

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПОТОКЕ СО СДВИГОМ

С. И. БЕКРИЦКАЯ

(Москва)

Проведены измерения характеристик турбулентности в плоском потоке с градиентом скорости. Развитие турбулентности наблюдалось в зависимости от параметра полной деформации $\Gamma = (x_1/u_1)(\partial U_1/\partial x_2)$ вплоть до значения $\Gamma = 18$. Рост энергии турбулентности, сопровождающийся ростом интегрального масштаба, объясняется воздействием среднего сдвига на мелкомасштабную турбулентность.

1. Развитие турбулентности в потоках с постоянным сдвигом и масштабом пульсаций, малым по сравнению с протяженностью сдвиговой зоны, в последние годы стало предметом многих исследований. Особенности подобных течений позволяют изучить взаимодействие начальной турбулентности со средней скоростью, уточнить физические представления о сдвиговой турбулентности. Сдвиговые турбулентные потоки создавались различными способами. В работе [1] сдвиговое течение в экспериментальной установке создавалось одноплоскостной решеткой из одинаковых параллельных стержней, размещенных на различном расстоянии один от другого в направлении сдвига. В [2] постоянный сдвиг формировался хонейкомбом с одинаковыми ячейками, длина которых поперек канала менялась по определенному закону.

Характеристики турбулентности задавались либо входным устройством, либо сетками различной геометрии, размещенными ниже по течению. В [3] сдвиговое турбулентное течение создавалось хонейкомбом с каналами постоянной длины и переменного гидравлического сопротивления. Авторы [4] генератором плоского сдвигового турбулентного течения избрали решетку [1] с последующим хонейкомбом с постоянными длиной и размером ячейками.

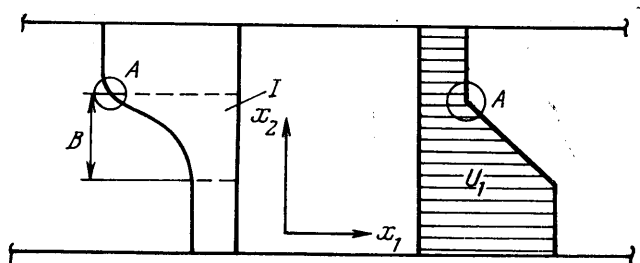
Авторы [5] использовали для создания сдвига хонейкомб с каналами переменной длины и постоянного диаметра, а в качестве генератора турбулентности — решетки из равноотстоящих стержней.

Измерения характеристик турбулентности в работах [1-5] показали, что за входными устройствами указанных типов образуются слабо меняющиеся по длине профили с постоянным сдвигом продольной средней скорости $\partial U_1/\partial x_2 = 5.5 \div 15.6 \text{ сек}^{-1}$. На начальном участке течения во всех работах пульсационные составляющие u_1, u_2, u_3 уменьшаются, затем процесс стабилизируется и энергия турбулентности $E = 0.5[\langle u_1^2 \rangle + \langle u_2^2 \rangle + \langle u_3^2 \rangle]$ остается постоянной по длине. В некоторых случаях наблюдался последующий рост интенсивности пульсаций $\epsilon_1 = \sqrt{\langle u_1^2 \rangle}/U_1$ до 25% минимального уровня [4, 5].

В настоящей работе сдвиг скорости и начальные характеристики турбулентности задаются хонейкомбом (I) из трубок одинакового диаметра и переменной в направлении сдвига длины l (см. фиг. 1).

Размеры трубок: диаметр 1 мм (размер ячейки M), толщина стенки трубки 0,05 мм. Трубки склеены в сотовом порядке. Геометрическая пористость торца $\phi = 0,815$. В средней части прямоугольного хонейкомба шириной $B=50$ мм длина трубок меняется от 50 до 150 мм по закону $lU = \text{const}$. Два крайних участка — из трубок постоянной (50 и 150 мм) длины.

Рабочий участок (см. фиг. 1) представляет собой канал из оргстекла с гладкими внутренними стенками длиной 870 мм и постоянным по длине сечением 230×95 мм; выход потока в атмосферу. Перед хонейкомбом имеется ряд успокоительных



Фиг. 1

устройство. Поток в камере перед хонейкомбом перед установкой хонейкомба в рабочий канал имеет постоянные по сечению среднюю скорость и интенсивность пульсаций ($\sim 1\%$). Воздух поступает из магистрали высокого давления. Расход контролируется расходомерной шайбой, температура потока регулируется электрическим теплообменником по показаниям термопары в камере. В стенках канала по длине имеются отверстия для отбора статического давления; измерения проводились наклонным спиртовым микроманометром.

Основные измерения осуществлялись с помощью аппаратуры для термоанемометрических исследований фирмы DISA. В него входил термоанемометр 55М с вспомогательными и измерительными блоками, линеаризатор и коррелятор. Для частотного анализа использовались приборы фирмы «Брюль и Кьер», запись образцов сигнала велась на магнитофон TR-61 Лутес. Для графической регистрации результатов измерений использовался двухкоординатный самописец WX-451. Технические характеристики этих приборов и рабочие методики подробно изложены в сопровождающей документации. В качестве датчиков при измерениях средних скоростей и продольных пульсаций использовались стандартные прямые датчики фирмы, для измерений поперечных пульсаций — X-датчики типа 55A32. Чувствительные элементы этих датчиков изготовлены из вольфрамовой платинированной проволоки диаметром 5 мк, длина нити $L=1,2$ мм, перегрев на рабочем режиме — 0,8.

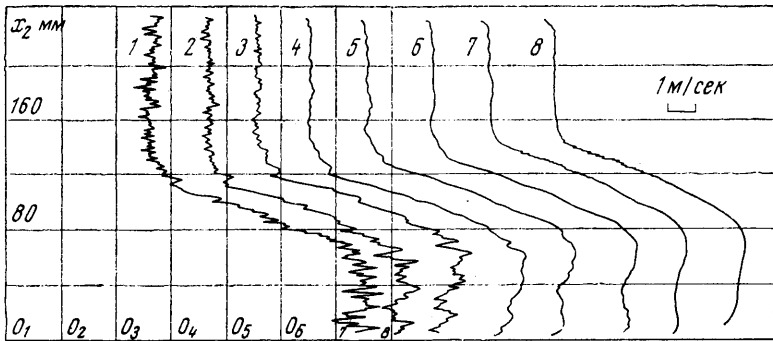
Тарировки датчиков по средней скорости осуществлялись в тарировочной трубе 55Д41/42. Перемещение датчиков в рабочей части осуществлялось координатным устройством, дистанционное управление которым велось с помощью блока привода.

2. На фиг. 2 приводится запись сигнала при измерениях профилей средней скорости в плоскости, равноудаленной от боковых стенок. Профили 1—8 относятся к сечениям $x_1=20, 40, 80, 160, 320, 500, 650, 800$ мм. Все профили сняты на одном режиме. Нарастание пограничного слоя на стенках канала приводит к ускорению потока. Перепад статического давления на участке $x_1=100 \div 700$ мм для режима, приведенного на фиг. 2 (все дальнейшие измерения относятся к этому режиму), составляет 20% скоростного напора со стороны меньшей скорости. Пограничные слои не достигают сдвиговой зоны.

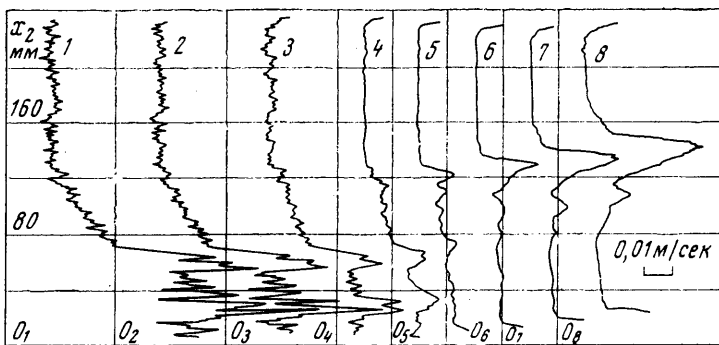
Профили средней скорости, снятые по координате x_2 в различных зонах — в сдвиге, на участках постоянной большей и меньшей скоростей, — свидетельствуют о том, что в этом направлении течение имеет неизменные скорости, за исключением пограничных областей у стенок. К концу канала ядро потока, свободное от влияния стенок, имеет поперечную протяженность не менее 70% размера канала.

Измерения средней скорости обнаружили зависимость профиля не только от длины трубок хонейкомба, но и от организации течения в каме-

ре перед хонейкомбом. При расчетном изменении длин трубок ($U_1 = \text{const}$) в области *A* (см. фиг. 1) на профиле средней скорости появлялся провал типа следа шириной ~ 10 мм. Результатом было быстрое развитие интенсивной турбулентности. Путем плавного перехода от трубок меньшей длины к участку трубок постоянной длины 150 мм этот провал был ликвидирован, однако в области *A* на профилях фиг. 2 заметно местное увеличение градиента по сравнению с остальной сдвиговой зоной. К концу рабочего участка градиент по ширине сдвигового слоя примерно одинаков и составляет 130 сек^{-1} . Погрешность измерения средней скорости 2%.



Фиг. 2



Фиг. 3

Методом прямоугольных импульсов была определена верхняя граница рабочего диапазона частот системы датчик — термоанемометр. Для скоростей $U_1 = 3 \div 15 \text{ м/сек}$ она составляет $8 \cdot 10^3 \div 10 \cdot 10^3 \text{ гц}$. Фирма DISA гарантирует в этом диапазоне суммарную погрешность прибора, эквивалентную уровню турбулентности 0.013%. Погрешность измерительного вольтметра 1%. Длина нити датчика L и ячейка хонейкомба M соизмеримы, поэтому измерения давали заниженную величину пульсаций. Поправка оценивалась путем дублирования измерений вторым датчиком с нитью толщиной в 2.5 мм длиной 0.6 мм. Показания двух датчиков экстраполировались на случай «точечного» датчика. Определенная при этом поправка уменьшалась с ростом масштаба пульсаций.

Методические измерения, проведенные на специальной установке, показали, что интенсивность пульсаций ϵ_1 за хонейкомбом рассматриваемой

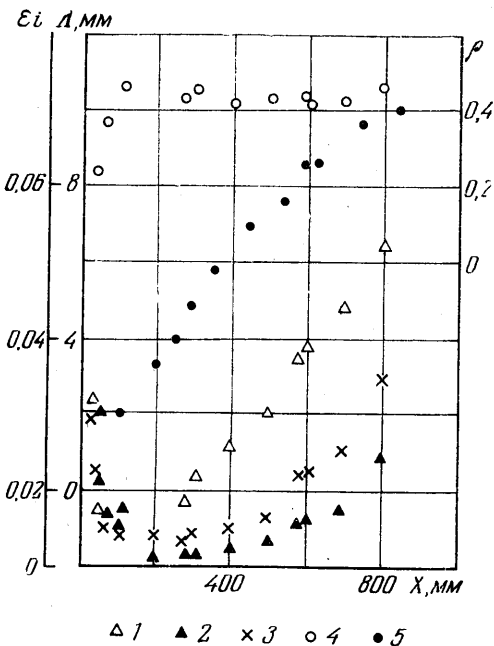
конструкции не зависит от длины трубок, меняющейся в пределах $50 \div 150$ мм, и является функцией скорости на выходе. При изменении скорости от 2 до 7 м/сек уровень пульсаций существенно растет, а при дальнейшем увеличении скорости (до 25 м/сек) меняется слабо.

На фиг. 3 приводятся профили абсолютной величины пульсаций, снятые в зоне А синхронно с профилями средних скоростей на фиг. 2 (кривые 1—8 соответствуют тем же сечениям x_1 , что и на фиг. 2). Начальный уровень пульсаций неодинаков по сечению, что объясняется различной скоростью. Мелкие неоднородности («пилообразный» характер профиля) вызваны особенностями формирования потока за хонейкомбом. Вниз по течению уровень пульсаций на участках постоянной скорости падает. Пульсации в градиентной зоне вначале вырождаются во всем слое. На участке с градиентом в области А на отрезке x_1 от 160 до 320 мм уровень пульсаций не меняется, а затем возрастает. К концу рабочего участка рост пульсаций наблюдается во всей зоне со сдвигом. На расстоянии $x_1=800$ мм максимальная интенсивность составляет 6%, что в 4 раза превышает минимальный уровень в этой зоне. Повышенная интенсивность пульсаций вблизи стенок канала отделена от зоны роста пульсаций участками пониженной интенсивности.

При измерении поперечных пульсаций была определена чувствительность X-датчика к погрешности $\Delta\varphi$ угла между плоскостью нити вместе с ножками и плоскостью x_1x_2 канала, а также к погрешности $\Delta\alpha$ установки оси датчика параллельно координате x_1 . Учет возможных источников погрешностей измерений дает величину ошибки 3%.

Измерения проводились в точках, характерных для различных участков профиля скорости в ряде сечений по длине в равноудаленной от стенок канала плоскости. В начальных сечениях $u_1 > u_2 > u_3$. Вниз по течению составляющие u_2 и u_3 вырождаются, оставаясь менее u_1 , причем на расстоянии $x_1=100 \div 200$ мм (быстрее в зоне интенсивного роста пульсаций) величина u_3 становится больше u_2 и ниже по течению на всей длине $u_1 > u_3 > u_2$. Поперечные пульсации в безградиентных зонах вырождаются. На фиг. 4 приведены результаты измерений интенсивности $\varepsilon_i = \sqrt{\langle u_i^2 \rangle} / U_1$ пульсаций: $\varepsilon_1 - 1$, $\varepsilon_2 - 2$, $\varepsilon_3 - 3$. Точки представляют собой результаты одиночных измерений, однако достоверность этих значений подтверждалась неоднократными измерениями на одном режиме. Очевидно, что поперечные пульсации аналогично продольной составляющей в градиентной зоне А возрастают. К концу канала они в 2.5 раза превышают свой минимальный уровень, существующий вплоть до $x_1=400$ мм. В конечных сечениях рост поперечных пульсаций наблюдается по всему слою со сдвигом.

Особенности модели коррелятора позволили измерить непосредственно коэффициенты корреляции $\rho = \langle u_1 u_2 \rangle / \sqrt{\langle u_1^2 \rangle \langle u_2^2 \rangle}$. На фиг. 4 приведены измерения $\rho - (4)$ — в области А. Величина коэффициента корреляции



Фиг. 4

непосредственно за хонейкомбом мала, на участке вырождения пульсаций корреляция растет, на участке роста пульсаций ρ выходит на постоянный уровень ~ 0.45 . Аналогично поведение коэффициента корреляции и в центре сдвиговой зоны; отличие в том, что выход на постоянный уровень сдвинут на большее расстояние x_1 . Оценка точности измерений дает величину погрешности 4%.

Продольная пульсационная составляющая служила для определения автокорреляционных функций. Корреляционный анализ осуществлялся с помощью временного сдвига. Сигнал термоанемометра с помощью фильтра нижних частот ограничивался частотой 10^4 *гц*. Графическое построение коэффициента корреляции в зависимости от времени задержки ($\rho(\tau)$) выполнялось синхронно самописцем WX-451. Результаты измерений, согласно гипотезе Тейлора, использовались для определения продольного инте-

грального масштаба турбулентности: $\Lambda_1 = NU_1 \int_0^T \rho(\tau) d\tau$ (N — масштабный

фактор, T — временной диапазон анализа). Плавный характер функций свидетельствует о непрерывном частотном спектре пульсаций. Площадь под графиками функций монотонно возрастает по мере удаления от торца хонейкомба. Проверялось постоянство величины Λ_1 в поперечном направлении — по x_2 : величины масштабов в плоскости x_1x_2 , равноудаленной от стенок, совпали с значениями в плоскостях x_1x_2 , удаленных от средней на 20 *мм*.

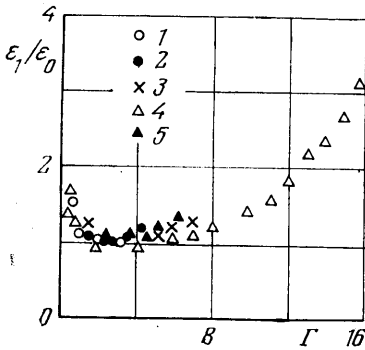
Результаты определения Λ_1 в области A приведены на фиг. 4 (5). Рост масштаба в сдвиговой зоне идет интенсивнее, чем в зонах постоянной скорости: в сечении $x_1 = 250$ *мм* величина Λ_1 в зоне A в 2 раза превышает соответствующую величину на плоских участках профиля. К сечению $x_1 = 550$ *мм* эта разница возрастает до 3 раз. Затем интенсивность роста масштаба в зоне A замедляется. К сечению $x_1 = 800$ *мм* $\Lambda_1 = 10$ *мм*, что составляет 20% ширины сдвигового слоя. Конечные размеры датчика приводят к завышению измеряемого масштаба по сравнению с его истинным значением. Дублирование измерений датчиком с нитью толщиной 2.5 *мк* и длиной 0.6 *мм* позволило оценить поправку: например, на расстоянии $x_1 = 150$ *мм* в зоне A поправка составляет 15%, а на расстоянии 200 *мм* уменьшается до 5%.

Одновременно с корреляционным анализом образцы сигнала записывались на магнитофон, и в дальнейшем с помощью третьооктавного анализатора проводился анализ спектра сигнала термоанемометра. Спектры пульсаций во всех зонах имеют в начальных сечениях характерный для развитого турбулентного течения вид. Верхняя частотная граница спектра в сечении $x_1 = 100$ *мм* лежит в области 5000 *гц*. Вниз по течению спектры меняются следующим образом. На безградиентных участках падает уровень пульсаций, а частотный диапазон спектра меняется незначительно. В сдвиговой зоне, особенно в зоне A , при удалении от входа уровень пульсаций возрастает, а спектр заметно смещается в сторону меньших частот: к концу рабочего участка верхняя частотная граница составляет 1500 *гц*.

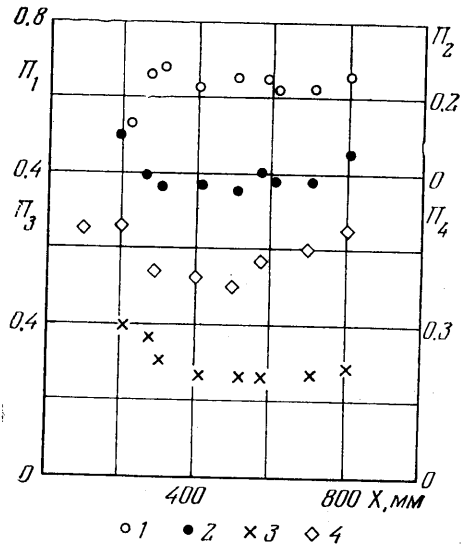
3. Полученные в экспериментах результаты свидетельствуют о том, что в рабочем канале создается турбулентный поток, начальный профиль которого мало меняется по длине канала. Число Рейнольдса, вычисленное по разности скоростей в слое со сдвигом и его ширине $Re_0 = \Delta U_1 B / \nu = 2.7 \cdot 10^5$, но расширение слоя на длине рабочей части, составляющей 18 калибров по его ширине, незначительно. О слабом влиянии поперечной диффузии на турбулентности свидетельствует существование на большой длине местных неоднородностей пульсационных величин. Пограничные слои на стен

ках канала не вносят искажений в область, в которой проводились основные измерения. Очевидно, что рост энергии турбулентности в сдвиговой зоне — результат взаимодействия начальной мелкомасштабной турбулентности со сдвигом средней скорости. Спектры пульсаций не содержат нарастающих возмущений выделенной частоты. Это показывает, что в данном случае развитие турбулентности не может быть результатом развития возмущения, масштаб которого равен или больше ширины сдвиговой зоны.

Одним из параметров, характеризующих развитие возмущений в рассматриваемом



Фиг. 5



Фиг. 6

случае, является безразмерная величина полной деформации $\Gamma = (x_1/U_1) \cdot (\partial U_1/\partial x_2)$. В настоящем эксперименте величины Γ неодинаковы вдоль градиента: наибольшие Γ соответствуют меньшей скорости, эта неравномерность возрастает в зоне А за счет местного увеличения градиента. Этим объясняется неравномерный по ширине слоя рост энергии турбулентности. Построение экспериментальных результатов в виде зависимости интенсивности пульсаций от параметра Γ (см. фиг. 5) дает возможность обобщить результаты для всего слоя со сдвигом (данные (4) относятся к зоне А, а (5) — к центру слоя со сдвигом). Пока величина Γ не превышает единицы, мелкомасштабная турбулентность вырождается. При дальнейшем росте Γ вырождение пульсаций замедляется, энергия некоторое время меняется слабо. Одновременно наблюдается рост ρ . Начиная с величины $\Gamma=4$ энергия пульсаций возрастает; это сопровождается ростом интегрального масштаба турбулентных пульсаций и смещением спектра в область низких частот. В конце рабочего канала Γ в зоне А достигает 18 (Γ^*), при этом интенсивность продольных пульсаций возрастает до 6%, а масштаб достигает 20% В. В средней части сдвиговой зоны параметр Γ в конце канала равен 5.7, пульсации возрастают в 1.5 раза.

На фиг. 5 интенсивность пульсаций представлена в виде отношения местной величины ε_1 к минимальной величине пульсаций в этой зоне ε_0 . Это дает возможность сравнить поведение турбулентности в различных экспериментах (точки 1—3 взяты из работ [3—5]). Параметры, характеризующие условия экспериментов [1, 3—5], приведены в таблице. В настоящих экспериментах Γ^* в 2÷8 раз превышает величины, достигнутые в указанных работах. Этим можно объяснить столь очевидный рост энергии турбулентности, возможность которого в своих экспериментах подвергают сомнению авторы [4] и который составляет 25% в [5]. В этих рабо-

Параметры	[1]	[2]	[4]	[5]	Настоящая работа
$U_1, \text{м/сек}$	16.4	12.4	5	16.4	7.5
$\partial U_1 / \partial x_2, \text{сек}^{-1}$	15	12.6	5.5	15.6	130
$(U_1 M / \nu) \cdot 10^{-3}$	11	24	2	11.4	0.5
$Re^* \cdot 10^{-3}$	0.23	0.47	0.08	1.77	0.12
Γ^*	2.7	3.3	5.4	7.2	18
Π_1	0.74	0.72	0.75	0.8	0.45
Π_2	0.35	0.34	0.32	0.31	0.26
Π_3	0.504	0.484	0.383	0.465	0.28
Π_4	0.636	0.575	0.505	0.605	0.505

тах, как и в [1-3], сдвиговое течение занимает все сечение канала; пограничные слои на стенках ограничивают длину, на которой можно проследить развитие начального течения, и в большей мере это относится к зонам с максимальным Γ , расположенным у стенки со стороны меньшей скорости U_1 .

Анализ результатов подтверждает высказанное в [6] предположение, согласно которому мелкомасштабный турбулентный поток с постоянным сдвигом на достаточном удалении от входного устройства приобретает структуру, для которой характерно постоянство следующих величин: параметра деформации турбулентности $\Pi_1 = \sqrt{E} / \Lambda_2 (\partial U_1 / \partial x_2)$ (характеризует местное воздействие сдвига на турбулентность на масштабе энергосодержащих вихрей; Λ_2 — поперечный масштаб), местного отношения турбулентного напряжения к энергии $\Pi_2 = \langle u_1 u_2 \rangle / E$, местной анизотропии пульсаций по осям координат: $\Pi_3 = \langle u_2^2 \rangle / E$ и $\Pi_4 = \langle u_3^2 \rangle / E$. Это состояние возможно лишь в развитом турбулентном течении, турбулентное число Рейнольдса $Re = \sqrt{E} \Lambda_2 / \nu$ в котором достаточно велико ($> 10^3$), чтобы можно было пренебречь воздействием молекулярной вязкости на структуру турбулентности. Максимальная величина Re^* и предельные значения указанных параметров Π_1^* , Π_2^* , Π_3^* , Π_4^* , достигнутые в экспериментах [1-5] и настоящей работе, приведены в таблице. Разброс предельных значений параметров может объясняться недостаточно большими числами Re^* в большинстве экспериментов. По результатам настоящей работы для области А на фиг. 6 построено изменение величин параметров Π_1 , Π_2 , Π_3 , Π_4 в зависимости от полной деформации Γ . Величина Λ_2 , входящая в Re и Π_1 , в настоящей работе не измерялась и в расчетах принималась равной $0.5 \Lambda_1$. Основанием этому служат измерения масштабов в [1, 3-5]. Вблизи от входного устройства соотношение между масштабами не выполняется, и величины указанных параметров в этой области (см. фиг. 6) не определены. Построенные зависимости указывают, что равновесное состояние сдвиговой турбулентности в настоящих опытах не было достигнуто.

Автор благодарит А. А. Павельева за постоянное содействие в настоящей работе.

Поступила 29 X 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Rose W. G. Results of an attempt to generate a homogeneous turbulent shear flow. J. Fluid Mech., 1966, vol. 25, pt 1.
2. Rose W. G. Interaction of grid turbulence with a uniform mean shear. J. Fluid Mech., 1970, vol. 44, pt 4.
3. Champagne F. H., Harris V. G., Corrsin S. Experiments on nearly homogeneous turbulent shear flow. J. Fluid Mech., 1970, vol. 41, pt 1.
4. Mulhearn P. J., Luxton R. E. The development of turbulence structure in a uniform shear flow. J. Fluid Mech., 1975, vol. 68, pt 3.
5. Richards H. K., Morton J. B. Experimental investigation of turbulent shear flow with quadratic mean-velocity profiles. J. Fluid Mech., 1976, vol. 73, pt 1.
6. Павельев А. А. Развитие решеточной турбулентности в потоке с постоянным градиентом скорости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 1.