ASUPRA CALCULULUI PRESIUNII FILMULUI DE LUBRIFIANT ÎN LAGĂRUL SOLICITAT CICLIC VARIABIL

Valeriu Certan conf.univ. dr.ş.t

Universitatea Tehnică a Moldovei

Abstract: *Funcţionarea lagărul hidrodinamic se bazează pe principiul obţinerii portanţei la curgerea lubrifiantului prin două suprafeţe neparalele cînd presiunea din film, care echilibrează sarcina aplicată este creată prin mişcarea relativă a suprafeţelor.*

Cuvintele cheie*: Lagăr de alunecare, ungere hidrodinamică, presiune, spin de lubrifiant, grosimea filmului de lubrifiant.*

Întroducere

Cu apariţia materialelor pentru lagărele cu alunecare, care dispun de o rezistenţă satisfăcătoare în diferite ramuri ale construcţiilor de maşini o largă răspîndire au lagărele cu palier scurt, lungimea căruia este o parte din diametru. Folosirea acestor lagăre urmăreşte scopul micşorării masei şi dimensiunilor de gabarit.

Necătînd la folosirea largă a lagărelor cu palier scurt, la moment calculele acestora încă sunt într-o stare puţin satisfăcătoare. Întradevăr factorul principal, care determină capacitatea portantă şi fiabilitatea lagărului este stratul de lubrifiant care separă suprafeţele de alunecare. Însă şi-n prezent rămine actuală problema influienţei *lungimii lagărului* asupra grosimii stratului de lubrifiant, solicitarea ciclic *variabilă* etc.

Teoria ungerii lagărelor cu palier lung dau rezultate satisfăcătoare pentru calculul lagărelor cu un palier deoarece lungimea este un factor auxiliar care poate fi luat aproximativ cu o influienţă parabolic sau cu un alt coefficient de corecţie. Însă atunci cînd lungimea lagărului devine mărime mică, teoria lagărelor cu palier lung devine mai puţin folosită, aceasta poate servi numai la analize calitative.

În acestă direcţie trebuie menţionate lucrările Muskat şi Morgan [4,5]. H. Reissner a analizat problema lagărelui solicitat cu sarcină constant pentru condiţia existenţei stratului de lubrifiant continuu în spaţiul gol. Însă această condiţie se îndeplineşte numai pentru excentrisitatea mai mică ca 0,5 conform recomandărilor lui Sommerfelid [6]. Rezultatele lui H. Reissner şi pentru acest interval al jocului este departe de o soluţie finală.

În această lucrare se încearcă de-a determina presiunea în stratul de lubrifiant continuu în spaţiul gol pentru lagărul de lungime finită.

Ecuaţia de bază şi condiţiile de frontieră a problemei

Ecuaţia pentru distribuirea presiunii în stratul de lubrifiant a fost obţinută de Reinolds [ ].
Pentru cazul general această ecuaţie are forma

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial z}\right)=6\eta\left[\left(U_0+3U_1\right)\frac{\partial h}{\partial x}+2V\right]$$

unde: x – coordonata pe suprafaţa de alunecare după direcţia vitezei relative;
z – coordonata pe suprafaţa de alunecare după direcţia perpendicular la direcţia mişcării relative;
y – coordonata perpendiculară la suprafaţa de alunecare;
U_0 – viteza pentru $y=0$; U_1 – viteza pentru $y=h$;

$$V=\frac{dh}{dt}.$$

Pentru cazul care se examinează în care se presupune că fusul nu se roteşte, atunci

$$U_0=0 \text{ şi } U_1=0$$

Prin urmare ecuația lui O. Reinolds obține forma

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial z}\right)=12\eta\frac{dh}{dt}.$$

Grosimea filmului de lubrifiant are forma $h=\delta-e\cos\varphi$, unde $\delta=R-r$; e – distanța dintre centre (fig.1)

$$\frac{dh}{dt}=-cos\varphi\,\frac{de}{dt}.$$

Înlocuindu-l pe x cu produsul razei r la unghiul φ, se obține

$$\frac{\partial}{r\partial\varphi}\left(h^3\frac{\partial p}{r\partial\varphi}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial z}\right)+12\eta\cos\varphi\frac{de}{dt}=0 \quad (1,a)$$

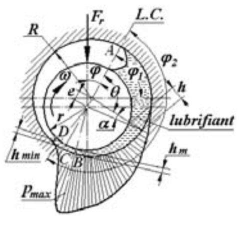
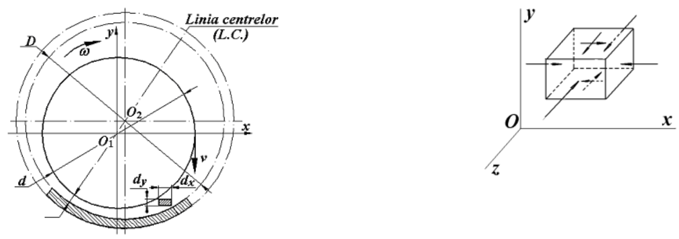


Fig.1



a) b)

Fig.2

Originea sistemului de coordinate se va lua la suprafața părții frontale a fusului. Lungimea fusului se va nota cu l. Condițiile de frontieră la suprafață pentru oroblema considerată sunt: $p=0$,pentru $z=0$, $z=l$ şi pentru $\varphi=\pm\frac{\pi}{2}$

Deducerea elementară a ecuației lui O. Reinolds

Fie între două plăci paralele *a* şi *b*, care pot să se apropie una de alta, rămânînd paralele, se mişcă un mediu continuu lichid de o viscozitate oarecare. Particulele lichidului se mişcă sub acțiunea diferenței de presiune şi forțele de frecare. Grosimea stratului de lichid h se va considera ca mărime mică în comparație cu alte dimensiuni. Considerînd grosimea de lichid mărime mică se poate considera, că presiunea în stratul de lichid se schimbă numai în lungul plăcilor, altfel spus în direcțiile axelor x şi z. Cu varierea presiunii după direcția grosimii stratului se va neglija, $\frac{\partial p}{\partial y}=0$.

De asemenea pote fi considerat (din motivul grosimei stratului de lichid ca mărime mică şi paralelismului plăcilor), că schimbarea de viteze a particulelor după direcția în lungul axelor x şi z de asemenea ca mărimi mici în comparație cu cele după direcția axei y.

În cele ce urmează se vor lua forțele care solicită volumul elementar de forma unui paralelipiped (fig.2). Pe fațetele perpendicular la axa y, după direcția axei x acționează forțele de frecare $-\eta\frac{\partial v}{\partial y}dxdz$ şi $+\eta\left(\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}dy\right)dxdz.$

Cu forțele de frecare depe celelalte fațete se poate neglija, deoarece schimbarea vitezelor pe acestea sunt mici.

Pe fațetele, perpendicular la axa z, acționează forțele de presiune $pdydz$ şi $-\left(p+\frac{\partial p}{\partial x}dx\right)dydz$.

În fig.2 sunt prezentate forțele care se referă la axele x şi z. Forțele neglijate de ordin mic în fig.2 nu sunt prezentate.

Neglijînd cu forța de inerție a particulei, din condiția de echilibru a forțelor se obține:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \eta \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \ .$$

După integrarea dublă se obține:

$$v = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} y^2 + ay + b \, .$$

Plăcile considerate pot numai să si apropie una de alta rămînînd paralele între ele. Acceptînd ipoteza că lichidul se lipeşte ideal de plăci, pentru condițiile de frontieră rezultă că pentru $y = h$ şi $y = 0$, $v = 0$.

În final se obține

$$v = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} y(y - h).$$

Viteza maximă se obține pentru $y = \dfrac{h}{2}$

$$v_{\max} = -\frac{1}{8\eta} \frac{\partial p}{\partial x} h^2 \, .$$

Viteza medie într-o careva secțiune de înălțimea h, şi lățimea dz alcătuieşte $\dfrac{2}{3}$ de la valoarea cea maximă

$$v_{med} = -\frac{1}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} h^2 \qquad (a)$$

Fie că placa de sus se deplasează în jos astfel încît rămîme paralelă ei însăşi. În acest moment în stratul considerat îşi iau apariția presiuni variabile. În cele ce urmează se vor stbili relații între viteza deplasării plăcii, $\dfrac{\partial h}{\partial t}$, grosimea stratului de lichid h şi presiunea în acesta p. Cu acest scop se va folosi ipoteza mediului continuu. Cantitatea de lubrifiant care se scurge din volumul elementar în formă de paraleliepiped, cu dimensiunile Δx, Δz, Δh, la deplasarea plăcii de sus în jos la distanța de Δh va fi egală cu $\Delta x \times \Delta z \times \Delta h$ (fig.3).

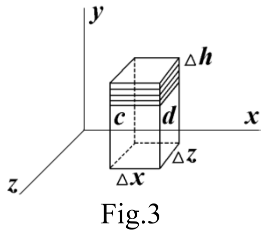


Fig.3

Să calculăm cantitatea de lichid care se va scurge prin pereții laterali ai paralelipipedului elementar.

Cantitatea de lichid care se va scurge prin peretele *c* altfel numit *debetul* de scăpări va fi:

$$Q_c = (v_{med})_x h_x \Delta z \Delta t = -\frac{1}{12\eta} \left(\frac{\partial p}{\partial x} h^3 \right)_x \Delta z \Delta t$$

Cantitatea de lichid care se va scurge prin peretele lateral *d* al paralelipipedului elementar va fi:

$$Q_d = -\frac{1}{12\eta} \left(\frac{\partial p}{\partial x} h^3 \right)_{x+\Delta x} \Delta z \Delta t \, .$$

Diferența dintre Q_d şi Q_c va fi:

$$Q_d - Q_c = -\left[\frac{1}{12\eta} \left(\frac{\partial p}{\partial x} h^3 \right)_{x+\Delta x} - \frac{1}{12\eta} \left(\frac{\partial p}{\partial x} h^3 \right)_x \right] \Delta z \Delta t =$$

$$= \left[-\frac{1}{12\eta} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial p}{\partial x} h^3 \right) + s_1 \right] \Delta x \Delta z \Delta t$$

În mod analogic se va obține cantitatea de lichid care se va scurge prin peretii laterali al paralelipipedului elementar perpendicular la axa z va fi:

$$\left[-\frac{1}{12\eta}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial p}{\partial z}h^3\right)+s_2\right]\Delta x\Delta z\Delta t$$

Dacă să se adune aceste cantități de lichid scurs *debetul*, care fiind egalat volumului $\Delta x\times\Delta z\times\Delta t$ şi trecînd la limită se va obține:

$$\frac{1}{12\eta}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial p}{\partial x}h^3\right)+\frac{1}{12\eta}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial p}{\partial z}h^3\right)=\frac{\partial h}{\partial t}.$$

Ecuația diferențială obținută se numeşte ecuatia presiunilor care îşi iau apariția la curgerea unui fluid între două suprafețe aflate în mişcare de alunecare.

Bibliografie

1. Constantinescu, V.N. ş.a. Lagăre cu alunecare, Bucureşti Ed. Tehnica, 1980.
2. Frene J, Nicolas D, Deguerce B, Berthe D, Godet M. Lubrication hidrodinamicque-paliers et debutees, Ed.Eyrolles, Paris 1990.
3. Hamrock B.J., Fundamentals of fluid film lubrification, R.R.Donneley & Sons Company, New York 1994.
4. Muscat M., Morgan F. The'Theory of the Thick Film Lubrication of a Complete Journal Bearing of Finite Length // J. Appl. – 1938, Vol. 9. – p. 393-409.
5. Muscat M., Morgan F. The'Theory of the Thick Film Lubrication of a Complete Journal Bearing of Finite Length with arbitrary of the lubrication source // J. Appl. Phus. – 1939 Vol. 10, nr.1, p. 46-61.
6. Sommerfeld A. Zur Theorie der Schmiermittel reiburg. // Zhscher. Techn. Phys. . –nr.3, 4 . -1921