

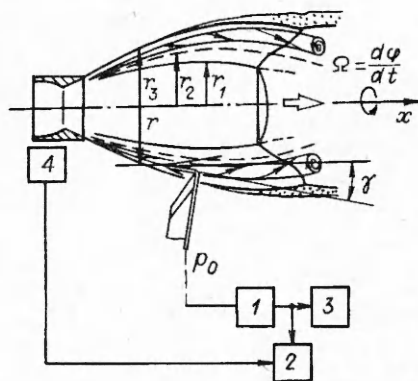
В. И. Запрягаев, С. Г. Миронов, А. В. Солотчин

**СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ
ВОЛНОВЫХ ЧИСЕЛ ПРОДОЛЬНЫХ ВИХРЕЙ
И ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ
В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ**

В сверхзвуковой струе, истекающей из осесимметричного сопла на нерасчетном режиме, экспериментально обнаружены азимутальные неоднородности распределения газодинамических параметров [1—5]. Отсутствие объяснений описываемого явления в работах по струям [6, 7] свидетельствует о недостаточной изученности структуры сверхзвуковой струи. Существование азимутальных неоднородностей на начальном участке струи было выявлено как с помощью шпирен-фотографий, на которых видны продольные полосы, так и непосредственным измерением азимутального распределения полного давления в потоке. Отмеченные неоднородности проявляются в струях, истекающих из сопел разных размеров при различных газодинамических параметрах, что указывает на достаточную распространенность этого явления, наблюдаемого как в струях разреженного газа [1, 2], так и в струях с высокими числами Рейнольдса [3—5]. Воспроизводимость обсуждаемого явления подтверждают эксперименты [8], результаты которых в основном согласуются с выводами, опубликованными в [3—5]. Возможной причиной возникновения наблюдаемой азимутальной неоднородности могут быть когерентные вихревые образования типа вихрей Тейлора — Гёртлера [3—5] в сдвиговом слое струи, истекающей в затопленное пространство. Это предположение основано на сопоставлении экспериментальных наблюдений в свободных струях с данными регистрации продольных вихрей при присоединении как плоских [9, 10], так и осесимметричных течений [11, 12]. При истечении осесимметричной сверхзвуковой струи в соосный цилиндрический канал с внезапным расширением отмечается, что «основная причина образования продольных вихрей — потеря устойчивости пограничного слоя при резком его повороте, когда нарушается равновесие между центробежными силами и силами давления» [11]. Продольные вихревые структуры наблюдались также в зоне взаимодействия сверхзвуковой струи с жидкостью [12]. Вихревое движение усиливает массообмен струи с внешней средой, существенно изменяет азимутальные и радиальные распределения полного давления и числа Маха, а также оказывает влияние на конфигурацию границы струи. Недостаточная изученность обсуждаемых вопросов приводит к необходимости дальнейших исследований условий возникновения и трансформации трехмерных возмущений в сдвиговом слое сверхзвуковой струи. Аналитическое описание неустойчивости Тейлора — Гёртлера в сверхзвуковых струях применительно к имеющемуся экспериментальному материалу изложено в [13—16].

В настоящей работе проведено расширенное экспериментальное изучение наблюдаемого явления, включающее зондовые измерения вариаций полного давления, получение данных о спектральном составе волновых чисел пространственных неоднородностей и лазерную визуализацию поперечного сечения струи.

1. Эксперименты проведены на струйной установке с использованием оборудования, которое описано в [3—5]. Наиболее существенное отличие настоящего исследования от выполненного ранее заключается в применении вращающегося сопла, что позволило получить данные о характере азимутальных неоднородностей в поле потока всей струи. В указанных работах диапазон изменения азимутального угла составлял 57° , в настоящей работе — 360° . Другие отличия в методике измерения будут приведены ниже. Изучение явления проведено на сверхзвуковой воздушной недорасширенной



Р и с. 1

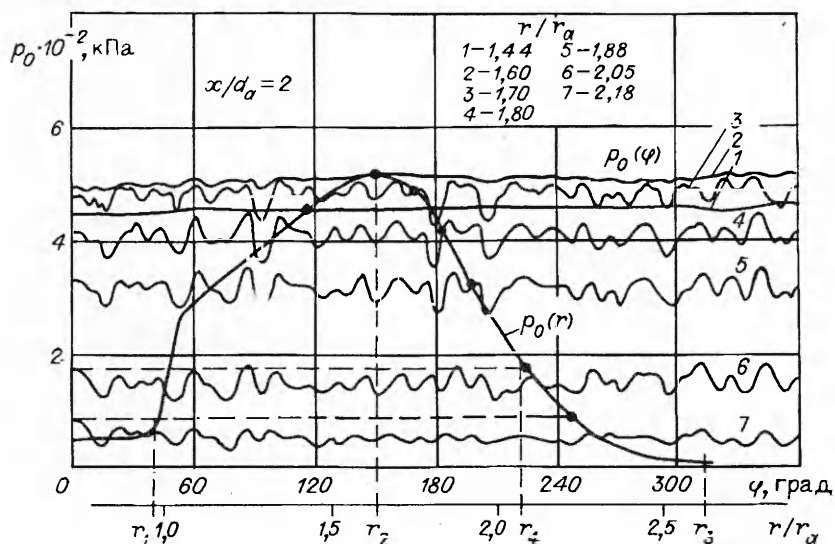
струе, истекающей из осесимметричного конического сопла с диаметром выходного сечения $d_a = 0,02$ м в затопленное пространство. Число Маха струи на выходе из сопла $M_a = 1,5$, степень нерасчетности (отношение давления на срезе сопла к внешнему давлению) равна 4,15. Число Рейнольдса, вычисленное по характерной скорости струи на срезе сопла, динамической вязкости в затопленном пространстве и длине первой ячейки недорасширенной струи, равно $3,6 \cdot 10^6$.

Сравнение результатов, полученных на соплах с различной чистотой механической обработки и, следовательно, различной степенью шероховатости его внутренней поверхности, показало, что существует связь между состоянием внутренней поверхности сопла и азимутальными неоднородностями в струе. Основные результаты экспериментов по изучению течения получены с использованием сопел, внутренняя поверхность которых имела производственную неровность, определяемую шестым классом точности, т. е. высота шероховатостей не превышала 2,5 мкм. Наличие связи между неровностями в сопле и положением вихрей в струе позволило использовать вращающееся вокруг своей оси сопло, включая и его дозвуковую часть. Сопло вращалось с постоянной угловой скоростью $\Omega = d\varphi/dt$, точность поддержания которой составляла 5 %. Давление в форкамере струйной установки поддерживалось постоянным с точностью 2 %.

При вращении сопла истекающая струя, «привязанная» к его внутренней поверхности, перемещалась вместе с неоднородностями относительно пневмоприемника, закрепленного в микрокоординатнике. Координатник обеспечивал перемещение измерительных инструментов по радиусу и оси струи с точностью 0,05 и 0,1 мм соответственно. Контроль угла поворота сопла φ осуществлялся с помощью сельсин-датчика. Схема измерения показана на рис. 1.

Исследование азимутального распределения полного давления p_0 в сжатом слое струи проводилось пневмоприемником полного давления с наружным диаметром 0,6 мм. Пневмоприемник соединялся с датчиком давления, сигнал с которого, пройдя через усилитель 1, записывался на магнитную ленту многоканального регистратора 2. Использовались два канала регистратора, один из которых обеспечивал запись сигнала с датчика давления, второй — с датчика угла поворота сопла 4. Эта система регистрации позволяла находить соответствие между измеряемым полным давлением и азимутальным углом. Положение приемного отверстия трубки Пито в струе определялось координатами x, r (продольное расстояние от среза сопла и радиальное расстояние от его оси) и азимутальным углом φ . Направление линии тока в данном сечении струи определялось в соответствии с существующими представлениями о структуре течения с использованием тепловых снимков. Пневмоприемник устанавливался соосно с восстановленной таким образом линией тока. Здесь использовалось то обстоятельство, что приемник полного давления нечувствителен к скосу потока, если скос менее 30° .

Одновременно с записью сигнала на магнитную ленту регистратора входной сигнал подавался на двухкоординатный самописец 3, где фиксировалась зависимость $p_0(\varphi)$. На рис. 2 представлены зависимости полного давления в струе от азимутального угла φ при его изменении от 0 до 360° . Данные отвечают поперечному сечению, удаленному от среза сопла на расстояние $x = 2d_a$. Здесь же приведен график изменения полного давления по радиусу струи $p_0(r)$, на котором точками отмечены значения p_0 , соответствующие $\varphi = 0$ на зависимостях $p_0(\varphi)$ (линии 1—7), полученных при различных радиальных положениях пневмоприемника (вверху показаны значения параметра r/r_a). На графике $p_0(r)$ отмечено местоположение характерных га-



Р и с. 2

зодинамических или геометрических особенностей струи: r_1 — положение висячего скачка уплотнения, r_2 — координата максимума полного давления в сжатом слое струи (одновременно являющаяся внутренней границей слоя смешения), r_3 — граница струи, r_4 — расстояние до места в струе, где скорость потока равна местной скорости звука.

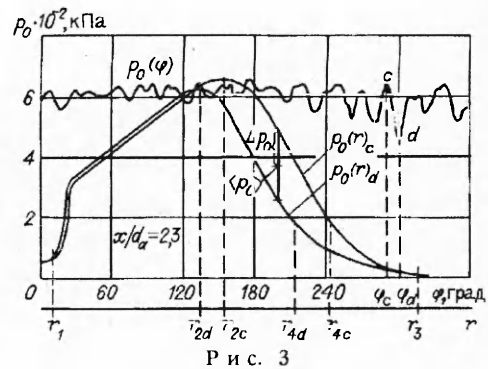
По виду разверток $p_0(\varphi)$ сжатый слой $[r_1, r_3]$ делится на две характерные области. В области $r_1 < r < r_2$ зависимость $p_0(\varphi)$ представляет собой почти прямую линию (развертка 1), а увеличение полного давления до максимального значения зависимости $p_0(r)$ происходит почти линейно, что отвечает невязкому сверхзвуковому приближению [7], где $d(U^2)/dr > 0$ (U — значение средней скорости).

Область течения $r_2 < r < r_3$, где $d(U^2)/dr < 0$, является слоем смешения, в котором наблюдаются исследуемые трехмерные возмущения. Азимутальное распределение полного давления в слое смешения имеет вариационный характер, причем амплитуда вариаций более высокая в середине слоя смешения. В [3, 5] показано, что амплитуда вариаций распределения полного давления и числа Маха изменяется в пределах от 10 до 25 % относительно средних значений.

Последнее наблюдение согласуется с критериями невязкой устойчивости дозвуковых пограничных слоев к волнам Тейлора — Гёртлера в приближении параллельного течения [16]. Там показано, что для вогнутой стенки течение устойчиво при $d(U^2)/dr > 0$ и неустойчиво при $d(U^2)/dr < 0$. Для первой ячейки сверхзвуковой недорасширенной струи ее границу можно рассматривать как вогнутую стенку, и, согласно приведенному критерию, течение в области $[r_1, r_2]$ устойчиво, а в области $[r_2, r_3]$ неустойчиво, что и видно из эксперимента.

Наблюдается достаточно хорошая воспроизводимость зависимости $p_0(\varphi)$, что выражается в совпадении максимумов и минимумов при одних и тех же значениях угла поворота сопла для реализаций, полученных при различных запусках установки, а также в воспроизведении характерных особенностей развертки. Последнее указывает на стационарный характер возмущений, вызывающих неоднородность распределения газодинамических величин в струе. Флуктуации p_0 на развертке $p_0(\varphi)$ изменяются не только от определяющих величин x, r , но и от азимутального угла φ . Отмеченное свойство характерно для всех полученных в исследовании зависимостей $p_0(\varphi)$. Можно предположить, что такое распределение газодинамических величин в слое смешения струи создается семейством продольных вихрей различных размеров.

Значительная систематическая погрешность измерения газодинамических величин в слое смешения неизобарической струи может иметь место в случае пренебрежения неоднородностью распределения этих величин в азимутальном направлении. На рис. 3 приведена зависимость полного давления, измеряемого трубкой Пито, от радиальной координаты r при разных азимутальных положениях φ для сечения струи $x = 2,3d_a$. Профили радиального распределения $p_0(r)$



получены для двух характерных значений азимутального угла φ_c и φ_d . Различие между ними иллюстрирует высказанное утверждение.

Зависимость $p_0(r)_c$ отвечает профилю полного давления, который получен при $\varphi = \varphi_c$, что соответствует локальному максимуму на развертке $p_0(\varphi)$, эта точка помечена буквой c . Профиль $p_0(r)_d$ получен при $\varphi = \varphi_d$, он соответствует локальному минимуму на развертке и помечен буквой d . Эти зависимости почти совпадают в области невязкого течения и существенно различаются в слое смешения.

Количественная оценка степени различия отмеченных профилей определяется параметром $\Delta p_0 / \langle p_0 \rangle$, который представляет собой относительное отклонение разницы измеренного полного давления от среднего значения, $\Delta p_0 = 0,5 [p_0(r)_c - p_0(r)_d]$ при $r/r_d = 1,7$, $\langle p_0 \rangle = 0,5 [p_0(r)_c + p_0(r)_d]$. Величина $\Delta p_0 / \langle p_0 \rangle \approx 0,4$.

Из рис. 3 следует, что максимальное значение полного давления, регистрируемое на профиле $p_0(r)_c$, наблюдается при $r = r_{2c}$, а на профиле $p_0(r)_d$ — при $r = r_{2d}$. Если считать, что эти характерные значения радиуса отвечают внутренней границе слоя смешения, то можно видеть, что внутренняя граница имеет вид волнистой линии с амплитудой $(r_{2c} - r_{2d}) / (r_{2c} + r_{2d}) \approx 0,1$.

Отмеченные на рис. 3 значения r_{4c} и r_{4d} соответствуют точкам на профиле $p_0(r)$, где число Маха в слое смешения равно единице. Таким образом, по данным зондовых измерений характерные изолинии в слое смешения струи имеют волнистую форму. При этом не отмечены различия экспериментальных зависимостей статического давления от радиальной координаты для разных азимутальных углов.

На рис. 4 приведена схема течения в сверхзвуковой недорасширенной струе (1 — сопло, 2 — струя, 3 — продольные вихри, 4 — висячий скачок уплотнения, 5 — внутренняя граница слоя смешения, 6 — граница сверхзвукового потока струи, 7 — граница струи).

2. Проведен спектральный анализ сигнала, записанного на магнитную ленту в виде функции $p_0(t)$ (t — время, однозначно связанное с азимутальным углом φ). Анализ заключается в получении частотных спектров, которые соответствуют спектрам волновых чисел $p_s(n)$ (n — волновое число регистрируемых возмущений). Зависимость возмущений от φ , как и в [16], берется в виде $p \sim \cos(n\varphi)$. Частотные спектры получены с помощью анализатора спектра СК4-72. Уменьшение уровня паразитных боковых «лепестков» в спектре достигалось с использованием временного окна вида

$$u(t) = 0,08 + (1/T_p) \sin(\pi t)$$

(T_p — длина временной реализации сигнала). Применение такого временного окна преобразует входной сигнал в сигнал вида $p_0(t)u(t)$, который использовался для получения частотного спектра распределения неоднородностей и соответствовал искомому спектру волновых чисел $p_s(n)$. На рис. 5 приведены амплитудные спектры волновых чисел азимутальных неоднородностей 1—4 для четырех сечений струи $x/d_a = 1; 1,5; 2,0; 2,5$. Осреднен-

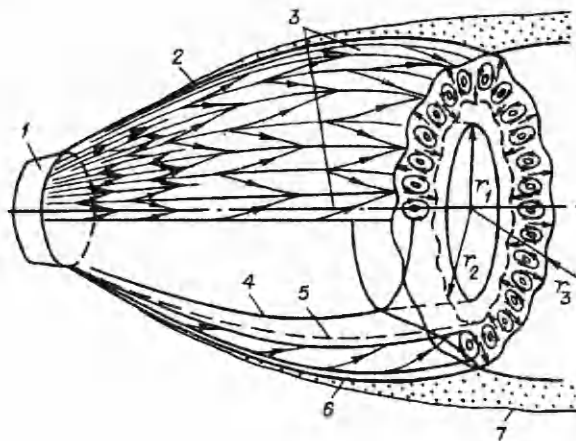


Рис. 4

ное полное давление, измеряемое трубкой Пито, $p_0 \approx 400$ кПа. По оси ординат отложена амплитуда флуктуации p_s , по оси абсцисс — волновое число n . Запись на магнитную ленту осуществлялась, как правило, в течение трех оборотов сопла вокруг своей оси. При анализе спектрограмм оказалось, что их вид зависит как от времени анализа T_p , так и от местоположения реализации относительно поверхности сопла. Для контроля за этими параметрами была собрана соответствующая схема измерения. Ширина полосы пропускания полосовых фильтров $\Delta n = 1,5$. Необходимо отметить наличие в спектре отдельных составляющих большой амплитуды в ограниченном диапазоне волновых чисел. Для сечений, расположенных ближе к соплу ($x/d_a = 1; 1,5$), спектральные составляющие регистрируются в диапазоне $n = 7 \div 75$. Такой спектр волновых чисел обусловлен, по всей видимости, наличием в слое смещения недорасширенной струи вблизи выходного сечения сопла как крупномасштабных, так и мелкомасштабных вихрей с преобладанием вихревых мод с $n = 20-30$. С удалением от сопла ($x/d_a = 2; 2,5$) в спектре уменьшается количество отдельных составляющих, соответствующих большим значениям n . Одновременно происходит смещение составляющих спектра в область малых n . В поперечном сечении $x/d_a = 2,5$ в спектре выделяются две составляющие с волновыми числами $n = 7$ и 18 , которым отвечают пары вихрей Тейлора — Гёртлера с относительными длинами волн $\lambda/L = 0,066$ и $0,026$ ($L = 2\pi r_3$ — длина окружности границы струи в данном сечении). С удалением от сопла в процессе перестройки вихревых образований происходит исчезновение мелкомасштабных вихрей и затухание крупномасштабных.

Выше отмечено влияние на вид спектров времени анализа T_p и местоположения начала анализа относительно поверхности сопла, т. е. наблюдается зависимость измеряемого спектра волновых чисел от азимутального угла. Последнее указывает на нестационарность исследуемого сигнала, если рассматривать этот сигнал ($p_0(t)$) тождественно соответствует зависимости $p_0(\varphi)$ как случайную функцию времени. В действительности сигнал $p_0(t)$ является детерминированным периодическим сигналом с периодом, равным времени одного оборота сопла вокруг своей оси T_0 . Представленные на рис. 3 спектры получены при $T_p = T_0$. Наблюдаемую тем не менее зависимость вида спектра от азимутального угла можно объяснить следующим образом. Применение временного окна, описанного выше, приводит к тому, что различные участки зависимости $p_0(t)$ имеют разный вес при получении спектрограммы. Различный характер зависимости $p_0(t) = p_0(\varphi)$ для разных значений азимутального угла объясняется влиянием естественной шероховатости внутренней поверхности сопла. Шероховатость, как правило, неидентична для различных участков поверхности сопла и генерирует неодинаковые начальные амплитуды возмущений, что сказывается на характере регистрируемых неоднородно-

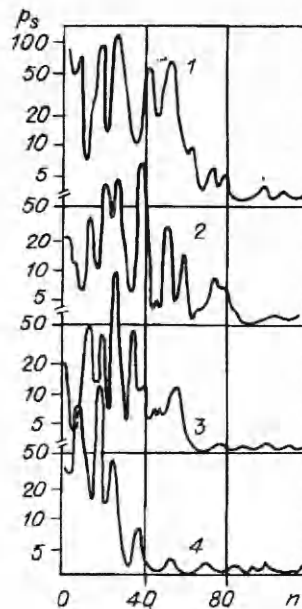


Рис. 5

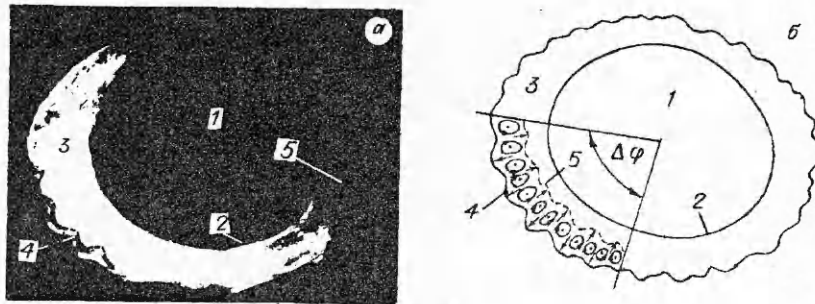


Рис. 6

стей в сдвиговом слое струи. В целом влияние возмущений на срезе сопла и в его пограничном слое на формирование пространственных неоднородностей на внешней границе сжатого слоя сверхзвуковой неизобарической струи требует специального исследования.

3. Визуализация пространственного течения в струе проведена с применением метода «лазерного ножа». Метод основан на регистрации рассеянного частицами струи лазерного излучения, сформированного в виде плоскости, ориентированной перпендикулярно оси струи. Естественного запыления струи было недостаточно, поэтому использовалось специальное задымляющее устройство, расположенное в форкамере установки. С помощью оптической системы, подобной приведенной в [18], формировался плоский световой луч («лазерный нож»). Источником света служил аргоновый лазер непрерывного действия ЛГ 106 М-1 мощностью 1,5 Вт. Оптическая система позволяла устанавливать положение ножа в различные сечения струи. На рис. 6, а приведена фотография поперечного сечения струи $x/d_a = 2$, полученная с помощью фотокамеры, которая располагалась ниже по течению на расстоянии 0,25 м вне струйного потока. Угол между направлением съемки и осью струи 60° . Выдержка при фотографировании ~ 2 с. На рис. 6, б представлена схема течения, которая основана на анализе результатов измерения параметров течения в струе зондовыми методами и визуализацией с применением метода Теплера. На фотоснимке и схеме введены обозначения: 1 — область разреженного течения, 2 — висячий скачок уплотнения, 3 — сжатый слой, 4 — граница струи, 5 — внутренняя граница слоя смешения. Так как в сверхзвуковой струе основная масса газа течет через сжатый слой, то в этом слое наблюдается высокая концентрация частиц, что приводит к увеличению интенсивности рассеянного света. На рис. 6, а отчетливо видно положение висячего скачка уплотнения и волнистой внешней границы сверхзвуковой части слоя смешения струи, что обусловлено радиальным переносом высоконапорного потока наружу от оси струи и вовлечением в движение покоящегося низконапорного газа. Это вызвано наличием в слое смешения продольных вихрей, причем соседние вихри имеют противоположное направление вращения.

Отличие картины визуализации поперечного сечения струи с применением «лазерного ножа», описанной в настоящей работе, от картин визуализации [8] заключается в том, что в [8] лазерное излучение рассеивается на тумане, который образуется за счет вовлечения внешнего газа внутрь высокоскоростного потока. В настоящей работе визуализируется структура течения струи за счет рассеивания на дымовых частицах, находящихся в струйном потоке.

Выше отмечено, что интенсивности неоднородностей различны для разных азимутальных углов. Результаты визуализации с применением «лазерного ножа» соответствуют этому выводу, что свидетельствует о наличии в струе разномасштабных продольных вихревых образований. Нечеткое изображение на снимке одной стороны поперечного сечения струи вызвано тем, что она наблюдалась через турбулентный высокоскоростной поток струи.

Таким образом, результаты экспериментального исследования пространственного течения в сверхзвуковой недорасширенной струе подтверждают

наличие во внешней части сжатого слоя струи существенной неравномерности распределения газодинамических величин в азимутальном направлении. Показано, что игнорирование этого обстоятельства может привести к появлению систематической погрешности в определении газодинамических величин, достигающей 40 %. Спектральные измерения волновых чисел пространственных неоднородностей указывают на сложный разномасштабный набор взаимодействующих возмущений. Наблюдается укрупнение структур вниз по потоку, что, скорее всего, вызвано взаимодействием их между собой и с потоком. Авторы считают, что квазипериодическая неравномерность распределения газодинамических величин по азимуту периферийной области струи происходит под воздействием возмущений, какими, с большой степенью вероятности, могут быть возмущения типа вихрей Тейлора — Гёртлера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Novopashin S. A., Pospelkin A. L. Axial symmetry loss of a supersonic preturbulent jet // Phys. Lett.— 1989.— V. A 135.— P. 290.
2. Teshima K. Proceedings of National Symposium on Shock Wave Phenomena, Sagamihara, Jap., 1989.
3. Запругаев В. И., Солотчин А. В. Пространственная структура течения в начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи.— Новосибирск, 1988.— (Препр./АН СССР, Сиб. отделение, ИТПИМ; № 23—88).
4. Zaprygaev V. I., Solotchin A. V. Three-dimensional structures of the flow in supersonic underexpanded jet // Proc. of the IUTAM Symp. on Separated Flows and Jets, Novosibirsk, USSR, 1990.— Berlin; Heidelberg; London: Springer-Verlag, 1991.
5. Запругаев В. И., Солотчин А. В. Трехмерная особенность структуры течения в сверхзвуковой недорасширенной струе // ПМТФ.— 1991.— № 4.
6. Теория турбулентных струй/Г. Н. Абрамович, Т. А. Гиршович, С. Ю. Крашенинников и др.— 2-е изд., перераб. и доп.— М.: Наука, 1984.
7. Сверхзвуковые неизобарические струи/В. С. Авдеевский, Э. А. Ашратов, А. В. Иванов, У. Г. Пирумог.— М.: Машиностроение, 1985.
8. Krothopalli A., Buzuna G., Lourenco L. Streamwise vortices in an underexpanded axisymmetric jet // Phys. Fluids A.— 1991.— V. 3, N 8.
9. Жину Д. Система вихрей вниз по течению от места повторного присоединения высокоскоростных потоков: приближенное решение // РТК.— 1971.— Т. 9, № 4.
10. Ингер Дж. Трехмерные особенности процессов тепло- и массообмена в зоне присоединения высокоскоростного потока // РТК.— 1977.— Т. 15, № 3.
11. Глотов Г. Ф., Мороз Э. К. Продольные вихри в сверхзвуковых течениях с отрывными зонами // Учен. зап. ЦАГИ.— 1977.— Т. 8, № 4.
12. Глотов Г. Ф. Модель брызгообразования при взаимодействии струи газа с жидкой ванной // Гидромеханика и теория упругости: Межвуз. науч. сб.— Днепропетровск, 1983.— Вып. 30.
13. Желтухин Н. А., Терехова Н. М. Возмущения высоких мод в сверхзвуковой струе // ПМТФ.— 1990.— № 2.
14. Zheltukhin N. A., Terekhova N. M. Modelling of stationary longitudinal vorticity in initial section of supersonic jet // Proc. of the Inter. Conference on the Methods of Aerophysical Research.— Novosibirsk, 1992.— Pt 2.
15. 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.
16. Желтухин Н. А., Терехова Н. М. Неустойчивость Тейлора — Гёртлера в сверхзвуковой струе // ПМТФ.— 1993.— № 5.
17. Florian J. M. On the Gortler instability of boundary layers // Prog. Aerospace Sci.— 1991.— V. 28.— P. 235.
18. Боровой В. Я., Иванов В. В., Орлов А. А., Харченко В. Н. Визуализация пространственного обтекания моделей с помощью лазерного ножа // Учен. зап. ЦАГИ.— 1973.— Т. 4, № 5.