

УДК 532.529:532.517.4

© 2000 г. М. ЗОММЕРФЕЛЬД, А.И. КАРТУШИНСКИЙ, Г. КОНЕН,  
Ю.А. РУДИ, М.Т. ХУСАИНОВ, И.Н. ЩЕГЛОВ

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ НА ВЫРОЖДЕНИЕ СЕТОЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ДВУХФАЗНОМ ПОТОКЕ

Приводятся результаты экспериментального исследования влияния частиц на вырождение сеточной турбулентности в вертикальном нисходящем газодисперсном турбулентном потоке. В качестве частиц дисперсной фазы использовались стеклянные шарики со средним размером 700 мкм, а в качестве частиц-меток, моделирующих движение несущей среды, – частицы диоксида титана со средним размером 2 мкм. Турбулентность генерировалась сетками с квадратными ячейками двух размеров: 4,8 и 10 мм, с параметром сплошности 0,49 при средней скорости потока 9,5 м/с. Числа Рейнольдса сеток составляли 3000 и 6300. Исследования обнаружили подавление турбулентности частицами, которое выражалось в увеличении темпов вырождения турбулентности (вязкой диссипации) и уменьшении энергии турбулентности в энергосодержащей области спектра.

Как показали экспериментальные исследования различных типов турбулентных дисперсных течений, частицы воздействуют на несущую фазу по-разному, приводя как к подавлению турбулентности [1–4], так и к ее генерации [5–8]. В ряде исследований [9, 10] не обнаружено какого-либо заметного влияния частиц на турбулентность среды. В турбулентных дисперсных течениях закономерности взаимодействия частиц дисперсной фазы с турбулентными вихрями среды трудно выявить в "чистом виде" из-за наличия множества различных факторов, усложняющих проявление такого взаимодействия. Ими являются: неравномерность полей скоростей фаз и концентраций, наличие стенок, действие различных силовых факторов (подъемных сил Магнуса и Саффмена, силы Бассе и др.). В [11] на основе обзора результатов экспериментальных исследований различных типов двухфазных течений изучалась зависимость степени изменения турбулентности от различных безразмерных параметров и показано, что отношение размера частицы к макромасштабу турбулентности среды является основным параметром, определяющим характер влияния частиц на турбулентность – ее подавление или генерацию.

С целью исключения влияния усложняющих факторов некоторые экспериментальные исследования в двухфазных потоках проводились в условиях вырождающейся турбулентности за решетками, которая для однофазных течений довольно хорошо изучена [12]. При проведении таких исследований в широких трубах за решеткой создавались достаточно равномерные осредненные поля скоростей обеих фаз и концентрации дисперсной фазы в поперечном сечении. Вырождающаяся вниз по потоку турбулентность, изотропная в однофазном случае, изменялась при загрузке потока частицами, что позволяло проследить влияние частиц на турбулентную структуру несущей фазы и на темп ее вырождения.

В [13] исследовалось вырождение сеточной турбулентности в воде с частицами двух типов (пластмассовые и стеклянные шарики со средним размером 650 мкм). Эксперименты показали, что частицы обоих типов подавляли турбулентность несущего потока при объемной концентрации 0,4–1,5%, однако авторы проводили измерения на

коротком участке за решеткой ( $X/M \leq 33$ , где  $M$  – размер ячейки). Исследование влияния пузырей газа на интенсивность турбулентности в потоке воды за решеткой проводилось в [14], где наблюдались как подавление, так и генерация турбулентности жидкости пузырями газа в различных диапазонах спектра.

Необходимо отметить, что результаты экспериментов по влиянию частиц на турбулентность в воде трудно сопоставить с аналогичными данными в воздухе, так как при одинаковом материале частиц одинаковые массовые загрузки достигаются при объемной концентрации частиц в воде на три порядка большей, чем в воздухе. А как показывают многие исследования, характер и степень влияния частиц на турбулентность во многом зависят как от уровня объемной концентрации, так и от массовой загрузки [15]. Аналогичные исследования в двухфазных газовых потоках с твердыми частицами практически отсутствуют. В [16], где рассматривались двухфазные газовые течения за решетками, исследовался процесс турбулентной диффузии частиц в слабозапыленных потоках, в которых частицы не оказывали никакого влияния на турбулентность потока.

Во многих теоретических работах изучалось взаимодействие частиц с турбулентностью среды, для описания которого были разработаны модели различных уровней – от пути смешения Прандтля до прямого численного моделирования [17–27]. При изучении влияния частиц на спектр турбулентности, как правило, рассматривалось движение очень мелких частиц с размером, меньшим колмогоровского масштаба турбулентности. Так, при расчете двухфазной турбулентной струи, в [22] обнаружено подавление турбулентности в области больших волновых чисел и уменьшение скорости диссипации. В [19, 20] показано, что мелкие частицы интенсифицируют процессы порождения и переноса турбулентной энергии от крупномасштабной турбулентности к мелкомасштабной, подавляя турбулентность в инерционной области спектра. Из результатов [20] следует также, что присутствие мелких частиц ведет к росту скорости турбулентной диссипации. В [23] с помощью прямого численного моделирования исследовалось влияние частиц на изотропную турбулентность и показано, что наличие частиц в потоке приводит к неравномерному искажению спектра, росту энергии турбулентности в высокочастотной области спектра и увеличению скорости вязкой диссипации, что также установлено в [25].

В [15] приводится диаграмма, на которой в зависимости от безразмерных параметров – отношения межчастичного расстояния к макромасштабу турбулентности и чисел Стокса, определенных по макромасштабу турбулентности и колмогоровскому макромасштабу турбулентности, – указаны области подавления, генерации и отсутствия влияния частиц на турбулентность.

Анализ результатов экспериментальных и теоретических исследований взаимодействия частиц с турбулентностью несущей среды показывает, что это сложный физический процесс, при рассмотрении которого необходимо учитывать влияние различных факторов: инерционных свойств частиц, их концентрации, чисел Рейнольдса потока и частицы, интенсивности турбулентности [28, 29]. Анализ показывает также, что полученные данные зачастую противоречивы: например, исследования [30] не выявили какого-либо влияния на интенсивность турбулентности газа стеклянных частиц размерами 44 и 214 мкм при массовых загрузках до 0,81 кг/кг, а в [6] наблюдалось увеличение турбулентности стеклянными частицами размером 50 мкм в горизонтальном потоке в трубе при массовых загрузках 0,05 кг/кг. Экспериментальные исследования практически не затрагивали такие типы течений, как течения газ – твердые частицы за решетками, т.е. в настоящее время нет достаточно полного экспериментального материала, на основании которого можно было бы судить о характере воздействия частиц на структуру вырождающейся турбулентности двухфазного течения. Численное моделирование взаимодействия частиц с турбулентными вихрями в дисперсных течениях описывает подавление турбулентности частицами, хотя во многих экспериментах, например в [11], наблюдалось генерирование турбулентности в потоках с крупными частицами. В [31] предложена модель, описывающая

генерирование турбулентности за счет срыва вихревой пелены за частицами. Тем не менее механизм такого влияния крупных частиц на турбулентность несущей среды до сих пор недостаточно ясен.

Для моделирования таких течений в настоящее время отсутствуют достаточные знания механизмов взаимодействия крупных частиц с турбулентной структурой несущей среды. С целью определения влияния крупных частиц на турбулентность среды в условиях вырождающейся сеточной турбулентности были проведены данные экспериментальные исследования.

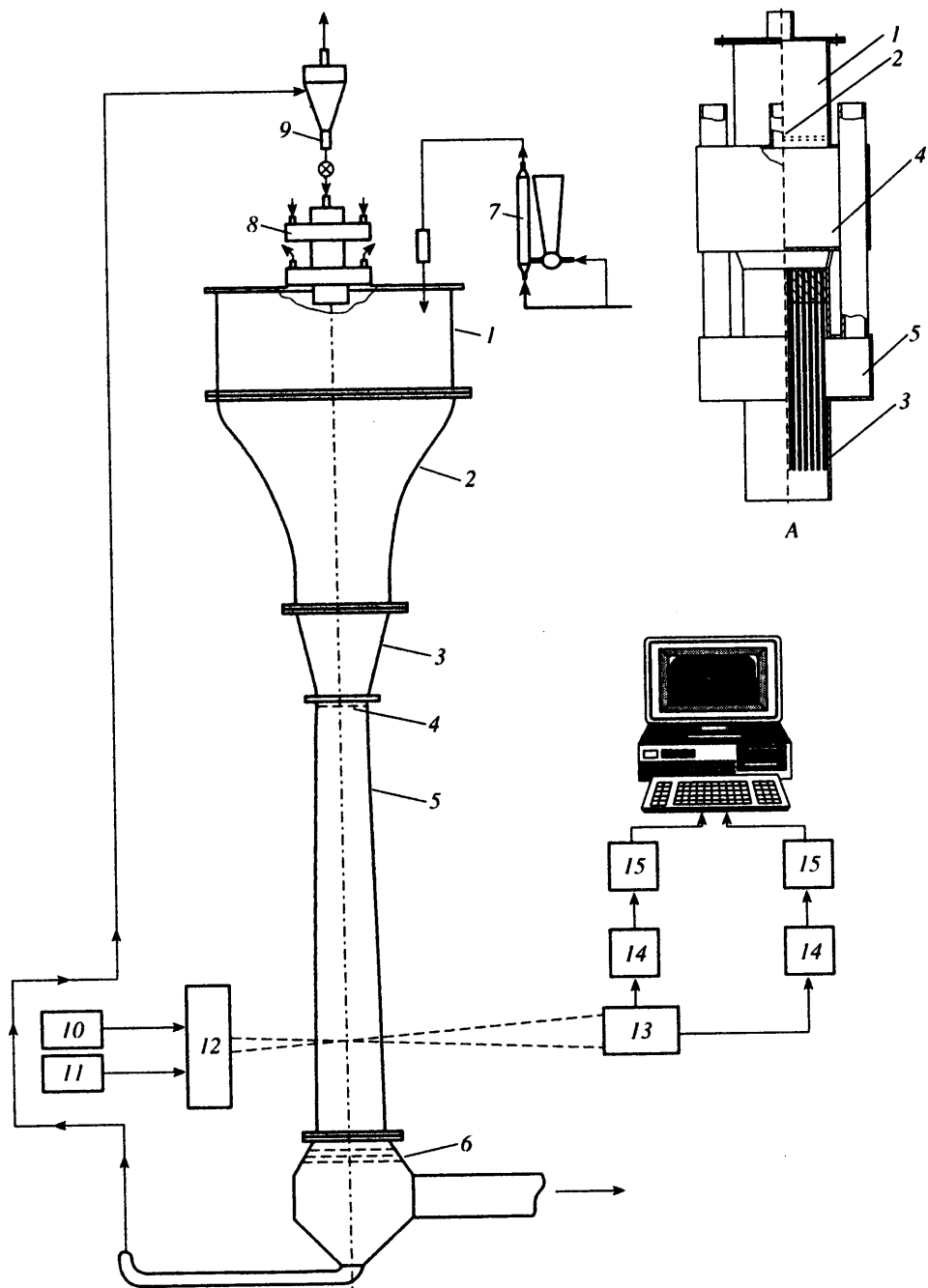
**1. Экспериментальный стенд.** Эксперименты проводились в вертикальной двухфазной аэродинамической трубе незамкнутого типа с закрытой рабочей частью (фиг. 1). Труба состояла из входного устройства 1 диаметром 1 м, конфузора 2 с коэффициентом поджатия 6,25, переходного устройства 3 для перехода потока от круглого сечения к квадратному, турбулизирующей решетки 4, рабочей части 5 и диффузора 6. Рабочая часть трубы имела квадратное сечение  $200 \times 200$  мм и длину 2 м. Поток воздуха создавался отсосным вентилятором и имел среднюю скорость в рабочей части трубы 9,5 м/с, направленную вниз. Частицы дисперсной фазы, в качестве которых использовались стеклянные шарики со среднемассовым размером 700 мкм, разгонялись до необходимой скорости и вводились в поток при помощи устройства 8, установленного на входе в поток. В диффузоре частицы отделялись от газа и подавались при помощи вертикального пневмотранспорта в приемную емкость 9 и затем вновь возвращались в поток. В качестве частиц-меток, моделирующих движение газовой фазы, использовались частицы диоксида титана  $TiO_2$  со среднемассовым размером 2 мкм. Частицы-метки подавались в поток через входное устройство 1 с помощью генератора 7. Турбулизирующая решетка 4 располагалась в начале рабочей части 5 трубы. В экспериментах использовались два типа решеток с квадратными ячейками размерами 4,8 и 10 мм и величиной сплошности 0,49 для обеих решеток.

Устройство подачи и разгона частиц 8 (фиг. 1) состояло из резервуара 1 (фиг. 1, а), набора трубочек 3 (50 штук) каждая длиной 400 мм и диаметром 4 мм, в которых стеклянные частицы разгонялись воздушным потоком до необходимой скорости, дозирующих сеток 2, камеры 4, через которую подавался воздух для разгона частиц в трубочках, и камеры 5, через которую воздух отсасывался из трубочек. Из данного устройства частицы попадали в основной поток с нулевой скоростью газа. Резервуар 1 периодически загружался частицами из приемной емкости канала возврата дисперсной фазы 9 (фиг. 1).

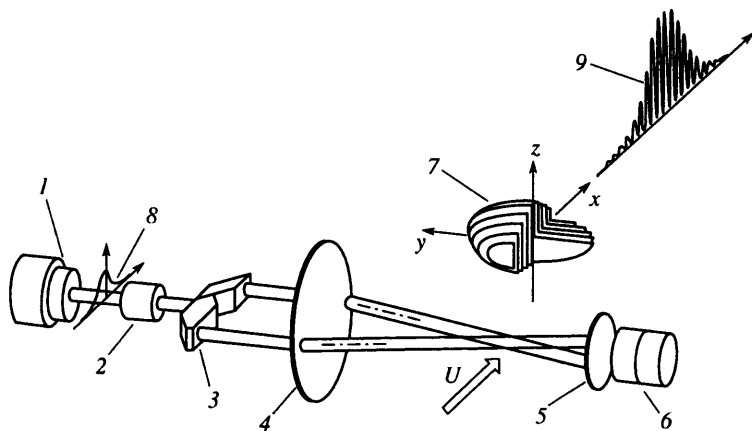
**2. Методика измерений и обработки данных.** *Измерительная система.* Для измерения мгновенных значений скоростей газа и частиц дисперсной фазы двухфазного потока использовался лазерный доплеровский анемометр, работающий на прямом рассеянии и состоящий из двух каналов (фиг. 1): один предназначался для измерений мгновенных скоростей микронных частиц-меток, моделирующих движение газа, другой – для измерений мгновенных скоростей частиц дисперсной фазы. Передающая часть лазерного доплеровского анемометра, включавшая в себя гелий-неоновые лазеры мощностью 26 и 10 мВт, формировала два различных измерительных объема, параметры которых выбирались, исходя из условий оптимального выделения доплеровского сигнала от конкретной группы частиц: в одном случае это 2-мкм частицы диоксида титана, в другом – 700-мкм стеклянные шарики.

Приемные системы каждого из каналов формировали изображение соответствующих измерительных объемов в плоскости фотоприемников. Настройка каждого канала лазерного доплеровского анемометра для регистрации только "своего" типа частиц была основана на амплитудной дискриминации доплеровских сигналов, осуществляемой посредством изменения геометрических параметров приемной оптики и варьирования чувствительности фотоэлектронного умножителя.

*Канал газовой фазы.* Размеры измерительного объема ( $2W_x = 2W_z = 87,9$  мкм), образованного в области пересечения лазерных лучей, в канале измерения скорости



Фиг. 1. Экспериментальный стенд: 1 – входное устройство, 2 – конфузор, 3 – переходное устройство, 4 – турбулизирующая решетка, 5 – рабочая часть, 6 – диффузор, 7 – генератор частиц-меток, 8 – устройство подачи и разгона частиц дисперсной фазы, 9 – приемная емкость канала возврата дисперсной фазы, 10 – лазер (10 мВт), 11 – лазер (26 мВт), 12 – передающая оптика, 13 – приемная оптика, 14, 15 – каунтер DANTEC 55LDA. А. Устройство подачи и разгона частиц дисперсной фазы: 1 – резервуар, 2 – дозирующие сетки, 3 – трубки, 4 – камера для нагнетания воздуха, 5 – камера для отсасывания воздуха



Фиг. 2. Канал лазерного доплеровского анемометра для измерений газовой фазы: 1 – гелий-неоновый лазер мощностью 26 мВт, 2 – линзовая система F1, F2 (F1 = 65 мм, F2 = 230 мм), 3 – расщепитель луча, 4 – линза F3 = 300 мм, 5 – приемная оптика, 6 – фотоэлектронный умножитель, 7 – измерительный объем, 8 – распределение интенсивности, 9 – сигнал лазерного доплеровского анемометра

газовой фазы (фиг. 2) определялись, исходя из условий аэродинамического эксперимента. Для получения эффективной глубины модуляции сигналов от частиц диоксида титана размером 0,8–2 мкм шаг интерференционного поля был выбран равным 5,43 мкм [32, 33].

В данном канале лазерного доплеровского анемометра выделение сигналов, получаемых от частиц размером 0,8–2 мкм, осуществлялось как по глубине модуляции, так и за счет амплитудной дискриминации (когда сигналы отбраковывались как сигналы перегрузки).

*Канал дисперсной фазы.* Измерительный объем канала дисперсной фазы ( $2W_x = 2W_z = 1651$  мкм) характеризовался шагом интерференционного поля 49,3 мкм и определялся критериями пространственного разрешения, обусловленными параметрами двухфазного потока. Условия приема и чувствительность канала выбирались на основе предварительных экспериментальных исследований с использованием цифрового осциллографа TDS 350 (200 МГц). Настройка обоих каналов осуществлялась по максимуму скорости счета доплеровских сигналов. Параметры оптических схем каналов газовой и дисперсной фаз лазерного доплеровского анемометра представлены в табл. 1.

В процессе эксперимента на поверхности 700-мкм стеклянных частиц осаждались частицы диоксида титана, приводя к изменению оптических свойств частиц дисперсной фазы. Это приводило к ухудшению качества доплеровских сигналов от стеклянных частиц в направлении приема. В результате этого устойчивая регистрация сигналов каналом дисперсной фазы лазерного доплеровского анемометра осуществлялась до тех пор, пока стеклянные частицы еще не покрывались частицами диоксида титана.

Данная ситуация немного улучшилась после уменьшения расстояния между интерференционными полосами до 24,83 мкм и соответственного увеличения количества полос в измерительном объеме до 66.

Для получения спектра плотности мощности пульсаций газа на определенном расстоянии от турбулизирующей решетки на оси потока выполнялось 15 серий измерений. Каждая серия измерений состояла из 2000 регистраций продольной составляющей мгновенной скорости газа. Таким образом, исходная генеральная выборка мгновенных скоростей состояла из 30000 значений со средним интервалом между

Параметр	Канал газовой фазы	Канал дисперсной фазы
<i>Передающая оптика</i>		
Длина волны лазера	0,6328 мкм	0,6328 мкм
Фокусное расстояние передающей линзы	300 мм	300 мм
Расстояние между лучами	35,0 мм	3,85 мм
Диаметр измерительного объема	87,9 мкм	1651 мкм
Расстояние между интерференционными полосами	5,43 мкм	49,30 (24,83) мкм
Количество полос	16	33(66)
<i>Приемная оптика</i>		
Угол отклонения от оси	3,0°	5,8°
Фокусное расстояние приемной линзы	58 мм	58 мм
Расстояние от измерительного объема до приемной оптики	250 мм	422 мм

регистрациями 150 мкс, или со средней частотой регистрации 6,6 кГц. Каждая серия мгновенных значений скорости подвергалась амплитудной и временной фильтрации. Амплитудная фильтрация выполнялась по правилу  $3\sigma$  [34], где  $\sigma$  – стандартное отклонение. Это позволяло удалять из последовательности данных шумовые значения лазерного доплеровского анемометра.

Фильтрация по правилу  $3\sigma$  заключалась в следующем. Вычислялось  $\sigma$  для данной серии по формуле

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - \langle u \rangle)^2}, \quad \langle u \rangle = N \left( \sum_{i=1}^N \frac{1}{u_i} \right)^{-1}$$

где  $\langle u \rangle$  – средняя скорость, а  $N = 2000$  – число регистраций. Затем в исходной последовательности данных отыскивалась мгновенная скорость, имеющая максимальное значение пульсационной составляющей, и проверялось, выходит ли это значение за пределы  $3\sigma$ , и если да, то соответствующая мгновенная скорость заменялась на среднее значение ближайших соседних регистраций. После этого снова вычислялось  $\sigma$  и вся процедура повторялась до тех пор, пока все значения последовательности не удовлетворяли условию  $|u_i - \langle u \rangle| \leq 3\sigma$ .

Временная фильтрация была необходима для удаления из последовательности исходных данных больших промежутков времени между двумя последовательными регистрациями, обусловленными неравномерной подачей частиц-меток в поток. Фильтрация заключалась в отыскании промежутков времени больших, чем 0,005 с, и сдвиге данных по временной оси на эту величину. Интервал времени, равный 0,005 с, выбирался, исходя из интегрального масштаба времени для данного потока (около 0,001 с). Отфильтрованные данные подвергались линейной временной дискретизации с постоянным шагом 50 мкс.

Оценка спектра плотности мощности пульсаций скорости выполнялась для сегментов данных длиной 2048 значений с перекрытием сегментов на 1024 значения методом периодограмм Уэлча с прямоугольным окном данных [35]. Таким образом, каждая серия измерений позволяла получать в среднем шесть оценок спектра плотности мощности пульсаций скорости. Длина сегмента в 2048 значений соответствует временному интервалу 0,1 с, что существенно больше временного масштаба потока, равного 0,02 с. Это позволяет считать сегменты данных статистически независимыми и среднее значение оценок спектра плотности мощности рассматривать как среднее из 90 независимых наблюдений истинного спектра.

**3. Параметры режимов.** Основная серия экспериментов проводилась при средней скорости воздушного потока 9,5 м/с. Неравномерность потока для осредненной скорости составляла не более 0,5%, а для пульсаций – не более 6% для двухфазного потока. Результаты эксперимента показали, что на конечном участке вырождения турбулентности однофазного потока уровень турбулентности составлял около 3,5%, что было существенно выше, чем в экспериментах, описанных, например, в [12]. Этот факт может быть объяснен высоким уровнем начальной турбулентности потока до решетки из-за присутствия устройства подачи и разгона частиц  $\delta$  внутри входного устройства / (фиг. 1).

Как отмечалось выше, частицы, прежде чем попасть в воздушный поток, предварительно разгонялись до определенной скорости, которая позволяла им двигаться в потоке с отрицательным скоростным скольжением, т.е. опережать воздушный поток. Без турбулизирующей решетки устройство для ввода и разгона частиц  $\delta$  (фиг. 1) позволяло получать достаточно большое отрицательное скольжение, примерно равное скорости витания частиц (приблизительно 5 м/с). Однако при наличии турбулизирующей решетки только 40% частиц имели среднее значение продольной компоненты скорости, превышающее среднюю скорость газа, а около 15% частиц имели скоростное скольжение, превышающее 3 м/с.

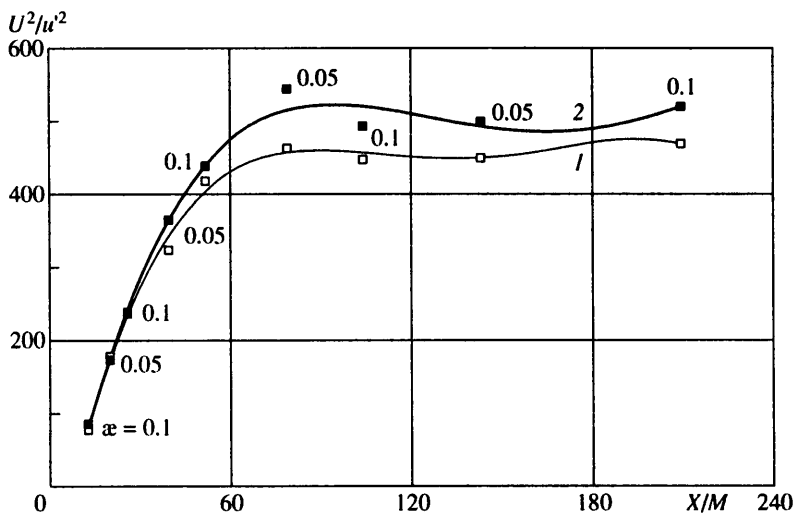
Такой большой разброс продольной составляющей скорости частиц имеет несколько причин: 1) в канале устройства подачи и разгона частицы двигаются "скачкообразно", т.е. интенсивно соударяются со стенкой, и поэтому при выходе из него имеют некоторую поперечную скорость; 2) определенная доля частиц ударяется о решетку и отскакивает в разных направлениях, теряя при этом продольную составляющую скорости.

Поток массы дисперсной фазы измерялся методом изокинетического отбора [1] при одновременном снятии показаний с 10 изокинетических трубок, установленных поперек потока. По измеренным значениям потока массы и скоростей частиц и газа определялись профили концентрации дисперсной фазы. Концентрация частиц в потоке не превышала значения 0,12 кг/кг и в основном была 0,05 кг/кг. Неравномерность концентрации по сечению потока не превышала 3,5%.

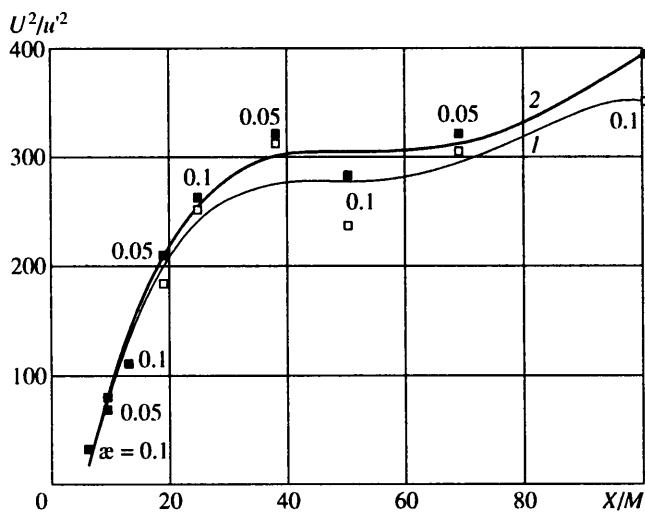
**4. Результаты.** Основные исследования выполнялись в сечениях потока на расстоянии от решетки  $X = 63, 95, 126, 251, 383, 503, 692, 1264$  мм, т.е. в калибрах ячеек решетки  $X/M$  эти значения соответствовали для решетки с  $M = 4,8$  мм: 13,1, 19,8, 26,3, 52,3, 79,8, 104,8, 144,2, 263,3, а для решетки с  $M = 10$  мм: 6,3, 9,5, 12,6, 25,1, 38,3, 50,3, 69,2, 126,4.

В этих сечениях были получены спектры плотности мощности пульсаций продольной составляющей скорости газа на оси потока без загрузки и с загрузкой потока частицами. На фиг. 3 и 4 представлены кривые изменения величины  $U^2/u'^2$  ( $u'$  – среднеквадратическое отклонение осевой скорости газа) вдоль по потоку за решетками с ячейками  $M = 4,8$  и 10 мм соответственно для однофазного (кривые 1) и двухфазного потоков (кривые 2). Начальные участки этих кривых удовлетворительно аппроксимируются следующей линейной зависимостью:  $U^2/u'^2 = a(X/M - b)$  при  $a = 8,19, b = 0,22$  для однофазного потока с решеткой с  $M = 4,8$  мм,  $a = 8,92, b = 1,24$  для двухфазного потока с решеткой с  $M = 4,8$  мм,  $a = 11,42, b = 3,09$  для однофазного потока с решеткой с  $M = 10$  мм,  $a = 12,55, b = 3,7$  для двухфазного потока с решеткой с  $M = 10$  мм.

Результаты показывают, что степень турбулентности за решеткой уменьшается только до определенного сечения  $X/M \sim 90$  для решетки с  $M = 4,8$  мм и  $X/M \sim 40$  для решетки с  $M = 10$  мм и далее вниз по потоку она остается практически на постоянном уровне. Этот уровень турбулентности соответствует уровню турбулентности потока в канале без турбулизирующей решетки и определяется начальным уровнем турбулентности. Из фиг. 3 и 4 также следует, что загрузка потока стеклянными



Фиг. 3. Изменение величины  $U^2/u^2$  за решеткой с  $M = 4,8$  мм. Кривая 1 – однофазный поток; кривая 2 – двухфазный поток

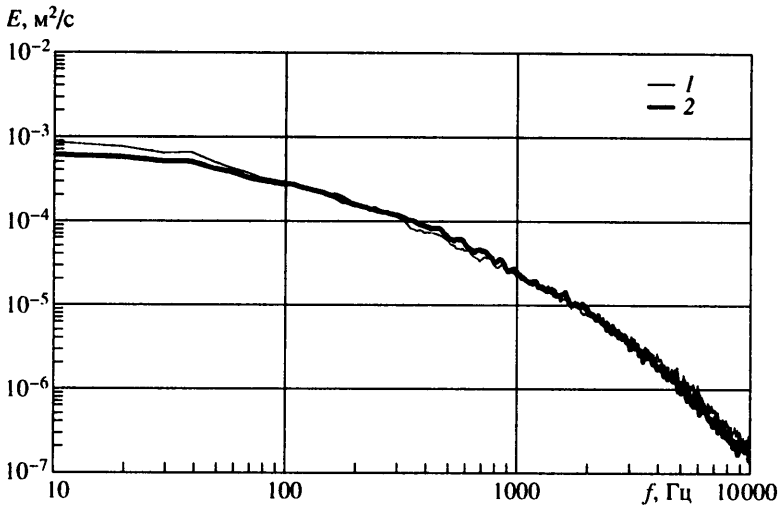


Фиг. 4. Изменение величины  $U^2/u^2$  за решеткой с  $M = 10$  мм. Кривая 1 – однофазный поток; кривая 2 – двухфазный поток

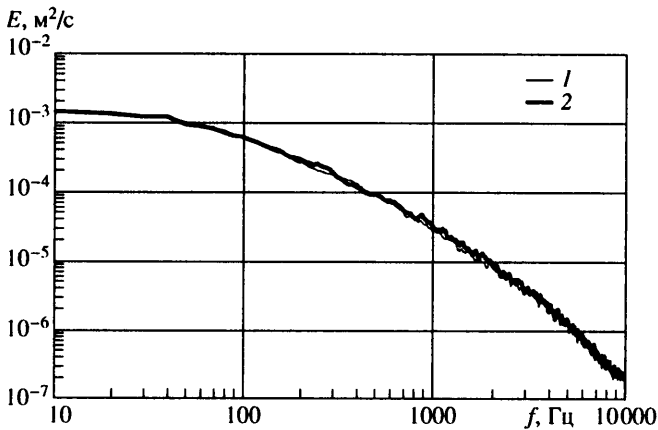
частицами размером 700 мкм, равная 0,05 кг/кг, приводит к уменьшению уровня турбулентности газовой фазы – подавлению турбулентности несущей среды. Этот эффект более ярко выражен для течений с решеткой  $M = 4,8$  мм, чем с решеткой  $M = 10$  мм (фиг. 3, 4).

Исходные спектры плотности мощности пульсаций продольной составляющей скорости газа были сглажены путем осреднения по соседним значениям. На фиг. 5 и 6 представлены сглаженные спектры мощности пульсаций продольной составляющей скорости потока  $E$  в однофазном и двухфазном потоках для двух типов решеток на расстоянии  $X = 251$  мм от решетки. Как видно из графиков, загрузка потока частицами в случае решетки с  $M = 10$  мм оказывает менее существенное влияние на спектр, чем в случае решетки с  $M = 4,8$  мм. Для решетки с  $M = 4,8$  мм практически во





Фиг. 5. Сглаженные спектры плотности мощности пульсаций однофазного (кривая 1) и двухфазного (кривая 2) потоков в сечении  $X = 251$  мм для решетки с  $M = 4,8$  мм

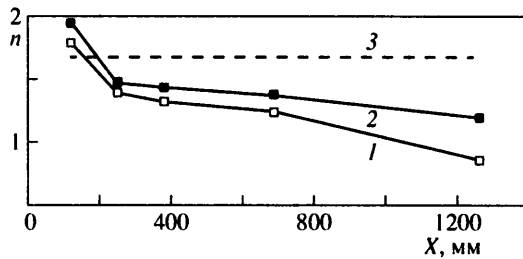


Фиг. 6. Сглаженные спектры плотности мощности пульсаций однофазного (кривая 1) и двухфазного (кривая 2) потоков в сечении  $X = 251$  мм для решетки с  $M = 10$  мм

всех сечениях наблюдается уменьшение энергии турбулентности в высокочастотной части спектра (от 1000 Гц и выше).

Для более детального анализа формы спектра в области частот энергосодержащих вихрей (400–2000 Гц) спектры были аппроксимированы степенной функцией  $y = Ax^{-n}$ , где  $A$  – константа. Значения показателя  $n$  в зависимости от расстояния до решетки представлены на фиг. 7 для решетки с  $M = 4,8$  мм, где штриховой кривой представлено значение  $n = 5/3$  (закон вырождения турбулентности Колмогорова для инерционной подобласти). Как следует из фиг. 7, для решетки с  $M = 4,8$  мм заметное снижение энергии турбулентных пульсаций несущей фазы происходит в области частот энергосодержащих вихрей.

Турбулентная структура однофазного потока за решетками определяется совокупностью параметров течения – средней скоростью потока  $U$ , числом Рейнольдса решет-



Фиг. 7. Зависимость показателя  $n$  в степенной функции спектра от расстояния до решетки с  $M = 4,8$ . Кривая 1 – однофазный поток; кривая 2 – двухфазный поток; прямая 3 –  $n = 5/3$

ки  $Re_M$ , размером ячейки решетки  $M$ , отношением размера ячейки к диаметру стержней решетки  $M/d$  [12]. В двухфазном потоке характер влияния частиц дисперсной фазы на турбулентную структуру несущей среды зависит не только от параметров турбулентности исходного однофазного потока, но и от параметров дисперсной фазы, таких, как размер частиц, плотность материала частиц и их расходная концентрация, число Рейнольдса частицы, числа Стокса частицы [28, 29]. Проведем оценку значений этих параметров для рассматриваемого случая, опираясь на результаты экспериментов.

Параметры дисперсной фазы представлены в табл. 2, где  $\delta$  – размер частиц,  $\rho_p$  – плотность материала частиц,  $v_t$  – скорость витания частиц,  $\kappa$  – расходная концентрация,  $\beta$  – объемная концентрация,  $U_S$  – средняя скорость дисперсной фазы,  $Re_p$  – число Рейнольдса частицы,  $\tau_p$  – время релаксации частицы,  $St_K$  – число Стокса, вычисленное по временному микромасштабу Колмогорова,  $St_E$  – число Стокса, вычисленное по интегральному временному макромасштабу,  $\lambda$  – межчастичное расстояние,  $\eta_K$  – микромасштаб турбулентности Колмогорова,  $L_E^{SL}$  – интегральный масштаб турбулентности.

Числа Стокса определялись через отношение времени релаксации частиц как ко времени жизни наименьших вихрей (микромасштабу турбулентности Колмогорова), так и к интегральному временному масштабу турбулентности. Кроме того, рассчитывалось безразмерное межчастичное расстояние  $\lambda/\delta = (\pi/6\beta)^{1/3} - 1$  [36].

Исходя из полученных оценок значений этих параметров, проведем анализ влияния частиц на турбулентность несущей фазы в двухфазном течении за решеткой. Согласно [11], используемые в экспериментах частицы можно считать мелкими, поскольку отношение размера частиц к интегральному макромасштабу турбулентности, по которому определялся характер влияния частиц на турбулентность, было меньше 0,1 (табл. 2). В этом случае, согласно [11], частицы должны подавлять турбулентность, что и наблюдалось в экспериментах. С другой стороны, как видно из табл. 2, данные частицы можно отнести к крупным, так как их размер превышает размер микромасштаба турбулентности Колмогорова.

На диаграмме [15], также характеризующей влияние частиц на турбулентность несущей среды, в числе определяющих параметров указывались межчастичное расстояние, отнесенное к диаметру частицы, и числа Стокса частицы. В настоящих условиях  $\lambda/\delta = 118$ , что характерно для переходной области, где можно ожидать влияние частиц на турбулентность газовой фазы, а значения чисел  $St_K$  и  $St_E$  указывали на область течения, где частицы должны были бы генерировать турбулентность, чего не наблюдалось в экспериментах (табл. 2).

Результаты данных исследований обнаружили увеличение темпа вырождения интенсивности турбулентности в двухфазном потоке, которое сопровождалось сниже-

Параметр	$M = 4,8 \text{ мм}$	$M = 10 \text{ мм}$
$\delta$ , мкм	700	700
$\rho_p$ , кг/м <sup>3</sup>	2500	2500
$v_t$ , м/с	5,761302	5,761302
$\kappa$ , кг/кг	0,09	0,09
$\beta$	$3,1 \cdot 10^{-5}$	$3,1 \cdot 10^{-5}$
$U - U_S$ , м/с	1,5	2
$Re_p$	70	93
$\tau_p$ , с	4,5	4,5
$St_K$	$5,48 \cdot 10^3$	$3,76 \cdot 10^3$
$St_E$	$2,47 \cdot 10^2$	$1,34 \cdot 10^2$
$\lambda$ , м	$8,26 \cdot 10^{-2}$	$8,26 \cdot 10^{-2}$
$\lambda/\delta$	118	118
$\delta/\eta_K$	6,31	5,22
$\delta/L_E^{SL}$	$6,22 \cdot 10^{-2}$	$3,58 \cdot 10^{-2}$

нием энергии турбулентности в области энергосодержащих вихрей. Этот результат согласуется с данными [13]. Для его объяснения анализировался коэффициент турбулентной вязкости несущей среды в двухфазном и однофазном потоках, который вычислялся как с использованием стандартной формулы, т.е. через турбулентную энергию и скорость ее диссипации с учетом полученных в экспериментах аппроксимационных формул вырождения величины  $U^2/u^2$ , так и с использованием формулы Гейзенберга [12], когда коэффициент турбулентной вязкости выражался через спектральную плотность энергии и волновые числа.

В первом случае при использовании стандартной формулы отношение коэффициентов турбулентной вязкости для двух- и однофазного потоков имело вид

$$\frac{v_{tS}}{v_{t0}} = \frac{3c_\mu MU}{3C_S c_\mu MU / C_0} = \frac{C_0}{C_S} < 1$$

где  $c_\mu$  – численная постоянная,  $C_0$  и  $C_S$  – постоянные, характеризующие угол наклона кривых вырождения величины  $U^2/u^2$  для одно- и двухфазного потоков соответственно (фиг. 3, 4). Коэффициент турбулентной вязкости определяется по формуле Гейзенберга [12] как

$$v_t = \int_k^\infty \sqrt{\frac{E(k,t)}{k^3}} dk$$

где  $k$  – волновое число,  $t$  – время,  $E$  – спектральная плотность турбулентной энергии. Отсюда следует, что  $v_t$  определяется высокочастотной частью спектра, где в экспериментах наблюдалось снижение плотности энергии для двухфазного потока. Таким образом, оба эти подхода указывают на уменьшение коэффициента турбулентной вязкости  $v_t$  в двухфазном турбулентном потоке по сравнению с однофазным.

**Заключение.** В слабозагруженных двухфазных потоках до концентрации 0,1 кг/кг стеклянные частицы размером 700 мкм увеличивают темп вырождения турбулентности потока за решеткой для сеточных чисел Рейнольдса  $Re_M = 3000$  и  $6300$ . Для потока с  $Re_M = 3000$  подавление турбулентности больше, чем для потока с  $Re_M = 6300$ . Уменьшение турбулентности в двухфазном потоке по сравнению с однофазным происходит за счет уменьшения энергии высокочастотных пульсаций (область энергосодержащих вихрей).

Работа выполнена при финансовой поддержке Volkswagen Foundation (project № 1/71 211) и Estonian Science Foundation (grant № 1471).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лаатс М.К., Фришман Ф.А. О допущениях, применяемых при расчете двухфазной струи // Изв. АН СССР МЖГ. 1970. № 2. С. 186–191.
2. Лаатс М.К., Фришман Ф.А. Разработка методики и исследование интенсивности турбулентности на оси двухфазной турбулентной струи // Изв. АН СССР МЖГ. 1973. № 2. С. 153–157.
3. Kulick J.D., Fessler J.R., Eaton J.K. Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow // J. Fluid Mech. 1994. V. 277. P. 109–134.
4. Tsuji Y., Morikawa Y., Shiomi H. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe // J. Fluid Mech. 1984. V. 139. P. 417–434.
5. Lee S.L., Durst F. On the motion of particles in turbulent duct flows // Intern. J. Multiphase Flow. 1982. V. 8. № 2. P. 125–146.
6. Liljegren L.M., Vlachos N.S. Laser velocimetry measurements in a horizontal gas-solid pipe flow // Experm. in Fluids. 1990. V. 9. № 4. P. 205–212.
7. Modarress D., Tan H., Elghobashi S. Two-component LDA measurements in a two-phase turbulent jet // AIAA Journal. 1984. V. 22. № 5. P. 624–630.
8. Tsuji Y., Morikawa Y. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a horizontal pipe // J. Fluid Mech. 1982. V. 120. P. 385–409.
9. Karema H., Karvinen R. Modulation of turbulence in dilute upward gas-particle flows // Engineering Turbulence Modelling and Experiments 2 / Ed. Rodi W., Martelli F. 1993. P. 969–978.
10. Levy Y., Lockwood F.C. Velocity measurements in a particle laden turbulent free jet // Combust. and Flame. 1981. V. 40. № 3. P. 333–339.
11. 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.
12. Hinze J.O. Turbulence. N.Y.: McGraw-Hill, 1975. 790 p.
13. Schreck S., Kleis S.J. Modification of grid-generated turbulence by solid particles // J. Fluid Mech. 1993. V. 249. P. 665–688.
14. Lance M., Bataille J. Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air-water flow // J. Fluid Mech. 1991. V. 222. P. 95–118.
15. Elghobashi. Particle-laden turbulent flows: direct simulation and closure models // Appl. Sci. Res. 1991. V. 48. № 3/4. P. 301–314.
16. Snyder W.H., Lumley J.L. Some measurements of particle velocity autocorrelation functions in a turbulent flow // J. Fluid Mech. 1971. V. 48. Pt 1. P. 41–71.
17. Абрамович Г.Н. О влиянии примеси твердых частиц или капель на структуру турбулентной газовой струи // Докл. АН СССР. 1970. Т. 190. № 5. С. 1052–1055.
18. Бувевич Ю.А., Гупало Ю.П. Искажение энергетического спектра вырождающейся изотропной турбулентности под влиянием взвешенных в жидкости частиц // ПМТФ. 1965. № 5. С. 135–137.
19. Деревич И.В. Спектр пульсаций скорости газа с частицами при однородной изотропной турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 1. С. 69–74.
20. Деревич И.В. Двухпараметрическая модель турбулентного потока с дисперсной примесью частиц // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 4. С. 40–56.
21. Шрайбер А.А., Гавин Л.Б., Наумов В.А., Яценко В.П. Турбулентные течения газозвеси. Киев: Наук. думка, 1987. 239 с.
22. Al Taweel A.M., Landau J. Turbulence modulation in two-phase jets // Intern. J. Multiphase Flow. 1977. V. 3. № 4. P. 341–351.
23. Boivin M., Simonin O., Squires K.D. Direct numerical simulation of turbulence modulation by particles in isotropic turbulence // J. Fluid Mech. 1998. V. 375. P. 235–263.
24. Elghobashi S., Abou-Arab T.W. A two-equation turbulence model for two-phase flows // Phys. Fluids. 1983. V. 26. № 4. P. 931–938.
25. Elghobashi S., Truesdell G.C. Direct simulation of particle dispersion in a decaying isotropic turbulence // J. Fluid Mech. 1992. V. 242. P. 655–700.

26. *Squires K.D., Eaton J.K.* Particle response and turbulence modification in isotropic turbulence // *Phys. Fluids*. A. 1990. V. 2. № 7. P. 1191–1203.
27. *Zaichik L.I., Nigmatulin B.I., Pershukov V.A.* Modelling of dynamics of aerosol in near-wall turbulent flows and particle deposition in pipes // *Proc. 2nd Intern. Conf. Multiphase Flow*. Kyoto. Amsterdam: Elsevier, 1995. P. 75–84.
28. *Kohnen G.* Über den Einfluß der Phasenwechselwirkungen bei turbulenten Zweiphasenströmungen und deren numerische Erfassung in der Euler-Lagrange Betrachtungsweise. Genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades Doktor-Ingenieur. Aachen: Shaker Verlag, 1997. 197 s.
29. *Yarin L.P., Hetsroni G.* Turbulence intensity in dilute two-phase flows-3. The particles-turbulence interaction in dilute two-phase flow // *Intern. J. Multiphase Flow*. 1994. V. 20. № 1. P. 27–44.
30. *Carlson C.R., Peskin R.L.* One-dimensional particle velocity probability densities measured in turbulent gas-particle duct flow // *Intern. J. Multiphase Flow*. 1975. V. 2. № 1. P. 67–78.
31. *Yuan Z., Michaelides E.E.* Turbulence modulation in particulate flows. A theoretical approach // *Intern. J. Multiphase Flow*. 1992. V. 18. № 5. P. 779–785.
32. *Головин В.А., Коняева Н.П., Ринкевичюс Б.С., Янина Г.М.* Исследование модели двухфазного потока с помощью оптического квантового генератора // *Теплофизика высоких температур*. 1971. Т. 9. № 3. С. 606–610.
33. *Розенштейн А.Э.* Измерение параметров потоков "газ – твердые частицы" оптическими методами // *Изв. АН ЭССР. Сер. Физ.-мат.* 1974. Т. 23. № 4. С. 384–390.
34. *Тюрин Ю.Н., Макаров А.А.* Статистический анализ данных на компьютере / Под ред. В.Э. Фигурнова. М.: ИНФРА-М, 1998. 528 с.
35. *Марп С.Л.* Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с.
36. *Kenning V.M., Crowe C.T.* On the effect of particles on carrier phase turbulence in gas-particle flows // *Intern. J. Multiphase Flow*. 1997. V. 23. № 2. P. 403–408.

Таллинн,  
Мерсебург (Германия)

Поступила в редакцию  
17.VIII.1999