

УДК 532.529.5

## **ИЗМЕРЕНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ СКОРОСТИ СКОЛЬЖЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ В ВОСХОДЯЩЕМ ПСЕВДОТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ**

**Л.С. ТИМКИН**

*Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск*

Проведены измерения локальной скорости скольжения сферических пузырьков. Скорость жидкости определялась электродиффузионным методом, а скорость пузырьков — лазерным доплеровским анемометром (ЛДА) с малой длиной измерительного объема. Экспериментальные данные представлены с учетом смещения между центром пузырька и центром измерительного объема ЛДА. Скорость скольжения является разностью между средней скоростью жидкости и средней скоростью пузырьков. Измерения проведены в восходящем течении при докритических числах Рейнольдса течения. Предложена эмпирическая корреляция, учитывающая влияние локального газосодержания на среднюю скорость скольжения. Представленные результаты указывают на влияние пристенного пика газосодержания и стенки трубы на локальную скорость скольжения пузырьков.

### **ВВЕДЕНИЕ**

В промышленных процессах и аппаратах широко используются пузырьковые течения, тогда как моделированию соответствующих физических явлений до сих пор не уделялось достаточно внимания. Одним из параметров, определяющих течение, является скорость скольжения пузырьков относительно жидкости. В модельных описаниях она используется как закон замыкания и определяет перенос момента импульса между газовой и жидкой фазами течения. Измерения скорости скольжения пузырьков проводились с применением различных методик в [1 — 5] и других работах. Результаты показывают, что в пузырьковых течениях скорость скольжения может изменяться, особенно вблизи твердых поверхностей, однако локальность использованных методик была не всегда достаточно высока.

Скорость скольжения обычно получается вычитанием средней скорости жидкости из средней скорости пузырьков. Во многих случаях скорости фаз потока больше скорости скольжения, поэтому для получения достоверных данных необходима высокая точность измерения скоростей обеих фаз потока. Небольшая погрешность в последних может обернуться существенной неточностью в определении скорости скольжения. При измерениях вблизи стенок одна из основных погрешностей обусловлена градиентом скорости жидкости на размере измерительного объема методики. Для уменьшения этой погрешности необходимо иметь размер измерительного объема меньше характерного масштаба градиента скорости жидкости.

Важным преимуществом лазерного доплеровского анемометра (ЛДА) является бесконтактность измерений. Однако при измерении скорости пузырьков существуют особенности, обусловленные локальностью метода. Размер пузырьков в ряде задач гидродинамики варьируется от одного до нескольких

миллиметров, а масштаб градиента скорости жидкости вблизи стенки обычно на один — два порядка меньше. Использование ЛДА с малым размером измерительного объема приводит к ситуации, когда размер пузырьков существенно превышает размер измерительного объема ЛДА. Доплеровские сигналы в такой ситуации обладают некоторыми особенностями, на что впервые указано в [6]. Применение различных конфигураций ЛДА в пузырьковых потоках неоднократно обсуждалось в [2, 7 – 10]. Расчеты характеристик доплеровских сигналов от частиц размером большим измерительного объема ЛДА проводились в [11, 12] и др. В пузырьковых потоках часто используют фазовые доплеровские анемометры, развивавшиеся в русле работ [6, 11, 13] и др. Тем не менее положение пузырька относительно измерительного объема и размер последнего для пузырьков обычно остаются за рамками рассмотрения. Работа [14] для ЛДА на прямом рассеянии представляет собой единственное исключение. Учет этих соотношений необходим для проведения локальных измерений скорости пузырьков.

Реально пузырьки в потоке полидисперсны, что усложняет измерения скорости скольжения по ряду причин. Во-первых, если скорость всплытия пузырьков в покоящейся жидкости нелинейно зависит от диаметра, то усреднение данных для таких пузырьков может исказить результаты. Во-вторых, для пузырьков разных диаметров положение измерительного объема в потоке смещается, поэтому даже при измерениях в одной точке можно получать скорость из разных точек пространства. В-третьих, возможны ситуации, когда пузырьки мигрируют по сечению потока в зависимости от диаметра (см., например, [15], где пузырьки находятся на расстоянии от стенки, равном их диаметру, или [16], где отмечен рост среднего диаметра пузырьков при удалении от вертикальной стенки). Гидродинамическое взаимодействие пузырьков разных диаметров также может изменить структуру течения и скорость скольжения. Наилучшим выходом является использование монодисперсных пузырьков с одновременным локальным контролем диаметра пузырьков.

Первые измерения с использованием такого подхода выполнены в [17]. Детальное изложение методики приведено в [18]. В настоящей работе кратко излагается методика измерения скорости пузырьков, которая далее применяется для восходящего пузырькового течения. Числа Рейнольдса течения выбраны ниже переходного значения, поэтому пульсации скорости жидкости обусловлены только наличием пузырьков. Для такого течения в литературе используется термин псевдотурбулентное течение. В работе используется монодисперсная смесь со сферическими или близкими к сферическим пузырьками, что позволяет пренебречь эффектами деформации поверхности пузырьков.

## 1. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ СКОРОСТИ ПУЗЫРЬКОВ

Принцип измерения скорости пузырьков основан на подходе, предложенном в [6]. Предполагается, что пузырьки представляют собой сферические прозрачные частицы с зеркальной поверхностью, и их диаметр превышает продольный размер измерительного объема ЛДА. Два лазерных пучка дифференциальной схемы ЛДА отражаются в обратном направлении от поверхности пузырька. При определенном положении пузырька относительно измерительного объема ЛДА отраженные пучки пространственно совмещаются и образуют интерференционную картину. При движении пузырька в направлении потока (вдоль оси  $x$ ) картина перемещается в пространстве и пересекает диафрагму на входе фотоприемника, формируя доплеровский сигнал. Частота доплеровского сигнала, согласно работе [6], равна

$$f_d = \frac{2(U_x \cos \theta \pm U_y \sin \theta) \sin \varphi}{\lambda}, \quad (1)$$

где  $U_x, U_y$  — компоненты вектора скорости пузырька,  $\varphi$  — половина угла между лучами ЛДА (в данной работе используется  $\varphi = 10^\circ$ ), а  $\theta$  — угол между двумя отраженными лучами, интерферирующими в плоскости фотоприемника. Если фотоприемник расположен в фокальной плоскости приемной линзы, то доплеровский сигнал будет формироваться лучами, отраженными от пузырька параллельно друг другу и параллельно оптической оси ЛДА. В этом случае  $\theta = 0$ , а формула (1) совпадает с известной формулой для однофазных измерений:

$$f_d = \frac{2U_x \sin \varphi}{\lambda}. \quad (2)$$

Отражение лучей от поверхности пузырька представлено на рис. 1, а, где  $\varphi_1$  — половина угла между лучами ЛДА в рабочей жидкости (с коэффициентом преломления  $n = 1,39$  в данном случае). В точке 0 расположен центр пузырька, а в точке 0' в отсутствие пузырька находится центр измерительного объема ЛДА. Для формирования сигнала от первой стороны пузырька расстояние между этими точками

$$\Delta y_1 = \frac{R}{2 \cos(\varphi_1/2)} \Big|_{\substack{n=1,39 \\ \varphi=10^\circ}} \approx 0,502R, \quad (3)$$

где  $R$  — радиус пузырька. Таким образом, если известен радиус пузырька, то можно рассчитать смещение между центром пузырька и центром измерительного объема ЛДА. Поскольку у пузырька есть вторая сторона поверхности, то лучи ЛДА, отражаясь от нее, могут также формировать интерференционную картину, для чего необходимо, чтобы центр пузырька находился в другой точке относительно центра измерительного объема ЛДА (рис. 1, б). Для простоты на рис. 1, б показан только верхний луч. Нижний луч распространяется симметрично относительно оптической оси ЛДА. При этом расстояние между центром пузырька и центром измерительного объема ЛДА

$$\Delta y_2 = R \sin(\varphi_1 + \psi) (\operatorname{ctg}(\varphi_1) - \operatorname{ctg}(\varphi_1 + \psi)) \Big|_{\substack{n=1,39 \\ \varphi=10^\circ}} \approx -0,282R, \quad (4)$$

где используется вспомогательный угол  $\psi \cong \varphi_1(4n - 2)$ . Таким образом, есть два положения пузырька относительно измерительного объема ЛДА, когда возможно формирование доплеровского сигнала. Расстояние между этими положениями

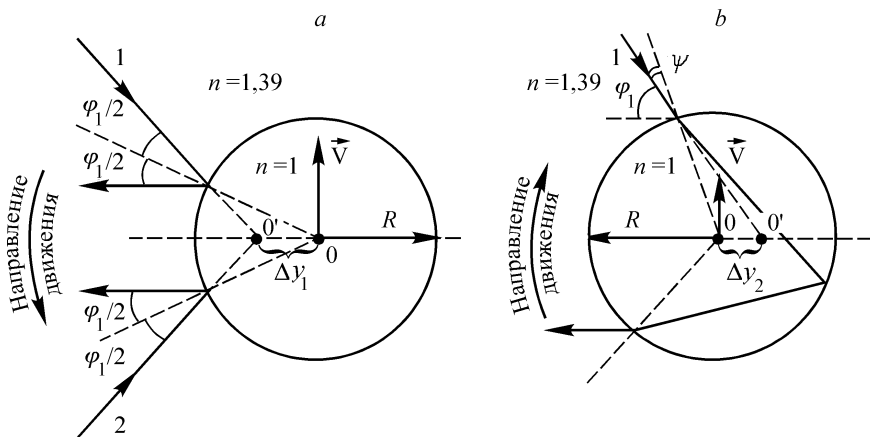


Рис. 1. Схема формирования сигнала от первой (а) и второй (б) стенок пузырька.

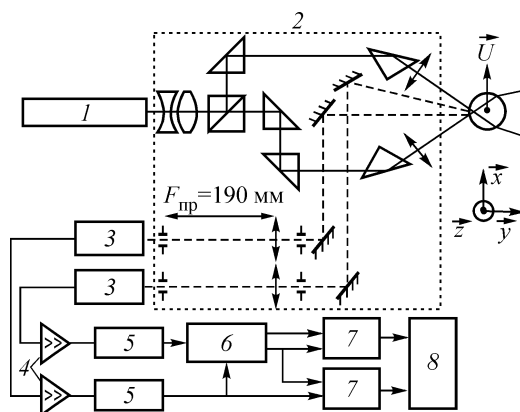
$$\Delta y = (\Delta y_1 - \Delta y_2) \Big|_{\substack{n=1,39 \\ \varphi=10^\circ}} \approx -0,784R. \quad (5)$$

Для конкретной оптической схемы величина  $\Delta y$  линейно растет с диаметром пузырька. В зависимости от соотношения между диаметром пузырька и длиной измерительного объема ЛДА —  $l_y$ , можно выделить два предельных случая. Первый — когда диаметр пузырька, а значит и  $\Delta y$ , меньше длины измерительного объема ЛДА. Тогда и размер измерительного объема для пузырьков равен размеру измерительного объема ЛДА (с точностью порядка  $\Delta y$ ). Под измерительным объемом для пузырьков подразумевается область, образованная центрами пузырьков, формирующих качественные доплеровские сигналы аналогично [10]. Поскольку пузырьки прозрачны, возможно перекрытие интерференционных картин, образованных отражениями от первой и второй сторон пузырька. Это перекрытие приводит к деградации доплеровского сигнала, поскольку амплитуды отражений почти одинаковы. Второй случай соответствует большим пузырькам, таким что  $\Delta y$  превышает длину измерительного объема ЛДА. Это реализуется при  $R \geq l_y/0,85$ , что справедливо для всех  $\varphi$  от нуля до  $30^\circ$ . Теперь в потоке одновременно существуют два отдельных измерительных объема для пузырьков, основанных на отражениях от разных сторон пузырька. Длина каждого из них равна длине измерительного объема ЛДА, а расстояние между ними составляет  $\Delta y$ . В этом случае в эксперименте данные усредняются по области порядка  $\Delta y$ , превышающей размер измерительного объема ЛДА.

Область усреднения можно уменьшить, если устранить доплеровские сигналы от одной из сторон пузырька. Тогда длина измерительного объема для пузырьков уменьшится до размера измерительной области ЛДА, и при малых значениях последней получится хорошее приближение к локальным измерениям. Основой для распознавания отражений может служить направление движения интерференционной картины в пространстве. Если пузырек движется в направлении  $x$ , то картина, образованная отражением от первой стороны, движется в пространстве сверху вниз (см. рис. 1, *a*, где направление движения картины показано стрелкой). Картина, образованная отражением от второй стороны, движется снизу вверх (см. рис. 1, *b*). При изменении направления движения пузырька на противоположное направления движения картин также меняются на противоположные.

Анализируя направление движения картины в пространстве и зная заранее направление движения пузырька, можно устранять сигналы от любой из сторон пузырька.

Схема ЛДА приведена на рис. 2. В оптической схеме используются коллиматор, после которого диаметр пучков становится равным 1,8 мм, расщепитель пучка и призмы, совмещающие лазерные пучки под углом  $2\varphi = 20^\circ$  в воздухе. Две цилиндрические линзы с фокусным расстоянием  $F_{ц} = 70$  мм формируют продольный размер



титель пучка и призмы, совмещающие лазерные пучки под углом  $2\varphi = 20^\circ$  в воздухе. Две цилиндрические линзы с фокусным расстоянием  $F_{ц} = 70$  мм формируют продольный размер

Рис. 2. Схема ЛДА.

1 — He — Ne-лазер ЛГ-79, 2 — оптическая схема, 3 — фотоприемники, 4 — балансные усилители, 5 — фильтры верхних частот, 6 — устройство формирования импульса запуска, 7 — АЦП, 8 — компьютер.

измерительного объема ЛДА, равный  $l_y = 0,178$  мм, по уровню интенсивности  $e^{-2}$ . За счет неизменного поперечного размера пучков цилиндрические линзы сохраняют большое сечение измерительного объема ЛДА, необходимое для проведения измерений в точках потока с малой концентрацией пузырьков. Для определения направления движения интерференционной картинке в пространстве используются два фотоприемника. Последние расположены в фокальной плоскости приемных линз с фокусным расстоянием  $F_{пр} = 190$  мм. Фотоприемник, сигнал которого используется для измерения скорости пузырька, находится на оптической оси ЛДА, точно в обратном направлении. Для фильтрации шумовых засветок из потока в каждом приемном канале установлены по две щелевые диафрагмы.

В схеме используются два АЦП с амплитудным разрешением 8 бит и максимальной тактовой частотой 20 МГц, регистрирующие историю и предысторию сигнала, что упрощает измерение полного доплеровского сигнала.

После фильтрации и усиления доплеровские сигналы поступают в устройство формирования импульса запуска, где вырабатывается импульс запуска для АЦП. Принцип действия устройства показан на рис. 3. Здесь представлены сигналы, полученные от пузырька диаметром 1,34 мм и скоростью движения 0,24 м/с. На входе в устройство установлены компараторы. Уровень срабатывания компараторов  $V_{пор}$  равен половине максимальной амплитуды доплеровского сигнала. После компараторов сигналы поступают на вход логической схемы, анализирующей последовательность прихода импульсов. Схема вырабатывает импульс запуска для АЦП только в том случае, если последовательность прихода сигналов на фотоприемники соответствует отражению от первой стороны пузырька, при этом все остальные сигналы устраняются. В итоге первый АЦП регистрирует импульс для измерения диаметра пузырька, а второй АЦП — доплеровский сигнал.

Доплеровские сигналы обрабатываются компьютером в программном режиме аналогично [7]. Доплеровская частота измеряется путем определения точного пересечения отфильтрованного и оцифрованного сигнала с нулевым уровнем. Для этого проводится интерполяция сигнала прямой линией по методу наименьших квадратов с использованием пяти последовательных точек сигнала вблизи нулевого уровня. Каждый период доплеровского сигнала сравнивается со средним по всей пачке периодов. Если отклонение превышает 10 % — сигнал отбрасывается. Доплеровские пачки с числом периодов менее шести и с нарушенной гауссовой огибающей сигнала также отбрасываются. Тактовая частота АЦП выбирается так, чтобы каждый период сигнала содержал 20 – 30 отсчетов. При амплитудном отношении сигнал/шум, равном 10, ошибка измерения частоты составляет менее 1,5 %.

Длительность импульса  $T$ , регистрируемого первым АЦП, соответствует прохождению в пространстве интерференционной картинкой расстояния между фотоприемниками. Как указывалось в численных расчетах доплеровских сигналов от больших частиц [11, 13], если сигналы образованы отражением только от первой или только от второй стороны пузырька, то соотношение между

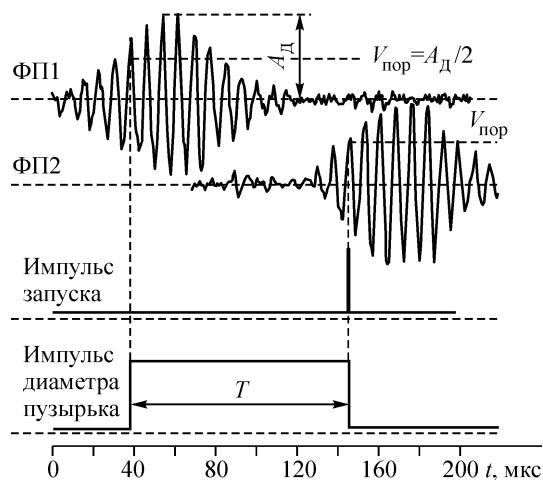


Рис. 3. Схема обработки сигналов.

диаметром пузырька и задержкой сигналов на разных фотоприемниках линейно. Поэтому для измерения диаметра используется длительность импульса  $T$  в соответствии с формулой

$$d_{\text{п}} = \frac{AT}{U_x}, \quad (6)$$

где  $U_x$  — скорость пузырька,  $A$  — константа, зависящая от расстояния между фотоприемниками. Величина  $A$  определялась в модельных экспериментах на стальных шариках. Для пузырьков в потоке используется константа  $A$ , умноженная на показатель преломления рабочей жидкости.

Расстояние между фотоприемниками выбрано так, чтобы длительность  $T$  для наименьших пузырьков соответствовала примерно двойной длительности доплеровской пачки, что составляет около 15 периодов доплеровской частоты (см. рис. 3). Эта величина определяет ошибку измерения диаметра пузырька при ошибочном преддетектировании или постдетектировании периода доплеровского сигнала. Для миллиметровых пузырьков ошибка равна  $\pm(2 \text{ периода})/(15 \text{ периодов}) = \pm 0,13$  и линейно уменьшается с увеличением диаметра пузырьков.

В модельных экспериментах со стальными шариками проводилась аттестация ЛДА. Шарика диаметрами 0,69; 0,99; 2,36; 4,76; 7,03 и 10,3 мм закреплялись на вращающемся диске радиусом 86 мм. Скорость шариков измерялась с помощью ЛДА и по частоте вращения диска. Разность этих двух величин при сканировании по сечению измерительного объема ЛДА не превышала 2 % в центре, слегка увеличиваясь к его краям. Погрешность определения диаметра шарика с помощью ЛДА составляла менее 5 %.

При измерениях в потоке основная ошибка измерения диаметра возникает из-за поверхностных загрязнений и других причин, ведущих к отличию доплеровских сигналов от одного пузырька на разных фотоприемниках. В каждой экспериментальной точке осреднялись от 30 до 200 пузырьков. Когда пузырьки в течении собирались в пристенном пике газосодержания, а в приосевой части канала концентрация пузырьков оказывалась очень низкой ( $\leq 0,5 \%$ ), измерения требовали больших затрат времени. Высокая концентрация пузырьков в пристенном пике газосодержания (из-за прерываний лучей ЛДА пузырьками) дополнительно уменьшает скорость поступления данных из приосевой зоны, поэтому измерения при газосодержании в пристенном пике выше 30 % были затруднены. Для регистрации даже 30 пузырьков в приосевой зоне в таких условиях требуется около получаса. Низкая скорость поступления данных является одним из основных затруднений при проведении локальных измерений.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Восходящее пузырьковое течения моделировалось в установке, выполненной в виде трубы с замкнутым по воде и разомкнутым по воздуху контуром. Установка состоит из вертикальной трубы с внутренним диаметром 14,8 мм, нижнего бака с рабочей жидкостью, насоса, систем измерения расходов газа и жидкости, смесителя, сепарационного бака, опускной трубы и системы термостабилизации. Рабочая труба выполнена из нержавеющей стали и помещена в термоизоляционную оболочку для уменьшения влияния тепловых эффектов на гидродинамику течения. На входе в трубу установлен газожидкостный смеситель, представляющий собой камеру с внутренним диаметром 90 мм. Жидкость подавалась через перфорированное дно камеры. Внутри смесителя устанавливались два различных инжектора для получения пузырьков двух разных размеров. Первый инжектор представлял собой цилиндр из оргстекла внешним диаметром 32 мм, второй такого же диаметра изготовлен из металла (здесь и далее они будут называться Р- и М-инжекторы соответствен-

но). Газ подавался в центральную полость инжекторов и выходил в жидкость через отверстия в боковой поверхности. Отверстия диаметром 0,15 мм были просверлены равномерно по периметру Р-инжектора или изготовлены по специальной технологии (диаметром 0,05 мм) для М-инжектора. Средний диаметр пузырьков составлял 2 мм для Р-инжектора и 1,2 мм для М-инжектора. По результатам фотографирования стандартное отклонение диаметра пузырька от среднего находилось в пределах  $\pm 15\%$  в большинстве режимов течения. Только на наибольших расходных скоростях жидкости из-за ограничений в процессе формирования пузырьков получалось более широкое распределение пузырьков по размерам.

Доплеровские измерения проводились в специально изготовленном блоке, установленном на расстоянии 5,25 м от входа в трубу. Блок представлял собой стеклянную трубку внутренним диаметром 14,8 мм, осесимметрично вклеенную в металлическую камеру, снабженную стеклянными окнами. Камера заполнялась иммерсионной жидкостью. Окна обеспечивали возможность доплеровских измерений и визуализации течения. ЛДА перемещался координатным устройством с точностью позиционирования 0,05 мм. Торце электродиффузионного датчика типа “лобовая точка” размером 50 мкм размещался в 10 мм ниже по течению от измерительного объема ЛДА. Датчик использовался для измерения скорости жидкости и газосодержания в соответствии с методикой [19]. Рабочая жидкость представляла собой стандартный электрохимический раствор с добавлением глицерина для увеличения вязкости. При рабочей температуре 20 °С параметры жидкости были следующими: плотность  $\rho = 1120 \text{ кг/м}^3$ , кинематическая вязкость  $\nu = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ , коэффициент преломления  $n = 1,39$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1. Псевдотурбулентное течение

Поведение пузырьков в восходящем ламинарном течении теоретически рассмотрено в [20, 21]. Характеристики течения в прямоугольном канале экспериментально исследованы в [22]. Аналогичные эксперименты в вертикальной трубе выполнены в [23]. В соответствии с этими работами восходящее ламинарное пузырьковое течение в жидкости с повышенной вязкостью ( $\nu = (7 - 10) \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ) в целом схоже с турбулентным пузырьковым течением, но имеет свои особенности. Число Рейнольдса, вычисленное по диаметру трубы, ниже порогового. Пузырьки диаметром  $\leq 2$  мм формируют пристенный пик газосодержания, существенно влияющий на гидродинамику течения. Пик отстоит от стенки на таком расстоянии, что между стенкой и ближайшими пузырьками существует слой однофазной жидкости. Пузырьки не входят в этот слой. Расстояние между стенкой и максимумом пристенного пика изменяется с размером пузырьков и расходной скоростью жидкости, причем минимальное расстояние больше диаметра пузырька. В экспериментах с рабочим раствором меньшей вязкости ( $\nu = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ) [15] обнаружены аналогичные тенденции, а именно: пузырьки диаметром  $\leq 2$  мм формируют пристенный пик, существует слой однофазной жидкости на стенке, но минимальное расстояние между пиком и стенкой теперь меньше диаметра пузырька.

В данной работе проведены измерения скорости жидкости и пузырьков для различных значений объемного газосодержания  $\beta = V_g / (V_g + V_j)$ , где  $V_j$  и  $V_g$  — среднерасходные скорости жидкости и газа. Максимальная разница между проинтегрированной по сечению трубы измеренной скоростью газа и ее расходным значением не превышает 30 %. Поскольку измеренная скорость газа вычисляется как произведение скорости пузырьков и локального газосодержания, а последнее в экспериментах, как правило, недооценивалось на 10 – 15 %, то можно предположить, что реальная ошибка в определении ло-

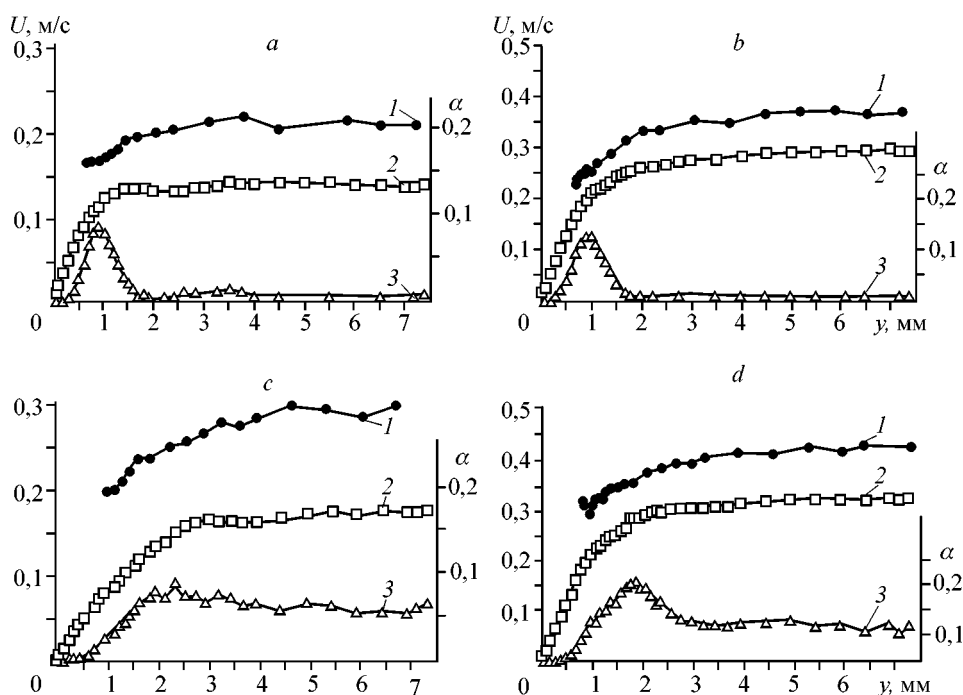


Рис. 4. Профили скоростей фаз (1 —  $U_{\text{п}}$ , 2 —  $U_{\text{ж}}$ ) и газосодержания  $\alpha$  (3) при  $V_{\text{ж}} = 0,210$  (a, c) и  $0,103$  м/с (b, d).

a, c — М-инжектор,  $\beta = 0,05$ ; b, d — Р-инжектор,  $\beta = 0,15$ .

кальной скорости пузырьков несколько меньше.

Результаты измерений скоростей фаз течения и локального газосодержания для разных инжекторов представлены на рис. 4. Здесь  $U_{\text{п}}$  — скорость пузырьков,  $U_{\text{ж}}$  — скорость жидкости,  $\alpha$  — локальное газосодержание. Разница профилей газосодержания для разных инжекторов проявляется в приосевой области, где локальное газосодержание для Р-инжектора значительно выше, чем для М-инжектора. Ближайшие к стенке пузырьки находятся не в максимуме газосодержания, а несколько ближе к стенке. На стенке профили скорости жидкости имеют участок постоянного градиента. В областях появления ближайших к стенке пузырьков градиент начинает уменьшаться, а профиль скорости выполаживается. В приосевой области скорость жидкости практически постоянна. Скорость пузырьков представлена в точках, где находился центр пузырьков, с учетом смещения между центром пузырька и центром измерительного объема ЛДА. Средняя скорость пузырьков в представленных режимах больше средней скорости жидкости в той же точке. Следовательно, и скорость скольжения пузырьков положительна, что отличается от измерений, выполненных в турбулентном пузырьковом потоке [3], где в пристенном пике газосодержания получена отрицательная скорость скольжения. Градиент средней скорости пузырьков на представленных профилях приблизительно следует за градиентом скорости жидкости, но меньше последнего по величине.

### 3.2. Распределение среднего диаметра пузырьков по сечению трубы

Профили диаметра пузырьков, полученные по ЛДА-измерениям, для двух инжекторов и разных режимов течения представлены на рис. 5. Для М-инжектора средний диаметр пузырьков составляет 1,2 мм и в пределах точ-



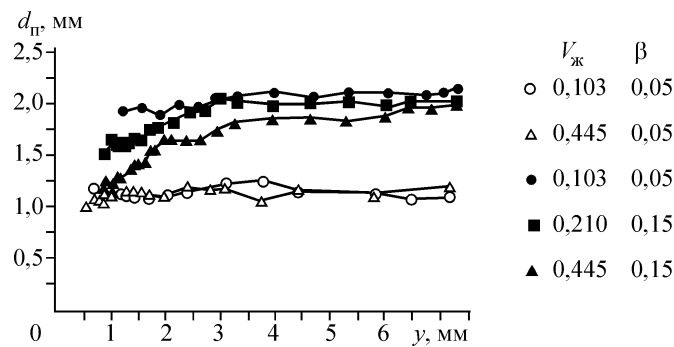


Рис. 5. Профили среднего диаметра пузырьков.  
Светлые точки — М-инжектор, темные точки — Р-инжектор.

ности измерений постоянен по сечению трубы. Такой характер распределения одинаков для всех скоростей жидкости. Большинство пузырьков для этого инжектора концентрируется в пристенном пике газосодержания (см. рис. 4). Для Р-инжектора ситуация отличается. Эти пузырьки имеют средний диаметр около 2 мм и более широкое распределение по размерам. Соответствующие профили теперь зависят от расходной скорости жидкости. Для  $V_{ж} = 0,103$  м/с средний диаметр пузырьков постоянен по сечению трубы в пределах точности измерений. Профиль газосодержания для этой скорости жидкости практически плоский и не имеет пристенного пика. С увеличением расходной скорости жидкости до 0,210 м/с для большего объемного газосодержания ( $\beta = 0,15$ ) появляется пик газосодержания и изменяется профиль среднего диаметра пузырьков. При  $V_{ж} = 0,445$  м/с изменения становятся еще яснее. Теперь средний диаметр пузырьков уменьшается при приближении к стенке, тогда как на оси он постоянен. Характер распределения свидетельствует о том, что пузырьки мигрируют в зависимости от их диаметров. Маленькие пузырьки собираются в пристенном пике газосодержания, а большие — на оси трубы, в силу чего наблюдается плавное уменьшение диаметра пузырьков от оси к стенке. Миграция более выражена с увеличением расходной скорости жидкости. Аналогичное распределение диаметра пузырьков вблизи вертикальной стенки зарегистрировано в работе [16] для восходящего турбулентного пузырькового течения.

### 3.3. Скорость скольжения. Корреляция с локальным газосодержанием

Для представления скорости скольжения в безразмерном виде обычно используется скорость всплытия отдельного пузырька в большом объеме покоящейся жидкости. В литературе существует множество корреляций, дающих отличающиеся значения скорости скольжения. В качестве примера на рис. 6 представлены зависимости для скорости всплытия твердых и жидких сфер из работы [24], а также дополнительная зависимость для минимально возможной скорости всплытия, выражающейся корреляцией (24) из той же работы. Здесь же

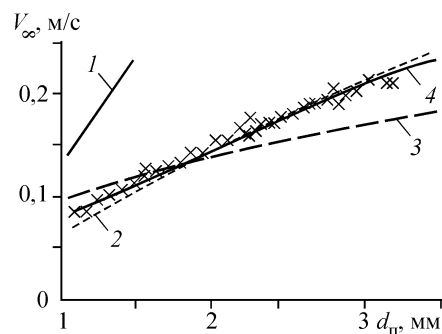


Рис. 6. Скорость всплытия пузырьков в большом объеме.  
1 — жидкие сферы, 2 — твердые сферы, 3 — корреляция [24], 4 — формула (7), × — эксперимент.

приведены результаты измерения скорости всплытия пузырьков в большом объеме рабочего раствора при условиях, максимально близких к экспериментальным. Скорость и диаметр пузырьков определялись по результатам фотографирования всплытия отдельных пузырьков. Линией на рис. 6 представлена интерполяция экспериментальных данных, выражающаяся формулой

$$V_{\infty} = 0,0786(d_{\text{п}})^{0,904}, \quad (7)$$

где  $d_{\text{п}}$  — диаметр пузырьков, мм,  $V_{\infty}$  — скорость всплытия, м/с. Видно, что экспериментальные данные далеки от данных по скорости жидких сфер. Зависимость для твердых сфер близка к экспериментальной, но пересекает последнюю под небольшим углом, так что для больших пузырьков скорость твердых сфер оказывается выше экспериментальных данных. Приведенная корреляция (24) из работы [24] показывает, что зависимость для твердых сфер в этом случае может превышать минимальную скорость всплытия. В силу вышеуказанных факторов в дальнейшем для приведения скорости скольжения к безразмерному виду использовалась интерполяция (7). Безразмерная скорость скольжения определялась как разность экспериментальных скоростей пузырьков и жидкости в точке, где находится центр пузырьков, а именно:

$$V_s = \frac{U_{\text{п}} - U_{\text{ж}}}{V_{\infty}}. \quad (8)$$

Полученная таким способом скорость скольжения в пренебрежении влиянием псевдотурбулентных пульсаций жидкости может трактоваться как коэффициент торможения, широко используемый в течениях суспензий (см., например, [25]). Коэффициент определяет влияние скопления пузырьков на среднюю скорость скольжения. В литературе существует несколько аналитических формул для расчета коэффициента торможения стоксовских пузырьков (см., например, [26]).

В настоящей работе число Рейнольдса, основанное на скорости всплытия пузырька в большом объеме для М- и Р-инжекторов, равно 32 и 100 соответственно. Скорости твердых и жидких сфер для таких пузырьков отличаются не в 1,5 раза, как для стоксовских пузырьков, а значительно больше (см. рис. 6). В результате использование аналитических формул типа представленных в [26] неточно, и их часто заменяют эмпирическими зависимостями, приведенными, например в [25, 27]. Далее в работе используется интерполяция данных эксперимента:

$$h1(\alpha) = 1 - 0,75\alpha^{1/3}, \quad (9)$$

где  $\alpha$  — измеренное локальное газосодержание. Поведение функции  $h1(\alpha)$  будет описано ниже.

Профили скорости скольжения для режимов течения, соответствующих рис. 4, показаны на рис. 7. Здесь же представлены соответствующие профили локального газосодержания и поведение коэффициента  $h1(\alpha)$ , рассчитанного в соответствии с формулой (9) (штриховая линия).

На рис. 7, *a, c* приведены профили для М-инжектора,  $\beta = 0,05$  и двух расходных скоростей жидкости  $V_{\text{ж}} = 0,103$  и  $0,210$  м/с. Профили для Р-инжектора,  $\beta = 0,15$  и тех же расходных скоростей приведены на рис. 7, *b, d*. Видно, что безразмерная скорость скольжения в течениях обычно меньше единицы. Наличие даже небольшого локального газосодержания приводит к уменьшению скорости пузырьков ниже скорости всплытия в большом объеме. На участках профилей, где локальное газосодержание растет, скорость скольжения падает как при наличии пристенного пика газосодержания, так и без него. Если в

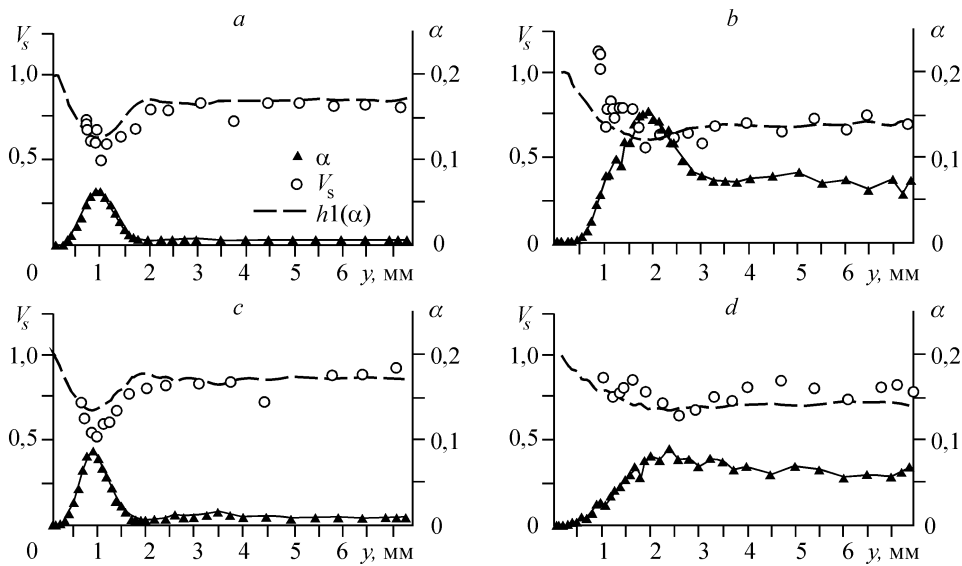


Рис. 7. Профили скоростей скольжения для  $V_{ж} = 0,210$  (a, c) и  $0,103$  м/с (b, d).  
a, c — М-инжектор,  $\beta = 0,05$ ; b, d — Р-инжектор,  $\beta = 0,15$ . Штриховая линия — формула (9).

профиле газосодержания регистрируется пристенный пик и газосодержание на оси трубы мало, то скорость скольжения имеет минимум в пике газосодержания (см. рис. 7, a, c). При приближении к стенке скорость скольжения снова растет. Ширина провала в скорости скольжения соответствует ширине пика газосодержания. Такая структура скорости скольжения в пристенном пике подтверждается поведением коэффициента  $h1(\alpha)$ . Коэффициент тоже имеет провал в максимуме пристенного пика газосодержания и растет вблизи стенки, что обусловлено уменьшением газосодержания вблизи стенки до нуля. Когда газосодержание на оси трубы сравнимо с газосодержанием в пристенном пике, провал скорости скольжения и коэффициента  $h1(\alpha)$  менее выражен (см. рис. 7, b).

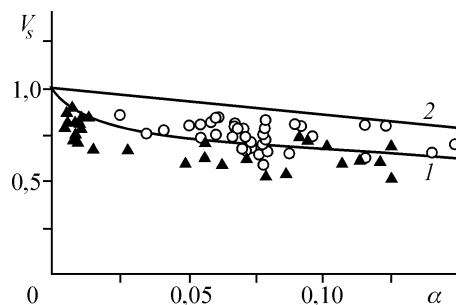
Скорость скольжения и коэффициент  $h1(\alpha)$  в зависимости от локального газосодержания представлены на рис. 8. Данные взяты из профилей, приведенных на рис. 7, за исключением точек, лежащих ближе к стенке, чем в максимумах пристенных пиков газосодержания. Расходная скорость жидкости составляла  $V_{ж} = 0,103$  и  $0,210$  м/с. Для сравнения на рис. 7 приведена еще одна эмпирическая зависимость скорости скольжения из работы [25], выражающаяся формулой

$$h2(\alpha) = (1 - 0,54\alpha)^{3,1}. \quad (10)$$

Экспериментальные данные указывают на резкое падение скорости при очень малых газосодержаниях ( $\alpha \cong 0,005$ ) и более плавное уменьшение при дальнейшем увеличении газосодержания до  $\alpha = 0,15$ . Такому поведению больше соответствует корреляция (9). Если

Рис. 8. Зависимость скорости скольжения от локального газосодержания.

Светлые точки — Р-инжектор, темные точки — М-инжектор, 1 — формула (9), 2 — формула (10).



ли показатель степени в выражениях для  $h(\alpha)$  больше единицы, то функция при малом газосодержании убывает практически линейно, как, например,  $h_2(\alpha)$  (см. рис. 8). Поэтому корреляция (9) точнее отражает поведение экспериментальных данных, чем зависимость (10).

С целью уточнения поведения скорости скольжения вблизи стенки были проведены измерения на большей расходной скорости жидкости:  $V_{ж} = 0,84$  м/с, для разных инжекторов и при одном и том же объемном газосодержании  $\beta = 0,10$ . Число Рейнольдса течения при этом равно 3650, что соответствует переходному режиму. Пристенные части профилей скоростей фаз потока и соответствующие профили скорости скольжения, газосодержания и коэффициента  $h_1(\alpha)$  показаны на рис. 9 (данные для Р-инжектора представлены на рис. 9, *a, c*, а для М-инжектора — на рис. 9, *b, d*). На верхних графиках нанесены в масштабе размеры ближайших к стенке пузырьков. Для Р-инжектора (см. рис. 9, *a*) размер пузырька в этом режиме имел больший разброс, и на стенке регистрировались пузырьки, лишь немногим большие пузырьков для М-инжектора. Тем не менее соответствующие средние картины обтекания пузырьков имеют отличия, поскольку градиент скорости жидкости на стенке для М-инжектора больше и пузырьки ближе подходят к стенке. Стрелками на рис. 9 показана скорость разных частей пузырька относительно средней скорости жидкости. Для Р-инжектора (см. рис. 9, *a*) скорость частей пузырька всегда выше скорости жидкости. Для М-инжектора средняя скорость жидкости на заштрихованной части пузырька выше (см. рис. 9, *b*). Если средняя картина обтекания пузырька не сильно отличается от мгновенной, то в той части пузырька, где скорость отрицательна, пузырек обтекается с кормы. При этом профиль газосодержания для М-инжектора плоский по всему сечению трубы, пристенный пик газосодержания отсутствует, а в профиле для Р-инжектора имеется понижение к центру трубы, что позволяет говорить о все еще сохраняющемся на этой скорости жидкости, но уже слабо выраженном пристенном

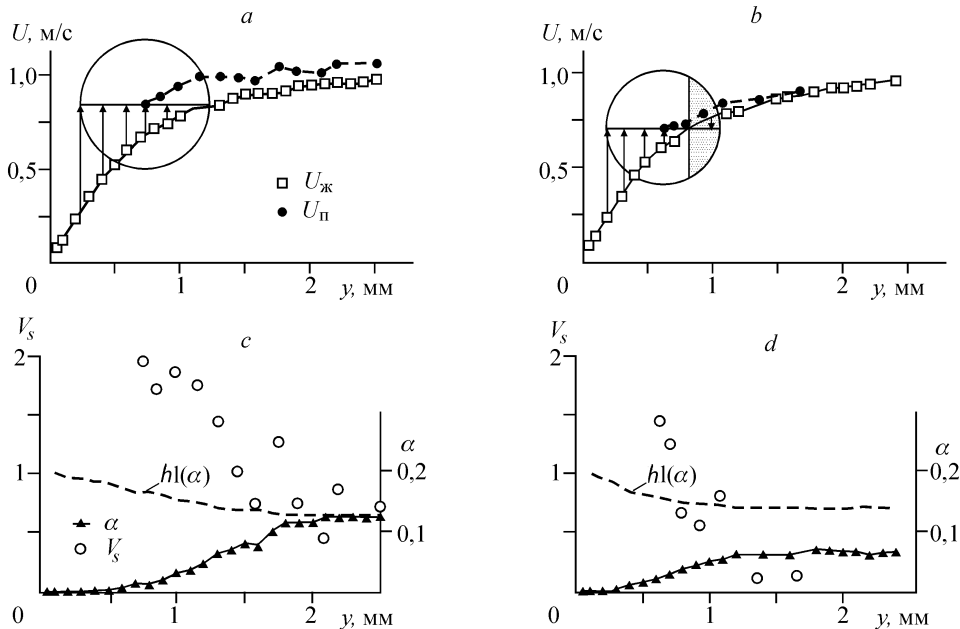


Рис. 9. Пристенные части профилей скоростей фаз потока (*a, b*) и соответствующие профили скорости скольжения и газосодержания (*c, d*) при  $V_{ж} = 0,84$  м/с,  $\beta = 0,1$ .

*a, c* — Р-инжектор, *b, d* — М-инжектор. Штриховая линия — формула (9).

пике газосодержания. Большая разница между скоростями ближайших к стенке пузырьков и жидкости у стенки должна приводить к большому росту псевдотурбулентных пульсаций жидкости. В то же время дальняя от стенки сторона пузырька имеет скорость, близкую к скорости жидкости, соответственно и псевдотурбулентность в этом месте профиля должна быть менее выражена. Возможно, этот механизм уменьшения пульсации является одним из нескольких, определяющих широко известный эффект локальной модификации пульсаций жидкости в турбулентном пузырьковом потоке (см., например, [1]).

Профили, представленные на рис. 9, *c*, *d*, показывают резкое увеличение скорости скольжения (в несколько раз для пузырьков на стенке) при данной расходной скорости жидкости. Коэффициент торможения не может дать скорости скольжения больше единицы, поэтому указанное увеличение отличается от такового при меньшей скорости жидкости. Большое увеличение средней скорости скольжения вблизи стенки косвенно подтверждается поведением пульсаций напряжения трения, полученных в [28]. Согласно этой работе, пульсации трения в аналогичном ламинарном пузырьковом течении на больших скоростях жидкости и больших газосодержаниях растут с расходной скоростью жидкости. Подобное поведение является результатом движения ближайших к стенке пузырьков в сильном градиенте скорости жидкости, приводящего к сильному перемешиванию жидкости и изменениям в скорости скольжения.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена методика локальных измерений диаметра и средней скорости скольжения пузырьков. Применение методики в восходящем ламинарном течении показало, что пузырьки в зависимости от диаметра мигрируют по сечению трубы, что требует определенной осторожности при анализе значений скорости скольжения. Скорость скольжения представлена в безразмерном виде с использованием скорости всплытия пузырьков в большом объеме. В целом скорость скольжения в эксперименте положительна. В ее профилях можно выделить три характерные области. В приосевой части течения скорость скольжения следует изменениям в локальном газосодержании, убывая с ростом последнего; во второй области — в пристенном пике газосодержания она значительно подавлена за счет высокого локального газосодержания. Зависимость скорости скольжения в этих двух областях аппроксимируется предложенной эмпирической зависимостью. В третью область выделяются ближайшие к стенке пузырьки, расположенные к стенке ближе, чем пузырьки в максимуме пристенного пика газосодержания. Обтекание этих пузырьков определяется сильным градиентом скорости жидкости. Для них зафиксировано увеличение средней скорости скольжения в несколько раз при большой расходной скорости жидкости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант № 97-01-00507).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Serizawa A. Fluid-dynamic characteristics of two-phase flow: Ph.D. Thesis. — Kyoto University, 1974. — 448 p.
2. Ohba K., Yuhara T., Matsuyama H. Simultaneous measurements of bubble and liquid velocities in two-phase bubbly flow using laser doppler velocimeter // Bulletin of JSME. — 1986. — Vol. 295. — P. 2487 – 2494.
3. Кашинский О.Н., Горелик Р.С., Рандин В.В. Скорости фаз в пузырьковом газожидкостном течении // Инж.-физ. журн. — 1989. — Т. 57, № 1. — С. 12 – 15.
4. Sheng Y.Y., Irons G.A. A combined laser doppler anemometry and electrical probe diagnostic for bubbly two-phase flow // Int. J. Multiphase Flow. — 1991. — Vol. 17. — P. 585 – 598.
5. Liu T.J., Bankof S.G. Structure of air-water bubbly flow in a vertical pipe-2. Void fraction, bubble velocity and bubble size distribution // Int. J. Heat Mass Transfer. — 1993. — Vol. 36. — P. 1061 – 1072.

6. **Durst F., Zare M.** Laser doppler measurements in two-phase flows // Proc. LDA Symp. Copenhagen, Denmark. — 1975. — P. 403 – 429.
7. **Martin W.W., Abdelmessish A.H., Liska J.J., Durst F.** Characteristics of laser doppler signals from bubbles // Int. J. Multiphase Flow. — 1982. — Vol. 7. — P. 439 – 460.
8. **Marie J.L., Lance M.** Turbulence measurements in two-phase bubbly flows using laser doppler anemometry // Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows: Proc. IUTAM Symp. // Eds. J.M. Delhay and G. Cognet. — Nancy, 1983. — P. 141 – 148.
9. **Cartellier A., Achard J.L.** Limitation of the classical LDA formula for velocity measurements for large particles in two-phase suspension flows // Phys. Chem. Hydrodyn. — 1985. — Vol. 6. — P. 463 – 481.
10. **Yu P.Y.W., Varty R.L.** Laser doppler measurement of the velocity and diameters of bubbles using triple-peak technique // Int. J. Multiphase Flow. — 1988. — Vol. 14. — P. 765 – 776.
11. **Bachalo W.D., Houser M.J.** Phase Doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distribution // Opt. Engen. — 1984. — Vol. 23. — P. 583 – 590.
12. **Sankar S.V., Weber B.J., Bachalo W.D.** Sizing fine particles with phase Doppler interferometric technique / Appl. Optics. — 1991. — Vol. 30. — P. 4914 – 4920.
13. **Saffman M., Buchhave P., Tanger H.** Simultaneous measurement of size concentration and velocity of spherical particles by a laser Doppler method // Proc. Second Int. Symp. on Appl. of Laser Anemometry to Fluid Mech. § 8.1. — Lisbon, 1984.
14. **Varty R.L.** Fringe method on bubble sizing using a laser doppler anemometer // J. Phys E: Sci. Instruments. — 1986. — Vol. 19. — P. 858 – 863.
15. **Kashinsky O.N., Timkin L.S.** Wall shear stress and liquid fluctuations in upward laminar bubbly flow // Proc. of the first Int. Symp. on Two-phase Flow Modelling and Experiment. Vol. 1. — Rum, 1995. — P. 467 – 472.
16. **Moursaly E., Marie J.L., Bataille J.** An upward turbulent bubbly boundary layer along vertical flat plate // Int. J. Multiphase Flow. — 1995. — Vol. 21. — P. 107 – 117.
17. **Kashinsky O.N., Timkin L.S.** Slip velocity measurements in upward bubbly flow by combined LDA and electrodiffusional technique // Proc. 2nd ICFDMA. — Beijing, 1994. — P. 467 – 472.
18. **Kashinsky O.N., Timkin L.S.** Slip velocity measurements in upward bubbly flow by combined LDA and electrodiffusional technique // Experim. in Fluids. — 1999. — Vol. 26. — P. 305 – 314.
19. **Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Кашицкий О.Н., Гешев П.И.** Электродиффузионный метод исследования локальной структуры турбулентных течений. — Новосибирск: Изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1986. — 247 с.
20. **Achard J.L., Cartellier A.** Local characteristics of upward laminar bubbly flow // Phys. Chem. Hydrodyn. — 1985. — Vol. 6. — P. 841 – 852.
21. **Antal S.P., Lahey R.T., Flaherty J.E.** Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow // Int. J. Multiphase Flow. — 1991. — Vol. 17. — P. 635 – 652.
22. **Cartellier A., Triyogi Y.M., Achard J.L.** Plane poiseuille bubbly flows: void fraction and wall shear stress // Proc. 3rd World Conf. on Experimen. Heat Transfer, Fluid Mechan. and Thermodynam. — Honolulu, Hawaii, USA, 1993. — P. 1402 – 1409.
23. **Kashinsky O.N., Timkin L.S., Cartellier A.** Experimental study of “laminar” bubbly flow in a vertical pipe // Experim. in Fluids. — 1993. — Vol. 15. — P. 308 – 314.
24. **Wallis G.B.** The terminal speed of single drops or bubbles in an infinite medium // Int. J. Multiphase Flow. — 1974. — Vol. 1. — P. 491 – 511.
25. **Ungarish M.** Hydrodynamics of Suspensions. — Berlin: Springer-Verlag, 1993. — 317 p.
26. **Gal-Or B., Waslo S.** Hydrodynamics of an ensemble of drops (or bubbles) in the presence or absence of surfactants // Chem. Engen. Science. — 1968. — Vol. 23. — P. 1431 – 1446.
27. **Ханпель Дж., Бреннер Г.** Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. — М.: Мир, 1976. — 30 с.
28. **Тимкин Л. С.** Трение на стенке и его пульсации в восходящем псевдотурбулентном пузырьковом течении // Сб. тр. Междунар. семинара “Устойчивость течений гомогенных и гетерогенных жидкостей”. Ч. 1. — Новосибирск, 1998. — С. 111 – 116.

*Статья поступила в редакцию 29 июня 1998 г.*