

03

Экспериментальное изучение характеристик пузырькового кипения воды при быстром росте температуры поверхности

© А.А. Левин, П.В. Хан

Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН, Иркутск, Россия
E-mail: Lirt@mail.ruПоступило в Редакцию 16 сентября 2024 г.
В окончательной редакции 5 октября 2024 г.
Принято к публикации 5 октября 2024 г.

Представлены результаты экспериментального изучения характеристик вскипания воды на поверхности трубки в результате резкого выделения на ней электрической мощности. Определены значения ключевых характеристик пузырькового кипения (плотности центров парообразования и максимальных размеров паровых пузырьков) для условий скорости роста температуры теплоотдающей поверхности до 19 К/мс.

Ключевые слова: пузырьковое кипение, недогретая жидкость, нестационарный теплообмен.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.03.59818.20122

Описание теплообмена в условиях нестационарных тепловых потоков и/или поля температур является важной задачей для многих практических приложений. Характерной проблемой здесь является использование фазовых превращений, позволяющих организовать эффективный теплообмен с высокими уровнями удельных тепловых потоков. Возникновение и развитие паровой фазы на теплоотдающих поверхностях неразрывно связаны с образованием и динамикой паровых пузырьков. Однако, как показывают многочисленные и непрекращающиеся работы в области пузырькового кипения [1], до сих пор не существует удовлетворительных обобщений для ключевых характеристик: плотности центров парообразования, максимального и отрывного диаметра пузырьков, частоты их нуклеации. Так, для определения размера пузырьков применяется несколько подходов, опирающихся как на определение теплового баланса парового пузырька вблизи теплоотдающей поверхности, омываемой недогретой до температуры насыщения жидкостью, так и на механистический подход, рассматривающий проблему отрыва парового пузырька под действием различных сил [2]. К недостаткам первого подхода можно отнести наличие обратной связи в описании проблемы: паровой пузырек является важным участником теплообменного процесса, что вызывает вопрос о корректности такой постановки. Второй подход справедливо критикуется за его чрезмерную идеализацию и в то же время за наличие большого количества эмпирических коэффициентов, заслоняющих физическую сущность рассматриваемой задачи. Проблема поиска удовлетворительных обобщений для упомянутых выше характеристик становится наиболее острой для задач с граничными условиями с непрерывным и быстрым ростом температуры теплоотдающей поверхности [3]. В этом случае под вопросом находится правомерность описания указанных ключевых характеристик на основе обобщения экспериментальных данных, полученных в

опытах с меньшими значениями тепловых потоков и статичных температурных полях. В настоящей работе экспериментально и численно изучалось кипение на металлической поверхности в нестационарных условиях. Восстановление температуры поверхности в масштабе времени реализации изучаемого пузырькового кипения (рис. 1) представляет собой еще не до конца решенную задачу. В частности, модель кипения нуждается в замыкающих соотношениях, опирающихся на плотность центров парообразования, размер паровых пузырьков и т.д. Динамика же паровой фазы оказывает, как известно, существенное влияние на теплообмен. Таким образом, выполненные экспериментальные наблюдения за нестационарным пузырьковым кипением нуждаются в применении численного моделирования.

Экспериментальная часть исследования проведена в ИСЭМ СО РАН на базе ЦКП „Высокотемпературный контур“. Схема экспериментальной установки подробно описана в [3]. Нагреватель представляет собой полый стальной цилиндр с толщиной стенки 1 мм, максимальной шероховатостью 4 μm , внешним диаметром 12 мм и длиной 120 мм, вертикально расположенный внутри канала с сечением 18 \times 18 мм. Давление в канале составило 0.29 МПа, средняя скорость восходящего потока деаэрированной воды 0.52 м/с, недогрев до температуры насыщения $\Delta T_{sub} = 23\text{--}103$ К, а скорость роста температуры нагревателя при импульсном нагреве достигала 19 К/мс. Регистрация паровых структур осуществлялась скоростной видеокамерой Phantom V2012 с частотой съемки 180 000 fps с размером кадра 256 \times 256 px. Пространственное разрешение съемки составило 5.5 $\mu\text{m}/\text{px}$, что позволило регистрировать пузырьки размером от 11 μm с временем жизни выше 11 μs . Погрешность определения размера пузырьков составила 8%, а плотности центров парообразования — 6%. Для определения температуры наружной поверх-

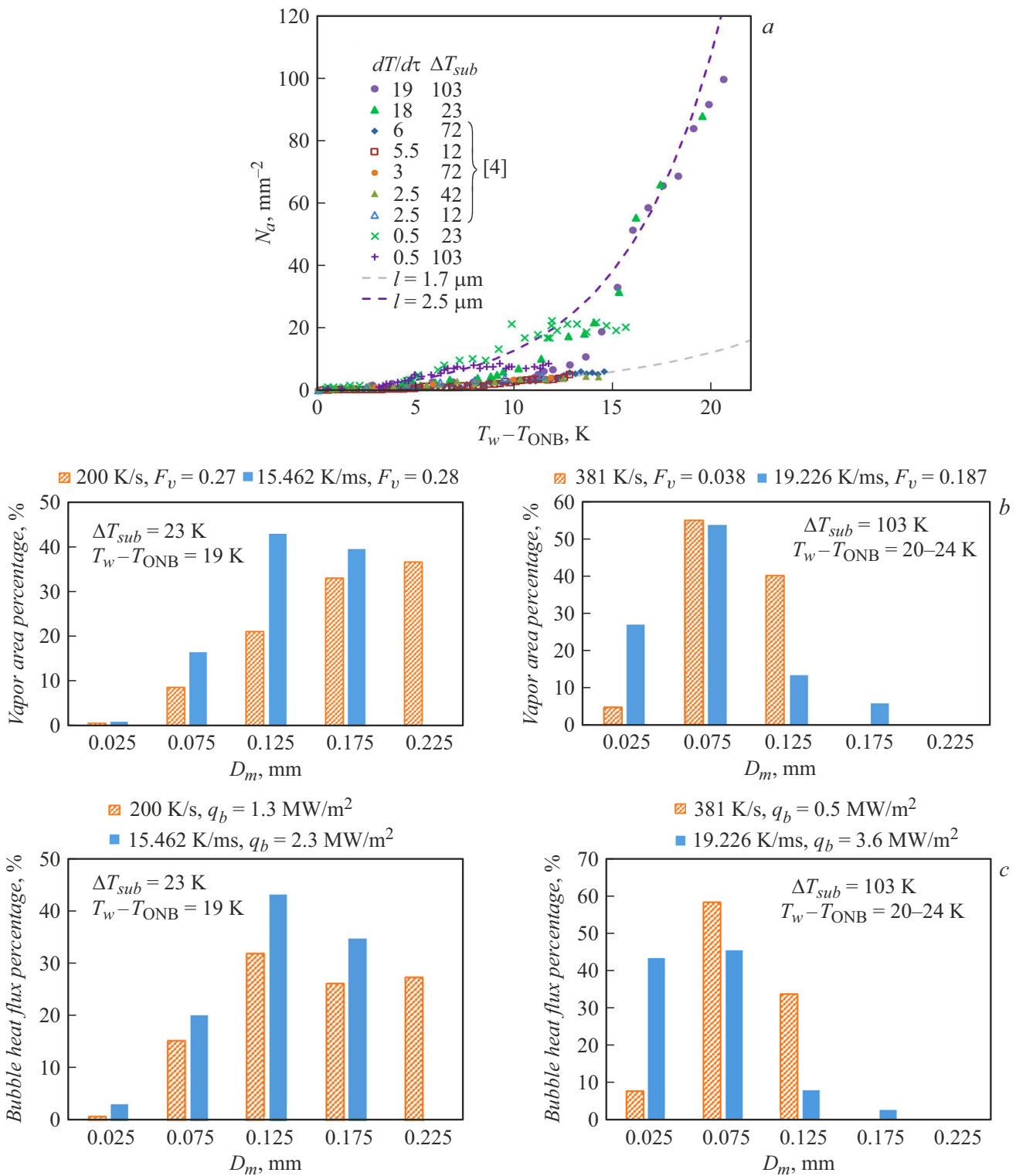


Рис. 1. Характеристики кипения. *a* — плотность центров парообразования; *b* — распределение экспериментально определенной доли поверхности нагревателя, занятой паром, по диаметрам паровых пузырьков; *c* — результаты численного моделирования распределения теплового потока по диаметрам паровых пузырьков.

ности нагревателя использовались данные видеосъемки о режимах кипения, интерполяция показаний термпар, прикрепленных к внутренней поверхности нагревателя,

а также численный расчет нестационарного теплообмена, реализованный в Comsol Multiphysics [4]. Численная модель опирается на развитие подхода RPI [5], дополняя

ющего решение уравнения энергии соотношениями для отдельных компонент теплового баланса в пристенном слое жидкости при наличии паровых пузырьков. Однако эти замыкающие соотношения зависят в свою очередь от температуры поверхности. Для устранения этого противоречия в численной модели были использованы результаты экспериментальных наблюдений за динамикой паровой фазы. В частности, вместо комбинации плотности центров нуклеации и диаметров паровых пузырьков применялось значение доли поверхности, покрытой паровой фазой (рис. 1, *b*).

Данные более ранних экспериментальных наблюдений [4], выполненных с меньшим диапазоном скорости роста температуры поверхности нагревателя при давлении 0.11 МПа, приведены на рис. 1, *a* вместе с результатами нашего исследования. Для обобщения использована зависимость для плотности центров парообразования [6]:

$$N_a = C \left[\exp(B\Delta T_{\text{ONB}}) - 1 \right], \quad (1)$$

где

$$B = (l\rho_g h_{fg}) / (2\sigma T_s), \quad C = N \left[1 - \exp\left(-\frac{\theta^2}{8\mu^2}\right) \right],$$

l — характерный размер, определяемый наименьшей впадиной на поверхности, ρ_g — плотность пара, h_{fg} — скрытая теплота парообразования, σ — коэффициент поверхностного натяжения, T_s — температура насыщения, N — максимально возможное число центров нуклеации, θ — угол смачивания, μ — характерный угол, ΔT_{ONB} — перегрев температуры поверхности T_{ONB} при появлении первого парового пузырька выше температуры насыщения. Очевидно, что величины l , θ и μ

определяют индивидуальные особенности поверхности и ее взаимодействия с жидкостью. В [4] для характерного размера было использовано значение 1.7 μm . Новые сведения, обладающие большей пространственной и темпоральной детализацией, позволяют предложить более корректное значение: $l = 2.5 \mu\text{m}$. Следует отметить, что значимого влияния скорости нагрева на плотность центров парообразования не наблюдается.

По результатам обработки видеосъемки были получены новые сведения о размерах паровых пузырьков для высоких (до 19 К/мс) скоростей роста температуры теплоотдающей поверхности. Результаты экспериментов сравнивались с известными предсказательными зависимостями (рис. 2). Так, использован аналитический подход [7]:

$$D_m = 2.72 \left(0.3Ja + \sqrt{0.09Ja^2 + 12Ja} \right)^{4/3} (\alpha^2/g)^{1/3}, \quad (2)$$

также данные широко цитируемой работы [8]:

$$D_m = 1.21ab^{-0.5}, \quad (3)$$

где $a = (1 - m)k_l(T_w - T_s)(\rho_v h_{fg} \sqrt{\pi a l})^{-1}$ и $b = m\varphi C(T_s - T_0)(1 - \rho_v/\rho_l)^{-1}$ выражают вклад в материальный баланс пузырька от испарения и конденсации жидкости. На рис. 2 также приведены результаты расчета диаметров по модификации [9] результата, полученного в [10], как часто применяемое приближение для размера пузырька:

$$D = 0.19(1.8 + 10^5 K)^{2/3} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{0.5}. \quad (4)$$

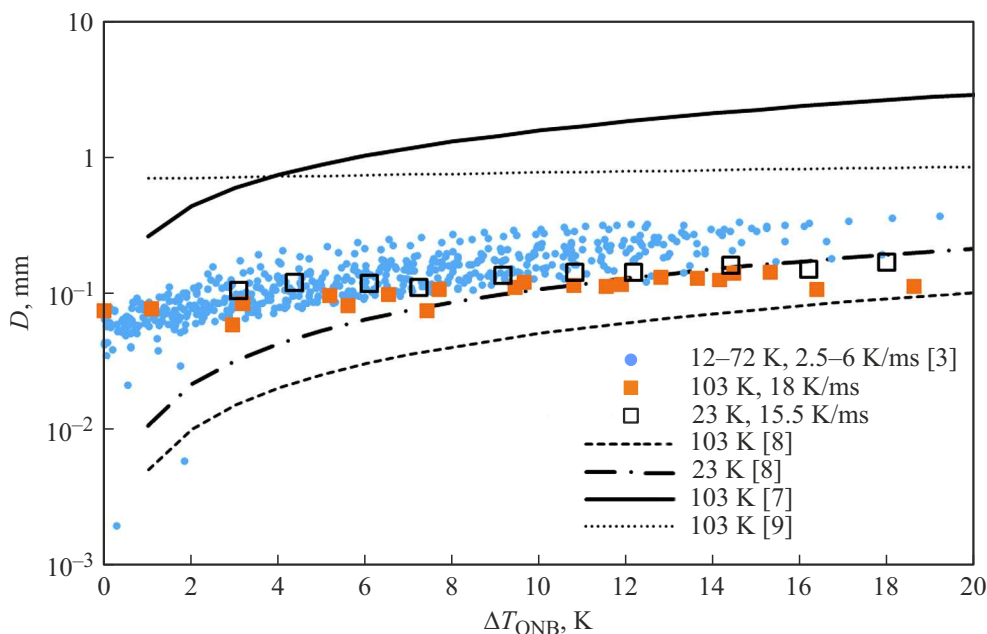


Рис. 2. Средневзвешенные по объему диаметры паровых пузырьков.

Здесь $K = \left(\frac{Ja}{Pr}\right) / \left\{ \left[\frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)}{\mu_l^2} \right] \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{3/2} \right\}$ является функцией, существенно зависящей от двух ключевых величин: температуры поверхности и давления. Следует отметить, что последние результаты были получены для условия насыщенной жидкости и служат довольно грубой оценкой для расчета размера пузырька при кипении в нестационарных условиях. Как легко убедиться (рис. 2), применение аналитических решений не позволяет получить удовлетворительный результат для предсказания размера парового пузырька в условиях быстрого роста температуры поверхности. Увеличение темпа нагрева приводит к уменьшению толщины перегретого слоя, что ведет к уменьшению максимальных размеров паровых пузырьков при сопоставимых температурах поверхности. Оценка предела роста пузырька в недогретой жидкости, используемая в подходе [8], может быть уточнена при использовании численной модели нестационарного поля температуры, так как входящий в (3) фактор m определяется соотношением диаметра пузырька и толщины перегретого выше температуры насыщения пристенного слоя жидкости.

В результате выполненных численных и экспериментальных исследований расширены сведения о плотности центров нуклеации и размере паровых пузырьков в опытах с ростом температуры поверхности со скоростью до 19 K/ms. Выполненное исследование демонстрирует важность сочетания эмпирических сведений и численного моделирования для описания пузырькового кипения в нестационарных условиях. Использование аналитических подходов к определению размера пузырьков, содержащих сильные допущения о поле температур, заведомо ограничивает применимость результатов, в особенности для нестационарных состояний парожидкостных систем.

Финансирование работы

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 23-29-00628, <https://rscf.ru/project/23-29-00628/>).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Yang, W. Zhang, M. Binama, Q. Li, W. Cai, *Int. J. Therm. Sci.*, **184**, 108026 (2023). DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2022.108026
- [2] G.E. Thorncroft, J.F. Klausner, R. Mei, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **41**, 3857 (1998). DOI: 10.1016/S0017-9310(98)00092-1
- [3] A.A. Levin, P.V. Khan, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **124**, 876 (2018). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.03.078
- [4] A. Levin, P. Khan, *Appl. Therm. Eng.*, **149**, 1215 (2019). DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2018.12.126
- [5] N. Kurul, M.Z. Podowski, in *Int. Heat Transfer Conf. 9 (IHTC-9)* (Jerusalem, Israel, 1990), p. 21. DOI: 10.1615/IHTC9.40
- [6] T. Hibiki, M. Ishii, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **46**, 2587 (2003). DOI: 10.1016/S0017-9310(03)00031-0
- [7] Д.А. Лабунцов, В.В. Ягов, *Механика двухфазных систем* (Изд-во МЭИ, М., 2000).
- [8] N.H. Hoang, C.H. Song, I.C. Chu, D.J. Euh, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **112**, 454 (2017). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.04.128
- [9] С.С. Кутателадзе, И.И. Гогонин, *ТВТ*, **17** (4), 792 (1979).
- [10] M.K. Jensen, G.J. Memmel, in *Int. Heat Transfer Conf. 8 (IHTC-8)* (San Francisco, USA, 1986), p. 1907. DOI: 10.1615/IHTC8.1630