

Krzysztof WIERZCHOLSKI*

WPLYW ADHEZJI NA ROZKŁADY CIŚNIENIA I SIŁY NOŚNE WALCOWYCH MIKROŁOŻYSK

ADHESION INFLUENCES ON THE PRESSURE AND CARRYING CAPACITY OF CYLINDRICAL MICROBEARINGS

Słowa kluczowe:

mikrołożyska, adhezja, ciśnienie, metody obliczeń

Key-words:

micro-bearings, adhesion, pressure, calculation methods

Streszczenie

Przedmiotem pracy jest wyznaczanie metody numerycznego wyznaczania rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego w poprzecznym walcowym mikrołożysku ślizgowym. Rozpatrywane są mikrołożyska o średnicach wału około 1 milimetra. Supercienkie wysokości szczeliny mikrołożyska o wartościach często mniejszych od jednego mikrometra powodują fakt, że warstwa filmu olejowego w takich szczelinach cechuje się specyficznymi właściwościami odmiennymi od klasycznych. Przede wszystkim na

* Politechnika Koszalińska, Instytut Mechatroniki, Nanotechnologii i Techniki Próżniowej, 75-620 Koszalin, ul. Raławicka 15/17; krzysztof.wierzcholski@wp.pl

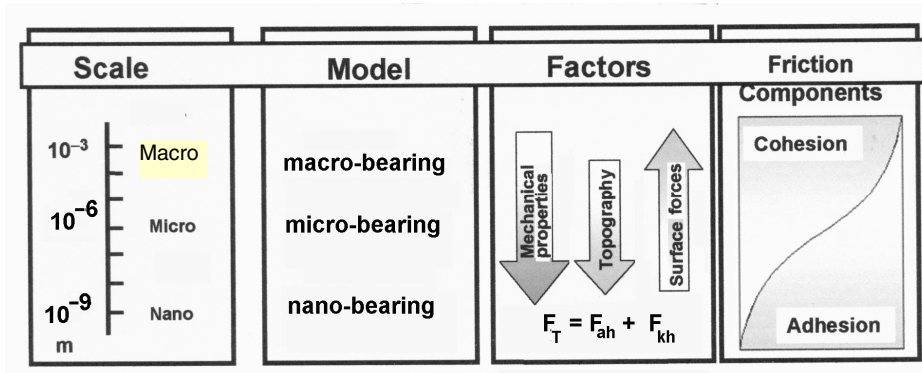
lepkość czynnika smarującego mają wpływ właściwości warstwy wierzchniej smarowanych elementów. Są to siły adhezji i kohezji. Wśród nich występują siły związane z oddziaływaniami pól elektrostatycznych jonów oraz cząsteczek materiałów łożyskowych, a także siły kapilarne oraz Van der Waalsa.

Te fakty wpływają na zmiany lepkości dynamicznej czynnika smarującego po grubości warstwy, które w klasycznych łożyskach ślizgowych nie są w ogóle brane pod uwagę. Stąd wynika dodatkowa wartość ciśnienia hydrodynamicznego wywołana takimi efektami. Metoda wyznaczania takich dodatkowych wartości ciśnienia została w niniejszej pracy przedstawiona. Według obserwacji Autora wartości te mogą zmieniać nawet o 20% wartości ciśnienia uzyskane klasycznymi metodami.

WSTĘP

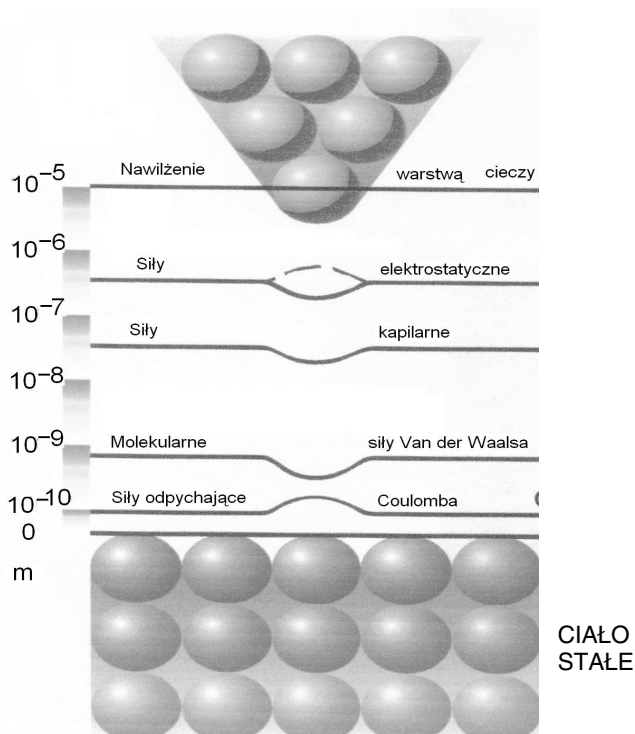
Mikrołożyska w których średnica czopa jest mniejsza od 1 mm, mogą mieć wysokość szczeliny smarnej znacznie mniejszą od 1 mikrometra. Problem hydrodynamicznego smarowania takich łożysk ślizgowych odbiega znacznie od typowych klasycznych przypadków. Wysokość takiej warstewki smarującej jest tylko nieznacznie większa od wytworzonej na obu współpracujących powierzchniach warstwy granicznej zapewniającej smarność. Warstewka smarująca o grubości od 50 nanometrów do mikrometra jest pod działaniem sił adhezji F_{ad} , która zachodzi wskutek działania sił pomiędzy cząsteczkami czynnika smarującego i warstwy wierzchniej elementów smarowych, czyli dwóch różnych substancji po dostatecznym ich zbliżeniu. Wraz z adhezją występują siły kohezji F_{kh} , czyli inaczej siły spójności polegające na wzajemnym przyciąganiu się cząsteczek tej samej substancji na skutek sił międzycząsteczkowych. Siły całkowite są sumą obu opisanych sił. Pokazuje to **Rys. 1**.

Siły adhezji i kohezji nie są jednak jednolite, bowiem rozróżniamy tutaj siły elektrostatyczne, siły kapilarne, molekularne siły Van der Waalsa oraz siły odpychające Coulomba. **Rys. 2** ilustruje podział grubości super cienkiego filmu olejowego wraz z charakterystycznymi siłami występującymi w tych strefach [**L. 1–3**].



Rys. 1. Całkowita siła tarcia w mikroszczelinie łożyska jako suma sił adhezji i kohezji

Fig. 1. Total force friction in microbearing gap as a sum of adhesion and cohesion forces



Rys. 2. Model supercienkiej warstewki filmu olejowego oddzielającego współpracujące powierzchnie mikrołożyska

Fig. 2. Super-thin oil layer between two cooperating surfaces in microbearing

Pole sił wytwarzane przez elektrostatyczne ładunki atomów, cząstek warstwy wierzchniej oraz jonów oleju występują już w strefach filmu o grubości 1 mikrometra. Wartości te maleją wykładniczo wraz ze wzrostem odległości od powierzchni.

Siły kapilarne wywołane napięciem powierzchniowym czynnika smarującego występują na grubości 1/10 mikrometra.

Siły molekularne Van der Waalsa występują do grubości filmu nieprzekraczającego 10 nanometrów. Powyżej 10 nanometrów siły te zanikają. Siły Van der Waalsa pochodzą od międzycząsteczkowych elektromagnetycznych oddziaływań pomiędzy ładunkami elektronów i jąder, z których zbudowane są atomy. Siły te na względnie dużych odległościach przekraczających znacznie wymiar atomu są siłami przyciągającymi oraz szybko maleją z odległością. Siły Van der Waalsa na małych odległościach rzędu wymiaru atomu są siłami odpychającymi i gwałtownie rosną wraz ze zmniejszaniem się odległości.

Przy grubości 1/10 nanometra mamy do czynienia z siłami odpychającymi Coulomba.

LEPKOŚĆ DYNAMICZNA PO GRUBOŚCI SUPERCIEŃKIEGO FILMU

Podstawowym współczynnikiem materiałowym w hydrodynamicznej teorii smarowania jest lepkość dynamiczna oleju. Lepkość dynamiczna jest siłą tarć wewnętrznych występujących pomiędzy przemieszczającymi się molekułami czynnika smarującego mnożona przez jednostkę czasu. Z opisu stref grubości supercieńkiego filmu olejowego przedstawionego na **Rys. 1** oraz przyporządkowanych tym strefom sił międzycząsteczkowych oraz ich zmienności wynika, że lepkość dynamiczna oleju w takich strefach rośnie wykładniczo po grubości filmu wraz ze zbliżaniem się w mikroskali do powierzchni. Można więc założyć, że lepkość dynamiczna oleju w supercieńkich filmach jest sumą lepkości klasycznej (niezmieniającej się po grubości filmu), uzupełnionej lepkością η_{ah} wytworzoną przez siły adhezji oraz lepkością η_{kh} wywołaną na skutek sił kohezji zmieniającej się po grubości filmu. Zapiszemy to następującym wzorem:

$$\begin{aligned}\eta_T(\varphi, r, z) &= \eta(\varphi, z) + \eta_{akh}(\varphi, r, z) \\ \eta_{akh}(\varphi, r, z) &= \eta_{ah}(\varphi, r, z) + \eta_{kh}(\varphi, r, z)\end{aligned}\quad (1)$$

Symbol η_T oznacza całkowitą lepkość oraz η opisuje klasyczną lepkość dynamiczną oleju, natomiast symbol η_{akh} oznacza lepkość wywołaną siłami adhezji i kohezji. Lepkość dynamiczna generuje ciśnienie hydrodynamiczne, a zatem piszemy, że ciśnienie całkowite p_T w łożysku jest sumą ciśnienia hydrodynamicznego klasycznego p stałego po grubości filmu powstałego przy klasycznej lepkości oleju η stałej po grubości filmu olejowego oraz dodatkowego ciśnienia hydrodynamicznego p_{akh}^* zmiennego po grubości filmu, wywołanego zmianami wartości lepkości powodowanymi siłami adhezji i kohezji. Tak więc mamy:

$$p_T = p(\varphi, z, t) + p_{akh}(\varphi, z, t), \quad p_{akh}(\varphi, z, t) = \frac{1}{\varepsilon_T} \int_0^{\varepsilon_T} p_{akh}^*(\varphi, r, z, t) dr \quad (2)$$

METODA WYZNACZANIA CIŚNIENIA HYDRODYNAMICZNEGO

Dla cylindrycznego mikrołożyska rozkłady klasycznego ciśnienia hydrodynamicznego $p(\varphi, z, t)$ dla niestacjonarnego smarowania wyznaczamy z następującego równania Reynoldsa, zapisanego we współrzędnych cylindrycznych (φ, r, z) [L. 4–6]:

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{(\varepsilon_T)^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{(\varepsilon_T)^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial z} \right] = 6\omega \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial \varphi} + 12 \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial t} \quad (3)$$

gdzie: $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, $-b_d \leq z \leq b_d$, $\varepsilon_T = \varepsilon_T(\varphi, z)$, b_d – połowa długości łożyska. Przyjęto oznaczenia: R – promień wałka, φ – współrzędna obwodowa, r – współrzędna promieniowa, z – współrzędna wzdłużna, t – czas, ε_T – całkowita wysokość szczeliny, ω – prędkość kątowna wałka. Lepkość dynamiczna $\eta(\varphi, z)$ zmienia się tylko po kącie opasania φ i po długości łożyska z , natomiast po grubości filmu r pozostaje stała. Równanie (3) wyznacza funkcję ciśnienia klasycznego $p(\varphi, z, t)$. Znane ciśnienie $p(\varphi, z, t)$ podstawiamy do wzoru (2), a następnie wzór (2) do równania Reynoldsa, w którym uwzględnione zostały zmiany lepkości dynamicznej oleju po grubości filmu. Uzyskujemy:

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{\partial p_T}{\partial \varphi} \left(\int_0^{\varepsilon_T} A_\eta dr \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial p_T}{\partial z} \left(\int_0^{\varepsilon_T} A_\eta dr \right) \right] = \omega \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\int_0^{\varepsilon_T} A_s dr - \varepsilon_T \right] - \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial t} \quad (4)$$

gdzie: $0 \leq r \leq \varepsilon_T$ oraz:

$$A_s(r, \varphi, z) \equiv \frac{\int_0^r \frac{1}{\eta(\varphi, z) + \eta_{akh}(r, \varphi, z)} dr}{\int_0^{\varepsilon_T} \frac{1}{\eta(\varphi, z) + \eta_{akh}(r, \varphi, z)} dr} \quad (5)$$

$$A_\eta(r, \varphi, z) \equiv \int_0^r \frac{r}{\eta(\varphi, z) + \eta_{akh}(r, \varphi, z)} dr - A_s(r, \varphi, z) \int_0^{\varepsilon_T} \frac{r}{\eta(\varphi, z) + \eta_{akh}(r, \varphi, z)} dr.$$

Równanie (4) zgodnie z podstawieniem (3) przekształcamy do postaci:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{\partial p_{akh}(\varphi, z, t)}{\partial \varphi} \left(\int_0^{\varepsilon_T} A_\eta dr \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial p_{akh}(\varphi, z, t)}{\partial z} \left(\int_0^{\varepsilon_T} A_\eta dr \right) \right] = \\ & = \omega \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\int_0^{\varepsilon_T} A_s dr - (\varepsilon_T) \right] - \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial t} - \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{\partial p(\varphi, z, t)}{\partial \varphi} \left(\int_0^{\varepsilon_T} A_\eta dr \right) \right] + \\ & \quad + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial p(\varphi, z, t)}{\partial z} \left(\int_0^{\varepsilon_T} A_\eta dr \right) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

gdzie: $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, $-b_d \leq z \leq b_d$, $\varepsilon_T = \varepsilon_T(\varphi, z)$, b_d – połowa długości łożyska.

Równanie (6) wyznacza niewiadomą funkcję ciśnienia p_{akh} , która jest uzupełnieniem ciśnienia klasycznego powodowanym siłami adhezji i kohezji w supercienkich warstewkach filmu olejowego w mikrołożyskach.

WNIOSKI

Niniejsza praca przedstawia nową numeryczną metodę wyznaczania ciśnienia hydrodynamicznego powodowaną siłami adhezji i kohezji w poprzecznych, walcowych mikro-łożyskach ślizgowych.

Praca naukowa finansowana ze środków na naukę w latach 2009–2012 jako projekt badawczy nr 3475/B/T02/2009/36.

LITERATURA

1. Sadik Unlu B., Atik E.: Determination of friction coefficient in journal bearings. Elsevier, Material & Design, 28, 2007, pp. 973–977.
2. Bhushan B.: Nano-tribology and nanomechanics of MEMS/NEMS and BioMEMS, BioNEMS materials and devices. Microelectronic Eng. 84, 2007, pp. 387–412.
3. Jang G.H., Lee S.H., Kim H.W., Kim C.S.: Dynamic analysis of a HDD spindle system with FDBs due to the bearing width and asymmetric grooves of journal bearing. Microsystems Technologies, 11, 2005, pp. 499–505.
4. Wierzcholski K.: A new concept of the changes of memory capacity of fluid dynamics HDD micro-bearings. Tribologia, 2008, 4 (220), pp. 267–274.
5. Wierzcholski K., Miszczak A.: Load Carrying Capacity of Microbearings with Parabolic Journal. Solid State Phenomena, Trans. Tech. Public., Switzerland, Vols. 147–149, 2009, pp. 542–547.
6. Wierzcholski K.: Bio and slide bearings; their lubrication by non-Newtonian fluids and application in non-conventional systems. Vol. III, Monograph. Gdańsk University of Tech., 2007.

Recenzent:
Stanisław PYTKO

Summary

This paper presents a new numerical method of hydrodynamic pressure determination in micro-bearing lubrication. We are considering the microbearing where the attained journal diameter values are about 1 millimetre and the micro-bearing gap height has values up to one micrometer. The lubricant in such thin gap has specific properties, which are different in comparison to the oil in classical bearings. For

example, the adhesion and cohesion forces change the dynamic lubricant viscosity in the very thin bearing gap. On the lubricant, dynamic viscosity changes have an influence on the following interactions: a damping of liquid forces, electrostatic forces, capillary forces, Van der Waals molecular forces, and Coulomb repulsive forces. In this case, we can observe the main changes of lubricant dynamic viscosity in gap height direction. This fact implies to the new value of hydrodynamic pressure obtained from adhesion and cohesion forces, which never occurs in classical bearings. The present paper shows the numerical method of the determination of the mentioned additional hydrodynamic pressure caused by the adhesion and cohesion forces in micro-bearing gaps.