

УДК 536.248.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВСПЛЫТИЯ ОДИНОЧНОГО ПУЗЫРЯ МЕТОДОМ РЕШЁТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА© 2023 А. В. Федосеев^а, М. В. Сальников^б, А. Е. Остапченко^с*Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН,
просп. Акад. Лаврентьева, 1, г. Новосибирск 630090, Россия*E-mails: ^аfedoseev@itp.nsc.ru, ^бsalnikovitsbras@gmail.com,
^сa.ostapchenko@g.nsu.ruПоступила в редакцию 12.08.2022 г.; после доработки 12.08.2022 г.;
принята к публикации 29.09.2022 г.

Для исследования процесса кипения на поверхности твёрдого нагревателя представлена гибридная модель на основе метода решёточных уравнений Больцмана и уравнения теплопроводности. Исследовался процесс формирования и всплытия одиночного пузыря при кипении над одиночной лиофобной зоной, размещённой на гладкой лиофильной поверхности. Получены зависимости частоты отрыва и отрывного диаметра пузыря от ширины лиофобной зоны и теплового перегрева стенки. Показано, что отрывной диаметр пузыря растёт с размером ширины лиофобной зоны, а частота отрыва пузыря растёт с температурным перегревом. На основании полученных данных определён оптимальный размер лиофобной зоны на лиофильной поверхности с точки зрения интенсификации теплообмена.

Ключевые слова: интенсификация теплообмена при кипении, поверхности с контрастным смачиванием, метод решёточных уравнений Больцмана.

DOI: 10.33048/SIBJIM.2023.26.117

ВВЕДЕНИЕ

Кипение широко используется в различных технических приложениях, связанных с тепло- и массообменом, так как является одним из наиболее эффективных механизмов отвода тепла от нагретой поверхности. Одним из современных направлений в области материаловедения в отношении интенсификации теплообмена при кипении является разработка бифильных поверхностей, т. е. поверхностей с контрастным смачиванием (лиофобные зоны на лиофильной поверхности). Как показал анализ недавних работ [1–8], использование бифильных поверхностей позволяет увеличить эффективность теплообмена за счёт снижения температурного порога зарождения паровой фазы и увеличения плотности центров парообразования и одновременно увеличить критический тепловой поток за счёт более эффективного смачивания сухих пятен в докритических режимах.

Поиск оптимальной конфигурации бифильной поверхности (размер и плотность лиофобных зон на лиофильной поверхности) на основе экспериментальных исследований является достаточно трудоёмкой задачей. Использование стандартных методов вычислительной гидродинамики — хорошая альтернатива экспериментальным исследованиям. Обычно в них представлено численное решение уравнений Навье — Стокса в сочетании с дополнительным методом для отслеживания границы раздела фаз. Однако такой подход не позволяет моделировать процесс зарождения пузырей, который следует рассматривать на нано- и микромасштабе. Этот процесс очень важен для моделирования жизненного цикла паровых пузырей, в частности стадии ожидания зарождения пузыря, температуры начала кипения и плотности центров

парообразования. Для нано- и микромасштабных явлений хорошо применим метод молекулярной динамики, но на микро- и макромасштабах он имеет ограничения в вычислительной мощности.

Метод решёточных уравнений Больцмана предполагает другой подход к моделированию течения жидкости. В нём среда представляется в виде ансамблей псевдочастиц, для которых решается кинетическое уравнение в минимальной дискретной формулировке. Этот метод относится к мезоскопическим, он занимает промежуточное положение между микроскопическим методом молекулярной динамики и подходом сплошной среды. Метод решёточных уравнений Больцмана хорошо подходит для моделирования как однофазных, так и многофазных течений [9–14]. С помощью метода решёточных уравнений Больцмана авторы [12, 13] смоделировали процессы роста и отрыва одиночных пузырей при кипении жидкости. Была исследована зависимость диаметра и частоты отрыва пузырей от краевого угла смачивания и числа Якоба. В [13, 14] представлены работы по моделированию методом решёточных уравнений Больцмана процессов теплообмена при кипении на поверхностях с контрастным смачиванием.

Целью данной работы является исследование динамики образования и всплытия одиночного пузыря на гладкой лиофильной поверхности с одиночной лиофобной зоной в широком диапазоне тепловых перегревов и определение оптимальных параметров поверхности с контрастной смачиваемостью для эффективного теплообмена с помощью метода решёточных уравнений Больцмана.

1. МЕТОД РЕШЁТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССА КИПЕНИЯ

В целях моделирования процессов кипения на твёрдой поверхности с контрастной смачиваемостью используется модель, основанная на решении системы дискретных уравнений Больцмана и уравнения теплопроводности. В общем виде система дискретных уравнений Больцмана определяется как

$$f_i(\vec{x} + \vec{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\vec{x}, t) + \Omega_i(\vec{x}, t) + S_i(\vec{x}, t), \quad (1)$$

где f_i — функция распределения скорости частицы жидкости, в которой индекс i отвечает за направление движения частиц, Ω_i — оператор столкновений, S_i — источник сил. Смысл функции $f_i(\vec{x}, t)$ — плотность частиц, обладающих скоростью \vec{c} в точке (x, y, z) в момент времени t . Количество дискретных уравнений определяется выбранным набором дискретных скоростей, который обозначаются как $DdQq$ [15–19]. В данной модели выбран набор $D2Q9$, который отвечает двумерной задаче, в которой частицы жидкости могут двигаться по девяти дискретным направлениям. Из набора f_i можно определить моменты функции распределения в заданной точке пространства, которые в отсутствие внешних сил равны

$$\rho(\vec{x}, t) = \sum_i f_i(\vec{x}, t), \quad \rho \vec{u}(\vec{x}, t) = \sum_i \vec{c}_i f_i(\vec{x}, t). \quad (2)$$

В качестве оператора столкновений выбрано приближение Бхатнагара — Гросса — Крука (Bhatnagar — Gross — Krook, BGK) [20, 21]:

$$\Omega_i(\vec{x}, t) = -\frac{f_i - f_i^{eq}}{\tau}. \quad (3)$$

Источник сил S_i в данной модели выбран в качестве [9]

$$S_i = f_i^{eq}(\rho, \vec{u} + \Delta \vec{u}) - f_i^{eq}(\rho, \vec{u}), \quad (4)$$

где f_i^{eq} — равновесная функция распределения:

$$f_i^{eq}(\rho, \vec{u}) = w_i \rho \left(1 + \frac{\vec{c}_i \vec{u}}{c_s^2} + \frac{(\vec{c}_i \vec{u})^2}{2c_s^4} - \frac{\vec{u}^2}{2c_s^2} \right). \quad (5)$$

Здесь w_i — дискретная весовая функция, определяемая набором скоростей, $c_s^2 = \frac{\Delta x^2}{3\Delta t^2}$ — скорость звука. Добавка к скорости $\Delta \vec{u}$, которая появляется в формуле (4), возникает вследствие действия объёмной силы \vec{F} :

$$\Delta \vec{u} = \tau \vec{F} / \rho. \quad (6)$$

В данной модели рассматривается процесс кипения, который инициируется на поверхности структурированного нагревателя. В процессе нагрева возникает разделение жидкой и газообразной фаз. Взаимодействие этих фаз определяется межфазной силой взаимодействия [9, 10, 22–26]:

$$\vec{F}_{SC}(\vec{x}) = -\beta \psi(\vec{x}) \sum_{\vec{x}'} G(\vec{x}, \vec{x}') \psi(\vec{x}') (\vec{x}' - \vec{x}) - \frac{1-\beta}{2} \sum_{\vec{x}'} G(\vec{x}, \vec{x}') \psi^2(\vec{x}') (\vec{x}' - \vec{x}), \quad (7)$$

где

$$G(\vec{x}, \vec{x}') = \begin{cases} g, & |\vec{x}' - \vec{x}| > 0, \\ 0, & |\vec{x}' - \vec{x}| = 0. \end{cases} \quad (8)$$

Функция $\psi(\vec{x})$ называется псевдопотенциалом, который в текущем исследовании определяется по формуле [27]

$$\psi(\vec{x}) = \sqrt{\frac{2(p_{\text{EOS}}(\vec{x}) - \rho c_s^2(\vec{x}))}{g}}. \quad (9)$$

Здесь $p_{\text{EOS}}(\vec{x})$ — давление, которое рассчитывается на каждом шаге вычислений согласно уравнению состояния Пенга — Робинсона [28]:

$$p_{\text{EOS}} = \frac{\rho R T}{1 - b\rho} - \frac{a\phi(T)\rho^2}{1 + 2b\rho - b^2\rho^2}, \quad (10)$$

$$\phi(T) = (1 + (0.37 + 1.54\omega - 0.27\omega^2)(1 - \sqrt{T/T_c}))^2, \quad (11)$$

где $a = 0.457235 R^2 T_c^2 / P_c$, $b = 0.077796 R T_c / P_c$ и $\omega = 0.344$ — ацентрический фактор, а параметры подобраны для свойств воды. Величины давления P , температуры T и плотности ρ выражены в единицах P_c , T_c и ρ_c , соответствующих параметрам рассматриваемого вещества в критической точке.

Граничные условия в модели выбраны следующие. По оси абсцисс задавалось периодическое граничное условие на функции распределения f_i . На твердотельном нагревателе и твёрдой верхней стенке задавались условия непротекания, которые определялись согласно подходу Вонсе — Виск. Этот подход состоит в применении вблизи стенок операции отражения на часть функций распределения, векторы дискретных скоростей которых распространяют функции распределения в направлении твёрдых стенок:

$$f_i(\vec{x}_b, t + \Delta t) = f_i^*(\vec{x}_b, t), \quad (12)$$

где дискретные скорости функций распределения f_i и f_i^* удовлетворяют соотношениям $\vec{c}_i = -\vec{c}_i$.

Граничное условие также применялось на псевдопотенциал (9), которое заключалось в том, что $\psi(\vec{x})$ внутри нагревателя симметричен $\psi(\vec{x})$ в жидкости, находящейся на том же

расстоянии от границы, что и рассматриваемая точка твёрдого тела. Такое условие гарантирует возникновение контактного угла $\theta = 90^\circ$ между жидкой средой и твёрдым нагревателем в случае химической нейтральности последнего.

Контактный угол смачивания поверхности твёрдого нагревателя определяется возникновением у его поверхности дополнительной силы:

$$\vec{F}_{\text{solid}}(\vec{x}) = -\psi(\vec{x})G_s \sum_{\vec{x}'} \psi(\vec{x}')(\vec{x}' - \vec{x}), \quad (13)$$

где G_s — коэффициент взаимодействия твёрдого тела с жидкостью. В данной работе для моделирования лиофобной зоны использовалось значение $G_s = 0.05$, а для лиофильной зоны $G_s = -0.05$.

Для определения температуры, сопряжённо с дискретными уравнениями Больцмана, решалось уравнение теплопроводности [11]

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u}_f \vec{\nabla} T = \frac{1}{\rho c_v} \vec{\nabla}(\lambda \vec{\nabla} T) - \frac{T}{\rho c_v} \left(\frac{\partial p_{EOS}}{\partial T} \right)_\rho \vec{\nabla} \vec{u}_f, \quad (14)$$

где \vec{u}_f — физическая скорость жидкости, определяемая следующим образом:

$$\Delta \vec{u} = \vec{u} + \tau \vec{F} / 2\rho. \quad (15)$$

Решение уравнения (14) находилось с помощью итерационной схемы Рунге — Кутты четвёртого порядка. Начальные условия (плотности жидкой и паровой фаз) в этой задаче определялись на основе правила построения площадей Максвелла [29]. Оно постулирует, что для данной температуры T сосуществование жидкости и газа происходит при таком давлении p_0 , что

$$\int_{\rho_l}^{\rho_g} (p_0 - p_b(\rho, T)) \frac{d\rho}{\rho^2} = 0. \quad (16)$$

Алгоритм решения данной модели состоит из итеративного поочерёдного расчёта дискретных уравнений Больцмана и уравнения теплопроводности. Его можно подразделить на следующие шаги.

0. Определение начальных условий: задаются параметры жидкости, которые входят в уравнение состояния (10), задаются её начальная температура, скорость и плотность в расчётной области. Начальная плотность в данной модели устанавливается как плотность жидкости, получаемая из формулы (10). Согласно выбранным параметрам определяются начальные функции распределения по формуле (5).

1. В каждой ячейке пространства определяются псевдопотенциал $\psi(\vec{x})$ (9) и межфазная сила $\vec{F}_{\text{SC}}(\vec{x})$ (7), к которым также добавляется сила у твёрдого нагревателя $\vec{F}_{\text{solid}}(\vec{x})$ (13). Суммарная сила затем определяет S_i (4).

2. Производится расчёт функции распределения следующего итеративного шага f_i (1).

3. Применяются граничные условия на функции распределения (12).

4. Исходя из определённых сил и функций распределений находится физическая скорость жидкости \vec{u}_f (15).

5. В системе определяется пространственное распределение температуры (14).

6. Переход к шагу 1.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ КИПЕНИЯ

Расчётная область состоит из среды жидкость/пар и металлического нагревателя (см. рис. 1). Пространственный и временной шаг равны $h = 20 \times 10^{-6}$ м и $\Delta t = 2.5 \times 10^{-6}$ соответственно. Размер расчётной области составлял 400 ячеек по горизонтали (8 мм) и 500 ячеек по вертикали (10 мм). Ширина лиофобной зоны изменялась в диапазоне $d = 0.2 - 4$ мм. Металлический нагреватель толщиной $n_h = 30$ пространственных ячеек расположен в нижней части расчётной области. В модели используются безразмерные величины, а для обезразмеривания используются решёточные единицы, указанные выше. На левой и правой границах расчётной области используются периодические условия. На верхней границе задаются постоянными температура $T_0 = 0.9T_c$ и соответствующее ей давление P_0 . Внутри металлического нагревателя уравнение теплопроводности (14) рассчитывается только с диффузионной частью. На нижней границе нагревателя задана постоянная температура T_h . Расчёты проводились для различных температурных перегревов ΔT , т. е. разницы температуры на верхней и нижней границах области, $\Delta T = T_h - T_0$. Коэффициент теплопроводности и теплоёмкость металлического нагревателя равны $\lambda_h = 20$ Вт/м/К и $c_h = 3 \times 10^6$ Дж/м³ соответственно. Термодинамические параметры среды, такие как теплоёмкость, теплопроводность и вязкость, вычислялись в соответствии с соотношением плотностей среды жидкость/пар. На рис.1 представлена фазовая диаграмма для среды жидкость/пар в момент отрыва пузыря от поверхности. Области с газовой фазой представлены голубым цветом, а жидкости — красным.

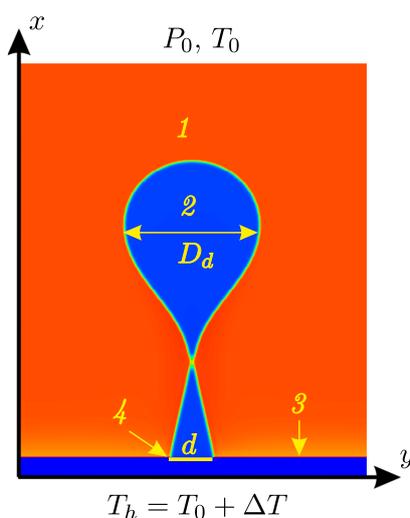


Рис. 1. Расчётная область и граничные условия:
 жидкая фаза (1), газовая фаза (2), металлический нагреватель (3), лиофобная зона (4);
 d — ширина лиофобной зоны, D_d — отрывной диаметр пузыря,
 T_h — температура поверхности нагревателя,
 T_0, P_0 — температура и давление насыщенных паров

В работе проведено моделирование процесса роста и отрыва одиночного парового пузыря над одиночной лиофобной зоной (контактный угол смачивания $\theta = 110^\circ$), расположенной в центре гладкой лиофильной поверхности нагревателя ($\theta = 67^\circ$). Изучена динамика роста и отрыва пузыря, измерен отрывной диаметр D_d и частота отрыва ν_d пузырей в зависимости от ширины лиофобной зоны d и перегрева ΔT . Временная эволюция динамики отрыва одиночного пузыря представлена на рис. 2. В данных расчётах ширина лиофобной зоны $d = 1$ мм, температура поверхности нагревателя $T_h = 0.95T_c$. Образование паровой фазы над лиофобной поверхностью и рост пузыря до момента отрыва от поверхности происходят за время порядка $t_1 \approx 1.45$ с (рис. 2(a)). После отрыва пузыря на поверхности нагревателя над лиофобной зо-

ной остаётся паровая фаза (рис. 2(b)). Время между отрывами пузыря (рис. 2(d) и рис. 2(a)) составляет примерно $t_d \approx 0.27$ с, что соответствует частоте отрыва пузыря $\nu_d \approx 3.7$ Гц.

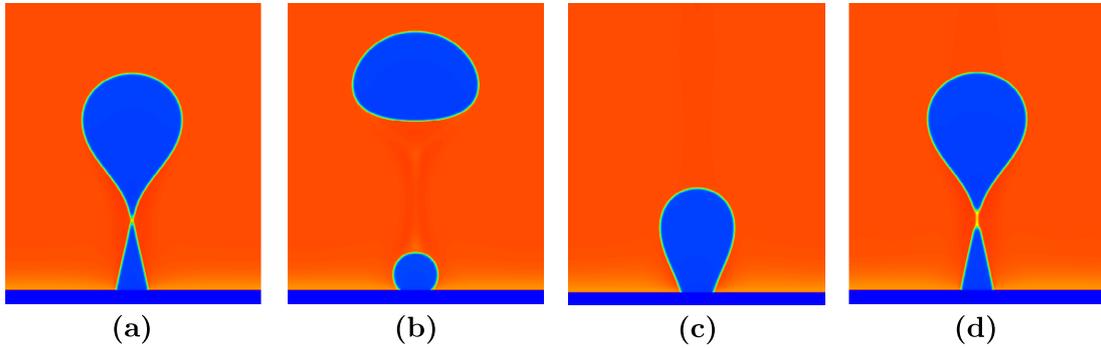


Рис. 2. Временная эволюция динамики отрыва одиночного пузыря:

(a) $t_a = 1.45$ с, (b) $t_a = 1.49$ с, (c) $t_a = 1.6$ с, (d) $t_a = 1.72$ с;
ширина лиофобной зоны $d = 1$ мм, температура поверхности нагревателя $T_h = 0.95T_c$

Зависимости величины отрывного диаметра пузыря D_d от ширины лиофобной зоны d при фиксированных значениях перегрева $\Delta T = 0.04 T_c, 0.05 T_c, 0.06 T_c$ представлены на рис. 3(a). Видно, что величина отрывного диаметра пузыря D_d монотонно растёт (2.8–3.5 мм) с увеличением ширины лиофобной зоны d . Также видно, что величина отрывного диаметра пузыря D_d растёт с температурным перегревом поверхности нагревателя ΔT .

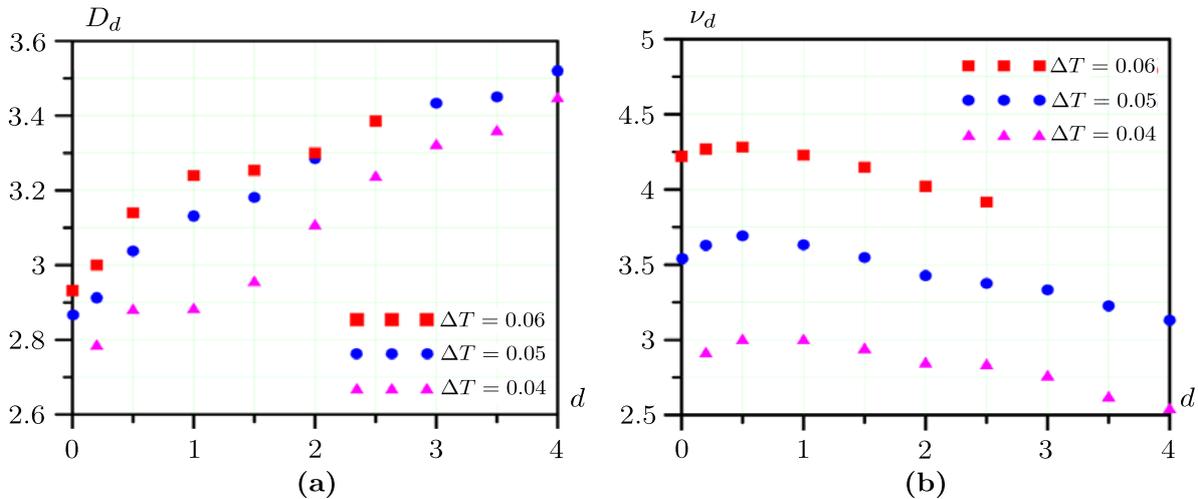


Рис. 3. Зависимости: (a) отрывного диаметра пузыря D_d [мм];
(b) частоты отрыва одиночного пузыря ν_d [Гц] от ширины лиофобной зоны d [мм]
при различных температурных перегревах ΔT

Зависимости частоты отрыва пузыря ν_d от ширины лиофобной зоны d при фиксированных значениях перегрева $\Delta T = 0.04 T_c, 0.05 T_c, 0.06 T_c$ представлены на рисунке рис. 3(b). Видно, что частота отрыва пузырей ν_d растёт с величиной температурного перегрева ΔT . В зависимостях частоты отрыва пузырей от ширины лиофобной зоны $\nu_d(d)$ наблюдается наличие максимума при значениях ширины лиофобной зоны $d = 500$ мкм. При ширине лиофобной зоны $d > 0.5$ мм частота отрыва пузырей ν_d уменьшается с увеличением ширины лиофобной зоны d . На основе полученных данных был определён оптимальный размер лиофобной зоны ($d = 0.5$ мм) на лиофильной поверхности с точки зрения интенсификации теплообмена.

Для выбранных параметров проведена оценка капиллярной постоянной λ и числа Бонда Bo . Величина капиллярной постоянной получается равной $\lambda \approx 1.3$ мм. Отрывной диаметр пузыря в этом режиме составляет $D_d \approx 3.05$ мм (см. рис. 3(a)), а значит, $D_d/\lambda \approx 2.34$. Число Бонда получается равным $Bo \approx 2.02$, что также соответствует экспериментальным данным по кипению жидкостей широкого класса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделируется процесс роста и отрыва одиночного парового пузыря над одиночной лиофобной зоной (краевой угол смачивания $\theta = 110^\circ$), помещённой в центр лиофильного нагревателя ($\theta = 67^\circ$). Ширина лиофобной зоны варьировалась в пределах 0.2–8 мм. Исследовалась динамика роста и отрыва одиночного пузыря, рассчитывались зависимости отрывного диаметра и частоты отрыва пузыря от ширины лиофобной зоны и температурного перегрева.

По полученным расчётным данным можно сделать вывод, что метод решёточных уравнений Больцмана хорошо подходит для моделирования динамики одиночного пузыря при кипении на поверхностях с контрастной смачиваемостью. Полученные расчётные данные хорошо согласуются с результатами предыдущих работ [12, 13]. На основании полученных данных определён оптимальный размер лиофобной зоны (0.5 мм) на лиофильной поверхности с точки зрения интенсификации теплообмена.

ЛИТЕРАТУРА

1. Liang G., Mudawar I. Review of pool boiling enhancement by surface modification // Internat. J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 128. P. 892–933.
2. Nam Y., Wu J., Warriar G., Sungtaek Y. Experimental and numerical study of single bubble dynamics on a hydrophobic surface // J. Heat Transfer. 2009. V. 131, N 12. Article 121004.
3. Phan H.T., Caney N., Marty P., Colasson S., Gavillet J. Surface wettability controlled by nanocoating: the effects on pool boiling heat transfer and nucleation mechanism // Internat. J. Heat Mass Transfer. 2009. V. 52. P. 5459–5471.
4. Li Y., Zhanga K., Lu M.C., Duan C. Single bubble dynamics on superheated superhydrophobic surfaces // Internat. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 99. P. 521–531.
5. Teodori E., Valente T., Malavasi I., Moita A.S., Marengo M., Moreira A.L.N. Effect of extreme wetting scenarios on pool boiling conditions // Appl. Thermal Engrg. 2017. V. 115. P. 1424–1437.
6. Bourdon B., Rioboo R., Marengo M., Gosselin E., De Coninck J. Influence of the wettability on the boiling onset // Langmuir. 2012. V. 28, N 2. P. 1618–1624.
7. Betz A. R., Jenkins J., Kim C.J., Attinger D. Boiling heat transfer on superhydrophilic, superhydrophobic, and superbiphilic surfaces // Internat. J. Heat Mass Transfer. 2013. V. 57, N 2. P. 733–741.
8. Kim S. H., Lee G.C., Kang J.Y., Moriyama K., Park H. S., Kim M. H. The role of surface energy in heterogeneous bubble growth on ideal surface // Internat. J. Heat Mass Transfer. 2017. V. 108. P. 1901–1909.
9. Kupershtokh A.L., Medvedev D.A., Karpov D.I. On equations of state in a lattice Boltzmann method // Comput. Math. Appl. 2009. V. 58, N 5. P. 965–974.
10. Gong S., Cheng P. Numerical investigation of droplet motion and coalescence by an improved lattice Boltzmann model for phase transitions and multiphase flows // Comput. Fluids. 2012. V. 53. P. 93–104.
11. Li Q., Kang Q.J., Francois M.M., He Y.L., and Luo K.H. Lattice Boltzmann modeling of boiling heat transfer: The boiling curve and the effects of wettability // Internat. J. Heat Mass Transfer. 2015. V. 85. P. 787–796.
12. Gong S., Cheng P. Lattice Boltzmann simulation of periodic bubble nucleation, growth and departure from a heated surface in pool boiling // Internat. J. Heat Mass Transfer. 2013. V. 64. P. 122–132.

13. Fedoseev A.V., Surtaev A.S., Moiseev M.I., Ostapchenko A.E. Lattice Boltzmann simulation of bubble evolution at boiling on surfaces with different wettability // J. Phys. Conf. Series. 2020. V. 1677. Article 012085.
14. Li Q., Yu Y., Zhou P., Yan H.J. Enhancement of boiling heat transfer using hydrophilic-hydrophobic mixed surfaces: A lattice Boltzmann study // Appl. Thermal Engrg. 2018. V. 132. P. 490–499.
15. Wolf-Gladrow D.A. Lattice-Gas Cellular Automata and Lattice Boltzmann Models. N. Y.: Springer-Verl., 2005.
16. He X., Luo L.S. Theory of the lattice Boltzmann method: From the Boltzmann equation to the lattice Boltzmann equation // Phys. Rev. E. 1997. V. 56, N 6. Article 6811.
17. Shan X., Yuan X.F., Chen H. Kinetic theory representation of hydrodynamics: a way beyond the Navier–Stokes equation // J. Fluid Mech. 2006. V. 550. Article 413.
18. Qian Y.H., d’Humières D., Lallemand P. Lattice BGK models for Navier–Stokes equation // Europhys. Lett. 1992 V. 17, N 6. Article 479.
19. Succi S. The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond. Oxford: Univ. Press, 2001.
20. Bhatnagar P.L., Gross E.P., Krook M. A model for collision processes in gases. I. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems // Phys. Rev. 1954. V. 94. P. 511–525.
21. Chen H., Chen S., Matthaeus W.H. Recovery of the Navier–Stokes equation using a lattice-gas Boltzmann method // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 45. P. R5339–R5342.
22. Куперштох А.Л. Моделирование течений с границами раздела фаз жидкость–пар методом решёточных уравнений Больцмана // Вестн. НГУ. Сер. Математика, механика, информатика. 2005. Т. 5, № 3. С. 29–42.
23. Куперштох А.Л. Моделирование двухфазных течений жидкость–пар методом решёточных уравнений Больцмана // Сб. трудов Всероссийской конф. «28 Сибирский теплофизический семинар». Новосибирск, 2005. С. 1–22.
24. Kupershtokh A.L., Stamatelatos C., Agoris D.P. Stochastic model of partial discharge activity in liquid and solid dielectrics // Proc. 15 IEEE Internat. Conf. Dielectric Liquids. Coimbra, 2005. P. 135–138.
25. Kupershtokh A.L., Karpov D.I., Medvedev D.A., Stamatelatos C.P., Charalambakos V.P., Pyrgioti E.C., and Agoris D.P. Stochastic models of partial discharge activity in solid and liquid dielectrics // IET Sci. Meas. Technol., 2007, Vol. 1, N 6. P. 303–311.
26. Kupershtokh A.L., Karpov D.I., Medvedev D.A., Stamatelatos C.P., Charalambakos V.P., Pyrgioti E.C., Agoris D.P. Stochastic models of partial discharge activity in solid and liquid dielectrics // IET Sci. Meas. Technol. 2007. V. 1, N 6. P. 303–311.
27. Yuan P., Schaefer L. Equations of state in a lattice Boltzmann model // Phys. Fluids. 2006. V. 18. Article 042101.
28. Peng D.Y. and Robinson, D.B. A New two-constant equation of state // Indust. Engrg. Chemistry. Fundamentals. 1976. V. 15. P. 59–64.
29. Blundell S., Blundell K.M. Concepts in Thermal Physics. Oxford: Univ. Press, 2006.

UDC 536.248.2

**MODELING OF A SINGLE BUBBLE DYNAMICS AT BOILING
BY LATTICE BOLTZMANN METHOD**© 2023 A. V. Fedoseev^a, M. V. Salnikov^b, A. E. Ostapchenko^c*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
pr. Acad. Lavrentieva 1, Novosibirsk 630090, Russia*E-mails: ^afedoseev@itp.nsc.ru, ^bsalnikovitsbras@gmail.com,
^ca.ostapchenko@g.nsu.ru

Received 12.08.2022, revised 12.08.2022, accepted 29.09.2022

Abstract. To study the process of boiling on a solid heater surface, a hybrid model based on lattice Boltzmann method (LBM) and heat transfer equation is presented. The process of formation and rise of a single bubble during boiling over a single lyophobic zone located on a smooth lyophilic surface was studied. Dependences of the bubble detachment frequency and bubble detachment diameter on the width of the lyophobic zone and the wall superheat were obtained. It is shown that the bubble detachment diameter increases with the width of the lyophobic zone, and the frequency of bubble detachment increases with the wall superheat. Based on the obtained data, the optimal size of the lyophobic zone on the lyophilic surface was determined from the point of view of heat transfer enhancement.

Keywords: enhancement of heat transfer at boiling, biphilic surfaces, lattice Boltzmann method.

DOI: 10.33048/SIBJIM.2023.26.117

REFERENCES

1. Liang G., Mudawar I. Review of pool boiling enhancement by surface modification. *Internat. J. Heat Mass Transfer*, 2019, Vol. 128, pp. 892–933.
2. Nam Y., Wu J., Warriier G., Sungtaek Y. Experimental and numerical study of single bubble dynamics on a hydrophobic surface. *J. Heat Transfer*, 2009, Vol. 131, No. 12, article 121004.
3. Phan H.T., Caney N., Marty P., Colasson S., Gavillet J. Surface wettability controlled by nanocoating: the effects on pool boiling heat transfer and nucleation mechanism. *Internat. J. Heat Mass Transfer*, 2009, Vol. 52, pp. 5459–5471.
4. Li Y., Zhanga K., Lu M.C., Duan C. Single bubble dynamics on superheated superhydrophobic surfaces. *Internat. J. Heat Mass Transfer*, 2016, Vol. 99, pp. 521–531.
5. Teodori E., Valente T., Malavasi I., Moita A.S., Marengo M., Moreira A.L.N. Effect of extreme wetting scenarios on pool boiling conditions. *Appl. Thermal Engrg.*, 2017, Vol. 115, pp. 1424–1437.
6. Bourdon B., Rioboo R., Marengo M., Gosselin E., De Coninck J. Influence of the wettability on the boiling onset. *Langmuir*, 2012, Vol. 28, No. 2, pp. 1618–1624.
7. Betz A. R., Jenkins J., Kim C.J., Attinger D. Boiling heat transfer on superhydrophilic, superhydrophobic, and superbiphilic surfaces. *Internat. J. Heat Mass Transfer*, 2013, Vol. 57, No. 2, pp. 733–741.
8. Kim S. H., Lee G.C., Kang J.Y., Moriyama K., Park H. S., Kim M. H. The role of surface energy in heterogeneous bubble growth on ideal surface. *Internat. J. Heat Mass Transfer*, 2017, Vol. 108, pp. 1901–1909.

9. Kupershtokh A.L., Medvedev D.A., Karpov D.I. On equations of state in a lattice Boltzmann method. *Comput. Math. Appl.*, 2009, Vol. 58, No. 5, pp. 965–974.
10. Gong S., Cheng P. Numerical investigation of droplet motion and coalescence by an improved lattice Boltzmann model for phase transitions and multiphase flows. *Comput. Fluids*, 2012, Vol. 53, pp. 93–104.
11. Li Q., Kang Q.J., Francois M.M., He Y.L., and Luo K.H. Lattice Boltzmann modeling of boiling heat transfer: The boiling curve and the effects of wettability. *Internat. J. Heat Mass Transfer*, 2015, Vol. 85, pp. 787–796.
12. Gong S., Cheng P. Lattice Boltzmann simulation of periodic bubble nucleation, growth and departure from a heated surface in pool boiling. *Internat. J. Heat Mass Transfer*, 2013, Vol. 64, pp. 122–132.
13. Fedoseev A.V., Surtaev A.S., Moiseev M.I., Ostapchenko A.E. Lattice Boltzmann simulation of bubble evolution at boiling on surfaces with different wettability. *J. Phys. Conf. Series*, 2020, Vol. 1677, article 012085.
14. Li Q., Yu Y., Zhou P., Yan H.J. Enhancement of boiling heat transfer using hydrophilic-hydrophobic mixed surfaces: A lattice Boltzmann study. *Appl. Thermal Engrg.*, 2018, Vol. 132, pp. 490–499.
15. Wolf-Gladrow D.A. *Lattice-Gas Cellular Automata and Lattice Boltzmann Models*. N. Y.: Springer-Verl., 2005.
16. He X., Luo L.S. Theory of the lattice Boltzmann method: From the Boltzmann equation to the lattice Boltzmann equation. *Phys. Rev. E*, 1997, Vol. 56, No. 6, article 6811.
17. Shan X., Yuan X.F., Chen H. Kinetic theory representation of hydrodynamics: a way beyond the Navier–Stokes equation. *J. Fluid Mech.*, 2006, Vol. 550, article 413.
18. Qian Y.H., d’Humières D., Lallemand P. Lattice BGK Models for Navier–Stokes Equation. *Europhys. Lett.*, 1992, Vol. 17, No. 6, article 479.
19. Succi S. *The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond*. Oxford: Univ. Press, 2001.
20. Bhatnagar P.L., Gross E.P., Krook M. A model for collision processes in gases. I. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems. *Phys. Rev.*, 1954, Vol. 94, pp. 511–525.
21. Chen H., Chen S., Matthaeus W.H. Recovery of the Navier–Stokes equation using a lattice-gas Boltzmann method. *Phys. Rev. A*, 1992, Vol. 45, pp. R5339–R5342.
22. Kuperstokh A.L. Modelirovanie techenii s granitsami razdela faz zhidkost’-par metodom reshetochnykh uravnenii Bol’tsmana [Modeling of flows with liquid-vapor phase boundaries by the method of lattice Boltzmann equations]. *Vestn. NGU. Ser. Matematika, Mekhanika, Informatika*, 2005, Vol. 5, No. 3, pp. 29–42 (in Russian).
23. Kuperstokh A.L. Modelirovanie dvukhfaznykh techenii zhidkost’-par metodom reshetochnykh uravnenii Bol’tsmana [Modeling of two-phase liquid-vapor flows by the method of lattice Boltzmann equations]. *Sb. trudov Vserossiiskoi konf. «28 Sibirskii teplofizicheskii seminar»*, Novosibirsk, 2005, pp. 1–22 (in Russian).
24. Kupershtokh A.L., Stamatelatos C., Agoris D.P. Stochastic model of partial discharge activity in liquid and solid dielectrics. *Proc. 15 IEEE Internat. Conf. Dielectric Liquids*, Coimbra, 2005, pp. 135–138.
25. Kupershtokh A.L., Karpov D.I., Medvedev D.A., Stamatelatos C.P., Charalambakos V.P., Pyrgioti E.C., and Agoris D.P. Stochastic models of partial discharge activity in solid and liquid dielectrics. *IET Sci. Meas. Technol.*, 2007, Vol. 1, No. 6, pp. 303–311.
26. Kupershtokh A.L., Karpov D.I., Medvedev D.A., Stamatelatos C.P., Charalambakos V.P., Pyrgioti E.C., Agoris D.P. Stochastic models of partial discharge activity in solid and liquid dielectrics. *IET Sci. Meas. Technol.*, 2007, Vol. 1, No. 6, pp. 303–311.
27. Yuan P., Schaefer L. Equations of state in a lattice Boltzmann model. *Phys. Fluids*, 2006, Vol. 18, article 042101.
28. Peng D.Y., Robinson, D.B.A. New two-constant equation of state. *Indust. Engrg. Chemistry. Fundamentals*, 1976, Vol. 15, pp. 59–64.
29. Blundell S., Blundell K.M. *Concepts in Thermal Physics*. Oxford: Univ. Press, 2006.