

УДК 533.697

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ГЕОМЕТРИИ ВХОДНОГО УЧАСТКА СОПЛА

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

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Экспериментально исследована структура сверхзвуковой недорасширенной струи при малой степени нерасчетности истечения из сопла с переменной формой входного участка. Получены распределения полного давления в поперечных сечениях начального участка исследуемых струй. По этим распределениям найдены координаты границ области смещения. Определена кривизна линий тока в слое смещения в пределах первых двух бочек недорасширенной струи. В безразмерных координатах получена зависимость, обобщающая результаты измерения кривизны линий тока в первой бочке слабонедорасширенной струи.

Сверхзвуковая недорасширенная струя, истекающая из осесимметричного сопла в затопленное пространство, характеризуется существенной неоднородностью распределения газодинамических величин как вдоль оси, так и в поперечном направлении [1, 2]. Из-за нерасчетности истечения начиная от выходного сечения сопла вектор скорости потока в сверхзвуковой струе имеет радиальную составляющую, направленную от оси. Вследствие этого граница струи на начальном участке приобретает бочкообразную форму. По мере удаления вниз по потоку радиальная составляющая вектора скорости периодически меняет свое направление, что способствует образованию многоячейстой (многоблочной) структуры слабонедорасширенной струи [3, 4]. Вблизи границы струи линии тока приобретают определенную кривизну, величина которой зависит от начальных условий истечения: скорости потока, перепада давления на выходе из сопла, начального состояния пограничного слоя струи.

На стенках сопла образуется пограничный слой, толщина которого меняется в зависимости от режима течения (от числа Рейнольдса Re), геометрических характеристик и шероховатости сопла [5]. Изменение толщины пограничного слоя вызывает перераспределение скорости и давления не только вблизи стенок, но и в выходном сечении сопла, что может стать причиной отклонений газодинамических величин от заданных значений [6]. В сверхзвуковых струях это приведет к изменению геометрических размеров волновой структуры и, следовательно, кривизны границы струи и линий тока в слое смещения. Интерес, проявляемый к этой области течения, связан с гёртлеровской неустойчивостью, приводящей к возникновению продольных вихревых структур типа вихрей Тейлора — Гёртлера [7]. Таким образом, кривизна линий тока — важный фактор в процессе формирования гёртлеровской неустойчивости в сверхзвуковых неизобарических струях.

Целью экспериментальных исследований являлось определение влияния начального состояния пограничного слоя в выходном сечении сопла на газодинамику истечения слабонедорасширенной струи и в первую очередь на кривизну линии тока слоя смещения.

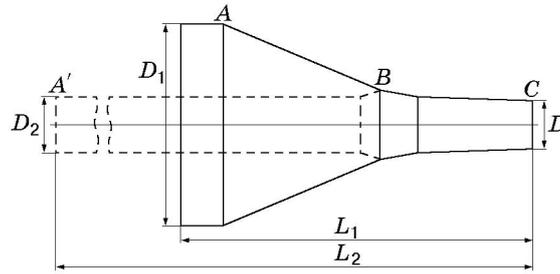


Рис. 1

Начальное состояние пограничного слоя изменялось за счет использования сопел с различной формой входного участка.

1. Экспериментальные исследования проводились на сужающихся осесимметричных соплах двух типов: коротком и длинном, состоящих из постоянной и сменной частей (рис. 1). (Короткому соплу соответствуют величины с индексом 1, длинному — величины с индексом 2.) Постоянная часть BC сопел с диаметром выходного сечения $D = 20$ мм имеет форму двух сопряженных конусов с полууглами 10 и 3° . Угол наклона образующей в дозвуковой сменной части AB короткого сопла составляет 25° . Отношение диаметра входного сечения короткого сопла к диаметру выходного $D_1/D = 4,4$, относительная длина сопла $L_1/D = 6,45$. Сменная часть длинного сопла $A'B'$ представляет собой цилиндрическую трубу с относительными внутренним диаметром $D_2/D = 1,28$ и длиной $L_2/D = 21,2$.

Число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам потока на выходе и диаметру сопла, $Re_d = 1,61 \cdot 10^6$. В качестве объекта исследования выбрана сверхзвуковая воздушная струя с температурой торможения $T_0 = 283$ К. Истечение струй происходило в режиме недорасширения с давлением торможения в форкамере $p_t = 5 \cdot 10^2$ кПа. В экспериментах измерялись полное давление (с помощью стандартного цилиндрического пневмоприемника с диаметром приемного отверстия $d = 0,4$ мм и индуктивного датчика ДМИ) и координата r смещения пневмоприемника от оси струи. Распределение полного давления по радиусу струи определялось по результатам измерений в различных поперечных сечениях в пределах первых трех ячеек (бочек). Первое сечение находилось на расстоянии $x = 0,5R$ (R — радиус выходного сечения сопла). Для измерения p_t и r использовалась автоматизированная система сбора данных на основе персонального компьютера, сопряженного с крейтом КАМАК [8]. Погрешность измерения полного давления не превышала 1 %.

2. На рис. 2 приведены распределения относительного полного давления по радиусу струй, истекающих из короткого (штриховые кривые) и длинного (сплошные кривые) сопла. На рис. 3 представлены профили относительного полного давления на оси струй (на рис. 3–5 штриховые кривые и точки 1 соответствуют короткому соплу, сплошные кривые и точки 2 — длинному). Несмотря на то что формирование сверхзвуковых струй происходило при одинаковом давлении в форкамере, распределения полного давления по радиусу и по оси струй различны. Наибольшее различие профилей $p_0(r)$ наблюдается для первой бочки ($x/R = 0,5 \div 4,0$), для второй и третьей бочек эти профили практически совпадают (различие отмечено только на оси струй). Выравнивание профилей газодинамических величин на отдаленных участках струй вызвано усилением диссипативных процессов при прохождении потока через систему волн сжатия и разрежения, а также возрастающим влиянием турбулентности в расширяющемся слое смещения.

Из рис. 3 следует, что отношение полного давления перед и за прямым скачком уплотнения в выходном сечении короткого сопла равно единице, что реализуется при числе Маха $M_1 = 1$. В выходном сечении длинного сопла $p_0/p_t = 0,98$, следовательно, скорость истечения струи сверхзвуковая: $M_2 = 1,3$. Для объяснения данного результата проведен анализ

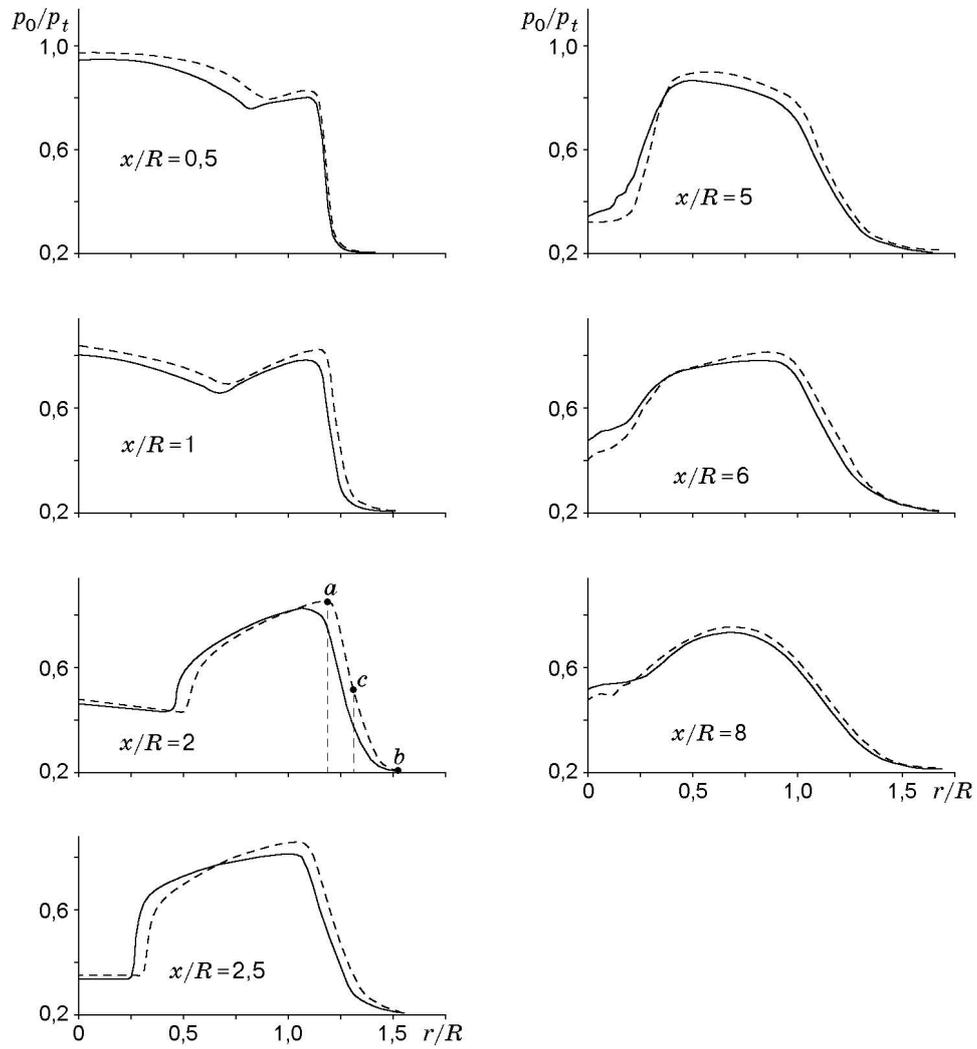


Рис. 2

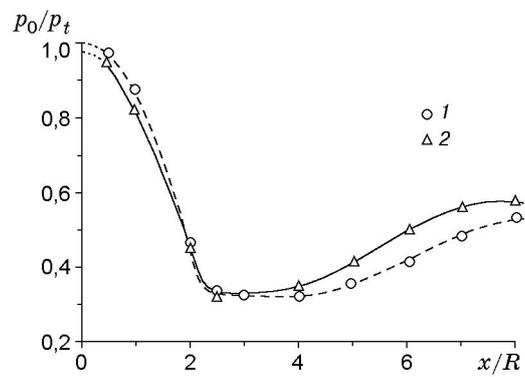


Рис. 3

изменений, происходящих в пограничном слое обоих сопел. Числа Рейнольдса, рассчитанные по параметрам во входных сечениях короткого и длинного сопел, равны соответственно $Re_1 = 1,14 \cdot 10^5$ и $Re_2 = 3,93 \cdot 10^5$. Эти значения характерны для турбулентного течения в соплах. В коротком сопле скорость потока изменяется от дозвуковой до локальной скорости звука в критическом сечении, совпадающем с выходным. В [9] для характеристики обратного перехода в турбулентном пограничном слое ускоренного течения предложен параметр ускорения $K = (\nu/u^2) du/dx$ (ν — кинематическая вязкость; u , du/dx — скорость и градиент скорости турбулентного течения в сопле). На участке течения AB (см. рис. 1) параметр $K = 1,45 \cdot 10^{-5}$, что в несколько раз больше значения, при котором начинается структурная перестройка пограничного слоя. Известно, что в потоке с отрицательным продольным градиентом давления уже при $K = 2 \cdot 10^{-6}$ начинается реламинаризация турбулентного пограничного слоя [10, 11]. Как отмечено в [6], в большинстве случаев пограничный слой в сужающихся соплах можно считать ламинарным. При этом изменяются характеристики самого слоя, в частности, существенно уменьшаются толщины вытеснения и потери импульса, а также поперечная составляющая турбулентных пульсаций [12–15]. Пограничный слой в турбулентном потоке, став ламинарным, сохраняется таковым в градиентном потоке, т. е. реламинаризация турбулентного пограничного слоя “затягивается” до значений K , близких к нулю. Значение толщины вытеснения, рассчитанное по данным, приведенным в [11], $\delta^* \approx 0,064$ мм. Профиль скорости в слое смешения вблизи выходного сечения конфузорного сопла (фактически в пограничном слое на выходе из сопла) при $M = 1$ соответствует профилю Блазиуса [5].

Параметр ускорения на конфузорном участке течения длинного сопла $K = 10^{-6}$. При данном значении K структурных изменений в турбулентном пограничном слое не происходит. При сверхкритических перепадах давления толщина вытеснения пограничного слоя достигает максимального значения $\delta^* = 0,148$ мм вблизи выходного сечения сопла. Из-за разности давлений на выходном участке длинного сопла (разности давлений в струе и окружающем пространстве) толщина пограничного слоя уменьшается (происходит так называемый сброс слоя), причем перестройка слоя начинается внутри сопла, так как возмущения распространяются по дозвуковой части против течения. Это приводит к деформации пограничного слоя и смещению критического сечения внутрь сопла [6]. Появляется так называемое эффективное критическое сечение. На участке течения между критическим и выходным сечениями поток газа разгоняется до сверхзвуковой скорости.

Таким образом, отличие газодинамических параметров на срезе короткого и длинного сопел ($M_1 = 1$ ($n = 2,65$) и $M_2 = 1,3$ ($n = 1,84$)) объясняет различие результатов измерения полного давления в струях.

На рис. 4 показано изменение безразмерных продольных и радиальных координат слоя смешения начального участка исследуемых струй. Слой смешения представляет собой область сверхзвукового течения с отрицательным поперечным градиентом давления, расположенную между фронтами разветвленных ударных волн и границей струи. Координата r_1 соответствует расстоянию от оси струи до точки, в которой полное давление на профиле $p_0(r)$ максимально (точка a на рис. 2, $x/R = 2$), координата r_2 — расстоянию от оси до границы струи (точка b на рис. 2), r_3 — расстоянию от оси до точки, в которой полное давление в слое смешения равно половине максимального (точка c на рис. 2). Разность расстояний $(r_1 - r_2)/R$ — относительная толщина слоя смешения струи. Из опытных данных следует, что для различных режимов истечения струй толщина слоя смешения вблизи выходных сечений исследуемых сопел примерно одинакова. Толщина слоя сохраняется неизменной примерно до середины второй бочки, далее (при смещении вниз по потоку) скорость роста толщины слоя смешения сверхзвуковой струи, истекающей из длинного сопла, увеличивается. Кривые $r_1(x)$, $r_2(x)$ можно рассматривать как внешнюю

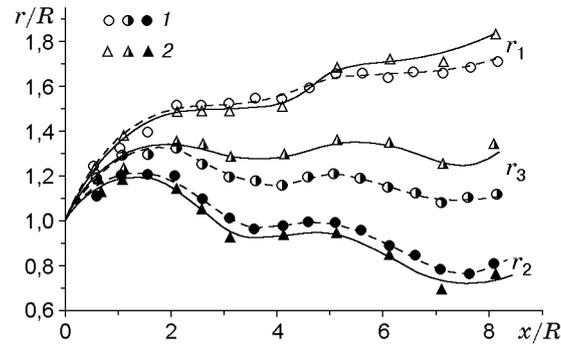


Рис. 4

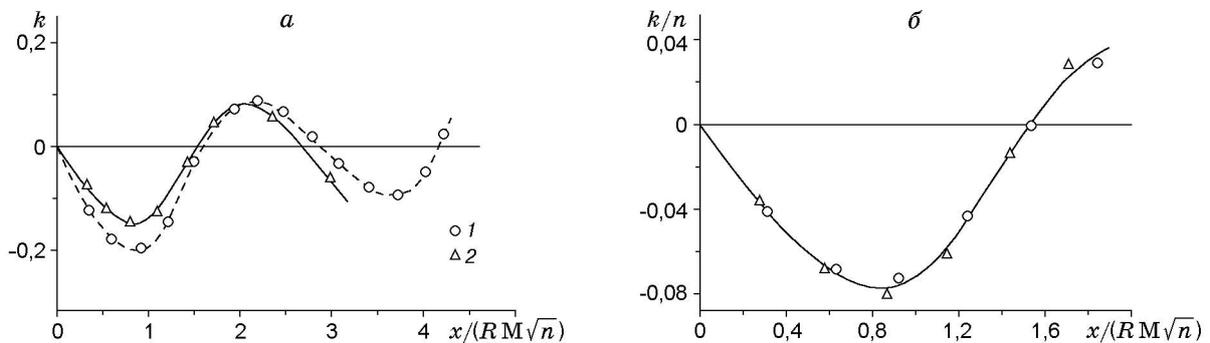


Рис. 5

и внутреннюю границы слоя соответственно. Волнообразная форма кривых $r_1(x)$ и $r_2(x)$ обусловлена периодическим изменением направления поперечной составляющей вектора скорости потока в сверхзвуковой слабонедорасширенной струе. Кривая $r_3(x)$ для короткого сопла смещена в сторону внутренней границы, а для длинного сопла располагается почти симметрично относительно граничных линий, т. е. профили полного давления $p_0(r)$ во втором случае более наполнены.

Как отмечено выше, определяющее значение для развития гёртлеровской неустойчивости в сверхзвуковых струях имеет кривизна линий тока. В пределах двух-трех первых бочек кривизна линий тока $r_3(x)$ периодически меняет свое направление, становясь то вогнутой, то выпуклой по отношению к потоку (рис. 5). Кривизна линий тока в слое смешения периодически меняет знак с отрицательного (на вогнутой границе) на положительный (на выпуклой). Кривизна рассчитывалась по формуле [16] $k = (d^2y/dx^2)/[1 + (dy/dx)^2]^{3/2}$, где $y = r_3/R$ — зависимость, полученная при аппроксимации опытных данных полиномом. На рис. 5 приведены зависимости кривизны линий тока в слое смешения исследуемых струй от безразмерной координаты $x/(RM\sqrt{n})$. Известно, что продольные размеры сверхзвуковых осесимметричных струй пропорциональны параметру $M\sqrt{\gamma n}$, где γ — показатель адиабаты [17] (в настоящем эксперименте $\gamma = 1,4$), а поперечные размеры пропорциональны степени нерасчетности недорасширенной струи. Кривизна линий тока в слое смешения зависит от степени нерасчетности истечения сверхзвуковой струи. Чем большее противодавление испытывает струя, тем больше кривизна линий тока. Максимальное отрицательное значение кривизны достигается в первой бочке недорасширенной струи, т. е. в той области течения, где сильнее проявляется гёртлеровская неустойчивость. На рис. 5, а первая точка перегиба кривых ($k = 0$, линии тока параллельны оси струи) соответствует максимальному диаметру границы струи. Затем знак кривизны меняется на противопо-

ложный. Чередование отрицательных и положительных значений кривизны линий тока в слое смещения повторяется до тех пор, пока не произойдет вырождение ячеистой структуры неизобарической струи вследствие диссипации.

С использованием отношения кривизны к степени нерасчетности k/n можно получить в пределах первой бочки струи обобщающую зависимость относительной величины r/n от безразмерной продольной координаты $x/(R M \sqrt{n})$ (рис. 5, б).

Экспериментальные исследования показали, что газодинамика и структура сверхзвуковой слабонедорасширенной струи, истекающей из сужающегося сопла, зависят от начального состояния пограничного слоя в выходном сечении. Установлено влияние геометрии входного участка сопла на характеристики области смещения сверхзвуковых струй.

С помощью полученной обобщающей зависимости при заданных газодинамических параметрах истечения и размере сопла можно в первом приближении определить кривизну линий тока в слое смещения первой бочки сверхзвуковой слабонедорасширенной струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Обзор** ЦАГИ. Бюро науч.-техн. информ. Жуковский, 1969. № 290: Исследование течений с газовыми струями за 1953–1968 гг.
2. **Дулов В. Г., Лукьянов Г. А.** Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984.
3. **Глотов Г. Ф., Фейман М. И.** Исследование параметров осесимметричных недорасширенных струй газа, истекающих в затопленное пространство // Учен. зап. ЦАГИ. 1971. Т. 2, № 4. С. 69–75.
4. **Глазнев В. Н., Сулейманов Ш.** Газодинамические параметры слабонедорасширенных свободных струй. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1980.
5. **Запрыгаев В. И., Солотчин А. В.** Экспериментальное исследование влияния шероховатости сопла на продольные вихревые образования в сверхзвуковой струе // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 1. С. 86–96.
6. **Дейч М. Е.** Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974.
7. **Запрыгаев В. И., Солотчин А. В.** Трехмерная особенность структуры течения в сверхзвуковой недорасширенной струе // ПМТФ. 1991. № 4. С. 42–47.
8. **Запрыгаев В. И., Крашенинников В. В., Певзнер А. С.** Применение информационно-измерительной системы на основе системы КАМАК в учебных целях // Реализация новой парадигмы образования через образовательную область “технология”: Тр. науч.-практ. конф., г. Новосибирск, 18–19 окт. 2000 г. Новосибирск: Новосиб. гос. пед. ун-т, 2000. С. 136–143.
9. **Moretti P. M., Kays W. M.** Heat transfer to a turbulent boundary layer with varying free-stream velocity and varying surface — an experimental study // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1965. V. 8, N 9. P. 1187–1202.
10. **Сергиенко А. Л., Грецов В. К.** Переход турбулентного пограничного слоя в ламинарный // Докл. АН СССР. 1959. Т. 125, № 4. С. 746, 747.
11. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
12. **Blackwelder F., Kovasznay S. G.** Large-scale motion of a turbulent boundary layer during relaminarization // J. Fluid Mech. 1972. V. 53, N 1. P. 61–83.
13. **Narasimha R., Sreenivasan K. R.** Relaminarization in highly accelerated turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 1973. V. 61, N 3. P. 417–447.
14. **Репик Е. У.** Экспериментальное исследование структуры турбулентного пограничного слоя при наличии продольного градиента давления // Тр. ЦАГИ. 1970. Вып. 1218. С. 19–38.

15. **Войтович Л. Н.** Влияние поджатия сопла на затухание турбулентных пульсаций // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1969. Вып. 3, № 13. С. 24–31.
16. **Корн Г., Корн Т.** Справочник по математике. М.: Наука, 1973.
17. **Льюис С., Карлсон Д.** Положение центрального скачка уплотнения в недорасширенной газовой струе и в струе газа с твердыми частицами // Ракет. техника и космонавтика. 1964. № 4. С. 239–241.

*Поступила в редакцию 31/VII 2001 г.,
в окончательном варианте — 20/XI 2001 г.*
