ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1985

Seria: ENERGETYKA z. 91 Nr kol. 856

Andrzej WITKOWSKI

Instytut Maszyn i Urządzeń Energetycznych
Politechnika Śląska

DOŚWIADCZALNA WERYFIKACJA METOD OBLICZENIOWYCH NARASTANIA PIERŚCIENIOWYCH WARSTW PRZYŚCIENNYCH W OSIOWYM STOPNIU SPRĘŻAJĄCYM

Streszczenie. Wyniki badań struktury przepływu w osiowym stopniu sprężającym [1], [2], [3] wykorzystano do weryfikacji metod obliczeń narastania pierścieniowych warstw przyściennych. Przeanalizowano wpływ różnych postaci równań uzupełniających, określono występujące w tych równaniach wielkości doświadczalne.

1. Wstęp

Współczesne metody obliczeń narastania pierścieniowych warstw przyściennych wywodzą się z równań Naviera Stokesa uśrednionych w kierunku obwodowym [4], [5], [6] i scałkowanych następnie w kierunku normalnym do omywanych ścianek.

Występujące w równaniach prędkości traktowane są jako uśrednione, powiększone o małe odchyłki, uwzględniające niejednorodność przepływu w kierunku obwodowym. W rezultacie uzyskuje się układ dwóch równań całkowych warstwy przyściennej określonych dla kierunku osiowego i obwodowego. Równania te łącznie z równaniami uzupełniającymi określonymi na drodze doświadczalnej tworzą zamknięty układ, rozwiązania którego umożliwia wyznaczenie wielkości charakterystycznych warstwy przyściennej. Stosowane w większości metod różne postacie empirycznych równań uzupełniających budzą nadal wątpliwości co do zakresu ich ważności [6], [8], [10]. Stąd głównym celem niniejszej pracy jest analiza wpływu postaci równań uzupełniających oraz występujących w nich wielkości doświadczalnych na wyniki obliczeń narastania warstw przyściennych.

Wykorzystano w analizie trzy podstawowe metody:

1) metoda Stratforda z tradycyjnymi równaniami uzupełniającymi [4],
2) metoda Mellora i Wooda z tradycyjnymi równaniami uzupełniającymi [6],
3) metoda Mellora i Wooda wraz z równaniem określającym związek pomiędzy miarami liniowymi zmniejszenia sił łopatkowych δ_{fx} i $\delta_{f\vartheta}$ zaproponowanym przez autora pracy [7].

2. Równania wyjściowe

Do rozważań wykorzystywany jest pełny układ równań opisujących trójwymiarowy przepływ lepki rozpisany w układzie współrzędnych r, $r\vartheta$, m, [7] przy założeniu, że przepływ jest nieściśliwy, a grubość warstwy przyściennej mała w porównaniu z promieniami piasty i osłony zewnętrznej. Przy założeniu, że łopatki są cienkie, a ich powierzchnie normalne do osiowo-symetrycznych powierzchni cylindrycznych równania te całkowane są wzdłuż podziałki łopatek. Po pominięciu wszystkich składowych wyrażeń na pęd oraz naprężeń stycznych od sił tarcia w kierunku osi r otrzymujemy dwa równania dla obszaru przyściennego:
w kierunku osi m

$$\rho \cdot \bar{w}_m \cdot \frac{\partial \bar{w}_m}{\partial m} + \rho w_r \cdot \frac{\partial \bar{w}_m}{\partial r} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial m} + \frac{\partial f_m}{\partial m} + \frac{\partial}{\partial r}(\tau_{rm} - \rho w'_m \cdot w'_r) \tag{1}$$

w kierunku osi $r\vartheta$

$$\rho \bar{w}_m \cdot \frac{\partial \bar{w}_{\vartheta}}{\partial m} + \rho \bar{w}_r \frac{\partial w_{\vartheta}}{\partial r} = \frac{\partial f_{\vartheta}}{\partial m} + \frac{\partial}{\partial r}(\bar{\tau}_{r\vartheta} - \rho \bar{w}'_{\vartheta} \bar{w}'_r), \tag{2}$$

gdzie: prędkości w'_m, w'_r i w'_{ϑ} stanowią lokalne odchyłki prędkości od prędkości uśrednionych wzdłuż podziałki $\bar{w}_m$, $\bar{w}_r$ i $\bar{w}_{\vartheta}$.

W równaniach tych wprowadzone zostały za Mellorem i Woodem [6] wyrażenia na składową osiową i obwodową efektywnej siły łopatkowej f:

$$\frac{\partial f_m}{\partial m} = \frac{\Delta p}{t} \operatorname{tg}\beta - \frac{2\tau_{\text{łm}}}{t} + \frac{\partial}{\partial m}(-\rho \bar{w}_m^2 + \tau_{mm}) \tag{3}$$

$$\frac{\partial f_{\vartheta}}{\partial m} = -\frac{\Delta p}{t} - \frac{2\tau_{\text{łm}}}{t} \operatorname{tg}\beta + \frac{\partial}{\partial m}(-\rho \bar{w}'_m \bar{w}'_{\vartheta} + \tau_{m,r\vartheta}) \tag{4}$$

Podobnie na zewnętrznej granicy warstwy przyściennej otrzymujemy równania:

$$\rho \bar{w}_m \cdot \frac{\partial \bar{w}_m}{\partial m} = \frac{\partial f_{mg}}{\partial m} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial m} \tag{5}$$

$$\rho \bar{w}_m \cdot \frac{\partial w_{\vartheta}}{\partial m} = \frac{\partial f_{\vartheta g}}{\partial m} \tag{6}$$

Dodatkowe równanie stanowi równanie ciągłości dla obszaru warstwy granicznej

$$\frac{\partial \bar{w}_m}{\partial m} + \frac{\partial \bar{w}_r}{\partial r} = 0 \tag{7}$$

Równania (5), (6) odejmujemy stronami od równań (1) i (2), całkujemy w przedziale od $r = 0$ do $r = \delta$ i otrzymujemy w rezultacie dwa równania całkowe umożliwiające wyznaczanie narastania miary liniowej straty pędu w kierunku osiowym i obwodowym:

$$\frac{d}{dm}(\overline{W}_m^2 \delta_m^{**}) + H \cdot \delta_m^{**} \overline{W}_m \frac{d\overline{W}_m}{dm} = \frac{d}{dm}\left(\frac{\overline{W}^2}{2} \delta_{fm}\right) + \frac{\overline{\tau}_m}{\rho} \tag{8}$$

$$\frac{d}{dm}(\overline{W}_m \overline{W}_\vartheta \delta_\vartheta^{**}) + H \delta_m^{**} w_m \frac{dw_\vartheta}{dm} = \frac{d}{dm}\left(\frac{\overline{W}^2}{2} \delta_{f\vartheta}\right) + \frac{\overline{\tau}_\vartheta}{\rho} \tag{9}$$

W równaniach tych występują wielkości charakterystyczne warstwy przyściennej zdefiniowane zależnościami:

- miara liniowa zmniejszenia natężenia przepływu

$$\overline{w}_m \cdot \delta^* = \int_0^\delta (\overline{W}_m - \overline{w}_m) dr \tag{10}$$

- miara liniowa straty pędu

$$\overline{W}_m^2 \delta_m^{**} = \int_0^\delta \overline{w}_m (\overline{W}_m - \overline{w}_m) dr \tag{11}$$

$$\overline{W}_m \cdot \overline{W}_\vartheta \delta_\vartheta^{**} = \int_0^\delta w_m (\overline{W}_\vartheta - \overline{w}_\vartheta) dr \tag{12}$$

- miara liniowa zmniejszenia siły łopatkowej

$$\frac{\overline{W}^2}{2} \delta_{fm} = \int_0^\delta \left(\frac{f_o - f}{\rho}\right)_m dr \tag{13}$$

$$\frac{\overline{W}^2}{2} \delta_{f\vartheta} = \int_0^\delta \left(\frac{f_o - f}{\rho}\right)_\vartheta dr \tag{14}$$

- parametr kształtu

$$H = \delta^* / \delta_m^{**} \tag{15}$$

3. Metody rozwiązania

Występujące w równaniach (8) i (9) prędkości znajdujemy z rozwiązania osiowo-symetrycznego modelu przepływu [3]. Po określeniu na drodze wstępnych obliczeń lub doświadczalnej, początkowych wartości δ^{**}_{1m} i H_1 na wlocie do stopnia pozostaje siedem niewiadomych: τ_m, τ_ϑ, $\delta_{f\vartheta}$, δ_{fm}, δ^{**}_m, δ^{**}_ϑ oraz H.

3.1. Metoda (1)

Rozpatrując zmiany składowej osiowej pędu w przepływie przez wieniec łopatkowy zarówno w obszarze strumienia głównego jak i w obszarze warstwy przyściennej Stratford [4] wyprowadził równanie całkowe pędu umożliwiające wyznaczanie narastania osiowej składowej miary liniowej straty pędu. Stratford przyjął przy tym założenia upraszczające, że warstwa przyścienna narasta jedynie w kierunku osiowym oraz, że siła łopatkowa jest normalna do łopatek i ma wartość stałą w obszarze warstwy przyściennej. Przy tych założeniach otrzymujemy całkowe równanie pędu dla kierunku osiowego z równania (8):

$$\frac{d}{dm}(\bar{W}^2\delta^{**}_m) + H \cdot \delta^{**}_m \cdot \bar{W}_m \frac{d\bar{W}_m}{dm} = \frac{\bar{\tau}_m}{\rho} \tag{16}$$

W rozpatrywanej metodzie wykorzystano formułę doświadczalną na wartość naprężeń stycznych, określoną dla dwuwymiarowego opływu płaskiej płytki strugą biegnącą pod kątem β do osi X:

$$\tau_m = \tau_{ść} \cdot \cos\beta = 0{,}086 \cdot \rho \cdot W_m^{9/5} \cdot (\sec\beta)^{4/5} \cdot \nu^{1/5}\, \delta^{**-1/5} \tag{17}$$

Kolejną zależnością zamykającą układ równań stanowi empiryczny związek pomiędzy parametrem kształtu H, a gradientem prędkości osiowej oraz liczba Reynoldsa $Re_{\delta^{**}} = W_m \cdot \delta^{**}/\nu$:

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

$$+ 0{,}015 \cdot \left(10^3 \frac{\delta^{**}}{W_m} \cdot \frac{dW_m}{dm}\right) \tag{18}$$

3.2. Metoda (2)

Jest to metoda opracowana przez Mellora i Wooda [6]. Jako podstawowe równania stosowane są tu zależności (8) i (9) uzupełnione o równania określające zmienność składowych osiowych i obwodowych naprężeń stycznych: dla opływu piasty wirnika:

$$\frac{\tau_m}{\rho} = C_f/2\left[C_m^2 + (U - C)^2\right]^{1/2} \cdot C_m \tag{19}$$

$$\frac{\tau_\vartheta}{\rho} = C_f/2\left[C_m^2 + (U - C_\vartheta)^2\right]^{1/2} \cdot (U - C_\vartheta) \tag{20}$$

dla opływu osłony zewnętrznej

$$\frac{\tau_m}{\rho} = C_f/2\left[C_m^2 + (W_\vartheta - U)^2\right]^{1/2} \cdot C_m \tag{21}$$

$$\frac{\tau_\vartheta}{\rho} = C_f/2\left[C_m^2 + (W_\vartheta - U)^2\right]^{1/2} \cdot (W_\vartheta - U) \tag{22}$$

Dla uzyskania kompletu równań określono dodatkowe zależności pomiędzy składowymi osiowymi i obwodowymi miar liniowych zmniejszenia pędu δ^{**}_m, δ^{**}_ϑ oraz składowymi osiowymi i obwodowymi miar liniowych zmniejszenia sił łopatkowych δ_{fm} i $\delta_{f\vartheta}$.

Pierwsze równanie otrzymano [6] w wyniku potraktowania przepływu międzyłopatkowego jako superpozycji przepływu pierwotnego odbywającego się na osiowo-symetrycznych powierzchniach prądu oraz przepływów wtórnych:

$$W_{\vartheta 2}(\delta^{**}_{\vartheta 2} - \delta^{**}_{m2}) = K \cdot \delta_s\left[t/l \cdot C_g(C_{\vartheta 2} - C_{\vartheta 1})\right]^{1/2} \cdot \mathrm{sign}(C_{\vartheta 2} - C_{\vartheta 1}) \tag{23}$$

Istotną wadą tego równania jest to, że określa ono jedynie warunki w przekroju wylotowym wieńca. W niniejszym opracowaniu poradzono sobie z tą niedogodnością metody poprzez przyjęcie założenia o liniowej zmianie różnicy $(\delta^{**}_{\vartheta 2} - \delta^{**}_{m2})$ pomiędzy przekrojem wlotowym i wylotowym łopatki. Przy czym $\delta^{**}_{\vartheta 1} = 0$. Zamykające równanie określa związek pomiędzy składową osiową i obwodową siły łopatkowej wyprowadzony przy założeniu, że kierunek tej siły nie ulega zmianie w obszarze warstwy przyściennej:

$$\overline{W}_m \frac{d}{dm}\left(\frac{\overline{W}_g^2}{2}\delta_{fm}\right) + (1 - \varepsilon)\overline{W}_\vartheta \frac{d}{dm}\left(\frac{\overline{W}_g^2}{2}\delta_{f\vartheta}\right) = 0 \tag{24}$$

W przypadku gdy $\delta = 0$ wypadkowa siła jest prostopadła do kierunku średniej strugi, natomiast wartość $\varepsilon/0$ odpowiada oderwaniu strugi od powierzchni łopatki.

Występujące w równaniach (8), (9), (19)-(22) oraz (23) i (24) wielkości C_f, H, δ oraz K określone zostały na drodze doświadczalnej [6], [8]. Przy czym $C_f = 0{,}006 - 0{,}012$, $H = 1{,}4 - 1{,}6$, $\delta = 0$ $K = 0{,}2 - 1{,}1$.

Porównanie wyników obliczeń narastania warstw przyściennych z badaniami przeprowadzonymi w osiowych stopniach sprężających, opublikowane w pracach [65] i [66] wykazało niezadowalającą zgodność wyników obliczeń z danymi eksperymentu przy wykorzystaniu równania (24). Hirsch [65] wykazał, że w celu uzyskania lepszej zgodności należałoby powiększyć wartość współczynnika C_f. 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 [65], [66] brak zgodności wyników obliczeń z eksperymentem tłumaczy się pominięciem w obliczeniach pozornych wtórnych naprężeń, które pojawiły się w równaniach (1), (2) po uśrednieniu ogólnych równań ruchu.

3.3. Nowa postać związku pomiędzy składowymi miar liniowych zmniejszenia sił łopatkowych

W celu uwzględnienia pozornych wtórnych naprężeń określonych przez wyrażenia $\rho\, w'_m \cdot w'_m$ w kierunku osi m i $\rho\, w'_\vartheta \cdot w'_r$ w kierunku osi r w obliczeniach narastania pierścieniowych warstw przyściennych, wprowadzamy za [10] nową definicję sił łopatkowych określonych wcześniej równaniami (3) i (4):

$$\frac{\partial f_m}{\partial m} = \frac{\partial f_m}{\partial m} - \frac{\partial}{\partial r}\left(\overline{\rho w'_m \cdot w'_r}\right) \tag{25}$$

$$\frac{\partial f_\vartheta}{\partial m} = \frac{\partial f_\vartheta}{\partial m} - \frac{\partial}{\partial r}\left(\overline{\rho \overline{w}'_\vartheta \cdot w'_r}\right) \tag{26}$$

W efekcie równania ruchu (1) i (2) przyjmą postać

$$\rho \overline{w}_m \frac{\partial \overline{w}_m}{\partial m} + \rho \overline{w}_r \frac{\partial \overline{w}_m}{\partial r} = \frac{\partial f_m}{\partial m} - \frac{\partial p}{\partial m} + \frac{\partial \tau_{rm}}{\partial r} \tag{27}$$

$$\rho \overline{w}_m \frac{\partial w_\vartheta}{\partial m} + \rho w_r \frac{\partial \overline{w}_\vartheta}{\partial r} = \frac{\partial f_\vartheta}{\partial m} + \frac{\partial \tau_{r\vartheta}}{\partial r} \tag{28}$$

Przy założeniu, że analizowany osiowo-symetryczny przepływ jest równoległy do omywanych ścianek ($w_r = 0$) mnożymy równanie (27) przez w_m/w, dodajemy stronami do równania (28) i po przekształceniach otrzymujemy:

$$\frac{\partial \bar{p}_c}{\partial m} = \frac{\partial \tau_{rm}}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{r\vartheta}}{\partial r} \operatorname{tg}\bar{\beta} + \frac{\partial f'_m}{\partial m} + \frac{\partial f'_\vartheta}{\partial m} \operatorname{tg}\bar{\beta} \tag{29}$$

Przyjmując ponadto, że odległość m mierzona w przekroju merydionalnym wieńca jest niewielka oraz, że $\Delta\bar{p}_c$ oznacza stratę całkowitego ciśnienia równanie (29) można zapisać w postaci:

$$\Delta\bar{p}_c \approx \left[\frac{\partial \tau_{rm}}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{r\vartheta}}{\partial r} \operatorname{tg}\bar{\beta} + \frac{\partial f'_m}{\partial m} + \frac{\partial f_\vartheta}{\partial m} \operatorname{tg}\bar{\beta}\right]\Delta m \tag{30}$$

dla obszaru warstwy przyściennej oraz

$$\Delta\bar{p}_{cg} \approx \left[\left(\frac{\partial f'_m}{\partial m}\right)_g + \left(\frac{\partial f'_\vartheta}{\partial m}\right)_g \operatorname{tg}\beta_g\right] \cdot \Delta m \tag{31}$$

na granicy warstwy przyściennej i przepływu głównego.

Równanie (30) odejmujemy stronami od równania (31), 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 zależności

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

$$\left. + \operatorname{tg}\beta \frac{\partial}{\partial m}\int_0^\delta (f'_{\vartheta g} - f'_\vartheta)dr - \int_0^\delta \left(\frac{\partial \tau_{rm}}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{r\vartheta}}{\partial r} \operatorname{tg}\beta\right)dr\right]\Delta m \tag{32}$$

Lewą stronę równania (32) przedstawiamy za pomocą współczynnika strat $\zeta = 2\Delta\bar{p}_c/\rho w_{1g}^2$, przyjmujemy przy tym, że całkowita strata w wieńcu stanowi sumę strat profilowych, tarcia oraz strat wtórnych.

W wieńcu wirnikowym o wystarczającej smukłości łopatek całkowitą stratę ciśnienia poza warstwę przyścienną stanowi strata profilowa ($\zeta_g = \zeta_p$). Przy tych założeniach oraz po wprowadzeniu do równania (32) równań definicyjnych miar liniowych zmniejszania sił łopatkowych równanie to przyjmie postać:

$$\frac{\bar{w}_g^2}{2}\delta_{fm} + \operatorname{tg}\beta\rho\frac{\bar{w}_g^2}{2}\delta_{f\vartheta} = \frac{\bar{w}_{1g}^2}{4}(\bar{\zeta}_t + \bar{\zeta}_w) \cdot h - (\tau_m + \tau_\vartheta \operatorname{tg}\beta)\Delta m \tag{33}$$

Zależność (33) potwierdza fizykalnie uznany związek pomiędzy nierównomiernym rozkładem sił łopatkowych w warstwie przyściennej, a wielkością strat tarcia przyściennego oraz strat wtórnych.

Pominięcie strat wtórnych oraz tarcia przyściennego sprawia, że równanie (33) przyjmuje postać równania (29).

3.4. Metoda (3)

Zasadnicza różnica metody w porównaniu z metodą (2) polega na zastępieniu równania (24) przez równanie (33) uwzględniające wpływ tarcia przyściennego oraz strat wtórnych na wielkość nierównomiernego rozkładu sił łopatkowych.

Alternatywnie do wartości współczynnika tarcia C_f uzyskanego na drodze doświadczalnej, sprawdzono również przydatność formuły Ludwiga Tillnana [11]

$$C_f = \frac{\tau_{ść}}{1/2\, W_m^2} = 0{,}246 \cdot 10^{-0{,}678\, H} (\delta^{**} \cdot W_m/\nu)^{-0{,}268} \tag{34}$$

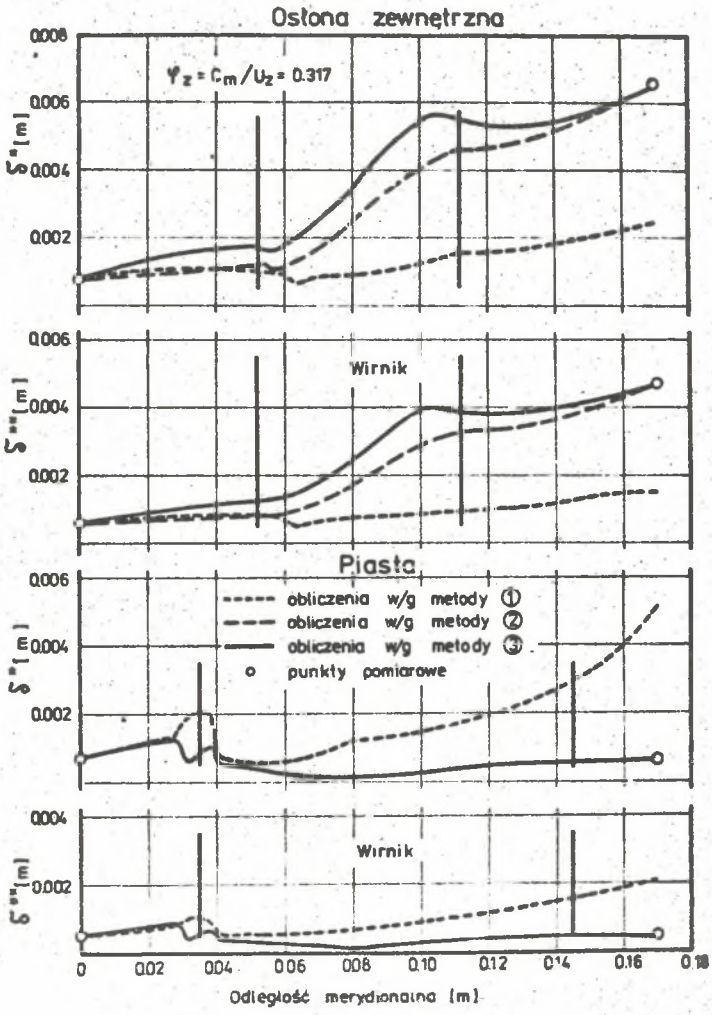
Podobnie alternatywnie do wartości doświadczalnych stosowano formuły obliczające naprężenia styczne τ_m i τ_{φ} (17) oraz (19-22) oraz parametr kształtu H (18).

4. Konfrontacja wyników obliczeń z danymi doświadczalnymi

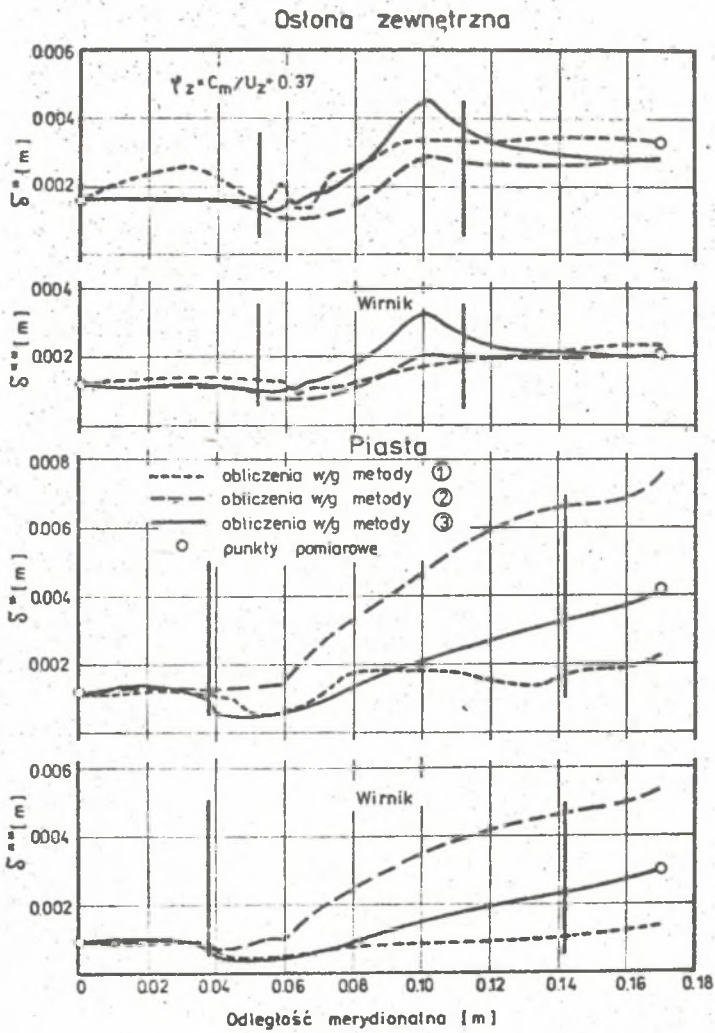
Wyniki obliczeń narastania pierścieniowych warstw przyściennych przeprowadzonych przy zastosowaniu trzech omówionych w punkcie 3 metod, w trzech punktach charakterystyki aerodynamicznej wieńca sprężającego WSS 750/06 [1],[3] (φ_z = 0,317, 0,37, 0,4475) przedstawione zostały na rysunkach 1, 2 i 3. Porównano je z integralnymi parametrami warstwy przyściennej określonymi na drodze doświadczalnej [3] w przekroju wlotowym i wylotowym wieńca wirnikowego.

Grubość warstwy przyściennej w przekroju wlotowym wieńca wirnikowego rośnie wraz ze wzrostem prędkości gazu (wskaźnika prędkości φ_z). Spostrzeżenie to dotyczy również przekroju wylotowego z wyłączeniem przepływu przy $\varphi_{z_{min}}$ = 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.

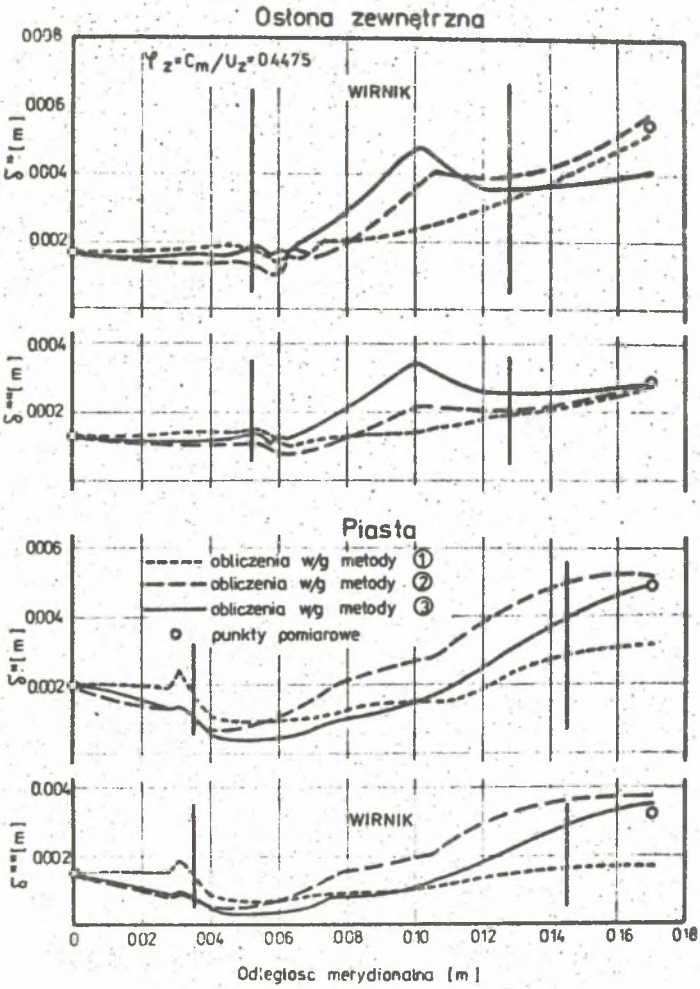
Rysunki 1, 2 i 3 wskazują na dużą wrażliwość przebiegu narastania warstwy przyściennej określonego na drodze obliczeniowej na zmiany prędkości osiowej. Spadkowi prędkości towarzyszy intensywny wzrost grubości warstwy przyściennej. Szczególnie duże zmiany grubości warstwy przyściennej występują w części początkowej kanału międzyłopatkowego, w której ma miejsce znaczne przyspieszenie przepływu.


Osłona zewnętrzna
$\varphi_z = C_m/U_2 = 0.317$
Wirnik
Piasta
obliczenia w/g metody ①
obliczenia w/g metody ②
obliczenia w/g metody ③
punkty pomiarowe
Wirnik
Odległość merydionalna [m]

Rys. 1


Osłona zewnętrzna
$\varphi_z = C_m/U_z = 0.37$
Wirnik
Piasta
obliczenia w/g metody ①
obliczenia w/g metody ②
obliczenia w/g metody ③
punkty pomiarowe
Wirnik
δ^{**} [m]
0.006
0.004
0.002
0.008
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.10
0.12
0.14
0.16
0.18
Odległość merydionalna [m]

Rys. 2


Osłona zewnętrzna
$\varphi_z = C_m/U_z = 0.4475$
WIRNIK
δ^* [m]
δ^{**} [m]
Piasta
obliczenia w/g metody ①
obliczenia w/g metody ②
obliczenia w/g metody ③
punkty pomiarowe
WIRNIK
Odległość merydionalna [m]

Rys. 3

4.1. Analiza wyników obliczeń metodą (1)

W metodzie tej nie występowały wielkości doświadczalne co sprawiło, że nie było tu możliwości korygowania przebiegu obliczeń. Najlepsze rezultaty otrzymano dla maksymalnego wskaźnika wydajności (φ_z = 0,4475) zarówno przy piaście jak i przy osłonie zewnętrznej. Dotyczy to również osłony zewnętrznej przy nominalnym wskaźniku wydajności. Związane jest to z dobrymi aerodynamicznie warunkami przepływu i brakiem oderwań. Najgorsze wyniki notuje się przy minimalnym wskaźniku wydajności (φ_z = 0,317). Występuje tu swoista degeneracja profilu prędkości [2] wynikająca 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 na drodze pomiaru.

W rezultacie występowania silnego opóźnienia przepływu określonego na drodze obliczeniowej w części końcowej kanału międzyłopatkowego przy piaście, następuje silne narastanie grubości warstwy przyściennej znacznie powyżej wartości zmierzonej w przekroju wylotowym wieńca wirnikowego.

Natomiast przy osłonie zewnętrznej nieuwzględnienie w wykorzystywanej metodzie wpływu przecieków nadłopatkowych sprawia, że obliczona tą metodą grubość warstwy przyściennej jest znacznie mniejsza od pomiarowej.

4.2. Analiza wyników obliczeń metodą (2)

Występujące w tej metodzie równanie (23) wprowadza doświadczalny współczynnik przepływów nadłopatkowych K umożliwiający stymulowanie procesu obliczeń narastania warstwy przyściennej przy osłonie zewnętrznej i uzyskiwanie wyników zgodnych z wartościami określonymi na drodze pomiaru. Uzyskane na drodze eksperymentu obliczeniowego wartości współczynników przepływów nadłopatkowych K dla trzech wskaźników wydajności zestawiono w tablicy 1.

Tablica 1

φ_z	0,317	0,37	0,4457
K	-0,258	0,05	0,035

Ujemne wartości współczynnika K przy minimalnym wskaźniku wydajności (φ_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 jest tu możliwości korygowania wyników obliczeń za pomocą współczynników poprawkowych.

4.3. Analiza wyników obliczań metodą (3)

W metodzie tej istnieje możliwość wpływania na przebieg obliczań poprzez odpowiedni dobór zarówno doświadczalnych współczynników przepływów nadłopatkowych K przy osłonie zewnętrznej, jak również zblokowanego średniego współczynnika strat tarcia i wtórnych ($\bar{\zeta}_{t,w} = \bar{\zeta}_t + \bar{\zeta}_w$) przy piaście i przy osłonie zewnętrznej. Znajomość integralnych wartości charakterystycznych warstw przyściennych określonych na drodze pomiaru umożliwiła wyznaczenie tych współczynników, na drodze eksperymentu cyfrowego. Uzyskane wyniki zestawiono w tablicy 2.

Tablica 2

	φ_z	0,317	0,37	0,4475
Piasta	$\bar{\zeta}_{t,w}$	0,000586	0,00114	0,0032
	K	-	-	-
Osłona zewnętrzna	$\bar{\zeta}_{t,w}$	0,00278	0,001	0,00164
	K	0,8	0,8	0,8

Dodatkowym sprawdzianem obliczonych wartości współczynników strat tarcia i przepływów wtórnych, a pośrednio i współczynników przepływów nadłopatkowych są straty całkowite pracy tarcia i przepływów wtórnych

$$\Delta L_{t,w} = m \cdot \bar{\zeta}_{t,w} \cdot \frac{w_1^2}{2}$$

zestawione w tablicy 3.

Tablica 3

φ_z	0,317	0,37	0,4475
Piasta	6,515	25,37	109,86
Osłona zewnętrzna	103,5	67,27	159,33
Suma strat	110,02	86,64	269,19

Obliczone straty z zadawalającą dokładnością spełniają ogólny bilans strat aerodynamicznych w wieńcu wirnikowym zestawionym w pracy [12].

5. Wnioski końcowe

Wyniki uzyskane w obliczeniach narastania pierścieniowych warstw przyściennych metodą (3) wskazują na możliwość uzyskania dowolnych dokładności obliczeń poprzez odpowiedni dobór współczynników przepływów nadłopatkowych K oraz współczynników strat tarcia i przepływów wtórnych ζ_{tw}.

Praktyczna przydatność metody uzależniona jest jednakże od doświadczalnego określenia wartości tych współczynników w zależności od obciążenia aerodynamicznego wieńców łopatkowych i punktu pracy stopnia.

Wymaga to jeszcze znacznego wysiłku eksperymentalnego.

Literatura

[1] Witkowski A.: Stanowisko do badań struktury przepływu w osiowym stopniu sprężającym. Zeszyty Naukowe Pol. Śl., Energetyka z. 72, Gliwice 1979.

[2] Witkowski A.: Influence of Aerodynamic Load on the Shape of Velocity Profiles in the Axsial flow Compressor Stage. Proceedings of the Seventh Conference on Fluid Machinery. Akademiai Kaiado, Budapest 1983.

[3] Witkowski A.: Wstępne wyniki analizy struktury przepływu w osiowym stopniu sprężającym. ZN Pol. Śl. Energetyka z. 79. Gliwice 1982.

[4] Stratford B.S.: The Use of Boundary Layer Techniques to Calculate the Blockage from the Annulus Boundary Layer, in a Compressor. ASME Report No-67-WA/GT-7.

[5] Horlock J.H., Perkins H.J.: Annulus Wall Boundary Layer in Turbomechines. AGARDograph.

[6] Mellor G.L., Wood G.M.: An Axsial Compressor End Wall Boundary Layer Theory. Trans. ASME, Journal of Basic Engineering, Juni 1971.

[7] Witkowski A.: Teoretyczna i doświadczalna analiza związków występujących pomiędzy składowymi osiowymi i obwodowymi wielkości charakterystycznych pierścieniowych warstw przyściennych. Prace nieopublikowane wykonane w ramach PR-8, zadanie 6.4.3.05. Gliwice 1984.

[8] Balsa T.F., Mellor G.L.: The Simulation of Axsial Compressor Performance Using an Annulus Wall Boundary Layer Theory. Trans. ASME, J. Eng. for Power, July 1975.

[9] Hirsch H.: End- Wall Boundary Layers in Axsial Compressors. ASME Paper 74-GT-72, Zurich 1974.

[10] Cyrus V.: The Blade Force Defect in the Calculation Method of the End Wall Boundary Layer in Axsial Compressor. Strojirenstvi, vol 28 No 9, 1978.

[11] Lewkowicz A.K., Hoadley D., Horlock J.H., and Perkins H.J.: A Family of Integral Methods for Predicting Turbulent Boundary Layers. AJAA Journal, vol 8, Number 1, January 1970.

[12] Witkowski A.: Analiza strat w obszarach pierścieniowych warstw przyściennych w osiowym stopniu sprężającym. Zeszyty Naukowe Pol. Śl. w druku.

Recenzent: Doc. dr inż. Jan Radwański

Wpłynęło do redakcji, maj 1985 r.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПРОВЕРЕНИЕ МЕТОДОВ ИСЧИСЛЕНИЙ НАПРЯЖЕНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ КОЖУХА И ВТУЛКИ

Р е з ю м е

Результаты экспериментального исследования структуры потока в осевой компрессорной ступени [1], [2], [3] использовано до проверения методов исчисления нарастания пограничного слоя кожуха и втулки. Сделано анализ влияния на результаты расчета разных форм дополнительных уравнений. Сделано определение экспериментальных величин выступающих в этих уравнениях.

EXPERIMENTAL VERIFICATION OF METHODS TO COMPUTE THE GROWTH OF ANNULUS BOUNDARY LAYERS IN THE AXIAL FLOW COMPRESSOR STAGE

S u m m a r y

Results of investigations of flow structure in the axial compressor stage to verification of calculation methods of the growth of the annulus boudary layers has been used.

Influence of diffrent supplementary equations has been analysed and empirical parameters, which take place in this equation have been determined.