

Paweł KRASOWSKI*

**CIŚNIENIE I NOŚNOŚĆ WZDŁUŻNEGO ŁOŻYSKA
ŚLIZGOWEGO SMAROWANEGO OLEJEM
MIKROPOLARNYM**

**PRESSURE AND CAPACITY FORCE IN JOURNAL
LONGITUDINAL BEARING LUBRICATED
WITH MICROPOLAR OIL**

Słowa kluczowe:

smarowanie mikropolarne, wzdluzne lozysko slizgowe, cisnienie, nosnosc

Key-words:

micropolar lubrication, journal longitudinal bearing, hydrodynamic pressure, capacity force

Streszczenie

W referacie omówiono i przedstawiono rozwiązanie numeryczne równania Reynoldsa opisującego laminarny, stacjonarny przepływ czynnika smarującego o strukturze mikropolarnej w szczelinie wzdluznego lozyska slizgowego. Zalożono stalą gęstość oraz lepkości dynamiczne charakteryzujące olej mikropolarny. Punktem wyjścia są równania pędu, mo-

* Akademia Morska, Wydział Mechaniczny, ul. Morska 81-87, 81-225 Gdynia.

mentu pędu oraz równanie ciągłości przepływu, skąd otrzymano równanie Reynoldsa. Wyniki są przedstawione w postaci rozkładu ciśnienia, jego wartości maksymalnej oraz nośności w zależności od wartości liczby sprzężenia N i bezwymiarowej długości Λ_1 cieczy mikropolarnej. Prezentowane wyniki przedstawione są w postaci charakterystyk bezwymiarowych i porównane z rozwiązaniem dla oleju newtonowskiego.

WPROWADZENIE

Rozwój inżynierii materiałowej oraz tribologii umożliwia wprowadzanie jako czynników smarujących olejów o złożonej strukturze, w tym o strukturze mikropolarnej. Wymagania eksploatacyjne skłaniają konstruktorów maszyn do stosowania specjalnych dodatków uszlachetniających do olejów i powodujących zmianę ich własności lepkościowych. Jak wykazują badania doświadczalne, większość uszlachetnionych czynników smarujących zaliczyć można do płynów o własnościach nienewtonowskich z mikrostrukturą [L. 3, 4, 6]. Przedstawione w artykule rozważania dotyczą laminarnego, stacjonarnego przepływu w szczelinie wzdłużnego łożyska ślizgowego. Czynnikiem smarującym jest ciecz nienewtonowska o strukturze mikropolarnej. Lepkość dynamiczna izotropowego płynu mikropolarnego charakteryzowana jest pięcioma lepkościami: lepkością ścinania η (znaną przy płynach newtonowskich), lepkością sprzężenia κ oraz trzema lepkościami rotacyjnymi związanymi z rotacją wokół osi układu współrzędnych. Taka charakterystyka lepkościowa cieczy mikropolarnej wynika z rozważanych związków konstytutywnych omówionych w [L. 3, 4]. Ze względu na ograniczoną objętość artykułu zainteresowanych odsyłamy do tych prac. W prezentowanym przepływie pominięto wpływ sił bezwładności czynnika smarującego oraz pole zewnętrznych jednostkowych sił masowych [L. 3, 4].

RÓWNANIE REYNOLDSA

W artykule przyjęto stałe wartości lepkości oleju mikropolarnego, niezależne od warunków termicznych i ciśnieniowych w łożysku. Wielkości współczynników lepkości uzależniono od lepkości dynamicznej ścinania η , która jest decydującą lepkością w przypadku płynów newtonowskich. Ciśnienie odniesienia p_0 jest też określone w oparciu o tę lepkość, aby uzyskane wyniki dla olejów mikropolarnych można było porównać z olejem newtonowskim. W olejach mikropolarnych decydujące znaczenie ma

wartość lepkości dynamicznej sprzężenia κ [L. 1, 3]. W niektórych pracach dotyczących smarowania łożysk olejem mikropolarnym można spotkać sumę tych dwóch lepkości jako efektywną lepkość dynamiczną smarowania mikropolarnego. W niniejszym artykule lepkość sprzężenia scharakteryzowano liczbą sprzężenia N^2 , która dla oleju newtonowskiego jest równa zero:

$$N = \sqrt{\frac{\kappa}{\eta + \kappa}} \quad 0 \leq N < 1 \quad (1)$$

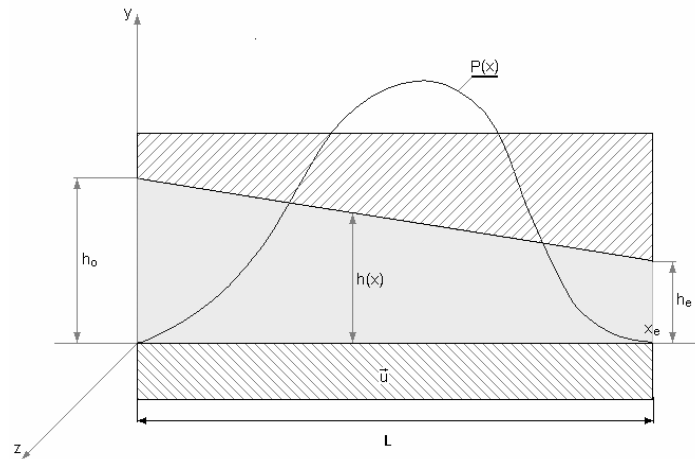
Wartość N^2 w przypadku cieczy mikropolarnej określa udział lepkości sprzężenia w efektywnej lepkości dynamicznej oleju. Z liczby sprzężenia N^2 można wyznaczyć stosunek obu lepkości dynamicznych, który jest bezwymiarową lepkością sprzężenia κ_1 :

$$\kappa_1 = \frac{\kappa}{\eta} = \frac{N^2}{1 - N^2} \quad \kappa_1 \geq 0 \quad (2)$$

Z dynamicznych lepkości rotacyjnych przy laminarnym smarowaniu poszczególne lepkości porównywalne są w stosunku do lepkości γ , którą wielu autorów [L. 3] uważa za reprezentatywą i stosunek jej do lepkości ścinania η związany jest z charakterystyczną długością mikropolarną Λ przepływu, który w przypadku płynu newtonowskiego przyjmuje wartość zero. Bezwymiarowa wielkość Λ_1 długości mikropolarnej oraz długość mikropolarna Λ zdefiniowane są następująco:

$$\Lambda = \sqrt{\frac{\gamma}{\eta}}; \quad \Lambda \Lambda_1 = \varepsilon \quad (3)$$

Bezwymiarowa długość mikropolarna Λ_1 w przypadku oleju newtonowskiego dąży do nieskończoności. Analizę przepływu w szczeliny smarnej płaskiego łożyska przeprowadzono w układzie współrzędnych prostokątnych x, y, z , gdzie współrzędna x określa kierunek wzdłużny łożyska, współrzędna y kierunek wysokości szczeliny smarnej oraz współrzędna z określa kierunek szerokości łożyska płaskiego. Schemat przekroju poprzecznego szczeliny smarnej pokazano na **Rys. 1**. Szczelinę smarną opisano następującymi parametrami geometrycznymi: maksymalną wysokością szczeliny h_o , minimalną wysokością szczeliny h_e , długością L szczeliny oraz szerokością b . W prezentowanym artykule założono,



Rys. 1. Schemat szczeliny smarnej łożyska płaskiego

Fig. 1. Geometry schema of the slide journal plane bearing gap

że obie powierzchnie współpracujące zachowują identyczne wymiary szczeliny smarnej wzdłuż jej szerokości, czyli nie ma przekoszenia w łożysku i wysokość szczeliny smarnej nie zależy od współrzędnej y . Wysokość szczeliny smarnej po długości jest dana zależnością w postaci bezwymiarowej:

$$h_1(x_1) = \varepsilon - (\varepsilon - 1)x_1 \quad \text{dla} \quad 0 \leq x_1 \leq 1 \quad (4)$$

Wprowadzono [L. 1, 2] bezwymiarowe wielkości charakteryzujące szczelinę smarną: współrzędną długości x_1 , bezwymiarową współrzędną wysokości szczeliny h_1 , bezwymiarowy współczynnik zbieżności ε szczeliny wg schematu:

$$x_1 = \frac{x}{L}; \quad h_1 = \frac{h}{h_m}; \quad \varepsilon = \frac{h_e}{h_m} \quad (5)$$

Równanie Reynoldsa dla przepływu stacjonarnego, laminarnego płynu mikropolarnego w szczelinie wzdłużnego łożyska ślizgowego można przedstawić [L. 1, 2, 7] w postaci wymiarowej:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\eta} \Phi(\Lambda, N, h) \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{\eta} \Phi(\Lambda, N, h) \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6 \frac{dh}{dx} \quad (6)$$

Funkcja $\Phi(\Lambda, N, h)$ ma postać (7) i w przypadku płynu newtonowskiego ma wartość 1, a równanie Reynoldsa (6) przechodzi w równanie dla płynu newtonowskiego.

$$\Phi(\Lambda, N, h) = 1 + 12 \frac{\Lambda^2}{h^2} - 6 \frac{N\Lambda}{h} \coth\left(\frac{Nh}{2\Lambda}\right) \quad (7)$$

Równanie Reynoldsa (6) można przedstawić w postaci bezwymiarowej [L. 1, 7], stosując przedstawiony wcześniej sposób przechodzenia na te wielkości, otrzymamy je w postaci:

$$\frac{\partial}{\partial x_1} \left(\Phi_1(\Lambda_1, N, h_1) \frac{\partial p_1}{\partial x_1} \right) + \frac{1}{L_1^2} \frac{\partial}{\partial z_1} \left(\Phi_1(\Lambda_1, N, h_1) \frac{\partial p_1}{\partial z_1} \right) = 6 \frac{dh_1}{dx_1} \quad (8)$$

dla $0 \leq x_1 \leq 1; 0 \leq y_1 \leq h_1; -1 \leq z_1 \leq 1$

gdzie:
$$\Phi_1 = h_1^3 + 12 \frac{h_1}{\Lambda_1^2} - 6 \frac{Nh_1^2}{\Lambda_1} \coth\left(\frac{h_1 N \Lambda_1}{2}\right) \quad (9)$$

Dodatkowo przyjęto [L. 2] wielkość bezwymiarową dla ciśnienia p_1 , szerokości L_1 szczeliny oraz pozostałych współrzędnych y_1 oraz z_1 wg następującego oznaczenia:

$$\begin{aligned} p &= p_0 p_1, & b &= L L_1, \\ z &= b z_1, & y &= h_e y_1 \end{aligned} \quad (10)$$

Ciśnienie odniesienia p_0 wywołane ruchem posuwistym suwaka z prędkością liniową U przyjęto w postaci (11) uwzględniającej lepkość dynamiczną ścinania η oraz luz względny ψ łożyska ($10^{-4} \leq \psi \leq 10^{-3}$):

$$p_0 = \frac{U\eta}{\psi L} \quad \psi = \frac{h_e}{L} \quad (11)$$

CIŚNIENIE HYDRODYNAMICZNE

Poniżej przedstawione zostanie rozwiązanie równania (8) dla łożyska płaskiego o nieskończonej szerokości. W ostatecznym rezultacie funkcja rozkładu ciśnienia w przypadku smarowania mikropolarnego ma postać:

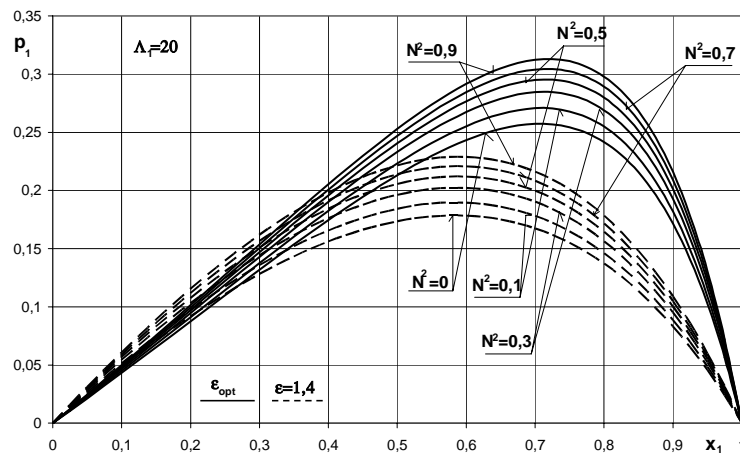
$$p_1(x_1) = 6 \int_0^{x_1} \frac{h_1 - C_1}{\Phi_1(\Lambda_1, N, h_1)} dx_1; \quad C_1 = \frac{\int_0^1 \frac{h_1}{\Phi_1} dx_1}{\int_0^1 \frac{1}{\Phi_1} dx_1} \quad (12)$$

W przypadku granicznym smarowania płynem newtonowskim ($N \rightarrow 0$, $\Lambda_1 \rightarrow \infty$) funkcja rozkładu ciśnienia jest ciśnieniem $p_{1N}(x_1)$.

$$\lim_{\substack{N \rightarrow 0 \\ \Lambda_1 \rightarrow \infty}} \Phi_1 = h_1^3 \quad \lim_{\substack{N \rightarrow 0 \\ \Lambda_1 \rightarrow \infty}} C_1 = 1 \quad p_{1N}(x_1) = 6 \int_0^{x_1} \frac{h_1 - 1}{h_1^3} dx_1 \quad (13)$$

$$p_{1N} = \frac{6(\varepsilon - 1)(1 - x_1)x_1}{(\varepsilon + 1)(\varepsilon - \varepsilon x_1 + x_1)^2}$$

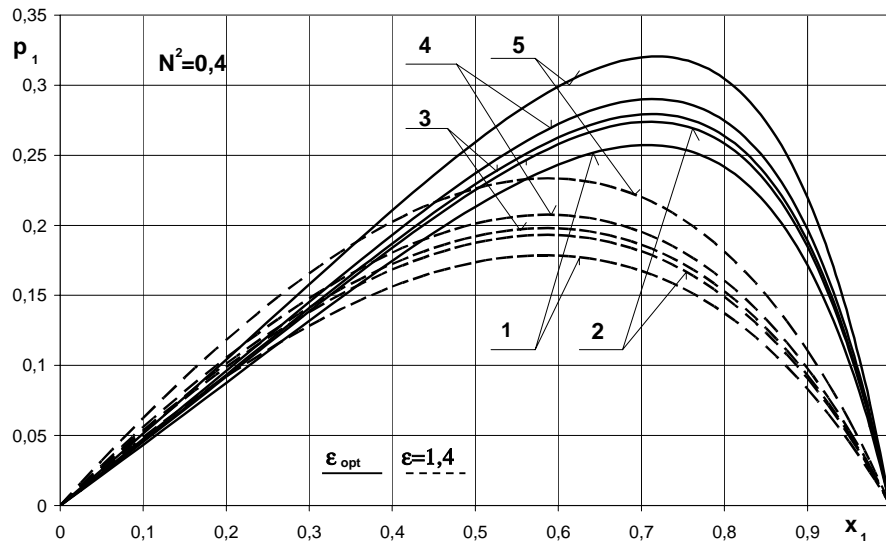
Obliczenia numeryczne wykonano dla łożyska o zbieżności optymalnej $\varepsilon_{opt} = 1 + \sqrt{2}$ oraz o zbieżności $\varepsilon = 1,4$ oznaczonymi odpowiednio liniami: ciągłą i przerywaną.



Rys. 2. Rozkład ciśnienia p_1 w kierunku wzdłużnym łożyska przy smarowaniu olejem mikropolarnym ($N^2 > 0$) oraz newtonowskim ($N^2 = 0$), przy długości mikropolarnej $\Lambda_1 = 20$ i zbieżności szczeliny ε_{opt} oraz $\varepsilon = 1,4$

Fig. 2. The dimensionless pressure distributions p_1 in direction x_1 in dependence on coupling number N^2 by micropolar ($N^2 > 0$) and Newtonian ($N^2 = 0$) lubrication for characteristic dimensionless length of micropolar fluid $\Lambda_1 = 20$, gap convergence coefficient ε_{opt} and $\varepsilon = 1.4$

Na **Rys. 2** przedstawiono rozkłady ciśnień dla poszczególnych liczb sprzężenia N^2 przy stałej długości mikropolarnej $\Lambda_1 = 20$. Wzrost rozkładu ciśnienia spowodowany jest zwiększeniem efektywnej lepkości dynamicznej oleju wynikającej z lepkości sprzężenia κ . Przy $N^2 = 0,5$ lepkość sprzężenia jest równa lepkości ścinania. Wykresy ciśnienia z **Rys. 2** dla smarowania olejem mikropolarnym ($N^2 > 0$) leżą powyżej wykresu ciśnienia przy smarowaniu olejem newtonowskim ($N^2 = 0$). Jest to spowodowane wzrostem efektywnej lepkości dynamicznej oleju. Na wykresach na **Rys. 3** przedstawiono analogiczne przebiegi ciśnienia p_1 dla kilku wartości

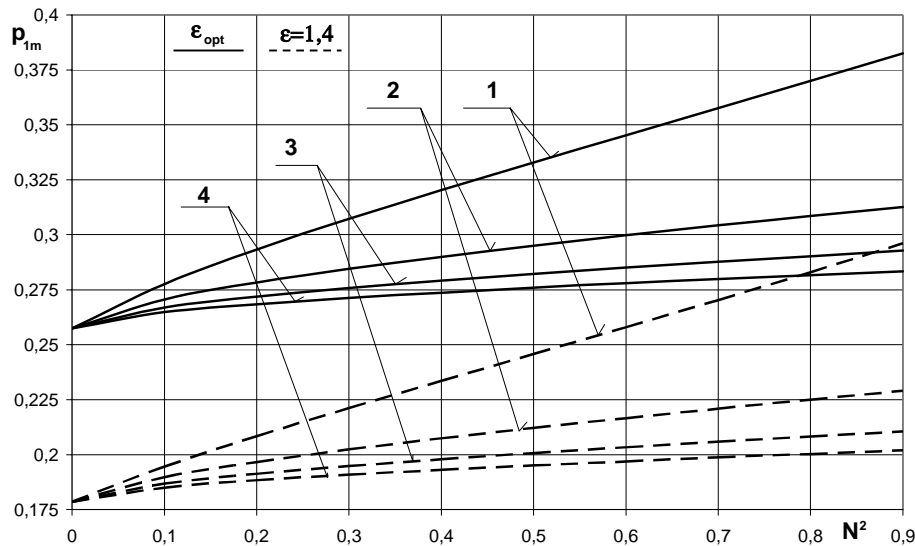


Rys. 3. Rozkład ciśnienia p_1 w kierunku wzdłużnym łożyska w łożysku w zależności od długości mikropolarnej Λ_1 : 1) olej newtonowski, 2) $\Lambda_1 = 40$, 3) $\Lambda_1 = 30$, 4) $\Lambda_1 = 20$, 5) $\Lambda_1 = 10$, przy zbieżności szczeliny ε_{opt} oraz $\varepsilon = 1,4$ oraz liczbie sprzężenia $N^2 = 0,4$

Fig. 3. The dimensionless pressure distributions p_1 in direction x_1 in dependence on characteristic dimensionless length of micropolar fluid Λ_1 : 1) Newtonian oil, $\Lambda_1 = 40$, 3) $\Lambda_1 = 30$, 4) $\Lambda_1 = 20$, 5) $\Lambda_1 = 10$, for coupling number $N^2 = 0,4$, gap convergence coefficient ε_{opt} and $\varepsilon = 1.4$

długości mikropolarnej Λ_1 . Zmniejszanie się wartości tego parametru oznacza wzrost lepkości dynamicznej rotacyjnej oleju mikropolarnego. Rozkłady ciśnienia przedstawiono przy stałej liczbie sprzężenia $N^2 = 0,4$. Ciśnienie oleju newtonowskiego przedstawia przebieg o numerze 1. Wzrost lepkości rotacyjnej oznacza wzrost rozkładu ciśnienia i jest on spowodowany tym, że prędkości przepływu oleju i prędkości mikrotacji

są ze sobą sprzężone. Wartości liczb sprzężenia N^2 oraz bezwymiarowych długości mikropolarnych Λ_1 , dla których wykonano przedstawione obliczenia zaczerpnięto z prac [L. 1, 7]. Na podstawie uzyskanych rozkładów ciśnienia hydrodynamicznego p_1 po długości łożyska x_1 wyznaczono numerycznie wartości maksymalnych ciśnień p_{1m} . Wielkości p_{1m} przedstawiono na wykresach **Rys. 4** w funkcji liczby sprzężenia N^2 dla wybranych



Rys. 4. Maksymalne ciśnienie p_{1m} w funkcji liczby sprzężenia N^2 i długości Λ_1 : 1) $\Lambda_1 = 10$, 2) $\Lambda_1 = 20$, 3) $\Lambda_1 = 30$, 4) $\Lambda_1 = 40$ przy zbieżności szczeliny ϵ_{opt} oraz $\epsilon = 1,4$

Fig. 4. The dimensionless maximal pressure p_{1m} in dependence on coupling number N^2 for characteristic dimensionless length of micropolar fluid Λ_1 : 1) $\Lambda_1 = 10$, 2) $\Lambda_1 = 20$, 3) $\Lambda_1 = 30$, 4) $\Lambda_1 = 40$, gap convergence coefficient ϵ_{opt} and $\epsilon = 1.4$

długości mikropolarnych Λ_1 . Wszystkie linie wychodzą z punktu maksymalnego ciśnienia w przypadku przepływu cieczy newtonowskiej. Wzrost ciśnienia maksymalnego obserwujemy, gdy rośnie liczba sprzężenia N^2 (wzrasta lepkość sprzężenia κ) oraz maleje długość mikropolarna Λ_1 (wzrasta lepkość rotacyjna γ).

NOŚNOŚĆ HYDRODYNAMICZNA

Siłę nośności hydrodynamicznej W łożyska otrzymamy z całkowania rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego po powierzchni suwaka łożyska i postać bezwymiarowa W_1 :

$$W_1 = \frac{W}{W_0} = \int_0^1 p_1(x_1) dx_1; \quad W_0 = bLp_0 \quad (14)$$

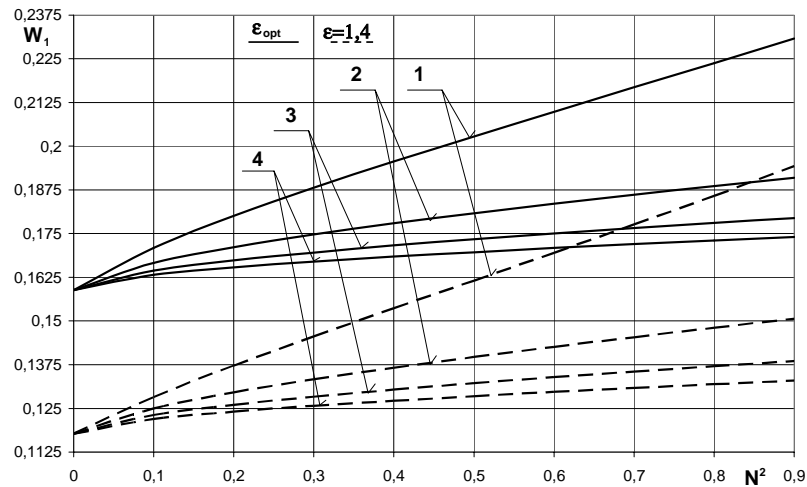
gdzie: W_0 – charakterystyczna nośność odniesienia.

Nośność łożyska zmienia się w zależności od parametrów kształtujących rozkład ciśnienia.

W przypadku przepływu oleju smarującego o stałej lepkości niezależnej od ciśnienia nośność łożyska przy przepływie stacjonarnym W_{10} wyznaczamy [L. 2] z zależności:

$$W_{10} = \frac{6}{(\varepsilon - 1)^2} \left(\ln \varepsilon - 2 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \right) \quad (15)$$

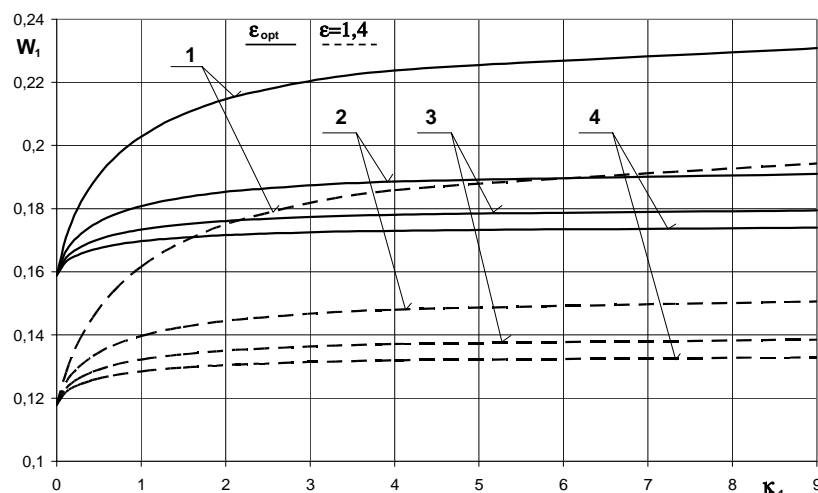
Na podstawie uzyskanych rozkładów ciśnienia hydrodynamicznego p_1 po długości łożyska x_1 wyznaczono numerycznie wartości siły nośności W_1 . Wielkości W_1 przedstawiono na wykresach **Rys. 5** w funkcji liczby sprzężenia N^2 dla wybranych długości mikropolarnej Λ_1 . Wszystkie linie wychodzą z punktu wartości nośności hydrodynamicznej



Rys. 5. Nośność W_1 w funkcji liczby sprzężenia N^2 i długości mikropolarnej Λ_1 : $\Lambda_1 = 10$, 2) $\Lambda_1 = 20$, 3) $\Lambda_1 = 30$, 4) $\Lambda_1 = 40$ przy zbieżności szczeliny ε_{opt} oraz $\varepsilon = 1,4$

Fig. 5. The dimensionless capacity forces W_1 in dependence on coupling number N^2 for characteristic dimensionless length of micropolar fluid Λ_1 : 1) $\Lambda_1 = 10$, 2) $\Lambda_1 = 20$, 3) $\Lambda_1 = 30$, 4) $\Lambda_1 = 40$, gap convergence coefficient ε_{opt} and $\varepsilon = 1.4$

w przypadku przepływu cieczy newtonowskiej. Wzrost siły nośności obserwujemy, gdy rośnie liczba sprzężenia N^2 (wzrasta lepkość sprzężenia κ) oraz maleje długość mikropolarna Λ_1 (wzrasta lepkość rotacyjna γ). Pełny zakres zmienności liczby sprzężenia N^2 z przedziału $[0; 1)$ dotyczy zmienności lepkości sprzęgającej κ od wartości małych do bardzo dużych. Większość autorów wykresy parametrów hydrodynamicznych łożyska podaje w funkcji N^2 , która jest skalą nieliniową dla lepkości sprzężenia κ_1 . Na wykresach na **Rys. 6** przedstawiono ten sam wykres w funkcji bezwymiarowej lepkości sprzężenia κ_1 , liniowej skali lepkości. Zakres zmiany N^2 z **Rys. 5** odpowiada zmianom κ_1 na **Rys. 6**.



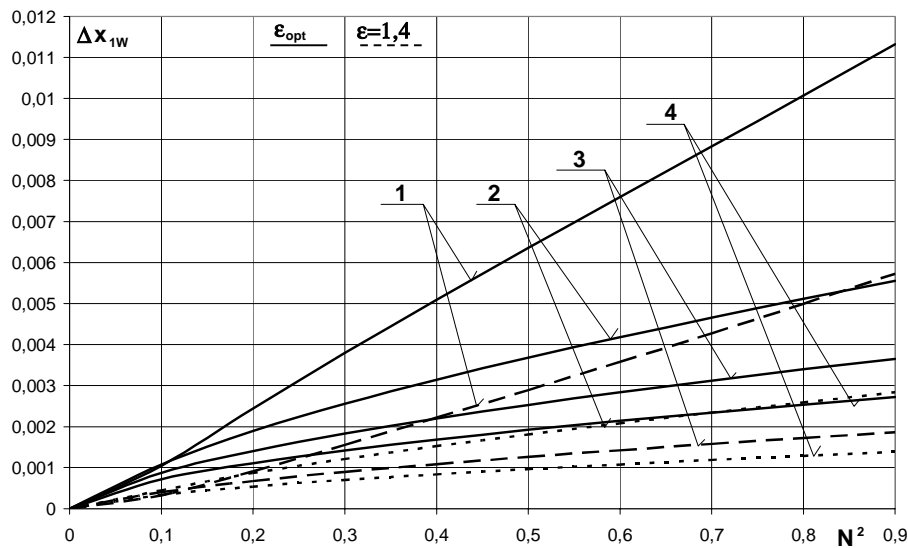
Rys. 6. Nośność W_1 w funkcji lepkości sprzężenia κ_1 i długości Λ_1 : 1) $\Lambda_1 = 10$, 2) $\Lambda_1 = 20$, 3) $\Lambda_1 = 30$, 4) $\Lambda_1 = 40$ przy zbieżności szczeliny ϵ_{opt} oraz $\epsilon = 1,4$

Fig. 6. The dimensionless capacity forces W_1 in dependence on coupling viscosity κ_1 for characteristic dimensionless length of micropolar fluid Λ_1 : 1) $\Lambda_1 = 10$, 2) $\Lambda_1 = 20$, 3) $\Lambda_1 = 30$, 4) $\Lambda_1 = 40$, gap convergence coefficient ϵ_{opt} and $\epsilon = 1.4$

Położenie siły nośności na długości łożyska można określić współrzędną x_{1W} jako współrzędną środka jednostkowych sił powierzchniowych ciśnienia. Zmianę tej współrzędnej Δx_{1W} położenia siły nośności w funkcji parametrów cieczy mikropolarnej przedstawiono na **Rys. 7**, wyznaczając ją następująco:

$$\Delta x_{1W} = x_{1Wm} - x_{1WN} \quad (16)$$

gdzie: x_{1Wm} – współrzędna położenia siły nośności przy oleju mikropolarnym, x_{1WN} – współrzędna położenia siły nośności przy oleju newtonowskim.



Rys. 7. Zmiana współrzędnej Δx_{1W} położenia siły nośności W_1 w funkcji liczby sprzężenia N^2 przy długości mikropolarnej Λ_1 : 1) $\Lambda_1 = 10$, 2) $\Lambda_1 = 20$, 3) $\Lambda_1 = 30$, 4) $\Lambda_1 = 40$ i zbieżności szczeliny ε_{opt} oraz $\varepsilon = 1,4$

Fig. 7. Change coordinate Δx_{1W} situated capacity forces W_1 in dependence on coupling number N^2 for characteristic dimensionless length of micropolar fluid Λ_1 : 1) $\Lambda_1 = 10$, 2) $\Lambda_1 = 20$, 3) $\Lambda_1 = 30$, 4) $\Lambda_1 = 40$, gap convergence coefficient ε_{opt} and $\varepsilon = 1.4$

Z przedstawionych wykresów wynika, że siła nośności przy smarowaniu mikropolarnym wzrasta i przesuwa się w kierunku końcowej części szczeliny smarnej.

WNIOSKI

Prezentowany przykład rozwiązania równania Reynoldsa dla przepływu stacjonarnego laminarnego nienewtonowskiego oleju smarującego o strukturze mikropolarnej umożliwia wstępną ocenę rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego i nośności jako podstawowego parametru eksploatacyjnego łożyska ślizgowego. W porównaniu z olejem newtonowskim oleje o strukturze mikropolarnej mogą być stosowane pod kątem zwiększenia ciśnienia hydrodynamicznego, a tym samym nośności łożyskowego węzła tarcia. Zastosowanie cieczy mikropolarnych ma dwa źródła wzrostu ciśnienia ze względu na własności lepkościowe; wzrost efektywnej lepkości cieczy (wzrost lepkości sprzężenia) oraz wzrost lepkości

rotacyjnej (wzrost charakterystycznego parametru długości Λ). Autor zdaje sobie sprawę z wielu założeń upraszczających zastosowanych w prezentowanym modelu węzła łożyskowego i dotyczących przyjęcia stałych parametrów charakteryzujących własności lepkościowe oleju.

LITERATURA

1. Das S., Guha S.K., Chattopadhyay A.K.: Linear stability analysis of hydrodynamic journal bearings under micropolar lubrication. *Tribology International* 38 (2005), pp. 500–507.
2. Krasowski P.: Stacjonarny, laminarny przepływ mikropolarnego czynnika smarującego w szczelinie smarnej poprzecznego łożyska ślizgowego. *Zeszyty Naukowe* nr 49, s. 72–90, Akademia Morska, Gdynia 2003.
3. Łukaszewicz G.: *Micropolar Fluids. Theory and Applications*. Birkhäuser Boston 1999.
4. Walicka A.: Reodynamika przepływu płynów nienewtonowskich w kanałach prostych i zakrzywionych. Uniwersytet Zielonogórski, Zielona Góra 2002.
5. Walicka A.: Inertia effects in the flow of a micropolar fluid in a slot between rotating suffrages of revolution. *International Journal of Mechanics and Engineering*, 2001, vol. 6, No. 3, pp. 731–790.
6. Wierzcholski K.: *Mathematical methods in hydrodynamic theory of lubrication*. Technical University Press, Szczecin 1993.
7. Xiao-Li Wang, Ke-Qin Zhu: A study of the lubricating effectiveness of micropolar fluids in a dynamically loaded journal bearing. *Tribology International* 37 (2004), pp. 481–490.

Recenzent:
Jarosław SEP

Summary

This paper presents the results of the numerical solution for the Reynolds equation for laminar, steady oil flow in a slide plane bearing gap. Lubrication oil is fluid with micropolar structure. Materials engineering and tribology development helps to introduce oils with a compound structure (together with micropolar structure) as lubricating factors. Exploitation requirements incline designers to use special oil refining additives, to change viscosity properties. As experimental studies show, most of the refining lubricating fluids can

be included as fluids of non-Newtonian properties with microstructure. In modelling properties and structures of micropolar liquid, one can introduce a dimensionless parameter within the terminal chance conversion of a micropolar liquid to a Newtonian liquid. The results are shown on diagrams of hydrodynamic pressure and capacity forces in dimensionless form in dependence on coupling number N^2 and the characteristic dimensionless length of micropolar fluid Λ_1 . Presented calculations are limited to isothermal models of bearing with infinite breadth.

