

УДК 536.423.1

О МЕХАНИЗМЕ ДЕСТАБИЛИЗАЦИИ ПАРОВОЙ ПЛЕНКИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ПЛЕНОЧНОМ КИПЕНИИ

© 2023 г. П. К. Канин^{1, *}, В. В. Ягов¹, А. Р. Забиров^{1, 2, 3},
И. А. Молотова^{1, 3}, М. М. Виноградов¹, В. А. Рязанцев¹

¹ФГБОУ ВО Национальный исследовательский университет
“Московский энергетический институт”, Москва, Россия

²ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

³ФБУ Научно-технический центр по ядерной и радиационной безопасности, Москва, Россия

*E-mail: kaninpk@mpei.ru

Поступила в редакцию 19.08.2022 г.

После доработки 21.09.2022 г.

Принята к публикации 13.10.2022 г.

Представлены новые экспериментальные данные по охлаждению шаров из никеля и дюралюминия в недогретых воде и этаноле и обобщение комплексных экспериментальных исследований, проведенных авторами с 2015 по 2022 г. Изложена гипотеза о механизме дестабилизации паровой пленки при нестационарном охлаждении высокотемпературных тел, а также предложены новые соотношения для оценки температурного напора при прекращении пленочного кипения насыщенной и недогретой жидкости. Полученные уравнения проверены на большом массиве собственных экспериментальных данных, а также на данных других исследователей и демонстрируют хорошее качественное и количественное согласие с экспериментом.

DOI: 10.31857/S0040364423020084

ВВЕДЕНИЕ

Пленочное кипение является нежелательным в промышленности из-за низкой теплоотдачи и зачастую связано с возникновением аварийных ситуаций. Именно по этой причине прогнозирование прекращения пленочного кипения актуально для закалки, криогеники и безопасности АЭС с легководными ядерными реакторами, где неизбежно возникает необходимость проведения оценок соответствующего температурного напора в рамках анализа безопасности при рассмотрении задач, связанных с повторным заливом активной зоны ядерного реактора. Исследование нестационарного пленочного кипения также является одним из направлений изучения закономерностей парового взрыва [1, 2].

Несмотря на то что пленочное кипение исследуется по всему миру уже более 50 лет, сегодня интерес к описанной задаче только возрастает. Существует множество подтверждений экспериментального факта, что при нестационарном охлаждении высокотемпературных тел в недогретой воде дестабилизация паровой пленки и переход к существенно более интенсивному процессу теплообмена возможны, даже если средняя температура поверхности превышает критическую температуру воды ($T_{\text{кр}} = 374^\circ\text{C}$), например, [3, 4]. Темп охлаждения при этом может превышать 200 К/с, а коэф-

фициент теплоотдачи — на порядок превосходить характерный для пленочного кипения насыщенной жидкости при тех же условиях. В литературе это явление часто называют быстрым охлаждением (rapid cooling или quenching). Тем не менее понимание механизма дестабилизации паровой пленки до сих пор отсутствует [5]. Кроме различных эмпирических соотношений (например, [6, 7]), существуют различные подходы к оценке температурного напора при прекращении пленочного кипения. Наибольшей популярностью пользуются модель Беренсона [8] и ее модификация, полученная Генри [9]. Данные модели основаны на предположении главенства механизма гидродинамической неустойчивости при дестабилизации паровой пленки. Также известны идеи [10, 11], в которых как основной механизм рассматривается смачивание охлаждаемой поверхности. Представляется, что оба указанных механизма не могут считаться основными, а модели [8–11] неуниверсальны и показывают хорошее согласие с экспериментом лишь для ограниченного набора жидкостей, материалов поверхности теплообмена и режимных параметров. Анализ упомянутых моделей проводился многими исследователями, а также достаточно подробно рассмотрен в [12].

Изучение пленочного кипения недогретой жидкости ведется на кафедре инженерной теплофизики НИУ “МЭИ” уже не первый год. Собранный

колоссальный массив экспериментальных данных по охлаждению высокотемпературных (нагретых выше T_{cr}) металлических шаров диаметром 38–45 мм из различных материалов в воде и неводных жидкостях.

Важной особенностью проведенных экспериментов является измерение температуры опытного образца в нескольких точках. Для этого внутри шаров размещаются 4–5 хромель-алюмелевых кабельных термопар: одна из них располагается в центре шара, а остальные монтируются у поверхности. Подробнее схема экспериментальных образцов, методика проведения эксперимента, обработки экспериментальных данных, а также некоторые результаты экспериментов описаны в [13–16]. В рамках настоящей статьи продемонстрированы результаты новых экспериментов по охлаждению шаров из никеля и дюралюминия в недогретых воде и этаноле.

Стоит отметить, что, хотя неводные жидкости часто используются в экспериментах по испарению одиночных капель (например, в [12]), эксперименты по нестационарному охлаждению металлических шаров проводились преимущественно в воде и криогенных жидкостях. Огромное количество современных экспериментов по охлаждению цилиндрических экспериментальных образцов (например, [17, 18]) посвящены изучению так называемого толерантного топлива (accident tolerant fuel [19]) для АЭС с легководными ядерными реакторами и потому полностью сосредоточены на кипении недогретой воды. В свою очередь эксперименты авторов проведены с бинарными смесями вода–этанол и чистыми жидкостями, существенно различающимися по теплофизическим свойствам (вода, этанол, изопропанол, перфторгексан, азот, аргон) при давлениях от атмосферного до 1 МПа и недогревах, достигающих 161 К.

Цель данной работы – проанализировать применимость новых формул для оценки температурного напора при прекращении пленочного кипения недогретой и насыщенной жидкости, основанных на ранее разработанной гипотезе о механизме дестабилизации паровой пленки, а также представить обоснование предложенных моделей на основе качественного анализа экспериментальных данных и прямого сравнения результатов расчетов по новым формулам с обширным массивом экспериментальных данных авторов и данных других исследователей.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕСТАБИЛИЗАЦИИ ПАРОВОЙ ПЛЕНКИ

Гипотеза о механизме дестабилизации паровой пленки была впервые опубликована в 2018 г. в [20]. В этой же статье предложена качественная модель для оценки средней температуры поверхности в момент прекращения пленочного кипения,

в дальнейшем для краткости она называется температурой перехода T_{tr} . В основе предлагаемой гипотезы лежат собственные наблюдения, а также выводы других исследователей.

При пленочном кипении в результате приближения гребней волн жидкости к охлаждаемой поверхности, а также неоднородности ее рельефа и теплофизических свойств возможны охлаждение малых участков поверхности ниже температуры предельного перегрева жидкости T_{lim} и возникновение прерывистых локальных контактов жидкости с поверхностью. Естественной причиной дестабилизации паровой пленки при пленочном кипении служит возникновение стойкого локального контакта. Здесь под “стойким” контактом подразумевается такой, из которого в дальнейшем происходит распространение фронта охлаждения по всей поверхности теплообмена. Фактически речь идет о возникновении “холодных пятен”, небольших смоченных областей поверхности, о которых сообщалось во многих исследованиях, например в [21]. Возможность возникновения стойкого контакта и распространения фронта охлаждения определяется тем, насколько эффективно отводится тепло от смоченной области за счет интенсивного испарения жидкости.

Приближенная модель строится для общего случая возникновения контакта жидкости с выступом шероховатости поверхности. При этом предполагается:

- 1) паровая пленка волнистая;
- 2) контакт жидкости с поверхностью возникает при локальном перегреве стенки не более $\Delta T_{lim} = (T_{lim} - T_{sat})$, где T_{sat} – температура насыщения жидкости;
- 3) в недогретой жидкости на границе с паровой пленкой присутствует свободноконвективное подъемное течение, при этом скорость жидкости у границы раздела фаз максимальна и конечна, поскольку плотность пара ρ'' значительно меньше плотности жидкости ρ' .

Схематично область контакта изображена на рис. 1. Контакт происходит на очень малых масштабах: характерный размер выступа шероховатости обычно порядка 1 мкм, а толщина испаряющейся пленки жидкости δ_m , как было показано в [22], – 0.01 мкм. Именно поэтому в общем случае рассматривается выступ шероховатости: любая техническая поверхность не может считаться гладкой по отношению к жидкой пленке. Движение жидкости, генерация мелких пузырьков и колебания паровой пленки существенно искажают изображение при визуальном наблюдении процесса или видеосъемке, т.е. можно лишь предполагать, как выглядит область контакта.

Локальный контакт возможен, только если температура выступа оказалась ниже, чем темпе-

ратура предельного перегрева охлаждающей жидкости. Для воды при атмосферном давлении соответствующий температурный напор $\Delta T_{\text{lim}} \approx 205$ К. При таком высоком перегреве в узкой кольцевой зоне происходит интенсивное испарение жидкости. Приток жидкости G_l в зону испарения обеспечивается градиентом капиллярного давления за счет кривизны мениска испаряющейся жидкой пленки и пропорционален комплексу $\sigma \delta_m / \nu$, где σ — поверхностное натяжение, ν — вязкость жидкости.

Если тепловой поток q_{ev} , отводимый за счет испарения пленки жидкости в зоне контакта, оказывается выше, чем тепловой поток, который подводится к поверхности из объема тела q_v , то фронт охлаждения начинает распространяться из зоны контакта по всей поверхности теплообмена. В статье [20] для оценки теплового потока q_{ev} предложен оригинальный комплекс, соответствующий гидромеханическому пределу:

$$q_{\text{ev}} = \frac{C_1 h_{\text{lg}} \sigma}{\nu}, \quad (1)$$

а плотность теплового потока q_v определяется соотношением

$$q_v = C_2 \Delta T_0 \frac{\epsilon}{\sqrt{t_0}}.$$

Здесь C_1 — константа порядка 10^{-3} ; h_{lg} — удельная теплота парообразования; C_2 — константа порядка 1; $\epsilon = (\rho c \lambda)^{0.5}$ — тепловая активность материала, ρ — плотность материала, c — теплоемкость, λ — теплопроводность; t_0 — характерное время контакта; $\Delta T_0 = (T_{\text{tr}} - T_{\text{lim}})$ — температурный напор, соответствующий моменту дестабилизации паровой пленки.

Из условия равенства плотностей тепловых потоков q_{ev} и q_v можно получить общий вид соотношения для оценки температурного напора в момент прекращения пленочного кипения с числовым множителем $C_3 \sim 10^{-3}$:

$$\Delta T_0 = T_{\text{tr}} - T_{\text{lim}} = C_3 \frac{h_{\text{lg}} \sigma / \nu}{\epsilon} \sqrt{t_0}. \quad (2)$$

В статье [20] характерный масштаб времени t_0 получен из анализа гидродинамики жидкости с использованием качественной аналогии с результатами П.Л. Капицы [23] для стекающей в неподвижном газе ламинарной жидкой пленки. При таком подходе получается, что плотность теплового потока в результате нестационарной теплопроводности q_v увеличивается с ростом недогрева жидкости, и, соответственно, температура перехода снижается. Хотя это касается в основном количественного влияния недогрева на условия дестабилизации паровой пленки (для компенсации этого эффекта внесена эмпирическая поправка),

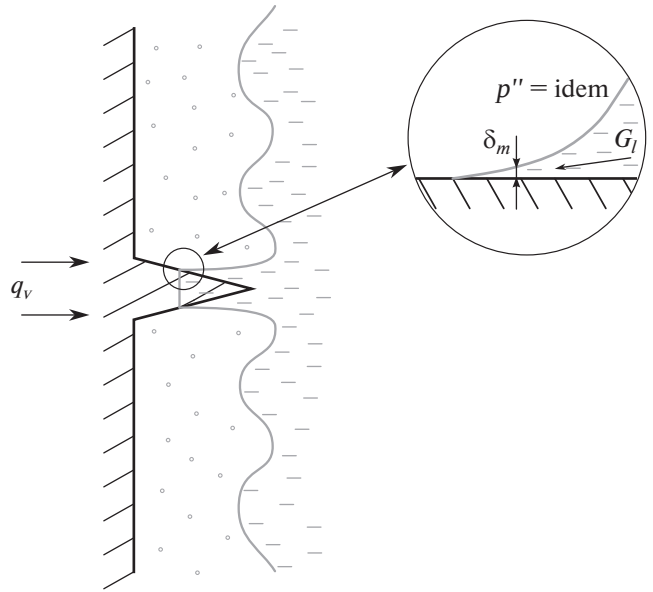


Рис. 1. Схема локального контакта жидкости с поверхностью.

данный результат противоречит экспериментальным наблюдениям. Кроме того, согласно статье [24], перенос результатов [23] на другие задачи без проведения дополнительного анализа может приводить к некорректным результатам. Таким образом, модель, описанную в [20], можно считать лишь первой удачной попыткой количественно оценить температуру перехода.

Авторами получены более строгие соотношения как для насыщенной, так и недогретой жидкости. Рассмотрим сначала случай насыщенной жидкости. Поскольку контакт с выступами шероховатости представляется наиболее вероятным, рассмотрим участок поверхности с выступом, диаметр которого d_R пропорционален его высоте R_z . Тогда общее количество теплоты, отводимое от поверхности выступа при контакте с жидкостью, с учетом притока жидкости G_l определяется с точностью до числового множителя C_4 как

$$Q_t = C_4 \frac{h_{\text{lg}} \sigma}{\nu} \delta_m R_z.$$

Объем жидкости V в пленке, смачивающей выступ, пропорционален $\delta_m R_z^2$. Для испарения этого объема в течение времени t_0 потребуется тепловой поток Q_{vap} , равный

$$Q_{\text{vap}} = \dot{m} h_{\text{lg}} = \frac{\rho' V}{t_0} h_{\text{lg}} \sim \frac{\rho' \delta_m R_z^2}{t_0} h_{\text{lg}}.$$

Если предположить, что все тепло, отводимое от тела, расходуется на испарение жидкой пленки, то из равенства Q_t и Q_{vap} можно получить t_0 в форме

$$t_0 = C_5 \frac{\mu}{\sigma} R_z.$$

С учетом $G_l = \rho' u \delta_m$ скорость движения жидкости от пика выступа к его основанию определяется как $u = C_6 \sigma / \mu$. Таким образом, за время t_0 жидкость движется от вершины выступа к его основанию со скоростью u , а температура по высоте выступа изменяется от T_{lim} до T_{tr} . В итоге, подставляя t_0 в общее соотношение (2), для насыщенной жидкости получаем формулу с числовым множителем $C_7 = O(10^{-3})$

$$\Delta T_0 = T_{\text{tr}} - T_{\text{lim}} = C_7 \frac{h_g \sigma / \nu}{\epsilon} \sqrt{\frac{\sigma}{\mu}} R_z. \quad (3)$$

Любое макроскопическое движение, ведущее к контакту жидкости с охлаждаемой поверхностью, может зарождаться в жидкости, где плотность на 2–3 порядка выше, чем в паре. В насыщенной жидкости движение возникает из-за отрыва паровых пузырей с поверхности паровой пленки. Поскольку исходный импульс обусловлен паровыми объемами, а их обтекание жидкостью происходит почти без трения, логично предположить, что поперечная к поверхности паровой пленки скорость жидкости составляет малую долю от скорости всплытия паровых пузырей (размером порядка капиллярной постоянной):

$$u_\infty \approx 0.17 \left(\frac{\sigma g \Delta \rho}{\rho'^2} \right)^{1/4} \approx 0.17 \left(\frac{\sigma g}{\rho'} \right)^{1/4}.$$

Вследствие ее малости, при анализе капиллярного течения вдоль выступа шероховатости эта скорость не учитывается.

В недогретой жидкости скорость на границе с паровой пленкой конечна и определяется максимальной скоростью свободной конвекции

$$u_i \approx \sqrt{g \beta \Delta T_{\text{sub}} z / \text{Pr}},$$

где g – ускорение свободного падения, β – коэффициент термического расширения жидкости, $\Delta T_{\text{sub}} = (T_{\text{sat}} - T_{\text{liq}})$ – недогрев жидкости, z – характерный масштаб тела (для шара – диаметр), Pr – число Прандтля жидкости.

Напомним, межфазная граница жидкость/пар волнистая. Поскольку фазовая скорость обычно того же порядка, но несколько выше, чем средне-массовая скорость жидкости в пленке, естественно принять, что в анализируемом случае характерная поперечная скорость жидкости имеет порядок максимальной скорости свободной конвекции u_i , а соответствующая плотность потока импульса волны жидкости, проходящего сквозь паровую пленку, имеет порядок $\rho' u_i^2$.

Качественно ясно, что уменьшение толщины паровой пленки за счет конденсации пара на меж-

фазной границе при увеличении недогрева может способствовать увеличению смоченной площади: контакт жидкости с поверхностью одновременно происходит на нескольких выступах. Также логично предположить, что смоченная область поверхности существует дольше, чем смоченный выступ шероховатости, а потому возрастает и масштаб времени t_0 , а вместе с ним и вероятность дестабилизации паровой пленки. Таким образом, для получения формулы для недогретой жидкости необходимо учесть увеличение площади контакта и скорректировать масштаб времени t_0 . Для этого предлагается использовать отношение потока импульса, вызванного волновым движением недогретой жидкости, к потоку импульса, который возникает в насыщенной жидкости в результате всплытия паровых пузырей:

$$\frac{\rho' u_i^2}{\rho' u_\infty^2} = C_8 \frac{g \beta \Delta T_{\text{sub}} z / \text{Pr}}{(\sigma g / \rho')^{1/2}}.$$

В результате получаем итоговое соотношение для температурного напора в момент дестабилизации паровой пленки при пленочном кипении недогретой жидкости с числовым множителем $C_9 = O(10^{-2})$:

$$T_{\text{tr}} - T_{\text{lim}} = C_9 \frac{h_g (\rho'^3 \sigma g)^{1/4}}{\epsilon} \sqrt{\frac{\beta \Delta T_{\text{sub}} z}{\nu \text{Pr}}} R_z. \quad (4)$$

Полученные формулы (3) и (4) представляют собой нелинейные уравнения, которые необходимо решать итерационно (обычно достаточно 3–4 итераций), поскольку температура перехода T_{tr} также используется при определении тепловой активности ϵ . Свойства жидкости необходимо определять по температуре насыщения.

ОБОСНОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ДЕСТАБИЛИЗАЦИИ ПАРОВОЙ ПЛЕНКИ

Качественный анализ. Наличие волн на межфазной поверхности жидкость–пар при пленочном кипении не вызывает сомнений, поскольку паровая пленка неустойчива. Хотя в статье [25] указано, что, согласно визуальным наблюдениям пленочного кипения недогретых жидкостей, паровая пленка гладкая, противоречие возникает лишь на первый взгляд. В [20] при получении масштаба времени t_0 проведена оценка характерной длины волны для воды, которая составила около 1 мм. Если амплитуда волны значительно меньше ее длины, становится ясно, что волны на межфазной границе капиллярные и визуально могут быть не заметны с учетом относительно крупных размеров образцов (38–45 мм) в экспериментах авторов.

Не вызывает сомнения, что контакт жидкости с поверхностью возможен только при температу-

ре поверхности в зоне контакта около T_{lim} . Это подтверждают результаты экспериментов [26, 27].

Возникновение прерывистых контактов жидкости с охлаждаемой поверхностью при средней температуре поверхности выше T_{lim} экспериментально обнаружено в исследованиях [21, 28], а также предполагается возможным во многих современных публикациях, например в [29, 30].

О появлении локального контакта с выступами шероховатости поверхности при пленочном кипении стало известно еще в 1966 г. в результате экспериментов, описанных в [31]. Позже в [32] отложения и загрязнения поверхности (в особенности при кипении воды) рассматриваются как выступы шероховатости, способствующие повышению температуры перехода. Тем не менее влияние шероховатости неоднозначно. Так, в [12] утверждается, что шероховатость влияет очень слабо, а согласно результатам [33], при увеличении шероховатости поверхности металлических цилиндров температура перехода в среднем возрастает слабо, однако вместе с тем существенно увеличивается ее неопределенность.

Проведены эксперименты по охлаждению никелевого шара диаметром 40 мм, обработанного пескоструйкой, в недогретых воде и этаноле. Максимальная высота выступов шероховатости R_z составила 21.31 мкм. При этом в экспериментах в воде шар охлаждался быстрее, чем аналогичный образец с полированной поверхностью (R_z не более 5 мкм), а в этаноле, наоборот, медленнее. Соответственно, температура перехода при охлаждении в воде при увеличении шероховатости возрастала, а в этаноле убывала. Усредненные термограммы, демонстрирующие процесс охлаждения поверхности данных шаров, представлены на рис. 2. Температура перехода по экспериментальным термограммам определяется как точка перегиба. Сильная положительная корреляция недогрева и температуры перехода сегодня уже не вызывает сомнений и наглядно демонстрируется на представленных графиках. Методика проведения экспериментов, используемая коллективом, достаточно подробно рассмотрена в статьях [13–16].

Результаты экспериментов по охлаждению цилиндров из FeCrAl в недогретой воде, описанные в [18], показали, что увеличение шероховатости приводит к снижению температуры перехода. Авторы объяснили это ухудшением смачиваемости поверхности, ориентируясь по значениям краевого угла, полученного в экспериментах при комнатной температуре. Важно отметить, что, согласно [34], характерный краевой угол зависит от способа смачивания — существует гистерезис при намокании и оттекании жидкости, который также зависит и от шероховатости поверхности. Поэтому оценки краевого угла в [18] могут быть нерелевантны для

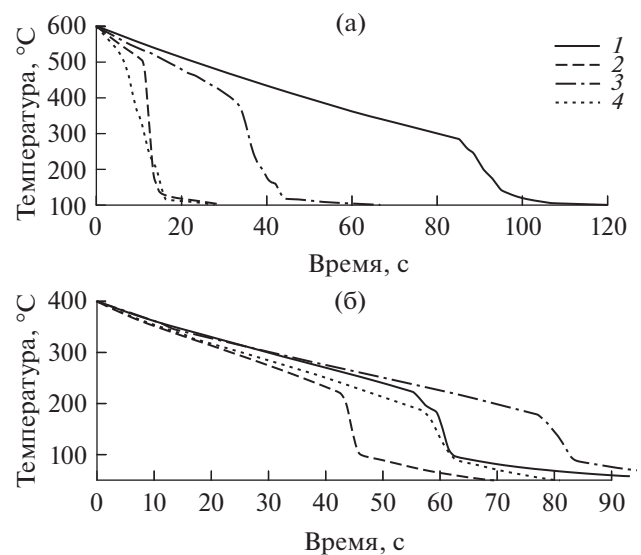


Рис. 2. Осредненные термограммы охлаждения полированного никелевого шара 40 мм (1, 2) и обработанного пескоструйкой (3, 4): (а) — в воде при $T_{\text{liq}} = 80^\circ\text{C}$ (1, 3) и 50°C (2, 4); (б) — в этаноле при $T_{\text{liq}} = 10^\circ\text{C}$ (1, 3) и -50°C (2, 4).

пленочного кипения, особенно если учитывать характерные для него высокие перегревы стенки.

Значительное изменение динамики пленочного кипения возможно в предельных случаях: при охлаждении тел с гидрофобными [35] или гидрофильными покрытиями [36]. Однако совершенно необходимо учитывать, что покрытия могут значительно отличаться от основного материала охлаждаемого тела по теплофизическим свойствам. Низкотеплопроводные покрытия позволяют существенно повысить темп охлаждения даже при кипении криогенных жидкостей. Так, в экспериментах, описанных в статье [37], темп охлаждения медной пластины при обтекании падающей пленкой жидкого азота увеличивался в четыре раза при наложении слоя вакуумной смазки толщиной 0.25 мм.

В [20] показано влияние тепловой активности, многократно подтвержденное в экспериментах по охлаждению металлических шаров из различных материалов. В качестве примера, при охлаждении полированного никелевого опытного образца в насыщенной воде при атмосферном давлении $T_{\text{tr}} \approx 240^\circ\text{C}$, а при охлаждении аналогичного шара из нержавеющей стали $T_{\text{tr}} \approx 334^\circ\text{C}$.

Важно, что в результате нагрева и охлаждения состояние поверхности металлических тел изменяется и оказывает влияние на температуру перехода и темп охлаждения. Выполнены эксперименты по охлаждению шара из дюралюминия диаметром 40 мм в этаноле при атмосферном давлении (рис. 3), которые продемонстрировали, что при последовательном нагреве и охлаждении опытного образ-

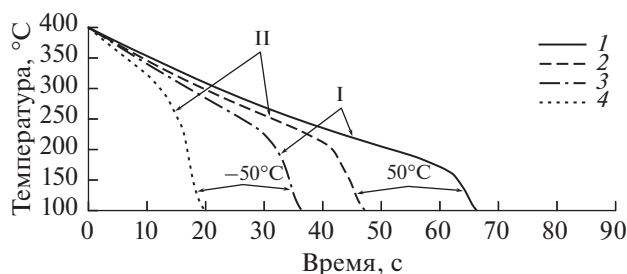


Рис. 3. Осредненные термограммы охлаждения полированных шаров из дюралюминия диаметром 40 мм в этаноле при атмосферном давлении и температуре жидкости 50°C (1, 2) и –50°C (3, 4); I – первая серия экспериментов, II – вторая.

ца темп охлаждения и температура перехода могут меняться значительно из-за окисления охлаждаемой поверхности. Так, при температуре этанола 50°C температура перехода в первой серии экспериментов составила 187°C, а во второй – 208°C. При снижении температуры жидкости до –50°C разница еще значительнее: 232°C и 332°C соответственно. Краевой угол смачивания (при комнатной температуре), как показали эксперименты [38], при окислении поверхности уменьшается. Это также подтверждается экспериментами по охлаждению цилиндров из FeCrAl, SiC-CVD и цирколая-4, описанными в [17].

Сегодня закономерности смачиваемости поверхности при высоких перегревах, характерных для пленочного кипения, изучены недостаточно. Предложенные модели не описывают все многообразие эффекта шероховатости в различных жидкостях: в формулах (3) и (4) повышение шероховатости приводит к увеличению температуры перехода. Тем не менее перечисленные факты позволяют сделать вывод, что смачиваемость поверхности выступает гораздо менее значительным параметром, чем тепловая активность материала, которая в уравнениях (3) и (4) стоит в знаменателе. Учитывая вышесказанное, можно отметить, что быстрое охлаждение до T_{lim} поверхностных неоднородностей (оксидных пятен, выступов шероховатости, загрязнений) по сравнению с телом в среднем и, соответственно, возникновение в их окрестностях локальных контактов с жидкостью выглядят вполне правдоподобными. При этом изменчивость характеристик смачиваемости делает очень сложным практическое применение моделей [10, 11] и, несомненно, должна приводить к высокой неопределенности прогноза.

В статье [39] представлены результаты численного моделирования задачи о нестационарном охлаждении цилиндров из различных металлов с точечным стоком тепла $q = 1\text{--}1000\text{ МВт/м}^2$, действующим на небольшом участке поверхности цилиндра в течение 1 с. Показано, что плоский сток

тепла диаметром 5 мкм не обеспечивает быстрого охлаждения поверхности цилиндра даже при $q = 1000\text{ МВт/м}^2$. При увеличении площади стока тепла до $\sim 1\text{ мм}^2$ условия для распространения фронта охлаждения по поверхности создаются в пределах 0.1–1 с при $q = 50\text{ МВт/м}^2$. Размер такого смоченного участка довольно хорошо согласуется с оценкой длины волны на межфазной границе жидкость–пар, упомянутой ранее. Так как этот размер существенно превышает масштаб шероховатости любой технической поверхности, данный результат косвенно подтверждает предположение, что охлаждающая жидкость может одновременно касаться нескольких выступов шероховатости. Такие высокие плотности теплового потока q выбраны в соответствии с предложенной гипотезой о механизме дестабилизации паровой пленки. Согласно гипотезе, в области контакта жидкости с поверхностью происходит интенсивное испарение жидкой пленки с характерной плотностью теплового потока $q_{\text{ev}} \sim 10^{-3} h_{\text{lg}} \sigma / \nu$, величина которой определяется теплофизическими свойствами жидкости. С учетом атмосферного давления при определении свойств жидкости по температуре насыщения q_{ev} для воды составляет около 150 МВт/м², для 96%-ного этанола – 20 МВт/м², для изопропанола – 16 МВт/м², для аргона и азота – примерно 10 МВт/м², для перфторгексана – 2 МВт/м². Вместе представленные результаты численного моделирования и приведенные оценки служат обоснованием корректности комплекса q_{ev} и объясняют, почему быстрое охлаждение в воде возможно даже для медных шаров [3] при недогреве более 20 К, а для перфторгексана это явление не наблюдается даже при недогреве свыше 100 К при охлаждении шара из нержавеющей стали [25]. Основная причина – значительное различие входящих в q_{ev} теплофизических свойств рассмотренных жидкостей (справочная информация представлена в таблице).

Высокая роль теплофизических свойств жидкости, входящих в формулу (1) для q_{ev} , также качественно подтверждается представленными термограммами (рис. 2): прекращение пленочного кипения при охлаждении полированных шаров в воде происходит при больших температурных напорах, чем в этаноле. Кроме того, результаты экспериментов с бинарными смесями вода–этанол [15], где уменьшение доли спирта в растворе способствует повышению h_{lg} , тоже согласуются с приведенными оценками – температура перехода увеличивается с уменьшением концентрации спирта в растворе. Повышение давления также способствует увеличению q_{ev} за счет роста удельной теплоты парообразования, что подтверждается экспериментами, представленными в статье [20], где температура перехода при охлаждении шара из нержавеющей стали в этаноле при давлении 0.3 МПа

Основные теплофизические свойства охлаждающих жидкостей в состоянии насыщения при атмосферном давлении

Жидкость	$T_{cr}, ^\circ\text{C}$	$T_{lim}, ^\circ\text{C}$	$T_{sat}, ^\circ\text{C}$	$h_{lg}, \text{кДж/кг}$	$\sigma, \text{мН/м}$	$\nu, \text{мм}^2/\text{с}$
Вода	374.0	308	99.6	2257.5	58.9	0.294
Вода—этанол (0.75/0.25 по массе)	348.6	282.9	85.6	1904.8	44.5	0.548
Вода—этанол (0.5/0.5 по массе)	319.2	259.1	81.8	1553.0	33.0	0.819
Вода—этанол (0.25/0.75 по массе)	285.4	232.0	79.6	1201.3	23.8	0.953
Этанол	241.6	195.7	78.4	849.6	16.7	0.598
Изопропанол	235.9	191.2	82.3	662.3	15.8	0.665
Перфторгексан	175.6	135.7	57.0	84.4	8.2	0.272
Аргон	-122.5	-142.9	-185.9	161.1	12.5	0.187
Азот	-147.0	-163.2	-195.8	199.2	8.9	0.199

(и выше, до 0.9 МПа) превышала критическую температуру охлаждающей жидкости.

Сравнение с экспериментальными данными. В результате прямого сравнения расчетных температур перехода с экспериментальными значениями для уравнений (3) и (4) подобраны числовые множители $C_7 = 0.003$ и $C_9 = 0.085$. Общий массив экспериментальных данных, по которому подобраны эмпирические константы, включал наиболее надежные результаты авторских экспериментов (с наименьшей неопределенностью) по охлаждению полированных шаров диаметром 38–45 мм из нержавеющей стали и никеля при давлениях от атмосферного до 0.3 МПа в следующих жидкостях: вода, этанол, азот, аргон, изопропанол, перфторгексан, а также водные растворы с массовой долей этанола от 30 до 60%.

С подобранным множителем $C_7 = 0.003$ формула (3) для насыщенной жидкости проверялась по массиву из 42 экспериментальных точек, включающему экспериментальные данные по охлаждению образцов из нержавеющей стали и никеля в воде при давлении до 0.2 МПа, азота и аргона при атмосферном давлении, изопропанола при атмосферном давлении, бинарного раствора вода—этанол с массовой долей этанола 60% при давлении до 0.2 МПа. Кроме того, соотношение проверено по экспериментальным данным по охлаждению цилиндров из циркалоя-4 с окисленной (ZrO_2) и чистой поверхностью [29], из инконеля-600, циркония и нержавеющей стали с различной шероховатостью [40]. Результаты сравнения экспериментального температурного напора $\Delta T_{exp} = (T_{tr} - T_{sat})$ и аналогичного расчетного ΔT_{calc} представлены на рис. 4.

Стоит отметить, что шероховатость поверхности в процессе проведения экспериментов не контролировалась и в большинстве случаев максимальный масштаб шероховатости R_z принят равным 5 мкм (наиболее характерный для технической поверхности). Поэтому в некоторых случаях избыточное завышение оценки может быть связано с несоот-

ветствием реального масштаба шероховатости принятому при расчете. Так, например, завышенными оказались температурные напоры для никелевого опытного образца при охлаждении в воде ($\Delta T_{exp} = 140 \text{ К}$, $\Delta T_{calc} = 220 \text{ К}$) и для шара из нержавеющей стали в изопропанол ($\Delta T_{exp} = 71 \text{ К}$, $\Delta T_{calc} = 110 \text{ К}$): перед проведением соответствующих экспериментов шары полировались наждачной бумагой с зернистостью 240. Сильно выделяются эксперименты [29] при кипении воды при 0.5 МПа: оценка оказалась занижена более чем в два раза. Эти экспериментальные результаты по величине температуры перехода довольно необычны для насыщенной воды. Согласно опыту авторов,

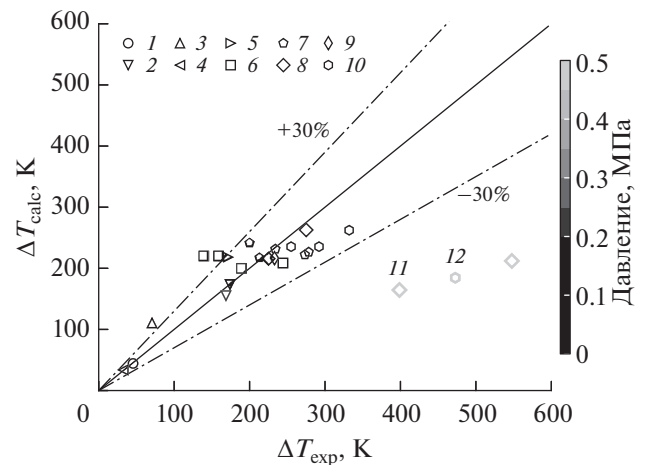


Рис. 4. Сравнение результатов расчета по формуле (3) для насыщенной жидкости с осредненными экспериментальными данными для комбинаций жидкость—материал: 1 — аргон—нержавеющая сталь, 2 — этанол + вода—нержавеющая сталь, 3 — изопропанол—нержавеющая сталь, 4 — азот—нержавеющая сталь, 5 — вода—инконель-600 [40], 6 — вода—никель, 7 — вода—нержавеющая сталь, 8 — вода—циркалой [29], 9 — вода—цирконий [40], 10 — вода— ZrO_2 [29], 11 — вода—полированный циркалой-4 при 0.5 МПа [23], 12 — вода—окисленный циркалой-4 при 0.5 МПа [23].

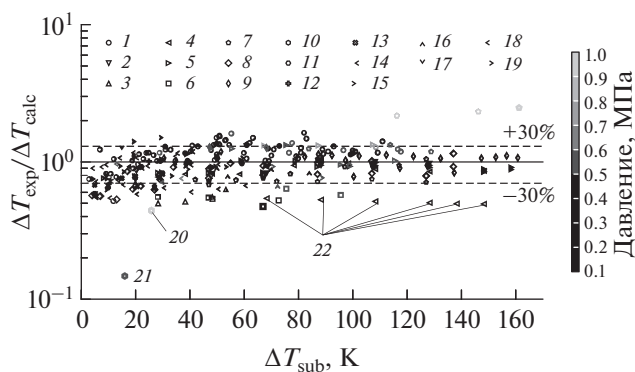


Рис. 5. Сравнение результатов расчета по формуле (4) для недогретой жидкости с осредненными экспериментальными данными для комбинаций жидкость–материал: 1 – этанол + вода–нержавеющая сталь, 2 – этанол–дюралюминий, 3 – этанол–золото, 4 – этанол–никель, 5 – этанол–нержавеющая сталь, 6 – этанол–серебро, 7 – перфторгексан–никель, 8 – перфторгексан–нержавеющая сталь, 9 – изопропанол–нержавеющая сталь, 10 – азот–никель, 11 – вода–дюралюминий, 12 – вода–золото, 13 – вода–инконель-600 [40], 14 – вода–никель, 15 – вода–нержавеющая сталь, 16 – вода–серебро, 17 – вода–циркалой [29], 18 – вода–цирконий [40], 19 – вода– ZrO_2 [29], 20 – азот–никель при 1.0 МПа, 21 – азот–никель при 0.5 МПа, 22 – этанол–никель (пескоструйка, $R_z = 21.31$ мкм).

дестабилизация паровой пленки на поверхности полированного цилиндра из циркалой высотой 51 мм никак не может происходить в насыщенной воде при температуре поверхности 550°C .

Аналогичный анализ проведен для формулы (4) для недогретой жидкости. С подобранным множителем $C_9 = 0.085$ модель проверялась по 418 собственным экспериментам в широком диапазоне недогревов и при давлениях от 0.1 до 1.0 МПа. Многие показательные экспериментальные термограммы продемонстрированы в других публикациях авторов. Также проведена проверка по экспериментальным данным [29, 36, 40] по охлаждению цилиндров из инконеля-600, циркония, циркалой, нержавеющей стали с различной шероховатостью и шаров из меди, никеля и стали диаметром 12–35 мм [41, 42]. График, демонстрирующий сравнение расчетной оценки с экспериментом, приведен на рис. 5.

Большая часть экспериментальных точек на рис. 5 (около 75%) отклоняется от результатов расчета не более чем на 30% и попадает в полосу, ограниченную пунктирными линиями. Значительно отклоняются точки, соответствующие жидкому азоту при повышенных давлениях. Однако отличие абсолютных значений ΔT_{exp} и ΔT_{calc} примерно соответствует экспериментальной неопределенности: при давлении 0.5 МПа $\Delta T_{\text{exp}} = 5$ К, $\Delta T_{\text{calc}} = 33$ К, а при давлении 1.0 МПа – 13 и 29 К соответственно.

Завышенными оказались результаты, соответствующие охлаждению в этаноле никелевого образца, обработанного пескоструйкой. Этот результат вполне ожидаем в связи с неоднозначным влиянием шероховатости поверхности в разных жидкостях: модель не учитывает эффекта понижения температуры перехода при охлаждении шероховатых опытных образцов.

Отметим, что на рис. 4, 5 изображены опытные данные, полученные в результате осреднения экспериментов по охлаждению одних и тех же или аналогичных экспериментальных образцов при одинаковых режимных параметрах. Однако многие точки (для недогретой жидкости их абсолютное большинство) представляют собой единичные эксперименты. Согласно проведенным оценкам, неопределенность экспериментальной температуры перехода при охлаждении образцов без поверхностных модификаций в насыщенной жидкости обычно не превышает 12 К. С ростом недогрева, а также в результате изменения состояния поверхности при последовательном охлаждении неопределенность T_{tr} может достигать 50 К.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных экспериментальных и расчетных исследований обнаружено и подтверждено, что определяющую роль при дестабилизации паровой пленки, помимо недогрева жидкости, играет тепловая активность охлаждаемой поверхности, а также свойства охлаждающей жидкости, входящие в комплекс q_{ev} : теплота парообразования, кинематическая вязкость и поверхностное натяжение.

Предложены новые приближенные соотношения (3), (4) для оценки температурного напора в момент дестабилизации паровой пленки при пленочном кипении насыщенной и недогретой жидкости. Эмпирические множители данных моделей подобраны по массиву наиболее надежных авторских экспериментальных данных. Модели с подобранными эмпирическими множителями проверены на большом массиве экспериментальных данных по охлаждению шаров из различных металлов в воде и неводных жидкостях, значительно различающихся по теплофизическим свойствам в широком диапазоне недогревов (до 161 К) и при давлениях от атмосферного до 1.0 МПа.

В результате прямого сопоставления с экспериментальными данными установлено, что полученные соотношения учитывают основные факторы, влияющие на дестабилизацию паровой пленки при нестационарном пленочном кипении, и позволяют количественно оценить соответствующий температурный напор при охлаждении металлических тел без значительных модификаций рельефа поверхности с хорошей для кипения точностью около $\pm 30\%$. Важно, что оценки темпера-

турного напора, соответствующего моменту дестабилизации паровой пленки, полученные с помощью предложенных моделей, качественно и количественно согласуются не только с результатами экспериментов авторов, но и с данными других исследователей, включая эксперименты по охлаждению цилиндрических образцов из материалов, не рассмотренных авторами статьи: циркония, циркалоя-4 и инконеля-600.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-38-90142) и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № FSWF-2023-0017 (соглашение № 075-03-2023-383 от 18 января 2023 г.) в сфере научной деятельности на 2023–2025 гг.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мелихов В.И., Мелихов О.И., Якуш С.Е. Термическое взаимодействие высокотемпературных расплавов с жидкостями // ТВТ. 2022. Т. 60. № 2. С. 280.
2. Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П., Кубриков К.Г., Тепляков И.О. Механизмы дробления перегретых жидкометаллических капель, погруженных в холодную воду // ВАНТ. Сер. Ядерно-реакторные конструкции. 2018. № 5. С. 63.
3. 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. № 3. P. 185.
4. Hsu S.-H., Ho Y.-H., Wang J.-C., Pan C. On the Formation of Vapor Film During Quenching in De-ionized Water and Elimination of Film Boiling During Quenching in Natural Sea Water // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. V. 86. P. 65.
5. Specht E. Heat and Mass Transfer in Thermoprocessing: Fundamentals, Calculations, Processes. Essen: Vulkan, 2017. 487 p.
6. Kim A.K., Lee Y. A Correlation of Rewetting Temperature // Lett. Heat Mass Transfer. 1979. V. 6. № 2. P. 117.
7. Shigefumi N. Prediction Technique for Minimum-Heat-Flux (MHF)-point Condition of Saturated Pool Boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 1987. V. 30. № 10. P. 2045.
8. Berenson P.J. Film-boiling Heat Transfer from a Horizontal Surface // Int. J. Heat Mass Transfer. 1961. V. 83. № 3. P. 351.
9. Henry R.E. A Correlation for the Minimum Film Boiling Temperature // AIChE Sym. Series. 1974. V. 70. № 138. P. 81.
10. Segev A., Bankoff S.G. The Role of Adsorption in Determining the Minimum Film Boiling Temperature // Int. J. Heat Mass Transfer. 1980. V. 23. № 5. P. 637.
11. Olek S., Zvirin Y., Elias S. The Relation between the Rewetting Temperature and the Liquid–Solid Contact Angle // Int. J. Heat Mass Transfer. 1988. V. 31. № 4. P. 898.
12. Bernardin J.D., Mudawar I. The Leidenfrost Point: Experimental Study and Assessment of Existing Models // J. Heat Transfer. 1999. V. 121. № 4. P. 894.
13. Zaybirov A.R., Yagov V.V., Ryazantsev V.A., Molotova I.A., Vinogradov M.M. Decrease of Leidenfrost Temperature at Quenching in Subcooled Liquids // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2116. № 1. P. 012010.
14. Ягов В.В., Забилов А.Р., Канин П.К., Денисов М.А. Теплообмен при пленочном кипении недогретой жидкости: новые опытные результаты и расчетные уравнения // ИФЖ. 2017. Т. 90. № 2. С. 287.
15. Molotova I., Zabirow A., Yagov V., Vinogradov M., Kanin P., Molotov I., Antonov N. Influence of Coolant and Material Properties on Cooling High-Temperature Steel Spheres in Subcooled Ethanol–Water Mixtures // Int. J. Therm. Sci. 2022. V. 179. P. 107659.
16. Дедов А.В., Забилов А.Р., Слива А.П., Федорович С.Д., Ягов В.В. Влияние углеродистого покрытия поверхности на теплообмен при нестационарном пленочном кипении // ТВТ. 2019. Т. 57. № 1. С. 72.
17. Kang J.-Y., Kim T.K., Lee G.C., Kim M.H., Park H.S. Quenching of Candidate Materials for Accident Tolerant Fuel-cladding in LWRs // Ann. Nucl. Energy. 2018. V. 112. P. 794.
18. Wang Z., Zhong M., Deng J., Liu Y., Huang H., Zhang Y., Xiong J. Experimental Investigation on the Transient Film Boiling Heat Transfer During Quenching of Fe-CrAl // Ann. Nucl. Energy. 2021. V. 150. P. 107842.
19. Terrani K.A. Accident Tolerant Fuel Cladding Development: Promise, Status, and Challenges // J. Nucl. Mater. 2018. V. 501. P. 13.
20. Yagov V.V., Zabirow A.R., Kanin P.K. Heat Transfer at Cooling High-Temperature Bodies in Subcooled Liquids // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 126(A). P. 823.
21. Жулин В.Г., Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П., Оксман А.А., Белов К.И. Экспериментальное исследование характеристик взрывного вскипания недогретой воды на горячей поверхности при смене режимов кипения // ТВТ. 2009. Т. 47. № 6. С. 891.
22. Yagov V.V. Generic Features and Puzzles of Nucleate Boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 2009. V. 52. № 21–22. P. 5241.
23. Капица П.Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости // ЖЭТФ. 1948. Т. 18. № 1. С. 3.
24. Синкевич О.А. Паровая пленка на плоской горячей вертикальной поверхности // ТВТ. 2021. Т. 59. № 1. С. 86.
25. Yagov V.V., Leksin M.A., Zabirow A.R., Denisov M.A. Film Boiling of Subcooled Liquids. Part II: Steady Regimes of Subcooled Liquids Film Boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 100. P. 918.
26. Witte L.C., Lienhard J.H. On the Existence of Two “Transition” Boiling Curves // Int. J. Heat Mass Transfer. 1982. V. 25. № 6. P. 771.
27. Takeuchi H., Ohtake H., Ueno M., Washida H., Hasegawa K. Boiling Heat Transfer Characteristics and Film Boiling Collapse Temperature Through the Two-dimensional Temperature Field Measurement: Examination of Condition in High Liquid Subcooling Condition // 24th Int. Conf. on Nuclear Engineering. Conf. Proc. 2016. V. 5. P. V005T15A046.
28. Kikuchi Y., Takeshi E., Itaru M. Measurement of Liquid–Solid Contact in Film Boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 1992. V. 35. № 6. P. 1589.
29. Yeom H., Jo H., Johnson G., Sridharan K., Corradini M. Transient Pool Boiling Heat Transfer of Oxidized and Roughened Zircaloy-4 Surfaces During Water Quenching // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 120. P. 435.
30. Jo H.J., Yeom H., Yoon D.S., Duarte J.P., Corradini M.L. Minimum Heat Flux (MHF) Behavior with Different Surface Characteristics Including Structured Surfaces

- and Different Surface Energies // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2018. V. 127(A). P. 414.
31. *Bradfield W.S.* Solid–Liquid Contact in Stable Film Boiling // *Ind. Eng. Chem. Fundamen.* 1966. V. 5. № 2. P. 200.
 32. *Baumeister K.J., Henry R.E., Simon F.F.* Role of the Surface in the Measurement of the Leidenfrost Temperature // *Spec. Session on Augmentation of Convective Heat and Mass Transfer of the Am. Soc. of Mech. Engr. Winter Ann. Meeting*, 1970.
 33. *Hurley P., Duarte J.P.* Implementation of Fiber Optic Temperature Sensors in Quenching Heat Transfer Analysis // *Appl. Therm. Eng.* 2021. V. 195. P. 117257.
 34. *Eustathopoulos N., Nicholas M.G., Drevet B.* Wettability at High Temperatures. Series / Ed. Cahn R.W. Kidlington: Elsevier Sci. Ltd., 1999. 439 p.
 35. *Fan L.W., Li J.Q., Su Y.Y., Wang H.L., Ji T., Yu Z.T.* Subcooled Pool Film Boiling Heat Transfer from Spheres with Superhydrophobic Surfaces: An Experimental Study // *J. Heat Transfer*. 2016. V. 138. № 2. P. 021503.
 36. *Kang J.-Y., Lee G.C., Kim M.H., Moriyama K., Park H.S.* Subcooled Water Quenching on a Super-Hydrophilic Surface under Atmospheric Pressure // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2018. V. 117. P. 538.
 37. *Павленко А.Н., Цой А.Н., Суртаев А.С., Кузнецов Д.В., Сердюков В.С.* Влияние низкотеплопроводного покрытия на динамику повторного смачивания перегретой пластины стекающей пленкой жидкости // *ТВТ*. 2016. Т. 54. № 3. С. 393.
 38. *Molotova I.A., Zabiroy A.R., Yagov V.V., Terentyev E.V., Antonov N.N., Molotov I.M., Tumarkin A.V., Kharkov M.M.* Effect of High-Temperature Oxidation on the Surface Properties as Applied to Quenching of High-Temperature Bodies // *J. Phys. Conf. Ser.* 2021. V. 2039. № 1. P. 012024.
 39. *Yagov V.V., Minko K.B., Zabiroy A.R.* Two Distinctly Different Modes of Cooling High-Temperature Bodies in Subcooled Liquids // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2021. V. 167. P. 120838.
 40. *Ebrahim S.A., Chang S., Cheung F.B., Bajorek S.M.* Parametric Investigation of Film Boiling Heat Transfer on the Quenching of Vertical Rods in Water Pool // *Appl. Therm. Eng.* 2018. V. 140. P. 139.
 41. *Freud R., Harari R., Sher E.* Collapsing Criteria for Vapor Film Around Solid Spheres as a Fundamental Stage Leading to Vapor Explosion // *Nucl. Eng. Des.* 2009. V. 239. № 4. P. 722.
 42. *Jouhara H., Axcell B.P.* Film Boiling Heat Transfer and Vapour Film Collapse on Spheres, Cylinders and Plane Surfaces // *Nucl. Eng. Des.* 2009. V. 239. № 10. P. 1885.