

УДК 532.613.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАСТВОРЕННОГО ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА НА ДИНАМИКУ ВСПЛЫТИЯ ГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА

© 2024 г. Е. И. Борзенко*, А. С. Усанина, Г. Р. Шрагер

Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

**e-mail: borzenko@ftf.tsu.ru*

Поступила в редакцию 21.05.2024 г.

После доработки 03.06.2024 г.

Принята к публикации 11.06.2024 г.

Представлены результаты экспериментального и численного исследования процесса всплытия одиночного газового пузырька в присутствии и в отсутствие растворенного поверхностно-активного вещества при числах Рейнольдса $Re > 1$. Предложена оригинальная численная методика, позволяющая исследовать динамику одиночного пузырька с учетом эффектов, возникающих при введении поверхностно-активного вещества в жидкость. Проанализировано влияние концентрации поверхностно-активного вещества на размер, форму и скорость всплытия пузырька. Выявлены три стадии всплытия пузырька в присутствии поверхностно-активного вещества, характеризующие его накопление и распределение по свободной поверхности пузырька.

Ключевые слова: газовый пузырек, поверхностно-активное вещество, стадии всплытия, численное моделирование, экспериментальное исследование.

DOI: 10.31857/S1024708424040094, **EDN:** OYDDSI

Процессы взаимодействия пузырьков газа с потоком жидкости широко реализуется в природе и в различных технологичных приложениях [1], поэтому, несмотря на большое количество работ в области пузырьков течений, интерес к вопросу о динамике движения газовых пузырьков в жидкости не ослабевает до настоящего времени. Одним из факторов, определяющих закономерности движения пузырьков сред, является наличие поверхностного натяжения на свободной поверхности жидкости. Поверхностное натяжение межфазной границы газ-жидкость зависит от свойств жидкости и газа, от температуры дисперсной и внешней среды, от наличия переменного электрического заряда на поверхности жидкости и т.д. [2]. В ряде технологических процессов для изменения коэффициента поверхностного натяжения на границе раздела фаз в жидкую внешнюю среду вводится поверхностно-активное вещество. В частности, в технологии обогащения полезных ископаемых флотационным методом поверхностно-активное вещество приводит к снижению поверхностного натяжения жидкости и повышению гидрофильности твердых частиц.

При физическом и численном моделировании процесса всплытия газового пузырька часто применяются следующие безразмерные критерии, определяющие характер и особенности процесса всплытия: числа Рейнольдса (Re), Бонда (Bo), Мортонна (Mo). В зависимости от целей исследования и для учета дополнительных факторов, влияющих на исследуемый процесс, используются также, например, такие критерии, как числа Марангони (Ma), Хатта (Ha), Ленгмюра (La).

Первые результаты по движению пузырька в присутствии поверхностно-активного вещества получены Фрумкиным А. Н. и Левичем В. Г. [3]. Левичем В. Г. теоретически найдено выражение для скорости движения пузырька в присутствии поверхностно-активного вещества в предположении, что пузырек во время движения сохраняет сферическую форму и изменение поверхностного натяжения вдоль пузырька мало по сравнению с его абсолютным значением [2].

Обзор основных результатов экспериментальных и теоретических исследований процесса движения пузырька в присутствии поверхностно-активного вещества приведен в работах [4–8]. Вопрос о влиянии поверхностно-активного вещества на динамику всплытия пузырьков рассматривается в многочисленных работах [9–19]. Известно, что динамика всплытия газового пузырька в жидкости, содержащей

поверхностно-активное вещество, зависит от объемной концентрации и характеристик поверхностно-активного вещества [9–11]. В [9] показано, что стационарная скорость пузырька линейно зависит от концентрации поверхностно-активного вещества в растворе и при значении концентрации более некоторого критического значения, скорость пузырька остается неизменной. В экспериментах [10] обнаружено, что концентрация поверхностно-активного вещества влияет лишь на скорость всплытия пузырька на нестационарном участке, а стационарная скорость пузырька равна скорости пузырька, всплывающего в жидкости без поверхностно-активного вещества. В [11] при исследовании всплытия деформированного пузырька в капиллярной трубке выявлено, что по мере увеличения концентрации поверхностно-активного вещества скорость маленьких пузырьков не меняется, а подвижность больших пузырьков увеличивается.

Влияние поверхностно-активного вещества на подъемную силу, скорость всплытия (коэффициент сопротивления) пузырька и его форму рассматривалось также в работах [12–15]. В частности, авторы [14] экспериментально показали, что коэффициент сопротивления возрастает по мере увеличения содержания поверхностно-активного вещества в жидкости. Однако при достаточно больших значениях концентрации поверхностно-активного вещества наблюдается снижение коэффициента. Этот эффект объясняется изменением формы, размера и скорости всплытия пузырька после введения поверхностно-активного вещества в жидкость.

Условия возникновения концентрационно-капиллярного движения на границе раздела жидкость-газ рассмотрены в [16]. Авторы определили критические значения градиента концентрации поверхностно-активного вещества, необходимые для начала концентрационно-капиллярного движения.

В работе [17] экспериментально исследовано влияние поверхностно-активного вещества на процессы растворения и гидратообразования за ударной волной.

В [18–20] показано, что поверхностно-активное вещество влияет на траекторию всплытия одиночного пузырька. Экспериментально и численно получены три вида траектории всплытия пузырька: зигзагообразная, винтовая и комбинированная. Вид траектории пузырька при его всплытии зависит, главным образом, от формы пузырька и вихрей, образующихся при его всплытии, и режима обтекания пузырька (числа Рейнольдса).

С возникновением и развитием вычислительной гидродинамики появилась возможность численного моделирования всплытия одиночного пузырька в жидкости [21–23]. Метод численного моделирования позволяет получить более детальную информацию о гидродинамических характеристиках процесса, которые определить экспериментально сложно или невозможно. При численном моделировании процесса всплытия газовых пузырьков используются преимущественно две модели: модель угла стагнации [4, 24–26] и модель, учитывающая эффекты переноса и сорбции поверхностно-активного вещества на поверхности [27, 28].

Модель угла стагнации в плоском случае (рис. 1) основана на предположении, что граница раздела пузырька и жидкости разделена под определенным полярным углом θ на два сектора, дуга, одного из которых покрыта поверхностно-активным веществом, а на оставшейся части окружности поверхностно-активное вещество практически отсутствует. Угол стагнации θ задается, и скорость на участке стагнации на границе раздела фаз принимается равной нулю в системе отсчёта, движущейся вместе с центром пузырька, а касательное напряжение на поверхности пузырька равно градиенту поверхностного натяжения. Чистая поверхность (в отсутствие поверхностно-активного вещества) пузырька характеризуется нулевым напряжением сдвига. Данное разделение на два отдельных сектора является идеализированным. Одним из недостатков модели угла стагнации является сложность или отсутствие возможности учесть динамические эффекты при нарушении допущения о вращательной симметрии.

В случае использования модели, учитывающей эффект переноса и сорбции поверхностно-активного вещества на поверхности, математическая постановка дополняется уравнениями конвективной диффузии в объеме и на поверхности, а также зависимостями поверхностного натяжения от концентрации поверхностно-активного вещества.

Несмотря на постоянный рост публикаций уровень разработки методов физического и математического моделирования и наличие результатов исследования в области пузырьковых течений нельзя считать достаточным в связи с многочисленными технологическими приложениями. В частности, требуют детального исследования вопрос о влиянии поверхностно-активного вещества на динамику пузырька в нестационарном режиме всплытия, вопрос об определении коэффициента торможения в процессе всплытия пузырька, вопрос об оценке времени достижения равновесного состояния пузырька

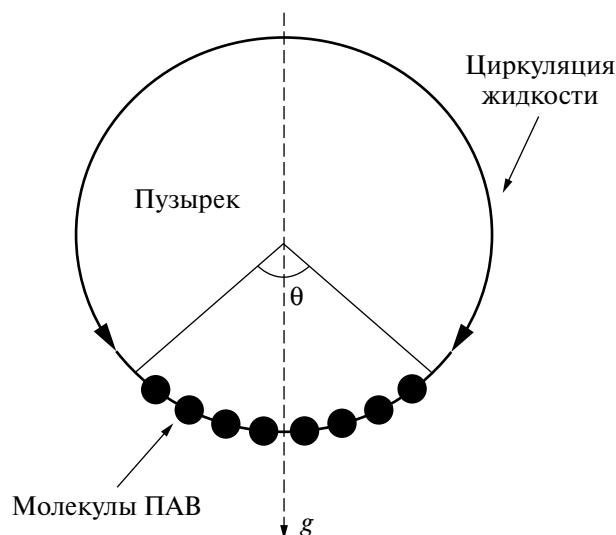


Рис. 1. Распределение поверхностно-активного вещества на поверхности пузырька в модели угла стагнации.

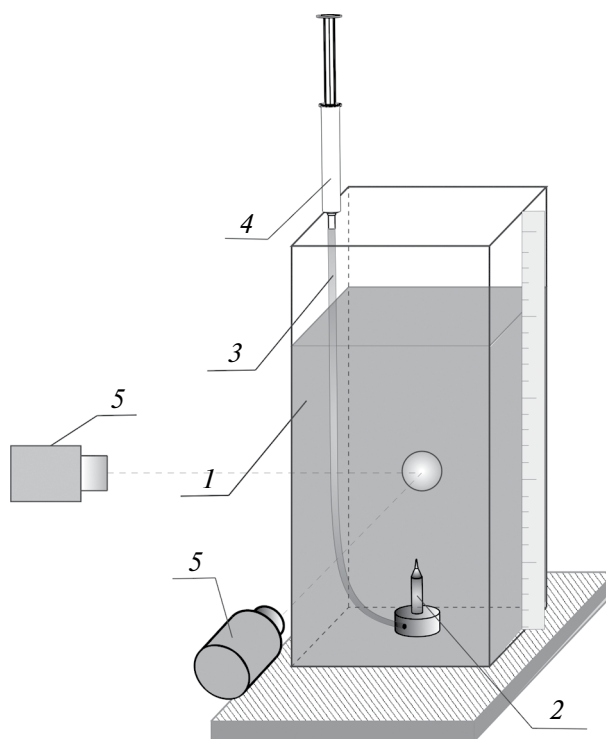


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования процесса всплытия одиночного пузырька воздуха: 1 – кювета с жидкостью; 2 – капилляр; 3 – полая металлическая трубка; 4 – шприц; 5 – видеокамера.

в зависимости от режима обтекания, вопрос о критериях применимости (диапазон изменения определяющих безразмерных критериев подобия) имеющихся моделей всплытия газового пузырька в присутствии поверхностно-активного вещества.

В данной работе представлены результаты экспериментального и численного исследования всплытия одиночного пузырька воздуха в присутствии растворенного поверхностно-активного вещества с целью уточнения механизма влияния поверхностно-активного вещества на динамику всплытия пузырька в нестационарном режиме, конкретизации изменения формы пузырька при введении поверхностно-активного вещества. Экспериментальная методика исследования включает визуализацию процесса всплытия пузырька в поле силы тяжести путем высокоскоростной съемки. Для численного моделирования рассматриваемого процесса разработана оригинальная методика, позволяющая реализовать естественные граничные условия и учесть эффекты, возникающие при введении поверхностно-активного вещества, на выделенной границе раздела фаз.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

1.1. Экспериментальная установка и методика исследования

Исследования проводились на экспериментальной установке, состоящей из кюветы с жидкостью (дистиллированной водой), устройства для получения пузырька и системы визуализации процесса (рис. 2). Кювета размером $150 \times 150 \times 600$ мм (объемом 12 л) выполнена из стекла толщиной 5 мм. Для получения пузырьков воздуха использовался медицинский шприц, к выходному отверстию которого крепились полая металлическая трубка с внутренним диаметром 5 мм, на конце которой монтировалась медицинская игла, расположенная в середине нижней части кюветы.

Система визуализации процесса всплытия одиночного пузырька воздуха в жидкости включала две высокоскоростные видеокамеры и две светодиодные лампы мощностью 50 Ватт, расположенные

в перпендикулярных плоскостях. С помощью первой видеокамеры с возможностью вертикального хода «вверх-вниз» определялся размер и форма пузырька. Видеосъемка первой видеокамерой осуществлялась со скоростью 6300 кадров в секунду при разрешении 128×306 . Вторая видеокамера использовалась для измерения стационарной скорости всплытия пузырька с разрешением 1024×2448 . Для определения расстояния, пройденного пузырьком, в плоскости всплытия пузырька располагалась масштабная линейка.

В экспериментах исследовались два вида поверхностно-активного вещества — анионный (лаурилсульфат натрия) и неионогенный (синтанол АЛМ-10) ПАВ.

Линейные размеры пузырька определялись с относительной погрешностью не более 3%, связанной с разрешающей способностью видеокамеры. В экспериментах размер пузырька варьировался при помощи сменных медицинских игл разного калибра (внутреннего диаметра). Размеры используемой кюветы и формируемых пузырьков воздуха позволяют исключить влияние боковых стенок на процесс всплытия [5].

Плотность дистиллированной воды и растворов поверхностно-активного вещества (вода—лаурилсульфат натрия и вода—синтанол АЛМ-10) измерялась ареометром с относительной погрешностью 0.1% и составляла $\rho_f = 1000 \text{ кг/м}^3$.

Коэффициент динамической вязкости жидкости μ_f определялся с помощью вискозиметра Геппле-ра с относительной погрешностью не более 2%. Величина μ_f не зависит от присутствия используемых поверхностно-активных веществ в жидкости. В проведенных экспериментах значение коэффициента динамической вязкости составляло $\mu_f = 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$.

Для каждой из изученных в экспериментах пар дистиллированная вода—поверхностно-активное вещество определялась критическая концентрация мицеллообразования (ККМ), то есть концентрация поверхностно-активного вещества, при превышении которой образуются устойчивые мицеллы (агрегаты молекул поверхностно-активного вещества). Величина ККМ определялась в соответствии с ГОСТ 29232–91 [29]. Значение ККМ для пары вода-лаурилсульфат натрия составляет $C_{cr} = 8.7 \cdot 10^{-3} \text{ моль/л}$, для пары вода-синтанол АЛМ-10 — $C_{cr} = 5.1 \cdot 10^{-4} \text{ моль/л}$ (рис. 3). Экспериментальные исследования в настоящей работе проведены в области значений концентрации поверхностно-активного вещества $C < C_{cr}$.

Коэффициент поверхностного натяжения на границе газ—жидкость измерялся стагмометром СТ2 с относительной погрешностью 1%. Измерение поверхностного натяжения основано на определении объема капель, выдавливаемых на границе газ—жидкость. Значения коэффициента поверхностного натяжения σ дистиллированной воды на границе с воздухом в зависимости от концентрации используемых в экспериментах ПАВ приведены на рис. 3.

Стационарная скорость всплытия одиночного пузырька определялась по формуле

$$u = l/\Delta t,$$

где l — расстояние, пройденное пузырьком за время Δt . В экспериментах скорость всплытия одиночного пузырька изменялась в диапазоне 16.6–31.7 см/с. Относительная погрешность определения скорости u составляла 4%.

1.2. Результаты экспериментального исследования

Экспериментальные исследования процесса всплытия одиночного пузырька воздуха в чистой дистиллированной воде и растворах дистиллированная вода — поверхностно-активное вещество проводились в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 200–600$. Следует отметить, что по мере увеличения концентрации поверхностно-активного вещества наблюдается уменьшение размера формируемого пузырька воздуха в момент отрыва от конца медицинской иглы. В качестве примера, в табл. 1 приведены экспериментальные значения диаметра D эквивалентного сферического пузырька воздуха, всплывающего в растворе, дистиллированная вода—синтанол АЛМ-10 при разной концентрации поверхностно-активного вещества.

Экспериментально обнаружено, что пузырек воздуха, формируемый в чистой дистиллированной воде в виде сплюснутого сфероида, при введении поверхностно-активного вещества в воду приобретает форму, близкую к сферической. Для определения изменения формы пузырька в работе используется оценка отношения Z малой и большой оси сплюснутого сфероида. Данные в табл. 1 демонстрируют

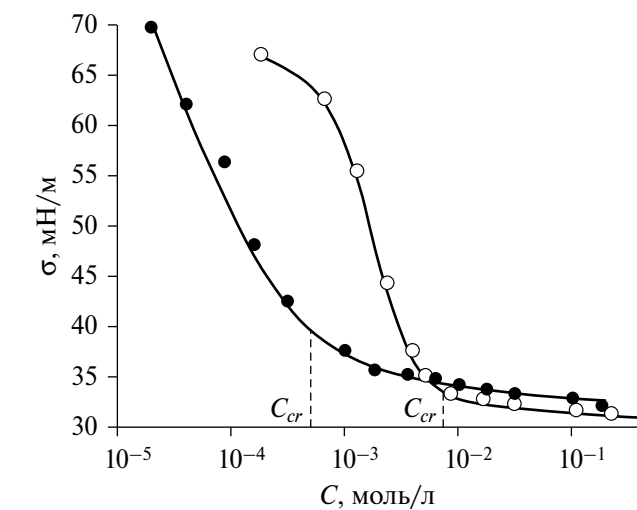


Рис. 3. Зависимость коэффициента поверхностного натяжения дистиллированной воды на границе с воздухом от концентрации поверхностно-активного вещества: • – синтанол АЛМ-10; ○ – лаурилсульфат натрия.

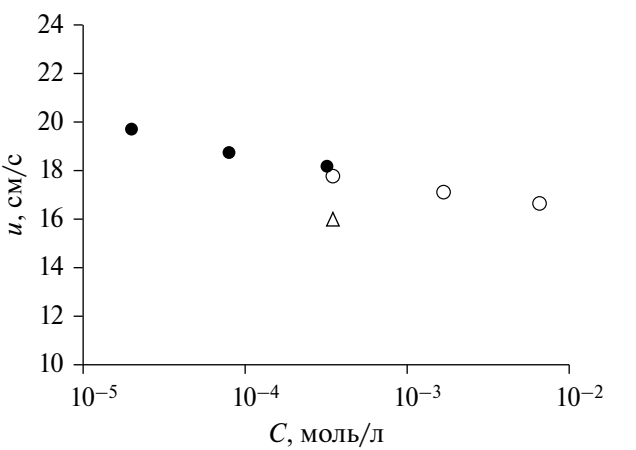


Рис. 4. Скорость всплытия одиночного пузырька воздуха диаметром 1.3 мм в зависимости от концентрации поверхностно-активного вещества в дистиллированной воде: • – раствор дистиллированная вода-синтанол АЛМ-10; ○ – раствор дистиллированная вода-лаурилсульфат натрия; Δ – данные [6] для раствора дистиллированная вода-лаурилсульфат натрия.

Таблица 1. Результаты экспериментов по всплытию одиночного пузырька воздуха в растворе синтанол-АЛМ10 с дистиллированной водой

D , мм	C , ммоль/л	Z	Форма пузырька
1.65 ± 0.05	0	0.57	
1.65 ± 0.05	0.02	0.96	
1.60 ± 0.05	0.08	0.96	
1.55 ± 0.05	0.32	0.89	

формирование сферической формы пузырька воздуха в растворе вода – синтанол АЛМ-10. Однако, начиная с некоторой концентрации поверхностно-активного вещества, пузырек вновь приобретает форму сплюснутого сфероида. По-видимому, это связано с разным градиентом концентрации

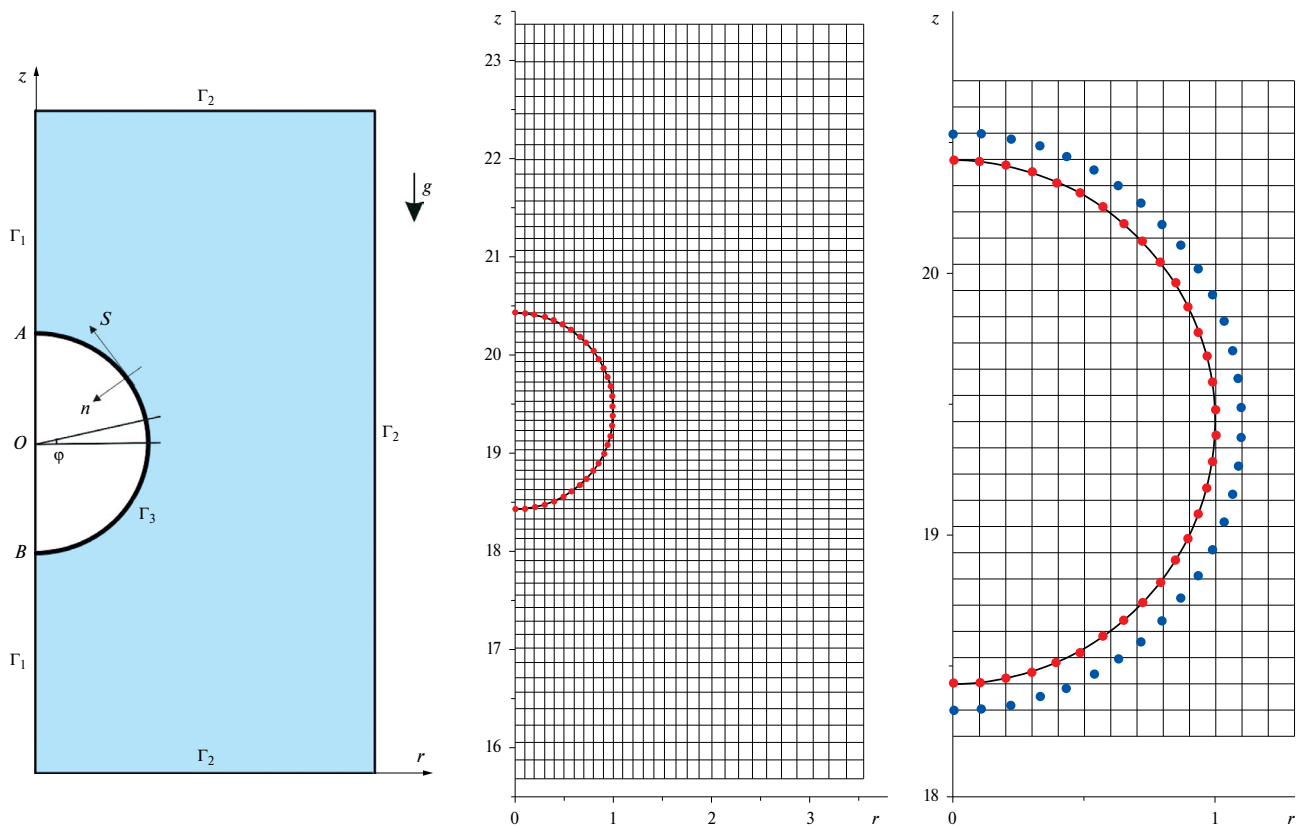


Рис. 5. Область решения (а) и расчетная сетка (б) в окрестности одиночного газового пузырька, всплывающего в присутствии поверхностно-активного вещества.

поверхностно-активного вещества на свободной границе. Аналогичное поведение пузырька в присутствии поверхностно-активного вещества отмечено в [30–32].

Полученные экспериментальные данные показывают, что по мере увеличения концентрации поверхностно-активного вещества или, другими словами, при уменьшении коэффициента поверхностного натяжения на границе раздела фаз газ-жидкость, наблюдается снижение стационарной скорости u всплытия пузырька. Экспериментальные значения установившейся скорости u всплытия одиночного пузырька воздуха в зависимости от концентрации поверхностно-активного вещества в дистиллированной воде приведены на рис. 4. Данные, представленные на рис. 4, согласуются с результатами [9].

2. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

2.1. Постановка задачи

Задача о всплытии одиночного газового пузырька в вязкой среде в присутствии растворенного поверхностно-активного вещества формулируется следующим образом. Движение жидкости считается осесимметричным, а газ в пузырьке — идеальным. Течение среды описывается системой уравнений Навье—Стокса и неразрывности, а перенос поверхностно-активного вещества — уравнением конвективной диффузии, которые в векторной форме имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \rho_l \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) &= -\nabla p + \mu_l \nabla^2 \mathbf{u} + \rho_l \mathbf{g}, \\ \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, \\ \frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla C &= D_f \nabla^2 C. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь $\mathbf{u}$ – вектор скорости; t – время; p – гидродинамическое давление; D_f – коэффициент объемной диффузии; $\mathbf{g}$ – вектор ускорения свободного падения; ρ_l , μ_l – плотность и вязкость жидкости, соответственно; C – объемная концентрация поверхностно-активного вещества. Газ в пузырьке описывается уравнением состояния Менделеева–Клапейрона.

Рассматриваемая область течения и вид расчетных сеток вблизи пузырька представлены на рис. 5. На оси симметрии Γ_1 выполняются условия симметрии, на внешних границах Γ_2 – жидкость покоится. При этом границы Γ_2 удалены на достаточное расстояние от пузырька для того, что избежать их влияния на динамику его всплытия. Граничные условия на свободной поверхности включают динамические условия для нормальных и касательных напряжений, записанные с учетом лапласовского давления и эффекта Марангони

$$\begin{aligned} -p + 2\mu_l \frac{\partial u_n}{\partial n} &= -p^* + \sigma(k_1 + k_2), \\ \mu_l \left(\frac{\partial u_n}{\partial s} + \frac{\partial u_s}{\partial n} - u_n \mathbf{n} \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial n} - u_s \mathbf{s} \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial s} \right) &= -\nabla_s \sigma, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где p^* – давление газа в пузырьке; k_1 , k_2 – главные кривизны свободной поверхности; n , s – нормальное и касательное направление на свободной поверхности, соответственно.

Движение поверхности описывается кинематическим граничным условием. Значение коэффициента σ определяется по формуле [33, 34]

$$\sqrt{\sigma} = \sqrt{\sigma_0} + R_G T C_\infty^\Sigma \ln \left(1 - \frac{C^\Sigma}{C_\infty^\Sigma} \right),$$

где σ_0 – коэффициент поверхностного натяжения для чистой жидкости (в отсутствие поверхностно-активного вещества); C^Σ – поверхностная концентрация поверхностно-активного вещества; C_∞^Σ – поверхностная концентрация насыщения; R_G – универсальная газовая постоянная; T – температура.

Поверхностная концентрация поверхностно-активного вещества рассчитывается в соответствии со следующим уравнением переноса вещества вдоль свободной границы [35, 36]

$$\frac{\partial C^\Sigma}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\mathbf{u}_s C^\Sigma) + C^\Sigma \nabla_s \cdot \mathbf{n} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) - \mathbf{u} \cdot \nabla_s C^\Sigma = D^\Sigma \nabla_s^2 C^\Sigma + S^\Sigma. \quad (2.3)$$

Здесь D^Σ – поверхностный коэффициент диффузии; $\nabla_s = (\mathbf{I} - \mathbf{nn}) \cdot \nabla$; $\mathbf{u}_s = (\mathbf{I} - \mathbf{nn}) \cdot \mathbf{u}$; S^Σ – источник-член, определяемый по формуле

$$S^\Sigma = -D^\Sigma \nabla C^{|\Sigma} \cdot \mathbf{n}, \quad (2.4)$$

где $C^{|\Sigma}$ – объемная концентрация поверхностно-активного вещества вблизи границы, значение которой определяется из условия [37]

$$-D^\Sigma \nabla C^{|\Sigma} \cdot \mathbf{n} = k_a C^{|\Sigma} (C_\infty^\Sigma - C^\Sigma) - k_d C^\Sigma. \quad (2.5)$$

Выражение (2.5) является граничным условием на свободной границе для уравнения конвективной диффузии системы (2.1).

В начальный момент времени пузырек имеет форму сферы радиусом R и находится в покоящейся жидкости на глубине H . При этом объемная концентрация поверхностно-активного вещества равна C_0 , а поверхностная концентрация равна нулю.

Физическое содержание представленной математической модели описано подробно в работе [27].

Для проведения численного моделирования поставленная задача записывается в безразмерном виде с использованием величины R для масштаба длины и следующих безразмерных переменных:

$$U = \frac{u}{\sqrt{gR}}, \tau = \frac{\sqrt{gR}t}{R}, P = \frac{p - \rho_l gH}{\rho_l gR}, \bar{C} = \frac{C}{C_0}, \Gamma = \frac{C^\Sigma}{C_\infty^\Sigma}, \bar{\sigma} = \frac{\sigma}{\sigma_0}.$$

Тогда система уравнений (3.1) переписывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \tau} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} &= -\nabla P + \frac{1}{\text{Ga}} \nabla^2 \mathbf{U} + \mathbf{e}, \\ \nabla \cdot \mathbf{U} &= 0, \\ \text{Pe} \left(\frac{\partial \bar{C}}{\partial \tau} + \mathbf{U} \cdot \nabla \bar{C} \right) &= \nabla^2 \bar{C}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

где $\mathbf{e} = \mathbf{g} / g$; $\text{Ga} = \rho_l \sqrt{gR^3} / \mu_l$ – число Галилея; $\text{Pe} = \sqrt{gR^3} / D_f$ – объемное число Пекле.

Граничные условия на свободной поверхности (2.2) в безразмерной форме имеют вид

$$\begin{aligned} -P + \frac{2}{\text{Ga}} \frac{\partial U_n}{\partial n} &= -P^* + \frac{\bar{\sigma}}{\text{Bo}} (\bar{k}_1 + \bar{k}_2), \\ \frac{\partial U_n}{\partial s} + \frac{\partial U_s}{\partial n} - u_n \mathbf{n} \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial n} - u_s \mathbf{s} \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial s} &= -\frac{\text{Ga}}{\text{Bo}} \nabla_s \bar{\sigma}, \end{aligned}$$

где $\bar{k}_1, \bar{k}_2$ – безразмерные главные кривизны свободной поверхности; P^* – безразмерное значение давления газа в пузырьке; $\text{Bo} = g\rho_l R^2 / \sigma_0$ – число Бонда.

Математическая постановка сопряженной задачи (2.3)–(2.5) переписывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{Pe}^\Sigma \left(\frac{\partial C^\Sigma}{\partial \tau} + \nabla_s \cdot (\mathbf{U}_s C^\Sigma) + C^\Sigma \nabla_s \cdot \mathbf{n} (\mathbf{U} \cdot \mathbf{n}) - \mathbf{U} \cdot \nabla_s C^\Sigma \right) &= \nabla_s^2 C^\Sigma + \frac{\bar{S}^\Sigma}{K}, \\ \bar{S}^\Sigma &= -\nabla C^\Sigma \cdot \mathbf{n}, \\ -\nabla C^\Sigma \cdot \mathbf{n} &= \text{Pe} \cdot \text{Na} \cdot K \left[C^\Sigma (1 - \Gamma) - \frac{1}{\text{La}} \Gamma \right], \end{aligned}$$

где $K = \frac{C_\infty^\Sigma}{C_0 R}$ – безразмерная длина адсорбции; $\text{Pe}^\Sigma = \frac{\rho_l g R^3}{\mu_l D^\Sigma}$ – поверхностное число Пекле; $\bar{S}^\Sigma$ – безразмерное значение источникового члена.

Значение безразмерного коэффициента поверхностного натяжения определяется согласно формуле

$$\bar{\sigma} = 1 + \text{Ma} \cdot \ln(1 - \Gamma).$$

Для решения поставленной задачи использовалась оригинальная численная методика, в основе которой лежит смешанный эйлерово-лагранжев подход [38], который позволяет точно выделять межфазную границу на дискретном уровне и задавать естественные граничные условия на ней. Система уравнений (2.6) дискретизируется на фиксированной разнесенной неравномерной сетке методом контрольного объема. В окрестности пузырька сетка имеет контрольные объемы размером h , а по мере удаления от свободной границы шаг сетки увеличивается (рис. 5б). Для выполнения разностного аналога уравнения неразрывности применялся алгоритм SIMPLE [39]. Свободная поверхность представлялась набором маркерных частиц, которые являются расчетными узлами и перемещаются в соответствии с кинематическим условием. Гидродинамические характеристики на свободной поверхности рассчитывались с использованием метода, предложенного в [40].

По мере всплытия пузырька маркеры, расположенные в начальный момент времени равномерно, перемещаются вдоль границы, что приводит к необходимости их перераспределения. Данная процедура проводилась с использованием интерполяционного сглаживающего сплайна. Шаг по времени выбирался в соответствии с формулой

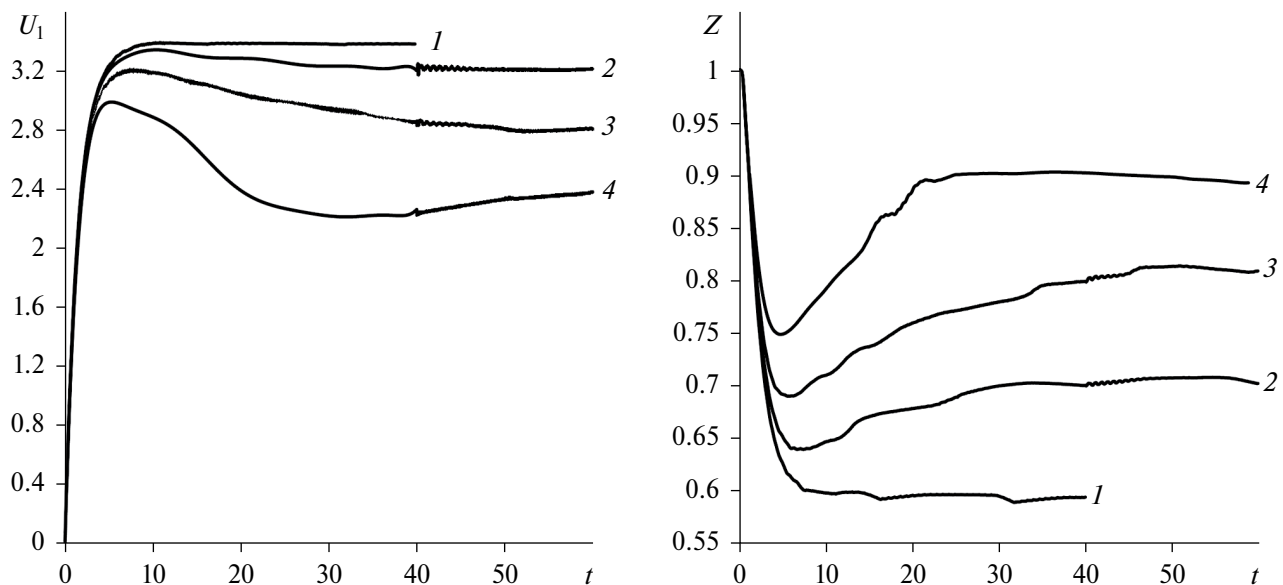


Рис. 6. Зависимость скорости всплытия (а) и параметра эллиптичности (б) от времени при различных значениях начальной объемной концентрации поверхностно-активного вещества: 1–4 – $La = 0, 0.24, 0.6, 1.2$.

$$\Delta\tau = 0.05Ga \cdot h^2,$$

где h – шаг квадратной сетки в окрестности пузырька по пространству. Представленные расчеты проводились при $h=1/80$.

2.2. Результаты численного исследования

Численное моделирование процесса всплытия изначально сферического одиночного пузырька воздуха в присутствии поверхностно-активного вещества проводилось при следующих значениях параметров: $D=10^{-3}$ м; $k_a=40$ м³/моль; $k_d=3.5$ 1/с; $\Gamma_\infty=5 \cdot 10^{-6}$ моль/м²; $D_f=D^\Sigma=10^{-9}$ м²/с; $C_0=0.002$ – 0.1 моль/м³. Значения параметров k_a , k_d , Γ_∞ и D_f взяты из работы [41].

Результаты численного исследования получены для следующих значений безразмерных комплексов: числа Галилея $Ga=111$, объемного и поверхностного числа Пекле $Pe=Pe^\Sigma=99 \cdot 10^3$, числа Бонда $Bo=0.135$, произведения числа Хатта и безразмерной длины адсорбции $Ha \cdot K = 0.002$, числа Ленгмюра $La=0$ – 1.2 .

Анализ результатов численного расчета показал, что движение газового пузырька в жидкости, не содержащей поверхностно-активное вещество, в поле силы тяжести характеризуется монотонным ростом скорости всплытия U_1 с последующим ее выходом на стационарное значение (рис. 6а). Изначально сферическая поверхность пузырька деформируется и приобретает форму, близкую к сплюснутому сфероиду. На рис. 6б приведены рассчитанные значения параметра эллиптичности Z , характеризующего деформацию пузырька от времени. Введение в жидкость поверхностно-активного вещества приводит к изменению динамики всплытия, связанному с проявлением эффекта Марангони на межфазной границе вследствие неоднородности коэффициента поверхностного натяжения. Рисунок 7 демонстрирует эволюция формы пузырька с течением времени для различных значений La .

Нестационарный процесс всплытия пузырька в присутствии поверхностно-активного вещества можно условно разделить на три стадии.

На начальной стадии динамика всплытия совпадает с таковой в чистой жидкости. Это связано с интенсивностью адсорбции ПАВ на межфазную поверхность раздела из объема жидкости и его распределением вдоль границы. Под действием конвекции поверхностно-активное вещество сносится с верхней половины пузырька на нижнюю, формируя вдоль границе градиент концентрации и, следовательно, градиент коэффициента поверхностного натяжения σ . Начальная стадия характеризуется малыми

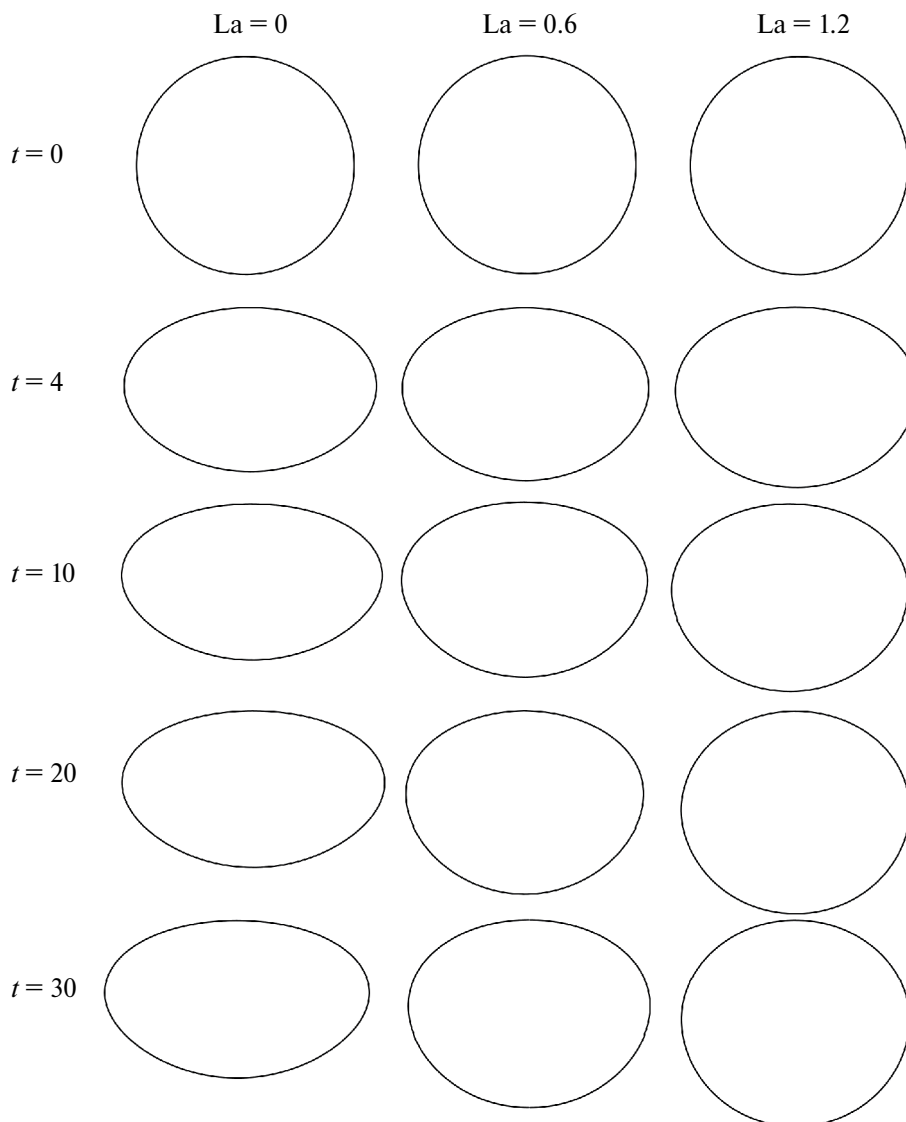


Рис. 7. Формы свободной поверхности в различные моменты времени для различных значений La .

значениями этих градиентов и, как следствие, малым влиянием на динамику всплытия. Изначально сферический пузырек на данной стадии приобретает форму сплюснутого сфероида.

Вторая стадия всплытия пузырька характеризуется дальнейшим накоплением поверхностно-активного вещества на границе раздела фаз по мере увеличения расстояния, пройденного пузырьком и ростом градиента концентрации, приводящему к значимому влиянию эффекта Марангони. В результате происходит увеличение коэффициента сопротивления пузырька из-за возникновения касательных напряжений, стремящихся уравновесить поверхностную концентрацию и «остановить» перенос молекул поверхностно-активного вещества в нижнюю часть пузырька, и скорость всплытия пузырька в жидкости, содержащей поверхностно-активное вещество, уменьшается по сравнению со случаем всплытия в чистой жидкости. Такое развитие процесса приводит к формированию максимума на кривой скорости. Процесс всплытия сопровождается деформацией пузырька с увеличением степени эллиптичности. Продолжительность второй стадии зависит от начальной объемной концентрации поверхностно-активного вещества и интенсивности процесса сорбции. По мере увеличения объемной концентрации поверхностно-активного вещества в жидкости (с увеличением числа Лангмюра La) продолжительность второй стадии уменьшается в связи с большей скоростью адсорбции и более быстрым насыщением поверхности.

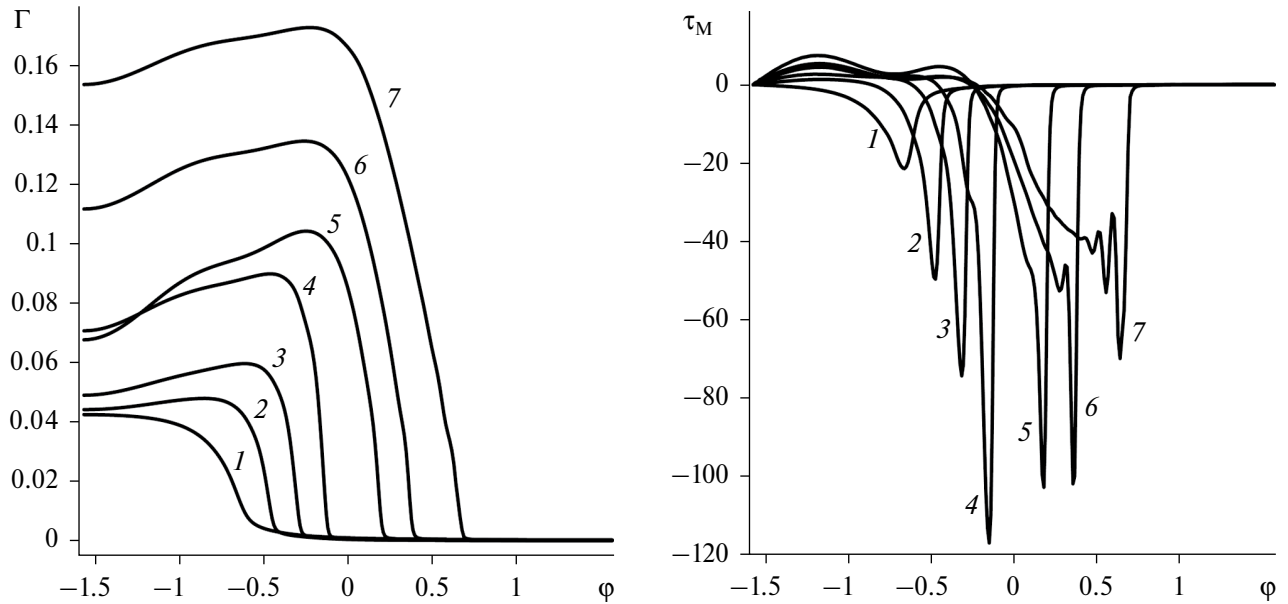


Рис. 8. Распределения концентрации Γ (а) и напряжений Марангони τ_M (б) на свободной поверхности от угла ϕ в различные моменты времени ($La=1.2$): 1–7 – $t=1.6, 2.6, 4.6, 11.5, 20, 28.6, 40$.

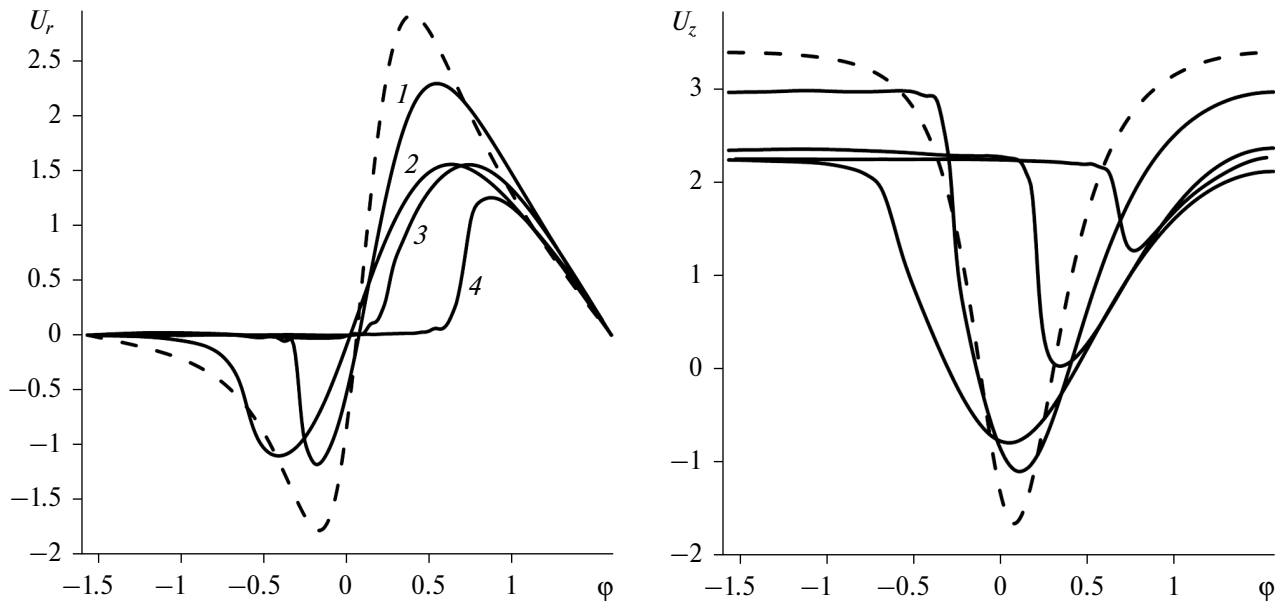


Рис. 9. Радиальная (а) и аксиальная (б) компоненты вектора скорости на свободной поверхности в зависимости от угла ϕ в различные моменты времени ($La=1.2$): 1–4 – $t=1.6, 4.6, 20.5, 40$.

Третья стадия процесса характеризуется насыщением межфазной границы, уменьшением градиента концентрации поверхностно-активного вещества на свободной поверхности и выходом скорости пузырька на стационарное значение.

Зависимости, характеризующие изменения концентрации поверхностно-активного вещества и напряжений Марангони τ_M вдоль межфазной границы в различные моменты времени показаны на рис. 8. Угол ϕ ($-\pi/2 \leq \phi \leq \pi/2$) – это угол между горизонтальной прямой и прямой, соединяющей точку O ($z_O = 0.5(z_A + z_B)$) и точки поверхности (рис. 5а). Кривые 1 соответствуют первой стадии всплытия пузырька с малым

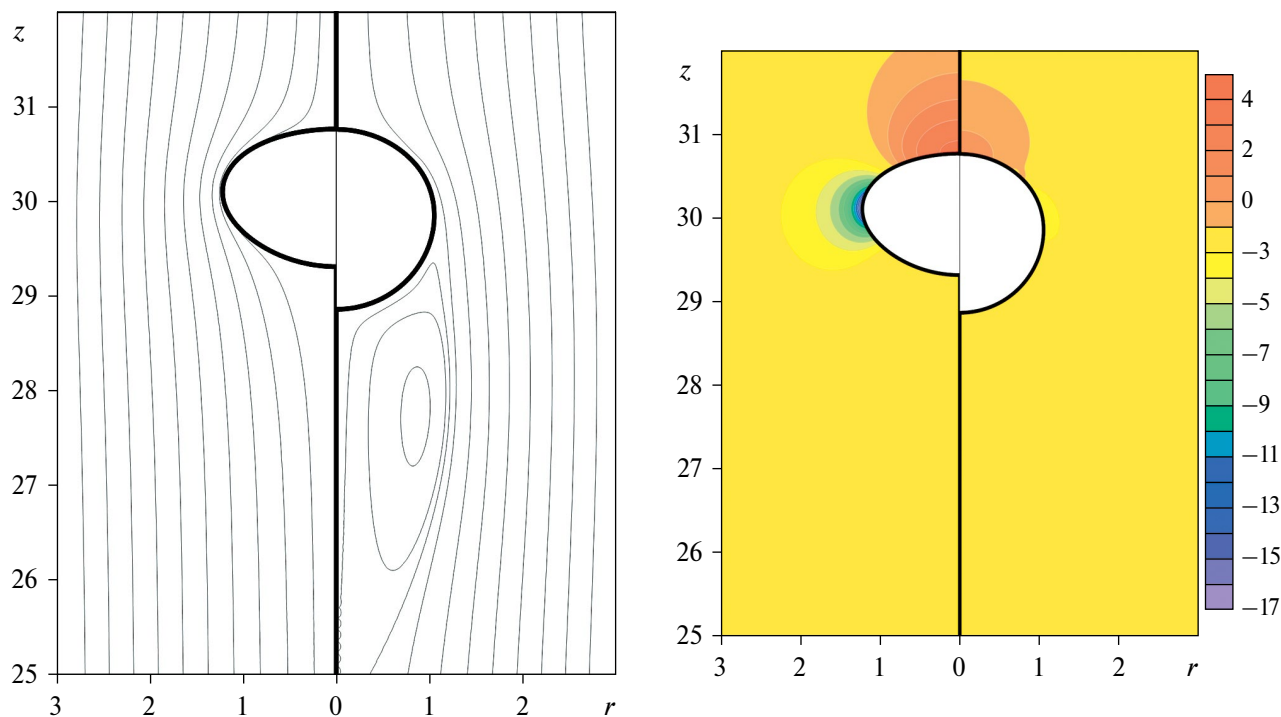


Рис. 10. Линии тока (а) и модифицированное давление (б) в окрестности всплывающего пузырька ($t=40$).

градиентом концентрации вдоль границы (рис. 8а) и, следовательно, меньшим напряжением Марангони по сравнению со следующими моментами времени (рис. 8б). На второй стадии продолжается накопление поверхностно-активного вещества на свободной поверхности и увеличение градиента его концентрации (кривые 2–5 на рис. 8). При этом формируются напряжения с выраженным экстремумом, который со временем смещается вверх по границе. Вторая стадия характеризуется наибольшими абсолютными значениями τ_M (кривая 4 на рис. 8). Кривые 6–7 на рис. 8 соответствуют третьей стадии и характеризуются дальнейшим накоплением поверхностно-активного вещества на границе с его перераспределением, сопровождающимся снижением градиента концентрации поверхностно-активного вещества вдоль границы раздела фаз.

Анализ распределения скорости вдоль поверхности пузырька показывает, что с течением времени на нижней части пузырька начинает формироваться участок, на котором радиальная компонента скорости равна нулю, а аксиальная распределена практически однородно (рис. 9). Из рис. 9 следует, что с увеличением времени этот участок увеличивается в размерах и при $t=20$ занимает нижнюю часть пузырька, а при $t=40$ – еще и часть верхней половины пузырька. Для сравнения на рис. 9 представлены распределения (отмечены штрихпунктирными линиями) компонент вектора скорости, соответствующие всплытию пузырька в отсутствие поверхностно-активного вещества при $t=40$. Видно, что в отсутствие поверхностно-активного вещества наблюдается качественно и количественно другая динамика изменения компонент вектора скорости пузырька.

На рис. 10 приведено распределения линий тока (а) и модифицированного давления, учитывающего гравитационный эффект, (б) в окрестности свободной поверхности в системе координат, движущейся вверх со скоростью всплытия пузырька, в момент времени, соответствующий постоянной скорости всплытия. Левая часть рис. 10 соответствуют $La=0$, правая – $La=1.2$. В отсутствие поверхностно-активного вещества линии тока плавно огибают пузырек. Введение поверхностно-активного вещества приводит к формированию циркуляционной зоны за пузырьком. Распределения модифицированного давления показывают, что в отсутствие поверхностно-активного вещества над пузырьком реализуется зона повышенных значений давлений, а в окрестности боковой части – пониженных значений. При наличии поверхностно-активного вещества данный эффект слабее. В обоих случаях эти распределения согласуются с характером формы пузырька.

Проведено сопоставление результатов экспериментального и численного исследования процесса всплытия одиночного пузырька воздуха диаметром 1.9 мм в присутствии и в отсутствие

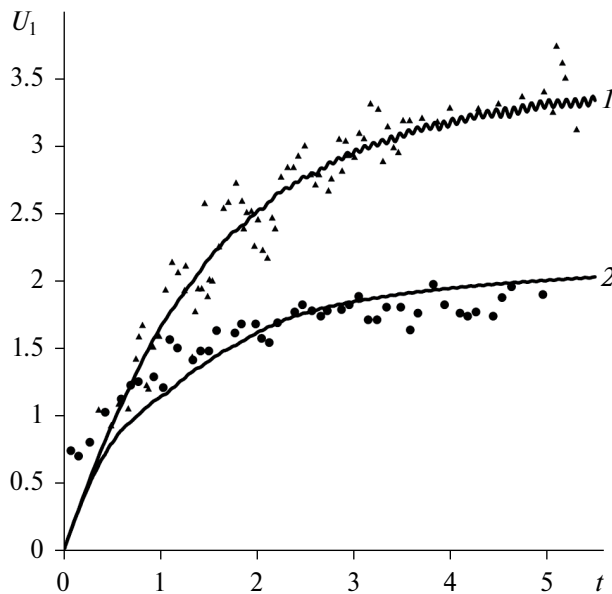


Рис. 11. Зависимость скорости всплытия одиночного пузырька от времени: сплошные кривые — численный расчет; точки — экспериментальные данные: 1, 2 — $C_0=0, 0.32$ ммоль/л.

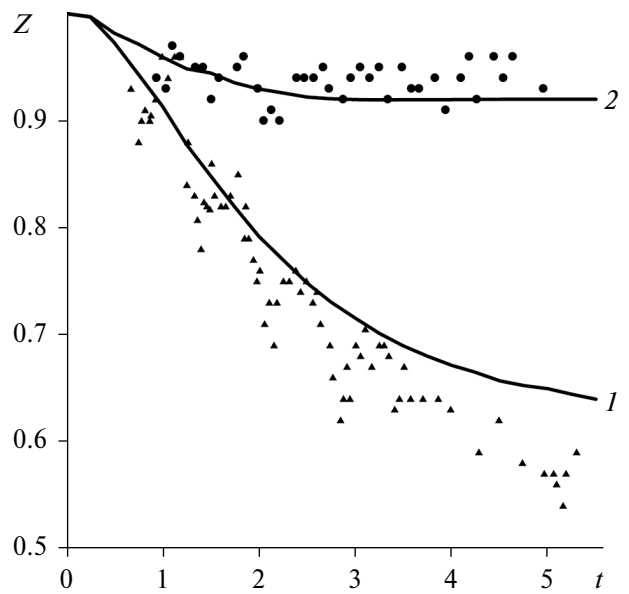


Рис. 12. Зависимость коэффициента эллиптичности одиночного пузырька от времени: сплошные кривые — численный расчет; точки — экспериментальные данные: 1, 2 — $C_0=0, 0.32$ ммоль/л.

поверхностно-активного вещества, растворенного в дистиллированной воде. На рис. 11 представлены расчетные и экспериментальные данные для скорости всплытия пузырька от времени в чистой жидкости (кривая 1) и в присутствии поверхностно-активного вещества с концентрацией $C_0=0.32$ ммоль/л (кривая 2). Рисунок 12 иллюстрирует результаты эксперимента и численного расчета коэффициента эллиптичности одиночного пузырька воздуха, всплывающего в отсутствие (кривая 1) и при наличии поверхностно-активного вещества (кривая 2) в жидкости в зависимости от времени. В экспериментах отрыв пузырька от капилляра (начальный момент всплытия пузырька) осуществлялся с ненулевой концентрацией поверхностно-активного вещества на межфазной границе, поскольку за время формирования пузырька (4 мс) поверхностно-активное вещество адсорбировалось на свободной поверхности. В численных расчетах начальная поверхностная концентрация задавалась равной $0.25 \Gamma_\infty$.

Наличие поверхностно-активного вещества на границе раздела фаз газ-жидкость привело к уменьшению скорости стационарного всплытия пузырька примерно на 41% и к увеличению коэффициента эллиптичности в среднем на 36%. Из рис. 11, 12 следует, что результаты экспериментального и численного исследования рассматриваемого процесса согласуются. Наличие поверхностно-активного вещества в жидкости влияет на динамику всплытия пузырька за счет возникновения касательного напряжения Марангони и зависимости капиллярного давления от концентрации поверхностно-активного вещества на свободной поверхности. Это влияние становится заметным с ростом концентрации поверхностно-активного вещества. Наличие касательного напряжения и перераспределение нормального напряжения, по-видимому, приводит к появлению обнаруженного эффекта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов численного и экспериментального исследования процесса всплытия одиночного газового пузырька при наличии и в отсутствие поверхностно-активного вещества на свободной поверхности позволяет сделать следующие выводы.

Сформулирована математическая постановка задачи о движении газового пузырька в вязкой жидкости, которая предполагает формирование неоднородного слоя поверхностно-активного вещества на свободной границе в результате процессов адсорбции и десорбции, конвективного и диффузионного переносов. Граничные условия на межфазной поверхности записаны с учетом разрыва касательных

и нормальных напряжений и эффекта Марангони. Предложена оригинальная численная методика расчета. Продemonстрирована картина распределения основных характеристик в окрестности межфазной границы и на ней самой, а также описаны три стадии всплытия одиночного газового пузырька в присутствии поверхностно-активного вещества.

В диапазоне чисел Рейнольдса $Re=200-600$ получены экспериментальные данные по динамике всплытия одиночного пузырька воздуха в присутствии и в отсутствие поверхностно-активного вещества на границе раздела фаз газ-жидкость. Наличие поверхностно-активного вещества приводит к незначительному уменьшению начального размера пузырька и увеличению коэффициента эллиптичности формы пузырька. Экспериментально обнаружено, что, начиная с некоторой предельной концентрации поверхностно-активного вещества, значение которой зависит от размера пузырька и типа поверхностно-активного вещества, коэффициент эллиптичности снижается.

Результаты экспериментального и численного исследования показали, что наличие поверхностно-активного вещества в жидкости влияет на динамику всплытия пузырька за счет возникновения касательного напряжения Марангони и зависимости капиллярного давления от концентрации поверхностно-активного вещества на свободной поверхности. Это влияние становится заметным с ростом концентрации поверхностно-активного вещества. Наличие касательного напряжения и перераспределение нормального напряжения, по-видимому, приводит к изменению скорости стационарного всплытия пузырька и его формы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-10028, <https://rscf.ru/project/22-79-10028/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бошенятов Б.В. Гидродинамика микропузырьковых газожидкостных сред // Изв. ТПУ. 2005. Т. 308. № 6. С. 156–160.
2. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматлит, 1959. 700 с.
3. Фрумкин А.Н., Левич В.Г. О влиянии поверхностно-активных веществ на движение на границе жидких сред // ЖФХ. 1947. Т. 21, Вып. 10. С. 1183–1204.
4. Palaparthi R., Papageorgiou D.T., Maldarelli C. Theory and experiments on the stagnant cap regime in the motion of spherical surfactant-laden bubbles // J. Fluid Mech. 2006. Vol. 559. P. 1–44. DOI: 10.1017/S0022112005007019
5. Clift R., Grace J.R., Weber M.E. Bubble, drops, and particles. New York. Academic press. 1978. 380 p.
6. Воинов О.В., Петров А.Г. Движение пузырей в жидкости // Итоги науки и техники. МЖГ. 1976. Т. 10. С. 86–147.
7. Духин С.С., Буйков М.В. Теория динамического адсорбционного слоя движущихся сферических частиц // ЖФХ. 1964. Т. 38, № 12. С. 3011–3013.
8. Духин С.С., Буйков М.В. Теория динамического адсорбционного слоя движущихся сферических частиц. II Теория динамического адсорбционного слоя пузырька (капли) при числе Рейнольдса $Re < 1$ и сильной заторможенности поверхности // ЖФХ. 1965. Т. 39. № 4. С. 913–920.
9. Fdhila R. Bel, Duineveld P.C. The effect of surfactant on the rise of a spherical bubble at high Reynolds and Peclet numbers // Phys. Fluids. 1996. V. 8. P. 310–321. DOI: 10.1063/1.868787
10. Zhang Y., Finch A. A note on single bubble motion in surfactant solutions // J. Fluid Mech. 2001. V. 429. P. 63–66. DOI: 10.1017/S0022112000002755
11. Almatroushi E., Borhan A. Surfactant effect on the buoyancy-driven motion of bubbles and drops in a tube // Ann. N. Y Acad. Sci. 2004. № 1027. P. 330–341. DOI: 10.1196/annals.1324.028
12. Hessenkemper H., Ziegenhein T., Lucas D., Tomiyama A. Influence of surfactant contaminations on the lift force of ellipsoidal bubbles in water // Int. J. Multiphase Flow. 2021. V. 145. P. 103833. DOI:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2021.103833
13. Li Shao-bai, Fan Jun-geng, Li Run-dong, Wang Lei, Luan Jing-de. Effect of surfactants on hydrodynamics characteristics of bubble in shear thinning fluids at low Reynolds number // J. CENT SOUTH UNIV. 2018. V. 25. P. 805–811. DOI: 10.1007/s11771-018-3785-9
14. Takemura F., Yabe A. Rising speed and dissolution rate of a carbon dioxide bubble in slightly contaminated water // J. Fluid Mech. 1999. V. 378. P. 319–334. DOI: 10.1017/S0022112098003358
15. Архипов В.А., Васенин И.М., Усанина А.С. Динамика всплытия пузырька в присутствии поверхностно-активных веществ // Изв. РАН. МЖГ. 2016. № 2. С. 142–151. DOI: 10.7868/S0568528116020067

16. Бушуева К.А., Денисова М.О., Зуев А.Л., Костарев К.Г. Развитие течения на межфазной поверхности пузырьков и капель в присутствии ПАВ // Конвективные течения. 2007. С. 139–154.
17. Донцов В.Е. Процессы растворения и гидратообразования за ударной волной в жидкости с пузырьками из смеси азота и углекислого газа при наличии поверхностно-активного вещества // Ти А. 2009. Т. 16. № 1. С. 89–101.
18. Tagawa Y, Takagi S., Matsumoto Y. Surfactant effect on path instability of a rising bubble // J. Fluid Mech. 2014. Vol. 738. P. 124–142. DOI: 10.1017/jfm.2013.571
19. Horowitz M., Williamson C.H.K. The effect of Reynolds number on the dynamics and wakes of freely rising and falling spheres // J. Fluid Mech. 2010. V. 651. P. 251–294. DOI:10.1017/S0022112009993934
20. Wu M., Gharib M. Experimental studies on the shape and path of small air bubbles rising in clean water // Phys. Fluids. 2002. Vol.16. No 7. P. 49–52. DOI: 10.1063/1.1485767
21. Козелков А.С., Ефремов В.Р., Дмитриев С.М., Куркин А.А., Пелиновский Е.Н., Тарасова Н.В., Стрелец Д.Ю. Исследование особенностей всплытия пузырьков воздуха и твердых сфер // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2018. Т. 11. № 4. С. 73–80. DOI: 10.7868/S2073667318040093
22. Ryskin G., Leal L.G. Numerical solution of free-boundary problems in fluid mechanics. Part 3. Bubble deformation in an axisymmetric straining flow // J. Fluid Mech. 1984. V. 148. P. 37–43. DOI: 10.1017/S0022112084002238
23. Rusche H. Computational fluid dynamics of dispersed two-phase flows at high phase fraction. PhD Thesis, 2002.
24. Griffith R. The effect of surfactants on the terminal velocity of drops and bubbles // Chem. Eng. Sci. 1962. Vol. 17. P. 1057–1070. DOI: 10.1016/0009–2509(62)80084–0
25. Harper J. Stagnant-cap bubbles with both diffusion and adsorption rate-determining // J. Fluid Mech. 2004. V. 521. P. 115–123. DOI: 10.1017/S0022112004001843
26. Dukhin S.S., Kovalchuk V.I., Gochev G.G., Lotfi M., Krzan M., Malysa K., Miller R. Dynamics of rear stagnant cap formation at the surface of spherical bubbles rising in surfactant solutions at large Reynolds numbers under conditions of small Marangoni number and slow sorption kinetics // Adv. Colloid Interface Sci. 2015. V. 222. P. 260–274. DOI: 10.1016/j.cis.2014.10.002
27. Manikantan H., Squires T.M. Surfactant dynamics: hidden variables controlling fluid flows // J. Fluid Mech. 2020.V. 892. P. 1–115, DOI:10.1017/jfm.2020.170
28. Pesci C., Weiner A., Marshall H., Bothe D. Computational analysis of single rising bubbles influenced by soluble surfactant // J. Fluid Mech. 2018. V. 856. P. 709–763. DOI:10.1017/jfm.2018.723
29. Определение критической концентрации мицеллообразования. Межгосударственный стандарт. М.: Издательство стандартов. 2004. 7 с.
30. Chen J., Hayashi K., Legendre D., Lucas D., Tomiyama A. Effect of surfactant on lift coefficient of ellipsoidal bubbles in the viscous-force dominant regime // Multiphase Science and Technology. 2023. V. 35. № 1. P. 55–68. DOI: 10.1615/MultScienTechn.2023046718
31. Aoyama S., Hayashi K., Hosokawa S., Tomiyama A. Shapes of single bubbles in infinite stagnant liquids contaminated with surfactant // Exp. Therm Fluid Sci. 2018.V. 96. P. 460–469. DOI: 10.1016/j.exptthermfluidsci.2018.03.015
32. Hayashi K., Tomiyama A., Effects of surfactant on lift coefficients of bubbles in linear shear flows// Int. J. Multiphase Flow. 2018. V. 99. P. 86–93. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2017.10.003
33. Langmuir I. The constitution and fundamental properties of solids and liquids. II. Liquids // ACS. 1917. V. 38, 1848–1906. DOI: 10.1021/ja02254a006
34. Chang C.-H. Franses E.I. Adsorption dynamics of surfactants at the air/water interface: a critical review of mathematical models, data, and mechanisms // Coll. Surf., A: Physicochem., Eng. Aspects. 1995. V. 100. P. 1–45. DOI: 10.1016/0927–7757(94)03061–4
35. Scriven L.E. Dynamics of a fluid interface Equation of motion for Newtonian surface fluids // Chem. Eng. Sci. 1960. V. 12. I. 2. P. 98–108. DOI: 10.1016/0009-2509(60)87003-0
36. Stone H.A. A simple derivation of the time-dependent convective-diffusion equation for surfactant transport along a deforming interface // Phys. Fluids A: Fluid Dynamics. 1992. V. 2. P. 111–112. DOI: 10.1063/1.857686
37. Langmuir I. The adsorption of gases on plane surfaces of glass, mica and platinum // ACS. 1918. V. 40. I. 9. P. 1361–1401. DOI: 10.1021/ja02242a004
38. Борзенко Е.И., Шрагер Г.Р. Течения неньютоновской жидкости со свободной поверхностью. Томск: Издательство ТГУ, 2022. 208 с.
39. Patankar S.V. Numerical heat transfer and fluid flow. New York: Hemisphere Publishing Corporation. 1980. 197 p.
40. Васенин И.М., Сидонский О.Б., Шрагер Г.Р. Численное решение задачи о движении вязкой жидкости со свободной поверхностью // Доклады АН СССР. 1974. V. 217. № 2. P. 295–298.
41. Wakao N. Particle-to fluid transfer coefficients and fluid diffusivities at low flow rate in packed beds // Chem. Eng. Sci. 1976. V.31. P. 1115–1122. DOI: 10.1016/0009-2509%2876%2985021-x.

Experimental and Theoretical Investigation of the Effect of Dissolved Surfactant on the Dynamics of Gas Bubble Floating-up

E. I. Borzenko*, A. S. Usanin, and G. R. Shrager

National Research Tomsk State University, Tomsk, 634050 Russia

**e-mail: borzenko@ftf.tsu.ru*

We present the results of an experimental and numerical investigation of the floating-up of a solitary gas bubble in the presence and absence of dissolved surfactant at Reynolds numbers $Re > 1$. An original numerical technique is proposed, which makes it possible to investigate the dynamics of a solitary bubble with account for the effects occurring when a surfactant is introduced into the fluid. The effect of the surfactant concentration on the bubble dimensions, shape, and rise velocity are analyzed. Three stages of the bubble rise in the presence of a surfactant are established; they characterize its accumulation and distribution over the free surface of the bubble.

Keywords: gas bubble, surfactant, floating-up stages, numerical modeling, experimental investigation.