

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
I N S T Y T U T M A S Z Y N P R Z E P Ł Y W O W Y C H

PRACE
I N S T Y T U T U M A S Z Y N
P R Z E P Ł Y W O W Y C H

T R A N S A C T I O N S
O F T H E I N S T I T U T E O F F L U I D - F L O W M A C H I N E R Y

67-68

W A R S Z A W A - P O Z N A Ń 1 9 7 5

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPLYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

**THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW
MACHINERY**

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

KOMITET REDAKCYJNY - EXECUTIVE EDITORS
KAZIMIERZ STELLER - REDAKTOR - EDITOR
JERZY KOŁODKO · JÓZEF ŚMIGIELSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA - EDITORIAL OFFICE
Instytut Maszyn Przepływowych PAN,
80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, ul. Gen. Józefa Fiszerza 14, tel. 41-12-71

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1975

Printed in Poland

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 380+90 egz.

Ark. wyd. 28,5. Ark. druk. 22

Pap. druk. sat. kl. V, 70 g 70×100 cm

Nr zam. 112/77

Oddano do składania 10 I 1975 r.

Podpisano do druku 20 IX 1975 r.

Druk ukończono we wrześniu 1975 r.

R-17/661 Cena zł 86,-

DRUKARNIA UNIwersytetu im. A. Mickiewicza w Poznaniu

HYDROFORUM

KONFERENCJA NAUKOWO-TECHNICZNA

na temat

WSPÓŁCZESNE PROBLEMY BADAŃ
I EKSPLOATACJI MASZYN HYDRAULICZNYCH

Gdańsk, 3 - 5 października 1973 r.

*

HYDROFORUM

SCIENTIFIC-TECHNICAL CONFERENCE

on

MODERN PROBLEMS OF RESEARCH AND
UTILIZATION OF HYDRAULIC MACHINES

Gdańsk, October 3 - 5, 1973

*

ГИДРОФОРУМ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

на тему

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЙ
И ЭКСПЛУАТАЦИИ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ МАШИН

г. Гданьск, 3 - 5 октября 1973 г.

JERZY GRYCHOWSKI

Gliwice*

Średnia prędkość wirowania cieczy w osłonie cylindrycznej ograniczonej wirującą tarczą z dodatkowym przepływem cieczy

1. Wprowadzenie

Wirująca w osłonie cylindrycznej tarcza jest jednym z podstawowych układów stosowanych w budowie maszyn. Znajomość zjawisk występujących w ograniczonej przestrzeni z wirującą w niej tarczą umożliwia bardziej racjonalną konstrukcję maszyn hydraulicznych z zespołami wirującymi. W analizie tych zjawisk wprowadza się pojęcie tzw. średniej prędkości wirowania cieczy. Można przyjąć, że część cieczy, przy pewnych cechach geometrycznych układu i parametrach ruchowych, wiruje ze stałą prędkością kątową [1, 3, 4]. Tę część cieczy, wirującą w przybliżeniu ze stałą prędkością kątową pomiędzy warstwami przyściennymi, nazywa się „rdzeniem”. Badania eksperymentalne wykazują [2], że wirujący płyn podlega bardziej złożonym prawom niż prawa odnoszące się do wirowania ciała sztywnego. Zastąpienie rzeczywistego przepływu modelem „rdzenia” cieczy stanowi więc pewne przybliżenie. W zakresie jednak analizy pracy tarcia wirującej tarczy w płynie oraz naporu osiowego, uproszczony opis analityczny zjawiska daje wyniki porównywalne z wynikami doświadczenia [3, 7].

W znanych metodach obliczeniowych zakłada się, że w przestrzeniach kadłubów maszyn ograniczonych powierzchniami tarcz wirników średnia prędkość wirowania cieczy równa jest połowie prędkości wirowania tarczy [8, 10, 11]:

$$\Omega = \frac{\omega_r}{\omega_t} = 0,5, \quad (1)$$

gdzie ω_r [1/s] – średnia prędkość wirowania cieczy, ω_t [1/s] – prędkość kątowna wirnika.

Bardziej dokładne obliczenia wymagają uwzględnienia wpływu rozmiarów cylindrycznej komory oraz warunków przepływu uwzględniających dodatkowy przepływ cieczy. W układach rzeczywistych dodatkowy przepływ cieczy występuje w wyniku przepływu przez uszczelnienia. Kierunek tego przepływu może być odśrodkowy oraz dośrodkowy. Badania wykazują, że wielkości te mają wyraźny wpływ na średnią prędkość wirowania cieczy [3, 4, 5, 7].

* Politechnika Śląska.

W opracowaniu wymiary cylindrycznej komory określone zostały bezwymiarowym stosunkiem szerokości szczeliny s do promienia zewnętrznego tarczy r_z (rys. 1):

$$\sigma = \frac{s}{r_z}. \quad (2)$$

Warunki przepływu określono liczbą Reynoldsa:

$$\mathcal{R} = \frac{\omega_t \cdot r_z^2}{\nu}, \quad (3)$$

gdzie ν [m²/s] — kinematyczny współczynnik lepkości.

Natężenie dodatkowego przepływu określono współczynnikiem przepływu:

$$\varphi = \frac{Q_f}{\nu \cdot r_z}, \quad (4)$$

gdzie Q_f [m³/s] — natężenie dodatkowego przepływu cieczy przez uszczelnienie.

Zagadnienie obejmuje określenie funkcji:

$$\Omega = f(\sigma, \mathcal{R}, \varphi) \quad (5)$$

dla kierunku odśrodkowego i dośrodkowego dodatkowego przepływu cieczy.

2. Analiza teoretyczna

Przepływ cieczy w osłonie cylindrycznej może być przepływem laminarnym lub turbulentnym, który odbywa się w oddzielnych lub wymieszanych warstwach przyściennych [3]. W badaniach przyjęto model, w którym występuje turbulentny przepływ cieczy w oddzielnych warstwach przyściennych (rys. 1). Model ten odpowiada warunkom występującym np. podczas pracy pomp odśrodkowych, ze względu na dużą zwykle szerokość szczeliny pomiędzy kadłubem pompy i tarczami wirnika oraz dużą prędkość kątową wirnika.

Poniżej, na podstawie prac [3, 4, 7], przedstawiono zarys analizy teoretycznej uproszczonego modelu zjawiska, bez uwzględnienia dodatkowego przepływu cieczy.

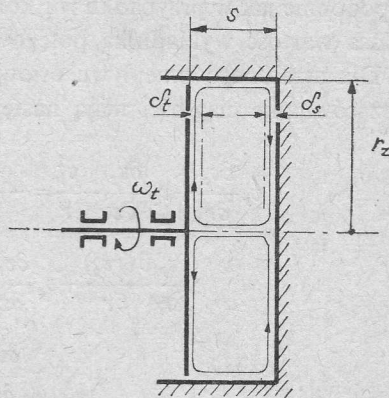
Średnią prędkość wirowania cieczy można wyznaczyć z równowagi momentów oporu na wirującej tarczy i ściankach cylindrycznej osłony, natomiast równania momentów oporu — z przekształconych równań ruchu Naviera i Stokesa. Aby rozwiązać równania ruchu z uwzględnieniem zjawisk lepkości, należy określić profile składowych prędkości w kierunku promieniowym i obwodowym w warstwach przyściennych. Ze względu na małe grubości warstw przyściennych oraz duże występujące w nich zmiany prędkości, doświadczalny pomiar rozkładu prędkości w warstwie przyściennej jest bardzo utrudniony. Doświadczenia wykazują, że przyjęcie rozkładu prędkości w warstwie przyściennej według funkcji wykładniczej lub logarytmicznej prowadzi do wyników potwierdzanych w praktyce.

Przyjęto następujące funkcje określające składowe prędkości na tarczy (rys. 2):

$$v_r = \alpha_t \omega_t r (1 - \Omega) \eta^n (1 - \eta)^4, \quad (6)$$

$$v_u = \omega_t r (1 - \Omega) (1 - \eta^n) + \Omega r \omega_t, \quad (7)$$

gdzie v_r [m/s] – składowa promieniowa prędkości, η – współczynnik odległości od powierzchni tarczy ($\eta = z/\delta_t$, rys. 2), n – wykładnik potęgi ($n = f(\mathcal{R})$), α_t – funkcja Ω oraz n , v_u [m/s] – składowa obwodowa prędkości.



Rys. 1. Model wirującej w osłonie cylindrycznej tarczy

Przedstawione rozkłady prędkości spełniają następujące warunki brzegowe:

$$\eta = 0, \quad v_r = 0, \quad v_u = r\omega_t, \quad (8)$$

$$\eta = 1, \quad v_r = 0, \quad v_u = r\omega_t\Omega.$$

W warstwie przyściennej na ścianie osłony przyjęto rozkład prędkości według następujących funkcji:

$$v_r = \alpha_s \omega_t r \Omega \eta^n (1 - \eta)^4, \quad (9)$$

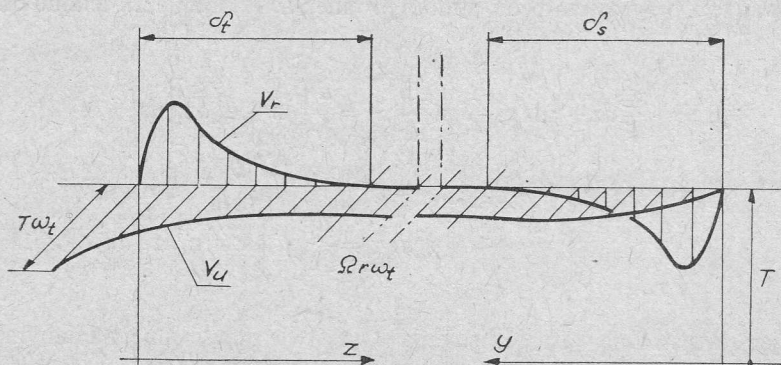
$$v_u = \omega_t r \Omega \eta^n, \quad (10)$$

gdzie η – współczynnik odległości od powierzchni osłony ($\eta = y/\delta_s$, rys. 2), α_s – funkcja Ω oraz n .

Równania powyższe spełniają następujące warunki brzegowe:

$$\eta = 0, \quad v_r = 0, \quad v_u = 0, \quad (11)$$

$$\eta = 1, \quad v_r = 0, \quad v_u = r\omega_t\Omega.$$



Rys. 2. Profile prędkości

Wykładnik potęgowy n jest funkcją liczby Reynoldsa. Zależność ta zabadna w przypadku rur kołowych prostoosiowych, nie jest znana w przypadku układu z wirującą tarczą. Z analizy krzywych rozkładu prędkości [7] w zależności od wartości wykładnika n wynika, że podobnie jak w przypadku rur kołowych prostoosiowych, wraz ze wzrostem liczby Reynoldsa wartość wykładnika potęgowego powinna maleć.

Dla ustalonego przepływu osiowo-symetrycznego cieczy rzeczywistej równania ruchu oraz równanie ciągłości mają następującą postać:

$$v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{v_u^2}{r} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial r} + v \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) - \frac{v_r}{r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right], \quad (12)$$

$$\frac{v_r}{r} \frac{\partial (rv_u)}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_u}{\partial z} = v \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_u}{\partial r} \right) - \frac{v_u}{r^2} + \frac{\partial^2 v_u}{\partial z^2} \right], \quad (13)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \quad (14)$$

gdzie v_z [m/s] – składowa prędkości w kierunku osiowym, p [N/m²] – ciśnienie.

Z powyższych równań można wyprowadzić równania ilości ruchu w warstwach przyściennych tarczy i osłony. Dla tarczy odpowiednie równania dla kierunku promieniowego i obwodowego są następujące:

$$\mu r dr \int_0^{\delta_t} \frac{v_u^2}{r} dz - r dr \tau_r - \delta_t r \frac{d\bar{p}}{dr} dr = \frac{d}{dr} \left[\mu r \int_0^{\delta_t} v_r^2 dz \right] dr, \quad (15)$$

$$r^2 dr \tau_u = \frac{d}{dr} \left[\mu \int_0^{\delta_t} r^2 v_r v_u dz \right] dr. \quad (16)$$

Pierwszy człon równania (15) jest proporcjonalny do siły odśrodkowej działającej na element cieczy, drugi do siły tarcia na powierzchni warstwy, natomiast trzeci człon jest proporcjonalny do przyrostu ciśnienia działającego na element cieczy. Wszystkie te siły są w równowadze z przyrostem pędu wzdłuż promienia. Podobnie na ścianie osłony:

$$\mu r dr \int_0^{\delta_s} \frac{v_u^2}{r} dz + r dr \tau_r - \delta_s r \frac{d\bar{p}}{dr} dr = \frac{d}{dr} \left[\mu r \int_0^{\delta_s} v_r^2 dz \right] dr, \quad (17)$$

$$r^2 dr \tau_u = \frac{d}{dr} \left[\mu \int_0^{\delta_s} r^2 v_r v_u dz \right] dr. \quad (18)$$

Zakładając stałą średnią wartość ciśnienia w warstwie przyściennej na danym promieniu oraz przyjmując, że można wprowadzić do równań ruchu wzory określające naprężenia styczne i grubości warstw przyściennych, to zgodnie z [4, 9] zapiszemy:

$$\tau_r = 0,0225 \mu \left(\frac{v}{\delta} \right)^{1/4} v_{r0} (v_{u0}^2 + v_{r0}^2)^{3/8}, \quad (19)$$

$$\tau_u = 0,0225 \mu \left(\frac{v}{\delta} \right)^{1/4} v_{u0} (v_{u0}^2 + v_{r0}^2)^{3/8}, \quad (20)$$

$$\delta = A \left(\frac{v}{\omega_t} \right)^{1/5} r^{3/5}, \quad (21)$$

gdzie dla tarczy:

$$v_{r0} = \alpha_t \omega_t r (1 - \Omega), \quad (22)$$

$$v_{u0} = \omega_t r (1 - \Omega), \quad (23)$$

natomiast dla osłony:

$$v_{r0} = \alpha_s \omega_t r \Omega, \quad (24)$$

$$v_{u0} = \omega_t r \Omega. \quad (25)$$

Występująca we wzorze (21) funkcja A zależy od Ω i α . Całkując równania ruchu i uwzględniając podane zależności, otrzymuje się dla tarczy następujące równości:

$$r^{13/5} \omega_t^{9/5} v^{1/5} A_t M_1 - r^{13/5} \omega_t^{9/5} v^{1/5} A_t \Omega^2 - 3,6 r^{13/5} \omega_t^{9/5} \times \\ \times v^{1/5} A_t \alpha_t^2 (1 - \Omega)^2 M_2 = 0,0225 \left(\frac{v}{\delta_t} \right)^{1/4} [\omega_t r (1 - \Omega)]^{7/4} \alpha_t (1 + \alpha_t^2)^{3/8} r \quad (26)$$

oraz

$$4,6 r^{8/5} \omega_t^{9/5} v^{1/5} \alpha_t (1 - \Omega) A_t M_3 = 0,0225 \left(\frac{v}{\delta_t} \right)^{1/4} [\omega_t r (1 - \Omega)]^{7/4} (1 + \alpha_t^2)^{3/8}. \quad (27)$$

Dzieląc równania (26) i (27), otrzymuje się:

$$\alpha_t = \left\{ \frac{M_1 - \Omega^2}{(1 - \Omega) [4,6 M_3 + 3,6 (1 - \Omega) M_2]} \right\}^{1/2}. \quad (28)$$

Występujące we wzorze (28) funkcje M_1 , M_2 i M_3 są następującej postaci:

$$M_1 = 1 - \frac{2}{n+1} (1 - \Omega) + \frac{1}{2n+1} (1 - \Omega)^2, \quad (29)$$

$$M_2 = \frac{40320}{9} \prod_{i=1}^n (2n+i), \quad (30)$$

$$M_3 = 24 \left[\frac{1}{\prod_{i=1}^5 (n+i)} - \frac{1}{\prod_{i=1}^5 (2n+i)} (1 - \Omega) \right]. \quad (31)$$

Funkcję A_t otrzymuje się z wzoru (27):

$$A_t = \left(\frac{0,0225}{4,6M_3} \right)^{4/5} (1-\Omega)^{3/5} \alpha_t^{-4/5} (1+\alpha_t^2)^{3/10}. \quad (32)$$

Podobnie w przypadku warstwy przyściennej na osłonie:

$$r^{13/5} \omega_t^{9/5} v^{1/5} A_s M_4 \Omega^2 - r^{13/5} \omega_t^{9/5} v^{1/5} A_s \Omega^2 - 3,6r^{13/5} \omega_t^{9/5} \times \\ \times v^{1/5} A_s \alpha_s^2 \Omega^2 M_2 = -0,0225 \left(\frac{v}{\delta_s} \right)^{1/4} (\omega_t r \Omega)^{7/4} \alpha_s (1+\alpha_s^2)^{3/8} r \quad (33)$$

oraz

$$4,6r^{8/5} \omega_t^{9/5} v^{1/5} \alpha_s \Omega^2 A_s M_5 = 0,0225 \left(\frac{v}{\delta_s} \right)^{1/4} (\omega_t r \Omega)^{7/4} (1+\alpha_s^2)^{3/8}, \quad (34)$$

stąd

$$\alpha_s = \left(\frac{1-M_4}{4,6M_5 - 3,6M_2} \right)^{1/2}, \quad (35)$$

gdzie

$$M_4 = \frac{1}{2n+1}, \quad (36)$$

$$M_5 = \frac{24}{5 \prod_{i=1}^n (2n+i)}. \quad (37)$$

Wyznaczona z równania (34) funkcja A_s ma następującą postać:

$$A_s = \left(\frac{0,0225}{4,6M_5} \right)^{4/5} \Omega^{-1/5} \alpha_s^{-4/5} (1+\alpha_s^2)^{3/10}. \quad (38)$$

Zakładając dla ustalonych warunków przepływu równowagę momentów oporu na wirującej tarczy i osłonie, wyznaczonych z wzoru następującej postaci:

$$M = 2\pi \int_0^{r_z} r^2 \tau_u dr \quad (39)$$

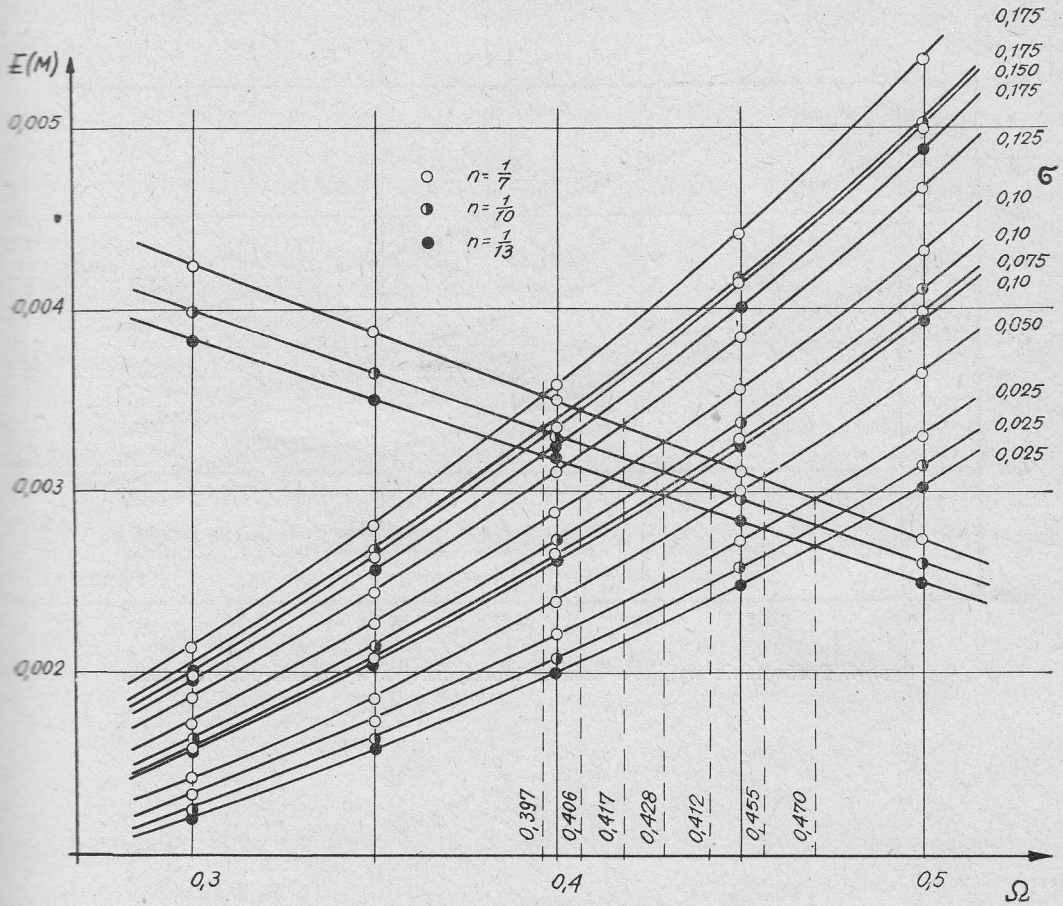
i na ścianie osłony w jej części cylindrycznej z wzoru

$$M = 2\pi r_z^2 s \tau_{uc}, \quad (40)$$

można wyznaczyć średnią prędkość wirowania cieczy w zależności od szczeliny (rys. 3 i 4).

Jak wynika z przedstawionego rozwiązania, wyniki podane w pracy [3] są niezależne od wartości wykładnika potęgowego użytego do analizy zjawiska. Oznacza to, że wartość średniej prędkości wirowania cieczy nie zależy od prędkości wirowania tarczy, dla hydraulicznie gładkich powierzchni ograniczających ten obszar cieczy.

Z rozwiązania wynika również, że wzrost szczeliny osiowej powoduje spadek średniej prędkości wirowania cieczy.

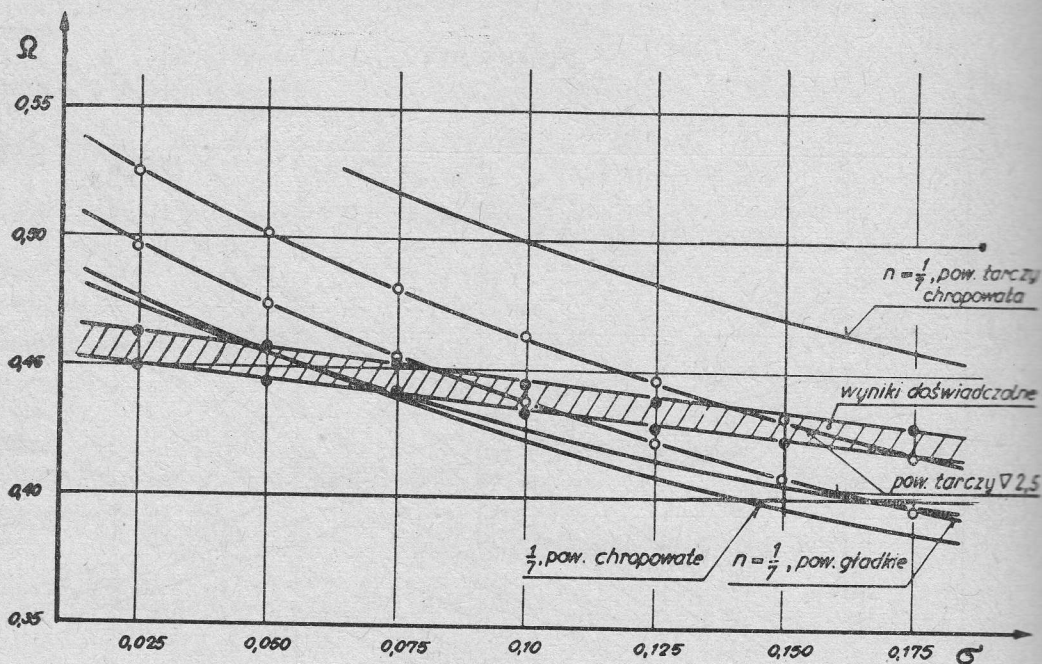


Rys. 3. Rozwiązanie układu równań analizy teoretycznej

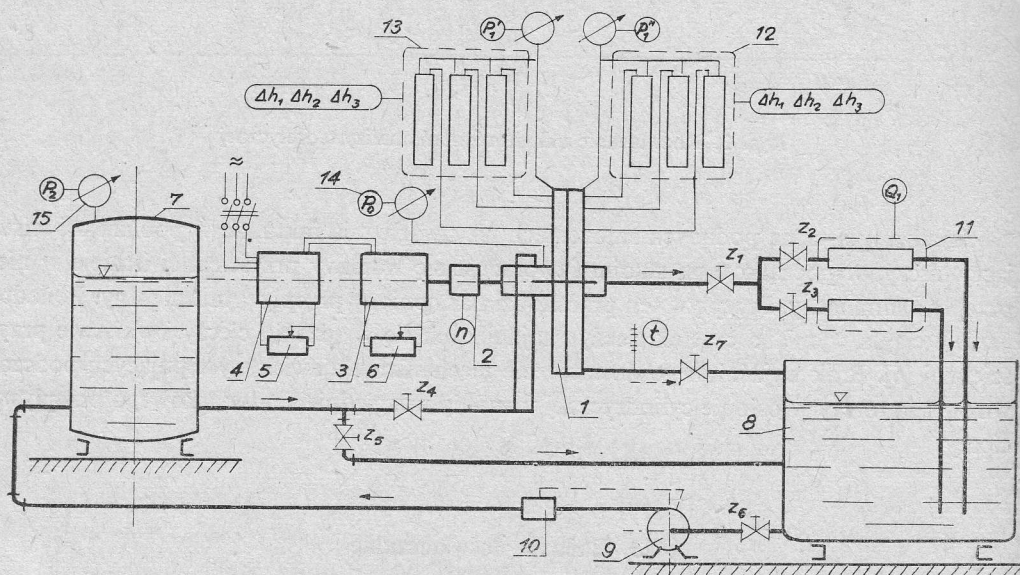
Analiza oparta na podanych założeniach nie uwzględnia faktu, że w pobliżu osi wirującej tarczy, w początkowym stadium tworzenia się warstwy przyściennej istnieje w niej przepływ laminarny. Przepływ ten przechodzi następnie w przepływ turbulentny. Ponadto istnieje ciągła wymiana cząstek cieczy znajdujących się w rdzeniu cieczy i warstwie przyściennej [6]. Brak wyjaśnionego dostatecznie mechanizmu zjawisk występujących podczas wirowania tarczy w osłonie cylindrycznej utrudnia uwzględnienie dodatkowego przepływu cieczy.

3. Badania doświadczalne

Celem badań było określenie postaci funkcji $\Omega = f(\sigma, \mathcal{R}, \varphi)$. Dla uzyskania wyników doświadczalnych zbudowano stanowisko, którego schemat przedstawiono na rys. 5. Zakres zmian parametrów ustalono na podstawie analizy wielkości konstrukcyjnych oraz



Rys. 4. Porównanie wyników analizy teoretycznej z wynikami doświadczenia



Rys. 5. Schemat stanowiska doświadczalnego

1 - wirująca w osłonie tarcza, 2, 3, 4, 5, 6 - układ napędowy typu Leonarda z przekładnią, 7, 8 - zbiorniki, 9 - pompa zasilająca, 10 - regulator ciśnienia, 11 - pomiar natężenia przepływu, 12, 13 - pomiar przyrostów ciśnienia, 14, 15 - manometry kontrolne

ruchowych występujących w pompach przemysłowych. Do badania użyto wody o temperaturze 18°C.

Badania przeprowadzono przy prędkościach: $n_1=1500$ obr/min, $n_2=2000$ obr/min oraz $n_3=2500$ obr/min. Średnicę tarczy przyjęto równą 240 mm. Dla tych parametrów wartość liczby Reynoldsa wynosiła: $1,98071 \cdot 10^6$, $2,64053 \cdot 10^6$ i $3,3016 \cdot 10^6$. Ustalono zakres zmiany współczynnika przepływu $\varphi=0 \div 1200$ oraz zakres zmiany zredukowanej szerokości szczeliny osiowej $\sigma=0,025 \div 0,175$.

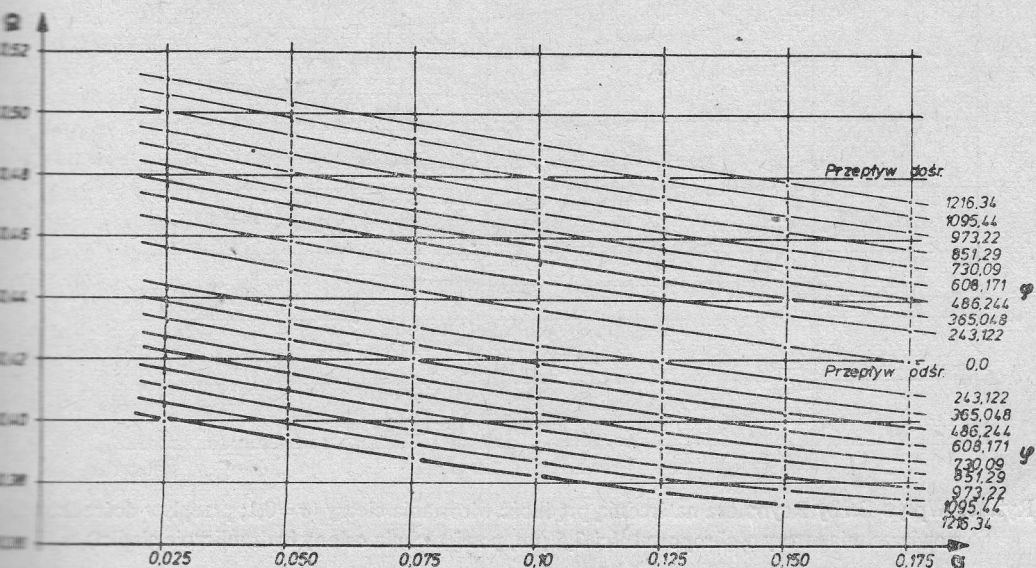
Stosunek prędkości wirowania cieczy do prędkości wirowania tarczy wyznaczono na podstawie promieniowego rozkładu ciśnienia. Wstępne pomiary paraboli ciśnienia wzdłuż osi pionowej oraz poziomej wykazały pełną symetrię paraboloidy stałego ciśnienia. Sugeruje to, że dla przyjętych w doświadczeniu prędkości obrotowych, można pominąć wpływ przyspieszenia ziemskiego. Wykresy promieniowego rozkładu ciśnienia wykazują, że w przypadku dodatkowego przepływu, rozkład ciśnienia różni się od rozkładu wzdłuż paraboli drugiego stopnia. Pomiary wykazały, że odchyłki te nie przekraczają 0,8% wartości ciśnienia występującego w danym miejscu. Z tego względu przyjęto w doświadczeniu rozkład ciśnienia wzdłuż promienia według paraboli drugiego stopnia.

4. Wyniki badań

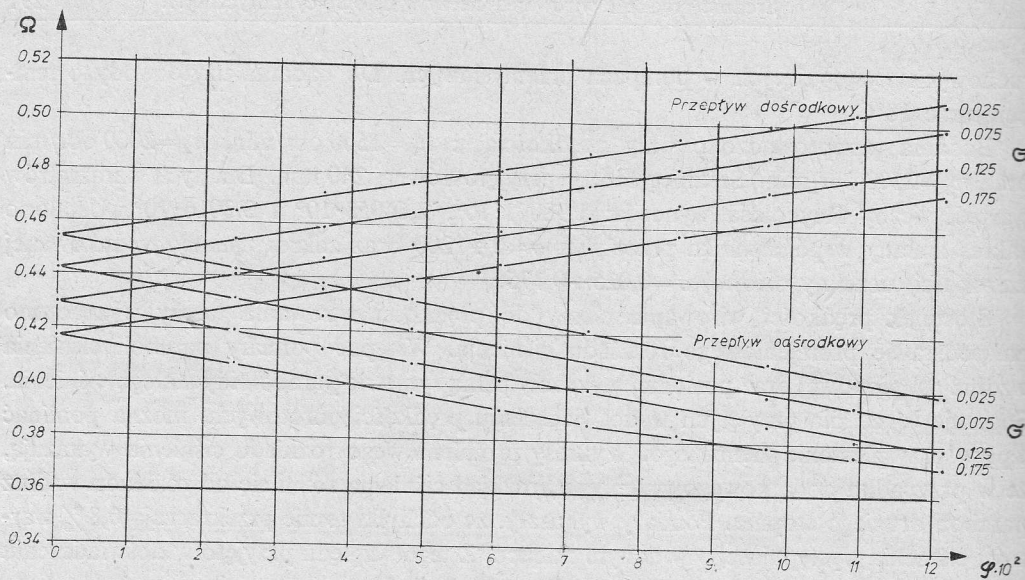
Parabolę stałego ciśnienia można przedstawić za pomocą następującego wzoru:

$$dH = \frac{1}{g} \Omega^2 \omega_i^2 r dr. \quad (41)$$

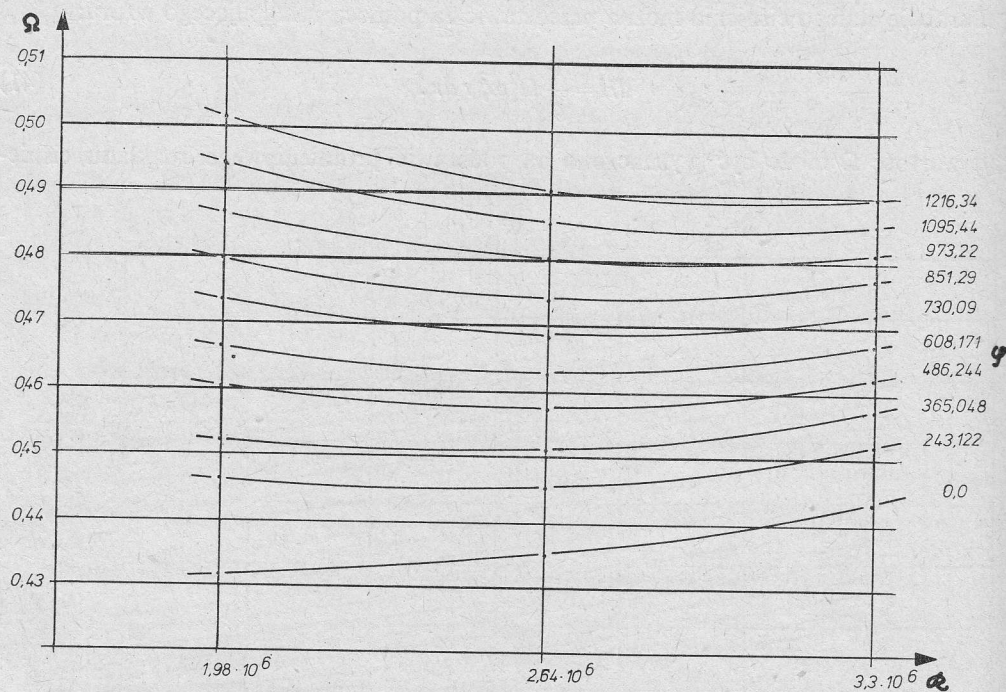
Stąd wartość Ω może być wyznaczona na podstawie promieniowego rozkładu ciśnie-



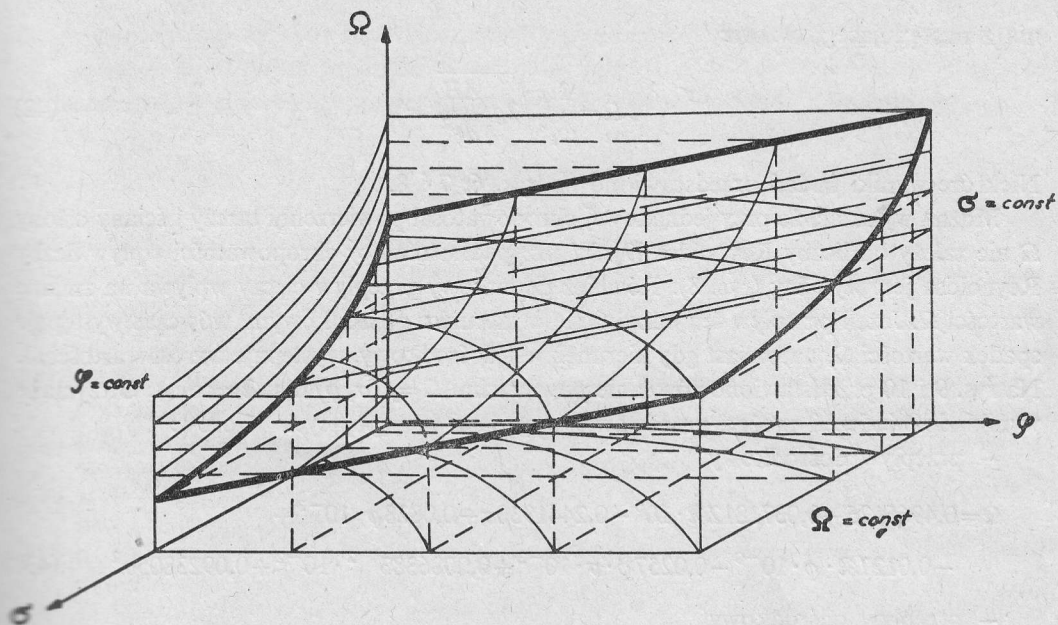
Rys. 6. Wpływ szerokości szczeliny osiowej na średnią prędkość wirowania cieczy $\Omega = 2,64 \cdot 10^6$



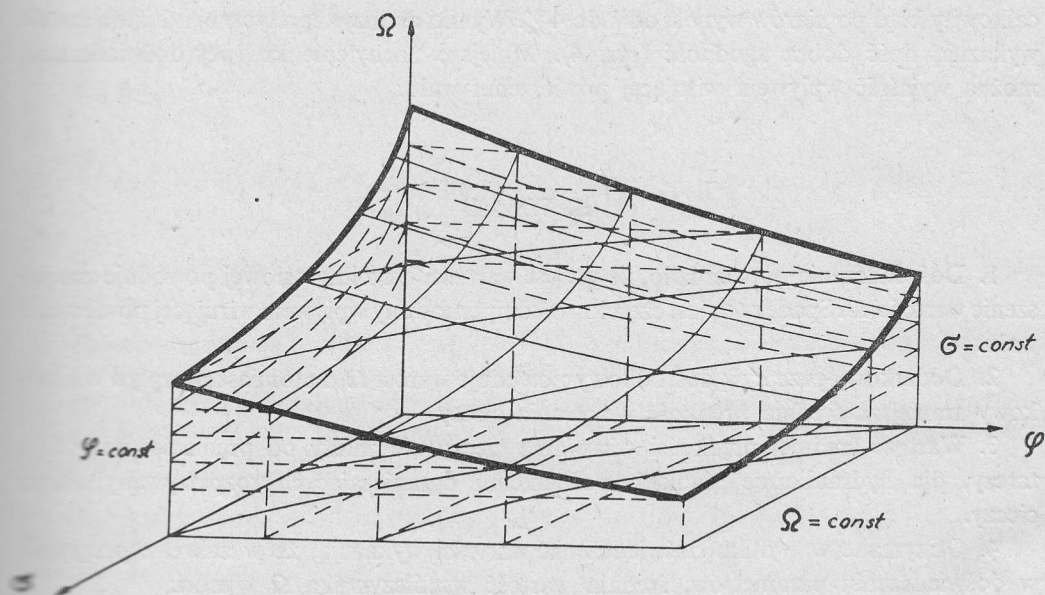
Rys. 7. Wpływ dodatkowego przepływu na średnią prędkość wirowania cieczy $Re = 2,64 \cdot 10^6$



Rys. 8. Wpływ liczby Reynoldsa na średnią prędkość wirowania cieczy ($\sigma = 0,1$; przepływ dośrodkowy, powierzchnia tarczy o chropowatości $2,5 \mu m$, powierzchnia osłony hydraulicznie gładka)



Rys. 9. Równanie powierzchni $\Omega = f(\sigma, \varphi)$ dla $\mathcal{R} = \text{const}$, przepływ dośrodkowy



Rys. 10. Równanie powierzchni $\Omega = f(\sigma, \varphi)$ dla $\mathcal{R} = \text{const}$, przepływ odśrodkowy

nia z następującego wzoru:

$$\Omega = \frac{1}{\omega_i} \sqrt{2g \frac{\Delta H}{\Delta r^2}} \quad (42)$$

Niektóre wyniki badań przedstawiono na rys. 6, 7 i 8.

Można wykazać, że przy jednakowej chropowatości powierzchni tarczy i ściany osłony Ω nie zależy od liczby Reynoldsa [7]. W przypadku różnicy chropowatości wpływ liczby Reynoldsa jest wyraźny (rys. 8). Również dodatkowy przepływ cieczy wpływa na zmianę wartości Ω . Jeżeli przepływ ten odbywa się w kierunku odśrodkowym, wówczas występuje spadek wartości Ω , natomiast gdy kierunek jest dośrodkowy, występuje wzrost wartości Ω . Na rys. 9 i 10 przedstawiono równanie powierzchni $\Omega = f(\sigma, \varphi)$ dla $\mathcal{R} = \text{const}$. Otrzymane wyniki doświadczeń można przedstawić w postaci następujących wzorów:

– przepływ dośrodkowy

$$\begin{aligned} \Omega = & 0,4965125 - 0,0371812\mathcal{R} \cdot 10^6 - 0,2441930\sigma + 0,0828\varphi \cdot 10^{-3} + \\ & - 0,0127\mathcal{R} \cdot \varphi \cdot 10^{-9} - 0,0257\varphi \cdot \sigma \cdot 10^{-3} + 0,0086383 \mathcal{R}^2 \cdot 10^{-2} + 0,0923805\sigma^2, \end{aligned} \quad (43)$$

– przepływ odśrodkowy

$$\begin{aligned} \Omega = & 0,4420754 + 0,008086\mathcal{R} \cdot 10^{-6} - 0,3031629\sigma - 0,0864304\varphi \cdot 10^{-3} + \\ & + 0,0128688\mathcal{R} \cdot \varphi \cdot 10^{-9} + 0,0297611\sigma \cdot \varphi \cdot 10^{-3} + 0,0001016\mathcal{R}^2 \cdot 10^{-12} + \\ & + 0,2809523\sigma^2 + 0,0039375\varphi^2 \cdot 10^{-6}. \end{aligned} \quad (44)$$

Wariancje resztowe wynoszą odpowiednio: $+0,74 \cdot 10^{-4}$ oraz $+0,02 \cdot 10^{-5}$. Natomiast całkowity błąd pomiarów wynosi od 1 do 4%. Wyniki analizy teoretycznej i doświadczenia wykazują dość dobrą zgodność (rys. 4). Mniejsze nachylenie krzywej doświadczalnej można wyjaśnić wpływem wirującej powierzchni wału.

5. Wnioski

1. Doświadczenie potwierdziło, że wzrost wartości szczeliny osiowej powoduje zmniejszenie wartości Ω . Spadek ten jest częściowo kompensowany wpływem wirującej powierzchni wału.

2. Dodatkowy przepływ dośrodkowy powoduje wzrost Ω , natomiast przepływ odśrodkowy zmniejsza średnią prędkość wirowania cieczy.

3. Wartość średniej prędkości wirowania cieczy nie zależy od prędkości wirowania tarczy, dla hydraulicznie gładkich powierzchni ograniczających rozpatrywany obszar cieczy.

4. Otrzymane w wyniku doświadczenia wartości wykazują, że w zakresie przyjętych w doświadczeniu parametrów, średnia wartość współczynnika Ω wynosi:

dla przepływów dośrodkowych – $\Omega = 0,469$,

dla przepływów odśrodkowych – $\Omega = 0,407$.

5. Porównanie wyników doświadczalnych z wynikami otrzymanymi z analizy teoretycznej wykazuje dość dobrą zgodność. Sugeruje to możliwość stosowania podanych założeń upraszczających do analizy teoretycznej promieniowego rozkładu ciśnienia.

Literatura

- [1] F. J. Bayley, L. Conway, *Fluid friction and leakage between a stationary and rotating disc*. Journal Mechanical Engineering Science, Vol. 6 No 2, 1964.
- [2] J. M. Caplin, *Issledowanie tyczenia w zazorie między niepodwiznoj stienkoj i wraszczajuszczimsia diskom*. Energomaszynostrojenije, No. 8, 1967.
- [3] J. W. Daily, R. E. Nece, *Chamber dimension effects on induced flow and frictional resistance of enclosed rotating disks*. Journal of Basic Engineering, March 1960.
- [4] L. A. Dorfman, *Gidrodinamiczeskoje soprotiwlenije i tieplootdacza wraszczajuszczichsia tiel*. Gosudarstwennoje Izdatielstwo Fiziko-Matiematiczeskoj Litieratury, Moskwa 1960.
- [5] H. F. Due, *An empirical method for calculating radial pressure distribution on rotating disks*. Journal of Engineering for Power, April 1966.
- [6] R. Gryboś, *Moment oporowy cienkiej tarczy wirującej w osłonie, laminarne przepływy wtórne*. Rozprawy Inżynierskie, t. 21, z. 1, 1973.
- [7] J. Grychowski, *Promieniowy rozkład ciśnienia w osłonie cylindrycznej ograniczonej wirującą tarczą z dodatkowym przepływem cieczy*. Rozprawa doktorska pod kierunkiem prof. dr hab. inż. Macieja Zarzyckiego, 1969.
- [8] C. Pfleiderer, H. Petermann, *Strömungsmaschinen*. Springer-Verlag, Berlin 1964.
- [9] L. Prandtl, *Dynamika przepływów*. PWN, Warszawa 1956.
- [10] A. J. Stepanoff, *Centrobieżnyje i osiewyje nasosy*. Gousdarstwennoje Nauczno-Tiechniczekoje Izdatielstwo Maszynostroitelnoj Litieratury, Moskwa 1960.
- [11] A. T. Troskoleński, S. Łazarkiewicz, *Pompy wirowe*. WNT, Warszawa 1968.

The Mean Whirling Speed of Liquids inside a Cylindrical Casing Limited by a Rotating Disk with Additional Liquid Flow

Summary

Based on the method described in the literature [3, 4], a theoretical analysis of the effect of the geometrical features and motive conditions of a cylindrical casing, limited by a rotating disk, upon the mean whirling speed of liquids inside that casing is presented. It has been shown that the change in the value of the exponent in the equation, which determines the distribution of speed in a boundary layer within the turbulent flow range with separate boundary layers, does not influence its solution.

Moreover, the results of experimental investigations for the determination of the mean velocity of whirling of the liquid contained inside the casing are presented. The mean whirling velocity of the liquid has been determined on the basis of the radial distribution of pressure, depending on the assumed variable constructional and operating parameters. In the course of the experiments the width of the axial clearance as well as the whirling velocity of the disk and the direction and intensity of the additional liquid flow were constantly changed. The results of these investigations were compared with those of the theoretical analysis and presented in the form of diagrams and a formula for calculations.

Средняя скорость ротации жидкости в цилиндрическом кожухе, ограниченном вращающимся диском с добавочным потоком жидкости

Резюме

В работе, на основе метода, представленного в работах [3 и 4], проведен теоретический анализ геометрических свойств и условий движения системы цилиндрического кожуха, ограниченного вращающимся диском, на среднюю скорость ротации жидкости в этом кожухе. Доказано, что изменение величины показателя степени в формуле, определяющей распределение скоростей в пограничном слое в пределах турбулентного течения с отдельными пограничными слоями не влияет на решение. Кроме того, представлены результаты экспериментальных исследований по определению средней скорости ротации жидкости в кожухе. Средняя скорость ротации жидкости определена на основе радиального распределения давления и зависимости от принятых переменных конструктивных и динамических параметров. Во время опыта изменялись: ширина осевого зазора, скорость вращения диска, а также направление и интенсивность добавочного потока жидкости. Результаты исследований были сопоставлены с результатами теоретического анализа и приведены в виде диаграмм и расчетной формулы.