ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1973

Seria: Energetyka z. 47 Nr kol. 372

Joachim Józef Otte
Instytut Maszyn i Urządzeń Energetycznych

ROZKŁADY PRĘDKOŚCI NA WLOCIE I WYLOCIE WIRNIKA O STOŻKOWYM PRZEPŁYWIE CZYNNIKA

Streszczenie. W pracy zastosowano model stopnia stożkowego do wyznaczania rozkładów prędkości i linii prądu w kanale przepływowym osiowego wieńca z merydionalnym przyspieszeniem strumienia, utworzonym przez stożkową piastę wirnika z cylindryczną osłoną zewnętrzną. Uzyskane wyniki pozwalają na praktyczne zastosowanie ich przy projektowaniu wirników tego typu.

1. Wstęp

Korzystne własności przepływowe osiowych wieńców sprężających z merydionalnym przyspieszeniem strumienia spowodowały, że w pracach zespołu Cieplnych Maszyn Wirnikowych [1], [2], [3] poświęcono im dużo uwagi. Poczesne miejsce zajmuje w nich problematyka rozwiązywania i analizy przepływu przestrzennego. W praktycznym postępowaniu pomocną będzie przedstawiona w niniejszej pracy przybliżona analiza przepływu stożkowego.

Rozwiązanie zadania przestrzennego przepływu przez stopień osiowej maszyny wirnikowej wymaga najczęściej wcześniejszego określenia uśrednionego osiowo-symetrycznego przepływu na współosiowych powierzchniach prądu. W wielu praktycznych wypadkach wystarcza w tym celu rozwiązać zagadnienie przepływu osiowo-symetrycznego w uproszczonej formie, tylko dla przestrzeni międzywieńcowych. Zwykle zakłada się tu przepływ płynu wzdłuż współosiowych powierzchni cylindrycznych, na których winny się odbywać wszelkie procesy sprężania względnie rozprężania. Takie postępowanie z dobrym skutkiem stosowane jest w przypadku stopni z ograniczoną zmianą przekroju przepływowego w kierunku osiowym.

W maszynach przepływowych często tworzące kanałów dość znacznie odbiegają od kierunku osiowego i przy znacznym zwężeniu czy rozszerzeniu przekroju merydionalnego - teoria stopnia cylindrycznego nie daje zadawalających wyników. W tym przypadku stosowany może być model stopnia stożkowego w którym przyjmuje się, że merydionalne linie prądu mało odbiegają od prostych tworzących stożkowe powierzchnie obrotowe. Oznacza to, że w przestrzeni międzywieńcowej uwzględnia się nachylenie linii prądu pod kątem $\gamma \neq 0$ i odpowiednio do tego uwzględnia się składowe promieniowe prędkości Zgodnie z przyjętą formą linii prądu, krzywizna ich jest równa zeru.

W niniejszej pracy model stopnia stożkowego został wykorzystany do określenia rozkładów prędkości w przepływie przez kanał, którego geometria wyznaczona jest przez cylindryczną osłonę i stożkową piastę wirnika. Przeprowadzone rozwiązania są ważne przy założeniu nieściśliwości i nielepkości przepływającego czynnika.

ZESTAWIENIE WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ

$A, \Delta A$	– pole powierzchni i element powierzchni ekwipotencjalnej,
c_m, c_z, c_r, c_u	– składowe prędkości; merydionalna, osiowa, promieniowa i obwodowa,
$\bar{c}_m = c_m/c_{mo}$	– prędkość merydionalna wyrażona w stosunku do jej wartości przy osłonie zewnętrznej,
L	– praca przekazana przepływającemu czynnikowi,
R	– promień zewnętrznej osłony cylindrycznej,
r_1, r_2	– promienie piasty wirnika w rozpatrywanym przekroju,
r_m	– średni promień między dwiema sąsiednimi liniami prądu,
$r, \vartheta, z,$	– współrzędne cylindryczne,
$\dot{V}$	– wydajność przepływu,
$\Delta s, \Delta n$	– wielkości mierzone wzdłuż ortogonalnych linii siatki przepływu w przekroju merydionalnym,
γ	– kąt nachylenia linii prądu do kierunku osiowego,
γ_o	– kąt nachylenia do kierunku osiowego prostej tworzącej stożkową powierzchnię piasty wirnika,
φ	– potencjał prędkości,
ψ	– funkcja prądu,
$\nu = r/R$	– promień okręgu linii ekwipotencjalnej.

2. Rozkład prędkości w przepływie potencjalnym

Projektowanie poszczególnych elementów stopnia maszyny przepływowej wymaga znajomości przebiegu linii merydionalnych, albo co jest równoznaczne – rozkładów prędkości w przekrojach pierścieniowych. Dokładnie biorąc przepływ przez wieniec nigdy nie jest osiowo-symetryczny, jednakże odchylenia od tego są tak niewielkie, że w zadaniach projektowania można przyjąć je jako nieistotne.

Przy dowolnie ukształtowanym kanale w przekroju merydionalnym, przepływ płynu w pierwszym przybliżeniu zwykle traktowany jest jako potencjalny. Praktycznie takie podejście do zagadnienia wykorzystane jest m.in. przy kształtowaniu części wlotowej wirników.

Osiowo-symetryczny potencjalny przepływ płynu nieściśliwego opisany jest przy pomocy funkcji prędkości φ równaniem Laplace'a, które w układzie współrzędnych cylindrycznych ma postać

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r} = 0 \ . \tag{1}$$

Analityczne rozwiązanie tego równania nawet dla prostych warunków brzegowych przedstawia duże trudności, nie pozwalające na praktyczne ich zastosowanie. Do najbardziej efektywnych metod rozwiązania równania (1) należą metoda analogii elektrycznej oraz metoda wykreślna, której zasady posłużą jako punkt wyjścia do dalszych rozważań.

Łatwo zauważyć, że linie ekwipotencjalne i linie prądu w potencjalnym osiowo-symetrycznym przepływie podobnie jak i w płaskim strumieniu, są względem siebie ortogonalne. Wynika to ze spełnienia warunku

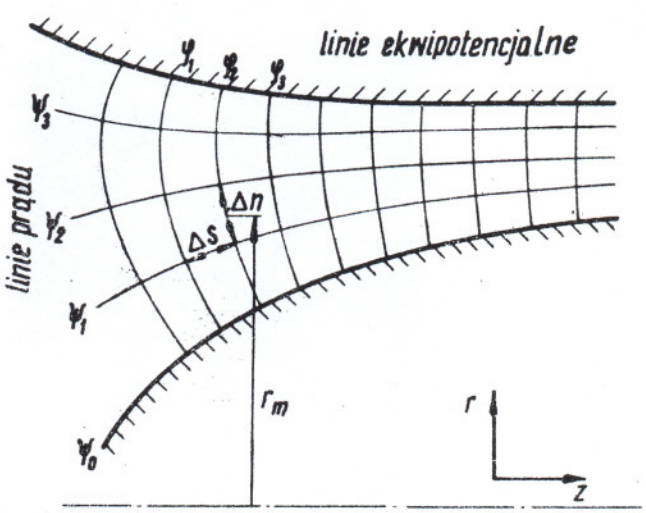
$$\frac{\partial\varphi}{\partial z}\frac{\partial\psi}{\partial z} + \frac{\partial\varphi}{\partial r}\frac{\partial\psi}{\partial r} = 0 \ . \tag{2}$$

Powyższe stwierdzenie oraz zależności

$$o_m \cdot \Delta s = \text{const} \tag{3}$$

$$r_m \cdot \frac{\Delta n}{\Delta s} = \text{const} \tag{4}$$

stanowią teoretyczną podstawę wykreślnej metody wyznaczania linii prądu [4], [5]. Ilustrację do tej metody stanowi rys. 1.

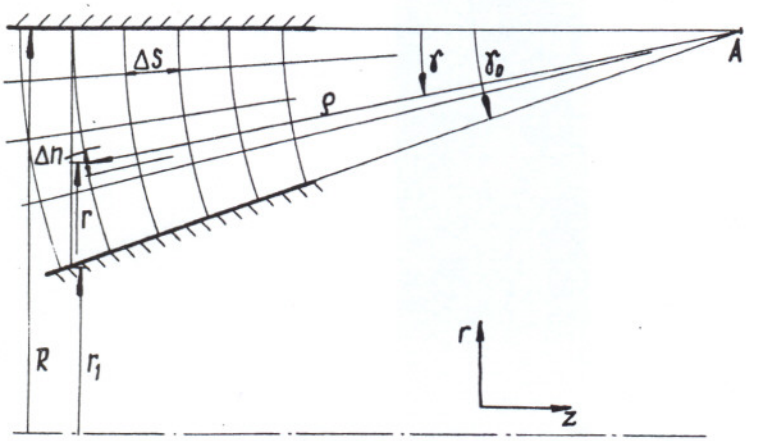


Rys. 1. Siatka linii ortogonalnych w osiowo-symetrycznym kanale przepływowym

Metoda wykreślnego wyznaczania linii prądu i linii ortogonalnych opiera się na kolejnych przybliżeniach, co pozwala na uzyskanie dostatecznie dokładnych rozwiązań. W zastosowaniu do zagadnień osiowo-symetrycznych traci ona jednak wiele z tych zalet, jakie posiada w przypadku zagadnień płaskich, gdyż wymaga pewnego nakładu pracy obliczeniowej.

Dla kanału przepływowego osiowego wieńca z merydionalnym przyspieszeniem strumienia, utworzonego przez cylindryczną osłonę zewnętrzną i stożkową piastę wirnika można wyznaczyć rozkład prędkości w kanale nie wprowadzając potencjału prędkości i funkcji prądu. Zgodnie z prostymi wyznaczającymi geometrię kanału w przekroju merydionalnym można przyjąć, że linie prądu są również prostymi tworzącymi stożkowe powierzchnie prądu. W przekroju merydionalnym (rys. 2) proste te zbiegają się w punkcie A przecięcia się linii prostych wytaczających kanał. Ze względu na ortogonalność siatki przepływu, linie ekwipotencjalne są w tym przypadku okręgami o środkach w punkcie zbieżności linii prądu. Jednocześnie wynika stąd, że linie różniące się potencjałem o $\Delta\varphi$ = const będą odległe od siebie o wielkość

$$\Delta s = \text{const.} \tag{5}$$



Rys. 2. Siatka linii ortogonalnych w kanale stożkowym

Uwzględnienie powyższego w zależności (3) pozwala na wyciągnięcie wniosku że na powierzchniach ekwipotencjalnych prędkość posiada wartość stałą czyli

$$c_m = \text{const.} \tag{6}$$

Prędkość ta określona jest więc stosunkiem wydajności do pola powierzchni ekwipotencjalnej.

Zgodnie z oznaczeniami na rys. 2, element powierzchni ekwipotencjalnej wynosi

$$\Delta A = 2\pi\, r \cdot \Delta n \,.$$

Po uwzględnieniu następujących związków geometrycznych

$$r = R - \varrho \cdot \sin\vartheta$$

$$\Delta n = \varrho \cdot \vartheta$$

oraz po przeprowadzeniu całkowania w granicach od 0 do ϑ_0, otrzymano

$$A = 2\pi\varrho\left[R \cdot \vartheta_0 - \varrho(1 - \cos\vartheta_0)\right] \,. \tag{7}$$

Biorąc pod uwagę, że promień ϱ wynosi

$$\varrho = \frac{R - r_1}{\operatorname{tg}\vartheta_0} \tag{8}$$

uzyskuje się następującą postać wzoru na prędkość wzdłuż powierzchni ekwipotencjalnej

$$c_m = \frac{\dot{V}\operatorname{tg}^2\vartheta_0}{2\pi(R - r_1)\left[R \cdot \vartheta_0 \cdot \operatorname{tg}\vartheta_0 - (R - r_1)(1 - \cos\vartheta_0)\right]} \,. \tag{9}$$

Aby uzyskać rozkład prędkości c_m wzdłuż promienia w miejsce wielkości ϱ obliczonej z równania (8) – wstawiamy jego wartość zależną od kąta ϑ

$$\varrho = \frac{R - r_1}{\operatorname{tg}\vartheta_0 \cdot \cos\vartheta} \,. \tag{10}$$

Zmienność kąta ϑ z promieniem r określona jest zależnością

$$\operatorname{tg}\vartheta = \frac{R - r}{R - r_1} \cdot \operatorname{tg}\vartheta_0 = \frac{1 - \nu}{1 - \nu_1} \cdot \operatorname{tg}\vartheta_0 \,, \tag{11}$$

gdzie

$$\nu = \frac{r}{R} \,, \quad \nu_1 = \frac{r_1}{R} \,.$$

Uwzględniając jeszcze związek trygonometryczny $\cos\vartheta = 1/\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\vartheta}$ otrzymuje się końcową postać wzoru określającego rozkład prędkości merydionalnej wzdłuż promienia

$$c_m = \frac{\dot{V}}{2\pi R^2\sqrt{k^{-2}+(1-\nu)^2}\left[\vartheta_0 - \sqrt{k^{-2} + (1-\nu)^2}\,(1 - \cos\vartheta_0)\right]} \,, \tag{12}$$

gdzie

$$k = \operatorname{tg}\vartheta_0/(1 - \nu_1) \,.$$

Równanie (12) w formie względnej, w stosunku do wartości prędkości przy osłonie zewnętrznej można przedstawić następująco:

$$\bar{\sigma}_m = \frac{k\,\vartheta_o + \cos\vartheta_o - 1}{\sqrt{1+k^2\,(1-\nu)^2}\left[k\,\vartheta_o - \sqrt{1+k^2\,(1-\nu)^2}\,(1-\cos\vartheta_o)\right]}\,. \tag{13}$$

Rozkłady prędkości merydionalnej obliczone z powyższego równania dla stosunku średnic $\nu_1 = 0{,}6$ oraz przy różnych kątach rozchylenia kanału przepływowego przedstawiono na rys. 3.

Dla porównania na rys. 4 zestawiono rozkłady prędkości obliczone z równania (13) oraz ze stosowanego niekiedy w obliczeniach praktycznych [6] przybliżenia

$$\bar{\sigma}_m = \cos\vartheta = \frac{1}{\sqrt{1+k^2(1-\nu)^2}}\,. \tag{14}$$

Widoczne są tu pewne różnice między tymi rozkładami, które powiększają się ze wzrostem kąta ϑ_o. W przypadku $\vartheta_o = 30^o$, $\nu_1 = 0{,}5$ różnica prędkości w punkcie przy piaście wirnika wynosi 4%.

Innym ważnym zadaniem jest wyznaczenie przebiegu linii prądu przy zadanym z góry podziale wydajności na N części. Kąt ϑ_n pod jakim przebiega kolejna n-ta linia prądu wyznaczono porównując odpowiednie powierzchnie ekwipotencjalne.

$$\frac{n}{N}\,2\pi\varrho\left[R\cdot\vartheta_o - \varrho(1-\cos\vartheta_o)\right] = 2\pi\varrho\left[R\cdot\vartheta_n - \varrho(1-\cos\vartheta_n)\right] \tag{15}$$

co wraz z uwzględnieniem (8) prowadzi do następującego równania

$$\vartheta_n + \frac{1}{k}\cos\vartheta_n = \frac{n}{N}\,\vartheta_o + \frac{n}{N}\,\frac{1}{k}\cos\vartheta_o + \frac{1}{k}\left(1-\frac{n}{N}\right)\,. \tag{16}$$

Aby uzyskać rezultat dający się zastosować w obliczeniach praktycznych z funkcji cosinus rozwiniętej w szereg przyjęto tylko dwa pierwsze wyrazy

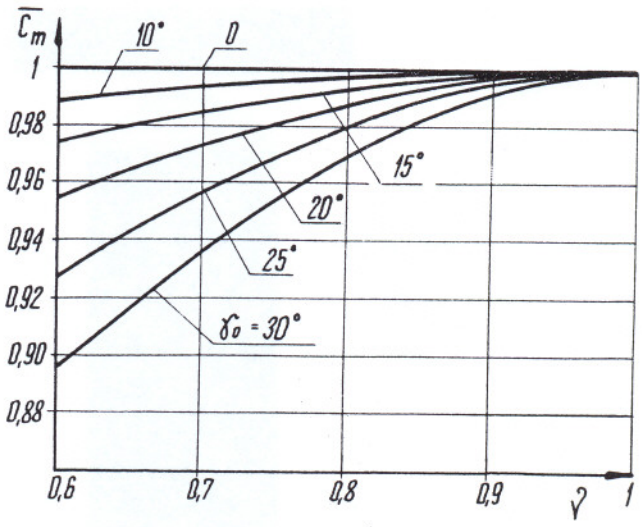
$$\cos\vartheta = 1 - 0{,}5\cdot\vartheta^2$$

co pozwoliło na otrzymanie rozwiązania w prostej postaci

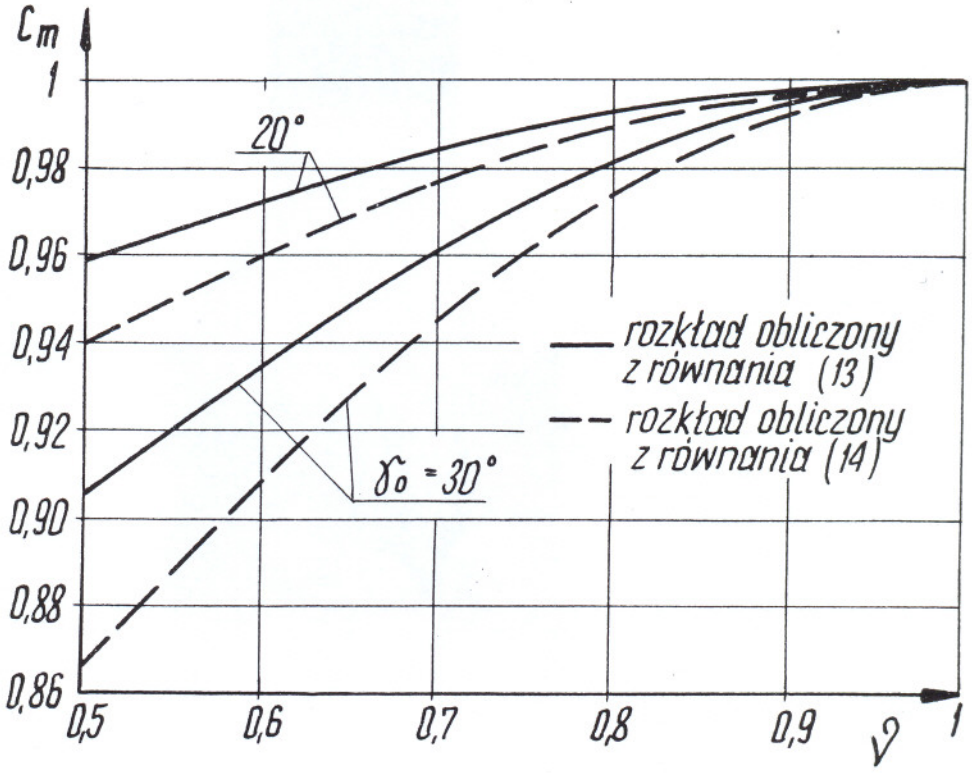
$$\vartheta_n = k - \sqrt{k^2 - \frac{n}{N}\,\vartheta_o(2k-\vartheta_o)}\,. \tag{17}$$

Punkt przecięcia się n-tej linii prądu z prostą prostopadłą do osi wirnika (tą prostą może być np. krawędź łopatki) określa wzór

$$\nu_n = 1 - \frac{1}{k}\cdot\operatorname{tg}\vartheta_o\,. \tag{18}$$



Rys. 3. Rozkłady prędkości merydionalnych w przepływie potencjalnym dla $\nu = 0,6$



Rys. 4. Rozkłady prędkości merydionalnych dla $\nu = 0,5$

3. Rozkład prędkości w szczelinie międzywieńcowej stopnia projektowanego według zasady swobodnego wiru

Szeroko rozpowszechniona przy projektowaniu stopni o przepływie zbliżonym do cylindrycznego, jest metoda wychodząca z założenia bezwirowego przepływu czynnika przed i za wirnikiem. Składowe obwodowe prędkości są w tym przypadku określone zasadą swobodnego wiru, czyli rozkładem

$$r\, c_u = \text{const} \tag{19}$$

natomiast rozkłady ciśnienia całkowitego i prędkości merydionalnej wzdłuż promienia są stałe.

Poniżej rozpatrzono rozkłady prędkości w stopniach o przepływie odbiegającym od cylindrycznego, projektowanych według zasady swobodnego wiru $r\, c_u = \text{const}$. W tym przypadku pole osiowo-symetrycznego przepływu płynu nieściśliwego w przestrzeni międzywieńcowej opisuje następujący układ równań Eulera [7], [8]

$$c_z \frac{\partial c_z}{\partial z} + c_r \frac{\partial c_z}{\partial r} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial z} \tag{20}$$

$$c_z \frac{\partial c_r}{\partial z} + c_r \frac{\partial c_r}{\partial r} - \frac{c_u^2}{r} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial r} \tag{21}$$

$$r c_z \frac{\partial c_u}{\partial z} + r c_r \frac{\partial c_u}{\partial r} + c_u \cdot c_r = 0 \tag{22}$$

oraz równanie ciągłości

$$\frac{\partial (r c_z)}{\partial z} + \frac{\partial (r c_r)}{\partial r} = 0 \,. \tag{23}$$

Zakładając, że ruch czynnika w kanale przepływowym utworzonym przez stożkową piastę wirnika i cylindryczną osłonę odbywa się po stożkowych powierzchniach prądu można napisać

$$c_z = c_m \cos\gamma \tag{24}$$

$$c_r = c_z \cdot \operatorname{tg}\gamma \,. \tag{25}$$

Podstawiając w równaniu (21) wielkość $\frac{\partial c_r}{\partial r}$ z równania (23), otrzymamy

$$\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{c_u^2}{r} + \frac{c_r^2}{r} - c_z^2 \frac{\partial tg\,\gamma}{\partial z} . \tag{26}$$

Wprowadzając do rozważań zróżniczkowane równanie Bernouliego w następującej postaci

$$\frac{dL}{dr} = \frac{1}{\varrho}\frac{dp}{dr} + \frac{1}{2}\left(\frac{d(c_z^2)}{dr} + \frac{d(c_r^2)}{dr} + \frac{d(c_u^2)}{dr}\right) \tag{27}$$

oraz uwzględniając, że dla powierzchni stożkowych

$$\frac{\partial tg\,\gamma}{\partial z} = -\frac{1}{2}\frac{\partial tg^2\,\gamma}{\partial r} \tag{28}$$

z równania (26) po przekształceniach uzyskuje się następujący związek

$$\frac{dL}{dr} = c_z^2\left(\frac{tg^2\,\gamma}{r} + \frac{1}{2}\frac{dtg^2\,\gamma}{dr}\right) + \frac{1}{2}\left[\frac{1}{r^2}\frac{d(c_u r)^2}{dr} + \frac{dc_z^2}{dr} + \frac{dc_r^2}{dr}\right] . \tag{29}$$

Dla stopnia projektowanego według rozkładu rc_u = const (równ. 19) spełnione są równości

$$\frac{dL}{dr} = 0 , \qquad \frac{d(c_u r)}{dr} = 0 ,$$

które wraz z geometrycznymi związkami

$$c_m^2 = c_z^2 + c_r^2$$

$$\cos^2\gamma = (1 + tg^2\,\gamma)^{-1}$$

sprowadzają równanie (29) do postaci

$$\frac{1}{2}\frac{dc_m^2}{dr} + c_m^2 \cdot \frac{1}{1+tg^2\,\gamma}\left(\frac{tg^2\,\gamma}{r} + \frac{1}{2}\frac{d\,tg^2\,\gamma}{dr}\right) = 0 . \tag{30}$$

Rozwiązując powyższe równanie różniczkowe uwzględniono, że w rozpatrywanym przypadku obowiązuje zależność (11), którą dla rozróżnienia zapisano jako

$$\operatorname{tg}\gamma = m(1-\nu)\,, \tag{31}$$

gdzie

$$m = \operatorname{tg}\gamma_0/(1-\nu_2).$$

W postaci względnej, rozwiązanie równania (30) przedstawia się następująco:

$$\bar{\sigma}_m = e^{\frac{m}{m^2+1}\operatorname{arotgm}(\nu-1)} \cdot \nu^{-\frac{m^2}{m^2+1}\left[m^2(1-\nu)^2+1\right]^{-\frac{m^2+2}{2(m^2+1)}}}. \tag{32}$$

Rozkład prędkości wyznaczony według tego równania dla stosunku średnic 0,50 i 0,75 oraz dla kątów rozchylenia kanału przepływowego γ_0 = 15, 20, 25 i 30° przedstawiono na rys. 5 i 6. Z wykresów tych widać wyraźną różnicę w przebiegu krzywych w zależności od przyjętego stosunku średnic.

Na rys. 7 dokonano porównania rozkładów prędkości merydionalnych przy różnych stosunkach średnic.

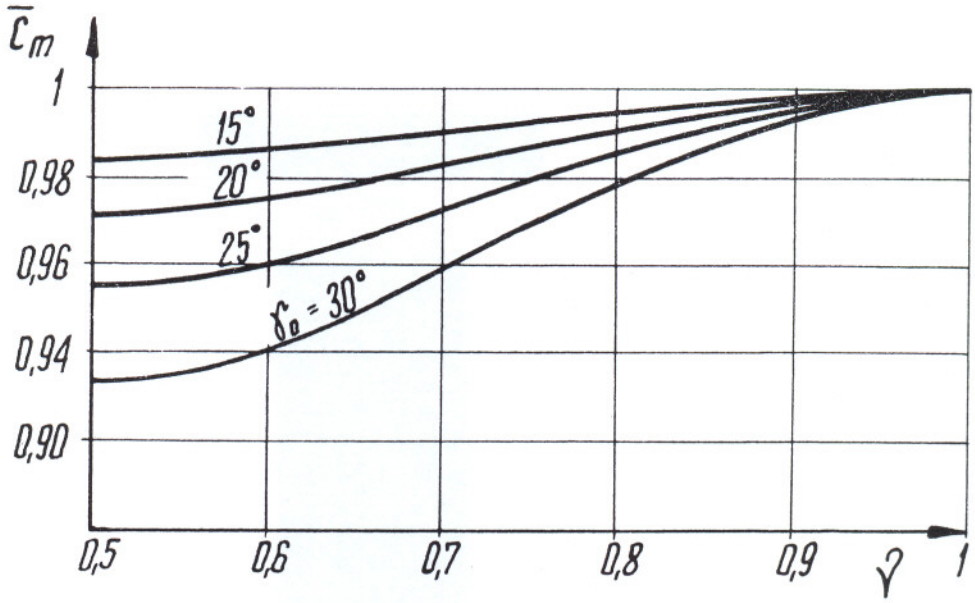
Zależności uzyskane w trakcie analizy wykorzystuje się także w równaniu ciągłości przy wyznaczaniu linii prądu. Zakłada się przy tym, że pomiędzy sąsiednimi liniami przepływają równe ilości czynnika, co można zapisać następująco:

$$\Delta\dot{V}_i = 2\pi \int_{r_{i-1}}^{r_i} r c_z(r)\, dr, \tag{33}$$

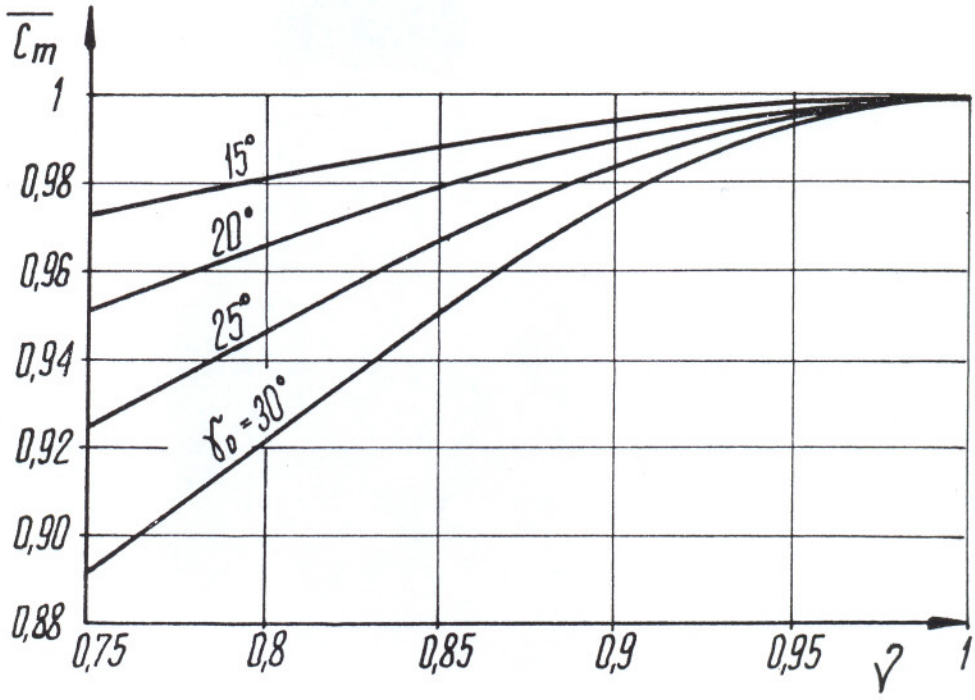
gdzie: r_i – promień odpowiadający i-tej linii prądu.

Występujący pod całką rozkład osiowej składowej prędkości określony wzorem (24), przedstawiono na rys. 8 dla różnych kątów γ_0 przy stosunku średnic 0,5.

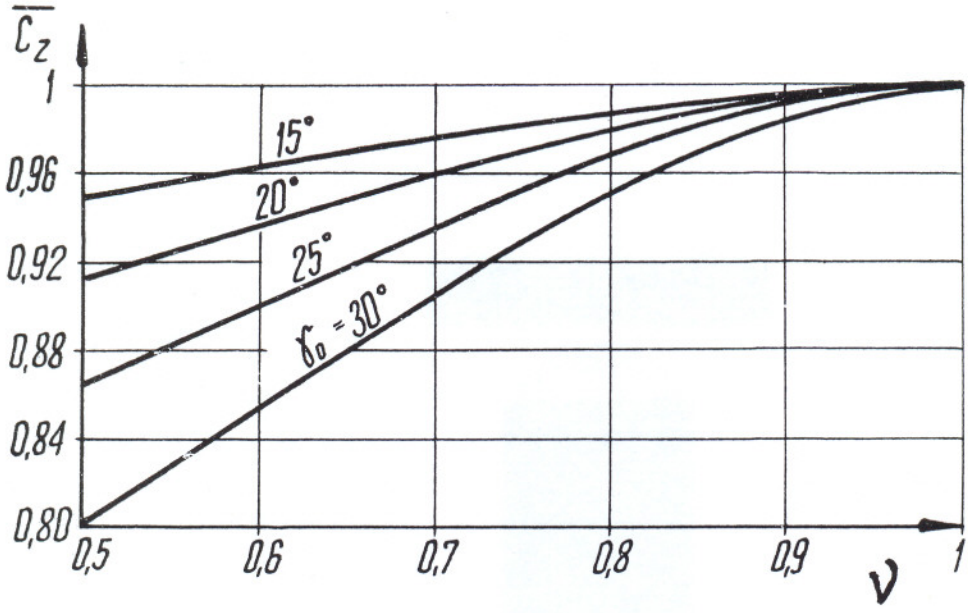
Rysunek ten pozwala stwierdzić jak daleko rozkłady te różnią się od rozkładu c_m = const jaki uzyskiwany jest w przypadku stopnia cylindrycznego.



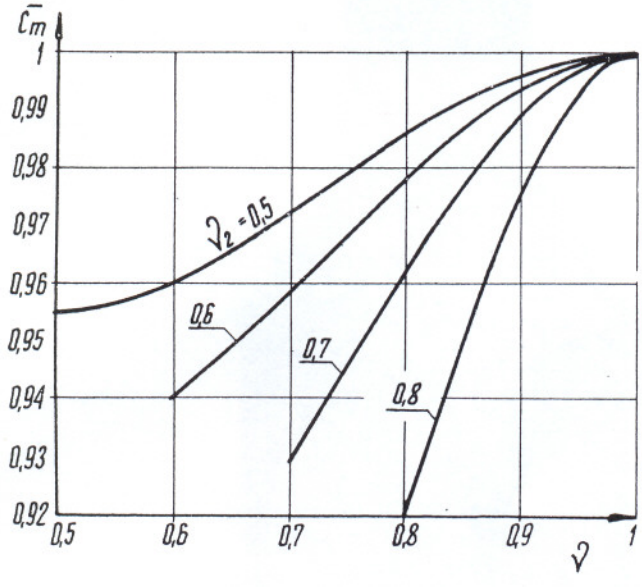
Rys. 5. Rozkłady prędkości merydionalnych na wylocie z wirnika dla $\nu = 0,5$



Rys. 6. Rozkłady prędkości merydionalnych na wylocie z wirnika dla $\nu = 0,75$



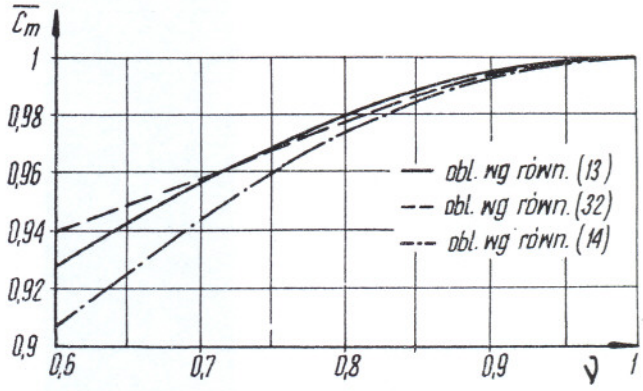
Rys. 7. Rozkłady prędkości merydionalnych na wylocie z wirnika przy różnych stosunkach średnic dla $\gamma_0 = 25^0$



Rys. 8. Rozkłady składowych osiowych prędkości na wylocie z wirnika dla $\nu = 0,5$

4. Uwagi końcowe i wnioski

Podana w niniejszej pracy metoda wyznaczania rozkładów prędkości i linii prądu odnosząca się do szczególnego przypadku kanału przepływowego wieńca z merydionalnym przyspieszeniem strumienia mimo poczynionych uproszczeń jest wystarczająco dokładna do prowadzenia praktycznych obliczeń projektowania wieńców. Może być także wykorzystana do wstępnego przybliżonego określenia siatki linii prądu w dokładniejszej analizie przepływu przez wirnik.



Rys. 9. Porównanie rozkładów prędkości merydionalnych dla $\nu = 0,6$

Rozkład prędkości merydionalnych (równanie 13) uzyskany z zasad przepływu potencjalnego może być wykorzystany do wyznaczania trójkątów prędkości na krawędzi dolotowej łopatek, natomiast rozkład opisany równaniem (32) ma zastosowanie przy określeniu trójkątów prędkości na wylocie z wirnika.

Celem porównania jak dalece rozpatrzone rozkłady prędkości merydionalnych (równ. 13, 14 i 32) różnią się od siebie, przedstawiono je na rys. 9 dla przypadku $\nu = 0,6$ i kąta $\gamma_0 = 25^0$. Można tu zauważyć, że prędkości obliczone z założeń przepływu potencjalnego i przepływu o stałej cyrkulacji różnią się nieznacznie, natomiast rozkład według cosinusa kąta nachylenia linii prądu w całym zakresie przebiega poniżej, jakkolwiek dosyć dobrze oddaje charakter wymienionych krzywych i może być stosowany w przybliżonych rozważaniach.

Z analizy przedstawionych w niniejszej pracy rozkładów można wysnuć praktyczny wniosek, że model stopnia stożkowego należy stosować przy kątach γ_0 większych od $10-15^0$. Przy danym kącie γ_0 większy wpływ na zróżnicowanie rozkładu prędkości merydionalnych daje się zauważyć przy większych stosunkach średnic. Przy kątach $\gamma_0 = 0$ wszystkie zależności dają wyniki zgodne z teorią stopnia cylindrycznego.

LITERATURA

1. WITKOWSKI A.: Metoda analizy przepływu w osiowym wieńcu sprężającym z merydionalnym przyspieszeniem strumienia. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej "Energetyka" nr 25, Gliwice, 1967.
2. WITKOWSKI A.: Osiowo-symetryczne pole prędkości i ciśnień w osiowym wieńcu sprężającym z merydionalnym przyspieszeniem strumienia. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej "Energetyka" nr 31, Gliwice, 1969.
3. WITKOWSKI A.: Badania aerodynamiczne osiowego wieńca sprężającego z merydionalnym przyspieszeniem strumienia. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej "Energetyka" nr 40, Gliwice, 1971.
4. BROSZKO M.: Hydromechanika cz. 1, PWT, 1953.
5. ECK B.: Technische Strömungslehre. Springer-Verlag, Berlin, 1957.
6. A.de KOVATS-G.DESMUR: Pumpen, Ventilatoren, Kompressoren. Verlag G. Braun, Karlsruhe 1968.
7. STRSCHELETZKY M.: Geschwindingkeitsverteilung in rotationssymmetrischen Drallstromungen inkompressbler Flüssigkeiten. Sonderband ZAMP IXb, 5/6 1959.
8. STECZKIN i inni: Teorija reaktiwnych dwigatelj. Moskwa 1956.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ НА ВХОДЕ И ВЫХОДЕ КОЛЕСА С КОНИЧЕСКИМ ТЕЧЕНИЕМ ЖИДКОСТИ

Р е з ю м е

В работе использовано гипотезы конических поверхностей тока для получения распределения скоростей в проточной части осевого колеса с меридиональным ускорением потока, образованым конической втулкой и цилиндрическим кожухом. Полученные результаты можно использовать в практических расчётах ступеней.

VELOCITY DISTRIBUTION NEAR THE INLET AND OUTLET
OF THE IMPELLER WITH A CONICAL HUB

S u m m a r y

A theoretical method for analysis of the axy-symmetric flow near the inlet and outlet of the axial flow impeller with meridional acceleration has been presented.

Results of this report for designing an impeller with a conical hub, may be used in construction it.