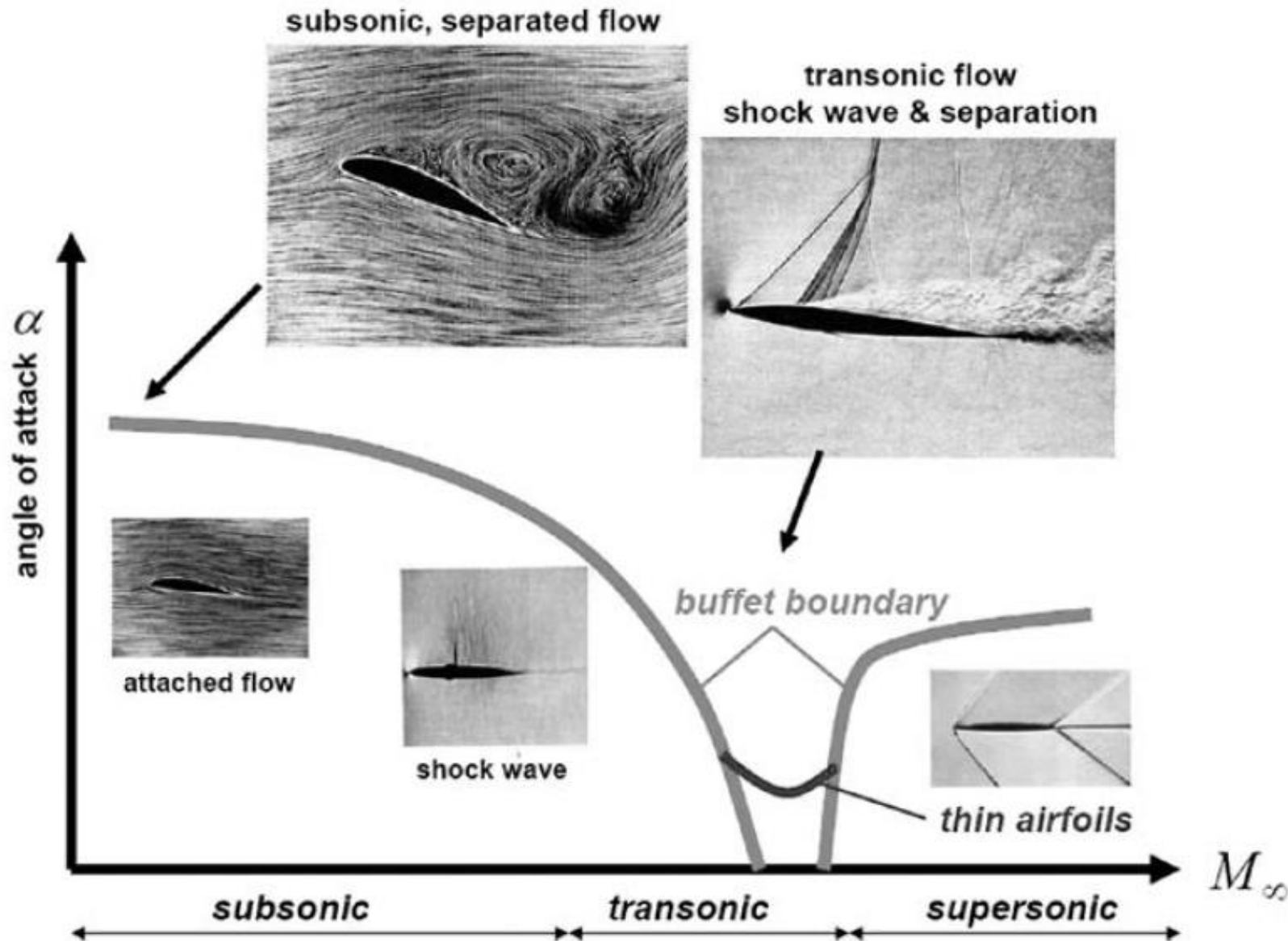


AERODYNAMIKA 2

WYKŁAD 4

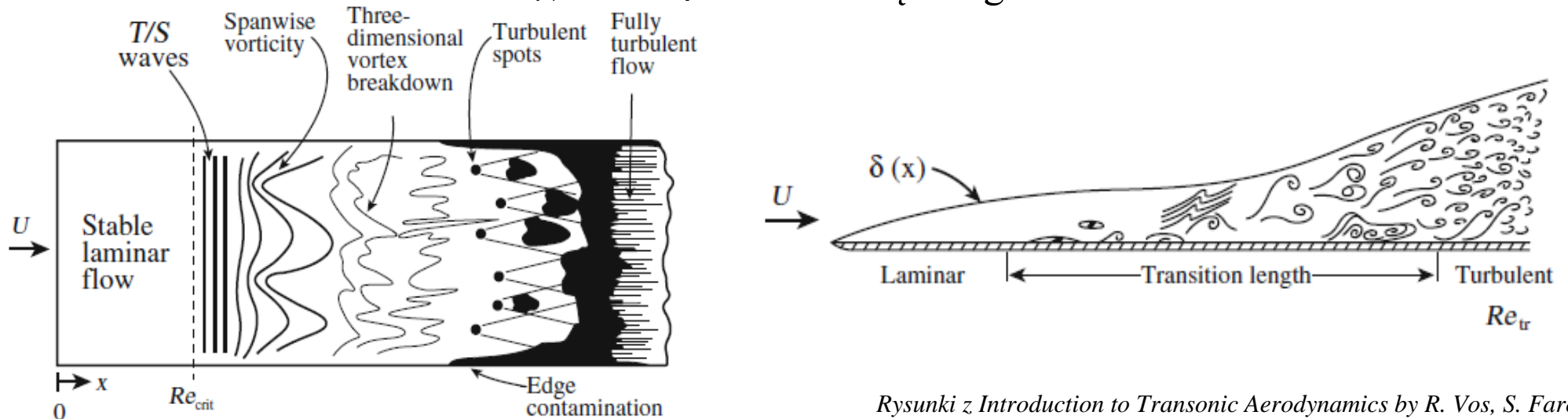
TYPOWE ZACHOWANIA/ZJAWISKA AERODYNAMICZNE

Typowe zachowania aerodynamiczne



Przejęcie laminarno-turbulentne w warstwie przyściennej

Rozważmy opływ płaskiej płytki na której laminarna warstwa przysciana przechodzi w warstwę turbulentną (rysunek z lewej – widok z góry, rysunek z prawej – widok z boku). Pierwszym etapem przejścia L-T jest pojawienie się fal Tollmiena-Schlichtinga (T-S waves). Fale tego typu są niestabilne w związku z tym ich amplituda wzrasta wykładniczo przemieszczając się zgodnie z kierunkiem przepływu. Następnie fale T-S przechodzą w niestabilne postacie wirowości charakteryzujące się podłużnym kształtem. Tego typu twory wirowe rozpadają się następnie w mniejsze postacie. Wygenerowane w ten sposób fluktuacje w warstwie przyściennej mają przypadkowy przebieg zarówno w przestrzeni jak i w czasie. Następnie, również przypadkowo, pojawiają się punktowe obszary turbulentne (turbulent spots). Przemierzające się z przepływem punktowe obszary turbulentne łącząc się przechodzą w przepływ w pełni turbulentny. Amplitudy fal T-S są wzmacnianie bądź tłumione w zależności od gradientu ciśnienia statycznego. Ujemny gradient prowadzi do redukcji wzmocnienia natomiast dodatni gradient prowadzi do większego wzmocnienia.

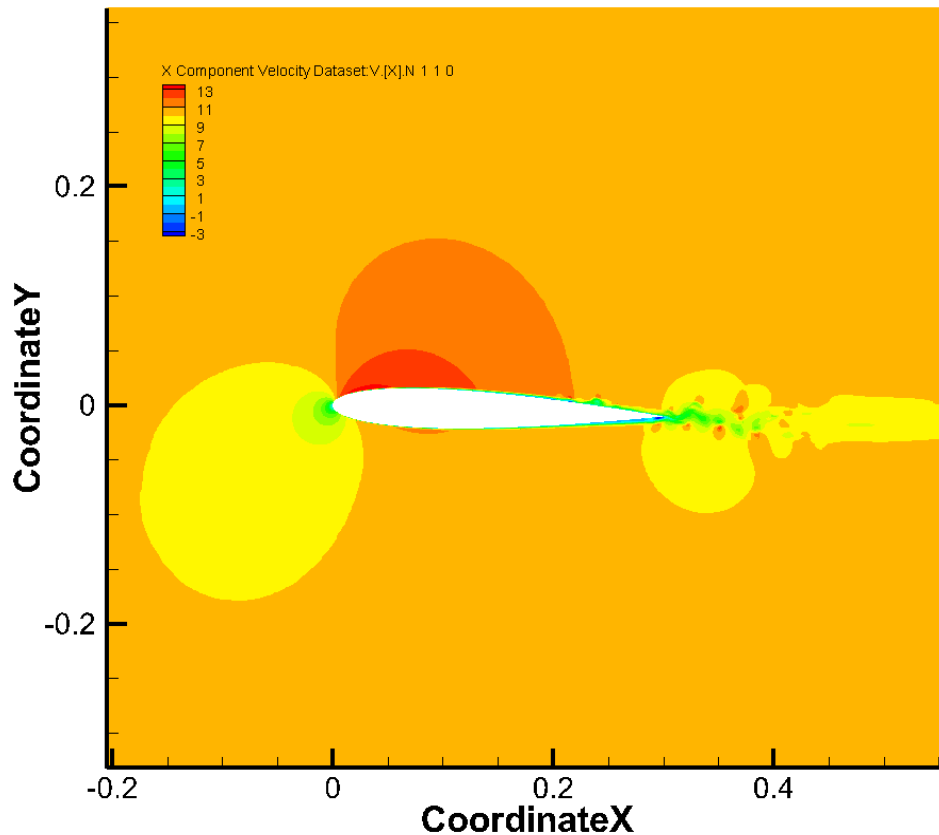


Rysunki z *Introduction to Transonic Aerodynamics* by R. Vos, S. Farokhi

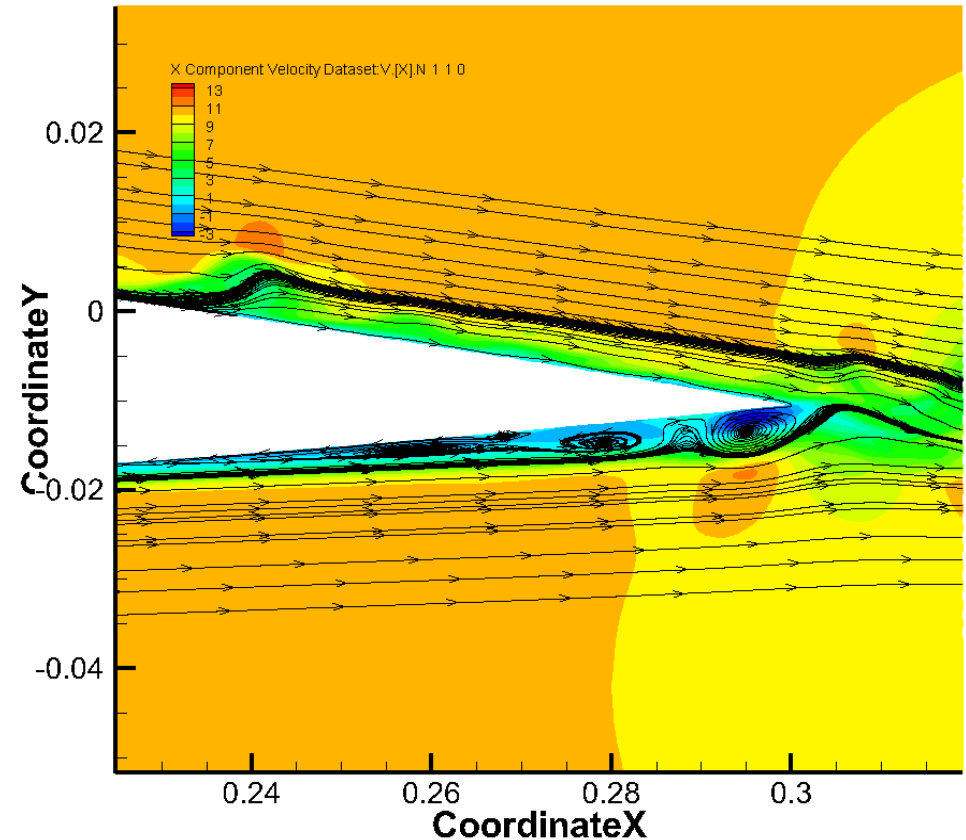
Przejście laminarno-turbulentne w warstwie przyściennej

Poniżej zostały przedstawione wyniki z symulacji DNS (Direct Numerical Simulation) opływu profilu NACA 0012. Profil znajduje się w jednorodnym napływie o prędkości równej 10m/s, kąt natarcia jest równy 2°. Liczba Reynoldsa wynosi około 200000.

Składowa osiowa wektora prędkości

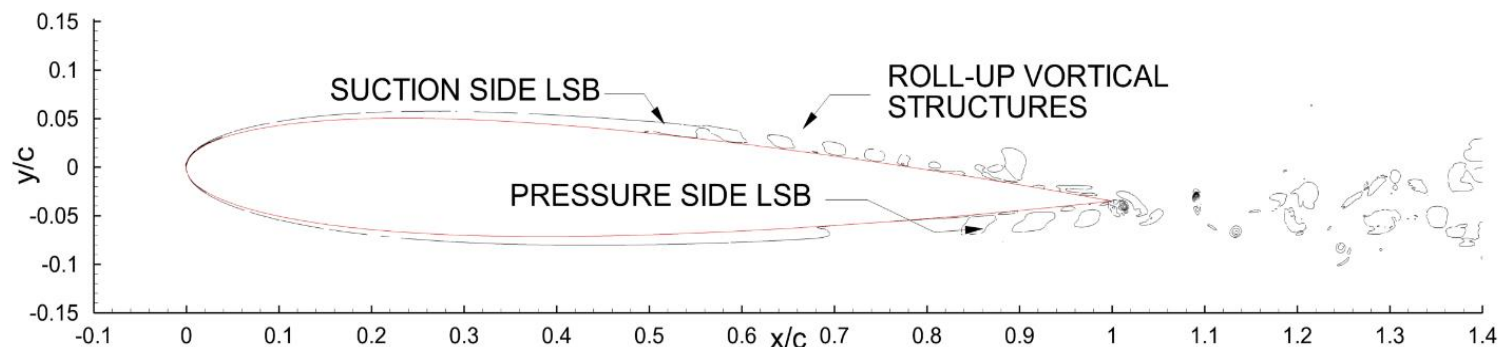
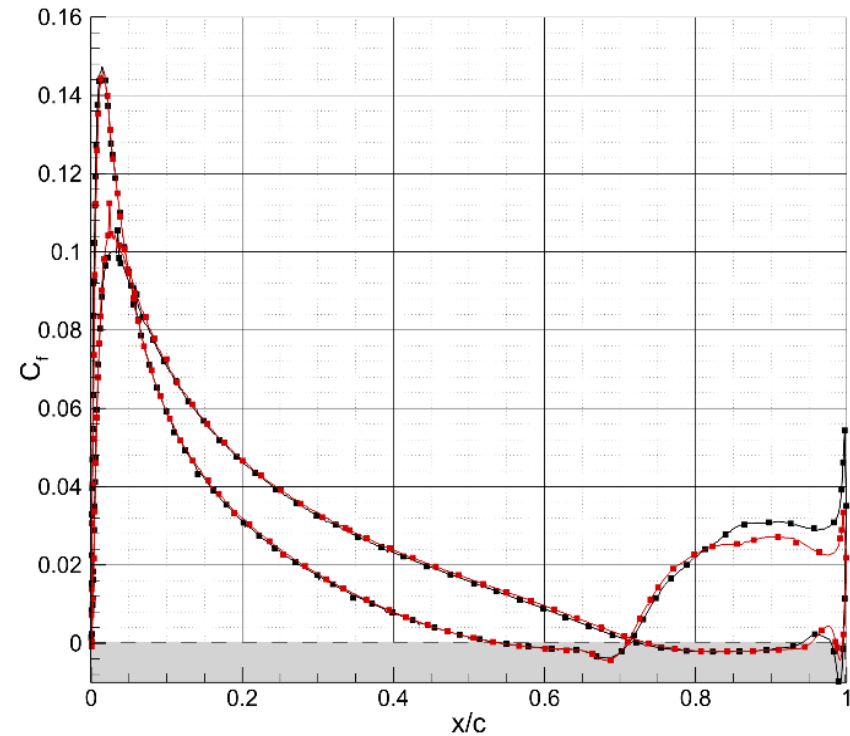
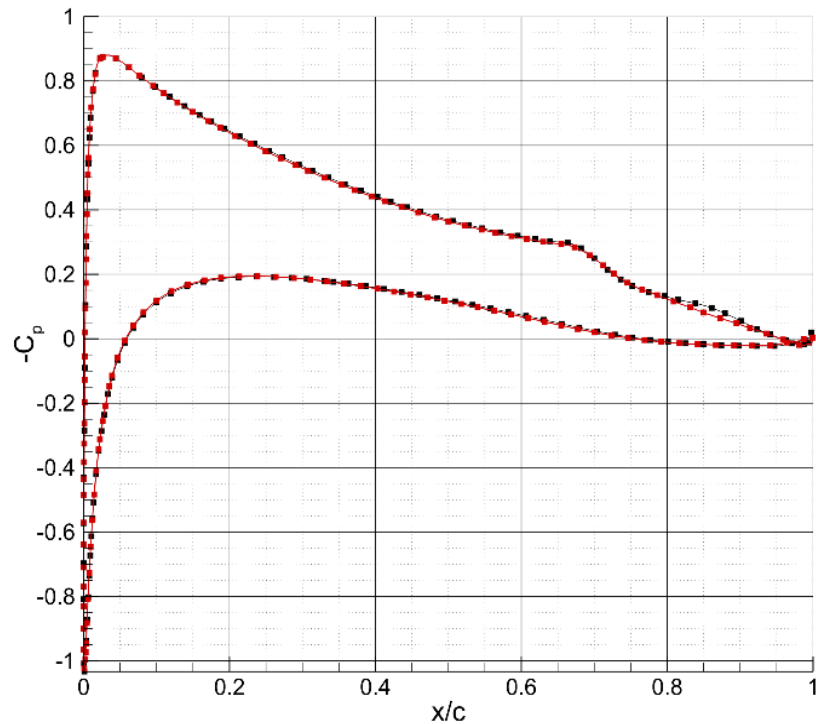


Składowa osiowa wektora prędkości i linie prądu



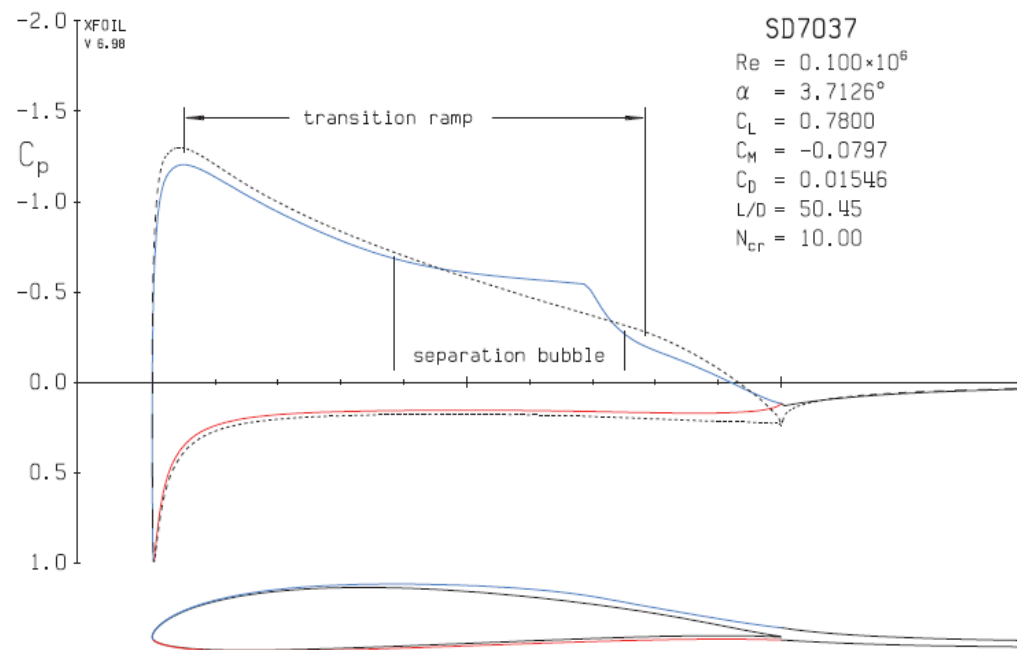
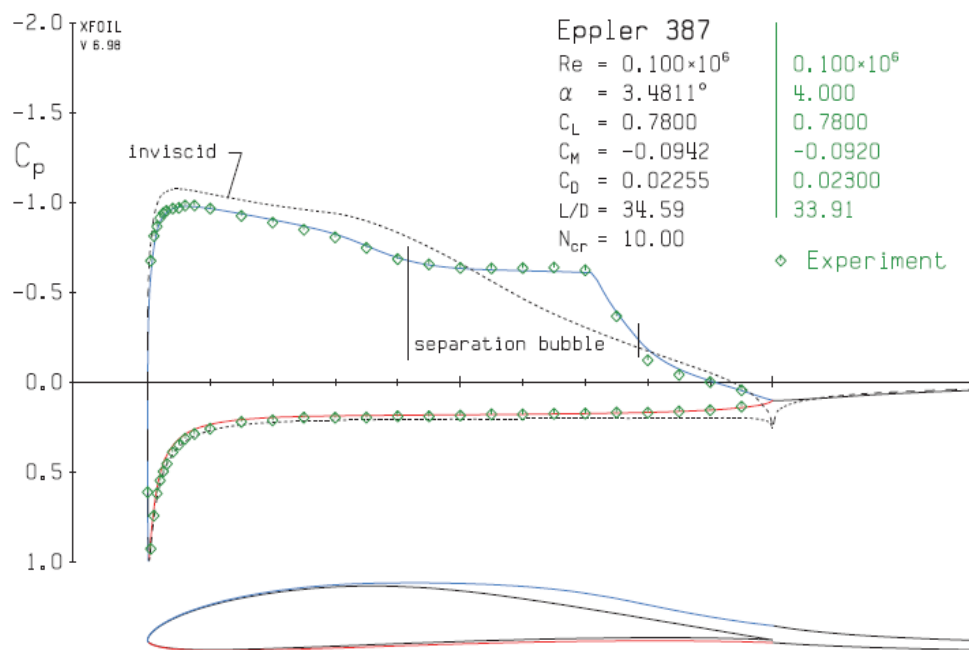
Przejście laminarno-turbulentne w warstwie przyściennej

Poniżej zostały przedstawione wyniki z symulacji DNS (Direct Numerical Simulation) opływu profilu NACA 0012. Profil znajduje się w jednorodnym napływie o prędkości równej 10m/s, kąt natarcia jest równy 2°. Liczba Reynoldsa wynosi około 200000.



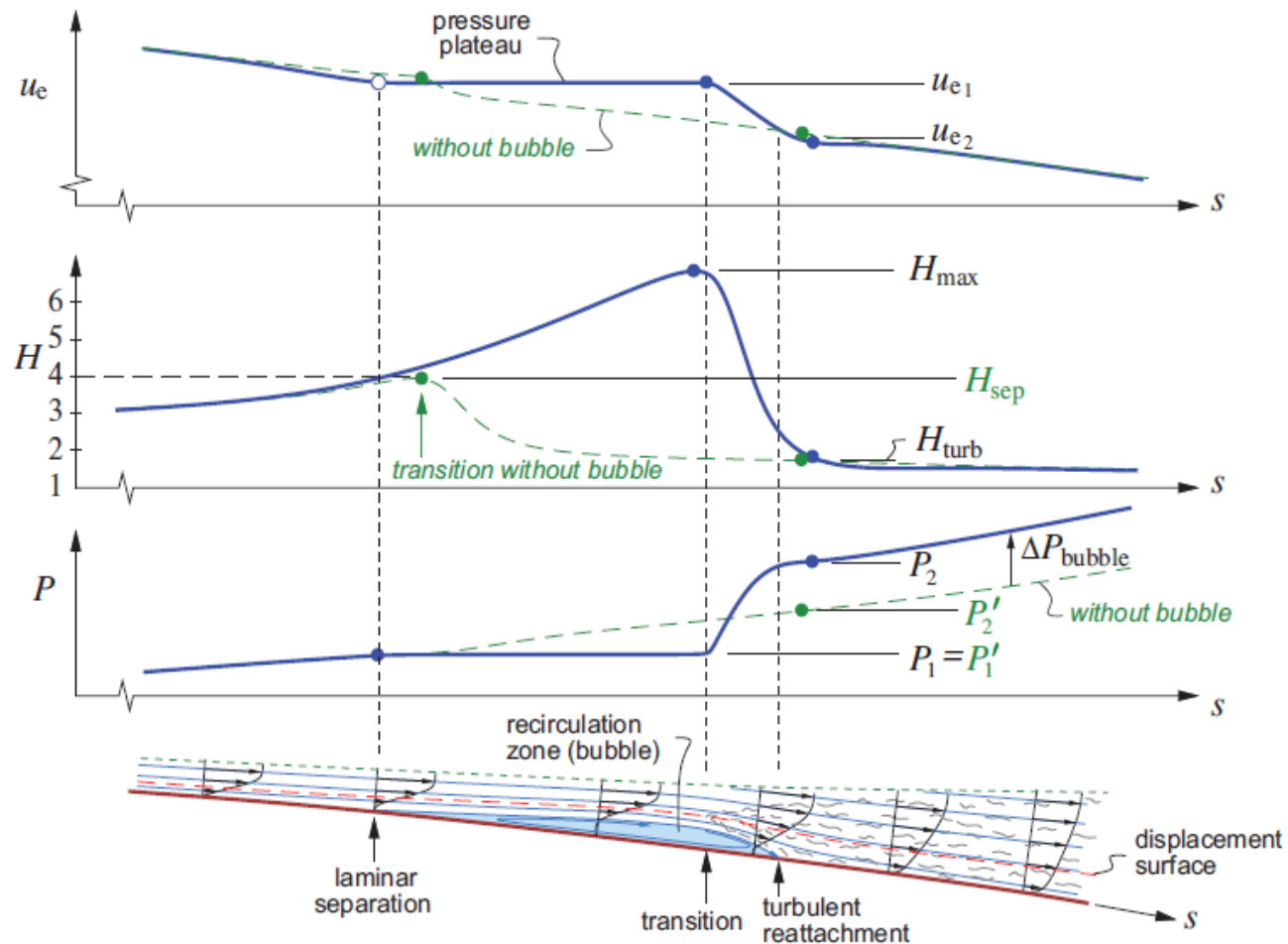
Przejście laminarno-turbulentne z bąblem laminarnym

Przeanalizujemy rozkłady współczynnika ciśnienia dwóch profili Eppler 387 (rysunek po lewej) oraz SD7037 (rysunek po prawej). W obu przypadkach liczba Reynoldsa jest równa 10^5 , natomiast w celu osiągnięcia współczynnika siły nośnej 0.78 kąty natarcie nieco się różnią. W przypadku profilu SD7037 widzimy zdecydowanie łagodniejszy przebieg niekorzystnego gradientu ciśnienia. W związku z tym skokowy wzrost współczynnika C_p między przejściem laminarno-turbulentnym a punktem ponownego przyłgnięcia jest znacznie mniejszy dla profilu SD7037.



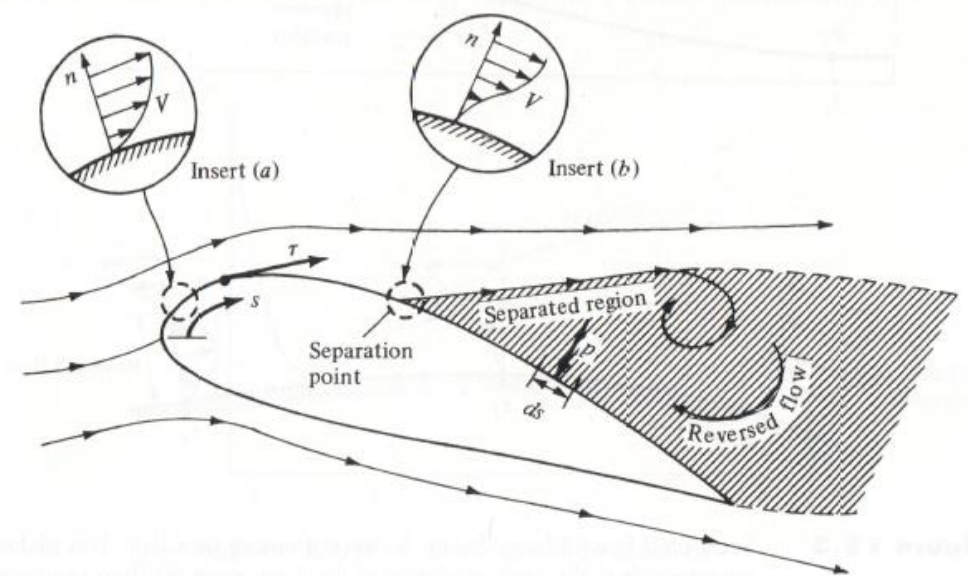
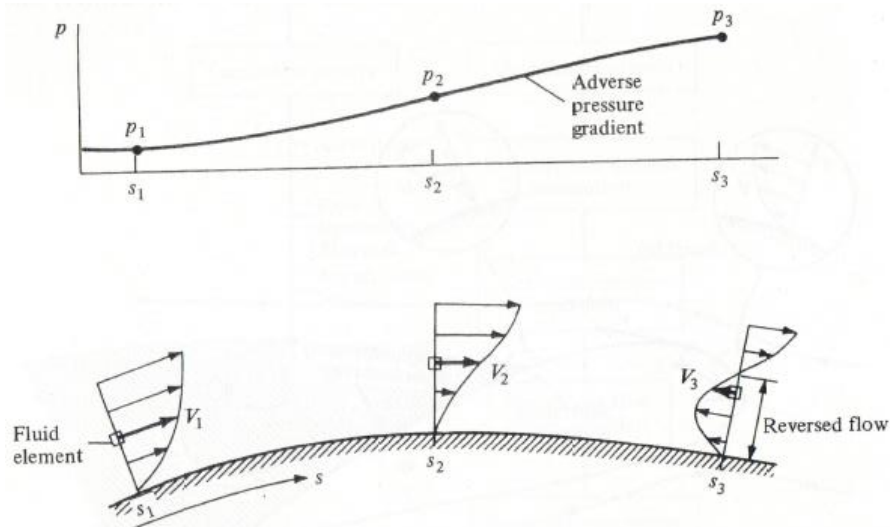
Przejście laminarno-turbulentne z/bez bąbla laminarnego

Rozważmy dwa możliwe warianty przejścia laminarno-turbulentnego, tj. przejście bez bąbla laminarnego oraz przejście z bąblem laminarnym. Poniżej przedstawiono przebiegi prędkości na brzegu warstwy przyściennej, straty momentu (ang. momentum defect), $P = \rho_e u_e^2 \theta$ oraz współczynnika kształtu dla obu wariantów przejścia L-T.



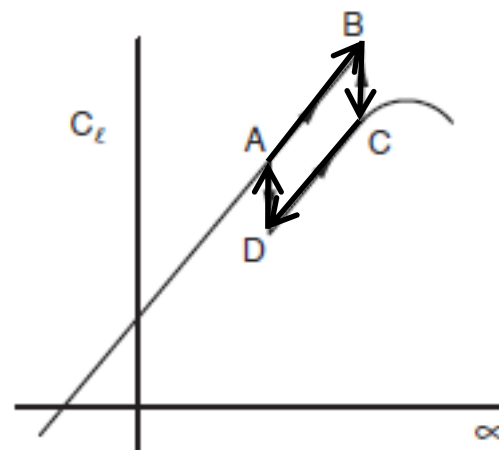
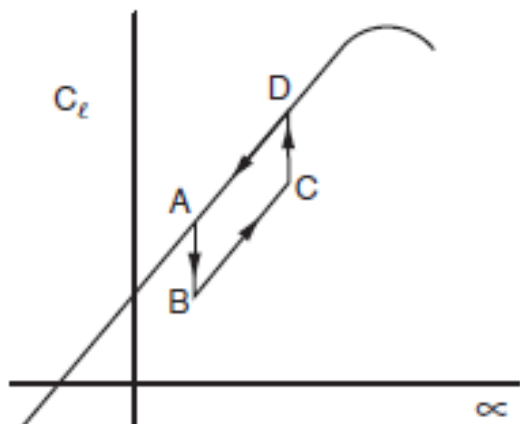
Oderwanie warstwy przyściennej w przepływie poddźwiękowym

W przypadku opływu lepkiego prędkość na ścianie jest równa zero (ang. no-slip condition) w związku z tym występują naprężenia ścinające (τ) w warstwie przyściennej. W związku z tym warstwa przycienna charakteryzuje się typowym profilem składowej stycznej prędkości. W przypadku gdy występuje dodatni gradient ciśnienia w kierunku stycznym opływanej powierzchni, tj. ($p_1 < p_2 < p_3$), poruszające się cząsteczki są dodatkowo spowalniane wskutek pracy od ciśnienia. W wyniku niekorzystnego rozkładu ciśnienia (dodatni gradient) cząsteczki w bliskim sąsiedztwie ściany najpierw zupełnie wyhamowują, aby następnie wskutek dalszego wzrostu ciśnienia poruszać się lokalnie w przeciwnym kierunku do opływu. Miejsce w przepływie gdzie gradient prędkości na ścianie w kierunku normalnym zmienia znak z dodatniego na ujemny ($\frac{\partial V}{\partial n} = 0$) jest określany jako punkt oderwania.



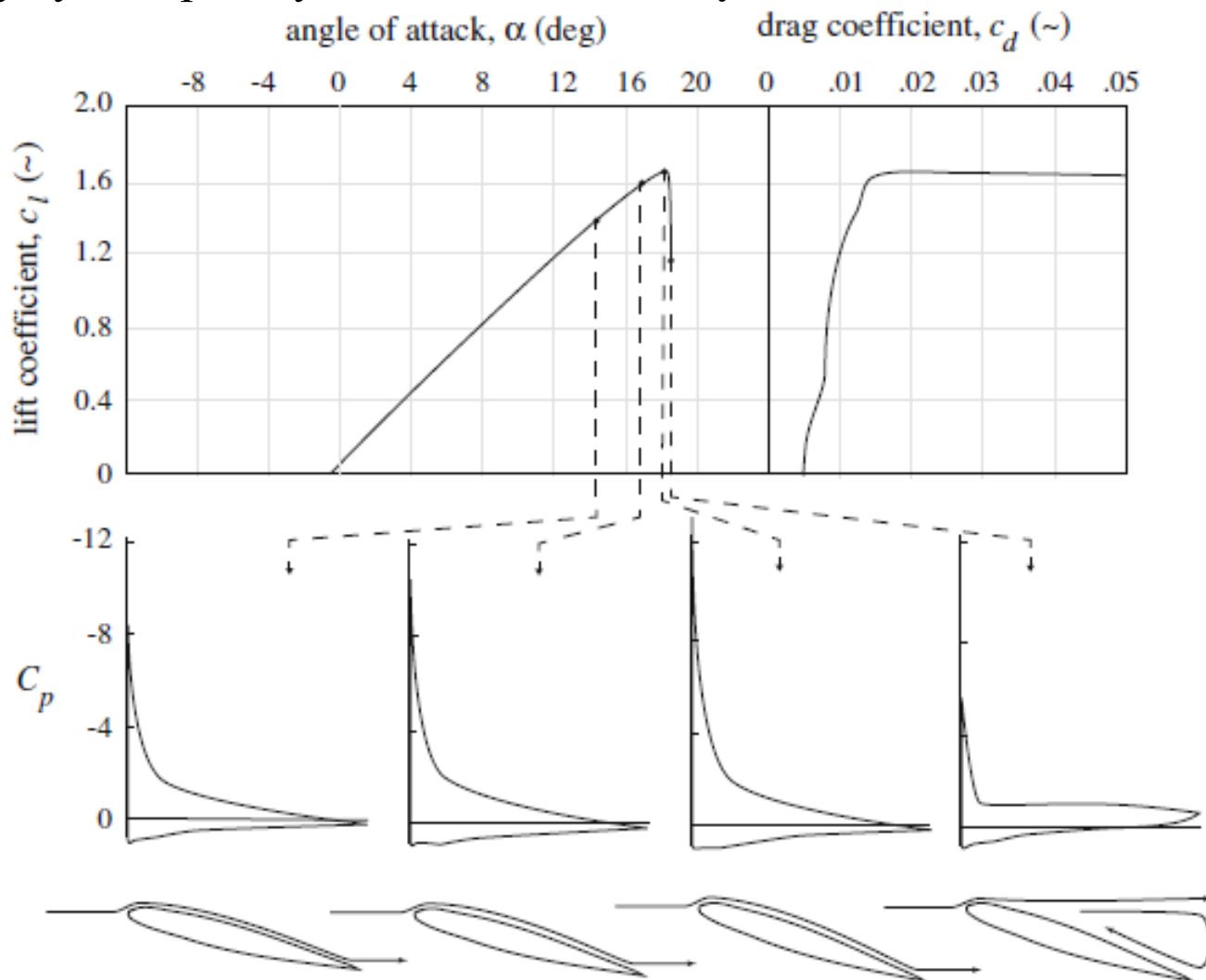
Przecignięcie z pętlą histerezy

W większości profili lotniczych wartość współczynnika siły nośnej od kąta jest jednoznacznie określona. Niemniej jednak w niektórych przypadkach występuje tzw. pętla histerezy. Poniżej przedstawiona dwa najczęściej występujące warianty pętli histerezy. W przypadku pokazanym po lewej stronie pętla histerezy ma kierunek przeciwny do ruchu wskazówek zegara. W punkcie A pojawia się bąbel laminarny w okolicy środka cięciwy co prowadzi o redukcji siły nośnej i przejścia do punktu B. Następnie zwiększanie kąta natarcia prowadzi do przesuwania się przejścia L-T w kierunku krawędzi natarcia (punkt C), aż do zniknięcia bąbla laminarnego punkt D. W przebiegu zilustrowanym po prawej stronie, występuje natomiast pętla histerezy w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara. W tym wariacie krótki bąbel laminarny pojawia się w pobliżu krawędzi natarcia (punkt A), następnie wraz ze zwiększaniem kąta natarcia staje się coraz masywniejszy (punkt B), co prowadzi do oderwania od strony krawędzi spływu (punkt C). W wyniku tego punkt spiętrzenia przesuwa po dolnej stronie profilu w stronę noska co skutkuje niższym współczynnikiem siły nośnej przy zmniejszaniu kąta natarcia. Następnie dochodzi do ponownego przyłgnięcia warstwy przyściennej – punkt D.



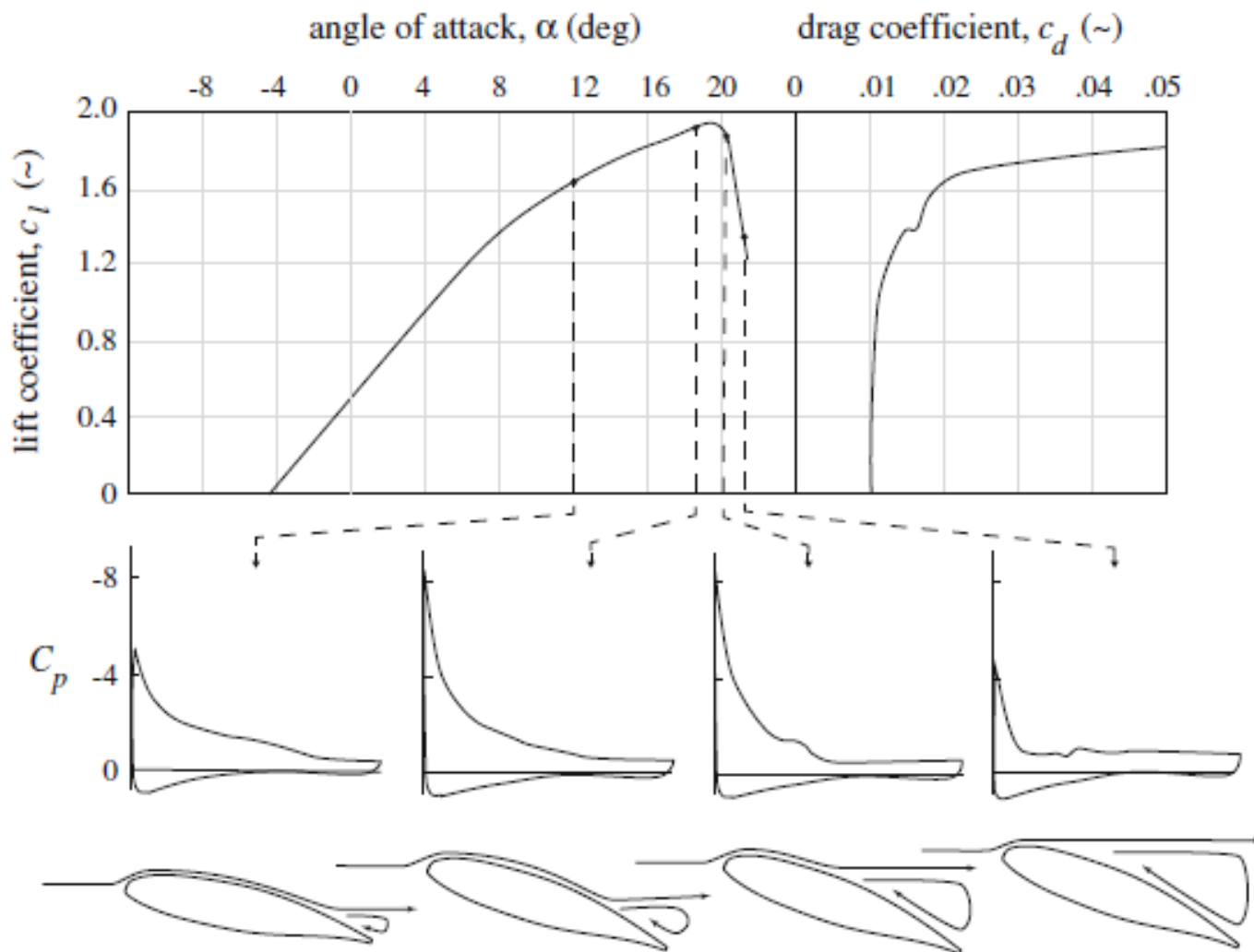
Przeciągnięcie przy małych prędkościach: krawędź natarcia

Rozważmy przypadek przeciągnięcia z początkiem oderwania od krawędzi natarcia. W przepływie o następujących parametrach, $M=0.17$, $Re=4.0 \times 10^6$ mamy profil o grubości względnej 10%. Poniżej zostały pokazane przebiegi współczynnika siły nośnej, biegunowa, oraz charakterystyczne punkty w odniesieniu do kąta natarcia.



Przecignięcie przy małych prędkościach: krawędź spływu

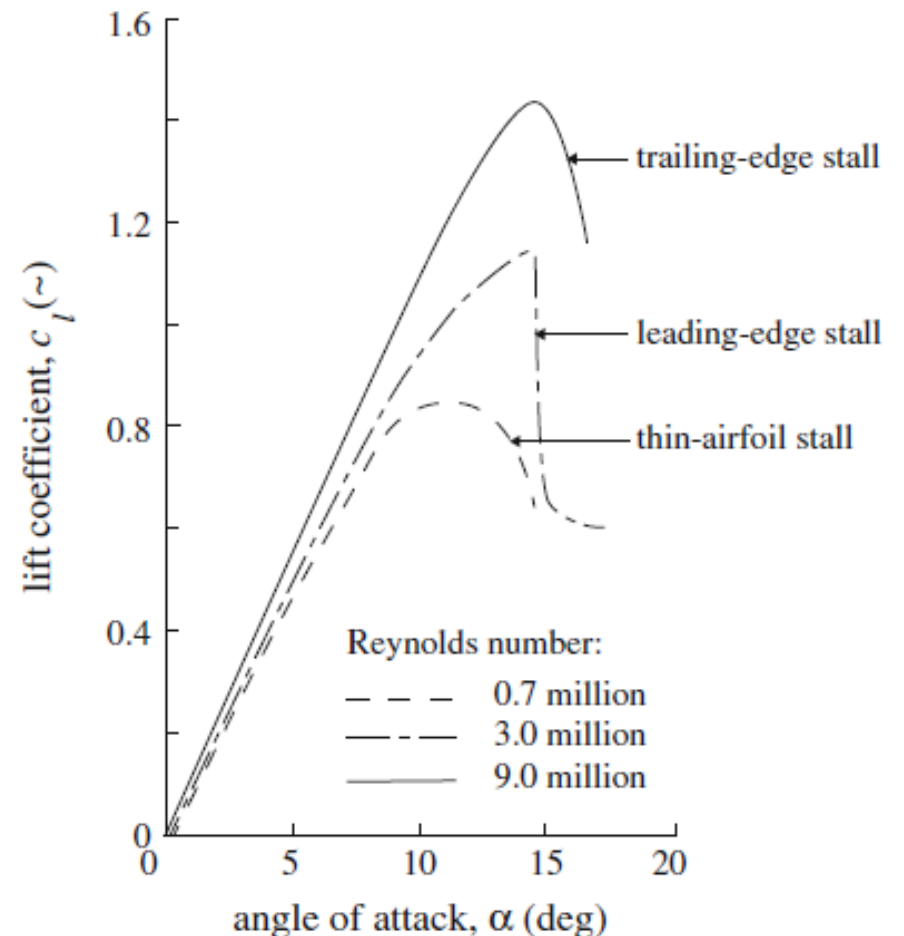
Przecignięcie z początkiem oderwania od krawędzi spływu przebiega zdecydowanie łagodniej. W przepływie o następujących parametrach, $M=0.15$, $Re=6.3 \times 10^6$ mamy profil o grubości względnej 10%. Poniżej zostały pokazane przebiegi współczynnika siły nośnej, biegunowa, oraz charakterystyczne punkty w odniesieniu do kąta natarcia.



Wpływ liczby Reynoldsa na przebieg przecignięcia

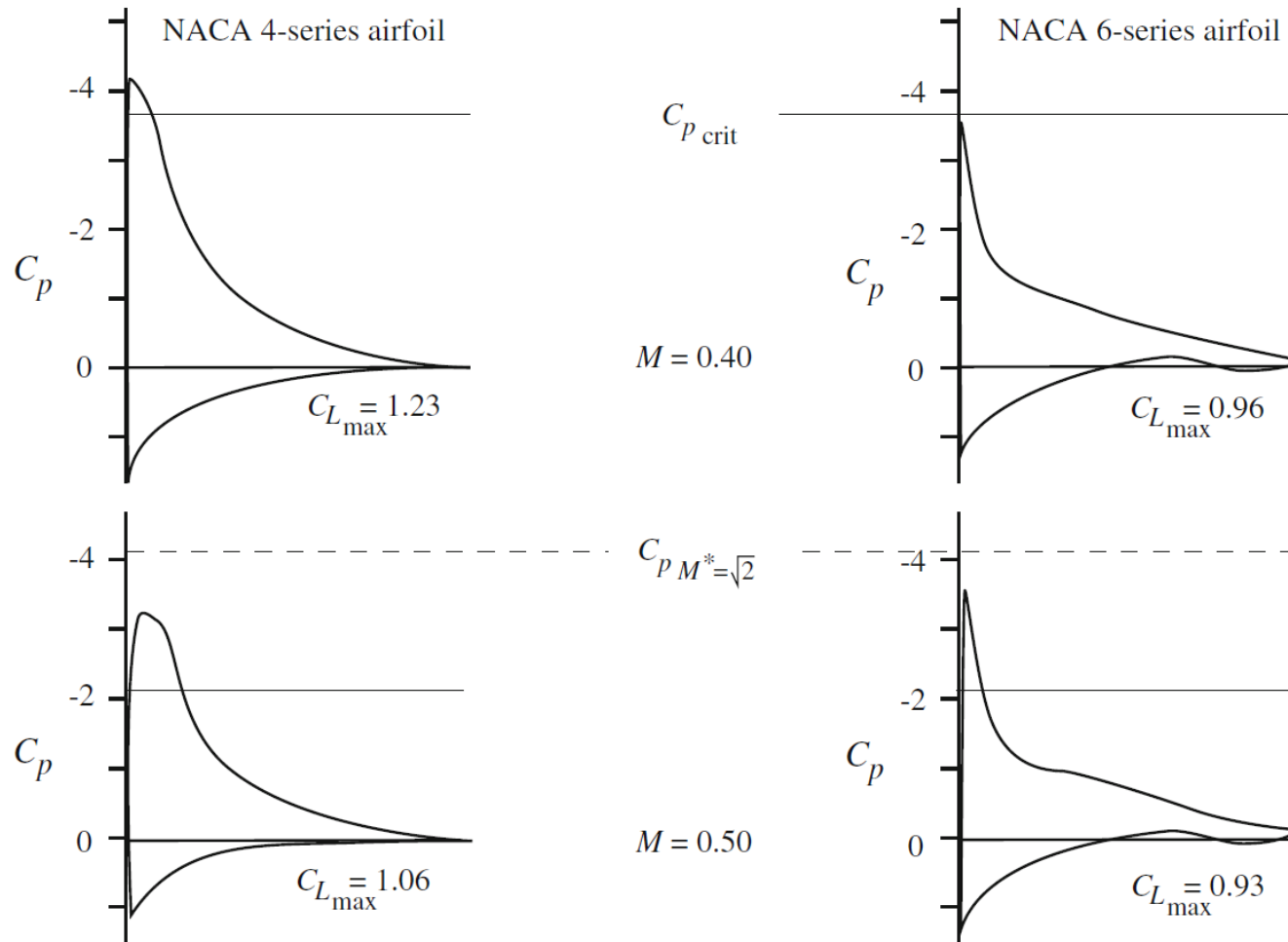
Jak wiemy, zwiększanie liczby Reynoldsa wiąże się z wyższą maksymalną wartością współczynnika siły nośnej (cieńsza warstwa przyscienna pozostaje dłużej stabilna, będąc pod oddziaływaniem niekorzystnego rozkładu gradientu ciśnienia). Jeśli natomiast pod uwagę weźmiemy przebieg przecignięcia, liczba Reynoldsa ma również kluczowe znaczenie ponieważ miejsce i charakter przejścia L-T zmienia się w zależności od liczby Reynoldsa.

Jak pokazano na wykresie po prawej, rozważając trzy wartości liczby Reynoldsa widzimy trzy różne zachowania w zakresie kątów około kąta przecignięcia. W zakresie stosunkowo niskich liczb Reynoldsa profil NACA 64₁-012, który nie jest cienkim profilem zachowuje się jak cienki profil. W zakresie wyższych liczb Reynoldsa przejście L-T przesuwa się w stronę krawędzi natarcia, tuż za punktem minimalnego ciśnienia. Dalsze podnoszenie liczby Reynoldsa przesuwa miejsce przejścia L-T jeszcze bardziej w kierunku krawędzi natarcia, co powoduje znaczną redukcję (jeśli występują) bąbla laminarnego. W związku z tym warstwa odrywa się przy znacznie wyższych kątach natarcia.

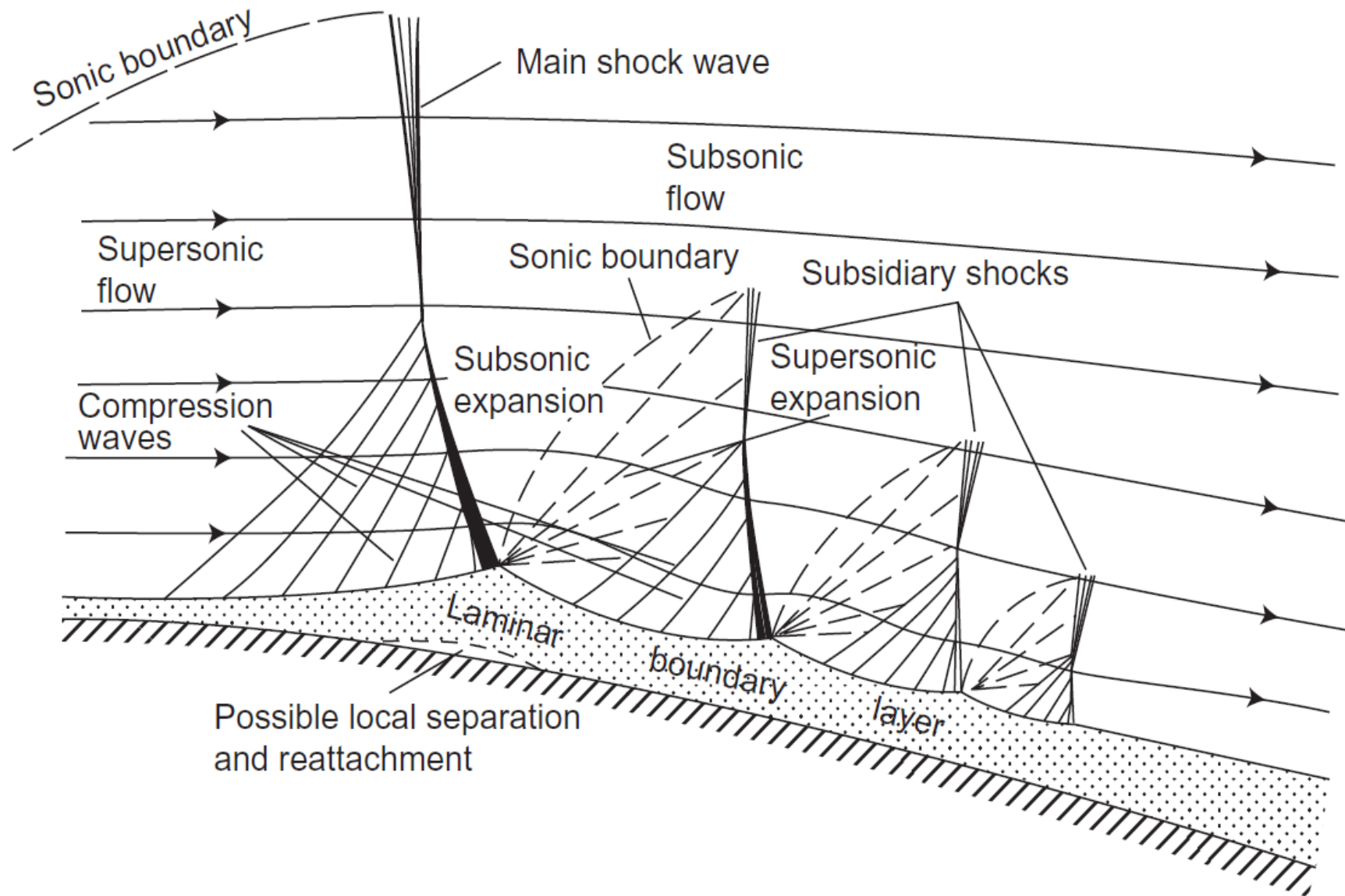


Wpływ liczby Macha na przebieg przeciągnięcia

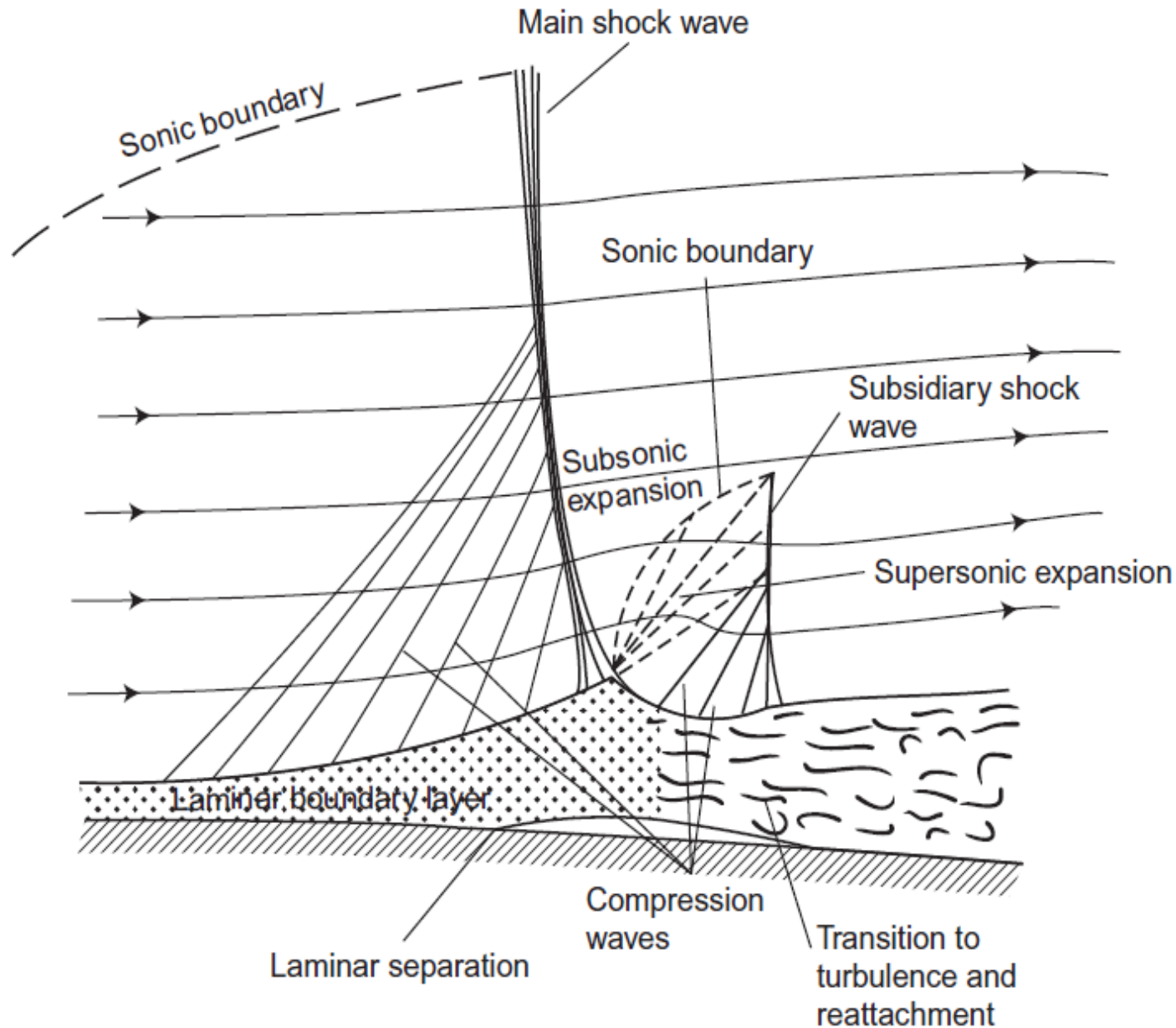
Jak możemy się spodziewać, w zakresie liczb Macha powyżej wartości krytycznej maksymalna wartość współczynnika siły nośnej jest zależna od przebiegu skokowego spadku ciśnienia na stronie ssącej profilu. Na przebiegach przedstawionych poniżej widzimy iż wzrost liczby Macha prowadzi do obniżenia skokowego spadku ciśnienia oraz powoduje jego bardziej regularny przebieg.



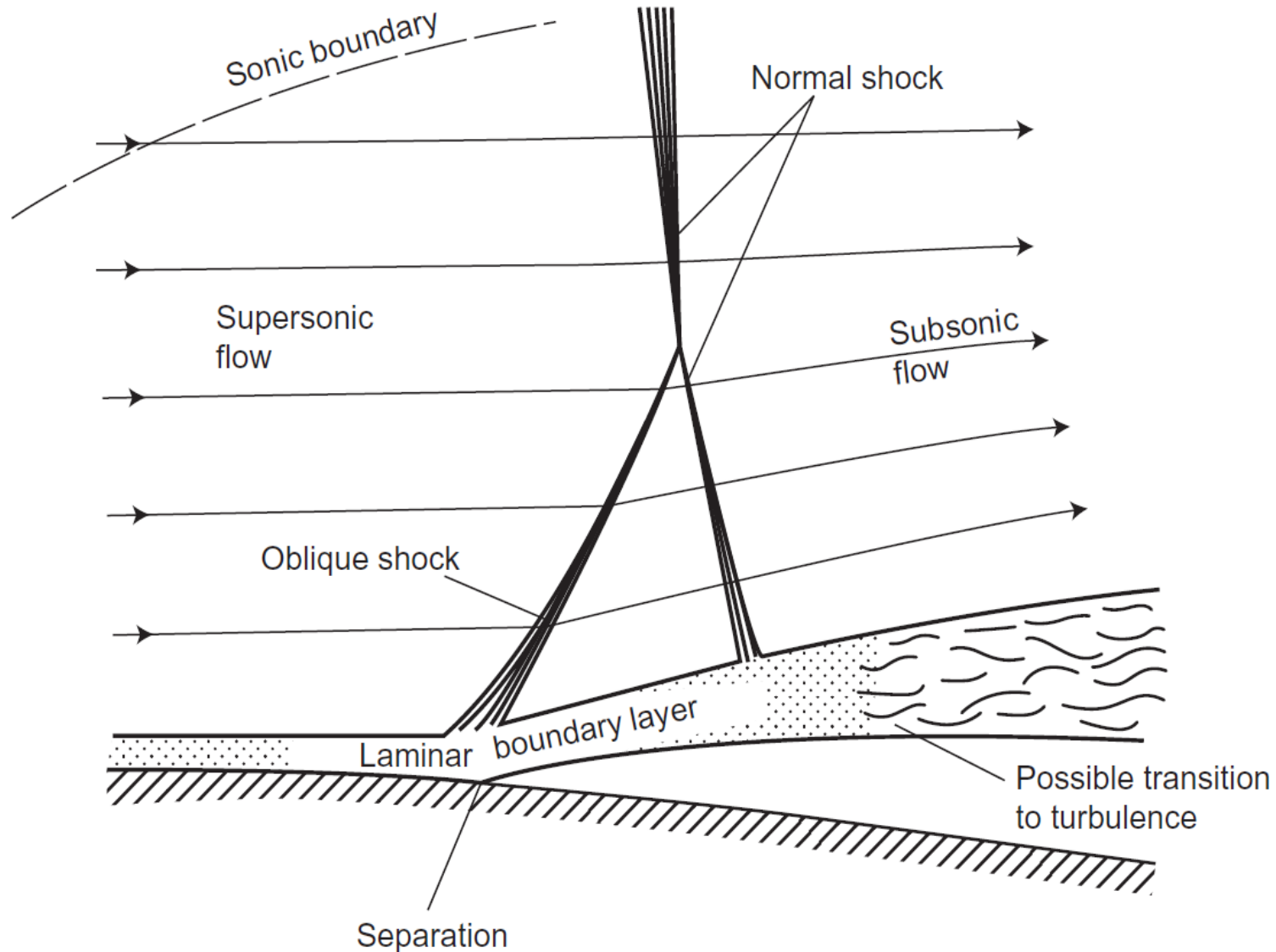
Interakcja fali uderzeniowej z laminarną warstwą przyścienną



Interakcja fali uderzeniowej z laminarną warstwą przyścienną

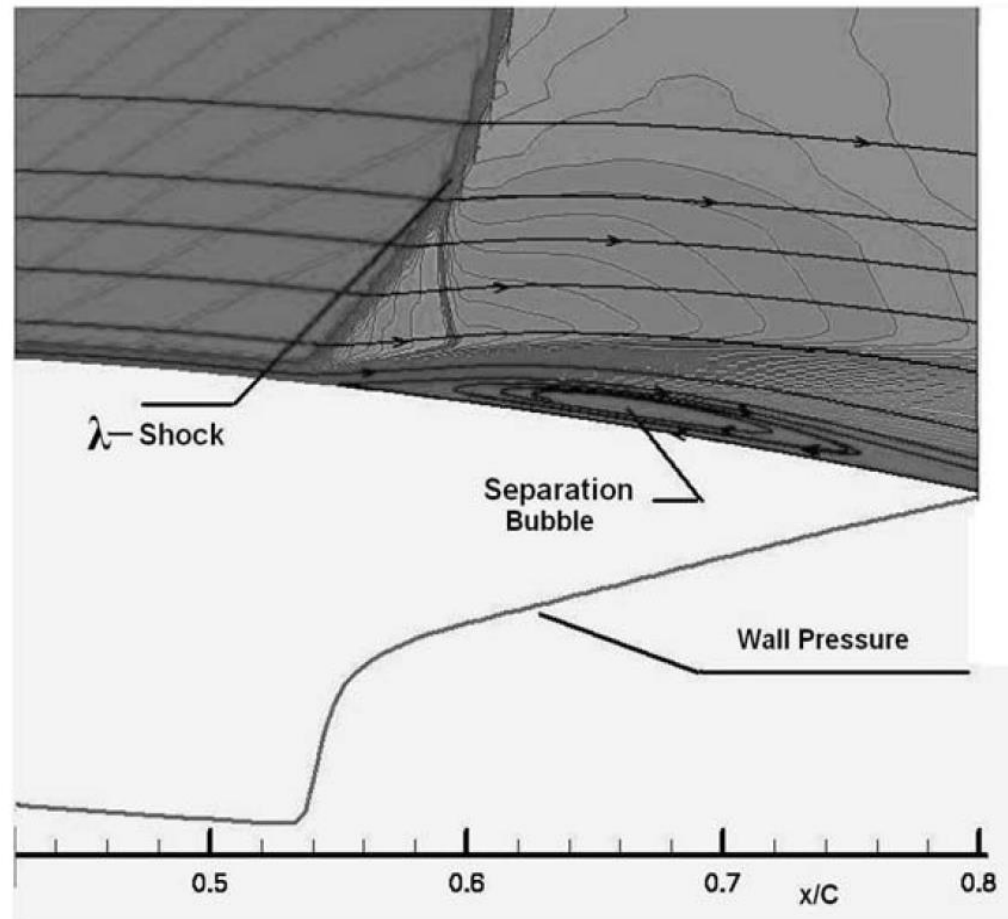


Interakcja fali uderzeniowej z laminarną warstwą przyścienną



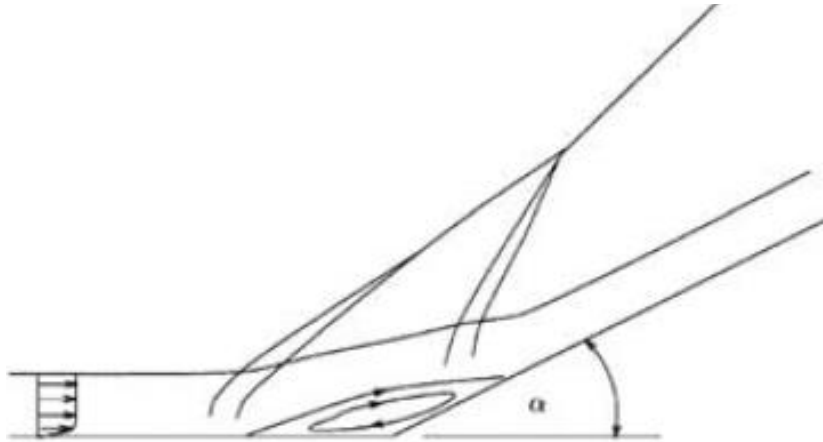
Interakcja fali uderzeniowej z warstwą przyścienną – symulacja numeryczna (RANS-CFD)

Poniżej widzimy wyniki z symulacji RANS-CFD interakcji fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na profilu, który jest ustawiony na kąt natarcia 2.8° , liczba Macha 0.73 oraz liczba Reynoldsa 6.5×10^6 .

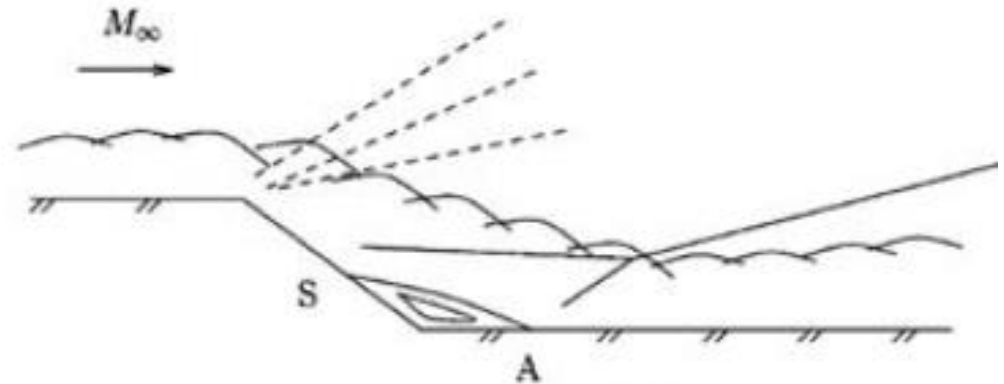


Interakcja fali uderzeniowej z warstwą przyścienną

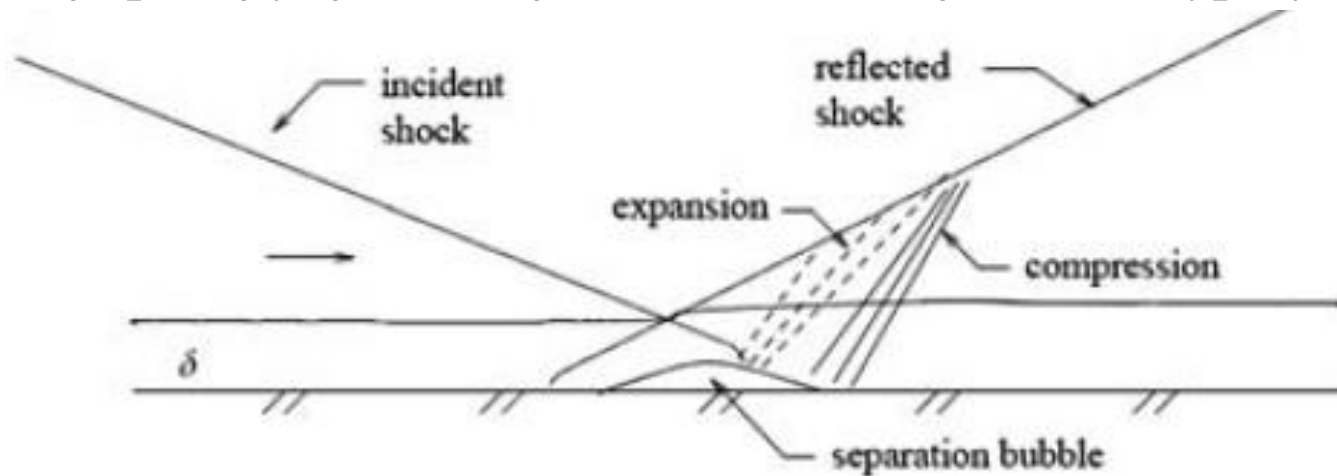
Opływ naddźwiękowy wklęsłego naroża



Opływ naddźwiękowy wypukłego naroża

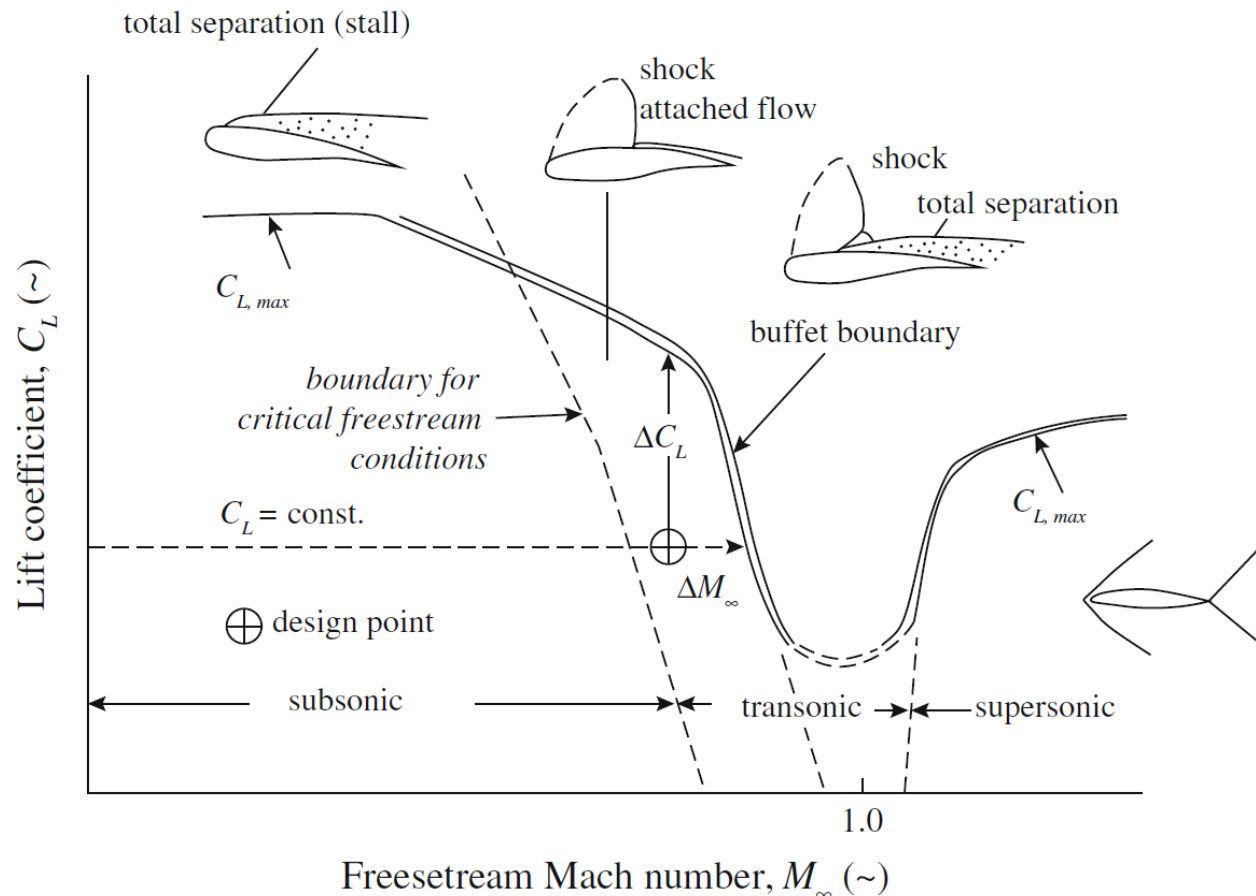


Interakcja padającej i odbitej fali uderzeniowej z warstwą przyścienną



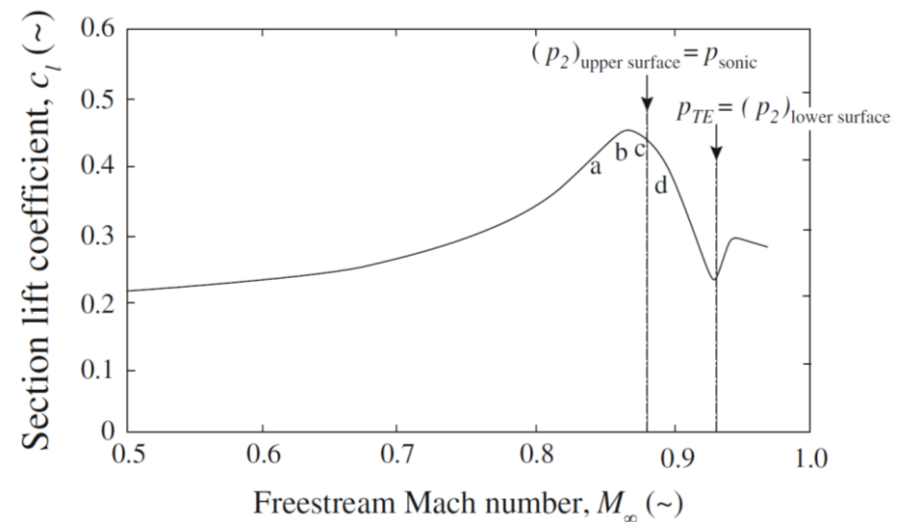
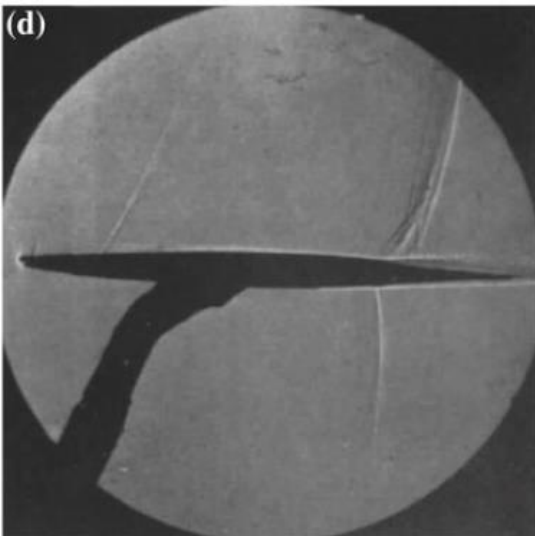
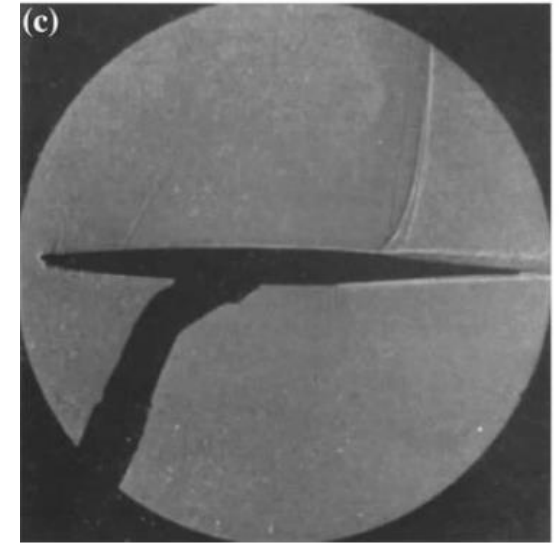
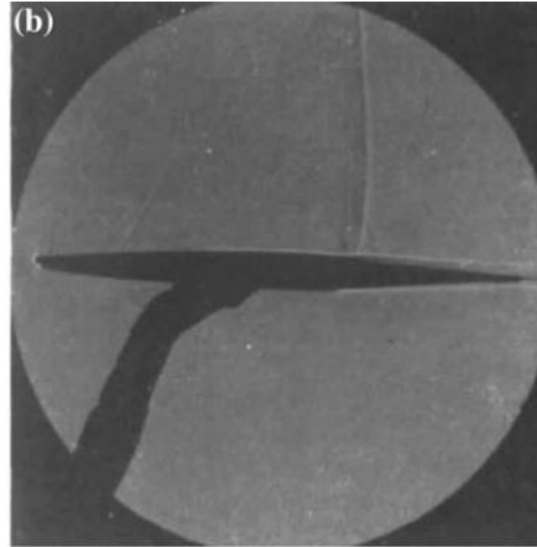
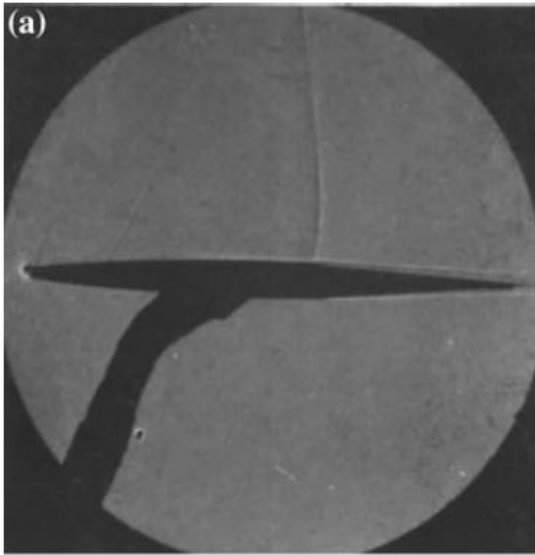
Przeciągnięcie w zakresie wysokich prędkości

W zakresie wysokich prędkości, przeciągnięcie wiąże się najczęściej z występowaniem fal uderzeniowych oraz drgań w szerokim zakresie częstotliwości (zjawisko to jest określane jako Buffet) będących następstwem silnych fluktuacji w przepływie. Poniżej przedstawiono przebieg współczynnika siły nośnej odpowiadający występowaniu buffet'u w funkcji liczby Macha. Punkt projektowy powinien się zawsze znajdować z pewnym marginesem poniżej zakresu występowania buffet'u.



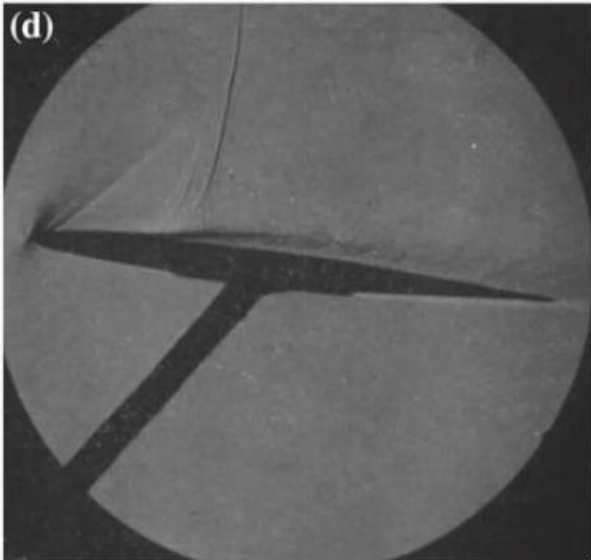
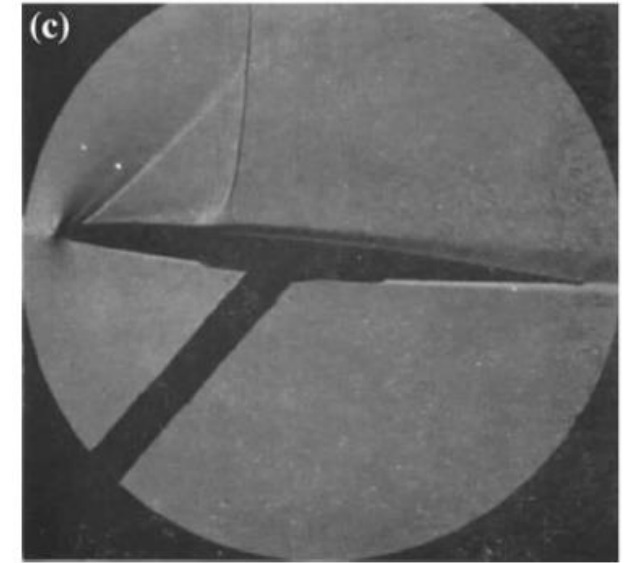
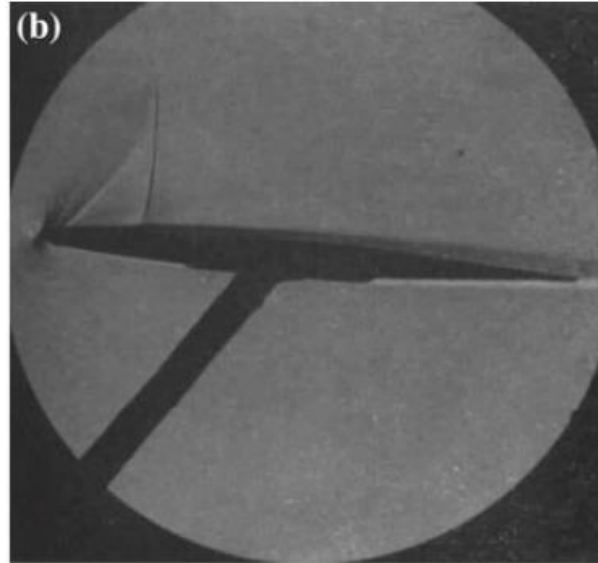
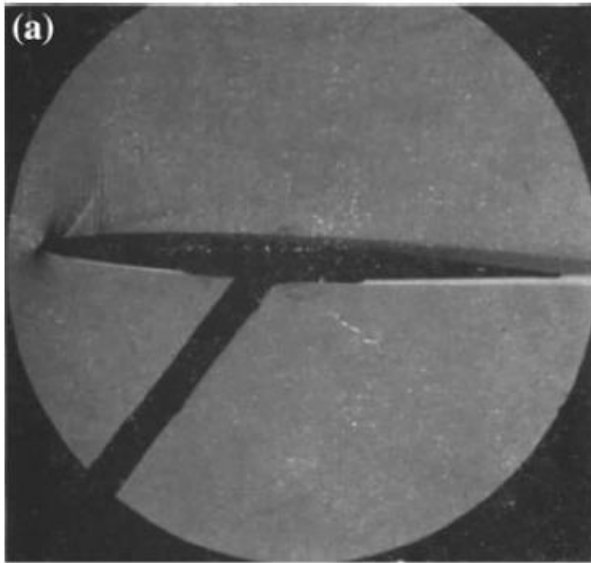
Przeciągnięcie w zakresie wysokich prędkości

Poniżej przedstawiono wizualizację metodą smug (ang. metoda Schlierena) opływu profilu RAE 104 ustawionego na kąt natarcia równy 2° .



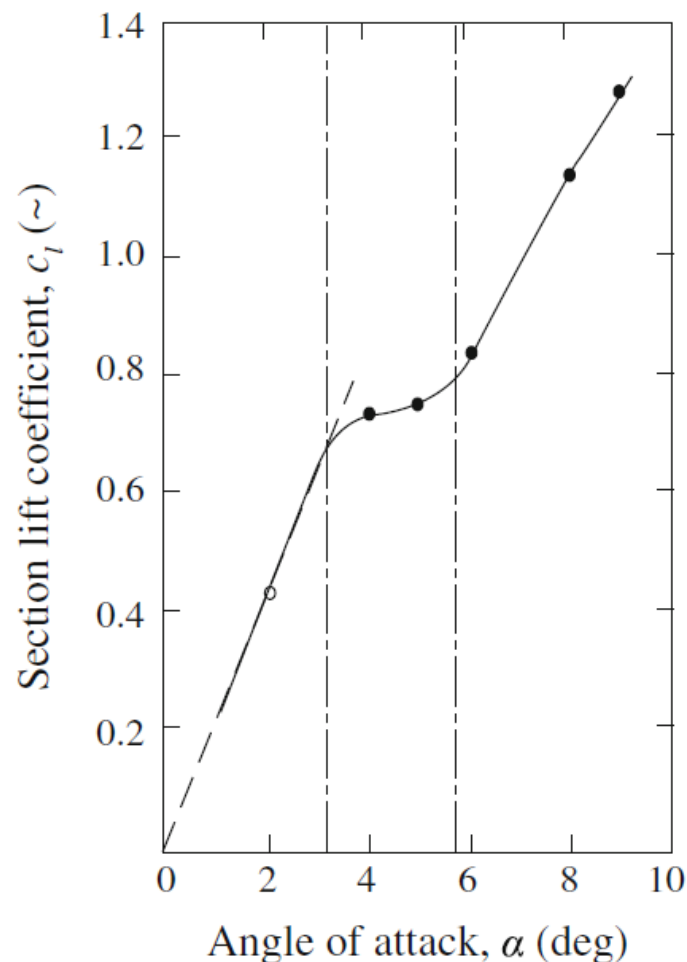
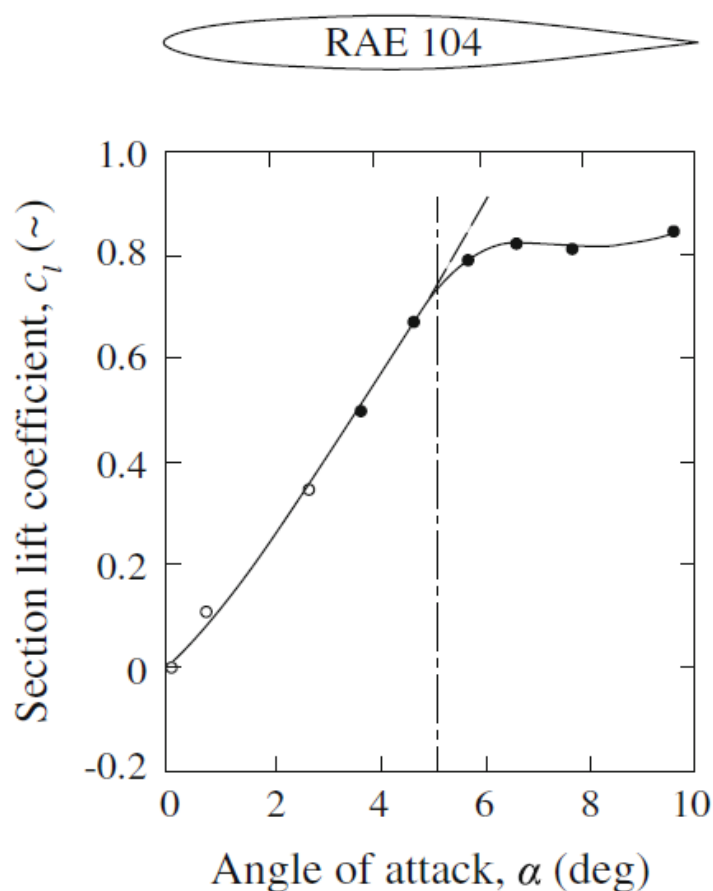
Przeciagniecie w zakresie wysokich prędkości

Kontynuując transoniczny opływ profilu RAE 104, rozważmy opływ z liczbą Macha 0.75 dla trzech kątów natarcia, a) 2.7° , b) 3.7° , c) 4.7° i d) 5.7° . Poniżej przedstawiono wizualizację metodą smug (ang. metoda Schlierena) dla rozważanych kątów natarcia.



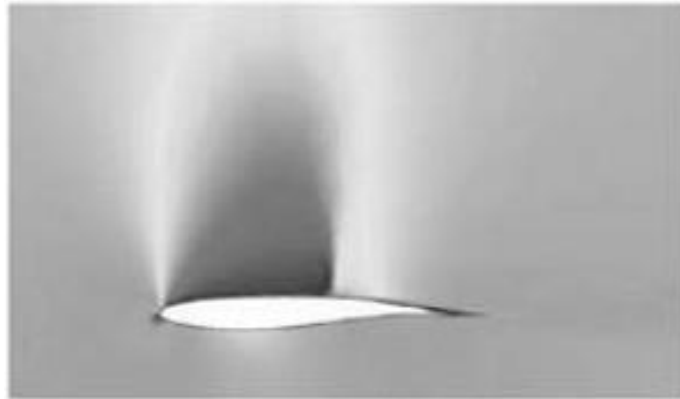
Przeciągnięcie w zakresie wysokich prędkości

W zakresie wysokich prędkości, w zależności od układu fal uderzeniowych na górnej (ssącej) i dolnej (ciśnieniowej) stronie profilu możemy mieć diametralnie różne przebiegi przeciągnięcia. Rozważamy przebieg współczynnika siły nośnej w funkcji kąta natarcia dla dwóch wartości liczb Macha w napływie, $M = 0.70$ (rysunek po lewej stronie), $M=0.80$ (rysunek po prawej stronie).

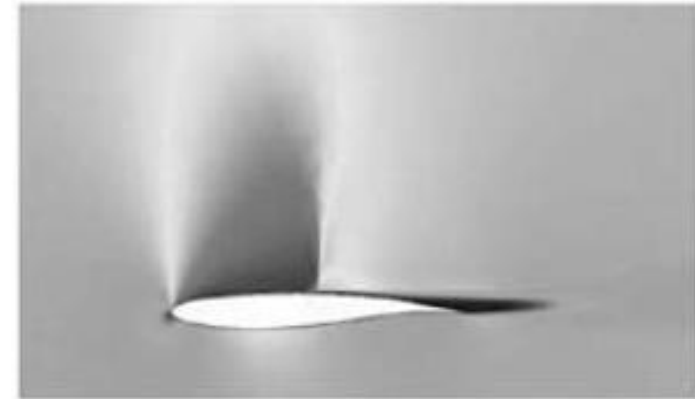


Buffet

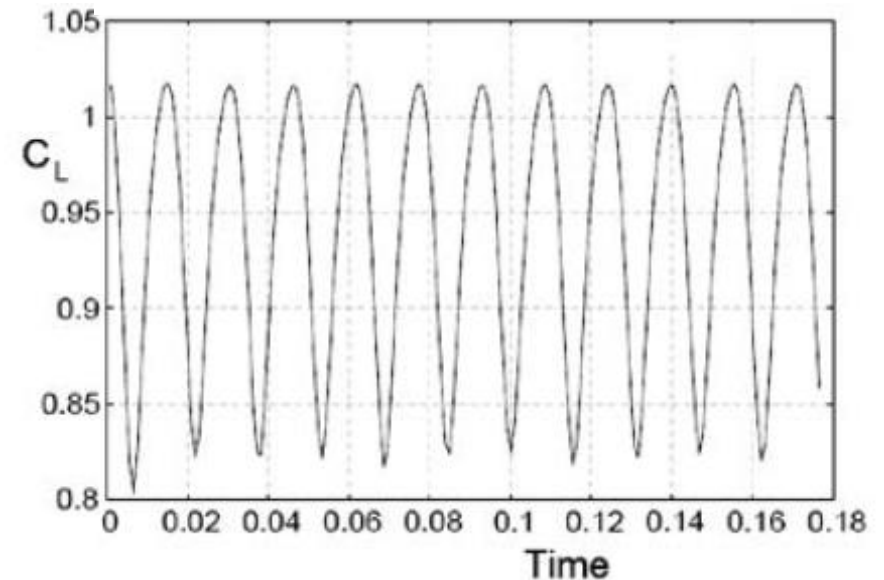
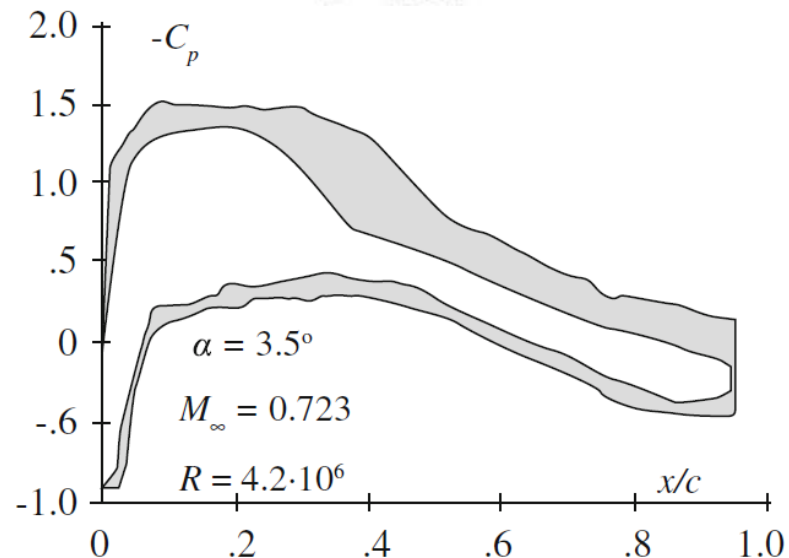
W zakresie przepływów transonicznych, buffet może się pojawić wskutek sprzężenia oderwanej warstwy przyściennej i fali uderzeniowej prowadząc do harmonicznego zmienności położenia fali uderzeniowej, a w konsekwencji do harmonicznego zmienności wartości współczynnika siły nośnej.



$t = 1/8T$



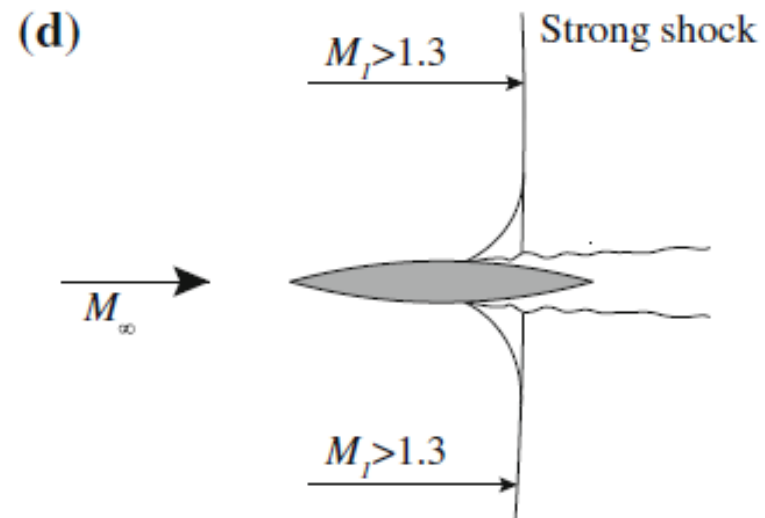
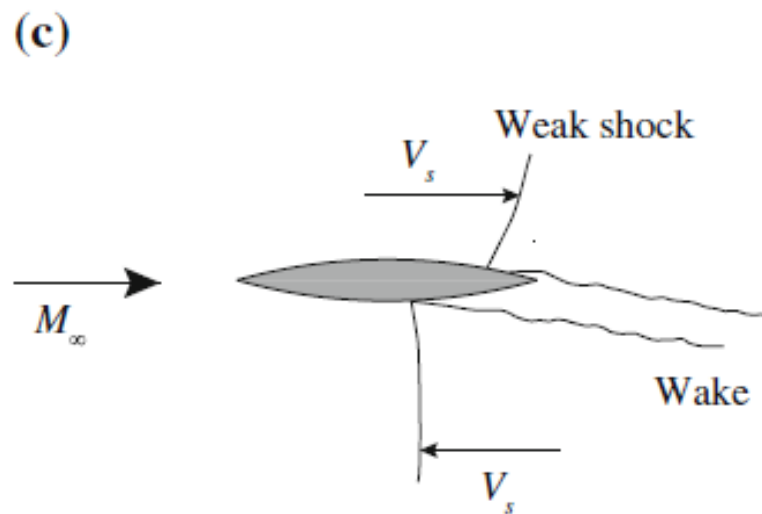
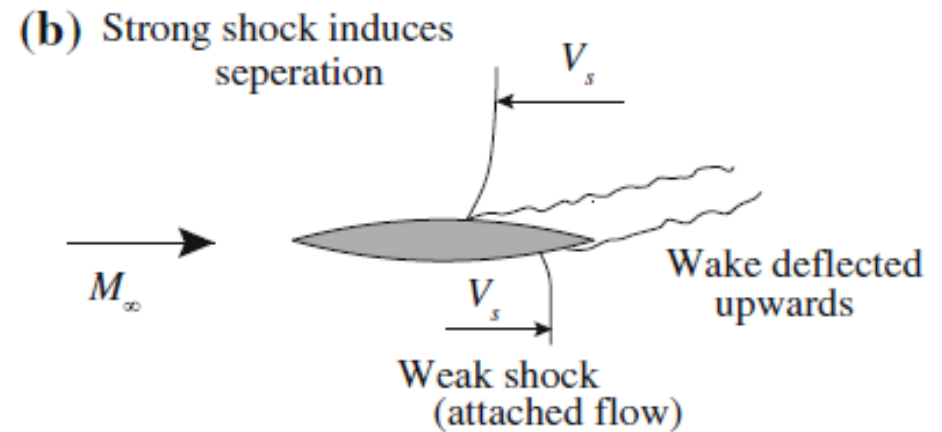
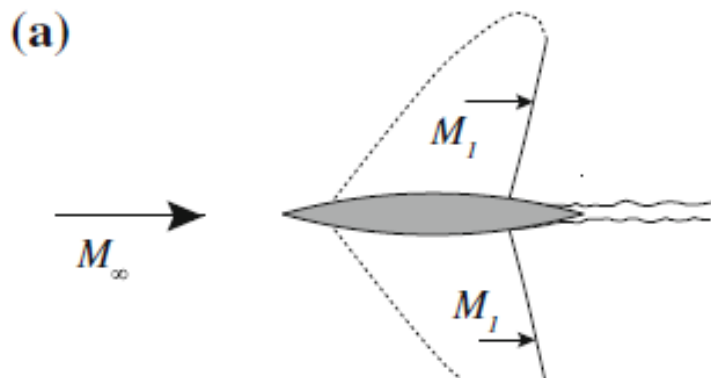
$t = 4/8T$



Rysunki z *Aerodynamic Principles of Flight Vehicles* by Argyris G. Panaras oraz *Introduction to Transonic Aerodynamics* by Roelof Vos, Saeed Farokhi

Buffet

Rozważmy naddźwiękowy opływ symetrycznego dwuwypukłego profilu o grubości względnej 14%. Na rysunku a) widzimy sytuację gdzie nie występuje masywne oderwania za falami uderzeniowymi ($M < 1.2$), rysunki b) i c) przedstawiają zakres liczb Macha ($M > 1.2$) gdzie występuje buffet, następnie rysunek d) przedstawia sytuację gdzie fale uderzeniowe są wystarczająco silne do wymuszenia oderwania w sposób ciągły ($M > 1.3$).



Buffet - model analityczny

Wprowadźmy liczbę Macha zdefiniowaną dla fali uderzeniowej

$$M_s = M_1 + \frac{V_s}{c} \quad (4.1)$$

gdzie M_1 – liczba Macha przed falą uderzeniową, V_s – prędkość przemieszczania się fali uderzeniowej w układzie odniesienia związanym z profilem, c - prędkość dźwięku.

Traktując przepływ przez falę uderzeniową jako adiabatyczny jednowymiarowy, możemy skorzystać z zależności Rankine-Hugoniota.

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2k}{k+1} (M_1^2 - 1) \quad (4.2)$$

p_2 i p_1 są odpowiednio wartościami ciśnienia statycznego za i przed falą uderzeniową. Liczba Macha przed falą uderzeniową jest określona jako $M_1 = \frac{u_1}{c_1}$, gdzie u_1 jest zdefiniowana następująco:

$$u_1 = \bar{u}_1 - V_s + \frac{d\bar{u}_1}{dx} \Delta x + u_1' \quad (4.3)$$

Gdzie \bar{u}_1 jest średnią (uśrednioną w czasie) prędkością, V_s jest prędkością fali uderzeniowej w lokalnym układzie odniesienia, $\frac{d\bar{u}_1}{dx}$ jest gradientem średniej prędkości w przestrzeni, Δx jest przemieszczeniem fali uderzeniowej oraz u_1' określa fluktuacje prędkości.

Mając określoną wartość prędkości (4.3), możemy zapisać zależność (4.2) w następującej formie, pomijając wartości V_s , $\frac{d\bar{u}_1}{dx} \Delta x$, u_1' będące w kwadracie zakładając że są przynajmniej jeden rząd wielkości niższe od \bar{u}_1 .

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2k}{k+1} \left(M_1^2 - 1 + 2M_1 \left(\frac{d\bar{u}_1}{dx} \frac{\Delta x}{c_1} - \frac{V_s}{c_1} + \frac{u_1'}{c_1} \right) \right) \quad (4.4)$$

Zależność (4.4) może być rozdzielona na uśredniona w czasie zależność Rankine-Hugoniota oraz część zależną od czasu.

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\bar{p}_2}{\bar{p}_1} + \frac{4kM_1}{k+1} \left(\frac{dM_1}{dx} \Delta x - \frac{V_s}{c_1} + \frac{u_1'}{c_1} \right) \quad (4.5)$$

gdzie, \bar{p}_2 i \bar{p}_1 są odpowiednio za i przed falą uderzeniową uśrednionymi w czasie wartościami ciśnienia statycznego.

Wiedząc, że zjawisko buffet'u jest harmoniczne, przebiegi interesujących nas parametrów mogą być zapisane następująco

$$\Delta x = |\Delta x| e^{i\omega t}; \quad V_s = i\omega |\Delta x| e^{i\omega t}; \quad u_1' = |u_1'| e^{i\omega t} \quad (4.6)$$

Gdzie ω jest prędkością kątową przemieszczania się fali uderzeniowej (buffet).

Wykorzystując założenie periodyczności zjawiska (4.6), zależność (4.5) może być zapisana w następującej formie.

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\overline{p_2}}{\overline{p_1}} + \frac{4kM_1}{k+1} \left(\frac{dM_1}{dx} - \frac{i\omega}{c_1} + \frac{u_1'}{c_1|\Delta x|} \right) |\Delta x| e^{i\omega t} \quad (4.7)$$

Człon $\frac{u_1'}{c_1|\Delta x|}$ jest mały w porównaniu z innymi, w związku z tym może być pominięty. Ostatecznie otrzymujemy następującą zależność.

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\overline{p_2}}{\overline{p_1}} + \frac{4kM_1}{k+1} \left(\frac{dM_1}{dx} - \frac{i\omega}{c_1} \right) |\Delta x| e^{i\omega t} \quad (4.8)$$

Gdzie $|\Delta x|$ jest amplitudą przemieszczenia fali uderzeniowej, natomiast ω jest częstotliwością jej przemieszczenia. Rozwiązanie zależności (4.8) jest w dziedzinie liczb zespolonych w związku z tym mały pełen zestaw interesujących nas informacji, takich jak wartość chwilowego stosunku ciśnienia statycznego za i przed falą uderzeniową (część rzeczywista rozwiązania), amplitudę $\frac{p_2}{p_1}$ oraz fazę.