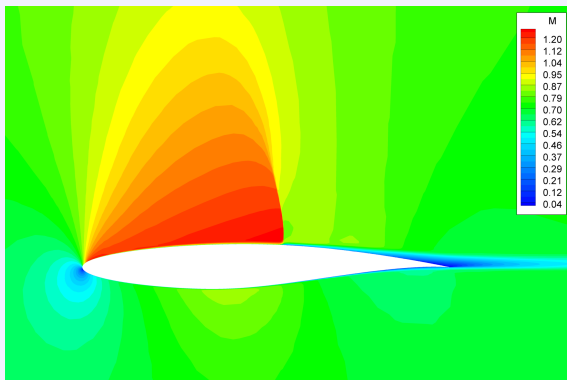


Aerodynamika I

Ściśliwy opływ profilu



transoniczny przepływ wokół RAE-2822 $M = 0.73$, $Re = 6.5 \times 10^6$, $\alpha = 3.19^\circ$



Ściśliwe przepływy potencjalne



Teoria pełnego potencjału

Wprowadźmy potencjał prędkości (zakładamy brak wirowości $\nabla \times \mathbf{v} = 0$):

$$\mathbf{v} = \nabla \Phi \quad \xrightarrow{2D} \quad u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad v = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (1.1)$$

Równanie ciągłości można przekształcić:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = \rho \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho = 0 \quad \rightarrow \quad \rho \nabla^2 \Phi + \nabla \Phi \cdot \nabla \rho = 0 \quad (1.2)$$

Na podstawie równania pędu:

$$-\frac{1}{\rho} \nabla p = \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = \nabla \left(\frac{V^2}{2} \right) + (\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v} \quad (1.3)$$

Ponieważ wirowość jest równa zeru:

$$(\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v} = 0 \quad \rightarrow \quad dp = -\frac{\rho}{2} d(V^2) = -\frac{\rho}{2} d(\nabla \Phi \cdot \nabla \Phi) \quad (1.4)$$

Korzystając z r-a na prędkość dźwięku (dla przemiany izentropowej):

$$dp = c^2 d\rho \quad \rightarrow \quad d\rho = -\frac{\rho}{2c^2} d(\nabla \Phi \cdot \nabla \Phi) \quad (1.5)$$



Teoria pełnego potencjału

Gradient gęstości może więc być wyznaczony z równania:

$$\nabla \rho = - \frac{\rho}{2c^2} \nabla (\nabla \Phi \cdot \nabla \Phi) = - \frac{\rho}{c^2} \nabla \Phi \cdot \nabla \nabla \Phi \quad (1.6)$$

dla 2D:

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = - \frac{\rho}{c^2} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} \right]$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial y} = - \frac{\rho}{c^2} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \right] \quad (1.7)$$

$$(1.8)$$

Po podstawieniu do (1.2):

$$\rho \nabla^2 \Phi - \frac{\rho}{c^2} \nabla \Phi \cdot (\nabla \Phi \cdot \nabla \nabla \Phi) = 0 \quad (1.9)$$

dla 2D:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} \right] = 0$$

$$(1.10)$$



Teoria pełnego potencjału

Po przekształceniu r-e (1.10) przybiera postać:

$$\left[1 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)^2\right] \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \left[1 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)^2\right] \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} = \frac{2}{c^2} \frac{\partial\Phi}{\partial x} \frac{\partial\Phi}{\partial y} \frac{\partial^2\Phi}{\partial x\partial y}$$

(1.11)

Korzystając z całki r-a energii otrzymamy zależność na prędkość dźwięku:

$$c^2 = c_0^2 - \frac{k-1}{2} \left[\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)^2 \right]$$

(1.12)

Równania (1.11) i (1.12) są r-mi pełnego potencjału. Pozwalają one na symulację przepływów ściśliwych ze słabymi (przemiana izentropowa!) falami uderzeniowymi.



Zlinearyzowane równania potencjału małych zaburzeń

Równania (1.11) i (1.12) można uprościć wprowadzając potencjał małych zaburzeń i dokonując linearyzacji.

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_\infty + \tilde{\mathbf{v}} \quad (1.13)$$

gdzie:

$$\mathbf{v} = [u, v]^T, \quad \mathbf{v}_\infty = [V_\infty, 0]^T, \quad \tilde{\mathbf{v}} = [\tilde{u}, \tilde{v}]^T$$

Zdefiniujmy potencjał zaburzeń ϕ :

$$\tilde{\mathbf{v}} = \nabla \phi \quad \rightarrow \quad \Phi = V_\infty x + \phi \quad (1.14)$$

Po podstawieniu do r-a (1.11):

$$\left[c^2 - \left(V_\infty + \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \left[c^2 - \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 2 \left(V_\infty + \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} \quad (1.15)$$



Zlinearyzowane równania potencjału małych zaburzeń

Do linearyzacji r-e (1.15) wygodniej jest przedstawić w zależności od prędkości zaburzeń a nie potencjału:

$$\left[c^2 - (V_\infty + \tilde{u})^2 \right] \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \left[c^2 - \tilde{v}^2 \right] \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} = 2(V_\infty + \tilde{u}) \tilde{v} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \quad (1.16)$$

R-e (1.12) przybiera postać:

$$c^2 = c_\infty^2 - \frac{k-1}{2} (2V_\infty \tilde{u} + \tilde{u}^2 + \tilde{v}^2) \quad (1.17)$$

Po podstawieniu (1.17) do (1.16) i przekształceniu:

$$\begin{aligned} (1 - M_\infty^2) \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} &= M_\infty^2 \left[(k+1) \frac{\tilde{u}}{V_\infty} + \frac{k+1}{2} \frac{\tilde{u}^2}{V_\infty^2} + \frac{k-1}{2} \frac{\tilde{v}^2}{V_\infty^2} \right] \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \\ &+ M_\infty^2 \left[(k+1) \frac{\tilde{v}}{V_\infty} + \frac{k+1}{2} \frac{\tilde{v}^2}{V_\infty^2} + \frac{k-1}{2} \frac{\tilde{u}^2}{V_\infty^2} \right] \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} \\ &+ M_\infty^2 \left[\frac{\tilde{v}}{V_\infty} \left(1 + \frac{\tilde{u}}{V_\infty} \right) \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.18)$$



Zlinearyzowane równania potencjału małych zaburzeń

Po założeniu małych zaburzeń (cienkie profile, małe kąty natarcia):

$$\frac{\tilde{u}}{V_\infty} \ll 1 \quad \frac{\tilde{v}}{V_\infty} \ll 1 \quad (1.19)$$

Równanie (1.18) może zostać uproszczone do postaci w której pozostają tylko człony liniowe (przyjmuje się, że uproszczenia te są słuszne dla $M_\infty < 0.8$ i $1.2 < M_\infty < 5$):

$$(1 - M_\infty^2) \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} = 0 \quad (1.20)$$

Po podstawieniu potencjału małych zaburzeń otrzymamy:

$$(1 - M_\infty^2) \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad (1.21)$$

R-e to jest eliptyczne dla $M_\infty < 1$ i hiperboliczne dla $M_\infty > 1$.



Współczynnik ciśnienia dla małych zaburzeń

Współczynnik ciśnienia jest zdefiniowane przez zależność:

$$C_p \equiv \frac{p - p_\infty}{q_\infty} \quad \text{gdzie:} \quad q_\infty = \frac{\rho_\infty V_\infty^2}{2} \quad (1.22)$$

Równanie (1.22) można przekształcić korzystając z:

$$q_\infty = \frac{\rho_\infty V_\infty^2}{2} = \frac{k p_\infty}{2} \left(\frac{\rho_\infty}{k p_\infty} \right) V_\infty^2 = \frac{k}{2} p_\infty M_\infty^2 \quad (1.23)$$

Współczynnik ciśnienia można przedstawić wtedy jako:

$$C_p = \frac{2}{k M_\infty^2} \left(\frac{p}{p_\infty} - 1 \right) \quad (1.24)$$

Do dalszych przekształceń wykorzystamy zależność dla przemiany izentropowej:

$$\frac{p}{p_\infty} = \left(\frac{T}{T_\infty} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (1.25)$$



Współczynnik ciśnienia dla małych zaburzeń

Z całki równania energii:

$$\frac{V^2}{2} + c_p T = \frac{V_\infty^2}{2} + c_p T_\infty \quad \rightarrow \quad T - T_\infty = \frac{k-1}{2kR} (V_\infty^2 - V^2) \quad (1.26)$$

Korzystając z definicji prędkości zaburzenia (1.13) otrzymamy:

$$\frac{T}{T_\infty} = 1 - \frac{k-1}{2} M_\infty^2 \left(\frac{2\tilde{u}}{V_\infty} + \frac{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}{V_\infty^2} \right) \quad (1.27)$$

Po podstawieniu:

$$\frac{p}{p_\infty} = \left[1 - \frac{k-1}{2} M_\infty^2 \left(\frac{2\tilde{u}}{V_\infty} + \frac{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}{V_\infty^2} \right) \right]^{\frac{k}{k-1}} \quad (1.28)$$

Rozwijając w szereg:

$$\frac{p}{p_\infty} = (1-r)^{\frac{k}{k-1}} = 1 - \frac{k}{k-1} r + \dots \quad (1.29)$$

$$\frac{p}{p_\infty} \approx 1 - \frac{k}{2} M_\infty^2 \left(\frac{2\tilde{u}}{V_\infty} + \frac{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}{V_\infty^2} \right) \quad (1.30)$$



Współczynnik ciśnienia dla małych zaburzeń

Podstawiając (1.30) do (1.24):

$$C_p = -\frac{2\tilde{u}}{V_\infty} - \frac{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}{V_\infty^2} \quad (1.31)$$

Dla małych zaburzeń (1.19):

$$\frac{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}{V_\infty^2} \ll \frac{2\tilde{u}}{V_\infty} \quad (1.32)$$

Otrzymamy ostateczną przybliżoną zależność na współczynnik ciśnienia:

$$C_p = -\frac{2\tilde{u}}{V_\infty} \quad (1.33)$$

Przedstawione zależności dotyczą przepływów zarówno poddźwiękowych jak i naddźwiękowych.



Korekta Prandtla–Glauerta

Rozważmy przepływ poddźwiękowy ($M_\infty < 1$) opisany zlinearyzowanymi r-mi potencjału małych zaburzeń. Wprowadzając współczynnik:

$$\beta \equiv \sqrt{1 - M_\infty^2} \quad (1.34)$$

równanie (1.21) może zostać zapisane:

$$\beta^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad (1.35)$$

Równanie to może zostać sprowadzone do równania Laplace'a przez zmianę współrzędnych, np.:

$$\xi = x \quad \eta = \beta y \quad \rightarrow \quad \frac{\partial}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial \xi^2} \quad \frac{\partial}{\partial y^2} = \beta^2 \frac{\partial}{\partial \eta^2} \quad (1.36)$$

Po podstawieniu do (1.35):

$$\beta^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \beta^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} = 0 \quad (1.37)$$



Korekta Prandtla–Glauerta

Jak jest zależność między ϕ a φ ?

Założmy, że brzeg profilu na płaszczyźnie $x - y$ jest opisany funkcją $y = f(x)$.
Warunek na brzegu profilu to warunek zerowej prędkości normalnej:

$$\frac{d}{dx}f(x) = \frac{\tilde{v}}{V_\infty + \tilde{u}} \approx \frac{\tilde{v}}{V_\infty} \quad \rightarrow \quad \tilde{v} = \frac{\partial \phi}{\partial y} = V_\infty \frac{d}{dx}f(x) \quad (1.38)$$

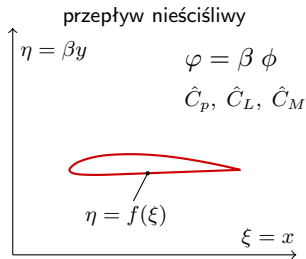
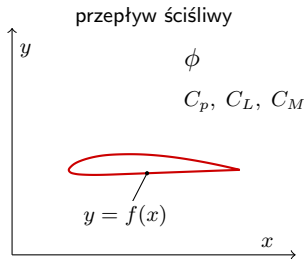
Podobnie dla $\xi - \eta$:

$$\frac{d}{d\xi}\hat{f}(\xi) = \frac{\hat{v}}{V_\infty + \hat{u}} \approx \frac{\hat{v}}{V_\infty} \quad \rightarrow \quad \hat{v} = \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = V_\infty \frac{d}{d\xi}\hat{f}(\xi) \quad (1.39)$$

Przyjmując, że profile w $x - y$ i $\xi - \eta$ są podobne to $\hat{f} = f$.

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = \frac{1}{\beta} \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad \rightarrow \quad \varphi = \beta \phi \quad (1.40)$$

Korekta Prandtla–Glauerta



Korzystając z (1.33) można wyznaczyć zależność na C_p :

$$C_p = -\frac{\tilde{u}}{V_\infty} = -\frac{1}{V_\infty} \frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{1}{\beta V_\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = -\frac{\hat{u}}{\beta V_\infty} = \frac{1}{\beta} \hat{C}_p \quad (1.41)$$

Ponieważ współczynnik siły nośnej i momentu są całkami współczynnika C_p otrzymamy:

$$C_p = \frac{\hat{C}_p}{\sqrt{1 - M_\infty^2}} \quad C_L = \frac{\hat{C}_L}{\sqrt{1 - M_\infty^2}} \quad C_M = \frac{\hat{C}_M}{\sqrt{1 - M_\infty^2}} \quad (1.42)$$



Zmodyfikowane korekty na ściśliwość

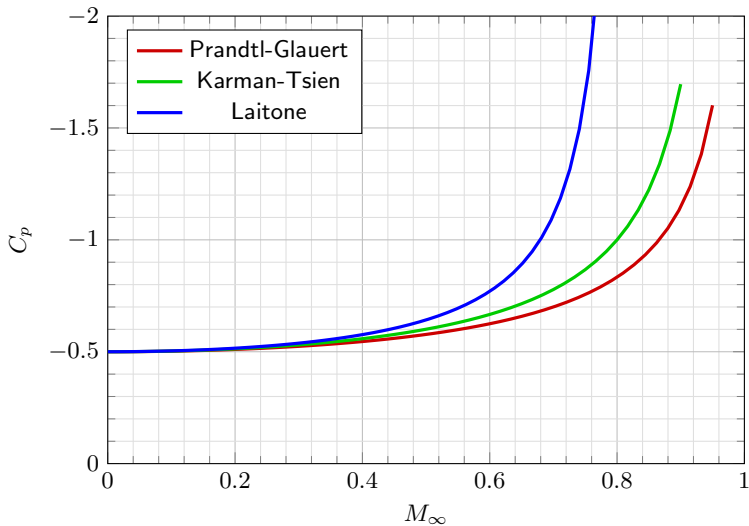
Poprawka Karmana-Tsienia:

$$C_p = \frac{\hat{C}_p}{\sqrt{1 - M_\infty^2} + \frac{M_\infty^2}{1 + \sqrt{1 - M_\infty^2}} \frac{\hat{C}_p}{2}} \quad (1.43)$$

Poprawka Laitone'a:

$$C_p = \frac{\hat{C}_p}{\sqrt{1 - M_\infty^2} + \frac{M_\infty^2 (1 + \frac{k-1}{2} M_\infty^2)}{2 \sqrt{1 - M_\infty^2}} \hat{C}_p} \quad (1.44)$$

Zmodyfikowane korekty na ściśliwość





Zlinearyzowany przepływ naddźwiękowy

W przepływie naddźwiękowym ($M_\infty > 1$) równanie (1.21) można zapisać:

$$\lambda^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad \text{gdzie:} \quad \lambda = \sqrt{M_\infty^2 - 1} \quad (1.45)$$

R- λ to jest równaniem falowym dla prędkości propagowania fali równej λ . Rozwiązanie takiego równania ma ogólną postać:

$$\phi = f_+(x + \lambda y) + f_-(x - \lambda y) \quad (1.46)$$

gdzie f_+ i f_- to pewne dowolnie dobrane funkcje. Wartości funkcji f_+ i f_- są stałe wzdłuż linii:

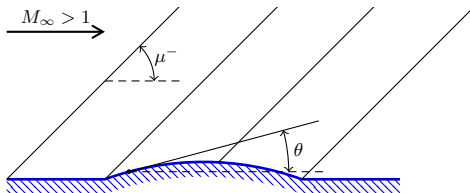
$$x + \lambda y = \text{const} \quad x - \lambda y = \text{const} \quad (1.47)$$

Linie te noszą nazwę **charakterystyk**. Nachylenie charakterystyk można wyznaczyć z (1.46):

$$\frac{dy}{dx} = \pm \frac{1}{\lambda} = \pm \frac{1}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} = \text{tg}(\mu^\pm) \quad (1.48)$$

Charakterystyki r- λ (1.45) pokrywają się więc z liniami Macha.

Zlinearyzowany przepływ naddźwiękowy



Na brzegu obszaru/profilu musi być spełniony warunek styczności prędkości przepływu:

$$\operatorname{tg}(\theta) = \frac{\tilde{v}}{V_\infty + \tilde{u}} \approx \frac{\tilde{v}}{V_\infty} \quad (1.49)$$

Na podstawie ogólnego rozwiązania r-a falowego (1.46):

$$\begin{aligned} \tilde{u} &= \frac{\partial \phi}{\partial x} = f'_+ + f'_- & \tilde{v} &= \frac{\partial \phi}{\partial y} = \lambda (f'_+ - f'_-) \quad \rightarrow \\ & & \rightarrow \tilde{u} &= \frac{\tilde{v}}{\lambda} \left[\frac{f'_+ + f'_-}{f'_+ - f'_-} \right] \end{aligned} \quad (1.50)$$



Zlinearyzowany przepływ naddźwiękowy

Korzystając z warunku na brzegu (1.49) otrzymamy:

$$\tilde{v} = V_\infty \operatorname{tg}(\theta) \quad \rightarrow \quad \tilde{u} \approx \frac{V_\infty \theta}{\lambda} \left[\frac{f'_+ + f'_-}{f'_+ - f'_-} \right] \quad (1.51)$$

Po podstawieniu (1.51) do (1.33) otrzymamy:

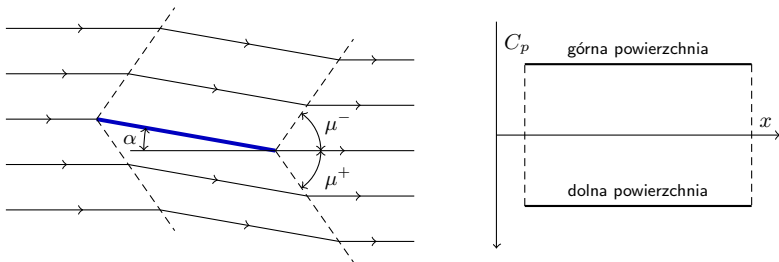
$$C_p = - \frac{2\theta}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \left[\frac{f'_+ + f'_-}{f'_+ - f'_-} \right] \quad (1.52)$$

Funkcje f_+ i f_- mogą być dobrane dowolnie, możemy więc dla uproszczenia rozważyć dwa przypadki: f_+ jest stała lub f_- jest stała. Ponieważ charakterystyki powinny odpowiadać liniom Macha, należy wybrać tę rodzinę funkcji która propaguje zaburzenia zgodnie z prędkością przepływu.

$$C_p^{U/L} = \pm \frac{2\theta}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \quad (1.53)$$

gdzie: U – górna powierzchnia profilu, L – dolna powierzchnia profilu

Zlinearyzowany przepływ naddźwiękowy - płaska płytką



Górna powierzchnia – charakterystyka μ^- i $\theta = -\alpha$:

$$C_p^U = -\frac{2\alpha}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \quad (1.54)$$

Dolna powierzchnia – charakterystyka μ^+ i $\theta = -\alpha$:

$$C_p^L = \frac{2\alpha}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \quad (1.55)$$



Zlinearyzowany przepływ naddźwiękowy - płaska płytką

Współczynniki siły w kierunku normalnym i stycznym do płytki to:

$$C_n = \frac{1}{l_{ac}} \int_0^{l_{ac}} (C_p^L - C_p^U) dx = \frac{4\alpha}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \quad (1.56)$$

$$C_t = 0$$

Współczynnik siły nośnej:

$$C_L = C_n \cos(\alpha) - C_t \sin(\alpha) \approx C_n \quad \rightarrow \quad C_L = \frac{4\alpha}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \quad (1.57)$$

Współczynnik siły oporu:

$$C_D = C_n \sin(\alpha) + C_t \cos(\alpha) \approx C_n \alpha \quad \rightarrow \quad C_D = \frac{4\alpha^2}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \quad (1.58)$$

W potencjalnym przepływie naddźwiękowym pojawia się niezerowa siła oporu (w odróżnieniu do przepływu poddźwiękowego – paradoks d'Alemberta). Siła ta nazywana jest **oporem falowym**.



Zlinearyzowany przepływ naddźwiękowy - płaska płytką

Przykład:

Opływ płytki dla kąta natarcia $\alpha = 10^\circ$, $M_\infty = 2$ i $p_\infty = 1$

Teoria przybliżona - zlinearyzowany przepływ naddźwiękowy:

$$C_L = \frac{4\alpha}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} = 0.403$$

$$C_D = \frac{4\alpha^2}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} = 0.0703$$

Teoria dokładna uwzględniająca równania skośnej fali uderzeniowej i równania Prandtla-Meyera dla fal rozrzedzeniowych:

$$C_L = 0.408$$

$$C_D = 0.0719$$

Zlinearyzowany przepływ ściśliwy - $dC_L/d\alpha$

W przepływie nieściśliwym:

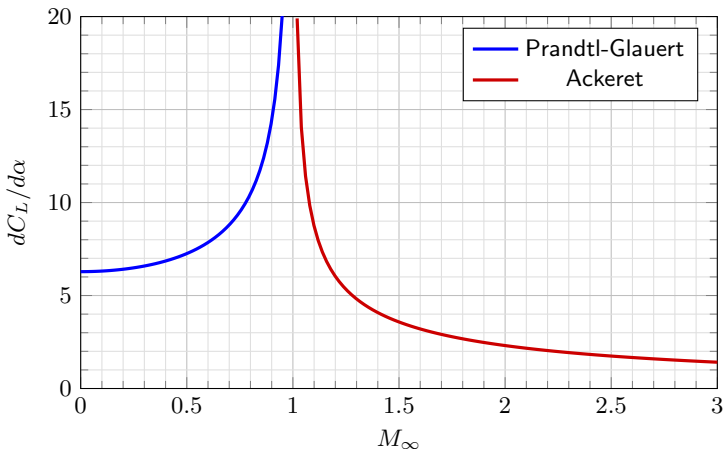
$$dC_L/d\alpha = 2\pi$$

W przepływie poddźwiękowym (poprawka P-G):

$$dC_L/d\alpha = 2\pi/\sqrt{M_\infty^2 - 1}$$

W przepływie naddźwiękowym:

$$dC_L/d\alpha = 4/\sqrt{M_\infty^2 - 1}$$





Transoniczny opływ profilu

Krytyczna liczba Macha



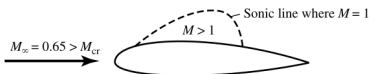
(a)



(b)



(c)



(d)

Krytyczna liczba Macha M_{cr} to liczba Macha przepływu niezaburzonego M_∞ dla której maksymalna lokalna prędkość na powierzchni profilu osiąga prędkość dźwięku.

Jeśli $M_\infty < M_{cr}$ to przepływ w całym obszarze jest poddźwiękowy (a i b)

Jeśli $M_\infty > M_{cr}$ to pojawia się lokalny obszar przepływu naddźwiękowego (d)



Krytyczny współczynnik ciśnienia

Dla przemiany izentropowej:

$$\frac{p}{p_\infty} = \frac{p}{p_0} \frac{p_0}{p_\infty} = \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_\infty^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2.1)$$

Korzystając z (1.24):

$$C_p = \frac{2}{k M_\infty^2} \left[\left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_\infty^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right)^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right] \quad (2.2)$$

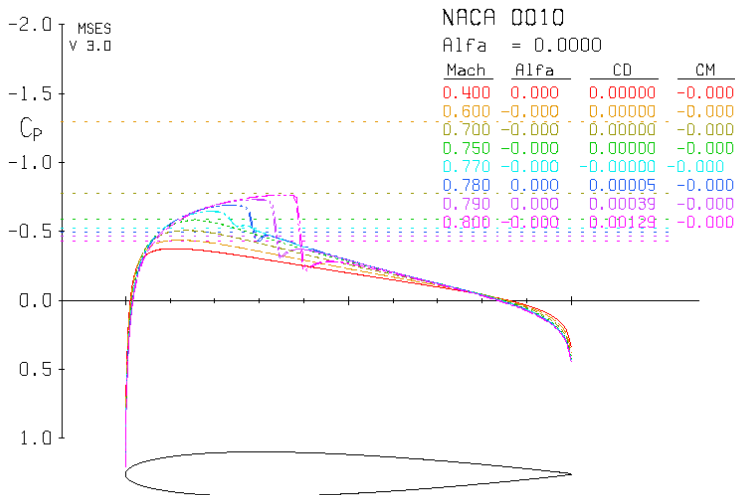
gdzie M jest lokalną liczbą Macha w danym punkcie na powierzchni profilu.

Jeśli $M = 1$ to:

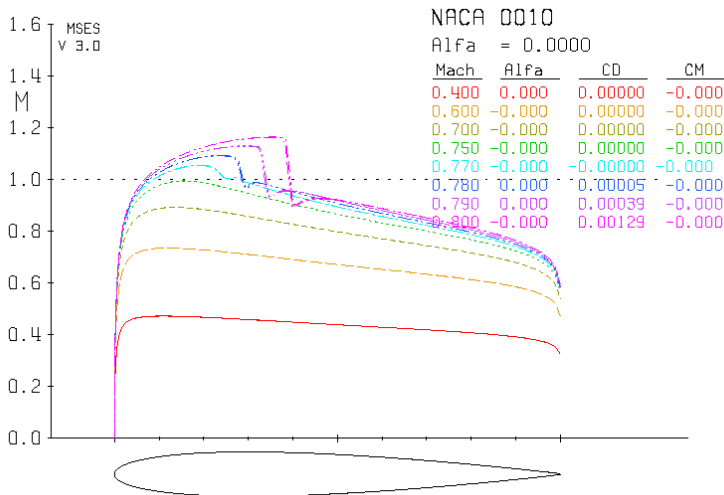
$$C_p^* = \frac{2}{k M_\infty^2} \left[\left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_\infty^2}{1 + \frac{k-1}{2}} \right)^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right] \quad (2.3)$$

C_p^* nazywany jest krytycznym współczynnikiem ciśnienia. Jeśli w pewnym miejscu na profilu $C_p > C_p^*$ to w tym miejscu $M > 1$, jeśli $C_p < C_p^*$ to $M < 1$.

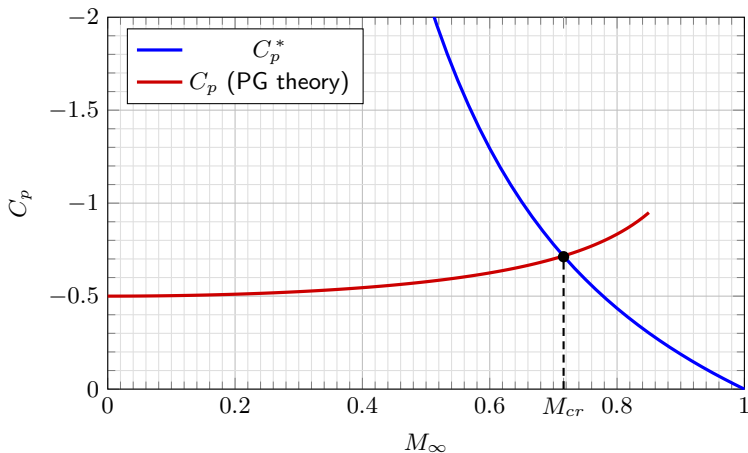
Krytyczny współczynnik ciśnienia



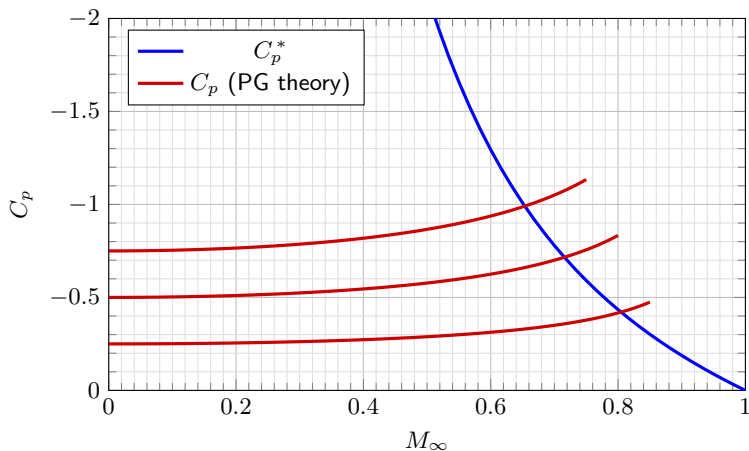
Krytyczny współczynnik ciśnienia



Krytyczny współczynnik ciśnienia



Krytyczny współczynnik ciśnienia



Krytyczny współczynnik ciśnienia - wpływ grubości profilu

