ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1985

Seria: ENERGETYKA z. 91 Nr kol. 856

Tadeusz CHMIELNIAK
Krystyna SZYMCZYK

Instytut Maszyn i Urządzeń Energetycznych
Politechniki Śląskiej

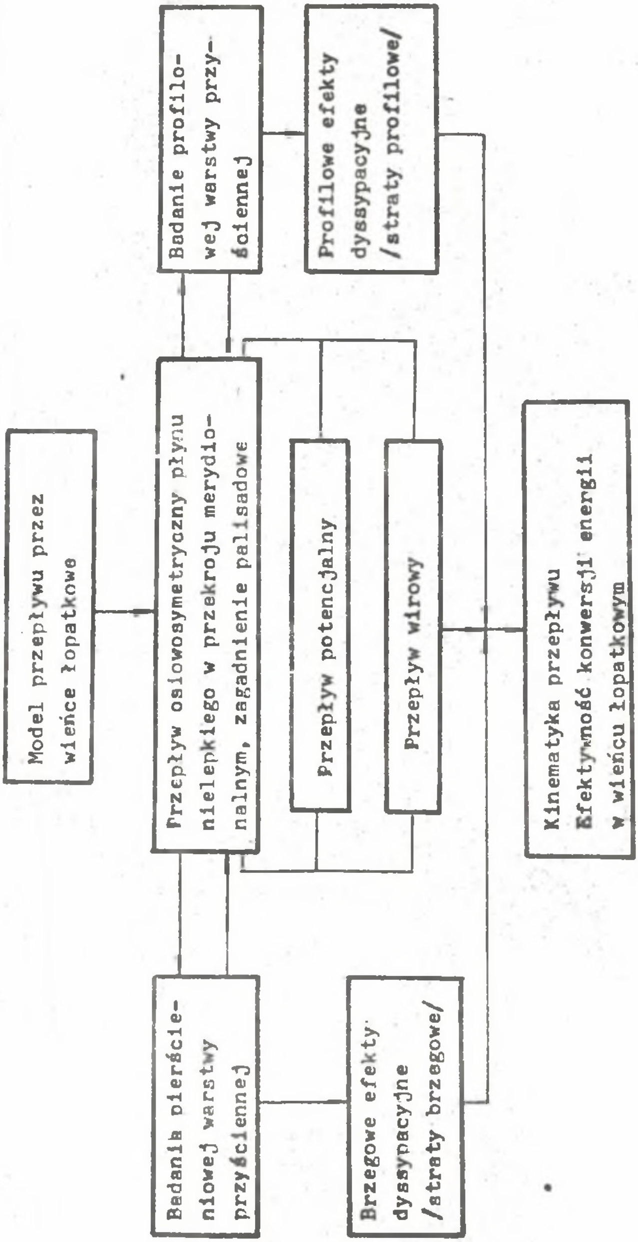
PIERŚCIENIOWA WARSTWA PRZYŚCIENNA W KANAŁACH SPRĘŻAJĄCYCH

Streszczenie. Rozpatrywano rozwiązanie równań uśrednionej pierścieniowej warstwy przyściennej. Analizowano zastosowanie profilów głównych Colesa i dwóch rodzin profilów normalnych (Prandtla-Magera i Johnstona). Numeryczne rozwiązania dla palisady sprężającej porównano z rezultatami badań eksperymentalnych.

1. Wprowadzenie

Prowadzone od wielu lat w Instytucie Maszyn i Urządzeń Energetycznych Politechniki Śląskiej badania przepływów płynów nielepkich w maszynach wirnikowych zostały w ostatnim okresie czasu rozszerzone o analityczne i eksperymentalne badania efektów będących następstwem lepkości czynników roboczych. Ich celem jest, ogólnie rzecz biorąc, ustalenie takich instrumentów badawczych, które obok wyjaśnienia fizycznej natury zjawisk przepływowych pozwoliłyby projektować wysokosprawne wieńce łopatkowe sprężarek pomp i turbin.

Zjawiska przepływowe w kanałach międzyłopatkowych maszyn wirnikowych należą do najbardziej złożonych rodzajów przepływów wewnętrznych. Przepływ jest trójwymiarowy niestacjonarny i wirowy. Medium robocze w przeważającej liczbie przypadków należy traktować jako płyn lepki i ściśliwy. Klasyczny model matematyczny takiego przepływu tworzą równania pędu Naviera-Stokesa, równanie ciągłości, równanie energii, równanie stanu oraz odpowiednie związki i relacje dotyczące tensora naprężeń lepkich. Rozwiązanie tego układu równań dla geometrii charakterystycznych dla wieńców łopatkowych jest w ogólnym przypadku, jak dotąd,mało prawdopodobne. Dlatego dla uzyskania rezultatów praktycznych zaproponowano wiele uproszczonych modeli przepływowych (modeli quasirzeczywistych). Ich istota polega zazwyczaj na wyodrębnianiu cząstkowych zadań i ich hierarchizacji oraz superpozycji rozwiązań. Na rys. 1 przedstawiono klasyfikację zadań składających się na dość rozpowszechniony obecnie model przepływu quasirzeczywistego. Wyszczególnione w modelu zadanie dotyczące przepływu osiowo-symetrycznego może być sformułowane w różny sposób. W Instytucie Maszyn i Urządzeń Energetycznych Politechniki Śląskiej problem ten rozwiązuje się



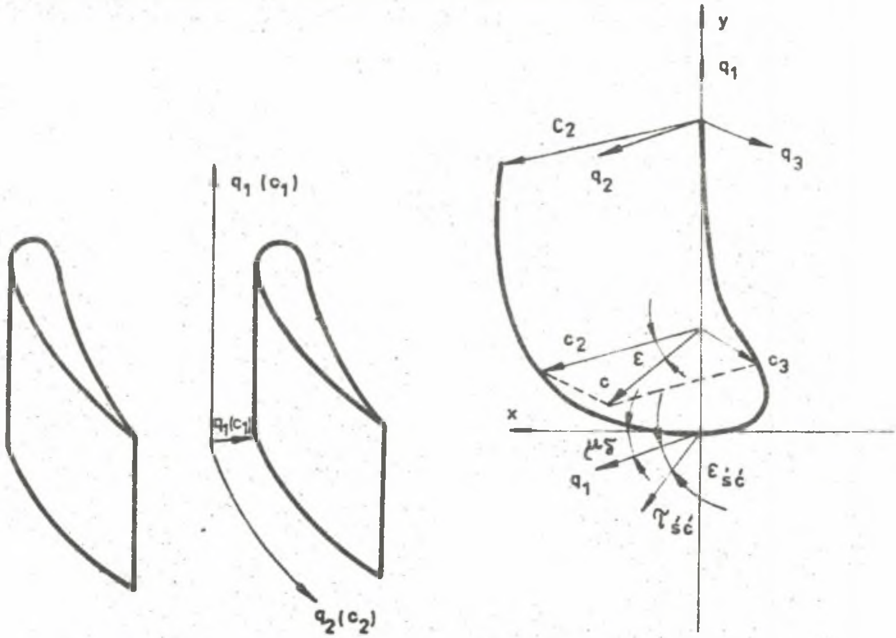
Rys. 1. Klasyfikacja zadań w ramach modelu przepływu quasirzeczywistego

rozpatrując zarówno ogólny model zaproponowany przez Wu [1], jak i jego pewne uproszczone wersje, np. [2, 3, 4]. Metody rozwiązania zadań palisadowych przedstawiono między innymi w następujących pracach Instytutu [5, 6, 7].

Zaproponowano wiele metod wyznaczania parametrów warstwy przyściennej na powierzchniach ograniczających kanały międzyłopatkowe. Poza bardzo nielicznymi przypadkami, np. [8], równania pędu i ciągłości dla warstwy przyściennej sprowadza się do pewnych całkowych związków rozwiązywanych następnie przy różnych dodatkowych założeniach i uproszczeniach. Poszczególne modele różnią się między sobą głównie sposobami przejścia od osiowosymetrycznej warstwy przyściennej do warstwy formowanej w kanale międzyłopatkowym, zasadami uśrednienia parametrów warstwy wzdłuż podziałki, rodzajem związków dodatkowych zamykających podstawowe równanie zachowania oraz postaciami relacji między charakterystycznymi wielkościami pierścieniowej warstwy przyściennej i ilościowymi miarami efektów rozproszenia energii w tych warstwach.

W [9] opisano trzy różne rodzaje metod określenia wielkości pierścieniowej warstwy przyściennej dla kanałów sprężających. W dalszym ciągu tego opracowania przedstawiono wyniki obliczeń uzyskanych przy zastosowaniu metod opartych o idee modelu zaproponowanego przez Horlocka i współpracowników [10].

2. Równania uśrednionej pierścieniowej warstwy przyściennej



Rys. 2. Oznaczenie współrzędnych i profilów prędkości

W ortogonalnym krzywoliniowym układzie współrzędnych q_1, q_2, q_3 (q_1 - współrzędna prostopadła do ścianki, rys. 2) równania ciągłości i pędu dla pierścieniowej warstwy granicznej mają postać (płyn nieściśliwy) [11]

$$\frac{1}{H_2H_3}\left[\frac{\partial}{\partial q_2}(H_3c_2) + \frac{\partial}{\partial q_3}(H_2c_3)\right] = 0 \tag{1}$$

$$\sum_{i=2}^{3} \frac{c_i}{H_i}\frac{\partial c_2}{\partial q_i} + \frac{c_2c_3}{H_2H_3}\frac{\partial H_2}{\partial q_3} - \frac{c_3^2}{H_2H_3}\frac{\partial H_3}{\partial q_2} = -\frac{1}{\varrho H_2}\frac{\partial p}{\partial q_2} + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial \tau_{12}}{\partial q_1}$$

$$\sum_{i=2}^{3} \frac{c_i}{H_i}\frac{\partial c_3}{\partial q_i} + \frac{c_2c_3}{H_2H_3}\frac{\partial H_3}{\partial q_2} - \frac{c_2^2}{H_2H_3}\frac{\partial H_2}{\partial q_3} = -\frac{1}{H_3\varrho}\frac{\partial p}{\partial q_3} + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial \tau_{13}}{\partial q_1}$$

$$-\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial q_1} = 0$$

Oznaczenia: c_i - składowe prędkości, H_i - współczynniki Lame ($H_1 = 1$); τ_{12}, τ_{13} - dominujące składowe tensora naprężeń stycznych; p - ciśnienie, ϱ - gęstość.

Z układu równań (1, 2) otrzymać można następujący układ całkowych związków dla pędu [10, 11]:

$$\frac{1}{H_2}\frac{\partial \Theta_{11}}{\partial q_2} + \frac{1}{H_3}\frac{\partial \Theta_{12}}{\partial q_3} + \frac{1}{C_2H_2}\frac{\partial C_2}{\partial q_2}(2\Theta_{11} + \delta_1^*)$$

$$- K_1(\Theta_{11} - \Theta_{22}) - Q(2\Theta_{12} + \delta_2^*) = \frac{\tau_{\acute{s}\acute{c}}}{\varrho C_2^2} \tag{3}$$

$$\frac{1}{H_2}\frac{\partial \Theta_{21}}{\partial q_2} + \frac{1}{H_3}\frac{\partial \Theta_{22}}{\partial q_3} + \frac{2}{C_2}\frac{1}{H_2}\frac{\partial C_2}{\partial q_2}\Theta_{21} +$$

$$+ \frac{1}{C_2H_3}\frac{\partial C_2}{\partial q_3}(\Theta_{22} + \Theta_{11} + \delta_1^*) - 2K_1\Theta_{21} + Q(\delta_1^* +$$

$$+ \Theta_{11} - \Theta_{22}) = \frac{\tau_{\acute{s}\acute{c}}\ \mathrm{tg}\ \varepsilon_{\acute{s}\acute{c}}}{C_2^2} \tag{4}$$

gdzie:

$$\delta_1^* = \int_0^{\delta} (1 - \frac{c_2}{C_2}) dq_1 \quad (a) \qquad \delta_2^* = - \int_0^{\delta} \frac{c_3}{C_2} dq_1 \quad (b)$$

$$\Theta_{11} = \int_0^{\delta} (1 - \frac{c_2}{C_2}) \frac{c_2}{C_2} dq_1 \quad (c) \qquad \Theta_{12} = \int_0^{\delta} (1 - \frac{c_2}{C_2}) \frac{c_3}{C_2} dq_1 \quad (d) \qquad (5)$$

$$\Theta_{21} = - \int_0^{\delta} \frac{c_2 c_3}{C_2^2} dq_1 \quad (e) \qquad \Theta_{22} = - \int_0^{\delta} (\frac{c_3}{C_2})^2 dq_1 \quad (f)$$

$$Q = \xi / C_2 \quad (g) \qquad \xi = K_2 C_2 - \frac{1}{H_3} \frac{\partial C_2}{\partial q_3} \quad (h)$$

$$K_1 = - \frac{1}{H_2 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial q_2} \quad (i) \qquad K_2 = - \frac{1}{H_2 H_3} \frac{\partial H_2}{\partial q_3} \quad (j)$$

Równania (3, 4) są równaniami pędu odpowiednio w kierunku q_2 i q_3, zależności (5a-f) opisują charakterystyczne integralne wielkości hydraulicznej warstwy przyściennej, natomiast K_1 i K_2 są odpowiednimi krzywiznami zewnętrznych linii prądu. Dla $Q = 0$ równania (3, 4) przechodzą w klasyczne równania osiowo-symetrycznej warstwy przyściennej podane przez Cooke'a i Halla [12].

Po uśrednieniu równań (3) i (4) wzdłuż podziałki otrzymujemy dwa zwyczajne równania różniczkowe określające zależność integralnych wielkości warstwy przyściennej od współrzędnej x (rys. 2) [11]:

$$\frac{d\Theta_{11}}{dx} - tg\mu_{\delta}\left[\frac{d}{dx}\Theta_{12} + (\Theta_{11} - \Theta_{22})\frac{d\mu_{\delta}}{dx}\right] + \frac{1}{C_x}(\frac{dC_x}{dx} +$$

$$C_x tg\mu_{\delta} \frac{d\mu_{\delta}}{dx})(2\Theta_{11} + \delta_1^* - Q_N(2\Theta_{12} + \delta_2^*) =$$

$$= \frac{\tau_{\acute{s}\acute{c}} \cos\mu_{\delta}}{\varrho C_x^2} + \frac{\cos^2\mu_{\delta}}{C_x^2}(\sum_{i=1}^{3} D_{xi}) + \frac{\sin(2\mu_{\delta})}{2 C_x^2}(\sum_{i=1}^{2} D_{yi}) \qquad (6)$$

$$\frac{d\theta_{21}}{dx} - tg\mu_\delta\left(\frac{d}{dx}\theta_{22} + 2\theta_{21}\frac{d\mu_\delta}{dx}\right) + \frac{1}{C_x}\left(\frac{dC_x}{dx} + \right.$$

$$\left. + C_x tg\mu_\delta \frac{d\mu_\delta}{dx}\left[2\theta_{21} - tg\mu_\delta(\theta_{22} + \theta_{11} + \delta_1^*)\right]\right) +$$

$$+ Q_N(\delta_1^* + \theta_{11} - \theta_{22}) = - \frac{\sin 2\mu_\delta}{2\,C_x^2}\left(\sum_{i=1}^{3} D_{xi}\right) +$$

$$+ \frac{\tau_{\delta c}\, tg\varepsilon_{\delta c}\cos\mu_\delta}{\varrho C_x^2} - \frac{\cos^2\mu_\delta}{C_x^2}(D_{y1} + D_{y2}) \tag{7}$$

gdzie:

$$D_{x1} = \int_0^{\delta_0} \frac{(F - f)_x}{\varrho}\, dq_1 \quad (a) \qquad D_{x3} = -\frac{1}{\varrho}\int_0^{\delta_0}\left[\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_\delta - \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_0\right] dq_1 \quad (c)$$

$$D_{x2} = \int_0^{\delta_0} \frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{C_2'^2} - \overline{c_2'^2}\right) dq_1 \quad (b) \qquad D_{y1} = -\int_0^{\delta_0} \frac{(F - f)_y}{\varrho}\, dq_1 \quad (d) \qquad (8)$$

$$D_{y2} = -\int_0^{\delta_0} \frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{C_2'C_3'} - \overline{c_2'c_3'}\right) dq_1 \quad (e)$$

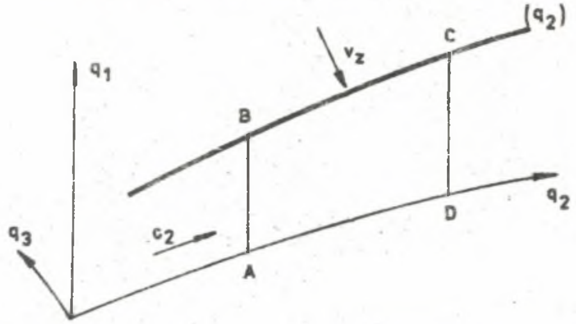
$$Q_N = \frac{C_x\dfrac{d\mu_\delta}{dx} + \sin\mu_\delta\left(\dfrac{1}{\cos\mu_\delta}\dfrac{dC_x}{dx} + \dfrac{C_x tg\mu_\delta}{\cos\mu_\delta}\right)}{C_x} \quad (f)$$

F, f - siła oddziaływania płynu na łopatkę odpowiednio na granicy warstwy i w warstwie przyściennej, C_2', C_3', c_2', c_3' - odchylenia odpowiednich prędkości od ich wartości uśrednionych wzdłuż podziałki.

3. Równania i związki dodatkowe

3.1. Równania iniekcji

Obok równań pędu wykorzystano przy formułowaniu modelu zjawiska równanie charakteryzujące intensywność wymiany masy między warstwą przyścienną a strumieniem zewnętrznym. Równanie to zostało zbudowane dla głównej składowej prędkości.



Rys. 3. Oznaczenia dla wyprowadzenia zależności (9)

Po scałkowaniu równania ciągłości dla obszaru ABCB (rys. 3) otrzymujemy

$$\frac{1}{H_2H_3}\frac{\partial(H_3\varrho c_2)}{\partial q_2} + \frac{\partial(\varrho H_2 c_3)}{H_2H_3\partial q_3} + \frac{\partial(\varrho \vartheta_z)}{\partial q_1} = 0 \tag{9}$$

Po wprowadzeniu zależności [11, 12, 13]

$$\frac{v_z}{C_2} = E\left(\frac{\delta - \delta_1^*}{\vartheta_{11}}\right) \tag{10}$$

oraz integralnych wielkości charakterystycznych dostajemy [11]

$$\frac{1}{H_2}\frac{\partial(\delta - \delta_1^*)}{q_2} + \frac{tg\mu_\delta}{H_2}\frac{\partial\delta_2^*}{\partial q_2} = E - (\delta - \delta_1^*)\left(\frac{1}{C_2H_2}\frac{\partial C_2}{\partial q_2} - K_1\right)$$

$$- \frac{\delta_2^*}{C_2}\left(C_2K_2 + \frac{tg\mu_\delta}{H_2}\frac{\partial C_2}{\partial q_2}\right) \tag{11}$$

W modelu wykorzystywano równanie (11) po pominięciu członów uwzględniających wpływ krzywizny K_1 i K_2.
Dla współrzędnych x, y napiszemy w tym przypadku

$$\frac{d(\delta - \delta_1^*)}{dx} + tg\mu_\delta \frac{d\delta_2^*}{dx} = \frac{1}{\cos\mu_\delta} E - (\delta - \delta_1^*)\frac{1}{C_x}\frac{dC_x}{dx} -$$

$$- \delta_2^* \frac{tg\mu_\delta}{C_x}\frac{dC_x}{dx} \tag{12}$$

3.2. Profile prędkości i równania naprężeń stycznych

Zamknięcie układu równań (6, 7, 11) wymaga określenia dodatkowych związków oraz uściśleń wartości D_x i D_y w oparciu o rezultaty badań przepływów indukowanych w obrębie kanału.

W pierwszej kolejności należy ustalić postać rodzin profilów prędkości. Podstawowy profil prędkości $\frac{c_2}{C_*}$ aproksymować będziemy związkiem Colesa [14].

$$\frac{c_2}{C_*} = \frac{1}{k}\ln\left(\frac{C_* q_1}{\vartheta}\right) + \frac{\mathfrak{X}}{k} W\left(\frac{q_1}{\delta}\right) + 5.5 \tag{13}$$

gdzie:

$$C_* = \left(\frac{\tau_{\acute{s}\acute{c}}}{\varrho}\right)^{1/2}, \quad Q = \left(1 - \cos\frac{\mathfrak{X} q_1}{\delta}\right), \quad k = 0.4$$

$\mathfrak{X}$ - parametr, ϑ - kinematyczny współczynnik lepkości.

Wykonane przez Witkowskiego [15] badania porównawcze kilku proponowanych rodzin profilów wskazują na dobre własności związku (13).

Profile prędkości przepływu prostopadłego do kierunku przepływu głównego określać będziemy z zależności:

a. Prandtla - Magere [16]

$$\frac{c_3}{c_2} = \mathrm{tg}\,\varepsilon_{\acute{s}\acute{c}}\left(1 - \frac{q_1}{\delta}\right)^2 \tag{14}$$

b. Johnstona [17]

$$\frac{c_3}{c_2} = \mathrm{tg}\,\varepsilon_{\acute{s}\acute{c}} \quad \text{dla} \quad q_1 < z_p$$

$$\frac{c_3}{C_2} = B\left(1 - \frac{c_2}{C_2}\right) \quad \text{dla} \quad q_1 > z_p \tag{15}$$

c. Johnstona - Horlocka [10, 11]

$$\frac{c_3}{c_2} = \mathrm{tg}\,\varepsilon_{\acute{s}\acute{c}} \quad \text{dla} \quad q_1 < z_p \tag{16}$$

$$c_3 = B(C_2 - c_2) + c_{3\delta}\exp\left[m(\delta - q_1)\right] \quad \text{dla} \quad q_1 > z_p$$

$$c_{3\delta} = -\frac{2\sqrt{3}\,BC_2\delta_1^{*}\exp(-m\delta)}{t'}, \quad t' = t\cos\mu_{\delta}, \quad m = \frac{2\sqrt{3}}{t'}$$

Równanie naprężeń stycznych wyprowadzimy biorąc pod uwagę relację (13). Podstawiając w (13) $q_1 = \delta$ uzyskujemy

$$\frac{C_2}{C_*} = \frac{1}{k}\ln\left(\frac{C_*\delta}{\vartheta}\right) + \frac{2}{k}\mathfrak{N} + 5.5 \tag{17}$$

Po zróżniczkowaniu otrzymanego związku znajdujemy poszukiwane różniczkowe równanie dla naprężeń stycznych

$$\frac{1}{\delta}\frac{d\delta}{dx} + 2\frac{d\mathfrak{N}}{dx} + \left(\frac{1}{\omega} + \frac{k}{\omega 2}\right)\frac{d\omega}{dx} + \frac{1}{C_x}\frac{dC_x}{dx} = 0 \tag{18}$$

Pozostaje do omówienia sposób określenia członów D_x i D_y. Postać wyrażeń D_x i D_y jest uzależniona od przyjętych założeń fizycznych w stosunku do przepływu w rozpatrywanej warstwie pierścieniowej. Jeżeli założymy, że p = idem, to otrzymamy:

$$\left(\frac{dp}{dx}\right)_{\delta} - \left(\frac{dp}{dx}\right)_{\acute{s}\acute{c}} = 0$$

oraz $F_y = f_y$ i w konsekwencji $D_{x1} = D_{x3} = D_{y1} = 0$.
Dodatkowe założenie jednorodności przepływu wzdłuż podziałki prowadzi oczywiście także do $D_{x2} = D_{y2} = 0$.
Rozpatrując przepływy wtórne w kanale dla czynnika nielepkiego można udowodnić, że na powierzchni Bernoulliego (p_0 = const) spełniona jest tożsamość $\sum_{1}^{3} D_{xi} = 0$. Równość tę potwierdzoną częściowo eksperymentalnie dla kanałów sprężarkowych [10] przyjęto w dalszym ciągu w obliczeniach dla konkretnych geometrii i warunków przepływu.

Rodzina przepływów normalnych Johnstona została wyprowadzona przy założeniu $dp/dq_1 = 0$, stąd zgodnie z definicją (8) otrzymujemy dla tego przypadku $D_{y1} = 0$. Podobnie jest dla profilów Prandtla-Magera. Dla profilów Johnstona-Horlocka składowa D_{y1} może zostać określona przez zależność [10, 11]

$$D_{y1} = C_x^2\,\frac{1\sqrt{3}}{15}\,\frac{m\delta}{t\cos\mu_{\delta}}\,\delta_1^{*}\left(\frac{8}{15}\delta - \delta_1^{*}\right)\sec^2\mu_{\delta}\,\frac{d\mu_{\delta}}{dx} \tag{19}$$

Składowa D_{y2} jest zazwyczaj bardzo mała w stosunku do D_{y1} i dlatego przyjęto $D_{y2} = 0$.

Odnosząc powyższe stwierdzenie do rozważanych trzech kombinacji profilów należy przyjąć:

a) profile Colesa i Prandtla-Magera (C+P-M): $D_x = D_y = 0$,

b) profile Colesa i Johnstona (C + J): $D_x = D_y = 0$,

c) profile Colesa + Johnstona-Horlocka (C + J - H): $D_x = 0$ $D_y = D_{y1}$.

4. Końcowy układ równań pierścieniowej warstwy przyściennej

Po określeniu charakterystycznych wielkości warstwy przyściennej za pomocą wybranych profilów prędkości, równania (6), (7) oraz (13) i (18) można sprowadzić do odpowiednich układów zwyczajnych równań różniczkowych.

Wykorzystanie profilów (C) + (P-M) prowadzi do systemu czterech równań opisujących wielkości

$$a_i \frac{d\delta}{dx} + b_i \frac{d\mathcal{X}}{sx} + d_i \frac{d\omega}{dx} + c_i \frac{d\varepsilon_{\acute{s}\acute{c}}}{dx} = f_i \qquad i = 1 - 4 \tag{20}$$

Współczynniki a_i, b_i, d_i, c_i i f_i opisano w [11].

W przypadku zastosowania jako profilów normalnych profilów (J) lub (J-H) otrzymujemy układ pięciu równań różniczkowych

$$a_i^* \frac{d\delta}{dx} + b_i^* \frac{d\mathcal{X}}{dx} + d_i^* \frac{d\omega}{dx} + e_i^* \frac{d\varepsilon_{\acute{s}\acute{c}}}{dx} + l_i^* \frac{dz_p}{dx} = f_i^* \tag{21}$$

Nowa niewiadoma z_p jest parametrem profilów (J) lub (J-H). Do jej wyznaczenia wykorzystuje się równanie (13) dla współrzędnej $q_1 = z_p$. Tak więc

$$\left(\frac{c_2}{C_2}\right)_{z_p} = 2{,}5\,\omega \ln\left(\frac{z_p C_2 \omega}{\vartheta}\right) + 2.5\mathcal{X}\omega\left(1 - \cos\frac{\mathcal{X}z_p}{\delta}\right) + 5.5\omega$$

Po dokonaniu operacji różniczkowania znajdujemy

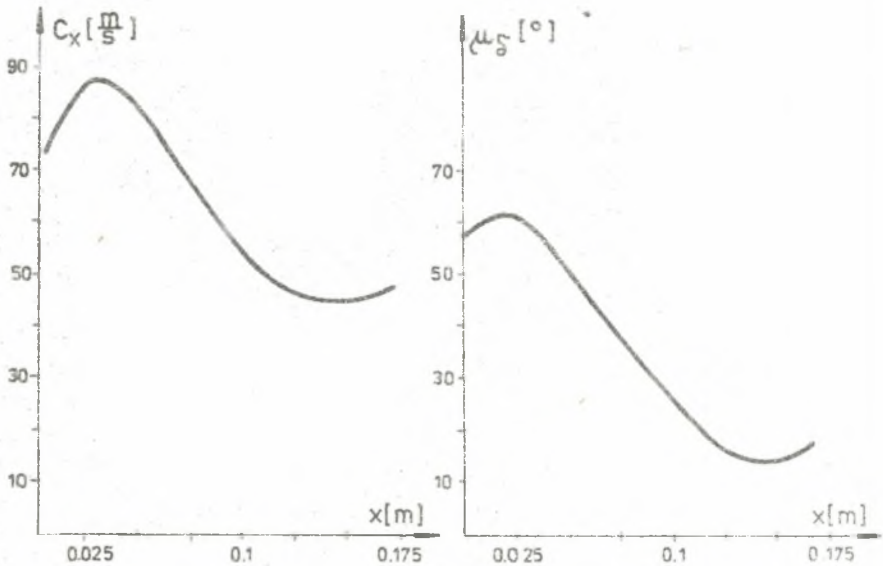
$$\frac{d}{dx}\left[2.5\omega \ln\left(\frac{z_p\omega C_2}{\vartheta}\right)\right] + \frac{d}{dx}\left[2.5\omega\mathcal{X}\left(1 - \cos\frac{\mathcal{X}z_p}{\delta}\right)\right] +$$

$$+ B\frac{d\omega}{dx} = \frac{d}{dx}\left(\frac{B}{B + \operatorname{tg}\varepsilon_{\acute{s}\acute{c}}}\right) + \frac{d}{dx}\left\{\frac{c_{3\delta}}{C_2}\,\frac{\exp\left[m(\delta - z_p)\right]}{B + \operatorname{tg}\delta_{\acute{s}\acute{c}}}\right\} \tag{22}$$

Współczynniki a_i^*, b_i^*, d_i^*, e_i^*, l_i^* i f_i^* obliczono i przedstawiono w [11].

5. Wyniki obliczeń

Do rozwiązania układów równań (21) i (22) wymagana jest znajomość geometrii układu łopatkowego rozkładów kilku wielkości wzdłuż wybranej linii prądu oraz wartości początkowych parametrów warstwy przyściennej. Rozkłady prędkości wzdłuż linii prądu oraz kątów pomiędzy osią x a kierunkiem przepływu są wynikami rozwiązania zadania potencjalnego. Początkowe wartości δ, $\varepsilon_{śc}$, ω, $\mathfrak{T}$ i z_p bierzemy z eksperymentu lub oceniamy wychodząc z przesłanek analitycznych. Ostatecznie ustalono zadanie brzegowe rozwiązywano metodą Runge-Kutty czwartego rzędu.

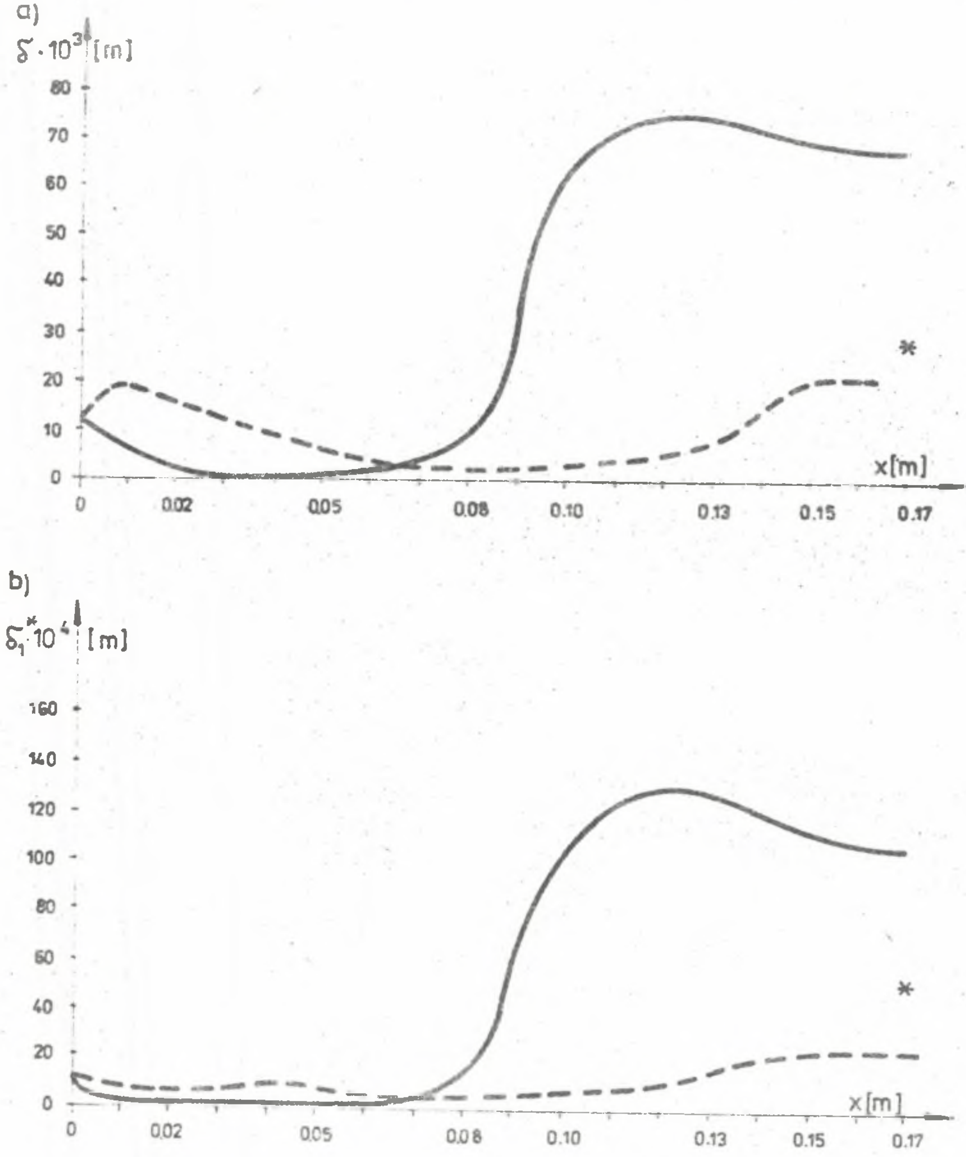


Rys. 4. Rozkłady prędkości C_x i kąta μ_δ dla palisady sprężającej

Opracowany sposób określenia podstawowych parametrów pierścieniowej warstwy przyściennej testowano dla kanału międzyłopatkowego wentylatora MWO 750/06/1, przyjmując jako początkową wartość grubości warstwy przyściennej $\delta = 0,012$ m oraz $E = 0,375\,\omega\mathfrak{T}$,

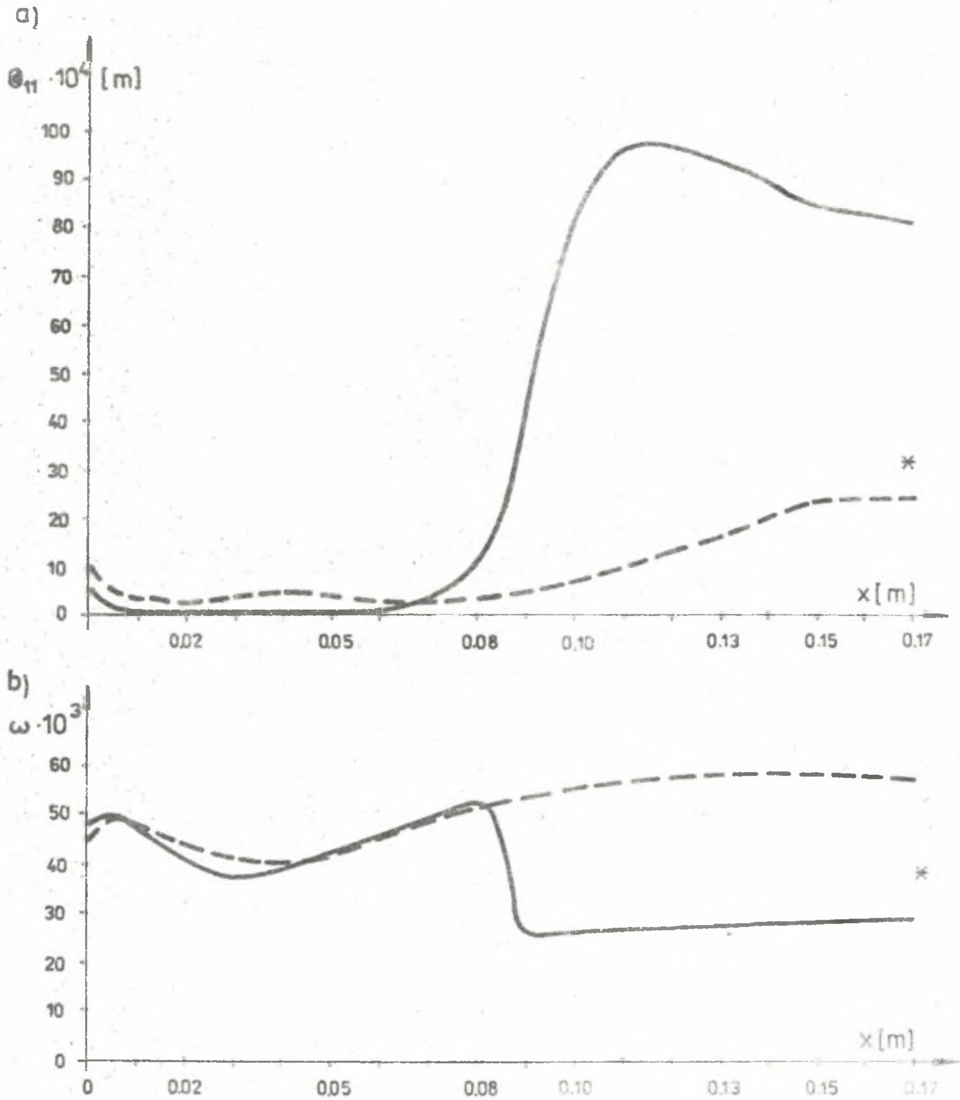
$$B = \frac{\mu_{\delta_2} - \mu_{\delta_1} + \dfrac{\sin 2\mu_{\delta_2} + \sin 2\mu_{\delta_1}}{2}}{\cos\mu_{\delta_1}\ \cos\mu_{\delta_2}}$$

Odpowiednie wartości kątów i pól prędkości dla badanej palisady przedstawia rys. 4. Obliczenie wykonano dla profilów normalnych (P-M) i (J).



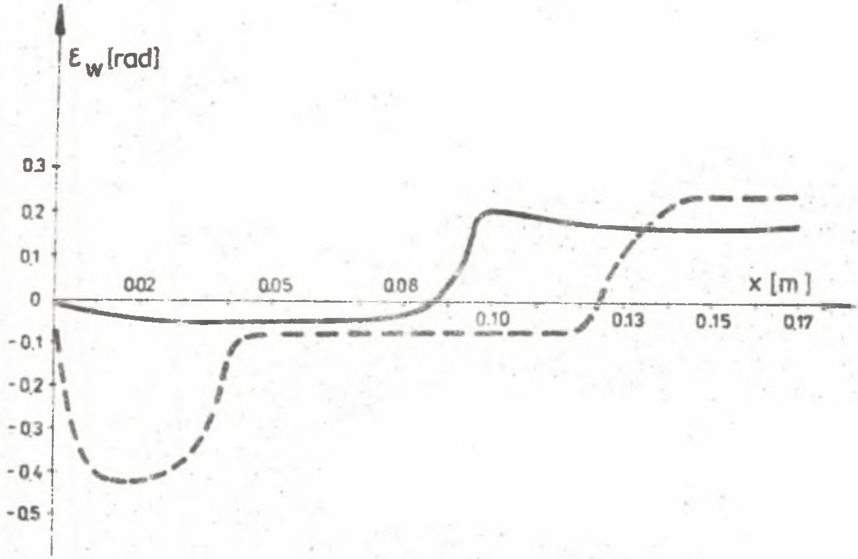
Rys. 5. Porównania obliczonych parametrów
a) δ ; b) δ_1^* dla przyjętych profilów prędkości:——(C) + (P - M);- - - -(C) + (J)

Wybrane wyniki obliczeń zilustrowano na rys. 5, 6 i 7. Porównano je z rezultatami badań eksperymentalnych wykonanych w Instytucie Maszyn i Urządzeń Energetycznych Politechniki Śląskiej przez A. Witkowskiego [15]. Wyniki tego porównania wskazują na małą przydatność w rozpatrywanym przy-



Rys. 6. Porównanie obliczonych parametrów
a) Θ_{11}; b) ω dla przyjętych profilów prędkości: ——— (C) + (P-M); - - - (C) + (J)

padku algorytmu opartego o profile P-M. Drugi zastosowany algorytm daje lepsze rezultaty. Wniosek ten wymaga jednak potwierdzenia dla znacznie większej liczby danych eksperymentalnych.



Rys. 7. Przebieg wartości

$\varepsilon_{\acute{s}\acute{c}}$: ——— - (C) + (P - M), ----- (C) + (J)

Literatura

[1] Wu Chung-Hua: A General Theory of Three-Dimensional Flow in Subsonic and Supersonic Turbomachines of Axial, Radial and Mixal Flow Types. NACA TN 2604, Jounary 1952.

[2] Otte J.: Osiowo-symetryczny przepływ płynu nieściśliwego w kanałach łopatkowych osiowych maszyn wirnikowych. Archiwum Budowy Maszyn, t. XXII, 4, 1975.

[3] Witkowski A.: Analiza przepływu w kanałach łopatkowego osiowego wieńca sprężającego z merydionalnym przyspieszeniem strumienia. Praca doktorska. Gliwice 1971.

[4] Witkowski A.: Program ALGOL 1900 obliczeń przepływu osiowo-symetrycznego w osiowym stopniu sprężającym. Opracowanie wewnętrzne IMiUE. Politechnika Śląska, 1981.

[5] Chmielniak T.: Teoria palisad. Skrypt Politechniki Śląskiej nr 783, Gliwice 1979.

[6] Misiewicz A.: Opracowanie programu obliczeń pól prędkości i ciśnień w kanałach międzyłopatkowych maszyn wirnikowych przy zastosowaniu maszyn cyfrowych ODRA 1300. Opracowanie wewnętrzne IMiUE Politechniki Śląskiej, Gliwice 1978.

[7] Szafraniec A.: Analogowe i numeryczne badania przepływów przez palisady łopatkowe maszyn wirnikowych. Praca doktorska, Politechnika Śląska, 1978.

[8] Kümmel W.: Untersuchung der Verlustbehafteten räumlichen Strömung in Axialverdichter mit besonderer Berücksichtigung der Seitwandgrenzschichten. Dissertation TH Aachen, 1976.

[9] Witkowski A.: Sekwencyjno-iteracyjny proces badawczy wentylatorów osiowych. ZN Politechniki Śląskiej, Energetyka z. 83, s. 411-414.

[10] Horlock J.H., Perkins H.J.: Annulus Wall Boundary Layers in Turbomachines. AGARDOgraph AG-185, 1974.

[11] Szymczyk K.: Pierścieniowa warstwa przyścienna w kanałach maszyn przepływowych. Praca doktorska, Politechnika Śląska, Gliwice 1985.

[12] Head M.R.: Entrainment in the Turbulent Boundary Layer ARC and M 3152, 1958.

[13] Escudier M.P., Nicoll W.B.: The Entrainment Function in Turbulent Boundary Layer and Wall Jet Calculations J. of Fluid Mechanics Vol. 25 2, 1966, p. 337.

[14] Coles D.E.: The Law of the Wake in the Turbulent Boundary Layer. J of Fluid Mechanics, Vol 1 (2), 1956 p. 191.

[15] Witkowski A.: Modelowanie profilu prędkości w przestrzeniach międzywieńcowego osiowego stopnia sprężającego. ZN Politechniki Poznańskiej. Maszyny Robocze i Pojazdy, z. 22, 1982.

[16] Mager A.: Generalization of Boundary Layer Momentum Integral Equation to Three-Dimensional Flow Including those of Rotating Systems. NACA Raport No 1067, 1956.

[17] Johnston J.P.: On the Three-Dimensional Turbulent Boundary Layers Generated by Secondary Flow. Trans. of ASME. J. of Basic Eng., March. 1960, p. 233.

Recenzent: doc. dr inż. Jan Radwański

Wpłynęło do redakcji, maj 1985

ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ НА ТОРЦЕВЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ КАНАЛОВ КОМПРЕССОРНЫХ РЕШЕТОК

Р е з ю м е

Рассматривается пограничный слой на торцевой в канале образованном профилями компрессорных решеток. Исследуется интегральные соотношения пограничного слоя осредненные по ширине межлопаточного канада. Для продольной составляющей скорости принято профиль Солеса а для поперечной составляющей скорости использовано зависмости Prandtla-Magera и Johnstona. Результаты расчетов сравнено с экспериментом.

END-WALL BOUNDARY LAYER IN SINGLE ROW COMPRESSOR BLADES

S u m m a r y

An end-wall boundary layer theory in compressors single kanals in described. The method is based on pitch - averaged boundary layer integral equations. In analysis the Coles profile for the streamwise velocity and two familes cross-flow profiles (Prandtl-Mager's and Johnston's) are used. Numerical results have been date with experimental compared.