

УДК 532.529.5

Влияние плавучести в сильно наклоненном водно-воздушном пузырьковом сдвиговом течении в прямоугольном канале

К. Санаулла¹, М. Аршад², А. Хан¹, И.Р. Чугтай²

¹*Университет Малайзии, Саравак, Кота Самарахан, Малайзия*

²*Пакистанский институт инженерных и прикладных наук, Исламабад, Пакистан*

E-mail: skhairuddin@feng.unimas.my

Представлены измерения двумерных (отношение ширины канала к глубине $B/D = 5$) полностью турбулентных и развитых каналовых течений (отношение длины к глубине $L/D = 60$; основанное на D число Рейнольдса $Re > 10^4$) для углов наклона до 30° по отношению к вертикали при низких газосодержаниях (среднее значение по сечениям $< 5\%$), которые являются характерными для дисперсного режима, с использованием пузырьков, присущих для водопроводной воды (размером 4–6 мм), и пузырьков меньшего размера (2 мм), стабилизированных в ионном растворе. Измерения с помощью трубки Пито и датчика статического давления — простых, но проверенных датчиков обеспечили адекватное (10 % от местного значения) определение основных характеристик профилей средней скорости и газосодержания в репрезентативном сечении в потоке, а именно, при $L/D = 40$. Полученные результаты можно разбить на три категории. Для вертикального течения (0°) не представляется возможным сделать вывод, захватываются ли пузырьки преимущественно внутри пристеночного слоя, как это было обнаружено в большинстве более ранних экспериментальных работ. Пузырьки размером 4 мм показали признаки удерживания газосодержания, но пузырьки размером 2 мм этого не продемонстрировали. Для почти вертикального течения (5°) имелся отчетливый профиль газосодержания, особенно для пузырьков размером 4 мм, но поперечный перенос не подавлялся в достаточной мере для того, чтобы вызвать очевидное расслоение. В этом контексте можно вспомнить сходство с предыдущими исследованиями однофазных вертикальных и почти вертикальных течений, вызванных смешанной конвекцией, которые демонстрировали, что средняя сдвиговая турбулентность подавляется плавучестью. Но в случае наклонного течения (10° и более) неизменно проявлялся отчетливо слоистый характер течения, в котором ограничение газосодержания нарастало с увеличением наклона. В настоящей статье будет рассматриваться поведение течения в условиях, когда наклон близок к вертикали. Для вычисления газосодержания и профилей средней скорости использовались модель Эйлера, смешанная модель и метод объема жидкости.

Ключевые слова: прямоугольный канал, газожидкостное пузырьковое течение, пористость, средняя сдвиговая скорость.

Введение

Двухфазные течения жидкостей с пузырьками газа в вертикальных и горизонтальных трубах [1] и в наклонных каналах [2] привлекли значительное внимание исследователей. По сравнению с хорошо изученными вертикальными и горизонтальными воздушно-водными пузырьковыми течениями намного меньше исследованы течения и измеренные профили с учетом влияния на них наклона. Подобные исследования (см., например, [3, 4])

в основном были направлены на обобщение существующих режимов, заданных осредненными параметрами, обычно при этом рассматривались среднее газосодержание и перепад давления. При малом отклонении от горизонтали в работе [5] применялся критерий существования горизонтального пузырькового течения, из которого следует, что средняя сдвиговая турбулентность выше, чем сегрегационная сила плавучести. Этот простой баланс сил представляется неприменимым для сильно наклоненных пузырьковых течений. В работе [6] был обнаружен переход от пузырькового течения к снарядному вследствие всплывания пузырьков вверх и их накопления вблизи верхней стенки. Критерии перехода в [6] основаны на соотношении из работы [5], с помощью которого определялась максимальная скорость пузырьков, соответствующая их максимальному размеру, выше которого пузырьковое течение не может поддерживаться в основном течении с заданной средней сдвиговой турбулентностью, характеризуемой в терминах трения на стенке, u_0 . В работе [2] был экспериментально показан переход между режимами в наклонной трубе с внутренним диаметром 51 мм при углах отклонения от вертикали от 20 до 40°. В работе [7] также исследовалось наклонное пузырьковое течение в связи с последствиями влияния расслоения фаз на показания приборов при добыче нефти из скважин. В работах [8, 9] изучалось влияние наклона на пристеночное касательное напряжение и теплоперенос.

Будем называть режим течения, наблюдавшийся в наклонных пузырьковых течениях ($\geq 10^\circ$ от вертикали), раздельно-дисперсным [10], он характеризуется двухслойным течением, схематично изображенным на рис. 1, в котором пузырьки вследствие плавучести сосредоточены в верхнем слое, но диспергированы в нем не только вследствие средней сдвиговой турбулентности, но и вследствие турбулентности, ассоциированной с пульсационным движением пузырьков.

Для двухфазных воздушно-водных пузырьковых течений в канале наклон в 5° от вертикали достаточен для того, чтобы происходило отклонение от номинального подобия, которое, однако, обладает отчетливо несимметричными профилями газосодержания, хотя они и не имеют резкой границы, чтобы описать режим как сегрегационную картину. Для этого почти вертикального течения нормальная дисперсия турбулентности заметно снижается градиентом плавучести, но, конечно, не исчезает полностью, как это происходит в слоистых режимах, наблюдаемых при больших углах наклона (см. [11]). Важность раздельно-дисперсного режима обсуждалась в работе [10] с особым вниманием к внутреннему сдвиговому слою. Здесь имеется другая потенциально важная связь,

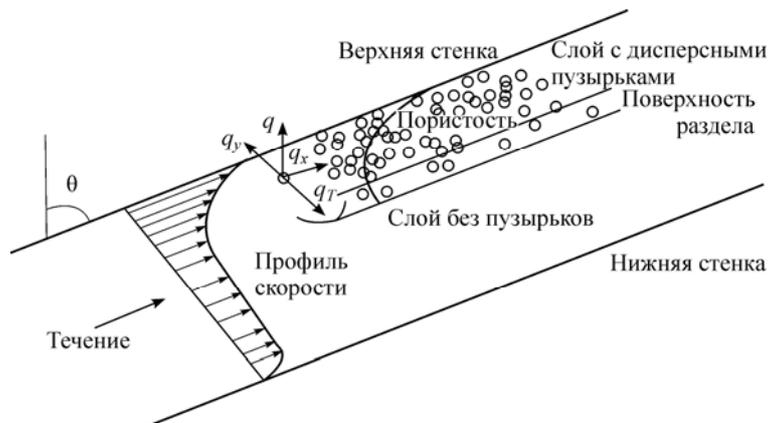


Рис. 1. Схема двухслойного течения со стабилизированным плавучестью сдвиговым слоем в сильно наклоненных пузырьковых течениях.

вытекающая из проведенного исследования, — это связь со смешанной конвекцией в вертикальных (или почти вертикальных) однофазных течениях, где симметричные профили нормальной составляющей скорости вынужденных течений искажаются силами осевой плавучести, вызываемыми избытком или дефицитом температуры стенки. Такой режим смешанной конвекции детально изучался, например, в работах [12–15] в связи с явлением ламинаризации, вызванной плавучестью, и ее способностью вызывать значительные разрушения интенсивных теплообменников. Можно оценить снижение турбулентности вследствие ламинаризации по утолщению вязкого подслоя [16], однако оно было вызвано ослабленным турбулентным вихревым касательным напряжением вблизи стенки. Охлажденная стенка, напротив, обеспечивает отрицательную плавучесть, которая усиливает касательное напряжение на стенке, и таким образом коэффициент теплопередачи увеличивается по сравнению с вынужденным течением.

Целесообразно исследовать применение описанных результатов к почти вертикальным двухфазным пузырьковым потокам, чтобы выяснить, могут ли основные физические вопросы описываться в терминах плавучести, ассоциированной с профилями газосодержания, и являются ли они достаточно локализованными вблизи стенки для того, чтобы уменьшить средний сдвиг и, следовательно, ограничить производство турбулентности. Другой гранью исследования для почти вертикальных пузырьковых течений является оценка того, достаточна ли турбулентность, индуцированная пузырьками, для компенсации сниженного среднего сдвига. Оба аспекта требуют дополнительного масштабирования размера пузырьков, характеризуемого отношением среднеквадратичной сдвиговой дисперсии как меры ограничения газосодержания и среднеквадратичных пульсаций, возникающих из-за наличия пузырьков. В действительности эти вопросы важны для теплообменников, использующих кипящую воду, как диагностика возможного высушивания вследствие коллапса сдвиговой турбулентности, вызванного пузырьками, которое преимущественно происходит на верхней стенке.

Мы описываем результаты экспериментов для номинально двумерных полностью турбулентных и развитых течений в каналах ($B/D = 5$, $Re > 104$, $L/D > 40$) с отклонением от вертикали до 30° при низких газосодержаниях, характерных для дисперсного режима ($\bar{\alpha} < 5\%$), с использованием как типичных пузырьков, содержащихся в водопроводной воде (размером 4–6 мм), так и более мелких пузырьков (размером 2 мм), стабилизированных в ионном растворе. Результаты экспериментов сравниваются с расчетами, выполненными с применением эйлеровой модели многофазного течения, которая использует k - ε модель турбулентности RNG (renormalization group based k - ε model).

Оборудование и приборы

Основные элементы экспериментальной установки (см. рис. 2) и результаты описаны в работах [10] и [17]. Изложим кратко, как газ вдувался в поток в канале. Пузырьки вводились через коллектор с двадцатью отверстиями диаметром 1 мм, расположенный на верхней стенке во входном сечении, затем они рассеивались турбулентным образом в поперечном направлении в основном потоке. Однако для пузырьков меньшего размера использовались отверстия диаметром 0,2 мм в инжекторе воздуха в соответствии с результатами исследований [18] для отверстий жесткого диспергатора, обеспечивающих размеры пузырьков около 2 мм. В передней части канала было сделано двадцать отверстий размером 9 мм. В эти отверстия были вставлены резиновые пробки, в каждой из которых имелись три капиллярные трубки (на расстоянии 2,5 мм друг от друга) диаметром около 0,2 мм, проходящие сквозь пробки, так что поверхность пробки была заподлицо с внутренней поверхностью передней стенки.

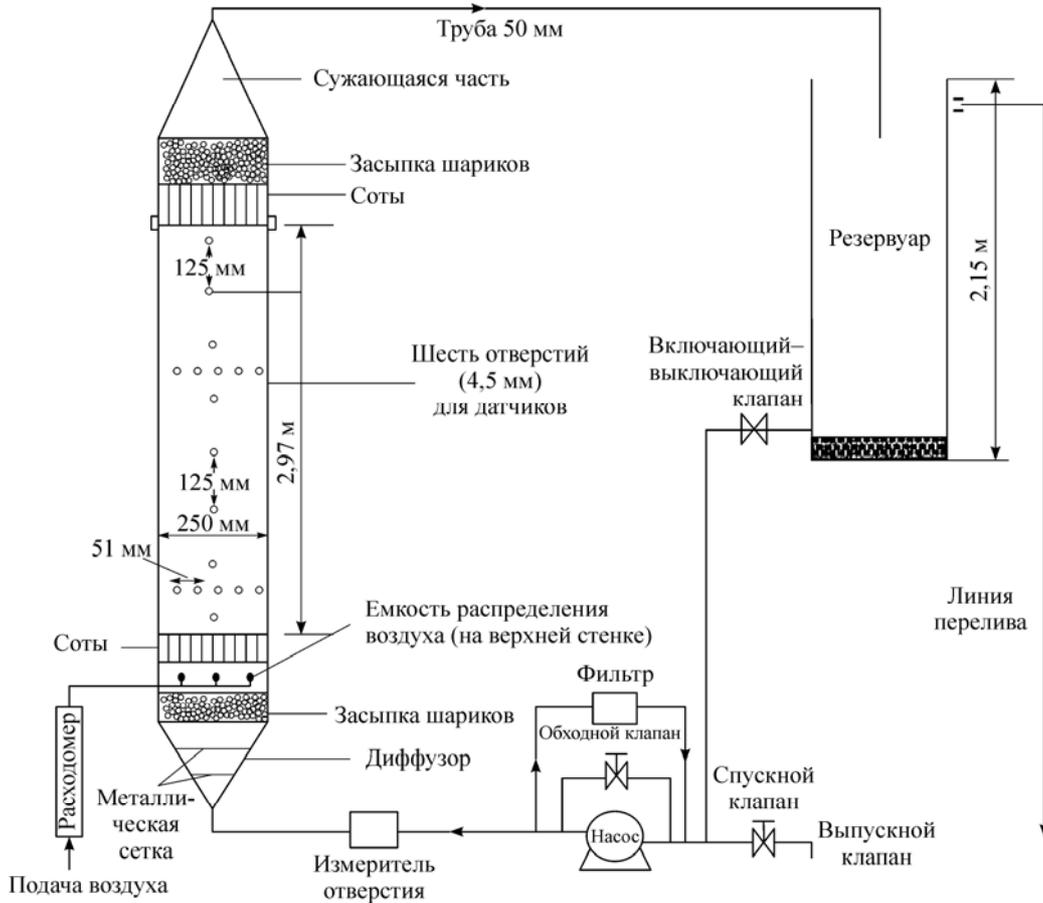


Рис. 2. Схема установки для изучения двухфазного наклонного течения воздуха и воды с отклонением от вертикали до 30° .

В статье [10] было дано описание использованных в работе трубки Пито и трубки статического давления — простых, но надежных датчиков. При проведении настоящих экспериментов во входное отверстие трубок Пито (внешним диаметром 4,5 мм) была вмонтирована стальная сетка (с отверстиями размером меньше 0,3 мм), чтобы подавить попадание пузырьков в линию манометра при сохранении достаточно малой постоянной времени. Газосодержание оценивалось из поперечного градиента давления, так как локальное газосодержание зависит только от расстояния по нормали от верхней стенки и разрешенной компоненты силы тяжести поперек потока. Сигналы давления от этих трубок записывались дифференциальным датчиком давления (модель Honeywell тип 4101), который генерировал сигнал в диапазоне 4–20 мА, далее сигнал подавался на аналогово-цифровой преобразователь (DCP microdevelopments, Interbeeb). Выход АЦП находился в диапазоне от 0 до 255 бит (0,48 до 2,4 вольт), выходной сигнал АЦП обрабатывался с помощью компьютера ВВС (модель В).

Численные методы

На рис. 3 показана область в виде прямоугольного канала, генерируемая в процессоре GAMBIT, где представлено поперечное сечение размером $0,250 \times 2,97$ м. Была создана сетка из ячеек с длиной стороны 0,5 мм, которая состояла из 362044 узлов для получения в расчете более точных и надежных результатов.

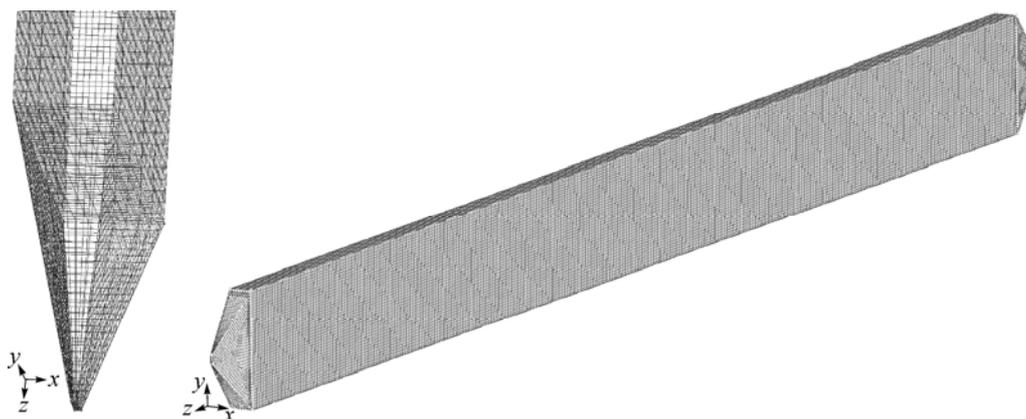


Рис. 3. Вид расчетной сетки для моделирования пузырькового воздушно-водяного течения в прямоугольном канале.

Параметры моделирования. Для моделирования рассматриваемой системы с помощью методов вычислительной гидродинамики была выбрана эйлерово-эйлерова модель многофазного течения. Для каждой фазы была взята стандартная $k-\varepsilon$ модель турбулентности, чтобы моделировать турбулентность в системе.

Эйлерово-эйлеров подход. В этом подходе обе фазы являются взаимопроникающими средами и объемные концентрации считаются непрерывными функциями пространства и времени, а их сумма равна 1. Каждая фаза имеет свои законы сохранения и эмпирические соотношения, поэтому в данном случае обе фазы рассматривались на основе эйлерово-эйлерова подхода для учета характеристик турбулентности потока с помощью реализуемой $k-\varepsilon$ модели, а расчет сопротивления осуществлялся с использованием симметричной модели. Цель использования и подробности этих моделей опишем ниже.

Используются три различные эйлерово-эйлеровы модели: модель смеси, модель объема жидкости и эйлерова модель.

Модель смеси. После того, как обе фазы перемешались друг с другом и образовали однородную смесь, применяется модель смеси. В таких случаях решаются уравнения массы, количества движения и энергии для смесей.

Модель объема жидкости. Метод объема жидкости — численный метод, отслеживающий и локализирующий свободную поверхность (или границу раздела жидкость–жидкость). Этот метод характеризуется сеткой, которая является либо стационарной, либо движущейся определенным предписанным образом, что дает возможность учитывать изменяющуюся форму поверхности раздела. В этом случае должны решаться раздельно уравнения Навье–Стокса, описывающие течение.

Эйлерова модель. Эйлерова модель наиболее гибкая и сложная, она применима ко всем типам задач о двухфазных течениях и является наиболее дорогостоящей, так как требует больших вычислительных ресурсов для решения задачи. В этой модели для каждой фазы имеется отдельный набор уравнений переноса массы, энергии и количества движения, а взаимодействие между фазами достигается путем использования коэффициентов давления и межфазного взаимодействия.

Уравнения переноса. Для многофазного течения с n фазами уравнение баланса массы для q -й фазы имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_q \rho_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q v_q) = \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) + S_q, \quad (1)$$

где α_q — объемная концентрация, ρ_q — физическая плотность, v_q — скорость течения, S_q — источниковый член для q -й фазы, \dot{m}_{pq} и \dot{m}_{qp} — перенос массы от p -й фазы к q -й и от q -й к p -й соответственно. Объемная концентрация α_q считается неизвестной с учетом того, что каждая расчетная сетка расчетной области окружена различными фазами с разными долями их объема. Уравнение (1) аналогично уравнению баланса массы однофазного течения с тем небольшим отличием, что оно содержит члены межфазного переноса \dot{m}_{pq} и \dot{m}_{qp} . Полный объем q -й фазы V_q дается формулой

$$V_q = \int_V \alpha_q dv \text{ и } \alpha = \sum_{q=1}^n \alpha_q = 1. \quad (2)$$

Плотность, изменяющаяся при преобладающих условиях ($\rho_{\text{effective}}$), может быть вычислена по формуле

$$\rho_{\text{effective}} = \alpha_q \rho_q. \quad (3)$$

Для моделирования баланса количества движения используются два уравнения. Уравнение баланса количества движения для q -й фазы имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_q \rho_q v_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q v_q v_q) = & -\alpha_q \nabla P + \nabla \cdot \tau_q + \alpha_q \rho_q g + \\ & + \sum_{p=1}^n (R_{pq} + \dot{m}_{pq} v_q - \dot{m}_{pq} v_{qp}) + F_q + F_{\text{lift},q} + F_{\text{vm},q}, \end{aligned} \quad (4)$$

где P — давление жидкостей, то есть пара и воды, τ_q — тензор напряжений и деформаций для q -й фазы, g — сила, с которой одна жидкость воздействует на другую во всей второй жидкости, F_q — внешняя массовая сила, $F_{\text{lift},q}$ — подъемная сила, $F_{\text{vm},q}$ — сила виртуальной массы, R_{pq} — сила взаимодействия между фазами, которая в данном случае воздействует на q -ю фазу.

Модели многофазного течения. Модель смеси является упрощенной моделью многофазного течения, которая может быть использована для моделирования многофазных течений, где фазы движутся с различными скоростями, но находятся в состоянии локального равновесия на коротких масштабах пространственных длин. Основной концепцией модели смеси является рассмотрение смеси как единого целого, а не в виде двух отдельных фаз.

В эйлеровой модели процессы переноса каждой фазы выражаются их собственными уравнениями баланса, таким образом, ожидается, что модель может предсказать более детально изменения и взаимодействия между фазами, чем модель дрейфа потока (или смеси). Эта модель формулируется путем отдельного рассмотрения каждой фазы. Средняя скорость и плотность смеси вычислялись по формулам

$$v_m = \frac{\sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k v_k}{\rho_m}, \quad \rho_m = \sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k. \quad (5)$$

Граничные условия. Моделирование методами вычислительной гидродинамики было выполнено для наклонов от 0 (вертикальный канал) до 30° в наклонном канале. Расходы жидкости варьировались от 1,25 л/с до 5 л/с; соответствующие числа Рейнольдса (основанные на глубине потока $D = 50$ мм) меняются в диапазоне 104–2×104. Поверхностные скорости жидкостей варьировались от 0,2 до 0,4 м/с, расход воздуха варьировался от 10 до 40 л/мин, что соответствует поверхностным скоростям от 0,013 до 0,07 м/с. Среднее газосодержание оценивалось лежащим в диапазоне приблизительно от 0,015 до 0,05. Результаты моделирования чертились на расстоянии $40D$ вниз по потоку от входа; здесь $D = 50$ мм.

Результаты и их обсуждение

Эксперименты проводились на расстоянии $40 D$ вниз по потоку от входа. Средние профили скорости жидкости были получены для углов отклонения от вертикали, изменяющихся от 0 (вертикаль) до 30° . Профили газосодержания и скорости были также получены как для ионных (сульфат натрия, раствор NaSO_4 , 5 г/л [19]), так и для неионных двухфазных растворов. Расходы жидкости варьировались от $1,25$ до 5 л/с и соответствовали диапазону чисел Рейнольдса (основанных на глубине потока, $D = 50 \text{ мм}$) 10^4 – $2 \cdot 10^4$. Поверхностные скорости жидкости менялись от $0,2$ до $0,4 \text{ м/с}$, а расходы воздуха менялись от 10 до 40 л/мин. , что соответствовало приведенным скоростям от $0,013$ до $0,07 \text{ м/с}$. Среднее газосодержание, согласно оценкам, варьировалось приблизительно от $0,015$ до $0,05$.

Вертикальное течение. В настоящем исследовании для вертикального течения изучались только профили скорости (рис. 4). Результаты экспериментов, проведенные с использованием пузырьков размером 4 – 6 мм , несомненно, согласовывались с повышенным газосодержанием, которое сохранялось в пристенной зоне постольку, поскольку скорости были выше, чем ожидавшиеся для нейтральной плавучести. С другой стороны, в рассматриваемой установке пузырьки вводились на стенке, так что эти результаты можно было бы с равным успехом объяснить в терминах недостаточной длины рабочего участка для того, чтобы должным образом наблюдать эволюцию до полностью развитых условий. Как известно, установление равновесных профилей газосодержания требует значительно большего времени, чем для средней скорости и касательного напряжения в однофазных турбулентных течениях, из-за слабых боковых сил, связанных с поперечными потоками пузырьков. Действительно, хотя профили средней скорости, полученные с пузырьками размером 2 мм , не указывали на сужение пристенного слоя, невозможно принять этот противоречащий результат в качестве удовлетворительного свидетельства того, что притяжение отсутствует, из асимптотического приближения также и в развитом течении далеко вниз по потоку. Требуются дальнейшие исследования этих неопределенностей, включая систематическое внимание к размеру пузырьков как независимому параметру, определяющему масштаб турбулентности, вызываемой пузырьками, и интенсивность наперед заданного газосодержания независимо от масштаба и интенсивности средней сдвиговой турбулентности.

Почти вертикальное течение. Отклонение в 5° от вертикали достаточно для того, чтобы течение эволюционировало до номинально полностью развитого состояния, обладающего отчетливо несимметричными профилями газосодержания (рис. 5), хотя и недостаточно узкими, чтобы гарантировать их описание в виде сегрегационной картины.

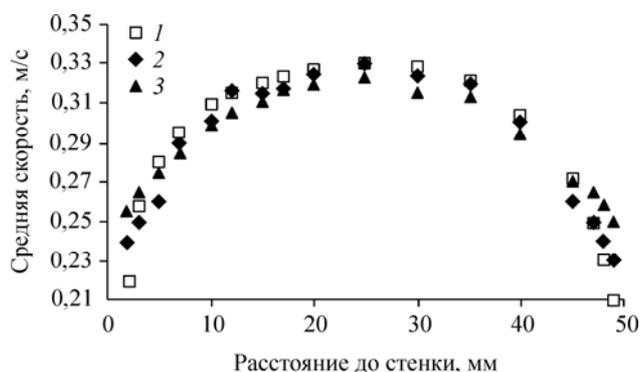


Рис. 4. Профили скорости для вертикальных пузырьковых каналовых течений, полученные при $Re = 14000$ и расходе газа 15 л/мин.

Однофазное течение (1), пузырьки размером 2 мм (2) и 4 – 6 мм (3).

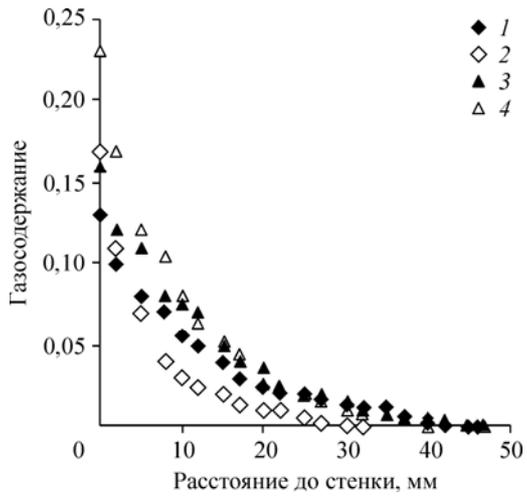


Рис. 5. Профили газосодержания для отклонений от вертикали в 5 и 10° при $Re = 14000$ и расходе газа 15 л/мин.

Пузырьки размером 4–6 мм (1) и 2 мм (3) при отклонении 5°, 4–6 мм (2) и 2 мм (4) — при 10°.

ков пузырьковый слой несколько утоньшался, и для условий почти вертикального течения (5°) пузырьковый слой с пузырьками размером 2 мм утоньшался больше по сравнению с пузырьковым слоем с пузырьками размером 4–6 мм. Эти результаты подтверждаются при рассмотрении расхода газа на профили газосодержания (рис. 5). Как и ожидалось, с ростом расхода газа пузырьковый слой (рис. 6) распространяется дальше в поток при наклонах и 5, и 10° до тех пор, пока он не покроет всю ширину при расходах газа выше 10 л/мин при наклоне 5°. На рис. 7 также заметно значительное отличие распространения пузырьков для наклона 5°. Видно, что пузырьковый слой покрывает более 90 % ширины потока для ионного течения, в то время как для неионного течения это составляло около 80 % ширины потока. Очевидной причиной этого является повышенное газосодержание, являющееся следствием меньшей скорости скольжения, вызванной пузырьками меньшего размера, хотя, конечно, повышенное газосодержание также приводит к повышению потока плавучести, следовательно, больше турбулентной энергии затрачивается на работу против тяжести.

Профили для пузырьков меньшего размера лучше представляют лишь влияние плавучести, то есть при скольжении пузырьков и числе Рейнольдса, равном 100 или около этого значения, при сравнении со значением числа Рейнольдса порядка 1000 для пузырьков большего размера (> 2 мм) имеет место сильно сниженная пузырьковая дисперсионная турбулентность. Наличие здесь пиков

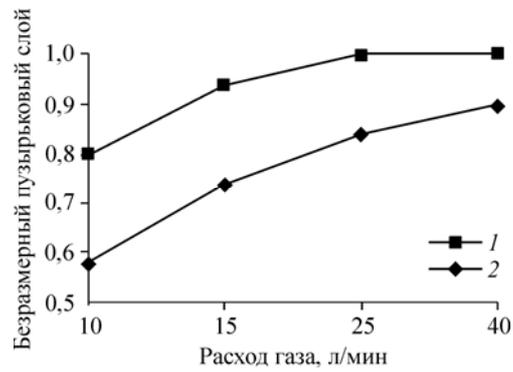
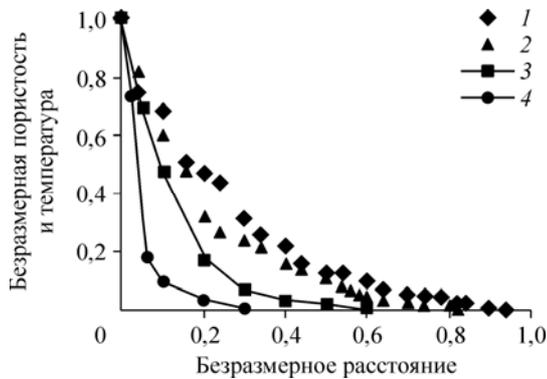


Рис. 6. Толщина пузырькового слоя при отклонениях 5 и 10° для тех же условий, что и на рис. 5.
1 — 5°, 2 — 10°.

На рис. 5 и 6 показаны профили локального газосодержания для ионных и неионных растворов при углах наклона 5 и 10°. Как и ожидалось, для меньших пузырьков

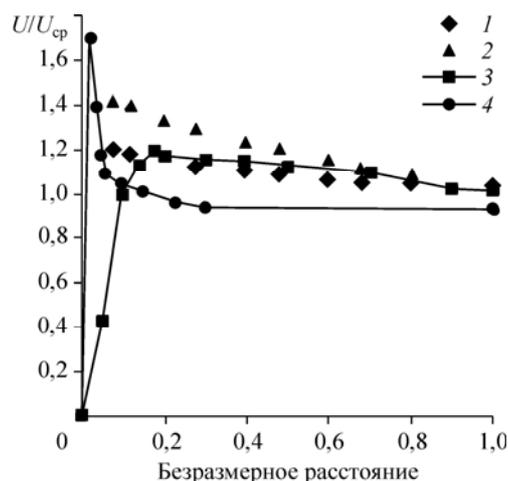
вблизи верхней стенки, особенно при малых наклонах (10° и ниже), аналогично найденному в смешанном конвективном теплообмене в однофазных

Рис. 7. Сравнение газосодержания при $Re = 14000$ и расходе газа 15 л/мин для пузырьков размером 2 мм с профилями градиента температуры в однофазных течениях, вызванных смешанной конвекцией.

Результаты настоящей работы при отклонениях 5° (1), 10° (2) и работ [21] (3), [22] (4).

Рис. 8. Сравнение профилей скорости при $Re = 14000$ и расходе газа 15 л/мин для пузырьков размером 2 мм с профилями в течениях, вызванных смешанной конвекцией.

Результаты настоящей работы при отклонениях 5° (1), 10° (2) и работ [20] (пуск № 13) (3), [22] (при $Re = 4300$) (4).



течениях (см., например, [20, 21] и рис. 8).

На деле полагаем, что плавучесть, введенная избыточным газосодержанием верхнего слоя, должна быть эффективно ограничена в пределах этого пристенного слоя, если будет происходить ламинаризация средней сдвиговой турбулентности в пузырьковом течении. Из полученных результатов (рис. 8) следует, что верхний пузырьковый слой может быть эффективно ограничен, чтобы ввести такое подавление; то есть профили плавучести сравнимы с результатами измерений в тепловой смешанной конвекции, полученными в работах [21] и [22], а также в ряде других работ.

На рис. 8 сравниваются профили скорости в течении, вызванном смешанной конвекцией, с результатами настоящей работы для пузырьковых течений. В то время как в работе [22] пик скорости был очень близок к стенке, в работе [20] было найдено, что пик скорости находится дальше от стенки, что соответствует сниженному ограничению плавучести. Представленные здесь результаты, хотя они свидетельствуют о меньшем ограничении, чем в работе [22], достаточны для того, чтобы указать на потенциальное ухудшение теплопередачи сдерживанием турбулентности за счет плавучести.

Результаты расчетов

На рис. 9–12 приведены результаты расчета влияния плавучести на газосодержание и среднюю скорость. Однако расчеты проводились только для угла наклона 10° . Этот угол был выбран потому, что при нем имеется плавучесть, достаточная для того,

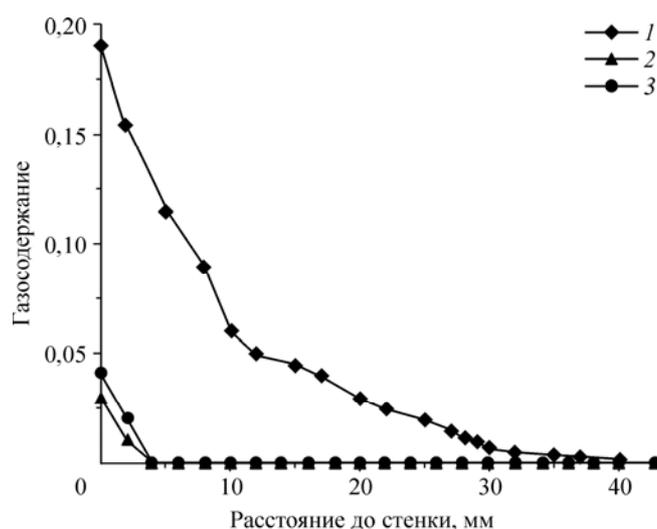


Рис. 9. Газосодержание для случая пузырьков размером 2 мм и отклонения 10° от вертикали.

Результаты экспериментов (1), численные результаты по модели смеси (2) и эйлеровой модели (3).

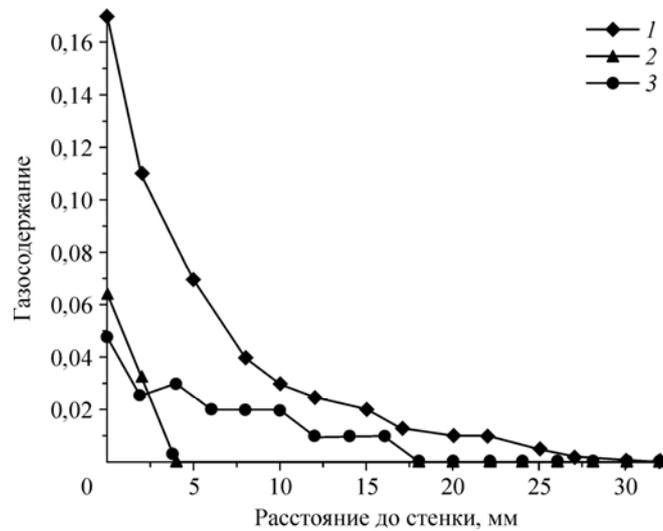


Рис. 10. Газосодержание для случая пузырьков размером 4–6 мм и отклонения 10° от вертикали. Обозначения см. на рис. 9.

чтобы исказить распределение пузырьков, и в то же время этот угол недалек от вертикали. При меньшем угле наклона плавучесть будет недостаточно сильной для того, чтобы конкурировать со средней сдвиговой турбулентностью.

Вычисленная пористость пузырькового течения с пузырьками размером 2 мм (рис. 9) не показывает эквивалентную плавучесть у стенки, как это видно в измеренном профиле газосодержания, а ее среднее значение поперек потока намного ниже, чем реальные значения. В то же время расчетные результаты для пузырькового течения с пузырьками размером 4–6 мм (рис. 10) свидетельствуют о наличии пристеночного слоя плавучести. Это указывает на тот факт, что плавучесть усиливается с увеличением размера пузырьков. Из рис. 10 также видно, что результаты, полученные с использованием эйлеровой модели, демонстрируют более реалистичное распределение газосодержания, чем модель смеси. Однако вычисленные значения лежат ниже, чем измеренные значения газосодержания.

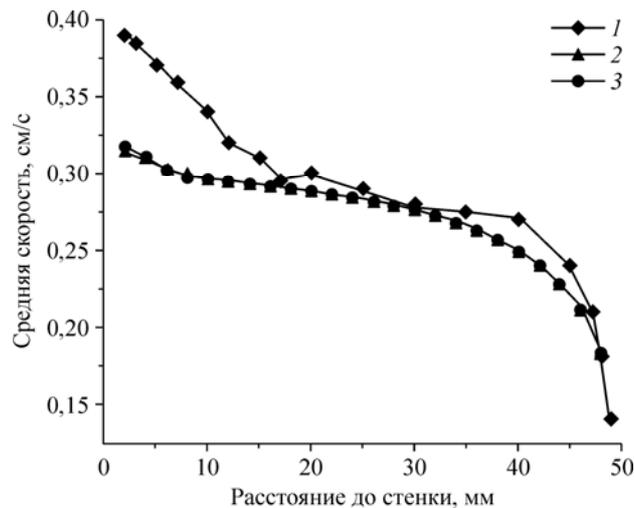


Рис. 11. Профиль скорости в случае пузырьков размером 2 мм при угле 10° отклонения от вертикали.

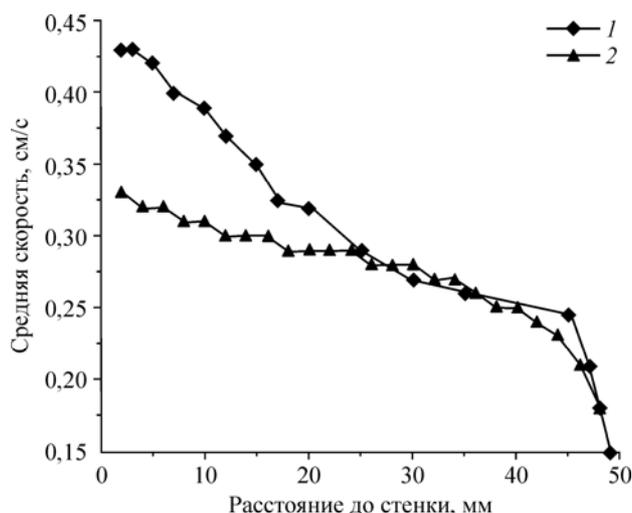


Рис. 12. Профиль скорости для случая пузырьков размером 4–6 мм и угла 10° отклонения от вертикали. Экспериментальные (1) и численные (2) результаты.

Профили скорости, вычисленные при угле наклона 10° , представлены на рис. 11 и 12. По сравнению с расчетными профилями газосодержания расчетные профили скорости показывают более убедительно искажение симметрии средней скорости вследствие пузырьковой плавучести. Однако профили скорости, вычисленные при размере пузырьков 4–6 мм, показывают несколько более высокий пик вблизи верхней стенки по сравнению с пузырьковым течением с пузырьками размером 2 мм.

Заключение

Представленное исследование указывает на потенциально важную практическую связь со смешанной конвекцией в (почти) вертикальных течениях однофазных жидкостей, где силы осевой плавучести, возникающие вследствие снижения плотности, вызванной нагревом, могут ослаблять пристеночное касательное напряжение в степени, достаточной для того, чтобы вызвать значительное снижение энергии турбулентности и теплового потока. Сравнение полученных профилей с найденными в течениях, вызванных смешанной конвекцией, указывает на то, что плавучий слой в рассматриваемых здесь течениях достаточно ограничен, чтобы в должной мере препятствовать производству пристеночного касательного напряжения. Ограничения на объем статьи не позволяют анализировать имеющуюся литературу по поведению и влиянию пузырьков в турбулентных пристеночных слоях. Упомянем только, что, по-видимому, размер пузырьков является ключевым фактором, так как микропузырьки (несколько сот микронов), по-видимому, могут снижать пристеночное касательное напряжение, в то время как макропузырьки (миллиметрового размера, как в настоящей статье), видимо, приводят к его увеличению.

Список литературы

1. Taitel Y., Barnea D., Dukler A.E. Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes // *AIChE J.* 1980. Vol. 26. P. 345–354.
2. Barnea D., Shoham O., Taitel Y., Dukler A.E. Gas-liquid flows in inclined tubes: flow pattern transition for upward flow // *Chem. Engng Sci.* 1985. Vol. 40. P. 735–740.
3. Barnea D., Shoham O., Taitel Y., Dukler A.E. Flow pattern transitions for gas-liquid flow in horizontal and inclined pipes: comparison of experimental data with theory // *Int. J. Multiphase Flow.* 1980. Vol. 6. P. 265–272.

4. Mukherjee H., Brill J.P. Pressure drop correlations for inclined two-phase flow // J. Energy Res. Tech. 1985. Vol. 107. P. 549–554.
5. Taitel Y., Dukler A.E. A model for prediction flow regime transition in horizontal and near horizontal gas-liquid flow // AIChE J. 1976. Vol. 22. P. 47–55.
6. Barnea D. Transitions from annular flow and from dispersed bubble flow-unified models for the whole range of pipe inclinations // Int. J. Multiphase Flow. 1986. Vol. 12, No. 5. P. 733–744.
7. Mobbs S.D., Lucas G.P. A turbulence model for inclined, bubbly flows // Appl. Sci. Res. 1993. Vol. 51, No. 1, 2. P. 263–268.
8. Кашинский О.Н., Рандин В.В., Чинак А.В. Влияние ориентации канала на теплообмен и трение в пузырьковом течении // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 4. С. 391–398.
9. Kashinsky O.N., Randin V.V., Chinak A.V. Heat transfer and shear stress in gas liquid flow in an inclined flat channel // J. Engng Thermophys. 2014. Vol. 23, No. 1. P. 39–46.
10. Sanaullah K., Thomas N.H. Velocity and voidage profiles for steeply inclined bubbly flows for segregated-dispersed regime // Experimental and Computational Aspects of Validation of Multiphase Flow CFD Codes. 1994. FED. Vol. 180. P. 119–127.
11. Sanaullah K., Yang X., Thomas N.H. Buoyancy profile effects in inclined bubbly shear flow // Advances in Turbulence VI: Fluid Mechanics and its Applications. 1996. Vol. 36. P. 567–570.
12. Jackson J.D., Hall W.B. Influences of buoyancy on heat transfer to fluids flowing in vertical tubes under turbulent conditions. / Ed. S. Kakac, D.B. Spalding // Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles. USA, Washington: Hemisphere Publ. Corporation. 1979. Vol. 2. P. 613–640.
13. Tanaka H., Marugama S., Hatano S. Combined forced and natural convection heat transfer for upward flow in a uniformly heated vertical pipe // Int. J. Heat Mass Transfer. 1987. Vol. 30, No. 1. P. 165–174.
14. Cotton M.A., Jackson J.D. Vertical tube air flows in the turbulent mixed convection regime calculated using a low-Reynolds-number $k-\epsilon$ model // Int. J. Heat Mass Transfer. 1990. Vol. 33, No. 2. P. 275–285.
15. Torii S., Wen-Jei Y. Thermal-fluid transport phenomena in strongly heated channel flows // Int. J. Num. Methods Heat Fluid Flow. 2000. Vol. 10, No. 8. P. 802–823.
16. Jackson J.D. Mixed forced and free convection — the influence of buoyancy on heat transfer in vertical pipes // EuroMech-72 Conf. Salford, U.K., 1976.
17. Sanaullah K. Buoyancy effects in two-phase inclined bubbly flows. Ph.D thesis submitted to the University of Birmingham, U.K, 1995.
18. Nicholas W.G., Rice R.G. Bubble size prediction for rigid and flexible spargers // AIChE J. 1991. Vol. 37, No. 2. P. 161–168.
19. Keitel G., Onken U. The effect of solutes on bubble size in air-water dispersions // Chem. Eng. Commun. 1982. Vol. 17. P. 85–98.
20. Carr A.D., Connor M.A., Buhr H.O. Velocity, temperature and turbulence measurements in air for pipe flow with combined free and forced convection // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1973. Vol. 95. P. 445–452.
21. Steiner A. On the reverse transition of a turbulent flow under the action of buoyancy forces // J. Fluid Mech. 1971. Vol. 47, No. 3. P. 503–512.
22. Byrne J.E., Ejiogu E. Combined free and forced convection heat transfer in a vertical pipe // Proc. Inst. Mech. Eng. Symp. on Heat and Mass Transfer by Combined Forced and Natural Convection. Manchester, 1975. P. C118/71.

*Статья поступила в редакцию 16 августа 2014 г.,
после доработки — 28 октября 2014 г.*