

УДК 536.423, 532.52

© *Б. А. Снигерев*

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ НА СТРУКТУРУ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ И ТРЕНИЕ В ПОТОКЕ СМЕСИ ВОДЫ И ГАЗА В ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТРУБЕ

В работе представлены результаты расчетного исследования локальной структуры восходящего газожидкостного потока в вертикальной трубе. Математическая модель основана на использовании двухжидкостного эйлера подхода с учетом обратного влияния пузырьков на осредненные характеристики и турбулентность несущей фазы. Турбулентная кинетическая энергия жидкости рассчитывается с применением двухпараметрической изотропной модели турбулентности $k - \varepsilon$, модифицированной для двухфазных сред. Для описания динамики распределения пузырьков по размерам используются уравнения сохранения количества частиц для отдельных групп пузырьков с различными диаметрами для каждой фракции с учетом процессов дробления и коалесценции. Численно исследовано влияние изменения степени дисперсности газовой фазы, объемного расходного газосодержания, скорости дисперсной фазы на локальную структуру и поверхностное трение в двухфазном потоке. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными показало, что разработанный подход позволяет адекватно описывать турбулентные газожидкостные течения в широком диапазоне изменения газосодержания и начальных размеров пузырьков.

Ключевые слова: многофазное течение, турбулентность, эйлерово описание.

DOI: [10.20537/vm180309](https://doi.org/10.20537/vm180309)

Введение

Турбулентные пузырьковые потоки в каналах широко распространены в различных областях промышленности, таких, как химическая, пищевая, фармацевтическая, атомная и теплоэнергетика. Знание информации о структуре, осредненных и пульсационных характеристиках пузырьковых потоков необходимо при проектировании современных энергоустановок. Поэтому моделирование турбулентных пузырьковых потоков представляет большой практический интерес, и ему посвящено большое количество публикаций. Сложность моделирования таких потоков связана с большим количеством явлений различной природы, поскольку такие течения характеризуются сильным взаимным влиянием несущей и дисперсной фазы, сопровождаются процессами теплообмена, фазовых переходов, коалесценции, дробления и т. д. [1–3].

В настоящее время в литературе имеется большое количество экспериментальных данных и расчетных рекомендаций по гидродинамическому сопротивлению и теплоотдаче при течении газожидкостных потоков в трубах разного диаметра (см. например, монографию [2]). Тем не менее, для двухфазных потоков необходима детальная информация о турбулентной структуре, полидисперсности распределения пузырьков как с фундаментальной, так и с практической точек зрения. Экспериментальному изучению турбулентных пузырьковых течений посвящены работы [4–8]. Важная информация содержится в работе [5], где изложены результаты экспериментального исследования гидродинамического сопротивления при течении пароводяного потока смеси в обогреваемой трубе. Определено влияние обогрева на сопротивление трения смеси и дана эмпирическая зависимость для расчета потери давления на трение в области небольших паросодержаний. Также для сравнения приводятся результаты для необогреваемых труб. Показано, что на относительный перепад давления в трубе при течении газожидкостного потока оказывает влияние не только давление, но и массовая скорость. С увеличением массовой скорости происходит уменьшение относительного значения параметра потери давления на

трение, а также уменьшение значения паросодержания, при котором начинается кризис сопротивления. Данное явление характеризуется отклонением от первоначального, почти линейного хода зависимости перепада давления от массового газосодержания. По-видимому, оно связано с увеличением скорости скольжения фаз и происходит при постоянной массовой скорости тем раньше, чем выше давление в потоке. Наряду с экспериментальными исследованиями газожидкостных потоков проводятся численные моделирования двухфазных пузырьковых течений. На основе эйлерова континуального подхода в работах [9–11] предложены эффективные методы, получены аппроксимации уравнения, описывающего эволюцию функции распределения частиц по размерам в газожидкостном потоке.

Несмотря на большое количество работ в этой области, закономерности динамики двухфазного потока изучены недостаточно полно. Это относится прежде всего к влиянию большого числа гидродинамических и геометрических параметров на структуру течения и гидравлическое сопротивление, что особенно важно в инженерных приложениях. Целью настоящей работы является детальное численное исследование характеристик турбулентного восходящего потока в трубе при изменении массовых скоростей и расходных газосодержаний сред. Основное внимание уделено анализу турбулентной структуры течения и полидисперсности газожидкостного потока, а также поверхностного трения двухфазного течения.

§ 1. Математическая модель

Для математического описания пространственного движения двухфазной среды применяется эйлеров подход, основанный на модели взаимопроникающих и взаимодействующих континуумов, который сводится к описанию условий разделенного движения фаз и определению величин, описывающих межфазное взаимодействие. В литературе используются различные математические модели для описания пузырькового течения. В [12] приведена модель для газожидкостного потока, в которой учитывается разность давлений в жидкой и газовой фазах при моделировании сил межфазного взаимодействия. В данной работе используется модель, предложенная в [13], где показано, что двухфазный пузырьковый поток можно рассматривать как газожидкостную систему с одним давлением. Система уравнений Навье–Стокса, осредненная по Рейнольдсу, для описания динамики газожидкостного потока имеет следующий вид [3, 11, 13]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varrho_m \alpha_m) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_m \varrho_m V_{mj}) = 0, \quad \alpha_l + \alpha_g = 1, \quad m = l, g, \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \varrho_m V_{mj}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_m \varrho_m V_{mi} V_{mj}) = & -\alpha_m \frac{\partial P}{\partial x_i} + \alpha_m \varrho_m g_i + M_{mi} + \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_m \mu_{\text{eff}, m} \left(\frac{\partial V_{mi}}{\partial x_j} + \frac{\partial V_{mj}}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_m \mu_{\text{eff}, m} \frac{\partial V_{mn}}{\partial x_n} \delta_{ij} \right). \end{aligned} \quad (1.2)$$

В системе уравнений (1.1), (1.2) t — время, ϱ_l, ϱ_g — плотности сплошной и газовой фаз соответственно, α_l, α_g — объемные концентрации несущей и дисперсной фазы, g_i — сила тяжести, δ_{ij} — дельта функция, V_{mi} — компоненты скорости m фазы, M_{mi} — силы межфазного взаимодействия, P — давление, $\mu_{\text{eff}, m}$ — эффективная динамическая вязкость m фазы.

Для описания турбулентных характеристик газожидкостного потока применяется расширенная двухпараметрическая модель турбулентности $k - \varepsilon$, определяемая через эффективную вязкость $\mu_{\text{eff}, m}$, состоящую из динамической вязкости несущей среды $\mu_{\text{lam}, l}$, турбулентной вязкости $\mu_{t, l}$, вязкости $\mu_{\text{BI}, l}$, определяющей дополнительную диссипацию за счет пульсационного движения пузырьков [14]

$$\mu_{\text{eff}, l} = \mu_l + \mu_{t, l} + \mu_{\text{BI}, l}. \quad (1.3)$$

Для вычисления $\mu_{t, l}$ применяется формула Колмогорова, а для $\mu_{\text{BI}, l}$ соотношение из [14]

$$\mu_{t, l} = \frac{C_\mu \varrho_l k_l^2}{\varepsilon_l}, \quad \mu_{\text{BI}, l} = C_{\mu b} \rho_l \alpha_l d_s |V_{gi} - V_{li}|, \quad \mu_{\text{eff}, g} = \frac{\varrho_g}{\varrho_l} \mu_{\text{eff}, l}, \quad C_{\mu b} = 0.6. \quad (1.4)$$

Для определения кинетической энергии турбулентности k и скорости диссипации жидкой фазы ε применяется двухпараметрическая модель турбулентности $k - \varepsilon$, модифицированная для двухфазных сред

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_l \varrho_l k_l) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\alpha_l \varrho_l V_{li} k_l) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_l \frac{\mu_{\text{eff}, l}}{\sigma_l} \frac{\partial k_l}{\partial x_j} \right) + \alpha_l (G_l - \varrho_l \varepsilon), \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_l \varrho_l \varepsilon_l) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\alpha_l \varrho_l V_{li} \varepsilon_l) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_l \frac{\mu_{\text{eff}, l}}{\sigma_l} \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial x_j} \right) + \alpha_l \frac{\varepsilon_l}{k_l} (C_{\varepsilon_1} G_l - C_{\varepsilon_2} \varrho_l \varepsilon_l), \quad (1.6)$$

$$G_l = \frac{1}{2} \mu_{\text{eff}, m} \left[\frac{\partial V_{mi}}{\partial x_j} + \left(\frac{\partial V_{mj}}{\partial x_i} \right)^T \right]^2. \quad (1.7)$$

Значения постоянных в модели турбулентности приняты равными

$$C_\mu = 0.09, \quad C_{\varepsilon_1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon_2} = 1.92, \quad \sigma_l = 1.0. \quad (1.8)$$

Для полидисперсного потока вклад межфазного взаимодействия в эйлеровом приближении складывается из силы сопротивления \vec{M}_g^D , подъемной силы \vec{F}_g^L , присоединенной силы \vec{M}_g^{VM} .

$$M_{li} = -M_{gi} = - (M_{gi}^D + M_{gi}^L + M_{gi}^{VM}). \quad (1.9)$$

Эти силы рассчитываются по следующим формулам:

$$M_{gi}^D = \frac{3}{4} \alpha_g \varrho_l \frac{C_d}{d_s} |V_{gi} - V_{li}| (V_{gi} - V_{li}), \quad M_{gi}^L = C_L \alpha_g \varrho_l (V_{gi} - V_{li}) \times (\nabla \times V_{li}), \quad (1.10)$$

$$M_{gi}^{VM} = C_{VM} \alpha_g \varrho_l \left(\frac{\partial V_{li}}{\partial t} - \frac{\partial V_{gi}}{\partial t} \right), \quad C_{VM} = 0.5.$$

Здесь C_D — коэффициент сопротивления частицы:

$$C_D = \begin{cases} 24(1 + 0.15\text{Re}^{0.687})/\text{Re}, & \text{Re} \leq 1000, \\ 0.44, & \text{Re} > 1000, \end{cases} \quad (1.11)$$

где $\text{Re} = 2\varrho_l |V_{gi} - V_{li}| d_s / \mu_l$ — число Рейнольдса относительного движения фаз.

Коэффициент подъемной силы C_L определяется как

$$C_L = \begin{cases} \min[0.288 \tanh(0.121 \text{Re}); f(\text{Eo}_d)], & \text{Eo}_d < 4, \\ f(\text{Eo}_d), & 4 \leq \text{Eo}_d \leq 10, \\ -0.29, & \text{Eo}_d > 10, \end{cases} \quad (1.12)$$

$$f(\text{Eo}_d) = 0.00105 \text{Eo}_d^3 - 0.0159 \text{Eo}_d^2 - 0.0204 \text{Eo}_d + 0.474, \quad \text{Eo}_d = g(\varrho_l - \varrho_g) d_s^2 / \sigma,$$

где d_s — средний диаметр пузырьков, σ — коэффициент поверхностного натяжения.

Для описания полидисперсности двухфазных потоков записываются уравнения для расчета распределения пузырьков по размерам вследствие фазовых переходов, слияния, разрушения и других процессов с учетом турбулентности. В данной работе принимаются во внимание только процессы коалесценции и дробления, которые являются основными механизмами, приводящими к полидисперсному распределению пузырьков по размерам в адиабатических потоках. Предполагается, что пузырьки разного размера движутся с одинаковой скоростью и при этом сохраняют сферическую форму. Эволюция спектра капель описывается кинетическим уравнением для удельной концентрации пузырьков $n(v, t)$. Для расчета полидисперсности пузырьков применяется метод эйлеровых фракций, основанный на разбиении всего спектра частиц на отдельные дискретные классы с фиксированными размерами v_i ($i = 1, M_f$), M_f — число

фракций. Количество частиц в каждом классе, объем которых находится в пределах между v_i и v_{i+1} , определяется через $N_i = \int_{v_i}^{v_{i+1}} n(v, t) dv$. Введем функцию f_i , определяемую как доля концентрации пузырьков i -го размера от общего числа пузырьков, для которой выполняются соотношения $f_i = \alpha_i / \alpha_g$, $\alpha_g f_i = N_i v_i$. Запишем уравнение для эволюции функции f_i в виде

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g f_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_g V_{gj} f_i) = B_a^i - D_a^i + B_b^i - D_b^i, \quad i = 1, M_f, \quad (1.13)$$

$$B_a^i = \int_{v_i}^{v_{i+1}} B_a dv, \quad D_a^i = \int_{v_i}^{v_{i+1}} D_a dv, \quad B_b^i = \int_{v_i}^{v_{i+1}} B_b dv, \quad D_b^i = \int_{v_i}^{v_{i+1}} D_b dv.$$

Слагаемое B_a определяет прирост концентрации пузырьков за счет слияния частиц с суммарным объемом v , а D_a — убыль за счет слияния частиц v с остальными. Изменение концентрации за счет процессов дробления описывают следующие два слагаемых: B_a определяет прирост за счет дробления частиц большего объема, D_a — убывание в результате дробления частиц с объемом v . Для завершения постановки задачи требуется задание начального распределения частиц на входе. В данной работе для определения функций B_a , B_b , D_a , D_b используются эмпирические выражения, полученные в [15, 16]. Для замыкания системы уравнений (1.1)–(1.5) требуется найти силы межфазного взаимодействия, определяемые соотношениями (1.9)–(1.10). Неизвестный параметр d_s , выражающий средний объемно-поверхностный диаметр пузырьков в объеме v_i , определяется через f_i

$$d_s = \sum_{i=1}^{M_f} f_i / \left(\sum_{i=1}^{M_f} f_i / d_i \right). \quad (1.14)$$

Движение газожидкостного потока описывается системой уравнений сохранения для несущей и газовой фаз (1.1), (1.2), дополненной модифицированной двухпараметрической моделью турбулентности для двухфазной среды (1.5)–(1.7). Силы межфазного взаимодействия (1.9)–(1.12), действующие на элементарный объем среды, определяются через гидродинамические характеристики потока, объемное газосодержание α_g и средний диаметр пузырьков d_s . Зная характеристики потока в текущий момент времени, решаем систему уравнений (1.13), находим распределение f_i для каждой группы пузырьков, что позволяет определить d_s в каждом элементарном конечном объеме сетки. Распределение f_i дает дополнительную информацию о распределении частиц по размерам в объеме потока двухфазной среды. В рамках данного подхода движение полидисперсного двухфазного газожидкостного потока описывается замкнутой системой уравнений (1.1)–(1.7), (1.9)–(1.14). Расчитанные в данной работе потери давления на трение сравниваются с известными расчетными соотношениями, полученными в результате обработки большого числа экспериментальных данных для различных режимов течения двухфазного потока. Для расчета потери давления на трение в двухфазном потоке ΔP_F^{TP} различаются два типа моделей: гомогенные и модели с разделением движения фаз [2, 17]. Потери давления на трение определяются через значения градиента давления двухфазного потока $(dp/dz)_F^{TP}$. Для гомогенной модели двухфазная среда рассматривается в виде смеси с переменной плотностью ρ_{TP} , вязкостью μ_{TP} . Градиент давления вычисляется по аналогичной формуле для однофазной жидкости в виде

$$(dp/dz)_F^{TP} = \frac{G_{TP}^2}{2D\rho_{TP}} f_{TP}, \quad (1.15)$$

где $G_{TP} = \rho_l \langle J_l \rangle + \rho_g \langle J_g \rangle$ — полный расход смеси, а для плотности ρ_{TP} и вязкости смеси μ_{TP} применяются соотношения

$$\rho_{TP} = \left(\frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)^{-1}, \quad \mu_{TP} = x\mu_g + (1-x)\mu_l. \quad (1.16)$$

В (1.15), (1.16) x — массовое содержание газовой фазы $x = \rho_g \langle J_g \rangle / G_{TP}$. Для определения коэффициента трения f_{TP} применяется соотношение, аналогичное для однофазного потока в виде

$$f_{TP} = \begin{cases} 16/Re_{TP}, & Re_{TP} \leq 2000, \\ 0.079 \times Re_{TP}^{-0.25}, & Re_{TP} > 2000, \end{cases} \quad Re_{TP} = \frac{G_{TP} D}{\mu_{TP}}. \quad (1.17)$$

Для сравнения потери давления рассчитываются из широко используемого эмпирического соотношения, полученного в работе [17], где авторы исходят из известной формулы для перепада давления при течении однородной смеси. Эту формулу применяют для течения жидкого компонента и газового компонента при градиентах давления, равных градиенту давления в смеси, с введением корректирующего множителя ϕ_{lo} . Множитель ϕ_{lo} — параметр двухфазности, обозначающий отношение градиента давления, обусловленного трением, для двухфазного потока, к такому же градиенту давления для соответствующего однофазного потока

$$(dp/dz)_{TP}^F = \phi_{lo}^2 (dp/dz)_F^{lo}, \quad (dp/dz)_F^{lo} = \frac{G_{TP}^2}{2D \rho_l} f_{lo}. \quad (1.18)$$

Здесь f_{lo} — коэффициент трения для несущей фазы, вычисляемый аналогично (1.17) для числа Рейнольдса $Re_{lo} = G_{TP} D / \mu_l$, D — гидравлический диаметр трубы. Параметр ϕ_{lo} вычисляется согласно выражения

$$\phi_{lo}^2 = E + \frac{3.24F \chi}{Fr_{TP}^{0.045} We_{TP}^{0.035}}. \quad (1.19)$$

В соотношении (1.19) параметры E , F , χ , числа Фруда Fr_{TP} , Вебера We_{TP} для двухфазного потока вычисляются как

$$E = (1-x)^2 + x^2 \frac{\rho_l f_{gO}}{\rho_g f_{lO}}, \quad Fr_{TP} = \frac{G_{TP}^2}{g D \rho_{TP}^2}, \quad We_{TP} = \frac{G_{TP}^2 D}{\sigma \rho_{TP}}, \quad (1.20)$$

$$F = x^{0.78} (1-x)^{0.224}, \quad \chi = \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{-0.91} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0.19} \left(\frac{1-\mu_g}{\mu_l} \right)^{0.7}.$$

В выражениях (1.20) f_{gO} — коэффициент трения для газовой фазы, вычисляемый аналогично (1.17).

§ 2. Вычислительный алгоритм

Для численного решения систем уравнений используется метод конечных объемов с использованием библиотеки OpenFOAM, предоставляющей пользователю инструменты для аппроксимации дифференциальных операторов на структурированных и неструктурированных сетках [18]. При помощи метода Гаусса интегралы по контрольному объему сводятся к поверхностным, а значение искомой функции на поверхности ячейки получается путем интерполяции ее значений в центроидах соседних ячеек. Для конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применяется процедура QUICK. Для диффузионных слагаемых при дискретизации оператора Лапласа необходимо вычислять нормальные градиенты скорости на поверхности ячеек с учетом скоростей в центрах соседних ячеек по симметричной схеме второго порядка. Аппроксимация диффузионных слагаемых имеет второй порядок точности для равномерных участков сеток, на неравномерных — первый. Для дискретизации производной по времени использовалась неявная схема Эйлера первого порядка точности. Коррекции поля давления осуществляются по конечно-объемной согласованной процедуре SIMPLEC. В ходе реализации метода конечных объемов задача сводится к решению систем линейных алгебраических уравнений. Решение системы выполняется методом сопряженных градиентов с предобуславливанием. Расчетная область представляет собой канал с входной и выходной частями и твердыми стенками. Во входном сечении S_1 задаются следующие условия:

$$S_1: V_3^l = V_0^l, V_3^g = V_0^g, V_1^l = V_2^l = V_1^g = V_2^g = 0, p = p_0, \alpha_g = \alpha_0, k_l = k_l^0, \varepsilon_l = \varepsilon_l^0, \quad (2.1)$$

$$M_f = 6, \quad f_3 = 1, \quad d_3 = 0.0025, \quad f_i = 0 \quad (i = 1, \dots, 6, i \neq 3), \quad d_1^{min} = 0.001, \quad d_6^{max} = 0.012,$$

на выходной границе

$$S_2: \partial V_i / \partial x_3 = \partial f_i / \partial x_3 = \partial p / \partial x_3 = \partial k_l / \partial x_3 = \partial \varepsilon_l / \partial x_3 = 0. \quad (2.2)$$

На твердой стенке S_3 принимаются условия прилипания и граничные условия для турбулентных переменных в виде

$$V_\psi^l = V_\psi^l = V_\tau^l = V_\tau^l = 0, \quad f_i = 0, \quad k_l = 0, \quad \varepsilon_l = \mu_t (\partial^2 V_i / \partial \psi^2) = 0, \quad (2.3)$$

где (ψ, τ) — компоненты единичного вектора нормали к поверхности. Условия на границе симметрии имеют вид $S_4: V_\psi^l = V_\psi^g = 0$.

§ 3. Результаты вычислительного эксперимента

Проверка представленной модели была проведена путем сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными. Был выбран эксперимент, проведенный в работе [19], в котором изучалось полидисперсное пузырьковое течение в вертикальной трубе. Эксперимент проводился с водовоздушной смесью при атмосферном давлении и постоянной комнатной температуре. В таблице представлены основные параметры для выбранного эксперимента, где $\langle J_l \rangle$, $\langle J_g \rangle$ — приведенные скорости жидкости и газа соответственно. На входе подается монодисперсный пузырьковый поток ($d_s = 2.5$ мм). С учетом приведенных значений сред вычислялись начальные значения скорости текущей среды. Двухфазное течение в вертикальной трубе предполагается осесимметричным, поэтому для численного моделирования выбирается расчетная область, состоящая из кругового сектора с радиусом $r_0 = D/2 = 2.54 \times 10^{-3}$ м, длиной $H = 3.06$ м и углом раствора 5° .

Таблица 1. Характеристика экспериментов [19]

	$\langle J_l \rangle$ м/с	$\langle J_g \rangle$ м/с	α_g	d мм	D мм
L1	2.01	0.103	0.056	2.5	50.8
L2	2.01	0.471	0.183	2.5	50.8

Проведены численные расчеты на сетках конечных объемов, состоящих из $M_e = 32600$, 84200 , 168600 узлов. В сечении плоскостью ox_1x_2 число разбиений по координатам вдоль оси трубы и по длине для различных сеток составляет $L_1 = 20 \times 200$, $L_2 = 40 \times 400$, $L_3 = 60 \times 600$. Численное решение на сетке L_2 отличается от L_3 менее чем на 2%, поэтому все приведенные численные результаты выполнены с помощью сетки конечных объемов с разбиением L_2 . Задаются следующие параметры компонентов двухфазной среды вода–воздух: $\rho_l = 998.2$ кг/м³, $\rho_g = 0.2$ кг/м³, $\mu_l = 1.1 \times 10^{-3}$ Па·с, $\mu_g = 1.7 \times 10^{-5}$ Па·с. Распределение частиц по размерам представлено в виде шести групп пузырьков ($M_f = 6$) с минимальным диаметром $d_1^{min} = 10^{-3}$ м и максимальным $d_6^{max} = 1.2 \times 10^{-2}$ м. На рис. 1 показаны картины течения газожидкостного потока при $\langle J_f \rangle = 2.01$ м/с, $\langle J_g \rangle = 0.471$ м/с в виде изолиний осевой скорости несущей фазы V_3^l , объемного газосодержания α_g , среднего диаметра пузырьков d_s в сечении плоскостью Ox_1x_2 . Видно что, на входном участке наблюдается треугольная область перестройки поля скоростей с однородного на входе к неравномерному вдоль сечения трубы по мере продвижения вверх по потоку. Наблюдается увеличение скорости пузырьков в центральной части трубы и замедление скоростей пузырьков, находящихся ближе к стенкам. Две зоны равномерного распределения скорости разделяет полоса, характеризующаяся наиболее резким изменением как направления, так и величины скорости. Наиболее выражено проявляется наличие данной зоны в распределении объемного газосодержания во входной части трубы, что иллюстрирует рис. 1, б. Отчетливо видна зона с равномерным распределением объемного газосодержания, что является следствием потока пузырьков одинакового диаметра во входной части трубы. Поскольку на входе в эксперименте [19] подаются пузырьки постоянного размера с диаметром $d_s = 2.5$ мм, то отчетливо наблюдается сужающаяся по ширине трубы зона с равномерным

распределением α_g . В работе рассчитаны два режима течения смеси воды и пузырьков воздуха, характеризующиеся увеличением доли пузырьков на входе с $\alpha_g = 0.056$ (режим L1) до 0.183 (L2). На рис. 2, 4 представлены расчетные (кривые) и экспериментальные данные (помечены символами) по распределению характеристик несущего и полидисперсного потока в развитом турбулентном течении в сечении $x_3/D = 53.6$ вдоль радиуса трубы (r — расстояние от оси трубы). Режим течения L1 можно характеризовать как режим течения с максимальной концентрацией пузырьков вблизи стенки, когда основная масса пузырьков находится в пристеночной области. Об этом свидетельствует рис. 2, б (кривая — 1), где показано представлены профили объемной концентрации пузырьков (газосодержания) в выбранном сечении. При увеличении доли пузырьков и их начальной скорости на входе (режим L2) образуется новый тип течения газожидкостной смеси, когда уже большая часть пузырьков сосредоточена в центре трубы, что иллюстрируют рис. 1, б и рис. 2, б (кривая — 2). Рассматриваемые два режима охватывают наиболее характерные особенности гидродинамики пузырьковых режимов. Безусловно переход между двумя этими режимами происходит не сразу, а имеются переходные пузырьковые режимы, когда часть пузырьков находится в приосевой области течения, а другая часть пузырьков находится вблизи стенки. Различие режимов пузырьковых течений объясняются, главным образом, изменением действия подъемной силы в поперечном направлении, что и приводит к различному характеру распределения пузырьков по сечению трубы в зависимости от их размера.

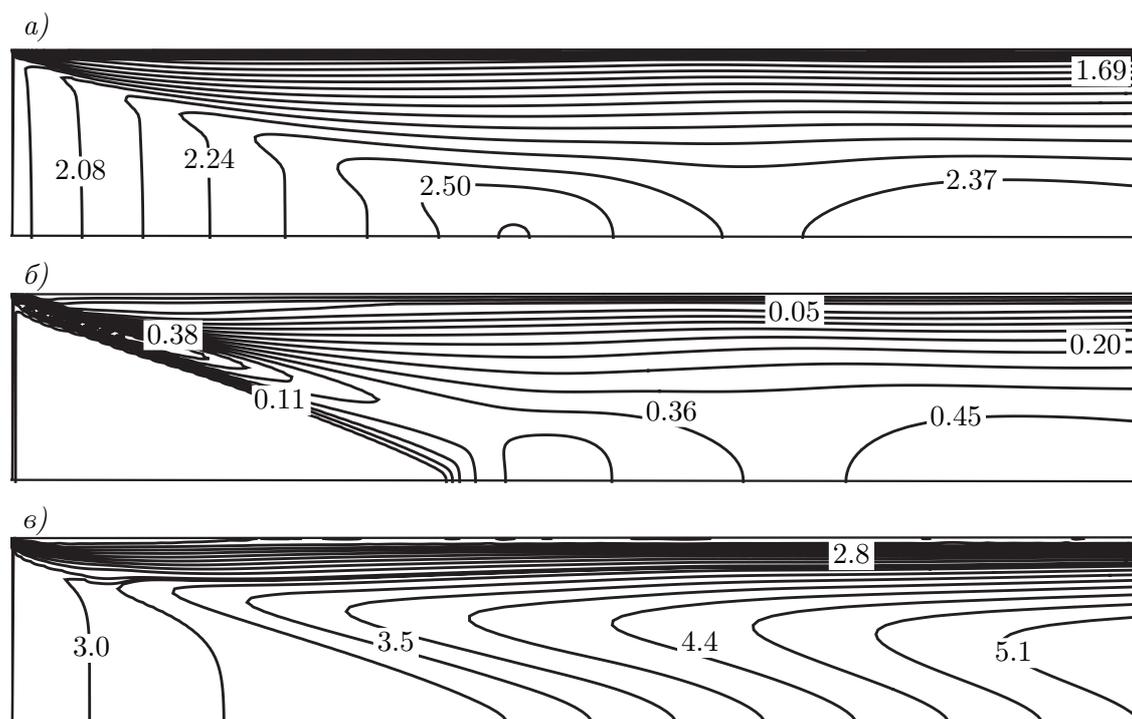


Рис. 1. Картина течения газожидкостного потока (L2) в виде изолиний: (а) осевой скорости V_3^l (м/с); (б) объемного газосодержания α_g ; (в) среднего диаметра пузырьков d_s (мм)

На рис. 2, а приведены сравнительные данные осредненного профиля осевой составляющей скорости несущей фазы V_3^l газожидкостного потока для $\langle J_l \rangle = 2.01$ м/с, $\langle J_g \rangle = 0.103, 0.471$ м/с. Введение небольшой концентрации пузырьков ($\alpha_g = 0.056$) приводит к тому, что профиль скорости жидкой фазы становится практически плоским в ядре потока (рис. 2, а, кривая 1). Влияние пузырьков проявляется в том, что вблизи стенки происходит увеличение градиента скорости. Повышение скорости и концентрации пузырьков ($\alpha_g = 0.183$) приводит к уменьшению влияния дисперсной фазы на профиль скорости. Градиенты профиля скорости в присте-

ночной области уменьшаются, а сам профиль становится менее заполненным. При небольших

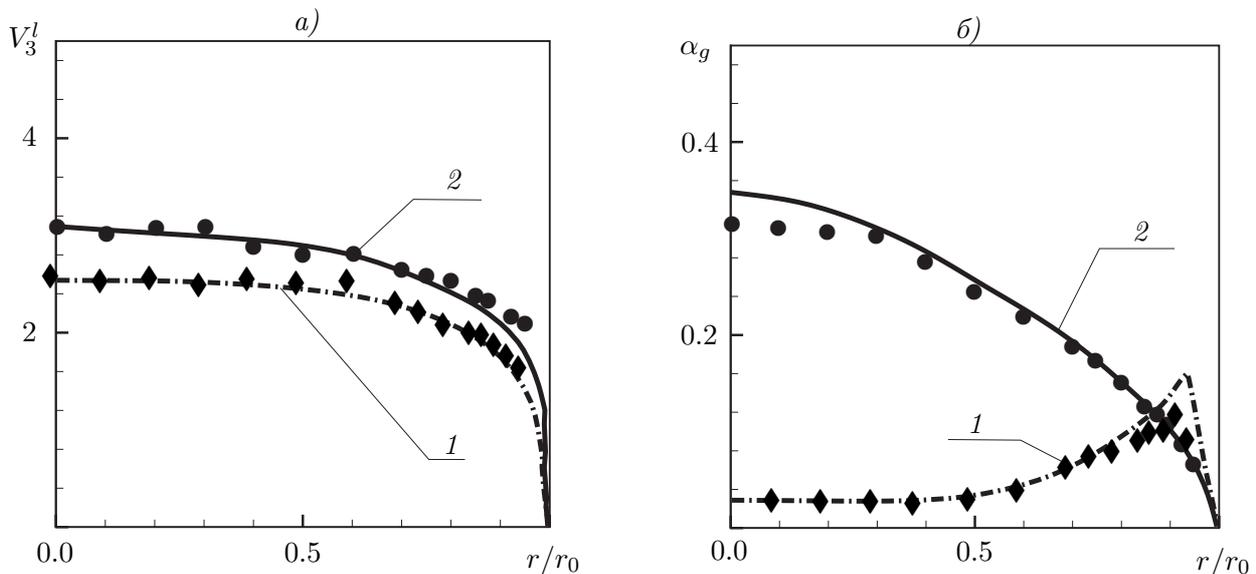


Рис. 2. Сравнение расчетных результатов (линии 1, 2) и экспериментальных данных L1, L2 [19] (символы) для: (а) V_3^l м/с; (б) α_g

скоростях течения смеси наблюдаются пиковая концентрация пузырьков в пристеночной области и равномерное пологое распределение концентрации пузырьков в ядре потока при различных концентрациях газа (рис. 2, б). Аналогичные результаты в эюре распределения α_g вдоль радиуса трубы подтверждаются экспериментальными данными многих исследователей. Так, седлообразные профили газосодержания вдоль сечения трубы обнаружены экспериментально при течении восходящего газожидкостного потока в [4, 6, 7]. В этих работах пиковое распределение объемного газосодержания в пристеночной области и равномерное в ядре потока (называемого «скин-эффектом») получено при течении пузырьковой смеси в трубе при $Re_l = 6.0 \times 10^3 - 6.0 \times 10^4$. Отличие степени воздействия межфазных сил на пузырьки различного размера приводит к тому, что пузырьки с диаметром меньше исходного смещаются в пристеночную область. Отметим, что рассматриваемый режим течения можно характеризовать как поток, в котором основная масса пузырьков движется в пристеночной области. На рис. 3 в сечении $x_3/D = 53.6$ показано распределение частиц по размерам в виде доли частиц N_i соответствующего диаметра d_i от общего числа пузырьков в области потока N_s . Переход от режима L_1 (рис. 3, а) к режиму L_2 (рис. 3, б) приводит к увеличению $N_s = 0.98 \times 10^6$ до 1.82×10^6 . Увеличение скорости потока ведет к более интенсивному вовлечению пузырьков в турбулентные пульсационные движения, которые сопровождаются процессами слияния пузырьков.

На рис. 4, а показано распределение среднего объемно-поверхностного диаметра пузырьков d_s вдоль радиуса трубы для двух режимов. При малых скоростях течения жидкости (кривая 1) наблюдается равномерное распределение среднего диаметра пузырьков по сечению канала. В этом случае в единице объема находится небольшое число пузырьков, и их влияние мало, также интенсивность процессов коалесценции и дробления при этом незначительна, заметно некоторое равновесное состояние. При этом число пузырьков, образующихся в результате слияния, примерно равно количеству частиц, которые распались на более мелкие в результате столкновения с другими частицами. Увеличение скорости и концентрации газовой фазы приводит к росту d_s до 4 мм, что свидетельствует о преобладании интенсивности процессов коа-

лесценции пузырьков над их скоростью распада. При дальнейшем увеличении концентрации газа равновесие между процессами дробления и коалесценции сдвигается в сторону образования более крупных пузырьков вследствие возрастающей роли коалесценции. Это приводит к концентрации образующихся относительно крупных пузырьков под действием подъемной силы в приосевой зоне потока. На рис. 4, б представлены результаты расчета потери давления

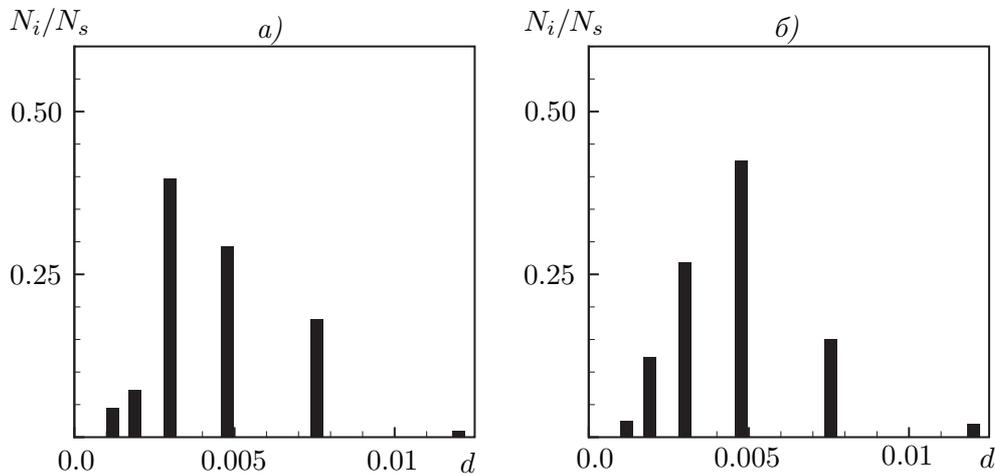


Рис. 3. Распределение частиц по размерам N_i/N_s для: (а) L1; (б) L2

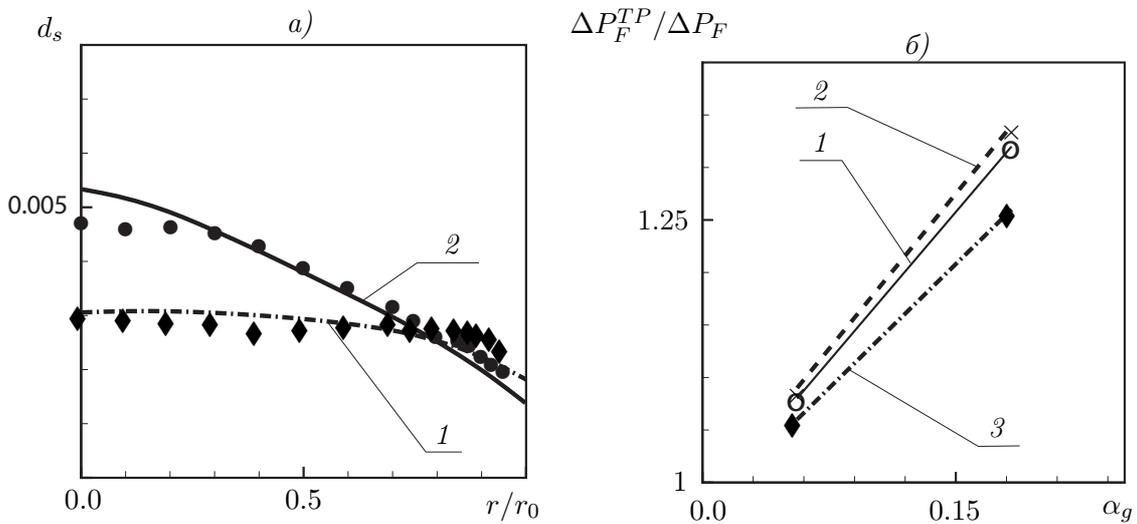


Рис. 4. Сравнение расчетных (линии 1, 2) и экспериментальных данных L1, L2 [19] (символы) для: (а) среднего диаметра пузырьков d_s ; (б) результатов $\Delta P_F^{TP}/\Delta P_F$ для 1 – расчет, 2 – [17], 3 – [2]

на трение в двухфазном потоке ΔP_F^{TP} по отношению к потерям давления ΔP_F в однофазном потоке при идентичных условиях. Здесь расчеты данной работы помечены линией 1, по формуле (1.18) – 2, (1.15) – 3. Результаты расчетов потерь давления по гомогенной модели (рис. 4, б, линия 3) дают заниженные результаты, а расчеты по соотношениям [17] (рис. 4, б, линия 2) близки с результатами данной работы. Увеличение трения для двухфазного потока по сравнению с однофазным подтверждаются в экспериментах [4–6]. Это объясняется возрастанием градиента скорости жидкости в пристенной зоне (рис. 2, а) за счет более пологой формы в центральной части для двухфазного, по сравнению с однофазным. Увеличение расхода

газовой фазы приводит к росту гидравлического сопротивления трения, однако, как отмечено в работах [4–6], с увеличением общего расхода смеси относительное давление $\Delta P_F^{TP} / \Delta P_F$ уменьшается. Добавление газовой фазы в турбулентный поток приводит к возрастанию перепада давлений на трение. Это влияние возрастает с увеличением объемного газосодержания. Увеличение скорости двухфазного потока приводит к уменьшению относительного давления на трение за счет более сильного роста трения в однофазном потоке по сравнению с пузырьковым потоком. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с зависимостями из работы [17].

§ 4. Выводы

Представлена эйлерова двухжидкостная модель для описания процесса переноса полидисперсных пузырьков в турбулентных газожидкостных потоках при значительных газосодержаниях газовой фазы. Для моделирования турбулентного потока жидкой фазы используется модифицированная двухпараметрическая модель турбулентности $k-\varepsilon$. Учет распределения пузырьков по размерам в газожидкостном потоке реализуется на основе разбиения всей системы частиц на отдельные группы (фракции) с фиксированными диаметрами, для каждой из которых записывается уравнение сохранения частиц с учетом процессов коалесценции и дробления пузырьков. Модель удовлетворительно описывает локальные распределения пузырьков по сечению канала. Наблюдается неплохое согласие между результатами расчетов и измерений профилей скорости и локального газосодержания по сечению трубы. Увеличение объемного газосодержания в газожидкостном приводит к возрастанию трения на стенке по сравнению с однофазным течением. Это влияние возрастает с увеличением объемного расходного газосодержания дисперсной фазы. Увеличение скорости двухфазного потока приводит к снижению трения на стенке за счет более сильного роста трения в однофазном потоке по сравнению с многофазным. Результаты расчетов потери давления на трение в двухфазном потоке удовлетворительно согласуются с зависимостью из работы [17] и хуже с соотношением, полученным по гомогенной модели [2]. Соотношение для вычисления градиента давления из работы [17] учитывает характеристики потока, зависящие не только от числа Рейнольдса, но и от чисел Фруда и Вебера. На основе сопоставления результатов численной модели с экспериментальными данными при течении пузырькового восходящего потока в вертикальной трубе показана применимость предложенной модели для численного моделирования газожидкостных потоков с высокими значениями газосодержания дисперсной фазы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Броунштейн Б.И., Щеголев В.В. Гидродинамика, массо-теплообмен в колонных аппаратах. Л.: Химия, 1988. 336 с.
2. Баттерворс Д., Хьюитт С. Теплопередача в двухфазном потоке. М.: Энергия, 1980. 328 с.
3. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
4. Бурдуков А.П., Валукина Н.В., Накоряков В.Е. Особенности течения газожидкостной пузырьковой смеси при малых числах Рейнольдса // Журнал прикладной механики и технической физики. 1975. № 4. С. 137–141.
5. Тарасова Н.В., Леонтьев А.И. Гидравлическое сопротивление при течении пароводяной смеси в обогреваемой вертикальной трубе // Теплофизика высоких температур. 1965. Т. 3. № 1. С. 115–123.
6. Ганчев Б.Г., Пересадыко В.Г. Процессы гидродинамики и теплообмена в опускных пузырьковых потоках // Инженерно-физический журнал. 1985. Т. 49. № 2. С. 181–189.
7. Горелик Р.С., Кашинский О.Н., Накоряков В.Е. Исследование опускного пузырькового течения в трубе // Журнал прикладной механики и технической физики. 1987. № 1. С. 69–73.
8. Kashinsky O.N., Lobanov P.D., Pakhomov M.A., Randin V.V., Terekhov V.I. Experimental and numerical study of downward bubbly flow in a pipe // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2006. Vol. 49. Issues 19–20. P. 3717–3727. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.02.004](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.02.004)
9. Зайчик Л.И., Мукин Р.В., Мукина Л.С., Стрижов В.Ф. Развитие диффузионно-инерционной модели для расчета пузырьковых турбулентных течений. Изотермическое полидисперсное турбулентное течение в вертикальной трубе // Теплофизика высоких температур. 2012. Т. 50. № 5. С. 665–675.

10. Пахомов М.А., Терехов В.И. Моделирование турбулентной структуры течения в восходящем полидисперсном газожидкостном потоке // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2015. Т. 50. № 2. С. 57–69.
11. Pflieger D., Gomes S., Gilbert N., Wagner H.-G. Hydrodynamics simulations of laboratory scale bubble columns fundamentals studies on the Eulerian–Eulerian modeling approach // Chemical Engineering Science. 1999. Vol. 54. Issue 21. P. 5091–5099. DOI: [10.1016/S0009-2509\(99\)00261-4](https://doi.org/10.1016/S0009-2509(99)00261-4)
12. Politano M.S., Carrica P.M., Conventi J. A model for turbulent polydisperse two-phase flow in vertical channels // International Journal of Multiphase Flow. 2003. Vol. 29. Issue 7. P. 1153–1182. DOI: [10.1016/S0301-9322\(03\)00065-X](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(03)00065-X)
13. Lahey Jr R.T., Drew D.A. On the development of multidimensional two-fluid models for vapor/liquid two-phase flows // Chemical Engineering Communications. 1992. Vol. 118. Issue 1. P. 125–139. DOI: [10.1080/00986449208936090](https://doi.org/10.1080/00986449208936090)
14. Sato Y., Sadatomi M., Sekoguchi K. Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow — I. Theory // International Journal of Multiphase Flow. 1981. Vol. 7. No. 2. P. 167–177. DOI: [10.1016/0301-9322\(81\)90003-3](https://doi.org/10.1016/0301-9322(81)90003-3)
15. Luo H., Svendsen H.F. Theoretical model for drop and bubble breakup in turbulent dispersions // AIChE Journal. 1996. Vol. 42. Issue 5. P. 1225–1233. DOI: [10.1002/aic.690420505](https://doi.org/10.1002/aic.690420505)
16. Prince M.J., Blanch H.W. Bubble coalescence and break-up in air-sparged bubble columns // AIChE Journal. 1990. Vol. 36. Issue 10. P. 1485–1499. DOI: [10.1002/aic.690361004](https://doi.org/10.1002/aic.690361004)
17. Friedel L. Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow // European Two-Phase Group Meeting. 1979. Ispra, Italy. Paper E2.
18. Weller N.G., Tabor G., Jasak H., Fureby C. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques // Computers in Physics. 1998. Vol. 12. Issue 6. P. 620–631. DOI: [10.1063/1.168744](https://doi.org/10.1063/1.168744)
19. Hibiki T., Ishii M., Xiao Z. Axial interfacial area transport of vertical bubbly flows // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2001. Vol. 44. Issue 10. P. 1869–1888. DOI: [10.1016/S0017-9310\(00\)00232-5](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(00)00232-5)

Поступила в редакцию 01.07.2018

Снигереv Борис Александрович, д. т. н., ведущий научный сотрудник, лаборатория моделирования технологических процессов, Институт механики и машиностроения ФИЦ КазНЦ РАН, 420111, Россия, г. Казань, ул. Лобачевского, 2/31.
E-mail: snigerev@imm.knc.ru

B. A. Snigerev

Study of the effect of the gas phase on the structure of turbulent flow and friction in the stream of a water-gas mixture in a vertical pipe

Citation: *Vestnik Udmurtskogo Universiteta. Matematika. Mekhanika. Komp'yuternye Nauki*, 2018, vol. 28, issue 3, pp. 395–406 (in Russian).

Keywords: multiphase flow, turbulence, Euler method.

MSC2010: 76T10, 76F60

DOI: [10.20537/vm180309](https://doi.org/10.20537/vm180309)

The results of numerical simulation of the structure of a two-phase flow of a gas-liquid bubble mixture in a vertical ascending flow in a pipe are presented. The mathematical model is based on the use of the two-fluid Eulerian approach taking into account the inverse influence of bubbles on averaged characteristics and turbulence of the carrying phase. The turbulent kinetic energy of a liquid is calculated using equations for the transfer of Reynolds stresses. To describe the dynamics of bubble size distribution, the equations of particle number conservation for individual groups of bubbles with different constant diameters for each fraction are used taking into account the processes of breakup and coalescence. The influence of changes in the degree of dispersion of the gas phase, volume flow gas content and the velocity of the dispersed phase on the local structure and surface friction in the two-phase flow is numerically investigated. Comparison of simulation results with experimental data has shown that the developed approach allows an adequate description of turbulent gas-liquid flows in a wide range of changes in gas content and initial bubble sizes.

REFERENCES

1. Brounshtein B.I., Shchegolev V.V. *Gidrodinamika, masso-teploobmen v kolonnykh apparatakh* (Hydrodynamics, heat and mass transfer in bubble columns), Leningrad: Khimiya, 1988, 336 p.
2. Butterworth D., Hewitt G.F. *Two-phase flow and heat transfer*, Oxford University Press, 1977, 514 p.
3. Nigmatulin R.I. *Osnovy mekhaniki geterogennykh sred* (The fundamentals of multiphase media), Moscow: Nauka, 1978, 336 p.
4. Burdukov A.P., Valukina N.V., Nakoryakov V.E. Special characteristics of the flow of a gas-liquid bubble-type mixture with small Reynolds number, *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 1975, vol. 16, issue 4, pp. 592–596. DOI: [10.1007/BF00858302](https://doi.org/10.1007/BF00858302)
5. Tarasova N.V., Leont'ev A.I. Hydraulic resistance in the flow of steam-water mixture in a heated vertical pipe, *Teplofizika Vysokikh Temperatur*, 1965, vol. 3, no. 1, pp. 115–123 (in Russian).
6. Ganchev B.G., Peresad'ko V.G. Processes of hydrodynamics and heat exchange in descending bubble flows, *Journal of Engineering Physics*, 1985, vol. 49, issue 2, pp. 879–885. DOI: [10.1007/BF00872635](https://doi.org/10.1007/BF00872635)
7. Gorelik P.C., Kashinskii O.N., Nakoryakov V.E. Study of downward bubbly flow in a vertical pipe, *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 1987, vol. 28, issue 1, pp. 64–67. DOI: [10.1007/BF00918774](https://doi.org/10.1007/BF00918774)
8. Kashinsky O.N., Lobanov P.D., Pakhomov M.A., Randin V.V., Terekhov V.I. Experimental and numerical study of downward bubbly flow in a pipe, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2006, vol. 49, issues 19–20, pp. 3717–3727. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.02.004](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.02.004)
9. Zaichik L.I., Mukin R.V., Mukina L.S., Strizhov V.F. Development of a diffusion-inertia model for calculating bubble turbulent flows: Isothermal polydispersed flow in a vertical pipe, *High Temperature*, 2012, vol. 50, no. 5, pp. 621–630. DOI: [10.1134/s0018151x12040220](https://doi.org/10.1134/s0018151x12040220)
10. Pakhomov M.A., Terekhov V.I. Modeling of the turbulent flow structure of an upward a polydisperse gas-liquid flow, *Fluid Dynamics*, 2015, vol. 50, no. 2, pp. 229–239. DOI: [10.1134/S0015462815020076](https://doi.org/10.1134/S0015462815020076)
11. Pflieger D., Gomes S., Gilbert N., Wagner H.-G. Hydrodynamics simulations of laboratory scale bubble columns fundamentals studies on the Eulerian–Eulerian modeling approach, *Chemical Engineering Science*, 1999, vol. 54, issue 21, pp. 5091–5099. DOI: [10.1016/s0009-2509\(99\)00261-4](https://doi.org/10.1016/s0009-2509(99)00261-4)
12. Politano M.S., Carrica P.M., Converti J. A model for turbulent polydisperse two-phase flow in vertical channels, *International Journal of Multiphase Flow*, 2003, vol. 29, issue 7, pp. 1153–1182. DOI: [10.1016/s0301-9322\(03\)00065-x](https://doi.org/10.1016/s0301-9322(03)00065-x)
13. Lahey Jr R.T., Drew D.A. On the development of multidimensional two-fluid models for vapor/liquid two-phase flows, *Chemical Engineering Communications*, 1992, vol. 118, issue 1, pp. 125–139. DOI: [10.1080/00986449208936090](https://doi.org/10.1080/00986449208936090)
14. Sato Y., Sadatomi M., Sekoguchi K. Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow — I. Theory, *International Journal of Multiphase Flow*, 1981, vol. 7, no. 2, pp. 167–177. DOI: [10.1016/0301-9322\(81\)90003-3](https://doi.org/10.1016/0301-9322(81)90003-3)
15. Luo H., Svendsen H.F. Theoretical model for drop and bubble breakup in turbulent dispersions, *AIChE Journal*, 1996, vol. 42, issue 5, pp. 1225–1233. DOI: [10.1002/aic.690420505](https://doi.org/10.1002/aic.690420505)
16. Prince M.J., Blanch H.W. Bubble coalescence and break-up in air-sparged bubble columns, *AIChE Journal*, 1990, vol. 36, issue 10, pp. 1485–1499. DOI: [10.1002/aic.690361004](https://doi.org/10.1002/aic.690361004)
17. Friedel L. Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow, *European Two-Phase Group Meeting*, 1979, Ispra, Italy, Paper E2.
18. Weller N.G., Tabor G., Jasak H., Fureby C. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques, *Computers in Physics*, 1998, vol. 12, issue 6, pp. 620–631. DOI: [10.1063/1.168744](https://doi.org/10.1063/1.168744)
19. Hibiki T., Ishii M., Xiao Z. Axial interfacial area transport of vertical bubbly flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001, vol. 44, issue 10, pp. 1869–1888. DOI: [10.1016/S0017-9310\(00\)00232-5](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(00)00232-5)

Received 01.07.2018

Snigerev Boris Aleksandrovich, Doctor of Engineering, Senior Researcher, Institute of Mechanics and Engineering, Kazan Science Center of the Russian Academy of Sciences, ul. Lobachevskogo, 2/31, Kazan, 420111, Russia.

E-mail: snigerev@imm.knc.ru