и численные методы в теории переноса.— Минск: Ин-т тепло- и массопереноса АН БССР, 1982.
6. **Демидов М. А., Клоков Ю. А., Михайлов А. П.** Безударное сжатие конечной массы газа плоским поршнем при произвольном распределении энтропии.— М., 1984.— (Препринт/Ин-т прикл. математики АН СССР; № 151).
7. **Демидов М. А., Клоков Ю. А., Михайлов А. П.** Структуры при безударном сферическом сжатии газа с произвольным распределением энтропии.— М., 1985.— (Препринт/Ин-т прикл. математики АН СССР; № 73).
8. **Демидов М. А., Михайлов А. П.** Точное решение, описывающее сложные газодинамические структуры // ИФЖ.— 1986.— Т. 51, № 6.
9. **Демидов М. А., Михайлов А. П., Степанова В. В.** Локализация и структуры при сжатии газа в режиме с обострением // ДАН СССР.— 1985.— Т. 281, № 1.
10. **Демидов М. А., Михайлов А. П.** Эффекты локализации и образования структур при адиабатическом сжатии конечной массы газа в режиме с обострением // ПММ.— 1986.— Т. 50, вып. 1.
11. **Демидов М. А.** О построении решений, описывающих эффект локализации в некоторых сжимаемых средах.— М., 1986.— (Препринт/Ин-т прикл. математики АН СССР; № 1).
12. **Михайлов А. П., Степанова В. В.** Локализация газодинамических процессов и структуры при сжатии газа в режиме с обострением // ПММ.— 1984.— Т. 48, вып. 6.
13. **Михайлов А. П., Степанова В. В.** Об одной автомодельной задаче газовой динамики.— М., 1985.— (Препринт/Ин-т прикл. математики АН СССР; № 162).
14. **Демидов М. А.** Течения газа с однородной плотностью по пространству.— М., 1985.— (Препринт/Ин-т прикл. математики АН СССР; № 126).
15. **Демидов М. А., Михайлов А. П.** Многомерные течения с однородной плотностью и эффект локализации.— М., 1986.— (Препринт/Ин-т прикл. математики АН СССР; № 53).

Поступила 27/III 1987 г.

УДК 533.17

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУЙ

Г. М. Жинжиков, Н. О. Навлова

(*Ленинград*)

Интерес к сверхзвуковым пространственным (трехмерным) струйным течениям, т. е. струям, трехмерный характер течения в которых обусловлен формой выходного сечения сопла [1], объясняется их возрастающим прикладным значением, например использованием таких сопел в современных сверхзвуковых самолетах [2], в газоперерабатывающей промышленности [3] и т. д.

Экспериментальных работ по пространственным струйным течениям сравнительно мало; из имеющихся можно отметить [4—6], из которых последняя наиболее полная по объему проведенных исследований.

В данной работе проведено экспериментальное изучение ударно-волновой структуры и распределения параметров в сверхзвуковых недорасширенных струях холодного воздуха ($T_0 \sim 290$ К), истекающих в атмосферу ($p_\infty \sim 0{,}1$ МПа) из звуковых прямоугольных сопел. При этом использовались шлирен-визуализация течения и измерения полных напоров на оси струи. Получены эмпирические зависимости для определения положения центрального скачка в пространственных струях и распределения чисел Маха на оси. Результаты сравниваются с данными [6].

В экспериментах применялись звуковые сопла с прямоугольной формой среза сопла и отношением сторон прямоугольника λ, равным 1, 2, 3, 5 и 10. Это отношение называется ниже удлинением среза сопла. Размер меньшей стороны 6—12 мм. Конструктивно сопла выполнены в форме прямоугольного отверстия в торце цилиндрического стакана с внутренним диаметром 80 мм и имеют профилированный дозвуковой и выравнивающий плоскопараллельный участки длиной ~ 4 мм. Давление торможения p_0 регистрировалось образцовыми манометрами, атмосферное — барометром, степень нерасчетности n определялась по формуле $n = p_0/p_\infty((\gamma + 1)/2)^{-\gamma/(\gamma-1)}$ при $\gamma = 1{,}4$ с результирующей точностью не хуже 3%. Визуализация ударно-волновой структуры осуществлялась оптическим прибором ИАБ-451 в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, параллельным сторонам среза сопла, с регистрацией на фотопленку и определе-

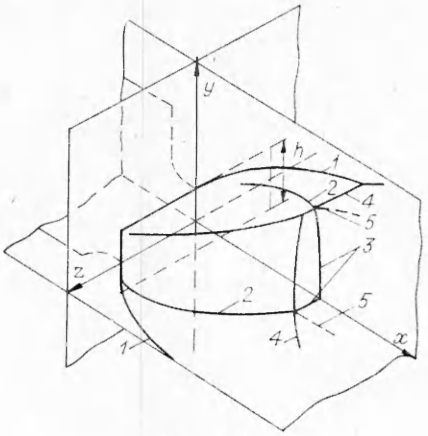

Рис. 1

нием линейных размеров на измерительном микроскопе ММИ-2 с погрешностью, как правило, не более 3%. Полные напоры измерялись цилиндрическим зондом с наружным диаметром 2 мм. Вылет зонда из державки, имеющей форму клина с углом при вершине 30°, составлял 25 мм. Из-за вибрации стрелки манометра в процессе измерения фактическая точность измерений полного напора была на уровне 3—5%.

Схема течения в пространственной струе с основными обозначениями и терминологией, заимствованными из [4, 5], представлена на рис. 1, где *1* — граница струи, *2* — *4* — висячий, центральный и отраженный скачки, *5* — тангенциальный разрыв.

Эволюция ударно-волновой структуры при увеличении степени нерасчетности показана с некоторыми упрощениями на рис. 2 (обозначения те же, что и на рис. 1). В основной плоскости формирование волновой структуры начинается, как отмечено в [5], с образования выпуклого в сторону сопла центрального скачка (рис. 2, *а*), с увеличением степени нерасчетности такая форма скачка сменяется X-образной (*б*), а затем нерегулярным взаимодействием висячих скачков (*в*), при этом кривизна центрального скачка приобретает все большую выпуклость в направлении от сопла (*г*), а его размер монотонно увеличивается. В продольной плоскости висячий скачок при всех значениях n формируется практически на срезе сопла. Размер центрального скачка в этой плоскости при малых значениях λ ($\leqslant 4$) также монотонно увеличивается с ростом n, при бóльших λ он сначала уменьшается, а затем увеличивается. Различный характер изменения размера центрального скачка в основной и продольной плоскостях при изменении степени нерасчетности приводит к переориентации максимального поперечного размера волновой структуры при увеличении значения n. Аналогичный результат отмечен в расчетно-теоретической работе [1] относительно максимального размера границы струи, истекающей из сопла с эллиптической формой среза.

Диапазон (по λ и n) проведенных исследований и анализ их результатов показывает, что с качественной стороны представленными на рис. 2 конфигурациями исчерпывается многообразие пространственных волновых структур сверхзвуковых струй, истекающих из прямоугольных сопел.

Наиболее распространенный масштабный параметр ударно-волновой структуры — расстояние от среза сопла до центрального скачка. Экспериментальные значения расстояний до центрального скачка уплотнения $x_s^0 = x_s/h$ представлены на рис. 3 светлыми значками, темные значки — результаты [6]. Сплошные линии *1* и *2* — эмпирические зависимости соответственно для расстояний до диска Маха x_{M}^0 в осесимметричных струях [7] $\left(x_{\text{M}}^0 = 0{,}69\text{M}_a \sqrt{\gamma n}\right)$ и волны Римана x_{R}^0 в плоских [8] $\left(x_{\text{R}}^0 = \text{M}_a n\right)$ при отвечающих экспериментам значениях параметров ($\text{M}_a = 1$, $\gamma = 1{,}4$).

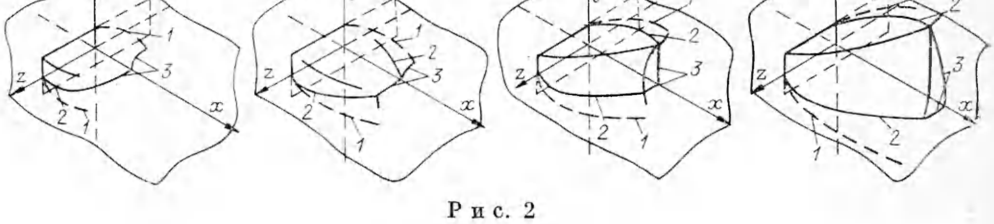

Рис. 2

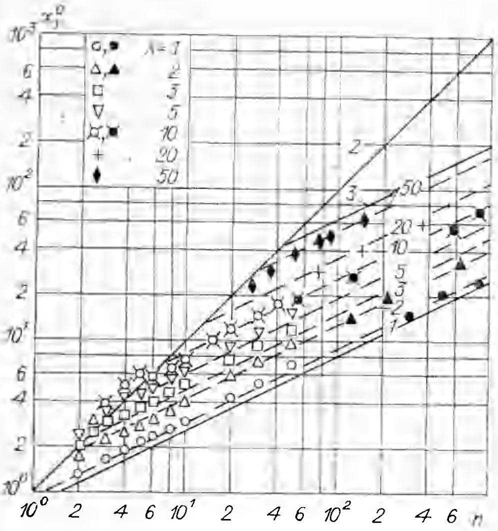

Рис. 3

Рис. 4

Из рис. 3 следует, что при малых степенях нерасчетности n для каждого λ расстояние до центрального скачка не зависит от λ и равно в первом приближении расстоянию до волны Римана. При бо́льших n (бо́льших некоторого характерного для каждого λ значения n_*) экспериментальные значения x_s^0 расслаиваются по параметру λ. Для построения эмпирической зависимости для x_s^0 в этой области значений n ($n > n_*$) были использованы результаты выполненного в [9] анализа параметров подобия сильно недорасширенных струй ($n \gg 1$), из которого вытекает, что при $n \gg 1$ выполняется подобие течений с одинаковыми на срезе сопла интегральными характеристиками газа, но с разной структурой полей. Поэтому можно ожидать, что если в качестве характерного размера среза сопла произвольной формы использовать диаметр эквивалентного по площади круга $d = \sqrt{4\lambda/\pi}h$, то с увеличением n параметр $x_s^0 = x_s/d$ будет асимптотически стремиться к значениям, соответствующим осесимметричному случаю. Зависимость для x_s при этом имеет вид $x_s^0 = x_s/h = (4/\pi)^{0,5}\lambda^{0,5}x_{\text{M}}^0$ ($x_{\text{M}}^0 = x_{\text{M}}/d$). При малых λ ($\leqslant 5$) она хорошо описывает распределение экспериментальных значений x_s^0 не только при $n \gg 1$, но и во всем диапазоне $n > n_*$, если для x_{M}^0 использовать зависимость Льюиса —Карлсона [7]. При бо́льших λ ее соответствие экспериментальным результатам ухудшается (например, кривая *3* для $\lambda = 50$ на рис. 3).

Для аппроксимации экспериментальных результатов в диапазоне $\lambda = 1$—50 предлагается зависимость

$$x_s^0 = (4/\pi)^{0,5}\lambda^{0,5-\varepsilon(\lambda)}x_{\text{M}}^0, \quad \varepsilon(\lambda) = 0,03 \lg \lambda, \tag{1}$$

представленная на рис. 3 штриховыми линиями.

Значение степени нерасчетности n_*, при котором меняется характер зависимости x_s^0 от n, определяется, очевидно, из равенства $x_{\text{R}}^0(n_*) = (4/\pi)^{0,5}\lambda^{0,5-\varepsilon(\lambda)}x_{\text{M}}^0(n_*)$. При $\gamma = 1,4$, $\lambda = 2$—50 с точностью не хуже 6% это равенство аппроксимируется выражением

$$n_*(\lambda) = 0,63\lambda + 0,60. \tag{2}$$

Таким образом, при $n \leqslant n_*$ расстояние от среза сопла до центрального скачка по оси пространственной струи определяется формулой $x_s^0 = \text{M}_a n$, при $n > n_*$ — формулой (1).

Для исследованных в данной работе сопел ($\lambda \leqslant 10$) при $n \simeq n_*$ регулярное отражение висячего скачка сменяется нерегулярным. Зависи-

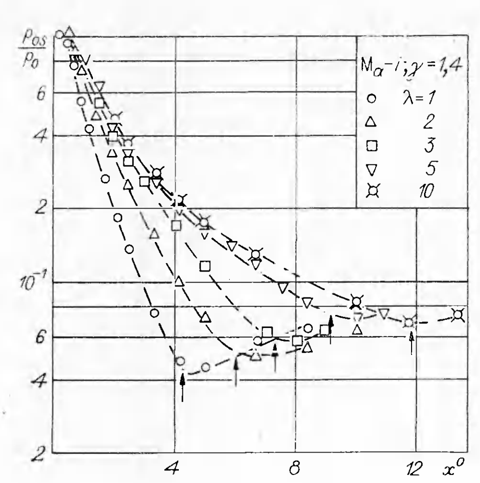

Рис. 5

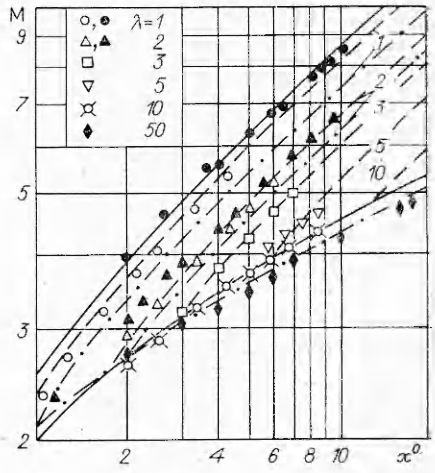

Рис. 6

мость $x_s^0(n)$ в окрестности n_* имеет на самом деле несколько более сложный характер, например, при $\lambda = 10$ зафиксирована ее немонотонность $\left(x_s^0(5) < x_s^0(4)\right)$. На рис. 4 представлены шлирен-фотографии ударно-волновой структуры в основной (*а*) и продольной (*б*) плоскостях в момент изменения характера отражения висячего скачка (регулярного (рис. 2, *б*) на нерегулярный (*г*)). Этот рисунок иллюстрирует и возникновение немонотонности в изменении параметра x_s^0 от n.

Область течения в пространственных струях, ограниченная висячим и центральным скачками, является, очевидно, областью изоэнтропического расширения, и универсальная форма представления распределения параметров в ней — распределение чисел Маха. Первичная информация о распределении чисел Маха на оси струй для различных удлинений среза сопла представлена на рис. 5 в виде нормированных распределений измеренных полных напоров p_{0s}/p_0 по оси струи при $n = 20$. Стрелками показаны положения центрального скачка при этой степени нерасчетности по результатам визуализации ударно-волновой структуры. Видно, что положение скачка практически совпадает с минимумом на кривой полного давления, но недостаточная плотность экспериментальных данных в окрестности скачка не позволяет дать количественную оценку этой корреляции.

Соответствующие экспериментальным значениям полных напоров распределения чисел Маха представлены на рис. 6 светлыми значками, темными — результаты [6], сплошные линии — осевые распределения чисел Маха в осесимметричной (верхняя — результаты [10]) и плоской (нижняя) струях. Видно (это отмечено и в [6]), что распределение M (λ, x^0) в окрестности среза сопла не зависит от λ и совпадает с распределением в плоской струе, а затем приобретает характер осесимметричного течения, т. е. качественно зависимость M (λ, x^0) аналогична рассмотренной ранее зависимости $x_s^0(\lambda, x^0)$. В [6] предложены эмпирические зависимости M (λ, x^0), учитывающие отмеченный характер в распределении экспериментальных результатов, в виде

$$\frac{T_0}{T} = k(x^0)^{\gamma-1} \quad \text{для} \quad x^0 \leqslant x_*^0; \tag{3}$$

$$\frac{T_0}{T} = kx^0\lambda^{-(\gamma-1)}(x^0)^{2(\gamma-1)} \quad \text{для} \quad x_*^0 < x < x_s^0, \tag{4}$$

где $k = 1{,}89$; $x_*^0 = \lambda$; T и T_0 — экспериментальные значения статической температуры потока и температуры торможения, а число Маха связано с T_0/T изоэнтропическим соотношением $M^2 = 2(\gamma - 1)^{-1}\,(T_0/T - 1)$. На рис. 6 эти зависимости показаны штрихпунктирными кривыми.

Следствием предельной простоты аппроксимационных выражений (3) и (4) является их относительно невысокая в целом точность. Например, для $\lambda = 1$ ошибка в определении M составляет 15—17%.

В настоящей работе предлагается аппроксимация, имеющая точность не хуже 3% для M в диапазоне $1 \leqslant x^0 \leqslant 20$, $1 \leqslant \lambda \leqslant 10$, $\gamma = 1{,}4$, $M_a = 1$:

$$\frac{T_0}{T} = k_1(x^0)(x^0)^{0,4} \quad \text{для} \quad x^0 \leqslant x^0_*; \tag{5}$$

$$\frac{T_0}{T} = k_2(x^0)\left(\frac{\pi}{4}\right)^{0,4}\lambda^{0,5}(x^0)^{0,8} \quad \text{для} \quad x^0_* < x^0 < x^0_s. \tag{6}$$

Здесь $k_1(x^0) = 2{,}1 - \dfrac{0{,}6}{x^0 + 1}$; $k_2(x^0) = 2{,}66 - \dfrac{2}{x^0 + 5}$; $x^0_* = 1{,}4(\lambda - 0{,}7)$.

Коэффициенты k_1 и k_2 подобраны так, чтобы выражения (5), (6) с высокой точностью аппроксимировали результаты численных расчетов в плоском и осесимметричном [10] случаях, представленных на рис. 6 сплошными линиями. Например, точность аппроксимации (6), имеющей в осесимметричном случае вид $T_0/T = k_2(x^0)\ (x^0)^{0,8}$, не хуже 1% для всех $x^0 \geqslant 1$. Известная аппроксимация из [11] имеет такую точность для $x^0 \gtrsim 3{,}5$. Эмпирические формулы (3) и (4) подобного соответствия результатам численных расчетов не обеспечивают. На рис. 6 зависимости (6) показаны штриховыми линиями.

Для сопел с малым удлинением среза ($\lambda - 1 \ll 1$) естественно ожидать, что распределение параметров на оси (за исключением, быть может, ближайшей окрестности среза) будет совпадать с распределением в осесимметричной струе, если в качестве линейного масштаба использовать диаметр эквивалентного круглого сопла d. Экспериментальные результаты для квадратного сопла подтверждают это предположение. Аппроксимация (6) при $\lambda = 1$ совпадает с осесимметричным распределением, если положить $x^0 = x/d$, и ее соответствие экспериментальным данным во всем исследованном диапазоне значений x^0, начиная с $x^0 = 1$, очень хорошее (точность не хуже 2%, т. е. на уровне точности эксперимента). При $\lambda = 10$ совпадение экспериментальных данных с результатами численных расчетов в окрестности среза сопла $x^0 < x^0_*$ также очень хорошее. Высокая точность соответствия экспериментальных данных результатам численных расчетов в двух предельных случаях — осесимметричном и плоском — позволяет утверждать, что различие, достигающее 8%, между нашими экспериментальными результатами и данными [6] объясняется погрешностью последних.

Таким образом, результатом работы являются эмпирические зависимости, определяющие положение центрального скачка или точки регулярного взаимодействия висячих скачков в сверхзвуковых недорасширенных струях, истекающих из звукового сопла с прямоугольной формой среза, и зависимости для определения чисел Маха на оси таких струй в области свободного расширения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Иванов М. Я., Крайко А. Н., Назаров В. П.** Некоторые результаты численного исследования нерасчетных пространственных струй идеального газа // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1972.— № 4.
2. **Сопла** вертикально взлетающих самолетов и самолетов с короткими взлетом и посадкой (по материалам иностранной печати за 1970—1980 гг.).: Обзор № 608/ЦАГИ, Отделение научно-технической информации.— М.: ЦАГИ, 1982.
3. **Назаренко В. Г., Гололобов О. И.** Экспериментальное исследование возможности бесскачкового торможения сверхзвуковой струи // Использование природного газа в промышленности: Материалы научно-технической конференции молодых исследователей Ин-та газа АН УССР, посвященной 50-летию Ленинского комсомола.— Киев: Наук. думка, 1969.
4. **Голуб В. В., Набоко И. М., Куликовский А. А.** Исследование трехмерной волновой структуры нестационарного истечения газа из плоского звукового сопла//ПМТФ.— 1976.— № 1.

5. **Соколов Е. И., Усков В. Н.** Экспериментальное исследование трехмерных недорасширенных струй // Гидроаэромеханика и теория упругости.—Днепропетровск: Изд-во Днепропетр. ун-та, 1976.— Вып. 20.
6. **Beylich A. E.** Strukture von Überschall-Freistrallen aus Schlitzblenden // Z. Flugwiss. und Weltraumforsch.— 1979.— Bd 3, H. 1.
7. **Lewis C. H., Jr., Carlson D. J.** Normal shock location in underexpanded and gasparticle jets // AIAA J.— 1964.— V. 2, N 4.
8. **Дрифтмайер.** Корреляция параметров свободных струй // РТК.— 1972.— Т. 10, № 8.
9. **Мурзинов И. Н.** Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1971.— № 4.
10. **Жохов В. А., Хомутский А. А.** Атлас сверхзвуковых течений свободно расширяющегося идеального газа, истекающего из осесимметричного сопла // Тр. ЦАГИ.— 1970.— Вып. 1224.
11. **French J. B.** Continuum-source molecular beams // AIAA J.— 1965.— V. 3, N 6.

Поступила 30/I 1987 г.

УДК 533.608

ИЗМЕРЕНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ТЕРМОАНЕМОМЕТРОМ ПРИ БОЛЬШИХ ДОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

В. Н. Зиновьев, В. А. Лебига

(Новосибирск)

Пульсационные процессы при больших дозвуковых и трансзвуковых скоростях потока играют большую роль при обтекании тел. В аэродинамических установках изучение нестационарных характеристик потока особенно актуально из-за возникновения резонансных явлений, влияния пульсаций потока на развитие пограничного слоя на моделях, на отрыв пограничного слоя [1, 2]. Поэтому актуальны и вопросы разработки методов исследования пульсаций, выбора, либо создания аппаратуры для их измерения.

Термоанемометры успешно используются как при дозвуковых скоростях (преимущественно термоанемометры постоянного сопротивления (ТПС) в силу их высоких эксплуатационных характеристик), так и при сверхзвуковых скоростях, где предпочтение отдается термоанемометрам постоянного тока (ТПТ) в первую очередь из-за независимости частотного диапазона от степени нагрева датчика, что позволяет разделять пульсации давления, температуры, скорости.

Цель данной работы — определение степени применимости ТПС и ТПТ в сжимаемых дозвуковых течениях и особенностей расшифровки термоанемометрических измерений. При этом в основном используется метод диаграмм пульсаций Коважного, основные положения которого содержатся в [3].

Изменение напряжения e на датчике термоанемометра, находящемся в рабочих условиях, зависит от изменения массового расхода m и температуры торможения T_0:

$$de = \frac{\partial e}{\partial m}\,dm + \frac{\partial e}{\partial T_0}\,dT_0. \tag{1}$$

Здесь и далее под e, m, T_0 и т. д. подразумеваются нормированные на средние значения величины. После простейших преобразований линеаризованное уравнение, связывающее мгновенные значения пульсаций m' и T_0' с пульсациями электрического напряжения на датчике e', можно записать как

$$e' = -Fm' + GT_0', \quad F = |\partial e/\partial m|, \quad G = |\partial e/\partial T_0|. \tag{2}$$

Способы определения коэффициентов чувствительности к массовому расходу F и температуре торможения G достаточно подробно описаны в [3—6].

Уравнение диаграммы пульсаций Коважного следует из (2) после деления его на G, возведения в квадрат и осреднения:

$$\vartheta^2 = \langle m\rangle^2 r^2 - 2rR_{mT_0}\langle m\rangle\langle T_0\rangle + \langle T_0\rangle^2, \tag{3}$$

$$\vartheta = \langle e\rangle/G, \quad r = F/G, \quad R_{mT_0} = \langle mT_0\rangle/(\langle m\rangle\langle T_0\rangle)$$