

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.

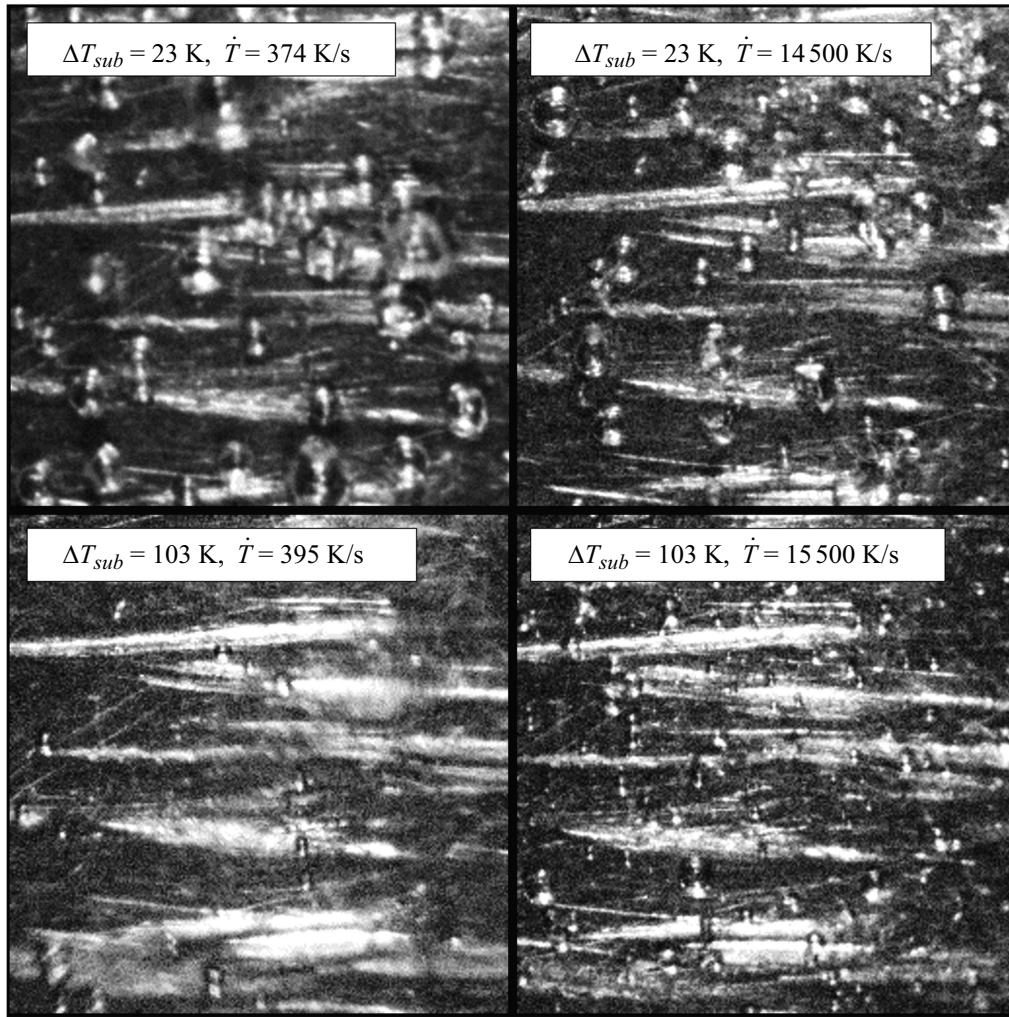
DOI: 10.61011/PJTF.2024.04.57095.19762

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  $0.52 \text{ m/s}$ , недогрев до температуры насыщения  $\Delta T_{sub} = 23\text{--}103 \text{ K}$ , 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  $256 \times 256$  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  $\Delta T_{sub}$  и  $\dot{T}$ . Легко заметить, что максимальные размеры пузырьков увеличиваются с уменьшением начального недогрева жидкости и скорости роста температуры поверхности. Для степени перегрева поверхности  $15\text{--}20 \text{ K}$  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  $Q_{cs}$ :

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

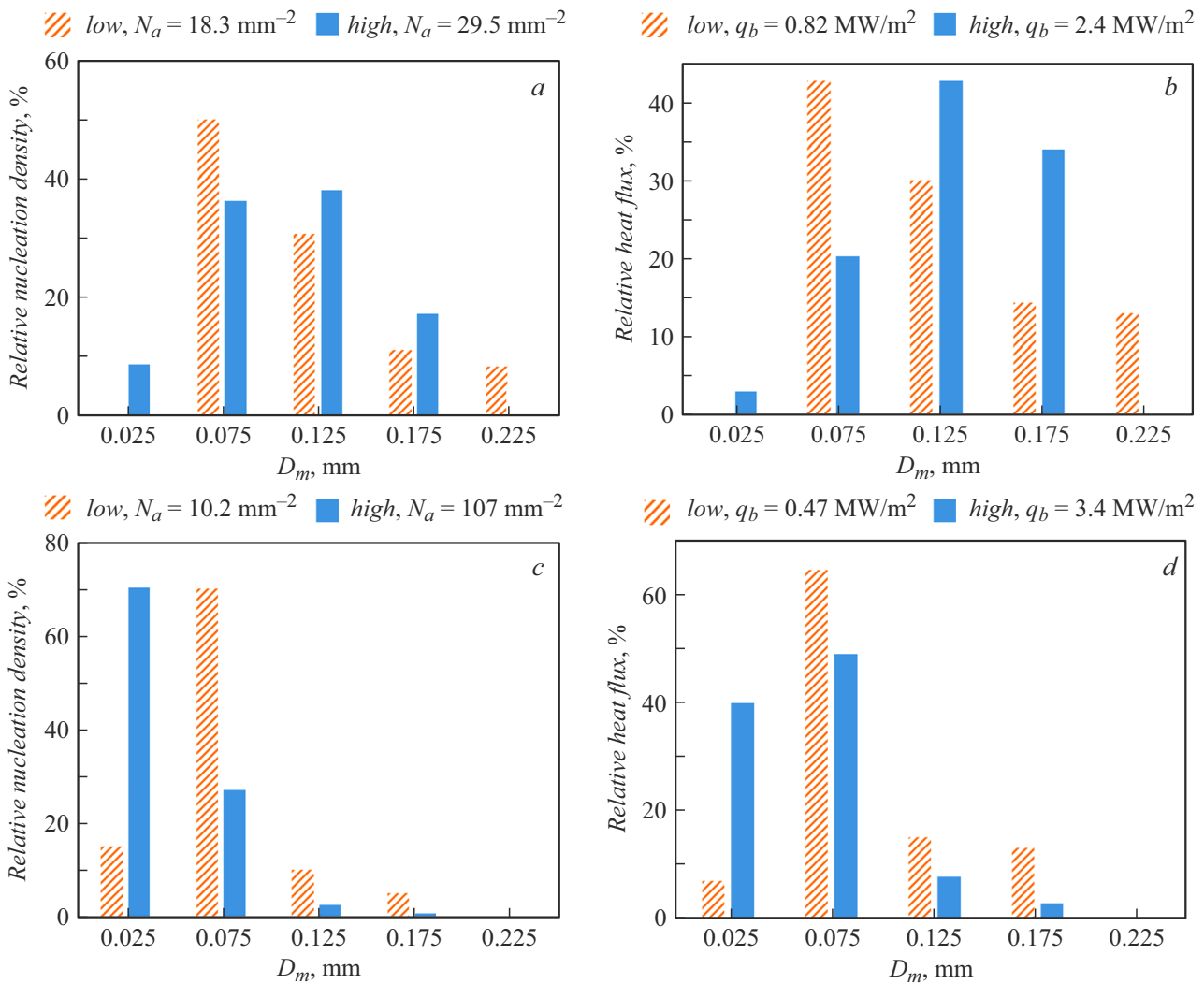
$$Q_{eml} = h_{lg} \rho_l \delta_{ml} \frac{\pi D_{ml}^2}{6} f_b, \quad (2)$$

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

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

Здесь  $h_{lg}$  — скрытая теплота парообразования,  $\rho_g$  — плотность насыщенного пара,  $\rho_l$  — плотность насыщенной жидкости,  $k_l$  — теплопроводность жидкой фазы,  $\delta_{ml}$  — 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  $\mu\text{m}$ . 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  $\mu\text{m}$ . 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  $\mu\text{m}$  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-

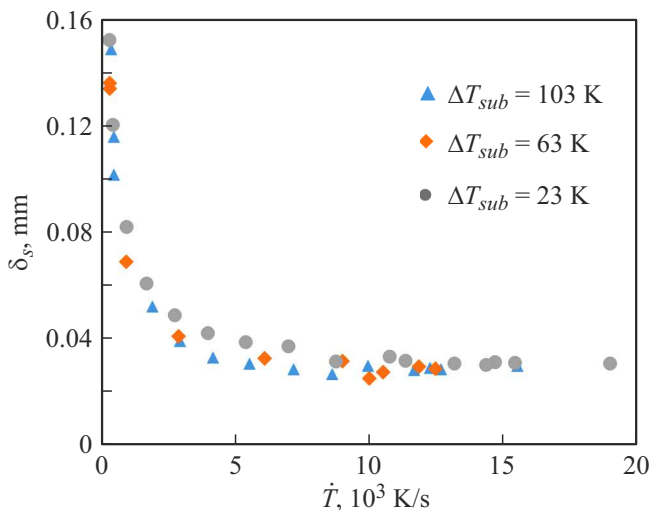


**Рис. 2.** Отношение плотности нуклеации групп пузырьков к общей плотности нуклеации  $N_a$  (a, c) и вклад в тепловой поток (b, d) в зависимости от размера пузырьков при недогревах 23 (a, b) и 103 К (c, d) для низкой (250–350 K/s, low) и высокой (15 000–19 000 K/s, high) скорости нагрева поверхности.

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  $\delta_s$  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  $\delta_s$  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  $2500 \text{ K/s}$   $\delta_s$  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