

УДК 533.6.08

© 1991 г.

**В. А. ЛЕБИГА**

## **ТЕРМОАНЕМОМЕТР В СЖИМАЕМОМ ДОЗВУКОВОМ ПОТОКЕ**

Термоанемометрический метод измерения пульсаций в газовых потоках широко используется в течениях как при малых скоростях, когда сжимаемостью можно пренебречь, так и при сверх- и гиперзвуковых скоростях. В то же время при больших до- и трансзвуковых скоростях применение термоанемометра ограничено, так как, с одной стороны, имеется проблема определения закона теплообмена между датчиком и потоком при числах Маха  $M$ , близких к единице, когда чувствительность датчика к плотности  $\rho$  и скорости потока  $u$  различна и в законе теплообмена появляется зависимость от числа Маха [1]. С другой стороны, интерпретация результатов измерений при наличии вихревых, температурных, акустических возмущений также требует специального исследования. Однако, если не рассматривать скорости, очень близкие к звуковым, чувствительность датчиков к плотности и скорости практически одинакова, поэтому основное внимание можно уделить особенностям интерпретации результатов измерений и установлению границ применимости тех или иных подходов к анализу данных. Этим вопросам и посвящена настоящая работа.

1. Известно, что при малых скоростях потока, когда в нем присутствуют только пульсации скорости  $u'$ , пульсации напряжения на датчике термоанемометра  $e'$  однозначно определяются величиной  $u'$

$$e' = ku' \quad (1.1)$$

где коэффициент пропорциональности  $k$  и есть коэффициент чувствительности термоанемометра к скорости. При сверхзвуковых скоростях пульсации напряжения на датчике определяются как пульсациями массового расхода  $m' = (\rho u)'$ , так и пульсациями температуры торможения  $T_0'$

$$e' = fm' - gT_0' \quad (1.2)$$

$f$  и  $g$  — соответственно коэффициенты чувствительности к массовому расходу и температуре торможения. Выполнение измерений при нескольких температурах нагрева датчика и использование метода диаграмм пульсаций согласно [2] или [3] позволяют определять пульсации  $m'$  и  $T_0'$ , а во многих случаях и выделить вихревые, энтропийные и акустические моды пульсаций при сверхзвуковых скоростях потока.

Рассмотрим возникающие в связи с этим вопросы.

До каких скоростей возможно использование соотношения (1.1) и когда необходим переход к (1.2)?

Возможно ли применение диаграмм мод пульсаций при больших дозвуковых скоростях и каковы их особенности?

В общем виде уравнение диаграммы мод было получено в работе [2]

$$\vartheta^2 = r^2 \langle m \rangle^2 - 2rR \langle m \rangle \langle T_0 \rangle + \langle T_0 \rangle^2 \quad (1.3)$$

Здесь и далее угловыми скобками обозначены среднеквадратичные величины, нормированные на средние значения соответствующих параметров, а  $r = F/G$ ,  $\vartheta = \langle e \rangle / G$ , где  $F$  и  $G$  — безразмерные коэффициенты чувствительности датчика термоанемометра к пульсациям массового расхода и

температуры торможения, методика определения которых приведена в [4]. Физический смысл  $\Phi$  — это такая величина пульсаций температуры торможения, которая эквивалентна суммарному воздействию на датчик термоанемометра пульсаций как массового расхода, так и температуры торможения, имеющих в потоке. Уравнение (1.3) позволяет определить пульсации массового расхода  $\langle m \rangle$ , температуры торможения  $\langle T_0 \rangle$  и коэффициент корреляции между ними  $R$  по известным из тарировок  $F$  и  $G$  и измеренным величинам  $\langle e \rangle$ .

Согласно [2], в сверхзвуковом потоке могут присутствовать три моды независимых пульсаций — вихревая, энтропийная, акустическая, для которых были получены три соответствующих уравнения. При выводе уравнений для частных случаев вихревой и энтропийной мод предполагалось, что пульсации скорости и температуры сносятся со скоростью потока и что распадом пульсаций можно пренебречь. Поскольку в [2] не делалось каких-либо допущений, характерных для сверхзвуковых скоростей, эти уравнения справедливы и при дозвуковых скоростях. Необходимо только оценить порядок величин, входящих в эти уравнения, рассмотреть возможные упрощения, определив при этом целесообразные границы применения диаграмм при малых скоростях.

Частный случай акустической моды требует особого рассмотрения, так как уравнения диаграмм были получены в предположении сверхзвукового потока, в котором распространяются волны Маха, генерируемые покоящимися либо движущимися источниками возмущений [2, 5].

Рассмотрим каждую из мод и особенности применения диаграмм пульсаций при дозвуковых скоростях.

2. Уравнение вихревой моды, когда в потоке присутствуют только пульсации скорости, в общем случае имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi &= |\beta - r| \langle u \rangle, & \beta &= \alpha(\kappa - 1) M^2 \\ \alpha &= [1 + (\kappa - 1) M^2 / 2]^{-1}, & \kappa &= 1,4 \end{aligned} \quad (2.1)$$

В координатах  $(\Phi, r)$  диаграмма (2.1) состоит из двух отрезков прямых, пересекающихся на оси абсцисс в точке  $r = \beta$ . Для построения диаграммы по экспериментальным данным необходимо по крайней мере три пары значений  $\Phi$  и  $r$ , определенных при разных перегревах датчика. При малых скоростях потока величина  $\beta$  обычно существенно меньше значений  $r$ , используемых в экспериментах. Тогда

$$\Phi \approx r \langle u \rangle \quad \text{или} \quad \langle e \rangle \approx F \langle u \rangle \quad (2.2)$$

Так, при  $M < 0,3$  определение интенсивности пульсаций скорости по соотношению (2.2) при использовании максимально допустимых перегревов датчика дает погрешность менее 1%. При  $M > 0,5$  погрешность определения  $\langle u \rangle$  может превысить 10%, поэтому необходимо использование диаграммы пульсаций (2.1).

Наличие в потоке только температурных неоднородностей, сносимых потоком и воспринимаемых датчиком как пульсации температуры, соответствует энтропийной моде, которая описывается уравнением

$$\Phi = (r + \alpha) \langle T \rangle$$

Величина  $\alpha$  при дозвуковых скоростях сопоставима с величиной  $r$  ( $\alpha > 5/6$ ), поэтому наличие температурных пульсаций во всех случаях требует использования данного уравнения без каких-либо упрощений. Если в потоке присутствуют одновременно вихревая и энтропийная моды, для измерения пульсаций температуры используют термоанемометры при малых перегревах (режим термометра сопротивления). Это возможно только при низкочастотных температурных пульсациях, что может иметь место при малых скоростях потока.

Акустическая мода в рабочей части сверхзвуковой аэродинамической трубы представляет собой волны Маха, порождаемые источниками, которые расположены на стенках рабочей части, либо движутся в пограничном слое на стенках со сверхзвуковой относительно основного потока скоростью [2, 5]. Наклон этих волн Маха удовлетворяет соотношению

$-1 \leq \cos \chi \leq -M^{-1}$  ( $M > 1$ ). Через  $\chi$  обозначен угол между нормалью к фронту волны и вектором скорости. При этом для покоящегося относительно датчика источника волны Маха  $\cos \chi = -M^{-1}$  и для пульсаций интенсивности  $\langle \rho \rangle$  диаграмма представляет собой прямую, проходящую через начало координат [2]:  $\vartheta = \langle \rho \rangle (1 - M^{-2}) r$ . При дозвуковых скоростях потока возможна любая ориентация акустических волн относительно вектора скорости  $-1 \leq \cos \chi \leq 1$ , поэтому должны использоваться самые общие соотношения. Для некоторого акустического возмущения  $\delta\rho$ , распространяющегося под углом  $\chi$  к потоку, уравнение диаграммы мод, приведенное в [5], можно записать

$$\delta\vartheta = \delta\rho [\alpha(\kappa - 1)(1 + M \cos \chi) - r(1 + M^{-1} \cos \chi)] \quad (2.3)$$

Если же в то место, где расположен датчик, приходят акустические возмущения разной интенсивности под разными углами, уравнение диаграммы акустической моды может быть получено интегрированием уравнения (2.3). Таким образом, в общем случае нет определенного вида диаграммы акустических пульсаций при дозвуковых скоростях.

Рассмотрим некоторые особые случаи, когда имеется возможность использовать дополнительные сведения о характере акустических возмущений, распределении их источников.

3. При больших дозвуковых скоростях потока в перфорированных рабочих частях аэродинамических труб могут возникать упорядоченные акустические колебательные процессы. С помощью скоростной кино съемки либо с помощью импульсной подсветки можно визуализировать эти нестационарные волны, напоминающие сетку волн Маха. Наклон волн при этом вполне определенный, он зависит от числа Маха, шага перфорации и других факторов [6, 7]. Положив  $\chi = \chi_0 = \text{const}$ , уравнение (2.3) для этого случая можно записать

$$\vartheta = \langle \rho \rangle [\alpha(\kappa - 1)(1 + M \cos \chi_0) - r(1 + M^{-1} \cos \chi_0)] \quad (3.1)$$

Как следует из (3.1), диаграмма пульсаций в этом случае имеет V-образный вид, обращаясь в ноль при

$$r_0 = \beta \frac{M^{-1} + \cos \chi_0}{M + \cos \chi_0} \quad (3.2)$$

Это свидетельствует о том, что существуют такие сочетания углов распространения акустических возмущений и перегревов датчика, когда термоанемометр нечувствителен к акустическим волнам. График зависимости  $r_0(M, \chi_0)$  приведен на фиг. 1 (кривые 1-6 относятся к значениям  $\chi_0 = 0, 88, 90, 100, 140, 180^\circ$  соответственно).

Видно, что для каждого числа  $M$  существует область значений  $r_0$ , нереализуемых ни при каких углах  $\chi_0$ , ограниченная кривыми

$$|r_0| = \frac{(\kappa - 1)M}{1 + (\kappa - 1)M^2/2}$$

На фиг. 1 это кривые 1 и 6. Представляют интерес частные случаи ориентации плоских акустических волн.

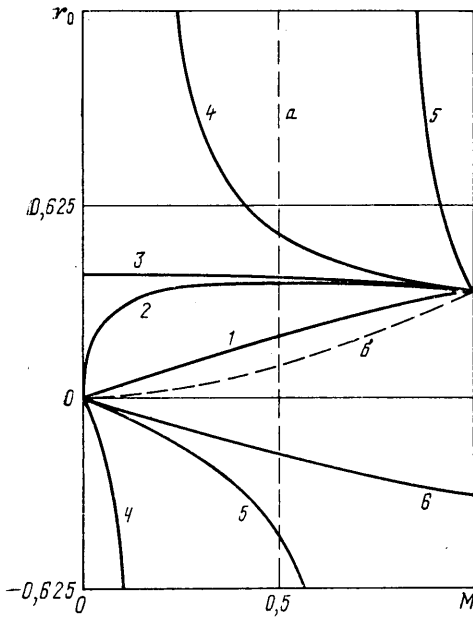
1. Плоские волны распространяются вниз по потоку  $\cos \chi_0 = 1$ . Такая ситуация возможна, например, при проникновении звука из форкамеры в рабочую часть аэродинамической трубы. Из (3.2) следует  $r_0 = \alpha(\kappa - 1)M$ . Этому случаю соответствует кривая 1 на фиг. 1.

2. Волны распространяются вверх по потоку,  $\cos \chi_0 = -1$ . Соответственно  $r_0 = -\alpha(\kappa - 1)M$  (кривая 6, на фиг. 1).

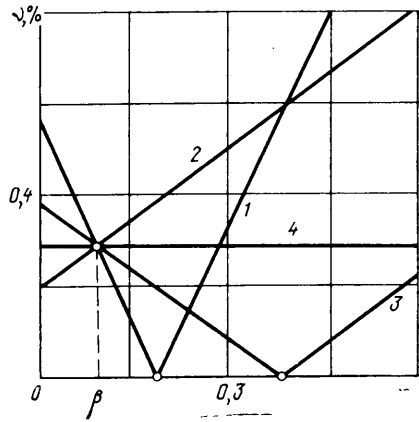
3. Для плоских волн, распространяющихся поперек потока ( $\cos \chi_0 = 0$ ), из (3.2) следует  $r_0 = \alpha(\kappa - 1)$  (кривая 3 на фиг. 1).

4. Как следует из (3.2), при  $\cos \chi_0 = -M$  знаменатель обращается в ноль, диаграмма превращается в горизонтальную прямую,  $r \rightarrow \infty$ . Данный случай иллюстрируется на фиг. 1, где для  $M = 0,5$  штриховая линия  $a$  является асимптотой кривых  $r_0(M)$  при  $|\chi_0| = 120^\circ$ .

Как выглядят диаграммы акустической моды пульсаций при  $\langle \rho \rangle = 1\%$ , для рассмотренных частных случаев показано на фиг. 2, где обозначения диаграмм соответствуют частным случаям 1-4.



Фиг. 1



Фиг. 2

Видно, что все диаграммы пересекаются при  $r=\beta$ , когда, как следует из (3.1), члены, содержащие  $\cos \chi_0$ , взаимно уничтожаются и сигнал термоанемометра не зависит от ориентации акустических волн

$$\Phi(\beta) = (\rho)\beta(1-M^2)M^{-2}$$

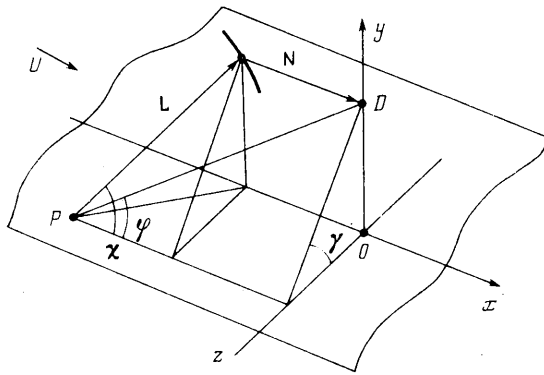
Следовательно, интенсивность плоских акустических возмущений может быть определена по измерениям лишь при одном перегреве, если его выбрать так, чтобы  $r=\beta$ . Конечно, интенсивность энтропийной моды должна быть при этом достаточно малой. Величина же вихревой моды влияния не оказывает, так как чувствительность датчика термоанемометра к ней при  $r=\beta$  равна нулю. Зависимость  $r=\beta(M)$  приведена на фиг. 1 (кривая б). Видно, что  $r_0 \geq \beta$  и  $r_0$  практически никогда не совпадает с  $\beta$  (кроме  $M=0$  и 1). Это обстоятельство может быть использовано для разделения звука и псевдозвука, создаваемого пульсациями скорости, так как во втором случае выходной сигнал термоанемометра при  $r=\beta$ , как следует из (1.1), должен отсутствовать.

Часто встречаются на практике случаи, когда источники звука локализованы и их можно считать точечными, например звук, генерируемый отверстием либо неровностью при больших относительных расстояниях от источников звука конечного размера до датчика.

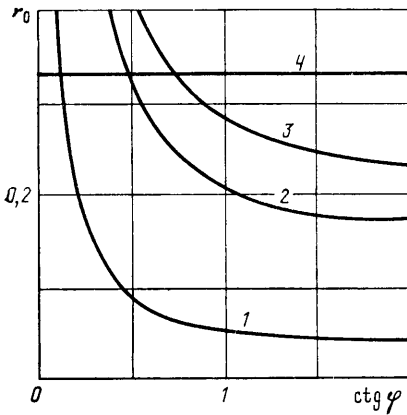
Определим вид диаграммы пульсаций для одиночного точечного источника звука. Для этого рассмотрим реакцию датчика термоанемометра, помещенного в некоторую точку  $D(0, y, 0)$ , на акустические пульсации, источник которых находится в точке  $P(x, 0, x)$  (обозначения ясны из фиг. 3). Скорость потока направлена вдоль оси  $x$ , нить датчика расположена по нормали к вектору скорости. В точку  $D$  будут приходить только те исходящие из точки  $P$  возмущения, которые распространяются под некоторым определенным углом  $\chi$  ( $0 < \chi < \pi$ ) со скоростью звука и сносятся потоком со скоростью  $U$ . Из геометрических построений, учитывая  $N = ML$ , следует

$$\cos \chi = \text{ctg } \varphi \sin \chi - M$$

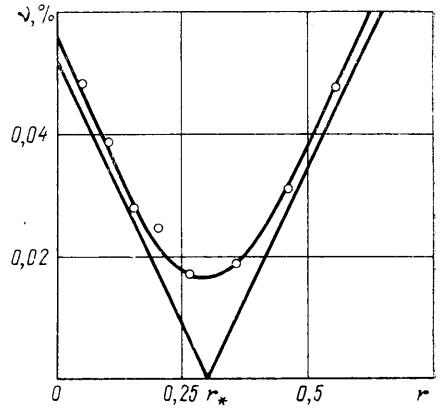
где  $\text{ctg } \varphi = \sin \gamma (x/y)$ . Угол  $\varphi$  ( $0 < \varphi < \pi$ ) определяет направление от источ-



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

ника к датчику. Решая данное уравнение относительно  $\cos \chi$ , получим

$$\cos \chi = -\frac{M}{1+\operatorname{ctg}^2 \varphi} + \sqrt{\frac{M^2}{4(1+\operatorname{ctg}^2 \varphi)^2} + \frac{\operatorname{ctg}^2 \varphi - M^2}{1+\operatorname{ctg}^2 \varphi}} \quad (3.3)$$

Второе решение (со знаком минус перед радикалом) отбрасывается, поскольку оно не удовлетворяет условию  $\sin \chi > 0$ .

Вычисленные по соотношению (3.3) значения  $\cos \chi$  позволяют определить величину  $r_0$ , используя (3.2). График зависимости  $r_0(\operatorname{ctg} \varphi)$  для положительных значений аргумента показан на фиг. 4 (кривые 1–4 относятся к значениям  $M=0,1; 0,4; 0,6$  соответственно). Для  $\operatorname{ctg} \varphi < 0$  график симметричен приведенному относительно начала координат. Ясно, что для одиночного точечного источника звука, как и в предыдущем случае плоской волны, диаграмма пульсаций также состоит из двух отрезков и имеет V-образный вид.

Более общим является случай регистрации датчиком термоанемометра акустических возмущений, источники которых распределены в потоке на некоторой поверхности. Рассмотрим реакцию термоанемометра на акустические возмущения, генерируемые источниками, расположенными на плоскости  $(x, z)$ , обтекаемой дозвуковым потоком. Датчик Д термоанемометра находится в потоке над плоскостью на расстоянии  $y$  (фиг. 3).

Пусть  $Q_x = Q_x(x, 0, z)$  — интенсивность источника акустических возмущений в точке плоскости  $S$  с координатами  $(x, z)$  в направлении  $L$ , составляющем угол  $\chi$  с

вектором скорости. Полагая, что интенсивность акустических возмущений убывает обратно пропорционально расстоянию  $L$ , для возмущений, приходящих в точку  $D$  от элементарной площадки  $dS = dx dz$ , используя уравнение (2.3), запишем

$$d\vartheta^2 = \frac{Q_x^2}{L^2} \left[ \alpha(\kappa-1)(1+M \cos \chi) - r \left( 1 + \frac{\cos \chi}{M} \right) \right]^2 dx dz$$

После интегрирования с учетом  $L = y / (\sin \chi \sin \gamma)$  получим

$$\vartheta^2 = \iint_s \frac{Q_x^2 \sin^2 \chi \sin^2 \gamma}{y^2} \left[ \alpha(\kappa-1)(1+M \cos \chi) - r \left( 1 + \frac{\cos \chi}{M} \right) \right]^2 dx dz \quad (3.4)$$

Произведем замену переменных  $(x, z)$  на  $(\chi, \gamma)$ :  $d\chi d\gamma = d\sigma$ ,  $x = L(M + \cos \chi)$ ,  $z = y \operatorname{ctg} \gamma$

$$\begin{aligned} \iint_s F(x, z) dx dz &= \iint_\sigma F(\chi, \gamma) \frac{\partial(x, z)}{\partial(\chi, \gamma)} d\chi d\gamma \\ \frac{\partial(x, z)}{\partial(\chi, \gamma)} &= \frac{\partial x}{\partial \chi} \frac{\partial z}{\partial \gamma} - \frac{\partial x}{\partial \gamma} \frac{\partial z}{\partial \chi} \\ \frac{\partial x}{\partial \chi} &= \frac{y(1+M \cos \chi)}{\sin^2 \chi \sin \gamma}, \quad \frac{\partial z}{\partial \chi} = 0 \\ \frac{\partial x}{\partial \gamma} &= \frac{y(M + \cos \chi) \cos \chi}{\sin \chi \sin^2 \gamma}, \quad \frac{\partial z}{\partial \gamma} = -\frac{y}{\sin^2 \gamma} \end{aligned}$$

После всех подстановок и вычислений взамен (3.4) получим

$$\vartheta^2 = \iint_\sigma \frac{Q^2(\chi, \gamma)}{\sin \gamma} (1+M \cos \chi) \left( \frac{\beta - rM^2}{M^2} + \frac{\beta - r}{M} \cos \chi \right)^2 d\chi d\gamma \quad (3.5)$$

или

$$\begin{aligned} \vartheta^2(r) &= r^2 \iint_\sigma \frac{Q^2(\chi, \gamma)}{\sin \gamma} (1+M \cos \chi) \left( 1 + \frac{\cos \chi}{M} \right)^2 d\chi d\gamma - \\ &- r \frac{2\beta}{M^2} \iint_\sigma \frac{Q^2(\chi, \gamma)}{\sin \gamma} (1+M \cos \chi)^2 \left( 1 + \frac{\cos \chi}{M} \right) d\chi d\gamma + \\ &+ \frac{\beta^2}{M^4} \iint_\sigma \frac{Q^2(\chi, \gamma)}{\sin \gamma} (1+M \cos \chi)^3 d\chi d\gamma \quad (3.6) \end{aligned}$$

Полученное уравнение (3.6) является уравнением диаграммы акустической моды пульсаций, генерируемых источниками, распределенными на плоскости, обтекаемой дозвуковым потоком. Если источники равны по интенсивности и интенсивность излучения каждого источника не зависит от направления, тогда  $Q(\chi, \gamma) = Q = \text{const}$  и в уравнении (3.5) переменные разделяются

$$\vartheta^2 = Q^2 J_x J_\gamma \quad (3.7)$$

$$J_\gamma = \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \frac{d\gamma}{\sin \gamma}$$

$$J_x = \int_{x_1}^{x_2} (1+M \cos \chi) \left( \frac{\beta - rM^2}{M^2} + \frac{\beta - r}{M} \cos \chi \right)^2 d\chi$$

Применим полученные соотношения для определения формы диаграмм-

мы акустических пульсаций в случае измерений в рабочей части аэродинамической трубы при дозвуковых скоростях.

Пусть датчик установлен на оси рабочей части квадратного сечения. На одной из стенок равномерно распределены источники акустических возмущений, например шероховатость, отверстия перфорации. Пределы интегрирования для  $J_\gamma$  (3.7), в этом случае  $-\pi/4 \leq \gamma \leq \pi/4$  и

$$J_\gamma = \int_{-\pi/4}^{\pi/4} \frac{d\gamma}{\sin \gamma} \approx 1,76$$

Для  $J_x$  (3.7) пределы интегрирования можно определить как  $0 \leq x \leq \pi$ , предполагая, что вклад от удаленных источников незначителен

$$J_x = \int_0^\pi \left[ \left( \frac{\beta - rM^2}{M^2} \right)^2 + \left( 2 \frac{\beta - rM^2}{M^2} \frac{\beta - r}{M} + \frac{(\beta - rM^2)^2}{M^3} \right) \cos \chi + \right. \\ \left. + \left( \frac{(\beta - r)^2}{M^2} + 2 \frac{(\beta - rM^2)(\beta - r)}{M^2} \right) \cos^2 \chi + \frac{(\beta - r)^2}{M} \cos^3 \chi \right] d\chi = \\ = \pi \left[ \frac{(\beta - rM^2)^2}{M^4} + \frac{1}{2} \frac{(\beta - r)^2}{M^2} + \frac{(\beta - rM^2)(\beta - r)}{M^2} \right]$$

Окончательно уравнение диаграммы пульсаций в этом частном случае после алгебраических преобразований и подстановки (3.7)

$$\vartheta^2 \approx 5,53 \frac{Q^2}{M^2} \left[ \frac{r^2}{2} (4M^2 + 1) - \beta r (4 + M^2) + \beta^2 \frac{2 + 3M^2}{2M^2} \right]$$

Это уравнение гиперболы с асимптотами, пересекающимися на оси абсцисс в точке с ординатой  $r_*$ , где гипербола достигает минимума

$$r_* = \beta \frac{4 + M^2}{4M^2 + 1}$$

Форма гиперболы определяется двумя параметрами — числом Маха  $M$  и интенсивностью распределенных источников акустических возмущений  $Q$ . Коэффициент корреляции между пульсациями массового расхода и температурой торможения  $R$  для рассматриваемого случая зависит только от числа Маха

$$R = \frac{(4 + M^2)M}{\sqrt{2 + 3M^2} \sqrt{4M^2 + 1}}$$

и при больших дозвуковых скоростях близок к единице.

Полученные результаты находятся в соответствии с результатами экспериментов. Так, в [8] имеются примеры диаграмм пульсаций при наличии в дозвуковом потоке различных мод, V-образные диаграммы получены для возмущений, создаваемых одиночным углублением на стенке рабочей части аэродинамической трубы.

На фиг. 5 приведена диаграмма пульсаций, полученная при  $M=0,79$ . Датчик находится на оси рабочей части с перфорированными верхней и нижней стенками. Экспериментальные данные ( $r_*=0,30$ ,  $R=0,96$ ) хорошо согласуются с расчетными значениями  $r_*=0,29$  и  $R=0,99$ .

Таким образом, при больших дозвуковых скоростях, когда в потоке могут присутствовать вихревые, энтропийные и акустические возмущения, для их измерения целесообразно применять метод диаграмм пульсаций. Эти диаграммы соответствуют аналогичным при сверхзвуковых скоростях для первых двух мод, но имеют качественные отличия в случае акустических возмущений. То обстоятельство, что при  $r=\beta$  термоанемометр не чувствителен к вихревым возмущениям, а при  $r=r_0 > \beta$  (см. (3.2)) —

к акустическим, может быть использовано для разделения звука, обусловленного пульсациями плотности, и псевдозвука, вызываемого пульсациями скорости. Микрофоны же одинаково чувствительны к обоим типам пульсаций.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Horstman C. C., Rose W. C.* Hot-wire anemometry in transonic flow // *AIAA Journal*. 1977. V. 15. № 3. P. 395–401.
2. *Kovaszny L.* Turbulence in supersonic flows // *JAS*. 1953. V. 20. № 10. P. 657–674.
3. *Morkovin M. V.* Fluctuations and hot-wire anemometry in compressible flows // *AGARD ograph*. 1956. № 24.
4. *Лебига В. А.* Вопросы измерения характеристик турбулентности сжимаемых течений // *Методы и техника аэрофиз. исслед.* Новосибирск, 1978. С. 44–56.
5. *Laufer J.* Aerodynamic noise in supersonic wind tunnels // *JAS*. 1961. V. 28. № 9. P. 685–692.
6. *Бондаренко Р. М.* Об одной особенности дозвукового потока в рабочей части аэродинамической трубы с перфорированными стенками // *Тр. ЦАГИ*. 1974. Вып. 1545. С. 3–20.
7. *Анапьева Э. А., Бергынъ В. Р., Земцова Г. В. и др.* Исследование нестационарных процессов в перфорированной рабочей части аэродинамической трубы // *Аэромеханика*. М.: Наука, 1976. С. 230–238.
8. *Зиновьев В. Н., Лебига В. А.* Измерение пульсаций термоанемометром при больших дозвуковых скоростях // *ПМТФ*. 1988. № 3. С. 80–84.

Новосибирск

Поступила в редакцию  
30.I.1990