

Andrzej MISZCZAK

Akademia Morska w Gdyni, Katedra Podstaw Techniki

**ANALIZA NUMERYCZNA SIŁ NOŚNYCH
I WSPÓŁCZYNNIKÓW TARCIA DLA PRZEPIYU
FERROSMARU W SZCZELINIE POPRZECZNEGO
ŁOŻYSKA ŚLIZGOWEGO**

Słowa kluczowe

Siła nośna, siła tarcia, współczynnik tarcia, ferrosmar, analizy numeryczne.

Key words

Capacity, force of friction, coefficient of friction, ferrooil, numerical analysis.

Streszczenie

Niniejsza praca przedstawia analizę numeryczną węzłów tarcia ślizgowego występujących w budowie maszyn ze szczególnym uwzględnieniem wartości sił tarcia, sił nośnych i współczynników tarcia. Rozpatruje się łożyska poprzeczne smarowane ferrosmarem w polu magnetycznym. Ferrosmar jest traktowany jako ciecz nie newtonowska o własnościach lepkosprężystych. W obliczeniach numerycznych przyjmuje się stan nasycenia magnetycznego co powoduje, że wektor namagnesowania jest równoległy do wektora natężenia pola magnetycznego. Składowe wektora natężenia pola magnetycznego zostały wyznaczone z równań Maxwella. W pracy rozważa się zmienną lepkość od ciśnienia temperatury oraz indukcji magnetycznej.

Na podstawie przeprowadzonych obliczeń numerycznych wyznacza się parametry eksploatacyjne w postaci bezwymiarowej. Bezwymiarową wartość siły tarcia, współczynnika tarcia i nośność przedstawia się w tabelach oraz na wykresach dla różnych wartości mimośrodowości względnej i bezwymiarowej długości łożyska przy uwzględnieniu wpływu temperatury, ciśnienia, pola magnetycznego, własności nienewtonowskich na parametry eksploatacyjne.

WPROWADZENIE

Oprócz klasycznego modelu dla opisu oleju o własnościach newtonowskich [1], [2], stosujemy modele Reintera Rivlina czy też model Rivlina Ericksena a także model mikropolarny [3], [4], [5], [21], [6] dla oleju o własnościach nienewtonowskich. Wydaje się, iż model Rivlina Ericksena najlepiej opisuje rzeczywisty charakter nieklasycznej nie newtonowskiej cieczy smarującej jaką jest ferrosmar.

Podstawowymi zaletami stosowania ferrosmaru w węzłach tarcia ślizgowego są:

- tłumienie drgań,
- likwidacja pustek kawitacyjnych,
- możliwość regulacji nośności dzięki zmianą natężenia pola magnetycznego,
- możliwość zastosowania w próżniach i przy braku sił grawitacji,
- możliwość jednoczesnego wykorzystania ferrosmaru jako uszczelnacza.

Wadą stosowania ferrosmaru jest jego wysoka cena jak również konstrukcja samego łożyska ze sterowanym polem magnetycznym.

Należy również zaznaczyć, że cząstki magnetyczne Fe_3O_4 dochodzące do 20nm nie powodują zwiększonego zużycia mechanicznego współpracujących powierzchni łożyska. Istotny jest również fakt, że nie każdy olej można mieszać w dowolny sposób z cząstkami magnetycznymi, gdyż może powstać niestabilna mieszanina koloidalna.

W pracy przedstawiono analityczno-numeryczne rozwiązanie problemu hydrodynamicznego smarowania poprzecznych łożysk ślizgowych dla nie izotermicznego smarowania przy uwzględnieniu warunków brzegowych Gumbela. Lepkość dynamiczna oleju zależna jest od ciśnienia, temperatury, pola magnetycznego oraz prędkości deformacji w stacjonarnym i laminarnym przepływie lepko-sprężystym.

Do analizy bierzemy pod uwagę łożysko ślizgowe o skończonej długości, z panewką gładką o pełnym kacie opasania.

Pomijamy siły bezwładnościowe jakie występują w równaniach pędu oraz wpływ konwekcji wymuszonej w równaniu energii. Przyjmujemy: gęstość czynnika smarującego, współczynnik przewodzenia oleju oraz stałe materiałowe oleju lepko-sprężystego jako niezależne od temperatury.

W celu dokonania analizy zjawiska smarowania poprzecznych łożysk ślizgowych rozwiązano problem od podstaw uwzględniając układ równań zachowania pędu, równanie ciągłości strugi oraz równanie zachowania energii [7]. Ten fakt zapewnia dokonanie pełnej analizy zjawiska hydrodynamicznego smarowania. Na podstawie wyznaczonych składowych wektora prędkości oleju uzyskuje się siły tarcia i współczynniki tarcia. Również na podstawie

składowych wektora prędkości i ich korekt wyprowadza się zmodyfikowane równania Reynoldsa, z których uzyskuje się rozkłady ciśnienia hydrodynamicznego, nośność łożyska oraz ich korekty. Rozwiązanie równania zachowania energii daje rozkłady temperatur, które pozwolą uwzględnić wpływ temperatury na lepkość oleju.

MODEL HYDRODYNAMICZNY

Do opisu niestacjonarnego, nie-izotermicznego przepływu lepko-sprężystego oleju (ferrosmaru) w szczelinie łożyska ślizgowego przyjmujemy równanie zachowania pędu, równanie ciągłości a także równanie zachowania energii w następującej postaci [6], [8]:

$$\rho \frac{d \mathbf{v}}{d t} = \text{Div } \mathbf{S} + \mu_0 (\mathbf{N} \cdot \nabla) \mathbf{H} + \frac{1}{2} \mu_0 \text{rot}(\mathbf{N} \times \mathbf{H}) \quad (1)$$

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

$$\text{div}(\kappa \cdot \text{grad } T) + \text{div}(\mathbf{vS}) - \mathbf{v} \text{Div} \mathbf{S} - \mu_0 T \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial T} \frac{d \mathbf{H}}{d t} + \Omega = \rho \frac{d(c_v T)}{d t}, \quad (3)$$

gdzie:

\mathbf{v} – wektor prędkości ferrocieczy [m/s],

T – temperatura ferrocieczy [K],

\mathbf{N} – wektor namagnesowania ferrocieczy [A/m],

\mathbf{H} – wektor natężenia pola magnetycznego [A/m],

μ_0 – współczynnik przenikalności magnetycznej próżni [H/m],

\mathbf{S} – tensor naprężeń ferrocieczy o współrzędnych τ_{ij} dla $i, j = \phi, r, z$ [Pa],

∇ – wektor Nabla,

κ – współczynnik przewodności cieplnej ferrocieczy [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$],

ρ – gęstość ferrocieczy [kg/m^3],

c_v – ciepło właściwe ferrocieczy przy stałej objętości [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{K}^{-1}$],

Ω – ciepło na jednostkę objętości doprowadzone z źródeł zewnętrznych do ferrocieczy [Wm^{-3}].

Przyjmujemy pełny model Rivlina Ericksena opisujący związki pomiędzy tensorem naprężeń \mathbf{S} a tensorami prędkości deformacji \mathbf{A}_1 , \mathbf{A}_2 ferrocieczy w następującej postaci:

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

gdzie:

p – ciśnienie hydrodynamiczne [Pas],

η – współczynnik lepkości dynamicznej [Pas],

\mathbf{I} – tensor jednostkowy,

α, β – eksperymentalne współczynniki ferrocieczy, określające lepkosprężyste własności ferrocieczy w [Pas²].

Współczynniki materiałowe α, β cieczy smarującej mnożone przez odpowiednie tensory prędkości deformacji uwzględniają dodatkowe naprężenia wynikające z lepkosprężystego, nienewtonowskiego charakteru oleju. Ponadto stałe współczynniki α, β wyznaczone doświadczalnie dla ferrocieczy opisują wpływ jakiejś prędkości deformacji w trakcie przepływu ferrocieczy w szczelinie łożyska wywiera na zmianę lepkości dynamicznej ferrocieczy. W przypadku gdy przyjmiemy, że współczynniki materiałowe α, β są równe zero, to otrzymujemy klasyczne newtonowskie związki pomiędzy współrzędnymi naprężeń i współrzędnymi prędkości deformacji.

Lepkość dynamiczna ferrocieczy w najogólniejszym przypadku zależna jest od indukcji magnetycznej, temperatury i ciśnienia $\eta = \eta(B, T, p)$.

Wysokość h_p szczeliny smarnej zależy od mimośrodowości względnej λ i przekoszenia osi wału względem osi panewki. Całkowita wymiarowa wysokość szczeliny smarnej h_c jest sumą wysokości podstawowej h_p , deformacji termicznej i ciśnieniowej u_D , deformacji magnetycznej u_B , deformacji u_t wywołanej drganiami i niestacjonarnością warunków pracy, chropowatości i falistości u_f powierzchni czopa i panewki co można zapisać w postaci:

$$h_c(\phi, z, t) = h_p(\phi, z) + u_D(\phi, z) + u_B(\phi, z) + u_f(\phi, z) + u_t(t) \quad (5)$$

METODA ROZWIĄZYWANIA RÓWNAŃ PODSTAWOWYCH

Dla cienkiej warstwy granicznej ubezwymiaramy układ równań podstawowych (1)-(3) [7] oraz pomijamy człony rzędu promieniowego luzu względnego $\psi = 10^{-3}$. Otrzymamy ubezwymiарowiony układ trzech równań pędu, równanie ciągłości strugi oraz równania energii.

Niewiadomymi funkcjami są trzy składowe wektora prędkości czynnika smarującego, ciśnienie hydrodynamiczne oraz temperatura w szczelinie

smarnej. Funkcje te przedstawiamy w postaci jednostajnie zbieżnych szeregów funkcyjnych rozwiniętych względem kolejnych potęg małych bezwymiarowych arametrów A_α^* , Q_{Br} , ζ_p o postaci:

$$\begin{aligned} v_i &= v_i^{(0)} + A_\alpha^* v_i^{(1)} + \dots + A_\alpha^{*j} v_i^{(j)} + \dots + Q_{Br} v_{i0}^{(1)} + \dots + Q_{Br}^j v_{i0}^{(j)} + \dots + \zeta_p v_{i1}^{(1)} + \dots + \zeta_p^j v_{i1}^{(j)} + \dots \\ p_1 &= p_1^{(0)} + A_\alpha^* p_1^{(1)} + \dots + A_\alpha^{*j} p_1^{(j)} + \dots + Q_{Br} p_{10}^{(1)} + \dots + Q_{Br}^j p_{10}^{(j)} + \dots + \zeta_p p_{11}^{(1)} + \dots + \zeta_p^j p_{11}^{(j)} + \dots \\ T_1 &= T_1^{(0)} + A_\alpha^* T_1^{(1)} + \dots + A_\alpha^{*j} T_1^{(j)} + \dots + Q_{Br} T_{10}^{(1)} + \dots + Q_{Br}^j T_{10}^{(j)} + \dots + \zeta_p T_{11}^{(1)} + \dots + \zeta_p^j T_{11}^{(j)} + \dots \quad (6) \end{aligned}$$

Lepkość dynamiczną ferrosmaru zależną od indukcji magnetycznej, temperatury i ciśnienia rozwijamy w szeregi analogicznie do postaci (6).

Małe parametry przedstawione w powyższych szeregach opisujemy następującymi zależnościami:

$$A_\alpha^* \equiv \frac{\alpha_o U}{\eta_o R}, \quad 0 < |A_\alpha^*| < 1, \quad 0 < Q_{Br} \equiv Br T_o \delta_T < 1, \quad 0 \leq \zeta_p \equiv \zeta \cdot p_o < 0, \quad (7)$$

gdzie:

- A_α^* – bezwymiarowy mały parametr określany również jako liczba Deboraha,
- p_o – wymiarowa wartość charakterystycznego ciśnienia [Pa],
- Q_{Br} – bezwymiarowy współczynnik zmian lepkości od temperatury T,
- ζ_p – bezwymiarowy doświadczalny piezowspółczynnik lepkości,
- ζ – wymiarowy piezowspółczynnik lepkości [Pa^{-1}].
- α_o – wymiarowa wartość współczynników doświadczalnych uwzględniających wpływy właściwości nienewtonowskich cieczy [Pas^2],
- δ – wymiarowy współczynnik zmian lepkości od temperatury T [K^{-1}].

Po podstawieniu szeregów (6) do ubezwymiarowionego układu równań podstawowych a następnie wyznaczając te szeregi metodą Cauchy'ego oraz przyrównując współczynniki przy jednakowych potęgach odpowiedniego małego parametru otrzymujemy kolejne układy równań różniczkowych cząstkowych. Składowe wektora prędkości $v_1^{(0)}$, $v_2^{(0)}$, $v_3^{(0)}$, ciśnienie hydrodynamiczne $p_1^{(0)}$ oraz rozkład temperatury w szczelinie smarnej $T_1^{(0)}$ dotyczą oleju o właściwościach newtonowskich z względnieniem zmian lepkości tylko od indukcji magnetycznej. Korekty składowych wektora prędkości, ciśnienia i temperatury wynikające

z nie-newtonowskich właściwości ferrosmaru oznaczono symbolami $v_1^{(1)}, v_2^{(1)}, v_3^{(1)}, p_1^{(1)}, T_1^{(1)}$. Korekty składowych wektora prędkości, ciśnienia i temperatury wynikające z wpływu temperatury na zmianę lepkości ferrosmaru mają postać: $v_{10}^{(1)}, v_{20}^{(1)}, v_{30}^{(1)}, p_{10}^{(1)}, T_{10}^{(1)}$. Wpływ ciśnienia na zmianę lepkości ferrosmaru wywołują odpowiednie korekty o postaci: $v_{11}^{(1)}, v_{21}^{(1)}, v_{31}^{(1)}, p_{11}^{(1)}, T_{11}^{(1)}$. Bezwymiarową nośność łożyska C_1 , w przypadku łożyska z przekoszeniem osi czopa w stosunku do osi panewki, wyznaczmy ze znanego wzoru [13]:

$$C_1 = \sqrt{\left(\int_{-1}^{+1} \left(\int_0^{\phi_k} p_1 \cos \gamma \sin \phi \, d\phi \right) dz \right)^2 + \left(\int_{-1}^{+1} \left(\int_0^{\phi_k} p_1 \cos \gamma \cos \phi \, d\phi \right) dz \right)^2} \quad (8)$$

gdzie

$$p_1 = p_1^{(0)} + A_\alpha^* p_1^{(1)} + Q_{Br} p_{10}^{(1)} + \zeta_p p_{11}^{(1)}.$$

Aby wyznaczyć wartość wymiarową siły nośnej C należy pomnożyć wartość bezwymiarową C_1 przez współczynnik wymiarowy $bR \cdot \frac{\eta_o \omega R^2}{\varepsilon^2}$.

Całkowita bezwymiarowa siła tarcia F_{R1} zostanie wyznaczona z następującej zależności:

$$F_{R1} = \int_{-1}^{+1} \left(\int_{\phi_p}^{\phi_k} \left(\frac{\partial v_1^{(0)}}{\partial r_1} + A_\alpha^* \frac{\partial v_1^{(1)}}{\partial r_1} + Q_{Br} \frac{\partial v_{10}^{(1)}}{\partial r_1} + \zeta_p \frac{\partial v_{11}^{(1)}}{\partial r_1} \right) \Big|_{r_1=h_{c1}} d\phi \right) dz_1 \quad (9)$$

Aby wyznaczyć wartość wymiarową siły tarcia F_R należy pomnożyć wartość bezwymiarową F_{R1} przez współczynnik wymiarowy $\frac{bR^2 \eta_o \omega}{\varepsilon}$.

Umowny współczynnik tarcia $\left(\frac{\mu}{\psi} \right)$ zostanie wyznaczona z następującej zależności:

$$\mu = \frac{F_R}{C}; \quad \left(\frac{\mu}{\psi} \right) = \frac{F_R}{\psi \cdot C} \quad (10)$$

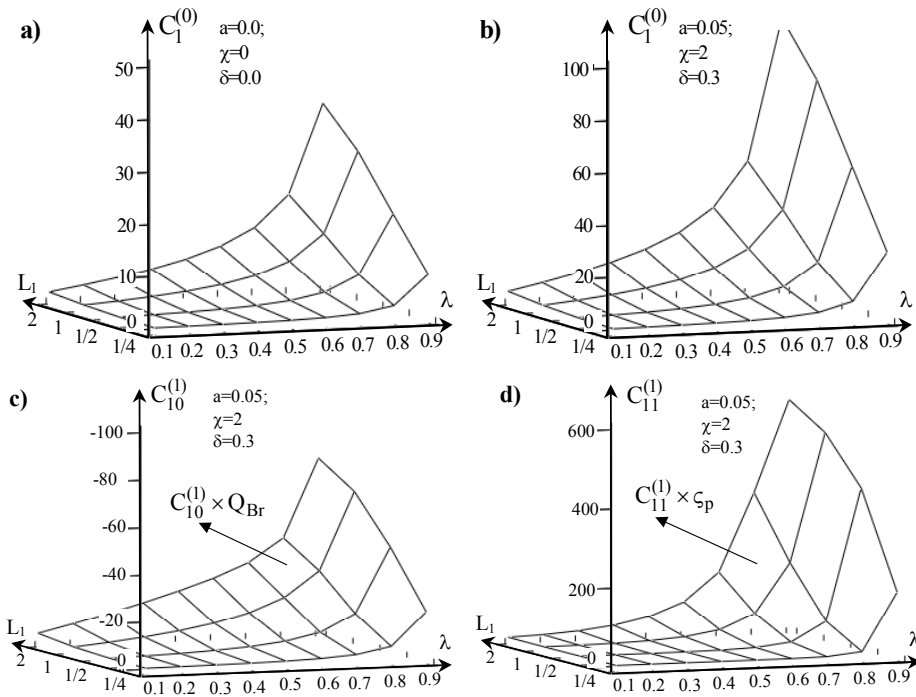
SYMULACJA NUMERYCZNA

Obliczenia numeryczne zostały przeprowadzone przy użyciu programu komputerowego Mathcad 11 i metody różnic skończonych. Rozwiązania numeryczne zmodyfikowanych równań Reynoldsa wykonano w pierwszej kolejności. Dla tak otrzymanych wartości ciśnienia uzyskano rozkłady temperatury. Następnie wyznaczono numerycznie wartości siły nośnej (8) oddzielnie dla przypadku oleju o własnościach newtonowskich oraz dla każdej korekty z osobna, co umożliwiło przeprowadzenia analizy wpływu poszczególnych czynników na wartość siły nośnej. Następnie uzyskano siłę tarcia (9) i współczynnik tarcia (10). Wszystkie obliczenia wykonano dla mimośrodowości względnej od $\lambda=0.1$ do $\lambda=0.9$ oraz dla typowych bezwymiarowych długości łożyska $L_1=1/4$, $L_1=1/2$, $L_1=1$, $L_1=2$. Do obliczeń przyjęto przekoszenie osi wału względem osi panewki opisywane współczynnikiem przekoszenia $a=(L_1/\psi)\cdot\tan(\gamma) =0.05$, gdzie γ to kąt przekoszenia.

Wartość składowych natężenia pola magnetycznego wyznaczon z równań Maxwella [8] oraz przyjętych warunków brzegowych zgodnych z prawami fizyki i praktyką inżynierską.

Do obliczeń przyjęto następujące wartości wymiarowe: temperaturę odniesienia $T_0=360\text{K}$; moduł Younga stopu łożyskowego $E=1,2\cdot 10^{11}\text{Pa}$; współczynnik Poissona dla stopu łożyskowego $\nu=0,35$; współczynnik przewodności oleju $\kappa_o=0,15$; współczynnik przewodności stopu łożyskowego $\kappa^*=15$; współczynnik zmian lepkości od temperatury $\delta_T=1/50\text{K}^{-1}$; charakterystyczną wartość ciśnienia odniesienia $p_0=6\text{MPa}$; promień czopa $R=0.03\text{m}$; luz promieniowy $\varepsilon=0.00002\text{m}$; prędkość kątową czopa $\omega=300\text{s}^{-1}$; charakterystyczną wartość lepkości dynamicznej oleju $\eta_o=0.02\text{Pas}$; bezwymiarowy mały parametr $Q_{Br}=0,216$; liczbę Brinkmana $Br=0,03$; bezwymiarowe natężenie gęstości strumienia ciepła $q_{c1}=-1.5$ oraz bezwymiarowy piezowspółczynnik $\zeta_p=0.1$. Przyjęte wartości parametrów opisujących pole magnetyczne są następujące: współczynniki podatności magnetycznej $\chi=2$, bezwymiarowy współczynnik zmian współczynnika lepkości dynamicznej oleju od indukcji pola magnetycznego $\delta=0.3$

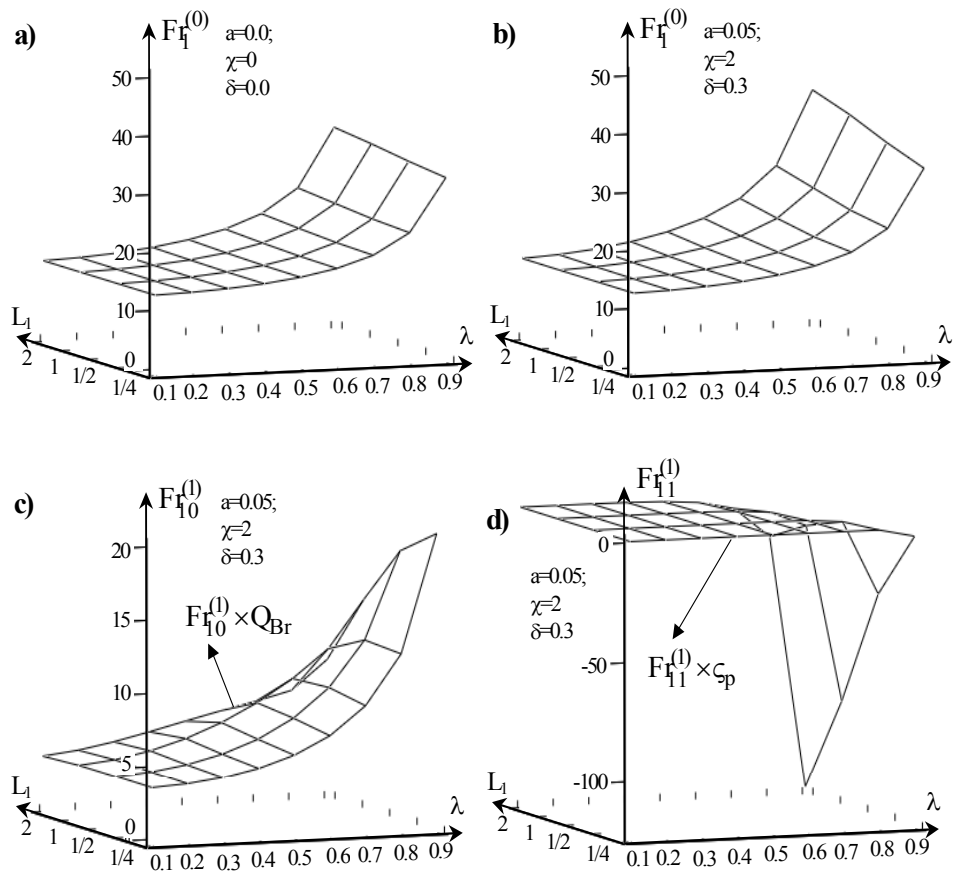
Wyniki obliczeń siły nośnej przedstawia rys.1, natomiast siły tarcia rys. 2. Wartość współczynnika tarcia przedstawiono na rys.3



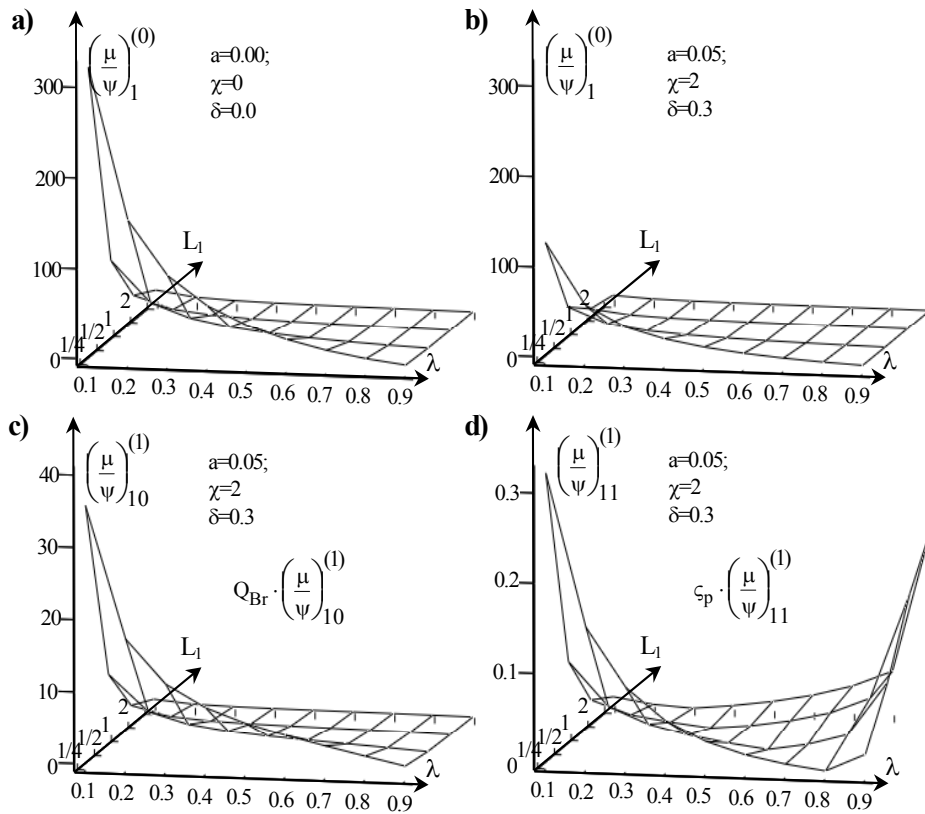
Rys. 1. Wykresy bezwymiarowych wartości sił nośnych i ich korekty (opis rysunków w tekście)

Fig. 1. Diagram of dimensionless bearing capacities and its corrections (description can be find on the drawings in text)

Na rys.1, 2, 3 zamieszczono po 4 wykresy, na których rysunek a) przedstawia bezwymiarowe wartości odpowiednio sił nośnych, sił tarcia i współczynników tarcia bez przekoszenia dla $a=0$ i bez uwzględniania zmian lepkości oleju od pola magnetycznego dla $\chi=0$ $\delta=0$. Na rysunkach 1, 2, 3 przedstawiono odpowiednio wartości sił nośnych, sił tarcia i współczynników tarcia dla przypadku z przekoszeniem dla $a=0.05$ i z uwzględnieniem zmian lepkości oleju od pola magnetycznego dla $\chi=2$ $\delta=0.3$; We wszystkich rysunkach wykres c) oznacza korekty odpowiednio siły nośnej, siły tarcia i współczynnika tarcia wynikające z uwzględnienia wpływu temperatury na zmianę lepkości. Na wszystkich rysunkach ostatniego wykresu d) przedstawiono korekty siły nośnej, siły tarcia i współczynnika tarcia wynikające z uwzględnienia wpływu ciśnienia na zmianę lepkości. Wszystkie wykresy korekt wykonano dla przekoszenia $a=0.05$ i pola magnetycznego dla $\chi=2$ $\delta=0.3$



Rys. 2. Wykresy bezwymiarowych wartości sił tarcia i ich korekty (opis rysunków w tekście)
 Fig. 2. Diagram of dimensionless friction forces and its corrections



Rys. 3. Wykresy bezwymiarowych wartości sił tarcia i ich korekty (opis rysunków w tekście)
 Fig. 3. Diagram of dimensionless friction forces and its corrections

WNIOSKI

Z przeprowadzonej analizy numerycznej wynika iż następuje wzrost siły nośnej w przypadku działania pola magnetycznego na łożysko smarowane ferrosmarem. Wzrost ten jest zależny między innymi od wartości pola, rodzaju ferrosmaru. Orientacyjnie można stwierdzić iż może on sięgać nawet do 300%. Dodatkowo warto zauważyć iż dla łożyska smarowanego ferrosmarem w polu magnetycznym z uwzględnieniem przekoszenia, przyrost wartości siły tarcia jest znikomy w stosunku do wartości siły tarcia w przypadku braku pola magnetycznego i przekoszenia, natomiast jest istotny spadek wartości współczynnika tarcia. Znikome są również wartości korekt współczynników tarcia przy uwzględnieniu wpływu ciśnienia i temperatury na zmianę lepkości ferrosmaru. Analizując wykresy sił tarcia i ich korekt (rys.2) zauważyć można iż w szerokim obszarze wpływ korekt sił tarcia na wartość siły tarcia jest

również niewielki i osiąga kilka procent. Inaczej jest w przypadku korekt sił nośnych. Wpływy ciśnienia na zmianę lepkości ferrosmaru osiągają znaczne wartości przy dużych mimośrodowościach i dużych wartościach bezwymiarowych długości łożyska. Natomiast wpływy temperatury na zmianę lepkości oleju w korektach siły nośnej są istotne w całym obszarze badanych łożysk i wynoszą kilkanaście procent.

BIBLIOGRAFIA

1. Bartz W. J.: Gleitlagertechnik, Expert Verlag, Grafenau 1981.
2. Barwell F.T.: Łożyskowanie, WNT, Warszawa 1984. (Tłumaczenie z angielskiego) Bearing Systems. Principles and Practice. Oxford Univ. Press 1979.
3. Astarita G., Marrucci G.: Principles of non-Newtonian Fluid Mechanics. McGraw Hill Co, London 1974.
4. Miszczak A.: Badanie teoretyczne wpływu nie-newtonowskich olejów na parametry eksploatacyjne stacjonarnie obciążonych poprzecznych łożysk ślizgowych. Praca Doktorska, Akademia Górniczo Hutnicza, Kraków 1998
5. Walicki E.: Ruch Płynów lepkich w szczelinach wzdłużnych łożysk ślizgowych. Zeszyty Naukowe Akademii Techniczno – Rolniczej w Bydgoszczy, nr.50, 1977
6. Wierzcholski K.: Teoria niekonwencjonalnego smarowania łożysk ślizgowych. Prace Naukowe Politechniki Szczecińskiej nr 527, Szczecin 1995
7. Miszczak A.: Rozwiązanie numeryczne pól sprzężonych w węźle tarcia ślizgowego. Tribologia ISSN 0208-7774 Nr.4,(184), 2002, 1249-1260
8. Rosensweig R. E.: Ferrohydrodynamics. Dover Publications, INC. Mineola, NewYork 1997

The numerical analysis of capacities, and friction coefficients for ferrooil flow in slide journal bearing

Abstract

Present work deals with a numerical analysis of the friction sliding joints, which are commonly occurring in the engineering and technology area, mainly focussing on the friction forces, capacity and friction coefficient. The radial journal bearing lubricated by a ferrooil being in a magnetic field is considered. The ferrooil is treated as a non-Newtonian liquid with viscoelasticity properties. In the numerical computing a magnetic saturation state is assumed which make the vector of magnetisation parallel to the vector of magnetic field intensity. The co-ordinates of the vector of magnetic field intensity have been calculated by means of Maxwell equations. A variability of the viscosity as a function of pressure, temperature and magnetic induction is considered.

On the basis of numerical calculation exploitation parameters have been pointed out in the dimensionless form. The dimensionless friction force, the friction coefficient and the bearing capacity are illustrated in graphs for different values of the relative eccentricity and dimensionless length of bearing. Influences of temperature, pressure, magnetic field, non-Newtonian oil properties on bearing exploitation parameters are taking into account.

There has also been estimated an influence of stationary magnetic field on friction force value and friction coefficient as well as on the bearing capacity.