

6. Терехова Н. М. Характеристики устойчивости сверхзвуковой струи в спутном потоке. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1986, вып. 1, № 4.
7. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. — М.: Наука, 1969.
8. Бетчов Р., Криминале В. Вопросы гидродинамической устойчивости. — М.: Мир, 1971.
9. MacCormack R. W. The effects of viscosity in hyper-velocity impact cratering. AIAA — paper, 1969, N 69—534.

Поступила 29/VII 1985 г.

УДК 537.517.14

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО БЕЗЫМПУЛЬСНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО СТРУЙНОГО ТЕЧЕНИЯ

Н. В. Алексеенко, В. А. Костомаха

(Новосибирск)

Приведена дополнительная экспериментальная информация о бесдвиговой турбулентности, изучаемой в опытах [1—5] (плоское течение) и [6—9] (осесимметричное). В [1, 2] для этой цели использовались две расположенные в одной плоскости сетки из тонкой ткани со специально оформленным зазором между ними, в [3] — решетка из расположенных с разным шагом в одной плоскости поперечно обтекаемых пластин, в [4] — состоящая из двух частей гидродинамическая решетка с разными диаметром стержней и шагом между ними, в [5] — специально подобранная комбинация из плоских пластин и сопел.

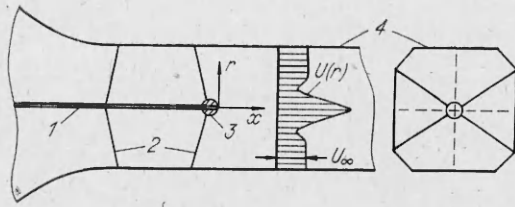
Осесимметричное в среднем бесдвиговое турбулентное течение имеет место на некотором удалении от обтекаемого потоком тела, сопротивление которого компенсируется гидродинамическим движителем. В [6] тело представляло собой диск, сопротивление которого уравновешивалось импульсом струи, выдуваемой вдоль оси симметрии течения, в [7] вместо диска использовалось кольцо, в [8, 9] — удобообтекаемое тело, сила сопротивления которого компенсировалась струей или винтом.

Анализируя эти данные, можно установить, что конкретный способ внесения возмущения сильно влияет на дальнейшую эволюцию турбулентного течения — факт, имеющий принципиальное значение при математическом моделировании турбулентности. В связи с этим большой интерес представляют экспериментальные результаты, полученные при иных, чем в [6—9], начальных условиях, в частности при генерации турбулентности телом, более удобообтекаемым, чем в [6, 7], но менее чем в [8, 9]. Одно из «классических» тел такой формы — сфера, которая и использовалась в настоящей работе.

Опыты выполнялись в низкотурбулентной аэродинамической трубе с закрытой рабочей частью длиной 4 м и характерным размером поперечного сечения $0,4 \times 0,4$ м с треугольными вставками в углах. В начале рабочей части на четырех вольфрамовых проволочках диаметром 0,1 мм закреплена сфера диаметром $D = 25$ мм, насаженная на трубку с наружным диаметром 8 и внутренним 6 мм. Схема установки приведена на рис. 1, где 1 — трубка, по которой из магистрали высокого давления через редуктор подавался воздух с контролируемым расходом, 2 — растяжки, 3 — сфера, 4 — рабочая часть аэродинамической трубы; показана используемая далее неподвижная цилиндрическая система координат, начало которой расположено на задней кромке сферы.

Изучались как функции пространственных координат осредненная скорость, статическое давление, все компоненты тензора рейнольдсовых напряжений и спектральная плотность флуктуаций продольной компоненты скорости. Для этого использовался комплекс термоанемометрической аппаратуры фирмы DISA с однопточным и двухточным датчиками, а также трубки полного и статического давлений. Измерения проводились по показанным на рис. 1 штриховыми линиями направлениям, где отсутствовало влияние растяжек. Измерениями охвачена область $5 \leq x/D \leq 100$, а по координате r/D — вся зона возмущенного движения.

Статистический анализ сигналов термоанемометра осуществлялся автоматизированной системой обработки данных HISTOMAT-S фирмы Intertechique. Чувствительный элемент датчика термоанемометра изготавливался из платинированной вольфрамовой проволочки диаметром 0,005 и длиной 1,25 мм (однопточный датчик) или 1,5 мм (двух-



Р и с. 1

ниточный), гидродинамические трубки — из медицинских игл наружным диаметром 1,1 мм.

Максимальная разность температуры между потоком в аэродинамической трубе и в струе при $x/D=0$ не превышала $0,7^\circ\text{C}$, что позволяло считать течение изотермическим, поскольку при последующем пере-

мешивании эта сама по себе небольшая разность быстро уменьшалась. Искажения информации при измерениях, связанные с ограниченной пространственно-временной разрешающей способностью аппаратуры и ее собственными шумами, характеризовались такими данными.

Амплитудно-частотная характеристика всего измерительно-анализирующего комплекса практически равномерна в диапазоне частот $0-20$ кГц, что с запасом удовлетворяет требованиям опытов. Но осреднение пространственных неоднородностей поля скорости воспринимающим элементом датчика приводило к ослаблению флуктуаций, соответствующих в выходном сигнале частотам 1,9 и 12,5 кГц, на 10 и 45%. В спектрах изучаемых сигналов основная энергия флуктуаций (не менее 93%) приходилась на частоты ниже 1,9 кГц, так что с учетом быстрого убывания спектра на высоких частотах связанная с рассматриваемым фактором погрешность оценки интенсивностей флуктуаций не превышала 2%. Однако при оценке скорости диссипации энергии турбулентности имелась необходимость учитывать частоты вплоть до 12,5 кГц и погрешность из-за осреднения неоднородностей датчиком достигала 24%. В связи с этим в результаты измерений вводились поправки по методу [10].

Уровень собственных шумов аппаратуры в сумме с фоновой турбулентностью аэродинамической трубы, пересчитанный на эквивалентную относительную дисперсию флуктуаций скорости $\langle u^2 \rangle / U_\infty^2$, не превышает $6,5 \cdot 10^{-6}$. Соответствующие поправки существенны только на границах зоны возмущенного движения, где они вводились в предположении статистической независимости полезного сигнала и помехи.

Случайные погрешности для отдельно взятых экспериментальных точек имели коэффициенты вариации, не превышающие 2% для осредненной скорости, 5% для интенсивности флуктуаций продольной компоненты скорости, 7% для интенсивностей двух других компонент и 15% для спектральной плотности. При сглаживании экспериментальных данных точность информации возрастала в 3-4 раза.

Фигурирующая далее величина ϵ — скорость диссипации энергии турбулентности в единице объема — оценивалась, как и во многих экспериментальных исследованиях, по изотропному соотношению $\epsilon \approx \epsilon_1 = 15\nu \langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle$, причем входящая в него дисперсия производной находилась по результатам измерений одномерной спектральной плотности $E(k)$:

$$\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle = \int_0^\infty k^2 E(k) dk.$$

Здесь ν — вязкость жидкости; u — флуктуации продольной компоненты скорости; k — волновое число, которое на основе гипотезы Тейлора выражалось через частоту флуктуаций f и локальную осредненную скорость U : $k = 2\pi f / U$.

Погрешность вследствие замены ϵ на ϵ_1 , приближенности соотношения между k и f и ограниченной пространственной разрешающей способности датчика, а также из-за других неучтенных факторов может быть оценена

ξ	α	U_*^0	σ_1^0	σ_2^0	σ_3^0	e^0	$\frac{\varepsilon^0 D}{U_\infty^3}$	τ^0	η^*
5	-0,022	0,174	0,133	—	—	—	—	—	0,54
7,5	-0,013	0,0837	0,09	—	—	—	—	—	0,64
10	-0,0086	0,0464	0,069	0,055	0,053	0,00534	$7,8 \cdot 10^{-4}$	0,00111	0,735
15	-0,0043	0,0144	0,0469	—	—	—	—	—	0,89
20	-0,0036	0,0022	0,0359	0,0329	0,0329	0,00172	$1,07 \cdot 10^{-4}$	0,000217	1,01
30	—	—	0,0233	—	—	—	—	—	1,255
50	—	—	0,0148	—	—	—	—	—	1,455
70	—	—	0,0105	0,00973	0,00978	0,00015	$2,89 \cdot 10^{-6}$	0,0000047	1,78
100	—	—	0,00768	0,00703	0,00748	0,0000822	—	0,0000026	2,0

по интегральному условию сохранения энергии в рассматриваемом течении

$$\frac{d}{d\xi} \int_0^\infty (U_*^2/2 + e) \eta d\eta = - \frac{D}{U_\infty^3} \int_0^\infty \varepsilon \eta d\eta,$$

где $\xi = x/D$; $\eta = r/D$; U_∞ — скорость набегающего потока; $U_* = U/U_\infty - 1$ — дефицит осредненной скорости; $e = (\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle + \langle w^2 \rangle)/2U_\infty^2$ — энергия турбулентности; v, w — флуктуации радиальной и тангенциальной компонент скорости; угловые скобки — символ осреднения по времени. После введения поправки на ограниченную пространственную разрешающую способность это соотношение выполнялось в опытах с погрешностью не более 5%.

Опыты проводились при $U_\infty = 15$ м/с. Путем подбора расхода воздуха в подводящей трубке сила сопротивления сферы компенсировалась импульсом струи так, что при достаточно больших ξ (практически при $\xi \geq 7$) с погрешностью не более 5% от силы сопротивления выполнялось условие безымпulsности

$$J = \int_0^\infty U_* (U_* + 1) \eta d\eta = 0.$$

Коэффициент сопротивления $c_x = 8F_x/\rho l D^2 U_\infty^2$ (F_x — сила сопротивления, ρ — плотность жидкости) для сферы с подводящей трубкой определялся при нулевом расходе струи по результатам измерений U_* при достаточно больших ξ , когда с хорошей точностью справедлива формула

$$F_x = -2\rho l D^2 U_\infty^2 \int_0^\infty U_* (U_* + 1) \eta d\eta.$$

Он оказался равным 0,55, что несколько больше его значения (0,4—0,46 по разным литературным источникам) для сферы без трубки при том же числе Рейнольдса ($Re = U_\infty D/\nu = 2,5 \cdot 10^4$).

Полученные экспериментальные данные представлены в таблице и на рис. 2—4, где помимо введенных ранее используются обозначения: $\sigma_1^2 = \langle u^2 \rangle / U_\infty^2$, $\sigma_2^2 = \langle v^2 \rangle / U_\infty^2$, $\sigma_3^2 = \langle w^2 \rangle / U_\infty^2$, $\tau = \langle uw \rangle / U_\infty^2$, индекс

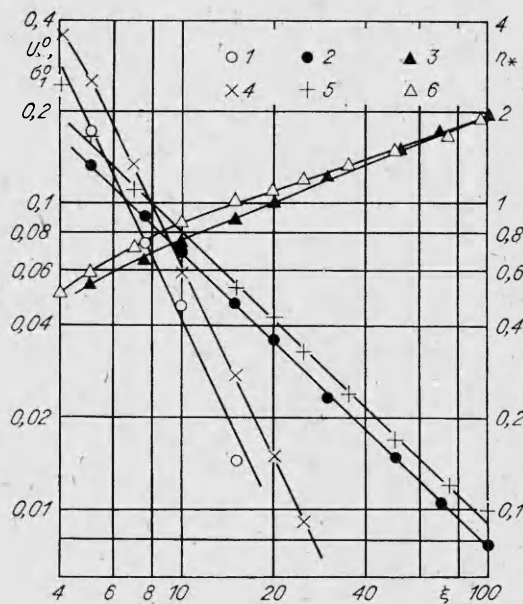
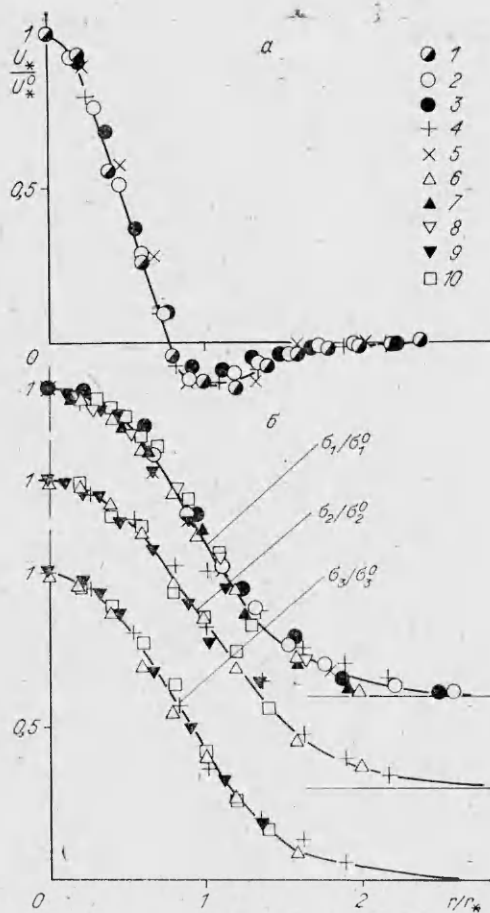
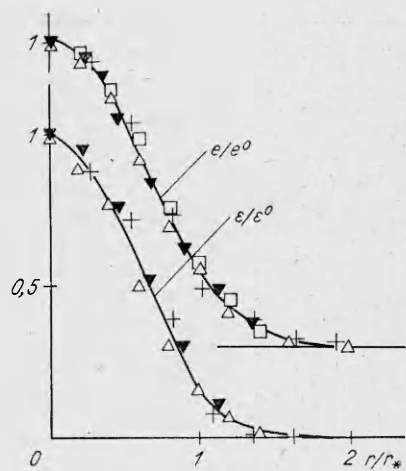


Рис. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

0 указывает, что величина берется при $r = 0$, $\alpha = 2(p^0 - p_\infty)/\rho U_\infty^2$, p_∞ , p^0 — статические давления в набегающем потоке и в зоне возмущенного движения, r_* — характерная полуширина зоны возмущенного движения, определяемая условием $\sigma_1(r_*) = \sigma_1^0/2$. Экспериментальные точки 1 на рис. 2 отвечают U_*^0 , 2 — σ_1^0 , 3 — $\eta_* = r_*/D$, 4 — 6 — те же величины из [6]. На рис. 3, 4 точки 1 — 10 — значения $\xi = 2,5; 5; 7,5; 10; 15; 20; 30; 50; 70; 100$.

По приведенным экспериментальным данным можно сделать

выводы, в качественном отношении согласующиеся с [6—9].

1. В рассматриваемом течении возмущения осредненной скорости вырождаются быстрее турбулентных флуктуаций, так что (см. рис. 2) $U_*^0 \sim x^{-2}$, тогда как $\sigma_1^0 \sim x^{-0,95}$. Коэффициенты пропорциональности в этих соотношениях зависят от формы и других особенностей источника возмущений. Быстро вырождаются также турбулентные касательные напряжения (по данным таблицы $\tau_0 \sim x^{-2,14}$), а нормальные турбулентные напряжения, характеризуемые величинами σ_1^2 , σ_2^2 , σ_3^2 , отличаются друг от друга значительно меньше, чем в струйных течениях с ненулевым избыточным импульсом.

Отмеченные факты позволяют в первом приближении считать, что на сравнительно небольшом удалении от источника возмущений устанавливается практически бесдвиговое турбулентное течение, близкое к изотропному.

2. При проверке на этом течении математических моделей турбулентности необходимо учесть, что утверждение об изотропии не является строгим. Сравнение данных на рис. 3, б показывает, что зависимости σ_1 , σ_2 и σ_3 от координаты η немного различны и не прослеживается тенденция к их сближению с дальнейшим ростом ξ . Эти различия не обусловлены погрешностью измерений. Аналогичный результат имел место в опытах [11], на основе которых написана работа [6].

3. Уже на небольших расстояниях от источника возмущений ($\xi > 5$) профили рассмотренных вероятностных характеристик можно считать автомодельными. Обычно при теоретическом анализе автомодельных свойств свободных турбулентных течений используются только две масштабные

функции от ξ : длина и скорость. Рассмотрение с этой точки зрения течения с нулевым избыточным импульсом показывает [12], что для него нужно использовать понятие автомодельности более общего вида: по крайней мере с одной масштабной функцией длины и различными амплитудными функциями для разных величин. На рис. 3, а и 4 это функции $\eta_* = r_*/D$, U_*^0 , e^0 , ε^0 . В [12] между ними получены следующие соотношения: $U_*^0/e^0 = \text{const}_1$, $\varepsilon^0 \eta_*/(e^0)^{3/2} = \text{const}_2$, $\eta_*/\sqrt{e^0} \sim (x - x_0)$, где $x_0 = \text{const}_3$. Экспериментальные данные несколько расходятся с этими предсказаниями:

$$U_*^0/e^0 \sim (x - x_0)^{0,1}, \quad \varepsilon^0 \eta_*/(e^0)^{3/2} \sim (x - x_0)^{0,38}, \quad \eta_*/\sqrt{e^0} \sim (x - x_0)^{1,35}.$$

Значение x_0 в опытах оказалось близким к нулю. Для лучшего согласования в теоретическом анализе следует, видимо, использовать не один, а два разных масштаба длины, как это предлагалось в [6].

Авторы благодарят научного руководителя работы В. И. Букреева.

ЛИТЕРАТУРА

1. Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом.— М.: ИЛ, 1959.
2. Mumford J. C. The structure of the large eddies in fully developed turbulent shear flows. Part 1. The plane jet.— J. Fluid Mech., 1982, v. 118.
3. Gilbert B. Diffusion mixing in grid turbulence without mean shear.— J. Fluid Mech., 1980, v. 100, pt 2.
4. Алексенко П. В., Букреев В. П., Костомаха В. А. Бессдвиговое взаимодействие двух изотропных турбулентных полей.— ПМТФ, 1985, № 1.
5. Уханова Л. Н., Франкфурт М. О. Экспериментальное исследование двумерных безимпульсных струйных течений.— ИФЖ, 1984, т. 47, № 6.
6. Naudascher E. Flow in the wake of self-propelled bodies and related sources of turbulence.— J. Fluid Mech., 1965, v. 22, pt 4.
7. Гиневский А. С., Почкина К. А., Уханова Л. Н. Закономерности распространения турбулентного струйного течения с нулевым избыточным импульсом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 6.
8. Schetz J. A., Jakubowski A. K. Experimental studies of the turbulent wake behind self-propelled slender bodies.— AIAA J., 1975, v. 13, N 12.
9. Schetz J. A., Daffan E. B., Jakubowski A. K. The turbulent wake behind slender propeller driven bodies at angle of attack. AIAA Pap., 1977, N 133.
10. Wyngaard J. C. Measurement of small-scale turbulence structure with hot-wires.— J. Sci. Instrum., 1968, v. 1, N 11.
11. Ridjanovic M. Wake with zero change of momentum flux.: Dissertation... for the degree of Doctor of Philosophy.— Iowa, USA, 1963.
12. Городцов В. А. Автомодельность и слабые замыкающие соотношения для симметричной свободной турбулентности.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 1.

Поступила 29/XII 1985 г.

УДК 532.529.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПУСКНОГО ПУЗЫРЬКОВОГО ТЕЧЕНИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТРУБЕ

Р. С. Горелик, О. Н. Кашинский, В. Е. Накоряков

(Новосибирск)

Структура двухфазного газожидкостного течения в значительной степени определяется не только режимными параметрами, но и геометрией течения, в частности ориентацией канала и направлением движения фаз. Большое влияние на характеристики течения оказывает вид распределения газовой фазы по сечению трубы, как показано, например, в [1, 2]. Форма профиля локального газосодержания зависит от большого количества факторов: размеров газовых включений, величины градиента скорости жидкости, интенсивности турбулентных пульсаций скорости и т. д. В восходящем газожидкостном потоке во многих режимах реализуется распределение локального газосодержания с резко выраженными максимумами вблизи стенки трубы; в этих режимах происходит значительное увеличение касательного напряжения на стенке [3]. В то же время в опускном течении всплывающие более легкие частицы при наличии градиента скорости вблизи стенки испытывают боковую силу, направленную от стенки к центру потока [4]. В связи с этим характеристики восходящего и опускного пузырькового течения существенно различаются.