

ПОГРУЖАЮЩИЙСЯ И ВСПЛЫВАЮЩИЙ ВИХРЬ В КАРТИНЕ ПЛАВНОГО ВТЕКАНИЯ СВОБОДНО ПАДАЮЩЕЙ КАПЛИ ЭТАНОЛА В ВОДУ

© 2024 г. Ю. Д. Чашечкин^{a,*}, А. Ю. Ильиных^{a, **}

^aИнститут проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

*e-mail: chakin@ipmnet.ru

**e-mail: ilynykh@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 22.07.2024 г.

После доработки 11.10.2024 г.

Принята к публикации 11.10.2024 г.

Проведена сравнительная видеорегистрация картины слияния медленно падающих капель 0.01% водного раствора перманганата калия и меньшей плотности 95% раствора этанола, кинетическая энергия которых меньше потенциальной поверхностной энергии. Капля раствора большей, чем у принимающей жидкости плотности, плавно втекает в толщу жидкости, каверна образуется с запаздыванием. Тонущая интрузия трансформируется в кольцевой вихрь, который подталкивает растущую каверну. Капля этанола также втекает в толщу жидкости, но образует всплывающую интрузию, искажающую форму запаздывающей каверны. С окончания заострения конической каверны максимальной глубины в толщу жидкости выбрасывается небольшой вихрь, содержащий легкую жидкость. Размеры вихря, формирующего вторичную интрузию, практически не меняются при движении. Постепенно легкий вихрь останавливается и формирует вторичную интрузию. Центральная часть вторичной интрузии всплывает и трансформируется в вихревое кольцо. Размеры всплывающего под действием плавучести вихря увеличиваются со временем. Приведены графики эволюции размеров основных структурных компонентов.

Ключевые слова: капля, вихри, вихревое кольцо, эксперимент, интрузия, разница плотностей

DOI: 10.31857/S1024708424060074, **EDN:** FDXBQH

ВВЕДЕНИЕ

Сохранение интереса к экспериментальным исследованиям процессов формирования вихревых колец при слиянии свободно падающей капли с покоящейся принимающей жидкостью, которые начали проводиться еще в середине XIX в [1], объясняется научной содержательностью темы и сложностью математического описания распространенного в природных и лабораторных условиях явления, которое все более активно используется в современных промышленных технологиях. Развитие исследований процессов эволюции вихрей в капельных течениях стимулировал научный успех статьи Томсона и Ньюэла [2], привлеченной для демонстрации физических основ распространенных явлений химической и биологической природы в обширном трактате [3]. Росту числа работ в середине прошлого века способствовало развитие осветительной техники [4] и создание аппаратуры высокоскоростной кино- и видеорегистрации [5, 6], позволяющей регистрировать тонкую структуру быстро эволюционирующих течений.

Выразительные фотографии вихревых колец, возникающих при выдавливании подкрашенной жидкости из сопла и слиянии свободно падающей капли [7, 8] привлекли внимание и теоретиков [9], и экспериментаторов. Основные геометрические параметры течения, вызванного падением капель различных жидкостей в бассейн, заполненный той же самой жидкостью, включая этанол и жидкий гелий в нормальной и сверхтекучей фазе, определены в [10].

Расчеты и измерения максимальной глубины каверны, сформированной каплей воды диаметром $D_w = 3.5$ мм, упавшей с высоты 1.6 м, и этанола $D_e = 2.3$ мм – с высоты $3.3 < H < 160$ см, приведены в [11]. Визуализация картины слияния сталкивающихся в воздухе падающих капель воды и этанола выполнена в [12]. Граница между режимами растекания и разбрызгивания на плоскости чисел Онезорге и Рейнольдса для капель различных алканов и спиртов, включая этанол, падающих на твердую сухую поверхность и тонкий слой жидкости, построена по данным опытов в [13]. Эволюция картины растекания капли этанола, падающей на наклонный вращающийся диск, прослежена в [14]. Просачивание упавшей капли этанола в тонкую щель изучено экспериментально и рассчитано улучшенным методом конечного объема жидкости в [15].

Различие значений коэффициента преломления контактирующих сред позволило проследить эволюцию структуры течения в окрестности границы области слияния капли воды с тонким слоем этанола или метанола на стеклянной подложке с применением сверхбыстрой высокоразрешающей видеорегистрации [16]. В картине течения выделены тонкие радиальные струйки и азимутальные неоднородности границы области слияния, на которой собираются мелкие, постепенно растущие газовые пузырьки, образующие кольцевые полости. Обзор механизмов образования тонких струек (шипов) с вершин которых в воздухе выбрасываются мелкие капельки (брьзы) при слиянии свободно падающей капли с пленкой жидкости на твердой подложке приведен в [17]. Анализируется степень влияния глубины слоя принимающей жидкости на общую структуру течения и степень выраженности его отдельных компонентов. Видеорегистрация процесса слияния капель этанола диаметром $D_e = 1.71, 1.83, 2.05, 2.10$ мм со слоем этанола в кювете, нагретого до температуры $T_s = 25, 35, 45$ °C дополнена численным моделированием процесса в [18]. Время сохранения медленно внесенной на поверхность жидкости капли, оказалось меньше характерного диффузионного масштаба и убывающим с увеличением температуры, диаметра и скорости движения капли.

Тоновая визуализация картины образования и погружения кольцевого вихря, содержащего пигмент окрашенной капли воды, сливающейся с деминерализованной водой в кювете, проведена в [19]. Определено влияние формы и контактной скорости естественно осциллирующей капли на размеры каверны, геометрию и предельную глубину проникновения вихря, немонотонно зависящую от высоты ее свободного падения. Более детальные измерения зависимости глубины проникновения вихря от контактной скорости капли приведены в [20]. Визуализация течения, возникающего при контакте капли с принимающей жидкостью в момент отрыва от сопла, привлекалась при обсуждении механизма генерации завихренности в [21].

Развитие методик исследований формирования вихревых колец падающими каплями [22] и регистрации их движения, показало структурное подобие картин течения с кольцевым вихрем в небольшой кювете в лаборатории [19, 20, 23] и в газопылевом облаке при взрыве атомной бомбы в приземном слое атмосферы [24].

Визуализация картины течения с помощью рентгеновских лучей позволила предельно сократить длительность экспозиции и получить четкие изображения формирующихся кольцевых вихрей и вылетающих в воздух тонких конических струй при слиянии с водой капли этанола диаметром $D = 1.9$ мм [25]. Изменения морфологии картины течения и кинематика кольцевых вихрей прослежены в [26] в широком диапазоне определяющих параметров процесса слияния – диаметра и скорости падающей капли. Обширный список публикаций результатов исследований кольцевых вихрей на начальном этапе скомпилирован в [27].

Асимптотические формулы для расчета скорости движения вихревого кольца в однородной жидкости выведены в [28]. Оценки изменений скорости движения и радиуса всплывающего вихревого кольца, содержащего более легкую жидкость, в однородной или устойчиво стратифицированной среде содержатся в [29]. Расчеты сравнивались с данными наблюдений движения небольшого всплывающего вихревого кольца, содержащего денатурированный спирт, в бассейне, заполненном стратифицированным раствором поваренной соли. Сравнения расчетов и результатов наблюдения движения вихревого кольца и термика (нагретого объема) в стратифицированной атмосфере приведены в [30].

Цветные фотографии повторяющегося процесса деформации погружающегося кольцевого вихря при слиянии капли, образования быстро погружающихся петель, на окончаниях которых формируются новые кольцевые вихри, зарисовки которого были впервые опубликованы в [2], приведены в [31]. Группы вторичных вихрей располагаются ярусами в картине расширяющегося вихревого течения. Одновременное формирование разнонаправленных вихрей наблюдались при падении капель на поверхность жидкости с бегущими капиллярными волнами [32]. Эволюция вихревой картины течения

чений и в интрузивном режиме слияния свободно падающей капли с жидкостью, и в волокнистом импактном режиме, прослежена в [33]. Выразительные фотографии каскадов вихревых систем, наблюдавшихся в воде при погружении капель раствора глицерина различной концентрации, имеющего большую плотность и вязкость, чем принимающая жидкость, приведены в [34].

В большинстве опытов по изучению динамики кольцевых вихрей, образующихся в покоящейся принимающей жидкости, плотность свободно падающей капли незначительно [2, 8, 23, 25, 31] или существенно [34] превосходила плотность принимающей среды. При этом импульс капли, градиент плавучести, обусловленный разностью плотностей контактирующих жидкостей, и градиент давления, создаваемый растущей каверной, действуют в одном направлении. Сформировавшийся вихрь плавно погружается и постепенно замедляется вследствие вязкой диссипации и вовлечения окружающей среды в расширяющееся вихревое течение. Картина вихревых течений при слиянии капли жидкости меньшей плотности, чем у принимающей среды, которая является целью данного исследования, ранее не изучалась.

В данной работе впервые приводятся результаты визуализации картины эволюции течения при слиянии смешивающихся жидкостей – капли менее плотного этанола с частично дегазированной водопроводной водой в интрузивном режиме, когда кинетическая энергия капли меньше или сравнима с ее доступной потенциальной поверхностной энергией (ППЭ). Картина течения отличается от традиционно изучаемой, когда медленно падающая капля жидкости большей плотности плавно втекает в толщу принимающей жидкости и формирует чечевицеобразную интрузию с внутренним тороидальным вихрем. Образующаяся с запаздыванием каверна проталкивает основную часть тонущей интрузии в принимающую жидкость в форме кольцевого вихря [35].

1. РАЗМЕРНЫЕ И БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТЕЧЕНИЯ

Идеи описания природных явлений с учетом уравнений переноса полной энергии [36] получили существенное развитие в [37], где уже в издании 1944 г. в отдельной главе впервые были приведены все фундаментальные уравнения механики жидкостей – дифференциальные аналоги законов сохранения массы, импульса и энергии, с указанием замыкающего уравнений состояния. Полная энергия жидкости включает кинетическую, потенциальную и внутреннюю энергию, “которая”, термодинамический потенциал характеризует внутреннюю энергию. В качестве базовой характеристики состояния среды выбран потенциал Гиббса G , включающий внутреннюю, поверхностную, химическую и другие виды энергии немеханической природы [38]. Представления традиционных термодинамических величин – плотности, энтропии, давления, температуры, концентрация примесей в качестве производных термодинамических потенциалов приводятся в [38, 39]. В толще жидкости дифференциал потенциала Гиббса имеет вид $dG = -s_e dT + V dP$ (s_e – энтропия, T – температура). Производная потенциала Гиббса G по давлению P определяет удельный объем V и плотность среды $\rho = 1/V$.

Дифференциал Гиббса на границах сред с контактной поверхностью площадью S_b и поверхностным натяжением σ , содержащих растворенные примеси с концентрацией S_i и химическим потенциалом μ_i , имеет вид $dG = -s_e dT + V dP + S_b d\sigma + \mu_i dS_i$. При слиянии жидкостей свободная поверхность уничтожается, и компонента потенциальной поверхностной энергии (ППЭ) $\Delta E = \sigma \Delta S_b$ переходит в другие формы – возмущения давления, температуры, распределения концентрации и энергию механического движения.

Детальные наблюдения в природных и лабораторных условиях позволили установить “зернистую” природу распределения термодинамических потенциалов и других физических величин на поверхности и в толще жидкостей. Вид и размеры элементов многофасеточной структуры – “зерен”, “ячек”, “волокон” определяются свойствами атомно-молекулярного строения вещества и физическими условиями опытов. Различными экспериментальными методами в толще и на поверхности жидкости выделены ассоциаты – комплексы, клатраты, кластраты, бонды и другие связные объемы физико-химической природы [40–43]. Определены размеры, прослежены параметры естественных процессов формирования и трансформации ассоциатов. Время жизни отдельных элементов ассоциатов, зависящее от состава среды и физических условий опытов, меняется в широких пределах, картина распределения “зерен” постоянно перестраивается, однако собственно “зернистость” сохраняется.

Энергетика ассоциатов, образующих объемы с собственными границами площадью S_b^g , описывается, по аналогии с учетом свободной контактной поверхности жидкостей, введением дополнительных членов в выражении для дифференциала потенциала Гиббса $dG_g = -s_e dT + V dP + S_b^g d\sigma_g + \mu_i dS_i$,

описывающих ППЭ границ элементов зернистой структуры $dG_g = S_b^g d\sigma(\text{sub})g$. При уничтожении или перестройке элементов структуры поверхностная энергия ассоциатов переходит в другие формы, в том числе и в энергию механического движения жидкости самых малых масштабов (порядка толщины границ ассоциатов). Поперечные масштабы тонких течений быстро увеличиваются под действием диссипативных факторов – вязкости, температуропроводности, диффузии.

Включение потенциалов в систему фундаментальных уравнений позволяет учесть действия различных механизмов передачи энергии на структуру и динамику течений. В их число входят радиационный перенос, макроскопический с течениями или волнами, а также микроскопический – диссипативный и конверсионный. Последний механизм учитывает трансформацию ППЭ, часть которой прямо поступает в тонкие компоненты течений [44]. Функциональные связи между производными потенциала Гиббса $G = G(\rho, P, T, S_i, S_b^g, \sigma, \sigma(\text{sub})g)$, в частности плотности $\rho = \rho(P, T, S_i)$, с другими термодинамическими величинами, образуют уравнения состояния, обеспечивающие замыкание системы фундаментальных уравнений [37, 44].

Полные решения линеаризованной системы фундаментальных уравнений механики жидкостей, в которой учитывается стратификация среды и действие диссипативных факторов – вязкости, температуропроводности и диффузии [37, 44], находятся методами теории сингулярных возмущений с контролем выполнения условия совместности [45]. Анализ полных решений системы фундаментальных уравнений в линейном и слабонелинейном приближении показывает, что периодические течения включает волны – крупномасштабные компоненты, которые описываются регулярными решениями дисперсионного соотношения, и лигаменты, определяемые сингулярными компонентами [44, 46]. Лигаментам соответствуют высокоградиентные волокна и прослойки, которые формируют тонкую структуру среды и характеризуются собственными масштабами. Полные решения составляют основу расширенной классификации структурных компонентов течений, включающей крупномасштабные волны, струи, вихри и тонкие лигаменты.

Молекулярный перенос импульса, температуры и вещества характеризуют коэффициенты динамической μ_i и кинематической $v = \mu/\rho$ вязкости, температуропроводности κ_T и диффузии κ_S . Большая теплоемкость жидкостей позволяет в ряде задач пренебречь температурными эффектами и получать экспериментально проверяемые решения редуцированной системы фундаментальных уравнений, учитывающих гетерогенность жидкости, которую обеспечивает неравномерное распределение концентрации примесей.

Соответственно, в число основных размерных параметров, характеризующих капельные течения, входят потенциалы Гиббса капли G_d , воздушной среды G_a и принимающей жидкости G_t (индексы отмечают принадлежность параметра), плотности $\rho_{d,a,t}$, кинематическая $v_{d,a,t}$ и динамическая $\mu_{d,a,t}$ вязкости; полные σ_d^a, σ_t^a и нормированные на плотность жидкости коэффициенты поверхностного натяжения контактирующих сред $\gamma_d^a = \sigma_d^a/\rho_d, \gamma_t^a = \sigma_t^a/\rho_t, \text{ см}^3/\text{с}^2$; коэффициент диффузии окраивающей каплю примеси в принимающей жидкости κ_d ; эквивалентный диаметр D , площадь поверхности S_d , объем V , масса M , высота свободного падения H и скорость капли U в момент первичного контакта; потенциальная поверхностная энергия (ППЭ) $E_\sigma = \sigma S_d$, кинетическая энергия $E_k = MU^2/2$, потенциальная энергия в гравитационном поле с ускорением свободного падения g .

Полная энергия падающей капли $E_d = E_p + E_k + E_i + E_\sigma$ складывается из потенциальной энергии E_p , экстенсивной кинетической энергии с дифференциалом $dE_k = 0.5\rho U^2 dV$, внутренней E_i и ППЭ E_σ , заключенной в приповерхностном шаровом слое толщиной порядка размера молекулярного кластера $\delta_\sigma \sim 10^{-6} \text{ см}$ объемом $V_\sigma = \delta_\sigma S_d$ и массой $M_\sigma = \rho V_\sigma$. Оценка вклада ППЭ, определяемого изменениями поверхностной энергии структурных компонентов жидкостей физико-химической природы – комплексов, клатратов, кластратов, бондов, вайдов и других [44–47], требующая детального изучения микроструктуры среды, здесь не приводится.

В экспериментах время передачи кинетической энергии E_k и импульса сливающейся с жидкостью капли $\Delta t = D/U$ составляет несколько миллисекунд и на несколько порядков превышает время конверсии ППЭ $\Delta t = (\delta_\sigma/U) \sim 10^{-8} \text{ с}$ при уничтожении приповерхностных слоев сливающихся жидкостей толщиной $\delta_\sigma \sim 10^{-6} \text{ см}$. Быстрые процессы преобразования ППЭ в другие формы на кольцевой границе области слияния жидкостей играют определяющую роль в установлении режима течения [33] и формирования тонкой структуры течения в окрестности границы пятна контакта капли с принимающей жидкостью [16, 48, 49].

Отношения размерных коэффициентов системы фундаментальных уравнений образуют группу базовых временных и пространственных масштабов процесса. Первая группа линейных масштабов

включает капиллярно-гравитационный параметр $\delta_g^\gamma = \sqrt{\gamma/g}$, входящий в дисперсионное уравнение коротких поверхностных волн [37], и диссипативно-капиллярные масштабы $\delta_\gamma^\nu = \nu^2/\gamma$, $\delta_\gamma^\kappa = \kappa^2/\gamma$. Группа линейных масштабов, зависящих от скорости капли, включает прандтлевы $\delta_U^\nu = \nu/U$, $\delta_U^\kappa = \kappa/U$ и капиллярный $\delta_U^\gamma = \gamma/U^2$ масштабы.

Соответственно, одна часть временных масштабов задачи включает только параметры среды — $\tau_g^\gamma = \sqrt[4]{\gamma/g^3}$, $\tau_\gamma^\kappa = \kappa^3/\gamma^2$, $\tau_\gamma^\nu = \nu^3/\gamma^2$, другая — размер капли — $\tau_\gamma = \sqrt{D^3/\gamma}$, $\tau_\gamma^\kappa = \kappa D/\gamma$, $\tau_\gamma^D = \nu D/\gamma$, третья — ее скорость — $\tau_U^D = D/U$, $\tau_g^U = U/g$. Отношения базовых масштабов длины и времени определяют характерную скорость $U_\nu^\gamma = \delta_\nu^\gamma/\tau_\gamma^\nu = \gamma/\nu$. Свойства дополнительных масштабов, которые появляются при анализе системы фундаментальных уравнений методами теории сингулярных возмущений [44, 47], здесь не обсуждаются.

Отношения однородных масштабов образуют набор безразмерных комбинаций, включающий традиционные числа: Рейнольдса, характеризующие движение капли $Re_d = UD/\nu_d$ или течение со скоростью u_f и масштабом длины L_f в толще принимающей жидкости $Re_f = u_f L_f/\nu_t$, а также его диффузионный аналог $Re_\kappa = u_f L_f/\kappa$; Фруда $Fr_d = U^2/gD$; Вебера $We_d = U^2 D/\gamma_d$; Бонда $Bo = D^2/(\delta_g^\gamma)^2 = gD^2/\gamma_d^a$; Онезорге $Oh = \sqrt{\delta_\gamma^\nu/D} = \nu/\sqrt{\gamma D}$ и так называемое капиллярное отношение $Ca_U^\nu = U_d/U_\nu^\gamma$. В силу двойственности природы параметров описания свободной поверхности, число Вебера также является также мерой отношения кинетической и поверхностной энергии капли.

Различия физических свойств контактирующих сред характеризуются безразмерными отношениями, составленными по аналогии с числом Атвуда — относительной разностью плотностей $R_\rho = \frac{\rho_t - \rho_d}{\rho_t + \rho_d}$, коэффициентов поверхностного натяжения $R_\sigma = \frac{\sigma_t - \sigma_d}{\sigma_t + \sigma_d}$ и динамических вязкостей $R_\mu = \frac{\mu_t - \mu_d}{\mu_t + \mu_d}$.

Степень выраженности влияния быстрых атомно-молекулярных процессов преобразования ППЭ и передачи кинетической энергии капли характеризуют отношения компонентов энергии $R_E = \frac{E_k}{E_\sigma}$ и их плотностей $R_W = \frac{E_k M_\sigma}{E_\sigma M}$. Отношения компонентов энергии R_E в условиях опытов меняются в широких пределах, плотность поверхностной энергии $W_\sigma = E_\sigma/V_\sigma$ — всегда большая величина в силу малости толщины области ее локализации δ_σ .

Большое число безразмерных параметров задачи отражает сложность пространственной картины течений, эволюционирующей под действием нескольких одновременно протекающих процессов с различными временными и пространственными масштабами. При этом макромасштабы характеризуют размеры области наблюдения и длительность регистрации процесса, а базовые микромасштабы определяют требования к выбору пространственного и временного разрешения регистрирующей аппаратуры.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Опыты проведены на модифицированном Стенде для изучения тонкой структуры быстропротекающих процессов (ТБП), входящем в состав Уникальной исследовательской установки УИУ “ГФК ИПМех РАН” [50]. Прослежена эволюция картины течения, образующегося при слиянии с водой окрашенной капли 0.01% раствора электролита (перманганата калия $KMnO_4$) или 95% раствора этанола в интрузивном режиме, когда контактная скорость падающей капли невелика и ее кинетическая энергия меньше ППЭ. Одиночная капля отрывалась от нормального среза сменного капилляра дозатора под действием собственного веса и падала в прозрачный бассейн размером $10 \times 10 \times 7 \text{ см}^3$ или $30 \times 30 \times 5 \text{ см}^3$, заполненный частично дегазированной водопроводной водой. Значения физических параметров рабочих жидкостей приведены в табл. 1.

Таблица 1. Физические параметры рабочих жидкостей

	$T, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{г}/\text{см}^3$	$\sigma, \text{г}/\text{см}^2$	$\gamma, \text{см}^3/\text{с}^2$	$\mu, \text{г}/(\text{см} \times \text{с})$	$\nu, \text{см}^2/\text{с}$
Этанол (95 %)	20	0.81	22.7	28	0.014	0.017
Раствор $KMnO_4$ (0.01 %)	20	1.00	73	73	0.01	0.01

Область наблюдения освещали два многоточечных светодиодных осветителя Optronis MultiLED со световым потоком 7700 лм, световолоконный осветитель Schott KL2500LCD и прожектор ReyLab Xenos RH-1000 мощностью 1 кВт. При подготовке эксперимента внимание уделялось организации светового потока, позволяющего визуализировать тонкую структуру основных элементов течения — интрузии, каверны, вихрей, волн и распределения вещества капли в принимающей жидкости на всех этапах эволюции течения.

Цветная картина течения регистрировалась видеокамерой Optronis CR 300 × 2. Положение горизонтальной линии визирования выбиралось из условия наибольшей четкости границ компонентов регистрируемой картины. Расстояния от линзы до центра области течения выбирались в диапазоне от 12 до 40 см. Размеры пикселя в опытах лежали в диапазоне от 10 до 50 мкм. Выдержка подбиралась минимальной при задании уровня пространственного разрешения, размера регистрируемой области и требуемой освещенности. Во всех опытах скорость съемки составляла 4000 кадров/с. Перед каждым опытом проводилась регистрация масштабного маркера.

После настройки аппаратуры натекающая в капилляр жидкость формировалась на его срезе единичную каплю, которая отрывалась под действием собственного веса и свободно падала в принимающую жидкость. В полете капля перекрывала световой луч в фотодетекторе и запускала видеокамеру с регулируемой задержкой (временной шаг 1 мкс). Контактная скорость оценивалась по длительности задержки сигнала с фотоприемника и измерениям положения капли на трех последних кадрах видеофильма, предшествующих началу втекания капли в принимающую жидкость. Более подробно описание установки приводится в [33].

Регистрировалась начальная фаза течения — первичный контакт и вливание в толщу жидкости свободно падающей капли этанола, слабо подкрашенного спиртовым раствором бриллиантового зеленого, или 0.01% водного раствора перманганата калия KMnO_4 . Рабочие среды характеризуются следующими значениями базовых параметров: $R_E = 0.94$, $R_p = 0.105$, $R_\sigma = 0.52$ для капель спирта, и $R_E = 0.41$, $R_p = -0.001$, $R_\sigma = -0.007$ для капель водного раствора перманганата калия.

3. ВИЗУАЛИЗАЦИЯ КАРТИНЫ СЛИЯНИЯ КАПЛИ ТЯЖЕЛОЙ И ЛЕГКОЙ ЖИДКОСТИ

Для демонстрации влияния знака плотностных отношений R_p различных пар сливающихся смешивающихся жидкостей на структуру вихревого течения были последовательно визуализированы картины слияния с водой свободно падающих капель жидкостей различной плотности при близких условиях опытов. Из большого числа окрашенных прозрачных жидкостей большей, чем у воды плотности, следуя [51], выбран раствор перманганата калия, интенсивная окраска которого позволяет наблюдать эволюцию картины течения при низкой концентрации растворенного вещества — в данных опытах — 0.01% по массе. Этанол, $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, обладает меньшей, чем у воды, плотностью, растворяется в любых отношениях. Этанол химически взаимодействует с водой с образованием гидратов.

Проводилась цветная регистрация картины течения в боковой проекции с применением многоточечного освещения, позволяющего сохранить в плоском изображении особенности геометрии трехмерного осесимметричного течения.

3.1. Формирование тороидального вихря в первичной интрузии в процессе слияния капли разбавленного раствора перманганата калия с водой

Выборка из видеофильма, иллюстрирующего эволюцию картины слияния капли раствора KMnO_4 с водой при контактной скорости $U = 30$ см/с, приведена на рис. 1 (светлая поперечная полоса на изображении — образ капиллярного поднятия жидкости на стенке бассейна).

При первичном контакте верхние слои поверхности капли и принимающей жидкости ускоряются освобождающейся при слиянии ППЭ. Тонкий слой объединенных в процессе слияния поверхностных слоев контактирующих жидкостей радиально растекается по поверхности принимающей жидкости и образует окрашенный кольцевой слой, окружающий пятно контакта сливающихся жидкостей на рис. 1а. Оптический образ растекающегося слоя на приведенном рисунке — светлые пятнышки, примыкающие к темной границе окрашенного пятна слияния жидкостей. Объединенные контактные поверхности смешивающихся жидкостей выносятся тонкими быстрыми поверхностными течениями за пределы области слияния. Вылетающие в воздух тонкие струйки жидкости в импактном режиме визуализированы в [25].

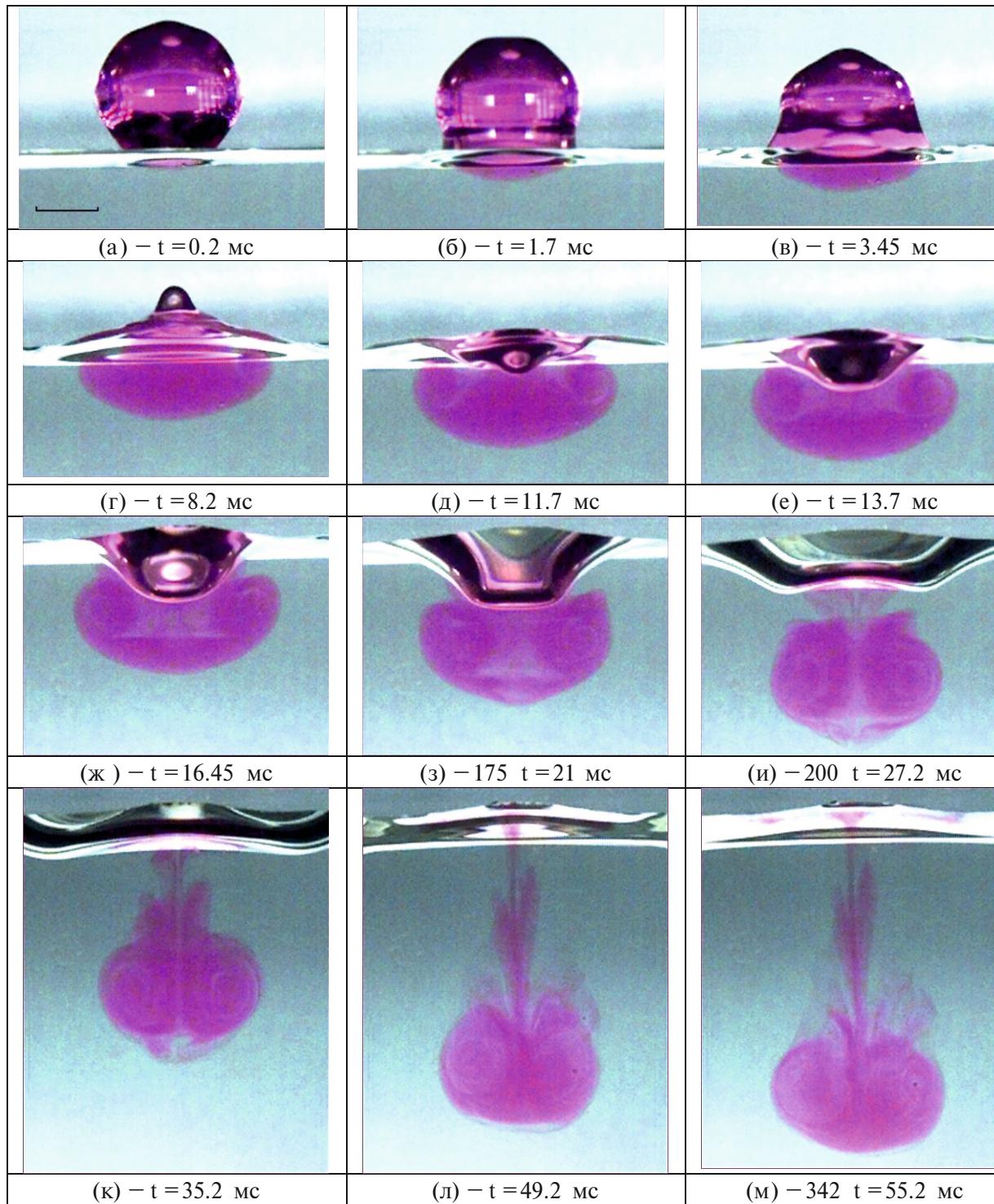


Рис. 1. Эволюция картины слияния капли раствора KMnO_4 (концентрация 0.01%) с дегазированной водопроводной водой: $D = 4.0$ мм, $U = 0.3$ м/с, $E_\sigma = 3.7$ мкДж, $E_k = 1.5$ мкДж, $\text{Re} = 1200$, $\text{Fr} = 2.3$, $\text{We} = 5$, $\text{Bo} = 2.15$, $\text{Oh} = 0.0019$, $R_E = 0.41$, $R_\rho = -0.001$. Длина маркера на (a) – 2 мм.

После удаления поверхностных слоев жидкости объединяются в единую систему, и капля начинает плавно втекать в толщу принимающей жидкости по всей радиально расширяющейся поверхности пятна контакта сред. Объединенная свободная поверхность капли и принимающей жидкости принимает выпуклую форму.

Площадь пятна контакта постепенно увеличивается по мере растекания капли. Плавно втекающая в толщу принимающей жидкости капля образует интрузию чечевичной формы с четкой внешней границей. Расширяющаяся граница контактного диска сливающихся сред формирует кольцевую капиллярную волну, гребень которой визуализирует кривая синяя линия на рис. 1б. Длина капиллярной волны на поверхности жидкости составляет $\lambda_c^t = 0.7$ мм.

По мере слияния капля растекается, и ее основание на поверхности принимающей жидкости расширяется. На поверхности капли выделяются две темные окружности – гребни кольцевой капиллярной волны длиной $\lambda_c^d = 0.3$ мм. Жидкость в остатке капли продолжает осциллировать – ее вершина, заостренная на рис. 1а, принимает плоскую форму на рис. 1б и вновь заостренную на следующем кадре. Втекающая в толщу жидкость капли сохраняется в форме чечевицеобразной интрузии (рис. 1в и [33]).

Со временем глубина и диаметр интрузии плавно увеличиваются. Одновременно растет число гребней волн, и на рис. 1г представлены три темных кольцевых линии, визуализирующие их гребни. Со временем бегущие от плоскости слияния вверх по капле кольцевые волны начинают терять аксиальную симметрию, на них появляются округлые впадины и гребни.

Плоская невозмущенная поверхность принимающей жидкости деформируется и выпучивается над областью интрузии (рис. 1г). В ее центре сохраняется остаток капли в форме выступающего столбика диаметром $d_d^t = 1.31$ мм и высотой $h_d^t = 1.05$ мм. Началу формирования каверны предшествует быстрое втягивание столбика в толщу жидкости (рис. 1д). Вследствие вовлечения в вихревое течение прозрачной принимающей жидкости окраска интрузии постепенно теряет однородность. В ней появляются два круга диаметром $d_{cv}^l = 1.3$ и $d_{cv}^r = 1.6$ мм на расстоянии $R_{cv}^l = 4.5$ мм от центра до центра, соединенные светлой линией – оболочкой первичного тороидального вихря высотой $h_{cv}^l = 1.87$ мм (рис. 1д). Появление прозрачных оболочек свидетельствует о захвате тонкого слоя принимающей жидкости в вихревое течение.

Постепенно в центре течения начинает формироваться каверна, которой соответствует темное коническое пятно над центром каверны, окруженное охватывающей депрессией на внутренней кромке разбегающегося поля капиллярных волн на рис. 1е. Размеры интрузии и диаметр ядра первичного тороидального вихря плавно увеличиваются.

Форма дна каверны быстро меняется – из плоского на рис. 1е становится выпуклым на рис. 1ж и снова плоским на рис. 1з. В нижней части интрузии под основным вихрем начинает формироваться более тонкий дополнительный вихорек – в центре рис. 1з. Светлые прослойки визуализируют его оголовок и ножку. После отрыва от каверны, которая начинает схлопываться под действием плавучести и поверхностного натяжения, интрузия стягивается. Ось дополнительного вихря на подошве интрузии отклоняется от вертикали на угол $\vartheta_a = 22^\circ$.

Погружающийся первичный вихрь оставляет окрашенный волокнистый след конической формы. Поверхность жидкости все еще остается выпуклой на (рис. 1и). В данной технике визуализации дно каверны оконтурено светлой линией. Темная полоса под ней – образ депрессии, которая со временем расширяется.

Дополнительный вихорек на дне интрузии довольно быстро деградирует (рис. 1к). При этом спиральная структура светлых полос вовлеченной принимающей жидкости в основное вихревое движение в интрузии становится более контрастной. Около вершины интрузии начинает формироваться кольцевая коническая юбка, выраженная на фотографиях следа медленного кольцевого вихря в лаборатории [8] и быстрого вихревого течения в облаке взрыва в атмосфере [24].

Сформировавшийся первичный кольцевой вихрь с донными “фалдами”, сохраняющий слоистую и волокнистую структуру распределения вещества капли, продолжает погружаться, оставляя окрашенный конический след, отражающий положение области отрыва вещества его донной части. Из сравнения изображений на рис. 1л и рис. 1м следует, что его форма, как и размеры донных петель, несколько изменяются. В целом структура и мелкие особенности картины течения при погружении жидкости более высокой плотности, чем у принимающей среды, согласуются с наблюдаемыми ранее [8, 22, 23, 33].

Временная изменчивость геометрических параметров течения представлена на рис. 2. Нижняя кромка интрузии с постоянной скоростью $u_{in} = 0.2$ м/с продвигается в толщу жидкости на интервале $0 < t < 36$ мс и далее $u_{in} = 0.14$ м/с после сглаживания возмущений свободной поверхности. Темп роста диаметра интрузии со временем падает $d_{in}(t) = 2.2t^{1/2}$ мм при $0 < t < 5$ мс или $d_i(t) = 7.7t/(t + 3)$ мм на большем интервале $0 < t < 15$ мс (рис. 2, кривая 2), его максимум достигается при $t = 15$ мс. Далее интрузия несколько сжимается, затем вновь расширяется. Высота интрузии Δh_{in} – расстояние между

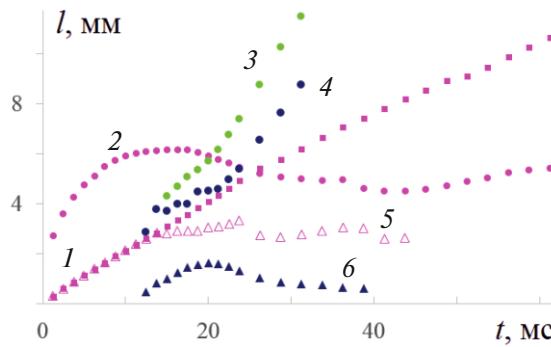


Рис. 2. Эволюция размеров основных компонентов течения при погружении капли раствора перманганата калия воду: кривая 1 – глубина погружения нижней кромки окрашенной интрузии $h_{in}(t)$; 2 – диаметр интрузии $d_{in}(t)$; 3 – ширина депрессии $d_d(t)$; 4 – диаметр каверны $d_{ca}(t)$; 5 – высота интрузии Δh_{in} ; 6 – глубина каверны $h_{ca}(t)$.

ее крайними точками вначале монотонно растет, а после отделения вихря от свободной поверхности меняется незначительно. Скачки в ее значениях связаны с отделением слоев интрузии и их диффузией.

Каверна с плоским дном диаметром $d_{ca}(t) = 2.86$ мм появляется с запаздыванием при $t = 12$ мс. Со временем диаметр каверны плавно увеличивается $d_{ca}(t) = 0.29t$ при $t < 22$ мс, $d_{ca}(t) = 0.54t$ при $t > 22$ мс. Глубина каверны вначале растет линейно $h_{ca}(t) = 0.18t$ при $t < 12$ мс, затем более медленно $h_{ca}(t) = 0.45t^{2/3}$ на интервале $12 < t < 20$ мс, достигает максимума $h_{ca}^m = 1.63$ мм при $t = 20$ мс и далее неравномерно убывает $h_{ca}(t) = 6t^{-1} + 0.2$ на интервале $20 < t < 39$ мс. Увеличивающаяся со временем ширина депрессии $d_d(t)$ аппроксимируется двумя отрезками: $d_d(t) = 0.29t$ на интервале $0 < t < 22$ мс и $d_d(t) = 0.54t$ при $t > 22$ мс.

Закономерности эволюции размеров интрузии при растекании в воде капли водного раствора перманганата калия согласуются с измерениями параметров течений при растекании капли раствора чернил, где также отмечена задержка формирования каверны, обусловленная установлением единой выпуклой свободной поверхности на начальном этапе слияния капель смещающихся жидкостей [33].

3.2. Трансформация погружающегося вихря, выброшенного с заостренного дна каверны при слиянии капли этанола с водой, во всплывающее вихревое кольцо

Эволюцию картины течения на начальном этапе слияния капли 95% раствора этанола, падающей в частично дегазированную водопроводную воду, иллюстрирует выборка из видеофильма, представленная на рис. 3. При первичном контакте капля начинает интенсивно растекаться, образуя круговое пятно на поверхности жидкости, и одновременно влияться в толщу принимающей жидкости по всему сечению области контакта (рис. 2а). Нижняя кромка интрузии этанола, химически взаимодействующего с водой с образованием гидратов, не является такой четкой, как при слиянии капли раствора перманганата калия на рис. 1а. На ней выделяется просветленная каемка толщиной $\delta_{bi} = 0.34$ мм, в ее увеличенном изображении можно выделить более и менее плотно окрашенные короткие волокна толщиной $\delta_f \sim 0.1$ мм. Размытость и просветленность контура прослеживается на всех последующих изображениях интрузии этанола в воду.

Вследствие задержки начала поступления жидкости и сокращения длительности процесса втекания с удалением от центра течения, интрузия принимает чечевицеобразную форму (схема течения приведена в [33]). Знак кривизны выпуклой нижней кромки формирующейся интрузии сохраняется в течение всего процесса слияния. Светлые пятна на поверхности капли – блики засветки. По мере втекания капли растут и ширина, и глубина интрузии, внешний диаметр которой на рис. 2б превышает диаметр капли контакта. Нерегулярности границы интрузии сохраняются и при формировании кольцевого вихря в ее верхней части, на что указывают просветленные пятна с элементами спиральных волокон на краях области втекающей жидкости (рис. 1в).

Плоское дно каверны появляется в поле наблюдения на рис. 3г. Здесь ядро первичного кольцевого вихря диаметром $d_{cv}^1 = 0.92$ мм выделяется еще более отчетливо. Постепенно дно растущей каверны, окруженной кольцевым вихрем с диаметром ядра $d_{cv}^1 = 0.95$ мм и расстоянием между центрами

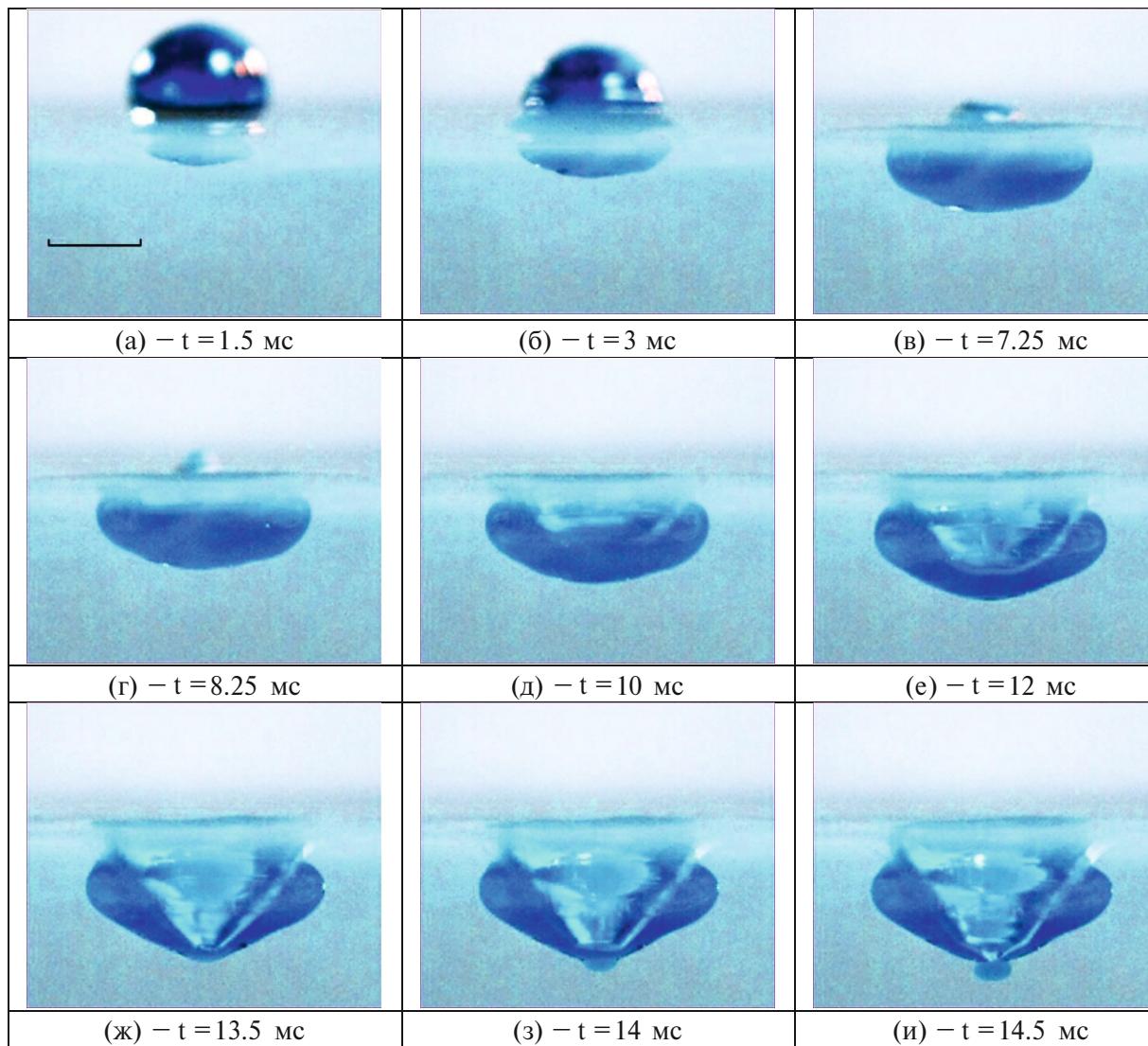


Рис. 3. Эволюция картины течения на начальном этапе слияния окрашенной капли 95% этанола с водопроводной водой: $D = 3.5$ мм, $U = 0.3$ м/с, $E_\sigma = 0.87$ мкДж, $E_k = 0.82$ мкДж, $Re = 600$, $Fr = 2.6$, $We = 11$, $Bo = 4.3$, $Oh = 0.0055$, $R_E = E_k/E_\sigma = 1.064$, $R_\rho = 0.1$, $R_\sigma = 0.007$. Длина маркера на (а) – 2 мм.

дисков сечения $2R_v^1 = 4.1$ мм, принимает сферическую форму (рис. 3д). Подтекающая принимающая жидкость начинает оттеснять верхнюю кромку интрузии от свободной поверхности.

Взаимодействие растущей каверны с окружающей интрузией легкой жидкости капли, приводит к существенному изменению картины течения на рис. 3г–е по сравнению со слиянием более тяжелой на рис. 1г–е. При погружении капли этанола поверхность принимающей жидкости остается плоской. Растущая каверна принимает коническую форму с углом при вершине $\varphi_{ca} = 107^\circ$ при $t = 13$ мс. Нижняя кромка интрузии также приобретает коническую форму с углом при вершине $\varphi_{in} = 125^\circ$. В этой фазе существенно отличаются и формы легкой интрузии $R_\rho > 0$ и типичной интрузии более тяжелой жидкости капли, когда $R_\rho < 0$, фотография которой приведена выше на рис. 1 и в [23, 25, 33].

Со временем углубляющаяся каверна заметно искажает геометрию облегающей интрузии, в верхней части которой сохраняется кольцевой вихрь, которому на рис. 3ж соответствуют просветленные диски диаметрами $d_{cv}^l = 1.2$ мм слева и $d_{cv}^r = 1.12$ мм справа. При этом толщина остатка интрузии – окрашенного слоя в центре течения, не превышает $h_{in} = 0.25$ мм.

В распределении пигмента на стенках каверны заметны элементы кольцевых структур в верхней и вертикальных волокон в нижней части каверны. В тороидальном вихре, сохраняющимся в верхней части интрузии на рис. 3з, также выделены диски диаметрами $d_{cv}^{1l} = 1$ мм слева и $d_{cv}^{1r} = 0.9$ мм

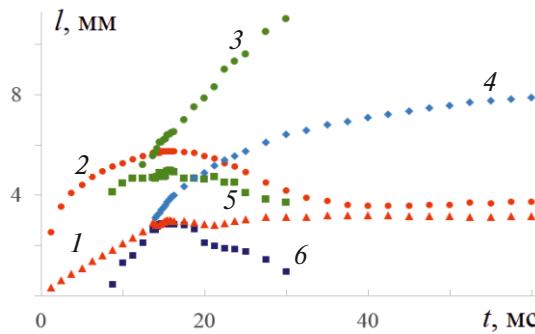


Рис. 4. Эволюция размеров структурных компонентов картины слияния капли этанола с водой: линии 1, 2 – глубина $h_{in}(t)$ и диаметр $d_{in}(t)$ интрузии; 3 – диаметр депрессии $d_d(t)$; 4 – глубина нижней кромки погружающегося объема $h_{2d}(t)$; 5, 6 – диаметр $d_{ca}(t)$ и глубина $h_{ca}(t)$ каверны.

справа. При этом толщина окрашенного слоя – остатка интрузии в центре течения, не превышает $h_{in} = 0.17$ мм.

Далее кромка конического дна начинающей стягиваться каверны уплощается и под ним в течение $\Delta t = 0.5$ мс формируется компактный частично обесцвеченный объем жидкости диаметром $d_{2s} = 0.9$ мм (рис. 3ж). Конус каверны глубиной $h_{ca} = 2.86$ мм при этом несколько расширяется, угол при ее основании становится равным $\varphi_{ca} = 118^\circ$, угол раскрытия нижней конической поверхности интрузии равен $\varphi_{in} = 124^\circ$ (рис. 3з). Диаметры сечений первичного тороидального вихря в верхней части интрузии практически не меняются и равны $d_{cv}^l = 0.98$ мм, $d_{cv}^r = 0.86$ мм. Далее окрашенный объем, принимающий сферическую форму, выталкивается вниз, в толщу жидкости.

Временная изменчивость параметров геометрии течения представлена на рис. 4. Нижняя кромка интрузии продвигается в толщу жидкости с постоянной скорость $u_{in} = 0.2$ м/с на интервале $0 < t < 16$ мс. После достижения экстремума интрузия несколько стягивается, при $t > 16$ мс ее высота почти стабилизируется $h_{in}(t) = 0.01t + 2.6$ мм. Темп роста диаметра интрузии со временем падает, максимум ее размера $d_{in}^{in}(t) = 5.76$ мм достигается при $t = 16.5$ мс. Далее интрузия несколько сжимается $d_{in}(t) = 90t^{-1} + 1.2$ мм, затем вновь расширяется. Высота интрузии – расстояние между ее крайними точками вначале монотонно растет, а после отделения вихря от свободной поверхности меняется незначительно.

Каверна с плоским дном диаметром $d_{ca} = 4.14$ мм появляется с запаздыванием при $t = 8.5$ мс. На интервале $8.5 < t < 16$ мс ее диаметр неравномерно увеличивается, достигает максимума при $t = 16$ мс и далее неравномерно убывает. Глубина растущей каверны достигает максимума при $t = 16$ мс и далее медленно спадает.

На второй стадии эволюции картины течений, когда происходит коллапс каверны, начинается стягивание интрузии, и появляются новые структурные компоненты, форму которых иллюстрируют выборки из видеофильма, представленные на рис. 5. В этой фазе формы легкой интрузии при $R_p > 0$ и типичной интрузии более тяжелой жидкости капли, представленной на рис. 1 ($R_p < 0$) заметно отличаются. В ходе дальнейшей эволюции в картине течения наблюдается погружение и остановка компактного объема легкой жидкости, образующего вторичную легкую интрузию.

Здесь коническая каверна с углом при вершине $\varphi_{ca} = 118^\circ$ окружена деформированным остатком интрузии, нижняя кромка которой также приобретает коническую форму с углом раскрытия $\varphi_{in} = 139^\circ$ (рис. 5а). Высота интрузии продолжает увеличиваться, угол при основании нижней кромки интрузии равен $\varphi_{in} = 137^\circ$ (рис. 5б). В распределении пигмента на стенках конической каверны выделены кольцевые структуры в верхней и вертикальные в нижней части изображения (рис. 5а, б).

Сформировавшийся объем жидкости полностью отделяется от кромки дна каверны при $t = 15.25$ мс (рис. 5а). С удалением погружающийся объем принимает типичную форму вихря на толстой ножке с выпуклым оголовком диаметром $d_{2v} = 0.9$ мм и плоским дном. С интрузией вихрь соединяет тонкий цилиндрический след, который, в силу оптической прозрачности, на приводимых фотографиях представлен двумя тонкими вертикальными полосками на краях, где лучи света проходят по касательной к окрашенной поверхности. Ширина следа в сужении за погружающимся легким вихрем не превышает $\delta_w < 0.15$ мм.

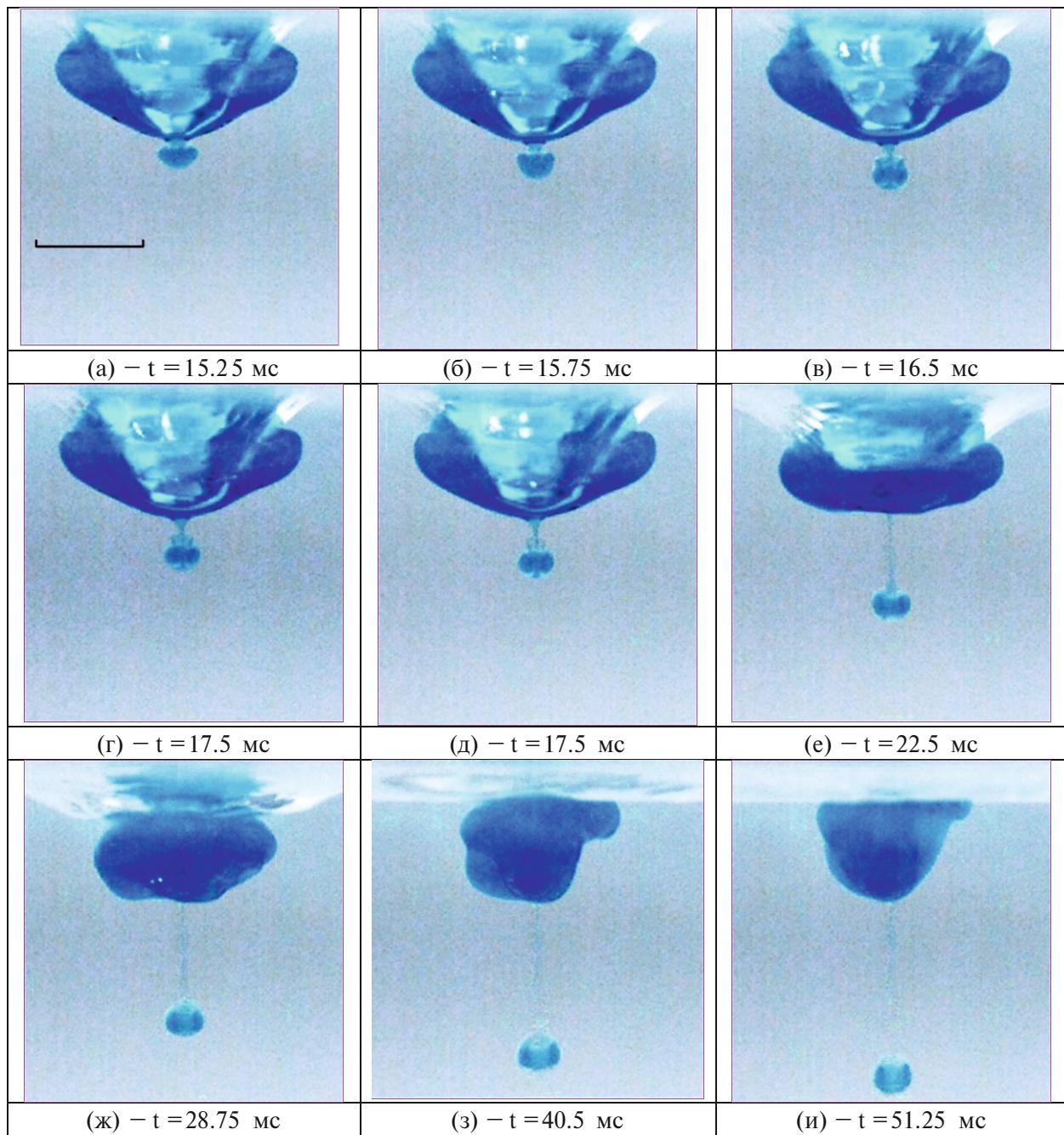


Рис. 5. Эволюция картины течения на этапе погружения выброшенного со дна каверны легкого окрашенного вихря с этанолом на интервале $15.25 < t < 51.25$ мс. Параметры опыта приведены на рис. 3. Длина маркера на (а) – 2 мм.

После достижения максимальной глубины $h_{ca}(t) = 2.87$ мм дно каверны и нижняя кромка интрузии начинают скругляться (рис. 5в). Постепенно распределение окраски в погружающемся объеме с двумя темными ядрами и прозрачной оболочкой принимает вид, типичный для сферического вихря. Между погружающимся сферическим объемом и дном каверны остается окрашенная цилиндрическая “шейка” высотой $h_{ne} = 0.3$ мм и диаметром $d_{ne} = 0.13$ мм (рис. 5г).

С началом схлопывания каверны оболочка, оконтуривающая первичную интрузию, все более просветляется. Диффузность границы области интрузии этанола подчеркивает различие процессов слияния раствора вещества, химически реагирующего с принимающей жидкостью, и химически нейтрального раствора электролита [33].

При коллапсе дно каверны скругляется, диаметр увеличивается. При этом всплывающая вместе с каверной более легкая интрузия, на периферии которой все еще прослеживаются два круга диаметром $d_{cv}^l = 0.8$ мм, $d_{cv}^r = 0.93$ мм, подтекает под дно каверны (рис. 5д). Вокруг каверны начинает формироваться коническая депрессия.

Постепенно погружающийся объем принимает вид деформированного сферического вихря диаметром $d_{vs} = 0.9$ мм с выпуклой головной частью и вогнутой донной, к которой примыкает цилиндрический след диаметром $d_{vw} = 1.5$ мм (рис. 5е). В поперечном распределении красителя в погружающемся вихре четко выражены две оптически более плотные области, которые можно интерпретировать как сечения внутреннего вихревого кольца. Погружающийся вихорек практически не увеличивается в размерах, медленно теряет пигмент и оставляет быстро исчезающий след (рис. 5е). При этом перестраивающаяся первичная интрузия собирается в плоский вертикальный цилиндр с остатком вихревого кольца во внешней части, примыкающий к плоскому дну каверны. Горизонтальный размер конической депрессии быстро увеличивается.

По мере схлопывания каверны охватывающая ее интрузия деформируется все сильнее и теряет аксиальную симметрию. Плотность окраски интрузии теряет однородность, в ней выражена более симметричная центральная часть – окрашенный образ каверны. Движение погружающегося вихря начинает замедляться (рис. 5ж).

В процессе коллапса каверны первичная интрузия стягивается и преобразуется в компактный конический объем в центре картины течения (рис. 5з). Верхнюю часть интрузии заполняет остаток вихря, а в нижней – воспроизводится образ каверны.

Погружающийся вихорек останавливается на расстоянии $H_{2i} = 4.87$ мм от нижней кромки интрузии и образует вторичную интрузию диаметром $d_{2i} = 0.5$ мм и высотой $h_{2i} = 0.28$ мм, внешняя часть которой имеет форму, близкую к цилиндрической (рис. 5и). Остаток легкой жидкости в центре постепенно вытягивается и отделяется от оболочки.

Колеблющаяся первичная интрузия, форма которой непрерывно изменяется, растекается вдоль свободной поверхности жидкости.

Картины эволюции течения дополняются данным измерений размеров погружающегося вихря, представленными на рис. 6. После отделения от каверны на интервале $14 < t < 15.5$ мс размеры вихря линейно растут со временем, диаметр $d_{sv} = 0.11t$ и высота $h_{sv} = 0.18t$ достигают своих максимальных значений $d_{sv}^m = 0.96$ мм, $h_{sv}^m = 0.69$ мм при $t = 15.25$ мс и далее нерегулярно меняются возле средних значений $\bar{d}_s = 0.91$ мм, $\bar{h}_s = 0.66$ мм.

При этом диаметр вихря увеличивается незначительно (кривая 1 на рис. 6), а высота – довольно заметно (кривая 2 на рис. 6). Во время погружения вихрь нерегулярно осциллирует при этом его диаметр несколько уменьшается ($d_{sv}(t) = -0.004t + 1$ мм при $t > 37$ мс), а нестационарно меняющаяся высота увеличивается ($h_{sv}(t) = 0.013t + 0.57$ мм при $t > 32$ мс). Слабая и нерегулярная изменчивость размеров погружающегося вихря не согласуется с оценками для плавучих вихрей, приведенными в [29].

Из вида графиков на рис. 7 следует, что глубина погружения нижней кромки выброшенного вихря монотонно растет со временем и аппроксимируется выражением $h_{2d}(t) = 3.1t^{1/4}$.

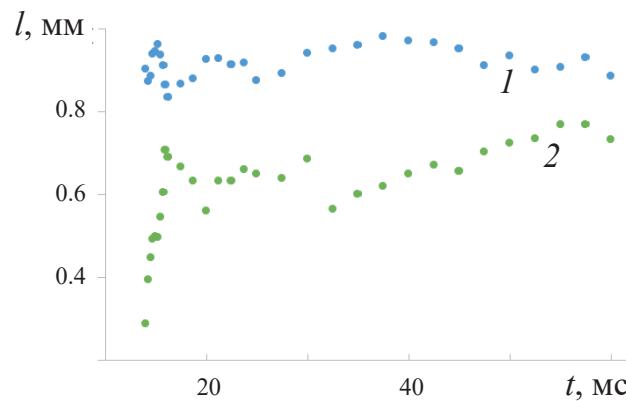


Рис. 6. Эволюция размеров погружающегося вихря: кривые 1, 2 – диаметр d_{sv} и высота h_{sv} .

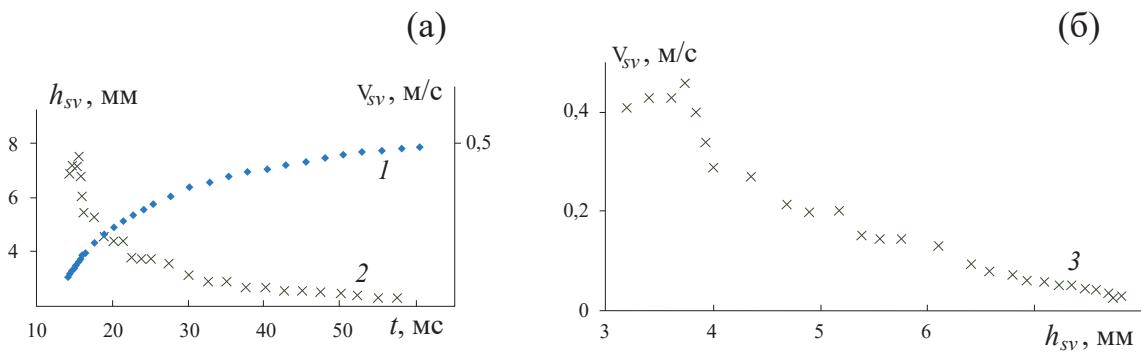


Рис. 7. Параметры движения погружающегося вихря: (а) зависимости глубины h_{sv} (1) и скорости погружения нижней кромки v_{sv} (2) от времени $h_{2d}(t) = 3.1t^{1/4}$; (б) зависимость скорости погружения v_{sv} от глубины h_{sv} .

Скорость погружения вихря в течение нескольких первых микросекунд его движения несколько увеличивается, а далее убывает под влиянием действия плавучести, обусловленной разностью плотностей жидкостей в содержащем этанол вихре и окружающей воде. В зависимости скорости погружения вихря от глубины, приведенной на рис. 7б, выражен рост и краткое падение на начальном участке и монотонное уменьшение на основной траектории.

Выборки из видеофильма, иллюстрирующие картину течения на заключительной стадии всплытия и растекания интрузии вдоль свободной поверхности, формирования всплывающего объема легкой жидкости и его трансформации в растущий кольцевой вихрь, приведены на рис. 8 (масштаб изменен).

В остатке первичной интрузии овальной формы, примыкающей к свободной поверхности, выражена внешняя слабо окрашенная оболочка толщиной до $\delta_{en} = 0.3$ мм и более плотно окрашенное ядро. Остановившийся погружающийся объем более легкой жидкости образует вторичную интрузию сферической формы, в которой выражены две темные прослойки — образы окрашенного цилиндра высотой $h_{2in} = 0.62$ мм и диаметром $d_{2in} = 0.87$ мм, содержащие легкую жидкость, содержащуюся в деформированном ядре погружающегося вихря (рис. 8а).

Со временем ширина светлой оболочки основной приповерхностной интрузии растет и через $\Delta t = 16.5$ мс ее толщина достигает $\delta_{en} = 0.5$ мм (рис. 8б). Из центра вторичной интрузии под действием плавучести начинает выдавливаться более легкая жидкость. В донной части интрузии образуется прозрачная впадина, а на вершине появляется окрашенный выступ конической формы (рис. 8б).

Далее высокоградиентные прослойки вторичной интрузии раскрываются и принимают коническую форму (рис. 8в). В верхней части всплывающего объема формируется плотно окрашенный объем, содержащий этанол. Первичная интрузия разделяется на два более плотно окрашенных объема, разделенных областью слабоокрашенной жидкости с элементами тонких более плотно окрашенных петель.

По мере движения в головной части всплывающего объема начинает формироваться кольцевой вихрь с выпуклой вершиной, цилиндрическая оболочка которого остается связанной с коническим остатком вторичной интрузии (рис. 8г). Центральная область течения окрашена менее плотно, чем оболочка.

Первичная интрузия продолжает активно растекаться в тонком слое под свободной поверхностью, в котором присутствуют окрашенные петли.

Картина всплывающего течения преобразуется от кадра к кадру на рис. 8в—е — головная часть приобретает грибообразную форму с выпуклой передней и вогнутой задней кромкой, медленно всплывающая оболочка вторичной интрузии — бутылкообразную. Оба элемента течения связывает цилиндрический след за головным вихрем.

Диаметр цилиндрического следа в области контакта с головным вихрем прогрессивно уменьшается (рис. 8д—е). В то же время диаметр остатка оболочки интрузии, образующий основания следа, форма которого становится все более симметричной, увеличивается.

На заключительной стадии процесс слияния капли этанола с водой, представленной на рис. 8ж, з, растекающаяся первичная интрузия смешивается с принимающей жидкостью. Полная толщина окрашенного слоя, содержащего пигмент, уменьшается, окраска просветляется. Толщина диффузной

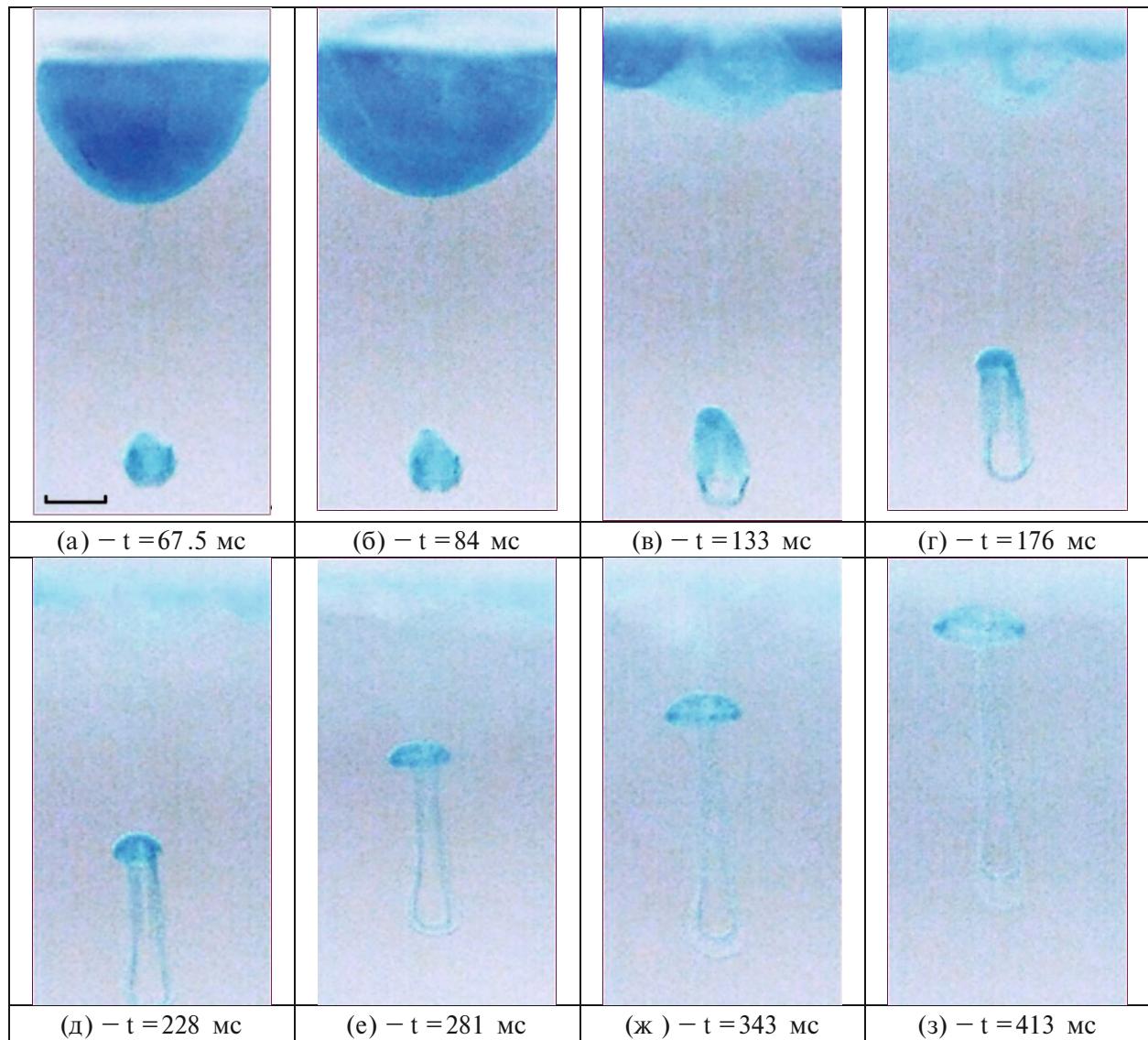


Рис. 8. Заключительная стадия процесса слияния капли 95% раствора этанола с водой: растекание первичной интрузии вдоль свободной поверхности и всплытие вихря, оставляющего окрашенный цилиндрический след. Длина маркера на (а) – 1 мм.

границы, оконтуривающей более плотно окрашенные части интрузии, неравномерно увеличивается. Сравнения структуры и геометрии: высоты, формы нижней границы первичной интрузии, интенсивности окраски на заключительных кадрах, приведенных на рис. 5 и 8 иллюстрируют сложность многомасштабных гидродинамических и физико-химических процессов, одновременно протекающих в области контакта этанола с водой.

Выброшенное в жидкость кольцо практически неизменного размера замедляется, останавливается и образует вторичную интрузию, (кривая 1, рис. 9) которая после некоторой паузы начинает всплывать с постоянной скоростью (кривая 2, рис. 9).

Далее головная часть всплывающей вторичной интрузии, последовательно меняющая свою форму, отделяется от оболочки вторичной интрузии и перестраивается во всплывающее вихревое кольцо. Диаметр головного вихря со временем равномерно увеличивается (кривая 3, рис. 9) и аппроксимируется функцией $d_{rv}(t) = 0.004t$ мм или $d_{rv}(t) = 8 \cdot 10^{-6}t^2 + 0.37$ мм. Увеличивающаяся толщина вихря, которая аппроксимируется функцией $\delta_{rv}(t) = 0.0018t$ (кривая 4, рис. 9,) меняется менее регулярно.

Изменение высоты окрашенной границы области всплывающей жидкости на рис. 8 г–з подчеркивает различие скоростей движения головного кольцевого вихря и донной части остатка интрузии легкой жидкости, которая постепенно принимает бутылкообразную форму.

Эволюцию положения нижней кромки остатка интрузии иллюстрирует кривая 1, рис. 10, которая аппроксимируется функцией $h_l(t) = -0.008(t) + 8.3$ мм при $t > 127$ мс, Положение верхней кромки всплывающего вихря показывает кривая 2, рис. 9, которая представляется функцией $h_{rv}(t) = -0.02(t) + 6.7$ мм при $t > 102$ мс.

В центре следа формируется прозрачное ядро, образованное захватываемой вихрем принимающей жидкости. В структуре оболочки следа выражен плотно окрашенный внутренний слой с высоким содержанием этанола и более прозрачный внешний слой, отделенные четкими границами. Толщины слоев со временем растут. Выпуклая фронтальная оболочка всплывающего вихря постепенно просветляется, кольцевое ядро остается темным. Общий контраст окрашенной и фоновой частей течения падает вследствие диффузии веществ и химической реакции этанола с водой.

В зависимости скорости всплытия вихря u_{sv} , формирующегося из вторичной интрузии, от глубины h_{sv} , приведенной на рис. 11, отмечается быстрое ускорение на начальном участке трансформации

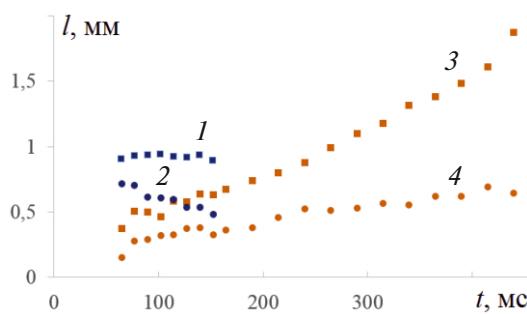


Рис. 9. Геометрия всплывающего вихря: 1, 2 – диаметр d_{2in} и высота h_{2in} вторичной интрузии; 3, 4. – диаметр d_{rv} и толщина δ_{rv} всплывающего вихревого кольца.

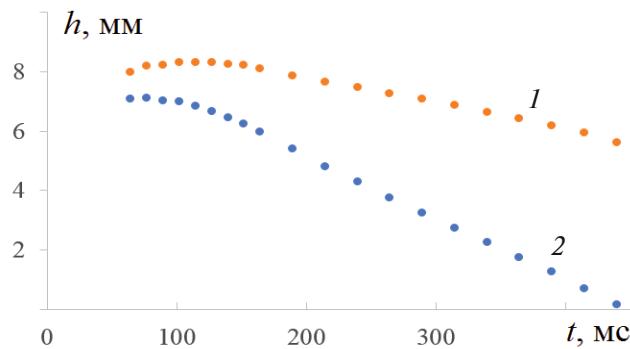


Рис. 10. Параметры движения всплывающего вихря и вторичной интрузии: зависимости глубины нижней кромки интрузии h_l (1) и глубины вершины вихря h_{rv} (2) от времени.

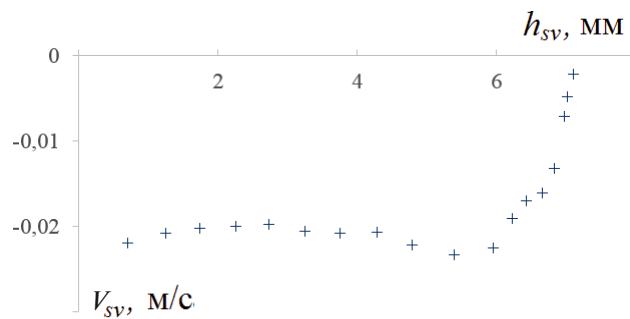


Рис. 11. Зависимость скорости всплытия вихревого кольца от глубины.

легкого объема в вихревое кольцо и незначительные вариации около постоянного значения по мере всплытия с увеличением диаметра вихря d_{rv} .

Зависимости основных параметров движения кольца — диаметра d_{rv} и скорости всплытия u_{sv} также отличаются от приведенных в [29].

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Состав контактирующих жидкостей, преобразования термодинамических потенциалов и знак плотностного отношения R_p существенно влияют на динамику и структуру течения, формирующуюся при слиянии свободно падающей капли с покоящейся принимающей жидкостью в интрузивном режиме при $R_E < 1$.

Слияние с водой капель более плотной жидкости (в данных опытах — разбавленного раствора перманганата калия, в ранее выполненных опытах использовались растворы родамина [8], пищевого красителя [19], перманганата калия $KMnO_4$ [20], флюоресцеина [22, 26], ализариновых чернил [31–33]) происходит по традиционному сценарию. Процесс слияния начинается с выноса контактной поверхности за границу пятна втекания капли и образования общей выпуклой свободной поверхности жидкостей. Втекающая в толщу принимающей жидкости капля образует интрузию, в которой формируется торOIDальный вихрь, частично захватывающий принимающую жидкость. Каверна, формирующаяся с запаздыванием, имеет вначале плоское, позднее округлое дно. Образующийся кольцевой вихрь, захватывает вещество интрузии и погружается под действием избыточной плотности, инерции и градиента давления, создаваемого деформируемой поверхностью жидкости. По мере погружения размеры вихревого кольца монотонно растут.

Свободно падающая капля 95% этанола, смешивающаяся и химически реагирующая с принимающей средой, при слиянии с водой также втекает в толщу жидкости и образует всплывающую интрузию с торOIDальным вихрем. Начальный этап формирования вихря визуализирован в [25]. Интрузия легкой жидкости стремится примкнуть к свободной поверхности и деформирует каверну, которая принимает коническую форму. С окончания конической каверны в толщу жидкости выбрасывается компактный объем, содержащий легкий этанол. Объем постепенно преобразуется в погружающийся вихрь, размеры которого практически сохраняются во время движения. Вихрь оставляет тонкий слабо окрашенный след. Постепенно вихрь останавливается и трансформируется во вторичную интрузию с неравномерным распределением окраски. Далее центральная часть интрузии выдавливается из оболочки, начинает всплывать и трансформируется в кольцевой вихрь. Цилиндрический след вихря образует единую систему с остатком оболочки вторичной интрузии, принимающей бутылкообразную форму. Диаметр всплывающего кольцевого вихря практически линейно растет со временем. Первичная интрузия энергично растекается вдоль свободной поверхности и растворяется в принимающей жидкости.

Свойства движущегося по инерции погружающегося вихря, содержащего этанол, и всплывающего, сформировавшегося из покоящейся интрузии после его остановки, заметно отличаются. Вынужденно движущийся вихрь сохраняет свои размеры и оставляет тонкий слабо окрашенный след. Всплывающий вихрь энергично расширяется и оставляет более плотно окрашенный цилиндрический след.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом скоростной цветной видеорегистрации при многоточечном освещении прослежена эволюция картины течения при слиянии в интрузивном режиме капель 0.01% раствора перманганата калия и 95% этанола, подкрашенного бриллиантовым зеленым.

Основным элементом картины течения при слиянии капли раствора перманганата калия является погружающийся в толщину жидкости вихрь, формирующийся из тонущей первичной интрузии, ранее неоднократно изученный экспериментально для различных пар веществ, растворы которых имеют большую плотность, чем принимающая жидкость.

В более сложной картине течения при слиянии капли этанола формируется всплывающая интрузия, включающая кольцевой вихрь. Интрузия обжимает растущую каверну, которая принимает коническую форму. При достижении максимальной глубины с окончания каверны в толщу жидкости выбрасывается объем легкой жидкости, трансформирующийся в погружающийся вихрь. Вынужденно

погружающийся вихрь практически сохраняет свои размеры. Остановившийся вихрь образует вторичную интрузию, из центра которой начинает всплывать легкая жидкость. Постепенно всплывающая жидкость трансформируется в вихревое кольцо. Диаметр и толщина всплывающего вихря линейно растут со временем.

Представляет интерес более детальное изучение перестройки распределений термодинамических потенциалов и их производных – термодинамических величин, на структуру и динамику течений при слиянии свободно падающей капли и в интрузивном, и в других режимах течений.

Работа выполнена на модернизированных стендах Уникальной исследовательской установки “ГФК ИПМех РАН” в рамках государственного задания, номер госрегистрации: 124012500442-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rogers W.B.* On the formation of rotating rings by air and liquids under certain conditions of discharge // Amer. J. Sci., Second Ser. 1858. V. 26. P. 246–258. <https://biodiversitylibrary.org/page/36868460>
2. *Thomson J.J., Newall H.F.* On the formation of vortex rings by drops falling into liquids, and some allied phenomena // Proc. R. Soc. London. 1885. V. 29. P. 417–436. <https://doi.org/10.1098/rspl.1885.0034>
3. *Thompson D. W.* On Growth and Form. Cambridge University Press. Cambridge. UK. 1917. 793 p.
4. *Edgerton H.E., Killian Jr. J.R. Flash.* Hale, Cushman and Flint: Boston, USA, 1939. 203 p.
5. *Thoroddse, S.T.; Etoh T.G.; Takehara K.* High-speed imaging of drops and bubbles // Ann. Rev. of Fluid Mech. 2008, 40(1), 257–285. DOI:10.1146/annurev.fluid.40.111406.102215.
6. *Versluis M.* High-speed imaging in fluids // Exp. Fluids. 2013. V.54(2). P. 1–35.
7. *Okabe J., Inoue S.* The Generation of Vortex Ring. Kyushu Univ., Rep. Res. Inst. Appl. Mech. 1960, 8(32), 91–101.
8. *Okabe J.; Inoue S.* The generation of vortex rings, II. Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Universit. 1961, V. 9. P. 147–161
9. *Batchelor G. K.* An Introduction to Fluid Dynamics, Cambridge University Press. Cambridge UK. 1967. 615 p.
10. *Chapman D., Critchlow P.* Formation of vortex rings from falling drops // J. of Fluid Mech. 1967. V. 29(1). P. 177–185.
11. *Brutin D.* Drop impingement on a deep liquid surface: study of a crater's sinking dynamics. C. R. Mecanique. 2003. V. 331. P. 61–66. DOI:10.1016/S1631-0721(02)00014-1
12. *Gao T.-C., Chen R.-H., Pu J.-Y., Lin T.-H.* Collision between an ethanol drop and a water drop // Experiments in Fluids. 2005. V. 38. P. 731–738 DOI 10.1007/s00348-005-0952-1.
13. *Wal R.L.V., Berger G.M., Mozes S.D.* The splash/non-splash boundary upon a dry surface and thin fluid film // Experiments in Fluids. 2006. V.40. P. 53–59. DOI 10.1007/s00348-005-0045-1
14. *Zen T.-S., Chou F.-C., Ma J.-L.* Ethanol drop impact on an inclined moving surface // ICHMT. 2010. V. 37. P. 1025–1030. doi:10.1016/j.icheatmasstransfer.2010.05.003.
15. *Bouchard D. J., Andredaki M., Georgoulas A., Marengo M., Chandra S.* Penetration characteristics of a liquid droplet impacting on a narrow gap: Experimental and numerical analysis // Phys. Fluids. 2022. V. 34, 057111; <https://doi.org/10.1063/5.0091045>
16. *Thoraval M.-J., Takehara K., Etoh T. G., Thoroddsen S.T.* Drop impact entrapment of bubble rings // J. Fluid Mech. 2013. V. 724. P. 234–258. DOI:10.1017/jfm.2013.147
17. *Liang G., Mudawar I.* Review of mass and momentum interactions during drop impact on a liquid film // Int. J. Heat Mass Transf. 2016. V.101. P. 577–599. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.05.062>
18. *Kirar P.K., Alvarenga K., Kolhe P., Sahu K.C.* Coalescence of drops on the free-surface of a liquid pool at elevated temperatures // Phys. Fluids. 2020. V. 32, 052103. DOI: 10.1063/5.0007402
19. *Rodriguez F., Mesler R.* The penetration of drop-formed vortex rings into pools of liquid // J. of Colloid and Interface Sc. 1988. V. 121(1). P. 121–129
20. *Durst F.* Penetration length and diameter development of vortex rings generated by impacting water drops // Experiments in Fl. 1996. V. 21. P. 110–117
21. *Dooley B., Warncke A., Gharib M. et al.* Vortex ring generation due to the coalescence of a water drop at a free surface // Experiments in Fl. 1997. V. 22. P. 369–374

22. *Peck B., Sigurdson L., Faulkner B., Buttar I.* An apparatus to study drop-formed vortex rings // *Meas. Sci. Technol.* 1995. V. 6(10). P. 1538–1545
23. *Peck B., Sigurdson L.* The three-dimensional vortex structure of an impacting water drop // *Phys. of Fluids.* 1994. V. 6(2). P. 564–576
24. *Sigurdson L.* *Atom bomb/water drop (P. 78).* In: *Samimy M., Breuer K. S., Leal L.G., Steen P. H.* *A Gallery of Fluid Motion.* Cambridge University Press. Cambridge, UK. 2003. 128 p.
25. *Lee J.S., Park S.J., Lee J.H., Weon B.M., Fezzaa K., Je J.H.* Origin and dynamics of vortex rings in drop splashing // *Nature Commun.* 2015. V. 6(1). DOI:10.1038/ncomms9187
26. *Saha A., Wei Y., Tang X., Law C. K.* Kinematics of vortex ring generated by a drop upon impacting a liquid pool // *J. of Fluid Mech.* 2019. V. 875, P. 842–853. DOI:10.1017/jfm.2019.503
27. *Meleshko V., Aref H.* A bibliography of vortex dynamics 1858–1956 // *Advances in Applied Mechanics.* 2007. V. 41. P. 197–292. DOI:10.1016/s0065-2156(07)41003-1.
28. *Fukumoto Y., Moffatt H.K.* Motion and expansion of a viscous vortex ring. Part 1. A higher-order asymptotic formula for the velocity // *J. Fluid Mech.* 2000. V. 417. P. 1–45. DOI: <https://doi.org/10.1017/S0022112000008995>.
29. *Turner, J. S.* Buoyant Vortex Rings. *Proceedings of the Royal Society A.* 1957. V. 239(1216). P. 61–75. doi:10.1098/rspa.1957.0022
30. *Turner, J. S.* *Buoyancy effects in fluids.* 1980. Cambridge University Press. Cambridge, UK. 412 p.
31. *Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д.* Перенос маркера в составном вихре // *МЖГ.* 2010. №6. С. 12–29 Stepanova E. V., Chashechkin Yu. D., Marker transport in a composite vortex // *Fluid Dyn.* 2010. V. 45 (6). P. 843–858. DOI: 10.1134/S0015462810060025
32. *Чашечкин Ю. Д.* Перенос вещества окрашенной капли в слое жидкости с бегущими плоскими гравитационно–капиллярными волнами // *Известия РАН. ФАО.* 2022. Т. 58, № 2. С. 218–229. DOI: 10.31857/S0002351522020031 Chashechkin Yu. D. Transfer of the substance of a colored drop in a liquid layer with travelling plane gravity–capillary waves // *Izvestiya, AOP.* 2022. V. 58 (2). P. 188–197. DOI: 10.1134/S0001433822020037
33. *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). P. 374. DOI:10.3390/axioms12040374
34. *Zhang Y., Mu Z., Wei Y., Jamil H., Yang Y.* Evolution of the heavy impacting droplet: Via a vortex ring to a bifurcation flower // *Phys. of Fluids.* 2021. V. 33. P. 113603. <https://doi.org/10.1063/5.0064072>
35. *Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю.* Задержка формирования каверны в интрузивном режиме слияния свободно падающей капли с принимающей жидкостью // *Доклады РАН.* 2021. Т. 496 (1). С. 45–50. DOI: 10.31857/s268674002101003x Chashechkin Yu. D., Ilinykh A. Y. The delay in cavity formation in the intrusive coalescence of a freely falling drop with a target fluid // *Doklady Physics.* 2021. V. 66 (1). P. 20–25. DOI: 10.1134/S102833582101002X
36. *Thomson W., Tait P.G.* *A Treatise on Natural Philosophy.* Clarendon Press, Oxford, UK. 1867. 727 p.
37. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука. 1986. 736 с. Landau L.D., Lifshitz E.M. *Fluid Mechanics.* V. 6. Course of Theoretical Physics, Pergamon Press: Oxford, UK, 1987; 560 p.
38. *Feistel R.* Thermodynamic properties of seawater, ice and humid air: TEOS-10, before and beyond // *Ocean Sciences.* 2018. V. 14. P. 471–502. <https://doi.org/10.5194/os-14-471-2018>
39. *Harvey A. H., Hruby J., Meier K.* Improved and always improving: reference formulations for thermophysical properties of water // *J. of Phys. and Chem. Ref. Data.* 2023. V. 52. P. 011501. doi: 10.1063/5.0125524.
40. *Eisenberg D., Kauzmann W.* *The Structure and Properties of Water (Oxford Classic Texts in the Physical Sciences).* Oxford University Press: Oxford, UK. 2005. 308p.
41. *Teschke O., de Souza E.F.* Water molecule clusters measured at water/air interfaces using atomic force microscopy // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2005. V. 7(22). P. 3856–3865. DOI: <https://doi.org/10.1039/B511257E>
42. *Bunkin N.F., Suyazov N.V., Shkirin A.V., Ignat'ev P.S., Indukayev K.V.* Study of Nanostructure of highly purified water by measuring scattering matrix elements of laser radiation // *Phys. Wave Phenom.* 2008. V. 16. P. 243–260. DOI: 10.3103/S1541308X08040018
43. *Malenkov G. G.* Structure and dynamics of surfaces of thin films and water microdroplets // *Colloid Jour.* 2010. V. 72(5). P. 649–659. DOI: 10.1134/S1061933X1005011X.
44. *Chashechkin Y.D.* Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // *Axioms.* 2021. V. 10(4). P. 286. <https://doi.org/10.3390/axioms10040286>

45. *Naifeh A.* Introduction to Perturbation Methods. New York. Wiley-VCH. 1981. Найфэ А. Введение в методы возмущений. М.: Мир. 1984. 532 с.
46. *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). P. 586. <https://doi.org/10.3390/math9060586>.
47. *Chashechkin Y.D., Ochirov A.A.* Periodic flows in a viscous stratified fluid in a homogeneous gravitational field // Mathematics. 2023. V. 11. P. 4443. <https://doi.org/10.3390/math11214443>
48. *Li E.Q., Thoraval M.-J., Marston J.O., Thoroddsen S.T.* Early azimuthal instability during drop impact // J. Fluid Mech.. 2018. V.848. P. 821–835. doi:10.1017/jfm.2018.383
49. *Chashechkin Yu.D., Il'inykh A.Yu.* Fine Flow Structure at the Miscible Fluids Contact Domain Boundary in the Impact Mode of Free-Falling Drop Coalescence // Fluids. 2023. 8(10). P. 269. <https://doi.org/10.3390/fluids8100269>.
50. 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/uniqueequip/gfk/#equip>.
51. *Rayleigh L.* Some applications of photography // Nature. 1891. V. 44. P. 249–254.

SUBMERGING AND FLOATING-UP VORTICES IN THE PICTURE OF SMOOTH INFLOW OF A FREE-FALLING ETHANOL DROP INTO WATER

Yu. D. Chashechkin^{a,*} and A. Yu. Il'inykh^{a, **}

^aIshlinsky Institute for Problems in Mechanics, Moscow, 119526 Russia

**e-mail: chakin@ipmnet.ru*

***e-mail: ilynykh@ipmnet.ru*

Abstract—The comparative videorecording of the coalescence pictures of free falling drops of 0.01% water solution of potassium permanganate and 95% ethanol solution of smaller density is performed. The kinetic energy of both fluids is smaller than the potential surface energy. The drop of the solution, whose density is greater than that of the receiving fluid, flows smoothly into the fluid thickness, while a cavity is formed with retardation. The submerging intrusion transforms into an annular vortex, which is pushed by a growing cavity. The ethanol drop also flows into the fluid thickness but forms a floating-up intrusion, which distorts the shape of the retarding cavity. When the conical cavity stops to sharpen and attains a maximum depth, a small vortex, which contains the light fluid, is thrown into the fluid thickness. The dimensions of the vortex forming the secondary intrusion remain almost the same during the motion. The light vortex stops gradually and forms the secondary intrusion. The central region of the secondary intrusion floats up and transforms into a vortex ring. The dimensions of the buoyancy-driven floating-up vortex increase with time. The time dependences of the dimensions of the basic structural components are presented.

Keywords: drops, vortices, vortex ring, experiments, intrusion, density difference