

УДК 533.6.011

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ В СЛОЕ СМЕШЕНИЯ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОГО ТРАССИРОВАНИЯ ПОТОКА

В. И. Запрягаев, А. П. Петров, А. В. Солотчин

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск  
E-mail: zapr@itam.nsc.ru

Методом искрового трассирования измерены продольные и радиальные компоненты скорости в слое смешения недорасширенной струи. Неравномерность распределения газодинамических параметров течения в данной области обусловлена продольными вихревыми структурами гёртлеровского типа.

**Ключевые слова:** сверхзвуковая недорасширенная струя, слой смешения, вихри Тейлора — Гёртлера, искровое трассирование потока.

Определение параметров сверхзвукового потока путем измерения с помощью пневмоприемников статического давления и давления торможения за прямым скачком уплотнения не всегда бывает корректным из-за неравномерного распределения измеряемых величин. Такая ситуация характерна при исследовании слоя смешения недорасширенной струи. С помощью трубки Пито в этой области течения удастся измерить распределение полного давления [1, 2], в то время как точность измерения статического давления для получения достоверных результатов при исследовании поля скоростей недостаточна из-за кривизны линий тока в сжатом слое [3]. В этих условиях предпочтительнее прямое измерение скорости течения методом электроразрядного трассирования потока [4] с использованием канала ионизованного газа, образующегося в результате высоковольтного электрического разряда на участке течения между электродами. Благодаря высокой частоте повторения разряда можно визуализировать след ионизованной трассы в различные моменты времени и на различных расстояниях от первичной искры. Методом трассирования электроразрядом можно провести за короткий промежуток времени прямое измерение скорости течения, что было показано при измерении скорости одномерного потока [5, 6].

В настоящей работе по результатам трассирования потока электроразрядом построены мгновенные поля компонент скорости в слое смешения сверхзвуковой осесимметричной недорасширенной струи.

Экспериментальные исследования распределения скорости проводились на вертикальной струйной установке в слое смешения начального участка недорасширенной струи с числом Маха в выходном сечении сопла  $M_a = 1$  и степенью нерасчетности  $n = p_a/p_h = 2,65$  ( $p_a$  — давление в выходном сечении сопла,  $p_h$  — давление внешней среды). Радиус выходного сечения сопла 10 мм. Число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам потока в выходном сечении сопла,  $Re_d = 1,71 \cdot 10^6$ , где  $d = 20$  мм. Сопло было изготовлено из диэлектрического материала (капролактан). Электроды искрового генератора располагались в

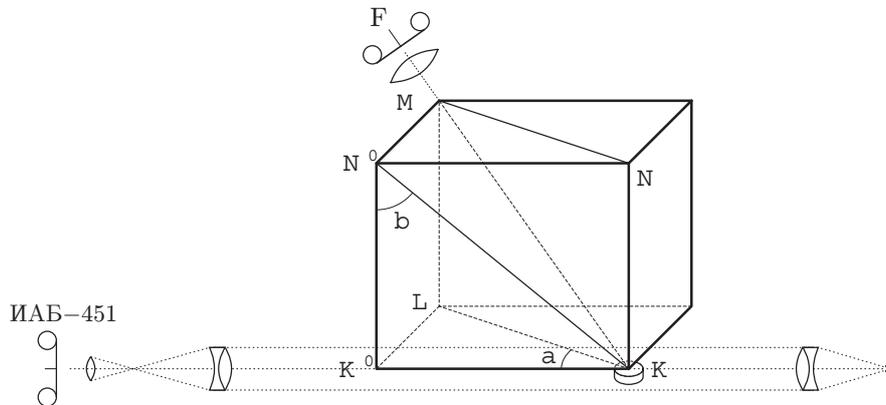


Рис. 1. Схема расположения исследуемого объекта и оптических приборов

потоке таким образом, чтобы участок исследуемой области струи находился между ними. Синхронно с образованием электроразрядов проводилась съемка искр с помощью двух фотокамер. Положение оси симметрии струи и оптических осей фотокамер представляло фигуру прямоугольного параллелепипеда, нижнее основание которого совпадало с плоскостью выходного сечения сопла, а ребро  $NK$  с осью струи (рис. 1). В противоположном углу верхнего основания располагалась фотокамера  $F$ . Следовательно, диагональ  $MK$  параллелепипеда совпадала с оптической осью верхней фотокамеры. Угол между диагональной плоскостью  $MNKL$  и боковой гранью  $NN'K'K$   $\alpha = 32^\circ$ , угол  $K'N'K$   $\beta = 27^\circ$ . При анализе двумерной картины течения и расчете компонент вектора скорости учитывались геометрические особенности взаимного расположения исследуемого объекта и оптических приборов.

В качестве электродов использовались два изолированных друг от друга натянутых провода толщиной 0,3 мм. Один провод был соединен с землей, а другой, подключенный к генератору высоковольтных импульсов, с помощью подвижной державки, изготовленной из диэлектрического материала, вводился в сверхзвуковой поток струи. Это приводило к образованию косых скачков уплотнения, однако иного способа ввода электродов в струю, без образования скачков уплотнения, не существует. Минимальное расстояние между электродами соответствовало тому значению, при котором был возможен искровой пробой. Интервал времени повторного искрового импульса 6 мкс, длительность импульса разряда составляла приблизительно 0,3 мкс. Ионизированный канал, образующийся после прохождения первого электроразряда, сносился вниз по течению со скоростью потока. Первый искровой разряд проходил по кратчайшему пути между электродами, местоположение его было постоянным и находилось на расстоянии от сопла, равном 9,3 мм. Вторым и последующие разряды проходили уже по ионизованному каналу, и их положение в потоке зависело от временного интервала между разрядами и от местной скорости течения.

На рис. 2 приведены образцы снимков, полученных в эксперименте. Исследуемый объект одновременно фотографировался с двух позиций: через оптический прибор ИАБ-451 (рис. 2, а) и с верхней позиции под некоторым углом к оптической плоскости прибора ИАБ-451 (рис. 2, б). В первом случае наблюдается совмещение теневой картины струи с системой, состоящей из десяти искровых разрядов, полученных от генератора высоковольтных импульсов с частотой примерно 167 кГц. Совмещение метода искрового трассирования с теневой съемкой позволяло визуализировать волновую структуру потока и положение разрядов в нем, а также для каждого положения искры определять продольную составляющую скорости. На втором снимке изображена та же система искр, наблюдаемая сверху.

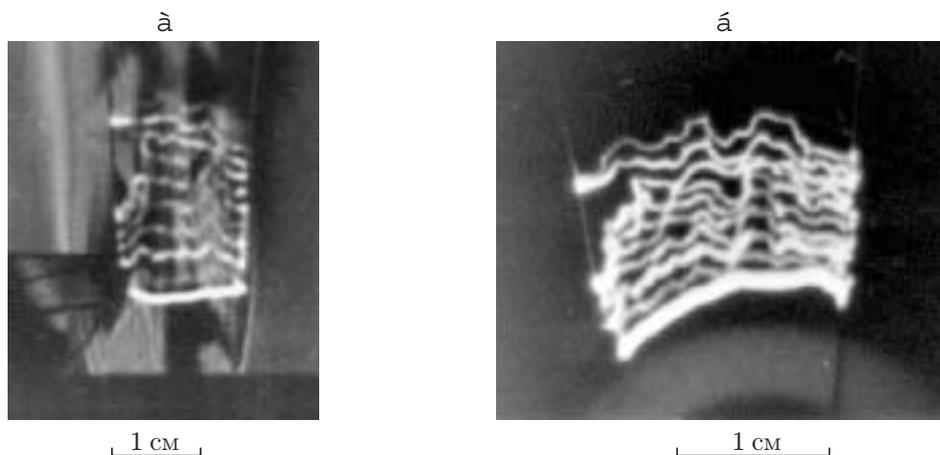


Рис. 2. Фотоснимки искр электрических разрядов, полученные через оптический прибор ИАБ-451 (*а*) и с помощью верхней фотокамеры (*б*)

Сносимая потоком ионизованная трасса из-за неравномерности распределения скорости в слое смещения струи изменяла свою первоначальную форму. Последующие электрические разряды, проходя по этой трассе, фиксировались на фотопленке в виде аperiодических волновых линий в различных поперечных сечениях слоя смещения струи. Амплитуда и частота волн обусловлены вихрями Тейлора — Гёртлера, так как в потоке с данными вихрями на локальных участках струи возникает вторичное течение, взаимодействие которого с основным потоком приводит к образованию продольных и радиальных (поперечных) компонент скорости.

Снимки искровых разрядов, полученные фотокамерами, сканировались и вводились в память компьютера для дальнейшей обработки. Для определения расстояния между первой и последующими искрами на изображениях искровых треков наносились линии через один градус в виде расходящихся лучей, причем таким образом, чтобы их суммарный угол соответствовал азимутальному углу развертки электродов. Была использована специальная программа графического представления распределения интенсивности в поперечном сечении искрового разряда на фотоснимке [7]. Это позволило более точно определять координаты точек пересечения нанесенных линий с серединой искровых треков. Полученные данные для соответствующих искровых разрядов группировались в виде таблиц и использовались в дальнейшем для определения компонент скорости.

Погрешность измерения скорости методом искрового трассирования потока согласно оценкам авторов работы [6] не превышает 5 %. Кроме того, на точность измерения характеристик течения указанным методом влияет ряд факторов. В настоящих исследованиях это в первую очередь скачки уплотнения, генерируемые державкой и электродами. На фотоснимках (см. рис. 2) на одном из электродов искровые разряды шестой, седьмой и восьмой искр имеют общую точку, что, вероятно, обусловлено влиянием скачка уплотнения от державки. Поэтому для определения скорости в слое смещения струи использовались искровые трассы, расположенные до возмущений, вызванных скачками уплотнения.

На рис. 3 приведены первая, четвертая и пятая искры, перенесенные с рис. 2,б. В качестве базовой искры, от которой проводились измерения расстояния между трассами, принималась трасса первого искрового разряда. На рис. 4 показана часть профиля недорасширенной струи и электрод  $h-h$ , расположенный в слое смещения. Точками на электроде схематически представлены следы десяти искровых разрядов, следующих с одинаковым интервалом времени  $\Delta t$ . За время экспозиции ионизованный канал смещался вдоль элек-

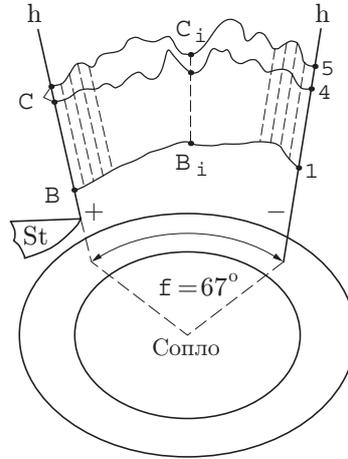


Рис. 3. Схема трех искровых разрядов, зафиксированных верхней фотокамерой: 1 — первая искра; 4 — четвертая искра; 5 — пятая искра; St — державка электрода; h — электроды; (+) — электрод, подключенный к генератору высоковольтных импульсов; (–) — подключенный к земле

троя из точки  $A$  в точку  $C$  и фиксировался камерой  $F$  как проекция  $BC$  на плоскость  $EE$ , сопряженную с фотопленкой. В прямоугольном треугольнике  $ACD$ , построенном на базе первой и последующих искр, катеты  $AD$  и  $DC$  представляют собой радиальную и осевую компоненты рассчитываемых характеристик течения соответствующей искровой трассы. Угол наклона гипотенуз  $\gamma_i$  в треугольниках  $(ACD)_i$  равен  $\gamma$  только в том случае, когда расстояние  $(BC)_i$  между первой и последующими искрами будет равно расстоянию  $BC$  на электродах, т. е. как на краях разверток (см. рис. 3). Здесь  $i$  — номера рассчитываемых точек на развертках. В остальных случаях угол наклона гипотенуз может быть больше или меньше  $\gamma$ . Если расстояние  $(BC)_i < BC$ , то угол при вершине треугольника  $(ACD)_i$  меньше  $\gamma$ , т. е.  $\gamma' = \gamma - \Delta\gamma$ , если  $(BC)_i > (BC)$ , то  $\gamma'' = \gamma + \Delta\gamma$ . Здесь

$$\gamma' = \gamma - \Delta\gamma = \arctg \left( \operatorname{tg} \gamma + \frac{(-bc)_i \sin(\beta + \gamma)}{BC \cos \gamma} \right); \quad (1)$$

$$\gamma'' = \gamma + \Delta\gamma = \arctg \left( \operatorname{tg} \gamma + \frac{(bc)_i \sin(\beta + \gamma)}{BC \cos \gamma} \right), \quad (2)$$

где  $(\pm bc)_i = (BC)_i - BC$ .

Числа Маха осевых и радиальных компонент соответственно равны

$$(M_x)_i = (A_x)_i / (\tau_\Sigma c), \quad (M_r)_i = (A_r)_i / (\tau_\Sigma c). \quad (3)$$

Здесь суммарное время движения ионизованной трассы от первого искрового разряда до рассчитываемого

$$\tau_\Sigma = [\tau(m - 1) + \Delta\tau m] \cdot 10^{-6} c, \quad (4)$$

где  $\tau$  — временной интервал образования искр;  $m$  — номер искры;  $\Delta\tau$  — длительность искрового разряда;  $c$  — местная скорость звука.  $(A_x)_i$  и  $(A_r)_i$  — продольные и радиальные компоненты смещения искровых разрядов. В пределах изменения азимутального угла  $\varphi = 0 \div 67^\circ$  с помощью геометрического представления исследуемого объекта на рис. 3 получены следующие выражения для определения величин  $(A_x)_i$  и  $(A_r)_i$ :

$$(A_x)_i = (DC)_i = \frac{(BC)_i \cos(\gamma \pm \Delta\gamma)}{k \cos \alpha \sin[\beta + (\gamma \pm \Delta\gamma)]}; \quad (5)$$

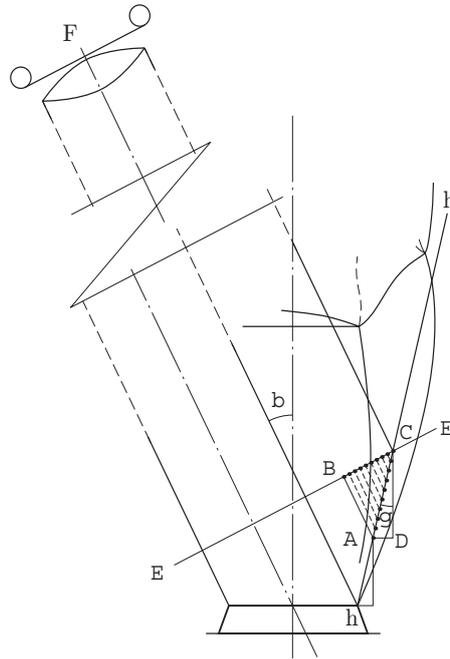


Рис. 4. Часть профиля струи и электрод, расположенный в слое смешения (пояснения даны в тексте)

$$(A_r)_i = (AD)_i = \frac{(BC)_i \sin(\gamma \pm \Delta\gamma)}{k \cos \alpha \sin[\beta + (\gamma \pm \Delta\gamma)]}, \quad (6)$$

где  $k$  — масштаб исследуемого объекта на фотоснимке.

Приведенные на рис. 5 распределения продольных и радиальных компонент числа Маха на четвертой и пятой искровых трассах показывают существенную неравномерность характеристик течения не только в продольном, но и в радиальном направлении. Из сравнения приведенных на рис. 5 зависимостей следует, что осевые и радиальные компоненты числа Маха находятся в противофазе.

На основании ранее проведенных измерений и теоретических расчетов (см. [1, 2, 8, 9]) динамики вариаций полного давления по азимуту слоя смешения сверхзвуковой недорасширенной струи была выдвинута гипотеза, что неравномерность распределения газодинамических характеристик в приграничной области течения обусловлена продольными вихревыми структурами типа вихрей Тейлора — Гёртлера. Эти вихри представляют собой квазистационарные возмущения, образующиеся в потоках с криволинейными линиями тока [10]. Предполагается, что оси продольных вихрей параллельны линиям тока середины слоя смешения струи. Длина волны данных возмущений соответствует двум продольным вихрям, вращающимся в противоположных направлениях. Следовательно, вихревая структура сверхзвуковой струи представляет собой замкнутую окружную компоновку вихрей, вращающихся в противоположных направлениях. Вследствие этого в области смешения струи и прилегающем к ней приграничном слое формируется структура потока, характеризующаяся периодическим втягиванием низконапорного газа из внешней среды либо выносом высокоскоростного из сжатого слоя. При этом наблюдается аperiodическая неравномерность распределения по азимутальной координате не только полного давления, но и скорости потока. Вторичное течение, создаваемое продольными вихрями, обладает определенным, но неодинаковым импульсом. Импульс вторичного течения зависит от интенсивности соответствующей пары вихрей, т. е. от интенсивности отдельных мод спектра неравномерности распределения скорости и полного давления [11].

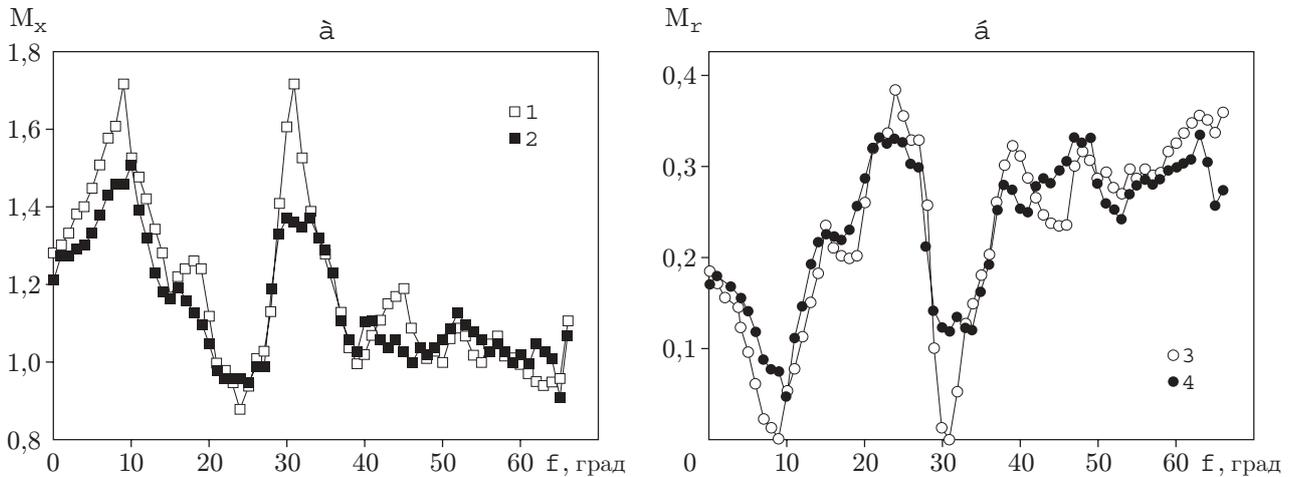


Рис. 5. Распределение неравномерности продольной (а) и радиальной (б) компонент числа Маха по азимутальному углу  $\varphi$ :  
1, 3 — четвертая искра; 2, 4 — пятая искра;  $(x/R_a)_4 = 1,7$ ;  $(x/R_a)_5 = 1,96$

Представляется важным проследить за пространственной эволюцией возмущений в исследуемой области течения. Если предположить, что середина размаха неравномерности радиальной компоненты совпадает с серединой слоя смешения, то тогда максимальные отклонения неравномерности от оси струи, соответствующие азимутальным углам  $\varphi = 23^\circ$ ,  $48^\circ$  и  $63^\circ$ , выходят на внешнюю границу слоя смешения сверхзвуковой струи, где число Маха равно единице. Продольные и радиальные компоненты числа Маха для указанных азимутальных углов (см. рис. 5) равны соответственно:  $M_x = 0,96$ ,  $1,00$  и  $0,92$ ;  $M_r = 0,34$ ,  $0,33$  и  $0,34$ . Расчет скорости по результатам измерений ее компонент показывает, что число Маха течения в струе приблизительно равно единице, а именно:  $M = 1,02$ ,  $1,05$  и  $0,98$ . Эти данные удовлетворительно согласуются с результатами исследования газодинамических характеристик струи [3, 12]. Возвращаясь к продольным вихревым структурам, можно констатировать, что вращение вихрей на данных азимутальных углах способствует выносу высокоскоростного потока на периферию струи, вследствие чего радиальные компоненты скорости достигают наибольшей величины. При этом скорость продольных компонент близка по величине к скорости звука.

Совершенно по-другому происходит распределение характеристик течения на азимутальных углах  $\varphi = 10^\circ$ ,  $31^\circ$  и  $52^\circ$ . Радиальные компоненты неравномерности искровой трассы направлены в сторону внутренней границы слоя смешения, продольные при этом достигают максимума. Числа Маха потока продольных и радиальных компонент соответственно равны:  $M_x = 1,55$ ,  $1,37$  и  $1,13$ ;  $M_r = 0,04$ ,  $0,12$  и  $0,24$ . Число Маха течения в струе на указанных азимутальных углах либо равно, либо незначительно отличается по величине от числа Маха продольной компоненты, а именно:  $M = 1,55$ ,  $1,38$  и  $1,16$ .

В рассмотренном случае пары продольных вихрей имеют такое направление вращения, при котором низконапорный поток нагнетается извне в сторону внутренней границы слоя смешения, примыкающего к сжатому слою, где скорость потока сверхзвуковая. В данном случае происходит торможение радиальной компоненты скорости низконапорного потока, а результирующая скорость будет почти полностью соответствовать продольной компоненте. Следовательно, в зависимости от направления вращения продольных вихрей происходит периодическое перераспределение массы и импульса вторичных течений, а также кинетической энергии между компонентами скорости. Поток газа радиальной компоненты скорости обладает большей кинетической энергией при выносе высокоскорост-

ного потока из слоя смешения струи, чем при нагнетании низконапорного. Течение газа в продольном направлении, наоборот, приобретает более высокую кинетическую энергию при нагнетании низконапорного потока в слой смешения струи.

Таким образом, с помощью искрового трассирования потока проведено прямое измерение распределения двух компонент скорости течения в слое смешения сверхзвуковой недорасширенной струи. Особенность течения исследуемой области струи обусловлена потерей гидродинамической устойчивости, вследствие чего в слое смешения образуются возмущения в виде продольных вихревых структур. Продольные вихри способствовали перестройке течения в струе, приводящей к неравномерному распределению газодинамических характеристик по азимутальной координате.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Запругаев В. И., Солотчин А. В.** Пространственная структура течения в начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи. Новосибирск, 1988. (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 23-88).
2. **Запругаев В. И., Солотчин А. В.** Трехмерная особенность структуры течения в сверхзвуковой недорасширенной струе // ПМТФ. 1991. № 4. С. 42–47.
3. **Запругаев В. И., Солотчин А. В., Киселев Н. П.** Исследование структуры сверхзвуковой струи при изменении геометрии входного участка сопла // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 4. С. 58–64.
4. **Зыков П. Г., Филатов А. М., Суетин П. Е.** Измерение скорости газового потока методом многократного искрового пробоа // Приборы и техника эксперимента. 1976. № 2. С. 195–197.
5. **Рычков В. Н., Топчийн М. Е.** Прямые измерения скорости гиперзвукового потока методом электроразрядного транспортирования // Теплофизика и аэромеханика. 1999. Т. 6, № 2. С. 173–180.
6. **Афонин Ю. В., Петров А. П., Наливайченко Д. Г.** Применение многоканального генератора высоковольтных импульсов для визуализации и измерения скорости течения газа // Теплофизика и аэромеханика. 2002. Т. 9, № 1. С. 143–149.
7. **Voiko V. M., Zapryagaev V. I., Kornilov V. I., et al.** Further development of the spark tracing technique for flow visualization // Proc. of the Intern. conf. on the methods of aerophys. res., Novosibirsk, 1–7 July, 2002. Novosibirsk: Publ. Hause “Nonparel”, 2002. Pt 1. P. 40–44.
8. **Желтухин Н. А., Запругаев В. И., Солотчин А. В., Терехова Н. М.** Спектральный состав и структура стационарных вихревых возмущений Тейлора — Гёртлера сверхзвуковой недорасширенной струи // Докл. РАН. 1992. Т. 325, № 6. С. 1133–1137.
9. **Желтухин Н. А., Терехова Н. М.** Неустойчивость Тейлора — Гёртлера в сверхзвуковой струе // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 5. С. 48–55.
10. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. С. 493–501.
11. **Zapryagaev V. I., Solotchin A. V., Kiselev N. P.** Streamwise vortex structures in a supersonic jet shear layer // West east high speed flow fields. Aerospace applications from high subsonic to hypersonic regime. Barcelona: CIMNE, 2003. P. 299–305.
12. **Глазнев В. Н., Сулейманов Ш.** Газодинамические параметры слабондорасширенных свободных струй. Новосибирск: Наука, 1980.

*Поступила в редакцию 10/X 2003 г.,  
в окончательном варианте — 12/I 2004 г.*