

PRZYBLIŻONE WYZNACZANIE CHARAKTERYSTYK
AERODYNAMICZNYCH SKRZYDEŁ O OBRYŚIE
TRAPEZOWYM W ZAKRESIE NADDŹWIĘKOWYM

TOMASZ GOETZENDORF-GRABOWSKI

WSK "PZL Warszawa Okęcie" ¹

JÓZEF PIETRUCHA

Politechnika Warszawska

Praca dotyczy numerycznego wyznaczania rozkładu ciśnień i wybranych współczynników aerodynamicznych skrzydeł trapezowych i prostokątnych w ustalonym opływie naddźwiękowym. Zastosowano do tego METODĘ LINII MACHA przedstawioną w pracy [1]. Porównano wyniki obliczeń z wynikami innych metod obliczeniowych oraz z danymi eksperymentalnymi. Stwierdzono dobrą zgodność.

Wykaz ważniejszych oznaczeń

- a — prędkość dźwięku
 a_{∞} — prędkość dźwięku przepływu niezaburzonego

¹Obecnie pracownik Instytutu Techniki Lotniczej i Mechaniki Stosowanej Politechniki Warszawskiej

- AR — wydłużenie geometryczne płata ($AR = b^2/S$)
 b — rozpiętość płata
 c — cięciwa płata
 c_a — średnia cięciwa aerodynamiczna
 C_m — współczynnik momentu pochylającego
 C_p — bezwymiarowy współczynnik ciśnienia
 C_x — współczynnik oporu
 C_z — współczynnik siły nośnej
 $E(\beta, A)$ — pełna funkcja eliptyczna

$$E = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - (1 - \beta^2 \operatorname{ctg}^2 \Lambda) \sin^2 \varphi} d\varphi$$
 M_y — moment pochylający (względem osi y)
 Ma_∞ — liczba Macha przepływu niezaburzonego ($Ma_\infty = V_\infty/a_\infty$)
 p — ciśnienie całkowite
 p_∞ — ciśnienie całkowite w przepływie niezaburzonym
 Δp — różnica ciśnień między górną, a dolną powierzchnią płata
 P_x — składowa siły aerodynamicznej na oś x
 P_z — składowa siły aerodynamicznej na oś z
 q — ciśnienie dynamiczne ($q = \rho_\infty V_\infty^2/2$)
 S — powierzchnia płata
 t — czas
 V_∞ — prędkość przepływu niezaburzonego
 V — wektor prędkości
 u, v, w — składowe prędkości zaburzeń odpowiednio wzdłuż osi x, y, z
 x, y, z — współrzędne kartezjańskie
 α — kąt natarcia
 β — współczynnik Prandtla-Glauerta ($\beta = \sqrt{Ma_\infty^2 - 1}$)
 $\varphi(x, y, z)$ — potencjał prędkości zaburzeń
 $\phi(x, y, z)$ — pełny potencjał prędkości
 κ — wykładnik izentropy
 Λ — skos odpowiedniej krawędzi skrzydła
 λ — zbieżność skrzydła
 μ_∞ — kąt Macha ($\sin \mu_\infty = Ma_\infty^{-1}$)
 ρ — gęstość powietrza
 ρ_∞ — gęstość powietrza w przepływie niezaburzonym

Indeksy
 LE — krawędź natarcia
 TE — krawędź splywu

1. Wstęp

Celem niniejszej pracy było pokazanie konkretnej metody wyznaczania współczynników siły nośnej, oporu i momentu pochyłającego, tak ważnych w podstawowych obliczeniach aerodynamicznych oraz w badaniach stateczności ruchu samolotu. Poprzez porównanie uzyskanych wyników z dostępnymi danymi eksperymentalnymi i wynikami uzyskanymi innymi metodami, chcieliśmy sprawdzić poprawność i efektywność metody opracowanej w [1].

2. Podstawy teoretyczne

Przy założeniach szczegółowo omówionych w pracy [1], mamy do dyspozycji następujący układ równań:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p, \quad (2.2)$$

$$p = p_{\infty} (\rho / \rho_{\infty})^{\kappa}. \quad (2.3)$$

Po wprowadzeniu założeń upraszczających :

$$\operatorname{grad} \phi(x, y, z, t) = \mathbf{V}, \quad (2.4)$$

$$\phi = V_{\infty} x + \varphi(x, y, z, t), \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} \equiv 0, \quad (2.6)$$

otrzymujemy liniowe ustalone równanie opływu naddźwiękowego w postaci

$$\beta^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \quad (2.7)$$

3. Wyznaczenie współczynników aerodynamicznych

Zgodnie z przyjętą konwencją oznaczeń, współczynniki aerodynamiczne są wyrażone wzorami:

— współczynnik siły nośnej

$$C_z = \frac{P_z}{qS}, \quad (3.1)$$

— współczynnik momentu pochylającego

$$C_m = \frac{M_y}{qS c_a}, \quad (3.2)$$

— współczynnik oporu

$$C_x = \frac{P_x}{qS}, \quad (3.3)$$

gdzie

$$P_x = \iint_S \Delta p(x, y) dx dy, \quad (3.4)$$

$$M_y = \iint_S \Delta p(x, y) x dx dy, \quad (3.5)$$

natomiast wyznaczenie P_x zostanie przedstawione w p.4.

Wyrażenie Δp we wzorach (3.4) i (3.5) oznacza różnicę ciśnień między górną i dolną powierzchnią skrzydła, czyli

$$\Delta p = p_l - p_u, \quad (3.6)$$

gdzie p_l, p_u oznaczają odpowiednio ciśnienie na dolnej i górnej powierzchni. Dla płaskiej płytki ciśnienia te mają tę samą wartość bezwzględną, a zatem

$$\Delta p = 2p. \quad (3.7)$$

Ciśnienie p możemy wyznaczyć ze wzoru

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{q}. \quad (3.8)$$

Tak więc wyznaczenie współczynnika siły nośnej i momentu pochylającego sprowadziło się do wyznaczenia współczynnika ciśnienia C_p . Ten zaś na podstawie całki Cauchy'ego -Lagrange'a [1] z uwzględnieniem równania (2.3) i definicji prędkości dźwięku można uzyskać jako

$$C_p = \frac{2}{\kappa Ma_\infty^2} \left\{ \left[1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_\infty \left(1 - \frac{1}{V_\infty^2} \left(V^2 + 2 \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \right) \right]^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right\}, \quad (3.9)$$

gdzie V związane jest z ϕ przez (2.4).

Wzór (5.9) po wykorzystaniu założenia (2.5) i przeprowadzeniu jak najdalej idącej linearyzacji, przybiera postać

$$C_p = -\frac{2}{V_\infty^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + V_\infty \frac{\partial}{\partial x} \right) \varphi(x, y, z, t), \quad (3.10)$$

skąd dla przepływu ustalonego mamy

$$C_p = -\frac{2}{V_\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial x}. \quad (3.11)$$

Ze wzoru końcowego (3.11) widać wyraźnie, że wyznaczenie C_x i C_m polega na uzyskaniu potencjału zaburzeń. W tym celu należy rozwiązać równanie (2.7) z odpowiednimi warunkami brzegowymi. Do najważniejszych z nich należy warunek na skrzydle

$$V_{b/n} = V_{f/n}, \quad (3.12)$$

gdzie symbole w indeksach oznaczają odpowiednio: b —skrzydło; f —płyn; n —kierunek normalny do powierzchni skrzydła.

W wyznaczaniu opływu powierzchni nośnych z reguły przyjmuje się, że

$$F(x, y, z, t) \equiv z - f(x, y, t) = 0, \quad (3.13)$$

gdzie F jest równaniem powierzchni opływanej.

Po podstawieniu (3.13) do (3.12) z wykorzystaniem (2.5) i przeprowadzeniu daleko idącej linearyzacji otrzymujemy

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_\infty \frac{\partial}{\partial x}\right) f(x, y, t) = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0 \pm}. \quad (3.14)$$

Zapis po prawej stronie warunku (3.14) oznacza przeniesienie warunku brzegowego z powierzchni skrzydła na płaszczyznę $z = 0$.

Dla rozważanego przepływu ustalonego mamy na obu stronach skrzydła

$$V_\infty \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \quad (3.15)$$

Jeśli w charakterze modelu skrzydła weźmiemy płaską płytkę znajdującą się pod małym kątem natarcia to mamy $f \equiv z = -\alpha x$, skąd $\partial f / \partial x = -\alpha$ i warunek (3.15) sprowadza się do często stosowanego wzoru

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = -V_\infty \alpha. \quad (3.16)$$

Oprócz warunku (3.15) lub (3.16) stawia się następujące warunki brzegowe:

$$\text{— na poddźwiękowej krawędzi splywu } \Delta p(x, y)_{TE} = 0, \quad (3.17)$$

$$\text{— w śladzie wirowym } \partial \varphi(x, y) / \partial x = 0, \quad (3.18)$$

$$\text{— poza skrzydłem i śladem wirowym } \varphi(x, y) = 0. \quad (3.19)$$

Rozwiązanie równania (2.7) z warunkami brzegowymi ma postać:

$$\varphi(x, y, z) = -\frac{1}{\Pi} \iint_{\Sigma(x, y, z)} \frac{w(\xi, \eta)}{R} d\xi d\eta, \quad (3.20)$$

gdzie:

$$w = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0}, \quad (3.21)$$

$$R = \sqrt{(x - \xi)^2 - \beta^2[(y - \eta)^2 + z^2]}, \quad (3.22)$$

natomiast $\Sigma(x, y, z)$ oznacza obszar całkowania obejmujący część płaszczyzny xy , która leży wewnątrz odwrotnego stożka Macha o wierzchołku w punkcie (x, y, z) . Mając potencjał prędkości zaburzeń możemy już obliczyć rozkład ciśnień, a następnie poszukiwane charakterystyki.

4. Wyznaczanie współczynnika oporu

Współczynnik oporu cienkiego skrzydła można obliczyć ze wzoru (zob. [2] str. 381)

$$C_x = \alpha C_x - C_x^T, \quad (4.1)$$

gdzie C_x^T - współczynnik siły ssania skrzydła (dla naddźwiękowych krawędzi natarcia równy zeru)

$$C_x^T = T / \left(\frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2 S \right), \quad (4.2)$$

gdzie T - siła ssania.

Tak więc obliczenie współczynnika oporu przy znanym C_x sprowadza się do obliczenia siły ssania. Siłę tę można wyznaczyć tak jak dla skrzydła skośnego o nieskończonej rozpiętości (zob. [2] str. 307)

$$T = 2\pi \rho_\infty \sqrt{\text{tg}^2 \Lambda_{LE} - \beta} \int_0^{b/2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 dy, \quad (4.3)$$

gdzie φ jest dane wzorem (3.20). Po scałkowaniu otrzymujemy

$$T = \frac{1}{8} \pi b^2 \rho_\infty \left[\frac{\alpha V_\infty}{E(\beta, \Lambda_{LE})} \right]^2 \sqrt{1 - \text{Ma}_\infty^2 + \text{tg}^2 \Lambda_{LE}}. \quad (4.4)$$

Współczynnik C_x^T siły ssania, zgodnie z definicją (4.2) przybiera wówczas postać

$$C_x^T = \pi \left[\frac{\alpha \text{tg} \Lambda_{LE}}{E(\beta, \Lambda_{LE})} \right]^2 \sqrt{1 - \text{Ma}_\infty^2 + \text{tg}^2 \Lambda_{LE}}. \quad (4.5)$$

5. Obliczenia współczynników ciśnienia skrzydeł trapezowych i prostokątnych

Obecnie zostaną przedstawione szczegółowe wzory na ciśnienie w poszczególnych obszarach, dla skrzydeł trapezowych z pod- i naddźwiękową krawędzią natarcia oraz dla skrzydła prostokątnego.

a) skrzydło trapezowe z poddźwiękowymi krawędziami natarcia (rys.1)¹

$$C_{pI}(x, y) = \frac{2\alpha \text{tg}^2 \Lambda_{LE}}{E(\beta, \Lambda_{LE})} \frac{x}{\sqrt{x^2 \text{tg}^2 \Lambda_{LE} - y^2}}, \quad (5.1)$$

$$C_{pII}(x, y) = \frac{\alpha}{nE(\beta, \Lambda_{LE})} \sqrt{\frac{(n+1)(b-2y)}{2\beta(x+y\text{tg}\Lambda_{LE})}}, \quad (5.2)$$

$$C_{pIII}(x, y) = 0, \quad (5.3)$$

gdzie $n = \frac{\text{tg}\Lambda_{LE}}{\beta}$,

b) skrzydło trapezowe z naddźwiękowymi krawędziami natarcia (rys.2)

$$C_{pI}(x, y) = \frac{2\alpha}{\beta\sqrt{1-n^2}}, \quad (5.4)$$

$$C_{pII}(x, y) = N\left(\frac{\Pi}{2} - \text{arctg}\sqrt{\frac{n^2-d^2}{1-n^2}}\right), \quad (5.5)$$

$$C_{pIII}(x, y) = N \text{arctg} R_1, \quad (5.6)$$

$$C_{pIV}(x, y) = C_{pIII} - N \text{arctg}\sqrt{\frac{n^2-d^2}{1-n^2}}, \quad (5.7)$$

$$C_{pV}(x, y) = N \text{arctg} R_2, \quad (5.8)$$

$$C_{pVI}(x, y) = C_{pV} - N \text{arctg} R_3, \quad (5.9)$$

$$C_{pVII}(x, y) = N[\text{arctg}(kl) - \text{arctg} R_1 + \text{arctg} R_4 - \text{arctg}\left(\frac{k}{l}\right)], \quad (5.10)$$

$$C_{pVIII}(x, y) = N[\text{arctg}(kR_5) - \text{arctg}(kl) - \text{arctg}\left(\frac{l}{k}\right) - \text{arctg}\left(\frac{R_6}{k}\right)], \quad (5.11)$$

gdzie:

$$d = \frac{y}{x} \text{tg} \Lambda_{LE}, \quad (5.12)$$

$$N = \frac{4\alpha}{\Pi\beta\sqrt{1-n^2}}, \quad (5.13)$$

$$R_1 = \sqrt{\frac{\beta(n+1)(b-2y)}{2(x+\beta y) - \beta(n+1)b}}, \quad (5.14)$$

$$R_2 = \sqrt{\frac{\beta(n-1)(2y-b)}{2(x+\beta y) - \beta(n-1)b}}, \quad (5.15)$$

$$R_3 = \sqrt{\frac{2(x-\beta y) - \beta(n+1)b}{\beta(n+1)(2y+b)}}, \quad (5.16)$$

$$R_4 = \sqrt{\frac{2(x+\beta y) - \beta(n+1)b}{\beta(n+1)(2y+b)}}, \quad (5.17)$$

¹Wszystkie rysunki na końcu pracy

$$R_5 = \sqrt{\frac{2(x - \beta y) + \beta(n - 1)b}{\beta(n + 1)(2y + b)}}, \quad (5.18)$$

$$R_6 = \sqrt{\frac{\beta(n + 1)(b - 2y)}{2(x + \beta y) + \beta(n - 1)b}}, \quad (5.19)$$

$$k = \sqrt{\frac{1 + n}{1 - n}}, \quad (5.20)$$

$$l = \sqrt{\frac{x - \beta y}{x + \beta y}}, \quad (5.21)$$

c) skrzydło prostokątne (uwaga: inne, niż w poprzednich przypadkach, położenie początku układu współrzędnych)-rys.3

$$C_{PI}(x, y) = \frac{2\alpha}{\beta}, \quad (5.22)$$

$$C_{PII}(x, y) = \frac{4\alpha}{\Pi\beta} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\beta y}{x - \beta y}}, \quad (5.23)$$

$$C_{PIII}(x, y) = C_{PII} - \frac{2\alpha}{\beta} + \frac{4\alpha}{\Pi\beta} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\beta(b - y)}{(x + \beta y) - \beta b}}. \quad (5.24)$$

6. Obliczenia numeryczne i wyniki

Przedstawione zagadnienie, mimo znajomości wzorów analitycznych na ciśnienie nie jest wygodne do obliczeń numerycznych. Po pierwsze występuje problem całkowania po powierzchni (wzory (3.4) i (3.5)), w niektórych przypadkach z osobliwościami na brzegu (np. obszar I - rys.1). Mamy również do czynienia z całkowaniem funkcji specjalnych oraz z rozbudowaną "logiką" przy wyborze obszaru całkowania - mimo znacznych ograniczeń narzuconych na obrys skrzydła istnieje możliwość występowania kilkunastu przypadków obliczeniowych.

Do całkowania powierzchniowego zastosowano metodę kwadratur Gaussa dla czworokątów [4]. Do obliczenia funkcji specjalnych stosowano metodę Romberga.

Metoda nazwana przez nas Metodą Linii Macha pozwala na wyznaczenie rozkładu ciśnień na płacie (rys.4), a co za tym idzie szeregu współczynników i pochodnych aerodynamicznych. Ze względu na znikomą ilość wyników badań tunelowych w literaturze, wyniki obliczeń porównano z danymi publikowanymi w raportach ESDU [5] i kilkoma jedynie danymi z dmuchań oraz innych metod obliczeniowych [3,6,7,8,9].

Rysunki 5-7 przedstawiają C_x jako funkcje kąta natarcia dla różnych liczb Macha, dla skrzydła typu Delta o wydłużeniu $AR=1$. Rysunek 8 pokazuje zależność $dC_x/d\alpha$ od liczby Macha dla skrzydła trapezowego.

Rysunek 9 przedstawia współczynnik oporu w funkcji współczynnika siły nośnej dla skrzydła typu Delta o wydłużeniu $AR=2$. Opisane wielkości są porównane z wynikami z dmuchań [6,8,9] i innych metod obliczeniowych ([3], str.202). Rysunki 10-19 pokazują obliczenia $dC_x/d\alpha$ oraz dC_m/dC_x w funkcji liczby Macha dla płatów prostokątnych i trapezowych o różnych wydłużeniach i zbieżności. Wyniki porównane są z danymi z raportów ESDU [5].

Wyniki obliczeń uzyskane prezentowaną metodą wykazują, na ogół dużą zgodność z wynikami doświadczalnymi, a także z raportami uznawanymi za wzorzec. Pewne niezgodności, zwłaszcza dla dC_m/dC_x , występują dla płatów o dużym skosie i wydłużeniu.

7. Podsumowanie

Opisana metoda ma wiele zalet, posiada jednak również wady. Podstawowym jej minusem są duże ograniczenia narzucone zarówno na sam opływany obiekt jak i na rodzaj opływu i ośrodka [1]. Przeważają jednak zalety; można zatem stwierdzić celowość jej stosowania. Metoda daje dużą ilość informacji (współczynniki aerodynamiczne, niektóre pochodne, rozkłady ciśnienia) przy bardzo małym koszcie (czasie) obliczeniowym. Z tego też powodu doskonale nadaje się do pierwszych szacunkowych obliczeń, nawet bardziej skomplikowanych obrysów, które zgodnie z wymogami prezentowanej metody zostałyby uproszczone. Do dalszych obliczeń należałoby zastosować jednak inne metody np. metody elementu skończonego.

Literatura

1. T.GOETZENDORF-GRABOWSKI, J.PIETRUCHA, *Zastosowanie metody linii Macha do wyznaczania naddźwiękowego opływu skrzydeł o dowolnym obrysie*, praca przyjęta do druku w *Mechanice Teoretycznej i Stosowanej* w 1989r.
2. N.F.KRASNOV, *Aerodynamics, Vol.1: Fundamentals of Theory*, Mir Publishers Moscow 1985
3. R.T.JONES, D.COHEN, *Aerodynamics of Wings at High Speeds*, w "Aerodynamics Components of Aircraft at High Speeds" (ed. A.F.Donovan, H.R.Lawrance), Vol VII, Section A, Princeton 1957
4. J.SZMELTER, *Metody komputerowe w mechanice*, PWN Warszawa 1980
5. ESDU (Engineering Sciences Data Unit), *Lift-Curve Slope and Aerodynamic Centre Position of Wings in Inviscid Supersonic Flow*, nr. 70012, RAS, September 1970

6. G.A.RATHER, C.M.HANSON, L.S.ROLLS, *Investigation of a Thin Straight Wing of Aspect Ratio 4 by NACA Wing-Flow Method, Lift and Pitching Moment Characteristic of the Wing Alone*, NACA RM A8L20, 1948
7. J.P.NENNI, CHEE TUNG, *A Second-Order Slender wing Theory for Wings with Leading-Edge Separation in Supersonic Flow*, NASA CR-1860, 1971
8. W.A.HILL JR., *Experimental Lift of Low-Aspect-Ratio Triangular Wings at Large Angles of Attack and Supersonic Speeds*, NACA RM A57117, 1957
9. W.G.VINCENTI, J.N.NIELSON, F.H.MATTESON, *Investigation of Wing Characteristic at a Mach Number of 1.53*, NACA RM A7110, 1947

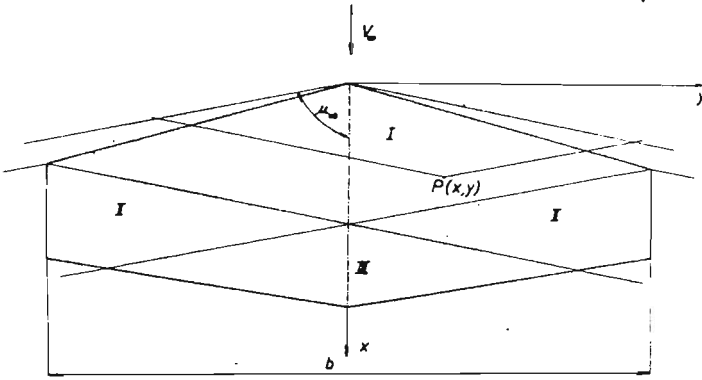
Summary

We deal with the numerical computations of the pressure distributions aerodynamic coefficients for trapezoidal and rectangular wing planform in a steady supersonic flow. The Mach-line method has been applied [1]. The results of computations have been compared with those obtained other theoretical methods and experimental data. Good agreement has been ascertained.

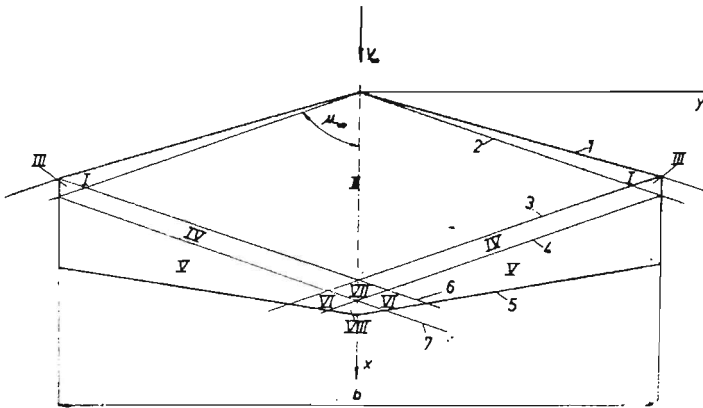
Резюме

В работе представлено результаты вычисления аэродинамических давлений и коэффициентов в случае трапециoidalных и прямоугольных крыльев стационарном сверхзвуковом потоке газа [1]. Результаты вычислений сравнено с результатами других теоретических экспериментальных исследований. Получено хорошее согласие.

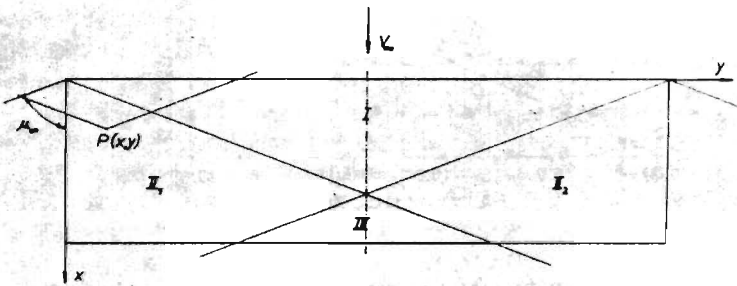
Praca wpłynęła do Redakcji dnia 12 lipca 1989 roku



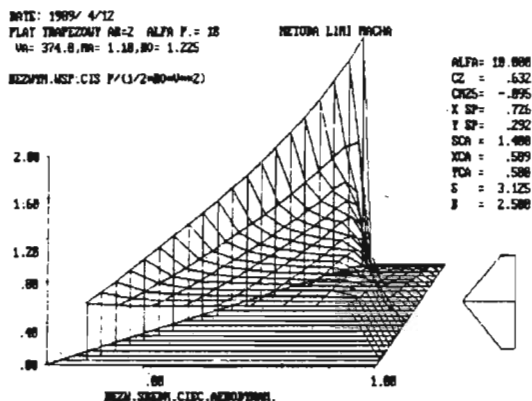
Rys. 1. Skrzydło trapezowe z poddźwiżkowymi krawędziami natarcia



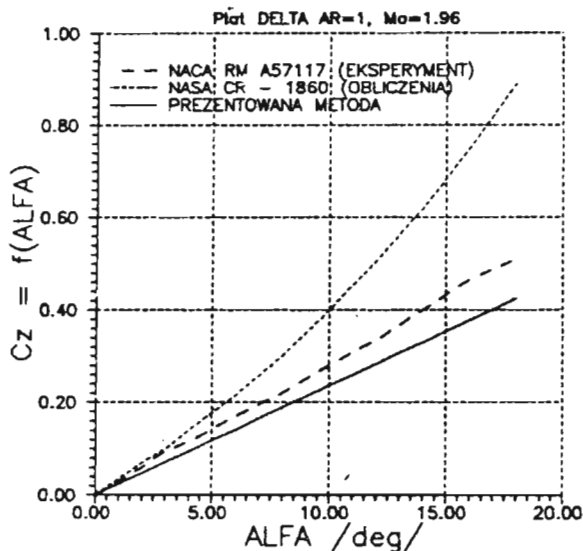
Rys. 2. Skrzydło trapezowe z naddźwiżkowymi krawędziami natarcia



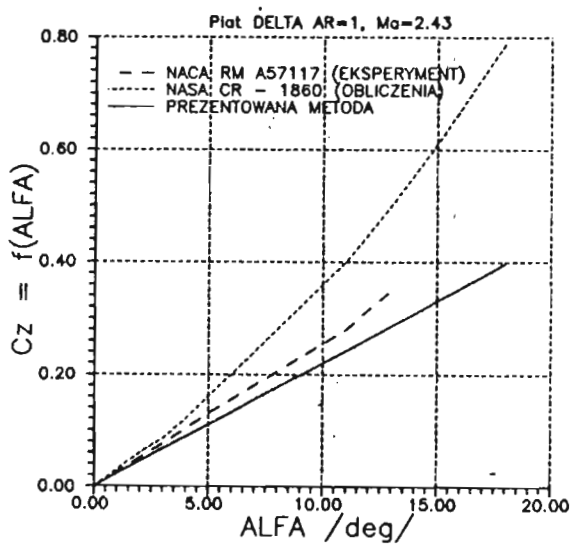
Rys. 3. Skrzydło prostokątne



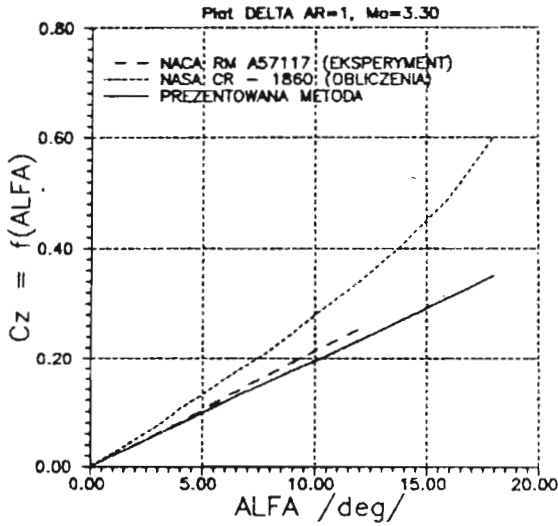
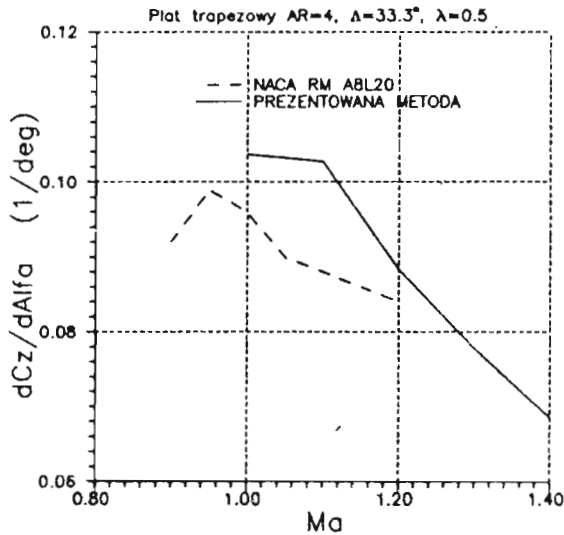
Rys. 4. Przykładowy rozkład ciśnień

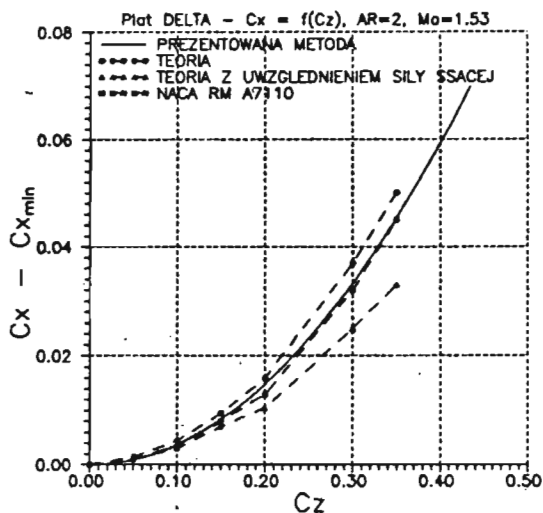


Rys. 5. Skrzydło DELTA, AR=1, Ma=1.96

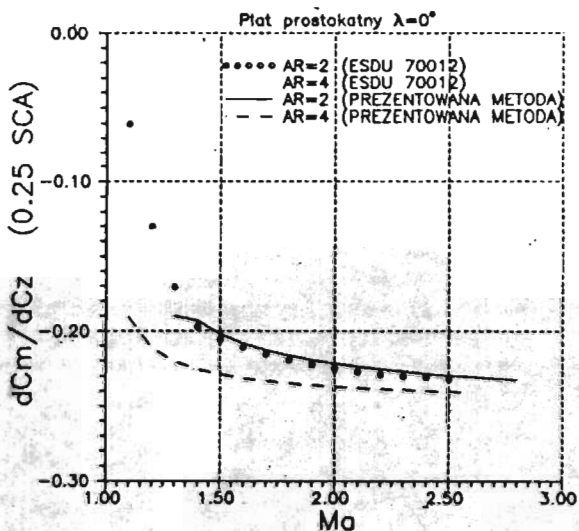


Rys. 6. Skrzydło DELTA, AR=1, Ma=2.43

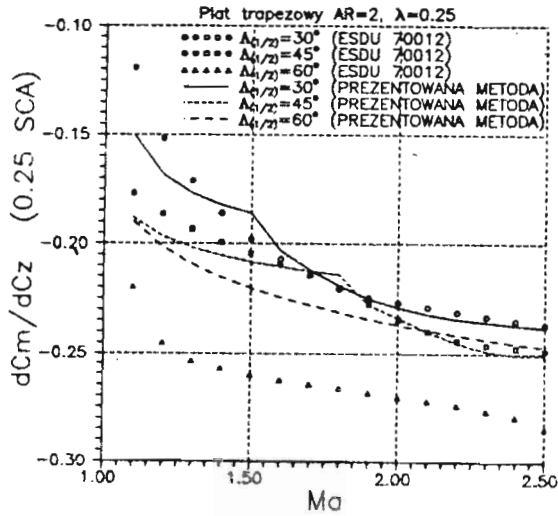
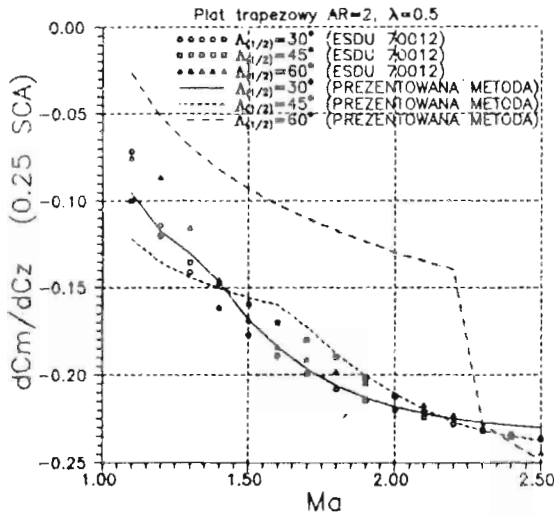
Rys. 7. Skrzydło DELTA, $AR=1$, $Ma=3.30$ Rys. 8. Skrzydło trapezowe, $AR=4$

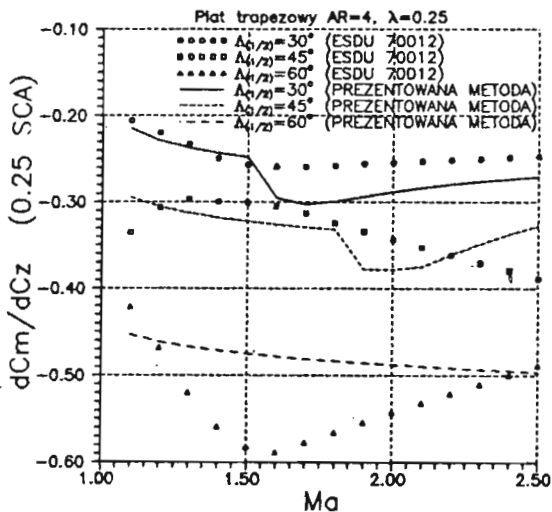


Rys. 9. Skrzydło DELTA, $AR=2$, $Ma=1.53$

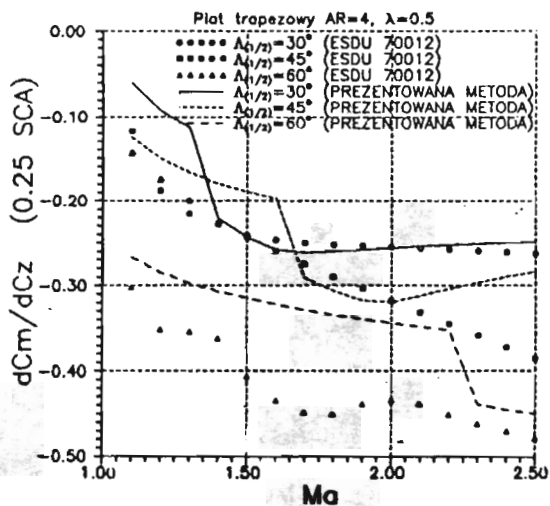


Rys. 10. Skrzydło prostokątne - dC_m/dC_z

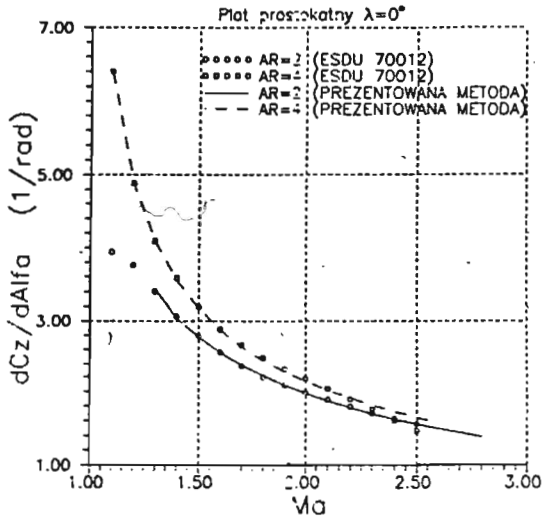
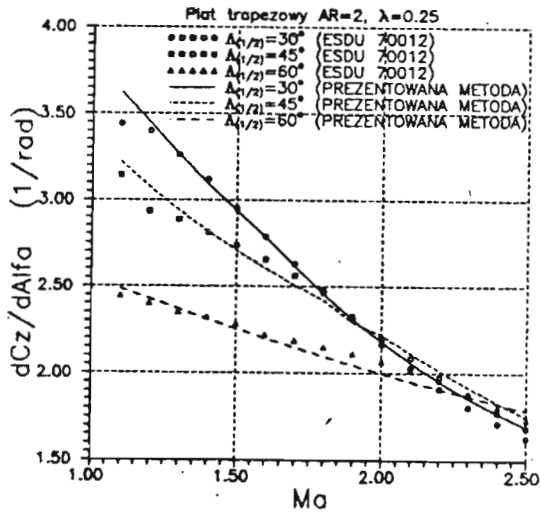
Rys. 11. Skrzydło trapezowe, $AR=2$, $\lambda=0.25$ — dC_m/dC_z Rys. 12. Skrzydło trapezowe, $AR=2$, $\lambda=0.5$ — dC_m/dC_z

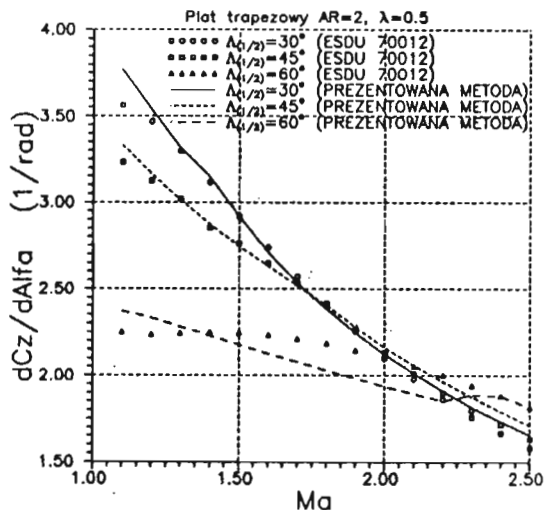


Rys. 13. Skrzydło trapezowe, $AR=4$, $\lambda = 0.25 - dC_m/dC_z$

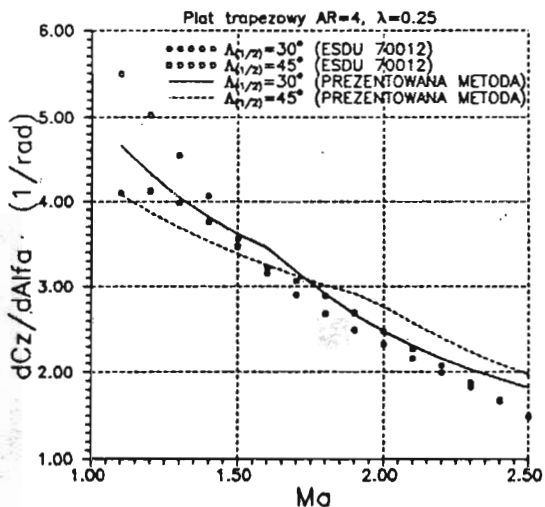


Rys. 14. Skrzydło trapezowe, $AR=4$, $\lambda = 0.5 - dC_m/dC_z$

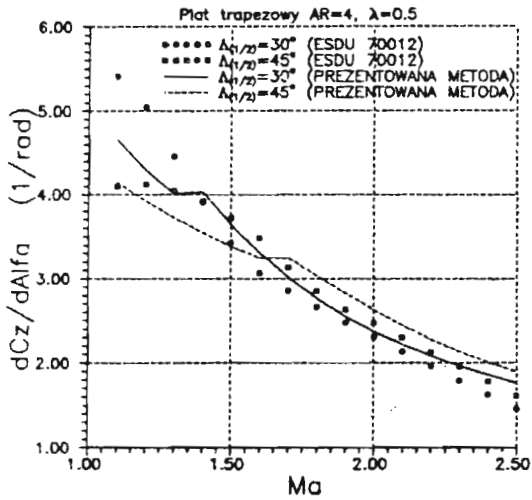
Rys. 15. Skrzydło prostokątne - $dC_z/d\alpha$ Rys. 16. Skrzydło trapezowe, $AR=2, \lambda=0.25 - dC_z/d\alpha$



Rys. 17. Skrzydło trapezowe, $AR=2, \lambda = 0.5 - dC_z/d\alpha$



Rys. 18. Skrzydło trapezowe, $AR=4, \lambda = 0.25 - dC_z/d\alpha$

Rys. 19. Skrzydło trapezowe, $AR=4$, $\lambda = 0.5 - dC_z/d\alpha$