

($\gamma = \pi$) в вершине наблюдается сход вихря уже при малых углах атаки. В полученном решении особенность типа вихря присутствует, причем ее интенсивность определяется в процессе решения задачи.

Законы изменения интенсивности головной ударной волны на участке дифракции, задаваемые формулами (2.3), (2.4), следуют рассматривать как физически допустимые, построенные на основании одномерных представлений о расширении волны, когда происходит более слабое по сравнению с пространственным случаем ослабление интенсивности ударной волны на участке дифракции. Другим предельным случаем является принимаемая в линейной постановке нулевая интенсивность давления возмущения на участке дифракции, когда интенсивность ударной волны ослабевает мгновенно.

На фиг. 4 приведены кривые распределения давления на гранях двугранного угла $\gamma = \frac{\pi}{2}$, составленного из граней с нулевой стреловидностью, для $\bar{p}_2 = 1, 0, -1$ в линейном случае (сплошные линии) и в случае задания распределения давления на участке дифракции по закону (2.3), (2.4) (пунктирные линии).

На фиг. 5 для этого же угла приведены качественные картины линий равного давления в зоне взаимодействия граней соответственно в линейном случае, когда на дуге B_1B_2 значения $\bar{p} = 0$ (левая сторона фиг. 5), и в случае изменения интенсивности волны на участке дифракции B_1B_2 по закону (2.3), (2.4) (правая сторона фигуры) при следующих значениях давления на дуге A_2B_2 : $a - \bar{p}_2 = 1, b - \bar{p}_2 = 0, c - \bar{p}_2 = -1$. На правой стороне фигуры в точке B , лежащей на дуге B_1B_2 , давление за волной равно значению давления на ребре двугранного угла: $a - \theta_B = 120^\circ, 150^\circ, b - \theta_B = 150^\circ, c - \theta_B = 135^\circ$ (отсчет углов ведется от луча OA_1 против часовой стрелки).

Поступило 22 VI 1971

ЛИТЕРАТУРА

- Гуревич М. И. О подъемной силе стреловидного крыла в сверхзвуковом потоке. ПММ, 1946, т. 10, вып. 4.
- Гахов Ф. Д. Краевые задачи. М., Физматгиз, 1963.
- Нужин М. Т., Ильинский Н. Б. Методы построения подземного контура гидротехнических сооружений. Изд-во Казанск. ун-та, 1963.
- Красильщикова Е. А. Крыло конечного размаха в сжимаемом потоке. М., Гостехтеориздат, 1952.
- Аэродинамика частей самолета при больших скоростях. М., Изд-во иностр. лит., 1959.

УДК 533.6.011.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УГЛА РАСТВОРА КОНИЧЕСКИХ СОПЛ НА ПАРАМЕТРЫ ПОТОКА РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

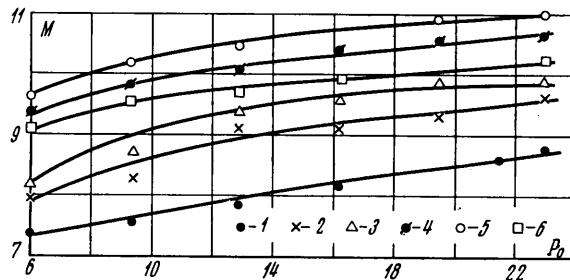
С. В. ВАРТАНОВА, И. В. ПОПОВ, М. В. ПРОЧУХАЕВ

(Москва)

Получение гиперзвукового потока газа низкой плотности в соплах аэrodинамических труб наталкивается на ряд трудностей как технического, так и принципиального характера. Нарастание пограничного слоя на стенках сверхзвукового сопла существенно ограничивает возможность получения потоков с большими числами Маха и достаточными изэнтропическими ядрами [1, 2]. Известно [3], что одним из методов улучшения характеристик потока является охлаждение стенок сопла, так как с уменьшением величины температурного фактора ($t_w = T_w / T_0$) уменьшается толщина пограничного слоя и увеличивается эффективный угол раствора сопла. Как показывают теоретические оценки [2], увеличение угла раскрытия сопла также должно приводить к увеличению чисел M . Ниже приведены результаты исследования течения газа в конических соплах с углами полураствора $\alpha = 15 \div 35^\circ$ в диапазоне изменения чисел M от 4 до 11 при статических давлениях на срезе $p = 0.2 \div 100 \text{ н/м}^2$. Для сопла с углом полураствора $\alpha = 20^\circ$ проведено исследование влияния глубокого охлаждения ($t_w = 0.135$) на параметры потока. На основании полученных данных предложена эмпирическая зависимость, позволяющая проводить расчет конических сопл в диапазоне углов полураствора от 15 до 35° и значениях t_w от 0.135 до 1.

Были исследованы конические сопла с углами полурасвора $\alpha = 15, 20, 25, 30, 35^\circ$ при угле полурасвора дозвуковой части 49° . Диаметр критического сечения ($d_* = 3 \text{ мм}$) и диаметр выхода ($D = 103 \text{ мм}$) у всех сопл были одинаковы, что соответствует геометрическому числу Маха $M_r = 11.8$. Радиус кривизны стенки сопла в критическом сечении был равен $2d_*$.

В качестве рабочего газа использовался воздух, подаваемый в сопло через форкамеру, где он подогревался до температуры $T_0 = 573^\circ \text{ К}$. Стенки сопл на выходе



Фиг. 1

имели температуру $T_w = 360^\circ \text{ К}$. Одно из сопл с $\alpha = 20^\circ$ охлаждалось жидким азотом, начиная с 90 мм от критического сечения. В этом случае температура стенки в районе выходного сечения составляла $T_w = 80^\circ \text{ К}$.

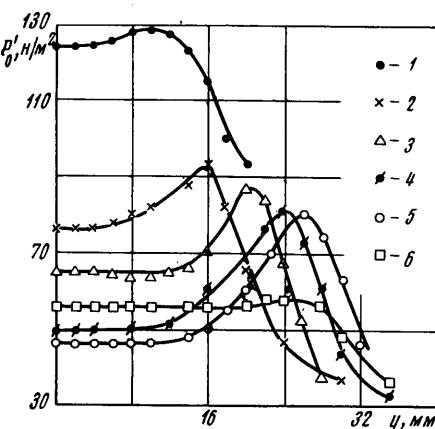
Давление в форкамере (p_0) в диапазоне от $6.5 \cdot 10^3$ до $2.3 \cdot 10^4 \text{ н/м}^2$ измерялось образцовым вакуумметром с погрешностью 1–2%.

Для определения числа M потока использовался насадок полного напора с плоским торцом. Давление в насадке (p'_0) с погрешностью 3% измерялось компрессионным манометром Мак-Леода. Ошибка в определении числа M составляла 1%.

На фиг. 1 показаны экспериментально полученные зависимости чисел M на срезе сопла от давления торможения p_0 . На фиг. 1, 2, 4 кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют соплам с $\alpha = 15, 20, 25, 30, 35^\circ$, кривая 6 – охлаждаемому соплу. Видно, что как увеличение угла так и глубокое охлаждение стенки приводит к заметному увеличению достигаемых чисел M , причем охлаждаемое сопло с $\alpha = 20^\circ$ и $t_w = 0.135$ в этом отношении эквивалентно неохлаждаемому соплу с $\alpha \approx 25 \div 30^\circ$. Однако в случае сопла с охлаждением поперечный профиль давления торможения за прямым скачком на срезе сопла, показанный на фиг. 2 для $p_0 = 1.96 \cdot 10^4 \text{ н/м}^2$, более равномерный и обладает постоянными параметрами, чем у всех остальных исследованных сопл.

Наличие пиков давления в поперечных полях является следствием образования в поле течения ударных волн. Как показано в [1], формирование ударной волны при перерасширенном режиме истечения может начинаться в глубине сопла на расстоянии нескольких толщин пограничного слоя от среза. В экспериментах все сопла, за исключением сопла с $\alpha = 15^\circ$, работали в режиме перерасширения (истечение из сопла с $\alpha = 15^\circ$ было расчетным). Измерение насадком полного напора (фиг. 2) и визуализация картины течения

с помощью тлеющего разряда показали, что ударная волна малой интенсивности формировалась и в сопле с $\alpha = 15^\circ$ (фиг. 3, а), что может быть следствием взаимодействия пограничного слоя с невязким потоком. Уменьшение же толщины пограничного слоя в районе выходного сечения у сопла с глубоким охлаждением, видимо, приводило к меньшему искривлению внешней границы пограничного слоя и к ослаблению его взаимодействия с потоком, о чем свидетельствует практически полное отсутствие пиков давления (кривая 6 на фиг. 2). Увеличение угла полурасвора приводило как к увеличению нерасчетности истечения, так и к усилиению взаимодействия пограничного слоя с потоком и как следствие к увеличению интенсивности



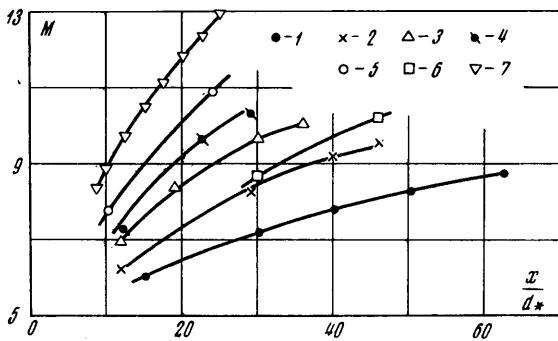
Фиг. 2

с помощью тлеющего разряда показали, что ударная волна малой интенсивности формировалась и в сопле с $\alpha = 15^\circ$ (фиг. 3, а), что может быть следствием взаимодействия пограничного слоя с невязким потоком. Уменьшение же толщины пограничного слоя в районе выходного сечения у сопла с глубоким охлаждением, видимо, приводило к меньшему искривлению внешней границы пограничного слоя и к ослаблению его взаимодействия с потоком, о чем свидетельствует практически полное отсутствие пиков давления (кривая 6 на фиг. 2). Увеличение угла полурасвора приводило как к увеличению нерасчетности истечения, так и к усилиению взаимодействия пограничного слоя с потоком и как следствие к увеличению интенсивности

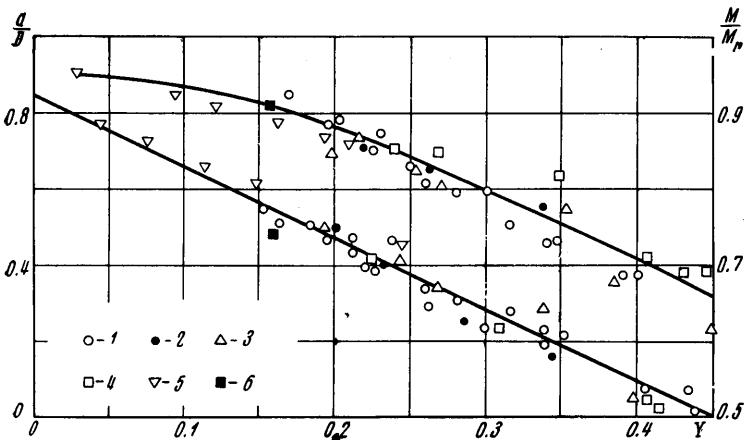
ударной волны. Фотография течения для $\alpha = 35^\circ$ показана на фиг. 3, б. При больших углах раскрытия сопла ($\alpha \geq 30^\circ$) формирование потока приближается по своему характеру к формированию потока в свободных струях. Это наглядно видно на фиг. 4, где приведено сравнение продольных полей чисел M для исследованных сопл и для



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

свободной струи, истекающей из звукового сопла и рассчитанной методом характеристик (обозначения на фиг. 4 те же, что и на фиг. 1 и 2, кривая 7 относится к свободной струе).

Полученные данные были обработаны в критериальном виде. На фиг. 5 представлены зависимости величин M/M_r и d/D (d — диаметр невязкой части потока) от параметра $Y = Mt_w^{1/4} / \operatorname{tg} \alpha R_0^{1/4}$. Здесь $R_0 = \rho_0 a_0 d_* \mu_0^{-1}$ — число Рейнольдса, подсчитанное по параметрам газа в форкамере (a_0 — скорость звука). Кроме точек 1 (7 < M < 11, $15^\circ \leq \alpha \leq 35^\circ$, $t_w \approx 0.6$, $p = 0.2 \div 1 \text{ н/м}^2$) и 2 ($M \approx 9.5$, $\alpha = 20^\circ$,

$t_w = 0.135$, $p = 0.3 \text{ н/м}^2$), полученных для описанных выше сопл, на этих фигурах приведены точки 3—5 для других исследованных сопл с $\alpha = 20^\circ$ при следующих значениях параметров соответственно: $p = 0.4 \text{ н/м}^2$, $4 < M < 7$, $t_w = 1$; $p = 0.4 \text{ н/м}^2$, $4 < M < 7$, $t_w = 0.5$ и $p = 10^2 \text{ н/м}^2$, $M \approx 7$, $t_w = 0.5$. Точка 6 на фиг. 5 нанесена по данным [4], полученным при $M = 26$, $p = 8.6 \cdot 10^{-2} \text{ н/м}^2$, $t_w = 0.07$, $\alpha = 15^\circ$. Обработанные в таком виде экспериментальные точки в широком диапазоне давлений, чисел Маха, углов сопл и значений температурного фактора удовлетворительно коррелируют между собой, а полученные эмпирические кривые могут быть использованы для расчета конических сопл¹.

Авторы благодарят А. А. Васильева и В. Г. Фарафонова за полезные обсуждения.

Поступило 13 VII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Евсеев Г. А. Экспериментальное исследование течения разреженного газа. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 3.
2. Агафонов В. П. Взаимодействие пограничного слоя с гиперзвуковым потоком в коническом сопле. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 5.
3. Mc Dermott W., Shirley B., Dix R. Low density boundary layer control by liquid hydrogen cuspumping. Rarefied Gas Dynamics, New York — London, Acad. Press., 1966, Suppl. 3, vol. 2.
4. Joss W., Vas J., Bogdonoff S. Studies of the leading edge effect on the rarefied hypersonic flow over a flat plate. AIAA paper, 1968, No. 5, No. 68—5.

УДК 621.652.001.24

ЛАМИНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ МЕЖДУ ДВУМЯ ВРАЩАЮЩИМИСЯ ДИСКАМИ

В. И. МИСЮРА

(Днепропетровск)

Теоретически исследуется ламинарное течение вязкой несжимаемой жидкости от центра к периферии в зазоре между двумя параллельными равномерно вращающимися с одинаковой угловой скоростью дисками. Получено приближенное решение задачи, выполненное с помощью итерационного метода, которое дает расчетные формулы для вычисления основных параметров потока.

1. Постановка задачи. В опубликованных ранее работах чаще рассматривался турбулентный поток между двумя параллельными равномерно вращающимися с одинаковой угловой скоростью дисками² [1—3]. При изучении ламинарного течения между двумя вращающимися дисками [4, 5], а также на отдельном диске [6] обычно усредняли ряд величин и задавались законом изменения скорости и давления. Здесь предлагается асимптотическое решение задачи, которое позволяет исследовать влияние геометрии дисков и свойств жидкости на характер изменения основных параметров потока.

Течение принято установленным, симметричным относительно оси z^0 , нормальной к плоскости дисков и срединной плоскости $z^0 = 0$. Кроме того, в уравнениях Навье — Стокса сохранены лишь те вязкие члены, которые содержат производные по направлению нормали к плоскости дисков. Тогда исходная система уравнений в цилиндрической системе координат в предположении, что $2a \ll r^0$, $v_z^0 \ll v_r^0$ и $v_z^0 \ll v_\theta^0$ в безразмерной форме запишется так:

$$\begin{aligned} v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\theta^2}{r} &= - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \\ v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial z} - \frac{v_r v_\theta}{r} &= \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial z^2} \\ \frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \tag{1.1}$$

¹ При $Y > 0.4$ корреляция несколько ухудшается и отличия M / M_f от средней кривой могут достигать 15—20%.

² Захаров А. Ф. Исследование насосного эффекта вращающегося диска. Канд. дисс., Казанск. авиац. ин-т, 1954.