

# 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

Yu. D. Chashechkin, A. Yu. Ilinykh

*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences IPMech RAS, Moscow, Russia, 119526, pr. Vernadskogo, 101-1*

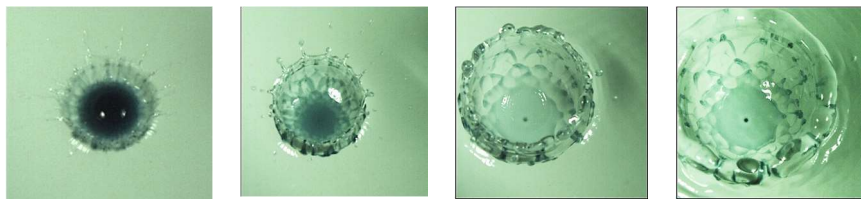
[chakin@ipmnet.ru](mailto:chakin@ipmnet.ru)

[ilynykh@ipmnet.ru](mailto:ilynykh@ipmnet.ru)

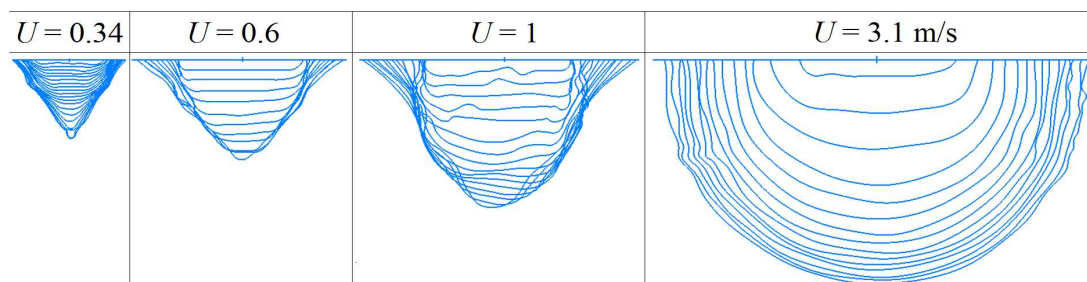
## Abstract

High-speed video recording has been used to trace the evolution of the matter transfer pattern of a free-falling drop in a target fluid at rest in the impact mode of coalescence, when the kinetic energy (KE) of the drop exceeds its available potential surface energy (APSE). The combined use of transparent and colored fluids enables simultaneously traces the deformation of the free surface and the evolution of the matter transfer pattern in the thickness and on the surface of the target fluid. In the impact mode, a drop merging with a fluid at rest breaks up into individual fibers that form linear and mesh structures on the surface of the cavity and crown. Selected frames in lateral and frontal projections illustrate the main forms of a rapidly evolving pattern of matter distribution, composed of individual fibers. Given schemes of flow in intrusive and impact modes present the domains of rapid internal energy transformation where the free surface of coalescing fluids is eliminated. The influence of energy transformation processes on the formation of the fine structure of flows, the main components of which, ligaments, are described by singular solutions of the system of fundamental equations, is discussed.

Keywords: drop, cavity, crown, matter transfer, fibers, energy.



Drop material distribution on the cavity and crown in the impact mode of merging



Evolution of the cavity shape in different modes of coalescence with a time-step of  $\Delta t = 1.25$  ms (the first line shows the values of the contact velocity of a merging drop with a diameter of  $D = 4.3$  mm)

УДК 532.5

# Тонкая структура картины распределения вещества свободно падающей капли на поверхности и в толще принимающей жидкости в импактном режиме слияния

Ю. Д. Чашечкин, А. Ю. Ильиных

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук (ИПМех РАН), Россия, Москва, 119526, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1*

[chakin@ipmnet.ru](mailto:chakin@ipmnet.ru)

[ilynykh@ipmnet.ru](mailto:ilynykh@ipmnet.ru)

## Аннотация

Эволюция картины переноса вещества свободно падающей капли в покоящейся принимающей жидкости в импактном режиме слияния, когда кинетическая энергия (КИ) капли превышает ее доступную потенциальную поверхностную энергию (ДППЭ) изучена методами высокоскоростной видеорегистрации. Совместное применение прозрачных и окрашенных жидкостей позволяет одновременно проследить деформацию свободной поверхности и эволюцию картины переноса вещества в толще и на поверхности принимающей жидкости. В импактном режиме сливающаяся с покоящейся жидкостью капля распадается на отдельные волокна, образующие линейчатые и сетчатые структуры на поверхности каверны и венца. Выборки из видеogramм в боковой и фронтальной проекциях иллюстрируют основные формы быстро эволюционирующей картины распределения вещества, составленной из отдельных волокон. Приводятся схемы течения в интрузивном и импактном режимах, построенные с учетом локализации областей быстрой трансформации внутренней энергии при уничтожении свободной поверхности сливающихся жидкостей. Обсуждается влияние процессов трансформации энергии на формирование тонкой структуры течений, основные компоненты которой – лигаменты – описываются сингулярными решениями системы фундаментальных уравнений.

Ключевые слова: капля, каверна, венец, перенос вещества, волокна, энергия.

## 1. Введение

В экспериментальных исследованиях течений, образующихся при слиянии свободно падающей капли с принимающей жидкостью, большое внимание уделяется анализу картин переноса вещества. Для индикации вещества капли в опытах используются прозрачные принимающие жидкости (вода, водные растворы этанола, уксусной кислоты) и капли окрашенных растворов различных солей (перманганата калия, медного купороса и других), органических красителей (ализариновых чернил, флюоресцеина, уранина), суспензии (довольно часто – разбавленное молоко, начиная с пионерских работ [1, 2]), различные масла, нефть. В опытах обычно используются сильно разбавленные растворы, плотность которых незначительно отличается от плотности принимающей жидкости [3].

По результатам анализ опытов по переносу разбавленных красителей в ламинарных течениях Дж. Тейлор высказал предположение о близости инерциальных свойств разноплотных смешивающихся жидкостей в случае малого отличия плотностей и возможности считать такую считать такую примесь «пассивной», не влияющей на динамику течений [4–6]. При

этом принимается, что примесь не оказывает влияния на поле скоростей и картина ее распределения одновременно визуализирует распределения и плотности, и скорости. Гипотеза «пассивности примеси» получила широкое распространение и активно применяется при изучении различных видов течений, как турбулентных [7], так и создаваемых падающими каплями в принимающей жидкости [8]. Результаты ее применения к анализу вихревых компонентов капельных течений [9] широко обсуждаются в научной литературе [10].

Альтернативный подход независимой регистрации картины полей каждой физической величины основан на определении жидкости как текучей среды, термодинамические свойства которой характеризуются потенциалом Гиббса и его производными. Уравнения состояния жидкостей или газов, определяющие связи между термодинамическими переменными – плотностью, давлением, температурой, концентрацией растворенных веществ и взвешенных частиц [11], на практике задаются рассчитанными методами статистической физики или эмпирическими выражениями [12, 13]. В последние годы для расчета течений используются различные модельные системы ламинарных или турбулентных течений и полная система фундаментальных уравнений механики жидкостей, которая описывает перенос плотности вещества, импульса и энергии с учетом уравнения состояния, впервые приведенная в первом издании фундаментального курса [14] в 1944 г. Система фундаментальных уравнений, дополненная физически обоснованными начальными и граничными условиями, решается с учетом условия совместности [15].

Анализ системы уравнений для течений в маловязких средах, проведенный методами теории сингулярных возмущений, позволил выделить две группы структурных компонентов течений – крупно и микромасштабные. При линеаризованном рассмотрении периодических течений компоненты решений описывают волны и сопутствующие тонкие течения – лигаменты. Тонкие компоненты регистрируются и в высокотемпературных струйных течениях [17, 18], а также при растекании свободно падающей капли [19]. Поперечные масштабы лигаментов зависят от геометрии задачи и величины соответствующего кинетического коэффициента – кинематической вязкости для скорости, температуропроводности для тепла и диффузии для вещества [20]. Соответственно, картины полей различных физических величин не являются подобными и должны изучаться независимо, особенно в капельных течениях, в которых важную роль играют эффекты преобразования доступной потенциальной поверхностной энергии (ДППЭ) при уничтожении свободной поверхности сливающихся жидкостей [21], образовании и отрыве газовых пузырьков, в том числе и с излучением звуковых пакетов [22].

Тщательные исследования показали, что вещество капли равномерно распределяется по поверхности каверны только при малых и умеренных контактных скоростях – в интрузивном режиме, когда капля плавно втекает в толщу жидкости с сохранением выпуклой формы свободной поверхности, и частично растекается по свободной поверхности, образуя окрашенное кольцо. Каверна образуется с задержкой после полного слияния капли [23].

Быстро падающая капля расщепляется в области контакта сливающихся жидкостей на отдельные волокна, разделенные принимающей жидкостью [24]. Заметное влияние на формирование волокон, образующих линейчатые и сетчатые узоры на поверхности каверны и венца [25], оказывают процессы трансформации ДППЭ в другие формы на подвижной границе области контакта сливающихся жидкостей. Здесь течение распадается на отдельные более быстрые и медленные струйки, а сама граница сред движется неравномерно [26]. Волокнистая структура распределения вещества капли сохраняется длительное время в ходе последующей эволюции течения и в глубокой [27], и в мелкой принимающей жидкости [28]. Пространственная структура картины волокнистых течений в интрузивном режиме слияния свободно падающей капли окрашенной жидкости визуализирована в [21, 23]. Цель данной работы – визуализация анализ картины распределения окрашенного вещества капли в прозрачной покоящейся принимающей жидкости в импактном режиме слияния, когда каверна начинает формироваться с момента первичного контакта жидкостей.

## 2. Определяющие размерные и безразмерные параметры течений импакта капли

Основу методики проведенных экспериментов составляет система фундаментальных уравнений механики жидкостей, описывающая перенос инвариантных физических величин – плотности вещества, импульса и энергии – мер течения [14, 15]. Жидкость или газ определяется как сплошная текущая среда с нулевым трением покоя, которая, при наличии свободной поверхности площадью  $S_b$ , характеризуется внутренней энергией, представляемой дифференциалом потенциала Гиббса  $dG = -s_e dT + V dP + S_b d\sigma + \mu dS_i$  [78, 79]. Производные потенциала Гиббса  $G$  определяют термодинамические величины – плотность  $\rho$  и удельный объем  $V = 1/\rho$ , энтропию  $s_e$ , давление  $P$ , температуру  $T$ , концентрацию растворенных веществ и взвешенных частиц  $i$ -вещества  $S_i$ , коэффициент поверхностного натяжения  $\sigma$ , и химический потенциал  $i$ -й компоненты. Давление, как и плотность, имеет и термодинамический, и прямой механический смысл, определяемый фундаментальными уравнениями течений жидкостей.

Молекулярный перенос импульса, температуры и вещества характеризуют коэффициенты кинематической  $\nu$  или динамической  $\mu_i$  вязкости, температуропроводности  $\kappa_T$  и диффузии  $\kappa_S$ . Среду также характеризуют скорости распространения волн (звуковых  $c_s$ , электромагнитных  $c_l$ ), параметр переноса зарядов – удельная электропроводность  $\eta$  и коэффициент преломления света  $n$  [12].

Течение жидкости, которое определяется как внутренне присущий или вынужденный совместный перенос импульса, энергии и вещества, описывает масштабно инвариантная система фундаментальных уравнений механики жидкостей, все уравнения которой были приведены еще в первом издании [14] выпуска 1944 г. и многократно повторены в последующих трактатах. Базовые характеристики течения жидкостей – плотность, импульс, энергия относятся к классу наблюдаемых величин – методика опытов позволяет оценить погрешность одновременно с определением их значения. Система дополняется физически обоснованными граничными условиями (на твердых стенках – прилипания (no-slip) для скорости и непротекания (no-flux) для вещества, кинематическими и динамическими условиями на свободной поверхности [15]. Большая теплоемкость жидкостей позволяет в ряде задач пренебречь температурными эффектами и получать экспериментально точные результаты решений более простой редуцированной системы фундаментальных уравнений.

В природных условиях и в промышленных установках жидкость неоднородной плотности под действием гравитации с ускорением свободного падения  $\mathbf{g} = (0, 0, g)$  стратифицируется – легкие частицы располагаются над более тяжелыми и формируют устойчивое распределение плотности  $\rho = \rho_0(z)$  (рассмотрение проводится в декартовой  $(x, y, z)$  или локальной цилиндрической  $(\rho, \varphi, z)$  системе координат, ось  $z$  направлена вертикально вверх. В зависимости от величины градиента плотности, который характеризуется масштабом  $\Lambda = |d \ln \rho / dz|^{-1}$ , частотой  $N = \sqrt{g/\Lambda}$  или периодом  $T_b = 2\pi/N$  плавучести, жидкости называются стратифицированными (сильно при  $N \sim 1 \text{ s}^{-1}$  или слабо –  $N \sim 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), а также потенциально ( $N \sim 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ) или актуально ( $N \equiv 0$ ) однородными.

Классификация структурных компонентов периодических течений, основанная на анализе полных решений линеаризованных версий фундаментальной и редуцированных подсистем, включает волны различного типа (акустические, инерциальные, внутренние и поверхностные гравитационные или гибридные) и сопутствующие тонкие течения – лигаменты – прослойки и волокна, формирующие тонкую структуру среды [16].

Из рассмотрения системы уравнений Навье – Стокса, описывающих движение маловязкой, однородной жидкости со скоростью  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$  [14]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \mathbf{v} = 0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{v} - \mathbf{g} \quad (1)$$

С кинематическим и динамическим условиями на свободной поверхности, следует что инфинитезимальные периодические течения вида  $A = A_0 \exp(i\mathbf{k}x - i\omega t)$  с положительной частотой  $\omega$  и комплексным волновым числом  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + i\mathbf{k}_2$  характеризуются дисперсионным соотношением [29]

$$2k \left[ \omega^2 k_l - gk^2 - \sigma k^4 + 2i\omega \nu k_l (3k^2 - k_l^2) \right] - (k_l^2 + k^2) (\omega^2 - gk - \sigma k^3 + 2i\omega \nu k^2) = 0, \quad (2)$$

которое имеет регулярные с волновыми числами  $k$  и сингулярные корни с  $k_l$ . Здесь  $t$  – время;  $\nabla$  и  $\Delta$  – операторы Гамильтона и Лапласа. Полное дисперсионное соотношение для волн и лигаментов в вязкой экспоненциально стратифицированной жидкости проанализировано в [30].

Регулярные решения линеаризованной системы (1) и соотношения (2) описывают поверхностные гравитационно-капиллярные волны [30]. Сингулярные решения характеризуют лигаменты – тонкие течения, образующие высокоградиентные прослойки и волокна в жидкости [15]. Поперечный масштаб волокон – толщина лигаментов  $\delta$  в стратифицированной среде определяется кинетическими коэффициентами и частотой плавучести: в поле скоростей  $\delta_N^v = \sqrt{\nu/N}$ , в поле плотности  $\delta_N^k = \sqrt{\kappa/N}$ , а также величиной  $\omega$  – частотой бегущей волны  $\delta_\omega^v = \sqrt{\nu/\omega}$ ,  $\delta_\omega^k = \sqrt{\kappa/\omega}$ . В потоке толщина лигаментов определяется скоростью течения  $U$   $\delta_U^v = \nu/U$ ,  $\delta_U^k = \kappa/U$  [16]. Все компоненты, и крупные (вихри и волны), и тонкие лигаменты, взаимодействуют между собой, порождают новые гармоники [31], и вырождаются под действием диссипативных факторов. Вторичные продукты нелинейного взаимодействия волн между собой и с лигаментами усложняют картину эволюционирующих течений.

В течениях импакта капли важную роль в формировании лигаментов играют процессы трансформации внутренней энергии, ускоряющие течения в непосредственной окрестности тела, или областях уничтожения свободной поверхности жидкости. Формирующие тонкие лигаменты [16] способствуют отрыву газовых пузырей и генерации пакетов [18. 22].

Дисперсионное соотношение для звуковых волн в однородной сжимаемой жидкости

$$\left[ \mathbf{k}^2 \left( 1 - \frac{i\omega \tilde{\nu}}{c_s^2} \right) - \frac{\omega^2}{c_s^2} \right] (\omega + i\nu \mathbf{k}_l^2)^2 = 0 \quad (3)$$

содержит кратный сингулярный корень, как и для волн в вязкой несжимаемой жидкости [148]. Здесь  $\tilde{\nu} = \zeta + 4\nu/3$ ,  $\nu$  – сдвиговая (первая) вязкость,  $\zeta$  – конвергентная (вторая) кинематическая вязкость. Комплексное волновое число  $\mathbf{k}$  соответствует волнам,  $\mathbf{k}_l$  – лигаментам,  $c_s$  – скорость адиабатического звука. Вид соотношений (2), (3) отражает сложную структуру периодических течений в вязкой жидкости, все компоненты которых могут взаимодействовать между собой.

Теория течений жидкости создавалась и развивается в приближении сплошной среды. Реальные жидкости и газы состоят из атомов и молекул, которые образуют объединения различного состава. Регистрируются различные группы элементов – ассоциаты, комплексы, кластраты, кластраты, войды с отдельными атомами, кластеры и другие со связями физической и химической природы [32, 33]. Линейные масштабы объединений лежат в диапазоне от  $10^{-8}$  до  $10^{-6}$  см, времена существования – от  $10^{-12}$  с до десятков секунд. Каждый из компонентов структуры среды обладает собственной внутренней энергией, которая накапливается при его формировании и частично теряется при разрушении, обеспечивая свойство текучести жидкостей и газов.

Конверсия внутренней энергией при уничтожении структурных компонентов, обеспечивающая формирование быстрых тонких струек (ручейков, триклов) во всех видах течений,

особенно заметно влияет на тонкую структуру течений импакта капли внутри области контакта жидкостей, где формируются тонкие радиальные струйки [26] и на ее границе, где они ускоряются [24]. Освобождение доступной потенциальной поверхностной энергии, сосредоточенной в слое толщиной порядка размера молекулярного кластера  $\delta_c \sim 10^{-6}$  см, при уничтожении свободной поверхности сливающихся жидкостей происходит быстро, за времена порядка  $\tau \sim 10^{-8} \div 10^{-9}$  с, а ее накопление при формировании свободной поверхности – медленно  $\tau \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$  с.

Рассмотрение полной системы уравнений и граничных условий [14, 15] показывает, что в число основных размерных параметров изучаемых течений входят потенциалы Гиббса капли  $G_d$ , воздушной среды  $G_a$  и принимающей жидкости  $G_t$ , (индексы обозначают принадлежность параметра), плотности сред  $\rho_{d,a,t}$ , кинематическая  $\nu_{d,a,t}$  и динамическая  $\mu_{d,a,t}$  вязкости контактирующих сред; полные  $\sigma_d^a$ ,  $\sigma_t^a$  и нормированные на плотность соответствующей жидкости коэффициенты поверхностного натяжения  $\gamma_d^a = \sigma_d^a / \rho_d$ ,  $\gamma_t^a = \sigma_t^a / \rho_t$  см<sup>3</sup>/с<sup>2</sup>; коэффициент диффузии окрашивающего каплю пигмента в принимающей жидкости  $\kappa_d$ ; эквивалентный диаметр  $D$ , площадь поверхности  $S_d$ , объем  $V$ , масса  $M$ , высота свободного падения  $H$  и скорость капли  $U$  в момент первичного контакта; доступная потенциальная поверхностная энергия (ДППЭ)  $E_\sigma = \sigma S_d$ , кинетическая энергия  $E_k = MU^2/2$ , потенциальная энергия в гравитационном поле с ускорением свободного падения  $g$ .

Полная энергия падающей капли  $E_d = E_p + E_k + E_\sigma$  складывается из потенциальной энергии  $E_p$ , экстенсивной кинетической энергии с дифференциалом  $dE_k = 0.5\rho U^2 dV$ , а также ДППЭ, распределенной в приповерхностном шаровом слое толщиной порядка размера молекулярного кластера  $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$  см и массой  $M_\sigma$ .

Время передачи кинетической энергии  $E_k$  и импульса  $\mathbf{P}_k = M\mathbf{v}$  капли  $\Delta t = D/U$ , которое определяется ее диаметром  $D$  и контактной скоростью  $U$ , составляет несколько миллисекунд и на много порядков превышает время уничтожения свободной поверхности при слиянии жидкостей  $\Delta\tau = \delta_\sigma/U \sim 10^{-8}$  с. Быстрые процессы преобразования ДППЭ в другие формы на кольцевой границе области слияния жидкостей играют определяющую роль в формировании тонких струек и генерации капиллярных волн в принимающей жидкости [19, 24 – 26].

Отношения физических величин образуют наборы собственных временных и пространственных масштабов, определяющих требования к методике измерений в части выбора размера области наблюдения течений, пространственного и временного разрешения инструментов. Отношения собственных масштабов задают безразмерные отношения, использующиеся при описании капельных течений [14, 15]. Традиционный, неполный набор безразмерных параметров включает числа Рейнольдса  $Re_d = UD/\nu_d$ , Фруда  $Fr_d = U^2/gD$ , Вебера  $We_d = U^2 D/\gamma_d$ , Бонда  $Bo = gD^2/\gamma_d^a$ , Онезорге  $Oh_d = \nu_d/\sqrt{\gamma_d^a D}$ , Шмидта  $Sc = \nu_t/\kappa_t^m$ .

Степень выраженности действия быстрых атомно-молекулярных процессов преобразования ДППЭ и передачи кинетической энергии капли характеризуют отношения компонентов энергии  $R_E = \frac{E_k}{E_\sigma}$  и их плотностей  $R_W = \frac{E_k M_\sigma}{E_\sigma M}$  ( $M_\sigma$  – объем приповерхностного шарового слоя толщиной порядка размера молекулярного кластера  $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$  см). Доля поверхностной энергии в условиях данных опытов меняется в широких пределах. В то же время, плотность поверхностной энергии – всегда большая величина.

Большое число безразмерных параметров задачи отражает сложность пространственно-временной картины течений, эволюционирующей под действием нескольких одновременно протекающих процессов.

Методика экспериментов и обработки данных разрабатывалась с учетом критерия регистрации крупномасштабных компонентов капельных течений – интрузий, каверны, венца, всплеска, капиллярных волн и разрешения тонких компонентов – первичных брызг, шипов и волокон.

### 3. Экспериментальная установка

Опыты выполнены на модифицированном Стенде для изучения тонкой структуры быстропротекающих процессов (ТСТ), входящем в состав Уникальной исследовательской установки УИУ «ГФК ИПМех РАН» [34]. Картина течения в бассейне 1, заполненном частично дегазированной водопроводной водой или другой принимающей жидкостью, показанном на Рис. 1, регистрировалась видеокамерой Optronis CR 300x2 или фотоаппаратом 7. Область течения освещали два многоточечных светодиодных осветителя 6 Optronis MultiLED со световым потоком 7700 лм, световолоконный осветитель 5 Schott KL2500LCD с двумя световодами 4, а также прожектор ReyLab Xenos RH-1000 мощностью 1 кВт, не включенный в экспозицию.

Капли падали из дозатора 3 со сменным капилляром, установленного на выбранной высоте над бассейном. Отсчет времени запускал сигнал фотодетектора 2, отмечающий перекрытие светового луча падающей каплей, с регулируемой задержкой (временной шаг 1 мкс), задаваемой блоком управления 8. Зарегистрированная картина течения наблюдалась на экране блока управления экспериментом 9.

Для оценки влияния размеров кюветы на картину течения опыты проводились в бассейнах различных размеров  $10 \times 10 \times 7 \text{ см}^3$  и  $30 \times 30 \times 5 \text{ см}^3$  (показан на рис. 1). При подготовке эксперимента внимание уделялось организации светового потока, позволяющего визуализировать тонкую структуру основных элементов течения – каверны, венца, всплеска, капиллярных волн на всех этапах эволюции течения. Перед каждым опытом проводилась регистрация масштабного маркера.

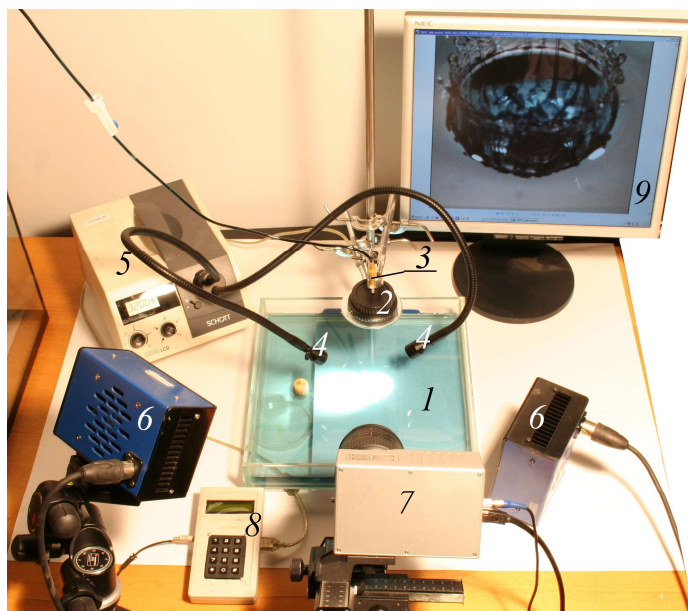


Рис. 1. Экспериментальная установка

В опытах после настройки аппаратуры на срезе капилляра формировалась капля, которая отрывалась под действием собственного веса с образованием сателлита [89] и свободно падала принимающую жидкость. Пролетая фотодетектор, капля запускала регистрирующую аппаратуру. Скорость капли оценивалась по длительности задержки сигнала с фотоприемника и измерениям положения капли в полученных видеофильмах.

## 4. Основные результаты

Наблюдаемые картины переноса вещества капли в принимающей жидкости естественно разделяются на две группы. В интрузивном режиме слияния капли, подлетающие к поверхности с малой скоростью, при которой ДППЭ превышает кинетическую энергию  $E_k < E_\sigma$ , плавно втекают и образуют в толще принимающей жидкости компактный окрашенный объем [21, 23]. Поверхность жидкости с частично влившейся каплей некоторое время остается выпуклой. Быстрое формирование каверны начинается после полного погружения капли с задержкой в  $10 \div 12$  мс.

В импактном режиме слияния быстрых капель, для которых  $E_k > E_\sigma$ , каверна начинает формироваться с момента первичного контакта. При этом вещество капли распределяется по поверхности жидкости в виде отдельных волокон, образующих линейчатые и сетчатые картины на поверхности каверны и венца [24, 25]. Степень выраженности отдельных структурных компонентов течений зависит от многих размерных (или приведенных безразмерных) параметров задачи, в частности контактной скорости капли при постоянных значениях остальных физических величин. Далее рассмотрен процесс формирования тонкой структуры импактного течения.

### 4.1. Эволюция картины распределения вещества капли в принимающей жидкости в импактном режиме слияния в боковой проекции

Основное отличие картины течения при относительно высоких скоростях капли – вылет мелких брызг с вершин шипов [92], формирование каверны с момента первичного контакта и распад капли на отдельные тонкие струйки на линии контакта сливающихся жидкостей [24], которые оставляют следы – окрашенные волокна в принимающей жидкости [25]. Представленные на рис. 2 выборки из видеофильма иллюстрируют эволюцию картины течения в боковой проекции в импактном режиме слияния при контактной скорости капли  $U = 3.13.1$  м/с. Окрашенная полоска в принимающей жидкости, которая начинает формироваться с момента первичного контакта капли (рис. 2,  $t = 0.1$  мс), энергично расширяется и через  $\Delta t = 0.5$  мс ее глубина достигает  $h_i = 0.73$  мм (скорость движения нижней кромки составляет  $u_i = 1.1$  м/с). Границы области окрашенной жидкости нерегулярные, на них видны отдельные тонкие струйки, разделенные более широкими впадинами при  $t = 0.6$  мс.

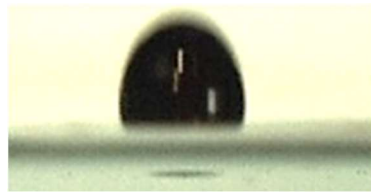
В центре плоского дна быстро растущей каверны глубиной  $h_c = 2.2$  мм при  $t = 1.6$  мс виден остаток погружающейся капли диаметром  $d_d = 4$  мм. Толщина слоя окрашенной жидкости здесь составляет  $h_i = 1.14$  мм. С вершин зубцов окружающего каверну венца вылетают группы мелких брызг, семь групп струй в левой части рисунка располагающиеся под углами от  $15^\circ$  до  $42^\circ$ . Капельные струйки видны и справа от каверны, но по условиям освещения они выражены не так контрастно. Венец имеет сложную форму, на его кромке видны тонкие струйки - шипы длиной до  $l_j = 2.27$  мм. Вещество капли распределено неравномерно по поверхности каверны, прослеживаются отдельные волокна, особенно в левой части рис. 2,  $t = 1.6$  мс.

Начало погружения всплеска  $t = 5.35$  мс и уменьшение скорости его расширения сопровождается генерацией группы капиллярных волн и вылетом более крупных капелек. Вещество капли сосредоточено на венце в тонких окрашенных волокнах толщиной  $0.38 < \delta_f < 1.14$  мм. На дне каверны волокна образуют ретикулярную формацию (сетку) с треугольными ячейками размером около  $l_n \sim 2$  мм. Кромка дна каверны неровная в ней выражены отдельные выступы высотой до  $h = 0.4$  мм.

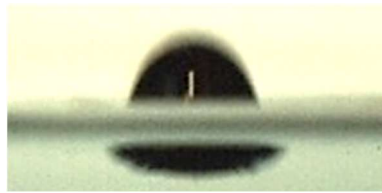
Спадание венца сопровождается ростом амплитуд бегущих вниз от кромки капиллярных волн, картина распределения вещества краски становится более сложной. В толщу жидкости начинают проникать отдельные вихорьки, образующиеся по узлам сетки окрашенных волокон (рис. 2,  $t = 20$  мс).



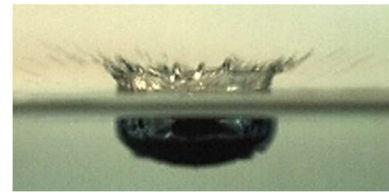
За время  $t = 28$  мс верхняя кромка всплеска выровнялась, в каверне появились разделенные окрашенные слои высотой  $h_l = 2.0 \div 2.5$  мм. Вершины некоторых вихорьков отделились от стенок каверны.



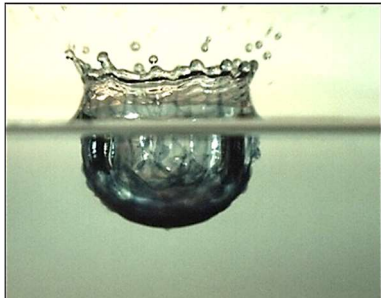
$t = 0.1$  мс



$t = 0.6$  мс



$t = 1.6$  мс



$t = 5.35$  мс



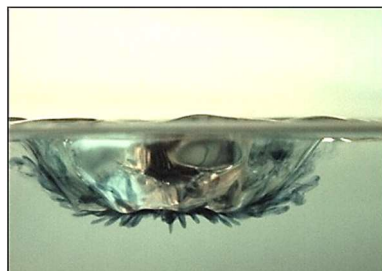
$t = 20$  мс



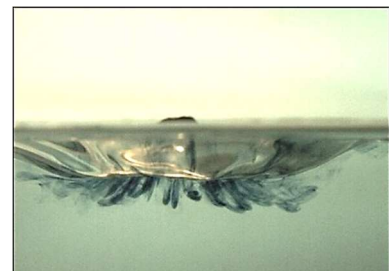
$t = 28$  мс



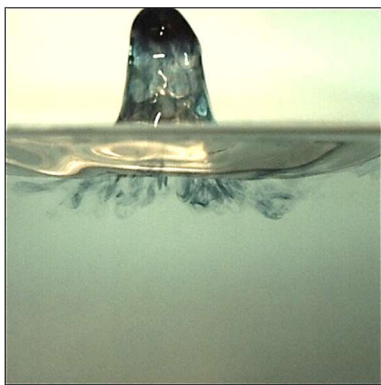
$t = 37$  мс



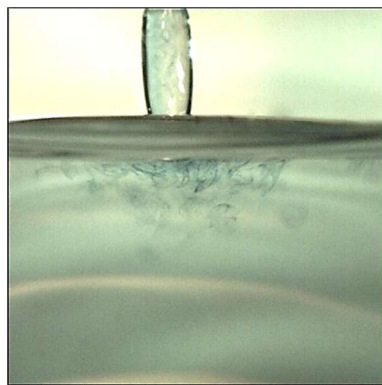
$t = 43.5$  мс



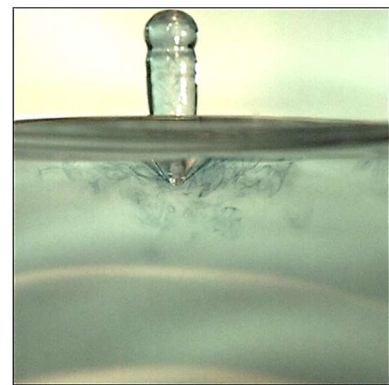
$t = 50$  мс



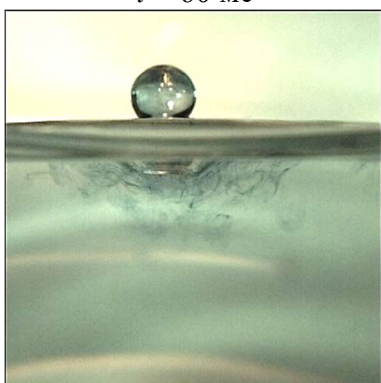
$t = 60$  мс



$t = 135$  мс



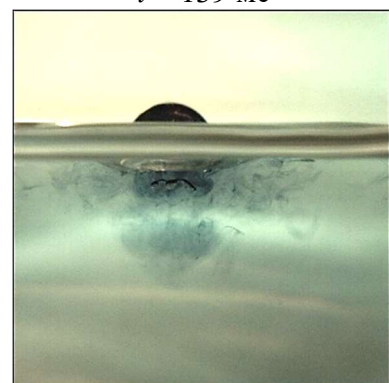
$t = 139$  мс



$t = 146$  мс



$t = 159$  мс



$t = 179$  мс

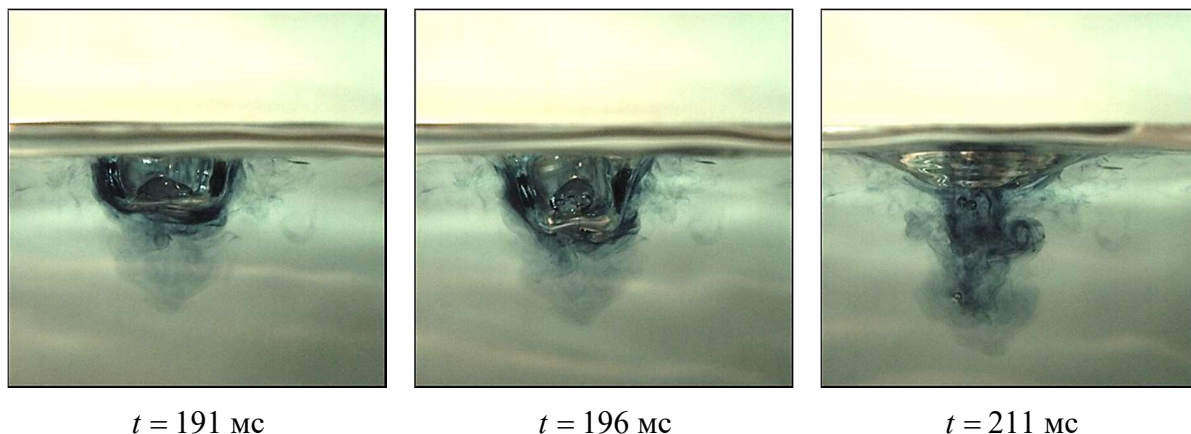


Рис. 2. Эволюция картины течения в импактном режиме при слиянии капли водного раствора чернил (концентрация 1:100,  $\rho = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ,  $\sigma = 73 \text{ г} \cdot \text{с}^{-2}$ ,  $\nu = 0.01 \text{ г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ) с водой ( $D = 4.3 \text{ мм}$ ,  $U = 3.1 \text{ м/с}$ ,  $E_\sigma = 4.2 \text{ мкДж}$ ,  $E_k = 200 \text{ мкДж}$ ,  $Re = 13300$ ,  $Fr = 230$ ,  $We = 570$ ,  $Bo = 2.5$ ,  $Oh = 0.0018$ ,  $R_E = E_k/E_\sigma = 48$ ,  $R_W = 166 \times 10^{-5}$ )

С началом схлопывания каверны высота верхнего слоя увеличивается, нижние слои стягиваются, вихорьки вытягиваются в петли (рис. 2,  $t = 37 \text{ мс}$ ), длина которых растет по мере уменьшения глубины каверны [36]. Появление темного пятна в центре каверны указывает на начало процесса формирования всплеска, имеющего сферический оголовок, узкий перешеек  $d_s^{\min} = 2.1 \text{ мм}$ . Длина донных петель достигает  $l_i^b = 1.6 \text{ мм}$ , боковых –  $l_i^s = 4.8 \text{ мм}$  при  $t = 43.5 \text{ мс}$ .

Со временем форма осциллирующей поверхности жидкости в области импакта капли из вогнутой становится выпуклой (рис. 2,  $t = 135 \text{ мс}$ ). При этом погружающийся всплеск формирует новую каверну. Независимость движения принимающей жидкости и погружающегося всплеска приводит к формированию сложной геометрии течений. Быстрый рост каверны глубиной  $h_c^s = 1.9 \text{ мм}$  и диаметром  $d_c^s = 5.1 \text{ мм}$  с углом раскрытия конуса  $\alpha_c = 100^\circ$  при  $t = 132 \text{ мс}$  вызывает истончение медленно погружающегося всплеска. Затем каверна быстро заполняется, и в толще жидкости остается след падения капли с окрашенными волокнами. Картина их распределения искажается новой растущей каверной, показанной при  $t = 146 \text{ мс}$ , к основанию которой приближается ранее вылетевшая с вершины всплеска капля диаметром  $d_d = 4.6 \text{ мм}$ .

Погружающаяся капля образует новую каверну, окруженную тонкоструктурированной жидкостью, в которую попадает плотно окрашенная капля, ранее вылетевшая с вершины всплеска (рис. 2,  $t = 159 \text{ мс}$ ).

Частично погружившаяся капля (рис. 2,  $t = 179 \text{ мс}$ ) формирует новую каверну, и вызывает перераспределение окрашенной жидкости, оставленной предыдущей каплей, высотой  $h_i = 2.4 \text{ мм}$  и диаметром  $d_i = 5.7 \text{ мм}$  (светлые полосы в кадре – каустики волн на поверхности жидкости).

Дно каверны при  $t = 188 \text{ мс}$  плоское, неровное, возле ее стенки собирается группа пузырей, положение которых быстро меняются. Затем на дне каверны формируется углубление, каверна погружается. Скорость погружения дна каверны составляет  $u_c^b = 0.22 \text{ м/с}$ .

Погружение дна капли сопровождается формированием новой плотно окрашенной каверны, на плоском дне которой виден остаток капли (рис. 2,  $t = 191 \text{ мс}$ ). Стенки каверны искажены группами капиллярных волн. Остатки вещества капли образуют вихревые и струйные картины в толще жидкости, состоящие из отдельных более и менее яркоокрашенных волокон. В центре дна каверны остаются пузыри воздуха, которые погружаются и соединяются с дном каверны (рис. 2,  $t = 191 \text{ мс}$ ). Стенки каверны, покрытые капиллярными волнами,

имеют сложную форму. Окрашенная жидкость на них образует сложный рисунок с вихрями и волокнами (рис. 2,  $t = 196$  мс).

Каверна схлопывается с формированием группы капиллярных волн длиной  $\lambda_c = 0.46, 0.62, 0.65$  мм и оставляет в жидкости цилиндрическую область окрашенной жидкости с вихревым оголовком и примыкающими петлями (рис. 2,  $t = 211$  мс). Дальнейшая эволюция картины тонкоструктурированного распределения жидкости капли в принимающей жидкости прослежена в [37].

#### 4.2. Фронтальные наблюдения картины течения в импактном режиме

Первичный контакт капли разбавленного раствора чернил, падающей со скоростью  $U = 3.1$  м/с с покоящейся жидкостью сопровождается образованием системы тонких радиальных струек шириной не более  $\delta_w < 0.07$  мм, отстоящих друг от друга на расстоянии  $\delta l_\phi \sim 0.1 \div 0.2$  мм, которые выступают за кромку капли не более чем на  $\delta r_t \sim 0.4$  мм (рис. 3,  $t = 0.1$  мс). В центре картины течения при  $t = 1.1$  мс располагается остаток капли, от линии слияния которого с принимающей жидкостью по дну и стенкам каверны радиально растекаются тонкие окрашенные струйки шириной  $\delta_w < 0.3$  мм с шагом  $\delta l_\phi \sim 0.6 \div 0.7$  мм. Спектральный анализ картины освещенности на рис. 4  $t = 1.1$  мс позволяет выделить в аксиальном распределении плотности пигмента, представленном на рис. 3, окрашенные волокна с поперечными размерами  $\Delta l_\phi = 0.23, 0.14, 0.12, 0.07, 0.06, 0.05$  см. Окрашенное вещество капли и принимающая жидкость проникают в шипы, выступающие из венца каверны, и в отдельные капли, последовательно вылетающие с их вершин поступает и окрашенное вещество капли и прозрачное принимающей жидкости, что указывает на влияние процессов конверсии внутренней энергии и на структуру, и на динамику компонентов течений, скорость которых превышает скорость падающей капли [35].

По мере эволюции картины течения усложняется картина распределения вещества капли по дну каверны. На стенках венца сохраняется радиальное распределение волокон, на дне каверны образуется ретикулярная формация с треугольными ячейками с выраженными кольцевыми границами радиусами  $R_\phi = 2.5, 3.5, 5.1$  мм. На выборках при  $t = 1.1$  мс и при  $t = 3.6$  мс просматривается цикличность выброса капель с вершин различных шипов, которые располагаются на расстоянии  $R_t = 6.2$  мм от центра картины с шагом  $\Delta l_\phi = 2.3 \dots 3.3$  мм. Линейчатое распределение веществ капли четко просматривается на внешней стороне в нижней части венца. В спектральной картине плотности аксиального распределения вещества капли по деформированной поверхности принимающей жидкости при  $t = 3.6$  мс, представленной на рис. 2, выделяются локальные максимумы на масштабах  $\Delta l_\phi = 0.23, 0.15, 0.11, 0.08, 0.07, 0.05$  см.

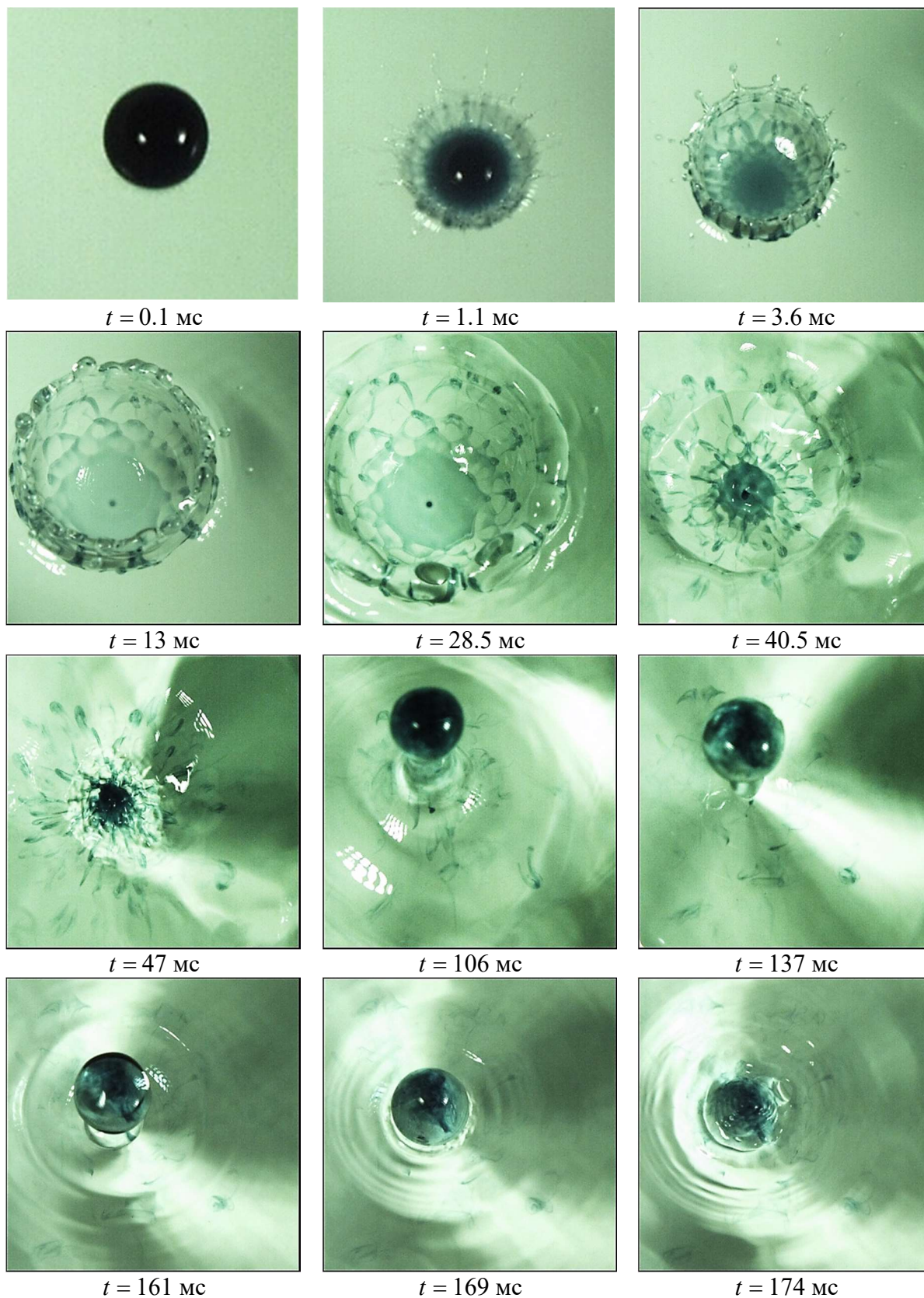
По мере роста размеров венца и каверны контрастность окраски падает в силу разбавления ее концентрации в растущих элементах. В изображениях отдельных зубцов отчетливо просматриваются точечные распределения пигмента капли. Вокруг венца визуализируются первые группы кольцевых капиллярных волн длиной  $\lambda_s = 0.9, 1.1$  мм (рис. 3,  $t = 13$  мс).

Вещество капли движется по границам ячеек и собирается в узлах, под которыми формируются окрашенные струйки, пронизывающие дно каверны. Со временем длина капиллярных волн растет и при  $t = 28.5$  мс достигает  $\lambda_s = 1.55 \div 2$  мм. Постепенно увеличивается яркость окраски центрального пятнышка диаметром  $d_c^p = 0.6$  мм – основания растущей вихревой струйки, которую можно видеть и на рис. 2 при  $t = 28$  мс. В течении выделяются три яруса пятен с внешними границами на расстоянии  $R_\phi = 5.9, 8$  мм. На кромке венца более ярко окрашены центры впадин между зубцами.

Растущий всплеск искажает форму дна каверны и видоизменяет картину распределения пигмента по дну каверны. Здесь ярко окрашенной становится центральная часть с выраженными радиальными петлями (рис. 3,  $t = 40.5$  мс). Радиальное распределение вещества капли в



основании формирующегося всплеска характеризуется поперечными масштабами  $\delta l_\varphi = 0.43, 0.19, 0.13, 0.1, 0.08, 0.07$  см (рис. 4,  $t = 40.5$  мс).



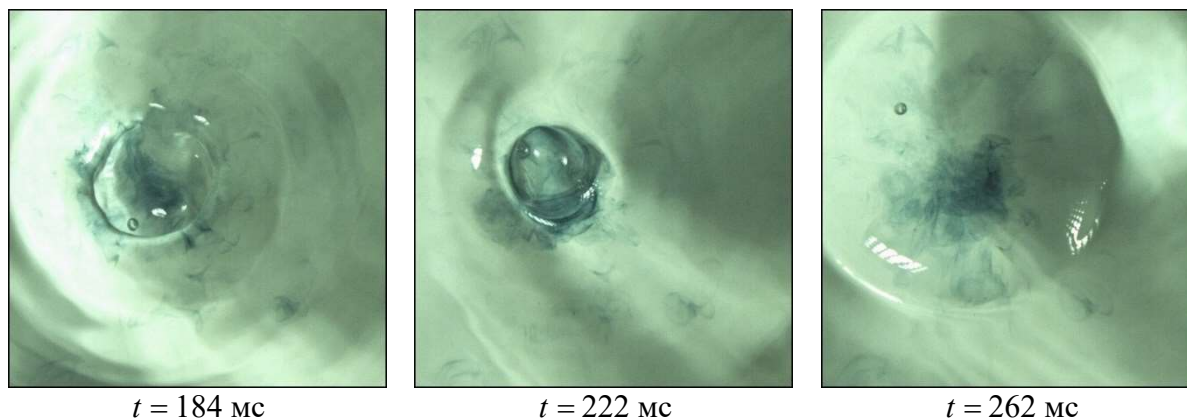


Рис. 3. Эволюция картины течения в импактном режиме при слиянии капли водного раствора чернил (концентрация 1:100,  $\rho=1 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ ,  $\sigma=73 \text{ г}\cdot\text{с}^{-2}$ ,  $\nu=0.01 \text{ г}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$ ) с водой ( $D=4.3 \text{ мм}$ ,  $U=3.1 \text{ м/с}$ ,  $E_\sigma=4 \text{ мкДж}$ ,  $E_k=200 \text{ мкДж}$ ,  $Re=13300$ ,  $Fr=230$ ,  $We=570$ ,  $Bo=2.5$ ,  $Oh=0.0018$ ,  $R_E=E_k/E_\sigma=48$ ,  $R_W=166\times 10^{-5}$ )

Внутри всплеска пигмент также распределяется неравномерно, он концентрируется в выступах диаметрами  $\delta d = 1.2 \div 1.3 \text{ мм}$ , разделенных прозрачными впадинами. Ранее сложная структура поверхности всплеска отмечалась в [93]. Растущий всплеск, на вершине которого формируется капля диаметром  $d_s^1 = 3.64 \text{ мм}$ , окружает область с возмущенной поверхностью жидкости, в которой выделяется группа кольцевых капиллярных волн длиной  $\lambda_c \sim 1 \text{ мм}$ . В картине распределения пигмента наиболее выраженными элементами становятся вихревые петли. Наиболее плотно окрашенной оказывается вершина всплеска, где собирается значительная часть пигмента (рис. 3,  $t = 47 \text{ мс}$ ).

Диаметр капли растет по мере увеличения высоты всплеска, и при  $t = 106 \text{ мс}$  составляет  $d_s^1 = 7.4 \text{ мм}$ . Нижняя часть капли окрашена менее плотно, чем верхняя, а всплеск почти прозрачный. Дно каверны, формирующееся на поверхности жидкости, опускается быстрее жидкости всплеска, основание которого истончается (как и на рис. 2,  $t = 135 \text{ мс}$ ), и при  $t = 137 \text{ мс}$  всплеск отрывается. Продолжающая натекасть к капле жидкость увеличивает ее диаметр до  $d_s^1 = 8.4 \text{ мм}$ . Пигмент внутри капли, как и внутри всплеска распределяется неравномерно: выделяются крупные волокна и отдельные пятна.

Волокнистый характер распределения окрашенного вещества сохраняется при отрыве капли от всплеска и ее последующем падении при  $t = 161 \text{ мс}$ . Кольцевые линии на поверхности жидкости отделяют растущую каверну от области спокойной жидкости, оставшейся после ухода капиллярных волн длиной  $\lambda_c = 2.54, 3.6 \text{ мм}$ .

Следующая падающая капля соприкасается со стенками каверны и формирует две системы сложных капиллярных волн: одну на поверхности жидкости длиной  $\lambda_c = 0.87, 1.01, 1.18, 2.14 \text{ мм}$ , другую групп более коротких волн – на поверхности капли. Течение на внешней границе области слияния теряет свою регулярность,  $t = 169 \text{ мс}$ ).

Еще более отчетливо картина капиллярных волн выражена при  $t = 174 \text{ мс}$ , их длина на остатке капли составляет  $\lambda_c = 0.58, 0.79 \text{ мм}$ . Ширина гладкой области на поверх жидкости составляет  $\Delta R = 3 \text{ мм}$ .

Полное слияние капли сопровождается формированием каверны сложной формы с неровными стенками. Новым элементом течения становятся захваченные газовые пузырьки (рис. 3,  $t = 184 \text{ мс}$ ). В последующей сложной аксиально несимметричной картине течения (рис. 3,  $t = 222 \text{ мс}$ ) выделен новый растущий всплеск в центре. К его нижней части примыкает остаток каверны, стенки которой покрыты капиллярными волнами длиной  $\lambda_c \sim 0.3 \text{ мм}$ . Отдельные окрашенные волокна визуализируют стенки каверны и примыкающие к ним вихревые структуры течений.

Рассмотрение видеofilьма показывает, что плавающий газовый пузырек диаметром 0.87 мм, располагающийся у нижней стенки каверны при  $t = 184$  мс, переносится течением на вершину растущего всплеска и остается на поверхности жидкости при  $t = 262$  мс. Когда он лопается при  $t = 264$  мс в воздух выбрасывается мелкая капелька.

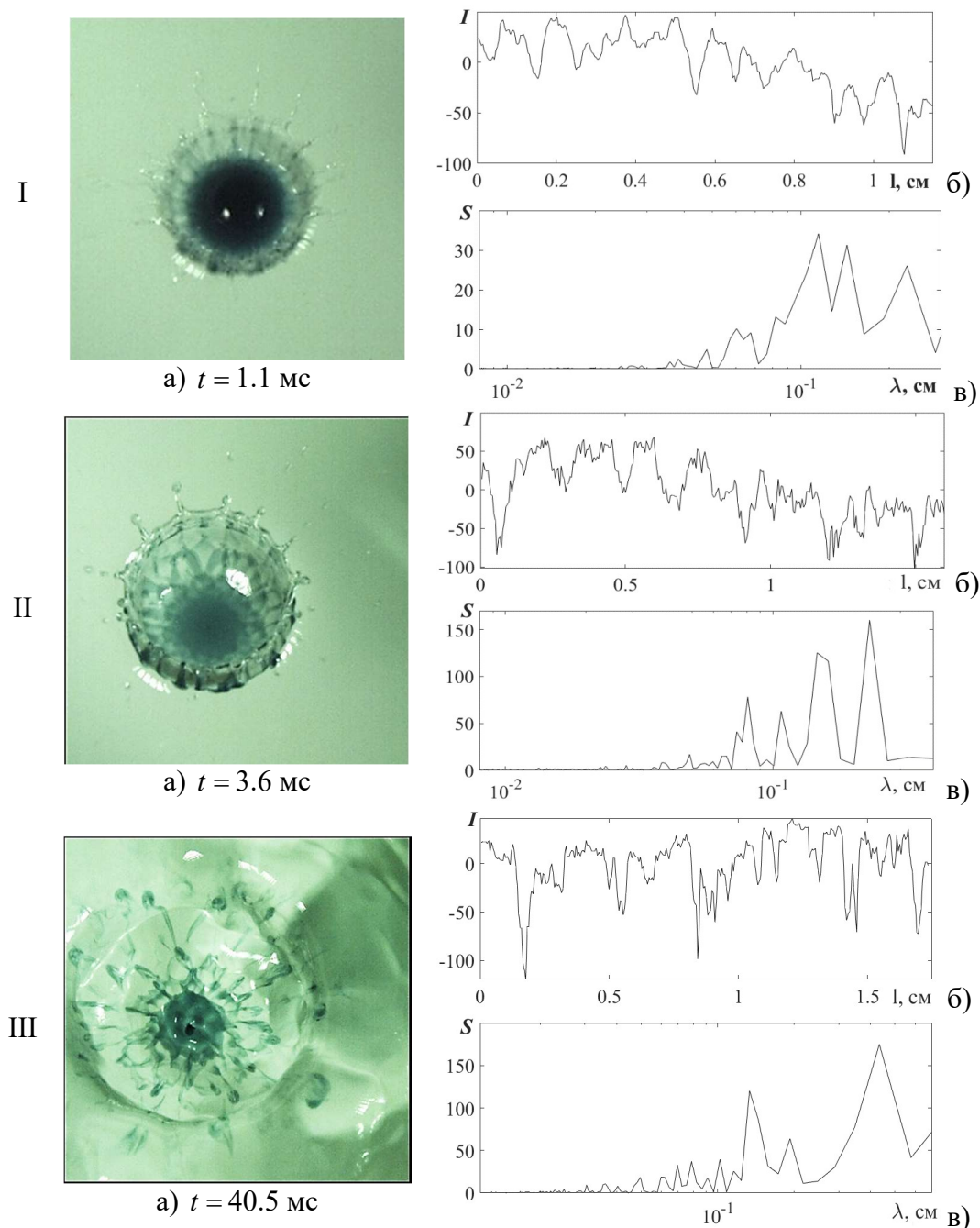


Рис. 4. Распределение освещенности  $I$  в окрашенной области импакта капли (рис. 3  $t = 1.1, 3.6, 40.5$  мс) и их пространственные спектры  $S$  в режиме импакта

Последовательные изменения пространственной структуры картины распределения вещества капли в принимающей жидкости иллюстрируют результаты спектральной обработки выборок изображений, представленных на рис. 3. Для анализа взяты кадры видеogramм при  $t = 1.1, 3.6, 40.5$  мс (рис. 4, строки I, II, III). На графиках рис. 4, б приведены зависимости освещенности  $I$  в окне  $34 \times 34$  мкм на верхней полуокружности радиусами 3, 4.1, 4.3 мм (для



строк I, II, III соответственно), на которой четко выделяются узкие темные полосы и более светлые промежутки между ними.

В результатах расчета пространственного спектра  $S$  кривой I, представленных на рис. 4, при  $t = 1.1$  мс выделены масштабы  $\Delta l_\varphi = 0.23, 0.14, 0.12, 0.07, 0.06, 0.05$  см. В спектральном анализе картины распределения освещенности ретикулярной формации при  $t = 3.6$  мс вдоль окружности, проходящей по вершинам второй группы ячеек, выделены мелкомасштабные компоненты  $\Delta l_\varphi = 0.23, 0.15, 0.11, 0.08, 0.07, 0.05$  см. В стадии формирования всплеска при  $t = 40.5$  мс спектр становится более контрастным, его масштабы  $\Delta l_\varphi = 0.43, 0.19, 0.13, 0.1, 0.08, 0.07$  см.

Зависимости размеров выделенных структурных элементов течений от времени приведены на рис. 5. Размеры каверны увеличиваются с ростом скорости капли. Диаметр наибольшей каверны наблюдается в импактном режиме слияния, при  $U = 3.1$  м/с растет пропорционально  $d_c(t) = 4t^{0.5}$  до  $t = 20$  мс, далее осциллирует при  $t > 22$  мм и линейно растет при  $t > 40$ . Последний участок согласуется с движением границы области распространения капиллярно-гравитационных волн. Глубина каверны на начальном участке монотонно растет  $h_c(t) = 2t^{2/3}$ , достигает максимального значения при  $t = 21$  мс и далее спадает как  $h_c(t) = -0.01t^2$  на участке  $21 < t < 50$  мс.

В переходном режиме течения при меньшей скорости падения  $U = 1$  м/с диаметр каверны растет немонотонно на начальном участке при  $t < 10$  мс (рис. 5, кривая 3), а далее линейно  $\sim 0.4t$ . Глубина каверны при  $U = 1$  м/с растет линейно на участках  $t < 12$  мс  $h_c \sim 0.5t$ , более медленно  $h_c \sim 0.25t$  в интервале  $12 < t < 23$  мс и дальше резко спадает  $h_c(t) = 9t^{-0.5}$ .

Диаметр каверны при малой скорости  $U = 0.34$  м/с растет линейно на начальном участке  $t < 9$ . Глубина каверны максимальна при  $t = 20$  мс и уменьшается линейно при  $t > 20$  мс.

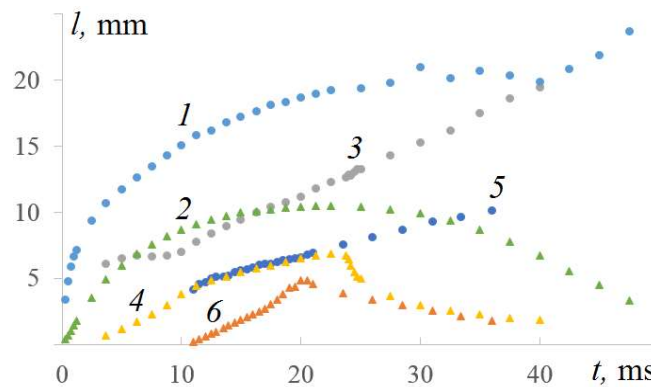


Рис. 5. Эволюция размеров каверн при различных скоростях контакта капли: кривые 1, 3, 5 — диаметры, 2, 4, 6 — глубины каверн при скоростях  $U = 3.1, 1.0, 0.34$  м/с

Заметные различия в картинах капельных течений иллюстрирует подборка контуров растущих каверн, приведенных с интервалом  $\Delta t = 0.5$  мс для  $U = 0.34$  м/с в столбце 1 и с шагом в  $\Delta t = 1.25$  мс в остальных столбцах на рис. 6. Плоское дно каверны медленно падающей капли  $U = 0.31$  м/с при  $t > 5$  мс постепенно трансформируется в заостренное и вся каверна принимает коническую форму. Высокая скорость погружения центральной части дна каверны сохраняется в течение всего времени ее роста  $T_d = 20.25$  мс. На последнем этапе эволюции в центре дна образуется узкая газовая полость диаметром  $d_h = 0.27$  мм, которая в течение короткого времени  $\Delta t = 0.5$  мс трансформируется в выступ диаметром  $d_h = 0.49$  мм, на дне каверны — динамический аналог всплеска, не выступающий за свободную поверхность жидкости. Нарушение гладкости формы внешней границы наблюдается на горизонте трансформации плоского дна каверны в скругленное.

При контакте со скоростью  $U = 0.6$  м/с время заглупления каверны составляет  $T_d = 23.5$  мс. Стенки каверны имеют сглаженную форму на начальном этапе роста до  $T = 7.5$  мс. Нарушение формы происходит на глубине  $H = 3$  мм. Максимальная глубина каверны 4.64 мм.

На верхней границе интервала переходного режима процесса слияния капли при  $U = 1$  м/с дно каверны, искаженное бегущими капиллярными волнами, длительное время сохраняет плоскую форму, наклон которой постепенно меняется. При  $t < 4$  мс основание каверны имеет цилиндрическую форму, далее каверна начинает скругляться. Одновременно быстро начинает расти ширина каверны, значение которой становится сравнима с глубиной.

В импактном режиме при скорости капли  $U = 3.1$  м/с плоское дно каверны сохраняется только в течение первых  $\Delta t = 5$  мс. Далее начинает скругляться, приближаясь к сферической форме, искаженной отдельными возмущениями. При  $t > 8$  мс верхняя часть каверны имеет близкую к цилиндрической форму, нижняя – к сферической. В эволюции формы каверны наблюдаются крупномасштабные деформации, сравнимые по свойствам с собственными релеевскими колебаниями газовой полости, и сравнительно короткие капиллярные волны  $0.7 \div 1.2$  мм, особенно заметные в верхней части каверны. С левой стороны каверны на контурах прослеживаются повторяющиеся выступы, вершины которых находятся на одной прямой, наклоненной под углом  $27^\circ$  к горизонту. Расстояния между изолиниями иллюстрируют темп изменения глубины каверны, который увеличивается во времени в интрузивном режиме при  $U = 0.34$  м/с, остается практически постоянным при  $U = 0.6$  м/с, несколько замедляется на границе переходного режима  $U = 1$  м/с и достаточно быстро убывает в импактном режиме слияния  $U = 3.1$  м/с. Вместо осциллирующего участка вершины каверны при  $U = 0.34$  м/с в импактном режиме наблюдается регулярное формирование центральной окрашенной струйки иногда с вихревым оголовком на дне каверны (рис. 2,  $t = 28$  и  $37$  мс).

В интрузивном режиме сечение каверны имеет треугольную форму, в переходном в начальном этапе вертикальные стенки, а на конечном рост диаметра быстрее, чем глубины. В импактном сечение каверны приобретает цилиндрическую форму со сферическим оголовком. На начальном этапе в форме дна каверны выражен плоский участок: для  $U = 0.34 \div 5$  м/с, для  $U = 0.6 \div 15$  м/с, на  $U = 1$  м/с дно и стенки сильно искажаются бегущими капиллярными волнами.

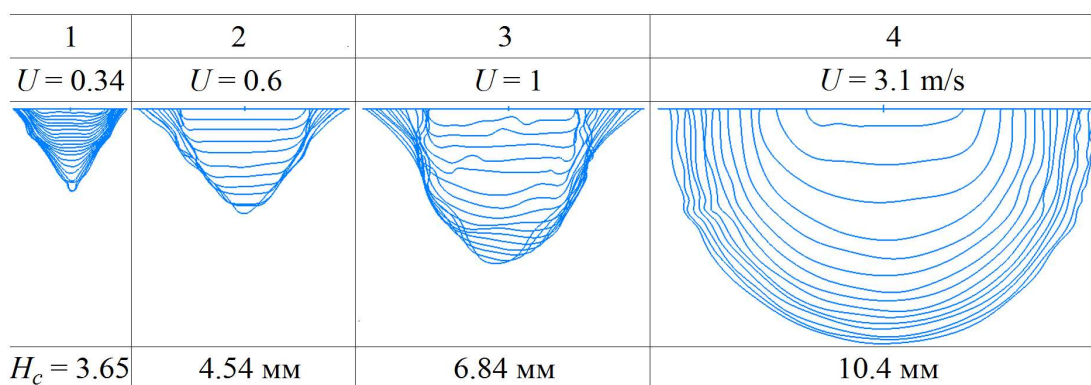


Рис. 6. Последовательности внешних контуров каверн в различных режимах импакта капли, во второй строке указаны контактные скорости капель, в последней – максимальные глубины каверн

В общем случае во всех режимах течения каверна не обладает совершенной осевой симметрией вследствие наложения различных компонентов течений и волн, отличающихся собственными размерами и временными масштабами изменчивости. Еще более сложной, несимметричной и изменчивой структурой характеризуется распределение вещества капли в принимающей жидкости формируемое в результате совместного действия ряда факторов – отличия изменяющейся формы осциллирующей капли от идеальной стационарной, многооб-



разия одновременно действующих механизмов передачи вещества, импульса и энергии, влияния процессов конверсии и накопления ДППЭ. Особый интерес представляет изучение влияния диссипативных факторов, обусловленного различием коэффициентов молекулярного переноса импульса и вещества, а также малостью диссипативных коэффициентов в целом, обеспечивающей длительное существование тонких волокон, которые вытягиваются возникающими течениями.

## 5. Обсуждение результатов

В импактном режиме капля в ходе слияния теряет сплошность и распадается на отдельные тонкие струйки, волокнистые следы которых образуют линейчатые и ретикулярные (сетчатые) структуры на поверхности каверны и венца (см. рис. 2, 3). Сформированные волокнистые компоненты длительное время сохраняются в эволюционирующей картине распределения вещества капли в принимающей жидкости.

В отсутствие полного математического описания наблюдаемых течений в настоящее время, интерес представляет обсуждение физической природы эволюции картины течений на основе анализа общих свойств системы фундаментальных уравнений с физически обоснованными граничными условиями [68], которая определяет течение как перенос независимых физических величин – вещества, импульса и энергии, включая анализ влияния процессов трансформации внутренней энергии.

Подлетающая капля характеризуется массой  $M$ , импульсом  $\mathbf{p} = M\mathbf{U}$ , имеющим в данных опытах только вертикальную компоненту, и полной энергией  $E_t = E_k + E_p + E_i$ , включающей кинетическую и потенциальную энергию в поле силы тяжести, а также внутреннюю энергию, для описания которой рекомендуется использовать потенциал Гиббса [11].

Схема распределения термодинамических потенциалов в жидкости приведена на рис. 7. Здесь  $G_f$  – потенциал Гиббса в толще жидкости I,  $G_\sigma$  – в приповерхностном слое II,  $G_s$  – на контактной поверхности III. Обычно принимается, что в толще жидкости III на схеме, представленной на рис. 7, а, выражение для дифференциала Гиббса имеет простой вид:  $dG_f = -sdT + VdP$ . Сложность надмолекулярной внутренней структуры жидкостей [32, 33], которая в жидкостях непрерывно перестраивается в силу внутренних причин и внешних воздействий, учитывается введением дополнительного члена  $dG_f = -sdT + VdP + dG_{st}$ .

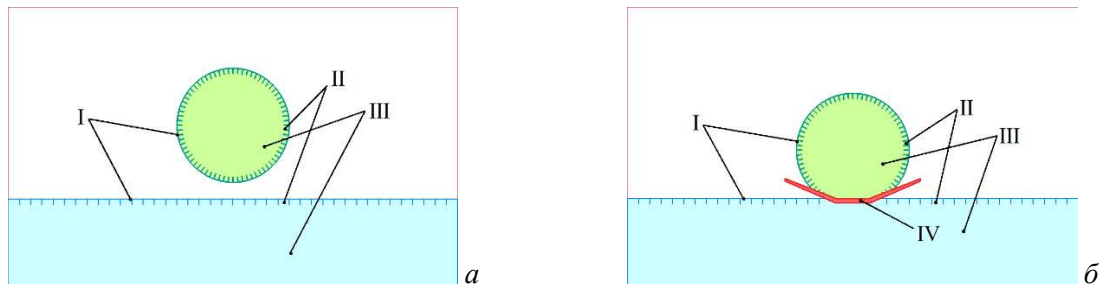


Рис. 7. Схема распределения потенциала Гиббса в подлетающей капле и принимающей жидкости и в момент первичного контакта, сопровождающегося уничтожением контактных поверхностей сливающихся жидкостей и трансформацией ДППЭ в другие формы: а – в приближающейся капле, б – в начальный момент слияния при первичном контакте

Анизотропия атомно-молекулярных взаимодействий вблизи контактной поверхности сред создает избыток энергии, включающий доступную потенциальную поверхностную энергию, химическую и других виды внутренней энергии, который может трансформироваться в механическую энергию течений жидкости, а также работу по созданию новой свободной поверхности в течениях жидкостей. Изменение внутренней энергии также приводит к перераспределению и разделению веществ, обеспечивает протекание химических реакций, меняющих состав жидкостей.

Заметные вариации атомно-молекулярного строения вещества наблюдаются в приповерхностном слое толщиной в несколько молекулярных размеров  $\delta_s \sim 10^{-6}$  [32], примыкающем к контактной поверхности капельных жидкостей, которая характеризуется поверхностным давлением и дополнительной внутренней энергией. Соответственно, дифференциала потенциала Гиббса в приповерхностном слое, обозначенном символом II на рис. 7, принимает вид  $dG_\sigma = -s dT + V dP - S_\sigma d\sigma$  [15].

Наибольшие изменения атомно-молекулярного строения вещества зарегистрированы непосредственно на границе жидкость–газ I, где жидкости могут распадаться на ионные кластеры с формированием поверхностного заряда. Методами оптической и рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой микроскопии установлено, что плотность, диэлектрическая проницаемость, дипольный момент в толще жидкости и в структурно выделенном поверхностном слое толщиной в несколько молекулярных размеров  $\delta_s \sim 10^{-7}$  заметно отличаются [37, 38]. Здесь в выражении для термодинамического потенциала  $dG_s = -s dT + V dP - S_b d\sigma + \mu_n dN_n$  появляются члены, зависящие от химического потенциала  $\mu_n$  и дифференциала концентрации соответствующих компонентов  $dN_n$ .

При слиянии подлетающей капли с принимающей жидкостью со скоростью  $U \sim 1$  м/с границы уничтожаются за время порядка  $\tau_s \sim 10^{-10}$  с, а приповерхностные слои сливаются за время порядка  $\tau_\sigma \sim 10^{-8}$  с. При уничтожении свободной поверхности доступная потенциальная поверхностная энергия  $G_s - G_f$  и  $G_\sigma - G_f$  преобразуется в возмущения температуры, давления и энергию механического движения. Одновременно в жидкость передается и кинетическая энергия капли, величина которой заметно меньше ДППЭ в приповерхностном слое.

Освободившая при слиянии жидкостей энергия остается в тонком двойном энергонасыщенном слое (ДЭНС) толщиной порядка  $\delta_\sigma$  см, который образуется за время  $\tau_\sigma$  по мере продвижения внешней границы области слияния приповерхностных слоев жидкостей вдоль свободной поверхности принимающей жидкости (слой IV на схеме рис. 7, б). В этой части течения в выражении для термодинамического потенциала пропадает слагаемое  $-S_b d\sigma$ , поскольку энергия поверхностного натяжения переходит в другие формы. Толщина образующегося двойного энергонасыщенного слоя растет под действием процессов молекулярной диффузии вещества и импульса. При этом часть ДППЭ расходуется на формирование быстрого тонкого течения объединенного слоя начальной толщиной порядка  $\delta_\sigma$ , содержащего уничтоженную часть свободной поверхности слившейся капли и принимающей жидкости.

При первичном контакте вершины капли вылетающий двойной слой формирует тонкую плену IV на рис. 7, б, которая экспериментально зарегистрирована в ряде опытов. По мере погружения все большая часть капли вливается в принимающую жидкость и передает все большую часть кинетической энергии, пропорционально перешедшей массе. Дальнейшее развитие течения происходит по разным сценариям в зависимости от скорости капли.

При малых скоростях в момент первичного контакта жидкости в процессе слияния тонкий поверхностный слой отщепляется и образует систему коротких тонких струек, которые можно видеть в фотографиях картины течения, представленной на рис. 8. В данной постановке эксперимента, когда линия визирования расположена под углом  $\alpha = 2^\circ$  к горизонту, на первом кадре виден край капли и ее отражение от свободной поверхности, которая обозначена слабо выраженной диффузной линией в центре кадра.

Поверхность принимающей жидкости начинает окрашиваться пигментом капли. При  $t = 0.28$  мс небольшая выпуклость высотой  $h_\lambda = 0.02$  мм – гребень бегущей к дну капли капиллярной волны отделяется от контактной поверхности, которая становится более темной. Нарастающая контрастность поверхности и утолщение окрашенной области около движущейся линии контакта сливающихся жидкостей на последующих кадрах (при  $t = 0.4$  мс на  $h_\lambda = 0.12$  мм) свидетельствуют о поступлении жидкости капли и в толщу, и в приповерхностный слой принимающей жидкости.

Диссипативные эффекты в тонких течениях поглощают энергию образующихся струек, которые не могут разрушить поверхность принимающей жидкости и вылететь в воздух. При этом разделяющая поверхность между сливающимися смешивающимися жидкостями в пятне контакта сред исчезает. Вещество капли, сохраняющей начальный вертикальный импульс, плавно перетекает в толщу принимающей жидкости, где формирует чечевицеобразная интрузия [21, 22]. С запаздыванием порядка десяти миллисекунд образуется быстро углубляющаяся каверна, начальная скорость продвижения дна которой составляет  $u_b = 0.4$  м/с. Быстрое движение дна каверны увеличивает продолжительность процесса слияния капли, форма которой изменяется под действием кольцевых капиллярных волн, бегущих вверх от линии контакта жидкостей. В частности, время прохождения донной кромки капли плоскости невозмущенной свободной поверхности принимающей жидкости составляет  $t = 12$  мс. Однако полное слияние динамично меняющего форму остатка капли с дном растущей каверны заканчивается гораздо позже – при  $t = 18 \div 25$  мс.

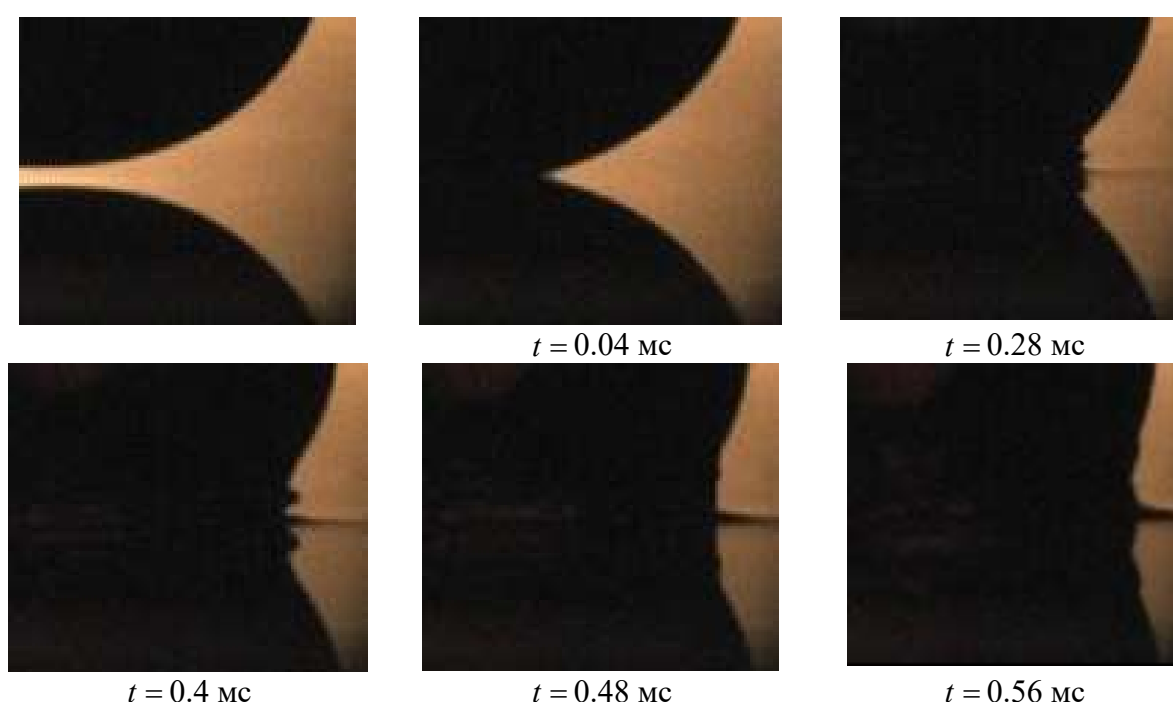


Рис. 8. Тонкая структура приповерхностных течений в интрузивном режиме слияния капли ( $D = 4.3$  мм,  $H = 5$  см, степень разбавления чернил 1 : 200, скорость съемки 25000 к/с, угол визирования  $\alpha = 2^\circ$  к горизонту).

Различие термодинамических потенциалов сливающихся сред, обусловленное наличием пигмента, разностью температур (не регистрируемой в данных опытах) обеспечивает формирование достаточно четкой границы интрузии, которая, впрочем, не является гладкой. Мелкие вариации ее формы отражают неоднородность скорости течения и наличие внутренних тонких струек, быстрых, и медленных, сформированных нестационарными лигаменгами [15]. Образование лигаментов обеспечивают процессы перестройки внутренней структуры, разрушение одних элементов (ассоциатов, клатратов, комплексов и др. [15, 32, 33, 37, 38]) с освобождением внутренней энергии  $E_{st}^i$  и формированием других ассоциатов физической и химической природы с собственным запасом потенциальной внутренней энергией  $E_c^f$ , за счет потери части энергии механического движения.

Со временем картина распределения пигмента продолжает усложняться, волокнистая структура лигаментов становится все более выраженной. В поздних картинах течений, можно видеть образы клубов и вихрей с собственной тонкой структурой. Схема развивающегося

течения в интрузивном режиме представлена на рис. 9. Процесс формирования каверны – провала поверхности принимающей жидкости, начинается с задержкой. В ходе дальнейшей эволюции течения интрузия трансформируется в погружающееся вихревое кольцо, порождающее каскад вторичных вихрей [8, 9].

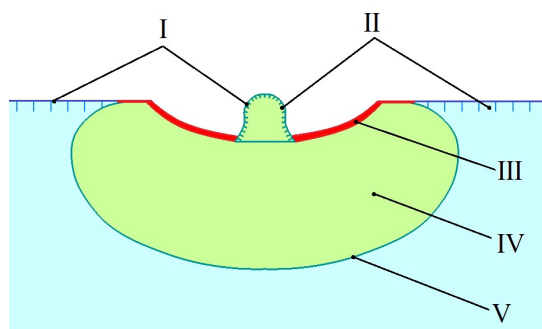


Рис. 9. Схема картины течения в интрузивном режиме: I – поверхностные слои принимающей жидкости и капли, II – приповерхностные слои, III – энергонасыщенный слой, IV – вещество капли (интрузия), V – граница интрузии

При больших контактных скоростях капли отщепляющийся приповерхностный слой захватывает часть вещества капли, и, как следствие, масса, импульс и энергия образующихся быстрых струек резко возрастают. Эволюция картины образующегося течения прослеживается в серии кадров, показанных на рис. 10. Уже в момент первого контакта при  $t = 0.04$  мс появляется тонкая пелена шириной  $l_p = 4.6$  мм, вылетающая из жидкости под углом  $\theta = 4^\circ$ . Ее длина и угол наклона к поверхности быстро растут. По мере развития усложняется структура течения, при  $t = 0.16$  и  $0.20$  мс появляются новые струйки, вылетающие под другими углами от  $4^\circ$  до  $15^\circ$  к поверхности и из области первичного контакта, и с вершин шипов на краях формирующейся пелены [35].

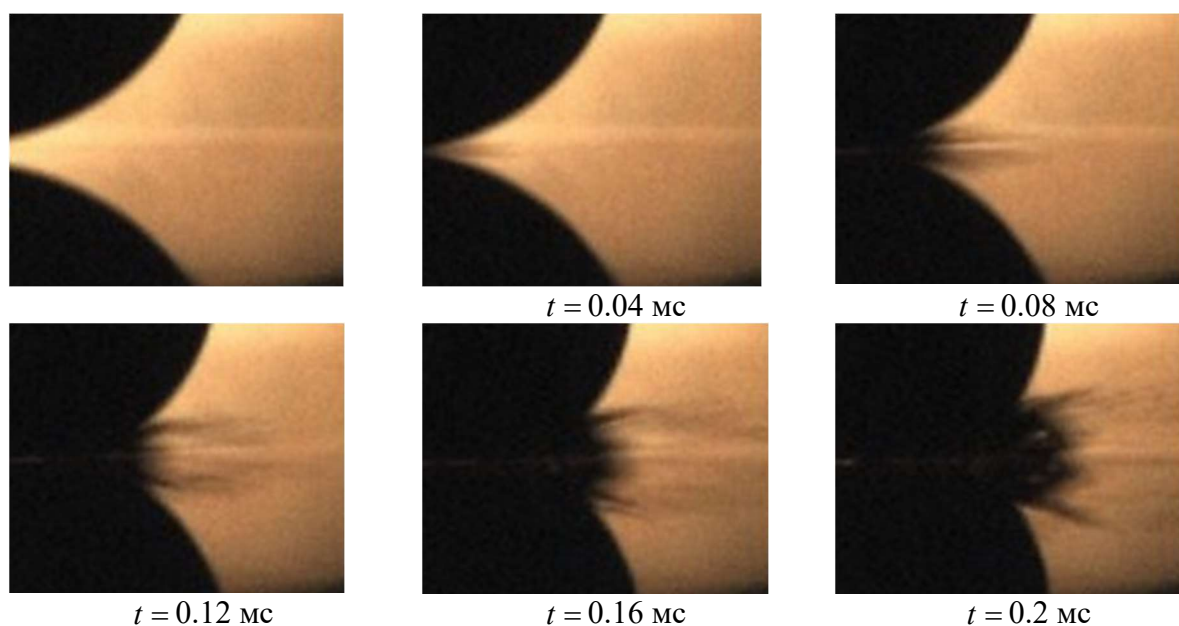


Рис. 10. Пелена и быстрые струйки в начале слияния капли с покоящейся принимающей жидкостью в импактном режиме ( $D = 4.3$  мм,  $H = 50$  см, степень разбавления чернил 1:200, скорость съемки 25000 к/с, угол визирования  $\alpha = 2^\circ$  к горизонту)

При этом дно и стенки каверны, покрываются тонкими течениями [26], которые уско-ряются при пересечении быстро расширяющейся линии контакта сливающихся жидкостей [24]. Схема течения на начальном этапе слияния капли в импактном режиме представлена на рис. 11.

Дальнейшее погружение капли инициирует в процессы формирования тонкой пелены, на внешней кромке которой появляются тонкие шипы. С вершин шипов вылетают мелкие капельки (брызги). Здесь остаток капли и принимающую жидкость разделяет тонкий быстро движущийся энергонасыщенный слой IV, сменивший поверхность контакта сред. Жидкость внутри него распадается на отдельные относительно медленно и быстро движущиеся струйки, покрывающие дно и стенки каверны. Струйки деформируют поверхность жидкости и формируют восходящий кольцевой венец, который на начальном этапе слияния переходит в тонкую пелену. Более быстрые окрашенные струйки, формирующие полосчатые структуры на стенках венца, создают на его верхней кромке зубцы с тонкими шипами на вершине. С кончиков зубцов вылетают капельки (брызги).

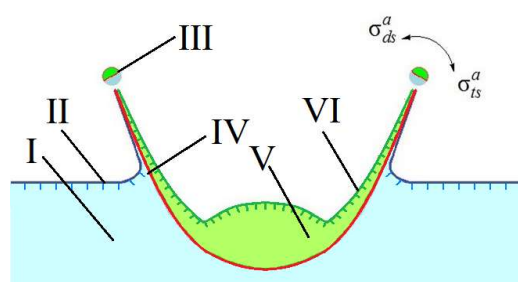


Рис. 11. Схема сечения течения в импактном режиме I – принимающая жидкость, II – поверхность принимающей жидкости, III – вылетевшая капелька, содержащая обе сливающиеся жидкости, IV – двойной энергетически нагруженный слой – область контакта границ сливающихся жидкостей, V – жидкость капли, VI – свободная поверхность жидкости капли

Как показывают наблюдения, оба контактирующих вещества попадают и в выступающие шипы, и в вылетающие капли, в случае контакта или слияния как смешивающихся, так и несмешивающихся жидкостей. Таким образом, в области слияния жидкостей в импактном режиме действует сложный энергодинамический механизм. В одной области течения происходит конверсия ДППЭ и формируются быстрые струйки, переносящие вещество и энергию капли (энергонасыщенная область). В других областях создается новая свободная поверхность при деформации и разрыве поверхности жидкости. Одновременно в этих областях активно идут и другие процессы – диссипации (затухания течений), выравнивания градиента плотности, изменения температуры среды и разделения вещества. В силу быстрого увеличения площади поверхностей контакта сред здесь также активно идут химические реакции, изменяющие состав среды [39].

Дальнейшие этапы эволюции течения – формирование каверны, венца с зубцами на внешней кромке, всплеска (струйки Рэлея или кумулятивной), вторичных каверн, газовых пузырей, капиллярных волн и звуковых пакетов изучены теоретически и экспериментально достаточно подробно [19, 22, 28].

Из проведенного анализа следует, что в капельных течениях проявляется действие нескольких механизмов передачи энергии с собственными временными и пространственными масштабами, как макроскопических – с течениями и гравитационно-капиллярными или акустическими волнами, так и микроскопических атомно-молекулярной и супрамолекулярной природы – диффузионных и быстрой конверсии ДППЭ в другие формы. Наиболее заметно

действие конверсии и восстановления ДППЭ при слиянии существующих и формировании новых свободных поверхностей.

Различие картин течений в интрузивном и импактном режимах связано с особенностями действия механизмов переноса импульса и энергии в окрестности подвижной границы пятна контакта – области уничтожения свободных поверхностей капли и принимающей жидкости. В интрузивном режиме однородные быстрые течения в тонком слое конверсии ДППЭ выносят небольшое количество жидкости, взятой только из приповерхностных слоев, в кольцо, охватывающее область слияния. Энергии течений недостает для разрыва свободной поверхности. Сохраняющийся в жидкости импульс падающей капли, включающий только одну вертикальную компоненту, обеспечивает втекание капли и образование интрузии в толще принимающей жидкости.

В импактном режиме при большей скорости слияния за время протекания процессов трансформации ДППЭ энергии в другие формы, в принимающую жидкость проникает более толстый слой жидкости. С веществом переносится и кинетическая энергия. В образовавшейся более толстой области слияния жидкостей формируются и более быстрые, и медленные струйки [24, 26].

В силу условий формирования струйки захватывают и переносят вещества обеих контактирующих сред (обозначены красным цветом на схеме рис. 11). На кольцевой линии, ограничивающей пятно контакта сливающихся жидкостей, быстрые струйки дополнительно ускоряются процессами конверсии ДППЭ уничтожаемых свободных поверхностей, и распределяют вещество и импульс капли по всей площади дна каверны. Равномерность распределения вертикальной компоненты импульса капли подтверждается сохранением плоской формы дна каверны на начальном участке продвижения в толщу принимающей жидкости. Пигментированные струйки, оставляющие окрашенные следы, текут по дну каверны, стенкам венца, формируют зубцы и шипы на их вершинах. С кромок шипов последовательно вылетают капли.

Со временем, по мере заглубления каверны и роста высоты венца, длины струек растут, как и площадь контакта с медленно движущимся окружением, что приводит к увеличению их толщины вследствие эффектов диффузии импульса. Под действием инерциальных эффектов – увеличением массы струйки, и диссипативных факторов, струйки замедляются. Соответственно, растут толщины шипов и размеры вылетающих с их вершин капелек. Одновременно падает их скорость. Со временем, когда начинает погружаться верхняя половина капли и линия контакта стягивается к центру течения, струйки формируют ретикулярную структуру (сетку) на дне каверны (рис. 12).

Вещество капли перемещается вместе со стенками каверны и одновременно, перетекая вдоль струек, концентрируется в узлах сетки. Под узлами собравшиеся жидкости капли продавливают стенки каверны и образуют на границе с принимающей жидкости короткие струйки с вихревыми оголовками. Растекающиеся струйки формируют линейчатое распределение вещества на стенках каверны и растущего венца. В фазе погружения донной части каверны структура распределения окрашенного материала усложняется – линейчатые структуры сменяются сетчатыми – образуется ретикулярная формация.

Типичная картина течения в боковой проекции приведена на рис. 12. Здесь капля, окрашенная раствором хлорида железа, падает в 20% раствор роданида аммония. Приводится картина течения в момент достижения максимальной глубины каверны при различных концентрациях хлорида железа. Оба реагирующих раствора практически прозрачны, окраску производят продукты химической реакции контактирующих веществ [39].

При наибольшей концентрации хлорида железа  $C = 16\%$  на фоне окрашенной поверхности каверны выделяются более темные полосы, образующие сетку с многоугольными элементами, и выступающие короткие струйки с вихревыми оголовками. При уменьшении концентрации хлорного железа до  $C = 8\%$  каверна просветляется, и элементы сетчатой структуры становятся более четко выраженными. В выступающих струйках ярко окрашен



вихревой оголовки и контур струйки (справа у свободной поверхности). С уменьшением концентрации хлорного железа до  $C = 4\%$  начинает проявляться волокнистая структура распределения вещества капли на границах ячеек и выступающих вихорьках. Полосчатая структура распределения продуктов реакции прослеживается и при наименьших концентрациях хлорного железа  $C = 1\%$ .

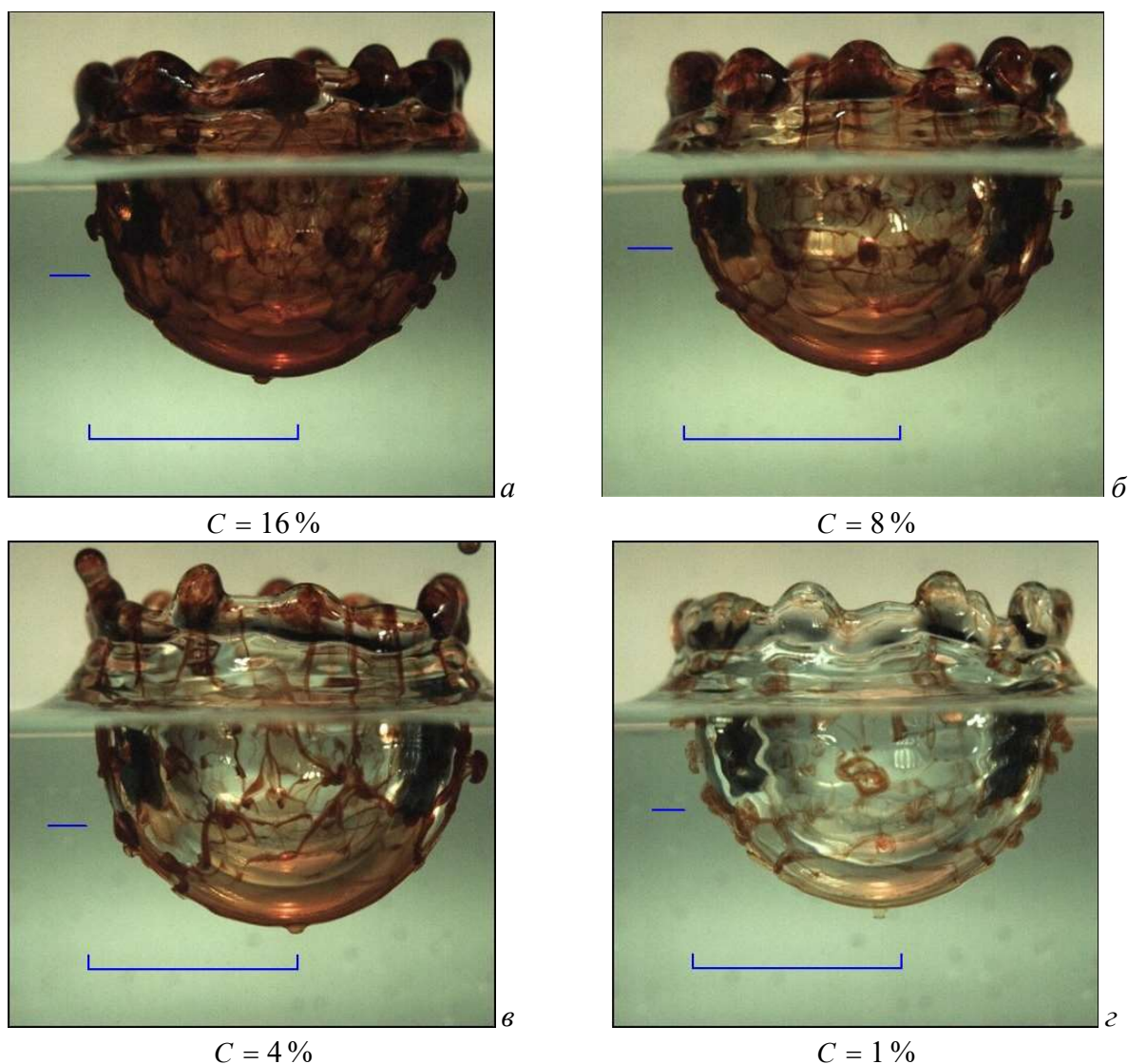


Рис. 12. Картины распределения продуктов реакции в каверне максимальной глубины при  $t \approx 22$  мс – слияние капли хлорного железа с 20% раствором роданида аммония: а–г) концентрация хлорного железа  $C = 16\%$ ,  $8\%$ ,  $4\%$ ,  $1\%$  ( $D = 4.3$  мм,  $U = 3.1$  м/с), длина метки – 1 см

Таким образом, в интрузивном режиме большая доля вещества и энергии капли передается в толщу жидкости с плавно втекающей струйкой, а в импактном режиме вещество и большая доля энергии капли задерживаются на деформируемой поверхности принимающей кисти и с большой задержкой поступает в толщу принимающей жидкости в форме тонких волокон. В ходе дальнейшей перестройки течения картина распределения волокон непрерывно видоизменяется [27].

Волокнистая картина распределения вещества капли сохраняется при растекании капли, падающей на взволнованную поверхность в поле плоских гравитационно-капиллярных волн [40], и в составном вихре, где отдельные волокна образуют плоские спиральные структуры на поверхности, и винтовые линии, обвивающие цилиндрическую поверхность в толще жидкости [41].

## 6. Заключение

Усовершенствованная методика наблюдения течений прозрачных сред позволяет одновременно регистрировать форму свободной поверхности и тонкую структуру картины переноса вещества свободно падающей капли в покоящейся жидкости. Эволюция картины капельных течений прослежена в широком диапазоне определяющих размерных и безразмерных параметров.

При больших контактных скоростях, когда кинетическая энергия капли много больше ДППЭ, каверна начинает формироваться с момента первичного контакта. В области контакта сред формируются быстрые струйки, растекающиеся в тонком слое в окрестности следа уничтожаемой контактной поверхности на дне каверны и стенках венца. Волокнистые следы струек образуют характерные линейчатые и сетчатые структуры на поверхности жидкости. Непрерывно перестраивающаяся волокнистая картина распределения вещества длительное время сохраняется в толще принимающей жидкости и постепенно сглаживается процессами молекулярной диффузии.

На формирование тонкой структуры влияют процессы передачи, быстрой конверсии, трансформации и диссипации энергии.

## 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. Worthington A.M., Cole R.S. Impact with a liquid surface, studied by the aid of instantaneous photography. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.* 1897, 189, pp. 137–148 <https://doi.org/10.1098/rspl.1899.0014>
2. Edgerton, H.E., Killian Jr., J.R. *Flash!: Seeing the unseen by ultra high-speed photography.* Hale, Cushman and Flint: Boston, USA. 1939. 203 p.
3. Peck, B., Sigurdson L., Faulkner, B.; Buttar, I. An apparatus to study drop-formed vortex rings. *Meas. Sci. Technol.* 1995. V. 6(10). Pp. 1538–1545. DOI 10.1088/0957-0233/6/10/014
4. Taylor G. I. Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube // *Proc. Roy. Soc. London A.* 1953. V. 219. Pp. 186–203.
5. Taylor G. I. The dispersion of matter in turbulent flow through a pipe // *Proc. Roy. Soc. London A.* 1954. V. 223. Pp. 446–468.
6. Taylor G. I. Conditions under which dispersion of a solute in a stream of solvent can be used to measure molecular diffusion // *Proc. Roy. Soc. London A.* 1954. V. 225. Pp. 473–477.
7. Надолин К. А. Упрощенные трехмерные математические модели гидродинамики и пассивного массопереноса в спокойных русловых потоках. *Итоги науки и техники. Современная математика и ее приложения. Тематические обзоры.* 2021. Т. 196. С. 66–89. DOI: 10.36535/0233-6723-2021-196-66-89
8. Okabe J., Inoue S. The Generation of Vortex Ring. *Kyushu Univ., Rep. Res. Inst. Appl. Mech.* 1960, 8(32), pp. 91–101.
9. Okabe J., Inoue S. The generation of vortex rings, II. *Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu University,* 1961, 9, pp. 147–161.
10. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 760 с.
11. Feistel R. Thermodynamic properties of seawater, ice and humid air: TEOS-10, before and beyond. *Ocean. Sci.* 2018. V. 14. P. 471–502 <https://doi.org/10.5194/os-14-471-2018>
12. Менделеев Д.И. Об упругости газов. Тип. А. М. Котомина. СПб.: 1875. 262 с.



13. Попов Н.И., Федоров К.Н., Орлов В.М. Морская вода. Справочное руководство. М.: Наука. 1979. 327 с.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теорет. физ. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука. 1986. 736 с.
15. Chashechkin Y. D. Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // *Axioms*. 2021. Vol. 10. iss. 4, p. 286. <https://doi.org/10.3390/axioms10040286>.
16. 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. <https://doi.org/10.1051/mmnp/2018020>
17. Дубровин К. А., Зарвин А. Е., Горбачев Ю. Е., Яскин А. С., Каляда В. В. Особенности процесса энергообмена в кластированном потоке аргона при инициации излучения электронным пучком // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2022. Т. 23, вып. 4. DOI: 10.33257/PhChGD.23.4.1007
18. Емельянов В. Н., Тетерина И. В., Волков К. Н. Сопротивление и теплообмен маталл-оксидных агломератов в потоке продуктов сгорания твердого топлива // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2020. Т.21, вып. 1. DOI: 10.33257/PhChGD.21.1.893
19. Чашечкин Ю.Д. Пакеты капиллярных и акустических волн импакта капли // *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*. 2021. № 1(94). С. 73–92. DOI: 10.18698/1812-3368-2021-1-73-92
20. Чашечкин Ю. Д., Кистович А. В. Расчет структуры периодических течений в непрерывно стратифицированной жидкости с учетом эффектов диффузии // *Доклады АН*. 2003. Т. 393. № 6. С. 776–780.
21. 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, вып. 6. DOI:10.33257/PhChGD.23.6.1023
22. Чашечкин Ю. Д., Прохоров В. Е. Визуализация картины течения импакта свободно падающей капли при генерации звуковых пакетов // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2022. Т. 23, вып. 5. DOI:10.33257/PhChGD.23.5.1011
23. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Задержка формирования каверны в интрузивном режиме слияния свободно падающей капли с принимающей жидкостью // *Доклады РАН*. 2021. Т. 496. С. 34–39. DOI: 10.31857/S268674002101003X
24. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Распад капли на отдельные волокна на границе области контакта с принимающей жидкостью // *Доклады РАН. Физика, Технические науки*. 2021. Т. 497. С. 31–35. DOI: 10.31857/S2686740021020139
25. 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: 10.1134/S1028335818070066.
26. 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. <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.383>
27. Чашечкин Ю.Д. Эволюция тонкоструктурного распределение вещества свободно падающей капли в смешивающихся жидкостях // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2019. Т. 55. № 3. С. 67–77. <https://doi.org/10.1134/S0001433819020026>
28. Ersoy N. E., Eslamian M. Capillary surface wave formation and mixing of miscible liquids during droplet impact onto a liquid film // *Phys. of Fluids*. 2019. Vol. 31. iss. 1, p. 012107. <https://doi.org/10.1063/1.5064640>
29. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Динамика гравитационно-капиллярных волн на поверхности неоднородно нагретой жидкости // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2007. Т. 43. № 1. С. 109–116.
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). P. 402. doi: 10.3390/axioms11080402

31. Chashechkin Y.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), P. 586. <https://doi.org/10.3390/math9060586>
32. Eisenberg D., Kauzmann W. *The structure and properties of water* (Oxford Classic texts in the physical sciences). Oxford University Press: Oxford, UK. 2005. 308 p.
33. Malenkov G.G., Naberukhin Yu.I., Voloshin V. Collective effects in diffusional motion of water molecules: Computer simulation. *Struct. Chem.* 2011. V. 22(2). Pp. 459–463. DOI:10.1007/s11224-011-9766-3
34. 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>
35. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Множественные выбросы брызг при ударе капли // Доклады РАН. 2020, том 494, с. 42–46. DOI: 10.31857/S2686740020050181
36. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Формирование системы наклонных петель в течениях импакта капли // Доклады. Физика, технические науки, 2021, том 499, с. 39–48. DOI: 10.31857/S2686740021040052
37. Bunkin N.F., Suyazov N.V., Shkirin A.V., Ignat’ev P.S., Indukaev K.V. Study of Nanostructure of highly purified water by measuring scattering matrix elements of laser radiation. *Phys. Wave Phenom.* 2008. V. 16. Pp. 243–260. DOI:10.3103/S1541308X08040018
38. Teschke O., de Souza E. Water molecule clusters measured at water/air interfaces using atomic force microscopy. *Phys. Chem.–Chem. Phys.* 2005. V. 7. Pp. 3856–3865. DOI:10.1039/b511257e
39. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Визуализация областей контакта сред в течениях импакта капли с химическими реакциями // Доклады российской академии наук. физика, технические науки. 2021. Т. 500. С. 39–47. DOI: 10.31857/S2686740021050023
40. Чашечкин Ю.Д. Перенос вещества окрашенной капли в слое жидкости с бегущими плоскими гравитационно-капиллярными волнами // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2022, том 58, № 2, с. 218–229. DOI: 10.31857/S0002351522020031
41. Степанова Е.В., Чаплина Т.О., Трофимова М.В., Чашечкин Ю.Д. Структурная устойчивость процесса переноса вещества из компактного пятна в составном вихре // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 5. С. 578–590.

## References

1. Worthington A. M., Cole R. S., Impact with a liquid surface, studied by the aid of instantaneous photography, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 1897, vol. 189, pp. 137–148 <https://doi.org/10.1098/rspl.1899.0014>
2. Edgerton H. E., Killian Jr. J.R., *Flash! : Seeing the unseen by ultra high-speed photography*, Hale, Cushman and Flint: Boston, USA. 1939. 203 p.
3. Peck B., Sigurdson L., Faulkner B., Buttar I., An apparatus to study drop-formed vortex rings, *Measurement Science and Technology*, 1995, vol. 6, no. 10, pp. 1538–1545. DOI 10.1088/0957-0233/6/10/014
4. Taylor G. I., Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 1953, vol. 219, pp. 186–203.
5. Taylor G. I., The dispersion of matter in turbulent flow through a pipe, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 1954, vol. 223, pp. 446–468.
6. Taylor G. I., Conditions under which dispersion of a solute in a stream of solvent can be used to measure molecular diffusion, *Proc. Roy. Soc. London A*, 1954, vol. 225, pp. 473–477.
7. Nadolin K. A., Simplified three-dimensional mathematical models of hydrodynamics and passive mass transfer in calm channel flows, *Itogi nauki i tekhniki. Sovremennaya matematika i yeye prilozheniya*.

- Tematicheskiye obzory*, 2021, vol. 196, pp. 66–89. DOI: 10.36535/0233-6723-2021-196-66-89. (In Russian.)
8. Okabe J., Inoue S., The Generation of Vortex Ring, *Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ.*, 1960, vol. 8, no. 32, pp. 91–101.
  9. Okabe J., Inoue S., The generation of vortex rings, II, *Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu University*, 1961, vol. 9, pp. 147–161.
  10. Batchelor G. K., An Introduction to Fluid Dynamics, *Cambridge. CUP. UK*, 1967, 615 p.
  11. Feistel R., Thermodynamic properties of seawater, ice and humid air: TEOS-10, before and beyond, *Ocean. Sci.*, 2018, vol. 14, pp. 471–502. <https://doi.org/10.5194/os-14-471-2018>
  12. Mendeleyev D. I., *On the elasticity of gases*, Kotomin Printing House, SPb.: Russia. 1875. 262 p. (In Russian).
  13. Popov N. I., Fedorov K. N., Orlov V. M., *Sea water. Reference guide*. Nauka: Moscow, 1979; 327 p. [In Russian].
  14. Landau L. D., Lifshitz E. M., *Course of Theoretical Physics, Vol. 6: Fluid Mechanics*, Nauka: Moscow, 1986; Pergamon, New York, 1987.
  15. Chashechkin Y. D., Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows, *Axioms*, 2021, vol. 10, no. 4, p. 286. <https://doi.org/10.3390/axioms10040286>
  16. Chashechkin Yu. D., Singularly perturbed components of flows – linear precursors of shock waves, *Mathematical Modelling of Natural Phenomena*, 2018, vol. 13, no. 2, pp. 1–29. <https://doi.org/10.1051/mmnp/2018020>
  17. Dubrovin K. A., Zarvin A. E., Gorbachev Yu. E., Yaskin A. S., Kalyada V. V., Features of the energy exchange process in a clustered argon stream at the initiation of radiation by an electron beam, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2022, vol. 23, no. 4. [In Russian]. DOI: 10.33257/PhChGD.23.4.1007
  18. Emelyanov V. N., Teterina I. V., Volkov K. N., Drag and heat transfer of metal and oxide agglomerates in flow of combustion products of solid propellant, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2020, vol. 21, no. 1. [In Russian]. DOI: 10.33257/PhChGD.21.1.893
  19. Chashechkin Yu. D., Packets of capillary and acoustic waves of drop impact, *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences*, 2021, vol. 1, no. 94, pp. 73–92 [in Russian]. DOI: 10.18698/1812-3368-2021-1-73-91
  20. Chashechkin Yu.D., Kistovich A.V. Calculation of the structure of periodic flows in a continuously stratified fluid with allowance for diffusion // *Doklady Physics*. 2003. V.48. No. 12. P. 710–714 DOI:10.1134/1.1639443
  21. Chashechkin Yu. D., Ilinykh A. Yu., Distribution of the Drop Substance in the Target Fluid at the Coalescence Intrusive Mode, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2022, vol. 23, no. 6, pp. 1–18. <http://chemphys.edu.ru/issues/2022-23-6/articles/1023>. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.23.6.1023>
  22. Chashechkin Y. D., Prokhorov V. E., Visualization of the flow pattern of the impact of a freely falling drop during the generation of sound packets, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2022, vol. 23, no. 5 [In Russian]. DOI:10.33257/PhChGD.23.5.1011
  23. Chashechkin Y. D., Ilinykh A. Y. The delay in cavity formation in the intrusive mode of coalescence of a freely falling drop with a target liquid, *Doklady Physics*, 2021, vol. 66, no. 1, pp. 20–25. DOI: 10.1134/s102833582101002x
  24. Chashechkin Y. D., Ilinykh A. Y., Drop decay into individual fibers at the boundary of the contact area with the target fluid, *Doklady Physics*, 2021, vol. 66, no. 4, pp. 101–105. DOI: 10.1134/S1028335821040078
  25. Chashechkin Y. D., Ilinykh A. Y., Banded structures in the distribution pattern of a drop over the surface of the target fluid, *Doklady Physics*, 2018, vol. 63, no. 7, pp. 282–287. DOI: 10.1134/S1028335818070066

26. 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. <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.383>
27. Chashechkin Y. D., Evolution of the fine structure of the matter distribution of a free-falling droplet in mixing liquids, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 2019, vol. 55, no. 3, pp. 285–294. DOI: 10.1134/S0001433819020026
28. Ersoy N. E., Eslamian M., Capillary surface wave formation and mixing of miscible liquids during droplet impact onto a liquid film, *Physics of Fluids*, 2019, vol. 31, no. 1, p. 012107. <https://doi.org/10.1063/1.5064640>
29. Kistovich A. V., Chashechkin Y. D., Dynamics of gravity-capillary waves on the surface of a nonuniformly heated fluid, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 2007, vol. 43, pp. 95–102. DOI:10.1134/S0001433807010112
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., 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, p. 586. DOI:10.3390/math9060586
32. Eisenberg D., Kauzmann W., *The structure and properties of water (Oxford Classic texts in the physical sciences)*, Oxford University Press: Oxford, UK. 2005. 308 p.
33. Malenkov G. G., Naberukhin Yu. I., Voloshin V., Collective effects in diffusional motion of water molecules: Computer simulation, *Structural Chemistry*, 2011, vol. 22, no. 2, pp. 459–463. DOI:10.1007/s11224-011-9766-3
34. GFK IPMech RAS: Hydrophysical Complex for Modeling Hydrodynamic Processes in the Environment and their Impact on Underwater Technical Objects, as well as the Spread of Impurities in the Ocean and Atmosphere. <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip>
35. Chashechkin Yu. D., Ilinykh A. Yu., Multiple emissions of splashes upon drop impact, *Doklady Physics*, 2020, vol. 65, no. 10, pp. 384–388. DOI: 10.1134/S1028335820100067
36. Chashechkin Yu. D., Ilinykh A. Yu., Formation of a system of inclined loops in the flows of a drop impact, *Doklady Physics*, 2021, vol. 66, no. 8, pp. 234–242. DOI: 10.1134/S1028335821080036
37. Bunkin N. F., Suyazov N. V., Shkirin A. V., Ignat'ev P. S., Indukaev K. V., Study of Nanostructure of highly purified water by measuring scattering matrix elements of laser radiation, *Physics of Wave Phenomena*, 2008, vol. 16, pp. 243–260. DOI:10.3103/S1541308X08040018
38. Teschke O., de Souza E., Water molecule clusters measured at water/air interfaces using atomic force microscopy, *Physical Chemistry Chemical Physics Journal*, 2005, vol. 7, pp. 3856–3865. DOI: 10.1039/b511257e
39. Chashechkin Yu. D., Ilinykh A. Yu., Visualization of media contact areas in drop impact flows with chemical reactions, *Doklady Physics*, 2021, vol. 66, no. 10, pp. 285–292. DOI: 10.1134/S1028335821100013
40. Chashechkin Yu. D., Transfer of the substance of a colored drop in a liquid layer with travelling plane gravity–capillary waves, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 2022, vol. 58, no. 2, pp. 188–197. DOI: 10.1134/S0001433822020037
41. Stepanova E. V., Trofimova M. V., Chaplina T. O., Chashechkin Yu. D., Structural stability of substance transport in a compound vortex, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 2012, vol. 48, no. 5, pp. 516–527. DOI 10.1134/S000143381205009X

Статья поступила в редакцию 10 марта 2023 г.