

О ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМАХ ГЕНЕРАЦИИ НАПРАВЛЕННОГО ДВИЖЕНИЯ СУСПЕНЗИЙ, СОДЕРЖАЩИХ АКТИВНЫЕ ЧАСТИЦЫ

И.С. Яковенко

yakovenko.ivan@bk.ru

ОИВТ РАН, Москва, Российская Федерация

Аннотация

Представлены результаты численного исследования гидродинамических течений, возникающих в каплях суспензий, содержащих активные микрочастицы. На основе двухфазной математической модели, учитывающей лагранжево описание движения отдельных частиц и эйлерово описание течения несущей жидкости, изучено влияние геометрии капли, характера и интенсивности активной силы на формирование самосогласованных течений. Модель позволяет разрешить ключевые механизмы взаимодействия: автономное движение частиц и их гидродинамическую обратную связь с жидкостью. Показано, что в сферической капле при случайном направлении активной силы, действующей на каждую частицу, формируется устойчивая крупномасштабная структура течения в виде веретенообразного вихря, который охватывает весь объем жидкости. В случае направленного действия активной силы возникает тороидальное течение, определяющее выраженное смещение центра масс системы, что может служить механизмом направленного движения капли суспензии как целого. Установлено, что характер и топология внутренних течений существенно зависят от кинетических параметров активной силы, при этом наблюдается четкий переход от начального хаотического движения частиц к организованному коллективному динамическому состоянию. Полученные результаты позволяют идентифицировать характерные гидродинамические закономерности и картины течения, лежащие в основе механизмов самодвижения активных суспензий, и создают основу для анализа более сложных явлений в микрофлюидике

Ключевые слова

Активная материя, микропловцы, броуновские моторы, численное моделирование

Поступила 12.12.2025

Принята 25.12.2025

© Автор(ы), 2026

*Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 24-12-00345,
<https://rscf.ru/project/24-12-00345>)*

Введение. В последние два десятилетия физика активной материи стала одной из наиболее динамично развивающихся междисциплинарных областей [1]. Интерес к ней обусловлен как фундаментальной значимостью изучения коллективного поведения и фазовых переходов в неравновесных системах, так и перспективами приложений в микроробототехнике, целевой доставке лекарств и создании адаптивных материалов [2]. Одно из ключевых явлений в этой области — возникновение направленного макроскопического движения из хаотической микромасштабной активности. Когда активные микрочастицы (микроплывцы) взвешены внутри капли жидкости, их коллективная динамика может генерировать устойчивое движение всей системы как целого, что представляет собой пример перехода от хаоса к порядку в неравновесных системах [3].

Фундаментальной основой такого упорядоченного движения является спонтанное нарушение симметрии внутренних течений. Первоначально покоящаяся жидкость, содержащая активные микрочастицы, переходит в состояние направленного движения вследствие генерации асимметричных полей скорости и давления [4]. Этот переход можно рассматривать как фазовый, при котором система выходит из статического равновесия и переходит в динамическое состояние с направленным движением.

Из многообразия активных коллоидных систем отдельный интерес представляют активные эмульсии, в которой частицами являются капли жидкости, распределенные в объеме другой несмешиваемой жидкости (например, эмульсии масло-в-воде). Описаны различные механизмы, ответственные за возникновение движения капель. Классический и наиболее исследованный — эффект Марангони, возникающий в результате формирования градиентов поверхностного натяжения [5, 6]. При химической активности отдельных компонентов эмульсии в окрестности поверхности капель продукты реакции создают неоднородное распределение поверхностно-активных веществ, что приводит к формированию поверхностных течений. Результаты экспериментальных исследований показали, что скорость самодвижущейся капли зависит от ее размера, концентрации растворяемого компонента и физико-химических свойств окружающей среды [7].

Альтернативный механизм связан со смещением центра масс ввиду асимметричного распределения компонент эмульсии в капле или внутренних течений [8]. Этот механизм может реализовываться при сохранении формы капли, поскольку асимметричность внутренних потоков жидкости достаточна для возникновения движения центра масс.

Особый интерес представляет механизм деформации границы раздела фаз в результате внутренней активности. Когда активные частицы движутся внутри капли неравномерно, они создают асимметричное поле давления, что приводит к деформации капли [9]. Особенно сложные эффекты возникают при адсорбции микрочастиц на границе раздела фаз, где может происходить динамический переход (jamming transition), существенно влияющий на форму и движение частицы [10].

Согласно результатам недавних исследований [11], механизм активного движения капель может быть связан с включением в их состав микро- или наночастиц, которые являются активными. В этом случае движение жидкости внутри капель инициируется в результате активного движения активных частиц, самоорганизующегося в форме крупномасштабных вихревых структур [12]. В качестве активных частиц в таких эмульсиях сложного состава целесообразно использовать светопоглощающие янус-частицы, которые достаточно хорошо исследованы. Например, современные исследования [13] установили важную роль фотетических эффектов, проявляющихся в движении янус-частиц на фоне градиентов концентраций, температуры или электрического поля в несущей фазе. Коллективное движение таких частиц в жидкости приводит к формированию неоднородных полей концентраций и давлений. Взаимодействие между фотетическими частицами осуществляется напрямую через влияние на соответствующие градиенты в несущей фазе и через гидродинамические возмущения, где посредником для взаимодействий между частицами является несущая фаза, что приводит к разнообразному коллективному поведению — от динамической кластеризации до фазового разделения [14].

Несмотря на значительный прогресс в понимании отдельных механизмов активного движения капель в эмульсии, недостаточно изучен вопрос о взаимодействии и конкуренции этих механизмов [15]. Численное моделирование таких систем имеет значительную вычислительную сложность, особенно если необходимо одновременно учитывать дискретную природу ансамбля частиц и их гидродинамическое взаимодействие со средой. Большинство существующих работ сфокусировано на отдельных механизмах движения либо на использовании сильных упрощений, при которых частицы рассматриваются как непрерывное активное поле [16].

Цель работы — представить результаты численного исследования конфигураций течений, формирующихся в микрокаплях суспензий, которые содержат активные микрочастицы. Основное внимание уделено изучению влияния интенсивности активной силы, действующей на микро-

частицы, и направления ее действия. В рамках исследования разработана и реализована двухфазная гидродинамическая модель, которая позволяет одновременно отслеживать движение отдельных частиц и поле течения жидкости.

Исследование не включает в себя прямое моделирование движения капли в окружающей жидкости, эффекта Марангони или упругой деформации границы, однако получаемые детальные картины течений позволяют идентифицировать характерные паттерны, которые служат основой для анализа механизмов активного движения в реальных физических экспериментах. Проведенное исследование предоставляет гидродинамическую основу для понимания и интерпретации широкого класса явлений в активных суспензиях и может найти применение при разработке микрореакторов и систем целевой доставки лекарственных средств, где надежное управление движением микрокапель имеет первостепенное значение.

Материалы и методы. В основе работы лежит модель активной системы, представляющей собой сферические частицы заданного размера и массы, взвешенные в капле жидкости с известной плотностью и вязкостью. Для описания динамики такой системы использована двухфазная гидродинамическая модель. В ее рамках движение каждой частицы отслеживается независимо в лагранжевом представлении, в то время как окружающая жидкость моделируется в приближении механики сплошной среды. Используемое двухфазное описание позволяет разрешить ключевые механизмы, определяющие движение коллоидной системы: автономное движение отдельных частиц (микропловцов) и их взаимодействие с жидкостью. Движущиеся частицы вызывают течение жидкости, которое воздействует на частицы через обратную связь в обмене импульсом, что в результате приводит к организации коллективного движения.

Математическая модель движения отдельной частицы (микропловца). В рамках предложенного подхода на каждую частицу непрерывно действует активная сила, которая моделирует тот или иной механизм, обеспечивающий ее движение. Активная сила имеет постоянное значение, но ее направление непрерывно меняется под влиянием стохастических флуктуаций и вращательной диффузии [17]. Кроме того, каждая частица взаимодействует с окружающей жидкостью посредством силы Стокса сопротивления. Уравнение движения для каждой активной частицы:

$$\frac{d\vec{u}_p}{dt} = \vec{F}_p, \quad (1)$$

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{u}_p, \quad (2)$$

где $\vec{u}_p$ — скорость активной частицы; $\vec{F}_p = \vec{F}_{act} + \vec{F}_{St}$ — результирующая сила, действующая на частицу, $\vec{F}_{act}$ — удельная активная сила, $\vec{F}_{St} = -(\vec{u}_p - \vec{u})/\tau_{St}$ — удельная сила Стокса сопротивления, $\vec{u}$ — скорость окружающей жидкости, τ_{St} — время Стокса, характеризующее временной масштаб релаксации скорости движения частиц к скорости несущей фазы; $\vec{x}_p$ — положение частицы в момент времени t . Время Стокса $\tau_{St} = m_p / (3\pi\mu d_p)$. Здесь m_p , d_p — масса и диаметр частиц; μ — динамическая вязкость окружающей жидкости.

Жидкая фаза коллоидной суспензии полагается несжимаемой и вязкой. Эволюция течения жидкости описывается системой уравнений, состоящей из уравнения неразрывности и закона сохранения импульса с учетом межфазного взаимодействия:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \vec{u} - \frac{1}{\rho V} \sum_{N_p} m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt}, \quad (4)$$

где p — давление; ρ — плотность; V — объем жидкости, содержащий N_p частиц. Объемная доля частиц в суспензии n_p связана с числом частиц N_p соотношением $N_p V_p = n_p V$, V_p — объем одной частицы. Отметим, что в рамках принятой математической модели все частицы значительно меньше конечного объема вычислительной ячейки, используемой для разрешения гидродинамического течения. Вследствие этого в каждый момент времени каждая вычислительная ячейка содержит по крайней мере одну активную частицу. Это отличает предлагаемый подход от методов, разрешающих частицы с использованием конечного числа вычислительных ячеек (см., например, [18]). Такие методы могут предоставить дополнительные данные о процессе взаимодействия каждой частицы с окружающей жидкостью, однако здесь в качестве первого приближения принята более простая модель. Следует также отметить, что рассматривается система с относительно малой объемной долей частиц, что в первом приближении позволяет пренебречь парными взаимодействиями между частицами. В связи с этим в рамках настоящей модели взаимодействие частиц друг с другом осуществляется только через обмен импульсом с несущей фазой.

Уравнения несжимаемого течения (3), (4) решены с использованием численного метода, предложенного в [19] для течений с малыми числами Маха. Применяя векторное тождество $(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = \nabla |\vec{u}|^2 / 2 - (\vec{u} \times \vec{\omega})$ ($\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u}$ — завихренность) и определяя энергию торможения на единицу массы как $H \equiv |\vec{u}|^2 / 2 - p / \rho$, уравнение баланса импульса можно записать в виде

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{F} + \nabla H = 0,$$

где

$$\vec{F} = -p \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) - \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \vec{u} + \frac{1}{\rho V} \sum_{N_p} m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt}.$$

Уравнение Пуассона для H :

$$\nabla^2 H = -\nabla \cdot \vec{F}. \quad (5)$$

Численное решение для поля скорости жидкости $\vec{u}$ и давления p получено с использованием алгоритма предиктор-корректор, описанного в [19] и основанного на уравнениях (3)–(5). Уравнение Пуассона (5) решено с использованием многосеточного метода [20, 21].

Уравнения (1) и (2), описывающие движение лагранжевых частиц, интегрируют по следующему алгоритму. На первом этапе решается линеаризованная форма уравнения для импульса частицы:

$$\vec{u}_p^{n+1} = \vec{u} + \left(\vec{u}_p^n - \vec{u} - \tau_{St} (\vec{F}_p) \right) e^{-\delta t_p / \tau_{St}} + \tau_{St} (\vec{F}_p),$$

где δt_p — шаг по времени для интегрирования уравнений движения частиц. На каждом временном шаге координаты частиц обновляются следующим образом:

$$\vec{x}_p^{n+1} = \vec{x}_p^n + \frac{\delta t_p}{2} \left(\vec{u}_p^{n+1} + \vec{u}_p^n \right).$$

Описанные алгоритмы решения уравнений гидродинамики и расчета динамики лагранжевых частиц реализованы в программном комплексе NRG¹, разработанном авторами.

Постановка задачи. В рамках работы проведено моделирование самосогласованных двухфазных течений, возникающих в каплях жидкости,

¹ Numerical reactive gas-dynamics software package. URL: <https://github.com/yakovenko-ivan/NRG> (дата обращения: 10.12.2025).

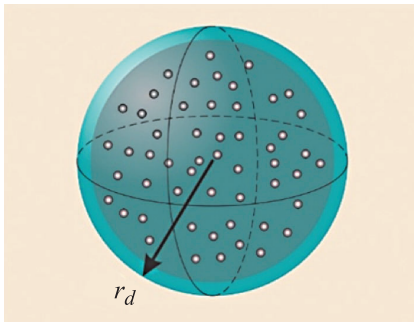


Рис. 1. Схематичное представление геометрии капли

которые содержат активные частицы. Для анализа зависимости топологии течений, формируемых в капле под влиянием динамики самодвижущихся частиц, рассмотрена сферически симметричная капля. Схематично на рис. 1 показана геометрия капли. Характерный размер капли жидкости r_d . Диаметр активных частиц составляет $r_p = 10^{-2} r_d$, число частиц — 9^3 . Координаты частиц в начальный момент времени заданы путем розыгрыша случайной величины внутри сферы радиусом $r_0 = 0,9 r_d$. Начальная скорость частиц равна нулю.

Существует большое разнообразие физических и химических механизмов возникновения активных сил, определяющих самопроизвольное движение частиц в несущей фазе. Абстрагируясь от конкретной природы существования активной силы, исследуем две различные модели описания активной силы. В рамках первой модели активная сила задана вектором $\vec{F}_a$ фиксированной амплитуды. Направление $\vec{F}_a$ выбрано случайным образом каждые η временных шагов расчета газодинамических уравнений δt_g . Выбор направления $\vec{F}_a$ выполнен в соответствии с однородным распределением вблизи вектора $\vec{u}_p$ на поверхности сферического сегмента с углом раскрытия θ . Определение направления $\vec{u}_p$ в качестве опорного для выбора направления активной силы может быть интерпретировано эффектом смещения центра масс для активных янус-частиц с неоднородным покрытием поверхности. Смещение центра масс относительно геометрического центра капли приводит к тому, что активная сила ориентируется по направлению движения частицы [22]. В рамках второй модели направление активной силы задано независимо от направления движения частицы — направление $\vec{F}_a$ выбрано путем определения случайного направления относительно оси z . При этом учтена ориентация частиц, которая определяла «восприимчивость» частицы к активной силе. Так, амплитуда активной силы уменьшалась с углом отклонения от оси z как $|\vec{F}_a| \cos \alpha$ в случае $0 < \alpha < \pi/2$ и обращалась в нуль при $\pi/2 \leq \alpha < \pi$, где α — угол между направлением $\vec{F}_a$ и осью z .

Результаты и их обсуждение. Рассмотрим течения, формируемые в сферической капле жидкости, в результате активного движения частиц

при условии однородного начального распределения частиц в объеме сферы радиусом $r_0 = 0,9r_d$. Распределение активных частиц в капле в моменты времени $0,1\tilde{t}_p$, $10\tilde{t}_p$ и $50\tilde{t}_p$ в случае угла выбора активной силы $\theta = \pi/4$ и ее амплитуды $|F_a| = \tilde{F}_a = 10^{-8} \tilde{u}_p^2 / d_p$ показано на рис. 2. В момент времени $0,1\tilde{t}_p$ (рис. 2, а) распределение частиц близко к начальному, скорость частиц постепенно возрастает под действием активной силы. Скорости частиц распределены случайным образом. С течением времени скорость частиц постепенно возрастает и в момент $20\tilde{t}_p$ (рис. 3) достигает равновесного значения. Выход на равновесие обусловлен взаимной компенсацией влияния активной силы и вязкого сопротивления (стоксовой силы). Стохастическое движение частиц достаточно быстро сменяется на детерминированное, организованное движение. Так, в момент времени $10\tilde{t}_p$ (рис. 2, б) наблюдается формирование устойчивого самосогласованного движения частиц, в ходе которого каждая частица движется по круговой орбите вокруг некоторой оси. Переход к самосогласованному движению наблюдается раньше, чем средняя скорость достигает равновесного значения (см. рис. 3). Кроме средней скорости движения частиц для $\theta = \pi/4$, приведена кривая изменения средней скорости движения частиц для $\theta = \pi/2$. Для $\theta = \pi/2$ равновесная скорость оказывается в 1,6 раз меньше равновесной скорости $\tilde{u}_p$ при $\theta = \pi/4$, что обусловлено уменьшением средней проекции активной силы на направление движения частицы.

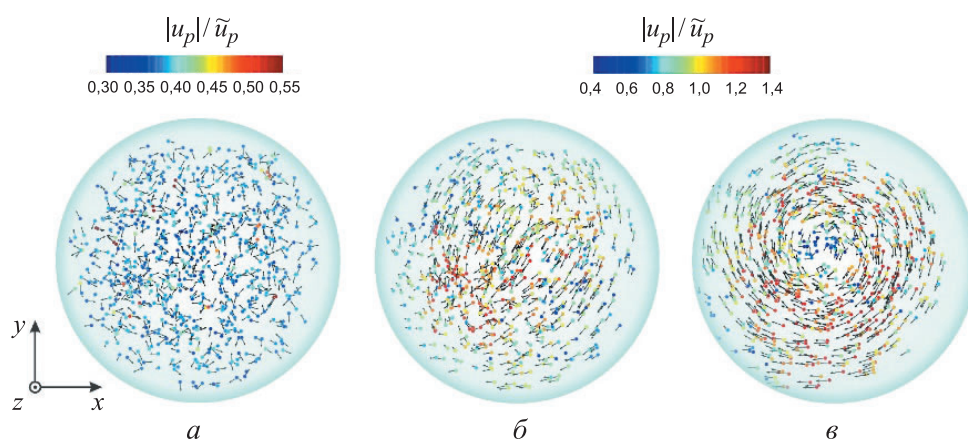


Рис. 2. Распределение частиц в капле в моменты времени $0,1\tilde{t}_p$ (а), $10\tilde{t}_p$ (б) и $50\tilde{t}_p$ (в) (цветом обозначена абсолютная скорость частиц, стрелками — направление движения, угол $\theta = \pi/4$, амплитуда активной силы $|F_a| = \tilde{F}_a$)

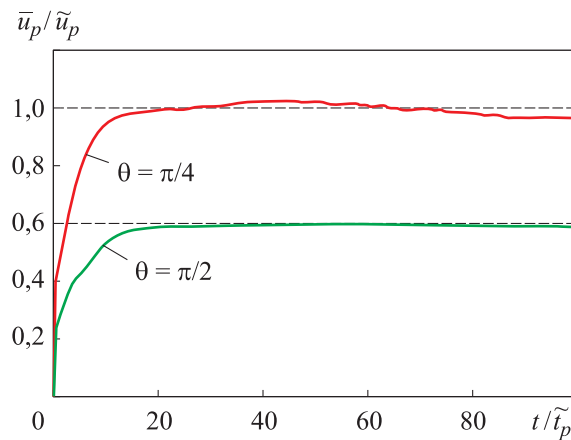


Рис. 3. Временная зависимость средней амплитуды скорости частиц для $\theta = \pi/4$ и $\theta = \pi/2$ при амплитуде активной силы $|F_a| = \tilde{F}_a$

Структуры течений, формируемых в капле и соответствующих закономерностям движения частиц на рис. 2, б, в, приведены на рис. 4. Для моментов времени $10\tilde{t}_p$ и $50\tilde{t}_p$ отчетливо заметны два веретенообразных вихря, охватывающих весь объем жидкости. При этом, согласно линиям тока (см. рис. 4), ось вихря поворачивается с течением времени.

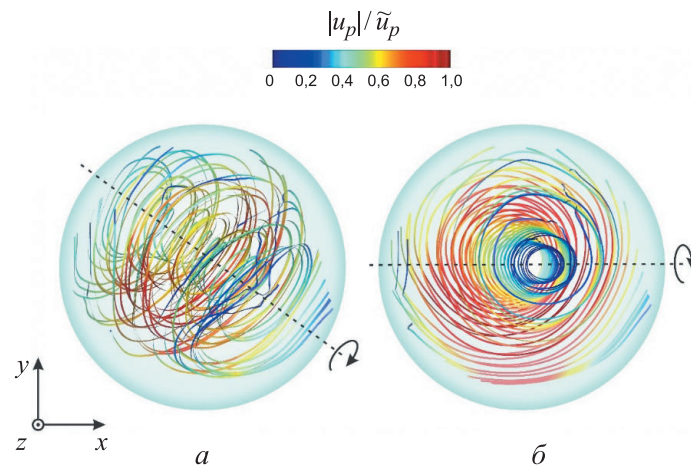


Рис. 4. Структура гидродинамического течения, формируемого внутри капли при движении активных частиц $10\tilde{t}_p$ (а) и $50\tilde{t}_p$ (б) (угол $\theta = \pi/4$, амплитуда активной силы $|F_a| = \tilde{F}_a$)

Структуры гидродинамических течений, формируемых в жидкости при различных углах выбора и амплитудах активной силы, приведены

на рис. 5. В рассматриваемом диапазоне значений параметров веретенообразный вихрь формируется в сферической капле независимо от угла или амплитуды активной силы.

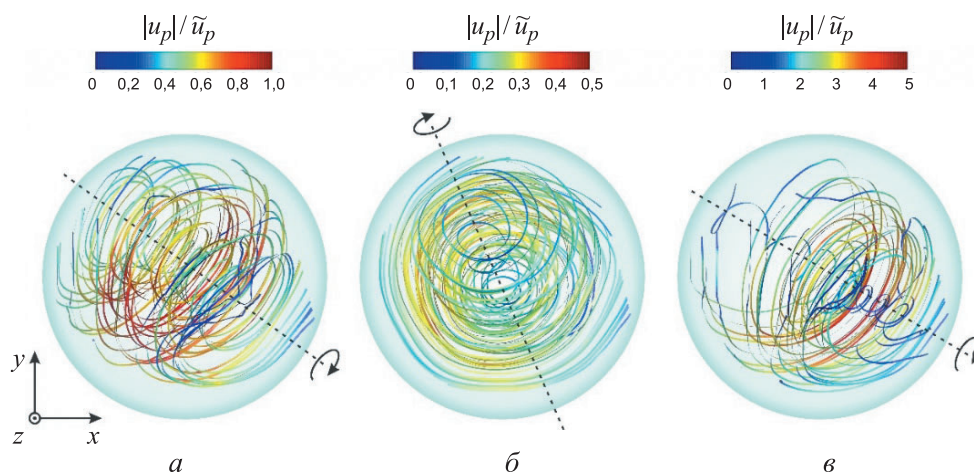


Рис. 5. Структуры гидродинамических течений, формируемых внутри капли при движении активных частиц в момент времени 100 мс при $\theta = \pi/4$, $|F_a| = \tilde{F}_a$ (а), $\theta = \pi/2$, $|F_a| = \tilde{F}_a$ (б), $\theta = \pi/2$, $|F_a| = 10\tilde{F}_a$ (в)

Изменение характера активной силы существенно влияет на динамику частиц и структуру формирующихся в капле гидродинамических течений. Рассмотрим второй вариант модели активной силы, где направление $\vec{F}_a$ выбирается относительно фиксированного направления, совпадающего с осью z . В этом случае движение частиц имеет выделенное направление по оси z (рис. 6, а), которое в свою очередь генерирует направленное течение жидкости. Однако движение частиц нельзя назвать самоорганизующимся, так как его динамика напрямую определяется особенностями выбора направления действия активной силы. В этом случае частицы перемещаются внутри капли и группируются на одной из ее границ (рис. 6, б). Такое направленное движение определяет смещение центра масс капли, что в результате должно привести к ее перемещению. Однако движение, обеспечиваемое этим механизмом, не может переместить каплю более чем на половину ее радиуса. Следует отметить, что скопление частиц вблизи границы капли может вызвать деформацию ее поверхности и изменение поверхностных свойств, в том числе поверхностного натяжения. Структуры течений, формируемых в капле при направленном движении частиц на момент времени $100\tilde{t}_p$, приведены на рис. 7. Направленное течение, возникающее при движении частиц, вследствие сферической топологии

капли генерирует гидродинамическую структуру в виде тороидального вихря. Такое внутреннее течение капли может порождать течение в окружающей жидкости по аналогии с обтеканием капли внешним потоком [23]. Этот дополнительный механизм может быть использован для генерации направленного движения капли в импульсном режиме, когда активная сила модулируется внешним источником, например, лазерным нагревом частиц.

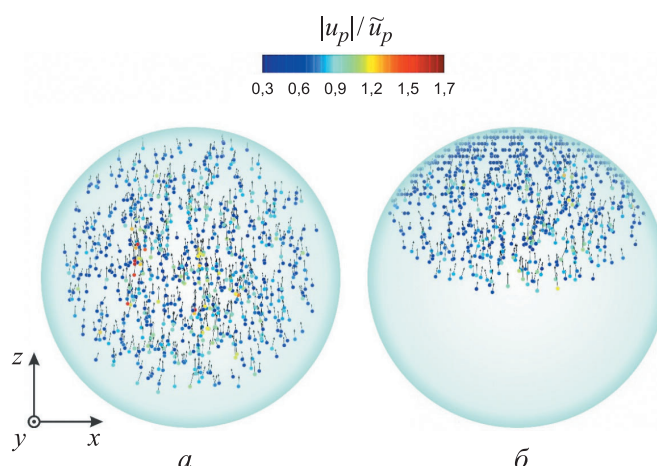


Рис. 6. Распределения частиц в капле на моменты времени $10\tilde{t}_p$ (а) и $100\tilde{t}_p$ (б) при направленном движении частиц (цветом обозначена абсолютная скорость частиц, стрелками — направление движения, амплитуда активной силы $|F_a| = \tilde{F}_a$)

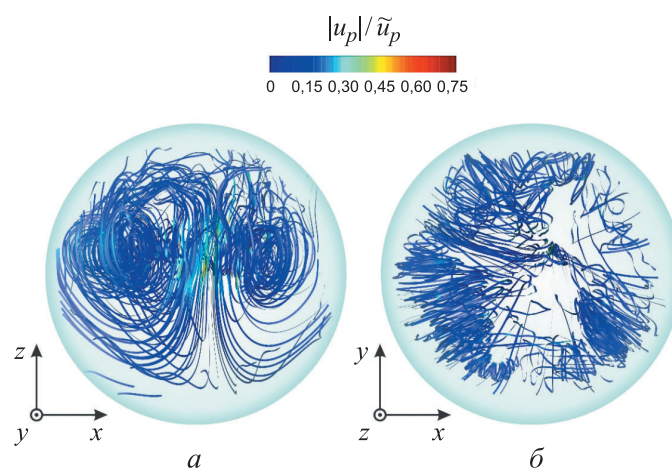


Рис. 7. Структуры гидродинамических течений, формируемых внутри капли при направленном движении частиц на момент времени $100\tilde{t}_p$ вдоль проекций xz (а) и xy (б) (амплитуда активной силы $|F_a| = \tilde{F}_a$)

Заключение. Проведенное численное моделирование позволило установить основные закономерности формирования гидродинамических течений в каплях с активными частицами. В зависимости от характера активной силы в системе возникают принципиально различные режимы течения. При случайной ориентации активной силы наблюдается самоорганизация частиц с образованием устойчивой веретенообразной вихревой структуры, сохраняющейся в течение всего времени моделирования. Направленное действие активной силы приводит к смещению центра масс и формированию тороидального течения, создающего предпосылки для макроскопического движения капли. Показано, что переход к организованному движению происходит значительно раньше установления равновесной скорости частиц. Это свидетельствует о коллективной природе наблюдаемых явлений. Полученные результаты создают основу для дальнейшего изучения механизмов направленного движения активных суспензий и могут быть использованы при разработке микрогидродинамических устройств и систем целевой доставки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Michelin S. Self-propulsion of chemically active droplets. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2023, vol. 55, pp. 77–101. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-120720-012204>
- [2] Kree R., Burada P. S., Zippelius A. From active stresses and forces to self-propulsion of droplets. *J. Fluid Mech.*, 2017, vol. 821, pp. 595–623. DOI: <https://doi.org/10.1017/jfm.2017.244>
- [3] Chen W., Izzet A., Zakine R., et al. Evolving motility of active droplets is captured by a self-repelling random walk model. *Phys. Rev. Lett.*, 2024, vol. 134, art. 018301. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.018301>
- [4] Lauga E., Powers T.R. The hydrodynamics of swimming microorganisms. *Rep. Prog. Phys.*, 2009, vol. 72, no. 9, art. 096601. DOI: <https://doi.org/10.1088/0034-4885/72/9/096601>
- [5] Tseng Y.-T., Tseng F.-G., Chen Y.-F., et al. Fundamental studies on micro-droplet movement by Marangoni and capillary effects. *Sens. Actuators A: Phys.*, 2004, vol. 114, no. 2–3, pp. 292–301. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.sna.2003.12.007>
- [6] Morozov M. Adsorption inhibition by swollen micelles may cause multistability in active droplets. *Soft Matter*, 2020, vol. 16, no. 24, pp. 5624–5632. DOI: <https://doi.org/10.1039/D0SM00662A>
- [7] Cheon S.I., Silva L.B.C., Khair A.S., et al. Interfacially-adsorbed particles enhance the self-propulsion of oil droplets in aqueous surfactant. *Soft Matter*, 2021, vol. 17, no. 28, pp. 6742–6750. DOI: <https://doi.org/10.1039/D0SM02234A>

- [8] Kree R., Zippelius A. Self-propulsion of droplets driven by an active permeating gel. *Eur. Phys. J. E*, 2018, vol. 41, no. 10, art. 118.
DOI: <https://doi.org/10.1140/epje/i2018-11729-1>
- [9] Yang M., Wysocki A., Ripoll M. Hydrodynamic simulations of self-phoretic microswimmers. *Soft Matter*, 2014, vol. 10, no. 33, pp. 6208–6218.
DOI: <https://doi.org/10.1039/C4SM00621F>
- [10] Shang L., Xu K., Lu P.J., et al. Dramatic droplet deformation through interfacial particles jamming. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2024, vol. 121, no. 42, art. e2403953121.
DOI: <https://doi.org/10.1073/pnas.2403953121>
- [11] Kononov E.A., Senoshenko R.V., Vasiliev M.M., et al. Active Brownian motion of emulsion droplets driven by nanoscale effects under laser irradiation. *Phys. Fluids*, 2024, vol. 36, no. 11, art. 113322. DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0240975>
- [12] Сеношенко Р.В., Кононов Е.А., Васильев М.М. и др. Вихревое движение в суспензии активных броуновских частиц при воздействии лазерного излучения. *ЖЭТФ*, 2025, т. 167, № 4, с. 594–600. EDN: TBZDES
- [13] Zöttl A., Stark H. Modeling active colloids: from active Brownian particles to hydrodynamic and chemical fields. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 2023, vol. 14, pp. 109–127. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-040821-115500>
- [14] Singh R., Adhikari R., Cates M.E. Competing chemical and hydrodynamic interactions in autophoretic colloidal suspensions. *J. Chem. Phys.*, 2019, vol. 151, no. 4, art. 044901. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5090179>
- [15] Kumar M., Murali A., Subramaniam A.G., et al. Emergent dynamics due to chemohydrodynamic self-interactions in active polymers. *Nat. Commun.*, 2024, vol. 15, art. 4903. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41467-024-49155-7>
- [16] Kanso E., Michelin S. Phoretic and hydrodynamic interactions of weakly confined autophoretic particles. *J. Chem. Phys.*, 2019, vol. 150, no. 4, art. 044902.
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5065656>
- [17] Lisin E.A., Lisina I.I. Active Brownian motion with inertia: the role of dimensionality. *Phys. Fluids*, 2025, vol. 37, no. 2, art. 021709.
DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0252359>
- [18] Utkin P., Lopato A., Jia F., et al. Particle-resolved numerical simulation of a particle liftoff behind a shock wave from a rough surface. *Phys. Fluids*, 2025, vol. 37, no. 9, art. 093349. DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0288069>
- [19] McGrattan K., ed. Fire dynamics simulator (version 4). Technical reference guide. NIST Special Publication 1018, 2013. DOI: <https://doi.org/10.6028/NIST.sp.1018>
- [20] Briggs W., Henson V., McCormick S. A multigrid tutorial. SIAM, 2000.
- [21] Mohr M., Wienands R. Cell-centred multigrid revisited. *Comput. Visual. Sci.*, 2004, vol. 7, no. 3-4, pp. 129–140. DOI: <https://doi.org/10.1007/s00791-004-0137-0>

[22] Nabavizadeh S.A., Castañeda J., Gibbs J.G., et al. Gravitropically stabilized self-assembly of active microcrystallites and spinning free Janus particles. *Part. Part. Syst. Charact.*, 2022, vol. 39, no. 1, art. 2100232.

DOI: <https://doi.org/10.1002/ppsc.202100232>

[23] Burgmann S., Krämer V., Rohde M., et al. Inner and outer flow of an adhering droplet in shear flow. *Int. J. Multiph. Flow*, 2022, vol. 153, art. 104140.

DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2022.104140>

Яковенко Иван Сергеевич — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник лаборатории вычислительной физики ОИВТ РАН (Российская Федерация, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2).

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Яковенко И.С. О гидродинамических механизмах генерации направленного движения суспензий, содержащих активные частицы. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2026, № 4 (127), с. 4–20. EDN: QIVOFV

ON THE MECHANISMS OF DIRECTED PROPAGATION OF SUSPENSION MICRODROPLETS WITH ACTIVE MICROPARTICLES

I.S. Yakovenko

yakovenko.ivan@bk.ru

JIHT RAS, Moscow, Russian Federation

Abstract

This article presents the results of a numerical study of hydrodynamic flows arising in suspension droplets containing active microparticles. Using a two-phase mathematical model that incorporates a Lagrangian description of individual particle motion and an Eulerian description of the carrier fluid flow, the influence of droplet geometry, as well as the nature and intensity of the active force, on the formation of self-consistent flows is investigated. The model resolves key interaction mechanisms: the autonomous motion of particles and their hydrodynamic feedback with the liquid. It is shown that in a spherical droplet under a randomly directed active force acting on each particle, a stable large-scale flow structure in the form of a spindle-shaped vortex encompassing the entire liquid volume is formed. In the case of a directed active force, a toroidal flow emerges, causing a pronounced

Keywords

Active matter, microswimmers, Brownian motors, numerical simulation

displacement of the system's center of mass, which can, in turn, serve as a mechanism for the directed motion of the suspension droplet as a whole. It is established that the nature and topology of the internal flows significantly depend on the kinetic parameters of the active force, with a clear transition observed from the initial chaotic particle motion to an organized collective dynamic state. The obtained results allow for the identification of characteristic hydrodynamic regularities and flow patterns underlying the self-propulsion mechanisms of active suspensions and establish a basis for analyzing more complex phenomena in microfluidics

Received 12.12.2025

Accepted 25.12.2025

© Author(s), 2026

The work was supported by the Russian Science Foundation (project no. 24-12-00345, <https://rscf.ru/project/24-12-00345>)

REFERENCES

- [1] Michelin S. Self-propulsion of chemically active droplets. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2023, vol. 55, pp. 77–101. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-120720-012204>
- [2] Kree R., Burada P. S., Zippelius A. From active stresses and forces to self-propulsion of droplets. *J. Fluid Mech.*, 2017, vol. 821, pp. 595–623. DOI: <https://doi.org/10.1017/jfm.2017.244>
- [3] Chen W., Izzet A., Zakine R., et al. Evolving motility of active droplets is captured by a self-repelling random walk model. *Phys. Rev. Lett.*, 2024, vol. 134, art. 018301. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.018301>
- [4] Lauga E., Powers T.R. The hydrodynamics of swimming microorganisms. *Rep. Prog. Phys.*, 2009, vol. 72, no. 9, art. 096601. DOI: <https://doi.org/10.1088/0034-4885/72/9/096601>
- [5] Tseng Y.-T., Tseng F.-G., Chen Y.-F., et al. Fundamental studies on micro-droplet movement by Marangoni and capillary effects. *Sens. Actuators A: Phys.*, 2004, vol. 114, no. 2-3, pp. 292–301. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.sna.2003.12.007>
- [6] Morozov M. Adsorption inhibition by swollen micelles may cause multistability in active droplets. *Soft Matter*, 2020, vol. 16, no. 24, pp. 5624–5632. DOI: <https://doi.org/10.1039/D0SM00662A>
- [7] Cheon S.I., Silva L.B.C., Khair A.S., et al. Interfacially-adsorbed particles enhance the self-propulsion of oil droplets in aqueous surfactant. *Soft Matter*, 2021, vol. 17, no. 28, pp. 6742–6750. DOI: <https://doi.org/10.1039/D0SM02234A>
- [8] Kree R., Zippelius A. Self-propulsion of droplets driven by an active permeating gel. *Eur. Phys. J. E*, 2018, vol. 41, no. 10, art. 118. DOI: <https://doi.org/10.1140/epje/i2018-11729-1>

- [9] Yang M., Wysocki A., Ripoll M. Hydrodynamic simulations of self-phoretic microswimmers. *Soft Matter*, 2014, vol. 10, no. 33, pp. 6208–6218.
DOI: <https://doi.org/10.1039/C4SM00621F>
- [10] Shang L., Xu K., Lu P.J., et al. Dramatic droplet deformation through interfacial particles jamming. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2024, vol. 121, no. 42, art. e2403953121.
DOI: <https://doi.org/10.1073/pnas.2403953121>
- [11] Kononov E.A., Senoshenko R.V., Vasiliev M.M., et al. Active Brownian motion of emulsion droplets driven by nanoscale effects under laser irradiation. *Phys. Fluids*, 2024, vol. 36, no. 11, art. 113322. DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0240975>
- [12] Senoshenko R.V., Kononov E.A., Vasilyev M.M., et al. Vortical motion in active Brownian particles suspension under laser irradiation. *ZhETF*, 2025, vol. 167, no. 4, pp. 594–600 (in Russ.). EDN: TBZDES
- [13] Zöttl A., Stark H. Modeling active colloids: from active Brownian particles to hydrodynamic and chemical fields. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 2023, vol. 14, pp. 109–127. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-040821-115500>
- [14] Singh R., Adhikari R., Cates M.E. Competing chemical and hydrodynamic interactions in autophoretic colloidal suspensions. *J. Chem. Phys.*, 2019, vol. 151, no. 4, art. 044901. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5090179>
- [15] Kumar M., Murali A., Subramaniam A.G., et al. Emergent dynamics due to chemohydrodynamic self-interactions in active polymers. *Nat. Commun.*, 2024, vol. 15, art. 4903. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41467-024-49155-7>
- [16] Kanso E., Michelin S. Phoretic and hydrodynamic interactions of weakly confined autophoretic particles. *J. Chem. Phys.*, 2019, vol. 150, no. 4, art. 044902.
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5065656>
- [17] Lisin E.A., Lisina I.I. Active Brownian motion with inertia: the role of dimensionality. *Phys. Fluids*, 2025, vol. 37, no. 2, art. 021709.
DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0252359>
- [18] Utkin P., Lopato A., Jia F., et al. Particle-resolved numerical simulation of a particle liftoff behind a shock wave from a rough surface. *Phys. Fluids*, 2025, vol. 37, no. 9, art. 093349. DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0288069>
- [19] McGrattan K., ed. Fire dynamics simulator (version 4). Technical reference guide. NIST Special Publication 1018, 2013. DOI: <https://doi.org/10.6028/NIST.sp.1018>
- [20] Briggs W., Henson V., McCormick S. A multigrid tutorial. SIAM, 2000.
- [21] Mohr M., Wienands R. Cell-centred multigrid revisited. *Comput. Visual. Sci.*, 2004, vol. 7, no. 3-4, pp. 129–140. DOI: <https://doi.org/10.1007/s00791-004-0137-0>
- [22] Nabavizadeh S.A., Castañeda J., Gibbs J.G., et al. Gravitropically stabilized self-assembly of active microcrystallites and spinning free Janus particles. *Part. Part. Syst. Charact.*, 2022, vol. 39, no. 1, art. 2100232.
DOI: <https://doi.org/10.1002/ppsc.202100232>

[23] Burgmann S., Krämer V., Rohde M., et al. Inner and outer flow of an adhering droplet in shear flow. *Int. J. Multiph. Flow*, 2022, vol. 153, art. 104140.

DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2022.104140>

Yakovenko I.S. — Cand. Sc. (Phys.-Math.), Senior Researcher, Laboratory of Computational Physics, JIHT RAS (Izhorskaya ul. 13, str. 2, Moscow, 125412 Russian Federation).

Please cite this article in English as:

Yakovenko I.S. On the mechanisms of directed propagation of suspension microdroplets with active microparticles. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences*, 2026, no. 4 (127), pp. 4–20 (in Russ.).

EDN: QIVOFV