

УДК 553.988
DOI: 10.18799/24131830/2024/5/4573
Шифр специальности ВАК: 25.00.17

Альтернативный метод получения квазимонодисперсной водомасляной эмульсии

А.А. Филипас, А.В. Кучман, Ю.Н. Исаев✉

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия, г. Томск

✉ isaev@tpu.ru

Аннотация. Актуальность. Разрушение нефтяной эмульсии является одной из наиболее существенных проблем в системах подготовки нефти, поскольку содержащиеся в скважинной жидкости примеси создают достаточно прочные адсорбционные оболочки дисперсной фазы, оболочки стабилизируют эмульсию и препятствуют её разложению. В настоящее время разработаны различные методы разрушения эмульсий. Одним из наиболее популярных из них является использование химических деэмульгаторов, которые имеют ряд недостатков. Другим методом разрушения эмульсий является использование физического воздействия, например, акустического. Акустическое воздействие на каплю с частотой, близкой к резонансной частоте капли, интенсифицирует разрушение эмульсии, при этом собственная частота колебаний капли эмульсии зависит от поверхностного натяжения и плотности дисперсной фазы, а также от радиуса капли. Метод, предлагаемый авторами, заключается в приближении эмульсии к её монодисперсной версии с последующим воздействием на неё акустическими волнами в узком диапазоне частот, при этом диапазон частот согласован с размерами капли дисперсной фазы полученной эмульсии. Поскольку в натурных экспериментах получить модисперсную эмульсию невозможно, авторы предлагают называть такую версию эмульсии квазимонодисперсной, то есть близкой к монодисперсной эмульсии. В работе рассматривается один из вариантов разрушения эмульсии резонансной частотой, соответствующей радиусу глобулы квазимонодисперсной среды. **Объект:** водомасляная эмульсия. **Методы:** термодинамические потенциалы, физико-химическая гидродинамика, дифференциальные уравнения. **Результаты.** Получена дифференциальная функция распределения скоростей по координатам и времени, показывающая, что эмульсия является более устойчивой при её мелкой дисперсности. Оценено время оседания дисперсной фазы в эмульсии. Получена формула, позволяющая определить минимальный радиус капли в эмульсии при фиксированном давлении и температуре. Получена формула, позволяющая определить энергию Гиббса системы. Авторам работы удалось свести уравнения в частных производных Навье–Стокса к системе обыкновенных дифференциальных уравнений и получить компоненты скоростей и давление при известной скорости вращения диска, определить механический момент сопротивления диска.

Ключевые слова: седиментация, химический потенциал, энтропия, распределение частиц по радиусам, физико-химическая гидродинамика

Для цитирования: Филипас А.А., Кучман А.В., Исаев Ю.Н. Альтернативный метод получения квазимонодисперсной водомасляной эмульсии // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. – 2024. – Т. 335. – № 5. – С. 219–232. DOI: 10.18799/24131830/2024/5/4573

UDC 553.988
DOI: 10.18799/24131830/2024/5/4573

Alternative method for obtaining a quasi-monodisperse oil-water emulsion

A.A. Filipas, A.V. Kuchman, Yu.N. Isaev✉

National Research Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russian Federation

✉ isaev_yusup@mail.ru

Abstract. Relevance. One of the priority areas of the oil and gas sector of the domestic economy is to increase the efficiency and profitability of commercial oil preparation, however, the scientific results obtained in this area are insufficient for modern technological requirements. The issues of lack of data for the development of reliable mathematical models of oil emulsion destruction, as well as input signals for regulating control of technological equipment for oil preparation, have not been resolved. Oil produced in the fields is a direct or reverse water-oil emulsion with a unique dispersed composition for each well. Currently, the size analysis of oil emulsion droplets in the field is carried out using a classical laboratory method, which has a low rate of obtaining analysis results, while the size distribution of globules carries information about such properties of the dispersed system as degradation rate, long-term stability, viscosity and others. Knowing the droplet size distribution of a particular oil emulsion, it is possible to select the most rational methods for its destruction and the necessary technical parameters of the devices used to implement these methods. In particular, when a droplet is exposed to a frequency close to its own, intensification of destruction is possible. In particular, one of the methods proposed by the authors is to bring the emulsion closer to its monodisperse version. Since it is not possible to obtain a monodisperse emulsion in natural experiments, the authors propose to call this version of the emulsion quasi-monodisperse, that is, close to a monodisperse emulsion. This work examines one of the options for producing a quasi-monodisperse emulsion. **Aim.** To describe the method for obtaining a quasi-monodisperse medium for destroying the emulsion with a resonant frequency corresponding to the radius of the globule of the quasi-monodisperse medium. **Object.** Water-in-oil emulsion. **Methods.** Thermodynamic potentials, physico-chemical hydrodynamics, differential equations. **Results.** The authors have obtained the differential velocity distribution function over coordinates and time, showing that the emulsion is more stable when it is finely dispersed, and estimated settling time of the dispersed phase in the emulsion. They obtained the formula that allows one to determine the minimum radius of a droplet in an emulsion at a fixed pressure and temperature and another one that allows one to determine the Gibbs energy of the system. The authors managed to reduce the Navier-Stokes partial differential equations to a system of ordinary differential equations and obtain the velocity components and pressure at a known speed of rotation of the disk, and determine the mechanical moment of resistance of the disk.

Keywords: sedimentation, chemical potential, entropy, particle radius distribution, physicochemical hydrodynamics

For citation: Filipas A.A., Kuchman A.V., Isaev Yu.N. Alternative method for obtaining a quasi-monodisperse oil-water emulsion. *Bulletin of the Tomsk Polytechnic University. Geo Assets Engineering*, 2024, vol. 335, no. 5, pp. 219–232. DOI: 10.18799/24131830/2024/5/4573

Введение

Водомасляные эмульсии представляют собой коллоидные системы, состоящие из двух несмешивающихся жидкостей – масла и воды, одна из которых диспергирована в другой [1]. В нефтяной промышленности водомасляные эмульсии являются полидисперсными и синтезируются при перемешивании нефти и пластовой воды, то есть в местах интенсивного контакта фаз [2]. Из-за наличия эмульгаторов, которые являются, как правило, асфальтенами и смолами, глобулы, образуемые в непрерывной жидкой среде, имеют прочные адсорбционные оболочки, которые делают эмульсии устойчивыми к гравитационному расслоению.

Задача разрушения устойчивых нефтяных эмульсий является одной из ключевых в нефтяной промышленности. Существует множество решений для разделения эмульсий, таких как использование физических (механическое воздействие, нагревание и электрическая обработка), химических (применение разнообразных деэмульгаторов и наночастиц) и биологических (биоэмульгаторы) методов. Кроме того, применяются комбинированные подходы, объединяющие несколько методов для достижения наибольшей эффективности [3–5].

На сегодняшний день одним из наиболее популярных методов разложения нефтяных эмульсий является использование химических деэмульгаторов. Однако их применение ведет к образованию промежуточных слоев, которые нуждаются в спе-

циальной обработке и являются отходами, полное разрушение которых с помощью традиционных методов затруднительно или невозможно. Для минимизации негативного воздействия этих промежуточных слоев на окружающую среду необходимо постоянно их удалять, помещать в специальные шламонакопители и перерабатывать. Таким образом, большой интерес представляет поиск альтернативных методов разложения эмульсий, исключающих применение деэмульгаторов.

В различных технологических процессах, таких как увеличение нефтеотдачи, снижение вязкости тяжелой нефти, подготовка месторождений и интенсификация процессов переработки активно применяется акустическое воздействие [6–10]. Частота акустического воздействия при этом зависит от поверхностного натяжения и плотности дисперсной фазы, а также от размеров глобул дисперсной фазы [11]. Квазимонодисперсная эмульсия содержит глобулы дисперсной фазы с близкими значениями радиусов, соответственно, для её разрушения необходим узкий диапазон частот акустического воздействия, в отличие от полидисперсных эмульсий. Таким образом, предлагаемый авторами альтернативный метод разрушения полидисперсной эмульсии заключается в её предварительном преобразовании в квазимонодисперсную версию для последующего разрушения водомасляной эмульсии с применением акустических излучателей звуковых и ультразвуковых частот.

Анализ седиментационной устойчивости водомасляной эмульсий

Приведем аналитическое исследование устойчивости водонефтяных эмульсий и оценим время оседания дисперсной фазы в дисперсной среде. Для этого рассмотрим уравнение, описывающее процесс осаждения дисперсных частиц под воздействием гравитационной силы – гравитационную седиментацию. Запишем закон Ньютона для сферической водной частицы, движущейся в вязкой (масляной) среде, с учетом силы Стокса, которая воздействует на частицу в виде (1):

$$F_{\text{стокс}}(r) = -6\pi\mu r v, \quad (1)$$

где r – радиус; v – скорость частиц; μ [кг/(м·с)] – динамическая вязкость среды, а также силы Архимеда – гравитационного потенциала. Сила Архимеда записывается в виде (2):

$$F_A(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 g (\rho_b - \rho_{cp}), \quad (2)$$

где $r_b = 10^3$ [кг/м³], $\rho_{cp} = 10^3 \cdot 0,8$ [кг/м³] – плотности воды и среды (нефти, масла); $g = 9,81$ м/с² – ускорение свободного падения. Запишем второй закон Ньютона в виде (3):

$$m \frac{dv}{dt} = F_C + F_A = -6\pi\mu r v + \frac{4}{3}\pi r^3 g (\rho_b - \rho_{cp}),$$

$$m = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_b. \quad (3)$$

Проведем поиск решения дифференциального уравнения с учетом того, что оно может быть представлено в виде суммы свободной и вынужденной составляющих в виде (4):

$$v = v_{cv} + v_b = Ae^{pt} + v_b. \quad (4)$$

Здесь A – это постоянная интегрирования, которая определяется из исходных условий; а p – корень характеристического уравнения.

Чтобы найти вынужденную составляющую скорости v_b , рассматриваем установившийся режим, когда производная скорости равна нулю. Запишем вынужденную составляющую в виде (5)

$$v_b = \frac{\frac{4}{3}\pi r^3 g (\rho_b - \rho_{cp})}{6\pi\mu r} = \frac{2}{9} \frac{\pi r^2 g (\rho_b - \rho_{cp})}{\pi\mu}. \quad (5)$$

Находим корень характеристического уравнения p , для этого запишем (6)

$$mp + 6\pi\mu r = 0 \rightarrow p = -\frac{6\pi\mu r}{m} =$$

$$= -\frac{6\pi\mu r}{\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_b} = -\frac{9\mu}{2\pi r^2 \rho_b}. \quad (6)$$

Теперь решение можно записать в виде суперпозиции свободной и вынужденной составляющих и указать явную зависимость от времени в виде выражения (7)

$$v(t) = v_{cv}(t) + v_b = Ae^{-\frac{9\mu}{2\pi r^2 \rho_b} t} + \frac{2}{9} \frac{\pi r^2 g (\rho_b - \rho_{cp})}{\pi\mu}. \quad (7)$$

С учетом того, что начальная скорость частицы равна нулю, константа интегрирования рассчитывается как выражение (8):

$$A = -\frac{2}{9} \frac{\pi r^2 g (\rho_b - \rho_{cp})}{\pi\mu}. \quad (8)$$

Подставим найденную константу в выражения для скорости и явно выделим зависимость скорости от радиуса частицы, тогда получим (9):

$$v(t, r) = \frac{2}{9} \frac{\pi r^2 g (\rho_b - \rho_{cp})}{\pi\mu} \cdot \left(1 - e^{-\frac{9\mu}{2\pi r^2 \rho_b} t} \right). \quad (9)$$

Как видно из графика, зависимость скорости от радиуса и времени $v(t, r)$ может быть неоднородной для частиц с разными радиусами из-за различий в их инерционных свойствах и взаимодействии с окружающей средой. Капли меньшего радиуса быстрее достигают установившегося режима движения, чем капли большего радиуса. Кроме того, при исследовании производной скорости по радиусу $\partial v(t, r)/\partial r$ можно получить информацию об относительном количестве частиц, движущихся с заданной скоростью. Зависимость $\partial v(t, r)/\partial r$ – это дифференциальное распределение скорости частицы по радиусу в зависимости от времени, показывающая, что мелкодисперсная эмульсия является более устойчивой, чем крупнодисперсная.

Из графика на рис. 2 видно, что изначально движение начинается с наиболее мелких частиц, что объясняется их более быстрым достижением установившегося режима движения из-за их меньшей инерции. По мере прохождения времени к этому движению присоединяются и более крупные частицы, что приводит к увеличению скорости движения и среднего радиуса частиц в системе. Таким образом, начальное различие в радиусе частиц со временем сглаживается, и распределение частиц по радиусам становится более равномерным. Графики на рис. 2, а, б показывают, что мелкодисперсная эмульсия является более устойчивой по сравнению с крупнодисперсной.

Результирующую скорость частицы можно определить как векторную сумму (декомпозицию) вертикальной и горизонтальной компонент. Зная вертикальную скорость частиц, вызванную гравитацией можно записать выражение (10)

$$\mathbf{v} = \mathbf{i}v_{\perp} + \mathbf{j}v_{\parallel} = \mathbf{i} \frac{dx}{dt} + \mathbf{j} \frac{dy}{dt}. \quad (10)$$

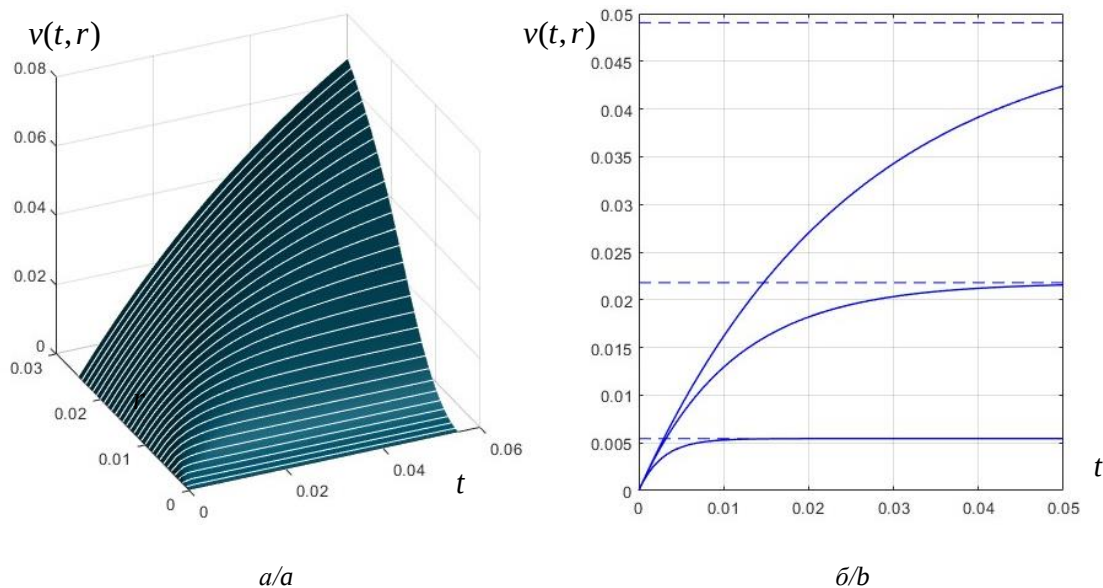


Рис. 1. Распределение скорости частиц $v(t,r)$ от времени и радиуса: а) пространственное распределение скорости; б) изменение скорости частицы во времени при фиксированном радиусе. Пунктиром показаны установившиеся значения скорости во времени

Fig. 1. Distribution of particle speed $v(t,r)$ versus time and radius: a) spatial distribution of velocity; b) change in particle velocity over time at a fixed radius. The dotted line shows the steady-state velocity values over time

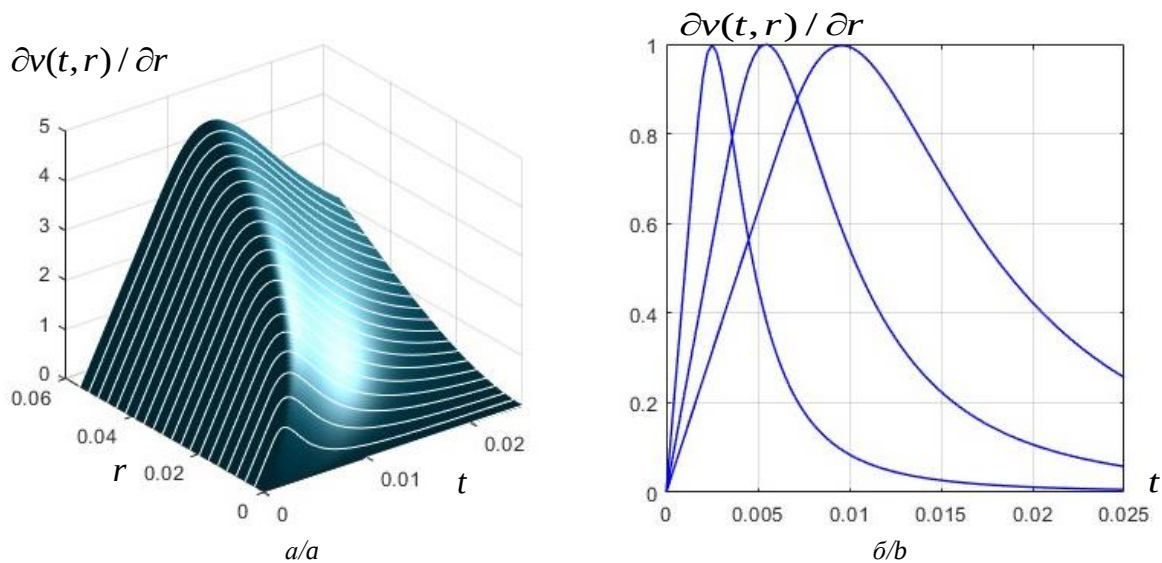


Рис. 2. Дифференциальное распределение скорости частиц по времени и по радиусу $v(t,r)$: а) пространственное дифференциальное распределение скорости частиц по времени и радиусу; б) нормированное дифференциальное распределение скорости частиц во времени при фиксированном радиусе. График дифференциального распределения скорости частиц при фиксированном радиусе делится на максимальную величину распределения

Fig. 2. Differential distribution of particle speed over time and radius $v(t,r)$: a) spatial differential distribution of particle speed over time and radius; b) normalized differential distribution of particle speed over time at a fixed radius. The graph of the differential distribution of particle speed at a fixed radius is divided by the maximum value of the distribution

Очевидно, что горизонтальная составляющая скорости во времени остается неизменной и определяется её начальным значением. В частности, горизонтальная компонента скорости частицы может равняться нулю $v_{||}=0$ и тогда можно записать систему уравнений (11)

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = v_{||}; \\ \frac{dy}{dt} = v_{\perp} = \frac{2}{9} \frac{r^2 g \Delta \rho}{\mu_{\text{неф}}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{9 \mu_{\text{неф}} t}{2 r^2 \rho_w}} \right). \end{cases} \quad (11)$$

После интегрирования получаем выражения для траектории частицы $\mathbf{r}=\mathbf{i}x+\mathbf{j}y$ и ее компонент – вертикальной y и горизонтальной x координат, соответственно, получаем (12)

$$\begin{cases} x = \int_0^t v_{||}(t)dt + x_0 = v_x(0) \cdot t + x_0; \\ y = \int_0^t v_{\perp}(t) dt + y_0 = \\ = \frac{2}{9} \frac{r^2 g \Delta \rho}{\mu_{\text{неф}}} \cdot t + \frac{2r^2 \rho_w}{\mu_{\text{неф}}} \left(1 - e^{-\frac{9\mu_{\text{неф}}}{2r^2 \rho_w} t} \right) + y_0. \end{cases} \quad (12)$$

Процесс седиментации можно представить в виде графика на рис. 3 (поперечные размеры преувеличены). Длительность процесса 0,4 часа, поперечный размах клина 0,08 м. В верхней части графика находится горизонтальная линия просветления. На графике показаны погружения глобул воды во времени. По вертикали и горизонтали шкалы указаны в метрах.

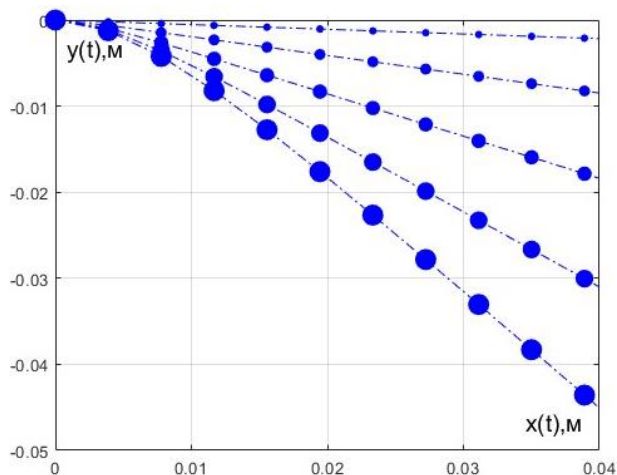


Рис. 3. Траектории глобул с различными радиусами. По вертикали отображается координата $y(t)$, по горизонтали – координата $x(t)$. На графике представлены кривые для частиц с радиусами r , $2r$, $3r$, $4r$ и $5r$, расположенные сверху вниз. Чем больше радиус глобул, тем больше размер меток

Fig. 3. Trajectories of globules with different radii. Along the vertical axis is the coordinate $y(t)$, along the horizontal axis is the coordinate $x(t)$. From top to bottom, graphs are presented for particles with radii r , $2r$, $3r$, $4r$, $5r$

Оценки длительности процесса гравитационной седиментации показывают, что время, необходимое для осаждения частиц, составляет от нескольких часов до суток для высокодисперсных сред (рис. 3).

Для форсирования процесса седиментации авторами предлагается использовать механический

центробежный метод седиментации, основанный на сведении полидисперсной среды в квазимонодисперсную среду. Далее квазимонодисперсная среда подвергается ультразвуковому воздействию с резонансной частотой [11, 12] с целью полного разрушения эмульсии.

Описание механического процесса получения квазимонодисперсной эмульсии

Приведем качественные вспомогательные рисунки изотерм и изобар фазовых переходов (рис. 4, 5). На рис. 4 приведенный химический потенциал воды обозначен как μ_1 , а масла – как μ_2 . Производная химического потенциала по давлению при фиксированной температуре есть удельный объем $\tilde{V} = (\partial\mu/\partial p)_T$ [13, 14]. Плотность воды ρ_1 выше плотности масла ρ_2 , следовательно, наклон химического потенциала масла μ_2 , $\tilde{V}_2 = (\partial\mu_2/\partial p)_T \sim 1/\rho_2$ круче, чем химического потенциала воды μ_1 , $\tilde{V}_1 = (\partial\mu_1/\partial p)_T \sim 1/\rho_1$. Пересечение графиков даёт нам точку положения равновесия. Система стремится к минимуму химического потенциала, и поэтому до положения равновесия и после положения равновесия следует выбирать нижние кривые, выделенные пунктиром.

Производная химического потенциала μ по температуре при постоянном давлении есть энтропия системы $S = -(\partial\mu/\partial T)_p$. Система стремится к максимуму энтропии. Энтропия выше в той среде, где меньше плотность, поэтому наклон фазовой кривой для масла будет круче, чем для воды (рис. 5). Поскольку фазовые переходы имеют скачки производных, они являются фазовыми переходами первого рода.

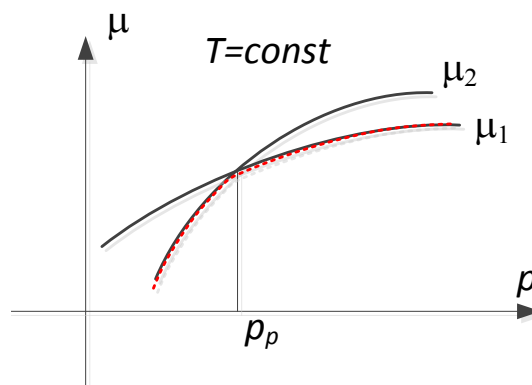


Рис. 4. Изотерма. Химический потенциал фаз при постоянной температуре. Наклон на графиках означает объем $V = (\partial\mu/\partial p)_T$. Объем изменяется скачком

Fig. 4. Isotherm. Chemical potential of phases at constant temperature. The slope on the graphs means volume $V = (\partial\mu/\partial p)_T$. The volume changes abruptly

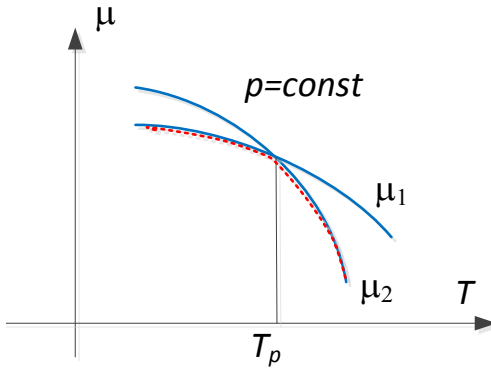


Рис. 5. Изобара. Химический потенциал фаз при постоянном давлении. Наклон на графиках означает энтропию $S = -(\partial\mu/\partial T)_p$. Энтропия увеличивается скачком

Fig. 5. Isobar. Chemical potential of phases at constant pressure. The slope on the graphs means entropy $S = -(\partial\mu/\partial T)_p$. Entropy increases abruptly

Рассмотрим процесс образования капли в зависимости от её размеров.

Энергия Гиббса системы – капля, находящаяся в масло-водяной среде, описывается свободной энергией, состоящей из суммы свободных молярных энергий масла F_1 , молярной энергии воды F_2 и поверхностной энергии образующейся капли $F_\Sigma = \sigma\Sigma$ записывается в виде (13)

$$G = F_1 N_1 + F_2 N_2 + P_0 (N_1 V_1 + N_2 V_2) + F_\Sigma. \quad (13)$$

Здесь N_1 – число молей в воде; V_1 – молярный объем воды; N_2 – число молей в масле; V_2 – молярный объем масла; $\Sigma = 4\pi r^2$ – площадь поверхности капли; r – радиус капли; σ – поверхностное натяжение; P_0 – давление в среде.

Перепишем последнее выражение, записывая свободную энергию Гельмгольца F в естественных координатах [15, 16], тогда (13) переходит в (14)

$$G = F_1(T, V_1) N_1 + F_2(T, V_2) N_2 + P_0 (N_1 V_1 + N_2 V_2) + 4\pi r^2 \sigma. \quad (14)$$

Условия равновесия системы означают минимум энергии Гиббса (2) при фиксированных значениях её естественных координат – P_0 – давления системы и T – температуры. Эти параметры системы P_0 , T будем считать не изменяющимися. В качестве независимых переменных выберем величины N_1 , N_2 , r . Перепишем уравнение (14) так, чтобы в него входили только независимые переменные. Для этого будем использовать дополнительные условия связи. Полное число частиц в системе не изменяется и записывается в виде (15):

$$N = N_1 + N_2, \quad N_2 = N - N_1, \quad dN_1 = -dN_2, \quad (15)$$

объем капли определяется выражением (16)

$$V_1 = 4\pi r^3 / 3N_1. \quad (16)$$

Выражение для объема капли дает нам вспомогательные выражения (17)

$$\frac{\partial V_1}{\partial r} = 4\pi r^2 / N_1, \quad \frac{\partial V_1}{\partial N_1} = -4\pi r^3 / 3N_1^2. \quad (17)$$

Минимизируя потенциал Гиббса как функцию трех переменных, найдем значения переменных, при которых система находится в положении устойчивого равновесия

$$\frac{\partial G}{\partial V_2} = 0, \quad \frac{\partial G}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial G}{\partial N_1} = 0.$$

Последняя система уравнений преобразуется в следующую систему (18) с учетом выражений (15)–(17):

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial V_2} &= \frac{\partial F_2}{\partial V_2} N_2 + P_0 N_2 = N_2 (-P_2 + P_0) = 0, \\ \frac{\partial G}{\partial r} &= N_1 \frac{\partial F_1}{\partial V_1} \frac{\partial V_1}{\partial r} + N_1 P_0 \frac{\partial V_1}{\partial r} + 8\pi r \sigma = \\ &= N_1 (-P_1 + P_0) \frac{4\pi r^2}{N_1} + 8\pi r \sigma = \\ &= 4\pi r^2 \left(-P_1 + P_0 + \frac{2\sigma}{r} \right) = 0; \\ \frac{\partial G}{\partial N_1} &= (F_1 - F_2) + P_0 (V_1 - V_2) + N_1 \left(\frac{\partial F_1}{\partial V_1} + P_0 \right) \frac{\partial V_1}{\partial N_1} = \\ &= (F_1 - F_2) + P_0 (V_1 - V_2) - (P_0 - P_1) \frac{4\pi r^3}{3N_1} = \\ &= \mu_1(T, P_1) - \mu_2(T, P_2) = 0. \end{aligned} \right. \quad (18)$$

Последняя система дает соотношения (19) для давлений в средах, информацию о радиусе образующейся капли и о химических потенциалах сред.

$$\left\{ \begin{aligned} P_2 &= P_0; \\ P_1 &= P_0 + \frac{2\sigma}{r}; \\ \mu_1(T, P_1) &= \mu_2(T, P_2) \rightarrow \\ \rightarrow \mu_1(T, P_2 + \frac{2\sigma}{r}) &= \mu_2(T, P_2). \end{aligned} \right. \quad (19)$$

Прокомментируем полученные результаты.

Когда две среды находятся в термодинамическом равновесии, на границе раздела имеет место равенство химического потенциала $\mu_1(T, P_n) = \mu_2(T, P_n)$, температуры T и давления P_n . Будем называть это давление P_n давлением насыщения (рис. 6). Для появления капли необходимо дополнительное давление, потому что капля выпуклая и, следовательно, в ней избыток давления, который компенсируется поверхностным натяжением среды.

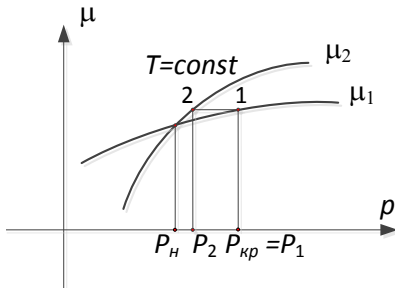


Рис. 6. График для вывода формулы (22)
Fig. 6. Plot for derivation of condition (22)

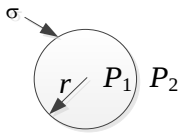


Рис. 7. Капля
Fug. 7. Droplet

При добавлении дополнительного давления появляется капля, радиус которой, в соответствии с уравнением (19), определяется выражением (20)

$$P_1 = P_2 + \frac{2\sigma}{r} \rightarrow r = \frac{2\sigma}{P_1 - P_2}. \quad (20)$$

При этом в среде образуется новое положение равновесия, при котором выполняется равенство химических потенциалов (рис. 6, точки 1, 2) и последнее выражение системы (19). Очевидно, что капли, давление которых находится в интервале между точками P_1 и P_2 , будут расти, так как радиус каплей растет в соответствии с выражением (20). Капли, у которых внутренне давление выше P_1 , будут распадаться, потому что в этом случае химический потенциал увеличивается, что термодинамически не выгодно, чтобы удержать каплю с таким маленьким радиусом. Следовательно, точку давления P_1 можно назвать критической, $P_1 = P_{кр}$, то есть это тот минимальный радиус капли, меньше которого капли распадаются, поскольку являются неустойчивыми. Критический радиус капли определяется выражением (21)

$$r_{кр} = \frac{2\sigma}{P_{кр} - P_2}. \quad (21)$$

Теперь приведем связь критического радиуса $r_{кр}$ (минимальный радиус устойчивой капли) с избыточным давлением $\Delta P = P_2 - P_n$, на которое нужно увеличить давление насыщения P_n , чтобы получить желаемый радиус капли. Для этого разложим в ряд Тейлора химический потенциал в последнем выражении системы (19) в окрестности точки давления насыщения P_n

$$\mu_1(T, P_1) = \mu_2(T, P_2),$$

$$\mu_1(T, P_1) = \mu_1(T, P_n) + \left. \frac{\partial \mu_1}{\partial P} \right|_T (P_{кр} - P_n),$$

$$\mu_2(T, P_2) = \mu_2(T, P_n) + \left. \frac{\partial \mu_2}{\partial P} \right|_T (P_2 - P_n).$$

С учетом последних выражений получаем формулу (22)

$$\left. \frac{\partial \mu_1}{\partial P} \right|_T (P_{кр} - P_n) = \left. \frac{\partial \mu_2}{\partial P} \right|_T (P_2 - P_n). \quad (22)$$

Учитывая, что из соотношения Максвелла [13–16] производная химического потенциала по давлению есть удельный объем $\left. \frac{\partial \mu}{\partial P} \right|_T = \tilde{V}$, введя обозначение $\Delta P = (P_2 - P_n)$ и учитывая, что в соответствии с рис. 6

$$(P_{кр} - P_n) = (P_{кр} - P_2 + \Delta P),$$

выражение (22) можно переписать в виде (23)

$$\begin{aligned} \tilde{V}_1 (P_{кр} - P_2 + \Delta P) &= \tilde{V}_2 \Delta P \rightarrow \\ \rightarrow P_{кр} - P_2 &= \Delta P (\tilde{V}_2 - \tilde{V}_1) / \tilde{V}_1. \end{aligned} \quad (23)$$

Теперь с учетом (12) выражение для критического радиуса (21) можно переписать в виде

$$r_{кр} = \frac{2\sigma \tilde{V}_1}{(\tilde{V}_2 - \tilde{V}_1) \Delta P}. \quad (24)$$

Здесь ΔP величина прессыщения давления. Если перейти к плотности жидкостей, то формула (24) примет вид (25)

$$r_{кр} = \frac{2\sigma \rho_2}{(\rho_1 - \rho_2) \Delta P}. \quad (25)$$

Таким образом, можно изменять радиус критической капли за счет подвода или отвода тепла, варьируя температурой T и давлением прессыщения ΔP .

Из формулы (14) видно, что та часть энергии Гиббса, которая несет ответственность за образование капель, определяется соотношением (26) [13, 16]

$$\Delta G = G_\Sigma = 4\pi r \sigma. \quad (26)$$

Можно определить минимальную энергию, которую нужно вложить в эмульсию для того, чтобы получить каплю с радиусом $r_{кр}$

$$G_{\Sigma_{кр}} = 4\pi r_{кр} \sigma. \quad (27)$$

При известной функции распределения частиц по радиусам можно определить результирующую поверхностную энергию Гиббса дисперсной среды по формуле (28)

$$G_{\Sigma}(r) = 4\pi r^2 \sigma \rightarrow$$

$$\rightarrow G_S = \int_{r_{sp}=r_{min}}^{r_{max}} G_{\Sigma}(r) f(r) dr = 4\pi \sigma \int_{r_{sp}=r_{min}}^{r_{max}} f(r) r^2 dr. \quad (28)$$

Здесь $f(r)$ – функция распределения частиц по радиусам.

Таким образом, получена формула, позволяющая оценить минимальный радиус капли при известных температуре, давлении, плотностях сред и поверхностном натяжении между ними.

Формула для радиуса капли позволяет определить поверхностную энергию Гиббса, если известна функция распределения частиц по радиусам.

На качественных графиках рис. 4, 5 показаны изломы производных фазовых кривых, которые говорят о том, что изменение состава эмульсии происходит при изменении давления и энтропии. Энтропия системы должна увеличиваться, и тогда происходит потребление теплоты. Полученное авторами выражение (27) позволяет связать количественно радиус образовавшихся глобул с избыточным давлением и поверхностным натяжением.

Для оценки степени дисперсности среды авторами предлагается использовать критерий коэффициента монодисперсности, определяемый выражением

$$k_1 = \frac{\sum_{k=1}^N r_k n_k}{\sum_{k=1}^N n_k}, \quad k_3 = \frac{\sum_{k=1}^N r_k^3 n_k}{\sum_{k=1}^N r_k^2 n_k}, \quad k_{\text{дисп}} = k_1/k_3. \quad (29)$$

Или тот же критерий можно записать для непрерывной функции. Если задана непрерывная функция распределения частиц по размерам $f(r)$, формулы (29) преобразуются в формулы (30):

$$k_1 = \frac{\int_0^{r_{max}} r f(r) dr}{\int_0^{r_{max}} f(r) dr}, \quad k_3 = \frac{\int_0^{r_{max}} r^3 f(r) dr}{\int_0^{r_{max}} r^2 f(r) dr},$$

$$k_{\text{дисп}} = k_1/k_3. \quad (30)$$

Очевидно, что по мере приближения дисперсной среды к её монодисперсному состоянию коэффициент монодисперсности стремится к единице.

Приведем пример расчета коэффициента дисперсности для экспериментальных значений, полученных авторами. Для получения функции распределения частиц по размерам использовался гранулометрический метод, который включал в себя микроскоп и компьютерный комплекс с программным обеспечением [12].

$$k_1 = \frac{\sum_{k=1}^{18} r_k n_k}{\sum_{k=1}^{18} n_k} = \frac{1846}{512} = 3,29,$$

$$k_3 = \frac{\sum_{k=1}^{18} r_k^3 n_k}{\sum_{k=1}^{18} r_k^2 n_k} = \frac{83080,16}{9809,39} = 8,47,$$

$$k_{\text{дисп}} = k_1/k_3 = 0,388,$$

$$k_1 = \frac{\int_0^{r_{max}} r f(r) dr}{\int_0^{r_{max}} f(r) dr} = 3,32, \quad k_3 = \frac{\int_0^{r_{max}} r^3 f(r) dr}{\int_0^{r_{max}} r^2 f(r) dr} = 9,$$

$$k_{\text{дисп}} = k_1/k_3 = 0,369.$$

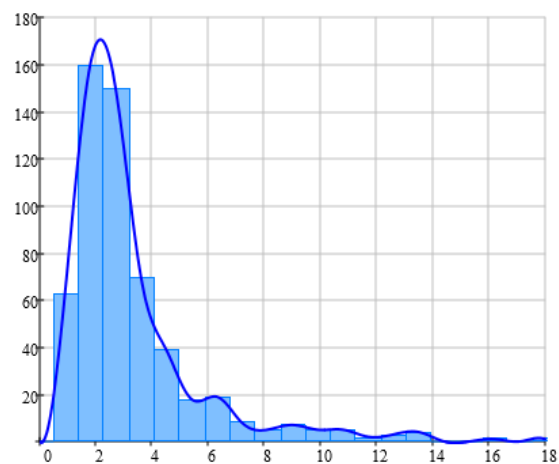
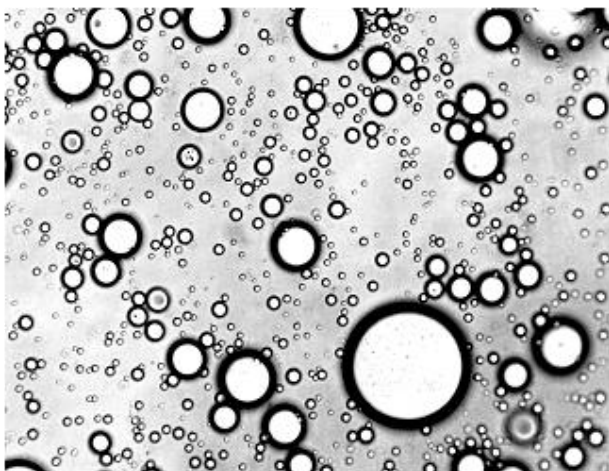


Рис. 8. Пример построения функции распределения частиц по размерам. Слева – изображение, справа – функция распределения частиц по размерам. Непрерывное распределение интерполировалось кубическим сплайном

Fig. 8. Example of constructing a particle size distribution function. The image is on the left, the particle size distribution function is on the right. The continuous distribution was interpolated by a cubic spline

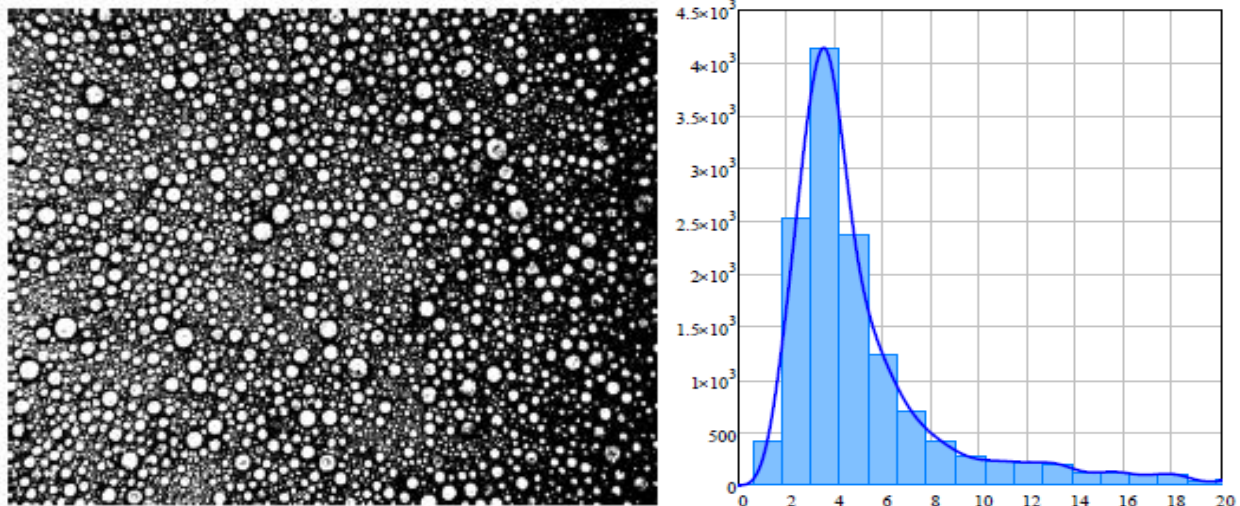


Рис. 9. Пример построения функции распределения частиц по размерам. Слева – изображение, справа – функция распределения частиц по размерам. Непрерывное распределение интерполировалось кубическим сплайном
Fig. 9. Example of constructing a particle size distribution function. The image is on the left, the particle size distribution function is on the right. The continuous distribution was interpolated by a cubic spline

Далее приводится результат распределения частиц по размерам после внесения дополнительной энергии с целью приближения дисперсной среды к квазимонодисперсной (рис. 10).

$$k_1 = \frac{\sum_{k=1}^{20} r_k n_k}{\sum_{k=1}^{20} n_k} = \frac{7,038 \cdot 10^4}{1,336 \cdot 10^4} = 5,266,$$

$$k_3 = \frac{\sum_{k=1}^{20} r_k^3 n_k}{\sum_{k=1}^{20} r_k^2 n_k} = \frac{6327635,32}{553271,84} = 11,435,$$

$$k_{\text{дисп}} = k_1 / k_3 = 0,461,$$

$$k_1 = \frac{\int_0^{r_{\max}} r f(r) dr}{\int_0^{r_{\max}} f(r) dr} = 5,269, \quad k_3 = \frac{\int_0^{r_{\max}} r^3 f(r) dr}{\int_0^{r_{\max}} r^2 f(r) dr} = 11,472,$$

$$k_{\text{дисп}} = k_1 / k_3 = 0,459.$$

Монодисперсной средой можно считать такое распределения частиц дисперсной фазы эмульсии, при котором критерий монодисперсности близок к 0,6–0,7.

Для изменения функции распределения частиц по радиусу необходимо вложить дополнительную энергию, которая препятствует процессам седиментации и коалесценции. Для этого можно использовать перемешивание жидкости, например, вращением диска у основания цилиндра с жидкостью. Вкладывая энергию, можно смещать макси-

мум функции распределения частиц по размерам, добиваясь расположения максимума вблизи резонансного радиуса.

Приведем один из возможных методов вклада энергии в эмульсию. При перемешивании жидкостей возникает седиментация, обусловленная центробежными силами. Для анализа седиментации, обусловленной центробежными силами, приведем полуаналитическое решение уравнения гидродинамики. Поскольку нас интересует качественный анализ процесса, будем рассматривать асимметричное вращение жидкости в цилиндре, в основании которого лежит бесконечный диск. Такой качественный подход позволит свести систему дифференциальных уравнений в частных производных Навье–Стокса к системе обыкновенных дифференциальных уравнений.

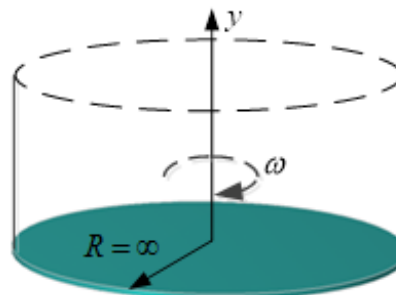


Рис. 10. Вращающийся диск
Fig. 10. Rotating disk

Приведем систему уравнений Навье–Стокса [15, 17–21] для вышеупомянутой системы в цилин-

дических координатах y, r, φ , вязкость среды будем обозначать буквой μ без индекса.

$$\frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} + v_y \frac{\partial v_r}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left(\Delta v_r - \frac{v_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} \right), \quad (31)$$

$$\frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_r v_\varphi}{r} + v_y \frac{\partial v_\varphi}{\partial y} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left(\Delta v_\varphi + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi}{r^2} \right), \quad (32)$$

$$\frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_y}{\partial \varphi} + v_r \frac{\partial v_y}{\partial r} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \Delta v_y. \quad (33)$$

Уравнение непрерывности

$$\frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0, \quad (34)$$

где v_r, v_φ, v_y – радиальная, тангенциальная и аксиальная компоненты вектора скорости,

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}.$$

На поверхности диска выполняются очевидные граничные условия

$$v_r = 0, v_\varphi = \omega r, v_y = 0 \text{ при } y = 0. \quad (35)$$

Здесь ω – угловая скорость вращения диска. В окрестности вращающегося диска жидкость также начинает вращаться вместе с ним согласно условиям тангенциальной составляющей скорости v_φ . Ввиду действующего на жидкость вращения диска вблизи его поверхности формируется радиальная составляющая скорости, направленной от центра к краю диска. Очевидно, при этом существует вертикальное движение жидкости. И, следовательно, можно записать граничные условия

$$v_r = 0, v_\varphi = 0, v_y = -U_0 \text{ при } y = \infty. \quad (36)$$

Не умаляя общности значение U_0 , можно выбрать значение равное нулю. Давление жидкости будем считать постоянным вдоль радиуса $\partial p / \partial r = 0$. Тогда систему уравнений (31)–(33) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} v_r \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi^2}{r} + v_y \frac{\partial v_r}{\partial y} = \\ = \mu \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} \right), \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} - v_r \frac{v_\varphi}{r} + v_y \frac{\partial v_\varphi}{\partial y} = \\ = \mu \left(\frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r^2} \right), \end{aligned} \quad (38)$$

$$v_r \frac{\partial v_y}{\partial r} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_y}{\partial r} \right). \quad (39)$$

Будем искать решения уравнения (38)–(40), удовлетворяющие уравнению непрерывности (34) и граничным условиям (35), (36), в виде (40)

$$\begin{aligned} v_r = r \omega F(\xi), v_\varphi = r \omega G(\xi), v_y = \sqrt{\mu \omega} H(\xi), \\ p = -\rho \mu \omega P(\xi), \xi = \sqrt{\omega / \mu} \cdot y. \end{aligned} \quad (40)$$

Такая подстановка позволит свести систему уравнения в частных производных в систему обыкновенных дифференциальных уравнений. Приведем полученную систему уравнений (41)–(44):

$$F^2 - G^2 + F'H = F'', \quad (41)$$

$$2FG + G'H = G'', \quad (42)$$

$$HH' = P' + H'', \quad (43)$$

$$2F + H' = 0. \quad (44)$$

Здесь штрих означает производную по безразмерной переменной ξ . Граничные условия (36), (37) переписываются в виде

$$\begin{cases} F = 0 \\ G = 1 \\ H' = 0 \end{cases} \text{ при } \xi = 0, \quad \begin{cases} F \rightarrow 0 \\ G \rightarrow 0 \\ H \rightarrow -\alpha = U_0 / \sqrt{\mu \omega} \end{cases} \text{ при } \xi \rightarrow \infty.$$

Из последней системы уравнения в линейном приближении сразу находится доминирующий корень характеристического уравнения, то есть корень, близкий к границе устойчивости и определяющий процесс при его окончании. Этот процесс можно записать в виде (45)

$$\begin{aligned} \begin{cases} -F'\alpha = F'' \\ -G'\alpha = G'' \\ H' = 0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} -p\alpha = p^2 \\ -p\alpha = p^2 \\ H \rightarrow -\alpha = U_0 / \sqrt{\mu \omega} \end{cases} \rightarrow \\ \rightarrow \begin{cases} F \sim Ae^{-\alpha \xi} + .. \\ G \sim Be^{-\alpha \xi} + .. \\ H \sim -\alpha + \frac{2}{\alpha} Ae^{-\alpha \xi} + .. \end{cases} \end{aligned} \quad (45)$$

На начальном этапе процесса при линейном приближении будем иметь зависимости (46)

$$\begin{cases} F = 0 \\ G = 1 \\ H' = 0 \end{cases} \text{ при } \xi \rightarrow 0, \begin{cases} F \sim a\xi - \frac{\xi^2}{2} - \frac{1}{3}b\xi^3; \\ G \sim 1 + b\xi + \frac{1}{10}a\xi^2; \\ H \sim -a\xi^2 + \frac{1}{3}\xi^3. \end{cases} \quad (46)$$

Более точное решение можно получить, используя численный метод Рунге–Кутты четвертого порядка, записав уравнения (41)–(44) в виде системы из пяти нелинейных уравнений.

$$\frac{dX}{d\xi} = A(X) \rightarrow \begin{pmatrix} \frac{dx_1}{d\xi} \\ \frac{dx_2}{d\xi} \\ \frac{dx_3}{d\xi} \\ \frac{dx_4}{d\xi} \\ \frac{dx_5}{d\xi} \\ \frac{dx_6}{d\xi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_4 \\ x_5 \\ -2x_1 \\ x_1^2 - x_2^2 + x_3x_2 \\ 2x_0x_1 + x_4x_2 \\ -2x_0x_2 + 2x_3 \end{pmatrix}.$$

Здесь

$X = \{x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6\} = \{F, G, H, F', G', P\}$ – вектор состояния,

$$A(X) = \begin{pmatrix} x_4 \\ x_5 \\ -2x_1 \\ x_1^2 - x_2^2 + x_3x_2 \\ 2x_0x_1 + x_4x_2 \\ -2x_0x_2 + 2x_3 \end{pmatrix}.$$

При решении системы обыкновенных дифференциальных уравнений будем использовать начальные условия, определяемые уравнением (36) в виде $X_0 = \{F(0), G(0), H(0), F'(0), G'(0), P\} = \{0, 1, 0, a, b, 0\}$, получим решения $X = \{x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6\} = \{F, G, H, F', G', P\}$. Здесь a, b – производные функций F', G' , выбраны таким образом, чтобы выполнялась непрерывность всех функций $\{F, G, H, F', G', P\}$, $a = 0,51$, $b = -0,616$. Эти коэффициенты выбираются методом стрельбы [22] для согласования условий (35) и (36). При расчетах получились следующие значения $A = 0,93$, $B = 1,21$.

Заметим, что полученные графики совпадают с асимптотическими значениями функций (45), (46). Это функции радиальной, азимутальной и вертикальной скоростей в зависимости от вертикальной координаты.

Из графика на рис. 11 видно, что можно провести условную границу – пороговое значение вертикальной координаты $\xi = \sqrt{\omega/\mu} \cdot y = 3,5$, или $y = \delta_0 = 3,5\sqrt{\mu/\omega}$. При значениях, больше порогового значения $y > \delta_0$, определяющей скоростью является вертикальная скорость – $v_y = \sqrt{\mu\omega}H(\xi)$. Радиальной – $v_r = r\omega F(\xi)$ и тангенциальной – $v_\varphi = r\omega G(\xi)$ скоростями можно пренебречь, а следовательно, функция концентрации частиц будет зависеть только от вертикальной составляющей координаты y .

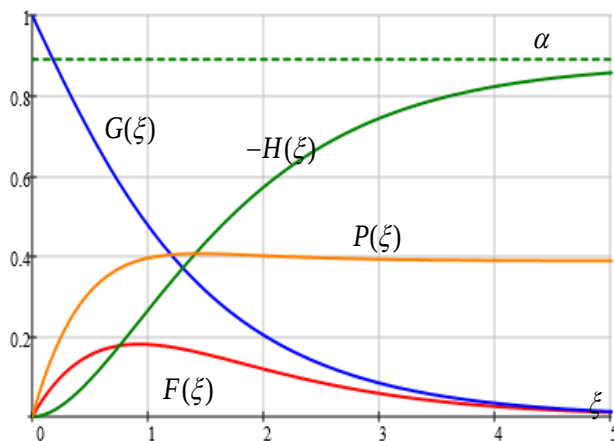
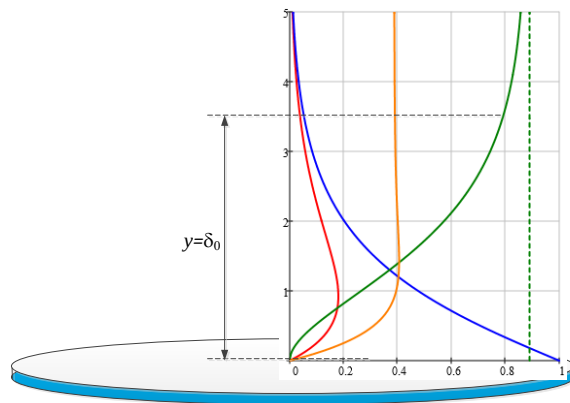


График распределения скоростей показывает относительный вклад компонент скорости по высоте
 velocity distribution graph shows relative contribution of velocity components with respect to height

a/a



Вертикальное представление графика распределения скоростей показывает относительный вклад компонент скорости по высоте
 vertical representation of a velocity distribution graph shows relative contribution of velocity components with respect to height

b/b

Рис. 11. График распределения скоростей и давления: а) горизонтальное; б) вертикальное представления
Fig. 11. Velocity and pressure distribution graph: a) horizontal; b) vertical representation

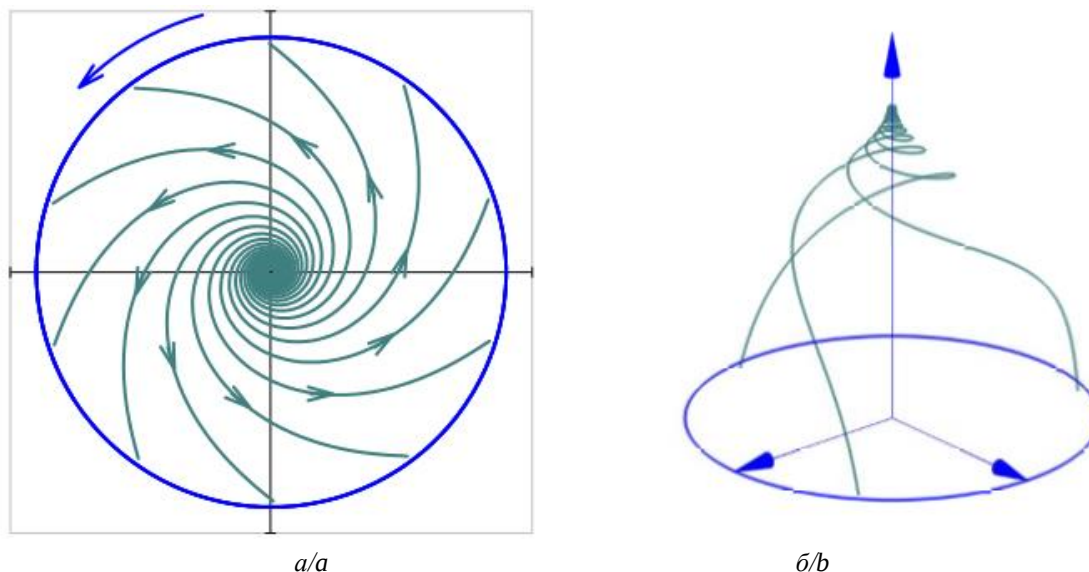


Рис. 12. а) поперечное распределение траекторий частиц жидкости; б) пространственное распределение траекторий частиц жидкости
Fig. 12. a) transverse distribution of trajectories of liquid particles; b) spatial distribution of trajectories of liquid particles

Для координат вертикальной оси, меньших порогового значения $y < \delta_0$, доминирующую роль начинает играть тангенциальная составляющая $v_\varphi = r\omega G(\xi)$. Следовательно, умножая значение квадрата скорости $v_\varphi = r\omega G(\xi)$ на массу частицы, можно определить энергию частицы.

$$E = \frac{mv_\varphi^2}{2} = \frac{r^2 \omega^2 G(\xi)^2 m}{2}.$$

Здесь в качестве $G(\xi)$ можно брать её аналитическое приближение (46)

$$G(\xi) = 1 + b\xi + \frac{1}{10}a\xi^2 = 1 - 0,616\xi + 0,051a\xi^2.$$

При известной функции распределения частиц по радиусам можно определить результирующую энергию дисперсной фазы по формуле:

$$E(r) = \frac{\omega^2 r^2 G(\xi_0)^2}{2} \frac{4}{3} \pi (\rho_b - \rho_{cp}) \int_{r_{sp}=r_{min}}^{r_{max}} f(r) r^3 dr, \quad \xi_0 = \sqrt{\omega/\mu} \cdot \delta_0 = 3,5 \sqrt{\omega/\mu}. \quad (47)$$

Свяжем элемент механического момента сопротивления диска с тангенциальной скоростью и скоростью вращения диска:

$$\begin{aligned} dM &= -2\pi r^2 \tilde{\mu} \frac{\partial v_\varphi}{\partial y} \Big|_{y=0} dr = \\ &= -2\pi r^2 \rho \mu \frac{d\xi}{dy} \frac{r\omega \partial G(\xi)}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} dr = \\ &= -2\pi r^2 \rho \mu \frac{r\omega^{3/2} \partial G(\xi)}{v^{1/2} \partial \xi} \Big|_{\xi=0} dr, \end{aligned}$$

$$dM = -2\pi r^3 \rho \mu^{1/2} \omega^{3/2} G'(0) dr, \quad \tilde{\mu} = \rho \mu.$$

Здесь $\mu = \rho \nu$ – вязкость единицы объема.

Интегрируем последнее выражение по радиусу, получаем величину момента сопротивления диска:

$$\begin{aligned} M &= -2\pi \rho \mu^{1/2} \omega^{3/2} G'(0) \int_0^R r^3 dr = -\pi \rho \sqrt{\mu \omega^3} G'(0) \frac{R^4}{2} = \\ &= \pi \rho \sqrt{\mu \omega^3} 0,616 \frac{R^4}{2} = \rho \sqrt{\mu \omega^3} 0,968 R^4. \end{aligned} \quad (48)$$

Последнее выражение для момента сопротивления диска (48) содержит частоту вращения диска. Следовательно, зная частоту вращения диска, можно получить желаемую энергию частиц жидкости $E(r)$ (47). При соответствующем выборе энергии $E(r)$ и поверхностной энергии Гиббса G_s можно получить желаемый радиус капель квазимонодисперсной фазы.

Заключение

Авторами работы предложен механический метод седиментации, основанный на сведении полидисперсной среды в квазимонодисперсную среду с последующим воздействием ультразвуковой волны с соответствующей резонансной частотой с целью полного разрушения эмульсии.

Получена дифференциальная функция распределения скоростей по координатам и времени, показывающая, что эмульсия является более устойчивой при её мелкой дисперсности. Также показано, что для водонефтяных эмульсий процесс оседания частиц дисперсной фазы составляет от нескольких часов до суток.

Получена формула, позволяющая оценить минимальный радиус капли при известных температуре, давлении, плотностях сред и поверхностного натяжения между ними. Предложено ввести критерий, позволяющий определить близость дисперсной среды к квазимонодисперсной версии.

Удалось свести уравнения в частных производных Навье–Стокса, описывающих вращения диска в основании цилиндрического сосуда, к системе

обыкновенных дифференциальных уравнений, и получить компоненты скоростей и давления при известной скорости вращения диска, энергию частиц, связанную со скоростью вращения диска. Удалось определить механический момент сопротивления диска и связать его с энергией воздействия на эмульсию с целью получения её квазимонодисперсной версии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kale S.N., Deore S.L. Emulsion, micro emulsion and nano emulsion: a review // *Systematic Reviews in Pharmacy*. – 2017. – Vol. 8. – № 1. – P. 39–44.
2. Oil emulsions and the different recent demulsification techniques in the petroleum industry – a review / S.M. Abed, N.H. Abdurahman, R.M. Yunus, H.A. Abdulbari, S. Akbari // *IOP Conf. Series: Material Science and Engineering*. – 2019. – Vol. 702. – 012060.
3. Akbari N., Biria D. Investigation of the activity of *Acinetobacter calcoaceticus* biodeulsifier to break stable water in oil emulsions // *Journal of Environmental Chemical Engineering*. – 2018. – Vol. 6. – P. 4144–4150.
4. Demulsification techniques of water-in-oil and oil-in-water emulsions in petroleum industry / R. Zolfaghari, A. Fakhru'l-Razi, L.C. Abdullah, S.S.E.H. Elnashaie, A. Pendashteh // *Separation and Purification Technology*. – 2016. – Vol. 170. – P. 377–408.
5. Oil-in-water separation with graphene-based nanocomposite membranes for produced water treatment / A. Alammar, S.H. Park, C.J. Williams, B. Derby, G. Szekely // *Journal of Membrane Science*. – 2020. – Vol. 603. – 118007.
6. Applying ultrasonic fields to separate water contained in medium-gravity crude oil emulsions and determining crude oil adhesion coefficients / A. Sadatshojaie, D.A. Wood, S.M. Jokar, M.R. Rahimpour // *Ultrasonics Sonochemistry*. – 2021. – Vol. 70. – 105303.
7. Water-in-oil emulsions separation using an ultrasonic standing wave coalescence chamber / C.M.G. Atehortúa, N. Pérez, M.A.B. Andrade, L.O.V. Pereira, J.C. Adamowski // *Ultrasonics Sonochemistry*. – 2019. – Vol. 57. – P. 51–61.
8. Ultrasonic assisted ultrafiltration process for emulsification of oil field produced water treatment / A. Agi, R. Junin, A.Y.M. Alqatta, A. Gbadamosi, A. Yahya, A. Abbas // *Ultrasonics Sonochemistry*. – 2019. – Vol. 51. – P. 214–222.
9. Ultrasonic assisted ultrafiltration process for emulsification of oilfield produced water treatment / A. Agi, R. Junin, A.Y.M. Alqatta, A. Gbadamosi, A. Yahya, A. Abbas // *Ultrasonics Sonochemistry*. – 2019. – Vol. 51. – P. 214–222.
10. Повышение производительности скважин с помощью акустических преобразователей шума / Ю.А. Савиных, Ю.А. Медведев, Х.Н. Музипов, А.Е. Алтунин // *Нефтепромысловое дело*. – 2003. – № 10. – С. 30–32.
11. Филипас А.А., Исаев Ю.Н., Кучман А.В. Определение резонансных частот шаровой капли масляной среде // *Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов*. – 2022. – Т. 333. – № 10. – С. 178–185.
12. Автоматизированная система для проведения экспресс-анализа дисперсного состава скважинной жидкости / А.А. Филипас, А.В. Мигель, Ю.Н. Исаев, В.В. Курганов // XVIII Международная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск: Томский политехнический университет, 2021. – С. 469–470.
13. Сычёв В.В. Дифференциальные уравнения термодинамики. – М.: МЭИ, 2010. – 252 с.
14. Сычёв В.В. Сложные термодинамические системы. – М.: Энергоатомиздат, 2010. – 252 с.
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Гидродинамика. – М.: Наука, 1988. – Т. VI. – 734 с.
16. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика. Статистическая физика. Кинетика. – М.: Физматлит, 1977. – 552 с.
17. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974. – 713 с.
18. Слёзкин Н.А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. – М.: ГИТТЛ, 1955. – 521 с.
19. Дмитриев А.В. Основы статистической физики материалов. – М.: Наука, 2004. – 668 с.
20. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. – М.: Физматлит, 1959. – 700 с.
21. Седов Л.И. Механика сплошных сред. – М.: Наука, 1970. – Т. I. – 492 с.
22. Формалев В.Ф., Резников Д.Л. Численные методы. – М.: Физматлит, 2006. – 400 с.

Информация об авторах

Александр Александрович Филипас, кандидат технических наук, доцент отделения автоматизации и робототехники Инженерной школы информационных технологий и робототехники Национального исследовательского Томского политехнического университета, Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30. filipas@tpu.ru

Алёна Владимировна Кучман, аспирант отделения автоматизации и робототехники Инженерной школы информационных технологий и робототехники Национального исследовательского Томского политехнического университета, Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30. avm82@tpu.ru

Юсуп Ниязбекович Исаев, доктор физико-математических наук, профессор отделения автоматизации и робототехники Инженерной школы информационных технологий и робототехники Национального исследовательского Томского политехнического университета, Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30. isaev@tpu.ru

Поступила в редакцию: 12.02.2024

Поступила после рецензирования: 20.03.2024

Принята к публикации: 26.04.2024

REFERENCES

1. Emulsion, micro emulsion and nano emulsion: a review. *Systematic Reviews in Pharmacy*, 2017, vol. 8, no. 1, pp. 39–44.
2. Abed S.M., Abdurahman N.H., Yunus R.M., Abdulbari H.A., Akbari S. Oil emulsions and the different recent demulsification techniques in the petroleum industry: a review. *IOP Conf. Series: Material Science and Engineering*, 2019, vol. 702, 012060.
3. Akbari N., Biria D. Investigation of the activity of *Acinetobacter calcoaceticus* biodemulsifier to break stable water in oil emulsions. *Journal of Environmental Chemical Engineering*, 2018, vol. 6, pp. 4144–4150.
4. Zolfaghari R., Fakhru'l-Razi A., Abdullah L.C., Elnashaie S.S.E.H., Pendashteh A. Demulsification techniques of water-in-oil and oil-in-water emulsions in petroleum industry. *Separation and Purification Technology*, 2016, vol. 170, pp. 377–408.
5. Alammam A., Park, S.H., Williams C.J., Derby, B., Szekely G. Oil-in-water separation with graphene-based nanocomposite membranes for produced water treatment. *Journal of Membrane Science*, 2020, vol. 603, 118007.
6. Sadatshojaie A., Wood D.A., Jokar S.M., Rahimpour M.R. Applying ultrasonic fields to separate water contained in medium-gravity crude oil emulsions and determining crude oil adhesion coefficients. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2021, vol. 70, 105303.
7. Atehortúa C.M.G., Pérez N., Andrade M.A.B., Pereira L.O.V., Adamowski J.C. Water-in-oil emulsions separation using an ultrasonic standing wave coalescence chamber. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2019, vol. 57, pp. 51–61.
8. Aryafard E., Farsi M., Rahimpour M.R. Modeling and simulation of crude oil desalting in an industrial plant considering mixing valve and electrostatic drum. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 2015, vol. 95, pp. 383–389.
9. Agi A., Junin R., Alqatta A.Y.M., Gbadamosi A., Yahya A., Abbas A., Ultrasonic assisted ultrafiltration process for emulsification of oil field produced water treatment. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2019, vol. 51, pp. 214–222.
10. Savinyh Yu.A., Medvedev Yu.A., Muzipov H.N., Altunin A.E. Increasing well productivity using acoustic noise converters. *Neftepromyslovoe delo*, 2003, no. 10, pp. 30–32. (In Russ.)
11. Filipas A.A. Isaev Yu.N., Kuchman A.V. Determination of the resonant frequencies of a global water drop in oil medium. *Bulletin of the Tomsk Polytechnic University. Geo Assets Engineering*, 2022, vol. 333, no. 10, pp. 175–185. (In Russ.)
12. Filipas A.A., Migel A.V., Isaev Yu.N., Kurganov V.V. Automated system for express analysis of the dispersed composition of well fluid. *XVIII International Scientific and Practical Conference of Students, Postgraduate Students and Young Scientists*. Tomsk, Tomsk Polytechnic University, 2021. pp. 469–470. (In Russ.)
13. Sychev V.V. *Differential equations of thermodynamics*. Moscow, MPEI Publ., 2010. 250 p. (In Russ.)
14. Sychev V.V. *Complex thermodynamic systems*. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1986. 207 p. (In Russ.)
15. Landau L.D., Lifshic E.M. *Theoretical physics. Vol. 6. Hydrodynamics*. Moscow, Nauka Publ., 1988. 733 p. (In Russ.)
16. Rumer Yu.B., Ryvkin M.Sh. *Thermodynamics, statistical physics and kinetics*. Moscow, Fizmatlit Publ., 1977. 552 p. (In Russ.)
17. Shlihting G. *Boundary layer theory*. Moscow, Nauka Publ., 1974. 713 p. (In Russ.)
18. Slyozkin N.A. *Dynamics of a viscous incompressible fluid*. Moscow, GITTL Publ., 1955. 521 p. (In Russ.)
19. Dmitriev A.V. *Fundamentals of statistical physics of materials*. Moscow, Nauka Publ., 2004. 668 p. (In Russ.)
20. Levich V.G. *Physico-chemical hydrodynamics*. Moscow, Fizmatlit Publ., 1959. 700 p. (In Russ.)
21. Sedov L.I. *Continuum mechanics*. Moscow, Nauka Publ., 1970. Vol. 1, 492 p. (In Russ.)
22. Formalev V.F., Reznikov D.L. *Numerical methods*. Moscow, Fizmatlit Publ., 2006. 400 p. (In Russ.)

Information about the authors

Alexander A. Filipas, Cand. Sc., Associate Professor, National Research Tomsk Polytechnic University, 30, Lenin avenue, Tomsk, 634050, Russian Federation. filipas@tpu.ru

Alyona V. Kuchman, Postgraduate Student, National Research Tomsk Polytechnic University, 30, Lenin avenue, Tomsk, 634050, Russian Federation. avm82@tpu.ru

Yusup N. Isaev, Dr. Sc., Professor, National Research Tomsk Polytechnic University, 30, Lenin avenue, Tomsk, 634050, Russian Federation. isaev_yusup@mail.ru

Received: 12.02.2024

Revised: 20.03.2024

Accepted: 26.04.2024