

## HYDROMAGNETYCZNY PRZEPIY W CIECZY LEPKIEJ W SZCZELINIE MIĘDZY POWIERZCHNIAMI OBROTOWYMI NIERUCHOMĄ I DRGAJĄCĄ SKRĘTNIE

EDWARD WALICKI (BYDGOSZCZ)

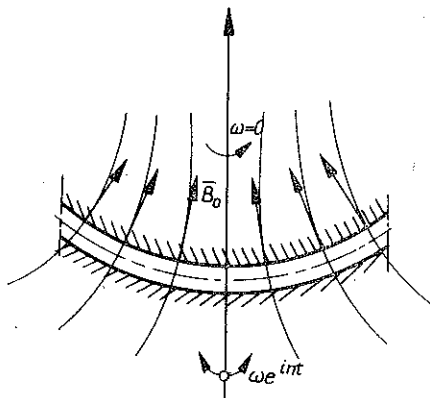
W pracy rozważa się hydromagnetyczny przepływ lepkiej i przewodzącej cieczy w szczelinie między powierzchniami obrotowymi o pionowej osi symetrii, przy czym górna powierzchnia jest nieruchoma, a dolna wykonuje drgania skrętne. Dla rozwiązania zagadnienia użyto zlinearyzowanych równań ruchu cieczy dla osiowej symetrii przepływu w układzie krzywoliniowych ortogonalnych współrzędnych  $x, \theta, y$  związanych z dolną powierzchnią. W wyniku otrzymano formuły określające takie parametry przepływu, jak składowe prędkości  $v_x, v_\theta, v_y$  oraz ciśnienie  $p$ .

### 1. WSTĘP

Przepływy ustalone i nieustalone cieczy lepkiej w szczelinach między wirującymi powierzchniami obrotowymi o różnych kształtach tworzących były — ze względu na różnorakie zastosowania praktyczne — przedmiotem licznych badań. W pracach podanych w spisie literatury można znaleźć opisy badań zarówno teoretycznych jak i doświadczalnych tego rodzaju przepływów. Ostatnio coraz większe zastosowanie budzą przepływy hydromagnetyczne cieczy lepkich w szczelinach między wirującymi powierzchniami obrotowymi. Opisy takich przepływów można znaleźć np. w pracach [4, 12 i 18].

Celem tej pracy jest podanie zależności opisujących nieustalony hydromagnetyczny przepływ cieczy lepkiej w wąskiej szczelinie o stałej grubości między równoległymi, nieograniczonymi powierzchniami, z których górna jest nieruchoma (rys. 1) a dolna wykonuje drgania skrętne dookoła wspólnej osi symetrii obu tych powierzchni.

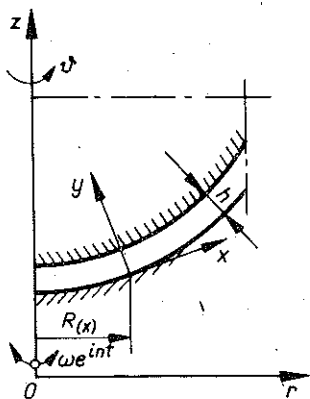
Zagadnienie rozwiązano podobnie jak w pracach [17 i 18] zakładając, że magnetyczna liczba Reynoldsa jest mała, co pozwala pominąć indukowane pole magnetyczne.



Rys. 1

## 1. RÓWNANIA RUCHU

Obszar przepływu cieczy jest pokazany na rys. 2. Dolna ruchoma powierzchnia opisana jest funkcją  $R(x)$  oznaczającą promień tej powierzchni. Grubość szczeliny



Rys. 2

$h$ , oznaczającą odległość między zakrzywionymi powierzchniami mierzona wzdłuż normalnej do ruchomej powierzchni, jest wielkością stałą. Parametrami przepływu są składowe prędkości  $v_x, v_\theta, v_y$  oraz ciśnienie  $p$ , wyrażone w krzywoliniowym układzie współrzędnych  $x, \theta, y$ , związanych z dolną powierzchnią. Ze względu na istniejącą ośiową symetrię parametry przepływu nie zależą od kąta  $\theta$ . Zakładając, że wektor pola magnetycznego  $\mathbf{B}(0, 0, B_0)$  jest prostopadły do linii symetrii szczeliny, równania ruchu — po dokonaniu odpowiednich przejść asymptotycznych dla nieustalonych przepływów w cienkich warstwach cieczy ( $h \ll R$ ) zachodzących przy małych

wartościach magnetycznej liczby Reynoldsa [1, 4, 13, 14, 17 i 18] — można sprowadzić do układu:

$$(1.1) \quad \begin{aligned} \frac{1}{R} \frac{\partial (Rv_x)}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial v_x}{\partial t} - \frac{R'}{R} v_\theta^2 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} - \frac{\sigma B_0^2}{\rho} v_x, \\ \frac{\partial v_\theta}{\partial t} &= \nu \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial y^2} - \frac{\sigma B_0^2}{\rho} v_\theta, \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2}, \end{aligned}$$

przy czym przecinkiem oznaczono operację różniczkowania względem zmiennej  $x$ .

Warunki brzegowe dla składowych prędkości są następujące:

$$(1.2) \quad \begin{aligned} v_x = v_y = 0, \quad v_\theta = R\omega e^{int} &\quad \text{dla } y=0, \\ v_x = v_y = v_\theta = 0 &\quad \text{dla } y=h. \end{aligned}$$

## 2. CAŁKI RÓWNAŃ RUCHU

Rozwiązania równań ruchu (1.1)<sub>2</sub>–(1.1)<sub>4</sub> przy założeniu  $h = \text{const}$  można przedstawić w postaci zależności funkcyjnych spełniających równanie ciągłości (1.1)<sub>1</sub>:

$$(2.1) \quad \bar{v}_\theta = R\omega e^{it} G(\eta), \quad v_x = \frac{RR' \omega^2}{n} \frac{\partial F(\eta, \tau)}{\partial \eta}, \quad v_y = -\frac{(2R'^2 + RR'') \omega^2 h}{n} F(\eta, \tau);$$

dla rozkładu ciśnień przyjmujemy

$$(2.2) \quad \frac{P}{\rho} = \frac{1}{2} R^2 \omega^2 K(\tau) - (2R'^2 + RR'') \omega^2 h^2 P(\eta, \tau),$$

gdzie dla uproszczenia wprowadzono oznaczenia

$$\eta = \frac{y}{h}, \quad \tau = nt.$$

Podstawiając powyższe wyrażenia do równań ruchu (1.1) otrzymamy

$$(2.3) \quad \begin{aligned} \frac{\partial^2 F}{\partial \eta \partial \tau} - (Ge^{t\tau})^2 &= -K(\tau) + \frac{1}{N} \frac{\partial^3 F}{\partial \eta^3} - M \frac{\partial F}{\partial \eta}, \\ \frac{d^2 G}{d\eta^2} - N(M+i)G &= 0, \\ -\frac{\partial F}{\partial \tau} &= \frac{\partial P}{\partial \eta} - \frac{1}{N} \frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2}, \end{aligned}$$

w tych równaniach

$$N = \frac{nh^2}{\nu}, \quad M = \frac{\sigma B_0^2}{\rho n}$$

oznaczają odpowiednio liczbę Reynoldsa i parametr magnetyczny określający efekt działania pola magnetycznego.

W równaniu (2.3)<sub>1</sub> pominięto składnik zawierający funkcję  $P(\eta, \tau)$  jako mały w porównaniu z pozostałymi składnikami równania. Warunki brzegowe przyjmują analogiczną postać do warunków podanych w pracy [17]. Rozwiązując równanie [2.3]<sub>2</sub> i podstawiając wyrażenie na  $G(\eta)$  do (2.1)<sub>1</sub> otrzymamy na  $v_0$  wzór

$$(2.4) \quad v_0 = R\omega (\lambda_1 \cos \tau + \lambda_2 \sin \tau).$$

gdzie

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \frac{\text{ch } \alpha (2-\eta) \cos \beta \eta - \text{ch } \alpha \eta \cos \beta (2-\eta)}{\Phi}, \\ \lambda_2 &= \frac{\text{sh } \alpha (2-\eta) \sin \beta \eta - \text{sh } \alpha \eta \sin \beta (2-\eta)}{\Phi}, \\ \Phi &= \text{ch } 2\alpha - \cos 2\beta, \quad \alpha^2, \beta^2 = \frac{N}{2} (\sqrt{M^2 + 1} \pm M). \end{aligned}$$

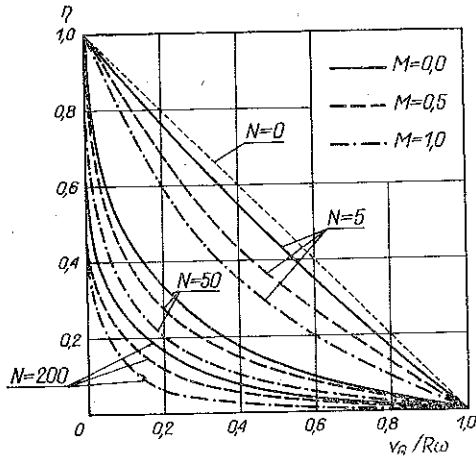
Dla małych liczb Reynoldsa otrzymamy

$$(2.5) \quad v_0 \approx R\omega (1-\eta) \left\{ \left[ 1 - \frac{NM}{6} \eta (2-\eta) - \frac{N^2 \eta}{360} (1-M^2) (8+8\eta-12\eta^2+3\eta^3) \right] \cos \tau + \frac{N\eta (\eta-2)}{6} \left[ 1 - \frac{4+6\eta-3\eta^2}{30} \right] \sin \tau \right\},$$

a dla dużych liczb Reynoldsa

$$(2.6) \quad v_\theta \approx R\omega [e^{-\alpha\eta} \cos(\tau - \beta\eta)].$$

Profile prędkości  $v_\theta$  dla różnych wartości liczby Reynoldsa i parametru magnetycznego pokazano na rys. 3.

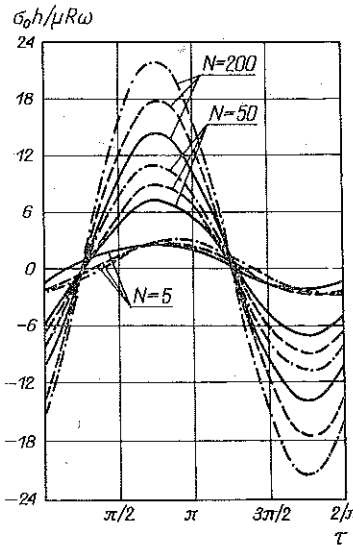


Rys. 3

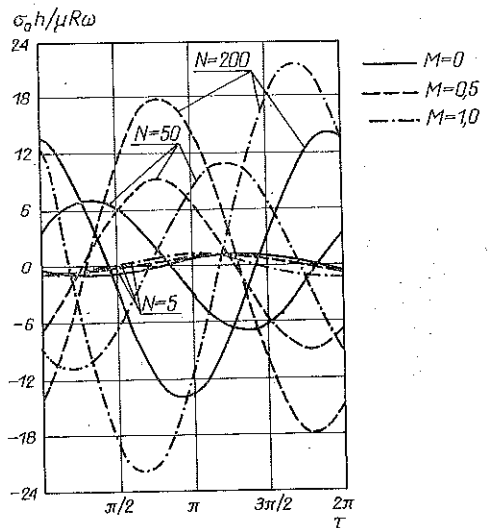
Naprzężenia tarcia na zakrzywionych powierzchniach są odpowiednio równe

$$\sigma_0 = \frac{\mu}{h} \left[ \frac{\partial v_\theta}{\partial \eta} \right]_{\eta=0}, \quad \sigma_h = \frac{\mu}{h} \left[ \frac{\partial v_\theta}{\partial \eta} \right]_{\eta=1}.$$

Profile naprężeń panujących na obu powierzchniach dla różnych wartości liczby Reynoldsa i parametru magnetycznego pokazano na rys. 4 (dla dolnej powierzchni) i rys. 5 (dla górnej powierzchni).



Rys. 4



Rys. 5

Przyjmując istnienie rozwiązania równania (2.3)<sub>1</sub> — podobnie jak w pracy [17] — w postaci sumy funkcji

$$(2.7) \quad F(\eta, \tau) = \psi(\eta) + H(\eta) e^{2t\tau}, \quad K(\tau) = K_0 + K_1 e^{2t\tau},$$

otrzymamy

$$(2.8) \quad \begin{aligned} \psi'(\eta) &= \frac{NK_0}{D^2} \left\{ \frac{\text{sh } D\eta + \text{sh } D(1-\eta)}{\text{sh } D} - 1 \right\} + \\ &+ \frac{N}{2\Phi(4\alpha^2 - D^2)} \left\{ \frac{\text{sh } D\eta + \text{ch } 2\alpha \text{ sh } D(1-\eta)}{\text{sh } D} - \text{ch } 2\alpha(1-\eta) \right\} + \\ &+ \frac{N}{2\Phi(4\beta^2 + D^2)} \left\{ \frac{\text{sh } D\eta + \cos 2\beta \text{ sh } D(1-\eta)}{\text{sh } D} - \cos 2\beta(1-\eta) \right\}, \\ \psi(\eta) &= \frac{NK_0}{D^2} \left\{ \frac{\text{ch } D\eta - 1 + \text{ch } D - \text{ch } D(1-\eta)}{D \text{ sh } D} - \eta \right\} + \\ &+ \frac{N}{2\Phi(4\alpha^2 - D^2)} \left\{ \frac{\text{ch } D\eta - 1 + \text{ch } 2\alpha [\text{ch } D - \text{ch } D(1-\eta)]}{D \text{ sh } D} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2\alpha} [\text{sh } 2\alpha(1-\eta) - \text{sh } 2\alpha] \right\} + \\ &+ \frac{N}{2\Phi(4\beta^2 + D^2)} \left\{ \frac{\text{ch } D\eta - 1 + \cos 2\beta [\text{ch } D - \text{ch } D(1-\eta)]}{D \text{ sh } D} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2\beta} [\sin 2\beta(1-\eta) - \sin 2\beta] \right\}, \\ K_0 &= \frac{D^2}{2\Phi} \left[ \frac{\text{sh } D}{D \text{ sh } D - 2(\text{ch } D - 1)} \right] \left[ \frac{1}{4\alpha^2 - D^2} \left\{ \frac{(\text{ch } D - 1)(\text{ch } 2\alpha + 1)}{\text{sh } D} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{D \text{ sh } 2\alpha}{2\alpha} \right\} + \frac{1}{4\beta^2 + D^2} \left\{ \frac{(\text{ch } D - 1)(\cos 2\beta + 1)}{\text{sh } D} - \frac{D \sin 2\beta}{2\beta} \right\} \right] \end{aligned}$$

oraz

$$(2.9) \quad \begin{aligned} H'(\eta) &= \frac{K_1 + A}{M + 2i} \left[ \frac{\text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)\eta + \text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)(1-\eta)}{\text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)} - 1 \right] + \frac{A}{3M + 2i} \times \\ &\times \left[ \frac{\text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)\eta + \text{ch } 2(\alpha + i\beta) \text{ sh}(\alpha_1 + i\beta_1)(1-\eta)}{\text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)} - \text{ch } 2(\alpha + i\beta)(1-\eta) \right], \\ H(\eta) &= \frac{K_1 + A}{(M + 2i)(\alpha_1 + i\beta_1)} \times \\ &\times \left[ \frac{\text{ch}(\alpha_1 + i\beta_1)\eta - 1 + \text{ch}(\alpha_1 + i\beta_1) - \text{ch}(\alpha_1 + i\beta_1)(1-\eta)}{\text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)} - (\alpha_1 + i\beta_1)\eta \right] + \\ &\quad + \frac{A}{(3M + 2i)(\alpha_1 + i\beta_1)} \times \end{aligned}$$

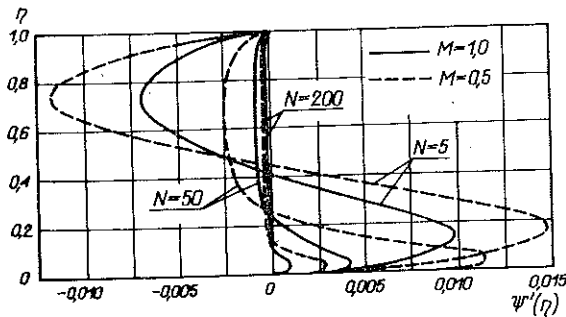
$$(2.9) \quad \times \left\{ \frac{\operatorname{ch}(\alpha_1 + i\beta_1)\eta - 1 + \operatorname{ch} 2(\alpha + i\beta) [\operatorname{ch}(\alpha_1 + i\beta_1) - \operatorname{ch}(\alpha_1 - i\beta_1)(1 - \eta)]}{\operatorname{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)} + \right. \\ \left. + \frac{\alpha_1 + i\beta_1}{2(\alpha + i\beta)} [\operatorname{sh} 2(\alpha + i\beta)(1 - \eta) - \operatorname{sh} 2(\alpha + i\beta)] \right\},$$

$$K_1 = -A + \frac{A(M + 2i)}{3M + 2i} \frac{\operatorname{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)}{\{2[\operatorname{ch}(\alpha_1 + i\beta_1) - 1] - (\alpha_1 + i\beta_1)\operatorname{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)\}} \times \\ \times \left\{ \frac{[\operatorname{ch}(\alpha_1 + i\beta_1) - 1][\operatorname{ch} 2(\alpha + i\beta) + 1]}{\operatorname{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)} - \frac{\alpha_1 + i\beta_1}{2(\alpha + i\beta)} \operatorname{sh} 2(\alpha + i\beta) \right\},$$

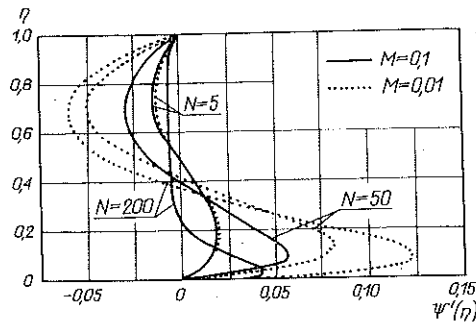
gdzie

$$A = \frac{\operatorname{sh}^2(\alpha - i\beta)}{\phi^2}, \quad \alpha_1^2, \beta_1^2 = \frac{N}{2} (\sqrt{M^2 + 4} \pm M).$$

Przecinkiem oznaczono operację różniczkowania względem zmiennej  $\eta$ .



Rys. 6



Rys. 7

Symbolem  $D = NM$  oznaczono liczbę Hartmanna. Dla małych liczb Reynoldsa znajdziemy

$$K_0 \approx \frac{3}{20} \left( 1 - \frac{73}{420} NM \right),$$

$$K_1 \approx \frac{3}{20} - \frac{N}{4200} \left( 109i - \frac{201}{2} M \right).$$

Wartości  $\psi'$ ,  $\psi$  oraz  $H'$ ,  $H$  są takie same jak w pracy [17]. Na rys. 6 i 7 przedstawiono wykres zmienności funkcji  $\psi'(\eta)$  dla różnych wartości liczby Reynoldsa

i różnych wartości parametru magnetycznego; funkcja ta, jak wynika ze wzorów (2.1)<sub>2</sub> i (2.7), określa ustaloną część składowej prędkości  $v_x$ .

Przedstawiając rozkład ciśnienia w szczelinie w postaci sumy [17]

$$(2.10) \quad P(\eta, \tau) = P_1(\eta) + P_2(\eta) e^{2i\tau},$$

otrzymamy po rozwiązaniu równania (2.3)<sub>3</sub>

$$(2.11) \quad \begin{aligned} P_1(\eta) = & \Pi_1 + \frac{K_0}{D^2} \left\{ \frac{\text{sh } D\eta + \text{sh } D(1-\eta)}{\text{sh } D} - 1 \right\} + \\ & + \frac{1}{2\Phi(4\alpha^2 - D^2)} \left\{ \frac{\text{sh } D\eta + \text{ch } 2\alpha \text{sh } D(1-\eta)}{\text{sh } D} - \text{ch } 2\alpha(1-\eta) \right\} + \\ & + \frac{1}{2\Phi(4\beta^2 + D^2)} \left\{ \frac{\text{sh } D\eta + \cos 2\beta \text{sh } D(1-\eta)}{\text{sh } D} - \cos 2\beta(1-\eta) \right\}, \\ P_2(\eta) = & \Pi_2 + \frac{K_1 + A}{N(M+2i)} \left[ \frac{\text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)\eta + \text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)(1-\eta)}{\text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)} - 1 \right] + \\ & + \frac{A}{N(3M+2i)} \left[ \frac{\text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)\eta + \text{ch } 2(\alpha + i\beta) \text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)(1-\eta)}{\text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)} - \right. \\ & \left. - \text{ch } 2(\alpha + i\beta)(1-\eta) \right] - \frac{2i(K_1 + A)}{(M+2i)(\alpha_1 + i\beta_1)^2} \times \\ & \times \left[ \frac{\text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)\eta + (\alpha_1 + i\beta_1) [\text{ch}(\alpha_1 + i\beta_1) - 1]\eta + \text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)(1-\eta)}{\text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)} - \right. \\ & \left. - \frac{(\alpha_1 + i\beta_1)^2}{2} \eta^2 \right] - \frac{2iA}{(3M+2i)(\alpha_1 + i\beta_1)^2} \times \\ & \times \left\{ \frac{\text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)\eta - (\alpha_1 + i\beta_1)\eta + \text{ch } 2(\alpha + i\beta) [\eta(\alpha_1 + i\beta_1) \text{ch}(\alpha_1 + i\beta_1) + \right. \\ & \left. + \text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)(1-\eta)]}{\text{sh}(\alpha_1 + i\beta_1)} - \right. \\ & \left. - \frac{(\alpha_1 + i\beta_1)^2}{4(\alpha + i\beta)^2} [\text{ch } 2(\alpha + i\beta)(1-\eta) + 2\eta(\alpha + i\beta) \text{sh } 2(\alpha + i\beta)] \right\}, \end{aligned}$$

gdzie

$$P_1(0) = \Pi_1, \quad P_2(0) = \Pi_2.$$

### 3. UWAGI KOŃCOWE

Wzory podane w poprzednim punkcie pracy określają pole prędkości i pole ciśnień w szczelinie o stałej grubości  $h = \text{const}$  między powierzchniami o dowolnym kształcie.

Z przytoczonych wykresów dla składowych prędkości  $v_\theta$  oraz  $v_x$  wynika, że ze wzrostem liczby Reynoldsa przepływ „zbliża” się do drgającej powierzchni, na której zaczyna się pojawiać warstwa przyścienna; grubość warstwy przyściennej wyraźnie maleje ze wzrostem liczby magnetycznej  $M$ .

Przepływ odśrodkowy wywołany w warstwie przyściennej przez drgającą powierzchnię jest równoważony dośrodkowym przepływem przy powierzchni nieruchomej. Z analizy wykresów dla składowej prędkości  $v_x$  wynika, że dla liczb Hartmanna  $D > 20$  profil przepływu dośrodkowego ulega wyraźnemu spłaszczeniu.

#### LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. Н. А. Слезкин, *Динамика вязкой жидкости*, Гостехиздат, Москва 1955,
2. Л. А. Дорфман, *Гидродинамическое сопротивление и теплоотдача вращающихся тел*, ГИФ-МЛ, Москва 1960.
3. S. ROSENBLAT, *Flow between torsionally oscillating disks*, J. Fluid Mech., **8**, 2, 1960.
4. S. DATTA, *Hydromagnetic flow between torsionally oscillating discs*, Bull. Acad. Polon. Sci., Série Sci. techn., **12**, 11-12, 1965.
5. K. W. MC ALISTER, W. RICE, *Throughflows between rotating surfaces of revolution, having similarity solutions*, J. Appl. Mech., Trans. ASME, Series E, **37**, 4, 1970.
6. A. SZANIAWSKI, *Przepływ cieczy nieściśliwej w szczelinie stożkowego łożyska ślizgowego*, Prace IPPT, **15/1970**.
7. R. C. CHANAUD, *Observations of oscillatory radial flow between a fixed disk and a free disk*, J. Acoust. Cos. Amer., **47**, 5, 1970.
8. H. F. KORMAN, L. R. KOVAL, *Energy dissipation in an oscillating spherical annulus filled with a viscous fluid*, AIAA Journal, **9**, 7, 1971.
9. C. JACOBS, *Transient motions produced by disks oscillating torsionally about a state of rigid rotation*, Quart. J. Mech. and Appl. Math., **24**, 2, 1971.
10. J. M. PIAU, *Ecoulement radial non stationnaire entre une paroi fixe et une paroi oscillante; stabilité des paliers à air*, C. R. Acad. Sci., **273**, 22, 1971.
11. ABDUL ALEEM KHAN MOHD, *Hydromagnetic flow of an electrically conducting fluid due to unsteady rotation of a porous disk over a fixed disk*, Indian J. Pure and Appl. Math., **3**, 4, 1972.
12. H. K. MOHANTY, *Hydromagnetic boundary layer flow around an oscillating axisymmetric body*, Appl. Sci. Res., **26**, 3-4, 1972.
13. L. DEBNATH, *On the growth of unsteady hydromagnetic multiple boundary layers*, Meccanica **8**, 3, 1974.
14. E. WALICKI, *Przepływ cieczy lepkiej w szczelinie między wirującymi powierzchniami obrotowymi*, Mech. Teoret. i Stos., **12**, 1, 1974.
15. E. WALICKI, *Przepływ cieczy lepkiej — o zmiennej lepkości — w szczelinie między wirującymi powierzchniami obrotowymi*, Zeszyty naukowe AT-R w Bydgoszczy, Mechanika, **8**, 1975.
16. E. WALICKI, *Przepływ cieczy lepkiej między drgającymi skrętnie powierzchniami stożkowymi*, Zeszyty naukowe AT-R w Bydgoszczy, Mechanika, **8**, 1975.
17. E. WALICKI, *Przepływ cieczy lepkiej w szczelinie między powierzchniami obrotowymi: nieruchomą i drgającą skrętnie*, Mech. Teoret. i Stos., **13**, 3, 1975.
18. E. WALICKI, *Hydromagnetyczny przepływ cieczy lepkiej w szczelinie między wirującymi powierzchniami obrotowymi*, Mech. Teoret. i Stos., **14**, 3, 1976.

#### Резюме

ГИДРОМАГНИТНОЕ ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ЩЕЛИ МЕЖДУ ДВУМЯ ПОВЕРХНОСТЯМИ ВРАЩЕНИЯ, ИЗ КОТОРЫХ ОДНА НЕПОДВИЖНА, А ВТОРАЯ СОВЕРШАЕТ КРУТИЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

В работе рассматривается гидромагнитное течение вязкой проводящей жидкости в щели между параллельными криволинейными поверхностями вращения с вертикальной осью симметрии, причем верхняя поверхность неподвижна а нижняя совершает крутильные колебания.



Для решения задачи применяются линеаризованные уравнения движения жидкости для осесимметрического течения в системе криволинейных координат  $x, \theta, y$  связанных с нижней поверхностью,

Получены формулы определяющие такие параметры течения как компоненты скорости  $v_x, v_\theta, v_y$  и давление  $p$ .

#### SUMMARY

#### HYDROMAGNETIC FLOW OF VISCOUS FLUID IN A SLOT BETWEEN TWO SURFACES OF REVOLUTION: ONE OF THEM FIXED AND THE OTHER ONE TORSIONALLY OSCILLATING

Hydromagnetic flow of an incompressible viscous fluid is considered in a slot between two parallel surfaces of revolution having vertical axis of symmetry: the upper one is fixed and the lower one — torsionally oscillating. The linearized equations of motion of fluid flow for axial symmetry are written in the intrinsic curvilinear orthogonal coordinate system  $x, \theta, y$  linked with the lower surface. As a result, the formula defining the velocity components  $v_x, v_\theta, v_y$  and pressure  $p$  have been obtained.

*Praca została złożona w Redakcji dnia 20 marca 1976 r.*

---