

ОБТЕКАНИЕ СЖАТОГО ЭЛЛИпсоИДА ВРАЩЕНИЯ СО СТОРОНЫ БОЛЬШОЙ ОСИ

А. И. ШВЕЦ

(Москва)

В ряде случаев для планирующего спуска с орбиты, а также при полетах с большой сверхзвуковой скоростью на малых высотах представляют интерес аппараты, имеющие минимальную омываемую поверхность и обладающие подъемной силой. В этой связи и для сравнения с результатами численных расчетов пространственного обтекания затупленных тел были проведены испытания моделей сжатых эллипсоидов вращения. Ниже приводятся некоторые результаты испытаний моделей 1, 2, 3, 4, 5 с отношениями полуосей $t = b/a$ соответственно равных 1.0, 0.66, 0.50, 0.33, 0.20. Модели устанавливались на донной державке со стороны большой оси и испытывались при числах $M = 2.0, 3.0$ и 3.9. Плоскость изменения углов атаки была нормальна к плоскости больших осей эллипсоида, а величина большой оси a была одинакова для всех моделей и равна 50 мм. Числа Рейнольдса, рассчитанные по параметрам набегающего потока и отнесенные к 0.1 м, составляли $\sim 3 \cdot 10^6$.

Рассмотрим распределение давления по поверхности эллипсоидов при симметричном обтекании. На фиг. 1 приведены зависимости величин P (P есть отношение величины давления, измеренного в точке на поверхности модели, к полному давлению за прямым скачком) от отношения y/b для сечения $\gamma = 0$.

Метод численного расчета сверхзвукового обтекания затупленных тел, разработанный Г. Ф. Телениным, был применен Г. П. Тиняковым и А. Ф. Павловым для расчета полей течения около носовой части эллипсоидов при числе $M = 3.0$. Результаты этих расчетов для моделей 1 и 2 представлены кривой с крестиками. В расчетах было обнаружено, что на дозвуковой части тел зависимость относительного давления от числа M довольно слабая и отличие составляет около 5% при изменении числа M от 3 до ∞ . Штрих-пунктирными кривыми нанесены значения P , рассчитанные по уточненной формуле Ньютона.

$$P = \frac{(\sin \alpha \sqrt{1 - r^2} - rt \cos \alpha \cos \gamma)^2}{1 + r^2(t^2 - 1)}$$

$$\left(r = \frac{R}{a} \right) \quad (1)$$

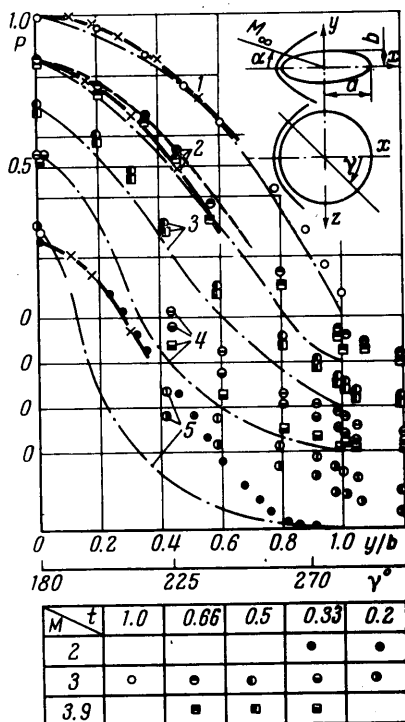
(r — безразмерный радиус)

Влияние числа Маха сказывается на снижении кривых распределения давления на сверхзвуковой части модели по мере роста числа M . При дальнейшем увеличении числа M ($M > 4$) данные по распределению давления асимптотически стремятся к единой кривой, причем для толстых эллипсоидов предельное состояние достигается при числах M меньших, чем для тонких.

На этом же графике черными значками показано распределение давления в плоскости большой оси $P = f(\gamma)$ при числе $M = 3.0$. Давление в плоскости большой оси изменяется незначительно и близко к давлению на поверхности сферы.

Распределение давления при углах атаки $\alpha = 0.5, 10$ и 15° для числа $M = 3.0$ в зависимости от угла ψ (ψ — величина угла в сечении γ , отсчитываемая от плоскости xz) дано на фиг. 2. Приведены данные для моделей 3 и 5 в сечении $\gamma = 0$ и 45° (номера моделей со звездочкой), а также для модели 3 в сечении $\gamma = 90^\circ$.

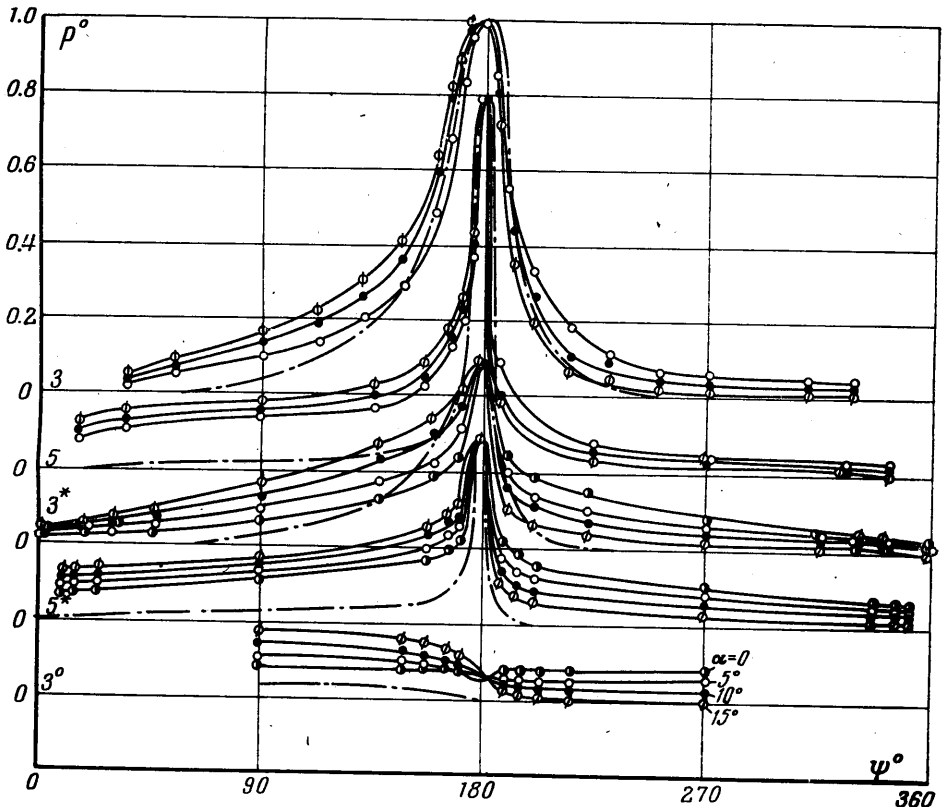
По мере увеличения угла атаки величина повышения давления на наветренной стороне примерно равна величине снижения давления в соответствующих точках подветренной стороны. В сечении $\gamma = 90^\circ$ было получено снижение давления вблизи большой оси для тонких эллипсоидов. Значения p для $\alpha = 10^\circ$, вычисленные по теории Ньютона, нанесены штрих-пунктирными кривыми.



Фиг. 1

Для некоторых прикладных задач представляет интерес возможность быстрой оценки картины обтекания затупленных тел при разных числах M для приближенного определения распределения давления на головной части, определения зон наибольших градиентов давлений и положения точек отрыва потока.

Распределение давления по головной части можно определить по формуле Ньютона. Если угол между направлением набегающего потока и элементом поверхности достаточно велик, расчетные данные удовлетворительно приближаются к результатам эксперимента при больших числах M . Как видно из графика на фиг. 1 величина давления на сверхзвуковой части эллипсоида, рассчитанная по теории Ньютона,



Фиг. 2

значительно меньше экспериментальных данных. Это расхождение увеличивается по мере сжатия эллипсоида.

В работе [1] было показано, что для затупленных конусов с небольшими углами полураствора, величина давления на начальном участке конусной части, рассчитанная по формуле Ньютона, примерно в три раза меньше экспериментальных данных. В этом случае обтекание затупления определяет картину течения на расстоянии нескольких диаметров затупления вниз по потоку. Частицы газа, движущиеся вдоль начального участка конической поверхности, проходят через интенсивную ударную волну, образующуюся перед затуплением, а частицы газа, пересекающие головную волну на достаточно больших расстояниях, проходят через волну, соответствующую обтеканию острого конуса.

Рассмотрим также простой метод, учитывающий влияние числа M . Давление на элемент поверхности произвольного затупленного тела при нужном числе M можно определить на основании известных данных по обтеканию сферы для пространственного и цилиндра для плоского тела [2]. Определяется величина давления в точке, где угол между направлением потока и элементом поверхности одинаков для обоих тел. По известным данным для сферы при заданном числе M определяется давление на элемент тела. В этом методе происходит уточнение формулы Ньютона за счет того, что форма скачка уже не отождествляется с формой тела. Данные расчета для модели 2 при числе $M=3$ представлены на фиг. 1 пунктирной кривой.

При обтекании затупленных тел наибольшие градиенты давления достигаются в районе звуковых точек. Для определения положения звуковой точки на поверхности эллипсоида предполагалось, что полное давление на границе пограничного слоя перед телом равняется полному давлению за прямым скачком. При $\chi = 1.4$ величина p равна 0.528. Положение звуковой точки для сечения $\gamma = 0$ (сплошные линии) при числах $M = 2.0$ (треугольник) и 3.0 (кружок) в зависимости от отношения осей эллипсоида дано на фиг. 3, а. Сжатие эллипсоида и увеличение скорости набегающего потока приводит к уменьшению дозвуковой области перед телом. В сечении $\gamma = 0$ изменение t от 1.0 до 0.2 уменьшает величину y/b от 0.7 до 0.3 ($M = 3.0$), а в плоскости $y = 0$ перемещение звуковой точки незначительно ($\gamma \approx 136^\circ$).

Представляют интерес данные по положению зон отрыва потока. Экспериментальные значения точек отрыва потока ψ_0 в плоскости $\gamma = 0$, определенные по тепловым фотографиям при числе $M = 3.0$, в зависимости от параметра t даны на фиг. 3, а (пунктир). Сжатие эллипсоида уменьшает область отрывного течения. В плоскости больших осей положение точек отрыва изменяется мало и для всех моделей равно $\psi_0 \approx 77^\circ$. Зависимости величины ψ_0 на наветренной и подветренной стороне моделей 2, 3, 4 и 5 от угла атаки α приведены на фиг. 4, б (черные значки).

Предполагая, что при обтекании гладких выпуклых тел давление, равное статическому давлению свободного потока достигается в точке, где поверхность параллельна направлению свободного потока, можно определить распределение давления на кормовой части тела по соотношениям в плоской волне разрежения. Давление рассчитывается на участке до точки отрыва, положение которой находится по равенству местного значения с известной величиной донного давления.

Были сделаны приближенные оценки положения точек отрыва для эллипсоидов в сечении $\gamma = 0$. Давление в точке $y/b = 1$ примерно равно статическому давлению ($M = 3, P_\infty = 0.115$, фиг. 1), а величина донного давления определялась по зависимости $C_g = f(M)$ для затупленных тел [2]. На фиг. 3, а точечной кривой приведены результаты этих расчетов для числа $M = 3$.

Аэродинамические характеристики моделей определялись с помощью механических весов. При расчете аэродинамических коэффициентов в качестве характерной площади брались площадь эллипсоида в плоскости yz . Коэффициенты тангенциальной и нормальной силы для дренажных моделей можно определить по формулам

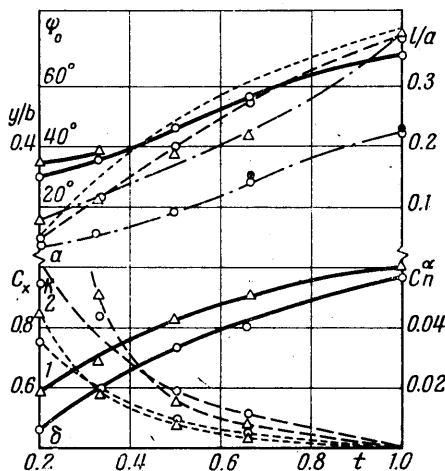
$$C_x = \frac{2}{\chi P_\infty M^2 \pi a b} \int_0^{2\pi} \int_0^a (p_t - p_\infty) R \operatorname{tg} \beta \cos \gamma \, dR \, d\gamma$$

$$C_n = - \frac{2}{\chi P_\infty M^2 \pi a b} \int_0^{2\pi} \int_0^a (p_t - p_\infty) R \, dR \, d\gamma$$

Здесь P_∞, M — давление и число Маха невозмущенного потока, χ — показатель адиабаты, p_t — абсолютное давление в точке поверхности тела, β — угол между нормалью к поверхности и осью y .

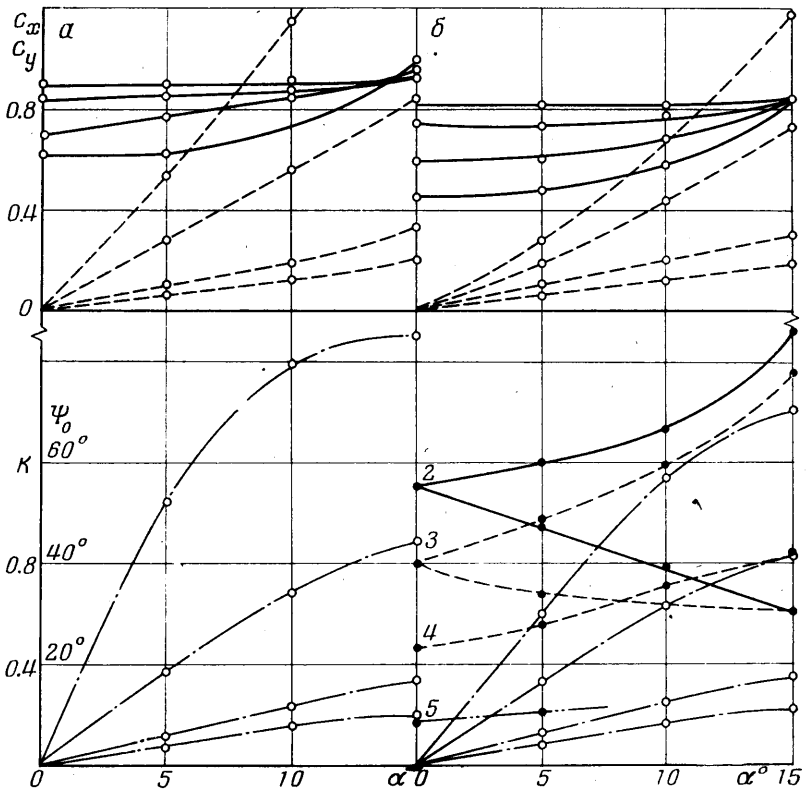
Так как исследованное семейство тел заключено между сферой ($t = 1$) и плоским диском ($t = 0$), то представляет интерес определение влияния параметра t на некоторые аэродинамические характеристики. На фиг. 3, б построены зависимости коэффициента сопротивления C_x (сплошные линии), величины $C_n^\alpha = dc_n / d\alpha_{\alpha=0}$ (пунктир) и аэродинамического качества K (точечная кривая, K определено при $\alpha = 15^\circ$) от величины t для чисел $M = 2$ (треугольники) и 3 (кружки). Из результатов экспериментов видно, что сжатие эллипсоида от $t = 1.0$ до 0.2 почти в два раза снижает его сопротивление, а величины C_n^α и K увеличиваются, причем для числа $M = 2.0$ это возрастание более резкое (масштаб $K, K = 2$ соответствует 0.05 C_n^α).

Если крылья, имеющие эллиптическую форму в плане, обтекаются сверхзвуковым потоком, то минимальное сопротивление для заданного объема получается при



Фиг. 3

сечениях, образованных дугами парабол [4]. Коэффициент волнового сопротивления круглой линзы с параболическими сечениями, имеющей относительную толщину t при $M = \sqrt{2}$ равен $C_{x(\min)} = 4.25 t$. Минимальное волновое сопротивление для линзы с $t = 0.1$ при числе $M = 3$ определяется с помощью преобразования Прандтля — Глауэрта и соответствует $C_{x(\min)} = 0.015$. Считая, что линза получается при сплющивании тела вращения, можно сравнить величину $C_{x(\min)}$ для линзы и для тела вращения с тем же самым объемом и длиной [5]. Небольшое сплющивание приводит только к влиянию второго порядка в сопротивлении, а сплющивание в фигуру круговой формы уменьшает волновое сопротивление для числа $M = \sqrt{2}$ вдвое. Конечно, смоченная поверхность крыла и поверхностное трение при этом значительно увеличиваются.



Фиг. 4

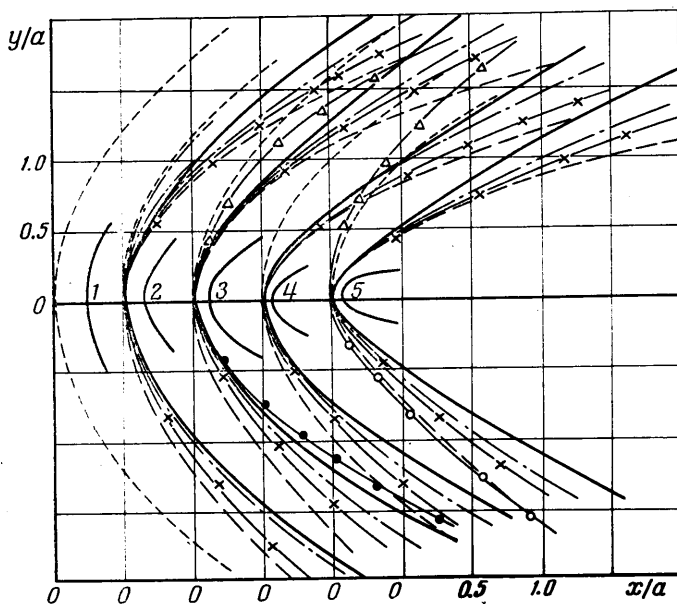
Значения коэффициента сопротивления, коэффициента подъемной силы и аэродинамического качества в зависимости от угла атаки α приведены на фиг. 4, а для числа $M = 2.0$ и на фиг. 4, б для числа $M = 3.0$. Увеличение угла атаки до $\alpha = 15^\circ$ незначительно повышает C_x (сплошные линии) для толстых моделей, а для эллипсоида с $t = 0.2$ приводит к возрастанию сопротивления почти в два раза. При числе $M = 3.0$ коэффициент подъемной силы C_y (пунктир) для толстых моделей возрастает линейно по мере увеличения угла атаки, а для тонких имеет место нелинейный характер кривой подъемной силы с выпуклостью, направленной вниз. Нелинейность вызывается отрывом потока с подветренной стороны из-за влияния вязкости. Величина аэродинамического качества K (штрих-пунктир) увеличивается примерно в семь раз при изменении t от 0.66 до 0.2, а значение K_{\max} смещается в сторону больших углов атаки по мере роста t .

Форма головной волны и расстояния отхода определялись по тепловым фотографиям обтекания моделей. На фиг. 5 представлены результаты экспериментов для эллипсоидов 1, 2, 3, 4, 5 при числе $M = 3.0$ в плоскости $\psi = 0$. Сплошная кривая соответствует углу атаки $\alpha = 0$, штрих-пунктир — 5° , пунктир с крестом — 10° , пунктир — 15° . Точечной кривой показана форма волны в плоскости большой оси, а пунктиром с двумя точками — численное решение для эллипсоида с $t = 0.66$ при числе $M = 3.0$.

Оптические исследования при малых сверхзвуковых скоростях показали, что форма ударной волны в большей мере зависит от распределения площади вдоль оси тела, чем от формы поперечного сечения тела. С увеличением скорости потока форма волны в сечении, нормальном к направлению потока, приближается к форме тела.

Для всех эллипсоидов форма скачка уплотнения в плоскости большой оси мало отличается от формы волны для сферы. Положения головной волны при $a = 0$ для чисел $M = 2.0$ и 3.9 показаны кривыми с белыми и черными значками соответственно (треугольники — $\psi = 0$, кружки — $\gamma = 0$). В исследованном диапазоне чисел M ударная волна по форме во всей дозвуковой и трансзвуковой области аппроксимируется частью поверхности трехосного эллипсоида.

На фиг. 3, а приведены данные по отходу скачка уплотнения от тела в виде отношения l/a (l — расстояние между скачком и телом по оси x). Результаты экспе-



Фиг. 5

римента нанесены штрих-пунктирной кривой для чисел $M = 2.0$ (треугольники) и 3.0 (кружки). Теоретические значения l/a для эллипсоида с $t = 0.66$ и для сферы при числе $M = 3.0$ показаны черными кружками.

Автор благодарит Г. С. Ульянова за помощь в проведении экспериментов.

Институт механики МГУ

Поступило 14 II 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Швец А. И. Пространственное обтекание затупленных конусов. Вестн. МГУ, мат. механ., 1966, № 6.
2. Белоцерковский О. М. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа. М., Изд. ВЦ АН СССР, 1966.
3. Панов Ю. А., Швец А. И. Исследование донного давления вблизи задней кромки осесимметричных тел в сверхзвуковом потоке. Прикл. механ., 1966, т. 2, вып. 6.
4. Jones R. T. Theoretical determination of the minimum drag of airfoils at supersonic speeds. J. Aeronaut. Sci., 1952, vol. 19, No. 12.
5. Sears W. R. On projectiles of minimum wave drag. Quart. Appl. Math., 1947, vol. 4, No. 3.