

В подтверждение этого ниже приводится ряд значений p/p_0 для некоторых y в продолжение линий 4 и 5 (фиг. 4).

y	= 3.5	4.0	4.5	4.76	(Кривая 4)
p/p_0	= 0.37	0.507	0.678	0.786	
y	= 4.0	5.0	6.0	7.0	(Кривая 5)
p/p_0	= 0.203	0.28	0.406	0.609	

Поступило 6 II 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Браиловская И. Ю. Метод расчета течений с сильным вязким взаимодействием. Докл. АН СССР, 1965, т. 162, № 1.
2. Z akkey V., Tani T. Theoretical and experimental investigation of the laminar heat transfer downstream of a sharp corner. Proc. Fourth U. S. Nat. Congr. Appl. Mech.
3. Ашратов Э. А., Сорокин Л. И., Обтекание внешнего угла вязким сверхзвуковым потоком. Изв. АН СССР, 1965, № 4, стр. 165—168.
4. Нейланд В. Я., Сычев В. В. Асимптотические решения уравнений Навье — Стокса в областях с большими локальными возмущениями. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966.
5. Браиловская И. Ю. Разностная схема для численного решения двумерных нестационарных уравнений Навье — Стокса для сжимаемого газа. Докл. АН СССР, 1965, т. 160, № 5.
6. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Изд. иностр. лит., 1956.
7. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Физматгиз, 1963.
8. Эскин Г. И. Общие краевые задачи для уравнений главного типа с двумя независимыми переменными. Матем. сб., 1962, т. 59, с. 105—124.
9. Агранович М. С., Вишик М. И. Эллиптические задачи с параметром и параболические задачи общего вида. Успехи матем. н., 1964, т. 19, № 3.
10. Булеев Н. И., Петрищев В. С. Численный метод решения уравнений гидродинамики для плоского потока. Докл. АН СССР, 1966, т. 169, № 6.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА И ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В ОБЛАСТИ ПАДЕНИЯ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ НА ЦИЛИНДР, ОБТЕКАЕМЫЙ ПОТОКОМ БОЛЬШОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТИ

М. П. ТЕТЕРИН (Москва)

1. В работе [1] было показано, что силовое воздействие падающего скачка на цилиндр сводится к силовому воздействию низкоэнтропийной струи, которая образуется в результате интерференции падающего скачка уплотнения и отошедшей ударной волны цилиндра. Эта низкоэнтропийная струя, обладая высокими динамическими параметрами, приводит к значительному местному повышению давления на лобовой поверхности цилиндра, в несколько раз превосходящему давление на критической линии цилиндра, обтекаемого невозмущенным потоком. При малой ширине (составляющей от 3 до 5% диаметра цилиндра) этой плоской сверхзвуковой струи следует ожидать интенсивных градиентов скорости в месте растекания этой струи на лобовой поверхности цилиндра, значительно превосходящих градиенты скорости на критической линии цилиндра, обтекаемого невозмущенным потоком.

Одновременное сочетание повышенного давления и градиентов скорости в критической точке C растекания низкоэнтропийной струи позволяет рассматривать эту точку как место максимальных значений теплопередачи на лобовой поверхности.

Для приближенного расчета теплопередачи в критической точке C цилиндра, перед которой в работе [1] были определены основные параметры низкоэнтропийной струи, можно так же, как и для расчета полного давления, воспользоваться струйным подходом.

Тогда течение в области падения скачка на цилиндр можно рассматривать как натекание плоской равномерной низкоэнтропийной струи под некоторым углом α на пластину, не принимая во внимание окружающее струю течение (фиг. 1).

Обозначения на фиг. 1 и ниже соответствуют обозначениям, принятым в [1].

При этом, по аналогии со схемой работы [2], будем предполагать, что линия тока сверхзвуковой низкоэнтропийной струи, попадающая в критическую точку C , проходит через прямой скачок уплотнения γ . Для определения теплопередачи в точке C

(которая является проекцией критической линии C — линии растекания низкоэнтропийной струи, перпендикулярной к критической образующей цилиндра), наряду со значением параметров натекающей струи, необходимо знать величину градиента скорости в этой точке. В качестве нижней границы возможных величин градиента скорости примем величину градиента скорости, рассчитанную [3] для плоской струи несжимаемой жидкости

$$du/dx = \frac{1}{4} \pi u / H \sin^2 \alpha \quad (1.1)$$

Здесь u — скорость на разделяющей линии тока за скачком γ , x — расстояние, отсчитываемое вдоль линии EF (фиг. 1). При подставке градиента скорости (1.1) в формулу для расчета коэффициента теплопередачи числа Стэнтона S_∞ на критической линии цилиндра при наличии ламинарного пограничного слоя [3] получаем

$$S_\infty(C) = \frac{0.505}{\sin \alpha} \left(\frac{\rho_4 u_4}{\rho_1 u_1} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_0}{\mu_1} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_0}{\rho_7} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu}{\rho_1 u_1 H} \right)^{1/2} P^{-0.6} \quad (1.2)$$

для расчета теплопередачи в критической точке плоской сверхзвуковой струи ширины H , натекающей под некоторым углом α на пластину. Здесь ρ_0 и μ_0 — плотность и вязкость в критической точке C , а P — число Прандтля. Цифровые индексы соответствуют индексам скачков течения в области интерференции [1] и указывают, что данная величина определяется в области течения за указанным скачком. В качестве верхней границы величины градиента скорости в критической точке растекающейся струи можно принять величину градиента скорости, полученную на основе обобщения результатов работы [3].

Истинные значения величины градиента скорости лежат между этими границами, по-видимому, ближе к верхней. Ширина «дорожки» незнания истинных значений градиента увеличивается с ростом M . Максимальная ширина в наших расчетах находится при $M_4 = 2.7$, что соответствует $M_1 = 25$, и составляет в величине $S_\infty(C) = 27\%$. При $M_1 = 5$ ширина этой дорожки равна 11%. Вычисление безразмерного параметра теплопередачи $S_\infty(C)$ в случае определения градиента скорости по верхней границе производится по формуле

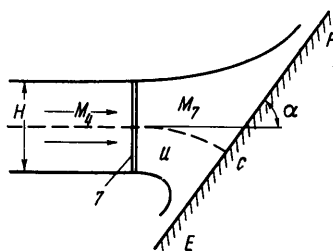
$$S_\infty(C) = \frac{0.505}{\sqrt{\lambda_4}} \left(\frac{\rho_4 u_4}{\rho_1 u_1} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_0}{\rho_4} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_0}{\mu_1} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_1}{\rho_1 u_1 H} \right) \frac{P^{-0.6}}{\sin \alpha} \quad (1.3)$$

Здесь λ_4 — отношение скорости низкоэнтропийной струи к критической скорости звука в струе. Для расчета теплопередачи в критической точке C по (1.2), (1.3) необходимо знать еще ширину низкоэнтропийной струи H . К сожалению, в настоящее время без точного решения уравнений газовой динамики для всей области взаимодействия двух ударных волн невозможно определить величину отхода ударной волны от цилиндра, а следовательно — и ширину низкоэнтропийной струи. Однако ширина струи может быть определена полуэмпирическим путем, если из эксперимента [1] известно расстояние AB между узловыми точками λ -скачков, по формуле

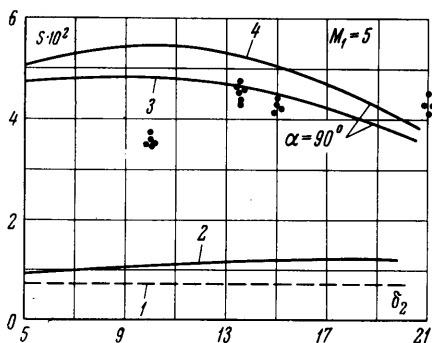
$$H = AB \frac{\sin(\theta_3 - \delta_3) \sin(\theta_4 - \delta_4)}{\sin \theta_4} \quad (1.4)$$

Здесь θ_i — наклон i -го скачка уплотнения, а δ_i — угол поворота потока в этом скачке. Величина AB получена в эксперименте при $M_1 = 5$ в зависимости от интенсивности падающего скачка уплотнения.

На основании этой экспериментально полученной зависимости для этого же значения $M_1 = 5$ на ЭВЦМ М-20 были рассчитаны числа $S_\infty(C)$ как для верхней, так и для нижней границ изменения градиента давления. Результаты расчета для $M_1 = 5$ представлены на фиг. 2 в виде двух кривых, помеченных соответственно цифрой 3 в случае расчета по формуле (1.2), и 4 — по формуле (1.3) в зависимости от интенсивности падающего скачка, измеряемой углом поворота потока δ_2 в падающем скачке. Так же

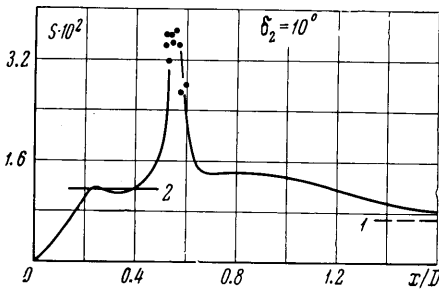


Фиг. 1.



Фиг. 2

как и зависимость полного давления \bar{p}_{07} [4], зависимость $S_\infty = S_\infty(C, \delta_2)$ имеет максимум по δ_2 , но который при $M_1 = 5$ менее выражен, чем для давления. Из-за незнания зависимости $\alpha = \alpha(\delta_2)$ при расчетах принималось, что угол между направлением струи и передней образующей цилиндра составлял 90° .

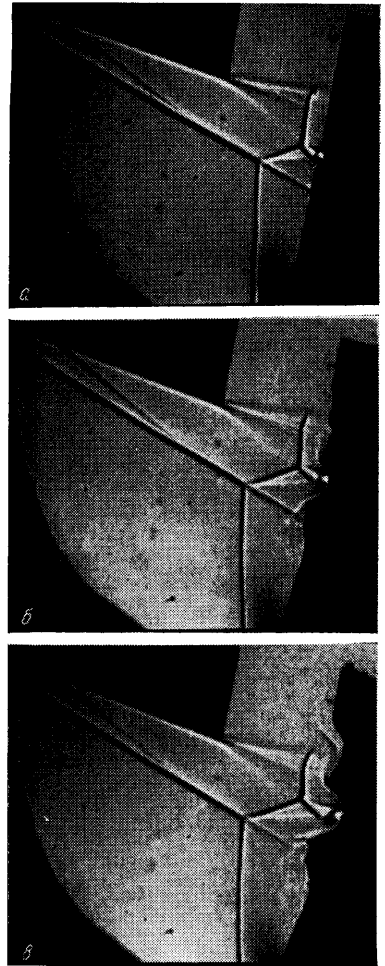


Фиг. 3

тической образующей цилиндра, которые свидетельствуют о «пиковом» характере распределения теплопередачи. Теплопередача в месте растекания низкоэнтропийной струи примерно в пять раз выше, чем теплопередача на цилиндре, обтекаемом невозмущенным потоком [4]. Из распределения S_∞ по x/D видно, что теплопередача в окрестности «пика» примерно вдвое выше, чем теоретическое значение, обозначенное цифрой 1, для цилиндра [4], и уменьшается в сторону больших значений x/D почти до теоретического значения. Следует также отметить хорошее соответствие между экспериментом и теорией (теоретическое значение обозначено на фиг. 3 цифрой 2) [6] в области течения, прошедшего через скачки 2 и 6 [4].

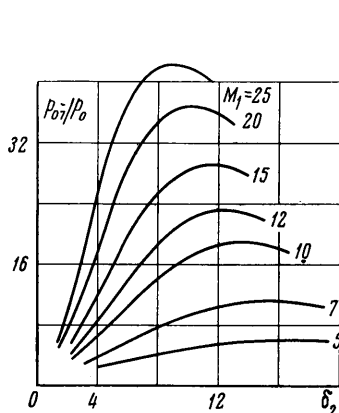
Сопоставление рассчитанных зависимостей $S_\infty = S_\infty(C, \delta_2)$ с экспериментально полученными пиковыми значениями теплопередачи в области растекания низкоэнтропийной струи приведено на фиг. 2. Так же как и для давления [4], наблюдается хорошее соответствие рассчитанных пиковых значений теплопередачи с экспериментальными в области больших интенсивностей падающего скачка $\delta_2 > 17^\circ$. При меньших значениях интенсивности ($\delta_2 = 10^\circ$) экспериментальные величины ниже теоретических вследствие тех же самых причин, т. е. влияния вязкости на размывание низкоэнтропийной струи. Для сравнения на фиг. 2 приведены значения теплопередачи на критической линии, соответствующие цилиндру (кривая 1), обтекаемому невозмущенным потоком [4], и значения теплопередачи (кривая 2), рассчитанные по формулам работы [6] на цилиндре в области течения за скачками 2 и 6 [4], которые в несколько раз меньше, чем теплопередача в области растекания низкоэнтропийной струи.

Наряду с измерениями теплопередачи интенсивное тепловое воздействие в районе падения скачка непосредственно наблюдалось в эксперименте по эрозии материала на модели цилиндра, изготовленного из плексигласа ($\phi 40$ мм). На фиг. 4 приведены теневые снимки модели в три последовательных момента времени. Отчетливо видны области максимальных значений теплопередачи в месте растекания низкоэнтропийной струи и в месте присоединения оторвавшегося с клина пограничного слоя. Таким образом, результаты исследования теплопередачи в области падения скачка уплотнения на цилиндр, наряду с ранее полученными результатами по интенсивному силовому воздействию падающего скачка [4], свидетельствуют о наличии интенсивных тепловых потоков в месте растекания низкоэнтропийной струи.

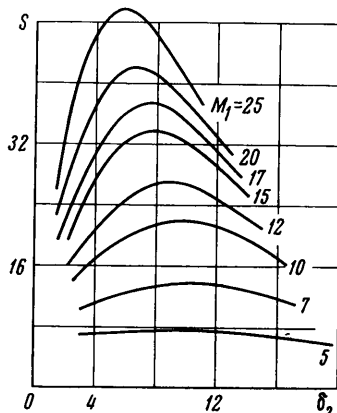


Фиг. 4

2. Влияние числа M набегающего потока на силовое [4] и тепловое воздействие падающего скачка уплотнения на цилиндр иллюстрируется фиг. 5 и 6, где для критической точки C растекания низкоэнтропийной струи приводятся отношение полного давления в струе \bar{p}_{07} к давлению на критической линии цилиндра, обтекаемого невозмущенным потоком ($\bar{p}_0 = 1,81$) (фиг. 5) и отношение (фиг. 6) $S = S_\infty(C) / S_\infty$ тепло-



Фиг. 5



Фиг. 6

передачи в критической точке C к теплопередаче S_∞ на критической линии цилиндра [4] в зависимости от интенсивности падающего скачка.

Данные фиг. 5 и 6 указывают на очень сильный рост давления и теплопередачи в критической точке C с ростом M .

Расчеты были проведены на ЭВЦМ М-20 по формулам работы [4] для отношения полных давлений и формулам (1.2), (1.3) этой работы для отношения чисел $S_\infty(C)$ в предположении, что газ при больших числах M остается идеальным. Кроме того, при расчете теплопередачи использовались данные работ [7, 8] для экстраполяции экспериментальной зависимости $H = H(\delta_2)$ на большие числа M .

3. В реальном случае при больших числах M торможение газа в скачке или системе скачков приводит к значительному повышению его температуры, которое сопровождается диссоциацией и ионизацией молекул газа, а также связанными с ними релаксационными процессами. Вследствие этого точное решение проблемы интерференции ударных волн с учетом изменения термодинамических свойств газа является сложной задачей. Однако представляет интерес оценка характера силового и теплового воздействий падающего скачка с учетом изменения отношения удельных теплоемкостей κ . Хорошо известно, что κ уменьшается с ростом скорости набегающего потока.

На фиг. 7 приведены результаты расчетов при $M_1 = 10$ безразмерных, максимальных по δ_2 коэффициентов давления $\bar{p}_{07\max} = p(\kappa)$ в виде отношения

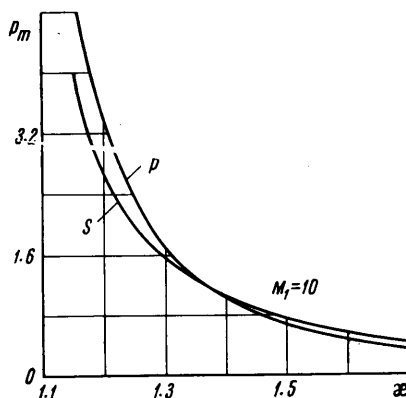
$$p_m = \bar{p}_{07\max}(\kappa) / \bar{p}_{07\max} |_{\kappa=1.4}$$

и коэффициентов теплопередачи $S_{\infty\max}(C) = S(\kappa)$ в виде отношения

$$S_m = S_{\infty\max}(C, \kappa) / S_{\infty\max}(C) |_{\kappa=1.4}$$

Учет влияния κ на теплопередачу в критической точке растекания низкоэнтропийной струи в значительной степени затруднен ввиду отсутствия данных по градиенту скорости в точке C (фиг. 1) и по отходу ударной волны в зависимости от κ . Поэтому кривая $S_\infty(C)$ дает оценку изменения теплопередачи только с учетом изменения динамических параметров струи таких, как M , p и ρ .

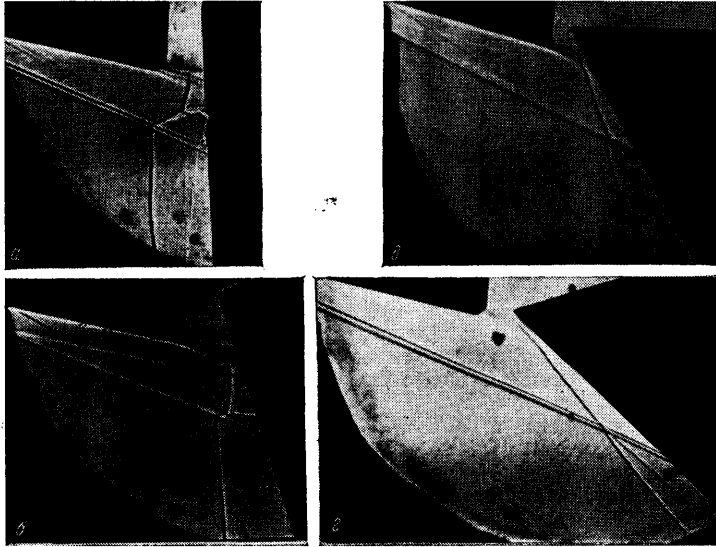
Кривые фиг. 7 свидетельствуют, что в реальном случае обтекания цилиндра при больших числах M_1 силовое и тепловое воздействия падающего скачка будут более интенсивными, чем определенные для случая идеального газа.



Фиг. 7

4. Наличие области отрыва перед цилиндром, установленным на пластине поперек набегающего потока, также приводит к образованию низкоэнтропийной струи, которая оказывает интенсивное силовое [1] и тепловое воздействия. Измерения теплопередачи на таком цилиндре (Φ 50 мм) были проведены еще в 1964 г. при $M_1 = 5$, но подробные результаты этих измерений здесь не приводятся. На фиг. 2 нанесены экспериментальные значения $S_\infty(C)$ из этого эксперимента, соответствующие критической точке C при $\delta_2 = 13^\circ.5$, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными позднее (см. п. 1).

5. Очень интересным оказывается влияние угла стреловидности цилиндра на картину течения, а также на силовое и тепловое воздействия низкоэнтропийной струи на цилиндр. По мере увеличения угла стреловидности цилиндра от нулевого



Фиг. 8

значения (см. фиг. 8, a^1) уменьшается интенсивность отошедшей головной волны цилиндра, что приводит к изменению поля давления в дозвуковой (за скачками 5 и 6 фиг. 2 [1]) области, окружающей низкоэнтропийную струю. При дальнейшем увеличении угла стреловидности это изменение в поле давления ведет к тому, что узловые точки λ -скачков сближаются (фиг. 8, б), а при угле $\chi = 30^\circ$ (фиг. 8, в) практически сливаются в одну точку.

По диаграмме Вюста — Векена [9, 10] увеличение угла стреловидности, приводящее к уменьшению угла результирующего скачка, означает приближение к границе AD_1 области G_1 (обозначения [9]). Эта граница примечательна тем, что при $\kappa = 1.4$ число Маха за результирующим скачком близко к 1. Дальнейшее увеличение угла стреловидности приводит в область G_2 , которая определяет область существования λ -скачков с двумя падающими и одним исходящим скачками.

При этом оказывается, что рассмотренная схема течения с двумя последовательными λ -скачками полностью исчезает (фиг. 8, в), и угловые точки λ -скачков сливаются в одну, образуя λ -скачок, принадлежащий к области G_2 . Таким образом, с исчезновением системы из двух λ -скачков исчезает и порождаемая ею низкоэнтропийная струя со всеми оказываемыми этой струей воздействиями.

Основываясь на приведенном выше условии, легко получить приближенную границу предельных углов стреловидности (предельные углы стреловидности $\chi = 44^\circ, 38^\circ, 35^\circ.5, 35^\circ, 34^\circ.6, 34^\circ.5$, соответствуют числам $M_1 = 3, 5, 10, 15, 20$ и 25), за которой исчезает система скачков, порождающая низкоэнтропийную струю, в зависимости от M_1 набегающего потока. Результаты по предельному углу стреловидности были сопоставлены с результатами эксперимента, полученными при $M_1 = 5$, предельный угол стреловидности для которого составляет $\sim 38^\circ$, и угле поворота потока в падающем скачке $\delta_2 = 15^\circ$ для трех углов стреловидности $\chi = 0, 30$ и 45° .

¹ Картина течения на фиг. 8 получена при $M_1 = 5$ и $\delta_2 = 15^\circ$.

Экспериментальные данные убедительно свидетельствуют об исчезновении пикового характера распределения давления и теплопередачи, когда угол стреловидности лежит за границей предельных углов. Если при $\chi = 0$ и 30° и давление, и теплопередача имеют резкий максимум, то при $\chi = 45^\circ$ они практически постоянны, т. е. не имеют экстремумов.

Таким образом, результаты эксперимента подтверждают правильность сделанных выводов об исчезновении системы скачков, генерирующей низкоэнтропийную струю, с ростом угла стреловидности цилиндра и, следовательно, — силового и теплового воздействия этой струи на цилиндр.

Поступило 14 XI 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Тетерин М. П. Исследование течения газа в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком сверхзвуковой скорости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
2. Нейланд В. Я., Таганов Г. И. О теплопередаче к телу вблизи передней срывной зоны при гиперзвуковой скорости потока. Инж. ж., 1961, № 3.
3. Schach W. Ingr. Arch. 1934, vol. 5, p. 245—265.
4. Driest E. The Problem of Aerodynamic Heating. Aeronaut. Engng. Rev., 1956, vol. 15, No. 10.
5. Базжин А. П. К расчету обтекания сверхзвуковым потоком газа плоской пластинки с неприсоединенным скачком уплотнения. Инж. ж. 1963, т. 3, № 2.
6. Veswith I. E. Similar Solutions for the Compressible Boundary Layer on a Jawed Cylinder with Transpiration Cooling. 1958, NACA TN 4345.
7. Белоцерковский О. М. Расчет обтекания кругового цилиндра с отошедшей ударной волной. Вычисл. матем., 1958, № 3.
8. Белоцерковский О. М. Расчет обтекания осесимметрических тел с отошедшей ударной волной на ЭВЦМ. ПММ, 1960, т. 24, вып. 3.
9. Вюст В. К теории вилкообразных скачков уплотнения. Сб. «Газовая динамика», Изд. иностр. лит., 1950.
10. Векен Ф. Предельные положения вилкообразных скачков уплотнения. Механика. Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1950, № 4.

ОБТЕКАНИЕ СТРУЙНОГО ГАЗООБРАЗНОГО ПРЕПЯТСТВИЯ НА ПЛАСТИНЕ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

А. И. ГЛАГОЛЕВ, А. И. ЗУБКОВ, Ю. А. ПАНОВ

(Москва)

При истечении струи газа из отверстия на поверхности тела в сверхзвуковой поток около струи возникает сложное пространственное течение. В настоящее время опубликовано довольно много работ, посвященных этому вопросу. Наиболее подробно структура течения исследовалась в работах [1—3], в которых изучался вдув различных газов через отверстие в боковых стенках конических сопел с малыми углами раствора. Следует заметить, что в большинстве работ изучалось истечение в поток струй из отверстий малого диаметра (3—5 мм и менее). Вследствие этого масштаб явления был мал. Кроме того, в работах авторов, изучавших истечение вторичной струи в основное осесимметричное сопло, естественно, отсутствуют тепловские фотографии картины течения. Обе эти причины затрудняли изучение физической картины явления. Поэтому представляет интерес дальнейшее исследование обтекания вдуваемой струи сверхзвуковым потоком с целью более глубокого изучения качественных особенностей этого явления и выяснения газодинамической схемы взаимодействия вдуваемой струи с основным потоком в присутствии пограничного слоя.

В данной работе исследовано обтекание сверхзвуковым потоком с числом Маха $M_1 = 3$ струи воздуха, истекающей со скоростью звука по нормали к пластине из круглого отверстия. Диаметр отверстия $d_1 = 14$ мм, а его центр расположен на расстоянии $L_0 = 140$ мм от переднего заостренного края пластины, дренированной вдоль оси симметрии. Число Рейнольдса $R = u_1 \rho_1 L_0 / \nu_1$ (где u_1 и ν_1 — скорость и кинематическая вязкость в набегающем потоке) менялось в диапазоне $R = (1.87 — 3.74) \cdot 10^7$. Пограничный слой на пластине перед отверстием для вдува турбулент-