不均一な通気度を有する多孔質
ジャーナル軸受の静特性*金子 寛^{*1}, 土居 裕治^{*2}STATIC CHARACTERISTICS OF POROUS JOURNAL BEARINGS WITH
NONUNIFORM PERMEABILITY

Satoru KANEKO and Yuji DOI

The static characteristics of oil-filled porous journal bearings with nonuniform permeability are theoretically investigated. In this analysis, three types of nonuniform distribution of permeability are analyzed. For the first type, the permeability varies in a radial direction, i.e., the permeability of the inside part is lower than that of the outside part. For the second type, the permeability varies in a circumferential direction, i.e., the permeability of the loaded part is lower than that of the unloaded part. For the third type, the permeability varies in an axial direction, i.e., the permeability of part of the bearing ends is lower than that of the middle part. The second nonuniform type has a higher load capacity than the other nonuniform types. Also, this type has a lower coefficient of friction and total side leakage flow than the other nonuniform types and a uniform type whose permeability is equal to the lower one of nonuniform types.

Key Words: Lubrication Theory, Darcy's Law, Porous Oil Bearings, Journal Bearings, Nonuniform Permeability, Static Characteristics

1. はじめに

多孔質ジャーナル軸受の流体潤滑理論に基づく理論的解析は、MorganとCameron⁽¹⁾によって発表されて以来比較的多くの研究者によって行われているが、いずれも通気度が均一な場合を対象にしている^{(2)~(4)}。

著者は既報⁽⁵⁾において通気度が異方性の場合の多孔質ジャーナル軸受の静特性を理論的に解析し、これにおよぼす通気度の異方性の影響を明らかにした。

一方、通気度が不均一の場合についての解析はいまだ十分に行われていない。従来の研究では、Yong-Xinら⁽⁷⁾が円周方向にある不均一なパターンの通気度を有する軸受の静特性を解析しているが、その不均一なパターンが限定されているため通気度の不均一性が静特性諸量におよぼす影響についての検討が不十分である

と考えられる。

そこで、本報では通気度の不均一性が静特性諸量におよぼす影響を広範囲にわたって検討するため、軸受の半径方向(厚さ方向)、円周方向、および軸方向にそれぞれ不均一な通気度のパターンを有する多孔質ジャーナル軸受の静特性を理論的に解析する。その際、既報⁽⁵⁾と同様に流体潤滑理論を適用する。

まず軸受すきま内の油膜ならびに軸受内部の圧力分布を決定するために、軸受の通気度の不均一性を考慮に入れた、修正レイノルズ方程式、およびDarcyの法則より得られる連続の式を用いて解析する。その際、Beavers-Josephが提案したスリップモデル⁽⁸⁾⁽⁹⁾を用いて軸受表面(しゅう動面)でのすべりを考慮する。

次に、これらの結果を用いて、静特性諸量、すなわちSommerfeld数、摩擦係数、軸受全体からの漏れ流量(軸受すきまからの漏れ流量と軸受側面からの漏れ流量の和)、および軸心軌跡を算出する。そして、これら諸量におよぼす通気度の不均一性の影響を調べるとともに、通気度が均一な場合の結果と比較し相違点を明らかにする。さらに静特性諸量に関して通気度のいかなる不均一なパターンが有利であるかを明らかにする。

* 昭和63年3月30日 第65期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和62年10月5日。

^{*1} 正員、長岡技術科学大学工学部 (〒940-21 長岡市上富岡町1603-1)。

^{*2} 長岡技術科学大学大学院。

2. 本論文で用いる主要な記号

- $D=2r$: 軸受内径 mm
 L : 軸受幅 mm
 $S_o = \frac{r_0 \eta \omega}{W/L} \cdot \left(\frac{r_0}{c}\right)^2 (=1/f)$: Sommerfeld数
 $W=f$: 静荷重 N
 c : 軸受平均半径すきま mm
 $f=(f_\theta^2+f_\Sigma^2)^{1/2}$: 負荷容量 N
 f_Σ, f_θ : 油膜反力の偏心方向およびそれに直角方向の成分 N
 $h=c(1+\kappa \cos \theta)$: 油膜厚さ mm
 k : 通気度(均一の場合) m^2
 k_m : 領域 m ($m=1,2$)における通気度 m^2
 p : 油膜圧力(ゲージ圧) MPa
 p^* : 多孔質軸受内部の圧力(ゲージ圧) MPa
 q_s : 軸受全体からの漏れ流量(=軸受すきまからの漏れ流量+軸受側面からの漏れ流量) m^3/s
 $r_1, (r_1 < r_0 < r_2)$: モデルⅠにおける領域1と領域2の境界面の半径方向座標 mm
 r_i : 軸受内半径 mm
 r_o : 軸受外半径 mm
 r : 半径方向座標
 z : 軸方向座標
 z_0 ($0 < z_0 < L/2$) : モデルⅢにおける軸受幅中央面($z=0$)から領域1が始まる位置までの距離 mm
 $\Phi=k r_0^3/c^3$: 通気度パラメータ(均一の場合)
 $\Phi_m=k_m r_0^3/c^3$: 領域 m ($m=1,2$)における通気度パラメータ
 α : すべり係数⁽⁸⁾⁽⁹⁾
 γ ($0 < \gamma < \pi/2$) : モデルⅡにおける最大膜厚位置($\theta=0$)から領域1が始まる位置までの角度 rad
 η : 油の粘性係数 $MPa \cdot s$
 θ : 最大膜厚位置からの角座標 rad, degrees
 κ : 偏心率
 μ : 摩擦係数
 ψ : 偏心率 rad, degrees
 ω : 軸の回転角速度 rad/s
 $\sim$: 無次元量であることを示す。
 添字 m : 領域 m ($m=1,2$)における諸量であることを示す。

3. 数値解析

3.1 解析モデルとその諸元 本報の解析モデルの諸元を表1に記す。解析モデルは、既報⁽³⁾と同様に、

すきま比 $c/r_0=2/1000$ 、幅径比 $L/D=1.0$ 、および半径比 $r_o/r_i=1.5$ の軸受である。不均一な通気度のモデルとしては通気度がそれぞれ軸受の半径方向(厚さ方向)、円周方向、および軸方向に変化する場合を考慮して(以後、それぞれをモデルⅠ、モデルⅡ、モデルⅢと呼ぶことにする)、通気度の組合せおよびその境界面の位置を変化させて計8通りの場合について解析を行う。また、比較のために均一な通気度の場合についても3通り解析を行う。表中で $z_0=[z_0/(L/2)]$ はモデルⅢにおいて軸受幅中央面($z=0$)から領域1が始まる位置までの無次元化された距離を示している[図1(c)参照]。

なお、通気度の不均一なモデルとしては、具体的には二つの領域(以後、領域1、領域2と呼ぶことにする)で通気度が異なる場合、すなわち、モデルⅠでは軸受の内周側(領域1)と外周側(領域2)で、モデルⅡでは負荷側(領域1)と反負荷側(領域2)で、モデルⅢでは軸受端側(領域1)と軸受幅中央側(領域2)でそれぞれ通気度が異なる場合を解析の対象とする(図1参照)。さらに、モデルⅠでは内周側の通気度が外周側より小さい場合($\Phi_1 < \Phi_2$ 、 Φ_1, Φ_2 はそれぞれ領域1、領域2における通気度パラメータ)について、モデルⅡでは負荷側の通気度が反負荷側より小さい場合($\Phi_1 < \Phi_2$)について解析する。

3.2 軸受すきま内の油膜圧力および軸受内部の圧力を支配する方程式 Beavers-Josephのスリップモデル⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾を適用して軸受表面(しゅう動面)でのすべりを考慮すると、軸受すきま内の油膜の圧力 $\bar{p}$ を支配する修正レイノルズ方程式は次式のごとくなる(図1参照)。

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \bar{h}^3 (1 + \xi_{1\theta}) \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right\} + \left(\frac{D}{L} \right)^2 \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \bar{h}^3 (1 + \xi_{1z}) \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} \right\} = 6 \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \bar{h} (1 + \xi_{1\theta}) \right\} - 12 \Phi_m \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} \Big|_{r=r_0} \quad \dots\dots\dots(1)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \xi_{1\theta} &= s_{1\theta} / (h + s_{1\theta}) \\ \xi_{1z} &= 3(h s_{1z} + 2\alpha^2 s_{1z}^2) / \{ h(h + s_{1z}) \} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(2)$$

である。また、 $\bar{p}=c^3 p / (r_0^3 \eta \omega)$ 、 $\bar{p}^*=c^3 p^* / (r_0^3 \eta \omega)$ 、 $\bar{h}=h/c=1+\kappa \cos \theta$ 、 $\bar{r}=r/r_0$ 、 $\bar{z}=z/(L/2)$ 、 $\Phi_m=k_m r_0^3/c^3$ 、 $s_{1\theta}=(\Phi_m c/r_0)^{1/2}/\alpha$ である。添字 m は領域 m における諸量であることを示す。例えば、モデルⅡ、モデルⅢの場合には Φ_1 は領域1、領域2でそれぞれ Φ_1, Φ_2 となり、一方、モデルⅠでは $\Phi_1=\Phi_2$ となる。なお、 α はBeavers-Josephのスリップモデルで導入されたすべり係数であり、本報ではその値を0.1とした。

一方、Darcyの法則より得られる軸受内部の速度分布

を連続の式に代入すると軸受内部の圧力 $\bar{p}^*$ を支配する方程式は次式のごとくなる(図1参照)。

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \phi_m \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{1}{\bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\phi_m \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial \theta} \right) + \left(\frac{D}{L} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\phi_m \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial \bar{z}} \right) = 0 \quad \dots\dots(3)$$

なお、式(1)~(3)において $\phi_m = \phi_1 = \phi_2$ 、すなわち領域1と領域2における通気度パラメータを等しいとくと通気度が均一な場合に相当する。

3.3 境界条件 軸受すきま内の油膜圧力 $\bar{p}$ の軸方向の境界条件は、

$$\bar{z} = \pm 1 (\text{軸受すきまの両端}) \quad \bar{p} = 0 \quad \dots\dots(4)$$

で与えられる。

一方、軸受内部の圧力 $\bar{p}^*$ に関する境界条件は次のごとく与えられる。

$$\bar{z} = \pm 1 (\text{軸受側面}) \quad \bar{p}^* = 0 \quad \dots\dots(5)$$

また、軸受外周がハウジングで密閉されているので、

$$\text{ハウジング側の通気度} = 0 \quad \dots\dots(6)$$

さらに、軸受すきま内の油膜と軸受表面との境界面での圧力の連続性から、

$$\bar{r} = 1 \quad \bar{p} = \bar{p}^* \quad \dots\dots(7)$$

3.4 計算方法 軸受すきま内の油膜の圧力および軸受内部の圧力は式(1)、(3)を連立させて、境界条件式(4)、(5)、(6)、(7)を用いて算出する。なお、モデルIIの場合には、最大膜厚位置($\theta=0$)から領域1が始まる位置までの角度 γ と偏心角 ψ とが $\gamma + \psi = \pi/2$ なる関係を満足することが必要となる[図1(b)参照]。

本報では、既報と同様に、式(1)、(3)をコントロール・ボリューム法を用いて有限差分近似を行い離散値化する。すなわち、各格子点まわりのコントロール・ボリュー

ームを通過する流量の連続性を満足する式をテイラー級数展開による方法で有限差分近似を行う。

式(1)、(3)を離散値化した後、格子点圧力を逐次加速緩和法を用いて、繰り返し計算により求める。また、計算の過程で、ある格子点圧力が負圧になった場合には直ちに大気圧に置き換え、次の格子点圧力の計算に進む。なお、収束判定基準値は 10^{-7} とした。また式(1)、(3)を離散値化するに際して、軸受を半径方向(厚さ方向)に10または11等分、円周方向に80等分、および軸方向に24等分することにより、差分格子を構成した。

圧力が求めれば静特性に関する諸量は次のように計算できる(図1参照)。

無次元化された油膜反力の偏心方向に直角方向の成分:

$$f_\theta = f_\theta c^2 / (\eta \omega r^3 L) = \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \bar{p} \sin \theta d\theta d\bar{z} \quad \dots\dots(8)$$

無次元化された油膜反力の偏心方向成分:

$$f_x = f_x c^2 / (\eta \omega r^3 L) = - \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \bar{p} \cos \theta d\theta d\bar{z} \quad \dots\dots(9)$$

なお、式(8)、(9)において、モデルI、モデルIIIの場合は $r=0$ に相当し、モデルIIの場合は $0 < r < \pi/2$ となる。

無次元負荷容量:

$$f = f c^2 / (\eta \omega r^3 L) = (f_\theta^2 + f_x^2)^{1/2} \quad \dots\dots(10)$$

Sommerfeld数:

$$S = \frac{1}{f} = \frac{r \eta \omega}{W/L} \cdot \left(\frac{r}{c} \right)^2 \quad \dots\dots(11)$$

ここで、 $W (=f)$ は静荷重である。

$$\text{偏心角: } \psi = \tan^{-1} (f_\theta / f_x) \quad \dots\dots(12)$$

摩擦係数:

モデルI、モデルIIIの場合は、

図1 多孔質ジャーナル軸受の座標系

$$\begin{aligned} u(r, z/c) = S \cdot \left[\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left\{ \frac{h}{2} \left(1 + \frac{1}{3} \xi_{12} \right) \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right\} d\theta d\bar{z} \right. \\ + \frac{2\pi \bar{z}_a}{\{(1+s_2)^2 - \kappa^2\}^{1/2}} \\ + \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left\{ \frac{h}{2} \left(1 + \frac{1}{3} \xi_{11} \right) \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right\} d\theta d\bar{z} \\ \left. + \frac{2\pi (1-\bar{z}_a)}{\{(1+s_1)^2 - \kappa^2\}^{1/2}} \right] \quad \dots (13 \cdot a) \end{aligned}$$

ここで、モデルⅠの場合は $\bar{z}_a=0$ に相当する。

一方、モデルⅡの場合は、

$$\begin{aligned} u(r, z/c) = S \cdot \left[\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left\{ \frac{h}{2} \left(1 + \frac{1}{3} \xi_{11} \right) \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right. \right. \\ + \frac{1}{h} (1 - \xi_{11}) \left. \right\} d\theta d\bar{z} + \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left\{ \frac{h}{2} \left(1 + \frac{1}{3} \xi_{12} \right) \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right. \\ \left. + \frac{1}{h} (1 - \xi_{12}) \right\} d\theta d\bar{z} \right] \quad \dots (13 \cdot b) \end{aligned}$$

無次元化された軸受全体からの漏れ流量：

モデルⅠ、モデルⅢの場合は、

$$\begin{aligned} \bar{q}_z = q_z / (r_1 \omega c L) \\ = -\frac{1}{12} \left(\frac{D}{L} \right)^2 \int_0^{2\pi} \left\{ h^3 (1 + \xi_{11}) \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \right\}_{\bar{z}=1} d\theta \\ - \left(\frac{D}{L} \right)^2 \left\{ \Phi_1 \int_0^{r_0/r_1} \int_0^{2\pi} \left(\bar{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \right)_{\bar{z}=1} d\theta d\bar{r} \right. \\ \left. + \Phi_2 \int_0^{r_0/r_1} \int_0^{2\pi} \left(\bar{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \right)_{\bar{z}=1} d\theta d\bar{r} \right\} \\ \dots (14 \cdot a) \end{aligned}$$

ここで、モデルⅢの場合は $r_0=r_1$ に相当する。

一方、モデルⅡの場合は、

$$\begin{aligned} \bar{q}_z = -\frac{1}{12} \left(\frac{D}{L} \right)^2 \left[\int_0^{2\pi} \left\{ h^3 (1 + \xi_{11}) \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \right\}_{\bar{z}=1} d\theta \right. \\ + \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left\{ h^3 (1 + \xi_{12}) \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \right\}_{\bar{z}=1} d\theta d\bar{z} \\ - \left(\frac{D}{L} \right)^2 \left\{ \Phi_1 \int_0^{r_0/r_1} \int_0^{2\pi} \left(\bar{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \right)_{\bar{z}=1} d\theta d\bar{r} \right. \\ \left. + \Phi_2 \int_0^{r_0/r_1} \int_0^{2\pi} \left(\bar{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \right)_{\bar{z}=1} d\theta d\bar{r} \right\} \\ \dots (14 \cdot b) \end{aligned}$$

4. 数値解析結果と考察

本章では、3章で述べた方法により算出した静特性諸量について検討し、通気度の不均一性がこれら諸量におよぼす影響を調べるとともに、通気度が均一の場合の結果と比較し、相違点を明らかにする。さらに、静特性諸量に関して通気度のいかなる不均一なパターンが有利であるかを明らかにする。

なお、図2～図7において、図中に示す曲線で実線

表1 解析モデルの諸元

Radius ratio r_0/r_1			1.5		
Clearance ratio c/r_1			2/1000		
Length-diameter ratio L/D			1		
Uniform permeability Φ			$10^{-1}, 10^{-2}, 0$		
Nonuniform permeability	Model I	Φ_1	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}
		Φ_2	10^{-1}	10^{-1}	10^0
		r_a/r_i	1.1	14/11	14/11
	Model II	Φ_1	10^{-2}		10^{-2}
		Φ_2	10^{-1}		10^0
	Model III	Φ_1	10^{-2}	10^{-2}	10^{-1}
		Φ_2	10^{-1}	10^{-1}	10^{-2}
		$\bar{z}_a$	5/6	0.5	0.5

は不均一な通気度の場合の結果を、破線は均一な通気度の場合の結果を示す。

4・1 Sommerfeld数について 図2(a),(b)は通気度が不均一な場合(モデルⅠ,モデルⅡ,モデルⅢ)と均一な場合($\Phi=10^{-1}, 10^{-2}$)のSommerfeld数 S_0 と偏心率 κ の関係を示している。これより通気度が不均一な場合はいずれも同一の κ に対する S_0 は通気度が均一な $\Phi=10^{-1}$ の場合より小さい。特にモデルⅡでは、反負荷側の通気度 Φ_2 が $10^{-1}, 10^0$ の場合にあまり差異がなく、いずれも $\Phi=10^{-2}$ の S_0 に近い値となっている。またモデルⅠ,モデルⅢでは、各領域に対応する通気度が同じ場合($\Phi_1=10^{-2}, \Phi_2=10^{-1}$)には通気度の小さい領域が大きい方(モデルⅠでは $r_0/r_1=14/11$, モデルⅢでは $\bar{z}_a=0.5$)が S_0 が小さい。さらに各領域の大きさの比が一定の場合(モデルⅠでは $r_0/r_1=14/11$, モデルⅢでは $\bar{z}_a=0.5$)には、モデルⅠでは外周側の通気度のより小さい方($\Phi_2=10^{-1}$)が、モデルⅢでは軸受端側の通気度が軸受幅中央側より小さい方($\Phi_1=10^{-2}$)が、 S_0 が小さい。

図2(c)は、やはり S_0 と κ の関係を示しており、各モデルの中で、 $\Phi_1=10^{-2}, \Phi_2=10^{-1}$ かつ各領域の大きさの比がほぼ等しい場合(モデルⅠでは $r_0/r_1=14/11$, モデルⅢでは $\bar{z}_a=0.5$)を取り上げて比較したものである。なお、通気度と空孔率とはほぼ対応している⁽¹⁰⁾ので、この図は潤滑剤例えば油などをその内部に含浸し得る量が等しく、通気度の不均一なパターンが異なる軸受について比較していることに相当する。この図より同一の κ に対する S_0 は、モデルⅢ,モデルⅠ,モデルⅡの順に小さくなっている。

図3は、均一な通気度($\Phi=10^{-1}$)の S_0 の不均一な通気度の S_0 に対する比 $S_0(\text{uni})/S_0(\text{nonuni})$ と κ との関係を示している。不均一なモデルとしては図2(c)の場合と同じである。また、比較のために、 $\Phi=10^{-1}$ の S_0 。

(a)モデル I の場合

(b)モデル II, モデル III の場合

(c)モデル I, モデル II, モデル III の比較

図2 S_0 と κ の関係 図3 $S_0(\text{uni})/S_0(\text{nonuni})$ と κ の関係

の $\phi=10^{-2}$ (均一な通気度) の S_0 に対する比も図中に破線で示してある。これより、いずれの場合も κ とともに S_0 の比が大きくなっており、これは κ が大きいほど均一な通気度 ($\phi=10^{-1}$) に対する不均一な通気度の負荷容量の増加する割合が大きくなることを示している。とりわけモデル II では κ が 1 に近づくと、 $\phi=10^{-1}$ の場合の約 3.7 倍まで負荷容量が増加し、 $\phi=10^{-2}$ の場合の結果とはほぼ一致する。また、同一の κ に対する S_0 の比は、モデル III、モデル I、モデル II の順に大きくなっており、負荷容量を均一な通気度の場合より大きくするためには、円周方向に通気度を変化させた方がより効果的であることがわかる。

4.2 摩擦係数について 図 4(a),(b) は通気度が不均一な場合と均一な場合 ($\phi=10^{-1}, 10^{-2}$) の $\mu(r/c)$ と S_0 の関係を示している。これより同一の S_0 に対する $\mu(r/c)$ は、モデル II の反負荷側の通気度のより大きい場合 ($\phi=10^{-2}$) を除いた通気度が不均一な場合は概ね $\phi=10^{-1}$ と 10^{-2} の場合の値の間に存在している。さらに、 S_0 が小さい範囲では、各領域に対応する通気度が同じ場合 ($\phi_1=10^{-2}, \phi_2=10^{-1}$) は通気度の小さい領域が大きい方が $\mu(r/c)$ は小さい (モデル I, モデル III の場合)。また、各領域の大きさの比が一定の場合 ($r_a/r_i=14/11, z_a=0.5$) には、モデル I では外周側の通気度のより小さい方 ($\phi_2=10^{-1}$) が、モデル II では反負荷側の通気度のより大きい方 ($\phi=10^{-2}$) が、モデル III では軸受端側の通気度が軸受幅中央側より小さい方 ($\phi=10^{-2}$) が、 $\mu(r/c)$ が小さい。

(a)モデル I の場合

(c)モデル I, モデル II, モデル III の比較

(b)モデル II, モデル III の場合

一方、モデル II の反負荷側の通気度がより大きい場合には、 S_o の広い範囲にわたって、通気度が均一な場合および他の不均一な場合より $\mu(r_i/c)$ が小さい。

図 4(c) は、やはり $\mu(r_i/c)$ と S_o の関係を示している。通気度が不均一な場合としては図 2(c) の場合と同じである。これより、 S_o が小さい範囲では、同一の S_o に対する $\mu(r_i/c)$ は、モデル III、モデル I、モデル II の順に小さくなっている。

S_o の小さい範囲で同一の S_o に対する $\mu(r_i/c)$ の大きさに差異が生じている主な原因は、偏心率および軸受表面(しゅう動面)でのすべりが通気度の大きさやその不均一なパターンによって変化するためであると

考えられる。

4.3 漏れ流量について 図 5(a), (b) は通気度が不均一な場合と均一な場合 ($\phi=10^{-1}, 10^{-2}$) の軸受全体からの漏れ流量 $\dot{q}$ (軸受すきまからの漏れ流量と軸受側面からの漏れ流量の和) と S_o の関係を示している。これより、通気度が不均一な場合はいずれも、同一の S_o に対する $\dot{q}$ は $\phi=10^{-1}$ の場合より小さく、特にモデル II の場合は $\phi=10^{-2}$ の場合よりも小さい。また、モデル I、モデル III では、各領域に対応する通気度が同じ場合 ($\phi_1=10^{-2}, \phi_2=10^{-1}$) は通気度の小さい領域が大きい方が $\dot{q}$ が小さい。さらに各領域の大きさの比が一定の場合 ($r_a/r_i=14/11, z_a=0.5$) には、モデル I では外周側の通気度のより小さい方 ($\phi_2=10^{-1}$) が、モデル II では反負荷側の通気度のより大きい方 ($\phi_2=10^0$) が、モデル III では軸受端側の通気度が軸受幅中央側より小さい方 ($\phi_1=10^{-2}$) が、 $\dot{q}$ が小さい。

図 5(c) は、やはり $\dot{q}$ と S_o の関係を示している。通気度が不均一な場合としては図 2(c) の場合と同じである。同一の S_o に対する $\dot{q}$ は、モデル III、モデル I、モデル II の順に小さくなっている。またモデル II の $\dot{q}$ は、 $\phi=10^{-2}$ の場合より小さく、さらに S_o が 10^0 付近より小さい範囲では $\phi=0$ のいわゆる solid 軸受の場合より小さい。したがって軸受全体からの漏れ流量を少なくするためには、円周方向に通気度を変化させた方がより効果的であると考えられる。

4.4 軸心軌跡について 図 6 は、通気度が不均一な場合と均一な場合 ($\phi=10^{-1}, 10^{-2}$) の軸心軌跡を示して

(a)モデル I の場合

(b)モデル II, モデル III の場合

(c)モデル I, モデル II, モデル III の比較

図5 q_s と S_o の関係

図6 軸心軌跡

いる。不均一な場合としては、図2(c)の場合と同じである。これより通気度が不均一の場合の軸心軌跡はいずれも $\phi=10^{-1}$ の場合より内側に寄っている。また、 κ の小さい範囲を除いて、モデルIII、モデルI、モデルIIの順に軸心軌跡は内側に寄っており、特にモデルIIの場合は $\phi=10^{-2}$ の場合よりも内側に寄っている。

4.5 油膜の圧力分布について 図7は、 $\kappa(=0.7)$ 一定のもとで、軸受幅中央($z=0$)における軸受すきま内の油膜の円周方向圧力分布を示している。通気度が不均一な場合としては図2(c)の場合と同じである。これより圧力 $\bar{p}$ は、 $80^\circ < \theta < 200^\circ$ の範囲では、通気度が不均一な場合はいずれも $\phi=10^{-1}$ の場合より大きく、さらに $80^\circ < \theta < 190^\circ$ の範囲ではモデルIII、モデルI、モデルIIの順に大きくなっている。またモデルIIの $\bar{p}$ は、 $100^\circ < \theta < 190^\circ$ の範囲で $\phi=10^{-2}$ の場合とほぼ一致している。他の κ の場合についても調べた結果、通気度の不均一性が圧力分布におよぼす影響は $\kappa=0.7$ の場合と定性的に一致した。

モデルIIがより高い油膜圧力を生じている点は次のように考えられる。

軸受すきま内で概ね正圧が発生し得ると考えられる範囲、例えば $0^\circ < \theta < 180^\circ$ の範囲で、軸受幅中央($z=0$)における軸受断面内の通気度とそれに対応する領域の大きさを調べると、 $\phi=10^{-1}$ の領域と $\phi=10^{-2}$ の領域の比は、概ね、モデルIでは1:1、モデルIIでは1:3、モデルIIIでは1:0となり、モデルIII、モデルI、モデルIIの順に $\phi=10^{-2}$ の領域のしめる割合が大きくなっている。一方、軸受内部の通気度の小さい方が、軸の回転にともなって発生する圧力によって軸受すきま内の油が軸受内部に流出する量は少なく、すきま内に高い圧力を保持し

図7 軸受すきま内の油膜の円周方向圧力分布

得ると考えられる。したがって、モデルⅡの方が軸受すきま内により高い圧力が発生しやすくなり、その結果、図2(c)、図3に示すごとく、他の不均一なモデルの場合より負荷容量が大きくなるものと考えられる。

5. 結 論

本報では、不均一な通気度を有する多孔質ジャーナル軸受の静特性を理論的に解析した。不均一な通気度のモデルとしては、通気度が軸受の半径方向(厚さ方向)に変化するモデルⅠ、円周方向に変化するモデルⅡ、および軸方向に変化するモデルⅢを考慮した。具体的には二つの領域で通気度が異なる場合、すなわち、モデルⅠでは軸受の内周側と外周側で、モデルⅡでは負荷側と反負荷側で、モデルⅢでは軸受端側と軸受幅中央側でそれぞれ通気度が異なる場合を解析の対象とした。さらに、モデルⅠでは内周側の通気度が外周側より小さい場合について、モデルⅡでは負荷側の通気度が反負荷側より小さい場合について解析した。算出した静特性諸量について検討した結果、次の点が明らかになった。

(1) 通気度が均一な、通気度パラメータ $\phi=10^{-1}$ (不均一なモデル中の大きい方の ϕ と同じ値)、および $\phi=10^{-2}$ (不均一なモデル中の小さい方の ϕ の値と同じ)の場合と比較した結果、

① モデルⅠ、モデルⅢでは、同一の偏心率 κ に対するSommerfeld数 S 、同一の S に対する軸受全体からの漏れ流量 $\dot{q}_0$ 、および軸心軌跡は $\phi=10^{-1}$ の場合と ϕ

$=10^{-2}$ の場合の間に存在している。一方、モデルⅡでは、同一の κ に対する S は $\phi=10^{-2}$ の場合とほぼ一致している。また、同一の S に対する $\dot{q}_0$ は $\phi=10^{-2}$ の場合より小さい。さらに軸心軌跡は小さい κ の範囲を除いて $\phi=10^{-2}$ の場合よりも内側に寄る。

② 同一の S に対する摩擦係数は、モデルⅡの反負荷側の通気度のより大きい場合には $\phi=10^{-1}$ および $\phi=10^{-2}$ の場合より小さいが、その他の不均一の場合は概ね $\phi=10^{-1}$ と $\phi=10^{-2}$ の場合の値の間に存在している。

(2) 通気度の組合せが同じで、かつそれぞれの通気度に対応する領域の大きさがほぼ等しい条件のもとで、モデルⅠ、モデルⅡ、モデルⅢを比較した結果、

① 同一の κ に対する S 、および同一の S に対する $\dot{q}_0$ は、モデルⅢ、モデルⅠ、モデルⅡの順に小さくなる。

② S の小さい範囲では、同一の S に対する摩擦係数はモデルⅢ、モデルⅠ、モデルⅡの順に小さくなる。

③ κ の小さい範囲を除いて、軸心軌跡はモデルⅢ、モデルⅠ、モデルⅡの順に内側に寄る。

(3) 上記(1)、(2)より、通気度を不均一にすることによって静特性を向上させるためには、円周方向に通気度を変化させる、例えば負荷側の通気度を小さく、反負荷側の通気度を大きくする方がより効果的であると考えられる。

文 献

- (1) Morgan, V.T. and Cameron, A., Proc. Conf. on Lubrication and Wear, IME, London, (1957), 151.
- (2) Goldstein, M.E. and Braun, W.H., NASA Technical Note TN D-6181, Feb., (1971).
- (3) Prakash, J. and Vij, S.K., Trans. ASME, J. Appl. Mech., 41-2(1974), 348.
- (4) Cusano, C., Trans. ASME, J. Lubr. Technol., 101-1(1979), 38.
- (5) Chandra, M., Malik, M. and Sinhasan, R., Wear, 73(1981), 61.
- (6) 金子, 機論, 54-505, C(1988).
- (7) Quan Yong-Xin and Wang Pei-Ming, Tribology Int., 18-2(1985), 67.
- (8) Beavers, G.S. and Joseph, D.D., J. Fluid Mech., 30-1(1967), 197.
- (9) Beavers, G.S., Sparrow, E.M. and Magnuson, R.A., Trans. ASME, J. Basic Eng., 92-4(1970), 843.
- (10) Morgan, V.T. and Cameron, A., Proc. Conf. on Lubrication and Wear, London, (1957), 151.

討 論

〔質問〕 和田 龍児〔豊田工機(株)〕

複雑な解析を精力的に実施され、通気度が不均一な場合の特性を明確にされたことに対し敬意を表す。

(1) 図7の圧力分布において、 $\theta=0^\circ$ 前後の圧力分布がモデルIIと他のモデルとで異なっているがその理由は何か。

(2) 軸受の寸法精度を向上させるために、多孔質材をハウジングに組み込んだのち、両端面および内径部を機械加工すると表面目詰まりが生じ、軸方向、半径方向で同時に通気度が不均一になるが、この場合特性はどのようなになるか。

〔回答〕 (1) モデルIIの場合は、 $\theta=42.6^\circ$ 付近で通気度 ϕ が 10^{-1} から 10^{-2} に変化している。これより $\theta<42.6^\circ$ の範囲では、 $\theta>42.6^\circ$ の範囲に比べて通気度が大きくなるので軸受すきま内より軸受内部へ油が流出しやすくなり、その結果、 $\theta=0^\circ$ 付近で他のモデルの場合に比べて油膜圧力が低下したものと考えられる。

(2) 軸受の両端面の表面が目詰まりすることは、両端面をシールした場合に相当すると考えられる。また、軸受内径部の表面が目詰まりすることは本論文のモデルIの場合に近いと考えられる。いずれの場合にも通気度が均一な場合(open ends)より負荷容量が増加し、軸受全体からの漏れ流量が減少する。したがって、軸受両端ならびに軸受内径部の表面が同時に目詰まりした場合には、負荷容量の増加と漏れ流量の減少とがさらに促進されるものと考えられる。

〔質問〕 矢部 寛〔京都大学工学部〕

多孔質軸受に関して興味深い成果を得ておられると思う。次の点についてお伺いがする。

(1) 図7に示されているように、軸受すきま内での圧力分布は負荷側のほぼ半周で正圧となっているが、多孔質ブッシュ内の圧力分布もほぼこれと同様と考えてよいか。

(2) モデルIIでは、流量がソリッド軸受の場合より少ない(同じ S_0 で比較して)領域が存在するが、これはどのように説明できるのか。このとき圧力分布などはどのようにになっているのか。

〔回答〕 (1) 付図1に、図7と同じ条件下で、モデルIIの場合の軸受すきま内の油膜圧力 $\hat{p}$ および軸受(多孔質ブッシュ)内部の圧力 $\hat{p}^*$ の円周方向の分布を示す。これより、 $0^\circ<\theta<190^\circ$ の範囲では、すきま内($\hat{r}=1$:軸受内周部)から軸受外周部($\hat{r}=1.5$)にか

けて圧力が低下している。一方、それ以外の θ の範囲では、 $\hat{p}^*$ の絶対値が小さくなるので($10^{-3}\sim 10^{-5}$ のオーダー)付図1では明確に示すことができないが、軸受外周部からすきま内にかけて圧力が低下している。したがって、軸受内部の圧力 $\hat{p}^*$ は全体的には正圧とな

付図1 軸受すきま内の油膜および軸受内部の円周方向圧力分布(モデルII)

付図2 軸受すきま内の油膜および軸受内部の軸方向の圧力分布

るが、 $\hat{p}$ が零となる θ の範囲では $\hat{p}^*$ の絶対値が小さく零に近い。

(2) 付図 2 に、付図 1 と同じ条件下で、軸受すきま内の油膜圧力 $\hat{p}$ および軸受内部の圧力 $\hat{p}^*$ の軸方向の分布を示す。いずれも軸受幅中央での円周方向圧力が最大値をとる θ の位置におけるものであり、solid 軸受、モデル II でそれぞれ $\theta=162^\circ$, $\theta=150.6^\circ$ (いずれも負荷側) での分布を示している。付図 2 より、軸受すきま ($\bar{r}=1$) の両端の軸方向の圧力こう配の絶対値はモデル II のほうが solid 軸受の場合より小さくなっている。これより、軸受すきまからの漏れ流量〔式 (14・b) の右辺第 1 項の $[\quad]$ のついた部分に相当する〕

はモデル II のほうが少ないと考えられる。また、軸受側面での軸方向の圧力こう配の絶対値は $\bar{r}$ が大きくなるにつれてさらに小さくなる。これは反負荷側での軸受の通気度が大きいために、負荷側における軸受内部の油が軸受両端への方向のみならず反負荷側へもより多く流れることが可能となるためであると考えられる。したがって、モデル II の場合は、反負荷側の部分がいわゆるリザーバの役割を果たすために、軸受側面からの漏れ流量〔式 (14・b) の右辺第 2 項の $\{\quad\}$ のついた部分に相当する〕は存在するもののその大きさが小さく、結果的に軸受全体からの漏れ流量が solid 軸受の場合より少なくなったと考えられる。