

03.4

Влияние микроразмерных пузырьков пара на теплообмен при различной скорости роста температуры нагревателя

© А.А. Левин, П.В. Хан

Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН, Иркутск, Россия
E-mail: Lirt@mail.ru

Поступило в Редакцию 10 октября 2023 г.

В окончательной редакции 13 ноября 2023 г.

Принято к публикации 13 ноября 2023 г.

Представлены результаты экспериментального исследования динамики кипения потока жидкости, недогретой до температуры насыщения, при скоростях роста температуры нагревателя от 250 до 19 000 K/s и недогреве от 23 до 103 K. Изучено влияние температурных условий на относительную долю пузырьков размером менее $50 \mu\text{m}$, а также их вклад в теплообмен. Выявлен существенный вклад микропузырьков при глубоком недогреве жидкости и высокой скорости роста температуры поверхности нагревателя.

Ключевые слова: недогретая жидкость, нестационарный нагрев, пузырьковое кипение, микропузырьки пара.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.04.57095.19762

Для теплообмена при кипении недогретой жидкости характерны высокие значения удельных тепловых потоков, что обуславливает его широкое применение в разнообразных устройствах. Высокая скорость роста температуры поверхности в аварийных ситуациях представляет собой определенный вызов при построении предсказательных моделей для описания нестационарного кипения. Вопросу влияния скорости роста температуры теплоотдающей поверхности на динамику теплообмена и эволюции паровой фазы уделяется внимание в экспериментальных, численных, а также теоретических исследованиях [1–3]. В случае пузырькового кипения недогретых жидкостей остается открытым вопрос учета вклада мельчайших паровых пузырьков в теплообмен. С одной стороны, с уменьшением размера отдельного пузырька еще более существенно уменьшается его вклад в общий теплообмен, с другой стороны, растет частота нуклеации и уменьшается расстояние между центрами нуклеации. Ряд исследований указывает на возможность отведения экстремально высоких тепловых потоков за счет особого режима кипения, называемого „микропузырьковым“ [4–6]. Время жизни отдельного пузырька в общем случае пропорционально его размеру, поэтому экспериментальное наблюдение за поведением микропузырьков, т.е. пузырей с отрывным диаметром порядка $50 \mu\text{m}$ и менее, требует использования высокоскоростной съемки с высоким разрешением по пространству и времени. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование характеристик нестационарного вскипания недогретого потока жидкости при скорости роста температуры теплоотдающей поверхности вплоть до 19 000 K/s.

Схема экспериментальной установки подробно описана в [7]. Нагреватель представляет собой стальной цилиндр с толщиной стенки 1 mm и внешним диаметром 12 mm. Давление в канале составило 0.29 МПа, средняя

скорость восходящего потока воды 0.52 m/s, недогрев до температуры насыщения $\Delta T_{sub} = 23–103 \text{ K}$, а скорость роста температуры нагревателя при импульсном нагреве варьировалась от 250 до 19 000 K/s. Регистрация паровых структур осуществлялась скоростной видеокамерой Phantom V2012 с частотой съемки 180 000 кадров в секунду с размером кадра 256×256 пикселей. Пространственное разрешение съемки составило $5.5 \mu\text{m}$ на пиксель, что позволило регистрировать пузырьки размером от $11 \mu\text{m}$ с временем жизни выше $11 \mu\text{s}$. Скорость роста температуры нагревателя \dot{T} определялась на основании сопоставления данных видеосъемки режимов кипения, численного моделирования нестационарного теплообмена до момента зарождения паровой фазы и результатов измерения температуры внутренней поверхности нагревателя при помощи термопар. Погрешность определения \dot{T} составила 7%.

В качестве критерия выбора момента времени для сопоставления различных реализаций кипения выбрано одинаковое значение перегрева поверхности нагревателя над температурой появления первого пузырька T_{ONB} в каждом эксперименте. На рис. 1 показано распределение паровой фазы в момент времени t , когда $T_w = T_{ONB} + 17 \text{ K}$ при различных ΔT_{sub} и \dot{T} . Легко заметить, что максимальные размеры пузырьков увеличиваются с уменьшением начального недогрева жидкости и скорости роста температуры поверхности. Для степени перегрева поверхности 15–20 K над температурой начала нуклеации по результатам видеосъемки были собраны данные о всех активных центрах нуклеации, соответствующих им частоте нуклеации f_b и максимальном размере пузырьков D_m . По аналогии с модифицированной RPI-моделью, представленной в нашей работе [8], тепловой поток Q_b , генерируемый каждым центром нуклеации, может быть представлен как сумма компонент, ответственных за испарение первоначального объема

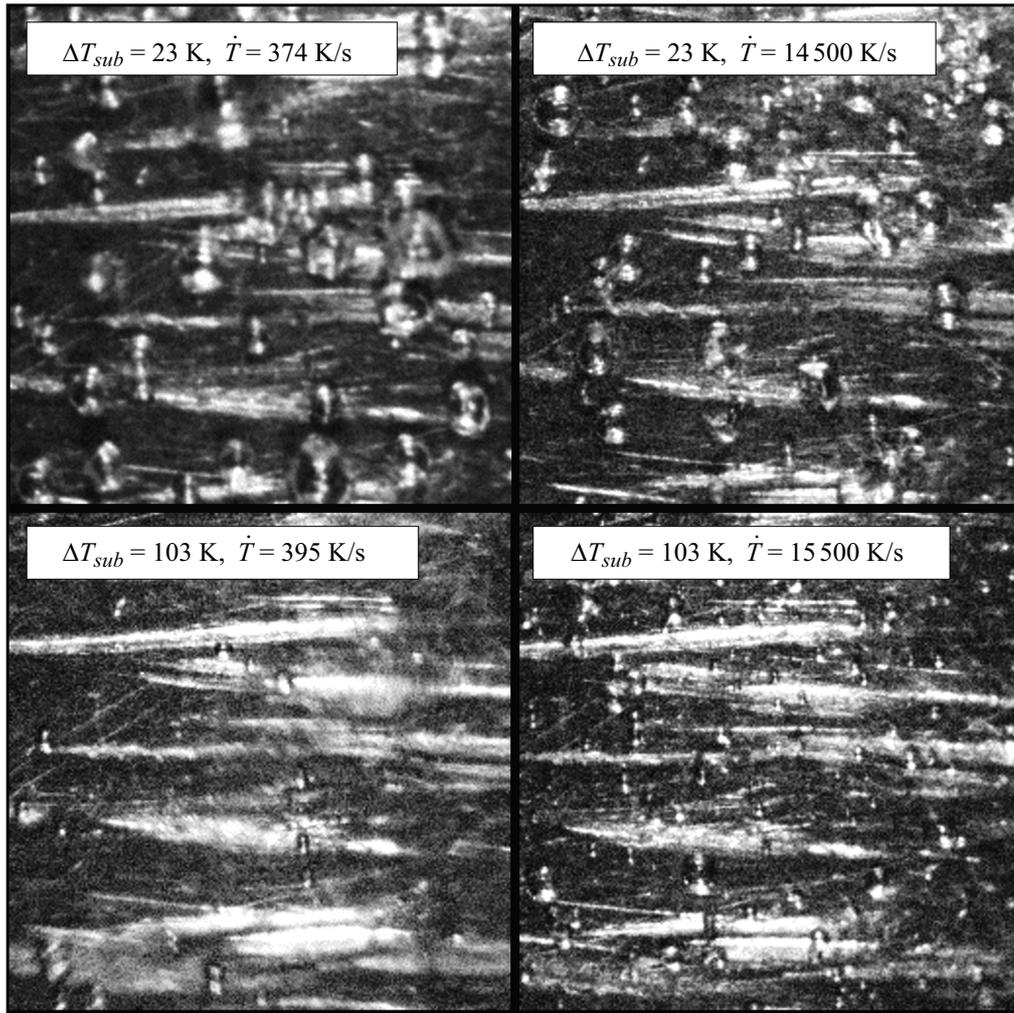


Рис. 1. Распределение паровой фазы по поверхности нагревателя при $T_w = T_{\text{ONB}} + 17 \text{ K}$ для различных значений недогрева жидкости и скорости роста температуры нагревателя.

пара Q_{ei} , испарение микрослоя Q_{eml} , теплопроводность микрослоя Q_{cml} и теплопроводность перегретого слоя Q_{cs} :

$$Q_{ei} = h_{lg} \rho_g \frac{\pi D_m^3}{6} f_b, \quad (1)$$

$$Q_{eml} = h_{lg} \rho_l \delta_{ml} \frac{\pi D_{ml}^2}{6} f_b, \quad (2)$$

$$Q_{cml} = \frac{\pi k_l (T_w - T_{sat}) D_{ml}^2}{4 \delta_{ml}}, \quad (3)$$

$$Q_{cs} = k_l (T_w - T_{sat}) \pi D_m \left[\ln \left(\frac{\delta_s}{\delta_{ml}} \right) - \frac{2(\delta_s - \delta_{ml})}{D_m} \right]. \quad (4)$$

Здесь h_{lg} — скрытая теплота парообразования, ρ_g — плотность насыщенного пара, ρ_l — плотность насыщенной жидкости, k_l — теплопроводность жидкой фазы, δ_{ml} — толщина микрослоя, D_{ml} — диаметр микрослоя, T_w — температура поверхности, T_{sat} — температура насыщения. Плотности центров нуклеации N_a и удельные тепловые потоки q_b получены как суммарное

число и суммарный тепловой поток пузырьков на видеокадре, отнесенные к площади кадра $A = 1.98 \text{ mm}^2$. Данные сгруппированы по максимальным размерам пузырьков 0–50, 50–100, 100–150, 150–200, 200–250 μm . Плотности нуклеации и вычисленные по формулам (1)–(4) удельные тепловые потоки для групп пузырьков, нормированные по суммарным значениям N_a и q_b , представлены на рис. 2. При недогреве потока 23 K (рис. 2, *a, b*) основная масса пузырьков имеет размеры от 50 до 150 μm . При этом недогреве для низкой скорости нагрева поверхности $\dot{T} = 250 \text{ K/s}$ плотность нуклеации $N_a = 18.3 \text{ mm}^{-2}$ и удельный тепловой поток $q_b = 0.82 \text{ MW/m}^2$, тогда как для скорости нагрева поверхности 19 000 K/s плотность нуклеации была выше ($N_a = 29.5 \text{ mm}^{-2}$) и $q_b = 2.4 \text{ MW/m}^2$. Пузырьки размером менее 50 μm при недогреве 23 K и малом значении \dot{T} не обнаружены, тогда как при высоком значении \dot{T} их доля составляла 9% (рис. 2, *a*), а их вклад в теплообмен составил 3% (рис. 2, *b*). Отличие распреде-

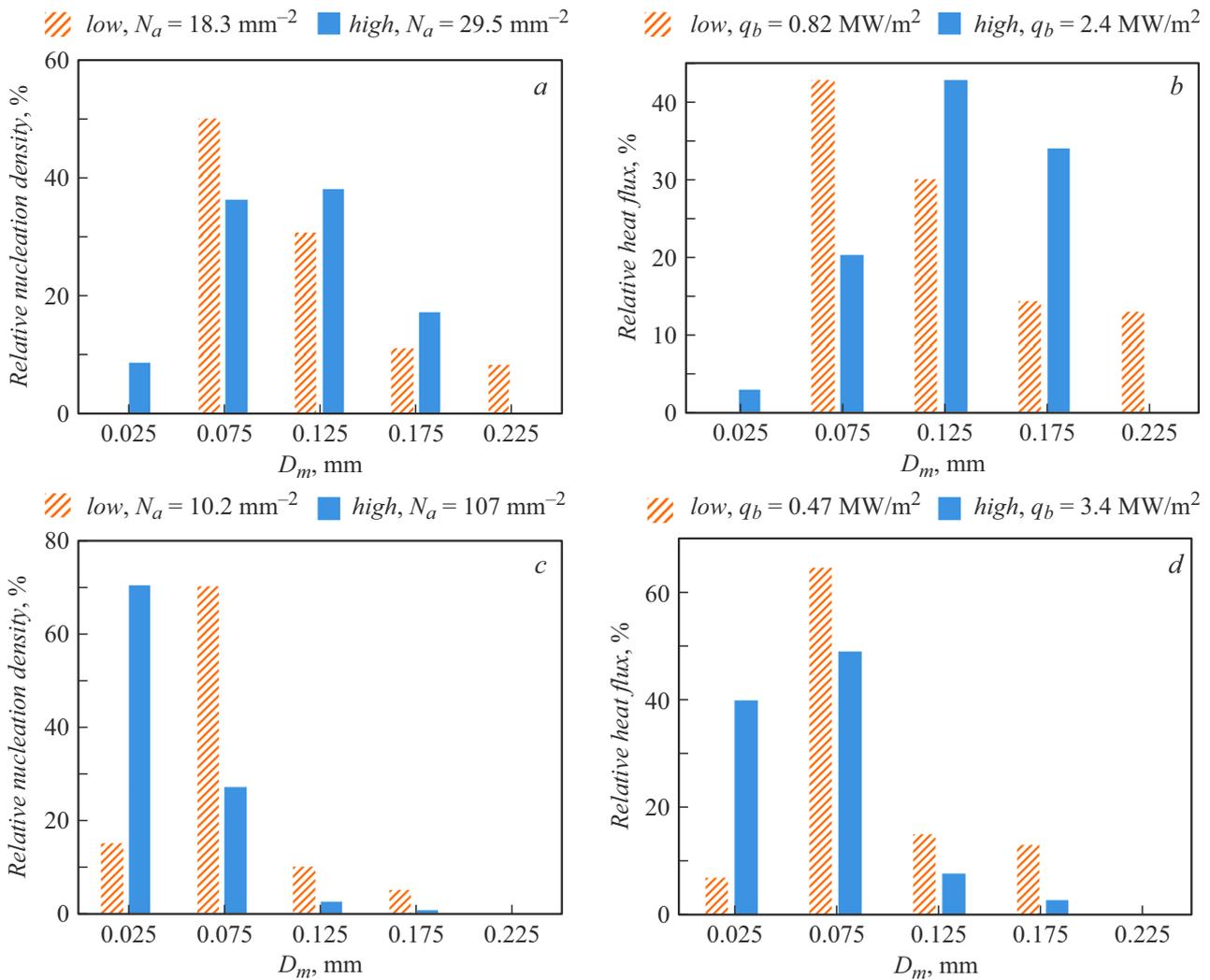


Рис. 2. Отношение плотности нуклеации групп пузырьков к общей плотности нуклеации N_a (a, c) и вклад в тепловой поток (b, d) в зависимости от размера пузырьков при недогревах 23 (a, b) и 103 К (c, d) для низкой (250–350 K/s, low) и высокой (15 000–19 000 K/s, high) скорости нагрева поверхности.

лений количества пузырьков от распределения тепловых потоков объясняется тем, что вклад каждого пузырька в тепловой поток растет с ростом его диаметра, что легко заметить по формулам (1)–(4). В случае большого недогрева жидкости 103 К (рис. 2, c, d) при $\dot{T} = 400 \text{ K/s}$ наибольшее число пузырьков обладает максимальным размером $75 \mu\text{m}$, $N_a = 10.2 \text{ mm}^{-2}$ и $q_b = 0.47 \text{ MW/m}^2$, тогда как при $\dot{T} = 15 000 \text{ K/s}$ наибольшее число пузырьков имеет максимальный диаметр $25 \mu\text{m}$, плотность центров нуклеации $N_a = 107 \text{ mm}^{-2}$ и $q_b = 3.4 \text{ MW/m}^2$. При недогреве жидкости 103 К пузырьки с размером до $50 \mu\text{m}$ составляют 15% от общего числа пузырьков и генерируют 7% от теплового потока (1)–(4) при малой скорости нагрева поверхности $\dot{T} = 400 \text{ K/s}$, но составляют 70% (рис. 2, c) и генерируют уже 40% от суммарного теплового потока (рис. 2, d) при $\dot{T} = 15 000 \text{ K/s}$.

Изменение доли микропузырьков с изменением скорости нагрева поверхности связано с изменением тол-

щины перегретого слоя $\delta_s = \sqrt{\alpha(t - t_{sat})}$. Пузырьки пара оказываются частично окруженными недогретой до температуры насыщения жидкостью, поэтому толщина перегретого слоя жидкости δ_s лимитирует максимальный размер этих пузырьков. Взаимосвязи максимального размера пузырьков и толщины перегретого слоя посвящены работы [7,9]. Определенные с использованием экспериментальных значений времен начала кипения t_{ONV} и скорости роста температуры поверхности \dot{T} значения δ_s приведены на рис. 3. Можно отметить, что толщина перегретого слоя при фиксированном уровне перегрева над температурой начала нуклеации слабо зависит от недогрева потока; при увеличении скорости роста температуры нагревателя до 2500 K/s δ_s снижается в несколько раз, а далее выходит на асимптотическое значение. Этим объясняется отсутствие микропузырьков при малом недогреве и низкой скорости роста температуры поверхности. Таким образом, вклад в теплообмен

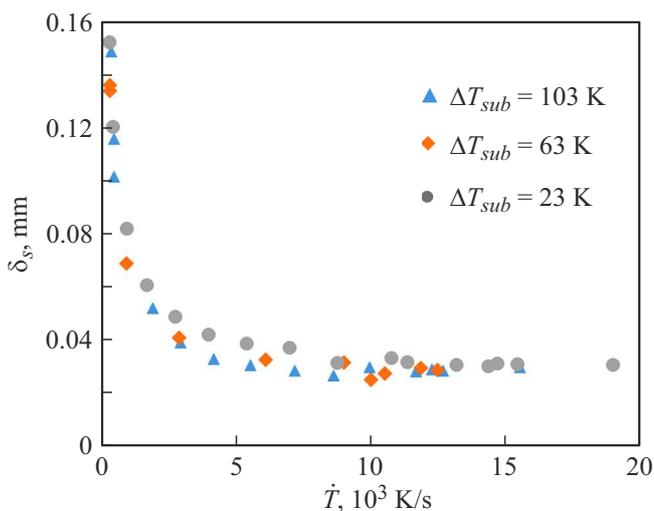


Рис. 3. Сопоставление расчетных значений толщины перегретого слоя при перегреве поверхности нагревателя на 17 К над температурой начала кипения при различных значениях недогрева потока и скорости роста температуры нагревателя.

пузырьков с размерами до $50 \mu\text{m}$ существен при высоких значениях недогрева потока и высокой скорости роста температуры нагревателя и может достигать десятков процентов от всего потока тепла, связанного с наличием паровой фазы.

Финансирование работы

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 23-29-00628).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Bar-Kohany, Y. Amsalem, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **126**, 411 (2018). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.05.091
- [2] A. Kossolapov, F. Chavagnat, R. Nop, N. Dorville, B. Phillips, J. Buongiorno, M. Bucci, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **160**, 120137 (2020). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120137
- [3] S. Fau, W. Bergez, C. Colin, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, **83**, 118 (2017). DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2016.12.012
- [4] Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, В.Л. Низовский, Ю.Л. Шехтер, *Теплофизика высоких температур*, **47** (5), 707 (2009). [Yu.A. Zeigarnik, K.A. Khodakov, V.L. Nizovskii, Yu.L. Shekhter, *High Temp.*, **47** (5), 675 (2009). DOI: 10.1134/S0018151X09050095].
- [5] В.В. Ягов, А.Р. Забиров, М.А. Лексин, *Теплоэнергетика*, № 11, 70 (2015). DOI: 10.1134/S0040363615110119 [V.V. Yagov, A.R. Zabirov, M.A. Lexin, *Therm. Eng.*, **62** (11), 833 (2015). DOI: 10.1134/S0040601515110117].

- [6] М.А. Лексин, В.В. Ягов, А.Р. Забиров, П.К. Канин, М.М. Виноградов, И.А. Молотова, *Теплофизика высоких температур*, **58** (3), 393 (2020). DOI: 10.31857/S0040364420030114 [M.A. Lexin, V.V. Yagov, A.R. Zabirov, P.K. Kanin, M.M. Vinogradov, I.A. Molotova, *High Temp.*, **58** (3), 369 (2020). DOI: 10.1134/S0018151X20030116].
- [7] A.A. Levin, P.V. Khan, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **124**, 876 (2018). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.03.078
- [8] A.A. Levin, P.V. Khan, *Appl. Therm. Eng.*, **149**, 1215 (2019). DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2018.12.126
- [9] H.C. Ünal, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **19**, 643 (1976). DOI: 10.1016/0017-9310(76)90047-8