

зазора h между моделью и экраном. На фиг. 5 приведен график зависимости коэффициента C_Y от числа R для модели с $\lambda = 1$ при $\tau = 0,017$. Можно видеть, что увеличение τ на величину 0,007 приводит к уменьшению коэффициента C_Y примерно на 25%. При $h = a$ коэффициент подъемной силы практически равен нулю. Для моделей других тел влияние изменения расстояния h на характер изменения подъемной силы оказалось аналогичным.

На фиг. 6 иллюстрируется зависимость коэффициента подъемной силы C_Y от удлинения λ для $R = 5 \cdot 10^5$ (точки 1) и для $R = 9 \cdot 10^5$ (точки 2). Величины C_Y для моделей с меньшей величиной R получаются значительно большими, однако не обратно пропорционально величине площади миделевого сечения. Если для всех призматических моделей пересчитать C_Y , взяв за характерную площадь «несущую» поверхность (площадь основания), то величины C_Y для всех моделей окажутся более близкими (для модели с удлинением $\lambda = 0,15$ это будет величина порядка 0,3).

Итак, приближение призматических тел малого удлинения к экрану приводит к некоторому увеличению коэффициента сопротивления и к развитию значительной подъемной силы. Следовательно, при расчете суммарных ветровых нагрузок и при оценке сил воздействия потоков на сооружения, здания и элементы конструкций исследованной формы, располагаемых вблизи земли (дна), следует учитывать влияние ограничивающей плоскости. Особенно важным это обстоятельство может оказаться при оценке сил, действующих на конструкции легкого типа.

НИИ механики МГУ

ЛИТЕРАТУРА

Поступило 3 XI 1967

1. Красноперов Е. В. Экспериментальная аэродинамика. Ч. II. Опытные данные о силах сопротивления тел простейших форм. ОНТИ, 1935.

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНИЧЕСКИХ НЕОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЛ

А. И. ШВЕЦ

(Москва)

Ниже приводится описание результатов экспериментальных исследований аэродинамических характеристик конических неосесимметричных тел в диапазоне чисел M от 0,6 до 4,0. Испытанные модели представляют собой эллиптические конусы, в качестве характерных параметров которых приняты следующие величины: отношение полуосей эллипса $t = b/a$ и величина полуугла при вершине конуса в плоскости большой оси — ϵ . Модели 1, 2, 3, 4 имели постоянную величину полуугла $\epsilon = 22^\circ 30'$, но разные отношения полуосей $t = 1,0, 0,67, 0,5, 0,33$. В моделях 5, 3, 6 отношение полуосей сохранялось постоянным $t = 0,5$, а полуугол имел значения $\epsilon = 30^\circ, 22^\circ 30', 15^\circ$. Для всех моделей большая ось эллипса в основании конуса была равна 100 мм. Исследовалось распределение давления по поверхности моделей [1] и измерялись силы, действующие на модели. Коэффициент тангенциальной силы для дренажных моделей находился интегрированием проекций давлений по боковой поверхности на ось конуса

$$C_\tau = \frac{b^2}{S} \int_0^\pi \frac{C_p(\psi) d\psi}{1 + (a^2 b^2 - 1) \sin^2 \psi}$$

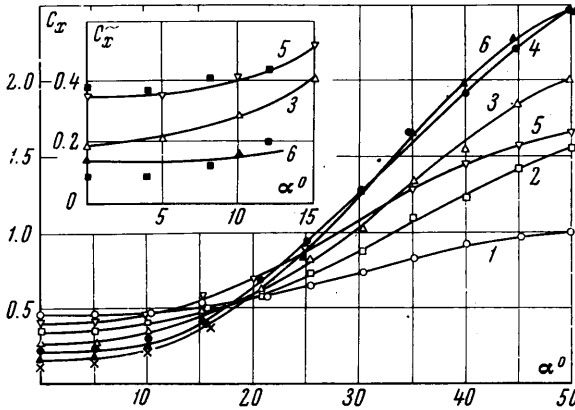
Здесь a и b — большая и малая полуоси эллипса, расположенного на единичном расстоянии от вершины конуса; S — характерная площадь; C_p — коэффициент давления; ψ — угол в плоскости, нормальной к оси конуса. Коэффициент нормальной силы определялся по формуле

$$C_n = - \frac{b}{S} \int_0^\pi \frac{C_p(\psi) \cos \psi d\psi}{[1 + (a^2 b^2 - 1) \sin^2 \psi]^{3/2}}$$

Весовые испытания выполнялись на обычных поршневых тензодержавках, кроме того, в диапазоне углов атаки α от 0 до 15° модели испытывались на механических весах, а силы и моменты, действующие на модели тонких конусов, измерялись на специальной донной тензодержавке. В этой державке элемент для измерения осевой силы представлял собой пластинку, закрепленную на упругих шарнирах. Пластинка

устанавливалась в жесткий контур в плоскости большой оси эллипса и располагалась перпендикулярно к оси модели.

Были определены коэффициенты донного давления по замеренным в процессе эксперимента величинам донного давления [1] и рассчитаны коэффициенты поверхностного трения конусов. С применением этих данных находился коэффициент волнового сопротивления для весовых испытаний.



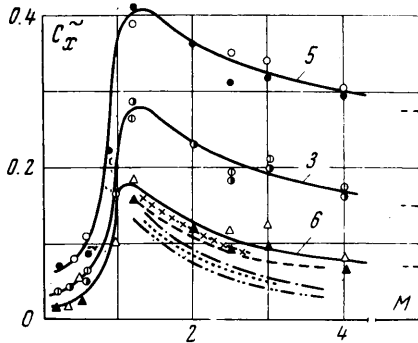
Фиг. 1

Рассмотрим сопротивление моделей эллиптических конусов при $M = 3$. На фиг. 1 представлены величины полного сопротивления C_x , полученные при весовых испытаниях. Для всех испытанных моделей на малых углах атаки сопротивление возрастает при увеличении параметров t и ϵ , однако при углах атаки свыше 25° устанавливается обратная зависимость. На графике крестиками нанесены также экспериментальные данные [2] по сопротивлению эллиптического конуса с $t = 0.33$, $\epsilon = 13^\circ 20'$ при $M = 2.94$.

На фиг. 1 приведены также значения волнового сопротивления $C_{x\sim}$ для серии моделей с $t = 0.5$, вычисленные по данным дренажных испытаний. В работе А. Л. Гонора [3] исследовано распределение давления на поверхности моделей эллиптических конусов и рассчитаны аэродинамические силы. Экспериментальные данные [3] для двух моделей с $t = 0.5$, $\epsilon = 14^\circ 30'$ и $\epsilon = 34^\circ 50'$ при $M = 4.0$ нанесены перечеркнутыми квадратиками на фиг. 1.

Теоретические и экспериментальные значения $C_{x\sim}$ для модели с $t = 0.5$ в зависимости от M даны на фиг. 2. Светлыми значками отмечены результаты дренажных испытаний, темными — весовых.

Для решения задачи обтекания конических несимметричных тел был применен ряд приближенных методов, большинство из которых использует линеаризацию уравнений газодинамики. Решение для эллиптического конуса, лежащего внутри конуса Маха, было получено Сквайром [4]. Коэффициент волнового сопротивления по этому решению имеет вид (точечная кривая)



Фиг. 2

$$C_{x\sim} = 2ab \left(\ln \frac{4}{\beta a} - 1 \right) + \beta^2 a^3 b \left(\frac{3}{2} \ln \frac{4}{\beta a} - 2 \right). \quad (\beta^2 = M^2 - 1)$$

Однако Джонс [5] указал, что в решении [4] пропущен член, связанный с особенностью на кромке. Коэффициент сопротивления с учетом дополнительного члена записывается (кривая с крестиками) так:

$$C_{x\sim} = ab \left(2 \ln \frac{4}{\beta a} - 1 \right) + \beta^2 a^3 b \left(\frac{3}{2} \ln \frac{4}{\beta a} - \frac{3}{2} \right)$$

Широкое применение нашла теория тонкого тела, основанная, как и линейная теория, на решении волнового уравнения, но допускающая некоторые упрощения, которые позволяют сократить объем вычислений при расчетах. Для испытанных моделей расчет $C_x \sim$ производился по теории тонкого тела первого порядка [6] (пунктир с двумя штрихами)

$$C_x \sim = ab \left[2 \ln \frac{4}{\beta(a+b)} - 1 \right]$$

по уточненной теории тонкого тела [7] (штрих-пунктир)

$$C_x \sim = ab \left[2 \ln \frac{4}{\beta(a+b)} - 1 \right] + \beta^2 a^2 b^2 \left[\frac{3}{2} - \frac{a^2 + b^2}{ab} + \left(\frac{3}{2} \frac{a^2 + b^2}{ab} - 2 \right) \ln \frac{4}{\beta(a+b)} \right]$$

и по теории тонкого тела второго порядка [8] (пунктир)

$$C_x \sim = ab(2\lambda + 1) + \beta^2 ab \left[3ab\lambda^2 + \frac{3}{2}(a^2 + b^2)\lambda - \frac{1}{2}(a-b)^2 + \frac{1}{2}ab \right] + a^2 b^2 \left[(\gamma + 1) \frac{M^4}{\beta^2} - (2 + M^2)\lambda + \left(\frac{1}{4} M^2 - 1 \right) \frac{a^2 + b^2}{2ab} \right]$$

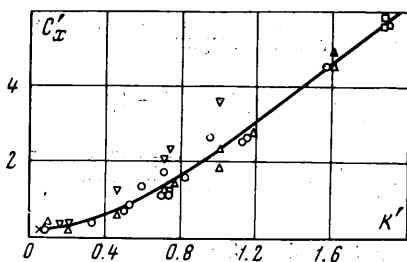
$$\lambda = \ln \frac{4}{\beta(a+b)} - 1$$

Здесь γ — показатель адиабаты.

В зависимости от величины угла ϵ передняя кромка эллиптического конуса выходит из конуса возмущений при разных числах M , поэтому при уменьшении ϵ расчеты по теории тонкого тела справедливы до больших чисел M (вертикальные линии на экспериментальных кривых).

Значения $C_x \sim$, рассчитанные по теории тонкого тела второго порядка, располагаются примерно на 15% ниже экспериментальных. В работах [2, 8] расчет по теории тонкого тела второго порядка для эллиптических конусов с большим удлинением также дал заниженные значения $C_x \sim$ по сравнению с экспериментом. На фиг. 2 при значении $M = \infty$ показано значение $C_x \sim$, рассчитанное по теории Ньютона [1]. По мере роста числа M экспериментальные кривые приближаются к этим значениям. Данные экспериментов, расчеты по теории тонкого тела второго порядка и теории Ньютона свидетельствуют, что коэффициенты сопротивления эллиптических конусов с постоянным углом ϵ снижаются по мере уменьшения параметра t . Отметим, что в случае обтекания эллиптических конусов с одинаковым параметром l/\sqrt{ab} (с одинаковой площадью основания и высотой l) теоретически Ферри [9] и экспериментально А. Л. Гонором [3] было получено снижение волнового сопротивления при переходе к конусу с большим эксцентриситетом.

В ряде работ была применена теория подобия к обтеканию тел сверхзвуковым потоком и получены правила подобия, которые связывают аэродинамические характеристики аффинно-подобных тел. Это достигается использованием различных масштабных коэффициентов по направлениям осей координат при выборе критериев подобия. Правила подобия для круговых конусов в диапазоне трансзвуковых и сверхзвуковых скоростей приводятся в работе А. И. Тишкова. Для эллиптических конусов в качестве характерного параметра толщины удобно выбрать величину $\tau = \sqrt{ab}/l$. Правила подобия выражаются соответственно при помощи трансзвукового и сверхзвукового параметра подобия.



Фиг. 3

$$K'' = \frac{(\gamma + 1)^{1/3} [(u_\infty + 1) \cos \alpha - 1]}{\tau^{2/3}}$$

$$K' = \tau \sqrt{M^2 - 1}$$

Здесь u_∞ — скорость невозмущенного потока. Приведенные коэффициенты (т. е. одинаковые для подобных потоков) сопротивления для трансзвуковых и сверхзвуковых скоростей имеют соответственно вид:

$$C_x'' = \frac{(\gamma + 1/2)^{1/3}}{\tau^{2/3}} C_x, \quad C_x' = (M^2 - 1) C_x$$

На фиг. 3 представлены зависимости приведенного коэффициента волнового сопротивления C_x' от сверхзвукового параметра подобия K' . Величина приведенного коэффициента волнового сопротивления определялась для моделей 1—6 при значениях чисел M , равных 2, 3 и 4 (белые кружки). Расчет C_x' производился по средним арифметическим значениям C_x , полученным при дренажных и весовых испытаниях. На графике нанесены также значения C_x' , определенные по экспериментальным данным работы [3] для конусов: $t = 0.66$, $\epsilon = 30^\circ 45'$; $t = 0.5$, $\epsilon = 34^\circ 50'$; $t = 0.5$, $\epsilon = 14^\circ 30'$; $t = 0.2$, $\epsilon = 47^\circ 20'$ при $M = 4.0$ (квадратики) и по данным работы [10] для конуса с $t = 0.173$, $\epsilon = 30^\circ$ при $M = 1.41$ (крестик). Из графика следует, что экспериментальные точки удовлетворительно совпадают с одной кривой подобия. На фиг. 3 приведены, согласно таблицам [11], значения C_x' для конусов (треугольники) и клиньев (перевернутые треугольники) с углами раскрытия 3° , 15° , $22^\circ 30'$ при $M = 2$, 3 и 4. Данные для круглых конусов хорошо совпадают с экспериментом, а данные для клиньев с большими углами раскрытия при $M = 3$ и 4 расположены выше кривой подобия. Применение приведенных правил подобия позволяет перенести теоретические или экспериментальные значения аэродинамических характеристик одного конического тела на семейство аффинно-преобразованных тел при соответствующих скоростях и, тем самым, сократить число расчетов или экспериментов.

Перейдем к рассмотрению значений подъемной силы (фиг. 4). Подъемная сила эллиптических конусов, имеющих одинаковый угол при вершине, возрастает по мере уменьшения толщины конуса, а у конусов с $t = \text{const}$ — при уменьшении угла ϵ (величина подъемной силы отнесена к площади миделя). Максимальное значение коэффициента подъемной силы достигается в диапазоне углов атаки $\alpha = 35\text{--}40^\circ$, причем при уменьшении t и ϵ максимум кривой C_y смещается в сторону больших углов атаки.

Данные опытов показали, что при малых углах атаки сохраняется линейная зависимость C_y от α . Только для тонких эллиптических конусов был получен нелинейный характер кривой подъемной силы с выпуклостью, направленной вниз. Нелинейность вызывается отрывом потока с подветренной стороны конуса из-за влияния вязкости. Всем испытанным конусам свойственна тенденция к увеличению протяженности линейного участка кривой подъемной силы при уменьшении t и ϵ , а также при увеличении числа M .

Результаты экспериментов сравнивались с теоретическими решениями. Для скоростей набегающего потока, начиная от сверхзвукового обтекания с присоединенной ударной волной и до выхода образующих конуса за конус возмущений, расчеты производились соответственно по теории тонкого тела [12]

$$C_y = 2\pi a \alpha \left[1 + 2\beta^2 \left(\frac{a+b}{2} \right)^2 \ln \beta \frac{a+b}{2} \right]$$

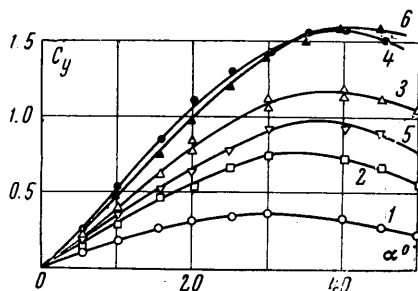
и линеаризованной теории крыла с дозвуковыми передними кромками

$$C_y = \frac{2\pi a \operatorname{tg} \epsilon}{E\beta \operatorname{tg} \mu}$$

Здесь μ — угол Маха, E — полный эллиптический интеграл второго рода. Для скоростей потока, соответствующих сверхзвуковым передним кромкам, расчеты производились по линеаризованной теории крыла бесконечного размаха

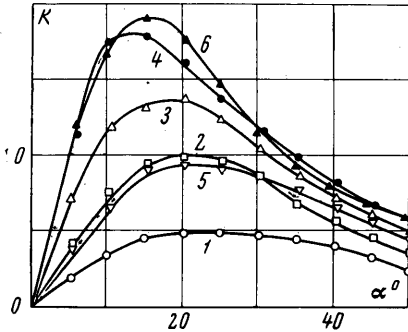
$$C_y = 4\alpha / \beta$$

Теоретические кривые, рассчитанные по теории тонкого тела, приближаются к экспериментальным только в том случае, если толщина конуса мала ($t < 0.30$), и то в узком интервале чисел M от 1.2 до 2. Для тонких эллиптических конусов линеаризованная теория крыла лучше совпадает с экспериментом, чем теория тонкого тела, что отмечалось также в работе [3]. Экспериментальные и теоретические [11] значения $dC_n / d\alpha_{(\alpha=0)}$ (C_n — коэффициент нормальной силы) при величинах t , близких к единице, увеличиваются с ростом числа M , а при $t \rightarrow 0$ — уменьшаются.



Фиг. 4

При дозвуковых и малых сверхзвуковых скоростях набегающего потока нормальная сила складывается из давления, действующего на наветренную сторону, и разрежения, возникающего на затененной стороне конуса. С увеличением числа M решающую роль начинает играть прирост давления на наветренной стороне, зависящий от ориентации элементов поверхности относительно вектора скорости набегающего потока. В диапазоне скоростей от дозвуковых до малых сверхзвуковых тонкие конусы имеют значительно большую нормальную силу, чем толстые, а при больших сверхзвуковых скоростях ($M \geq 6$) картина обратная — величина нормальной силы увеличивается с ростом толщины конуса, т. е. круглый конус имеет большую нормальную силу, чем треугольная пластинка с той же площадью в плане. Из полученных данных следует, что при определенном значении параметра $t \approx 0.6$ нормальная сила будет сохранять почти постоянное значение в широком диапазоне скоростей.



Фиг. 5

Аэродинамическое качество моделей эллиптических конусов увеличивается по мере уменьшения t и ϵ (фиг. 5). Максимальное значение качества достигается в диапазоне углов атаки α от 10° до 20° и возрастает примерно в четыре раза при изменении толщины конуса от 1 до 0.2. Значение K_{\max} смещается в сторону больших углов атаки при увеличении t и ϵ . Для всех конусов, начиная от $M = 0.6$, величина K_{\max} уменьшается до скоростей потока несколько больше звуковых. Увеличение скорости сверхзвукового потока повышает величину максимального качества.

Величина коэффициента центра давления возрастает от $C_d \approx 0.67$ до $C_d \approx 0.8$ при увеличении параметров t и ϵ . Сравнительные величины C_d , полученные в различных

испытаниях, можно заметить, что положение центра давления эллиптических конусов изменяется мало в зависимости от угла атаки и числа M . Для тонких конусов имеет место незначительное увеличение величины C_d при трансзвуковых скоростях потока.

НИИ механики МГУ

Поступило 3 IV 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Швец А. И. Исследование обтекания эллиптических конусов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
2. Jorgensen L. N. Elliptic cones alone and with wings at supersonic speeds. NASA T. N., 1957, No. 4045.
3. Гонор А. Л. Исследование обтекания некоторых заостренных тел несимметричным потоком при числах $M = 3 \div 4$. Ин-т им. П. И. Баранова, Техн. отчет, 1960, вып. 138.
4. Sgwire H. B. An example in wing theory at supersonic speeds. ARC, Rep. and Memor., 1947, No. 2549.
5. Jones R. T. Leading-edge singularities in thin airfoil theory. J. Aeronaut. Sci., 1950, vol. 17, No. 5.
6. Frankel L. E. Supersonic flow past slender bodies of elliptic cross-section. ARC Rep. and Memor., 1955, No. 2954.
7. Adams C., Sears W. Slender-body theory review and extension. J. Aeronaut. Sci., 1953, vol. 20, No. 2.
8. Van-Dyke M. The slender elliptic cone as a model for non-linear supersonic flow theory. J. Fluid Mech., 1956, vol. 1, pt. 1.
9. Ferry A., Ness N., Kaplita T. Supersonic Flow Over Conical Bodies without Axial Symmetry. J. Aerospace Sci., 1953, vol. 20, No. 8.
10. Rogers E. W., Berry C. I. Experiments at $M = 1.41$ on elliptic cones with supersonic leading edges. Brit. ARC, Rep. and Memor., 1955, No. 3042.
11. Kopal Z. Tables of supersonic flows around cones. Mass. Inst. Tech., Center of Analysis, Rep. 1, 1947.
12. Коробейников Н. П. Сверхзвуковое обтекание под углом атаки треугольных крыльев и эллиптических конусов с дозвуковой передней кромкой. Изв. вузов, сер. «Авиат. техника», 1960, № 1.