ZESZYTY
NAUKOWE
POLITECHNIKI
ŚLĄSKIEJ

ANDRZEJ WITKOWSKI

ANALIZA TEORETYCZNA I DOŚWIADCZALNA STRUKTURY PRZEPŁYWU W OSIOWYM STOPNIU SPRĘŻAJĄCYM

ENERGETYKA

Z. 93
GLIWICE
1986

POLITECHNIKA ŚLĄSKA

ZESZYTY NAUKOWE

Nr 877

ANDRZEJ WITKOWSKI

ANALIZA TEORETYCZNA I DOŚWIADCZALNA STRUKTURY PRZEPŁYWU W OSIOWYM STOPNIU SPRĘŻAJĄCYM

GLIWICE 1986

Wydano za zgodą Rektora
Politechniki Śląskiej

PL ISSN 0372-9796

Dział Wydawnictw Politechniki Śląskiej
ul Kujawska 3, 44-100 Gliwice

Nakl. 160+85 Ark. wyd. 11 Ark. druk 10 Papier offset. kl III 70x100, 70 g
Oddano do druku 3.0 .86 Podpis. do druku 15.04.86 Druk ukończ. w maju 1986
Zam. 260/86 O-24 Cena zł 165,—

Skład, fotokopie, druk i oprawę
wykonano w Zakładzie Graficznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach

SPIS TREŚCI

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

CONTENTS

Page

WAŻNIEJSZE OZNACZENIA

A - pole powierzchni

C - prędkość bezwzględna

C_f - współczynnik tarcia przyściennego

$\overline{F}_ł$ - wektor siły łopatkowej

$\overline{F}_t$ - wektor siły tarcia

$\overline{f} = \frac{\overline{F}_ł}{A_k}$ - wektor siły łopatkowej odniesionej do jednostki przekroju poprzecznego strugi

$H = \delta^*/\delta^{**}$ - parametr kształtu warstwy przyściennej

h - wysokość łopatki

i - entalpia statyczna

i^* - entalpia spoczynkowa

$J = i + (W^2 - U^2)/2$ - entalpia całkowita w przepływie względnym

K_b - współczynnik blokady przepływu

l - długość cięciwy szkieletowej profilu

L - praca

ΔL - strata pracy

$\dot{m}$ - strumień masy

m - kierunek merydionalny

p - ciśnienie

q - odległość mierzona wzdłuż quasi-ortogonalnej

r - promień mierzony od osi obrotu, współrzędna

R - stała gazowa

$Re_{\delta^{**}} = \frac{W_m \delta^{**}}{\vartheta}$ - liczba Reynoldsa określona dla miary liniowej zmniejszenia pędu w obszarze warstwy przyściennej

S_r - szczelina nadłopatkowa

t - podziałka łopatek

t_ϑ - grubość profilu łopatkowego w kierunku obwodowym

U - prędkość obwodowa

$\dot{V}$ - strumień objętości

w - prędkość względna w obszarze warstwy przyściennej

W - prędkość względna w obszarze strumienia głównego

z - współrzędna w kierunku osiowym

Z - liczba łopatek koła wirnikowego

α - kąt kierunkowy wektora prędkości bezwzględnej

β - kąt kierunkowy wektora prędkości względnej

γ - kąt ustawienia profilu w palisadzie, kąt nachylenia quasi-ortogonalnej

δ - kąt nachylenia linii prądu, grubość warstwy przyściennej

Δ - różnica skończona, przyrost wielkości fizycznej

δ^* - miara liniowa zmniejszenia natężenia przepływu

δ^{**} - miara liniowa zmniejszenia pędu

δ_f - miara liniowa zmniejszenia siły łopatkowej

ε - kąt odchylenia powierzchni łopatki od kierunku promieniowego w płaszczyźnie prostopadłej do osi

ζ - współczynnik strat tarcia

η - sprawność

ϑ - współrzędna kątowa

$\lambda_1 = r_1 \cdot c_{\vartheta 1}$ - zawirowania wstępne

Π - parametr śladu aerodynamicznego

ρ - gęstość gazu

τ - naprężenia styczne

ν - lepkość kinematyczna

$\varphi_z = \frac{c_m}{U_z}$ - wskaźnik prędkości

$\varphi^* = \frac{4\dot{V}}{\pi D_z^2 U_z}$ - wskaźnik wydajności

$\psi_c = \frac{2\Delta i_s^*}{\rho U_z^2}$ - wskaźnik spiętrzenia całkowitego

ω - prędkość kątowa, współczynnik tarcia przyściennego

WSKAŹNIKI

$(\ )_b$, $(\ )_{cz}$	- wielkości określone wzdłuż strony biernej i czynnej łopatki
$(\ )_g$	- wielkości określone na granicy warstwy przyściennej i przepływu głównego
i	- numer quasi-ortogonalnej
k	- numer linii prądu, palisady profili
$(\ )_m$,$(\ )_q$,$(\ )_\vartheta$	- wielkości określone w układzie współrzędnych quasi-ortogonalnych
$(\ )_o$, $(\ )_p$	- wielkości określone przy osłonie zewnętrznej oraz przy piaście wieńca wirnikowego
$(\ )^\mu$	- numer iteracji
$(\hat{\ })$	- wielkości obliczone w wyniku rozwiązania zagadnienia osiowosymetrycznego po uwzględnieniu blokady przepływu
$(\bar{\ })$	- wielkości średnie
$(\ )_1$, $(\ )_2$	- wielkości określone w przekroju wlotowym i wylotowym wieńca wirnikowego.

1. WSTĘP

Jednym z ważniejszych zadań podejmowanych współcześnie do rozwiązania w teorii maszyn wirnikowych jest poszukiwanie zależności występujących pomiędzy charakterem rozkładu prędkości i ciśnień na powierzchniach ograniczających kanał międzyłopatkowy a narastaniem warstw przyściennych z jednej strony oraz wielkością strat tarcia występujących w przepływie z drugiej strony. Zważywszy, że rozkład prędkości i ciśnień na ściankach omywanych przez czynnik, a więc również obciążenie aerodynamiczne układu łopatkowego, zależne jest od punktu pracy maszyny, znajomość związku pomiędzy grubością warstwy przyściennej a wielkością strat stwarza możliwość opracowania w dalszej kolejności metody obliczeniowej, wyznaczania charakterystyk aerodynamicznych wieńców łopatkowych, zarówno w obliczeniowym, jak i pozaobliczeniowych punktach jej charakterystyki. Zgodnie z oczekiwaniami metoda ta powinna umożliwiać szybki wybór układu przepływowego o żądanych właściwościach bez konieczności prowadzenia uciążliwych badań doświadczalnych. Wymaga to opracowania modelu obliczeniowego, który w możliwie najszerszym stopniu uwzględniałby rzeczywiste zjawiska występujące w przepływie. Do zjawisk tych w pierwszym rzędzie zaliczyć należy występowanie warstw przyściennych profilowych i na ściankach ograniczających kanały łopatkowe oraz przepływy wtórne i nadłopatkowe.

Rzeczywisty postęp może tu być osiągnięty poprzez kompleksowe, wzajemnie uzupełniające się badania teoretyczne i eksperymentalne palisad, wieńców łopatkowych nieruchomych i wirujących oraz pojedynczych stopni. Podstawowe jednakże znaczenie dla rozwoju teorii zarówno sprężarek jednostopniowych, jak i wielostopniowych ma znajomość charakteru przepływu w pojedynczym stopniu sprężającym.

Większość znanych publikacji [1], [2], [3], [4], [5], [6] poświęconych jest analizie przepływu w sprężarkach wielostopniowych. Siłą rzeczy prowadzi to do pewnej powierzchowności w traktowaniu zjawisk występujących w poszczególnych stopniach i wieńcach łopatkowych. W dostępnej literaturze przedmiotu brak jest opracowań, które zawierałyby wyczerpujące informacje na temat rzeczywistej struktury przepływu w osiowym stopniu sprężającym zarówno w obliczeniowym, jak i pozaobliczeniowych punktach jego pracy. Znane publikacje [7], [8], [9] nie określają w szczególności wpływu punktu pracy stopnia oraz usytuowania przekroju pomiarowego na kształtowanie się profilów prędkości w przestrzeniach międzywieńcowych oraz na tendencje zmian wielkości charakterystycznych pierścieniowych warstw przyściennych. Nie znaleziono również danych dotyczących zachowania się sił łopatkowych w obszarach przyściennych. Wymienione niedostatki informacji skłoniły autora do podjęcia szczegółowych badań struktury przepływu w osiowym stopniu sprężającym składającym się z wieńca wirnikowego i wieńca kierownicy tylnej [10]. Trudności wynikające ze złożoności problemu sprawiły, że rozwiązania interesujących zagadnień szukano zarówno na drodze analizy wyników badań doświadczalnych przepływu, w modelowym stopniu sprężającym, jak również analizy wyników obliczeń tak nazwanego przez autora quasi-rzeczywistego [11] modelu przepływu, uzyskanego przez skojarzenie równań opisujących przepływ główny oraz w obszarach pierścieniowych warstw przyściennych. Zasadniczym celem opracowanej metody obliczeniowej jest określenie blokady przepływu, wynikającej z przewężenia przekroju kanału przez pierścieniowe warstwy przyścienne oraz wyznaczenie profilów prędkości w przestrzeniach międzywieńcowych, dla zadanych cech geometrycznych stopnia i określonego obciążenia aerodynamicznego.

Uzyskane rezultaty posłużyły następnie do opracowania metody identyfikacji strat i sprawności występujących w wieńcu sprężającym.

2. SFORMUŁOWANIE PROBLEMU

2.1. PRZYJĘTY MODEL PRZEPŁYWU

Badania w zakresie aerodynamiki maszyn przepływowych determinują dwa praktyczne zadania:

- zadanie pierwsze sprowadza się do analizy przepływu i określenia charakterystyk pracy maszyn o znanej geometrii układu łopatkowego,
- zadanie drugie polega na optymalnym kształtowaniu układu łopatkowego zapewniającego uzyskanie pożądanych czy narzuconych z góry parametrów przepływu.

Przedmiotem zawartych w niniejszej pracy rozważań jest jedynie zagadnienie pierwsze.

Dla rozwiązania obu zadań konieczne jest poznanie zjawisk występujących w rzeczywistym przepływie przez układy łopatkowe.

Przepływ gazu rzeczywistego w maszynach wirnikowych jest skomplikowany i bardzo trudny do dokładnej analizy teoretycznej. W szczególności jest trójwymiarowy, wirowy, nieustalony w czasie, ściśliwy oraz poddany działaniu sił lepkości na wszystkich omywanych powierzchniach. Szczeliny nadłopatkowe oraz nieregularność powierzchni ograniczających przepływ wzmagają trójwymiarowość i nieustaloność zjawisk występujących w warstwie przyściennej oraz w śladzie pozałopatkowym.

Generalne ujęcie wszystkich przedstawionych cech przepływu jest niemożliwe z uwagi na nieprzezwyciężone do dzisiaj trudności zarówno w zakresie racjonalnego ujęcia teoretycznego, jak i opracowania metody rozwiązania. W efekcie obliczenia tak w ramach zadania pierwotnego, jak i wtórnego prowadzi się w oparciu o odpowiednio uproszczone modele, sprowadzające trójwymiarowe niestacjonarne zagadnienie do dwu dwuwymiarowych zagadnień ustalonego lub quasi-ustalonego przepływu gazu.

W szczególności w praktyce obliczeniowej wprowadza się następujące uproszczenia [12], [13], [14]:

- przepływ w przestrzeniach międzywieńcowych jest ustalony i osiowosymetryczny,
- przepływ w kanałach międzyłopatkowych jest okresowy w kierunku obwodowym z okresem wyznaczonym przez podziałkę łopatek,
- wprowadzenie układu współrzędnych wirujących wraz z kołem wirnikowym umożliwia pominięcie zależności parametrów przepływu w wieńcach łopatkowych od czasu,

- wpływ sił lepkości ogranicza się głównie do obszarów wpływu ścianek ograniczających. Prowadzi to w konsekwencji do koncepcji warstwy przyściennej w maszynach wirnikowych. Wyróżnia się przy tym dwa jej rodzaje w zależności od powierzchni, na której następuje jej narastanie: profilową warstwę przyścienną narastającą na powierzchniach nieruchomych lub wirujących łopatek oraz pierścieniową warstwę przyścienną narastającą na osiowosymetrycznych ściankach zewnętrznych ograniczających wieńce łopatkowe,
- pierścieniową warstwę przyścienną traktuje się jako dwuwymiarową, leżącą w płaszczyźnie merydionalnej powierzchni prądu przepływu głównego, z pominięciem zjawisk powodujących jej przestrzenne ukształtowanie.

Decydujący wpływ na kształtowanie się warstw przyściennych profilowych i na osiowosymetrycznych powierzchniach piasty i osłony zewnętrznej i w konsekwencji na wielkość strat aerodynamicznych stopnia, zarówno w obliczeniowym, jak i w pozaobliczeniowych punktach jego pracy, mają rozkłady prędkości i ciśnień występujące na ściankach ograniczających przepływ.

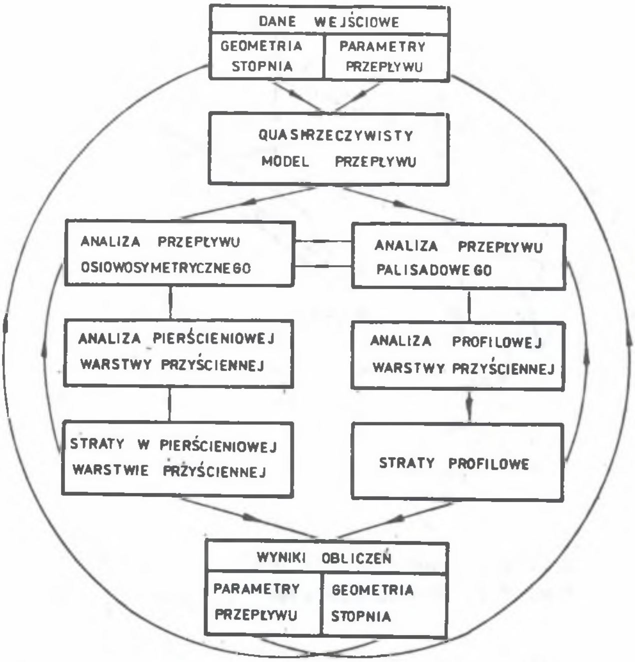
Przyjęta metoda wymaga więc określenia w pierwszej kolejności związków występujących pomiędzy charakterem rozkładu prędkości i ciśnień na ściankach ograniczających kanał międzyłopatkowy a narastaniem warstw przyściennych oraz wielkością strat występujących w przepływie.

Biorąc pod uwagę wspomniane już znaczne, niepokonane do dzisiaj trudności towarzyszące rozwiązaniu tak postawionego zadania, do rozważań przyjęto uproszczony model, nazwany przez autora [11] quasi-rzeczywistym modelem przepływu. W modelu tym wyodrębniono kolejno cztery zagadnienia:

- zagadnienie przepływu quasi-trójwymiarowego, którego rozwiązanie umożliwia uzyskanie prędkości i ciśnień w przepływie głównym, niezakłóconym wpływem tarcia przyściennego, kolejno w przekroju merydionalnym stopnia oraz w kanałach międzyłopatkowych na wybranych osiowosymetrycznych powierzchniach prądu,
- zagadnienie przepływu w obszarach warstw przyściennych narastających na osiowosymetrycznych ściankach piasty i osłony zewnętrznej stopnia, zwanych w dalszym ciągu pierścieniowymi warstwami granicznymi. W rozwiązaniu tego zagadnienia wykorzystuje się rozkłady prędkości i ciśnień uzyskane z rozwiązania quasi-trójwymiarowego modelu przepływu,
- znajomość rozkładów prędkości i ciśnień na profilach łopatkowych umożliwia określenie profilowej warstwy przyściennej oraz strat profilowych,
- ostatnim zagadnieniem jest określenie wielkości charakteryzujących przepływy wtórne występujące w efekcie płynięcia warstw przyściennych pierścieniowych i profilowych oraz przecieków nadłopatkowych.

Ogólny schemat blokowy obliczeń opracowany w oparciu o przyjęty model przepływu przedstawiony został na rysunku 2.1.

Zasadniczym celem niniejszej pracy jest rozwiązanie przepływu osiowosymetrycznego, szczegółowa analiza teoretyczna i doświadczalna cech cha-



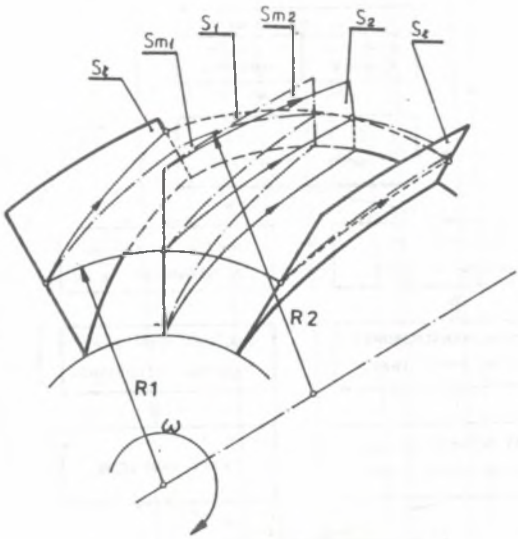
Rys. 2.1. Quasi-rzeczywisty model przepływu. Schemat blokowy
Fig. 2.1. Quasireal flow model. Block scheme

rakterystycznych pierścieniowych warstw przyściennych oraz strat występujących w obszarach tych warstw. Pozostałe zagadnienia spełniają jedynie funkcję uzupełniającą, zapewniającą kompletność analizy przepływu w badanym, osiowym stopniu sprężającym.

2.2. MODELOWANIE PRZEPŁYWU NIELEPKIEGO

Warunkiem koniecznym przystąpienie do bardziej zaawansowanej analizy przepływu przez stopnie maszyn wirnikowych jest opracowanie efektywnych metod wyznaczania rozkładów prędkości i ciśnień w kanałach międzyłopatkowych i na powierzchniach łopatek bez uwzględnienia wpływu lepkości.

Większość współczesnych metod wywodzi się z ogólnej teorii przepływu opracowanej przez Wu [15]. W teorii tej równania ruchu spełnione są na dwóch wzajemnie przecinających się powierzchniach prądu S_1 i S_2 nie będących powierzchniami obrotowymi (rys. 2.2). Pełny obraz trójwymiarowego pola przepływu otrzymuje się w wyniku iteracyjnego rozwiązania równań przepływu na każdej z obu rodzajów powierzchni. Zakłada się przy tym, że przepływ jest ustalony. Ponieważ jednak na wylocie wieńca łopatkowego



Rys. 2.2. Powierzchnie prądu S_1 i S_2
Fig. 2.2. Stream surfaces S_1 and S_2

przepływ oraz stan gazu zmieniają się w kierunku obwodowym, następny wieniec łopatkowy poddany jest więc na wlocie oddziaływania przepływu zmiennego w czasie. Wynika z tego, że ogólna teoria opracowana przez Wu może być stosowana jedynie do izolowanego wieńca łopatkowego. Trójwymiarowe zagadnienie upraszcza się znacznie, jeżeli założy się osiową symetrię parametrów przepływu. Równania osiowosymetrycznego przepływu uzyskuje się z ogólnych równań aerodynamiki w wyniku operacji uśrednienia parametrów gazu wzdłuż podziałki wieńca łopatkowego. Pojawia się przy tym w równaniach ruchu siła F oddziaływania łopatek na przepływający strumień, a w równaniu ciągłości współczynnik przewężenia czynnego przekroju przepływowego τ uwzględniający grubość łopatek mierzoną w kierunku obwodowym. Rozwiązywanie zagadnienie prowadzi się dla ustalonego przepływu na średniej międzyłopatkowej powierzchni prądu. Uzyskane parametry przepływu i stan gazu traktowane są jako wartości średnie dla kanału międzyłopatkowego.

Rozwiązanie zagadnienia osiowosymetrycznego stanowi w dalszej kolejności podstawę analizy przepływu palisadowego na osiowosymetrycznych obrotowych powierzchniach prądu. Rozwiązanie obu zagadnień dwuwymiarowych daje w efekcie obraz quasi-trójwymiarowego przepływu, którego znajomość jest niezbędna w obliczeniach charakterystyk aerodynamicznych maszyn wirnikowych.

2.3. METODY ROZWIĄZANIA ZAGADNIENIA OSIOWOSYMETRYCZNEGO

Najczęściej stosowane są obecnie dwie metody rozwiązania zagadnienia przepływu nielepkiego: metoda oparta na pojęciu krzywizny linii prądu (MKLP) [17], [18], [19], [20], [21] i [22] oraz metoda, w której zastosowano pojęcie funkcji prądu (MFP) [23], [24], [25]. Obie metody rozwiązania wykorzystują ten sam model matematyczny, w obu metodach równania są eliptyczne z natury [25], ponieważ warunki żądane na wylocie oddziaływają na rozwiązanie w całym obszarze przepływu, różnią się natomiast zastosowaniem odmiennych technik obliczeń numerycznych. Zgodnie z pracami Davisa i Millera [25] oraz Marsha [23] obie metody mają swoje zalety i ograniczenia, jednakże pod względem przydatności do rozwiązywania przepływów w maszynach wirnikowych są równorzędne. Metoda krzywizny linii prądu w sposób bardziej naturalny ujmuje fizykalne cechy przepływu przez stopnie maszyn wirnikowych. Ułatwia to zarówno przygotowanie danych do obliczeń, jak i interpretację wyników. Jednym z trudniejszych problemów związanych z zastosowaniem tej metody jest natomiast uzyskanie zadowalająco dokładnego określenia krzywizny i kąta nachylenia linii prądu w poszczególnych punktach siatki obliczeniowej. Wielkości te, jak również przebieg i kształt siatki obliczeniowej zmieniają się w każdej kolejnej iteracji i determinują dokładność rozwiązania równań przepływu.

Metoda rozwiązania oparta na pojęciu funkcji prądu polega na zastąpieniu równań różniczkowych przez układy równań różnicowych określonych w węzłach siatki, wykreślonej w obszarze badanego kanału przepływowego. Istotnym problemem w tej metodzie jest odpowiednio dokładne uwzględnienie geometrii brzegów w równaniach różnicowych.

Obie metody wymagają znacznego wkładu pracy w trakcie obliczeń, nawet wówczas, gdy odpowiednie programy są już uruchomione i sprawdzone.

Metoda krzywizny linii prądu wymaga mniejszej pojemności pamięci maszyny cyfrowej od metody funkcji prądu. Dla uzyskania końcowych wyników konieczna jest tu natomiast większa liczba iteracji. Obie metody mają tendencję do rozbiegania się wyników obliczeń w procesie kolejnych iteracji. Dla uniknięcia tego stosuje się współczynniki "tłumiące", mniejsze od jedności, zmniejszające przyrosty funkcji prądu w metodzie MFP oraz przyrosty współrzędnych linii prądu w metodzie MKLP, w każdej kolejnej iteracji. Pewne nadzieje wiąże się z zaprezentowaną w pracach [26], [27] metodą elementów skończonych (MES), zastosowaną do obliczeń przepływu w maszynach wirnikowych. Jej zasadnicza przewaga nad pozostałymi metodami przejawia się w łatwości modelowania siatki obliczeniowej o dowolnym kształcie.

Jednym z istotniejszych problemów występujących w obliczeniach przepływu osiowosymetrycznego jest konieczność uwzględnienia strat względnego ciśnienia stagnacji lub zmian entropii w przejściu przez wieńce łopatkowe. Najprostszą metodą wprowadzenia strat do obliczeń przepływu jest określenie sprawności politropowej, której zmienność w polu przepływu ustala się w oparciu o istniejące informacje uzyskane z obserwacji podobnych maszyn. Model ten z uwagi na swą wielką prostotę stosowany był w szeregu publikacji [21], [22], [23]. Posiada jednakże podstawową niekonsekwencję polegającą na tym, że uwzględnia efekt nieodwracalności zjawisk w równaniach opisujących przepływ odwracalny. Niekonsekwencji tej można uniknąć przez wprowadzenie do równań ruchu małych sił tarcia [26], [27], [28], [29], których obliczenie jest możliwe przy wykorzystaniu między innymi korelacji opracowanej przez Liebleina [30], [31].

2.4. PRZYJĘTA METODA OBLICZEŃ PRZEPŁYWU OSIOWOSYMETRYCZNEGO

W niniejszej pracy do rozwiązania przepływu w badanym stopniu sprężającym posłużono się metodą MKLP, przy zastosowaniu współrzędnych quasi-ortogonalnych. Wykorzystane tu zostały doświadczenia zawarte w szeregu wcześniejszych prac autora [32], [33], [34], [35].

Przemieszczanie się linii prądu wzdłuż quasi-ortogonalnych w procesie kolejnych iteracji i związana z tym konieczność uwzględnienie w obliczeniach każdorazowych zmian geometrii kanałów międzyłopatkowych sprawia, że większość autorów [14], [17], [18], [19], [24] ogranicza, w przypadku sprężarek osiowych, stosowanie metody MKLP do analizy przepływu poza obszarami wieńców łopatkowych. Ze znanych autorów jedynie Frost [21] zastosował po dwie quasi-ortogonalne prostopadłe do osi, do obliczeń przepływu również w obszarach wieńców łopatkowych, osiowych maszyn wirnikowych metodą MKLP. Przyjęcie zbyt małej liczby quasi-ortogonalnych skierowanych prostopadle do osi uniemożliwiło autorowi przeprowadzenie obliczeń parametrów przepływu w tak istotnych przekrojach wieńca łopatkowego, jak przekrój wlotowy i wylotowy oraz w obszarach przegięcie wykresów prędkości i ciśnień na wybranych profilach wzdłuż wysokości łopatki. W efekcie metoda staje się nieprzydatna w obliczeniach i analizie narastania zarówno pierścieniowych, jak i profilowych warstw przyściennych w obszarze kanałów międzyłopatkowych.

Tym wadom pracy Frosta [21] należy przypisać również niewielką zgodność wyników obliczeń profili prędkości z wynikami badań doświadczalnych. Mała liczba punktów obliczeniowych w obszarze wieńców łopatkowych jest charakterystyczna również dla obliczeń zagadnienia osiowosymetrycznego w sprężarkach osiowych prowadzonych zarówno metodą MFP [23], [25], jak również metodą MES [26].

Przedstawiona w niniejszej pracy metoda obliczeń przepływu pozwala na uniknięcie tych ograniczeń przez wprowadzenie szeregu udoskonaleń:

1) metoda zapewnia możliwość stosowania w obliczeniach dowolnej liczby quasi-ortogonalnych również w obrębie kanałów międzyłopatkowych,

2) quasi-ortogonalne mogą mieć praktycznie dowolne, zmienne wzdłuż szerokości kanałów zagęszczenie i dowolny również zmienny kąt nachylenia do osi. Zapewnia to wierne odtworzenie parametrów przepływu również w obszarach o małym lub zmiennym gradiencie prędkości i ciśnień oraz w obrębie krawędzi wlotowych i wylotowych łopatek,

3) metoda zapewnia ciągłość matematycznego odwzorowania przestrzennej geometrii kanałów międzyłopatkowych w dowolnym punkcie przemieszczającej się w trakcie obliczeń siatki linii prądu i quasi-ortogonalnych,

4) w obliczeniach przepływu osiowosymetrycznego uwzględniono w sposób bardziej naturalny, niż to miało miejsce w dotychczasowych publikacjach stosujących metodę MKLP, straty profilowe przez wprowadzenie do równań przepływu uśrednionych wzdłuż podziałki sił tarcia.

2.5. PRZEPŁYW PALISADOWY

Tradycyjnie obliczenia charakterystyk aerodynamicznych sprężarek osiowych prowadzi się wykorzystując wyniki badań palisadowych w tunelach aerodynamicznych lub wyniki badań stopni sprężających uzupełniane obliczeniami przepływu. Opracowane dla danej geometrii palisady związki określają kąty wypływu strug oraz współczynniki strat palisadowych w funkcji kątów i prędkości napływu. Zależności te wykorzystuje się w obliczeniach przepływu osiowosymetrycznego, które z kolei dostarczają informacji na temat geometrii strug gazu w przekroju merydionalnym kanału.

Jako uzupełniające lub zastępcze w stosunku do badań palisadowych traktowane są obecnie metody obliczeń przepływu na osiowosymetrycznych powierzchniach prądu.

W metodach tych wykorzystuje się albo równanie równowagi przepływu określone dla kierunku obwodowego palisady [36], [37], [38], albo warunek niewirowości przepływu bezwzględnego w kanałach międzyłopatkowych [39], [40], łącznie z równaniem ciągłości. W wyniku rozwiązania tych równań otrzymujemy potencjalne pole prędkości, które następnie musi być skorygowane przez uwzględnienie profilowej warstwy przyściennej oraz śladu pozałopatkowego.

Obliczenia te mają jedynie ograniczoną wartość z uwagi na to, że w opływie potencjalnym, najczęściej stosowanych w maszynach przepływowych łopatek z zaokrąglonymi krawędziami wylotowymi o skończonej grubości, niemożliwe jest do określenia odchylenie strugi na spływie. Dla uzyskania jednego z nieskończenie wielu możliwych rozwiązań przeważnie żąda się, by prędkości lub ciśnienia w dwu wybranych punktach po obu stronach części wylotowej łopatki były sobie równe lub określa się położenie punktu stagnacji na krawędzi spływu. Rozwiązanie przepływu, a w szczególności wartość kąta spływu jest ściśle uzależniona od wyboru tych punktów w otoczeniu punktu stagnacji. Punkt stagnacji na spływie, którego określenie stanowi podstawowy problem analizy przepływu potencjalnego, nie występuje w przepływie rzeczywistym dla praktycznie spotykanych liczb Reynoldsa.

Pole ciśnień w tym przypadku determinowane jest przez mieszanie się warstw przyściennych ukształtowanych po obu stronach powierzchni łopatek. Obliczenia profilowej warstwy przyściennej stanowią więc istotne źródło informacji na temat nie tylko profilowych strat tarcia, ale również uzupełniają obliczenia przepływu potencjalnego umożliwiając oszacowanie rzeczywistego odchylenia strugi. Niezależnie jednak od postępu, jaki nastąpił w tej dziedzinie, obliczenia przepływu w kanałach łopatkowych nie są w stanie zastąpić w pełni badań palisad płaskich lub pierścieniowych i muszą być przez te badania uzupełniane.

Klasyczną metodą badania potencjalnego opływu nieściśliwego palisad łopatkowych jest metoda odwzorowania konforemnego [43], [44]. Nie znalazła ona jednakże szerszego zastosowania poza przypadkami, gdy służy do sprawdzenia rozwiązań numerycznych [12].

Bardziej użyteczne w badaniach przepływu nieściśliwego są metody punktów osobliwych, w których łopatki są zastępowane przez rozkłady źródeł i upustów [45], [46]. Wartość uzyskanych wyników przy zastosowaniu tej metody w znacznym stopniu uzależniona jest od przyjęcia właściwego modelu przepływu na krawędzi spływu łopatki.

W przypadku analizy przepływu ściśliwego, niewirowego i ustalonego w kanałach międzyłopatkowych maszyn wirnikowych o dowolnym kształcie przekroju merydionalnego najczęściej stosowane są obecnie dwie metody:

- metoda krzywizny linii prądu (MKLP) [36], [37], w której równania różniczkowe określające gradient prędkości w kierunku normalnym lub bliskim do normalnego do linii prądu wyrażone są w funkcji promienia krzywizny linii prądu,
- metoda funkcji prądu (MFP) [39], [40], [41], w której równanie wyprowadzone z warunku niewirowości przepływu bezwzględnego przedstawione jest w zależności od funkcji prądu. Stanitz i Ellis [39] rozwiązali to równanie dla przepływu nieściśliwego metodą relaksacyjną. Katsanis [41] rozwinął tę metodę również dla przepływu ściśliwego rozwiązując zagadnienie poprzez kolejne iteracje.

Z uwagi na duże trudności związane z iteracyjnym wyznaczeniem przebiegu linii prądu metoda MKLP nadaje się przede wszystkim do analizy przepływu przez kanały dobrze prowadzące czynnik o ciągłej krzywiźnie ścianek ograniczających, utworzone przez wystarczająco gęste układy łopatkowe.

Dążność do tworzenia ułopatkowania wysoko obciążonego aerodynamicznie prowadzi w konsekwencji do "rzadkich" wieńców łopatkowych. W tych przypadkach dogodniejsza jest metoda wykorzystująca równanie funkcji prądu.
W niniejszej pracy posłużono się obiema metodami do obliczeń rozkładu prędkości i ciśnień w wybranych przekrojach osiowosymetrycznych modelowego wieńca sprężającego i skonfrontowano z wynikami badań doświadczalnych

przeprowadzonych na stanowisku do badań struktury przepływu w układzie bezwzględnym i względnym [10], [11].

Do obliczeń kątów odgięcia strug wywołanych przez palisady oraz wielkości strat profilowych w obliczeniowych i pozaobliczeniowych punktach pracy wieńca wykorzystano doświadczalnie określone zależności opracowane przez Liebleina [49].

2.6. MODELOWANIE PRZEPŁYWU LEPKIEGO W OBSZARACH PRZYŚCIENNYCH

Oderwanie strug, przyrost ciśnienia i sprawność osiowych stopni sprężających w decydujący sposób zdeterminowane są przez zjawiska występujące w obszarach warstw przyściennych, narastających na powierzchniach piasty i osłony zewnętrznej. Fizykalne właściwości tych warstw, zwanych w dalszym ciągu pierścieniowymi warstwami przyściennymi, opisywane są najczęściej [1], [3], [4], [7] przez integralne wielkości charakterystyczne. Pełne rozpoznanie problemu jest możliwe jedynie dzięki wzajemnie uzupełniającym się badaniom teoretycznym i doświadczalnym. W dostępnej literaturze przedmiotu brak jest wyczerpujących i wiarygodnych informacji na ten temat. Znane publikacje [3], [4], [9] nie określają w szczególności wpływu punktu pracy stopnia oraz usytuowania przekroju kontrolnego na kształtowanie się turbulentnych warstw przyściennych oraz na ich parametry charakterystyczne. Nie znaleziono również danych na temat zachowania się sił łopatkowych w obszarach wierzchołkowych i przy stopie łopatki.

Wymienione braki informacji skłoniły autora do podjęcia szczegółowych badań struktury przepływu w obszarze pierścieniowych warstw przyściennych przy piaście i przy osłonie zewnętrznej.

Zdecydowanie trójwymiarowy charakter zjawisk występujących w warstwie granicznej przy ściankach ograniczających kanał łopatkowy sprawia, że ogólne analityczne rozwiązanie problemu jest niemożliwe. W celu uproszczenia zagadnienia przyjmuje się fikcyjny model tak zwanej "pierścieniowej warstwy przyściennej" oparty na dwóch podstawowych założeniach:

- pomija się wpływ przepływów wtórnych,
- pomija się oddziaływanie profilowej warstwy granicznej w narożach utworzonych przez przecięcie osiowosymetrycznej ścianki ograniczającej kanał łopatkowy powierzchnią łopatki.

W efekcie uzyskuje się model "płaskiej" warstwy przyściennej leżącej w płaszczyźnie merydionalnej przepływu głównego.

Zakłada się ponadto, że przepływ jest nieściśliwy oraz że grubość warstwy przyściennej jest bardzo mała w porównaniu z promieniami piasty i osłony zewnętrznej. Przy wyprowadzeniu równań przepływu w pierścieniowej warstwie przyściennej wykorzystany został w niniejszej pracy opracowany przez Stratforda [8] model wynikający z fizykalnej interpretacji zjawisk występujących w tym obszarze.

W modelu tym poddano analizie zmiany pędu w strugach elementarnych wydzielonych w przepływie głównym oraz następnie w obszarze warstwy przyściennej. Do niedostatków analizy przeprowadzonej przez Stratforda należy ograniczenie jej tylko do składowych osiowych wielkości charakterystycznych pierścieniowej warstwy przyściennej, z pominięciem składowych obwodowych oraz sił masowych. Zgodnie z pracą [51] pominięcie sił masowych w równaniu pędu określonego dla kierunku osiowego jest dopuszczalne. Uzyskane wyniki obliczeń osiowej blokady przepływu są zadowalające [9], [51]. Pominięcie natomiast w analizie równania pędu określonego dla kierunku obwodowego wraz ze składowymi obwodowymi zmniejszenia sił łopatkowych prowadzi do poważnego ograniczenia przydatności rozpatrywanej metody, uniemożliwia bowiem w konsekwencji uzyskanie informacji o wielkości strat pracy w obszarze warstwy przyściennej. W niniejszej pracy rozszerzono metodę Stratforda poprzez:

- wyprowadzenie równania ruchu w obszarze warstwy przyściennej również dla kierunku obwodowego,
- uwzględnienie w obu równaniach pędu zmiany wielkości sił łopatkowych w obszarach przyściennych przez wprowadzenie za pracami [3], [4] odpowiednich miar liniowych zmniejszenia tych wielkości.

Otrzymane w efekcie dwa równania różnicowe określające narastanie miar liniowych straty pędu w kierunku osiowym i obwodowym [52] zawierają siedem niewiadomych: miary liniowe straty pędu δ^{**}_{2m} i $\delta^{**}_{2\vartheta}$, zmniejszenie natężenia przepływu δ^*, zmniejszenia sił łopatkowych w obszarach przyściennych $\delta_{f\vartheta}$ i δ_{fm} oraz składowe naprężeń stycznych τ_{ϑ} i τ_m. Dla rozwiązania tych równań staje się więc konieczne uzyskanie dalszych uzupełniających informacji. Informacje te zawarte są między innymi w formułach modelujących profile uśrednionych w kierunku obwodowym prędkości, w obszarze turbulentnej warstwy przyściennej oraz w równaniach określających wartości naprężeń stycznych na ściankach. Równaniami zamykającymi są związki występujące pomiędzy składowymi osiowymi i obwodowymi miar liniowych zmniejszenia pędu w obszarze warstw przyściennych oraz składowymi miar liniowych zmniejszenia sił łopatkowych.

Dla zwiększenia możliwości interpretacyjnych zjawisk występujących w obszarach pierścieniowych warstw przyściennych wyprowadzono również równania warstwy przyściennej z uśrednionych w kierunku obwodowym równań Naviera-Stokesa [4].

Brak informacji na temat zachowania się wielkości charakterystycznych pierścieniowych warstw przyściennych w przepływie przez stopień sprężający sprawiły, że dużo uwagi poświęcono w pracy szczegółowym badaniom doświadczalnym przepływu w obszarach przy piaście i przy osłonie zewnętrznej.

W szczególności sprawdzono zachowanie się:

- grubości warstwy przyściennej δ ,
- miary liniowej zmniejszenia natężenia przepływu δ^*,
- miar liniowych straty pędu δ_m^{**}, δ_ϑ^{**},
- miar liniowych zmniejszenia sił łopatkowych $\delta_{f\vartheta}$, δ_{fm},
- parametru kształtu H

oraz współczynnika tarcia przyściennego ω (C_f), w wybranych przekrojach kontrolnych stopnia, w obliczeniowym i pozaobliczeniowych punktach jego pracy. Poddano również doświadczalnej weryfikacji znane metody profilowania prędkości w obszarach turbulentnej warstwy przyściennej.

Uzyskane dwa równania ruchu, wraz z równaniami uzupełniającymi, umożliwiają numeryczne wyznaczenie krok po kroku parametrów warstwy przyściennej wzdłuż osłony zewnętrznej i wewnętrznej wieńca łopatkowego. Warunki brzegowe określone są przez rozkłady prędkości i ciśnień na granicy odpowiednich warstw przyściennych, wyznaczone przez rozwiązanie quasi-trójwymierowego przybliżenia przepływu głównego.

Początkowe wartości wielkości charakterystycznych warstw przyściennych na wlocie do stopnia określono doświadczalnie.

3. MODEL PRZEPŁYWU OSIOWOSYMETRYCZNEGO

3.1. RÓWNANIA WYJŚCIOWE

Zagadnienie osiowosymetryczne rozwiązano posługując się pojęciem krzywizny linii prądu po uśrednieniu ogólnych równań równowagi [23], [53] wzdłuż podziałki łopatek, przy założeniu że przepływ jest ustalony. W rezultacie uśrednienia w równaniach ruchu pojawia się siła oddziaływania łopatek na strumień $\bar{F}$, a w równaniu ciągłości współczynnik przewężenia uwzględniający grubość łopatek τ.

Występujące w tych równaniach parametry gazu "q" są uśrednione w kierunku obwodowym:

$$\bar{q} = \frac{1}{t}\int_0^t q r d\vartheta \tag{3.1}$$

i powiększone o małe odchyłki q', przy czym:

$$\int_0^t q' r d\vartheta = 0 \tag{3.2}$$

Straty tarcia w równaniach ruchu uwzględniono przez wprowadzenie współczynnika strat profilowych [28]:

$$\zeta_{pi} = \frac{2(I_i - I_{i-1})}{W_{i-1}^2} \tag{3.3}$$

gdzie:

$I = i + (W^2 - U^2)/2$ – entalpia całkowita w przepływie względnym,

i – entalpia statyczna.

Przy tych założeniach do rozwiązania przepływu ustalonego i nielepkiego w osiowym stopniu sprężającym wykorzystano układ równań:

- równanie ruchu w postaci wektorowej, w układzie współrzędnych wirujących wraz z łopatkami, ze stałą prędkością kątową ω [53]:

$$(\bar{W}\nabla)\,\bar{W} + 2\bar{\omega} \times \bar{W} + \bar{\omega} \times (\bar{\omega} \times \bar{r}) = \bar{F}_{\lambda} + \bar{F}_t - \frac{1}{\varrho}\,\mathrm{grad}\,p \tag{3.4}$$

gdzie:

$\overline{F}_t$ - wektor uśrednionych wzdłuż podziałki palisady sił tarcia skierowany przeciwnie do wektora prędkości $\overline{W}$ (28),

$$\overline{F}_t = - \frac{W_{i-1}^2 \cdot \overline{W}}{2\ W^2} \frac{d\zeta_p}{dt} \tag{3.5}$$

równanie ciągłości:

$$\nabla(\varrho \tilde{c} \overline{W}) = 0 \tag{3.6}$$

równanie energii wzdłuż linii prądu:

$$J_{i-1} = i + \frac{W^2}{2} - \frac{\omega^2 r^2}{2} + \zeta_p \frac{W_{i-1}^2}{2} = i^* - U \cdot C_\vartheta \tag{3.7}$$

gdzie:

i - entalpia spoczynkowa [55],

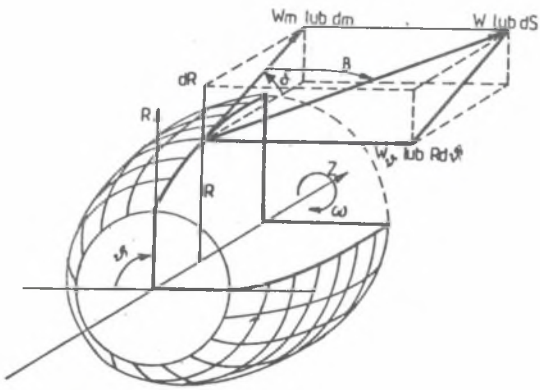
równanie ortogonalności wektora siły $\overline{F}_ł$ oddziaływania łopatek na strumień:

$$\overline{n} \times \overline{F}_ł = 0 \tag{3.8}$$

oraz równanie powierzchni prądu:

$$\overline{n} \cdot \overline{W} = 0 \tag{3.9}$$

Równanie wektorowe (3.4) może być przedstawione w formie skalarowej w postaci trzech równań określonych w układzie współrzędnych cylindrycznych



Rys. 3.1. Współrzędne cylindryczne
Fig. 3.1. Cylindrical coordinates

r, ϑ, z (rys. 3.1), wirujących wraz z układem łopatkowym z prędkością kątową ω.

Układ współrzędnych r, ϑ, z jest układem prawym.

Na rysunku 3.2 przedstawiono orientację dodatnią osi układu. Uzyskany układ równań ma postać:

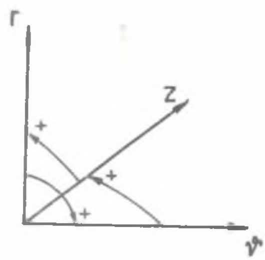
$$W_r \frac{\partial W_z}{\partial r} + \frac{W_\vartheta}{r} \frac{\partial W_z}{\partial \vartheta} + W_z \frac{\partial W_z}{\partial z} = F_{ł,z} + F_{t,z} - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial z} \tag{3.10}$$

$$W_r \frac{\partial W_r}{\partial r} + \frac{W_\vartheta}{r} \frac{\partial W_r}{\partial \vartheta} + W_z \frac{\partial W_r}{\partial z} - \frac{W_\vartheta^2}{r} - \omega^2 r - 2\omega \cdot W_\vartheta =$$

$$= F_{ł,r} + F_{t,r} - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial r} \tag{3.11}$$

$$W_r \frac{\partial W_\vartheta}{\partial r} + \frac{W_\vartheta}{r} \frac{\partial W_\vartheta}{\partial \vartheta} + W_z \frac{\partial W_\vartheta}{\partial z} + \frac{W_r \cdot W_\vartheta}{r} + 2\omega W_r =$$

$$= F_{ł,\vartheta} + F_{t,\vartheta} - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{r \partial \vartheta} \tag{3.12}$$



Rys. 3.2. Orientacja współrzędnych w układzie prawym r, ϑ, z

Fig. 3.2. Coordinates orientation in the right system r, ϑ, z

Przy założeniu osiowej symetrii równania te sprowadzają się do postaci:

$$\frac{dW_z}{dt} = F_{ł,z} + F_{t,z} - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial z} \tag{3.13}$$

$$\frac{dW_r}{dt} - \frac{W_\vartheta^2}{r} - \omega^2 r - 2\omega W_\vartheta = F_{ł,r} + F_{t,r} - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial r} \tag{3.14}$$

$$\frac{dW_\vartheta}{dt} + \frac{W_r W_\vartheta}{r} + 2\omega W_r = F_{ł,\vartheta} + F_{t,\vartheta} \tag{3.15}$$

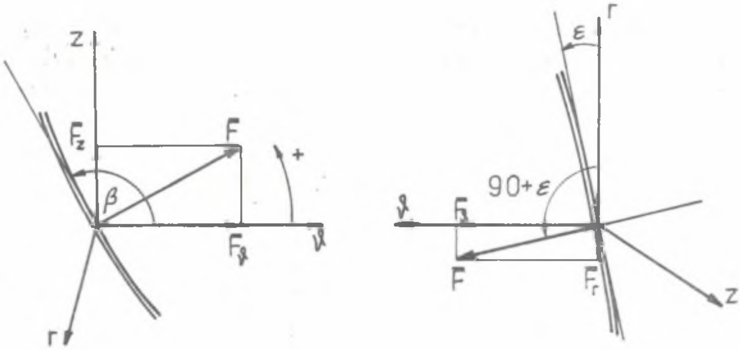
Pomiędzy składowymi siły łopatkowej $\overline{F}_ł$ występują zależności (rys.3.3):

$$F_{ł,z} = - F_{ł\vartheta} \cdot ctg\beta_c \tag{3.16}$$

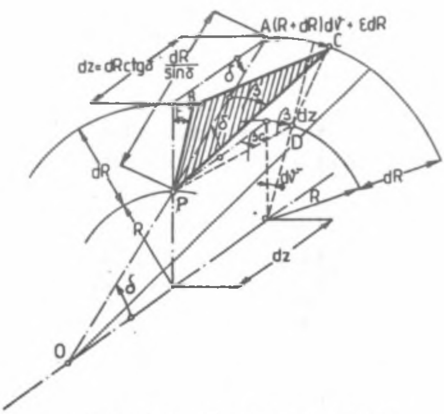
$$F_{ł,r} = - F_{ł,\vartheta} \cdot tg\varepsilon \tag{3.17}$$

gdzie β_c jest to kąt łopatkowy określony w przecięciu cylindrycznym łopatki (rys. 3.4) i obliczony z zależności:

$$tg\beta_c = \frac{tg\beta - tg\varepsilon \sin\delta}{\cos\delta} \tag{3.18}$$



Rys. 3.3. Siły działające na łopatkę
Fig. 3.3. Forces acting on the blade



Rys. 3.4. Element łopatki
Fig. 3.4. Element of the blade

składowe siły tarcia $\overline{F}_t$ wynikające z zależności (3.5) przyjmą postać:

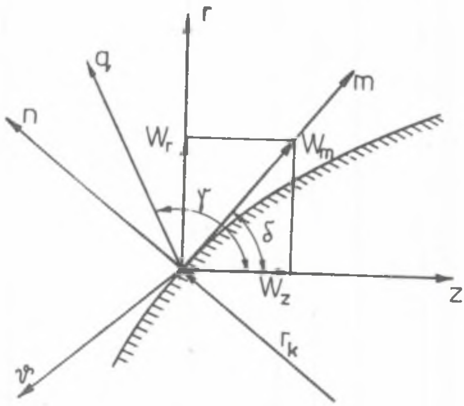
$$F_{t,z} = - \cos^2\beta \cdot \cos\delta \cdot \frac{w_{i-1}^2}{2} \frac{\partial \xi_p}{\partial m} \tag{3.20}$$

$$F_{t,r} = - \cos^2\beta \cdot \sin\delta \cdot \frac{w_{i-1}^2}{2} \frac{\partial \xi_p}{\partial m} \tag{3.21}$$

$$F_{t,\vartheta} = - \sin\beta \cdot \cos\beta \cdot \frac{w_{i-1}^2}{2} \frac{\partial \xi_p}{\partial m} \tag{3.22}$$

3.2. WSPÓŁRZĘDNE QUASI-ORTOGONALNE

Dla zapewniania pełnej automatyzacji obliczeń, bez konieczności prowadzenia dodatkowych prac wykreślnych między kolejnymi iteracjami, zastosowano w obliczeniach układ współrzędnych quasi-ortogonalnych (rys. 3.5),



Rys. 3.5. Układ współrzędnych quasi-ortogonalnych
Fig. 3.5. Quasiorthogonal coordinates system

składających się z szeregu linii prostych nachylonych pod stałym kątem różnym od normalnego, do linii prądu i przebiegających od piasty do osłony zewnętrznej [33]. Proste te nie zmieniają swej długości w procesie kolejnych przybliżeń, co umożliwiło opracowanie programu obliczeń [56] zapewniającego uzyskiwanie ostatecznych wyników po jednorazowym wprowadzeniu danych do EMC.

Jeżeli odległość mierzoną wzdłuż quasi-ortogonalnej oznaczymy przez q, to gradient ciśnienia w kierunku tej osi przy założeniu osiowej symetrii określony jest zależnością:

$$\frac{\partial p}{\partial q} = \frac{\partial p}{\partial r}\frac{dr}{dq} + \frac{\partial p}{\partial z}\frac{dz}{dq} \tag{3.23}$$

z rysunku 3.5 wynika, że:

$$\frac{dr}{dq} = \sin\gamma$$

$$\frac{dz}{dq} = \cos\gamma \tag{3.24}$$

oraz

$$W_r = W_m \cdot \sin\delta$$

$$W_z = W_m \cdot \cos\delta \tag{3.25}$$

Pochodne prędkości W_r i W_z względem czasu t dla przepływu ustalonego mają postać:

$$\frac{dW_r}{dt} = \frac{dW_m}{dt}\sin\delta + W_m \cdot \cos\delta\,\frac{d\delta}{dt} \tag{3.26}$$

$$\frac{dW_z}{dt} = \frac{dW_m}{dt}\cos\delta - W_m \cdot \sin\delta\,\frac{d\delta}{dt} \tag{3.27}$$

gdzie:

$$\frac{dW_m}{dt} = \frac{\partial W_m}{\partial m} \cdot \frac{dm}{dt} = \frac{\partial W_m}{\partial m} \cdot W_m \tag{3.28}$$

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{\partial\delta}{\partial m} \cdot \frac{dm}{dt} = \frac{1}{r_k} \cdot W_m \tag{3.29}$$

oraz

$$\frac{\partial W_m}{\partial m} \cdot W_m = W \sin^2\beta\,\frac{\partial W}{\partial m} + W^2 \sin\beta\,\frac{\partial \sin\beta}{\partial m} \tag{3.30}$$

Równania (3.13) do (3.18), (3.21) do (3.22) oraz (3.24) i (3.25) wstawiamy do równania (3.23) i otrzymujemy:

$$\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial q} = - F_{\vartheta}(\mathrm{tg}\varepsilon \cdot \sin\gamma + \mathrm{ctg}\beta_c \cdot \cos\gamma) -$$

$$- \frac{W_m^2}{r_k}(\cos\delta \cdot \sin\gamma - \sin\delta \cdot \cos\gamma) - W_m\,\frac{\partial W_m}{\partial m} \,.$$

$$\cdot\ (\sin\delta\ .\ \sin\gamma + \cos\delta\ .\ \cos\gamma) + \frac{\sin\gamma}{r}\,(W_{\vartheta}^2 + 2\omega\ .\ rW_{\vartheta} + \omega^2 r^2) -$$

$$- \frac{W_{i-1}^2}{2}\,\frac{\partial\zeta_p}{\partial m}\cos^2\beta(\sin\delta\ .\ \sin\gamma + \cos\delta\ .\ \cos\gamma) \tag{3.31}$$

Siłę obwodową F_{ϑ} wyznaczamy z równania (3.15), które po uwzględnieniu zależności:

$$\frac{dW_{\vartheta}}{dt} = \frac{\partial W_{\vartheta}}{\partial m}\ .\ W_m \tag{3.32}$$

$$W_z = W_m\ .\ \cos\delta = W\ .\ \sin\delta\ .\ \cos\delta \tag{3.33}$$

$$W_r = W_m\ .\ \sin\delta = W\ .\ \sin\beta\ .\ \sin\delta \tag{3.34}$$

$$W_{\vartheta} = W\ .\ \cos\beta \tag{3.35}$$

oraz równania (3.22) przyjmie postać:

$$F_{\vartheta} = W_m\,\frac{\partial W_{\vartheta}}{\partial m} + \frac{W_m}{r}\,(2\omega\ .\ r + W_{\vartheta}\sin\delta +$$

$$+ \sin\beta\ .\ \cos\beta\,\frac{W_{i-1}^2}{2}\,\frac{\partial\zeta_p}{\partial m} \tag{3.36}$$

W celu wyeliminowania z równania (3.31) gradientu ciśnienia $\frac{1}{\rho}\ .\ \frac{\partial p}{\partial q}$ różniczkujemy równanie energii (3.7) w kierunku quasi-ortogonalnej q:

$$\frac{1}{\rho}\,\frac{\partial p}{\partial q} = \frac{\partial i^*}{\partial q} - \frac{\partial(\omega\lambda_1)}{\partial q} + \omega^2\, r\,\frac{\partial r}{\partial q} - W\,\frac{\partial W}{\partial q} - \frac{1}{2}\,\frac{\partial(\zeta_p\ .\ W_{i-1}^2)}{\partial q} \tag{3.37}$$

gdzie:

$\lambda_1 = r_1\ .\ C_{1\vartheta}$ - stanowi zawirowanie wstępne strugi.

Z porównanie równań (3.31) i (3.37) oraz po uwzględnieniu zależności (3.33), (3.34) i (3.36) otrzymujemy ostateczną postać równania przepływu osiowosymetrycznego:

$$W\ .\ \frac{\partial W}{\partial q} + P\ .\ W^2 + Q\ .\ W + R = 0 \tag{3.38}$$

gdzie: $P(q)$, $Q(q)$, $R(q)$ stanowią wyrażenia funkcyjne uwzględniające przestrzenną geometrię kanałów międzyłopatkowych:

$$P = -(tg\varepsilon \cdot \sin\gamma + ctg\beta_c \cdot \cos\gamma)\left(\frac{\partial\cos\beta}{\partial m} \cdot \sin\beta +\right.$$

$$+ \frac{1}{r}\sin\beta \cdot \sin\delta \cdot \cos\beta\Big) + \frac{1}{r}\cos^2\beta \cdot \sin\gamma -$$

$$- \frac{\sin^2\beta}{r_k}(\cos\delta \cdot \sin\gamma - \sin\delta \cdot \cos\gamma) +$$

$$+ \frac{\partial\sin\beta}{\partial m} \cdot \sin\beta(\sin\delta \cdot \sin\gamma + \cos\delta \cdot \cos\gamma) \tag{3.39}$$

$$Q = -(tg\varepsilon \cdot \sin\gamma + ctg\beta_c \cdot \cos\gamma)\left(\sin\beta \cdot \cos\beta\frac{\partial W}{\partial m} +\right.$$

$$+ 2\omega\sin\beta \cdot \sin\delta\Big) - \sin^2\beta\frac{\partial W}{\partial m}(\sin\delta\sin\gamma + \cos\delta\cos\gamma) +$$

$$+ 2\omega\cos\beta \cdot \sin\gamma \tag{3.40}$$

$$R = \frac{\partial(\omega\lambda_1)}{\partial q} - \frac{\partial i^*}{\partial q} + \frac{1}{2}\frac{\partial(W^2_{i-1}\xi_p)}{\partial q} +$$

$$+ \frac{W^2_{i-1}}{2}\frac{\partial\xi_p}{\partial m}\sin\beta \cdot \cos\beta(tg\varepsilon \cdot \sin\gamma + ctg\beta_c \cdot \cos\gamma) +$$

$$+ \frac{W^2_{i-1}}{2}\cos^2\frac{\partial\xi_p}{\partial m}(\sin\delta \cdot \sin\gamma + \cos\delta\cos\gamma) \tag{3.41}$$

W przypadku prowadzenia analizy przepływu w układach wielostopniowych składających się na przemian z wieńców wirujących i nieruchomych, wygodniej jest operować bardziej uniwersalną, składową merydionalną prędkości W_m.

Wówczas równanie (3.38) przyjmie postać:

$$W_m\frac{dW_m}{dq} - P \cdot W^2_m - Q \cdot W_m - R = 0 \tag{3.42}$$

oraz odpowiednie wyrażenia funkcyjne:

$$P = (tg\varepsilon \cdot \sin\gamma + ctg\beta_c\ \cos\gamma) \cdot \frac{d\cos\beta}{dm}\sin\beta +$$

$$+ \frac{\sin\delta\cos\beta\sin\beta}{r} - \frac{d\sin\beta}{dm}\cos\beta +$$

$$+ \frac{1}{\sin\beta}\frac{d\sin\beta}{dq} + \frac{\sin^2\beta}{r_k}(\cos\delta\sin\gamma -$$

$$- \sin\delta\cos\gamma) - \frac{\sin\gamma \cdot \cos^2\beta}{r} \tag{3.43}$$

$$Q = (\mathrm{tg}\,\varepsilon \cdot \sin\gamma + \mathrm{ctg}\beta_c \cdot \cos\gamma) \cdot (\frac{dW_m}{dm}\sin\beta\cos\beta +$$

$$+ 2\omega\sin\delta \cdot \sin^2\beta) + \frac{dW_m}{dm}\sin^2\beta(\sin\delta\sin\gamma +$$

$$+ \cos\delta \cdot \cos\gamma) - 2\omega \cdot \sin\gamma \cdot \cos\beta \cdot \sin\beta \tag{3.44}$$

$$R = (\mathrm{tg}\,\varepsilon \cdot \sin\gamma + \mathrm{ctg}\beta_c \cdot \cos\gamma)\sin\beta \cdot \cos\beta \cdot \frac{W^2_{m(i-1)}}{2}$$

$$\cdot \frac{\partial\xi_p}{\partial m} + \cos^2\beta \cdot \frac{W^2_{m(i-1)}}{2} \cdot \frac{\partial\xi_p}{\partial m} \cdot$$

$$\cdot (\sin\delta\sin\gamma + \cos\delta\cos\gamma) \cdot \frac{1}{2}\sin^2\beta\frac{\partial(\xi_p\frac{W^2_{m(i-1)}}{\sin^2})}{\partial q} \tag{3.45}$$

Równaniem zamykającym jest równanie ciągłości przedstawione w postaci całkowej:

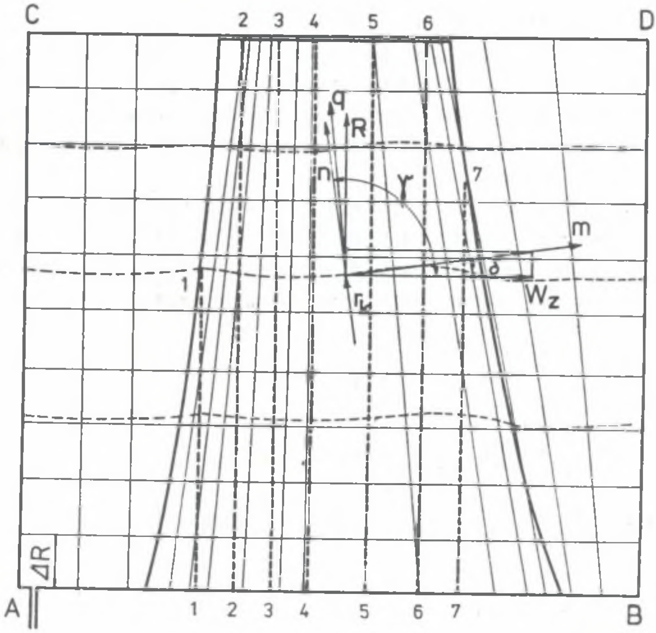
$$\dot{m} = Z \cdot \int_0^q \rho \cdot W \cdot \cos\beta\cos(\delta-\gamma)(\frac{2\pi r}{Z} - t_\vartheta) \cdot dq \tag{3.46}$$

Równania (3.38)-(3.46) są ważne zarówno dla wieńców wirujących, nieruchomych, jak również dla przestrzeni międzywieńcowych. Przy czym w nieruchomych wieńcach kierowniczych należy przyjmować $\omega = 0$ oraz zmianę wielkości: $\beta \to \alpha$, $W \to C$ oraz zmianę entalpii całkowitej izentropowego przepływu względnego $J = i^* - U \cdot C_\vartheta$ na entalpię całkowitą $i^* = i + C^2/2$. W przestrzeniach międzywieńcowych dodatkowo: $t_\vartheta = 0$ oraz $\bar{F}_l = 0$.

3.3. WARUNKI BRZEGOWE

Równanie (3.38) jest równaniem różniczkowym nieliniowym typu eliptycznego o pochodnych cząstkowych. Konieczne staje się tu określenie warunków brzegowych wzdłuż granic ABCD (rys. 3.6):

- powierzchnie wzdłuż piasty AB i osłony zewnętrznej CD stanowią powierzchnie prądu,



Rys. 3.6. Przekrój merydionalny wieńca wirnikowego
Fig. 3.6. Meridional cross section of blade ring

- pomiędzy tymi powierzchniami w każdym przekroju poprzecznym spełnione jest równanie ciągłości (3.42),
- w przekroju AC w pewnej odległości od krawędzi wlotowych łopatek (teoretycznych $z = -\infty$) dane są wszystkie wielkości przepływu; p_o, T_o, $\beta(r)$ oraz przebieg linii prądu,
- w przekroju CD za stopniem w pewnej odległości od krawędzi wylotowych łopatek dane są kąty wylotowe $\beta(r)$ lub $\alpha(r)$ oraz geometria linii prądu,
- dana jest geometria przekroju merydionalnego stopnia oraz kanałów międzyłopatkowych,
- dane jest natężenie przepływu gazu M_T oraz prędkość kątowa ω.

3.4. METODA ROZWIĄZANIA

Dla ułatwienia numerycznego całkowania równanie (3.38) sprowadzamy do postaci ogólnej:

$$\frac{\partial W}{\partial q} = f(W, q) \tag{3.47}$$

gdzie: funkcja $f(W, q)$ znana jest dla skończonej liczby wartości określonych w punktach przecięcia się linii prądu i quasi-ortogonalnych.

Współrzędne przecięcia linii prądu z wybraną quasi-ortogonalną określone są zależnościami: $q_{i,k} = q_{i,o} + \Delta q_{i,k}$, $q_{i,(k+1)} = q_{i,k} + q_{i,(k+1)}$...., gdzie: $k = 0,1,2...$, numer linii prądu, $i = 0,1,2,...$, numer quasi-ortogonalnej.

Do rozwiązania równania (3.47) przyjęto odpowiednio dostosowaną do założonego modelu przepływu metodę Rungego-Kutty [55]. Przyjmując w wybranym węźle siatki, np. przy piaście, wartość prędkości $W_{i,o}$, rozkład prędkości wzdłuż linii quasi-ortogonalnej, wyznaczamy z zależności:

$$W'^{*}_{i,(k+1)} = W_{i,k} + \left(\frac{\partial W}{\partial q}\right)_{i,k} \cdot \Delta q_{i,k}$$

$$W^{**}_{i,(k+1)} = W_{i,k} + \left(\frac{\partial W}{\partial q}\right)_{i,k+1} \cdot \Delta q_{i,k} \tag{3.48}$$

$$W_{i,k} = 0,5\left[\left(\frac{\partial W}{\partial q}\right)_{i,k} \cdot \Delta q_{i,k} + \left(\frac{\partial W}{\partial q}\right)_{i,(k+1)} \Delta q_{i,k}\right] \tag{3.49}$$

$$W_{i,(k+1)} = W_{i,k} + \Delta W_{i,k} \tag{3.50}$$

Równanie (3.47) rozwiązuje się metodą kolejnych przybliżeń aż do uzyskania rozkładu prędkości i rozkładu linii prądu spełniających zarówno równanie (3.50), jak również równanie ciągłości w postaci (3.47).

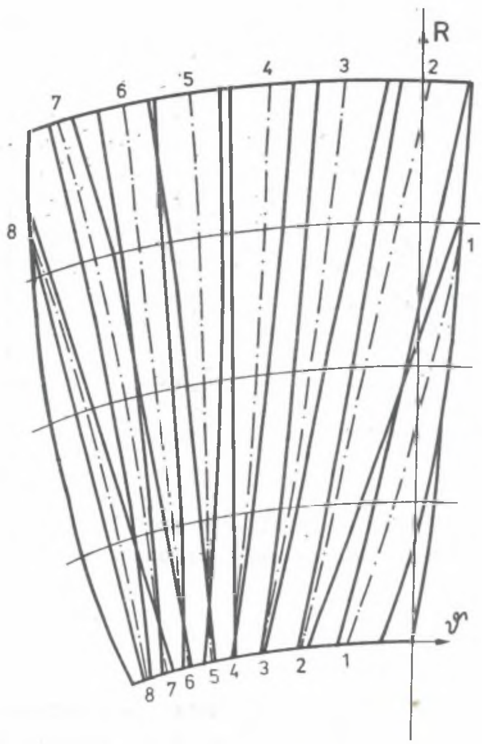
3.5. PRZYGOTOWANIE MODELU DO OBLICZEŃ

W celu uzyskania niezbędnych do obliczeń informacji o geometrii badanego modelu wieniec wirnikowy przedstawiono w szeregu przekrojów:

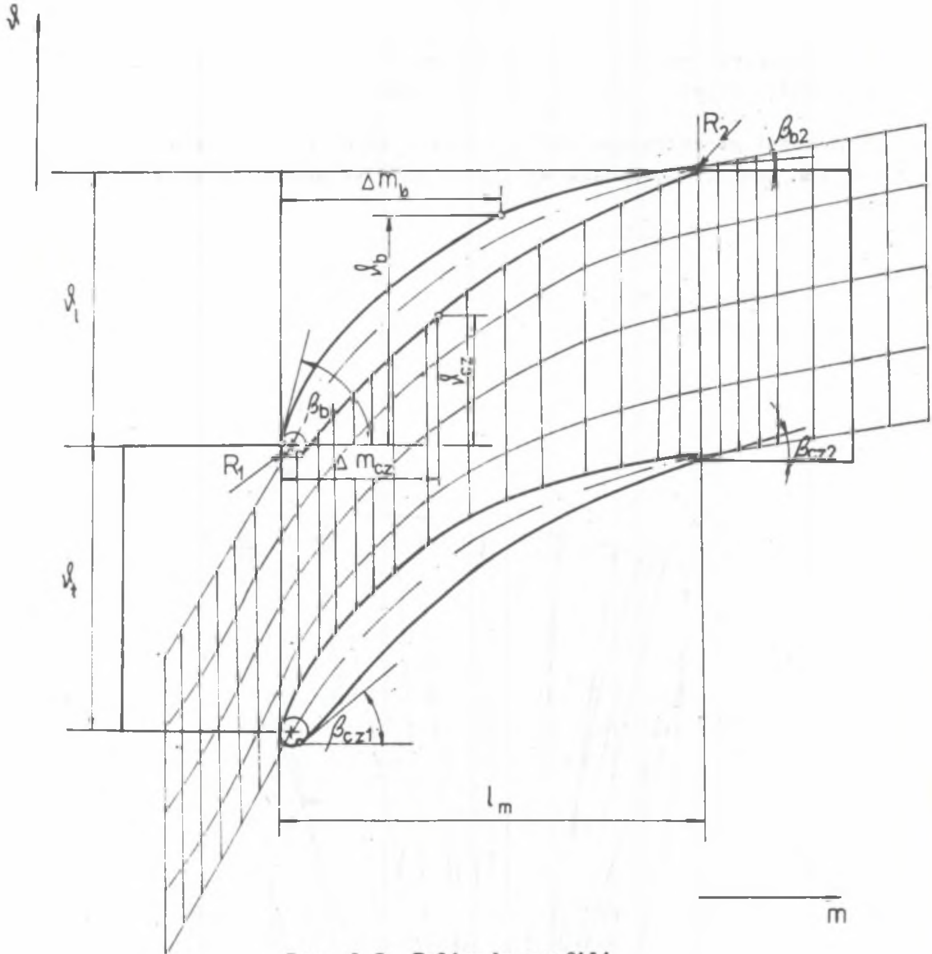
- przekrój merydionalny (rys. 3.6), w którym określony jest kształt merydionalny kanału łopatkowego oraz przebieg linii prądu i quasi-ortogonalnych. Nachylenie quasi-ortogonalnych dobrano w taki sposób, by w obszarze wlotu i wylotu miały przebieg zbliżony do krawędzi wlotowej i wylotowej łopatki. W przekroju tym określa się wektory osiowej, promieniowej, merydionalnej składowej prędkości oraz krzywiznę i kąt nachylenia linii prądu do osi wirnika,
- przekroje modelowe łopatki płaszczyznami prostopadłymi do osi (rys.3.7). Przekroje te umożliwiają określenie kątów odchylenia powierzchni łopatki od kierunku promieniowego,
- konforemne odwzorowanie na płaszczyźnie przekrojów wieńca wirnikowego osiowosymetrycznymi powierzchniami prądu (rys. 3.8) umożliwia określenie geometrii kanałów międzyłopatkowych oraz przebiegu linii prądu i linii obwodowych w układzie współrzędnych m, ϑ. W układzie tym określa

się kinematykę przepływu, kąty strumienia β oraz zmianę podziałki t i grubości łopatek t_{ϑ} w kierunku przepływu.

Wielkości geometryczne wieńców łopatkowych interpolowano w procesie kolejnych przybliżeń wzdłuż wysokości łopatek metodą najmniejszych kwadratów.



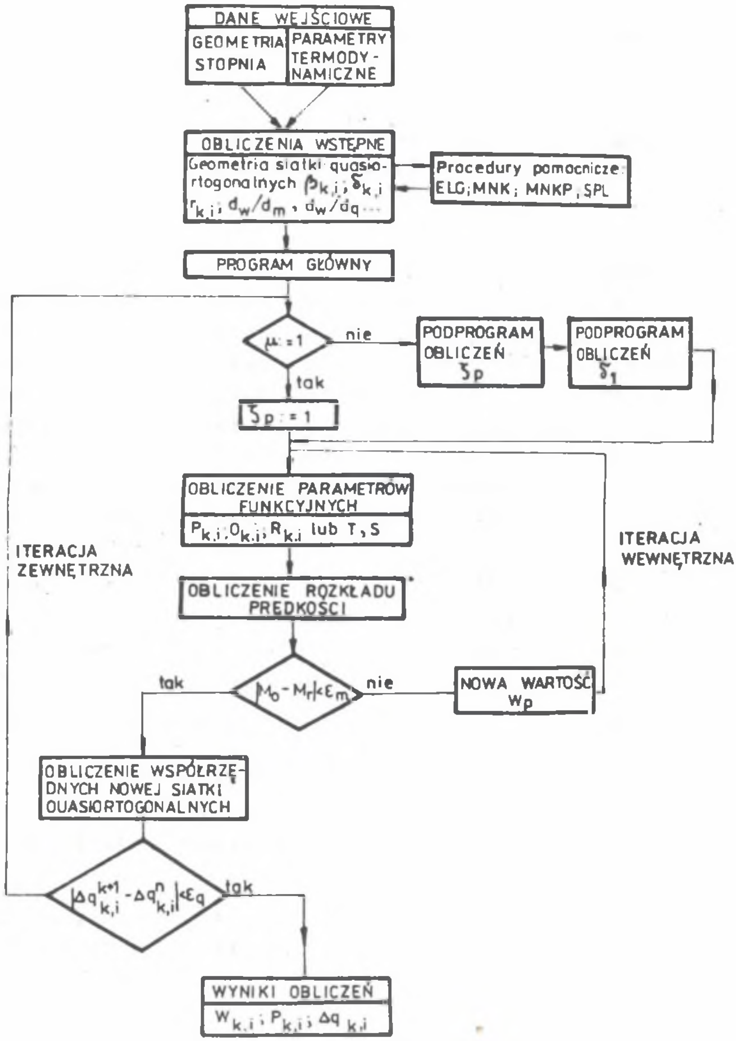
Rys. 3.7. Przekroje modelowe łopatki
Fig. 3.7. Modeling cross section of the blade



Rys. 3.8. Palisada profili
Fig. 3.8. Cascade of profiles

3.6. OPIS PROGRAMU OBLICZEŃ

Rozkład parametrów przepływu oblicza się w kolejnych węzłach siatki linii prądu i quasi-ortogonalnych (rys. 3.6), postępując począwszy od piasty do osłony zewnętrznej. Dla przygotowania danych do obliczeń niezbędne jest wykreślenie w przekroju merydionalnym stopnia linii prostych o kierunku zbliżonym do normalnego do średniej strugi. Wstępny rozkład linii prądu można uzyskać w trakcie obliczeń, albo przez podział quasi-ortogonalnych na n równych odcinków, albo przez zastosowanie numerycznej wersji wykreślnej metody opartej na teorii ruchu potencjalnego [58].



Rys. 3.9. Schemat blokowy obliczeń zagadnienia osiowosymetrycznego
Fig. 3.9. Computation diagram for axialsymmetrical problem

Realizacja pełnego programu obliczeń pola prędkości i ciśnień, wzdłuż kolejnych quasi-ortogonalnych, przebiega zgodnie ze schematem blokowym przedstawionym na rysunku 3.9.

W programie obliczeń występują dwa poziomy iteracji:

- <u>iteracja zewnętrzna</u> polegająca na kolejnych przybliżeniach przebiegu linii prądu w rezultacie zmian rozkładów prędkości w każdym węźle siatki oraz
- <u>iteracja wewnętrzna</u>, której zadaniem jest wyznaczenie rozkładów prędkości spełniających równanie ciągłości dla każdej kolejnej quasi-ortogonalnej.

3.6.1. <u>Obliczenia wstępne</u>

1. Część wstępna programu wprowadza warunki początkowe oraz wykonuje obliczenia parametrów pomocniczych. Warunki początkowe stanowią parametry termodynamiczne gazu na wlocie do stopnia, masa gazu M_T przepływającego w strudze elementarnej, liczba łopatek wieńca wirnikowego i kierownicy tylnej, współrzędne opisujące kształt profili łopatkowych w wybranych przekrojach osiowosymetrycznych oraz geometria przekroju merydionalnego stopnia. Wprowadza się ponadto wartości określające liczbę linii prądu i quasi-ortogonalnych, długości całkowite quasi-ortogonalnych i ich nachylenie do osi oraz liczby określające dokładność obliczeń iteracyjnych masy i współrzędnych linii prądu.

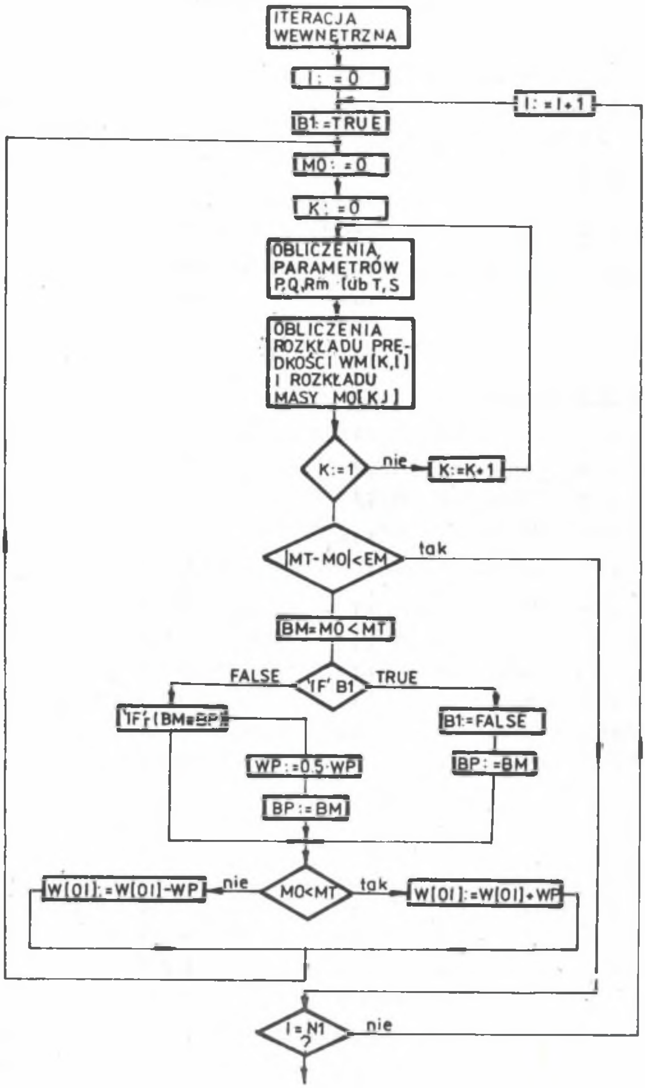
2. W dalszej kolejności następuje obliczenie wielkości występujących we współczynnikach funkcyjnych P (równ. (3.39)), Q (równ. (3.40)), R (równ. (3.41)): średnich kątów łopatkowych $\beta_{śr\ i,k}$, wielkości charakteryzujących geometrię linii prądu $r_{k,k,i}$, $\delta_{k,i}$ oraz pochodnych $(\frac{\partial w}{\partial m})_{k,i}$, $(\frac{\cos\beta}{\partial m})_{k,i}$, $\frac{\partial \xi}{\partial q}_{k,i}$, $\frac{\partial \xi_p W^2_{i-1}}{\partial q}$. W obliczeniach tych wykorzystywane są procedury pomocnicze ELG, MNK, MNKP oraz SPL [59], [60].

Wstępne rozkłady prędkości obliczane są z równania ciągłości i interpolowane wzdłuż quasi-ortogonalnych.

3. Współczynniki strat profilowych $\xi_{p\ k,i}$ wyznacza się w podprogramie ZP wykorzystującym korelacje opracowane przez Liebleina [31], [49].

3.6.2. <u>Iteracja wewnętrzna</u>

1. Punkt początkowy obliczeń obieramy na pierwszej linii quasi-ortogonalnej (i = 0), w przecięciu z tworzącą piasty, traktowaną jako pierwsza linia prądu (k = 0). Przyjmując wstępnie obliczoną w tym punkcie wartość prędkości $W_{o,i} = W_{pocz.}$ wyznaczamy wykorzystując równanie (3.50) prędkości $W_{k+1,i}$ w sąsiednich punktach siatki przechodząc wzdłuż linii quasi-ortogonalnej.



Rys. 3.10. Schemat blokowy iteracji wewnętrznej
Fig. 3.10. Diagram of inner iterations

2. Uzyskany nowy rozkład prędkości wzdłuż danej linii quasi-ortogonalnej, określony dla założonej wstępnie wartości prędkości przy piaście, stanowi podstawę całkowania równania (3.50) w granicach od piasty do osłony zewnętrznej. W rezultacie otrzymujemy obliczeniową wartość natężenia przepływu M_o, którą porównujemy z zadanym w warunkach początkowych natężeniem przepływu M_T.

3. W przypadku gdy bezwzględna wartość różnicy $|M_o-M_T|$ przekracza założoną wartość dokładności obliczeń ε_M, dalszy proces obliczeń przebiega w podprogramie, w którym następuje iteracja rozkładu prędkości aż do spełnienia warunku $|M_o-M_t| \leqslant \varepsilon_M$. Iteracja rozkładu prędkości polega na korygowaniu ze zmiennym krokiem wartości prędkości W_{pocz}.

Schemat blokowy iteracji wewnętrznej przedstawiony został na rys. 3.10.

4. Przedstawiony przebieg obliczeń powtarzamy dla wszystkich quasi-ortogonalnych, uzyskując w efekcie nowy rozkład prędkości w całym obszarze przepływu.

3.6.3. Iteracja zewnętrzna

1. Wykorzystując procedurę MNK, interpolujemy dla obliczonych wartości $\Delta\dot{m}^{\mu+1}_{k,i}$ zależność $\dot{m}^{\mu+1}_{k,i} = f(\Delta q^{\mu}_{k,i})$, gdzie μ określa numer iteracji zewnętrznej. Z zależności tej przy założeniu równości natężenia przepływu między sąsiednimi liniami prądu: $\Delta\dot{m}_{k,i} = \Delta\dot{m}_{k+1,i} = \ldots = \dot{m}_{m,i}$, obliczamy metodą odwrotnej interpolacji nowe wartości $\Delta q^{(\mu+1)}_{k,i}$.

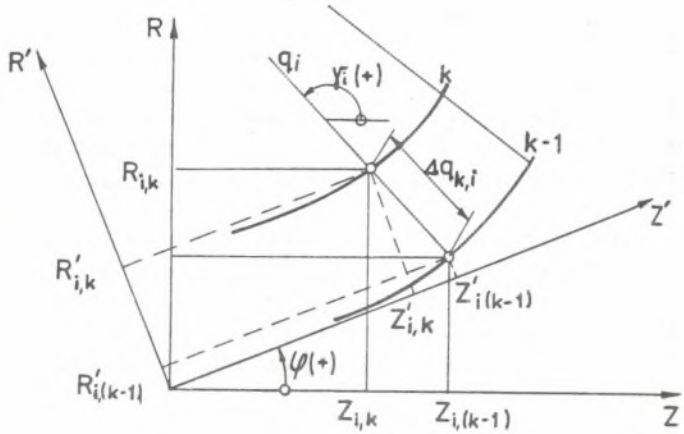
2. Obliczone nowe odległości między sąsiednimi liniami prądu określone w całym obszarze przepływu umożliwiają wyznaczenie nowych współrzędnych linii prądu, które łącznie z obliczonym rozkładem prędkości względnych wracają do programu począwszy od punktu 2 obliczeń wstępnych.

Obliczenia powtarzane są wielokrotnie do momentu, gdy w całym obszarze siatki quasi-ortogonalnych spełniona zostanie zależność

$$\left|q^{(\mu+1)}_{k,i} - q^{\mu}_{k,i}\right| \leqslant \varepsilon_q \tag{3.51}$$

3. W wyniku przemieszczania się linii prądu w każdej kolejnej iteracji zewnętrznej konieczne staje się określenie nowych współrzędnych siatki linii prądu i quasi-ortogonalnych. Identyfikacja współrzędnych dokonywana jest w układzie r-z lub w układzie obróconym r-z o kąt φ (rys. 3.11).

Przemieszczaniu się linii prądu towarzyszą zmiany wielkości geometrycznych układu międzyłopatkowego $\beta_{śr}$, t_{ϑ}, ε. Nowe wielkości geometryczne otrzymywane są w programie metodą interpolacji odwrotnej po uprzednim określeniu zależności $\beta_{śr(k,i)} = f(q_{i,k})$, $\varepsilon_{(k,i)} = f(q_{i,k})$, $t_{\vartheta(k,i)} = f(q_{i,k})$ metodą MNK i zastosowaniu wielomianów interpolacyjnych trzeciego stopnia. Każdorazowo muszą być również w obliczeniach uwzględniane zmiany długości linii prądu w obrębie przekroju merydionalnego stopnia.



Rys. 3.11. Współrzędne linii prądu
Fig. 3.11. Streamlines coordinates

Istotnym problemem w przedstawionym programie jest zachowanie stabilności i zbieżności procesu obliczeń.

Doświadczenie wykazuje [21], [25], [32], [62], że dla spełnienia warunku stabilności i zbieżności konieczne jest wprowadzenie współczynników relaksacyjnych ω zmniejszających przyrosty prędkości i współrzędnych linii prądu w każdej kolejnej iteracji:

$$w^{\mu+1} = w^{\mu} + \omega_1 (w^{\mu+1} - w^{\mu}) \tag{3.52}$$

$$\Delta q^{\mu+1} = \Delta q^{\mu} + \omega_2 (\Delta q^{\mu+1} - \Delta q^{\mu}) \tag{3.53}$$

przy czym $\omega < 1$. Optymalną wartość współczynników ω_1 i ω_2 otrzymuje się metodą prób.

4. Otrzymany rozkład prędkości względnych stanowi podstawę obliczeń rozkładu ciśnień statycznych w przekroju merydionalnym stopnia. Dla przepływu nieściśliwego korzystamy z równania:

$$P = P_o + \varrho/2(\omega^2 r^2 - w^2) \tag{3.54}$$

Zgodnie z przedstawionym schematem opracowany został program obliczeń przepływu osiowosymetrycznego w stopniu sprężającym o dowolnej geometrii STO-PZDW [56].

3.6.4. Obliczenia pomocnicze

W celu obliczenia parametrów P, Q, R w każdym punkcie siatki linii prądu i quasi-ortogonalnych konieczne jest przygotowanie danych wyjściowych, określających geometrię przekroju merydionalnego oraz kanałów międzyłopatkowych i kształtu linii prądu w tych punktach. Dane charakteryzujące geometrię wieńców łopatkowych oraz linii prądu wprowadza się do maszyny w postaci tablic wartości przyporządkowanych kolejnym węzłom siatki linii prądu i quasi-ortogonalnych i oznaczonych dwoma wskaźnikami określającymi numer linii prądu $(k = 0,1,...,m)$ i quasi-ortogonalnej $(i = 0,1,...,n)$.

Promień krzywizny r_k, kąt nachylenia δ i długość linii prądu oraz kąty łopatkowe wyznaczono wykorzystując zależności:

$$r_k = \frac{\left[1 + \left(\frac{dr}{dz}\right)^2\right]^{3/4}}{\frac{d^2r}{dz^2}}$$

$$\delta = \text{arc tg} \frac{dr}{dz} \tag{3.55}$$

$$ds = \sqrt{1 + \frac{dr}{dz}} \cdot dz$$

$$\beta = \text{arctg}\left(r \frac{d\vartheta}{dm}\right)$$

Wyznaczenia przedstawionych parametrów wymaga zastosowania numerycznych metod interpolacji gwarantujących uzyskanie pierwszych i drugich pochodnych o dużej dokładności. Do interpolacji funkcji, całkowania numerycznego oraz obliczenia pochodnych opracowane zostały trzy podprogramy: podprogram SPL [60] oparty na angielskiej metodzie "cubic spline fit" [62], [63], podprogram MNK [59] oparty na metodzie najmniejszych kwadratów oraz podprogram MNKP [59] oparty na metodzie najmniejszych kwadratów pięciopunktowej. W praktycznych obliczeniach okazało się, że podprogram SPL daje dokładne wartości pierwszych pochodnych. W obliczeniach krzywizny linii prądu, gdzie wymagana jest również duża dokładność określenia drugiej pochodnej, zastosowano podprogram MNKP, bardziej czasochłonny, ale umożliwiający uzyskanie gładszej krzywizny.

Konieczność wielokrotnego wykonywania eliminacji układu równań liniowych stawia na pierwszym miejscu sposób przygotowania równań oraz ich rozwiązania. Celem uzyskania możliwie dużej dokładności obliczeń zastosowano sposób eliminacji równań liniowych polegający na wykonaniu eliminacji z wyborem maksymalnego co do bezwzględnej wartości elementu w rozpatrywanym wierszu. Obliczenia układu równań prowadzone są w podprogramie ELG [59], [60].

3.7. WIELKOŚCI CHARAKTERYZUJĄCE PRACE PALISAD ŁOPATKOWYCH

Do obliczeń kątów odgięcia strug wywołanego przez palisady oraz wielkości strat palisadowych w obliczeniowym i pozaobliczeniowych punktach pracy wykorzystano badania Liebleina [30]. Związek pomiędzy kątem odgięcia strugi $\Delta\beta$ a kątem natarcia $(\beta_1^* - \beta_1)$ lub pomiędzy kątami β_1 i β_2 Lieblein określił za pomocą zależności:

$$\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1 = \Delta\beta^* + \frac{d(\Delta\beta^*)}{d\beta_1}\Delta\beta_1, \tag{3.56}$$

gdzie wielkości z gwiazdką odnoszą się do znamionowych warunków pracy palisady.

Zależność pochodnej $d(\Delta\beta^*)d\beta_1$, od wypełnienia l/t i kąta wlotowego β_1 określona na podstawie badań szeregu palisad łopatkowych przedstawiona została wykreślnie w pracy [49].

Podprogram obliczeń kątów β_2 w funkcji kątów napływu β_1 wykorzystywany jest w obliczeniach przepływu osiowosymetrycznego oraz w obliczeniach współczynnika dyfuzorowości palisad łopatkowych utworzonych na wybranych powierzchniach osiowosymetrycznych. Zastępczy współczynnik dyfuzorowości opracowany przez Liebleina [30], zmodyfikowany następnie przez Klapprotha [14], uwzględnia takie właściwości przepływu rzeczywistego jak: zmiany kąta natarcia "i" z obciążeniem aerodynamicznym, zmiany prędkości merydionalnej w kierunku przepływu oraz promieniowe przemieszczanie się linii prądu i wyznacza się z zależności:

$$D_{zast} = \frac{W_{max.b}}{W_2} = \frac{W_{m1}\cdot\cos\beta_2}{W_{m2}\cdot\cos\beta_1}\left\{1,12 + a(i - i^*)^{1,43} + \right.$$

$$\left. + 0,61\,\frac{\cos^2\beta_1}{t/l}\left[tg\beta_1 - \frac{r_2}{r_1}\,\frac{W_{m2}}{W_{m1}}\,tg\beta_2 - \frac{\omega\cdot r_1}{W_{m1}}\left(1 - \frac{r_2^2}{r_1^2}\right)\right]\right\} \tag{3.57}$$

gdzie:

$a = 0,0117$ w przypadku profili NACA $65(A_{10})$ oraz

$a = 0,007$ w przypadku profili C4 o szkieletowej kołowej,

i, i^* - kąt natarcia i optymalny kąt natarcia.

W dalszej kolejności obliczamy miarę liniową zmniejszenia pędu z zależności [30]:

$$\frac{\delta^{**}}{l} = \frac{\varepsilon}{1 - k_s \ln\dfrac{W_{max.b}}{W_2}} \tag{3.58}$$

gdzie:

$\varepsilon = 0,004$,

$k_s = 1,17$,

oraz współczynnik strat profilowych:

$$\xi_p = 2\left(\frac{\delta^{**}}{l}\right)_2 \cdot \frac{l}{t} \frac{\cos^2\beta_1}{\cos^2\beta_2} \tag{3.59}$$

Straty w przedstawionym modelu uwzględniają straty tarcia występujące na powierzchni łopatki, oderwanie strug oraz straty mieszania w śladzie pozałopatkowym. W dalszej części pracy sprawdzono dokładność równania (3.57) przez określenie rozkładu prędkości na łopatce wieńca wirnikowego. Sprawdzeniu poddane zostały również rozkłady prędkości obliczone przez rozwiązanie quasi-trójwymiarowego modelu przepływu.

4. MODELE PRZEPŁYWU PALISADOWEGO

4.1. ZAŁOŻENIA WYJŚCIOWE

Analizę przepływu palisadowego prowadzimy na wybranych osiowosymetrycznych powierzchniach prądu określonych przez rozwiązanie zagadnienia osiowosymetrycznego w strudze o wysokości Δn.

Algorytmy obliczeniowe opracowane zostały przy wykorzystaniu dwóch metod:

1) metody polegającej na rozwiązywaniu równań równowagi przepływu w kierunku obwodowym i wykorzystującej pojęcie krzywizny linii prądu [37], [38],
2) metody opartej na pojęciu funkcji prądu [40], [41].

W obu metodach rozpatrywany jest ustalony, poddźwiękowy przepływ gazu na obrotowych powierzchniach prądu, w kanałach międzyłopatkowych, zarówno wieńców wirnikowych, jak i stojanowych o dowolnym kształcie przekroju merydionalnego. Zakładamy jednorodność temperatury spoczynkowej na wlocie i wylocie. Składowe prędkości normalne do obrotowych powierzchni prądu są równe zeru.

Przepływ przez palisadę profili analizujemy w strudze określonej przez promień r oraz wysokość Δn (rys. 3.6).

4.2. METODA KRZYWIZNY LINII PRĄDU

W opracowaniu algorytmu obliczeniowego wykorzystane zostały doświadczenia zawarte w pracach [37], [38]. Możliwość pełnej automatyzacji obliczeń uzyskano dzięki wyprowadzeniu warunku równowagi przepływu względnego w kierunku obwodowym wzdłuż linii prostych przebiegających od strony wklęsłej do wypukłej sąsiednich łopatek i nie zmieniających swej długości i położenia w procesie kolejnych przybliżeń.

Równania wyjściowe otrzymujemy z warunku równowagi przepływu nielepkiego dla kierunku obwodowego na osiowosymetrycznych powierzchniach prądu:

$$W_r \frac{\partial W_\vartheta}{\partial r} + \frac{W_\vartheta}{r}\frac{\partial W_\vartheta}{\partial \vartheta} + W_z \frac{\partial W_\vartheta}{\partial z} + \frac{W_r W_\vartheta}{r} + 2\omega W_r = -\frac{\partial p}{r\partial \vartheta} \qquad (4.1)$$

oraz po określeniu gradientu ciśnienia w kierunku obwodowym z równania energii izentropowego przepływu względnego w układzie wirującym:

$$\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{r\partial\vartheta} = \frac{\partial i}{r\partial\vartheta} = \frac{\partial ho_1}{r\partial\vartheta} + \omega^2 r \frac{\partial r}{r\partial\vartheta} - W\frac{\partial W}{r\partial\vartheta} - \frac{\partial\lambda}{r\partial\vartheta}\cdot\omega \qquad (4.2)$$

Po porównaniu równań (4.1) i (4.2) i uwzględnieniu zależności:

$$\frac{dW_\vartheta}{dt} = \frac{\partial W_\vartheta}{\partial m} W_m + \frac{\partial W_\vartheta}{r\partial\vartheta} - W_\vartheta$$

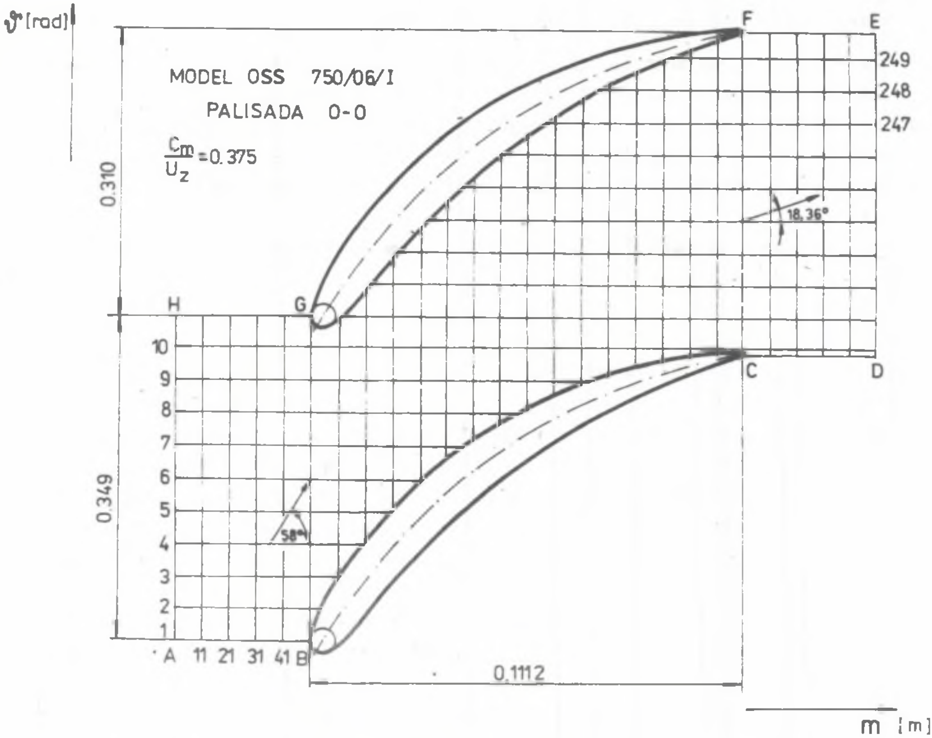
oraz:

$$W_\vartheta = W \cdot \sin\beta, \qquad W_m = W \cdot \cos\beta$$

$$W_r = W \cdot \sin\delta \cdot \cos\beta$$

otrzymujemy:

$$W\frac{\partial W}{r\partial\vartheta} - R\,W^2 - SW - T = 0 \qquad (4.3)$$



Rys. 4.1. Siatka do obliczeń przepływu palisadowego metodą funkcji prądu "MFP"

Fig. 4.1. Grid of computation of blade cascade flow by the MFP method

gdzie: $R(r\vartheta)$, $S(r\vartheta)$, $T(r\vartheta)$ stanowią parametry funkcyjne zależne od geometrii palisady (rys. 4.1)

$$R = \frac{\sin\delta\cos\beta\sin\beta}{r} \tag{4.4}$$

$$S = \frac{\partial W_\vartheta}{\partial m}\cos\beta + \frac{\partial W_\vartheta}{r\partial\vartheta}\sin\beta + 2\omega\sin\delta\cos\beta \tag{4.5}$$

$$T = \left|\frac{\partial h_{o1}}{r\partial\vartheta} + \omega^2 r\frac{\partial r}{r\partial\vartheta} - \omega\frac{\partial\lambda_1}{r\partial\vartheta}\right. \tag{4.6}$$

Równaniem zamykającym jest równanie ciągłości:

$$m = \int_{\vartheta_b}^{\vartheta_{cz}} \varrho \cdot W \cdot \cos\beta \cdot \Delta n \cdot r \cdot d\vartheta \tag{4.7}$$

Zagadnienie rozwiązuje się [37], [47], [65] przy zastosowaniu takiego samego ogólnego schematu blokowego (rys. 3.9) i przy wykorzystaniu tych samych procedur pomocniczych jak w przypadku rozwiązania zagadnienia osiowosymetrycznego.

4.3. METODA FUNKCJI PRĄDU

4.3.1. Równania wyjściowe

Równania wyjściowe określone w układzie współrzędnych "m" stycznej do linii prądu w przekroju merydionalnym oraz zgodnej z kierunkiem obwodowym (rys. 4.1) stanowią:
równanie ciągłości:

$$\frac{(\Delta n \cdot \varrho \cdot W_\vartheta)}{\partial\vartheta} + \frac{\partial(\Delta n \cdot \varrho \cdot W_m)}{\partial m} = 0 \tag{4.8}$$

oraz równanie niewirowości przepływu bezwzględnego:

$$\frac{\partial c_\vartheta}{\partial m} - \frac{\partial c_m}{r\partial\vartheta} = 0 \tag{4.9}$$

Po wprowadzeniu zależności na funkcję prądu [39]:

$$\frac{\partial\Psi}{\partial m} = -\frac{\Delta n \cdot \varrho}{\dot{m}} \cdot W_\vartheta \tag{4.10}$$

$$\frac{\partial\Psi}{r\partial\vartheta} = \frac{\Delta n \cdot \varrho}{\dot{m}} \cdot W_m \tag{4.11}$$

oraz uwzględniając, że

$$C_m = W_m, \quad W_\vartheta = C_\vartheta - r\omega$$

$$\partial r / \partial m = \sin\delta$$

otrzymujemy ostateczną postać równania funkcji prądu:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\vartheta^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial m^2} - \frac{1}{r^2}\frac{1}{\varrho}\frac{\partial\varrho}{\partial\vartheta}\frac{\partial\psi}{\partial\vartheta} + \left[\frac{\sin\delta}{r} - \frac{1}{\Delta n\,.\,\varrho}\,\frac{\partial(\Delta n\,.\,\varrho)}{\partial m}\right]\frac{\partial\psi}{\partial m} =$$

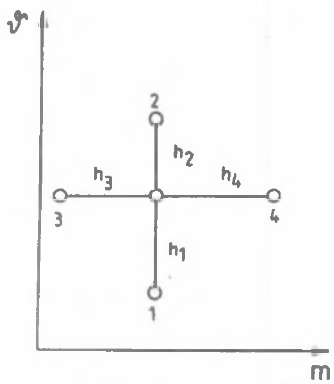
$$= \frac{2\,\Delta n\,.\,\varrho}{\dot{m}}\,\omega\,.\,\sin\delta \tag{4.12}$$

Równanie (4.12) rozwiązywane jest w skończonym obszarze ograniczonym liniami ABCDEFGH (rys. 4.1). Zakłada się przy tym, że warunki przepływu są takie same na granicach AB i HG oraz CD i FE oraz że AH i DE są wystarczająco daleko od wlotu i wylotu z kanału, tak że przepływ można tam potraktować jako jednorodny wzdłuż tych odcinków. Znane muszą być ponadto kąty wlotowe β_1 wzdłuż linii AH i wylotowe β_2 wzdłuż linii DE. W przypadku gdy analizowany model jest wykonany, kąty te mogą być określone doświadczalnie.

Określenie kąta wylotowego β_2 jest matematycznie równoważne z przyjęciem lokalizacji punktu stagnacji na krawędzi wylotowej profilu łopatki.

4.3.2. Metoda rozwiązania

Równanie (4.12) rozwiązuje się metodą numeryczną przez zastąpienie go równaniem różnicowym rozpisanym dla węzłów o nierównych odstępach (rys.4.2) i zastosowaniu związków dla różnic przednich [41]. Dla węzła "0" odpowiednik różnicowy równania (4.12) przyjmie postać:



Rys. 4.2. Węzeł siatki różnicowej

Fig. 4.2. An node of the difference grid

$$\frac{2\psi_1}{h_1(h_1+h_2)} + \frac{2\psi_2}{h_2(h_1+h_2)} - \frac{2\psi_0}{h_2 \cdot h_1} + \frac{2\psi_3}{2(h_3+h_3)} +$$

$$+ \frac{2\psi_4}{h_4(h_3+h_4)} - \frac{2\psi_0}{(h_4 + h_2)} - \frac{1}{\varrho_0} \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{(h_1+h_2)} \frac{\psi_2 - \psi_1}{(h_1+h_2)} +$$

$$+ \left[\frac{\sin\delta_0}{r_0} - \frac{\Delta n_4 \varrho_4 - \Delta n_3 \varrho_3}{\Delta n_0 \varrho_0 (h_3+h_4)}\right] \cdot \frac{\psi_4 - \psi_3}{h_3 + h_4} = \frac{2\omega}{\dot{m}} \Delta n_0 \sin\delta_0 \tag{4.13}$$

gdzie: $h_1 = r_0(\Delta\vartheta)_1$; $h_2 = r_0(\Delta\vartheta)_2$; $r_0 = r_1 = r_2$.

Metoda wymaga wykreślenia w pierwszej kolejności siatki prostokątnej w obszarze przepływu (rys. 4.1).
Dla n nieznanych wartości funkcji prądu w n węzłach siatki rozpisuje się następnie n nieliniowych równań (4.13).

Nieliniowość równań wynika z faktu, że współczynniki przy funkcji ψ zależą od gęstości, której wartość zmienia się w procesie obliczeń.

Równanie (4.13) można przedstawić w prostej postaci:

$$\psi_0 = \sum_{j=1}^{4} a_j \cdot \psi_j + k_0 \tag{4.14}$$

gdzie:

a_j - współczynniki przy funkcji prądu zależne od geometrii linii prądu w przekroju merydionalnym, geometrii siatki prostokątnej i gęstości gazu [41], [47].

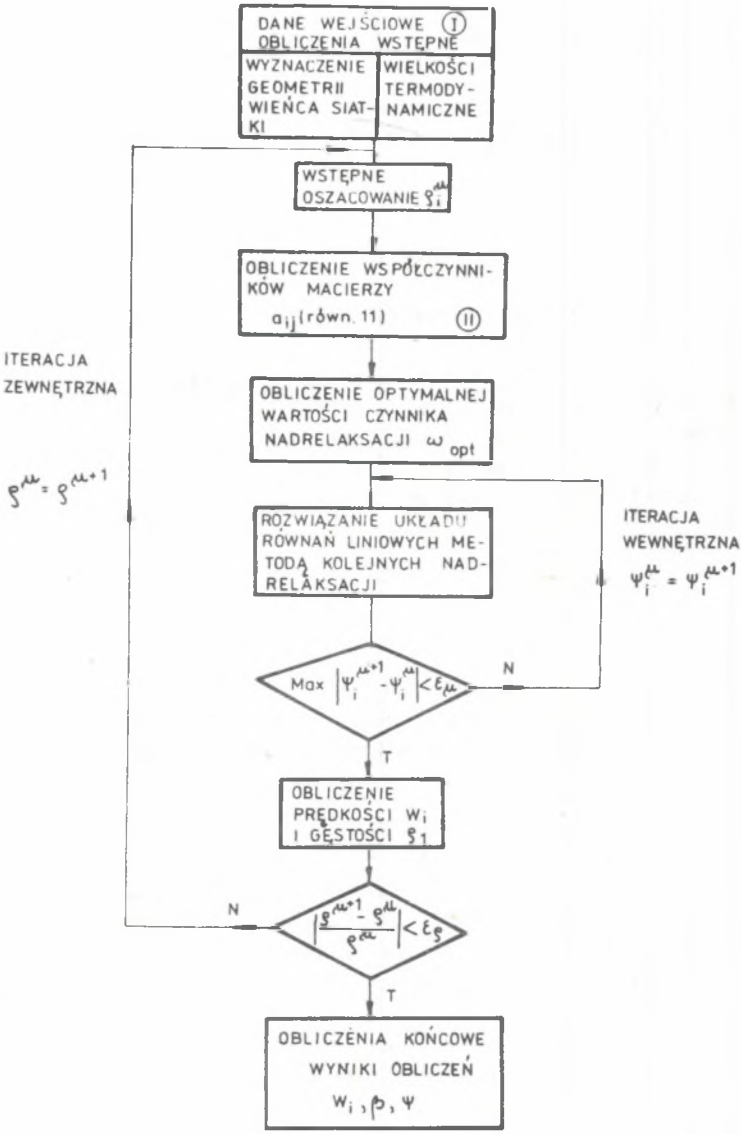
W procesie obliczeń występują dwa poziomy iteracji (rys. 4.3):

Iteracja wewnętrzna, w trakcie której rozwiązywany jest układ n równań liniowych metodą kolejnych nadrelaksacji. Uzyskujemy w rezultacie przybliżone rowziązanie równania (4.12) ze względu na wartość funkcji prądu ψ. To przybliżone rozwiązanie wykorzystywane jest następnie do obliczenia przybliżonych wartości prędkości poprzez numeryczne różniczkowanie równań (4.10) i (4.11).

Iteracja jest kontynuowana tak długo, aż spełnione zostanie wyrażenie:

$$\left| \frac{w_i^{\mu+1} - w_i^{\mu}}{w_i^{\mu+1}} \right| < \varepsilon_w \tag{4.15}$$

Iteracja zewnętrzna. Znajomość nowego rozkładu prędkości umożliwia z kolei obliczenie kolejnego przybliżenia gęstości w każdym punkcie siatki



Rys. 4.3. Schemat blokowy rozwiązania przepływu palisadowego metodą "MFP"
Fig. 4.3. Diagram of the solution of the blade cascade flow by MFP metho

oraz następnie nowych wartości współczynników równania (4.14). W ten sposób rozwiązanie nieliniowego równania (4.13) sprowadza się do rozwiązywania układu równań liniowych metodą kolejnych przybliżeń [67].

Wydruk ostatecznych wyników obliczeń następuje, gdy spełniony zostanie warunek:

$$\max \left| \frac{\varrho^{\mu+1} - \varrho^{\mu}}{\varrho^{\mu}} \right| < \varepsilon_{\varrho} \tag{4.16}$$

Jak wykazało doświadczenie [66], zastosowana metoda wymaga bardzo dokładnego przygotowania danych dotyczących geometrii profilu i palisady. Wymaganą dokładność uzyskano przez wykreślenie profili łopatki w dziesięciokrotnym powiększeniu.

Kształt łopatki jest określony przez promienie zaokrąglenia krawędzi wlotowej i wylotowej oraz współrzędne m i ϑ strony wklęsłej i wypukłej wybranych profili (rys. 4.1). Współrzędne te wykorzystywane są następnie do wyznaczania powierzchni łopatki odpowiednią funkcją interpolacyjną [47].

Zastosowanie do rozwiązywanego zagadnienia metody różnic skończonych wymaga wyznaczenia geometrii siatki w badanym obszarze (rys. 4.1).

Wymiary oczek siatki oraz jej rozpiętość w obszarach na dolocie i wylocie z palisady są określone liczbą linii obwodowych w obszarze wlotowym AH-BG palisady, w obszarze międzyłopatkowym BG-CG oraz w obszarze wylotowym palisady CF-DE oraz liczbą oczek siatki liczoną w kierunku obwodowym.

W oparciu o przedstawiony algorytm oraz publikacje [40] opracowany został program obliczeń w języku Fortran 1900 [65], [66]. Program ten wykorzystano w niniejszej pracy w obliczeniach przepływu palisadowego.

5. RÓWNANIA PRZEPŁYWU W OBSZARZE PIERŚCIENIOWEJ WARSTWY PRZYŚCIENNEJ

Równania warstwy przyściennej wyprowadzone zostały przy zastosowaniu dwóch metod:

- metody opartej na fizykalnej interpretacji zjawisk występujących w przepływie w obszarach przyściennych oraz następnie,
- metody matematycznej wykorzystującej układ równań opisujących trójwymiarowy przepływ lepki.

Dwojakie podejście przy wyprowadzeniu tych równań zapewniło w dalszych rozdziałach pracy wzbogacenie możliwości analizy zjawisk występujących w obszarach pierścieniowych warstw przyściennych.

5.1. MODEL FIZYKALNY WARSTWY PRZYŚCIENNEJ

5.1.1. Obszar przepływu głównego

Rozpatrujemy element strugi w układzie przepływowym wieńca łopatkowego, w obszarze strumienia głównego, pomiędzy przekrojami 1 i 2 (rys. 5.1). Zakładamy, że grubość warstwy przyściennej jest mała w stosunku do promieni ścianek ograniczających, łopatki są cienkie, a ich powierzchnie normalne do osiowosymetrycznych powierzchni cylindrycznych.

Przyjmujemy ponadto, że przepływ jest nieściśliwy, turbulentny, a wszystkie wielkości występujące w równaniach pędu uśrednione w kierunku obwodowym wzdłuż podziałki palisady.

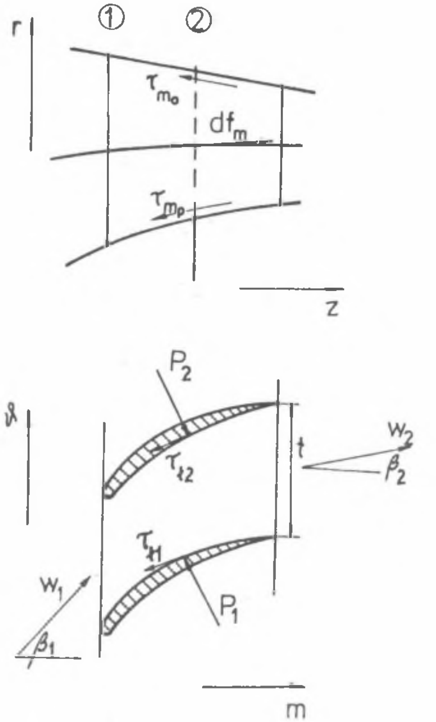
Przy tych założeniach równanie pędu określone dla kierunku m ma postać:

$$2\pi \int \hat{f}_m \cdot r \cdot dn = (p_2 - p_1) \frac{A_1 + A_2}{2} + \dot{m}(W_{2m} - W_{1m}) \tag{5.1}$$

i odpowiednio dla kierunku osi ϑ :

$$2\pi \int \hat{f}_\vartheta \cdot r \cdot dn = \dot{m}(W_{2\vartheta} - W_{1\vartheta}) \tag{5.2}$$

gdzie: $\hat{f}_m$ i $\hat{f}_\vartheta$ składowe siły łopatkowej przypadającej na jednostkę powierzchni przekroju poprzecznego strugi w obszarze przepływu głównego.



Rys. 5.1. Element strugi w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej
Fig. 5.1. Stream element in the boundary layer area

Z równania ciągłości przepływu mamy:

$$\dot{m} = \rho_1 \cdot A_1 \cdot W_{1m} = \rho_2 \cdot A_2 \cdot W_{2m} = \overline{\rho \cdot W} \cdot \frac{A_1 + A_2}{2} \tag{5.3}$$

gdzie: $\overline{\rho \cdot W}$ - średnia wartość iloczynu gęstości i prędkości może być określona z zależności:

$$\overline{\rho W}_m = 2\rho_1 \cdot W_{1m} \cdot \rho_2 W_{2m} (\rho_1 \cdot W_{1m} + \rho_2 \cdot W_{2m}) \tag{5.4}$$

Biorąc pod uwagę równania (5.3) i (5.4) równania (5.1) i (5.2) przyjmą postać:

$$2\pi \int_{r_p}^{r_o} \hat{f}_m \cdot r \cdot dn = (p_2 - p_1)\,\frac{A_1 + A_2}{2} + \overline{\rho\, W_m} \cdot \frac{A_1 + A_2}{2}\,(W_{2m} - W_{1m}) \tag{5.5}$$

$$2\pi \int_{r_p}^{r_o} \hat{f}_{\vartheta} \cdot r \cdot dn = \overline{\rho \cdot W_m}\,\frac{A_1 + A_2}{2}\,(W_{2\vartheta} - W_{1\vartheta}) \tag{5.6}$$

5.1.2. Obszar pierścieniowej warstwy granicznej

Rozpatrujemy element strugi, obejmujący warstwę graniczną oraz dowolny, przylegający obszar przepływu głównego (rys. 5.1). Określamy warunek równowagi dla kierunku "m":

$$2\pi \int_0^{\delta} f_m \cdot r \cdot dn = (p_2 - p_1)\,\frac{A_1 + A_2}{2} + \int_0^{\delta} (w_{2m} - w_{1m})\,d\dot{m} +$$

$$+ \pi (r_2 + r_1)(m_2 - m_1)\overline{\tau}_m \tag{5.7}$$

oraz dla kierunku $r\vartheta$:

$$2\pi \int_0^{\delta} f_{\vartheta} \cdot r \cdot dn = \int_0^{\delta} (w_{2\vartheta} - w_{1\vartheta}) \cdot d\dot{m} + \pi\,(r_2 + r_1)\,(m_2 - m_1)\overline{\tau}_{\vartheta} \tag{5.8}$$

gdzie:

τ_m, τ_{ϑ} – stanowią średnie wartości składowych osiowych i obwodowych naprężeń stycznych w przedziale 1-2,

f_m, f_{ϑ} – rzeczywiste siły łopatkowe przypadające na jednostkę powierzchni przekroju poprzecznego strugi.

Uwzględniając ogólnie przyjęte w teorii warstwy przyściennej założenie, że ciśnienie w kierunku normalnym do opływanej powierzchni ma wartość stałą w obszarze warstwy przyściennej $\partial p/\partial n = 0$ i równą ciśnieniu na granicy przepływu głównego, odejmujemy stronami równania (5.5) i (5.6) od równań (5.7) i (5.8) i otrzymujemy:

$$2\pi \int_0^{\delta} (f_m - \hat{f}_m) r \cdot dn = \int_0^{\delta} (w_{2m} - w_{1m})\,d\dot{m} - \rho W_m\,\frac{A_1 + A_2}{2}\,(W_{2m} - W_{1m}) +$$

$$+ \pi (r_1 + r_2)\,(m_2 - m_1)\overline{\tau}_m \tag{5.9}$$

oraz

$$2\pi\int_0^{\delta}(f_{\vartheta}-\hat{f}_{\vartheta})\,.\,r\,.\,dn=\int_0^{\delta}(w_{2\vartheta}-w_1)d\dot{m}-\bar{\varrho}\;\bar{W}_m\frac{A_1+A_2}{2}(W_{2\vartheta}-W_{1\vartheta})+$$

$$+\pi(r_1+r_2)(m_2-m_1)\bar{\tau}_{\vartheta} \tag{5.10}$$

5.1.3. Wielkości charakterystyczne warstwy przyściennej

Miara liniowa zmniejszenia natężenia przepływu:

$$\begin{aligned}
2\pi r_1\delta_1^{*}W_{1m}\,.\,\varrho_1 &= (A_1-A_1')W_{1m}\varrho_1 = 2\pi\int_0^{\delta}(W_{1m}-w_{1m})\varrho r dr\\
2\pi r_2\delta_2^{*}W_{2m}\,.\,\varrho_2 &= (A_2-A_2')W_{2m}\varrho_2 = 2\pi\int_0^{\delta}(W_{2m}-w_{2m})\varrho r dr
\end{aligned} \tag{5.11}$$

gdzie:

A' - przekrój poprzeczny strugi, przez który przepływa rzeczywista masa gazu z lokalną prędkością przepływu głównego występującą na krawędzi warstwy przyściennej.

Miara liniowa straty pędu:

składowa merydionalna:

$$\begin{aligned}
2\pi r_1\varrho_1W_{1m}^2\delta_{1m}^{**} &= \int_0^{\delta}(W_{1m}-w_{1m})d\dot{m}\\
2\pi r_2\varrho_2W_{2m}^2\delta_{2m}^{**} &= \int_0^{\delta}(W_{2m}-w_{2m})d\dot{m}
\end{aligned} \tag{5.12}$$

składowa obwodowa:

$$\begin{aligned}
2\pi r_1\varrho_1W_{1m}\,.\,W_{1\vartheta}\,.\,\delta_{1\vartheta}^{**} &= \int_0^{\tilde{\delta}}(W_{1\vartheta}-w_{1\vartheta})d\dot{m}\\
2\pi r_2\varrho_2W_{2m}\,.\,W_{2\vartheta}\,.\,\delta_{2\vartheta}^{**} &= \int_0^{\delta}(W_{2\vartheta}-w_{2\vartheta})d\dot{m}
\end{aligned} \tag{5.13}$$

Miarę liniową zmniejszenia siły łopatkowej definiujemy za Mellorem i Woodem [4]
dla kierunku merydionalnego:

$$r\,\frac{(\bar{w}_m^2+\bar{w}^2)_g}{2}\,\delta_{fm}=\int_0^{\delta}\frac{\hat{f}_{mg}-f_m}{\varrho}\,r\,.\,dn \tag{5.14}$$

dla kierunku obwodowego:

$$r\,\frac{(\bar{w}_m^2+\bar{w}_{\vartheta}^2)_g}{2}\,\delta_{f\vartheta}=\int_0^{\delta}\frac{\hat{f}_{\vartheta g}-f_{\vartheta}}{\varrho}\,r\,.\,dn \tag{5.15}$$

gdzie:

$$\bar{W}_m=\frac{W_{1m}+W_{2m}}{2}$$

$$\bar{W}_{\vartheta}=\frac{W_{1\vartheta}+W_{2\vartheta}}{2}$$

$$W=(\bar{W}_m^2+W_{\vartheta}^2)^{1/2}$$

stanowią wielkości średnie dla danego przedziału 1-2.
Parametr kształtu:

$$H=\delta^{*}/\delta_m^{**} \tag{5.16}$$

5.1.4. Równanie warstwy przyściennej

Zależności (5.12) i (5.13) odejmujemy stronami i po przekształceniach otrzymujemy:

$$r_2\cdot\varrho_2\cdot W_{2m}^2\cdot\delta_{2m}^{**}-r_1\varrho_1W_{1m}^2\cdot\delta_{1m}^{**}=\frac{1}{2\pi}\Big[(W_{2m}-W_{1m})\,\dot{m}-$$
$$-\int_0^{\delta}(w_{2m}-w_{1m})\,d\dot{m}\Big] \tag{5.17}$$

$$r_2\cdot\varrho_2\cdot W_{2\vartheta}\cdot W_{2m}\cdot\delta_{2\vartheta}^{**}-r_1\cdot\varrho_1\cdot W_{1\vartheta}\cdot W_{1m}\cdot\delta_{1\vartheta}^{**}=$$
$$=\frac{1}{2\pi}\Big[(W_{2\vartheta}-W_{1\vartheta})\cdot\dot{m}-\int_0^{\delta}(w_{2\vartheta}-w_{1\vartheta})\,d\dot{m}\Big] \tag{5.18}$$

gdzie:

$\dot{m}$ - natężenie przepływu gazu w obszarze warstwy przyściennej.

Do równań (5.17) i (5.18) wprowadzamy z kolei siły łopatkowe wyprowadzone z zależności (5.9) i (5.10) i wykorzystując następnie związki (5.11), (5.14), (5.15) oraz równanie ciągłości o postaci (5.3) określone dla obszaru warstwy przyściennej, otrzymujemy ostatecznie dwa równania różnicowe określające narastanie składowej merydionalnej i obwodowej miary liniowej straty pędu:

$$r_2 \cdot \rho_2 \cdot w_{2m}^2 \cdot \delta_{2m}^{**} - r_1 \cdot \rho_1 \cdot w_{1m}^2 \cdot \delta_{1m}^{**} = \bar{\rho}\,\bar{r}\,\frac{\bar{w}^2}{2} \cdot \delta_{fm} +$$

$$+ \frac{r_1+r_2}{2}(m_2-m_1) \cdot \bar{\tau}_m - 1/2\bar{\rho} \cdot \bar{w}_m(w_{2m} - w_{1m})(r_1\delta_1^* + r_2\delta_2^*) \qquad (5.19)$$

$$r_2 \cdot \rho_2 \cdot w_{2\vartheta} \cdot w_{2m} \cdot \delta_{2\vartheta}^{**} - r_1 \cdot \rho_1 \cdot w_{1\vartheta} \cdot w_{1m} \cdot \delta_{1\vartheta}^{**} = \bar{\rho}\,\bar{r}\,\frac{\bar{w}^2}{2}\delta_{f\vartheta} +$$

$$+ \frac{r_1+r_2}{2}(m_2-m_1) - 1/2\bar{\rho} \cdot \bar{w}_m(w_{2\vartheta} - w_{1\vartheta})(r_1\delta_1^{**} + r_2\delta_2^*) \qquad (5.20)$$

Postać wyprowadzonych równań jest dogodna do numerycznego rozwiązanie krok po kroku wzdłuż kanału łopatkowego. Prędkości $w_m(m)$ i $w_\vartheta(m)$ na granicy warstwy przyściennej, w kolejnych przekrojach układu przepływowego, znajdujemy z analizy przepływu quasi-trójwymiarowego. Po określeniu początkowych wartości δ_1^{**} i H_1 na wlocie do wieńca łopatkowego pozostaje siedem niewiadomych: $\bar{\tau}_m, \bar{\tau}_\vartheta$, f_m, f_ϑ, δ_{m2}^{**}, $\delta_{\vartheta 2}^{**}$ oraz H_2. Konieczne jest więc znalezienie dalszych równań uzupełniających.

5.2. MODEL MATEMATYCZNY WARSTWY PRZYŚCIENNEJ

Równaniami wyjściowymi w modelu matematycznym przepływu w obszarze pierścieniowych warstw przyściennych są równania Naviera-Stokesa uśrednione w kierunku obwodowym. W analizie uwzględnione zostały wszystkie założenia upraszczające przyjęte w modelu fizykalnym. Wykorzystano pełny układ równań opisujących trójwymiarowy przepływ lepki, rozpatrywany w każdym przypadku względem łopatek, rozpisany w układzie współrzędnych r, rϑ, m:

$$\frac{\partial w_m}{\partial m} + \frac{\partial w_r}{\partial r} + \frac{\partial w_\vartheta}{r\partial\vartheta} = 0 \qquad (5.21)$$

$$\varrho \left\{ \frac{\partial w_m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial m}(w_m^2) + \frac{\partial}{\partial r}(w_m w_r) + \frac{\partial}{r\partial\vartheta}(w_m w_\vartheta) \right\} =$$

$$= - \frac{\partial p}{\partial m} + \frac{\partial \tau_{mm}}{\partial m} + \frac{\partial \tau_{rm}}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{\vartheta m}}{r\partial\vartheta} \tag{5.22}$$

$$\varrho \left\{ \frac{\partial w_r}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial m}(w_r w_m) + \frac{\partial}{\partial r}(w_r^2) + \frac{\partial}{r\partial\vartheta}(w_r w_\vartheta) \right\} =$$

$$= - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{mr}}{\partial m} + \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{\vartheta r}}{r\partial\vartheta} \tag{5.23}$$

$$\frac{\partial w_\vartheta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial m}(w_\vartheta w_m) + \frac{\partial}{\partial r}(w_\vartheta w_r) + \frac{\partial}{r\partial\vartheta}(w_\vartheta) =$$

$$= - \frac{\partial p}{r\partial\vartheta} + \frac{\partial \tau_{m\vartheta}}{\partial m} + \frac{\partial \tau_{r\vartheta}}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{r\vartheta}}{r\partial\vartheta} \tag{5.24}$$

Równania (5.21), (5.22), (5.23) traktujemy jako równania przepływu turbuletnego, co oznacza, że prędkości oraz naprężenia stanowią wielkości średnie.

Przy założeniu że łopatki są cienkie, a ich powierzchnie normalne do osiowosymetrycznych powierzchni cylindrycznych, równania (5.22), (5.23), (5.24) całkujemy wzdłuż podziałki łopatek i otrzymujemy układ trzech równań przepływu:

$$\varrho \frac{\partial}{\partial m}(\bar{w}_m^2 + \bar{w}_m^2) + \varrho \frac{\partial}{\partial r}(\bar{w}_m \bar{w}_r + \overline{w_m' w_r'}) =$$

$$= - \frac{\partial \bar{p}}{\partial m} + \frac{\Delta p}{t} \operatorname{tg}\beta + \frac{\partial \bar{\tau}_{mm}}{\partial m} + \frac{\partial \bar{\tau}_{rm}}{\partial r} - \frac{2\tau_{zm}}{t} \tag{5.25}$$

$$\varrho \frac{\partial}{\partial m}(\bar{w}_r \bar{w}_m + \overline{w_r' w_m'}) + \varrho \frac{\partial}{\partial t}(\bar{w}_r^2 + \bar{w}_r^2) =$$

$$= - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial \bar{\tau}_{mr}}{\partial m} + \frac{\partial \bar{\tau}_{rr}}{\partial r} - \frac{2\tau_{zr}}{t} \tag{5.26}$$

$$\varrho \frac{\partial}{\partial m}(\bar{w}_\vartheta \bar{w}_m + \overline{w_\vartheta' w_m'}) + \varrho \frac{\partial}{\partial r}(\bar{w}_\vartheta \bar{w}_r + \overline{w_\vartheta' w_r'}) =$$

$$= - \frac{\Delta p}{t} + \frac{\partial \bar{\tau}_m}{m} + \frac{\partial \bar{\tau}_{r\vartheta}}{\partial r} - \frac{2\tau_{zm}}{t} \cdot \operatorname{tg}\beta \tag{5.27}$$

oraz równanie ciągłości:

$$\frac{\partial \bar{w}_m}{\partial m} + \frac{\partial \bar{w}_r}{\partial r} = 0 \tag{5.28}$$

Prędkości w_m', w_r' i w_ϑ' stanowią lokalne odchyłki prędkości od prędkości uśrednionych wzdłuż podziałki $\bar{w}_m$, $\bar{w}_r$ i $\bar{w}_\vartheta$, $\Delta p = p_2 - p_1$ - siła łopatkowa na jednostkę powierzchni wywołana różnicą ciśnień, $\tau_ł$ - uśrednione naprężenie od sił tarcia na powierzchni łopatki.

Wielkości średnie określono z zależności:

$$\bar{P} = \frac{1}{t} \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} P r d\vartheta$$

$$P = \bar{P} + P' \tag{5.29}$$

Wprowadzamy klasyczne już uproszczenie, stosowane w teorii dwuwymiarowej warstwy przyściennej, polegające na pomijaniu wszystkich składowych wyrażeń na pęd oraz naprężeń stycznych od sił tarcia w kierunku osi r.

Uzyskujemy w efekcie dwa równania równowagi przepływu w kierunku osi m i $r\vartheta$:

równanie w kierunku osi m:

$$\rho \bar{w}_m \frac{\partial \bar{w}_m}{\partial m} + \rho \bar{w}_r \frac{\partial \bar{w}_m}{\partial r} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial m} + \frac{\partial f_m}{\partial m} +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial r} (\bar{\tau}_{rm} - \rho \overline{w_m' w_r'}) \tag{5.30}$$

równanie w kierunku osi $r\vartheta$:

$$\rho \bar{w}_m \frac{\partial \bar{w}_\vartheta}{\partial m} + \rho \bar{w}_r \frac{\partial \bar{w}_\vartheta}{\partial r} = \frac{\partial f_\vartheta}{\partial m} + \frac{\partial}{\partial r} (\bar{\tau}_{r\vartheta} - \rho \overline{w' w_r'}) \tag{5.31}$$

w których wprowadzamy, podobnie jak w modelu fizykalnym, wyrażenia na składową osiową i obwodową efektywnej siły łopatkowej $\bar{f}$:

$$\frac{\partial f_m}{\partial m} = \frac{\Delta p}{t} \operatorname{tg}\beta - \frac{2\tau_{łm}}{t} + \frac{\partial}{\partial m} (-\rho \overline{w_m'^2} + \bar{\tau}_{mm}) \tag{5.32}$$

$$\frac{\partial f_\vartheta}{\partial m} = - \frac{\Delta p}{t} - \frac{2\tau_{łm}}{t} \operatorname{tg}\beta + \frac{\partial}{\partial m} (-\rho \overline{w_m' w'} + \bar{\tau}_{mr\vartheta}) \tag{5.33}$$

lub po scałkowaniu wzdłuż kanału łopatkowego:

$$f_m = \int_{m_1}^{m_2} \left(\frac{\Delta p}{t} \operatorname{tg}\beta - \frac{2\tilde{\tau}_z}{t}\right) dm - \varrho\, \overline{w}_m^{2} \Big|_{m_1}^{m_2} + \bar{\tau}_{mm} \Big|_{m_1}^{m_2} \tag{5.34}$$

$$f_\vartheta = \int_{m_1}^{m_2} \left(- \frac{\Delta p}{t} - \frac{2\tilde{\tau}_z}{t} \operatorname{tg}\beta\right) dm - \varrho\, \overline{w_m' \cdot w_\vartheta'} + \bar{\tau}_{m,r\vartheta} \Big|_{m_1}^{m_2} \tag{5.35}$$

Ponadto w obszarze warstwy przyściennej:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} = 0 \tag{5.36}$$

Na zewnętrznej granicy warstwy przyściennej:

$$\varrho \overline{W}_m \cdot \frac{\partial \overline{W}_m}{\partial m} = \frac{\partial \hat{f}_{mg}}{\partial m} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial m} \tag{5.37}$$

$$\varrho \overline{W}_m \cdot \frac{\partial \overline{W}_\vartheta}{\partial m} = \frac{\partial \hat{f}_{\vartheta g}}{\partial m} \tag{5.38}$$

Dodatkowe równanie stanowi równanie ciągłości dla obszaru warstwy granicznej:

$$\frac{\partial \overline{w}_m}{\partial m} + \frac{\partial \overline{w}_r}{\partial r} = 0 \tag{5.39}$$

Równania (5.37) i (5.38) odejmujemy stronami od równań (5.34) i (5.35) i otrzymujemy:

$$\overline{w}_m \frac{\partial \overline{w}_m}{\partial m} + \overline{w}_r \frac{\partial \overline{w}_r}{\partial r} - \overline{W}_m \frac{\partial \overline{W}_m}{\partial m} = \frac{1}{\varrho} \frac{\partial}{\partial m} (f_m - \hat{f}_{mg}) + $$

$$+ \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\bar{\bar{\tau}}_{rm}}{\varrho} - \overline{w_m' w_r'}\right) \tag{5.40}$$

$$\overline{w}_m \frac{\partial \overline{w}_\vartheta}{\partial m} + \overline{w}_r \frac{\partial w_\vartheta}{\partial r} - W_m \frac{\partial \overline{W}_\vartheta}{\partial m} = \frac{1}{\varrho} \frac{\partial}{\partial m} (f_\vartheta - \hat{f}_{\vartheta g}) = $$

$$+ \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\bar{\bar{\tau}}_{r\vartheta}}{\varrho} - \overline{w_\vartheta' w_r'}\right) \tag{5.41}$$

W dalszym ciągu przyjmujemy, że:

$$\left(\frac{\bar{\tau}_{rm}}{\varrho} - \overline{w_m' w_r'}\right) = (\vartheta_e + \vartheta_{w,p}) \frac{\partial \bar{w}_m}{\partial r} \tag{5.42}$$

$$\frac{\bar{\tau}_r}{\varrho} - \overline{w' w_r'} = (\vartheta_e + \vartheta_{w,p}) \frac{\partial \bar{w}_\vartheta}{\partial r} \tag{5.43}$$

gdzie:

ϑ_e - oznacza współczynnik lepkości efektywnej uwzględniającej zarówno naprężenia molekularne i Reynoldsowskie (turbulentne),

$\vartheta_{w,p}$ - lepkość wynikająca z występowania przepływów wtórnych.

Układ równań (5.39), (5.40), (5.41), (5.42) i (5.43) łącznie z warunkami brzegowymi $w_r(m,0) = w_m(m,0) = 0$ oraz $w_m(m,r) \sim W_m(m)$, gdy $r \to \infty$ może być rozwiązany numerycznie, przyjmując, że ϑ_e, ϑ_{wp}, $(f_m - \hat{f}_{m,g})$, $(f - \hat{f}_{\vartheta g})$ są znane.

Wprowadzamy równania definicyjne charakterystycznych wielkości warstwy przyściennej:

- miara liniowa zmniejszenia natężenia przepływu:

$$\bar{W}_m \cdot \delta^* = \int_0^\delta (\bar{W}_m - \bar{w}_m) dr \tag{5.44}$$

- miara liniowa straty pędu:

$$W_m^2 \cdot \delta_m = \int_0^\delta \bar{w}_m \cdot (\bar{W}_m - \bar{w}_m) dr$$

$$\bar{W}_m \bar{W}_\vartheta \, \delta_\vartheta^{**} = \int_0^\delta \bar{w}_m (\bar{W}_\vartheta - \bar{w}_\vartheta) dr \tag{5.45}$$

- miara liniowa zmniejszenia siły łopatkowej w obszarze warstwy przyściennej:

$$\frac{\bar{W}^2}{2} \delta fm = \int_0^\delta \left(\frac{\hat{f}_g - f}{\varrho}\right)_m dr$$

$$\frac{\bar{W}^2}{2} \delta_{f\vartheta} = \int_0^\delta \left(\frac{\hat{f}_g - f}{\varrho}\right)_\vartheta dr \tag{5.46}$$

- parametr kształtu warstwy przyściennej:

$$H = \delta^{*}/\delta_{m}^{**} \tag{5.47}$$

Równania (5.40), (5.41) i (5.39) całkujemy w przedziale od $r = 0$ do $r = \delta$ i uwzględniamy równania definicyjne (5.44) do (5.45). Przyjmujemy ponadto, że:

$$\frac{\bar{\tau}_{om}}{\varrho} = \nu \frac{\partial \bar{w}_m(0)}{\partial r}$$

$$\frac{\bar{\tau}_{o\vartheta}}{\varrho} = \nu \frac{\partial \bar{w}_\vartheta(0)}{\partial r} \tag{5.48}$$

W rezultacie otrzymujemy dwa równania całkowe umożliwiające wyznaczenie narastania miary liniowej straty pędu w kierunku osiowym i obwodowym:

$$\frac{d}{dm}(\bar{w}_m^2 \delta_m^{**}) + H\delta_m^{**}\bar{w}_m \frac{d\bar{w}_m}{dm} = \frac{d}{dm}\left(\frac{\bar{w}^2}{2}\delta_{fm}\right) + \frac{\bar{\tau}_{om}}{\varrho} \tag{5.49}$$

$$\frac{d}{dm}(\bar{w}_m \bar{w}_\vartheta \delta_\vartheta^{**}) + H\delta_m^{**}\bar{w}_m \frac{d\bar{w}_\vartheta}{dm} = \frac{d}{dm}\left(\frac{\bar{w}^2}{2}\delta_{f\vartheta}\right) + \frac{\bar{\tau}_{o\vartheta}}{\varrho} \tag{5.50}$$

Dla dowolnie małego odcinka Δm mierzonego wzdłuż szerokości wieńca łopatkowego różnicowa postać równań (5.49) i (5.50) jest identyczna z równaniami (5.19) i (5.20) wyprowadzonymi w oparciu o model fizykalny.

5.3. RÓWNANIA UZUPEŁNIAJĄCE

5.3.1. Naprężenia styczne

Dokładne określenie składowych wartości naprężeń stycznych występujących w równaniach (5.19) i (5.20) wymaga przeprowadzenia pełnej analizy trójwymiarowego przepływu na zewnętrznych powierzchniach ograniczających stopień sprężający.

Analiza taka nawet w uproszczonej postaci byłaby bardzo skomplikowana. Stratford [8] wyprowadził zależność na wartość naprężeń stycznych w dwuwymiarowym opływie płaskiej płytki strugą nachyloną pod kątem β do osi x. Zmodyfikowane dla naszych celów równanie ma postać:

$$\tau_m = \tau_{śc} \cdot \cos\beta = 0{,}086 \cdot \varrho \cdot w_m^{9/5}(\sec\beta)^{4/5}\nu^{1/5} \cdot \delta_m^{**-1/5} \tag{5.51}$$

Wychodząc z zależności na opór tarcia w przepływie burzliwym:

$$F_f = C_f \cdot \varrho/2 \cdot W^2 \cdot A$$

można wyprowadzić następujące zależności na wartość składowej osiowej i obwodowej naprężeń stycznych:

dla opływu piasty wirnika:

$$\frac{\tilde{\tau}_m}{\varrho} = C_f/2 \left[C_m^2 + (U - C_\vartheta)^2\right]^{1/2} \cdot C_m \tag{5.52}$$

$$\frac{\tilde{\tau}_\vartheta}{\varrho} = C_f/2 \left[C_m^2 + (U - C_\vartheta)^2\right]^{1/2} \cdot (U - C_\vartheta) \tag{5.53}$$

dla opływu osłony zewnętrznej:

$$\frac{\tilde{\tau}_m}{\varrho} = C_f/2 \cdot \left[C_m^2 + (W_\vartheta - U)^2\right]^{1/2} \cdot C_m \tag{5.54}$$

$$\frac{\tilde{\tau}_\vartheta}{\varrho} = C_f/2 \cdot \left[C_m^2 + (W_\vartheta - U)^2\right]^{1/2} \cdot (W_\vartheta - U) \tag{5.55}$$

Współczynnik tarcia przyściennego C_f wyznaczono za pomocą sprawdzonej formuły Ludwiga i Tillmanna [74]:

$$C_f = \frac{\tilde{\tau}_{śc}}{1/2\varrho W_m^2} = 2\omega^2 = 0{,}246 \cdot 10^{-0{,}678 \cdot H}(\delta^{**}W_m/\nu)^{-0{,}268} \tag{5.56}$$

5.3.2. Parametr kształtu

Stratford [8] opracował empiryczny związek pomiędzy parametrem kształtu H a gradientem prędkości osiowej oraz liczbą Reynoldsa $Re_{\delta^{**}} = W_m \delta^{**}/\nu$:

$$H = 1{,}67 - 0{,}09 \cdot \log Re_{\delta^{**}} - 0{,}11 \cdot \frac{\delta^{**}}{W_m}\frac{d\,W_m}{dm} \cdot 10^3 +$$

$$+ 0{,}015 \cdot \left(10^3\,\frac{\delta^*}{W_m} \cdot \frac{d\,W_m}{dm}\right)^2 \tag{5.57}$$

Wartość liczbowa tego parametru zgodnie z pracami [2] i [4] winna wynosić około 1.4.

Dla uzyskania kompletu równań konieczne jest określenie dodatkowych zależności pomiędzy składowymi osiowymi i obwodowymi miar liniowych zmniejszenia pędu δ^{**}_{m} i δ^{**}_{ϑ} oraz składowymi osiowymi i obwodowymi miar liniowych zmniejszenia sił łopatkowych δ_{fm} i $\delta_{f\vartheta}$

5.3.3. Związek pomiędzy składowymi miar liniowych straty pędu

Dodatkowe równanie można uzyskać przyjmując założenie, że kierunek spływu strug z krawędzi wylotowych łopatek wieńca jest zgodny wzdłuż całej wysokości kanału, w tym również w obszarach pierścieniowych warstw przyściennych, z kierunkiem przepływu głównego (przepływ "płaski"), co jest równoznaczne z zależnością:

$$\frac{\bar{w}_{\vartheta}(r)}{\bar{w}_{m}(r)} = \frac{\bar{W}_{\vartheta g}}{W_{mg}}$$

Zależność ta zastosowana do równań (5.12) i (5.13) daje w wyniku: $\delta^{**}_{m2} = \delta^{**}_{\vartheta 2}$. W pracy [4] stwierdzono, że założenie to jest słuszne dla gęstych wieńców łopatkowych, a może być stosowane również w bardziej ogólnym przypadku, gdy przepływy wtórne mają tendencję do wyrównywania się w płaszczyźnie wylotowej łopatek.

Z powyższych rozważań nasuwa się wniosek, że jednym z brakujących równań winien być związek zawierający niezależne informacje o zachowaniu się δ^{**}_{ϑ}.

Dla określenia tego związku rozpatrujemy przepływ przez kanał międzyłopatkowy jako superpozycję przepływu pierwotnego odbywającego się na osiowosymetrycznej powierzchni prądu oraz przepływu wtórnego.

Niechaj pole tak określonego przepływu przedstawione zostanie zależnościami [4]:

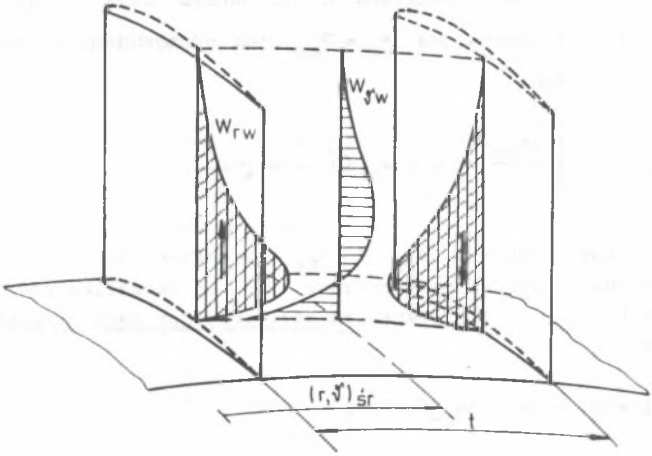
$$w_m(m, r, \vartheta) = w_{mo} \cdot (m,r) \tag{5.58}$$

$$W_r(m, r, \vartheta) = w_{ro}(m, r, \vartheta) + \frac{w_{rw}(m,r)}{t}(r\vartheta - (r\vartheta)_{śr}) \tag{5.59}$$

$$w_{\vartheta}(m, r, \vartheta) = w_{\vartheta o}(m,r,\vartheta) + \frac{w_{\vartheta w}}{2t^2}\left[\frac{t^2}{4} - (r\vartheta - (r\vartheta)_{śr})^2\right] \tag{5.60}$$

gdzie: $(r\vartheta)_{śr} = (r\vartheta)_{śr}(m,r) = \left[(r\vartheta)_1 + (r\vartheta)_2\right]/2$

określa współrzędne linii środkowej w kanale międzyłopatkowym (rys. 5.2).



Rys. 5.2. Rozkład prędkości wtórnych w kanale międzyłopatkowym bez szczeliny nadłopatkowej

Fig. 5.2. Secondary velocities distribution in the blade channel with no clearance

Uwzględniając ponadto wyrażenie na ciągłość przepływu pierwotnego:

$$\frac{\partial m_o}{\partial m} + \frac{\partial w_{ro}}{\partial r} + \frac{\partial w_{\vartheta o}}{\partial \vartheta} = 0 \tag{5.61}$$

oraz wtórnego:

$$\frac{\partial w_{rw}}{\partial r} - \frac{w_{\vartheta w}}{t} = 0 \tag{5.62}$$

oraz uśrednioną wzdłuż podziałki wartość składowej obwodowej prędkości:

$$\bar{w}_{\vartheta} = \bar{w}_{\vartheta o} + \frac{w_{\vartheta w}}{12} \tag{5.63}$$

otrzymujemy, wykorzystując równanie definicyjne na składową obwodową miary liniowej zmniejszenia pędu dla przekroju wylotowego wieńca (5.13), zależność:

$$(\bar{w}_{mg} \cdot \bar{w}_{\vartheta g})_2 (\delta^{**}_{\vartheta 2} - \delta^{**}_{m2}) = -\frac{1}{12}\int_0^{\delta} \bar{w}_m \cdot \bar{w}_{\vartheta w} dr \tag{5.64}$$

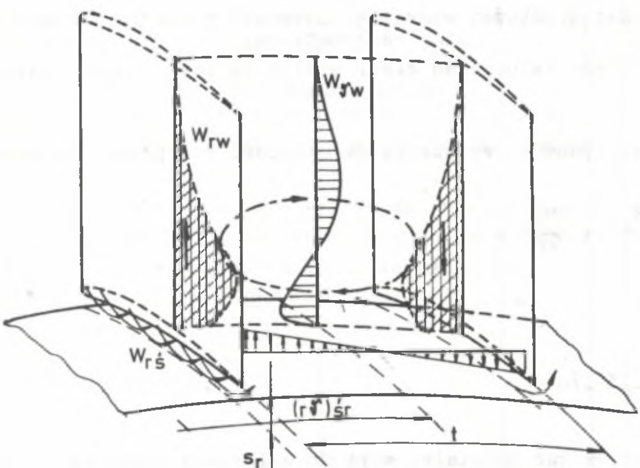
Prawa strona równania (5.64) stanowi odstępstwo analizowanego przepływu od przepływu "płaskiego".

Z uwagi na trudności związane z dokładnym określeniem całki $\int_0^{\delta} \overline{w}_m \cdot w_{\vartheta w} \cdot dr$ zakładamy, że $\overline{w}_m = \overline{w}_{mg}$ oraz otrzymujemy z równania ciągłości (5.62) zależność:

$$\int_0^{\delta} w_{\vartheta w} dr = t \int_0^{\delta} \frac{\partial w_{rw}}{\partial r} dr = t(w_{rw}(\delta) - w_{rw}(0)) \tag{5.65}$$

Możliwe zmiany prędkości w_{rw} i $w_{\vartheta w}$ przedstawione zostały dla obszaru wieńca bez szczeliny nadłopatkowej oraz ze szczeliną nadłopatkową na rysunkach 5.2 i 5.3. Dla przypadku bez szczeliny nadłopatkowej można przyjąć, że:

$$w_{rw}(\delta) = 0 \quad \text{oraz} \quad w_{rw}(0) = 0$$



Rys. 5.3. Rozkład prędkości wtórnych w kanale międzyłopatowym ze szczeliną nadłopatkową

Fig. 5.3. Secondary velocities distribution in the blade channel with clearance leakage

Dla przypadku ze szczeliną nadłopatkową wprowadzamy znaczne uproszczenie, przyjmując, że składową promieniową prędkości przepływu wtórnego $w_{rw}(0)$ w małej odległości od ścianki można wyrazić przez przepływ nadłopatkowy:

$$t \cdot w_{rw}(0) \approx S_r \cdot w_{rs} \tag{5.66}$$

gdzie:

S_r - stanowi szczelinę nadłopatkową,

w_{rs} - prędkość w szczelinie.

Przyjmując wreszcie, że w_{rs} winno być proporcjonalne do różnicy ciśnień w szczelinie $\sqrt{\Delta p/\varrho}$ oraz w dalszym uproszczeniu, że $\Delta p \approx t/l \cdot \left[f_{mg}^2 + f_{\vartheta g}^2\right]^{1/2}$, pomijając w tym przypadku zmianę f_m i f_ϑ w obszarze warstwy przyściennej, otrzymujemy:

$$t \cdot w_{rw}(0) \approx S_r\left[t/l\,\frac{\left(f_{mg}^2 + f_{\vartheta g}^2\right)^{1/2}}{\varrho}\right]^{1/2} \tag{5.67}$$

Kojarzymy równania (5.64), (5.65) z warunkami $w_{rw}(\delta) = 0$ oraz z równaniem (5.67). Ostatecznie otrzymujemy zależność [4]:

$$w_{\vartheta g2}(\delta_{\vartheta 2}^{**} - \delta_{m2}^{**}) = K \cdot S_r\left[t/l\,\frac{\left(f_{mg}^2 + f_{\vartheta g}^2\right)^{1/2}}{\varrho}\right]^{1/2} \cdot \operatorname{sgn} f_{\vartheta g} \tag{5.68}$$

gdzie: K stanowi stałą, która winna być określona doświadczalnie, f_{mg}, $f_{\vartheta g}$ określone są przez parametry przepływu głównego równaniami (5.14) i (5.15). Funkcja sgn potwierdza fakt, że przepływ nadłopatkowy odbywa się od strony nadciśnieniowej do podciśnieniowej łopatki.

Równanie (5.68) posiada szereg istotnych wad, które ograniczają jego przydatność w obliczeniach narastania warstwy przyściennej w wieńcu wirnikowym. Hirsh [68] wykazał w oparciu o badania doświadczalne izolowanego wieńca wirnikowego, że istnieje znaczny rozrzut wartości stałej K. Stała ta zależy więc jeszcze od innych wielkości, które należałoby uwzględnić w dalszych badaniach.

W przypadku gdy nie ma szczeliny nadłopatkowej, z równania (5.68) wynika, że $\delta_{\vartheta 2}^{**} = \delta_{m2}^{**}$, co nie odpowiada prawdzie. Istotną wadą tego równania jest również to, że określa ono jedynie warunki w przekroju wylotowym wieńca łopatkowego i nie może być wykorzystane w przypadku obliczeń wielkości charakterystycznych warstwy przyściennej wzdłuż szerokości wieńca łopatkowego.

Konieczne jest więc znalezienie związku pomiędzy składowymi miar liniowych straty pędu, wolnego od wymienionych braków. Przedstawione trudności można ominąć przez wykorzystanie zależności określających zmianę kątów wylotowych oraz profile prędkości w obszarach pierścieniowych warstw przyściennych.

5.3.4. Związki pomiędzy składowymi miar liniowych zmniejszenia sił łopatkowych

W pracy [4] określony został związek pomiędzy składową osiową i obwodową siły łopatkowej przy założeniu że kierunek tej siły nie ulega zmianie w obszarze warstwy przyściennej. Związek ten po przyjęciu oznaczeń (5.69), (5.70), (5.71) przyjmuje postać:

$$\bar{w}_m \frac{d}{dm} \left(\frac{\bar{w}_E^2}{2} \cdot \delta_{fm}\right) + (1 - \varepsilon)\, \bar{w}_\vartheta \frac{d}{dm} \left(\frac{\bar{w}_E^2}{2}\, \delta_{f\vartheta}\right) = 0 \qquad (5.69)$$

W przypadku gdy $\varepsilon = 0$, wypadkowa siła jest prostopadła do kierunku średniej strugi, natomiast wartość $\varepsilon > 0$ odpowiada oderwaniu strugi od powierzchni łopatki. Równanie (5.69) określone zostało przy założeniu, że ciśnienie stagnacji pozostaje stałe w trakcie przepływu przez układ łopatkowy, czyli bez uwzględnienia wpływu lepkości.

Porównanie wyników obliczeń narastania warstw przyściennych z badaniami przeprowadzonymi w osiowych stopniach sprężających, opublikowane w pracach [68] i [69], wykazało niezadowalającą zgodność wyników obliczeń z danymi eksperymentalnymi przy wykorzystaniu równania (5.69). Hirsh [68] wykazał, że w celu uzyskania lepszej zgodności należałoby zwiększyć wartość współczynnika C_f obliczanego najczęściej z doświadczalnie określonego przez Stratforda [8] równania. Potwierdza to tylko fakt, że układ równań do obliczeń narastania pierścieniowych warstw przyściennych nie uwzględnia w pełni złożonego charakteru przepływu w obszarze tych warstw.

W pracach [68] i [70] brak zgodności wyników obliczeń z wynikami eksperymentu tłumaczy się pominięciem w obliczeniach pozornych wtórnych naprężeń, które pojawiły się w równaniach (5.34) i (5.35) po uśrednieniu ogólnych równań ruchu.

W celu uwzględnienia pozornych wtórnych naprężeń określonych przez wyrażenia $\rho\, \overline{w_m' w_r'}$ w kierunku osi m, $\rho\, \overline{w_\vartheta' w_r'}$ w kierunku osi $r\vartheta$, w obliczeniach narastania pierścieniowych warstw przyściennych, wprowadzamy za [69] nową definicję sił łopatkowych określonych wcześniej równaniami (5.30) i (5.31):

$$\frac{\partial f_m'}{\partial m} = \frac{\partial f_m}{\partial m} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho \cdot \overline{w_m' \cdot w_r'}\right) \qquad (5.70)$$

$$\frac{\partial f_\vartheta'}{\partial m} = \frac{\partial f_\vartheta}{\partial m} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho \cdot \overline{w_\vartheta' \cdot w_r'}\right) \qquad (5.71)$$

W efekcie równania ruchu (5.34) i (5.35) przyjmą postać:

$$\rho \bar{w}_m \frac{\partial \bar{w}_m}{\partial m} + \rho \bar{w}_r \frac{\partial \bar{w}_m}{\partial r} = \frac{\partial f'_m}{\partial m} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial m} + \frac{\partial \bar{\tau}_{rm}}{\partial r} \tag{5.72}$$

$$\rho \bar{w}_m \frac{\partial \bar{w}_\vartheta}{\partial m} + \rho \bar{w}_r \frac{\partial \bar{w}_\vartheta}{\partial r} = \frac{\partial f'_\vartheta}{\partial m} + \frac{\partial \bar{\tau}_{r\vartheta}}{\partial r} \tag{5.73}$$

Natomiast równania pędu przyjmą postać formalnie zgodną z postacią równań (5.49) i (5.50):

$$\frac{d}{dm}(\bar{w}_{mg} \cdot \bar{w}_{mg} \cdot \delta^{**}_m) + \delta^{*}_m \bar{w}_{mg} \frac{d\, \bar{w}_m}{dm} = \frac{d}{dm}(\frac{\bar{w}^2}{2} \delta'_{fm}) + \frac{\bar{\tau}_m}{\rho} \tag{5.74}$$

$$\frac{d}{dm}(\bar{w}_{mg} \cdot \bar{w}_{\vartheta g} \cdot \delta^{**}_\vartheta) + \delta^{*}_m \bar{w}_{mg} \frac{d\, \bar{w}_{\vartheta g}}{dm} = \frac{d}{dm}(\frac{\bar{w}^2}{2} \delta'_{f\vartheta}) + \frac{\bar{\tau}_\vartheta}{\rho} \tag{5.75}$$

Przy założeniu że uproszczony osiowosymetryczny przepływ jest równoległy do omywanych ścianek ($\bar{w}_r = 0$), mnożymy równanie (5.72) przez $\bar{w}_m/\bar{w}_\vartheta$, dodajemy stronami do równania (5.73) i po przekształceniach otrzymujemy:

$$\frac{\partial \bar{p}_c}{\partial m} = \frac{\partial \bar{\tau}_{rm}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{\tau}_{r\vartheta}}{\partial r} tg\bar{\beta} + \frac{\partial f'_m}{\partial m} + \frac{\partial f'_\vartheta}{\partial m} tg\bar{\beta} \tag{5.76}$$

gdzie:

$\bar{p}_c = \bar{p} + \rho/2\ (\bar{w}_m^2 + \bar{w}_\vartheta^2 + \bar{w}_r^2)$ – ciśnienie całkowite w przepływie.

Przyjmując ponadto, że odległość Δm mierzona w przekroju merydionalnym wieńca jest niewielka oraz że $\Delta \bar{p}_c$ oznacza stratę całkowitego ciśnienia na odcinku Δm, równanie (5.76) można napisać w postaci:

$$\Delta \bar{p}_c = \left[\frac{\partial \bar{\tau}_{rm}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{\tau}_{r\vartheta}}{\partial r} tg\bar{\beta} + \frac{\partial f'_m}{\partial m} + \frac{\partial f'_\vartheta}{\partial m} \cdot tg\bar{\beta} \right] \cdot \Delta m, \tag{5.77}$$

dla obszaru warstwy przyściennej.

Na granicy warstwy przyściennej i przepływu głównego równanie (5.77) uprości się do postaci:

$$\Delta \bar{p}_{cg} = \left[(\frac{\partial f'_m}{\partial m})_g + (\frac{\partial f'_\vartheta}{\partial m})_g\ tg\bar{\beta}\, g \right] \cdot \Delta m \tag{5.78}$$

Równanie (5.77) odejmujemy od równania (5.78), całkujemy wzdłuż promienia w obszarze warstwy przyściennej w granicach od 0 do δ i otrzymujemy, przy założeniu, że kąty strug w obszarze warstwy przyściennej nie ulegają zmianie, zależność:

$$\int_0^{\delta} (\Delta \bar{p}_{cg} - \Delta \bar{p}_c) dr = \left[\frac{\partial}{\partial m} \int_0^{\delta} (f'_{mg} - f'_m) dr + \right.$$

$$\left. + \operatorname{tg}\bar{\beta} \frac{\partial}{\partial m} \int_0^{\delta} (f'_{\vartheta g} - f'_{\vartheta}) dr - \int_0^{\delta} \left(\frac{\partial \bar{\tau}_{rm}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{\tau}_{r\vartheta}}{\partial r} \operatorname{tg}\bar{\beta} \right) dr \right] \Delta m \tag{5.79}$$

Stratę całkowitego ciśnienia w strudze o długości Δm przedstawić możemy za pomocą współczynnika strat ξ, który definiujemy zależnością:

$$\xi = \frac{\Delta \bar{p}_c}{1/2 \varrho \bar{w}_{1g}^2} \tag{5.80}$$

gdzie: $1/2 \varrho \bar{w}_{1g}^2$ przedstawia ciśnienie dynamiczne określone w obszarze poza warstwą przyścienną na wlocie do stopnia, dla wybranej linii prądu.

Biorąc pod uwagę równanie (5.80) możemy napisać:

$$\int_0^{\delta} (\Delta \bar{p}_{cg} - \Delta \bar{p}_c) dr = \frac{\varrho \bar{w}_{1g}^2}{2} \int_0^{\delta} (\xi - \xi_g) dr \tag{5.81}$$

W wieńcu łopatkowym o wystarczającej smukłości łopatek całkowita strata ciśnienia poza warstwą przyścienną stanowi stratę profilową ($\xi = \xi_p$), którą w niniejszej pracy określamy w oparciu o metodę Lieblein'a [30].

Całkowita strata w wieńcu łopatkowym, z łopatkami o skończonej długości, stanowi sumę straty profilowej, tarcia oraz strat przepływów wtórnych. Strata tarcia występuje na pierścieniowych ściankach sprężarki, tj. na powierzchniach piasty i osłony zewnętrznej. Do strat wtórnych zalicza się wszystkie straty brzegowe związane z przestrzennym charakterem przepływu lepkiej cieczy.

Pomiędzy miejscowym współczynnikiem strat ξ określonym dla osiowosymetrycznego opływu palisady łopatkowej, zdefiniowanym równaniem (5.80), a średnim współczynnikiem strat $\bar{\xi}$ występuje związek:

$$\int_0^{h/2} \xi dr = \int_0^{h/2} (\xi_w + \xi_t + \xi_p) dr =$$

$$= (\bar{\xi}_w + \bar{\xi}_t + \bar{\xi}_p) \cdot \frac{h}{2} = \bar{\xi} \frac{h}{2} \tag{5.82}$$

Prawa strona równania (5.81) może więc być przekształcona do postaci:

$$\frac{\bar{w}_g^2}{2}\int_0^{\delta}(\xi - \xi_g)dr = \frac{\bar{w}_g^2}{2}\int_0^{h/2}(\xi_w + \xi_t)dr = (\bar{\xi}_w + \bar{\xi}_t)\,\frac{\bar{w}_g^2 \cdot h}{4} \tag{5.83}$$

Uwzględniając równania definicyjne określające zmniejszenie sił łopatkowych w obszarach pierścieniowych warstw przyściennych (5.46) oraz równania (5.81) i (5.83), otrzymujemy z równania (5.79) zależność:

$$\rho\,\frac{\bar{w}_g^2}{2}\,\delta'_{fm} + \operatorname{tg}\beta\,\rho\,\frac{\bar{w}_g^2}{2}\,\delta'_{f\vartheta} = \rho\,\frac{\bar{w}_g^2}{4}\,(\bar{\xi}_t + \bar{\xi}_w)\cdot h -$$

$$- (\tau_{\delta m} + \tau_{\delta\vartheta}\cdot\operatorname{tg}\beta)\,\Delta m \tag{5.84}$$

Zależność (5.84) potwierdza fizykalnie uznany związek pomiędzy nierównomiernym rozkładem sił łopatkowych w warstwie przyściennej a wielkością strat tarcia przyściennego oraz strat wtórnych. W przypadku gdy łopatka związana jest z pierścieniową ścianką, straty te są głównie wywołane przez oderwanie strug w narożach utworzonych przez podciśnieniową stronę profili a omywaną ścianką. Natomiast gdy występuje szczelina nadłopatkowa, wówczas przeważają straty związane z przepływem nadłopatkowym [75] oraz ze względnym ruchem ścianki i wierzchołka łopatek. Wielkość strat wtórnych związana jest z geometrycznymi i aerodynamicznymi parametrami palisady łopatkowej. Pominięcie wpływu strat wtórnych oraz tarcia przyściennego sprawia, że równanie (5.84) przyjmuje postać równania (5.69).

5.4. METODY ROZWIĄZANIA RÓWNAŃ WARSTWY PRZYŚCIENNEJ

Równania warstwy przyściennej dla kierunku osiowego i obwodowego (5.19), (5.20) lub (5.49) i (5.50), łącznie z równaniami uzupełniającymi określonymi doświadczalnie, tworzą zamknięty układ, którego rozwiązanie umożliwia wyznaczenie wielkości charakterystycznych warstwy przyściennej przy piaście i przy osłonie zewnętrznej, zarówno w bezwzględnym, jak i względnym układzie współrzędnych. Przekształcenie zależności z układu bezwzględnego do układu względnego i odwrotnie odbywa się za pomocą relacji:

$$\begin{aligned} W_m &= C_m \\ W_{\vartheta} &= C_{\vartheta} + U. \end{aligned} \tag{5.85}$$

Natomiast wartości miar liniowych δ_m^{**} i δ_ϑ^{**} transformujemy wykorzystując równania definicyjne tych wielkości:

$$\delta_m^{**} = \delta_{m(w)}^{**}$$

$$C_\vartheta \cdot \delta_\vartheta^{**} = W_\vartheta \cdot \delta_{\vartheta(w)}^{**} \tag{5.86}$$

Stosowane w większości metod obliczeniowych różne postacie empirycznych równań uzupełniających budzą nadal wątpliwości co do zakresu ich ważności [4], [5], [6], [74].

Stąd jednym z celów niniejszej pracy jest analiza wpływu postaci równań uzupełniających oraz występujących w nich wielkości doświadczalnych na wyniki obliczeń narastania warstw przyściennych.

Stosownie do czynionych uproszczeń oraz przyjętego zestawu równań wyodrębnione zostały trzy podstawowe metody:

5.4.1. Metoda obliczeń (1)

Stratford [8] rozpatrując całkowitą zmianę pędu wzdłuż wieńca łopatkowego, zarówno w obszarze warstwy przyściennej, jak i przepływu głównego, wyprowadził całkowe równanie pędu umożliwiające określenie narastania osiowej składowej warstwy przyściennej w maszynie przepływowej. Przyjął przy tym założenie, że warstwa przyścienna narasta jedynie w kierunku osiowym oraz że siła łopatkowa jest normalna do powierzchni łopatek i ma wartość stałą w obszarze warstwy przyściennej. Stąd otrzymujemy całkowe równania pędu dla kierunku osiowego z równania (5.49), przy założeniu że $\delta_{fm} = 0$. Jako równania uzupełniające wykorzystana została zależność określająca wartość naprężeń stycznych τ_m (5.51) oraz zależność na parametr kształtu H (5.57). Uzyskany zamknięty układ równań rozwiązano numerycznie.

5.4.2. Metoda obliczeń (2)

W metodzie tej określone zostało narastanie dwuwymiarowej warstwy przyściennej zarówno w kierunku osiowym, jak i obwodowym. Wykorzystano tu oba równania całkowe (5.49) i (5.50), uzupełnione o równania określające zmienność składowych osiowych i obwodowych naprężeń stycznych (5.52) - (5.55).

Równaniami zamykającymi są zależności określające związki pomiędzy składowymi osiowymi i obwodowymi miar liniowych zmniejszenia pędu δ_m^{**} i δ_ϑ^{**} (5.68) oraz składowymi osiowymi i obwodowymi miar liniowych zmniejszenia sił łopatkowych δ_{fm} i $\delta_{f\vartheta}$ (5.69). Występujące w równaniach (5.53-5.55), (5.68) oraz (5.69) wielkości C_f, H, ε oraz K określone winny być doświadczalnie.

5.4.3. Metoda obliczeń (3)

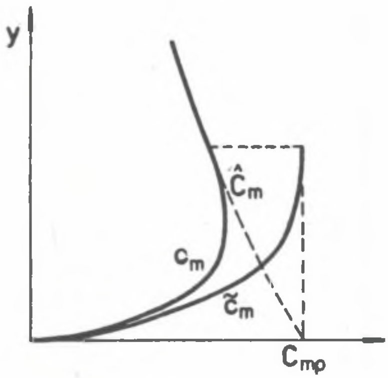
Zasadniczą różnicą tej metody w porównaniu z metodą (2) jest zastąpienie równania (5.69) przez równanie (5.84) uwzględniające wpływ tarcia przyściennego oraz strat wtórnych na wielkość nierównomiernego rozkładu sił łopatkowych.

Alternatywnie do wartości współczynnika tarcia C_f uzyskanego doświadczalnie [4], [5] sprawdzono również przydatność formuły (5.56). Podobnie alternatywnie do wartości doświadczalnych stosowano formuły obliczające naprężenia styczne $\tilde{\tau}_m$ i $\tilde{\tau}_\vartheta$ (5.52) oraz (5.52)-(5.55) oraz parametr kształtu H (5.57).

6. MODELOWANIE PROFILI PRĘDKOŚCI W PRZESTRZENIACH MIĘDZYWIEŃCOWYCH

6.1. WSTĘP

Ścisły związek występujący pomiędzy charakterem rozkładu prędkości a narastaniem warstw przyściennych i w konsekwencji wielkością strat występujących w przepływie przez wieńce łopatkowe sprawia, że dla opracowania efektywnych metod obliczeniowych wyznaczenia charakterystyk aerodynamicznych osiowych stopni sprężających o znanej geometrii konieczne jest opracowanie metod profilowania prędkości w przepływie rzeczywistym. Zagadnienie rozwiązuje się metodą uzgadniania rozkładów prędkości określonych w przepływie głównym, niezakłóconym wpływem tarcia przyściennego oraz profili prędkości w obszarze pierścieniowych warstw przyściennych, w których tarcie dominuje (rys. 6.1).



Rys. 6.1. Uzgadnianie profili prędkości

Fig. 6.1. Matching of velocities profiles

6.2. PRZEPŁYW GŁÓWNY

Rozkłady prędkości w obszarze przepływu głównego określono wykorzystując osiowosymetryczny model przepływu, posługując się pojęciem krzywizny linii prądu, zgodnie z algorytmem opisanym w rozdziale 3 opracowania.

6.3. MODELOWANIE PROFILI PRĘDKOŚCI W OBSZARZE PIERŚCIENIOWYCH WARSTW PRZYŚCIENNYCH

6.3.1. <u>Przegląd metod modelowania</u>

Liczba niewiadomych występujących w procesie rozwiązywania równań opisujących przepływ w obszarze turbulentnej warstwy przyściennej przewyższa liczbę stojących do dyspozycji równań. Konieczne jest więc wykorzystanie w obliczeniach pewnej liczby informacji uzyskanych na drodze doświadczalnej. Informacje te zawarte są między innymi w formułach modelujących profile średnich prędkości w obszarze turbulentnej warstwy przyściennej.

Większość istniejących zależności na rozkład średnich prędkości jest ważna jedynie dla zewnętrznego i wewnętrznego obszaru warstwy przyściennej, z wyłączeniem lepkiej podwarstwy [73], [74], [75], [76], [77]. Zważywszy jednak, że lepka podwarstwa jest zwykle bardzo cienka w porównaniu z grubością całkowitą warstwy, zależności te umożliwiają wystarczająco dokładne określenie integralnych wielkości warstwy przyściennej, nawet wówczas, gdy nie spełniają warunków brzegowych na ścianie. Najstarszy i najprostszy model rozkładu średnich prędkości w obszarze warstwy przyściennej określony jest przez formułę potęgową zaproponowaną przez Prandtla [75]. Formuła ta ze względu na swą prostotę została wykorzystana w dalszej części pracy do wyznaczania wstępnych wielkości charakterystycznych warstwy przyściennej. Pretsch [76] uzależnił stosunek prędkości c_m/C_m od stosunku y/δ i dodatkowo od parametru kształtu $H = \delta^*/\delta^{**}$.

Zasadniczą wadą formuł potęgowych jest duża rozbieżność uzyskanych za ich pomocą profili prędkości w wewnętrznym obszarze warstwy przyściennej z profilami rzeczywistymi.

Rozkład prędkości w obszarze turbulentnej warstwy przyściennej poza obszarem lepkiej podwarstwy z powodzeniem wyznaczany jest za pomocą formuły Colesa [77] kojarzącej dwa wielokrotnie sprawdzone prawa [73]. Pierwsze prawo to prawo tarcia w obszarze przyściennym [77]. Stwierdza ono, że naprężenia styczne w małych odległościach od ścianki y są prawie stałe i równe jego wartości na powierzchni $\tau_{ść}$ oraz że średnia prędkość w tym obszarze jest w pełni określona przez gęstość ρ, lepkość kinematyczną ν, odległość od ścianki y oraz wcześniej zdefiniowaną wartość $\tau_{ść}$:

$$\frac{c_m}{C_m} = f\left(\frac{y \cdot C_\tau}{\nu}\right)$$

gdzie:

$$C_\tau = \frac{\tau_{ść}^{1/2}}{\rho} \text{ - tak zwana prędkość tarcia.}$$

Drugie prawo jest określone przez tzw. uniwersalną funkcję śladu pozałopatkowego analitycznie przedstawioną przez Hinze'a [73]:

$$W(y/\delta) = 1 - \cos(\pi \cdot y/\delta) \tag{6.1}$$

Formuła Colesa z uwagi na ścisły związek ze zjawiskami występującymi w obszarze turbulentnej warstwy przyściennej jest stosowana w wielu analizach dając dobre przybliżenie profili prędkości przepływu rzeczywistego [51], [73], [74].

Kool w pracy [6] przedstawił nową zależność na obliczanie profili prędkości w obszarze pierścieniowych warstw przyściennych, kojarzącą formułę opisującą zewnętrzną warstwę przyścienną z formułą opisującą profil prędkości w obszarze wewnętrznej warstwy przyściennej, w której prędkości stopniowo maleją do zera.

W niniejszej pracy zweryfikowana została doświadczalnie przydatność przedstawionych metod modelowania profili prędkości w analizie przepływu w osiowym stopniu sprężającym.

6.3.2. Formuły potęgowe

Formuła potęgowa Prandtla [75]

$$\frac{c_m}{\overline{c}_m} = (y/\delta)^{1/n} \tag{6.2}$$

gdzie: n = 4-9, najczęściej n = 7.

Odpowiednie grubości warstwy przyściennej wyprowadzone dla przewodu pierścieniowego mają postać:

- miara liniowa zmniejszenia natężenia przepływu:

$$\frac{\delta}{R}\left(\frac{2}{1+n}\right) - \left(\frac{\delta}{R}\right)^2\left(\frac{1}{1+2n}\right) = 2 \cdot \frac{\delta^*}{R} - \frac{\delta^2}{R^2} \tag{6.3}$$

- miara liniowa zmniejszenia pędu:

$$\left(\frac{\delta}{R}\right)^2 \frac{-n}{(1+n)(1+2n)} + \frac{\delta}{R}\,\frac{2n}{(2+n)(1+n)} = 2\,\frac{\delta^{**}}{R} - \frac{\delta^{**2}}{R^2} \tag{6.4}$$

Formuła potęgowa Pretsha [76]

$$\frac{c_m}{\overline{c}_m} = (y/\delta)^{1/2\,(H-1)} \tag{6.5}$$

oraz

$$\delta^* = \delta \cdot \frac{H+1}{H-1}$$

$$\delta^{**} = \delta \cdot \frac{H-1}{H(H+1)} \tag{6.7}$$

6.3.3. Model Colesa [77]

Model ten umożliwia wyznaczanie profili prędkości w obszarze turbulentnej warstwy przyściennej z wyłączeniem lepkiej podwarstwy.

Postać formuły Colesa dogodna do obliczeń wielkości charakterystycznych warstwy przyściennej przedstawia się następująco:

$$\frac{C_m - c_m}{C_m} = \frac{\omega}{k}\left\{\Pi[2 - W(y/\delta)] - \ln(y/\delta)\right\} \tag{6.8}$$

gdzie δ, Π, ω stanowią wielkości zmieniające się w osiowym kierunku przepływu, $W(y/\delta)$ jest uniwersalną funkcją śladu aerodynamicznego przedstawioną analitycznie przez Hinze'a [70] (równanie (6.1)).

Stałą k zwaną stałą Karmana przyjęto w obliczeniach równą 0.41.

Wstawiając równania (6.1) i (6.8) do równania (5.44) otrzymujemy analityczne wyrażenie na grubość warstwy przyściennej:

$$\delta = \frac{k \cdot \delta^*}{\omega(1 + \Pi)} \tag{6.9}$$

gdzie:

Π - stanowi tak zwany wolny parametr zależny od stanu ukształtowania warstwy przyściennej.

Liczbową wartość parametru Π możemy obliczyć znając parametr kształtu H oraz współczynnik tarcia przyściennego ω (równanie (5.56)) z zależności uzyskanej po wykorzystaniu i przekształceniu równań (6.1), (6.8), (5.44) oraz (5.45):

$$1.522\,\Pi^2 + \left(3.2\,\frac{k}{\omega}\,\frac{H-1}{H}\right)\Pi + \left(2 - \frac{k}{\omega}\,\frac{H-1}{H}\right) = 0 \tag{6.10}$$

Równanie (6.10) wykorzystane zostało w niniejszej pracy do określenia początkowych wartości Π w obliczeniach wielkości charakterystycznych warstwy przyściennej.

W celu sprawdzenia zachowania się wolnego parametru Π w obszarze warstwy przyściennej przekształcono równanie (6.8) do postaci umożliwiającej wyznaczenie miejscowych wartości tego parametru przy wykorzystaniu doświadczalnie określonych miejscowych wartości $(c_m/C_m)_d$ oraz ω_d:

$$\Pi_{miejsc} = \frac{[1 - (c_m/C_m)_d]\,\frac{k}{\omega_d} + \ln(y/\delta)}{1 + \cos(\pi \cdot y/\delta)} \tag{6.11}$$

W procesie rozwiązywania równań przepływu w obszarze warstwy przyściennej konieczne jest w metodzie Colesa określenie początkowych wartości δ, Π i ω łącznie z prędkością i gradientem prędkości w każdym obliczeniowym kroku.

6.3.4. Model Koola [6]

Profil zewnętrznej warstwy przyściennej opisany jest tu równaniem:

$$\frac{c_m}{C_m} = 1 - b(1 - y)^n \tag{6.12}$$

gdzie:

b - defekt prędkości na krawędzi warstwy przyściennej.

Ponieważ prędkość obliczona równaniem (6.12) nie spada do zera w pobliżu ścianki, autor wprowadził dodatkowo wyrażenie korekcyjne, które ma wpływ na prędkość jedynie w pobliżu ścianki. W rezultacie równanie określające profil prędkości w całym obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przyjmuje postać:

$$\frac{c_m}{C_m} = 1 - b(1 - y/\delta)^n \, (1 - e^{-Ky^+}) \tag{6.13}$$

gdzie:

$$y^+ = \frac{y \cdot C_\tau}{\vartheta}$$

oraz

$$C_\tau = \sqrt{\frac{Cf}{2}}$$

W pobliżu ścianki równanie (6.13) sprowadza się do:

$$\left(\frac{c_m}{C_m}\right)_{y=0} = (1 - b)K \cdot y^+ \tag{6.14}$$

Wykorzystując dobrze znaną zależność na podwarstwę:

$$\frac{c_m}{C} = y^+ \tag{6.15}$$

otrzymamy:

$$b = 1 - \frac{1}{K}\frac{C_\tau}{C_m} \tag{6.16}$$

Ponieważ K zmienia się w zakresie od 0,05 do 0,2, pierwsze przybliżenie wartości b można określić z równania:

$$b = 1 - 14 \frac{c_{\tau}}{c_m} \tag{6.17}$$

które uzyskano w efekcie optymalizacji profili eksperymentalnych [6].

Przy dużym współczynniku tarcia b może przybrać ujemną wartość; wówczas stosowana jest inna postać zależności:

$$b = e^{-7 \cdot n \sqrt{c_f}} \tag{6.18}$$

gdzie: n stanowi wykładnik potęgowy w modelu profilu prędkości określonym równaniem (6.12). Umowne grubości warstwy przyściennej obliczamy z zależności:

$$\delta_m^* = \delta \cdot b \cdot \frac{1}{n+1} \tag{6.19}$$

$$\delta_m^{**} = \delta \cdot b \cdot \left(\frac{1}{n+1} - b \frac{1}{2n+1}\right) \tag{6.20}$$

6.4. ROZKŁAD KĄTÓW SPŁYWU W OBSZARZE PIERŚCIENIOWEJ WARSTWY PRZYŚCIENNEJ

Przestrzenny charakter zjawisk w obszarach pierścieniowych warstw przyściennych wywiera silny wpływ na rozkład kątów strug w przekroju wylotowym łopatek i tym samym na profil prędkości i wielkość przekazywanej pracy.

Rozkład kątów strug wzdłuż wysokości łopatki możemy określić zależnością:

$$\beta_2 = (\beta_2)_p + \Delta \beta_2 \tag{6.21}$$

gdzie:

β_{2p} - kąty strug w przekroju wylotowym wieńca obliczone z badań palisad płaskich,

β_2 - poprawka kątów wylotowych w obszarach brzegowych.

W wieńcach łopatkowych, w których występuje szczelina promieniowa, dodatkowo należy uwzględnić wpływ przecieków nadłopatkowych.

6.4.1. Przepływ nadłopatkowy

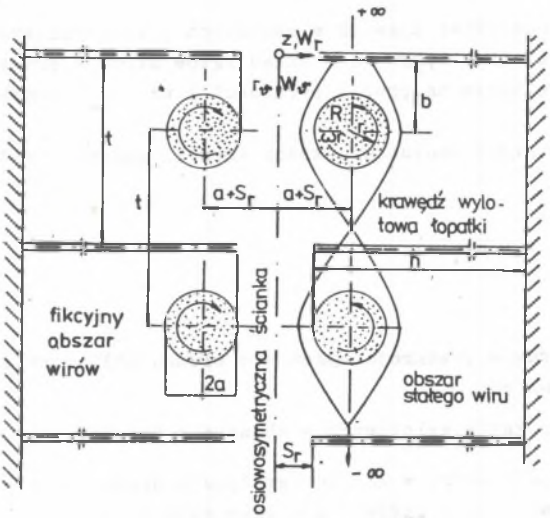
W oparciu o badania doświadczalne Lakshminarajana przedstawił w swej pracy [71] model fizyczny przepływu cieczy idealnej przez szczelinę nadłopatkową. Zgodnie z tym modelem przepływ nadłopatkowy odbywający się od strony nadciśnieniowej do podciśnieniowej łopatki i rozprzestrzeniony wzdłuż całej cięciwy formuje warstwę wirową, która zwija się spiralnie tworząc rdzeń wirującego podobnie jak ciało stałe gazu. Lakshminarajana założył przy tym, że utworzone w ten sposób jądro wirowe przejmuje całkowitą wirowość pola przepływu, tak że przepływ poza tym jądrem można traktować jako niewirowy. W rezultacie jądro wiru wiruje jak ciało stałe, natomiast obszar zewnętrzny zgodnie z zasadą stałego wiru (rys. 6.2). Warunek brzegowy wymagający, by składowe normalne prędkości przyjmowały wartość zerową na ściankach ograniczających, jest spełniony przez wprowadzenie fikcyjnych wirów umiejscowionych w jednakowej odległości po przeciwnej stronie omywanej ścianki (rys. 6.2). Cyrkulacja związana z wirem nadłopatkowym określona [71] została z zależności:

$$\Gamma = (1 - K)\Gamma_{2p} \tag{6.22}$$

gdzie: wartość K wyznaczono w oparciu o pomiar ciśnienia przy wierzchołku łopatki dla przypadku, gdy nie występują przepływy wtórne, z zależności:

$$1 - K = 0{,}23 + 7{,}45\, S_r/t \tag{6.23}$$

dla $0{,}01 < S_r/t < 0{,}1$.



Rys. 6.2. Jądro wirowe
Fig. 6.2. Vortex core

Promień rdzenia wiru może być określony przy wykorzystaniu teorii Rainsona [71] wyprowadzonej dla przepływu nielepkiego i stałego obciążenia łopatki wzdłuż cięciwy:

$$a = 0,14\, S_r \left(\frac{d}{S_r}\sqrt{C_\Gamma}\right)^{0,85} \tag{6.24}$$

gdzie:

C_Γ - stanowi współczynnik siły nośnej przy wierzchołku,

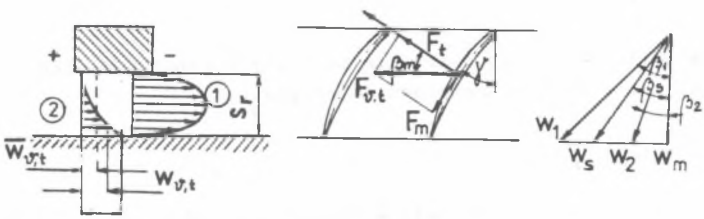
d - odległość wiru od krawędzi wlotowej łopatki.

Znajomość promienia rdzenia wiru umożliwia z kolei obliczenie prędkości kątowej rdzenia wiru:

$$\omega = \frac{(1 - K)\Gamma}{2\pi\, a^2} \tag{6.25}$$

Wpływ lepkości gazu sprawia, że przez szczelinę promieniową przepływa większa ilość gazu. W zależności od rodzaju sił wymuszających przepływ przez szczelinę rozdzielić można na dwa przepływy (rys. 6.3):

1) przepływ, który wywołany jest przez różnicę ciśnień spowodowaną przez cyrkulację,
2) przepływ spowodowany wpływem lepkości gazu w trakcie względnego ruchu ścianki i łopatek.



Rys. 6.3. Model przepływu nadłopatkowego
Fig. 6.3. Clearence flow model

Dla uwzględnienia tych zjawisk w przepływie gazu idealnego określamy przy wierzchołku łopatki siłę aerodynamiczną $F_{\vartheta t}$ (rys. 6.3), która wywołuje dodatkowy wzrost przepływu masy cieczy przez szczelinę promieniową:

$$F_{\vartheta t} = \Delta p_{\vartheta t} \cos\gamma \tag{6.26}$$

gdzie:

$\Delta p_{\vartheta t}$ - różnica ciśnień, która powoduje zmianę ilości gazu idealnego przepływającego przez szczelinę nadłopatkową w wyniku oddziaływania sił lepkości.

Średnią prędkość przepływu spowodowaną lepkością gazu określamy z zależności:

$$w_{\vartheta t} = \frac{1}{S_r} \int_0^{S_r} w_{\vartheta t} dr = c_1 \frac{U_z}{2} \tag{6.27}$$

gdzie: $c_1 = 1$.

Siła aerodynamiczna $F_{\vartheta t}$ ma charakter siły nośnej. Średnią prędkość $w_{\vartheta t}$ można wyrazić również zależnością:

$$w_{\vartheta t} = \sqrt{\frac{2 \Delta p_{\vartheta t}}{\varrho}} = \sqrt{\frac{2F_{\vartheta t}}{\varrho \,.\, l \cos\beta_s}} = \sqrt{\frac{2\Gamma_t w_s}{l \cos\gamma \cos\beta_s}} \tag{6.28}$$

Z równań (6.28) i (6.27), przy założeniu że $C_1 = 1$, otrzymujemy szukaną wartość cyrkulacji:

$$\Gamma_t = \frac{U_w^2 \, l}{8 \,.\, w_s} \cos\beta_s \,.\, \cos\gamma \tag{6.29}$$

Wypadkowa cyrkulacja jądra wiru dla palisady sprężarkowej zgodnie z prawem Helmholtza określona może być zależnością:

$$\Gamma = (1 - K)\, \Gamma_{2p} + \Gamma_t \tag{6.30}$$

W równaniu (6.30) ujęty jest wpływ względnego ruchu omywanej ścianki na cyrkulację wirowego jądra.

W przypadku gdy przepływ odbywa się w wieńcu nieruchomym ($U = 0$), wówczas równanie (6.30) przyjmuje postać równania (6.22).

Do obliczenia promienia jądra wiru a wykorzystujemy zależność (6.24) uzupełnioną o człon $\pm (U_w/w_s)\cos\gamma$ uwzględniający zmianę ilości gazu przepływającego przez szczelinę nadłopatkową [69]:

$$a = 0{,}14\, S_r \left[\frac{d}{S_r} \left(C_\Gamma + \frac{U_w}{w_s} \cos\gamma\right)\right]^{0{,}85} \tag{6.31}$$

Wielkość Γ_{2p}, C_Γ, β_s oraz w_s określone zostały w oparciu o badania palisad płaskich bez uwzględnienia strat brzegowych.

Zgodnie z wynikami pracy [71] zmiana średnich wartości kątów wylotowych strug wzdłuż wysokości łopatki określona może być zależnością:

$$\Delta\bar{\beta}_2 = \text{arc tg}\left[0{,}25 \frac{C_\Gamma}{t} l\left(1 - \frac{z - S_r}{a}\right)\right] \tag{6.32}$$

dla $a + S_r \geq z \geq S_r$.

W pracy [72] w wyniku badań doświadczalnych dla najczęściej stosowanych szczelin nadłopatkowych S_r uzyskano zależność na zmianę kąta wylotowego strug w szczelinie nadłopatkowej:

$$\text{tg}\Delta\beta_2 = \frac{\Gamma}{2\pi W_s a}\left(1 - \frac{z - S_r}{a}\right) \tag{6.33}$$

Jeśli $z > 2a + S_r$, odchylenie kątów wylotowych wywołane przez wir potencjalny jest pomijalnie małe, co pozwala na przyjmowanie zależności $\Delta\beta_2 = 0$.

7. STRATY W OBSZARZE PIERŚCIENIOWYCH WARSTW PRZYŚCIENNYCH

7.1. OGÓLNY OPIS STRAT

Narastanie warstw przyściennych na osiowosymetrycznych ściankach ograniczających przepływ w osiowym stopniu sprężającym wywiera stosunkowo niewielki wpływ na wielkość odgięcia strug w wieńcach łopatkowych, a więc na wielkość przekazywanej pracy, ma natomiast decydujące znaczenie dla kształtowania się wielkości strat i sprawności pracy w obliczeniowym i pozaobliczeniowych punktach charakterystyki aerodynamicznej.

Zagadnienie strat występujących w obszarach pierścieniowych warstw przyściennych w osiowym stopniu sprężającym rozpatrywane jest w stosunkowo niewielkiej liczbie prac [4], [5], [6], [78] oraz [79] i [80]. Żadne z tych opracowań nie wyczerpuje zagadnienia. Brak jest w nich w szczególności pełnego rozróżnienia i zdefiniowania wszystkich zjawisk występujących w obszarach przyściennych. W rozdziale niniejszym uczyniono próbę kompleksowej analizy strat wynikających w sposób pośredni lub bezpośredni z oddziaływania pierścieniowych warstw przyściennych. Uściślone zostały przede wszystkim niektóre straty oraz sformułowane wyrażenia na odpowiadające im sprawności.

Można wyróżnić następujące straty występujące w obszarze pierścieniowych warstw przyściennych:

1) straty profilowe,
2) straty w obszarze pierścieniowych warstw przyściennych:
   - straty wynikające ze spadku ciśnienia w obszarach warstw przyściennych przy piaście i przy osłonie zewnętrznej,
   - straty związane ze spadkiem obciążenia aerodynamicznego oraz zmniejszenia natężenia przepływu w obszarach pierścieniowych warstw przyściennych,
   - straty energii spowodowane tarciem płynu o powierzchnie ograniczające piasty i osłony zewnętrznej,
3) straty przepływów wtórnych i nadłopatkowych.

Straty zdefiniowane w punkcie 2 i 3 zwane są również stratami brzegowymi.

Matematyczny model strat opracowany został w oparciu o integralne wielkości warstwy przyściennej zdefiniowane w rozdziale 5. Zasadnicze znaczenie w przyjętym modelu ma określenie zmniejszenia strumienia masy oraz zmniejszenia siły obwodowej w obszarach przyściennych przy piaście i przy osłonie zewnętrznej.

7.2. ZMNIEJSZENIE STRUMIENIA MASY

Po oznaczeniu przez $\hat{W}_m$ prędkości merydionalnej określonej z obliczeń przepływu głównego, a przez w_m prędkości występującej w przepływie z uwzględnieniem tarcia przyściennego, równanie zachowania masy przyjmie postać:

$$\frac{\dot{m}}{2\pi\varrho} = \int_{r_p}^{r_o} r \cdot w_m \cdot dr = \int_{r_p}^{r_o} \hat{W}_m \cdot r \cdot dr - \int_{r_p}^{r_o} (\hat{W}_m - w_m) r \cdot dr \tag{7.1}$$

Przyjmując ponadto, że grubość warstwy przyściennej jest mała w porównaniu z promieniami powierzchni zewnętrznych ograniczających przepływ, równanie (7.1) można doprowadzić do postaci:

$$\frac{\dot{m}}{2\pi\varrho} = \int_{r_p}^{r_o} r \cdot \hat{W}_m \cdot dr - r_o \int_{r_o-\delta_o}^{r_o} (\hat{W}_m - w_m) dr - r_p \int_{r_p}^{r_p+\delta_p} (\hat{W}_m - w_m) dr \tag{7.2}$$

Równanie (7.2) przekształcimy wykorzystując zależność uzgadniającą profile prędkości w przepływie głównym oraz w obszarach przyściennych (rys. 6.1) określoną przez van Dyke'a [4]:

$$w_m(r) = \tilde{w}_m(r) + \hat{W}_m(r) - W_{mg} \tag{7.3}$$

Uzyskujemy w rezultacie równanie wykorzystujące wcześniej już wprowadzone pojęcie miary liniowej zmniejszenia natężenia przepływu δ^* (równania (5.11) lub (5.44)):

$$\frac{\dot{m}}{2\pi\varrho} = \int_{r_p}^{r_o} r\, \hat{W}_m \cdot dr - (W_{mg} \cdot \delta^* \cdot r)_o - (W_{mg} \cdot \delta^* \cdot r)_p \tag{7.4}$$

lub

$$\frac{\dot{m}}{2\pi\varrho} = \int_{r_p+\delta^*_p}^{r_o-\delta^*_o} r \cdot \hat{W}_m \cdot dr \tag{7.5}$$

Równanie (7.5) uwzględnia przemieszczenie ścianek ograniczających przepływ o wartości δ_o^* i δ_p^*.

Zarówno równanie (7.4), jak i (7.5) umożliwia wykorzystanie w obliczeniach przepływu głównego blokady przepływu, wywołanej przez narastanie warstw przyściennych na ściankach ograniczających przepływ.

7.3. ZMNIEJSZENIE ENERGII CZYNNIKA W WYNIKU ZMNIEJSZENIA SIŁ ŁOPATKOWYCH

Równanie określające rzeczywistą pracę sił łopatkowych możemy przedstawić w sposób analogiczny jak równanie rzeczywistego strumienia masy (7.2):

$$\int_{r_p}^{r_o} r \cdot U \cdot f_\vartheta \cdot dr = \int_{r_p}^{r_o} r \cdot U \cdot \hat{f}_\vartheta \cdot dr - r_o U_o \int_{r_o-\delta_o}^{\delta_o} (\hat{f}_\vartheta - f_\vartheta) dr -$$

$$- r_p \cdot U_p \int_{r_p}^{r_p+\delta_p} (\hat{f}_\vartheta - f_\vartheta)_p \cdot dr \tag{7.6}$$

Uwzględniając równanie definicyjne miary liniowej zmniejszenia sił łopatkowych w obszarach przyściennych (5.14) oraz zależność określającą wypadkowy profil sił łopatkowych:

$$f_\vartheta(r) = \tilde{f}_\vartheta(r) + \hat{f}_\vartheta(r) - f_{\vartheta g} \tag{7.7}$$

przekształcamy równanie (7.6) do postaci:

$$\int_{r_p}^{r_o} r \cdot U \cdot f_\vartheta \cdot dr = \int_{r_p}^{r_o} r \cdot U \cdot \hat{f}_\vartheta \cdot dr - r_o \cdot U_o \cdot \rho \, \frac{w_o^2}{2} \, \delta_{f\vartheta o} -$$

$$- r_p \cdot U_p \cdot \rho \, \frac{w_p^2}{2} \, \delta_{f\vartheta p} \tag{7.8}$$

lub

$$\int_{r_p}^{r_o} r \cdot U \cdot f_{\vartheta} \cdot dr = \int_{r_p+\delta_p^*}^{r_o-\delta_o^*} r \cdot U \cdot \hat{f}_{\vartheta} \cdot dr +$$

$$+ r_o \cdot U_o(\delta_o^* \hat{f}_{\vartheta o} - \rho \delta_{f\vartheta o} \frac{w_o^2}{2}) + r_p U_p(\delta_p^* f \delta_p - \rho \delta_{f\vartheta p} \frac{w_p^2}{2}) \qquad (7.9)$$

Pierwsze wyrażenie po prawej stronie równania (7.9) zmniejszone o wartość strat profilowych wyraża pracę użyteczną. Pozostałe dwa człony określają stratę pracy w rezultacie zmniejszenia sił łopatkowych w obszarach warstw przyściennych.

7.4. BILANS ENERGII

Rzeczywistą pracę przekazaną przez łopatki koła wirnikowego czynnikowi sprężanemu można przedstawić zgodnie z I zasadą termodynamiki zależnością:

$$L_t = \int_{r_p}^{r_o} \rho\, w_m \cdot \Delta i_s \cdot r\, dr + 1/2 \int_{r_p}^{r_o} (c_2^2 - c_o^2) w_m \cdot r \cdot dr + \Delta L_c \qquad (7.10)$$

gdzie:

ΔL_c - wartość rozproszonej energii w strudze elementarnej $\dot{dm}$.

Wykorzystując równania (7.6) i (7.8), równanie (7.10) można przekształcić do innej, bardziej dogodnej do analizy postaci:

$$L_t = \int_{r_p}^{r_o} \rho w_m \cdot \Delta i^* \cdot r \cdot dr = \int_{r_p}^{r_o} U \cdot f_{\vartheta} \cdot r \cdot dr + \Delta L_t =$$

$$= \int_{r_p}^{r_o} r \cdot U \cdot \hat{f}_{\vartheta} \cdot dr - \sum_{p,o} r \cdot U \cdot \frac{w^2}{2} \delta_{f\vartheta} + \Delta L_t \qquad (7.11)$$

gdzie:

i^* - rzeczywista entalpia stanu spoczynku,

f_ϑ - rzeczywista siła łopatkowa przypadająca na jednostkę powierzchni przekroju poprzecznego strugi,

ΔL_t - strata pracy tarcia na ściankach ograniczających.

Stratę pracy tarcia na ściankach ograniczających określamy z równania:

$$\Delta L_t = \tau_{\acute{s}\acute{c}} \cdot 2\pi \cdot r \cdot \Delta m \cdot U \tag{7.12}$$

Po uwzględnieniu równań (5.52) i (5.53) otrzymujemy dwie zależności:

- w obszarze przyściennym przy piaście:

$$\Delta L_{tp} = \rho \frac{C_f}{2} \left\{ W_m^2 + (U - C_\vartheta)^2 \right\}^{1/2} (U - C_\vartheta) 2 \cdot \pi \cdot r \Delta m \cdot U \tag{7.13}$$

- w obszarze przyściennym przy osłonie zewnętrznej:

$$\Delta L_{to} = \rho \frac{C_f}{2} \left\{ W_m^2 + (U - W_\vartheta)^2 \right\}^{1/2} (U - W_\vartheta) \cdot 2\pi \cdot r \cdot \Delta m \cdot U \tag{7.14}$$

Analizując równania (7.10) i (7.11), przy wykorzystaniu zależności (7.4), (7.5) oraz (7.8) i (7.9), można wyróżnić następujące rodzaje prac realizowanych w układzie przepływowym wieńca łopatkowego:

- praca użyteczna:

$$L_u = 2\pi \int_{r_p}^{r_o} \rho \cdot \Delta i_s^* \cdot w_m \cdot r \cdot dr =$$

$$= c_p T_1 \cdot \dot{m} \left[\frac{1}{\dot{m}} \int_{r_p}^{r_o} \left(\frac{p_{c2}}{p_{c1}} \right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}} d\dot{m} - 1 \right] \tag{7.15}$$

- praca izentropowa przepływu potencjalnego:

$$L_s = 2\pi \int_{r_p}^{r_o} \rho \cdot \Delta \hat{i}_s^* \cdot \hat{w}_m \cdot r \cdot dr =$$

$$= c_p \cdot T_1 \cdot \dot{m} \left[\frac{1}{\dot{m}} \int_{r_p}^{r_o} \left(\frac{p_{c2}}{p_{c1}} \right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}} d\hat{\dot{m}} - 1 \right] \tag{7.16}$$

- praca izentropowa przepływu potencjalnego po uwzględnieniu zmniejszenia natężenia przepływu w obszarach przyściennych:

$$L_{s,\Delta\dot{m}} = 2\pi \int_{r_p+\delta_p^*}^{r_o-\delta_o^*} \varrho \hat{W}_m \cdot \Delta\hat{i}_s^* \cdot r \cdot dr =$$

$$= 2\pi \int_{r_p}^{r_o} \varrho \cdot \hat{W}_m \cdot \Delta\hat{i}_s^* \cdot r \cdot dr - \Delta \sum_{p,o} (\delta\hat{i}_s^* r \cdot \hat{W}_m) \tag{7.17}$$

- praca doprowadzona do układu w przepływie nielepkim:

$$L_d = 2\pi \cdot \int_{r_p}^{r_o} \varrho \cdot \hat{W}_m \cdot \Delta\hat{i}^* \cdot r \cdot dr =$$

$$= C_p \cdot T_1 \cdot \dot{m}\left[\frac{1}{\dot{m}} \int_{r_p}^{r_o} \left(\frac{T_2}{T_1}\right) d\hat{\dot{m}} - 1\right] \tag{7.18}$$

- rzeczywista praca przekazana przez wieniec łopatkowy bez uwzględnienia sił tarcia na zewnętrznych powierzchniach kanału łopatkowego:

$$L_{f\vartheta} = 2\pi \int_{r_p}^{r_o} f_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr \tag{7.19}$$

- praca sił łopatkowych w przepływie nielepkim:

$$\hat{L}_{f\vartheta} = 2\pi \cdot \int_{r_p}^{r_o} \hat{f}_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr =$$

$$= 2\pi \cdot \int_{r_p}^{r_o} \cdot \hat{W}_m \cdot \Delta\hat{i}^* \cdot r \cdot dr \tag{7.20}$$

- oraz po uwzględnieniu zmniejszenia natężenia przepływu w obszarach przyściennych:

$$L_{f\vartheta,\,\dot{m}} = 2\pi \int_{r_p+\delta_p^*}^{r_o-\delta_o^*} \hat{f}_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr \tag{7.21}$$

Prace przedstawione równaniami (7.18), (7.20) i (7.21) nie znajdują odpowiednika w rzeczywistym bilansie energetycznym stopnia, mają jednak znaczenie dla pełnego zrozumienia i oceny zjawisk zachodzących w przepływie przez wieniec łopatkowy.

7.5. ANALIZA STRAT I SPRAWNOŚCI

Zdefiniowane równaniami (7.10) do (7.20) prace umożliwiają analizę strat i sprawności występujących w układzie przepływowym wieńca łopatkowego.

7.5.1. Straty pracy użytecznej

Strata pracy użytecznej w obszarach przyściennych w efekcie zmniejszenia natężenia przepływu:

$$L_{U,\Delta\dot{m}} = 2\pi\left[\int_{r_p}^{r_o} \varrho \cdot \Delta\hat{i}_s^* \cdot \hat{w}_m \cdot r \cdot dr - \int_{r_p+\delta_p^*}^{r_o-\delta_o^*} \varrho \cdot \Delta\hat{i}_s^* \cdot \hat{w}_m \cdot r \cdot dr\right] \tag{7.22}$$

oraz sprawność uwzględniająca stratę pracy użytecznej:

$$\eta_{u,\Delta\dot{m}} = \frac{\int_{r_p+\delta_p^*}^{r_o-\delta_o^*} \varrho \cdot \Delta\hat{i}_s^* \cdot \hat{w}_m \cdot r \cdot dr}{\int_{r_p}^{r_o} \Delta\hat{i}_s^* \cdot \hat{w}_m \cdot r \cdot dr} \tag{7.23}$$

Strata pracy użytecznej w wyniku zmniejszenia ciśnienia w obszarach warstw przyściennych:

$$L_{u,\Delta p} = 2\pi \left[\int_{r_p+\delta_p^*}^{r_o-\delta_o^*} \varrho \Delta \hat{i}_s^* \cdot \hat{w}_m \cdot r \cdot dr - \right.$$

$$\left. - \int_{r_p}^{r_o} \varrho \cdot \Delta i_s^* \cdot w_m \cdot r \cdot dr \right] \tag{7.24}$$

oraz sprawność:

$$\eta_{u,\Delta p} = \frac{\int_{r_p}^{r_o} \varrho \cdot \Delta i_s^* \cdot w_m \cdot r \cdot dr}{\int_{r_p+\delta_p^*}^{r_o-\delta_o^*} \cdot \Delta \hat{i}_s^* \cdot \hat{w}_m \cdot r \cdot dr} \tag{7.25}$$

Suma strat pracy użytecznej stanowi jednocześnie sumę wszystkich strat brzegowych występujących w przepływie przez wieniec łopatkowy:

$$\Delta L_b = \Delta L_{u,\Delta \dot{m}} + \Delta L_{u,\Delta p} =$$

$$= 2\pi \left[\int_{r_p}^{r_o} \varrho \cdot \Delta \hat{i}_s^* \cdot \hat{w}_m \cdot r \cdot dr - \int_{r_p}^{r_o} \varrho \cdot \Delta i_s^* \cdot w_m \cdot r \cdot dr \right] \tag{7.26}$$

Sprawność uwzględniającą całkowitą stratę pracy użytecznej w obszarach przyściennych uzyskujemy z zależności:

$$\eta_b = \eta_{u,\Delta m} \cdot \eta_{u,\Delta p} = \frac{\int_{r_p}^{r_o} \varrho \cdot \Delta i_s^* \cdot w_m \cdot r \cdot dr}{\int_{r_p}^{r_o} \varrho \cdot \Delta \hat{i}_s^* \cdot \hat{w}_m \cdot r \cdot dr} \tag{7.27}$$

7.5.2. <u>Straty pracy łopatkowej</u>

Strata pracy łopatkowej w wyniku zmniejszenia natężenia przeływu:

$$L_{f,\Delta\dot{m}} = 2\pi\left[\int_{r_p}^{r_o} \hat{f}_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr - \int_{r_p+\delta_p^*}^{r_o-\delta_o^*} \hat{f}_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr\right] \tag{7.28}$$

oraz odpowiadająca jej sprawność:

$$\eta_{f,\Delta\dot{m}} = \frac{\int_{r_p+\delta_p^*}^{r_o-\delta_o^*} \hat{f}_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr + \Delta L_t}{\int_{r_p}^{r_o} \hat{f}_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr + \Delta L_t} \tag{7.29}$$

Strata pracy łopatkowej w wyniku zmniejszenia obwodowych sił łopatkowych:

$$\Delta L_{f,f\vartheta} = 2\pi \int_{r_p+\delta_p^*}^{r_o-\delta_o^*} \hat{f}_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr - \int_{r_p}^{r_o} f_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr \tag{7.30}$$

$$\eta_{f,f_{\vartheta}} = \frac{\int_{r_p}^{r_o} f_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr + \Delta L_t}{\int_{r_p+\delta_p^*}^{r_o-\delta_o^*} \hat{f}_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr + \Delta L_t} \tag{7.31}$$

Sprawność uwzględniającą całkowitą stratę pracy łopatkowej w obszarach przyściennych obliczamy z zależności:

$$\eta_f = \eta_{f,\Delta\dot{m}} \cdot \eta_{f,f\vartheta} = \frac{\int_{r_p}^{r_o} f_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr + \Delta L_t}{\int_{r_p}^{r_o} \hat{f}_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr + \Delta L_t} =$$

$$= \frac{\int_{r_p}^{r_o} \hat{f}_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr - \sum_{p,o} r \cdot U \cdot w^2/2\, \delta_{f\vartheta} + \Delta L_t}{\int_{r_p}^{r_o} \hat{f}_{\vartheta} \cdot U \cdot r \cdot dr + \Delta L_t} \tag{7.32}$$

7.5.3. <u>Sprawności uogólnione</u>

Sprawność izentropowa przepływu potencjalnego:

$$\hat{\eta}_s = \frac{\int\limits_{r_p}^{r_o} \rho \cdot \hat{w}_m \cdot \Delta \hat{i}_s^* \cdot r \cdot dr}{\int\limits_{r_p}^{r_o} \rho \cdot \hat{w}_m \cdot \Delta \hat{i}^* \cdot r \cdot dr} = \frac{\int\limits_{r_p}^{r_o} \rho \; \hat{w}_m \cdot \Delta \hat{i}_s^* \cdot r \cdot dr}{\int\limits_{r_p}^{r_o} \hat{f}_\psi \cdot U \cdot r \cdot dr + \Delta L_t} \tag{7.33}$$

Iloraz sprawności określonych równaniami (7.33) i (7.32) stanowi sprawność profilową:

$$\eta_p = \hat{\eta}_s / \eta_f = \frac{\int\limits_{r_p}^{r_o} \rho \cdot \hat{w}_m \cdot \Delta \hat{i}_s^* \cdot r \cdot dr}{\int\limits_{r_p}^{r_o} f_\psi \cdot U \cdot r \cdot dr + \Delta L_t} \tag{7.34}$$

Sprawność całkowitą stopnia sprężającego uzyskujemy z iloczynu sprawności określającej straty brzegowe (równanie (7.27)) i sprawności profilowej (równanie (7.34)):

$$\eta_{c_{st}} = \eta_b \cdot \eta_p = \frac{\int\limits_{r_p}^{r_o} \cdot \Delta i_s^* \cdot w_m \cdot r \cdot dr}{\int\limits_{r_p}^{r_o} f_\psi \cdot U \cdot r \cdot dr + \Delta L_t} \tag{7.35}$$

8. STANOWISKO DO BADAŃ STRUKTURY PRZEPŁYWU W OSIOWYM STOPNIU SPRĘŻAJĄCYM

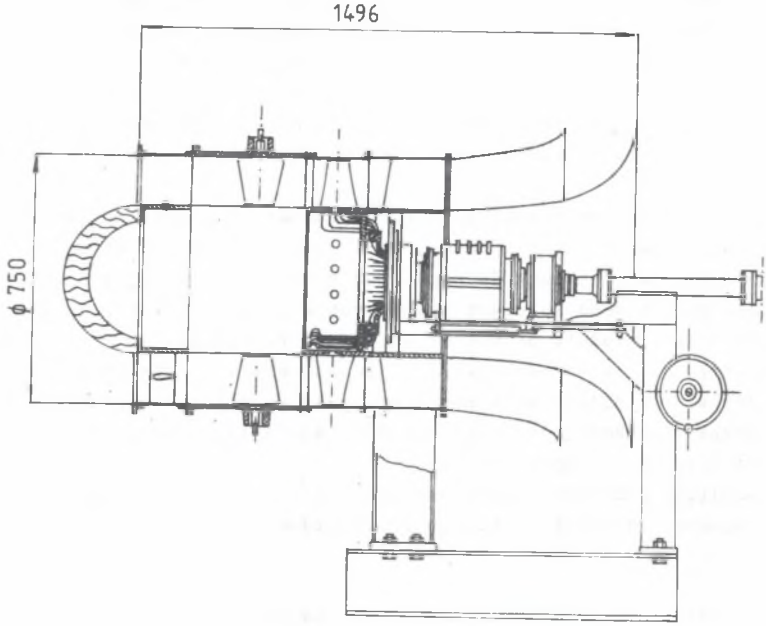
8.1. ZAŁOŻENIA WSTĘPNE

W celu uzyskania uzupełniających informacji dotyczących przepływu przez osiowe stopnie sprężające oraz dla umożliwienia weryfikacji wyników badań teoretycznych skonstruowano stanowisko do badań obciążeń aerodynamicznych wirujących wieńców łopatkowych oraz struktury przepływu w wybranych przekrojach kontrolnych stopnia, zarówno w układzie względnym, jak i bezwzględnym, w obliczeniowym i pozaobliczeniowych punktach pracy. Stanowisko umożliwia ponadto badanie pełnych charakterystyk aerodynamicznych izolowanego wieńca wirnikowego oraz całego stopnia [10].

8.2. STOPIEŃ MODELOWY

Układ przepływowy modelowego osiowego stopnia sprężającego (rys. 8.1) składa się z pierścieniowej części wlotowej, dwunastu profilowanych łopatek wstępnej kierownicy regulacyjnej, koła wirnikowego, łopatek kierownicy tylnej oraz krzywoliniowego dyfuzora pierścieniowego. Stosunkowo długa część wlotowa kanału przed stopniem umożliwia uformowanie wystarczająco grubej dla celów pomiaru warstwy przyściennej. Zasadniczym elementem stopnia modelowego jest koło wirnikowe o średnicy zewnętrznej 750 mm podwieszone na wale i połączone z urządzeniem do przenoszenia impulsów ciśnieniowych z koła wirnikowego do układu stałego z uszczelnieniem wodnym.

Koło wirnikowe o stosunku średnic $\vartheta = 0,6$ składa się z cylindrycznej piasty stalowej z zamocowanymi na niej za pomocą śrub osiemnastoma łopatkami, wykonanymi z epidianu zbrojonego włóknem szklanym, o stałej długości cięciwy wzdłuż wysokości. Łopatki zaprojektowano zgodnie z zasadą stałego wiru. Zapewnia to wyrównany profil prędkości na wylocie z koła wirnikowego w obliczeniowym i bliskim obliczeniowego punktach pracy stopnia, co ułatwia wyznaczenie z wystarczającą dokładnością krawędzi brzegowych warstwy granicznej. Przewidziano wymienność układu łopatkowego koła wirnikowego. Przyjęto profil C4 o szkieletowej kołowej. Szczegóły konstrukcyjne łopatek zestawiono w tablicy 8.1.



Rys. 8.1. Modelowy osiowy stopień sprężający OSS 750/06/I
Fig. 8.1. Model axial compressor stage OSS 750/06/I

Tablica 8.1

Geometria łopatki koła wirnikowego

	18 łopatek o stałej długości cięciwy l = 133,9 mm Profil C4 o szkieletowej kołowej		
Lp.	Promień r [m]	Kąt wygięcia ϑ [o]	Kąt ustawienia γ [o]
0	0,225	53,64	55,77
1	0,262	33,85	43,84
2	0,300	20,37	35,97
3	0,337	12,09	30,61
4	0,375	6,34	26,74

Duża skala modelu ma na celu ułatwienie badań przepływu w obszarze pierścieniowej warstwy granicznej, której grubość uwarunkowana jest wymiarami kanału przepływowego. Przekaźnik ciśnień umożliwia przenoszenie 96 impulsów ciśnieniowych z układu wirującego do układu stałego bez konieczności zatrzymywania stanowiska. Urządzenie umożliwia równoczesny odczyt ośmiu punktów pomiarowych i kolejną ich zmianę w czasie ruchu wieńca wirnikowego.

Jedna z łopatek wykonana jest jako drenowana w pięciu przekrojach na pięciu promieniach z 21 punktami poboru ciśnienia wzdłuż obwodu. Pozostałych 75 dysponowanych punktów pomiarowych rozdzielonych jest pomiędzy 15 pięciootworowych sond kulowych wirujących wraz z wirnikiem. Trzy z nich zamocowane są w piaście na wlocie do koła wirnikowego.

Pozostałych 12 sond zamocowanych jest na stałe na trzech promieniach po cztery wzdłuż podziałki w przekroju wylotowym łopatek koła wirnikowego.

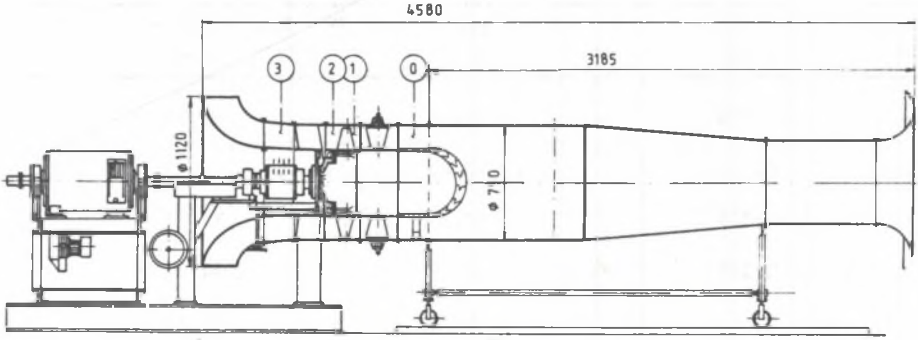
Za kołem wirnikowym znajduje się kierownica tylna składająca się z 13 płaskich łopatek cylindrycznych.

Ze względów konstrukcyjnych zastosowano dyfuzor pierścieniowy, zakrzywiony, wykonany z epidianu zbrojonego włóknem szklanym.

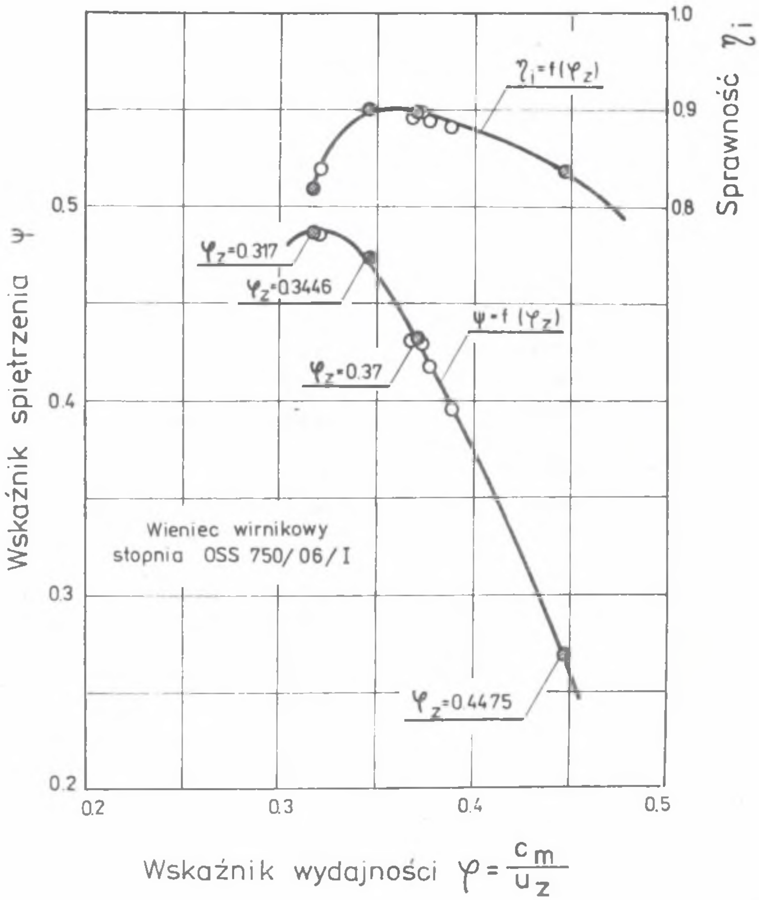
8.3. STANOWISKO BADAWCZE I APARATURA POMIAROWA

8.3.1. <u>Badanie pełnych charakterystyk aerodynamicznych wieńca wirnikowego</u>

Modelowy stopień sprężający podłączony jest po stronie ssania do rurociągu pomiarowego (rys. 8.2). Podstawowymi elementami stanowiska pomiarowego są: rurociąg pomiarowy z wymiennymi wlotami lemniskatowymi do pomiaru natężenia przepływu oraz silnik elektryczny prądu stałego z ciągłą tyrystorową regulacją liczby obrotów, zabudowany w kołysce umożliwiającej



Rys. 8.2. Stanowisko badawcze
Fig. 8.2. Test stand



Rys. 8.3. Charakterystyka aerodynamiczna wieńca wirnikowego
Fig. 8.3. Overall performance characteristics of rotor

pomiar momentu obrotowego. Do pomiaru wydajności przewidziano trzy wymienne dysze wlotowe umożliwiające pomiar w trzech zakresach wydajności:

$$\text{I} \quad \dot{V} = 0{,}77 - 4{,}62 \ m^3/s$$

$$\text{II} \quad \dot{V} = 4{,}62 - 8{,}47 \ m^3/s$$

$$\text{III} \quad \dot{V} = 8{,}47 - 11{,}55 \ m^3/s.$$

Strumień masy oblicza się z zależności:

$$\dot{m} = \alpha \cdot A \cdot \frac{p_o}{\sqrt{RT_o}} \sqrt{2 \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \left(\frac{p_o - \Delta p_d}{p_o}\right)^{\frac{2}{\varkappa}} - \left(\frac{p_o - \Delta p_d}{p_o}\right)^{\frac{\varkappa+1}{\varkappa}}} \tag{8.1}$$

gdzie:

α - współczynnik skalowania wlotu,

T_o, p_o - temperatura, ciśnienie otoczenia,

Δp_d - spadek ciśnienia w dyszy,

A - pole najmniejszego przekroju dyszy.

Przyrost ciśnienia całkowitego w wieńcu wirnikowym wyznaczono jako różnicę ciśnienia całkowitego określonego w przekroju wylotowym (przekrój 2-2) oraz wlotowym wieńca (przekrój 1-1) rys. 8.2.

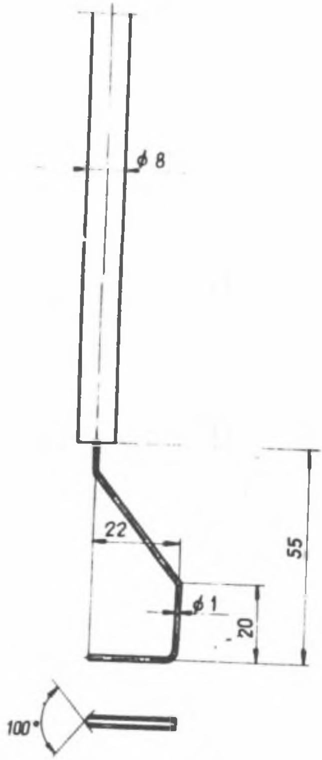
Pomiar ciśnień w przekrojach 1-1 i 2-2 przeprowadzony został poprzez sondowanie przepływu pięciootworowymi sondami kulowymi. Zmierzone rozkłady ciśnień uśredniono zgodnie z zasadami podanymi w pracach [81], [82] i [32]. Uzyskaną w przedstawiony sposób charakterystykę aerodynamiczną wieńca wirnikowego przedstawiono na rysunku 8.3.

8.3.2. Badania struktury przepływu bezwzględnego

Zasadniczym celem badań było szczegółowe sondowanie przepływu w obszarach pierścieniowych warstw przyściennych w przekroju wlotowym i wylotowym koła wirnikowego w czterech punktach charakterystyki aerodynamicznej stopnia: C_m/U_z = 0,37, 0,447, 0,3446, 0,317 (rys. 8.3) i porównanie z wynikami obliczeń. Porównano również prędkości w przepływie głównym wyznaczone z rozwiązania zagadnienia osiowosymetrycznego z rozkładami prędkości określonymi na drodze pomiaru.

Sondowanie przepływu głównego w przekroju wlotowym 1-1 i wylotowym 2-2 koła wirnikowego (rys. 8.2) prowadzono za pomocą pięciootworowych sond kulowych o średnicy czułki 5 mm.

Przepływ w obszarze warstwy przyściennej sondowano specjalnie wykonaną sondą trójotworową (rys. 8.4) o grubości czujnika 0,9 mm, umożliwiającą wyznaczenie ciśnienia statycznego i całkowitego oraz kierunku i wartości prędkości w bezpośredniej bliskości ścianki kanału łopatkowego.



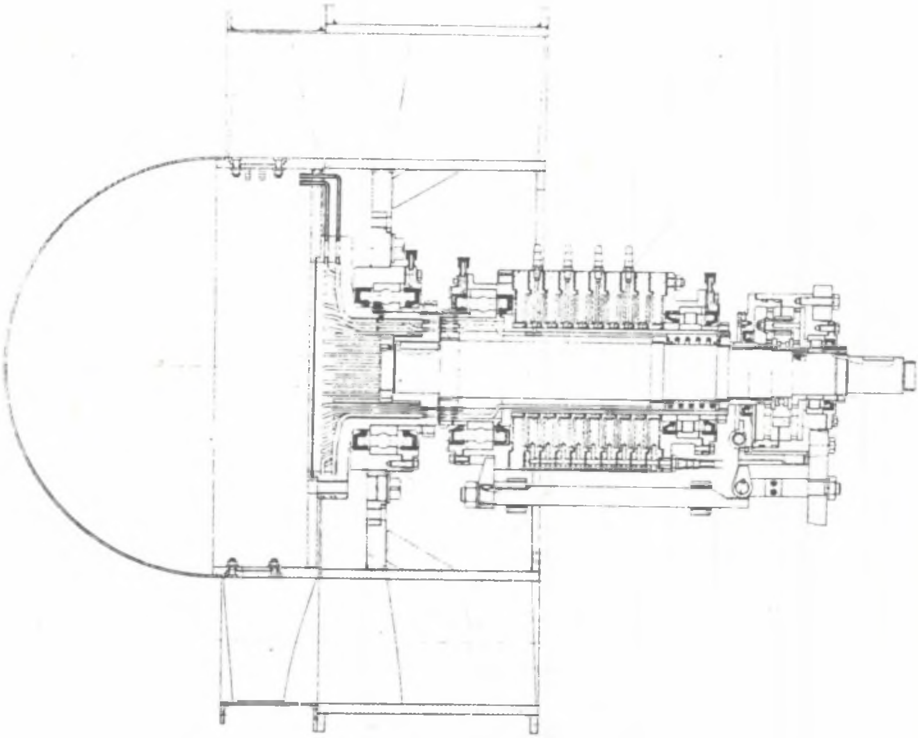
Rys. 8.4. Sonda trójotworowa
Fig. 8.4. Threehole probe

Dokładność pomiaru pola prędkości oceniano przez porównywanie zredukowanego objętościowego natężenia przepływu czynnika, określonego na podstawie sondowania, ze zredukowanym natężeniem przepływu określonym za pomocą dyszy. Do dalszej analizy przyjmowane były wyniki sondowania przepływu z błędem pomiaru nie przekraczającym 1%.

8.3.3. Badania obciążenia aerodynamicznego łopatek koła wirnikowego

Przekaźnik ciśnień (rys. 8.5) zapewnia jednoczesny pomiar ciśnienia w ośmiu punktach i przełączanie kolejnych punktów podczas ruchu koła wirnikowego. 21 punktów pomiarowych połączonych jest z przewodami przebiegającymi wzdłuż wysokości jednej z łopatek.

Konstrukcja łopatek koła wirnikowego umożliwia pomiar rozkładu ciśnienia na jej powierzchni w pięciu przekrojach równomiernie rozmieszczonych wzdłuż jej wysokości.



Rys. 8.5. Przekaźnik ciśnień
Fig. 8.5. Pressure transfer device

Badania obciążenia aerodynamicznego przeprowadzono w najbardziej obciążonym przekroju wieńca wirnikowego osiowosymetryczną powierzchnią, w odległości trzech milimetrów od piasty, w trzech punktach charakterystyki aerodynamicznej.

Wpływ sił odśrodkowych działających na słup powietrza w przewodach impulsowych uwzględniono przez obliczenie ciśnienia korekcyjnego:

$$\Delta p_k = \rho \cdot \omega^2 (r^2 - r_o^2)$$

gdzie:

r - promień umiejscowienia otworu impulsowego na powierzchni łopatki,

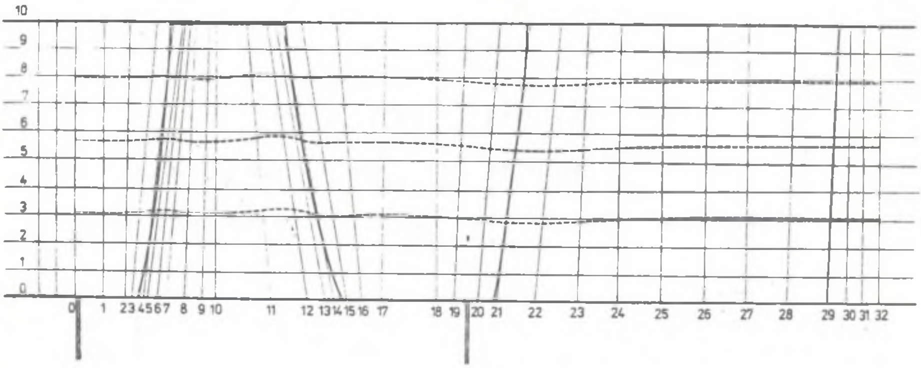
r_o - promień odbioru impulsu ciśnieniowego przez przekaźnik ciśnień,

ω - prędkość kątowa.

9. DOŚWIADCZALNA WERYFIKACJA TEORETYCZNYCH MODELI PRZEPŁYWU

9.1. ROZKŁADY PREDKOŚCI W PRZEPŁYWIE GŁÓWNYM

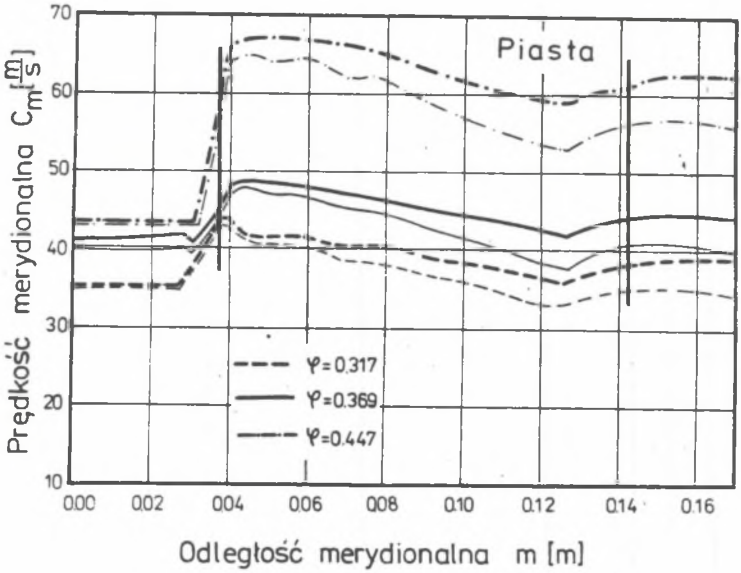
Rozkłady prędkości w obszarze przepływu głównego obliczono zgodnie z algorytmem przedstawionym w rozdziale 3 pracy w układzie współrzędnych [33] linii quasi-ortogonalnych i 5 linii prądu (rys. 9.1). Do obliczeń wyko-



Rys. 9.1. Rozkład linii prądu i quasi-ortogonalnych w przekroju merydionalnym stopnia

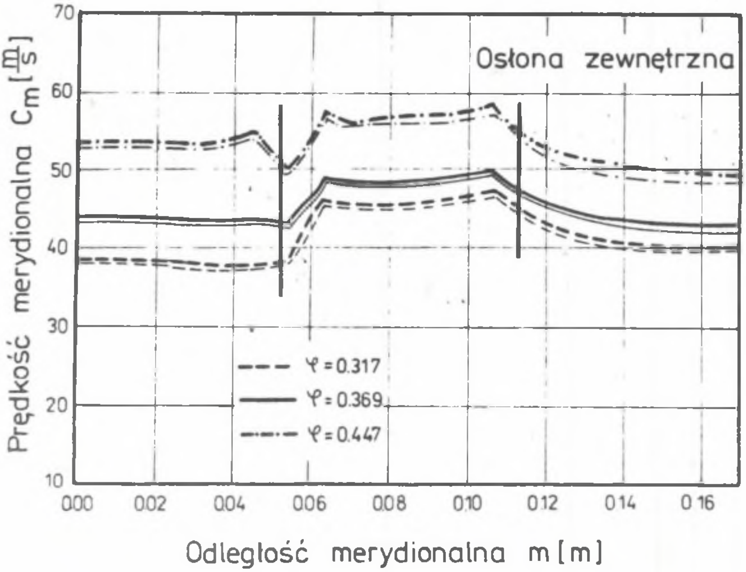
Fig. 9.1. Streamlines distribution and quasiorthogonal lines distribution in the meridional cross section of the stage

rzystano program obliczeniowy STO-PZDW-82 [56] w języku Algol 1900. Uzyskane stąd rozkłady prędkości merydionalnych i względnych przy piaście i osłonie zewnętrznej w obrębie łopatek koła wirnikowego i kierownicy tylnej przedstawione zostały na rysunkach 9.2, 9.3, 9.4 i 9.5. Rozkłady te zostały następnie wykorzystane do obliczeń narastania pierścieniowych warstw przyściennych. W celu sprawdzenia stopnia przybliżenia rzeczywistych rozkładów prędkości, uzyskanych w wyniku pomiaru, przez rozkłady prędkości uzyskane na drodze rozwiązania zagadnienia osiowosymetrycznego, w wybranych punktach charakterystyki aerodynamicznej, porównano odpowiednie wykresy prędkości dla przekroju wlotowego i wylotowego wieńca wirnikowego (rysunki 9.6, 9.7, 9.8, 9.9). Linią przerywaną wykreślono rozkład prędkości uzyskany z rozwiązania osiowosymetrycznego modelu przepływu bez uwzględniania wpływu lepkości czynnika w obszarach przyściennych. Linię ciągłą uzyskano po uwzględnieniu "współczynnika blokady" przepływu przez



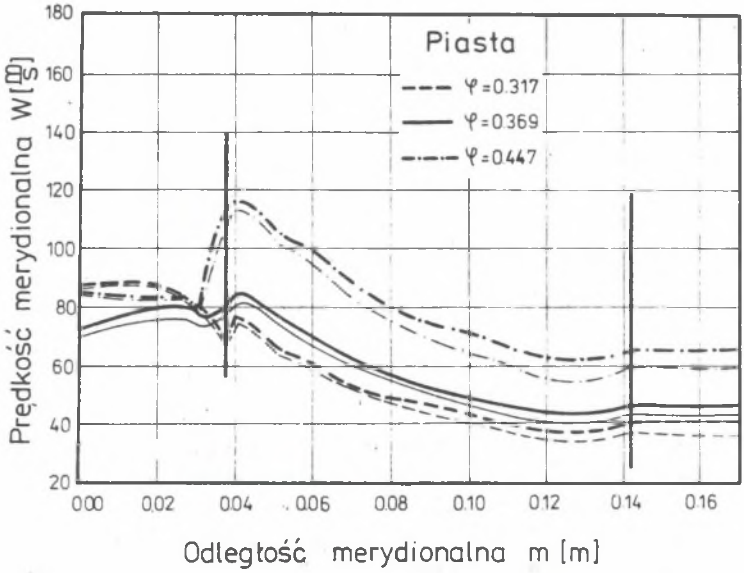
Rys. 9.2. Rozkład prędkości merydionalnych wzdłuż piasty przy trzech wskaźnikach wydajności

Fig. 9.2. Meridional velocities distribution along the hub at three coefficients of flow



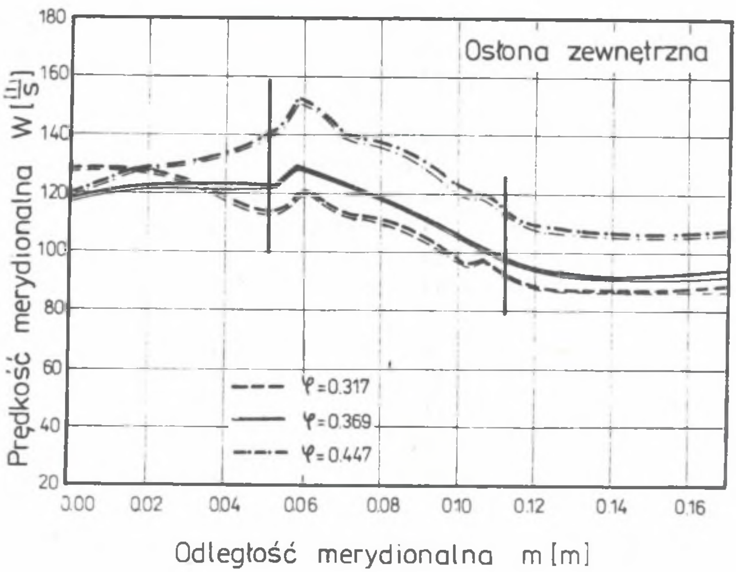
Rys. 9.3. Rozkład prędkości merydionalnych wzdłuż osłony zewnętrznej przy trzech wskaźnikach wydajności

Fig. 9.3. Meridional velocities distribution along the outer wall at three coefficients of flow



Rys. 9.4. Rozkład prędkości względnych wzdłuż piasty przy trzech wskaźnikach wydajności

Fig. 9.4. Relative velocities distribution along the hub at three coefficients of flow



Rys. 9.5. Rozkład prędkości względnych wzdłuż osłony zewnętrznej przy trzech wskaźnikach wydajności

Fig. 9.5. Relative velocities distribution along the outer wall at three coefficients of flow

warstwy przyścienne narastające na powierzchniach piasty i osłony zewnętrznej zgodnie z zależnością:

$$C_m = K_b \cdot C_m' \tag{9.1}$$

gdzie:

$$K_b = \frac{(1 - \vartheta^2)}{\left(1 - \frac{2\delta_o^{*2}}{D_z}\right) - \left(\vartheta + \frac{2\delta_p^{*2}}{D_z}\right)}$$

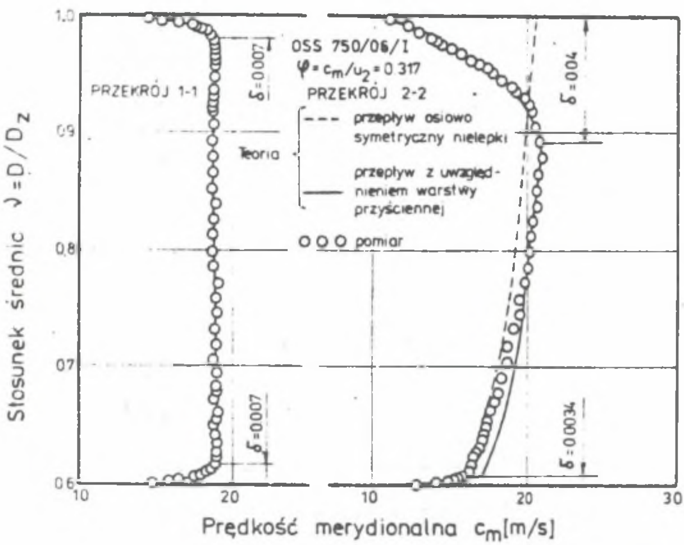
δ_p^*, δ_o^* - miary liniowe zmniejszenia natężenia przepływu przy piaście i osłonie zewnętrznej.

Pełne profile prędkości otrzymano po skojarzeniu tak uzyskanych profili w przepływie głównym z profilami prędkości w obszarach warstw przyściennych obliczonymi formułę Colesa. Na podkreślenie zasługuje dobra zgodność i jednakowa tendencja w przebiegu krzywych prędkości merydionalnych w przekroju wylotowym wieńca wirnikowego, w przepływie głównym, określonych na drodze obliczeniowej i doświadczalnej, dla wszystkich czterech wartości strumienia wydajności.

W obliczeniowym punkcie pracy wieńca prędkości merydionalne mają zgodnie z zasadą stałego wiru w przybliżeniu stałą wartość wzdłuż wysokości kanału (rys. 9.8). W przypadku pracy wieńca przy wydajnościach niższych od obliczeniowej prędkości merydionalne rosną wzdłuż wysokości kanału (rys. 9.6, 9.7), natomiast maleją przy wydajności wyższej od obliczeniowej (rys. 9.9).

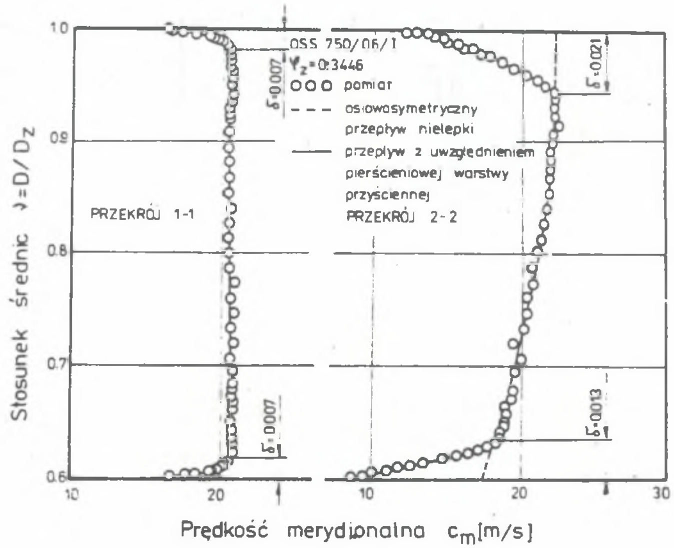
Porównanie obliczeniowego i pomiarowego rozkładu prędkości wyznaczonego przy $\varphi_z = 0{,}317$ (rys. 9.6) wykazało znaczne różnice prędkości w dolnej części kanału łopatkowego. Wynika to prawdopodobnie z faktu występowania oderwań przy piaście. Duża grubość warstwy przyściennej i wynikający stąd profil prędkości w obszarze przyściennym przy osłonie zewnętrznej stanowi efekt równoczesnego oddziaływania lepkości przyściennej oraz przepływów nadłopatkowych,

Szczególnie dobrą zgodność przebiegu obliczeniowych i pomiarowych profili prędkości uzyskano przy maksymalnej wydajności (rys. 9.9). Wynika to z braku oderwań w obszarach przyściennych przy dużych wydajnościach i małej skłonności przepływu głównego, charakteryzującego się dużą energią kinetyczną, na zaburzenia występujące w tych obszarach.



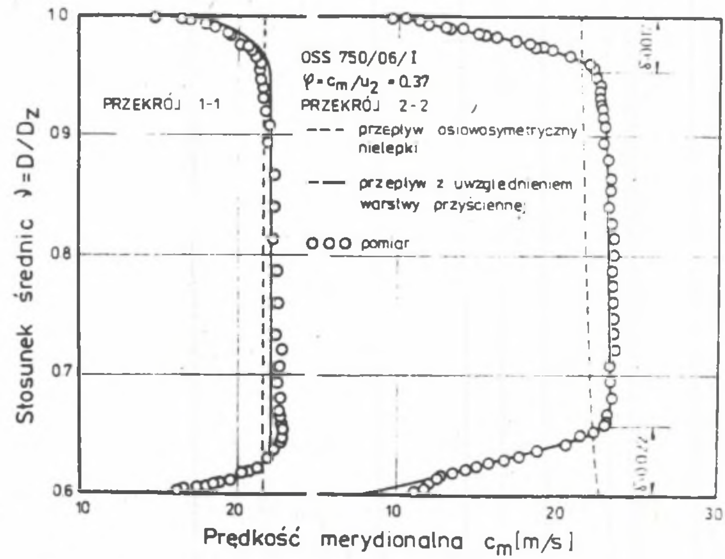
Rys. 9.6. Profile prędkości w przekroju wlotowym i wylotowym wieńca wirnikowego przy $\varphi_z = 0.317$

Fig. 9.6. Velocities profiles upstream and downstream of blade impeller at $\varphi_z = 0.317$



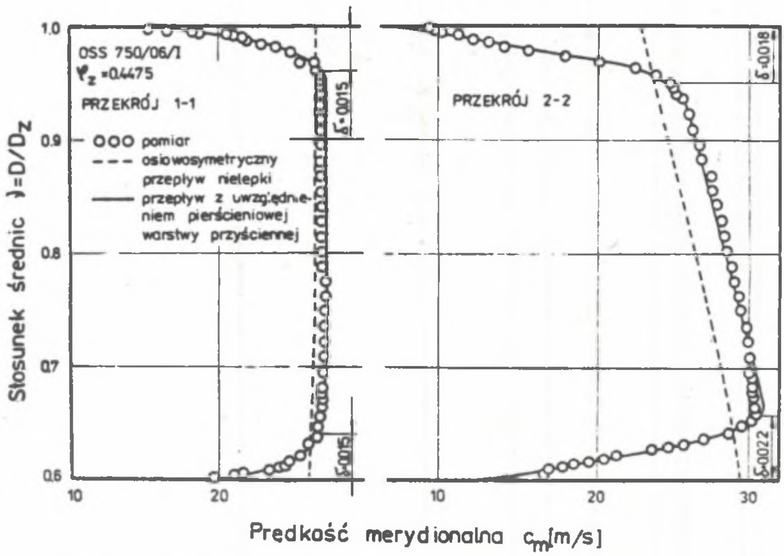
Rys. 9.7. Profile prędkości w przekroju wlotowym i wylotowym wieńca wirnikowego przy $\varphi_z = 0.3446$

Fig. 9.7. Velocities profiles upstream and downstream of blade impeller at $\varphi_z = 0.3446$



Rys. 9.8. Profile prędkości w przekroju wlotowym i wylotowym wieńca wirnikowego przy $\varphi_z = 0{,}37$

Fig. 9.8. Velocities profiles upstream and downstream of blade impeller at $\varphi_z = 0.37$

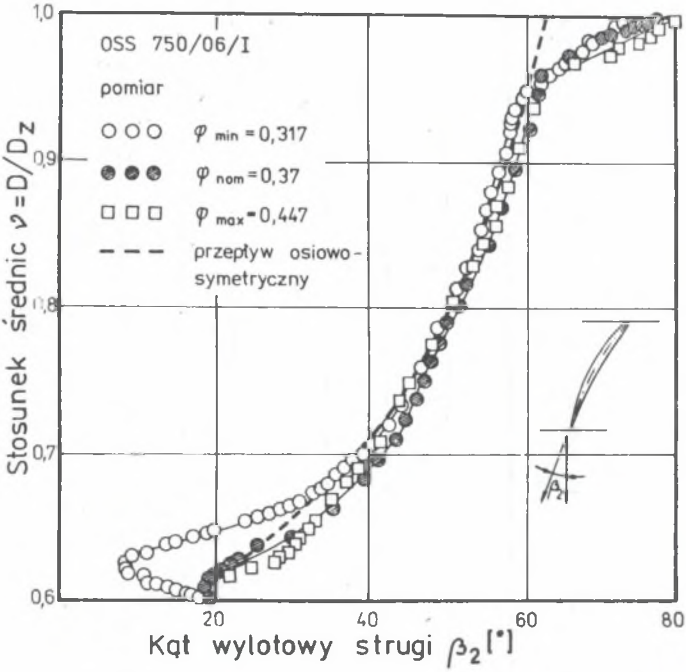


Rys. 9.9. Profile prędkości w przekroju wlotowym i wylotowym wieńca wirnikowego przy $\varphi_z = 0.4475$

Fig. 9.9. Velocities profiles upstream and downstream of blade impeller at $\varphi_z = 0.4475$

9.2. ROZKŁAD KĄTÓW STRUG NA SPŁYWIE Z ŁOPATEK WIEŃCA WIRNIKOWEGO

Porównanie rzeczywistych rozkładów kątów strug, w przekroju wylotowym wieńca wirnikowego osiowego stopnia sprężającego OSS 750/06, określonych w wyniku sondowania przepływu, dla trzech wskaźników wydajności, z kątami obliczonymi w oparciu o osiowosymetryczny model przepływu przedstawione zostało na rysunku 9.10.



Rys. 9.10. Rozkłady kątów wylotowych strug przy trzech wskaźnikach wydajności

Fig. 9.10. Distribution of flow angles at outlet from rotor at three coefficients of flow

Tablica 9.1

Poprawki kątów wylotowych strug $\Delta\beta_2$ obliczone z równań (6.24) i (6.32)

z	0	0,0005	0,005	0,0015	0,0018	0,002	0,003	0,0035
$\Delta\beta_2$		14,66	13,99	13,31	12,91	12,64	11,27	10,58

z	0,004	0,005	0,006	0,007	0,008	0,01	0,012	0,014
$\Delta\beta_2$	9,89	8,5	7,1	5,69	4,28	1,43	-	-

Tablica 9.2

Poprawki kątów wylotowych strug $\Delta\beta_2$ [o] obliczone z równań (6.31) i (6.33)

$a = 0,009204$

z	0	0,0005	0,001	0,0015	0,0018	0,002	0,003	0,0035
β_{20}	62,2	62,1	62	62	61,8	61,8	61,8	61,7
$\Delta\beta_2$	15,32	14,66	13,99	13,31	12,91	12,64	11,27	10,58
$\beta_{20}+\Delta\beta_2$	77,52	76,76	75,99	75,31	74,71	74,44	73,07	72,28
β_{2p}	78	77	76	75,6	75,2	75,2	74	73
z	0,004	0,005	0,006	0,007	0,008	0,01	0,012	0,014
β_{20}	61,6	61,5	61,5	61,4	61,3	61,2	60,9	60,7
$\Delta\beta_2$	9,89	8,5	7,1	5,69	4,28	1,43		
$\beta_{20}+\Delta\beta_2$	71,49	70	68,6	67,09	65,58	62,63		
β_{2p}	72	70	69,5	68,5	66,5	65,5	64,5	63

W tablicy 9.1 zestawione zostały poprawki kątów β_2 uwzględniające wpływ przecieków nadłopatkowych.

W tablicy 9.2 natomiast zestawiono kąty wylotowe strug obliczone z równań (6.30), (6.31), (6.33) i porównano z kątami określonymi z pomiaru.

Obliczenia przeprowadzono dla wirującego wieńca sprężającego w stopniu OSS750/06/I. Dane wyjściowe do obliczeń zestawiono w tablicy 9.3.

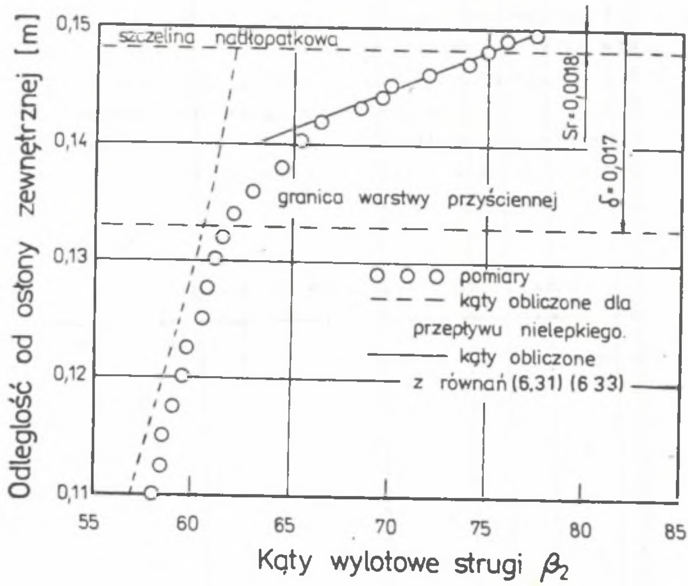
Tablica 9.3

Dane do obliczeń kątów wylotowych $\Delta\beta_2$

	Piasta	Osłona zew.
c_Γ	1,7	0,596
l [m]	0,1339	0,1339
t [m]	0,07875	0,1312
r [m]	0,225	0,375
S_r [m]	-	0,0018
d [m]	0,1607	0,1607
U_w m/s	35,34	58,9
W_s m/s	30,68	55,13
γ [°]	35,78	63,54
β_2 [°]	18,363	62,32
W_ϑ [m/s]	28,036	16,78
Γ_p	2,2	2,2

Rozkład kątów wylotowych obliczonych i uzyskanych w wyniku pomiaru w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy osłonie zewnętrznej przedstawiono ponadto na rysunku 9.11. Zaznaczono tu również wysokość szczeliny nadłopatkowej S_r oraz grubość warstwy przyściennej δ.

Z porównania wyników zestawionych w tablicach 9.1 i 9.2 wynika, że znacznie bliższe rzeczywistym uzyskuje się kąty wylotowe po obliczeniu kątów korekcyjnych $\Delta\beta_2$ z równań (6.31) i (6.33) uwzględniających ruch łopatek względem osłony zewnętrznej.



Rys. 9.11. Kąty wylotowe strug w obszarze szczeliny nadłopatkowej
Fig. 9.11. Rotor outlet tip flow angles

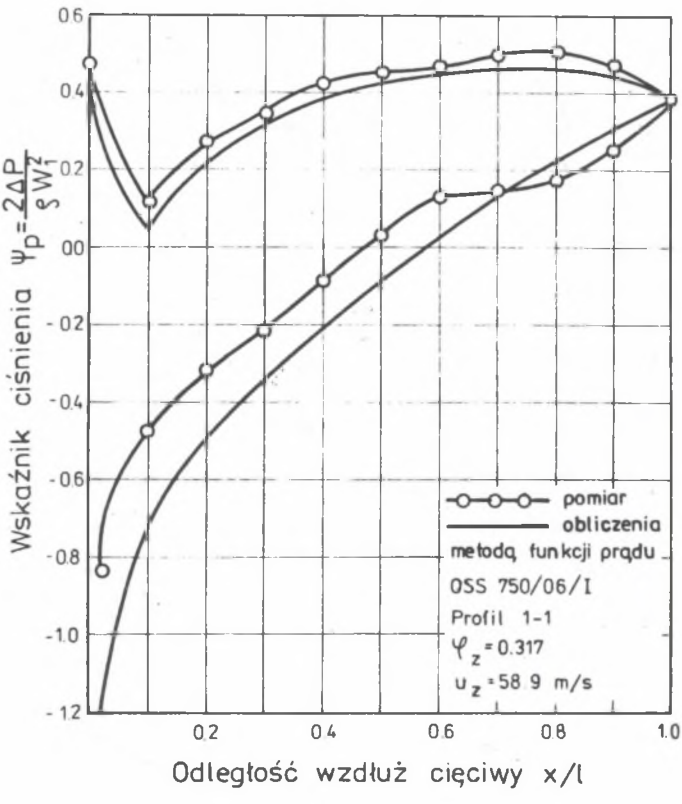
9.3. ANALIZA OBCIĄŻEŃ AERODYNAMICZNYCH WYBRANEJ PALISADY ŁOPATKOWEJ

Zarówno obliczenia, jak i badania przepływu przeprowadzono dla palisady łopatkowej uzyskanej w przecięciu wieńca wirnikowego osiowosymetryczną powierzchnią prądu, w odległości trzech milimetrów od piasty, dla trzech punktów charakterystyki aerodynamicznej.

Na rysunkach 9.12, 9.13 i 9.14 przedstawiono wykresy współczynników ciśnienia na powierzchni łopatki uzyskane w wyniku obliczeń i porównano z wykresami określonymi poprzez pomiar dla trzech wskaźników wydajności.

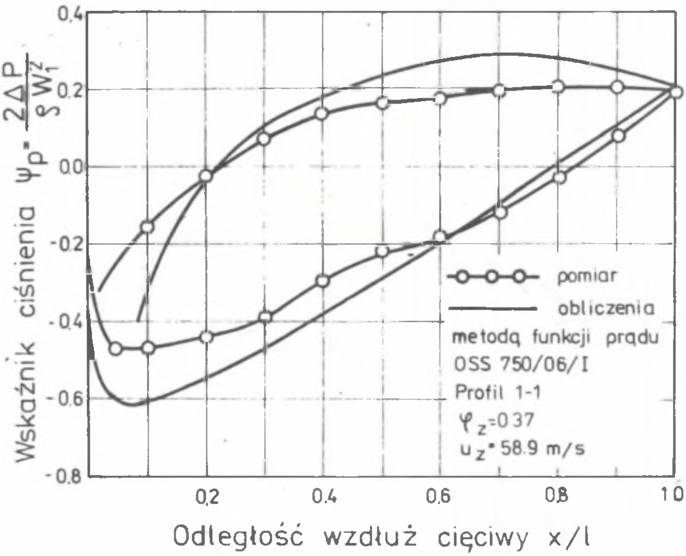
Analiza wykresów ciśnień wskazuje na to, że we wszystkich trzech przypadkach rzeczywiste obciążenie aerodynamiczne profilu przy piaście jest mniejsze od obliczeniowego.

Zgodnie z istniejącym stanem wiedzy [84] podstawowymi wielkościami charakteryzującymi profil prędkości na powierzchni łopatki są: maksymalna prędkość W_M na stronie wypukłej profilu, współrzędna maksymalnej prędkości mierzona od noska profilu X_M oraz parametr gradientu ciśnienia dla obszaru nieustalonego przepływu laminarnego.



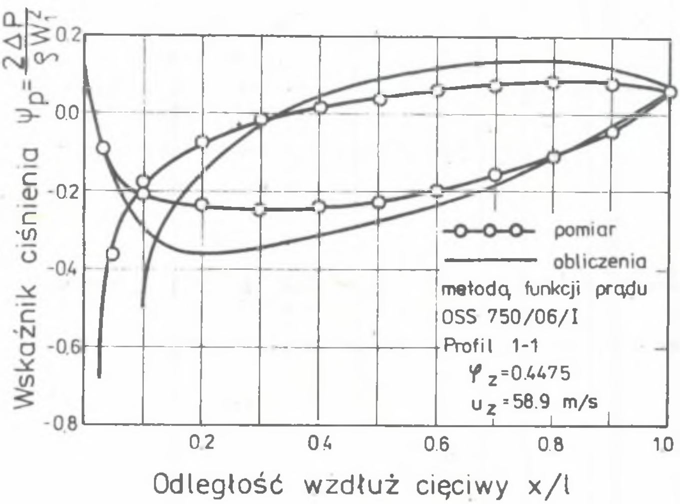
Rys. 9.12. Rozkład ciśnień wzdłuż powierzchni łopatki wirnikowej przy piaście przy $\varphi_z = 0,317$

Fig. 9.12. Pressure distribution along blade surface near to hub at $\varphi_z = 0,317$



Rys. 9.13. Rozkład ciśnień wzdłuż powierzchni łopatki wirnikowej przy piaście przy $\varphi_z = 0{,}37$

Fig. 9.13. Pressure distribution along blade surface near to hub at $\varphi_z = 0{,}37$

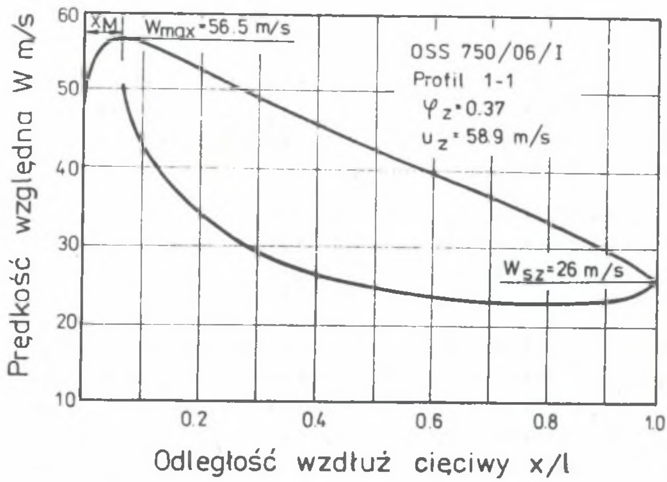


Rys. 9.14. Rozkład ciśnień wzdłuż powierzchni łopatki wirnikowej przy piaście przy $\varphi_z = 0{,}4475$

Fig. 9.14. Pressure distribution along blade surface near to hub at $\varphi_z = 0{,}4475$

Z wykresu prędkości określonego dla nominalnego punktu pracy wieńca i przedstawionego na rysunku 9.15, mamy dane:

maksymalna prędkość po stronie biernej profilu	W_M = 56,5 m/s
prędkość na krawędzi spływu	W_{s2} = 26 m/s
położenie maksymalnej prędkości po stronie wypukłej profilu	X_M/l = 0,063
Współczynnik dyfuzorowości	$D = \frac{W_{max}}{W_2} = 2{,}154$



Rys. 9.15. Rozkład prędkości względnych wzdłuż powierzchni łopatki wirnikowej przy piaście przy φ_z = 0,37

Fig. 9.15. Relative velocities distribution along blade surface near to hub at φ_z = 0,37

dla profilu prędkości określonego w nominalnym punkcie pracy wieńca tylko nieznacznie różni się od współczynnika określonego z formuły Liebleina (3.57) D_L = 2,142 [30].

Znajomość współczynnika dyfuzorowości umożliwia z kolei wyznaczenie miary liniowej zmniejszenia momentu ilości ruchu na spływie z łopatki δ_2^{**}/l = 0,03912 (równ. (3.58)) oraz współczynnika strat profilowych ζ_p = = 0,0770 (równ. (3.59)). Nazbyt duży współczynnik dyfuzorowości D_L [30] oraz zbyt bliskie [84] noska profilu położenie wierzchołka prędkości po stronie wypukłej profilu wskazuje na nadmierne obciążenie aerodynamiczne badanej palisady, co tłumaczyłoby pracę wieńca przy wskaźnikach niższych od założonych w obliczeniach.

9.4. IDENTYFIKACJA WIELKOŚCI CHARAKTERYSTYCZNYCH PIERŚCIENIOWYCH WARSTW PRZYŚCIENNYCH

9.4.1. Cele ogólne

Rozkłady prędkości przedstawione na rysunkach 9.6, 9.7, 9.8 i 9.9 posłużyły do wyznaczenia pomiarowych wartości grubości warstw przyściennych. Konieczne staje się tu określenie sposobu identyfikacji rzeczywistych grubości warstw przyściennych, zważywszy, że jedynie w obliczeniowym punkcie pracy występuje wyraźnie zaznaczone przejście profilu prędkości przepływu głównego w profil prędkości przepływu przyściennego. Przyjęto, że grubość ta określona jest przez punkt, w którym profile prędkości przyściennych przechodzą w obszar uporządkowanych profili prędkości przepływu swobodnego.

Celem przeprowadzonej w niniejszym rozdziale analizy jest określenie wpływu punktu pracy oraz usytuowania przekroju pomiarowego na kształtowanie się profili prędkości w obszarach przyściennych przy piaście i przy osłonie zewnętrznej oraz na wielkości charakterystyczne pierścieniowej warstwy przyściennej:

- grubość bezwzględną warstwy przyściennej δ,
- parametr kształtu warstwy przyściennej H,
- współczynnik tarcia przyściennego $C_f(\omega)$,
- parametr śladu aerodynamicznego Π.

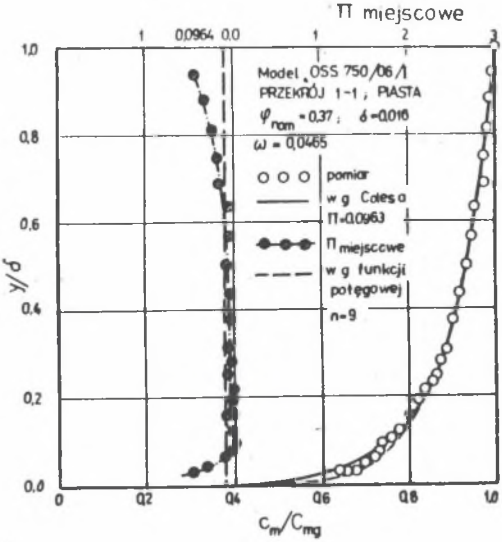
Liczbowe wartości tych wielkości określone zostały za pomocą przedstawionych w rozdziale 6 formuł obliczeniowych w procesie doświadczalnej weryfikacji i stopniowego przybliżania przebiegu obliczeniowych profili prędkości do profili określonych doświadczalnie.

Szczególnie duże możliwości wpływania na proces obliczeń stwarza formuła Colesa poprzez odpowiedni dobór takich liczb doświadczalnych, jak: współczynnik tarcia przyściennego C_f, parametr kształtu H oraz wolny parametr Π.

9.4.2. Nominalny wskaźnik przepływu

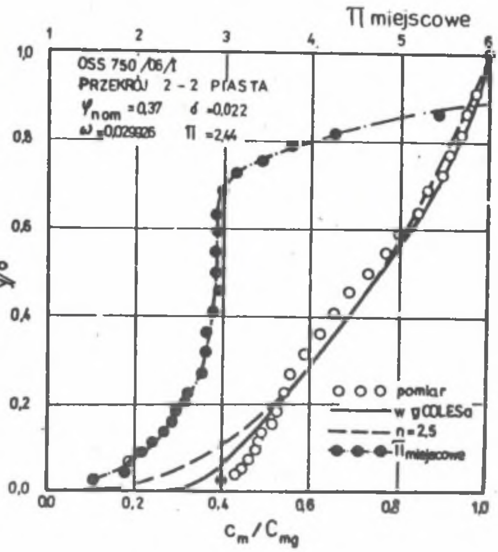
Na rysunkach 9.16, 9.17, 9.18 przeprowadzono porównanie przebiegów prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy piaście, w obliczeniowym punkcie pracy wieńca ($\varphi_z = 0{,}37$), w przekroju wlotowym i wylotowym, określonych na drodze pomiaru oraz przy wykorzystaniu formuły potęgowej Prandtla i formuły Colesa. Obserwuje się zadowalającą zgodność wyników obliczeń rozkładów prędkości z wynikami pomiaru. Porównanie wykresów prędkości uzyskanych na drodze obliczeniowej z danymi pomiarowymi wskazuje na to, że formuła Colesa ze znacznie lepszą dokładnością przybliża profil rzeczywisty niż formuła potęgowa.

Szczególnie dotyczy to wewnętrznego obszaru warstwy przyściennej.



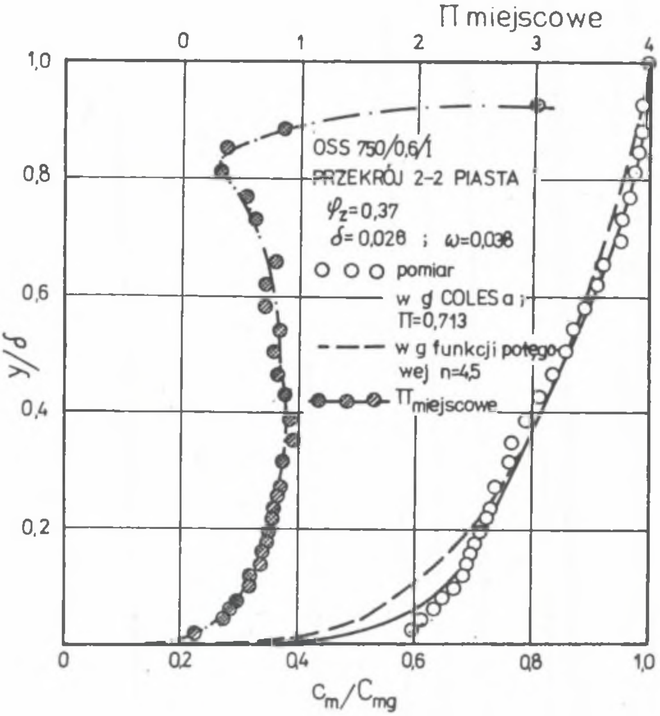
Rys. 9.16. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy piaście (przekrój 1-1, φ_z = 0,37)

Fig. 9.16. Velocities profile in the boundery layer area near hub (cross section 1-1, φ_z = 0,37)



Rys. 9.17. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy piaście (przekrój 2-2 w odległości 0,015 m za łopatkami, przy φ_z=0,37)

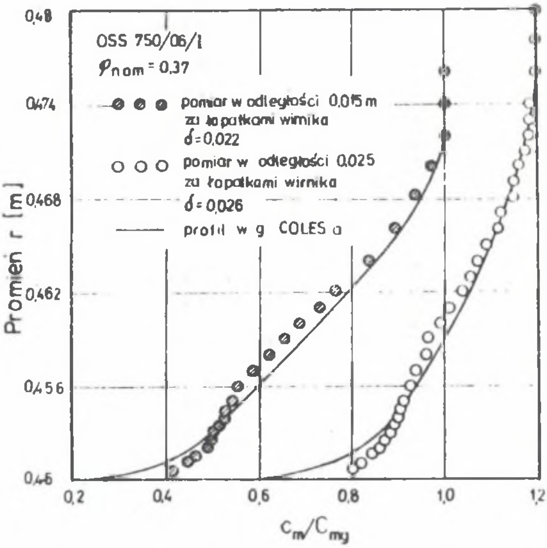
Fig. 9.17. Velocities profile in the boundary layer area near hub (cross section 2-2 in the 0,015 m distance behind the blades with φ_z = 0,37)



Rys. 9.18. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy piaście (przekrój 2-2 w odległości 0,025 m za łopatkami, przy φ_z=0,37)
Fig. 9.18. Velocities profile in the boundary layer area near to hub (cross section 2-2 in the 0,025 m distance behind the blades with φ_z = 0,37)

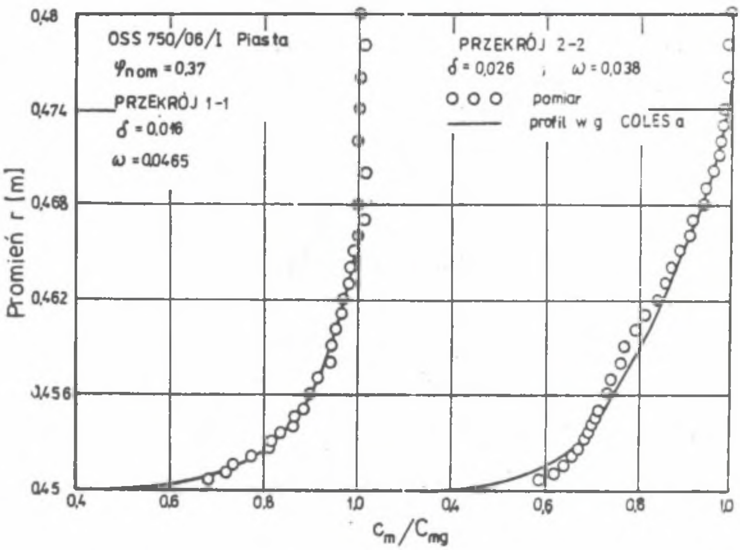
W oparciu o doświadczalnie określone wartości δ, ω oraz stosunek prędkości c_m/C_{mg} wyznaczono ponadto przebieg lokalnych wartości parametru Π w obszarze warstwy przyściennej. Jak wynika z rysunku 9.16, przebieg lokalnych wartości parametru Π niewiele odbiega w przekroju wlotowym wieńca od wartości obliczonej z równania Colesa (równanie (6.10)) i wykorzystywanej w obliczeniach rozkładów prędkości. Znacznie większe różnice w rozkładzie wartości parametru Π występują w obszarach warstw przyściennych w przekroju wylotowym wieńca wirnikowego. Ilustrują to rysunki 9.17 i 9.18, na których wykreślono profile prędkości w obszarze warstwy przyściennej przy piaście w odległości 0,015 m i 0,025 m za wieńcem wirnikowym. Lokalne wartości parametru Π zmieniają się w obszarze warstwy przyściennej przyjmując szczególnie duże wartości na pograniczu pierścieniowej warstwy przyściennej i przepływu głównego.

Na rysunku 9.19 porównano profile prędkości w obszarze warstwy przyściennej narastającej wzdłuż piasty, określone w odległości 0,015 m i 0,025 m za krawędziami wylotowymi łopatek koła wirnikowego. Na stosunkowo



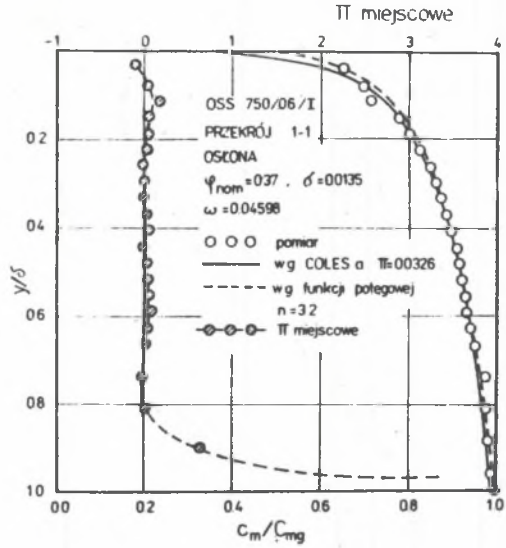
Rys. 9.19. Porównanie profili prędkości przy piaście w odległości 0,015 i 0,025 za łopatkami wirnika przy φ_z = 0,37

Fig. 9.19. Comparison of velocities profiles near to the hub in the 0,015 and 0,025 distances behind the blades with φ_z = 0,37



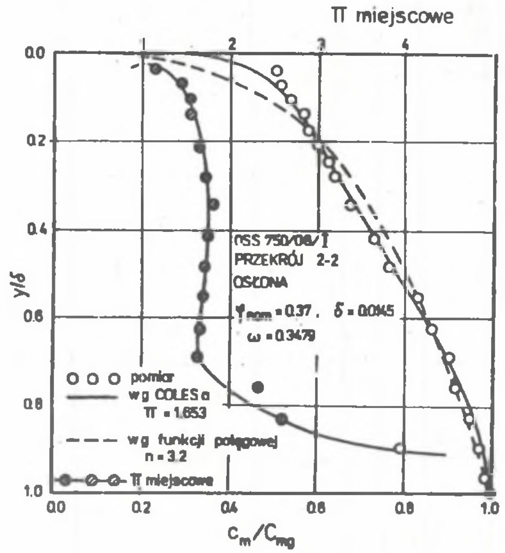
Rys. 9.20. Porównanie profili prędkości przy piaście w przekroju wlotowym i wylotowym wieńca wirnikowego przy φ_z = 0,37

Fig. 9.20. Comparison of velocities profiles near to the hub upstream and downstream of the rotor blades at φ_z = 0,37



Rys. 9.21. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy osłonie zewnętrznej (przekrój 1-1 przy φ_z = 0,37)

Fig. 9.21. Velocities profile in the boundary layer area near to the outer wall (cross section 1-1 at φ_z = 0,37)



Rys. 9.22. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy osłonie zewnętrznej (przekrój 2-2 przy φ_z = 0,37)

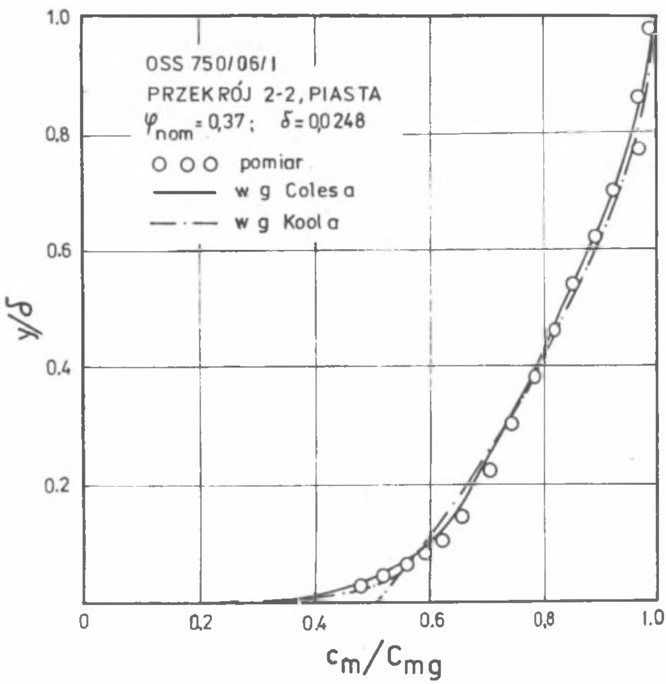
Fig. 9.22. Velocities profile in the boundary layer area near to the outer wall (cross section 2-2 at φ_z = 0,37)

niewielkim odcinku występuje znaczny wzrost grubości warstwy przyściennej oraz zmiana nachylenia profilu prędkości.

Porównano również profile prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy piaście w przekroju wlotowym i wylotowym wieńce wirnikowego (rys. 9.20). Obserwujemy tu zmianę grubości warstwy przyściennej δ, kształtu i kąta nachylenia profilu prędkości, wartości współczynnika tarcia ω oraz wolnego parametru Π. W szczególności współczynnik tarcia przyściennego maleje przy przejściu strugi gazu od przekroju wlotowego do przekroju wylotowego 2-2, natomiast wolny parametr rośnie. Zmiany obu tych wielkości związane są ze wzrostem liczby Re określonej dla miary liniowej zmniejszenia pędu ($Re = C_m \cdot \delta^{**}/\vartheta$).

Podobne zależności zaobserwować można w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej narastającej wzdłuż osłony zewnętrznej (rys. 9.21, 9.22).

Na rysunku 9.23 sprawdzono stopień przybliżenia przepływu rzeczywistego przez profil prędkości określony za pomocą formuły opracowanej przez Koola (formuła (6.13)).



Rys. 9.23. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy piaście wg Koola [6] przy φ_z = 0,37

Fig. 9.23. Velocities profile in the boundary layer area near to the hub according to Kool [6] at φ_z = 0,37

Porównanie metody Colesa i Koola wykazało mniejszą dokładność i większą kłopotliwość stosowania metody Koola.

W szczególności metoda ta wykazuje małą dokładność w obszarze przejścia od obszaru zewnętrznej do obszaru wewnętrznej warstwy przyściennej.

9.4.3. Pozaobliczeniowe punkty pracy wieńca

Przeprowadzono również analizę wielkości charakterystycznych warstw przyściennych narastających wzdłuż powierzchni piasty i osłony zewnętrznej przy strumieniach wydajności mniejszym $\varphi_z = 0,317$ i większym $\varphi_z = 0,4475$ od nominalnego.

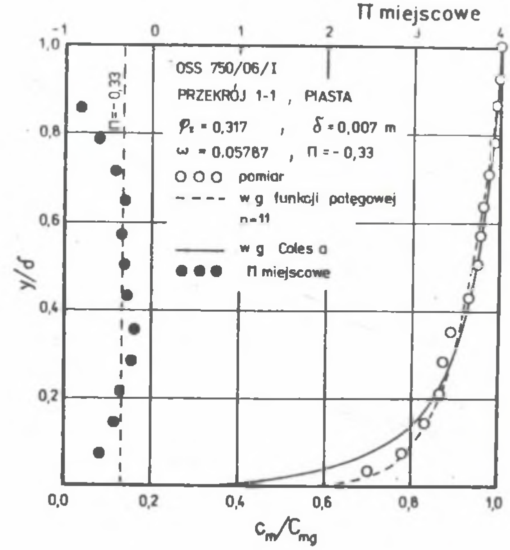
Wyniki pomiarów przeprowadzonych przy wskaźniku wydajności $\varphi_z = 0,317$ (rysunki 9.24, 9.25, 9.26, 9.27) wskazują na małą grubość warstwy przyściennej w przekroju wlotowym. Stanowi to efekt małych prędkości gazu i wynikających stąd małych naprężeń stycznych. Efekt ten pogłębia się w przekroju wylotowym przy piaście, gdzie ponadto prawdopodobne występowanie oderwań strug sprawia, że grubość warstwy przyściennej wbrew oczekiwaniom maleje. Zjawisko to zaobserwowano również wcześniej w trakcie analizy wyników badań struktury przepływu za osiowym wieńcem sprężającym z merydionalnym przyspieszeniem strumienia [31].

Przy osłonie zewnętrznej natomiast obserwuje się nadmiernie duży wzrost grubości warstwy przyściennej pomiędzy przekrojem wlotowym i wylotowym, co wynika z dużych przecieków nadłopatkowych przy dużym obciążeniu aerodynamicznym łopatek wirnikowych. Obserwuje się tu dobrą aproksymację rzeczywistych profili prędkości przez profile obliczone zgodnie z formułą Colesa.

Dotyczy to również profili wykreślonych dla wskaźnika wydajności $\varphi_z = 0,4475$ na rysunkach 9.28, 9.29, 9.30, 9.31.

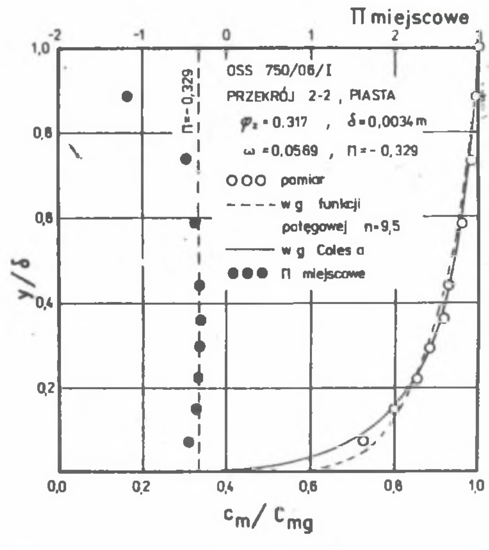
W tablicy 9.4 zestawiono wielkości charakterystyczne analizowanych pierścieniowych warstw przyściennych. Podobnie jak we wcześniej już omówionym przypadku przepływu przy piaście, przy wydajności niższej od nominalnej odpowiednie miary liniowe warstw przyściennych rosną między przekrojem wlotowym i wylotowym wieńca wirnikowego. Wzrost ten jest tym większy, im większe jest obciążenie aerodynamiczne łopatek.

Analiza pozostałych wielkości charakterystycznych warstw przyściennych wskazuje, że w miarę narastania grubości warstw przyściennych maleje współczynnik tarcia przyściennego C_f, rośnie natomiast parametr kształtu H oraz wolny parametr Π.



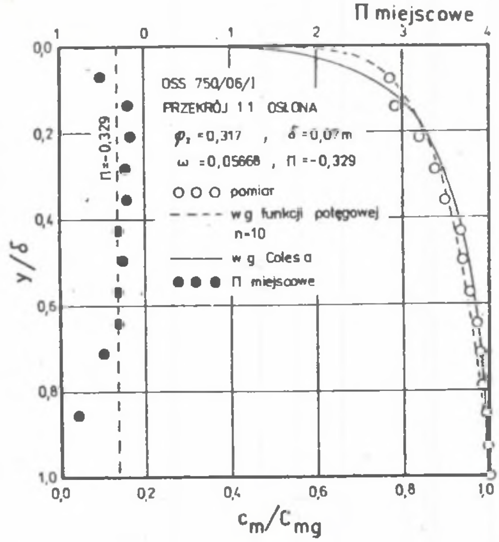
Rys. 9.24. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy piaście (przekrój 1-1, przy φ_z = 0,317)

Fig. 9.24. Velocities profile in the boundary layer area near to the hub (cross section 1-1, at φ_z = 0,317)



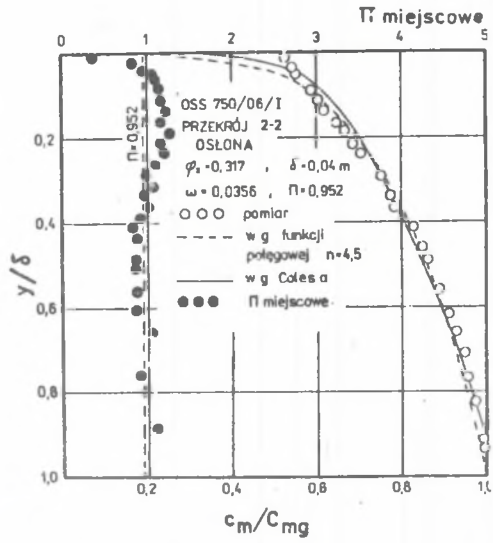
Rys. 9.25. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy piaście (przekrój 2-2, przy φ_z = 0,317)

Fig. 9.25. Velocities profile in the boundary layer area near to the hub (cross section 2-2, at φ_z = 0,317)



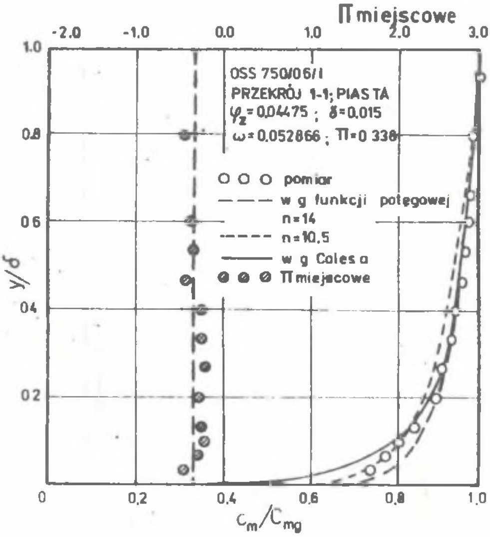
Rys. 9.26. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy osłonie zewnętrznej (przekrój 1-1, przy $\varphi_z = 0,317$)

Fig. 9.26. Velocities profile in the boundary layer area near to the outer wall (cross section 1-1, at $\varphi_z = 0,317$)



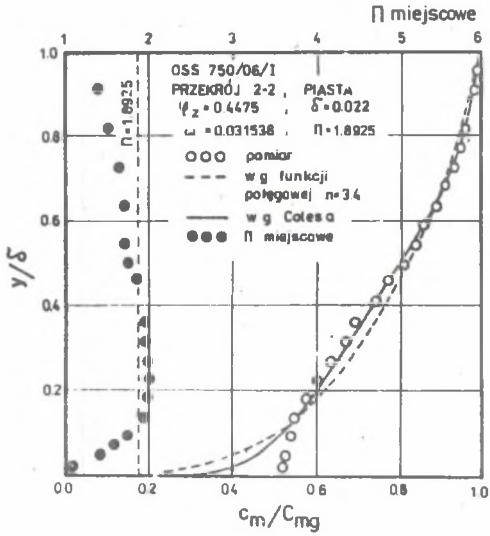
Rys. 9.27. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy osłonie zewnętrznej (przekrój 2-2, przy $\varphi_z = 0,317$)

Fig. 9.27. Velocities profile in the boundary layer area near to the outer wall (cross section 2-2, at $\varphi_z = 0,317$)



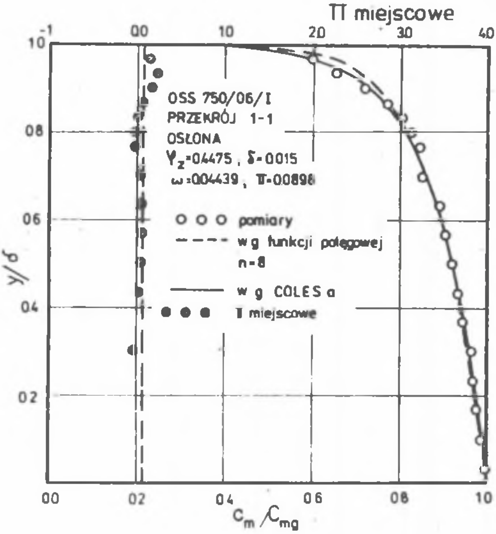
Rys. 9.28. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy piaście (przekrój 1-1, przy φ_z = 0,4475)

Fig. 9.28. Velocities profile in the boundary layer area near to the hub (cross section 1-1, at φ_z = 0,4475)



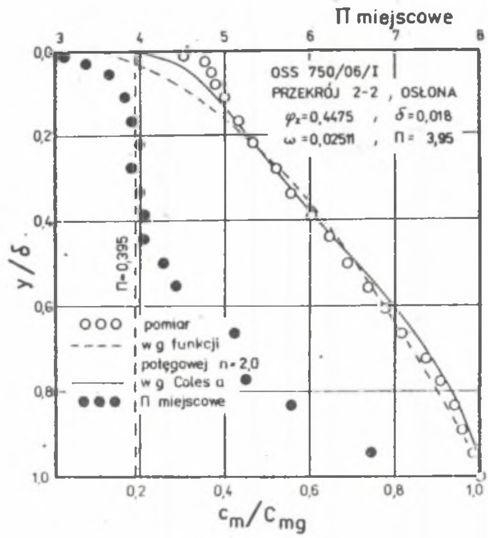
Rys. 9.29. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy piaście (przekrój 2-2, przy φ_z = 0,4475)

Fig. 9.29. Velocities profile in the boundary layer area near to the hub (cross section 2-2, at φ_z = 0,4475)



Rys. 9.30. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy osłonie zewnętrznej (przekrój 1-1, przy φ_z = 0,4475)

Fig. 9.30. Velocities profile in the boundary layer area near to the outer wall (cross section 1-1, at φ_z = 0,4475)



Rys. 9.31. Profil prędkości w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej przy osłonie zewnętrznej (przekrój 2-2, przy φ_z = 0,4475)

Fig. 9.31. Velocities profile in the boundary layer area near to the outer wall (cross section 2-2, at φ_z = 0,4475)

Tablica 9.4

Porównanie wielkości charakterystycznych pierścieniowych warstw przyściennych

φ_z	Przekrój	δ [mm]	δ^* [mm]	δ^{**} [mm]	ω	C_{fx}	Π	H	n	K_b
0,37	1-1 p	16	1,229	0,946	0,0465	0,00432	-0,0963	1,273	9	1,0195
	1-1 o	13,5	1,557	1,201	0,045978	0,004228	0,03258	1,2984	8	
	2-2 p	26	4,18	3,04	0,038	0,00289	0,713	1,375	4,5	1,023
	2-2 o	14,5	3,28	2,08	0,03479	0,00292	1,613	1,5749	3,2	
0,317	1-1 p	7,0	0,6619	0,506	0,05787	0,006698	-0,33	1,300	11	1,0095
	1-1 o	7,0	0,82	0,624	0,050677	0,005137	0,04385	1,314	9	
	2-2 p	3,4	0,6	0,412	0,0569	0,004802	-0,3288	1,3420	9,5	1,071
	2-2 o	10	7,673	5,488	0,0356	0,002534	0,952	1,398	5	
0,4475	1-1 p	15	2,046	1,538	0,05286	0,005588	0,338	1,33	10,5	1,0246
	1-1 o	15	1,7	1,316	0,04439	0,00398	0,0898	1,2958	11	
	2-2 p	22	4,966	3,187	0,03154	0,001989	1,8925	1,558	3,4	1,0763
	2-2 o	18	5,517	2,899	0,02511	0,001262	3,95	1,9185	1,8	

9.5. ANALIZA SKŁADOWYCH OBWODOWYCH SIŁ ŁOPATKOWYCH

Na rysunku 9.32 porównane zostały rozkłady składowych obwodowych prędkości bezwzględnych określonych na drodze obliczeniowej i z pomiaru, w trzech punktach charakterystyki aerodynamicznej wieńca wirnikowego. Profile obliczeniowe uzyskane zostały po uwzględnieniu w rozwiązaniu zagadnienia osiowosymetrycznego "blokady" przepływu, wywołanej przez narastanie pierścieniowych warstw przyściennych. Znaczne różnice występują w obszarach przyściennych, w których na rzeczywisty rozkład prędkości ma wpływ zarówno zmniejszenie składowych osiowych prędkości (rys. 9.6, 9.8, 9.9), jak również zmiana wartości odchylenia strug (rys. 9.10). Przy piaście odchylenie strug jest mniejsze od obliczeniowego (dotyczy to w szczególności minimalnego natężenia przepływu), natomiast przy osłonie zewnętrznej większe.

Rozkład składowych obwodowych prędkości ma bezpośredni wpływ na wartość składowych obwodowych sił łopatkowych oraz na wartość pracy przekazywanej przez wieniec łopatkowy i wreszcie na straty występujące w obszarach warstw przyściennych.

Siłę obwodową w strudze elementarnej zawartej pomiędzy średnicami D_{k+1} i D_k określono z zależności:

$$F_{ł,\vartheta,k} = \frac{\pi(D_{k+1}^2 - D_k^2)}{4} \cdot C_m \cdot \varrho (C_{2\vartheta,k} - C_{1\vartheta,k}) \tag{9.2}$$

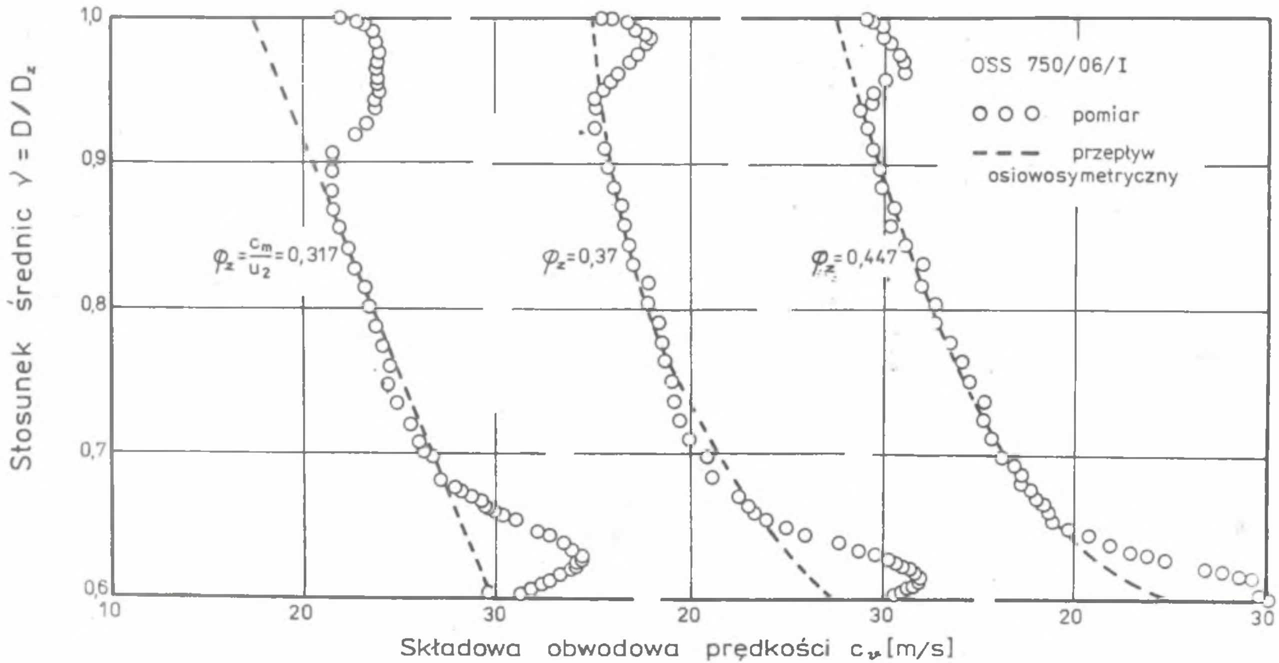
Siłę łopatkową przypadającą na jednostkę powierzchni przekroju poprzecznego strugi zdefiniowaną zgodnie z równaniem (5.2) obliczamy w zależności:

$$f_{\vartheta,k} = \frac{F_{ł\vartheta,k}}{A_k} = C_{m,k} \cdot \varrho \cdot \Delta C_{\vartheta,k} \tag{9.3}$$

Obliczony w ten sposób rozkład siły wzdłuż promienia przedstawiono na rysunku 9.33. We wszystkich trzech przypadkach przebiegi sił rzeczywistych w obszarze przepływu głównego są zgodne z obliczonymi na drodze teoretycznej. Znaczne różnice występują natomiast w obszarach przyściennych.

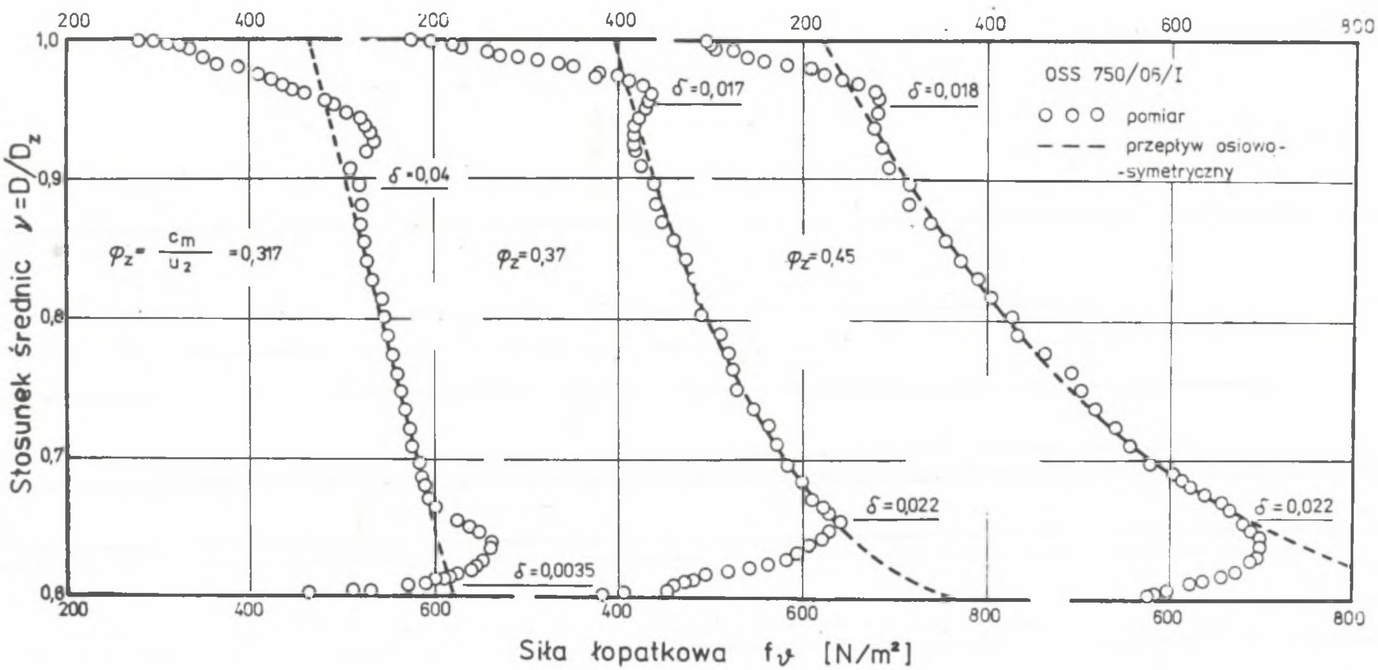
Spadek sił łopatkowych w obszarach przy piaście jest najmniejszy przy minimalnym wskaźniku wydajności.

Wyjaśniają to rysunki 9.6 oraz 9.32 i 9.10, z których wynika, że przy minimalnym natężeniu przepływu występuje silne zawirowanie strugi przy piaście, którego wpływ na siłę obwodową jest znacznie większy niż zmniejszenie prędkości merydionalnych w tym obszarze.



Rys. 9.32. Rozkłady składowych obwodowych prędkości bezwzględnych na wylocie z wieńca wirnikowego przy trzech wskaźnikach wydajności

Fig. 9.32. Distribution of tangential components of absolute velocities at the outflow of the impeller at three coefficients of flow



Rys. 9.33. Rozkłady składowych obwodowych siły łopatkowej przy trzech wskaźnikach wydajności

Fig. 9.33. Distribution of tangential components of blade force at three coefficients of flow

Obliczone zgodnie z zależnością (5.15) miary liniowe zmniejszenia sił łopatkowych w obszarach przyściennych przy piaście i przy osłonie zewnętrznej dla trzech wskaźników wydajności zestawione zostały w tablicy 9.5.

Tablica 9.5

Miary liniowe zmniejszenia sił łopatkowych

$\delta_{f\vartheta}$ [m]

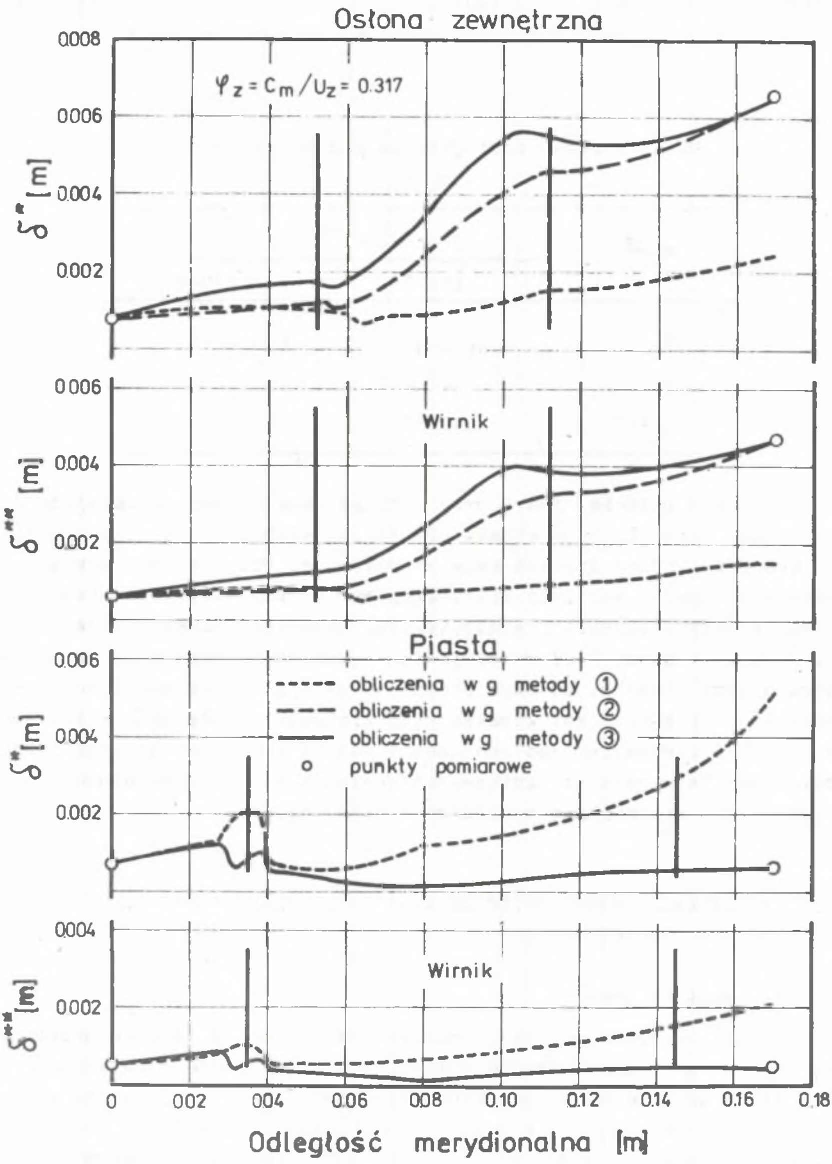
$\varphi_z = \frac{c_m}{U_z}$	$\delta_{f\vartheta}$ [m]	
	piasta	osłona
0,317	0,000411	0,001165
0,37	0,002807	0,003252
0,4475	0,001146	0,003369

Zarówno przy piaście, jak i przy osłonie zewnętrznej najmniejsze wartości osiąga miara liniowa straty sił łopatkowych przy największym obciążeniu aerodynamicznym łopatek koła wirnikowego. Przy osłonie zewnętrznej tendencja do spadku wartości miary liniowej straty siły łopatkowej utrzymuje się w całym zakresie charakterystyki aerodynamicznej wieńca łopatkowego. Analiza rysunku 9.33 wskazuje na to, że największe siły łopatkowe występują przy piaście, po czym stopniowo maleją wzdłuż wysokości łopatki. Najbardziej obciążona jest łopatka przy minimalnym natężeniu przepływu, przy czym zróżnicowanie tego obciążenia wzdłuż wysokości łopatki jest tu najmniejsze. Największe zróżnicowanie obciążenia wzdłuż wysokości łopatki występuje przy maksymalnym wskaźniku wydajności.

9.6. WERYFIKACJA METOD OBLICZEŃ NARASTANIA PIERŚCIENIOWYCH WARSTW PRZYŚCIENNYCH

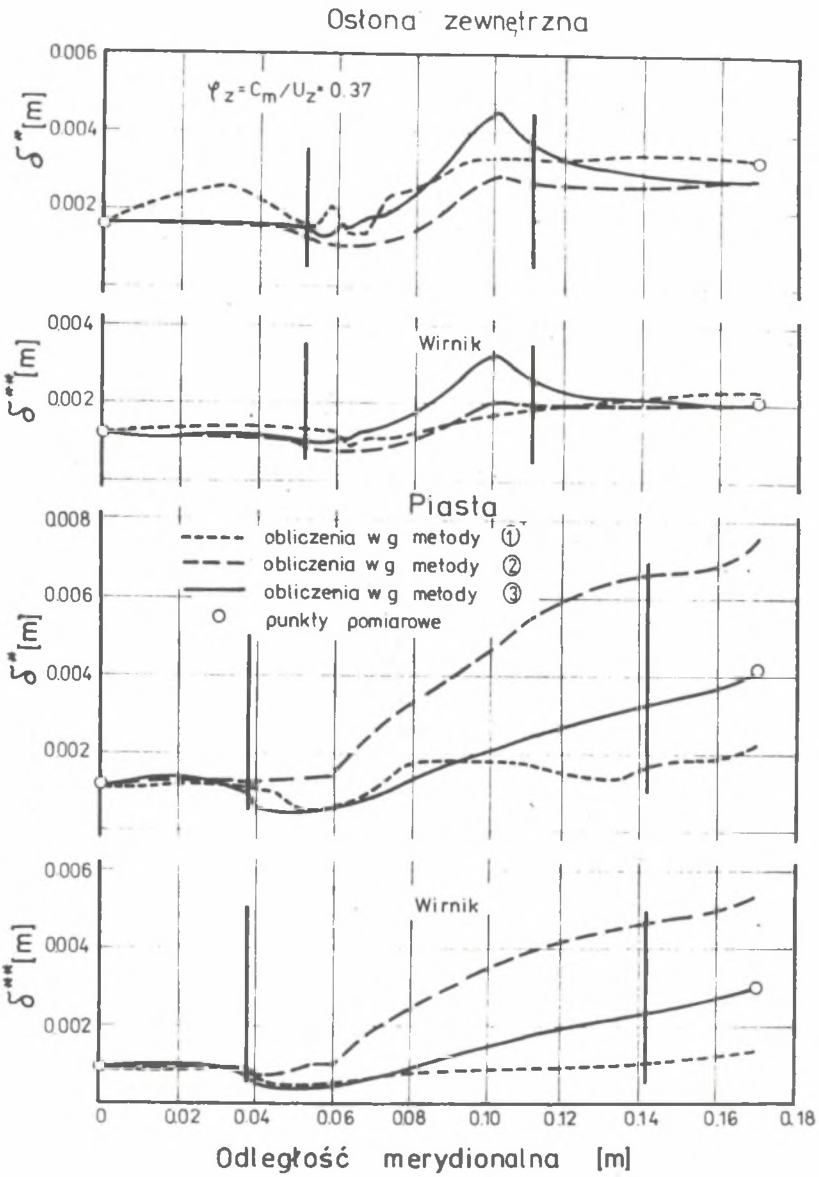
9.6.1. Uwagi wstępne

Obliczenia narastania pierścieniowych warstw przyściennych przeprowadzone zostały przy zastosowaniu trzech, przedstawionych w rozdziale 5, metod, dla trzech punktów charakterystyki aerodynamicznej wieńca sprężającego OSS 750/06, [10] φ_z = 0,317, 0,37, 0,4475). Wyniki obliczeń przedstawiono na rysunkach 9.34, 9.35 i 9.36. Porównano je z integralnymi parametrami warstwy przyściennej określonymi doświadczalnie w przekroju wlotowym i wylotowym wieńca wirnikowego. Analiza danych pomiarowych wskazuje na wzrost grubości warstwy przyściennej w przekroju wlotowym wieńca wirnikowego wraz ze wzrostem wskaźnika prędkości φ_z. Spostrzeżenie to dotyczy również przekroju wylotowego z wyłączeniem przypadku przepływu przy



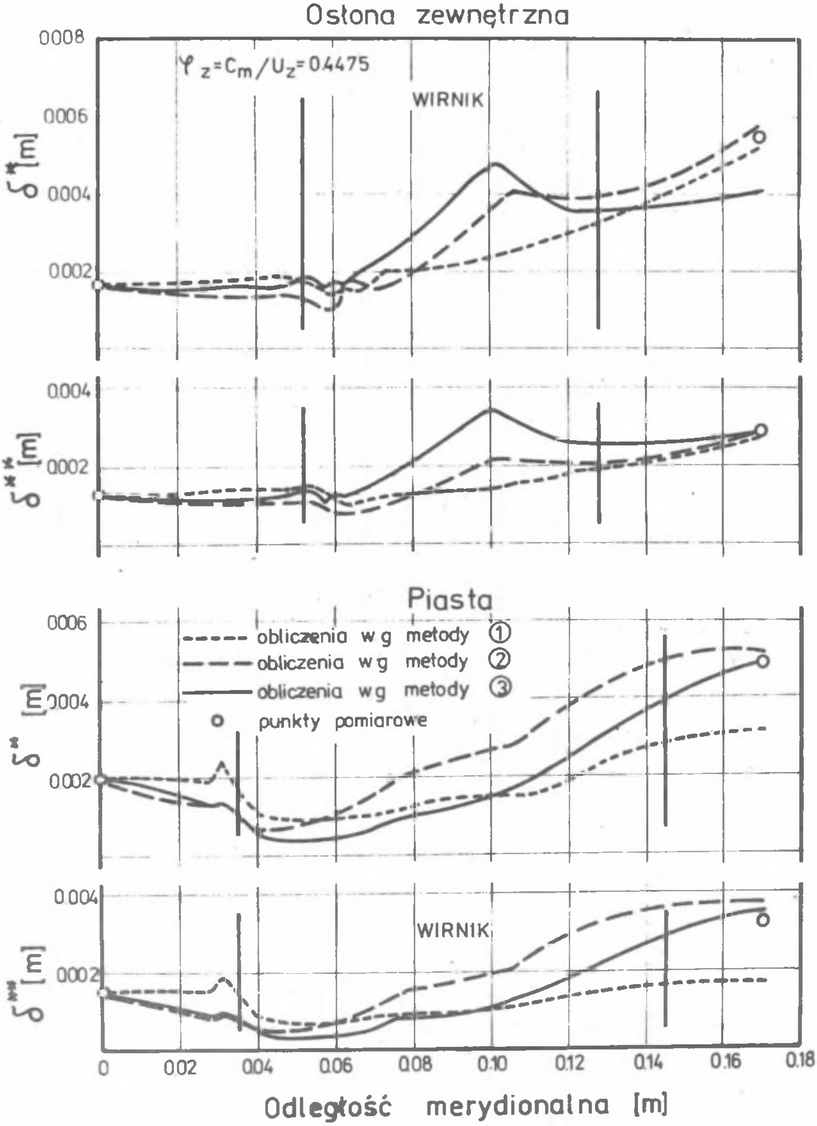
Rys. 9.34. Narastanie pierścieniowych warstw przyściennych w wieńcu wirnikowym przy $\varphi_z = 0{,}317$

Fig. 9.34. Rotor boundary layer growth at $\varphi_z = 0{,}317$



Rys. 9.35. Narastanie pierścieniowych warstw przyściennych w wieńcu wirnikowym przy $\varphi_z = 0{,}37$

Fig. 9.35. Rotor boundary layer growth at $\varphi_z = 0{,}37$



Rys. 9.36. Narastanie pierścieniowych warstw przyściennych w wieńcu wirnikowym przy $\varphi_z = 0,4475$

Fig. 9.36. Rotor boundary layer growth at $\varphi_z = 0,4475$

$\varphi_{z_{min}} = 0,317$ przy osłonie zewnętrznej. Nadmierny wzrost grubości warstwy przyściennej w tym przypadku należy tłumaczyć znacznym, przy małych wydatkach, wpływem przecieków nadłopatkowych na profil prędkości. Kontrontacja wykresów narastania warstw przyściennych (rys. 9.34, 9.35, 9.36) z wykresami prędkości merydionalych przy piaście i przy osłonie zewnętrznej (rys. 9.2 i 9.4) wskazuje na dużą wrażliwość przebiegu narastania warstwy przyściennej, określonego w wyniku obliczeń, na zmiany prędkości c_m. Przyspieszeniu gazu w części wlotowej wieńca towarzyszy spadek grubości warstwy przyściennej, natomiast opóźnienie przepływu w części wylotowej powoduje intensywne narastanie warstwy granicznej. Narastanie grubości warstwy przyściennej wzdłuż szerokości wieńca zależy w znacznym stopniu od przyjętej metody obliczeniowej, a w szczególności od przyjętych równań uzupełniających i występujących w nich wielkości doświadczalnych.

9.6.2. Analiza wyników obliczeń metodą (1)

W metodzie tej nie występują wielkości doświadczalne, co sprawia, że nie ma tu możliwości korygowania przebiegu obliczeń. Najlepsze rezultaty przy zastosowaniu tej metody otrzymano dla maksymalnego wskaźnika wydajności $\varphi_z = 0,4475$ zarówno przy piaście, jak i przy osłonie zewnętrznej. Podobnie dobry wynik otrzymano dla osłony zewnętrznej w nominalnym punkcie pracy wieńca $\varphi_z = 0,37$.

Charakterystyczne dla tych przypadków jest to, że występują tam dobre aerodynamiczne warunki przepływu bez oderwań. Najgorsze wyniki notuje się przy minimalnym wskaźniku wydajności $\varphi_z = 0,317$. Występuje tu swoista degeneracja profilu prędkości wynikająca, jak się wydaje, z występowania oderwań strugi przy piaście i przepływów wstecznych przy osłonie zewnętrznej. Efekty te nie są uwzględniane w rozpatrywanej metodzie, co prowadzi do znacznych różnic pomiędzy wynikami obliczeniowymi a uzyskanymi przez pomiar.

W rezultacie występowania silnego opóźnienia przepływu określonego na drodze obliczeniowej, w kanale międzyłopatkowym przy piaście, występuje tu narastanie grubości warstwy przyściennej znacznie powyżej wartości określonej doświadczalnie. Przy osłonie zewnętrznej natomiast nieuwzględnienie w wykorzystywanej metodzie wpływu przecieków nadłopatkowych sprawia, że obliczona tą metodą grubość warstwy przyściennej jest znacznie mniejsza od pomiarowej.

9.6.3. Analiza wyników obliczeń metodą (2)

Wykorzystywane w tej metodzie równanie empiryczne (5.68) wprowadza do obliczeń doświadczalny współczynnik przepływów nadłopatkowych K umożliwiający kontrolowanie procesu obliczeń narastania warstwy przyściennej przy osłonie zewnętrznej i uzyskiwanie praktycznie dowolnej zbieżności wyników obliczeniowych z wynikami uzyskanymi poprzez pomiar. Uzyskane na drodze eksperymentu obliczeniowego wartości współczynników przepływów nadłopatkowych K dla trzech wskaźników wydajności zestawione zostały w tablicy 9.6.

Tablica 9.6

Współczynniki przepływów nadłopatkowych K

φ_z	0,317	0,37	0,4475
K	-0,256	0,05	0,035

Ujemne wartości współczynnika K przy minimalnym wskaźniku wydajności $\varphi_z = 0,317$ należy tłumaczyć występowaniem wstecznych przepływów w obszarze nadłopatkowym. W obliczeniach narastania pierścieniowych warstw przyściennych przy piaście metoda druga dała dobre wyniki jedynie przy maksymalnym wskaźniku wydajności.

Brak tu jest możliwości korygowania wyników obliczeń za pomocą współczynników poprawkowych.

9.6.4. Analiza wyników obliczeń metodą (3)

W metodzie tej istnieje możliwość wpływania na przebieg obliczeń poprzez odpowiedni dobór zarówno doświadczalnych współczynników przepływów nadłopatkowych K1 przy osłonie zewnętrznej, jak również zblokowanego współczynnika średnich strat tarcia i wtórnych $\xi_{t,w} = \xi_t + \xi_w$ przy piaście i przy osłonie zewnętrznej. Znajomość integralnych wielkości charakterystycznych warstw przyściennych określonych na drodze pomiaru umożliwiła wyznaczenie tych współczynników w wyniku eksperymentu obliczeniowego. Uzyskane wyniki zestawione zostały w tablicy 9.7. Dodatkowym sprawdzianem obliczonych wartości współczynników strat tarcia i przepływów wtórnych, a pośrednio i współczynników przepływów nadłopatkowych są straty pracy tarcia i przepływów wtórnych $\Delta L_{t,w} = \dot{m} \cdot \bar{\xi}_{t,w} \cdot \overline{W}_1^2/2$ zestawione w tablicy 9.8.

Tablica 9.7

Współczynniki średnich strat tarcia i przepływów wtórnych $\bar{\xi}_{t,w}$

	φ_z	0,317	0,37	0,4475
Piasta	$\bar{\xi}_{t,w}$	0,00586	0,00114	0,0032
	K1	-	-	-
Osłona zewnętrzna	$\bar{\xi}_{t,w}$	0,00278	0,001	0,00164
	K1	0,8	0,8	0,8

Tablica 9.8

Straty pracy tarcia i przepływów wtórnych
$\Delta L_{t,w}$ [I/s]

φ_z	0,317	0,37	0,4475
Piasta	6,515	25,37	109,86
Osłona zewnętrzna	103,5	61,27	159,33
Suma strat	110,02	86,64	269,19

Zestawione w tablicy 9.8 straty wykorzystane zostały w ogólnym bilansie strat aerodynamicznych występujących w badanym wieńcu wirnikowym, przeprowadzonym w podrozdziale 9.7.

Wykresy narastania pierścieniowych warstw przyściennych (rys. 9.34, 9.35, 9.36) wskazują na możliwość uzyskania dowolnej zbieżności obliczeń z wynikami pomiaru, poprzez odpowiedni dobór współczynników przepływów nadłopatkowych K1 oraz współczynników strat tarcia i przepływów wtórnych $\zeta_{t,w}$.

Praktyczna przydatność metody uzależniona jest od wystarczającej liczby danych doświadczalnych określających wartości tych współczynników w funkcji obciążenia aerodynamicznego wieńców łopatkowych i punktów pracy stopnia.

9.7. ANALIZA STRAT I SPRAWNOŚCI W WIEŃCU SPRĘŻAJĄCYM STOPNIA OSS 750/06/I

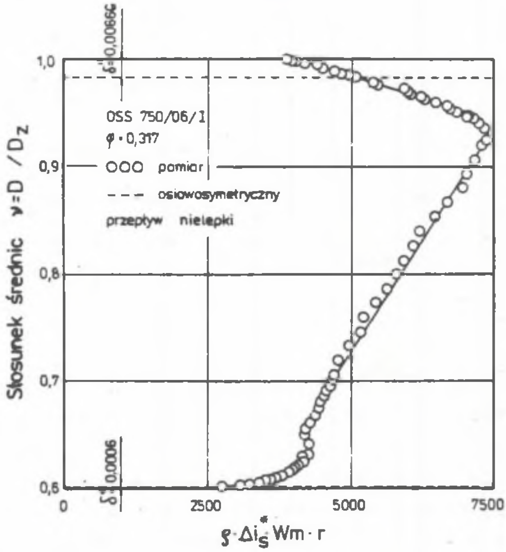
Bilans strat występujących w wieńcu wirnikowym osiowego stopnia sprężającego OSS 750/06/I przeprowadzono w oparciu o wyprowadzone wcześniej w rozdziale 7 równania dla trzech wskaźników wydajności: φ_z = 0,317, 0,37, 0,4475.

Zastosowano tu nową metodę identyfikacji strat brzegowych, opartą o analizę rozkładu wzdłuż wysokości łopatki pracy użytecznej oraz pracy przekazywanej przez łopatki koła wirnikowego, w rezultacie odpowiedniego opracowania wyników sondowania przepływu.

Wyniki te przedstawione zostały na rysunkach 9.37 do 9.42. Obliczone stąd prace użyteczne i prace łopatkowe zestawione zostały w tablicy 9.9.

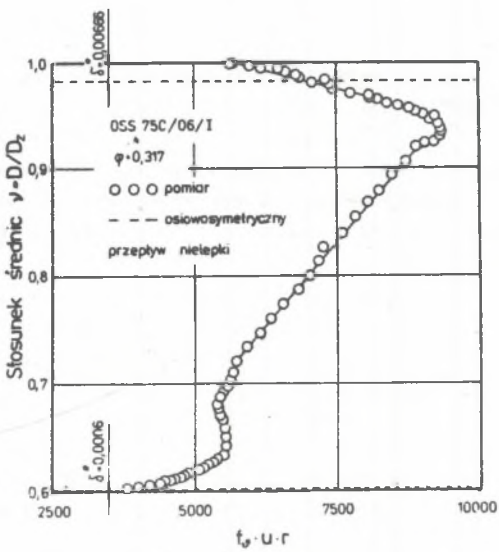
Stratę pracy tarcia o osiowosymetryczne powierzchnie ograniczające obliczono wykorzystując zależności (7.13) i (7.14) i zestawiono w tablicy 9.10.

Obliczone straty profilowe i brzegowe występujące w układzie przepływowym wieńca wirnikowego przedstawiono na rysunku 9.43. Wyodrębnione tu zostały również straty tarcia i przepływów wtórnych określone w podroz-



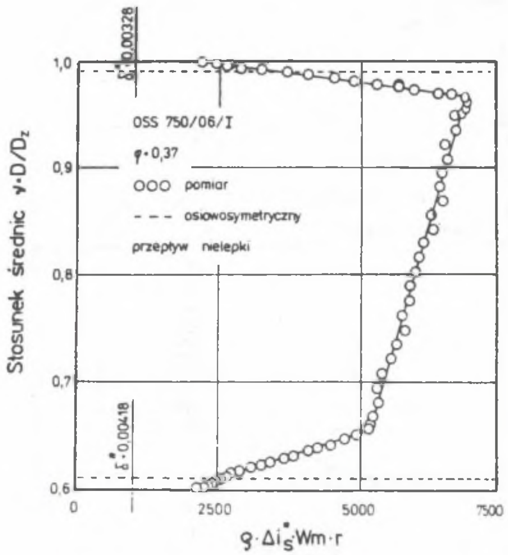
Rys. 9.37. Rozkład pracy użytecznej wzdłuż wysokości wieńca wirnikowego przy $\varphi_z = 0,317$

Fig. 9.37. Distribution of the useful work along the height of the rotor blade at $\varphi_z = 0,317$



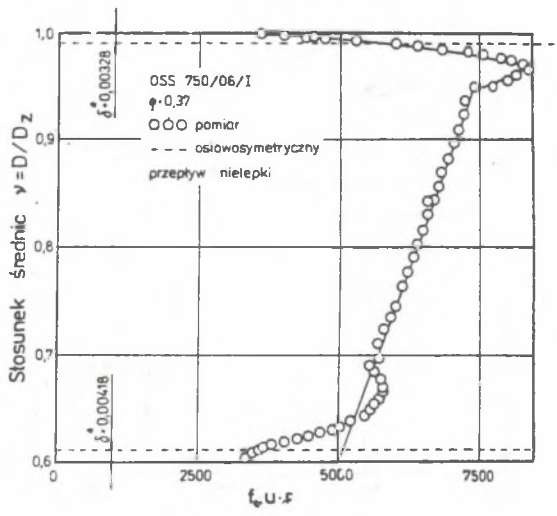
Rys. 9.38. Rozkład pracy łopatkowej wzdłuż wysokości wieńca wirnikowego przy $\varphi_z = 0,317$

Fig. 9.38. Distribution of the blade work along the height of the rotor blade at $\varphi_z = 0,317$



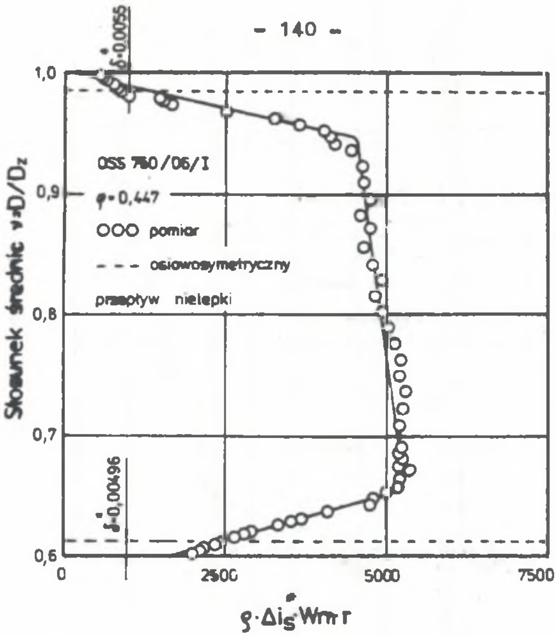
Rys. 9.39. Rozkład pracy użytecznej wzdłuż wysokości wieńca wirnikowego przy $\varphi_z = 0{,}37$

Fig. 9.39. Distribution of the useful work along the height of the rotor blade at $\varphi_z = 0{,}37$



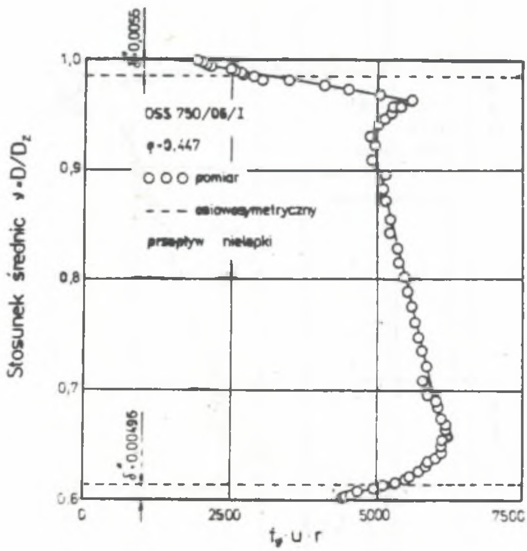
Rys. 9.40. Rozkład pracy łopatkowej wzdłuż wysokości wieńca wirnikowego przy $\varphi_z = 0{,}37$

Fig. 9.40. Distribution of the blade work along the height of the rotor blade at $\varphi_z = 0{,}37$



Rys. 9.41. Rozkład pracy użytecznej wzdłuż wysokości wieńca wirnikowego przy φ_z = 0,4475

Fig. 9.41. Distribution of the useful work along the height of the rotor blade at φ_z = 0,4475



Rys. 9.42. Rozkład pracy łopatkowej wzdłuż wysokości wieńca wirnikowego przy φ_z = 0,4475

Fig. 9.42. Distribution of the blade work along the height of the rotor blade at φ_z = 0,4475

Tablica 9.9

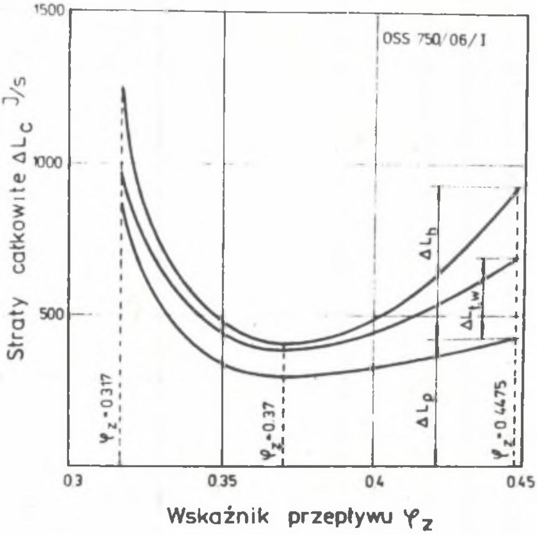
Prace realizowane w układzie przepływowym wieńca wirnikowego

			Wskaźnik wydajności		
			0,317	0,37	0,4475
Praca użyteczna	1	$L_u = 2\pi \cdot \int_{r_p}^{r_o} \varrho \cdot \Delta i_s^* \cdot w_m \cdot r \cdot dr$	5256,8	5453	4079,7
	2	$L_s = 2\pi \cdot \int_{r_p}^{r_o} \varrho \cdot \Delta \hat{i}_s^* \cdot \hat{w}_m \cdot r \cdot dr$	5631	5830,2	4594,6
	3	$L_{s\Delta\dot{m}} = 2\pi \int_{r_p+\delta_p^*}^{r_o-\delta_o^*} \varrho \Delta \hat{i}_s^* \cdot \hat{w}_m \cdot r \cdot dr$	5228,7	5545,7	4279,12
Praca łopatkowa	1	$L_{f\vartheta} = 2\pi \cdot \int_{r_p}^{r_o} f_{\vartheta} \cdot u \cdot r \cdot dr$	6468,85	6110,48	4996,4
	2	$\hat{L}_{f\vartheta} = 2\pi \cdot \int_{r_p}^{r_o} \hat{f}_{\vartheta} \cdot u \cdot r \cdot dr$	6778,8	6252,53	5183,6
	3	$L_{f\vartheta\Delta\dot{m}} = 2\pi \int_{r_p+\delta_p^*}^{r_o-\delta_o^*} \hat{f}_{\vartheta} \cdot u \cdot r \cdot dr$	6338,8	5945,18	4825,12

Tablica 9.10

Zestawienie pracy tarcia ΔL_t [J/s]
o powierzchnie zewnętrzne kanału łopatkowego

Powierzchnia	$\varphi_{z\ min} = 0,317$	$\varphi_{z\ nom} = 0,37$	$\varphi_{z\ max} = 0,4475$
Piasta	19,56	9,307	13,663
Osłona zewnętrzna	5,07	3,96	10,32
Suma	24,56	13,27	23,98



Rys. 9.43. Straty profilowe i brzegowe w wieńcu wirnikowym w funkcji wskaźnika wydajności

Fig. 9.43. Profile and boundary losses in the function of coefficients of flow

dziale 9.6. Analizowane straty bilansują zadowalająco całkowite straty pracy w wieńcu sprzężającym jedynie w nominalnym punkcie pracy wieńca φ_z = 0,37. Natomiast w pozaobliczeniowych punktach charakterystyki występuje znaczny zakres strat niewyodrębnionych w niniejszej pracy. Należą do nich głównie straty wynikające z przepływów nadłopatkowych.

Uzyskane z analizy strat sprawności zestawione zostały w tablicach 9.11 i 9.12.

Jako uzupełnienie przeprowadzono obliczenia rozkładu strat profilowych wzdłuż wysokości łopatki przy wskaźniku wydajności φ_z = 0,37 metodą Liebleina [30] przy wykorzystaniu rzeczywistych rozkładów prędkości (rys.9.44, 9.45). Obliczona w ten sposób sumaryczna strata profilowa jest o 18,7% mniejsza od straty profilowej określonej z równań (7.16) i (7.19).

Różnica ta wynika z faktu, że metoda Lieblelna opracowana została w oparciu o wyniki badań nieruchomych palisad płaskich i nie uwzględnia wpływu płynięcia warstw przyściennych pod działaniem sił odśrodkowych oraz wzajemnego oddziaływania profilowych i pierścieniowych warstw przyściennych w narożach przy piaście i przy osłonie zewnętrznej.

Tablica 9.11

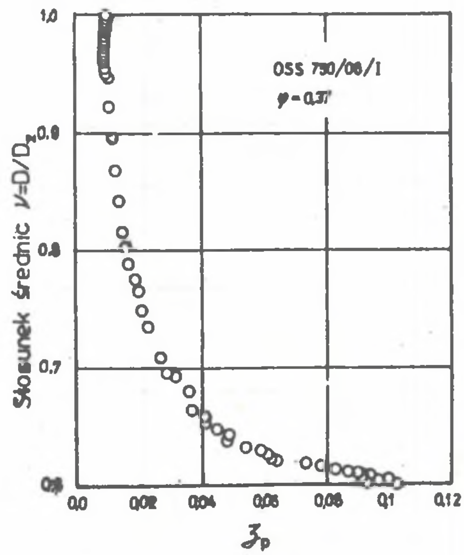
Sprawności cząstkowe

Lp.	φ_z	0,317	0,37	0,4475
1	$\eta_{u,\Delta\dot{m}}$	0,9286	0,9512	0,9302
2	$\eta_{u,\Delta p}$	1,0054	0,9833	0,9545
3	$\eta_b = \eta_{u,\Delta\dot{m}}\eta_{u,\Delta p}$	0,9336	0,935	0,8879
4	$\eta_{f,\Delta\dot{m}}$	0,935	0,9515	0,9308
5	$\eta_{f,f\vartheta}$	1,02	1,027	1,0355
6	$\eta_f = \eta_{f,\Delta\dot{m}} \cdot \eta_{f,f\vartheta}$	0,9543	0,9773	0,9639

Tablica 9.12

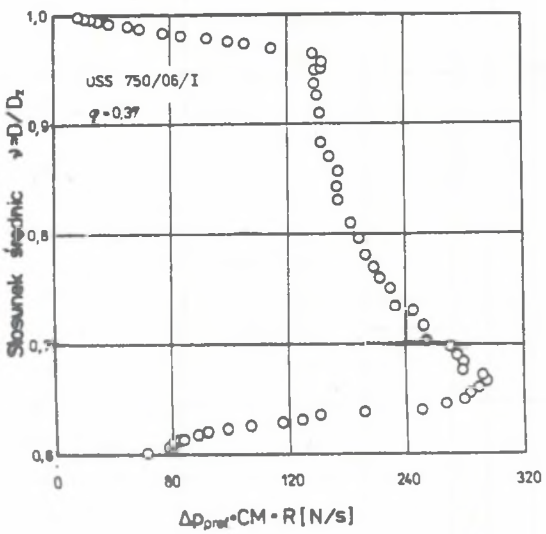
Sprawności uogólnione

φ_z	0,317	0,37	0,4475
$\hat{\eta}_s$	0,83	0,9305	0,88637
$\eta_p = \eta_s/\eta_f$	0,8672	0,952	0,9152
$\eta_{cst} = \eta_b \cdot \eta_p$	0,8095	0,8901	0,8126



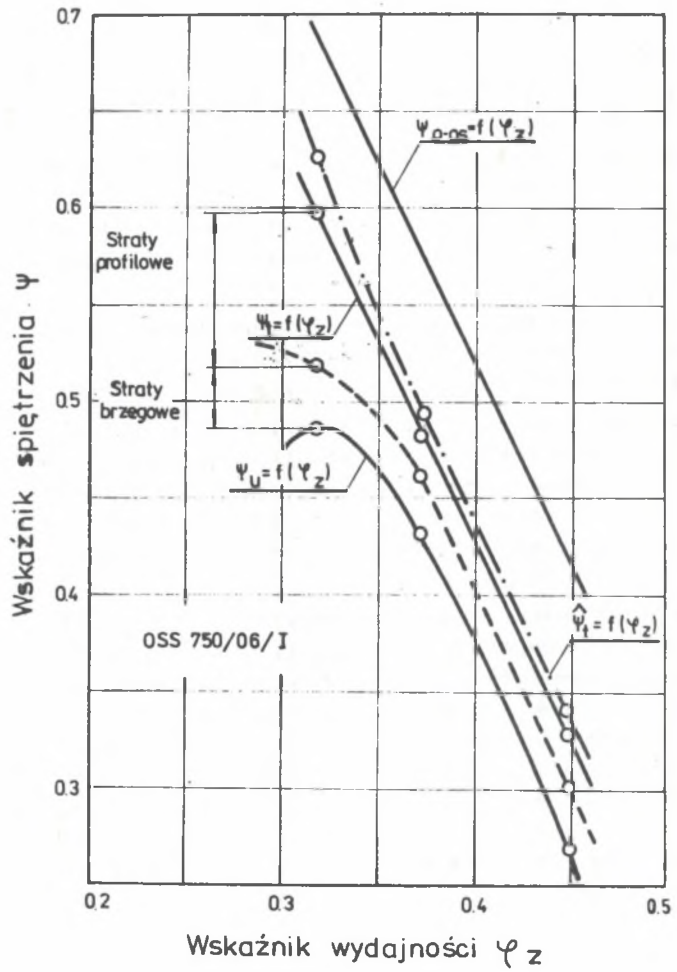
Rys. 9.44. Rozkład współczynników strat profilowych wzdłuż promienia przy $\varphi_z = 0,37$

Fig. 9.44. Distribution of profile losses coefficients along the radius at $\varphi_z = 0,37$



Rys. 9.45. Rozkład strat profilowych wzdłuż promienia przy $\varphi_z = 0,37$

Fig. 9.45. Distribution of the profile losses along the radius at $\varphi_z = 0,37$



Rys. 9.46. Kolejne fazy wyznaczania charakterystyki aerodynamicznej wieńca wirnikowego na drodze obliczeniowej

Fig. 9.46. Consecutive phases for determining of rotor performance characteristics on an analitycal way

9.8. PROPONOWANA METODA WYZNACZANIA CHARAKTERYSTYK AERODYNAMICZNYCH STOPNI SPRĘŻAJĄCYCH METODĄ OBLICZENIOWĄ

Przedstawione w niniejszej pracy wyniki analizy struktury przepływu sugerują czterostopniową procedurę wyznaczania charakterystyki aerodynamicznej wieńca sprężającego metodą obliczeniową:

1. W pierwszej kolejności rozwiązuje się zagadnienie osiowosymetryczne bez uwzględnienia wpływu lepkości, wykorzystując jedynie charakterystyki palisad łopatkowych określonych wzdłuż wysokości wieńca, począwszy od piasty do osłony zewnętrznej. Prowadzi to w konsekwencji do "gładkiego" rozkładu osiowych i obwodowych składowych prędkości, umożliwiającego wyznaczenie teoretycznej charakterystyki przepływu osiowosymetrycznego $\psi_{p-os} = f(\varphi)_z$, przedstawionej na rysunku 9.46.

2. Wykorzystując uzyskane rozkłady prędkości wyznacza się z kolei narastanie pierścieniowych warstw przyściennych wzdłuż piasty i osłony zewnętrznej i w konsekwencji wartości blokady przepływu głównego.

3. W kolejnym kroku należy powtórzyć obliczenia przepływu osiowosymetrycznego z wykorzystaniem danych określonych w punkcie 2. Uzyskane w ten sposób profile prędkości nazywane są w niniejszej pracy profilami przepływu głównego i oznaczane, podobnie jak i inne wielkości pochodne, wskaźnikiem (^). Obliczone stąd teoretyczne wskaźniki spiętrzenia określone zostały na rysunku 9.46 jako $\hat{\psi}_t$.

4. Rozkłady prędkości przepływu głównego uzgodnione z profilami prędkości w obszarach pierścieniowych warstw przyściennych, w przestrzeniach międzywieńcowych, stwarzają z kolei możliwość wyznaczenia rzeczywistej pracy przekazanej przez wieniec łopatkowy, reprezentowanej na rysunku 9.46 przez wskaźnik spiętrzenia ψ_t. Obliczenie strat tarcia, profilowych oraz brzegowych prowadzi do wyznaczenia rzeczywistej charakterystyki wieńca $\psi_u = f(\varphi)_z$ (rys. 9.46). Rozszerzenie przedstawionego schematu obliczeniowego na cały stopień sprężający, składający się na przykład z wieńca wirnikowego i wieńca kierownicy tylnej, nie stwarza żadnych problemów merytorycznych.

10. PODSUMOWANIE I WNIOSKI

Zasadniczym celem niniejszej rozprawy było uzyskanie i zweryfikowanie informacji niezbędnych do opracowania metody i programu obliczeniowego, zapewniającego dokonywanie szybkich obliczeń na maszynie cyfrowej, charakterystyk aerodynamicznych, pojedynczego, osiowego stopnia sprężającego o dowolnej geometrii, zarówno w obliczeniowym, jak i pozaobliczeniowych punktach jego pracy. Tak opracowany program obliczeniowy winien zapewniać możliwość wyboru właściwego układu przepływowego bez konieczności prowadzenia pracochłonnych badań modelowych.

Potrzebne informacje otrzymywano na drodze wzajemnie uzupełniającej się analizy teoretycznej i doświadczalnej struktury przepływu rzeczywistego w przestrzeniach przed i za wieńcem łopatkowym koła wirnikowego.

Stosownie do zaproponowanej w punkcie 9.8 rozprawy metody, opartej na koncepcji modelu nazwanego przez autora quasi-rzeczywistym modelem przepływu, w zakres rozpoznania przedstawionego problemu wchodziło rozwiązanie następujących zagadnień:

1. Sprawdzenie przydatności wyników rozwiązania zagadnienia osiowosymetrycznego metodą krzywizny linii prądu, do opisu rozkładów prędkości w przestrzeniach międzywieńcowych oraz wzdłuż powierzchni piasty i osłony zewnętrznej osiowego stopnia sprężającego. Zastosowana w pracy metoda identyfikacji geometrii kanału międzyłopatkowego, w dowolnym punkcie przemieszczającej się w procesie iteracyjnym siatki quasi-ortogonalnych, umożliwiła rozwiązanie zagadnienia osiowosymetrycznego zarówno w przestrzeniach międzywieńcowych, jak również w obszarach wieńców łopatkowych. Rozszerza to znacznie zakres przydatności metody. W szczególności umożliwia prowadzenie obliczeń narastania tak nazwanych przez autora (za angielskimi autorami) pierścieniowych warstw przyściennych również pomiędzy przekrojem wlotowym i wylotowym wieńca łopatkowego.

Profile prędkości obliczone w wyniku rozwiązania zagadnienia osiowosymetrycznego, po uwzględnieniu blokady przepływu wynikającej z narastania warstw przyściennych wzdłuż piasty i osłony zewnętrznej, z dużą dokładnością przybliżają profile prędkości przepływu głównego, określone na drodze pomiaru, zarówno w obliczeniowym, jak i pozaobliczeniowych punktach charakterystyki aerodynamicznej wieńca. Na uwagę zasługuje dokładne odwzorowanie na drodze obliczeniowej nachylenia krzywych prędkości w przekroju wylotowym wieńca przy wszystkich trzech obciążeniach wieńca łopatkowego. W rozwiązaniu zagadnienia osiowosymetrycznego uwzględniono straty profilowe obliczone metodą Lieblein [30], w funkcji obciążenia aerodynamicznego profili łopatkowych wyrażonego poprzez współczynniki dyfuzorowości.

2. Sprawdzenie wiarygodności metody Liebleina poprzez teoretyczne i doświadczalne wyznaczenie rozkładów ciśnień wzdłuż powierzchni łopatki koła wirnikowego, dla najbardziej charakterystycznego, z punktu widzenia aerodynamiki przepływu, przekroju przy piaście.

Uzyskano dużą zgodność wartości liczbowej współczynnika dyfuzorowości obliczonego metodą Liebleina oraz określonego z profilu prędkości, otrzymanego w wyniku obliczeń. Obliczeniowe profile ciśnień skonfrontowane zostały z kolei z profilami określonymi na drodze pomiaru ciśnień na powierzchni wirującej łopatki modelowego wieńca sprężającego. Porównanie przeprowadzone dla trzech punktów charakterystyki aerodynamicznej wieńca wskazuje na to, że we wszystkich przypadkach rzeczywiste obciążenie aerodynamiczne profilu przy piaście jest mniejsze od obliczeniowego.

To spostrzeżenie, w skojarzeniu z większym od granicznego współczynnikiem dyfuzorowości oraz mniejszą od możliwej do uzyskanie sprawnością przepływową wieńca, wskazuje na nadmiernie duże obciążenie aerodynamiczne układu łopatkowego.

Z uwagi na marginesowe znaczenie, dla rozwijanego w pracy tematu zasadniczego, zagadnień związanych z analizą obciążeń aerodynamicznych łopatek, potraktowano je w rozprawie w sposób jedynie fragmentaryczny, bez wyzyskania wszystkich możliwości teoretycznych oraz możliwości opracowanego przez autora stanowiska badawczego do badań przepływu względnego.

3. Identyfikacja wielkości charakterystycznych pierścieniowych warstw przyściennych oraz określenie ich zmienności w funkcji usytuowania przekroju kontrolnego oraz obciążenia aerodynamicznego wieńca łopatkowego. Z uwagi na brak w literaturze przedmiotu szczegółowych informacji na ten temat, niezbędnych dla poprawnego opracowania programu obliczeniowego, rozpatrywany fragment rozprawy zawiera istotne uzupełnienie wiedzy. Stwierdzono wyraźną współzależność pomiędzy narastaniem warstw przyściennych i związanymi z nim zmianami wielkości charakterystycznych a położeniem przekroju kontrolnego i punktem pracy maszyny.

4. Analiza metod obliczeniowych profili prędkości w obszarach warstw przyściennych. Istotną wartość poznawczą posiada określenie na drodze doświadczalnej parametrów występujących w formule Colesa, obliczającej, jak wykazano w pracy, w sposób najbardziej poprawny rozkłady prędkości w obszarach przyściennych. Uzyskane profile, uzgodnione z obliczeniowymi profilami prędkości w przepływie głównym, w sposób w pełni zadowalający opisują rzeczywiste rozkłady prędkości w szczelinach międzywieńcowych.

5. Doświadczalna weryfikacja metod obliczeń narastania pierścieniowych warstw przyściennych. W celu rozszerzenia możliwości interpretacyjnych zjawisk występujących w obszarach przyściennych równania warstwy przyściennej wyprowadzono w oparciu o dwa modele. W modelu fizykalnym w istot-

ny sposób rozszerzono metodę Stratforda poprzez wyprowadzenie dodatkowego równania ruchu dla kierunku obwodowego oraz uwzględnienie w obliczeniach zmniejszenie wartości sił łopatkowych w pierścieniowych warstwach przyściennych. Znajomość tych ostatnich informacji jest niezbędna w analizie strat na brzegach łopatki.

Interpretacja równań pośrednich modelu matematycznego, wyprowadzonego bezpośrednio z równań Naviera-Stokesa, umożliwiła z kolei wyprowadzenie nowej postaci równania uzupełniającego, określającego związek pomiędzy składowymi, merydionalną i obwodową sił łopatkowych. Związek ten dzięki występowaniu w nim współczynników średnich strat tarcia i strat wtórnych, których wartości liczbowe określono doświadczalnie, dla trzech liczb wydajności, umożliwia uzyskanie praktycznie dowolnego przybliżenia pomiarowych wartości grubości warstwy przyściennej, w przekroju wylotowym wieńca łopatkowego, przez odpowiednie wartości określone na drodze obliczeniowej. Znajomość szczegółowych wykresów prędkości wzdłuż piasty i osłony zewnętrznej wieńca łopatkowego oraz przyjęcie założenia o liniowej zmianie różnicy składowej osiowej i obwodowej miar liniowych zmniejszenia pędu umożliwiły przeprowadzenie obliczeń narastania pierścieniowych warstw przyściennych również w obrębie kanału międzyłopatkowego. Stanowi to krok naprzód w stosunku do znanych publikacji podających wyniki obliczeń jedynie dla obszarów międzywieńcowych.

6. Szczegółowa identyfikacja strat występujących w wieńcu łopatkowym, w tym w szczególności strat brzegowych. Zastosowano tu nową metodę analizy strat, polegającą na interpretacji rozkładów pracy użytecznej oraz pracy przekazywanej przez wieniec łopatkowy wzdłuż jego wysokości, uzyskanych w rezultacie opracowania wyników sondowania przepływu. Potwierdzony tu został fakt, że w rozkładach prędkości w przestrzeniach międzywieńcowych zakodowane są wszystkie informacje niezbędne do oceny jakości pracy stopnia maszyny przepływowej. Na koncepcji symulacji rzeczywistych przebiegów prędkości wzdłuż wysokości wieńców łopatkowych oparta jest, zawarta w konkluzji rozprawy, propozycja metody wyznaczania charakterystyk aerodynamicznych stopni sprężających na drodze obliczeniowej.

Ostateczne sformułowanie metody wymaga prowadzenia dalszych badań mających na celu określenie wpływu wielkości nominalnego obciążenia aerodynamicznego wieńców łopatkowych stopnia na strukturę przepływu i w konsekwencji na wielkość strat występujących w stopniu.

Konieczne jest również prowadzenie szczegółowych badań struktury przepływu przy wydajnościach mniejszych od nominalnej, a w szczególności w pobliżu wierzchołka charakterystyki aerodynamicznej stopnia.

LITERATURA

[1] Reilly J.W., and Howard J.H.G.: Velocity Profile Development in Axial Flow Compressors. Journal of Mechanical Engineering Science, Vol 4, June 1962.

[2] Jansen W.: The Application of End Wall Boundary Layer effects in the Performance Analysis of Axial Compressors. ASME paper 67 - WA/GT 11, 1967.

[3] Smith L.H.: Casing Boundary Layers in Multi-Stage Axial Flow Compressor. Brown Boveri Symposium, Flow Research on Blading 1969 (Elsewier, Amsterdam).

[4] Mellor G.L., Wood G.M.: An Axial Compressor End Wall Boundary Layer Theory. Trans. ASME, Journal of Basic Engineering, June 1971.

[5] Balsa T.F., Mellor G.L.: The Simulation of Axial Compressor Performance Using an Annulus Wall Boundary Layer Theory. Trans. ASME, J. Eng. for Power, July 1975.

[6] De Ruyck J., Hirsch C., Kool P.: An Axial Compressor End-Wall Boundary Layer Calculation Method; Trans. of the ASME J. of Eng. for Power vol. 101, 1979 pp. 233-249.

[7] Horlock J.H.: Annulus Wall Boundary Layers in Axial Compressor Stages. Trans ASME, Journal of Basic Engineering, March, 1963.

[8] Stratford B.S.: The Use of Boundary Layer Techniques to Calculate the Blockage From the Annulus Boundary Layer in a Compressor. ASME Paper No 67-WA/GT-1, New York 1967.

[9] Gregory Smith G.G.: An Investigation of Annulus Wall Boundary Layers in Axial Flow Turbomachines. Trans. ASME, Journal of Engineering for Power, October 1970.

[10] Witkowski A.: Stanowisko do badań struktury przepływu w osiowym stopniu sprężającym. ZN Pol. Śl. Energetyka z. 72, Gliwice 1979.

[11] Witkowski A.: Quasi-rzeczywisty model przepływu w osiowym stopniu sprężającym. Zeszyty Naukowe Pol. Śl. Energetyka z. 66, Gliwice 1978.

[12] Perkins H.J., Horlock J.A.: The Aerodynamic Analysis of Turbomachinery. Journal of Science and Technology Vol. 41, No 2-3, 1974.

[13] Horlock J.H.: Some Recent Research in Turbomachinery. Proc. Inst. Mech. Engrs. 182 (26) 1968.

[14] Marsch H.: The Through-flow Analysis of Axial Flow Compressors. CUED/A-Turbo/TR11 Jan. 1970.

[15] Wu C.H.: A General Theory of Three Dimensional Flow in Subsonic and Supersonic Turbomachines of Axial, Radial, and Mixed Flow Types. NASA TN 2604, Jan, 1952.

[16] Hamrick J.T., Ginsburg A., Osborn W.M.: Method of Analysis for Compressible Flow through Mixed Flow Centrifugal Impellers of Arbitrary Design. NACA Rep. 1082, 1952.

[17] Moffat W.C., Jensen W.: The off- Design Analysis of Axial Flow Compressors. ASME Paper No 66-WA/GT-1.

[18] Smith L.H.: The Radial Equilibrium Equation of Turbomachinery. J. Eng. Power, Trans. ASME, Series A, Vol. 88, 1966.

[19] Novak R.A.: Streamline Curvature Computing Procedures for Fluid Flow Problems. Journal of Engineering for Power, Trans. ASME, Series A, Vol. 89 No 4, Oct. 1967, pp 478-490.

[20] Katsanis T.: Use of Arbitrary Quasi Orthogonals for Calculating Flow Distributions in a Turbomachine. Technical Preprint Prepared for Annual Meeting of the ASME. Chicago, Illinois 1965.

[21] Frost D.H.: A Streamline Curvature Through - Flow Computer Program for Analysing the Flow Through Axial Flow Turbomachines, A.R.C. R. and M. 3687. Aug. 1970.

[22] Senoo Y., Nakase Y.: An Analysis of Flow Through a Mixed Flow Impeller. ASME Journal of Engineering for Power, Vol. 94, 1972, pp 43-50.

[23] Marsh H.: A Digital Computer Program for the Through - Flow Fluid Mechanics in an Arbitrary Turbomachine, Using a Matrix Method. ARC R. and M. No 3509, 1968.

[24] Davis W.R., Miller D.A.J.: A Discussion of the Marsh Matrix Technique Applied for Fluid Flow Problems. CA.S.J. Transactions, Vol. J., No 2, Sept. 1972.

[25] Davis W.R., Miller D.A.J.: A Comparison of the Matrix and Streamline Curvature Methods of Axial Flow Turbomachinery Analysis From User's Point of View. Trans. of the ASME Journal of Engineering for Power, October 1975.

[26] Hirsh Ch., Warzee G.: A Finite Element Method for Through - Flow Calculations in Turbomachines. ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 98 1976 pp 403-421.

[27] Hirsh Ch., Warzee G.: An Integrated Quasi-2D Finite Element Calculation Program for Turbomachinery Flow. Journal Engineering for Power, Trans ASME Series A, Vol 101, 1979.

[28] Sirotkin A.A.: Aerodinamiczeskij resczot łopatok osiewych turbomaszin. Izd. Maszinostrojenije, Moskwa 1972.

[29] Otte J.: Osiowosymetryczny przepływ płynu nieściśliwego w kanałach łopatkowych osiowych maszyn wirnikowych. ABM t. XXII z. 4, 1975.

[30] Lieblein S.: Loss and Stall Analysis of Compressor Cascades. Journal of Basic Engineering. Trans. ASME, September 1959.

[31] Tuliszka E.: Sprężarki, dmuchawy i wentylatory. WNT, Warszawa 1976.

[32] Witkowski A.: Analiza przepływu w kanałach łopatkowych osiowego wieńca sprężającego z merydionalnym przyspieszeniem strumienia. Praca doktorska, Gliwice 1971.

[33] Witkowski A.: Flow Analysis in Axial-Flow Compressor Impeller with Meridional Stream Acceleration. Proceedings of the Fourth Conference on Fluid Machinery. Budapest 1972.

[34] Witkowski A.: Zastosowanie quasi-ortogonalnych współrzędnych do obliczeń przepływu w wieńcach sprężających o przestrzennie ukształtowanych kanałach międzyłopatkowych. ZN Pol. Śl. s. Energetyka z. 47, Gliwice 1973.

[35] Witkowski A.: Algorytm obliczeń rozkładu prędkości i ciśnień w stopniu sprężającym z uwzględnieniem pierścieniowej warstwy przyściennej. Problem MR-I-26 zadanie 01.2.3. etap II. Gliwice 1977 r. Praca nieopublikowana.

[36] Katsanis T.: Use of Arbitrary Quasiorthogonals for Calculating Flow Distribution on a Blade-to-Blade Surface in a Turbomachine, NASA TND-2809, May 1965.

[37] Witkowski A.: Rozkład prędkości i ciśnień w kanałach międzyłopatkowych osiowego wieńca sprężającego z merydionalnym przyspieszeniem strumienia. ZN Pol. Śl. Energetyka z. 45, Gliwice 1972.

[38] Witkowski A.: Wybór metody analizy przepływu w kanałach międzyłopatkowych stopnia sprężającego. ZN Pol. Śl. Energetyka z. 60, Gliwice 1977.

[39] Stanitz J.D.: Some Theoretical Aerodynamic Investigations of Impeller in Radial and Mixed Flow Centrifugal Compressors. Trans. ASME, May 1952.

[40] Vavra M.A.: Aerothermodynamics and Flow in Turbomachines. J. Wiley, New York 1960.

[41] Katsanis T.: Computer Program for Calculating Velocities and Streamlines on a Blade-to-Blade Stream Surface of a Turbomachine. NACA TN D-4525, 1968.

[42] Senoo Y., Nakase Y.: A Blade Theory of an Impeller With an Arbitrary Surface of Revolution. Journal of Engineering for Power, Trans ASME, Series A, Vol October 1971.

[43] Weinig F.: Die Strömung un die Schaufeln von Turbomaschinen. Leipzig. IA. Barth 1935.

[44] Samojłowicz G.S.: Rasczot gidrodinamiczeskich rieszetok. Prikładnaja matiematika i miechanika. T. XIV, 1950.

[45] Schlichting J., Scholz M.: Über die teoretische Berechnung der Strömungsverluste eines ebenen Schaufelgitters. Ing. Arch., Bd XIX, Heft 1, 1951.

[46] Wilkinson D.H.: A numerical Solution of the Analysis and Design Problem for the Flow Past One or More Aerofoils in Cascade. Aero. Research Council, R. and M. 3545, 1968.

[47] Witkowski A., Misiewicz A., Biernat J.: Algorytm obliczeń aerodynamicznych łopatek wirującego wieńca sprężającego o dowolnej geometrii. Problem MR-I-26 zadanie 02.2.3. Etap III. Gliwice 1978. Praca nieopublikowana.

[48] Witkowski A., Misiewicz A.: Badania teoretyczne i doświadczalne struktury przepływu w osiowym stopniu sprężającym. ZN IMP PAN nr 114/1022/82 cz. 1. Gdańsk 1981.

[49] Lieblein S.: Analysis of Experimental Low-Speed Loss and Stall Characteristics of Two-Dimensional Compressor Blade Cascades. NACA RM Z. 57 A28, 1957.

[50] Horlock J.H.: Boundary Layer Problems in Axial Turbomachines. Proceedings of Symposium on Flow Research on Blading, Dzung, L.S. ed, Elsevier Pub. Co, 1970.

[51] Horlock J.H., Perkins H.J.: Annulus Wall Boundary Layers in Turbomachines. AGARDo-graph No 185, 1974.

[52] Witkowski A.: Przybliżone równania przepływu w obszarze warstwy przyściennej na osiowosymetrycznych ściankach ograniczających łopatkowy wieniec sprężający. ZN Pol. Sl. Energetyka z. 63, Gliwice 1978.

[53] Horlock J.H., Marsh H.: Flow Models in Turbomachines J. Mech. Eng. Sci., 13 5 1971.

[54] Hawthorne W.R.: Aerodynamic of Turbines and Compressors. Princeton University Press, 1964.

[55] Szargut J.: Termodynamika. WNT, Warszawa 1971.

[56] Witkowski A.: Program "Algol 1900" obliczeń przepływu osiowosymetrycznego w osiowym stopniu sprężającym - "STO-PZDW". Opracowanie wewnętrzne IMiME Pol. Śl., Gliwice 1982.

[57] Demidowicz B.P., Maron J.A., Szuwałowa E.J.: Metody numeryczne. Cz. II. PWN, Warszawa 1965.

[58] Broszko M.: Hydromechanika. Cz. 1. PWT, Warszawa 1953.

[59] Witkowski A.: Program obliczeń pierwszych i drugich pochodnych metodą najmniejszych kwadratów "MNK" i "MNKP". Język Algol 1900. Oprac. wewn. IMiUE Pol. Śl. Gliwice 1977.

[60] Witkowski A.: Program obliczeń pierwszych i drugich pochodnych metodą "Spline Fit". Język Algol 1900. Oprac. wewn. IMiUE Pol. Śl., Gliwice 1977.

[61] Wilkinson D.H.: Stability Convergence and Accuracy of Two-Dimensional Streamline Curvature Methods Using Quasi-orthogonals. Inst. of Mech. Eng. Thermod. Fluid Mechanics Convention Paper 35, 1970.

[62] Walsh J.L., Ahlberg J.W., Nilson E.N.: Best Approximation Properties of the Spline Fit. Jour. Math. and Mech. vol 11, No 2 Mar. 1962.

[63] Shaalan M.R.A., Daneshyar H.: A Critical Assessment of Method of Calculating Slope and Curvature of Streamline in Fluid Flow Problems. Proc. Inst. Mech. Engrs. vol 186, 1972.

[64] Witkowski A., Walasek Z.: Program Algol 1900 obliczeń przepływu przez palisady wirujące. Opracowanie wewnętrzne IMiUE Pol. Śl., Gliwice 1978.

[65] Misiewicz A.: Program "Fortran 1900" obliczeń pola prędkości i ciśnień w kanałach międzyłopatkowych maszyn wirnikowych o dowolnej geometrii. Opracowanie wewnętrzne IMiUE, Pol. Śl., Gliwice 1978.

[66] Witkowski A., Misiewicz A., Biernat J.: Rozwiązanie niektórych problemów quasi-rzeczywistego modelu przepływu. Problem MR-I-26, zadanie 02.2.3. Etap IV i V, Gliwice 1979. Praca nieopublikowana.

[67] Legras J.: Praktyczne metody analizy numerycznej. WNT, Warszawa 1979.

[68] Hirsch CH.: End-Wall Boundary Layers in Axial Compressors. ASME Paper 74-GT-72, Zürich 1974.

[69] Cyrus V.: The Blade Force Defect in the Calculation Method of the End Wall Boundary Layer in Axial Compressor, Strojirenstvi, vol 28 No 9, 1978.

[70] Reilly J.W.: A Nonaxisymmetric End-Wall Boundary Layer Theory for Axial Compressors Rows, A.R.C. Current papers No 1322, 1975.

[71] Lakshminarayana B.: Methods of Predicing the Tip Clearnce Effect in Axial Flow Turbomachinery. Trans. ASME J. Basic Eng. Vol 92, 1970.

[72] Cyrus V.: Contribution to the Calculation Method of the End Wall Boundary Layer in Axial Compressors. Strojirenstvi, Vol 28, No I, 1978.

[73] Lewkowicz A.K.: Two and Three Dimensional Incompressible Turbulent Boundary Layers. Ph.D. dissertation, Liverpool Univ. 1965.

[74] Lewkowicz A.K., Hoadley D., Horlock J.H., Perkins H.J.: A Family of Integral Methods for Predicting Turbulent Boundary Layers. AIRA Journal, vol 8, Number 1, January 1970.

[75] Prandtl L.: Über den Reisbungswiederstand strömender Luft. Rep. of Aerodyn. Versuchanst. Göttingen III series, München 1927.

[76] Pretsch J.: Zur theoretischen Berechung des Profilwiederstandes. J.b. Profilwieder dtsch. Luftfahrfarsch, I, 1938, p. 60.

[77] Coles D.: The Law of the Wall in the Turbulent Boundary Layer. J. Fluid Mech., I, 1956, p. 191.

[78] Bitterlich W., Rubner K.: Measured and Calculated Losses in an Axial - Flow Compressor Stage. Proceedings of the Fifth Conference on Fluid Machinery. Akademiai Kiado, Budapest 1975.

[79] Chmielniak T., Otte J.: Modelowanie strat w kanałach przepływowych stopnia maszyny wirnikowej. Opracowanie wewnętrzne IMiUE Pol. Śl., Gliwice 1982.

[80] Chmielniak T., Szymczyk K.: Modelowanie dysypacyjnych efektów brzegowych w wieńcach łopatkowych maszyn przepływowych. ZN Pol. Poznańskiej, Maszyny Robocze i Pojazdy Nr 22. Poznań 182.

[81] Gundlach R.: Maszyny przepływowe. Cz. I. PWN, Warszawa 1970.

[82] Kazimierski Z.: Opisanie rzeczywistego przepływu przez stopień maszyny przepływowej przy pomocy parametrów uśrednionych. CMP nr 34. Łódź 1961.

[83] Eckert B., Schnell S.: Axial und Radialkompressoren. Berlin Göttingenl Heidelberg: Springer-Verlag 1961.

[84] Walker G.J.: A Family of Surface Velocity Distribution of Axial Compressor Blading and Their Theoretical Performance. Trans. of the ASME J. of Eng.for Power. April 1976.

ANALIZA TEORETYCZNA I DOŚWIADCZALNA STRUKTURY PRZEPŁYWU W OSIOWYM STOPNIU SPRĘŻAJĄCYM

S t r e s z c z e n i e

W pracy przedstawiono teoretyczne i doświadczalne badania struktury przepływu i obciążeń aerodynamicznych wieńca łopatkowego wirnika, w osiowym modelowym stopniu sprężającym OSS 750/06. W części teoretycznej określono związki występujące pomiędzy charakterem rozkładu prędkości i ciśnień wzdłuż ścianek ograniczających przepływ, a narastaniem warstw przyściennych z jednej strony oraz wielkością strat występujących w przepływie z drugiej strony. Zagadnienie rozwiązano rozpatrując uproszczony tak nazwany "quasi-rzeczywisty" model przepływu, w którym dla ułatwienia analizy wyodrębniono charakterystyczne obszary: obszar przepływu głównego, w którym pomija się wpływ tarcia przyściennego, a uwzględnia jedynie straty profilowe oraz dwa obszary przy piaście i osłonie zewnętrznej, gdzie tworzy się pierścieniowa warstwa przyścienna. Zagadnienie przepływu głównego rozwiązano wykorzystując quasi-trójwymiarowy model przepływu, w którym rozpatrzono kolejno dwa dwuwymiarowe zagadnienia:

1) zagadnienie przepływu osiowosymetrycznego,
2) zagadnienie przepływu palisadowego na wybranych osiowosymetrycznych powierzchniach prądu.

Zagadnienie osiowosymetryczne rozwiązano posługując się pojęciem krzywizny linii prądu po uśrednieniu ogólnych równań równowagi wzdłuż podziałki łopatek przy założeniu, że przepływ jest ustalony i nielepki.

W rezultacie uśrednienia w równaniach ruchu pojawia się siła oddziaływania łopatek na strumień oraz uśredniona wzdłuż podziałki siła tarcia, a w równaniu ciągłości współczynnik przewężenia uwzględniający grubość łopatek. Rozpisanie tych równań w układzie współrzędnych quasi-ortogonalnych i uwzględnienie geometrii układu przepływowego, umożliwiło uzyskanie równania równowagi przepływu, ważnego zarówno dla wieńców wirujących, nieruchomych, jak i dla przestrzeni międzywieńcowych.

Analizę przepływu palisadowego przeprowadzono na wybranej osiowosymetrycznej powierzchni prądu w pobliżu piasty, określonej przez rozwiązanie zagadnienia osiowosymetrycznego. Do wyznaczenia rozkładu prędkości na powierzchni łopatki zastosowano równanie wyprowadzone z warunku niewirowości przepływu bezwzględnego, rozwiązanego następnie metodą funkcji prądu.

Wyniki rozwiązania przepływu osiowosymetrycznego posłużyły z kolei do określenia przepływu w obszarze pierścieniowej warstwy przyściennej, narastającej na powierzchniach piasty i osłony zewnętrznej i strat występujących w tych obszarach. Równania wielkości charakterystycznych pierścieniowej warstwy granicznej uzyskano z równań lepkiego przepływu osiowosymetrycznego, rozpisanych kolejno dla przepływu głównego i przyściennego, przy założeniu stałej wartości ciśnienia statycznego w obszarze warstwy przyściennej. Przeprowadzono dyskusję równań uzupełniających, warunkujących rozwiązanie równań warstwy przyściennej oraz dokładność różnych metod rozwiązania. Wyprowadzona została nowa postać równania określającego związek pomiędzy składową osiową i obwodową miar liniowych zmniejszenia sił łopatkowych w obszarach przyściennych. Równanie to po wyznaczeniu na drodze doświadczalnej współczynników strat tarcia i wtórnych oraz współczynników strat nadłopatkowych umożliwia uzyskanie dowolnego przybliżenia wyników obliczeń proponowaną metodą do wyników badań doświadczalnych.

Logiczną kontynuację stanowiła analiza przydatności metod profilowania prędkości w obszarach pierścieniowych warstw przyściennych. Konfrontacja z wynikami doświadczalnymi umożliwiła wyłonienie metody najlepiej opisującej przepływ przyścienny oraz określenie stosownych jej ograniczeń.

Dla uzyskania uzupełniających informacji dotyczących przepływu przez osiowe stopnie sprężające oraz dla umożliwienia weryfikacji proponowanych metod obliczeniowych, skonstruowano stanowisko do badań obciążeń aerodynamicznych wirujących wieńców łopatkowych oraz struktury przepływu w wybranych przekrojach kontrolnych stopnia, zarówno w układzie względnym, jak i bezwzględnym, w obliczeniowym i pozaobliczeniowych punktach pracy.

Istotny wkład pracy stanowi identyfikacja wielkości charakterystycznych pierścieniowych warstw przyściennych w funkcji obciążenia aerodynamicznego stopnia i położenia przekroju kontrolnego, przeprowadzona w oparciu o badania doświadczalne.

Analiza wyników badań struktury przepływu stworzyła podstawę do opracowania nowej metody wyznaczania strat aerodynamicznych w wieńcu łopatkowym, a w szczególności strat występujących w obszarach brzegowych. Metoda ta umożliwiła z kolei opracowanie koncepcji przewidywania charakterystyk aerodynamicznych stopni sprężających na drodze obliczeniowej. Ostateczne opracowanie metody uwarunkowane jest przez uzupełnienie doświadczalnych informacji na temat wpływu nominalnego obciążenia aerodynamicznego i geometrii wieńców łopatkowych na charakter struktury przepływu.

Sposób postępowania przedstawiony został w niniejszej pracy.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СТРУТКРЫ ТЕЧЕНИЯ В ОСЕВОЙ КОМПРЕССОРНОЙ СТУПЕНИ

Р е з ю м е

В работе представлены теоретические и экспериментальные исследования структуры течения и аэродинамических нагрузок лопаточного венца ротора в осевой компрессорной ступени OSS 750/06.

В теоретической части определены связи выступающие между характером распределения скоростей и давлений вдоль стенок ограничевающих течение и нарастанием толщины пограничиого слоя с одной стороны, и величиной потерь выступающих в течении с другой стороны. Задача была разрешена путём рассмотрения упрощённой т.н. квазиреальной модели течения, в которой для облегчения анализа выделены характерные области: область основного течения, в которой пренебрегается влиянием сил вязкости а учитываются только профильные потери, а также две области вблизи втулки и внешнего кожуха, где нарастает кольцевой пограничный слой.

Задача основного течения была решена при использовании квазитрёхразмерной модели течения, в которой расмотрены последовательно две двухразмерные задачи:

1. Задача осесимметричного течения.
2. Задача обтекания решеток, расположенных на избранных осесимметричных поверхностях тока.

Задача осесимметричной проблемы была решена, используя понятие кривизны линии тока после усреднения общих уравнений равновесия по шагу решётки предполагая, что поток установившейся и невязкий. В результате усреднения в уравнениях появляется сила воздействия лопастей на поток, а также вектор усреднённых по шагу решётки сил трения а в уравнении неразрывности - коэффициент стеснения, который учитывает тангенциальный наклон и толщину лопастей рабочего колеса. Преобразование этих уравнений в квазиортогональной системе координат и применение геометрии лопаточного венца, сделало возможным получение уравнения равновесия течения действующего одинаково как для вращающихся и неподвижных решёток так и для осевых зазоров.

Анализ течения через решётку лопаотей был осуществлён на избранной осесимметричной поверхности тока вблизи втулки, определённой решением осесимметричной задачи.

С целью определения раопределения скоростей на поверхности лопасти, было применено уравнение полученное по закону безвихревого течения в абсолютном движении, решённое после этого методом функции тока.

Результаты решения осесимметричного течения послужили, в свою очередь, для определения течения в области кольцевого пограничного слоя нарастающего на поверхностях втулки и наружного кожуха и потерь, которые появляются на этих поверхностях.

Уравнения параметров кольцевого пограничного слоя были получены из уравнений вязкого осесимметричного течения расписанных по очереди для области основного течения невязкого и области пограничного слоя учитывая, что давление имеет постоянную величину в области пограничного слоя.

Была проведена дискуссия дополнительных уравнений позволяющих на решение уравнений пограничного слоя, также дискуссия точности разных методов решения. Получена новая форма уравнения, определяющего связь между осевой и тангенциальной составляющими толщины потери лопастных сил в пограничной области. Это уравнение после экспериментального определения коэффициентов потерь из-за трения и вторичных факторов, а также коэффициентов потерь в зазоре между колесом и кожухом, делает возможным получение произвольного приближения результатов исчислений предлагаемым методом для результатов экспериментальных исследований. Логическим продолжением является анализ пригодности методов профилирования скоростей в области кольцевого пограничного слоя. Сопоставление с результатами эксперимента дало возможность получить самый лучший метод, описывающий течение вблизи ограничевающих стенок, а также определение соответствующих ему ограничений. Для получения дополнительных информаций касающихся течения через осевые компрессорные ступени, а также для проверки подлинности предлагаемых методов решений, была построена установка для исследования аэродинамической нагрузки вращающихся лопаточных венцов, а также структуры потока в выбранных контрольных сечениях ступени как в относительной так и в абсолютной схеме, в расчётной и внерасчётных точках работы.

Существительный вклад настоящей работы составляет идентификация характерных величин кольцевых пограничных слоёв в функции аэродинамической нагрузки ступени и расположения контрольного сечения, проведённая на базе экспериментальных исследований. Анализ результатов исследований структуры течения дал возможность разработки нового метода определения аэродинамических потерь в лопаточном венце, в особенности потерь выступающих в концевых облостях. Этот метод сделал возможным, в свою очередь, разработку концепции предусмотрения аэродинамических характеристик компрессорных ступеней расчётным методом.

Окончательная разработка метода обусловлена дополнительными экспериментальными информациями на тему влияния номинальной аэродинамической нагрузки и геометрии лопастных венцов на характер структуры течения.

Метод выполнения этого был представлен в настоящей работе.

THE THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ANALYSIS
OF THE FLOW STRUCTURE IN AXIAL COMPRESSOR STAGE

Summary

The theoretical and experimental investigations of the flow structure and impeller blades aerodynamic loadings in the model axial flow compressor stage OSS 750/06/I have been described.

In theoretical part the relations between character of velocity and pressure distribution along the hub and the casing wall, and development of annulus wall boundary layers on the one hand, and magnitude of loss taking place in the flow on the other hand have been established.

The problem has been solved taking into consideration the simplified so called quasireal flow model in which to make the analysis easier, the flow has been devided into two regimes: the main stream flow where the effects of viscosity are negligible and where only the profile losses exist and two areas at the hub and the outer wall where an annulus is created boundary layer.

The main flow problem has been solved applying the quasithreedimensional flow model in which two problems successively have been analysed:

1) the problem of the axial symmetrical flow,

2) the problem of the blade cascade flow on choice axialsymmetrical surfaces of flow.

The axialsymmetrical problem was solved by Streamline Curvature Method after circumferentially averaged equation of motion for steady and nonviscous flow.

As a result of averaging in equations of motion there appear, the blade force and averaged along blade gap wall shear stress force and in the equation of continuity, the blockage factor including blade thickness occur.

The equations governing the flow in quasiorthogonal coordinates have been expressed.

The above as well as taking into account the flow channel geometry enabled obtaining equations of flow for fixed and rotating blade and in axial rows blades gaps.

The blade to blade calculations on the chosen axisymmetrical surfaces of the stream obtained from axisymmetrical flow solution have been made.

To solve the velocity distribution over the blade surfaces, the equation derived from irrotational absolute flow condition has been used.

The solution could be obtained by the finite difference method which solves the finite - difference equations for stream function on the stream surface.

As a result of solving the axially symmetric flow equations, boundary layer growth along the hub and outer wall and losses occuring in this zones have been determined.

The equations of boundary layer thicknesses have been derived from the equation of motion in the main stream and in the boundary layer with the assumption that the static pressure is constant through the boundary layer.

A discussion of auxiliary relationships required for predicting the boundary layer and accuracy of different methods of solving has been made. The new equation for the relationship between the components of the blade defect force has been specified.

These improved equations after determining in an experimental way, wall skin friction, secondary flow losses and leakage coefficients gave a better agreement between the theory and the experiment.

As logical continuation the analysis was performed of the applicability of various methods concerning the mean velocity distribution in annulus boundary layer region. The comparison with experimental results made it possible to choose the method describing in the best way the flow close to the wall and its suitable limitation.

To obtain additional information about the flow through the axial flow compressor stage and to make the verification of proposed computing methods possible, a test stand for investigation of aerodynamic loading of impeller blades and for determining the relative and absolute flow structure in the chosen cross section for the selected cocfficient of flow has been created.

The essential part of this work is identification of the quantities of the characteristic parameters of annulus wall boudary layers in fuction of aerodynamic load, of the stage and position of measured cross section.

The analysis of the results of experimental investigation of the flow structure was the basis for a new method of establishing the elaboration of aerodynamic losses in the blade row, and particularly the losses occuring close to the annulus walls.

This method made possible in turn, to elaborate the conception of simulation of axial compressor stage performance in an analitycal way.

The ultimate elaboration of method, depends on the completion of experimental information on the influence of the value of nominal aerodynamic load and of blade row geometry on the character of the flow structure.

The procedure has been described in the present paper.