

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН,
СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

КИПЕНИЕ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ТЕЧЕНИИ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ
КАК МЕТОД ОТВОДА ВЫСОКИХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ (ОБЗОР).
Ч. 2. КРИТИЧЕСКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ,
ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООТДАЧИ¹

© 2022 г. Н. В. Васильев^{a, b, *}, Ю. А. Зейгарник^a, К. А. Ходаков^a

^a Объединенный институт высоких температур РАН, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2, Москва, 125412 Россия

^b Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1, Москва, 105005 Россия

*e-mail: nikvikvas@mail.ru

Поступила в редакцию 11.05.2021 г.

После доработки 16.06.2021 г.

Принята к публикации 23.06.2021 г.

Статья представляет собой вторую часть обзора, посвященного кипению жидкости, недогретой до температуры насыщения, – процесса, обеспечивающего отвод тепловых потоков предельно высокой плотности². В первой части рассмотрены специфические черты механизма процесса, его феноменологическая модель, проанализированы данные по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению. Настоящая статья посвящена кризису теплоотдачи при кипении недогретой жидкости и вопросам, связанным с интенсификацией теплоотдачи. Показано, что кризис теплоотдачи вызывается резким изменением структуры потока и соответствующей трансформацией механизма теплообмена, когда на смену ансамблю одиночных пузырей приходит режим слившихся пузырей и паровых агломератов и создаются предпосылки для разрыва пристенных пленок жидкости и образования прогрессирующих в размерах сухих пятен. Наиболее простым и достаточно эффективным соотношением для определения критической плотности теплового потока ($q_{кр}$) при значительных недогревах является эмпирическая скорректированная формула Тонга. Сделан вывод, что описывать $q_{кр}$ единой формулой во всем исследованном диапазоне значений недогрева нецелесообразно. Кратко рассмотрены несколько технологий модификации греющей поверхности в целях увеличения коэффициентов теплоотдачи и $q_{кр}$. Обсуждены инженерные проблемы, возникающие при реализации этих технологий. Показана целесообразность продолжения углубленных исследований процесса кипения недогретой жидкости, прежде всего для изучения физических аспектов явления.

Ключевые слова: кипение, недогретая жидкость, критический тепловой поток, интенсификация теплоотдачи, модификация греющей поверхности

DOI: 10.1134/S0040363622050071

Кипение жидкости, среднemasсовая температура потока которой $t_{ж}$ ниже температуры насыщения $t_{нас}$ (недогретая жидкость), относится к числу наиболее эффективных способов отвода тепловых потоков предельно высокой плотности. При этом паровые пузыри локализованы в области вблизи греющей стенки, а ядро течения (или объем жидкости) не содержит паровой фазы или наблюдается только ее кратковременное присут-

ствие с последующей конденсацией. Сравнительно малоинтенсивный перенос тепла эвакуирующимися паровыми пузырями, происходящий при кипении жидкости при температуре насыщения, при кипении недогретой жидкости замещается высокоинтенсивной конденсацией пара, что обеспечивает чрезвычайно высокие значения коэффициента теплоотдачи (КТО).

Для обеспечения надежной работы оборудования в режиме кипения недогретой жидкости необходимо как знание достоверных значений критических тепловых потоков $q_{кр}$ (КТП), так и понимание механизма развития кризиса и факторов, его обуславливающих.

В настоящем обзоре проанализированы экспериментальные работы, посвященные кризису

¹ Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-18-50244.

² Васильев Н.В., Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А. Кипение при вынужденном течении недогретой жидкости как метод отвода высоких тепловых потоков (обзор). Ч. 1. Характеристики, механизм и модель процесса, теплоотдача и гидравлическое сопротивление // Теплоэнергетика. 2022. № 4. С. 3–21. doi 10.1134/S0040363622040075.

теплоотдачи, рекомендуемые расчетные соотношения для определения $q_{кр}$, степень влияния на $q_{кр}$ режимных и конструктивных факторов. Единая модель кризиса кипения сегодня отсутствует. Не исключено, что это связано не только с известной ограниченностью экспериментальной информации, но и с реальной многофакторностью процесса и неопределенностью условий доминирования того или иного подпроцесса, сопровождающего кризис.

Рассмотрены также работы, в которых исследуется интенсификация теплоотдачи при кипении недогретой жидкости. Такая интенсификация направлена как на повышение КТО, так и на увеличение $q_{кр}$. В большинстве работ речь идет о модификации поверхности нагрева: увеличении эффективной площади теплоотдачи и изменении ее морфологии, в том числе с помощью разного рода покрытий. Число публикаций, посвященных данному вопросу, растет очень быстрыми темпами. В данном обзоре отмечены основные тенденции интенсификации теплоотдачи, характерные для сегодняшнего дня.

В заключение сформулированы выводы, вытекающие из проведенного анализа, задачи и направления будущих исследований.

КРИТИЧЕСКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ

Охлаждающая способность кипящей жидкости, в том числе недогретой до температуры насыщения, ограничивается в первую очередь значением критической плотности теплового потока, по достижении которой при граничных условиях второго рода ($q = \text{const}$) происходит прогрессирующий рост температуры греющей поверхности и начинается ее пережог. Кризис теплоотдачи при кипении недогретой жидкости связан с существенным изменением структуры потока и, как следствие, изменением механизма теплоотдачи. При этом на смену совокупности пристенных одиночных пузырей приходит режим слившихся пузырей и паровых агломератов и создаются предпосылки для разрыва (или испарения) пристенных жидких пленок, образования увеличивающихся в размерах сухих пятен и даже пленочного кипения. Эти изменения происходят в довольно узком диапазоне значений теплового потока q и носят кризисный характер. Соответственно термин “кризис кипения” (boiling crisis) постепенно вытеснил в конце прошлого столетия преобладавший ранее термин “пережог” (burnout). Детали перехода к кризису были обсуждены в первой части данного обзора. Авторы считают нужным лишь еще раз повторить, что не существует единой универсальной модели кризиса [1] и при инженерных расчетах конструкций приходится опираться на наиболее проверенные практикой эмпирические соотношения.

В середине прошлого столетия во многих странах, прежде всего в США и СССР, были проведены довольно обширные исследования КТП, что было вызвано потребностями развивающихся атомной и ракетной индустрий. Практически во всех значимых экспериментах в качестве теплоносителя использовалась вода. В конце 1990-х — начале 2000-х годов опытные исследования были дополнительно стимулированы необходимостью охлаждения электронного оборудования, силового и компьютерного, и выполнялись с диэлектрическими хладагентами. В таблице приведена краткая характеристика основных экспериментальных работ, посвященных исследованию критических тепловых потоков при кипении недогретой жидкости.

Согласно данным, представленным в таблице, опытами с водой был охвачен достаточно широкий диапазон режимных параметров. Давление изменялось от 0.1 до 7–8 МПа ($p/p_{кр} \approx 0.35$), а массовая скорость — в пределах $(0.5–40.0) \times 10^3$ кг/(м² · с). В экспериментах [7, 25] опыты охватывали более широкий диапазон давлений и массовых скоростей. Значение недогрева до температуры насыщения изменялось в весьма широких пределах: от единиц до более чем 200°С. Однако “львиная” доля экспериментов приходилась на зону $\Delta t_{нед} < 40^\circ\text{C}$. При относительной энтальпии (массовом паросодержании) потока $x > -0.05$ было проведено более 60% опытов. На этом обстоятельстве следует остановиться подробнее.

Область малых недогревов является переходной от режима развитого пузырькового кипения недогретой жидкости к развитому кипению жидкости, находящейся при температуре насыщения. В этой области реализуется переход от механизма теплоотдачи кипение — конденсация охладителя при посредничестве так называемой “микротепловой трубы” — зарождающегося, а затем схлопывающегося парового пузыря — к механизму испарение — эвакуация парового пузыря (см. первую часть обзора). Соответственно в эмпирических соотношениях для расчета КТП в этой области должно учитываться это специфическое обстоятельство, что делается далеко не всегда.

Один из вариантов нетривиальной зависимости КТП от недогрева в зоне $x = (-0.05)–0.0$ описан в работах ОИВТ РАН [14] и иллюстрируется рис. 1. Как видно на этом рисунке, в зоне малых недогревов наблюдалась немонотонная зависимость КТП от $\Delta t_{нед}$ с минимумом $q_{кр}$. Наличие этого минимума объяснялось (и подтверждалось измерениями объемного паросодержания в ядре потока) сменой режима течения на снарядный, появлением в потоке крупных паровых агломератов (снарядов). Наличие пара в ядре, существенная термодинамическая неравновесность потока при небольших отрицательных массовых паросодержаниях отмечались также в [26]. Дальнейший рост паросодержания и

Краткий перечень экспериментальных работ по критическим тепловым потокам при кипении недогретой жидкости

Автор(ы), источник	Теплоноситель, параметры режимов	Рабочий участок	Основные результаты
Gunther, [2]	Вода, $p = 0.1-0.17$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}} = 33-85^\circ\text{C}$, $\rho w = 1500-6000$ кг/(м ² ·с)	Канал прямоугольного сечения 4.8×12.7 мм, длиной $l = 50$ мм. Греющая пластина толщиной $\delta = 0.1$ мм, шириной $b = 3.2$ мм, $l = 75$ мм	С ростом q наблюдались увеличение заселенности греющей поверхности пузырями, слияние пузырей, появление паровой пленки и пережог поверхности. Приведена эмпирическая формула для $q_{\text{кр}}$
Mirshak et al., [3]	Вода, $p = 0.2-0.6$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}} = 5-75^\circ\text{C}$, $\rho w = 4700-12200$ кг/(м ² ·с)	1. Канал прямоугольный 65×12.7 мм. Греющая пластина из нержавеющей стали $\delta = 0.6$ мм, $b = 52$ мм, $l = 480$ мм. 2. Кольцевой канал $d = 38.1$ мм с цилиндрическим нагревателем из нержавеющей стали $d = 12.7-20$ мм, $l = 610$ мм. Нисходящее вертикальное движение жидкости	Критический тепловой поток растет линейно с увеличением $\Delta t_{\text{нед}}$, ρw и p . Предложена эмпирическая формула $q_{\text{кр}} = f(\Delta t_{\text{нед}}, \rho w, p)$
Орнатский, Кичигин, [4]	Вода, $p = 1.0-7.5$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}} = 5-220^\circ\text{C}$, $\rho w = 5000-30000$ кг/(м ² ·с)	Трубка из легированной стали $d = 2$ мм, $\delta = 0.4$ мм, $l = 40$ мм	Критический тепловой поток растет с увеличением $\Delta t_{\text{нед}}$ и ρw ; при $p = 1.0-5.0$ МПа практически не зависит от давления и несколько уменьшается при $p = 7.5$ МПа. Предложена эмпирическая формула $q_{\text{кр}} = f(\Delta t_{\text{нед}}, \rho w, p)$. В области $\Delta t_{\text{нед}} < 20^\circ\text{C}$ скорость потока практически не влияет на $q_{\text{кр}}$
Орнатский, Винярский, [5]	Вода, $p = 1.1-7.1$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}} = 50-190^\circ\text{C}$, $\rho w = 20000-90000$ кг/(м ² ·с)	Вертикальные медные трубки $d = 0.4-2$ мм и $l/d = 28$	Критический тепловой поток растет с увеличением $\Delta t_{\text{нед}}$ и ρw , уменьшается с ростом p . Предложена эмпирическая формула $q_{\text{кр}} = f(\Delta t_{\text{нед}}, \rho w, p)$
Смолин, Поляков, [6]	Вода, $p = 2.9-13.7$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}}$ (на выходе из канала) = $0-70^\circ\text{C}$, $\rho w = 380-4930$ кг/(м ² ·с)	Продольное обтекание пучка из семи трубок из нержавеющей стали $l = 500$ мм, $d = 5$ мм и $\delta = 0.4$ мм, обогреваемых электрическим током и расположенных по треугольной решетке	Изменение шага пучка не влияло на $q_{\text{кр}}$. Критический тепловой поток увеличивался с ростом $\Delta t_{\text{нед}}$ и ρw и уменьшался с увеличением p . Предложена эмпирическая формула для расчета $q_{\text{кр}}$
Табличные данные по $q_{\text{кр}}$, [7]	Вода, $p = 3-20$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}} = 0-75^\circ\text{C}$, $\rho w = 500-5000$ кг/(м ² ·с)	Трубы $d = 4-20$ мм, $l/d > 20$	Работа является обобщением данных, полученных в ВТИ, ФЭИ, НИКИЭТ, ЦКТИ, ИТТФ. Представлены рекомендации для $q_{\text{кр}}$ в табличном виде. Критический тепловой поток растет с увеличением $\Delta t_{\text{нед}}$ и ρw , уменьшается с ростом p

Продолжение	Автор(ы), источник	Теплоноситель, параметры режимов	Рабочий участок	Основные результаты
Зейгарник и др., [8]	Вода, $p = 0.5-3.0$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}} = 20-160^\circ\text{C}$, $\rho w = 4000-23000$ кг/(м ² ·с)	1. Горизонтальный прямоугольный канал $b \times h = 4 \times 5$ мм. Односторонний нагрев медной пластины $\delta = 1.5$ мм, $b = 3.75$ мм, $l = 200$ мм. 2. Лагунная трубка $d = 4$ мм и $l = 250$ мм с равномерным обогревом	Критический тепловой поток растет линейно с увеличением $\Delta t_{\text{нед}}$ и ρw . Предложена эмпирическая формула $q_{\text{кр}} = f(\Delta t_{\text{нед}}, \rho w)$ для обоих рабочих участков. Влияние давления слабое, $q_{\text{кр}}$ растет с уменьшением d	
Boyd, [9]	Вода, $p = 0.77$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}} = 20^\circ\text{C}$, $\rho w = 4600-40600$ кг/(м ² ·с)	Трубка из циркониевой бронзы $d = 3$ мм и $l = 290$ мм	Критический тепловой поток повышается линейно с ростом массовой скорости	
Boyd, [10]	Вода, $p = 0.1-1.67$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}} = 20^\circ\text{C}$, $\rho w = 1560-8550$ кг/(м ² ·с)	Трубка из меди $d = 10.2$ мм и $l/d = 30-115.5$	Исследовалось влияние l/d на значение $q_{\text{кр}}$	
Celata et al., [11]	Вода, $p = 0.1-2.5$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}} = 96-210^\circ\text{C}$, $\rho w = 10000-40000$ кг/(м ² ·с)	Трубка из нержавеющей стали $d = 2.5$ мм и $l = 100$ мм	Критический тепловой поток растет с увеличением $\Delta t_{\text{нед}}$ и ρw	
Vandervort et al., [12]	Вода, $p = 0.2-2.2$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}} = 40-135^\circ\text{C}$, $\rho w = 5000-40000$ кг/(м ² ·с)	Трубки из нержавеющей стали $d = 0.3-2.7$ мм и $l/d = 2-50$	Критический тепловой поток растет (нелинейно) с увеличением $\Delta t_{\text{нед}}$ и ρw , слабо падает с ростом p и повышается с уменьшением диаметра трубки. Влияние количества растворенного в воде кислорода на $q_{\text{кр}}$ отсутствует	
Celata et al., [13]	Вода, $p = 0.1-0.8$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}} = 2-128^\circ\text{C}$, $\rho w = 5000-50000$ кг/(м ² ·с)	Трубки из нержавеющей стали $d = 0.25-4$ мм, $l/d = 5-40$ и $\delta = 0.125-1.195$ мм	Критический тепловой поток растет с уменьшением диаметра трубки до 0.7 мм, дальнейшее уменьшение диаметра не влияет на $q_{\text{кр}}$	
Зейгарник и др., [14]	Вода, $p = 0.4-3.0$ МПа, $\Delta t_{\text{нед}} = 2-128^\circ\text{C}$, $\rho w = 2500-10000$ кг/(м ² ·с)	Трубки из нержавеющей стали $d = 3.15-14$ мм и $l/d = 15.7-31.4$	С увеличением толщины стенки трубы от 0.5 до 1.0 мм $q_{\text{кр}}$ увеличивается на 15-30%. Неравномерность нагрева трубы по периметру и p слабо влияют на $q_{\text{кр}}$. При $\Delta t_{\text{нед}} > 25^\circ\text{C}$ $q_{\text{кр}}$ растет линейно с увеличением $\Delta t_{\text{нед}}$ и ρw . Предложена эмпирическая формула $q_{\text{кр}} = f(\Delta t_{\text{нед}}, \rho w, d)$	

Окончание	Автор(ы), источник	Теплоноситель, параметры режимов	Рабочий участок	Основные результаты
	Celata et al., [15]	Вода, $p = 0.12-1.16$ МПа, $\Delta T_{\text{нед}} = 85-165^\circ\text{C}$, $\rho w = 3000-8000$ кг/($\text{м}^2 \cdot \text{с}$)	Квадратный канал со сторонами 7.2 мм с цилиндрическим нагревателем из нержавеющей стали $d = 2$ мм и $l = 100$ мм	Производились наблюдения за паровыми агломератами в диапазоне тепловых потоков от $0.8q_{\text{кр}}$ до наступления кризиса
	Mudawar, Bowers, [16]	Вода, $p = 0.25-17.2$ МПа, $\Delta T_{\text{нед}} = 32-329^\circ\text{C}$, $\rho w = 5000-134000$ кг/($\text{м}^2 \cdot \text{с}$)	Трубки из нержавеющей стали и мельхиора $d = 0.4-2.54$ мм и $l/d = 2.4-34.1$	Критический тепловой поток растет с увеличением $\Delta T_{\text{нед}}$ и ρw и уменьшением d и l/d ; $q_{\text{кр}}$ растет с повышением p до 3 МПа, от 3 до 15 МПа не изменяется и уменьшается от 15 МПа
	Celata et al., [17]	Вода, $p = 0.5-3$ МПа, $\Delta T_{\text{нед}} = 130-210^\circ\text{C}$, $w = 3-7.5$ м/с	Квадратный канал со сторонами 7.2 мм и цилиндрическим нагревателем из нержавеющей стали $d = 2$ мм и длиной 100 мм	При $q \approx (0.85-0.9)q_{\text{кр}}$ наблюдались паровые агломераты и появление сухих пятен
	Bang et al., [18]	R-134a, $p = 0.7-1.45$ МПа, $\Delta T_{\text{нед}} = 9-25^\circ\text{C}$, $\rho w = 0-2000$ кг/($\text{м}^2 \cdot \text{с}$)	Прямоугольный вертикальный канал $l = 250$ мм, $b = 8$ мм, высотой $h = 5$ мм. Греющая пластина из инконеля 600: $\delta = 1.9$ мм, $b = 4$ мм, $l = 100$ мм	При приближении q к $q_{\text{кр}}$ в потоке наблюдались крупные пузыри (coalesced large bubble) и большое количество мелких пузырей в жидкостном слое между ними и греющей поверхностью (near-wall bubble layer). Сделано предположение, что наступление кризиса связано с высыханием пристенного пузырькового слоя
	Bloch et al., [19]	Noves 649, $p = 0.1$ МПа, $\Delta T_{\text{нед}} = 5-27^\circ\text{C}$, $w = 0.6$ м/с	Квадратный канал со сторонами 40 мм и $l = 500$ мм. Медный нагреватель с одной стороны канала $b = 15$ мм, $l = 200$ мм. Видеосъемка 2 кГц, PIV, голография	Получена картина обтекания жидкостью паровых агломератов и их поведения
	Васильев и др., [20-22]	Вода, $p = 0.1$ МПа, $\Delta T_{\text{нед}} = 30-75^\circ\text{C}$, $\rho w = 600-1200$ кг/($\text{м}^2 \cdot \text{с}$)	Прямоугольный вертикальный канал $l = 50$ мм, $b = 21$ мм, $h = 5$ мм. Греющие пластины из нержавеющей стали и никрома $\delta = 0.1-0.2$ мм, $b = 3-4$ мм, $l = 30$ мм. Видеосъемка 2-5 кГц	При приближении q к $q_{\text{кр}}$ возникли паровые агломераты и сухие пятна. В пленке между греющей пластиной и поверхностью агломерата наблюдались мелкие пузыри
	Васильев и др., [23]	Noves 649, $p = 0.1-0.12$ МПа, $\Delta T_{\text{нед}} = 24-37^\circ\text{C}$, $w = 2.3-7.4$ м/с	Прямоугольный вертикальный канал $l = 50$ мм, $b = 21$ мм, $h = 5$ мм. Греющие пластины из никрома и константана $\delta = 0.2$ и 0.5 мм соответственно, $b = 4$ мм, $l = 30$ мм. Трубки из нержавеющей стали $d = 1.3$ и 2 мм	Критический тепловой поток увеличивался с ростом ρw и $\Delta T_{\text{нед}}$
	Li et al., [24]	FC-72, $p = 0.3$ МПа, $\Delta T_{\text{нед}} = 20-65^\circ\text{C}$, $w = 3-5$ м/с	Металлическая трубка внутренним диаметром 1.8 мм	Критический тепловой поток увеличивался с ростом w и $\Delta T_{\text{нед}}$

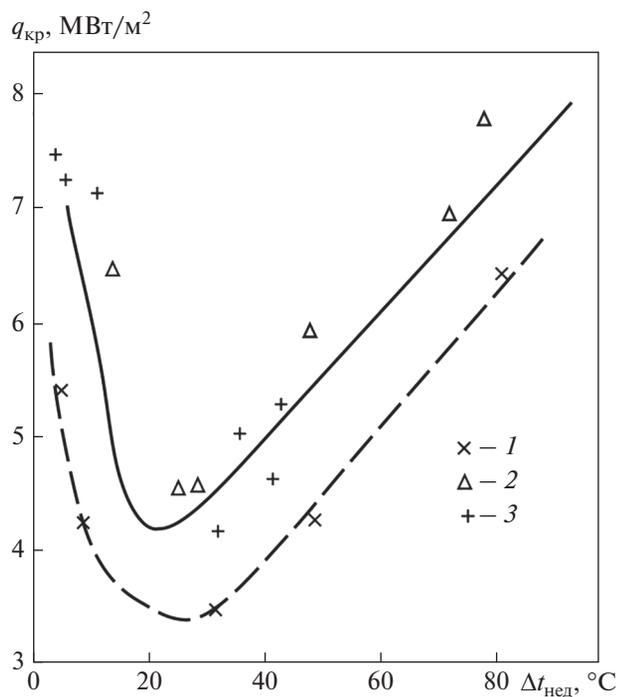


Рис. 1. Зависимость критической плотности теплового потока от недогрева при $\rho_w = 2500 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и $p = 1.0 \text{ МПа}$ в условиях равномерного обогрева трубы $d = 14 \text{ мм}$ для стенок разной толщины [14]. Толщина стенки, мм: 1 – 0.5; 2 – 1.0; 3 – 1.5

снижение недогрева вели к переходу к кольцевому режиму течения и росту $q_{кр}$.

Опыты по определению КТП проводились в круглых трубах, кольцевых и плоских каналах с эквивалентным диаметром (высотой) в основном до 10 мм, относительная протяженность которых могла быть весьма большой, вплоть до $l/d = 200$ (l , d – длина и диаметр канала). Опубликованные данные по КТП в каналах сложной формы или в сборках стержней носят единичный характер.

Значения КТП, полученные в большинстве экспериментов, составляют не более $10 \text{ МВт}/\text{м}^2$, что удовлетворяет большинству практических запросов. Однако в нескольких работах приводятся данные по КТП, которые существенно превышают $10 \text{ МВт}/\text{м}^2$. “Рекордные” значения критических тепловых потоков наблюдались в опытах, выполненных в [16], и составили $276 \text{ МВт}/\text{м}^2$ [получены в капиллярном канале диаметром 0.4 мм при $\rho_w = 120 \times 10^3 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и $\Delta t_{нед} = 169^\circ\text{C}$].

В работе [27] описаны тенденции и степень влияния на КТП основных режимных и конструктивных факторов. Сформулированные А. Берглесом еще полвека назад положения оказались весьма точными, что характерно для работ этого выдающегося специалиста. Так, увеличение недогрева и массовой скорости существенно повышает значе-

ния КТП. Рост этих параметров (при прочих равных условиях) способствует сохранению режима развитого пузырькового кипения как ансамбля одиночных (пространственно разделенных) пузырей на греющей поверхности и соответствующей структуры течения.

Согласно большинству (хотя отнюдь не всех) экспериментов, КТП растет с увеличением давления в области низких давлений ($p/p_{кр} < 0.15$ для воды), не зависит от давления в широкой промежуточной области ($0.15 < p/p_{кр} < 0.7$) и снижается при высоких давлениях.

Значения КТП обратно пропорциональны диаметру канала примерно в степени 0.5 (при $d > 10 \text{ мм}$ влияние диаметра вырождается). При малых относительных длинах канала l/d значения КТП несколько выше; при $l/d > 20$ это влияние исчезает.

Особо следует отметить подчеркнутый в [27] тезис, что в условиях отсутствия влияния длины канала значение КТП зависит только от локальных параметров потока (local conditions hypothesis). Это чрезвычайно важное замечание А. Берглеса полностью коррелирует с материалами, представленными в первой части обзора.

Наряду с вышеперечисленными факторами, отмеченными А. Берглесом к числу основных, на значение КТП также влияют нестабильность расхода охладителя, шероховатость и загрязнение поверхности нагрева, присутствие в теплоносителе газовых примесей, теплопроводность и толщина греющей стенки, направление течения охладителя в поле силы тяжести (при малых скоростях). Первые два фактора, как правило, оказывают отрицательное воздействие на КТП [7, 14].

При кипении насыщенной газом недогретой до температуры насыщения жидкости создаются условия для накопления газа у греющей поверхности, что при определенных условиях ведет к уменьшению $q_{кр}$ [28].

О толщине греющей стенки нужно сказать особо, поскольку эксперименты в стендовых условиях во многих случаях проводились и проводятся на тонкостенных рабочих участках. Малая толщина стенки, как и низкая теплопроводность материала греющей поверхности, препятствует растечке тепла от области ухудшения теплоотдачи, имеющей повышенную температуру, и снижает фиксируемое тем или иным датчиком значение КТП по сравнению со значениями, наблюдаемыми на “массивных”, способствующих растечкам тепла поверхностях нагрева.

Согласно [14] неравномерность подвода тепла по периметру канала, как и односторонний обогрев, слабо влияет на значения КТП.

Влияние формы канала довольно сложное и не поддается однозначному толкованию.

Если говорить об остальных факторах, то имеющиеся разрозненные экспериментальные данные не позволяют сделать достаточно определенные заключения. Влияние искусственных покрытий на КТП будет рассмотрено в следующем разделе статьи.

Описанные в [27] тенденции влияния на $q_{кр}$ отдельных параметров практически совпадают с данными [29], результатами большинства последующих экспериментов и обобщающих работ, в частности с положениями, содержащимися в хронологически более поздних работах [30, 31].

В отсутствие даже нестрогого описания процесса кипения, о чем говорилось в первой части обзора и в настоящей работе, в научной и инженерной практике приходится довольствоваться эмпирическими соотношениями. Согласно [32], на 2000 г. имелось более 100 таких соотношений для расчета КТП при кипении недогретой жидкости. Они охватывают разные диапазоны режимных и геометрических параметров. Стремление авторов новых экспериментальных данных описать их обобщающей формулой представляется вполне естественным. Современные вычислительные средства облегчают эту задачу. К сожалению, на практике все эти формулы оказываются малополезными.

Авторы [33] провели обстоятельный анализ расчетных соотношений, опираясь на отобранный ими в качестве базы верификации массив опытных данных из 1865 точек из работ авторов, представленных в таблице, и некоторых других (всего 24 источника). Этот массив охватывает следующие диапазоны значений параметров: $0.1 < p < 8.4$ МПа, $2000 < \rho w < 90000$ кг/(м² · с), $90 < \Delta t_{нед, вх} < 260$ °С, $0.3 < d < 25.4$ мм, $2.5 < l < 610$ мм ($\Delta t_{нед, вх}$ – недогрев на входе в канал). Следует обратить внимание на то, что в этом анализе практически не рассматриваются данные по КТП при малых недогревах, в которых, как указывалось ранее, в большей или меньшей степени проявляются эффекты, связанные с изменением структуры потока при переходе к кипению насыщенной жидкости.

Наиболее простым и одновременно наиболее эффективным оказалось расчетное соотношение Л. Тонга [34]

$$q_{кр}/r = C \left[(\rho w)^{0.4} \mu_{ж}^{0.6} \right] / d^{0.6}, \quad (1)$$

где $C = 1.76 - 7.43x + 12.2x^2$; r – скрытая теплота парообразования; $\mu_{ж}$ – динамический коэффициент вязкости жидкости.

Из формулы (1) видно, что значение КТП пропорционально массовой скорости в степени 0.4 (значение, указываемое в довольно большом числе экспериментальных работ). Это означает, что увеличение массовой скорости на порядок повы-

шает $q_{кр}$ в 2.5 раза, а увеличение недогрева на 50°С (вода) дает прирост $q_{кр}$ примерно на 40%.

Часто выражение (1) представляют в виде соотношения безразмерных параметров

$$Bo = C / Re^{0.6}, \quad (2)$$

где $Bo = q / (\rho w r)$ – число (параметр) кипения; Re – число Рейнольдса.

Авторы [11, 35, 36], опираясь на опытные данные ENEA, скорректировали коэффициент C и показатель степени при числе Re . В результате формула (2) принимает вид

$$Bo = C^* / Re^{0.5}, \quad (3)$$

где $C^* = (0.216 + 4.74 \times 10^{-2} p) \psi$ (p выражено в мегапаскалях); ψ – параметр, зависящий от массового паросодержания.

Параметр $\psi = 1.0$ при $x \leq -0.1$, $\psi = 0.825 + 0.986x$ при $x > -0.1$ и $\psi = 1 / (2 + 30x)$ при $x > 0$ (кипение насыщенной жидкости).

Соотношение (3) рекомендуется использовать в следующих диапазонах значений параметров: $0.1 < p < 5.0$ МПа, $2200 < \rho w < 40000$ кг/(м² · с), $15 < \Delta t_{нед} < 190$ °С, $2.5 < d < 8$ мм, $12 < l/d < 40$. При этом $4.0 < q_{кр} < 60.6$ МВт/м².

И, наконец, имеется еще одна довольно громоздкая формула фирмы Westinghouse Electric Corporation [37], полученная при участии того же Л. Тонга:

$$q_{кр} = (0.23 \times 10^6 + 0.094 \rho w) (3 + 0.01 \Delta t_{нед}) \times \\ \times [0.435 + 1.23 \exp(-0.0093 L/d)] \times \\ \times \left\{ 1.7 - 1.4 \exp \left\{ -0.532 \left[(h_{нас} - h_{вх}) / r \right]^{3/4} (\rho_{п} / \rho_{ж})^{-0.33} \right\} \right\}, \quad (4)$$

где $h_{нас}$ и $h_{вх}$ – энтальпия насыщения и жидкости на входе в канал; $\rho_{п}$ и $\rho_{ж}$ – плотность пара и жидкости.

Формула (4) рекомендуется для следующих диапазонов значений параметров: $5.7 < p < 20$ МПа, $300 < \rho w < 11000$ кг/(м² · с), $0 < \Delta t_{нед} < 126$ °С. При этом $1.25 < q_{кр} < 12.5$ МВт/м².

Согласно [33] формулы (3) и (4) описывают 82.7 и 74.8% точек из указанного выше верификационного массива (1485 точек) 24 авторов с точностью $\pm 30\%$. Такое совпадение данных следует признать достаточно высоким, а следовательно, указанные эмпирические формулы можно использовать при оценках КТП.

Как уже говорилось ранее, полное феноменологическое описание, охватывающее все стадии процесса кипения недогретой жидкости (от зарождения пузырей до кризиса кипения), отсутствует, но

имеются попытки феноменологического описания перехода к кризису, когда образовавшиеся в результате слияния индивидуальных пузырей паровые агломераты изменяют режим течения двухфазной среды в пристенной области и трансформируют процесс фазового перехода (парообразования) в этой зоне. Они были предприняты для того, чтобы заменить чисто эмпирические соотношения для КТП формулами, опирающимися на модельные представления. К таким работам можно отнести исследования [38–40].

Согласно [38], в результате упомянутых переходных процессов вблизи греющей стенки образуется паровая пленка (blanket), препятствующая поступлению жидкости из ядра потока, и кризис кипения наступает по достижении значения объемного паросодержания среды у стенки, превышающего 0.82. В соответствии с [40] кризис наступает в результате полного испарения оставшегося под паровым агломератом слоя жидкости. Близкая по базовым посылкам, но отличающаяся в деталях влагообмена с ядром течения модель рассмотрена в [39].

В уже обсуждавшейся обзорной работе [33] в дополнение к анализу эффективности обобщающих эмпирических формул для КТП была проанализирована также точность расчета по формулам из [38–40]. Они были верифицированы на том же массиве опытных данных. Лучшие результаты дали расчеты по модели Катто [39], но они не охватывают всего диапазона недогревов. В целом результаты этого сопоставления оказались заметно хуже, чем для указанных выше лучших чисто эмпирических соотношений. При этом следует напомнить, что сопоставление проводилось для области существенных недогревов и соответственно, как правило, значительных КТП. Очевидно, что работу в этом направлении целесообразно продолжать.

В 2000 г. Холл и Мудававар опубликовали обстоятельный обзор данных по критическим тепловым потокам [32, 41] в кипящей жидкости и предложили новые соотношения для КТП в потоке недогретой воды. Одно из соотношений описывает $q_{кр}$ на базе локальных параметров, т.е. включает в себя, как обычно, паросодержание x_o на выходе (паросодержание в месте кризиса). В другом соотношении — более громоздком, но, по утверждению авторов, более точном — используются параметры на входе канал x_i , т.е. входное паросодержание. Эти соотношения выглядят следующим образом:

$$Bo = C_1 We_d^{C_2} \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} \right)^{C_3} \left[1 - C_4 \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} \right)^{C_5} x_o \right]; \quad (5)$$

$$Bo = \frac{C_1 We_d^{C_2} \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} \right)^{C_3} \left[1 - C_4 \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} \right)^{C_5} x_i \right]}{1 + 4C_1 C_4 We_d^{C_2} \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} \right)^{C_3+C_5} \left(\frac{l}{d} \right)}, \quad (6)$$

где константы $C_1 = 0.0722$, $C_2 = -0.312$, $C_3 = -0.644$, $C_4 = 0.900$, $C_5 = 0.724$, число кипения $Bo = \frac{q}{\rho_{ж} w r}$;

число Вебера $We = \frac{(\rho_{ж} w)^2 d}{\rho_{ж} \sigma}$.

Для верификации авторы использовали 5549 опытных точек по кипению недогретой воды из базы данных Purdue University (Boiling and Two-Phase Flow Laboratory) (PU-BTPFL) CHF database [41].

Предложенные формулы содержат пять эмпирических констант. Структура соотношений определена с учетом тенденций влияния основных параметров, выявленных в результате анализа наиболее представительных (по оценкам авторов) экспериментов. Средние абсолютная и среднеквадратическая погрешности описания экспериментов по входным параметрам составляют 10.3 и 14.3% соответственно. Это хорошие показатели.

Тем не менее авторы настоящего обзора считают необходимым сделать два комментария по поводу этих результатов. Первый: рекомендация использовать для определения КТП входные параметры все-таки не соответствует физике процесса. Как уже говорилось ранее, кипение недогретой жидкости — это “локальное” явление, определяемое преимущественно локальными условиями. Естественно, температура жидкости и недогрев на выходе известны с существенно большей неопределенностью, чем соответствующие входные параметры. Не исключено, что это предопределило соотношение погрешностей итоговых выражений для КТП. Но это означает лишь то, что формулы расчета по выходным (локальным) параметрам, по логике вещей, должны быть доработаны. Второй комментарий следующий. Необходимо повторить, что, по мнению авторов, нецелесообразно описывать единой зависимостью КТП при $x < -0.1$ и в зоне, близкой к области кипения насыщенной жидкости, где изменяется механизм процесса кипения. Да и привлеченная для расчетных соотношений формул (5) и (6) опытная база на 2/3 состоит из результатов экспериментов, проведенных при температуре жидкости, близкой к температуре насыщения.

Используя аналогию Рейнольдса для пристенной области, в [42] получили расчетную формулу

$$q_{кр} = \rho w c_p \Delta t_{нел} \frac{\xi/8}{1 - 11\sqrt{\xi/8}}, \quad (7)$$

где c_p – среднеинтегральная теплоемкость жидкости в диапазоне температур от $t_{ж}$ до $t_{нас}$; ξ – коэффициент гидравлического сопротивления при неизотермическом течении однофазной жидкости.

Формула (7) хорошо согласуется с опытными данными в области высоких массовых скоростей [$\rho w > 2000$ кг/(м² · с)] и недогревов ($\Delta t_{нед} > 50^\circ\text{C}$) для воды, в частности с результатами работы [16].

В [7, 43] данные по КТП представлены в табличной форме для “круглых” (целых) значений недогревов, массовых скоростей и давлений. Работа [7] является плодом совместного анализа и отбора первичных опытных данных ФЭИ, НИКИЭТ и других организаций. Приведенные значения получены интерполяцией опытных данных по КТП на ближайшие “круглые” значения определяющих параметров. Экстраполяция за пределы исследованного диапазона не производилась. Эти данные по КТП для недогретой воды отличаются высокой точностью и надежностью.

Разработка обобщающих соотношений для КТП несомненно должна быть продолжена. Для авторов настоящего обзора наиболее перспективным кажется путь, опирающийся на модельные представления о формировании в потоке паровых агломератов и образованию в результате развития этого процесса сухих пятен на греющей стенке с последующим переходом к кризису теплоотдачи.

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛОТДАЧИ И КТП

Разработка путей и методов интенсификации теплоотдачи и увеличения критических тепловых потоков занимает ведущее место в исследованиях теплообмена при кипении. Работы в этом направлении насчитывают сотни наименований. И это представляется вполне естественным, поскольку интенсификация теплоотдачи позволяет уменьшить габариты, массу и стоимость большого числа технологических аппаратов, а увеличение КТП – обеспечить надежность их эксплуатации, в том числе в экстремальных условиях. Имеется несколько обстоятельных обзорных работ высокого класса по этой проблеме [44–47].

Большинство исследований посвящено кипению насыщенной жидкости, при этом преимущественно рассматривается кипение жидкостей в большом объеме. Кипению жидкости, недогретой до температуры насыщения, уделено меньше внимания. Тем не менее многие заключения и рекомендации, сделанные для кипения в большом объеме, сохраняют свою силу, правда с известными оговорками, и при кипении недогретой жидкости.

Интенсификация теплоотдачи может быть достигнута механическим воздействием на поток

охлаждителя [44]. Это обеспечивается использованием скрученных лент или иных вставок [48, 49], применением винтовых каналов или надлежащими компоновочными решениями систем охлаждения (в том числе миниатюризацией каналов). Однако в большинстве случаев усилия направлены на модификацию (структурирование) поверхности нагрева.

Модифицирование поверхности для интенсификации теплообмена при кипении предпринимается в целях:

- увеличения эффективной поверхности теплоотдачи – мера, обеспечивающая основной результат в подавляющем большинстве ситуаций;

- увеличения числа активных центров парообразования на единицу греющей поверхности вследствие роста числа элементов шероховатости – фактор, существенный для кипения как недогретой, так и насыщенной жидкости;

- повышения устойчивости работы центров парообразования благодаря изменению формы впадин, приближения их к впадинам “резервуарного” типа;

- влияния на характеристики смачивания и капиллярные эффекты, обеспечивающие подтекание жидкости в зоны интенсивного испарения и сухих пятен.

Капиллярные эффекты достигаются на поверхностях, характерный размер которых по порядку “коррелирует” с характерными размерами микрослоя жидкости под паровыми пузырями и размерами жизнеспособных начальных паровых зародышей.

Технологии модифицирования поверхностей нагрева довольно многообразны. К механической обработке поверхности в настоящее время добавились плазменное напыление, спекание, фототравление, микродуговое оксидирование, заимствованные из микроэлектроники методы нанесения нанопокровов и др.

В каналах достаточно большого размера сохраняют свою высокую эффективность пластинчатые и особенно штырьковые ребра. Так, в [50] при кипении в вертикальном прямоугольном канале хладагента FC-72 при скорости 2.25 м/с и недогревах 10–50°C установка штырькового ребрения позволила увеличить КТП в 2 раза. Авторы связывают этот эффект прежде всего с ростом площади теплоотдающей поверхности.

В МГТУ им. Н.Э. Баумана был предложен метод механической обработки, сочетающий в себе процессы резания и целенаправленного пластического деформирования подрезанного слоя [51]. На рис. 2 показан внешний вид поверхностей, полученных методом деформирующего резания. С помощью такой технологии можно создавать множество впадин резервуарного типа. За рубе-

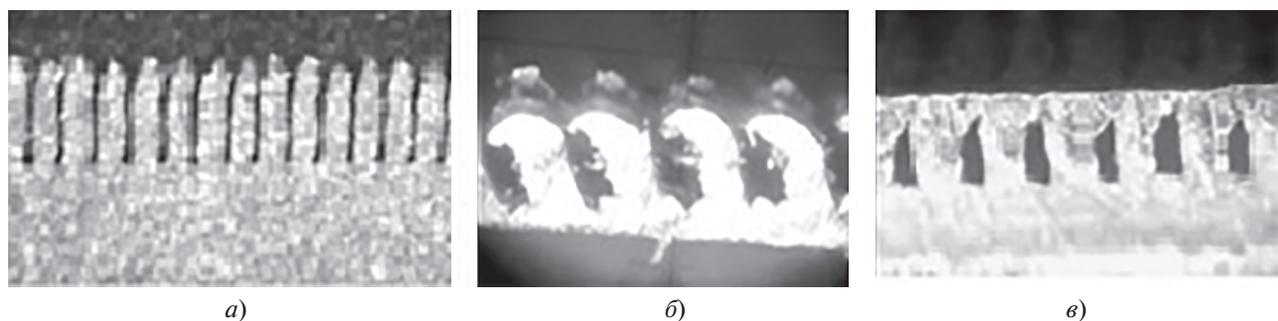


Рис. 2. Шлифы поверхностей кипения, полученных методом деформирующего резания [51].

a – двухмерная шероховатость в виде проводящих ребер; *b* – трехмерная шероховатость в виде штырьковых рассеивающих ребер; *v* – двухмерная шероховатость в виде микроканальной структуры, образованной согнутыми проводящими ребрами

жом широкое распространение получили схожие по конфигурации впадины марок Gewa-T и Thermexcel [52].

Далее следует остановиться на некоторых других способах модификации поверхности нагрева.

Плазменное напыление. Одной из перспективных, отработанных и часто используемых технологий является плазменное напыление с формированием трехмерной капиллярно-пористой структуры [53]. Покрытия с такой структурой обладают довольно высокой пористостью (до 80%), а также хорошей адгезией между слоями и с подложкой. Авторы [53] указывают, что в условиях кипения насыщенного азота в большем объеме рост КТО достигал 1.5–3.0 раза. Заметный эффект наблюдался и в работах других авторов, использовавших такого рода покрытия.

Спекание. Этой технологии создания пористых структур посвящено очень большое число работ. В основе данного метода лежит соединение металлических частиц в печи при высоких температурах, приближающихся к температурам плавления, зачастую дополненное прессованием в вакууме или в атмосфере инертного газа. На рис. 3 в качестве иллюстрации показано полученное авторами работы [54] посредством спекания в атмосфере водорода покрытие из бронзовых частиц диаметром 40 мкм. Фотография сделана с помощью сканирующего электронного микроскопа. Толщина покрытия 0.25 мм, пористость около 60%. Технология позволяет варьировать в широких пределах размер используемых частиц и в определенной мере пористость, обеспечивая оптимальное для большинства ситуаций ее значение 40–50%. Следует, однако, отметить умеренную эффективную теплопроводность спеченного пористого слоя и высокую чувствительность результатов спекания (прежде всего их механических характеристик) к строгому соблюдению параметров процесса изготовления покрытий.

Микродуговое оксидирование (МДО). В работе [55] после нанесения покрытия из TiO_2 толщиной 10 мкм, образованного методом МДО, было получено увеличение КТО на 20–30% по сравнению с гладкой пластиной из титана. Покрытие было сформировано согласно описанной в [56] технологии – исходные образцы из титана погружали в ванну с силикатно-щелочным электролитом, где под воздействием микродуговых электрических разрядов с частотой 50 Гц в течение приблизительно 10 мин происходило химическое взаимодействие металла основы и компонентов электролита, вследствие чего на базовой поверхности образовывался слой TiO_2 . Стоит отметить, что технология МДО применима только к так называемым “вентильным” металлам (Al, Ti, Nb, Ta).

К положительным сторонам МДО-покрытия следует отнести высокую прочность соединения частиц между собой и с подложкой, отличный тепловой контакт с подложкой и высокую тепло-

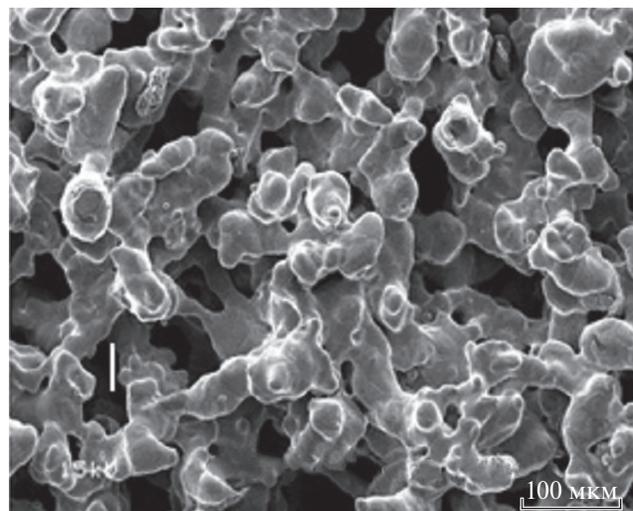


Рис. 3. Фотография пористого покрытия, полученного методом спекания [54]

проводность. В то же время пористость покрытия невелика (до 10–15%), что существенно снижает возможность обеспечения интенсивного капиллярного подсоса влаги по покрытию к зонам возникновения сухих пятен.

Травление в сочетании с литографией. Эта технология позволяет создавать микро- и наномасштабные пористые структуры довольно сложной формы, влияя на характеристики смачивания и капиллярные эффекты, при этом активно используется богатый опыт микроэлектроники. Травление может быть жидкостным, плазменным, ионным, электронно-лучевым. Данной технологии посвящено большое число работ. В качестве типичного примера можно указать [57].

Экспериментальные исследования КТО и кризисов теплоотдачи при кипении на поверхностях с пористыми покрытиями проводились и продолжают проводиться в весьма широких масштабах. В обстоятельной обзорной работе [45] приводятся результаты 37 таких исследований. Все они относятся к кипению насыщенной жидкости. Такая “фокусировка” интересов вполне естественна, поскольку в большинстве энергетических установок и аппаратов химической технологии требуется реализация фазового перехода рабочего тела и доля установок, где требуется отвод экстремальных тепловых потоков (т.е. применение поверхностного кипения), сравнительно невелика.

Результаты работ, проанализированных в [45], и других исследований свидетельствуют об увеличении и КТО, и КТП, росте числа центров парообразования, улучшении смачиваемости, снижении начального перегрева при вскипании и т.д. Несмотря на определенные расхождения в количественных показателях, неизбежные при применении столь “рафинированных” технологий, качественные тенденции можно считать достаточно четко установленными.

Если говорить об исследованиях при кипении недогретой жидкости, то в дополнение к уже рассмотренной работе [50] следует указать работу [58] с микропористыми поверхностями, работу [59] с покрытием, полученным в результате кипения наножидкости с частицами Al_2O_3 , и работу авторов настоящего обзора [55], в которой пористое покрытие из TiO_2 было создано методом МДО. Основные тенденции, касающиеся влияния параметров покрытия на характеристики кипения, наблюдавшиеся при кипении насыщенной жидкости, сохранились.

Ценность полученных экспериментальных данных по интенсификации теплоотдачи при кипении насыщенной жидкости путем модификации структуры поверхности нагрева заключается в том, что они позволяют с достаточной уверенностью прогнозировать при должном выборе пористости и размеров частиц поверхностного

слоя возможные пути и методы усиления подпитки жидкостью зон интенсивного испарения и возникновения сухих пятен при кипении и недогретой жидкости.

Тем не менее следует остановиться на некоторых вопросах инженерного плана. Воспроизводимость характеристик покрытия, а тем самым и “степени” искомой интенсификации КТО и КТП, пока еще явно неудовлетворительная, если говорить о массовом производстве изделий. Для ее улучшения потребуются в дальнейшем определенные усилия и средства. Технологии спекания и напыления не дают высокой прочности соединения покрытия с подложкой, что характерно также и для многих нанопокровов. Недостаточно внимания в экспериментальных исследованиях уделялось вопросам коррозии, совместимости материалов подложки и покрытия, а также вопросам заноса покрытий загрязнениями, т.е. проблемам, относящимся к ресурсу изделия, которые чрезвычайно важны для энергетики и химической технологии. По этим же причинам авторы оставляют пока “за кадром” вопросы применения наножидкостей (теплоносителей, содержащих взвешенные наночастицы).

В современных технических устройствах, отличающихся компактной компоновкой и высокой плотностью тепловыделения в отдельных локальных зонах, требуется применение каналов малых диаметров. В частности, такие каналы могут быть использованы в системах охлаждения третьего поколения компьютерных чипов. Подобные внутренние каналы (так называемое *embedded cooling*) дополняют внешнее принудительное охлаждение интерфейсов чипов (*attached cooling*) [60].

В процессе исследования возможностей применения для охлаждения компьютеров диэлектрических жидкостей типа Novex авторами данного обзора были определены характеристики теплоотдачи в капиллярах диаметрами 2.0 и 1.3 мм и длиной 100 мм [23]. Эксперименты показали хорошее совпадение с результатами аналогичных опытов в плоских каналах шириной 6 мм и высотой 3 мм. С использованием жидкости Novex 649 при недогреве $\Delta t_{\text{нед}} = 23.5^\circ\text{C}$ и температуре стенки 77°C были достигнуты плотности теплового потока на стенке 0.89 МВт/м^2 при отсутствии на выходе из канала паровой фазы. В работе [24] на жидкости FC-72, очень близкой по теплофизическим свойствам к Novex 649, в капилляре диаметром 1.8 мм были зафиксированы похожие значения критических тепловых потоков при близких параметрах режима. В этой же работе с увеличением степени недогрева до $\Delta t_{\text{нед}} = 70^\circ\text{C}$ при $p = 0.3 \text{ МПа}$ и скорости потока $w = 5 \text{ м/с}$ было достигнуто значение $q_{\text{кр}} = 1.6 \text{ МВт/м}^2$. Можно полагать, что каналы диаметром несколько десятых миллиметра

окажутся достаточно работоспособными в системах охлаждения с использованием кипения недогретой жидкости. В пользу данного тезиса говорят результаты экспериментов по структуре двухфазных потоков в мини-каналах, в частности работы [61].

ВЫВОДЫ

1. Кризис теплоотдачи связан с резким изменением структуры потока и, как следствие, трансформацией механизма теплообмена, когда на смену ансамблю одиночных пузырей приходит режим слившихся пузырей и паровых агломератов и создаются предпосылки для разрыва пристенных жидких пленок и образования прогрессирующих в размерах сухих пятен. Единая универсальная модель кризиса кипения недогретой жидкости в настоящее время отсутствует.

2. Наиболее простым и достаточно эффективным расчетным соотношением для определения $q_{кр}$ в области развитого кипения недогретой жидкости (для воды при $\Delta t_{нед} > 15^\circ\text{C}$) является скорректированная Челатой формула Тонга. В переходной зоне, при малых недогревах приемлемые результаты дает подход Холла и Мудавара. Описывать единой расчетной формулой КТП во всем диапазоне недогревов, включая $x > -0.1$, нецелесообразно.

3. Значительная доля исследований кипения недогретой жидкости направлена на интенсификацию теплообмена, при этом основная их часть связана с эффектами, вызванными модификацией структуры греющей поверхности, где получены значимые результаты. Они связаны, прежде всего, с увеличением эффективной площади теплоотдающей поверхности и усилением капиллярных эффектов, обеспечивающих подпитку жидкостью зоны интенсивного испарения. Имеющиеся данные позволяют с достаточной степенью уверенности оценить ожидаемые эффекты. Вместе с тем, воспроизводимости теплогидравлических характеристик покрытий, их механических свойств, вопросам заноса и коррозии и другим проблемам инженерного плана уделяется явно мало внимания.

4. Много десятилетий назад Б.В. Зейгарник, мать одного из авторов настоящего обзора, открыла психологический эффект, названный впоследствии ее именем, — неоконченное действие вызывает напряжение в психике человека: возникнув в начале действия, оно не проходит полностью при неполном завершении этого действия. Так что, по мнению авторов обзора, исследования кипения недогретой жидкости следует продолжать, и они будут продолжаться. При этом акцент следует делать на физических аспектах явления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Зейгарник Ю.А.** Об универсальной модели кризиса кипения недогретой жидкости в каналах // ТВТ. 1996. Т. 34. № 1. С. 52–56.
2. **Gunther F.C.** Photographic study of surface boiling heat transfer to water with forced convection // J. Heat Transfer. 1951. V. 73. P. 115–123.
3. **Mirshak S., Durant W.S., Towell R.H.** Heat flux at burnout // E.I. du Pont de Nemours and Company. 1959. V. 355.
4. **Орнатский А.П., Кичигин А.М.** Исследование зависимости критической тепловой нагрузки от весовой скорости, недогрева и давления // Теплоэнергетика. 1961. № 2. С. 75–79.
5. **Орнатский А.П., Винярский Л.С.** Кризис теплообмена в условиях вынужденного движения недогретой воды в трубках малого диаметра // ТВТ. 1965. Т. 3. № 3. С. 444–451.
6. **Смолин В.Н., Поляков В.К.** Критический тепловой поток при продольном обтекании пучка стержней // Теплоэнергетика. 1967. № 4. С. 54–58.
7. **Табличные** данные для расчета кризиса теплоотдачи при кипении воды в равномерно обогреваемых круглых трубах // Теплоэнергетика. 1976. № 9. С. 90–92.
8. **Зейгарник Ю.А., Привалов Н.П., Климов А.И.** Критические тепловые потоки при кипении недогретой воды в прямоугольных каналах с односторонним подводом тепла // Теплоэнергетика. 1981. № 1. С. 48–51.
9. **Boyd R.D.** Subcooled water flow boiling experiments under uniform high heat flux conditions // Fusion Sci. Technol. 1988. V. 13. Is. 1. P. 131–142. <https://doi.org/10.13182/FST88-A25090>
10. **Boyd R.D.** Subcooled water flow boiling transition and the L/D effect on CHF for a horizontal uniformly heated tube // Fusion Sci. Technol. 1990. V. 18. Is. 2. P. 317–324. <https://doi.org/10.13182/FST90-A29303>
11. **Celata G.P., Cumo M., Mariani A.** Burnout in highly subcooled water flow boiling in small diameter tubes // Int. J. Heat Mass Transfer. 1993. V. 36. Is. 5. P. 1269–1285. [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(05\)80096-1](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(05)80096-1)
12. **Vandervort C.L., Bergles A.E., Jensen M.K.** An experimental study of critical heat flux in very high heat flux subcooled boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 1994. V. 37. P. 161–173. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(94\)90019-1](https://doi.org/10.1016/0017-9310(94)90019-1)
13. **Celata G.P., Cumo M., Mariani A.** Geometrical effects on the subcooled flow boiling critical heat flux // Revue générale de thermique. 1997. V. 36. № 11. P. 807–814.
14. **Некоторые** результаты экспериментального исследования кризиса кипения при вынужденном движении недогретой воды / Ю.А. Зейгарник, А.И. Климов, А.Г. Ротин, Б.А. Смыслов // Теплоэнергетика. 1997. № 3. С. 14–20.

15. **Physical** insight in the burnout region of water-subcooled flow boiling / G.P. Celata, M. Cumo, A. Mariani, G. Zummo // *Revue générale de thermique*. 1998. V. 37. № 6. P. 450–458.
16. **Mudawar I., Bowers M.B.** Ultra-high critical heat flux (CHF) for subcooled water flow boiling – I: CHF data and parametric effects for small diameter tubes // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1999. V. 42. Is. 8. P. 1405–1428. [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(98\)00241-5](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(98)00241-5)
17. **Burnout** in subcooled flow boiling of water. A visual experimental study / G.P. Celata, M. Cumo, A. Mariani, G. Zummo // *Int. J. Therm. Sci.* 2000. V. 39. Is. 9–11. P. 896–908. [https://doi.org/10.1016/S1290-0729\(00\)01175-3](https://doi.org/10.1016/S1290-0729(00)01175-3)
18. **Bang I.C., Chang S.H., Baek W.P.** Visualization of the subcooled flow boiling of R-134a in a vertical rectangular channel with an electrically heated wall // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2004. V. 47. P. 4349–4363. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.04.030>
19. **A phenomenological** study on effects leading to the departure from nucleate boiling in subcooled flow boiling / G. Bloch, W. Muselmann, M. Saier, T. Sattelmayer // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2013. V. 67. P. 61–69. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.08.014>
20. **Экспериментальное** исследование структуры двухфазного потока недогретой жидкости в предкризисных условиях / Н.В. Васильев, Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, И.В. Маслакова // *Теплоэнергетика*. 2019. № 11. С. 37–42. <https://doi.org/10.1134/S0040363619110079>
21. **Паровые** агломераты и сухие пятна как предвестники кризиса кипения недогретой жидкости в канале / Н.В. Васильев, Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, С.Н. Вавилов // *ТВТ*. 2021. Т. 59. № 3. С. 373–383.
22. **Vasiliev N.V., Zeigarnik Yu.A., Khodakov K.A.** Evolution of steam-water flow structure under subcooled water boiling at smooth and structured heating surfaces // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2017. V. 891. P. 012008. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/891/1/012008>
23. **Перспективы** использования кипения недогретых диэлектрических жидкостей для охлаждения компьютеров / Ю.А. Зейгарник, Н.В. Васильев, Е.А. Дружинин, И.В. Калмыков, А.С. Косой, К.А. Ходаков // *Докл. АН. Сер. Физика*. 2018. Т. 478. № 6. С. 646–648.
24. **Li Y., Fukuda K., Liu Q.** Subcooled boiling FC-72 in vertical low diameter tubes // *Proc. of the 16th Intern. Heat Transfer Conf. Beijing, China, 10–15 Aug. 2018. IHTC16-23064*. <https://doi.org/10.1615/IHTC16.mpf.023064>
25. **Hall D.D., Mudawar I.** Ultra-high critical heat flux (CHF) for subcooled water flow boiling in tubes – II. CHF data base and design equations // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1999. V. 42. Is. 8. P. 1429–1456. [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(98\)00242-7](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(98)00242-7)
26. **Saha P., Zuber N.** Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling // *Proc. of the 5th Intern. Heat Transfer Conf. IHTC-5. Tokyo, Japan, 3–7 Sept. 1974. V. 4. P. 175–179*. <https://doi.org/10.1615/IHTC5.430>
27. **Bergles A.E.** Burnout in boiling heat transfer. Part II. Subcooled and low-quality forced-convection systems // *Nucl. Saf.* 1977. V. 18. Is. 2. P. 154–167.
28. **О природе** “газового” кризиса кипения / Н.В. Васильев, Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, В.М. Федулленко // *ТВТ*. 2015. Т. 53. № 6. С. 881–884.
29. **Ornatsky A.P.** The effect of basic regime parameters and channel geometry on critical heat fluxes in forced convection of subcooled water // *Heat Transfer – Soviet Res.* 1969. V. 1. № 3. P. 17–22.
30. **Kandlikar S.G.** Critical heat flux in subcooled flow boiling – an assessment of current understanding and future directions of research // *Multiphase Sci. Technol.* 2001. V. 13. № 3. P. 207–232. <https://doi.org/10.1615/MultScienTechn.v13.i3.4-40>
31. **Boyd R.D.** Subcooled flow boiling critical heat flux (CHF) and its application to fusion energy components. Part I. A review of fundamentals of CHF and related data base // *Fusion Technol.* 1985. V. 7. № 1. P. 7–30. <https://doi.org/10.13182/FST85-A24515>
32. **Hall D.D., Mudawar I.** Critical heat flux (CHF) for water flow in tubes—II: Subcooled CHF correlations // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2000. V. 43. Is. 14. P. 2605–2640. [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(99\)00192-1](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(99)00192-1)
33. **Celata G.P., Cumo M., Mariani A.** Assessment of correlations and models for the prediction of CHF in water subcooled flow boiling // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1994. V. 37. Is. 2. P. 237–255. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(94\)90096-5](https://doi.org/10.1016/0017-9310(94)90096-5)
34. **Tong L.S.** Boundary-layer analysis of flow boiling crisis // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1968. V. 11. Is. 7. P. 1208–1211. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(68\)90037-9](https://doi.org/10.1016/0017-9310(68)90037-9)
35. **Celata G.P., Cumo M., Mariani A.** CHF in highly subcooled flow boiling with and without turbulence promoters // *Proc. of the European Two-Phase Flow Group Meeting. Stockholm, 1–3 June 1992. Paper C1*.
36. **Celata G.P., Cumo M., Mariani A.** Subcooled water boiling CHF with very high heat fluxes // *Revue générale de technique*. 1992. V. 31. № 362. P. 106–114.
37. **Tong L.S.** An evaluation of the departure from nucleate boiling in bundles of reactor fuel rods // *Nucl. Sci. Eng.* 1968. V. 33. Is. 1. P. 7–15. <https://doi.org/10.13182/NSE68-A20912>
38. **Weisman J., Ilesmsnlou S.** A phenomenological model for prediction of critical heat flux under highly subcooled conditions // *Fusion Technol.* 1988. V. 13. Is. 4. P. 654–659. <https://doi.org/10.13182/FST88-A25140>
39. **Katto Y.** A prediction model of subcooled water flow boiling CHF for pressure in the region 0.1–20.0 MPa // *Int.*

- J. Heat Mass Transfer. 1992. V. 35. Is. 5. P. 1115–1123.
[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(92\)90172-O](https://doi.org/10.1016/0017-9310(92)90172-O)
40. **Lee C.H., Mudawar I.** A mechanistic critical heat flux model for subcooled flow boiling based on local bulk flow conditions // *Int. J. Multiphase Flow*. 1988. V. 14. Is. 6. P. 711–728.
[https://doi.org/10.1016/0301-9322\(88\)90070-5](https://doi.org/10.1016/0301-9322(88)90070-5)
41. **Hall D., Mudawar I.** Critical heat flux (CHF) for water flow in tubes – I. Compilation and assessment of the world CHF data // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2000. V. 43. Is. 14. P. 2573–2604.
[https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(99\)00191-X](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(99)00191-X)
42. **Ягов В.В.** Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях. М.: Издательский дом МЭИ, 2014.
43. **The 1995** look-up table for critical heat flux in tubes / D.C. Groeneveld, L.K.H. Leung, P.L. Kirillov, V.P. Bobkov, I.P. Smogalev, V.N. Vinogradov, X.C. Huang, R. Royer // *Nucl. Eng. Des.* 1996. V. 163. Is. 1–2. P. 1–23.
[https://doi.org/10.1016/0029-5493\(95\)01154-4](https://doi.org/10.1016/0029-5493(95)01154-4)
44. **Liang G., Mudawar I.** Review of channel flow boiling enhancement by surface modification, and instability suppression schemes // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2020. V. 146. P. 118864.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118864>
45. **Дедов А.В.** Обзор современных методов интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении // *Теплоэнергетика*. 2019. № 12. С. 1–54.
<https://doi.org/10.1134/S0040363619120014>
46. **Review** of boiling heat transfer enhancement on micro/nanostructured surfaces / D.E. Kim, D.I. Yu, D.W. Jerng, M.H. Kim, H.S. Ahn // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2015. V. 66. P. 173–196.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2015.03.023>
47. **Сургаев А.С., Сердюков В.С., Павленко А.Н.** Нанотехнологии в теплофизике: теплообмен и кризисные явления при кипении // *Российские нанотехнологии*. 2016. Т. 11. №. 11–12. С. 18–32.
48. **Hydrodynamics** and heat transfer in swirl flow under conditions of one-side heating. Part 2: Boiling heat transfer. Critical heat fluxes / A.V. Dedov, A.T. Komov, A.N. Varava, V.V. Yagov // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2010. V. 53. Is. 21–22. P. 4966–4975.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.05.035>
49. **Study** of the mechanism of critical heat flux enhancement for subcooled flow boiling in a tube with internal twisted tape under subcooled boiling conditions / H. Kinoshita, T. Ioshida, H. Nariai, F. Inasaka // *Heat Transfer Jpn. Res.* 1996. V. 25. № 5. P. 293–307.
50. **Mudawar I., Maddox D.E.** Enhancement of critical heat flux from high power microelectronic heat sources in a flow channel // *Trans. ASME. J. Electron. Packag.* 1990. V. 112. Is. 3. P. 241–248.
<https://doi.org/10.1115/1.2904373>
51. **Интенсификация** теплоотдачи и критические тепловые потоки при кипении на поверхностях с микрооребрением / И.А. Попов, А.В. Шелчков, Ю.Ф. Гортышов, Н.Н. Зубков // *ТВТ*. 2017. Т. 55. № 4. С. 537–548.
52. **Chyu M.C., Bergles A.** Horizontal-tube falling-film evaporation with structured surfaces // *J. Heat Transfer*. 1989. V. 111. Is. 2. P. 518–524.
<https://doi.org/10.1115/1.3250708>
53. **Heat transfer and crisis phenomena** at pool boiling of liquid nitrogen on the surfaces with capillary-porous coatings / A.S. Surtaev, A.N. Pavlenko, D.V. Kuznetsov, V.I. Kalita, D.I. Komlev, A.Yu. Ivannikov, A.A. Radyuk // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2017. V. 108. Part A. P. 146–155.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.11.100>
54. **Wang X.S., Wang Z.B., Chen Q.Z.** Research on manufacturing technology and heat transfer characteristics of sintered porous surface tubes // *Adv. Mater. Res.* 2010. V. 97–101. P. 1161–1165.
<https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMR.97-101.1161>
55. **Характеристики** кипения воды, недогретой до температуры насыщения на структурированных поверхностях / Н.В. Васильев, А.Ю. Вараксин, Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, А.В. Эпельфельд // *ТВТ*. 2017. Т. 55. № 6. С. 712–719.
56. **Плазменно-электролитическое** модифицирование поверхности металлов и сплавов. В 2 т. / И.В. Суминов, П.Н. Белкин, А.В. Эпельфельд, В.Б. Людин, Б.Л. Крит, А.М. Борисов. М.: Техносфера, 2011. Т. II.
57. **Yao Z., Lu Y.W., Kandlikar S.G.** Fabrication of nanowires on orthogonal surfaces of microchannels and their effect on pool boiling // *J. Micromech. Microeng.* 2012. V. 22. Is. 11. P. 115005.
<https://doi.org/10.1088/0960-1317/22/11/115005>
58. **Sarwar M.S., Yeong Y.H., Chang S.H.** Subcooled flow boiling CHF enhancement with porous surface coatings // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2007. V. 50. Is. 17–18. P. 3649–3657.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.09.011>
59. **Boiling** investigation in the microchannel with nano-particle coating / Yu. Kuzma-Kichta, A. Leontyev, A. Lavrikov, M. Shustov, K. Suzuki // *Proc. of the 15th Intern. Heat Transfer Conf. IHTC15-9214*. Kyoto, Japan, 10–15 Aug. 2014.
<https://doi.org/10.1615/IHTC15.fbl.009214>
60. **Bar-Cohen A., Holloway C.A.** Thermal science and engineering – from macro to nano in 2000 years // *Proc. of the 15th Intern. Heat Transfer Conf. IHTC15-FL01*. Kyoto, Japan, 10–15 Aug. 2014.
<https://doi.org/10.1615/IHTC15.FL.000001>
61. **Kuznetsov V.V., Shamirzaev A.S.** Flow boiling heat transfer mechanism in minichannels // *Proc. of the 5th Intern. Conf. on Nanochannels, Microchannels and Minichannels*. Puebla, Mexico, 18–20 June 2007. V. 4272. P. 1113–1121.
<https://doi.org/10.1115/ICNMM2007-30210>

Boiling in Forced Convection of Subcooled Liquid as a Method for Removing High Heat Fluxes (Review): Part 2. Critical Heat Fluxes and Heat-Transfer Enhancement

N. V. Vasil'ev^{a, b, *}, Yu. A. Zeigarnik^a, and K. A. Khodakov^a

^a Joint Institute for High Temperatures (JIHT), Russian Academy of Sciences (RAS), Moscow, 125412 Russia

^b Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia

*e-mail: nikvikvas@mail.ru

Abstract—The article is the second part of the review devoted to the boiling of a liquid subcooled to the saturation temperature, the process which enables the removal of heat fluxes of extremely high density. The first part presents the specific features of the process mechanism, together with its phenomenological model, and analyzes data on heat transfer and hydraulic resistance. This article is devoted to the heat-transfer crisis during subcooled boiling and the issues of heat-transfer enhancement. The heat-transfer crisis has been demonstrated to be caused by a sharp change in the flow structure involving the corresponding transformation of the heat-transfer mechanism, when the ensemble of individual bubbles is replaced with the regime of merged bubbles and vapor agglomerates, thereby causing the conditions facilitating the rupture of near-wall liquid films and the formation of dry spots increasing in size. The simplest and sufficiently effective relationship for calculating the critical heat flux (q_{cr}) at high subcooling values is the modified empirical formula proposed by Tong. It has been concluded that it would be impractical to describe q_{cr} by a single formula in the entire range of studied subcoolings. Several processes for modifying the heating surface to enhance heat transfer and increase q_{cr} are briefly examined. Engineering problems arising in implementing these processes are discussed. The advisability of continuing comprehensive studies into the subcooled liquid boiling, primarily for understanding the physical features of the phenomenon, has been demonstrated.

Keywords: boiling, subcooled liquid, critical heat flux, heat-transfer enhancement, heating surface modification