

для $n = 0,1$ минимум есть при $\psi_w = 1,5$, то для $n = 0,04$ — при $\psi_w = 2$. При дальнейшем уменьшении положения его смещается в область еще больших значений ψ . Поскольку эксперименты в условиях существенной неизотермичности не проводились, это, по-видимому, является причиной того, что эффект стабилизации за счет равномерного нагревания поверхности ранее не был обнаружен.

Таким образом, даже слабый отрицательный градиент давления оказывает значительное влияние на характеристики устойчивости на нагреваемой поверхности. При достаточно сильном нагревании устойчивость пограничного слоя может быть значительно выше, чем в изотермических условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1984.
2. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. — Новосибирск: Наука, 1982.
3. Струминский В. В., Лебедев Ю. Б., Фомичев В. М. Влияние градиента температуры вдоль поверхности на протяженность ламинарного пограничного слоя газа // ДАН СССР. — 1986. — Т. 299, № 4.
4. Лебедев Ю. Б., Фомичев В. М. Влияние протяженности обогреваемого участка поверхности на характеристики устойчивости ламинарного пограничного слоя газа // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1988. — № 21, вып. 6.
5. Струминский В. В., Довгаль А. В., Лебедев Ю. Б. и др. Управление развитием возмущений в пограничном слое путем неравномерного нагрева поверхности // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1988. — № 11, вып. 3.
6. Landrum D. B., Macha J. M. Influence of a heated leading edge on boundary layer growth, stability and transition. — N. Y., 1987. — (Pap./AIAA; N 1259).

г. Москва

Поступила 12/II 1991 г.

УДК 533.6.011

Е. Г. Зайцев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕДОРАСШИРЕННЫХ ПРИСТЕНОЧНЫХ СТРУЙ, ИСТЕКАЮЩИХ ОКОЛО ДОННОГО СРЕЗА

Течения с донной областью, образующейся при взаимодействии между собой нескольких сверхзвуковых струй или одиночной струи со стенкой, давно привлекают внимание. Они, в частности, имеют место при истечении струй из связки сопел, расположенных по окружности донного среза, при истечении кольцевой струи, в газоструйных компрессорах при малых коэффициентах эжекции, при распространении струи около уступа. Большинство работ посвящено исследованию течений при распространении свободных струй [1—4], а изучению аналогичных течений при распространении пристеночных струй — немного [5]. Отметим, что данные по структуре пристеночных сверхзвуковых струй крайне скудны, а из-за большой сложности картины течения наиболее надежные результаты в настоящее время можно получить только экспериментальным путем [6, 7].

В настоящей работе рассматривается истечение двух плоскопараллельных пристеночных струй вблизи донного среза. Две струи истекали из щелевых сопел со звуковой скоростью, причем расстояние вдоль оси между соплами могло изменяться в широких пределах. Основное внимание уделено исследованию особенностей течения на начальном (газодинамическом) участке струй. Проведено сравнение с одиночной пристеночной струей.

1. Эксперименты проводились на специальной модельной установке, схема которой представлена на рис. 1. Струи выдувались через щелевые сопла вдоль горизонтальных стенок 1, 2. Пространство, в которое происходило истечение струй из сопел, ограничено по бокам двумя плоски-

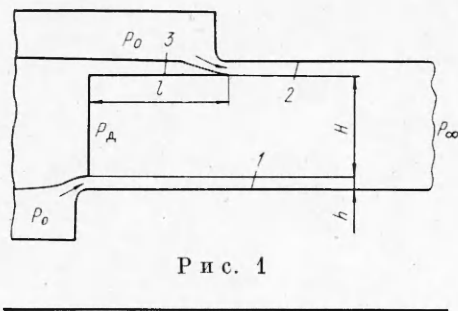


Рис. 1

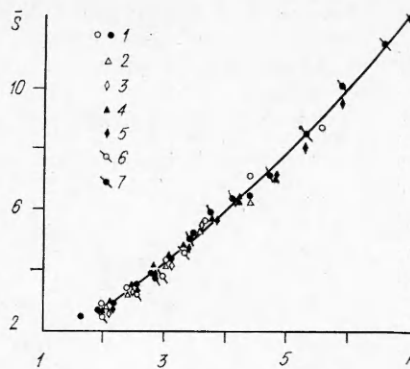


Рис. 2

ми стенками, что предохраняло струи от растекания в стороны и обеспечивало плоскопараллельную структуру потока. Ширина h обоих сопел одинакова и равна 8 мм. Все геометрические размеры нормировались к ширине сопла, так как она является определяющим параметром как в кольцевых, так и в плоских пристеночных струях [7]. Относительное расстояние между соплами вдоль оси $\bar{l} = l/h$ изменялось от 0 до 37,5. Размер донного среза $\bar{H} = H/h$ в основной серии экспериментов равен 10,9. Для получения одиночной струи, истекающей вдоль поверхности 1, прекращалась подача газа в форкамеру второго сопла.

Перепады давления $\bar{p}_0 = p_0/p_\infty$ (p_0 — давление в форкамере, p_∞ — окружающей среды) в процессе исследований изменялись в пределах $1,9 \div 7,1$. При этом числа Рейнольдса, найденные по параметрам в выходном сечении сопла, лежали в диапазоне от $2,3 \cdot 10^5$ до $7,7 \cdot 10^5$. На боковых стенках установки имелись дренажные отверстия для измерения статического давления, которое проводилось с использованием системы автоматического сбора и обработки информации. Визуализация и фотографирование течения осуществлялись с помощью прибора ИАБ-451.

2. При распространении одиночной недорасширенной струи вдоль твердой поверхности отчетливо проявляется ее колебательный характер с присущим таким струям чередованием зон сжатия — разрежения. В струе возникают косые скачки уплотнения, а на поверхности — отрывная зона, размеры которой увеличиваются по мере повышения полного давления в струе [6—8]. Длина первой бочки S пристеночной недорасширенной струи находится обычно по расстоянию от среза сопла до точки выхода первого косого скачка на поверхность струи. Так как для пристеночных струй не наблюдается совпадения между величиной S и положением максимума давления, измеренного на поверхности [7], то для определения S предпочтительны оптические измерения.

В данных исследованиях размеры первой бочки находились путем обработки теневых фотографий течения. Заметим, что в отличие от свободных пристеночных струй, для которых параметром автомодельности может служить как степень нерасчетности струи $n' = p_a/p_\infty$ (p_a — давление на срезе сопла), так и величина \bar{p}_0 [2], для струй с донной областью таким параметром может быть только $n = p_a/p_d$ (p_d — донное давление), так как при одинаковых \bar{p}_0 значения n могут существенно отличаться, например, в случае двух струй или одиночной струи. Так, проведенные эксперименты показали, что при $\bar{p}_0 = 4,3$ для одиночной струи относительная длина первой бочки $\bar{S} = S/h = 4,5$, а для двух струй — 8,5. Для двух струй, если дополнительно не оговорено, всегда имеется в виду струя, ближайшая к донному срезу.

На рис. 2 приведена зависимость относительной длины бочки \bar{S} от степени нерасчетности n для двух струй (светлые точки) и для одиночной затемненной). Точки 1—7 соответствуют $\bar{l} = 37,5; 25,0; 18,8; 15,9; 9,6; 6,3; 4,0$. Полученные данные наглядно иллюстрируют то, что именно

пень нерасчетности является автомоделным параметром для пристеночной струи вблизи донного среза. Видно также, что расстояние между соплами практически не влияет на длину первой бочки струи. Обработка результатов позволила найти выражение для длины бочки плоской недорасширенной пристеночной струи при $\bar{p}_0 > 1,9$ и $M_a = 1$ (M_a — число Маха в выходном сечении сопла), дающее ошибку, не превышающую $\pm 6\%$:

$$(2.1) \quad S/h = 1,17n^{1,20}.$$

На рис. 2 зависимость (2.1) представлена линией. Некоторое изменение характера зависимости $\bar{S}(n)$ при появлении тройной конфигурации скачков, которая возникает, например, в одиночной струе при $\bar{p}_0 > 5,6$, лежит в пределах точности, даваемой выражением (2.1). Таким образом, для плоских пристеночных струй с донной областью показатель степени при параметре, учитывающем влияние давления, на $15 \div 20\%$ больше, чем для аналогичных свободных струй, у которых длина бочки пропорциональна n [2] или даже $n^{1,05}$ [9].

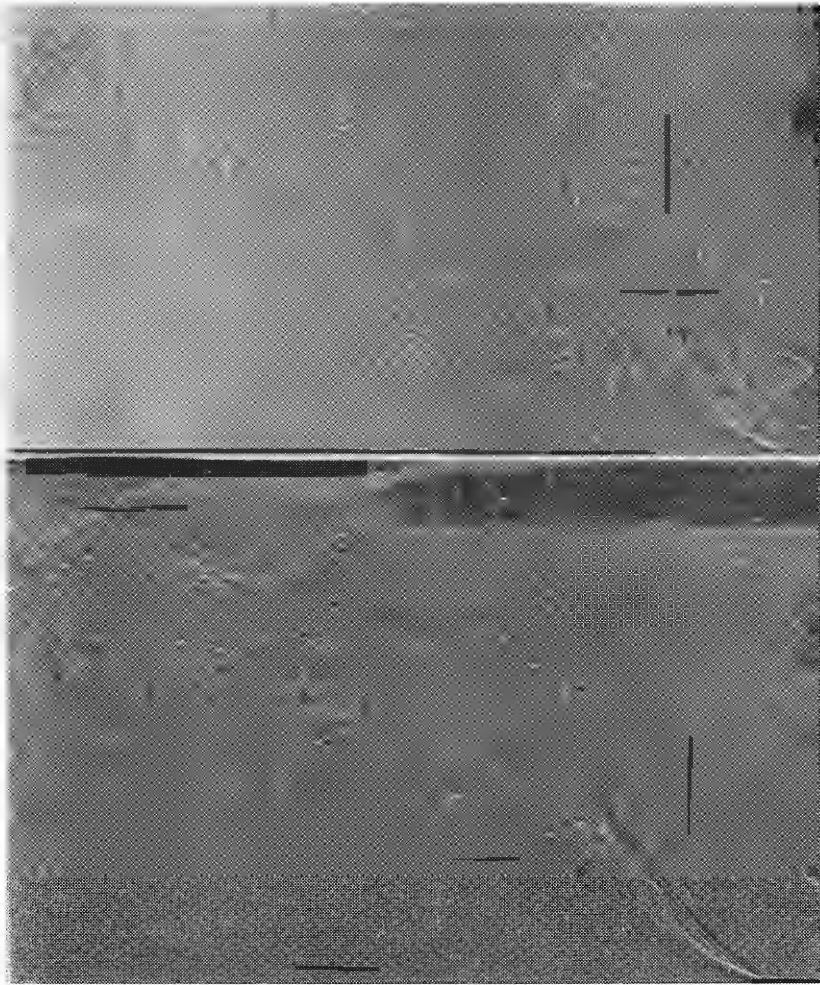
3. По мере повышения полного давления p_0 одиночной пристеночной струи, распространяющейся около уступа, при предельном перепаде давления $\bar{p}_0^* = p_0^*/p_\infty$ происходят ее полный отрыв от поверхности и «прилипание» к горизонтальной стенке уступа. Аналогичная картина наблюдается и для двух струй, причем при $\bar{l} \neq 0$ полностью отрывается только ближняя к донному срезу струя, а при $\bar{l} = 0$ симметрично отрываются обе струи. При $\bar{l} \neq 0$ после отрыва струя взаимодействует или со створкой сопла \mathcal{Z} (см. рис. 1), или со второй струей в зависимости от величины \bar{l} (рис. 3). Проведенные эксперименты показали, что разделяющая линия тока оторвавшейся струи оканчивается на створке второго сопла при $U/H > 1,67$. В случае отрыва одиночной струи предельная длина створки уменьшается и критическая точка струи находится на створке при $U/H > 1,33$.

Отрыв струи обусловлен поперечным градиентом давления за счет разности давлений в отрывной зоне и в донной области. По мере повышения p_0 эта разность увеличивается, что и приводит к полному отрыву струи при $\bar{p}_0 = \bar{p}_0^*$. При этом отношение давлений $(p_d/p_0)^*$ имеет вполне определенное значение. В результате дополнительных экспериментов и обработки данных для одиночной струи при различных \bar{H} и неизменной величине $\bar{l} = 37,5$ удалось найти эмпирическое соотношение для предельного отношения давлений, дающее ошибку в пределах $\pm 5\%$:

$$(3.1) \quad (p_d/p_0)^* = 0,463/\bar{H}^{0,605} + 0,3 \cdot 10^{-2}.$$

На рис. 4 приведена зависимость (3.1) (линия) и нанесены соответствующие экспериментальные точки: 1 — результаты эксперимента для одиночной струи, 2 — для двух струй. В случае двух струй предельное значение $(p_d/p_0)^*$ примерно на 20% меньше. Если после полного отрыва струи давление p_0 уменьшать, то исходный режим течения восстанавливается при $\bar{p}_0^{***} < \bar{p}_0^*$, т. е. имеют место гистерезисные явления.

На рис. 5 представлены экспериментальные зависимости \bar{p}_0^* , \bar{p}_0^{***} , $(p_d/p_0)^*$ (точки 1—3) от \bar{l} для двух струй. Наличие второй струи приводит к уменьшению перепада давления \bar{p}_0^* , необходимого для отрыва, и перепада \bar{p}_0^{***} , при котором происходит присоединение струи, из-за увеличенного эжектирования газа из донной области и соответствующего уменьшения донного давления, которое во всем диапазоне изменения p_0 примерно на 30% меньше, чем для одиночной струи. Отметим также, что характер зависимостей для одиночной пристеночной струи отличается от приведенных на рис. 5. Это связано с тем, что при уменьшении \bar{l} ($U/H < 1,33$) для одиночной струи увеличивается размер донной области



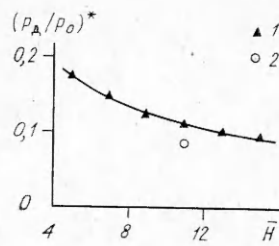
Р и с. 3

\bar{H} , в то время как при течении двух струй ($l/H < 1,67$) эффективный размер донной области уменьшается. Эмпирическая зависимость, аппроксимирующая экспериментальные данные для $(p_d/p_0)^*$ с точностью не менее 4 %, имеет вид

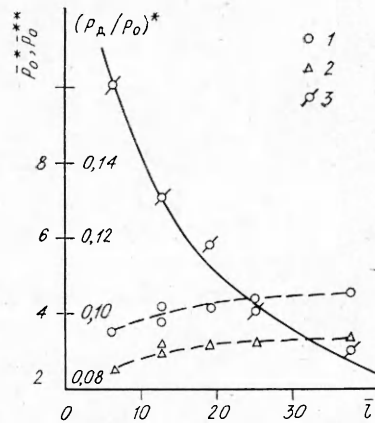
$$(3.2) \quad (p_d/p_0)^* = 0,335\bar{l}^{0,37} - 1/\bar{l}^{2,5}$$

(на рис. 5 сплошная линия). Так как донное давление практически не зависит от \bar{l} , то уменьшение \bar{l} для двух струй приводит к уменьшению разности давлений, необходимой для полного отрыва струи.

4. Траектории полностью оторвавшихся струй (осевые линии) при различных перепадах давления для двух струй приведены на рис. 6 ($\bar{x} = x/h$, $\bar{y} = y/h$). Траектории строились по теневым фотографиям течения вплоть до того участка, когда влияние вязкости приводило к значительному размыванию границ струи, и достаточно точное определение траектории становилось невозможным. Из приведенных данных видно, что при больших расстояниях между соплами (рис. 6, а, $\bar{l} = 25,0$, линия 1 — $\bar{p}_0 = 4,90$; 5,59; 6,24; 2 — $\bar{p}_0 = 3,61$ на обратном ходе) траектория струи при увеличении \bar{p}_0 практически не зависит от перепада давления. Изменения происходят при обратном уменьшении давления, когда \bar{p}_0 будет меньше \bar{p}_0^* . При этом струя становится более пологой на начальном участке, а критическая точка приближается к донному срезу. Про-



Р и с. 4



Р и с. 5

дольный размер циркуляционной донной области уменьшается. Качественную оценку изменения траектории струи в зависимости от \bar{p}_0 можно провести следующим образом. Если исходить из уравнения движения в проекции на нормаль n_{\perp} к линиям тока струи $\rho w^2/r = -\partial p/\partial n_{\perp}$ (w — полная скорость струи, ρ — плотность, p — давление, r — радиус кривизны линий тока), то после несложных преобразований с учетом того, что на выходе из сопла скорость газа звуковая и $\partial p/\partial n_{\perp} \approx (p_{\text{д}} - p_{\infty})/\delta$ (δ — толщина струи), имеем

$$r = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \varepsilon(1) \delta \frac{1}{\frac{1}{\bar{p}_0} - \bar{p}_{\text{д}}}$$

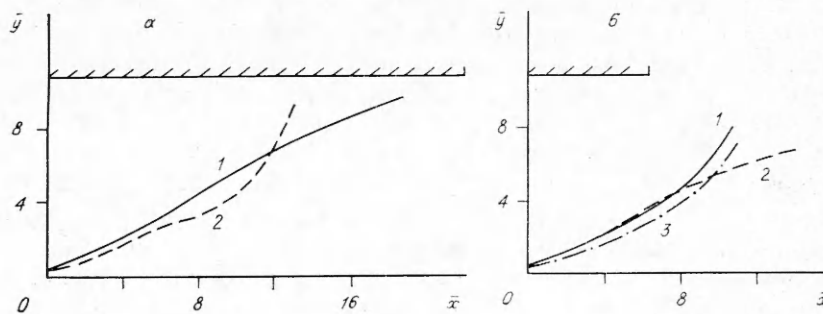
Здесь κ — показатель адиабаты; $\varepsilon(1)$ — газодинамическая функция, равная отношению плотности потока газа к плотности заторможенного газа; $\bar{p}_{\text{д}} = p_{\text{д}}/p_0$. Приняв, что толщина струи слабо меняется в рассматриваемом диапазоне перепадов давления, находим

$$r \sim \text{const} \frac{1}{1/\bar{p}_0 - \bar{p}_{\text{д}}}$$

Из экспериментальных данных для $\bar{l} = 25,0$ получено, что $1/\bar{p}_0 - \bar{p}_{\text{д}} \approx 0,12$ при $\bar{p}_0 > \bar{p}_0^*$. При обратном уменьшении давления, когда $\bar{p}_0 < \bar{p}_0^* < \bar{p}_0$, величина $1/\bar{p}_0 - \bar{p}_{\text{д}}$ изменяется, так как существенно увеличивается $\partial \bar{p}_{\text{д}}/\partial \bar{p}_0$. Это и приводит к изменению радиуса кривизны.

Когда расстояние между соплами мало (рис. 6, б, $\bar{l} = 6,3$, линия 1 — $\bar{p}_0 = 3,61$; 2 — 5,59; 3 — 2,95 на обратном ходе), траектория оторвавшейся струи изменяется в зависимости от перепада давления как на прямом, так и на обратном ходе, что связано, видимо, со взаимодействием двух струй между собой.

После отрыва пристеночной струи по мере дальнейшего повышения перепада давления при некотором \bar{p}_0^+ возникает режим запирания дон-



Р и с. 6

ной области, когда относительное донное давление \bar{p}_d не зависит от \bar{p}_0 . В случае одиночной струи такой режим возникает только при $H \leq 4,9$ за счет «бокового» взаимодействия с горизонтальным экраном недорасширенной струи. Дальнейшему расширению струи препятствует сильный косой скачок уплотнения. При этом происходит изоляция донной области от влияния условий, имеющих место вниз по потоку.

При течении двух струй закрытая донная область реализуется и для больших \bar{H} . Появление закрытой донной области при $\bar{H} = 10,9$ подтверждается как наличием участка $\bar{p}_d = \text{const}$ на зависимости $\bar{p}_d(\bar{p}_0)$, так и распределением относительного статического давления $\bar{p} = p/p_0$ вдоль створки сопла, которое на данном режиме не зависит от \bar{p}_0 . Образование закрытой донной области при больших расстояниях между соплами ($l/H > 1,67$) происходит в результате взаимодействия сверхзвукового участка струи со створкой сопла, при малых l — из-за взаимодействия друг с другом сверхзвуковых участков обеих струй. После заширания донная область окружена сверхзвуковым потоком, давление в ней не зависит от давления в окружающем пространстве и изменяется пропорционально полному давлению струи p_0 . Величина \bar{p}_0^+ возрастает с уменьшением \bar{l} согласно эмпирической зависимости $\bar{p}_0^+ = 8,01/\bar{l}^{0,13}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Теория турбулентных струй/Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А., Крашенинников С. Ю. и др.— 2-е изд., перераб. и доп./Под ред. Г. Н. Абрамовича.— М.: Наука, 1984.
2. Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй/Авдеевский В. С., Ашратов Э. А., Иванов А. В. и др.— М.: Машиностроение, 1989.
3. Швец А. И., Швец И. Т. Газодинамика ближнего следа.— Киев: Наук. думка, 1976.
4. Коваль М. А., Швец А. И. Экспериментальное исследование звуковых и сверхзвуковых кольцевых струй // ПМТФ.— 1974.— № 4.
5. Назарчук М. М., Панченко В. Н. Ограниченные струи.— Киев: Наук. думка, 1981.
6. Лебедева Л. Н., Филатов В. В. Исследование звуковой недорасширенной струи, истекающей из щели вдоль твердой поверхности // Изв. вузов. Авиац. техника.— 1983.— № 3.
7. Борисов Ю. Я., Подольский С. А. Длина бочки кольцевой недорасширенной струи, истекающей из звукового сопла, имеющего на оси цилиндрический стержень // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1980.— № 4.
8. Зайцев Е. Г. Влияние смещения вдоль оси сопел высоконапорного газа на изменение условий заширания эжектора // Тр. ЦАГИ.— 1989.— Вып. 2458.
9. Sheeran W. J., Dasanjh D. S. Observation of jet flows from a two-dimensional underexpanded sonic nozzle // AIAA J.— 1968.— V. 6, N 3. Рус. пер. Исследование струи, истекающей из двумерного недорасширенного звукового сопла // РТК.— 1968.— Т. 6, № 3.

г. Жуковский

Поступила 21/1 1991 г.

УДК 532.5 : 541.64

Г. В. Жижин, А. С. Сегаль

О ВЛИЯНИИ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ НА ГИДРОДИНАМИЧЕСКУЮ УСТОЙЧИВОСТЬ ФРОНТА ПОЛИМЕРИЗАЦИИ

При исследовании устойчивости фронтов химических реакций обычно выделяют два аспекта: диффузионно-тепловую и гидродинамическую устойчивость [1]. Диффузионно-тепловая устойчивость анализируется в предположении, что возмущения формы фронта не сопровождаются возмущениями гидродинамических полей в его окрестности [2], гидродинамическая устойчивость — в предположении, что, наоборот, не возникает возмущений концентрационных и тепловых полей [3]. Последнее