

Paweł KRASOWSKI
Akademia Morska, Gdynia

ZMIANA NOŚNOŚCI PŁASKIEGO ŁOŻYSKA ŚLIZGOWEGO PRZY NIESTACJONARNYM LAMINARNYM SMAROWANIU

Słowa kluczowe

Nośność, płaskie łożysko ślizgowe, niestacjonarne laminarne smarowanie.

Streszczenie

W artykule przedstawiono wyniki rozwiązania zmodyfikowanego równania Reynoldsa, opisującego laminarny niestacjonarny przepływ oleju smarującego w szczelinie smarnej płaskiego poprzecznego łożyska ślizgowego o liniowo zbieżnej wysokości szczeliny smarnej. Uwzględniono niestacjonarne zaburzenia prędkości przepływu oleju na powierzchni bieżni i suwaka łożyska. Wyniki rozwiązania dotyczą izotermicznego modelu łożyska o nieskończonej szerokości smarowanego olejem o stałej lepkości dynamicznej. Periodyczne zaburzenia prędkości wzdłuż szczeliny smarnej mogą być spowodowane drganiami wzdłużnymi elementów łożyska: bieżni i suwaka. Analizowano siłę nośności hydrodynamicznej łożyska oraz zmianę jej położenia względem suwaka, spowodowaną zaburzeniami prędkości przepływu oleju na obu powierzchniach szczeliny.

Wprowadzenie

Przedstawiona tematyka dotyczy niestacjonarnych przepływów laminarnych [1, 4, 5, 6], dla których zmodyfikowana liczba Reynoldsa Re^* jest mniejsza lub równa 2. Przepływ laminarny i niestacjonarny oleju smarującego może występować podczas periodycznych lub przypadkowych nieperiodycznych za-

burzeń wartości obciążeń łożyska względnie zmian geometrii szczeliny w czasie. Takie zburzenia mogą występować w stanach nieustalonych pracy maszyn a najczęściej podczas rozruchu i zatrzymywania się maszyny. W prezentowanej pracy analizowano zmianę zaburzeń prędkości oleju w kierunku wzdłużnym na płaszczyznach suwaka i bieżni poprzecznego płaskiego łożyska ślizgowego. Łożysko płaskie może być modelem pracy łożyskowego węzła tarcia w parach kinematycznych o ruchu postępowym, występujących w mechanizmach maszyn i urządzeń. Przykładem może być łożysko wodzikowe okrętowego wolnoobrotowego silnika spalinowego napędu głównego statku. Równanie Reynoldsa dla niestacjonarnego, laminarnego przepływu oleju newtonowskiego w poprzecznym łożysku cylindrycznym przedstawiono w pracy [1], a w łożysku płaskim w [3, 6]. Stacjonarny model smarowania płaskiego łożyska poprzecznego przedstawiono w pracy [2]. Zaburzenia prędkości przepływu czynnika smarującego na suwaku mogą być spowodowane drganiami wzdłużnymi suwaka, które mogą pochodzić od drgań skrętnych wału korbowego. Zaburzenia prędkości przepływu oleju w kierunku wzdłużnym na bieżni łożyska mogą być spowodowane drganiami wzdłużnymi bieżni pochodzącymi od drgań pionowych silnika. Izotermiczny model łożyska może być przybliżonym modelem pracy łożyskowego węzła tarcia przy ustalonych warunkach obciążenia cieplnego.

1. Równanie Reynoldsa, ciśnienie hydrodynamiczne

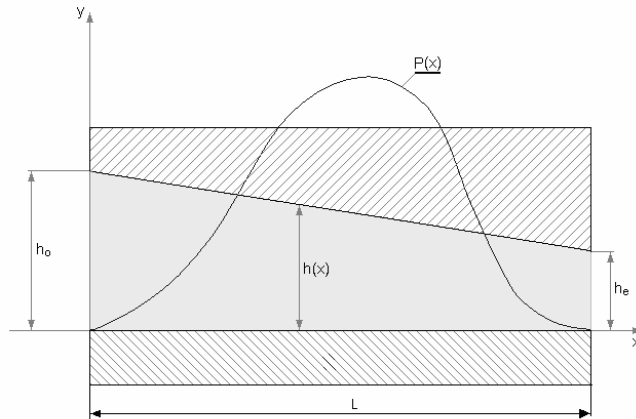
Szczelinę smarną scharakteryzowano następującymi parametrami geometrycznymi: maksymalną wysokością szczeliny h_0 , minimalną wysokością szczeliny h_e , długością L szczeliny (rys. 1) oraz szerokością b . Schematycznie przekrój wzdłużny przez szczelinę smarną przedstawiono na rys.1. Koniec filmu olejowego jest w najmniejszym przekroju na końcu szczeliny smarnej. W prezentowanym modelu szczeliny założono, że obie powierzchnie współpracujące zachowują identyczne wymiary szczeliny smarnej wzdłuż jej szerokości (brak przekoszenia). Wysokość szczeliny smarnej po długości opisano w prostokątnym układzie współrzędnych następującą zależnością w postaci bezwymiarowej:

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

Bezwymiarowymi wielkościami [2, 3], charakteryzującymi szczelinę smarną, są: współrzędna długości x_1 , współrzędna wysokości szczeliny h_1 oraz współczynnik zbieżności ε szczeliny:

$$h_1 = \frac{h}{h_e}; \quad x_1 = \frac{x}{L}; \quad \varepsilon = \frac{h_0}{h_e} \quad (2)$$

W rozpatrywanym modelu przepływu założono, że prędkości V_i^* przepływu oleju i ciśnienie p_1^* są sumą wielkości zależnych \tilde{V}_i ; \tilde{p}_1 (przepływ niestacjonarny) i niezależnych V_i ; p_1 od czasu (przepływ stacjonarny) [1, 5] zgodnie z zależnością:



Rys. 1. Przekrój wzdłużny szczeliny smarnej płaskiego łożyska ślizgowego

$$V_i^* = V_i + \tilde{V}_i, \quad p_1^* = p_1 + \tilde{p}_1, \quad i = 1, 2, 3 \quad (3)$$

Składowe niestacjonarnej części prędkości przepływu \tilde{V}_i oraz ciśnienia \tilde{p}_1 założono [4, 6] w postaci następujących szeregów:

$$\begin{aligned} \tilde{V}_i(x_1; y_1; z_1; t_1) &= \sum_{k=1}^{\infty} V_i^{(k)}(x_1; y_1; z_1) \exp(jk\omega_0 t_0 t_1) \quad i = 1, 2, 3 \\ \tilde{p}_1(x_1; z_1; t_1) &= \sum_{k=1}^{\infty} p_1^{(k)}(x_1; z_1) \exp(jk\omega_0 t_0 t_1) \end{aligned} \quad (4)$$

gdzie:

ω_0 – częstość zaburzeń niestacjonarnej części przepływu,

$j = \sqrt{-1}$ jednostka urojona.

Składowe wektora prędkości oleju w kierunku osi układu współrzędnych w postaci wymiarowej V_x , V_y , V_z i bezwymiarowej V_1 , V_2 , V_3 przedstawiono:

$$V_x = UV_1, \quad V_y = \psi UV_2, \quad V_z = \frac{U}{L_1} V_3 \quad (5)$$

gdzie:

U – prędkość liniowa suwaka łożyska,
 Ψ – luz względny łożyska ($10^{-4} \leq \Psi \leq 10^{-3}$),
 b – szerokość łożyska,
 L_1 – względna szerokość łożyska:

$$\Psi = \frac{h_e}{L} ; \quad L_1 = \frac{b}{L} \quad (6)$$

Równanie Reynoldsa określające sumaryczne bezwymiarowe ciśnienie p_1^* w szczelinie smarnej poprzecznego łożyska płaskiego [3] przy niestacjonarnym, laminarnym izotermicznym przepływie oleju newtonowskiego przy zaburzeniach prędkości wzdłużnej V_{10} na powierzchni bieżni i V_{1h} na suwaku oraz zaburzeniach prędkości po szerokości łożyska V_{30} na bieżni i V_{3h} na suwaku ma postać:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{h_1^3}{\eta_1} \frac{\partial p_1^*}{\partial x_1} \right) + \frac{1}{L_1^2} \frac{\partial}{\partial z_1} \left(\frac{h_1^3}{\eta_1} \frac{\partial p_1^*}{\partial z_1} \right) = 6 \frac{\partial h_1}{\partial x_1} + \\ & + \frac{1}{2} \frac{\rho_1}{\eta_1} \text{Re}^* n \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1} [h_1^3 (V_{10} + V_{1h})] + \frac{1}{L_1^2} \frac{\partial}{\partial z_1} [h_1^3 (V_{30} + V_{3h})] \right\} \sum_{k=1}^{\infty} A_k + \\ & - 6 \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1} [h_1 (V_{10} + V_{1h})] + \frac{1}{L_1^2} \frac{\partial}{\partial z_1} [h_1 (V_{30} + V_{3h})] - 2 \left[V_{1h} \frac{\partial h_1}{\partial x_1} + \frac{1}{L_1^2} V_{3h} \frac{\partial h_1}{\partial z_1} \right] \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

dla $0 \leq x_1 \leq 1$; $0 \leq y_1 \leq h_1$; $-1 \leq z_1 \leq 1$; $0 \leq t_1 \leq t_k$; $p_1^* = p_1^*(x_1; z_1; t_1)$

Warunki brzegowe dla stacjonarnych i niestacjonarnych prędkości przepływu na powierzchniach ograniczających szczelinę smarną przedstawiono w pracach [1, 6] i zostały one uwzględnione przy wyprowadzaniu równania (7). Równanie (7) przy zerowych zaburzeniach prędkości przyjmuje postać równania Reynoldsa dla przepływu stacjonarnego. Dodatkowo przyjęto [2] wielkość bezwymiarową dla gęstości ρ_1 , ciśnienia p_1 , czasu t_1 oraz pozostałych współrzędnych y_1 oraz z_1 wg następującego oznaczenia:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 \rho_1, & p &= p_0 p_1, & t &= t_0 t_1 \\ z &= b z_1, & y &= h_e y_1, & p_0 &= \frac{U \eta_0}{\Psi^2 L} \end{aligned} \quad (8)$$

Gęstość, ciśnienie i czas z indeksem zero są odpowiadającymi tym wielkościom wartościami odniesienia. Liczba Reynoldsa Re oraz zmodyfikowana liczba Reynoldsa Re^* ma postać [2]:

$$\text{Re} = \frac{U \rho_0 h_e}{\eta_0}, \quad \text{Re}^* = \psi \text{Re} \quad (9)$$

Sumy szeregów $\sum_{k=1}^{\infty} A_k$ oraz $\sum_{k=1}^{\infty} B_k$ w równaniu Reynoldsa (5) zdefiniowano w pracach [1, 3]. W dalszej analizie numerycznej przyjęto czas odniesienia t_0 jako okres rozchodzenia się zaburzenia prędkości wzdłużnej oleju smarującego. W przypadku gdy zaburzenia prędkości przepływu oleju są spowodowane drganiami wymuszonymi silnika spalinowego, to występująca w równaniu (7) liczba n określa krotność częstości zaburzeń ω_0 do prędkości kątovej ω wału korbowego silnika. Rozwiązanie równania (7) dla łożyska o nieskończonej długości przy założeniu, że prędkości zaburzeń nie zależą od współrzędnej x_1 oraz warunkach zanikania ciśnienia na końcu filmu olejowego można przedstawić [3] w postaci sumarycznego bezwymiarowego ciśnienia hydrodynamicznego p_1^* :

$$p_1^* = \frac{x_1}{4\varepsilon^2} \rho_1 \text{Re}^* n \left\{ 1 + \varepsilon - \frac{2\varepsilon - (\varepsilon - 1)x_1}{[\varepsilon - (\varepsilon - 1)x_1]^2} \right\} (V_{10} + V_{1h}) \sum_{k=1}^{\infty} A_k + \left[1 - (V_{10} - V_{1h}) \sum_{k=1}^{\infty} B_k \right] p_{10} \quad (10)$$

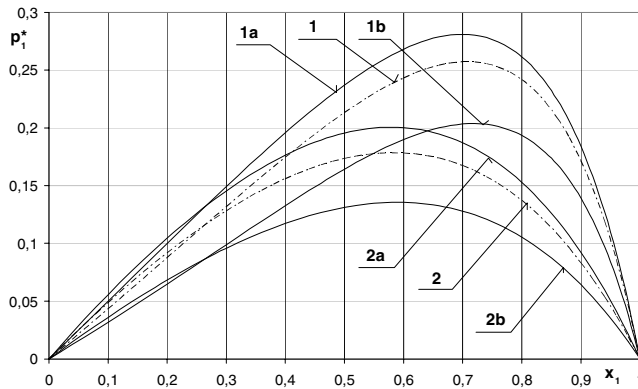
Wielkość p_{10} jest ciśnieniem przy przepływie stacjonarnym i dla rozpatrywanego kształtu szczeliny smarnej zostało określone w poprzednich pracach [2]:

$$p_{10} = \frac{6(\varepsilon - 1)(1 - x_1)x_1}{(\varepsilon + 1)(\varepsilon - \varepsilon x_1 + x_1)^2} \quad (11)$$

Ciśnienie zaburzenia \tilde{p}_1 w części niestacjonarnej przepływu można przedstawić jako różnicę ciśnienia sumarycznego p_1^* i ciśnienia stacjonarnego p_{10} .

W przykładowych dalszych obliczeniach numerycznych przyjęto stałą gęstość oleju i założono wartość wyrażenia $n \rho_1 \text{Re}^* = 12$, co w przybliżeniu odpowiada wymuszeniu zaburzenia prędkości wzdłużnej w łożysku wodzikowym silnika przy pierwszej częstości wymuszenia od drgań skrętnych wału spalinowego silnika sześciocyndrowego dwusuwowego. Rozkład ciśnienia hydrodynamicznego oraz jego parametry zależą od współczynnika zbieżności ε szczeliny smarnej [2]. Zbieżność optymalna szczeliny, wynosząca $\varepsilon_{\text{opt}} = 1 + \sqrt{2}$ odpowiada maksymalnemu ciśnieniu hydrodynamicznemu. Ciśnienie w danym punkcie szczeliny smarnej jest zmienne w czasie trwania zaburzenia i jego rozkład po długości szczeliny osiąga wartości minimalne i maksymalne. Na rys. 2 przed-

stawiono przykładowy rozkład sumarycznego ciśnienia hydrodynamicznego po długości łożyska przy optymalnej zbieżności ε_{opt} oraz o zbieżności $\varepsilon = 1,4$ oznaczonymi cyframi 1 i 2 przy zaburzeniu prędkości na bieżni łożyska $V_{10} = 0,05$. Linia przerywaną oznaczono wielkość ciśnienia przy przepływie stacjonarnym. Dodatkowo wielkość zaburzeń ciśnienia zależy także od zbieżności ε szczeliny smarnej i jest największa dla zbieżności optymalnej. Rozkład ciśnienia dla tego typu szczeliny przedstawiono w pracy [3].



Rys. 2. Rozkład ciśnienia p_1^* : a) maksymalnego i b) minimalnego wzdłuż szczeliny smarnej o zbieżnościach ε : 1) $\varepsilon = \varepsilon_{opt}$; 2) $\varepsilon = 1,4$ przy zaburzeniach $V_{10} = 0,05$

2. Nośność hydrodynamiczna

Siłę nośności hydrodynamicznej w łożysku otrzymamy z całkowania ciśnienia hydrodynamicznego po powierzchni suwaka łożyska i przedstawiamy w postaci bezwymiarowej:

$$W_1^* = \frac{W^*}{W_0} = \int_0^1 p_1^*(x_1) dx_1, \quad W_0 = bLp_0 \quad (12)$$

gdzie:

W_0 – charakterystyczna nośność odniesienia.

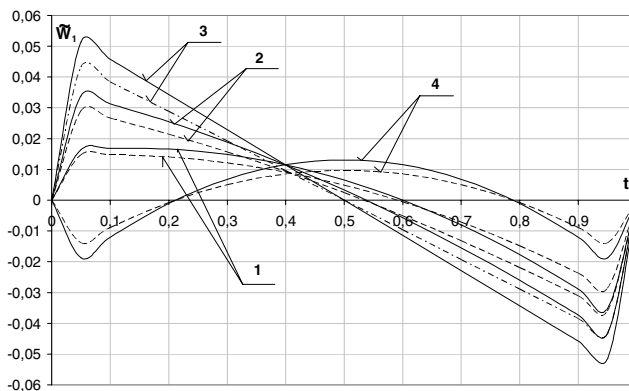
Nośność łożyska zmienia się w czasie zaburzenia prędkości. Zmianę nośności \tilde{W}_{10} obliczamy jako różnicę nośności w przepływie niestacjonarym W_1^* i stacjonarym W_{10} :

$$\tilde{W}_1 = W_1^* - W_{10}, \quad W_{10} = \int_0^1 p_{10}(x_1) dx_1 \quad (13)$$

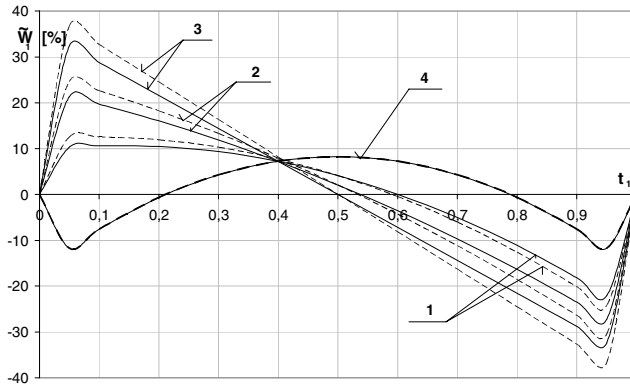
W przypadku przepływu stacjonarnego nośność łożyska W_{10} wyznaczamy [2] z zależności:

$$W_{10} = \frac{6}{(\varepsilon - 1)^2} \left(\ln \varepsilon - 2 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \right) \quad (14)$$

Obliczenia numeryczne nośności analizowano przy następujących wartościach zaburzeń prędkości wzdłużnej: 1) $V_{10} = 0,05$; $V_{1h} = 0$; 2) $V_{10} = 0,05$; $V_{1h} = 0,025$; 3) $V_{10} = 0,05$; $V_{1h} = 0,05$; 4) $V_{10} = 0,05$; $V_{1h} = -0,05$. Dobór zaburzeń prędkości wynika z postaci ciśnienia (10), gdzie występują człony zależne od sumy i różnic prędkości zaburzeń na suwaku i bieżni łożyska. Na rys. 3 przedstawiono zmianę nośności bezwymiarowej łożyska w czasie trwania zaburzenia prędkości dla czterech rozpatrywanych wariantów zaburzenia. Spadek nośności wskutek zaburzeń prędkości jest większy niż jej wzrost i zależy to od wariantu zaburzenia. Spadek nośności spowodowany jest pojawieniem się zaburzeń o prędkości przeciwnej do kierunku przepływu stacjonarnego. Linia przerywaną na rys. 3 zaznaczono zmianę nośności dla szczeliny $\varepsilon = 1,4$ i są one mniejsze niż dla szczeliny o zbieżności optymalnej. Względną procentową zmianę nośności w stosunku do nośności stacjonarnej obu szczelin przedstawiono na rys. 4 z oznaczeniami jak poprzednio. Zmiany nośności osiągają 35% i są mniejsze dla szczeliny optymalnej z wyjątkiem wariantu 4, gdzie są równe dla obu szczelin.

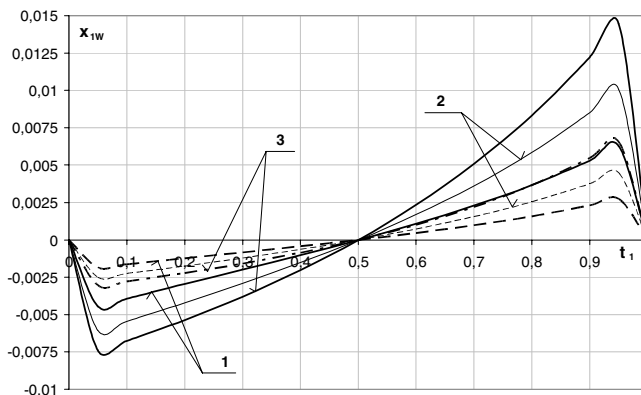


Rys. 3. Zmiana nośności łożyska \tilde{W}_1 w czasie t_1 przy zaburzeniach: 1) $V_{10} = 0,05$; 2) $V_{10} = 0,05$; $V_{1h} = 0,025$; 3) $V_{10} = 0,05$; $V_{1h} = 0,05$; 4) $V_{10} = 0,05$; $V_{1h} = -0,05$



Rys. 4. Procentowa zmiana nośności \tilde{W} w czasie t_1 przy zaburzeniach: 1) $V_{10} = 0,05$; 2) $V_{10} = 0,05$; $V_{1h} = 0,025$; 3) $V_{10} = 0,05$; $V_{1h} = 0,05$; 4) $V_{10} = 0,05$; $V_{1h} = -0,05$

Położenie siły nośności określa współrzędna x_{1w} jako środka jednostkowych sił powierzchniowych ciśnienia. Zmienia ona swoje położenie podczas trwania zaburzenia prędkości przepływu oleju. Zmiana położenia siły nośności (rys. 5) jest symetryczna w czasie, tzn. przechodzi przez położenie stacjonarne przy $t_1 = 0,5$, mimo iż siła nośności nie osiąga wartości stacjonarnej z wyjątkiem wariantu 3 (rys. 5). Przesunięcie siły nośności jest większe w kierunku minimalnej wysokości szczeliny łożyska i następuje to w czasie, gdy maleje nośność łożyska. W przypadku szczeliny o zbieżności optymalnej zmiany współrzędnej położenia nośności są większe. Względne zmiany położenia siły nośności w stosunku do położenia przy przepływie stacjonarnym są także większe dla szczeliny optymalnej i wartości względnego przesunięcia są rzędu 2%.



Rys. 5. Współrzędna x_{1w} w położeniu siły nośności W_1^* w czasie t_1 przy zaburzeniach: 1) $V_{10} = 0,05$; 2) $V_{10} = 0,05$; $V_{1h} = 0,025$ 3) $V_{10} = 0,05$; $V_{1h} = 0,05$ 4) $V_{10} = 0,05$; $V_{1h} = -0,05$

Podsumowanie

Niestacjonarne zaburzenia prędkości wzdłużnej na powierzchni bieżni i suwaka wpływają na rozkład ciśnienia hydrodynamicznego i nośność w szczelinie smarnej. Zmiany ciśnienia i nośności w łożysku mają charakter okresowy równy okresowi trwania zaburzeń prędkości, a wartość tych zmian oraz ich charakter zależą od rodzaju zaburzenia. Mimo iż prezentowany przykład obliczeniowy dotyczy modelu izotermicznego łożyska o nieskończonej szerokości, to uzyskane wnioski mogą być przydatne do ocen porównawczych rozkładu ciśnienia i siły nośnej przy laminarnym, niestacjonarnym smarowaniu łożysk ślizgowych o skończonej długości.

Bibliografia

1. Krasowski P.: Laminarne, niestacjonarne smarowanie łożyska ślizgowego w polu magnetycznym dla lepkości oleju zależnej od ciśnienia. *Tribologia* 4/2002 (184).
2. Krasowski P.: Ciśnienie hydrodynamiczne i nośność w płaskim łożysku ślizgowym o liniowo zbieżnej szczelinie smarnej. ZN Politechniki Gdańskiej, Budownictwo Okrętowe Nr 65, Gdańsk 2004.
3. Krasowski P.: Ciśnienie w płaskim łożysku ślizgowym przy niestacjonarnym laminarnym smarowaniu. *SymSO 2006*, Politechnika Szczecińska, Szczecin 2006.
4. Wierzcholski K.: *Mathematical methods in hydrodynamic theory of lubrication*, Technical University Press, Szczecin 1993.
5. Wierzcholski K.: *Teoria niekonwencjonalnego smarowania łożysk ślizgowych*, Wydawnictwo Politechniki Szczecińskiej, Szczecin 1995.
6. Waterstraat A., Teipel I.: *The Reynolds equation for lubrication under unsteady conditions*, Proceedings The IX Canadian Congress of Applied Mechanics, University of Saskatchewan 1983.

Autor składa podziękowania prof. dr. hab. inż. Krzysztofowi Wierzcholskiemu za liczne dyskusje w trakcie opracowania referatu.

Recenzent:
Włodzimierz ŚWIDERSKI

The change of planar slide bearing's capacity at unsteady laminar lubrication

Key words

Unsteady laminar lubrication, planar slide bearing, load capacity.

Summary

This paper presents the results of solving the modified Reynolds equation describing laminar unsteady oil flow in a planar slide bearing interspace with a linearly convergent height of the lubricating interspace. These results apply to the isothermal oil bearing model with endless width and with constant absolute viscosity. The hydrodynamic capacity force of the bearing and the change of its position in relation to the slider, caused by perturbations of oil flow velocity at both interspace surfaces were analysed.