

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН, СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНДЕНСАЦИИ НАСЫЩЕННОГО ПАРА R-113 ПРИ ОПУСКНОМ ДВИЖЕНИИ В ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТРУБЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА VOF В ТРЕХМЕРНОЙ ПОСТАНОВКЕ¹

© 2025 г. Г. Г. Яньков^{a, b}, К. Б. Минко^{b, *}, В. И. Артемов^{a, b}

^aКалужский государственный университет им. К.Э. Циолковского,
ул. Степана Разина, д. 26, г. Калуга, 248023 Россия

^bНациональный исследовательский университет “Московский энергетический институт” (НИУ МЭИ),
Красноказарменная ул., д. 14, Москва, 111250 Россия

*e-mail: minkokb@gmail.com

Поступила в редакцию 16.11.2024 г.

После доработки 02.12.2024 г.

Принята к публикации 04.12.2024 г.

Прогресс в области компьютерной техники существенно расширил возможности изучения процессов тепло- и массообмена методами Computational Fluid Dynamics (CFD) и, в частности, конденсации паров в трубах. Один из перспективных методов численного исследования – Volume of Fluid (VOF), который позволяет непосредственно моделировать поведение межфазной поверхности в сложных нестационарных течениях с массообменом. В настоящее время основные усилия исследователей направлены на активную разработку и тестирование эффективных моделей и алгоритмов VOF, выбор оптимальных характеристик используемых сеток, необходимых для моделирования движущейся межфазной поверхности и режимов, при которых течение пара может быть турбулентным, а течение в пленке конденсата последовательно изменяться от ламинарного (ламинарно-волнового) до турбулентного. Немаловажным вопросом остается влияние учета реальной трехмерности в задачах, традиционно рассматриваемых как двумерные: конденсация пара на поверхности горизонтального цилиндра, пучках горизонтальных труб или в вертикальной охлаждаемой трубе. Ранее авторами были выполнены методические расчеты, включающие в себя верификацию моделей и алгоритма VOF применительно к процессам конденсации в трубах. На основании результатов, полученных в двумерной (2D) постановке при моделировании конденсации в вертикальной трубе турбулентного потока пара, были выбраны оптимальные размеры ячеек сетки в жидкой пленке и паре в радиальном и продольном направлениях, исследованы различные модели турбулентности, верифицирована методика определения константы в модели Lee. При сравнении расчетных значений и данных, полученных экспериментальным путем на кафедре инженерной теплофизики НИУ МЭИ, наблюдалось их хорошее соответствие (среднеарифметическое отклонение 14.4%). В настоящей работе рассматриваются результаты моделирования указанной задачи в трехмерной (3D) постановке. На основе проведенных вычислений была подтверждена работоспособность предложенных алгоритмов, методик и сеточных параметров при переносе их с двумерной постановки на трехмерную. Значения, полученные при 3D-моделировании, лучше соотносятся с экспериментальными данными (среднеарифметическое отклонение 10.2%) – существенно повышается точность расчета в области ламинарно-волнового режима движения пленки конденсата.

Ключевые слова: конденсация в вертикальной трубе, численное моделирование, метод VOF, модель Lee, трехмерная постановка

DOI: 10.56304/S004036362460126X

Метод VOF [1], дополненный моделями тепло- и массообмена на межфазной поверхности, широко применяется для расчетов процессов кипения и конденсации. В настоящее время основные усилия исследователей направлены на совершенствование указанных моделей и реализую-

щих их алгоритмов [2]. Наиболее популярная и часто используемая модель для подобных задач – модель Lee [3]. В [4] был предложен алгоритм определения константы (коэффициента релаксации) в этой модели на основе данных о свойствах теплоносителей и параметрах расчетной сетки. Такой подход был реализован в [5] применительно к процессу конденсации пара R-113 при опускном течении в вертикальных трубах диаметром 9 и 14 мм и показал, в целом, неплохое соответ-

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-19-00495).
<https://rscf.ru/project/22-19-00495/>

стве экспериментальным данным [6]. Однако в диапазоне чисел Рейнольдса для жидкой пленки от 500 до 1000 наблюдалось заметное отклонение рассчитанных коэффициентов теплоотдачи (до 50%) от опытных данных, хотя в среднем их рассогласование не превышало 20%, т.е. было сопоставимо с неопределенностью экспериментальных результатов. Одной из причин такого расхождения может быть использование двумерной осесимметричной постановки задачи, не позволяющей точно описать характеристики течения пленки конденсата при наличии волн заметной амплитуды на ее поверхности.

В научной литературе практически отсутствуют данные по моделированию процессов конденсации при опускном течении насыщенного пара в вертикальной трубе. Ранее в [7, 8] рассматривались режимы конденсации R-134a в наклонной трубе диаметром 8.38 мм и длиной 1488 мм при массовых скоростях от 100 до 400 кг/(м² · с). Направление потока пара относительно горизонтали изменялось в диапазоне от –90° (опускное течение) до +90° (подъемное течение). Сравнение с экспериментальными данными проводилось только по среднему коэффициенту теплоотдачи [7, 8] и перепаду давления [8]. Анализируя распределение жидкой фазы, представленное в [7, 8] для опускного течения, можно сделать вывод о недостаточности используемой сетки (количество контрольных объемов было небольшим) для детального моделирования характеристик жидкой пленки при дисперсно-кольцевом режиме течения. Провести более детальный анализ данных [7, 8] невозможно, так как в этих публикациях не приводятся сведения о размерах контрольных объемов вблизи твердой стенки. Возможная причина резкого размазывания межфазной границы — использование крайне низкого значения коэффициента релаксации (5500 с^{–1}) в модели Lee [3].

Авторы [9] исследовали конденсацию паров R1234ze(E) при массовых скоростях от 300 до 800 кг/(м² · с) в наклонной трубе диаметром 4.57 мм (диапазон углов наклона трубы и направлений потока пара аналогичен [7, 8]). Параметры моделируемых режимов подбирались таким образом, чтобы в вертикальной трубе при опускном течении пара реализовывался кольцевой режим течения. Авторы [9] применяли стационарную модель VOF, реализованную с CFD-коде ANSYS Fluent. Некоторые детали настройки кода на стационарную постановку задачи не вполне понятны. Возможно, поля скорости, температуры и объемной доли, представленные в [9], являются мгновенными полями квазистационарного режима. В этой работе более детально анализируются локальные распределения характеристик пленки конденсата в поперечном сечении, в том числе при опускном режиме течения, а также представлена информация о распределении коэффициен-

та теплоотдачи по периметру сечения трубы при числе Рейнольдса для жидкой пленки равном 4500 (число Рейнольдса для пара 84000). Приведенные данные демонстрируют изменение коэффициента теплоотдачи по угловой координате не более чем на 6%, хотя изменение толщины пленки достигает 20–30%. Столь заметная разница объясняется тем, что при турбулентном течении пленки конденсата основное термическое сопротивление сосредоточено в вязком подслое, и поэтому наличие волн на межфазной поверхности не так сильно сказывается на интенсивности теплоотдачи. В [9] для моделирования тепло- и массообмена на межфазной границе используются более реалистичные значения коэффициента релаксации в модели Lee (5.0×10^5 – 1.1×10^6 с^{–1}).

Как отмечают авторы [10], в настоящее время практически отсутствуют работы, посвященные моделированию характеристик адиабатных опускных пароводяных или водовоздушных потоков методом VOF. Для восполнения этого пробела в [10] выполнено моделирование опускного водовоздушного потока в вертикальной трубе диаметром 32.4 мм при числе Рейнольдса для пленки равном 1250 и числа Рейнольдса для воздуха 25000 и 35000. Указанные параметры соответствуют кольцевому режиму течения с наличием регулярных волн на межфазной границе. Моделирование проводилось с использованием как двумерной, так и трехмерной постановки задачи. Сопоставление результатов моделирования, полученных в 3D-постановке, с экспериментальными данными показало их хорошее согласие. Авторы [10] отмечают, что в 2D- и 3D-подходах для средних характеристик потока получены схожие результаты. Однако для 3D-модели течения характеризуется значительной мгновенной асимметрией, вызванной наличием волн большой амплитуды. При использовании 2D-подхода на поверхности пленки образуются волны с меньшей частотой и большей амплитудой по сравнению с экспериментальными значениями и данными, полученными при 3D-моделировании. Следует отметить, что затраты на расчеты в 2D-постановке составили 64 процессорно-дня, что существенно меньше времени, которое потребовалось для проведения 3D-расчетов (2400 процессорно-дней).

Целями данной работы являлись выполнение расчетов отдельных режимов конденсации при опускном течении пара в вертикальной трубе, представленных в [6], с использованием 3D-модели и сравнение полученных результатов с экспериментальными данными и результатами 2D-расчетов [5]. Мотивацией для проведения 3D-моделирования послужила полученная в [10] асимметрия водовоздушного потока в вертикальной трубе вследствие образования волн с большой амплитудой, но меньшей по сравнению с рассчитанными в 2D-постановке.

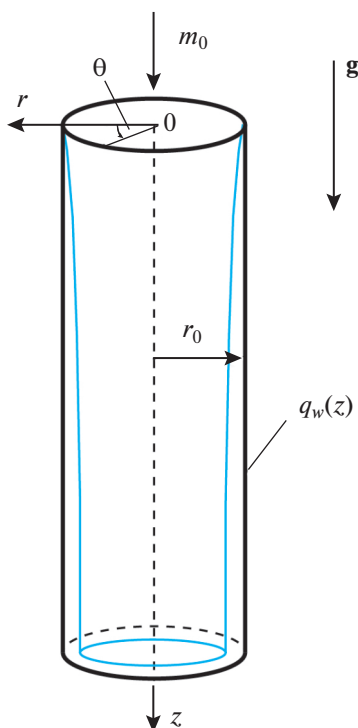


Рис. 1. Постановка задачи о конденсации пара при опускном движении в трубе.
 g — вектор ускорения свободного падения;
 $q_w(z)$ — плотность теплового потока; θ — угловая координата

ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается конденсация пара R-113 при опускном движении в круглой трубе радиусом $r_0 = 4.5$ мм (рис. 1). Насыщенный пар с температурой T_{sat} при давлениях p_{sat} от 0.150 до 0.324 МПа и массовых скоростях m_0 от 88 до 272 кг/(м² · с) поступает на вход в трубу длиной $L_t = 1$ м. Для сравнения выбраны шесть режимов из работы [6], параметры которых приведены в таблице.

На стенке трубы задано распределение плотности теплового потока $q_w(z)$ (рис. 2), отнесенной к среднему значению теплового потока $q_{w,ave}$

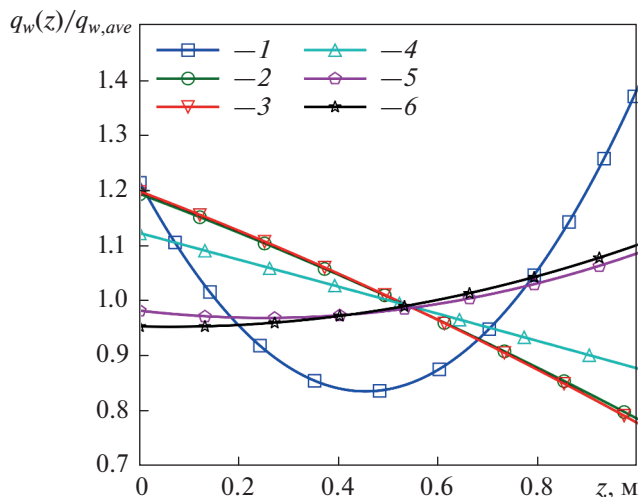


Рис. 2. Распределения безразмерного теплового потока $q_w/q_{w,ave}$ по длине трубы. Номер линии 1–6 соответствует номеру режима в таблице

(см. таблицу). Зависимости $q_w(z)$ построены путем аппроксимации экспериментальных данных [6] полиномами второй степени.

В [6] локальная плотность теплового потока определялась по данным об изменении средне-массовой температуры охлаждающей жидкости по длине опытного участка, которая измерялась в девяти сечениях, после чего аппроксимировалась плавной кривой. При этом для измерения местных значений среднemasовой температуры в кольцевом зазоре между опытной трубой и кожухом были установлены термопары, перед которыми размещались смесительные устройства. Помимо смесителей на опытную трубу был намотан турбулизатор в виде спирали. На входе в канал течение считалось гидродинамически стабилизированным. Перед входом в охлаждаемый участок трубы располагался адиабатный участок длиной $0.1 L_t$ (на рис. 1 не показан), чтобы избежать особенностей формирования жидкой пленки непосредственно вблизи границы расчетной области.

В качестве рабочего тела в настоящей работе использовали пар R-113, который, согласно Мон-

Основные параметры режимов, заимствованные из работы [6]

Номер режима	Название режима	p_{sat} , МПа	m_0 , кг/(м ² · с)	ρ_l/ρ_g	$m_0^2/(2\rho_g)$, Па	$q_{w,ave}$, кВт/м ²
1	G-088	0.150	88.3	138	363	26.9
2	G-107	0.137	107	151	583	35.3
3	G-138	0.183	138	113	737	43.6
4	G-171	0.271	171	76	774	53.6
5	G-228	0.300	228	68	1250	63.4
6	G-272	0.324	272	63	1653	67.3

Примечание. ρ_l, ρ_g — плотности конденсированной и паровой фаз; $q_{w,ave}$ — среднее значение теплового потока.

реальскому протоколу, входит в список запрещенных. Выбор такого рабочего тела обусловлен наличием надежных экспериментальных данных [6] по распределению локальных коэффициентов теплоотдачи при опускном движении насыщенного пара. В случае успешной верификации моделей и алгоритмов VOF открывается возможность моделирования процессов конденсации актуальных теплоносителей.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ VOF

В модели VOF двухфазная среда описывается односкоростной и однотемпературной гомогенной моделью, истинные свойства фаз которой считаются постоянными. Система уравнений модели состоит из уравнения баланса объемной доли жидкой фазы γ , уравнения неразрывности, записанного через плотность объемного потока среды, т.е. скорость, уравнений движения и энергии [1]:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\mathbf{U}\gamma) = \frac{M_{gl}}{\rho_l}; \quad (1)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{U}) = M_{gl} \left(\frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_g} \right); \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial(\rho U_k)}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{U} U_k - \mu_{eff} \nabla U_k) = \\ = - \frac{\partial p_{rgh}}{\partial x_k} + F_{b,k}; \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\rho c_p \mathbf{U} T - \lambda_{eff} \nabla T) = Q_{gl}, \quad (4)$$

где τ — время, с; $\mathbf{U}$ — вектор скорости, м/с; M_{gl} — объемная плотность потока массы на межфазной поверхности, направленного из газовой фазы в жидкую, кг/(м³ · с); ρ — плотность двухфазной среды; U_k — k -я проекция скорости, м/с; μ_{eff} — эффективный динамический коэффициент вязкости среды, Па · с; $p_{rgh} = p - \rho(\mathbf{g} \cdot \mathbf{x})$ — статическое давление за вычетом локального гидростатического столба, Па; p — давление, Па; $\mathbf{x}$ — радиус-вектор точки в расчетной области, м; x_k , $F_{b,k}$ — проекция векторов $\mathbf{x}$ и $\mathbf{F}_b$ на ось k ; $\mathbf{F}_b = [- (\rho_l - \rho_g)(\mathbf{g} \cdot \mathbf{x}) + \sigma K] \nabla \gamma$; σ — коэффициент поверхностного натяжения, Н/м; K — кривизна межфазной поверхности, м⁻¹; c_p — удельная изобарная теплоемкость, Дж/(кг · К); T — температура, К; λ_{eff} — эффективный коэффициент теплопроводности среды, Вт/(м · К); $Q_{gl} = M_{gl} h_{lg}$ — источник энергии, связанный с фазовым переходом, Вт/м³; h_{lg} — теплота фазового перехода, Дж/кг.

Плотность ρ , молекулярные динамический коэффициент вязкости μ , коэффициент теплопроводности λ и объемная теплоемкость ρc_p среды в каждой расчетной ячейке определяются как среднеобъемные величины по формуле

$$f = \gamma f_l + (1 - \gamma) f_g, \quad f \in (\rho, \mu, \rho c_p, \lambda).$$

Здесь и далее индексы l и g обозначают параметры жидкой и газовой (паровой) фазы соответственно.

Для моделирования массообмена применялась модель Lee [3]:

$$\begin{aligned} Q_{gl} = M_{gl} h_{lg} = C' h_{lg} \rho_g (1 - \gamma) \Delta T_{gl} / T_{sat}, \\ \Delta T_{gl} = T_{sat} - T > 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Константа модели определялась по соотношению, предложенному в [4]:

$$C' = \frac{2 \lambda_l T_{sat}}{\rho_g h_{lg} (\Delta x_{CV})^2}, \quad (6)$$

где Δx_{CV} — минимальный размер текущей расчетной ячейки, м.

Выбор Δx_{CV} обусловлен тем, что при моделировании процесса конденсации, как правило, используют контрольные объемы, вытянутые вдоль направления движения жидкой пленки. Если подставить (6) в (5), можно получить соотношение, которое имеет довольно ясный физический смысл:

$$Q_{gl} = 2(1 - \gamma) \frac{\lambda_l}{\Delta x_{CV}} \Delta T_{gl} \frac{1}{\Delta x_{CV}},$$

здесь $\lambda_l / \Delta x_{CV}$ и $1 / \Delta x_{CV}$ — оценка коэффициента теплоотдачи к фазовой поверхности со стороны конденсата и характерное значение удельной межфазной поверхности соответственно. Множитель $2(1 - \gamma)$ служит для зануления источника в переохлажденной жидкой фазе и имеет среднее значение равное 1 при изменении объемной доли жидкой фазы от 0 до 1.

Для моделирования турбулентного переноса в настоящей работе применяли SST-модель Menter [11], показавшую наилучшие результаты среди тестируемых моделей турбулентности при проведении расчетов в двумерной постановке [5]. Основные уравнения модели могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial \tau} + \operatorname{div} \left[\rho \mathbf{U} k - \rho \left(\mathbf{v} + \frac{\mathbf{v}_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] &= \rho (P_k - \beta^* \omega k); \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial \tau} + \operatorname{div} \left[\rho \mathbf{U} \omega - \rho \left(\mathbf{v} + \frac{\mathbf{v}_t}{\sigma_\omega} \right) \nabla \omega \right] &= \\ = \rho (\alpha G - \beta \omega^2) + 2(1 - F_1) \frac{\rho}{\omega \sigma_\omega^{(2)}} (\nabla k \cdot \nabla \omega); \end{aligned}$$

$$v_t = \frac{k}{\omega} \frac{1}{\max \left\{ 1, \frac{\sqrt{GF_2}}{0.31\omega} \right\}}; \quad G = S^2;$$

$$P_k = \min(v_t G, 20\beta^* k \omega);$$

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}; \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right);$$

$$\mu_{eff} = \rho(v + v_t); \quad \lambda_{eff} = \lambda + \frac{\rho c_p v_t}{Pr_t},$$

где k – кинетическая энергия турбулентных пульсаций скорости, $\text{м}^2/\text{с}^2$; v , v_t – кинематические коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкости соответственно; P_k – порождение кинетической энергии турбулентных пульсаций скорости, $\text{м}^2/\text{с}^3$; ω – скорость либо обычной ($\omega = \varepsilon$), либо “удельной” ($\omega = \varepsilon/k$) диссипации; F_1 – весовая функция ($0 \leq F_1 \leq 1$), переключающая модель с k – ω (“ветвь” вблизи стенки) на k – ε (“ветвь” в ядре течения); F_2 – функция-переключатель в выражении для v_t ; Pr_t – турбулентное число Прандтля, которое считалось постоянным и равным 1.0; σ_k , σ_ω , β , β^* , α – коэффициенты модели, которые рассчитываются с помощью линейной интерполяции по F_1 между соответствующими постоянными k – ε - и k – ω -моделей; $\sigma_\omega^{(2)}$ – коэффициент для k – ω -модели.

В качестве граничных условий для k и ω на твердой стенке были приняты соотношения

$$k_w = 0, \quad \omega_w = 10 \frac{6v}{\beta^* y_w^2},$$

где y_w – безразмерное расстояние от стенки до центра первого контрольного объема.

Для температуры и компонентов скорости используются обычные граничные условия. Для задания входных условий использовались распределения, полученные путем предварительного решения одномерной задачи о стабилизированном турбулентном течении пара. Шаг по времени устанавливался исходя из условия $\Delta\tau \leq 0.2 \Delta x_{CV} / u_{\max}$ ($u_{\max}$ – модуль максимальной скорости в двухфазных ячейках), что соответствовало критерию Куранта $C \leq 0.2$. Все расчеты были выполнены в CFD-коде ANES [12].

ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ СЕТКИ, РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ СЕТОЧНОЙ НЕЗАВИСИМОСТИ

Результаты детального тестирования сеточной независимости представлены в предыдущей работе [5] авторов настоящей статьи. Для построения сетки вблизи стенки трубы размер контрольного

объема определялся исходя из некоторой характерной толщины ламинарной пленки:

$$\delta_{f,0} = \frac{\lambda_l}{\alpha_0 \left(1 + \frac{\Delta p}{\rho_g} \right)^{1/2}}, \quad (7)$$

где α_0 – коэффициент теплоотдачи при однофазном течении жидкости со скоростью, равной скорости циркуляции, рассчитываемый по формуле Петухова – Кириллова [13], $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Выражение (7) следует из формулы Бойко – Кружилина [14] при расходе массовом паросохранении $x = 1$.

В базовом варианте при $r_0 \leq r \leq r_0 - \delta_{f,0}$ (r – координата цилиндрической системы) строилась равномерная сетка из контрольных объемов (ячеек) $N_F = 10$. Их размер увеличивался к центру канала с коэффициентом геометрической прогрессии 1.2 (в работе [5] использовался коэффициент 1.1). Значение N_F по угловой координате θ принималось равным 32 для базовой сетки и 64 для детальной. Указанное число должно соответствовать 2^n (n – целое число), если исходить из особенностей реализации периодических граничных условий по угловой координате в CFD-коде ANES [12]. Базовая и детальная сетки в поперечном сечении канала показаны на рис. 3.

Длина контрольного объема в направлении движения потока Δz_{CV} равнялась b для базовой сетки и $b/2$ для детальной (b – капиллярная постоянная). Согласно [5], характеристики волнового движения практически не зависели от про-

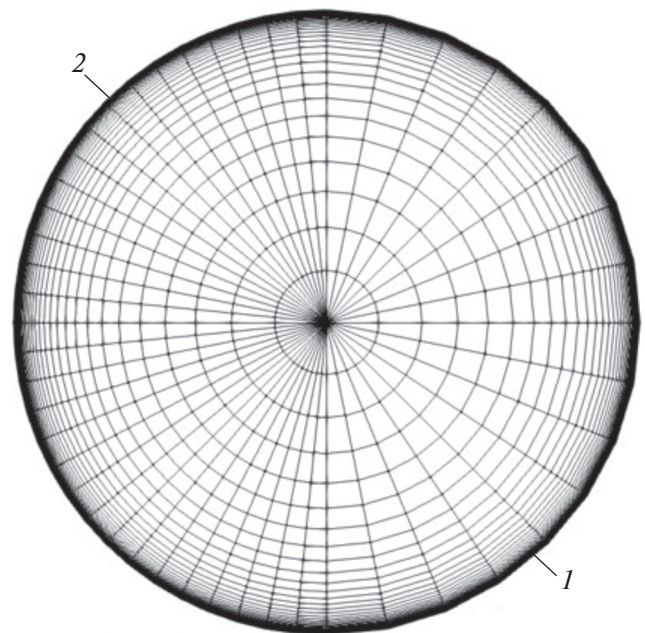


Рис. 3. Базовая (1, правая половина) и детальная (2, левая половина) сетки в сечении канала

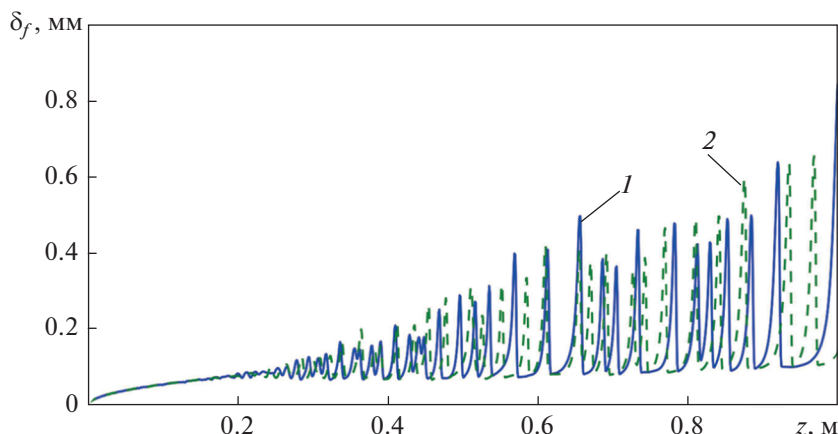


Рис. 4. Распределение толщины пленки δ_f по длине канала z для режима G-088 (результаты расчетов в 2D-постановке). Сетка: 1 – базовая; 2 – детальная

дольного размера сетки при $\Delta z_{CV} \leq b/2$, сетка с $\Delta z_{CV} = b$ не тестировалась, а при $\Delta z_{CV} = 2b$ волны на поверхности пленки исчезали при некоторых режимах (G-088, G-107).

В настоящей работе были заново проведены 2D-расчеты на двух сетках, совпадающих с базовой и детальной трехмерными сетками в сечении $r - 0 - z$. Среднеарифметическое отклонение, рассчитанное для данных, полученных с использованием базовой сетки, и экспериментальных результатов [6], равнялось 14.3%, аналогичное отклонение для детальной сетки составило 14.4%. Последнее значение совпадает с данными из [5], полученными на еще более детальной 2D-сетке. Характеристики волн на поверхности пленки для базовой и детальной сеток в 2D-постановке близки (рис. 4).

С учетом указанных обстоятельств все 3D-расчеты режимов, представленных в таблице, были выполнены на базовой сетке. Режимы с минимальной (G-088) и максимальной (G-272) массовой скоростью моделировались на детальной сетке. Интегральные характеристики режимов, полученные на базовой и детальной сетках, различаются не более чем на 1–2%.

Для всех расчетов шаг выдачи результатов был принят равным 125 мс. На каждом таком шаге кроме мгновенных распределений характеристик потока записывались распределения, усредненные по времени между шагами, что в дальнейшем позволило получить средние характеристики на любом интересующем временном интервале. Трехмерные расчеты начинались с задания 2D-полей. Для ускорения развития 3D-возмущений на граничные условия были наложены возмущения, затухающие во времени:

$$q_w^{(3D)}(z, \tau) = q_w(z)[1 + 0.1 \sin(\theta) \exp(-2\tau)].$$

Моделировали 2.0 с физического времени, осреднение выполнялось на последних 0.5 с. Ба-

зовая сетка содержала 1.2 млн контрольных объемов, расчет для режима G-272 проводился в течение примерно 20 дней (8 ядер, 4.7 ГГц, AMD Ryzen 9 5950X), характерный шаг по времени изменялся в диапазоне от 20 до 100 мкс. На детальной сетке время расчета указанного режима составило несколько месяцев.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В результате вычислений был определен коэффициент теплоотдачи

$$\alpha(z) = \frac{q_w(z)}{T_{sat} - \langle T_w \rangle},$$

где T_w – температура стенки, К; знак $\langle \dots \rangle$ означает осреднение по угловой координате:

$$\langle f \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f d\theta.$$

На рис. 5 представлена зависимость α/α_{exp} (α_{exp} – значение коэффициента теплоотдачи, заимствованное из [6]) от числа Рейнольдса для жидкой пленки $Re_l = m_0(1-x)d_0/\mu_l$, где d_0 – диаметр канала.

Среднее отклонение расчетных значений от экспериментальных определяется по формуле

$$\Omega = \frac{1}{N} \frac{\sum_N |\alpha - \alpha_{exp}|}{\alpha_{exp}}$$

и составляет 14.3 и 10.2% для 2D- и 3D-постановки соответственно (N – количество точек в массиве данных, для которых проводилось сравнение).

Среднеквадратическое отклонение вычисленных значений от экспериментальных равняется 17.8 и 12.9% для 2D- и 3D-расчетов соответственно. На рис. 5 хорошо видно, что наибольшее рас-

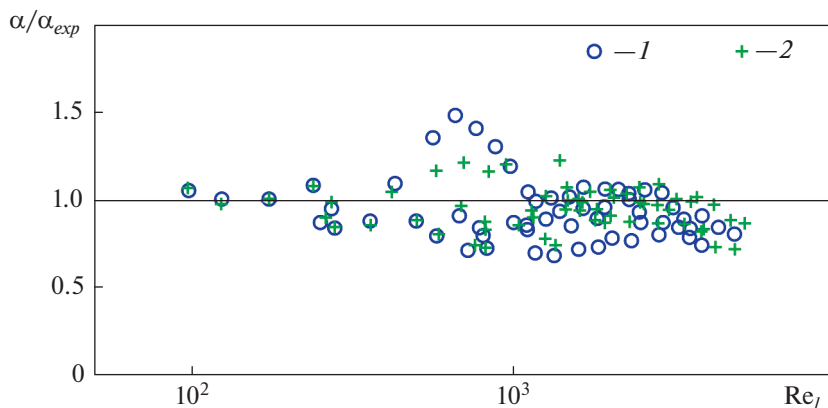


Рис. 5. Зависимость α/α_{exp} от Re_l .

Результаты расчетов в постановке: 1 – двумерной; 2 – трехмерной

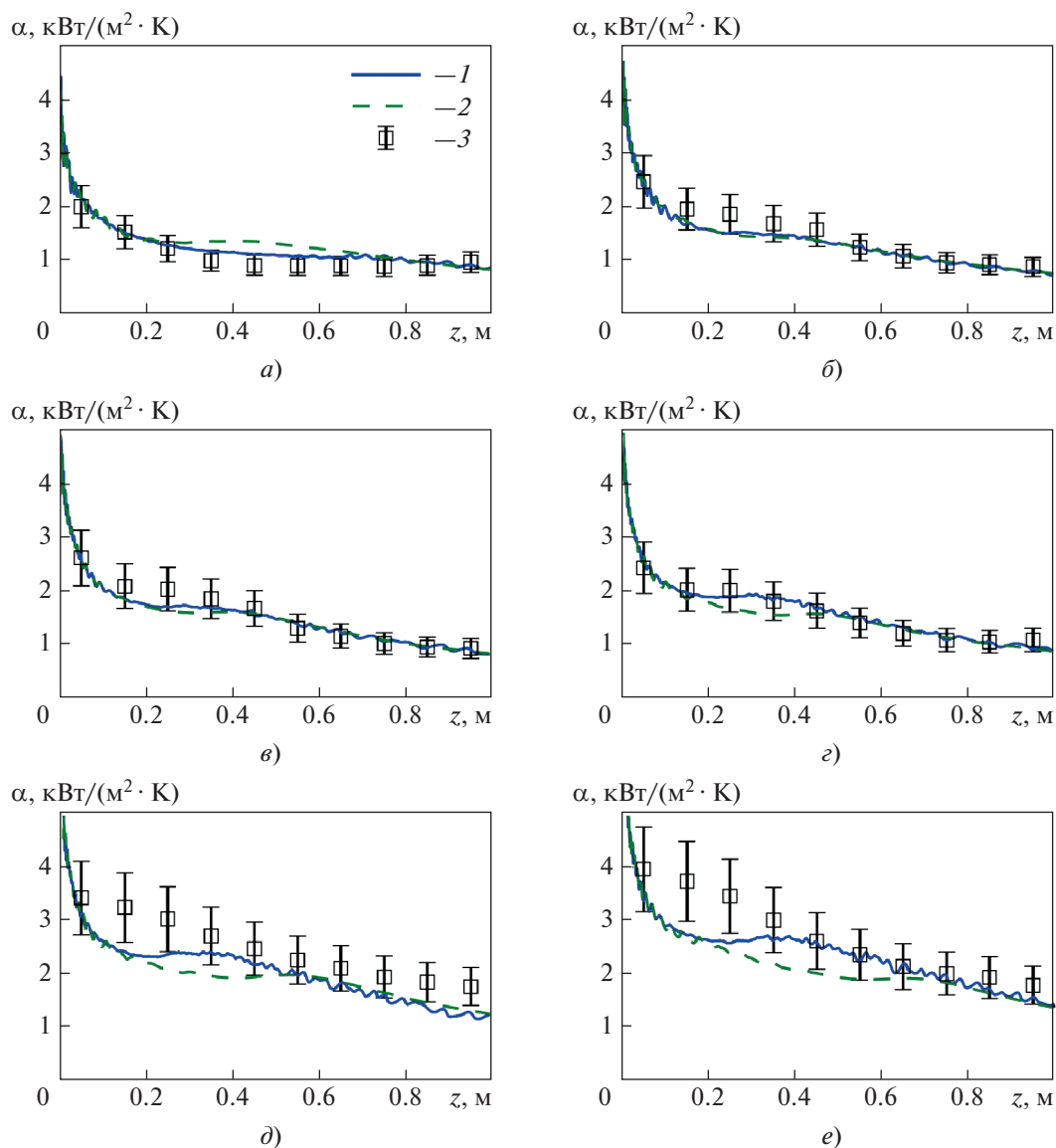


Рис. 6. Распределение среднего по периметру коэффициента теплоотдачи α по длине трубы для режимов G-088 (а), G-107 (б), G-138 (в), G-171 (г), G-228 (д), G-272 (е).

Результаты, полученные при: 1 – 3D-расчетах; 2 – 2D-расчетах; 3 – экспериментальные данные ($\pm 20\%$)

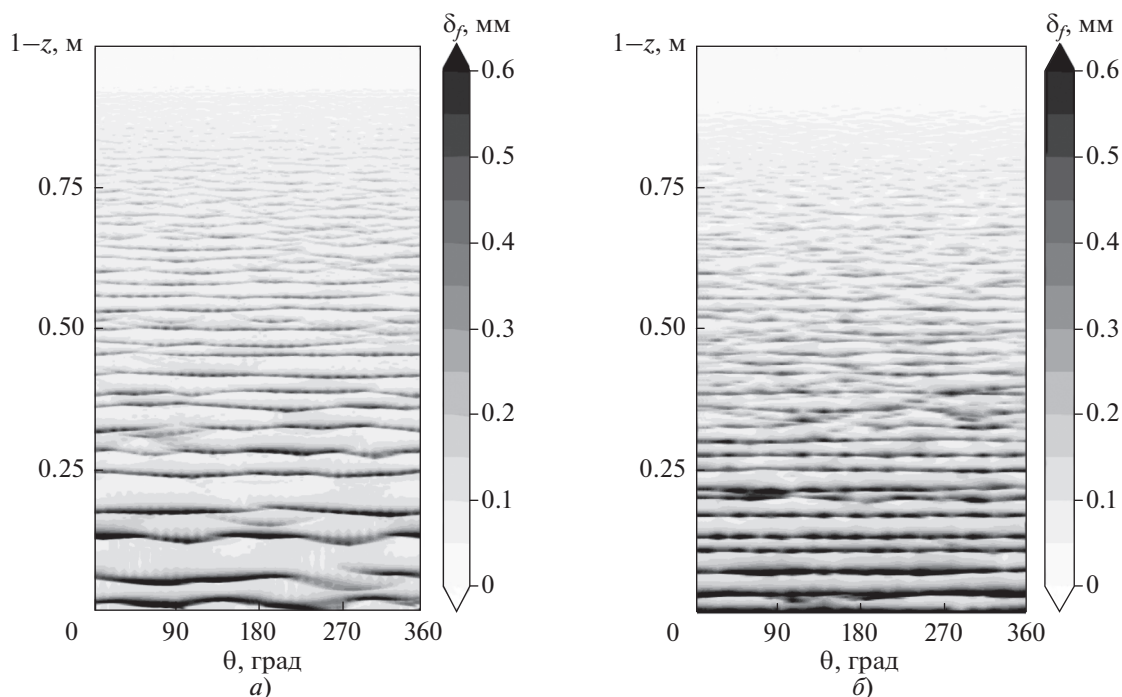


Рис. 7. Мгновенное распределение толщины пленки δ_f по внутренней поверхности трубы для режимов G-088 (а) и G-272 (б)

согласование расчетных и экспериментальных данных характерно для области развитого ламинарно-волнового движения пленки конденсата ($400 \leq Re_f \leq 1200$).

Благодаря 3D-постановке качественно в наибольшей степени изменились результаты, полученные для режимов G-088 и G-272, для остальных режимов различия незначительны (рис. 6). Поэтому далее подробно обсуждаются именно эти режимы. Мгновенное распределение толщины пленки по внутренней поверхности трубы для режимов G-088 и G-272 представлено на рис. 7.

В начале охлаждаемого участка, на котором формируется пленка конденсата, наблюдается режим с гладкой поверхностью. Затем на пленке возникают так называемые двумерные (кольцевые) волны. Далее появляются волны с трехмерной нерегулярной структурой и значительной амплитудой. На рис. 8 показано изменение толщины пленки во времени на протяжении последних 0.5 с для режимов G-088 и G-272 при $z = 0.2$, 0.5 и 0.8 м. Заметна разница в 2D- и 3D-сигналах при $z = 0.2$, 0.5 м для режима G-272 (см. рис. 8, г, д), при этом для режима G-088 (см. рис. 8, а–в) они (2D- и 3D-сигналы) в целом схожи, за исключением сигналов, полученных при $z = 0.2$ м.

На рис. 9 показана спектральная плотность мощности (Power Spectral Density) для сигналов, представленных на рис. 8. Видно, что для 2D- и 3D-постановок наблюдаются заметные разли-

чия в характеристиках волн для режима G-088 при $z = 0.2$ м и G-272 при $z = 0.2$ и 0.5 м.

Для сравнения характерных параметров пленки в 2D- и 3D-постановках была выполнена оценка распределения следующих параметров по длине:

$$\langle \delta_f \rangle = \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \delta_{f,i}; \quad (8)$$

$$\Sigma_{\delta_f} = \left[\frac{\sum_{i=1}^{N_p} (\delta_{f,i} - \langle \delta_f \rangle)^2}{N_p} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

где N_p — количество точек в сигнале.

Для расчета по (8) и (9) отбирались данные с частотой 2 кГц в точках с одинаковым значением продольной координаты. При этом использовалось преимущество расчетов на структурной сетке, а именно возможность пронумеровать все ячейки с помощью трех индексов i, j и k , которые соответствуют изменению переменных вдоль радиальной, угловой и продольной координат. Толщина пленки определялась как $\delta_f(\theta, z) = \sum_{i=1}^{N_r} \gamma(r_i, \theta, z) \Delta r_i$, где r_i — координата центра контрольного объема, Δr_i — его радиальный размер.

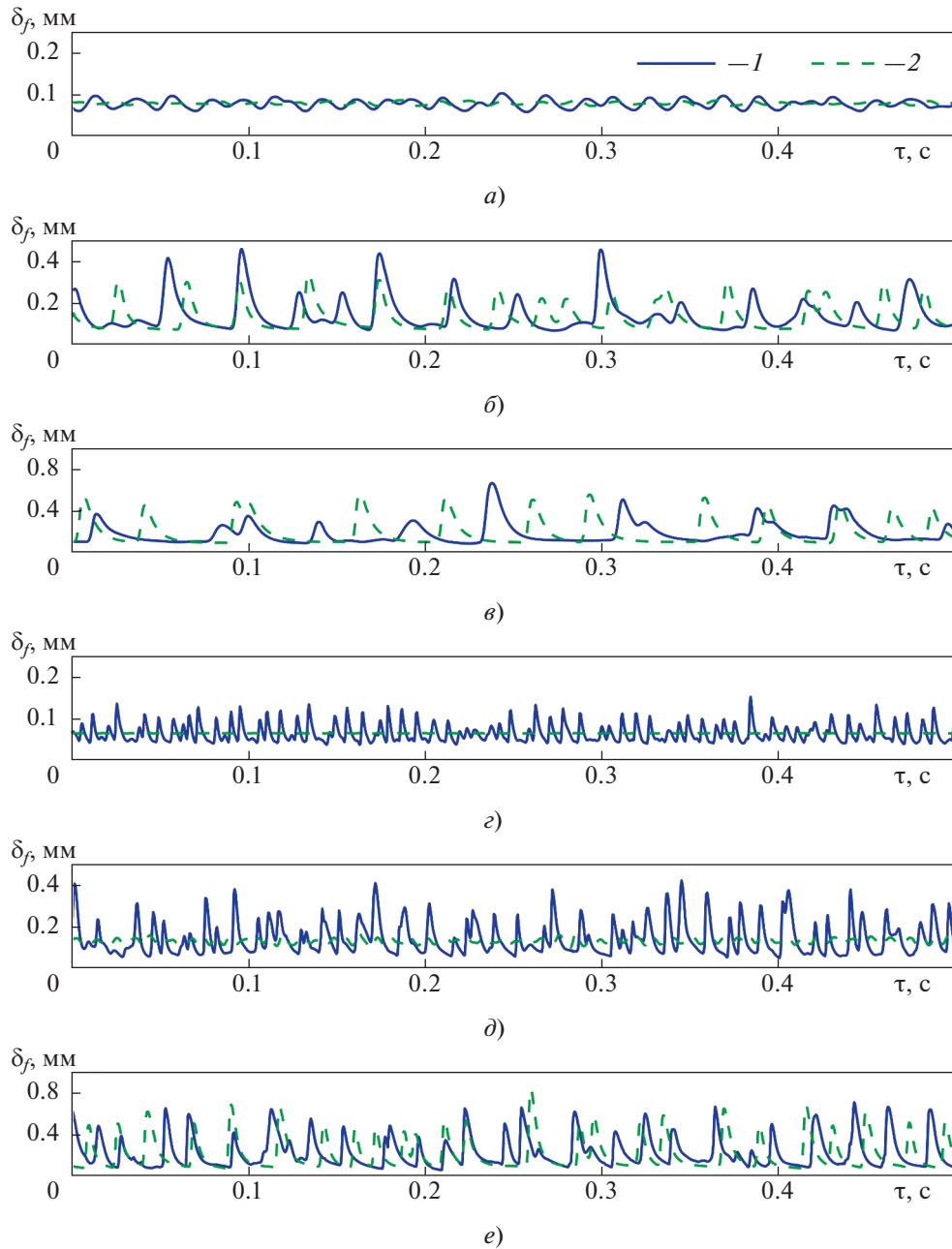


Рис. 8. Изменение толщины пленки δ_f во времени τ для режимов G-088 (a–в) и G-272 (г–е) при $z = 0.2$ м (a, г), 0.5 м (б, д) и 0.8 м (в, е).
Результаты: 1 – 3D-расчетов; 2 – 2D-расчетов

На поверхности пленки существуют волны, поэтому исследователи часто пытаются получить отдельно характеристики базовой пленки и волн на ее поверхности. В соответствии с рекомендациями [10, 15] принято, что характерную толщину базовой пленки $\langle \delta_{f,base} \rangle$ можно определить, осредняя данные, отобранные по условию $\delta_f < \langle \delta_f \rangle$, а среднюю высоту волн $\langle \delta_{f,wave} \rangle$ – осредняя массив данных, для которых $\delta_f > \langle \delta_f \rangle$.

Распределение указанных параметров для режима G-088 представлено на рис. 10, 11 (данные получены для 2D- и 3D-постановок задачи). На рисунках приведены дополнительные шкалы по осям со значениями числа Рейнольдса Re_l для пленки конденсата.

Видно, что характеристики пленки практически идентичны в 2D- и 3D-постановках, небольшое расхождение наблюдается на выходном участке трубы $z > 0.8$ м. Волны на поверхности

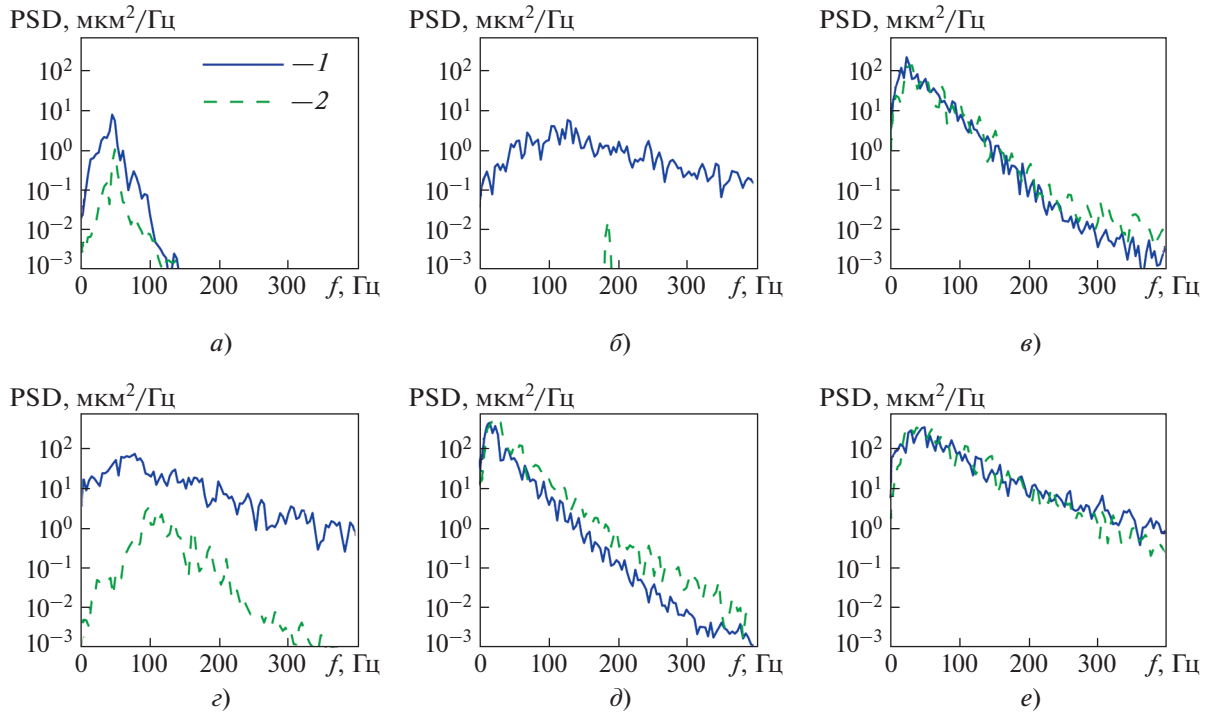


Рис. 9. Спектральная плотность мощности PSD для режимов G-088 (а, в, д) и G-272 (б, г, е) при $z = 0.2$ м (а, б), 0.5 м (в, г) и 0.8 м (д, е).
 f – частота.
 Обозначения см. рис. 8

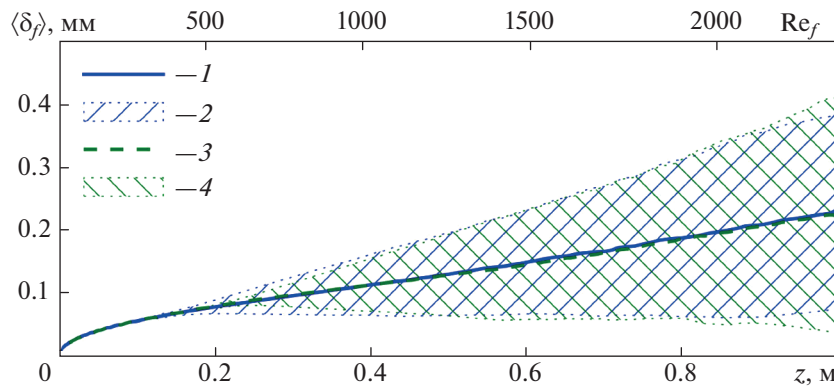


Рис. 10. Распределение $\langle \delta_f \rangle$ (1, 3) по длине канала z . Заштрихованная область соответствует отклонению Σ_{δ_f} (2, 4) для режима G-088.
 Результаты: 1, 2 – 3D-расчетов; 3, 4 – 2D-расчетов

пленки начинают развиваться при $Re_f > 500$, на выходе из трубы средняя высота волн превышает толщину базовой пленки примерно в 4 раза.

Данные для режима G-272 представлены на рис. 12, 13. Для этого режима (число Рейнольдса на входе 200×10^3) различие между результатами 2D- и 3D-моделирования более существенно. В основном оно заключается в более раннем появлении волн на межфазной поверхности при моделировании в 3D-постановке, которые начина-

ют образовываться и развиваться при $Re_f > 10^3$ (см. рис. 13). При этом в 2D- и 3D-постановках отмечается практически одинаковое распределение средней толщины пленки $\langle \delta_f \rangle$ по всей длине трубы, а при $Re_f > 4.5 \times 10^3$ при указанных подходах наблюдаются одинаковые распределения и остальных характеристик.

Мгновенные распределения скорости U , функции-переключателя F_1 в SST-модели [11] и

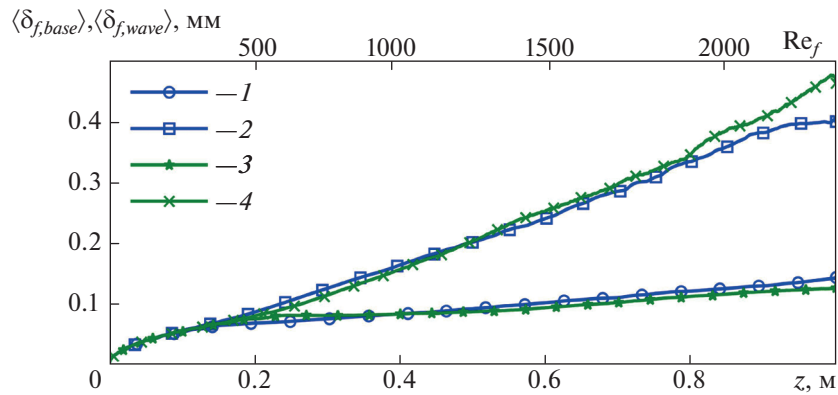


Рис. 11. Распределение $\langle \delta_{f,base} \rangle$ (1, 3) и $\langle \delta_{f,wave} \rangle$ (2, 4) по длине канала z для режима G-088. Обозначения см. рис. 10

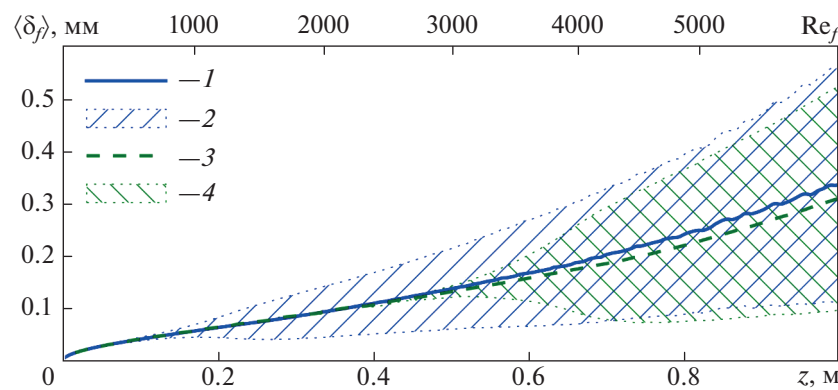


Рис. 12. Распределение $\langle \delta_f \rangle$ (1, 3) по длине канала z . Заштрихованная область соответствует отклонению σ_{δ_f} (2, 4) для режима G-272. Обозначения см. рис. 10

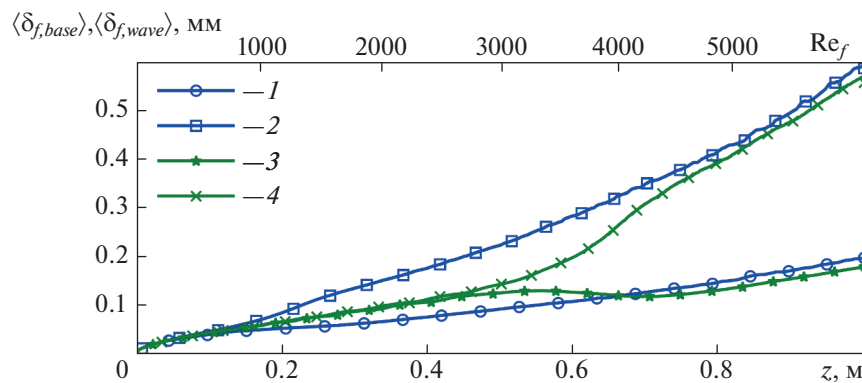


Рис. 13. Распределение $\langle \delta_{f,base} \rangle$ (1, 3) и $\langle \delta_{f,wave} \rangle$ (2, 4) по длине канала z для режима G-272. Обозначения см. рис. 10

относительной турбулентной вязкости μ_{eff}/μ вблизи поверхности пленки для G-272 при турбулентном режиме течения пленки конденсата ($Re_f = 5500-6200$), полученные в 3D-постановке, представлены на рис. 14.

Видно, что вблизи межфазной поверхности функция F_1 , отвечающая за переключение между моделями турбулентности, принимает значение равное 0, которое соответствует $k-\epsilon$ -модели. Относительная турбулентная вязкость в пленке

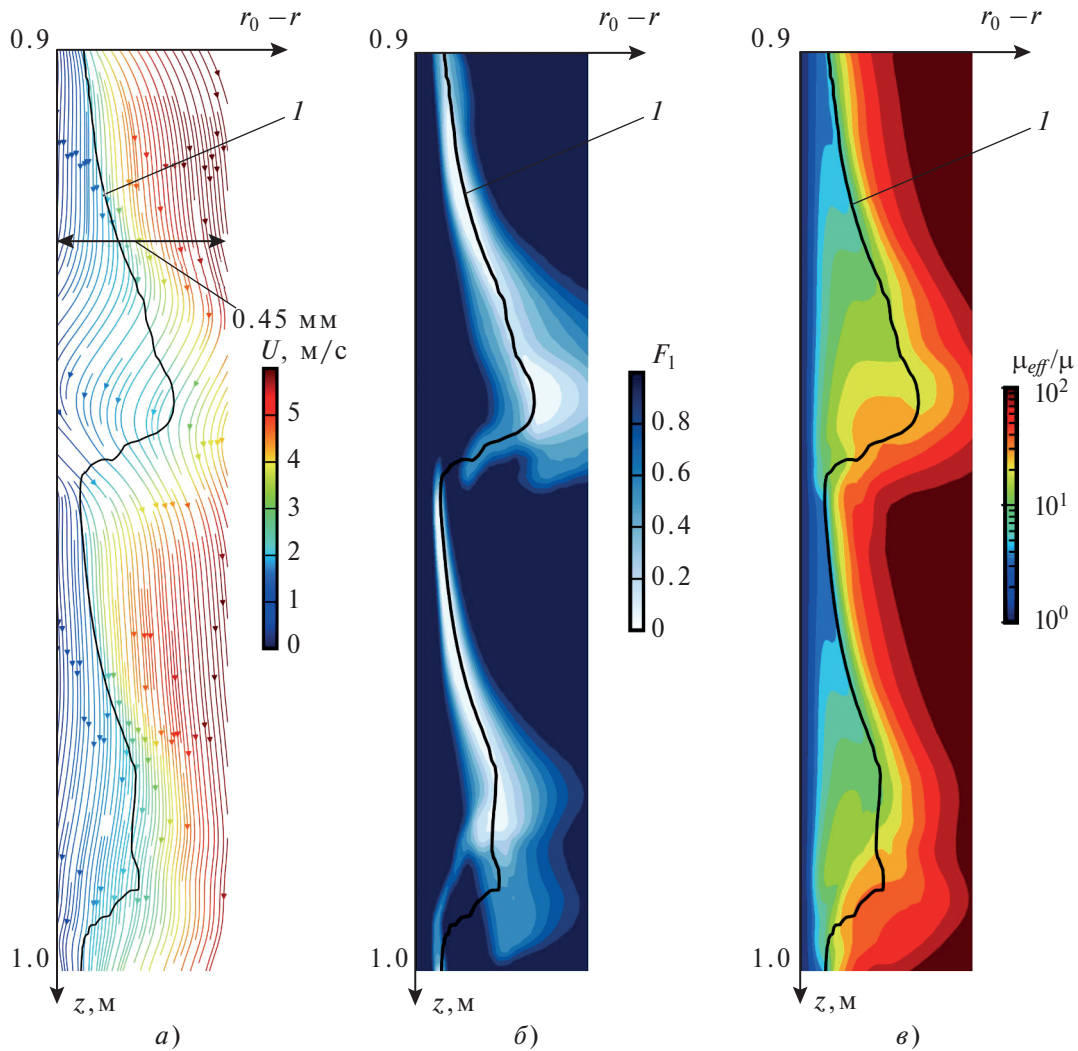


Рис. 14. Характерные мгновенные распределения скорости U (а), функции-переключателя F_1 (б) и относительной турбулентной вязкости μ_{eff}/μ (в) вблизи поверхности пленки для режима G-272 при $Re_f = 5500\text{--}6200$. Линия I указывает на положение межфазной границы

μ_{eff}/μ заметна, ее значение на гребне волны достигает 10–20. При удалении от межфазной поверхности μ_{eff}/μ резко возрастает и на расстоянии одной толщины пленки превышает 100.

На рис. 15 показано распределение продольной скорости U_z , температуры $\Theta = (T - T_w)/(T_{sat} - T_w)$, относительной турбулентной вязкости μ_{eff}/μ и источника $Q_{gl}/Q_{gl,max}$ ($Q_{gl,max}$ — максимальное значение в распределении), связанного с внутренним тепловыделением при фазовом переходе, вблизи входа в трубу при $z = 0.1$ м ($Re_f = 590$). При таком значении z поверхность пленки остается довольно гладкой, поэтому распределение представлено при угле $\theta = 0^\circ$.

Видно, что значение μ_{eff}/μ начинает резко увеличиваться при $(r_0 - r)/\delta_f \approx 0.25$. С учетом того что число Рейнольдса пленки $Re_f = 590$ соответствует ламинарно-волновому течению жидкой пленки, такое поведение отличается от ожидаемого. При этом число Рейнольдса парового потока достигает значения $Re_l \approx 2 \times 10^5$, а отношение μ_{eff}/μ в ядре потока равняется 600. Попытка использовать модель [16], в которой μ_{eff}/μ демпфируется в ячейках, находящихся рядом с межфазной поверхностью, с помощью фиксации в них значения ω , рассчитанного по формуле

$$\omega_{int} = B \frac{6\nu}{0.09(\Delta x_{CV})^2},$$

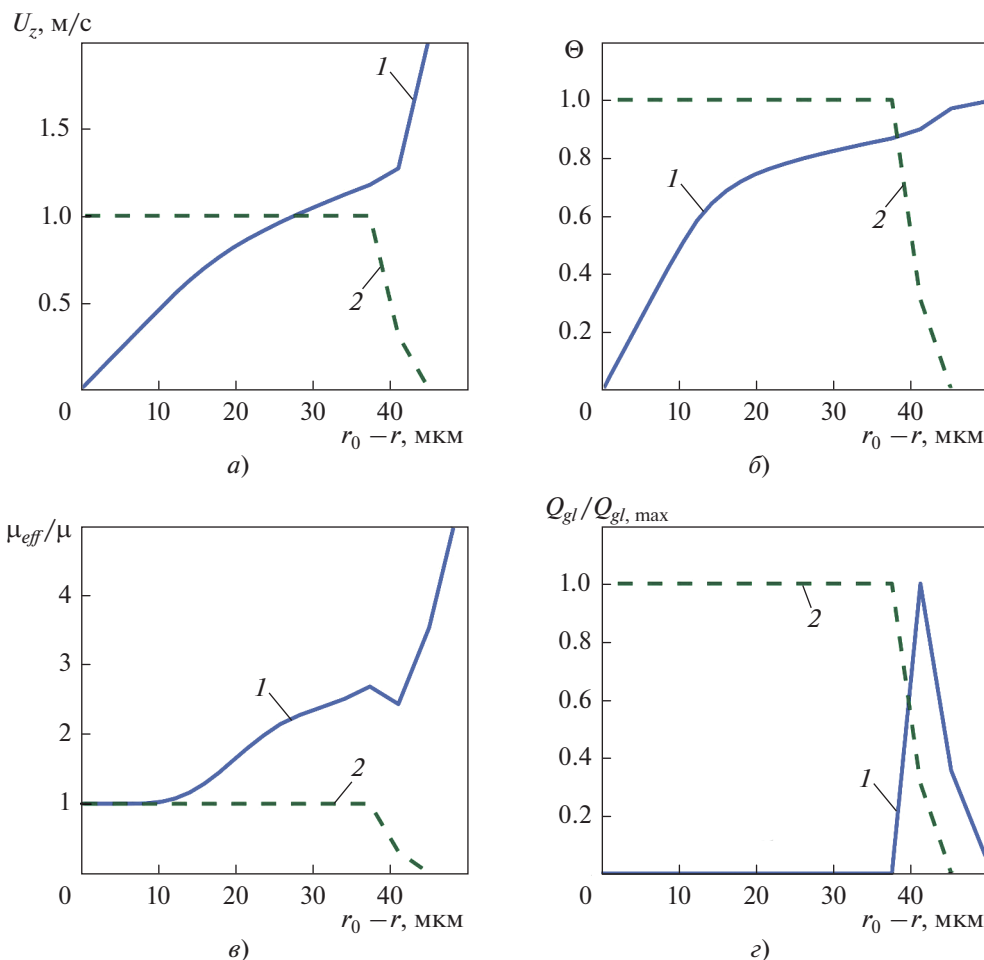


Рис. 15. Распределения продольной скорости U_z (а), температуры Θ (б), относительной турбулентной вязкости μ_{eff}/μ (в) и источника $Q_{gl}/Q_{gl,max}$ (г), связанного с внутренним тепловыделением, вблизи входа при $z = 0.1$ м ($Re_f = 590$) при режиме G-272.

Распределение: 1 – соответствующего параметра (U_z , Θ , μ_{eff}/μ или $Q_{gl}/Q_{gl,max}$); 2 – объемной доли жидкости

привела к существенному рассогласованию данных со значениями по теплоотдаче, полученными в опытах [5]. Возможной причиной стало использование подхода URANS (уравнения Навье – Стокса в нестационарной постановке, осредненные по Рейнольдсу), с помощью которого невозможно описать динамическое воздействие крупномасштабных вихрей на жидкую пленку конденсата, приводящее к более сильному возмущению межфазной поверхности и пульсации ее толщины. Возникновение заметной эффективной вязкости вблизи межфазной границы как раз компенсирует отсутствие указанных возмущений на межфазной поверхности. Для строгой проверки данной гипотезы требуется моделирование кольцевого двухфазного потока вихре-разрешающими методами (LES, DNS), для которых в настоящий момент практически недоступны потоки со столь высокими числами Рейнольдса.

Применительно к двухфазным кольцевым потокам в научной литературе имеются данные по прямому численному моделированию адиабатных потоков. Например, в [17] рассматривается кольцевой режим течения смеси нефти с водой (отношение плотностей составляет 0.91, отношение вязкостей – около 1000). Сопоставляя данные DNS и RANS-подхода, авторы получили близкие значения, однако в [17] рассматривается вариант, когда течение обеих фаз является турбулентным. Проблема применения RANS-подхода к моделированию двухфазных потоков обсуждается в [18]. Отмечен рост качественного рассогласования данных моделирования с использованием DNS и RANS-подхода с увеличением числа Re. Авторы [18] указывают, что если строго подходить к выводу системы уравнений, осредненных по Рейнольдсу, то нужно использовать разложение $\gamma = \bar{\gamma} + \gamma'$ (среднее значение $\bar{\gamma}$ и ее пульсационная составляющая γ') и учитывать моменты второго

порядка (например, $\overline{\gamma'u'}$), требующие привлечения дополнительных моделей. Решить данную задачу можно путем прямого сопоставления экспериментальных и расчетных данных, полученных разными методами, по локальным характеристикам пленки.

В последние годы в литературных источниках появляются экспериментальные данные для адиабатных потоков [19] и потоков при наличии конденсации [20, 21], однако диапазоны режимных параметров и объем имеющейся информации о локальных характеристиках пока недостаточны для валидации моделей конденсации при высоких числах Рейнольдса паровой (газовой) фазы.

ВЫВОДЫ

1. Переход к 3D-постановке позволил снизить отклонение коэффициентов теплоотдачи от экспериментальных значений, полученных для массовых скоростей от 88 до 272 кг/(м² · с) и плотностей теплового потока, достигающих 70 кВт/м² (среднее арифметическое отклонение составило 10.2% вместо 14.4%).

2. Представленные результаты показывают, что использование 3D-постановки для моделирования конденсации заметно повышает точность моделирования теплоотдачи в области ламинарно-волнового течения жидкой пленки конденсата.

3. Двумерная постановка позволяет проводить расчет процессов конденсации при опускном течении в вертикальном канале с точностью, сопоставимой с точностью экспериментальных данных, при существенно меньших временных затратах (1–2 дня) по сравнению с временными и компьютерными ресурсами для 3D-постановки (несколько недель).

4. Требуется дальнейшее тестирование подходов к моделированию двухфазных потоков. Сравнение локальных данных по теплообмену недостаточно для подтверждения корректности расчета характеристик пленки конденсата и особенностей ее взаимодействия с движущимся потоком пара. Появление в научной литературе данных по локальным характеристикам пленки конденсата вселяет уверенность в том, что в будущем удастся ответить на некоторые вопросы, пока оставшиеся без ответа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hirt C.W., Nichols B.** Volume of fluid (VOF) method for dynamics of free boundaries // *J. Comput. Phys.* 1981. V. 39. Is. 1. P. 201–225.
[https://doi.org/10.1016/0021-9991\(81\)90145-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(81)90145-5)
2. **Kharangate C.R., Mudawar I.** Review of computational studies on boiling and condensation // *Int. J. Heat*

Mass Transfer. 2017. V. 108. Part A. P. 1164–1196.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.12.065>

3. **Lee W.H.** A pressure iteration scheme for two-phase flow modeling // *Multiphase transport: fundamentals, reactor safety, applications* / Ed. by T.N. Veziroglu. Washington, DC: Hemisphere Publishing, 1980.
4. **Минко К.Б., Артемов В.И., Клементьев А.А.** Моделирование методом VOF процессов конденсации неподвижного и движущегося насыщенного пара на поверхности горизонтальной трубы // *Теплоэнергетика.* 2023. № 3. С. 20–39.
<https://doi.org/10.56304/S0040363623030050>
5. **Моделирование** процессов конденсации хладонов в вертикальных трубах методом VOF / К.Б. Минко, Г.Г. Яньков, В.И. Артемов, А.В. Птахин // *Теплоэнергетика.* 2023. № 7. С. 70–87.
<https://doi.org/10.56304/S0040363623070044>
6. **Local** condensation heat transfer in vertical tubes / A.S. Komendantov, Yu.B. Smirnov, S.G. Avdeyev, N.B. Smirnova // *Heat Transfer Res.* 1992. V. 24. Is. 6. P. 857–865.
7. **Abadi S.M.A.N.R., Meyer J.P., Dirker J.** Numerical simulation of condensation inside an inclined smooth tube // *Chem. Eng. Sci.* 2018. V. 182. P. 132–145.
8. **Abadi S.M.A.N.R., Meyer J.P., Dirker J.** Effect of inclination angle on the condensation of R134a inside an inclined smooth tube // *Chem. Eng. Res. Des.* 2018. V. 132. P. 346–357.
<https://doi.org/10.1016/j.cherd.2018.01.044>
9. **Numerical** study on condensation annular flow of R1234ze(E) inside an inclined tube / X. Gu, J. Wen, J. Tian, S. Wang, J. Tu // *Appl. Therm. Eng.* 2019. V. 163. P. 114359.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.114359>
10. **Computational** fluid dynamics modelling of the regular wave flow regime in air-water downwards annular flows / N. Varallo, R. Mereu, G. Besagni, C.N. Markides // *Chem. Eng. Res. Des.* 2024. V. 201. P. 631–644.
<https://doi.org/10.1016/j.cherd.2023.11.062>
11. **Menter F.R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA J.* 1994. V. 32. No. 8. P. 1598–1605.
<https://doi.org/10.2514/3.12149>
12. **Код ANES.** [Электрон. ресурс.]
<http://anes.ch12655.tmweb.ru/>
13. **Петухов Б.С., Кириллов В.В.** К вопросу о теплообмене при турбулентном течении жидкости в трубах // *Теплоэнергетика.* 1958. № 4. С. 63.
14. **Бойко Л.Д., Кружилин Г.Н.** Теплоотдача при конденсации пара в трубе // *Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт.* 1966. № 5. С. 113–128.
15. **Simultaneous** laser-induced fluorescence and capacitance probe measurement of downwards annular gas-liquid flows / V. Voulgaropoulos, A. Patapas, S. Lecompte, A. Charogiannis, O.K. Matar, M. De Paepe, C.N. Markides // *Int. J. Multiphase Flow.* 2021. V. 142. P. 103665.
<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2021.103665>
16. **Validation** of CFD codes with PTS-relevant test cases: Contact condensation in stratified steam-water flow / Y. Egorov, M. Boucker, A. Martin, S. Pigny, M. Scheuer-

- er, S. Willemsen // 5th Euratom Framework Programme 1998–2002. EVOL-ECORA-D07, 2004.
17. **DNS** and RANS for core-annular flow with a turbulent annulus / H. Li, M.J.B.M. Pourquié, G. Ooms, R.A.W.M. Henkes // *Int. J. Multiphase Flow*. 2024. V. 174. P. 104733.
<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2024.104733>
 18. **Nagarajan H.K., Trujillo M.F.** Quantifying a common inconsistency in RANS-VOF modeling of water and oil core annular flow // *Int. J. Multiphase Flow*. 2024. V. 181. P. 105008.
<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2024.105008>
 19. **Development** and interaction of disturbance waves in downward annular gas-liquid flow / M.V. Cherdantsev, S.V. Isaenkov, A.V. Cherdantsev, D.M. Markovich // *Int. J. Multiphase Flow*. 2021. V. 138. P. 103614.
<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2021.103614>
 20. **Interfacial** waviness during condensation heat transfer / A. Berto, P. Lavieille, M. Azzolin, S. Bortolin, M. Miscevic, D. Del Col // *Proc. of the 8th European Thermal Sciences Conf. (EUROTHERM 2021)*. Virtual, 20–22 Sept. 2021 // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021. V. 2116. P. 012014.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2116/1/012014>
 21. **Liquid** film thickness and heat transfer measurements during downflow condensation inside a small diameter tube / A. Berto, P. Lavieille, M. Azzolin, S. Bortolin, M. Miscevic, D. Del Col // *Int. J. Multiphase Flow*. 2021. V. 140. P. 103649.
<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2021.103649>

Modeling of R-113 Saturate Vapor Condensation in a Vertical Pipe Using the VOF Method in a Three-Dimensional Formulation

G. G. Yankov^{a, b}, K. B. Minko^{b, *}, and V. I. Artemov^{a, b}

^a *Tsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, 248023 Russia*

^b *National Research University Moscow Power Engineering Institute (NRE MPEI), Moscow, 111250 Russia*

^{*}*e-mail: minkokb@gmail.com*

Abstract—Advances in computer technology have significantly expanded the possibilities for studying heat and mass transfer processes using Computational Fluid Dynamics (CFD) methods and, in particular, vapor condensation in pipes. One of the promising methods of numerical research is Volume of Fluid (VOF), which allows direct modeling of the behavior of the interphase surface in complex nonstationary flows with mass transfer. Currently, the main efforts of researchers are aimed at the active development and testing of effective VOF models and algorithms and the selection of optimal characteristics of the grids used that are necessary for modeling a moving interphase surface and modes in which the vapor flow can be turbulent and the flow in the condensate film can consistently change from laminar (laminar-wave) to turbulent. An important issue remains the influence of taking into account real three-dimensionality in problems traditionally considered as two-dimensional: condensation of steam on the surface of a horizontal cylinder, bundles of horizontal tubes, or in a vertical cooled tube. For this purpose, the authors previously performed methodological calculations, including verification of models and VOF algorithms as applied to condensation processes in pipes. Based on the results obtained in a two-dimensional (2D) formulation when modeling condensation in a vertical pipe of turbulent steam flow, the optimal sizes of grid cells in the liquid film and steam in the radial and longitudinal directions were selected, various turbulence models were investigated, and the method for determining the constant in the Lee model was verified. When comparing the calculated values and data obtained experimentally at the Department of Engineering Thermal Physics of the National Research University MPEI, their good agreement was observed (arithmetic mean deviation 14.4%). This paper examines the results of modeling the specified problem in a three-dimensional (3D) formulation. Based on the performed calculations, the operability of the proposed algorithms, methods, and grid parameters was confirmed when transferring them from a two-dimensional to a three-dimensional setting. The values obtained from 3D modeling are in better agreement with the experimental data (average arithmetic deviation 10.2%); the accuracy of calculations in the area of the laminar-wave mode of condensate film movement is significantly increased.

Keywords: condensation in a vertical pipe, numerical modeling, VOF method, Lee model, 3D production