

PROBLEMY NIEKONWENCJONALNYCH UKŁADÓW ŁOŻYSKOWYCH
Łódź, 12 – 14 maja 1999 r.

Czesław Kundera
Politechnika Świętokrzyska

**WĘZŁ USZCZELNIAJĄCO - ŁOŻYSKOWY
WYBRANE PROBLEMY DRGAŃ OSIOWYCH**

SŁOWA KLUCZOWE:

bezstykowe uszczelnienie czołowe, dynamika.

STRESZCZENIE

W pracy analizowane są drgania osiowe bezstykowego uszczelnienia czołowego spełniającego jednocześnie rolę niskoobciążonego wzdłużnego łożyska ślizgowego. Sformułowane nieliniowe równanie ruchu pierścienia podatnego rozwiązano analitycznie, wykorzystując asymptotyczną metodę Kryłowa - Bogolubowa. Przedstawiono wpływ bicia osiowego wału, tłumienia oraz kąta stożkowatości powierzchni ślizgowych na amplitudę drgań pierścienia podatnego oraz zmiany wysokości szczeliny.

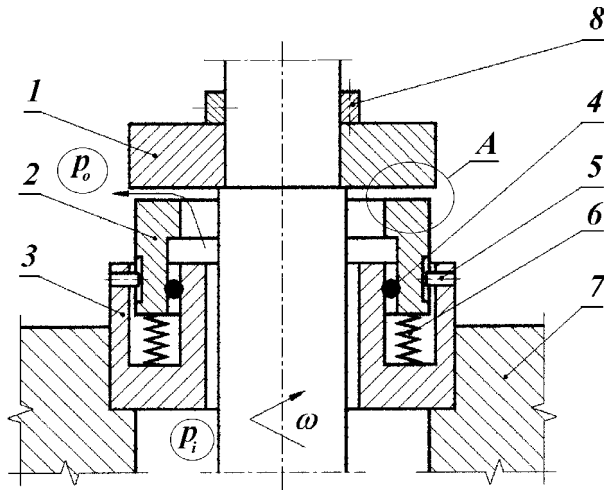
1. WPROWADZENIE

Przedmiotem rozważań w niniejszej pracy jest skojarzenie ślizgowe, które spełnia podwójną rolę, bezstykowego uszczelnienia czołowego oraz wzdłużnego łożyska ślizgowego. Takie skojarzenie zostało nazwane węzłem uszczelniająco - łożyskowym, a jego podwójny efekt działania wymusił odpowiednie rozwiązanie konstrukcyjne. A mianowicie, jego ślizgowy pierścień oporowy, podobnie jak w uszczelnieniu czołowym, jest podatnie zamocowany w obudowie. Charakterystyczną cechą tej konstrukcji jest utrzymywanie w czasie pracy, szczeliny smarnej o założonej wysokości. Haardt, Godet w swojej pracy [1] udowodnili w obliczeniach numerycznych, że kąt pochylenia (przekoszenia) pierścienia wirującego, wpływa na amplitudę drgań osiowych pierścienia podatnego oraz natężenie przecieku.

W niniejszej pracy analizowany będzie wpływ wymuszenia zewnętrznego w postaci bicia osiowego wału oraz geometrii powierzchni ślizgowych na drgania pierścienia podatnego oraz zmiany wysokości szczeliny. Za parametr określający kształt szczeliny smarnej, przyjęto kąt stożkowatości powierzchni ślizgowej, który jak to zostało pokazane w pracy [2], wpływa na wartość współczynników dynamicznych filmu smarnego.

2. SFORMUŁOWANIE PROBLEMU

Schemat rozważanego skojarzenia ślizgowego, którego konstrukcja odpowiada bezstykowemu uszczelnieniu czołowemu, pokazano na rysunku 1.

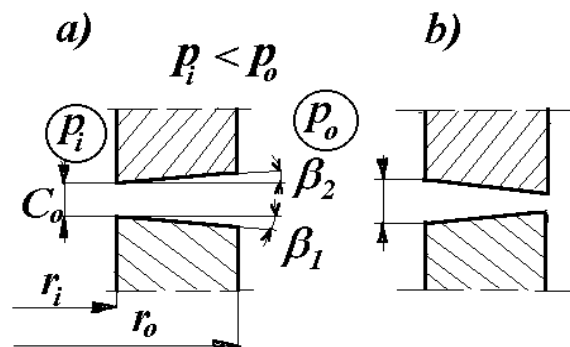


Rys.1. Schemat bezstykowego uszczelnienia czołowego:

- 1,2 - pierścienie ślizgowe;
- 3 - obudowa pierścienia;
- 4 - pierścień elastomerowy typu O-ring;
- 5 - zabierak;
- 6 - element sprężysty;
- 7 - dławnica;
- 8 - element mocujący

W przedstawionej odmianie konstrukcyjnej (rys.1), jeden pierścień ślizgowy- 1 jest sztywno zamocowany na wirującym wale, natomiast drugi pierścień- 2 jest zamocowany w podatnej obudowie i w ogólnym przypadku może mieć trzy stopnie swobody, tj: przemieszczenie wzdłuż osi obrotu wału oraz dwa przemieszczenia kątowe opisujące jego ruch kulisty.

W pierwszej części analizy zajmiemy się tylko ruchem osiowym, tj. wzdłuż osi obrotu wału, pierścieni ślizgowych, które posiadają założoną stożkowatość powierzchni czołowych (rys.2).



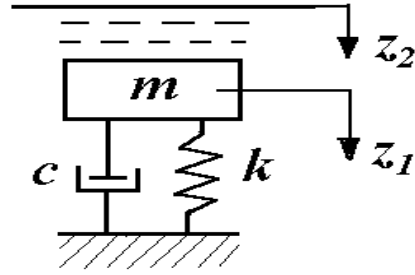
Rys.2. Modele szczeliny smarnej: a) szczelina zbieżna $\beta = (\beta_1 - \beta_2) > 0$; b) szczelina rozbieżna $\beta < 0$.

Dla przyjętej geometrii pierścieni ślizgowych (rys.2), wysokość szczeliny opisuje następująca zależność:

$$H = C_o + z_1 - z_2 + \beta(r - r_i) \quad (1)$$

gdzie: C_o - nominalna wysokość szczeliny; r_i - promień wewnętrzny pierścienia (rys.1, 2).

W modelu dynamicznym (rys.3), rozważać więc będziemy drgania osiowe pierścienia podatnego o masie- m , wywołane wymuszeniem kinematycznym- z_2 , przy czym przyjmujemy to wymuszenie w postaci harmonicznego o częstotliwości równej prędkości kątowej wału.



Rys.3. Model dynamiczny badanego skojarzenia ślizgowego

Równanie ruchu pierścienia podatnego jest następujące:

$$m\ddot{z}_1 + c\dot{z}_1 + kz_1 = \int_S p(z_1, z_2) dS - k\Delta \quad (2)$$

gdzie: m , c , k - parametry podatnej zabudowy (rys.3); Δ - napięcie wstępne elementu sprężystego; $p(z_1, z_2)$ - rozkład ciśnienia w szczelinie smarnej; S - pole powierzchni ślizgowej pierścienia podatnego.

Nieznaną wielkością w równaniu (2) jest siła- F_{sz} (całka po prawej stronie) powstająca w filmie smarnym, która jak wiadomo, zależy od rozkładu ciśnienia.

Przyjmując jednowymiarowy, promieniowy model przepływu, jako laminarny, izotermiczny, ustalony cieczy lepkiej, nieściśliwej, oraz warunki brzegowe zdefiniowane na rysunkach 1,2, wspomnianą siłę F_{sz} można wyznaczyć analitycznie według następującej zależności [1]:

$$F_{sz} = 2\pi r_m p_i q + \pi r_m (p_o - p_i) q \frac{2L_1}{L_2} + \frac{6\pi\eta}{L_m^3} r_m \dot{L}_m S_h \quad (3)$$

gdzie:

$$L_m = H \Big|_{r=r_m}; L_1 = H \Big|_{r=r_o}; L_2 = L_1 + C_o + z_1 - z_2; q = r_o - r_i \quad (4)$$

$$S_h = \frac{(r_o^3 - r_i^3)}{3} - r_i^2 q - \frac{(r_o^2 - r_i^2)}{\ln(r_o / r_i)} \left(r_o \ln \frac{r_o}{r_i} - q \right) \quad (5)$$

Siła powstająca w szczelinie F_{sz} (3) składa się z części statycznej (dwa pierwsze składniki) oraz części hydrodynamicznej wywołanej osiowymi drganiami pierścieni ślizgowych (składnik trzeci).

Przy założeniu, że równowaga statyczna pierścienia podatnego spełnia warunek:

$$\Delta k = 0.5\pi(r_o^2 - r_i^2)(p_i + p_o) \quad (6)$$

wówczas równanie (2) można sprowadzić do następującej nieliniowej postaci:

$$\ddot{z} + 2h\dot{z} + \omega_o^2 z - A_m \frac{\dot{z}}{(C_m + z)^3} - \frac{P_m}{C_m + z} = B_m \cos(vt + \theta) \quad (7)$$

gdzie:

$$z = z_1 - z_2; z_2 = \varepsilon \cos vt; \dot{z}_2 = -\varepsilon v \sin vt \quad (8)$$

$$P_m = \frac{P}{m} = \pi \frac{r_o^2 - r_i^2}{4m} (p_o - p_i) q \beta; \quad A_m = \frac{6\pi\eta r_m S_h}{m} \quad (9)$$

$$B_m = \varepsilon \sqrt{(\omega_o^2 - v^2)^2 + 4h^2 v^2}; \quad \theta = \arctan\left(\frac{2hv}{\omega_o^2 - v^2}\right) \quad (10)$$

v, ε - częstotliwość i amplituda wymuszenia.

Wyprowadzone równanie (7) opisuje zmiany wysokości szczeliny $z=z_1-z_2$ wywołane biciem osiowym o amplitudzie- ε pierścienia osadzonego na wirującym wale z prędkością kątową- v .

3. ROZWIĄZANIE I PRZYKŁADOWE CHARAKTERYSTYKI

Wykorzystując metodą Kryłowa - Bogolubowa równanie nieliniowe (8) można zastąpić równaniem zlinearyzowanym z zastępczymi (ekwiwalentnymi) współczynnikami tłumienia i sprężystości: $c_e(a) = 2mh_e(a)$; $k_e = \omega_e^2(a)m$:

$$\ddot{z} + 2h_e(a)\dot{z} + \omega_e^2(a)z = B_m \cos(vt + \theta) \quad (11)$$

Ostatecznie rozwiązanie równania (11), opisujące drgania ustalone ma następującą postać:

$$z = a_o + a \cos(vt + \theta - \varphi_e) \quad (12)$$

gdzie:

$$a = \frac{B_m(v)}{\sqrt{(\omega_e^2(a) - v^2)^2 + 4h_e^2(a)v^2}}; \quad \varphi_e = \arctg \frac{2h_e(a)v}{\omega_e^2(a) - v^2} \quad (13)$$

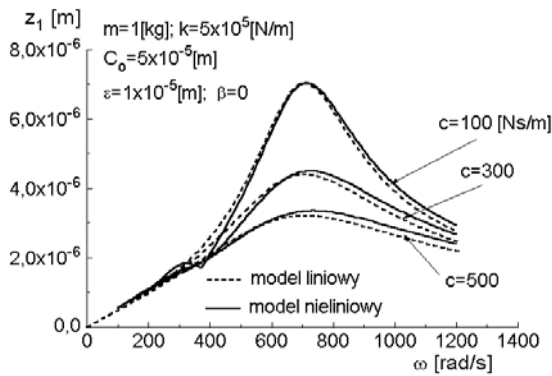
$$a_o = -\frac{C_m}{2} + \sqrt{\frac{C_m^2}{4} + \frac{P}{k}} \quad \text{- przesunięcie środka drgań.} \quad (14)$$

Znając przemieszczenie względne pierścieni- z , na podstawie zależności (8) znajdujemy przemieszczenia pierścienia podatnego- z_1 .

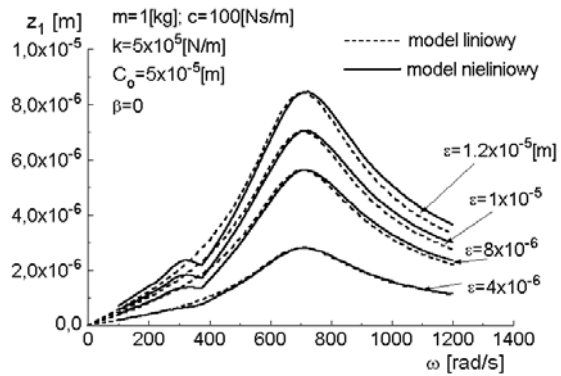
W pracy [3] autor przedstawił pełne obliczenia według metody Kryłowa - Bogolubowa, zastępczych współczynników $h_e(a)$ oraz $\omega_e(a)$. W tym miejscu ograniczymy się do pokazania na przykładowych charakterystykach amplitudowo - częstotliwościowych (13), wpływu wybranych parametrów na drgania pierścienia podatnego oraz zmiany szczeliny smarnej.

Na rysunku 4 przedstawiono wpływ tłumienia zewnętrznego - c , natomiast na rysunku 5, wpływ bicia osiowego - ε na amplitudę drgań pierścienia podatnego.

Na rysunkach 4,5 dodatkowo naniesiono linią ciągłą, krzywe obliczone z całkowania numerycznego bezpośrednio równania nieliniowego (2). Na sporządzonych charakterystykach (rys.4 i rys.5) można zauważyć, że po przekroczeniu pewnej wartości tłumienia- c lub wymuszenia - ε , występuje drugi rezonans o dużo mniejszej amplitudzie niż główny ($\omega_{rez} \approx 700$ [rad/s]). Częstość odpowiadająca temu rezonansowi jest równa (około) połowy wartości częstości rezonansu głównego. Istnienie tzw. rezonansu połówkowego jest znane w teorii poprzecznych łożysk ślizgowych [4]. Wpływ amplitudy wymuszenia na drgania pierścienia podatnego jest większy (bardziej zróżnicowany) po przekroczeniu częstości rezonansowej.

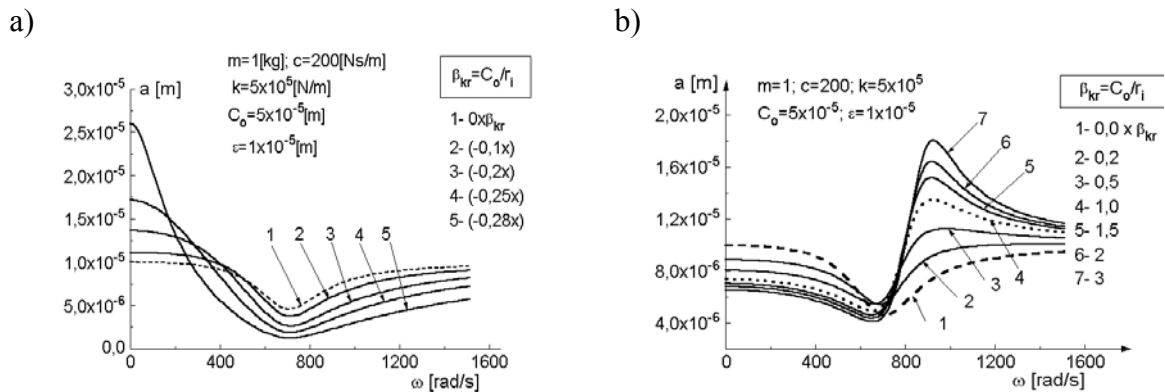


Rys.4. Wpływ tłumienia zewnętrznego.



Rys.5. Wpływ amplitudy wymuszenia harmonicznego.

Wpływ kąta pochylenia- β powierzchni czołowych pierścieni na zmiany wysokości szczeliny- a (13), pokazano na kolejnych charakterystykach (rys. 6a,b).



Rys.6. Wpływ kąta stożkowatości na przemieszczenie względne pierścieni ślizgowych; a) $\beta < 0$; b) $\beta > 0$.

Z charakterystyk przedstawionych na rys.6a widać, że ze wzrostem ujemnej wartości kąta- β (szczelina rozbieżna- rys.2b) maleje amplituda- a w zakresie częstości rezonansowej, co prowadzi do wzajemnego uderzania pierścieni ślizgowych, np. dla $\beta = 0,3\beta_{kr}$ otrzymujemy $a < 0$. Wartość kąta β_{kr} dla zadanej geometrii szczeliny wynosiła $1,4 \times 10^{-3}$ [rad]. Dla szczelin zbieżnych w kierunku spadku ciśnienia, tj. $\beta > 0$ (rys.2a) przemieszczenie względne pierścieni wzrasta po przekroczeniu częstości rezonansowej. W zakresie częstości przedrezonansowych amplituda uchybu- a jest większa dla pierścieni bez stożkowatości (linia przerywana). Interesujące jest dla stożkowatości dodatniej, występowanie na charakterystykach dwóch wartości ekstremalnych.

LITERATURA

1. Haardt R., Godet M.: Axial vibration of a misaligned radial face seal, under a constant closure force. ASLE Trans., Vol.18, No.1, 1975.
2. Green I.: The rotor dynamic coefficients of coned - face mechanical seals with inward or outward flow. Journal of Tribology, vol.109, no.1, 1987.

3. Kundera Cz.: Aktywne uszczelnianie drgających elementów wirujących. (praca złożona do wydawnictwa Zeszytów Naukowych Politechniki Świętokrzyskiej). 1999.
4. Kiciński J.: Teoria i badania hydrodynamicznych poprzecznych łożysk ślizgowych. Maszyny Przepływowe, Tom 15, Instytut Maszyn Przepływowych, Wyd. PAN, 1994.

SOME PROBLEMS OF AXIAL VIBRATION OF THE NONCONTACTING FACE SEAL

ABSTRACT

The paper analyses axial vibration of the noncontacting face seal, which, at the same time is used as a low loaded thrust bearing. A nonlinear equation of motion of flexibly mounted ring is formulated. The Krylow - Bogolubow method for solution of this equation is applied. The effects of axial wobble of shaft, external damping coefficient, and coned face of sliding surfaces on the amplitude of axial vibration of a the change in floating ring and film thickness is shown.

Recenzent: Jan Burcan