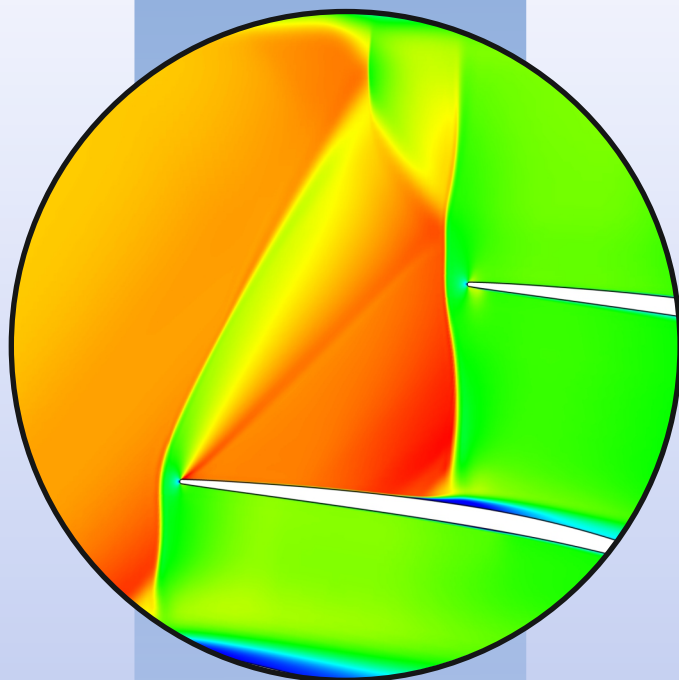




Oddziaływanie fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na profilu sprężarki lotniczej

Michał Piotrowicz

Oddziaływanie fali uderzeniowej
z warstwą przyścienną na profilu
sprężarki lotniczej

Michał Piotrowicz

**Oddziaływanie fali uderzeniowej
z warstwą przyścienną na profilu
sprężarki lotniczej**



GDAŃSK 2025

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT MASZYN PRZEPŁYWOWYCH PAN W GDAŃSKU

Recenzenci

prof. dr hab. inż. Artur Tyliszczak
dr hab. inż. Sławomir Kubacki

Rada Naukowa serii monograficznej

Marcin Lackowski (przewodniczący), Grzegorz Żywica, Alicja Krella,
Dariusz Kardaś, Mirosław Dors, Wiesław Ostachowicz, Piotr Lampart

Redaktor Naukowy Wydawnictwa IMP PAN

Piotr Lampart

Redaktor Serii

Jarosław Frączak

Opracowanie wydawnicze

Jarosław Frączak

Projekt okładki

Mirosław Sawczak

ISBN 978-83-66928-17-6

© Copyright by Instytut Maszyn Przepływowych PAN

© Copyright by Polska Akademia Nauk



Wydawnictwo Instytutu Maszyn Przepływowych PAN

ul. J. Fiszer 14, 80-231 Gdańsk

tel. 58 5225141; fax 58 3416144; e-mail: redakcja@imp.gda.pl

Spis treści

Wykaz ważniejszych oznaczeń	7
1. Wprowadzenie.....	9
1.1. Motywacja.....	9
1.2. Warstwa przyścienna	9
1.3. Fala uderzeniowa	14
1.4. Przepływy wtórne	17
1.5. Sterowanie przepływami narożnymi.....	18
2. Charakterystyka przepływu w transonicznej sprężarce osiowej	21
2.1. Cel i zakres badań.....	25
3. Charakterystyka wykorzystanych metod obliczeniowych	27
3.1. Układ równań bilansu masy, pędu i energii	27
3.2. Modelowanie turbulencji	29
3.3. Metody modelowania przepływu	31
4. Struktura przepływu w palisadzie liniowej	37
5. Projekt stanowiska do badań oddziaływania fali uderzeniowej na profilu sprężarki	47
5.1. Obliczenia w ramach modelu dwuwymiarowego.....	47
5.2. Obliczenia w ramach modelu trójwymiarowego.....	54
6. Oddziaływanie fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na profilu z naturalnym przejściem laminarno-turbulentnym	61
7. Oddziaływanie fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na profilu z wymuszonym przejściem laminarno-turbulentnym	73
7.1. Położenie elementu indukującego przejście laminarno-turbulentne na profilu	74
7.2. Wpływ wysokości elementu indukującego przejście laminarno-turbulentne na interakcję fali uderzeniowej z warstwą przyścienną	84
8. Podsumowanie i wnioski	95
Bibliografia	99

Wykaz ważniejszych oznaczeń

AVDR	współczynnik intensywności kontrakcji (ang. <i>axial velocity density ratio</i>)	
CFD	ang. <i>computational fluid dynamics</i>	
c	ciężka	mm
e	energia	J kg ⁻¹
F_V	siła objętościowa	N
F_S	siła powierzchniowa	N
H	współczynnik kształtu	
h	entalpia	J kg ⁻¹
iMa	izentropowa liczba Macha	
L-T	laminarno-turbulentny	
Ma	liczba Macha	
m	masa	kg
p	ciśnienie statyczne	Pa
q	strumień ciepła	W m ⁻²
Re	liczba Reynoldsa	
S	powierzchnia	m ²
Tu	intensywność turbulencji	
t	czas	s
u, v	składowe prędkość	m s ⁻¹
u_∞	prędkość strumienia głównego	m s ⁻¹
V	objętość	m ³
x, y, z	współrzędne kartezjańskie ($x_i, i=1,2,3$)	m
y^+	bezwymiarowa odległość od ściany	
β	kąt napływu	°
δ	grubość warstwy przyściennej	mm
δ^*	grubość straty wydatku	mm
δ^{**}	grubość straty pędu	mm
ζ	lepkość objętościowa	Pa s
λ	stopa lambda	
ρ	gęstość	kg m ⁻³
τ_{ij}	składowe tensora naprężeń	kg m ⁻¹ s ⁻²

1. Wprowadzenie

1.1. Motywacja

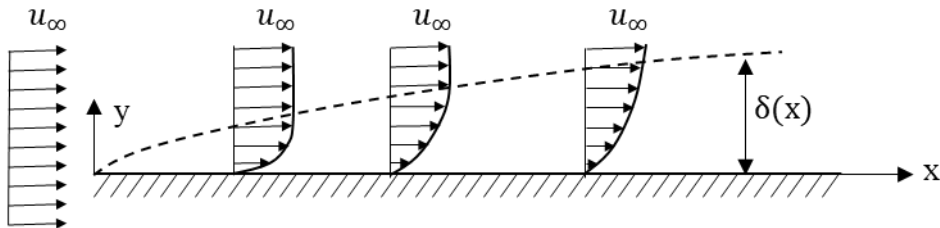
Jednym z podstawowych kryteriów projektowania nowoczesnych silników lotniczych jest zwiększenie sprawności przy jednoczesnej redukcji zużycia paliwa [1]. Cel ten nie uległ znaczącej zmianie w ciągu ostatnich dziesięcioleci [2,3]. W tym kontekście poprawa sprawności aerodynamicznej łopatek transonicznych wentylatorów i sprężarek nakłada coraz większe wymagania na proces projektowania, ze względu na bardzo złożone struktury przepływu, które są wywołane przez fale uderzeniowe i ich oddziaływanie z warstwą przyścienną. Interakcja fali uderzeniowej z warstwą przyścienną może prowadzić do niestacjonarnych efektów wpływających na stan dynamiczny układu [4,5], obniżenie sprawności, fluktuacje masowego natężenia przepływu [6], generowanie drgań całego silnika poprzez drgania łopatek wentylatora, a także zwiększenie poziomu hałasu [7].

Współcześnie prowadzone są prace badawcze wykorzystujące innowacyjne techniki sterowania i redukcji oderwania poprzez turbulizację warstwy przyściennej. W wielu przypadkach interakcja turbulentnej warstwy przyściennej z falą uderzeniową charakteryzuje się mniejszym obszarem oderwania w stosunku do interakcji z laminarną warstwą przyścienną, co pozytywnie wpływa na stabilizację układu. Kluczowe pozostaje jednak pytanie o wpływ lokalizacji przejścia laminarno-turbulentnego na strukturę obszaru interakcji, czyli jak blisko fali uderzeniowej należy indukować przejście laminarno-turbulentne, aby minimalizować oscylacje fali uderzeniowej i redukować strefę oderwania warstwy przyściennej.

W prezentowanych badaniach zastosowano metody numeryczne będące podstawowym narzędziem wykorzystywanym współcześnie w procesie projektowania oraz analizy zjawisk fizycznych w szeroko pojętej mechanice płynów. Metody te służą do formułowania i rozwiązywania praktycznych i teoretycznych zagadnień obliczeniowych, a także do przekształcania znanych modeli ciągłych do odpowiadających im postaci dyskretnych.

1.2. Warstwa przyścienna

Warstwa przyścienna to cienka warstwa płynu bezpośrednio przylegająca do powierzchni opływającego ciała (ścianki). Grubość tej warstwy (δ) zwiększa się monotonicznie wzdłuż powierzchni zgodnie z kierunkiem przepływu (rys. 1.1). W warstwie przyściennej występuje intensywna zmiana prędkości od zera na ścianie do wartości równej prędkości w przepływie zewnętrznym (głównym); zazwyczaj przyjmuje się, że jest to 99% prędkości przepływu zewnętrznego. Pomiedzy warstwą przyścienną a przepływem zewnętrznym nie ma wyraźnego rozgraniczenia, dlatego też jest to pojęcie umowne [8].



Rys. 1.1. Rozwój warstwy przyściennej

Oprócz grubości do opisu ewolucji profilu prędkości w warstwie przyściennej wykorzystuje się parametry całkowite takie jak: grubość straty przekroju (wydatku) (δ^*), grubość straty pędu (δ^{**}) oraz współczynnik kształtu (H).

Grubość straty przekroju (wydatku) charakteryzuje deficyt masowego natężenia przepływu, który związany jest z działaniem lepkości i dla przepływu ściśliwego wyrażony jest w postaci

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_\infty u_\infty}\right) dy. \quad (1.1)$$

Analogicznie grubość straty pędu odpowiada deficytowi strumienia pędu w warstwie przyściennej i dla przepływu ściśliwego można ją przedstawić w postaci

$$\delta^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho u}{\rho_\infty u_\infty} \left(1 - \frac{u}{u_\infty}\right) dy. \quad (1.2)$$

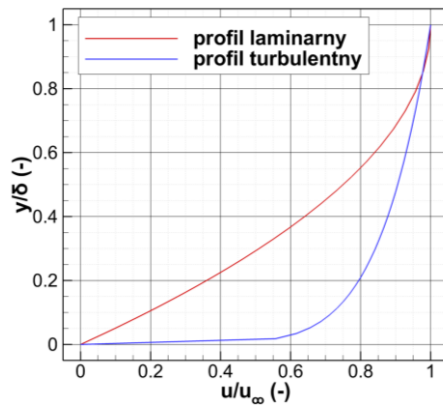
Współczynnik kształtu określa profil prędkości, pozwalający ustalić charakter przepływu (laminarny lub turbulentny) oraz stwierdzić, czy w przepływie występuje oderwanie. Wartość współczynnika jest zawsze większa od 1 i można go przedstawić jako stosunek (iloraz) grubości straty wydatku do grubości straty pędu:

$$H = \frac{\delta^*}{\delta^{**}}. \quad (1.3)$$

Charakter warstwy przyściennej można określić na podstawie wypełnienia bezwymiarowego profilu prędkości. Na rys. 1.2 przedstawiono teoretyczne profile prędkości wyznaczone w przepływie na płaskiej płycie dla warstwy laminarnej (rozkład Blasiusa) oraz warstwy turbulentnej (burzliwej) (rozkład Prandtla) [9].

W laminarnej warstwie przyściennej (rys. 1.3) profil prędkości przy ścianie jest umiarkowanie wypełniony, przepływ odbywa się w sposób uporządkowany, a wymiana masy lub pędu występuje tylko w mikroskopijnej skali i wynika jedynie z dyfuzji molekularnej. Przepływ laminarny powoduje mniejszy opór i jest mniej stabilny w stosunku do turbulentnej warstwy przyściennej. Laminarny profil prędkości można z zadowalającą dokładnością opisać funkcją kwadratową:

$$u = u_{\infty} \left[1 - \left(\frac{\delta - y}{\delta} \right)^2 \right]. \quad (1.4)$$

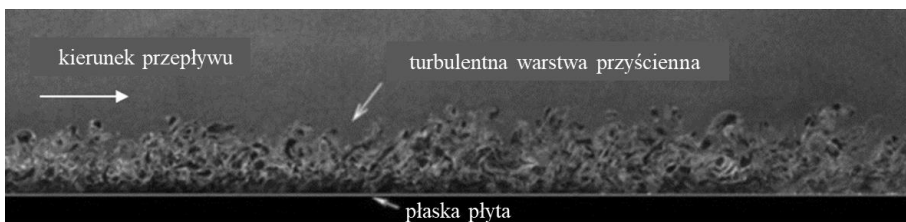


Rys. 1.2. Bezwymiarowy profil prędkości w warstwie przyściennej

Natomiast w turbulentnej warstwie przyściennej (rys. 1.4) występuje intensywna wymiana masy i pędu, która zachodzi w całej grubości (skala makroskopowa). Z racji silnie wypełnionego profilu prędkości występują silne naprężenia styczne, szczególnie tuż przy ścianie, które powodują, że przepływ stawia większy opór niż w warstwie laminarnej. Turbulentny profil prędkości można przedstawić za pomocą funkcji potęgowej:



Rys. 1.3. Wizualizacja laminarnej warstwy przyściennej na płaskiej płycie (widok z boku) [8]

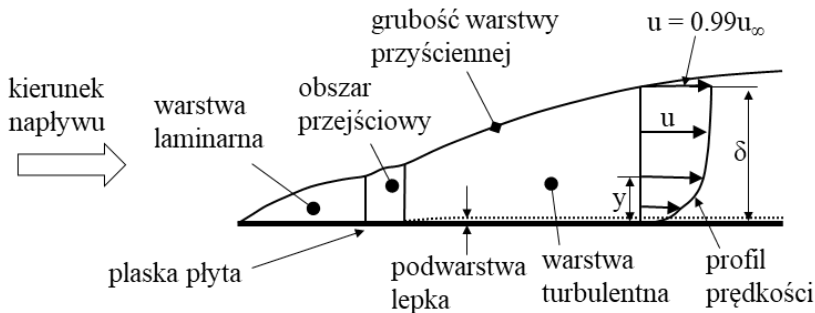


Rys. 1.4. Wizualizacja turbulentnej warstwy przyściennej na płaskiej płycie (widok z boku) [8]

$$u = u_{\infty} \left(\frac{y}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}}. \quad (1.5)$$

Wybrany wykładnik jest powiązany z liczbą Reynoldsa (Re) i chociaż pierwotnie został oszacowany na podstawie danych z przepływu w rurze, to sprawdza się bardzo dobrze również w innych klasach przepływów [11].

W warstwie przyścienniej może wystąpić tak zwane przejście laminarno-turbulentne. Jest to obszar warstwy, w którym przepływ laminarny zmienia się w turbulentny lub odwrotnie (rys. 1.5). Proces przejścia laminarno-turbulentnego charakteryzuje się stochastycznością, trójwymiarowością i niestacjonarnością. Z tego powodu jego przewidywanie nadal stanowi przedmiot intensywnych badań [12–16].



Rys. 1.5. Schemat przejścia laminarno-turbulentnego w warstwie przyścienniej.

Przejście laminarno-turbulentne może być inicjowane przez różne zaburzenia zewnętrzne, które wpływają na niestabilność warstwy przyścienniej. Do tych zaburzeń należą:

- lokalne nieciągłości na powierzchni, takie jak rowki, stopnie czy generatory wirów,
- chropowatość powierzchni,
- krzywizna ściany,
- turbulencja obecna w strumieniu głównym,
- gradient ciśnienia,
- fluktuacje ciśnienia,
- ogrzewanie lub chłodzenie powierzchni,
- wdmuchiwanie lub odsysanie płynu ze ścianki.

Ze względu na mechanizm powstawania przejścia laminarno-turbulentnego w warstwie przyścienniej można wyróżnić przejście naturalne i przejście typu „bypass”.

Naturalne przejście występuje w przepływie ustalonym o niskim poziomie turbulencji ($0\% < Tu < 1\%$). W takich warunkach laminarna warstwa przyścienna staje się podatna na niewielkie zaburzenia związane z lepkością. W warstwie tej początkowo inicjowane są dwuwymiarowe fale Tollmiena-Schlichtinga [17], które następnie rozwijają się w struktury trójwymiarowe. W konsekwencji prowadzi to do powstawania okresowych wirów, destabilizując całą warstwę przyścienną. Mechanizm tego przejścia rozwija się stopniowo i zajmuje znaczny odcinek w kierunku przepływu, co utrudnia jego przewidywanie. Naturalne przejście najczęściej obserwowane jest na zewnętrznych elementach opływającego ciała, takich jak np. skrzydło samolotu czy kadłub. W maszynach wirnikowych naturalne przejście można zaobserwować na profilach za krawędzią natarcia.

Przejście typu „bypass” występuje na powierzchni maszyn, gdzie pojawia się wysoki poziom fluktuacji prędkości w strumieniu ponad warstwą przyścienną. Prowadzi to do transportu turbulencji z przepływu głównego do laminarnej warstwy przyściennej, gdzie indukowane są wzdłużne zaburzenia przypominające smugi, często nazywane zaburzeniami Klebanoffa [17]. Zaburzenia te występują naprzemiennie, prostopadle do kierunku przepływu i są wywoływane przez głęboką penetrację zaburzeń o niskiej częstotliwości. Podzielona w ten sposób laminarna warstwa przyścienna staje się niestabilna i pojawiają się w niej punktowe obszary turbulentne (*turbulent spots*) przyjmujące w przybliżeniu trójkątne kształty. Wraz z rozwojem wzdłuż kierunku przepływu obszary te przemieszczają się i łączą się ze sobą, tworząc większe zwarte grupy. Proces ten kończy się całkowitym połączeniem wszystkich obszarów (plamek) turbulentnych. Ponieważ przejście takie odbywa się z pominięciem fal Tollmiena-Schlichtinga, dlatego też nazwano je *bypass*. Mechanizm ten jest często spotykany w maszynach wirnikowych, gdzie ślad spływowy powstały na skutek opływu łopatki jest transportowany na stronę ssącą kolejnego wieńca.

W całej klasie przepływów pojawia się przejście laminarno-turbulentne wywołane oderwaniem laminarnej warstwy przyściennej. Proces tworzenia się tego rodzaju przejścia może być analogiczny do przejścia naturalnego, lecz może być dodatkowo wzmacniany przez czynniki zewnętrzne. Przejście tego typu jest efektem wzrostu ciśnienia statycznego w kierunku przepływu, co wraz z siłami lepkości powoduje wyhamowanie przepływu w okolicy ścianki, a następnie jego ruch w przeciwnym kierunku. Efekt ten bardzo często jest zintensyfikowany przez silnie zakrzywioną geometrię lub bardzo agresywny kąt natarcia. Jako przykłady występowania takiego zjawiska można wymienić przepływ w maszynach wirnikowych, w szczególności w turbinach i sprężarkach niskoprężnych, przepływ w zakrzywionej dyszy lub opływ skrzydła samolotu.

Szczególnym typem przejścia laminarno-turbulentnego jest tak zwana „relaminaryzacja”. W procesie tym, na skutek znacznego przyspieszenia przepływu, turbulentna warstwa przyścienna staje się ponownie laminarna [18]. Taki typ przejścia można zaobserwować na stronie ciśnieniowej łopatek maszyn wirnikowych w bliskiej odległości od krawędzi spływu lub też na stronie ssącej w bliskiej

odległości od krawędzi natarcia; najczęściej występuje ona w turbinach wysokiego ciśnienia.

Oderwanie warstwy przyściennej może występować zarówno w przypadku przepływu laminarnego, jak i turbulentnego. Dużą rolę odgrywają tutaj dwa czynniki: pierwszy wywołany jest siłami lepkości (hamowanie cząstek płynu na skutek tarcia o ściankę), a drugi wynika ze wzrostu wzdłużnego gradientu ciśnienia w kierunku przeciwnym do przepływu. Aby doszło do oderwania, muszą występować oba te czynniki. W miejscu, gdzie oderwanie ma swój początek, naprężenia styczne redukują się do zera. Obszar na ściance, w którym naprężenia styczne mają ujemne wartości, określany jest jako obszar oderwania. Pojawienie się oderwania powoduje szereg negatywnych konsekwencji. W przypadku skrzydła samolotu, na skutek destabilizacji pola przepływu, wystąpić może spadek siły nośnej i wzrost oporu. W przepływach wewnętrznych, w maszynach wirnikowych, pojawienie się oderwania lokalnie zmniejsza przekrój czynny kanału, co negatywnie wpływa na sprawność, a oscylacja oderwania może wywołać drgania. Laminarna warstwa przyścienna, ze względu na mniejsze naprężenia względem warstwy turbulentnej przy tej samej grubości, jest bardziej podatna na oderwanie.

1.3. Fala uderzeniowa

Fala uderzeniowa to silna fala ciśnienia, która rozchodzi się w dowolnym ośrodku sprężystym, takim jak powietrze, woda czy ciało stałe. Powstaje ona w wyniku nagłego zaburzenia, które powoduje gwałtowny wzrost ciśnienia i temperatury, a następnie rozchodzi się z prędkością większą niż prędkość dźwięku

1.3.1. Oddziaływanie fali uderzeniowej z warstwą przyścienną

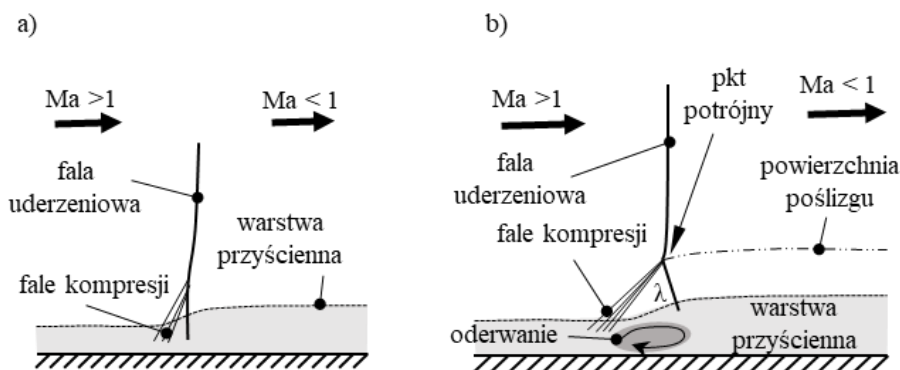
Fala uderzeniowa w przepływie gazu traktowana jest jako lokalna nieciągłość parametrów. W przypadku płynu nielepkiego, kontakt fali uderzeniowej ze ścianką skutkowałby nieciągłym skokiem ciśnienia. W rzeczywistym przepływie – w płynie lepkim – występuje warstwa przyścienna, która sprawia, że nagły skok ciśnienia zostaje zastąpiony ciągłą zmianą parametrów. Intensywność tej zmiany jest uzależniona od lokalnych warunków przepływu. W obszarze warstwy przyściennej, blisko ścianki, przepływ ma charakter poddźwiękowy, dlatego nieciągły skok parametrów jest niemożliwy. W takim przypadku przyrost ciśnienia rozciąga się wzdłuż ścianki, zarówno zgodnie z kierunkiem przepływu, jak i częściowo pod prąd. W efekcie nagłej zmiany ciśnienia, linie prądu w obszarze poddźwiękowym ulegają odchyleniu od ścianki, co prowadzi do powstania fali zgęszczeniowej w zewnętrznym obszarze nadźwiękowym. Takie oddziaływanie najczęściej ogranicza się do pewnego obszaru, który jest bezpośrednio związany z lokalnym polem przepływu oraz właściwościami warstwy przyściennej w danym miejscu. Zjawisko zbiegania się fali uderzeniowej z warstwą przyścienną określa się mianem interakcji.

Wyróżnia się dwa główne typy fal uderzeniowych: falę prostą i falę skośną. Fala prosta charakteryzuje się tym, że jest prostopadła do powierzchni, na której

powstaje, a przepływ przed nią jest naddźwiękowy, natomiast za nią zawsze poddźwiękowy. Z kolei skośna fala uderzeniowa pojawia się, gdy jej kierunek rozchodzenia się nie jest prostopadły do powierzchni, na której powstaje. Innymi słowy, rozchodzi się ona pod kątem do tej powierzchni, co wpływa na jej kształt i charakterystyki, powodując odchylenie strumienia. Szczególnym przypadkiem fali skośnej jest fala odbita, która jest nachylona pod podobnym kątem jak fala padająca. Zarówno w przypadku fali skośnej, jak i odbitej, odchylony strumień kieruje się w stronę ścianki, co skutkuje zmniejszeniem grubości warstwy przyściennej.

Interakcja fali uderzeniowej z warstwą przyścienną jest zjawiskiem powszechnym, obserwowanym w wielu sytuacjach, takich jak opływ wokół skrzydeł samolotów i łopat śmigłowców, przepływ w kanałach wewnętrznych (paliśady turbinowe i sprężarkowe) oraz wloty do silników lotniczych. Oddziaływanie to można zasadniczo podzielić na dwa przypadki: bez oderwania oraz z oderwaniem [19].

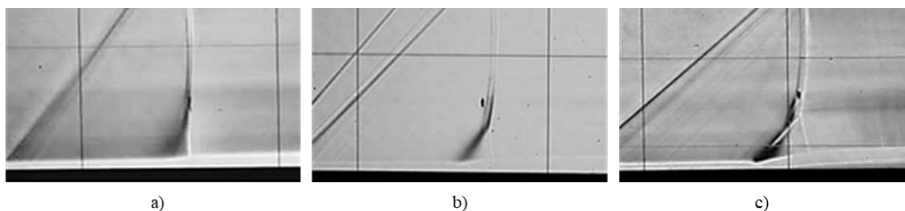
Oddziaływanie normalnej (prostej) fali uderzeniowej z warstwą przyścienną bez oderwania, zwane również oddziaływaniem słabym, występuje w przepływie, gdzie liczba Macha przed falą jest mniejsza niż 1,3. W takim przypadku na fali uderzeniowej obserwuje się niewielki przyrost ciśnienia, który może występować w warstwie przyściennej bez powodowania oderwania (rys. 1.6a). Obszar oddziaływania rozciąga się na niewielkim odcinku, odpowiadającym kilku grubościom niezaburzonej warstwy przyściennej. Pogrubienie poddźwiękowej części warstwy przyściennej inicjuje powstawanie fal kompresji w przylegającej części naddźwiękowej. Fale te redukują liczbę Macha, co skutkuje odchyleniem fali uderzeniowej i spowolnieniem przepływu do wartości $Ma = 1$. W pobliżu ściany dochodzi do znacznego wzrostu strat ciśnienia spiętrzenia w wyniku oddziaływania fali uderzeniowej. Jednocześnie, w obszarze oddalonym od ściany, straty ciśnienia spiętrzenia są zbliżone do wartości, jakie wystąpiłyby w przepływie nielepkim, czyli bez oporu tarcia.



Rys. 1.6. Schemat oddziaływania fali uderzeniowej z warstwą przyścienną:
a) oddziaływanie bez oderwania, b) oddziaływanie z oderwaniem

Oddziaływanie silne to interakcja fali uderzeniowej z warstwą przyścienną, która prowadzi do oderwania (rys. 1.6b). Manifestuje się ono w przepływie, gdzie liczba Macha przekracza 1,3. Obszar recyrkulacji może być niewielki, ale znacząco wpływa na ogólną strukturę przepływu. W rezultacie oddziaływania fali uderzeniowej w warstwie przyścienniej pojawia się oderwanie, co wywołuje znaczny wzrost ciśnienia spiętrzenia. Skok ciśnienia rozciąga się na znacznie większym obszarze z powodu obecności oderwania, które odchyła linie strumienia. W konsekwencji powstają fale kompresji, które łączą się, tworząc falę skośną. Skośna fala przecina falę główną w punkcie potrójnym. Ze względu na mniejszy wzrost ciśnienia na fali skośnej w porównaniu z falą główną, tworzy się kolejna fala skośna. Obie fale skośne formują tak zwaną stopę λ i, jak wspomniano wcześniej, przecinają się w punkcie potrójnym. Punkt potrójny stanowi początek powierzchni poślizgu za falą, na której występuje nieciągłość ciśnienia spiętrzenia, prędkości i gęstości. Po obu stronach tej powierzchni ciśnienie statyczne i kierunek przepływu pozostają takie same. Poniżej powierzchni poślizgu może istnieć obszar przepływu naddźwiękowego, znany jako język Macha. Przypadek, w którym występuje oderwanie, znacząco odbiega od przewidywań dla przepływu nielepkiego.

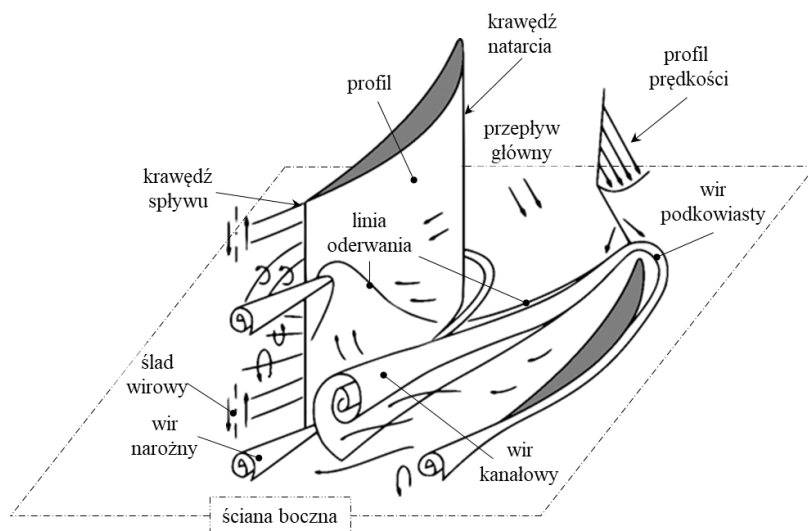
Na rys. 1.7 przedstawiono wizualizację interakcji fali uderzeniowej z warstwą przyścienną dla różnych prędkości napływu wykonaną techniką schlieren (niem. smuga) – obrazowanie smugowe. Ilustracja ta doskonale pokazuje transformację oddziaływania „słabego” w „silne”. Na rys. 1.6a widoczna jest „słaba” interakcja, charakteryzująca się pojedynczą falą uderzeniową bez oderwania, przy liczbie Macha $Ma = 1,23$. W kolejnym przypadku (rys. 1.6b) obserwuje się pojawienie stopy λ , pod którą następuje gwałtowny wzrost grubości warstwy przyścienniej, spowodowany obecnością niewielkiego oderwania (bezpośrednio za falami kompresji). Liczba Macha przed falą dla tej konfiguracji wynosi $Ma = 1,33$. Ostatnie zdjęcie na rys. 1.7c, uzyskane dla $Ma = 1,45$, bardzo wyraźnie prezentuje wszystkie struktury charakterystyczne dla oddziaływania „silnego”. Stopa λ jest większa niż w przepływie przy $Ma = 1,33$. Dodatkowo na tym zdjęciu wyraźnie widać powierzchnię poślizgu, która swój początek ma w punkcie potrójnym nad stopą λ .



Rys. 1.7. Oddziaływania prostej fali uderzeniowej z warstwą przyścienną – wizualizacja, technika schlieren [9]: a) liczba Macha przed falą $Ma = 1,23$; b) liczba Macha przed falą $Ma = 1,33$; c) liczba Macha przed falą $Ma = 1,45$

1.4. Przepływy wtórne

W zakrzywionych kanałach pole przepływu staje się trójwymiarowe. Oprócz przepływu głównego (pierwotnego) może pojawić się również przepływ wtórny, który charakteryzuje się tym, że kierunek ruchu płynu znacząco odbiega od kierunku strumienia głównego. Takie przepływy są powszechne zarówno w przepływach zewnętrznych, jak i wewnętrznych. W sprężarkach osiowych, przy dużym obciążeniu stopnia, przepływy wtórne przyczyniają się do znacznego obniżenia sprawności ogólnej oraz zmniejszają margines bezpieczeństwa pracy. Podstawowe mechanizmy powstawania przepływów wtórnych w palisadach sprężarkowych wynikają głównie z obecności warstwy przyściennej [21].



Rys. 1.8. Struktura przepływów wtórnych w palisadzie liniowej

W palisadzie liniowej (rys. 1.8) gradient prędkości w warstwie przyściennej, w pobliżu krawędzi natarcia, inicjuje powstanie wiru podkowiatego. Następnie wir ten opływa krawędź natarcia profilu, tworząc dwa ramiona, które biegą zgodnie z kierunkiem przepływu wzdłuż łopatki po stronie ssącej i ciśnieniowej. Różnica ciśnień w kanale międzyłopatkowym w jego dalszej części wymusza przepływ poprzeczny do strumienia głównego, od strony ciśnieniowej do strony ssącej sąsiedniego profilu, co prowadzi do powstania wiru kanałowego. Kolejnym efektem przepływu poprzecznego w bliskim sąsiedztwie strony ssącej sąsiedniego profilu jest formowanie się wiru narożnego. Wir narożny jest znacznie mniejszy od wiru kanałowego, co wynika z różnicy pędu między stroną ssącą a ciśnieniową. Przyspieszenie wywołane krzywizną profilu powoduje spadek ciśnienia, a tym samym większy pęd po stronie ssącej niż po stronie ciśnieniowej. W rezultacie wir kanałowy i wir narożny spotykają się w okolicy krawędzi spływu. Płyn o niskim pędzie, znajdujący się w narożu wzdłużnym, wchodzi w interakcję z przepływem głównym w kanale międzyłopatkowym, nie jest w stanie pokonać

ciśnienia statycznego rosnącego w kierunku poprzecznym. W konsekwencji dochodzi do gromadzenia się płynu o obniżonym pędzie i powstania przepływu silnie trójwymiarowego. W przypadku bardzo intensywnego oddziaływania, spowodowanego na przykład znacznym obciążeniem palisady, może wystąpić oderwanie w narożu. W takiej sytuacji element płynu odrywa się od powierzchni i jest dalej transportowany wraz ze strumieniem głównym lub rozwija silnie trójwymiarowy przepływ powrotny. Granica, na której następuje oderwanie, charakteryzuje się zerowymi naprężeniami stycznymi i jest nazywana linią oderwania. Mechanizm powstawania trójwymiarowych przepływów wtórnych w palisadach łopatkowych został szczegółowo omówiony przez wielu autorów [21–23]. Niemniej jednak, czynniki odpowiedzialne za ich tworzenie są na tyle złożone, że zagadnienie to pozostaje aktualnym obszarem badań [24,25].

1.5. Sterowanie przepływami narożnymi

Przepływ przez silnie obciążoną palisadę łopatkową skutkuje powstaniem przepływów wtórnych, co prowadzi do zmniejszenia efektywnego przekroju przepływu. Sterowanie przepływami wtórnymi polega na ich osłabianiu lub modyfikacji w celu ograniczenia strat aerodynamicznych i poprawy jednorodności przepływu. W konsekwencji wzrasta prędkość przepływu głównego, co wpływa na rozkład prędkości w kanale międzyłopatkowym. Zwiększenie prędkości jest oznaką kontrakcji przepływu, a intensywność tego zjawiska opisuje parametr AVDR (z ang. *axial velocity density ratio*) [26]. Jest on definiowany jako stosunek iloczynu gęstości i prędkości na wylocie (indeks ② na rys. 1.9) do iloczynu gęstości i prędkości na wlocie (indeks ① na rys. 1.9):

$$AVDR = \frac{\rho_2 V_2 \cos \beta_2}{\rho_1 V_1 \cos \beta_1}, \quad (1.6)$$

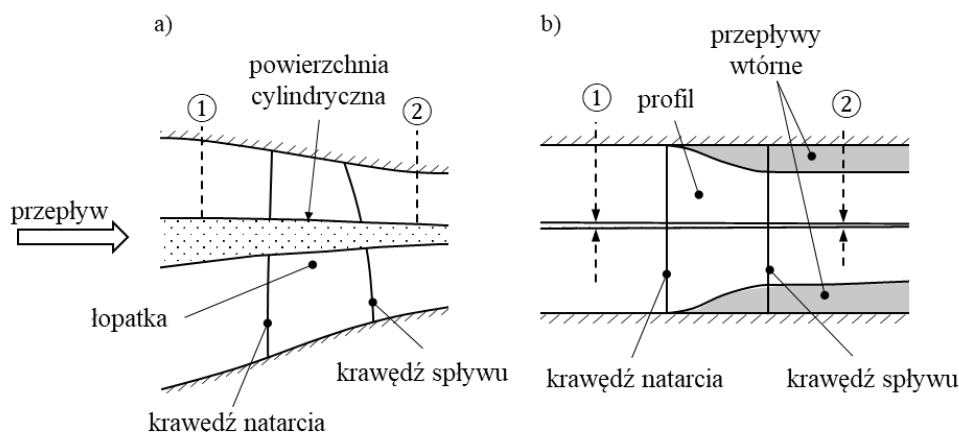
gdzie: ρ – gęstość, V – prędkość, β – kąt napływu.

Współczynnik AVDR wyznacza się, w celu uwzględnienia odchylenia rzeczywistego przepływu w palisadzie od idealnego modelu dwuwymiarowego (2D). Współczynnik AVDR może przyjąć wartość:

- AVDR = 1 oznacza, że przepływ można traktować jako dwuwymiarowy. W takim przypadku grubość warstwy przyściennej wzdłuż kanału jest stała, a sam kanał ma stałą szerokość, co wskazuje na brak przepływów wtórnych.
- AVDR > 1 – w tej sytuacji warstwa przyścienna zaczyna się rozwijać, powodując zwężenie efektywnego przekroju przepływu, a to z kolei prowadzi do kontrakcji i przyspieszenia przepływu. Podobny efekt obserwuje się, gdy sam kanał przepływowy ulega zwężeniu.
- AVDR < 1 – w tym przypadku grubość warstwy przyściennej w pobliżu profilu maleje, co skutkuje zwiększeniem efektywnego przekroju prze-

plywu. W konsekwencji prędkość za profilem ulega zmniejszeniu w porównaniu z prędkością przed profilem. Analogiczna sytuacja występuje, gdy kanał przepływowy staje się rozbieżny.

W przypadku modelowania przepływu przez sprężarkę osiową (rys. 1.9a) za pomocą modelu palisady liniowej (rys. 1.9b), konieczne jest uwzględnienie wpływu przepływów wtórnych. Można to osiągnąć na dwa sposoby: poprzez modyfikację geometrii ścian bocznych, czyli zwężanie lub rozszerzanie kanału przepływowego, albo poprzez aktywne sterowanie przepływami wtórnymi za pomocą odsysania części masy przepływającego czynnika w pobliżu ścian bocznych.



Rys. 1.9. Zmiana grubości strumienia w przepływie osiowym:

a) przepływ przez sprężarkę osiową, b) przepływ przez palisadę liniową

Pierwsza metoda polega na modyfikacji efektywnego przekroju kanału w kierunku poprzecznym za pomocą wkładek klinowych. W takim rozwiązaniu ściany boczne palisady liniowej składają się z wymiennych elementów. W zależności od założeń projektowych, dobiera się odpowiedni kąt wkładki, aby osiągnąć pożądany współczynnik AVDR. Usunięcie wkładki, rozpoczynającej się na wysokości krawędzi natarcia, powoduje zwiększenie szerokości kanału na wysokości krawędzi splywu. Dzięki temu przepływ ma większą przestrzeń, co skutkuje zmniejszeniem współczynnika AVDR. Analogicznie, aby zwiększyć współczynnik AVDR, należy zamontować wkładkę, która przyspieszy strumień w pobliżu krawędzi splywu w większym stopniu niż na krawędzi natarcia. Jest to podstawowa modyfikacja pasywna. Innym przykładem pasywnej kontroli jest zastosowanie elastycznych ścian bocznych, które umożliwiają płynną regulację przepływu w czasie rzeczywistym bez konieczności fizycznej przebudowy układu przepływowego. Metody pasywne nie wiążą się z dostarczaniem ani odbieraniem energii z układu przepływowego.

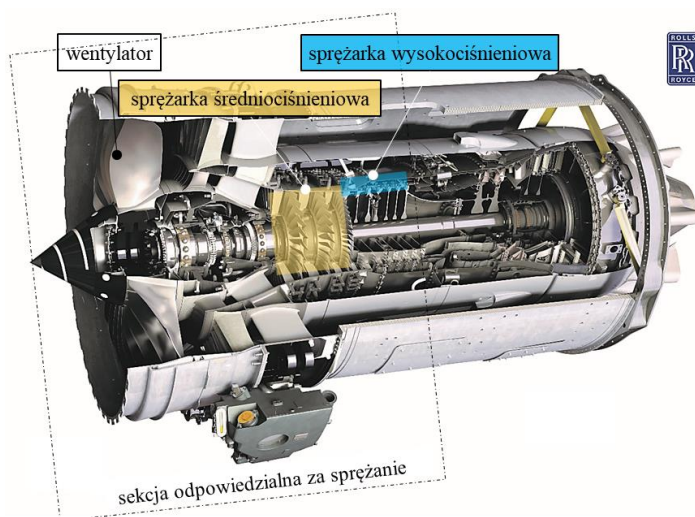
Druga metoda, technika częściej stosowana, to aktywne sterowanie przepływem poprzez zastosowanie odsysania w miejscach formowania się przepływów

narożnych. Lokalizacja i kształt szczelin odsysających mogą być zróżnicowane i zależą od możliwości technologicznych, konfiguracji badanego obszaru oraz dostępności technik pomiarowych [27–31].

Metoda pasywna ma pewne ograniczenia w porównaniu z metodą aktywną. Po pierwsze, stosowanie wkładek lub elastycznych ścianek może ograniczać widoczność poprzez częściowe zasłanianie lub zmianę kąta odbicia światła, co utrudnia lub uniemożliwia zastosowanie optycznych technik pomiarowych. W metodzie aktywnej ściany boczne palisady liniowej mogą być wykonane z przezroczystego materiału o stałym przekroju, co stanowi istotną przewagę. Dodatkowo metoda aktywna pozwala na precyzyjne kontrolowanie przepływów narożnych bez potrzeby przebudowywania sekcji pomiarowej.

2. Charakterystyka przepływu w transsonicznej sprężarce osiowej

Współczesne sprężarki stosowane w lotniczych turbinach gazowych muszą spełniać rygorystyczne wymagania dotyczące wysokiej sprawności [32,33], stopnia sprężania [34] oraz niskiej masy [35–37]. Wysoki stopień sprężania jest kluczowy dla zapewnienia odpowiedniej mocy i sprawności silnika. Umożliwia on również zmniejszenie liczby stopni sprężania, co przyczynia się do redukcji masy całego urządzenia i zwiększenia jego wydajności. Sekcja sprężarki stanowi znaczną część silnika lotniczego, bo około 50–60% jego długości (rys. 2.1), i odpowiada za 40–50% jego całkowitej masy [38]. W lotnictwie wymagania dotyczące niskiej masy są szczególnie istotne. Każdy dodatkowy kilogram wpływa na wzrost kosztów paliwa oraz zmniejszenie ładowności samolotu, co negatywnie oddziałuje na jego wydajność i ekonomiczność.



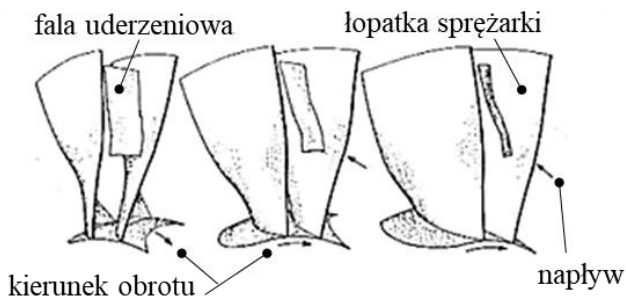
Rys. 2.1. Przekrój silnika lotniczego z rodziny BR710¹

Jednym z aktualnych kierunków w projektowaniu silników lotniczych jest zwiększenie stopnia sprężania poprzez podwyższenie prędkości obrotowej łopatek sprężarki [3]. Taki zabieg skutkuje wzrostem względnych prędkości przepływu zarówno przed sprężarką, jak i w jej wnętrzu. W konsekwencji pole przepływu przechodzi od poddźwiękowego w rejonie osi do naddźwiękowego w obszarze wierzchołka łopatki. Innym sposobem na poprawę wydajności jest zasto-

¹https://live.staticflickr.com/65535/47007220154_fa028b55fa_3k.jpg

sowanie przekładni redukcyjnej między wentylatorem a silnikiem [39]. Umożliwia to zwiększenie ilości przetłaczanego powietrza, co w efekcie prowadzi również do podwyższenia prędkości obrotowej wentylatora.

Ze względu na złożone warunki przepływu, łopatki sprężarki często charakteryzują się przestrzennym skręceniem, zróżnicowanym profilem oraz zmienną cięciwą [40]. Na rys. 2.2 przedstawiono schematyczne położenie fali uderzeniowej w kanale międzyłopatkowym sprężarki osiowej.

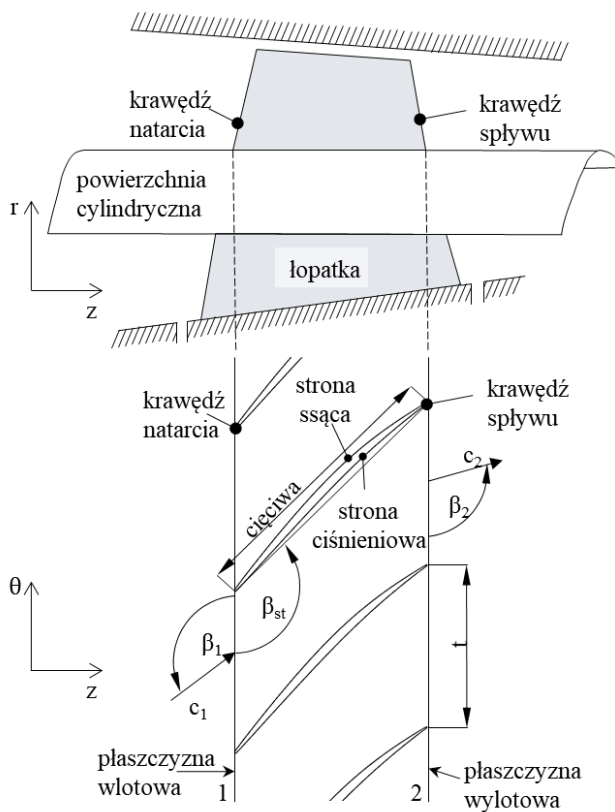


Rys. 2.2. Wizualizacja występowania fali uderzeniowej na łopatkce sprężarki osiowej [10]

Łopatki sprężarki można klasyfikować na podstawie prędkości przepływu na wlocie i wylocie z palisady oraz w kanale międzyłopatkowym [42,43]. W związku z tym w literaturze często spotykane są określenia takie jak „łopatka poddźwiękowa”, „łopatka transoniczna” oraz „łopatka naddźwiękowa”. W przemyśle najczęściej wykorzystywane są sprężarki poddźwiękowe, w których względna liczba Macha na wlocie zazwyczaj wynosi od 0,4 do 0,8. Uzyskiwany na pojedynczym stopniu spręż wynosi 1,05–1,2, a sprawność stopnia mieści się w zakresie 88–92%. W zastosowaniach lotniczych względna liczba Macha na wlocie osiąga wartości od 0,7 do 1,1, co pozwala uzyskać spręż w zakresie 1,15–1,6 przy sprawności 80–85%. Ostatnią grupę stanowią sprężarki badawcze, w których względny napływ mieści się w przedziale 1,05–2,5, osiągany spręż to 1,8–2,2, a sprawność całego stopnia szacuje się na 75–85%.

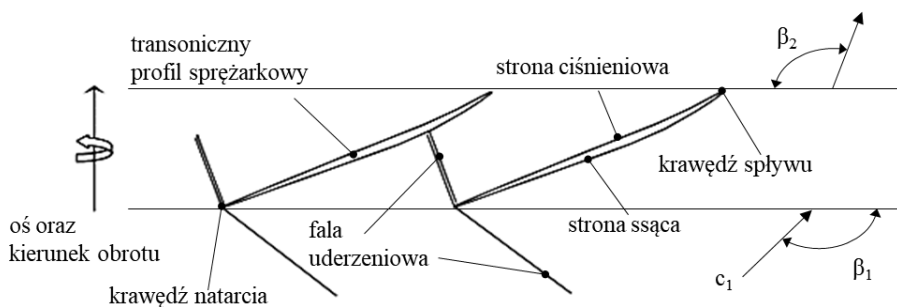
Analiza przepływu przez stopień osiowy sprowadza się do wyznaczenia charakterystycznych parametrów definiujących przepływ na wybranych powierzchniach o stałym promieniu. Powierzchnie te, po rozwinięciu i teoretycznym uzupełnieniu do nieskończonej liczby profili, tworzą prostą palisadę profili, inaczej zwaną palisadą prostoliniową.

Rysunek 2.3 przedstawia szkic palisady sprężarkowej, na którym zaznaczono charakterystyczne wielkości geometryczne oraz przepływowe. Kąt wlotowy β_1 określa kierunek wektora prędkości jednorodnego strumienia przed palisadą, a kąt wylotowy β_2 – kierunek za palisadą. Kąt ustawienia profilu w palisadzie oznaczono jako β_{st} , a t to podziałka palisady. Symbole c_1 i c_2 oznaczają prędkość przepływu. Oznaczenia w cylindrycznym układzie współrzędnych: z – oś obrotu, r – współrzędna promieniowa, θ – współrzędna kątowa.



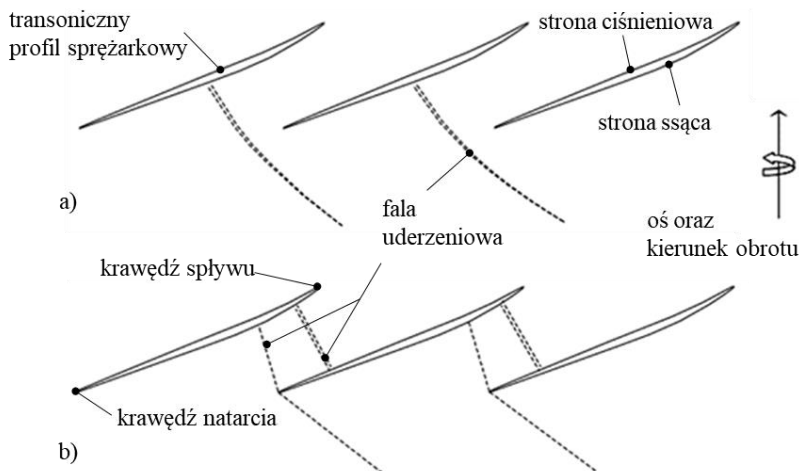
Rys. 2.3. Model palisady

Newralgicznym obszarem łopatki jest miejsce formowania się fali uderzeniowej. Najczęściej powstaje ona na krawędzi natarcia sąsiedniej łopatki, a następnie oddziałuje bezpośrednio na stronę ssącą analizowanej łopatki. Schemat układu falowego dla nominalnego punktu pracy przedstawiono na rys. 2.4.



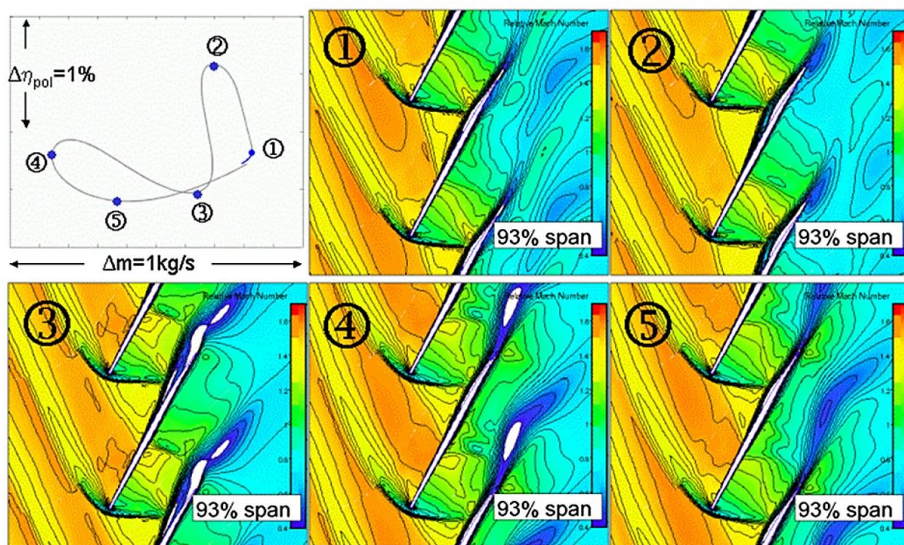
Rys. 2.4. Schemat układu falowego – rozwinięcie obwodowe [10]

Możliwe są dwa dodatkowe skrajne przypadki, w których silnik będzie mniej lub bardziej obciążony. W pierwszym przypadku (rys. 2.5a), na skutek zmniejszenia ilości przepływającego powietrza, prędkość napływu zmniejsza się i w konsekwencji układ falowy przesuwany jest w przód przepływu, co zmniejsza efektywność pracy sprężarki. W drugim przypadku (rys. 2.5b), gdy silnik lotniczy jest bardziej obciążony, następuje większy przepływ powietrza, który może prowadzić do przesunięcia układu falowego w dół przepływu, co skutkuje pojawieniem się sekwencji fal. Zjawisko to negatywnie wpływa na efektywność.



Rys. 2.5. Schemat układu falowego wg warunków przepływu [10]

Jeżeli złożyć, że sprężarka pracuje w nominalnym punkcie pracy, to w konsekwencji kanale międzyłopatkowym pojawia się interakcja fali uderzeniowej z warstwą przyścienną. Interakcja taka jest zjawiskiem niestacjonarnym i może wywołać oscylacje fali uderzeniowej. W pracy [11] wykazano, że niewielkie fluktuacje przepływającej masy mogą negatywnie wpływać na sprawność. Przyjmując, że masowe natężenie przepływu dla prezentowanych wyników wynosi blisko 196 kg/s [12], to zmiana na poziomie 1 kg/s stanowi ok. 0,5% całej masy. Na rys. 2.6 przedstawiono rozkład liczby Macha dla pięciu wybranych chwil jednego okresu pulsacji wraz z wykresem zmian sprawności w funkcji masowego natężenia przepływu. Należy tu wyraźnie podkreślić, że obliczenia przedstawiane w tej pracy realizowane były tylko dla wirnika wentylatora podczas pracy nominalnej. Takie porównanie wyraźnie pokazuje, jak silnie proces interakcji fali uderzeniowej z warstwą przyścienną łopatkki sprężarki wpływa na efektywność pracy całego silnika.



Rys. 2.6. Kontury liczby Macha dla wybranych przedziałów czasowych jednego okresu oscylacji fali uderzeniowej [11]

2.1. Cel i zakres badań

Celem badań było:

- Zidentyfikowanie charakterystycznych struktur przepływu towarzyszących przepływowi przez transoniczną sprężarkę lotniczą.
- Zaprojektowanie unikalnego stanowiska pomiarowego do analizy oddziaływania fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na stronie ssącej łopatki sprężarki transonicznej.
- Przeprowadzenie walidacji modelu numerycznego oraz kompleksowa analiza oddziaływania fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na stronie ssącej łopatki sprężarki transonicznej.
- Numeryczne badanie wpływu różnych modyfikacji geometrii profilu w celu wymuszenia przejścia laminarno-turbulentnego na stronie ssącej łopatki sprężarki transonicznej.

W pracy wykorzystano metody RANS (ang. *Reynolds averaged Navier Stokes*) do numerycznego modelowania przepływu, umożliwiające identyfikację charakterystycznych struktur przepływu towarzyszących przepływowi przez transoniczną palisadę profili sprężarkowych. Rozpoznanie złożonych struktur przepływu było istotnym elementem badań posłużyło do zaprojektowania unikatowego stanowiska pomiarowego zainstalowanego w tunelu transonicznym Instytutu Maszyn Przepływowych PAN w Gdańsku. Stanowisko to umożliwiała wy-

konanie precyzyjnych i powtarzalnych pomiarów. Rezultaty pomiarów wykorzystane zostały do analizy oddziaływania fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na stronie ssącej profilu sprężarki transonicznej oraz walidacji modelu obliczeniowego. Następnie przeprowadzono badania numeryczne wpływu różnych modyfikacji geometrii profilu na wymuszenie przejścia laminarno-turbulentnego, które umożliwiły kompleksową ocenę wpływu zastosowanych modyfikacji na oddziaływanie fali uderzeniowej z warstwą przyścienną. Uzyskane wyniki badań umożliwiły lepsze zrozumienie procesów zachodzących w sprężarkach transonicznych oraz wskazały na możliwe kierunki dalszych badań w dziedzinie aerodynamiki transonicznych sprężarek lotniczych.

Zakres przeprowadzonych badań obejmował analizę struktury przepływu i interakcji fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na profilu sprężarki dla poniższych przypadków:

- z naturalnym przejściem laminarno-turbulentnym (przypadek referencyjny);
- z próbą wymuszenia przejścia laminarno-turbulentnego:
 - przed obszarem interakcji fali z warstwą przyścienną:
 - wysokość stopnia 0,05 mm,
 - wysokość stopnia 0,1 mm,
 - wysokość stopnia 0,4 mm;
 - na krawędzi natarcia badanego profilu:
 - wysokość stopnia 0,05 mm,
 - wysokość stopnia 0,4 mm,
 - wysokość stopnia 0,8 mm.

3. Charakterystyka wykorzystanych metod obliczeniowych

Współczesne metody numeryczne są podstawowym narzędziem wykorzystywanym w procesie projektowania i analizy zjawisk fizycznych zachodzących w mechanice płynów. Metody te są narzędziem służącym do rozwiązywania praktycznych i teoretycznych zagadnień obliczeniowych oraz do przekształcania znanych modeli ciągłych do odpowiadających im postaci dyskretnych.

W praktyce, metody obliczeniowe pozwalają zmniejszyć liczbę testów eksperymentalnych, co przekłada się na obniżenie kosztów związanych z badaniami w laboratorium. Należy przy tym pamiętać, że uzyskane w ten sposób wyniki obarczone są pewnymi błędami wynikającymi ze sposobu dyskretyzacji, wykorzystanego modelu opisującego dany system, proces lub zjawisko czy też samego procesu obliczeniowego, a raczej jego dokładności. Wszystko to przekłada się na pewną niedoskonałość metod numerycznych, w związku z tym należy mieć na uwadze, że nawet najbardziej złożony model nie będzie w stanie w pełni odwzorować rzeczywistości.

3.1. Układ równań bilansu masy, pędu i energii

W tym rozdziale przedstawiono równania zachowania masy, pędu i energii, które są istotne z punktu widzenia mechaniki płynów. Bardziej szczegółowy opis równań można znaleźć w [13–15].

Masę (m) ciała stałego lub objętości płynu można wyrazić, jako całkę z gęstości ρ w objętości V :

$$m = \iiint_V \rho(\vec{x}, t) dV, \quad (3.1)$$

gdzie gęstość ρ jest funkcją przestrzeni ($\vec{x}$) i czasu (t). Ponieważ w obszarze objętości masa nie jest produkowana, ani nie zanika to

$$\frac{Dm}{Dt} = \frac{\partial m}{\partial t} + u_i \frac{\partial m}{\partial x_i} = 0, \quad (3.2)$$

gdzie $\frac{D}{Dt}$ oznacza pochodną materialną (pochodną substancjalną), a u_i i x_i ($i = 1, 2, 3$) – odpowiednio składowe wektora prędkości i współrzędne kartezjańskie. Równanie (3.1) można przedstawić w postaci, która wynika z zastosowania hipotezy transportu Reynoldsa, znanej jako „Reynolds transport theorem”:

$$\frac{D}{Dt} \iiint_V \rho dV = \iiint_V \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) \right] dV = 0. \quad (3.3)$$

Operator Stokesa $\frac{D}{Dt}$ po scałkowaniu musi przyjąć wartość równą zero, więc ostatecznie równanie zachowania masy przyjmie postać

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0. \quad (3.4)$$

Zmiana pędu musi być równa całce ze wszystkich sił działających na pojedynczy element płynu. Siły te dzielimy na siły masowe lub objętościowe $\vec{F}_V$ oraz siły działające na powierzchnię $\vec{F}_S$, zatem

$$\frac{D}{Dt} \iiint_V \rho \vec{u} dV = \vec{F}_V + \vec{F}_S. \quad (3.5)$$

Do sił masowych lub objętościowych zaliczmy siłę odśrodkową, siłę grawitacji lub siłę związaną z polem elektromagnetycznym. Siły te najczęściej wyrażone są za pomocą gęstości rozkładu sił:

$$\vec{f} = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{F}_V}{\Delta m} = \frac{1}{\rho} \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{F}_V}{\Delta V} = \frac{1}{\rho} \frac{d\vec{F}_V}{dV}. \quad (3.6)$$

Jeśli więc

$$d\vec{F}_V = \rho \vec{f} dV, \quad (3.7)$$

to dla objętości kontrolnej płynu mamy

$$\vec{F}_V = \iiint_V \rho \vec{f} dV. \quad (3.8)$$

Do sił powierzchniowych zalicza się np. siłę napięcia powierzchniowego lub siłę związaną z ciśnieniem. W ten sam sposób definiowana jest gęstość rozkładu sił powierzchniowych:

$$\vec{p}_n = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{F}_S}{\Delta S} = \frac{1}{\rho} \frac{d\vec{F}_S}{dV}. \quad (3.9)$$

skąd

$$d\vec{F}_S = \vec{p}_n dS, \quad (3.10)$$

zatem

$$\vec{F}_S = \iint_S \vec{p}_n dS. \quad (3.11)$$

Dodatkowo wektor $\vec{p}_n$ można przedstawić w postaci tensora naprężeń $\mathbf{P}$, otrzymując $\vec{p}_n = \vec{n}\mathbf{P}$, gdzie

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} \\ P_{31} & P_{32} & P_{33} \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

Dla płynów newtonowskich takich jak powietrze, składowe tensora naprężeń P_{ij} wyraża się wzorem

$$P_{ij} = -\delta_{ij}p + \tau_{ij} = -\delta_{ij}p + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \zeta \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k}, \quad (3.13)$$

gdzie μ jest lepkością dynamiczną ($1,72 \times 10^{-5}$ Pa·s dla powietrza w warunkach normalnych), a ζ jest lepkością objętościową ($3,03 \times 10^{-5}$ Pa·s).

Równanie (3.5) można przedstawić za pomocą wyrażenia

$$\frac{D}{Dt} \iiint_V \rho u_i dV = \iiint_V \rho u_i dV + \iint_S \vec{p}_n dS, \quad (3.14)$$

skąd w oparciu o twierdzenie Gaussa-Ostrogradskiego, które umożliwia przekształcenie całki powierzchniowej w całkę objętościową, przy pominięciu wpływu sił masowych otrzymujemy

$$\iiint_V \left(\rho \frac{Du_i}{Dt} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right) dV = 0. \quad (3.15)$$

Postać różniczkowa równania pędu wyrażona jest w formie równania

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = 0. \quad (3.16)$$

Wykorzystując zależność (3.15) otrzymujemy równanie Naviera-Stokesa (N-S):

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) + \zeta \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right]. \quad (3.17)$$

Zmiana energii w czasie następuje na skutek działania sił masowych i powierzchniowych oraz dodatkowo może być wywołana czynnikiem zewnętrznym, takim jak zewnętrzne źródło ciepła; otrzymujemy następujące równanie:

$$\frac{D}{Dt} \iiint_V \rho \left(\frac{u^2}{2} + e \right) dV = \iint_S \vec{u} \vec{p}_n dS - \iint_S \vec{q} \vec{n} dS. \quad (3.18)$$

Zmieniając całki powierzchniowe na objętościowe i definiując entalpię $h = e + p/\rho$, ogólną postać różniczkową bilansu energii można przedstawić, jako

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{u_i u_i}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \left(h + \frac{u_i u_i}{2} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j \tau_{ij}) + \frac{\partial q_j}{\partial x_j} = 0. \quad (3.19)$$

3.2. Modelowanie turbulencji

Równania zachowania masy, pędu (N-S) i energii opisują zarówno przepływy laminarne, jak i turbulentne. Turbulencja jest generowana powyżej krytycznej liczby Reynoldsa (Re) [16]. W większości przepływów związanych z lotnictwem i energetyką liczba Reynoldsa jest wyższa od wartości krytycznej. Zgodnie z hipotezą Reynoldsa, w przepływie turbulentnym każdą zmienną można rozłożyć na wartość średnią oraz zmienną składową fluktuacyjną, zmieniającą się w czasie. Można przedstawić to jako wartość średnią i zmienną w czasie. Zastosowanie takiego podejścia, po odpowiednich przekształceniach równań transportu, prowadzi do układu uśrednionych równań Reynoldsa w postaci RANS (*Reynolds averaged Navier-Stokes*). Uśrednione równania Reynoldsa uzyskiwane są poprzez uśrednianie równań zachowania w przedziale czasu T . Przedział czasu uśredniania (T)

jest wystarczająco długi, aby objąć fluktuacje turbulentne, ale na tyle krótki, by nie uwzględniać zmian w parametrach przepływu.

Dowolna wielkość $\bar{A}$ w równaniach N-S jest uśrednioną w czasie w odniesieniu do wartości chwilowej A :

$$A = \bar{A} + A', \quad (3.20)$$

gdzie $\bar{A}$ jest średnią wartością, A' jest fluktuacją tej wartości, a uśrednienie czasowe (Reynoldsa) jest definiowane wzorem

$$\bar{A}(\vec{x}, t) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} A(\vec{x}, t + \tau) d\tau, \quad (3.21)$$

przy czym mamy $\bar{A}' = 0$. Wprowadzając dodatkowo uśrednienie ważone gęstościowo (Favre'a):

$$\tilde{A} = \frac{\bar{\rho} A}{\bar{\rho}}, \quad (3.22)$$

gdzie dekompozycja Favre'a jest zdefiniowana jako

$$A = \tilde{A} + A'', \quad (3.23)$$

oraz $\overline{\bar{\rho} A''} = 0$, ostatecznie otrzymujemy gęstość, ciśnienie oraz strumień ciepła uśrednione w czasie:

$$\rho = \bar{\rho} + \rho', \quad p = \bar{p} + p', \quad q = \bar{q} + q', \quad (3.24)$$

natomiast składowe prędkości, energia oraz entalpia uśrednione są masowo w czasie

$$u_i = \tilde{u}_i + u_i'', \quad e = \tilde{e} + e'', \quad h = \tilde{h} + h''. \quad (3.25)$$

Ostatecznie uśredniona postać równań Naviera-Stokesa wyrażona jest w następującej postaci:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0, \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \overline{u_i'' u_j''}) = 0, \quad (3.27)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[\bar{\rho} \left(\tilde{e} + \frac{1}{2} \tilde{u}_i \tilde{u}_i \right) + \frac{1}{2} \bar{\rho} \overline{u_i'' u_i''} \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} \tilde{u}_j \left(\tilde{h} + \frac{1}{2} \tilde{u}_i \tilde{u}_i \right) + \tilde{u}_j \frac{\bar{\rho} \overline{u_i'' u_j''}}{2} \right] + \\ & - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\tilde{u}_i (\bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho} \overline{u_i'' u_j''}) - \bar{q}_j - \bar{\rho} \overline{u_j'' h''} + \tau_{ji} \overline{u_i''} - \right. \\ & \left. \bar{\rho} \overline{u_j'' \frac{1}{2} u_i'' u_i''} \right] = 0. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Równania (3.26)–(3.28) różnią się od oryginalnych równań zachowania (3.4), (3.16) i (3.19) obecnością tensora naprężeń Reynoldsa ($\overline{u_i''u_j''}$). Równania zachowawcze dla tego członu zawierają kolejne niewiadome wyższego rzędu. Z punktu widzenia praktycznego, problem domknięcia w równaniach N-S oznacza, że w celu uzyskania numerycznego rozwiązania konieczne jest określenie wartości różnych zmiennych (takich jak prędkość, ciśnienie i gęstość) w każdym punkcie przestrzeni, a także pochodnych tych zmiennych. Z kolei, aby określić te pochodne, konieczne są informacje o wartościach tych zmiennych w innych punktach przestrzeni.

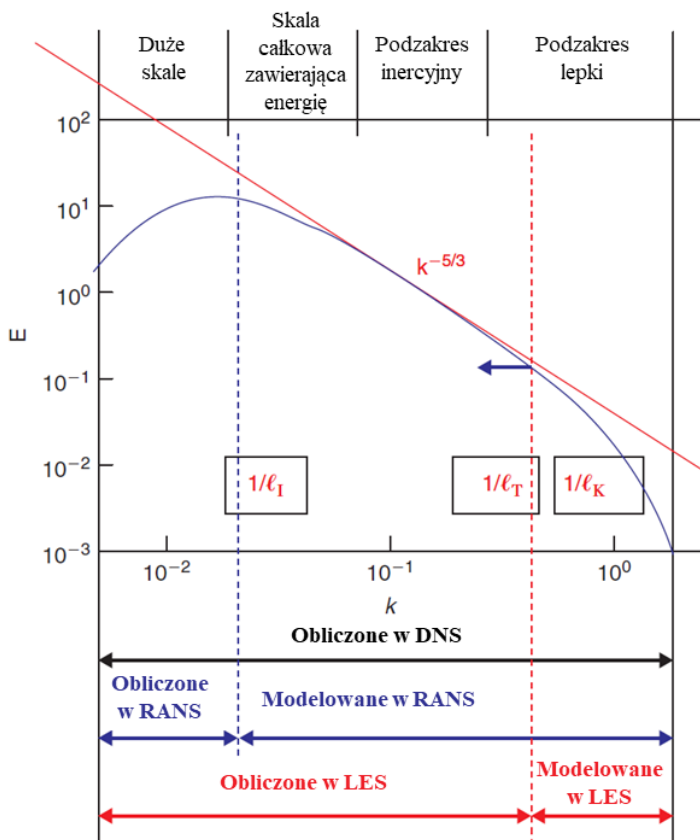
W praktyce, konieczne jest zastosowanie pewnych przybliżeń i uproszczeń, aby uzyskać rozwiązanie równań N-S, co może prowadzić do błędów numerycznych oraz utraty dokładności. Z tego powodu problem domknięcia jest jednym z największych wyzwań w numerycznym modelowaniu przepływów płynów.

3.3. Metody modelowania przepływu

Istotną cechą przepływów turbulentnych jest występowanie struktur wirowych o różnych skalach czasowych i przestrzennych. Największe skale przestrzenne związane są z charakterem struktury przepływu lub też wymiarem obszaru, w którym występują. To w tych skalach zgromadzona jest większość energii przepływu i to właśnie one są odpowiedzialne za transport masy, pędu i energii. W praktyce oznacza to, że w przepływach turbulentnych dominują siły bezwładności, a siły lepkości są pomijalne. Na skutek działania sił bezwładności największe wiry rozpadają się na mniejsze, które z kolei rozpadają się dalej tworząc dalsze generacje coraz to mniejszych struktur wirowych. Mechanizm ten polega na przekazywaniu energii z ruchu średniego poprzez kaskadę wirów do najmniejszych struktur wirowych. Energia kinetyczna najmniejszych wirów, ze względu na istnienie sił lepkości, ulega konwersji w energię wewnętrzną, czyli energię kinetyczną ruchu molekularnego. Proces ten nazywany jest dyssypacją i prowadzi do wzrostu temperatury płynu [17].

Większość przepływów spotykanych w inżynierii mechanicznej to przepływy turbulentne. W mechanice płynów do rozwiązywania zagadnień przepływu wykorzystywane są metody numeryczne CFD (ang. *computational fluid dynamics*), które wykorzystują równania N-S, przy czym wyróżnić należy, gdzie stosuje się trzy główne grupy takie jak (rys. 3.1):

- metoda bezpośredniej symulacji numerycznej – DNS (ang. *direct numerical simulation*),
- metoda dużych wirów – LES (ang. *large eddy simulation*),
- metoda wykorzystująca uśrednione równania Reynoldsa (RANS) (ang. *Reynolds-averaged Navier-Stokes*).



Rys. 3.1. Skale w przepływie turbulentnym [14]

Oprócz wymienionych metod, stosuje się także tzw. metody hybrydowe. Polegają one na podziale obszaru, w którym realizowany jest przepływ, na dwie lub więcej części. Następnie w określonej części stosuje się wybrany typ modelowania, np. DNS, aby rozwiązać w niej równania N-S. W kolejnej części można zastosować inny typ, np. RANS, aby rozwiązać w niej uśrednione równania N-S itd. Metody hybrydowe pozwalają na dokładniejsze odwzorowanie złożonej dynamiki przepływu niż tradycyjne modele RANS, jednocześnie umożliwiają zmniejszenie kosztów obliczeniowych w porównaniu z pełną symulacją DNS.

Metoda DNS polega na rozwiązaniu równań Naviera-Stokesa bez jakichkolwiek uproszczeń, uwzględniając wszystkie skale turbulencji. Dzięki temu symulacje numeryczne przeprowadzane metodą DNS pozwalają na prawidłowe odtworzenie dynamiki wszystkich skal liniowych i czasowych turbulencji, ale wymagają zastosowania siatek o bardzo dużej rozdzielczości. Każdy element siatki musi być mniejszy niż najmniejsza skala turbulencji, czyli rozmiar najmniejszego wiru. W praktyce, metoda DNS jest stosowana do modelowania przepływów o niskich liczbach Reynoldsa, w których siły lepkości mają znaczący wpływ na dyna-

mikę przepływu. Ze względu na dużą złożoność obliczeniową, stosowanie metody DNS jest bardzo kosztowne i wymaga zastosowania schematów wysokiego rzędu. Dlatego też, metoda DNS jest stosowana w przypadkach, w których potrzebna jest bardzo wysoka dokładność i dostępna jest wystarczająca moc obliczeniowa.

Metoda LES jest metodą pośrednią między podejściem DNS a RANS i stanowi pewien kompromis pomiędzy wymaganiami będącymi wynikiem złożonej struktury przepływu i dostępnymi zasobami obliczeniowymi. Podstawowym założeniem tej metody jest separacja ciągłego widma turbulentnych fluktuacji na część rozwiązywaną numerycznie i modelowaną analitycznie. Złożoność pełnych równań opisujących ruch elementu płynu zostaje uproszczona w procesie filtracji a podział na ruch drobno i wielkoskalowy zależy od rozmiaru elementu siatki. Modelowane są drobnoskalowe struktury (mniejsze od elementu siatki), których energia kinetyczna jest rozpraszana przez działające siły lepkości. Im mniejszy element siatki tym metoda ta zbliża się do metody bezpośredniej DNS.

Metoda RANS, wykorzystywana w tej pracy, bazuje na zmodyfikowanych równaniach N-S, przystosowanych do opisu ruchu turbulentnego. Klasyczne modelowanie turbulencji oparte jest na hipotezie Reynoldsa zgodnie, z którą chwilowe wartości wszystkich charakteryzujących przepływ wielkości fizycznych w danym punkcie obszaru przepływu są sumą wielkości uśrednionych w czasie i składowej fluktuacji (turbulencji), która jest losową funkcją czasu i przestrzeni. Ta metoda charakteryzuje się znacznie mniejszymi wymaganiami dotyczącymi rozdzielczości siatki i zasobów obliczeniowych w porównaniu do DNS i LES. Współcześnie, metoda ta jest najczęściej wykorzystywana w łańcuchu projektowym, aby zminimalizować liczbę testów eksperymentalnych. Istnieje wiele różnych modeli turbulencji, które opierają się na równaniach transportu opisujących przepływ turbulentny w sposób uproszczony. Najczęściej stosowanymi modelami turbulencji w metodzie RANS są modele oparte na jednym lub dwóch równaniach transportu. Jako przykład można wymienić:

Model Spalarta-Allmarasa (S-A) jest to jednorównaniowy model dedykowany do przepływów zewnętrznych. Ponieważ model ten nie uwzględnia oddziaływania pomiędzy różnymi skalami turbulencji, dlatego też nie jest zalecany w przepływie, gdzie istotne są przepływy wtórne.

Model $k-\varepsilon$ jest to model dwurównaniowy opisujący turbulentną energię kinetyczną (k) i dyssypację energii kinetycznej turbulencji (ε). Został opracowany z myślą o analizie przepływów, w których proces mieszania odgrywa istotną rolę. Model ten dość dobrze modeluje turbulencję w przepływach swobodnych oraz w warstwach ścinających i może być stosowany dla różnych typów przepływów, zarówno o niskich, jak i wysokich liczbach Reynoldsa. Jednakże model ten ma pewne wady, takie jak brak uwzględnienia wpływu anizotropii turbulencji oraz „efektu dużej skali”, co oznacza, że ten model turbulencji nie jest w stanie uwzględnić wszystkich szczegółów turbulencji wszystkich skal (przestrzennych i czasowych), prowadząc przy tym do niedokładnych wyników.

Model $k-\omega$ jest modelem dwurównaniowym, ale zamiast równania na dyssypację turbulencji (ϵ) stosuje się równanie opisujące charakterystyczną częstotliwością fluktuacji turbulentnych (ω). W porównaniu z modelem $k-\epsilon$, model $k-\omega$ lepiej przewiduje przepływ turbulentny w warstwie przyścienniej, ale jest bardziej czuły na wartości turbulencji w przepływie swobodnym. Jednak model ten, podobnie jak model $k-\epsilon$, nie uwzględnia anizotropii turbulencji.

Model $k-\omega$ SST jest modelem, który łączy cechy modelu $k-\epsilon$ i $k-\omega$, ponieważ wprowadza on dodatkowe człony w równaniu ograniczające nadprodukcję energii kinetycznej turbulencji w obszarach, gdzie występują silne gradienty ciśnienia, takie jak oderwanie czy też punkt spiętrzenia. Dodatkowo w modelu tym zastosowano mechanizm ograniczający, który redukuje wartość naprężeń ścinających w przepływie, stąd też w nazwie SST (ang. *shear stress transport*).

Model EARS (ang. *explicit algebraic Reynolds stress model*) jest modelem dwurównaniowym wywodzącym się z modelu $k-\omega$ [52]. Jest szczególnie przydatny do analizy złożonych przepływów, w których występują znaczące efekty wynikające z turbulencji. Model ten sprawdza się szczególnie dobrze w przypadkach, gdzie dominują anizotropowe cechy przepływu, takie jak przepływy wtórne lub oderwanie.

W badaniach wykorzystano model turbulencji EARS, ponieważ naprężenia styczne i przepływy wtórne z silnym ujemnym gradientem ciśnienia znacząco wpływają na przepływ główny [18–21]. Z tego powodu struktura przepływu jest silnie trójwymiarowa, co uzasadnia użycie tego modelu turbulencji. Wstępne obliczenia wykonano również dla modeli S-A, $k-\omega$ oraz $k-\epsilon$, jednak najlepszą zgodność z eksperymentem uzyskano przy zastosowaniu modelu EARS.

W ramach modelu EARS tensor naprężeń Reynoldsa (τ_{ij} , $i,j=1,2,3$) wyznaczany jest w oparciu o model tensora anizotropowego (a_{ij}) [48]:

$$\tau_{ij} = k \left(a_{ij} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \right), \quad (3.29)$$

$$a_{ij} = \beta_1 T_{1,ij} + \beta_2 T_{2,ij} + \beta_3 T_{3,ij} + \beta_4 T_{4,ij} + \beta_6 T_{6,ij} + \beta_9 T_{9,ij}, \quad (3.30)$$

gdzie β oznacza współczynniki kalibrujące, a T łączy w sobie relacje pomiędzy tensorem odkształceń i tensorem rotacji. Podstawowe równanie transportu dla tego dwurównaniowego modelu to:

k – energia kinetyczna turbulencji

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k) = P_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \mu_t \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right], \quad (3.31)$$

ω – wirowość turbulentna

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \omega) = \gamma \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \mu_t \sigma_\omega) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right]. \quad (3.32)$$

Przejście laminarno-turbulentne ma kluczowe znaczenie w przewidywaniu charakteru warstwy przyścienniej, ponieważ wpływa na transport masy, pędu

i energii, co z kolei może mieć wpływ na poprawne modelowanie interakcji pomiędzy warstwą przyścienną a falą uderzeniową. W niniejszej pracy wykorzystano model turbulencji, który uwzględnia przejście laminarno-turbulentne. Model ten, został zaproponowany przez Mentera i Langtry'ego w 2004 roku [22] i wprowadza dwa dodatkowe równania transportu dla intermitencji (γ) oraz liczby Reynoldsa opartej na grubości straty pędu ($Re_{\theta t}$).

Współczynnik intermitencji pozwala zlokalizować obszary, w których następuje produkcja energii kinetycznej turbulencji. Równanie opisujące liczbę Reynoldsa jest wykorzystywane do uwzględnienia efektów nielokalnych występujących w przepływie swobodnym, takich jak intensywność turbulencji czy gradient ciśnienia oraz do modelowania przenikania tych efektów do warstwy przyściennej.

Równanie transportu dla intermitencji sformułowane jest w postaci

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\gamma) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \gamma) = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_i} \right] \quad (3.33)$$

i podobnie równanie transportu dla liczby Reynoldsa opartej na grubości strat pędu:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \widetilde{Re}_{\theta t}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \widetilde{Re}_{\theta t}) = P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\sigma_{\theta 1} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \widetilde{Re}_{\theta t}}{\partial x_i} \right]. \quad (3.34)$$

Aby móc dokładnie modelować przejście laminarno-turbulentne w modelu turbulencji EARSMS, konieczne jest wprowadzenie modyfikacji do równania transportu dla energii kinetycznej (3.6), co pozwala na sprzężenie obu modeli:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k) = \widetilde{P}_k - \beta^* \widetilde{\rho k \omega} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \mu_t \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right], \quad (3.35)$$

gdzie człon $\widetilde{P}_k = \gamma P_\gamma$ reprezentuje produkcję, a kolejny człon $\beta^* \widetilde{\rho k \omega} = \min(\max(\gamma, 0.1), 1)(\beta^* \rho k \omega)$ reprezentuje dyssypację.

Dodatkowo należy wprowadzić modyfikacje współczynników c_{a1} , c_{a2} występujących w członach źródłowych obecnych w równaniu transportu intermitencji. Standardowe równanie transportu związane jest z produkcją oraz dyssypacją, przy czym wprowadzane są następujące modyfikacje: dla produkcji

$$P_\gamma = F_{\text{length}} c_{a1} \rho S (\gamma F_{\text{onset}})^{0.5} (1 - c_{e1} \gamma) \quad (3.36)$$

oraz dla dyssypacji

$$E_\gamma = c_{a2} \rho \Omega \gamma F_{\text{turb}} (c_{e2} \gamma - 1). \quad (3.37)$$

Wprowadzenie opisanych wyżej modyfikacji umożliwia połączenie uogólnionego modelu przejścia laminarno-turbulentnego z modelem turbulencji EARSMS, zapewniające efektywne modelowanie złożonego przepływu, w szczególności w warstwie przyściennej. Integracja ta, oparta na badaniach empirycznych, prowadzi do zwiększenia dokładności modelowania oraz umożliwia analizę wzajemnego oddziaływania fali uderzeniowej z warstwą przyścienną.

4. Struktura przepływu w palisadzie liniowej

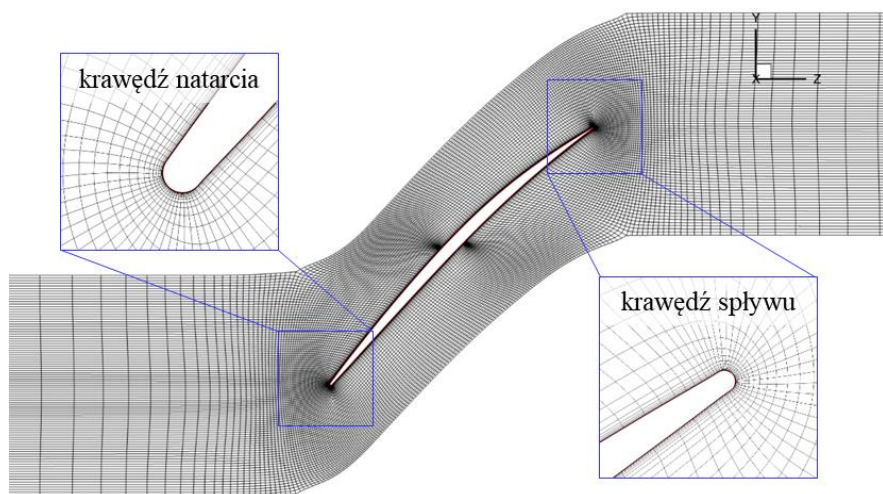
Analiza oddziaływania fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na profilu sprężarki lotniczej to jeden z elementów większego programu badawczego, który realizowany był w ramach europejskiego projektu badawczego TFAST (Transition Location Effect on Shock Wave Boundary Layer Interaction) [14]. W projekcie tym oprócz badań przepływu w palisadzie sprężarkowej, przeprowadzono również analizę interakcji fali uderzeniowej z warstwą przyścienną w palisadzie kierowniczej turbiny gazowej oraz na skrzydłach samolotów. W ramach projektu przeprowadzono również badania podstawowe w dyszach, gdzie fala uderzeniowa oddziaływała z warstwą przyścienną na płaskiej płycie. Wszystkie badania miały na celu poznanie mechanizmów interakcji fali uderzeniowej z warstwą przyścienną

Sekcja sprężarkowa projektowana była na podstawie geometrii łopatki wentylatora stosowanego w silniku lotniczym Rolls-Royce BR710. Wybór tego wentylatora wynikał z konieczności poznania mechanizmów związanych z interakcją fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na stronie ssącej łopatki, co zostało przedstawione w pracy [11]. Geometria profilu i warunki brzegowe zostały dostarczone przez producenta silników, który był partnerem projektu. Ponadto otrzymano również rozkład izentropowej liczby Macha na profilu. Liczba ta odzwierciedla prędkość przepływu w kontekście przemiany izentropowej, charakteryzującej się brakiem strat wewnętrznych i stałą entropią. Przedstawiając izentropową liczbę Macha (iMa) na profilu sprężarkowym można w prosty sposób określić położenie fali uderzeniowej oraz oszacować prędkość przepływu na zewnątrz warstwy przyściennej. Partner projektu wykorzystuje model MISES [23] w swoich procesach projektowych, a rozkład izentropowej liczby Macha jest traktowany, jako kryterium projektowe do zaprojektowania komory pomiarowej. Głównym celem jest dokładne odwzorowanie rozkładu ciśnienia i położenia fali uderzeniowej na stronie ssącej profilu. W tym celu przygotowano model dwuwymiarowej palisady liniowej w oparciu o dane przedstawione w tabeli 4.1.

Tabela 4.1. Parametry przepływowe i geometryczne profilu

Parametr	Wartość
Prędkość napływu	1,22 Ma
Kąt wlotu	55,56°
Cięciwa	100 mm
Rozpiętość	100 mm
Podziałka	0,6
Max grubość profilu	3 mm
AVDR	1,23

Strukturalna siatka obliczeniowa (rys. 4.1) dla analizowanej konfiguracji została przygotowana w programie AutoGrid5/Numeca i składa się z $\sim 2.3 \times 10^4$ elementów. Wlot i wylot zostały zdefiniowane w odległości odpowiadającej trzem długościom cięciwy. Ze względu na naddźwiękowy napływ i poddźwiękowy wypływ, dystans ten jest wystarczający, aby wykluczyć wpływ warunków brzegowych na pole przepływu. Ponadto, pierwszy element siatki obliczeniowej jest oddalony od ścianki profilu na aby wartość parametru y^+ nie przekraczała jedności. Jest to ważne dla zapewnienia odpowiedniej dokładności obliczeń numerycznych oraz dla uniknięcia problemów związanych z modelowaniem przepływu w pobliżu ściany.



Rys. 4.1. Siatka obliczeniowa (pokazano, co drugą linię siatki) ze szczegółami w okolicy krawędzi natarcia i spływu

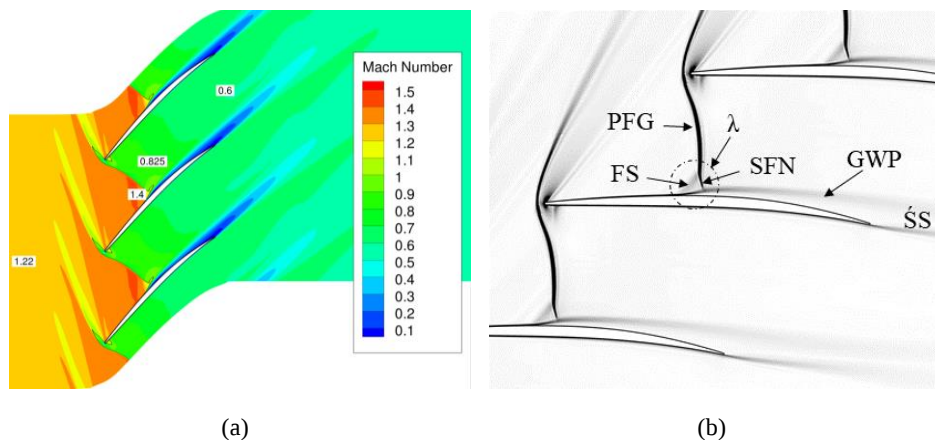
Symulacje numeryczne przeprowadzono przy użyciu programu Fine/Turbo Numeca z wykorzystaniem techniki zwiększającej szybkość otrzymywania zbieżności typu multigrid [15]. Szczegóły dotyczące najważniejszych parametrów opisujących model obliczeniowy przedstawiono w tabeli 4.2.

Warunki napływu na wlocie zostały zdefiniowane na podstawie warunków atmosferycznych, dla których w dalszej części projektu prowadzone były badania eksperymentalne. Ciśnienie całkowite wynosi 101 kPa, a temperatura całkowita 293 K. Intensywność turbulencji ustalono na poziomie 1%, natomiast stosunek lepkości turbulentnej do lepkości molekularnej (laminarnej) wynosi 10 (współczynnik lepkości turbulencji). Wiedząc, że napływ jest naddźwiękowy, odpowiednie zwiększanie lub zmniejszanie ciśnienia statycznego na wylocie z domeny obliczeniowej pozwala na zmianę położenia fali uderzeniowej.

Tabela 4.2. Ustawienia numeryczne programu obliczeniowego

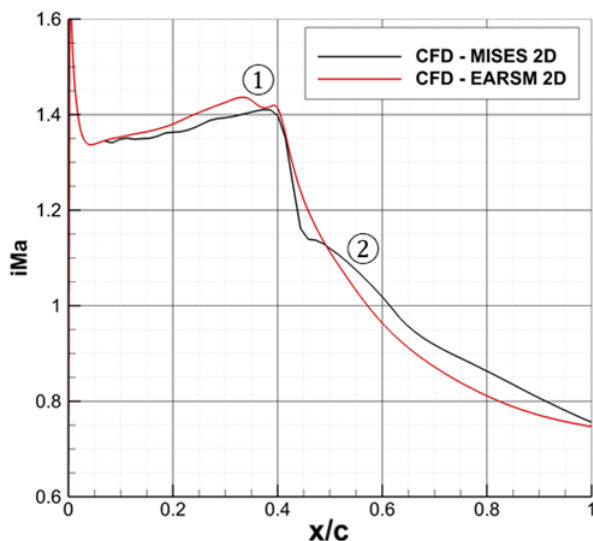
Parametr	Wartość
Model turbulencji	EARSM + L-T
Dyskretyzacja przestrzenna	metoda objętości skończonych
Dyskretyzacja czasowa	obliczenia stacjonarne
Schemat numeryczny	centralny + model sztucznej dyssypacji Jameson-Schmidt-Turkel
Model płynu	gaz idealny
Lepkość	model Sutherlanda

Wyniki symulacji dwuwymiarowej palisady liniowej, zaprezentowano na rys. 4.2. W układzie międzyłopatkowym zaobserwować można prostą falę uderzeniową, która generowana jest na krawędzi natarcia sąsiadującego profilu. Przesuwając się od krawędzi natarcia w dół przepływu zauważyć można, że przepływ stopniowo przyspiesza osiągając wartość 1,4 Ma tuż przed samą falą uderzeniową. Informacja ta wskazuje na to, że można sklasyfikować interakcję fali uderzeniowej z warstwą przyścienną, jako „silną”, czyli taką, w której pojawia się oderwanie. Dodatkowo za falą uderzeniową przepływ staje się poddźwiękowy, co jest naturalnym zjawiskiem w przypadku występowania prostej fali uderzeniowej (rys. 4.2a). Na rys. 4.2b przedstawiono moduł gradientu gęstości, co można interpretować jako wizualizację techniką schlieren dla rozwiązania numerycznego. Zauważyć można wszystkie charakterystyczne cechy przedstawione w rozdziale 1.3, takie jak prosta fala główna – PFG, słaba fala skośna – FS, silna fala skośna – SFS, stopa lambda – λ , granica warstwy przyściennej – GWP oraz ślad spływowy – ŚS.



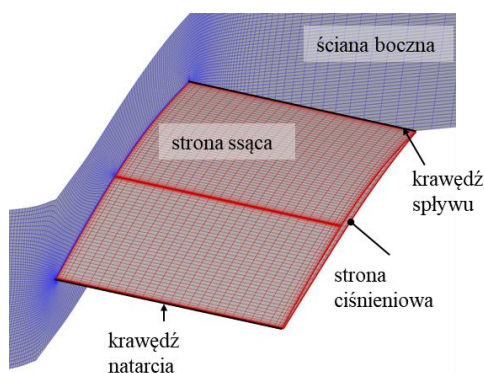
Rys. 4.2. Wyniki symulacji 2D: a) rozkład liczby Macha, b) numeryczna wizualizacja schlieren

W oparciu o ciśnienie statyczne na stronie ssącej profilu wykreślono rozkład izentropowej liczby Macha (rys. 4.3). Czerwona krzywa (EARSM 2D) jest wynikiem przeprowadzonej symulacji, natomiast czarna krzywa reprezentuje dane projektowe 2D, które otrzymano od producenta silników lotniczych. W pierwszej kolejności należy wyraźnie podkreślić, że warunki napływu, wypływu i lokalizacja fali uderzeniowej na stronie ssącej została poprawnie przewidziana. Warunki napływu w okolicy krawędzi natarcia ($x/c = 0$) można bezpośrednio odczytać z wykresu (rys. 4.3), to samo dotyczy warunków wylotowych w okolicy krawędzi spływu ($x/c = 1$). Fala uderzeniowa zlokalizowana jest w położeniu $x/c \sim 0,45$. Jednak pomimo wskazanych zgodności zauważyć można charakterystyczne różnice wynikające z zastosowanego modelu obliczeniowego oraz pewnych uproszczeń będących efektem modelowania 2D. Symbolem ① zaznaczono miejsce, w którym widoczny jest efekt plateau na krzywej czerwonej, co jest wynikiem obecności przejścia laminarno-turbulentnego wywołanego falą uderzeniową. Ten efekt jest charakterystyczny dla modelu GTM (ang. *generalized transition model*), ponieważ przejście laminarno-turbulentne jest w nim rozciągnięte w przestrzeni. W przeciwieństwie do tego, model MISES wykorzystuje prostszy model korelacji Abu-Ghannama i Shawa (AGS) [23] do opisu przejścia laminarno-turbulentnego, w którym zmiana przepływu z laminarnego na turbulentny zachodzi skokowo, dlatego też nie obserwuje się efektu plateau. Kolejną różnicą jest fragment z oznaczeniem ②, który wynika z bezpośrednio z zastosowanych uproszczeń w modelu MISES. Model, a w zasadzie system MISES jest zbiorem programów do szybkiej analizy i projektowania palisad, który obejmuje narzędzia do generowania siatki, inicjalizacji, analizy przepływu i post-processingu, przeznaczony do wstępnego określenia warunków projektowych.



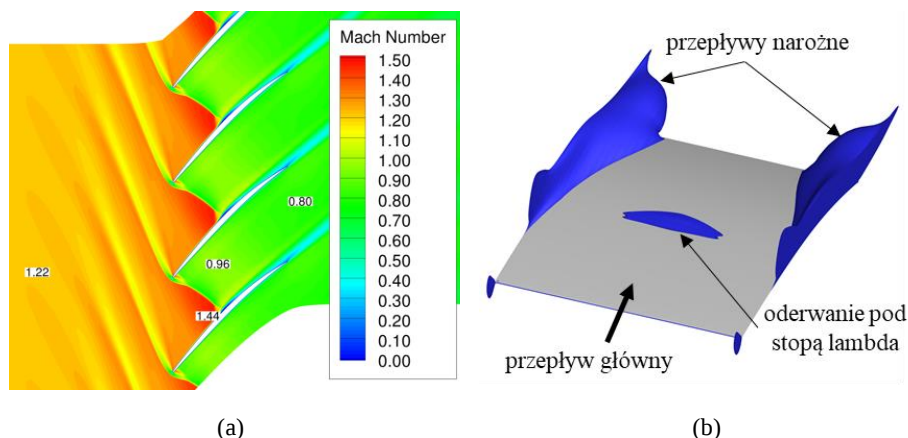
Rys. 4.3. Rozkład izentropowej liczby Macha na stronie ssącej profilu

Przedstawiona powyżej wstępna analiza przepływu dwuwymiarowego pozwala zidentyfikować charakterystyczne cechy przepływu, nie mniej jednak model 2D jest tylko pewnym uproszczeniem. Aby zidentyfikować trójwymiarowe struktury wynikające z istnienia ścian bocznych niezbędna jest symulacja 3D. W tym celu w oparciu o wcześniejszy 2D opracowano nowy model 3D. Przyjęto rozpiętość profilu równą 100 mm, co odpowiada stosunkowi rozpiętości do długości profilu równemu jedności. Wartość ta wynika z ograniczeń dostępnej przestrzeni pomiarowej w sekcji pomiarowej tunelu transonicznego IMP PAN. Tak przygotowany model odpowiada rzeczywistej liniowej palisadzie profili z ograniczającymi ścianami bocznymi. Na wlocie i wylocie przyjęto warunki brzegowe zgodne z tymi zastosowanymi wcześniej w modelu 2D. Na ścianach bocznych zastosowano warunek ścianki w związku z tym siatka została odpowiednio zagęszczona przy samej ścianie, co pokazuje rys. 4.4. Ostatecznie model zwiększył się do ponad 4×10^6 elementów.



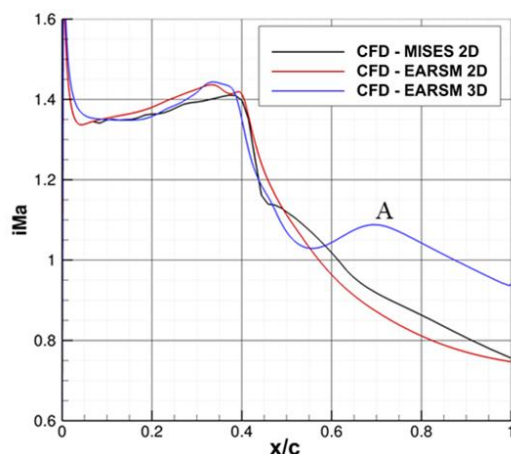
Rys. 4.4. Siatka obliczeniowa (widoczna co druga linia siatki)

Rozkład liczby Macha w połowie rozpiętości profilu (rys. 4.5a) zasadniczo nie zmienił się względem modelu 2D. Przepływ od wlotu do fali uderzeniowej wygląda bardzo podobnie. Pozycja fali uderzeniowej na stronie ssącej obydwu modeli nieznacznie się różni się od siebie, lecz nie jest to zmiana jakościowa. Różnica ta wynika z przejścia od modelu 2D do 3D. Na skutek obecności ścian bocznych w modelu 3D pojawia się dodatkowa warstwa przyścienna oraz zaczynają tworzyć się przepływy wtórne w postaci wirów narożnych, co przekłada się na występowanie dodatkowych strat, które nie były uwzględnione w modelu 2D. Aby uzyskać w modelu trójwymiarowym identyczną pozycję fali uderzeniowej, należy nieznacznie obniżyć ciśnienie statyczne na wylocie w celu zniwelowania występowania dodatkowych oporów. Obszar, w którym widać zasadnicze różnice zaczyna się za falą uderzeniową. Przepływ główny zwalnia, po czym na skutek obecności przepływów narożnych przyspiesza (rys. 4.5b). Mechanizm ten jest klasycznym przykładem wzrostu prędkości w obszarze poddźwiękowym wywołanym przez zwężenie przekroju czynnego.



Rys. 4.5 Wyniki symulacji 3D: a) rozkład liczby Macha, b) wizualizacja przepływów wtórnych (obszar niebieski)

Różnica pomiędzy krzywą niebieską i czerwoną (rys. 4.6), w szczególności mowa tu o zakresie ($0,5 < x/c < 1$), który oznaczono literą A jest wynikiem kontrakcji przepływu głównego z przepływami narożnymi. Aby zniwelować tę różnicę w modelu 3D palisady należałoby zredukować do zera przepływy narożne, w takim przypadku współczynnik AVDR wynosiłby 1. Można tego dokonać na kilka sposobów, które szerzej omówiono w rozdziale 1.5. Z uwagi na uwarunkowania konstrukcyjne podjęto analizę możliwości kontroli przepływów narożnych poprzez zastosowanie otworów zlokalizowanych na stronie ssącej profilu, w bezpośrednim sąsiedztwie bocznych ścian.



Rys. 4.6. Rozkład izentropowej liczby Macha na stronie ssącej profilu

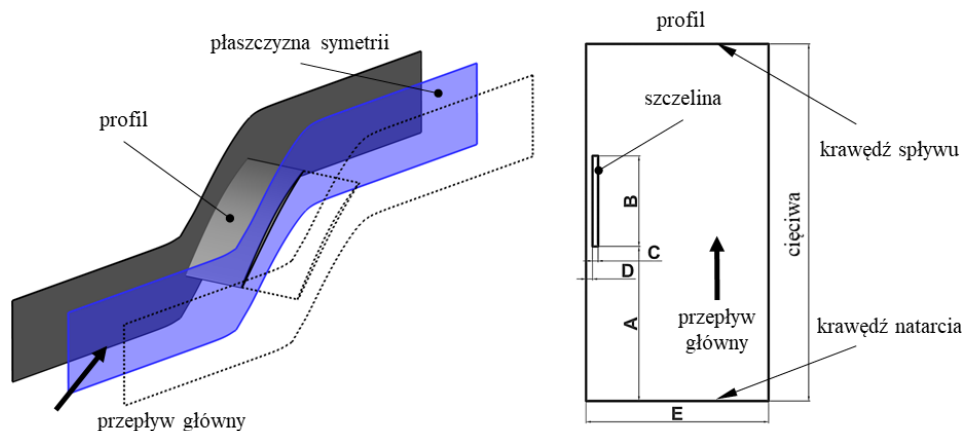
W układzie międzyłopatkowym zidentyfikowano dwa rodzaje przepływów wtórnych, pierwszy jest efektem występowania „silnej” interakcji pomiędzy falą uderzeniową a warstwą przyścienną, czego skutkiem jest pojawienie się oderwania pod stopą λ , co przedstawiono na rys. 4.5b. Drugim rodzajem są przepływy narożne wynikające z obecności ścian bocznych. Decydując się na aktywne sterowanie przepływami narożnymi można wpływać w szerokim zakresie na wielkość obszarów, gdzie występuje przepływ wtórny. Sterowanie przepływami narożnymi pozwala uzyskiwać założony w projekcie współczynnik AVDR. W tym celu przygotowano uproszczony połówkowy model 3D. Palisada liniowa została podzielona w połowie rozpiętości profilu na dwa lustrzane obszary za pomocą płaszczyzny symetrii. Takie podejście pozwala dwukrotnie zmniejszyć model i wpływa pozytywnie na przyspieszenie procesu generowania siatki oraz procesu obliczeniowego. Dodatkowo, aby uprościć model zrezygnowano z modelowania przejścia laminarno-turbulentnego, ponieważ celem obliczeń jest wybór wymiarów definiujących wielkość i położenie otworu, który umożliwia sterowanie w jak największym zakresie. Uproszczenie to zastosowano tylko na etapie projektowania.

Ostatecznie zdecydowano się na przygotowanie pięciu różnych geometrii. Model pierwszy jest modelem referencyjnym, w którym nie uwzględniono możliwości sterowania przepływem narożnym. Pozostałe cztery modele przygotowano w oparciu o dane, które przedstawiono w tabeli 4.3, a sam schemat z oznaczeniami widoczny jest na rys. 4.7. Geometria otworów wykorzystywanych do sterowania przepływem narożnym została zoptymalizowana pod kątem ograniczeń konstrukcyjnych sekcji pomiarowej. Zastosowano szczelinę „w profilu” ze względu na obecność okien pomiarowych w ścianach bocznych tunelu transonicznego.

Tabela 4.3. Parametry definiujące wymiary otworu do sterowania przepływem narożnym

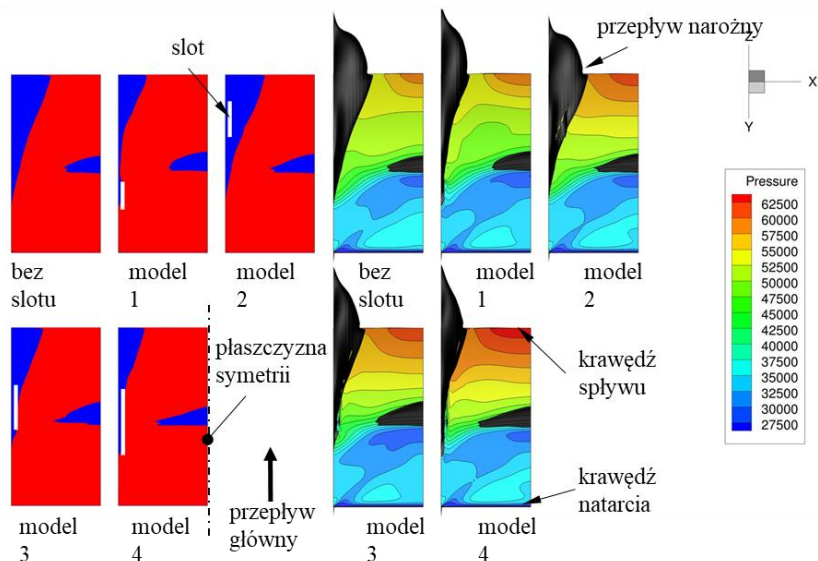
Model	Wymiar [mm]				
	A	B	C	D	E
1	20	20	1,5	1,5	50
2	65	20	1,5	1,5	50
3	45	25	1,5	1,5	50
4	25	40	1,5	1,5	50

Warunki brzegowe w poszczególnych modelach różnią się nieznacznie ciśnieniem statycznym na wylocie, co podyktowane jest chęcią utrzymywania zbliżonej pozycji fali uderzeniowej we wszystkich przypadkach. Ciśnienie statyczne na wylocie z otworu zostało dobrane w taki sposób, aby przepływ był w nim zdławiony, takie podejście pozwala przeanalizować maksymalną wydajność odsysania.



Rys. 4.7. Schemat lokalizacji i charakterystycznych parametrów definiujących szczelinę

Zestawienie otrzymanych wyników zaprezentowano na rys. 4.8, gdzie z lewej strony widoczna jest powierzchnia profilu oznaczona kolorem czerwonym, na której na niebiesko oznaczono obszary naprężeń stycznych o ujemnej wartości. Położenie otworu, przez który odsysany jest czynnik o obniżonym pędzie zaznaczono kolorem białym. Jednak taka analiza jest niewystarczająca, ponieważ obrazuje tylko powierzchnię kontaktu przepływu narożnego ze stroną ssącą profilu, nie mówiąc nic o wysokości czy całkowitej objętości obszaru, gdzie występuje oderwanie warstwy przysięnniej.



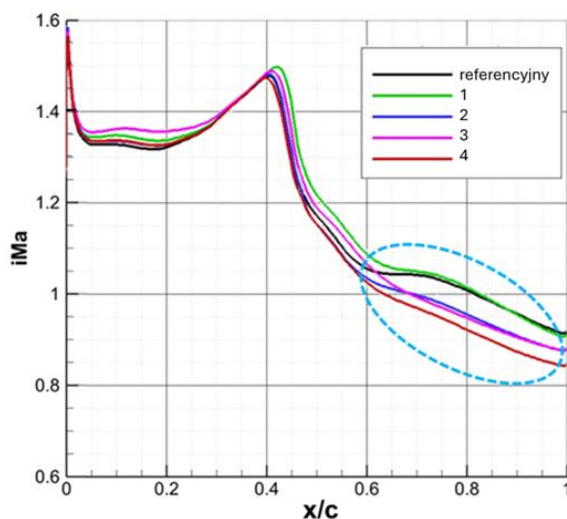
Rys. 4.8. Wizualizacja przepływów narożnych

Aby przyjrzeć się bardziej szczegółowo otrzymanym wynikom po prawej stronie na rys. 4.8 zaprezentowano czarną izopowierzchnię (obszar trójwymiarowy), która reprezentuje prędkość osiową równą $V = -0,001$ m/s. Powierzchnię tę należy interpretować, jako rzeczywistą objętość przepływów wtórnych. Jako przykład można wybrać tu zestawienie modelu 1 oraz 4. Wielkość obszarów niebieskich jest zbliżona do siebie natomiast nie przekłada się to na wartość współczynnika AVDR, który przedstawiono w tabeli 4.4.

Tabela 4.4. Zestawienie wartości współczynnika AVDR

Model	AVDR
referencyjny	1,26
1	1,26
2	1,21
3	1,19
4	1,12

Dodatkowo, w oparciu o ciśnienie statyczne na stronie ssącej w środku rozpiętości profilu, wykreślono rozkład izentropowej liczby Macha (rys. 4.9). Porównując modele 1 oraz 4, które jak się okazuje reprezentują skrajne przypadki, można zauważyć zasadnicze różnice w obszarze zaznaczonym przerywaną linią.



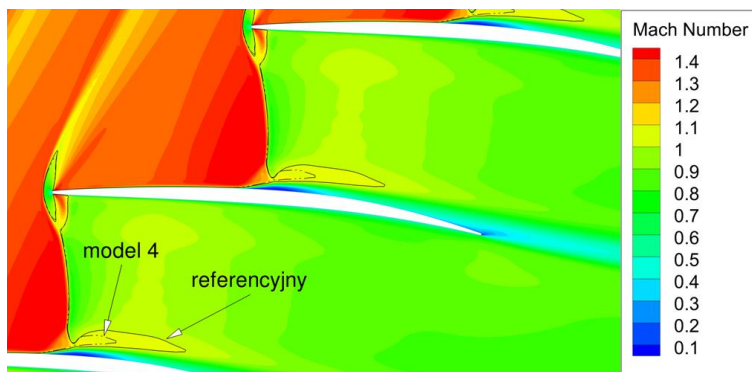
Rys. 4.9. Rozkład izentropowej liczby Macha na stronie ssącej profilu

Zakładając, że napływ i pozycja fali uderzeniowej w każdym z modeli są zbliżone, to jedyne różnice jakościowe mają miejsce za falą uderzeniową, w strefie o długości 40% cięciwy. Mniejsze przepływy narożne powodują, że kontrakcja

przepływu głównego jest mniej intensywna, co wpływa na redukcję współczynnika AVDR.

Wartości współczynnika AVDR dla badanych modeli zestawiono w tabeli 4.4. Linie kontrolne do wyznaczenia współczynnika AVDR znajdują się w płaszczyźnie symetrii sekcji pomiarowej i odsunięte są od krawędzi natarcia oraz spływu na odległość równą 10% cięciwy. Największy zakres regulacji zapewnia otwór wykonany w modelu 4, co nie jest zaskakujące, biorąc pod uwagę jego największe rozmiary. Warunek brzegowy na wylocie z otworu był tak zdefiniowany, że przepływ w otworze był zdławiony. Zwiększając ciśnienie statyczne na wylocie, można zmniejszyć ilość odsysanego płynu i tym samym zwiększyć udział przepływów narożnych w stosunku do przepływu głównego, co pozwala kontrolować współczynnik AVDR.

Na rys. 4.10 zestawiono model referencyjny z modelem 4. W tle wyświetlono kontury liczby Macha dla przypadku referencyjnego w płaszczyźnie symetrii (rys. 4.7). Linia ciągła reprezentuje przypadek referencyjny, a linia przerywana wynik uzyskany dla modelu 4. Linie te odpowiadają wartości $Ma = 1$. Pozycja fali uderzeniowej w obydwu przypadkach jest taka sama, zasadniczą różnicą jest wielkość obszaru podwyższonej liczby Macha, którą wskazują strzałki. Zmniejszenie udziału przepływu narożnego powoduje, że przekrój czynny kanału międzyłopatkowego zwiększa się, co prowadzi do spadku prędkości w obszarze poddźwiękowym za falą uderzeniową. Różnica ta została wcześniej przedstawiona na rys. 4.9.



Rys. 4.10. Rozkład liczby Macha w płaszczyźnie symetrii

5. Projekt stanowiska do badań oddziaływania fali uderzeniowej na profilu sprężarki

W tym rozdziale opisany został proces projektowania stanowiska badawczego do analizy oddziaływania fali uderzeniowej na profilu sprężarki transonicznej.

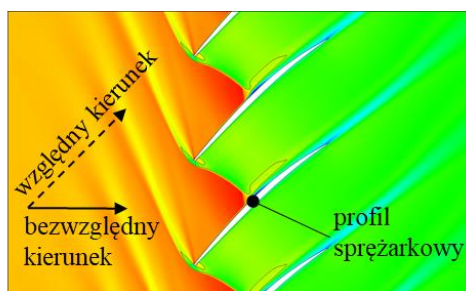
W pierwszej części przeprowadzono analizę przepływu dwuwymiarowego przez sekcję pomiarową, opartą na wynikach i doświadczeniach zebranych w rozdziale 4. Obejmowała ona określenie wymiarów profilu sprężarkowego, zaprojektowanie kształtu ścian sekcji na podstawie linii prądu w palisadzie liniowej oraz szczegółową analizę wpływu położenia profili względem sekcji i stanowiska pomiarowego, uwzględniając zmiany położenia w poziomie i pionie oraz kąt napływu uzyskany poprzez ich obrót. W drugiej części przeprowadzono analizę przepływu trójwymiarowego, uwzględniającą wpływ ścian ograniczających (bocznych) na zmianę struktury przepływu względem wcześniejszego modelu dwuwymiarowego. Dodatkowo przeanalizowano sposób montażu profili w sekcji pomiarowej oraz wpływ położenia i zastosowanych wsporników na strukturę przepływu. W ramach analizy, zbadano również wpływ otworów do sterowania przepływem na ostateczną strukturę przepływu.

Końcowym efektem przeprowadzonych badań numerycznych było opracowanie projektu (modelu numerycznego) sekcji pomiarowej, który uwzględniał wszystkie powyższe analizy, w celu zasymulowanie przepływu po stronie ssącej palisady liniowej w liniowej sekcji pomiarowej zbudowanej w IMP PAN w Gdańsku. Przeprowadzono optymalizację kształtu ścian sekcji pomiarowej oraz sposobu montażu profili. Wyniki wykonanych obliczeń numerycznych świadczyły o złożonym wpływie ścian ograniczających i zastosowanych wsporników na strukturę przepływu, oraz wskazywały na konieczność zastosowania otworów do sterowania przepływem. Ostatecznie uzyskano projekt stanowiska do badania oddziaływania fali uderzeniowej na profilu sprężarki.

5.1. Obliczenia w ramach modelu dwuwymiarowego

Symulacje przepływu 2D oraz 3D przeprowadzone dla modelu palisady liniowej pozwalały na przygotowanie koncepcji projektu sekcji pomiarowej do analizy interakcji fali uderzeniowej z warstwą przysięnną na stronie ssącej profilu. Transoniczny tunel zbudowany w Instytucie Maszyn Przepływowych PAN umożliwia instalację sekcji pomiarowej w postaci modułu ograniczonego wymiarami wewnętrznymi 350 mm × 100 mm × 1500 mm, co ogranicza maksymalną szerokość kanału pomiarowego i rozpiętość profilu do 100 mm. Wyniki symulacji palisady liniowej 3D (rys. 4.6) pokazują, że stosunek rozpiętości do cięciwy profilu równy 1 pozwala na odtwarzanie założonego rozkładu ciśnienia na stronie ssącej profilu. Zatem, mając zdefiniowaną cięciwę profilu oraz odległość pomiędzy ścianami bocznymi, pozostaje kwestia wyboru liczby profili oraz zaprojektowanie dyszy

zbieżno-rozbieżnej, która przyspieszy przepływ do wymaganej prędkości, zapewniając jego jednorodność przed sekcją pomiarową, w celu odpowiedniego odwzorowania warunków przed palisadą (rys. 5.1). Dla lepszego zrozumienia projektu sekcji pomiarowej na rys. 5.1 zaznaczono kierunki względny i bezwzględny względem palisady wirnikowej. Z racji ograniczonego miejsca w sekcji pomiarowej zdecydowano się na wybór dwóch profili. Profil dolny jest obiektem badawczym, którego strona ssąca ma odwzorować warunki panujące w palisadzie liniowej. Profil górny ma za zadanie wygenerowanie fali uderzeniowej, która będzie oddziaływała z warstwą przyścienną na stronie ssącej dolnego profilu. Dzięki takiej konfiguracji można odwzorowywać warunki panujące w układzie międzyłopatkowym.

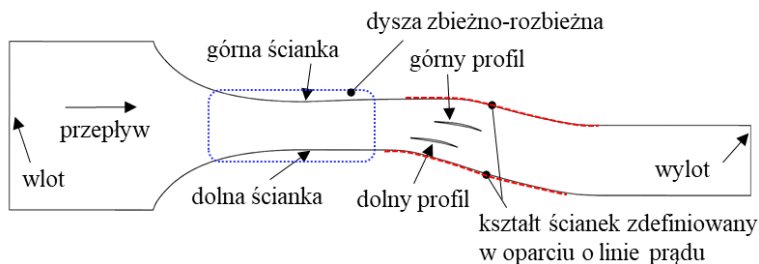


Rys. 5.1. Rozkład liczby Macha w palisadzie liniowej

Ostatnim elementem w koncepcji budowy stanowiska pozostaje kształt ściany górnej i dolnej w obrębie profili. Wstępną geometrię zdefiniowano w oparciu o linie prądu pochodzące z symulacji palisady liniowej. W tym celu wykorzystano wyniki symulacji, które przedstawiono w rozdziale 4.

Podsumowując, koncepcja budowy stanowiska pomiarowego polega na wprowadzeniu dyszy zbieżno-rozbieżnej do liniowej sekcji pomiarowej, a następnie umieszczeniu dwóch profili w takiej pozycji, aby kąt napływu wynosił zero, co odpowiada napływowi na profil w układzie względnym wirnika. Następnie, na przedłużeniu dyszy, umieszcza się górną i dolną ściankę sekcji pomiarowej. Kształt tych ścianek powinien być tak dobrany, aby kąt wypływu czynnika w układzie międzyłopatkowym odpowiadał palisadzie. W tym celu, wykorzystując wyniki symulacji dla palisady liniowej, generuje się linie prądu, które ograniczają domenę w miejscu, gdzie kończy się dysza. Ostateczny szkic 2D przedstawiający koncepcję stanowiska pomiarowego został pokazany na rys. 5.2.

Ukształtowanie sekcji pomiarowej widoczne na rys. 5.2 posłużyło do wstępnej analizy struktury przepływu. W celu przyspieszenia procesu generowania siatki oraz testowania różnych konfiguracji i geometrii, w symulacjach zastosowano niestrukturalną siatkę obliczeniową. w symulacjach. Dzięki temu możliwe było zautomatyzowanie procesu generowania siatki oraz skrócenie czasu testowania wielu konfiguracji i geometrii, co zwiększyło efektywność całego procesu.



Rys. 5.2. Szkic koncepcji 2D sekcji pomiarowej

Niestrukuralna siatka obliczeniowa pozwala na bardziej elastyczne i automatyczne zarządzanie procesem symulacji i została wygenerowana w programie Hexpress Numeca. Na rys. 5.3 pokazano przykład siatki obliczeniowej, która składa się z ok. 3×10^5 elementów. Na ściankach rozmiar pierwszego elementu siatki dostosowano tak, aby wartość współczynnika y^+ nie przekraczała jedności. Symulacje przeprowadzono za pomocą solwera do siatek niestrukuralnych Fine/Open Numeca z wykorzystaniem techniki zwiększającej szybkość otrzymywania zbieżności typu multigrid.

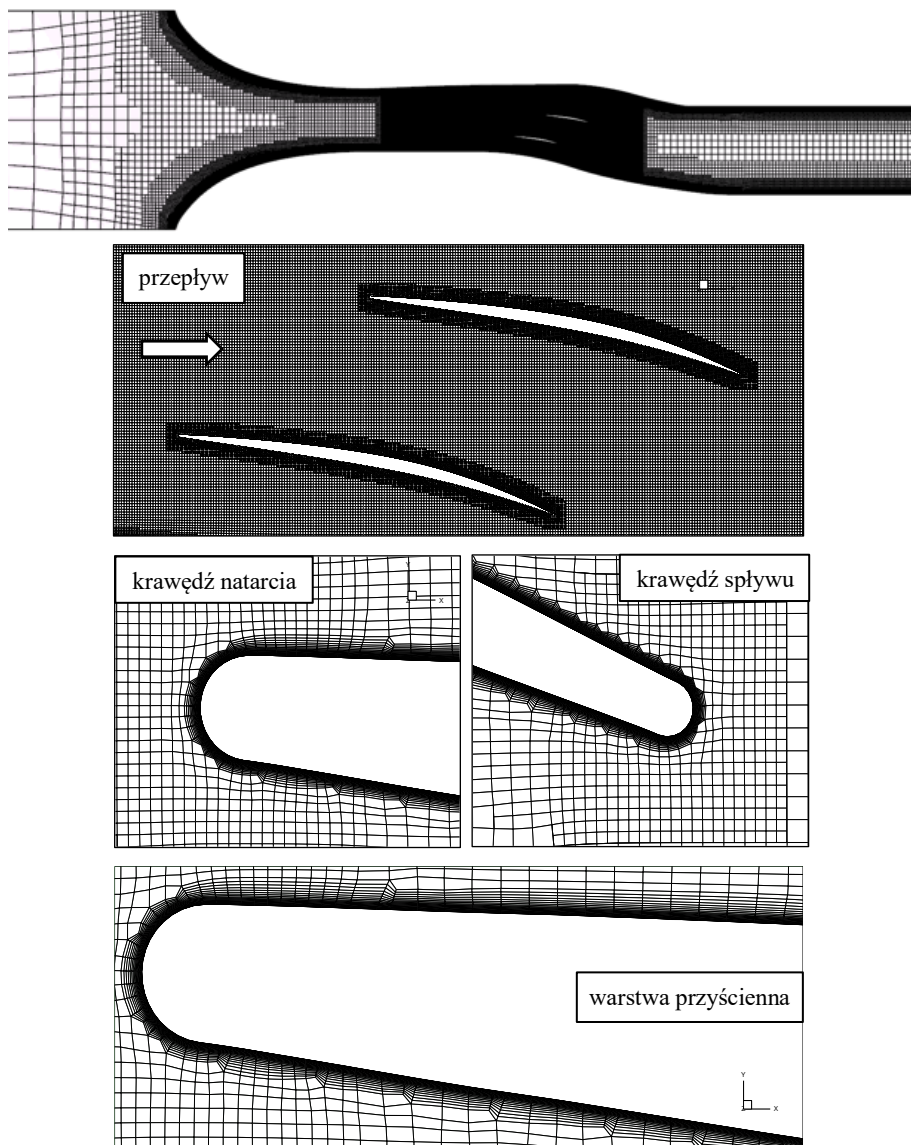
Na wlocie do domeny zastosowano parametry spiętrzenia odpowiadające tym panującym w palisadzie liniowej, a na wylocie ustawiono ciśnienie statyczne, co pozwoliło sterować pozycją fali uderzeniowej na stornie ssącej dolnego profilu. Szczegółowe parametry przedstawiono w tabeli 5.1.

Tabela 5.1. Parametry definiujące warunki brzegowe

Wlot	
Parametr	Wartość
Ciśnienie całkowite	101000 Pa
Temperatura całkowita	293 K
Intensywność turbulencji	1%
Stosunek lepkości turbulentnej do lepkości kinematycznej płynu	10

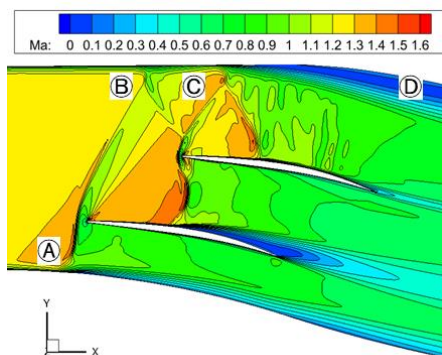
Wylot	
Parametr	Wartość
Ciśnienie statyczne	70000 Pa

Wstępne wyniki symulacji zaprezentowano na rys. 5.4 i 5.5. Prędkość przepływu przed sekcją pomiarową odpowiada liczbie Macha 1,22. Na krawędzi natarcia dolnego profilu generowana jest fala uderzeniowa, która z jednej strony trafia na dolną ściankę sekcji pomiarowej, a z drugiej strony, po odbiciu się od górnej ścianki sekcji, trafia w przestrzeń pomiędzy górną ścianką, a górnym profilem.

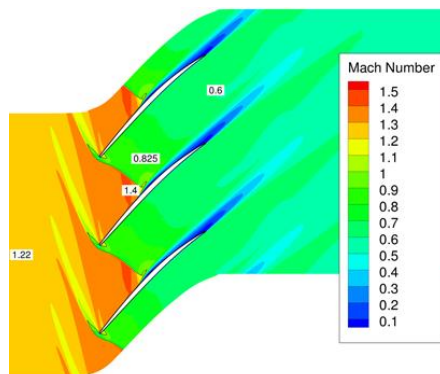


Rys. 5.3. Dwuwymiarowa siatka obliczeniowa wstępnego projektu 2D sekcji pomiarowej

Fala uderzeniowa generowana na krawędzi natarcia górnego profilu z jednej strony trafia na stronę ssącą dolnego profilu, a z drugiej strony odbija się od górnej ścianki sekcji pomiarowej, trafiając ostatecznie na stronę ssącą górnego profilu. Układ falowy występujący w kanale międzyłopatkowym jest bardzo podobny do tego występującego w konfiguracji palisady liniowej. Zatem wynik ten potwierdza możliwość odwzorowania warunków panujących na stronie ssącej



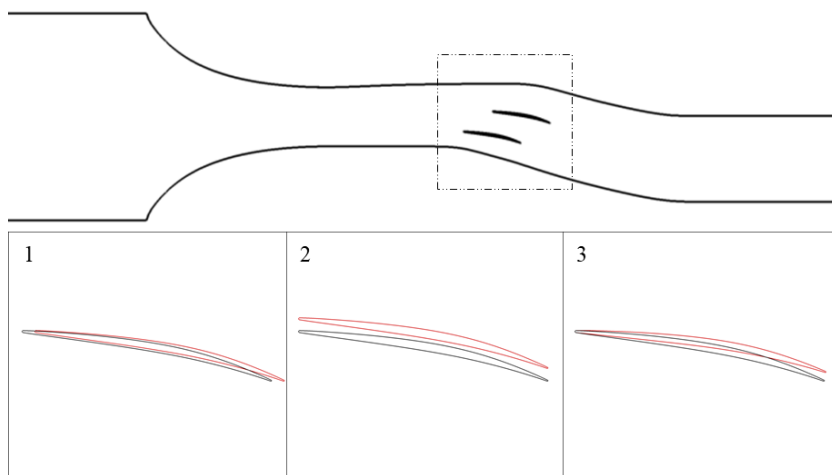
Rys. 5.4. Sekwencja fal uderzeniowych w sekcji pomiarowej



Rys. 5.5. Sekwencja fal uderzeniowych w palisadzie liniowej

profilu palisady liniowej w liniowej sekcji ograniczonej ściankami. Zaobserwować można również pewne obszary – struktury, które nie występują w palisadzie liniowej, a mogą mieć negatywny wpływ na układ przepływowy. Jednym z takich obszarów jest strefa oznaczona symbolem A (rys. 5.4), gdzie fala uderzeniowa z krawędzi natarcia dolnego profilu oddziałuje na warstwę przysścienną dolnej ściany powodując przyrost grubości warstwy przysściennej, zmieniając przekrój czynny pod dolnym profilem. Podobna sytuacja ma miejsce w okolicy górnej ścianki, gdzie dwie fale uderzeniowe oznaczone symbolami B i C odbijają się od ściany, wynikiem czego jest pojawienie się oderwania na górnej ściance, co oznaczono symbolem D. Fale odbite od górnej ścianki padają na stronę ssącą górnego profilu, nie wpływając na badany strumień w kanale międzyłopatkowym. Pojawienie się oderwania (D) powoduje przyrost grubości warstwy przysściennej, w związku z czym strumień główny zostaje odchylony od górnej ścianki. Aby sterować grubością warstwy przysściennej w tym rejonie należy uwzględnić możliwość redukcji obszarów o niższym pędzie, co szerzej będzie omówione w dalszej części pracy.

Lokalizacja i formowanie się układu falowego są bezpośrednio związane z położeniem profili w kanale. Ponadto, wyniki symulacji numerycznej są w dużej mierze uzależnione od wyboru modelu turbulencji, który wpływa na rozkład prędkości, ciśnienia oraz formowanie się przepływów wtórnych. Dlatego też podczas analizy wyników należy uwzględnić pewien zakres marginesu modyfikacji, co umożliwi ewentualne korekty, wynikające z uproszczenia modelu do 2D. W związku z tym przeanalizowano dodatkowe warianty, w których profile zostały ustalone w różnych konfiguracjach względem sekcji pomiarowej, takie jak zmiana położenia poziomego i pionowego w zakresie 5 mm oraz korekta kąta natarcia. Przykłady zmiany zostały przedstawione na rys. 5.6. Pozycję bazową oznaczono na czarno, a zmianę względem położenia wstępnego na czerwono.

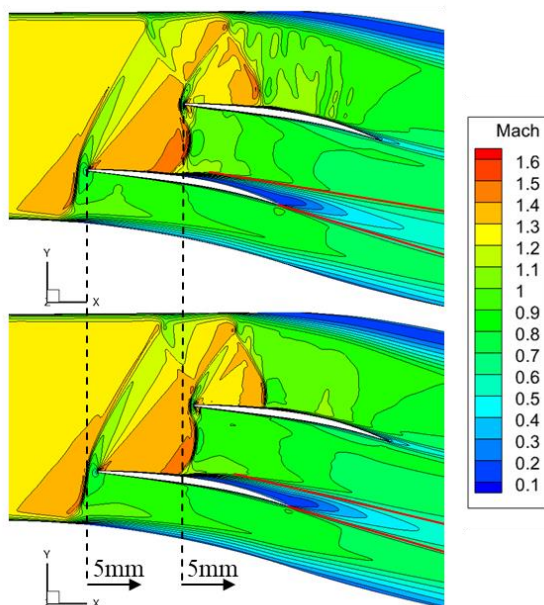


Rys. 5.6. Dodatkowe konfiguracje obliczeniowe

Na rysunku widoczny jest tylko jeden profil, co ma na celu zilustrowanie różnic w położeniu przed i po modyfikacji. W rzeczywistości oba profile zmieniają swoją lokalizację względem nieruchomych ścian, zachowując przy tym charakterystyczną dla palisady liniowej podziałkę.

W pierwszej konfiguracji oba profile są przesunięte o 5 mm w płaszczyźnie poziomej, w drugiej oba profile przesunięte są o 5 mm w płaszczyźnie pionowej, natomiast w ostatniej sprawdzono, jak wygląda układ falowy, gdy oba profile są obrócone o 1° względem własnej krawędzi natarcia. Wprowadzenie dodatkowych stopni swobody do projektu umożliwia precyzyjne ustawienie profili w celu uzyskania oczekiwanej struktury przepływu, która pozwala na badanie oddziaływania fali uderzeniowej na stronie ssącej łopatki wentylatora

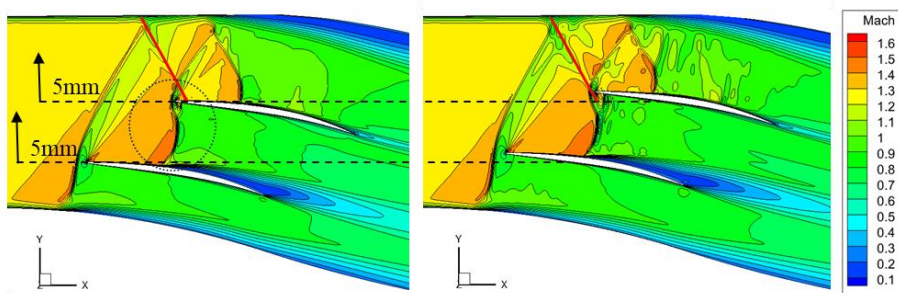
Przypadek pierwszy to taki, w którym istnieje możliwość korygowania pozycji profili względem sekcji pomiarowej w płaszczyźnie poziomej. W tym celu przygotowano model, gdzie profile przesunięto o 5 mm w dół przepływu względem konfiguracji bazowej. Porównanie układu falowego w dwóch konfiguracjach przedstawiono na rys. 5.7. Struktura fal uderzeniowych nie ulega zmianie jakościowej, natomiast zmiana lokalizacji profili powoduje to, że fala generowana na krawędzi natarcia dolnego profilu trafia na dolną ściankę nieco później, niż ma to miejsce w konfiguracji początkowej. W rezultacie prędkość przed falą uderzeniową wzrasta, co prowadzi do powstania większej stopy lambda, która wpływa na intensywność interakcji pomiędzy falą i warstwą przyścienną. Ponieważ dolna ścianka została zdefiniowana jako krzywa odpowiadająca linii prądu z układu palisady liniowej, przesunięcie profili w płaszczyźnie poziomej względem ścian ograniczających powoduje niewielką zmianę przekroju czynnego kanału między dolnym profilem a dolną ścianką. Taka modyfikacja powoduje, że pojawia się nieco większe oderwanie na dolnej ściance tuż pod krawędzią natarcia dolnego profilu.



Rys. 5.7. Układ falowy przy poziomej zmianie położenia

W konsekwencji ślad spływowy dolnego profilu zostaje odchylony. Dlatego też należy uwzględnić ten aspekt w finalnym projekcie, gdzie będzie można sterować grubością warstwy przyściennej w okolicy dolnej ścianki.

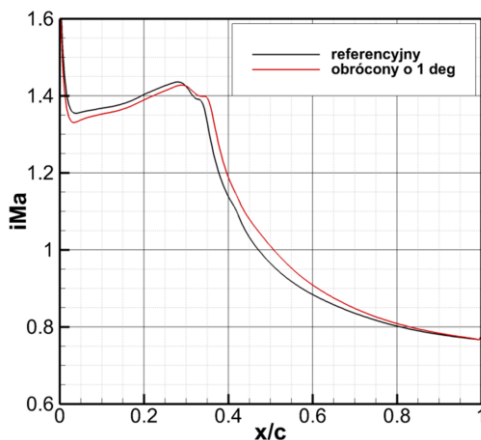
Przypadek drugi zakłada możliwość zmiany położenia profilu względem sekcji pomiarowej w płaszczyźnie pionowej. Na rys. 5.8 po lewej stronie pokazano konfigurację bazową, a po prawej nową konfigurację. Zasadniczą różnicą pomiędzy tymi modelami jest to, że w przypadku położenia bazowego fala generowana na krawędzi natarcia dolnego profilu odbija się od górnej ścianki i trafia na stronę ssącą górnego profilu.



Rys. 5.8. Układ falowy przy pionowej zmianie położenia

Natomiast w przypadku pokazanym po prawej stronie zauważyć można, że fala uderzeniowa generowana na krawędzi natarcia dolnego profilu po odbiciu się od górnej ścianki trafia w kanał międzyłopatkowy, co zaznaczono ciągłą czerwoną linią. Taka konfiguracja nie występuje w palisadzie liniowej. Przykład ten pokazuje, że układ falowy jest zdecydowanie bardziej wrażliwy na zmianę położenia pionowego niż poziomego.

Ostatnia modyfikacja uwzględnia możliwość wprowadzenia korekty związanej ze zmianą kąta natarcia. W tym przypadku krawędzie natarcia nie zmieniają lokalizacji względem sekcji pomiarowej, co umożliwia obracanie obu profili niezależnie od siebie. Zmniejszenie kąta natarcia o 1° nie wpływa w znaczący sposób na układ falowy występujący w kanale przepływowym. Jednak wpływa na zmianę ciśnienia statycznego na stronie ssącej, co z kolei przekłada się na różnice w rozkładzie izentropowej liczby Macha. W analizowanym przypadku fala uderzeniowa została przesunięta w dół przepływu. Ciśnienie statyczne od krawędzi natarcia do fali uderzeniowej zwiększa się, co na wykresie (rys. 5.9) można odczytać jako spadek izentropowej liczby Macha. Na wylocie z kanału międzyłopatkowego, blisko krawędzi spływu, ciśnienie statyczne osiąga w obu przypadkach taką samą wartość, ponieważ nie zmieniano warunków brzegowych w domenie obliczeniowej.



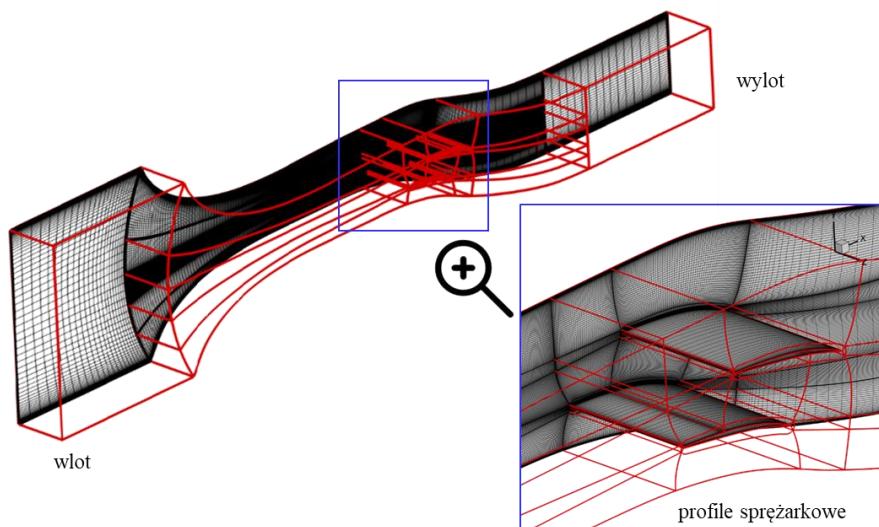
Rys. 5.9. Rozkład izentropowej liczby Macha na stronie ssącej profilu

5.2. Obliczenia w ramach modelu trójwymiarowego

Kolejnym etapem projektowania sekcji pomiarowej jest analiza efektów trójwymiarowych związanych z obecnością ścian bocznych. W tym celu, podobnie jak w rozdziale 4, wykorzystano geometrię dwuwymiarową, gdzie dodano trzeci wymiar odpowiadający szerokości kanału 100 mm.

Na potrzeby symulacji 3D wykorzystano siatkę strukturalną z uwagi na kilka korzyści. Po pierwsze, na podstawie obliczeń 2D ograniczono ilość analizowa-

nych konfiguracji, a dodatkowo siatka taka charakteryzuje się regularnym układem węzłów w porównaniu z siatkami niestukturalnymi, co wpływa pozytywnie na proces zbieżności. Topologia siatki składa się z 31 bloków, co przedstawiono na rys. 5.10, a całkowita liczba elementów wynosi około 14×10^6 . Siatka ta została przygotowana przy pomocy preprocesora IGG Numeca.

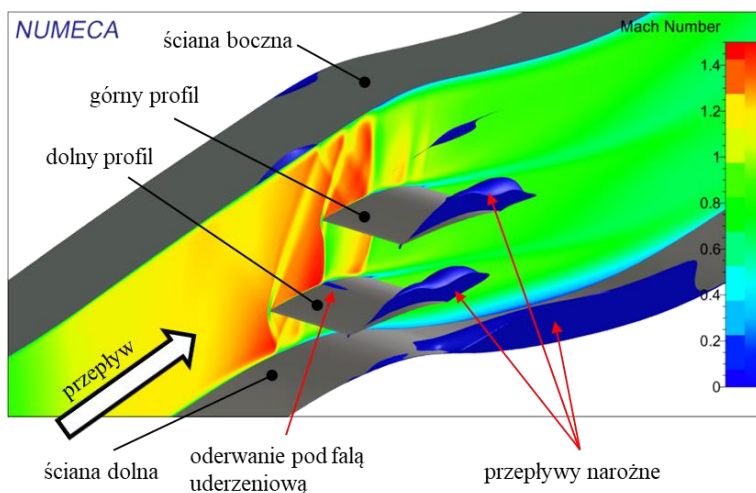


Rys. 5.10. Strukturalna siatka obliczeniowa 3D

Obliczenia przeprowadzono przy użyciu solvera Fine/Turbo Numeca z wykorzystaniem techniki zwiększającej szybkość otrzymywania zbieżności typu multigrid. Warunki brzegowe zostały również zaadoptowane z modelu 2D. Jakość siatki obliczeniowej w obrębie analizowanych profili przedstawić można w następujący sposób:

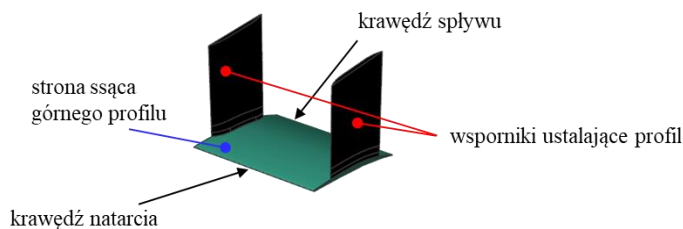
- Ortogonalność:
 - 75° – 90° występuje w 90%;
 - 60° – 78° występuje w 9%;
 - 45° – 60° występuje w 1%, komórki z tego zakresu zlokalizowane są w miejscu, gdzie jest największa krzywizna geometrii, mowa tu o krawędziach natarcia i spływu.
- Współczynnik charakteryzujący stosunek długości sąsiednich elementów (ang. *expansion ratio*):
 - 1,0–1,1 występuje w 43%;
 - 1,1–1,2 występuje w 26%;
 - 1,2–1,3 występuje w 30%;
 - 1,3–1,4 występuje w 1%, wartość zalecana w modelu EARS M z uwzględnieniem modelowania przejścia laminarno-turbulentnego nie powinna przekroczyć 1,4.

Wyniki symulacji zaprezentowano na rys. 5.11. Przepływy wtórne zostały oznaczone czerwonymi strzałkami, a reprezentowane są przez powierzchnię o stałej wartości składowej prędkości $V_x = -0,001$ m/s, gdzie x to kierunek przepływu głównego. Widać wyraźnie zarówno przepływy narożne, jak i oderwanie spowodowane oddziaływaniem warstwy przyściennej z prostą falą uderzeniową w kanale międzyłopatkowym. Główną różnicą między modelem 2D a 3D jest złożoność struktury przepływu, wynikająca z silnej anizotropowości spowodowanej obecnością ścian bocznych. Nowe obszary, które pojawiają się w modelu 3D, powodują istotne różnice w przepływie w osi kanału w porównaniu do modelu 2D. W końcowym projekcie stanowiska należy uwzględnić te aspekty, aby poprawnie odwzorować pole przepływu w pobliżu strony ssącej dolnego profilu względem palisady liniowej.

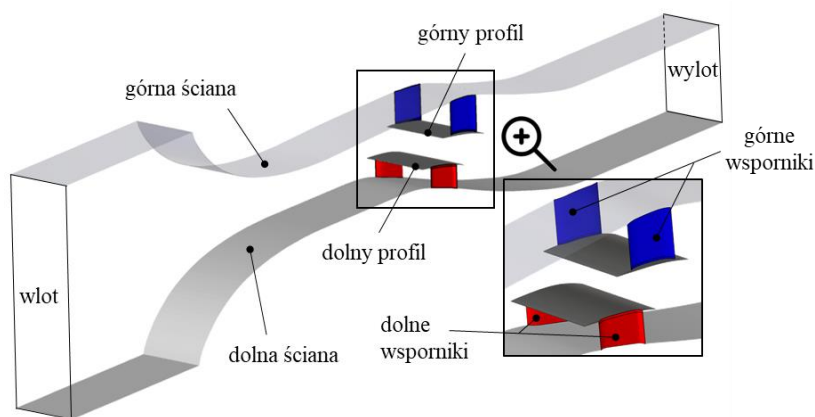


Rys. 5.11. Rozkład liczby Macha w osi kanału oraz wizualizacja przepływów wtórnych

W projektowaniu sekcji pomiarowej kluczową kwestią jest sposób ustalenia położenia profili względem kanału przepływowego. Każdy dodatkowy element konstrukcyjny wprowadzony do kanału oddziałuje na strukturę przepływu. W końcowym projekcie należy uwzględnić możliwość zmiany położenia profili względem nieruchomej sekcji. Ważne jest również, aby kanał międzyłopatkowy nie był przysłonięty, ponieważ pozwoli to na zastosowanie optycznych technik pomiarowych w eksperymencie, jednocześnie pozwoli to na zachowanie niezmięnionej geometrii kanału międzyłopatkowego. Dlatego zdecydowano się na sposób, który pokazano na rys. 5.12. Górny profil na skraju rozpiętości przymocowano do wsporników, które łączą się z górną ścianką. Dolny profil również posiada wsporniki, które połączone są z dolną ścianą. Dzięki takiemu podziałowi kanał międzyłopatkowy pozostaje niezmienny względem palisady liniowej. Cała struktura sekcji pomiarowej została zaprezentowana na rys. 5.13.

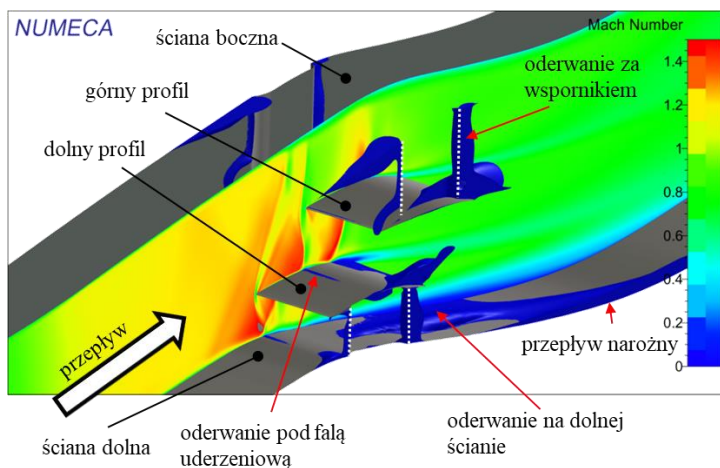


Rys. 5.12. Górny profil wraz z wspornikiem



Rys. 5.13 Geometria sekcji pomiarowej

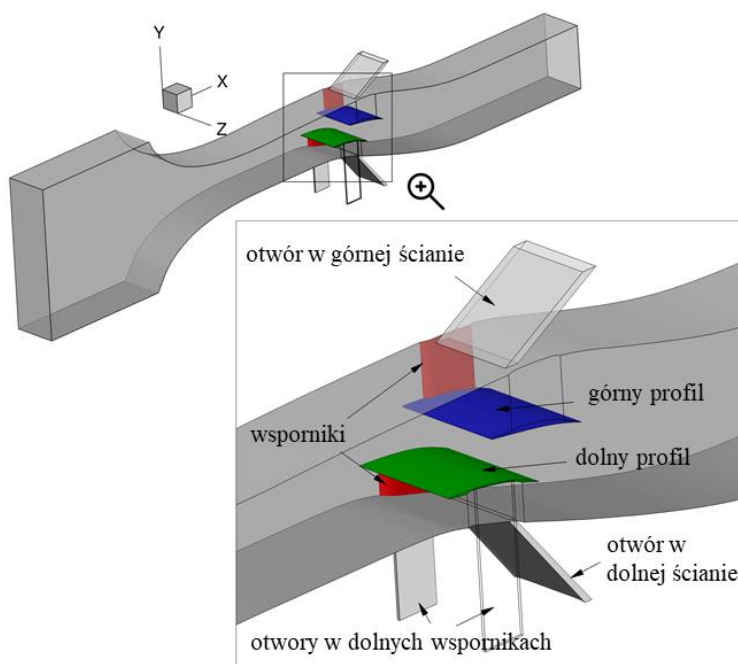
Na rys. 5.14 zaprezentowano wyniki otrzymane dla modelu ze wspornikami. Obecność wsporników wpływa w znaczący sposób na formowanie się struktury przepływu. W górnej części fala uderzeniowa nad górnym profilem przemieszcza się w górę przepływu, co wynika bezpośrednio z wprowadzenia wsporników do obszaru naddźwiękowego, czego efektem jest spadek prędkości. Dodatkowo na końcu wsporników pojawia się oderwanie, którego nie ma w modelu przedstawionym na rys. 5.11. Dolne wsporniki wpływają między innymi na strukturę przepływu poniżej dolnego profilu, szczególnie widoczne jest to na dolnej ścianie, gdzie pojawia się bardzo duże oderwanie za krawędzią natarcia dolnego profilu. Jak zauważono wcześniej w modelu 2D oderwanie na dolnej ścianie wpływa na ślad spływowy dolnego profilu odchylając go, co w konsekwencji oddziałuje na kanał międzyłopatkowy. Ponieważ kształt kanału międzyłopatkowego pozostał niezmienny, zatem różnica w strukturze przepływu może być wynikiem innej proporcji przepływającej masy w poszczególnych kanałach, nad górnym profilem, w kanale międzyłopatkowym oraz pod dolnym profilem.



Rys. 5.14. Rozkład liczby Macha w osi kanału oraz wizualizacja przepływów wtórnych

Jednym z kryteriów projektowych sekcji pomiarowej jest podobieństwo rozkładu parametrów na stronie ssącej dolnego profilu względem palisady liniowej. Warunek ten może być spełniony, jeśli odpowiednio steruje się parametrami przepływu przed i za profilem. Należy także podkreślić znaczenie otworów przy bocznych ścianach, dzięki którym można sterować przepływem w obszarach newralgicznych. Symulacje dla przepływu w palisadzie i w sekcji pomiarowej pozwalają na wyróżnienie trzech obszarów. Obszar pierwszy znajduje się w kanale międzyłopatkowym, gdzie indukują się przepływy narożne. Sterowanie wielkością tych przepływów ma bezpośredni wpływ na przepływ główny, co wykazano w końcowej części rozdziału 4. Dlatego też przygotowano finalny projekt 3D, w którym umieszczono otwory w dolnym profilu, a które przechodzą przez dolne wsporniki po obu stronach sekcji.

Obecność wsporników ma istotny wpływ na strukturę przepływu i formowanie się fal uderzeniowych w całej sekcji. Dlatego ze względu na sterowanie przepływem nie tylko w kanale międzyłopatkowym, a również w kanale nad górnym profilem i pod dolnym profilem, zdecydowano się na wykonanie dodatkowych otworów, które wykonane będą są umiejscowione na górnej i dolnej ścianie. Ich obecność umożliwi regulację obszarów, w których może pojawić się odwrócenie przepływu. Taki układ sekcji pomiarowej umożliwia niezależne sterowanie przepływem w poszczególnych kanałach. Konieczność dostosowania pozycji fali uderzeniowej w kanale międzyłopatkowym wymaga regulacji ciśnienia statycznego na wylocie z sekcji. Jednak zmiana ciśnienia wpływa również na przepływ w kanale nad górnym profilem oraz pod dolnym profilem, a precyzyjne sterowanie pozycją fali uderzeniowej w środkowej części sekcji wymaga dostosowania warunków w sąsiadujących kanałach, które mogą być regulowane niezależnie od siebie. Ostateczna geometria 3D uwzględniająca wyżej wymienione modyfikacje pokazana jest na rys. 5.15.

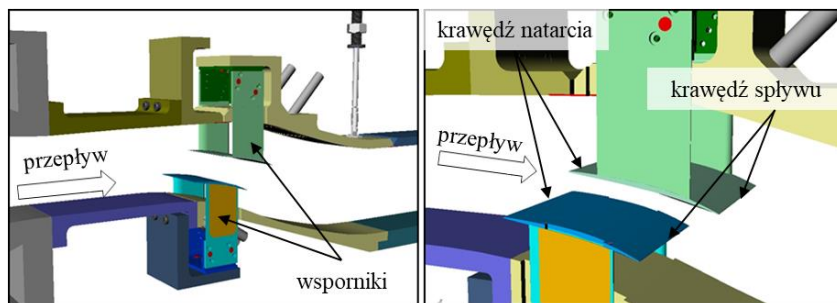


Rys. 5.15. Geometria sekcji pomiarowej wraz z elementami do sterowania przepływem

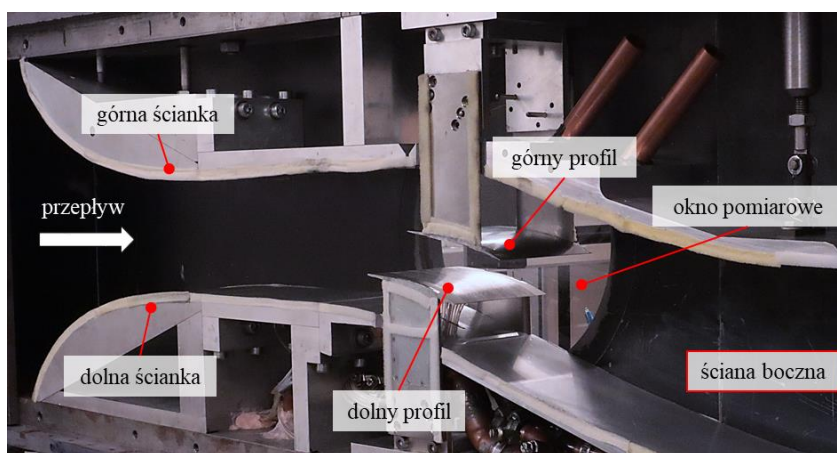
Geometria przedstawiona na rys. 5.15 posłużyła do przygotowania projektu stanowiska pomiarowego, na którym przeprowadzono badania przy wykorzystaniu następujących technik pomiarowych:

- wizualizacja olejowa na stronie ssącej dolnego profilu,
- PSP (ang. *pressure sensitive paints*) – analiza rozkładu ciśnienia statycznego na stronie ssącej dolnego profilu,
- obrazowanie techniką schlieren – wizualizacja pola gęstości przepływającego powietrza w poprzek kanału,
- LDA (ang. *laser Doppler anemometer*) – pomiar prędkości przepływu przed i za układem międzyłopatkowym.

Poza wyżej wymienionymi pomiarami na stronie ssącej wykonano kilka otworów na środku profilu do pomiaru ciśnienia statycznego. Znormalizowane wyniki pozwolą na porównanie rozkładu izentropowej liczby Macha. Dodatkowo pomiary ciśnienia statycznego posłużyły do kalibracji techniki PSP. Projekt przedstawiony na rys. 5.16 nie posiada widocznych ścian bocznych. Zdjęcie złożonego stanowiska pomiarowego wykorzystywanego w badaniach eksperymentalnych zostało pokazane na rys. 5.17.



Rys. 5.16. Projekt stanowiska pomiarowego



Rys. 5.17. Rzeczywiste stanowisko pomiarowe

6. Oddziaływanie fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na profilu z naturalnym przejściem laminarno-turbulentnym

W tym rozdziale przedstawiono szczegółowy opis wykorzystanej siatki obliczeniowej oraz modelu obliczeniowego wraz z opisem zastosowanych warunków brzegowych. Przedstawione wyniki eksperymentalne posłużyły do walidacji otrzymanych wyników numerycznych. W ramach porównania wyników zestawiono:

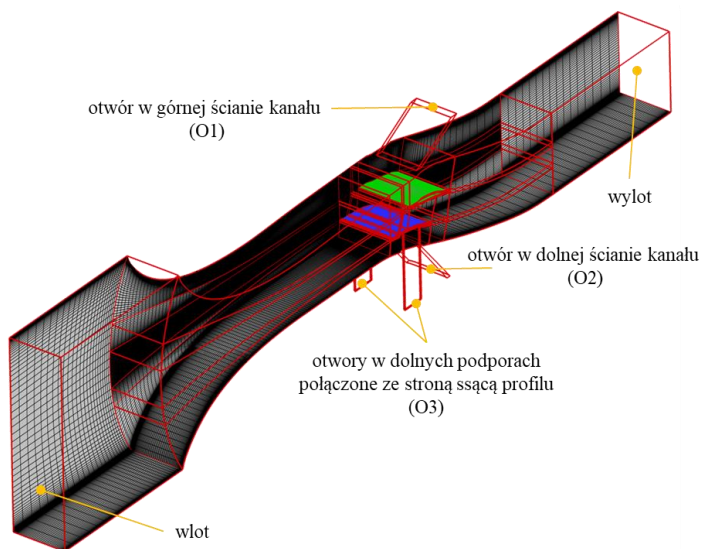
- rozkład prędkości przed i za profilami,
- rozkład izentropowej liczby Macha na stronie ssącej profilu,
- układ falowy na podstawie obrazowanie techniką schlieren oraz numerycznej wizualizacji modułu gradientu gęstości,
- wizualizację olejową z rozkładem linii prądu w bliskiej odległości od strony ssącej dolnego profilu,
- rozkład ciśnienia statycznego na profilu,
- ślad spływowy za badanym profilem.

Po procesie walidacji, przeprowadzono szczegółową analizę numeryczną warstwy przyściennej w wybranych trawersach, a następnie podano charakterystyczne parametry całkowite, które ją definiują. Ponadto wyjaśniono przyczyny występujących różnic, odnosząc się do wyników szerokiego zakresu badań opublikowanych w tej dziedzinie.

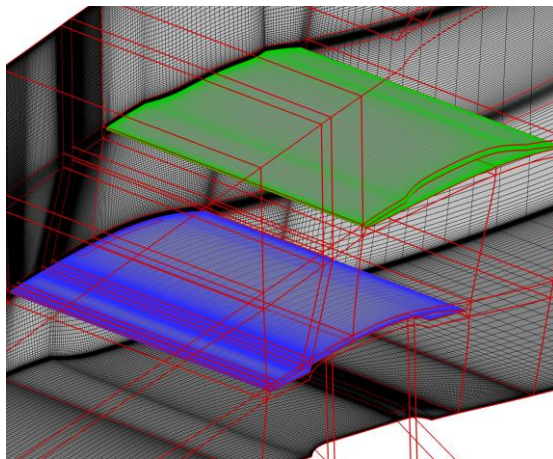
Model referencyjny (numeryczny) (rys. 6.1) został przygotowany w oparciu o geometrię zaprezentowaną na rys. 5.15. W odróżnieniu od modelu prezentowanego w poprzednim rozdziale i ze względu na dodatkowe otwory do sterowania przepływem dodano kolejne bloki siatki. Pozostałe bloki zmodyfikowano w taki sposób, aby w późniejszych konfiguracjach można było wykorzystać tę samą strukturę siatki obliczeniowej. Zostanie to szerzej wyjaśnione w dalszej części pracy. Modyfikacja polegała na podziale bloków na mniejsze i zagęszczeniu siatki obliczeniowej w bliskiej lokalizacji otworów do sterowania przepływem na dolnej i górnej ścianie kanału oraz na stronie ssącej dolnego profilu, co przedstawiono na rys. 6.1. Ostatecznie wykorzystano 48 strukturalnych bloków, a całkowita liczba elementów wynosiła ok. $\approx 20 \times 10^6$. W celu uproszczenia budowy modelu obliczeniowego, bloki w strefie wlotu i wylotu z sekcji pomiarowej oraz te definiujące otwory wykorzystane do sterowania przepływem połączono z pozostałą częścią za pomocą techniki FNMB (ang. *full non matching boundary connection*). Metoda ta umożliwia łączenie ze sobą sąsiadujących bloków, w których występuje różne rozmieszczenie węzłów.

W przekroju wlotowym założono ciśnienie całkowite równe 101 kPa i temperaturę całkowitą 293 K. Energia kinetyczna turbulencji i współczynnik dyssypacji został wyznaczony w oparciu o dane z pomiarów w sekcji pomiarowej, gdzie intensywność turbulencji wynosiła ok. 1%. Ciśnienie statyczne na wylocie zostało

odpowiednio dobrane, aby uzyskać tę samą pozycję fali na dolnym profilu jak w pomiarach na stanowisku badawczym i wynosiło 76 kPa. Ciśnienie w otworach zaadoptowano bezpośrednio z eksperymentu: w otworze na górnej ścianie (O1) wynosiło 30 kPa, na dolnej ścianie (O2) 50 kPa oraz na dolnych podporach 38 kPa. Oznaczenia poszczególnych otworów przedstawiono na rys. 6.1.



Rys. 6.1. Model obliczeniowy z podziałem na bloki strukturalne

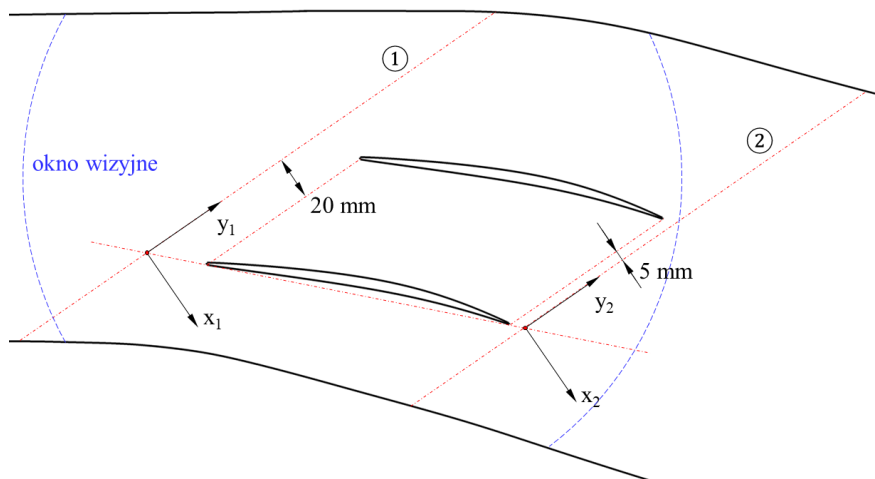


Rys. 6.2. Topologia siatki obliczeniowej w obrębie profili sprężarkowych

Ze względu na niestacjonarność fali uderzeniowej zaobserwowanej w trakcie badań eksperymentalnych, w obecnym i kolejnym rozdziale prezentowane są wyniki obliczeń przepływu niestacjonarnego. Dodatkowo wyniki tych symulacji uwzględniają modelowanie przejścia laminarno-turbulentnego.

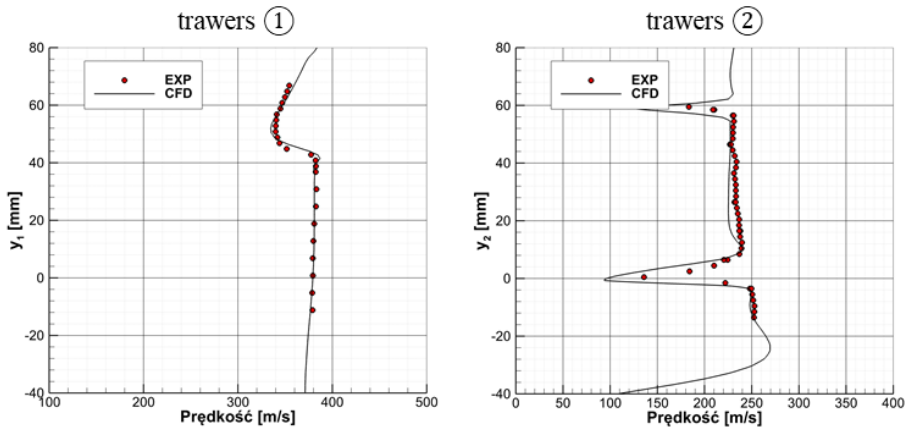
Pomiary oscylacji fali uderzeniowej wskazywały na występowanie charakterystycznych częstotliwości zależnych od badanej konfiguracji [5]. Analizę przeprowadzono zarówno dla przypadku referencyjnego, przedstawionego w tym rozdziale, jak i dla profilu zmodyfikowanego, omówionego w następnym rozdziale. Mierzona częstotliwość drgań fali uderzeniowej wynosiła od 100 Hz do 500 Hz, a po przekroczeniu tego zakresu amplituda sygnału drgań fali uderzeniowej wyraźnie malała. Analiza badań eksperymentalnych ułatwiła dobór kroku czasowego tak, aby wykonać obliczenia z odpowiednią rozdzielczością. Do obliczeń przyjęto krok czasowy równy $2,5 \times 10^{-5}$ s, co odpowiada 80 krokom czasowym na jeden okres drgań o częstotliwości 500 Hz. Wszystkie zaprezentowane poniżej wyniki zostały uśrednione w czasie.

Na rys. 6.3 przedstawiono szkic fragmentu sekcji pomiarowej z profilami, na którym kolorem niebieskim zaznaczono położenie okna. Na potrzeby procesu walidacji przygotowano dwa trawersy pomiarowe, w których zmierzono moduł prędkości. Lokalizacja tych trawersów oraz opis osi współrzędnych jest zgodny z poniższym rysunkiem. Wszystkie trawersy znajdowały się w połowie rozpiętości sekcji pomiarowej w odległości 50 mm od ściany bocznej.



Rys. 6.3. Lokalizacja trawersów pomiarowych

Wyniki pomiarów prędkości przedstawiono na rys. 6.4.. Trawers ① na wlocie w punkcie $y_1 = 0$ po przeliczeniu na liczbę Macha wskazuje, że 20 mm przed dolnym profilem prędkość jest równa $Ma = 1,22$, co bardzo dobrze zgadza się z założeniem projektowym. Rozkład prędkości w przedziale $(-40 < y_1 < 40)$ jest stały, w części powyżej $y_1 = 40$ mm widoczne jest zaburzenie, które wywołane jest obecnością skośnej fali uderzeniowej generowanej na krawędzi natarcia profilu dolnego. Kąt pochylenia trawersu i skośnej fali uderzeniowej jest różny, dlatego też w wyższych zakresach wysokości trawers pomiarowy przechodzi przez falę uderzeniową.

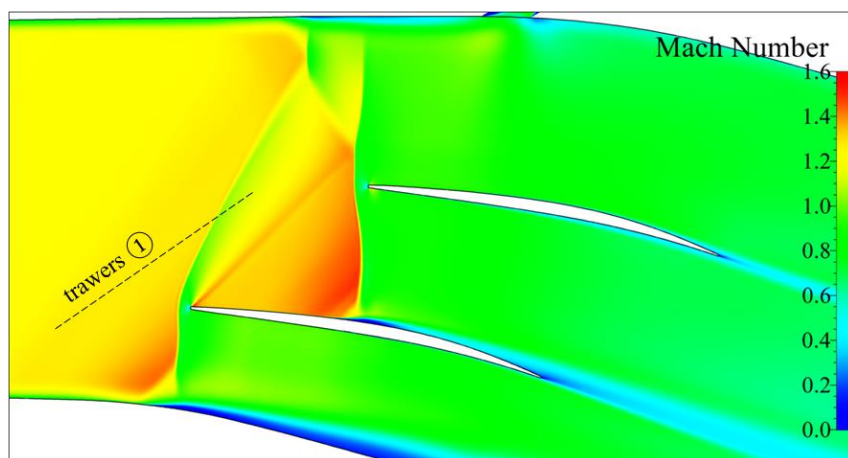


Rys. 6.4. Rozkład prędkości w trawersach pomiarowych

Symulacje numeryczne pozwalają z dobrą dokładnością przewidzieć rozkład prędkości przed badanym profilem sprężarki. Na rys. 6.4 pokazano również rozkład prędkości na wylocie za profilem (trawers ②). W tym przypadku dostrzec można pewne różnice, które wynikają bezpośrednio z ograniczeń wynikających z modelowania typu RANS oraz z uproszczeń elementów, które zostały wprowadzone do modelu numerycznego względem rzeczywistej sekcji pomiarowej. Największe różnice widoczne są w śladzie spływowym i bliskim jego otoczeniu. Jest to związane z trudnościami w przewidywaniu strat ciśnienia całkowitego, powstałych zarówno na fali uderzeniowej, jak i w warstwie przyścienniej. Wyniki symulacji przewidują większy deficyt prędkości oraz nieco szerszy obszar śladu względem przeprowadzonych pomiarów, jest to powszechnie znany problem i dotyczy zarówno profili sprężarkowych, jak i turbinowych. Ten sam efekt występuje niezależnie od wybranego programu obliczeniowego czy modelu turbulencji, co potwierdzają wyniki przedstawione przez kilku partnerów biorących udział w projekcie TFAST [5] oraz w wielu innych pracach [24–27]. Jak już wspomniano wyżej, poza uproszczeniami wynikającymi z samego modelowania numerycznego, na różnice nakładają się również efekty związane z uproszczeniem geometrii modelu względem rzeczywistej konstrukcji. Jako przykład można tu podać wężyki służące do połączenia otworów pomiarowych na stronie ssącej dolnego profilu z aparaturą pomiarową. Przelotowe otwory pomiarowe, wykonane na stronie ssącej profilu, połączone zostały poprzez stronę ciśnieniową gumowymi rurkami ze skanerem ciśnienia znajdującym się poza sekcją pomiarową. Są to dodatkowe elementy niezbędne do przeprowadzenia pomiarów, których nie uwzględniono w modelu obliczeniowym, a które mogą nieznacznie odchyłać ślad spływowy. Poza omówionymi różnicami w śladzie spływowym dolnego profilu, związanymi z trudnościami w przewidywaniu rozkładu prędkości w warstwie przyścienniej, występuje jeszcze jedna jakościowa różnica, widoczna na wy-

sokości $y_2 = 20$ mm. Chodzi tu o większy spadek prędkości w modelu numerycznym względem pomiarów, który jest (prawdopodobnie) wynikiem przeszacowania strat ciśnienia całkowitego na fali. W pozostałym zakresie rozkład prędkości został poprawnie przewidziany. Opierając się na wynikach obliczeń numerycznych, wyznaczono współczynnik AVDR dla kanału międzyłopatkowego, który wynosił 1,23, spełniając tym samym kryteria projektowe przedstawione w tabeli 4.1, gdzie współczynnik AVDR ma wartość 1,23.

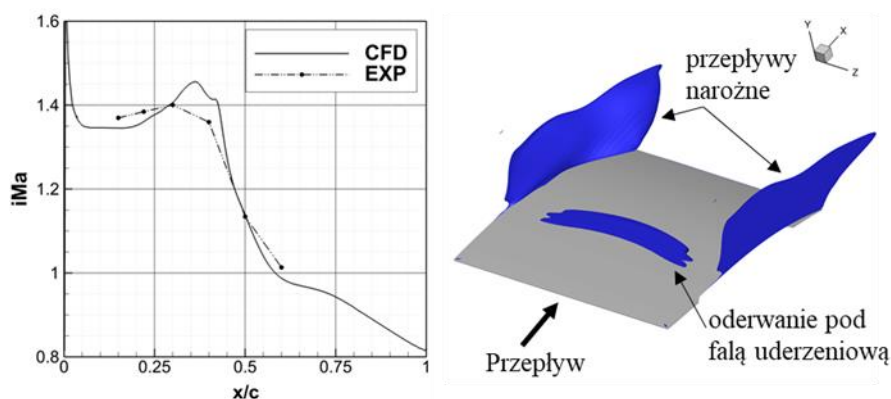
Na rys. 6.5 pokazano rozkład liczby Macha w połowie szerokości sekcji pomiarowej. Jeśli zestawimy ten obraz z wynikami przedstawionymi na rys. 4.10 dla przepływu przez palisadę liniową z aktywnym sterowaniem przepływami narożnymi (model 4) lub też bez sterowania (model referencyjny), zauważyć można bardzo podobną strukturę przepływu. W celu zilustrowania położenia linii pomiarowej oraz jej orientacji względem fali uderzeniowej na rysunku dodano przerywaną linię reprezentującą położenie trawersu. Przedstawione obrazy wskazują na bardzo dobrą zgodność struktury przepływu i rozkładu parametrów w wymienionych przypadkach. Oznacza to, że odpowiednia analiza układu fal uderzeniowych w zamkniętej przestrzeni projektowanego stanowiska pozwoliła na uzyskanie struktury przepływu podobnej do istniejącej w palisadzie łopatkowej. Należy podkreślić, że nadrzędnym celem jest analiza oddziaływania fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na dolnym profilu, który jest reprezentatywnym przypadkiem sprężarki transonicznej. Według wiedzy autora tego typu stanowisko badawcze zbudowane w IMP PAN jest unikatowe i nie udało się znaleźć informacji o istnieniu podobnego stanowiska wykorzystanego w analizie przepływu w wybranym pojedynczym kanale międzyłopatkowym (ang. *single passage test section*).



Rys. 6.5. Pole liczby Macha

Analizując rozkład liczby Macha na profilu w środku sekcji pomiarowej (rys. 6.6) można stwierdzić, że przepływ w okolicy krawędzi natarcia badanego profilu osiąga wartość $Ma = 1,35$ i utrzymuje się przez ok. 20% długości cięciwy,

po czym przyspiesza do wartości bliskiej $Ma = 1,45$ tuż przed samą falą uderzeniową, która zlokalizowana jest w punkcie $x/c = 0,44$. Następnie prędkość na odcinku od $x/c = 0,425$ do $x/c = 0,575$ gwałtownie spada do wartości $Ma = 1$. W strefie od $x/c = 0,575$ do $x/c = 1$ przyrost ciśnienia statycznego na stronie ssącej maleje, co wynika z obecności przepływów narożnych i kontrakcji obszaru, i w czego efekcie prędkość przepływu w okolicy krawędzi spływu maleje do wartości poddźwiękowych na poziomie liczby Macha $Ma = 0,8$. Na wykresie przedstawionym na rys. 6.6 zaobserwować można charakterystyczny obszar plateau ($x/c = 0,4$), który jest wynikiem obecności przejścia laminarno-turbulentnego wywołanego falą uderzeniową. Wyniki symulacji numerycznych wykazują zadowalającą zgodność rozkładu izentropowej liczby Macha z danymi eksperymentalnymi zarówno w zakresie naddźwiękowym ($0 < x/c < 0,45$), w strefie interakcji fali uderzeniowej z warstwą przyścienną ($0,4 < x/c < 0,5$), jak i w obszarze poddźwiękowym ($0,5 < x/c < 1$).



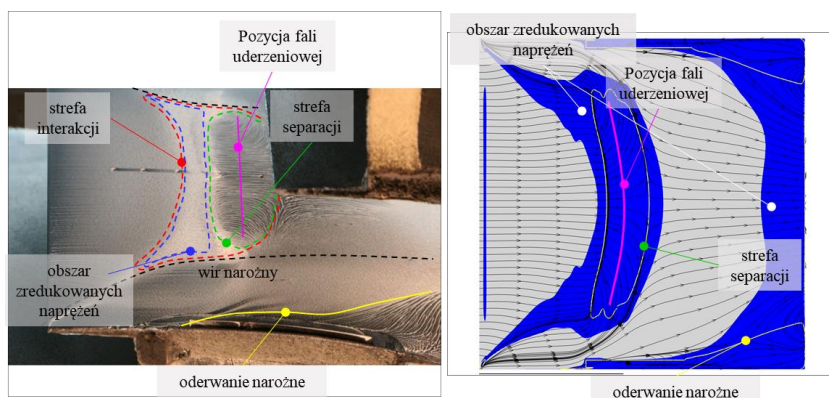
Rys. 6.6. Rozkład izentropowej liczby Macha na stronie ssącej dolnego profilu wraz z wizualizacją przepływów wtórnych

Na rys. 6.7 porównano strukturę fal wyznaczoną numerycznie ze zdjęciem wykonanym za pomocą techniki schlieren. Wyniki obliczeń numerycznych przedstawiono w postaci modułu gradientu gęstości, którego rozkład umożliwia bezpośrednie porównanie obliczonego położenia fal z położeniami obserwowanymi na stanowisku w tunelu transonicznym. Silna interakcja prostej fali uderzeniowej z warstwą przyścienną indukuje oderwanie warstwy, co zostało przedstawiono na (rys. 6.6 w postaci powierzchni o stałej prędkości, której wartość jest mniejsza od zera (niebieska powierzchnia). Widocznym efektem silnego oddziaływania jest wyraźna stopa λ . Fala uderzeniowa w bezpośrednim sąsiedztwie ściany nie jest zakrzywiona, co jest bardzo często obserwowane w przypadku interakcji z laminarną warstwą przyścienną [5].



Rys. 6.7. Wizualizacja struktur fal uderzeniowych

Na rys. 6.8 wyznaczone linie prądu przy powierzchni profilu na stronie ssącej porównano z wizualizacją olejową. Na przedstawionym obrazie można wyróżnić kilka charakterystycznych stref.



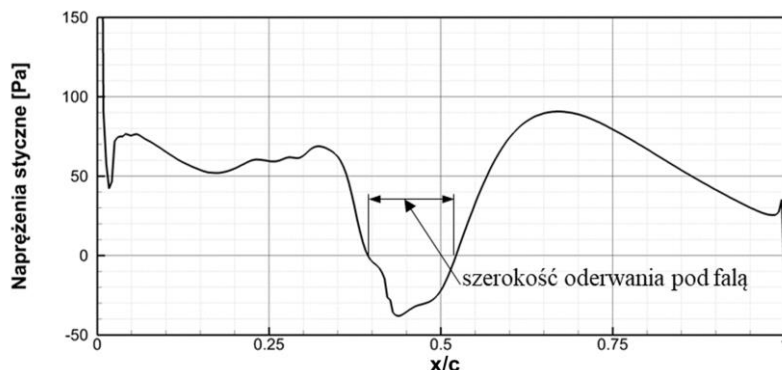
Rys.

6.8. Wizualizacja olejowa oraz linie prądu w bliskiej odległości od strony ssącej profilu

Jedną z nich jest obszar interakcji pomiędzy przepływem głównym i przepływami narożnymi przy ścianach bocznych. Wir narożny zaczyna formować się tuż za krawędzią natarcia i gwałtownie rozszerza się do obszaru interakcji przepływu głównego z falą uderzeniową. W dalszej części ten wzrost jest zredukowany przez odsysanie płynu o obniżonym pędzie przez otwory w podporach bocznych. Skutkiem zastosowanego odsysania jest redukcja kontrakcji przepływu w środkowej strefie, przez co przepływ główny w tej części staje się bardziej równomierny w kierunku osi Z – szerokości kanału – i można go traktować, jako dwuwymiarowy. Lokalizacja fali uderzeniowej zaznaczona jest różową linią ciągłą poprowadzoną poprzecznie do kierunku przepływu. Obecność silnej fali uderzeniowej powoduje, że pod stopą λ pojawia się oderwanie, co zaznaczono na rys. 6.8 jako strefę separacji. W tej strefie przepływ staje się w pełni turbulentny i jest zorientowany przeciwnie do przepływu głównego, co jest wyraźnie widoczne na doświadczalnej wizualizacji olejowej (EXP) i liniach prądu reprezentujących wyniki

obliczeń (CFD). Przed strefą oderwania na skutek lokalnej redukcji pędu występuje spadek naprężeń stycznych, co ujawnia się poprzez kumulowanie się oleju w tym obszarze (rys. 6.8). Obszar nagromadzonego oleju wyróżnia się na tle sąsiadujących stref i jest zaznaczony niebieską przerywaną linią. Strefa separacji wraz z obszarem o obniżonych naprężeniach tworzy rejon, w którym dochodzi do interakcji pomiędzy falą uderzeniową i warstwą przyścienną. Im ta interakcja staje się bardziej intensywna, tym obszar taki zostaje bardziej rozciągnięty w przestrzeni. Warto również wspomnieć o różnicach pomiędzy obszarem przed i za interakcją. W rejonie od krawędzi natarcia do strefy interakcji olej rozprowadzony jest w sposób ciągły i równomierny, dzięki czemu z łatwością można byłoby dostrzec wszelkie zaburzenia, które tu nie występują, ale są charakterystyczne dla przepływu turbulentnego. W rejonie tym widoczne są tylko ślady będące efektem występowania otworów pomiarowych w połowie rozpiętości profilu. Brak jakichkolwiek rozchodzących się zaburzeń (z wyłączeniem tych pochodzących z otworów pomiarowych) wskazuje na to, że przepływ w podwarstwie lepkiej warstwy przyściennej jest uporządkowany, co jest charakterystyczne dla laminarnej warstwy przyściennej [28,29]. Analiza obrazu za oderwaniem jest częściowo utrudniona, ponieważ fragment górnego profilu przysłania ponad połowę rozpiętości dolnego profilu. Niemniej jednak porównując widoczną część z rejonem przed strefą interakcji można dostrzec dodatkowe trójwymiarowe struktury w cienkiej warstwie oleju, które nazywane są plamkami (obszarami) turbulentnymi. Obecność tych plamek świadczy o tym, że przepływ jest turbulentny. Kolejnym przykładem, gdzie zaobserwować można przepływ powrotny jest naroże. Skutkiem przepływu czynnika przez kanał międzyłopatkowy jest tworzenie się silnie trójwymiarowych struktur takich jak wir kanałowy, wir narożny, wir skoncentrowany czy chociażby ślad spływowy. Wzajemna interakcja tych struktur powoduje, że w przepływie pojawia się oderwanie. Podobnie jak w przypadku oderwania pod falą uderzeniową, płyn w narożu również porusza się przeciwnie do przepływu głównego. Na rys. 6.8 strefę oderwania w narożu zaznaczono linią żółtą. Początek obszaru stagnacji i separacji zauważalny jest również na obrazie uzyskanym techniką schlieren (rys. 6.7) i objawia się poprzez obecność ciemniejszych ukośnych stref powyżej głównej fali uderzeniowej. Ciemniejszy obraz jest wynikiem pojawienia się fal kompresji, które powstają tuż przed stopą λ , takie zaburzenia bardzo często nazywane są falami Macha.

Różnice w obszarach o zredukowanym pędzie pomiędzy zdjęciem z eksperymentu (lewa strona) a wynikami obliczeń (prawa strona) na rys. 6.8 wynikają bezpośrednio z faktu, że na wizualizacji olejowej olej kumulując się w obszarach o zredukowanym pędzie tworzy strukturę trójwymiarową, podczas gdy po prawej stronie przedstawiono rozkład na powierzchni. Aby wyraźnie wskazać granicę pomiędzy różnymi strukturami, na niebiesko zaznaczono rejon, gdzie naprężenia styczne osiągają wartość poniżej 50 Pa. Wartość ta została wybrana w oparciu o rozkład naprężeń stycznych na stronie ssącej dolnego profilu pokazany na rys. 6.9. Zdecydowano się na taką wartość, ponieważ jak widać na wykresie naprężenia styczne od krawędzi natarcia do miejsca oderwania przyjmują wartość



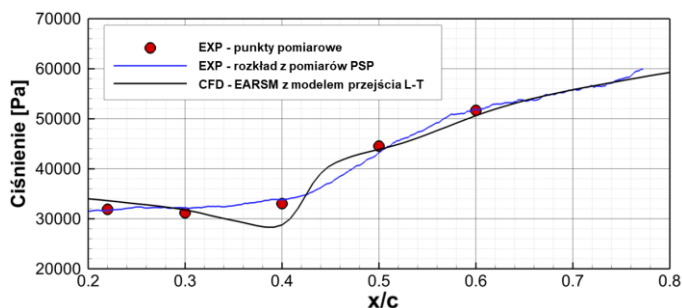
Rys. 6.9. Rozkład naprężeń stycznych na stronie ssącej dolnego profilu

tylko nieznacznie większą niż 50 Pa, co jednoznacznie wskazuje na oddziaływanie przepływu głównego na ścianę profilu.

Wyniki obliczeń rozkładu ciśnienia statycznego na stronie ssącej zostały porównane z danymi doświadczalnymi wyznaczonymi metodą PSP.

Słowem wprowadzenia: w przypadku zastosowania metody PSP, strona ssąca profilu pokrywana jest specjalną farbą, która reaguje na zawartość tlenu w otoczeniu. Następnie, po badaniach, profil jest oświetlany, a w odpowiedzi otrzymywany jest pewien rozkład kolorów, który należy skalibrować przy pomocy lokalnych wartości. Przetworzone zdjęcie profilu pokrytego farbą PSP zawiera macierz danych związanych z intensywnością odbitego światła. W procesie post-processingu odfiltrowywany jest szum i usuwany obraz tła tak, aby w kadrze był widoczny tylko profil.

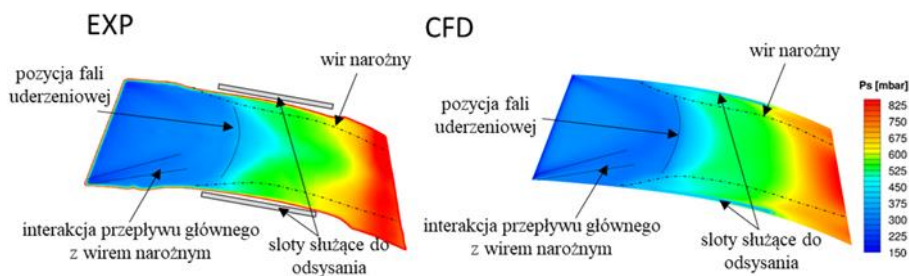
Na podstawie znanych wartości ciśnienia statycznego, które zmierzono na stronie ssącej przy pomocy otworów pomiarowych, (oznaczone czerwonymi symbolami na rys. 6.10), określono wartość ciśnienia statycznego opowiadającą danej intensywności. Przy założeniu liniowej zależności między ciśnieniem a intensywnością odbitego światła, wyznaczono mapę rozkładu ciśnienia statycznego na profilu.



Rys. 6.10. Rozkład ciśnienia statycznego na stronie ssącej

Ze względu na to, że kalibracja była przeprowadzana na podstawie punktów pomiarowych, które nie znajdowały się w pobliżu ścian bocznych i krawędzi spływu, w tych obszarach widoczne są większe różnice. Farba PSP wprowadza dodatkową chropowatość, która była wyczuwalna organoleptycznie, ale nie była mierzona w toku eksperymentu.

Na rys. 6.11 przedstawiono wyznaczony rozkład ciśnienia statycznego na całej powierzchni dolnego profilu. Bardzo wyraźnie widać skok ciśnienia wywołany falą uderzeniową oraz obszar obniżonego ciśnienia za krawędzią natarcia, wynikający z interakcji przepływu głównego z wirami narożnymi. W środkowej części kanału ciśnienie statyczne jest zredukowane, co jest efektem większej prędkości przepływu. Obszar o wyższym ciśnieniu w narożu odpowiada strefie wpływu wiru narożnego, który zaprezentowano między innymi na rys. 6.6 jako izopowierzchnię oraz na rys. 6.8 w postaci żółtej linii.

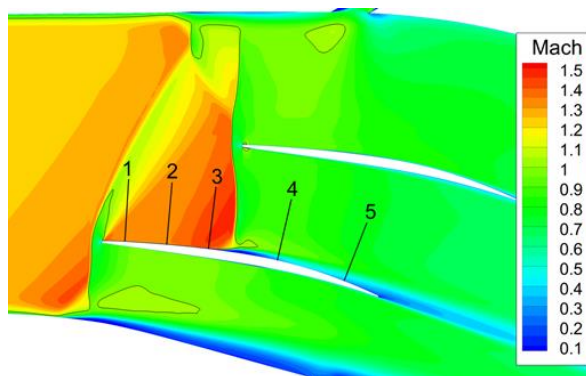


Rys. 6.11. Pole ciśnienia statycznego na stronie ssącej profilu

Należy pamiętać, że nałożenie farby na stronę ssącą wiąże się ze zmianą struktury powierzchni, która staje się bardziej chropowata. To z kolei może wpływać na warstwę przyścienną i położenie przejścia laminarno-turbulentnego, a w konsekwencji na rozpiętość strefy interakcji fali z warstwą oraz obszaru oderwania.

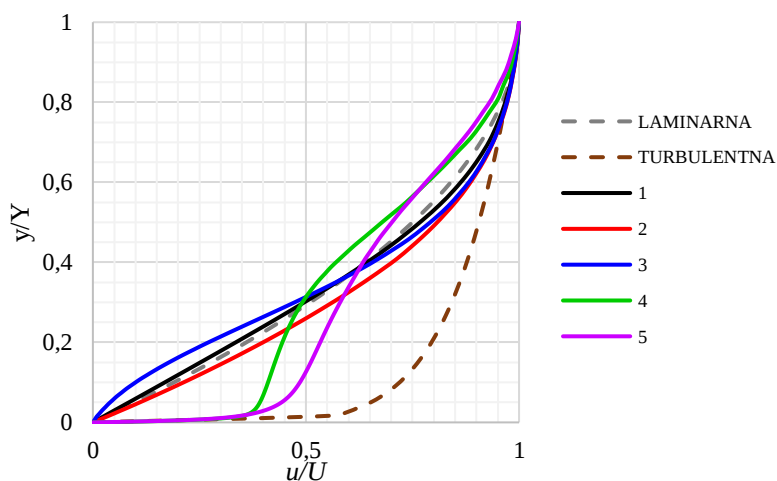
Kluczowe znaczenie w ocenie oddziaływania fali uderzeniowej z warstwą przyścienną ma określenie jej grubości (δ) oraz parametrów całkowitych takich jak grubość straty przekroju (wydatku) (δ^*) i grubość straty pędu (δ^{**}), oraz ściśliwy współczynnik kształtu (H). W celu wyznaczenia tych parametrów przygotowano pięć trawersów w różnych lokalizacjach, które przedstawiono na rys. 6.12. Trzy pierwsze znajdują się w obszarze od krawędzi natarcia do fali uderzeniowej, aby ocenić charakter warstwy przyściennej przed falą uderzeniową oraz dwa trawersy pomiędzy falą uderzeniową i krawędzią spływu.

Profile znormalizowanej prędkości dla wybranych trawersów (rys. 6.13) porównano z rozkładami teoretycznymi dla płaskiej płyty, tj. z rozkładem laminarnym Blasiusa oraz z rozkładem turbulentnym Prandtla o wykładniku 7. Trawersy w kolejności rosnącej znajdują się w miejscach o współrzędnych $x/c = 0,082, 0,233, 0,384, 0,634$ oraz $0,876$. Trzy pierwsze rozkłady prędkości są bardzo podobne



Rys. 6.12. Lokalizacja trawersów pomiarowych

do profilu laminarnego, co potwierdza tylko wcześniejsze obserwacje dotyczące charakteru warstwy przyściennej. Profil numer 3 wskazuje na to, że naprężenia styczne na ścianie ulegają zmniejszeniu, co jest wynikiem bliskiej odległości od formułującego się oderwania. Dwa ostatnie profile bardzo dobrze wpisują się w turbulentny profil prędkości. Znaczące różnice można zauważyć w zakresie od $0,4$ – $1,0$ u/U , gdzie deficyt prędkości wywołany jest obecnością oderwania warstwy za falą. Profile prędkości w trzech pierwszych trawersach wykazują na przyrost grubości warstwy przyściennej przed falą uderzeniową, co jest naturalną konsekwencją zmian za krawędzią natarcia. Natomiast w dwóch ostatnich trawersach gwałtowny wzrost grubości warstwy przyściennej następuje za falą uderzeniową, gdzie jej grubość wzrasta o rząd wielkości. Szczegółowe parametry przedstawiono w tabeli 6.1.



Rys. 6.13. Profile znormalizowanej prędkości w warstwie przyściennej

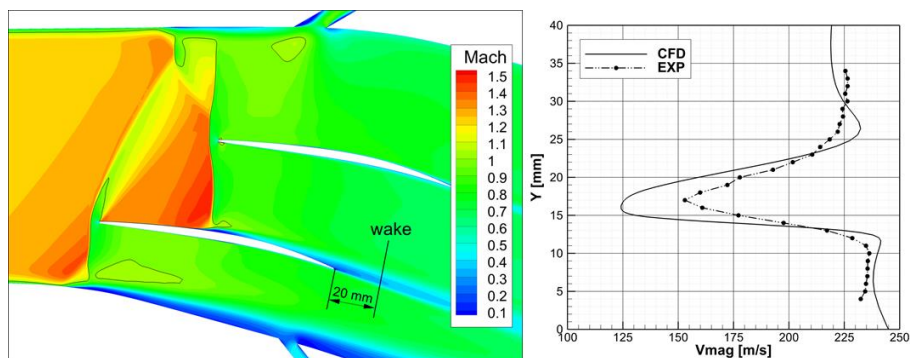
Tabela 6.1. Parametry warstwy przyściennej

Trawers	1	2	3	4	5
x/c [-]	0,082	0,233	0,384	0,634	0,876
δ [mm]	0,160	0,260	0,330	3,460	5,290
δ^* [mm]	0,060	0,090	0,130	1,240	1,710
δ^{**} [mm]	0,020	0,030	0,030	0,510	0,810
H [-]	3,630	3,430	4,200	2,420	2,100

Dodatkowo, w celu oceny charakteru warstwy przyściennej, wykorzystano współczynnik kształtu (H) dla przepływu ściśliwego, określony przez równanie (1.3). Wartość współczynnika H powyżej 3, większa niż dla profilu Blasiusa, wskazuje na istnienie warstwy laminarnej bez wcześniejszego oderwania (trzy pierwsze trawersy) [30]. W dwóch ostatnich trawersach uzyskano wartość współczynnika H mniejszą niż 2,5, co może być interpretowane jako istnienie przepływu bez oderwania, ale z cechami przepływu turbulentnego.

Ze względu na niewielką grubość warstwy przyściennej oraz trudności wynikające z ograniczeń technicznych, pomiary eksperymentalne w jej obrębie nie zostały przeprowadzone. W związku z tym zdecydowano się na wykonanie dodatkowego pomiaru w śladzie aerodynamicznym, oddalonym o 20 mm od krawędzi spływu. Na rys. 6.14 można zauważyć różnice pomiędzy pomiarami i wynikami obliczeń. Profil wyznaczony w oparciu o model obliczeniowy jest wyraźnie szerszy i głębszy względem eksperymentalnego, co szerzej zostało już omówione przy okazji rys. 6.4.

Profile prędkości w śladzie spływowym pomimo widocznych różnic zostały wykorzystane jako rozkład referencyjny w porównaniach z kolejnymi przypadkami szerzej przedstawionymi w następnym rozdziale.



Rys. 6.14. Profil prędkości w śladzie za profilem

7. Oddziaływanie fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na profilu z wymuszonym przejściem laminarno-turbulentnym

Przejście laminarno-turbulentne jest istotnym zagadnieniem w przepływach transonicznych, ponieważ wpływa na pole przepływu oraz interakcję fali uderzeniowej z warstwą przyścienną. Zmiana położenia przejścia laminarno-turbulentnego może oddziaływać na grubość warstwy przyściennej, profil prędkości oraz wartość naprężeń stycznych, co z kolei wpływa na przebieg wspomnianej interakcji. Położenie przejścia może ulec zmianie naturalnie lub zostać zmodyfikowane poprzez zastosowanie różnych elementów destabilizujących laminarną warstwę przyścienną, co prowadzi do wystąpienia przejścia laminarno-turbulentnego. W rozdziale przedstawiono wyniki analizy wpływu stopnia zaburzenia geometrii profilu na wymuszenie tego przejścia.

W pierwszej części rozdziału przeanalizowano wpływ położenia elementów zmieniających geometrię profilu na przykładzie dwóch przypadków (tabela 7.1) oraz dokonano porównania z danymi eksperymentalnymi. Lokalizacja i parametry geometryczne stopni zostały określone na etapie wstępnych pomiarów eksperymentalnych.

Tabela 7.1. Lokalizacja i parametry geometryczne stopnia

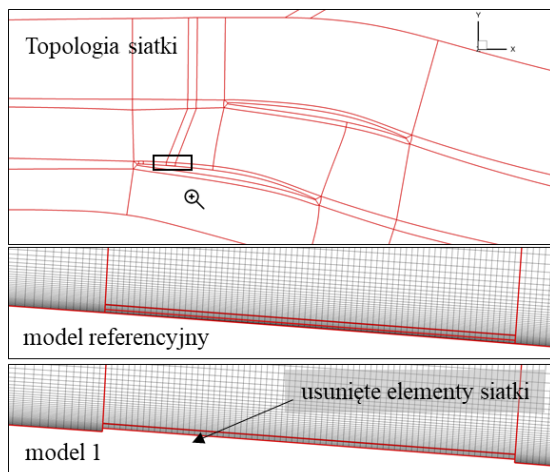
Przypadek	Początek (x/c)	Długość [mm]	Rozpiętość [mm]	Wysokość [mm]
Model referencyjny	–	–	–	–
Model 1	0,16	5,0	100	0,1
Model 2	0,02	2,5	100	0,4

Pierwsza konfiguracja została dobrana tak, aby do wymuszenia przejścia laminarno-turbulentnego doszło jak najbliżej fali uderzeniowej w celu uzyskania cienkiej turbulentnej warstwy przyściennej przed falą. W drugiej konfiguracji zdecydowano się na wymuszenie przejścia laminarno-turbulentnego tuż za samą krawędzią natarcia profilu, aby uzyskać turbulentną warstwę przyścienną, która może rozwinąć się na dłuższym dystansie niż to mam miejsce w pierwszym przypadku. Taki podział pozwala porównywać interakcję laminarną – przypadek referencyjny – oraz turbulentną – modele 1 i 2.

Druga część rozdziału skupiona jest na analizie numerycznych wyników, określających wpływ wysokości stopnia na interakcję fali uderzeniowej z warstwą przyścienną. Przygotowano dwie dodatkowe konfiguracje, uzyskując po trzy warianty różnej wysokości stopnia dla modelu 1 i dla modelu 2. Wyniki porównano z przypadkiem referencyjnym.

7.1. Położenie elementu indukującego przejście laminarno-turbulentne na profilu

Warunki brzegowe zastosowane w modelach 1 i 2 są takie same, jak wcześniej omówione dla modelu referencyjnego, przedstawionego w rozdziale 6. Aby wykluczyć wpływ zmiany struktury siatki obliczeniowej na otrzymane wyniki, wykorzystano siatkę pochodzącą z modelu referencyjnego. Stopień na profilu w modelu obliczeniowym został zasymulowany poprzez usunięcie komórek siatki do odpowiedniej wysokości, co zostało pokazane na rys. 7.1.



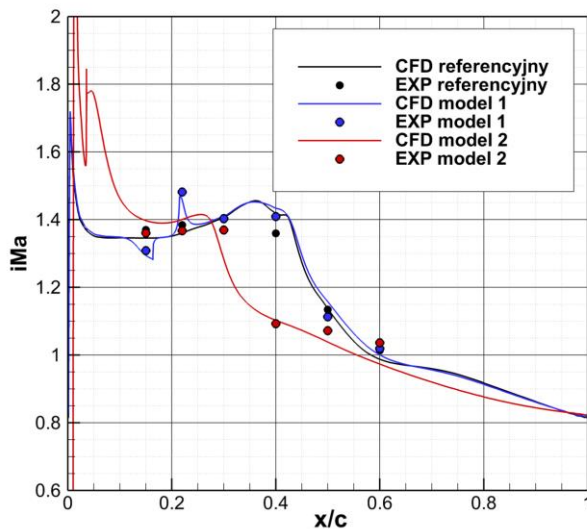
Rys. 7.1. Modyfikacja siatki obliczeniowej

Na rys. 7.2 pokazano rozkład izentropowej liczby Macha dla wszystkich przypadków, zarówno z pomiarów, jak i z obliczeń numerycznych. W modelu 1 wyraźnie widoczne jest zaburzenie, które znajduje się pomiędzy pierwszym

i drugim punktem pomiarowym (EXP model 1), gdzie minimum oraz maksimum jest poprawnie przewidziane w modelu numerycznym. Na wykresie widać także poprawnie przewidziane położenie fali uderzeniowej oraz charakter zmian ciśnienia za falą, który jest bardzo zbliżony do przypadku referencyjnego.

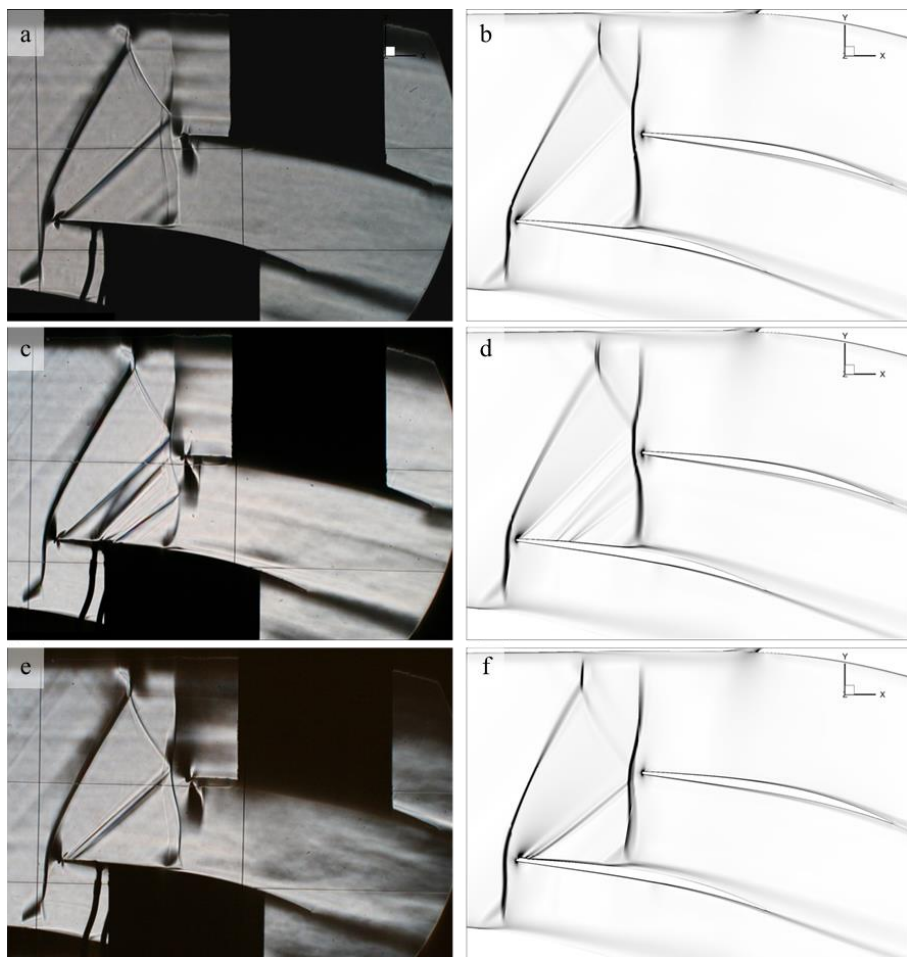
Model 2, w którym zastosowano stopień w bliskiej odległości od krawędzi natarcia pomimo utrzymywania stałych warunków brzegowych, różni się od dwóch poprzednich przypadków. Fala uderzeniowa przesunięta jest o około 15% w górę przepływu. Następna różnica widoczna jest w obszarze $0,6 < x/c < 1$. Brak jest charakterystycznego obniżenia prędkości obserwowanego w przypadku referencyjnym i w modelu 1, co może być efektem różnic w strefie przepływów narażonych.

Obrazowanie techniką schlieren oraz prezentację wyników obliczeń w postaci gradientu gęstości przedstawiono na rys. 7.3. Obrazy te pokazują, że struktura fal



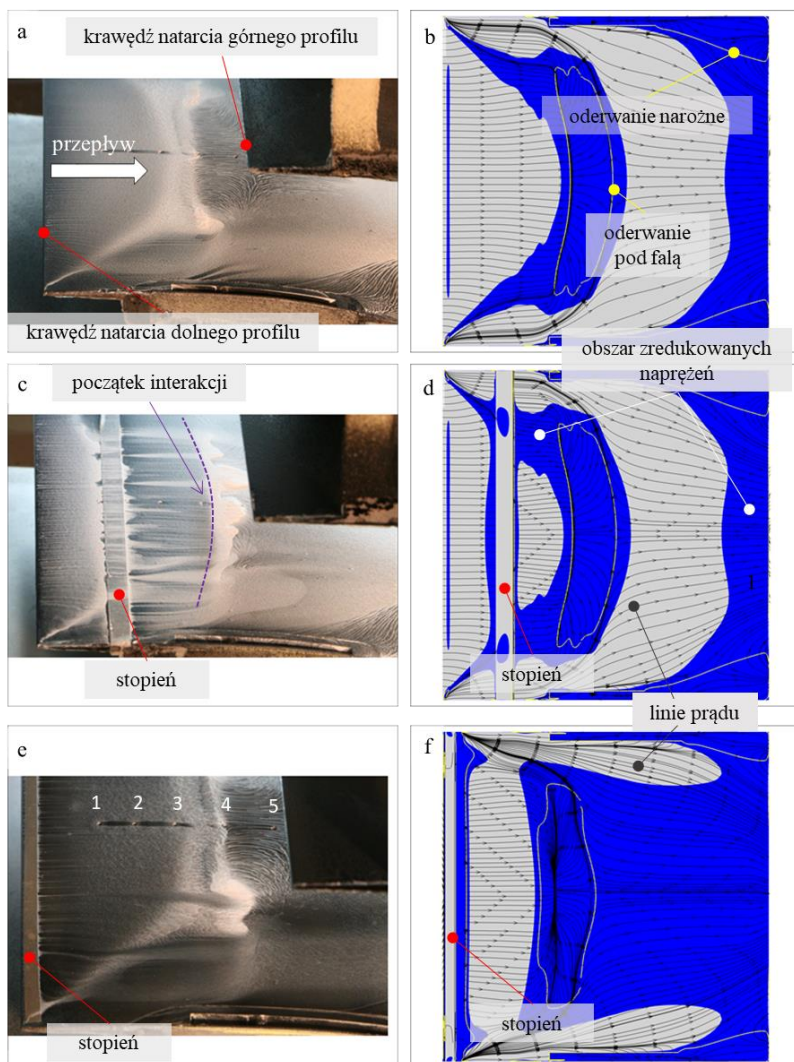
Rys. 7.2. Rozkład izentropowej liczby Macha na stronie ssącej dolnego profilu

uderzeniowych została poprawnie odwzorowana przez modele numeryczne. Warto jednak zauważyć, że zdjęcia po lewej stronie przedstawiają pojedynczy moment czasowy, natomiast wizualizacje po prawej stronie są uśrednione w czasie dla wybranego przedziału. Oznacza to, że obserwowane różnice w strukturze przepływu będą dalej analizowane na podstawie wyników obliczeń. Na rys. 7.3c–d wyraźnie widoczne są fale kompresji i ekspansji, które są efektem zastosowania stopnia w lokalizacji $x/c = 0,16$. Zaburzenia te oddziałują z falą uderzeniową generowaną na krawędzi natarcia górnego profilu i odchylają ją, powodując jej zakrzywienie. Zmiana kształtu fali uderzeniowej następuje tylko w obszarze interakcji z falami zgęszczeniowymi. Pozostała część fali uderzeniowej, w szczególności w bliskiej odległości od strony ssącej dolnego profilu, nie ulega deformacji, ponadto wielkość stopy lambda u nasady fali jest zbliżona do przypadku referencyjnego, co potwierdza rozkład izentropowej liczby Macha. Rysunki 7.3e–f przedstawiają układ falowy reprezentujący model 2 z zastosowanym stopniem w bliskiej lokalizacji krawędzi natarcia dolnego profilu. Obecność stopnia jest znacznie wyraźniej widoczna niż miało to miejsce w poprzednim modelu, co jest wynikiem nie tylko położenia, ale także wysokości i szerokości zastosowanego stopnia. W tym przypadku próg jest wyższy i węższy, powodując, że fale kompresji i ekspansji znajdują się bliżej siebie. Sprawia to wrażenie jednej silnej fali zamiast sekwencji słabszych. Można również zaobserwować przesunięcie prostej fali uderzeniowej w górę przepływu. Ponadto stopa lambda jest wyraźnie większa, co może sugerować wyraźnie większą grubość warstwy przyściennej niż w dwóch poprzednich przypadkach. Lekko zakrzywiony kształt fali uderzeniowej tuż przy powierzchni profilu na stronie ssącej wskazuje, że interakcja fali uderzeniowej z warstwą przyścienną może mieć charakter turbulentny.



Rys. 7.3. Wizualizacja struktury fal uderzeniowych

W kolejnym zestawieniu danych, przedstawionym na rys. 7.4, w kolumnie po lewej widoczna jest wizualizacja olejowa, wykonana w momencie, gdy przepływ osiągnął stan ustalony. W prawej kolumnie przedstawione są wyniki symulacji numerycznych, gdzie czarnymi liniami ze strzałkami przedstawiono linie prądu w bliskiej odległości od strony ssącej profilu, na niebiesko zaznaczono obszar o obniżonych naprężeniach stycznych bezpośrednio na powierzchni profilu, a żółta linia ciągła przedstawia naprężenia styczne, które przyjmują wartość równą 0.



Rys. 7.4. Wizualizacja olejowa po lewej stronie. Po prawej stronie linie prądu w bliskiej odległości od strony ssącej profilu, na którym na niebiesko zaznaczono obszar o obniżonych naprężeniach stycznych

Analiza struktury przepływu w warstwie przyścienniej jedynie na podstawie porównania wyników eksperymentów, obrazów znajdujących się po lewej stronie, jest utrudniona. Wynika to z faktu, że na tych obrazach można zaobserwować różnice względem siebie zarówno w ilości rozproszanego oleju, jak i w sposobie jego rozprzaskowania na stronie ssącej. W szczególności można zauważyć, że niektóre obszary są bardziej pokryte olejem niż inne, co może wprowadzać dodatkowe niepewności. Niemniej jednak warto przeanalizować dostępne dane.

Na powierzchni strony ssącej modelu 1 (rys. 7.4c) Rys. 7.4 widoczna jest kumulacja oleju w pobliżu stopnia, zarówno przed, jak i za nim, gdzie występuje obszar o obniżonym pędzie. Mimo to, jednorodny rozmyty obszar przed i za stopniem wskazuje na laminarny przepływ. Dalej na profilu, tuż za interakcją fali uderzeniowej z warstwą przyścienną, obserwujemy obszar, gdzie olej w całości pokrywa profil, co wskazuje na oderwanie warstwy przyściennej. Za obszarem oderwania, gdzie gromadzi się olej, występuje podobny pod względem struktury rozkład oleju jak w przypadku referencyjnym (rys. 7.4a). Świadczy to o turbulentnej warstwie przyściennej w strefie za interakcją. W dalszej części profilu, tuż za początkiem interakcji fali uderzeniowej z warstwą przyścienną widać obszary, gdzie olej całkowicie zakrywa profil. W tym miejscu rozpoczyna się oderwanie warstwy przyściennej. Na kolejnym odcinku profilu, za obszarem oderwania, gdzie kumuluje się olej, obserwuje się podobny rozkład struktury oleju jak w przypadku referencyjnym (rys. 7.4a). Świadczy to o tym, że w strefie za interakcją występuje turbulentna warstwa przyścienna.

W porównaniu modelu 2 (rys. 7.4e) z modelem referencyjnym przede wszystkim wyróżnia się inna dystrybucja oleju na powierzchni, co w tym przypadku, wskazuje na zmianę struktury przepływu. Cienka warstwa oleju jest wyraźnie inna niż w dwóch poprzednich przypadkach, szczególnie widoczne jest to na odcinku od krawędzi natarcia do pierwszego otworu pomiarowego, co może być wywołane podwyższonymi nieprężeniami stycznymi. W dalszej części, a w szczególności w środku rozpiętości profilu, rozkład oleju na powierzchni przyjmuje strukturę ziarnistą do miejsca, gdzie zaczyna się interakcja fali uderzeniowej z warstwą przyścienną. Taki obraz wskazuje na to, że warstwa przyścienna ma charakter turbulentny. Obszar interakcji fali uderzeniowej z warstwą przyścienną rozpoczyna się w miejscu, gdzie na skutek zmniejszenia naprężeń, wywołanych obecnością oderwania, zaczyna gromadzić się olej. Od czwartego do piątego otworu pomiarowego powierzchniowy rozkład oleju ponownie przyjmuje strukturę długich wyraźnych linii, co należy interpretować jako przepływ powrotny wywołany oderwaniem pod falą uderzeniową. Ostatnim elementem różniącym model 2 od modelu referencyjnego jest obszar w bliskiej odległości od ściany bocznej. Obszar ten wyróżnia się zdecydowanie węższą strefą przepływu powrotnego, a także inną strukturą, przy czym rozpoczyna się zdecydowanie wcześniej.

Obrazy przedstawione w prawej kolumnie na rys. 7.4 (b, d, f) pochodzą z symulacji numerycznych. Zasadniczą różnicą pomiędzy obrazami oznaczonymi literami b i d jest widoczna obecność stopnia, nad którym nie wykreślono linii prądu, poza tym przepływ wygląda, (co do struktur linii prądu jak i wielkości obszarów niebieskich) bardzo podobnie. Różnice można zaobserwować tylko bezpośrednio w sąsiedztwie stopnia. W okolicy stopnia widoczny jest obszar o obniżonym pędzie, co jest efektem występowania recyrkulacji w tej strefie. Kolejną widoczną różnicą są dwa lokalne obszary o kształcie owalnym na samym stopniu. Powstają one na skutek interakcji zaburzenia generowanego na krawędzi natarcia profilu i przepływów narożnych ze stopniem. W pozostałej części obszaru,

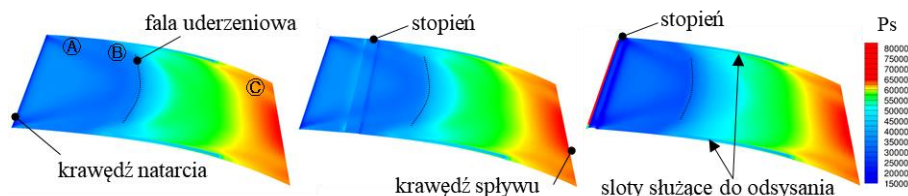
od splywu ze stopnia do krawędzi splywu profilu, struktura przepływu w porównaniu do przypadku referencyjnego wygląda niemalże identycznie. Jako przykład można by wskazać obszary ograniczone linią żółtą wyznaczające granice oderwania zarówno pod falą uderzeniową (środek profilu), jak i w narożach (przepływy narożne). Długość i rozpiętość obszaru oderwania są bardzo zbliżone, a układ linii prądu jest taki sam. Na podstawie tych spostrzeżeń można stwierdzić, że struktura przepływu w bliskiej obecności strony ssącej nie zmieniła się względem modelu referencyjnego, co oznacza, że wykonane obliczenia dla tego modelu nie wskazują na zmianę charakteru warstwy przyściennej.

W przypadku porównania modelu 2 z modelem referencyjnym można stwierdzić, że struktura linii prądu jest zdecydowanie inna. Wielkość obszaru oderwania pod falą oraz przepływy narożne mają zmieniony kształt. Rozkład naprężeń stycznych poniżej wartości 50 Pa (obszar niebieski) rozciąga się na zdecydowanie większym obszarze i rozpoczyna się już przed falą uderzeniową, a kończy na krawędzi splywu profilu. Wir narożny wchodzi w interakcję z przepływem głównym nieco wcześniej – tuż za krawędzią splywu stopnia. Intensywność tej interakcji jest zwiększona, ponieważ obszar ten na całej długości wzdłuż cięciwy przy ścianie bocznej jest zdecydowanie węższy, szczególnie dobrze obrazuje to granica obszaru przepływu powrotnego zaznaczonego linią żółtą.

Przechodząc do opisu różnic w środkowej części profilu, można zauważyć, że obszar oderwania jest przesunięty w górę przepływu, co jest skorelowane z lokalizacją fali uderzeniowej, gdyż oderwanie generowane jest pod stopą lambda. Ponadto długość tego oderwania jest większa, zwiększona jest również stopa lambda. Powiększona stopa lambda oznacza, że grubość warstwy przyściennej uległa znaczącemu zwiększeniu. Bez wątpienia powyższe spostrzeżenia wskazują na zdecydowanie inny charakter warstwy przyściennej w modelu 2 niż to ma miejsce w przypadku referencyjnym.

Na rys. 7.5 przedstawiono rozkład ciśnienia statycznego. Analiza tego rozkładu pozwala zidentyfikować charakterystyczne obszary, takie jak:

- położenie fali uderzeniowej, którą zaznaczono czarną przerywaną linią;
- początek interakcji przepływu głównego z wirami narożnymi – symbol (A);
- strefa formowania się wiru narożnego, rozwijającego się wzdłuż profilu (symbol B) i jego wyraźny ślad w pobliżu krawędzi natarcia (symbol C).

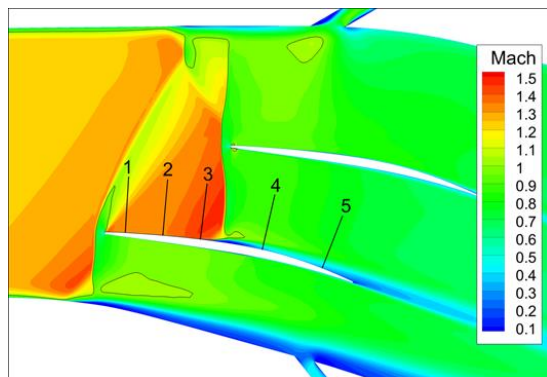


Rys. 7.5. Rozkład ciśnienia statycznego na stronie ssącej profilu (model referencyjny, modele 1 i 2)

Porównując rozkład ciśnienia na dwóch pierwszych profilach widoczna jest tylko różnica wynikająca z obecności stopnia zlokalizowanego w miejscu $x/c = 0,16$. Na pozostałym obszarze rozkład ciśnienia statycznego jest bardzo podobny, co już wcześniej przedstawiono na wykresie izentropowej liczby Macha (rys. 7.2).

Zauważyć można, że fala uderzeniowa znajduje się wcześniej niż to ma miejsce w konfiguracji referencyjnej (rys. 7.5). Kolejną wyraźną różnicę stanowi obszar od krawędzi natarcia do fali uderzeniowej, gdzie ciemniejszy, niebieski kolor wskazuje na wyższą prędkość w tym miejscu niż w przypadku referencyjnym. Różnica ta jest łatwo zauważalna na wykresie izentropowej liczby Macha (rys. 7.2). Strefa niebieska za falą uderzeniową jest bardziej rozciągnięta w przestrzeni wzdłuż cięciwy, co wynika z większej długości oderwania omawianego powyżej.

Analiza warstwy przyściennej na stronie ssącej dla trzech wybranych modeli została wykonana w oparciu o rozkład prędkości w trawersach przedstawionych na (rys. 7.6). Wykorzystywane dane pochodzą z obliczeń numerycznych. Trawers 1 znajduje się za stopniem umieszczonym blisko krawędzi natarcia, trawers 2 — za stopniem zlokalizowanym w odległości $x/c = 0,16$, trawers 3 — przed falą uderzeniową, natomiast trawersy 4 i 5 — za falą uderzeniową. Takie rozmieszczenie umożliwia analizę charakterystycznych parametrów warstwy przyściennej oraz śledzenie jej dalszej ewolucji.

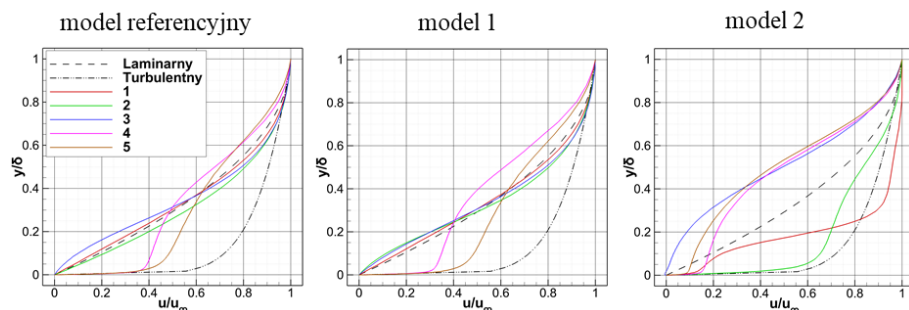


Rys. 7.6. Położenie wybranych trawersów pomiarowych do analizy warstwy przyściennej

Warstwa przyścienna w modelu 1 podobnie, jak w modelu referencyjnym, w trzech pierwszych trawersach jest zbliżona do rozkładu laminarnego (rys. 7.7). Kolejne profile prędkości 4 i 5 tak samo jak w modelu referencyjnym są silnie wypełnione tuż przy samej ściance, co świadczy o tym, że naprężenia styczne uległy istotnemu zwiększeniu. Profile te są klasycznym przykładem – charakterystycznym dla turbulentnej warstwy przyściennej, a deficyt prędkości jest wynikiem oderwania za falą uderzeniową. Istotna różnica ilościowa pojawia się w trawersie nr 4 — znormalizowana prędkość w pobliżu ścianki w modelu 1 jest niższa niż w modelu referencyjnym. Przyczyną takiego stanu jest niewielka zmiana po-

łożenia oderwania. Natomiast porównując prędkość w trawersie 5 można stwierdzić, że profile są podobne. Taki sam rozkład prędkości znormalizowanej w trawersie piątym wskazuje na to, że pomimo obecności stopnia przed falą uderzeniową warstwa przyścienna przed krawędzią spływu jest podobna do obserwowanej w modelu referencyjnym.

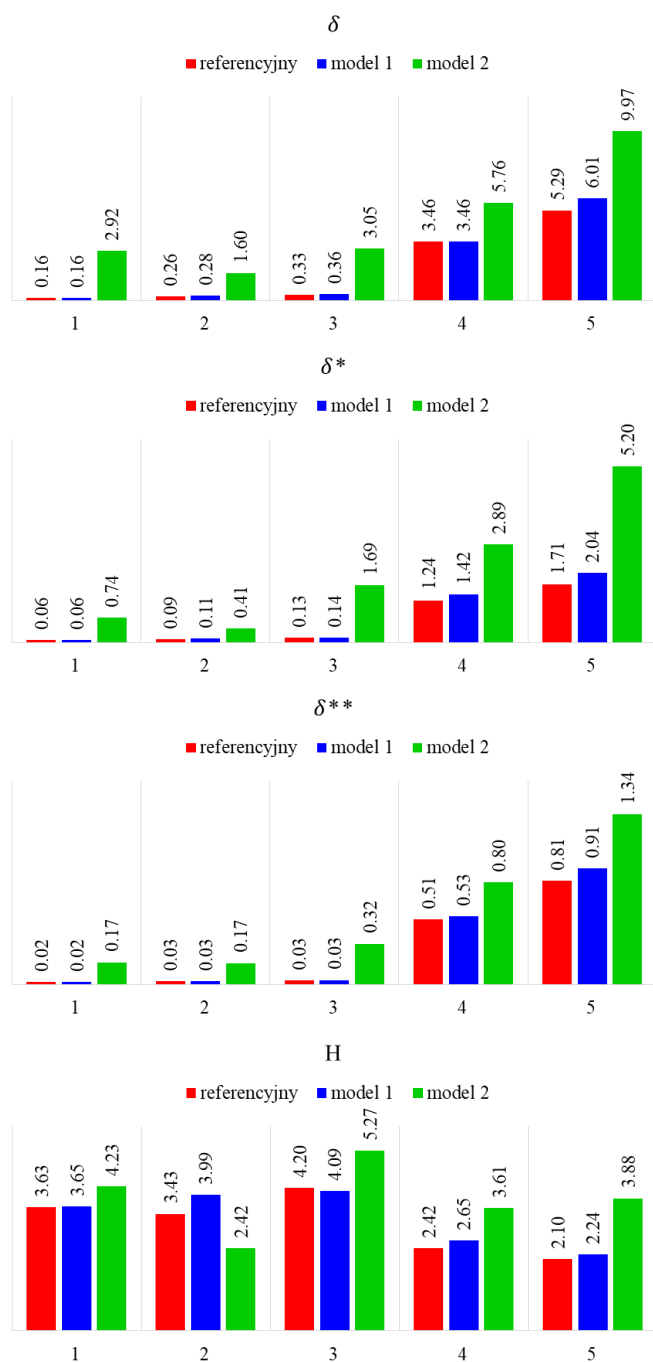
Porównanie modelu 2 z przypadkiem referencyjnym ujawnia istotne różnice w rozkładzie prędkości w analizowanych lokalizacjach. Pierwszy profil w modelu 2 jest typowy dla obszaru tuż za oderwaniem, a gradient prędkości sugeruje turbulentny charakter warstwy przyściennej. Oznacza to, że już na wczesnym etapie przepływu warstwa przyścienna rozwija się inaczej niż w przypadku referencyjnym. Dalsza ewolucja warstwy przyściennej, którą można zaobserwować w trawersie 2 tylko potwierdza te obserwacje. Profil prędkości w trawersie 3 wyraźnie wskazuje, że w bardzo bliskiej odległości występuje oderwanie, ponieważ gradient prędkości zbliża się do zera. Oznacza to, że w tym przypadku oderwanie następuje zdecydowanie wcześniej niż w pozostałych.



Rys. 7.7. Znormalizowane profile prędkości wybranych trawersów

Profil prędkości w trawersie 4, który jest położony za falą uderzeniową i oderwaniem, wskazuje na niższą prędkość w warstwie przyściennej niż w modelu referencyjnym, wiąże się z niższym pędem w tej strefie. W trawersie 5 widać, że prędkość jest jeszcze niższa, co wynika z odchylenia strumienia głównego od strony ssącej profilu. W dwóch poprzednich przypadkach trend był odwrotny, gdzie prędkość pomiędzy trawersem 4 i 5 wzrastała. Taki stan może być wynikiem różnicy w wielkości przepływów narożnych i różnego stopnia kontrakcji przepływu za falą uderzeniową.

Ostatnim elementem analizy warstwy przyściennej jest porównanie jej grubości i parametrów całkowitych warstwy (rys. 7.8). Grubość warstwy przyściennej w modelu 1 jest niemalże taka sama jak w modelu referencyjnym. Jedyną jakościową różnicą widoczną jest w 5 trawersie, gdzie pojawia się niewielki wzrost wartości z 5,29 mm do 6,01 mm. Pozostałe parametry definiujące charakter warstwy przyściennej są bardzo zbliżone, potwierdza wcześniejsze obserwacje dotycząc podobieństwa struktury przepływu w modelu 1 i referencyjnym. Próba wymuszenia przejścia w modelu 1 nie przyniosła pozytywnego efektu, ale z drugiej strony także trudno jednoznacznie wskazać negatywne skutki tego działania.

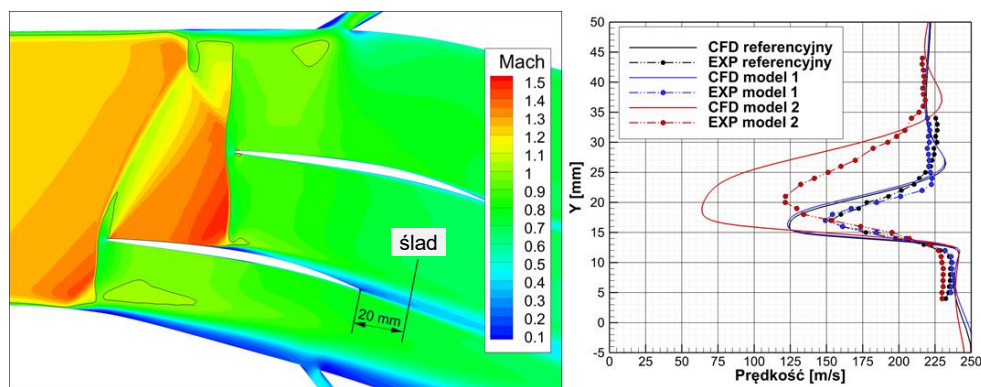


Rys. 7.8. Charakterystyczne parametry definiujące warstwę przysięnną

Przepływ reaguje na obecność stopnia, co widoczne jest chociażby na (rys. 7.3), gdzie widać fale kompresji i ekspansji wygenerowane na krawędzi natarcia i spływu samego stopnia, ale w dole przepływu tego efektu nie widać.

Warstwa przyścienna w modelu 2 ma z całą pewnością odmienny charakter w stosunku do modelu referencyjnego. Na taką sytuację wpływa przede wszystkim stopień znajdujący się na krawędzi natarcia. Od samego początku grubość warstwy przyściennej jest o rząd wielkości większa niż w przypadku referencyjnym, a następnie wskutek niewielkiego przyspieszenia grubość ulega zmniejszeniu, aby ponownie wzrosnąć. Jest to całkowicie inne zachowanie niż w przypadku modelu referencyjnego i 1, gdzie warstwa przyścienna stopniowo przyrasta. Zastosowany stopień w modelu 2 powoduje, że przejście laminarno-turbulentne pojawia się szybko i w nadmiarze turbulizuje warstwę przyścienną. Bez wątpienia zmodyfikowana w ten sposób warstwa przyścienna wpływa negatywnie na strukturę przepływu w kanale międzyłopatkowym.

Niestety grubość warstwy przyściennej przed falą uderzeniową była na tyle mała, że uniemożliwiała wykonanie pomiarów jej grubości w prowadzonych badaniach, dlatego też do porównania wykorzystano rozkład prędkości w śladzie za profilem (rys. 7.9). Trawers pomiarowy znajdował się 20 mm za krawędzią spływu dolnego profilu, a jego lokalizacja była taka sama jak omówiona w rozdziale dotyczącym przepływu referencyjnego. Porównując wyniki symulacji (CFD) z rezultatami doświadczalnymi (EXP) w pierwszej kolejności można stwierdzić spore różnice pomiędzy rozkładami. Rozbieżności te, w szczególności mowa tu o szerokości i głębokości obszaru z deficytem prędkości, zostały omówione przy okazji analizy rozkładu prędkości pokazanego na rys. 6.4. Jednak w obu przypadkach, niezależnie od otrzymanych wartości, można zauważyć, że modelowanie numeryczne poprawnie przewiduje trend zmian. Różnice pomiędzy modelem referencyjnym i modelem 1 są niewielkie. Wyniki pomiarów wskazują na to, że zastosowanie stopnia w modelu 1 w niewielkim zakresie zmniejsza straty. Ślad spływowy jest tylko nieco węższy od referencyjnego. Taki wynik wskazuje na niewielką poprawę i dlatego został wytypowany do szerszej analizy CFD.



Rys. 7.9. Zestawienie śladów spływowych

Przeciwnie spostrzeżenia poczyniono analizując wyniki numeryczne. Ślad spływowy w modelu 1 jest nieznacznie szerszy niż w modelu referencyjnym. Ślad spływowy w modelu 1 jest nieco szerszy niż w modelu referencyjnym, co pozostaje zgodne z wynikami analizy warstwy przyściennej. Niemniej jednak zarówno w eksperymencie jak i w obliczeniach widoczne różnice są na tyle niewielkie, że trudno jest jednoznacznie wskazać, czy mamy redukcję czy też wzrost strat. Tak niewielkie różnice mogą mieścić się w zakresie błędów pomiarowych lub też dokładności procesu obliczeniowego.

Zarówno w wynikach pomiarów, jak i w symulacjach numerycznych zgodnie zaobserwowano, że w modelu 2 przepływ znacznie odbiega od przepływu referencyjnego. Cechą wspólną tych rezultatów jest identyfikacja wpływu zbyt wczesnego wymuszenia przejścia, które inicjuje sekwencję zdarzeń prowadzących do istotnych zmian struktury przepływu. Główną przyczyną tych różnic jest silnie zturbulizowana i relatywnie gruba warstwa przyścienna obecna już na początku profilu, co przekłada się na dalsze przekształcenia charakteru przepływu.

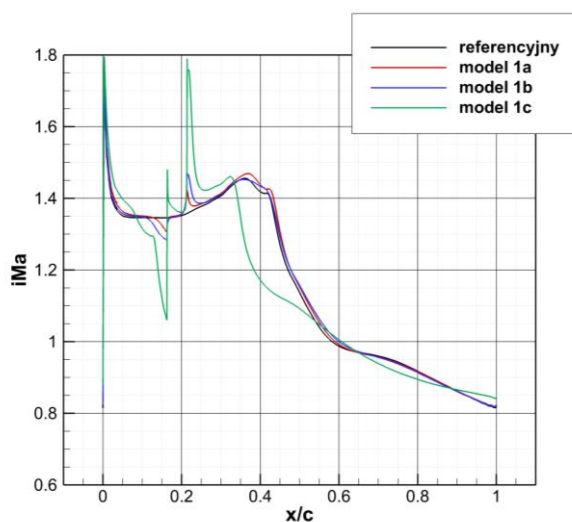
7.2. Wpływ wysokości elementu indukującego przejście laminarno-turbulentne na interakcję fali uderzeniowej z warstwą przyścienną

W poprzednim podrozdziale przedstawiono porównanie wyników numerycznych z badaniami eksperymentalnymi na podstawie, których dokonano walidacji modelu obliczeniowego. Obecny podrozdział skoncentrowany jest na analizie numerycznych wyników określających wpływ wysokości stopnia na interakcję fali uderzeniowej z warstwą przyścienną. W tym celu przygotowano zestawienie, które podzielono na dwie grupy. Pierwsza część zestawienia odnosić się będzie do modelu 1, w którym to stopień zlokalizowany jest w punkcie $x/c = 0,16$, a druga – do modelu 2, gdzie stopień umieszczono w bliskiej odległości od krawędzi natarcia profilu. Szczegóły opisujące poszczególne modyfikacje stopni przedstawiono w tabeli 7.2.

Tabela 7.2. Lokalizacja i parametry geometryczne stopnia

Przypadek	Początek ($x/c =$)	Długość [mm]	Rozpiętość (c) [mm]	Wysokość [mm]
Model referencyjny	–	–	–	–
Model 1a	0,16	5,0	100	0,05
Model 1b	0,16	5,0	100	0,10
Model 1c	0,16	5,0	100	0,40
Model 2a	0,02	2,5	100	0,05
Model 2b	0,02	2,5	100	0,40
Model 2c	0,02	2,5	100	0,80

Na rys. 7.10 przedstawiono wykresy rozkładu izentropowej liczby Macha dla różnych konfiguracji modelu 1, w odniesieniu do modelu referencyjnego. Na pierwszy plan wysuwają się modele 1a oraz 1b, które w porównaniu z modelem referencyjnym nie wykazują znaczącej różnicy w rozkładzie izentropowej liczby Macha. Pewne rozbieżności zaobserwować można w miejscu, gdzie położony jest stopień oraz w obszarze $0,3 \leq x/c \leq 0,6$. Różna wysokość stopnia wpływa na lokalny rozkład ciśnienia statycznego na stronie ssącej, a w szczególności w okolicy samego stopnia. Im stopień jest wyższy, tym ciśnienie statyczne rośnie przed nim bardziej intensywnie, co bezpośrednio wynika z obecności fal kompresji. Odwrotny efekt widoczny jest za stopniem, gdzie na skutek pojawienia się fal ekspansji ciśnienie statyczne lokalnie maleje. Fale kompresji i ekspansji są odpowiedzialne za pojawienie się lokalnych zaburzeń, które bezpośrednio można odczytać na wykresie izentropowej liczby Macha w miejscach $x/c = 0,16$ oraz $x/c = 0,26$. Kolejne różnice, widoczne w zakresie $0,3 \leq x/c \leq 0,6$, są związane z pozycją samej fali uderzeniowej. Wyżej opisane zmiany występujące w modelach 1a i 1b są na tyle niewielkie, że nie powodują istotnej zmiany struktury przepływu względem przepływu referencyjnego, o czym świadczy szczegółowa analiza przeprowadzona w podrozdziale 7.1.

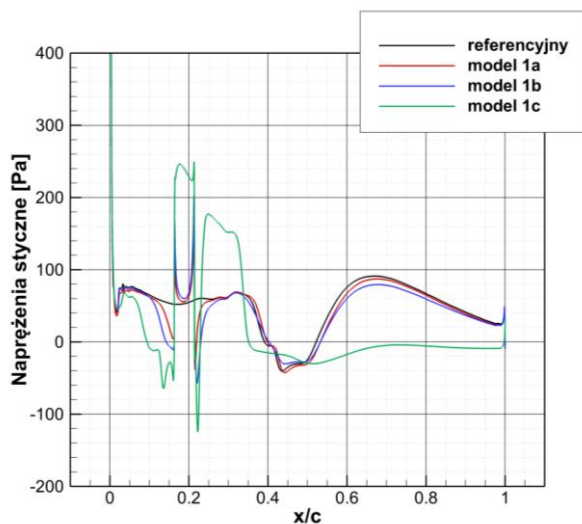


Rys. 7.10. Rozkład izentropowej liczby Macha dla różnych wariacji modelu 1 w odniesieniu do przypadku referencyjnego

Zasadnicza różnica w rozkładzie izentropowej liczby Macha widoczna jest przy zestawieniu modelu 1c z pozostałymi modelami. Widoczny spadek izentropowej liczby Macha w punkcie $x/c = 0,16$ jest zdecydowanie większy niż w modelu 1a oraz 1b, co oznacza dużo bardziej intensywną kompresję przed krawędzią natarcia stopnia. Następnie na samej krawędzi natarcia stopnia widoczny jest gwałtowny wzrost liczby Macha, który należy interpretować jako lokalną wstępną

ekspansję, po czym dochodzi do ponownej kompresji na samym stopniu. Taka struktura świadczy o tym, że w tym przypadku występuje naprzemienna sekwencja fal zgęszczeniowych i rozrzedzeniowych. Tego efektu nie zaobserwowano we wcześniejszych modelach 1a i 1b. Dalszy charakter zmian w modelu 1c jest podobny do modeli 1a i 1b, ponieważ za stopniem na niewielkim odcinku występuje spadek ciśnienia statycznego. Zmiana tego parametru, podobnie jak poprzednio, jest wynikiem ekspansji. Można także zauważyć, że fala uderzeniowa jest zdecydowanie przesunięta w górę przepływu względem pozostałych modeli. Ponadto w tym przypadku nie obserwuje się strefy kompresji przed falą ($x/c = 0,325$), co wskazuje na interakcję fali z turbulentną warstwą przyścienną.

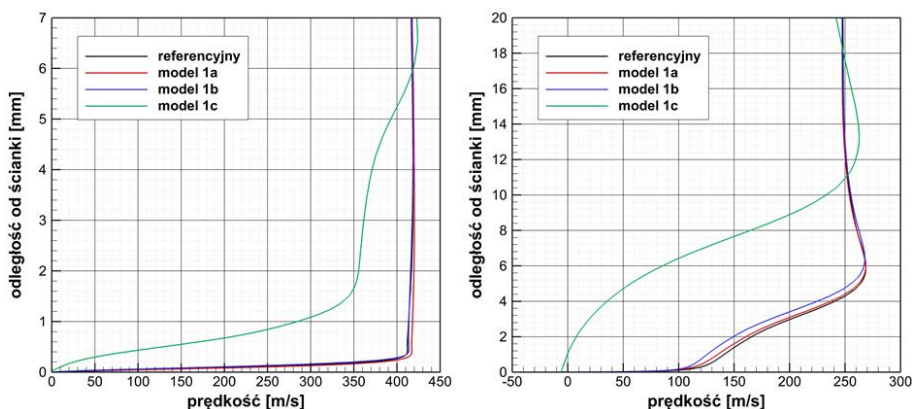
Na rys. 7.11 pokazany jest rozkład naprężeń stycznych na stronie ssącej w połowie rozpiętości profilu dla różnych konfiguracji modelu 1, w odniesieniu do modelu referencyjnego. Różnice pomiędzy poszczególnymi krzywymi są wyraźniejsze niż w przypadku izentropowej liczby Macha (rys. 7.10). Naprężenia zależne od lokalnych zmian prędkości są dużo bardziej wrażliwe na niewielkie zmiany w przepływie, uwypukla się to na wykresie i wskazuje na różnice pomiędzy poszczególnymi przypadkami. Wykresy dla modelu referencyjnego oraz modeli 1a i 1b, pomimo obecności stopnia, w niewielki, aczkolwiek widoczny, sposób różnią się od siebie. Zauważalny jest trend zmian, który jest skorelowany z wysokością stopnia. Im stopień jest wyższy, tym naprężenia styczne są mniejsze w zakresie $0,05 \leq x/c \leq 0,16$ oraz za falą uderzeniową. Z rozkładu naprężeń stycznych można również oszacować długość strefy oderwania, którą wyodrębnia ujemna wartość tego parametru. Oderwanie pod falą uderzeniową (zarówno w modelu referencyjnym, jak i modelach 1a i 1b) rozciąga się na podobnym odcinku.



Rys. 7.11. Rozkład naprężeń stycznych na stronie ssącej w połowie rozpiętości profilu dla różnych konfiguracji modelu 1 w odniesieniu do modelu referencyjnego

W modelu referencyjnym początek strefy oderwania pojawia się nieco wcześniej niż ma to miejsce w dwóch pozostałych modelach. Nie jest to jednak różnica jakościowa, lecz ilościowa. Całkowicie inny charakter ma krzywa zielona, która reprezentuje model 1c o najwyższym stopniu. Przed stopniem naprężenia styczne są wyraźnie bardziej zredukowane niż miało to miejsce w poprzednich modelach, dodatkowo tuż przed samym stopniem uwydatnia się obszar o ujemnych wartościach. Taki rozkład świadczy o tym, że na skutek oddziaływania stopnia w górę przepływu, przy ścianie pojawia się strefa przepływu powrotnego. Następnie znaczne podwyższenie naprężeń stycznych zarówno na samym stopniu jak i w dalszej części, aż do $x/c = 0,35$, wskazuje, że warstwa przyścienna zmienia swój charakter z laminarnej na turbulentną. Ujemne wartości w pozostałej części oznaczają, że oderwanie rozciąga się na pozostałych 65% długości cięciwy.

Na rys. 7.12 porównano profile prędkości w dwóch wybranych trawersach. Pierwszy trawers zlokalizowany jest w miejscu oznaczonym numerem 3, a drugi 5 (patrz rys. 7.6). Dane z pierwszego trawersu umożliwią porównanie profilu prędkości przed falą uderzeniową, a dane z drugiego pozwolą na analizę efektu interakcji fali z warstwą przyścienną. W celu jednoczesnego porównania grubości warstwy przyściennej oraz prędkości w przepływie swobodnym przedstawiono profil, który nie został znormalizowany względem grubości warstwy przyściennej. Na podstawie przedstawionych wykresów ogólnie można stwierdzić, że profile prędkości są bardzo zbliżone do siebie, dotyczy to zarówno grubości warstwy przyściennej jak i prędkości w przepływie poza warstwą. Niewielkie różnice wskazują, że charakter przepływu pozostał niezmienny. Jednak tego samego nie można powiedzieć o rozkładzie prędkości dla modelu 1c. Profil prędkości jest tu zasadniczo inny niż w poprzednich konfiguracjach, a grubość warstwy przyściennej jest o rząd wielkości większa, co bezsprzecznie wpływa negatywnie na wielkość stopy lambda, a zatem również na samą interakcję.



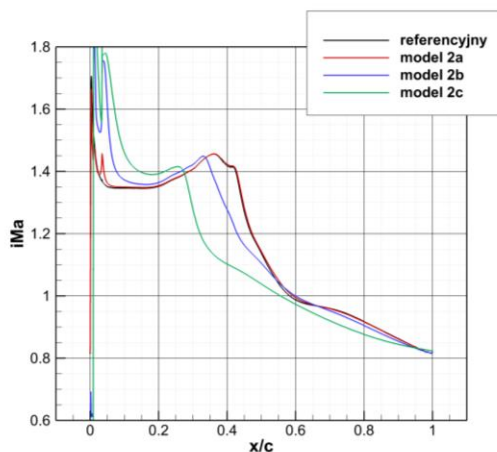
Rys. 7.12 Profile prędkości dla różnych konfiguracji modelu 1 w odniesieniu do referencyjnego na trawersach 3 i 5

W tym przypadku zmiana charakteru warstwy przyściennej z laminarnej na turbulentną w żadnym stopniu nie wpływa na zmniejszenie strat, gdyż występuje tu istotna różnica w grubości. Należy dodać, że niezależnie od zastosowanego stopnia, wartość prędkości w przepływie swobodnym jest na podobnym poziomie, zatem można powiedzieć, że zbyt duża modyfikacja wysokości stopnia w miejscu $x/c = 0,16$ w zdecydowany sposób zmienia warstwę przyścienną tuż przed samą strefą interakcji, co w konsekwencji całkowicie zmienia strukturę przepływu. Konsekwencje wszystkich zmian konfiguracji modelu 1 można ocenić porównując rozkłady prędkości w trawersie pokazanym na rys. 7.12 po prawej stronie. Podobnie jak w poprzednich porównaniach, różnica pomiędzy modelem referencyjnym a modelami 1a i 1b jest niewielka i wskazuje na ilościowe, a nie jakościowe zmiany. Rozkład prędkości w przypadku modelu 1c potwierdza tylko wcześniej opisaną obserwację. Ujemna wartość prędkości jest wynikiem oderwania, które w tym miejscu ma grubość 1 mm, co stanowi ok. 2% wysokości kanału międzyłopatkowego (patrz tabela 4.1). Z kolei, jeśli porównamy w ten sam sposób grubość warstwy przyściennej w tym miejscu, to dla modelu referencyjnego oraz modeli 1a i 1b wynosi ona ok 10% wysokości kanału międzyłopatkowego, natomiast dla modelu 1c to już prawie 2,5 razy więcej.

Przeprowadzona powyżej analiza porównawcza pomiędzy modelem 1a i 1b, nie wskazuje jednoznacznie na to, że próba wymuszenia przejścia wpływa negatywnie na interakcję fali uderzeniowej z warstwą przyścienną. Występujące różnice są na tyle niewielkie, że pytanie odnośnie zmiany charakteru warstwy z laminarnej na turbulentną i redukcji w ten sposób strat wciąż jest otwarte i wymaga dalszych. Nie ma wątpliwości, że zwiększenie grubości warstwy przyściennej w modelu 1c tuż przed falą uderzeniową ma kluczowy wpływ na zmianę struktury przepływu i prowadzi do pogorszenia warunków pracy.

Na rys. 7.13 przedstawiono wykres rozkładu izentropowej liczby Macha dla różnych konfiguracji modelu 2 w odniesieniu do modelu referencyjnego. Modyfikacja zastosowana w modelu 2a nie powoduje istotnej zmiany rozkładu ciśnienia statycznego na stronie ssącej, wyjątkiem jest jedynie obszar za krawędzią natarcia, gdzie zlokalizowany jest stopień. W tym przypadku fala uderzeniowa nie zmienia swojej pozycji względem przypadku referencyjnego. Widoczne maksimum w punkcie $x/c = 0,05$ wywołane jest falą kompresji, która tworzy się na krawędzi spływu stopnia.

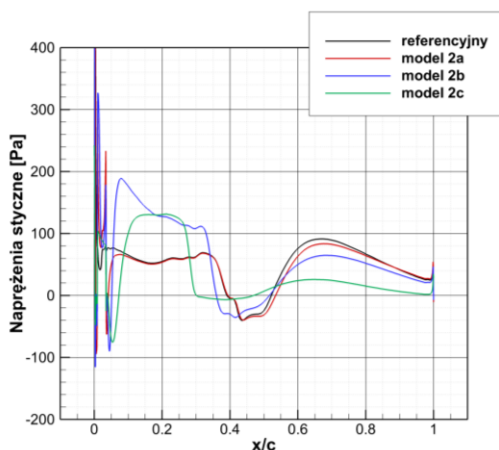
W modelu 2b zwiększona wysokość stopnia wpływa istotnie na zmianę struktury przepływu. Fala uderzeniowa przesuwana się w górę przepływu, a maksimum w punkcie $x/c = 0,37$ wskazuje na interakcję fali z warstwą turbulentną. Z kolei przypadku modelu 2c), dwukrotnie zwiększona wysokość stopnia względem modelu 2b powoduje, że fala uderzeniowa przesuwana się jeszcze bardziej w górę przepływu. Podobnie jak miało to miejsce w modelu 2b warstwa przyścienna w modelu 2c jest również turbulentna. W modelach 2b i 2c znaczna zmiana wysokości stopnia (o rząd wielkości) względem modelu 2a powoduje, że fala ekspansji za stopniem jest bardziej intensywna, co prowadzi do spadku ciśnienia na odcinku



Rys. 7.13. Rozkład izentropowej liczby Macha dla różnych konfiguracji modelu 2 w odniesieniu do modelu referencyjnego

od krawędzi natarcia do samej fali uderzeniowej i wpływa na wyższą wartość izentropowej liczby Macha przed falą.

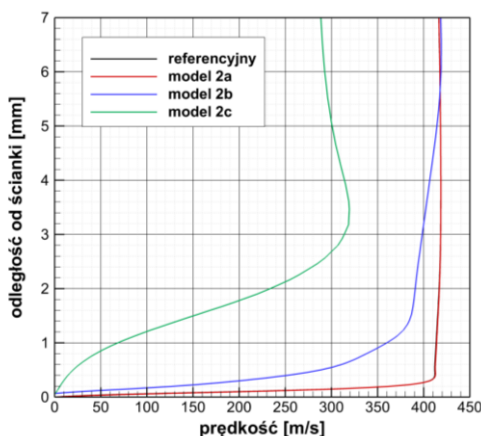
Na rys. 7.14 przedstawiono rozkład naprężeń stycznych na stronie ssącej analizowanego profilu (model 2). Obecność stopnia powoduje powstanie za nim strefy lokalnego oderwania. Im stopień wyższy, tym strefa ta jest dłuższa. Takie zjawisko jest typowe dla przepływu wokół ciała, którego kształt ulega gwałtownej zmianie. Długość strefy oderwania można odczytać bezpośrednio z wykresu, ponieważ wartość naprężeń stycznych w tym miejscu przyjmuje znak ujemny.



Rys. 7.14. Rozkład naprężeń stycznych dla różnych konfiguracji modelu 2 w odniesieniu do modelu referencyjnego

Jak już wcześniej wspomniano, naprężenia styczne są bardzo wrażliwe na zmiany prędkości w pobliżu ścianki. Dzięki temu można stwierdzić, że w przypadku modelu 2a prędkość za falą uderzeniową nieznacznie zmniejsza się względem przepływu referencyjnego. Różnica ta wynosi ok. 14 m/s, co w odniesieniu do modelu referencyjnego wynosi ok. 4%. Naprężenia styczne w modelach 2b i 2c przed falą uderzeniową są znacząco większe niż w modelu referencyjnym, wzrastając o rząd wielkości. Taki stan potwierdza to, że warstwa przyścienna ma charakter turbulentny, o czym świadczy bardziej wypełniony profil prędkości. Zarówno w modelu 2b i 2c fala uderzeniowa przesunięta jest w górę przepływu, dlatego też oderwanie pod falą zaczyna się wcześniej. W modelu 2b początek oderwania ma miejsce w punkcie $x/c = 0,35$, a w modelu 2c w punkcie $x/c = 0,3$.

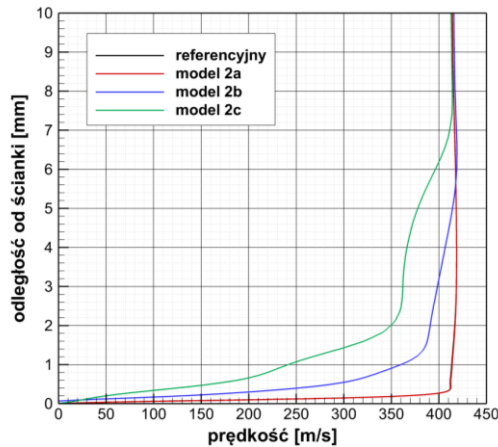
Na rys. 7.15 pokazano profile prędkości na trawersie 3 zgodnie z oznaczeniem zaprezentowanym na rys. 7.6. W tym przypadku prędkość w obszarze poza warstwą przyścienną w modelu 2c jest zdecydowanie mniejsza i jest w zakresie poddźwiękowym $Ma = 0,88$. Wynika to z położenia fali uderzeniowej przed trawersem, gdzie i rozkład prędkości charakteryzuje warunki za falą uderzeniową. Stąd widoczna różnica w prędkości w obszarze poza warstwą.



Rys. 7.15. Profile prędkości dla różnych konfiguracji modelu 2 w odniesieniu do modelu referencyjnego na trawersie 3

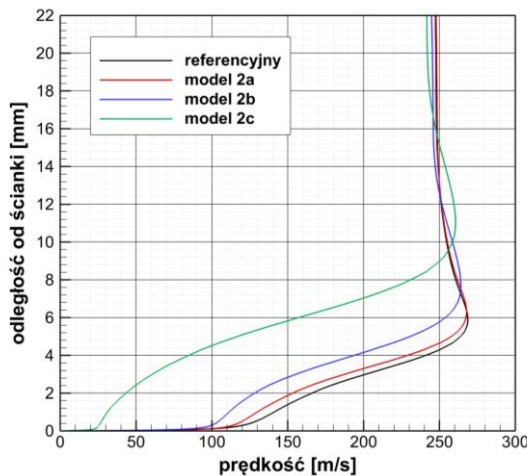
W celu porównania profili prędkości przed falą i oceny różnic wynikających ze zmiany konfiguracji w modelu 2, na rys. 7.16 pokazano profile w tej samej odległości przed falą uderzeniową, co powoduje, że ich lokalizacja jest różna, ale odległość do fali uderzeniowej jednakowa. Wartość prędkości poza warstwą przyścienną jest na tym samym poziomie i odpowiada przepływowi naddźwiękowemu. W prezentowanej skali profil prędkości dla modelu 2a jest zbliżony do modelu referencyjnego, co oznacza, że warstwa przyścienna ma podobny charakter i zbliżone parametry. W związku z tym, może ona zostać pominięta na tym etapie porównania. Z wykresu można również odczytać grubość warstwy przyściennej dla modeli 2b i 2c, która wynosi odpowiednio ok. 1,5 mm oraz ok. 2,5 mm.

Widoczny deficyt prędkości powyżej tych odległości wynika z utraty prędkości, spowodowanej przez oderwanie strumienia oraz występowanie fal kompresji i ekspansji, związanych z obecnością stopnia na krawędzi natarcia. Wraz ze wzrostem wysokości stopnia, grubość warstwy przyściennej również wzrasta. Trend ten jest wyraźnie widoczny na przedstawionym wykresie.



Rys. 7.16. Profile prędkości dla różnych konfiguracji modelu 2 w odniesieniu do modelu referencyjnego w trawersie przed falą uderzeniową

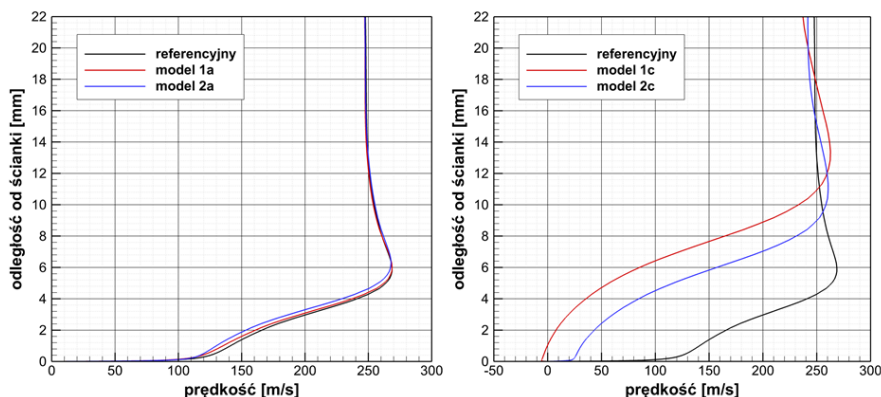
Na rys. 7.17 pokazano profile prędkości na trawersie 5 zgodnie z oznaczeniem zaprezentowanym na rys. 7.6. Podobnie jak w przypadku modelu 1a, model 2a nie wskazuje jednoznacznie na istotne różnice względem modelu referencyjnego.



Rys. 7.17 Profile prędkości dla różnych konfiguracji modelu 2 w odniesieniu do modelu referencyjnego na trawersie 5

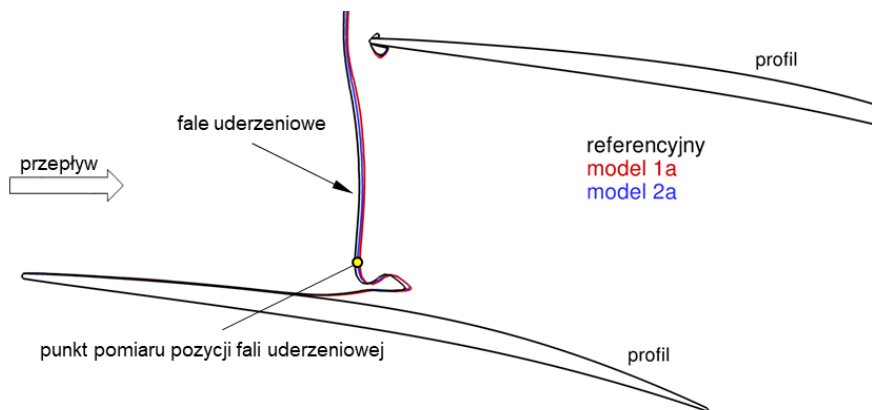
Obserwuje się tylko niewielki deficyt prędkości w warstwie przyścienniej, przy czym jej grubość nieznacznie się zwiększa. Niemniej jednak trudno jednoznacznie stwierdzić, czy ma to negatywny wpływ na strukturę przepływu. Dla modeli 2b i 2c zaobserwowano wyraźną różnicę profilu prędkości w porównaniu z przepływem referencyjnym. Wraz ze wzrostem wysokości stopnia, grubość warstwy przyścienniej również wzrasta, co zostało zaobserwowane już wcześniej. Ten wyraźny trend zmian w grubości warstwy przyścienniej podkreśla jej kluczowe znaczenie w oddziaływaniu z falą uderzeniową, szczególnie na profilu sprężarki transonicznej.

Interesującą częścią analizy przepływu w warstwie przyścienniej jest porównanie modeli 1 i 2. Na rys. 7.18 przedstawiono profile prędkości na trawersie 5 dla modeli 1a i 2a (reprezentujących najmniejszą modyfikację stopnia – wariant a) oraz modeli 1c i 2c (reprezentujących największą modyfikację stopnia – wariant c).



Rys. 7.18. Profile prędkości dla modyfikacji a i c w stosunku do przypadku referencyjnego na trawersie 5

Najmniejsza modyfikacja stopnia (wariant a) w zasadzie nie prowadzi do jakościowej zmiany w rozkładzie prędkości. Różnice pomiędzy porównywanymi modelami są na tyle niewielkie, że trudno określić pozytywny lub negatywny wpływ najmniejszego stopnia na warstwę przyścienną. Występująca różnica może wynikać z faktu, że pozycja fali uderzeniowej jest nieznacznie inna, jak przedstawiono to na rys. 7.19. Największa różnica w położeniu fali uderzeniowej zmierzona na wysokości punktu potrójnego stopy λ wynosi 0,72 mm, co stanowi mniej niż 1% cięciwy profilu. Jednak należy przypomnieć, że przedstawione wykresy przygotowano w oparciu o wartości uśrednione na podstawie opierając się na wartościach uśrednionych dla wybranego przedziału czasowego. Fakt ten może mieć również znaczenie w kontekście występowania niewielkich różnic pomiędzy niektórymi profilami prędkości.

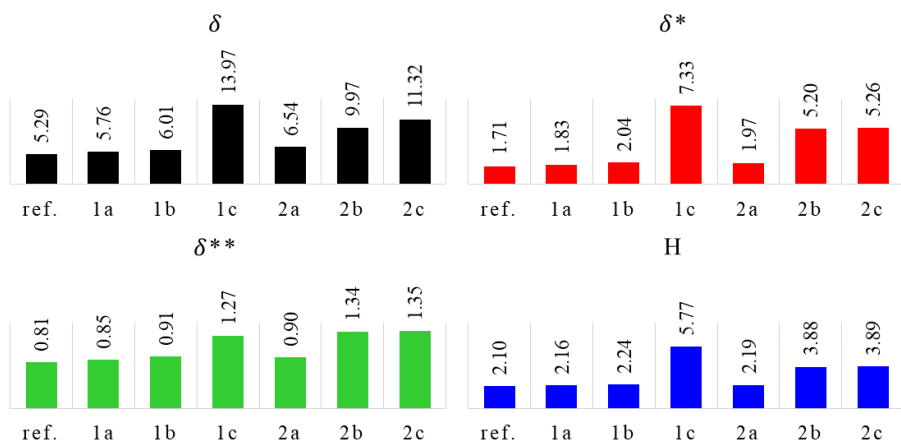


Rys. 7.19. Położenie fali uderzeniowej w kanale międzyłopatkowym

Na rys. 7.18 po prawej stronie przedstawiono wyniki dla największej modyfikacji wysokości stopnia (wariant c) w obu modelach (1 i 2). Wyraźnie widoczny jest znaczny wzrost grubości warstwy przyściennej. Przyrost ten jest o rząd wielkości większy w stosunku do przepływu referencyjnego. Główną przyczyną takiego stanu jest to, że przepływ za elementem służącym do wzbudzenia przejścia laminarno-turbulentnego charakteryzuje się znacznie grubsza warstwą przyścienną niż ta obserwowana w przepływie referencyjnym, gdzie przejście następowało naturalnie. Tak znaczące różnice jednoznacznie wskazują na to, że struktura przepływu na skutek próby wymuszenia przejścia laminarno-turbulentnego uległa zmianie i wpływa to negatywnie na charakterystyki aerodynamiczne.

Zbiorcze zestawienie charakterystycznych parametrów definiujących warstwę przyścienną na trawersie 5 dla wszystkich modeli numerycznych pokazano na rys. 7.20. Przyjmując przypadek referencyjny jako punkt odniesienia i analizując tylko grubość warstwy przyściennej można stwierdzić, że w każdym z przypadków, gdzie wymuszano przejście laminarno-turbulentne, w warstwie przyściennej pojawiały się dodatkowe straty. W modelu 1a grubość warstwy przyściennej względem modelu referencyjnego wzrosła o 8,81%, a w pozostałych modelach wzrost ten przedstawia się następująco: 1b – 13,51%, 1c – 163,94%, 2a – 23,61%, 2b – 88,45% i 2c – 113,95%.

Analiza współczynnika kształtu H wskazuje, że w przypadku modeli 1a, 1b, 2a oraz modelu referencyjnego jego wartość jest mniejsza niż 2,5, co świadczy o braku tendencji do separacji przepływu. Wyniki te są zgodne z innymi badaniami przepływu z ujemnym gradientem ciśnienia [30]. Ponadto w przepływie o współczynniku $H < 3,9$ również nie zaobserwowano oderwania, co potwierdza rozkład naprężeń stycznych (rys. 7.11 i 7.14). Jedyńm przypadkiem, gdzie odnotowano oderwanie na ostatnim trawersie 5, był model 1c, w którym współczynnik H wynosił 5,77.



Rys. 7.20. Zestawienie charakterystycznych parametrów definiujących warstwę przysięnną na trawersie 5

8. Podsumowanie i wnioski

Przedstawione badania zostały zainicjowane pracami realizowanymi w ramach europejskiego projektu TFAST (*Transition Location Effect on Shock Wave Boundary Layer Interaction*). Badania dotyczyły struktury przepływu powstającej w wyniku oddziaływania fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na profilu sprężarki lotniczej. W badaniach wykorzystano narzędzia numerycznego modelowania mechaniki płynów CFD – RANS. W symulacjach zastosowano model turbulencji EARSM, który został uzupełniony modelem przejścia laminarno-turbulentnego γ - Re_θ .

W ramach projektu stanowiska badawczego, opracowano unikalną liniową sekcję pomiarową do analizy oddziaływania fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na profilu sprężarki lotniczej z naturalnym i wymuszonym przejściem laminarno-turbulentnym. Wykazano, że zaprojektowane stanowisko umożliwia badania przepływu reprezentatywnego dla przepływu w transonicznej palisadzie liniowej. Przeprowadzono również walidację modelu obliczeniowego i otrzymanych wyników na podstawie pomiarów eksperymentalnych. Wszystkie te analizy miały na celu poznanie interakcji fali uderzeniowej z warstwą przyścienną na profilu sprężarki transonicznej i ustalenie zależności od stanu warstwy przyściennej.

Symulacja przepływu charakterystycznego dla palisady liniowej w prostoliniowym kanale tunelu aerodynamicznego wymaga uwzględnienia wielu czynników, które nie występują w samej palisadzie liniowej, a które mają istotny wpływ na proces tworzenia się fal uderzeniowych i ich odbicia od ścian kanału. Kluczowym elementem jest tu formowanie się przepływów wtórnych, które oddziałują ze sobą, powodując zjawisko kontrakcji. Aby spełnić kryteria projektowe związane z uzyskaniem odpowiedniego współczynnika AVDR, konieczne jest zastosowanie technik umożliwiających sterowanie przepływem, w tym odsysanie przepływów narożnych. Kolejnym istotnym aspektem jest kontrolowanie przepływów wtórnych, które oddziałują na badany profil, poprzez odsysanie warstwy przyściennej na ścianach tunelu. Zastosowanie technik umożliwiających aktywną kontrolę przepływu okazało się kluczowe w osiągnięciu celu, jakim było zaprojektowanie liniowej sekcji pomiarowej.

Wnioski z przeprowadzonej analizy wskazują, że wysokość stopnia wynosząca 0,05 mm była niewystarczająca do skutecznego indukowania przejścia laminarno-turbulentnego, zarówno w przypadku modelu 1a i modelu 2a (tabela 7.2). Zaobserwowane różnice wynikające z obecności stopnia były lokalne i nie miały istotnego wpływu na zmianę struktury przepływu w skali globalnej. Zaobserwowano, że w modelu 1a grubość warstwy przyściennej na trawersie położonym w punkcie $x/c = 0,87$ uległa zwiększeniu o 8,81% względem modelu referencyjnego. W modelu 2a przyrost ten był na poziomie 23,61%. Wprowadzenie stopnia na krawędzi natarcia powoduje, że warstwa przyścienna może rozwi-

nąć się na dłuższym odcinku niż ma to miejsce w modelu 1a. Dlatego też w przypadku modelu 2a zaobserwowano większy wzrost grubości warstwy niż w modelu 1a.

W przypadku modelu 1b, gdzie wysokość stopnia był równa 0,1 mm, również nie zaobserwowano istotnych zmian w strukturze przepływu względem przypadku referencyjnego. Wzrost grubości warstwy przyściennej na trawersie $x/c = 0,87$ wyniósł 13,51%. Porównując wyniki obliczeń numerycznych z pomiarami dla tej konkretnej konfiguracji zauważono niewielkie rozbieżności. Analizując ślad aerodynamiczny na podstawie symulacji numerycznych, zaobserwowano wzrost szerokości śladu o 4% w porównaniu z przypadkiem referencyjnym. Natomiast porównując wyniki pomiarów, zaobserwowano zmniejszenie szerokości śladu o około 5%. Podobne analizy dla przepływu przez palisadę liniową zostały przeprowadzone przez innych partnerów projektu TFAST, gdzie również zaobserwowano różnicę pomiędzy wynikami numerycznymi i eksperymentem dla tej samej konfiguracji stopnia.

W modelu 2b, wysokość stopnia na krawędzi natarcia wynosiła 0,4 mm, co powodowało, że warstwa przyścienna zaraz za stopniem stawała się turbulentna. Wysokość warstwy przyściennej przed obszarem interakcji (trawers 3) zwiększyła się o rząd wielkości w porównaniu z przypadkiem referencyjnym, co stanowiło 8-krotną zmianę. Tak znaczna zmiana spowodowała przesunięcie fali uderzeniowej w przód przepływu, które świadczy o tym, że struktura przepływu zmieniła się znacząco względem przepływu referencyjnego i dotyczy całego kanału międzyłopatkowego. Analizując szerokość śladu aerodynamicznego, zaobserwowano wzrost na poziomie 61,26% w porównaniu z przypadkiem referencyjnym. Dane eksperymentalne potwierdziły zwiększenie szerokości śladu o 73,02%. Wyniki eksperymentalne i numeryczne dla tej konfiguracji są więc zgodne.

Wyniki otrzymane dla modelu 1c oraz 2c wskazują na to, że wraz ze wzrostem wysokości stopnia zwiększają się również straty ciśnienia całkowitego w warstwie przyściennej. W modelu 1c grubość warstwy przyściennej na trawersie 5 ($x/c = 0,87$) zwiększyła się o 163,94% względem przypadku referencyjnego, a w modelu 2c zmiana ta była na poziomie 113,95%. W obu przypadkach zaobserwowano zmianę struktury przepływu. Fala uderzeniowa przesuwiała się w górę przepływu, w związku z czym oderwanie wywołane interakcją fali uderzeniowej z warstwą przyścienną rozpoczynało się wcześniej niż w przypadku referencyjnym.

Zbadane przypadki i uzyskane wyniki pozwalają na wyciągnięcie ogólnych wniosków. Zbyt mała modyfikacja konfiguracji nie wzbudza przejścia laminarno-turbulentnego. Niewielki wymiar stopnia względem grubości warstwy przyściennej nie wywołuje żadnych zmian jakościowych w strukturze przepływu. Jednak zastosowanie zbyt wysokiego stopnia prowadzi do istotnego pogrubienia warstwy przyściennej w stosunku do przepływu referencyjnego (bez stopnia). Skutkuje to powiększeniem strefy oderwania, która w niektórych przypadkach sięga aż do krawędzi spływu. W rezultacie szerokość śladu aerodynamicznego jest znacznie większa niż w przypadku referencyjnym. Podobne analizy numeryczne dla

przepływu przez palisadę liniową zostały wykonane przez dwóch innych partnerów projektu TFAST. We wszystkich symulacjach numerycznych wzbudzenie przejścia laminarno-turbulentnego w warstwy przyściennej przed falą uderzeniową prowadziło do zwiększenia strat ciśnienia całkowitego w porównaniu z przepływem referencyjnym.

Rozbieżność wyników obliczeń i danych eksperymentalnych zaobserwowana tylko w przypadku jednej konfiguracji wymaga dalszych bardziej szczegółowych badań przy użyciu bardziej zaawansowanych metod pomiarowych i obliczeniowych. Dlatego też w następnych pracach należałoby:

- wykorzystać bardziej zaawansowane narzędzia CFD bazujące na modelowaniu typu LES, co pozwoliłoby na lepsze modelowanie anizotropowości w warstwie przyściennej;
- uwzględnić i przebadать (eksperymentalnie) wpływ różnej chropowatości na zmianę charakteru warstwy przyściennej;
- przeanalizować wpływ różnego poziomu turbulencji na wlocie do sekcji pomiarowej na interakcję fali uderzeniowej z warstwą przyścienną;
- zbadać wpływ liczby Reynoldsa na oddziaływanie fali uderzeniowej z warstwą przyścienną.

Bibliografia

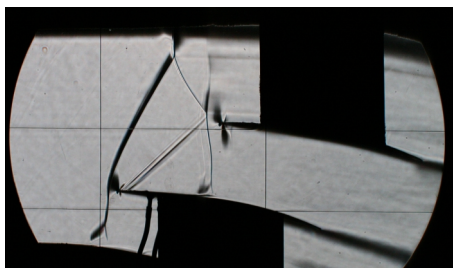
- [1] European Commission. Directorate General for Mobility and Transport, European Commission. Directorate-General for Research and Innovation, *Flightpath 2050: Europe's Vision for Aviation: Maintaining Global Leadership and Serving Society's Needs*, 2011. doi: 10.2777/50266.
- [2] K. Gainer, „20/20 Vision for 2020,” *Energy (Norwalk, Conn.)*, vol. 30, s. 3, 2005.
- [3] E. M. Greitzer, C. S. Tan, and M. B. Graf, “Axial-Flow Compressors,” in *Handbook of Turbomachinery*, 2nd ed., E. G. Schleicher and S. L. Dixon, Eds. Boca Raton, FL, USA: CRC Press, 2012, pp. 395–474. doi: 10.1016/B978-0-12-383842-1.00007-X.
- [4] P. Doerffer, C. Hirsch, J.-P. Dussauge, H. Babinsky, G. N. Barakos, *Unsteady Effects of Shock Wave Induced Separation*, 2011. doi: 10.1007/978-3-642-03004-8.
- [5] P. Doerffer, J.-P. Dussauge, P. Grothe, A. Petersen, F. Billard, „Transition Location Effect on Shock Wave Boundary Layer Interaction,” vol. 144, Springer, 2021. doi: 10.1007/978-3-030-47461-4.
- [6] B. Becker, M. Reyer, M. Swoboda, „Steady and unsteady numerical investigation of transitional shock-boundary-layer-interactions on a fan blade,” *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 11, s. 507–517, 2007. doi: 10.1016/j.ast.2007.05.002.
- [7] Y. Dai, Y. An, Z. Li, Q. Zhang, „Numerical simulation of noise generated by shock (wave) and boundary layer interaction in aero-engine inlet,” *Acta Mech. Sin.*, vol. 38, 2022. doi: 10.1007/s10409-021-09009-5.
- [8] H. Schlichting, K. Gersten, *Boundary-Layer Theory*, Berlin, Heidelberg: Springer, 2017. doi: 10.1007/978-3-662-52919-5.
- [9] R. Puzyrewski, J. Sawicki, *Podstawy mechaniki płynów i hydrauliki*, Politechnika Warszawska, 2015.
- [10] Y. Wu, S. Yi, L. He, Z. Chen, Y. Zhu, „Flow visualization of Mach 3 compression ramp with different upstream boundary layers,” 2015, s. 631–644. doi: 10.1007/s12650-014-0255-9.
- [11] L.J. De Chant, „The venerable 1/7th power law turbulent velocity profile: A classical nonlinear boundary value problem solution and its relationship to stochastic processes,” *Appl. Math. Comput.*, vol. 161, s. 463–474, 2005. doi: 10.1016/j.amc.2003.12.109.

- [12] M. Robitaille, A. Mosahebi, É. Laurendeau, „Design of adaptive transonic laminar airfoils using the γ -Re θ t transition model,” *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 46, s. 60–71, 2015. doi: 10.1016/j.ast.2015.06.027.
- [13] J. Xu i in., „Study of boundary layer transition on supercritical natural laminar flow wing at high Reynolds number through wind tunnel experiment,” *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 80, s. 221–231, 2018. doi: 10.1016/j.ast.2018.07.007.
- [14] R. Perrin, E. Lamballais, „Assessment of implicit LES modelling for bypass transition of a boundary layer,” *Comput. Fluids*, vol. 251, 2022. doi: 10.1016/j.compfluid.2022.105728.
- [15] T. Jaroslawski i in., „Characterisation of boundary layer transition over a low Reynolds number rotor,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 130, 2022. doi: 10.1016/j.expthermflusci.2021.110485.
- [16] E. Dick, S. Kubacki, „Transition models for turbomachinery boundary layer flows: A review,” *Int. J. Turbomach. Propuls. Power*, vol. 2, s. 1–45, 2017. doi: 10.3390/ijtp2020004.
- [17] H. Schlichting, *Boundary-Layer Theory*, 1987.
- [18] R.E. Mayle, „The 1991 IGTI Scholar Lecture: The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines,” *J. Turbomach.*, vol. 113, s. 509, 1991. doi: 10.1115/1.2929110.
- [19] M. Sajben, J.F. Donovan, M.J. Morris, „Experimental investigation of terminal shock sensors for mixed-compression inlets,” *J. Propuls. Power*, vol. 8, s. 168–174, 1992. doi: 10.2514/3.23457.
- [20] P. Doerffer, *UFAST Experiments Data Bank: Unsteady Effects of Shock Wave Induced Separation*, Wydawnictwa IMP PAN, Gdańsk, 2009.
- [21] N.A. Cumpsty, *Compressor Aerodynamics*. Longman Scientific & Technical, 1989.
- [22] V. Lei, Z.S. Spakovszky, E.M. Greitzer, „Compressor Hub-Corner Stall,” *Proc. ASME Turbo Expo*, 2006. doi: 10.1115/GT2006-90337.
- [23] S. Kang, C. Hirsch, „Three Dimensional Flow in a Linear Compressor Cascade at Design Conditions,” *ASME Turbo Expo*, 1991, vol. 1, s. V001T01A047. doi: 10.1115/91-GT-114.
- [24] Y. Xi, X. Peng, H. Xia, Z. Sun, Q. Zhang, „Entropy Generation of Secondary Flow in a Turning Passage with Different Boundary Layer Characteristics,” *Aerospace*, vol. 9, 2022. doi: 10.3390/aerospace9100539.
- [25] X. Su, X. Bian, H. Li, X. Yuan, „Unsteady flows of a highly loaded turbine blade with flat endwall and contoured endwall,” *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 118, 2021. doi: 10.1016/j.ast.2021.106989.

- [26] R. Senthil Kumaran i in., „Effect of Axial Velocity Density Ratio on the Performance of a Controlled Diffusion Airfoil Compressor Cascade,” *Int. J. Turbo Jet Engines*, vol. 32, s. 305–317, 2015. doi: 10.1515/tjj-2014-0036.
- [27] A. Hergt i in., „The Present Challenge of Transonic Compressor Blade Design,” *J. Turbomach.*, vol. 141, 2019. doi: 10.1115/1.4043329.
- [28] A. Hergt, *Design and Experimental Investigation of a Compressor Cascade for Low Reynolds Number Conditions*, 2014.
- [29] Z. Cao, B. Liu, T. Zhang, X. Yang, P. Chen, „Influence of coupled boundary layer suction and bowed blade on flow field and performance of a diffusion cascade,” *Chinese J. Aeronaut.*, vol. 30, s. 249–263, 2017. doi: 10.1016/j.cja.2016. 12.023.
- [30] K. Liesner, R. Meyer, S. Schulz, „Non-symmetrical boundary layer suction in a compressor cascade,” *J. Theor. Appl. Mech.*, vol. 50, s. 455–472, 2012.
- [31] M. Piotrowicz, P. Flaszyński, R. Szwaba, „Influence of limiting walls on shock wave structure in single passage test section with compressor profile,” *Task Q.*, vol. 19, s. 141–152, 2015.
- [32] A. Oyama, M.S. Liou, S. Obayashi, „Transonic axial-flow blade optimization: Evolutionary algorithms/three-dimensional Navier-Stokes solver,” *J. Propuls. Power*, vol. 20, s. 612–619, 2004. doi: 10.2514/1.2290.
- [33] T. Kipouros, D.M. Jaeggi, W.N. Dawes, G.T. Parks, A.M. Savill, P.J. Clarkson, „Biobjective design optimization for axial compressors using tabu search,” *AIAA J.*, vol. 46, s. 701–711, 2008. doi: 10.2514/1.32794.
- [34] E. Benini, „Three-Dimensional Multi-Objective Design Optimization of a Transonic Compressor Rotor,” 2004.
- [35] T. Dickens, I. Day, „The design of highly loaded axial compressors,” *J. Turbomach.*, vol. 133, 2011. doi: 10.1115/1.4001226.
- [36] K. Vogler, *Advanced Methods for Cascade Testing*, vol. 4000, 2000.
- [37] Y. Lian and M. S. Liou, „Multi-objective optimization of transonic compressor blade using evolutionary algorithm,” *J. Propuls. Power*, vol. 21, s. 979–987, 2005. doi: 10.2514/1.14667.
- [38] P. Lolis, *Development of a Preliminary Weight Estimation Method for Advanced Turbofan Engines*, Cranfield Univ., [Rozprawa doktorska], 2014, s. 214.
- [39] S. Tang and H. Tang, „A New Concept Design of Light Business Jet Engine: Variable Transmission Geared Turbofan,” 2017. doi: 10.2514/6.2017-4821.

- [40] J.R. Wood, A.J. Strartear, P. S. Sisonyt, „Shock Structure Measured in a Transonic Fan Using Laser Anemometry,” *AGARD Conf. Proc.*, nr 996, s. 31–44, 1987.
- [41] R. Biollo, *Systematic Investigation on Swept and Leaned Transonic Compressor Rotor Blades*, 2008.
- [42] H. Starken and H. J. Lichtfuss, „Cascade Flow Adjustment,” *Modern Methods of Testing Rotating Components of Turbomachines*, AGARD-AG-207, 1975, s. 7–76.
- [43] H. Starken, „Linear Cascades,” *Advanced Methods in Cascade Testing*, AGARD-AG-328, 1993, s. 11–72.
- [44] B. Becker, M. Reyer, M. Swoboda, „Steady and unsteady numerical investigation of transitional shock-boundary-layer-interactions on a fan blade,” *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 11, s. 507–517, 2007. doi: 10.1016/j.ast.2007.05.002.
- [45] Rolls-Royce, *BR710 Specifications*, 2008.
- [46] R. Puzyrewski, J. Sawicki, *Podstawy mechaniki płynów i hydrauliki*, Politechnika Warszawska, 2015.
- [47] C. Hirsch, *Numerical Computation of Internal and External Flows: Fundamentals of Computational Fluid Dynamics*, Elsevier/Butterworth-Heinemann, 2007.
- [48] *Numeca FINE/Turbo – Theory Guide*, 2015.
- [49] A. Harmatha, „On the Functionality Between Reynolds Number and Film Thickness,” *Period. Polytech. Mech. Eng.*, vol. 14, s. 361–373, 1970.
- [50] S.B. Pope, *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, 2000. doi: 10.1017/CBO9780511840531.
- [51] A. Hellsten, „New advanced κ - ω turbulence model for high-lift aerodynamics,” *AIAA Paper*, nr 2004-1120, 2004. doi: 10.2514/6.2004-1120.
- [52] F.R. Menter, A.V. Garbaruk, Y. Egorov, „Explicit algebraic Reynolds stress models for anisotropic wall-bounded flows,” *Prog. Flight Phys.*, EDP Sciences, 2009, s. 89–104. doi: 10.1051/eucass/201203089.
- [53] O.Z. Mehdizadeh, L. Temmerman, B. Tartinville, C. Hirsch, „Applications of EARSIM Turbulence Models to Internal Flows,” *ASME Turbo Expo 2012*, vol. 8: Turbomachinery, s. 2079–2086. doi: 10.1115/GT2012-68886.
- [54] J.F. Quaatz, M. Giglmaier, S. Hickel, N.A. Adams, „Large-eddy simulation of a pseudo-shock system in a Laval nozzle,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 49, s. 108–115, 2014. doi: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2014.05.006.

- [55] F.R. Menter i in., „A correlation-based transition model using local variables – Part I: Model formulation,” *J. Turbomach.*, vol. 128, s. 413–422, 2006. doi: 10.1115/1.2184352.
- [56] M. Drela, H. Youngren, *A User's Guide to MISES 2.63*, MIT Aerospace Computational Design Lab, 2008.
- [57] P. Kaczyński, R. Szwaba, M. Piotrowicz, P. Flaszyński, P. Doerffer, „Wind tunnel investigations of aircraft airfoil in cruise conditions,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 2367, 2022. doi: 10.1088/1742-6596/2367/1/012019.
- [58] F. Felten, *Steady and Unsteady CFD Simulations of Transonic Turbine Vane*, 2015.
- [59] S. Wang et al., „Influences of trailing boundary layer velocity profiles on wake vortex formation in a high-subsonic-turbine cascade,” *Proc. Inst. Mech. Eng. Part A J. Power Energy*, vol. 233, 186–198, 2019. doi: 10.1177/0957650918779935.
- [60] J. Richter, C. Alexopoulos, B. Weigand, „Particle Image Velocimetry Measurements in Accelerated, Transonic Wake Flows,” *Flow Turbul. Combust.*, vol. 109, 667–696, 2022. doi: 10.1007/s10494-022-00339-5.
- [61] M. van Dyke, F. M. White, „An Album of Fluid Motion”, *J. Fluids Eng.*, vol. 104, s. 542, 1982. doi: 10.1115/1.3241909.
- [62] E. Malkiel, R.E. Mayle, „Transition in a Separation Bubble,” *J. Turbomach.*, vol. 118, s. 752, 1996. doi: 10.1115/1.2840931.
- [63] L. Castillo, X. Wang, and W. K. George, „Separation criterion for turbulent boundary layers via similarity analysis,” *J. Fluids Eng. Trans. ASME*, vol. 126, s. 297–304, 2004. doi: 10.1115/1.1758262.



Monografia skierowana jest do studentów uczelni technicznych, badaczy oraz specjalistów zajmujących się przepływami o dużych prędkościach w technice lotniczej i energetyce. Prezentuje ona ciekawe a zarazem wartościowe wyniki symulacji numerycznych przepływów wewnętrznych,

które wyróżniają się obecnością złożonych zjawisk przepływowych, takich jak fale uderzeniowe, przejście od przepływu laminarnego do turbulentnego w oderwanej warstwie przyściennej, interakcja fali uderzeniowej z warstwą przyścienną oraz turbulentna wymiana pędu w śladach spływowych.

Obliczenia przeprowadzono z wykorzystaniem metod modelowania turbulencji oraz przejścia laminarno-turbulentnego opartych na uśrednionych w czasie równaniach Naviera-Stokesa. Do opisu anizotropii przepływu turbulentnego zastosowano nieliniowy model konstytutywny uzupełniony modelem przejścia laminarno-turbulentnego w warstwie przyściennej.

Autor w umiejętny sposób wykorzystuje techniki numeryczne do projektowania układu sterowania przepływem w obszarze narożnym w celu ograniczenia oddziaływania wirów narożnych na przepływ główny wokół łopaty. Wyniki analiz mogą stanowić cenne wsparcie przy projektowaniu stanowisk pomiarowych do badań przepływów o dużych prędkościach.

Przedstawiono również techniki pasywnego sterowania przepływem z wykorzystaniem niewielkich stopni rozmieszczonych na powierzchni profilu aerodynamicznego. Wykorzystane metody pasywnej kontroli przepływu pozwalają na opracowanie wytycznych do projektowania aerodynamicznego wybranych komponentów silników lotniczych.

Wyniki symulacji numerycznych zostały uzupełnione rezultatami badań eksperymentalnych, przeprowadzonych na zaprojektowanym stanowisku badawczym.

/fragment recenzji/