

Конвекция в жидкости при падении капли на сидящую каплю

С.Я. Мисюра*, В.С. Морозов

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
Новосибирск, Российская Федерация*

**E-mail: misura@itp.nsc.ru*

Аннотация. В настоящее время отсутствуют надежные модели расчета, которые бы учитывали влияние поля скорости внутри капли на характер ее распространения на стенке. Представляет интерес описание коллективного взаимодействия капель после их падения на стенку. В работе экспериментально исследована конвекция воды в сидящей капле после падения на нее другой капли. Методом PIV получены мгновенные поля скоростей. Установлено, что процесс взаимодействия капель приводит к интенсивному вихреобразованию и нарушению исходной (до падения капли) тороидальной структуры течения. Показано, что в зависимости от числа Вебера (We) наблюдаются качественно различные режимы деформации сидящей капли: от затухающих колебаний при малых числах We до радиального растекания с образованием «пальцев» при высоких числах We . После остановки движения контактной линии сидящей капли, движение жидкости внутри капли продолжается в течение длительного времени и характеризуется вязкими силами (характерным временем, определяемым соотношением сил инерции и вязкости). Получены зависимости по изменению средней безразмерной скорости V^{**} в капле от безразмерного времени t^{**} с учетом числа We , которые удовлетворительно обобщаются с применением безразмерного комплекса $t^{**}(We)^{0.25}$. Полученные результаты могут быть полезны для совершенствования существующих моделей, учитывающих взаимодействие капель после их падения на стенку.

Ключевые слова: конвекция в капле, удар капли, взаимодействие капель, метод PIV

Финансирование. Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2024-543).

Конфликт интересов. Авторы данной статьи заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Вклад авторов в публикацию. Идея работы и планирование экспериментов — МСЯ; проведение экспериментов — МСЯ, МВС; сбор и обработка данных — МСЯ, МВС; написание рукописи — МСЯ, МВС; редактирование — МСЯ, МВС.

Ссылка для цитирования: Мисюра С.Я., Морозов В.С. Конвекция в жидкости при падении капли на сидящую каплю. *Коллоидный журнал / Colloid Journal*. 2026. Т. 88. № 3. С. 379–390. <https://doi.org/10.31851/S0023291226030066>

Convection in a Liquid upon a Droplet Falling onto a Sessile Drop

S.Ya. Misyura*, V.S. Morozov

S.S. Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch of the RAS,

Novosibirsk, Russian Federation

**E-mail: misura@itp.nsc.ru*

Abstract. Currently, there are no reliable computational models that account for the influence of the velocity field inside a drop on the nature of its spread on a wall. Describing the collective interaction of droplets after they fall onto a wall is of interest. This work experimentally studies the convection of water in a sessile drop after another droplet falls onto it. Instantaneous velocity fields were obtained using the PIV method. It was found that the droplet interaction process leads to intense vortex formation and disruption of the original (before the droplet impact) toroidal flow structure. It is shown that, depending on the Weber number (We), qualitatively different regimes of sessile drop deformation are observed: from damped oscillations at low We numbers to radial spreading with the formation of “fingers” at high We numbers. After the contact line of the sessile drop stops moving, the fluid motion inside the drop continues for a long time and is characterized by viscous forces (with a characteristic time determined by the ratio of inertial to viscous forces). Dependencies for the change in the average dimensionless velocity V^{**} in the drop versus dimensionless time t^{**} , taking into account the Weber number We , were obtained. These are satisfactorily generalized using the dimensionless complex $t^{**}(We)^{0.25}$. The obtained results can be useful for improving existing models that account for droplet interactions after they fall onto a wall.

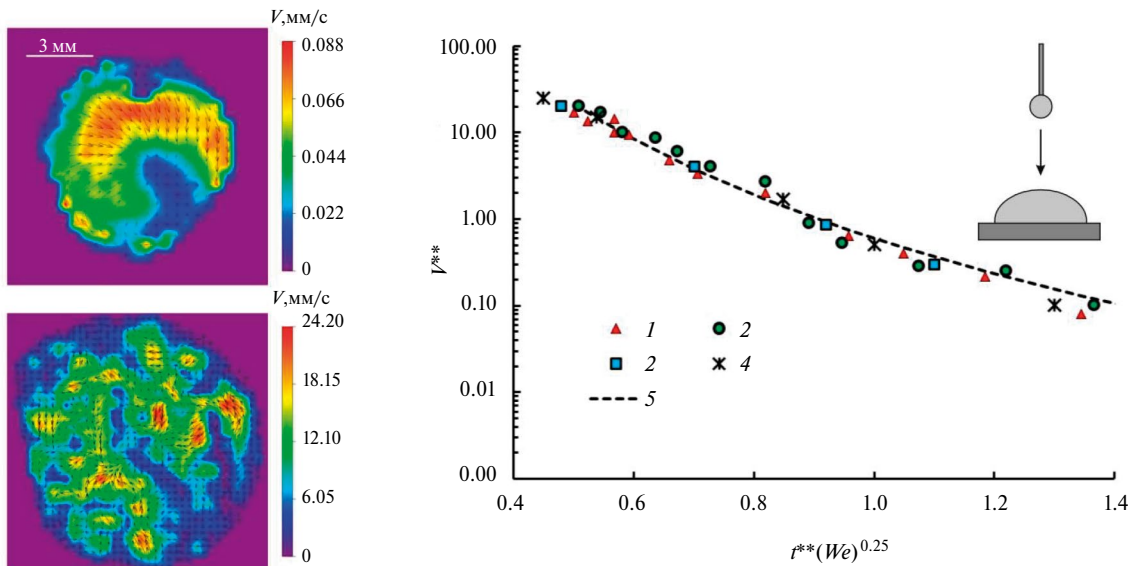
Keywords: convection in a drop, droplet impact, interaction of droplets, PIV method

Funding. The study was supported by a grant from the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (Agreement No. 075-15-2024-543).

Conflict of interest. The authors of this article declare that they have no conflict of interest.

Authors' Contributions. The idea of the work and planning of the experiments — MSYa; conducting the experiments — MSYa, MVS; data collection and processing — MSYa, MVS; writing the manuscript — MSYa, MVS; editing — MSYa, MVS.

For Citation: Misyura S.Ya., Morozov V.S. Convection in a Liquid upon a Droplet Falling onto a Sessile Drop. *Kolloidnyi zhurnal / Colloid Journal.* 2026;88(3):379–390. (In Russ.) <https://doi.org/10.31851/S0023291226030066>



ВВЕДЕНИЕ

Процессы падения и слияния капель широко распространены в природе и используются в различных технологиях. Моделирование таких процессов является сложной задачей из-за нестационарности и наличия подвижной границы раздела фаз. К числу актуальных задач в области динамики капель относятся: взаимодействие капель с поверхностью [1, 2], соударение одиночной капли со стенкой [3, 4], падение капли на другую каплю или жидкую пленку [5, 6], взаимное влияние капель в движущихся эмульсиях [7, 8], формирование капельных потоков на выходе из завихряющей форсунки [9]. Быстропротекающие процессы с участием испаряющихся капель широко востребованы в технике. Например, при покраске поверхностей методом распыления капель размер капель и однородность их распределения непосредственно определяют качество формируемого покрытия [10]. В медицинской и фармацевтической отраслях необходима генерация микронных капель со строго заданным размером [11]. Системы на основе распыления капель применяются в сельском хозяйстве для полива [12], а также в различных системах охлаждения [13]. При распылении многокомпонентного топлива протекает комплекс процессов: диспергирование и испарение капель; каталитические реакции при контакте капель со стенкой; неизотермическая кристаллизация капель и жидких пленок на поверхностях каналов [14]. Эффективность двигателей внутреннего сгорания напрямую зависит от корректного моделирования распыления и осаждения капель в условиях интенсивных фазовых переходов.

Значительную роль распылительные технологии играют в металлургии для задач быстрого охлаждения металла, где реализуются разнообразные режимы теплообмена и испарения. Можно выделить ключевые

стадии жизненного цикла капель: образование в форсунке; взаимодействие в факеле распыла; соударение с поверхностью или с другой сидящей каплей (пленкой); растекание по подложке и отскок от нагретой стенки; вторичный распад на более мелкие фрагменты. Эти процессы являются высокоскоростными: форма, температура капли и парциальное давление пара в ее окрестности изменяются за крайне малые промежутки времени. Кинетика растекания капли по поверхности в значительной степени определяется смачивающими свойствами подложки [15, 16]. При столь быстрых изменениях геометрии и объема капли необходимо учитывать как поверхностные, так и объемные силы. Особую важность приобретает моделирование переноса внутри капли при наличии температурного градиента на ее поверхности, а также при высоких температурах стенки. Конвекция внутри капли играет существенную роль на теплообмен и испарение не только для однокомпонентных жидкостей, но также и для водных растворов [17–19].

Научные исследования уделяют повышенное внимание изучению физических процессов, связанных с взаимодействием капель при их соударении, в частности, падению капли на другую сидящую каплю на поверхностях с различной смачиваемостью. При падении капли на сидящую каплю на различных поверхностях наблюдаются качественно различные режимы, такие как полный отскок, прямое слияние, а также слияние на стадии отрыва, причем границы перехода между режимами имеют максимальные и минимальные пределы по числу We [20]. При соударении капель на гидрофобной поверхности увеличение числа We приводит к большей диссипации энергии за счет образования радиальной струи и короны [21]. На супергидрофобной поверхности реализуется режим гетерогенного смачивания (режим Кэсси), характеризующийся крайне

низкой смачиваемостью, что зачастую вызывает отскок капли [22–24]. Для низких чисел We падающей капли переход между режимами слияния и отскока определяется в том числе и формой капли в момент соударения [25]. Частичная коалесценция с образованием дочерней капли наблюдается, когда объем сидящей капли более чем в два раза превышает объем падающей [26]. Высота и верхний диаметр короны, формирующейся при соударении, являются ключевыми параметрами, которые можно количественно оценить в широком диапазоне чисел Вебера [27].

Для качественного и количественного анализа полей скорости внутри капель в быстропротекающих процессах активно используются оптические методы диагностики. Современные методики позволяют отслеживать эволюцию геометрии капель и исследовать конвективные течения внутри них, что углубляет существующие представления о механизмах переноса в быстропротекающих многофазных системах. Исследование газочапельных потоков часто проводится с применением метода PIV (Particle Image Velocimetry) [28, 29]. Обзор областей применения оптических методов и их особенностей представлен в работах [30, 31]. Осредненное течение в сферoidalной полости с помощью метода PIV исследовано в [32, 33]. Изменение профиля скорости в капле воды при воздействии газового потока изучено в [34]. Измерения конвекции в капле жидкости, падающей на другую неподвижную жидкость, рассмотрены в [35].

Проведенный анализ литературных данных показал, что на сегодняшний день недостаточно экспериментальных данных о полях скорости внутри капли в условиях быстрого изменения ее формы. Подобные процессы имеют место при падении капли на другую каплю или при соударении с твердой стенкой. В быстропротекающих процессах, сопровождающихся деформацией свободной поверхности, возникает интенсивная конвекция (вихревое движение в объеме жидкости). Эта конвекция способна оказывать влияние на теплообмен внутри капли, диссипацию энергии, а также на динамику изменения ее формы.

Целью настоящей работы является проведение экспериментальных исследований по установлению характерных закономерностей для поля скорости внутри сидящей капли после падения на нее другой капли.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Схематическое изображение процесса падения одной капли на другую показаны на рис. 1. Начальный диаметр смоченного пятна большой сидящей капли обозначается как D_0 , максимальный диаметр как D_{\max} . Изменение скорости падения маленькой капли и числа Вебера (We) производилось за счет изменения высоты H .

Число Вебера $We = \frac{\rho V_1^2 d_1}{\sigma}$, где ρ — плотность воды, V_1 — скорость падающей капли перед контактом с верхней частью сидящей капли, d_1 — диаметр падающей капли

($d_1 = 2.5–3$ мм), σ — коэффициент поверхностного натяжения воды.

Скорость V_1 определялась путем обработки видеоизображений, полученных с применением высокоскоростной видеокамеры. Объем падающей малой капли составлял $v_1 = 10$ мкл, а объем сидящей капли $v_2 = 100$ мкл. Сидящая капля располагалась на медной подложке с низкой шероховатостью (среднеквадратичное значение шероховатости находилось в пределах 0.2–0.5 мкм). Формирование сидящих капель заданного объема осуществлялось с использованием дозатора Novus (Thermo Scientific, США, диапазон 10–100 мкл) с погрешностью дозирования $\pm 0.8\%$ от заданного объема. Скорость формирования висячей капли регулировалась электронным шприцевым насосом Cole Parmer EW-74905-04 (Cole Parmer, США), с точностью $\pm 0.5\%$.

Во всех экспериментах применялась дистиллированная вода, предварительно подвергнутая тщательной дегазации. Температура окружающей среды и капель была постоянной $T_a = 20^\circ\text{C}$, внешнее давление соответствовало 1 бар, относительная влажность воздуха 37–40%.

Для обеспечения стабильных смачивающих свойств поверхность подложки перед каждым экспериментом очищалась изопропиловым спиртом и далее промывалась дистиллированной водой. Для получения теневых изображений капли использовалась плоскопараллельная подсветка. В качестве источников света применялись MI-150 и система подсветки 62–760 Edmund Optics (США) с оптоволоконным кабелем (тип BX4 Dolan-Jenner, США). Съемка велась видеокамерой FastVideo 500M (FastVideo, Россия) с макрообъективом Sigma (105 мм f/2.8 G IF-ED AF-S9). Величина начального статического краевого угла смачивания θ_0 сидящей капли до соударения соответствовала 87–89°. Измерение угла смачивания проводилось тангенциальным методом с погрешностью не более 3° . Для минимизации влияния воздушных потоков на результаты измерений

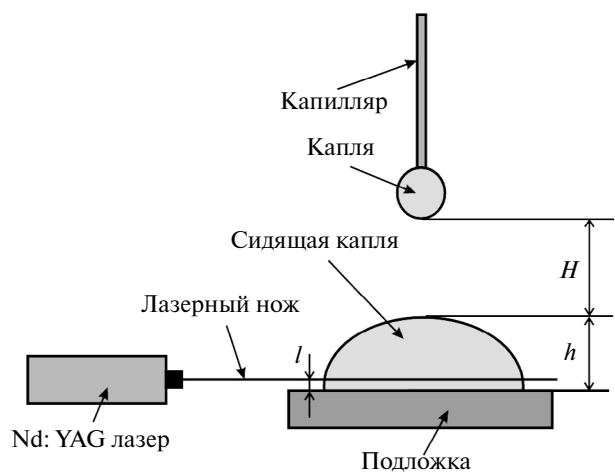


Рис. 1. Схема падения малой капли на сидящую каплю

Fig. 1. Schematic of a small droplet falling onto a sessile drop

угла смачивания и скорости жидкости внутри капли экспериментальная установка была окружена защитным экраном.

В ходе экспериментов проводилась регистрация полей скоростей конвективных течений внутри сидящей капли до и после падения малой капли с применением метода PIV. Для освещения горизонтального сечения капли (параллельного подложке) применялся лазер Quantel EverGreen 70 Nd: YAG с длиной волны 532 нм, с частотой повторения импульсов 4 Гц и энергией импульса 37 мДж. Регистрация изображений выполнялась камерой ImperX IGV B2020M (разрешение 1280×800 пикселей, разрядность 8 бит). В качестве трассирующих частиц использовались частицы диоксида титана TiO₂ размером 0.1–1 мкм (концентрация 0.05–0.1 г/л), которые эффективно визуализировали линии тока в жидкости. Мгновенные поля скоростей измерялись в горизонтальном сечении сидящей капли на расстоянии $l = 0.3–0.5$ мм от поверхности подложки, что соответствует относительной высоте $l/h \sim 0.1–0.17$, где $h \approx 3$ мм — начальная высота большой сидящей капли (до падения маленькой капли) (рис. 1). Обработка данных проводилась в программе Actual Flow (PIV Kit). Детали методики PIV изложены в [29].

Высокоскоростная CMOS-видеокамера Phantom V411 (максимальное разрешение 1280×800 пикселей, максимальная частота съемки $6 \cdot 10^5$ кадров/с, разрядность 8–12 бит, выдержка в экспериментах $5 \cdot 10^{-5}$ с) использовалась для регистрации изменений формы сидящей капли после взаимодействия с падающей каплей, а также колебаний ее границы.

ДЕФОРМАЦИЯ СИДЯЩЕЙ КАПЛИ НА ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ПАДЕНИИ НА НЕЕ ДРУГОЙ КАПЛИ

Изменение формы сидящей капли

Изменение формы капель происходит при их столкновении или дроблении при распылении. Еще одной важной областью является падение капель на нагретую поверхность для ее охлаждения, при котором также наблюдается деформация капли в процессе растекания. Существующие теоретические модели часто не учитывают генерацию вихрей внутри капли. Подобное пренебрежение конвективными процессами может быть допустимо для коротких временных интервалов (порядка 0.001–0.01 с). Однако для более продолжительных периодов необходимо учитывать циркуляцию жидкости внутри капли. Так, после растекания капли по твердой поверхности и достижения максимального диаметра D_{\max} в области трехфазной контактной линии возникает вихревое движение. При этом кинетическая энергия жидкости в момент достижения D_{\max} отлична от нуля. Результаты численного моделирования, приведенные в [36], демонстрируют наличие конвекции в различных вертикальных сечениях капли. Последующая эволюция

формы капли может вызывать как поступательное, так и вращательное движение жидкости. Помимо определения D_{\max} , существенное значение имеют расчет «параметра разбрызгивания» и числа образующихся «пальцев» N [37, 38]. При моделировании этих параметров также часто пренебрегают вихреобразованием, предполагая плоскопараллельный характер течения.

В случае распылительного охлаждения непосредственное взаимодействие капли с твердой стенкой реализуется только в начальный момент. Далее капли падают на другие (сидящие капли) или на тонкую пленку жидкости. Соударение капли с сидящей каплей имеет принципиальные отличия от падения капли на твердую стенку. Падающая капля искривляет свободную поверхность сидящей капли, происходит слияние двух капель и вихреобразование.

Изменение формы сидящей капли в результате соударения показано на рис. 2. При падении малой капли на большую сидящую каплю свободная поверхность сидящей капли становится существенно вогнутой в самом начале взаимодействия. При падении же капли на твердую стенку такая вогнутость в начальный момент деформации существенно меньше. В состоянии максимального растекания капля принимает форму, близкую к тонкому диску. При высоте падения $H = 20$ мм сидящая капля достигает максимального диаметра в момент времени $t = 0.012$ с. Затем происходит ее сжатие до исходного диаметра, близкого к D_0 ($t = 0.028$ с). Наблюдается два цикла повторного растяжения и сжатия капли. После этого капля вновь растекается по поверхности и затем сокращается. После времени $t = 1.310$ с диаметр основания и высота капли становятся постоянными. Иная картина деформации наблюдается при большой высоте падения $H = 200$ мм. Капля испытывает значительное растяжение в радиальном направлении, при этом свободная поверхность теряет устойчивость и на периферии образуются «пальцы» ($t = 0.001–0.003$ с). Количество «пальцев» в серии повторных экспериментов составляло $N = 14–16$. На завершающей стадии сжатия, помимо основной капли, формируются более мелкие капли ($t = 0.079$ с).

При падении одиночной капли, режим образования пальцев реализуется при числах $We = 150–200$ для гидрофобной поверхности (статический краевой угол $\theta_0 = 90–120^\circ$) [39]. При падении маленькой капли на большую сидящую каплю переход к пальцевому режиму достигается при близких числах We , что является неожиданным результатом. После слияния двух капель пальцы образуются при скорости движения контактной линии и, соответственно, при ускорении существенно меньшим, чем при падении одиночной капли. Так, при падении одиночной капли на стенку при $We = 250$, $\xi = D_{\max}/D_0 = 4.2$. При падении капли на сидящую каплю ($We = 250$) $\xi = 2.1$. Так как потеря устойчивости свободной поверхности капли и пальцевобразование связано с критической длиной волны $\lambda_{cr} = 2\pi(-3\sigma/(a\Delta\rho))^{0.5}$, которая определяется

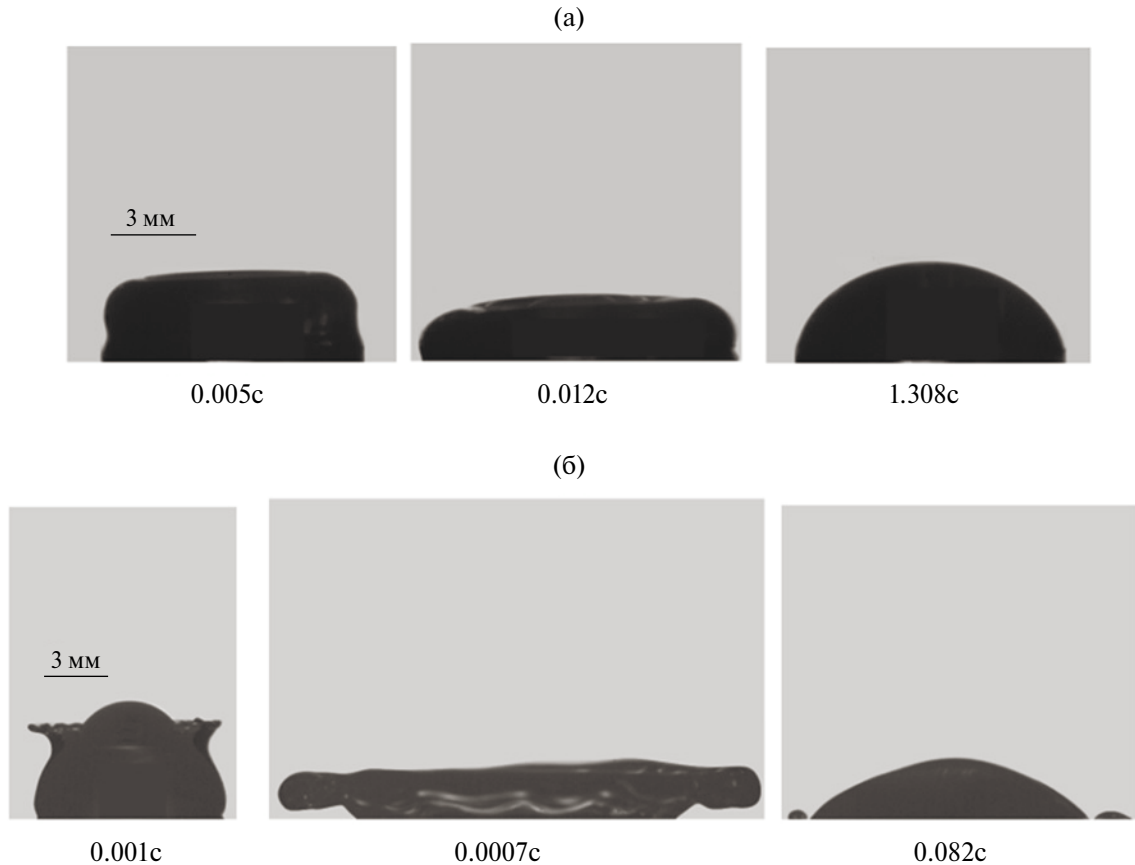


Рис. 2. Эволюция формы сидящей капли на стенке после соударения с падающей каплей (H — высота падения капли (рис. 1)): (а) $H = 20$ мм ($We = 11$); (б) $H = 200$ мм ($We = 250$)

Fig. 2. Evolution of the sessile droplet shape on a wall after impact with a falling droplet (H is the droplet fall height (Fig. 1)): (а) $H = 20$ mm ($We = 11$); (б) $H = 200$ mm ($We = 250$)

по ускорению $a = -(V)^2/(D/2)$, то отличие в критическом числе We должно быть существенным ($\xi_2/\xi_1 = 4.2/2.1$). Таким образом, при взаимодействии двух капель критическое число Вебера должно быть примерно в два раза выше. Примерное же равенство чисел We для двух случаев падения можно связать с разными режимами образования формы капли. Так, при падении одиночной капли на стенку ($We = 200-250$) формируется блин (без формирования короны) и пальцы растут на краях пленки (блина). При падении же маленькой капли на большую сидящую каплю сразу формируется корона с пальцами. Далее корона переходит в блин с сохранением количества начальных пальцев. В этом случае ускорение нужно брать не для контактной линии сидящей капли, а для короны. Тогда ускорение также будет определяться скоростью падения капли $V = V_1$ и ускорением $(V_1)^2$. Поэтому два разных случая падения дают близкое значение критического числа We для пальцеобразования.

На рис. 3 показаны экспериментальные данные изменения безразмерного диаметра основания сидящей капли D/D_0 (D — текущий диаметр сидящей капли, D_0 — начальный диаметр сидящей капли до падения малой капли) со временем при различных высотах падения

второй капли. Безразмерное время определялось, как $t^* = \frac{t}{t_{\text{cap}}}$, где t — текущее время; $t_{\text{cap}} = \sqrt{\frac{\rho R_0^3}{\sigma}}$ характерное время распространения капиллярных возмущений; σ — поверхностное натяжение; ρ — плотность воды; R_0 — радиус сидящей капли до соударения с падающей каплей. Процесс деформации состоит из двух стадий (рис. 3а).

Изначально (после падения маленькой капли) диаметр основания увеличивается до максимального значения D_{max} , а на второй стадии уменьшается до значения, превышающего начальный диаметр сидящей капли D_0 . Продолжительность первой и второй стадии составляет 0.01–0.02 с. После контакта капля наблюдается медленное образование соединительного мостика и последующие затухающие колебания формы объединенной капли. Эти колебания представляют собой периодическое изменение ее диаметра и высоты вокруг положения равновесия. С увеличением высоты падения второй капли ($H = 200$ мм, рис. 3б) максимальный диаметр капли D_{max} увеличивается в 1.8–1.9 раз, по сравнению с меньшей высотой падения. В этом случае образуется тонкий диск (пленка), на краях которого возникают пальцы из-за неустойчивости Рэлея–Тейлора.

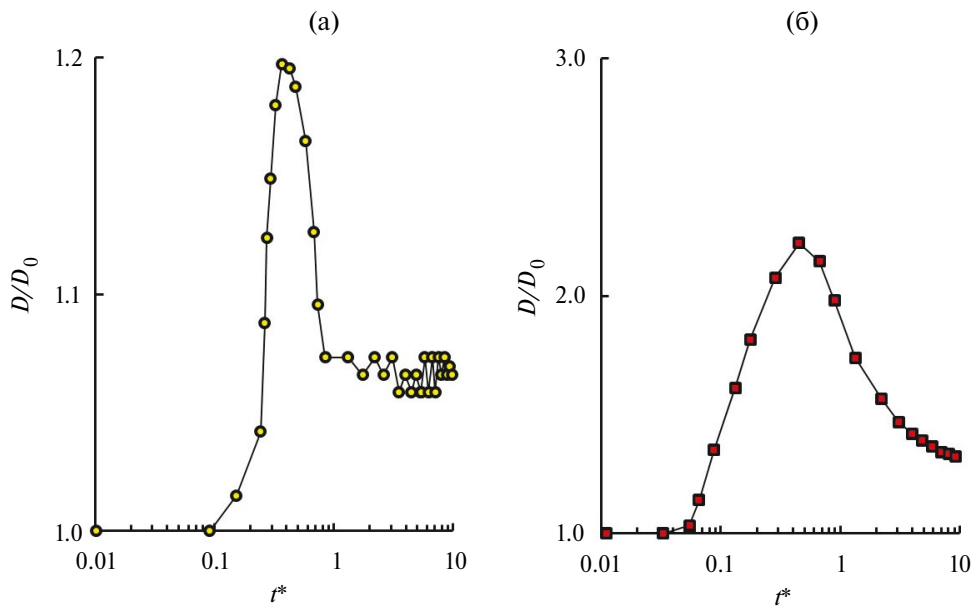


Рис. 3. Изменение безразмерного диаметра смоченного пятна лежащей капли от безразмерного времени при различной высоте падения малой капли H (объем падающей капли $v_1 = 10$ мкл; начальный объем сидящей капли $v_2 = 100$ мкл): (а) $H = 20$ мм; (б) $H = 200$ мм

Fig. 3. Variation of the dimensionless diameter of the wetted spot of a sessile drop with dimensionless time for different fall heights H of the small droplet (volume of the falling droplet $v_1 = 10$ μL ; initial volume of the sessile drop $v_2 = 100$ μL): (а) $H = 20$ mm; (б) $H = 200$ mm

Эволюция мгновенных полей скоростей и средней скорости внутри капли от времени

После падения капли на каплю формируется не только плоскопараллельное течение, но и объемная циркуляция жидкости, когда лишь часть кинетической энергии преобразуется в продольное растяжение капли. Таким образом, в данном сценарии одновременно наблюдаются два режима течения: плоскопараллельное течение с формированием тонкого пристенного пограничного слоя и вихревое движение, вносящее относительно малый вклад в деформацию свободной поверхности капли.

На рис. 4 представлены мгновенные поля скоростей в горизонтальном сечении капли, полученные методом PIV. До момента соударения капля в жидкости наблюдается тороидальный вихрь. Существование такого вихря в отсутствие нагрева подложки подтверждается экспериментальными и теоретическими данными из различных источников. Асимметрия формы капли и неоднородность смачивания обуславливают некоторую асимметрию тороидальной структуры.

Момент времени $t = 0$ с соответствует началу взаимодействия капель. Как видно из рисунка, после соударения в интервале $t = 0-2$ с тороидальная структура разрушается, и поле скоростей характеризуется наличием множества взаимодействующих вихрей. Течение становится пространственно-неоднородным и нестационарным. Формирование множественных

вихрей связано с потерей устойчивости потенциального течения внутри капли. Затем, когда скорость течения многократно уменьшается и приближается к исходному значению (до падения капли), в капле происходит восстановление тороидальной структуры. Измерения выполнялись после завершения активной деформации капли, поскольку проведение PIV-измерений в условиях быстрого изменения формы поверхности затруднительно. Однако на основании закона сохранения момента импульса можно утверждать, что интенсивная циркуляция жидкости имеет место и на более ранних стадиях (до остановки сидящей капли). Со временем интенсивность вихревого движения уменьшается вследствие вязкой диссипации.

Для обезразмеривания параметров конвекции (после погашения колебаний и остановки сидящей капли) использовалось безразмерное время, определяемое как $t^{**} = \frac{t}{t_{\text{visc}}}$, где t — текущее время; $t_{\text{visc}} = \frac{\rho R_0^2}{\mu}$ — характерное вязкое время; μ — динамическая вязкость; R_0 — начальный радиус сидящей капли. Этот масштаб времени характеризует период, за который вязкие силы существенно влияют на гидродинамику системы (изменение поля скорости в капле со временем). Использование вязкого масштаба времени является физически обоснованным, поскольку экспериментальные времена (4–15 с) соизмеримы с характерным временем вязкой релаксации (≈ 20 с).

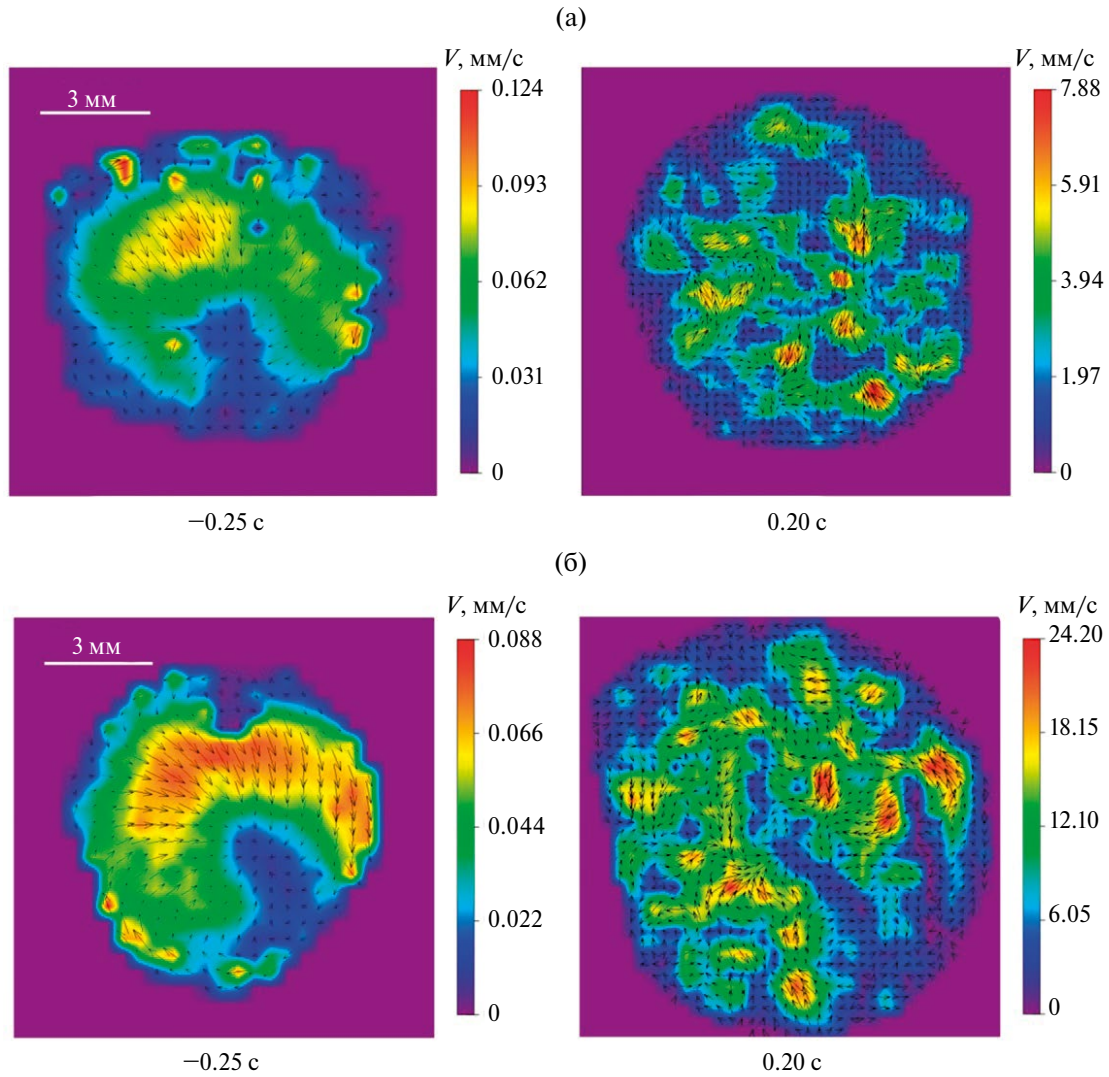


Рис. 4. Мгновенные поля скорости внутри сидящей капли при различных высотах падения H малой капли: (а) $H = 20$ мм; (б) $H = 50$ мм. Время $t = 0.2$ с соответствует безразмерному времени $t^* = 5.4$ (рис. 3а) и $t^* = 6.6$ (рис. 3б)
Fig. 4. Instantaneous velocity fields inside the sessile drop for different fall heights H of the small droplet: (а) $H = 20$ mm; (б) $H = 50$ mm. The time $t = 0.2$ s corresponds to the dimensionless time $t^* = 5.4$ (Fig. 3a) and $t^* = 6.6$ (Fig. 3b)

На рис. 5 представлено изменение безразмерной скорости V^{**} от безразмерного времени t^{**} ($V^{**} = V/V^*$, где V – средняя скорость в горизонтальном сечении сидящей капли; $V^* = d_1/t_{\text{visc}}$; d_1 – диаметр падающей капли). Соударение малой капли сопровождается движением контактной линии и деформацией сидящей капли до времени $t^{**} \approx 0.2$. С ростом t^{**} от 0.2 до 0.6 скорость уменьшается на три порядка значений.

Скорость диссипации пропорциональна $\mu(dV/dy)^2 \sim V_{\text{авт}}^2/h^2$. Поэтому при уменьшении значения $V_{\text{авт}}$ со временем на один-два порядка скорость диссипации будет уменьшаться как $V_{\text{авт}}^2$. Кривая 3 ($We = 11$) на рис. 5 построена по Ур. (1), кривая 4 ($We = 27$) по Ур. (2):

$$V^{**} = 0.0068(t^{**})^{-5.18}, \quad (1)$$

$$V^{**} = 0.033(t^{**})^{-4.8}. \quad (2)$$

Рост значений We (от 11 до 27) в 2.5 раза привел к росту $\xi = D_{\text{max}}/D_0$ в 1.17 раза (1.4/1.2). Максимальная кинетическая энергия капли перед падением на стенку переходит в потенциальную при остановке движения капли после ее падения и растяжения на стенке. В этот момент скорость движения контактной линии равна нулю, а диаметр основания капли достигает максимального значения D_{max} . Максимальная потенциальная энергия в поле сил давления будет пропорциональна D_{max} . При этом D_{max} пропорционален $(We)^{1/3}$. Так как число We определяется по характерной скорости падения V_1 , то отношение начальных кинетических энергий (для двух рассмотренных высот) будет пропорционально

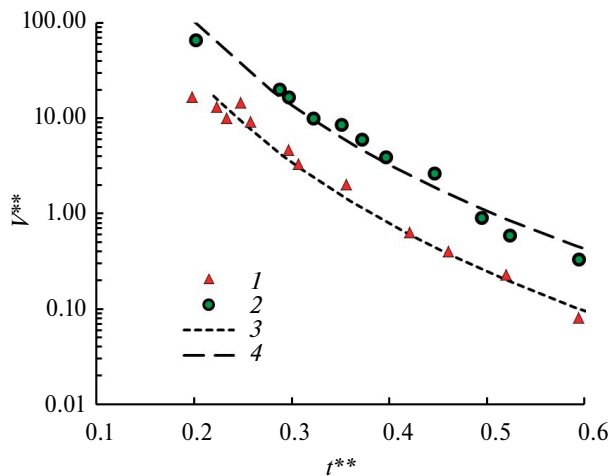


Рис. 5. Изменение скорости V^{**} в горизонтальном сечении сидящей капли после падения малой капли (точки 1 и 2 — эксперимент, кривые 3 и 4 — расчет): 1 — $We = 11$; 2 — $We = 27$; 3 — расчет по Ур. (1) ($We = 11$); 4 — расчет по Ур. (2) ($We = 27$)

Fig. 5. Variation of velocity V^{**} in the horizontal cross-section of the sessile drop after the small drop falls (points 1 and 2 — experiment, curves 3 and 4 — calculation): 1 — $We = 11$; 2 — $We = 27$; 3 — calculation according to Eq. (1) ($We = 11$); 4 — calculation according to Eq. (2) ($We = 27$)

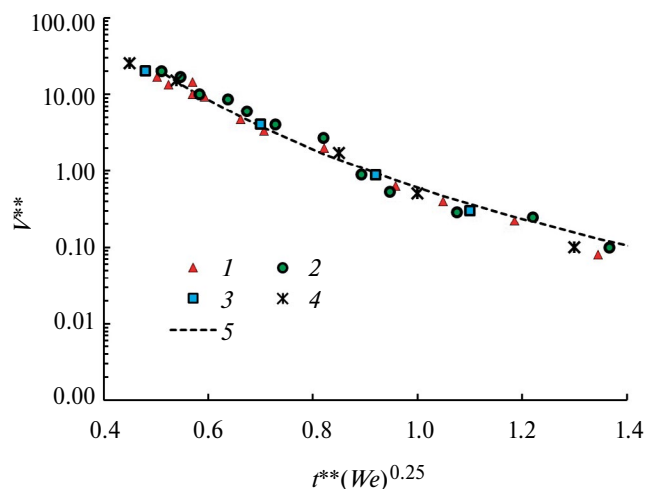


Рис. 6. Зависимость скорости V^{**} от безразмерного комплекса $t^{**}(We)^{0.25}$ (точки 1–4 — эксперимент; кривая 5 — расчет по Ур. (3)): 1 — $We = 11$; 2 — $We = 27$; 3 — $We = 7$; 4 — $We = 17$; 5 — расчет по Ур. (3)

Fig. 6. Dependence of velocity V^{**} on the dimensionless complex $t^{**}(We)^{0.25}$ (points 1–4 — experiment; curve 5 — calculation according to Eq. (3)): 1 — $We = 11$; 2 — $We = 27$; 3 — $We = 7$; 4 — $We = 17$; 5 — calculation according to Eq. (3)

отношению чисел We . Тогда, отношение максимальных потенциальных энергий будет пропорционально отношению максимальных диаметров сидящих капель (после удара маленькой капли) и равняться 1.17. Данное условие выполняется при $n = 0.17$ ($\xi \sim (We)^{0.17}$).

Интересно отметить, что данное значение показателя степени существенно меньше, чем для случая падения капли на твердую стенку, когда $n = 0.5$ (супергидрофобный случай) и $n = 0.2-0.25$ (для гидрофильной стенки) [40–42]. С ростом значений We скорость V^{**} возрастает. Рост начальной кинетической энергии падения капли приводит к росту средней скорости конвекции в жидкости не только при растяжении капли, но также и после остановки контактной линии капли. Таким образом, силы вязкости и силы адгезии капли со стенкой гораздо быстрее приводят форму капли в равновесие, чем силы вязкости приводят к остановке движения в жидкости. Так как, при прикрепленной контактной линии движение жидкости реализуется достаточно быстрое, то будет образовываться и вихревое движение внутри капли до полной остановки движения.

Для обобщения экспериментальных данных по зависимости средней скорости жидкости в горизонтальном сечении капли от времени и числа We предложен комплекс $t^{**}(We)^{0.25}$ (Ур. (3), рис. 6):

$$V^{**} = 0.6 \left(t^{**} (We)^{0.25} \right)^{-5.18}. \quad (3)$$

Таким образом, для корректного моделирования взаимодействия двух капель на стенке необходимо учитывать не только динамику растяжения капли, но также и поле скорости в жидкости до и после полной остановки сидящей капли. Так, при охлаждении или нагреве стенки конвекция в капле после ее остановки будет усиливать теплообмен между стенкой и жидкостью, повышать коэффициент теплоотдачи, а также изменять температуру свободной поверхности капли и скорость испарения жидкости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В зависимости от числа We наблюдаются два характерных режима деформации сидящей капли после падения другой капли: 1) затухающие колебания формы капли при малых We ($We = 5-27$) и 2) интенсивное растекание капли с образованием «пальцев» при высоких We ($We = 200$). Аналогичные режимы имеются и для случая падения одиночной капли на твердую стенку.

При падении одиночной капли на стенку при $We = 200-250$ формируется пленка с пальцами без образования короны. При падении же маленькой капли на большую сидящую каплю сразу формируется корона с пальцами. Далее при растяжении капли на стенке корона переходит в пленку с сохранением количества начальных пальцев в короне. В обоих случаях будет иметь место близкое значение критического числа We_{cr} для

пальцеобразования. We_{cr} будет определяться скоростью падения капли V_1 и ускорением $(V_1)^2/D$.

После падения капли разрушается исходная тороидальная вихревая структура в горизонтальной плоскости поля скорости. Вместо тороида образуются множество взаимодействующих друг с другом вихрей.

Затухание скорости реализуется по степенному закону от числа We . Экспериментальные данные по скорости

конвекции в капле обобщаются кривой с применением комплекса $r^{**}(We)^{0.25}$.

Полученные результаты важны для совершенствования моделей, описывающих коллективные эффекты взаимодействия капель при их падении на стенку (взаимодействие спрея с твердой стенкой, капельное охлаждение стенки).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bittner B., Kissel T. Ultrasonic atomization for spray drying: a versatile technique for the preparation of protein loaded biodegradable microspheres. *J. Microencapsul.* 1999. Vol. 16. no. 3. Pp. 325–341. <https://doi.org/10.1080/026520499289059>
2. Filkova I., Mujumdar A.S. *Industrial spray drying systems*. Mujumdar A.S. (ed.). Handbook of Industrial Drying. 1st ed. Boca Raton: CRC Press; 1995. P. 45.
3. Tang Chenglong, Qin Mengxiao, Weng Xinyan et al. Dynamics of droplet impact on solid surface with different roughness. *Int. J. Multiph. Flow.* 2017. Vol. 96. Pp. 56–69. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2017.07.002>
4. Antonov D.V., Islamova A.G., Orlova E.G. et al. Droplet collision with hydrophobic and superhydrophobic surfaces: Experimental studies and numerical modeling. *Surf. Interfaces.* 2024. Vol. 48. P. 104264. <https://doi.org/10.1016/j.surfin.2024.104264>
5. Liang Gangtao, Mudawar I. Review of mass and momentum interactions during drop impact on a liquid film. *Int. J. Heat Mass Transf.* 2016. Vol. 101. Pp. 577–599. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.05.062>
6. Misyura S.Y., Volkov R.S., Filatova A.S. Interaction of two drops at different temperatures: The role of thermocapillary convection and surfactant. *Colloids Surf. A: Physicochem. Eng. Asp.* 2018. Vol. 559. Pp. 275–283. <https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2018.09.063>
7. Hinze J.O. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes. *AIChE J.* 1955. Vol. 1. no. 3. Pp. 289–295. <https://doi.org/10.1002/aic.690010303>
8. Sleicher C.A. Maximum stable drop size in turbulent flow. *AIChE J.* 1962. Vol. 8. no. 4. Pp. 471–477. <https://doi.org/10.1002/aic.690080410>
9. Seyedin S.H., Ahmadi M., Seyedin S.V. Design and construction of the pressure swirl nozzle and experimental investigation of spray characteristics. *Technical Journal.* 2019. Vol. 13. Pp. 204–212. <https://doi.org/10.31803/tg-20180908135420>
10. Hicks P.G., Senser D.W. Simulation of paint transfer in an air spray process. *J. Fluids Eng.* 1995. Vol. 117. no. 4. Pp. 713–719. <https://doi.org/10.1115/1.2817327>
11. Babinsky E., Sojka P.E. Modeling drop size distributions. *Prog. Energy Comb. Sci.* 2002. Vol. 28. no. 4. Pp. 303–329. [https://doi.org/10.1016/S0360-1285\(02\)00004-7](https://doi.org/10.1016/S0360-1285(02)00004-7)
12. Bari F., Ahmad M.M., Sherwani A. et al. Determining the influence of nozzle on droplet spectrum and pesticide deposition in cabbage against *Pieris brassicae* (Linn.). *J. Entomol. Zool. Stud.* 2019. Vol. 7. no. 1. Pp. 270–277.
13. Chien Liang-Han, Xu Jin-Jia, Yang Tien-Fu et al. Experimental study on water spray uniformity in an evaporative condenser of a water chiller. *Case Stud. Therm. Eng.* 2019. Vol. 15. P. 100512. <https://doi.org/10.1016/j.csite.2019.100512>
14. Schmid J., Kumberg T., Hlushkou D. et al. Crystallization of urea from an evaporative aqueous solution sessile droplet at sub-boiling temperatures and surfaces with different wettability. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2018. Vol. 98. Pp. 80–88. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.10.008>
15. Misyura S.Y., Andryushchenko V.A., Smovzh D.V. et al. Graphene wettability control: Texturing of the substrate and removal of airborne contaminants in the atmosphere of various gases. *J. Mol. Liq.* 2022. Vol. 349. P. 118116. <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2021.118116>

16. Kuznetsov G.V., Feoktistov D.V., Orlova E.G. Regimes of spreading of a water droplet over substrates with varying wettability. *J. Eng. Phys. Thermophys.* 2016. Vol. 89. no. 2. Pp. 317–322.
<https://doi.org/10.1007/s10891-016-1381-0>
17. Nakoryakov V.E., Misyura S.Y., Elistratov S.L. Boiling crisis in droplets of ethanol water solution on the heating surface. *J. Engin. Thermophys.* 2013. Vol. 22. no. 1. Pp. 1–6.
<https://doi.org/10.1134/S1810232813010013>
18. Nakoryakov V.E., Misyura S.Y., Elistratov S.L. no.isothermal desorption of droplets of complex compositions. *Therm. Sci.* 2012. Vol. 16. no. 4. Pp. 997–1004.
<https://doi.org/10.2298/TSCI120428116N>
19. Misyura S.Y. High temperature nonisothermal desorption in a water–salt droplet. *Int. J. Therm. Sci.* 2015. Vol. 92. Pp. 34–43.
<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2015.01.017>
20. Abouelsoud M., Bai B. Bouncing and coalescence dynamics during the impact of a falling drop with a sessile drop on different solid surfaces. *Phys. Fluids.* 2021. Vol. 33. no. 6. P. 063309.
<https://doi.org/10.1063/5.0050829>
21. Wakefield J., Tilger C.F., Oehlschlaeger M.A. The interaction of falling and sessile drops on a hydrophobic surface. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2016. Vol. 79. Pp. 36–43.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.06.022>
22. Emelyanenko K.A., Emelyanenko A.M., Boinovich L.B. Effect of shear loading conditions on the measured strength of ice adhesion to superhydrophobic surfaces. *Colloid J.* 2024. Vol. 86. no. 3. Pp. 347–357.
<https://doi.org/10.1134/S1061933X24600180>
23. Kuzina E.A., Teplonogova M.A., Buglak A.V. et al. Superhydrophobic coating based on EP-140 epoxy enamel: A study of mechanical endurance under external actions. *Colloid J.* 2025. Vol. 87. no. 3. Pp. 365–372.
<https://doi.org/10.1134/S1061933X25600307>
24. Emelyanenko K.A., Emelyanenko A.M., Boinovich L.B. Supercooling of evaporating water droplets on superhydrophobic surfaces at low temperatures. *Colloid J.* 2025. Vol. 87. no. 4. Pp. 481–491.
<https://doi.org/10.1134/S1061933X25600642>
25. Jaiswal A.K., Khandekar S. Drop-on-drop impact dynamics on a superhydrophobic surface. *Langmuir.* 2021. Vol. 37. no. 42. Pp. 12629–12642.
<https://doi.org/10.1021/acs.langmuir.1c01779>
26. Kumar M., Bhardwaj R., Sahu K.C. Coalescence dynamics of a droplet on a sessile droplet. *Phys. Fluids.* 2020. Vol. 32. no. 1. P. 012104.
<https://doi.org/10.1063/1.5129901>
27. Abouelsoud M., Li Xing, Peng Leqin et al. Crown behavior during a concentric collision of a falling droplet onto a sessile droplet. *Exp. Fluids.* 2018. Vol. 59. no. 10. P. 162.
<https://doi.org/10.1007/s00348-018-2619-8>
28. Saha A., Basu S., Kumar R. Velocity and rotation measurements in acoustically levitated droplets. *Phys. Lett. A.* 2012. Vol. 376. Pp. 3185–3191.
<http://doi.org/10.1016/j.physleta.2012.08.013>
29. Yan Fei, Rinoshika A. High-velocity PIV measurement of particle velocity near the minimum air velocity in a horizontal self-excited pneumatic conveying of using soft fins. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2013. Vol. 44. Pp. 534–543.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2012.08.019>
30. Chaze W., Caballina O., Castanet G. et al. The saturation of the fluorescence and its consequences for laser-induced fluorescence thermometry in liquid flows. *Exp. Fluids.* 2016. Vol. 57. no. 4. P. 58.
<https://doi.org/10.1007/s00348-016-2146-4>
31. Misyura S.Y., Strizhak P.A., Volkov R.S. et al. The influence of the wall microtexture on functional properties and heat transfer. *J. Mol. Liq.* 2019. Vol. 294. P. 111670.
<https://doi.org/10.1016/j.molliq.2019.111670>
32. Kozlov V.G., Sabirov R.R., Subbotin S.V. Steady flows in an oscillating spheroidal cavity with elastic wall. *Fluid Dyn.* 2018. Vol. 53. Pp. 189–199.
<https://doi.org/10.1134/S0015462818020118>

33. Kozlov V.G., Subbotin S.V., Sabirov R.R. Steady flows in deformed elastic sphere subject to rotational oscillations. *Phys. Fluids*. 2018. Vol. 30. P. 093606.
<https://doi.org/10.1063/1.5048789>
34. Zhou Qian, Erkan N., Okamoto K. Simultaneous measurement of temperature and flow distributions inside pendant water droplets evaporating in an upward air stream using temperature-sensitive particles. *Nucl. Eng. Des.* 2019. Vol. 345. Pp. 157–165.
<https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2019.01.025>
35. Ninomiya N., Yasuda K. Visualization and PIV measurement of the flow around and inside of a falling droplet. *J. Vis.* 2006. Vol. 9. no. 3. Pp. 257–264.
<https://doi.org/10.1007/BF03181672>
36. Pasandideh-Fard M., Qiao Yimu, Chandra S. et al. Capillary effects during droplet impact on a solid surface. *Phys. Fluids*. 1996. Vol. 8. no. 3. Pp. 650–659.
<https://doi.org/10.1063/1.868850>
37. Bhola R., Chandra S. Parameters controlling solidification of molten wax droplets falling on a solid surface. *J. Mater. Sci.* 1999. Vol. 34. no. 19. Pp. 4883–4894.
<https://doi.org/10.1023/A:1004680020618>
38. Bussmann M., Chandra S., Mostaghimi J. Modeling the splash of a droplet impacting a solid surface. *Phys. Fluids*. 2000. Vol. 12. no. 12. Pp. 3121–3132.
<https://doi.org/10.1063/1.1321258>
39. Vozhakov I.S., Misyura S.Y., Shain A.M. et al. Numerical contact line behavior prediction for droplet-wall impact by the modified Hoffman-function-based dynamic contact angle model. *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 2025. Vol. 160. P.108372.
<https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2024.108372>
40. Clanet C., Beguin C., Richard D. et al. Maximal deformation of an impacting drop. *J. Fluid Mech.* 2004. Vol. 517. Pp. 199–208.
<https://doi.org/10.1017/S0022112004000904>
41. Laan N., de Bruin K.G., Bartolo D. et al. Maximum diameter of impacting liquid droplets. *Phys. Rev. Appl.* 2014. Vol. 2. no. 4. P. 044018.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.2.044018>
42. Zheng Jianguo, Fang Ranran, Yan Zhonghua et al. Impact of a falling droplet on a sessile droplet on a surface with controllable wettability: Effects of surface wettability and Weber number. *J. Colloid Interface Sci.* 2025. Vol. 699. P. 138151.
<https://doi.org/10.1016/j.jcis.2025.138151>

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Мисюра Сергей Яковлевич — канд. техн. наук; ст. науч. сотр., Институт теплофизики имени С.С. Кутателадзе, Сибирское отделение Российской академии наук, Новосибирск, Российская Федерация
E-mail: misura@itp.nsc.ru
<https://orcid.org/0000-0003-2888-5923>

Морозов Владимир Сергеевич — мл. науч. сотр., Институт теплофизики имени С.С. Кутателадзе Сибирское отделение Российской академии наук, Новосибирск, Российская Федерация
E-mail: morozov.vova.88@mail.ru
<https://orcid.org/0000-0002-7756-1987>

ABOUT THE AUTHORS

Misyura, Sergey Ya. — Cand. Sc. (Engineering), Senior Research Officer, S.S. Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation
E-mail: misura@itp.nsc.ru
<https://orcid.org/0000-0003-2888-5923>

Morozov, Vladimir S. — Research Assistant, S.S. Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation
E-mail: morozov.vova.88@mail.ru
<https://orcid.org/0000-0002-7756-1987>

Поступила в редакцию 23.12.2025
После доработки 04.02.2026
Принята к публикации 09.02.2026

Received December 23, 2025
Revised February 04, 2026
Accepted February 09, 2026