

УДК 532.529.5

Экспериментальное исследование трения тейлоровского пузыря в восходящем течении в вертикальной трубе

В.Е. Накоряков, Л.С. Тимкин, Р.С. Горелик

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

E-mail: timkin@itp.nsc.ru

Модификация электродиффузионного метода измерения напряжения трения на стенке применена для регистрации трения тейлоровского пузыря в восходящем течении жидкости. Временная реализация трения рассматривается как вмороженная в течение структура, движущаяся в потоке вместе с пузырем. Эксперименты проведены в ламинарном и переходном режимах течения жидкости. Представлено осредненное по периметру трубы напряжение трения в пленке жидкости вокруг пузыря для разных чисел Рейнольдса течения и разных длин пузыря.

Ключевые слова: напряжение трения на стенке, двойные датчики трения, снарядное течение, тейлоровский пузырь, электродиффузионный метод.

ВВЕДЕНИЕ

Двухфазные течения широко используются в теплообменных и химических аппаратах, в биохимических реакторах, при совместном течении нефти и газа и многих других приложениях. Снарядный режим течения, когда газовая фаза потока представлена тейлоровскими пузырями, является одним из часто используемых режимов. Скорость тейлоровского пузыря в вынужденном течении жидкости описывается экспериментальной аппроксимацией [1], подтвержденной расчетом [2]. Влияние пузыря на массообмен течения со стенкой зависит от параметров течения [3, 4]. Выполненные в последнее время экспериментальные [5] и расчетные работы [6], показывают недостаточную изученность снарядных течений, как в стандартных каналах, так и в каналах сложной геометрии.

Для регистрации напряжения трения на стенке в двухфазных течениях часто используется электродиффузионный метод [7, 8]. Простым и достаточно точным для многих практических применений является квазистационарное приближение, связывающее напряжение трения с током датчика кубической зависимостью $\tau_w \sim I^3$. Квазистационарное приближение теоретически обосновано при ограничении по числу Пекле — $Pe_l = \tau_w l^2 / (\mu D) > 10^3$. Здесь τ_w — напряжение трения на стенке канала, l — размер датчика в направлении потока, μ — динамическая вязкость жидкости, D — коэффициент диффузии. Число Пекле пропорционально напряжению трения на стенке, и в знакопеременном течении, при переходе трения через ноль, обращается в ноль, что выходит за рамки применимости квазистационарного

приближения. Другое ограничение квазистационарного приближения возникает в течениях с высокой интенсивностью пульсаций трения. Для корректной регистрации пульсаций частотная характеристика датчика должна превосходить частоту пульсаций в течении, но для электродиффузионных датчиков трения частотная характеристика определяется напряжением трения на стенке.

Эти два ограничения электродиффузионного метода, а именно — в знакопеременных течениях и в течениях с высокой интенсивностью пульсаций, известны давно [7, 8]. Поэтому при измерениях в таких течениях (в том числе при всплывании тейлоровских пузырей при малых скоростях жидкой фазы) может потребоваться коррекция квазистационарного приближения. Известно несколько методов коррекции квазистационарного приближения.

1. МЕТОДЫ КОРРЕКЦИИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Датчики трения обычно изготавливаются из электродов с размером в направлении потока $l \sim 100$ мкм. Частотный диапазон электродиффузионного датчика зависит от размера электрода в степени $(-2/3)$, поэтому уменьшение размера до 30 мкм (микродатчики) расширяет частотный диапазон почти в два раза. Применение микродатчиков является самым простым способом расширения частотной характеристики. Но если при этом число Pe_l уменьшается за предел применимости квазистационарного приближения, то появляется отклонение в степени показателя тока от квазистационарной кубической зависимости.

В работах [7, 8] при известных физико-химических константах электрохимического раствора и известных геометрических размерах датчика приводится расчет амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) датчика трения на стенке. Коррекция трения проводится в частотной области и сводится к умножению экспериментального спектра пульсаций трения на теоретическую передаточную характеристику. Применимость коррекции в знакопеременных течениях остается открытой.

Более точный метод коррекции предложен в [9, 10]. Метод предполагает итерационный расчет по экспериментальной реализации тока электрода. При каждом значении тока решается прямая задача по расчету профиля концентрации реагирующих ионов на поверхности датчика, а после этого решается обратная задача — восстановление суммарного тока датчика и напряжения трения в каждый момент времени. В качестве нулевой итерации используется напряжение трения, рассчитанное по экспериментальной реализации тока датчика, с использованием квазистационарного приближения. Насчитанный в результате решения обратной задачи коэффициент массообмена сравнивается с экспериментальными значениями и, если невязка мала, то считается, что процесс сошелся и реализация трения считается верной. Если невязка велика, то насчитывается следующая итерация. В расчетах [10] иногда возникали проблемы со сходимостью процесса. Аналогичная коррекция знакопеременного трения для двойного электродиффузионного датчика, расположенного на вращающемся цилиндре в потоке жидкости, выполнена в работе [11]. Достигнута хорошая сходимость итерационного расчета. Показано, что квазистационарное приближение существенно переоценивает трение в окрестности перехода через ноль, что, видимо, связано с выходом за предел применимости приближения по числу Pe_l .

На основе найденного решения для диффузионного слоя на электроде датчика в работе [12] предложен еще один метод коррекции трения. При расчете трения к квазистационарному решению добавляется производная от тока электрода по времени с коэффициентом, пропорциональным времени прорастания диффузион-

ного слоя на датчике. Время прорастания слоя определяется при экспериментальном решении задачи о включении датчика [13]. Временная зависимость тока при включении датчика обычно содержит участок с преобладающим влиянием процесса свободной диффузии, когда при росте диффузионного слоя наблюдается классическая диффузионная зависимость $I \sim T^{-1/2}$, где I — ток электрода, а T — время процесса. Стандартизована процедура определения времени прорастания диффузионного слоя. Методика распространяется на двойные датчики трения и, судя по приведенным результатам, см. [14], позволяет улучшить обработку данных при измерениях в знакопеременных течениях и в течениях с высокой интенсивностью пульсаций. Однако для миниатюрных датчиков оказывается сложно обнаружить участок с классической диффузионной зависимостью. Вероятно, что при уменьшении размера датчика происходит смыкание участков с другими зависимостями, между которыми находится классическая зависимость, а именно — участка с емкостным разрядом диффузионного слоя и квазистационарного участка. В результате появляется неопределенность оценки времени прорастания диффузионного слоя, и, следовательно, ошибка в коррекции трения. В целом данный подход в чем-то аналогичен подходу, изложенному в [15].

Для регистрации знакопеременного напряжения трения электродиффузионной диагностикой необходимы двойные датчики напряжения трения, позволяющие регистрировать направление течения. Датчики представляют собой два платиновых электрода, разделенных тонким слоем изоляции. В работах [16, 17] предложена коррекция сигнала для двойного датчика трения в реальном времени. Основу коррекции составляет квазистационарное приближение, использующее зависимость $\tau_w \sim I^3$. Авторы заметили, что некоторые комбинации токов электродов двойного датчика трения обладают расширенной частотной характеристикой, и подтвердили это расчетом. Расширение частотной характеристики связано с косвенным использованием в обработке реализации еще одного физического размера — толщины изоляции между электродами двойного датчика.

В результате обзора методов коррекции электродиффузионных датчиков трения выбран метод [17], позволяющий более корректно обрабатывать сигнал датчика в реальном времени. Целью данной работы является применение этого метода для регистрации знакопеременного напряжения трения при всплывании тейлоровских пузырей в вынужденном течении жидкости.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка представляет собой вертикальную трубу из нержавеющей стали внутренним диаметром 14,8 мм. Рабочая жидкость подавалась насосом из бака в газожидкостный смеситель, расположенный на входе в трубу. В смесителе с помощью специального устройства формировались одиночные пузыри. Автоматическая система термостабилизации поддерживала температуру жидкости постоянной. Для измерения расходной скорости жидкости использовались три ротаметра с перекрывающимися диапазонами расходов. Погрешность определения расхода жидкости не превышала 3 %. Измерения напряжения трения проводились в рабочем участке, на расстоянии 5 м от входа в трубу. При этом использовалось восемь двойных электродиффузионных датчиков, вклеенных и зашлифованных заподлицо с внутренней стенкой трубы. Датчики располагались в одном сечении трубы, равномерно по ее периметру. Двойной датчик представлял собой два прямоугольных платиновых электрода размером 35×210 мкм, разделенных слоем изоляции толщиной 20 ÷ 30 мкм. Для тарировки датчиков применялась следующая процедура. Первоначально при фиксированных расходах жидкости записывались реализации токов первых по потоку электродов. После этого блок с датчиками

трения переворачивался, меняя последовательность электродов датчиков, и при тех же расходах жидкости записывались реализации для остальных электродов. Реализации, записанные при нормальном положении измерительного блока, использовались для тарировки первых по потоку электродов датчиков, а при перевернутом блоке — для тарировки вторых электродов. Трение для тарировки рассчитывалось по зависимостям Хагена–Пуазейля и Блазиуса для однофазного течения в трубе. При стыковке этих зависимостей в переходном режиме течения обычно возникает ошибка. Поэтому в диапазоне чисел Рейнольдса трубы $Re = 1800 \div 3200$ применялась интерполяция напряжения трения по экспериментальным значениям, что немного уменьшило эту ошибку.

Для опроса датчиков использовался многоканальный 16 разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП), установленный в компьютер IBM Pentium II. Минимальное время преобразования данных одного отсчета по всем 16 каналам АЦП составляло 0,1 мс, что обеспечивало практически мгновенный опрос всех датчиков.

Рабочая жидкость представляла собой ферро–феррицианидный электрохимический раствор с добавкой глицерина для увеличения вязкости. Температура раствора поддерживалась равной $25 \pm 0,2$ °С. Плотность жидкости равна $\rho_{ж} = 1124$ кг/м³, вязкость $\nu = 3,5 \cdot 10^{-6}$ м²/сек.

3. ПАРАМЕТРЫ ТЕЙЛОРОВСКИХ ПУЗЫРЕЙ

Одновременно с измерениями напряжения трения на стенке проводилась видеосъемка течения в оптическом блоке, выполненном из стеклянной трубки, помещенной в контейнер с иммерсионной жидкостью. Блок расположен в непосредственной близости от измерительного участка.

Для видеосъемки использовалась цифровая камера Canon XL1 с частотой съемки 25 кадров в секунду. Скорость и длина пузырей определялись при обработке изображений в компьютере.

Фотографии пузырей приведены на рис. 1. Пузыри небольшой длины обладают фиксированной формой (см. рис. 1, *a*). При увеличении длины пузыря до $0,2 \div 0,3$ м на пленке жидкости, окружающей пузырь, появляются волны. С увеличением расстояния от головы пузыря длина волн уменьшается, а амплитуда растет. Дно длинного пузыря асимметрично, как при малом числе Рейнольдса течения ($Re = 22$), так и при большом ($Re = 1387$), наблюдается отрыв мелких пузырьков (см. рис. 1, *b*, *c*).

Исследованные в работе режимы представлены на рис. 2, где приведена скорость

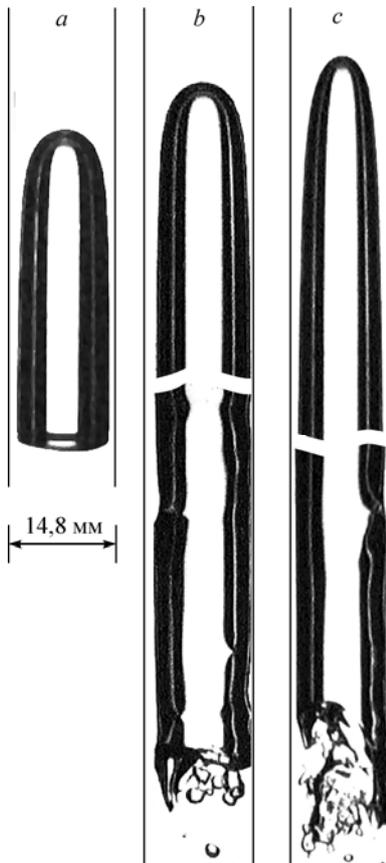
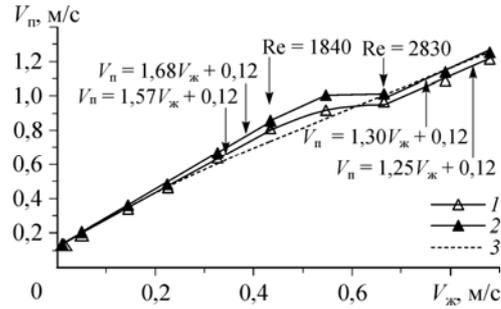


Рис. 1. Фотографии тейлоровских пузырей.

a — короткий пузырь со стационарной формой, $Re = 22$, $L = 0,041$ м, $V_n = 0,13$ м/с; *b* — длинный пузырь, $Re = 22$, $L = 0,53$ м, $V_n = 0,139$ м/с; *c* — длинный пузырь, $Re = 1387$, $L = 0,51$ м, $V_n = 0,67$ м/с.

Рис. 2. Скорость тейлоровского пузыря в восходящем течении.

1 — короткие пузыри, $L = 0,03 \div 0,05$ м, 2 — длинные пузыри, $L = 0,3 \div 0,55$ м. При ламинарных числах Рейнольдса трубы параметр распределения $C_0 = 1,57 \div 1,68$, при переходных — $C_0 = 1,25 \div 1,3$, $V_{п} = 0,12$ м/с. 3 — по формуле (1) — $C_{0,bc} = 1,63$, $Re_c = 1900$, $C_{0,Re=\infty} = 1,2$.



всплытия пузырей в зависимости от расходной скорости жидкости. Светлыми символами показаны данные для небольших тейлоровских пузырей с $L = 0,03 \div 0,05$ м ($L/(2R) = 2 \div 3$), а темными для больших — $L = 0,3 \div 0,5$ м ($L/(2R) = 20 \div 30$).

При аппроксимации экспериментальных данных на нулевую скорость жидкости скорость всплытия пузырей в покоящейся жидкости равна $V_{п} = 0,12$ м/с, что близко к расчетному значению $V_{п} = 0,35(gD)^{0,5} = 0,13$ м/с.

В вынужденном течении скорость всплытия больших пузырей выше скорости всплытия маленьких. В работе [18] данный эффект объясняется как следствие ускорения пузыря за счет изменения гидростатического давления по высоте трубы. Чем больше пузырь, тем существеннее изменение его размера с изменением гидростатического давления и больше его скорость. Скорость пузырей линейно зависит от скорости жидкости, но в ламинарном и турбулентном течении коэффициенты отличаются. При числах $Re = 1800 \div 2830$ ($V_{ж} = 0,43 \div 0,67$ м/с) изменяется однофазный профиль скорости жидкости перед пузырем, что приводит к изменению параметра распределения C_0 . Предложенная в [19] и апробированная в [20] зависимость качественно описывает поведение C_0 в ламинарно-турбулентном переходе:

$$C_0 = C_{0,bc}/(1 + (Re/Re_c)^2) + C_{0,Re=\infty}/(1 + (Re_c/Re)^2), \quad (1)$$

где $C_{0,bc}$ — параметр распределения в ламинарном течении, Re — число Рейнольдса, Re_c — критическое число Рейнольдса, $C_{0,Re=\infty}$ — параметр распределения в развитом турбулентном течении. Зависимость представлена на рис. 2 со значениями коэффициентов, указанных в подписях к данному рисунку. Зависимость (1) в целом правильно описывает экспериментальные данные. Отличие заключается в том, что в эксперименте переход от ламинарного к турбулентному течению происходит в более узком диапазоне чисел Рейнольдса заметно быстрее, чем по формуле (1).

4. ЭЛЕКТРОДИФфуЗИОННАЯ МЕТОДИКА

Квазистационарное приближение предполагает, что напряжение трения на стенке и ток датчика связаны степенной зависимостью:

$$\tau_w = A \cdot I^C, \quad (2)$$

где τ_w — напряжение трения на стенке, I — ток датчика, A , C — тарировочные коэффициенты. Теоретическое значение второго коэффициента $C = 3$. В работах [16, 17] для связи трения с токами электродов двойного датчика предлагаются две комбинации токов, обладающие расширенной частотной характеристикой и ровными частотной и фазовой характеристиками:

$$\tau_w = A \cdot ((2/3) \cdot (K1 + K2) + (1/3) \cdot (K1 - K2)) \quad \text{и} \quad \tau_w = A \cdot ((K1 + K2)^2 \cdot (K1 - K2)),$$

где $K1$ и $K2$ — коэффициенты массообмена или токи соответствующих электродов датчика. Для применения в знакопеременных течениях рекомендуется вторая комбинация, поскольку токи электродов симметрично входят в выражение для трения, и при нулевой разности токов трение точно обращается в ноль. Квазистационарный подход при приближении к нулю использует ток первого электрода с его собственной тарировкой, а после перехода через ноль использует ток второго электрода. В этом случае, переход через ноль естественно приводит к скачкообразному изменению трения.

Тарировочные коэффициенты A и C определяются по интерполяции экспериментальных данных, при этом для миниатюрных датчиков наблюдаются отклонения от показателя степени $C = 3$. Причиной часто является выход за границу применимости квазистационарного приближения по числу Пекле — $Pe_l > 10^3$. При этом в работе [7], с. 115 утверждается что на таких датчиках "... вследствие высокой интенсивности диффузионного потока к поверхности датчика начинают играть роль некоторые, пока не изученные кинетические процессы на поверхности электрода". В результате действия этих факторов, калибровочные зависимости могут отличаться от классического вида, и показатель степени может быть несколько больше трех. Тем не менее, при использовании малых датчиков возможно проведение надежных измерений с помощью относительного варианта электродиффузионного метода". Поэтому при использовании микродатчиков обычно в работах допускается отклонение от кубичной зависимости, порядка 10–20 %, существенно повышающее точность измерений.

Для микродатчиков при использовании модификации метода по [16, 17], как и в квазистационарном приближении, возникает необходимость изменить степень зависимости трения от комбинации токов. Повысить точность позволяет соотношение:

$$\tau_w = A \cdot ((K1 + K2)^2 \cdot |K1 - K2|)^C. \quad (3)$$

В настоящей работе значения показателя степени лежали в диапазоне $C = 1,1 \div 1,25$, что близко к изменению степени в квазистационарном приближении. Сравнения тарировок двух двойных датчиков по квазистационарному приближению (2) и по модификации метода (3) приведены на рис. 3. Для обоих методов ошибка тарировки одинакова. Можно выделить две области, где ошибка достигает наибольших значений. Первая область лежит в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 1200 \div 2500$ и связана с неточным определением однофазного трения в переходном режиме течения. При меньших числах Рейнольдса проявляется вторая область, обусловленная выходом за пределы применимости квазистационарного приближения по числу Pe_l . Значение числа $Pe_l = 10^3$ соответствует числу Рейнольдса $Re \approx 1800$, при этом ошибка растет с уменьшением числа Рейнольдса и Pe_l , но абсолютные значения ошибки при этом невелики.

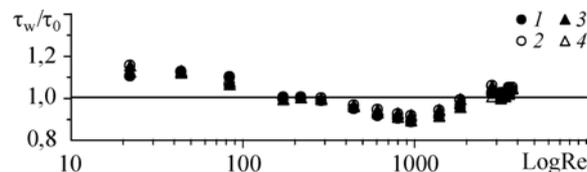
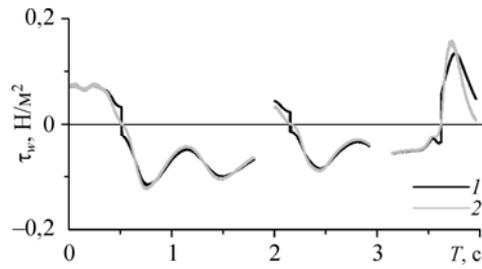


Рис. 3. Тарировочная зависимость для первых и вторых по потоку электродов датчиков по квазистационарному приближению (2) и по формуле (3).

Электроды: первый (1), второй (2) по формуле (3); первый (3), второй (4) по формуле (2).

Рис. 4. Участки реализаций трения в знакопеременном течении, обчисленные по квазистационарному приближению (2) и формуле (3).

1 — квазистационарное, 2 — по работе [17].



В однонаправленном течении ток первого по потоку электрода двойного датчика на $10 \div 15\%$ больше, чем ток второго электрода. Изменение направления течения на противоположное меняет порядок следования электродов, и ток второго электрода становится на $10 \div 15\%$ больше, чем первого. При квазистационарном приближении разница токов двух электродов датчика в 5% позволяет уверенно фиксировать направление течения. Аналогичная гистерезисная обработка сигналов с тем же самым значением порога гистерезиса применялась при использовании формулы (3). Сравнение двух методов обработки одной и той же экспериментальной реализации приведено на рис. 4 для двойного датчика трения. Видно, что обработка по (3) более плавно оценивает трение при переходе через ноль, тогда как квазистационарное приближение, как правило, приводит к скачку трения при смене знака трения. Заметно улучшение фазовой характеристики при обработке сигнала по формуле (3). Но разница в среднем трении при обработке длинной реализации между двумя методами практически несущественна.

Спектральные пульсации напряжения трения для двух методов обработки данных представлены на рис. 5. При оценке трения по формуле (3) заметно расширение спектра пульсаций, как в ламинарном течении, где присутствуют гидродинамические шумы установки, так и в переходном течении, где наблюдается развивающаяся турбулентность. Амплитуда пульсаций трения при использовании обработки (3) увеличивается, причем увеличение зависит от толщины слоя изоляции между электродами двойного датчика.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

В дальнейшем изложении при оценке трения на стенке трубы использовалось приближение (3). Реализации напряжения трения с восьми датчиков трения представлены на рис. 6. Для короткого пузыря в турбулентном течении реализации

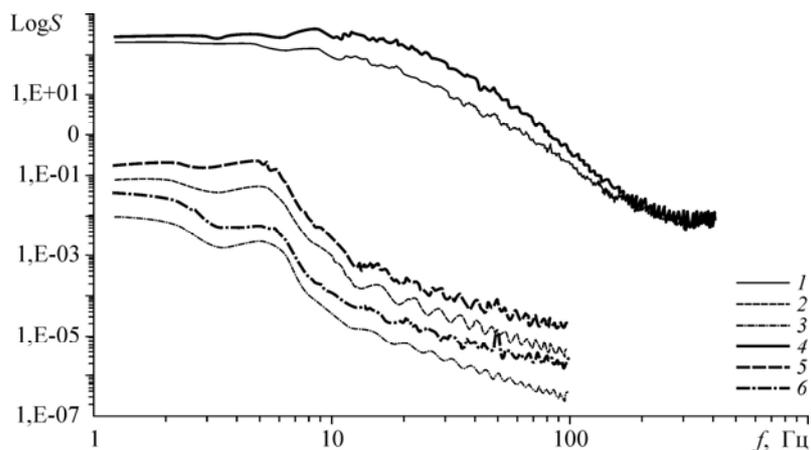


Рис. 5. Спектральная плотность пульсаций напряжения трения, обчисленная по квазистационарному приближению (2) и формуле (3).

$Re = 217$ (1, 4), 800 (2, 5), 3725 (3, 6), где (1, 2, 3) — по формуле (2), (4, 5, 6) — по формуле (3).

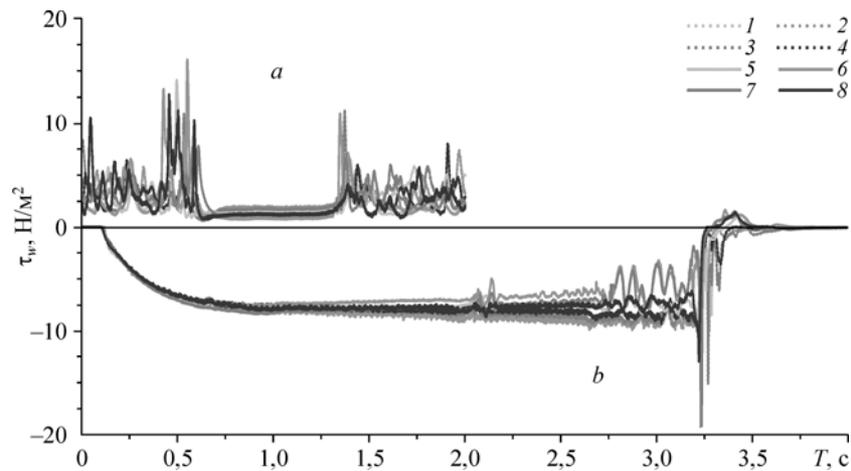


Рис. 6. Реализации напряжения трения на стенке трубы с восьми двойных датчиков при прохождении одиночных пузырей (цифрами обозначены порядковые номера датчиков трения, расположенных по периметру трубы).

a — $Re = 2830$, $L = 0,034$ м, $V_{п} = 0,97$ м/с, *b* — $Re = 22$, $L = 0,53$ м, $V_{п} = 0,138$ м/с.

представлены на рис. 6, *a*, а для длинного пузыря в ламинарном течении — на рис. 6, *b*. В ламинарном течении, до появления пузыря, трение одинаково по всему периметру трубы и в пределах точности измерений соответствует однофазному. Прохождение длинного пузыря приводит к большим отрицательным значениям трения. Показания всех датчиков на протяжении первой секунды прохождения пузыря одинаковы, что свидетельствует о симметрии течения вокруг головы пузыря. На второй секунде реализации (приблизительно на расстоянии от головы пузыря около 0,2 м), появляются нарастающие во времени и асимметричные по периметру трубы пульсации трения.

В турбулентном течении при $Re = 2830$ пульсации трения хаотичны, с элементами перемежаемости течения. Прохождение пузыря приводит к полному подавлению пульсации трения в пленке жидкости между стенкой и пузырем, трение остается положительным (см. рис. 6, *b*). В начале прохождения головы пузыря заметна небольшая асимметрия трения по периметру трубы $T = 0,55 \div 0,7$ с (см. рис. 6). Асимметрия вероятно обусловлена значительными однофазными турбулентными пульсациями локальной скорости жидкости перед пузырем. Видеосъемка показывает, что головная часть пузыря на этих числах Рейнольдса (см. рис. 1, *b*) утоньшается и может отклоняться от оси трубы.

Максимальные пульсации трения всегда регистрировались сразу за пузырем, как за коротким, так и за длинным. Амплитуда этих пульсаций может значительно превышать среднее трение, а их распределение по периметру трубы существенно асимметрично.

Влияние газовой фазы на стенки течения можно оценить с помощью техники визуализации трения, являющейся интерполяцией экспериментальных данных в пространственной (по периметру трубы) и временной областях. Визуализация напряжения трения при прохождении пузырька диаметром $d_{п} = 0,0039$ м и скорости $V_{п} = 0,28$ м/с ($Re = 208$) представлена на рис. 7, *a*. Маленький пузырек прижимается к стенке трубы поперечной миграционной силой, формируя структуру (см. рис. 7, *a*), представляющую собой резкий пик положительного трения на фоне общего снижения трения по всему периметру трубы, подробнее см. [21]. Асимметрия всплывающих одиночных пузырьков в вынужденном течении ранее неоднократно отмечалась в расчетах [22]. Возмущение трения тейлоровским пузырем значительно больше по амплитуде и качественно отличается от возмущения трения маленьким

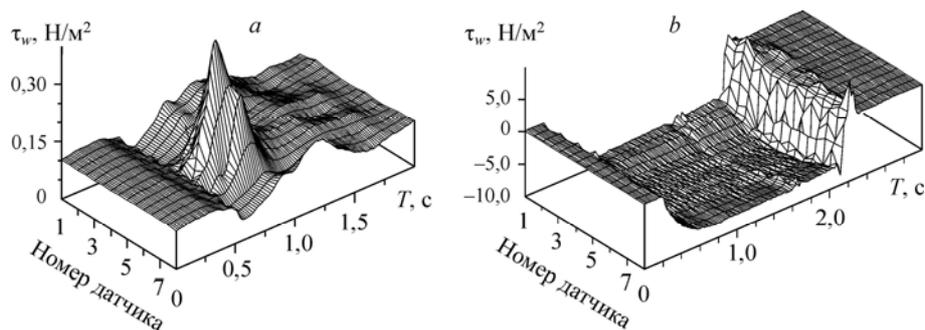


Рис. 7. Визуализации напряжения трения.

a — диаметр пузырька $d_n = 0,0039$ м, $Re = 208$, $V_n = 0,28$ м/с (см. [21]), *b* — тейлоровский пузырь, $Re = 217$, $L = 0,48$ м, $V_n = 0,204$ м/с.

пузырьком. Структура трения, наведенная тейлоровским пузырем длиной $L = 0,48$ м ($L/(2R) = 32$), скоростью $V_n = 0,204$ м/с, при числе Рейнольдса трубы $Re = 217$, представлена на рис. 7, *b*. Пузырь приводит к большой амплитуде симметричного по периметру трубы отрицательного трения. Для тейлоровского пузыря асимметрия проявляется в основном в пульсациях трения после его прохождения, что, к сожалению, трудно представимо в данном виде.

Амплитуды возмущений трения тейлоровским пузырем и маленьким пузырьком отличаются на порядок. При этом временной масштаб влияния на трение тейлоровского ($L = 0,48$ м ($L/(2R) = 32$)) и маленького пузырька ($d_n = 0,0039$ м) практически одного порядка, хотя размеры пузырьков отличаются на два порядка. Структуры трения для тейлоровских пузырей и маленьких пузырьков полностью воспроизводимы от эксперимента к эксперименту.

Сравнение осредненного по периметру трубы напряжения трения для тейлоровских пузырей разной длины в течении с $Re = 22$ представлено на рис. 8. При изменении длины пузыря более чем в 10 раз осредненное по периметру трубы напряжение трения практически автомодельно. Для разных по длине пузырей совпадают даже мелкие детали развития трения. Различия для пузырей разной длины возникают в пульсациях трения при прохождении дна пузыря. Фотография длинного пузыря (см. рис. 1, *b*), показывает отрыв мелких пузырьков от дна пузыря, асимметрию формы пузыря, пульсации дна пузыря в радиальном направлении,

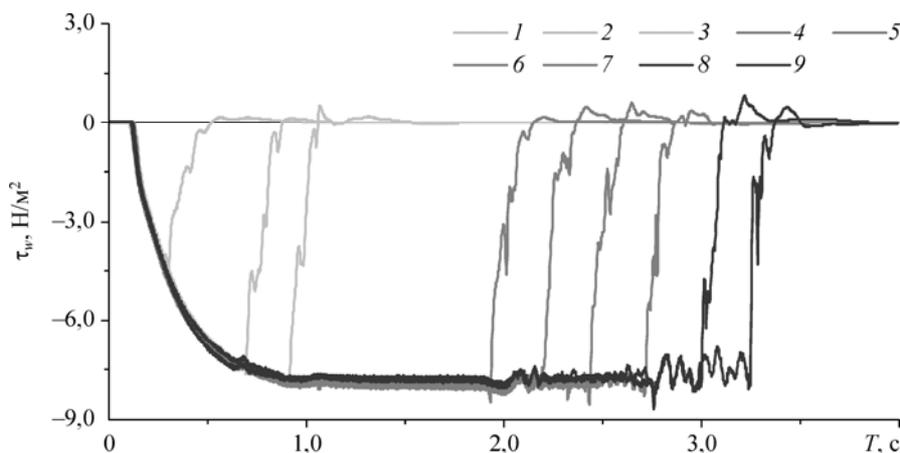


Рис. 8. Осредненное по периметру трубы напряжение трения для пузырей разной длины при $Re = 22$.

$L = 0,041$ (см. рис. 1, *a*) (1), 0,16 (2), 0,226 (3), 0,33 (4), 0,36 (5), 0,41 (6), 0,45 (7), 0,49 (8), 0,53 (9) м.

что вполне объясняет эти различия. Таким образом, при одном и том же числе Рейнольдса $Re = 22$ течение в пленке жидкости между пузырьком и стенкой развивается одинаково для разных длин пузыря.

Число Рейнольдса течения существенно изменяет влияние тейлоровских пузырей на напряжение трения на стенке. Осредненное по периметру трубы трение длинных пузырей при разных числах Рейнольдса приведено на рис. 9. В эксперименте трудно формировать пузыри одинаковой длины, поэтому все пузыри являются уникальными и для каждого указана длина. С ростом числа Рейнольдса течения уменьшается время прохождения пузырьком датчиков и растет амплитуда отрицательного напряжения трения. Короткий пузырь при числе $Re = 2830$, длине $L = 0,034$ м ($L/(2R) = 2,2$) и скорости всплытия $V_{\Pi} = 0,97$ м/с не успевает обратить трение в пленке между собой и стенкой до отрицательных трений. Интересно, что при одном и том же числе Рейнольдса длина следа в трении от короткого пузыря значительно превосходит длину от пузыря на порядок более длинного, обращающего трение в отрицательные значения (серия 7 на рис. 9).

За большинством пузырей после их прохождения наблюдается небольшой положительный всплеск трения. Он заметен в ламинарном течении, а при турбулентных числах Рейнольдса течения идентифицировать его сложнее. Всплеск часто асимметричен по периметру трубы, его амплитуда превосходит однофазное трение перед пузырьком, его длина, пересчитанная по скорости снаряда, изменяется от $0,04 \div 0,05$ м на минимальной расходной скорости жидкости до $0,15 \div 0,2$ м при $V_{ж} \approx 0,4$ м/с. Амплитуда всплеска и его структура меняются от пузыря к пузырю.

Часть данных с рис. 9 представлена на рис. 10 в зависимости от длины вдоль потока — $L = TV_{\Pi}$. Данные показывают, что с числом Рейнольдса течения растет амплитуда отрицательного трения. При этом, с увеличением числа Рейнольдса, выход трения на стационарное значение происходит медленнее, и соответственно, требует более длительного времени. Таким образом, для достижения стационарного течения пленки под пузырьком на высоких числах Рейнольдса ($Re \geq 2830$) необходима значительно большая длина пузырей ($L > 0,5$ м ($L/(2R) = 33$)).

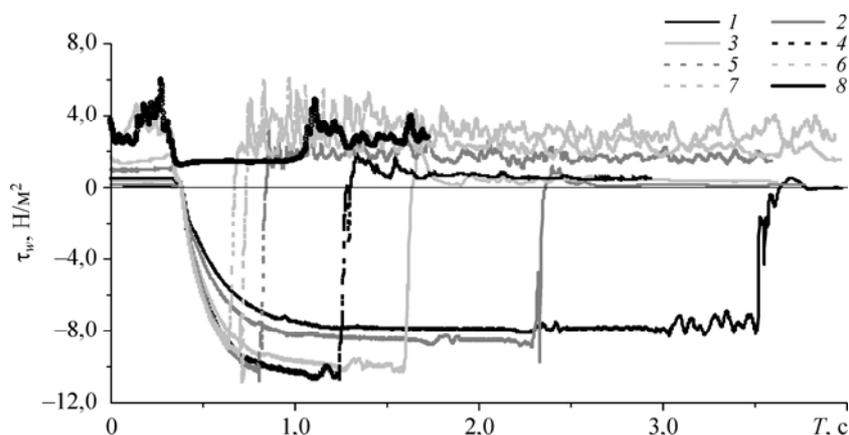


Рис. 9. Осредненное по периметру трубы напряжение трения при прохождении пузырей в течении с разными числами Рейнольдса.

Параметры Re , L , V_{Π} соответственно принимают значения: 22, 0,53 м, 0,139 м/с (1), 217, 0,48 м, 0,204 м/с (2), 616, 0,495 м, 0,36 м/с (3), 954, 0,46 м, 0,48 м/с (4), 1844, 0,43 м, 0,87 м/с (5), 2326, 0,43 м, 0,92 м/с (6), 2830, 0,40 м, 1,03 м/с (7), 2830, 0,034 м, 0,97 м/с (8).

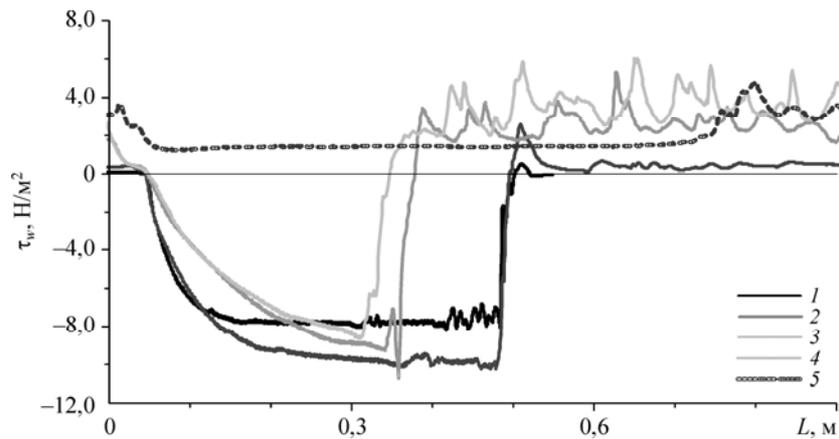


Рис. 10. Осредненное по периметру трубы напряжение трения при прохождении пузырей в течении с разными числами Рейнольдса трубы, в зависимости от расстояния вдоль потока. Параметры Re , L , $V_{п}$ соответственно принимают значения: 22, 0,528 м, 0,139 м/с (1), 616, 0,495 м, 0,36 м/с (2), 2326, 0,432 м, 0,92 м/с (3), 2830, 0,40 м, 1,03 м/с (4), 2830, 0,034 м, 0,97 м/с (5).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально проверена коррекция электродиффузионного метода (3). Показано, что коррекция обладает той же точностью при тарировке датчиков, что и квазистационарный подход, позволяет производить более точную обработку сигналов датчиков при переходе трения через нулевое значение и расширяет АЧХ двойных датчиков трения. Использование коррекции предъявляет повышенные требования к стабильности датчиков и точности при их изготовлении.

Коррекция электродиффузионного метода (3) опробована для регистрации напряжения трения при всплывании одиночных тейлоровских пузырей в вынужденном восходящем течении в трубе.

При использованных в работе числах Рейнольдса прохождение тейлоровского пузыря приводит к подавлению турбулентных пульсаций жидкости в пленке жидкости, окружающей пузырь. Пульсации развиваются лишь при длине тейлоровского пузыря более 0,2 м или при времени существования пленки под пузырем более 2 с.

Тейлоровские пузыри формируют симметричные структуры напряжения трения, а асимметрия появляется только в следе за пузырем. Влияние маленького пузырька на трение отличается от тейлоровского пузыря. Всплывающий в вынужденном течении маленький пузырек, под влиянием поперечной силы, мигрирует к стенке трубы и формирует асимметричное течение.

Полученные результаты иллюстрируют влияние тейлоровских пузырей в вынужденном потоке жидкости на напряжение трения на стенке трубы при разных длинах пузырей и разных числах Рейнольдса течения и могут быть использованы для тестирования моделей расчета двухфазных течений.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

A — тарировочный коэффициент, Н/м^2 ,
 C — тарировочный коэффициент, безразмерный,
 C_0 — параметр распределения, безразмерный,
 D — коэффициент диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$,
 $d_{п}$ — эквивалентный диаметр пузырька, м,
 I — ток электрода датчика, в относительных единицах,
 $K1, K2$ — коэффициенты массообмена или токи соответствующих электродов двойного датчика трения на стенке,

R — радиус трубы, м,
 $Re = 2V_{ж} R / \nu$ — число Рейнольдса, безразмерное,
 S — спектральная плотность пульсаций трения, $\text{Н}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$,
 T — время, с,
 $V_{п}$ — линейная скорость всплывания пузырька, м/с,
 $V_{ж}$ — расходная скорость жидкости, м/с,
 $\rho_{ж}$ — плотность рабочей жидкости, кг/м^3 ,
 τ_w — напряжение трения на стенке, Н/м^2 ,

L — длина пузыря, м,
 l — размер датчика в направлении потока, мкм,
 N — номер датчика,
 $Re_l = \tau_w l^2 / (\mu D)$ — число Пекле, безразмерное,

τ_0 — напряжение трения на стенке в однофазном потоке, Н/м²,
 ν — кинематическая вязкость, м²/с,
 μ — динамическая вязкость, кг/(м с).

ИНДЕКСЫ

ж — жидкость,
п — пузырек,
bc — перед переходом;

c — критическое число,
 $Re = \infty$ — при бесконечном числе Рейнольдса;
w — стенка трубы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nicklin D.J., Wilkers J.O., Davidson J.F. Two phase flow in a vertical tubes. Trans. of the Ins. of Chem. Engng. 1962. Vol. 40, No. 1. P. 61–68.
2. Collins R., de Moraes F.F., Davidson J.F., and Harrison D. The motion of a large gas bubble rising through liquid flowing in a tube // J. of Fluid Mech. 1978. Vol. 89, Pt 3. P. 497–514.
3. Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N., Kozmenko B.K. Experimental study of gas-liquid slug flow in a small-diameter vertical pipe // Inter. J. Multiphase Flow. 1986. Vol. 12, No. 3. P. 337–355.
4. Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N., Petukhov A.V., Gorelik R.S. Study of local hydrodynamic characteristics of upward slug flow // Exp. in Fluids. 1989. Vol. 7, No. 8. P. 560–566.
5. Nogueira S., Riethmuler M.L., Campos J.B.L. M., Pinto A. M.F.R. Flow in the nose region and annular film around a Taylor bubble rising through vertical columns of stagnant and flowing Newtonian liquids // Chem. Engng. Sci. 2006. Vol. 61, No. 2. P. 845–857.
6. Taha Taha, Cui Z.F. CDF modelling of a slug flow in vertical tubes // Chem. Engng. Sci. 2006. Vol. 61., No. 2. P. 676–687.
7. Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Каминский О.Н., Гешев П.И. Электродиффузионный метод исследования локальных характеристик турбулентных течений. Новосибирск: ИТФ СО РАН, 1986.
8. Hanratty T.J., Campbell J.A. Measurements of wall shear stress. Fluid Mechanics Measurements / Ed. Goldstein R. J. Hemisphere. 1983. P. 559–615.
9. Mao Z.X., Hanratty T.J. The use scalar transport probes to measure wall shear stress in a flow with imposed oscillations // Exp. in Fluids. 1985. Vol. 3, No. 3. P. 129–135.
10. Mao Z.X., Hanratty T.J. Analysis of wall shear stress probes in large amplitude unsteady flows // Inter. J. Heat Mass Transfer. 1991. Vol. 34, No. 1. P. 281–290.
11. Labraga L., Bourabaa N., Berkah T. Wall shear stress from a rotating cylinder in cross flow using the electrochemical technique // Exp. in Fluids. 2002. Vol. 33, N 3. P. 488–496.
12. Sobolik V., Wein O., Cermak J. Simultaneous measurements of the film thickness and wall shear stress in wavy film of non-newtonian liquids // Collect. Czech. Chem. Commun. 1987. Vol. 52. P. 913–928.
13. Lapicque F., Hornut J. M., Valentin G., Storck A. An investigation of a potencial step at a channel electrode // J. of Appl. Electrochemistry. 1989. Vol. 19, No. 6. P. 889–896.
14. Tihon J., Tovchigrenchenko V., Sobolik V., Wein O. Electrodiffusional detection of near-wall flow reversal in liquid films at the regime of solitary waves // J. of Appl. Electrochemistry. 2003. Vol. 33, No. 7, P. 577–587.
15. Wang D. M., Tarbell J. M. An approximate solution for the dynamic response of wall transfer probes // Inter. J. Heat Mass Transfer. 1993. Vol. 36, No. 18. P. 4341–4349.
16. Tournier C., Py B. The behaviour of naturally oscillating three-dimensional flow around a cylinder // J. of Fluid. Mech. 1978. Vol. 85. Pt 1. P. 161–186.
17. Py B. Improvement of frequency response of the electrochemical wall shear stress meter // Exp. in Fluids. 1990. Vol. 8, No. 5. P. 281–285.
18. Polonsky S., Shemer L., Barnea D. The relation between the Taylor bubble motion and the velocity field ahead of it // Inter. J. Multiphase flow. 1999. Vol. 25, No. 6-7. P. 957–975.
19. Dukler A.E., Fabre J. Gas liquid Slug flow // Multiphase Sci. and Tech. 1994. Vol. 8, N 1-4. P. 355–69.
20. Guet S., Ooms G., Oliemans R.V.A., Mudde R.F. Bubble size effect on low liquid input drift-flux parameters // Chem. Engng. Sci. 2004. Vol. 59, No. 16. P. 3315–3329.
21. Тимкин Л.С., Горелик Р.С., Лобанов П.Д. Всплытие одиночного пузырька в восходящем ламинарном течении: скорость скольжения и трение на стенке // ИФЖ, 2005. Т. 78, № 4. С. 129–135.
22. Yu Z., Phan-Thien N., Tanner R.I. Dynamic simulation of sphere motion in a vertical tube // J. of Fluid Mech. 2004. Vol. 518. P. 61–93.

Статья поступила в редакцию 6 сентября 2010 г.