

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН,
СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КОНДЕНСАЦИИ ХЛАДОНОВ
В ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТРУБАХ МЕТОДОМ VOF¹

© 2023 г. К. Б. Минко^{a, b, *}, Г. Г. Яньков^{a, b}, В. И. Артемов^b, А. В. Птахин^{a, c}

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

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

^cНПВП “Турбоконт”, ул. Комсомольская Роцца, д. 43, г. Калуга, 248010 Россия

*e-mail: minkokb@gmail.com

Поступила в редакцию 28.10.2022 г.

После доработки 16.11.2022 г.

Принята к публикации 25.11.2022 г.

Исследование процессов конденсации пара внутри труб различной ориентации в пространстве является актуальной задачей для многих промышленных приложений, в том числе для создания теплоутилизационных установок на базе органического цикла Ренкина. В настоящей работе представлены результаты валидации математической модели двухфазного потока, в основе которой лежит метод Volume of Fluid (VOF), на экспериментальных данных по конденсации нисходящего потока фреона R-113 в вертикальной круглой трубе. Выполнено сравнение данных, полученных численным моделированием, как по интегральным, так и по локальным характеристикам, с экспериментальными данными для режимов с плотностями потока массы от 26 до 294 кг/(м² · с), давлениями насыщения от 10⁵ до 3 × 10⁵ Па, плотностями теплового потока до 80 кВт/м² для труб диаметрами 9.0, 14.0 и 20.8 мм. Результаты валидации показали работоспособность ранее предложенного авторами алгоритма определения коэффициента релаксации в модели Lee для расчета конденсации внутри труб. Наилучшее соответствие расчетов экспериментальным данным выявлено при использовании версий SST-модели турбулентности Ментера. Протестировано несколько упрощенных одномерных моделей конденсации пара внутри труб. Представлены рекомендации по выбору расчетной сетки для исследуемого класса задач. Для описания процессов конденсации хладонных методом VOF на характерную толщину жидкой пленки должно приходиться не менее 10 контрольных объемов (ячеек численной сетки), а продольный размер ячейки не должен превышать половины капиллярной постоянной. Показано, что возможен расчет характеристик теплообмена с использованием более грубой сетки (с продольным шагом до двух капиллярных постоянных), однако в данном случае волны на поверхности пленки не возникают, что существенно сказывается на гидравлических характеристиках потока.

Ключевые слова: конденсация внутри труб, хладоны, вертикальная труба, численное моделирование, метод VOF, модифицированная модель Lee, движущийся пар

DOI: 10.56304/S0040363623070044

Исследование процессов конденсации пара перспективных рабочих тел, таких как хладоны, гидрокарбонаты, для теплоутилизационных установок на базе органического цикла Ренкина – актуальная задача в условиях стремительно ужесточающихся экологических требований. Из-за радикального отличия теплофизических свойств этих рабочих тел от свойств воды характерными чертами конденсаторов теплоутилизационных установок являются большая длина теплообмен-

ных труб, в которых происходит конденсация отработавшего рабочего тела, и, как следствие, горизонтальное или слабонаклонное их расположение в конденсаторах.

Конденсации внутри вертикальных и горизонтальных труб посвящено большое количество работ, содержащих экспериментальные данные, интерполяционные формулы для расчета теплоотдачи и гидравлического сопротивления, разнообразные аналитические решения и результаты численного моделирования, опирающиеся на математические модели различного уровня сложности. Ссылки на проведенные эксперименты и

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

анализ предлагаемых обобщающих формул советских и российских ученых можно найти в работах [1–4]. Зарубежные исследования подробно освещены в недавних обзорах [5–10] и др. Авторы указанных публикаций отмечают, что различные экспериментальные исследования характеризуются как большим расхождением полученных данных (более 50%), так и значительными отличиями последних от результатов расчетов по разным эмпирическим формулам. Следует отметить, что, несмотря на обилие опубликованных экспериментальных работ с хладагентами и гидрокарбонатами, многие из них ориентированы на холодильную технику и невысокую плотность теплового потока q_w (3.6–62.0 кВт/м²).

Еще одно активно развиваемое направление исследований – анализ процессов конденсации хладагентов в микроканалах (гидравлическим диаметром $0.1 \leq d_h \leq 2.0$ мм) с различными формами поперечного сечения и ориентацией в пространстве в условиях естественной и микрогравитации. Ссылки на подобные исследования можно найти в [11]. Следует отметить, что в некоторых работах каналы относят к категории “микроканалов” условно и только на основании их очень малого диаметра d_h .

Уровень тепловых нагрузок q_w в конденсаторах проектируемых теплоутилизационных установок может составлять около 100 кВт/м², а диаметр каналов превышать 0.01 м. Поэтому для проектирования эффективных конденсаторов теплоутилизационных установок необходимы достоверные данные по теплоотдаче при конденсации хладагентов в трубах относительно большого диаметра. Всесторонние экспериментальные исследования, направленные на изучение процессов конденсации при указанных условиях, в настоящее время активно ведутся в Калужском государственном университете им. К.Э. Циолковского и ЗАО НПВП “Турбокон”. Возможности экспериментальной техники, к сожалению, не позволяют получить исчерпывающей информации о многих важных особенностях локальных процессов тепло- и массообмена при конденсации. Это обстоятельство обуславливает актуальность проведения численных исследований с использованием современных компьютерных средств и математических моделей. В последние 10–15 лет прогресс в области компьютерной техники радикально расширил диапазон возможностей численного анализа разнообразных процессов.

Одним из перспективных и активно развиваемых методов численного моделирования процессов кипения и конденсации является метод VOF, поэтому далее авторы настоящей статьи ограни-

чатся анализом работ, в которых используется именно этот подход для моделирования конденсации в каналах. Очевидное преимущество VOF заключается в возможности явно определять поверхность раздела фаз без каких-либо допущений. Основные проблемы при использовании этого метода для моделирования конденсации в каналах – создание эффективных алгоритмов расчета источников массы жидкой фазы (или источников энергии) вследствие фазового перехода и перемещения межфазной поверхности, а также описание турбулентности в жидкой пленке и газе (паре). Классификацию и описание существующих моделей для определения межфазной поверхности и методов расчета источников энергии вследствие фазовых переходов можно найти в обзорной статье [7]. Не останавливаясь на подробностях, стоит отметить, что указанные модели и алгоритмы могут быть отнесены к одному из трех типов:

модель с локализованным фронтом межфазной поверхности и расчетом источников энергии и источников массы при фазовом переходе с использованием универсальных законов совместности (energy jump condition);

модель на основе молекулярно-кинетической теории;

модель Lee [12], в которой предполагается линейная зависимость между объемным источником энергии (массы) и разностью температур $|T - T_{sat}|$, где T – температура в ячейке, где происходит фазовый переход, К; T_{sat} – температура насыщения при заданном давлении, К.

При моделировании процессов конденсации источниковый член в уравнении энергии, записанном относительно температуры, выглядит следующим образом [12]:

$$Q_{gl} = r_i (1 - \phi) h_{lg} \rho_g \frac{T_{sat} - T}{T_{sat}},$$

где r_i – константа; ϕ – объемная доля жидкой фазы; h_{lg} – теплота фазового перехода, Дж/кг; $\rho_g(T)$ – истинная плотность газа (пара), кг/м³.

Следует отметить, что использование этой модели приводит к “размазыванию” межфазной поверхности по “толщине” на два-три контрольных объема расчетной сетки. Основным недостатком модели [12] заключается в произвольности выбора значения эмпирической константы r_i . В различных работах это значение варьируется в диапазоне от 0.1 до 10^7 с⁻¹ [7]. В настоящей работе используется модифицированная модель Lee [13], лишенная указанного недостатка.

Что касается возможных переходных и турбулентных режимов как в жидкой, так и в газовой фазе, то проблема описания турбулентности по сравнению с однофазной средой усложняется не только из-за наличия межфазной поверхности жидкость – газ, которая демпфирует турбулентность, но и вследствие образования развивающихся на этой поверхности волн. В литературе имеется информация о возможных подходах к моделированию турбулентности для подобных течений, но ее объем крайне ограничен. Так, в обзоре [6], посвященном аналитическим и численным моделям для описания конденсации в микроканалах, модели турбулентности, использованные в цитируемых работах, не обсуждаются вовсе. Модели $k-\varepsilon$ (без уточнения конкретной модификации), $k-\omega$ SST [14] и алгебраическая модель [15] лишь упоминаются в обзоре [11] при обсуждении работ [16] (авторы применяли *realizable* $k-\varepsilon$ -модель [17]), [18, 19]. Анализ публикаций показал, что вполне разумные результаты по теплоотдаче в различных микроканалах были получены методом VOF при использовании моделей турбулентности $k-\omega$ [20], $k-\omega$ SST [14] и модели Lee [12] для расчета источников энергии и массы. Не останавливаясь детально на имеющихся для микроканалов данных, стоит отметить, что исследования [18, 21–24] являются в этом плане наиболее представительными.

Авторы работ [18, 21–24] рассматривали предсказательные способности $k-\omega$ -моделей [14, 20] по теплоотдаче при конденсации хладона R134a в широком диапазоне режимных параметров для вертикальных и горизонтальных микроканалов круглого и квадратного сечения, при этом особое внимание уделялось режиму течения в жидкой пленке. При плотностях массового потока $m_0 < 200$ кг/(м² · с) для лучшего соответствия экспериментальным данным [25, 26] турбулентная вязкость в модели $k-\omega$ [20] демпфировалась в жидкой пленке с помощью множителя $(1 - \varphi)$. Для режимов при $m_0 > 600$ кг/(м² · с) лучшее соответствие опытным данным было получено для $k-\omega$ SST-модели [14].

Поскольку целью настоящей работы является численное моделирование конденсации паров хладонов в трубах относительно большого диаметра, далее рассматривается использование метода VOF применительно к этому случаю.

В [27] отмечена немногочисленность работ, в которых моделируются режимы конденсации в трубах диаметрами $6 \leq d_0 \leq 20$ мм, важных для промышленных приложений. В [27] методом VOF исследована конденсация влажного водяно-

го пара в вертикальной трубе диаметром $d_0 = 12$ мм при $m_0 = 130\text{--}6400$ кг/(м² · с). Для моделирования фазового перехода использовалась упомянутая модель Lee. Описание турбулентности в работе [27] не вполне понятно. Указывается, что применялась модель Рейнольдсовых напряжений RSM, внедренная в CFD-код ANSYS Fluent [28], хотя осредненные по Рейнольдсу уравнения сохранения импульса и энергии записаны с использованием турбулентных вязкости μ_t и теплопроводности λ_t . При этом μ_t определялась по стандартной $k-\varepsilon$ -модели с учетом сил плавучести. Полученные результаты по теплоотдаче сравнивались с данными Бойко – Кружилина [29], а данные по потерям давления – с зависимостями из [30, 31] (режимные параметры расчетных точек на рисунках не уточняются).

В работе [32] экспериментально и численно исследовалась теплоотдача при конденсации пара хладона FC-72 при нисходящем течении в круглой трубе диаметром $d_0 = 11.89$ мм и плотностях потока массы $m_0 = 184, 276, 367$ и 413 кг/(м² · с). Эмпирическая константа в модели Lee изменялась в пределах $0.1\text{--}10^4$, для описания турбулентности использовалась $k-\omega$ SST-модель. Сравнение экспериментальных данных по теплоотдаче и температуре стенки показало их довольно существенное рассогласование.

Экспериментальное и численное исследование конденсации хладона R134a в наклонном канале (угол наклона от -90 до 90°) диаметром 8.38 мм и длиной 1.488 мм было выполнено в [33]. В качестве граничного условия задавалась постоянная плотность теплового потока (около 5 кВт/м²). Авторы использовали модель Lee с константой равной $r_i = 5500.0$ с⁻¹, шаг интегрирования был постоянным и равным 10^{-4} с. Для моделирования турбулентного переноса применялась *realizable* $k-\varepsilon$ -модель (1995 г.) [17], рекомендованная в работе [34]. Сравнение опытных и расчетных данных представлено только по перепаду давления и объемной доли паровой фазы при $m_0 = 200, 300, 400$ кг/(м² · с). Очевидно, что при совпадении объемных долей паровой фазы характеристики теплоотдачи к охлаждаемой стенке могут существенно различаться.

Авторы [35] исследовали потери давления при конденсации хладона R134a в гладкой горизонтальной трубе и трубе с луночными углублениями на стенке [$d_0 = 8.38$ мм и $50 \leq m_0 \leq 200$ кг/(м² · с)]. Турбулентность моделировалась с использованием $k-\varepsilon$ -модели (1993 г.) [36]. Константа в модели Lee была выбрана равной 0.1 с⁻¹, так как при

больших ее значениях возникали проблемы со сходимостью решения. Как показано в [13], такое значение константы не позволяет рассчитать конденсацию на поверхности горизонтального цилиндра в классической постановке Нуссельта и приводит к чрезмерному размазыванию фронта конденсации. По этой причине в [35] точность предсказания распределения толщины пленки, стекающей к нижней образующей по внутренней поверхности трубы, вызывает сомнение.

Если судить по отсутствию в упомянутых выше работах каких-либо данных о характеристиках волн на межфазной поверхности, то можно предположить, что использованные расчетные сетки были недостаточно “плотными” для качественного разрешения подобных эффектов. Так, в работе [37] количество расчетных ячеек сетки в жидкой пленке в сечении с минимальной толщиной последней не превышало 5. Следует отметить, что указанное число ячеек было выбрано на основании исследования авторами сеточной независимости рассчитанной средней температуры стенки (исследовались варианты сеток с количеством ячеек в жидкой пленке, равным 3, 5 и 12). Возможно, средняя температура стенки является недостаточно “чутким” критерием для определения параметров сетки, необходимых для разрешения волн.

Цель настоящей работы – валидация моделей и алгоритмов VOF и некоторых моделей турбулентности, реализованных в авторском CFD-коде ANES [38], на основе данных по конденсации в вертикальных трубах. В дальнейшем предполагается провести моделирование методом VOF процессов конденсации перспективных рабочих тел в горизонтальных и наклонных трубах.

ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОТБОР ДАННЫХ ДЛЯ СРАВНЕНИЯ

Рассматривается конденсация при опускном движении пара в круглой трубе (рис. 1).

Насыщенный пар с температурой T_{sat} и плотностью потока массы m_0 поступает на вход в трубу радиусом r_0 и длиной L_t . На стенке трубы заданы либо температура T_w , либо распределение плотности теплового потока $q_w(z)$. На входе в канал течение считается гидродинамически стабилизированным. Перед входом в охлаждаемый участок трубы располагается адиабатный участок длиной 10% L_t (на рис. 1 не показан), чтобы избежать особенностей формирования жидкой пленки непосредственно вблизи границы расчетной области.

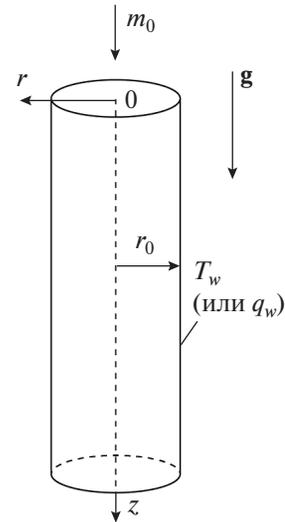


Рис. 1. Постановка задачи о конденсации пара при опускном движении в трубе. g – вектор ускорения свободного падения, $м/с^2$

Для валидации использовались экспериментальные данные [39–41] по конденсации пара фреона R-113. В работе [39] исследовалась конденсация насыщенного пара в трубе диаметром $d_0 = 20.8$ мм и длиной $L_t = 750$ мм при плотности потока массы на входе m_0 от 26 до 88 $кг/(м^2 \cdot с)$. Авторы [39] представили только интегральные данные по зависимости среднего теплового потока q_w от среднего перепада температур $\Delta T = T_{sat} - T_w$ (в экспериментах на внешней стенке трубы поддерживалась некоторая средняя температура). В работах [40, 41] приведены локальные характеристики теплообмена по длине трубы при конденсации. Для исследования использовались трубы диаметром 9 и 14 мм и длиной 1.0 и 1.5 м соответственно. Плотность потока массы на входе изменялась от 24.9 до 294.0 $кг/(м^2 \cdot с)$, а плотность теплового потока на стенке достигала 70–80 $кВт/м^2$. В качестве граничных условий на стенке принимались экспериментальные данные о распределении плотности теплового потока по длине канала, которые аппроксимировались полиномом второй степени.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

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 ϕ , уравнения неразрывности, записанного через плотность объемного потока

среды, т.е. скорость, уравнений движения и энергии [42]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\mathbf{U}\varphi) = \frac{M_{gl}}{\rho_l}; \end{array} \right. \quad (1)$$

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

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

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\rho c_p \mathbf{U} T - \lambda_{eff} \nabla T) = Q_{gl}, \end{array} \right. \quad (4)$$

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 фазу, кг/(м³ · с); ρ_l – истинная плотность жидкой фазы, кг/м³; U_k – k -я проекция скорости, м/с; μ_{eff} , c_p , λ_{eff} – эффективные динамический коэффициент вязкости, Па · с, теплоемкость, Дж/(кг · К), и коэффициент теплопроводности, Вт/(м · К), среды; $p_{rgh} = p - \rho(\mathbf{g} \cdot \mathbf{x})$ – статическое давление за вычетом локального гидростатического столба, Па; p – давление, Па; ρ – плотность среды, кг/м³; \mathbf{x} – радиус-вектор точки расчетной области, м; $F_{b,k}$ – проекция вектора \mathbf{F}_b на ось k ; $\mathbf{F}_b = [-(\rho_l - \rho_g)(\mathbf{g} \cdot \mathbf{x}) + \sigma K] \nabla \varphi$; σ – поверхностное натяжение, Н/м; K – кривизна межфазной поверхности, м⁻¹; T – температура, К; $Q_{gl} = M_{gl} h_{lg}$ – источник энергии, Вт/м³.

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

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

Здесь и далее подстрочный индекс l обозначает параметры жидкой фазы, а g – параметры газовой (паровой) фазы.

Для моделирования массообмена использовалась модель Lee [12]

$$Q_{gi} = M_{gl} h_{lg} = C' h_{lg} \rho_g (1 - \varphi) \Delta T_{gl} / T_{sat}, \\ \Delta T_{gl} = T_{sat} - T > 0.$$

Константа модели определялась по соотношению, предложенному в [13]:

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

где Δx_{CV} – характерный размер расчетной ячейки, м.

Следует отметить, что в работе [13] с использованием этой формулы авторам удалось получить достаточно точные результаты расчетов методом VOF конденсации неподвижных и движущихся паров воды и пентана на горизонтальном цилиндре в 2D- и 3D-постановках, а также при решении некоторых тестовых задач. В этой же работе подробно обсуждаются алгоритмы метода VOF с учетом массообмена и способ реконструкции условной межфазной поверхности с $\varphi = 0.5$.

Для моделирования турбулентного переноса в настоящей работе применялись различные модели турбулентности, реализованные в CFD-коде ANES. Как будет показано в дальнейшем, наиболее “удачными” оказались версии SST-модели Menter [14, 43].

Далее будут указаны некоторые различия упомянутых версий. Основные уравнения модели могут быть представлены в виде

$$\frac{\delta(\rho k)}{\delta \tau} + \operatorname{div} \left[\rho \mathbf{U} k - \rho \left(\mathbf{v} + \frac{\mathbf{v}_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] = \\ = \rho (P_k - \beta^* f_k \omega k);$$

$$\frac{\delta(\rho \omega)}{\delta \tau} + \operatorname{div} \left[\rho \mathbf{U} \omega - \rho \left(\mathbf{v} + \frac{\mathbf{v}_t}{\sigma_\omega} \right) \nabla \omega \right] = \\ = \rho (\alpha f_\omega G - \beta \omega^2) +$$

$$+ 2(1 - F_1) \frac{\rho}{\omega \sigma_\omega} (\nabla k \cdot \nabla \omega);$$

$$\mathbf{v}_t = \frac{k}{\omega} \frac{1}{\max \left\{ \frac{1}{f_\mu}, \frac{\sqrt{G F_2}}{0.31 \omega} \right\}};$$

$$G = S^2; \quad S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}};$$

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

$$\mu_{eff} = \rho(\nu + \nu_t), \quad \lambda_{eff} = \lambda + \frac{\rho c_p \nu_t}{Pr_t}.$$

Здесь k – кинетическая энергия турбулентных пульсаций скорости, м²/с²; P_k – порождение кинетической энергии турбулентных пульсаций скорости, м²/с³; ω – скорость либо обычной диссипации ($\omega = \varepsilon$), м²/с³, либо “удельной” диссипации ($\omega = \varepsilon/k$), с⁻¹ (переключение между “ветвями” происходит с помощью функции F_1); ν_t – коэффициент турбулентной кинематической вязкости, м²/с; F_1 – весовая функция ($0 \leq F_1 \leq 1$), переключающая модель с “ветви” k - ω вблизи стенки на “ветвь” k - ε в ядре течения; F_2 – функция-переключатель в выражении для коэффициента турбулентной вязкости; f_k, f_ω, f_μ – демпфирующие

функции; $\sigma_k, \sigma_\omega, \beta, \beta^*, \alpha$ – коэффициенты модели, которые рассчитываются с помощью линейной интерполяции по F_1 между соответствующими постоянными k - ε - и k - ω -моделей.

В дальнейшем обозначение SST-1 соответствует первоначальной версии модели, предложенной в работе [14]. В этой модели

$$f_k = f_\omega = f_\mu = 1, \quad P_k = \min(v_t G, 20\beta^* k \omega),$$

а в качестве граничных условий для k и ω на твердой стенке используются соотношения

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

где y_w – расстояние до центра пристеночного контрольного объема, м.

Для температуры и компонентов скорости вводятся обычные граничные условия.

В модифицированной модели, называемой в дальнейшем SST-2, введены демпфирующие функции, зависящие от турбулентного числа Рейнольдса Re_t :

$$P_k = v_t G; \quad Re_t = \frac{k}{\nu \omega}; \quad f_\mu = \frac{0.024 + \frac{Re_t}{6}}{1 + \frac{Re_t}{6}};$$

$$f_\omega = \frac{0.111 + \frac{Re_t}{2.95}}{1 + \frac{Re_t}{2.95}}; \quad f_k = \frac{0.2667 + \left(\frac{Re_t}{8}\right)^4}{1 + \left(\frac{Re_t}{8}\right)^4},$$

и отсутствует ограничитель для производства турбулентной энергии P_k . В пристеночных ячейках применяется модель универсальных пристеночных функций Ментера [43] и Кадера [44].

Некоторые расчеты были выполнены с использованием k - ω -модели [20] (далее обозначаемой k - ω) и двух модификаций k - ε -модели: низкорейнольдсовой модели Launder and Sharma (LS) [45] и двухслойной модели Norris and Reynolds (NR) [46].

Дополнительно в работе рассматривалась k - ω_{int} -модель [20], в которой вводилось подавление турбулентности в ячейках, находящихся рядом с межфазной поверхностью, с помощью фиксации в них значения ω [47]:

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

где ν – кинематический коэффициент вязкости.

В [48] рекомендуются значения константы $B = 100-2500$. В настоящей работе значение константы принималось равным 500.

Дополнительно к указанным моделям течения и теплообмена авторы данного исследования тестировали модифицированные версии модели из [49], основанные на решении одномерных по длине уравнений сохранения для паровой и конденсированной фаз в предположении о дисперсно-кольцевом режиме течения. Рассматривали четыре варианта указанной модели. В варианте 1D1 локальный коэффициент теплоотдачи $\alpha_1(z)$ рассчитывали, исходя из предположения о линейном профиле температуры в пленке конденсата:

$$\alpha_1(z) = \frac{\lambda_l}{\delta(z)},$$

где λ_l – коэффициент теплопроводности жидкой фазы, Вт/(м · К); $\delta(z)$ – локальная толщина жидкой пленки, м.

В варианте 1D2 локальный коэффициент теплоотдачи определяли по модели Бойко – Кружина [29]:

$$\alpha_2(z) = \alpha_0 \left[1 + x(z) \frac{\Delta \rho}{\rho_g} \right]^{1/2},$$

где α_0 – коэффициент теплоотдачи при однофазном течении жидкости со скоростью равной скорости циркуляции, рассчитываемый по формуле Петухова и Кириллова [50], Вт/(м² · К); $x(z)$ – локальное расходное массовое паросодержание; $\Delta \rho = \rho_l - \rho_g$.

Коэффициент гидравлического сопротивления определяли по формуле Филоненко при числах Рейнольдса $Re_{l,0} > 1600$, построенных по скорости циркуляции и вязкости жидкой фазы. При более низких числах $Re_{l,0}$ использовали соотношение для ламинарного течения в круглой трубе, при этом коэффициент теплоотдачи, тем не менее, вычисляли по формуле из [50]. Ясно, что данный подход выходит за пределы применимости соотношений, и об этом следует помнить при анализе результатов.

В варианте 1D3 была проведена простая интерполяция между вариантами 1D1 и 1D2:

$$\alpha_3(z) = \sqrt[4]{\alpha_1^4(z) + \alpha_2^4(z)}. \tag{5}$$

В вариантах 1D1–1D3 касательные напряжения на межфазной границе определялись по соотношению [51]:

$$\tau_i = \tau_g \left[1 + 24 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/3} \frac{\delta}{d_0} \right], \tag{6}$$

где τ_g – касательное напряжение при турбулентном течении пара в гладком канале, Па.

Вариант 1D4 был аналогичен варианту 1D3, за исключением касательных напряжений на межфазной поверхности, которые рассчитывались в 1D4 по формуле из [52]:

$$\tau_i = \tau_g \left(1 + 300 \frac{\delta}{d_0} \right).$$

ДЕТАЛИ ЧИСЛЕННОЙ РЕАЛИЗАЦИИ И ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

Детальное описание используемых алгоритмов метода VOF представлено, как ранее было отмечено, в предыдущей статье авторов [13] и поэтому в настоящей работе не приводится.

В результате предварительных расчетов размер контрольного объема вдоль оси трубы был выбран равным $b/2$, где b – капиллярная постоянная, м. Для построения сетки вблизи стенки трубы размер контрольного объема определялся исходя из некоторой характерной толщины ламинарной пленки

$$\delta_F = \frac{\lambda_l}{\alpha_0 \left(1 + \frac{\Delta \rho}{\rho_g} \right)^{1/2}}.$$

В базовом варианте на расстоянии δ_F от стенки строилась равномерная сетка из $N_F = 10$ контрольных объемов (ячеек), далее по радиусу размер контрольного объема увеличивался к центру канала с коэффициентом геометрической прогрессии равным 1.1. Данный способ построения сетки обеспечивал выполнение условия $y^+ < 1$ для всех рассмотренных режимов. Здесь $y^+ = yv^*/\nu$ – число Рейнольдса, построенное по динамической скорости v^* и расстоянию от твердой стенки y .

В настоящей работе условия на входе задавались с использованием полей, полученных при решении одномерной задачи о стабилизированном турбулентном течении насыщенного пара в круглой трубе при заданных режимных параметрах. В процессе расчета шаг по времени выбирался исходя из условия для критерия Куранта $Co = \Delta t u_{\max} / \Delta x_{CV} < 0.2$, где u_{\max} – модуль максимальной скорости в двухфазных ячейках, м/с. Временной шаг выдачи результатов был принят равным 12.5 мс для всех расчетов, на каждом шаге кроме мгновенных распределений одномерных характеристик потока записывались распределения, усредненные по времени между шагами записи результатов, что позволяло в дальнейшем получить средние характеристики на любом интересующем временном интервале. Время расче-

тов равнялось 5 с, осреднение по времени выполнялось на последних 1.25 с.

ТЕСТИРОВАНИЕ СЕТОЧНОЙ СХОДИМОСТИ

Параметры сетки, указанные в предыдущем разделе, выбирались на основе предварительных расчетов для режима конденсации хладона R-113 в трубе диаметром 9 мм и длиной 1 м с максимальной плотностью потока массы из работы [41] 294.0 кг/(м²·с) при давлении 2.88×10^5 Па. Расчеты выполнялись для четырех продольных размеров контрольного объема Δz_{CV} : $4b$, $2b$, $b/2$, $b/4$ – и двух вариантов числа контрольных объемов ($N_F = 10$ и 20), приходящихся на δ_F , при $\Delta z_{CV} = b/2$. Для анализа сеточной независимости применялась модель турбулентности SST-1. Распределение коэффициента теплоотдачи и давления по длине для различных сеток представлено на рис. 2, 3. На рис. 4 показано изменение толщины пленки в сечении, находящемся на расстоянии $z = 0.55$ м от входа в охлаждаемый участок.

Следует отметить, что для получения характеристик о волновой структуре межфазной поверхности требуется использовать сетку с продольным линейным размером не менее $\Delta z_{CV} = b/2$. На более “грубых” сетках волновая структура межфазной поверхности, характерная для дисперсно-кольцевого режима течения, в расчетах не воспроизводится. Данные о распределениях коэффициентов теплоотдачи по длине канала демонстрируют сеточную сходимость даже на самой “грубой” из рассмотренных сеток. Что касается потерь давления, то эта характеристика заметно изменяется с уменьшением Δz_{CV} и разрешением волн на межфазной поверхности. В дальнейшем все расчеты для данных [40, 41] были выполнены с сеткой $\Delta z_{CV} = b/2$ и $N_F = 10$. Расчеты коэффициентов теплоотдачи для большого числа режимов [39] были проведены на сетке с $\Delta z_{CV} = 2b$ и $N_F = 10$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Первая серия расчетов была выполнена для режима № 16 из работы [41], в котором насыщенный пар хладона R-113 поступал в трубу диаметром 14 мм и длиной 1.5 м с плотностью потока массы 54.9 кг/(м²·с) при давлении 2.06×10^5 Па. В качестве граничных условий на стенке использовались аппроксимированные экспериментальные данные о распределении плотности теплового потока по длине канала (средняя плотность теплового потока составляла приблизительно

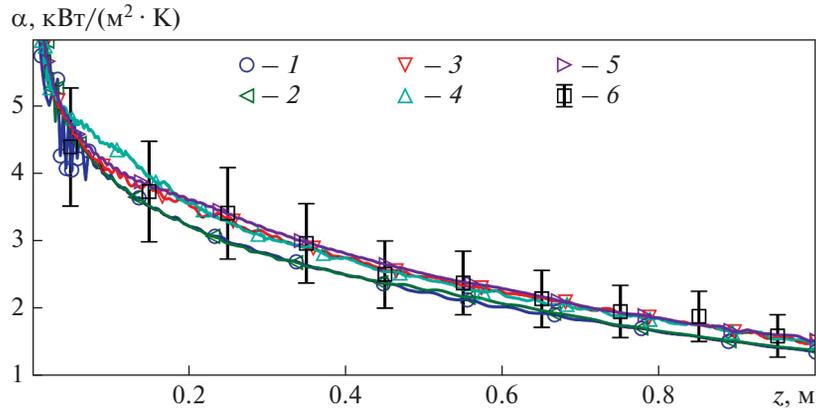


Рис. 2. Распределения значений коэффициента теплоотдачи по длине трубы $d_0 = 14$ мм при конденсации хладона R-113, $m_0 = 294$ кг/($m^2 \cdot c$), $T_{sat} = 356.35$ К (83.2°C). Расчет с использованием модели SST-1. Результаты для Δz_{CY} при $N_F = 10$: 1 – 4b; 2 – 2b; 3 – b/2; 4 – b/4; для $N_F = 20$: 5 – b/2; 6 – экспериментальные данные [41] с погрешностью $\pm 20\%$

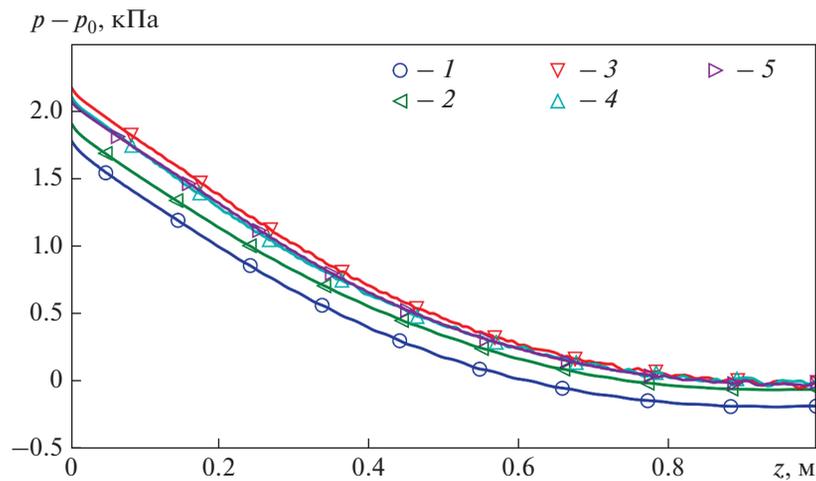


Рис. 3. Распределения давлений по длине трубы $d_0 = 14$ мм при конденсации хладона R-113, $m_0 = 294$ кг/($m^2 \cdot c$), $T_{sat} = 356.35$ К (83.2°C). Расчет с использованием модели SST-1. Обозначения см. рис. 2

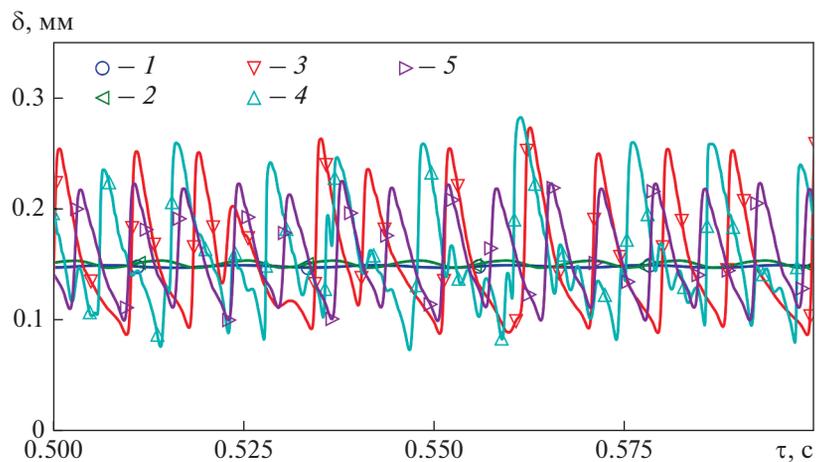


Рис. 4. Изменения толщины пленки во времени на расстоянии $z = 0.55$ м от входа в охлаждаемый участок трубы $d_0 = 14$ мм при конденсации хладона R-113, $m_0 = 294$ кг/($m^2 \cdot c$), $T_{sat} = 356.35$ К (83.2°C). Расчет с использованием модели SST-1. Обозначения см. рис. 2

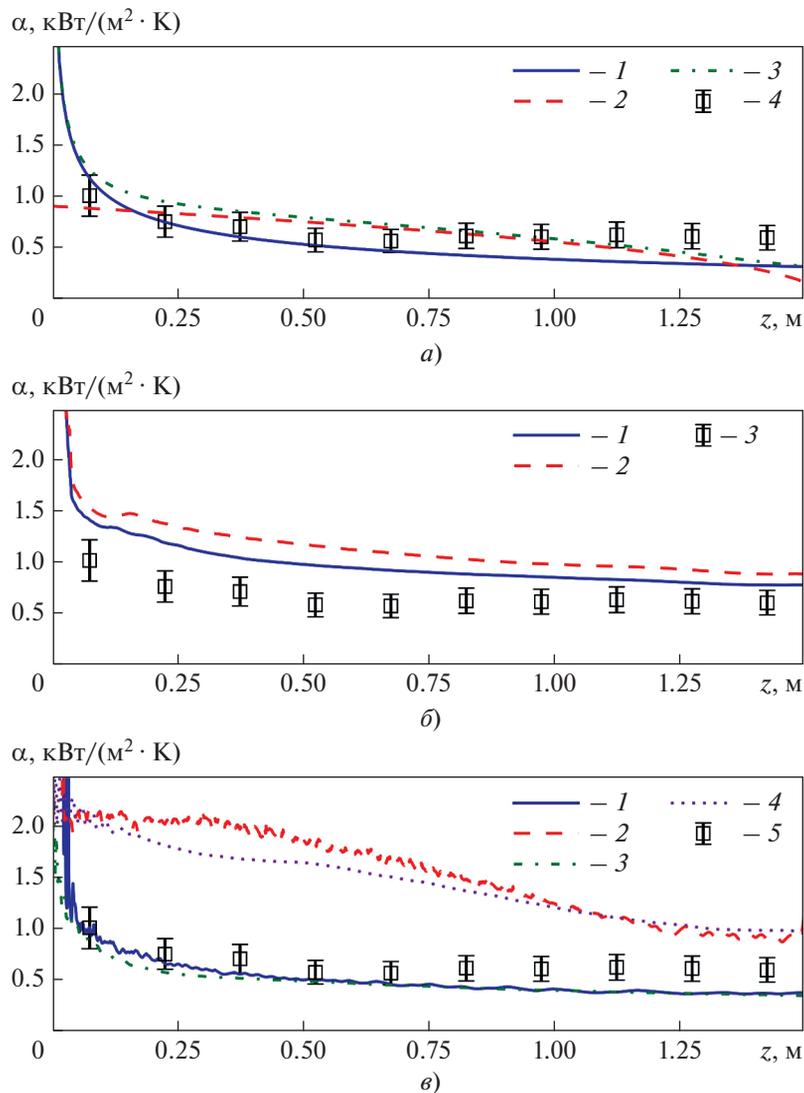


Рис. 5. Распределения коэффициентов теплоотдачи по длине трубы $d_0 = 14$ мм при конденсации хладагента R-113, $m_0 = 54.9$ кг/(м² · с), $T_{sat} = 343.95$ К (70.8°C).

Результаты расчетов: а – по одномерной модели: 1 – 1D1; 2 – 1D2, 3 – 1D3; б – по модели турбулентности в VOF: 1 – SST-1; 2 – SST-2; в – по модели турбулентности в VOF: 1 – $k-\omega_{int}$; 2 – $k-\omega$; 3 – LS; 4 – NR.

Экспериментальные данные [41] с погрешностью $\pm 20\%$ обозначены позицией: а – 4; б – 3; в – 5

17 кВт/м²). Число Рейнольдса, построенное по скорости циркуляции, равнялось $Re_{l,0} = 1952$, а построенное по скорости и свойствам пара на входе в трубу достигало $Re_{g,0} = 65630$.

Результаты расчета распределений коэффициентов теплоотдачи по длине канала с применением различных моделей представлены на рис. 5.

Полученные с использованием моделей SST-1 и SST-2 коэффициенты теплоотдачи примерно на 30–40% превышают экспериментальные значения в срединной части трубы. Расчеты по моде-

лям $k-\omega_{int}$ и LS дают распределения, близкие к расчету по одномерной модели 1D1, в которой пленка считается ламинарной. Расчеты по $k-\omega$ -модели и двухслойной модели NR кратно завышают значения коэффициентов теплоотдачи на начальном участке. Среди упрощенных моделей лучшее соответствие расчетных и экспериментальных данных получено для модели 1D3.

Распределения осредненных по времени значений толщины пленки по длине канала показаны на рис. 6, на котором хорошо видно, что все модели дают близкие распределения.

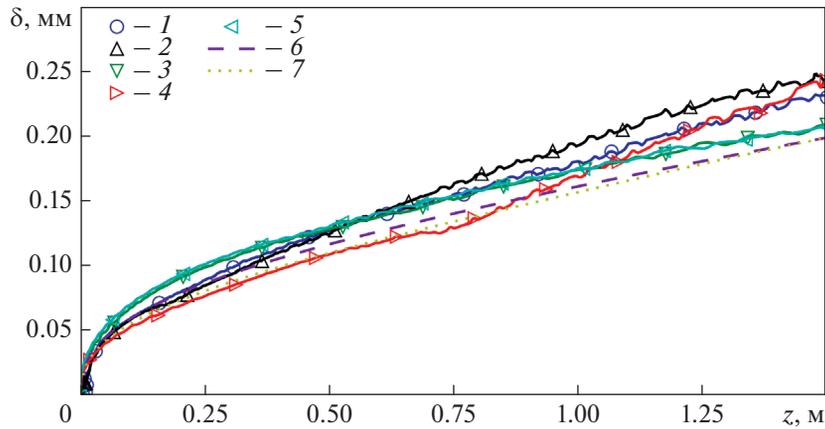


Рис. 6. Распределения толщин пленки по длине трубы $d_0 = 14$ мм при конденсации хладагента R-113, $m_0 = 54.9$ кг/($m^2 \cdot c$), $T_{sat} = 343.95$ К (70.8°C). Результаты расчетов, полученные с помощью модели: 1 – SST-1; 2 – SST-2; 3 – $k-\omega_{ini}$; 4 – $k-\omega$; 5 – LS; 6 – 1D3; 7 – 1D4

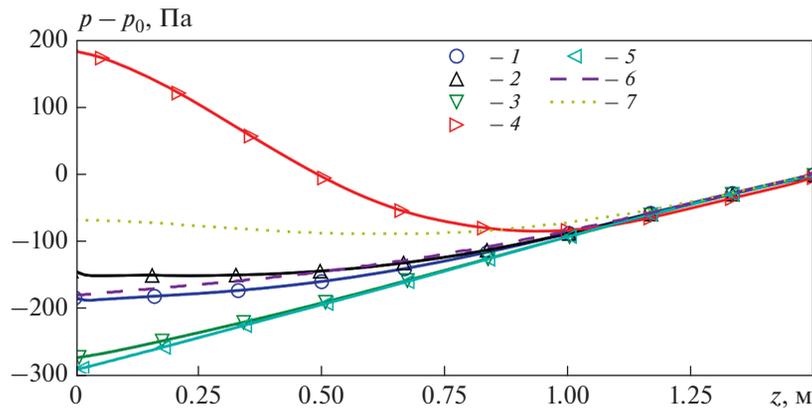


Рис. 7. Распределения давления по длине трубы $d_0 = 14$ мм при конденсации хладагента R-113, $m_0 = 54.9$ кг/($m^2 \cdot c$), $T_{sat} = 343.95$ К (70.8°C). Обозначения см. рис. 6

Выбор замыкающего соотношения для расчета трения на межфазной границе в упрощенных моделях 1D3 и 1D4 практически не сказывается на толщине пленки для рассматриваемых режимных параметров, однако существенно влияет на распределения давления (рис. 7). На рис. 7 видно, что моделям, дающим схожие распределения коэффициентов теплоотдачи, соответствуют близкие распределения давления по длине канала.

В качестве некоторой характеристики турбулентного переноса в жидкой пленке конденсата можно выбрать отношение эффективного коэффициента теплопроводности к теплопроводности жидкой фазы:

$$\frac{\lambda_{eff}(z)}{\lambda_l} = \frac{\langle \alpha(z) \rangle / \langle \delta(z) \rangle}{\lambda_l},$$

где знак $\langle \dots \rangle$ означает осреднение по времени.

Распределения данной характеристики для различных моделей турбулентности представлены на рис. 8. Хорошо видно, что модели SST-1, SST-2 и $k-\omega$ дают заметную турбулентную теплопроводность в рассматриваемом режиме. Это и обуславливает завышенные, по сравнению с экспериментальными, значения коэффициента теплоотдачи.

На рис. 9 показано мгновенное поле скорости в момент времени $\tau = 5$ с.

Следующая серия расчетов была выполнена для режима № 1 из работы [41], в котором насыщенный пар хладагента R-113 поступает в трубу диаметром 9 мм и длиной 1 м с плотностью потока массы равной 294.0 кг/($m^2 \cdot c$) при давлении 2.88×10^5 Па. В качестве граничных условий на стенке (как упоминалось ранее) использовались аппроксимированные экспериментальные данные

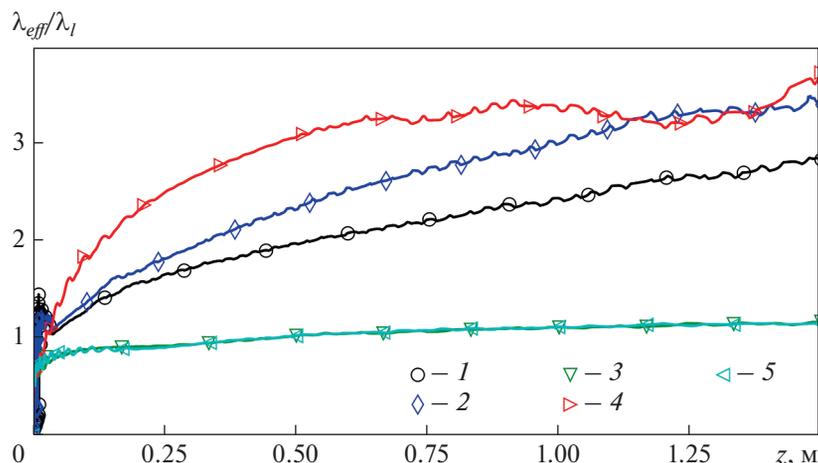


Рис. 8. Распределения λ_{eff}/λ_l по длине трубы $d_0 = 14$ мм при конденсации хладона R-113, $m_0 = 54.9$ кг/(м² · с), $T_{sat} = 343.95$ К (70.8°C). Обозначения см. рис. 6

о распределении плотности теплового потока по длине канала (ее среднее значение составляло приблизительно 71 кВт/м²). Числа Рейнольдса были равны $Re_{l,0} = 7590$ и $Re_{g,0} = 218500$. На рис. 10 показаны рассчитанные и эксперимен-

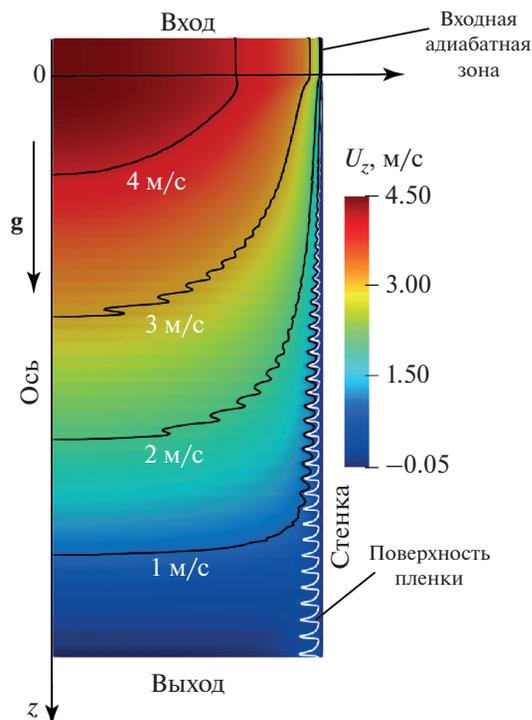


Рис. 9. Мгновенное поле скорости в момент времени 5 с при конденсации хладона R-113 в трубе диаметром 14 мм, $m_0 = 54.9$ кг/(м² · с), $T_{sat} = 343.95$ К (70.8°C) для модели SST-1 (соотношение масштабов по осям r и z искажено)

тальные распределения интенсивностей теплоотдачи по длине трубы. В этом случае экспериментальные данные существенно отличаются от значений, полученных в предположении о ламинарном течении пленки конденсата (упрощенная модель 1D1). Расчеты по формуле Бойко – Кружилина и упрощенной модели 1D3 дают близкие значения на большей части трубы, которые хорошо согласуются с данными экспериментов и расчетов, выполненных по SST-моделям.

На рис. 11 представлены распределения давлений по длине трубы. Лучшее согласие с CFD-расчетом по перепаду давления получено при использовании соотношения (6).

Следует отметить, что на рис. 11 показаны осредненные по времени распределения давлений. Мгновенные значения перепада давления, рассчитанные по модели SST-2, изменялись от -750 до 5500 Па при среднем значении, равном 1900 Па. Поэтому вопрос выбора наиболее корректных входных граничных условий, а именно что следует задавать в расчетах постоянным: расход, давление или мощность на прокачку — остается открытым. В работах [39–41] отсутствует информация, позволяющая ответить на этот вопрос.

На рис. 12 приведены результаты расчетов, проведенных с использованием моделей SST, и данные [41] при различных расходах пара.

Следует отметить, что расчет по модели SST-2 хорошо воспроизводит закономерности изменения коэффициента теплоотдачи, полученные в экспериментах. Согласование результатов расчетов по модели SST-1 с опытными данными не-

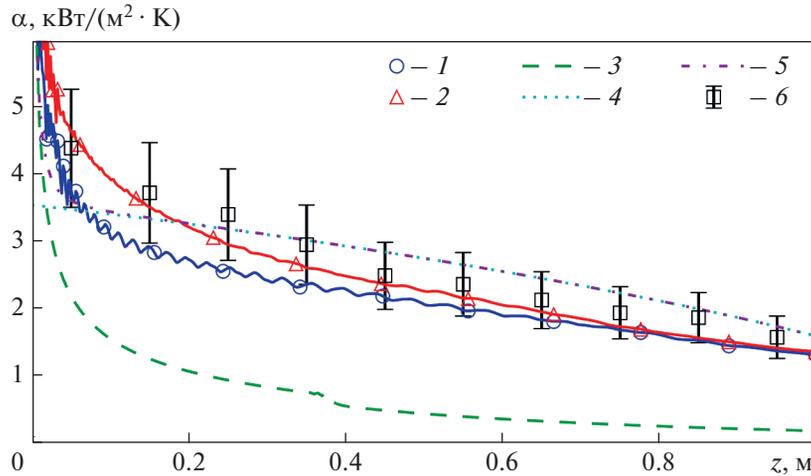


Рис. 10. Распределения коэффициентов теплоотдачи по длине трубы диаметром 9 мм при конденсации хладона R-113, $m_0 = 294 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $T_{sat} = 356.35 \text{ К}$ (83.2°C). Модель: 1 – SST-1; 2 – SST-2; 3 – 1D1; 4 – 1D2; 5 – 1D3; 6 – экспериментальные данные [41] с погрешностью $\pm 20\%$

сколько хуже. На рис. 13 представлена зависимость α/α_{exp} от числа Рейнольдса жидкой пленки Re_l .

Среднее отклонение расчетных значений от экспериментальных, определяемое как

$$\Sigma = \frac{1}{N} \sum \frac{|\alpha - \alpha_{exp}|}{\alpha_{exp}},$$

составляет 14.4% для модели SST-1 и 15.2% для SST-2. На рис. 13 хорошо видно, что наибольшее рассогласование расчетных и опытных данных характерно для области возможного перехода от ламинарного режима течения пленки конденсата к турбулентному ($400 \leq Re_l \leq 1200$).

На рис. 14 приведены мгновенные распределения толщины пленки по длине канала в момент времени 5 с, полученные с использованием модели SST-2 для тех же режимов, что и на рис. 12. В настоящей работе авторы ограничились лишь иллюстрацией возникающих волн. Статистический анализ этих данных авторы планируют представить в следующих работах.

Еще одна серия расчетов была выполнена применительно к данным [39]. На рис. 15 показана зависимость плотности теплового потока от разности температур $\Delta T = T_{sat} - T_w$. Следует напомнить, что для расчета применялась сетка с продольным шагом $\Delta z_{CV} = 2b$. Видно, что упрощенная модель № 3, являясь интерполяцией между двумя предельными случаями, хорошо воспроизводит экспериментальные данные по теплоотдаче

для всего диапазона параметров: $1060 < Re_{l,0} < 3330$. Данные CFD-моделирования с использованием модели SST-1 отличаются в сторону занижения q_w от экспериментальных данных при плотностях массового потока $m_0 > 60 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Результаты, полученные с помощью модели SST-2, в большей степени соответствуют опытным данным при высоких значениях плотности потока массы, но заметно отличаются от них при ее низких значениях.

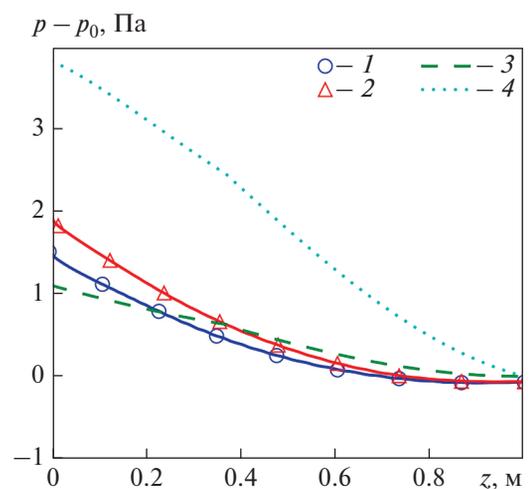


Рис. 11. Распределения давления по длине трубы диаметром 9 мм при конденсации хладона R-113, $m_0 = 294 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $T_{sat} = 356.35 \text{ К}$ (83.2°C). Модель: 1 – SST-1; 2 – SST-2; 3 – 1D3; 4 – 1D4

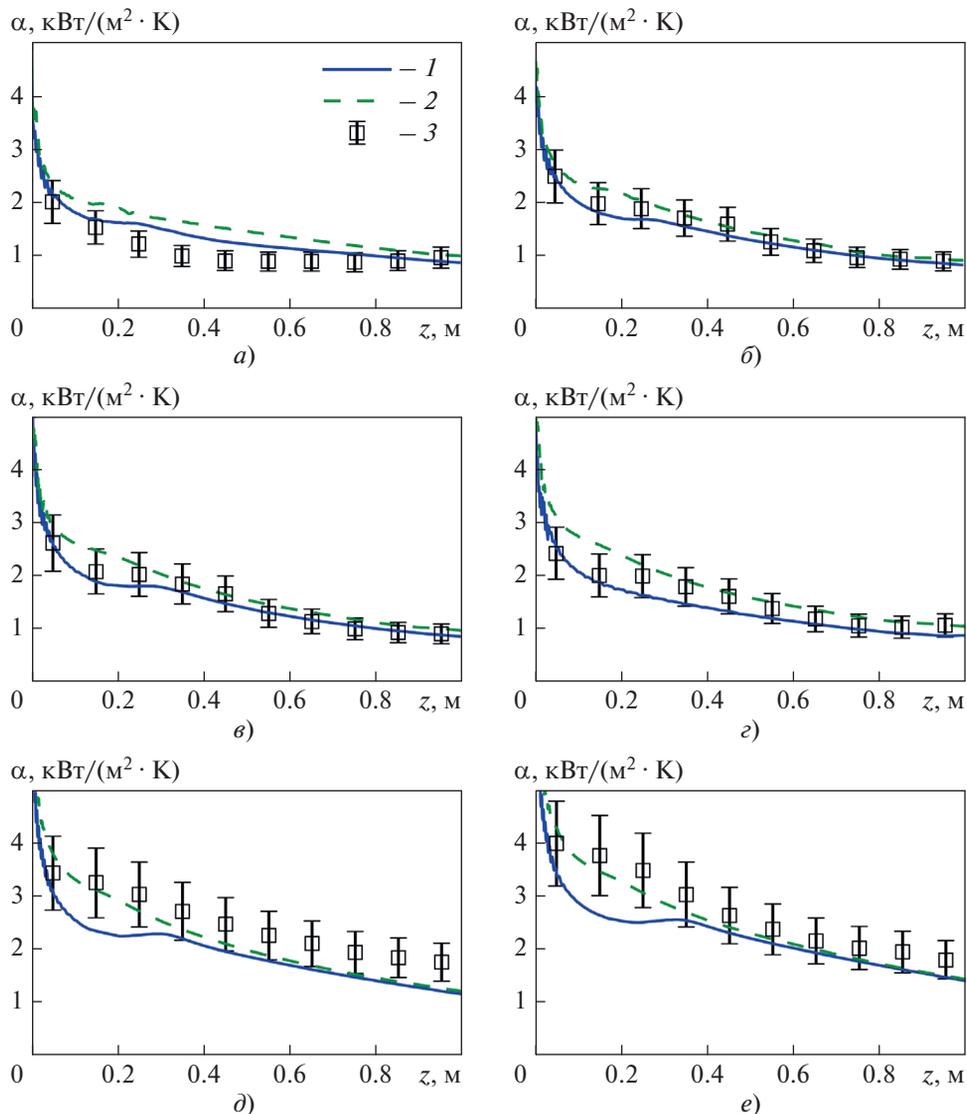


Рис. 12. Распределения коэффициентов теплоотдачи по длине трубы диаметром 9 мм при конденсации хладона R-113 для m_0 , кг/($m^2 \cdot c$), и $p_{sat} \times 10^{-5}$, Па, соответственно: а – 88.3 и 1.50; б – 107.0 и 1.37; в – 138.0 и 1.83; г – 170.7 и 2.71; д – 228.0 и 3.00; е – 271.9 и 3.24.

Результаты расчетов, полученные с помощью модели: 1 – SST-1; 2 – SST-2; 3 – экспериментальные данные [41] с погрешностью $\pm 20\%$

ВЫВОДЫ

1. Валидация моделей и алгоритмов метода VOF, реализованных в коде ANES, на экспериментальных данных по конденсации насыщенного пара при опускном движении внутри труб при плотности потока массы от 26 до 294 кг/($m^2 \cdot c$) и плотностях теплового потока до 70–80 кВт/ m^2 показала их работоспособность.

2. Алгоритм расчета коэффициента релаксации в модели Lee, предложенный ранее авторами для конденсации на поверхности цилиндра, мо-

жет быть рекомендован и для моделирования конденсации насыщенного пара при опускном движении в вертикальных трубах.

3. Из использованных в настоящей работе моделей турбулентности для расчета конденсации в вертикальных трубах наиболее универсальными моделями оказались версии SST-модели Ментера. Явные преимущества той или иной версии этой модели не выявлены. Наибольшие расхождения результатов экспериментов и расчетов коэффициента теплоотдачи с использованием SST-моделей (до 70% в сторону завышения) ха-

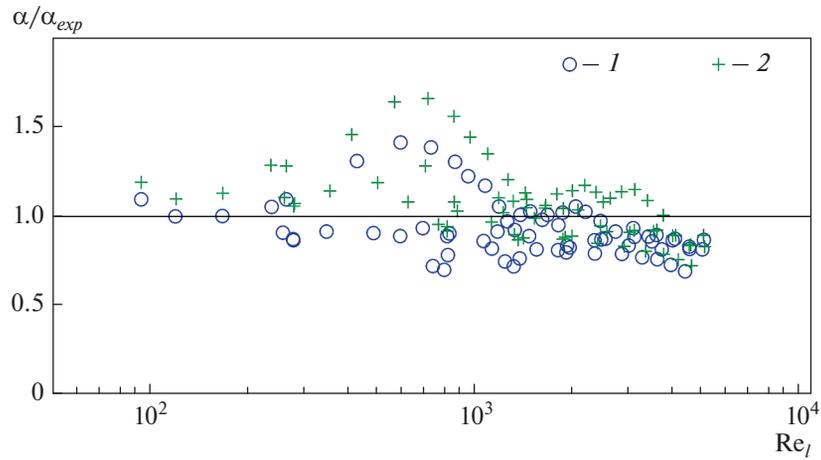


Рис. 13. Зависимость α/α_{exp} от числа Рейнольдса жидкой пленки Re_l при конденсации хладона R-113, значения m_0 от 88.3 до 294 кг/(м² · с) для трубы диаметром 9 мм. Обозначения см. рис. 12

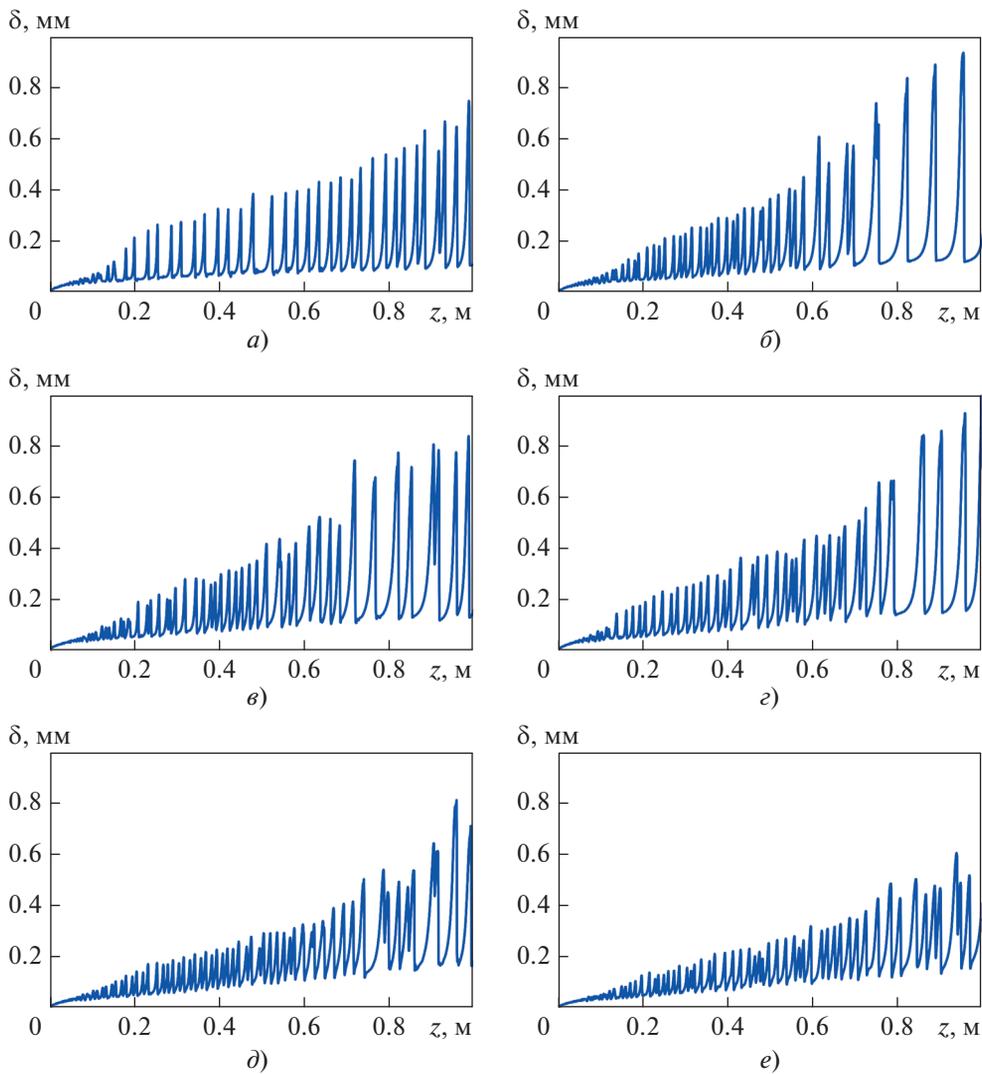


Рис. 14. Распределения толщины пленки в момент времени 5 с по длине трубы диаметром 9 мм при конденсации хладона R-113 при различных значениях m_0 и p_{sat} . Обозначения см. рис. 12

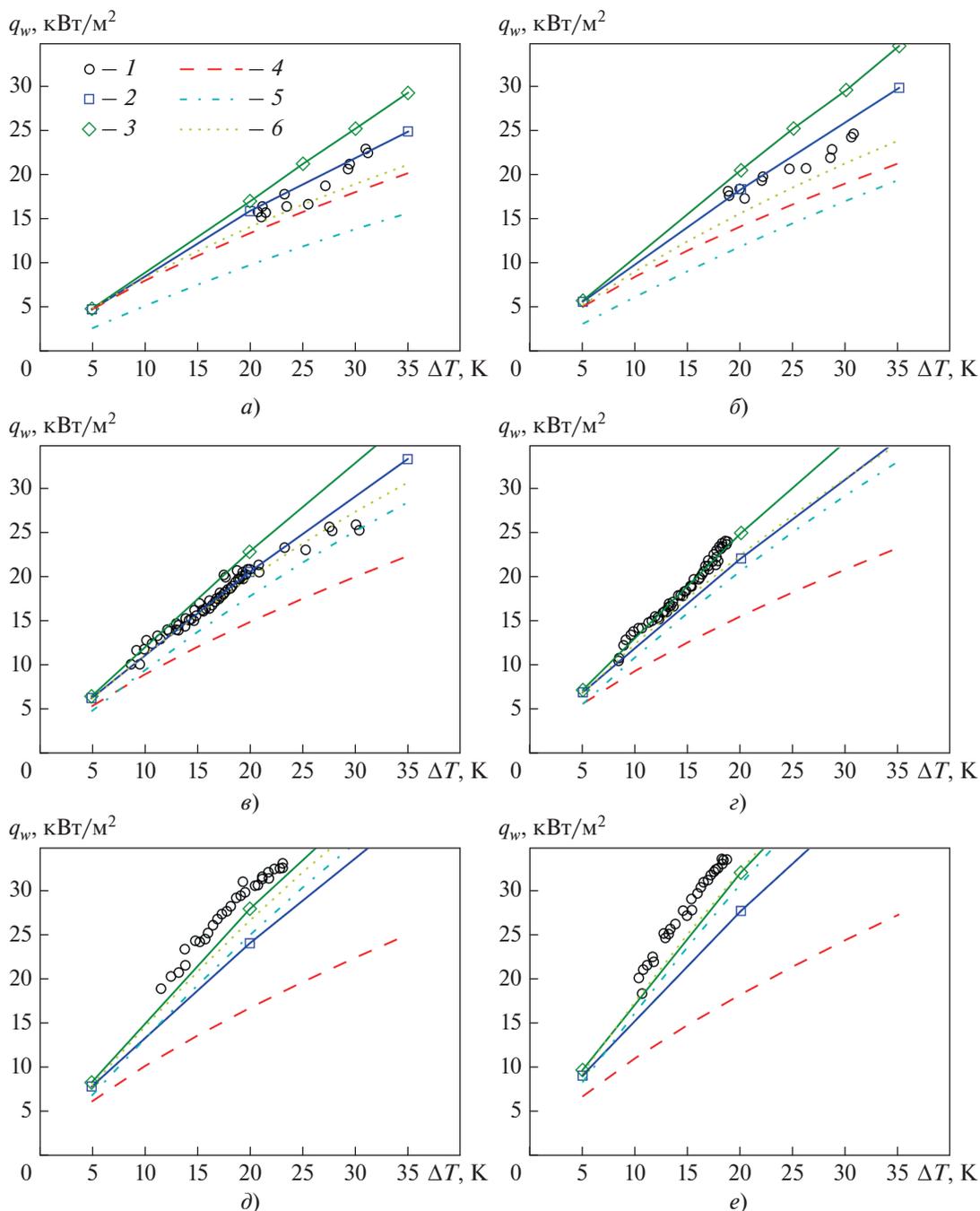


Рис. 15. Зависимости q_w от ΔT при конденсации хладона R-113 в трубке диаметром $d_0 = 20.8$ мм при $p = 10^5$ Па. Значения m_0 , кг/(м²·с), и $Re_{l,0}$ соответственно равны: а – 26 и 1060; б – 38 и 1510; в – 47 и 1910; г – 56 и 2270; д – 69 и 2730; е – 88 и 3330. 1 – экспериментальные данные [39]; расчетные данные с использованием моделей: 2 – SST-1; 3 – SST-2; 4 – 1D1; 5 – 1D2; 6 – 1D3

рактены для чисел Рейнольдса пленки $0.4 \leq Re_l \times 10^{-3} \leq 1.2$ и относительно низких расходов пара. По-видимому, в этом диапазоне чисел Рейнольдса в пленке должен сохраняться ламинарный режим течения. Тем не менее обе версии

SST-модели предсказывают появление заметной турбулентности.

4. Среди упрощенных моделей модель дисперсно-кольцевого течения 1D3, в которой коэффициент теплоотдачи рассчитывается по соотно-

шению (5), а перепад давления определяется по (6), позволяет получить значения, которые в наибольшей степени согласуются с экспериментальными данными по теплоотдаче и результатами CFD-расчетов по изменению давления вдоль канала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Improving** methods to calculate heat transfer during the condensation inside tubes / V.G. Rifert, V.V. Gorin, V.V. Sereda, V.V. Treputnev // *J. Eng. Phys. Thermophys.* 2019. V. 92. Is. 3. P. 797–804. <https://doi.org/10.1007/s10891-019-01988-6>
2. **Heat** transfer during film condensation inside plain tubes. Review of experimental research / V. Rifert, V. Sereda, V. Gorin, P. Barabash, A. Solomakha // *Heat Mass Transfer.* 2020. V. 56. Is. 3. P. 691–713. <https://doi.org/10.1007/s00231-019-02744-5>
3. **Гогонин И.И.** Исследование теплообмена при пленочной конденсации пара. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2015.
4. **Федоров В.А., Мильман О.О.** Конденсаторы паротурбинных установок. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013.
5. **Shah M.M.** Improved correlation for heat transfer during condensation in mini and macro channels // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2022. V. 194. P. 123069. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123069>
6. **Keniar K., El Fil B., Garimella S.** A critical review of analytical and numerical models of condensation in microchannels // *Int. J. Refrig.* 2020. V. 120. P. 314–330. <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2020.08.009>
7. **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>
8. **Dalkilic A.S., Wongwises S.** Intensive literature review of condensation inside smooth and enhanced tubes // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2009. V. 52. Is. 15–16. P. 3409–3426. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.01.011>
9. **García-Valladares O.** Review of in-tube condensation heat transfer correlations for smooth and microfin tubes // *Heat Transfer Eng.* 2003. V. 24. No. 4. P. 6–24. <https://doi.org/10.1080/01457630304036>
10. **Condensation** inside and outside smooth and enhanced tubes – a review of recent research / A. Cavallini, G. Censi, D. Del Col, L. Doretti, G.A. Longo, L. Rossetto, C. Zilio // *Int. J. Refrig.* 2003. V. 26. Is. 4. P. 373–392. [https://doi.org/10.1016/S0140-7007\(02\)00150-0](https://doi.org/10.1016/S0140-7007(02)00150-0)
11. **Bortolin S., Del Col D.** Condensation in minichannels: experimental investigation and numerical modeling // *Interfacial Phenomena Heat Transfer.* 2015. V. 3. Is. 2. P. 139–157. <https://doi.org/10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2015012260>
12. **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. P. 407–432.
13. **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>
14. **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>
15. **Cioncolini A., Thome J.R.** Algebraic turbulence modeling in adiabatic and evaporating annular two-phase flow // *Int. J. Heat Fluid Flow.* 2011. V. 32. Is. 4. P. 805–817. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2011.05.006>
16. **Simulation** of condensation flow in a rectangular microchannel / S. Chen, Z. Yang, Y. Duan, Y. Chen, D. Wu // *Chem. Eng. Process.: Process Intensification.* 2014. V. 76. P. 60–69. <https://doi.org/10.1016/j.cep.2013.12.004>
17. **A new k-ε** eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows / T.-H. Shih, W.W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, J. Zhu // *Comput. Fluids.* 1995. V. 24. Is. 3. P. 227–238. [https://doi.org/10.1016/0045-7930\(94\)00032-T](https://doi.org/10.1016/0045-7930(94)00032-T)
18. **The importance** of turbulence during condensation in a horizontal circular minichannel / E. Da Riva, D. Del Col, S.V. Carimella, A. Cavallini // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2012. V. 55. Is. 13–14. P. 3470–3481. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.02.026>
19. **Antonsen N., Thome J.R.** Numerical simulation of condensing and evaporating annular flows in microchannels with laminar and turbulent liquid films // *Proc. of the 15th Intern. Heat Transfer Conf. (IHTC-15).* Kyoto, Japan, 10–15 Aug. 2014. P. 8695–8704. <https://doi.org/10.1615/IHTC15.tpn.009798>
20. **Wilcox D.C.** Turbulence modeling for CFD. 2nd ed. USA, California: DCW Industries, La Canada, 1998.
21. **Da Riva E., Del Col D.** Numerical simulation of condensation in a minichannel // *Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Micro/Nanoscale Heat and Mass Transfer (ASMEDC).* Shanghai, China, 18–21 Dec. 2009. Online published: 2010. V. 2. No. MNHMT2009-18245. P. 139–145. <https://doi.org/10.1115/MNHMT2009-18245>
22. **Simulation** of condensation in a circular minichannel: Application of VOF method and turbulence model / E. Da Riva, D. Del Col, A. Cavallini, S.V. Garimella // *Proc. of the Intern. Refrigeration and Air Conditioning.* West Lafayette, Indiana, USA, Purdue University, 12–15 July 2010.
23. **Da Riva E., Del Col D.** Effect of gravity during condensation of R134a in a circular minichannel // *Microgravity Sci. Technol.* 2011. V. 23. Suppl. 1. P. 87–97. <https://doi.org/10.1007/s12217-011-9275-4>
24. **Da Riva E., Del Col D.** Numerical simulation of laminar liquid film condensation in a horizontal circular minichannel // *J. Heat Transfer.* 2012. V. 134. Is. 5. P. 051019. <https://doi.org/10.1115/1.4005710>

25. **Experimental** study on condensation heat transfer inside a single circular minichannel / M. Matkovic, A. Cavallini, D. Del Col, L. Rossetto // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2009. V. 52. Is. 9–10. P. 2311–2323. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.11.013>
26. **Modelling** of condensation in a circular minichannel by means of the VOF method / E. Da Riva, D. Del Col, A. Cavallini // *Proc. of the 14th Intern. Heat Transfer Conf. Washington, DC, USA, 8–13 Aug. 2010*. Online published: 2010. V. 2. No. IHTC14-22857. P. 205–213. <https://doi.org/10.1115/IHTC14-22857>
27. **Numerical** simulation on forced convective condensation of steam upward flow in a vertical pipe / G.-D. Qiu, W.-H. Cai, S.-L. Li, Z.-Y. Wu, Y.-Q. Jiang, Y. Yao // *Adv. Mech. Eng.* 2014. V. 6. P. 589250. <https://doi.org/10.1155/2014/589250>
28. **ANSYS Fluent Theory Guide**. Canonsburg: ANSYS Inc., 2018.
29. **Бойко Л.Д., Кружилин Г.Н.** Теплоотдача при конденсации пара в трубе // *Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт*. 1966. № 5. С. 113–128.
30. **Baker O.** Simultaneous flow of oil and gas // *Oil and Gas J.* 1954. V. 53. P. 185–195.
31. **Dukler A.E., Wicks M., Cleveland R.G.** Frictional pressure drop in two-phase flow: A. A comparison of existing correlations for pressure loss and holdup // *AICHE J.* 1964. V. 10. Is. 1. P. 38–43. <https://doi.org/10.1002/aic.690100117>
32. **Experimental** and computational investigation of vertical downflow condensation / H. Lee, C.R. Kharangate, N. Mascarenhas, I. Park, I. Mudawar // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2015. V. 85. P. 865–879. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.02.037>
33. **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>
34. **Li J.-D.** CFD simulation of water vapour condensation in the presence of non-condensable gas in vertical cylindrical condensers // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2013. V. 57. Is. 2. P. 708–721. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.10.051>
35. **Reddy N.V.S.M., Satyanarayana K., Venugopal S.** Influence of saturation temperature on pressure drop during condensation of R-134a inside a dimpled tube: a numerical study // *Theor. Found. Chem. Eng.* 2022. V. 56. Is. 3. P. 395–406. <https://doi.org/10.1134/S0040579522030125>
36. **Yang Z., Shih T.H.** New time scale based k- ϵ model for near-wall turbulence // *AIAA J.* 1993. V. 31. No. 7. P. 1191–1198. <https://doi.org/10.2514/3.11752>
37. **Volume** of fluid-based numerical modeling of condensation heat transfer and fluid flow characteristics in microchannels / H. Ganapathy, A. Shooshtari, K. Choo, S. Dessiatoun, M. Alshehhi, M. Ohadi // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2013. V. 65. P. 62–72. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.05.044>
38. **Код ANES.** [Электрон. ресурс.] <http://anes.ch12655.tmweb.ru/>
39. **Briggs A., Kelemenis C., Rose J.W.** Heat transfer and pressure drop measurements for in-tube condensation of CFC-113 using microfin tubes and wire inserts // *Exp. Heat Transfer*. 2000. V. 13. Is. 3. P. 163–181. <https://doi.org/10.1080/08916150050174869>
40. **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.
41. **Отчет о НИР “Исследование механизма и методов интенсификации теплообмена при кипении и конденсации в трубах. Экспериментальное исследование локальной теплоотдачи при конденсации пара хладона-113 в вертикальных трубах”.** М.: МЭИ, 1992.
42. **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)
43. **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. of the Intern. Gas Turbine Congress. Tokyo, Japan, 2–7 Nov. 2003*.
44. **Kader B.A.** Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1981 V. 24. Is. 9. P. 1541–1544. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(81\)90220-9](https://doi.org/10.1016/0017-9310(81)90220-9)
45. **Launder B.E., Sharma B.I.** Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc // *Lett. Heat Mass Transfer*. 1974. V. 1. Is. 2. P. 131–137. [https://doi.org/10.1016/0094-4548\(74\)90150-7](https://doi.org/10.1016/0094-4548(74)90150-7)
46. **Norris L.H., Reynolds W.C.** Turbulent channel flow with a moving wavy boundary: Rept. No. FM-10. Stanford University, Mech. Eng. Dep., USA, 1975.
47. **Egorov Y.** Validation of CFD codes with PTS-relevant test cases: Technical Report EVOL-ECORA-D07, ANSYS, 2004.
48. **Reynolds-averaged** modeling of turbulence damping near a large-scale interface in two-phase flow / E.M.A. Frederix, A. Mathur, D. Dovizio, B.J. Geurts, E.M.J. Komen // *Nucl. Eng. Des.* 2018. V. 333. P. 122–130. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2018.04.010>
49. **Артемов В.И., Минко К.Б., Яньков Г.Г.** Моделирование процесса конденсации пара из паровоздушной смеси в наклонных трубах воздушного конденсатора // *Теплоэнергетика*. 2014. № 1. С. 32–43. <https://doi.org/10.1134/S0040363614010019>
50. **Петухов Б.С., Кириллов В.В.** К вопросу о теплообмене при турбулентном течении жидкости в трубах // *Теплоэнергетика*. 1958. № 4. С. 63.
51. **Hewitt G.F., Whalley P.B.** The correlation of liquid entrained fraction and entrainment rate in annular two-phase flow: UKAEA Report AERE-9187, 1978.
52. **Wallis G.B.** One-dimensional two-phase flow. N.Y.: McGraw-Hill, 1969.

Simulation of Halon Condensation Processes in Vertical Pipes by the VOF Method

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

^a Kaluga State University, Kaluga, 248023 Russia

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

^c NPVP Turbokon, Kaluga, 248010 Russia

*e-mail: minkokb@gmail.com

Abstract—The study of steam-condensation processes inside pipes of different orientation in space is an urgent task for many industrial applications, including the creation of heat-recovery plants based on the organic Rankine cycle. This paper presents the results of the validation of a mathematical model of a two-phase flow, which is based on the Volume of Fluid (VOF) on experimental data on the condensation of the downward flow of freon R-113 in a vertical round pipe. The data obtained by numerical simulation, both in terms of integral and local characteristics, are compared with experimental data for regimes with mass flux densities from 26 to 294 kg/(m²·s), saturation pressures from 10⁵ to 3 × 10⁵ Pa, and heat-flux densities up to 80 kW/m² for pipes with diameters of 9.0, 14.0, and 20.8 mm. The validation results showed the efficiency of the algorithm previously proposed by the authors for determining the relaxation coefficient in the Lee model for calculating condensation inside pipes. The best agreement between the calculations and the experimental data was found when using versions of Menter's SST turbulence model. Several simplified one-dimensional models of steam condensation inside pipes have been tested. Recommendations on the choice of the computational grid for the studied class of problems are presented. To describe the processes of halon condensation by the VOF method, the characteristic thickness of the liquid film should account for at least ten control volumes, and the longitudinal size of the film should not exceed half the capillary constant. It is shown that it is possible to calculate the heat-transfer characteristics using a coarser grid (with a longitudinal step of up to two capillary constants); however, in this case, waves do not appear on the film surface, which significantly affects the hydraulic characteristics of the flow.

Keywords: condensation inside pipes, freon, vertical pipe, numerical simulation, VOF method, modified Lee model, moving steam