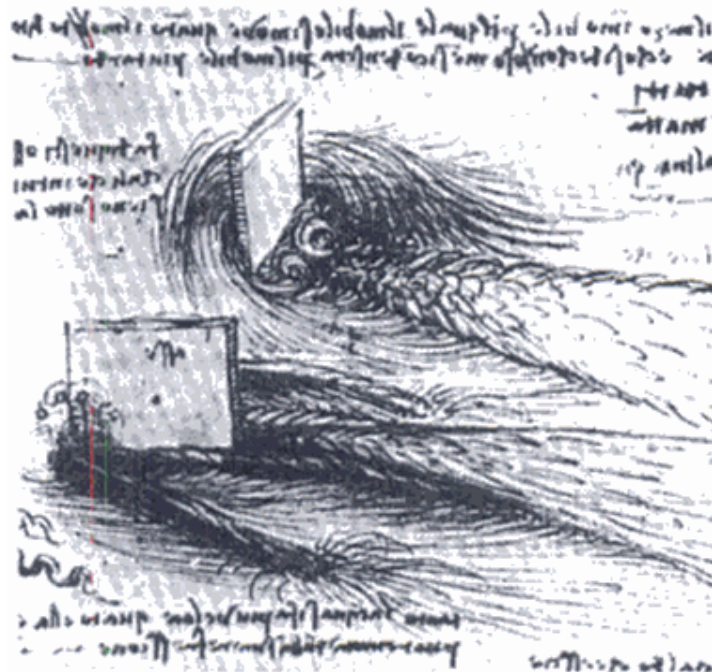


AERODYNAMIKA2

WYKŁAD 3

OPŁYW PODDŹWIĘKOWY, TRANSONICZNY I NADZWIĘKOWY



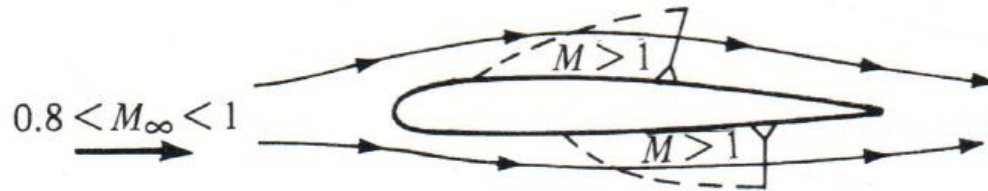
Rysunek opływu by da Vinci

Rodzaje przepływów

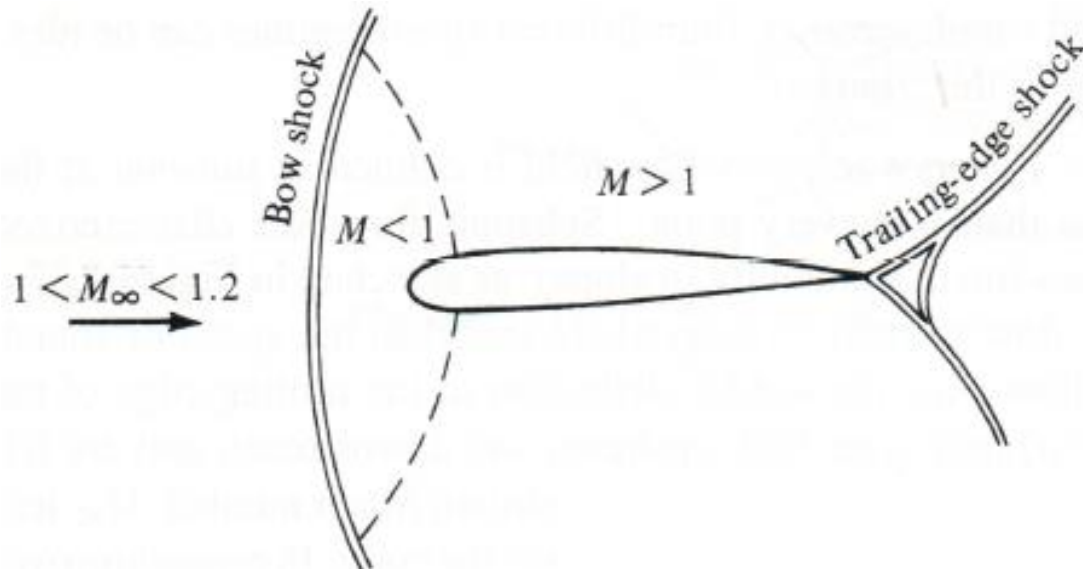
Przepływ poddźwiękowy



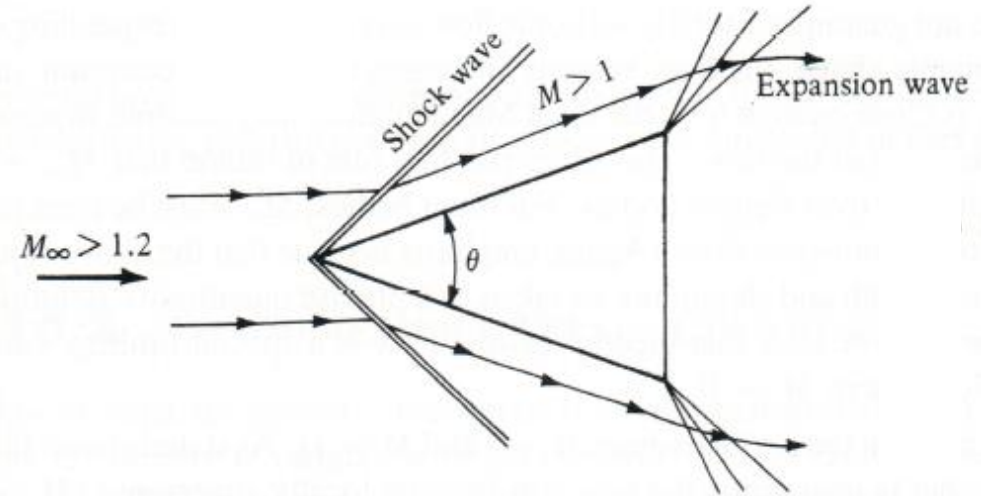
Przepływ transoniczny $M_\infty < 1.0$



Przepływ transoniczny $M_\infty > 1.0$



Przepływ naddźwiękowy



Przepływ hipersoniczny



Przepływy lepkie i nielepkie

W przypadku ściśliwego i lepkiego przepływu, równania całkowe ruchu mogą być zapisane dla pewnej objętości Ω ograniczonej brzegiem Γ następująco:

Równanie ciągłości

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho d\Omega + \oint_{\Gamma} \rho(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) d\Gamma = 0 \quad (3.1)$$

Równanie pędu

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \mathbf{u} d\Omega + \oint_{\Gamma} \rho \mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) d\Gamma = - \oint_{\Gamma} p \mathbf{n} d\Gamma + \oint_{\Gamma} \mathcal{T} \cdot \mathbf{n} d\Gamma \quad (3.2)$$

gdzie \mathcal{T} - tensor naprężeń lepkich. W przypadku płynu Newtonowskiego tensor naprężeń lepkich jest zdefiniowany następująco:

$$\mathcal{T} = \mu(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) + \mathbb{1}\lambda(\nabla \cdot \mathbf{u}) \quad (3.3)$$

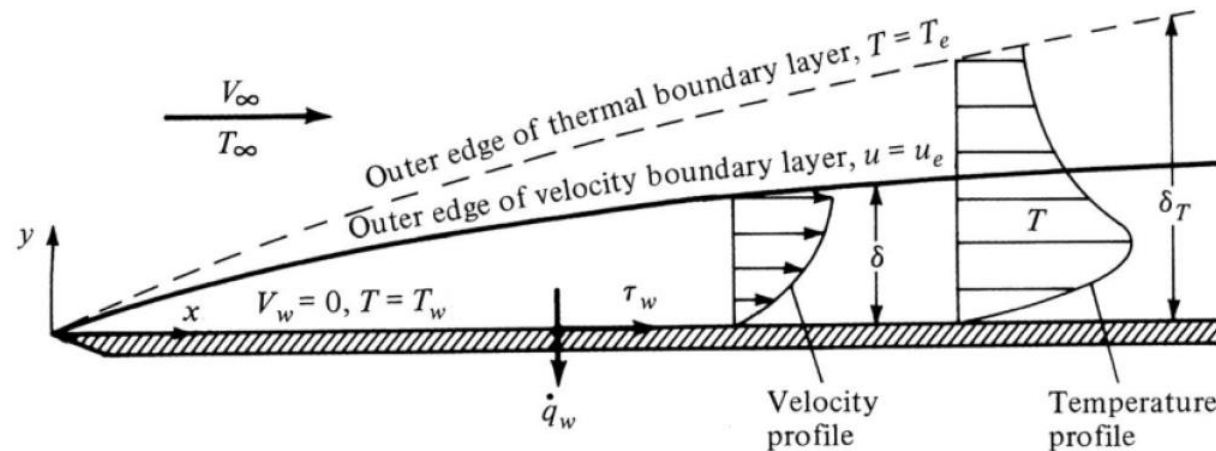
gdzie μ – współczynnik lepkości dynamicznej, λ - współczynnik lepkości objętościowej, który może wyznaczony zgodnie z teorią Stokesa: $\lambda = -2/3 \mu$.

Równanie energii

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho E d\Omega + \oint_{\Gamma} \rho E (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) d\Gamma =$$

$$\oint_{\Gamma} \kappa (\nabla T \cdot \mathbf{n}) d\Gamma - \oint_{\Gamma} p (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) d\Gamma + \oint_{\Gamma} (\mathcal{T} \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{n} d\Gamma + \int_{\Omega} \rho \dot{q} d\Omega \quad (3.4)$$

gdzie, $E = e + \frac{u^2}{2}$ - energia całkowita, κ - współczynnik przewodności cieplnej, $\kappa = \mu \frac{c_p}{Pr}$, natomiast Pr - liczba Prandtla.



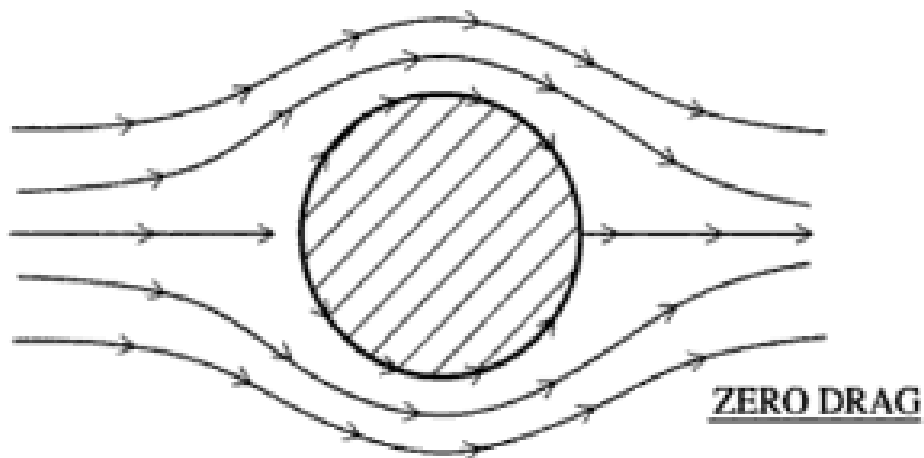
$Pr < 1$ then $\delta_T > \delta$

$Pr > 1$ then $\delta_T < \delta$

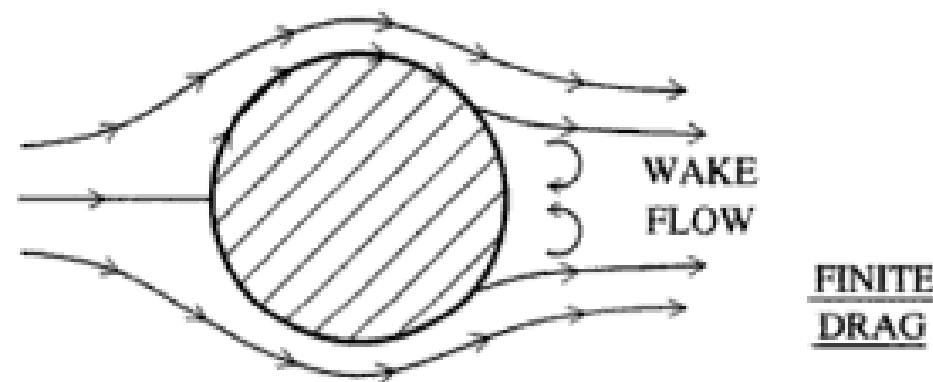
Przepływy lepkie i nielepkie

W przypadku założenia braku lepkości oraz wirowości w przepływie, opór aerodynamiczny opływanej zamkniętej bryły jest zerowy. W związku z tym mamy do czynienia z przepływem potencjalnym. Analizując opływ nielepki walca, otrzymujemy taki sam rozkład ciśnienia przed i za walcem. W wyniku założenia braku lepkości nie występują siły tarcia. Powoduje to, iż opór całkowity jest równy zero. Ten przypadek jest określanie powszechnie paradoksem d'Alemberta ponieważ wiemy, iż w rzeczywistym opływie cylindra występuje opór aerodynamiczny.

Przepływ nielepki



Przepływ lepki

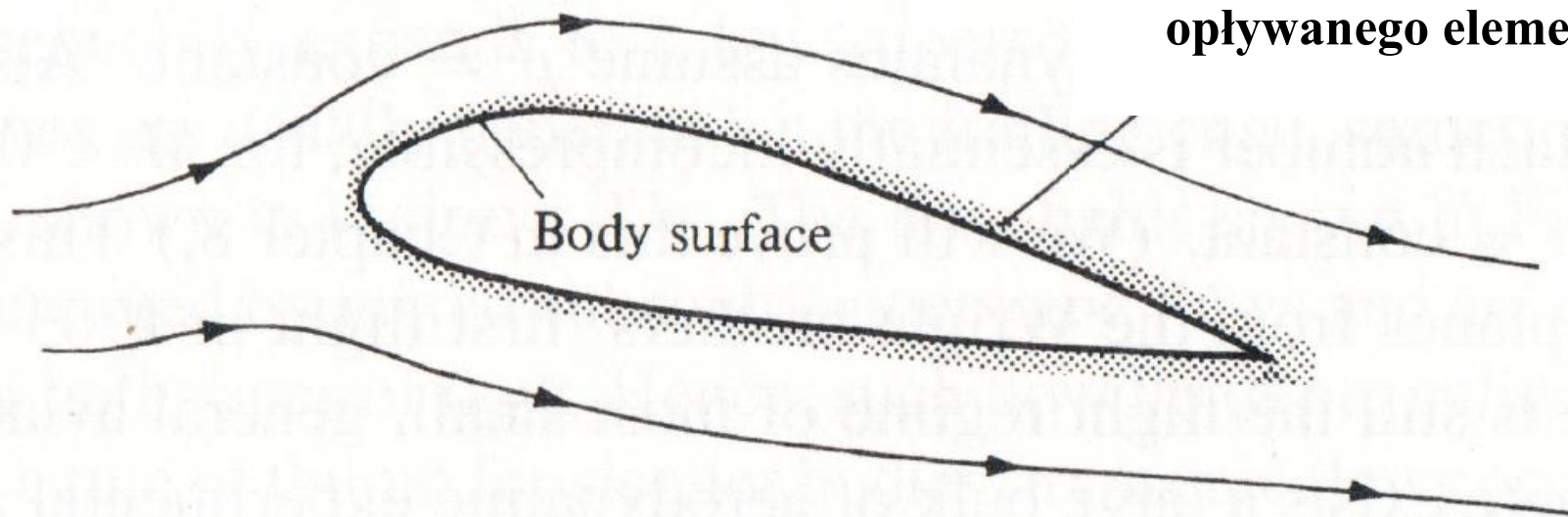


Przepływy lepkie i nielepkie

W celu złagodzenia bądź wyeliminowania problemu wynikającego z braku modelowania lepkości, wykorzystywane jest dość powszechnie łączenie przepływu nielepkiego (obszar w którym efekty lepkości mogą być pominięte) z przepływem lepkiem (obszar w którym efekty lepkości nie mogą być pominięte, np. warstwa przyscienne).

**Przepływ nielepki na zewnątrz
warstwy przysciennej**

**Przepływ lepki w bliskim
sąsiedztwie powierzchni
opływającego elementu**



Przepływu ściśliwe i nieściśliwe

W przypadku przepływu ściśliwego nielepkiego bez wymiany ciepła, równania ruchu mogą zapisane w następująco (tzw. równania Eulera):

Równanie ciągłości

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.5)$$

Równania pędu

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \otimes \rho \mathbf{u}) + \nabla p = \mathbf{0} \quad (3.6)$$

Równanie energii

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}(\rho E + p)) = 0 \quad (3.7)$$

gdzie, $E = e + \frac{u^2}{2}$ - energia całkowita.

Przepływu ściśliwe i nieściśliwe

Rozważając przepływ nieściśliwy bez wymiany ciepła, równania ruchu możemy zapisać w następującej formie.

Równanie ciągłości

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \Leftrightarrow \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = \rho \nabla \cdot \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = 0 \quad (3.8)$$

Równania pędu

$$\nabla \cdot (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) + \frac{1}{\rho} \nabla p = \mathbf{0} \Leftrightarrow \nabla \cdot (\mathbf{u} \otimes \rho \mathbf{u}) + \nabla p = \mathbf{0} \quad (3.9)$$

Równanie energii

$$\text{brak} \Leftrightarrow \nabla \cdot (\rho E \mathbf{u}) + \nabla p = 0 \quad (3.10)$$

Analizy jednowymiarowe

W przypadku przepływu ustalonego, nielepkiego i nieściśliwego, manipulując odpowiednio równaniem pędu (3.9) możemy otrzymać równanie Bernoulliego, które opisuje zmianę pracy sił od ciśnienia w energię kinetyczną na pewnej linii prądu.

$$p + \frac{\rho u^2}{2} = \text{const} \quad (3.11)$$

Natomiast w przypadku przepływu ustalonego, nielepkiego i ściśliwego, korzystając z równania ciągłości (3.5) i równania energii (3.7) możemy otrzymać równanie zachowania energii na linii prądu.

$$e + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} = h + \frac{u^2}{2} = \text{const} \quad (3.12)$$

Zakładając przepływ izentropowy oraz wprowadzając tzw. parametry spiętrzenia, tj. p_0, ρ_0, T_0, c_0 , itd. otrzymujemy następujące równanie zachowania energii na linii prądu

$$\frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} = \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\rho_0} = \frac{c_0^2}{k-1} = \text{const} \quad (3.13)$$

Ścisłe (nielepkie) przepływy potencjalne

Zakładając brak wirowości w przepływie, i.e. $\nabla \times \mathbf{u} = \mathbf{0}$, możemy wprowadzić potencjał prędkości zdefiniowany jako

$$\mathbf{u} = \nabla\Phi \quad (3.14)$$

Równanie ciągłości (3.5) przybiera następującą postać po wstawieniu potencjału prędkości (3.14).

$$\rho \nabla^2 \Phi + \nabla\Phi \cdot \nabla\rho = 0 \quad (3.15)$$

Gradient gęstości otrzymujemy wykorzystując równanie pędu (3.6) oraz definicję prędkości dźwięku, i.e. $dp = c^2 d\rho$. Pamiętając o założeniu braku wirowości.

$$\nabla\rho = -\frac{\rho}{2c^2} \nabla(\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi) = -\frac{\rho}{c^2} \nabla\Phi \cdot \nabla\nabla\Phi \quad (3.16)$$

Wstawiając równanie (3.16) do (3.15) otrzymujemy równanie przepływu potencjalnego

$$\rho \nabla^2 \Phi - \frac{\rho}{c^2} \nabla\Phi \cdot (\nabla\Phi \cdot \nabla\nabla\Phi) = 0 \quad (3.17)$$

Zlinearyzowane równanie przepływu potencjalnego

Równanie przepływu potencjalnego (3.17) może zostać uproszczone wprowadzając potencjał małych zaburzeń oraz ignorując człony nieliniowe. Pole prędkości może zostać zapisane w przestrzeni następująco.

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_\infty + \tilde{\mathbf{u}} \quad (3.18)$$

Podobnie jak w teorii pełnego potencjału możemy wprowadzić potencjał małych zaburzeń prędkości zdefiniowany jako:

$$\tilde{\mathbf{u}} = \nabla\phi \quad (3.19)$$

W związku z powyższym pełen potencjał (3.14) łatwo możemy zapisać w przestrzeni 2D dla przypadku jednorodnego napływu średniego o kierunku zgodnym z kierunkiem osi x.

$$\Phi = u_\infty x + \phi \quad (3.20)$$

Kontynuując rozważania w przestrzeni 2D, równanie pełnego potencjału (3.17) może być zapisane w następującej formie dla potencjału małych zaburzeń prędkości

$$\begin{aligned} & \left[c^2 - \left(u_\infty + \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \left[c^2 - \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \\ & = 2 \left(u_\infty + \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} \end{aligned} \quad (3.21)$$

W celu przeprowadzenia linearyzacji powyższego równania wygodniej jest go zapisać w następującej formie.

$$\left[c^2 - (u_\infty + \tilde{u})^2 \right] \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \left[c^2 - \tilde{v}^2 \right] \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} = 2(u_\infty + \tilde{u})\tilde{v} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \quad (3.22)$$

Wykorzystując zależność (3.13) dla przepływu izentropowego, możemy wyprowadzić zależność wiążącą lokalną prędkość dźwięku z prędkością w wolnym strumieniu.

$$c^2 = c_\infty^2 - \frac{k-1}{2} (2u_\infty \tilde{u} + \tilde{u}^2 + \tilde{v}^2) \quad (3.23)$$

Wstawiając zależność na lokalną prędkość dźwięku (3.23) do równania (3.22) otrzymuje następujące równanie dla potencjału małych zaburzeń prędkości.

$$\begin{aligned}
 & (1 - M_\infty^2) \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} \\
 &= M_\infty^2 \left[(k + 1) \frac{\tilde{u}}{u_\infty} + \frac{k + 1}{2} \frac{\tilde{u}^2}{u_\infty^2} + \frac{k - 1}{2} \frac{\tilde{v}^2}{u_\infty^2} \right] \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \\
 &+ M_\infty^2 \left[(k + 1) \frac{\tilde{v}}{u_\infty} + \frac{k + 1}{2} \frac{\tilde{v}^2}{u_\infty^2} + \frac{k - 1}{2} \frac{\tilde{u}^2}{u_\infty^2} \right] \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} \\
 &+ M_\infty^2 \left[\frac{\tilde{v}}{u_\infty} \left(1 + \frac{\tilde{u}}{u_\infty} \right) \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} \right) \right] \tag{3.24}
 \end{aligned}$$

W przypadku gdy rozważamy stosunkowo cienkie profile przy małych kątach natarcia mamy:

$\frac{\tilde{u}}{u_\infty} \ll 1$ oraz $\frac{\tilde{v}}{u_\infty} \ll 1$. W związku z tym równanie (3.24) możemy uprościć ignorując wszystkie człony nieliniowe, założenie to jest słuszne dla przepływów w zakresie liczba Macha poniżej

0.8 oraz powyżej 1.2 do liczby Macha równej około 5. Zlinearyzowane równanie dla potencjału małych zaburzeń prędkości możemy zapisać w następującej formie.

$$(1 - M_\infty^2) \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad (3.25)$$

Równanie (3.25) jest eliptyczne dla $M_\infty < 1$ i hiperboliczne dla $M_\infty > 1$.

Korekta Prandtla Glauerta

W przypadku ustalonego przepływu w zakresie liczby Macha do 0.8 równanie (3.25) może być zapisane w następującej formie

$$\beta^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad (3.26)$$

gdzie współczynnik β definiuje się jako

$$\beta = \sqrt{1 - M_\infty^2} \quad (3.27)$$

Równanie (3.26) może być przekształcone do równania Laplace'a poprzez zmianę układu współrzędnych z (x, y) na (ξ, η) , jak poniżej:

$$\xi = x; \quad \eta = \beta y$$

W związku z tym mamy:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} = \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}; \quad \frac{\partial^2}{\partial y^2} = \beta^2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2}$$

Podstawiając powyższe zależności do równania (3.26) oraz zmieniając potencjał małych zaburzeń prędkości na φ otrzymujemy:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} = 0 \quad (3.28)$$

W celu znalezienia zależności między ϕ a φ , rozważmy przypadek profilu opisanego w układzie (x,y) poprzez funkcję $y = f(x)$. W przypadku nielepkiego przepływu mamy następujące zależności na brzegu profilu:

$$\frac{d}{dx} f(x) = \frac{\tilde{v}}{u_\infty + \tilde{u}} \approx \frac{\tilde{v}}{u_\infty} \quad \rightarrow \quad \tilde{v} = \frac{\partial \phi}{\partial y} = u_\infty \frac{d}{dx} f(x) \quad (3.29)$$

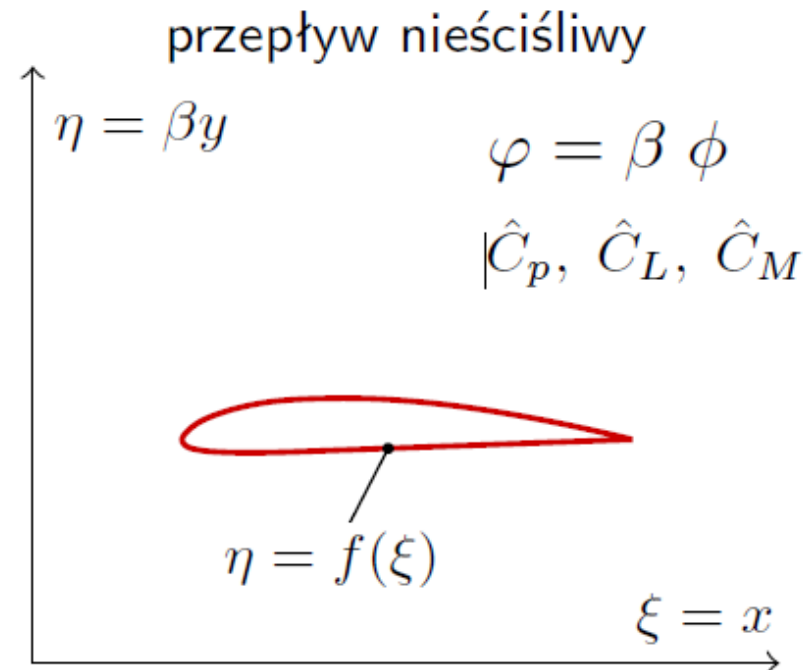
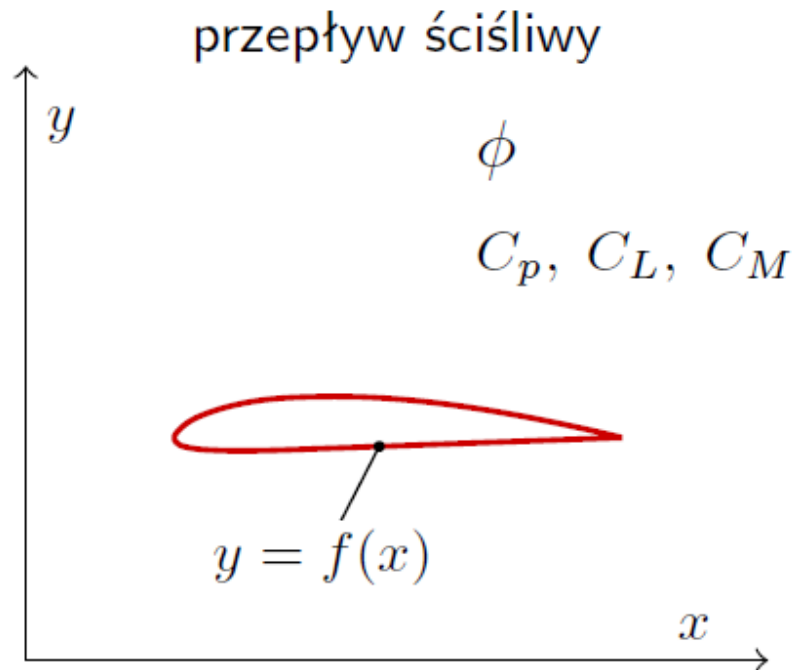
W układzie odniesienia (ξ, η) mamy podobną zależność:

$$\frac{d}{d\xi} \hat{f}(\xi) = \frac{\hat{v}}{u_\infty + \hat{u}} \approx \frac{\hat{v}}{u_\infty} \rightarrow \hat{v} = \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = u_\infty \frac{d}{d\xi} \hat{f}(\xi) \quad (3.30)$$

Przyjmując, że profile w obu układach odniesienia są takie same, i.e. $f = \hat{f}$, otrzymujemy zależności między ϕ a φ .

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = \frac{1}{\beta} \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{\partial \phi}{\partial y} \rightarrow \varphi = \beta \phi \quad (3.31)$$

Powyższa zależność (3.31) może zostać pokazana graficznie następująco



Ostatecznie, korzystając z zależności na współczynnik cienienia w funkcji małych zaburzeń prędkości i prędkości w wolnym napływie otrzymujemy

$$C_p \cong -\frac{2\tilde{u}}{u_\infty} = -\frac{2}{u_\infty} \frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{2}{\beta u_\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = -\frac{2\hat{u}}{\beta u_\infty} = \frac{1}{\beta} \hat{C}_p \quad (3.32)$$

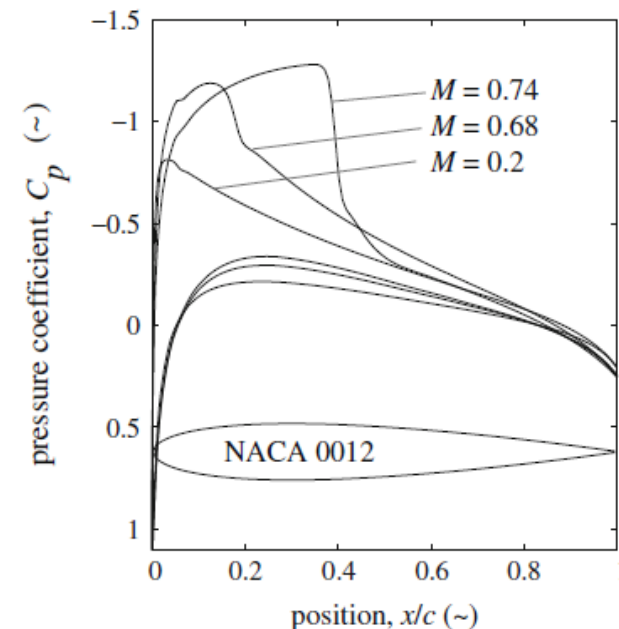
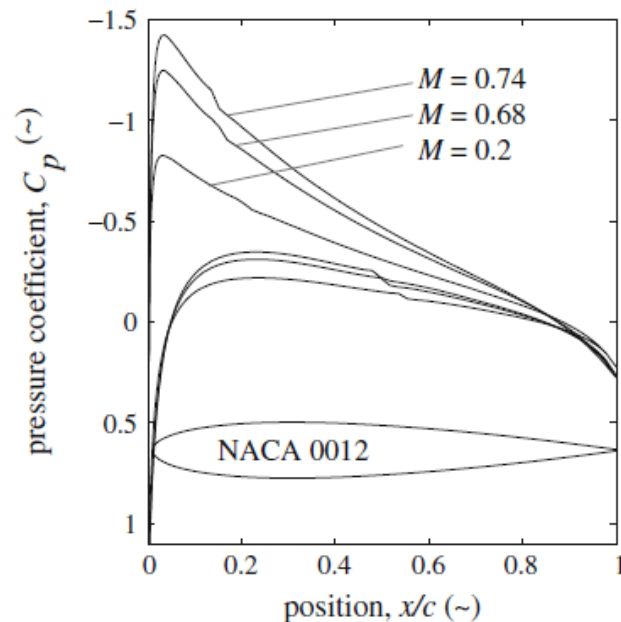
Gdzie \hat{C}_p jest rozumiany jako współczynnik ciśnienia w przepływie traktowanym jako nieściśliwym. Natomiast $\beta = \sqrt{1 - M_\infty^2}$.

W związku z powyższym posiadając współczynniki aerodynamiczne wygenerowane dla przepływu nieściśliwego możemy dokonać korekty tych współczynników aby uwzględnić efekty ściśliwości.

$$C_p = \frac{\hat{C}_p}{\beta}; \quad C_L = \frac{\hat{C}_L}{\beta}; \quad C_M = \frac{\hat{C}_M}{\beta} \quad (3.33)$$

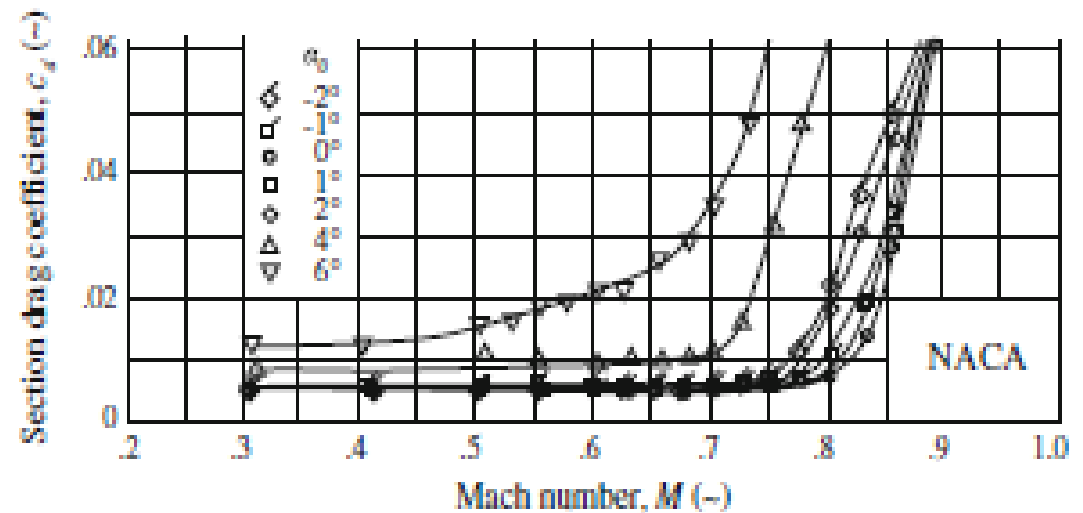
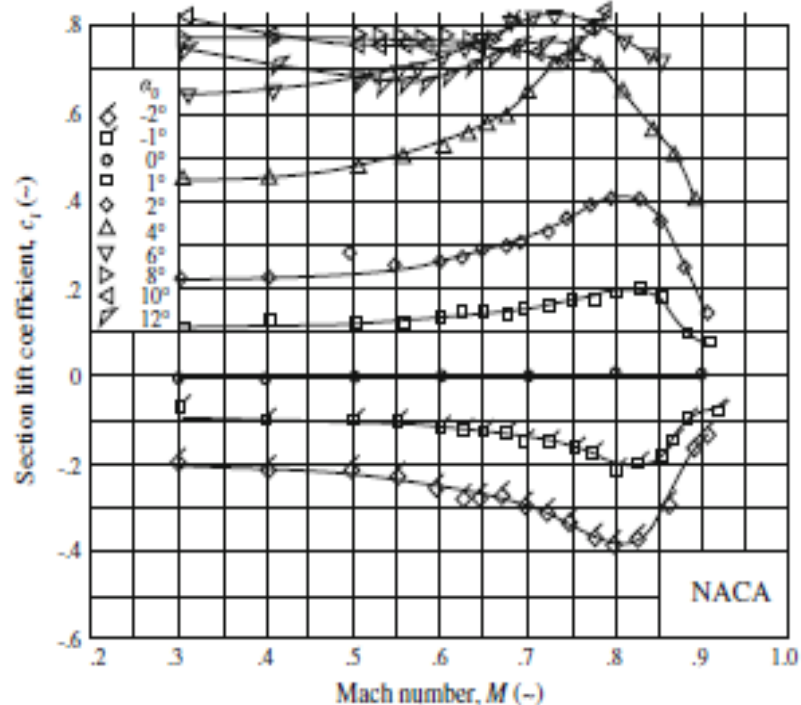
Przepływy poddźwiękowe

Jak już wspomniano, korekta Prandtla Glauerta może być stosowana w zakresie liczby Macha do 0.8. W celu walidacji korekty Prandtla Glauerta w górnym zakresie przepływów poddźwiękowych rozważmy opływ profilu NACA0012 ustawionego pod kątem natarcia 2° . Liczba Reynoldsa wyznaczona dla tego przepływu równa jest 1.0×10^6 . Poniżej przedstawiono rozkłady współczynnika ciśnienia uzyskane przy użyciu dwóch metod obliczeniowych dla trzech wartości liczby Macha, 0.2, 0.68 oraz 0.74. Pierwszy rozkład współczynnika ciśnienia (rysunek po lewej stronie) został wygenerowany przy użyciu metody panelowej z korektą ściśliwości. Natomiast drugi rozkład współczynnika ciśnienia (rysunek po prawej stronie) został wygenerowany rozwiązując równania Eulera. Poniżej porównanie jednoznacznie pokazuje, iż korekta ściśliwości może być stosowana w zakresie liczb Macha do krytycznej liczby Macha.



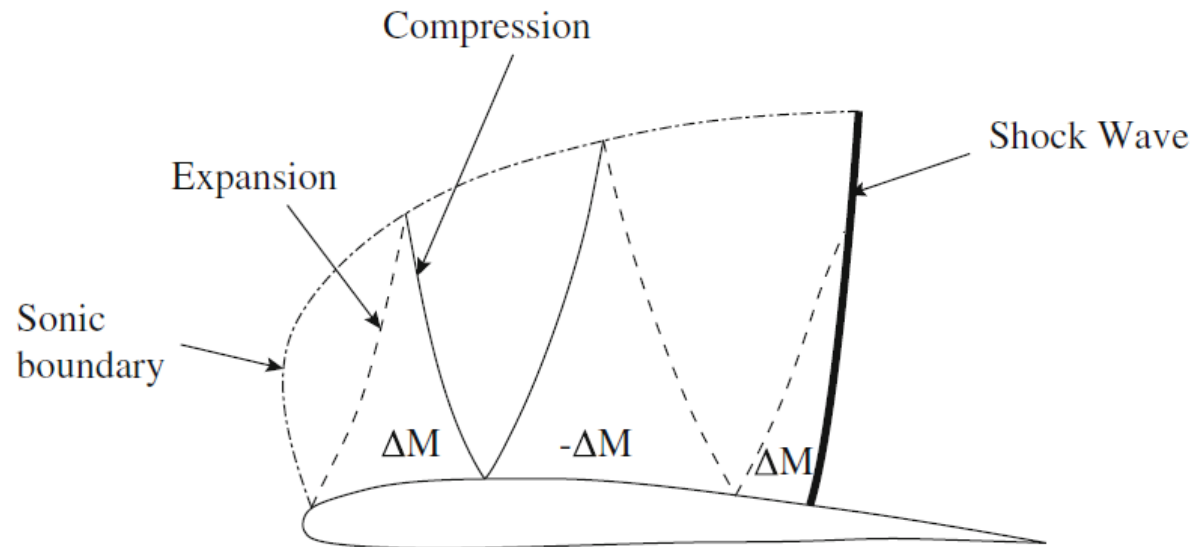
Przepływy poddźwiękowe

Przebiegi współczynnika siły nośnej C_L (rysunek po lewej stronie) oraz współczynnika oporu C_d (rysunek po prawej stronie) w funkcji liczby Macha przedstawiono poniżej. Niniejsze Charakterystyki zostały wygenerowane dla profilu NACA 64A010. Współczynnik siły nośnej nieco wzrasta wraz ze wzrostem liczby Macha (wpływ efektu ściśliwości). Niemniej jednak w zakresie wyższych liczb Macha współczynnik C_L ustala się na pewnym poziomie w wyniku pojawienia się słabych fal uderzeniowych. Następnie spada gwałtownie wyniku wzmocnienia i przesunięcia się w stronę do krawędzi spływu fali uderzeniowej na stronie dolnej płata i oderwania za silną falą uderzeniową na stronie górnej. W następstwie pojawienia się silnych fal uderzeniowych również współczynnik oporu gwałtownie wrasta. Wyżej opisane zachowanie w odniesieniu do obu współczynników ulega wzmocnieniu wraz ze wzrostem kąta natarcia.



Przepływy transoniczne $M_\infty < 1.0$

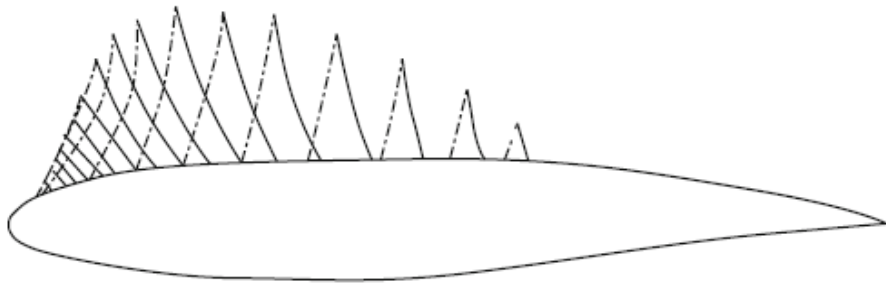
Poddźwiękowy przepływ transoniczny cechuje się występowaniem naddźwiękowego obszaru na górnej stronie profilu. Linia rozdzielająca obszar naddźwiękowy i poddźwiękowy nazywana jest linią Macha (ang. sonic line) na której ciśnienie statyczne jest stałe. W okolicach krawędzi natarcia linia Macha styka się profilem. Rozważając przepływ w obszarze naddźwiękowym, tuż za miejscem kontaktu linii Macha z profilem (w ogólnym) przypadku występuje fala rozrzedzeniowa, fala ta następnie propagując w obszarze naddźwiękowym odbija się od linii Macha jako fala zgęszczeniowa (stałe ciśnienie na linii Macha). Następnie fala zgęszczeniowa odbija się ponownie od powierzchni profilu. W przypadku gdy krzywizna wypukłej powierzchni profilu jest wystarczająco duża fala zgęszczeniowa odbija się jako fala rozrzedzeniowa. W przedstawionym poniżej schemacie przyrosty ΔM i spadki $-\Delta M$ wartości liczby Macha są stałe.



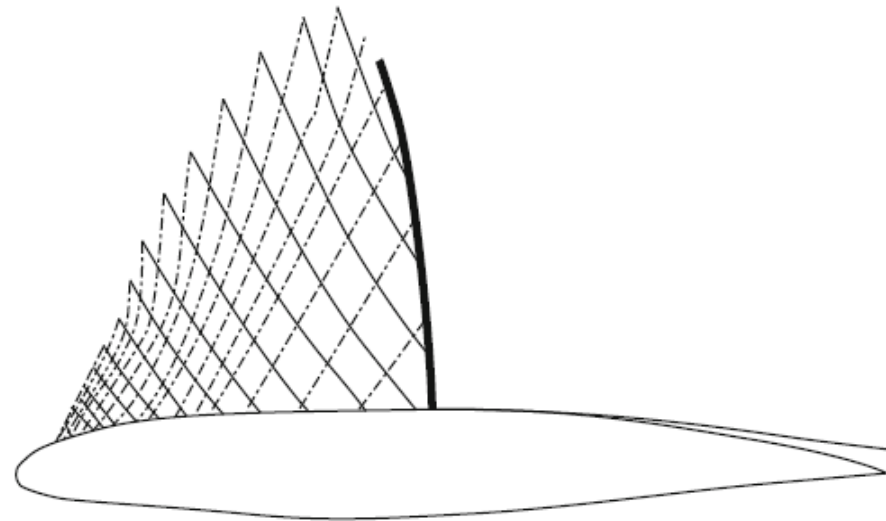
Przepływy transoniczne $M_\infty < 1.0$

W przypadku profili transonicznych można zaprojektować dystrybucję krzywizny górnej powierzchni tak aby wyeliminować lub zminimalizować występującą falę uderzeniową. W przypadku braku fali uderzeniowej w wyniku odpowiednio dobranego kształtu górnej powierzchni profilu fale zgęszczeniowe występujące w obszarze przepływu naddźwiękowego nie łączą się jedną falą uderzeniową. Jest to możliwe gdy przepływ, kształt profilu oraz kształt linii Macha są odpowiednio dobrane. W ogólnym przypadku następuje łączenie pakietu fal zgęszczeniowych w jedną falę uderzeniową kończącą obszar naddźwiękowy.

Brak fali uderzeniowej

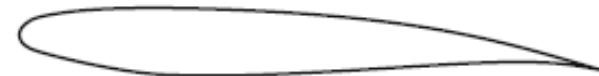
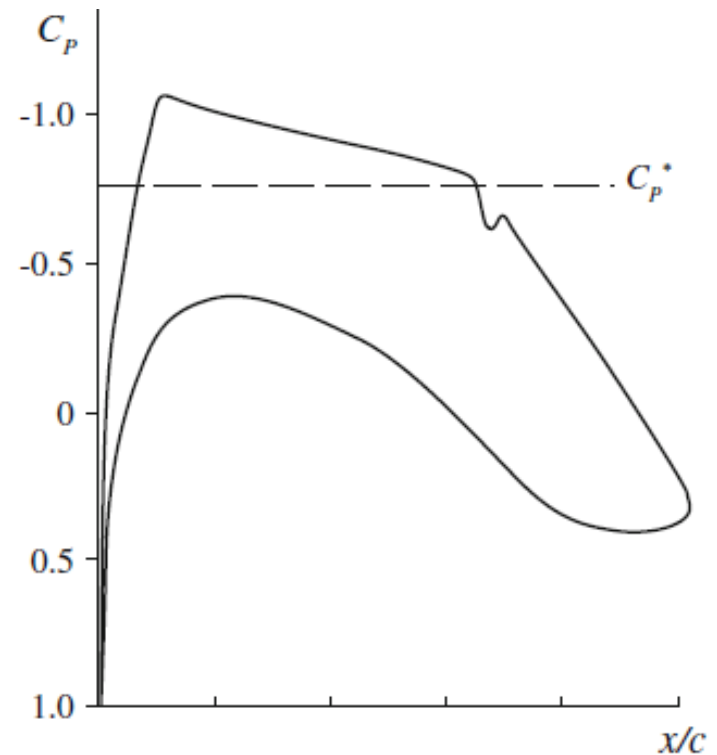
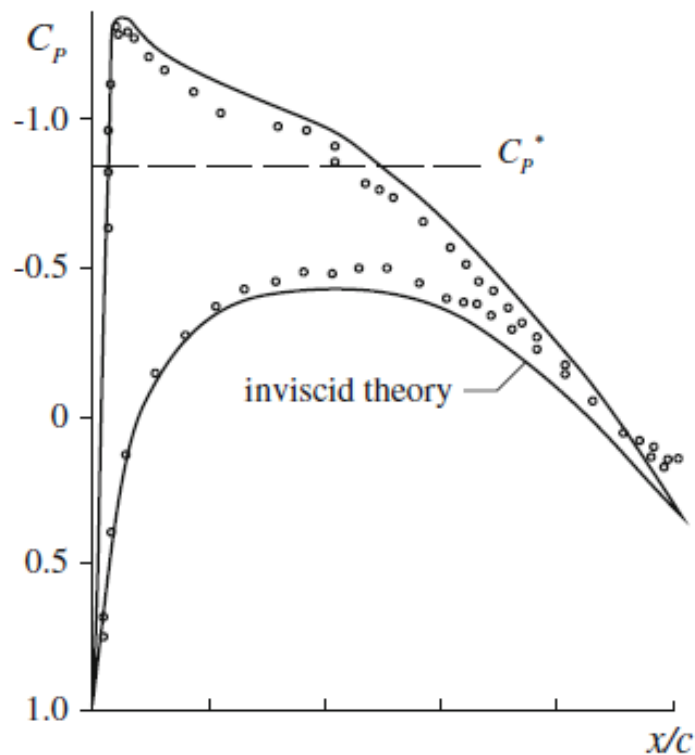


Występuje fala uderzeniowa



Przepływy transoniczne $M_\infty < 1.0$

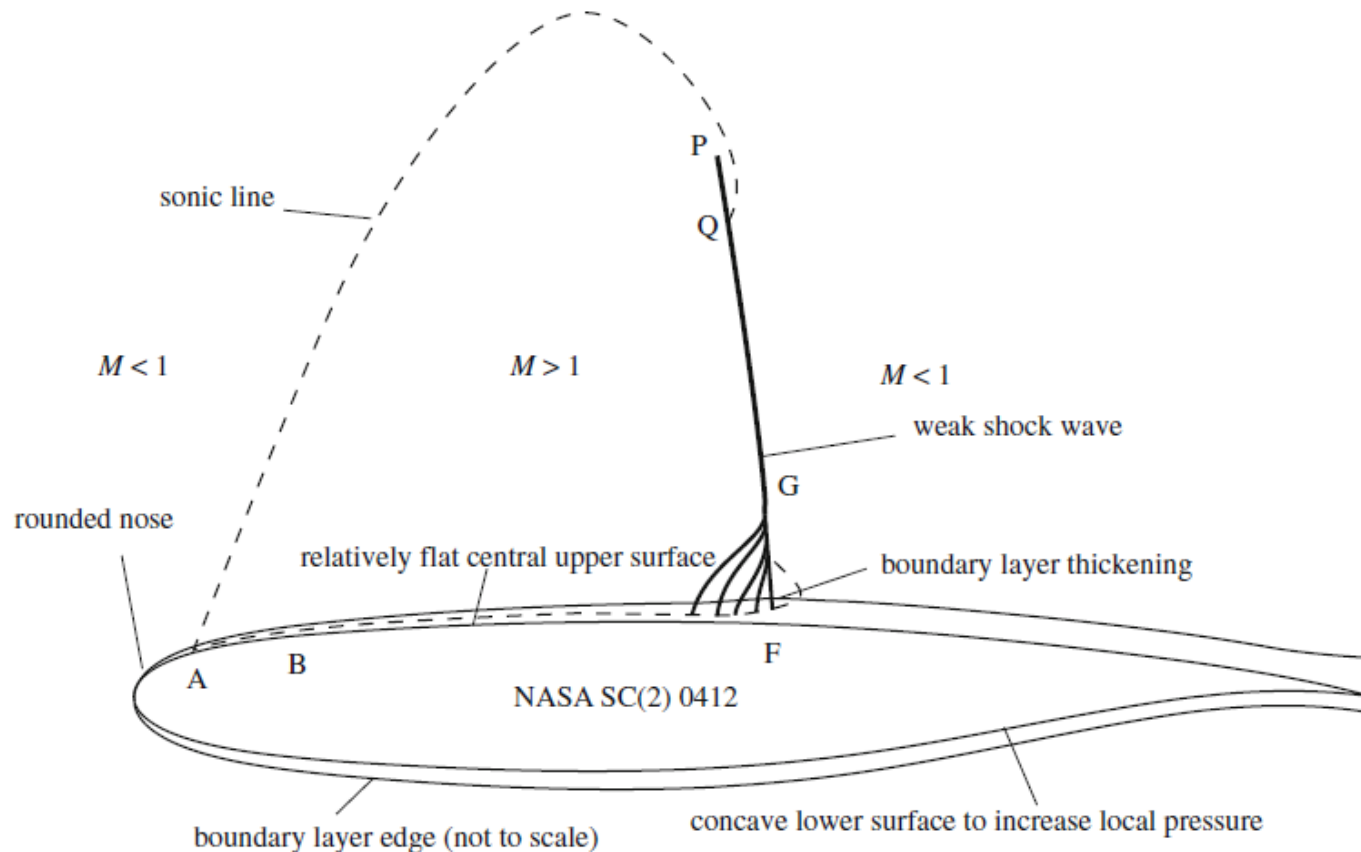
Poniżej przedstawiono rozkłady współczynnika ciśnienia dla dwóch różnych profili nadkrytycznych cechujących się brakiem fali uderzeniowej w warunkach projektowych. Rysunek po lewej stronie (Mach 0.709, $\alpha = 3^\circ$) przedstawia opływ profilu bez fali uderzeniowej, natomiast rysunek po prawej stronie (Mach 0.765, c_l 0.58) przedstawia opływ w warunkach poza projektowych z występowaniem fali uderzeniowej.



Przepływy transoniczne $M_\infty < 1.0$

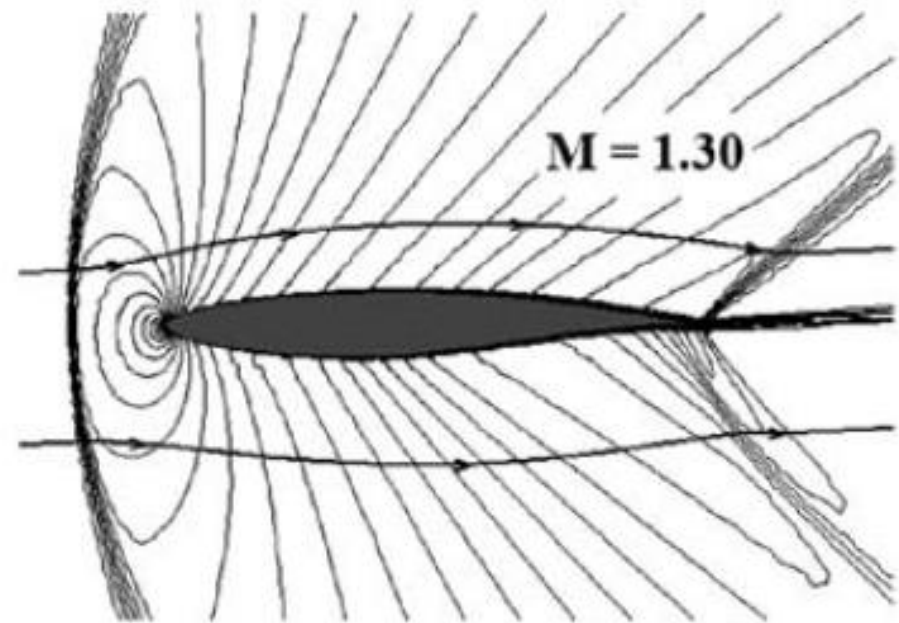
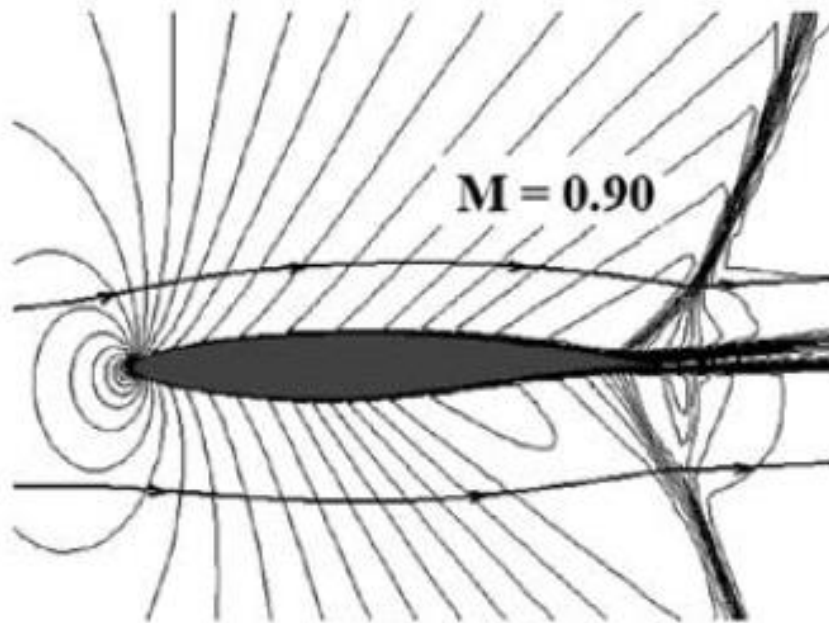
Analizy aerodynamiczne wykorzystujące model przepływu nielepkiego, jakkolwiek użyteczne, nie uwzględniają udziału w przepływie warstwy przyściennej. Opływu transonicznego profilu nadkrytycznego charakteryzuje się następującymi charakterystycznymi cechami/punktami:

P – szczyt fali uderzeniowej, znajduje się w obszarze prędkości naddźwiękowych, Q – punkt kontaktu linii Macha z falą uderzeniową, F – stopa fali uderzeniowej z widocznym pakietem fal zgęszczeniowych formujących falę uderzeniową.



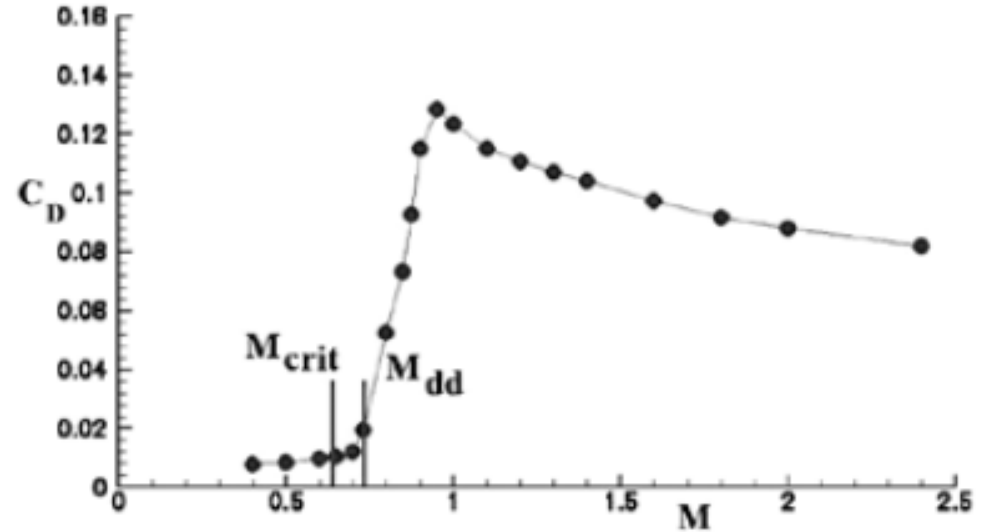
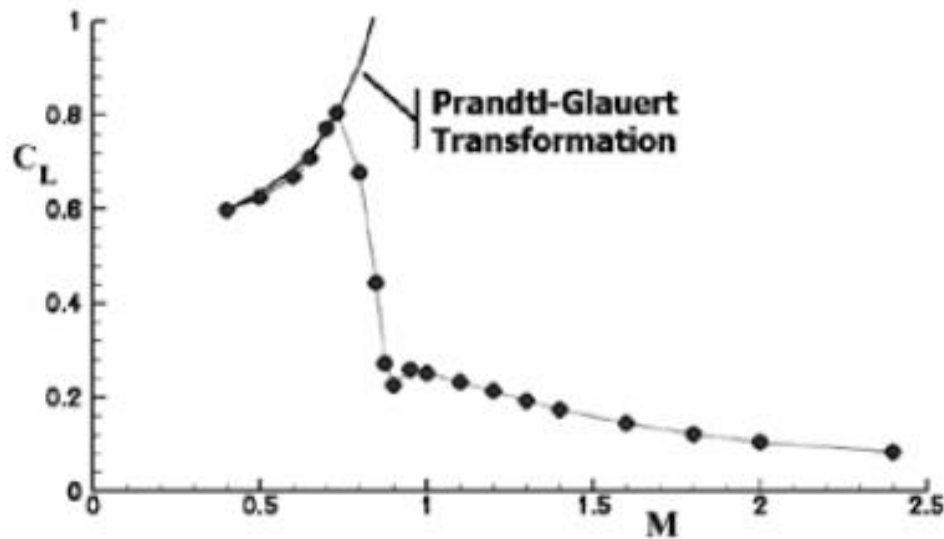
Przepływy transoniczne $M_\infty > 1.0$

W celu analizy przepływu transonicznego w zakresie $M_\infty > 1.0$, rozważmy opływ ($Re=6.5 \times 10^6$) profilu RAE 2822 ustawionego na kąt natarcia równy 2.8° . Profil RAE 2822 jest profilem nadkrytycznym. W przypadku transonicznego przepływu z liczbą Macha w wolnym napływie (M_∞) równą 0.9 (rysunek po lewej stronie) widzimy iż po obu stronach profilu (strona ssąca i ciśnieniowa) występuje przepływ naddźwiękowy, natomiast fale uderzeniowe znajdują się w okolicy krawędzi spływu. W opływie płata w zakresie $M_\infty > 1.0$ występuje dodatkowo odsunięta fala uderzeniowa przed krawędzią natarcia (rysunek po prawej stronie). Zwiększanie liczby Macha w zakresie $M_\infty > 1.0$ nie powoduje znaczącej zmiany układu fal uderzeniowych, zmniejsza się natomiast kąt nachylenia fal względem płaszczyzny góra-dół.



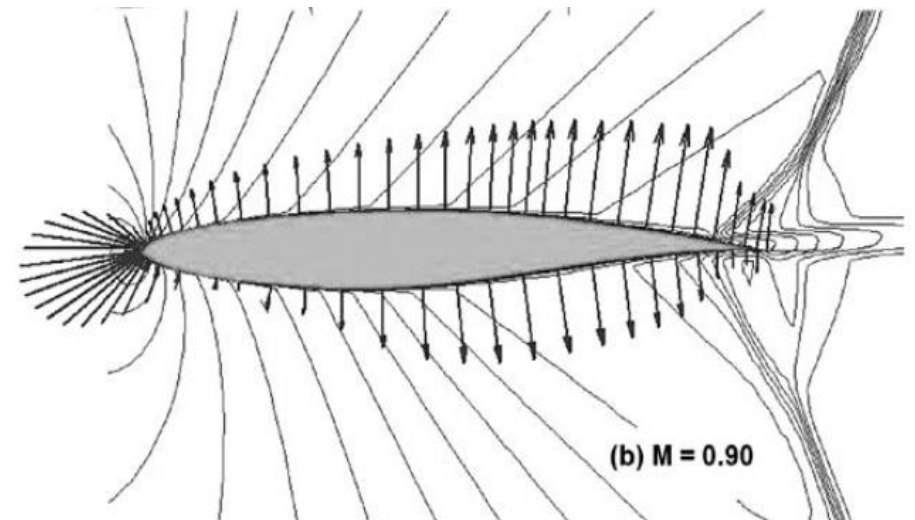
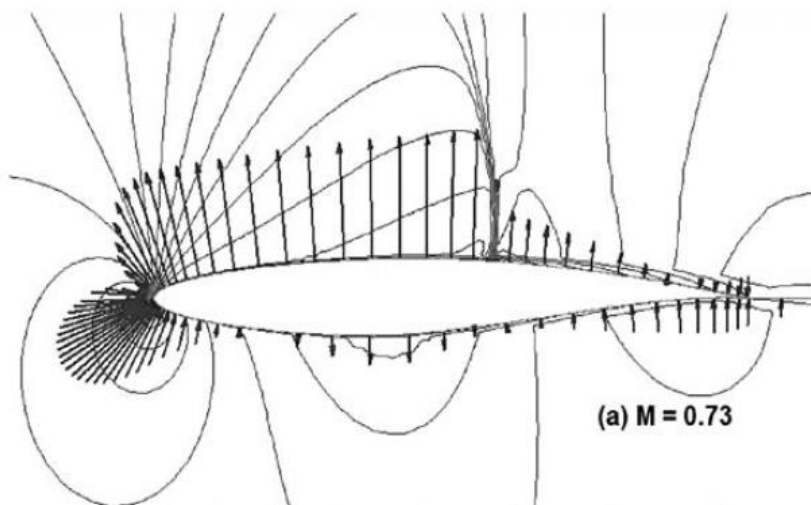
Przepływy transoniczne

Kontynuując rozważania dotyczące transonicznego opływu profilu RAE 2822, widzimy iż korekta Prandtla-Glauerta może być rzeczywiście stosowana w zakresie liczb Macha do wartości krytycznej (porównanie na rysunku po lewej stronie). Po przekroczeniu krytycznej wartości liczby Macha współczynnik siły nośnej spada gwałtownie i osiąga minimum w okolicach liczby Macha równej 0.9. Następnie nieznacznie wzrasta w okolicy liczby Macha około 1.0 po czym spada łagodnie w zakresie prędkości naddźwiękowych. Współczynnik oporu (rysunek po prawej stronie) wzrasta gwałtownie po przekroczeniu liczby Macha wzrostu oporu (drag divergence Mach number) osiągając maksimum w okolicy liczby Macha równej 1.0, następnie spada łagodnie w zakresie prędkości naddźwiękowych.



Przepływy transoniczne

Powyższe przebiegi współczynników siły nośnej i siły oporu mogą być lepiej zrozumiane analizując rozkłady współczynnika ciśnienia C_p dla liczb Macha równych odpowiednio, 0.73 i 0.9. W przypadku przepływu z liczbą Macha 0.73 widzimy wyraźnie naddźwiękowy przepływ na górnej powierzchni płata. Wartości współczynnika C_p na górnej powierzchni mają wartości ujemne, natomiast na dolnej stronie dodatnie (ujemne o niskich wartościach jedynie na niewielkim obszarze). Sytuacja wygląda inaczej dla liczby Macha 0.9. W tym zakresie prędkości, przepływ naddźwiękowy występuje zarówno na górnej jak i na dolnej powierzchni płata. Wartości współczynnika C_p przyjmują znacząco dodatnie wartości na nosku, natomiast dalej na obu stronach występują jedynie wartości ujemne. W wyniku takiego rozkładu C_p współczynnik siły nośnej c_l osiąga małe wartości (mała różnica ciśnienia dół-góra), natomiast współczynnik oporu c_d osiąga wysokie wartości.

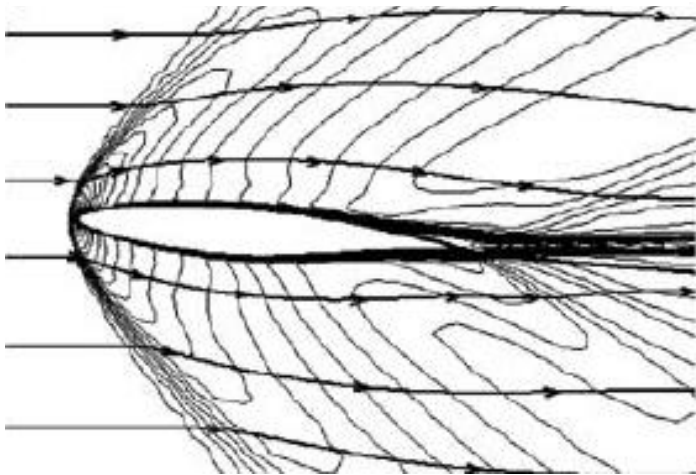


Optyw naddźwiękowy

Rozważmy optyw naddźwiękowy z liczbą Macha 2.0 i liczbą Reynoldsa 1×10^5 trzech różnych profili ustawionych na kąt natarcia równy 5° . Jak mogliśmy się spodziewać najgorsze osiągi w tym zakresie prędkości manifestuje profil transoniczny RAE 2822, współczynnik oporu jest w przybliżeniu dwukrotnie wyższych od współczynnika oporu profili naddźwiękowych. Jest to spowodowane występowaniem odsuniętej fali uderzeniowej przed krawędzią natarcia. Porównując profile naddźwiękowe, widzimy iż profil dwuwypukły ma wyższy współczynnik siły nośnej natomiast współczynnik oporu jest o około 30% wyższy niż ma to miejsce w przypadku profilu klinowego.

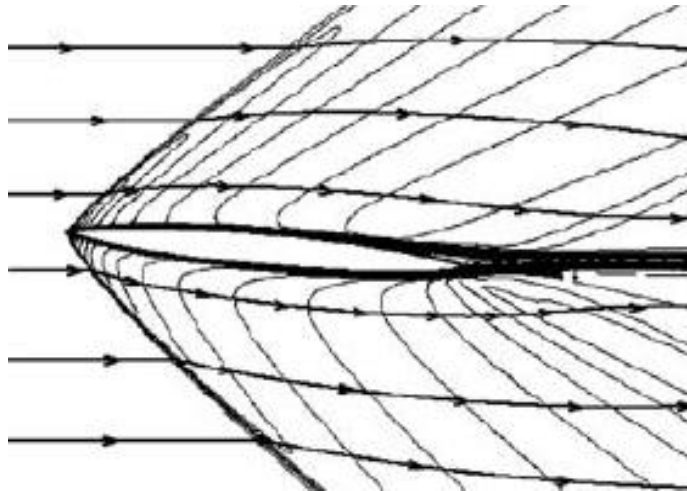
Profil RAE 2822

$$C_D = 0.100; C_L = 0.164$$
$$L/D = 1.6$$



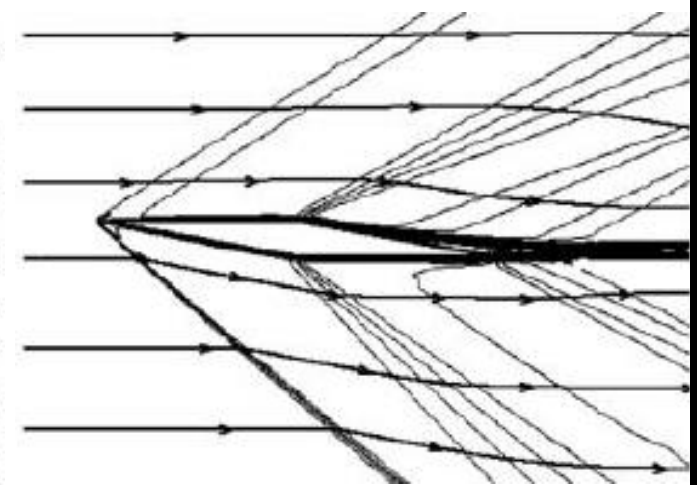
Profil dwuwypukły

$$C_D = 0.056; C_L = 0.193$$
$$L/D = 3.4$$



Profil klinowy

$$C_D = 0.0425; C_L = 0.1874$$
$$L/D = 4.4$$



Przykład obliczeń opływu naddźwiękowego

Rozważmy opływ naddźwiękowy samolotu F-16, którego skrzydła bazują na profilu NACA 64A204. Względna grubość tego profilu jest równa 4%. W tym przykładzie policzymy współczynnik siły nośnej, współczynnik oporu falowego oraz doskonałość aerodynamiczną dla lotu z liczbą Macha 1.4 przy kącie natarcia 4.6° .

Ponieważ profil jest profilem cienkim (4%), możemy z całą pewnością przybliżyć opływ takiego profilu opływem płaskiej płytki. Dodatkowo, prędkość lotu jest w zakresie typowego przepływu naddźwiękowego przy niewielkim kącie natarcia, w związku z tym przepływ możemy modelować jako zlinearyzowany przepływ naddźwiękowy. W związku z tym współczynniki aerodynamiczne wyznaczmy z następujących zależności. Współczynnik siły nośnej:

$$c_l = \frac{4\alpha}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} = \frac{4(0.08029)}{\sqrt{1.4^2 - 1}} = 0.3278$$

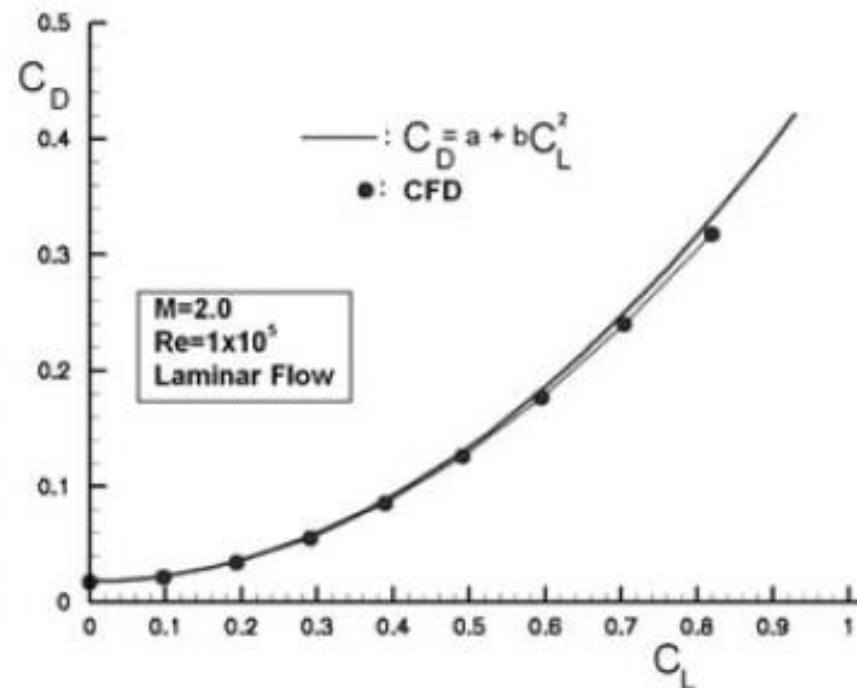
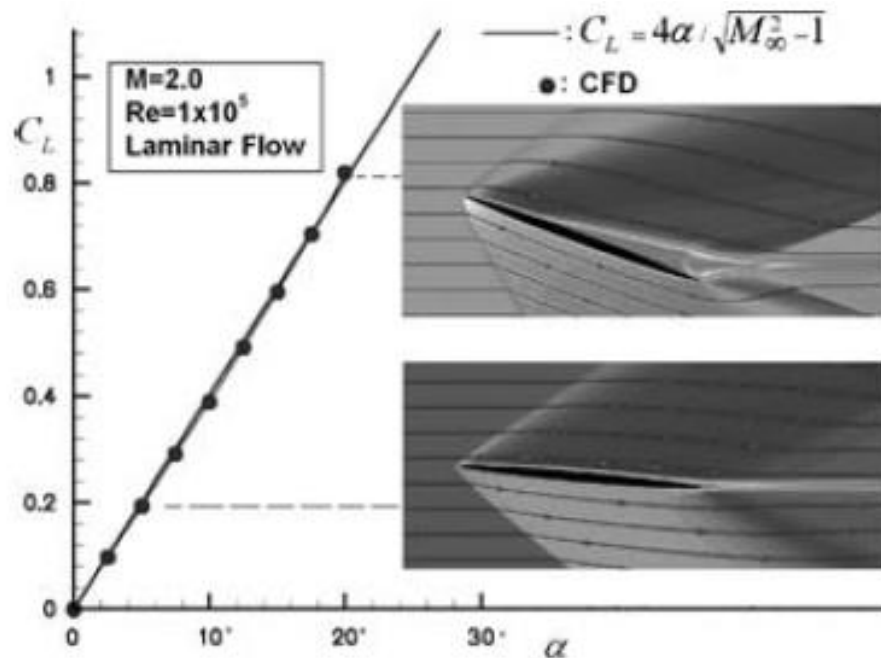
Współczynnik oporu falowego

$$c_{d_w} = \frac{4\alpha^2}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} = c_l \alpha = 0.0263$$

oraz doskonałość aerodynamiczna:

$$\frac{c_l}{c_{d_w}} = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{0.08029} = 12.45$$

W celu sprawdzenia wyników uzyskanych z rozwiązania zlinearyzowany potencjału, przeanalizujemy przypadek opływu dwuwypukłego profilu o grubości względnej 4%, Liczba Macha jest równa 2.0, natomiast liczba Reynoldsa jest równa 1×10^5 . Porównując współczynniki aerodynamiczne wyznaczone analitycznie i numerycznie (RANS-CFD) widzimy bardzo dobre zgodności. Zgodności na wysokim poziomie utrzymują się nawet w zakresie kątów około 20° (w zakresie wysokich kątów natarcia spodziewalibyśmy się raczej istotnych rozbieżności)



Aby zrozumieć skąd tak dobre zgodności w zakresie wysokich kątów przeanalizujemy rozkłady współczynnika ciśnienia C_p dla kąta natarcia równego 5° oraz 20° . W przypadku małych kątów natarcia zgodności między rozwiązaniem analitycznym a numerycznym jest bardzo dobra w odniesieniu do wartości bezwzględnych, poza krawędzią natarcia i spływu widzimy istotne rozbieżności. Dla wysokich kątów natarcia pomimo znacznych rozbieżności w wartościach bezwzględnych widzimy dość dobrą zgodności w odniesieniu do rozmiaru pola zakreślonego przez krzywe ciśnienia na dolnej i górnej powierzchni płata. Ponadto, zgodnie z pokazanym poniżej rozkładem współczynnika ciśnienia dla kąta natarcia równego 20° widzimy iż w przypadku opływów naddźwiękowych strona ciśnieniowa jest stroną płata na której generowana jest głównie siła nośna.

