

УДК 532.529.6

Моделирование динамики взаимодействия падающей капли с бифильной поверхностью*

М.М. Васильев^{1,2}, В.В. Терехов¹

¹*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

²*Новосибирский государственный университет*

E-mail: vasilevmik.arck@gmail.com, vt@itp.nsc.ru

Выполнено численное моделирование динамики взаимодействия капли с бифильной поверхностью на основе метода решеточных уравнений Больцмана с множеством времен релаксации (MRT-LBM). Бифильная поверхность представляла собой супергидрофильный круг, расположенный на супергидрофобной плоскости. В работе приведены аспекты растекания капли при ее ударе о центр супергидрофильного пятна, отскока и формирования остаточной капли при вариации размера супергидрофильной области. В результате выделены три характерных режима взаимодействия капли с бифильной поверхностью: отрыв капли от поверхности, переходной режим, прилипание. Кроме того, проанализированы поля скоростей внутри капли на протяжении всего процесса взаимодействия.

Ключевые слова: динамика взаимодействия капли, бифильные поверхности, метод решеточных уравнений Больцмана.

Введение

Поверхности с различными свойствами смачивания привлекают все большее внимание ввиду их перспективности для применения в таких задачах, как улучшение антикоррозийных и самоочищающихся свойств, интенсификации теплообмена и т.д. [1–3]. На сегодняшний день повышение эффективности теплопереноса особенно важно для сферы электроники, где наблюдается интенсивный рост мощности устройств одновременно с их миниатюризацией. Для исследования поверхностей с различными свойствами смачивания процесс растекания и разбрызгивания капель при их столкновении с поверхностью является ключевым. Он важен для практического применения в различных областях [4, 5] и встречается, например, в технических устройствах, таких как струйная печать, при распылении пестицидов и удобрений, при охлаждении спреями и борьбе с обледенением [6–9]. Взаимодействие капель с твердой поверхностью в зависимости от ее свойств смачивания сопровождается рядом разнообразных процессов, включающих растекание, отскок и разбрызгивание. Эти явления обусловлены такими свойствами

* Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30075).

поверхности, как шероховатость и смачиваемость, а также свойствами жидкостей, в частности, плотностью, вязкостью и поверхностным натяжением [10–12]. Множество исследований посвящалось изучению влияния шероховатости и свойств поверхности на процесс разбрызгивания капель [13–17]. Так, в работе [13] было установлено, что шероховатость и скорость жидкости играют ключевую роль в динамике взаимодействия капли крови с поверхностью. Авторы работы [14] экспериментально показали, что по мере повышения степени шероховатости разбрызгивание на поверхности усиливается. Эффект усиления разбрызгивания капель воды на поверхности был объяснен тем, что происходит увеличение площади смачивания с увеличением степени шероховатости поверхности. Краевой угол смачивания также играет существенную роль во взаимодействии капли с поверхностями. В работе [15] было установлено, что динамический краевой угол смачивания является основным фактором в определении поведения капель при ударе о различные поверхности. При значениях краевого угла смачивания больше 87° капли распространяются после удара плавно. В то же время в исследовании [17] было установлено, что динамика разбрызгивания капель не зависит от свойств смачиваемости поверхности, а определяется поверхностным натяжением жидкости. Однако литературные данные показывают, что динамика взаимодействия капли с твердой поверхностью определяется как шероховатостью поверхности, так и ее свойствами смачивания.

На сегодняшний день поверхности с бифильными свойствами, характеризующимися одновременно гидрофобными и гидрофильными свойствами смачивания, представляют собой актуальный объект исследования и применения в различных областях. В промышленности бифильные поверхности могут использоваться для улучшения спрейного охлаждения, интенсификации теплообмена и повышения эффективности работ системы сбора воды [18–22]. Тем не менее механизмы и особенности распределения жидкости при контакте с бифильными поверхностями до сих пор остаются плохо изученными [23, 25]. Понимание этих процессов имеет важное значение для многих приложений, например, для разработки новых материалов с контролируемыми свойствами смачиваемости.

В последние годы метод решеточных уравнений Больцмана (LBM, Lattice Boltzmann Method), основанный на мезомасштабной кинетической теории жидкостей, стал широко использоваться для моделирования потоков жидкости и различных транспортных проблем [26–28]. Он также довольно часто используется для описания различных задач физики многофазных течений [29, 30]. Например, в работе [29] была разработана численная модель для расчета динамики падения несжимаемой двухфазной жидкости. Результаты продемонстрировали хорошую согласованность с первоначальными экспериментальными данными, что позволило обобщить численные данные на широкий диапазон режимов. В работе [30] изучалось падение капли жидкости на поверхность, покрытую пленкой жидкости, при больших отношениях плотностей жидкости и пара. В модели была успешно воспроизведена динамика разбрызгивания капли с возрастанием числа Рейнольдса, а также показаны процессы формирования короноподобного слоя и образования вторичных капель, что является существенным аспектом динамики взаимодействия. Таким образом, из обзора литературы следует, что метод LBM позволяет учитывать различные физические параметры, такие как поверхностное натяжение, вязкость жидкости, смачиваемость поверхности и другие, и предоставляет возможность моделирования сложных процессов динамики взаимодействия капель с различными поверхностями.

В настоящей работе представлено численное исследование динамики взаимодействия капли воды с бифильной поверхностью методом LBM с множеством времен

релаксации. Рассматриваются аспекты растекания капли, ее отскока и формирования остаточной капли при вариации размера гидрофильного пятна на гидрофобной поверхности.

1. Численная модель

В представленной работе моделирование взаимодействия капли с модифицированной поверхностью проводилось с использованием метода решеточных уравнений Больцмана [31]. В отличие от методов, основанных на решении уравнениях Навье–Стокса, которые численно решают уравнения сохранения макроскопических свойств, LBM моделирует жидкость или газ, состоящий из фиктивных частиц. Эти частицы участвуют последовательно в процессах распространения и столкновения над дискретной решеткой [32]. Для описания многофазного потока использовалась псевдопотенциальная модель [33], которая была дополнительно улучшена за счет применения схемы с множеством времен релаксации (MRT), что позволило повысить численную стабильность. В данной работе используется трехмерная формулировка для описания физических явлений. Функция распределения плотности жидкости $f_i(\mathbf{x}, t)$ эволюционирует со временем следующим образом:

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - (M^{-1} \Lambda M) (f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)) + S_i, \quad (1)$$

где $\mathbf{x}$ — вектор координат, t — время, $\mathbf{e}_i$ — дискретный набор векторов скорости в направлении i , S_i — переменная, описывающая действие различных сил, Λ — диагональная матрица времен обратных релаксаций, f^{eq} — равновесное значение функции распределения, заданное следующим образом:

$$f_i^{\text{eq}} = \omega_i \rho \left[1 + \frac{(\mathbf{e}_i \mathbf{u})}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{e}_i \mathbf{u})^2}{2c_s^4} - \frac{\mathbf{u}^2}{2c_s^2} \right], \quad (2)$$

где ω_i — весовые коэффициенты, c_s — решеточное значение скорости звука, $\mathbf{u}$ — скорость. Для трехмерного описания модели выбрана схема D3Q19 (19 векторов скорости в трехмерном пространстве). Для решетки D3Q19 весовые коэффициенты ω_i имели следующие значения: $\omega_0 = 1/3$, $\omega_{1-6} = 1/18$, $\omega_{7-18} = 1/36$. Дискретный набор векторов выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} & [\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3, \mathbf{e}_4, \mathbf{e}_5, \mathbf{e}_6, \mathbf{e}_7, \mathbf{e}_8, \mathbf{e}_9, \mathbf{e}_{10}, \mathbf{e}_{11}, \mathbf{e}_{12}, \mathbf{e}_{13}, \mathbf{e}_{14}, \mathbf{e}_{15}, \mathbf{e}_{16}, \mathbf{e}_{17}, \mathbf{e}_{18}] = \\ & = \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 & -1 & -1 & -1 & -1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & -1 & 1 & 0 & 0 & -1 & -1 & 0 & 1 & 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & -1 & 1 & -1 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & -1 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3)$$

Расчеты по уравнению (1) выполняются в два этапа: первый связан с процессом столкновения, второй — с процессом распространения. Правая часть уравнения (1) отвечает процессу «столкновения» и должна быть преобразована в пространство импульсов. Для этого применяется матрица преобразования переменных из пространства скоростей в пространство импульсов M и диагональная матрица обратных времен релаксаций Λ , которая имеет следующий вид:

$$\Lambda = \text{diag}[s_0, s_1, s_2, s_3, s_4, s_5, s_6, s_7, s_8, s_9, s_{10}, s_{11}, s_{12}, s_{13}, s_{14}, s_{15}, s_{16}, s_{17}, s_{18}]. \quad (4)$$

Используя матрицу (4), можно преобразовать функцию распределения в пространство моментов $m = Mf$ и $m^{\text{eq}} = Mf^{\text{eq}}$:

$$m^{\text{eq}} = \rho \begin{pmatrix} 1, -11 + 19(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2), 3 - \frac{11}{2}(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2), \\ u_x, -\frac{2}{3}u_x, u_y, -\frac{2}{3}u_y, u_z, -\frac{2}{3}u_z, 2u_x^2 - (u_y^2 + u_z^2), \\ \frac{\rho(2u_x^2 - (u_y^2 + u_z^2))}{2}, u_y^2 - u_z^2, \frac{u_y^2 - u_z^2}{2}, u_x u_y, u_y u_z, u_x u_z, 0, 0, 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где ρ — плотность, u_x, u_y, u_z — компоненты скорости. Тогда процесс столкновения осуществляется следующим образом:

$$m^* = m - \Lambda(m - m^{\text{eq}}) + S. \quad (6)$$

Определение значений времени релаксаций в Λ важно для численной стабильности модели. Исходя из анализа литературы, значения были взяты из работы [34]. Связь между кинематической вязкостью ν и временем релаксации τ имеет следующий вид:

$$\nu = \frac{1}{3} \frac{\Delta x^2}{\Delta t} (\tau - 0,5). \quad (7)$$

На втором этапе — этапе распространения — происходит возвращение к функции распределения $f^* = M^{-1}m^*$:

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i, t + \Delta t) = f_i^*(\mathbf{x}, t). \quad (8)$$

После этого определяются макроскопические величины: $\rho = \sum_i f_i$ и $\rho \mathbf{u} = \sum_i \mathbf{e}_i f_i$. Согласно псевдопотенциальной модели [35], сила взаимодействия между частицами, не являющимися твердым телом, описывается следующим образом:

$$\mathbf{F}_{\text{int}} = -G\psi(\mathbf{x}) \sum_i w_i \psi(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i) \mathbf{e}_i, \quad (9)$$

где G — сила взаимодействия, $\psi(\mathbf{x})$ — псевдопотенциал взаимодействия, который записывается согласно [35] как

$$\psi(\rho) = \sqrt{\frac{2(p_{\text{EOS}} - \rho c_3^2)}{Gc_s^2}}, \quad (10)$$

где давление определяется уравнением состояния, в нашем случае — уравнением Карнахана–Старлинга [36]:

$$p_{\text{EOS}} = \rho RT \frac{1 + \frac{bp}{4} + \left(\frac{bp}{4}\right)^2 - \left(\frac{bp}{4}\right)^2}{\left(1 - \frac{bp}{4}\right)^2} - a\rho^2, \quad (11)$$

здесь параметры a и b являются функциями критической температуры и давления. Они были выбраны, исходя из работы [30]: $R = 1$, $b = 4$, $a = 0,25$.

В данной работе для учета действия силы (12) в уравнении (2) использовался метод точной разности [37]. Соответственно, после добавления выражения, учитывающего силу, получаем:

$$S_i = f_i^{\text{eq}}(\rho, \mathbf{u} + \Delta \mathbf{u}) - f_i^{\text{eq}}(\rho, \mathbf{u}), \quad (12)$$

где $\Delta \mathbf{u} = \mathbf{F}/\rho$ — изменение скорости под действием силы, сила $\mathbf{F}$ — это сумма сил взаимодействия между частями жидкости $\mathbf{F}_{\text{int}}$, взаимодействия жидкости с твердым телом $\mathbf{F}_{\text{ads}}$ и силой $\mathbf{F}_{\text{grav}}$. Данный метод был применен из-за его высокой точности, независимости от времени релаксации и удобства реализации [38]. Сила взаимодействия жидкости с твердой поверхностью описывалась следующим образом:

$$\mathbf{F}_{\text{ads}} = -G\psi(\mathbf{x}) \sum_i w_i \psi(\rho_{\text{wall}}) H(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i) \mathbf{e}_i, \quad (13)$$

где H — функция, принимающая значение $H = 1$ в узлах твердой поверхности и $H = 0$ — в остальных точках, ρ_{wall} — параметр, характеризующий значение краевого угла смачивания на поверхности. Сила тяжести выражается следующим образом:

$$\mathbf{F}_{\text{grav}} = (\rho - \rho_{\text{gas}}) \mathbf{g}, \quad (14)$$

где $\mathbf{g}$ — ускорение свободного падения, ρ_{gas} — плотность окружающего каплю газа. Периодические граничные условия были реализованы путем виртуального соединения противоположных границ расчетной области. Граничные условия твердой стенки были реализованы методом bounce-back второго порядка точности [33]. Общая идея состояла в том, что функция распределения плотности, приходящей в твердую стенку во время распространения, отражается обратно туда, откуда она первоначально пришла.

Для определения решеточных параметров использовался следующий подход. Шаг по времени Δt и по пространству Δx в модели равнялись единице. На основе заданных значений безразмерных параметров Рейнольдса (Re), Вебера (We) и Бонда (Bo) находились время релаксации и температура, определяющая плотность жидкой и газовой фаз согласно (11). Поверхностное натяжение при этом численно определялось с помощью закона Лапласа. Далее вычислялись решеточные значения скорости, диаметра капли и ускорения свободного падения. Коэффициенты пересчета между решеточными и физическими единицами измерений впоследствии использовались для сопоставления с результатами эксперимента и для анализа полученных данных.

2. Результаты и обсуждения

2.1 Верификация модели

В большинстве исследований, в которых использовался метод LBM, для верификации численных моделей применялась практика использования эталонных задач. В настоящей работе проводится прямое сопоставление результатов численного моделирования с экспериментальными данными по падению капель воды, представленными в работе [39]. Подобный подход позволяет более точно численно охарактеризовать взаимодействие капли с поверхностью, что особенно важно при описании падения капель на поверхности с неоднородными свойствами смачивания.

В работе [39] проводилось экспериментальное исследование динамики падения капель диаметром 2,3 мм на поверхности с однородными свойствами смачивания. Скорость капель в момент столкновения составляла 0,3 м/с, что соответствует безразмерным критериям: $We = 3$, $Re = 775$ и $Bo = 0,73$. Свойства смачивания поверхностей варьировались от супергидрофильных ($\theta < 5^\circ$) до супергидрофобных ($\theta > 155^\circ$). Для сопоставления

с расчетными данными использовались экспериментальные серии с супергидрофильными и супергидрофобными поверхностями. Для валидационных вычислений было установлено начальное условие, предполагающее наличие капли определенного диаметра, расположенной вблизи поверхности и обладающей определенной скоростью. Для верхней и нижней поверхностей были применены граничные условия твердой стенки с фиксированным значением параметра ρ_{wall} . Боковые поверхности учитывались с использованием периодических граничных условий. Для проведения вычислений применялась сетка размером $192 \times 192 \times 192$ узлов в расчетах с супергидрофобной поверхностью или $192 \times 384 \times 384$ — в расчетах с супергидрофильной поверхностью, при этом диаметр капли составлял 80 узлов. Время релаксации составляло 0,51, а начальная скорость капли определялась значением 0,031 в решеточных единицах. На рис. 1 и 2 представлено качественное и количественное сравнение результатов расчета динамики взаимодействия капель воды диаметром 2,3 мм с модифицированными поверхностями, имеющими однородные супергидрофильные (рис. 1а) и супергидрофобные (рис. 1б) свойства смачивания, с экспериментальными данными.

В работе [39] была обнаружена фаза инерционного течения t^* , которая характеризуется одинаковым изменением высоты на супергидрофильных и супергидрофобных поверхностях в течение временного интервала $t < t^*$. Данная характеристика t^* не зависит от скорости падения капли и определяется только размером капли, по крайней мере,

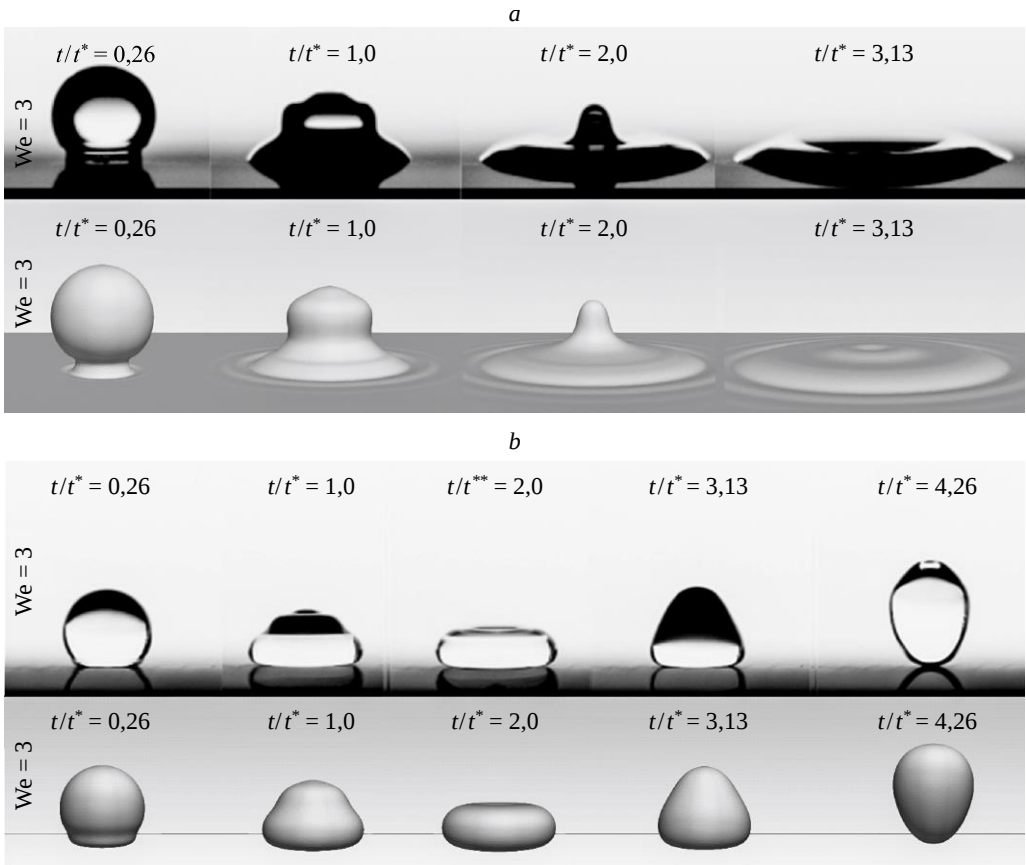
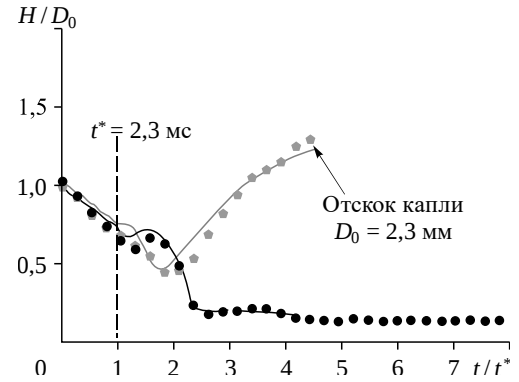


Рис. 1. Сравнение экспериментальных и численных данных динамики взаимодействия капли воды ($D_0 = 2,3$ мм, $t^* = 2,3$ мс) с супергидрофильной ($\theta < 5^\circ$) (а) и супергидрофобной ($\theta > 155^\circ$) (б) поверхностями при $We = 3$.

Рис. 2. Изменение высоты капли H со временем при падении капли воды с $D_0 = 2,3$ мм на поверхность с различными свойствами смачивания. Черными символами и линиями представлены соответственно результаты экспериментов и LBM-моделирования для краевых углов смачивания $\theta < 5^\circ$, серыми — для краевых углов смачивания $\theta > 155^\circ$.

для $We < 30$. Представленная в данной работе численная модель, основанная на методе LBM, довольно хорошо описывает взаимодействие капли с поверхностью с однородными свойствами смачивания. Введенное время t^* из работы [39] отлично характеризует результаты расчетов. При этом экспериментальное и расчетное время отскока капли от супергидрофобной поверхности хорошо согласуются. Подход позволяет осуществить точный анализ динамики растекания капель и их свойств в различных условиях. Результаты иллюстрируют характерные этапы взаимодействия капли с поверхностью, обладающей либо супергидрофильными, либо супергидрофобными свойствами смачивания.



2.2 Взаимодействие с бифильной поверхностью

Данный раздел посвящен исследованию динамики взаимодействия капель воды с поверхностью при ударе о центр супергидрофильной окружности диаметром D_a ($\theta_2 < 5^\circ$), окруженной супергидрофобной областью с краевым углом смачивания $\theta_1 > 155^\circ$ (рис. 3а). Расчеты проводились для капель воды размером 2,3 мм при $We = 3$, $Re = 720$, $Bo \sim 1$, т.е. динамика растекания капель определялась преимущественно поверхностным натяжением. Выбранные параметры близки к значениям, приведенным в экспериментальной работе [39]. Однако, в отличие от экспериментов, далее в настоящей работе рассматриваются поверхности с неоднородными свойствами смачиваемости. Для вычислений было

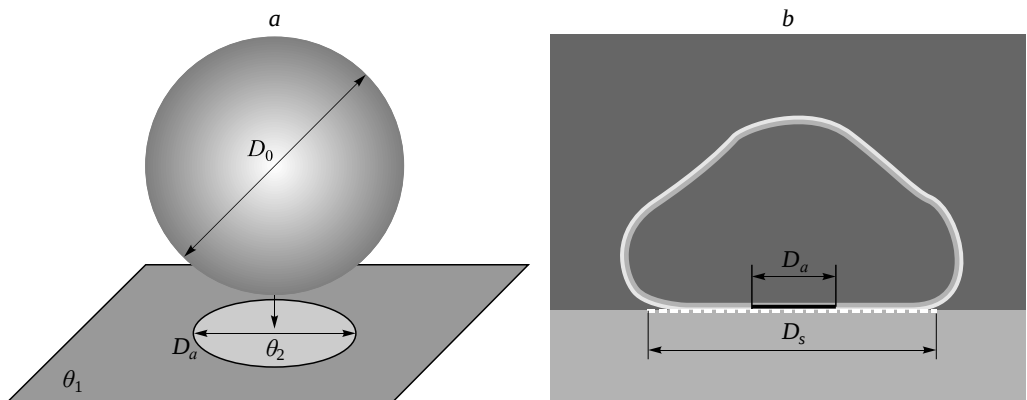


Рис. 3. Схематическая постановка задачи (а) и типичные снимки распространения капли на исследуемых поверхностях (б).

a — капля диаметром $D_0 = 2,3$ мм ударяется ортогонально центру круговой супергидрофильной области с краевым углом смачивания $\theta_2 < 5^\circ$ и диаметром D_a , окруженному супергидрофобной областью с краевым углом смачивания $\theta_1 > 155^\circ$.

установлено начальное условие, предполагающее наличие капли, расположенной вблизи поверхности и обладающей определенной скоростью. Для верхней и нижней поверхностей были применены граничные условия твердой стенки с фиксированным значением параметра ρ_{wall} для супергидрофильной и супергидрофобной областей. Боковые поверхности определялись с использованием периодических граничных условий. Для проведения вычислений применялась сетка размером $192 \times 192 \times 192$ узлов, при этом диаметр капли составлял 80 узлов. Время релаксации составляло 0,51, а начальная скорость капли определялась значением 0,031 в решеточных единицах. Типичный срез посередине процесса распространения капли приведен на рис. 3b. В качестве основного анализируемого параметра рассматривался диаметр линии контакта D_s , в качестве основного параметра варьирования — диаметр супергидрофильной окружности D_a .

На рис. 4 приведены результаты вычислений для различных значений параметра D_a/D_0 . Можно заметить, что до $t/t^* = 4,53$ капля ведет себя одинаково для всех рассмотренных значений параметра D_a/D_0 . Далее в зависимости от размеров супергидрофильной области возможны три сценария развития событий. При $D_a/D_0 < 0,3$ происходит отрыв капли после столкновения и на месте окружности остается небольшое количество жидкости. Второй сценарий развивается при $D_a/D_0 \sim 0,3$, когда капля отрывается с минимальной доступной энергией и на месте окружности сохраняется значительный объем жидкости. Третий результат наблюдается при более высоких значениях D_a/D_0 , при которых капля не обладает достаточной энергией для отрыва от супергидрофильной области и «прилипает».

На рис. 5 представлена эволюция ширины растекания капли, нормированной на диаметр капли. На начальных этапах ($t/t^* < 4$) в поведении капли не заметно явных отличий от случая с супергидрофобной поверхностью. Это означает, что капля ведет себя подобно

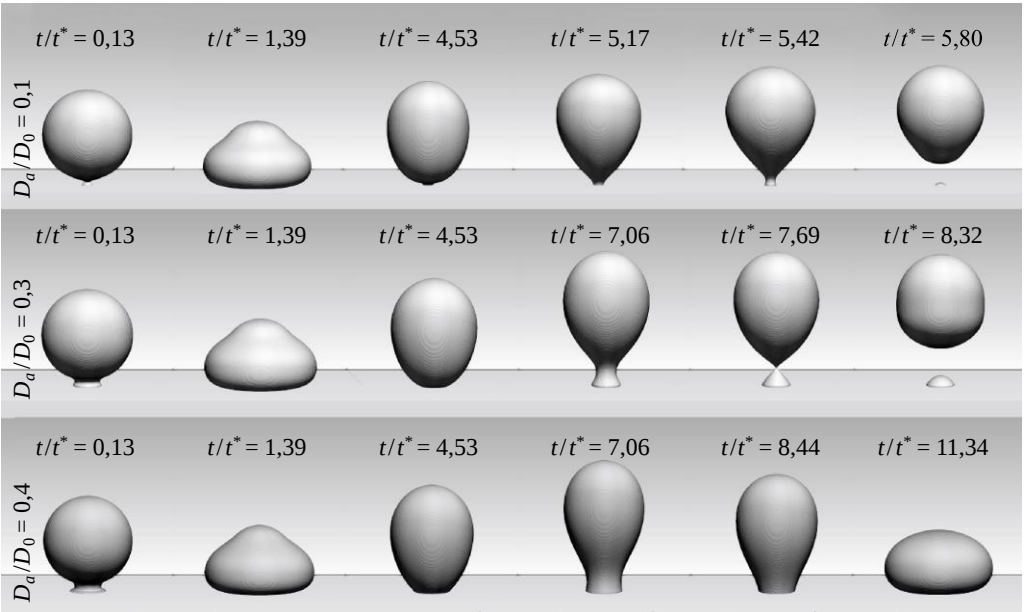


Рис. 4. Результаты численного расчета падения капли $D_0 = 2,3$ мм на поверхности с различными значениями D_a/D_0 при $We = 3$.

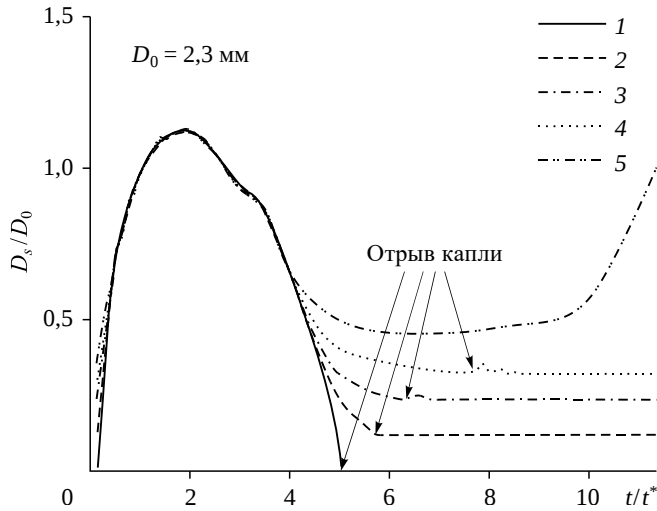


Рис. 5. Эволюция параметра D_s/D_0 при падении капель с $D_0 = 2,3$ мм на поверхности с различными значениями D_a/D_0 при $We = 3$. $D_a/D_0 = 0$ (1), 0,1 (2), 0,2 (3), 0,3 (4), 0,4 (5).

тому, как она вела бы себя на гладкой, водоотталкивающей поверхности. Начиная с этапа сборки капли происходят изменения. Диаметр капли начинает выходить на «плато», которое соответствует размеру супергидрофильной области на бифильной структуре поверхности. Если впоследствии происходит отрыв от поверхности, то остается маленькая капля, которая принимает диаметр контакта, сопоставимый с шириной супергидрофильной области. Этот процесс завершает эволюцию капли на бифильной поверхности. Если капля прилипает к поверхности, ее диаметр ширины растекания начинает колебаться, вплоть до достижения равновесного состояния.

На рис. 6 изображено поле скоростей внутри капли, нормированное на начальную скорость, которая падает на бифильную поверхность с $D_a/D_0 = 0,3$. Изначально, при временах в диапазоне $t/t^* < 1,39$, имеет место этап растекания капли и ширина контактной линии между каплей и поверхностью увеличивается. В этот момент векторы скоростей внутри капли направлены горизонтально — в стороны распространения капли. Постепенно начинают появляться вертикальные компоненты векторов скоростей внутри капли, что свидетельствует о изменении движения жидкости. Это происходит на этапе $t/t^* \sim 1,39$. Далее капля начинает собираться, и при этом векторы скоростей направлены вверх, что указывает на процесс сборки капли. После этого начинает формироваться перешеек внутри капли, где векторы скоростей направлены в противоположные стороны. Это означает, что внутри капли происходит сложное движение с образованием граничного слоя между двумя внутренними потоками. Этот этап наблюдается при временах $t/t^* \sim 7,06$. Впоследствии наступает этап разрыва капли, где скорости достигают критических значений и капля расщепляется на две части. Одна часть отскакивает от поверхности, а другая прилипает к ней.

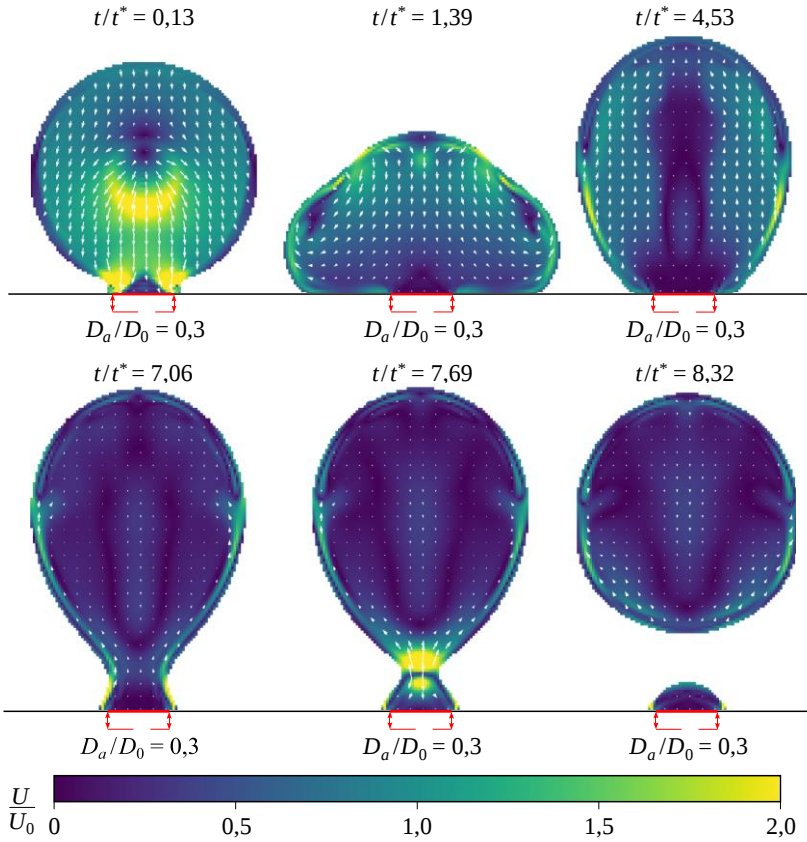


Рис. 6. Поле скоростей, нормированное на начальную скорость, в капле с $D_0 = 2,3$ мм, падающей на бифильную поверхность с параметром $D_a/D_0 = 0,3$ при $We = 3$.

Выводы

Выполнено численное моделирование с использованием метода MRT-LBM с целью исследования динамики взаимодействия капли воды с бифильной поверхностью, представляющей собой структуру с супергидрофильной областью в форме окружности, наложенной на супергидрофобную область. В расчетах варьировался размер супергидрофильной окружности при фиксированных числах Вебера и Рейнольдса: $We = 3$, $Re = 720$. Было обнаружено три режима взаимодействия капли с бифильной поверхностью: отрыв капли от поверхности при $D_a/D_0 < 0,3$, переходной режим при $D_a/D_0 \sim 0,3$, прилипание при $D_a/D_0 > 0,3$. Кроме того, при рассмотренных параметрах обнаружено, что на начальных этапах взаимодействия (при $t/t^* < 4$) ширина растекания капли не зависит от наличия бифильной структуры на поверхности и ведет себя схожим образом, как если бы капля столкнулась с супергидрофобной поверхностью. Помимо этого, проведен анализ поля скоростей внутри капли, что дополнило понимание процессов, происходящих внутри капли в ходе ее взаимодействия с бифильной поверхностью.

Список литературы

1. Zhang F., Chen S., Dong L., Lei Y., Liu T., Yin Y. Preparation of superhydrophobic films on titanium as effective corrosion barriers // Appl. Surf. Sci. 2011. Vol. 257, No. 7. P. 2587–2591.

2. Liu K., Yao X., Jiang L. Recent developments in bio-inspired special wettability // Chem. Soc. Rev. 2010. Vol. 39, No. 8. P. 3240–3255.
3. Kumar G.U., Suresh S., Kumar C.S., Back S., Kang B., Lee H.J. A review on the role of laser textured surfaces on boiling heat transfer // Appl. Therm. Eng. 2020. Vol. 174. P. 115274-1–115274-28.
4. Zhang H., Zhang X., Yi X., He F., Niu F., Hao P. Effect of wettability on droplet impact: spreading and splashing // Exp. Therm. Fluid Sci. 2021. Vol. 124. P. 110369-1–110369-11.
5. Yarin A.L. Drop impact dynamics: splashing, spreading, receding, bouncing // Annu. Rev. Fluid Mech. 2006. Vol. 38. P. 159–192.
6. Zhao S., de Jong R., van der Meer D. Liquid-grain mixing suppresses droplet spreading and splashing during impact // Phys. Rev. Lett. 2017. Vol. 118, No. 5. P. 054502-1–054502-5.
7. Baumann R., Milles S., Leupolt B., Kleber S., Dahms J., Lasagni A.F. Tailored wetting of copper using precise nanosecond direct laser interference patterning // Opt. Lasers Eng. 2021. Vol. 137. P. 106364-1–106364-7.
8. Ahn S., Doerr S.H., Douglas P., Bryant R., Hamlett C.A., McHale G., Newton M.I., Shirtcliffe N.J. Effects of hydrophobicity on splash erosion of model soil particles by a single water drop impact // Earth Surf. Process. Landforms. 2013. Vol. 38, No. 11. P. 1225–1233.
9. Jossereand C., Zaleski S. Droplet splashing on a thin liquid film // Phys. Fluids. 2003. Vol. 15. P. 1650–1657.
10. Xu L. Liquid drop splashing on smooth, rough, and textured surfaces // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 75. P. 1–8.
11. Aboud D., Kietzig A. Splashing threshold of oblique droplet impacts on surfaces of various wettability // Langmuir. 2015. Vol. 31, No. 36. P. 10100–10111.
12. Stevens C.S., Latka A., Nagel S.R. Comparison of splashing in high- and low-viscosity liquids // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 89, No. 6. P. 063006-1–063006-3.
13. Smith F.R., Buntsma N.C., Brutin D. Roughness influence on human blood drop spreading and splashing // Langmuir. 2017. Vol. 34, No. 3. P. 1143–1150.
14. Hao J. Effect of surface roughness on droplet splashing Effect of surface roughness on droplet splashing // Phys. Fluids. 2017. Vol. 29, No. 12. P. 122105-1–122105-10.
15. Quetzeri-Santiago M.A., Yokoi K., Castrejón-Pita A.A., Castrejón-Pita J.R. Role of the dynamic contact angle on splashing // Phys. Rev. Lett. American Physical Soc. 2019. Vol. 122, No. 22. P. 228001-1–228001-6.
16. de Ruiter J., Lagraauw R., van der Ende D., Mugele F. Wettability-independent bouncing on flat surfaces mediated by thin air films // Nat. Phys. 2015. Vol. 11, No. 1. P. 48–53.
17. de Goede T.C., Laan N., de Bruin K.G., Bonn D. Effect of wetting on drop splashing of newtonian fluids and blood // Langmuir. 2017. Vol. 34, No. 18. P. 5163–5168.
18. Vakarelski I.U., Patankar N.A., Marston J.O., Chan D.Y., Thoroddsen S.T. Stabilization of leidenfrost vapour layer by textured superhydrophobic surfaces // Nature. 2012. Vol. 489, No. 7415. P. 274–277.
19. Liang G., Mudawar I. Review of spray cooling. Part 1. Single-phase and nucleate boiling regimes, and critical heat flux // Intern. J. Heat Mass Transf. 2017. Vol. 115. P. 1174–1205.
20. Liu Y., Li L., Li H., Hu H. An experimental study of surface wettability effects on dynamic ice accretion process over an UAS propeller model // Aerosp. Sci. Technol. 2018. Vol. 73. P. 164–172.
21. Attinger D., Frankiewicz C., Betz A.R., Schutzius T.M., Ganguly R., Das A., Kim C.J. Megaridis C.M. Surface engineering for phase change heat transfer: a review // MRS Energy Sustain. 2014. Vol. 1, No. 1. P. 1–40.
22. Yan Y.Y., Zu Y.Q. A lattice Boltzmann method for incompressible two-phase flows on partial wetting surface with large density ratio // J. Comput. Phys. 2007. Vol. 227, No. 1. P. 763–775.
23. Qi W., Weisensee P.B. Dynamic wetting and heat transfer during droplet impact on bi-phobic wettability-patterned surfaces // Phys. Fluids. 2020. Vol. 32, No. 6. P. 067110-1–067110-11.
24. Yang Y., Chen X.H.Y. Spreading dynamics of droplet impact on a wedge-patterned biphilic surface // Appl. Sci. 2019. Vol. 9, No. 11. P. 2214-1–2214-14.
25. Starinskaya E., Miskiv N., Terekhov V., Safonov A., Li Y., Lei M.K., Starinskiy S. Evaporation dynamics of sessile and suspended almost-spherical droplets from a biphilic surface // Water (Switzerland). 2023. Vol. 15, No. 2. P. 1–11.
26. Park J., Li X. Multi-phase micro-scale flow simulation in the electrodes of a PEM fuel cell by lattice Boltzmann method // J. Power Sources. 2008. Vol. 178, No. 1. P. 248–257.
27. Sang L., Hong Y., Wang F. Lattice Boltzmann simulations of droplet formation in a co-flowing microchannel // Fluids Eng. Div. Summer Meet. 2007. Vol. 42894. P. 415–421.
28. Yuan S., Mohan R.S. Simulation of coalescence and breakup of dispersed water droplets in continuous oil phase // Am. Soc. Mech. Eng. 2018. Vol. 51555. P. 1–12.
29. Tai Y., Zhao Y., Guo X., Li L., Wang S., Xia Z. Research on the contact time of a bouncing microdroplet with lattice Boltzmann method // Phys. Fluids. 2021. Vol. 33, No. 4. P. 042011-1–042011-17.
30. Li Q., Luo K.H., Li X.J. Lattice Boltzmann modeling of multiphase flows at large density ratio with an improved pseudopotential model // Phys. Rev. E. 2013. Vol. 87, No. 5. P. 053301-1–053301-11.

31. **Humières D.** Multiple-relaxation-time lattice Boltzmann models in three dimensions // Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A Math. Phys. Eng. Sci. 2002. Vol. 360, No. 1792. P. 437–451.
32. **Huang H., Sukop M., Lu X.** Multiphase lattice boltzman methods: theory and application. Wiley-Blackwell, 2015. P. 31–54.
33. **Krüger T., Kusumaatmaja H., Kuzmin A., Shardt O., Silva G., Viggen E.M.** Basics of hydrodynamics and kinetic theory // The Lattice Boltzmann Method: Principles and Practice. 2017. P. 3–29.
34. **Cai J., Chen J., Deng W., Xia F., Zhao J.** Towards efficient and sustaining condensation via hierarchical meshed surfaces: a 3D LBM study // Intern. Commun. Heat Mass Transf. 2022. Vol. 132. P. 105919-1–105919-13.
35. **Li Q., Luo K.H., Kang Q.J., Chen Q.** Contact angles in the pseudopotential lattice Boltzmann modeling of wetting // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 90, No. 5. P. 1–9.
36. **Yuan P., Schaefer L.** Equations of state in a lattice Boltzmann model // Phys. Fluids. 2006. Vol. 18, No. 4. P. 042101-1–042101-12.
37. **Kupershtokh A.L., Medvedev D.A.** Lattice Boltzmann equation method in electrohydrodynamic problems // J. Electrostat. 2006. Vol. 64, No. 7–9. P. 581–585.
38. **Kupershtokh A.L., Medvedev D.A., Karpov D.I.** On equations of state in a lattice Boltzmann method // Comput. Math. with Appl. 2009. Vol. 58, No. 5. P. 965–974.
39. **Starinskiy S., Starinskaya E., Miskiv N., Rodionov A., Ronshin F., Safonov A., Lei M.K., Terekhov V.** Spreading of impacting water droplet on surface with fixed microstructure and different wetting from superhydrophilicity to superhydrophobicity // Water (Switzerland). 2023. Vol. 15, No. 4. P. 1–18.

*Статья поступила в редакцию 15 ноября 2023 г.,
после доработки — 11 декабря 2023 г.,
принята к публикации 11 апреля 2024 г.*