

щей скорости, нормальной к меридиональной плоскости  $\varphi = \text{const}$ . Кривые 1—4 соответствуют параметру  $\xi = 0, 1, 0, 5, 0, 25$ . Отмеченная выше погрешность расчета при  $\varphi = 22,5^\circ$  и  $\varphi = 45^\circ$  при  $\xi = 0$  проявляется также в зависимости  $w = w(\varphi)$ .

3. Расчеты по указанной выше схеме так же представлялись достаточно сложными, поскольку в отличие от изложенной в [1] данная схема допускает переход через особенность при расчете промежуточных обратных задач. Это могло вызвать некоторые затруднения при подборе углов раствора скачка в плоскостях  $\varphi = \text{const}$ , прилегающих к плоскости особого луча. Надо заметить, что в практическом отношении эти затруднения оказались не столь велики, поскольку углы растворов скачка и в названных плоскостях удавалось подбирать без каких-либо дополнительных условий по сравнению с методикой подбора углов раствора скачка в других плоскостях  $\varphi = \text{const}$  при умеренных требованиях к точности удовлетворения граничных условий на заданном теле.

Однако в целом пробные расчеты показали, что при расчете обтекания конусов, отличных от круглых (например, эллиптических), и при этой схеме расчета возникают дополнительные трудности, которые выражаются в том, что достигаемая при расчете точность удовлетворения граничного условия на теле при этом существенно падает. Так, расчеты обтекания круглых и эллиптических конусов по одной и той же расчетной схеме с использованием простейшей методики интегрирования системы уравнений (1.1) позволили удовлетворить граничные условия на круглом конусе с точностью до  $|\Delta v_n| = 0,001$ , а на эллиптическом — лишь с точностью до  $|\Delta v_n| \approx 0,01$ . Очевидно, это объясняется влиянием дополнительной особенности, а также более сложными граничными условиями на эллиптическом конусе (в случае круглого конуса условие (1.3) имеет вид:  $v_n = v^\circ = 0$ ), усложняющими подбор углов раствора скачка.

Поступило 17 III 1965

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С я г а е в В. Ф. Метод численного решения задачи об обтекании конических тел сверхзвуковым потоком газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1963, т. 3, № 3.
2. П а н о в Д. Ю. Справочник по численному решению дифференциальных уравнений в частных производных. Гостехиздат, 1951.
3. A. F e r r i. Preprint of paper to read of the First International Congress in the Aeronautical Sciences. Madrid, Spain, 1958, 13. Sept.

### АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ПЛАСТИН В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

М. Д. ЛАДЫЖЕНСКИЙ, А. В. ЛИПИН

(Москва)

Для определения оптимальных форм крыльев в вязком гиперзвуковом потоке проведены экспериментальные исследования аэродинамических характеристик прямоугольных пластин одинаковой площади  $s$ , различных значений удлинения  $\lambda$  и толщины  $d$  при числе Маха невозмущенного потока  $M = 5,15$ , числе Рейнольдса  $R \approx 2 \cdot 10^2$  и углах атаки  $\alpha$ , изменяющихся от 0 до  $40^\circ$ . Удлинение  $\lambda$  пластины изменялось в диапазоне 0,1—9, а их относительная толщина  $\delta = d / \sqrt{s}$  — в диапазоне 0,025—0,16.

Установлено, что при фиксированных значениях площади и толщины прямоугольной пластины зависимость ее максимального аэродинамического качества  $K_m(\lambda)$  в исследованном диапазоне углов атаки имеет максимум в области значений  $\lambda = 0,4—0,8$ .

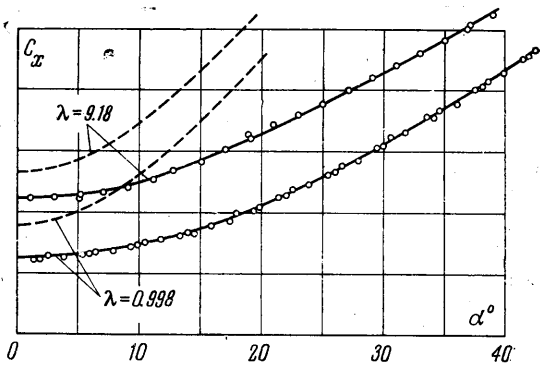
§ 1. Рассмотрим обтекание тонких прямоугольных крыльев фиксированной площади и различных удлинений, считая, что температура поверхности крыла много меньше температуры торможения в набегающем потоке, что характерно для гиперзвуковых полетов в атмосфере. Всегда найдутся такие значения удлинения крыла  $\lambda \ll 1$  и  $\lambda \gg 1$ , при которых реализуется свободномолекулярный режим обтекания крыла. Принимая отражение молекул от поверхности тела полностью диффузным, получим, что в рассматриваемых предельных случаях  $\lambda \ll 1$  и  $\lambda \gg 1$  при  $M \rightarrow \infty$  значение  $K_m$  сколь угодно мало.

Если характерная площадь крыла  $s$  такова, что число Кнудсена  $K = L / \sqrt{s} \ll 1$  ( $L$  — средняя длина свободного пробега молекул в невозмущенном потоке), то при удлинениях порядка единицы обтекание крыла будет подчиняться законам сплошной среды. В этом случае, как известно,  $K_m \neq 0$ . Таким образом, в вязком гиперзвуковом потоке можно ожидать наличия максимума значения  $K_m$  при изменении удлинения крыла от значений  $\lambda \ll 1$  до  $\lambda \gg 1$ , в то время как в области больших чисел Рейнольдса  $K_m$  растет с увеличением  $\lambda$ . Границы, при которых имеет место обтекание, близкое к свободномолекулярному, сближаются по мере увеличения  $K$ .

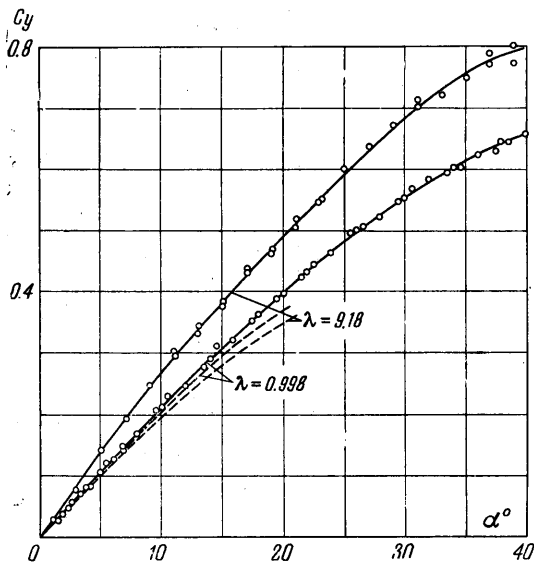
§ 2. Для экспериментальной проверки указанного факта и определения оптимальных значений  $\lambda$  в вакуумной аэродинамической трубе при числе Маха  $M = 5.15$  и числе Рейнольдса  $R_1 = 2.3 \cdot 10^3$ , подсчитанном по параметрам невозмущенного потока и характерной длине  $l = \sqrt{s}$ , были проведены исследования аэродинамических характеристик моделей, представлявших собой прямоугольные пластины одинаковой площади  $s$ , различного удлинения  $\lambda = 0.1-9$  и относительной толщины  $\delta = 0.025-0.16$ . Температура воздуха в форкамере была равна  $T_0 = 293^\circ \text{K}$ .

В процессе эксперимента измерялись нормальная и касательная составляющие аэродинамических сил, действующих на модель при изменении угла атаки  $\alpha$  от 0 до  $40^\circ$ .

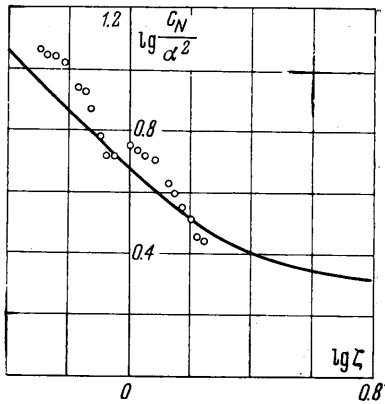
На фиг. 1 и 2 для двух моделей с различными  $\lambda$  и одинаковой относительной толщиной  $\delta = 0.029$  приведено сравнение экспериментальных зависимостей  $C_x(\alpha)$  и  $C_y(\alpha)$  (сплошные кривые) с результатами расчета по теории свободномолекулярного потока для полностью диффузного отражения [1] (пунктирные кривые). Можно отметить, что теоретические значения коэффициентов подъемной силы  $C_y$  лучше согласуются с экспериментом, чем значения коэффициентов сопротивления  $C_x$ .



Фиг. 1



Фиг. 2



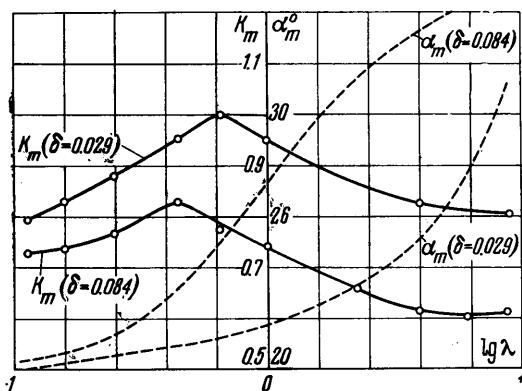
Фиг. 3

На фиг. 3 для серии моделей одинаковой толщины  $\delta = 0.029$ , различных  $\lambda$  ( $9.18 \leq \lambda \leq 0.112$ ) и  $\alpha = 10$  и  $20^\circ$  приведена зависимость коэффициента нормальной силы  $C_N$  от величины  $\zeta = Ma / \sqrt{\epsilon \chi}$ ,  $\chi = M^3 / \sqrt{R_b}$ ,  $\epsilon = \kappa - 1 / \kappa + 1$ . Здесь  $R_b$  — число Рейнольдса, определяемое по параметрам невозмущенного потока и характерной длине, равной хорде крыла  $b$ ,  $\kappa$  — отношение удельных теплоемкостей. На этой же фигуре дана теоретическая кривая, рассчитанная В. С. Галкиным по методу [2] для бесконечно тонкой пластины. Как показали исследования, при малых удлинениях ( $\lambda < 0.15$ ) прямоугольные крылья можно рассчитывать, пользуясь теорией поперечных полос, так как значения  $C_N$  для  $\lambda = 0.156$  и  $\lambda = 0.112$  практически совпадают.

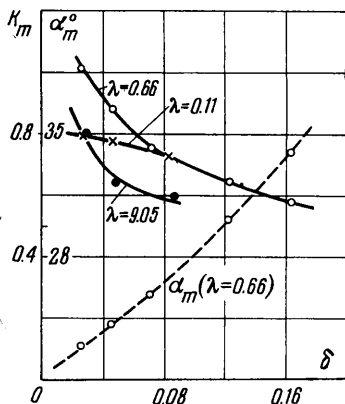
Экспериментально установлено, что с уменьшением  $\lambda$  коэффициент сопротивления  $C_{x0}$  при  $\alpha = 0$  убывает. Это обстоятельство объясняется как уменьшением влияния приглушения, так и увеличением эффективного числа Рейнольдса  $R_b$ .

При  $\lambda < 1$  теория плоских сечений перестает быть справедливой. В этом случае величина  $C_{x0}$  убывает в значительно меньшей степени, и для крыльев малых удлинений ( $\lambda < 0.25$ ) остается практически постоянной.

При уменьшении  $\lambda$  наблюдается падение  $(dC_y / d\alpha)_{\alpha=0}$ , что можно, по-видимому, объяснить возрастающим влиянием поперечных градиентов при переходе к крыльям малых удлинений и уменьшением влияния взаимодействия пограничного слоя с невязким потоком.



Фиг. 4



Фиг. 5

На фиг. 4 представлены итоговые данные: зависимости  $K_m(\lambda)$  и  $\alpha_m(\lambda)$  ( $\alpha_m$  — угол атаки, при котором достигается значение  $K_m$ ) для двух значений относительной толщины пластины  $\delta = 0.029$  и  $0.084$ . Как следует из этого графика, в вязком гиперзвуковом потоке величина  $K_m$  прямоугольной пластины фиксированной площади и толщины, т. е. фиксированного объема, имеет максимум при изменении  $\lambda$ . В рассмотренном диапазоне  $\delta$  ( $0.025 \leq \delta \leq 0.16$ ) этот максимум достигается в области изменения  $\lambda = 0.4-0.8$  и составляет  $K_m \approx 1$  — при  $\delta = 0.029$  и  $K_m \approx 0.85$  — при  $\delta = 0.084$ .

Естественно, что с уменьшением  $\delta$  значения  $K_m$  пластин очень малых удлинений ( $\lambda \sim 0.1$ ) возрастают незначительно, а для пластины больших удлинений ( $\lambda \sim 10$ ) значения  $K_m$  возрастают в большей степени.

С точки зрения теории, интересен вопрос, имеется ли максимум зависимости  $K_m(\lambda)$  в случае бесконечно тонкой пластины. Ответ на этот вопрос дает анализ зависимостей  $K_m$  от  $\delta$  (фиг. 5) для моделей с удлинениями  $\lambda = 0.1, 0.44$  и  $9$ . Экстраполируя эти зависимости к значению  $\delta = 0$ , можно утверждать, что максимум  $K_m(\lambda)$  имеет место и для бесконечно тонкой пластины. Данные, приведенные на фиг. 5, позволяют определить  $\alpha_m$ , соответствующее значению  $\delta = 0$ .

Следует отметить (фиг. 4), что угол атаки  $\alpha_m$ , при котором достигается максимальное значение  $K_m$ , уменьшается с уменьшением  $\lambda$  для крыльев с фиксированным значением  $\delta$ . Следствием этого будет уменьшение нагрева пластины.

Таким образом, с точки зрения несущих свойств, крылья малых удлинений ( $\lambda < 1$ ) в вязком гиперзвуковом потоке имеют преимущества по сравнению с крыльями больших удлинений ( $\lambda > 1$ ), в противоположность тому, что имеет место при больших числах Рейнольдса.

Поступило 25 VII 1965

#### ЛИТЕРАТУРА

- Хейз У. Д., Пробст и Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. Изд-во иностр. литер., 1962.
- Cheng H. K., Hall I. G., Golian T. C., Hertzberg A. Boundary-Layer Displacement and Leading-Edge Bluntness Effects in High-Temperature Hypersonic Flow, Journal of the Aero/Space Sciences, 1961, vol. 28, No. 5.