

УДК 532.517.4 + 532.529.6

© 2002 г. С.В. АЛЕКСЕЕНКО, Д.М. МАРКОВИЧ, В.И. СЕМЕНОВ

### **ТУРБУЛЕНТНАЯ СТРУКТУРА ГАЗОНАСЫЩЕННОЙ ИМПАКТНОЙ СТРУИ**

Проведено экспериментальное исследование турбулентной структуры осесимметричной затопленной импактной струи в условиях внешнего периодического возбуждения и насыщения мелкодисперсной газовой фазой. На основе измерений пульсационной составляющей поверхностного трения при натекании струи на преграду зарегистрирован эффект подавления крупномасштабных вихревых образований для больших величин газосодержания. Как для однофазной, так и для газонасыщенной импактных струй определены условия резонансного усиления когерентных структур и подавления широкополосной турбулентности. Представлен анализ развития различных пульсационных компонент трения в градиентной области импактной струи.

*Ключевые слова:* затопленная импактная струя, газонасыщение, турбулентность, когерентные структуры.

В газожидкостных пузырьковых течениях пузыри, как правило, не являются просто трассерами, движущимися с потоком. Напротив, неравномерность поля скорости может приводить как к дисперсии пузырей, так и к изменению уровня флуктуаций в непрерывной фазе. В ряде случаев взаимодействие может быть взаимным, когда на траектории частиц влияет локальная турбулентная структура непрерывной фазы (турбулентная дисперсия), а движение пузырей оказывает влияние на турбулентность в жидкости (модуляция турбулентности).

Шесть основных механизмов, не являющихся, в общем, независимыми друг от друга, оказывают определяющее влияние на турбулентную структуру в дисперсных двухфазных системах: 1) диссипация турбулентной кинетической энергии на частицах; 2) увеличение эффективной вязкости за счет наличия частиц; 3) генерация вихрей или образование следов за частицами; 4) увлечение жидкости частицей (эффект присоединенной массы); 5) увеличение градиентов скорости между двумя частицами; 6) деформация и колебания границ дисперсной фазы.

Те или иные механизмы из вышеперечисленных являются преобладающими в зависимости от концентрации дисперсной фазы, типа и размеров частиц, а также характера течения.

Существенное изменение турбулентной структуры течений за счет частиц наблюдалось в ряде экспериментальных исследований. Большое количество данных по изучению подавления или усиления турбулентности в присутствии дисперсной фазы анализируется в [1–3]. Обобщение экспериментальных данных различных авторов привело к выводу, что частицы малых размеров снижают интенсивность турбулентности в потоке, в то время как крупные частицы повышают ее [4]. Однако этот вывод относился только к данным, полученным на оси потока, и в целом не подтвердился в экспериментах по тестированию всего поля течения [5]. В [6] отмечается, что подавление турбулентности обусловлено в основном диссипацией турбулентной энергии при ускорении частиц относительно непрерывной фазы, в то время как усиление турбулентности связано, главным образом, с возмущениями потока при движении частиц (генерация вихрей в следах и т.д.). В [7] при помощи прямого численного моделирования изучено течение в плоском свободном сдвиговом слое в присутствии пузырей с размерами, близкими к размеру крупных вихрей. Результаты расчетов

показали, что прохождение пузыря через вихрь является основным фактором, определяющим модуляцию течения, обычно характеризующуюся уменьшением размера и степени когерентности вихря. Влияние частиц проявляется в основном через их воздействие на процессы слияния вихрей, а также через изменение статистической структуры пульсаций.

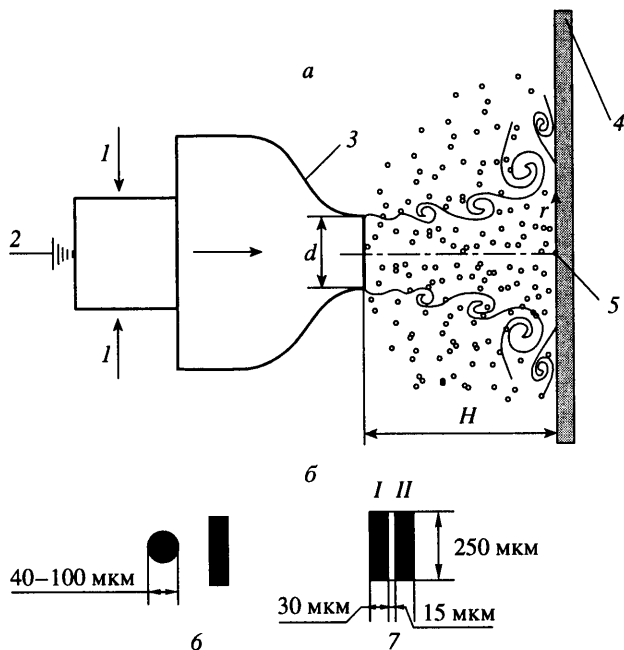
При рассмотрении влияния дисперсной фазы на крупномасштабные структуры в потоке необходимо отметить основополагающие исследования когерентных структур в однофазных потоках [8–10]. Отклик круглой струи к контролируемым осесимметричным возмущениям изучен в [8], и обнаружено, что струйный сдвиговый слой способен усиливать организованные структуры. Крупномасштабные структуры в однофазном слое смещения развиваются даже при довольно высоких числах Рейнольдса и являются преимущественно двумерными и когерентными [9]. Для таких течений двумерные структуры вносят основной вклад в механизм эжекции и содержат основную часть турбулентной кинетической энергии. Кроме того, крупномасштабные структуры в однофазном плоском сдвиговом слое могут усиливаться при возбуждении на определенных частотах, что приводит к увеличению степени когерентности и скоростей роста на больших расстояниях вниз по потоку [10]. Таким образом, процесс развития свободного сдвигового слоя весьма чувствителен к возмущениям при определенных условиях.

Одним из наиболее интересных примеров сдвиговых течений с дисперсной фазой являются турбулентные струи. Пузырьковые струи имеют множество приложений в теплообменных устройствах, системах смещения и растворения газов. Характеристики пузырьковых турбулентных струй исследованы в [11–13], однако взаимное влияние газовой фазы и крупномасштабной структуры сдвигового слоя практически не рассмотрено.

Данная работа посвящена экспериментальному изучению турбулентной структуры осесимметричной импактной струи в условиях внешнего периодического возбуждения и в присутствии мелкодисперсной газовой фазы. Основные результаты получены при помощи электродиффузионного метода измерения касательного напряжения на стенке.

**1. Экспериментальная установка и методы измерения.** Схема изучаемого течения показана на фиг. 1, а. Экспериментальная установка представляет собой замкнутый гидродинамический контур, состоящий из рабочего участка, бака, системы соединительных труб и измерительной аппаратуры. Рабочим участком является оргстеклянный канал прямоугольного сечения, имеющий размеры  $162 \times 86 \times 2000$  (мм<sup>3</sup>). Сопловой блок вводится в канал горизонтально через боковую стенку. Используемое сопло имеет диаметр  $d = 10$  мм и бирадиальную образующую, рассчитанную по зависимости Витошинского. При этом отношение выходного диаметра сопла к диаметру предвключенной камеры составляет 1:4. Затопленная осесимметричная струя нормально натекает на противоположную передвижную стенку канала (измерительную пластину) с смонтированными в нее датчиками касательного напряжения. Координатный механизм позволяет обеспечить перемещение измерительной пластины с точностью 0.1 мм.

Для измерения локальных скоростей потока и касательного напряжения на стенке используется электродиффузионный метод [14]. Данный метод предполагает применение в качестве рабочей жидкости раствора определенного состава, содержащего ферро- и феррицианид калия с концентрацией 0.01 М, и карбонат натрия с концентрацией (0.1–0.2) М. Электродиффузионный датчик касательного напряжения на стенке представляет собой платиновую проволоку или пластинку, сваренную в стеклянный капилляр, вклеиваемый в измерительную пластину. Датчик зашлифовывается заподлицо с поверхностью. Форма и размеры одиночных и двойных датчиков трения показаны на фиг. 1, б. Двойной датчик трения, предложенный в [15] и примененный авторами в [16] для измерения трения на стенке в присоединенных струях, используется для определения мгновенных величин продольной компоненты вектора



Фиг. 1. Схема течения импактной струи (а) и конструкция электродиффузионных датчиков трения (б): 1 – ввод газожидкостного потока; 2 – вибратор; 3 – сопло; 4 – измерительная пластина; 5 – критическая точка; 6 – одиночные датчики трения; 7 – двойной датчик трения

трения. Датчик скорости “лобовая точка” представляет собой платиновую проволоку диаметром 20–50 мкм, вваренную в тонкую стеклянную оболочку. Чувствительным элементом датчика является зашлифованный торец проволоки. Диффузионный ток  $i$  в электрохимической ячейке, включающей электролит, микрокатод (датчик) и анод из нержавеющей стали, имеющий существенно большие размеры, связан с мгновенными значениями гидродинамических величин соотношениями

$$\tau = k_{\tau 1} i^n + k_{\tau 2}; \quad u = k_{u 1} i^m + k_{u 2}$$

где  $\tau$  – касательное напряжение на стенке,  $u$  – продольная компонента скорости,  $k_{\tau 1}$ ,  $k_{\tau 2}$ ,  $k_{u 1}$ ,  $k_{u 2}$  – калибровочные коэффициенты,  $n$ ,  $m$  – показатели степени, также определяемые из калибровки. Теоретические значения показателей степени, согласно моделям [14], равны 3.0 и 2.0, а на практике, с учетом краевых эффектов, существенных для датчиков малого размера, эти значения лежат в диапазонах  $3.0 < n < 3.5$ ;  $2.0 < m < 2.4$ . Более подробно применяемая методика описана в [16]. Электрические сигналы с электродиффузионных датчиков подаются на 12-ти разрядный аналогоцифровой преобразователь через усилитель постоянного тока. Разработанная программная оболочка для обработки данных позволяет определять средние величины скорости и трения на стенке, их среднеквадратичное отклонение, спектральную плотность пульсаций скорости и трения, а также время существования течения заданного направления. Для оценки спектральной плотности турбулентных пульсаций используется алгоритм быстрого преобразования Фурье с наложением спектральных окон. Каждый обрабатываемый массив экспериментальной информации состоит из 100 сегментов по 2048 точек (значений).

Возбуждение струи производится при помощи стандартного электродинамического вибратора ESE-201, соединенного с успокоительной камерой через сильфон. Начальные синусоидальные колебания потока имеют нулевую (осесимметричную) моду, и их

уровень изменяется от  $u_f / U_0 = \sqrt{\langle u_f^2 \rangle} / U_0 = 0.0001$  до  $0.001$ , в зависимости от условий эксперимента. Здесь  $\langle u_f^2 \rangle$  – среднеквадратичное отклонение пульсаций продольной компоненты скорости, соответствующих синусоидальным внешним возмущениям,  $U_0$  – среднерасходная скорость на срезе сопла. Частота возбуждения  $F$  характеризуется числом Струхала  $Sh = Fd/U_0$ . Тестовые эксперименты показали, что наложенные колебания малой амплитуды практически не оказывают влияния на характеристики течения вблизи кромки сопла (на расстоянии  $x' = x/d = 0.15$ ). В отсутствие пузырей профиль скорости на срезе сопла был близок к равномерному, а толщина потери импульса составляла  $\theta \approx 0.1$  мм

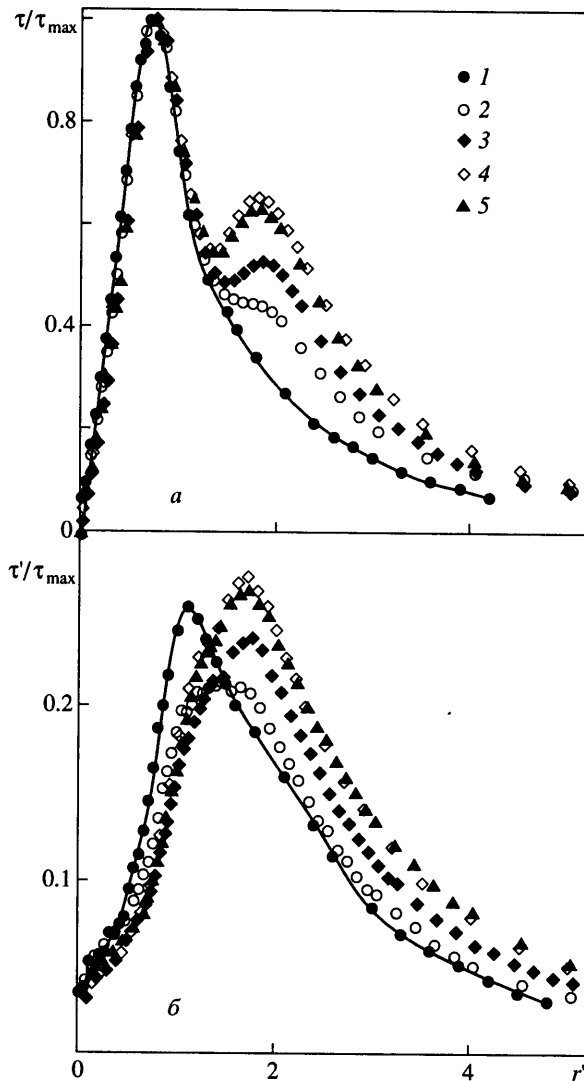
$$\theta = \int_0^{r_{0,1}} \frac{u(r)}{u_{\max}} \left( 1 - \frac{u(r)}{u_{\max}} \right) dr$$

$r_{0,1}$  – радиальная координата точки, где  $u(r) = 0.1u_{\max}$ . Измеренная степень естественной турбулентности  $u' / U_0 = \sqrt{\langle u'^2 \rangle} / U_0$  на расстоянии  $x' = 0.15$  составляла  $0.005$ – $0.008$  на оси сопла и  $0.05$ – $0.06$  в центре слоя смещения (здесь  $\langle u'^2 \rangle$  – среднеквадратичный уровень пульсаций скорости, измеренный в отсутствие внешних колебаний).

Пузырьки воздуха подавались в предсопловой распределительный блок при помощи компрессора через мелкопористую пластину. Объемный расход воздуха мог изменяться в ходе эксперимента от  $0$  до  $164$  л/ч, что соответствует объемному газосодержанию  $\alpha = 0$ – $12.1\%$  для расхода жидкости  $Q_l = 0.33$  л/с. Средний диаметр пузырей составлял  $200$  мкм.

Эксперименты проведены в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re = 6.7 \cdot 10^3$  –  $4.6 \cdot 10^4$ . Здесь  $Re = U_0 d / \nu$ ,  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости рабочей жидкости, равный  $1.04 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с. Расстояние между кромкой сопла и плоскостью в экспериментах не изменялось и составляло  $H = 20$  мм ( $H' = H/d = 2$ ). Данная величина  $H$ , в соответствии с [16, 20], является оптимальной для анализа развития крупномасштабных вихревых структур, зарождающихся в слое смещения и проникающих в пристенную область.

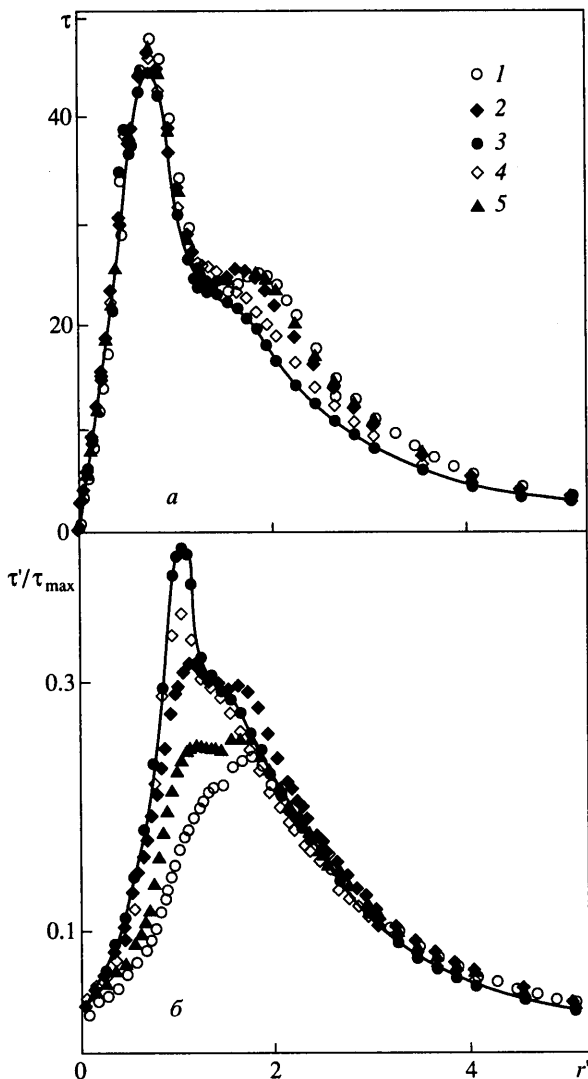
**2. Результаты экспериментов. Однофазная струя.** Основной объем результатов получен посредством измерения осредненных и пульсационных величин касательного напряжения на обтекаемой преграде, а также спектральных характеристик. Эти данные позволили получить существенную информацию о турбулентной структуре потока в пристенной области. В однофазном случае при выбранном расстоянии между соплом и стенкой ( $H' = 2$ ) крупные вихревые структуры в области разворота и присоединения струи остаются когерентными – достаточно интенсивными на фоне мелкомасштабной турбулентности и повторяющимися. На фиг. 2, а, б показаны распределения средних и пульсационных значений касательного напряжения на стенке в зависимости от числа Рейнольдса для струи в естественных условиях, т.е. без внешнего возбуждения. При малых значениях  $Re$  ( $Re < 10^4$ ) среднее трение вначале растет с удалением от критической точки, затем, достигнув максимума при  $r' = r/d = 0.75$ , начинает монотонно уменьшаться, что соответствует расчетам по ламинарной интегральной модели [16]. С увеличением числа  $Re$  монотонность падения трения в области  $r' > 1.2$  нарушается и появляется небольшой второй максимум. Его возникновение связано с переходом от ламинарного режима течения в пограничном слое к турбулентному [17, 18]. Максимум пульсаций трения сдвигается от точки  $r' = 1.0$  (при  $Re = 6.7 \cdot 10^3$ ) вниз по потоку. При дальнейшем возрастании  $Re$  профили трения и пульсаций становятся автомодельными и в безразмерном виде практически совпадают для всех  $Re > 4 \cdot 10^4$ . С увеличением расстояния  $H'$  при больших числах Рейнольдса распределения среднего трения также не остаются неизменными. При  $H' > 6$ , как



Фиг. 2. Распределения нормированного касательного напряжения на стенке  $\tau/\tau_{\max}$  (а) и уровня его относительных среднеквадратичных пульсаций  $\tau'/\tau_{\max}$  (б) в зависимости от числа  $Re$  при  $H' = 2$ ;  $\alpha = 0$ ;  $F = 0$ : 1 –  $Re = 6700$ ; 2 – 12700; 3 – 25200; 4 – 40400; 5 – 46200

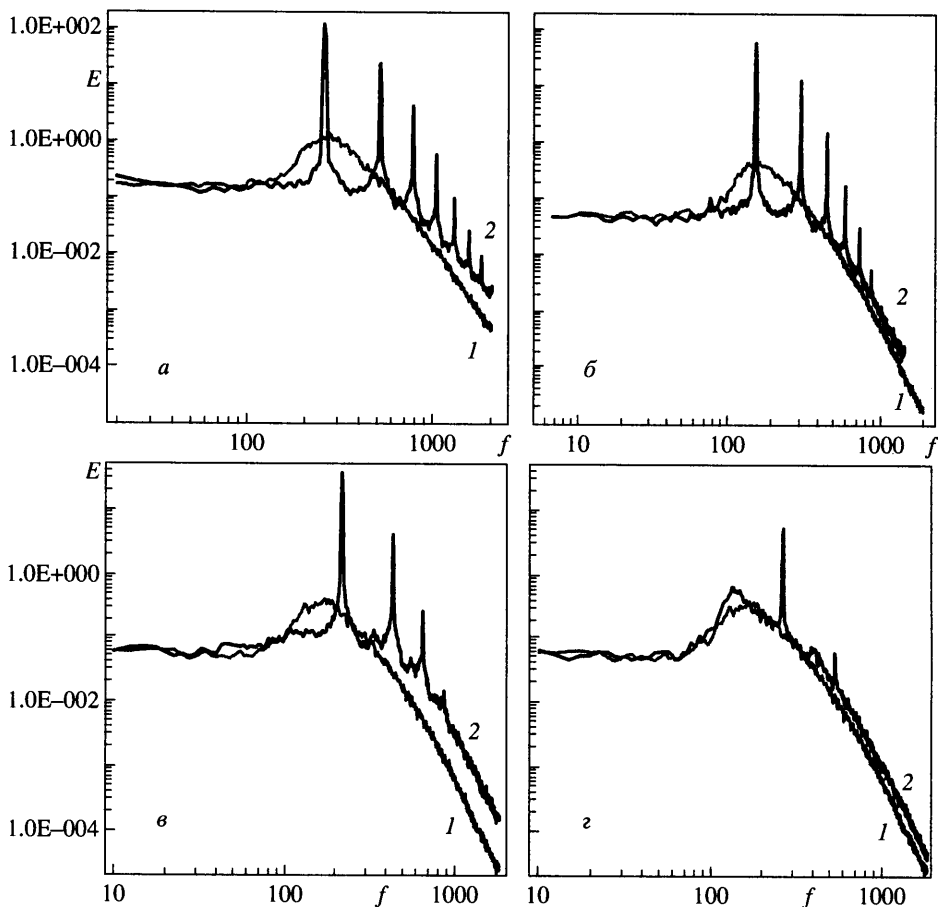
показано в [16], второй максимум трения исчезает, так как турбулизация пограничного слоя начинается непосредственно в окрестности критической точки. Соответственно в этой же области наблюдается максимум среднеквадратичных пульсаций.

Струйные течения, как и другие типы свободных сдвиговых течений, чувствительны к внешним возмущениям. В [8] впервые показано, что если возбуждать струйный слой смешения периодическими акустическими или механическими колебаниями малой амплитуды на определенных частотах, то можно добиться резонансного усиления крупномасштабных вихревых структур. Эти структуры в отсутствие внешнего воздействия являются существенно более слабыми и менее регулярными. Гидродинамика импактных струй с возбужденными крупными вихрями в слое смешения изучена крайне недостаточно – известны лишь немногочисленные данные [19–21].



Фиг. 3. Распределения касательного напряжения на стенке  $\tau$  (Па) (а) и уровня его относительных среднеквадратичных пульсаций  $\tau'/\tau_{\max}$  (б) в зависимости от частоты возбуждения при  $H' = 2$ ;  $\alpha = 0$ ;  $Re = 25200$ : 1 –  $F = 0$ ; 2 – 90; 3 – 150; 4 – 210; 5 – 260 Гц

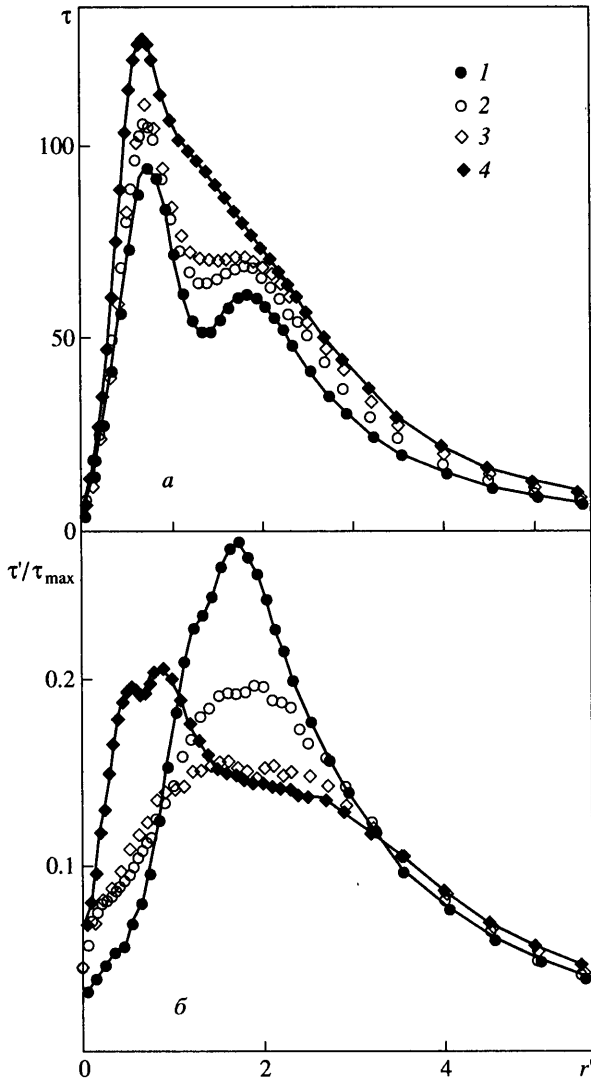
Распределения касательного напряжения  $\tau$  и среднеквадратичных пульсаций трения  $\tau' = \sqrt{\langle \tau'^2 \rangle}$  для возбужденной импактной струи в зависимости от частоты возбуждения показаны на фиг. 3, а, б. В [21] отмечено, что если возбуждение производится на частоте, лежащей в окрестности наиболее вероятной частоты  $f_{\text{мр}}$  для данных условий, то именно на этой частоте резонансно усиливаются когерентные структуры. В данном случае ( $Re = 2.52 \cdot 10^4$ ) диапазон чувствительности лежит в интервале  $120 < F < 210$  Гц ( $0.45 < Sh < 0.8$ ), где  $F$  – частота возбуждения. Возбуждение на наиболее вероятной частоте  $F = f_{\text{мр}} = 150$  Гц ( $Sh = 0.57$ ) ведет к снижению суммарного сопротивления трения более чем на 30%. Уровень пульсаций возрастает почти в 2 раза, причем большей частью за счет прироста когерентной составляющей. Так, в зоне интенсивного проникновения структур в пристенную область спектральная плотность энергии пульсаций  $E$  на резонансной частоте возрастает на два порядка по



Фиг. 4. Спектры мощности пульсаций касательного напряжения на стенке  $E$  ( $\text{Па}^2 \cdot \text{с}$ ): 1, 2 – однофазная струя без и с возбуждением при  $H' = 2$ ;  $\alpha = 0$ ,  $r' = 1.1$ : а –  $\text{Re} = 40400$ ,  $F = 250$  Гц ( $\text{Sh} = 0.6$ ); б – 25200, 150 (0.57); в – 25200, 210 (0.8); г – 25200, 260 (1.0)

сравнению с невозбужденной струей (см. фиг. 4, а–г). Второй максимум трения в резонансных режимах исчезает. Распределения характеристик струи становятся подобными распределениям для малых чисел Рейнольдса (фиг. 2), а из анализа спектральных зависимостей можно сделать заключение, что стохастическая составляющая пульсаций трения в области средних частот подавляется. Таким образом, можно говорить об эффекте квазиламинаризации потока при резонансном усилении крупномасштабных вихревых структур. При возбуждении струи на частотах, лежащих выше диапазона наибольшей чувствительности, можно наблюдать лишь слабое усиление основной гармоники, не меняющее основные характеристики потока (фиг. 4, г). Возбуждение на низких частотах приводит к усилению кратных гармоник –  $2F$ ,  $3F$ , и т.д., если они попадают в диапазон наибольшей чувствительности [10, 21]. Амплитуда наложенных колебаний в исследованном диапазоне практически не оказывает влияния на характеристики потока, если она остается малой.

**3. Результаты экспериментов. Двухфазная струя.** Измерения характеристик газонасыщенной струи проводились при двух числах Рейнольдса  $\text{Re} = 2.52 \cdot 10^4$  и  $4.04 \cdot 10^4$ . Принципиальным образом результаты для этих двух режимов не различаются, за исключением того факта, что при горизонтальной ориентации сопла эффекты, связанные со всплыванием пузырей за счет архимедовых сил, оказываются

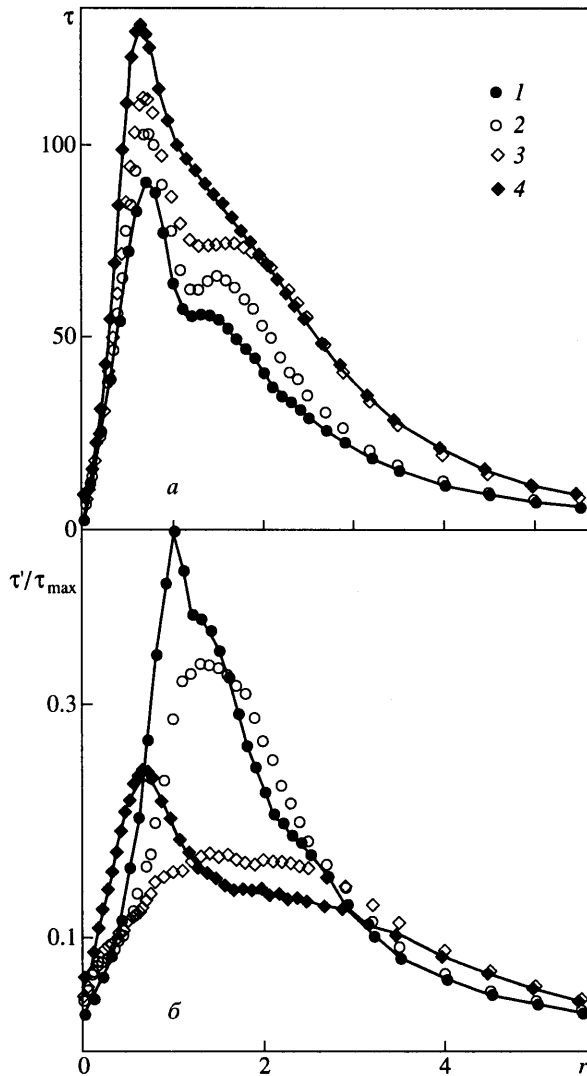


Фиг. 5. Распределения касательного напряжения на стенке  $\tau$  (Па) (а) и уровня его относительных среднеквадратичных пульсаций  $\tau'/\tau_{\max}$  (б) для импульсной струи без возбуждения в зависимости от объемного газосодержания при  $H' = 2$ ;  $Re = 40400$ ;  $F = 0$ : 1 -  $\alpha = 0$ ; 2 - 3.4; 3 - 5.9; 4 - 12.1%

существенными при более низких числах Рейнольдса и характеристики потока в каждой точке зависят от соотношения скорости жидкости и скорости всплытия. Для больших чисел  $Re$  и малых размеров пузырей эти эффекты не оказывают заметного влияния на структуру потока. Так, при  $Re = 4.04 \cdot 10^4$  различие между измеренными величинами касательного напряжения на стенке в симметричных относительно горизонтальной оси потока точках (верхней и нижней) составляло не более 5% для всех исследованных значений газосодержания.

На фиг. 5 показаны распределения касательного напряжения на стенке  $\tau$  и пульсаций трения  $\tau'$  в невозбужденной струе в зависимости от объемного газосодержания. Газонасыщение приводит к существенному возрастанию среднего трения, однако характер течения остается неизменным вплоть до значений газосодержания  $\alpha = 8-9\%$ . Величина  $\tau'$ , отнесенная к максимуму трения  $\tau_{\max}$  для каждого значения  $\alpha$ , монотонно

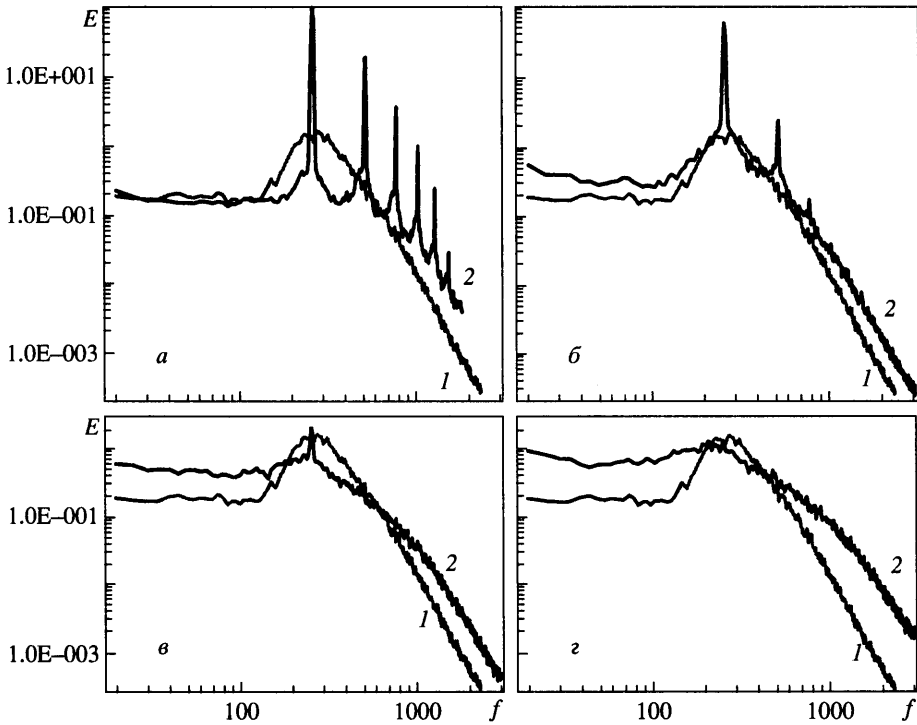




Фиг. 6. Распределения касательного напряжения на стенке  $\tau$  (Па) (а) и уровня его относительных среднеквадратичных пульсаций  $\tau'/\tau_{\max}$  (б) для импактной струи с возбуждением в зависимости от объемного газосодержания при  $H' = 2$ ;  $Re = 40400$ ;  $F = 250$  Гц ( $Sh = 0.6$ ): 1 –  $\alpha = 0$ ; 2 – 3.4; 3 – 5.9; 4 – 12.1%

падает во всей области течения, за исключением окрестности критической точки, где абсолютный уровень пульсаций растет. При  $\alpha > 8-9\%$  структура потока претерпевает изменения, второй максимум трения исчезает, а максимум пульсаций смещается ближе к критической точке. Еще более отчетливо эти тенденции проявляются для газонасыщенной струи, возбужденной на резонансной частоте (см. фиг. 6). Для данных условий величина максимума среднеквадратичных пульсаций трения  $\tau'/\tau_{\max}$  падает от значения 0.45 для однофазной струи до 0.17 при  $\alpha = 5.9\%$ .

Сравнение распределений спектральной плотности пульсаций трения в точке на преграде, куда крупномасштабные вихревые структуры проникают из струйного слоя смешения с наибольшей интенсивностью ( $r' = 1.1$ ), приведено на фиг. 7. Отчетливо наблюдается подавление когерентной составляющей пульсаций с увеличением газо-

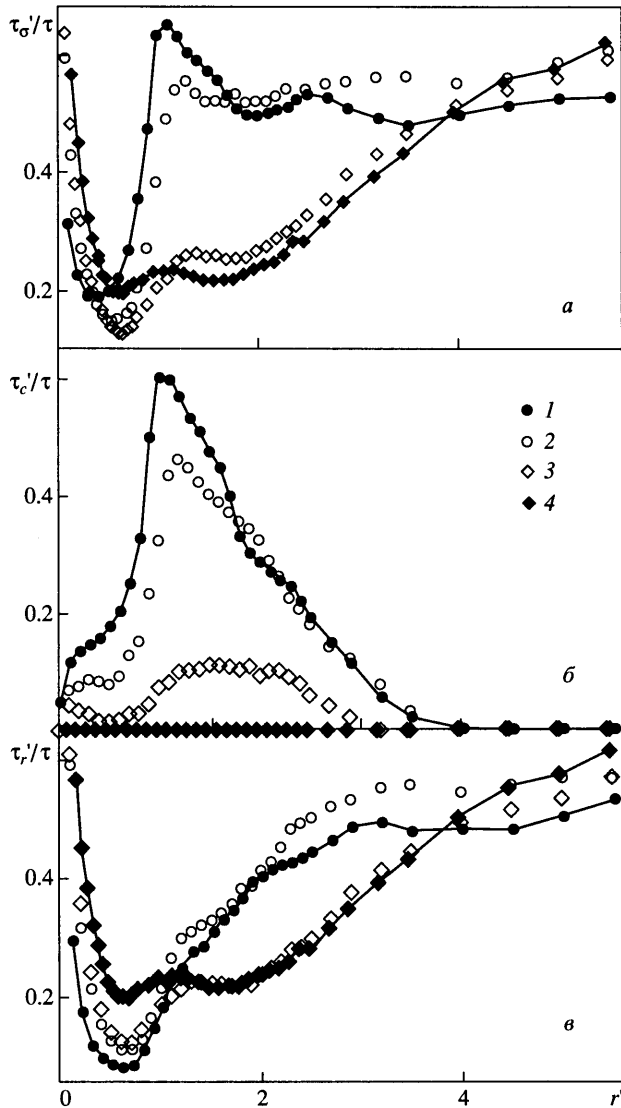


Фиг. 7. Спектры мощности пульсаций касательного напряжения на стенке  $E$  ( $\text{Па}^2 \cdot \text{с}$ ): 1 – однофазная струя без возбуждения, 2 – газонасыщенная струя с возбуждением при  $H' = 2$ ;  $\text{Re} = 40400$ ;  $F = 250$  Гц ( $\text{Sh} = 0.6$ );  $r' = 1.1$ : а –  $\alpha = 0$ ; б – 3.4; в – 5.9; г – 10.1%

содержания  $\alpha$ . Кривые 1 соответствуют спектральным распределениям для невозбужденной импактной струи в отсутствие газовой фазы. Для существенно больших значений газосодержания когерентная составляющая в спектрах практически исчезает для всех  $r'$ .

Эволюция общего уровня пульсаций касательного напряжения  $\tau'_c / \tau$ , а также когерентной  $\tau'_c / \tau$  и стохастической  $\tau'_r / \tau$  составляющих пульсаций вдоль радиальной координаты показана на фиг. 8, а–в для разных значений газосодержания  $\alpha$ . Пульсационные компоненты отнесены здесь к значениям среднего по времени трения  $\tau$  в той же точке, так что на графиках сравнивается относительный вклад соответствующих компонент пульсаций в уровень турбулентности для каждого значения  $r'$ . Хорошо видно, что когерентная составляющая пульсаций принимает высокие значения только в определенном диапазоне радиальных координат ( $0.5 < r' < 3.0$ ) и с увеличением газосодержания падает практически до нуля при  $\alpha > 8\%$ . В области  $r' > 3$  основной вклад в турбулентную энергию вносят стохастические пульсации. Их уровень, отнесенный к локальному значению  $\tau$  в этой зоне, слабо меняется с увеличением газосодержания (фиг. 8, в). Этот вывод объясняется уменьшением локальной концентрации пузырей при удалении от критической точки.

**Заключение.** Проведено экспериментальное исследование локальной структуры осесимметричной импактной струи в присутствии мелкодисперсной газовой фазы. Изучено влияние внешнего периодического возмущения и степени газонасыщения на турбулентные характеристики потока. Основные результаты получены путем анализа касательного напряжения на преграде. Показано, что периодическое возмущение струи на частотах из диапазона наибольшей восприимчивости ведет к резонансному усилению крупномасштабных вихревых структур в струйном слое смещения, при этом



Фиг. 8. Общий уровень турбулентности (а), когерентная (б) и стохастическая (в) составляющие пульсаций касательного напряжения на стенке в зависимости от объемного газосодержания при  $H' = 2$ ;  $Re = 40400$ ;  $F = 250$  Гц ( $Sh = 0.6$ ): 1 –  $\alpha = 0$ ; 2 – 3.4; 3 – 5.9; 4 – 9.1%

стохастические турбулентные пульсации в существенной степени подавляются в диапазоне средних частот. Установлено, что мелкодисперсное газонасыщение струи при умеренных значениях объемного газосодержания,  $5 < \alpha < 10\%$ , приводит к значительному увеличению среднего сопротивления трения на преграде. Уровень пульсаций в ближнем поле струи существенно уменьшается главным образом за счет подавления крупномасштабных когерентных структур. Для этих условий интенсивность соответствующих им гармоник в спектральных распределениях не превышает интенсивности стохастического турбулентного фона. Показано, что при высокой степени газонасыщения стохастическая часть турбулентных пульсаций в окрестности критической точки, напротив, значительно возрастает.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке фондов ИНТАС (№ 97-2022) и РФФИ (№ 00-01-00821, 00-15-96810).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Serizawa A., Kataoka I., Michiyoshi I. Turbulence structure of air-water bubbly flow. 2. Local properties // Intern. J. Multiphase Flow. 1975. V. 2. № 3. P. 235–246.
2. Wang S.K., Lee S.J., Jones O.C. et al. 3-D turbulence structure and phase distribution measurements in bubbly two-phase flows // Intern. J. Multiphase Flow. 1987. V. 13. № 3. P. 327–343.
3. Lance M., Bataille J. Turbulence in the liquid phase of a uniform bubble air-water flow // J. Fluid Mech. 1991. V. 222. P. 95–118.
4. Gore R.A., Crowe C.T. Effect of particle size on modulating turbulent intensity // Intern. J. Multiphase Flow. 1989. V. 15. № 2. P. 279–285.
5. Davis F. Visualisation of turbulence modulation with large particles: M.S. Thesis, Department of Aeronautical and Astronautical Engineering, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1993.
6. Yuan I., Michaelides E.E. Turbulence modulation in particulate flows – a theoretical approach // Intern. J. Multiphase Flow. 1992. V. 18. № 5. P. 779–785.
7. Taeibi-Rahni M., Loth E., Tryggvason G. Flow modulation of planar free shear layer with large bubbles – direct numerical simulations // Intern. J. Multiphase Flow. 1994. V. 20. № 6. P. 1109–1128.
8. Crow S.C., Champagne F.H. Orderly structure in jet turbulence // J. Fluid Mech. 1971. V. 48. Pt 3. P. 547–591.
9. Brown G.L., Roshko A. On density effects and large structure in turbulent mixing layer // J. Fluid Mech. 1974. V. 64. Pt 4. P. 775–816.
10. Ho C.-M., Huang L.-S. Subharmonics and vortex merging in mixing layers // J. Fluid Mech. 1982. V. 119. P. 443–473.
11. Goldschmidt V.W., Householder M.K., Ahmadi G. et al. Turbulent diffusion of small particles suspended in turbulent jets // Progress in Heat and Mass Transfer. N.Y.: Pergamon Press, 1971. V. 6. P. 487–508.
12. Milgram J.H. Mean flow in round bubble plumes // J. Fluid Mech. 1983. V. 133. P. 345–376.
13. Sun T.-Y., Faeth G.M. Structure of turbulent bubbly jets. I; II // Intern. J. Multiphase Flow. 1986. V. 12. № 1. P. 99–126.
14. Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Кашинский О.Н. и др. Электродиффузионный метод исследования локальной структуры турбулентных течений. Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1984. 247 с.
15. Hanratty T.J., Campbell J.A. Measurements of wall shear stress // Fluid Mechanics Measurements. Washington: Hemisphere, 1983. P. 559–611.
16. Alekseenko S.V., Markovich D.M. Electrodiffusion diagnostic of wall shear stresses in impinging jets // J. Appl. Electrochemistry. 1994. V. 24. № 7. P. 626–631.
17. Baines W.D., Keffer J.F. Shear stress and heat transfer at a stagnation point // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1976. V. 19. № 1. P. 21–26.
18. Kataoka K., Mizushima T. Local enhancement of the rate of heat transfer in an impinging round jet by free stream turbulence // Proc. 5th Intern. Heat Transfer Conf. Tokyo: Jap. Soc. Mech. Eng., 1974. P. 305–309.
19. Ho C.M., Nosseir N.S. Dynamics of an impinging jet. I. The feedback phenomenon // J. Fluid Mech. 1981. V. 105. P. 119–142.
20. Didden N., Ho C.M. Unsteady separation in a boundary layer produced by an impinging jet // J. Fluid Mech. 1985. V. 160. P. 235–256.
21. Alekseenko S.V., Markovich D.M., Semenov V.I. Effect of external disturbances on the impinging jet structure // Proc. 4<sup>th</sup> World Conf. on Experim. Heat Transfer, Fluid Mech. and Thermodynamics. Brussels, 1997. V. 3. P. 1815–1822.

Новосибирск  
E-mail: dmark@itp.nsc.ru

Поступила в редакцию  
11.IX.2001