

Transfer of Matter at the Initial Stage of Cavity Formation in the Impact Mode of Merging a Freely Falling Drop

Yu. D. Chashechkin, A. Yu. Ilinykh

*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences (IPMech RAS),
Moscow, 119526, Russia*

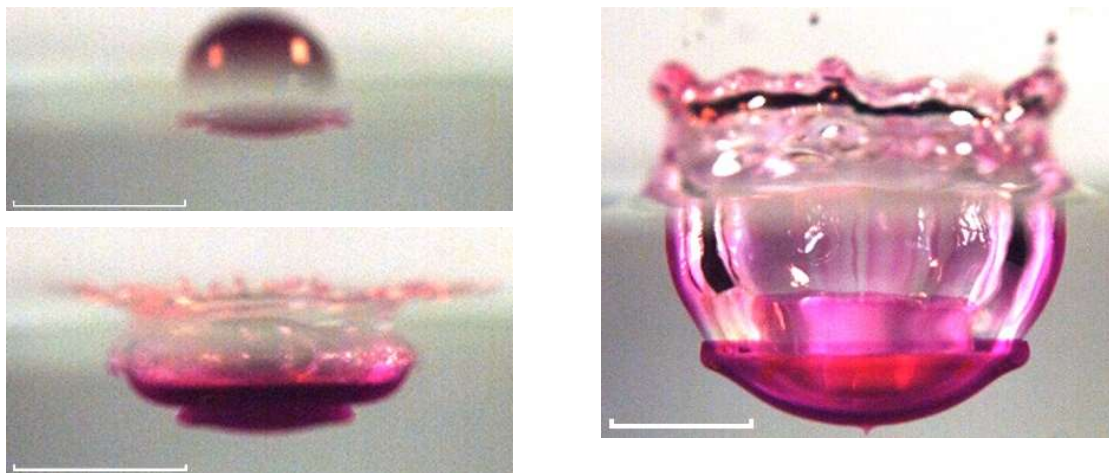
chakin@ipmnet.ru

ilynykh@ipmnet.ru

Abstract

Using the methods of scientific photo and videography, the flow pattern and the distribution of matter of a free-falling liquid drop in a resting target fluid at the initial stage of cavity formation was recorded. The experiments were carried out in the range of parameters of the impact mode of coalescence, when the kinetic energy of the drop exceeds its available potential surface energy (APSE). To register a color image, the flow pattern was simultaneously illuminated by several light sources including matrix LEDs and fiber-optic sources of constant light. The planning and interpretation of the experiments results were carried out taking into account the properties of the complete solutions of the fluid mechanics fundamental equations system, as well as mechanisms of the energy transfer and conversion. The experiments were carried out with a single drop of potassium permanganate solution falling into water. In the impact mode, the drop begins to lose continuity at the initial contact, when a veil and thin jets are formed, the velocity of which exceeds the drop contact velocity. From the tops of the jets, small drop-lets are thrown into the air, the size of which grows with time. On the surface of the liquid, the jets leave colored traces that form line and mesh structures. Part of the jets penetrates through the cavity bottom and forms an intermediate layer. In it, the jets are separated by interfaces of the target fluid. The processes of molecular diffusion equalize the density difference and form an intermediate layer, which is outlined by sharp boundaries, under the cavity.

Keywords: drop, impact, experiment, fine structure, cavity, substance transfer.



Flow patterns observed at a drop of saturated aqueous solution of potassium permanganate falls into the water in intrusive mode: $En_k > En_\sigma$

УДК 532.5

Перенос вещества на начальном этапе формирования каверны в импактном режиме слияния свободно падающей капли

Ю. Д. Чашечкин, А. Ю. Ильиных

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,
Россия, Москва, 119526, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1*

chakin@ipmnet.ru

ilynykh@ipmnet.ru

Аннотация

Методами научной фото- и видеографии проведена регистрация картины течения и распределения вещества свободно падающей капли жидкости в покоящейся принимающей жидкости на начальном этапе формирования каверны. Опыты выполнены в диапазоне параметров импактного режима слияния, когда кинетическая энергия капли превышает ее доступную потенциальную поверхностную энергию (ДППЭ). Для регистрации цветного изображения картина течения одновременно освещалась несколькими источниками – матричными светодиодными и волоконнооптическими источниками постоянного света. Планирование и интерпретация результатов опытов проводились с учетом свойств полных решений системы фундаментальных уравнений, механики жидкостей, учитывающих перенос и конверсию энергии. Опыты выполнены с отдельной каплей раствора перманганата калия, падающей в воду. В импактном режиме капля начинает терять сплошность при первичном контакте, когда образуется пелена и тонкие струйки, скорость которых превосходит контактную скорость капли. С вершин струек в воздух выбрасываются капельки, размеры которых растут со временем. На поверхности жидкости струйки оставляют окрашенные следы, формирующие линейчатые и сетчатые структуры. Часть струек пронизывает дно и стенки каверны и образует промежуточный слой. В нем струйки разделены прослойками принимающей жидкости. Процессы молекулярной диффузии выравнивают разность плотностей и формируют под каверной промежуточный слой, очерченный четкими границами.

Ключевые слова: капля, импакт, эксперимент, тонкая структура, перенос вещества.

1. Введение

Темп изучения устойчиво воспроизводимых компонентов течений в картине слияния свободно падающей капли с покоящейся принимающей жидкостью – кольцевых вихрей, многоярусных вихревых систем и более короткоживущих компонентов – каверны, брызг, венца, всплеска, а последние годы устойчиво растет [1]. Интерес обусловлен логикой развития научных исследований, расширением применения научных данных при решении прикладных задач акустики океана, создании новых технологий в нефте-, био-, химической, фармацевтической, металлургической и других отраслях промышленности.

Одновременно развивается техника эксперимента – создаются все более мощные источники света [2], расширяется диапазон длин волн подсветки (в опытах теперь используются волны в рентгеновском, оптическом и инфракрасном диапазонах [3, 4]), совершенствуется техника фото-, кино- и видеорегистрации. Скорость съемки современных видеокамер превышает несколько миллионов кадров в секунду [5, 6].

Применение высокоразрешающих инструментов позволило детально изучить эволюцию компонентов течений, идентифицированных еще в первых наблюдениях, в частности, проследить изменение формы каверны и венца [7, 8], эволюцию картины капиллярных волн на их поверхности [9], выделить важные особенности в картине переноса вещества капли [10, 11].

В механике жидкостей в целом, и при интерпретации наблюдений течений импакта свободно падающей капли, часто используется гипотеза «пассивности примесей» [12], позволяющая интерпретировать картины перераспределения вещества в качестве индикатора эволюции структуры поля скорости течений. Подход используется для идентификации компактных вихрей в различных фазах течения, создаваемого упавшей каплей в покоящейся жидкости [13].

По данным более детальных наблюдений были выделены структурно различающиеся интрузивный и импактный режимы растекания свободно падающей капли в покоящейся жидкости [10, 11, 14]. В интрузивном режиме, когда кинетическая энергия капли $En_k = MU^2/2$ меньше ее доступной потенциальной поверхностной энергии (ДППЭ) $En_\sigma = \sigma S_d$, $E_k < E_\sigma$, вначале вещество капли плавно втекает в толщу жидкости, а затем, с задержкой в несколько миллисекунд, быстро углубляется каверна [10]. В более динамичном «импактном» режиме, при $En_k > En_\sigma$, каверна начинает формироваться с момента первичного контакта капли с принимающей жидкостью. Здесь S_d , M и U – площадь поверхности, масса и контактная скорость сливающейся капли.

В импактном режиме тонкие струйки также наблюдаются в области слияния капли с тонким слоем жидкости на твердой подложке [15]. В глубокой жидкости окрашенные тонкие радиально направленные струйки, которые образуются в области слияния жидкостей, ускоряются при пересечении ее границы [16]. Окрашенные волокнистые следы тонких струек, содержащих вещество капли, образуют дискретные линейчатые и сетчатые структуры на поверхности каверны и венца. Волокна наблюдаются в эксперименте и при слиянии капли с тонким слоем жидкости на твердом основании [17].

Численные модели процессов растекания капли в основном ориентированы на расчет формы свободной поверхности [18]. При этом растекание капли считается осесимметричным, вещество послойно равномерно распределенным по дну и стенкам каверны [19]. В опытах было замечено, что часть жидкости капли проникает в принимающую жидкость и формирует опережающий каверну слой промежуточной плотности [20]. Изменения толщины промежуточного слоя по мере эволюции каверны прослежена в [21]. Природа формирования промежуточного слоя длительное время оставалась неизвестной.

В последние годы образование тонких струек, наблюдавшихся при растекании капли в ряде работ [10, 11, 14, 22], объясняется конверсией неоднородно распределенной внутренней энергии в жидкостях со свободной поверхностью [23]. Избыточная энергия локально непосредственно передается в лигаменты – тонкие компоненты течений жидкостей. Лигаменты описываются сингулярно возмущенными компонентами полных решений систем фундаментальных уравнений механики неоднородных жидкостей [24, 25].

В современном подходе в качестве основного параметра текучей среды (жидкости, газа, плазмы) выбран один из видов термодинамических потенциалов, а именно, свободная энтальпия – потенциал Гиббса [23]. Производные потенциала Гиббса с дифференциалом $dG = sdT + VdP + S_\sigma d\sigma + \mu_i dS_i$ определяют традиционные термодинамические величины неоднородной капельной жидкости со свободной поверхностью площадью S_σ . Здесь $\rho(t, x_1, x_2, x_3) = 1/V$ – плотность; V – удельный объем; $P(t, x_1, x_2, x_3)$ – давление; $T(t, x_1, x_2, x_3)$ – температура; $S_i(x_1, x_2, x_3)$ – концентрация растворенного вещества или взвешенных частиц, μ_i – химический потенциал. Все приведенные величины имеют ясный физический. В эксперименте проводятся измерения их значений с одновременной оценкой погрешности.

В современной механике жидкостей некоторые физические величины, в частности, плотность и давление, рассматриваются как параметры смешанной механической и термодинамической природы. Эмпирические соотношения, среди которых основной считается зави-

симось плотности $\rho(P, T, S_i)$ или удельного объема V от давления P , температуры T , концентрации растворенных веществ и взвешенных частиц S_i , образуют набор уравнений состояния [26, 27]. Физические свойства среды, в частности, стратификацию, также характеризуют распределения потенциала Гиббса и его производных – плотности, температуры, солености и давления от глубины и других координат, которые в течениях со временем изменяются.

Наряду с термодинамическими величинами, среда также характеризуется кинетическими коэффициентами, определяющими молекулярный перенос импульса (динамическая μ и кинематическая вязкости $\nu = \mu/\rho$), тепла (коэффициент теплопроводности κ_T) и вещества (коэффициент диффузии κ_S), параметрами переноса полей других физических величин (скорость звука, коэффициент преломления, и другие). В слабо диссипативных средах, к которым относится большое число жидкостей и газов, встречающихся в природных и промышленных условиях (в частности, вода, водные растворы солей и воздух), кинетические коэффициенты имеют малые значения.

Полные решения системы фундаментальных уравнений [22–24] для слабодиссипативных сред, содержащих малые коэффициенты при старших производных, отыскиваются методами теории сингулярных возмущений [28]. Расчеты показали, что полные решения системы уравнений механики жидкостей содержат функций двух классов – регулярные по малому параметру, и сингулярно возмущенные [22].

В периодических течениях регулярные решения описывают волны, а сингулярные – сопутствующие компоненты, формирующие тонкую структуру среды – волокна и высокоградиентные прослойки [29]. Полные дисперсионные соотношения для волн и лигаментов на поверхности вязкой стратифицированной жидкости приведены в [30]. Анализ собственных масштабов сингулярных решений, дополняющих инерциальные, внутренние, акустические и гибридные волны в толще жидкости, проведен в [31]. Анализ структур течений в слабо нелинейном приближении проведен в [32].

В эксперименте тонкая структура капельных течений на поверхности и в толще принимающей жидкости ранее визуализировалась в [10, 11, 14, 34]. Масштабы тонких компонентов течений – толщины струек и их следов – волокон, образующихся в ходе конверсии внутренней или поверхностной доступной потенциальной энергии в другие формы, согласуются с параметрами сингулярных решений системы фундаментальных уравнений в линейном и слабо нелинейном приближениях [29–32].

Теория и методология изучения течений жидкости создавалась в рамках концепции «сплошной среды», все физические свойства которой описываются непрерывными функциями. Такой подход не согласуется с реально наблюдаемой дискретной – атомно-молекулярной и более тонкой ядерной структурой материи. Атомы и молекулы, образующие реальные жидкости или газы, объединяются в различные ассоциаты физической и химической природы. В опытах регистрируются различные объединения – комплексы, клатраты, кластраты, войды с индивидуальными атомами, с физическими и химическими связями. Наблюдения и расчеты показывают, что внутренняя энергия и одна из форм ее представления – потенциал Гиббса, соответственно, распределены в жидкости неравномерно.

Линейные масштабы ассоциатов лежат в диапазоне $10^{-8} < \delta < 10^{-6}$ см, время жизни отдельных элементов – $10^{-12} < \tau_e < 10$ с. Каждый из элементов структуры жидкости характеризуется собственной внутренней энергией, которая накапливается при его формировании и конвертируется в другие формы при перестройке структуры и исчезновении границ элементов, обеспечивая текучесть жидкостей [33]. Наибольшее значение имеет доступная потенциальная поверхностная энергия на границе жидкости с воздухом или вакуумом (ДППЭ [23]), которая в капельных жидкостях сосредоточена в приповерхностном слое толщиной $\delta_c \sim 10^{-6}$ см. Накопление внутренней энергии происходит достаточно медленно с характерными временами формирования свободной поверхности в макроскопических течениях (за времена порядка $10^{-3} < \tau < 10^{-2}$ с в капельных течениях).

При уничтожении свободной поверхности при слиянии жидкостей ДППЭ достаточно быстро переходит в другие формы (при скорости слияния порядка 1 м/с за время $10^{-10} < \tau < 10^{-8}$ с). Процессы конверсии ДППЭ и формируют лигаменты [16, 34] – быстрые тонкие струйки (триклы), окрашенные следы которых наблюдались при слиянии свободно падающей капли с покоящейся жидкостью в импактном режиме при $E_k > E_\sigma$ [14].

Включение в описание течений жидкостей и газов потенциала Гиббса позволяет учитывать действие четырех механизмов передачи энергии: с течениями со скоростью потока U , с групповой скоростью различных волн c_g^w , диссипативно-диффузионный с коэффициентами ν , κ_T , κ_S и конверсионный, связанный с освобождением и накоплением внутренней энергии, в частности, ДППЭ E_σ жидкости в целом и ее отдельных структурных компонентов – комплексов, гидратов, клатратов, кластратов, войдов и других объединений атомов и молекул физической и химической природы [31, 35].

Тонкие быстрые струйки и продольные осцилляции расширяющейся кольцевой границы области слияния капли с тонким слоем жидкости на поверхности предметного стекла визуализированы в [6]. В глубокой жидкости струйки ускоряются при пересечении границы области контакта сливающихся жидкостей на дне каверны. Эволюция картины тонких струек впервые прослежена в [14, 34]. Цель данной работы – визуализация тонкой структуры течения в окрестности границы области контакта капли, окрашенной раствором перманганата калия, с водой в приемной кювете. Прозрачность выбранных жидкостей позволяет при цветной регистрации одновременно отслеживать изменение формы каверны и картины переноса вещества. В импактном режиме течения, в котором кинетическая энергия капли $En_k = MU^2/2$ превосходит доступную потенциальную поверхностную энергию $En_\sigma = \sigma S_d$, каверна в глубоком бассейне начинает формироваться с момента первичного контакта границы капли со свободной поверхностью покоящейся принимающей жидкости.

2. Параметризация

Методика экспериментов разрабатывалась с учетом определения жидкости как текучей среды, свойства которой характеризуются распределениями потенциала Гиббса, его производных – термодинамических величин, кинетических и других физических коэффициентов [23, 26, 27]. Течения определяются как перенос энергии, импульса и вещества, вызывающий согласованные изменения физико-химических параметров среды [22]. Универсальная классификация компонентов течений, основанная на свойствах полных решений линеаризованных и слабо нелинейных форм систем фундаментальных уравнений, построенных с учетом условия совместности методами теории сингулярных возмущений [29, 32], включает крупномасштабные компоненты (волны, вихри, струи) и тонкие лигаменты, динамика изменения которых характеризуются собственными временными и пространственными масштабами [29–32].

С учетом сложности непрерывно перестраивающейся собственной внутренней структуры среды, влияющей на динамику и энергетику капельных течений, в число основных размерных параметров, характеризующих изучаемые течения, включаются потенциалы Гиббса капли G_d , воздушной среды G_a и принимающей жидкости (индексы отмечают принадлежность параметра). Среда также характеризует плотность $\rho_{d,a,t}$, кинематическая $\nu_{d,a,t}$ и динамическая $\mu_{d,a,t} = \rho\nu$ вязкости; полные σ_d^a, σ_t^a и нормированные на плотности жидкостей коэффициенты поверхностного натяжения $\gamma_d^a = \sigma_d^a/\rho_d$, $\gamma_t^a = \sigma_t^a/\rho_t$; эквивалентный диаметр D , площадь поверхности S_d , объем V_d , масса $M = \rho V_d$, импульс $p_d = MU$ и скорость U капли в момент с принимающей жидкостью.

В число влияющих параметров также входят экстенсивная кинетическая энергия $En_k = MU^2/2$ и ДППЭ $En_\sigma = \sigma S_d$, обусловленная анизотропией атомно-молекулярных вза-

имодействий в приповерхностном слое – оболочке капли толщиной порядка размера молекулярного кластера $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см. Плотность ДППЭ составляет $W_d^\sigma = En_k/V_\sigma$, а экстенсивной кинетической энергии – $W_d^k = En_k/V_d$. Отношение составляющих энергии капли $R_{En} = En_d^k/En_d^\sigma$ может быть и малой, и большой величиной, а отношение их плотностей $R_W = W_d^k/W_d^\sigma \sim \delta_\sigma/D$ – малая величина в условиях данных опытов.

В число энергетических параметров также входит потенциальная энергия капли $En_p = MgD$ на масштабе D , падающей в гравитационном поле с ускорением свободного падения g . Дополнительным параметром служит коэффициент диффузии пигмента, использованного для подкраски капли, в принимающей жидкости κ_S .

Из рассмотрения системы уравнений и физически обоснованных граничных условий следует, что базовая группа линейных масштабов, которые определяются физическими свойствами сред, включает капиллярно-гравитационное отношение $\delta_g^\gamma = \sqrt{\gamma/g}$, входящее в дисперсионное уравнение коротких поверхностных волн [24], а также диссипативно-капиллярный масштаб $\delta_\gamma^\nu = \nu^2/\gamma$. Группа линейных масштабов, зависящих от скорости капли, включает вязкий скоростной $\delta_U^\nu = \nu/U$, капиллярный $\delta_U^\gamma = \gamma/U^2$ и диффузионный $\delta_U^{\kappa_S} = \kappa_S/U$ масштабы.

Соответственно, одна часть временных масштабов задачи включает только параметры среды – $\tau_\gamma^\nu = \nu^3/\gamma^2$, $\tau_g^\gamma = \sqrt[4]{\gamma/g^3}$; другая – размер капли – $\tau_\gamma^D = \sqrt{D^3/\gamma}$, $\tau_\gamma^{\nu D} = \nu D/\gamma$; третья – ее скорость – кинематический $\tau_g^U = U/g$; а также динамические параметры, определяемые размером капли $\tau_U^D = D/U$ и толщиной оболочки $\tau_U^\sigma = \delta_\sigma/U$. Длительности процесса передачи вещества и энергии сливающейся капли порядка определяются $\tau_U^D = D/U$ размером капли и толщиной приповерхностного слоя $\tau_U^\sigma = \delta_\sigma/U$.

Процесс преобразования ДППЭ в другие формы при уничтожении свободной поверхности сливающихся жидкостей протекает за короткое время порядка $\tau_U^\sigma \sim \delta_\sigma/U \sim 10^{-8}$ с для типичных условий опытов со свободно падающими каплями. Быстрые процессы преобразования ДППЭ в другие формы на кольцевой границе области слияния жидкостей способствуют формированию тонких струек и генерации капиллярных волн в принимающей жидкости.

Большое число масштабов одинаковой размерности отражает многообразие и сложность одновременно протекающих процессов различного масштаба в диапазоне от надмолекулярных размеров порядка $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см в процессах освобождения и накопления доступной потенциальной поверхностной энергии, до полного размера области течения порядка D .

Отношения характерных масштабов одинаковой размерности задают набор традиционных безразмерных параметров, который включает следующие числа:

- Рейнольдса $Re = D/\delta_U^\nu = UD/\nu$,
- Фруда $Fr = En_k/En_p = U^2/gD$,
- Бонда $Bo = D^2/(\delta_g^\gamma)^2 = gD^2/\gamma$,
- Онезорге $Oh = \sqrt{\delta_\gamma^\nu/D} = \nu/\sqrt{\gamma D}$,
- Вебера $We = D/\delta_U^\gamma = DU^2/\gamma$,
- Шмидта $Sc = \nu/\kappa_S$.

Отношения компонентов энергии образуют собственные безразмерные комбинации $R_{En}^{k,\sigma} = En_k/En_\sigma$, $R_W = W_d^k/W_d^\sigma \sim \delta_\sigma/D$.

Собственные масштабы задачи определяют требования к выбору размеров области наблюдения, пространственно-временной разрешающей способности инструментов, дли-

тельности регистрации картины течения. Безразмерные отношения позволяют оценить относительный вклад процессов различной природы в общую картину течения и сравнивать условия независимых опытов.

3. Экспериментальная установка

Опыты выполнены на модифицированном стенде для изучения тонкой структуры быстрых течений (ТБП), входящем в состав УСУ «ГФК ИПМех РАН» [36]. Установка, фотография которой представлена на рис. 1, включает следующие компоненты: дозатор для генерации капель 1; фотодетектор, фиксирующий пролет капли при пересечении луча, с блоком управления экспериментом 2; рабочий бассейн с принимающей жидкостью 3, регистрирующий фотоаппарат или видеокамеру 4; многоэлементную осветительную систему 5, 7, 8; монитор и компьютер для сбора данных. Капля, которая формировалась в дозаторе со сменным капилляром диаметром $d_c = 0.4$ мм с плоским срезом, отрывалась под действием собственного веса и падала на поверхность частично дегазированной водопроводной воды в приемной кювете размером $10 \times 10 \times 7$ или $30 \times 30 \times 5$ см³. Изучалась картина слияния одиночных капель водного раствора перманганата калия $KaMnO_4$ с водой.

После каждого опыта принимающая жидкость, которая частично окрашивалась пигментом капли, обновлялась. Система регистрации включала видеокамеру Optronis CR 300 × 2 или фотоаппарат Canon EOS 350D, положение линии визирования которых выбиралось из условия наибольшей четкости границ компонентов регистрируемой картины. Использовались два варианта регистрации: с углом направления линии визирования, составляющим $\vartheta = 0^\circ$ к горизонту (регистрация картины течения в вертикальной плоскости) или $\vartheta = 65^\circ$ и 70° при наблюдениях свободной поверхности. Расстояния от линзы до центра области течения менялись в диапазоне от 12 до 40 см. Размеры пикселя в опытах лежали в диапазоне от 10 до 50 мкм. Выдержка выбиралась минимальной при задании уровня пространственного разрешения, размера регистрируемой области и требуемой освещенности.

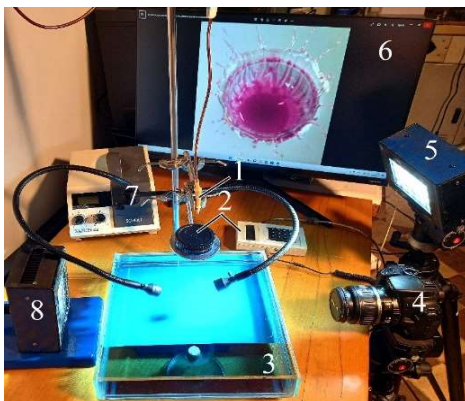


Рис. 1. Фото экспериментальной установки

В данных опытах для обеспечения контрастности изображения остатка капли на непрерывно меняющейся форме каверны и распределения вещества капли в жидкости использовалось комбинированное освещение, включающее многоэлементные светодиодные и оптоволоконные источники. Область слияния капли с принимающей жидкостью освещалась двумя матричными светодиодными источниками постоянного света Optronis MultiLED со световым потоком 7700 лм и также двумя волоконнооптическими источниками осветителя Schott KL2500LCD (мощность 250 Вт, световой поток 1300 лм).

Особое внимание уделялось организации освещения. Расположение светильников в каждой серии опытов выбиралось из условия максимального контраста изображения остатка капли на дне непрерывно растущей каверны, исключения затенения изучаемых компонентов течения или эффектов полного внутреннего отражения.

Оторвавшаяся капля пролетала фотодетектор, сигнал с которого запускал систему регистрации с выбранным временем задержки. Скорость капли оценивалась по ее смещениям на последних кадрах перед контактом с принимающей жидкостью и длительности задержки сигнала с фотоприемника на запуск регистрации картины течения. Изображение масштабировалось по фотографиям маркера размером от 1 до 10 мм. Фотометрирование и обработка данных проводились в оболочке Matlab и Kompas.

4. Слияние капли разбавленного раствора перманганата калия с водой в импактном режиме

Как показывает рассмотрение кадров видеофильма слияния капли разбавленного раствора перманганата калия с водой, представленных на рис. 2 (здесь наклон линии визирования к горизонту составлял $\vartheta = 65^\circ$, скорость съемки 4000 к/с), и сравнение с данными ранее выполненных экспериментов [11, 16, 34], при изменении химического состава сливающихся жидкостей сохраняется общая структура течения, однако параметры тонких компонентов заметно видоизменяются. Так, внешнее кольцо течения при $t = 0.25$ мс на рис. 2, а образуют тонкие радиальные шипы – окончания струек жидкости, окрашенных пигментом капли, толщиной $\delta_s \sim 0.1$ мм и длиной $l_s < 2$ мм.

Шипы контактируют с кромкой тонкой, слабо окрашенной светлой кольцевой пелены шириной $\delta_v = 0.57$ мм, в которой прослеживаются ярко окрашенные струйки $\delta_l \sim 0.1$ мм, образующие достаточно регулярную линейчатую структуру, которая неоднократно наблюдалась в опытах с другими веществами [11, 14, 40]. Крупные блики позволяют считать поверхность пелены сплошной сравнительно гладкой поверхностью. Пелена примыкает к более темному кольцу шириной $\delta_{cr} = 0.2$ мм, визуализирующему растущий венец. Ярко окрашенная полоска шириной $\delta_{ca} = 0.18$ мм – растущая каверна, контактирующая с остатком капли диаметром $d_r = 4.5$ мм.

Рассмотрение увеличенного изображения показывает, что выступающие из-под капли окрашенные волокна, непрерывно продолжающиеся в каверне, венце, пелене, образуют ядро тонкой струйки – шипа, выступающего с кромки венца. Течение, переносящее пигмент растекающейся капли, имеет преимущественно радиальное направление.

Структура течения сохраняется и на следующем кадре (рис. 2, б, $t = 0.5$ мс). Размеры вышеобозначенных структурных компонентов выросли и на изображении составляют $\delta_s \approx 0.15$ мм и $0.5 < l_s < 2.5$ мм для толщины и длины шипов, $\delta_v = 0.74$ мм для пелены, $\delta_{cr} = 0.4$ мм у венца и $\delta_{ca} = 0.36$ мм для каверны. Диаметр остатка капли – темной области с неровным краем, к выступам которого примыкают окрашенные волокна, составляет $d_r = 4.26$ мм. Наружная кромка пелены становится более изрезанной, число шипов увеличивается (на первом кадре можно насчитать 17, на втором – 19 зубцов в верхней полуокружности).

Со временем все элементы течения пропорционально увеличиваются. При этом сохраняется четкость картины волокон на дне каверны, которая становится все более плотно окрашенной (рис. 2, в). Однако граница между дном каверны и остатком капли диаметром $d_r = 4.33$ мм становится все более изрезанной. Сохранение непрерывности окрашенных волокон свидетельствует о неизменности их углового положения в движущейся области контакта сливающихся жидкостей.

С ростом высоты венца и верхней части каверны становится более выраженной линейчатая структура распределения окрашенных волокон на боковых поверхностях каверны и венца (рис. 2, г). По мере роста ширины венца и углубления каверны уменьшается скорость окрашенных струек. При этом углубляются провалы в контуре кромки каверны, шипы распадаются на последовательности отдельных капелек, диаметр которых со временем растет (рис. 2, д, $t = 1.25$ мс). Под окрашенной жидкостью капли, наплывающей на дно каверны, просматривается сетчатая картина, состоящая из отдельных волокон. Неровная граница центрального пятна несколько сдвигается к центру течения $d_r = 4.6$ мм.

Постепенно волокна начинают утолщаться и терять свою линейчатую форму вследствие непропорционального изменения размеров отдельных компонентов течения – высоты венца, глубины и формы каверны (рис. 2, *е*, $t = 1.75$ мс).

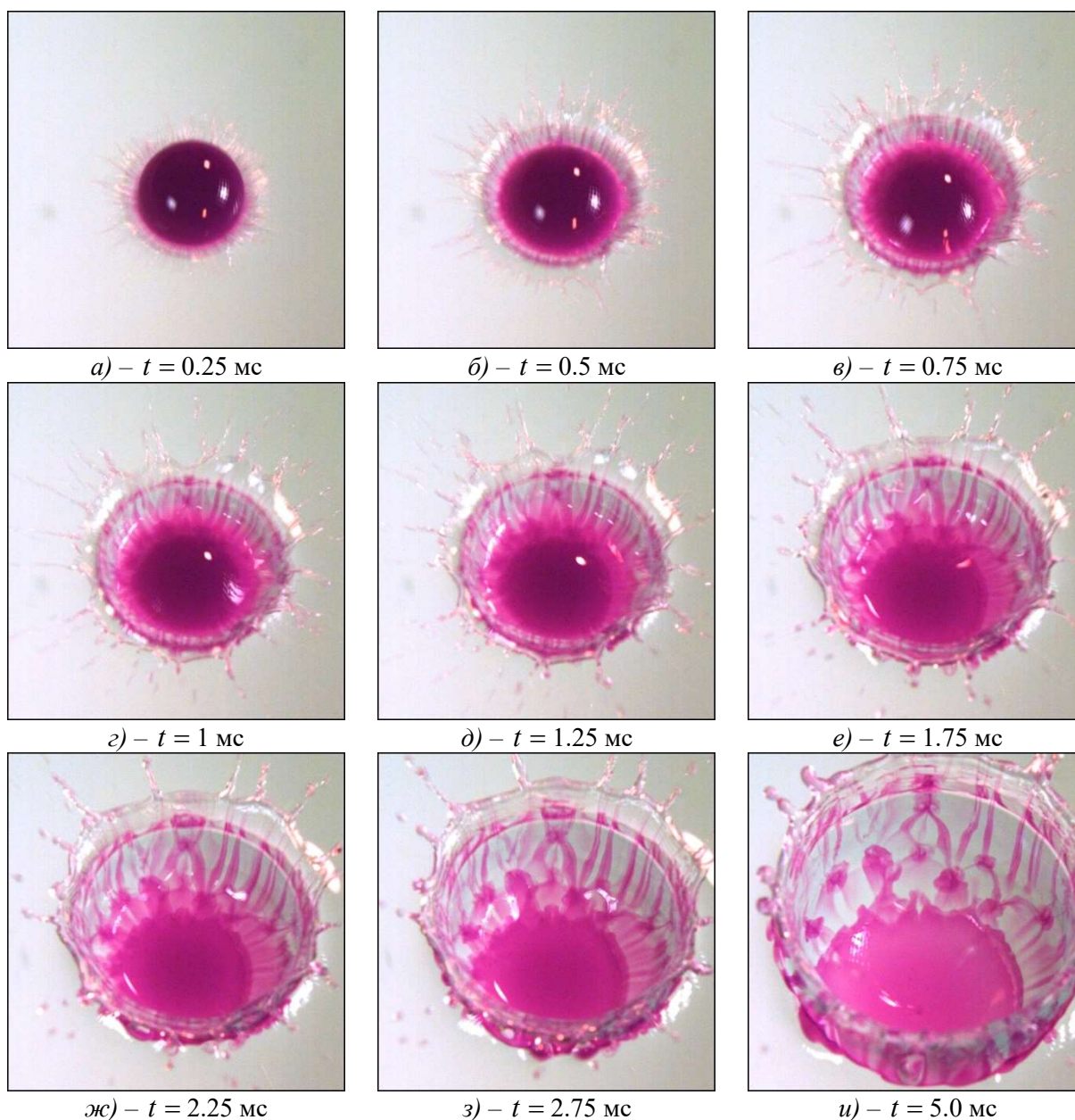


Рис. 2. Эволюция картины распределения вещества сливающейся с водой капли водного перманганата калия, разбавленного в отношении 1:100, по поверхности каверны и венца

$$(\rho_d = 1.04 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \sigma_d^a = 74 \text{ Г} \cdot \text{с}^{-2}, \mu_d = 0.01 \text{ г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}, D = 4.3 \text{ мм}, U = 3.1 \text{ м/с}, En_\sigma = 4.2 \text{ мкДж}, \\ En_k = 200 \text{ мкДж}, Re = 13300, Fr = 230, We = 570, Bo = 2.5, Oh = 0.0018, R_{En} = En_k / En_\sigma = 48, \\ R_W = 1.66 \times 10^{-3})$$

С углублением каверны и расширением венца падает контрастность волокон, ширина которых также увеличивается (рис. 2, *ж*, $t = 2.25$ мс). Излом в угловом положении волокон указывает на резкое изменение наклона стенок каверны, на дне которой в диффузно окрашенном слое прослеживаются контуры формирующейся сетчатой структуры волокон. В остатке капли выделен плотно окрашенный центр и диффузная внешняя часть, к выступам границы которой подходят волокна, продолжения которых прослеживаются на стенках каверны, венца, остатках пелены, шипах и вылетающих брызгах. Внешняя часть боковой

стенки каверны, видимая в нижней части рисунка, теряет свою гладкость. На ней начинают выпучиваться струйки, постепенно преобразующиеся в волокнистые петли при схлопывании каверны [37].

Со временем ослабляется контраст волокон, ширина которых продолжает увеличиваться (рис. 2, з, $t = 2.75$ мс). Окраска центральной области течения становится более равномерной. Неоднородность контура внешней границы остатка капли сохраняется в правой части рисунка, где волокна визуализируются по всей длине. В целом картина распределения волокон перестраивается, ее элементы укрупняются.

Далее происходят качественные изменения в структуре распределения вещества капли. Линейчатые структуры сохраняются только на остатке венца (рис. 2, и, $t = 5.0$ мс). На дне каверны вещество капли активно перетекает вдоль волокон и собирается в отдельных пятнах, распределение которых имеет выраженную зональную структуру. Дальнейшая эволюция картины распределения вещества капли прослежена в [38].

В распределениях относительной освещенности картины течения $I(l_\varphi)$ в пятне диаметром 27 мкм, которое перемещалось по дугам окружностей радиусом $r_\varphi = 5, 3.14, 2.55$ мм в верхнем полукольце при $t = 0.75$ мс, приведенным на рис. 3, четко выделяются отдельные пики, соответствующие пересечениям более тонких волокон.

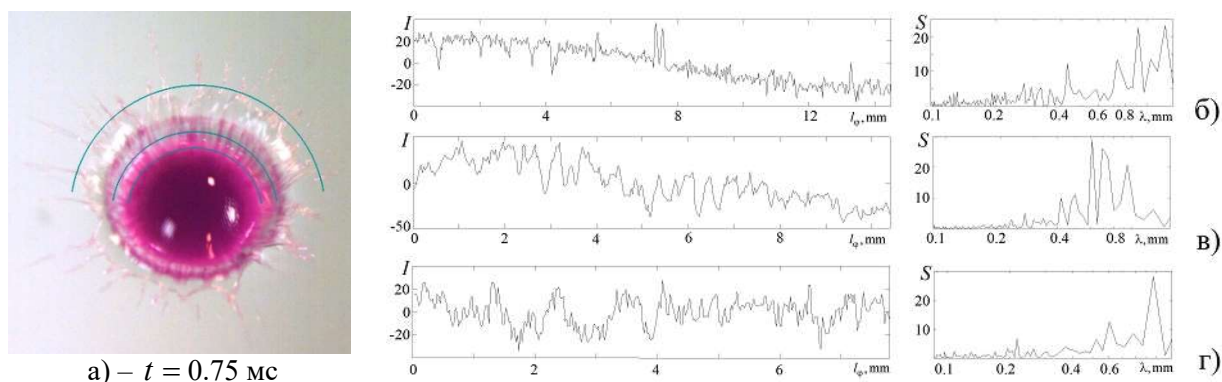


Рис. 3. Распределение относительной освещенности вдоль дуг окружностей l_φ в относительных единицах I и энергетический спектр S в зависимости от масштаба λ : а) – $r_\varphi = 5, 3.14, 2.55$ мм; б) – г) – параметры в зоне шипов $r_\varphi = 5$ мм, в середине боковой стенки $r_\varphi = 3.14$ мм, и в переходной зоне между остатком капли и дном каверны $r_\varphi = 2.55$ мм в картине течения при $t = 0.75$ мс

Размеры волокон и расстояния между ними характеризуют энергетические спектры $S(\lambda)$. На внешнем полукольце радиусом $r_\varphi = 5$ мм, за внешней границей пелены, в спектре выделены масштабы $\lambda = 1.2, 0.9, 0.73, 0.45, 0.35, 0.3, 0.2, 0.15$ мм, наибольший среди которых соответствует расстоянию между пиками, а наименьший – толщине шипов и отдельных окрашенных волокон внутри них (рис. 3, б). Острота пиков освещенности несколько сглаживается вдоль окружности радиусом $r_\varphi = 3.14$ мм, проходящей по боковой стенке растущего венца. Здесь в спектре пикам соответствуют масштабы $\lambda = 0.95, 0.7, 0.6, 0.5, 0.42, 0.26, 0.22$ мм (рис. 3, в). На более плотно окрашенной стенке каверны (рис. 3, г) пики более редкие. Им соответствуют масштабы $\lambda = 0.97, 0.78, 0.6, 0.52, 0.22$ мм.

Особенности процесса переноса вещества капли в толщу жидкости в импактном режиме слияния поясняют выборки из видеogramмы картины течения в вертикальной плоскости, приведенные на рис. 4. На начальной стадии слияния капли плоское дно каверны пронизывают тонкие волокна, разделенные прослойками принимающей жидкости, ранее впервые идентифицированные в [34]. Волокнистый слой диаметром $d_m = 3.44$ мм и высотой $\delta_m = 0.3$ мм с неровным нижним краем примыкает к плоскому ярко окрашенному дну растущей каверны шириной $d_c = 4.83$ мм глубиной $h_c = 0.52$ мм (рис. 4, а).

Каверна быстро углубляется и при $t = 0.5$ мс сквозь окрашенную стенку начинает просматриваться газовая полость шириной $d_a = 3.3$ мм и глубиной $h_a = 0.25$ мм. Полная глубина каверны составляет $h_c = 0.55$ мм. Рост размеров примыкающего ко дну каверны волокнистой структуры – основы промежуточного слоя, замедляется. При $t = 0.5$ мс его ширина равна $d_m = 4$ мм и высота $\delta_m = 0.42$ мм. Над приповерхностным слоем появляется окрашенная полоска шириной $d_s = 5.7$ мм (рис. 4, б). Размеры всех структурных компонентов быстро увеличиваются, и при $t = 0.75$ мс ширина надповерхностной области равна $d_s = 7.1$ мм. Диаметр растущей каверны $d_c = 6.4$ мм, глубина $h_c = 0.52$ мм, размеры газовой части каверны $d_a = 6$ мм и высота $h_a = 0.25$ мм. Размеры волокнистого слоя $d_m = 4,15$ мм и высота $\delta_m = 0.6$ мм (рис. 4, в).

Постепенно начинает активно расти и венец, и вся окрашенная жидкостью капля область шириной $d_s = 7.83$ мм приподнимается над поверхностью жидкости на высоту $\Delta h_s = 0.3$ мм (рис. 4, г, $t = 1.0$ мс). Диаметр растущей каверны $d_c = 6.65$ мм, глубина $h_c = 0.52$ мм, размеры газовой части каверны $d_a = 6.1$ мм и высота $h_a = 0.25$ мм. Волокнистый слой структурно отделяется от каверны, его диаметр здесь $d_m = 4.57$ мм и высота $\delta_m = 0.75$ мм.

Все традиционные компоненты течения – каверна, растущий венец с шипами и облаком брызг представлены на рис. 4, д, $t = 1.25$ мс. Диаметр и полная глубина каверны с ярко окрашенным промежуточным слоем равны $d_c = 8.2$ мм $h_c = 1.3$ мм. Размеры примыкающего волокнистого слоя $d_m = 5.24$ мм и $\delta_m = 0.77$ мм.

Каверна диаметром $d_c = 8.9$ мм и глубиной $h_c = 1.5$ мм принимает традиционную бочкообразную форму при $t = 1.75$ мс (рис. 4, е). Венец со стягивающейся верхней кромкой диаметром $d_{cr} = 8.2$ мм и высотой $h_{cr} = 2.1$ мм, окружен облаком разлетающихся брызг диаметром $d_s = 13.6$ мм и высотой $\Delta h_s = 1.14$ мм. Неоднородности распределения пигмента начинают быстро сглаживаться процессами молекулярной диффузии в промежуточном слое под дном каверны диаметром $d_m = 5.8$ мм и высотой $\delta_m = 0.86$ мм.

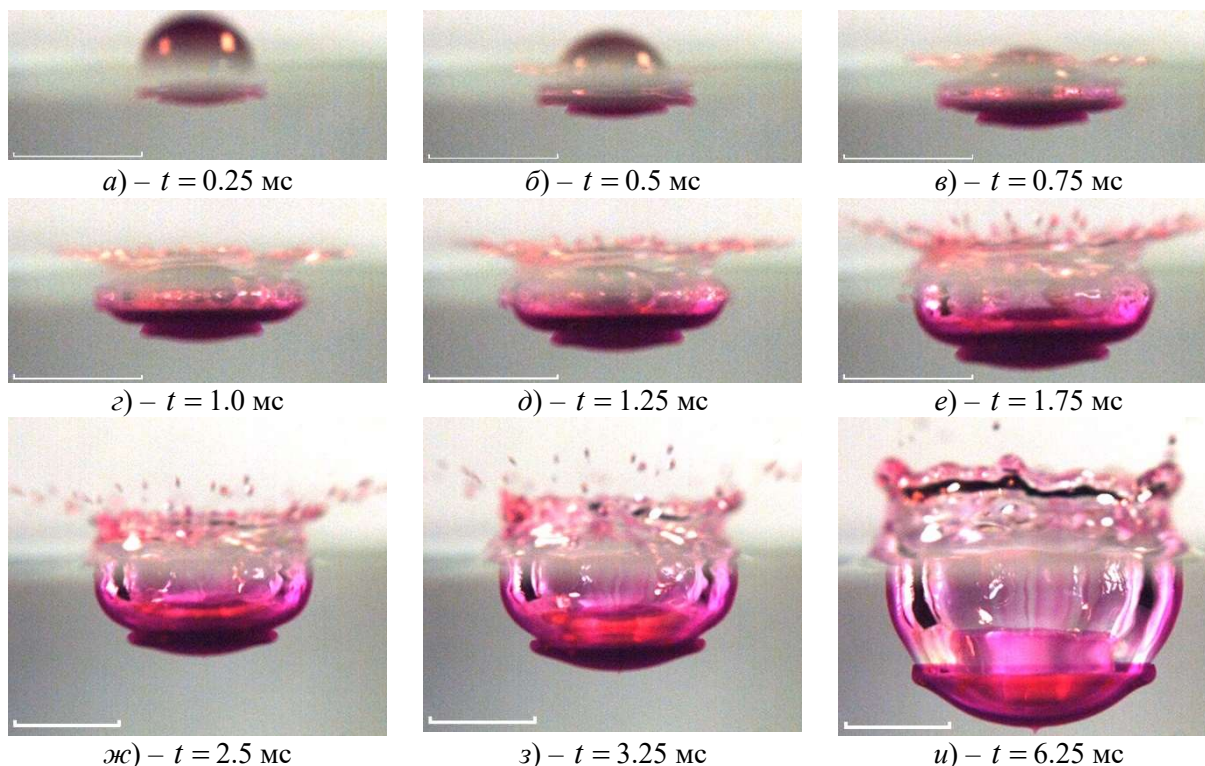


Рис. 4. Эволюция картины распределения примеси на поверхности каверны и венца при погружении капли водного раствора перманганата калия $KMnO_4$ в воду (длина метки 5 мм, параметры опытов указаны на рис. 2)

Дно быстро углубляющейся каверны диаметром $d_c = 9.6$ мм и глубиной $h_c = 2.9$ мм покрывает окрашенный слой высотой $h_l = 1.4$ мм при $t = 3.25$ мс (рис. 4, ж). Каверна начинает перемещать, растягивать и истончать все еще выделенный промежуточный слой диаметром $d_m = 6.9$ мм и высотой $h_m = 0.77$ мм. Вся морщинистая поверхность венца покрыта спадающими капиллярными волнами. Число брызг, вылетающих преимущественно в вертикальном направлении, резко падает.

На боковых стенках каверны диаметром $d_c = 10.9$ мм и глубиной $h_c = 3.53$ мм, дно которой из плоского постепенно деформируется в выпуклое, появляются элементы вертикальных волокон при $t = 2.5$ мс на рис. 4, з. Однородный промежуточный слой диаметром $d_m = 11.2$ мм и высотой $\delta_m = 0.5$ мм образует структурно выделенный выпуклый диск со скругленными кромками под дном каверны. Стенки растущего венца начинают покрываться капиллярными волнами. Брызги вылетают под все большими углами к горизонту.

В раскраске каверны диаметром $d_c = 13.1$ мм и глубиной $h_c = 7.36$ мм становится выраженным слой на внутренней поверхности высотой $h_l = 2.68$ мм при $t = 6.25$ мс (рис. 4, и) с ровным внешнем краем. Остаток промежуточного слоя диаметром $d_m = 11.2$ мм и высотой $\delta_m = 0.5$ мм покрывает ровным слоем все дно каверны. Верхний край спадающего венца начинает утолщаться. Над ним наблюдаются редкие относительно крупные капельки. На боковой поверхности каверны сохраняется система вертикальных волокон – следов тонких быстрых струек, формировавших шипы на кромке пелены, а после ее стягивания – венца. Измерения толщины промежуточного слоя выполнены в [21] оптическим инструментом, реализующим продольную хроматическую дисперсию.

Трехмерные компоненты течения в области контакта сливающихся жидкостей включают тонкие плоские струйки, бегущие по дну каверны к шипам на кромке венца, и еще более тонкие волокна, пронизывающие дно каверны, которые формируют промежуточный слой. На начальном этапе поверхность раздела жидкостей попеременно проходит то по вершинам волокон с пигментом капли, то «перепрыгивает» на вершины прослоек принимающей жидкости, разделяющих окрашенные волокна. То есть на одних участках она проходит по внешней границе волокнистого промежуточного слоя, а на соседних – по внутренней. Качественно можно считать, что в нижней части растущей каверны граница области слияния имеет сложную трехмерную кусочно-гладкую форму.

5. Слияние капли насыщенного раствора перманганата калия с водой

Выборка кадров из видеофильма слияния раствора перманганата калия большей плотности, представленная на рис. 5, свидетельствует о стабильности сценария появления новых компонентов картины течения и более отчетливо иллюстрирует некоторые тонкие детали. Здесь угол наклона линии визирования к горизонту составляет $\vartheta = 70^\circ$, скорость съемки 4000 к/с.

Яркая окраска шипов с вылетающими с их вершин капельками брызг подтверждает увлечение в быстрые струйки, шипы и брызги окрашенной жидкости капли. Длина шипов не превышает $l_s < 1.47$ мм, их толщина $d_s \sim 0.1$ мм. Диаметр кромки венца при этом достигает $d_{cr} = 5.1$ мм. Скорость первых брызг в этих опытах, составляющая $u_s = 5.6$ м/с, заметно превосходит скорость капли $U = 3.1$ м/с (рис. 5, а, б).

Плотная окраска пелены, венца и стенок каверны свидетельствует о переносе пигмента капли радиально расходящимся течением по всей линии контакта области слияния жидкостей, а также неравномерном азимутальном распределении скорости жидкости (рис. 5, в). Неравномерность формы зубцов и шипов свидетельствует о сложном трехмерном характере течений жидкости в пелене. Одна часть шипов служат продолжением ярко окрашенных лигаментов. Другая часть образуется в результате слияния пары струек, достигая толщины $d_s \sim 0.2$ мм.

Еще на этапе растекания капли в картине течения начинают формироваться скрещенные струйки – предвестники формирования ретикулярной формации – сетки из окрашенных

волокон с выраженными угловыми элементами. Четкость границ отдельных структурных компонентов течения объясняются тонкостью отдельных струек.

Довольно быстро наклонные границы ячеек полностью покрывают дно и стенки каверны (рис. 5, з, $t = 1.25$ мс). Линейчатые структуры сохраняются в пелене и верхней части венца. Наружная поверхность стенки каверны теряет гладкость, на ней появляются отдельные «выпучивания» шириной $\Delta l_b = 0.4$ мм, отчетливо различимые в нижней части каверны. Здесь в прозрачную принимающую жидкость начинают продавливаться окрашенные участки волокон, дальнейшая эволюция которых прослежена в [37].

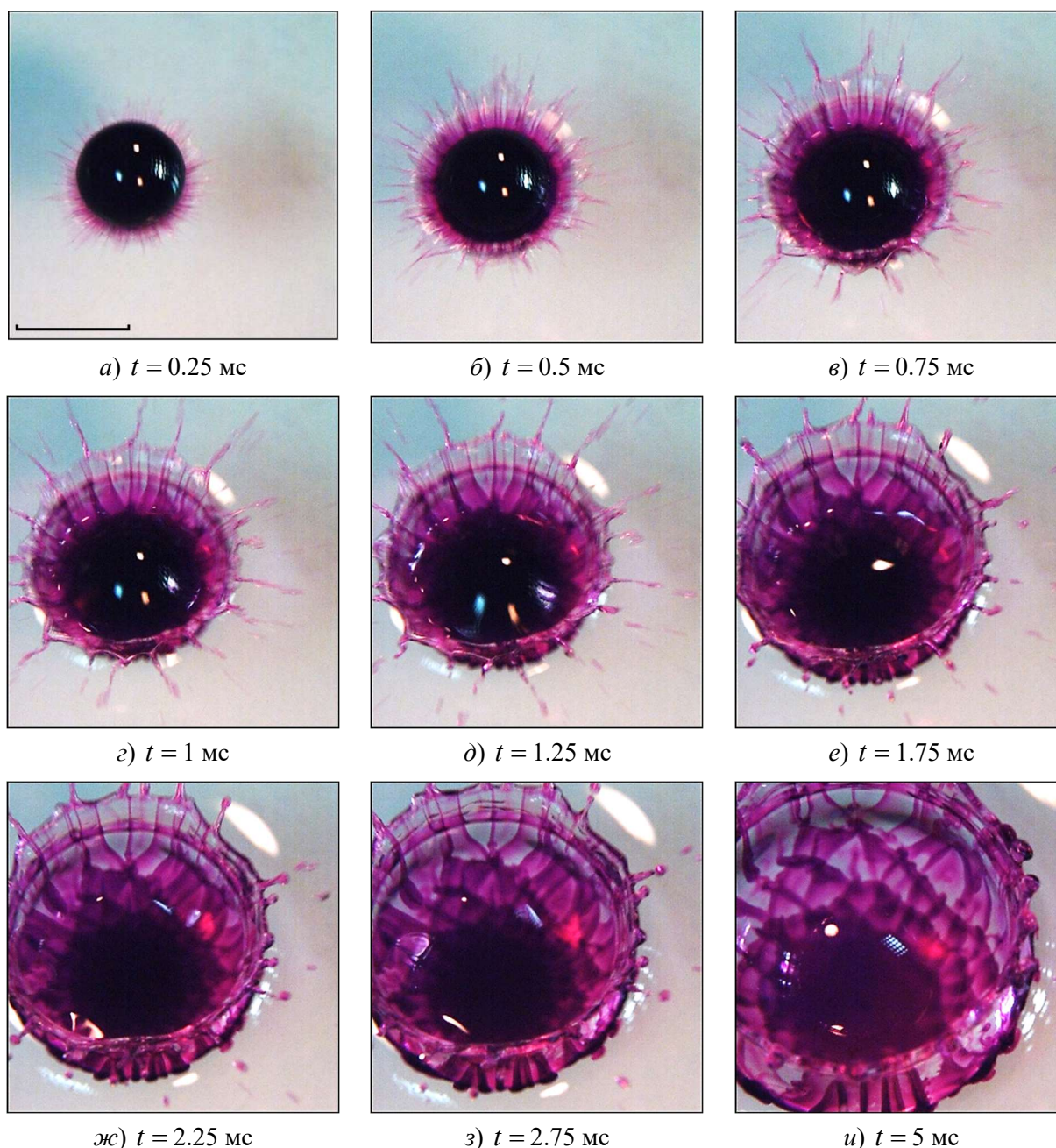


Рис. 5. Эволюция картины распределения примеси на поверхности каверны и венца при погружении капли насыщенного водного перманганата калия в воду

($\rho_d = 1.04 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $\sigma_d^a = 74 \text{ Г} \cdot \text{с}^{-2}$, $\mu_d = 0.01 \text{ Г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $D = 4.3 \text{ мм}$, $U = 3.1 \text{ м/с}$, $E_\sigma = 4.2 \text{ мкДж}$, $E_k = 200 \text{ мкДж}$, $Re = 13300$, $Fr = 230$, $We = 570$, $Bo = 2.5$, $Oh = 0.0018$, $R_{En} = En_k / En_\sigma = 48$, $R_W = 1.66 \times 10^{-3}$, длина метки для всех кадров – 5 мм)

Размеры капель, толщины шипов и наружной кромки пелены, отдельных ячеек быстро увеличиваются по мере роста глубины каверны (рис. 5, *д*). В структуре течения появляются треугольные элементы, длины сторон которых $\Delta l_{\phi} = 1.1$ мм, толщина образующих волокон до $\delta t_f = 0.5$ мм. Образ стенки каверны в нижней части рисунка подтверждает локализацию «выпучиваний» на плотно окрашенных следах струек, текущих по дну каверны.

Постепенно граница области слияния остатка капли с принимающей жидкостью на дне каверны теряет свою четкость (рис. 5, *е*). В ней выражены отдельные остроконечные выступы. Возможно, потеря четкости обусловлена сложностью трехмерной структуры течения, в которой присутствуют несколько элементов, расположенных на разных уровнях – собственно дно каверны – контактная диффузная поверхность жидкости переменной плотности (составленная из двух компонентов – капельной и принимающей), формирующиеся верхняя и неровная нижняя границы промежуточного слоя. Качественно можно отметить заметное отличие «средней» плотности жидкости промежуточного слоя от плотностей исходных сред. Выпуклости на нижней части стенки каверны становятся выраженными все более отчетливо.

Размеры ячеек на стенках каверны естественно увеличиваются по мере роста размеров каверны (рис. 5, *ж*). Наличие тонких ярко окрашенных волокон в более светлых в целом шипах на верхней части каверны свидетельствует, что течение в венце, пелене и вылетающих с вершин шипов брызг содержит обе жидкости – и капли, и принимающей. При формировании новых ярусов структуры уменьшается размер центрального пятна – диффузно окрашенной центральной области. Далее, по мере роста венца, центральное пятно линейно растет со временем до достижения каверной ее максимальной глубины. При схлопывании каверны центральное пятно стягивается к центру остатка каверны, к вершине восходящей обратной струи.

Постепенно диффузия и увеличение площади дна каверны приводят к понижению контрастности границ ячеек, особенно на выпуклых стенках каверны (рис. 5, *з*). В структуре течения наряду с треугольными появляются и четырехугольные ячейки. Отдельные окрашенные волокна и их выпуклости выделяются в нижней части каверны. Правую стенку венца деформируют сбегаящие короткие капиллярные волны [9].

По мере роста размеров выпуклой каверны зональная структура распределения ячеек становятся все более выраженной в картине течения (рис. 5, *и*). Линейчатое положение волокон сохраняется только в верхней части каверны и на стенках спадающего венца.

Формирование быстрых струек объясняется неравномерностью картины распределения возмущений при уничтожении свободных поверхностей сливающихся жидкостей и зависимостью характера вовлечения жидкостей в тонкие течения от величины локальной плотности конвертируемой энергии. Стабилизирующее влияние на положение струек оказывает минимизация давления в местах расположения быстрых компонентов радиального течения.

6. Фотографическая регистрации картины течения на начальном этапе слияния свободно падающей капли насыщенного раствора перманганата калия с водой

Неоспоримое достоинство видеорегистрации – возможность проследить структурную связь и временную последовательность появления отдельных элементов картины течения. Преимущество фоторегистрации в рамках имеющихся технических ресурсов – более высокое пространственное и временное разрешение. Рассмотрение технических характеристик видеокамеры Optronis CR 300 × 2 с объективом Nikon Nikkor 24 ÷ 85 мм при регистрации картины течения на расстоянии от 10 до 25 см от передней линзы аппарата до центра области съемки и выдержкой от 1/5000с показывает, что пространственное разрешение при скорости съемки 4000 к/с составляет от 30 мкм/пикс и более. При использовании фотоаппарата Canon EOS 350D с объективом Canon EFS 18 ÷ 55 мм на расстоянии от передней линзы аппарата до центра области съемки 5 ÷ 20 см, и выдержкой 1/4000 с пространственное и временное разреше-

ние составляет 10 мкм/пикс. В условиях эксперимента фоторегистрация позволяет анализировать более тонкие элементы картины быстро эволюционирующего течения на движущейся контактной поверхности, непрерывно изменяющей свою форму и местоположение в пространстве.

В проведенных опытах капли падали в кюветы $16 \times 16 \times 7$ см³. Регистрация картины течения проводилась фотоаппаратом Canon EOS350D с макрокольцом 12 мм, ISO 100, D 5.6, с минимальной выдержкой (время экспозиции 1/4000 с). Расстояние до объекта составляло 15 см, пространственное разрешение 13 мкм/пикс. Наклон линии визирования к горизонту составлял $\vartheta = 75^\circ$.

Основными компонентами в тонко структурированной картине течения, формирующегося при первичном контакте капли с принимающей жидкостью, являются пелена, шипы и последовательности мелких брызг, которые вылетают и с вершин шипов, и непосредственно с линии контакта. Наличие «окрашенных языков» объясняется не только условиями неоднородности освещения и регистрацией с наклонным лучом зрения, но и отличием формы капли от сферической в момент первичного контакта. Поверхность капли искажают рэлеевские осцилляции, бегущие капиллярные волны [41], а также деформирует радиально растекающаяся аксиальная воздушная струя [43].

В фотографии картины течения в самом начале слияния капли раствора перманганата калия с водой, представленной на рис. 6, а выражены «языки» в форме пелены в диапазоне на «10 ÷ 11» и «13 ÷ 14» часов с наружной кромкой и внутренней полосчатой структурой. Оценка скорости самых длинных штрихов – следов брызг, вылетающих с шипов на вершинах зубцов, как отношение их длины к времени экспозиции составляет $u_s \sim 22$ м/с (в 6 раз больше скорости капли $U = 3.8$ м/с). Внимательное рассмотрение позволяет выделить и тонкие штрихи, имеющие продолжение к вершинам зубцов, и контактирующих с впадинами на границе видимой области контакта в верхней части капли.

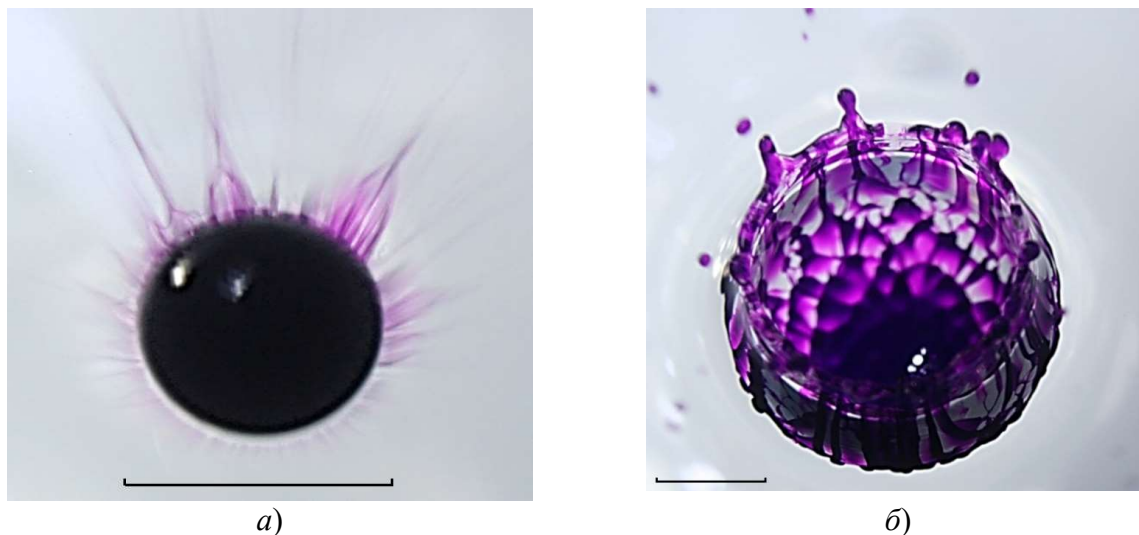


Рис. 6. Капля насыщенного водного раствора перманганата калия падает в воду ($D = 4.3$ мм, $U = 3.8$ м/с, $En_\sigma = 4.3$ мкДж, $En_k = 313$ мкДж, $En_k/En_\sigma = 73$, $W_k/W_\sigma = 2.5 \times 10^{-3}$, $Re = 17000$, $Fr = 350$, $Bo = 2.55$, $Oh = 0.0017$, $We = 880$, длина метки – 5 мм

В свою очередь, верхний участок границы окрашенной жидкости не является гладкой линией, на нем выделены выступы и впадины с шагом $\Delta\delta_\varphi \sim 0.2$ мм. Поперечные размеры волокон на зубцах пелены над каплей составляют $\delta_f \sim 0.05$ мм и менее. Остается открытым вопрос о природе раскраски зубцов, которая может свидетельствовать о формировании непрерывной неоднородно окрашенной поверхности, с еще более тонкими струйками на ее поверхности или струйками, располагающимися изолированно в пространстве выше и ниже пелены.

Внешняя стенка развитой каверны сферической формы, представленной в нижней части рис. 6, б, покрыта выступающими волокнами толщиной $\delta_f \sim 0.5$ мм, отстоящими на расстояние $0.2 < \Delta\delta_f < 1.2$ мм. На некоторых волокнах появляются вихревые оголовки выступающих струек под узлами сетки, которые по мере эволюции течения трансформируются в вихревые петли [37]. На стенке остатка спадающего венца, покрытого короткими капиллярными волнами и в верхней части каверны, сохраняется первоначальная линейчатая структура распределения вещества капли. На дне каверны волокна толщиной от $0.1 < \delta_f < 0.4$ мм образуют трехъярусную сетку с треугольными и четырехугольными ячейками размером от $1.2 < \delta_m < 2.2$ мм. Следы ячеек просматриваются и в центральном, более плотно окрашенном слое, под которым располагается прилегающий промежуточный слой, формирование которого прослежено на рис. 4. Окружающие каверну темные и светлые диффузные полосы – теневые изображения коротких кольцевых капиллярных волн [43].

К вершинам зубцов на верхней кромке венца вдоль пелены подтекает или одиночная струйка по его центру, или пара струек по внешней кромке зубца. При слиянии таких струек также формируется шип, с вершины которого вылетают брызги.

7. Обсуждение результатов

Начиная с первых опытов и практически до сегодняшнего дня, при изучении течений, порождаемых упавшей в жидкость каплей, основное внимание уделяется изучению или геометрии свободной поверхности или движению формирующихся кольцевых вихрей и вихревых систем. Для визуализации течения, в основном, используется метод «светящейся точки» или «встречной засветки» (backlight experiment). При видео и фоторегистрации черно-белой картины течения получают четкие изображения контура каверны, но не визуализируются особенности распределения вещества капли в принимающей жидкости. Результаты отдельных опытов по цветной регистрации волокнистой картины распределения вещества упавшей капли и в глубокой [16], и в мелкой жидкости [17], ускользнули от внимания теоретиков. Расчеты переноса вещества традиционно проводятся в предположении осевой симметрии течения, то есть аксиальной однородности распределения вещества капли на стенках каверны [18, 19].

В современных программах расчета капельных течений система фундаментальных уравнений с кинематическими и динамическими граничными условиями на свободной поверхности [24, 25] часто заменяется системой конститутивных уравнений [18, 19]. В них приняты допущения [44], позволяющие внести в уравнения дополнительные выражения, имитирующие действие поверхностного натяжения. Большое число ссылок (более 2000) на [44] – методическую основу конститутивного описания геометрии капельных течений, иллюстрируют популярность предложенного подхода. Однако, редукция системы фундаментальных уравнений, в которой сохраняется (и при этом видоизменяется) только уравнение переноса импульса, обедняет полноту описания течений, поскольку не позволяет проводить расчеты переноса энергии и вещества.

Во всех проведенных опытах регистрация картины течения и формы границы области контакта сливающихся смешивающихся жидкостей проведена в импактном режиме слияния при $En_k > En_\sigma$. Здесь, в отличие от интрузивного режима [10, 14], каверна начинает формироваться с момента первичного контакта. При этом наблюдается распад капли на отдельные тонкие струйки. На начальном этапе часть струек вылетает в воздух и образует последовательности мелких капелек, угол наклона траекторий которых к горизонту плавно увеличивается. Модуль скорости мелких брызг больше скорости капли в момент первичного контакта.

Часть образовавшихся струек пересекает границу области слияния жидкостей и течет по деформируемой поверхности принимающей жидкости. Струйки достигают кромки венца или пелены и формируют на ней зубцы. В вершинах зубцов располагаются шипы, с окончаний которых вылетают новые порции брызг.

Размеры капель, вылетающих с вершин шипов, продолжений струек, со временем растут, а скорость быстро падает. Некоторые группы капель, вылетающих с наклоненных внутрь зубцов, падают на донную часть растекающейся капли [45]. Поскольку участки формирования лигаментов – струек на границе области слияния жидкостей на дне растущей каверны, длительное время сохраняют свое угловое положение, струйки сохраняют свою форму. Остающиеся окрашенные следы лигаментов образуют линейчатый рисунок на поверхности стенок каверны и венца. На заключительном этапе растекания капли на дне каверны формируется сетчатый рисунок, размеры и структура которого зависят от состава капли и ее формы в момент первичного контакта.

Часть струек пронизывает дно растущей каверны и формирует под ее дном структурно выделенную область, в которой тонкие волокна, содержащие жидкость капли, разделены прослойками принимающей жидкости. Молекулярные процессы взаимной диффузии на развитой контактной поверхности сред обеспечивают быстрое выравнивание разности плотностей взаимопроникающих жидкостей и формируют слой жидкости промежуточной плотности, примыкающий к дну каверны. По мере роста каверны промежуточный слой гомогенизируется и истончается. Темп выравнивания плотности зависит от свойств сред, неоднородность распределения перманганата калия в нем теряется быстрее, чем у ализариновых чернил.

Хотя общее количество ДППЭ может составлять небольшую часть в общем балансе энергии падающей капли, ее высокая плотность оказывает заметное влияние на структуру и динамику течения. Пространственно неоднородные возмущения базовых скалярных параметров – давления и температуры, сосредоточенные в тонком слое, приводят к распаду области контакта на отдельные струйки, вылетающие в воздух, растекающиеся по поверхности каверны и венца, пронизывают дно каверны и формируют промежуточный слой с четкой внешней границей, отделенный высокоградиентной прослойкой от дна каверны.

8. Заключение

Впервые проведены опыты по визуализации тонкой структуры течения в окрестности границы области слияния капли раствора перманганата калия, свободно падающей на поверхность неподвижной воды в кювете.

В импактном режиме слияния, когда кинетическая энергия капли превышает ее доступную потенциальную поверхностную энергию, каверна начинает формироваться с момента первичного контакта жидкостей. Во всех опытах капля теряет сплошность и распадается на тонкие струйки, часть которых вылетает в воздух, часть растекается по стенкам каверны и венца, часть пронизывает дно каверны и формирует выделенный слой жидкости промежуточной плотности.

Мелкие капли вылетают с вершин тонких струек, образующихся непосредственно на границе области слияния жидкостей, и выбрасываются с окончаний шипов, располагающихся на вершинах зубцов пелены или короны. Размеры капелек со временем растут, скорость падает.

Тонкие быстрые струйки, текущие по дну каверны, длительное время сохраняют радиальное направление. Их следы образуют линейчатые и сетчатые узоры на дне каверны.

Струйки, пронизывающие дно каверны, формируют промежуточный слой с собственными физическими свойствами. Размеры и форма промежуточного слоя, степень однородности распределения вещества быстро изменяются.

Образование струек, вызывающих потерю непрерывности дна каверны и линии контакта сливающихся жидкостей, связывается с быстрой трансформацией ДППЭ и других компонентов внутренней энергии, в новые формы – возмущения давления, температуры, перераспределение вещества и ускорение течений жидкостей.

Дальнейшее совершенствование методики опытов в части расширения диапазона длин подсвечивающих электромагнитных волн (в сторону ультрафиолетовых и рентгеновских лучей), повышения пространственного и временного разрешения аппаратуры, позволит уточнить

механизмы передачи энергии, импульса и вещества при слиянии капель с покоящейся и движущейся жидкостью, играющие важную роль в современных промышленных технологиях.

Благодарности и ссылки на гранты

Эксперименты проведены на стендах ГФК ИПМех РАН. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 19-19-00598-П "Гидродинамика и энергетика капли и капельных струй: формирование, движение, распад, взаимодействие с контактной поверхностью", <https://rscf.ru/project/19-19-00598/>)

Литература

1. Moghtadernejad S., Lee C., Jadidi M. An introduction of droplet impact dynamics to engineering students // *Fluids*. 2020. V. 5. pp.107. DOI:10.3390/fluids5030107
2. Edgerton H.E., Killian Jr. J.R. *Flash. Hale, Cushman and Flint: Boston, USA, 1939.* 203 p.
3. Zhang L.V., Toole J., Fezzaa K., Deegan R.D. Splashing from drop impact into a deep pool: multiplicity of jets and the failure of conventional scaling // *J. Fluid Mech.* 2012. V. 703. pp. 402–413. DOI: <https://doi.org/10.1017/jfm.2012.249>
4. Lee J.S., Weon B.M., Park S.J., Kim J.T., Pyo J., Fezzaa K., Je J.H. Air evolution during drop impact on liquid pool // *Sci. Reports*. 2020. V. 10. pp. 5790. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-62705-5>
5. Thoroddsen S.T., Etoh T.G., Takehara K. High-speed imaging of drops and bubbles // *Ann. Rev. of Fluid Mech.* 2008. V. 40(1). pp. 257–285. DOI: 10.1146/annurev.fluid.40.111406.102215
6. Li E.Q., Thoraval M.-J., Marston J.O., Thoroddsen S.T. Early azimuthal instability during drop impact // *J. Fluid Mech.* 2018. V. 848. pp. 821–835. <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.383> 821
7. Lherm V., Deguen R. Velocity field and cavity dynamics in drop impact experiments // *J. of Fluid Mech.* 2023. V. 962, A21. doi:10.1017/jfm.2023.297
8. Zhang L.V., Brunet P., Eggers K., Deegan R.D. Wavelength selection in the crown splash // *Phys. of Fluids*. 2010. V. 22(12). pp. 122105. doi:10.1063/1.3526743
9. Чашечкин Ю. Д., Прохоров В. Е. Гидродинамика удара капли: короткие волны на поверхности венца // *Доклады РАН*. 2013. Т. 451(1). с. 41–45. DOI: 10.7868/S0869565213190109
10. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Распределение вещества капли в принимающей жидкости в интрузивном режиме слияния // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2022. Т. 23(6). с. 1023. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-6/articles/1023>
11. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Тонкая структура картины распределения вещества свободно падающей капли на поверхности и в толще принимающей жидкости в импактном режиме слияния // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2023. Т. 24(2). с.1043 <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-2/articles/1043/>
12. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкостей. МИР: М., 1973. 776 с.
13. Okabe J., Inoue S. The generation of vortex rings // *II. Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu University*. 1961. V. 9. pp. 147–161.
14. Chashechkin Yu.D., Ilinykh A. Y. Intrusive and impact modes of a falling drop coalescence with a target fluid at rest // *Axioms*. 2023. V. 12(4). pp. 374. <https://doi.org/10.3390/axioms12040374>
15. Li E.Q., Thoraval M.-J., Marston J.O., Thoroddsen S.T. Early azimuthal instability during drop impact // *J. Fluid Mech.* 2018. V. 848. pp. 821–835. <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.383> 821
16. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Полосчатые структуры в картине распределения вещества капли по поверхности принимающей жидкости // *Доклады РАН*. 2018. Т. 481(2). с. 145–150. DOI: 10.31857/S086956520001192-4
17. Ersoy N.E., Eslamian M. Capillary surface wave formation and mixing of miscible liquids during droplet impact onto a liquid film // *Phys. Fluids*. 2019. V. 31. pp. 012107. <https://doi.org/10.1063/1.5064640>

18. Ray B., Biswas G, Sharma A. Regimes during liquid drop impact on a liquid pool // *J. of Fluid Mech.* 2015. V. 768. pp. 492–523. doi:10.1017/jfm.2015.108
19. Berberovic E., Van Hinsberg N. P., Jakirlic S., Roisman I. V., Tropea C. Drop impact onto a liquid layer of finite thickness: dynamics of the cavity evolution // *Phys. Rev.* 2009. V.79(3). 036306. DOI: 10.1103/PhysRevE.79.036306
20. Castrejón-Pita A. A., Castrejón-Pita J. R., Hutchings I. M. Experimental observation of von Kármán vortices during drop impact // *Phys. Rev.* 2012. V. 86(4). pp. 045301. doi:10.1103/physreve.86.045301
21. Kuhlman J.M., Hillen N.L. Droplet impact cavity film thickness measurements versus time after drop impact and cavity radius for thin static residual liquid layer thicknesses // *Exp. Therm. and Fluid Sci.* 2016. V. 77. pp. 246–256. DOI:10.1016/j.expthermflusci.2016.04.020
22. Chashechkin Y. D. Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // *Axioms.* 2021. V. 10. pp. 286. <https://doi.org/10.3390/axioms10040286>
23. Gibbs J.W. Elementary principles in statistical mechanics // Scribner's and sons: New York, US, 1902. 207 p.
24. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
25. Muller P. The equations of oceanic motions. Cambridge: CUP. 2006. 292 p.
26. Feistel R. Thermodynamic properties of seawater, ice and humid air: TEOS-10, before and beyond // *Ocean Sci.* 2018. V.14. pp. 471–502. <https://doi.org/10.5194/os-14-471-2018>
27. Harvey A. H, Hrubý J., Meier K. Improved and always improving: reference formulations for thermo-physical properties of water // *J. of Phys. and Chem. Ref. Data.* 2023. V. 52. pp. 011501. DOI: 10.1063/5.0125524
28. Nayfeh A.H. Introduction to Perturbation Techniques. John Wiley & Sons: New York, USA, 2011. 533 p.
29. Chashechkin Yu. D. Singularly perturbed components of flows – linear precursors of shock waves // *Math. Model. Nat. Phenom.* 2018. V. 13(2). pp. 1–29. <https://doi.org/10.1051/mmnp/2018020>
30. Chashechkin Yu. D., Ochirov A. A. Periodic waves and ligaments on the surface of a viscous exponentially stratified fluid in a uniform gravity field // *Axioms.* 2022. V. 11(8). pp. 402. doi: 10.3390/axioms11080402
31. Чашечкин Ю.Д., Кистович А.В. Классификация трехмерных периодических течений в жидкости // *Доклады РАН.* 2004. Т. 395(1). с. 55–58.
32. Chashechkin Yu. D. Conventional partial and new complete solutions of the fundamental equations of fluid mechanics in the problem of periodic internal waves with accompanying ligaments generation // *Mathematics.* 2021. V. 9(6). pp. 586. <https://doi.org/10.3390/math9060586>
33. Эйзенберг Д., Кауцман В. Структура и свойства воды. Гидрометеиздат: Л., 1975. 280 с.
34. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Перенос вещества капли в толщу принимающей жидкости в начальной стадии процесса слияния // *Известия РАН. Мех. жидк. и газа.* 2023. Т. 1. с. 54–68. DOI: 10.31857/S056852812260031X
35. Malenkov G. G. Structure and dynamics of surfaces of thin films and water microdroplets // *Colloid J.* 2010. V. 72(5). pp. 649–659. DOI: 10.1134/S1061933X1005011X
36. УИУ “ГФК ИПМех РАН”: Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере. Сайт: <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip>
37. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Формирование системы наклонных петель в течениях импакта капли // *Доклады РАН. Физ., техн. науки.* 2021. Т. 499. с. 39–48. DOI: 10.31857/S2686740021040052
38. Чашечкин Ю. Д. Эволюция тонкоструктурного распределение вещества свободно падающей капли в смешивающихся жидкостях // *Известия РАН. Физ. атм. и океана.* 2019. Т. 55(3). с. 67–77. DOI: 10.1134/S0001433819020026

39. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Распад капли на отдельные волокна на границе области контакта с принимающей жидкостью // Доклады РАН. Физ., техн. науки. 2021. Т. 497. с. 31–35. DOI: 10.31857/S2686740021020139
40. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Множественные выбросы брызг при ударе капли // Доклады РАН. 2020. Т. 494. с. 42–46. DOI: 10.31857/S2686740020050181
41. Chashechkin Yu. D. Oscillations and short waves on a free-falling drop surface (Experiment and Theory) // Proceedings Topical Problems of Fluid Mechanics 2019, Prague, February 20-22, 2019. pp. 45–52. DOI: <https://doi.org/10.14311/TPFM.2019.007>
42. Thoroddsen S. T., Etoh T. G., Takehara K. Air entrapment under an impacting drop // J. Fluid Mech. 2003. V. 478. pp. 125–134. DOI: 10.1017/S0022112002003427
43. Zhu G.-Z. Li Z.-H., Fu D.-Y. Experiments on ring wave packet generated by water drop // Chinese Sci. Bull. 2008. V. 53(11). pp. 1634–1638. DOI: 10.1007/s11434-008-0246-0
44. Brackbill J.U., Kothe D.B., Zemach C. A new method for modeling surface tension effects on fluid // J. of Comp. Phys. 1992. V. 100(2). pp. 335–354. [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(92\)90240-Y](https://doi.org/10.1016/0021-9991(92)90240-Y)
45. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Капиллярные волны на поверхности погружающейся в жидкость капли // Доклады РАН. 2015. Т. 465(4). с. 434–440. DOI: 10.7868/S0869565215340101

References

1. Moghtadernejad S., Lee C., Jadidi M., An introduction of droplet impact dynamics to engineering students, *Fluids*, 2020, vol. 5, no.3. DOI: 10.3390/fluids5030107
2. Edgerton H.E., Killian Jr. J.R., *Flash!* Hale, Cushman and Flint: Boston, USA, 1939. 203 p.
3. Zhang L.V., Toole J., Fezzaa K., Deegan R.D., Splashing from drop impact into a deep pool: multiplicity of jets and the failure of conventional scaling, *J. Fluid Mech.*, 2012, vol. 703, pp. 402–413. <https://doi.org/10.1017/jfm.2012.249>
4. Lee J.S., Weon B.M., Park S.J., Kim J.T., Pyo J., Fezzaa K., Je J.H., Air evolution during drop impact on liquid pool, *Sci. Reports.*, 2020, vol. 10, pp. 5790. DOI: 10.1038/s41598-020-62705-5
5. Thoroddsen S.T., Etoh T.G., Takehara K., High-speed imaging of drops and bubbles, *Ann. Rev. of Fluid Mech.*, 2008, vol. 40, no.1, pp. 257–285. DOI: 10.1146/annurev.fluid.40.111406.102215
6. Li E.Q., Thoraval M.-J., Marston J.O., Thoroddsen S.T., Early azimuthal instability during drop impact, *J. Fluid Mech.*, 2018, vol. 848, pp. 821–835. DOI: 10.1017/jfm.2018.383 821
7. Lherm V., Deguen R., Velocity field and cavity dynamics in drop impact experiments, *J. Fluid Mech.*, 2023, vol. 962, A21. DOI:10.1017/jfm.2023.297
8. Zhang L.V., Brunet P., Eggers K., Deegan R.D., Wavelength selection in the crown splash, *Phys. of Fluids*, 2010, vol. 22, no.12, pp. 122105. DOI:10.1063/1.3526743
9. Chashechkin Y.D., Prokhorov V.E., Drop-impact hydrodynamics: Short waves on a surface of the crown, *Dokl. Phys.*, 2013, vol. 58, pp 296–300. DOI: 10.1134/S1028335813070021
10. Chashechkin Y., Ilinykh A. Distribution of the Drop Substance in the Target Fluid at the Coalescence Intrusive Mode, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2022, vol. 23, iss. 6. [In Russian] <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-6/articles/1023/>. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.23.6.1023>
11. Chashechkin Y., Ilinykh A., Fine Structure of the Substance Distribution Pattern of a Free – Falling Drop on the Surface and in the Thickness of the Target Fluid in the Impact Mode of Merging, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2023, vol. 24, iss. 2. [In Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-2/articles/1043/>. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.24.2.1043>
12. Batchelor G.K., *An Introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, 1973. 760 p.
13. Okabe J., Inoue S., The generation of vortex rings, *II. Rep. Res. Inst. Appl. Mech.*, Kyushu University. 1961, vol. 9. pp. 147–161.
14. Chashechkin Yu. D., Ilinykh A. Y., Intrusive and impact modes of a falling drop coalescence with a target fluid at rest, *Axioms*, 2023, vol. 12, no.4, pp. 374. DOI: 10.3390/axioms12040374

15. Li E.Q., Thoraval M.-J., Marston J.O., Thoroddsen S.T., Early azimuthal instability during drop impact, *J. Fluid Mech.*, 2018, vol. 848, pp. 821–835. DOI: 10.1017/jfm.2018.383 821
16. Chashechkin Y. D., Ilinykh A. Y., Banded structures in the distribution pattern of a drop over the surface of the target fluid, *Dokl. Phys.*, 2018, vol. 63, no. 7, pp. 282–287. DOI: 10.1134/S1028335818070066
17. Ersoy N.E., Eslamian M., Capillary surface wave formation and mixing of miscible liquids during droplet impact onto a liquid film, *Phys. Fluids*, 2019, vol. 31, pp. 012107. DOI: 10.1063/1.5064640
18. Ray B., Biswas G, Sharma A., Regimes during liquid drop impact on a liquid pool, *J. of Fluid Mech.*, 2015, vol. 768, pp. 492–523. DOI: 10.1017/jfm.2015.108
19. Berberovic E., Van Hinsberg N. P., Jakirlic S., Roisman I. V., Tropea C., Drop impact onto a liquid layer of finite thickness: dynamics of the cavity evolution, *Phys. Rev.*, 2009, vol.79, no.3, pp. 036306. DOI: 10.1103/PhysRevE.79.036306
20. Castrejón-Pita A. A., Castrejón-Pita J. R., Hutchings I. M., Experimental observation of von Kármán vortices during drop impact, *Phys. Rev.*, 2012, vol. 86, no.4, pp. 045301. DOI:10.1103/physreve.86.045301
21. Kuhlman J. M., Hillen N. L., Droplet impact cavity film thickness measurements versus time after drop impact and cavity radius for thin static residual liquid layer thicknesses, *Exp. Therm. and Fluid Sci.*, 2016, vol. 77, pp. 246–256. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2016.04.020
22. Chashechkin Y. D., Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows, *Axioms*, 2021, vol. 10, pp. 286. DOI: 10.3390/axioms10040286
23. Gibbs J. W., *Elementary principles in statistical mechanics*, Scribner's and sons: New York, US, 1902. 207 p.
24. Landau L. D., Lifshitz E. M., *Fluid Mechanics*. Oxford: Pergamon Press, 1987. 500 p.
25. Muller P., *The equations of oceanic motions*, Cambridge: CUP, 2006, 292 p.
26. Feistel R., Thermodynamic properties of seawater, ice and humid air: TEOS-10, before and beyond, *Ocean Sci.*, 2018, vol.14, pp. 471–502. DOI: 10.5194/os-14-471-2018
27. Harvey A. H., Hrubý J., Meier K., Improved and always improving: reference formulations for thermophysical properties of water, *Journal of Phys. and Chem. Ref. Data*, 2023, vol. 52, pp. 011501. DOI: 10.1063/5.0125524
28. Nayfeh A.H., *Introduction to Perturbation Techniques*, John Wiley & Sons: New York, USA, 2011, 533 p.
29. Chashechkin Yu. D., Singularly perturbed components of flows – linear precursors of shock waves, *Math. Model. Nat. Phenom.*, 2018, vol. 13, no.2, pp. 1–29. DOI: 10.1051/mmnp/2018020
30. Chashechkin Yu. D., Ochirov A. A., Periodic waves and ligaments on the surface of a viscous exponentially stratified fluid in a uniform gravity field, *Axioms*, 2022, vol. 11, no. 8, pp. 402. DOI: 10.3390/axioms11080402
31. Chashechkin Y. D., Kistovich A. V., Classification of three-dimensional periodic fluid flows, *Dokl. Phys.*, 2004, vol. 49, pp. 183–186. DOI: 10.1134/1.1710686
32. Chashechkin Yu. D., Conventional partial and new complete solutions of the fundamental equations of fluid mechanics in the problem of periodic internal waves with accompanying ligaments generation, *Mathematics*, 2021, vol. 9, no.6, pp. 586. DOI: 10.3390/math9060586
33. Eisenberg D., Kauzmann W., *The Structure and Properties of Water*, London: Oxford University Press, 1969, 231 p.
34. Ilinykh A. Y., Chashechkin Y. D., Mass transfer from a drop in fall into the fluid thickness in the initial stage of the coalescence process, *Fluid Dyn.*, 2023, vol. 58, no. 1, pp. 31–44. DOI: 10.1134/S0015462822601607
35. Malenkov G. G., Structure and dynamics of surfaces of thin films and water microdroplets, *Colloid J.*, 2010, vol. 72, no.5, pp. 649–659. DOI: 10.1134/S1061933X1005011X

36. Hydrophysical complex for modeling hydrodynamic processes in the environment and their impact on underwater technical objects, as well as the distribution of impurities in the ocean and atmosphere, Institute for Problems in Mechanics RAS. Available online: <http://ipmnet.ru/uniquequip/gfk> (accessed on 2 August 2023)
37. Chashechkin Y. D., Ilinykh A. Y., Formation of a system of inclined loops in the flow of a drop impact, *Dokl. Phys.*, 2021, vol. 66, no. 8, pp. 234–242. DOI: 10.1134/S1028335821080036
38. Chashechkin Y. D., Evolution of the fine structure of the matter distribution of a free-falling droplet in mixing liquids, *Izv. Atm. and Ocean. Phys.*, 2019, vol. 55, no. 3, pp. 285–294. DOI: 10.1134/S0001433819020026
39. Chashechkin Y. D., Ilinykh A. Y., Drop decay into individual fibers at the boundary of the contact area with the target fluid, *Dokl. Phys.*, 2021, vol. 66, no. 4, pp. 101–105. DOI: 10.1134/S1028335821040078
40. Chashechkin Y. D., Ilinykh A. Y., Multiple emissions of splashes upon drop impact, *Dokl. Phys.*, 2020, vol. 65, no. 10, pp. 366–370. DOI: 10.1134/s1028335820100067
41. Chashechkin Yu. D., Oscillations and short waves on a free falling drop surface (Experiment and Theory), *Proceed. Topical Probl. Fluid Mech.*, 2019, pp. 45–52. DOI: 10.14311/TPFM.2019.007
42. Thoroddsen S. T., Etoh T. G., Takehara K., Air entrapment under an impacting drop, *J. of Fluid Mech.*, 2003, vol. 478, pp. 125–134. DOI: 10.1017/S0022112002003427
43. Zhu G.-Z., Li Z.-H., Fu D.-Y., Experiments on ring wave packet generated by water drop, *Chinese Sci. Bull.*, 2008, vol. 53, no.11, pp. 1634–1638. DOI: 10.1007/s11434-008-0246-0
44. Brackbill J. U., Kothe D. B., Zemach C., A new method for modeling surface tension effects on fluid, *J. of Comp. Phys.*, 1992, vol. 100, no.2, pp. 335–354. DOI: 10.1016/0021-9991(92)90240-Y
45. Chashechkin Y. D., Ilinykh A. Y., Capillary waves on the surface of a droplet falling into a liquid, *Dokl. Phys.*, 2016, vol. 61, no. 2, pp. 102–102. DOI: 10.1134/S1028335816550012

Статья поступила в редакцию 10 августа 2023 г.