

УДК 533.6.071

© 1990 г.

В. А. ЛЕБИГА

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

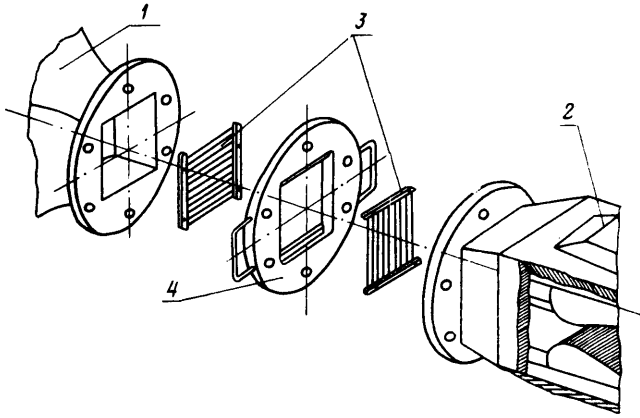
С помощью термоанемометра постоянного тока исследована структура возмущений, сносимых потоком в рабочую часть сверхзвуковой аэродинамической трубы. Для создания возмущений перед критическим сечением сопла устанавливались решетки из круглых стержней. Установлено, что возмущения в рабочей части состоят из некоррелирующих вихревой, энтропийной и акустической мод. Последняя генерируется пограничным слоем на стенках сопла и две первые – решетками. Сопоставляется спектральный состав мод возмущений. Из-за наличия генерируемой решетками турбулентности положение перехода от ламинарного течения к турбулентному в пограничном слое пластины изменялось в широких пределах.

Характеристики турбулентности за решетками при малых скоростях достаточно подробно исследованы и теоретически и экспериментально. Изучены структура пульсаций, законы затухания турбулентности, прохождение пульсаций через поджатие потока [1, 2]. Результаты используются при выборе методов управления уровнем пульсаций в каналах, технологических аппаратах, в рабочих частях дозвуковых аэродинамических труб и т. д. [3, 4]. При больших скоростях характеристики турбулентности по разным причинам исследованы в значительно меньшей мере.

1. Исследования выполнены при числе Маха  $M=2$  в аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО АН СССР, конструкция которой позволяет устанавливать дополнительные устройства с решетками между форкамерой 1 и коробкой сопел 2 (фиг. 1). Сечение рабочей части Т-325 имело площадь  $0,2 \times 0,2$  м<sup>2</sup>, а сечение в месте установки решеток  $0,24 \times 0,2$  м<sup>2</sup>. Для создания искусственных возмущений использовались решетки 3 (см. фиг. 1) из круглых стержней диаметром  $d=0,5; 1; 2; \dots; 6$  мм, устанавливаемых с шагом  $H=5d$  с помощью специальной обоймы 4, позволяющей размещать стержни вертикально или горизонтально. Использовалась также сетка  $d=0,3$  мм,  $H=5$  мм. Расстояние от решетки до критического сечения сопла составляло 0,32 м, а до места измерения 1,1 м. Длина профилированной части сверхзвукового сопла равнялась 0,6 м.

Для каждой из решеток производились измерения полей давления в рабочей части за прямым скачком  $p_0'$  с помощью трубки Пито и полного давления  $p_0$  с помощью специального насадка [5], аналогичного описанному в [6] и обеспечивающего коэффициент восстановления давления около 0,999. Перепад полного давления между форкамерой и рабочей частью измерялся жидкостным заполненным дибутилфталатом U-образным манометром с ценой деления 1 мм. Измерения показали, что потери полного давления между форкамерой и рабочей частью не превосходят 0,5%, а наличие решеток увеличивает потери на  $1,7 \pm 0,1\%$  (для решеток с  $H/d=5$ ). Эта величина потерь соответствует расчетной [7]. Неравномерность полей давления  $p_0'$  и  $p_0$  поперек рабочей части при наличии решеток составляла 0,3–0,4%.

Измерение пульсационных характеристик выполнялось с помощью термоанемометра ТПТ-2 [8] и аппаратуры для регистрации спектральных характеристик – анализатора 2010 и самописца 2307 фирмы «Брюль и Кьер». Использовались датчики с нитью из золоченого вольфрама диаметром 6 мкм длиной 1,2 мм. Частотный диапазон измерений составлял 0–200 кГц.



Фиг. 1

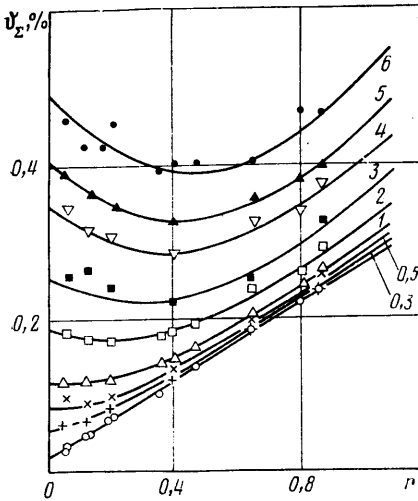
2. Большинство измерений было выполнено при числе Рейнольдса в рабочей части  $Re_1 = 30 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ . Было установлено, что в пределах точности измерений, оцениваемой в 6% от измеряемой величины, не было обнаружено неравномерности пульсаций по сечению рабочей части. Не зависела интенсивность пульсаций и от расположения стержней (вертикально или горизонтально) и поэтому в дальнейшем использовалось только вертикальное расположение. Исходный уровень пульсаций перед соплом в месте установки решеток не превышал 0,02%. Затухание возмущений на длине  $\sim 0,2$  м вдоль рабочей части было несущественным, что находится в соответствии с оценками [9], где показано, что распадом пульсаций всех типов (вихревых, энтропийных, акустических) можно пренебречь, если их масштаб не меньше  $\sim 0,01$  протяженности рассматриваемой области.

Для определения интенсивности пульсаций массового расхода  $\langle m \rangle$ , температуры торможения  $\langle T_0 \rangle$ , коэффициента корреляции между ними  $R$  и дальнейшего расчета вихревых  $\langle u \rangle$ , энтропийных  $\langle T \rangle$  и акустических  $\langle \rho \rangle$  возмущений результаты измерений при нескольких перегревах нити представлялись в виде диаграмм пульсаций Коважного [9]

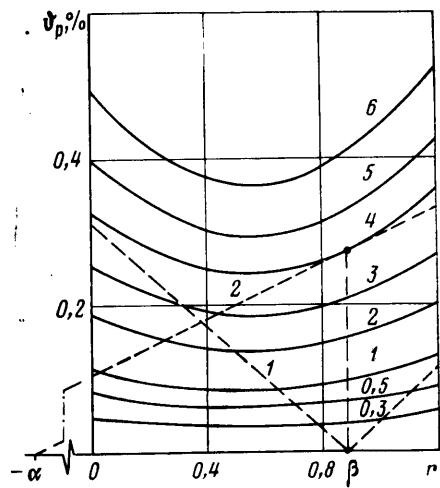
$$\vartheta^2 = r^2 \langle m \rangle^2 - 2Rr \langle m \rangle \langle T_0 \rangle + \langle T_0 \rangle^2 \quad (1)$$

Здесь  $\vartheta = \langle e \rangle G^{-1}$  — эквивалентные пульсации (приведенные к пульсациям температуры торможения),  $r = F/G$ ;  $F$ ,  $G$  — коэффициенты чувствительности датчика к массовому расходу и температуре торможения;  $e$  — электрическое напряжение, а угловые скобки обозначают относительную среднеквадратичную величину пульсаций. Используемый метод определения коэффициентов чувствительности  $F$ ,  $G$  описан в [10].

На фиг. 2 приведены диаграммы пульсаций  $\vartheta_z(r)$ , полученные при установке решеток перед соплом, а также при их отсутствии; нижняя прямая  $\vartheta_z(r) = \vartheta_a(r)$  соответствует акустическим возмущениям, излучаемым турбулентным пограничным слоем. Подробные характеристики акустических возмущений даны в [11]. Линии на фиг. 2 (соответствующие диаметры стержней указаны на графике) определены для каждой из решеток по методу наименьших квадратов с использованием уравнения гипербола (1). Значения  $\langle m \rangle_z$ ,  $\langle T_0 \rangle_z$  и  $R_z$ , полученные при этом, приведены в первых графах таблицы. В первой строке таблицы даны также значения параметров, определяющих акустическую моду,  $\langle m \rangle_a$ ,  $\langle T_0 \rangle_a$ . Пульсации массового расхода и температуры торможения антикоррелируют в этом случае, а вычисленная по полученным данным интенсивность акустических пульсаций  $\langle \rho \rangle = 0,36\%$ .



Фиг. 2



Фиг. 3

3. Известно, что в сверхзвуковом потоке могут присутствовать три моды возмущений — акустическая, вихревая и энтропийная. В общем случае провести их разделение, используя результаты термоанемометрических измерений невозможно, так как имеется шесть неизвестных (три соответствуют интенсивностям мод и еще три — коэффициентам корреляции между модами), в то время как из диаграммы пульсаций можно определить лишь три параметра [9]. Разделение возможно при отсутствии одной из мод либо если три моды не коррелируют между собой. В данном случае пренебречь одной из мод нельзя — имеются акустические возмущения, создаваемые пограничным слоем на стенках сопла и рабочей части; решетки порождают вихревые возмущения, которые, проходя через сопло, диссипируют, деформируются. Какие-либо обоснованные допущения о коэффициентах корреляции между модами априори не могут быть сделаны.

$d, \text{мм}$	$\langle m \rangle_{\Sigma}, \text{‰}$	$\langle T_0 \rangle_{\Sigma}, \text{‰}$	$R_{\Sigma}$	$\langle m \rangle_p, \text{‰}$	$\langle T_0 \rangle_p, \text{‰}$	$R_p$	$\langle u \rangle, \text{‰}$	$\langle T \rangle, \text{‰}$
—	0,25	0,02	-1,0	—	—	—	—	—
0,3	0,26	0,06	-0,31	0,062	0,05	0,66	0,054	0,030
0,5	0,27	0,09	0,02	0,100	0,08	0,67	0,087	0,048
1,0	0,29	0,12	0,14	0,140	0,12	0,66	0,120	0,070
2,0	0,34	0,19	0,36	0,23	0,19	0,66	0,20	0,11
3,0	0,39	0,25	0,45	0,30	0,25	0,69	0,26	0,14
4,0	0,49	0,34	0,54	0,42	0,34	0,67	0,36	0,20
5,0	0,55	0,40	0,57	0,49	0,40	0,68	0,43	0,23
6,0	0,65	0,49	0,60	0,59	0,49	0,65	0,52	0,29

Была предпринята попытка провести независимые измерения акустической моды. Для этого в рабочую часть была помещена пластина, заподлицо с поверхностью которой был расположен микрофон (1/8" фирмы Брюль и Кьер). Место установки микрофона выбиралось в пределах ламинарного пограничного слоя. Измерения показали, что при установке перед соплом любой из решеток интенсивность пульсаций давления в пределах точности измерений не изменяется и равна интенсивности пульсаций давления при отсутствии решеток. Это позволяет предположить, что интенсивность акустических возмущений, генерируемых решетками, незначительна и ею можно пренебречь.

4. Исследование спектрального состава пульсаций, регистрируемых микрофоном, показало, что для всех решеток спектры совпадают, за ис-

ключением частот, соответствующих числу Струхаля  $Sh=0,2$ . Число  $Sh$  определялось по диаметру стержней и скорости в месте установки решеток. При этих частотах отмечается наличие дискретных тонов, интенсивность которых, однако, достаточно низка, чтобы не влиять на интегральную интенсивность пульсаций. Отметим, что регистрация спектров сигналов термоанемометра также показала повышение сигнала при частотах, соответствующих  $Sh=0,2$ . Эти измерения свидетельствуют, что для анализа пульсаций при  $Sh=0,2$  необходимы дополнительные сведения. Но эти же измерения показали и то, что в остальном диапазоне частот можно сделать допущение об отсутствии корреляции между акустической модой, генерируемой пограничным слоем на стенках сопла и рабочей части, и возмущениями, создаваемыми решетками.

5. Выводы двух предыдущих разделов дают основание для определения искусственно генерируемых возмущений по формуле

$$\vartheta_p^2(r) = \vartheta_x^2(r) - \vartheta_a^2(r) = (\langle m \rangle_x^2 - \langle m \rangle_a^2) r^2 - 2r (R_x \langle m \rangle_x \langle T_0 \rangle_x + \langle m \rangle_a \langle T_0 \rangle_a) + (\langle T_0 \rangle_x^2 - \langle T_0 \rangle_a^2) = \langle m \rangle_p^2 r^2 - 2r R_p \langle m \rangle_p \langle T_0 \rangle_p + \langle T_0 \rangle_p^2 \quad (2)$$

и построения соответствующих им диаграмм (фиг. 3, обозначения те же, что и на фиг. 2).

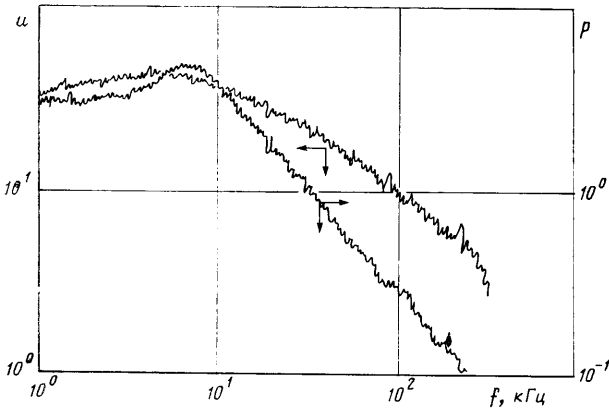
Вычисленные значения пульсаций массового расхода  $\langle m \rangle_p$ , пульсаций температуры торможения  $\langle T_0 \rangle_p$  и коэффициента корреляции  $R_p$  для турбулентности, создаваемой решетками, приведены в таблице. Из полученных данных видно, что соотношения между величинами пульсаций массового расхода и температуры торможения остаются приблизительно одинаковыми для всех решеток, а коэффициенты корреляции  $R_p$  практически постоянны и равны  $0,67 \pm 0,02$ . Это свидетельствует о том, что масштабные эффекты для рассматриваемых условий проявляются слабо.

Дальнейший анализ диаграмм  $\vartheta_p(r)$  и разделение мод в данном случае возможны, так как неизвестны три величины: интенсивности вихревой  $\langle u \rangle$  и энтропийной  $\langle T \rangle$  мод и коэффициент корреляции между ними. Результаты вычислений  $\langle u \rangle$  и  $\langle T \rangle$  приведены в последних графах таблицы, а коэффициент корреляции в пределах точности измерений оказался равным нулю. Графическая иллюстрация выполненного разделения для решетки с  $d=4$  мм показана на фиг. 3, где диаграммам вихревой  $\vartheta_v$  (штриховая линия 1) и энтропийной мод  $\vartheta_e$  (штриховая прямая 2) соответствуют уравнения [9]

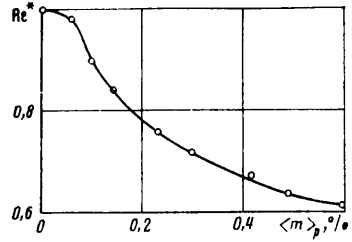
$$\begin{aligned} \vartheta_v(r) &= |\beta - r| \langle u \rangle, & \vartheta_e(r) &= (\alpha + r) \langle T \rangle \\ \alpha &= [1 + 1/2(\gamma - 1)M^2]^{-1}, & \beta &= \alpha(\gamma - 1)M^2, & \gamma &= 1,4 \end{aligned} \quad (3)$$

Отметим, что при максимальных использованных перегревах соответствующие им значения  $r \sim 0,86$  близки к значению  $\beta = 0,89$  для  $M=2$ . Таким образом, для приведенных данных при максимальных перегревах в сигнале термоанемометра не содержится вклада вихревой моды. В то же время при минимальных перегревах доля акустической и энтропийной мод достаточно мала.

На фиг. 4 приведены результаты измерений спектра акустических возмущений  $p(f)$  ( $f$  — частота) при отсутствии решеток и спектра вихревой моды  $u(f)$ , полученного при минимальном перегреве для решетки с  $d=4$  мм. Видно, что частотный диапазон акустических возмущений значительно меньше частотного диапазона вихревой моды. Непосредственная регистрация спектров энтропийных пульсаций не представлялась возможной из-за того, что ни при одном перегреве энтропийная мода не была преобладающей. Однако анализ спектров сигнала термоанемометра при максимальном перегреве, где вклады в сигнал акустической и энтропийной мод сопоставимы (для решеток с  $d \geq 4$  мм), позволяет сделать вывод, что распределение энтропийных пульсаций по частотам близко по виду к распределению вихревых возмущений.



Фиг. 4



Фиг. 5

6. Известны многочисленные данные о влиянии турбулентности набегающего потока на переход от ламинарного течения в пограничном слое к турбулентному при дозвуковых скоростях. Аналогичные данные при сверхзвуковых скоростях отсутствуют. При выполнении настоящей работы была получена возможность провести такие исследования. Измерение перехода в пограничном слое при наличии искусственно генерируемых возмущений выполнялось на плоской пластине с толщиной передней кромки 0,1 мм при  $M=2$  и  $Re_0=30 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ . Число Рейнольдса перехода  $Re$ , соответствующее концу области перехода, определялось по координате максимума в распределении давления, измеряемого с помощью насадка полного давления, который перемещался по поверхности пластины [12]. На фиг. 5 представлена зависимость относительного числа Рейнольдса перехода  $Re^*=Re/Re_0$  ( $Re_0$  определялось при отсутствии решеток) от интенсивности пульсаций массового расхода, генерируемых решетками. Увеличение интенсивности  $\langle m \rangle_p$  до 0,59% позволило уменьшить число  $Re$  в 1,6 раза. Возмущения с интенсивностью пульсаций массового расхода менее 0,1% слабо влияют на переход.

7. Выполненные исследования возмущений, создаваемых решетками и сносимых через сопло Лавала сверхзвуковым потоком, при наличии акустических возмущений, генерируемых пограничным слоем на стенках рабочей части аэродинамической трубы, показали, что акустические возмущения не коррелируют с создаваемыми решетками вихревыми и энтропийными возмущениями, которые в свою очередь также не коррелируют и между собой. При этом частотный диапазон акустических возмущений существенно меньше частотного диапазона вихревых пульсаций.

Возмущения, сносимые сверхзвуковым потоком, могут оказывать существенное влияние на переход к турбулентности в пограничном слое.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Хинце И. О. Турбулентность. М.: Физматгиз, 1963. 680 с.
2. Бэтчелор Д. Теория однородной турбулентности. М.: Изд-во иностр. лит., 1955. 198 с.
3. Дербунович Г. И., Земская А. С., Репик Е. У., Соседко Ю. П. Использование сеток для управления структурой турбулентного потока в аэродинамических трубах // Учен. зап. ЦАГИ. 1982. Т. 13. № 1. С. 11–20.
4. Дыбан Е. П., Эпик Э. Я. Тепломассообмен и гидродинамика турбулизированных потоков. Киев: Наук. думка, 1985. 295 с.
5. Белянин Б. В., Затолока В. В., Ольховиков Г. П. Экспериментальное исследование насадков для прямого измерения полного давления в сверхзвуковом потоке // II Всесоюз. конф. по методам аэрофизических исследований: Сб. докл. Новосибирск, 1979. С. 96–98.
6. Goodyer M. J. A new probe for the direct measurement of stagnation pressure in supersonic flow // Aeronaut. Res. Council. Rep. and Mem. 1975. № 3762. 29 p.

7. *Идельчик И. Е.* Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975. 559 с.
8. *Елфимов А. Г., Лебига В. А., Черных В. В.* Термоанемометр постоянного тока ТПТ-2 // Экспериментальные методы и аппаратура для исследования турбулентности. Новосибирск, 1976. С. 59–61.
9. *Kovasznaу L. S. G.* Turbulence in supersonic flow // J. Aeronaut. Sci. 1953. V. 20. № 10. P. 657–674.
10. *Лебига В. А.* Вопросы измерения характеристик турбулентности сжимаемых течений // Методы и техника аэрофизических исследований. Новосибирск, 1978. С. 44–56.
11. *Лебига В. А.* Характеристики пульсаций в рабочей части сверхзвуковой аэродинамической трубы // Неустойчивость до- и сверхзвуковых течений. Новосибирск, 1982. С. 123–130.
12. *Приданов В. Г., Черных В. В.* Влияние насадка полного давления на результаты измерения перехода в пограничном слое // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1974. № 13. Вып. 3. С. 22–25.

Новосибирск

Поступила в редакцию  
28.II.1989