ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА, 2025, № 9, с. 36–50

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН, СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛЕНОЧНОГО КИПЕНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ ГЛАДКОГО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ЦИЛИНДРА МЕТОДОМ VOF[1]

© 2025 г. К. Б. Минко[a], *, Т. А. Гатауллин[a]

[a]Национальный исследовательский университет "Московский энергетический институт" (НИУ МЭИ), Красноказарменная ул., д. 14, Москва, 111250 Россия

**e-mail: minkokb@gmail.com*

Поступила в редакцию 10.01.2025 г.
После доработки 21.02.2025 г.
Принята к публикации 05.03.2025 г.

Проведено исследование процессов пленочного кипения жидкости, недогретой до состояния насыщения, с использованием численного моделирования на основе метода Volume of Fluid (VOF) и модели Lee для описания тепло- и массообмена на межфазной границе. При пленочном кипении между стенкой и жидкостью формируется устойчивая паровая пленка, исключающая их прямой контакт, что приводит к низкой интенсивности теплоотдачи. В условиях недогрева жидкости до состояния насыщения интенсивность пленочного кипения значительно возрастает. Несмотря на качественное понимание механизмов тепло- и массообмена, лежащих в основе этого явления, разработка новых, более точных моделей активно продолжается. Усилия исследователей обусловлены необходимостью точного описания динамики охлаждения высокотемпературных тел и прогнозирования условий возникновения режимов высокоинтенсивного кипения. Физические модели, объясняющие появление указанных режимов, пока еще находятся на стадии разработки. Для их проверки и уточнения не хватает информации о локальных характеристиках паровой пленки и особенностях свободноконвективного течения в недогретой жидкости. Применение метода VOF позволяет детально отслеживать изменение межфазной границы непосредственно в процессе численного моделирования. В статье представлены результаты моделирования пленочного кипения воды на поверхности цилиндра диаметром 2 мм при перегреве стенки до 400 K и недогреве жидкости до 20 K. Расхождение между полученными расчетными данными и результатами экспериментов, опубликованными в литературных источниках, не превышает 10%. Приведена информация о распределении толщины пленки, плотности теплового потока на стенке и межфазной границе. Согласно расчету, даже при небольшом недогреве пар не "эвакуируется" из паровой полости, при этом на одной части межфазной поверхности наблюдается испарение, а на другой – конденсация. Результаты моделирования с учетом сил плавучести, связанных с неоднородностью температуры в недогретой жидкости, и без их учета практически совпадают, что указывает на то, что подъемное течение формируется преимущественно из-за массовых сил, обусловленных разницей плотностей фаз. Полученные данные могут быть полезны для создания более точных эмпирических моделей, описывающих процесс устойчивого пленочного кипения в недогретой жидкости. Все расчеты выполнены с использованием CFD-кода ANES, разработанного на кафедре инженерной теплофизики НИУ МЭИ.

Ключевые слова: пленочное кипение, недогрев жидкости, охлаждаемая поверхность, теплообмен, коэффициент теплоотдачи, тепловой поток, паровая пленка, модель тепло- и массообмена на межфазной поверхности, численное моделирование, метод VOF

DOI: 10.56304/S0040363625700973

Режимы пленочного кипения насыщенных жидкостей на поверхностях различной ориентации в пространстве довольно хорошо изучены [1, 2]. При пленочном кипении между стенкой и жидкостью формируется устойчивая паровая пленка, исключающая прямой контакт между ними, что приводит к низким коэффициентам теплоотдачи [50–300 Вт/(м^2 · K)]. В то же время в случае пленочного кипения жидкости, недогретой до состояния насыщения, остаются некоторые нерешенные вопросы. Понимание механизмов тепло- и массообмена при пленочном кипении недогретой жидкости необходимо для того, чтобы

[1] Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования России в рамках государственного задания № FSWF-2023-0017 в сфере научной деятельности на 2023–2025 гг. (соглашение № 075-03-2023-383 от 18.01.2023).

прогнозировать динамику охлаждения высокотемпературных тел. Во-первых, указанный режим очень часто является преобладающим по длительности, при этом коэффициенты теплоотдачи могут быть в несколько раз выше, чем при кипении насыщенной жидкости [3]. Во-вторых, возможно возникновение режимов высокоинтенсивного кипения. Физические модели, объясняющие переход к указанным режимам, находятся на стадии активной разработки [4]. При этом, как было показано экспериментально в [5–7], при использовании в качестве исследуемой жидкости воды данный режим может возникнуть при температурах стенки выше 500°C, что превосходит температуру предельного перегрева и критическую температуру, при которых прямой контакт стенка – жидкость невозможен.

В [4] рассматривается модель, в которой предполагается, что из-за волнового характера движения пленки может произойти локальное снижение температуры на вершинах выступов шероховатости ниже температуры предельного перегрева. Это может привести к появлению линии контакта трех фаз, в окрестностях которой идет активное испарение и наблюдаются высокие плотности теплового потока. При определенном сочетании теплофизических свойств жидкости и стенки плотность потока на стенке превышает плотность потока из объема охлаждаемого тела – происходят расширение зоны возможного контакта жидкость – стенка и переход к режиму высокоинтенсивного охлаждения.

Существуют альтернативные модели [8, 9] для объяснения режимов с высокими плотностями теплового потока без предположения о возникновении прямого контакта жидкость – стенка. При построении моделей используются различные допущения о характеристиках паровой пленки непосредственно перед появлением указанных режимов, опирающиеся на визуальные наблюдения [10]. К сожалению, прямые экспериментальные данные о характеристиках паровой пленки имеются только для процесса кипения в насыщенной жидкости [11].

Первые модели для пленочного кипения, построенные по аналогии с пленочной конденсацией, были созданы более 70 лет назад [12, 13]. В настоящее время предпринимаются активные попытки создать модели для режима кипения недогретой жидкости [14–19].

Методы моделирования течений с явно выделенной межфазной границей могут быть полезны для решения указанных проблем и получения детальной информации о характеристиках паровой пленки, что крайне сложно осуществить в рамках эксперимента. Среди перечисленных методов наибольшую популярность приобрел метод VOF [20], который, будучи дополненным процессами тепло- и массообмена на межфазной границе [21], позволяет предсказать характеристики паровой пленки. При этом если прямой контакт стенка – жидкость отсутствует, что соответствует режиму устойчивого пленочного кипения, то применение данного метода, несомненно, является обоснованным.

В литературных источниках представлена информация главным образом о моделировании методом VOF режимов пленочного кипения насыщенной жидкости [22–27]. В большинстве публикаций авторы выбирают либо модельные жидкости [22], либо специфический диапазон рабочих параметров и теплоносителей, для которых отношение плотностей жидкой и паровой фаз является низким. Например, в [23] моделируется кипение воды около сферы в трехмерной постановке при давлении 21.9 МПа, отношении плотностей 1.65 и коэффициенте поверхностного натяжения 7×10^{-5} Н/м. Указанные параметры примерно на три порядка ниже, чем параметры воды при атмосферном давлении. В предыдущей работе [28] авторы статьи моделировали процесс кипения насыщенного фреона R-113 на поверхности цилиндра диаметром 2 и 3 мм. Получено хорошее согласие с экспериментальными данными [11], в том числе и по временной эволюции паровой пленки на нижней образующей цилиндра.

Результаты численного моделирования пленочного кипения недогретой жидкости в научной литературе практически отсутствуют. В публикации [29], которая появилась во время подготовки настоящей статьи, представлены результаты моделирования кипения недогретой воды на поверхности цилиндра диаметром 2 мм. При этом авторы [29] снизили плотность жидкой фазы до 300 кг/м^3. Данные [29] хорошо согласуются с корреляционной зависимостью из [17], хотя прямого сопоставления с экспериментальными результатами [30] не представлено. В [29] рассматривалось только одно значение недогрева жидкости до состояния насыщения, которое составляло 5 K. Однако в работах [17, 30], на которые ориентировались авторы [29], приведены данные о кипении воды при атмосферном давлении на цилиндре диаметром 2 мм для четырех значений недогрева в диапазоне от 10 до 40 K. Стоит отметить, что при параметрах, рассмотренных в [29], возникают стационарные режимы, при которых испарение осуществляется на той части поверхности пленки пара, что обращена вниз, в то время как над цилиндром расположена паровая полость, на куполе которой происходит конденсация.

Цель настоящей работы – получение характеристик паровой пленки в режимах устойчивого пленочного кипения методом VOF [20], дополненным моделями для описания тепло- и массообмена на межфазной границе [21] и реализованным в исследовательском CFD-коде ANES [31].

ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Постановка задачи (рис. 1) соответствует работе [30], в которой исследуется кипение на платиновых цилиндрах диаметром D_t (t – от англ. tube) от 0.3 до 6.0 мм для разных теплоносителей (вода, этанол, изопропанол, R-113, R-11, азот, аргон) в широком диапазоне рабочих параметров. На боковой границе задано распределение давления в соответствии с гидростатическим столбом в недогретой жидкости. Если эта граница становится входной (массовый поток направлен внутрь расчетной области) в процессе вычислений, то полагают, что внутрь поступает жидкость температурой $T_l = T_{sat} - \Delta T_{sub}$, где ΔT_{sub} – заданный недогрев жидкости, T_{sat} – температура насыщения. Указанные условия соответствуют пленочному кипению в большом объеме: нагретая жидкость поднимается и покидает расчетную область – происходит ее замещение недогретой жидкостью.

Некоторое искажение реальной картины возникало при кипении насыщенной жидкости, при котором через границу области проходили пузырьки пара, в окрестности которых могло существовать возвратное течение. Для уменьшения влияния выходных условий на результаты моделирования на основании предварительных расчетов был выбран размер области равный $15D_t$. Впоследствии оказалось, что кипение недогретой жидкости, при котором пар не “эвакуируется” из расчетной области, можно проводить в области существенно меньших размеров (в диапазоне от $3D_t$ до $5D_t$).

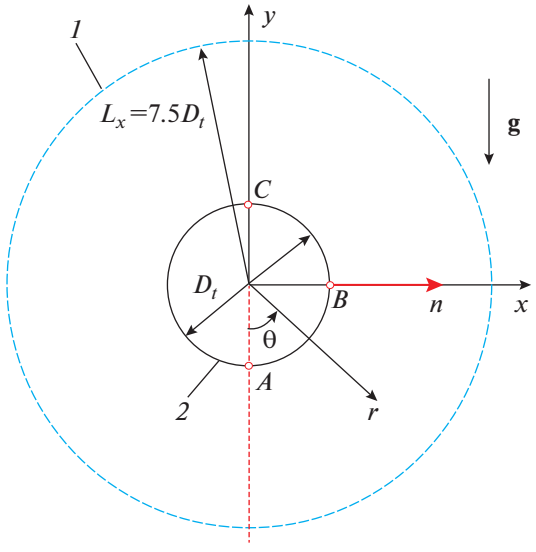


Рис. 1. Схема расчетной области.
1 – боковая граница; *2* – труба.
A, *B*, *C* – точки; *n* – линия вдоль нормали к поверхности в точке *B*; *r* – радиус; **g** – вектор ускорения свободного падения; θ – угол

Температурное поле в цилиндре либо не моделировалось (и тогда на его поверхности задавалась постоянная температура $T_w = T_{sat} + \Delta T$), либо моделировалось непосредственно (сопряженная задача) и внутри цилиндра задавалось равномерное объемное тепловыделение q_V. Здесь и далее под ΔT будет пониматься перегрев стенки относительно температуры насыщения.

Характеристики фаз считались постоянными. Свойства паровой фазы выбирались по средней температуре паровой пленки $T_{g,prop} = T_{sat} + \Delta T/2$, свойства жидкости – по температуре $T_{l,prop} = T_{sat} - \Delta T_{sub}/2$. Влияние выбора определяющей температуры $T_{g,prop}$ на результаты моделирования обсуждается далее.

В работе все локальные мгновенные величины будут обозначаться индексом *loc*, например $f_{loc}(\tau,\theta)$, где f – некоторая величина, распределение которой по поверхности цилиндра анализируется в настоящий момент времени τ. Проводя осреднение по поверхности и/или времени, можно получить следующие характерные значения:

$$f(\tau) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} f_{loc}(\tau,\theta)\,\mathrm{d}\theta;$$

$$\langle f_{loc}\rangle(\theta) = \frac{1}{\tau_2-\tau_1}\int_{\tau_1}^{\tau_2} f_{loc}(\tau,\theta)\,\mathrm{d}\tau;$$

$$\langle f\rangle = \frac{1}{\tau_2-\tau_1}\int_{\tau_1}^{\tau_2} f(\tau)\,\mathrm{d}\tau,$$

где $[\tau_1, \tau_2]$ – временной интервал, на котором происходит осреднение. Данные величины будут использоваться в дальнейшем.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Все расчеты были проведены с помощью исследовательского CFD-кода ANES [31]. В настоящей работе применяется математическая модель VOF [20], дополненная моделью Lee [32] для описания процессов тепло- и массообмена на границе раздела фаз. Набор уравнений математической модели, решаемых в рамках исследования, представлен в предыдущей публикации [33], выполненной при участии одного из авторов. Единственное различие заключается в том, что в уравнение сохранения импульса добавлены силы плавучести в недогретой жидкости, которые учитываются в приближении Буссинеска.

Как уже отмечалось ранее, свойства фаз считались постоянными, при этом в решаемых уравнениях сжимаемость связана только с отличием дивергенции скорости от нуля в контрольных объемах (КО) с межфазной границей из-за

наличия слагаемого, описывающего фазовый переход:

$$\mathrm{div}(\mathbf{U}) = M_{gl}\left(\frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_g}\right),$$

где $\mathbf{U}$ – вектор скорости, м/с; M_{gl} – объемная плотность потока массы на межфазной поверхности, направленного из газовой фазы в жидкую, кг/(м^3 · с); ρ_l, ρ_g – истинная плотность жидкой и паровой фазы соответственно, кг/м^3.

Следует рассмотреть описание процедуры автоматического подбора константы в модели Lee на основе информации о параметрах используемой сетки и свойствах теплоносителя. Для определения интенсивности тепло- и массообмена в модели Lee [32] применяется соотношение для объемного массового источника M_{gl}, который имеет следующий вид:

для конденсации

$$M_{gl} = C'\rho_g(1-\gamma)\Delta T_{gl}/T_{sat}, \quad \Delta T_{gl} > 0; \qquad (1)$$

для кипения

$$M_{gl} = C'\rho_l\gamma\Delta T_{gl}/T_{sat}, \quad \Delta T_{gl} < 0, \qquad (2)$$

где C' – константа модели Lee, 1/с; γ – объемная доля жидкой фазы; $\Delta T_{gl} = T_{sat} - T$ – разность между температурой насыщения и температурой в текущем КО, К.

Константа в модели Lee обычно подбирается на основании серии предварительных расчетов, которые в общем случае требуется проводить при смене режимных параметров или рабочего тела. В [21] отмечается, что при моделировании кипения насыщенной жидкости значение константы ($1–10^2$ с$^{-1}$) существенно ниже, чем при моделировании конденсации ($10^4–10^6$ с$^{-1}$). В [33] был предложен способ априорного определения константы в модели Lee [32] для задач конденсации:

$$C' = \frac{2\lambda_l T_{sat}}{\rho_g h_{lg}(\Delta x_{CV})^2}, \qquad (3)$$

где λ_l – теплопроводность жидкой фазы, Вт/(м · К); h_{lg} – теплота фазового перехода, Дж/кг; Δx_{CV} – минимальный размер текущего КО, м.

Соотношение (3) подверглось масштабному тестированию на задачах пленочной конденсации на поверхности горизонтальных труб [33–35] и внутри труб различной ориентации [36, 37]. С учетом ранее сказанного о необходимости выбора более высоких значений константы C' для моделирования задач конденсации в настоящей работе выражение (3) используется в качестве универсальной константы в соотношениях (1) и (2). Использование (3) в (2) обеспечивает гарантированный запас, при котором температура в двухфазной ячейке, в которой идет процесс кипения, оказывается близка к температуре насыщения.

Реконструкция межфазной поверхности осуществлялась на основе алгоритма CICSAM [38]. Для описания влияния сил поверхностного натяжения применялась модель [39].

В настоящей работе влияние переноса тепла посредством излучения не учитывается. Данный фактор довольно трудно учесть в модели тепло- и массообмена на межфазной границе. Оценка, выполненная по аналогии с [18] и рекомендациями [2], показывает, что для параметров, рассмотренных в настоящей статье, учет излучения приводит к ошибке в значении теплового потока, не превышающей 7.5% для кипения насыщенной жидкости при перегреве стенки 400 К. При этом с ростом недогрева жидкости влияние данного фактора снижается, а указанные режимы являются основными из тех, что рассмотрены в настоящей работе.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАСЧЕТНОЙ СЕТКИ И СПОСОБА ОПРЕДЕЛЕНИЯ СВОЙСТВ ПАРА НА РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчетная сетка содержала $N_\theta = 2^k$ (k – целое число) КО по угловой координате из-за особенностей реализации периодических граничных условий в CFD-коде ANES [31]. По радиальному направлению расчетная область делилась на две подобласти. В первой подобласти размеры КО увеличивались от Δx_1 до значения, равного $2\pi L_x/N_\theta$, в геометрической прогрессии с коэффициентом 1.1. Во второй подобласти размеры КО оставались постоянными. Для тестирования сеточной независимости использовались сетки, параметры которых представлены в табл. 1.

Расчеты проводились для пленочного кипения воды при давлении 0.1 МПа на поверхности платинового цилиндра диаметром 2 мм при максимальных значениях перегрева стенки (ΔT = 400 К) и недогрева жидкости (ΔT_{sub} = 20 К) из рассмотренных в настоящей работе. На рис. 2 приведена временная зависимость среднего по поверхности коэффициента теплоотдачи α, нормированного на экспериментальное значение $\langle\alpha_{exp}\rangle$ из [30].

На рисунке видны сильные пульсации коэффициента теплоотдачи, амплитуда которых достигает 100%. Средние значения $\langle\alpha\rangle$, полученные

Таблица 1. Параметры расчетных сеток

Сетка	Δx_1, мкм	N_θ	Общее число КО
Грубая	0.20	64 (k = 6)	6016
Базовая	0.10	128 (k = 7)	13 184
Детальная	0.05	256 (k = 8)	31 744

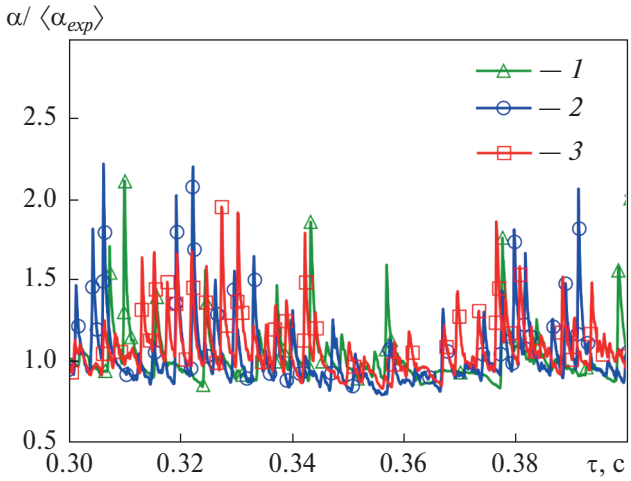


Рис. 2. Зависимость $\alpha/\langle\alpha_{exp}\rangle$ от времени τ при пленочном кипении воды на цилиндре диаметром 2 мм при давлении $p = 0.1$ МПа, $\Delta T = 400$ K и $\Delta T_{sub} = 20$ K. Сетка: *1* – грубая; *2* – базовая; *3* – детальная

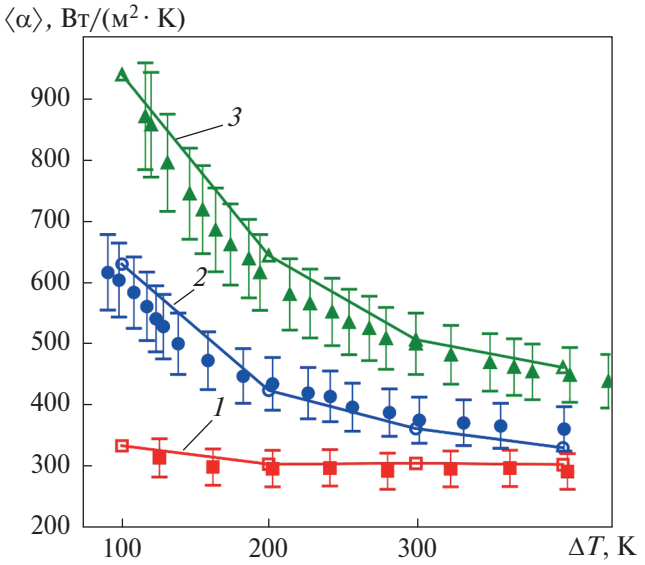


Рис. 3. Зависимость среднего по поверхности и времени коэффициента теплоотдачи $\langle\alpha\rangle$ при пленочном кипении воды на цилиндре диаметром 2 мм при p = = 0.1 МПа.
Линии – расчетные значения, точки – экспериментальные данные (±10%) [30].
Температура ΔT_{sub}, K: *1* – 0; *2* – 10; *3* – 20

на разных сетках и осредненные от 0.2 до 0.5 с, составляли $1.03\langle\alpha_{exp}\rangle$, $1.01\langle\alpha_{exp}\rangle$ и $1.07\langle\alpha_{exp}\rangle$ для грубой, базовой и детальной сетки соответственно. Таким образом, различия между результатами расчетов, выполненных на разных сетках, находятся на уровне 5%. Некоторые расхождения между значениями среднего по поверхности коэффициента теплоотдачи α связаны и с выбором интервала осреднения. Средние значения для отрезка времени от 0.1 до 0.5 с составляют $0.99\langle\alpha_{exp}\rangle$, $1.00\langle\alpha_{exp}\rangle$ и $1.04\langle\alpha_{exp}\rangle$для тестируемых сеток. В дальнейшем для анализа будут использованы базовая сетка и временной интервал осреднения 0.2–0.5 с.

Для оценки влияния определяющей температуры на результаты моделирования были выполнены расчеты для $T_{g,prop} = T_{sat}$. Среднее значение $\langle\alpha\rangle$ в интервале от 0.2 до 0.5 с составило $0.84\langle\alpha_{exp}\rangle$, т.е. примерно на 16% меньше значения для случая $T_{g,prop} = T_{sat} + \Delta T/2$. Данное отклонение может служить консервативной оценкой неопределенности, связанной с переменностью теплофизических свойств паровой фазы при проведении расчетов с помощью метода VOF, в котором свойства фаз считаются постоянными. Более детально данный вопрос обсуждается в [40].

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 3 представлены зависимости среднего по поверхности и времени коэффициента теплоотдачи $\langle\alpha\rangle$ при кипении воды на поверхности цилиндра диаметром 2 мм при давлении 0.1 МПа. Расчеты были выполнены для четырех значений перегрева стенки ΔT (100, 200, 300 и 400 K) и трех значений недогрева жидкости ΔT_{sub} (0, 10 и 20 K). Моделирование проводилось с граничными условиями первого рода на поверхности цилиндра. Режимные параметры можно охарактеризовать следующими безразмерными числами подобия:

$$\mathrm{Ja}_{sub} = \frac{c_{p,l}\Delta T_{sub}}{h_{lg}}; \quad \mathrm{Ja} = \frac{c_{p,g}\Delta T}{h_{lg}};$$

$$\mathrm{Ra}_{sub} = \frac{g\beta_l \Delta T_{sub} D_t^3}{\nu_l a_l},$$

где c_p – изобарная теплоемкость жидкой (индекс l) и паровой (индекс g) фазы, Дж/(кг · K); g – ускорение свободного падения, м/с^2; β – термический коэффициент объемного расширения, K^{-1}; ν – кинематический коэффициент вязкости, м^2/с; a – температуропроводность, м^2/с.

Число Якоба Ja_{sub} изменялось от 0 до 0.037, число Ja – от 0.088 до 0.357, а число Ra_{sub} достигало 2×10^4. При таких значениях Ra_{sub} коэффициент теплоотдачи к охлаждающей воде, оцененный по соотношениям для свободной конвекции у изотермичного цилиндра [41], составляет 2 кВт/(м^2 · K), плотность теплового потока, отводимого от него посредством свободной конвекции, может доходить до 40 кВт/м^2, что соответствует 20–30% плотности теплового потока при пленочном кипении насыщенной жидкости.

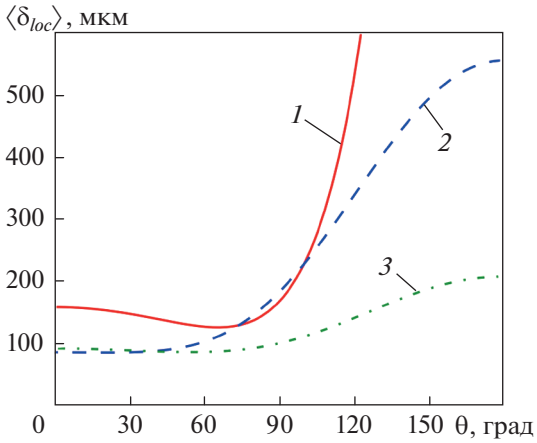


Рис. 4. Распределение локальной толщины пленки $\langle\delta_{loc}\rangle$ по поверхности цилиндра при пленочном кипении воды на цилиндре диаметром 2 мм при p = = 0.1 МПа и ΔT = 400 K.
Обозначения см. рис. 3

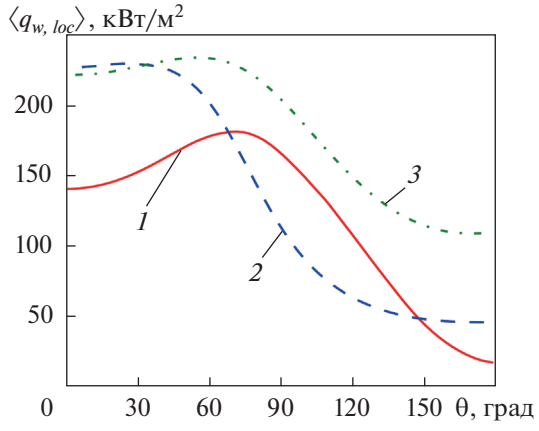


Рис. 5. Распределение локальной плотности теплового потока $\langle q_{w,loc}\rangle$ по поверхности цилиндра при пленочном кипении воды на цилиндре диметром 2 мм при p = 0.1 МПа и ΔT = 400 K.
Обозначения см. рис. 3

Видно, что результаты расчета отклоняются менее чем на 10% от экспериментальных данных. Для верификационных целей были дополнительно воспроизведены режимы кипения R-113 на поверхности цилиндров диаметром 2 и 3 мм из [11], результаты моделирования практически не отличаются от результатов, полученных в [28].

На рис. 4, 5 представлено распределение осредненных по времени локальных значений толщины пленки $\langle\delta_{loc}\rangle$ и плотности теплового потока $\langle q_{w,loc}\rangle$ по поверхности цилиндра для режима с ΔT = 400 K и трех значений недогрева ΔT_{sub} = 0, 10 и 20 K. На рис. 4 зависимость для ΔT_{sub} = 0 K показана не полностью, так как на верхней образующей формируются паровые пузыри, имеющие размеры, сопоставимые с диаметром цилиндра.

Видно, что распределения толщины пленки и плотности теплового потока при $\varphi < 30$–$40°$ для двух значений ΔT_{sub} (10 и 20 K) практически не различаются. С ростом θ наблюдается серьезное расхождение в значениях, достигающее 100% и более. Толщина пленки на нижней образующей при наличии недогрева жидкости равна 90–95 мкм, что существенно ниже, чем значение 145 мкм, которое следует из решения Бромли [12]. Однако это значение (145 мкм) хорошо согласуется с результатами моделирования для насыщенной жидкости. На основании полученных значений плотности теплового потока и толщины пленки на нижней образующей можно сделать вывод, что основной перенос тепла через паровую пленку осуществляется посредством теплопроводности. Оценка $\lambda_g \Delta T/\langle\delta_{loc}(0)\rangle$ на 15% ниже средней плотности теплового потока $\langle q_{w,loc}\rangle$, определенного в процессе моделирования. Разница связана с необходимостью подвода дополнительного тепла для перегрева пара относительно температуры насыщения.

Временные зависимости мгновенной локальной толщины пленки δ_{loc}, нормированной на $\langle\delta_{loc}\rangle$ ($\theta = 0$), на нижней, боковой и верхней образующих (точки A, B и C на рис. 1) представлены на рис. 6.

Стандартное отклонение для временных сигналов в интервале времени от 0.2 до 0.5 с составляет 20.5, 20.6 и 28.1% в точках A, B и C соответственно. При этом отношение максимальной и минимальной толщины пленки в рассматриваемом временном интервале составляет 6.5, 3.9 и 8.1.

Для анализа процессов тепло- и массообмена на межфазной границе можно получить оценку плотности теплового потока на ней q_{int}, отнесенной к поверхности трубы:

$$q_{int,loc}(\tau,\theta) = -\lim_{\Delta\theta\to 0} \frac{\int_{D_t/2}^{L_x} \int_{\theta}^{\theta+\Delta\theta} \int_{0}^{\Delta z} h_{lg} M_{gl} \mathrm{d}V}{(D_t/2)\Delta\theta\Delta z}, \qquad (4)$$

где $\mathrm{d}V$ – бесконечно малый объем; Δz – ширина расчетной области в немоделируемом продольном направлении. Знак “минус” в (4) указывает на то, что плотность теплового потока $q_{int,loc}$ считается положительной, если на межфазной границе преобладает испарение.

Значения $\langle q_{int,loc}\rangle$ и $\langle q_{w,loc}\rangle$ для режима пленочного кипения насыщенной и недогретой (ΔT_{sub} = 20 K) жидкости при p = 0.1 МПа и ΔT = 400 K представлены на рис. 7.

На рис. 7, *а* видно, что при кипении насыщенной жидкости $\langle q_{w,loc}\rangle$ и $\langle q_{int,loc}\rangle$ практически совпа-

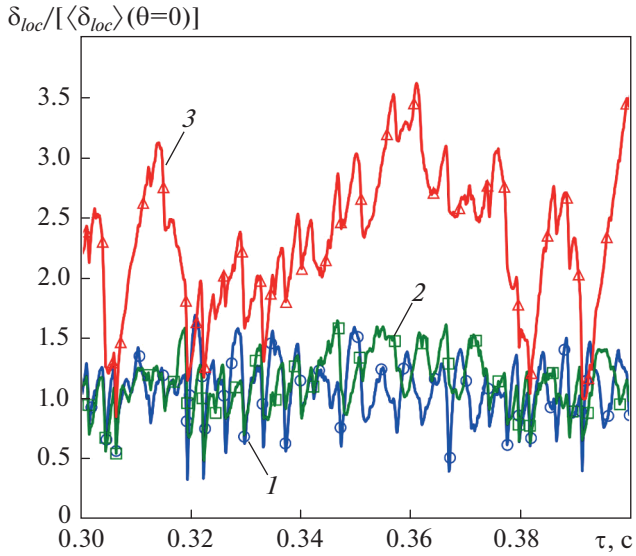


Рис. 6. Временные зависимости $\delta_{loc}/[\langle\delta_{loc}\rangle(\theta=0)]$ при пленочном кипении воды на цилиндре диаметром 2 мм при $p = 0.1$ МПа, $\Delta T = 400$ K и $\Delta T_{sub} = 20$ K. Образующая: *1* – нижняя (точка *A* на рис. 1); *2* – боковая (точка *B*); *3* – верхняя (точка *C*)

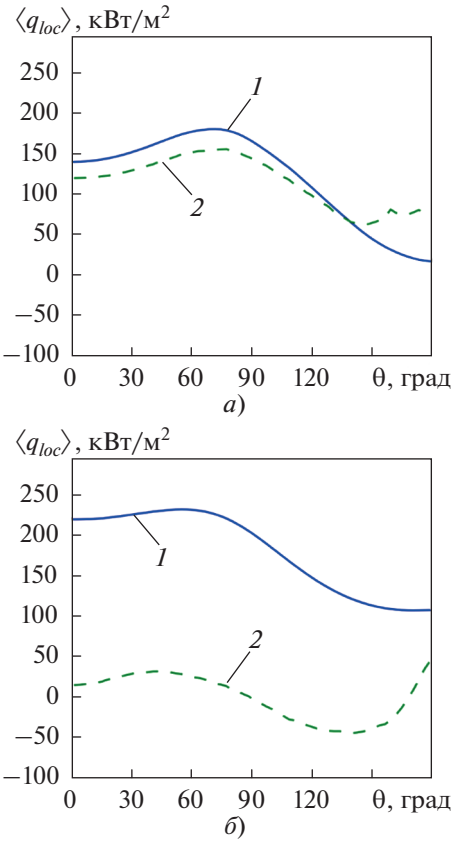


Рис. 7. Распределение $\langle q_{w,loc}\rangle$ (*1*) и $\langle q_{int,loc}\rangle$ (*2*) по поверхности цилиндра при пленочном кипении насыщенной (*а*) и недогретой на 20 K (*б*) воды на цилиндре диаметром 2 мм при $p = 0.1$ МПа и $\Delta T = 400$ K

дают, при этом плотность теплового потока на стенке $\langle q_{w,loc}\rangle$, за исключением области верхней образующей, несколько выше плотности теплового потока на межфазной границе, так как часть тепла идет на перегрев пара. Особенности поведения вблизи верхней образующей объясняются тем, что данная область занята периодически срывающимися пузырьками пара.

На рис. 7, *б* показано, что при кипении недогретой жидкости на обращенной вниз поверхности цилиндра преобладает испарение, а на верхней половине – конденсация. Интеграл от $\langle q_{int,loc}\rangle$ по угловой координате с хорошей точностью равен нулю (невязка 0.05% от среднего потока на стенке), что согласуется с результатами [29].

В отличие от [29], в настоящем исследовании изучается более значительный недогрев жидкости, при котором стационарное положение межфазной границы уже не наблюдается. Равенство нулю интеграла от осредненных по времени потоков по межфазной поверхности объясняется тем, что пар не может “эвакуироваться” из паровой полости и ее объем после выхода на квазистационарный режим начинает осциллировать около неизменного среднего значения. Можно сделать вывод, что паровая пленка работает в режиме тепловой трубы.

На рис. 8 представлена эволюция поля скорости и положения межфазной границы в окрестности поверхности цилиндра. Видно, что в момент сжатия паровой полости (см. рис. 8, *а*) возникает заметный приток жидкости к поверхности пленки, причем поле скорости практически осесимметрично. После достижения минимальной толщины паровой пленки и максимальной плотности теплового потока (358 кВт/м^2) происходит отток жидкости от цилиндра (см. рис. 8, *б*). Плотность теплового потока резко снижается практически на 70 кВт/м^2 за 0.5 мс. По мере увеличения толщины пленки начинает выстраиваться устойчивое подъемное течение (см. рис. 8, *в*, *г*), значение теплового потока падает до 140 кВт/м^2. Далее паровая полость уменьшается в объеме (см. рис. 8, *д*), и указанный процесс повторяется (см. рис. 8, *е*).

На рис. 9 приведены профили скорости по нормали к цилиндру (линия *n* на рис. 1) в точке *B* для моментов времени аналогичных тем, что даны на рис. 8.

На рис. 8, *б*–*д* хорошо заметно восходящее над цилиндром течение жидкости.

Далее будет введена безразмерная температура

$$\vartheta = \begin{cases} 1 + \dfrac{T - T_{sat}}{\Delta T}, & T > T_{sat}; \\ \dfrac{T - T_l}{\Delta T_{sub}}, & T < T_{sat}, \end{cases}$$

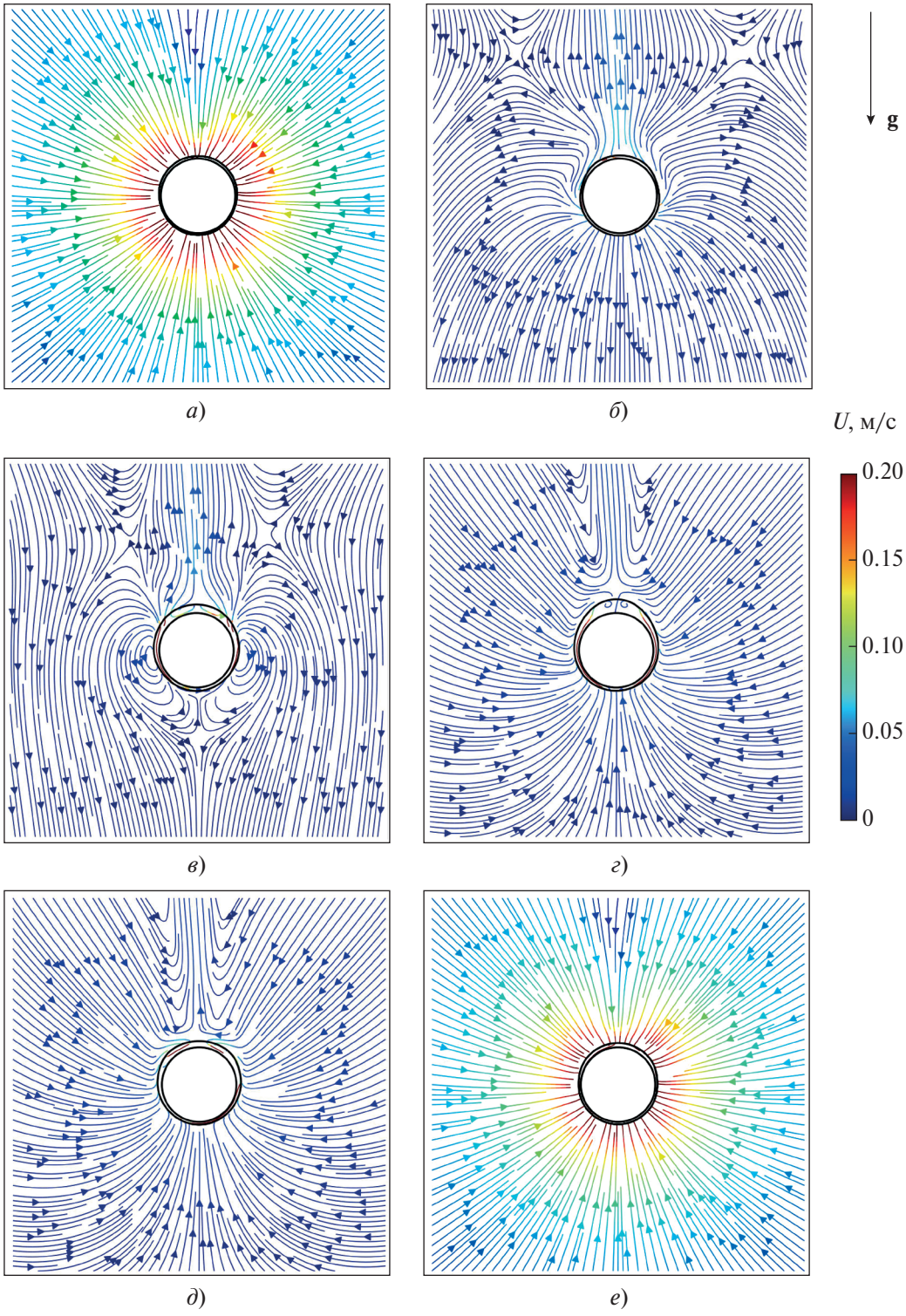


Рис. 8. Эволюция межфазной поверхности и поля скорости U в окрестности цилиндра при пленочном кипении воды на цилиндре диаметром 2 мм при $p = 0.1$ МПа, $\Delta T = 400$ K и $\Delta T_{sub} = 20$ K.
Момент времени, мс: *а* – +0; *б* – +0.5; *в* – +25; *г* – +30; *д* – +60; *е* – +75. Знак “+” здесь и далее означает некий момент времени, относительно которого получены остальные изображения

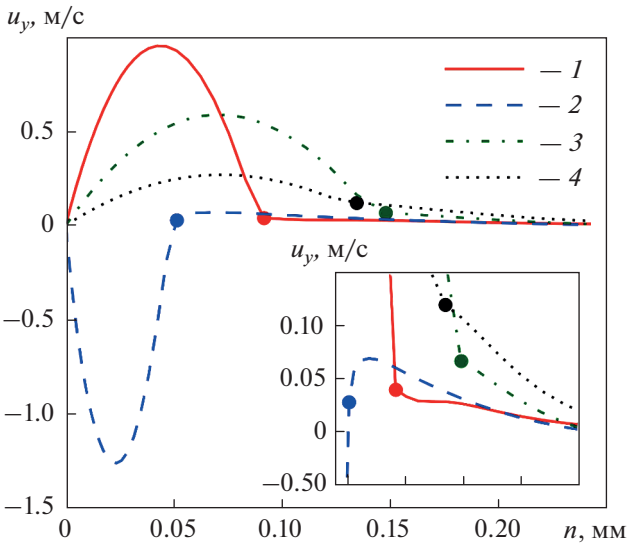


Рис. 9. Профили скорости по нормали к цилиндру в точке B в различные моменты времени при пленочном кипении воды на цилиндре диаметром 2 мм при $p = 0.1$ МПа, $\Delta T = 400$ K и $\Delta T_{sub} = 20$ K.
Точки на линиях указывают на положение межфазной границы.
Момент времени, мс: *1* – +0; *2* – +0.5; *3* – +25; *4* – +30

которая удобна для анализа температурного поля при $\Delta T >> \Delta T_{sub}$, так как безразмерные температуры стенки, насыщения и недогретой жидкости будут равны $\vartheta_w = 2$, $\vartheta_{sat} = 1$ и $\vartheta_{liq} = 0$ соответственно. Поля температур в те же моменты времени, что и на рис. 8, *а*, *г*, представлены на рис. 10. Видно, что над цилиндром наблюдается устойчивый тепловой факел.

На рис. 11 показаны профили температуры по нормали к цилиндру в точке B для тех же моментов времени, что и на рис. 10.

Для анализа влияния возвратно-поступательного движения жидкости, окружающей цилиндр, на интенсивность тепло- и массопереноса было выполнено моделирование на протяжении 100 мс с постоянным шагом 0.1 мкс. Данный шаг по времени выбран таким образом, чтобы число Куранта всегда было ниже 0.2. Решение начиналось с распределений, полученных ранее, т.е. после выхода на квазистационарный режим. В 25 точках вдоль линии n (см. рис. 1), на каждом временном шаге записывались значения проекций скоростей, температуры и объемной доли жидкой фазы. Далее для анализа выбирались по две точки, расположенные все время в паровой и жидкой фазах.

На рис. 12 представлен временной сигнал для вертикальной проекции скорости в точке, расположенной на линии n на расстоянии 0.02 мм от точки B. Причем если использовать сигнал температур в этой точке и в точке, удаленной от нее на 0.01 мм, то при оценке плотности теплового потока по закону Фурье будет получено значение 171 кВт/м^2.

На первых 30 мс можно отметить периодическое возникновение опускного течения в паровой пленке. Максимальное положительное значение скорости достигает 9 м/с. В дальнейшем столь заметные пульсации исчезают и появляются вновь с меньшей амплитудой по прошествии 40–60 мс.

На рис. 13 представлены нормальная u_x и вертикальная u_y компоненты скорости жидкой фазы

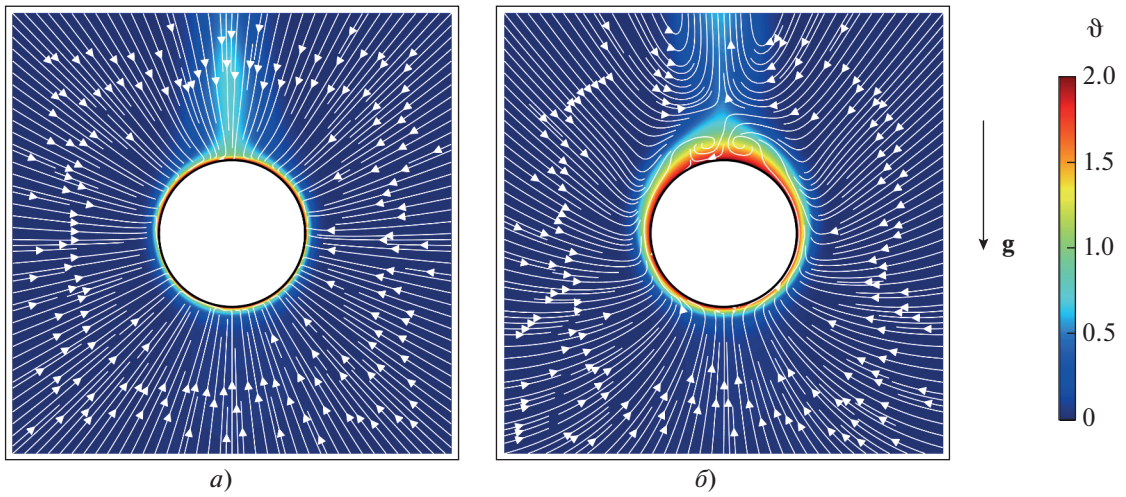


Рис. 10. Поле температуры ϑ при пленочном кипении воды на цилиндре диаметром 2 мм при $p = 0.1$ МПа, $\Delta T = 400$ K и $\Delta T_{sub} = 20$ K.
Момент времени, мс: *а* – +0; *б* – +30

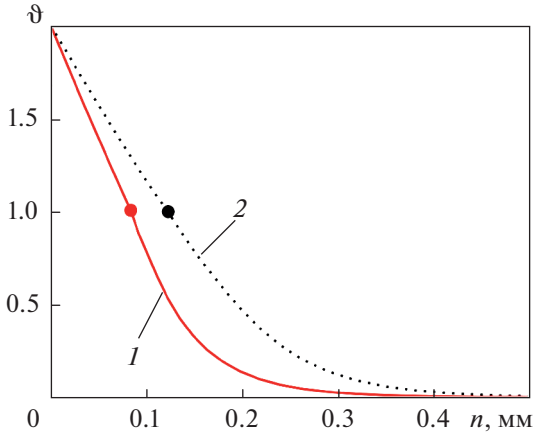


Рис. 11. Профили температуры ϑ по нормали к точке *B* при пленочном кипении воды на цилиндре диаметром 2 мм при $p = 0.1$ МПа, $\Delta T = 400$ K и $\Delta T_{sub} = 20$ K. Точки на линиях указывают на положение межфазной границы.
Момент времени, мс: *1* – +0; *2* – +30

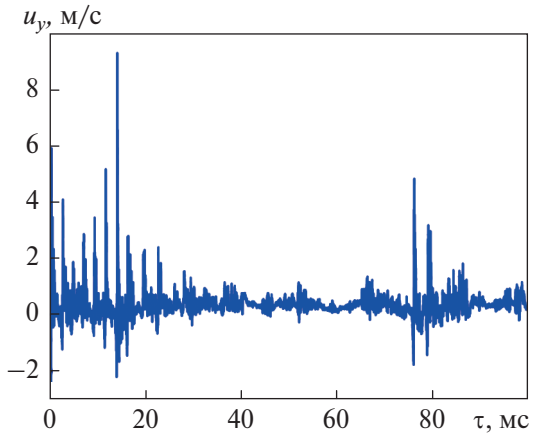


Рис. 12. Временной сигнал вертикальной компоненты скорости u_y в точке, расположенной на линии *n* (см. рис. 1) на расстоянии 0.02 мм от точки *B*, при пленочном кипении воды на цилиндре диаметром 2 мм при $p = 0.1$ МПа, $\Delta T = 400$ K и $\Delta T_{sub} = 20$ K

в точке, находящейся на расстоянии 0.2 мм от точки *B* вдоль нормали.

Видно, что области пульсации скорости пара в пленке совпадают с моментами появления довольно интенсивных течений жидкости со знакопеременной компонентой скорости (от –0.15 до 0.05 м/с), направленной вдоль нормали к поверхности. В рассматриваемой точке среднее значение температуры составляет ϑ = 0.15, т.е. эта точка находится у внешней границы теплового слоя. При оценке молекулярной плотности теплового потока в данной точке получено значение 25.3 кВт/м^2. При расчете величины

$$q_{x,pul} = \rho_l c_{p,l} \overline{u_x' T'}$$

она составляет 10.6 кВт/м^2, или 40% среднего потока, переносимого вследствие молекулярной теплопроводности (u_x', T' – пульсации скорости и температуры относительно средних значений). Более детальный анализ временных характеристик является предметом будущих исследований.

Распределение основных характеристик при недогреве жидкости 10 K качественно схоже с уже рассмотренными распределениями, однако при уменьшении недогрева до 5 K над цилиндром возникает большая паровая полость, претерпевающая незначительные пульсации. Характерные поля скорости и температур для данного случая представлены на рис. 14.

В отличие от более высоких значений недогрева, для $\Delta T_{sub} = 5$ K наблюдается устойчивое подъемное течение. При этом площадь теплообмена существенно увеличивается вследствие образования паровой полости над цилиндром.

Для оценки влияния сил плавучести в недогретой жидкости, учитываемых в настоящей работе в приближении Буссинеска, была проведена дополнительная серия расчетов пленочного кипения при $\Delta T = 400$ K и различных уровнях недогрева, в которых силы плавучести, связанные с неоднородностью температуры в недогретой жидкости, не учитывались. На рис. 15 показана зависимость коэффициента теплоотдачи $\langle \alpha \rangle$ от ΔT_{sub}.

Видно, что различие в результатах не носит принципиального характера. Результаты моделирования, в котором силы плавучести, связанные с неоднородностью температуры в недогретой жид-

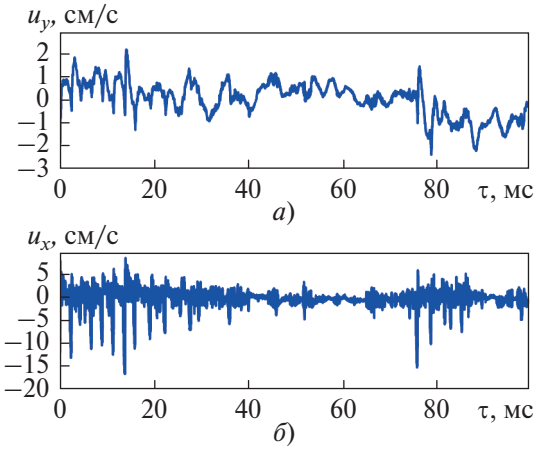


Рис. 13. Временной сигнал вертикальной u_y (*а*) и горизонтальной u_x (*б*) компонент скорости жидкой фазы в точке, расположенной на линии *n* на расстоянии 0.2 мм от точки *B*, при пленочном кипении воды на цилиндре диаметром 2 мм при $p = 0.1$ МПа, $\Delta T = 400$ K и $\Delta T_{sub} = 20$ K

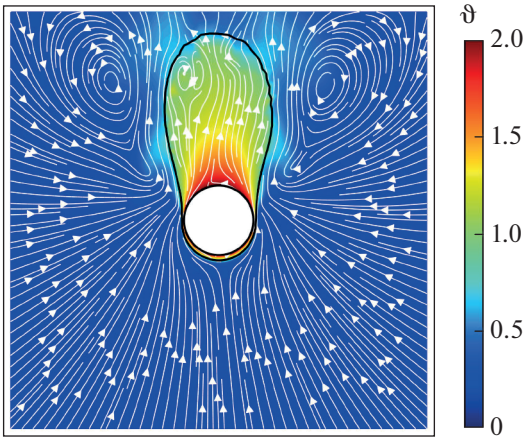


Рис. 14. Поля температуры ϑ и скорости при пленочном кипении воды на цилиндре диаметром 2 мм при $p = 0.1$ МПа, $\Delta T = 400$ K и $\Delta T_{sub} = 5$ K

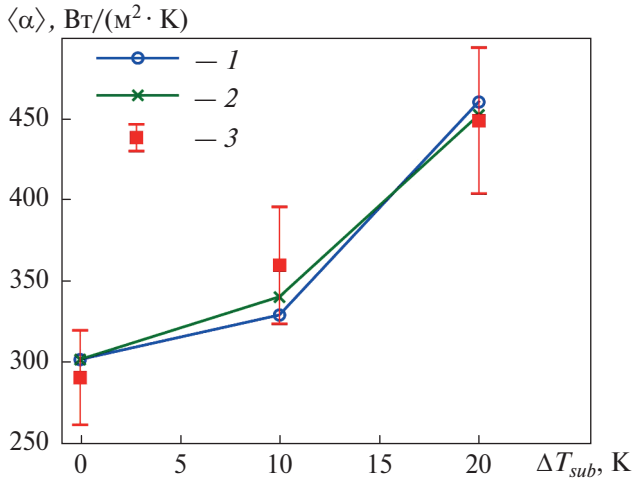


Рис. 15. Зависимости коэффициента теплоотдачи $\langle\alpha\rangle$ от ΔT_{sub} при пленочном кипении воды на цилиндре диаметром 2 мм при $p = 0.1$ МПа, $\Delta T = 400$ K. Расчет пленочного кипения в недогретой жидкости: *1* – с учетом сил плавучести, *2* – без их учета; *3* – экспериментальные данные [30]

кости, не учитываются, хорошо согласуются с экспериментальными данными, их отличие от ранее представленных результатов не превышает 3–5%.

В исследовании использовался электрический нагрев. Обычно считают, что в таком случае плотность теплового потока на поверхности цилиндра является постоянной. Однако на рис. 5 видно, что результаты моделирования с постоянной температурой стенки приводят к существенной неоднородности в распределении плотности теплового потока по поверхности цилиндра. Для проверки возможности применения условия $T_w = \text{const}$ было выполнено моделирование пленочного кипения при $\Delta T = 400$ K и $\Delta T_{sub} = 20$ K в сопряженной со стенкой постановке. Все детали постановки задачи оставались неизменными, вместо граничного условия было задано равномерное объемное тепловыделение, соответствующее экспериментальным данным из работы [30]. Результаты моделирования показали, что неоднородность температуры стенки не превышает 5 K, что на фоне выбранного перепада $\Delta T = 400$ K составляет 1%. Значения полученных коэффициентов теплоотдачи (в сопряженной и несопряженной постановках) различаются на 1.3%.

В заключение следует отметить, что задача рассматривалась в двумерной постановке, в которой кривизна поверхности существенно отличается от той, что характерна для трехмерной постановки, из-за отсутствия одного из радиусов кривизны. Паровая и жидкая фазы считались несжимаемыми. Сравнение с экспериментальными данными проводилось только по значению среднего коэффициента теплоотдачи несмотря на то, что основное внимание в работе уделялось анализу локальных характеристик. К сожалению, доступные литературные данные о распределении локальных характеристик теплоотдачи на поверхности цилиндра крайне ограничены, что значительно затрудняет более детальную верификацию результатов. Авторы настоящей статьи знают лишь одну работу [19], в которой представлены подобные экспериментальные данные для кипения R-113 на поверхности горизонтальных цилиндров диаметром от 16.0 до 50.8 мм при $\Delta T =$ $= 120$ K и $\Delta T_{sub} = 30$ K. Результаты расчетов, выполненных одним из авторов настоящей статьи (Т.А. Гатауллиным) для магистерской диссертации, позволили сделать некоторые выводы о применимости используемых подходов для процесса кипения на цилиндрах большего диаметра. Можно отметить довольно хорошее согласование результатов расчета с экспериментальными данными для кипения насыщенной жидкости (рис. 16).

Для всех цилиндров наблюдается заметный провал в расчетном значении коэффициента теплоотдачи вблизи верхней образующей, однако в указанной области недостаточно экспериментальных точек для корректного сравнения. Для указанных режимов характерно также хорошее совпадение между расчетными и экспериментальными данными по значениям углов, до которых сохраняется гладкая поверхность пленки (табл. 2).

С увеличением недогрева для всех цилиндров, кроме цилиндра диаметром 16 мм, наблюдается все большее рассогласование между расчетными и экспериментальными данными. На рис. 17 приведены данные для трех диаметров и двух значений недогрева – 10 и 20 K.

Рост протяженности поверхности цилиндра может быть причиной развития волн на межфазной поверхности, которые, по данным [19], имеют трехмерную структуру. При отсутствии недогрева жидкости наблюдается срыв пузырьков с

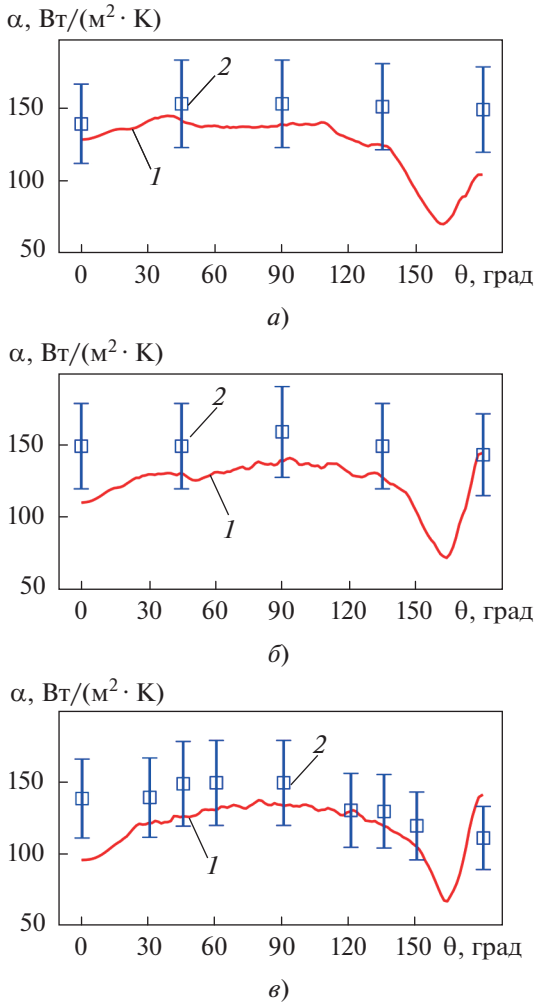


Рис. 16. Распределение коэффициента теплоотдачи α по поверхности цилиндра диаметром 16.0 мм (*а*), 30.0 мм (*б*) и 50.8 мм (*в*) при пленочном кипении фреона R-113 при $p = 0.1$ МПа, $\Delta T = 120$ K и $\Delta T_{sub} = 0$ K. *1* – результаты расчета; *2* – экспериментальные данные [19] (±20%)

боковой поверхности цилиндров диаметром 30.0 и 50.8 мм. При наличии недогрева жидкости паровая пленка становится более гладкой. Для устранения рассогласований между экспериментальными данными и результатами численного моделирования, а также для уточнения полученных результатов необходимо расширить диапазон рабочих параметров и диаметров цилиндров, а также провести моделирование в более реалистичной трехмерной постановке, что станет задачей будущих исследований.

Таблица 2. Углы, до которых сохраняется гладкая поверхность пленки

Диаметр цилиндра, мм	Значение угла, град	
	экспериментальное [19]	расчетное
16.0	47.3	49.9
30.0	30.0	34.1
50.8	25.5	24.1

ВЫВОДЫ

1. На основании результатов моделирования пленочного кипения воды на поверхности гладкого горизонтального цилиндра диаметром 2 мм при давлении 0.1 МПа, перегреве стенки от 100 до 400 K и недогреве жидкости от 0 до 20 K можно сделать следующие выводы:

при недогреве жидкости от 5 до 20 K на обращенной вниз половине цилиндра происходит преимущественно испарение, в то время как на верхней половине цилиндра – конденсация;

после достижения квазистационарного режима количество пара в среднем не изменяется, это свидетельствует о том, что весь тепловой поток отводится благодаря подъемному движению жидкости, окружающей цилиндр;

положение паровой полости не является стационарным, толщина пленки как на нижней, так и на верхней образующей претерпевает заметные пульсации (отличие минимальной толщины от максимальной достигает 5–8 раз), которые приводят к существенным возвратно-поступательным движениям слоев жидкости, окружающей цилиндр;

при низком значении недогрева (5 K) над цилиндром образуется обширная паровая полость, размер которой сопоставим с диаметром цилиндра; с ростом недогрева размеры этой полости уменьшаются, а интенсивность возвратно-поступательного движения слоев жидкости, окружающей цилиндр, увеличивается;

результаты расчета с учетом сил плавучести, связанных с неоднородностью температуры в недогретой жидкости, и без их учета практически совпадают – различие составляет не более 5%, следовательно, можно утверждать, что влияние сил плавучести в жидкой фазе несущественно;

моделирование в сопряженной постановке показало, что на поверхности цилиндра с хорошей точностью выполняются граничные условия первого рода, при этом даже при наличии равномерного объемного тепловыделения распределение теплового потока по периметру неоднородно.

2. Согласно результатам моделирования пленочного кипения для R-113, наблюдается хорошее качественное совпадение по распределениям локальных коэффициентов теплоотдачи по периметру цилиндров диаметром 16.0, 30.0 и 50.8 мм. С ростом недогрева начинает проявляться заметное (от 20 до 30%) рассогласование расчетных и опытных данных, особенно для цилиндров боль-

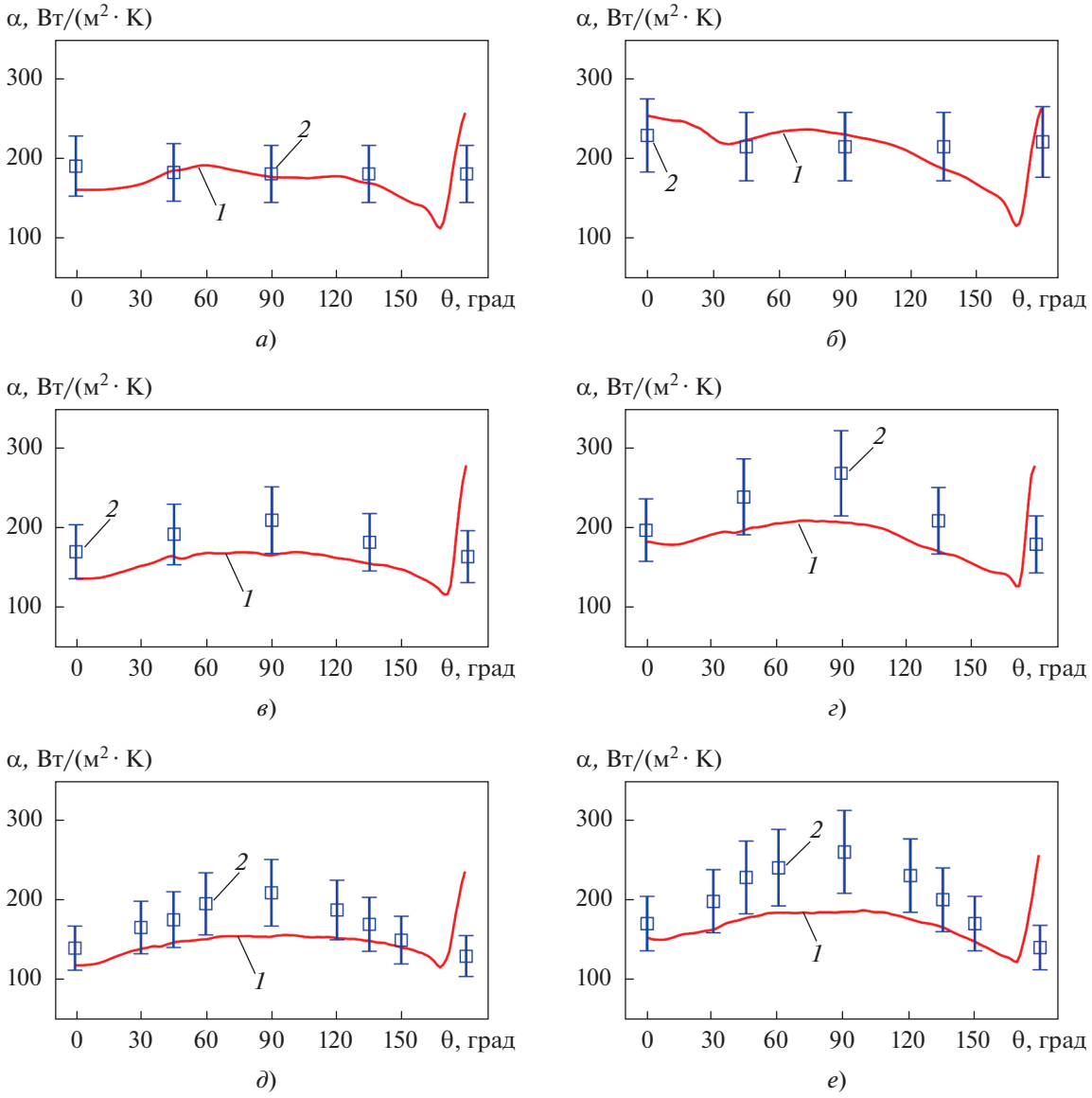


Рис. 17. Распределение коэффициента теплоотдачи α по поверхности цилиндра диаметром 16.0 мм (*а*, *б*), 30.0 мм (*в*, *г*) и 50.8 мм (*д*, *е*) при пленочном кипении фреона R-113 при $p = 0.1$ МПа, $\Delta T = 120$ K и $\Delta T_{sub} = 10$ K (*а*, *в*, *д*) и 20 K (*б*, *г*, *е*). Обозначения см. рис. 16

шого диаметра. Для установления причин этого рассогласования требуются дальнейшие исследования.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы выражают благодарность профессору, докт. техн. наук Г.Г. Янькову и старшему научному сотруднику, канд. физ.-мат. наук В.И. Артемову за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Аметистов Е.В., Клименко В.В., Павлов Ю.М.** Кипение криогенных жидкостей. М.: Энергоатомиздат, 1995.
2. **Мелихов В.И., Мелихов О.И., Якуш С.Е.** Гидродинамика и теплофизика паровых взрывов. М.: ИПМех РАН, 2020.
3. **Film** boiling of subcooled liquids. Part II: Steady regimes of subcooled liquids film boiling / V.V. Yagov, M.A. Leksin, A.R. Zabirov, M.A. Denisov // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 100. P. 918–926. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.04.069
4. **Yagov V.V., Minko K.B., Zabirov A.R.** Two distinctly different modes of cooling high-temperature bodies in subcooled liquids // Int. J. Heat Mass Transfer. 2021. V. 167. P. 120838. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120838
5. **Aziz S., Hewitt G., Kenning D.B.R.** Heat transfer regimes in forced-convection film boiling on spheres // Proc. of the 8th Intern. Heat Transfer Conf. San Fran-

cisco, USA, 17–22 Aug. 1986. P. 2149–2154. https://doi.org/10.1615/IHTC8.700

6. **Corell S.J., Kenning D.B.R., Hewitt G.F.** Film boiling on a molten brass spheres in flowing water // Mech. Eng. Publications. 1988. V. 2. P. 1557–1564.
7. **Zvirin Y., Hewitt G.R., Kenning D.B.R.** Boiling on free-falling spheres: drag and heat transfer coefficients // Exp. Heat Transfer. 1990. V. 3. Is. 3. P. 185–214. https://doi.org/10.1080/08916159008946386
8. **Дуплянкин Р.А., Глазков В.В.** Модель пленочного кипения высокой интенсивности при охлаждении струей недогретой жидкости // Материалы IV Междунар. конф. “Современные проблемы теплофизики и энергетики”. Москва, Россия, НИУ МЭИ, 21–25 окт. 2024 г.
9. **Дуплянкин Р.А., Глазков В.В.** Взаимодействие жидкости с высокотемпературной поверхностью при струйном охлаждении // Тепловые процессы в технике. 2024. Т. 16. № 3. С. 103–115.
10. **Drag** reduction by Leidenfrost vapor layers / I.U. Vakarelski, J.O. Marston, D.Y.C. Chan, S.T. Thoroddsen // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. Is. 21. P. 214501. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.214501
11. **Кузма-Кичта Ю.А.** Исследование теплообмена и механизма кипения на металлической поверхности без покрытия и с малотеплопроводным покрытием: дис. ... канд. техн. наук. Москва, 1974.
12. **Bromley L.A.** Heat transfer in stable film boiling. Berkeley, California: Lawrence Berkeley National Laboratory, 1949.
13. **Кутателадзе С.С.** Основы теории теплообмена. 5-е изд., перераб. и доп. М.: Атомиздат, 1979.
14. **Frederking T.H.K., Hopenfeld J.** Laminar two-phase boundary layers in natural convection film boiling of subcooled liquids // Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik (ZAMP). 1964. Bd. 15. S. 388–399. https://doi.org/10.1007/BF01601290
15. **Specht E., Jeschar R., Heidt V.** An analytical model for free convection film boiling on immersed solids // Chem. Eng. Proc.: Proc. Intensification. 1992. V. 31. Is. 2. P. 137–146. https://doi.org/10.1016/0255-2701(92)85008-P
16. **Heat** transfer in film boiling of subcooled liquids: new experimental results and computational equations / V.V. Yagov, A.R. Zabirov, P.K. Kanin, M.A. Denisov // J. Eng. Phys. Thermophys. 2017. V. 90. P. 266–275. https://doi.org/10.1007/s10891-017-1564-3
17. **Sakurai A., Shiotsu M., Hata K.** A general correlation for pool film boiling heat transfer from a horizontal cylinder to subcooled liquid: Part 1 – A theoretical pool film boiling heat transfer model including radiation contributions and its analytical solution // J. Heat Transfer. 1990. V. 112. Is. 2. P. 430–440. https://doi.org/10.1115/1.2910396
18. **Закономерности** устойчивого пленочного кипения недогретой жидкости / М.М. Виноградов, И.А. Молотова, А.Р. Забиров, В.В. Ягов // Теплоэнергетика. 2024. № 9. С. 50–58. https://doi.org/10.56304/S0040363624700206
19. **Nishio S., Ohtake H.** Vapor-film-unit model and heat transfer correlation for natural-convection film boiling with wave motion under subcooled conditions // Int. J. Heat Mass Transfer. 1993. V. 36. Is. 10. P. 2541–2552. https://doi.org/10.1016/S0017-9310(05)80192-9
20. **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
21. **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
22. **Welch S.W.J., Wilson J.** A volume of fluid based method for fluid flows with phase change // J. Comput. Phys. 2000. V. 160. Is. 2. P. 662–682. https://doi.org/10.1006/jcph.2000.6481
23. **Kumar R., Premachandran B.** A numerical study of saturated pool film boiling over a sphere // Int. Commun. Heat Mass Transfer. 2023. V. 146. P. 106897. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2023.106897
24. **Singh N.K., Premachandran B.** Mixed regime of film boiling over a horizontal cylinder in an upward flow of saturated liquid // Phys. Fluids. 2018. V. 30. Is. 12. P. 122101. https://doi.org/10.1063/1.5063510
25. **Singh N.K., Premachandran B.** Saturated film boiling over a circular cylinder subjected to horizontal cross-flow in the mixed regime // Phys. Fluids. 2019. V. 31. Is. 8. P. 082109. https://doi.org/10.1063/1.5099075
26. **Son G., Dhir V.K.** Three-dimensional simulation of saturated film boiling on a horizontal cylinder // Int. J. Heat Mass Transfer. 2008. V. 51. Is. 5–6. P. 1156–1167. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.04.026
27. **Wang J., Li Y., Wang L.** Numerical study on pool film boiling of liquid hydrogen over horizontal cylinders // Energies. 2022. V. 15. Is. 3. P. 1044. https://doi.org/10.3390/en15031044
28. **Модель** для определения интенсивности тепло- и массообмена на межфазной границе при использовании метода VOF для расчета задач испарения и конденсации / К.Б. Минко, Г.Г. Яньков, Т.А. Гатауллин, В.И. Артемов, А.П. Железнов // Теплоэнергетика. 2025. № 3. С. 80–93. https://doi.org/10.56304/S004036362470067X
29. **Bourdon G., Tanguy S., Airiau C.** Direct numerical simulation of film boiling around a superheated sphere immersed in a subcooled liquid // Int. J. Heat Mass Transfer. 2025. V. 239. P. 126520. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2024.126520
30. **Sakurai A., Shiotsu M., Hata K.** A general correlation for pool film boiling heat transfer from a horizontal cylinder to subcooled liquid: Part 2 – Experimental data for various liquids and its correlation // J. Heat Transfer. 1990. V. 112. Is. 2. P. 441–450. https://doi.org/10.1115/1.2910397
31. **Код** ANES. [Электрон. ресурс.] http://anes.ch12655.tmweb.ru/
32. **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. https://codethatflows.wordpress.com/wp-content/uploads/2021/08/406441216-lee-model-pdf-1.pdf
33. **Минко К.Б., Артемов В.И., Клементьев А.А.** Моделирование методом VOF процессов конденсации неподвижного и движущегося насыщенного пара на поверхности горизонтальной трубы // Тепло-

энергетика. 2023. № 3. С. 20–39.
https://doi.org/10.56304/S0040363623030050
34. **Минко К.Б., Артемов В.И., Клементьев А.А.** Валидация модели жидкой пленки конденсата на поверхности гладкого горизонтального цилиндра при различных направлениях движения пара // Теплоэнергетика. 2022. № 12. С. 40–53.
https://doi.org/10.56304/S0040363622120062
35. **Minko K.B., Artemov V.I., Klementiev A.A.** CFD simulation of the inundation effect for saturated propane vapor condensation on the surface of a horizontal tube using the volume of fluid method // Int. Commun. Heat Mass Transfer. 2024. V. 154. P. 107432.
https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2024.107432
36. **Моделирование** процессов конденсации хладона R113 в горизонтальной трубе методом VOF / Г.Г. Яньков, О.О. Мильман, К.Б. Минко, В.И. Артемов // Теплоэнергетика. 2023. № 11. С. 26–41.
https://doi.org/10.56304/S0040363623110139
37. **Моделирование** процессов конденсации хладонов в вертикальных трубах методом VOF / К.Б. Минко, В.И. Артемов, Г.Г. Яньков, А.В. Птахин // Теплоэнергетика. 2023. № 7. С. 70–87.
https://doi.org/10.56304/S0040363623070044
38. **Ubbink O., Issa R.I.** A method for capturing sharp fluid interfaces on arbitrary meshes // J. Comput. Phys. 1999. V. 153. Is. 1. P. 26–50.
https://doi.org/10.1006/jcph.1999.6276
39. **Brackbill J.U., Kothe D.B., Zemach C.** A continuum method for modeling surface tension // J. Comput. Phys. 1992. V. 100. Is. 2. P. 335–354.
https://doi.org/10.1016/0021-9991(92)90240-Y
40. **Лабунцов Д.А.** Физические основы энергетики. Избранные труды по теплообмену, гидродинамике, термодинамике. М.: Изд-во МЭИ, 2000.
41. **Merk H.J., Prins J.A.** Thermal convection in laminar boundary layers III // Appl. Sci. Res. 1954. V. 4. P. 207–221.
https://doi.org/10.1007/BF03184952

Modeling of Film Boiling of Undercooled Liquid on the Surface of a Smooth Horizontal Cylinder by the VOF Method

K. B. Minko[a], * and T. A. Gataullin[a]

[a] *National Research University Moscow Power Engineering Institute (NRU MPEI), Moscow, 111250 Russia*
**e-mail: minkokb@gmail.com*

Abstract—A study of film-boiling processes of liquid subcooled to saturation state was conducted using numerical modeling based on the Volume of Fluid (VOF) method and the Lee model for describing heat and mass transfer at the interphase boundary. During film boiling, a stable vapor film is formed between the wall and the liquid, eliminating their direct contact, which leads to low heat-transfer intensity. Under conditions of underheating of the liquid to the saturation state, the intensity of film boiling increases significantly. Despite a high-quality understanding of the heat and mass transfer mechanisms underlying this phenomenon, the development of new, more accurate models is actively ongoing. The efforts of researchers are driven by the need to accurately describe the cooling dynamics of high-temperature bodies and predict the conditions for the occurrence of high-intensity boiling regimes. Physical models explaining the emergence of these modes are still at the development stage. To verify and clarify them, there is not enough information about the local characteristics of the vapor film and the features of free convective flow in subcooled liquid. The use of the VOF method allows for detailed tracking of changes in the interphase boundary directly during the numerical simulation process. The article presents the results of modeling film boiling of water on the surface of a cylinder with a diameter of 2 mm with overheating of the wall up to 400 K and underheating of the liquid up to 20 K. The discrepancy between the obtained calculated data and the experimental results published in literary sources does not exceed 10%. Information is provided on the distribution of film thickness, heat flux density on the wall, and the interphase boundary. According to the calculation, even with slight underheating, the vapor is not “evacuated” from the vapor cavity, while evaporation is observed on one part of the interphase surface, and condensation on the other. Results of modeling taking into account buoyancy forces, associated with temperature nonuniformity in an underheated liquid, and without taking them into account practically coincide, which indicates that the lifting current is formed mainly due to mass forces conditioned by difference in phase densities. The obtained data can be useful for creating more accurate empirical models describing the process of stable film boiling in subcooled liquid. All calculations were performed using the ANES CFD code developed at the Department of Engineering Thermal Physics of the National Research University MPEI.

Keywords: film boiling, liquid subcooling, cooled surface, heat exchange, heat-transfer coefficient, heat flow, vapor film, model of heat and mass transfer on the interphase surface, numerical modeling, VOF method