

УДК 536.524

Испарение капель воды и нуклеация на межфазной границе*

Н.Е. Шишкин

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

E-mail: ns45n63@yandex.ru

Рассматривается влияние размера капель воды, температуры и скорости обтекаемой струи сухого воздуха на интенсивность испарения. С помощью систематических исследований с использованием тепловизора показано, что температура межфазной границы спонтанно меняется. Предполагается, что неравномерность температуры на поверхности обусловлена выходом нанопузырьков пара и может быть охарактеризована их скоростью истечения. Получены эмпирические закономерности интенсивности выхода пузырьков из капли как в зависимости от времени и диаметра, так и в критериальной форме.

Ключевые слова: интенсивность испарения, тепло- и массообмен, нуклеация пузырьков пара.

Введение

Экспериментальным исследованиям испарения капель, начало которым было положено Б. Срезневским и Д.К. Максвеллом в XIX веке, посвящено огромное количество работ, и внимание к этой проблеме не ослабевает до настоящего времени. Интерес к изучению такого простого объекта, как капля, обусловлен ее присутствием в многочисленных технологиях, в энергетике, при горении топлива. Однако, несмотря на интенсивные исследования, эти вопросы остаются непроработанными с точки зрения критерияльного обобщения и сопоставления экспериментов между собой. Например, размер капель и связанный с ним отсчет времени являются важными параметрами, однако выбор их начальных значений при формировании многих комплексов оказывается произвольным в силу того, что они претендуют на свой «характерный размер» в предлагаемых закономерностях.

На процессы испарения капель, подвешенных в потоке воздуха, воздействует множество факторов, влияющих в разной степени на интенсивность тепломассообмена. Следует рассматривать условия по обе стороны границы жидкость–пар на расстоянии не менее свободного пробега молекул. Воздействие на каплю внешних условий исследовалось во многих работах, например, [1–4], где анализировались также наиболее важные результаты других авторов.

* Работа выполнена при финансовой поддержке государственного контракта № 075-00383-21-00.

Несомненно, более высокая температура во внешней среде относительно капли вызывает кондуктивный и радиационный подвод тепла и унос его с испарением. За счет конвекции газа понижается степень насыщения пара вблизи поверхности жидкости, что повышает интенсивность испарения. Однако следует учитывать, что имеется предел в скорости обтекания струи, когда сохраняется достаточно низкая степень насыщения, способствующая испарению.

Ранее автором в систематических экспериментах с помощью тепловизора [5] было определено, что при испарении капель различных жидкостей температура на их поверхности является неравномерной. Можно предположить, что неоднородность температуры вызывается флуктуационными выбросами паровых пузырьков в локальных точках.

Процесс образования в жидкости газовых пузырьков имеет несколько этапов в зависимости от его условий. Первый этап — кавитация — образование пузырьков, когда понижение давления в какой-либо точке становится равным давлению насыщенного пара; жидкость в этом месте испаряется, образуя паровой пузырек. Яркий пример — появление пузырьков в потоке воды за гребным винтом, которые затем схлопываются до более мелких. Следующим этапом, название которого вынесено в заголовок статьи, является нуклеация, когда образуется основное число устойчиво растущих зародышей новой стабильной фазы. И, наконец, за стадией нуклеации идет стадия коллапса, на которой происходит дальнейший рост зародышей новой фазы при практически неизменном их количестве и устанавливается стабильное состояние [6].

Теоретические и экспериментальные исследования кинетики зародышеобразования в метастабильных системах проводились с давних времен, начиная с публикации [7] в 1878 г. и в последующих многочисленных работах. Анализ многих из них представлен, например, в монографии [8].

Присутствие газовых пузырьков в жидкости и стабильность их существования также являются предметом активных обсуждений, которые можно найти, например, в работах [9–11]. В них представлены как расчетные, так и опытные исследования, однако последние подвергаются критике как неубедительные из-за сложностей измерений. Главной причиной является малый размер паровых пузырьков, которые трудно определить имеющимися методами. Интересные результаты были получены в работе [12], где для оценки неоднородностей использовалось малоугловое нейтронное рассеяние. Анализ экспериментов показал присутствие паровых пузырьков размерами от 3 до 80 нм вблизи поверхности кипения. Многие исследователи сошлись во мнении о присутствии в жидкости рассеянных газовых нанопузырьков, что же касается вопроса стабильного существования пузырьков большего размера, то такого единодушия нет. В начальный момент времени часть крупных пузырьков может схлопываться, а часть всплывать под действием архимедовой силы к межфазной границе.

Несомненно, циркуляционное движение внутри капли также может оказывать влияние на распределение и миграцию паровых пузырьков к межфазной границе. В работе [13] было визуализировано внутреннее течение в каплях спирта и воды. Если для спирта оно оказалось существенным, то для воды вихревое движение было весьма слабым. На положение паровых зародышей влияет столкновение молекул в жидкости. Как известно, броуновское движение заметно для частиц размером менее 3 мкм, и, следовательно, нанопузырьки испытывают это беспорядочное движение, что приводит к их равномерному засеву в объеме капли.

В представленной работе предложено эмпирическое определение скоростей возникновения паровых зародышей в подвешенной испаряющейся капле. Число таких центров

и динамика их появления времени регистрировались с помощью специальной программы, позволяющей сканировать по уровню температуры тепловизионные снимки.

Параметры опытов и методы исследований

Опыты проводились на аэродинамическом стенде, где капли размерами $\sim 2 \div 4$ мм подвешивались в струе воздуха на выходе канала диаметром ~ 52 мм. Воздух практически с нулевой влажностью ($< 1 \div 2$ %) подавался со скоростью $W_a \sim 0 \div 5$ м/с, степень турбулентности составляла $\sim 5,5$ %, температура струи изменялась в диапазоне $T_a \sim 15 \div 200$ °С. Поток направлялся снизу вверх, чтобы, уравнивая силы гравитации, удерживать капли большего размера. Часть экспериментов проводилась с подвешиванием капель на кольце из вольфрамовой проволоки диаметром 50 мкм. В этом случае наблюдения ограничивались временем, когда капля теряла шаровую форму. Если жидкость шприцевалась на кончике асбестовой нити, то на ней удерживались капли меньшего диаметра. Таким образом, исследованный диапазон испарения по размеру капель составил $\sim 0,5 \div 4,5$ мм.

Подвод тепла к капле происходил путем кондуктивного, конвективного q_c , лучистого q_r теплообмена, а также через поддерживающие каплю устройства q_l . Предложенная в работах [2–4] оценка каждого из этих параметров может быть записана следующим образом:

$$q_c = \pi d \lambda_a (T_a - T_d) \left[2 + 0,6 \text{Pr}^{1/3} (\text{Re} + \text{Gr}^{1/2})^{1/2} \right],$$

$$q_r = \pi d^2 \varepsilon \sigma (T_a^4 - T_d^4), \quad q_l = \pi b \lambda_a (T_a - T_d) \sqrt{2 \lambda_b / (\lambda_a \ln l / b)}.$$

С учетом приведенных соотношений, долю влияния на процессы испарения капель каждого из них можно определить как $q_i / \sum q_i$.

При оценке подводимого тепла к капле, подвешенной на проволоке либо на кончике нити асбеста, принималось, что основное влияние q_l сказывается в пределах нескольких калибров. Поэтому было сделано упрощение: $\ln l / b \sim 1$, которое оценивает большее воздействие поддерживающего устройства. Как видно из рис. 1, доля тепла за счет излучения составляла порядка 5 % для обоих вариантов подвески, тогда как разность в теплопроводности вольфрама и асбеста показала отличие в несколько раз в рассматриваемых способах подвешивания капли.

Исследования проводились с помощью тепловизионной камеры ThermoTracer TH7102MV, работающей в спектральном диапазоне $8 \div 14$ мкм и имеющей погрешность измерения температуры $\sim 0,1$ °С, с использованием микрообъектива ТН 71-377. Размеры капель определялись с точностью $\sim 0,07$ мм, температура на поверхности в процессе испарения фиксировалась с интервалом в 5 секунд.

Вследствие теплового движения молекул испарение возможно при любой температуре. Но межфазную границу преодолевают только те молекулы, кинетическая энергия которых превышает силы молекулярного сцепления в жидкости, т.е. наиболее быстрые молекулы. Иллюстрацией процесса испарения жидкости может быть распределение молекул по кинетической энергии (закон Максвелла), представленное на рис. 2, где область несвязанных молекул, имеющих высокую энергию (больше E_a), покрыта штриховкой. Потеря этой части молекул вызывает снижение температуры до адиабатической температуры испарения. Следует также иметь в виду, что жидкость может получать дополни-

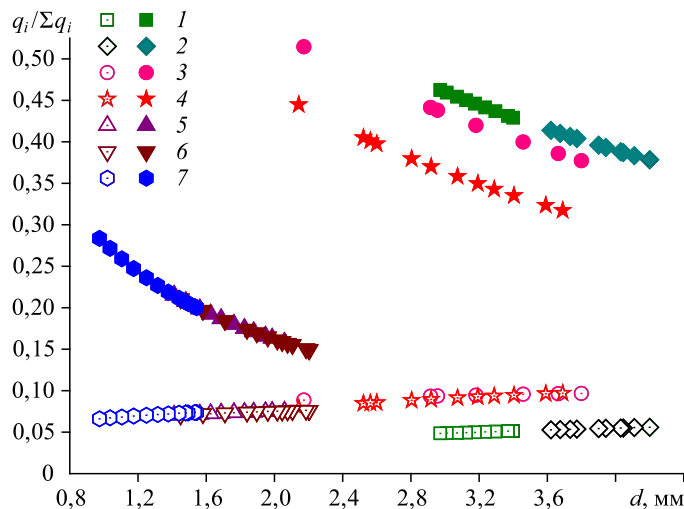


Рис. 1. Доли радиационного тепла (светлые символы) и теплопроводность через поддерживающие устройства (темные символы).

1–4 — вольфрамовая проволока, 5–7 — асбестовая нить;
температура воздуха в опытах 1–2, 5–7 ~ 23 °С;
в опыте 3 — 80 °С, в опыте 4 — 174 °С.

тельную энергию извне за счет лучистого, конвективного теплообмена, возврата некоторых молекул назад, особенно при насыщенном или пересыщенном паре над поверхностью.

Выход молекул равномерно с поверхности капли мог бы привести также к равномерному снижению температуры, однако в действительности начали появляться температурные пятна (рис. 3). Со временем положение пятен спонтанно менялось, наиболее низкая температура в них достигала ~ 7 °С. На кадрах видно, что существуют значительные скачки температуры даже при небольших удалениях точек друг от друга. Разность между близкими областями (сравниваемые точки показаны крестиками со значениями температуры в них) может быть примерно 0,6–0,7 °С, т.е. намного больше погрешности измерения. В исследовании [14] на установке, используемой в настоящей работе, проводились систематические измерения температуры «мокрого термометра» для разных жидкостей, и была указана методика ее определения. Анализ областей с минимальной температурой на поверхности капель показал, что она соответствует температуре «мокрого термометра». То, что наблюдаются локальные зоны падения температуры на поверхности, позволяет предположить, что в этих местах происходит выброс паровых пузырьков. Зародыши пара образуются в результате миграции быстрых молекул и столкновения последних с растворенным в жидкости газом. Происходит их накопление до размеров нанопузырьков, рассмотренных ранее в публикациях [9–11]. Удержание искомых размеров пузырька может быть описано уравнением Лапласа.

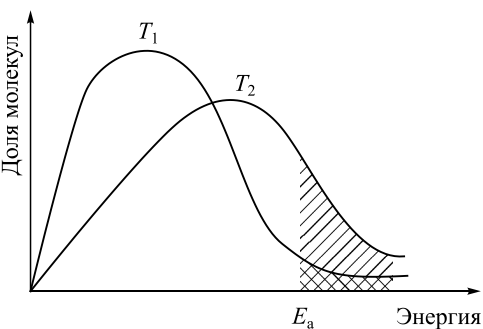


Рис. 2. Распределение молекул по энергиям при разных температурах ($T_2 > T_1$).

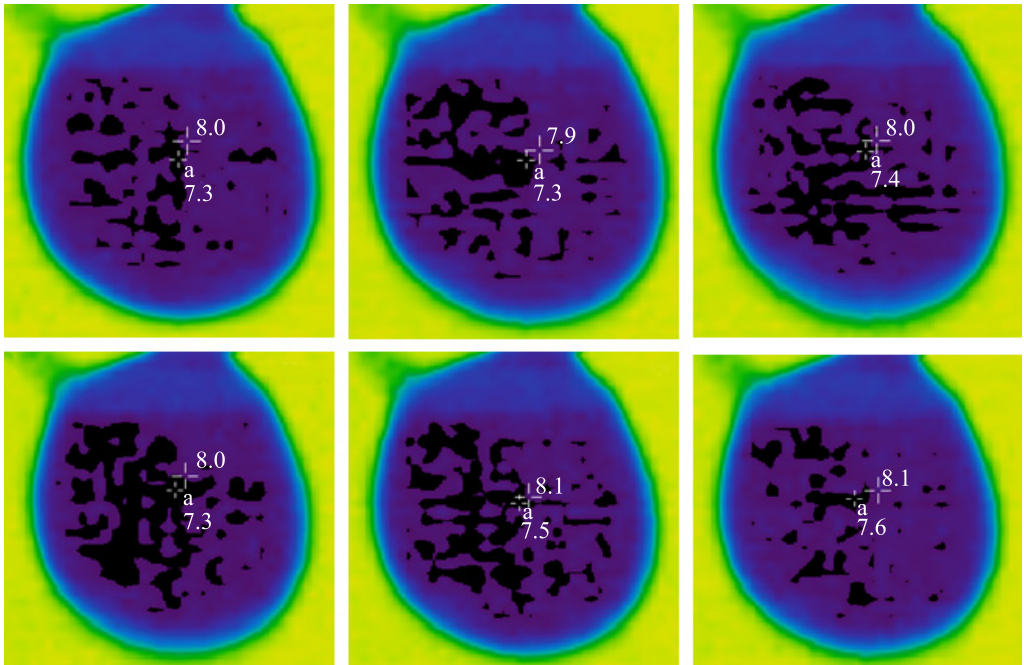


Рис. 3. Вид капли воды с интервалом в 5 секунд при $T_a = 20,9^\circ\text{C}$.

Паровые пузырьки размерами $\sim 3-80$ нм, зафиксированные в работе [12], не поддаются прямым наблюдениям с помощью тепловизора вследствие их малых размеров. Однако отбираемая энергия — энергия фазового перехода — от среды, окружающей пузырьки, такова, что заметны изменения температуры на термограммах (см. рис. 3 и 4). Наименьший размер поверхности, на которой могла быть зафиксирована температура, определялся в пикселях ($\sim 0,1$ мм), а это на три-четыре порядка больше, чем величина пузырьков. Таким образом, нанопузырьки, содержащие в себе молекулы пара с высокой энергией, оставались вне поле зрения, а фиксировалось понижение температуры окружающей их массы жидкости.

Интенсивность образования паровых зародышей ω , выходящих из капли, подсчитывалась для единичного объема, ограниченного поверхностью капли и толщиной слоя вскипания, принятой за два пикселя. Количество выбросов пузырьков N подсчитывалось на выделяемых окружностями площадках, поэтому для оценки числа центров вскипания по всей поверхности капли был введен фактор формы k . Также учитывалось время

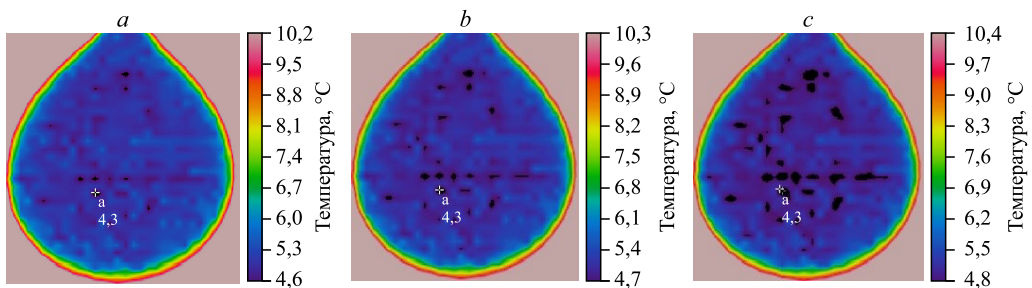


Рис. 4. Картина сканирования выброса газовых пузырьков с поверхности капли для разных уровней температуры.

экспозиции кадров, которое было принято $\tau = 0,25$ с. Таким образом, количество центров вскипания ω для единичного объема размерами мм^3 определялось по формуле:

$$\omega = N \cdot k / (\tau \cdot V). \quad (1)$$

Термографическая методика не позволяет регистрировать моменты вскипания, поэтому количество центров вскипания определялось по числу областей, имеющих наиболее низкую температуру на тепловизионном изображении капли. Понижение могло достигать нескольких градусов по отношению к средней температуре капли. Нормировка количества центров вскипания на время наблюдения (время экспозиции кадра), на объем слоя вскипания и фактор формы (отношение площади поверхности шара к площади наблюдения) позволяла получить число зародышей пара, возникающих за единицу времени в единичном объеме верхнего слоя водяной капли.

Подсчет выходов пузырьков на поверхности определялся по количеству темных пятен, которые выявлялись при сканировании снимков по разным уровням температуры (см. рис. 4). Здесь же приведены температурные шкалы, которые характеризуют отличие температуры от установленного уровня. На низком уровне температуры (рис. 4а) считается количество пятен более охлаждаемой поверхности. С поднятием уровня температуры сканирования кроме уже зафиксированных темных областей (ставших больше), появляются еще пятна (рис. 4б, 4с). Эти новые темные зоны также подсчитывались. Такой характер может быть объяснен разной степенью охлаждения вследствие временного отличия выхода паровых зародышей с поверхности капли за время экспозиции кадра. Таким образом, определялось количество как пузырьков пара, выброс которых только заканчивался, так и тех, которые приближались к межфазной границе.

Обсуждение результатов

Испарение капель воды и влияние температуры обдувающей струи воздуха

Оцифровка видеоизображения объекта позволяет количественно определять размер капли и оценить ее изменение в процессе испарения. Если принять, что в идентичных потоках тепломассообмен для капель одного размера совпадает, то можно отследить уменьшение диаметра капель от самого большого до минимального зафиксированного в опытах. Для этого следует осуществлять сдвиг по времени, в результате чего первые точки совмещаются с распределением для капель большего начального диаметра. Используя указанную процедуру, можно сопоставлять результаты как своих опытов, так и опытов других авторов и получить зависимость снижения диаметра капель в процессе испарения. Результаты такого представления размера капель в зависимости от смещенного времени t^+ приведены на рис. 5. Здесь начальные диаметры на графике легко просматриваются по первым точкам экспериментов, имеющим свое обозначение. В опытах на рис. 5а температура струи воздуха поддерживалась постоянной — $\sim 23^\circ\text{C}$, при этом скорость ее обтекания варьировалась. Влияние скорости обдува в указанном диапазоне незаметно: можно утверждать, что концентрация насыщенного пара вблизи капель оставалась практически неизменной. На этом рисунке объединены эксперименты с каплями, подвешенными на кончике асбестовой нити (1–4) и на кольце вольфрамовой проволоки (5). Можно отметить линейные участки снижения диаметра (обозначены цифрами 1 и 2) в зависимости от варианта подвески, но общее распределение хорошо описывается кривой, определяемой методом наименьших квадратов, которая на графике обозначена цифрой 3:

$$d = 4,2 \exp(-t^+ / 10^3) + 0,3. \quad (2)$$

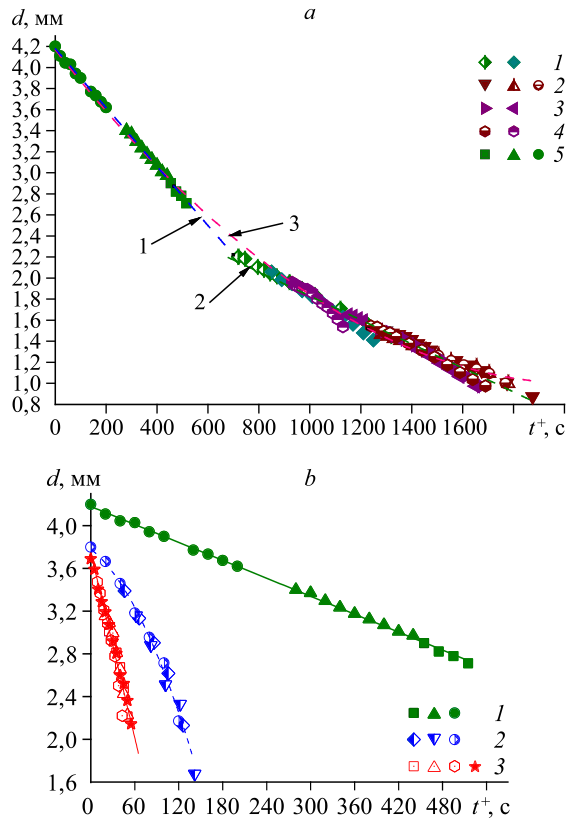


Рис. 5. Уменьшение диаметра капель
в процессе испарения:

a: $T_a \sim 23$ °C, $W_a = 1,5$ (1), 1,7 (2), 2,8 (3), 4,0 (4), 5);
b: $W_a \sim 4,0$ м/с; $T_a \sim 23$ (1), ~ 80 (2), ~ 174 (3) °C.

Также ряд экспериментов был проведен при обдуве воздушным потоком с разной температурой, они представлены на рис. 5b по соответствующим координатам t^+ . Видно, что с увеличением температуры струи интенсивность испарения возрастает, но сохраняется линейное снижение.

Паровой массоунос и теплообмен на поверхности капли

Для капель сферической формы средний массоунос жидкости j (кг/(с·м²)) может быть рассчитан как

$$j = \frac{\rho}{S} \cdot \frac{dV}{dt} = \frac{\rho}{2} \frac{dd}{dt}, \quad (3)$$

где плотность жидкости определялась исходя из средней температуры на поверхности капли, полученной по гистограммам.

Таким образом, аппроксимируя уменьшение размера капель прямыми линиями либо кривыми 2-го порядка и дифференцируя эти зависимости, можно получить величину интенсивности испарения. Величина j для разных температур воздуха (для опытов на рис. 5), согласно уравнению (4), получалась следующей:

при $T_a \sim 23$ °C, $T_d \sim 10,2$ °C, $j = 0,0030$, кг/(с·м²),

при $T_a \sim 80^\circ\text{C}$, $T_d \sim 29^\circ\text{C}$, $j = 0,00534 + 12,39 \cdot 10^{-5} \cdot t$, кг/(с·м²),

при $T_a \sim 174^\circ\text{C}$, $T_d \sim 45,2^\circ\text{C}$, $j = 0,0289$, кг/(с·м²).

Как следует из полученных расчетов, интенсивность испарения при $T_a \sim 80^\circ\text{C}$ удваивается, а при 174°C становится на порядок выше по сравнению с $T_a \sim 23^\circ\text{C}$.

Число Nu_j , характеризующее теплообмен для испаряющей капли, можно определить в виде

$$Nu_j = \frac{\rho_d}{2} \cdot \frac{d \cdot d}{dt} \cdot \frac{d}{\lambda_a} \cdot \frac{r_{жс}}{(T_a - T_d)} = j \frac{Ku}{\rho_a \cdot a_a} d, \quad (4)$$

где j — массоунос, определяемый исходя из уменьшения диаметра. Вышеприведенная оценка j показала постоянство, так же как и критерий фазового перехода Ku в опытах (см. рис. 6а). Как видно из соотношения (4), значение Nu_j может зависеть только от d , что демонстрирует рис. 6б. Влияния скорости обтекающей струи W_a воздуха практически не заметно.

Для представления в обобщенных координатах часто используется комплекс $Ko = Re^{0,5} \cdot Pr^{1/3} \cdot Fo / Ku$, где в числа Рейнольдса и Фурье входит диаметр капли либо его начальное или текущее значение. Во многих работах для обобщения экспериментов указывается отношение локального d к первоначальному значению d_0 : d/d_0 или $(d/d_0)^{1,5}$. Однако в таком случае на примере рис. 5, где представлены результаты опытов при разных d_0 , можно вполне закономерно получить всеорное снижение точек на графике от l (где $d = d_0$). Поэтому для правильного описания и сопоставления с другими экспериментами, необходима оценка по текущим диаметрам d . Соответствующие результаты расчетов для опытов с рис. 5б представлены на рис. 7, где через d_0 обозначен максимальный размер капель при разных температурах. Необходимо отметить, что число Fo в комплексе рассчитывалось по времени t^+ , поэтому для него вводится обозначение Fo^+ . Как видно из рисунка, опыты хорошо обобщаются, несмотря на некоторое отличие по начальным диаметрам при каждой T_a , о чем свидетельствует аппроксимирующая кривая, описываемая выражением

$$d/d_0 = 1 - 1,9 Ko (1 - Ko). \quad (5)$$

Нуклеация на межфазной границе

Скорость зародышеобразования пузырьков, фонтанирующих из поверхностного слоя, для капель различных размеров и скорости обдува воздухом при комнатной температуре,

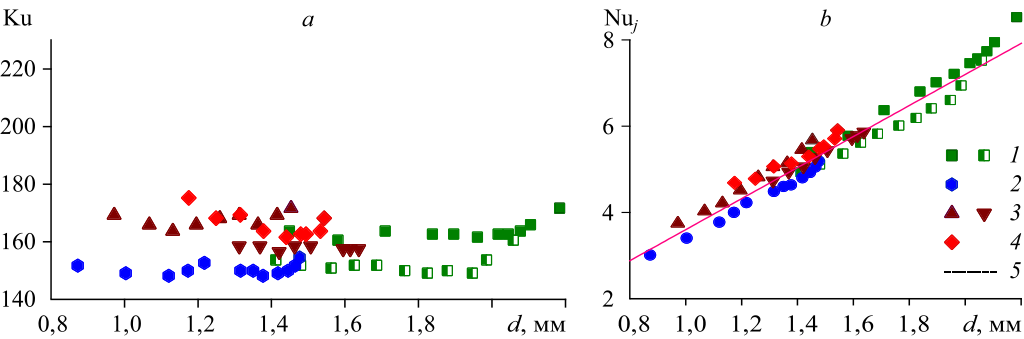
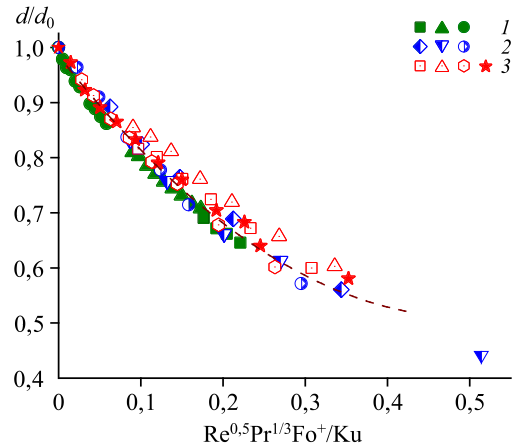


Рис. 6. Критерий Ku (а) и числа Nu (б) при испарении капель.

$W_a = 1,5$ (1), $1,7$ (2), $2,8$ (3), $4,0$ (4), $Nu_j = 3,6 d$ (5).

Рис. 7. Обобщение экспериментов, представленных на рис. 5*b*.
Обозначения см. на рис. 5*b*;
штриховая кривая — аппроксимация (5).



приведена на рис. 8. На рис. 8*a* помещен график, в котором представлены расчеты ω по текущим временам наблюдения, а на рис. 8*b* — с перемещением по времени t^+ , принятым на рис. 5*a*, и также реализованном здесь. В таком виде точки группируются и могут быть описаны аппроксимирующей зависимостью, полученной методом наименьших квадратов, которая обозначена пунктиром и в указанной на рисунке размерности имеет вид

$$\omega = 27,3 + 0,00967 t^+ + 0,000269 t^{+2}. \quad (6)$$

Важное значение на процессы испарения может оказывать температура окружающей среды, поэтому были предприняты исследования скорости зародышеобразования ω на межфазовой поверхности с варьированием температуры газовой струи T_a . На рис. 9 представлены результаты определения количества центров вскипания в поверхностном слое при температуре воздуха $\sim 80^\circ\text{C}$, а на рис. 10 — $\sim 174^\circ\text{C}$. Как на рис. 9*a*, так и на рис. 10*a* показана интенсивность выхода пузырьков в зависимости от реального времени фиксации. Если сдвинуть опытные точки и нанести их в зависимости от соответствующего t^+ , которое использовалось на рис. 5*b*, то достигается обобщение для обоих значений температуры струи (см. рис. 9*b*, 10*b*). Результаты обобщения описываются на рисунках аппроксимирующими кривыми: для $T_a \sim 80^\circ\text{C}$ — уравнением (7), для $T_a \sim 174^\circ\text{C}$ — уравнением (8):

$$\omega = 55,2 + 0,0526 \cdot t^+ + 0,00252 \cdot t^{+2}, \quad (7)$$

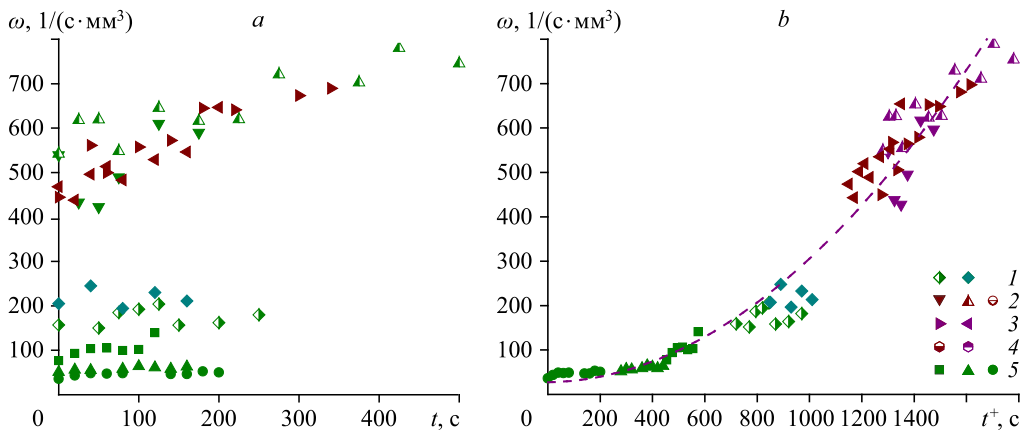


Рис. 8. Интенсивность выхлопа пузырьков с поверхности в зависимости от реального времени наблюдения (*a*) и от времени со сдвигом t^+ (*b*).
Линия — результаты аппроксимации (6); остальные обозначения см. на рис. 5*a*.

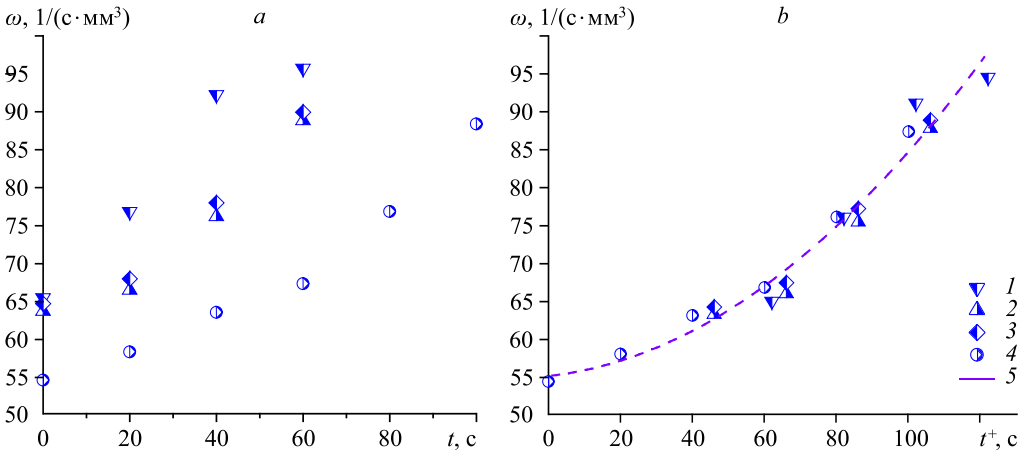


Рис. 9. Количество пузырьков при обтекании струи при $T_a \sim 80^\circ\text{C}$.

$d_0 = 3,2$ (1), 3,4 (2), 3,4 (3), 3,80 (4) мм; штриховая линия — результаты расчетов по уравнению (7).

$$\omega = 45 + 0,7 \cdot t^+ + 0,0112 \cdot t^{+2}. \quad (8)$$

Можно отметить резкое увеличение количества зародышеобразования в этих опытах в процессе их испарения — в 1,5–2 раза.

Расчет скорости нуклеации по уравнениям (6)–(8) субъективен, так как предполагает начало времени отсчета испарения t^+ от капли диаметром 4,2 мм. Более наглядная картина может быть получена, если представить изменения ω в зависимости от d , что и было сделано с опытными данными, представленными на рис. 8. Результаты такой обработки приведены на рис. 11, где также нанесена аппроксимационная кривая:

$$\omega = 3000 \cdot \exp(-d/0,84). \quad (9)$$

Видно, что текущий размер капель оказывает существенное влияние на плотность центров парообразования, значения которой могут на порядок различаться между собой.

Процесс уменьшения размера капель при обтекании потоками с разными температурами удовлетворительно обобщается (см. рис. 7) в зависимости от комплекса $\text{Re}^{0,5} \text{Pr}^{1/3} \text{Fo}^+/\text{Ku}$. Если представить в зависимости от этого же комплекса величину ω ,

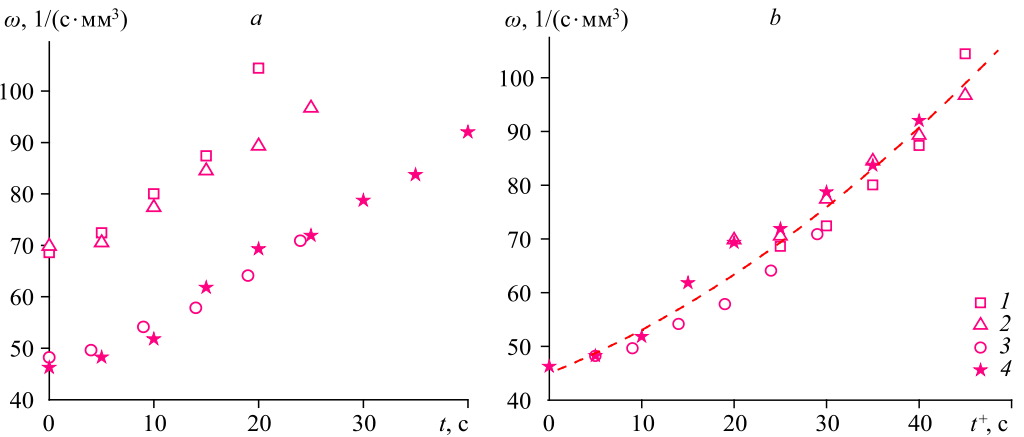


Рис. 10. Скорость появления пузырьков на поверхности капель воды при $T_a \sim 174^\circ\text{C}$.

$d_0 = 3,0$ (1), 3,2 (2), 3,5 (3), 3,7 (4) мм; штриховая линия — результаты расчетов по уравнению (8).

Рис. 11. Зависимость скорости нуклеации от диаметра капли при $T_0 \sim 23^\circ\text{C}$.

Линия — результаты аппроксимации (9), обозначения символов см. на рис. 5а.

то опытные точки, приведенные на рисунках 9–11, удовлетворительно группируются (см. рис. 12) и их можно описать единым аппроксимационным соотношением, полученным методом наименьших квадратов:

$$\omega = 6 \cdot 10^6 \cdot (\exp(K_0 / (1,9 \cdot 10^4)) - 0,999993). \quad (10)$$

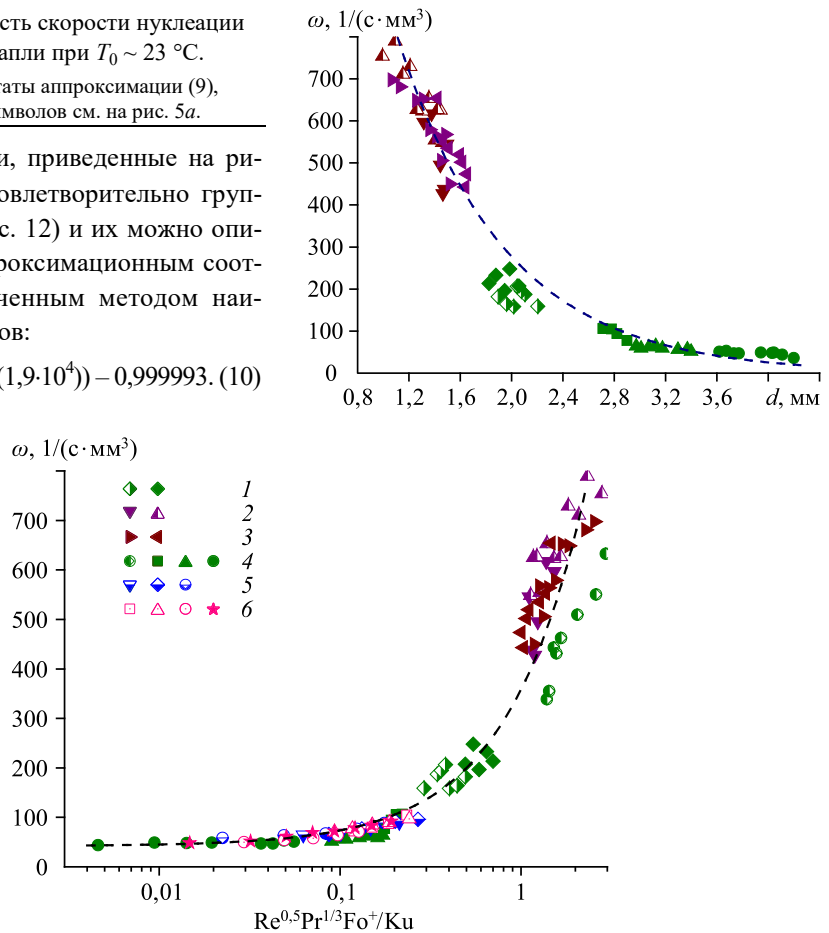


Рис. 12. Обобщение полученных результатов скорости выхода нанопузырьков при разных параметрах струи.

$T_a \sim 23$ (1–4), ~ 80 (5), ~ 174 (6) $^\circ\text{C}$; $W_a = 1,5$ (1), 1,7 (2), 2,8 (3), $\sim 4,0$ (4–6) м/с — аппроксимация (10).

Для капель воды, которые присутствуют в потоках воздуха и имеют разные скорости и температуры, предлагается гипотеза испарения жидкости в результате выхлопа нанопузырьков пара с поверхности. Предложены эмпирические оценки скорости нуклеации ω , определяемой теми же параметрами, что и испарение капель, в зависимости от времени, диаметра капель, которую также можно описать в критериальной форме.

Условные обозначения

$a = \lambda/c\rho$ — коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$,
 b — диаметр вольфрамовой проволоки или асбестовой нити, мм,
 c — удельная теплоемкость, $\text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$,
 d — диаметр капли, мм,
 j — поток испаряющегося вещества, $\text{кг}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$,
 l — длина поддерживающей проволоки или нити, мм,
 r — теплота парообразования, $\text{Дж}/\text{кг}$,
 q — тепловой поток, $\text{Дж}/\text{кг}$,

S — площадь, м^2 ,
 T — температура, K ,
 t — время, с,
 W — скорость струи воздуха, м/с,
 α — коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{K})$,
 β — коэффициент объемного расширения, K^{-1} ,
 ε — коэффициент излучения (степень черноты),
 λ — теплопроводность, $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{K})$,
 μ , ν — динамическая и кинематическая вязкости,
 ρ — плотность, $\text{кг}/\text{м}^3$,
 σ — постоянная Стефана–Больцмана, $\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{K}^4)$.

Критериальные зависимости и комплексы

$Fo = \tau a/d^2$ — число Фурье,

$Ko = Re^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \cdot Fo / Ku$,

$Ku = r/[c_p (T_a - T_d)]$ — критерий фазового превращения Кутателадзе,

$Gr = \beta d (T_a - T_d)/\nu$ — число Грасгофа,

$Nu = \alpha d/\lambda$ — критерий Нуссельта,

$Pr = \nu/\alpha$ — число Прандтля,

$Re = \rho Wd/\mu$ — число Рейнольдса.

Индексы

a — воздушная среда,

d — условия на поверхности капли,

o — начальные условия,

p — при постоянном давлении,

$+$ — сдвиг по времени.

Список литературы

1. Ranz W.E., Marshall W.R. Evaporation from drops // Chem. Engng Prog. 1952. Vol. 48, No. 3–4. P. 141–146, 173–180.
2. Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газобразной среде. М.: АН СССР, 1958. 90 с.
3. Borodulin V.Yu., Letushko V.N., Nizovtsev M.I., Sterlyagov A.N. Determination of parameters of heat and mass transfer in evaporating drops // Intern. J. Heat Mass Transf. 2017. Vol. 109. P. 609–618.
4. Бочкарева Е.М., Лей М.К., Терехов В.В., Терехов В.И. Особенности методики экспериментального исследования процесса испарения подвешенных капель жидкости // Инж.-физ. журн. 2019. Т. 92, № 5. С. 2208–2217.
5. Шишкин Н.Е. Аэродинамика и тепломассообмен в пристенных закрученных одно- и двухфазных струях: дисс. ... докт. техн. наук: 01.04.14; утв. 9.02.17. М., 2017. 266 с.
6. Куни Ф.М., Щекин А.К., Гришин А.П. Теория гетерогенной нуклеации в условиях постепенного создания метастабильного состояния пара // Успехи физ. наук. 2001. Т. 171, № 4. С. 345–385.
7. Гиббс Дж.В. Термодинамические работы. М.; Л.: Гостехиздат, 1950. 492 с.
8. Анисимов М.П. Поверхности скоростей зародышеобразования Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2017. 172 с.
9. Alheshibri M., Qian J., Jehannin M., Craig V.S.J. A History of Nanobubbles // Langmuir. 2016. Vol. 32, No. 43. P. 11086–11100.
10. Jadhav A.J., Barigou M. Response to “Comment on bulk nanobubbles or not nanobubbles: That is the question” // Langmuir. 2021. Vol. 37, No. 1. P. 596–601.
11. Dmytro R., Marián S. Comment on “Bulk nanobubbles or not nanobubbles: That is the question” // Langmuir. 2020. Vol. 36, No. 51. P. 15618–15621.
12. Popov E., He L., Dominguez-Ontiveros E., Melnichenko Y. Detection of vapor nanobubbles by small angle neutron scattering (SANS) // Applied Physics Letters. 2019. Vol. 112. P. 153704-1–153704-3.
13. Radhakrishnan S., Srivathsan N., Anand T.N.C., Bakshi S. Influence of the suspender in evaporating pendant droplets // J. Thermal Sci. 2019. Vol. 140. P. 368–376.
14. Терехов В.И., Шишкин Н.Е. Адиабатическое испарение бинарных смесей жидкости на поверхности пористого шара // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16, № 2. С. 253–259.

*Статья поступила в редакцию 24 июня 2022 г.,
после переработки — 15 сентября 2022 г.,
принята к публикации 8 декабря 2022 г.*