}, \quad (7)$$

где

$$G_P^0 = \left\{ \frac{m_f}{\rho} - \frac{\partial}{\partial \xi}(\delta u_f) \right\}_P^0;$$

верхним индексом 0 обозначены величины с предыдущего шага по времени, индексом P – параметры в центре КО.

Переписывая (7) относительно толщины жидкой пленки в центре (узле) КО, можно получить выражение

$$\delta_P = \frac{\delta_P^0 + \left(G_P^0 + \frac{C_{out}\delta_{cr}}{\rho}\right)\Delta t}{1 + \frac{C_{out}}{\rho}\Delta t}.$$

Для решения уравнения сохранения массы требуется аппроксимация пространственной производной от объемного расхода на единицу ширины пленки. Наиболее устойчивой схемой является схема с разностями “против потока”:

$$\frac{\partial(\delta u_f)}{\partial \xi} = \frac{(\delta u_f)_e - (\delta u_f)_w}{\Delta \xi},$$

$$(\delta u_f)_e = \max[(\delta u_f)_P, 0] - \max[-(\delta u_f)_E, 0]; \quad (8)$$

$$(\delta u_f)_w = \max[(\delta u_f)_W, 0] - \max[-(\delta u_f)_P, 0], \quad (9)$$

где индексами w, e обозначены параметры на левой и правой гранях КО с узловой точкой P ; индексами W, E – значения в узловых точках левого и правого соседних КО; \max – оператор, возвращающий максимальное из двух значений.

Результаты тестовых расчетов показали, что данная схема приводит к появлению заметных разрывов в пленке в областях ее “захлебывания”, т.е. в окрестности расчетных точек одномерной сетки, где пленка, увлекаемая внешним потоком пара, начинает двигаться против направления силы тяжести. На грубых сетках появление разрыва можно предотвратить применением схем высокого порядка точности (противопоточная схема второго порядка точности, центрально-разностная схема), однако при измельчении сетки проблема возникает снова, т.е. использование схем высокого порядка не обеспечивает сеточнойходимости решения. Анализ показал, что это связано с особенностями профиля скорости в окрестности данных точек – направления средней скорости движения пленки и скорости движения

поверхности пленки при определенных параметрах могут иметь разные знаки.

Выражение для профиля скорости можно представить в виде [11]

$$\frac{u(\bar{\eta})}{u_s} = (2 - A)\bar{\eta} + (A - 1)\bar{\eta}^2,$$

где $A = \frac{\tau_v K_2 \delta}{K_{II} \mu u_s}$; $\bar{\eta} = \frac{\eta}{\delta}$; u_s – скорость на межфазной поверхности.

Координата η_0 , соответствующая $u = 0$ вне стенки, определяется уравнением

$$\bar{\eta}_0 = \frac{A - 2}{A - 1}.$$

При конденсации следует рассматривать область от стенки до внешней поверхности пленки, т.е. $0 < \bar{\eta}_0 < 1$. Только при $A > 2$ возможно $u = 0$ (рис. 2).

Соотношения для расчета объемных расходов конденсата на единицу ширины пленки имеют вид:

$$\Gamma_1 = -\frac{(A - 2)^3}{(A - 1)^2 (4 - A)} u_f \delta; \tag{10}$$

$$\Gamma_2 = \frac{3A - 4}{(A - 1)^2 (4 - A)} u_f \delta, \tag{11}$$

где Γ_1 – объемный расход в сечении $0 \leq \bar{\eta} < \bar{\eta}_0$; Γ_2 – объемный расход в сечении $\bar{\eta}_0 \leq \bar{\eta} \leq 1$.

При численной реализации для исключения особенности в точке $A = 4$ в (10) и (11) лучше перейти от средней скорости пленки u_f к скорости на границе u_s , используя соотношение

$$u_f = \frac{4 - A}{6} u_s.$$

Показатель A в соответствующих узловых точках E, P, W одномерной сетки для пленки можно обозначить символами A_E, A_P, A_W . Схема “против потока” была модифицирована следующим образом. Если каждое из значений A_E, A_P, A_W не превышало 2.0, использовали стандартную схему “против потока” (8), (9) для аппроксимации потоков на границе. Если значение одного из этих параметров превышало 2.0, схему изменяли. При $A_E \geq 2$ по уравнениям (10), (11) вычисляли $\Gamma_{1,E}$ и $\Gamma_{2,E}$ и расчет $(\delta u_f)_e$ проводили по соотношению

$$(\delta u_f)_e = \max[(\delta u_f)_p, 0] - \max(-\Gamma_{1,E}, -\Gamma_{2,E}, 0).$$

На рис. 3 показаны схема “против потока” и модифицированная схема “против потока” при давлении насыщения $p_{sat} = 0.1$ МПа, $U_0 = 1.97$ м/с,

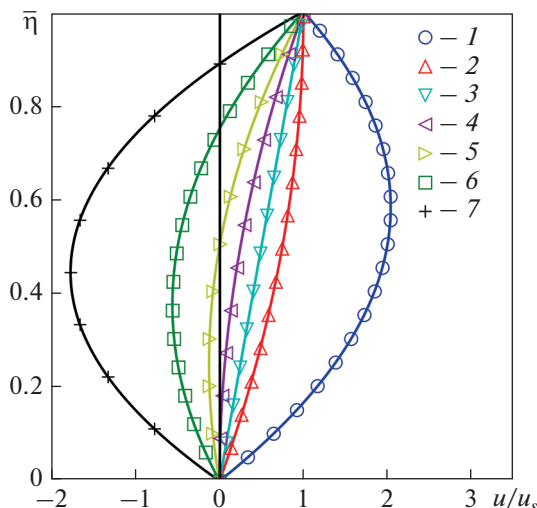


Рис. 2. Зависимость профиля скорости от параметра A . A : 1 – (–5); 2 – 0; 3 – 1; 4 – 2; 5 – 3; 6 – 5; 7 – 10

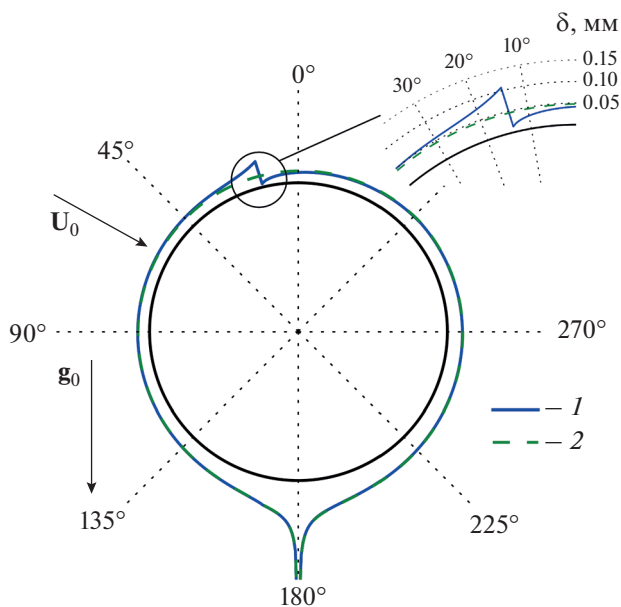


Рис. 3. Распределение толщины пленки по периметру цилиндра. 1 – схема “против потока”; 2 – модифицированная схема “против потока”

температуре внешней поверхности стенки трубы 64°C , $\varphi_0 = 60^\circ$ и числе узлов сетки равном 720. Профили скорости вблизи точки растекания конденсата, полученные с помощью модифицированной схемы, показаны на рис. 4.

Уравнение теплопроводности (2) дискретизировали с использованием центрально-разностной схемы второго порядка. Полученную систему линейных алгебраических уравнений на каждом ша-

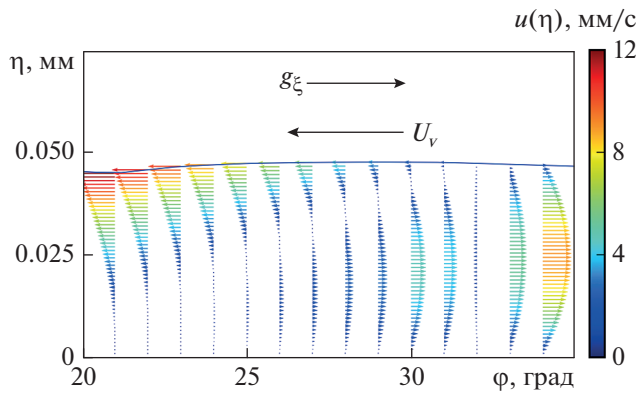


Рис. 4. Профили скорости вблизи точки растекания конденсата (для наглядности показан каждый четвертый по угловой координате профиль). U_v – скорость пара вблизи поверхности пленки

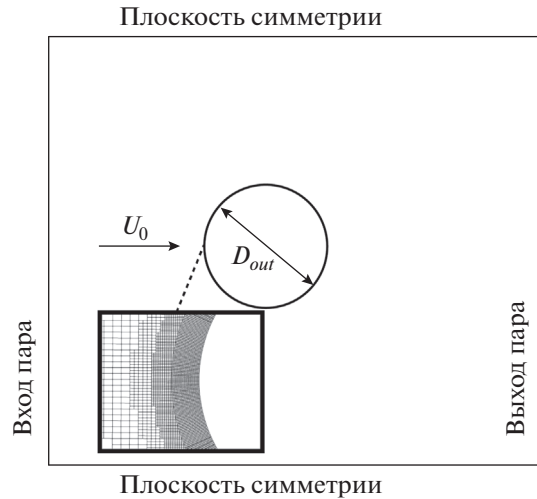


Рис. 5. К постановке тестового CFD-расчета

ге по времени решали методом прогонки. Решение уравнения (3) можно свести к последовательному решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений с помощью встроенной функции библиотеки SciPy [15]. Для нахождения производных по координате ξ использовали аппроксимацию с разностями “назад” с адаптивным шагом, сгущающимся при приближении к точке отрыва пограничного слоя. Уравнение (3) решали на каждом n -м шаге по времени для пленки. При некотором значении n полученное квазистационарное решение переставало зависеть от него.

ТЕСТИРОВАНИЕ МОДЕЛИ ВНЕШНЕГО ПОТОКА

Для оценки точности определения распределения касательных напряжений, получаемых при решении (3), была выполнена серия тестовых CFD-расчетов обтекания цилиндра с заданной скоростью отсоса пара на его поверхности. Схема расчетной области и фрагмент численной сетки изображены на рис. 5. С использованием CFD-кода ANES [16] решали двумерную нестационарную систему уравнений Навье – Стокса, осредненную по Рейнольдсу. Для расчета турбулентных характеристик потока пара использовали двухпараметрическую SST-модель с универсальными пристеночными функциями Ментера [17]. Касательная компонента скорости на поверхности цилиндра была равна нулю, нормальную компоненту скорости задавали с использованием параметра $j = u_{\eta=0,v}/U_0$.

На рис. 6 представлены результаты тестовых CFD-расчетов и экспериментальные данные [18] по распределению безразмерного градиента скорости пара на стенке до точки отрыва пограничного слоя, на рис. 7 – по распределению коэффициента давления $C_p = 2(p - p_0)/(\rho_v U_0^2)$ по поверх-

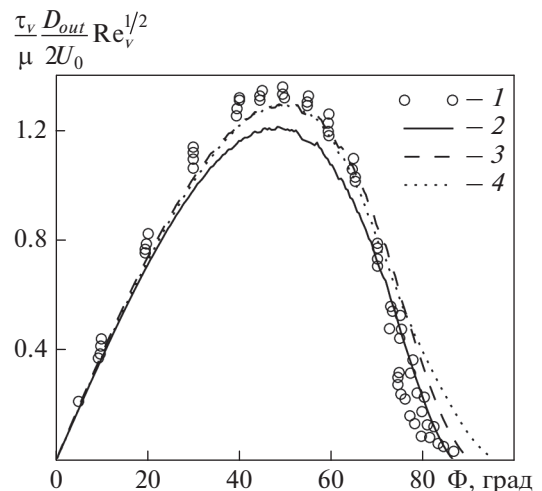


Рис. 6. Распределение безразмерного градиента скорости по поверхности цилиндра при $j = 0$. 1 – экспериментальные данные [18] для $Re_v = 5 \times 10^3 - 10^5$; 2–4 – результаты расчета; Re_v : 2 – 5000; 3 – 8300; 4 – 19000

ности цилиндра [19]. Распределения расчетных величин, представленные на рис. 6, 7, получены путем осреднения по времени данных нестационарного CFD-расчета.

На рис. 8 приведены результаты CFD-моделирования и расчета с использованием уравнения (3) распределений $c_f Re_v^{1/2}$ (здесь c_f – коэффициент трения) по поверхности цилиндра при задании скорости на внешней границе пограничного слоя по уравнению (5). Видно, что с ростом параметра j согласование результатов расчетов в приближении пограничного слоя и CFD-моделирования становится лучше. При низкой интенсивности

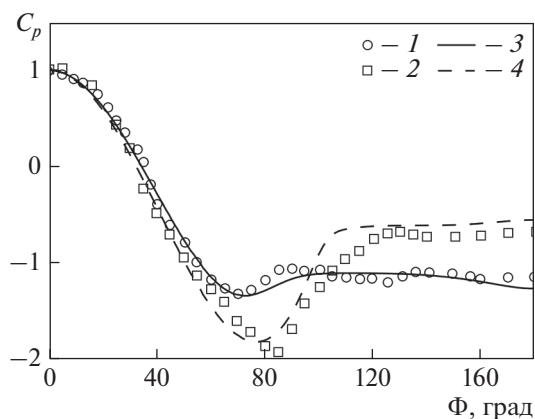


Рис. 7. Распределение коэффициента давления по поверхности цилиндра при $Re_v = 8300$. 1, 2 – экспериментальные данные [19]; 3, 4 – результаты расчета; j : 1, 3 – 0; 2, 4 – (-0.026)

отсоса пара лучшее согласие достигается при использовании экспериментально определенного распределения скорости (6), что вполне ожидаемо, так как оно было получено при $j = 0$.

Следует отметить, что при обдуве цилиндра сверху именно при $\Phi < 60^\circ$ интенсивность конденсации (плотность отсоса пара) максимальна. В этом диапазоне Φ значения u_∞ , рассчитанные по (5) и (6), практически одинаковы и решения уравнения пограничного слоя (3) хорошо воспроизводят результаты CFD-моделирования.

Интерес представляют режимы обтекания цилиндра при неоднородном по периметру отсосе газа, что значительно лучше (особенно в зоне отрыва пограничного слоя) отвечает привлекаемой аналогии между отсосом газа на поверхности цилиндра и массовым потоком пара к поверхности жидкой пленки вследствие конденсации. На рис. 9 представлены результаты решения уравнений пограничного слоя и CFD-моделирования для некоторого “предельного” варианта неоднородного отсоса пара.

В целом можно сделать вывод, что расчет по (3) дает достаточно разумные результаты.

Описанная математическая модель схожа с предложенной в работе [20]. Главное различие моделей заключается в том, что авторы [20] не учитывали влияние массообмена на касательные напряжения и решали задачу в стационарной постановке, что привело к необходимости использовать метод “проб и ошибок” для подбора толщины пленки в произвольной точке цилиндра. Предложенная в настоящей работе модель пленки является нестационарной и для рассмотренных режимов обеспечивает выход на квазистационарный режим конденсации, при котором интеграл по поверхности пленки от правой части

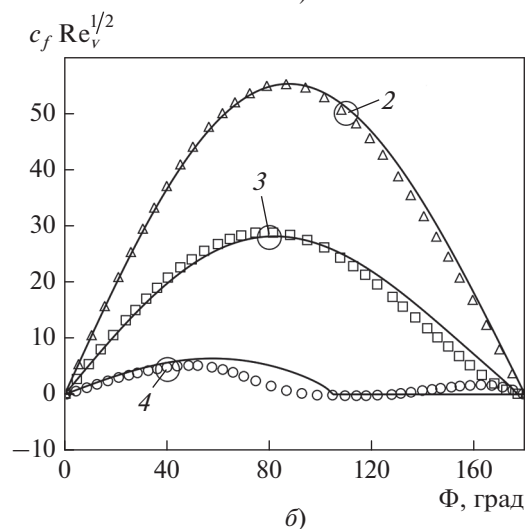
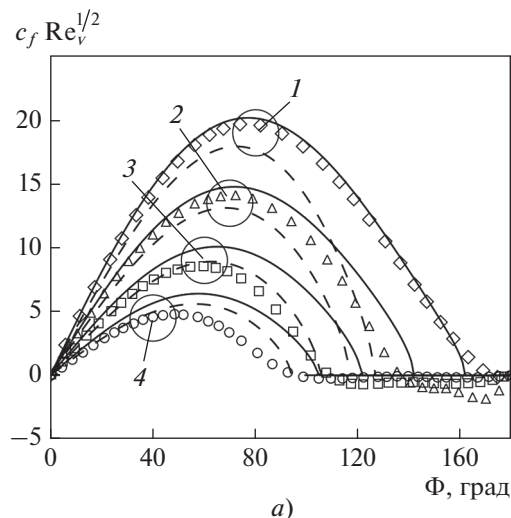


Рис. 8. Распределение $c_f Re_v^{1/2}$ по угловой координате при $Re = 1000$ (а), $Re = 19\,000$ (б).

Сплошная линия – решение уравнения пограничного слоя (3) с использованием (5), штриховая – то же с использованием (6), точки – данные CFD. j : 1 – (-0.15); 2 – (-0.10); 3 – (-0.05); 4 – 0

уравнения (1) дает значение, близкое к нулю, при этом интегралы от отдельных составляющих правой части практически не изменяют своего значения во времени.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВАЛИДАЦИИ МОДЕЛИ

Данные, отобранные для валидации, представлены в табл. 1. Все расчеты были выполнены с использованием (5). В отдельных случаях для дополнительного тестирования причин рассогласования были проведены расчеты с использованием (6) или упрощенной модели (1), интегрированной в CFD-код.

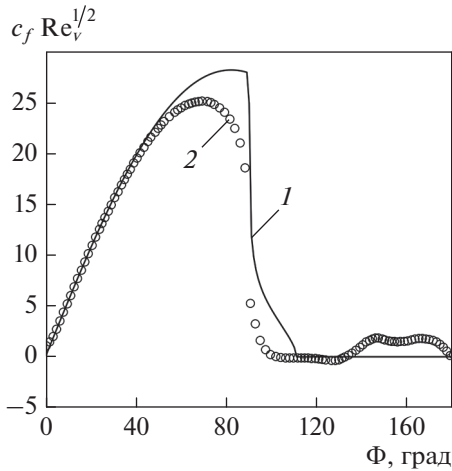


Рис. 9. Распределение $c_f Re_v^{1/2}$ по поверхности цилиндра при $Re = 19\,000, j = -0.05$ ($0 \leq \Phi \leq 90^\circ$) и $j = 0$ ($\Phi > 90^\circ$). 1 – решение уравнения пограничного слоя (3) с использованием (5); 2 – данные CFD-моделирования

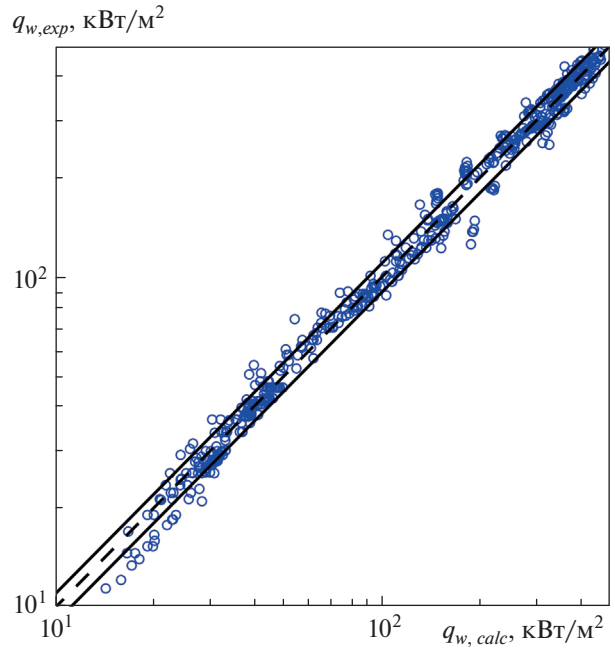


Рис. 10. Зависимость $q_{w,exp}$ от $q_{w,calc}$ в диапазоне отклонения $\pm 10\%$ при движении пара сверху вниз [21, 22]

На рис. 10 представлена зависимость экспериментального теплового потока $q_{w,exp}$ от рассчитанного $q_{w,calc}$ (здесь q_w – тепловой поток на стенке трубы) для пара, движущегося сверху вниз. В табл. 2 приведена информация по отклонению $q_{w,calc}$ от данных [21, 22] и среднему отклонению $\Delta_{mean} = \frac{1}{N} \sum_N |(q_{w,exp} - q_{w,calc})| / q_{w,exp}$ (здесь N – количество точек).

Была выполнена серия расчетов конденсации пара без учета влияния скорости, т.е. для случая $\tau_v = 0$. На рис. 11 представлена зависимость отно-

шения экспериментального коэффициента теплопередачи α_{exp} к расчетному α_{calc} от динамического напора $\rho_v U_0^2 / 2$ (здесь ρ_v – плотность пара) для части данных из работы [22], для которых была приведена информация о температуре стенки. Коэффициент теплоотдачи вычисляли по формуле

$$\alpha = \frac{q_w}{T_{sat} - \langle T_{sur} \rangle}, \quad (12)$$

Таблица 1. Массив данных, отобранных для валидации модели конденсации

Источник	Количество точек	Вещество	p , кПа	U_0 , м/с	Φ_0 , град	Диаметр трубы, мм
[21]	267	Вода	4–101	0.4–18.0	0	12.5–25.25
[21]	144	R-113	40–105	0.5–2.8	0	12.5–25.25
[22]	127	Вода	99.5–111.7	0.05–8.77	0	19.05
[23]	13	>>	2.2–3.5	7.0–71.0	80	14.0

Таблица 2. Доля расчетных значений $q_{w,calc}$, попавших в указанные диапазоны отклонения от экспериментальных данных

Источник	Вещество	Диапазон отклонения, %				Δ_{mean}
		5	10	15	20	
[21]	Вода	0.35	0.66	0.86	0.95	0.086
[21]	R-113	0.52	0.74	0.86	0.89	0.074
[22]	Вода	0.76	0.95	0.99	1.00	0.032

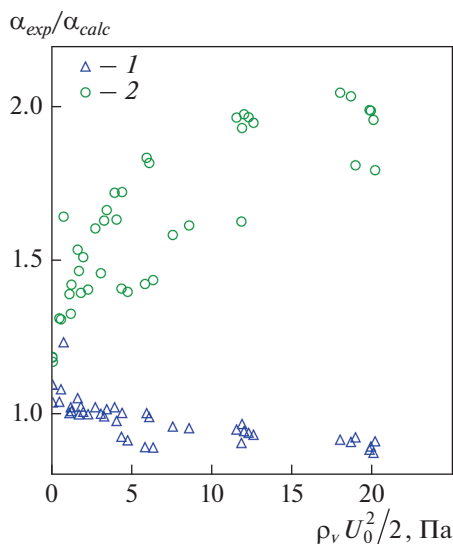


Рис. 11. Зависимость $\alpha_{exp}/\alpha_{calc}$ от $\rho_v U_0^2/2$ при расчете с учетом движения пара сверху вниз [22] (1) и без учета движения пара (2) и давлении 0.1 МПа

где $\langle \dots \rangle$ означает температуру поверхности, осредненную по периметру трубы.

Видно, что коэффициент теплоотдачи за счет движения пара увеличивается почти в 2 раза, при этом учет движения пара в предложенной модели несколько завышает влияние скорости пара по сравнению с экспериментом.

Авторы [23] предоставили детальную информацию для тринадцати режимов конденсации на внешней поверхности трубы движущегося горизонтально водяного пара. Данные представлены группами режимов с примерно близкими параметрами и одним режимом с низкой скоростью пара (табл. 3). На рис. 12 показана зависимость отношения рассчитанной плотности теплового потока на стенке $q_{w,calc}$ к экспериментально определенному значению $q_{w,exp}$ от динамического напора. Наибольшее рассогласование между экспериментальными и расчетными данными наблюдается для ре-

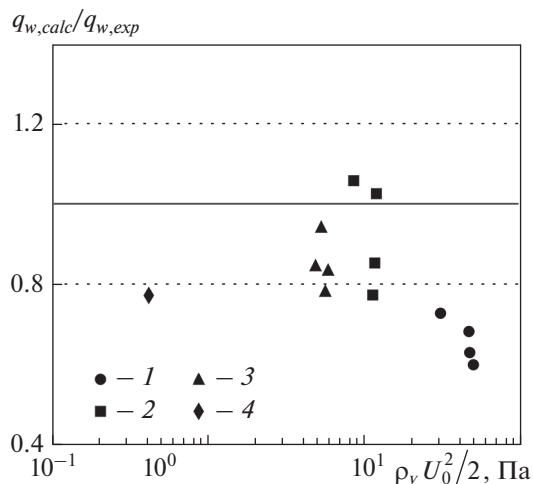


Рис. 12. Зависимость $q_{w,calc}/q_{w,exp}$ от $\rho_v U_0^2/2$ для групп 1 (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4). Сравнение с данными [23]

жимов из первой группы, отличающихся наибольшей скоростью набегающего потока.

В [23] представлены данные о распределении температуры стенки по периметру для всех режимов, при этом все распределения для одной группы обозначены одинаковыми символами, поэтому выделить данные о распределении температуры стенки для конкретного режима в каждой группе не представляется возможным. На рис. 13 для каждой группы показано распределение температуры θ , которую вычисляли по формуле

$$\theta = \frac{T_{w,a} - \langle T_{w,a} \rangle}{T_{sat} - \langle T_{w,a} \rangle}. \quad (13)$$

При этом считали, что рассчитанная по уравнению (2) характерная температура стенки $T_{w,a}$ и температура в местах закладки термопар совпадают вследствие малого термического сопротивления стенки. Угол γ определяли как $\gamma = -(\varphi - \varphi_0)$ в диапазоне от 0 до 360°. Расчетные распределения для всех режимов одной группы практически не различимы между собой, и поэтому на рис. 13 показана одна представительная линия. Наблюдается заметное рассогласование экспериментальных и расчетных данных при $\gamma = 120-240^\circ$. К

Таблица 3. Параметры групп режимов из работы [23]

Номер группы	Количество режимов	T_{sat} , К	U_0 , м/с	$T_{sat} - T_{sur}$, К	q , кВт/м ²
1	4	295.22–295.47	55.8–71.3	1.01–1.23	42.2–60.6
2	4	293.50–299.70	26.1–36.3	1.00–1.37	39.0–61.6
3	4	294.65–295.15	22.5–24.8	1.42–1.97	43.7–65.5
4	1	291.3	7.2	0.75	27.5

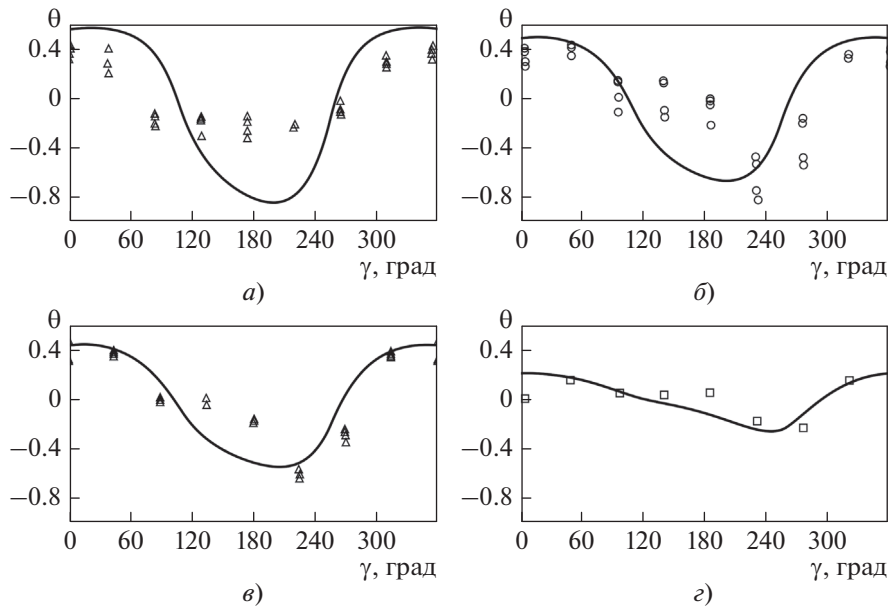


Рис. 13. Распределение θ по угловой координате γ в группах 1 (а), 2 (б), 3 (в), 4 (з).
Линии – результаты расчетов, точки – данные экспериментов [23]

сожалению, сравнение размерных локальных температур не представляется возможным из-за того, что в работе [23] отсутствует информация о соответствии между конкретными распределениями безразмерных температур и номерами режимов внутри каждой группы экспериментальных данных. Следует отметить, что рассогласование безразмерной температуры при некотором угле γ не означает несовпадения размерных температур в этой же точке, так как распределения безразмерной температуры (13) зависят от значения знаменателя в (13).

Для дополнительной валидации были взяты экспериментальные данные ($\varphi_0 = 90^\circ$) из работ [20, 24]. К сожалению, в указанных работах не приводится подробная информация об условиях охлаждения трубы, а представленные данные содержат ряд противоречий. В частности, значение $q_{w,exp}$ из баланса тепла охлаждающей воды, используемое при определении экспериментального значения коэффициента теплоотдачи (12), существенно отличается от значения $q_{w,exp}$, полученного осреднением локальной плотности теплового потока в [24]. Определенное авторами [20, 24] значение коэффициента теплоотдачи (12) при значительно неоднородной температуре стенки существенно отличается от значений, рассчитанных по толщине пленки $\alpha' = \langle \lambda/\delta \rangle$, при этом с ростом скорости пара данное отличие усиливается. Поэтому сравнение выполняли только с первичными экспериментальными данными о распределении температуры стенки. При этом по аналогии с

расчетами авторов [20] температуру охлаждающей воды принимали равной 15°C , а коэффициент теплоотдачи к охлаждающей воде подбирали таким образом, чтобы обеспечить экспериментально полученный перепад между температурой насыщения и температурой стенки в передней критической точке. Считали также, что рассчитанная характерная температура стенки $T_{w,a}$ и температура в местах закладки термомпар совпадают.

Анализировали результаты трех вариантов использования упрощенной модели, отличающиеся расчетом касательных напряжений на поверхности жидкой пленки: из решения уравнения (3) с граничными условиями (5) (вариант а) и (6) (вариант б) и из решения двумерных уравнений гидродинамики с использованием CFD-кода ANES (вариант в).

На рис. 14 представлено распределение безразмерной температуры стенки $\vartheta = (T_{w,a} - T_{c,w}) / (T_{sat} - T_{c,w})$ по угловой координате. Можно видеть хорошее согласие рассчитанных и экспериментальных профилей [20, 24], при этом способ расчета касательных напряжений не приводит к существенным различиям результатов. Из-за того что параметр j для рассматриваемых режимов мал, вариант (б) дает несколько лучшее соответствие экспериментальным данным по сравнению с вариантом (а).

Для некоторых режимов, полученных с использованием CFD-моделирования, можно отметить появление немонотонностей в распределении ϑ в окрестности $\gamma = 180^\circ$. Данная особен-

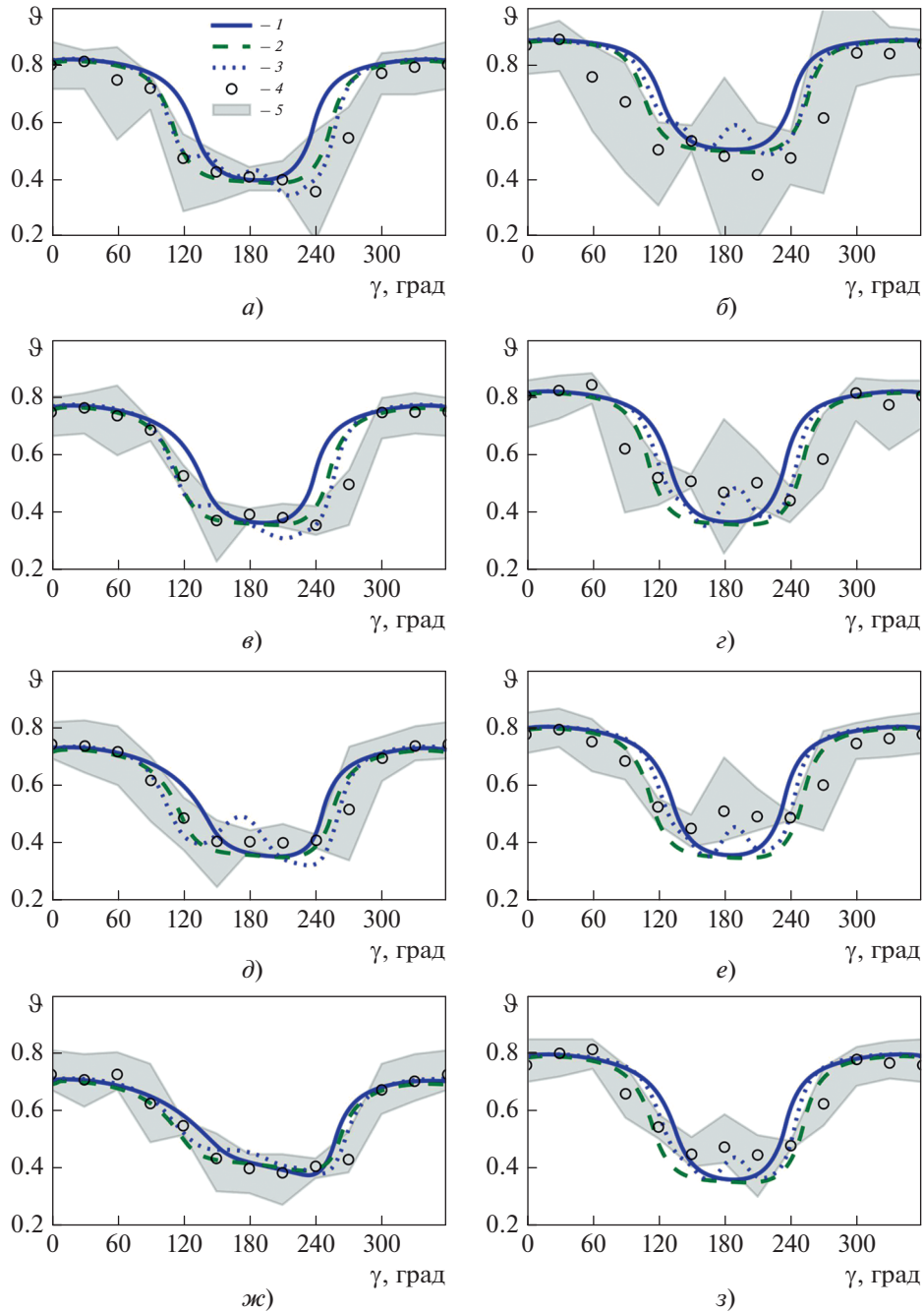


Рис. 14. Распределение безразмерной температуры ϑ по угловой координате γ .

1 – результаты расчетов с использованием (5); 2 – то же с использованием (6); 3 – данные CFD-расчета; 4 – экспериментальные данные [20, 24]; 5 – разброс показаний термопар, расположенных в разных сечениях трубы.
 p , МПа: а, б – 0.022; в, г – 0.036; д, е – 0.056; ж, з – 0.07; U , м/с: а – 43.7; б – 64.0; в – 24.4; г – 50.8; д – 13.1; е – 37.2; ж – 5.8; з – 28.9

ность связана с тем, что вихри в ближнем следе за цилиндром (рис. 15) начинают активно взаимодействовать с пленкой конденсата. Для указанных режимов часто используемое в различных моделях [20, 24–26] предположение о том, что после отрыва пограничного слоя пленка движется

под действием только силы тяжести, оказывается несправедливым.

В реальности из-за взаимодействия между движущимся паром и сорвавшимися каплями конденсата картина течения с подветренной стороны трубы усложняется еще в большей степени.

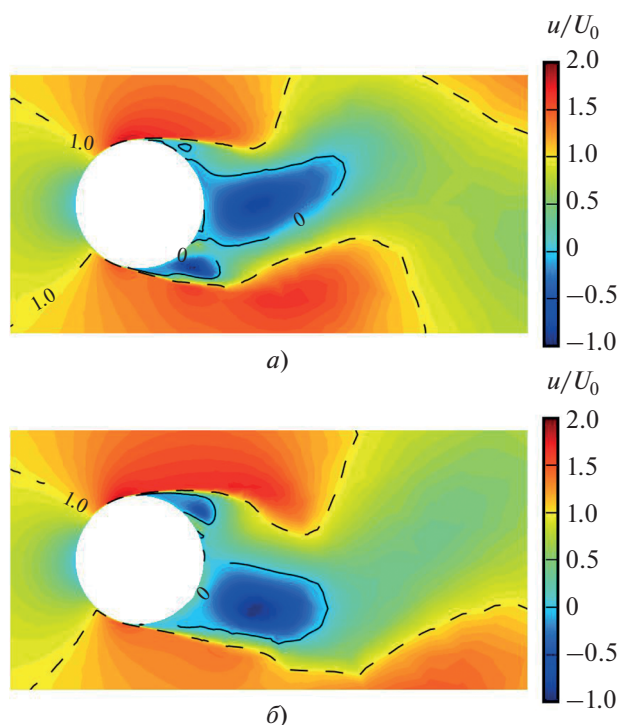


Рис. 15. Картина течения вокруг цилиндра для давления 0.022 МПа и скорости набегающего потока 64 м/с для двух различных моментов времени *а* и *б*. Линии – уровни постоянного значения.

В рамках предложенной модели подобные процессы не могут быть изучены. В дальнейшем авторы планируют провести исследования с помощью детального моделирования поведения границы раздела фаз методом VOF, а предложенную в настоящей работе модель использовать для предварительной верификации результатов расчета методом VOF.

ВЫВОДЫ

1. Результаты валидации позволяют рекомендовать разработанную авторами математическую модель для применения в CFD-кодах для расчета процессов конденсации пара на поверхности горизонтальных труб при произвольном направлении движения внешнего потока пара и умеренных динамических напорах.

2. Предложенные аппроксимации объемного потока на гранях одномерных контрольных объемов с учетом особенностей профиля скорости в пленке позволяют избежать разрывов в толщине пленки в окрестности точки “захлебывания”.

3. Предлагаемый приближенный метод расчета касательных напряжений на межфазной поверхности жидкость – пар приводит к результатам, которые достаточно хорошо согласуются с данными CFD-расчета.

4. Анализ литературных источников показывает недостаток тщательно документированных данных о распределении локальных характеристик по поверхности охлаждаемой трубы, при направлении движения потока насыщенного пара, отличным от нисходящего, что затрудняет дальнейшую валидацию математической модели.

5. Результаты расчета конденсации на горизонтальном цилиндре при горизонтальном обдуве паром демонстрируют активное взаимодействие периодически срывающихся вихрей с пленкой конденсата. Для указанных режимов часто используемое в различных моделях предположение о том, что после отрыва пограничного слоя пара пленка движется под действием только силы тяжести, оказывается недостоверным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **РД 34.30.104** Руководящие указания по тепловому расчету поверхностных конденсаторов мощных турбин тепловых и атомных электростанций. М.: СПО “Союзтехэнерго”, 1982.
2. **Standards** for steam surface condensers. Heat Exchange Inst., 2012.
3. **Recommended practice** for the design of surface type steam condensing plant. A BEAM publication, 1971.
4. **Parametric** experiments and CFD analysis on condensation heat transfer performance of externally condensing tubes / B.G. Jeon, D.Y. Kim, C.W. Shin, H.C. No // Nucl. Eng. Des. 2015. V. 293. P. 447–457.
5. **Dehbi A.** A correlation spanning the entire laminar convection regime for vapor condensation over a horizontal tube in the presence of a noncondensable gas // Int. Commun. Heat Mass Transfer. 2021. V. 128. P. 105619.
6. **Dehbi A.** Development of a general correlation for free convection vapor condensation over a horizontal tube in the presence of a noncondensable gas // Int. Commun. Heat Mass Transfer. 2021. V. 123. P. 105210.
7. **A mathematical** model of forced convection condensation of steam on smooth horizontal tubes and tube bundles in the presence of noncondensables / K.B. Minko, V.I. Artemov, G.G. Yankov, O.O. Milman // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 140. P. 41–50. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.05.099>
8. **Верификация** математической модели пленочной конденсации пара из движущейся паровоздушной смеси на пучке из гладких горизонтальных труб / К.Б. Минко, В.И. Артемов, Г.Г. Яньков, В.С. Крылов // Теплоэнергетика. 2019. № 11. С. 43–51. <https://doi.org/10.1134/S0040363619110031>
9. **Численное** моделирование конденсации пара при течении парогазовой смеси в канале переменного сечения с пучком гладких горизонтальных труб / К.Б. Минко, В.И. Артемов, Г.Г. Яньков, В.С. Крылов // Теплоэнергетика. 2019. № 12. С. 68–76. <https://doi.org/10.1134/S0040363619120063>
10. **Минко К.Б., Артемов В.И., Яньков Г.Г.** Численное моделирование процесса образования зон с по-

- вышенным содержанием воздуха в трубных пучках при конденсации пара с небольшой долей воздуха // Теплоэнергетика. 2022. № 4. С. 22–30. <https://doi.org/10.1134/S004036362204004X>
11. **Акрешев С.П.** Устойчивость, нелинейные волны и процессы переноса в пленках жидкости при сложных условиях: дис. ... докт. техн. наук. Новосибирск: Ин-т теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 2016.
 12. **Петухов Б.С., Кириллов В.В.** К вопросу о теплообмене при турбулентном течении жидкости в трубах // Теплоэнергетика. 1958. № 4. С. 63–65.
 13. **Saikrishnan P., Roy S.** Non-uniform slot injection (suction) into water boundary layers over (i) a cylinder and (ii) a sphere // Int. J. Eng. Sci. 2003. V. 41. No. 12. P. 1351–1365.
 14. **Hiemenz K.** Die Grenzschicht an einem in den gleichförmigen Flüssigkeitsstrom eingetauchten geraden Kreiszyliner // Dingers Polytech. J. 1911. V. 326. P. 321–324, 344–348, 357–362, 372–376, 391–393, 407–410.
 15. **SciPy 1.0: fundamental algorithms for scientific computing in Python** / P. Virtanen, R. Gommers, T.E. Oliphant, M. Haberland // Nature Methods. 2020. V. 17. No. 3. P. 261–272.
 16. **Код ANES** [Электрон. ресурс.] <http://anes.ch12655.tmweb.ru/> (Дата обращения 01.02.2022.)
 17. **The SST turbulence model with improved wall treatment for heat transfer predictions in gas turbines** / F. Menter, J.C. Ferreira, T. Esch, B. Konno // Proc. Intern. Gas Turbine Congress. Tokyo, 2–7 Nov. 2003. IGTC2003-TS-059. P. 2–7.
 18. **Son J.S., Hanratty T.J.** Velocity gradients at the wall for flow around a cylinder at Reynolds numbers from 5×10^3 to 10^5 // J. Fluid Mech. 1969. V. 35. No. 2. P. 353–368.
 19. **Fransson J.H.M., Konieczny P., Alfredsson P.H.** Flow around a porous cylinder subject to continuous suction or blowing // J. Fluids Struct. 2004. V. 19. No. 8. P. 1031–1048.
 20. **Nicol A.A., Bryce A., Ahmed A.S.A.** Condensation of a horizontally flowing vapour on a horizontal cylinder normal to the vapour stream // Proc. of the 6th Intern. Heat Transfer Conf. 1978. P. 401–406.
 21. **Lee W.C.** Filmwise condensation on a horizontal tube in the presence of forced convection and non-condensing gas: Doct. dis. L., 1982.
 22. **Nobbs D.W.** The effect of downward vapour velocity and inundation on the condensation rates on horizontal tubes and tube banks. University of Bristol, 1975.
 23. **Tetsu F., Haruo U., Chikatoshi K.** Laminar filmwise condensation of flowing vapour on a horizontal cylinder // Int. J. Heat Mass Transfer. 1972. V. 15. No. 2. P. 235–246.
 24. **Ahmed A.S.** Condensation of steam on a horizontal tube with vapour cross flow: Master of Science. Glasgow, 1976.
 25. **Fujii T., Honda H., Oda K.** Condensation of steam on a horizontal tube – the influence of oncoming velocity and thermal condition at the tube wall // 18th National Heat Transfer Conf. ASME/AICHE San Diego, USA, 1979. P. 35–43.
 26. **Авдеев А.А., Зудин Ю.Б.** Влияние скорости пара на теплообмен при конденсации в случае поперечного обтекания горизонтального цилиндра // Теплоэнергетика. 2011. № 4. С. 24–28.

Validating the Model of a Liquid Condensate Film on the Surface of a Smooth Horizontal Cylinder for Different Vapor Flow Directions

K. B. Minko^{a, *}, V. I. Artemov^a, and A. A. Klement'ev^a

^a National Research University Moscow Power Engineering Institute, Moscow, 111250 Russia

*e-mail: minkokb@gmail.com

Abstract—To increase the efficiency, reliability, and compactness of condensers designed for thermal and nuclear power industries and chemical and many other facilities employing condensers and to reduce their cost, the models of the condensation processes on smooth horizontal tubes assembled in bundles of different arrangements need to be improved. The previous publications of the authors reported the results of a study of condensation processes using a comprehensive CFD model. The key element of this model is a one-dimensional condensate film model, which was previously validated by the authors basically against the experimental data on vapor condensation from a moving gas-vapor mixture with a high content of non-condensables on a horizontal tube bundle, while the combination and interrelation of running physical processes and the uncertainty (error) in the data for tube bundles, compared with the data for a single tube, made it more difficult to validate the above-mentioned film model in detail. The results of the validation of the previously proposed liquid film model and of a somewhat simplified version of the model against all available data on the characteristics of condensation processes on the surface of a smooth horizontal tube with any direction of an external flow of saturated dry vapor are presented. The simplified liquid film model includes only a one-dimensional condensate continuity equation, the solution of which requires information on the distribution of the wall temperature along the tube perimeter and of the shear stresses over

the liquid-gas interface. The tube wall temperature from the one-dimensional (in terms of the angular coordinate) heat conduction equation, and the distribution of shear stresses on the film surface was found from the solution of the boundary layer equations for a laminar flow near a cylinder, taking into account the uniform distribution of gas mass removal on its surface. To determine the film characteristics under “flooding” conditions, a new numerical “upstream” scheme is proposed, which considers the features of the velocity profile in the film. The proposed models were validated against experimental data for the downward flow of vapor (water and refrigerant R-113, more than 500 points) and a few data for other directions of the velocity vector of the external vapor flow.

Keywords: condensation, horizontal tubes, water, refrigerant R-113, horizontal vapor flow, downward vapor flow, numerical modeling, liquid film model