

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН, СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

ЗАКОНОМЕРНОСТИ УСТОЙЧИВОГО ПЛЕНОЧНОГО КИПЕНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ¹

© 2024 г. М. М. Виноградов^a, И. А. Молотова^{a, b, *}, А. Р. Забиров^{a, b}, В. В. Ягов^a

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

^bНаучно-технический центр по ядерной и радиационной безопасности,
Малая Красносельская ул., д. 2/8, корп. 5, Москва, 107140 Россия

*e-mail: irina_molotova1705@mail.ru

Поступила в редакцию 06.02.2024 г.

После доработки 14.04.2024 г.

Принята к публикации 25.04.2024 г.

Рассмотрены различные модели устойчивого пленочного кипения жидкостей, позволяющие определить характеристики теплообмена в этих условиях. Показано, что существующие модели имеют недостатки, связанные с рассмотрением некоторых предельных случаев. Модель пленочного кипения недогретой жидкости, разработанная в 2017 г. научным коллективом, в состав которого входили авторы настоящей статьи, учитывает скорость естественной конвекции на межфазной границе жидкость/пар. Эта модель демонстрирует хорошее согласие с экспериментальными данными по охлаждению сфер и цилиндров, однако в формуле для расчета коэффициента теплоотдачи (КТО) присутствует эмпирический множитель. Предложена новая модель теплообмена в режиме пленочного кипения недогретой жидкости, основанная на допущениях Бромли. Проведенный анализ вклада излучения в теплообмен при пленочном кипении показал, что при грубой оценке вклад данного фактора может достигать 10% в процессе охлаждения в воде высокотемпературных тел при перегревах их поверхности до 1000 К. Работоспособность новой модели устойчивого пленочного кипения недогретых жидкостей, а также моделей, рассмотренных в настоящей работе, проверена путем сопоставления с опытными данными авторов. Рабочими образцами являлись сферы и цилиндры, выполненные из разных металлов (нержавеющая сталь, никель, медь, титан, сплав FeCrAl, цирконий). Охлаждение образцов осуществлялось в насыщенных и недогретых жидкостях с различающимися теплофизическими свойствами (вода, этанол, смеси вода–этанол различных концентраций, FC-72, азот) при разных давлениях системы. Наилучшее согласие экспериментальных данных наблюдалось с результатами расчетов, выполненных с использованием новой разработанной модели. На основе проведенных сопоставлений показано, что такая модель является более точной (на 10%) по сравнению с другими моделями при охлаждении сфер и цилиндров в различных охлаждающих жидкостях (вода, этанол, FC-72, изопропанол) в диапазоне недогревов от 10 до 180 К при давлениях системы от 0.02 до 1.00 МПа.

Ключевые слова: пленочное кипение, недогрев жидкости, охлаждаемая поверхность, теплообмен, коэффициент теплоотдачи, тепловой поток, паровая пленка, критическая температура

DOI: 10.56304/S0040363624700206

При охлаждении высокотемпературных тел в жидкостях наблюдается пленочный режим кипения: температура тела превышает температуру предельного перегрева и критическую температуру жидкости, поскольку прямой контакт жидкости с горячей поверхностью в таких условиях невозможен. Устойчивое пленочное кипение представляет собой режим, отличающийся от режима интенсивного охлаждения, во время ко-

торого от охлаждаемой поверхности отводятся высокие тепловые потоки при температурах поверхности, превышающих критическую температуру жидкости.

Во время пленочного кипения между жидкостью и охлаждаемой поверхностью формируется устойчивая паровая пленка, препятствующая их контакту. При этом коэффициенты теплоотдачи имеют довольно низкие значения [50–300 Вт/(м² · К)]. Пленочное кипение насыщенных жидкостей в прикладном отношении представляет интерес для криогенной техники. Данный процесс является вполне изученным, тогда как применительно к пленочному кипению недогретых жидкостей еще остаются нерешенные вопросы.

¹ Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Государственного задания № FSWF-2023-0017 (Соглашение № 075-03-2023-383 от 18 января 2023 г.) в сфере научной деятельности на 2023–2025 гг.

Пленочное кипение недогретой жидкости актуально для многих отраслей промышленности, таких как металлургическая (закалка металла), целлюлозно-бумажная, а также тепловая и атомная энергетика. Стоит отметить, что определение КТО в режиме пленочного кипения недогретой жидкости актуально для обоснования безопасности атомных станций с использованием расчетных кодов (КОРСАР [1], RELAP5, TRAC, TRACE) для моделирования теплогидравлических процессов, происходящих в активной зоне реакторов.

Результаты экспериментов свидетельствуют о том, что пленочный режим кипения зачастую является преобладающим по длительности при охлаждении высокотемпературных тел. Так, например, для шара из нержавеющей стали в изопропанол продолжительность режима устойчивого пленочного кипения составляет 50–80 с, а в FC-72 может превышать 100 с (при охлаждении шара с начальной температурой около 500°C) [2]. Причем интенсивность теплообмена в этом режиме примерно в 2–3 раза выше, чем при насыщенном пленочном кипении на поверхности сферы.

Вызывает интерес работа [3], в которой показано, что образование паровой пленки вокруг охлаждаемого шара, нагретого выше критической температуры охлаждающей жидкости, приводит к росту скорости шара при его свободном падении в жидкости. При этом наличие парового слоя снижает гидродинамическое сопротивление шара более чем на 85% (по сравнению с движением шара без паровой пленки).

При пленочном кипении недогретой жидкости паровая пленка является достаточно тонкой и ламинарной, а в соседнем (приповерхностном) с паровой пленкой слое жидкости возникает свободная конвекция. Внутри этого приповерхностного слоя жидкости происходит подъемное движение, источник которого — внутренние силы, действующие на каждый объем жидкости. При этом скорость жидкости на межфазной границе пар/жидкость максимальна. Пока паровая пленка остается тонкой, условия для быстрого движения жидкости сохраняются.

Механизмы процессов кипения в недогретых жидкостях при нестационарных процессах охлаждения высокотемпературных тел все еще находятся в стадии изучения. Кроме того, поскольку пленочное кипение недогретой жидкости при охлаждении высокотемпературных тел является нестационарным процессом, необходимо учитывать теплофизические свойства охлаждаемой поверхности. В этой связи представляется целесообразным рассмотреть подходы к построению моделей устойчивого пленочного кипения недогретой жидкости.

МОДЕЛИ УСТОЙЧИВОГО ПЛЕНОЧНОГО КИПЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Более 50 лет учеными по всему миру ведется работа по созданию моделей, способных объяснить механизмы теплообмена при пленочном кипении жидкости. Одна из первых попыток была предпринята Бромли (L.A. Bromley) в 1949 г. [4]. Решение задачи проводилось для плоской пластины, перегретой относительно температуры насыщения жидкости. Фактически Бромли использовал методику Нуссельта для задачи о пленочной конденсации на вертикальной плоскости. Внесенные изменения касались лишь вида граничных условий, а также введения “эффективной” теплоты парообразования Δh^* [5]. Итоговое выражение, полученное Бромли для определения среднего КТО при пленочном кипении насыщенной жидкости, выглядит следующим образом:

$$\bar{\alpha} = \frac{5}{8} \left(\frac{\lambda_v^3 g \Delta \rho \Delta h^*}{\Delta T_w v_v L} \right)^{1/4}, \quad (1)$$

где λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м · К); g — ускорение свободного падения, м/с²; $\Delta \rho = \rho_l - \rho_v$ — разница плотности жидкости и пара, кг/м³; $\Delta h^* = \Delta h + 0.5 c_{pv} \Delta T_w$; Δh — теплота парообразования, Дж/кг; c_{pv} — удельная изобарная теплоемкость пара, Дж/(кг · К); $\Delta T_w = T_w - T_s$ — перегрев поверхности T_w по отношению к температуре насыщения жидкости T_s , К; v — кинематический коэффициент вязкости, м²/с; L — линейный размер тела, м. Индексы l и v относятся к жидкости и пару соответственно, индекс w — к поверхности (wall).

Аналогичное выражение было получено в работах [6, 7], основное различие заключается лишь в числовых коэффициентах. Формула Бромли хорошо согласуется с экспериментальными данными по пленочному кипению на горизонтальных цилиндрах. Однако применительно к пленочному кипению на протяженной вертикальной поверхности результаты расчетов по формуле Бромли в 2 раза отличаются от экспериментальных данных [8]. Межфазная поверхность при пленочном кипении является неустойчивой — на ней образуются паровые пузыри. Кроме того, помимо течения пара в пленке, существует двухфазный поток, который снижает среднюю толщину пленки и делает ее волнистой, тем самым увеличивая КТО.

В 1964 г. авторами [9] была предложена модель, в которой также рассматривается теплообмен для плоской пластины, но с учетом недогрева жидкости относительно температуры ее насыщения. Решение данной задачи основано на тех же допущениях, что и в задаче Бромли, но при этом учитываются конвективные составляющие им-

пульса и энергии. В [9] были рассмотрены два предельных случая — малого и большого недогрева жидкости. Для средних недогревов жидкости авторы рекомендуют одновременно использовать решения для двух предельных случаев. В результате предложено следующее уравнение для определения плотности теплового потока при пленочном кипении недогретой жидкости:

$$q = \frac{2\Delta T_w \lambda_v}{3L} \left[Ra_v \frac{\Delta h}{c_{pv} \Delta T_w} + \left(\frac{\lambda_l \Delta T_s}{\lambda_v \Delta T_w} \right)^4 \frac{Ra_l Pr_l}{1 + Pr_l} \right]^{1/4}, \quad (2)$$

где $\Delta T_s = T_s - T_{liq}$ — недогрев жидкости до температуры насыщения T_s , К; T_{liq} — температура жидкости в конкретном месте, К; Ra , Pr — числа подобия Рэлея и Прандтля.

Данная модель проверена на экспериментальных данных по охлаждению плоского диска из уранового сплава U-10Mo с алюминиевым покрытием в органической жидкости (ортотерфенил) с ее недогревами от 40 до 130 К.

Еще одна модель теплообмена при пленочном кипении жидкости с учетом ее недогрева была предложена в 1992 г. [10]. Один из авторов этой публикации, E. Specht, обратился к полученным данным в книге 2017 г. [11]. В результате коллективной работы авторами [10] была выведена следующая эмпирическая формула для определения теплового потока при пленочном кипении недогретой жидкости:

$$q = 0.76 \Delta T_w \lambda_v \left(\frac{g}{v_l^2 L} \frac{\Delta T_w \lambda_v}{\Delta T_s \lambda_l} \right)^{1/4} Pr_l^{0.43}. \quad (3)$$

Такая запись, по мнению авторов, применима в предельном случае, когда жидкость сильно недогрета. В книге [11] формула (3) записана аналогичным образом, но с числовым коэффициентом 0.57.

В научном коллективе авторов настоящей статьи впервые было предложено учитывать скорость естественной конвекции на межфазной границе жидкость/пар при пленочном кипении недогретой жидкости. Данная модель, опубликованная в работе [12], основана на решении системы уравнений, аналогичной задаче Бромли, но ограничена системой уравнений только для пара. Модель учитывает возникающую скорость жидкости в пристеночной области, которая равняется максимальной скорости свободной конвекции. Результаты численного расчета также подтверждают, что на межфазной границе скорость близка к максимальной скорости свободной

конвекции [13]. С учетом сказанного получена зависимость для КТО при пленочном кипении:

$$\bar{\alpha} = 0.59 \left(\frac{\lambda_v^3 g \Delta \rho \Delta h^*}{\Delta T_w v_l L} \right)^{1/4} \times \left[1 + 43.5 \left(\frac{\mu_v \Delta h \beta_l \Delta T_s}{\lambda_v \Delta T_w Pr_l} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\Delta T_s}{\Delta T_w} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_v}{\Delta \rho} \right)^{1/8} \right], \quad (4)$$

где μ — динамический коэффициент вязкости, Па · с; β_l — термический коэффициент объемного расширения жидкости, K^{-1} .

Эта модель проверена на экспериментальных данных по охлаждению тел сферической формы [2, 14]. Принципиальным отличием этой модели от предложенных ранее подходов [15, 16] является оценка условий на границе паровой пленки. В работах [15, 16] принимается равенство касательных скоростей и вязких касательных напряжений на границе паровой пленки. Таким образом, восходящий поток жидкости обеспечивается трением движущегося пара. Однако этот эффект пренебрежимо мал из-за небольших значений плотности и вязкости пара. Кроме того, в этих работах не учтен эффект влияния свободной конвекции, происходящей в приповерхностном слое жидкости на межфазной границе с высокой скоростью. Также аналитическое соотношение, представленное в [15, 16], оправдано только при числах Pr , близких к единице. В модели, разработанной научным коллективом авторов настоящей статьи в 2017 г. [12], учтен эффект влияния массовых сил в приповерхностном слое жидкости.

В модели [12], строго говоря, рассматривается стационарный теплообмен. Однако в [8] на примере охлаждения сфер в азоте было показано, что значения КТО, полученные в стационарном процессе и при нестационарном охлаждении перегретых тел в режиме устойчивого пленочного кипения, приблизительно равны. Это позволяет применить модель [12] для расчета КТО в режиме пленочного кипения при охлаждении высокотемпературных тел. К недостаткам этой модели следует отнести плохое согласие с экспериментальными данными, полученными при давлениях, отличных от атмосферного [2]. Поэтому отношение плотностей $(\rho_v/\Delta\rho)$ в формуле (4) является эмпирической поправкой, введенной для возможности применения данной формулы для режимов пленочного кипения при различных давлениях системы.

Таким образом, обзор литературных источников, посвященных теплообмену при пленочном кипении недогретой жидкости, свидетельствует о том, что рассмотренные модели основаны на представлении предельных случаев, которые могут не выполняться в действительности. Модель пленочного кипения недогретой жидкости, разработанная научным коллективом авторов настоящей статьи, также имеет в своей структуре эмпирический

множитель. В этой связи создание усовершенствованной модели пленочного кипения недогретой жидкости остается актуальной задачей.

ПОСТРОЕНИЕ НОВОЙ МОДЕЛИ УСТОЙЧИВОГО ПЛЕНОЧНОГО КИПЕНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

В данном разделе представлена новая аналитическая модель теплообмена при пленочном кипении недогретой жидкости (постановка и решение задачи). Вывод итоговой зависимости основан на решении уравнений сохранения импульса и энергии для паровой и жидкой фаз.

Постановка задачи

При построении новой физической модели рассматривается вертикальная плоская пластина, ось x направлена вдоль пластины против силы тяжести, а ось y — по нормали от пластины. В данной физической модели используется допущение Бромли, а также допущение постоянства теплофизических свойств, которое применимо для свойств в диапазоне температур вдали от критической точки. В системе уравнений учитывается жидкая фаза. Предполагается, что в недогретой жидкости возникает приповерхностный слой, в котором действуют массовые силы, вызывающие его подъемное движение. При этом скорость жидкости равна скорости пара, т.е. нет разрыва скоростей на межфазной поверхности. На бесконечности можно принять, что основное термическое сопротивление сосредоточено в очень тонком жидком слое (δ_l), для которого характерен линейный закон изменения температуры, а толщина этого слоя может быть оценена как толщина эквивалентной пленки. Использование этого приближения позволяет получить замкнутое решение с точностью до числового коэффициента, который подбирается по экспериментальным данным. На рис. 1 представлена схема, иллюстрирующая постановку задачи.

Таким образом, система уравнений для паровой и жидкой фаз имеет следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \mu_v \frac{\partial^2 u_{xv}}{\partial y^2} &= g\rho_v + \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{\partial^2 T_v}{\partial y^2} &= 0; \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_l \frac{\partial^2 u_{xl}}{\partial y^2} &= g\rho_l + \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{\partial^2 T_l}{\partial y^2} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

В качестве допущений разрабатываемой модели принимается, что существуют некоторые определенные толщины слоев пара δ_v и жидкости δ_l , в

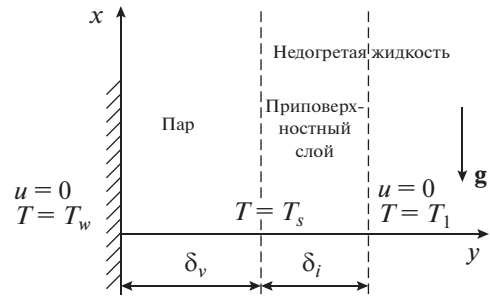


Рис. 1. Постановка задачи.
 g — ускорение свободного падения

которых происходит их основное движение и возникает теплообмен. Граничные условия записываются как

$$\begin{aligned} u_{xv}(0) &= 0; \quad u_{xl}(\delta_v + \delta_l) = 0; \\ T_v(0) &= T_w; \quad T_l(\delta_v + \delta_l) = T_{liq}, \end{aligned} \quad (7)$$

где u — скорость, м/с.

Такие граничные условия выбираются согласно следующим предположениям:

на стенке выполняются условия прилипания и изотермичности;

вне расчетной области жидкость неподвижна и имеет постоянную температуру.

В соответствии с используемыми допущениями граница раздела принимается непроницаемой. В этом случае условия совместности имеют вид

$$\begin{aligned} u_{xv}(\delta_v) &= u_{xl}(\delta_v); \quad \mu_v \left(\frac{\partial u_{xv}}{\partial y} \right)_{y=\delta_v} = \mu_l \left(\frac{\partial u_{xl}}{\partial y} \right)_{y=\delta_l}; \\ T_v(\delta_v) &= T_l(\delta_v) = T_s(p); \quad q_v = q_l, \end{aligned} \quad (8)$$

где p — давление системы, Па.

Решение уравнений сохранения энергии

Уравнения сохранения энергии для рассматриваемой задачи записываются следующим образом:

$$\frac{\partial^2 T_v}{\partial y^2} = 0; \quad \frac{\partial^2 T_l}{\partial y^2} = 0. \quad (9)$$

Решение дифференциальных уравнений (9) представляет собой выражения вида

$$T_v(y) = C_0 y + C_1; \quad T_l(y) = C_2 y + C_3, \quad (10)$$

где C_0 – C_3 — константы.

Подставив граничные условия (7) и условия совместности (8) в решение (10), можно определить константы. После нахождения констант поля температур для фаз можно записать как

$$T_v(y) = T_w - \frac{\Delta T_w}{\delta_v} y; \quad T_l(y) = T_s - \frac{\Delta T_s}{\delta_l} (y - \delta_v). \quad (11)$$

При построении поля температуры по оси y получаются кривые, изменяющиеся в зависимости от условий (недогрева жидкости, давления системы) и теплофизических свойств среды, вид которых показан на рис. 2, а. Согласно рисунку, толщина паровой пленки уменьшается с ростом недогрева жидкости, а градиент температуры зависит от теплопроводности материала. При этом для низкотеплопроводного пара график зависимости имеет более крутой угол наклона, чем для жидкого слоя, теплопроводность которого выше.

По получаемым полям температур можно определить возникающий тепловой поток:

$$\begin{aligned} q_v(y) &= -\lambda \frac{\partial T_v}{\partial y} = \frac{\lambda_v \Delta T_w}{\delta_v}; \\ q_l(y) &= -\lambda \frac{\partial T_l}{\partial y} = \frac{\lambda_l \Delta T_s}{\delta_l}. \end{aligned} \quad (12)$$

Таким образом, тепловые потоки в средах представляют собой некоторые постоянные значения. Согласно специальным условиям совместности, на границе фаз $q_v = q_l$. Тогда отношение толщин фаз можно представить в виде

$$\frac{\delta_l}{\delta_v} = \frac{\lambda_v \Delta T_s}{\lambda_l \Delta T_w}. \quad (13)$$

Решение уравнения сохранения импульса

При использовании приближения пограничного слоя получается, что градиент давления не изменяется по оси y . В этом случае следует рассмотреть область, которая располагается за пределами паровой (δ_v) и жидкой (δ_l) пленок. В этой области, согласно постановке задачи, поле скорости (u_x) не изменяется. Тогда дифференциальное уравнение можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -g\rho_l(T_{liq}). \quad (14)$$

Из (14) можно определить градиент давления по оси x : нужно подставить полученное выражение (14) в (5) и (6):

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_{xv}}{\partial y^2} &= -\frac{g[\rho_l(T_{liq}) - \rho_v]}{\mu_v} \approx -\frac{g\Delta\rho}{\mu_v} = -B_v; \\ \frac{\partial^2 u_{xl}}{\partial y^2} &= -\frac{g[\rho_l(T_{liq}) - \rho_l(T_s)]}{\mu_l} \approx -\frac{g\rho_l\beta_l\Delta T_s}{\mu_l} = -B_l. \end{aligned} \quad (15)$$

Для сокращения объема выкладок введены новые параметры B_v и B_l , которые численно равны комплексам, представленным в формулах (15).

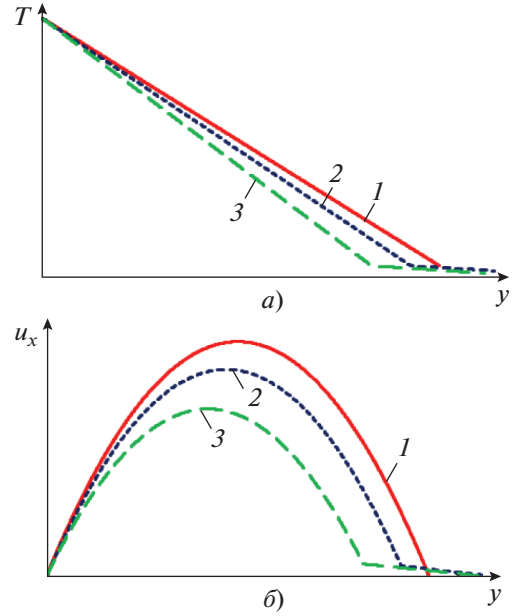


Рис. 2. Зависимости температуры (а) и скорости (б) от координаты y для насыщенной и недогретой жидкости ($T_{liq2} < T_{liq1} < T_s$).
1 – T_s ; 2 – T_{liq1} ; 3 – T_{liq2}

Решение полученных дифференциальных уравнений выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} u_{xv}(y) &= -\frac{B_v}{2}y^2 + C_0y + C_1; \\ u_{xl}(y) &= -\frac{B_l}{2}y^2 + C_2y + C_3. \end{aligned} \quad (16)$$

Подставив в эти выражения граничные условия (7) и условия совместности (8), можно определить константы:

$$C_0 = \frac{B_v\delta_v}{2} + \frac{\delta_l(B_v\delta_v\mu_v + B_l\delta_l\mu_l)}{2(\delta_v\mu_l + \delta_l\mu_v)}; \quad (17)$$

$$C_1 = 0; \quad (18)$$

$$C_2 = B_l\delta_v - \frac{\mu_v(B_v\delta_v^2 - B_l\delta_l^2)}{2(\delta_v\mu_l + \delta_l\mu_v)}; \quad (19)$$

$$\begin{aligned} C_3 &= \frac{B_l\delta_l^2}{4} - \frac{B_l\delta_v^2}{2} + \frac{\mu_v(B_v\delta_v^2 - B_l\delta_l^2)}{4(\delta_v\mu_l + \delta_l\mu_v)}(2\delta_v + \delta_l) + \\ &+ \frac{\delta_v\delta_l(B_v\delta_v\mu_v + B_l\delta_l\mu_l)}{4(\delta_v\mu_l + \delta_l\mu_v)}. \end{aligned} \quad (20)$$

Общий вид зависимости проекции u_x от координаты y показан на рис. 2, б. Видно, что увеличение недогрева жидкости приводит к уменьшению толщины паровой пленки δ_v и снижению максимальной скорости в паровом слое. Поля скорости для жидкого слоя при пленочном кипении пред-

ставляют собой практически линейную зависимость при использовании данного решения для поля скорости с подстановкой свойств жидкости и отношения толщин парового и жидкого слоев (13) (формула для расчета толщины парового слоя будет приведена далее). Как было показано в [12, 13], скорость на межфазной границе можно принять с точностью до числовой константы, равной максимальной скорости естественной конвекции:

$$U_0 = C \sqrt{\frac{g \beta_l \Delta T_s x}{Pr_l}}. \quad (21)$$

Используя указанное условие и поля скоростей, можно записать следующее уравнение, связывающее толщины парового и жидкого слоев:

$$U_0 = u_{xv}(\delta_v) = u_{xl}(\delta_v) = \frac{\delta_v \delta_l (B_v \delta_v \mu_v + B_l \delta_l \mu_l)}{2(\delta_v \mu_l + \delta_l \mu_v)}. \quad (22)$$

С помощью уравнений (22) и (13) можно однозначно выразить толщину парового и жидкого слоя по отдельности. Решение полученной системы уравнений для толщины парового слоя будет иметь вид

$$\delta_v = C_4 \left[W U_0 (\mu_l + \mu_v W) / (B_l \mu_l W + B_v \mu_v)^{1/2} \right] / W, \quad (23)$$

где $W = \lambda_l \Delta T_s / (\lambda_v \Delta T_w)$.

Решение (23) находится с точностью до числовой константы (C_4), которая определяется по результатам экспериментов. Как можно заметить, при отсутствии недогрева жидкости толщина паровой пленки в (23) стремится к бесконечности, при этом она должна равняться толщине паровой пленки, полученной при решении задачи Бромли:

$$\delta_{v0} = 2 [L \Delta T_w \lambda_v v_v / (\Delta h g \Delta p T_w)]^{1/4}. \quad (24)$$

Для соблюдения такого предельного перехода использовано эмпирическое соотношение

$$\delta_v = (\delta_{v0}^{-4} + \delta_{v*}^{-4})^{-1/4}, \quad (25)$$

где δ_{v*} вычисляют по формуле, аналогичной (23).

Далее нужно определить плотность теплового потока, отводимого от твердой поверхности (12):

$$q_w = \lambda_v \Delta T_w / \delta_v = \lambda_v \Delta T_w (\delta_{v0}^{-4} + \delta_{v*}^{-4})^{-1/4}. \quad (26)$$

При сопоставлении результатов расчетов с экспериментальными данными получено значение неизвестной константы (C_4), оно равно 1.1.

Подробный вывод соотношений для констант C_0 – C_3 представлен в приложении.

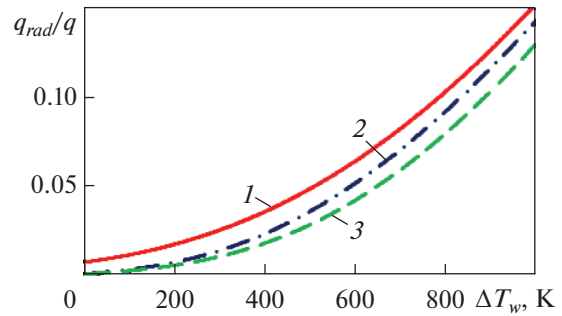


Рис. 3. Влияние доли теплопереноса излучением на перегрев стенки при различных температурах жидкости ($T_{liq2} < T_{liq1} < T_s$).

Обозначения см. рис. 2

ОЦЕНКА ВКЛАДА ИЗЛУЧЕНИЯ В ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПЛЕНОЧНОМ КИПЕНИИ

Оценить фактор влияния переноса энергии посредством излучения можно следующим образом:

$$\frac{q_{rad}}{\bar{q} + q_{rad}} = \frac{\sigma_0 (T_w^4 - T_s^4)}{\bar{q} + \sigma_0 (T_w^4 - T_s^4)}, \quad (27)$$

где q_{rad} — плотность теплового потока вследствие излучения, Вт/м²; $\bar{q}$ — плотность теплового потока, отводимого от твердой поверхности, без учета излучения, Вт/м²; σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана.

Эта оценка является приближенной, поскольку учет влияния переноса энергии излучением приводит к изменению толщины паровой пленки. Данный фактор довольно сложно учитывать так, чтобы при этом возможно было получить аналитическое решение поставленной задачи.

Таким образом, при этой оценке фактор влияния теплообмена излучением может достигать 10% для воды при высоких перегревах стенки (до 1000 К) (рис. 3). Оценка также показывает, что увеличение недогрева жидкости приводит к уменьшению влияния переноса энергии посредством излучения.

ПРОВЕРКА МОДЕЛИ НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ

В данном разделе проведено сопоставление тепловых потоков при пленочном кипении, определенных аналитически при применении различных моделей и полученных экспериментально. Для сравнения использовались новая разработанная модель, а также модели из [9, 10, 12]. Модель Бромли хорошо согласуется с опытными данными по охлаждению в насыщенном жидком азоте. Экспериментальные результаты получены при охлаждении сфер диаметром 40 мм и ци-

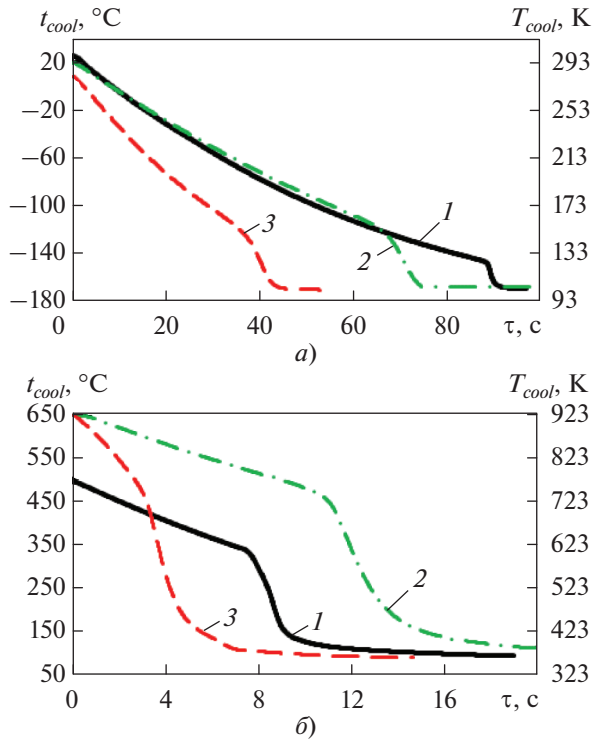


Рис. 4. Термограммы охлаждения вертикально ориентированных цилиндров, изготовленных из различных металлов, при давлении 0.1 МПа в насыщенном жидком азоте [3] (а) и воде при недогреве 20 К (б). 1 – медь; 2 – сплав FeCrAl; 3 – цирконий

линдров длиной 40–50 мм и диаметром 10 мм (которые вертикально погружены в жидкость), выполненных из нержавеющей стали, никеля, меди, титана, сплава FeCrAl, циркония. В качестве охлаждающих жидкостей применялись вода, этанол, смеси вода – этанол различных концентраций, FC-72, азот при давлениях от 0.01 до 1 МПа и недогревах от 0 до 200 К.

В ходе экспериментов построены зависимости температуры от времени – термограммы охлаждения (рис. 4). На рисунке видно, что скорость охлаждения цилиндров зависит от материала, из которого они изготовлены.

Для определения экспериментальным путем значений отводимых тепловых потоков решалась обратная задача теплопроводности в следующей постановке:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial \tau} = -\text{div} \left[\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right]; \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} \right)_{r=0} &= 0; \quad \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} \right)_{r=R} = -\frac{q_r}{\lambda}; \\ \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} &= 0; \quad \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=\frac{L}{2}} = -\frac{q_z}{\lambda}; \end{aligned} \quad (29)$$

$$T(\tau = 0) = T_0, \quad (30)$$

где T – температура тела; τ – время; r, z – координата радиального и осевого направления; R – ради-

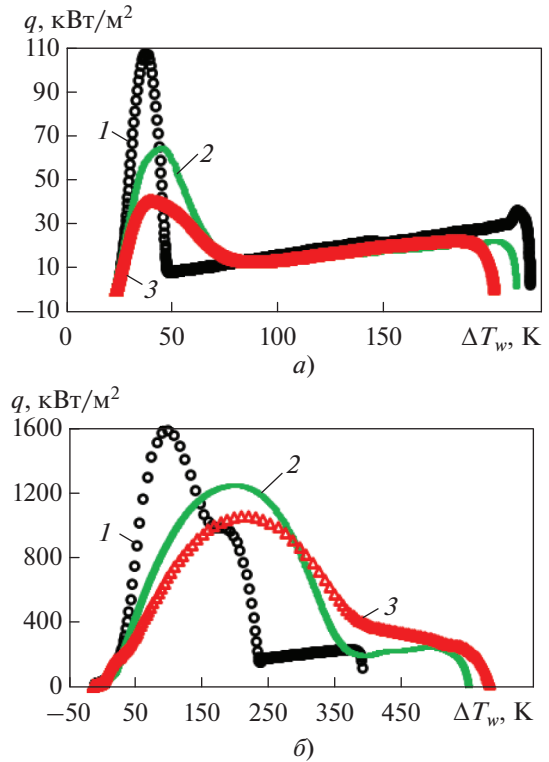


Рис. 5. Зависимость теплового потока от температурного напора при охлаждении вертикально ориентированных цилиндров, изготовленных из различных металлов, в насыщенном жидком азоте при давлении 0.1 МПа (а) и воде при недогреве 20 К и давлении 0.1 МПа (б).

Обозначения см. рис. 4

ус сферы/цилиндра; q_r, q_z – тепловой поток в радиальном и осевом направлении соответственно.

На рис. 5 показаны усредненные тепловые потоки, полученные в результате решения обратной задачи теплопроводности при охлаждении различных образцов в азоте и воде. Несмотря на различие в скорости охлаждения образцов, теплообмен в режиме пленочного кипения протекает аналогично для разных металлов. Из этого можно сделать вывод, что материал поверхности незначительно влияет на теплообмен в режиме пленочного кипения.

На рис. 6 представлены экспериментальные и расчетные данные по устойчивому пленочному кипению, полученные с помощью различных моделей. Видно, что разработанная модель (26), в целом, демонстрирует лучшее согласие с результатами экспериментов при охлаждении в воде, FC-72 и этаноле по сравнению с другими моделями при высоких недогревах. Также на рис. 6 показано, что данная модель применима и к охлаждению сферических тел. Наибольшее отклонение от экспериментальных данных наблюдается для модели [10], которая существенно завышает (см. рис. 6, а, в) или занижает (см. рис. 6, б) результаты.

Различные модели теплообмена при пленочном кипении недогретой жидкости

Модель	MAE, кВт/м ²	MSE, кВт/м ²	MAPE, %
[9]	52.9	77.2	34.5
[10]	216.5	297.1	150.0
[12]	60.6	82.2	38.2
Разработанная авторами (26)	34.5	53.0	23.2

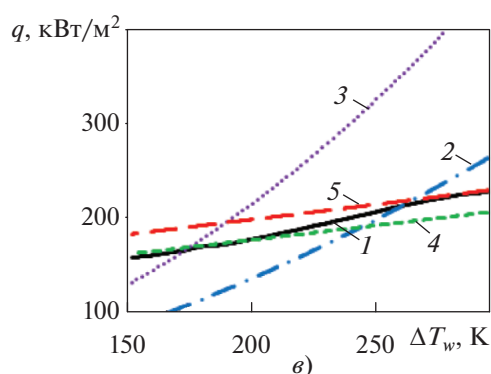
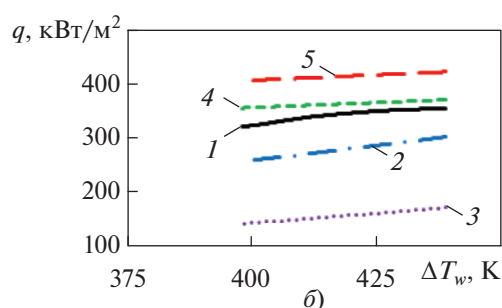
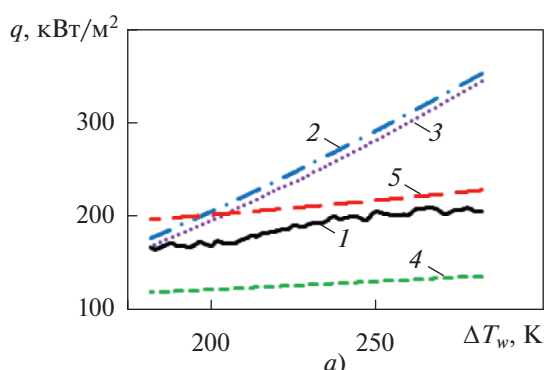


Рис. 6. Экспериментальные значения тепловых потоков и расчетные данные по различным аналитическим моделям.

Охлаждение: а – никелевого шара диаметром 40 мм в FC-72 при давлении 1 МПа и недогреве 160 К; б – цилиндра из сплава FeCrAl диаметром 10 мм и высотой 50 мм в воде при давлении 0.3 МПа и недогреве 43 К; в – цилиндра из циркония диаметром 10 мм и высотой 50 мм в этаноле при давлении 0.4 МПа и недогреве 90 К.

1 – экспериментальные данные; модель: 2 – [9]; 3 – [10]; 4 – [12]; 5 – разработанная авторами (26)

Для сравнения использован массив экспериментальных данных, состоящий из 1328 результатов по охлаждению высокотемпературных сфер и цилиндров в недогретых жидкостях. Целесообразно сопоставить результаты расчетов по различным моделям, сведя их в таблицу, в которой использованы метрики ошибок: средней абсолютной (MAE), среднеквадратической (MSE) и средней абсолютной в процентах (MAPE):

$$\begin{aligned} \text{MAE} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |Y_i - Y_{\text{true } i}|; \\ \text{MSE} &= \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (Y_i - Y_{\text{true } i})^2}; \\ \text{MAPE} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{|Y_i - Y_{\text{true } i}|}{Y_{\text{true } i}}, \end{aligned} \quad (31)$$

где в общем случае N – количество элементов; Y – рассчитанное значение; Y_{true} – истинное значение. В данном случае N – количество экспериментов; Y, Y_{true} – расчетный и экспериментальный тепловой поток соответственно.

Согласно таблице, наилучшей моделью является новая разработанная модель, точность которой на 10% выше по сравнению с другими моделями.

ВЫВОДЫ

1. Рассмотрены существующие модели теплообмена при устойчивом пленочном кипении. Эти модели имеют различные недостатки. Поэтому в данной статье представлена новая модель теплообмена при устойчивом пленочном кипении недогретой жидкости, основанная на решении уравнений импульса и энергии для паровой и жидкой фаз.

2. Проверка разработанной модели теплообмена при устойчивом пленочном кипении на экспериментальных результатах по охлаждению сфер и цилиндров демонстрирует ее работоспособность. Эта модель позволяет с приемлемой точностью рассчитать коэффициенты теплоотдачи и отводимые тепловые потоки при охлаждении высокотемпературных тел в недогретых жидкостях.

3. Средняя погрешность новой модели составляет 23%, тогда как для других моделей она превышает 34%, а для модели [10] достигает 150%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юдов Ю.В., Волкова С.Н., Мигров Ю.А. Замыкающие соотношения теплогидравлической модели расчетного кода КОРСАР // Теплоэнергетика. 2002. № 11. С. 22–29.
2. 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>
3. Drag reduction by Leidenfrost vapor layers / I.U. Vakarelski, J.O. Marston, D.Y. Chan, S.T. Thoroddsen // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. Is. 21. P. 214501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.214501>
4. Bromley L.A. Heat transfer in stable film boiling. Berkeley, California: Lawrence Berkeley National Laboratory, 1949.
5. Ягов В.В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях. М.: Издательский дом МЭИ, 2014.
6. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. 5-е изд., перераб. и доп. М.: Атомиздат, 1979.
7. Berenson P.J. Transition boiling heat transfer from a horizontal surface. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, Division of Industrial Cooperation, 1960.
8. Аметистов Е.В., Клименко В.В., Павлов Ю.М. Кипение криогенных жидкостей. М.: Энергоатомиздат, 1995.
9. 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>
10. Specht E., Jeschar R., Heidt V. An analytical model for free convection film boiling on immersed solids // Chem. Eng. Proc.: Process Intensification. 1992. V. 31. Is. 2. P. 137–146. [https://doi.org/10.1016/0255-2701\(92\)85008-P](https://doi.org/10.1016/0255-2701(92)85008-P)
11. Specht E. Heat and mass transfer in thermoprocessing: fundamentals, calculations, processes. 1st ed. Vulkan-Verlag GmbH, 2017.
12. 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>
13. Канин П.К. Закономерности нестационарного пленочного кипения недогретой жидкости: дис. ... канд. техн. наук. М.: МЭИ, 2022.
14. Influence of coolant and material properties on cooling high-temperature steel spheres in subcooled ethanol-water mixtures / I. Molotova, A. Zabirov, V. Yagov, M. Vinogradov, P. Kanin, I. Molotov, N. Antonov // Int. J. Therm. Sci. 2022. V. 179. P. 107659. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2022.107659>
15. Sakurai A., Shiotsu M., Hata K. 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>
16. 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>

Regularities of Stable Film Boiling of a Subcooled Liquid

M. M. Vinogradov^a, I. A. Molotova^{a, b, *}, A. R. Zabirov^{a, b}, and V. V. Yagov^a

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

^b Scientific and Engineering Center for Nuclear and Radiation Safety, Moscow, 107140 Russia

*e-mail: irina_molotova1705@mail.ru

Abstract—Different models of stable film boiling of liquids that give heat-transfer characteristics under these conditions are examined. The existing models have been demonstrated to have disadvantages associated with a failure to properly predict certain limit cases. The model of subcooled liquid film boiling, developed by a research group including the authors of this paper in 2017, takes into account the velocity of natural convection at the liquid/vapor interface. This model demonstrates good agreement with experimental data on cooling of spheres and cylinders, but the expression for the heat-transfer coefficient (HTC) contains an empirical coefficient. A new model of heat transfer during subcooled liquid film boiling based on the Bromley assumptions is proposed. An analysis of the contribution of radiation to heat transfer during film boiling has demonstrated that, according to a rough estimate, the contribution of this factor can be as high as 10% during cooling of high-temperature bodies in water when their surface is superheated to 1000 K. The applicability of the new model of stable film boiling of subcooled liquids and the models examined in this paper was verified by comparison with the authors' experimental data. The test pieces were spheres and cylinders made of different metals (such as stainless steel, nickel, copper, titanium, FeCrAl alloy, zirconium). They were cooled in saturated or subcooled liquids with different thermophysical properties (such as water, ethanol, water-ethanol mixtures of various concentrations, FC-72, nitrogen) at different system pressures. The experimental data agree best of all with the predictions by the newly developed model. The performed comparisons have demonstrated that this model is more accurate (by 10%) compared to other models of heat transfer during cooling of spheres and cylinders in various liquids (such as water, ethanol, FC-72, isopropanol) in the subcooling range from 10 to 180 K at system pressures from 0.02 to 1.00 MPa.

Keywords: film boiling, liquid subcooling, cooled surface, heat transfer, heat-transfer coefficient, heat flux, vapor film, critical temperature