

УДК 536.423:532.52

Структура турбулентного пузырькового потока и теплообмен в вертикальной трубе*

П.Д. Лобанов¹, М.А. Пахомов¹, В.И. Терехов¹, П.К. Дас²

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

²Индийский технологический университет в Харагпуре, Индия

E-mails: lobanov@itp.nsc.ru, pakhomov@ngs.ru, terekhov@itp.nsc.ru, pkd@mech.iitkgp.ac.in

Представлены результаты численного моделирования локальной структуры и теплообмена двухфазного течения со стенкой трубы в вертикальном полидисперсном газожидкостном потоке. Математическая модель основана на использовании эйлерова описания с учетом влияния пузырьков на осредненные характеристики и турбулентность несущей фазы. Полидисперсность двухфазного течения описывается методом дельта-аппроксимации с учетом процесса дробления и коалесценции пузырьков. Турбулентность несущей фазы рассчитывается с применением модели переноса рейнольдсовых напряжений. Результаты моделирования показали хорошее согласование с представленными в литературе экспериментальными данными. Экспериментальные и численные данные по изменению теплогидравлического параметра говорят о том, что в турбулентном потоке при добавлении воздушных пузырьков происходит в большей степени рост трения на стенке, чем теплообмена.

Ключевые слова: пузырьковый полидисперсный поток, труба, распределение пузырьков, теплообмен, трение на стенке, метод дельта-аппроксимации, турбулентность.

Введение

Двухфазные турбулентные пузырьковые потоки широко распространены в химической, атомной, фармацевтической промышленности, в теплоэнергетике и других практических приложениях. Информация об осредненных и пульсационных характеристиках течения, теплообмене и распределении пузырьков по сечению канала (трубы) важна как с фундаментальной, так и с практической точек зрения [1, 2]. Было установлено, что на распределение газовых пузырьков по сечению канала большое влияние оказывают их размер и концентрация, а на величину трения на стенке и теплообмен со стенкой трубы или канала в таких течениях сильно влияет распределение дисперсной фазы по сечению трубы. Сложность математического описания таких течений связана с необходимостью учета большого количества факторов различной физической природы и разных масштабов:

* Математическая модель разработана в рамках государственного задания ИТ СО РАН (номер программы АААА-А17-117030310010-9); метод исследования теплообмена разработан в рамках государственного задания ИТ СО РАН (номер программы АААА-А18-118051690120-2); экспериментальное и численное исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект РФФИ № 18-58-45006_Инд).

турбулентности несущей среды, межфазного взаимодействия, процессов дробления и коалесценции. Структура газожидкостного двухфазного потока зависит от расходных параметров, геометрии, режима течения и физических свойств жидкости и пузырьков. Газожидкостные пузырьковые течения в той или иной мере всегда являются полидисперсными [1, 2], а вычислительные затраты при моделировании таких течений при учете процессов дробления и коалесценции существенно выше, чем в расчете монодисперсных пузырьковых потоков. В этой связи широко используются различные упрощающие допущения.

К настоящему времени существует несколько методов моделирования полидисперсных двухфазных потоков при наличии дробления и коалесценции пузырьков [2]. Одним из наиболее информативных методов описания динамики пузырьков в полидисперсных течениях на сегодняшний момент является применение кинетического уравнения для удельной численной концентрации пузырьков — Population Balance Equation (PBE) [3–5]. Эта модель дополняется уравнениями неразрывности и баланса импульса и широко используется в эйлеровом подходе различными авторами. Одним из способов решения PBE является использование разбиения всех пузырьков на несколько классов по размерам и (или) скоростям с моделированием поведения каждой группы на основе многожидкостного подхода. Часто применяемыми методами решения PBE являются многогрупповой метод (Multiple Size Group — MUSIG) [3, 4] или его модификация — Heterogeneous-MUSIG (H-MUSIG) [5]. В этих подходах уравнения баланса массы и импульса решаются для каждой монодисперсной группы пузырьков, что приводит к нелинейному росту вычислительного времени при увеличении числа групп. С целью уменьшения времени счета используются допущения о том, что несколько фракций пузырьков [5, 6] или все группы пузырьков [3, 4] имеют одинаковую скорость.

Другим способом моделирования эволюции спектра пузырьков по размерам является метод δ -функций [7]. Этот подход первоначально применялся для описания двухфазных коагулирующих потоков с использованием лагранжева описания. Авторами [7] данный способ был адаптирован для эйлерова описания пузырьковых турбулентных течений. Было показано, что способ δ -аппроксимации является эффективным при описании полидисперсных пузырьковых течений с учетом коалесценции и дробления и требует небольшого числа групп при разбиении спектра по размерам по сравнению MUSIG или H-MUSIG подходами. Так, например, в работе [5] для получения достоверных результатов было использовано более 20 групп пузырьков, а в [4] — 40 групп пузырьков. В работе [7] оказалось достаточным использовать от 4-х до 6-ти групп частиц. Авторы этих работ модифицировали диффузионно-инерционную модель (ДИМ) [8] и показали ее применимость для моделирования динамики полидисперсных вертикальных пузырьковых течений. Основное ее отличие от других подходов для моделирования пузырьковых полидисперсных течений заключается в использовании авторами [7] в своей математической модели выражения для определения скорости двухфазного потока в целом. В этом случае члены, описывающие межфазное взаимодействие, в уравнениях баланса массы и импульса явно не присутствуют, что упрощает запись решаемых уравнений. Для расчета осредненных скоростей несущей фазы (жидкость) и воздушных пузырьков применяются алгебраические соотношения [7]. Все это приводит к заметному уменьшению вычислительных затрат при описании турбулентных полидисперсных пузырьковых течений.

Настоящая работа посвящена дополнительной проверке работоспособности разработанной ранее авторами модели расчета распределения пузырьков и теплопереноса со стенкой трубы в турбулентном полидисперсном пузырьковом потоке. Выполнено сравнение с имеющимися в литературе экспериментальными и численными данными других работ.

Математическая модель

В математической модели используется система RANS-уравнений в осесимметричном приближении, записанная с учетом влияния пузырьков на осредненные и пульсационные характеристики течения и теплообмен [9]. Для моделирования газожидкостных турбулентных потоков используется эйлерово двухжидкостное описание. Задача, аналогично [9], рассматривается в осесимметричной постановке и решается система стационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS) для несущей фазы с учетом обратного влияния газовых пузырьков на процессы переноса. Для дисперсной фазы применяется система нестационарных RANS-уравнений [9]. Система уравнений для моделирования движения дисперсной фазы в эйлеровом континуальном представлении получена из кинетического уравнения для функции плотности вероятности распределения частиц в турбулентном потоке и приведена в [8]. Для описания турбулентности несущей фазы применялась модель переноса компонент тензора рейнольдсовых напряжений (Second Moment Closure — SMC) [10] с учетом влияния двухфазности течения [11]. Динамика и распределение пузырьков газа в турбулентном потоке жидкости описываются с помощью подхода [7, 8], однако в настоящей работе используется полное описание динамики дисперсной фазы без применения диффузионно-инерционной модели [8].

Полидисперсность пузырькового течения описывается с использованием метода δ -аппроксимации [12]. Этот подход первоначально применялся для описания двухфазных коагулирующих потоков с использованием лагранжева описания [12]. Авторами [7] данный способ был модифицирован для моделирования динамики пузырьковых полидисперсных турбулентных течений в эйлеровом подходе. В рамках метода δ -аппроксимации полидисперсный ансамбль частиц моделируется системой монодисперсных групп, для чего непрерывная функция плотности распределения по массе (размерам) частиц дисперсной фазы аппроксимируется суммой δ -функций [7]. Для замыкания системы уравнений используются уравнения для числовой (счетной) $N = 36M\rho/(\pi\rho_b d^3)$ и массовой M концентраций пузырьков, записанные с учетом подхода [7], где ρ и ρ_b — плотность жидкости и воздушных пузырьков соответственно, d — диаметр газовых пузырьков. Они отличаются от соответствующих выражений, приведенных в [7], отсутствием слагаемого, учитывающего действие инерционной, подъемной и пристенной сил, которые в представленной работе учитываются в виде отдельных силовых факторов в основных уравнениях системы. Выражения для расчета интенсивности коалесценции и дробления пузырьков заимствованы из работы [13]. Все основные уравнения для обеих фаз, модель турбулентности и силы, описывающие межфазное взаимодействие, подробно описаны в исследовании [9] и в данной работе не приведены.

Результаты численных расчетов и их анализ

Ранее авторами работы [9] были проведены сопоставления полученных данных с результатами измерений полидисперсного потока смеси воздуха и воды для условия известных экспериментов MTLoop071, 074 и 107 [14]. Измерения проводились в изотермическом восходящем пузырьковом потоке при скорости жидкости $J_L = 0,255$ м/с (MTLoop071) и 1,017 м/с (MTLoop074 и 107) в трубе диаметром 51,2 мм при числе Рейнольдса $Re = 5 \cdot 10^4$. Эксперимент MTLoop074 выполнялся при малой объемной расходной концентрации пузырьков ($\beta = 3,5$ %), при этом максимум концентрации пузырьков располагался в пристенной зоне трубы. Режим MTLoop107 ($\beta = 12,1$ %) характерен тем, что максимум концентрации наблюдался в центральной части трубы. Измерения MTLoop071, в отличие от двух других режимов, проводились при значительно отличающейся величине скорости жидкой фазы, но при этом $\beta = 12,6$ %, что близко к режиму MTLoop107. Полученный профиль локального газосодержания для режима MTLoop071 в отличие от MTLoop074 и 107 имеет близкий к однородному вид по сечению трубы.

Было получено удовлетворительное согласование по распределениям локального газосодержания и диаметра воздушных пузырьков по сечению трубы между экспериментами [14] и численными расчетами [9].

Однако известно [8, 15, 16], что характеристики двухфазного потока и размер пузырьков в трубах большого диаметра могут значительно отличаться от таковых для труб меньшего диаметра. Это происходит из-за того, что вследствие проявления неустойчивости Тэйлора не образуется снарядный режим течения [15]. Поэтому с целью дополнительной проверки работоспособности модели для случая течения в трубах большого диаметра и при больших концентрациях пузырьков были проведены сопоставления с данными измерений [16]. Сравнения проводились для трубы длиной $X = 12,3$ м с внутренним диаметром $2R = 200$ мм при числе Рейнольдса $Re = (0,7 \div 2) \cdot 10^5$ и объемном расходе газосодержания $\beta \approx 20$ %. Среднерасходные скорости составляли для жидкости $J_L = 0,35$ и $1,06$ м/с, для газа — $J_b = 0,11$ м/с. Эти данные позволяют дополнительно проверить работоспособность математической модели полидисперсного пузырькового потока для трубы заметно большего диаметра. Все расчеты в настоящей работе проведены для четырех δ -функций.

Измеренные в [16] и рассчитанные авторами настоящей работы профили локального газосодержания и среднего диаметра воздушных пузырьков приведены на рис. 1. Для определения начальных распределений пузырьков по их диаметрам и фракциям использовались данные [4]. По ним средний диаметр пузырьков во входном сечении $\langle d \rangle = 4$ мм. Для дополнительного анализа на рисунке приведены результаты численных расчетов трехмерного течения [4], выполненных с использованием метода РВЕ для 40 групп пузырьков. По данным экспериментов [16] средний диаметр пузырьков $\langle d \rangle \approx 6,5$ мм. Заметим, что при таком размере пузырьков их форма должна отличаться от сферической, что не принимается во внимание как в настоящей работе, так и в расчетах [4]. Однако наблюдается удовлетворительное согласование результатов обоих расчетов с данными измерений [16] по профилям локального газосодержания и осредненного диаметра воздушных пузырьков (см. рис. 1а). Для профиля локального газосодержания характерным является наличие максимума концентрации пузырьков в приосевой части трубы. Результаты, полученные по данной модели, качественно согласуются с измерениями [16] и расчетами [4].

Распределение среднего размера пузырьков по радиусу трубы приведено на рис. 1б. Видно, что характерным для данных [4, 16] является то, что пузырьки максимального

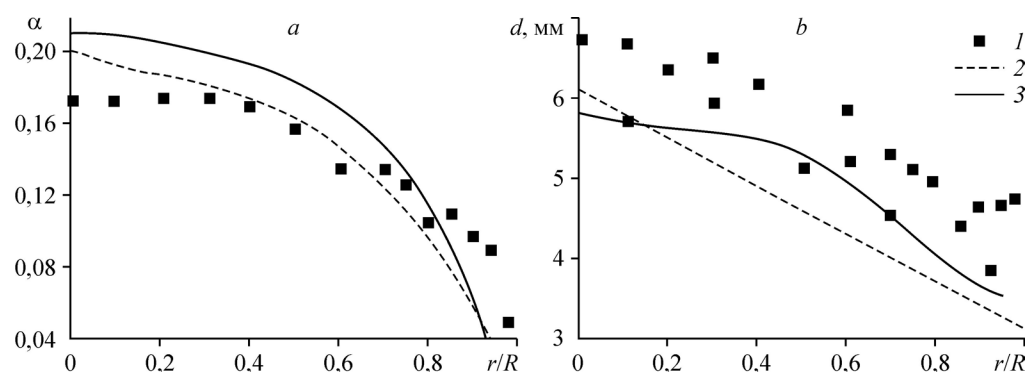


Рис. 1. Профили локального газосодержания (а) и осредненного по объему диаметра воздушных пузырьков (б) в восходящем полидисперсном потоке.

1 — эксперименты [16], 2 — результаты расчетов [4], 3 — результаты расчетов настоящей работы;

$2R = 200$ мм, $X = 12,3$ м; (а): $J_L = 0,35$ м/с, $Re = 7 \cdot 10^4$, $J_b = 0,11$ м/с, $\beta = 23,9$ %;

(б): $J_L = 1,06$ м/с, $Re = 2 \cdot 10^5$, $J_b = 0,11$ м/с, $\beta = 19,7$ %.

размера расположены в приосевой части трубы и их диаметр уменьшается по мере приближения к стенке трубы. В опытах [16] наблюдается некоторое увеличение размера пузырьков в пристенной части, что возможно связано с погрешностью проведения измерений двухфазного пузырькового течения. В целом, форма полученных профилей локального газосодержания и диаметра пузырьков согласуется с данными эксперимента [16] и расчетами [4].

Большую роль в инженерных приложениях играет интенсивность влияния газовой фазы на поверхностное трение (гидравлическое сопротивление) и теплоотдачу между двухфазным течением и нагреваемой стенкой трубы. Авторы провели расчеты для условий экспериментальных исследований [17], выполненных в двухфазном пузырьковом опускном турбулентном течении в трубе диаметром $2R = 20$ мм. Эксперименты были проведены при постоянных расходах жидкости и газа ($Re = 5000$, $\beta = 0,01$) с вариациями дисперсного состава газовых включений. Размер пузырей задавался путем регулирования количества капилляров, через которые осуществлялась подача газа в поток. Измерения размеров пузырей выполнялись с помощью теневой съемки потока в области, в которой располагались измерительные блоки. Между генератором пузырей и измерительной областью находился участок стабилизации потока длиной 80 калибров трубы. Обработка изображений проводилась в автоматическом режиме на компьютере. Были определены средний по объему размер пузырей $\langle d \rangle$, их количество и дисперсный состав газовой фазы для каждого из проведенных экспериментов. Эксперименты выполнялись при комнатной температуре и атмосферном давлении, температура жидкости поддерживалась автоматически в диапазоне $24,9 \div 25,1$ °С. Диаметр трубы, средний размер воздушных пузырьков и направление двухфазного потока существенно отличались от таковых в работах [14, 16].

Сопоставление измеренных [17] и рассчитанных величин коэффициента трения на стенке, теплоотдачи, а также параметра аналогии Рейнольдса представлены на рис. 2 в зависимости от величины среднего диаметра пузырьков. Для измерения напряжения трения на стенке применялся электродиффузионный метод, теплообмена — метод прямого нагрева с помощью постоянного тока и контроль температуры нагреваемой стенки. Здесь τ_w и h — трение на стенке и коэффициент теплообмена двухфазного потока, а τ_{w0} и h_0 — эти же величины в однофазном течении при прочих идентичных условиях. Распределение количества пузырьков каждой из фракций соответствовало таковому из данных [17].

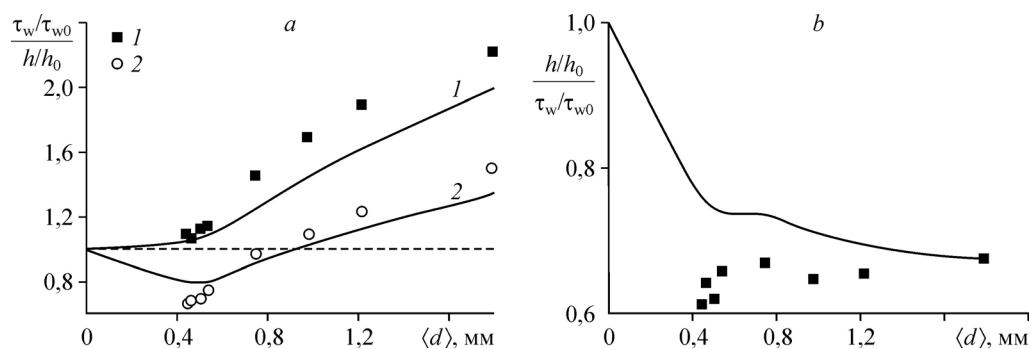


Рис. 2. Изменение параметров трения на стенке τ_w/τ_{w0} и теплообмена h/h_0 в пузырьковом опускном потоке (а) и зависимость теплогидравлического параметра $(h/h_0)/(\tau_w/\tau_{w0})$ (б) от среднего диаметра воздушных пузырьков $\langle d \rangle$.

Символы — результаты измерений [17], линии — результаты расчетов настоящей работы;
 $2R = 20$ мм, $Re = 5 \cdot 10^3$, $T = T_b = 298$ К, $X = 1,6$ м, $J_L = 0,25$ м/с, $J_b \approx 0,003$ м/с, $\beta = 1$ %;
 а: 1, 2 — изменения трения на стенке и теплообмена соответственно.

Как эксперименты, так и расчеты свидетельствуют о том, что трение на стенке в двухфазном потоке увеличивается по сравнению с однофазным режимом течения во всем диапазоне изменения диаметров воздушных пузырьков. Этот вывод можно сделать из анализа данных на рис. 2а. Для теплообмена наблюдается более сложная картина: при малых размерах пузырьков ($\langle d \rangle < 0,9$ мм) характерным является подавление теплообмена за счет уменьшения турбулентности течения при добавлении мелкодисперсных частиц. Это демонстрируют как эксперименты [17], так и расчеты авторов. Величина снижения теплопереноса достигает $h/h_0 \approx 0,66$ в экспериментах [17] и $h/h_0 \approx 0,78$ — в настоящих расчетах. Максимальное снижение теплообмена наблюдается для пузырьков $\langle d \rangle \approx 0,5–0,6$ мм. Наиболее вероятной причиной снижения теплопереноса является то, что мелкие пузырьки вовлекаются в осредненное течение жидкости. При этом на их вовлечение расходуется некоторая часть турбулентной кинетической энергии несущей фазы, т.е. происходит подавление уровня турбулентности несущего потока жидкости [18]. При уменьшении уровня турбулентности происходит снижение интенсивности теплообмена со стенкой трубы. Далее, с ростом диаметра пузырьков, трение и теплоотдача увеличиваются по закону, близкому к линейному, с той лишь разницей, что трение возрастает более интенсивно, нежели теплоотдача. Так, по данным рис. 2а для самых больших пузырьков ($\langle d \rangle = 1,7$ мм) по данным измерений [17] получено $\tau_w/\tau_{w0} \approx 2,2$ и для численных расчетов $\tau_w/\tau_{w0} \approx 2$, тогда как $h/h_0 \approx 1,5$ — для экспериментов и $h/h_0 \approx 1,3$ — для расчетов. Такая сильная интенсификация трения и теплообмена в газожидкостном потоке, возможно, связана с турбулизацией течения жидкости при обтекании относительно крупных пузырьков. Подобные особенности теплообмена в пузырьковых потоках были показаны в работе [19], где выполнялись измерения теплоотдачи в восходящем пузырьковом потоке в канале-сборке.

Данные по влиянию среднего размера пузырьков на изменение теплогидравлического параметра (ТПП) $(h/h_0)/(\tau_w/\tau_{w0})$ приведены на рис. 2б. Анализ результатов измерений позволяет сделать вывод о том, что первоначально в области малых размеров воздушных пузырьков при $\langle d \rangle = 0,4–0,8$ мм характерным является рост значения ТПП до максимального значения — $(h/h_0)/(\tau_w/\tau_{w0}) \approx 0,66$ при $\langle d \rangle = 0,75$ мм. Далее наблюдается слабое влияние диаметра пузырьков на изменение величины параметра аналогии Рейнольдса. Для расчетных данных характерным является резкое снижение величины $(h/h_0)/(\tau_w/\tau_{w0})$ от единицы для однофазного течения ($\beta = 0$) до значения параметра $(h/h_0)/(\tau_w/\tau_{w0}) \approx 0,73$ в области малых пузырьков ($\langle d \rangle = 0,5–0,8$ мм), что является вполне очевидным. Далее, по мере роста диаметра пузырьков, наблюдается плавное снижение величины $(h/h_0)/(\tau_w/\tau_{w0})$ до $\approx 0,67$ для наибольшего исследованного размера пузырьков $\langle d \rangle = 1,8$ мм.

Следует отметить, что в области малых начальных диаметров пузырьков максимальное отличие между данными измерений и расчетов авторов достигает 20 %, далее оно значительно уменьшается. По данным экспериментов [17] и настоящих расчетов максимальное значение ТПП не превышает 0,7. Экспериментальные и численные данные изменения теплогидравлического параметра свидетельствуют о том, что в турбулентном потоке при добавлении воздушных пузырьков происходит заметно бóльший рост трения на стенке, чем теплообмена.

Заключение

В работе приведены результаты сопоставительного анализа теплопереноса в вертикальной трубе между её стенкой и полидисперсным турбулентным пузырьковым потоком и локальной структуры последнего. Форма профиля локального газосодержания, расположение максимумов концентрации пузырьков количественно согласуются с результатами измерений и расчетов авторов других работ для труб различных диаметров. Распределения диаметра воздушных пузырьков с уменьшением их размера по мере приближения к стенке трубы также согласуются с данными измерений и расчетов других работ.

В целом, рассмотренная модель адекватно предсказывает распределение параметров двухфазного течения по радиусу трубы и теплообмена в турбулентном пузырьковом вертикальном течении в широком диапазоне изменения объемного расходного газосодержания ($\beta = 1\text{--}20\%$) и в диапазоне изменения числа Рейнольдса потока $Re = (0,05\div 2) \cdot 10^5$. Экспериментальные и численные данные по изменению теплогидравлического параметра говорят о том, что в турбулентном потоке при добавлении воздушных пузырьков происходит больший рост трения на стенке, чем теплообмена.

Список литературы

1. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Т. 1. 464 с.
2. Ramkrishna D. Population balances. Theory and applications to particulate systems in engineering. N.Y.: Acad. Press, 2000. 355 p.
3. Carrica P.M., Drew D.A., Bonetto F., Lahey R.T., Jr. A polydisperse model for bubbly two-phase flow around a surface ship // Int. J. Multiphase Flow. 1999. Vol. 25, Iss. 2. P. 257–305.
4. Das A.K., Das P.K., Thome J.R. Transition of bubbly flow in vertical tubes: new criteria through CFD simulation // ASME J. Fluids Eng. 2009. Vol. 131, Iss. 9. P. 091303-1–091303-12.
5. Krepper E., Beyer M., Frank T., Lucas D., Prasser H.-M. CFD modelling of polydispersed bubbly two-phase flow around an obstacle // Nucl. Eng. Des. 2009. Vol. 239, Iss. 11. P. 2372–2381.
6. Губайдуллин Д.А., Снигерев Б.А. Численное моделирование турбулентного восходящего потока газожидкостной пузырьковой смеси в вертикальной трубе. Сравнение с экспериментом // Теплофизика высоких температур. 2018. Т. 56, № 1. С. 61–70.
7. Зайчик Л.И., Мукин Р.В., Мукина Л.С., Стрижов В.Ф. Развитие диффузионно-инерционной модели для расчета пузырьковых турбулентных течений. Изотермическое полидисперсное течение в вертикальной трубе // Теплофизика высоких температур. 2012. Т. 50, № 5. С. 665–675.
8. Зайчик Л.И., Скибин А.П., Соловьев С.И. Моделирование распределения пузырьков в турбулентной жидкости на основе диффузионно-инерционной модели // Теплофизика высоких температур. 2004. Т. 42, № 1. С. 111–117.
9. Pakhomov M.A., Terekhov V.I. Modeling of flow structure, bubble distribution, and heat transfer in polydispersed turbulent bubbly flow using the method of delta function approximation // J. Engng Thermophys. 2019. Vol. 28, Iss. 4. P. 453–471.
10. Fadai-Ghotbi A., Manceau R., Boree J. Revisiting URANS computations of the backward-facing step flow using second moment closures. Influence of the numerics // Flow, Turbulence and Combust. 2008. Vol. 81, Iss. 3. P. 395–410.
11. Lopez de Bertodano M., Lee S.J., Lahey R.T., Jr., Drew D.A. The prediction of two-phase turbulence and phase distribution using a Reynolds stress model // ASME J. Fluids Eng. 1990. Vol. 112, Iss. 1. P. 107–113.
12. Пискунов В.Н., Голубев А.И. Метод определения динамических параметров коагулирующих систем // Докл. РАН. 1999. Т. 366, № 3. С. 341–344.
13. Nguyen V.T., Song C.-H., Bae B.U., Euh D.J. Modeling of bubble coalescence and break-up considering turbulent suppression phenomena in bubbly two-phase flow // Int. J. Multiphase Flow. 2013. Vol. 54. P. 31–42.
14. Lucas D., Krepper E., Prasser H.M. Development of co-current air-water flow in a vertical pipe // Int. J. Multiphase Flow. 2005. Vol. 31, Iss. 12. P. 1304–1328.
15. Mukin R.V. Modeling of bubble coalescence and break-up in turbulent bubbly flow // Int. J. Multiphase Flow. 2014. Vol. 62. P. 52–66.

16. **Ohnuki A., Akimoto H.** Experimental study on transition of flow pattern and phase distribution in upward air-water two-phase flow along a large vertical pipe // *Int. J. Multiphase Flow*. 2000. Vol. 26, Iss. 3. P. 367–386.
17. **Lobanov P.D.** Wall shear stress and heat transfer of downward bubbly flow at low flow rates of liquid and gas // *J. Eng. Thermophys.* 2018. Vol. 27, Iss. 2. P. 232–244.
18. **Вараксин А.Ю.** Влияние частиц на турбулентность несущего потока газа // *Теплофизика высоких температур*. 2015. Т. 53, № 3. С. 441–466.
19. **Воробьев М.А.** Теплообмен в восходящем пузырьковом течении в вертикальной сборке стержней // *Теплофизика и аэромеханика*. 2019. Т. 26, № 2. С. 247–253.

*Статья поступила в редакцию 24 апреля 2020 г.,
после доработки — 24 июня 2020 г.,
принята к публикации 26 июня 2020 г.*