

УДК 533.6.011.5

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ Λ -КРЫЛЬЕВ НА ДОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ ПОЛЕТА

ВОРОНИН В. И., ШВЕЦ А. И.

С начала шестидесятых годов возник интерес к изучению сверхзвукового обтекания крыльев с Λ -образным поперечным сечением [1]. В многочисленных (около ста работ) публикациях теоретически и экспериментально было доказано, что аэродинамическое качество Λ -крыльев при сверхзвуковых скоростях на 10–15% превышает качество эквивалентных плоских крыльев [2–4]. Наряду с крейсерским сверхзвуковым режимом полета необходимо изучение режимов взлета и посадки на дозвуковых скоростях. В этом направлении известно мало исследований, например в [5] содержатся данные по распределению давления на стороне сжатия и аэродинамические характеристики серии Λ -крыльев, работа [6] посвящена изучению дозвукового обтекания модели Λ -крыла, рассчитанного на гиперзвуковые скорости полета.

Цель настоящей работы заключалась в совместном теоретическом и экспериментальном изучении аэродинамических характеристик двух серий моделей Λ -крыльев, отличающихся углом раскрытия Λ и углом стреловидности χ . Расчет аэродинамических характеристик тонких Λ -крыльев треугольной формы в плане производился по методу дискретных вихрей [7, 8]. Широкое применение этого метода к расчету аэродинамических характеристик плоских крыльев, всевозможных форм в плане как линейной, так и нелинейной теории показало хорошее совпадение с экспериментом.

Так как имеющиеся экспериментальные данные по обтеканию Λ -крыльев получены для моделей с клиновидными по потоку сечениями, то для сравнения с расчетом была спроектирована специальная серия тонких Λ -крыльев с относительной толщиной до 3%. В аэродинамической трубе были выполнены измерения сил и моментов, действующих на эти модели в диапазоне чисел $M=0,4-0,8$.

1. Направление вихревых отрезков на крыле. Следуя [7], задача по определению аэродинамических характеристик крыла сводится, по существу, к нахождению напряженностей дискретных вихрей, заменяющих непрерывный вихревой слой, моделирующий крыло и его след. Прежде чем приступить к ее решению, выясним вопрос о направлении вихревых отрезков, расположенных на крыле.

Скорости, индуцируемые вихревой нитью на нижней и верхней поверхностях крыла, перпендикулярны к вихревой нити в рассматриваемой точке, равны по величине и противоположны по направлению [7]. Авторами были проведены специальные эксперименты с масло-сажевым покрытием поверхностей модели Λ -крыла. Испытания проводились на модели Λ -крыла с углом раскрытия $\Lambda=140^\circ$, углом стреловидности $\chi=60^\circ$ и относительной толщиной $s=3\%$. Передняя кромка имела цилиндрическое затупление; задняя — острая. Число Рейнольдса, определяемое по параметрам набегающего потока и отнесенное к длине модели, составляло $Re=0,8 \cdot 10^6$. Опыты показали, что линии тока на нижней и верхней поверхностях Λ -крыла совпадают. В случае малых углов атаки $\alpha=4^\circ$ линии тока на нижней и верхней поверхностях Λ -крыла почти параллельны корневой хорде. При больших углах атаки ($\alpha>7^\circ$), когда происходит срыв потока с передней кромки Λ -крыла, эксперимент с масло-сажевым покрытием показал, что линии тока на верхней поверхности отличаются от линий тока на нижней поверхности только в узкой области, соответствующей

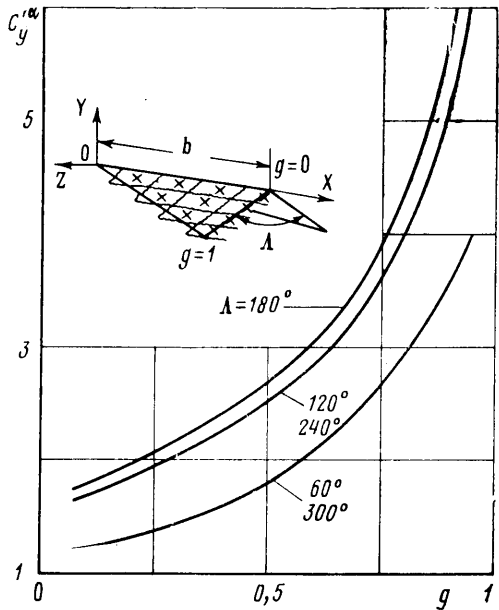
присоединению к верхней поверхности Λ -крыла вихревой пелены, сходящей с передней кромки. Таким образом, если пренебречь влиянием продольных вихревых отрезков ввиду малости их напряженностей по сравнению с напряженностями поперечных вихревых отрезков, поперечные вихри следует располагать перпендикулярно линиям тока, а продольные — вдоль линий тока на крыле. Этим предположением можно воспользоваться при решении задач по обтеканию крыльев как в линейной, так и в нелинейной постановке и с углами скольжения. При этом в первом случае присоединенные вихри должны быть расположены перпендикулярно набегающему потоку, во втором случае следует рассчитать линии тока, например методом последовательных приближений, полагая в первом приближении расположение присоединенных вихрей перпендикулярное набегающему потоку.

2. Методика расчета. Рассмотрим Λ -крыло произвольной формы в плане, движущееся с дозвуковой скоростью. Требуется определить аэродинамические нагрузки, действующие на крыло. Задача решается в линейной постановке, т. е. крыло считается тонким, угол атаки, измеренный в радианах, — малым по сравнению с единицей ($\alpha \ll 1$). Введем прямоугольную систему координат, связанную с крылом. Начало координат положим в носике корневой хорды, ось X направим вдоль корневой хорды вниз по потоку, ось Z направим в сторону левого полукрыла, перпендикулярно плоскости симметрии Λ -крыла, ось Y — вверх, перпендикулярно плоскости XZ (фиг. 1). Разобьем крыло плоскостями, параллельными и перпендикулярными оси X , на одинаковые по величине панели и на середине каждой панели перпендикулярно набегающему потоку разместим прямолинейный присоединенный вихревой отрезок. Сходящую с задней кромки крыла вихревую пелену заменим свободными полубесконечными вихревыми жгутами, идущими от концов присоединенных вихрей и выстраивающихся вниз по потоку. Контрольные точки расположим по одной на середине задней кромки каждой панели. Такое расположение присоединенных вихрей и контрольных точек позволяет перейти к интегралам, сходящимся в смысле главного значения Коши [9] при уменьшении размеров панелей. Кроме того, оно обеспечивает условие на кромках; при увеличении числа панелей циркуляция присоединенных вихрей на передней кромке стремится к бесконечности, а на задней — к нулю [7].

Определим скорость, индуцируемую вихревым отрезком в точке в заданном направлении. По формуле Био — Савара, индуцируемая вихревым отрезком $[T_1, T_2]$ скорость W в точке T_3 в направлении, определяемом направляющими косинусами (l, m, n) , равна

$$(2.1) \quad W = \frac{\Gamma U_0}{4\pi} w, \quad w = \frac{\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2}{\delta} \cos \varphi$$

Здесь Γ — безразмерная напряженность вихревого отрезка, U_0 — скорость набегающего потока, w — безразмерная скорость, δ — относительное расстояние от точки T_3 до прямой, проходящей через точки T_1 и T_2 , α_1 и α_2 — внутренние углы треугольника $T_1 T_2 T_3$ при вершинах T_1 и T_2 соответственно, φ — угол между нормалью к плоскости, проходящей через точки T_1, T_2 и T_3 , и прямой, проходящей через точку T_3 с направляющими косинусами (l, m, n) .



Фиг. 1

Величины $\cos \alpha_1$, $\cos \alpha_2$ и δ вычисляются по формулам

$$\cos \alpha_1 = \frac{L_2^2 + L_3^2 - L_1^2}{2L_2L_3}, \quad \cos \alpha_2 = \frac{L_1^2 + L_3^2 - L_2^2}{2L_1L_3}$$

$$\delta^2 = \frac{(\xi_{31}\eta_{21} - \xi_{21}\eta_{31})^2 + (\eta_{31}\zeta_{21} - \eta_{21}\zeta_{31})^2 + (\xi_{21}\zeta_{31} - \xi_{31}\zeta_{21})^2}{\xi_{21}^2 + \eta_{21}^2 + \zeta_{21}^2}$$

$$L_1 = (\xi_{32}^2 + \eta_{32}^2 + \zeta_{32}^2)^{1/2}, \quad L_2 = (\xi_{31}^2 + \eta_{31}^2 + \zeta_{31}^2)^{1/2}, \quad L_3 = (\xi_{21}^2 + \eta_{21}^2 + \zeta_{21}^2)^{1/2}$$

$$\xi_{ik} = \xi_i - \xi_k; \quad \eta_{ik} = \eta_i - \eta_k; \quad \zeta_{ik} = \zeta_i - \zeta_k; \quad i=1, 2, 3; \quad k=1, 2, 3$$

Здесь $\xi_1, \eta_1, \dots, \zeta_3$ — относительные координаты точек T_1, T_2 и T_3 .

Для нахождения $\cos \varphi$ запишем уравнение плоскости, проходящей через точки T_1, T_2 и T_3 :

$$E\xi + F\eta + G\zeta + H = 0$$

$$E = \eta_{21}\zeta_{31} - \eta_{31}\zeta_{21}; \quad F = \xi_{31}\zeta_{21} - \xi_{21}\zeta_{31}; \quad G = \xi_{21}\eta_{31} - \xi_{31}\eta_{21}$$

Направляющие косинусы нормали к плоскости будут равны $l_1 = E/R$, $m_1 = F/R$, $n_1 = G/R$, где $R = (E^2 + F^2 + G^2)^{1/2}$. Тогда $\cos \varphi = ll_1 + mm_1 + nn_1$. Пронумеруем панели и контрольные точки на крыле через μ, k и ν, p соответственно, где μ и ν меняются вдоль потока, начиная от передней кромки, а k, p — вдоль размаха, начиная от корневой хорды. Обозначим через $W_{\mu k}^{\nu p}$ скорость, индуцируемую μ, k -тым подковообразным вихрем, расположенным на μ, k -панели в ν, p -контрольной точке в направлении нормали к ν, p -панели. Скорость $W_{\mu k}^{\nu p}$ будет складываться из трех скоростей:

$W_{1\mu k}^{\nu p}, W_{2\mu k}^{\nu p}, W_{3\mu k}^{\nu p}$, индуцируемых присоединенным вихревым отрезком и отходящими от него двумя полубесконечными свободными вихревыми шнурами соответственно. Каждая из скоростей вычисляется по формуле (2.1). При этом для скоростей, индуцируемых полубесконечными вихревыми шнурами, надо положить $\cos \alpha_i = 1$.

Граничное условие непротекаемости запишется следующим образом:

$$\frac{1}{4\pi} \sum_k \sum_{\mu} \Gamma_{\mu k}^{\alpha} (\omega_{\mu k}^{\nu p} + \Delta \omega_{\mu k}^{\nu p}) = -\sin \frac{\Lambda}{2}$$

Здесь $\Delta \omega_{\mu k}^{\nu p}$ — безразмерная скорость в ν, p -контрольной точке, индуцируемая подковообразным вихрем, расположенным на правом полукрыле и являющимся зеркальным отражением μ, k -вихря на левом полукрыле. Решив алгебраическую систему уравнений относительно неизвестных напряженностей $\Gamma_{\mu k}^{\alpha}$ по теореме Жуковского «в малом» [7], определим аэродинамические нагрузки, действующие на крыло

$$C_{\nu}^{\alpha} = \frac{4b^2 \sin(\Lambda/2)}{S_p} \sum_k h_k \sum_{\mu} \Gamma_{\mu k}^{\alpha}, \quad m_z^{\alpha} = \frac{4b^2 \sin(\Lambda/2)}{S_p} \sum_k h_k \sum_{\mu} \Gamma_{\mu k}^{\alpha} \xi_{\mu k}$$

где S_p — площадь крыла в плане, b — длина корневой хорды, h_k — безразмерная ширина панелей на k -той полосе, $\xi_{\mu k}$ — безразмерная координата середины присоединенного вихря.

Для учета влияния сжимаемости газа аэродинамические характеристики рассчитываются для так называемого фиктивного крыла. Затем с использованием теоремы Прандтля — Глауэрта последние пересчитываются на аэродинамические характеристики крыла с учетом сжимаемости газа.

3. Результаты экспериментов. Было проведено экспериментальное исследование двух серий моделей треугольных в плане Λ -крыльев с различными углами стреловидности в плоскости крыла X и углами раскрытия Λ . Полуразмах моделей вдоль задней кромки равен $s=100$ мм, относительная толщина изменялась до 3%, передняя кромка имела цилиндрическое затупление. Толщина крыльев уменьшалась от затупленной носовой части до острой задней и от центральной хорды к боковым кромкам. В задней части крылья закреплялись на заостренной державке, образованной клиновидными скосами на цилиндрическом основании.

Испытания проводились на механических весах в сверхзвуковой аэродинамической трубе А-8 Института механики МГУ при числах $M=$

$=0,4 \div 0,8$. Сечение рабочей части установки 600×600 мм, числа Рейнольдса, определенные по параметрам набегающего потока и отнесенные к длине модели, $Re = (1,5 - 2,5) \cdot 10^6$. В результате измерений были получены коэффициенты подъемной силы C_y , сопротивления C_x и продольного момента m_z . Относительная среднеквадратичная погрешность измерения возрастала с уменьшением числа M и составляла при $M=0,4$ $\sigma = \pm 5\%$.

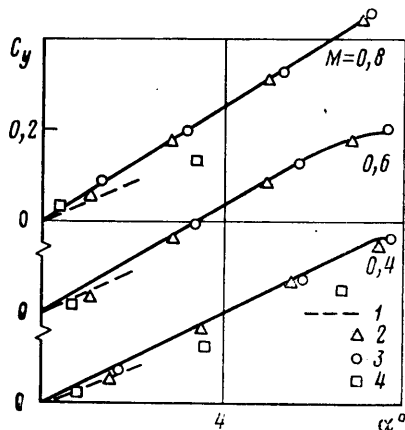
В качестве примера были рассчитаны треугольные в плане Λ -крылья с различными углами стреловидности X и углами раскрытия Λ . На фиг. 1

представлено распределение производной коэффициента подъемной силы для сечений Λ -крыльев $C_y' \alpha$ по размаху ($g = z/s_p$, где s_p — полуразмах крыла в плане) при $M=0,4$. Угол стреловидности для всех Λ -крыльев был одинаков и равнялся $X=60^\circ$. Аэродинамические коэффициенты отнесены к площади крыла в плане. Рассчитанные величины $C_y' \alpha$ уменьшаются от конца крыла к центральной хорде. По мере отклонения угла раскрытия от $\Lambda=180^\circ$ локальные коэффициенты подъемной силы снижаются. Ранее были проведены исследования обтекания серии моделей Λ -крыльев при дозвуковых скоростях [5]. Модели представляли собой плоские треугольные пластины с углом стреловидности $X=55^\circ$, закрепленные

на державке, позволяющей вращать одну половину крыла относительно другой, изменяя угол раскрытия Λ . Экспериментально установлено, что при малых числах Маха $M=0,4$ распределение давления по размаху на стороне сжатия имеет тенденцию к повышению в направлении передней кромки, что качественно соответствует расчетным данным на фиг. 1. В этих опытах было также обнаружено снижение давления вдоль конических сечений от носика модели к задней кромке.

В опытах [6] измерялись распределения давления как на стороне сжатия, так и на стороне разрежения Λ -крыльев при дозвуковых скоростях. Испытывалось Λ -крыло, рассчитанное на гиперзвуковые скорости полета с присоединенным плоским скачком уплотнения (отношение полуразмаха к длине равно 0,3, коэффициент $\tau = V/S^2 = 0,08$, расчетное число $M=7$). В опытах получена зависимость $C_p = f(g)$, близкая к плоскому треугольному крылу, — при числе $M=0,21$ на стороне сжатия наблюдалось повышение давления к передней кромке (примерно от $C_p=0,09$ на центральной хорде до $C_p=0,14$ вблизи кромки), а на стороне разрежения давления по размаху снижалось (от $C_p=-0,03$ до $C_p=-0,24$). Изменение суммарного давления по размаху было качественно подобно теоретическому на фиг. 1.

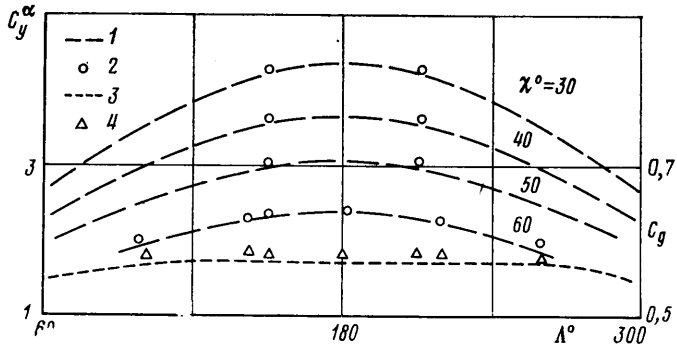
На фиг. 2 представлены результаты расчетного и экспериментального определения коэффициента подъемной силы Λ -крыла с $X=60^\circ$ в зависимости от угла атаки α для трех значений числа Маха ($M=0,4; 0,6; 0,8$). На графике видно, что расчеты по линейной теории (1) согласуются с экспериментом (2 — $\Lambda=150^\circ$, 3 — $\Lambda=210^\circ$) на малых углах атаки ($\alpha < 2^\circ$). С целью определения аэродинамических характеристик Λ -крыльев при дозвуковых скоростях проводились весовые испытания пяти моделей, выполненных в виде двух полукрыльев с углом стреловидности $X=70^\circ$ [5] (длина $b=155$ мм, угол полуклина 15° , толщина на задней кромке в



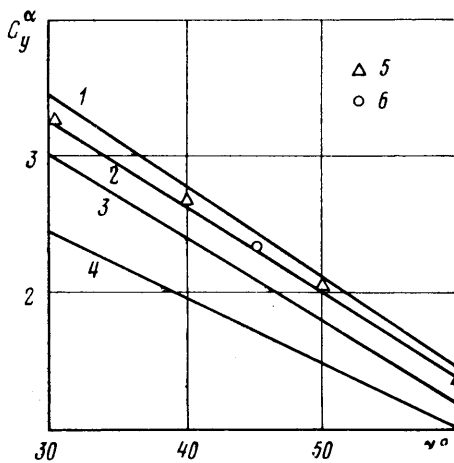
Фиг. 2

плоскости симметрии 34 мм). Эти результаты на фиг. 2 обозначены цифрой 4.

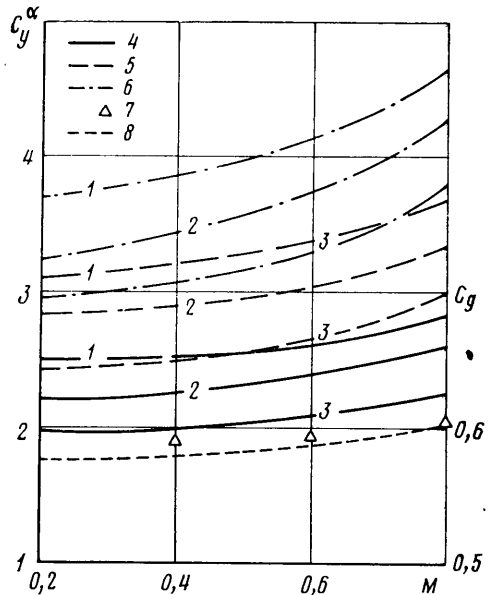
Влияние угла Λ на производную коэффициента подъемной силы по углу атаки для крыльев с положительной и отрицательной V-образностью иллюстрирует график на фиг. 3. Здесь нанесены расчетные (1) и экспериментальные данные (2) для Λ -крыльев с $X=60^\circ$ при $M=0,4$. Расчетные



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

данные совпадают с результатом экспериментов для испытанных тонких Λ -крыльев. Расчеты по линейной теории показали, что зависимости $C_y^\alpha = f(\Lambda)$ симметричны относительно $\Lambda=180^\circ$ и значения C_y^α снижаются по мере отклонения угла Λ от 180° . Следовательно, с точки зрения несущих свойств, на дозвуковых скоростях полета плоские крылья предпочтительнее Λ -образных.

Представляет интерес зависимость C_y^α от угла стреловидности X для Λ -крыльев. Как показывают расчеты для различных углов раскрытия Λ , при $M=0,4$ сохраняется линейная зависимость от X (фиг. 4) ($1 - \Lambda=180^\circ$; $2 - 150, 210^\circ$; $3 - 120, 240^\circ$; $4 - 90, 270^\circ$), причем наибольший угол наклона $C_y^\alpha = f(X)$ наблюдается у плоского треугольного крыла. Расчеты по

линейной теории согласуются с результатами экспериментов для тонких Λ -крыльев (фиг. 4, 5 — $\Lambda=150^\circ$ при $X=30, 40, 50$ и 60°). На графике представлены также экспериментальные точки для плоского треугольного крыла с (фиг. 4, 6 — $\Lambda=180^\circ, X=45^\circ$) [10].

Как расчетные, так и экспериментальные данные для тонких Λ -крыльев свидетельствуют о повышении подъемной силы по мере увеличения числа Маха от $M=0,2$ до $0,8$ (фиг. 5). Здесь цифры 1, 2, 3 отмечены результаты расчета при углах раскрытия, равных: 1 — $\Lambda=180^\circ$; 2 — 120° ; 3 — 90° и 270° . Кривым 4, 5, 6 соответствуют значения угла стреловидности $X=60, 50$ и 40° . Некоторое отличие наблюдалось в опытах с клиновидным крылом [6], где переход числа M от $0,3$ к $0,4$ вызвал снижение коэффициента C_y , однако в процессе приближения к числу $M=1$ также наблюдалось возрастание подъемной силы. Максимальное значение C_y реализовалось при звуковой скорости набегающего потока, а затем несущие свойства Λ -крыла ухудшались.

В результате расчетов аэродинамических характеристик Λ -крыльев получены значения коэффициента центра давления. Величина C_g незначительно снижается при переходе от $\Lambda=180^\circ$ до $\Lambda=60$ или 300° (фиг. 3, шкала C_g справа, 3 — расчет, 4 — эксперимент), следовательно, придание крылу Λ -образности не ухудшает устойчивости летательного аппарата. В то же время положение центра давления несколько повышается с увеличением числа M (фиг. 5, шкала C_g справа, $\Lambda=150^\circ$, 7 — эксперимент, 8 — расчет). В опытах также установлено, что коэффициенты центра давления для моделей с различными углами стреловидности ($X=30-60^\circ$) близки между собой. Поэтому на фиг. 3 и 5 представлены экспериментальные данные для модели с $X=60^\circ$. Результаты экспериментов для тонких треугольных Λ -крыльев близки к расчетным данным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nonweiler T. Delta wings of shapes amenable to exact shock-wave theory.— J. Roy. Aeronaut. Soc., 1963, v. 67, № 625, p. 39.
2. Гонор А. Л., Швец А. И. Обтекание V-образных крыльев сверхзвуковым потоком при числе $M=3,9$.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 6, с. 144.
3. Келдыш В. В., Майкапар Г. И. Газодинамическое конструирование гиперзвуковых самолетов.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 3, с. 177.
4. Roe P. L. Theory of «waveriders». AGARD LS-42, 1972, v. 1, p. 3.1—3.17.
5. Кравец В. В., Трифонова Н. В., Швец А. И. Обтекание V-крыльев дозвуковым потоком.— ПМТФ, 1975, № 4, с. 102.
6. Ganzer U. Experimentelle Ergebnisse zum Nonweiler-Wellenreiter im Unterschall-Transschall- und Überschallbereich.— Z. Flugwiss, 1973, B. 21, № 5, p. 153.
7. Белоцерковский С. М. Тонкая несущая поверхность в дозвуковом потоке газа. М.: Наука, 1965. 242 с.
8. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М.: Наука, 1978. 351 с.
9. Воробьев Н. Ф., Шашкина Г. Н. К вопросу о выборе дискретной вихревой схемы крыла.— В кн.: Задачи обтекания тел пространственной конфигурации: Сб. науч. тр. Ин-т теор. и прикл. мех. Новосибирск: Изд-во АН СССР, 1978, с. 65.
10. Джонс Р. Т., Козн Д. Аэродинамика крыльев при больших скоростях.— В кн.: Аэродинамика частей самолета при больших скоростях. М.: Изд-во иностр. лит., 1959, с. 11.

Москва

Поступила в редакцию
20.IV.1980