

УДК 536.24

Эволюция пространственного поля температур при испарении капли жидкости*

Ю.А. Пещенюк^{1,2}, Г.Е. Айвазян³, Е.Я. Гатапова^{1,2}

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

²*Новосибирский государственный университет*

³*Национальный политехнический университет Армении, Ереван, Армения*

E-mail: gatapova@itp.nsc.ru

Исследован теплообмен при испарении капли жидкости, лежащей на нагреваемой структурированной поверхности из черного кремния и гладкого стекла с графитовым покрытием. В качестве рабочих жидкостей использовались вода и летучая диэлектрическая жидкость HFE-7100. Проведены исследования полей температур при съемке тепловизором сверху и сбоку. Исследовано конвективное течение внутри капли, вызванное эффектом Марангони. Проанализированы возникающие структуры внутри нагреваемой капли жидкости в зависимости от типа жидкости. В частности, для капель HFE-7100 подробно изучена эволюция конвективных ячеек в форме цветка. Измерены скорости движения контактной линии при испарении микрокапель.

Ключевые слова: микрокапля, испарение, поле температуры, ИК-термография, скорость контактной линии.

Введение

Испарение капель играет важную роль во многих промышленных процессах. Результаты исследований испарения одиночных капель жидкости применяются в таких научных и производственных направлениях, как исследование человеческой крови [1, 2], создание и использование ДНК-чипов [3] и биосенсоров [4, 5]. Одним из основных практических приложений, где они применяются, является спрейное охлаждение электронных компонентов [6–8].

Особый интерес для исследований представляют границы раздела жидкость – газ и жидкость – твердое тело. Линия контакта, которая образуется при взаимодействии капли с подложкой, во многих случаях интерпретируется как проекция сферы на плоскость. Развита контактная линия возникает в результате взаимодействия жидкости со структурированными хорошо смачиваемыми поверхностями и имеет обычно сложную форму. В связи с этим необходимы систематические исследования теплообмена в капле жидкости

* Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-19-00722, <https://rscf.ru/project/20-19-00722/>).

на последней стадии испарения, когда процессы, происходящие вблизи развитой контактной линии, могут вносить существенный вклад в общий теплообмен. Испарение «сидячих» капель на нагретых и ненагретых поверхностях активно изучается на протяжении последних десятилетий. Однако требуется детальное изучение возникающих конвективных течений в капле жидкости, влияющих на распределение температуры и интенсивность испарения.

В работе [9] были приведены результаты исследования температурного поля «сидячей» капли этанола на нагреваемой подложке. Авторами изучались гидротермальные волны, возникающие на начальном этапе испарения, а также эволюция внутренних температурных волн, образующихся за счет градиента температуры. Работа [10] посвящалась экспериментальному исследованию температурного поля «сидячих» капель воды миллиметрового размера. В ней рассматривалась эволюция как межфазной температуры, так и локального потока испарения с поверхности. В ряде работ были представлены результаты численных расчетов эволюции температурного поля «сидячих» капель жидкости, а также анализ возникающих конвективных потоков в них [11–13].

В ряде исследований изучалось влияние различных факторов на конвекцию, возникающую внутри капли жидкости. Например, в работе [14] экспериментально исследовалось испарение капли воды на гладких и текстурированных нагретых поверхностях. Было продемонстрировано, что на гидрофильной текстурированной поверхности температурное поле капли жидкости распределяется более равномерно по сравнению с каплей, находящейся на гидрофобной поверхности. Также было обнаружено возникновение тороидальных вихревых течений. В работе [15] описывалась связь между конвекцией, возникающей в капле жидкости, и вихрями в кавернах структурированной поверхности. Анализ влияния локализованного нагрева на испарение «сидячих» капель воды был представлен в работе [16]. Авторами проводился расчет безразмерных чисел Марангони и Рэлея, который показал преобладание конвекции Марангони. Также было продемонстрировано, что величина экспериментально определенной скорости испарения, зависящей от температуры нагрева, выше величины, полученной в теоретических расчетах, что объясняется дополнительным влиянием потоков внутри капли на распределение температуры и, следовательно, на скорость испарения. В работе [17] проводилось сравнение температурных полей в каплях жидкости для трех различных жидкостей. Было определено, что вид наблюдаемых температурных неустойчивостей зависит от типа жидкости. Также авторами была представлена эволюция температурной неустойчивости в зависимости от перепада температуры между нагреваемой подложкой и комнатной температурой.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования пространственного поля температур на поверхности капель жидкости, находящихся на нагреваемых структурированных подложках, с помощью инфракрасной (ИК) съемки сбоку и сверху. Выбор данного метода обусловлен его бесконтактностью и высоким пространственным разрешением. Отметим, что в представленных в литературе исследованиях большинство ИК-измерений процесса испарения капли проводилось только сверху. Кроме того, в литературе для жидкости HFE-7100 зачастую приводятся термограммы только в цифровых единицах, поскольку, чтобы получить распределение температуры для этой жидкости, требуется специальная калибровка.

Описание экспериментальной установки и методики эксперимента

Экспериментальная установка состоит из рабочего участка, источника питания GW GPD-74303S, инфракрасной камеры FLIR X6530sc и ПК. Рабочий участок включает

в себя бокс, покрытый поглощающим материалом, крепление для подложек и тонкопленочный нагреватель диаметром 20 мм (Minco), подключенный к источнику питания. Нагреватель крепился на нижней стороне подложки с помощью термоскотча. Температура подложки дополнительно контролировалась термопарой К-типа и измерительной системой RealLab! NL-8TI, а также с помощью программного обеспечения NLOPI. Схема установки представлена на рис. 1а.

В качестве подложек использовались пластины из черного кремния (b-Si) толщиной 150 мкм со среднеквадратичной амплитудой (RMS) 0,2 мкм и микроскопные стекла. Для обеспечения корректного измерения температуры поверхности и подложки на стекло было нанесено гладкое, светопоглощающее покрытие Graphit 33 с излучательной способностью 0,97–0,98 [18]. За начальную температуру подложки в случае стекла с графитовым покрытием бралось значение температуры подложки, измеренное тепловизором. Черный кремний, или «кремниевая трава», имеет игольчатую микротекстуру (см. рис. 1b, 1c). Подробная информация о параметрах процесса изготовления используемого b-Si и описание оборудования приводились в работах [19, 20]. Этот тип пористого кремния обеспечивает низкий коэффициент отражения и высокое поглощение света в видимом диапазоне и в некоторых случаях в инфракрасном диапазоне. Однако используемая b-Si подложка отражала свет в ИК-диапазоне до 35 % [20]. Поэтому в случае b-Si температура определялась по данным плоской термопары, приклеенной на термоскотч на поверхность нагреваемой подложки. Краевые углы смачивания для воды и HFE-7100 измерялись с помощью прибора Kruss DSA 100. Краевой угол смачивания HFE-7100 на подложке из b-Si составил 12,1°, а на подложке с покрытием Graphit 33 — 12,8° (значения усреднены по 5 измерениям). Для воды краевой угол смачивания равнялся 107° на обеих подложках. Несмотря на то, что краевые углы смачивания на двух подложках принимали одинаковые значения, структура самих поверхностей различалась (рис. 1b–1d)

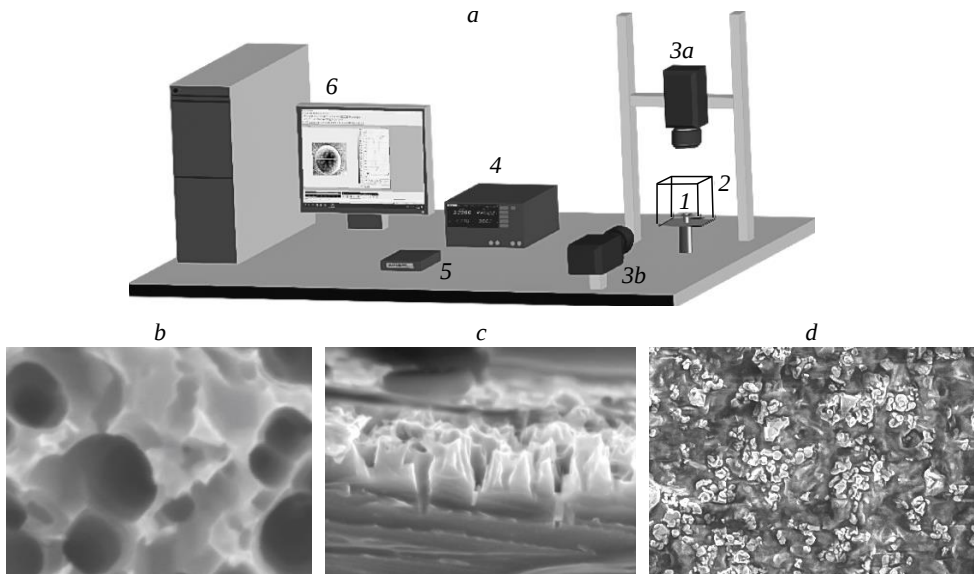


Рис. 1. Схема установки (а) и СЭМ-изображения структур исследуемых подложек (b–d).

- а: 1 — система из подложки с нагревателем, 2 — черный бокс,
 3а — ИК-камера для съемки сверху, 3b — ИК-камера для съемки сбоку,
 4 — источник питания, 5 — система сбора данных, 6 — ПК;
 b, c — черный кремний (b-Si): b — снимок сверху, c — снимок поперечного сечения;
 d — стекло с напылением Graphit 33.

и могла оказывать существенное влияние на процесс испарения в реальном времени. Однако основной причиной использования двух различных подложек было то, что стекло с графитовым покрытием обеспечивает идеальное поглощение света в ИК-диапазоне и дает достоверные данные о поле температур, в то время как b-Si частично отражает свет. Поэтому указанные данные используются как взаимодополняющие. Целью исследований является анализ отличия процессов, возникающих при испарении летучей и нелетучей капель жидкости на структурированной подложке.

Для исследования температуры рассматривалось два положения ИК-камеры относительно рабочего участка: в первом инфракрасная камера располагалась сбоку и проводилась боковая съемка, во втором камера устанавливалась на каркасе из алюминиевого профиля и съемка производилась сверху. Пространственное разрешение для съемки сбоку составляло 22,23 мкм/пиксель, а для съемки сверху — 26,31 мкм/пиксель. Работа используемой ИК-камеры FLIR X6530sc осуществлялась в средневолновом инфракрасном диапазоне 1,5–5,5 мкм. Точность измерений составляла $\pm 1^\circ\text{C}$, максимальная частота — 3690 Гц. Заметим, что излучательная способность у жидкости HFE-7100 менее 0,7 в инфракрасном диапазоне длин волн, поэтому для получения температурного поля была проведена специальная калибровка. С этой целью использовался термостат-калибратор с водой, куда была помещена кювета с жидкостью HFE-7100, а также эталонный термометр сопротивления и две предварительно откалиброванные термопары К-типа, которые были погружены в кювету с термостатируемой жидкостью. Одновременно проводилась ИК-съемка температуры поверхности жидкости в кювете. Значения температуры затем сопоставлялись с величиной интенсивности света, полученной с помощью инфракрасной камеры.

Температура и относительная влажность окружающей среды контролировались термогигрометром Testo 435-4 и составляли $23 \pm 1^\circ\text{C}$ и $18 \pm 5\%$ соответственно. Частота съемки варьировалась от 30 до 430 Гц в зависимости от температуры подложки и интенсивности испарения капли жидкости. Диапазон исследуемых температур подложки для воды составлял от 20 до 90 $^\circ\text{C}$, а для HFE-7100 — от 20 до 50 $^\circ\text{C}$. В таблице и на графиках рис. 2 приведены значения и кривые основных свойств жидкостей, которые использовались для анализа полученных данных.

Экспериментальное исследование испарения капель воды

На рис. 3 представлены термограммы при ИК-съемке сбоку (рис. 3a) и сверху (рис. 3b) в процессе испарения капли воды на подложке из стекла с графитовым покрытием при одинаковых условиях. Термограммы на рис. 3a были получены при съемке с частотой 60 Гц, а на рис. 3b — с частотой 120 Гц. Совместное рассмотрение представленных серий позволяет сделать более детальный и взаимодополняющий анализ температурного поля, динамики испарения и наблюдаемых конвективных эффектов, возникающих в капле жидкости.

Таблица

Физические свойства исследуемых жидкостей

Параметры Жидкость	ρ , кг/м ³	σ , м·Н/м	c_p , Дж/(кг·К)	χ , Вт/(м·К)	T_{boil} , $^\circ\text{C}$	r , кДж/кг	$l_\sigma = \sqrt{\sigma/\rho q}$, мм
HFE-7100	1510	13,6	1133	0,07	61	112	0,9
Вода	997	72,88	4187	0,603	100	2250	2,7

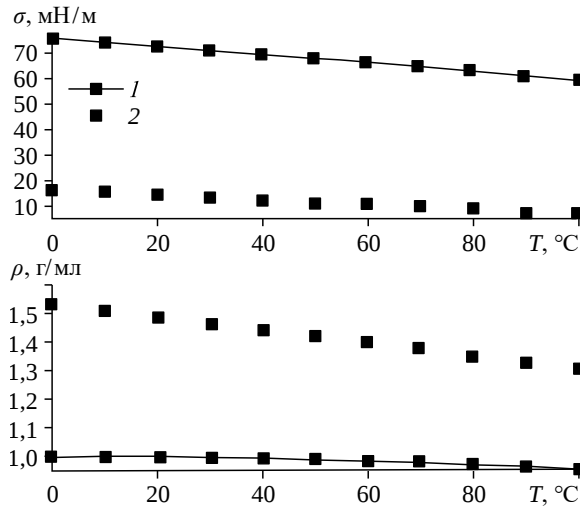


Рис. 2. Зависимость физических свойств рабочих жидкостей от температуры.
 a — поверхностное натяжение b — плотность;
 1 — вода, 2 — HFE-7100.

Конвективный поток внутри капли воды имеет вид одиночного вихря, что хорошо видно на рис. 3а. В процессе испарения поток внутри капли меняет направление, смена направления движения происходит периодически. Данное явление наблюдается до тех пор, пока капля жидкости недостаточно равномерно прогрета, т.е. присутствует существенный перепад температур. Начальная высота капли находится в диапазоне от 1 до 1,5 мм.

Данные, полученные при съемке сбоку, и числа Марангони, полученные для различных температур подложки, позволяют рассчитать длину волны неустойчивости λ по формуле Пирсона [21, 22]:

$$\lambda_{\text{cell}} = \frac{2\pi L}{\sqrt{\text{Ma}/8}}, \quad (1)$$

где L — характерный размер; для оценки длины волны неустойчивости в качестве характеристической длины используется контактный диаметр.

На рис. 3а видно, что в начальный момент времени ($t = 0,0016$ с) ярко выражены температурные слои вдоль высоты капли без конвективных течений. В течение 5–6 с после помещения капли на подложку происходит образование двух конвективных ячеек, которые непостоянны во времени, т.е. из-за движения потока большую часть времени наблюдается только одна ячейка. Средний размер этой ячейки составляет 0,43 мм. Затем конвективные потоки сливаются и образуется один поток с характерным диаметром 0,52 мм ($t = 13,376$ с). Для сравнения оценим длину волны неустойчивости Марангони, рассчитываемой по формуле (1), используя в качестве характерной длины контактный диаметр капли. Длина волны неустойчивости λ_{cell} , рассчитанная по формуле (1), равна 0,86 мм, что удовлетворительно согласуется с измеренной величиной, составляющей 0,52 мм. Аналогичное явление наблюдается для капли воды, представленной на рис. 3б. При $t = 1,96$ с обнаружено формирование двух зон со средним диаметром 0,42 мм. По мере испарения капли происходит их слияние и формируется спиральная температурная неоднородность с характерным размером 0,697 мм ($t = 13,65$ с).

Для случая, приведенного на рис. 3а, в начальный момент времени, когда капля начинает прогреваться, перепад температуры между свободной границей и границей, контактирующей с подложкой, составил 18,01 °С. К моменту, когда капля потеряла половину своего объема, перепад температуры уменьшился более чем в два раза и составил 8,66 °С, что видно на рис. 3б для случая съемки сверху. Капля прогревается более

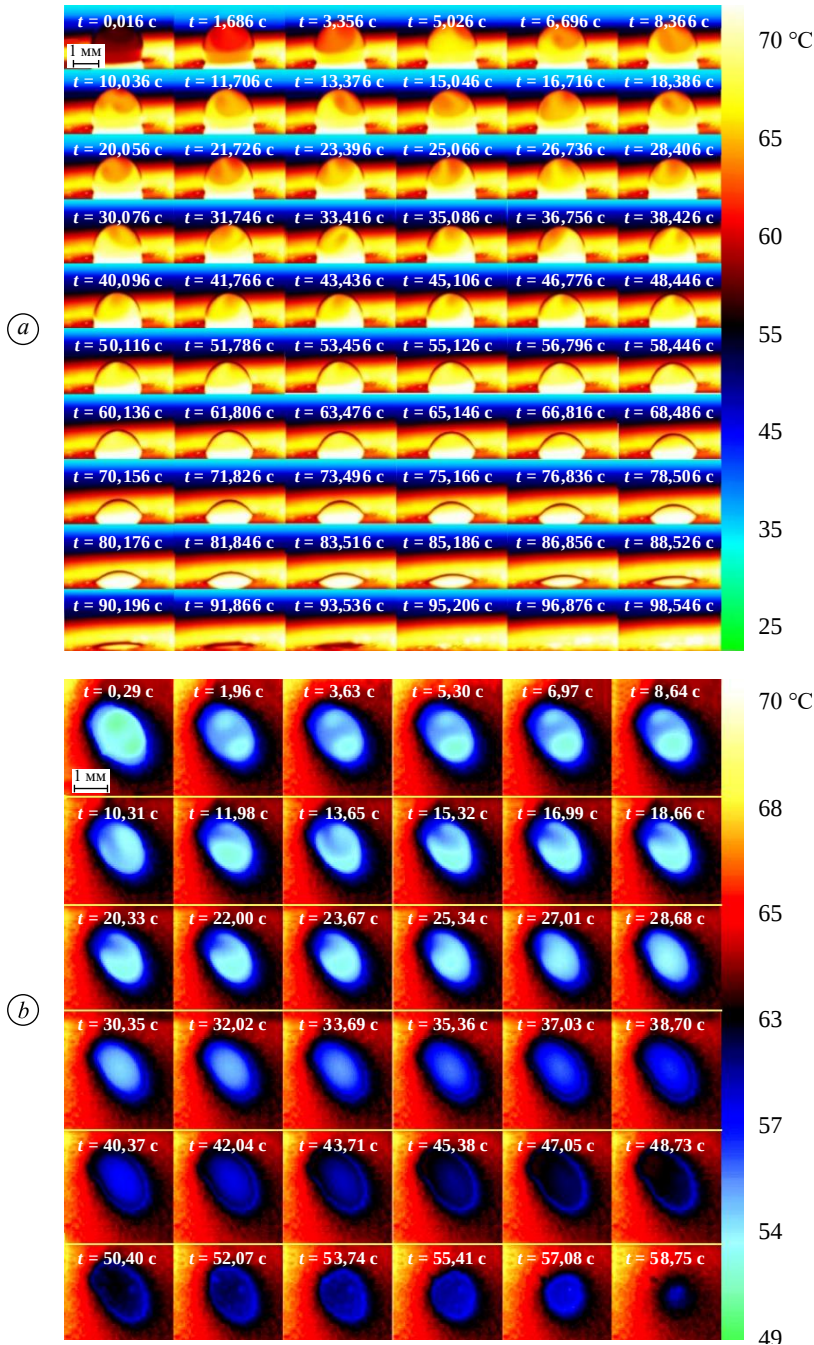


Рис. 3. Динамика испарения капли воды на стеклянной подложке при начальной температуре подложки 67 °С.
а — съемка сбоку, шаг по времени — 1,67 с;
б — съемка сверху, шаг по времени — 1,67 с.

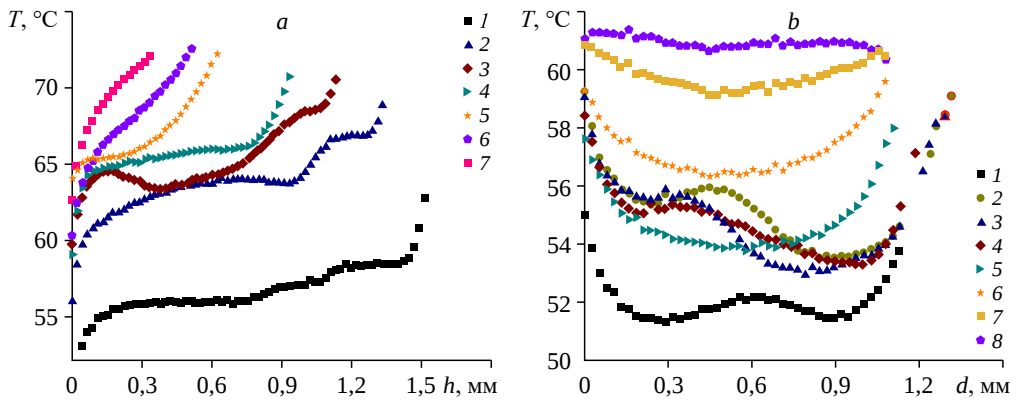


Рис. 4. Профили температур на поверхности капли воды на подложке из стекла при температуре подложки 67 °С в случае съемок сбоку вдоль высоты капли h посередине (где 0 — точка на свободной поверхности капли) (а) и сверху (линия выбрана посередине капли вдоль максимального диаметра) (б).

Моменты времени съемок: а — 0,16 (1), 16,6 (2), 33,3 (3), 50 (4), 66,6 (5), 75 (6), 83,3 (7) с; б — 0,008 (1) 4,16 (2), 8,33 (3), 16,6 (4), 25 (5), 33,3 (6), 41,6 (7), 45,8 (8) с.

равномерно по мере уменьшения объема. Однако она не достигает температуры подложки из-за охлаждения за счет испарения, в том числе вблизи линии контакта трех фаз. На рис. 3 видно, что вокруг каждой капли присутствует более холодная область на протяжении всего процесса испарения.

Анализ поля температур конвективных вихрей, возникающих в капле воды, показал следующее. Для начальной температуры подложки 70 °С (рис. 3а) среднее значение температуры конвективного вихря в капле за период времени 0,32 с, когда поток находится вблизи свободной поверхности, на 2,26 °С выше непрогретой окружающей жидкости и на 4,92 °С ниже температуры вблизи твердой границы. В данном случае среднее значение температуры конвективного вихря в капле за период времени вычислялось как среднее по всей видимой на кадре области вихря по шести измерениям в разное время за рассматриваемый период времени.

Профили температур, представленные на рис. 4, количественно подтверждают результаты анализа рисунка 3. На рис. 4а за ноль принята точка на верхней границе раздела жидкость–воздух. Перепад температуры поперек слоя капли при съемке сбоку определяется более точно, что видно на рис. 4а и 4б. Кроме приведенных данных по температуре, на рис. 4 можно также наблюдать за перемещением конвективного потока внутри капли. На первом графике (рис. 4а) видно, как поток перемещается по высоте, на втором графике (рис. 4б) видно, что профиль температуры конвективного потока имеет волновую форму.

Экспериментальное исследование испарения капель HFE-7100

На рис. 5а и 5б показан процесс испарения HFE-7100 на подложке b-Si. Для HFE-7100 конвективные потоки имеют форму узора в виде цветка при съемке сверху (рис. 5б), при съемке сбоку можно наблюдать гребни с одинаковым периодом (рис. 5а).

На рис. 5а размеры (ширина L) конвективных структур варьируются от 0,377 до 0,259 мм в зависимости от времени испарения для конкретного рассмотренного режима. Размер образовавшихся структур уменьшается с 0,377 до 0,192 мм с увеличением начальной температуры подложки от 0 до 10 °С. Для сравнения можно указать, что длина волны неустойчивости, рассчитанная по формуле (1), в начальный момент

времени составляет $\lambda_{\text{cell}} = 0,437$ мм. После того как капля прогревается, конвективные волны внутри нее имеют не только периодический характер, но и почти одинаковый размер структур (светлые гребни) и длину волны. Время наблюдения конвективных структур ограничено оптическими возможностями ИК-камеры.

Для режима, представленного на рис. 5*b*, средний диаметр лепестка (d) изменяется от 0,349 до 0,437 мм, а продольный размер лепестка (h) — от 0,684 до 0,553 мм. Также наблюдается уменьшение количества конвективных ячеек по мере испарения капли. Количество лепестков в цветке уменьшается с 9 до 4. Отношение диаметра лепестка к диаметру капли линейно увеличивается со временем. Длина волны неустойчивости, рассчитанная по формуле (1), в начальный момент времени составляет $\lambda_{\text{cell}} = 0,576$ мм. Размеры структур зависят от геометрических параметров капли, таких как диаметр и толщина, и от количества возникающих конвективных ячеек. Аналогично для режима, представленного на рис. 5*b*, при изменении начальной температуры подложки меняется и начальный средний диаметр лепестка. Средний диаметр лепестка в начальный момент времени изменяется от 0,394 до 0,105 мм при изменении перепада температур от 0 до 10 °С.

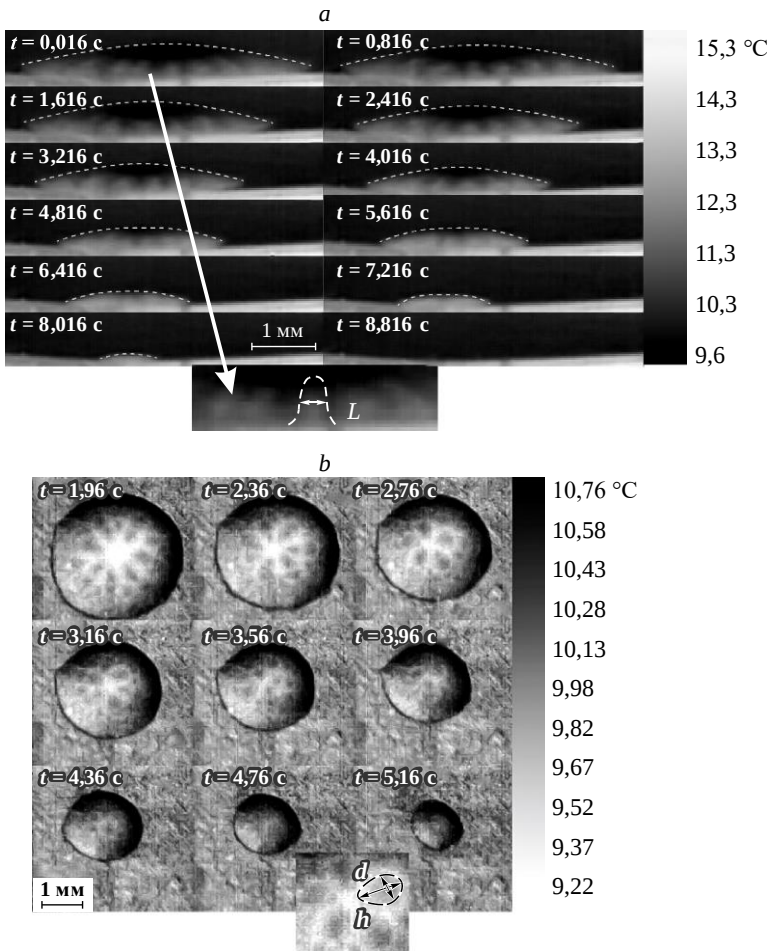


Рис. 5. Процесс испарения HFE-7100 на подложке b-Si.

- a* — съемка сбоку с шагом по времени 0,816 с при температуре подложки $T = 24,9$ °С
(штриховыми линиями выделены границы раздела HFE-7100/воздух),
b — съемка сверху с шагом по времени 0,4 с
при температуре подложки $T = 23,2$ °С.

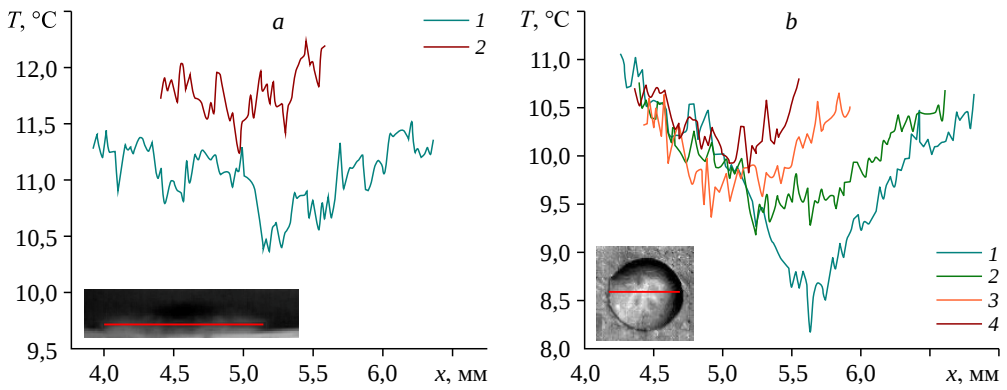


Рис. 6. Распределение температуры в каплях HFE-7100 на подложке b-Si в случаях съемки сбоку при температуре подложки $T = 24,9\text{ }^{\circ}\text{C}$ (a) и съемки сверху при температуре подложки $T = 23,2\text{ }^{\circ}\text{C}$ (b).
a: $t = 0,016$ (1), $5,21$ (2) с; b: $1,5$ (1), $3,49$ (2), $5,56$ (3), $7,76$ (4) с.

Динамика изменения профиля температуры на поверхности капли HFE-7100, построенная вдоль горизонтальной линии, расположенной посередине высоты, для съемки сбоку, представлена на рис. 6a, а профиль температуры вдоль линии диаметра капли для съемки сверху приведен на рис. 6b.

Экспериментальные данные, представленные на рис. 4 и 6 демонстрируют распределение температуры с учетом конвективных потоков на поверхности сидячих на нагреваемой подложке капель воды и HFE-7100 соответственно. На термограммах видно существенное различие в возникающих конвективных структурах для капель воды и HFE-7100, что обусловлено свойствами жидкостей и размерами капель, от которых зависит течение Марангони и динамика испарения жидкости. Перечисленные выше параметры оказывают влияние на распределение температуры в капле, что приводит к возникновению термокапиллярных и термогравитационных сил.

Анализ полученных результатов

Высота и контактный диаметр капель воды соизмеримы с характерным размером (1 мм), и поэтому для них типично образование одной конвективной ячейки, которая заполняет собой весь объем. Съемка сбоку позволила определить существенный перепад температур, который не детектируется при съемке сверху в силу того, что краевой угол смачивания является достаточно большим. Вертикальные размеры капли HFE-7100 значительно меньше горизонтальных, то есть толщина капли, как правило, на порядок меньше ее диаметра. Оттекающий краевой угол смачивания HFE-7100 на подложке из b-Si составляет менее 12° (краевые углы смачивания измерялись с помощью Kruss DSA100). Поэтому при съемке сверху хорошо определяется перепад температур вдоль радиуса капли. Так как из-за разницы температур в капле образуется градиент поверхностного натяжения, жидкость активно циркулирует в объеме. Для капли HFE-7100 контактная линия находится на относительно большом расстоянии от центра, из-за чего происходит перераспределение центрального восходящего конвективного потока и образуется более сложный конвективный узор. На рис. 6 также представлены локальные флуктуации температуры, по которым можно сделать вывод о сложной, неоднородной структуре конвективных потоков вблизи свободной поверхности капли.

При съемке сверху, кроме ранее упомянутых конвективных потоков, наблюдалось также смачивание большей площади, чем сама капля, в случае хорошо смачивающей практически любую поверхность диэлектрической жидкости HFE-7100. Площадь

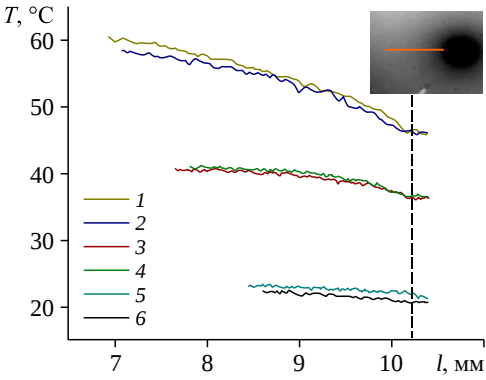


Рис. 7. Изменение температуры на поверхности после испарения HFE-7100 до стадии тонкой пленки для различных температур на подложке из стекла с графитовым покрытием.
 $T_1 = 60,01$ (1), $42,69$ (3), $24,6$ (5) °C;
 $T_2 = 58,95$ (2), $42,7$ (4), $24,28$ (6) °C.

смоченного пятна была больше минимум в два раза, чем площадь основания самой капли. Это приводит к дополнительному охлаждению твердой поверхности. На рис. 7 представлены распределения температуры на смоченной подложке вблизи линии контакта трех фаз вдоль штриховой вертикальной линии. Для температур подложки $24,28/24,6$ и $42,7/42,69$ °C перепад температур в ее смоченном состоянии составляет несколько градусов, в то время как для температуры подложки, равной $58,95/60,01$ °C, перепад составляет около 15 °C. Наблюдалась хорошая повторяемость данной закономерности для всех исследованных температур подложки (см. рис. 7).

В рассматриваемом исследовании помимо оценки поля температур можно также проанализировать интенсивность испарения посредством расчета скорости контактной линии, которая для тонких капель жидкости пропорциональна скорости испарения [23]. Скорость контактной линии определяется по формуле

$$U_{CL} = \Delta d / \Delta t, \quad (2)$$

где Δd — изменение диаметра капли, соответствующее изменению времени Δt .

Неполное совпадение скорости контактной линии при съемке сверху и сбоку обусловлено относительно низким разрешением ИК-камеры при съемке сбоку, при котором толщина пленки меньше 30 мкм не может быть определена. Средний объем капли, полученный путем измерения массы двадцати капель каждой жидкости, составляет $3,5 \pm 0,52$ мкл. На рис. 8 приведены для сравнения рассчитанные данные с полученными с помощью шлирен-видеосъемки [24]. Чтобы провести корректное сравнение полученных результатов

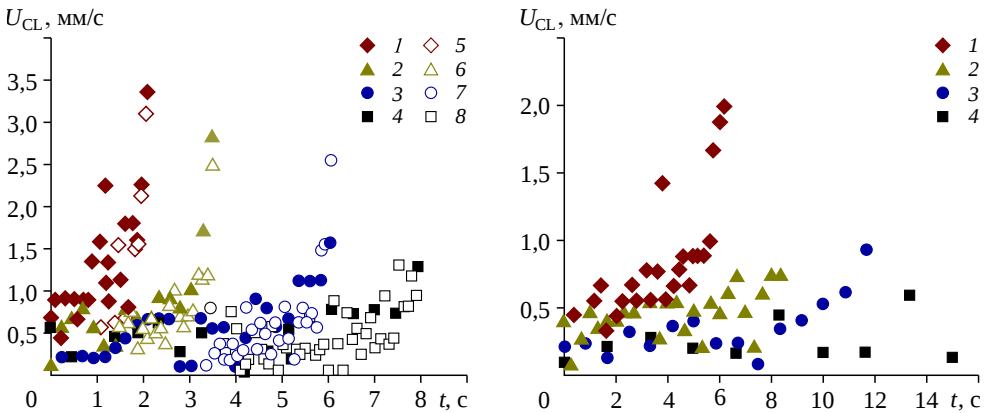


Рис. 8. Скорость контактной линии для HFE-7100 на b-Si, определенная по съемкам сверху (a) и сбоку (b).

a: 1–4 — данные эксперимента при $T = 48,70$ (1), $39,72$ (2), $29,04$ (3), $23,2$ (4) °C;
 5–8 — результаты расчета [24] с учетом синхронизации по времени для $T = 50$ (5), 40 (6), 30 (7), 20 (8) °C;
 b: результаты эксперимента при $T = 23,6$ (1), $28,36$ (2), $36,52$ (3), $44,63$ (4) °C.

с данными, представленными в работе [24], для каждой температуры подложки была проведена синхронизация по времени процесса полного испарения капли. На рис. 8а видно хорошее согласование между данными настоящего исследования и работы [24]. Съемка сверху позволяет более точно определять размеры капель на протяжении всего процесса испарения, включая этап образования тонкой пленки вплоть до момента полного испарения.

В ходе эксперимента было также обнаружено возникновение одиночного пузыря в капле HFE-7100 на стеклянной подложке для температуры подложки выше $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ (рис. 9). Динамика эволюции пузыря, наблюдаемого с помощью шлирен-метода, рассматривалась также в работе [24], где было показано, что скорость контактной линии для капель с пузырем меньше, чем для капель без пузыря. Авторами была выдвинута гипотеза о том, что энергия, получаемая от нагрева подложки, направлена в основном на рост и развитие пузыря. Также было показано, что разрыв пузыря происходит по двум сценариям: с дальнейшим распадом капли фракции и с заполнением области с пузырем жидкостью. Этот сценарий наблюдался и в настоящей работе. Для режима, представленного на рис. 9 для капли на стекле с графитовым покрытием, происходит заполнение жидкостью области пузыря после разрыва, в то время как для режима, представленного на рис. 10 для капли на b-Si, происходит разрыв с последующим распадом на мелкие фракции. Указанное явление требует более детального изучения для определения параметров, влияющих на механизм образования капли/капель после разрыва.

При взаимодействии HFE-7100 со стеклянной подложкой с графитовым покрытием образуется пузырь, который располагается вблизи нагретой поверхности. Конвективные потоки, направленные от центрального пузыря к периферии капли, переносят маленькие пузыри внутри жидкости в течение $0,42\text{ с}$ с момента размещения капли. На рис. 9 представлен момент разрыва центрального пузыря. Время полного испарения капли соответствует $t = 0\text{ с}$. В момент времени перед разрывом ($t = 0,899\text{ с}$) наблюдаются кольцевые температурные волны. С момента времени $t = 0,883\text{ с}$ отчетливо видны температурные кольцевые волны, направление которых совпадает с направлением движения жидкости. Процесс смачивания поверхности и установления температурного равновесия в капле (пока капля не станет достаточно плоской) занимает $0,038\text{ с}$.

Образование одиночного центрального пузыря также характерно для взаимодействия HFE-7100 с b-Si. В начальный момент времени продольный перепад температуры вдоль радиуса на свободной поверхности капли от центра пузыря до периферии капли

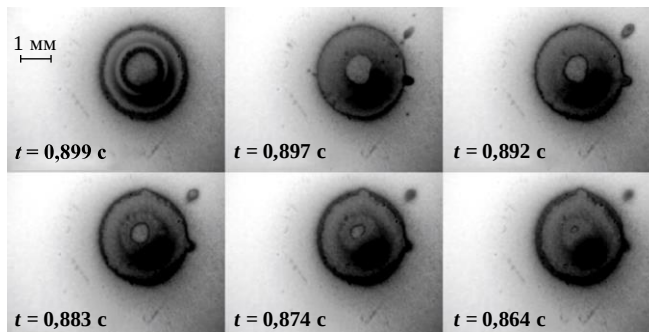


Рис. 9. Динамика изменения капли HFE-7100 на стеклянной подложке при температуре $57,8\text{ }^{\circ}\text{C}$ в разные моменты времени.

$t = 0\text{ с}$ соответствует времени полного испарения капли,
т.е. ведется обратный отсчет времени.

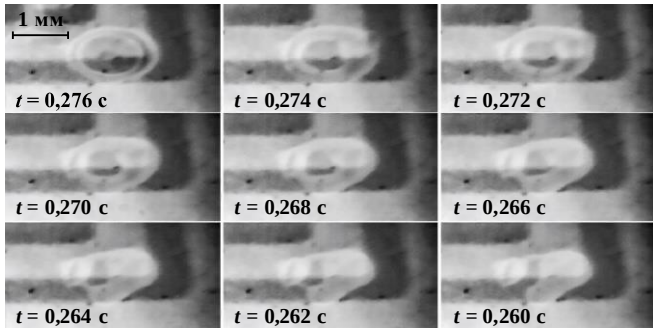


Рис. 10. Динамика изменения капли HFE-7100 на подложке b-Si при температуре 51,86 °C в разные моменты времени.
 $t = 0$ с соответствует времени полного испарения капли, т.е. ведется обратный отсчет времени.

равен 2,75 °C. Также здесь наблюдается конвекция воздушно-паровых потоков внутри пузыря. За счет этого капля начинает двигаться по подложке до момента достижения температурного равновесия. На рис. 10 представлена динамика разрыва пузыря и распада капли после разрыва. В случае b-Si для более детального и точного изучения поля температуры жидкости необходимо использовать покрытие, которое не будет пропускать свет в ИК-диапазоне. Такое покрытие даст возможность оценить не только изменение температуры на границах раздела, но и ее перепад на подложке при испарении капли, а также более отчетливо наблюдать конвективные потоки внутри капли, как, например, при температуре подложки 20 °C на рис. 5.

На рис. 11а время $t = 2,25$ с соответствует периоду разрыва пузыря с дальнейшим распадом капли на фрагменты. Наблюдаемые скачки скорости контактной линии обусловлены движением капли по подложке. На рис. 11b при $t = 0,23$ с наблюдается резкий депиннинг, связанный с резким увеличением размеров пузыря внутри капли. Разрыв пузыря происходит при $t = 1,102$ с, далее жидкость заполняет площадь пузыря и испаряется.

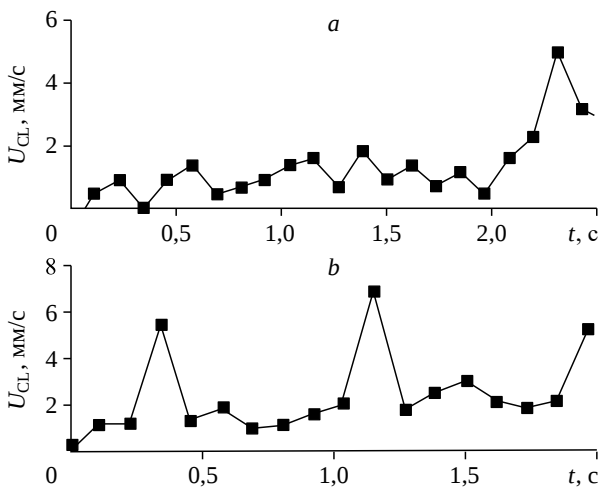


Рис. 11. Скорость контактной линии капли HFE-7100 на b-Si при температуре подложки 51,86 °C (а) и на стекле при температуре подложки 57,8 °C (b).

Для оценки возникающих конвективных потоков в капле был использован критерий, выраженный в виде отношения числа Рэлея к числу Марангони [16]. Если соотношение $Ra/Ma \ll 1$, то возникающие потоки в капле имеют природу Марангони. Безразмерные параметры рассчитываются следующим образом:

$$Ma = \frac{d\sigma}{dT} \frac{\sigma \Delta T}{\rho \alpha \nu} h, \quad Ra = \frac{g \beta \Delta T}{\alpha \nu} h^3, \quad (3)$$

где σ — поверхностное натяжение, β — коэффициент температурного расширения, ρ — плотность, ν — кинематическая вязкость, α — коэффициент температуропроводности, ΔT — разница между температурой на поверхности капли и температурой подложки; в качестве характеристической длины используется h — толщина капли, для оценки длины волны неустойчивости в качестве характеристической длины может быть использован контактный диаметр d , g — ускорение свободного падения на поверхности Земли.

Получено, что для капель воды, представленных в настоящей работе, значения Ra/Ma не превышают 0,45, для капель HFE-7100 — не превышают 0,2. Соответственно, можно сделать вывод о том, что конвекция, возникающая в каплях, имеет термокапиллярную природу, а не термогравитационную. Определение механизма, вызывающего конвективные вихри, позволяет провести количественный анализ скорости конвективных потоков.

Скорость конвективных вихрей в капле воды определяется как [16 – 19]:

$$U_{Ma} \approx \frac{1}{32} \frac{d\sigma}{dT} \frac{\theta^2 \Delta T}{\mu}, \quad (4)$$

где σ — поверхностное натяжение, ΔT — разница между температурой на поверхности капли и температурой жидкости на границе с подложкой, θ — краевой угол смачивания, μ — динамическая вязкость.

В работе [16] были представлены результаты для разницы температур порядка 2 °C, также в ней не учитывалась зависимость динамической вязкости от температуры. На рис. 12 показаны результаты расчета скорости потока Марангони при ΔT в диапазоне от 0 до 25 °C. Также для сравнения здесь приведены полученные данные и результаты, представленные в работе [16]. Для оценки согласованности данных определялось значение параметра R^2 (коэффициент детерминации), приведенного на графике рис. 12.

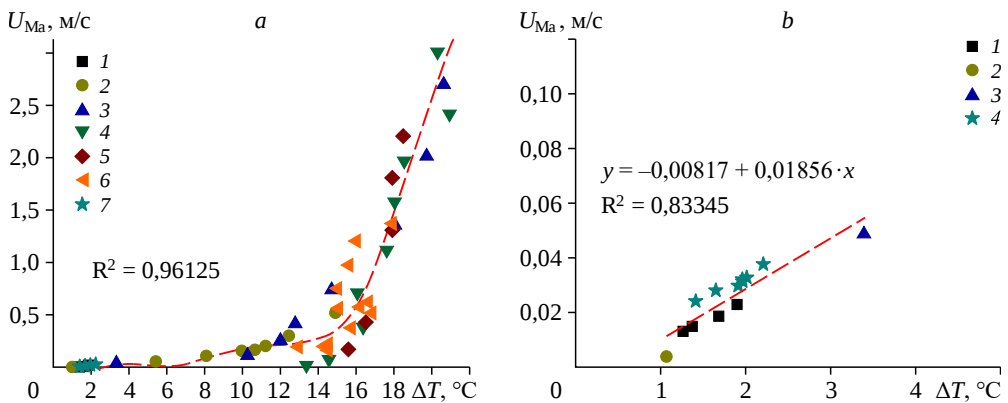


Рис. 12. Зависимость скорости потока Марангони для воды на стекле от разности температур (а) и этот же график вблизи малых перепадов температур (b).
а: $T_w = 30$ (1), 50 (2), 60 (3), 70 (4), 80 (5), 90 (6) °C; б: $T_w = 30$ (1), 50 (2), 60 (3) °C, 4 — данные работы [16].

На рис. 12а показана зависимость скорости конвективных потоков в капле воды от разницы температур. Построена полиномиальная линия тренда для диапазона температур от 30 до 90 °С. Как известно, возникновение конвективных потоков меняет динамику испарения капли. Этот эффект отчетливо выражается для температур подложки 60–70 °С, когда температура достаточно высока для обеспечения относительно большой ΔT , но недостаточна для быстрого прогрева всего объема капли, как, например, при 90 °С. Вопреки обычному сценарию растекания капли по подложке при температуре 60–80 °С, капля закрепляется с начальным краевым углом смачивания более 100°, что приводит к медленному прогреву и увеличению пространства для движения жидкости внутри капли. В результате возникает быстро движущийся конвективный поток, скорость которого уменьшается при уменьшении объема капли. Скорость потока имеет квадратичную зависимость от краевого угла смачивания (см. формулу (4)), что приводит к ее резкому уменьшению при значениях угла меньше 90°.

Изменение скорости конвективного потока в капле воды имеет особый тренд в диапазоне температур 70–90 °С. Несмотря на то, что капля при температуре 70 и 80 °С закрепляется, как и для 60 °С, в графике скорости потока Марангони наблюдается излом и выход значений на тренд как для 90 °С. В случае, когда температура подложки равна 90 °С, закрепления капли не наблюдалось. Начальное значение краевого угла смачивания было менее 60°, что значительно влияет на скорость потока внутри капли. Этот эффект связан с непосредственной близостью температуры подложки к температуре кипения жидкости.

Полученные данные хорошо согласуются с данными работы [16] для испарения капли воды на нагреваемой поверхности. Для сравнения на рис. 12b приведены результаты при одинаковой ΔT . Значение $R^2 = 0,83345$ можно считать удовлетворительным, несмотря на то, что краевые углы смачивания и значение динамической вязкости в представленной работе и в работе [16] отличаются.

Выводы

Проведено исследование температурных полей капель жидкости на нагреваемой структурированной подложке с использованием ИК-камеры. Представлены распределения температуры на поверхности капли воды и летучей диэлектрической жидкости HFE-7100 для различных температур подложки при съемке сверху и сбоку. Съемка сбоку позволила определить размеры конвективных ячеек и перепад температур, который не детектируется при съемке сверху, когда краевой угол смачивания достаточно большой. Получены количественные результаты для распределения температуры вдоль диаметра капли и для скорости потока Марангони. Для капли воды оцененная скорость конвективного потока возрастает от 0,01 до 3 м/с при увеличении перепада температур от 1 до 16 °С.

Одним из наиболее важных результатов является анализ конвективных ячеек при съемке сверху и сбоку. Их количество, форма и размеры сильно зависят от свойств жидкости. Для капель воды с начальным объемом 3,5 мкл образуется одна или две конвективные ячейки, которые впоследствии сливаются в одну ячейку, характерный размер которой уменьшается с 0,52 до 0,38 мм с увеличением перепада температуры. Для летучей жидкости HFE-7100 образуется конвективный узор в виде цветка, средний диаметр его лепестка изменяется во времени от 0,349 до 0,437 мм, а продольный размер — от 0,684 до 0,553 мм для перепада температур вдоль поверхности капли 2,7 °С, при этом

количество лепестков уменьшается во времени с уменьшением размера капли. Средний диаметр лепестка в начальный момент времени уменьшается с 0,394 до 0,105 мм при увеличении продольного перепада температур от 0 до 10 °С.

Показано, что, кроме конвективных потоков, в каплях могут возникать пузыри, которые приводят к разрывам и образованию локально перегретых областей. В каплях на подложке из b-Si наблюдалось большее количество пузырей, чем на стеклянной подложке с графитовым покрытием. Этот факт связан с развитой микроструктурой b-Si. Также имело место отличие в движении контактной линии при испарении капель с подложек из b-Si и стекла с покрытием Graphite 33, связанное со структурой подложки.

Список литературы

1. Smith F.R., Brutin D. Wetting and spreading of human blood: recent advances and applications // *Current Opinion in Colloid & Interface Sci.* 2018. Vol. 36. P. 78–83.
2. Smith F.R., Nicloux C., Brutin D. A new forensic tool to date human blood pools // *Sci. Reports.* 2020. Vol. 10, No. 1. P. 1–12.
3. Dugas V., Broutin J., Souteyrand E. Droplet evaporation study applied to DNA chip manufacturing // *Langmuir.* 2005. Vol. 21, No. 20. P. 9130–9136.
4. De Angelis F., Gentile F., Mecarini F., Das G., Moretti M., Candeloro P., Di Fabrizio E. Breaking the diffusion limit with super-hydrophobic delivery of molecules to plasmonic nanofocusing SERS structures // *Nature Photonics.* 2011. Vol. 5, No. 11. P. 682–687.
5. Dak P., Ebrahimi A., Swaminathan V., Duarte-Guevara C., Bashir R., Alam M.A. Droplet-based biosensing for lab-on-a-chip, open microfluidics platforms // *Biosensors.* 2016. Vol. 6, No. 2. P. 14–14–16.
6. Mudawar I., Estes K.A. Optimizing and predicting CHF in spray cooling of a square surface // *J. Heat Transfer.* 1996. Vol. 118, No. 3. P. 672–679.
7. Khandekar S., Muralidhar K., Sahu G., Gatapova E.Ya., Kabov O.A., Hu R., Luo X., Zhao L. Cooling of high-power LEDs by liquid sprays: challenges and prospects // *Applied Thermal Engng.* 2021. Vol. 184. P. 115640–115640–22.
8. Серов А.Ф., Назаров А.Д., Мамонов Н.Б., Миськив Н.Б., Карпов П.Н. Импактная система охлаждения большой поверхности многоструйным импульсным воздушно-капельным потоком // *Теплофизика и аэромеханика.* 2021. Т. 28, № 5. С. 731–738.
9. Sobac B., Brutin D. Thermocapillary instabilities in an evaporating drop deposited onto a heated substrate // *Physics of Fluids.* 2012. Vol. 24, No. 3. P. 032103–1–032103–17.
10. Girard F., Antoni M., Sefiane K. Infrared thermography investigation of an evaporating sessile water droplet on heated substrates // *Langmuir.* 2010. Vol. 26, No. 7. P. 4576–4580.
11. Barmi M.R., Meinhart C.D. Convective flows in evaporating sessile droplets // *The J. Physical Chemistry B.* 2014. Vol. 118, No. 9. P. 2414–2421.
12. Hu H., Larson R.G. Analysis of the effects of Marangoni stresses on the microflow in an evaporating sessile droplet // *Langmuir.* 2005. Vol. 21, No. 9. P. 3972–3980.
13. Ryu J., Kim J., Park J., Kim H. Analysis of vapor-driven solutal Marangoni flows inside a sessile droplet // *Intern. J. Heat and Mass Transfer.* 2021. Vol. 164. P. 120499–1–120499–9.
14. Misyura S.Y. Evaporation of water droplet on heated textured wall at various contact angles // *J. Eng. Thermophysics.* 2022. Vol. 31, No. 3. P. 414–419.
15. Misyura S.Y., Kuznetsov G.V., Volkov R.S., Morozov V.S. Droplet evaporation on a structured surface: The role of near wall vortexes in heat and mass transfer // *Intern. J. Heat and Mass Transfer.* 2020. Vol. 148. P. 119126–1–119126–9.
16. Askounis A., Kita Y., Kohno M., Takata Y., Koutsos V., Sefiane K. Influence of local heating on Marangoni flows and evaporation kinetics of pure water drops // *Langmuir.* 2017. Vol. 33, No. 23. P. 5666–5674.
17. Brutin D., Sobac B., Rigollet F., Le Niliot C. Infrared visualization of thermal motion inside a sessile drop deposited onto a heated surface // *Experimental Thermal and Fluid Sci.* 2011. Vol. 35, No. 3. P. 521–530.
18. Gatapova E.Y., Gatapova K.B. Bubble dynamics in thin liquid films and breakup at drop impact // *Soft Matter.* 2020. Vol. 16, No. 46. P. 10397–10404.
19. Ayvazyan G.Y., Katkov M.V., Lebedev M.S., Shayapov V.R., Afonin M.Yu., Petukhova D.E., Yushina I.V., Maksimovskii E.A., Aghabekyan A.V. Anti-reflection properties of black silicon coated with thin films of metal oxides by atomic layer deposition // *J. Contemporary Physics. (Armenian Academy of Sci.).* 2021. Vol. 56, No. 3. P. 240–246.

20. Ayvazyan G., Vaseashta A., Gasparyan F., Khudaverdyan S. Effect of thermal annealing on the structural and optical properties of black silicon // J. Materials Sci.: Materials in Electronics. 2022. Vol. 33, No. 21. P. 17001–17010.
21. Pearson J.R.A. On convection cells induced by surface tension // J. Fluid Mechanics. 1958. Vol. 4, No. 5. P. 489–500.
22. Gatapova E., Zaitsev D., Kabov O. Role of thermocapillary convection in rupture of a falling liquid film heated from below // Intern. Conf. on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels. 2010. Vol. 54501. P. 767–771.
23. Gatapova E.Y., Shonina A.M., Safonov A.I., Sulyaeva V.S., Kabov O.A. Evaporation dynamics of a sessile droplet on glass surfaces with fluoropolymer coatings: focusing on the final stage of thin droplet evaporation // Soft Matter. 2018. Vol. 14, No. 10. P. 1811–1821.
24. Пещенюк Ю.А., Семёнов А.А., Айвазян Г.Е., Лебедев М.С., Гатапова Е.Я. Рост пузыря в капле летучей жидкости: динамика межфазной границы // Теплофизика и аэромеханика. 2022. Т. 29, № 6. С. 1019–1027.

*Статья поступила в редакцию 10 октября 2022 г.,
после доработки — 23 ноября 2022 г.,
принята к публикации 8 декабря 2022 г.*