

УДК 533.697

ВЛИЯНИЕ КРИВИЗНЫ ЛИНИЙ ТОКА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ПРОДОЛЬНЫХ ВИХРЕЙ В СЛОЕ СМЕШЕНИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ

В. И. Запрягаев, Н. П. Киселев, А. А. Павлов

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Экспериментально исследована структура сверхзвуковых неизобарических струй при числах Маха $M_a = 1, 2$ с целью изучения влияния кривизны линий тока на характеристики развития продольных вихрей в слое смешения. Исследовано пространственное развитие стационарных продольных вихрей в слое смешения сверхзвуковых струй. Разработана методика генерации стационарных продольных вихрей путем нанесения микронеровностей контролируемых размеров на внутреннюю поверхность сопла. Получены радиальные профили и азимутальные неоднородности полного давления, определены толщина слоя смешения и кривизна линий тока сверхзвуковых струй. Выявлено существенное влияние микронеровностей заданной формы, размещенных на поверхности сопла, на изменение полного давления в слое смешения сверхзвуковых струй по сравнению с естественными возмущениями.

Ключевые слова: сверхзвуковая струя, сопло, слой смешения, продольные вихревые структуры, кривизна линий тока.

Актуальность исследования высокоскоростного струйного слоя смешения обусловлена широким практическим использованием струй в системах подачи газообразного топлива, эжекторных системах восстановления давления и других технических устройствах, где определяющую роль играют процессы массообмена в слое смешения [1, 2]. В настоящее время ведется поиск эффективных методов управления процессами массообмена путем воздействия на начальный участок слоя смешения [3]. Отмечено существенное влияние продольных вихревых структур в слое смешения на процессы вовлечения внешнего (по отношению к струе) вещества в процесс турбулентного перемешивания [4].

Подробное исследование процесса образования и развития продольных вихревых структур в слое смешения свободной неизобарической сверхзвуковой струи, истекающей в затопленное пространство, при больших числах Рейнольдса начато сравнительно недавно [5, 6]. Наличие азимутальных неоднородностей на начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи выявлено как с помощью шпирен-фотографий, на которых видны продольные полосы, так и посредством измерений азимутального распределения полного давления в потоке. Азимутальные неоднородности проявляются в струях, истекающих из сопел разных размеров при различных газодинамических параметрах, что свидетельствует о достаточно широкой распространенности этого явления в струйных течениях. В работах [7–9] установлено, что шероховатости и локальные микронеровности внутренней поверхности сопла существенно влияют на процесс формирования азимутальных неоднородностей в слое смешения высокоскоростной струи. Физический механизм развития

продольных вихрей в слое смещения определяется процессами, описываемыми в рамках теории гидродинамической устойчивости сдвигового течения, а также дополнительными факторами, обусловленными наличием кривизны линий тока на границе сверхзвуковой недорасширенной струи.

Исследование дозвукового слоя смещения при наличии существенных начальных трансверсальных возмущений, вводимых в поток с помощью дольчатого смесителя, выполнено в работе [10], где дан подробный анализ формирования и развития продольных вихрей в дозвуковом слое смещения и показано, что их интенсивность быстро уменьшается с удалением от источника генерации продольных структур. Попытка ответа на вопрос, что является определяющим фактором в процессе возникновения продольных вихрей в слое смещения сверхзвуковой струи — шероховатость на срезе сопла или кривизна линий тока, предпринята в [11]. В этой работе выполнена оценка роли несовершенства изготовления сопла и сделано утверждение о том, что хотя кривизна может привести к пространственному усилению трехмерных возмущений в слое смещения струи, но это условие не может существенно повлиять на их динамику.

В [12, 13] при экспериментальных исследованиях пространственного развития стационарных продольных вихрей в слое смещения сверхзвуковой струи выявлено немонотонное радиальное распределение амплитуды некоторых спектральных мод, соответствующих продольным структурам различного масштаба. Отмечается сложный характер распределений Фурье амплитуд в зависимости от азимутального волнового числа (имеется большое количество пиков в диапазоне волновых чисел $3 \div 40$), полученных в результате разложения азимутальных зависимостей полного давления в слое смещения струи, истекающей из сопла с естественной шероховатостью.

Цель настоящей работы — получение количественных данных о влиянии кривизны линий тока в слое смещения струи на развитие продольных стационарных возмущений. Для минимизации неконтролируемых возмущений на внутренней поверхности сопла были изготовлены новые сопла с использованием более совершенного оборудования. Основными параметрами, влияющими на процесс развития стационарных продольных вихрей, являются число Маха потока, кривизна линий тока, толщина слоя смещения, радиальный градиент плотности, число Рейнольдса, а также уровень и спектральный состав начальных возмущений. Как правило, при изменении одного параметра изменяются и другие величины, характеризующие газодинамический режим истечения струи. Поэтому были созданы условия для того, чтобы выделить влияние кривизны линий тока в слое смещения струи.

Эксперименты проводились с использованием струйного модуля гиперзвуковой аэродинамической трубы периодического действия Т-326. Схема струйного модуля представлена на рис. 1. Форкамера струйного модуля 1 представляет собой трубу внутренним диаметром 113 мм и имеет посадочное место для установки сменных сопел 2. Истечение струи происходит в рабочую камеру 3, размеры которой $1,3 \times 0,55 \times 0,93$ м. Срез сопла расположен в поле зрения оптического окна 4 диаметром 200 мм. Сверхзвуковая струя истекает в камеру давления и выбрасывается в шахту шумоглушения через сверхзвуковой диффузор 5 выхлопного тракта трубы.

Для перемещения приемников давления использовался радиально-азимутальный координатник 6, закрепленный на внешней поверхности сопла. Координатник обеспечивал перемещение приемников давления (трубки Пито или приемника статического давления) в радиальном направлении r , по азимутальному углу φ в диапазоне $0 \div 360^\circ$, а также вдоль оси x струи. В эксперименте использовалась трубка Пито внешним диаметром 0,6 мм. Точность перемещения по радиусу составляла 0,01 мм, по продольной координате — 0,1 мм, по азимутальному углу — $0,2^\circ$. Перемещение трубки Пито по координатам r , φ осуществлялось с использованием шаговых двигателей и специальных безлюфтовых шестереночных

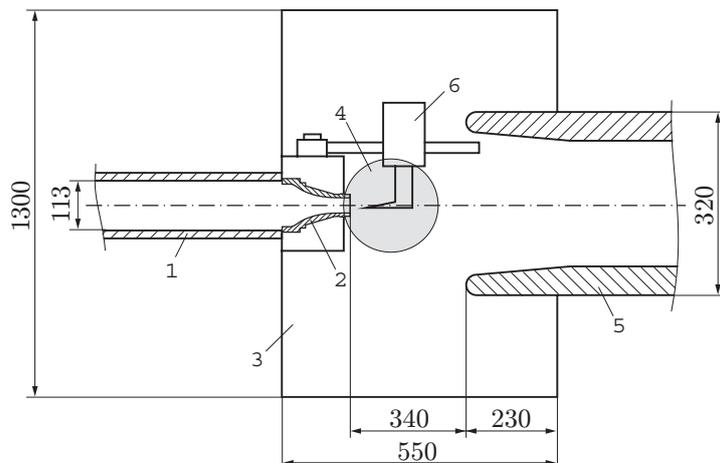


Рис. 1. Схема струйного модуля гиперзвуковой аэродинамической трубы периодического действия Т-326:

1 — форкамера струйного модуля; 2 — сменные сопла; 3 — рабочая камера; 4 — смотровое окно; 5 — сверхзвуковой диффузор; 6 — радиально-азимутальный координатник

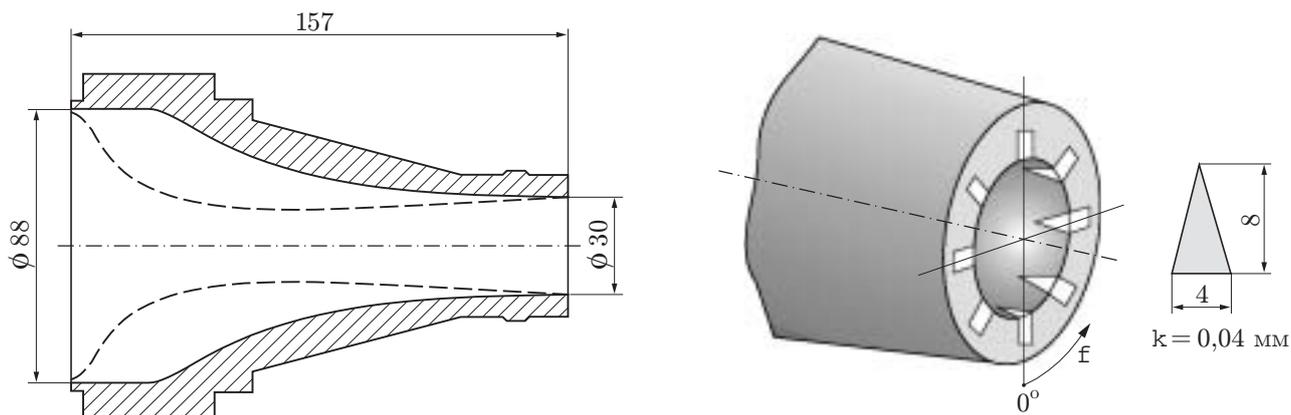


Рис. 2. Контурные профили сопел при числах Маха $M_a = 1$ (сплошные линии), $M_a = 2$ (штриховые) и расположение “микротабов” на внутренней поверхности сопла

передач. Управление координатником осуществляется с помощью специального пульта управления как в ручном режиме, так и с применением персонального компьютера.

Система сбора данных эксперимента основана на использовании многофункциональной платы PCI-1710HG фирмы “Advantech” с 12-разрядным аналого-цифровым преобразователем. Программа сбора экспериментальных данных позволяет управлять координатником в автоматическом режиме, регистрировать давление в форкамере установки (P_0) и в рабочей камере установки (P_{ch}), а также давление, измеряемое трубкой Пито (P_t). Дополнительно измеряются температура в форкамере струйного модуля (T_0) и температура в рабочей камере (T_{ch}). Программа сбора данных позволяет повысить точность измеряемых величин путем осреднения многократных измерений.

В экспериментах использовались два сопла с геометрическим числом Маха в выходном сечении $M_a = 1$ и $M_a = 2$ (рис. 2). Диаметры входного и выходного сечений обоих сопел одинаковы и равны $D_a = 30$ мм. Контур дозвуковой части сопла рассчитан по формуле Витошинского [14].

Отклонения внутренней поверхности сопел от окружности (некруглость) измерялись на расстоянии 3 мм от выходного сечения сопла с использованием кругломера 73РС фирмы “Taylor Rank”. Для сравнения проведены также измерения отклонений от окружности у ранее использовавшихся сопел диаметром $D_a = 20$ мм [11, 12]. Отклонения у новых сопел существенно меньше, чем у использовавшихся ранее ($e \approx 2,65$ мкм и $e \approx 12$ мкм соответственно), что объясняется более высоким качеством применявшегося оборудования.

Шероховатость поверхности измерялась при продольном перемещении измерительного наконечника вблизи выходного сечения сопла с помощью профилометра 120L фирмы “Form Talysurf”. Средняя шероховатость поверхности используемых сопел примерно в 5 раз меньше, чем у ранее применявшихся. Например, для ранее применявшегося сопла диаметром $D_a = 20$ мм шероховатость (по стандарту Rz(ISO)) составляет примерно 2 мкм, а для новых сопел характерное значение шероховатости, определяемое как средняя высота неровностей на профиле, приблизительно равно 0,25 мкм.

Относительная шероховатость, равная отношению размера шероховатости к толщине вытеснения пограничного слоя на срезе сопла, у новых сопел составляет примерно 0,0005, а у ранее использовавшихся — 0,02. Уменьшение относительной шероховатости новых сопел объясняется не только улучшением качества их поверхности, но и увеличением толщины пограничного слоя на выходе из сопел, применявшихся в этих исследованиях. На срезе нового сопла относительная толщина пограничного слоя составляет $\delta/R_a = 0,22$ при $M_a = 1$ и $\delta/R_a = 0,1$ при $M_a = 2$. Для ранее использовавшихся сопел ($D_a = 20$ мм) значение $\delta/R_a = 0,1$. Поэтому новые сопла по сравнению с ранее использовавшимися имеют гидравлически более гладкие внутренние поверхности. Наличие сопел с высоким качеством внутренней поверхности позволило провести эксперименты по созданию контролируемых возмущений в слое смещения в виде стационарных продольных вихрей с целью детального изучения их топологической структуры и характеристик развития.

Методика эксперимента заключалась в следующем. После установления заданного давления P_0 в форкамере сопла и фиксации положения трубки Пито относительно продольной оси проводились измерения зависимости $P_t(r)$. Затем при фиксированных значениях координат x и r измерялись зависимости $P_t(\varphi)$. При проведении экспериментов с использованием струйного модуля Т-326 давление в рабочей камере P_{ch} отличалось от атмосферного. Поэтому была разработана специальная система контроля отношения давлений P_0/P_{ch} непосредственно в ходе эксперимента, что позволяло поддерживать это отношение постоянным (в данном случае $N_{pr} = P_0/P_{ch} = 5$).

Среднеквадратичное отклонение регистрируемого полного давления в форкамере от среднего значения составляет примерно 1 %. В сопле с $M_a = 1$ реализовано истечение сверхзвуковой недорасширенной струи ($n_p = 2,64$), а сопло с $M_a = 2$ работало в режиме перерасширения ($n_p = 0,643$) ($n_p = P_a/P_{ch}$ — степень нерасчетности истекающей струи; P_a — давление на срезе сопла). При этом отношение давлений в обоих случаях оставалось постоянным: $N_{pr} = 5$. Струйное число Маха, определяемое формулой для изоэнтропического течения

$$M_j = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{P_0}{P_{ch}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1 \right]},$$

поддерживалось постоянным. Для обоих режимов истечения $M_j = 1,71$.

Эксперименты проведены как для гладкого сопла с естественной шероховатостью, так и для сопла с искусственными микронеровностями на внутренней поверхности. Каждая микронеровность имела форму, подобную исследованной в работе [11], и представляла собой равнобедренный треугольник, вершина которого направлена навстречу потоку, толщиной $k = 0,04$ мм (см. рис. 2). Микронеровности наносились на внутреннюю поверхность сопла вблизи его выходного сечения с равным шагом по азимутальному углу $\varphi = 45^\circ$.

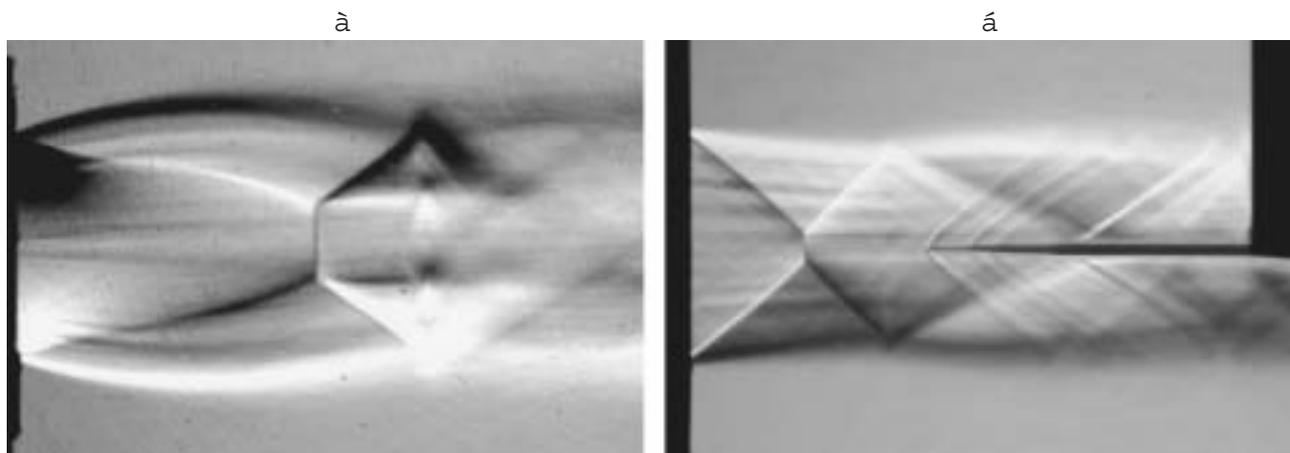


Рис. 3. Шлирен-фотографии струи:
 а — $M_a = 1$; б — $M_a = 2$

На рис. 3 представлены шлирен-фотографии недорасширенной струи ($n_p = 2,64$, $M_a = 1$, $Re_d = 2,21 \cdot 10^6$) и перерасширенной струи ($n_p = 0,643$, $M_a = 2$, $Re_d = 1,95 \cdot 10^6$). Число Рейнольдса Re_d вычислялось по параметрам потока и диаметру на срезе сопла. Направление потока слева направо. Визуализация картины течения осуществлялась с помощью теневого прибора ИАБ-451 с использованием шлирен-метода при наклонном положении ножа в фокальной плоскости приемной части теневого прибора. Струи истекали из сопел, на внутренних поверхностях которых были наклеены микронеровности. Представленные фотографии получены с экспозицией 0,1 мс. Хорошо различимы продольные полосы, которые идентифицируются с продольными вихревыми структурами.

Газодинамическая структура начального участка струи характеризуется наличием скачков уплотнения, волн разрежения и слоя смешения. Схемы течений на начальном участке сверхзвуковой струи при $M_a = 1, 2$ показаны на рис. 4. Длина первой бочки перерасширенной струи ($x_1/R_a = 1,84$) существенно меньше длины первой бочки недорасширенной струи ($x_1/R_a = 3,75$).

Газодинамические параметры течения в струях получены с использованием результатов измерений распределений полного давления по радиусу в различных сечениях струи. Измерения проводились тензометрическим датчиком давления КРУ43-А фирмы “SIEMENS” с диапазоном измерения $0 \div 400$ кПа. Методика измерения заключалась в следующем. Для заданного сечения струи трубка Пито устанавливалась на оси струи и затем с помощью координатника перемещалась в радиальном направлении (дискретно с шагом 0,2 мм) к внешней границе, давление на которой соответствует давлению в камере смешения. Измерения проводились в диапазоне $x/R_a = 0 \div 7$ для струй, истекающих из конвергентного сопла ($M_a = 1$) и из сопла Лавалья ($M_a = 2$).

Профили $P_t(r)$ показаны на рис. 5. Видно, что при $x/R_a = 0,06$ давление в центре струй, измеренное трубкой Пито, равно $P_t/P_0 = 0,987; 0,735$ для $M_a = 1, 2$ соответственно. Такие значения P_t/P_0 соответствуют числам Маха потока $M = 1,23$ и $M = 1,97$, вычисленным по формуле Рэлея. Значение $M = 1,97$ хорошо согласуется с геометрическим значением числа Маха потока на срезе сопла Лавалья. Для конвергентного сопла полученное значение числа Маха на срезе сопла $M = 1,23$ отличается от расчетного значения $M = 1,0$. Это объясняется тем, что при истечении недорасширенной струи из конвергентного сопла наблюдается так называемый сброс пограничного слоя сопла [14]. Под “сбросом” понимается уменьшение толщины пограничного слоя сопла вблизи его выходного сечения

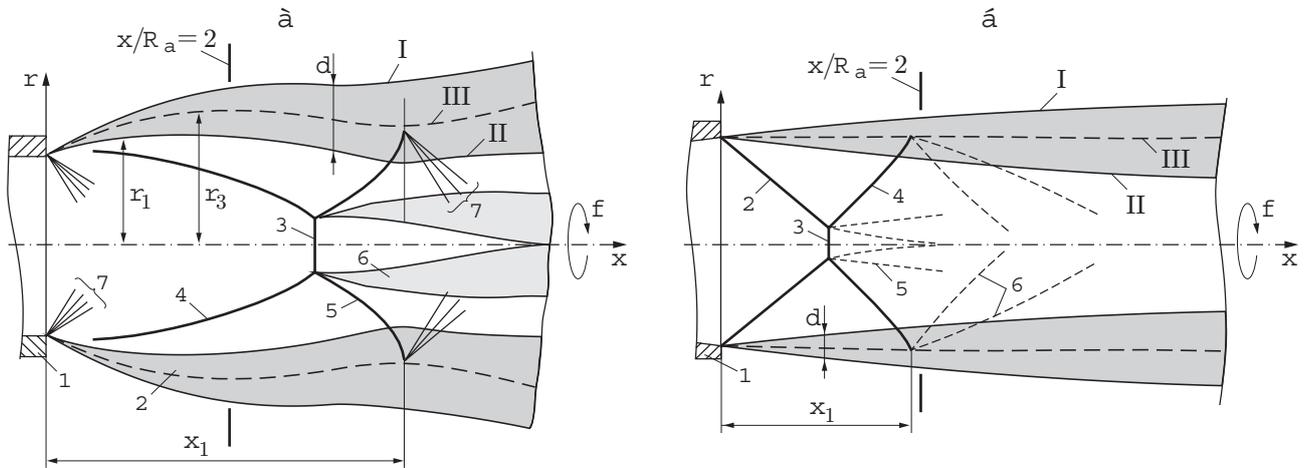


Рис. 4. Схема течения на начальном участке сверхзвуковой струи при $M_a = 1$ (а) и $M_a = 2$ (б):

а: 1 — сопло; 2 — слой смешения (I, II — внешняя и внутренняя границы, III — середина слоя смешения; r_1, r_3 — радиальные расстояния, соответствующие положению внутренней границы и середине слоя смешения); 3 — диск Маха; 4, 5 — висячий и отраженный скачки уплотнения; 6 — слой сдвига, формирующийся за точкой пересечения скачков уплотнения 3, 4, 5; 7 — веер волн разрежения; б: 1 — сопло; 2 — скачок сжатия; 3 — диск Маха; 4 — отраженный скачок; 5 — слой сдвига, формирующийся за точкой пересечения скачков уплотнения 2, 3, 4; 6 — веер волн разрежения; I, II — внешняя и внутренняя границы слоя смешения; III — середина слоя смешения

из-за отрицательного градиента давления вблизи выходного сечения сопла при истечении недорасширенных сверхзвуковых струй. Вследствие этого критическое сечение, соответствующее числу Маха потока $M = 1$ для струйного потока, смещается внутрь сопла и в выходном сечении сопла реализуется течение с числом Маха $M_a = 1,23$. Это обстоятельство отмечалось при анализе структуры течения на начальном участке сверхзвуковой слабонедорасширенной струи, истекающей из конического сопла [15]. Расчет по формулам для изоэнтропического течения показывает, что такому изменению числа Маха соответствует изменение толщины вытеснения пограничного слоя в выходном сечении сопла на 0,3 мм, что указывает на осуществимость отмеченного выше явления.

На профиле 2 полного давления в сечении $x/R_a = 0,06$ (рис. 5,а) при $M_a = 2$ наблюдается небольшой пик на периферии струи ($r/R_a = 0,9$). Наличие пика объясняется изменением структуры ударных волн, взаимодействующих с трубкой Пито. В ядре струи вблизи носика приемника полного давления реализуется прямой скачок уплотнения, а при $r/R_a = 0,9$ скачок вблизи носика трубки Пито взаимодействует со скачком сжатия (см. рис. 3,б). В результате этого взаимодействия трубка Пито регистрирует полное давление не за прямым скачком уплотнения, а за системой косых скачков. При этом во втором случае регистрируемое зондом давление больше за счет меньших потерь полного давления.

При $x/R_a = 0,06$ размеры перерасширенной струи несколько меньше по сравнению с недорасширенной струей (рис. 5,а). Более существенное различие поперечных размеров регистрируется при $x/R_a = 2$, что объясняется сжатием перерасширенной струи и расширением недорасширенной струи (рис. 5,б). В случае недорасширенной струи при $x/R_a = 2$ наблюдается висячий скачок уплотнения ($r/R_a = 0,65$), а в случае перерасширенной струи регистрируется пониженное полное давление за диском Маха вблизи оси ($r/R_a = 0 \div 0,15$). При $r/R_a = 1,25$ трубка Пито регистрирует максимальное давление, что соответствует положению внутренней границы слоя смешения струи II (см. рис. 4,а).

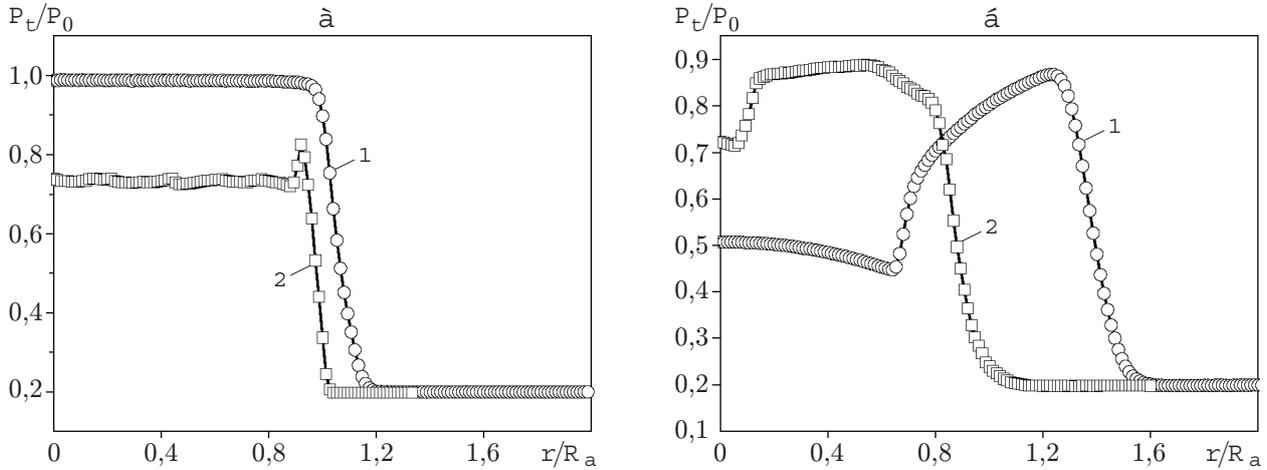


Рис. 5. Радиальные профили полного давления сверхзвуковых струй:

a — $x/R_a = 0,06$; b — $x/R_a = 2,0$; 1 — $M_a = 1$; 2 — $M_a = 2$

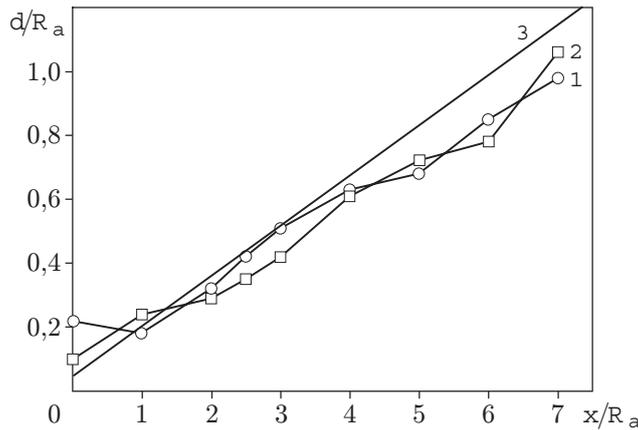


Рис. 6. Зависимость толщины слоя смешения от продольной координаты для двух типов сопел:

1 — $M_a = 1$; 2 — $M_a = 2$; 3 — аппроксимация экспериментальных данных [3]

Важной характеристикой струи является распределение толщины слоя смешения по направлению течения. Внутренняя граница слоя смешения r_1 соответствует максимуму функции $P_t(r)$. Внешняя граница слоя r_2 определяется как точка, где измеренное трубкой Пито давление равно $P_t(r_2) = 0,01P_t(r_1)$.

Полученные зависимости толщины слоя смешения δ/R_a от продольной координаты x/R_a представлены на рис. 6. Относительная толщина слоя смешения определяется по формуле $\delta = r_2 - r_1$, где r_1, r_2 — радиусы, соответствующие положениям внутренней и внешней границ слоя смешения.

На рис. 6 видно, что характер зависимости $\delta(x)$ для недорасширенной и перерасширенной струй приблизительно одинаковый. Наибольшее различие значений толщины слоя смешения наблюдается вблизи среза сопла ($x/R_a = 0,06$), где измеренное значение толщины слоя смешения близко к толщине пограничного слоя вблизи выходного сечения сопла.

Результаты измерений хорошо согласуются с данными, полученными ранее для конвергентного сопла радиусом $R_a = 20$ мм при $M_a = 1$, $n_p = 2,65$ [3]. При этом незначительное различие значений толщины слоя смешения подтверждает определяющую роль струйного числа Маха M_j , которое в данном случае равно 1,7.

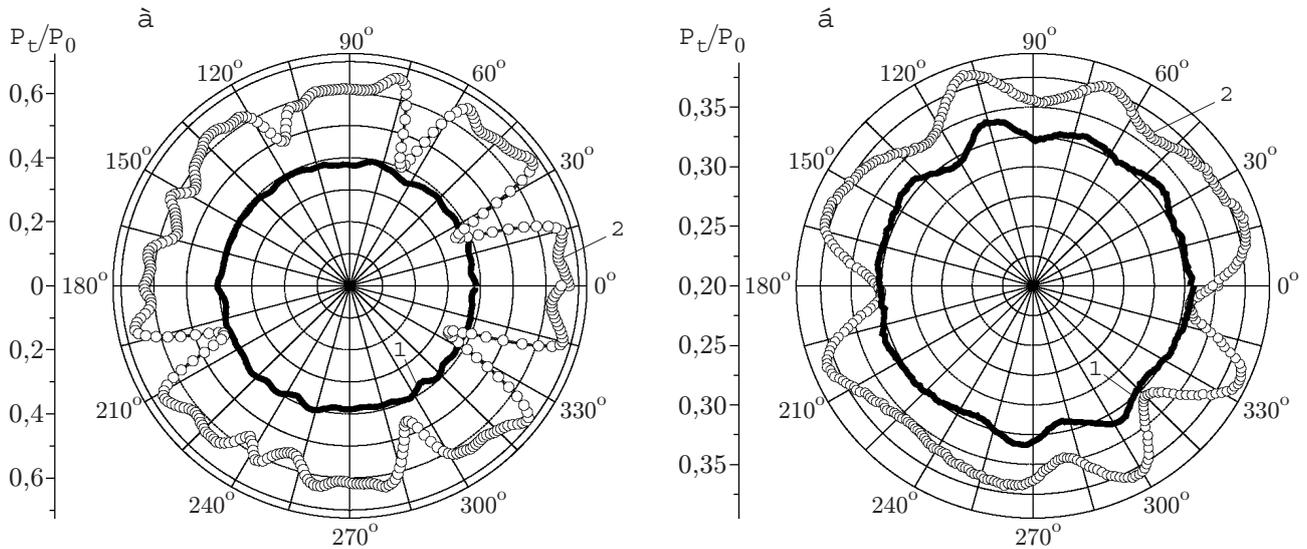


Рис. 7. Распределение давления по азимутальному углу (концентрические окружности — линии равного значения P_t/P_0) в сечении струи $x/R_a = 2$:
 а — $M_a = 1$, $r/R_a = 1,33$, $k = 0,04$ мм; б — $M_a = 2$, $r/R_a = 0,93$, $k = 0,04$ мм; 1 — данные для “чистого” сопла; 2 — данные для сопла с микронеровностями

Измерения азимутального распределения полного давления $P_t(\varphi)$ в слое смешения сверхзвуковых струй выполнены для сопла без каких-либо дополнительных возмущений на его внутренней поверхности и для сопла с искусственными микронеровностями (“микротабками”). В сечении струи $x/R_a = 2$ в области слоя смешения получено 15–17 азимутальных зависимостей измеренного полного давления. Характерные распределения приведены на рис. 7, где представлены экспериментальные данные, полученные при таком значении радиуса струи r , при котором вариации полного давления максимальны. Для обоих типов сопел максимальные вариации наблюдаются в середине слоя смешения. На графиках отчетливо прослеживается упорядоченный характер зависимости $P_t(\varphi)$, обусловленный наличием искусственных микронеровностей на внутренней поверхности сопла. Максимальные отклонения азимутального распределения давления в слое смешения наблюдаются при значениях угла φ , соответствующих положениям микронеровностей, наклеенных на внутреннюю поверхность сопла.

Величиной $\langle \Delta P \rangle = \sqrt{(P_t^i - \bar{P})^2 / (n - 1)}$ характеризуется интенсивность продольных вихрей в слое смешения (P_t^i — измеренное значение полного давления, соответствующее азимутальному углу φ_i ; \bar{P} — среднее значение давления; n — число измерений). Радиальные зависимости относительного среднеквадратичного отклонения полного давления $\langle \Delta P \rangle / P_0$, которые определяются азимутальными неоднородностями $P_t(\varphi)$, представлены на рис. 8. Результаты измерений соответствуют двум газодинамическим режимам истечения сверхзвуковой струи и двум состояниям внутренней поверхности сопла. Основные параметры струи приведены в таблице.

В случае естественных неровностей на поверхности сопел среднеквадратичные отклонения полного давления в слое смешения $\langle \Delta P \rangle$ почти одинаковы (0,011–0,013) для недорасширенной и перерасширенной струй (кривые 1, 3 на рис. 8). При наличии на внутренней поверхности сопел искусственных микронеровностей (с шагом 45°) уровень возмущений в слоях смешения струй существенно различается для недорасширенной и перерасширенной струй. Для перерасширенной струи максимальное значение $\langle \Delta P \rangle_{\max} / P_0 = 0,028$ (кривая 4), для недорасширенной струи эта величина достигает значения 0,086 (кривая 2).

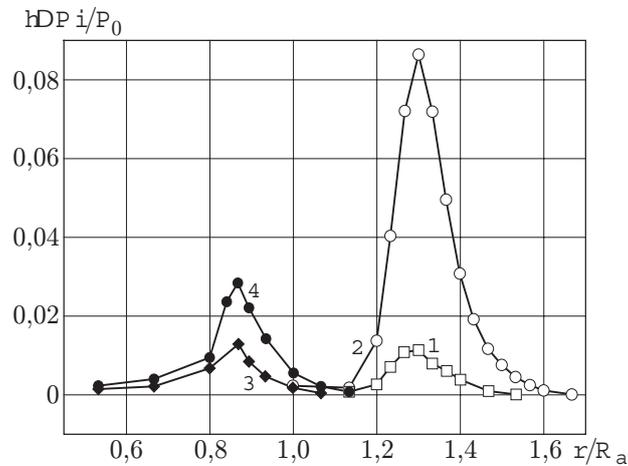


Рис. 8. Среднеквадратичное отклонение полного давления:
1, 2 — $M_a = 1$; 3, 4 — $M_a = 2$

Номер кривой на рис. 8	M_a	$n_p = P_a/P_{ch}$	M_j	$Re_d \cdot 10^{-6}$	K	$\langle \Delta P \rangle_{\max}/P_0$	$K _{x/R_a=2}$
1	1	2,640	1,7	2,21	2,5	0,011	-0,085
2	1	2,640	1,7	2,21	40,0	0,086	-0,085
3	2	0,643	1,7	1,95	2,5	0,013	0,0005
4	2	0,643	1,7	1,95	40,0	0,028	0,0005

Для естественных возмущений ($k \approx 0,0025$ мм) регистрируется примерно одинаковый уровень возмущений в слоях смешения обеих струй. Отрицательная кривизна линий тока в струйном слое смешения приводит к усилению гёртлеровских возмущений для искусственных возмущений ($k \approx 0,04$ мм). Характер преобразования возмущений, генерируемых микронеровностями на внутренней поверхности сопла, в стационарные азимутальные возмущения, регистрируемые в слое смешения струи, зависит также от размера микронеровности. Это указывает на наличие пороговых явлений, когда характер усиления малых возмущений отличается от характера усиления возмущений с большой амплитудой. Такие явления требуют более внимательного изучения.

Существенное различие значений $\langle \Delta P \rangle_{\max}/P_0$ для струй с одинаковым значением струйного числа Маха и разной нерасчетностью может быть объяснено различием геометрической структуры струй (см. рис. 3, 4). Наиболее существенное различие наблюдается для кривизны линий тока в слоях смешения струй. Максимальные среднеквадратичные отклонения регистрируются в середине слоя смешения как в случае малых (естественных) неровностей на поверхности сопел, так и при наличии искусственных микронеровностей.

Определяющее влияние на развитие гёртлеровской неустойчивости в сверхзвуковых струях оказывает кривизна линий тока. Кривизна плоской кривой вычисляется по формуле [16]

$$K = \frac{d^2 y}{dx^2} \left[1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right]^{-3/2},$$

где $y = y(x)$ — зависимость, полученная при аппроксимации экспериментальных данных. В данном случае представляет интерес кривизна линии тока, которая соответствует середине слоя смешения ($y \equiv r_3$). Экспериментальные зависимости для внутренней границы $r_1(x)$ и середины $r_3(x)$ слоя смешения получены с использованием профилей $P_t(r)$

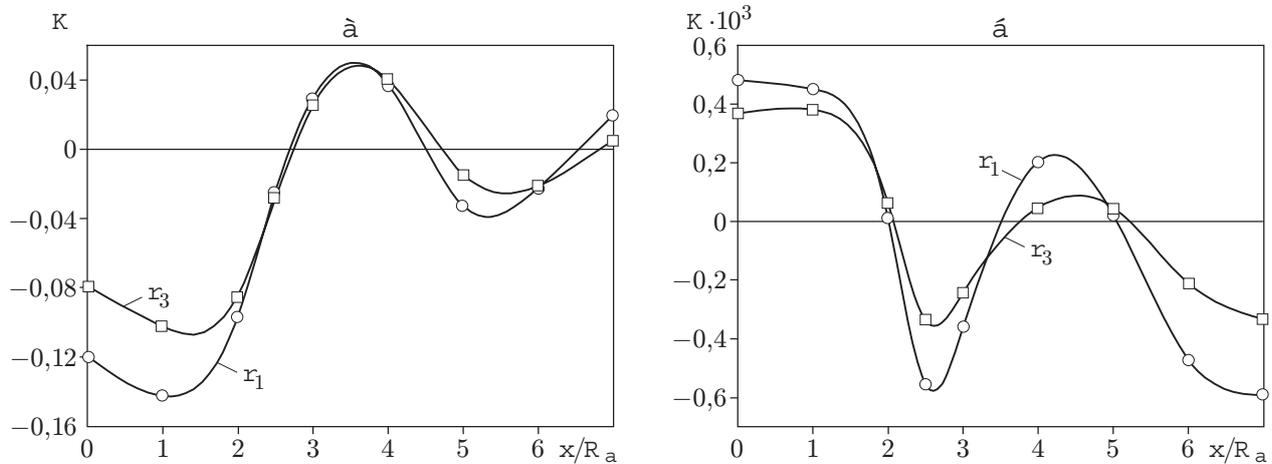


Рис. 9. Кривизна линий тока для двух радиальных расстояний:
 a — $M_a = 1, n_p = 2,64$; b — $M_a = 2, n_p = 0,643$

(см. рис. 5). Первая и вторая производные от этих зависимостей получены с применением стандартной процедуры дифференцирования функции, заданной экспериментальными точками. На рис. 9, a показана зависимость кривизны линий тока от продольного расстояния для сверхзвуковой недорасширенной струи, на рис. 9, b — для перерасширенной струи. Значения кривизны линий тока для середины слоя смешения при $x/R_a = 2$ приведены в таблице.

Для недорасширенной струи кривизна в первой ячейке отрицательная, а для перерасширенной струи положительная. Давление в перерасширенной струе меньше атмосферного, поэтому течение в струе сжимается скачком уплотнения. Для режима недорасширения атмосферное давление меньше давления в потоке на срезе сопла, поэтому струя расширяется при выходе из сопла, а кривизна принимает отрицательное значение. В данном случае основное влияние на кривизну оказывает вторая производная d^2y/dx^2 ; член в знаменателе $(dy/dx)^2$ существенно меньше единицы и потому на значение кривизны влияет несущественно. В районе первой бочки максимальное значение кривизны для недорасширенной струи находится в первой ячейке струи, что согласуется с данными работ [9, 15] для сверхзвуковой струи, истекающей из конического сопла ($M_a = 1$) диаметром $D_a = 20$ мм.

Видно, что в случае недорасширенной струи кривизна существенно изменяется в первой ячейке струи. Для перерасширенной струи характерны такие же качественные особенности, но максимальные значения кривизны на два порядка меньше, чем в недорасширенной струе. Отрицательная кривизна линий тока в недорасширенной струе и положительная кривизна линий тока в перерасширенной струе являются главными особенностями исследуемых струйных слоев смешения. В соответствии с критерием Рэлея возмущения в искривленном сдвиговом течении неустойчивы и нарастают, если $d\Gamma^2/dr < 0$ ($\Gamma = Vr$ — циркуляция [17]). Применительно к рассматриваемому течению эти условия выполняются на начальном участке слоя смешения сверхзвуковой недорасширенной струи ($x/R_a < 2,75$), что ранее обсуждалось в [7]. В данном случае скорость течения уменьшается с увеличением радиуса, при этом значение кривизны отрицательное (подобно обтеканию выпуклой поверхности). Как показывают данные эксперимента, для перерасширенной струи на начальном участке слоя смешения кривизна очень мала и ее значение положительное, что указывает на отсутствие гёртлеровской неустойчивости течения. Таким образом, для искусственных возмущений существенное увеличение уровня вариаций значений P_t в слое смешения недорасширенной струи по сравнению с перерасширенной струей с тем же зна-

чением струйного числа Маха может быть объяснено наличием гёртлеровской неустойчивости.

В результате проведенного исследования отработана методика генерации стационарных продольных вихрей в слое смещения сверхзвуковых струй путем нанесения микронеровностей контролируемых размеров на внутреннюю поверхность сопла. Получена зависимость толщины слоя смещения от продольного расстояния и определен параметр распространения для сверхзвуковых струй при $M_a = 1, 2$ для одинакового отношения давлений $N_{pr} = 5$ и, следовательно, одинакового струйного числа Маха. Толщина слоя смещения незначительно различается для обеих струй, что свидетельствует об определяющем влиянии струйного числа Маха на характер развития слоя смещения. Выявлено существенное влияние микронеровностей заданной формы, размещенных на поверхности сопла, на величину регистрируемых вариаций измеренного полного давления в слое смещения сверхзвуковых струй по сравнению со случаем естественных возмущений. Для недорасширенной струи амплитуда возмущений увеличилась примерно в 8 раз, для перерасширенной струи — в 3 раза. Последнее указывает на существенное влияние кривизны линий тока на характер развития в слое смещения продольных вихрей, генерируемых искусственными микронеровностями на внутренней поверхности сопла.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А., Крашенинников С. Ю. и др.** Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984.
2. **Шец Дж.** Турбулентное течение. Процессы вдува и перемешивания. М.: Мир, 1984.
3. **Gutmark E. J., Schadow K. S., Yu K. A.** Mixing enhancement in supersonic free shear flows // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1995. V. 27. P. 375–417.
4. **Lierman D., Gharib M.** The role of streamwise vortices in near-field entrainment of round jets // *J. Fluid Mech.* 1992. V. 245. P. 643–667.
5. **Запрыгаев В. И., Солотчин А. В.** Пространственная структура течения в начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи. Новосибирск, 1988. (Препр. / Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР; № 23-88).
6. **Novopashin S. A., Perepelkin A. L.** Axial symmetry loss of a supersonic preturbulent jet // *Phys. Lett.* 1989. V. 135, N 4/5. P. 290–293.
7. **Запрыгаев В. И., Солотчин А. В.** Экспериментальное исследование влияния шероховатости сопла на продольные вихревые образования в сверхзвуковой струе // *ПМТФ.* 1997. Т. 38, № 5. С. 86–96.
8. **Запрыгаев В. И., Солотчин А. В.** Развитие продольных вихрей в начальном участке сверхзвуковой неизобарической струи при наличии микронеровностей внутренней поверхности сопла // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 1997. № 3. С. 180–185.
9. **Глазнев В. Н., Запрыгаев В. И., Усков В. Н. и др.** Струйные и нестационарные течения в газовой динамике. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.
10. **MacCormic D. C., Bennett (Jr.) J. C.** Vortical and turbulent structure of a lobed mixer free shear layer // *AIAA J.* 1994. V. 32, N 9. P. 1852–1859.
11. **Krothapalli A., Strykowski P. J., King C. J.** Origin of streamwise vortices in supersonic jets // *AIAA J.* 1999. V. 36, N 5. P. 869–872.
12. **Zapryagaev V. I.** Streamwise vortices in a initial region of the supersonic nonisobaric jet shear layer // *Proc. of the X Intern. conf. on the methods aerophys. res., Novosibirsk — Tomsk, 9–16 July, 2000.* Novosibirsk: Publ. House SB RAS, 2000. Pt 2. P. 209–214.

13. **Zapryagaev V. I., Kiselev N. P., Solotchin A. V.** Streamwise vortex structures at a boundary of the supersonic jet // Proc. of the XI Intern. conf. on the methods of aerophys. res., Novosibirsk, 1–7 July, 2002. Novosibirsk: Publ. House “Nonparalel”, 2002. Pt 2. P. 192–196.
14. **Дейч М. Е.** Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974.
15. **Запрягаев 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.
16. **Корн Г., Корн Т.** Справочник по математике. М.: Наука, 1973.
17. **Saric W. S.** Goertler vortices // Annu. Rev. Fluid Mech. 1994. V. 26. P. 379–409.

Поступила в редакцию 5/VI 2003 г.
