ЛИТЕРАТУРА

1. **Авдуевский В. С. и др.** Проблемы космического производства.— М.: Машиностроение, 1980.
2. **Технологические** эксперименты в невесомости.— Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983.
3. **«Салют-6» — «Союз»**. Материаловедение и технология.— М.: Наука, 1985.
4. **Гришин С. Д. и др.** Исследование малых ускорений на борту орбитальной научной станции «Салют-6».— В кн.: Технологические эксперименты в невесомости.— Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983.
5. **Купцова В. С.** Численные методы исследования процессов тепло- и массопереноса. Учеб. пособие. Ч. 2.— М., 1976.

Поступила 30/XII 1985 г.

УДК 532.526

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КРУПНОМАСШТАБНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ

Н. А. Желтухин, Н. М. Терехова

(*Новосибирск*)

Существование в сверхзвуковых турбулентных струях крупномасштабных волн неустойчивости, осуществляющих процессы крупномасштабного перемешивания,— важный фактор, влияющий как на структуру потока, так и на процессы шумообразования в нем. Обнаружено, что в дозвуковых струях такие колебания могут приводить к образованию когерентных структур типа торов, простых и двойных спиралей, которые при дальнейшей своей эволюции приводят к генерации широкополосного шума и шумов, связанных с нелинейным развитием волн неустойчивости [1].

Для высокоскоростных струй подобных экспериментов из-за технической сложности их постановки крайне мало, поэтому многие аспекты взаимодействия потока и волн неустойчивости еще до конца не ясны [2, 3]. В этой ситуации нельзя недооценивать эффективность методов математического моделирования, которые могут способствовать пониманию определенных этапов такого взаимодействия. Для сверхзвуковых струй подобных работ еще не было.

Говоря о виде крупномасштабных волн, эволюционирующих в сверхзвуковом потоке, необходимо отметить, что наиболее важны из них возмущения, названные модой струйного столба, которые в своем развитии захватывают как слой смешения, так и потенциальное ядро. По сравнению с возникающей у корня струи модой сдвигового слоя они более энергонесущи, имеют широкий частотный спектр и более характерны для струи. Частотные и структурные формы таких волн достаточно хорошо изучены [4—6].

В работе исследуются процессы взаимодействия возмущений конечной интенсивности типа моды струйного столба с расчетной сверхзвуковой турбулентной осесимметричной холодной струей на ее начальном участке. Предполагается, что мелкомасштабная турбулентность находится в состоянии энергетического равновесия со средним течением и на его развитие влияния не оказывает. Рассматривается, какие изменения могут возникать в потоке под действием единичных волн разной спектральной формы (осесимметричных $n = 0$ и азимутальных или спиральных $n = 1$ и 2) и более сложных колебаний машущего типа (суперпозиция синхронизованных право- и левозакрученных спиралей $n = \pm 1$ и ± 2).

Вектор средней скорости такого потока $\mathbf{u} = |U_0, 0, W_0|$ имеет как радиальную U_0, так и продольную W_0 компоненту. Здесь и далее употребляются безразмерные величины, обезразмеривание проведено делением на $\bar{r}$ (начальный радиус) и $\bar{W}$, $\bar{\rho}$ (продольная скорость и плотность в ядре потока). В ядре струи ($r < r_1 = 1 - \delta/2$) $\mathbf{u} = |0, 0, 1|$, во внешнем поле ($r > r_2 = 1 + \delta/2$) $\mathbf{u} = |0, 0, 0|$, а в слое смешения толщиной δ ($r_1 \leqslant r \leqslant r_2$) продольная компонента аппроксимируется соотношением Шлихтинга [7]

$$W_0 = 1 - (1 - \eta^{1,5})^2, \quad \eta = (1 - r + \delta/2)/\delta, \quad 0 \leqslant \eta \leqslant 1.$$

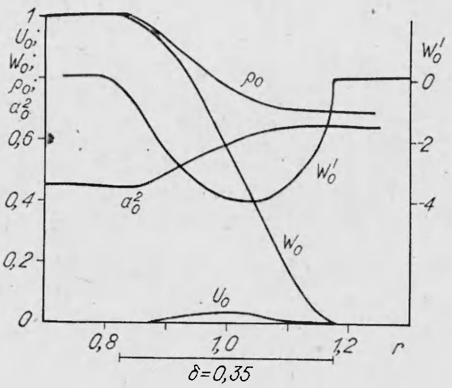


Рис. 1

Распределение W_0 — типичный невязко неустойчивый профиль с точкой перегиба в $r = 1 + 0{,}10315\delta$.

Для изобарической струи идеального сжимаемого газа можно воспользоваться известными газодинамическими формулами и выразить параметры потока через скорость W_0 и число Маха на оси M_0:

$$\rho_0 = \left[0{,}2\mathrm{M}_0^2\left(1 - W_0^2\right) + 1\right]^{-1}, \quad a_0^2 = \left[\rho_0\mathrm{M}_0^2\right]^{-1},$$

а из уравнения неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial r} r\rho_0 U_0 = -r\frac{\partial}{\partial z}\rho_0 W_0 \text{ при } U_0(r = r_1) = 0$$

найти радиальную компоненту U_0 в слое смешения. Закон связи δ и z ($\delta = bz$, $b = 0{,}135(1 + \rho_0(r_2))$) взят по соотношению, приведенному в [7]. На рис. 1 даны основные характеристики потока для $\mathrm{M}_0 = 1{,}5$ и $\delta = 0{,}35$. Спектральные характеристики и структурные формы волн неустойчивости

$$\{u_r', u_\varphi', u_z', \rho', p', s'\}(r, \varphi, z, t) = \varkappa\{iv, w, u, g, \Pi, s\}(r)\, e^{i\sigma_1},$$
$$\sigma_1 = \alpha z - \omega t + n\varphi,$$

где $\varkappa$ — амплитудный параметр, получены из линеаризованных уравнений, описывающих поведение малых возмущений в сжимаемой нетеплопроводной невязкой жидкости [8]. Как указано в [3], это приближение вплоть до интенсивностей волн $\sim 8\%$ хорошо описывает форму и характеристики колебаний. Остается добавить, что также не учитывалось влияние на волну радиальной скорости U_0 и зависимости $\varkappa(z)$. Основанием для такого упрощения послужили результаты [5], где методами разных масштабов показано, что влияние этих факторов при малых сверхзвуковых скоростях ($\mathrm{M}_0 \sim 1{,}5$) пренебрежимо мало.

Простая волна конечной интенсивности индуцирует в потоке напряжения Рейнольдса, однородные по азимутальному углу φ, причем для осесимметричных колебаний $u_\varphi' = 0$. Выпишем некоторые из них (осреднение по фазовому пространству σ_1):

$$\langle u_r'^2\rangle = \varkappa^2\langle v^2\rangle \exp(-2\alpha_i z)/2, \quad \langle u_\varphi'^2\rangle = \varkappa^2\langle w^2\rangle \exp(-2\alpha_i z)/2,$$
$$\langle u_r' u_z'\rangle = \varkappa^2\langle vu\rangle \exp(-2\alpha_i z)/2, \quad \langle \rho' u_z'\rangle = \varkappa^2\langle gu\rangle \exp(-2\alpha_i z)/2.$$

В угловых скобках записаны реальные части соответствующих комплексных амплитуд:

$$\langle vu\rangle = v_r u_i - v_i u_r, \quad \langle v^2\rangle = v_r^2 + v_i^2.$$

Как правило, в области линейного роста право- и левосторонние азимутальные волны синхронизированы по амплитуде и фазе [3], поэтому их суперпозиция дает волну следующего вида:

$$\{u_r', u_z', \rho', p', s'\} = 2\varkappa\{iv, u, g, \Pi, s\}\, e^{i\sigma_2}\cos n\varphi,$$
$$u_\varphi' = 2i\varkappa w e^{i\sigma_2}\sin n\varphi, \quad \sigma_2 = \alpha z - \omega t.$$

Создаваемые такими машущими колебаниями напряжения Рейнольдса будут периодичны по азимутальному углу с периодом $T = \pi/n$, например:

$$\langle u_r'^2\rangle = 2\varkappa^2\langle v^2\rangle \exp(-2\alpha_i z)\cos^2 n\varphi, \quad \langle u_\varphi'^2\rangle = 2\varkappa^2\langle w^2\rangle \exp(-2\alpha_i z)\sin^2 n\varphi,$$
$$\langle u_r' u_z'\rangle = 2\varkappa^2\langle vu\rangle \exp(-2\alpha_i z)\cos^2 n\varphi, \quad \langle u_r' u_\varphi'\rangle = \varkappa^2\langle vw\rangle \exp(-2\alpha_i z)\sin 2n\varphi.$$

δ	z	α_r	α_i	$\exp(-2\alpha_i z)$	α_r	α_i	$\exp(-2\alpha_i z)$	α_r	α_i	$\exp(-2\alpha_i z)$
		$n=0$			$n=1$			$n=2$		
0,20	0,8768				1,7834	—0,9080	4,9147			
0,25	1,0960				1,8739	—0,8742	6,7957			
0,30	1,3152	1,8397	—0,7088	6,4525	1,9697	—0,8199	8,6413	2,0862	—0,8595	9,5902
0,35	1,5342	1,9200	—0,6292	6,8963	2,0643	—0,7377	9,6200	2,2026	—0,7390	9,6600
0,40	1,7536	1,9844	—0,5193	6,1803	2,1444	—0,6225	8,8735	2,2949	—0,5750	7,5131
0,45	1,9728	2,0131	—0,3848	4,5645	2,1900	—0,4785	6,6070	2,3349	—0,3765	4,4169
0,50	2,1920				2,1852	—0,3278	4,2084			

Эволюция среднего потока изучается на основе численного интегрирования системы осредненных уравнений движения (системы Эйлера), уравнений неразрывности и сохранения энтропии. В виде законов сохранения эта система запишется как

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial K}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial L}{\partial \varphi} + \frac{\partial N}{\partial z} + \frac{Q}{r} = 0,$$

где $F = |\rho,\ \rho U,\ \rho V,\ \rho W,\ \rho S|$;

$$K = \left| \begin{array}{l} \rho U + \langle \rho' u_r' \rangle \\ \rho U^2 + P + \rho \langle u_r'^2 \rangle + 2U \langle \rho' u_r' \rangle \\ \rho U V + \rho \langle u_r' u_\varphi' \rangle + U \langle \rho' u_\varphi' \rangle + V \langle \rho' u_r' \rangle \\ \rho U W + \rho \langle u_r' u_z' \rangle + U \langle \rho' u_z' \rangle + W \langle \rho' u_r' \rangle \\ \rho U S + \rho \langle u_r' s' \rangle + U \langle \rho' s' \rangle + S \langle \rho' u_r' \rangle \end{array} \right|;$$

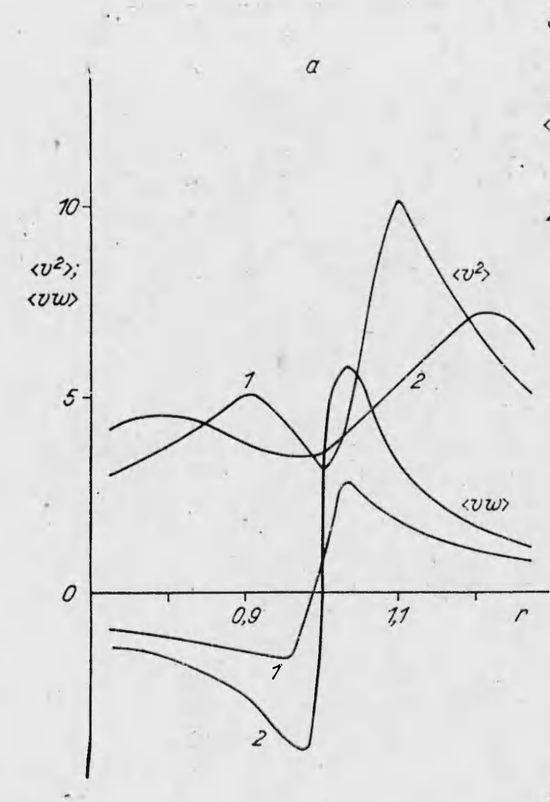
$$L = \left| \begin{array}{l} \rho V + \langle \rho' u_\varphi' \rangle \\ K[3] \\ \rho V^2 + P + \rho \langle u_\varphi'^2 \rangle + 2V \langle \rho' u_\varphi' \rangle \\ \rho V W + \rho \langle u_\varphi' u_z' \rangle + V \langle \rho' u_z' \rangle + W \langle \rho' u_\varphi' \rangle \\ \rho V S + \rho \langle u_\varphi' s' \rangle + V \langle \rho' s' \rangle + S \langle \rho' u_\varphi' \rangle \end{array} \right|;$$

$$N = \left| \begin{array}{l} \rho W + \langle \rho' u_z' \rangle \\ K[4] \\ L[4] \\ \rho W^2 + P + \rho \langle u_z'^2 \rangle + 2W \langle \rho' u_z' \rangle \\ \rho W S + \rho \langle u_z' s' \rangle + W \langle \rho' s' \rangle + S \langle \rho' u_z' \rangle \end{array} \right|;$$

$$Q = \left| \begin{array}{l} K[1] \\ K[2] - L[3] - F_1 \\ 2K[3] \\ K[4] - F_2 \\ K[5] \end{array} \right|;$$

F_1, F_2 — эквивалент вязких сил, осуществляющих растекание струи. Численное интегрирование осуществлено по схеме Мак-Кормака (явная разностная схема второго порядка [9]). В качестве начальных брались распределения U_0, W_0, ρ_0, а также $V_0 = 0$, $P_0 = 1$, $S_0 = -\ln(\rho_0)$.

Для расчета выбран вариант значений параметров потока и волн, удобный для численного интегрирования в пределах поставленной цели выяв-



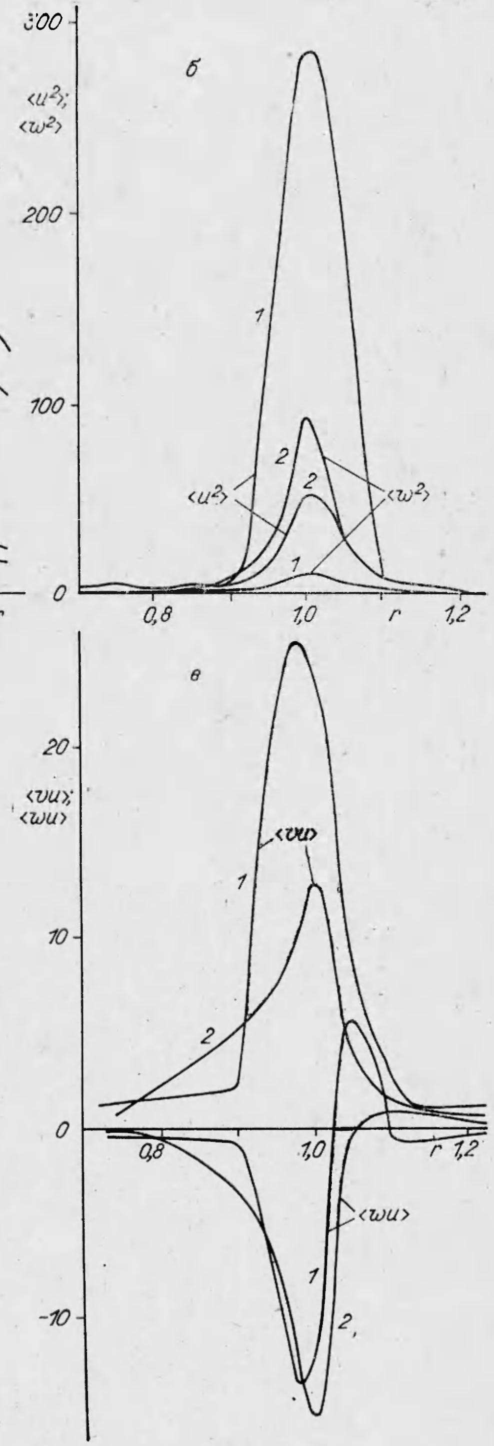


Рис. 2

ления качественных особенностей структуры расширяющегося потока. Это, во-первых, режим невысоких сверхзвуковых скоростей $M_0 = 1{,}5$, что позволило ограничиться линейным приближением при расчете волн, во-вторых, умеренные частоты $Sh = 0{,}4$ ($Sh = \omega\bar{r}/\pi\bar{W}$) из области наиболее неустойчивых для данного числа Маха, в-третьих, диапазон толщин слоя смешения $0{,}2 \leqslant \delta \leqslant 0{,}5$, в пределах которого волны растут, достигают насыщения и начинают затухать, и, наконец, значение $\varkappa = 0{,}005$ при данной нормировке волны ($\max |\Pi| = 1$) дает ее интенсивность $< 10\%$ от средней скорости W_0.

В таблице приведены значения параметров, используемых в расчете.

На рис. 2 показаны амплитудные функции некоторых компонент напряжений Рейнольдса для предельных значений $\delta = 0{,}2$ и $0{,}5$ (линии *1* и *2* соответственно) возмущений машущего типа $n = \pm 1$ (*а* — амплитуды $\langle v^2\rangle$ и $\langle vw\rangle$, *б* — $\langle w^2\rangle$ и $\langle u^2\rangle$, *в* — $\langle vu\rangle$ и $\langle wu\rangle$). Вниз по потоку из-за уменьшения градиентов средних скоростей в слое смешения, как правило, происходит сглаживание соответствующих амплитудных функций напряжений, за исключением величин, связанных с компонентой u'_φ.

Такой характер поведения дополнительных членов системы приводит к тому, что в ней трудно выделить главные члены, влияющие на процессы перераспределения при разных δ.

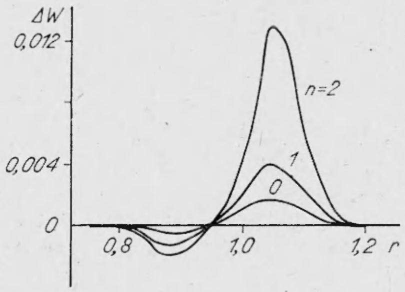


Рис. 3

Рассмотрим действие единичных волн. На рис. 3 в виде дефекта скорости $\Delta W = W - W_0$ показаны изменения, которые может претерпевать под действием волн продольная составляющая среднего профиля в одном из сечений ($z = \text{const}$) в момент времени $t = 0{,}2$. Видно, что на профиле возникает однородный для всех углов φ валок или гребень, который можно рассматривать как начальную форму зарождающейся вторичной структуры потока. Все изменения скорости имеют место в слое смешения, на рис. 3 дано сечение $\delta = 0{,}35$, в котором они максимальны. Динамика роста деформации находится в полном соответствии с данными таблицы — она увеличивается от начального сечения, достигает максимума при $\delta = 0{,}35$ и далее вниз по потоку начинает убывать согласно $\exp(-2\alpha_i z)$. При равенстве амплитудного параметра $\varkappa$ волны спиральных мод вызывают большую деформацию поля скорости W, которая увеличивается с ростом азимутального числа n.

Единичные осесимметричные колебания, у которых $u'_\varphi = 0$, не индуцируют тангенциальную составляющую V, для спиральных мод она появляется.

Сложнее деформируются скорости под действием машущих колебаний, здесь четко прослеживаются азимутальные зависимости, повторяемость их определяется величиной n; так, для $n = \pm 1$ период повторения есть $T = \pi/2$, а для $n = \pm 2$ $T = \pi/4$. Типичная картина изменения W в исследованной области δ приведена на рис. 4 (δ=0,2; 0,35; 0,5—*а* — *в*) для $n = \pm 1$; $\varphi = 0$, $\pi/4$, $\pi/2$ (линии *1*—*3*) в момент $t = 0{,}5$. Динамика деформации W вниз по потоку отражает продольную эволюцию волны и уменьшение средних градиентов, а тангенциальные изменения связаны с начальной периодичностью волн и напряжений Рейнольдса по φ. Такая волна создает в потоке валки и впадины, соответственно разгоняя и подтормаживая его в разных азимутальных положениях. Это схематично отражено здесь же. В некоторых азимутальных положениях возникает и азимутальное движение массы газа, для рассматриваемых параметров в

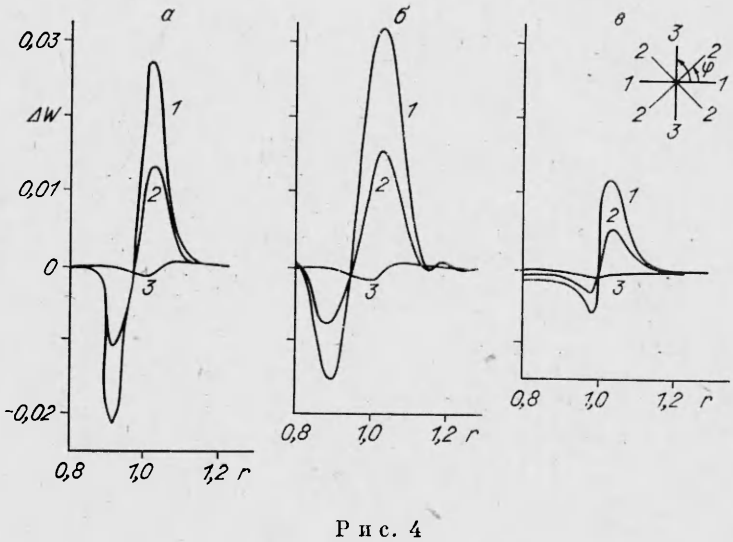


Рис. 4

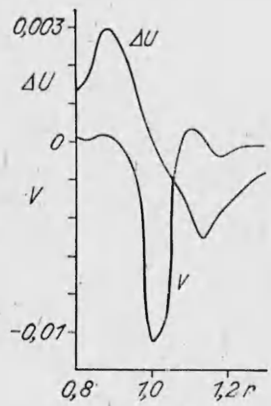


Рис. 5

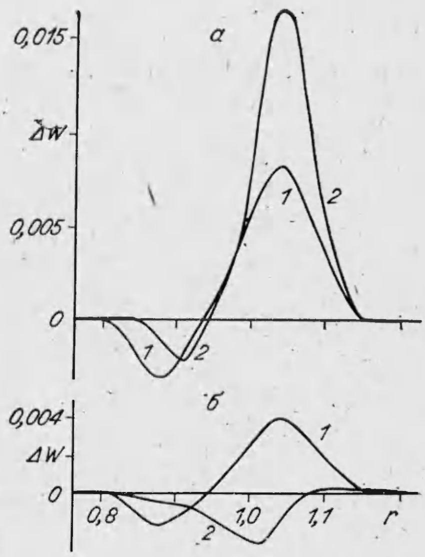


Рис. 6

положениях *1* и *3* оно отсутствует, полностью маскируемое радиальным растеканием, а в положениях *2* оно максимально. Это приводит к небольшому подкручиванию потока, максимальный угол отклонения вектора скоростей U и V достигает 10—13°. Представление о такой добавочной деформации полей U, V дает рис. 5, где показаны скорость V и дефект $\Delta U = U - U_0$ в положении $\delta = 0{,}35$, $\varphi = \pi/4$ для того же момента времени.

На рис. 6 приведены сравнительные деформации, производимые модами $n = \pm 1$ и $+2$ (линии *1*, *2*) в разных азимутальных положениях $\varphi = 0$ и $\pi/4$ (*а*, *б*) при том же δ и $t = 0{,}1$. Так же как и для единичных колебаний, максимальные изменения связаны с волнами более высоких азимутальных мод, хотя действие последних из-за их большой периодичности более локально. Подобные же изменения претерпевают и характеристики ρ и S. Таким образом, волны машущего типа могут вызывать в слое смешения сложное перераспределение массы, которое приводит к более сложной вторичной структуре потока в области действия волн конечной амплитуды.

Как правило, в спектре естественно возбужденной струи идентифицируют возмущения, состоящие из осесимметричных $n = 0$ и машущих $n = \pm 1$ колебаний [3], а их действие на поток, зависящее от амплитуд и количественного состава волн, будет слагаться из более простых действий, рассмотренных выше.

Проведенное численное моделирование показывает, что крупномасштабные колебания конечной интенсивности приведут к конечным деформациям характеристик потока. Подобные деформации могут быть обнаружены тщательными и целенаправленными экспериментальными замерами в разных азимутальных плоскостях. Несомненно, появление такой тонкой вторичной структуры в потоке должно сказываться и на производстве шума струей.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Hussain A. K.** Coherent structures — reality and myth.— Phys. Fluids, 1983, v. 26, N 10.
2. **Crighton D. G.** Acoustics as a branch of fluid mechanics.— J. Fluid Mech., 1981, v. 106. Рус. пер. Современная гидродинамика. Успехи и проблемы.— М.: Мир, 1984.
3. **Моррисон Г. Л., Маклафлин Д. К.** Неустойчивость сверхзвуковых струй при небольших числах Рейнольдса.— РТК, 1970, т. 18, № 7.
4. **Соболев А. В.** Неустойчивость высокоскоростных струй.— В кн.: Газодинамика и физическая кинетика. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1974.
5. **Morris P. J., Tam C. K. W.** Near and far fields noise from large-scale instability of axisymmetric jets. AIAA — paper, 1977, N 77—1351.

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. Алексенко, В. А. Костомаха

(*Новосибирск*)

Приведена дополнительная экспериментальная информация о бессдвиговой 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 бессдвиговое 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 закреплялась 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 однониточным и двухниточным 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 $5 \leqslant x/D \leqslant 100$, а по координате r/D — вся зона возмущенного движения.

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