

HYDROMAGNETYCZNY PRZEPŁYW CIECZY LEPKIEJ W SZCZELINIE MIĘDZY WIRUJĄCYMI POWIERZCHNIAMI OBROTOWYMI

EDWARD WALICKI (BYDGOSZCZ)

Wstęp

Laminarny przepływ cieczy lepkiej w szczelinie między wirującymi powierzchniami obrotowymi [1 - 3] od dawna zwracał uwagę ze względu na możliwości szerokich zastosowań praktycznych zarówno w badaniach przepływowych maszyn wirnikowych, jak i w teorii ślizgowych łożysk wzdłużnych.

Ostatnio coraz większe zainteresowanie budzą tego rodzaju przepływy cieczy lepkiej i przewodzącej, zachodzące w obecności pola elektrycznego i magnetycznego.

W pracy [4] zbadano hydromagnetyczny przepływ cieczy lepkiej w szczelinie między drgającymi skrętnie tarczami. Podobne zagadnienie — przy założeniu porowatości jednej z tarcz — rozważono w pracy [10]. W pracach [5 - 9, 11 - 13] rozważano ustalone przepływy między płaskimi tarczami stanowiącymi modele wzdłużnych łożysk ślizgowych.

Prace [14, 15] zawierają opisy przepływów pełzających (w przybliżeniu Reynoldsa) cieczy lepkich w kanałach pierścieniowych w obecności silnych pól magnetycznych.

Celem tej pracy jest podanie w postaci ogólnej rozwiązania zlinearyzowanych równań ruchu ustalonego lepkiej cieczy przewodzącej o stałej lepkości i przewodności w szczelinie między wirującymi powierzchniami obrotowymi o dowolnym kształcie, poddanej działaniu pola magnetycznego o stałym natężeniu. Zagadnienie rozwiązano zakładając, że magnetyczna liczba Reynoldsa jest mała, co pozwala pominąć indukowane pole magnetyczne.

1. Równania ruchu

Równaniami ruchu ustalonego hydromagnetycznego przepływu cieczy lepkiej są następujące [16, 17]:

równanie ciągłości

$$(1.1) \quad \nabla \cdot \bar{v} = 0;$$

równanie pędu

$$(1.2) \quad \rho(\bar{v} \cdot \nabla)\bar{v} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \bar{v} + \bar{J} \times \bar{B};$$

równania Maxwella

$$(1.3) \quad \nabla \times \bar{E} = 0,$$

$$(1.4) \quad \nabla \times \bar{B} = \mu_e \bar{J},$$

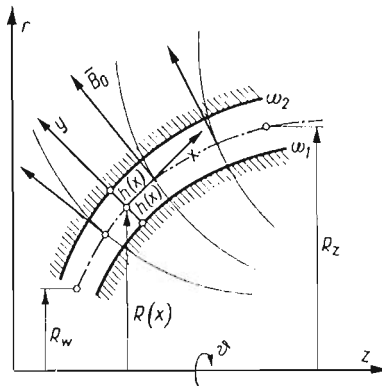
$$(1.5) \quad \nabla \cdot \bar{B} = 0$$

oraz prawo Ohma

$$(1.6) \quad \bar{J} = \sigma(\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B}).$$

Równań tych użyjemy do zbadania przepływu cieczy w wąskiej szczelinie między powierzchniami obrotowymi o wspólnej osi symetrii (rys. 1), z których wewnętrzna wiruje z prędkością kątową ω_1 , a zewnętrzna — z prędkością kątową ω_2 . Dodatkowo założymy, że wektor pola magnetycznego $\vec{B}(0, 0, B_0)$ jest prostopadły do linii symetrii szczeliny.

Wprowadźmy krzywoliniowy układ współrzędnych x, θ, y , przy czym oś x niech będzie skierowana wzdłuż linii symetrii południkowego przekroju szczeliny, oś y prostopadle do linii symetrii szczeliny.



Rys. 1

Dokonując w równaniach ruchu (1.1) - (1.6) odpowiednich przejść asymptotycznych charakterystycznych dla przepływów w cienkich warstwach cieczy ($h \ll R$) zachodzących przy małych magnetycznych liczbach Reynoldsa [3, 4, 10] można sprowadzić te równania do układu

$$(1.7) \quad \frac{1}{R} \frac{\partial(Rv_x)}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0,$$

$$(1.8) \quad -\rho \frac{R'}{R} v_0^2 = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} - \sigma B_0^2 v_x,$$

$$(1.9) \quad 0 = \mu \frac{\partial^2 v_0}{\partial y^2} - \sigma B_0^2 v_0,$$

$$(1.10) \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0,$$

gdzie primem oznaczono pochodną względem zmiennej x . Równań tych użyjemy do zbadania przepływu cieczy w szczelinie.

2. Całki równań ruchu

Rozwiązania równań ruchu powinny spełniać warunki brzegowe:

$$(2.1) \quad v_x(x, \pm h) = 0,$$

$$(2.2) \quad v_0(x, -h) = R(x)\omega_1, \quad v_0(x, +h) = R(x)\omega_2,$$

$$(2.3) \quad v_y(x, \pm h) = 0.$$

Ponadto na wlocie i wylocie ze szczeliny powinny być spełnione warunki brzegowe dotyczące ciśnienia:

$$(2.4) \quad p = p_w \quad \text{dla} \quad x = x_w,$$

$$(2.5) \quad p = p_z \quad \text{dla} \quad x = x_z,$$

gdzie przez x_w oznaczono współrzędną wlotu na linii symetrii przekroju południkowego szczeliny, a przez x_z — współrzędną wylotu na tej linii.

Całkując równanie (1.9) względem zmiennej y i wyznaczając stałe całkowania z warunków brzegowych (2.2), otrzymamy

$$(2.6) \quad v_\theta = \frac{R}{2} \left[(\omega_1 + \omega_2) \frac{\text{ch}ky}{\text{ch}kh} - (\omega_1 - \omega_2) \frac{\text{sh}ky}{\text{sh}kh} \right],$$

tutaj oznaczono dla uproszczenia

$$(2.7) \quad k = B_0 \sqrt{\frac{\sigma}{\mu}}.$$

Z równania (1.10) wynika, że

$$(2.8) \quad p = p(x).$$

Następnie całkując równanie ciągłości (1.7) w poprzek szczeliny i uwzględniając warunki brzegowe dostaniemy

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial x} R \int_{-h}^{+h} v_x dy + v_y \Big|_{-h}^{+h} = 0,$$

a stąd wynika

$$(2.9) \quad \int_{-h}^{+h} v_x dy = \frac{C_1}{R(x)}.$$

Podstawiając wartość składowej prędkości v_θ ze wzoru (2.6) do równania (1.8) otrzymamy po scałkowaniu i uwzględnieniu warunku brzegowego (2.1) oraz zależności (2.8):

$$(2.10) \quad v_x = \frac{1}{\mu k^2} \left(\frac{\text{ch}ky}{\text{ch}kh} - 1 \right) \frac{dp}{dx} - \frac{RR'}{12\nu k^2} \left\{ \frac{(\omega_1 + \omega_2)^2}{\text{ch}^2 kh} \left[(\text{sh}^2 ky - 1) - (\text{sh}^2 kh - 1) \frac{\text{ch}ky}{\text{ch}kh} \right] - \frac{4(\omega_1^2 - \omega_2^2)}{\text{sh} 2kh} (\text{ch}ky - \text{ch}kh) \text{sh}ky + \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{\text{sh}^2 kh} \left[(\text{ch}^2 ky + 1) - (\text{ch}^2 kh + 1) \frac{\text{ch}ky}{\text{ch}kh} \right] \right\}.$$

Po uwzględnieniu (2.10) w (2.9) i po wykonaniu całkowania znajdziemy

$$(2.11) \quad p = B(x) + \frac{[A(x) - A_z](p_w - B_w) - [A(x) - A_w](p_z - B_z)}{A_w - A_z},$$

gdzie oznaczono

$$A(x) = \int \frac{dx}{(\text{th}kh - kh)R}, \quad A_w = A(x_w), \quad A_z = A(x_z),$$

$$(2.12) \quad B(x) = \frac{\varrho}{48} \int \frac{RR'}{\text{th}kh - kh} \left\{ \frac{(\omega_1 + \omega_2)^2}{\text{ch}^2kh} [\text{sh}2kh - 6kh - \right.$$

$$\left. - 4(\text{sh}^2kh - 1)\text{th}kh] + \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{\text{sh}^2kh} [\text{sh}2kh + 6kh - 4(\text{ch}^2kh + 1)\text{th}kh] \right\} dx,$$

$$B_w = B(x_w), \quad B_z = B(x_z).$$

Wprowadzając (2.11) do (2.10) wyznaczymy

$$(2.13) \quad v_x = \frac{1}{\mu Rk^2} \frac{p_w - B_w - (p_z - B_z)}{(A_w - A_z)(\text{th}kh - kh)} \left(\frac{\text{ch}ky}{\text{ch}kh} - 1 \right) -$$

$$- \frac{RR'}{12\nu k^2} \left\{ \frac{(\omega_1 + \omega_2)^2}{\text{ch}^2kh} \left[\text{sh}^2ky - 1 - (\text{sh}^2kh - 1) \frac{\text{ch}ky}{\text{ch}kh} + \right. \right.$$

$$\left. + \frac{4(\text{sh}^2kh - 1)\text{th}kh - (\text{sh}2kh - 6kh)}{4(\text{th}kh - kh)} \left(\frac{\text{ch}ky}{\text{ch}kh} - 1 \right) \right] -$$

$$- \frac{4(\omega_1^2 - \omega_2^2)}{\text{sh}2kh} (\text{ch}ky - \text{ch}kh)\text{sh}ky + \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{\text{sh}^2kh} \left[\text{ch}^2ky + 1 - \right.$$

$$\left. - (\text{ch}^2kh + 1) \frac{\text{ch}ky}{\text{ch}kh} + \frac{4(\text{ch}^2kh + 1)\text{th}kh - (\text{sh}2kh + 6kh)}{4(\text{th}kh - kh)} \left(\frac{\text{ch}ky}{\text{ch}kh} - 1 \right) \right] \right\}.$$

Składową prędkości v_y wyznaczymy podstawiając (2.13) do (1.7) i całkując otrzymane wyrażenie względem zmiennej y :

$$(2.14) \quad v_y = - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{\mu k^3} \frac{p_w - B_w - (p_z - B_z)}{(A_w - A_z)(\text{th}kh - kh)} \left(\frac{\text{sh}ky}{\text{ch}kh} - ky \right) - \right.$$

$$- \frac{R^2 R'}{12\nu k^3} \left\{ \frac{(\omega_1 + \omega_2)^2}{4\text{ch}^2kh} \left[\text{sh}2ky - 6ky - 4(\text{sh}^2kh - 1) \frac{\text{sh}ky}{\text{ch}kh} + \right. \right.$$

$$\left. + \frac{4(\text{sh}^2kh - 1)\text{th}kh - (\text{sh}2kh - 6kh)}{\text{th}kh - kh} \left(\frac{\text{sh}ky}{\text{ch}kh} - ky \right) \right] -$$

$$- \frac{2(\omega_1^2 - \omega_2^2)}{\text{sh}2kh} (\text{ch}ky - \text{ch}kh)^2 + \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{4\text{sh}^2kh} \left[\text{sh}2ky + 6ky - \right.$$

$$\left. - 4(\text{ch}^2kh + 1) \frac{\text{sh}ky}{\text{ch}kh} + \frac{4(\text{ch}^2kh + 1)\text{th}kh - (\text{sh}2kh + 6kh)}{\text{th}kh - kh} \left(\frac{\text{sh}ky}{\text{ch}kh} - ky \right) \right] \right\}.$$

Równania (2.6), (2.11), (2.13) oraz (2.14) pozwalają określić składowe prędkości i rozkład ciśnienia w przewodzącej cieczy lepkiej przepływającej w szczelinie między wirującymi powierzchniami obrotowymi w obecności pola magnetycznego prostopadłego do linii symetrii przekroju szczeliny.

3. Dyskusja otrzymanych wyników

Aby przeprowadzić analizę otrzymanych wyników założymy dla uproszczenia, że wiruje tylko powierzchnia wewnętrzna, co wyrazi się zależnościami

$$(3.1) \quad \omega_1 = \omega \neq 0, \quad \omega_2 = 0.$$

Wprowadzając bezwymiarową współrzędną η w kierunku prostopadłym do osi symetrii szczeliny oraz oznaczając

$$(3.2) \quad \eta = \frac{y}{h}, \quad H = kh,$$

można wzory (2.6), (2.13) oraz (2.14) określające rozkład prędkości w szczelinie przedstawić w postaci

$$(3.3) \quad v_0 = D_1 f_1(H; \eta),$$

$$(3.4) \quad v_x = D_2 f_2(H; \eta) + D_3 f_3(H; \eta),$$

$$(3.5) \quad v_y = D_4 f_4(H; \eta) + D_5 f_5(H; \eta) + D_6 f_6(H; \eta),$$

gdzie dla uproszczenia oznaczono

$$(3.6) \quad f_1(H; \eta) = \frac{\text{ch } H\eta}{\text{ch } H} - \frac{\text{sh } H\eta}{\text{sh } H},$$

$$(3.7) \quad f_2(H; \eta) = -\frac{2}{H^2} \left(\frac{\text{ch } H\eta}{\text{ch } H} - 1 \right),$$

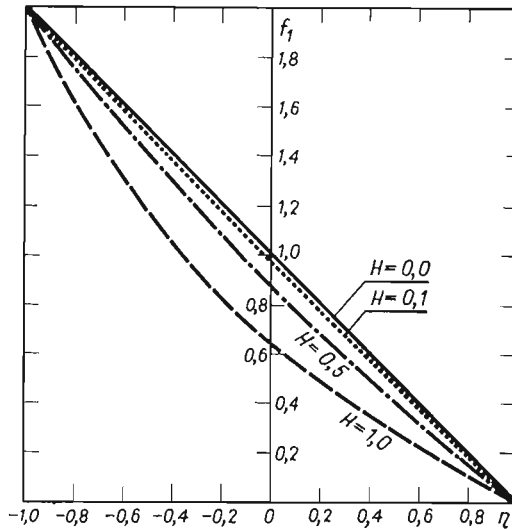
$$(3.8) \quad f_3(H; \eta) = \frac{1}{H^2} \left\{ \frac{1}{\text{ch}^2 H} \left[\text{sh}^2 H\eta - 1 - (\text{sh}^2 H - 1) \frac{\text{ch } H\eta}{\text{ch } H} + \frac{4(\text{sh}^2 H - 1)\text{th } H - \text{sh } 2H + 6H}{4(\text{th } H - H)} \left(\frac{\text{ch } H\eta}{\text{ch } H} - 1 \right) \right] - \frac{4}{\text{sh } 2H} (\text{ch } H\eta - \text{ch } H) \text{sh } H\eta + \frac{1}{\text{sh}^2 H} \left[\text{ch}^2 H\eta + 1 - (\text{ch}^2 H + 1) \frac{\text{ch } H\eta}{\text{ch } H} + \frac{4(\text{ch}^2 H + 1)\text{th } H - \text{sh } 2H - 6H}{4(\text{th } H - H)} \left(\frac{\text{ch } H\eta}{\text{ch } H} - 1 \right) \right] \right\},$$

$$(3.9) \quad f_4(H; \eta) = \frac{1}{H^3} \left\{ \frac{1}{4\text{ch}^2 H} \left[\text{sh } 2H\eta - 6H\eta - 4(\text{sh}^2 H - 1) \frac{\text{sh } H\eta}{\text{ch } H} + \frac{4(\text{sh}^2 H - 1)\text{th } H - \text{sh } 2H + 6H}{\text{th } H - H} \left(\frac{\text{sh } H\eta}{\text{ch } H} - H\eta \right) \right] - \frac{2}{\text{sh } 2H} (\text{ch } H\eta - \text{ch } H)^2 + \frac{1}{4\text{sh}^2 H} \left[\text{sh } 2H\eta + 6H\eta - 4(\text{ch}^2 H + 1) \frac{\text{sh } H\eta}{\text{ch } H} + \frac{4(\text{ch}^2 H + 1)\text{th } H - \text{sh } 2H - 6H}{\text{th } H - H} \left(\frac{\text{sh } H\eta}{\text{ch } H} - H\eta \right) \right] \right\},$$

$$(3.10) \quad f_5(H; \eta) = \frac{6}{H^4} (H \text{sh } H\eta - H\eta \text{sh } H),$$

$$\begin{aligned}
 (3.11) \quad f_6(H; \eta) = & \frac{1}{H^2} \left\{ \frac{\operatorname{ch} 2H}{(\operatorname{th} H - H) \operatorname{sh}^2 2H} \left[\frac{6H + 4H \operatorname{sh}^2 H - 3 \operatorname{sh} 2H}{\operatorname{ch}^2 H} \operatorname{sh} H \operatorname{sh} H \eta + \right. \right. \\
 & + \left. \frac{6 \operatorname{sh}^2 H \operatorname{th} H - 2H \operatorname{th}^2 H - 4H \operatorname{sh}^2 H}{\operatorname{th} H - H} \left(\frac{\operatorname{sh} H \eta}{\operatorname{ch} H} - H \eta \right) \right] + \\
 & + 4 \frac{\operatorname{ch} 2H \operatorname{ch} H \eta - \operatorname{ch} H}{\operatorname{sh}^2 2H} (\operatorname{ch} H \eta - \operatorname{ch} H) - \frac{\operatorname{sh} H}{2 \operatorname{ch}^3 H} \left[\operatorname{sh} 2H \eta - \right. \\
 & - 6H \eta - 4(\operatorname{sh}^2 H - 1) \frac{\operatorname{sh} H \eta}{\operatorname{ch} H} + \left. \frac{4(\operatorname{sh}^2 H - 1) \operatorname{th} H - \operatorname{sh} 2H + 6H}{\operatorname{th} H - H} \left(\frac{\operatorname{sh} H \eta}{\operatorname{ch} H} - \right. \right. \\
 & \left. \left. - H \eta \right) \right] - \frac{\operatorname{ch} H}{2 \operatorname{sh}^3 H} \left[\operatorname{sh} 2H \eta + 6H \eta - 4(\operatorname{ch}^2 H + 1) \frac{\operatorname{sh} H \eta}{\operatorname{ch} H} + \right. \\
 & \left. + \frac{4(\operatorname{ch}^2 H + 1) \operatorname{th} H - \operatorname{sh} 2H - 6H}{\operatorname{th} H - H} \left(\frac{\operatorname{sh} H \eta}{\operatorname{ch} H} - H \eta \right) \right] \left. \right\}.
 \end{aligned}$$

Tutaj D_i oznaczają współczynniki zależne od lokalnego położenia przekroju poprzecznego szczeliny.



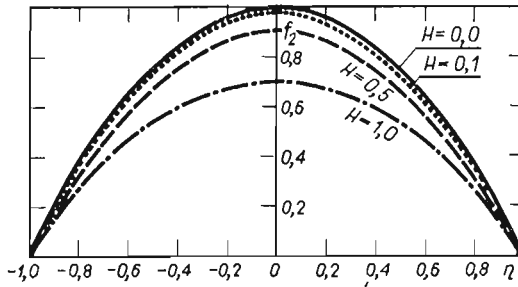
Rys. 2

Z analizy otrzymanych wzorów wynika, że przepływ w szczelinie jest wywołany przez dwa czynniki: ruch wirowy powierzchni ograniczających szczelinę (w analizowanym przypadku przez ruch wirowy powierzchni wewnętrznej) oraz przez różnicę ciśnień między wlotem i wylotem szczeliny.

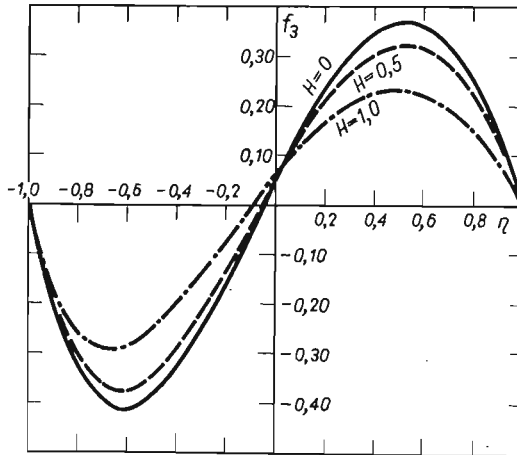
Wzór charakteryzujący składową obwodową prędkości v_0 pozwala stwierdzić, że profil tej prędkości dla ustalonego położenia przekroju szczeliny (funkcja $f_1(H; \eta)$ na rys. 2)

zmienia się od prostoliniowego dla $H = 0$ do krzywoliniowego dla $H > 0$, charakterystycznego dla hydromagnetycznego przepływu Couette'a między dwiema płaszczyznami, umieszczonymi w prostopadłym polu magnetycznym, z których jedna jest nieruchoma, a druga posiada lokalną prędkość równą $\omega R(x)$.

Z postaci wzorów opisujących składową wzdłużną prędkości v_x wynika, że główną jej częścią jest profil hydromagnetycznego płaskiego przepływu Poiseuille'a (funkcja $f_2(H; \eta)$ na rys. 3) uwarunkowany istnieniem wspomnianej uprzednio różnicy ciśnień i ruchem wirowym powierzchni wewnętrznej.

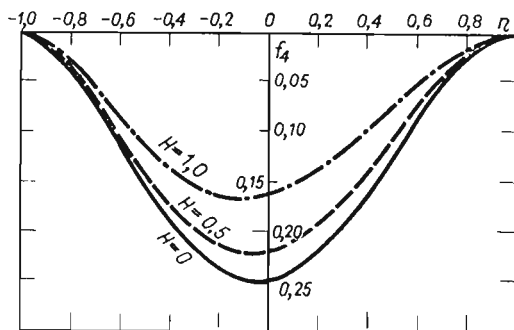


Rys. 3

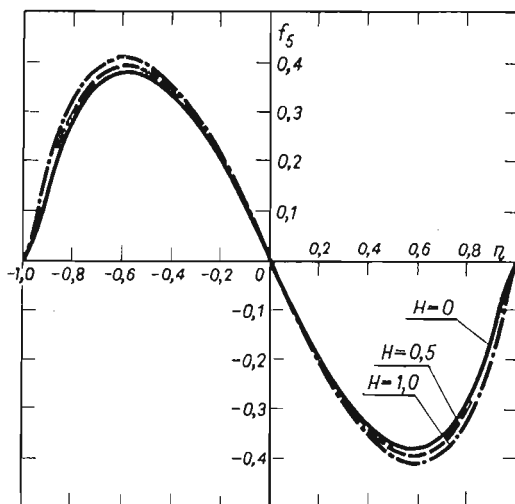


Rys. 4

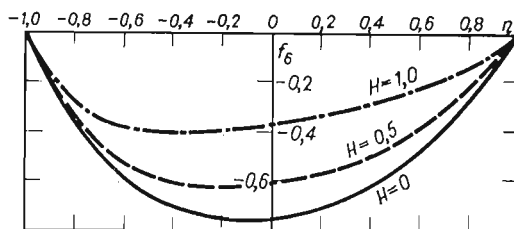
Na główną część składowej wzdłużnej prędkości nakłada się przepływ wtórny, wywołany ssącym działaniem wirującej powierzchni wewnętrznej. Powierzchnia wewnętrzna zasysa w swoim sąsiedztwie ciecz wywołując jej ruch wzdłużny odśrodkowy. Ruch ten musi być równoważony ruchem wzdłużnym dośrodkowym przy powierzchni zewnętrznej i ruchem poprzecznym określonym składową v_y prędkości. Przepływ wtórny opisany jest funkcjami $f_3(H; \eta) \div f_6(H; \eta)$ pokazanymi na rys. 4 ÷ 7.



Ry. 5s



Rys. 6



Rys. 7

Z przytoczonych wykresów funkcji f_i wynika, że wzrost natężenia pola magnetycznego, wyrażający się wzrostem wartości H , wywiera hamujący wpływ na wartości prędkości.

Rozkład ciśnień wzdłuż tworzącej powierzchni symetrii daje się przedstawić w postaci sumy dwóch składowych: pierwszej — wywołanej ssącym działaniem wirującej powierzchni i drugiej — będącej skutkiem istnienia przepływu wzdłużnego.

Literatura cytowana w tekście

1. K. W. MCALISTER, W. RICE, *Throughflows between rotating surfaces of revolution, having similarity solutions*, J. Appl. Mech., Trans. ASME, E, 4, 37 (1970) 924 - 930.
2. K. W. MCALISTER, W. RICE, *Flows between stationary surfaces of revolution, having similarity solutions*, J. Appl. Mech., Trans. ASME, E, 2, 39 (1972) 345 - 350.
3. E. WALICKI, *Przepływ cieczy lepkiej w szczelinie między wirującymi powierzchniami obrotowymi*, Mech. Teoret. i Stos., 1, 12 (1974) 7 - 16.
4. S. DATTA, *Hydromagnetic flow between torsionally oscillating discs*, Bull. Acad. Polon. Sci., Sér. Sci. techn., 11 - 12, 13 (1965) 979 - 986.
5. S. KAMIYAMA, *Inertia effects in MHD hydrostatic thrust bearing*, J. Lubric. Technol., Trans. ASME, F, 4, 91 (1969) 589 - 596.
6. V. K. AGRAWAL, *Magneto-gasdynamic externally pressurized bearing with an axial magnetic field*, Wear, 15 (1970) 79 - 82.
7. S. KAMIYAMA, *The influence of wall conductance on performance of the MHD hydrostatic thrust bearing*, J. Lubric. Technol., Trans. ASME, F, 1, 93 (1971) 113 - 120.
8. V. K. AGRAWAL, K. L. GANJU, *Effect of lubricant inertia in a magneto-gasdynamic externally pressurized bearing*, Wear, 20 (1972) 123 - 128.
9. V. K. AGRAWAL, K. L. GANJU, S. C. JETHI, *Effect of angular inertia in magnetogasdynamic externally pressurized bearing by numerical method*, J. Lubric. Technol., Trans. ASME, F, 2, 94 (1972) 193 - 194.
10. A. A. K. MOHD, *Hydromagnetic flow of an electrically conducting fluid due to unsteady rotation of a porous disk over a fixed disk*, Indian J. Appl. Math., 4, 3 (1972) 556 - 567.
11. V. K. KAPUR, K. VERMA, *Energy integral approach for hydrostatic thrust bearing*, Japanese J. Appl. Phys., 7, 12 (1973) 1070 - 1074.
12. S. KAMIYAMA, A. SATO, *The effects of wall conductance on torque of the MHD viscous coupler and hydrostatic thrust bearing*, J. Lubric. Technol., Trans. ASME, F, 2, 95 (1973) 181 - 186.
13. И. Е. ТАРАПОВ, *Об эффективности магнитогидродинамических опор*, Магнитная гидромеханика, 4 (1971), 63—74.
14. А. И. БЕРТИНОВ, Л. К. КОВАЛЕВ, С. М.—А. КОНЕЕВ, В. И. ПОЛТАВЕЦ, *Ламинарное слоистое течение проводящей среды в кольцевых каналах при больших параметрах МГД — взаимодействия*, Магнитная гидродинамика, 1 (1973), 79—84.
15. Л. К. КОВАЛЕВ, С. М.—А. КОНЕЕВ, *Трехмерные течения жидкости и газа в кольцевых каналах при больших параметрах МГД — взаимодействия*, Магнитная гидродинамика, 4 (1973), 84—93.
16. Э. В. ЩЕРБИННИН, *Струйные течения вязкой жидкости в магнитном поле*, Изд. Зинатне, Рига 1973.
17. Л. Г. ЛОЙЦЯНСКИЙ, *Механика жидкости и газа*, Изд. Наука, Москва 1973.

Резюме

ГИДРОМАГНИТНОЕ ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ЗАЗОРЕ МЕЖДУ
ВРАЩАЮЩИМИСЯ ПОВЕРХНОСТЯМИ ВРАЩЕНИЯ

В работе выведены формулы, определяющие составляющие скорости v_x , v_θ , v_y и давление p для ламинарного стационарного гидромагнитного течения вязкой проводящей жидкости в зазоре между вращающимися поверхностями вращения. Применены линеаризованные уравнения движения вязкой жидкости для осесимметричного течения в системе криволинейных координат x , θ , y .

Решения уравнений движения проиллюстрированы графиками составляющих скорости v_x , v_θ , v_y для течения в зазоре переменной толщины.

S u m m a r y

HYDROMAGNETIC FLOW OF VISCOUS FLUID BETWEEN ROTATING SURFACES OF REVOLUTION

This paper contains formulae which define such parameters of the steady laminar hydromagnetic flow of viscous conducting fluid between rotating surfaces of revolution as the velocity components v_x , v_θ , v_y and pressure p .

The linearized equations of motion of the viscous fluid flow for axial symmetry in the intrinsic curvilinear orthogonal coordinate system x , θ , y are used.

The solutions of the equations of motion have been illustrated by plots of velocities v_x , v_θ , v_y for the flow through the slot of variable thickness.

AKADEMIA TECHNICZNO-ROLNICZA
BYDGOSZCZ

Praca została złożona w Redakcji dnia 5 grudnia 1975 r.
