

PARAMETRY EKSPLOATACYJNE POPZECZNYCH ŁOŻYSK ŚLIZGOWYCH SMAROWANYCH FERROCIECZĄ O RÓŻNYM STĘŻENIU CZĄSTEK MAGNETYCZNYCH

W artykule autor przedstawia wyniki obliczeń numerycznych rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego, siły nośnej, siły tarcia i współczynnika tarcia w szczelinie poprzecznego łożyska ślizgowego, smarowanego ferrocieczą o różnym stężeniu cząstek magnetycznych dla przyjętych trzech różnych bezwymiarowych długości łożyska. W analityczno-numerycznym modelu przyjęto równania typu Reynoldsa, wyprowadzone z równań pędu i ciągłości strugi dla przepływu laminarnego, ustalonego i izotermicznego oraz lepkosprężysty model cieczy smarującej typu Rivlina-Ericksena. Przyjęto również, iż lepkość dynamiczna zależy głównie od pola magnetycznego. Równanie typu Reynoldsa, na podstawie którego można wyznaczyć rozkłady ciśnienia hydrodynamicznego, rozwiązano numerycznie przy wykorzystaniu programu Mathcad 14 Professional. Wykorzystując te obliczenia, wyznaczono wartości siły nośnej i tarcia oraz współczynnika tarcia, które przedstawiono w formie wykresów.

Słowa kluczowe: obliczenia numeryczne, rozkład ciśnienia hydrodynamicznego, siła nośna, siła tarcia, współczynnik tarcia, ferrociecza, łożyska ślizgowe.

WSTĘP

W niniejszej pracy przedstawiono wyniki obliczeń numerycznych siły tarcia i współczynnika tarcia w szczelinie poprzecznego łożyska ślizgowego, smarowanego ferrocieczą o różnym stężeniu cząstek magnetycznych. Obliczeń dokonano dla wybranych trzech bezwymiarowych długości łożyska.

Zarówno siła tarcia, jak i sam współczynnik tarcia stanowią istotne parametry eksploatacyjne w poprzecznych łożyskach ślizgowych. Na podstawie ich wartości można oszacować wielkość ciepła, jaka wyzwoli się w szczelinie filmu olejowego, a tym samym poziom obciążeń cieplnych łożyska. W przypadku łożysk smarowanych ferrocieczą na wartości ciśnienia hydrodynamicznego, siły nośnej, siły tarcia i współczynnika tarcia wpływają z jednej strony właściwości samej ferrocieczy, w tym: rodzaju cząstek magnetycznych, rodzaju cieczy bazowej, stężenia cząstek magnetycznych z drugiej zaś – właściwości geometryczne łożyska, m.in. jego bezwymiarowa długość. Cechą szczególną ferrocieczy jest to, że zmiana jej lepkości dynamicznej następuje pod wpływem zmian natężenia zewnętrznego pola magnetycznego. Przy założeniu stałej wartości natężenia pola magnetycznego wartość

lepkości zależęć będzie głównie od stężenia cząsteczek magnetycznych w oleju. Warto pamiętać, że cząstki magnetyczne mają wymiar 5–20 nm, więc nie wpływają szkodliwie na sam proces smarowania łożysk ślizgowych.

Wykonanie obliczeń numerycznych siły tarcia i współczynnika tarcia poprzedziło dokonanie obliczeń ciśnień hydrodynamicznych oraz sił nośnych z wykorzystaniem równania typu Reynoldsa. Równanie to wyprowadzono z równań podstawowych, tj. równania pędu i równania ciągłości strugi. Celem uwzględnienia wpływu stacjonarnego pola magnetycznego na ferrociecz wykorzystano również odpowiednie równania Maxwella. Jako założenia przyjęto przepływ ustalony i laminarny cieczy smarującej oraz izotermiczny model smarowania łożysk ślizgowych. Ponadto przyjęto równanie konstytutywne Rivlina-Ericksena. Obiekt rozważań stanowiło walcowe łożysko ślizgowe o skończonej długości z panewką gładką o pełnym kącie opasania.

W cienkiej warstwie filmu olejowego przyjęto niezmiennosc gęstości oleju od temperatury oraz niezależność współczynnika przewodzenia ciepła oleju od zmian termicznych. Lepkość oleju zależy głównie od pola magnetycznego.

1. RÓWNANIA PODSTAWOWE

Analiza magnetohydrodynamicznego smarowania poprzecznych łożysk ślizgowych przy ustalonym, laminarnym, izotermicznym przepływie obejmuje rozwiązanie równań podstawowych, czyli równań zachowania pędu i ciągłości strugi w następującej postaci [1–4, 7]:

$$0 = \text{Div } \mathbf{S} + \mu_o (\mathbf{N} \cdot \nabla) \mathbf{H} + \frac{1}{2} \mu_o \text{rot}(\mathbf{N} \times \mathbf{H}), \quad (1)$$

$$\text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = 0, \quad \text{div } \mathbf{B} = 0, \quad \mathbf{B} = \mu_o (\mathbf{H} + \mathbf{N}), \quad \mathbf{N} = \mathbf{H} \cdot \chi, \quad (3)$$

gdzie:

- \mathbf{B} – wektor indukcji magnetycznej w ferrocieczy [T],
- \mathbf{H} – wektor natężenia pola magnetycznego w ferrocieczy [$\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$],
- \mathbf{N} – wektor namagnesowania ferrocieczy [$\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$],
- \mathbf{S} – tensor naprężeń ferrocieczy o współrzędnych τ_{ij} dla $i, j = \phi, r, z$ [Pa],
- \mathbf{v} – wektor prędkości ferrocieczy [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$],
- ∇ – operator Nabla,
- μ_o – przenikalność magnetyczna próżni [$\text{H} \cdot \text{m}^{-1}$],
- ρ – gęstość ferrocieczy [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$],
- χ – współczynnik podatności magnetycznej ferrocieczy.

Zależność Rivlina-Ericksena, opisującą związek pomiędzy współrzędnymi tensora naprężeń $\mathbf{S} \equiv \|\tau_{ij}\|$ a współrzędnymi tensora prędkości deformacji ferrociecży, można przedstawić w następującej postaci [4, 6, 7, 8]:

$$\mathbf{S} = -p \mathbf{I} + \eta \mathbf{A}_1 + \alpha \mathbf{A}_1 \mathbf{A}_1 + \beta \mathbf{A}_2. \quad (4)$$

Tensor prędkości deformacji określa się poprzez następujące zależności [3, 6, 7]:

$$\mathbf{A}_1 \equiv \mathbf{L} + \mathbf{L}^T, \mathbf{A}_2 \equiv \text{grad } \mathbf{a} + (\text{grad } \mathbf{a})^T + 2\mathbf{L}^T \cdot \mathbf{L}, \quad (5)$$

gdzie wektor przyspieszenia wyraża się wzorem:

$$\mathbf{a} \equiv \mathbf{L} \cdot \mathbf{v}, \mathbf{L} \equiv \text{grad } \mathbf{v}, \quad (6)$$

gdzie:

- \mathbf{A}_1 – pierwszy tensor prędkości deformacji w $[\text{s}^{-1}]$,
- \mathbf{A}_2 – drugi tensor prędkości deformacji w $[\text{s}^{-2}]$,
- \mathbf{I} – tensor jednostkowy,
- \mathbf{L} – tensor gradientu z wektora prędkości $[\text{s}^{-1}]$,
- \mathbf{a} – wektor przyspieszenia $[\text{m} \cdot \text{s}^{-2}]$,
- p – ciśnienie hydrodynamiczne $[\text{Pa}]$,
- α, β – eksperymentalne współczynniki określające lepkosprężyste właściwości ferrociecży $[\text{Pa} \cdot \text{s}^2]$,
- η – współczynnik lepkości dynamicznej $[\text{Pa} \cdot \text{s}]$.

Współczynniki materiałowe α, β cieczy smarującej, mnożone przez odpowiednie tensor prędkości deformacji, uwzględniają dodatkowe naprężenia wynikające z lepkosprężystego, nienewtonowskiego charakteru ferrociecży. W przypadku przyjęcia współczynników materiałowych α, β równych zeru otrzymuje się klasyczne newtonowskie związki pomiędzy tensorem naprężeń i tensorem prędkości deformacji.

Lepkość dynamiczna ferrociecży zależy głównie od indukcji magnetycznej $\eta = \eta(B)$, natomiast współczynniki materiałowe α, β przyjęto jako stałe.

Wysokość podstawowa h_p szczeliny smarnej zależy od mimośrodowości względnej λ i nierównoległości osi wału względem osi panewki o kącie γ .

Bezwymiarowa wysokość szczeliny smarnej w funkcji zmiennej obwodowej i wzdłużnej ma następującą postać:

$$h_{p1} = [1 + \lambda \cdot \cos \phi + a_\gamma \cdot z_1 \cdot \cos(\phi)], \quad a_\gamma = \frac{L_1}{\Psi} \tan(\gamma), \quad (7)$$

gdzie:

- ϕ – bezwymiarowa współrzędna obwodowa łożyska,
- z_1 – bezwymiarowa współrzędna wzdłużna łożyska,
- L_1 – bezwymiarowa długość łożyska,
- Ψ – względny luz promieniowy,
- a_γ – współczynnik nierównoległości.

Do równań ruchu (1)-(2) podstawia się związki konstytutywne (4) pomiędzy współrzędnymi tensora naprężeń $\tau_{\phi\phi}$, τ_{rr} , τ_{zz} , $\tau_{\phi r}$, $\tau_{\phi z}$, τ_{rz} a współrzędnymi tensora prędkości deformacji. W równaniach pędu pomija się człony niestacjonarne oraz siły bezwładnościowe. Pominięcie takie jest zasadne w łożyskach wolno- i średnio-obrotowych. Otrzymuje się w ten sposób pełny układ równań ruchu dla klasycznego, izotermicznego, stacjonarnego przepływu oleju smarującego.

Aby oszacować rząd wielkości członów w układzie równań oraz pominąć człony małe wyższego rzędu, dokonuje się ubezwymiarowania oraz oszacowania rzędu wielkości poszczególnych członów występujących w układzie równań zachowania pędu i ciągłości strugi. Do tego celu przyjmuje się znane z literatury przedmiotu wymiarowe i bezwymiarowe oznaczenia oraz liczby [4, 6, 7].

Układ równań w postaci bezwymiarowej zawiera człony rzędu jedności i człony pomijalnie małe rzędu promieniowego luzu względnego $\psi \approx 10^{-3}$. Pomijając człony rzędu promieniowego luzu względnego czyli około tysiąc razy mniejsze od wartości pozostałych członów, uzyskuje się nowy, uproszczony układ równań [4].

Do dalszej analizy równań podstawowych przyjęto założenie, że bezwymiarowa gęstość $\rho_1 = 1$ czynnika smarującego jest stała, niezależna od temperatury i ciśnienia [4, 6, 7].

W celu wyznaczenia funkcji poszukiwanych wielkości, takich jak: składowe wektora prędkości, ciśnienie hydrodynamiczne, siły nośne i siły tarcia, zastosowano metodę małego parametru. Dzięki wykorzystaniu tej metody uzyskano dwa układy równań różniczkowych. Z pierwszego układu można wyznaczyć składowe wektora prędkości i ciśnienie hydrodynamiczne dla klasycznego izotermicznego, newtonowskiego smarowania z uwzględnieniem wpływu pola magnetycznego na zmianę lepkości ferrocieczy. Drugi układ równań pozwala wyznaczyć tzw. korekty składowych wektora prędkości i ciśnienia hydrodynamicznego, wynikające z uwzględnienia wpływu nienewtonowskich właściwości.

Całkując dwukrotnie po zmiennej promieniowej odpowiednie równania pędu oraz nakładając warunki brzegowe, otrzymuje się składową obwodową i wzdłużną wektora prędkości.

Warunki brzegowe dla składowych wektora prędkości oleju o właściwościach newtonowskich są następujące [4, 6, 7]:

$$\begin{aligned} v_1^{(0)} = 0, \quad v_2^{(0)} = 0, \quad v_3^{(0)} = 0 \quad \text{na panewce} \quad r_1 = h_{p1}, \\ v_1^{(0)} = 1, \quad v_2^{(0)} = 0, \quad v_3^{(0)} = 0 \quad \text{na czopie} \quad r_1 = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Warunki te oznaczają, że prędkość obwodowa $v_1^{(0)}$ oleju stykającego się z czopem przyjmuje wartość prędkości obwodowej czopa i wartość zerową na nieruchomej panewce, ponieważ ciecz smarująca jest cieczą lepka. Nie uwzględnia się także drgań wału i panewki ani poślizgów. Z tych też przyczyn również składowa wzdłużna $v_3^{(0)}$ prędkości oleju ma wartość zero. Składowa promieniowa $v_2^{(0)}$ prędkości oleju na czopie i panewce ma wartość zero, ponieważ materiał panewki nie jest porowaty oraz zakłada się, że czop i panewka nie wykonują drgań poprzecznych.

Dla rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego w oleju o właściwościach newtonowskich przyjęto warunki brzegowe Reynoldsa w postaci [4, 6, 7].

$$p_1^{(0)} = 0 \text{ dla } \phi = \phi_p, \quad p_1^{(0)} = 0 \text{ dla } \phi \geq \phi_k, \quad \frac{\partial p_1^{(0)}}{\partial \phi} = 0 \text{ dla } \phi = \phi_k, \quad (9)$$

$$p_1^{(0)} = 0 \text{ dla } z_1 = +1 \text{ oraz } z_1 = -1,$$

Warunki te oznaczają, że wartość bezwymiarowego ciśnienia hydrodynamicznego $p_1^{(0)}$ jest równa ciśnieniu otoczenia (atmosferycznemu) przyrównanemu do zera w porównaniu z wartościami rozwiniętego ciśnienia w łożysku. Przyjęcie wartości zerowej dotyczy miejsca $\phi = \phi_p$, czyli współrzędnej początkowej równej w przybliżeniu około 4° w kierunku ruchu czopa na przednim końcu linii środków zazwyczaj w miejscu doprowadzenia oleju do szczeliny oraz w miejscu $\phi = \phi_k$, czyli współrzędnej końca filmu olejowego. Wartość ta jest nieznaną przy warunkach Reynoldsa, lecz wiadomo, że leży poza tylnym końcem linii środków.

Wykorzystując równanie ciągłości i wcześniej wyliczone składowe obwodową i wzdłużną, po scałkowaniu równania i nałożeniu odpowiednich warunków brzegowych, otrzymuje się składową promieniową wektora prędkości oraz równanie typu Reynoldsa, które ma postać [4]:

$$\frac{\partial}{\partial \phi} \left[\frac{h_{p1}^3}{\eta_{1B}} \left(\frac{\partial p_1^{(0)}}{\partial \phi} - M_1 \right) \right] + \frac{1}{L_1^2} \frac{\partial}{\partial z_1} \left[\frac{h_{p1}^3}{\eta_{1B}} \left(\frac{\partial p_1^{(0)}}{\partial z_1} - M_3 \right) \right] = 6 \frac{\partial h_{p1}}{\partial \phi}, \quad (10)$$

gdzie:

$$M_1 = R_f \chi \left[H_1 \frac{\partial H_1}{\partial \phi} + \frac{1}{L_1} H_3 \frac{\partial H_1}{\partial z_1} \right], \quad M_3 = R_f L_1 \chi \left(H_1 \frac{\partial H_3}{\partial \phi} + \frac{1}{L_1} H_3 \frac{\partial H_3}{\partial z_1} \right),$$

- R_f – liczba ciśnienia magnetycznego opisująca wpływy pola magnetycznego,
- H_1, H_2, H_3 – bezwymiarowe składowe wektora natężenia pola magnetycznego,
- η_{1B} – bezwymiarowa funkcja lepkości dynamicznej zależna od indukcji magnetycznej.

Wymiarową wartość siły nośnej C_Σ w poprzecznym łożysku ślizgowym wyznacza się ze znanego wzoru [4, 7]:

$$C_\Sigma = C_1^{(0)} \cdot b R \eta_o \omega / \psi^2. \quad (11)$$

gdzie:

- b – połowa długości łożyska,
- R – promień czopa,
- η_o – charakterystyczna wymiarowa wartość lepkości dynamicznej dla $T = T_0, p = p_{at}, B = 0$,
- ω – prędkość kątowa czopa łożyska.

Bezwymiarową podstawową wartość siły nośnej $C_1^{(0)}$ w poprzecznym łożysku ślizgowym smarowanym ferromagnetycznym czynnikiem oblicza się z zależności [4, 7]:

$$C_1^{(0)} = \sqrt{\left(\int_{-1}^{+1} \left(\int_0^{\varphi_k} p_1^{(0)} \cos \gamma \sin \varphi \, d\varphi \right) dz_1 \right)^2 + \left(\int_{-1}^{+1} \left(\int_0^{\varphi_k} p_1^{(0)} \cos \gamma \cos \varphi \, d\varphi \right) dz_1 \right)^2}, \quad (12)$$

gdzie symbol γ oznacza kąt przekoszenia.

Całkowaną wymiarową siłę tarcia Fr_Σ w szczelinie poprzecznego łożyska ślizgowego przedstawia następująca zależność:

$$Fr_\Sigma = Fr_1^{(0)} \cdot bR\eta_o\omega / \psi. \quad (13)$$

Bezwymiarową wartość siły tarcia dla oleju klasycznego newtonowskiego z uwzględnieniem wpływu pola magnetycznego na zmianę lepkości dynamicznej wyznacza się na podstawie następującej zależności [4, 7]:

$$\begin{aligned} Fr_1^{(0)} &= \int_{-1}^{+1} \left[\int_0^{\varphi} \left(\eta_{1B} \frac{\partial v_1^{(0)}}{\partial r_1} \right)_{r_1=h_{p1}} d\varphi \right] dz_1 = \\ &= \int_{-1}^{+1} \left[\int_0^{2\pi} \left(\eta_{1B} \frac{\partial v_{1s}^{(0)}}{\partial r_1} \right)_{r_1=h_{p1}} d\varphi \right] dz_1 + \int_{-1}^{+1} \left[\int_0^{\varphi_k} \left(\eta_{1B} \frac{\partial v_{1p}^{(0)}}{\partial r_1} \right)_{r_1=h_{p1}} d\varphi \right] dz_1. \end{aligned} \quad (14)$$

Funkcje prędkości obwodowej składa się z prędkości wywołanej gradientem ciśnienia oraz prędkości powodowanej ruchem obwodowym czopa (przepływem ścinającym) i polem magnetycznym [4, 7]:

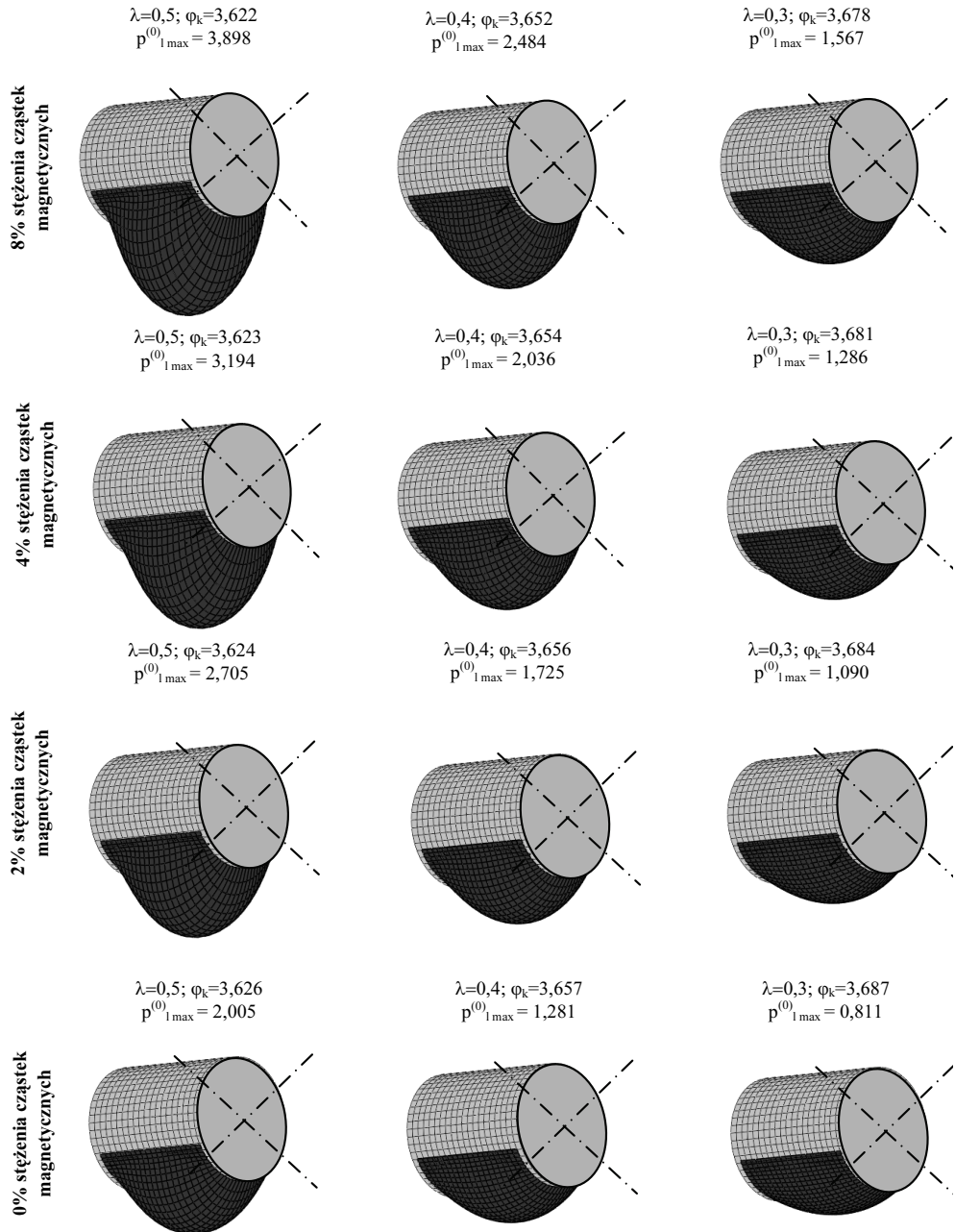
$$v_{1p}^{(0)} \equiv \frac{1}{2\eta_{1B}} \frac{\partial p_1^{(0)}}{\partial \phi} (r_1^2 - \eta h_{p1}), \quad v_{1s}^{(0)} \equiv 1 - \frac{\eta}{h_{p1}} - \frac{1}{2\eta_{1B}} M_1 (r_1^2 - \eta h_{p1}). \quad (15)$$

Całkowity umowny współczynnik tarcia dla oleju klasycznego newtonowskiego z uwzględnieniem wpływu pola magnetycznego na zmianę lepkości dynamicznej wyznacza się z następującego wzoru:

$$\left(\frac{\mu}{\psi} \right)_\Sigma = \frac{Fr_\Sigma}{\psi C_\Sigma} = \frac{Fr_1^{(0)} bR\eta_o\omega / \psi}{C_1^{(0)} bR\eta_o\omega / \psi} = \left(\frac{\mu}{\psi} \right)_1^{(0)} = \frac{Fr_1^{(0)}}{C_1^{(0)}}. \quad (16)$$

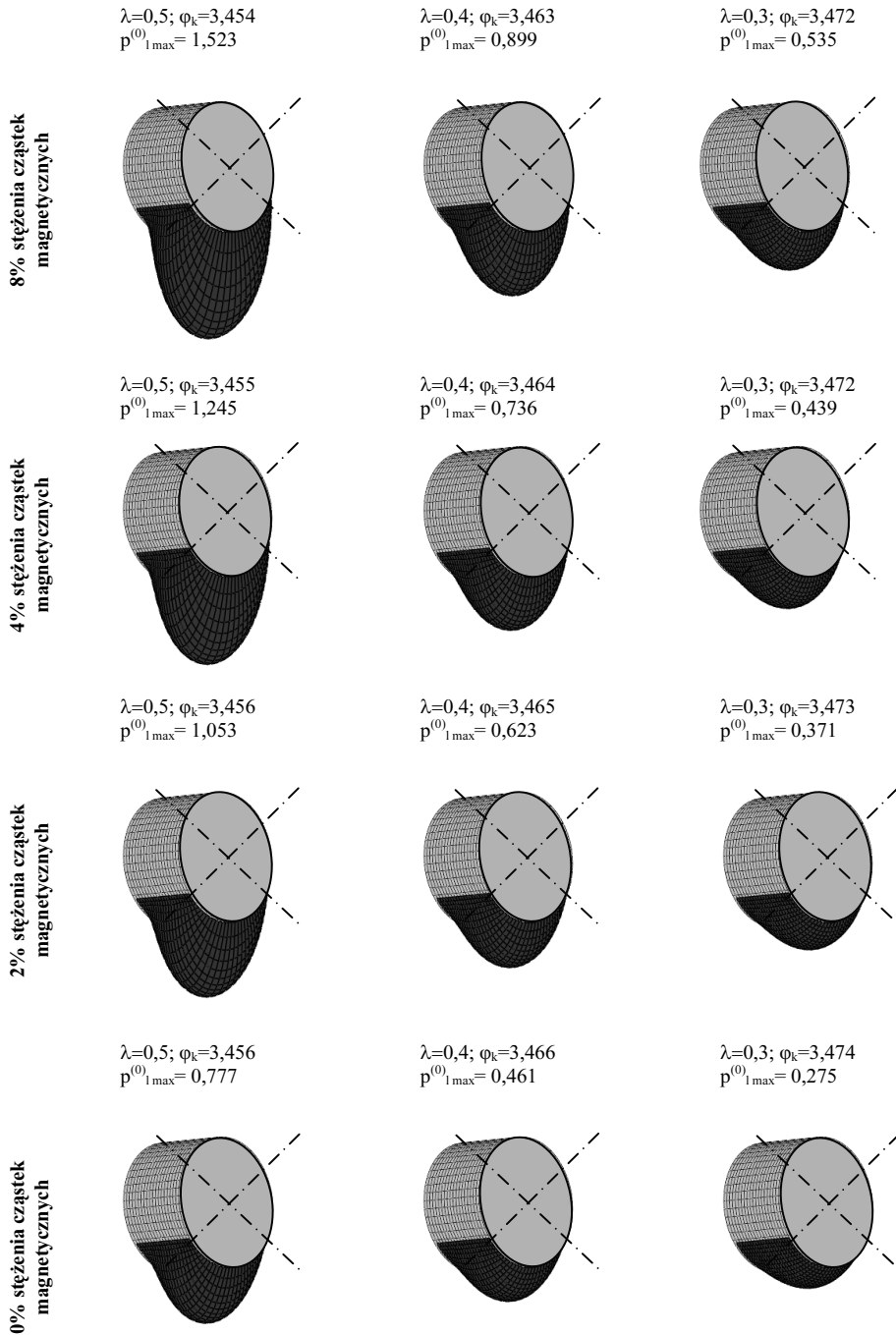
2. OBLICZENIA NUMERYCZNE

Obliczeń numerycznych rozkładu ciśnienia, siły nośnej, siły tarcia i współczynnika tarcia dokonano przy użyciu programu Mathcad 14 Professional na podstawie równań (10), (12), (14) oraz (16) z wykorzystaniem metody różnic skończonych. Na podstawie obliczeń rozkładu ciśnienia (rys. 1, 2, 3) zostały dokonane obliczenia siły nośnej (rys. 4), siły tarcia (rys. 5) oraz współczynnika tarcia, co pokazano z kolei na rysunku 6.



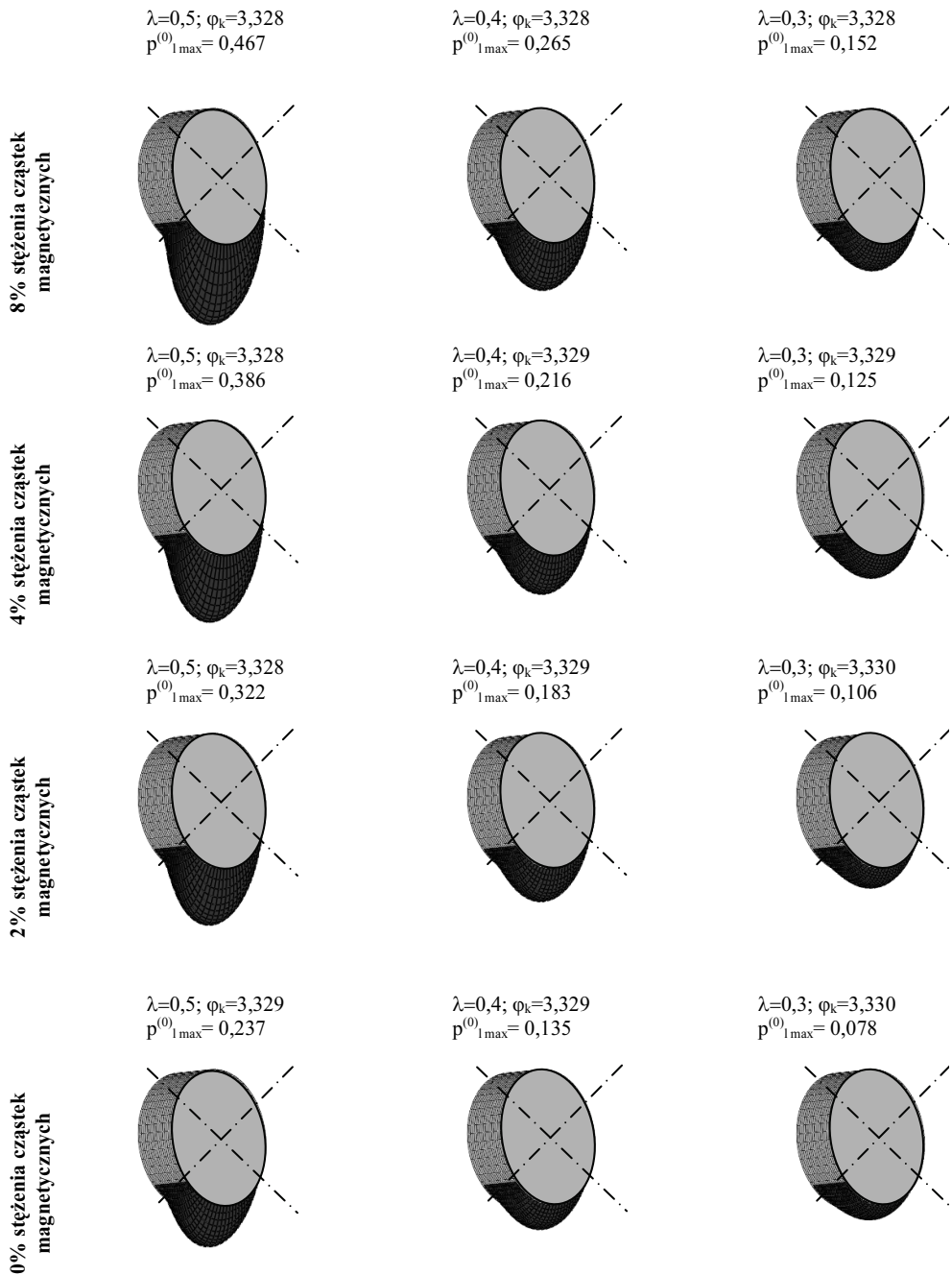
Rys. 1. Bezwymiarowy rozkład ciśnienia hydrodynamicznego $p_1^{(0)}$ w walcowym poprzecznym łożysku ślizgowym o bezwymiarowej długości łożyska $L_1 = 1$

Fig. 1. The dimensionless pressure distributions $p_1^{(0)}$ in cylindrical sliding journal bearings with dimensionless length $L_1 = 1$



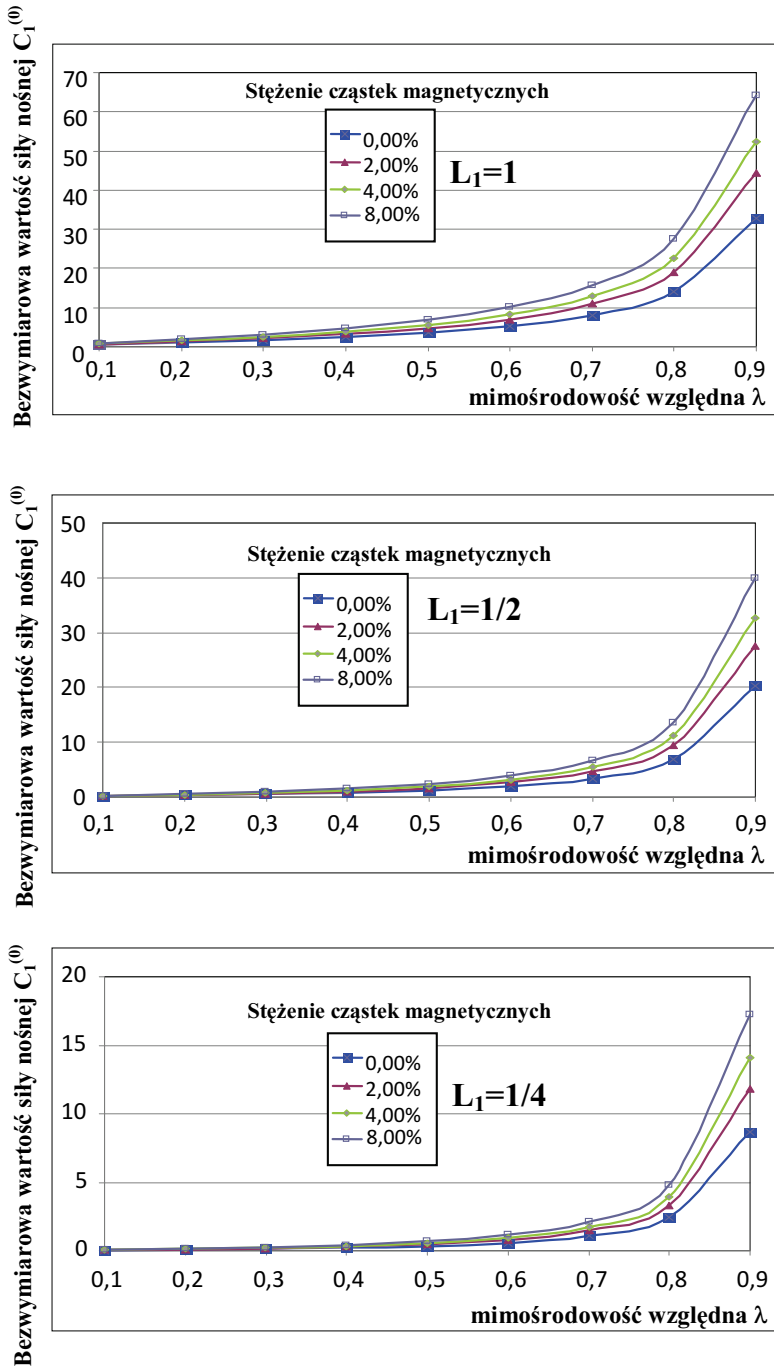
Rys. 2. Bezwymiarowy rozkład ciśnienia hydrodynamicznego $p_1^{(0)}$ w walcowym poprzecznym łożysku ślizgowym o bezwymiarowej długości łożyska $L_1 = 1/2$

Fig. 2. The dimensionless pressure distributions $p_1^{(0)}$ in cylindrical sliding journal bearings with dimensionless length $L_1 = 1/2$



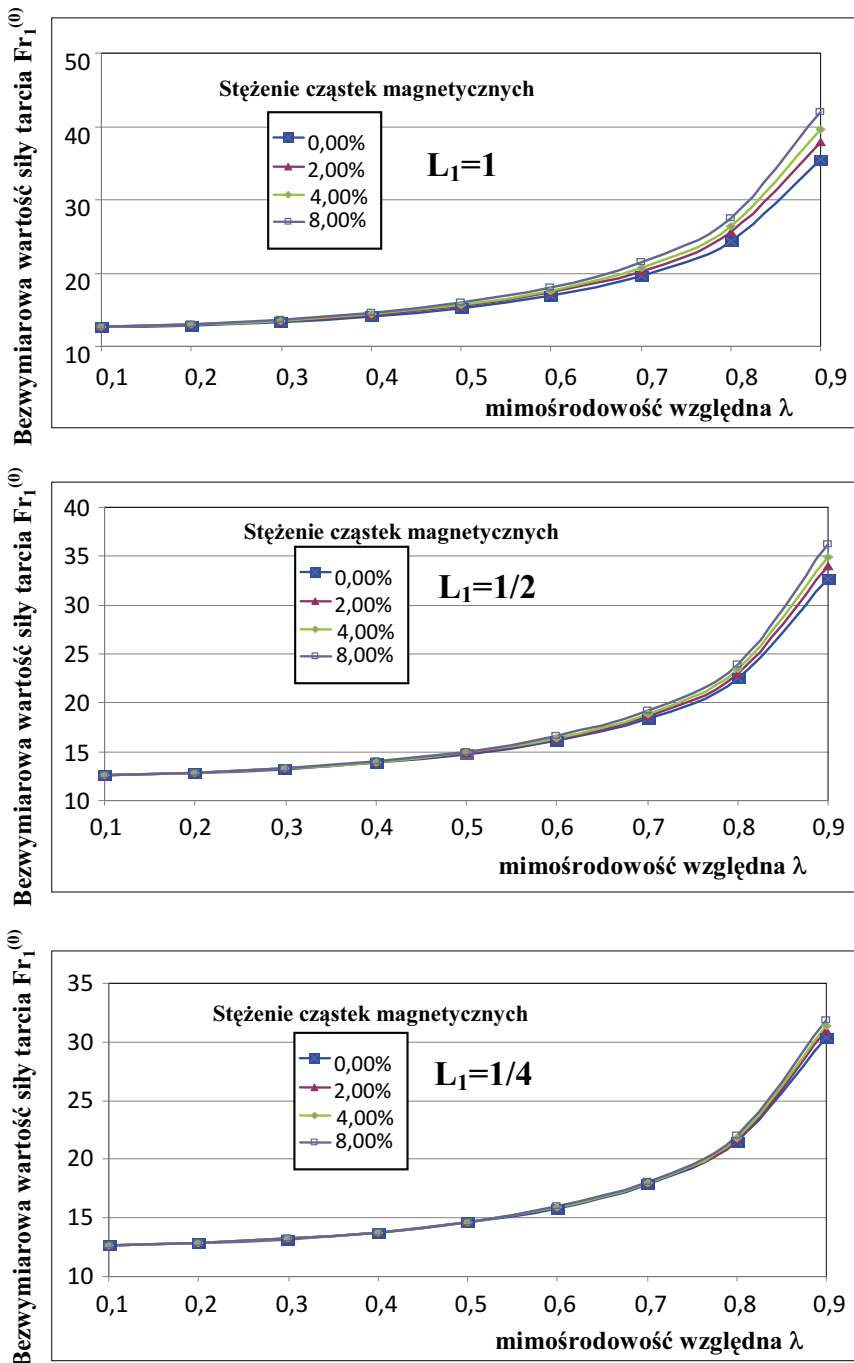
Rys. 3. Bezwymiarowy rozkład ciśnienia hydrodynamicznego $p_1^{(0)}$ w walcowym poprzecznym łożysku ślizgowym o bezwymiarowej długości łożyska $L_1 = 1/4$

Fig. 3. The dimensionless pressure distributions $p_1^{(0)}$ in cylindrical sliding journal bearings with dimensionless length $L_1 = 1/4$



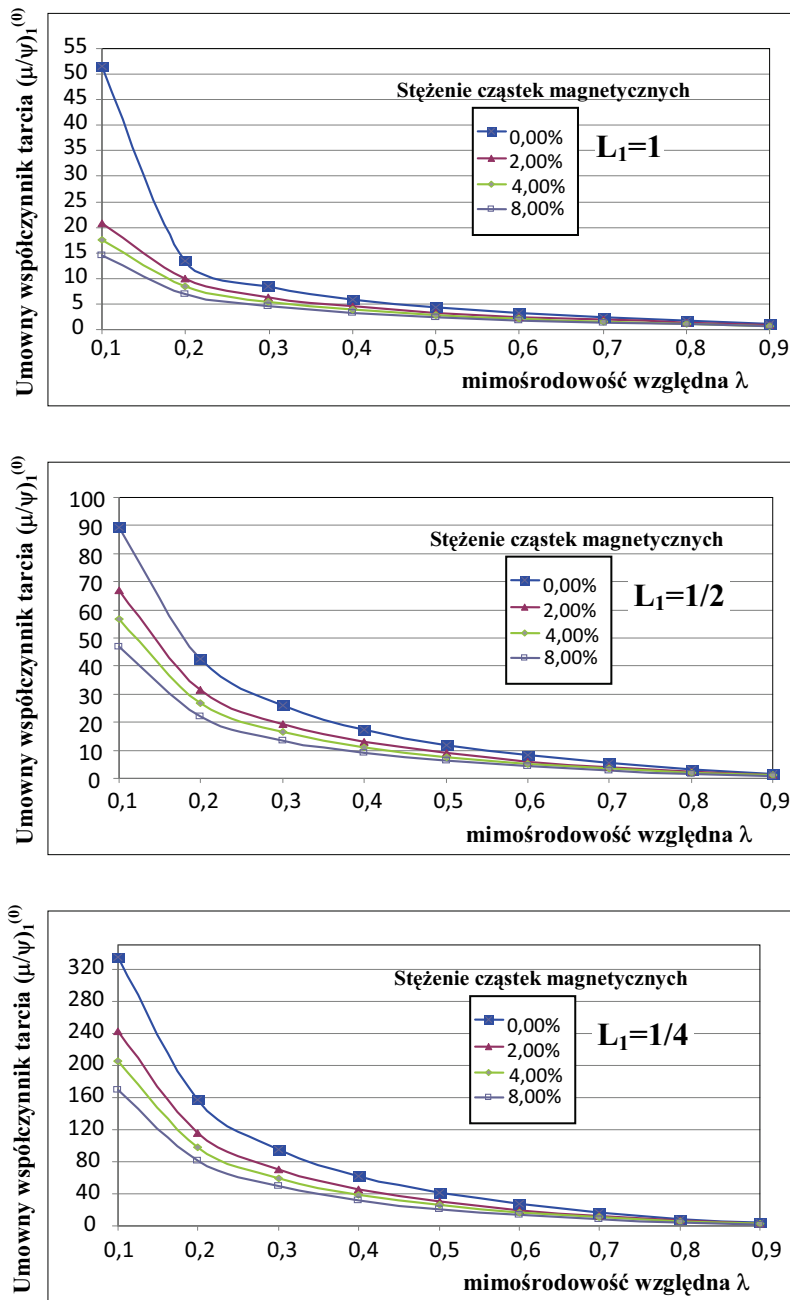
Rys. 4. Bezwymiarowe wartości siły nośnej $C_1^{(0)}$ w walcowych poprzecznych łożyskach ślizgowych o różnych bezwymiarowych długościach łożyska

Fig. 4. The dimensionless load carrying capacities $C_1^{(0)}$ in cylindrical sliding journal bearings with different dimensionless lengths



Rys. 5. Bezwymiarowe wartości siły tarcia $F_1^{(0)}$ w walcowych poprzecznych łożyskach ślizgowych o różnych bezwymiarowych długościach łożyska

Fig. 5. The dimensionless friction force $F_1^{(0)}$ in cylindrical sliding journal bearings with different dimensionless lengths



Rys. 6. Umowny współczynnik tarcia $(\mu/\psi)_1^{(0)}$ w walcowych poprzecznych łożyskach ślizgowych o różnych bezwymiarowych długościach łożyska

Fig. 6. The apparent friction coefficient $(\mu/\psi)_1^{(0)}$ in cylindrical sliding journal bearings with different dimensionless lengths

Ww. obliczenia przeprowadzono dla następujących wartości mimośrodowości względnej: $\lambda = 0,1$; $\lambda = 0,2$; ... ; $\lambda = 0,9$ dla trzech przyjętych bezwymiarowych długości łożysk: $L_1 = 1$; $L_1 = 1/2$ oraz $L_1 = 1/4$ przy wybranych czterech stężeniach zawartości cząsteczek magnetycznych w ferrociecży: 0%, 2%, 4% i 8%.

Składowe natężenia pola magnetycznego wyznaczono na podstawie rozwiązania analityczno-numerycznych równań Maxwella [3].

Do wszystkich obliczeń przyjęto następujące wielkości wymiarowe i bezwymiarowe: kąt przekoszenia $\gamma = 0,000^\circ$; podatność magnetyczną odpowiednią dla różnych stężeń cząstek magnetycznych $\chi = 2,0$, $\chi = 2,5$, $\chi = 3,0$; liczbę ciśnienia magnetycznego $R_f = 0,5$; bezwymiarowy współczynnik, opisujący wpływ indukcji magnetycznej na lepkość dynamiczną odpowiednią dla różnych stężeń cząstek magnetycznych $\delta_{B1} = 0,15$; $\delta_{B1} = 0,2$; $\delta_{B1} = 0,25$. Przy wyznaczaniu rozkładu wartości ciśnienia hydrodynamicznego przyjęto warunki brzegowe Reynoldsa.

Wybrane rozkłady ciśnienia hydrodynamicznego dla kolejnych bezwymiarowych długości łożyska $L_1 = 1$; $L_1 = 1/2$; $L_1 = 1/4$ przedstawiono na rysunkach 1, 2 i 3.

3. WNIOSKI

Wzrost ilości cząstek magnetycznych powoduje wzrost wartości ciśnienia hydrodynamicznego i siły nośnej przy istnieniu takiej samej wartości zewnętrznego pola magnetycznego. Wzrost ten wynosi: $100_{(\lambda=0,9)}-350_{(\lambda=0,1)}\%$ w odniesieniu do oleju smarującego bez cząstek magnetycznych dla łożysk o bezwymiarowej długości $L_1 = 1$; 95% dla łożysk o bezwymiarowej długości $L_1 = 1/2$; $100_{(\lambda=0,9)}-350_{(\lambda=0,1)}\%$ dla łożysk o bezwymiarowej długości $L_1 = 1/4$. W miarę wzrostu mimośrodowości względnej wzrost siły nośnej wraz ze wzrostem stężenia cząsteczek magnetycznych pozostaje dla wszystkich przebadanych trzech długości łożysk w miarę stały i jest rzędu do 100%.

Wzrost ilości cząstek magnetycznych powoduje nieznaczny wzrost siły tarcia z tendencją malejącą dla krótszych łożysk. Wzrost ten jest rzędu 0,1–17% dla łożysk o bezwymiarowej długości $L_1 = 1$; 0,1–11% dla łożysk o bezwymiarowej długości $L_1=1/2$; 0,1–5% dla łożysk o bezwymiarowej długości $L_1 = 1/4$.

Przy dużym wroście siły nośnej a niewielkim wroście siły tarcia umowy współczynnik tarcia maleje ze wzrostem stężenia cząstek magnetycznych w ferrociecży. Spadek ten jest rzędu 72–40% dla łożysk o bezwymiarowej długości $L_1 = 1$; 47–43% dla łożysk o bezwymiarowej długości $L_1=1/2$ oraz 47–53% dla łożysk o bezwymiarowej długości $L_1 = 1/4$.

Trzeba wyraźnie zaznaczyć, że przytoczone wartości są wynikiem symulacji komputerowej. Rzeczywiste wartości zmian ciśnienia hydrodynamicznego, siły nośnej, siły tarcia i współczynnika tarcia będą zależały m.in. od rodzaju cząstek magnetycznych, rodzaju cieczy bazowej, stężenia cząstek magnetycznych, wartości zewnętrznego pola magnetycznego, temperatury ferrociecży, obciążenia łożyska, prędkości obrotowej, luzu promieniowego i wymiarów geometrycznych łożyska.

LITERATURA

1. Böhme G., *Strömungsmechanik nicht-Newtonscher Fluide*, Teubner Studienbücher Mechanik, Stuttgart 1981.
2. Lang O.R., Steinhilper W., *Gleitlager*, Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1978.
3. Miszczak A., *A modelling of magnetic field in journal bearing gap*, Tribologia, 5 (185), 2002, 1503–1512.
4. Miszczak A., *Analiza hydrodynamicznego smarowania ferrocieczą poprzecznych łożysk ślizgowych. Monografia*, Fundacja Rozwoju Akademii Morskiej, Gdynia 2006.
5. Walicka A., *Inertia Effect on the Pressure Distribution in a Thrust Bearing Lubricated by Conducting and Magnetic Viscoelastic Fluids*, International Journal of Applied Mechanics and Engineering, 2002, Vol. 7, 99–108.
6. Wierzcholski K., *Mathematical Theory of Lubrication*, Politechnika Szczecińska, Szczecin 1992.
7. Wierzcholski K., *Teoria niekonwencjonalnego smarowania łożysk ślizgowych*, Prace Naukowe Politechniki Szczecińskiej, nr 527, Szczecin 1995.
8. Wierzcholski K., Wissussek D., *Presentation of Some Simplifications for hydrodynamic flow of Rivlin Ericksen Lubricant*, Tribologia, 6 (144), 1995, 653–663.

OPERATING PARAMETERS OF JOURNAL SLIDING BEARINGS FERROFLUID LUBRICATED WITH DIFFERENT CONCENTRATIONS OF MAGNETIC PARTICLES

Summary

In this paper author presents the results of numerical calculations of pressure distribution, load carrying capacities, friction forces and coefficient of friction in the rift of ferrofluid-lubricated slide bearing with different length for different concentrations of magnetic particles. Reynolds-type equation has been derived from the equations of momentum and continuity of the stream for laminar, steady and isothermal flow so viscoelastic model Rivlin-Ericksen type of lubricant has been adopted. It has been adopted also that the dynamic viscosity depends generally on the magnetic field. Reynolds-type equation by which the hydrodynamic pressure distributions can be determined has been solved numerically using program - Mathcad 14 Professional. On the base of these calculations has been designated values of the friction forces and coefficient of friction, which is presented in the form of graphs.

Keywords: *numerical calculations, hydrodynamic pressure distribution, load carrying capacities, friction forces, coefficient of friction, sliding bearings.*