乱流軸受の安定性に及ぼすジャーナル壁面せん断応力の影響*

(第1報, 無限小幅軸受理論による検討)

橋 本 巨^{*1}, 小 宮 山 一^{*2}Effect of Journal Surface Shear Stress on the Stability
of Turbulent Bearings

(1st Report, Theoretical Analysis by Short Bearing Theory)

Hiromu HASHIMOTO and Hajime KOMIYAMA

In this paper, the dynamic behavior of a perfectly rigid rotating shaft supported by hydrodynamic journal bearings is examined theoretically by considering the combined effects of turbulence and fluid shear stress acting on the journal surface. In the theoretical analysis, the fluid film reaction forces in the normal and tangential directions, which include the effect of fluid shear stress on the journal surface, are derived based on the turbulent lubrication theory under the assumption of a short bearing. Applying the Routh-Hurwitz stability criterion [Hashimoto, et al., Trans. ASME, J, Trib., 109 (1987), 307] to the equations of motion for the rotor-bearing systems, the whirl onset velocities are obtained. Moreover, the journal center trajectories are calculated by the Runge-Kutta method. From the numerical results, the effects of fluid shear stress on the stability of turbulent journal bearings are clarified.

Key Words: Tribology, Lubrication Theory, Rotor-Bearing System, Dynamic Behavior, Fluid Shear Stress, Turbulent Lubrication

1. 緒 言

近年における回転機械の大形化・高速化にともない、すべり軸受のホワール発生限界を精密に求める研究やホワール発生後のジャーナルの動的挙動を解明する研究が活発に進められてきた^{(1)~(6)}。しかしながら、従来の研究においては流体膜反力を求める際、ジャーナル壁面に作用する流体せん断応力の影響が考慮されていない。層流潤滑領域においては、ジャーナル壁面せん断応力は膜圧力に比べて十分小さく、その影響を無視することは妥当であると考えられるが、乱流潤滑領域では乱流効果により流体せん断応力が急激に増大するため、文献(6)の討論中でも指摘されているように、回転軸系の安定性に及ぼすジャーナル壁面せん断応力の影響を吟味しておく必要性が感じられる。

本研究では、乱流下で運転されるジャーナルすべり軸受の安定性に及ぼすジャーナル壁面せん断応力の影響を理論的に検討することを目的としている。ジャーナル壁面に作用する流体せん断応力を考慮した無限小幅乱流潤滑理論に立脚して流体膜反力を解析的に求め、これをジャーナルの運動方程式に適用して線形安定性

理論によりホワール発生速度を、また非線形理論によりジャーナル中心軌跡を計算した結果、ジャーナル壁面せん断応力が乱流軸受の安定性に及ぼす影響に関して2、3の知見を得たので報告する。

2. 記 号

本論文で使用する主な記号は下記のとおりである。

C: 軸受半径すきま

D: ジャーナル直径

e: ジャーナル中心の偏心量

 F_z : 流体膜反力 $\bar{F}_z$: 無次元流体膜反力($=C^2 F_z / \mu U L R^2$) F_p : 膜圧力に基づく流体膜反力 $\bar{F}_p$: 膜圧力に基づく無次元流体膜反力($=C^2 F_p / \mu U L R^2$) F_τ : ジャーナル壁面せん断応力に基づく流体膜反力 $\bar{F}_\tau$: ジャーナル壁面せん断応力に基づく無次元流体膜反力($=C^2 F_\tau / \mu U L R^2$)

g: 重力加速度

h: 膜厚さ

 $\bar{h}$: 無次元膜厚さ($=h/C$)

L: 軸受幅

m: 軸受1個当たりのロータの等価質量

n: ジャーナルの単位時間当たりの回転数

p: 膜圧力

* 原稿受付 平成6年5月18日。

^{*1} 正員, 東海大学工学部 (〒259-12 平塚市北金目1117)。^{*2} 准員, 富士重工(株) (〒321-01 宇都宮市陽南1-1-1)。

$\bar{p}$: 無次元膜圧力 ($=C^2 p / \mu U R$)

R : ジャーナル半径

R_a : 軸受平均レイノルズ数 ($=\rho C U / \mu$)

R_h : 軸受局所レイノルズ数 ($=\rho h U / \mu$)

S : ゾンマーフェルト数 ($=\mu n D L R^2 / W C^2$)

t : 時間

$\bar{t}$: 無次元時間 ($=\omega t$)

U : ジャーナルの周速度 ($=R\omega$)

W : 軸受1個当たりの負荷 ($=mg$)

x, y : 水平及び垂直方向座標

$\bar{x}, \bar{y}$: 水平及び垂直方向無次元座標 ($=x/C, y/C$)

z : 軸受幅方向座標

$\bar{z}$: 無次元軸受幅方向座標 ($=z/L$)

ε : ジャーナルの偏心率 ($=e/C$)

θ : 軸受角度

κ : 半径すきまとジャーナル半径の比 ($=C/R$)

λ : 軸受幅径比 ($=L/D$)

μ : 潤滑流体の粘度

ρ : 潤滑流体の密度

ϕ : ジャーナルの偏心率

ω : ジャーナルの角速度

$\bar{\omega}$: ジャーナルの無次元角速度 ($=\omega \sqrt{C/g}$)

添字

ε : ジャーナルの法線方向を示す。

ϕ : ジャーナルの接線方向を示す。

($\cdot$): 無次元時間 $\bar{t}$ による微分 ($=d/d\bar{t}$) を示す。

3. 理 論

図1に示す真円ジャーナルすべり軸受において、ホワール発生時における軸受すきま内の圧力分布は、次の乱流潤滑方程式によって求められる⁽⁵⁾。

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(G_\theta \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(G_z \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = \frac{U}{2} \frac{\partial h}{\partial \theta} + \frac{\partial h}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、膜厚 h と乱流係数 G_θ 、 G_z はそれぞれ次式によって与えられる。

$$h = C(1 + \varepsilon \cos \theta), \quad G_\theta = \frac{1}{12(a_\theta + b_\theta \varepsilon \cos \theta)},$$

$$G_z = \frac{1}{12(a_z + b_z \varepsilon \cos \theta)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 $a_\theta \sim b_z$ は次のように定義されている。

$$a_\theta = 1 + 0.00069 Re^{0.95}, \quad b_\theta = 0.00066 Re^{0.95},$$

$$a_z = 1 + 0.00069 Re^{0.88}, \quad b_z = 0.00061 Re^{0.88}$$

一方、ジャーナル壁面に作用するせん断応力 τ_j は次式によって表される⁽⁷⁾。

図1 真円ジャーナルすべり軸受の概略

$$\tau_j = \frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\mu U}{h} (1 + 0.0021 Re^{0.94}) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、理論解析を進めるにあたり下記の無次元量を導入する。

$$\bar{h} = \frac{h}{C} = 1 + \varepsilon \cos \theta, \quad \varepsilon = \frac{e}{C}, \quad \bar{p} = \frac{C^2 p}{\mu U R}, \quad \bar{\tau}_j = \frac{C}{\mu U} \tau_j$$

$$\lambda = \frac{L}{D}, \quad \bar{t} = \omega t \left(\frac{C}{R} \right), \quad \bar{z} = \frac{z}{L}, \quad \kappa = \frac{C}{R} \quad \dots\dots\dots (4)$$

式(4)の無次元量を式(1)、(3)へ適用して無次元化すると、次式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(G_\theta \bar{h}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(G_z \bar{h}^3 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \right)$$

$$= \frac{1}{2} \left\{ -(1 - 2\phi) \varepsilon \sin \theta + 2\varepsilon \cos \theta \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\bar{\tau}_j = \bar{h} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} + b_r + \frac{a_r - b_r}{\bar{h}} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに a_r 、 b_r は

$$a_r = 1 + 0.0021 Re^{0.94}, \quad b_r = 0.002 Re^{0.94}$$

タービンや発電機などの高速回転機械に用いられるすべり軸受においては、軸受幅径比 ($=L/D$) を0.5前後にとることが多い。そこで、本報ではまず式(5)に無限小幅軸受近似を適用して圧力分布の解析解を求め、これに基づいて軸受の安定性解析を進めることとする。

無限小幅軸受の仮定に基づいて式(5)の左辺第1項を省略し、境界条件: $\bar{p}(\theta, 0) = \bar{p}(\theta, 1) = 0$ を適用して無次元軸受幅方向座標 $\bar{z}$ に関し2回積分すると、無次元膜圧力 $\bar{p}$ が次のように求められる。

$$\bar{p} = 12\lambda^2 \left\{ (1 - 2\phi) \left(\frac{a_z - b_z}{\bar{h}^3} + \frac{b_z}{\bar{h}} \right) \varepsilon \sin \theta \right.$$

$$\left. - 2\frac{\varepsilon}{\bar{h}} \left(-\frac{a_z - b_z}{\bar{h}^3} + \frac{a_z - 2b_z}{\bar{h}^3} + \frac{b_z}{\bar{h}} \right) \right\} \bar{z}(1 - \bar{z}) \quad \dots\dots\dots (7)$$

図2は式(7)によって得られる圧力分布の概略を示したものである。圧力は正圧領域 ($\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$) のみで発生するとし、負圧領域 ($\theta_2 \leq \theta \leq \theta_1 + 2\pi$) ではキャピテーションにより流体膜が破断して圧力は大気圧 ($p=0$) に等しいとみなす。また、キャピテーション領

域のせん断流れを図に示すような縮流モデルで近似する。同図のようにモデル化したキャビテーション領域を考慮して、式(7)で与えられる圧力分布 $\bar{p}$ 並びに式(6)で与えられるジャーナル壁面せん断応力 $\bar{\tau}_s$ を積分すると、ジャーナルの法線方向及び接線方向における無次元流体力成分 $\bar{F}_{re}$ 、 $\bar{F}_{r\phi}$ がそれぞれ次のように求められる。

$$\bar{F}_{re} = \bar{F}_{pe} + \bar{F}_{re}$$

$$\bar{F}_{r\phi} = \bar{F}_{p\phi} + \bar{F}_{r\phi} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに、膜圧力 $\bar{p}$ に基づく流体反力成分 $\bar{F}_{pe}$ 、 $\bar{F}_{p\phi}$ はそれぞれ次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} \bar{F}_{pe} &= -\int_{\theta_1}^{\theta_2} \bar{p} \cos \theta d\theta \\ &= -\frac{2}{\epsilon} \lambda^2 \left[(1-2\phi) \{ -(a_x - b_x)J_3 + (a_x - 2b_x)J_2 + b_x J_1 \} \right. \\ &\quad \left. - 2\frac{\dot{\epsilon}}{\epsilon} \{ (a_x - b_x)J_3 - (2a_x - 3b_x)J_2 + (a_x - 3b_x)J_1 \right. \\ &\quad \left. + b_x(\theta_2 - \theta_1) \} \right] \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{F}_{p\phi} &= \int_{\theta_1}^{\theta_2} \bar{p} \sin \theta d\theta \\ &= \frac{2}{\epsilon} \lambda^2 \left[(1-2\phi) \{ -(1-\epsilon^2)(a_x - b_x)J_3 \right. \\ &\quad \left. + \{ 2a_x - (3-\epsilon^2)b_x \} J_2 - (a_x - 3b_x)J_1 - b_x(\theta_2 - \theta_1) \} \right. \\ &\quad \left. - 2\frac{\dot{\epsilon}}{\epsilon} \{ -(a_x - b_x)J_3 + (a_x - 2b_x)J_2 + b_x J_1 \} \right] \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

また、ジャーナル壁面に作用する流体せん断応力 $\bar{\tau}_s$ に基づく流体反力成分 $\bar{F}_{re}$ 及び $\bar{F}_{r\phi}$ はそれぞれ次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} \bar{F}_{re} &= \kappa \int_{\theta_1}^{\theta_2} \bar{\tau}_s \sin \theta d\theta \\ &= \frac{\kappa}{2} \bar{F}_{pe} - \frac{\kappa \lambda^2}{\epsilon} \left[(1-2\phi) \{ (2-\epsilon^2)(a_x - b_x)J_3 \right. \\ &\quad \left. - \{ 4a_x - (6-\epsilon^2)b_x \} J_2 + 2(a_x - 3b_x)J_1 \right. \\ &\quad \left. - 2b_x \epsilon (\cos \theta_2 - \cos \theta_1) \} - 2\frac{\dot{\epsilon}}{\epsilon} \{ -(2-\epsilon^2)(a_x - b_x)J_3 \right. \\ &\quad \left. + \{ (6-\epsilon^2)a_x - 2(4-\epsilon^2)b_x \} J_2 - \{ 6a_x - (12-\epsilon^2)b_x \} J_1 \right. \\ &\quad \left. + 2b_x \epsilon (\sin \theta_2 - \sin \theta_1) + 2(a_x - 3b_x)(\theta_2 - \theta_1) \} \right. \\ &\quad \left. - \kappa b_r (\cos \theta_2 - \cos \theta_1) + \frac{\kappa}{\epsilon} (a_r - b_r)J_1 \right. \\ &\quad \left. - \frac{\kappa \bar{h}(\theta_2)}{\epsilon} \{ b_r J_1 + (a_r - b_r)J_2 \} \right] \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{F}_{r\phi} &= \kappa \int_{\theta_1}^{\theta_2} \bar{\tau}_s \cos \theta d\theta \\ &= \frac{\kappa}{2} \bar{F}_{p\phi} + \frac{2\kappa \lambda^2}{\epsilon} \left[(1-2\phi) \{ (1-\epsilon^2)(a_x - b_x)J_3 \right. \\ &\quad \left. - \{ (3-\epsilon^2)a_x - 2(2-\epsilon^2)b_x \} J_2 + \{ 3a_x - (6-\epsilon^2)b_x \} J_1 \right. \\ &\quad \left. - b_x \epsilon (\sin \theta_2 - \sin \theta_1) - (a_x - 3b_x)(\theta_2 - \theta_1) \} \right. \\ &\quad \left. - 2\frac{\dot{\epsilon}}{\epsilon} \{ (a_x - b_x)J_3 - (2a_x - 3b_x)J_2 + (a_x - 3b_x)J_1 \right. \\ &\quad \left. - b_x \epsilon (\cos \theta_2 - \cos \theta_1) \} \right] + \frac{\kappa}{\epsilon} (a_r - b_r)(\theta_2 - \theta_1) \\ &\quad + \kappa b_r (\sin \theta_2 - \sin \theta_1) - \frac{\kappa (a_r - b_r)}{\epsilon} J_1 \\ &\quad - \frac{\kappa \bar{h}(\theta_2)}{\epsilon} \{ -(a_r - b_r)J_2 + (a_r - 2b_r)J_1 + b_r(\theta_2 - \theta_1) \} \quad \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

図2 圧力分布とキャビテーション領域

ただし、 $I_1 \sim I_3$ 、 $J_1 \sim J_3$ 、 $\theta_{1,2}$ 、 $\varphi_{1,2}$ はそれぞれ次のように与えられる。

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{(1-\epsilon^2)^{1/2}} (\varphi_2 - \varphi_1) \\ I_2 &= \frac{1}{(1-\epsilon^2)^{3/2}} \{ \varphi_2 - \varphi_1 - \epsilon (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1) \} \\ I_3 &= \frac{1}{(1-\epsilon^2)^{5/2}} \left\{ \left(1 + \frac{\epsilon^2}{2} \right) (\varphi_2 - \varphi_1) - 2\epsilon (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\epsilon^2}{4} (\sin 2\varphi_2 - \sin 2\varphi_1) \right\} \\ J_1 &= \log \frac{1 + \epsilon \cos \theta_1}{1 + \epsilon \cos \theta_2} \\ J_2 &= \frac{1}{1 + \epsilon \cos \theta_2} - \frac{1}{1 + \epsilon \cos \theta_1} \\ J_3 &= \frac{1}{2(1 + \epsilon \cos \theta_2)^2} - \frac{1}{2(1 + \epsilon \cos \theta_1)^2} \\ \theta_{1,2} &= \tan^{-1} \left\{ \frac{2\dot{\epsilon}}{(1-2\phi)\epsilon} \right\} \\ \varphi_{1,2} &= \cos^{-1} \left\{ \frac{\epsilon + \cos \theta_{1,2}}{1 + \epsilon \cos \theta_{1,2}} \right\} \quad \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

図1に示すジャーナルすべり軸受によって対称に支持されたジェフコットロータの運動方程式は、ロータの剛性が無限に大きいと仮定した場合、次式によって与えられる。

$$\begin{aligned} m \left\{ \frac{d^2 e}{dt^2} - e \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 \right\} &= -F_{re} + mg \cos \phi \\ m \left\{ e \frac{d^2 \phi}{dt^2} + 2 \frac{de}{dt} \frac{d\phi}{dt} \right\} &= F_{r\phi} - mg \sin \phi \quad \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

第2章で定義された無次元諸量を用いて運動方程式式(14)を無次元化すると

$$\begin{aligned} \ddot{\epsilon} - \epsilon \dot{\phi}^2 &= -\alpha \bar{F}_{re}(\epsilon, \dot{\epsilon}, \dot{\phi}) - \beta \cos \phi \\ \epsilon \ddot{\phi} + 2\dot{\epsilon} \dot{\phi} &= \alpha \bar{F}_{r\phi}(\epsilon, \dot{\epsilon}, \dot{\phi}) + \beta \sin \phi \quad \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

ここに、無次元係数 α 及び β は、次のように定義されるものとする。

$$\alpha = \frac{\mu R^3 L}{m C^3 \omega}, \quad \beta = \frac{g}{C \omega^2} \quad \dots\dots\dots (16)$$

図3 偏心率と偏心率の関係

図4 偏心率とソマーフェルト数の関係

式(8)～式(13)によって解析的に与えられる流体膜反力を回転軸系の無次元運動方程式(15)に代入して静的釣り合い点近傍で線形化した後、Routh-Hurwitzの安定判別法を適用すると、軸受の安定限界速度(ホワール発生速度)を決定することができる。一方、無次元運動方程式(14)を非線形のまま Runge-Kutta法により時間積分すればジャーナル中心の運動軌跡を求めることができる。

4. 計算結果とその検討

第3章に提示した理論モデルに基づいて、回転軸系の安定性について検討した結果を以下に示す。なお、計算においては、軸受半径 s とジャーナル半径 R の比を $\kappa=0.007$ とした。また、結果の表示において白抜きのプロットはジャーナル壁面のせん断応力を無視した場合を、×印はこれを考慮した場合をそれぞれ示している。

図3及び図4は、軸受の動特性計算の基礎となる軸受静特性に及ぼすジャーナル壁面せん断応力の影響を示したものである。軸受すきま内流れのレイノルズ数が増して乱流潤滑領域に遷移するとジャーナル壁面せん断応力も急激に増加するが、図3に見られるように同一偏心率に対する偏心率におよぼすジャーナル壁面せん断応力の影響は少なく、低偏心状態で偏心率が若

図5 ジャーナルの安定限界線図

図6 安定限界線図と運転状態曲線の関係

表1 計算に使用した条件

Journal diameter	D	0.07 m
Bearing length	L	0.035 m
Bearing clearance	C	2.5×10^{-4} m
Load applied per bearing	W	26.5 N
Viscosity of lubricant	μ	1.0×10^{-3} Pa·s
Density of lubricant	ρ	1.0×10^3 kg/m ³

干減少する程度である。一方、図4から同一ソマーフェルト数に対する偏心率はジャーナル壁面せん断応力の有無によってほとんど変化せず、偏心率とソマーフェルト数の関係に及ぼすジャーナル壁面せん断応力の影響は無視できる程度に小さいことがわかる。

図5はジャーナルすべり軸受で対称に支持されたジェフコットロータのホワール発生速度に及ぼすジャーナル壁面せん断応力の影響を、安定限界線図として示したものである。同図より、ジャーナル壁面せん断応力を考慮すると同一ソマーフェルト数に対する無次元ホワール発生速度が低下し、回転軸系の安定性が悪化することがわかる。この傾向は軸受平均レイノルズ数が大きいほど、あるいはソマーフェルト数の値が増大するほど顕著である。軸受平均レイノルズ数が増すと乱流効果によりジャーナル壁面せん断応力が急激

(a) 層流理論

(b) 乱流理論

図7 ジャーナル壁面せん断応力の影響を無視した場合のジャーナル中心軌跡

に増加して流体力の接線方向成分が相対的に大きくなり、ジャーナルの励振力が増す。一方、図4からわかるようにゾンマーフェルト数が大きくなるとジャーナルの偏心率が低下し、その結果図5に示すように偏心角が増大するため流体膜反力の接線方向力が相対的に大きくなる。さらにジャーナル壁面せん断応力の接線方向成分が加算されるためにジャーナルの励振力が増し、振れ回りを助長する。以上のような理由から、ジャーナル壁面せん断力を考慮した場合の回転軸系のホワール発生速度は、軸受平均レイノルズ数あるいはゾンマーフェルト数の増加にともなって低下すると考えられる。

図6は、表1に示す具体的な軸受諸元を与えたときのジェフコットロータの運転曲線と安定限界曲線の関係を、ジャーナル壁面せん断応力を無視した場合と考慮した場合について示したものである。なお、乱流潤滑理論に基づく安定限界線図は軸受平均レイノルズ数、すなわちジャーナル回転数に依存して変化するので、ここでは一例として運転曲線上の動作点A ($n=73\text{rps}$ 、 $Re=4013$)に対応する安定限界線図を示している。層流

(a) 層流理論

(b) 乱流理論

図8 ジャーナル壁面せん断応力の影響を考慮した場合のジャーナル中心軌跡

潤滑理論によれば、動作点Aは安定領域に属しており、回転軸系は常に安定な状態で作動していると判別される。これに対し、乱流潤滑理論によれば、ジャーナル壁面せん断応力を無視した場合には動作点Aは安定領域に属するが、ジャーナル壁面せん断応力を考慮した場合には動作点Aは不安定領域に属しており、回転軸系は不安定となってホワールが発生すると判別される。したがってジャーナル壁面せん断応力が著しく増す乱流潤滑領域においてその影響を無視した場合、回転軸系の安定性を過大に評価する危険性がある。

図5及び図6に示した線形安定性理論に基づく計算結果は、ある与えられた運転条件下で、回転軸系が安定か否かを判断する大まかな情報を与えるのみで、これによってジャーナルの運動の様子を詳しく知ることはできない。そこで回転軸系の運動方程式(15)を非線形のままRunge-Kutta法により数値的に解くことを試みる。なお、数値計算に際してジャーナルは軸受中心位置で静止した状態から運動を開始するものとし、また無次元時間間隔を $\Delta \bar{t}=0.063$ としている。

図7はジャーナル壁面せん断応力の影響を無視した

場合のジャーナル中心軌跡を、層流潤滑理論並びに乱流潤滑理論により計算した結果である。いずれの場合においてもジャーナル中心は螺旋状の軌跡を描きながら時間の経過とともに静的釣り合い点に向かい、図6の安定判別線図で予測されたように最終的に回転軸系は安定となる。なお、乱流理論によるジャーナル中心軌跡は層流理論による軌跡よりも大きな軌道を描き、軸受すきま内の流れを層流と仮定した場合に比べて安定化がゆるやかに進行することがわかる。

図8は図7と同様の計算をジャーナル壁面せん断応力の影響まで含めて実施した結果である。図8(a)に示すように層流理論によるジャーナル中心軌跡は、図7に示した結果と同様螺旋状の軌跡を描きながら静的釣り合い点へ向かい、最終的に安定となる。しかしながら、その軌道はジャーナル壁面せん断応力を無視した図7(a)の結果よりも大きくなり、安定化がよりゆるやかに進行することがわかる。これに対して図8(b)に示す結果から、乱流効果並びにジャーナル壁面せん断応力の影響をともに考慮した場合には、動作点Aにおいてジャーナル中心軌跡は急速に成長し、回転軸系は不安定になってホワールが発生することがわかる。したがって、ここで想定したような乱流潤滑状態における回転軸系の安定性解析においては、従来行われているようにジャーナル壁面せん断応力の影響を全く無視することは問題があるように思われる。特に軸受平均レイノルズ数やゾンマーフェルト数の大きい運転条件下において回転軸系の安定限界をより精密に予測したい場合、ジャーナル壁面せん断応力の影響を考慮に入れる必要性が強く感じられる。

5. 結 言

本論文では、乱流潤滑下で運転される軸受の安定性に及ぼすジャーナル壁面せん断応力の影響を、無限小

幅軸受理論に基づいて検討した。主な結論は下記のとおりである。

(1) 乱流効果並びにジャーナル壁面せん断応力の影響をともに考慮した流体膜反力は、無限小幅軸受近似が無理なく適用できる短軸受の場合、本文の式(8)~(13)により解析的に与えられる。

(2) 同一偏心率に対するジャーナル偏心角及び偏心率とゾンマーフェルト数の関係に及ぼすジャーナル壁面せん断応力の影響は小さい。

(3) ジャーナル壁面せん断応力の影響を考慮した場合、同一ゾンマーフェルト数に対する安定限界速度はこれを無視した場合に比べて低下し、回転軸系の安定性が悪化する。軸受平均レイノルズ数が大きいほど、あるいはゾンマーフェルト数の値が大きいほどこの傾向が顕著である。

(4) 非線形理論に基づくジャーナル中心軌跡の計算結果より、乱流潤滑下におけるジャーナル中心軌跡はジャーナル壁面せん断力の影響を受けて成長し、不安定になる場合がある。したがって、乱流域における回転軸系の安定性をより精密に予測するためには、ジャーナル壁面せん断応力の影響が無視できない。

文 献

- (1) Lund, J.W. and Saibel, E., Trans. ASME, J. Eng. for Industry, 89(1967), 813.
- (2) Kirk, R.G. and Gunter, E.J., Trans. ASME, J. Lubr. Technol., 98(1976), 47.
- (3) Holmes, A.G.ほか2名, Int. Jour. Numer. Method in Eng., 12(1978), 695.
- (4) Brindley, J.ほか2名, Trans. ASME, J. App. Mech., 50(1983), 877.
- (5) Hashimoto, H.ほか2名, Trans. ASME, J. Trib., 109(1987), 307.
- (6) Hashimoto, H.ほか2名, Trans. ASME, J. Trib., 110(1988), 539.
- (7) 橋本ほか2名, 機論, 50-450, C(1984), 346.