

Paweł JURCZAK\*, Anna WALICKA\*, Edward WALICKI\*, Dariusz MICHALSKI\*  
\*Instytut Budowy i Eksploatacji Maszyn  
Uniwersytet Zielonogórski

## ROZKŁAD CIŚNIENIA W SZCZELINIE ŁOŻYSKA POROWATEGO Z WYCISKANYM FILMEM PŁYNU NEWTONOWSKIEGO

### WPROWADZENIE

Z badań teoretycznych i eksploatacyjnych dotyczących łożysk ślizgowych wynika, że największy wpływ na zużywanie się łożysk ślizgowych ma okres rozruchu maszyny, kiedy to w łożysku występuje tarcie suche. Jednym ze sposobów skrócenia okresu, w którym występuje tarcie suche jest zastosowanie wkładek porowatych nasączonych środkiem smarnym.

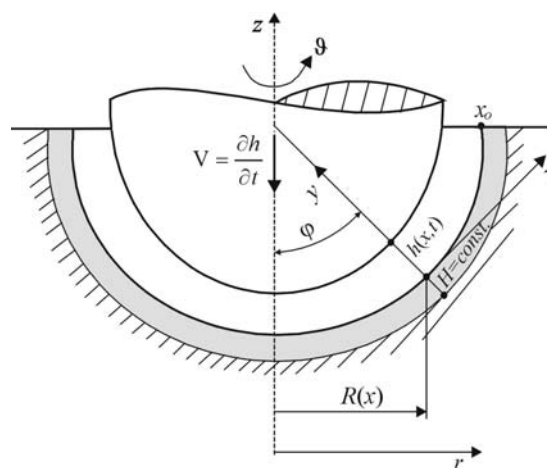
Łożyska z wkładkami porowatymi stosowane są w budowie maszyn od wielu lat. Pierwsze prace dotyczące tych łożysk – bazując na modelu Darcy’ego – zaprezentowali Morgan i Cameron [2].

Celem tej pracy jest przedstawienie analizy teoretycznej krzywopowierzchniowego łożyska ślizgowego z wkładką porowatą. Założono, że do opisu medium smarnego przyjęty zostanie model płynu Newtona. Łożysko utworzone jest przez dwie krzywoliniowe powierzchnie o wspólnej osi symetrii. Dolna powierzchnia łożyska połączona jest z wkładką porowatą, do opisu której przyjęto model Darcy’ego.

### RÓWNANIA RUCHU W SZCZELINIE ŁOŻYSKA

Rozważmy łożysko wzdłużne o krzywoliniowym zarysie powierzchni roboczych, przedstawione na rysunku 1.

Górna granica warstwy porowatej opisana jest funkcją  $R(x)$  będącą jej promieniem, zaś grubość filmu smarnego określono funkcją  $h(x,t)$ , a grubość warstwy porowatej dana jest przez  $H = const.$



Rys.1. Konfiguracja wzdłużnego łożyska z porowatą ścianką.

Równania nieustalonego osiowo-symetrycznego przepływu płynu Newtona można przedstawić w postaci [1, 3, 4]:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial(Rv_x)}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left[ \frac{\partial v_x}{\partial t} + \left( \frac{R'}{R} + \frac{\partial}{\partial x} \right) v_x^2 + \frac{\partial}{\partial y} (v_x v_y) \right] = - \frac{dp}{dx} + \mu \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \quad (2)$$

gdzie:  $\rho$  - jest gęstością płynu; prim oznacza różniczkowanie względem  $x$ .

Przedstawienie zagadnienia jest zupełne po sprecyzowaniu warunków brzegowych, które mają postać:

$$v_x(x, 0, t) = 0, \quad v_x(x, h, t) = 0, \quad (3)$$

$$v_y(x, 0, t) = V_H, \quad v_y(x, h, t) = \frac{\partial h}{\partial t} = \dot{h}, \quad (4)$$

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = 0, \quad p(x_0) = p_0; \quad (5)$$

tutaj  $x_0$  jest współrzędną wylotu ze szczeliny łożyska.

W celu wyznaczenia rozkładu ciśnienia w szczelinie łożyska zastosujemy metodę uśrednionej bezwładności [3, 4]. Rozwiązanie równania (2) przyjmuje postać:

$$v_x = \frac{f}{2} (y^2 - yh). \quad (6)$$

Uwzględniając równanie (6) w równaniu (1) otrzymamy:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial x} (Rh^3 f) = 12 \left( \frac{\partial h}{\partial t} - V_H \right), \quad (7)$$

zmodyfikowane równanie Reynoldsa, które posłuży nam do wyznaczenia funkcji  $f$ , będącej tutaj odpowiednikiem gradientu ciśnienia.

Aby rozwiązać równanie (7), rozważmy przepływ płynu w warstwie porowatej. Składowe prędkości przepływu w warstwie porowatej muszą spełnić równanie ciągłości i zgodnie z prawem Darcy'ego, są równe:

$$\bar{v}_x = - \frac{\Phi}{\mu} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}, \quad \bar{v}_y = - \frac{\Phi}{\mu} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y}, \quad (8)$$

gdzie  $\Phi$  reprezentuje przepuszczalność warstwy porowatej.

Stosując przybliżenie Morgana-Camera [2] – wyznaczamy zmodyfikowane równanie Reynoldsa:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial x} [R(h^3 + 12\Phi H)f] = 12 \frac{\partial h}{\partial t}, \quad (9)$$

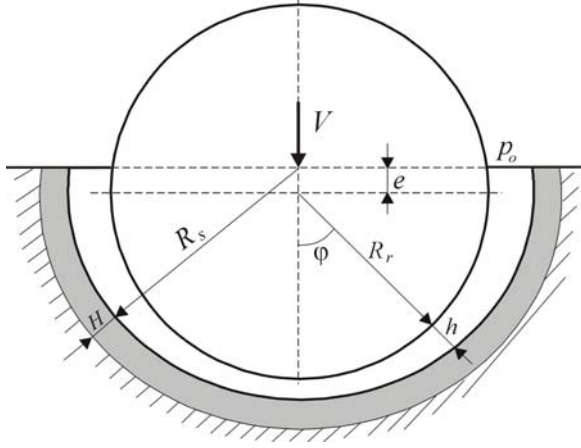
gdzie:

$$f = \frac{12}{R(h^3 + 12\Phi H)} \int R \dot{h} dx. \quad (10)$$

Rozwiązując równanie Reynoldsa wyznaczmy formułę na rozkład ciśnienia.

### PRZYKŁAD ZASTOSOWANIA

Rozważmy szczelinę łożyska kulistego przedstawionego na rysunku 2.



$$\begin{aligned} C &= R_s - R_r, \\ h &= C(1 - \varepsilon \cos \varphi) = C\Phi_s, \\ \frac{\partial h}{\partial t} &= \dot{h} = -C\dot{\varepsilon} \cos \varphi, \\ \varepsilon &= \frac{e}{C}, \quad R = R_r \sin \varphi, \\ \varphi &= \frac{x}{R_r}, \quad \dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt} \end{aligned}$$

Rys.2. Konfiguracja łożyska samosmarownego kulistego.

Zależność na bezwymiarowy rozkład ciśnienia w szczelinie łożyska (przy założeniu, że  $K \ll 1$ ), dana jest następująco:

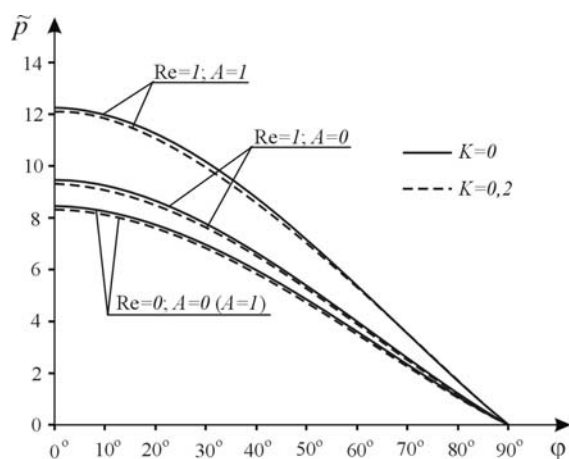
$$\begin{aligned} \tilde{p} = \frac{(p - p_0)C^2}{\mu R_r^2 \dot{\varepsilon}} &= \frac{3}{\varepsilon} \left\{ \frac{1}{\Phi_s^2} - 1 - \frac{2K^3}{5} \left[ \frac{1}{\Phi_s^5} - 1 \right] \right\} + \frac{R_e A}{2\varepsilon^2} \ln \Phi + \\ &- \frac{K^3 R_e A}{6\varepsilon^2} \left( \frac{1}{\Phi_s^2} - 1 \right) - \frac{K^3 R_e}{8\varepsilon^2} \left( \frac{3 - 4\Phi_s}{\Phi_s^4} + 1 \right) + \frac{R_e}{10\varepsilon^2} \left\{ \left( \frac{1}{\Phi_s} - 1 \right) + \right. \\ &\left. \frac{1 - \varepsilon^2}{2} \left( \frac{1}{\Phi_s^2} - 1 \right) + 2 \ln \Phi_s - 2K^3 \left[ \left( \frac{1}{\Phi_s^3} - 1 \right) - \frac{5}{4} \left( \frac{1}{\Phi_s^4} - 1 \right) + \frac{4(1 - \varepsilon^2)}{5} \left( \frac{1}{\Phi_s^5} - 1 \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

gdzie:

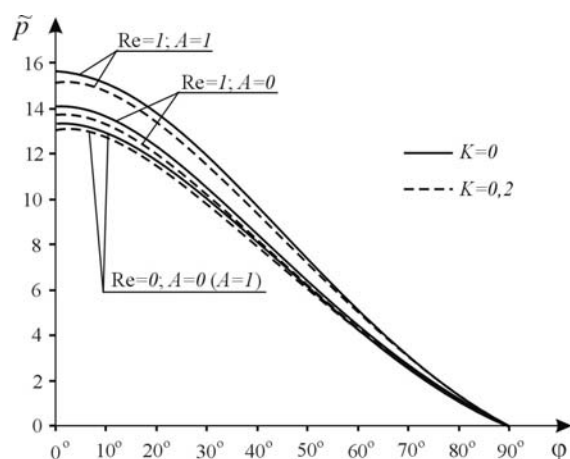
$$\tilde{h} = \frac{h}{C} = 1 - \varepsilon \cos \varphi, \quad K = \left( \frac{12\Phi H}{C^3} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad \text{Re} = \frac{\rho C^2 \dot{\varepsilon}}{\mu}, \quad A = \frac{\ddot{\varepsilon} \varepsilon}{\dot{\varepsilon}^2}, \quad (12)$$

oraz  $\Phi_s = 1 - \varepsilon \cos \varphi$ ,  $E = 1 - \varepsilon$ .

Bezwymiarowy rozkład ciśnienia w szczelinie łożyska przedstawiono na rysunkach 3-4; sporządzono je dla różnych etapów wyciskania filmu smarnego.



Rys.3. Bezwymiarowy rozkład ciśnienia w szczelinie łożyska kulistego dla  $\varepsilon = 0,2$ .



Rys.4. Bezwymiarowy rozkład ciśnienia w szczelinie łożyska kulistego dla  $\varepsilon = 0,4$ .

## WNIOSKI

Z przeprowadzonych ogólnych rozważań oraz otrzymanych wykresów można wyciągnąć następujące wnioski: uwzględnienie pełnych efektów bezwładnościowych pochodzących zarówno od przyspieszeń lokalnych jak i konwekcyjnych przepływu cieczy w wyciskanym filmie  $Re \neq 0$ ,  $A \neq 0$  prowadzi do znaczącego wzrostu ciśnienia w odniesieniu do przypadku z pominięciem tychże efektów  $Re = 0$ ,  $A = 0$ , a porowatość ścianki prowadzi do spadków ciśnienia.

## LITERATURA

- [1] Jurczak P.: *Wpływ rodzaju medium smarnego na parametry mechaniczne wzdłużnego łożyska ślizgowego z porowatymi wkładkami*. Rozprawa doktorska, Uniwersytet Zielonogórski, Zielona Góra 2004, p.240.
- [2] Morgan V.T., Cameron A.: *Mechanismus of Lubrication in Porous Metal Bearing*. Proc. Conf. on Lubrication and Wear, Inst. Mech. Eng., London 1957, pp.151-157.
- [3] Walicka A.: *Reodynamika przepływu płynów nienewtonowskich w kanałach prostych i zakrzywionych*. Red. Wyd. Nauk.-Techn. Uniwersytet Zielonogórski, Zielona Góra 2002, s. 307
- [4] Валицка А.: *Ротационные течения реологически сложных сред в узких кольцевых каналах*, Red. Wyd. Nauk.-Techn. Uniwersytet Zielonogórski, Zielona Góra 2002, s.385.

## PRESSURE DISTRIBUTION IN THE POROUS BEARING CLEARANCE WITH A SQUEEZED FILM OF NEWTONIAN FLUID

**Summary:** In the paper, the authors consider the flow of a Newtonian fluid in the clearance of a curvilinear thrust bearing with a porous pad. The porous pad is connected with upper impermeable rotating surface which approaches the lower fixed bearing surface. The Reynolds and Laplace's equations are uncoupled by using the Morgan-Cameron approximation and closed-form solution is obtained. An expression for the pressure distribution is given. As an example the bearing modelled by two spherical surfaces is discussed.