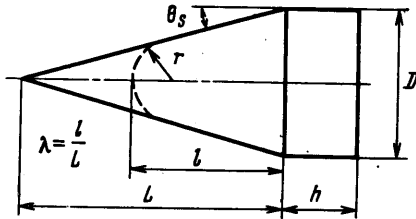


## СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО СОПРОТИВЛЕНИЮ ОСТРЫХ И ЗАТУПЛЕННЫХ КОНУСОВ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

А. П. КРАСИЛЬЩИКОВ, В. П. ПОДОБИН, В. В. НОСОВ

(Москва)

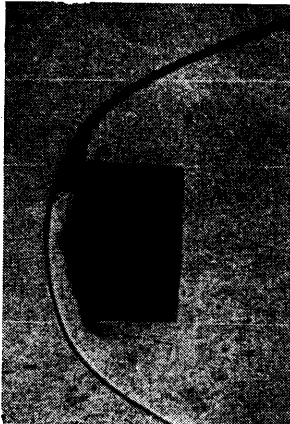
Приведены результаты систематических испытаний круговых, острых и притупленных по сфере конусов. Получены данные по коэффициенту сопротивления  $C_x$  в виде параметрических сеток по углу полураствора конуса  $\theta_s$  и величине удлинения  $\lambda$  при числах  $M$  от 8 до 14. Числа  $R$  имели порядок  $(7 \div 12) \cdot 10^6$ , т. е. соответствовали области течения, когда эффектом вязкого взаимодействия можно пренебречь. Результаты сопоставляются с теоретическими расчетами [1, 2] и экспериментальными данными из работ [3-7].



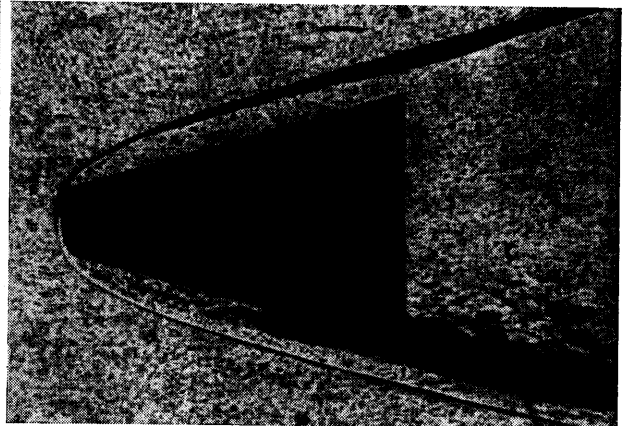
Фиг. 1

Испытания проводились путем отстрела моделей во встречный сверхзвуковой поток аэродинамической трубы. Коротко методика таких испытаний изложена в работе [8]. В таблице приведены геометрические параметры испытанных моделей, обозначения показаны на фиг. 1. Модели без цилиндрического хвостовика ( $h/D = 0$ ) отстреливались в поддоне, модели конуса с цилиндром ( $h/D = 0.533$ ) отстреливались по каналу ствола.

Отметим, что наклон косога скачка уплотнения на острых конусах с углом полураствора, не превышающим  $50^\circ$ , соответствует расчетным значениям работы [1]. Обтекание острого конуса с  $\theta_s = 70^\circ$  при числе  $M = 9.8$  и  $R = 9.4 \cdot 10^6$  сопровождается отошедшей ударной волной (фиг. 2). Кривизна и положение скачка уплотнения



Фиг. 2

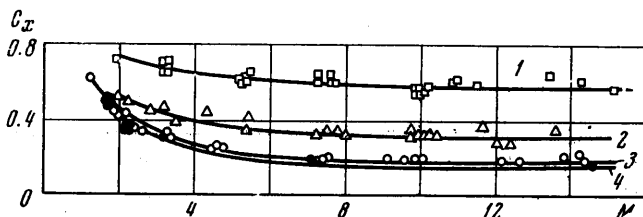


Фиг. 3

в окрестности критической точки притупленного конуса целиком определяется формой соответствующего сферического сегмента. На фиг. 3 приведен спектр обтекания затупленного конуса с  $\theta_s = 15^\circ$  и  $\lambda = 0.8$  при  $M = 9.5$  и  $R = 5.5 \cdot 10^6$ .

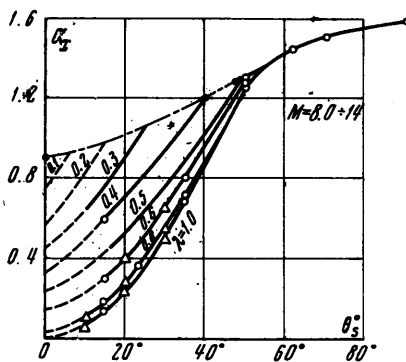
$\theta_s$	$\lambda$	$r/D$	$h/D$	$\theta_s$	$\lambda$	$r/D$	$h/D$
15	1.0	0	0	35	1.0	0	0
15	0.8	0.131	0	35	0.8	0.19	0.533
15	0.6	0.261	0.533	35	0.6	0.38	0.533
15	0.4	0.391	0.533	50	1.0	0	0.533
24	0.8	0.153	0.533	50	0.8	0.275	0.533
24	0.6	0.306	0.533	50	0.6	0.549	0.533
24	0.45	0.422	0.533	70	1.0	0	0.533

Зависимость коэффициента сопротивления  $C_x$  от числа  $M$  острого и притупленного конусов с углом  $\theta_s = 15^\circ$  приведена на фиг. 4; точки 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям  $\lambda = 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ . С ростом числа  $M$  коэффициент сопротивления уменьшается, а для  $M \geq 8$  практически остается постоянным.



Фиг. 4

На фиг. 5 приведены экспериментальные сетки зависимостей  $C_x$  конусов от величины угла  $\theta_s$  при различных значениях удлинения  $\lambda$  в диапазоне чисел  $M = 8 \div 14$ , когда коэффициент сопротивления стабилизируется по числу  $M$ . Эти зависимости образуют область значений коэффициентов сопротивления для любых возможных острых или притупленных конусов. Сплошными линиями обозначены кривые, проведенные через экспериментальные значения и значения, полученные путем интерполяции экспериментальных данных. Штрихпунктирная линия — это экспериментальные значения сопротивления шаровых сегментов, в которые вырождаются предельно затупленные конуса. Пунктирные линии соответствуют коэффициенту сопротивления притупленного конуса  $C_{x+}$ , полученному как сумма экспериментальных значений сопротивления шарового сегмента притупления и конической поверхности.



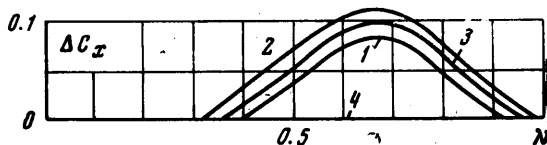
Фиг. 5

Интерференция притупления с конической поверхностью

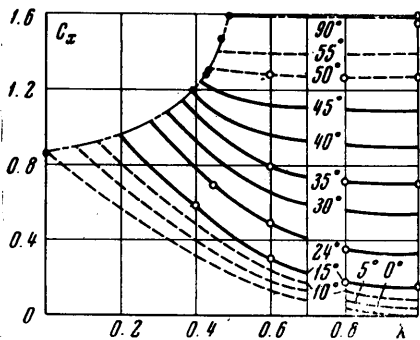
$$\Delta C_x = \frac{C_x}{C_{x+}} - 1$$

зависит от угла раствора конуса и от его удлинения. Максимальное значение интерференции будет порядка 10% при  $\lambda = 0.7$ , как это следует из фиг. 6, где кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям  $\theta_s = 15, 24, 35, 50^\circ$ . Оценки показывают, что суммарная доля сопротивления трения и донного давления составляют 3%, что лежит в пределах точности эксперимента ( $\pm 5 \div 7\%$ ). Отсюда хорошее совпадение экспериментальных данных с расчетными значениями коэффициента сопротивления конусов из работы [2] (фиг. 5 — светлые треугольники), полученные без учета трения и донного давления.

В диапазоне умеренных значений угла полураствора конуса (до  $40-50^\circ$ ) на величину коэффициента сопротивления оказывают существен-



Фиг. 6



Фиг. 7

ное влияние оба параметра — угол полураствора  $\theta_s$  и удлинение конуса  $\lambda$ . При больших значениях угла  $\theta_s$  влияние удлинения на коэффициент сопротивления практически отсутствует. В этом случае сопротивление острых конусов совпадает с сопротивлением соответствующих вписанных в них шаровых сегментов.

Экспериментальные сетки коэффициента сопротивления испытанных моделей в зависимости от удлинения  $\lambda$  и для различных углов  $\theta_s$  представлены на фиг. 7. Предельные значения коэффициента сопротивления моделей для угла  $\theta_s = 0$ , указанные пунктирной кривой, были получены на фиг. 5 при  $\theta_s = 0$ .

Поступило 14 I 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kopal Z. Tables of supersonic flow around yawing cones. Massachusetts Inst. Technology. Techn. Rept., 1947, No. 1.
2. Чущкин П. И., Шулишнина Н. П. Таблица сверхзвукового течения около затупленных конусов. М., ВЦ АН СССР, 1961.
3. Bergman R. J. Bow shock shape about a spherical nose. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 4. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1965, № 4, стр. 253.)
4. Blick E. F., Francis J. E. Spherically blunted cone pressure distributions. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 3. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1966, № 3, стр. 217.)
5. Dayman B. Jr. Hypersonic viscous effects on free-flight slender cones. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 8.
6. Whitfield I. D., Griffith B. J. Hypersonic viscous drag effects on blunt slender cones. AIAA Journal, vol. 2, No. 10.
7. Whitfield J. D., Griffith B. J. Comparisons of free-flight and wind-tunnel on slender cones. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 2, pp. 379—380. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1965, № 2.)
8. Красильщикова А. П., Подобин В. П. Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик шара в свободном полете до чисел  $M \sim 15$ . Изв. СССР, МЖГ, 1968, вып. 4.

### ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ НОСКА НА ГИПЕРЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ТОНКИХ ПРИТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ПОД УГЛОМ АТАКИ

Б. А. ЗЕМЛЯНСКИЙ, В. В. ЛУНЕВ, К. М. МАГОМЕДОВ

(Москва)

Рассмотрены некоторые особенности гиперзвукового обтекания тонких притупленных тел вращения под небольшим углом атаки  $\alpha \leq \tau \ll 1$ , где  $\tau$  — относительная толщина тела. Показано, что в рамках гиперзвуковой теории для правильного учета влияния условий в переходном сечении между носком и боковой поверхностью необходимо в общем случае задавать окружное распределение силового воздействия носка и массы газа. При малых  $\alpha$  влияние носка, как и для двумерных течений [1-4], проявляется лишь через его коэффициент сопротивления  $c_x$  при  $\alpha = 0$ . На этой основе на рассматриваемый случай обобщен закон подобия [1-4] обтекания таких тел с произвольной формой боковой поверхности, отличающихся формой притупления, справедливый во всей возмущенной области за исключением некоторой окрестности носка.

Обозначения:  $r_0$ ,  $L$  — радиус миделя носка и характерная длина тела;  $\rho_\infty$ ,  $V$ ,  $M$ ,  $\kappa$  — плотность, скорость, число Маха и показатель адиабаты газа в набегающем потоке;  $\rho_\infty \rho$ ,  $V^2 i$ ,  $\rho_\infty V^2 p$  — плотность, энтальпия и давление;  $x$ ,  $r$ ,  $\gamma$  — связанная цилиндрическая система координат с центром в переходном сечении между носком и боковой поверхностью;  $V_u$ ,  $V_v$ ,  $V_w$  — соответствующие компоненты скорости.

1. Рассмотрим систему определяющих параметров задачи. Уравнения трехмерного движения газа для введенных выше безразмерных величин в переменных  $x/L$ ,  $r/L$ ,  $\gamma$ , а также условия на возможных внутренних скачках уплотнения не будут содержать в общем случае каких-либо определяющих параметров и здесь не выписаны. В соотношения на головном скачке  $r = R(x, \gamma)$  входят лишь величины, относящиеся к набегающему потоку (индекс  $\infty$ ), а именно

$$P_\infty = \frac{1}{\kappa M^2}, \quad i_\infty = \frac{1}{(\kappa - 1) M^2}, \quad u_\infty \approx 1, \quad v_\infty \approx -\alpha \cos \gamma, \quad w_\infty \approx \alpha \sin \gamma \quad (1.1)$$

Эти соотношения содержат определяющие параметры  $\kappa$ ,  $M$ ,  $\alpha$ . Кроме того, решение, естественно, зависит от формы боковой поверхности тела, которую на достаточном удалении от носка, где размер возмущенной области  $R \gg r_0$ , представим в виде

$$r_w = r_0 + L r_w^\circ(x/L) \approx L r_w^\circ(x/L) \quad (1.2)$$