

静圧気体スラスト軸受の動特性に及ぼす気体の慣性力の影響*
(第3報, 毛細管絞りを有する円板形静圧気体スラスト軸受の特性に及ぼす影響)

春山 義夫*¹, 横井 信安*¹, 塩沢 和章*², 森 淳暢*³
森 美郎*⁴, 三上 房男*⁵, 大住 剛*²

Effects of Gas Inertia Forces on Dynamic Characteristics
of Externally Pressurized Gas-Lubricated Thrust Bearings
(3rd Report, Inertia Effects on the Dynamic Performance
of Externally Pressurized Gas-Lubricated Circular
Thrust Bearings with a Capillary Restrictor)

Yoshio HARUYAMA, Nobuyasu YOKOI, Kazuaki SHIOZAWA, Atsunobu MORI,
Haruo MORI, Fusao MIKAMI and Tsuyoshi OHSUMI

In this report, the authors investigated theoretically and experimentally the inertia effects on the dynamic performance of externally pressurized gas-lubricated circular thrust bearings with a capillary restrictor in a turbulent regime. From the experiment, it is concluded that the effects of the inertia forces are considerable when the diameters of the capillary and the bearing clearance are large, and that the presented analysis yields good predictions of both the bearing stiffness and the damping coefficient.

Key Words: Tribology, Lubrication, Machine Element, Hydrostatic Bearing, Inertia Effect, Dynamic Performance

1. 緒 言

既報⁽¹⁾⁽²⁾では, 単一給気孔を有する円板形静圧気体スラスト軸受を対象に, 気体の慣性力を考慮した軸受動特性の解析モデルを提案し, 流れのレイノルズ数が大きくなるとその影響が顕著に現れることを示した。本報では, 実用上有用な毛細管絞りを有する静圧気体スラスト軸受を対象にし, 気体の慣性力が軸受の動特性に及ぼす影響を理論解析し, 次いで実験による検討を加える。

本報で扱う形式の軸受では, 絞り内の圧力こう配が比較的大きくなる場合が多く, 既報⁽³⁾で用いたような絞り内の気体の圧縮性を部分的に考慮に入れる手法では解析精度が不十分であると思われるので, 給気絞り内の気体の圧縮性をより厳密に考慮して解析することとする。

2. 理論解析

本報で対象とする形式の軸受では, 毛細管絞り内の流れは乱流になる場合が多く, ここでは流れが乱流である場合に限って理論解析を行うこととする。なお, 絞り内の流れが層流となるのは, 給気圧力が比較的小さい場合であり, 圧力こう配はあまり大きくはなく, 毛細管絞り内の流れについては気体の圧縮性を近似的に考慮した取扱⁽⁴⁾で十分であると思われる。

図1に軸受の概略図を示す。軸受は中央部に深いポケットを有する円板形スラスト軸受である。加圧された気体が毛細管絞りを通してポケットに供給され, 軸受外周部へ流れ出るときの気体の圧力によって負荷を支える。軸受特性の解析に当たっては, 以下の仮定を用いる。

(1) 軸受すきま内の流れは, 気体の慣性力の影響を考慮する必要があり, 次節2・1で述べるようなモデルによって扱い得るものとする。

(2) 毛細管絞り内の気体の流れは乱流であり, 助走距離は無視できる。

(3) 軸受ポケットは軸受すきまに比して十分深く, この中の圧力は一様である。

(4) 軸受ポケット内の気体は等温変化をする。

* 原稿受付 平成3年9月19日。

¹ 正員, 富山県立大学工学部 (☎939-03 富山県射水郡小杉町黒河5180)。

² 正員, 富山大学工学部 (☎930 富山市五福3190)。

³ 正員, 関西大学工学部 (☎564 吹田市山手町3-3-35)。

⁴ 正員, 摂南大学工学部 (☎572 寝屋川市池田中町17-8)。

⁵ 正員, 富山職業訓練短期大学校 (☎937 魚津市川縁1289-1)。

(5) 毛細管絞り入口部および軸受すきま入口部での気体の急加速による圧力降下は自成絞り効果と同様に考えて評価する。

(6) スラスト面は軸受面に対して常に平行を保って運動をするものとする。

2・1 軸受すきま内の流れ 本節で対象とする軸受では、ポケットの径が比較的小さい場合には、ポケットから軸受すきまに入る際の流れがチョーク状態となる場合も考えられる。そこで、軸受すきま内の流れを解析するに際して、既報⁽¹⁾で提案した解法1を用いることとする。すなわち、軸受面内を図2に示すように三つの領域に分け、各領域の流れを次のようにモデル化して解析する。

領域Iでの流れは、断熱変化を仮定した等エントロピー準定常流れとし、壁面の摩擦は無視できるものとする。

領域IIでの流れは、等温変化を仮定した非粘性準定常流とする。

領域IIIでの流れは、等温変化を仮定した非定常粘性層流とし、解析に際しては、気体の慣性力は平均化法によって考慮に入れることとする。

以上のような流動モデルを設定すると、軸受すきま内各領域での気体の圧力に関しては以下に示す関係が得られる。なお、記号は既報⁽¹⁾での用法に準じる。

(領域I)

$$\left(\frac{R_1}{R}\right)^2 = \frac{x+1}{x-1} \left(\frac{P}{P^*}\right)^{2/\kappa} - \frac{2}{x-1} \left(\frac{P}{P^*}\right)^{(\kappa+1)/\kappa} \dots\dots\dots(1)$$

(領域II)

$$\frac{dP}{dR} = \frac{C_1^2}{PR^3} \left(1 + \frac{C_1^2}{P^2 R^2}\right) \dots\dots\dots(2)$$

ここに、 C_1 は積分定数である。

(領域III)

$$\frac{dP_0}{dR} = \frac{1}{P_0 R^3} (C_{11} R^2 + 1.2 \Delta C_{11}^2) \times \left(1 + \frac{1.2 \Delta C_{11}^2}{P_0 R^2}\right) \dots\dots\dots(3)$$

$$F_0 = \frac{dP_0}{dR} + 1.2 \Delta \frac{1}{R} \frac{d}{dR} (R P_0 F_0^2) \dots\dots\dots(4)$$

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \{R(P_0 \hat{F}_t + \hat{P}_t F_0)\} = j\sigma(P_0 + \hat{P}_t) \dots\dots\dots(5)$$

$$\hat{F}_t = \frac{d\hat{P}_t}{dR} + \frac{1.2 \Delta}{R} \frac{d}{dR} \{R(4P_0 F_0^2 + 2P_0 F_0 \hat{F}_t + \hat{P}_t F_0^2)\} - j\Delta\sigma\{P_0(\hat{F}_t + 3F_0)\hat{P}_t F_0\} \dots\dots\dots(6)$$

ただし、ここでは軸受面が微小な正弦波振動をする場合を考え、軸受すきま、圧力を

$$H = \frac{h}{h_0} = \frac{h_0 + h_1 e^{j\omega t}}{h_0} = 1 + \epsilon e^{j\tau} \dots\dots\dots(7)$$

$$(P, F) = (P_0, F_0) + \epsilon(\hat{P}_t, \hat{F}_t) e^{j\tau} \dots\dots\dots(8)$$

と置いている。 C_{11} は積分定数である。

2・2 毛細管絞り内の流れ 毛細管絞りは、半径

a 、長さ l の直円管を n 本並列にたばねたものとする。毛細管部における座標系としては、図1に示すように、半径方向に r_c 軸、管軸方向に x 軸をとる。流れは圧縮性流体の非定常乱流として解析する。気体の状態変化は等温的であると仮定し、助走距離、熱収支、微小項を無視すれば、流れの運動方程式、連続の式および状態方程式は

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r_c} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{1}{r_c} \frac{\partial}{\partial r_c} \left(r_c \frac{\partial u}{\partial r_c} \right) \dots\dots\dots(9)$$

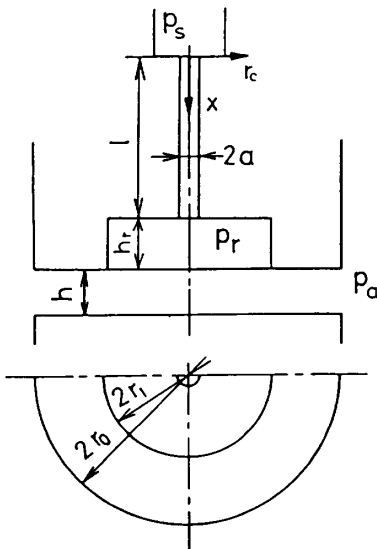


図1 静圧気体スラスト軸受の概略図

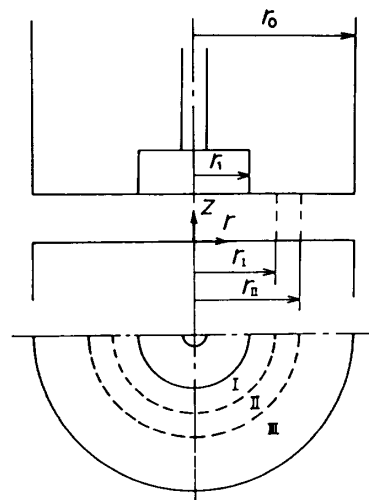


図2 軸受面の領域区分と座標系

$$0 = \frac{\partial p}{\partial r_c} \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{r_c} \frac{\partial}{\partial r_c}(\rho r_c v) = 0 \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \rho} = \Re T_0 \dots\dots\dots (12)$$

と表される。ここに、 u, v はそれぞれ x, r_c 方向の速度成分である。ここで、速度、圧力は脈動による変動成分と乱れによる変動成分を持つが、乱れによる成分に (') を添えて区別し、

$$(u, v, p) = (\bar{u}, \bar{v}, \bar{p}) + (u', v', p') \dots\dots\dots (13)$$

と表すことにすると、(') を添えた量は短時間平均した量を表す。ここでは、乱れの変動周期は脈動の周期に比べて非常に短い場合を扱っており、ここでいう短時間とは、乱れに基づく単一の変動成分項は消えるが脈動に基づく変動成分は残る程度の時間間隔をいう。この式を式(9)~(12)に代入し、短時間平均した後整理すれば、次式が得られる。

$$\bar{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \frac{1}{r_c} \frac{\partial}{\partial r_c} \left(r_c \frac{\partial \bar{u}}{\partial r_c} \right) - \frac{\bar{\rho}}{r_c} \frac{\partial}{\partial r_c} (r_c \bar{u}' v') \dots\dots\dots (14)$$

$$0 = \frac{\partial \bar{p}}{\partial r_c} \dots\dots\dots (15)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{u})}{\partial x} + \frac{1}{r_c} \frac{\partial}{\partial r_c} (\bar{\rho} r_c \bar{v}) = 0 \dots\dots\dots (16)$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{\rho}} = \Re T_0 \dots\dots\dots (17)$$

式(14)のレイノルズ応力の項を、渦動粘度 ν^* を用いて

$$\bar{\rho} \bar{u}' v' = - \nu^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial r_c} \dots\dots\dots (18)$$

と表し、さらに、 ν^* および動粘度 $\nu = \mu/\bar{\rho}$ の値としては、定常流の場合の値 ν_{st}^*, ν_{st} を用いることにすると、式(14)は

$$(\nu_{st}^* + \nu_{st}) \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial r_c^2} + \left(\frac{d\nu_{st}^*}{dr_c} + \frac{\nu_{st}^* + \nu_{st}}{r_c} \right) \frac{\partial \bar{u}}{\partial r_c} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \dots\dots\dots (19)$$

となる。ここで、

$$\nu_{\Sigma} = \nu_{st}^* + \nu_{st} \dots\dots\dots (20)$$

によって定義される総括渦動粘度を導入すれば、式(19)は

$$\nu_{\Sigma} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial r_c^2} + \left(\frac{d\nu_{\Sigma}}{dr_c} + \frac{\nu_{\Sigma}}{r_c} \right) \frac{\partial \bar{u}}{\partial r_c} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \dots\dots\dots (21)$$

と表される。

境界条件は

$$\left. \begin{aligned} r_c = a \text{ で } \bar{u} = \bar{v} = 0 \\ r_c = 0 \text{ で } \frac{\partial \bar{u}}{\partial r_c} = 0, \bar{v} = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

である。 ν_{Σ} を理論的に求めることは困難であり、ここでは近江ら⁽⁵⁾ によって研究がなされた三層 TP モデルを適用して解析を進める。それは、円管内を三層に分け、第 i 層における総括渦動粘度 $\nu_{\Sigma, i}$ を

$$\nu_{\Sigma, i} / \nu_{st} = k_i y^* + n_i \dots\dots\dots (23)$$

と置き、定数 k_i, n_i を定常流の場合の実験結果より仮定して与えるものである。ここに、 $y^* \equiv u^* y_c / \nu_{st}, y_c \equiv a - r_c, u^* = \sqrt{\tau_{w, st}} / \bar{\rho}_{st} = \bar{u}_{m, st} \sqrt{\lambda_{st}} / 8$: 摩擦速度, $\tau_{w, st}$: 定常流の壁面せん断応力, $\bar{u}_{m, st}$: 定常流の平均流速, λ_{st} : 管摩擦係数である。三層 TP モデルでは、 $y_1^* = 11.5, y_2^* = 0.175 R^*$
 $R^* = 0.5 Rec \sqrt{\lambda_{st}} / 8, k_1 = k_3 = n_2 = 0$
 $n_1 = 1, k_2 = 0.4, n_3 = 0.07 R^*$

としている。なお、なめらかな内壁をもつ管の場合の λ_{st} はレイノルズ数 $Rec = 2 \bar{\rho}_{st} a \bar{u}_{m, st} / \mu$ のみでほぼ定まることが知られており、本章ではカルマン・ニクラゼの式

$$1/\sqrt{\lambda_{st}} = 2 \log_{10}(Rec \sqrt{\lambda_{st}}) - 0.8 \dots\dots\dots (24)$$

によって求める。また、気体の場合は、 $\bar{u}_{m, st}$ と $\bar{\rho}_{st}$ は反比例の関係にあるため、 Rec は毛細管内で一定値をとる。したがって $\nu_{\Sigma, i} / \nu_{st}$ の値は管軸方向に変化しない。

角周波数 ω の正弦波状脈動流について考え、速度および圧力を

$$(\bar{u}, \bar{v}, \bar{p}) = (u_{st}, v_{st}, p_{st}) + (\bar{u}_t, \bar{v}_t, \bar{p}_t) e^{j\omega t} \dots\dots\dots (25)$$

と置き、これを式(21)、(15)~(17)に代入して、微小項を省略して得られた式を解くと、定常成分については

$$\frac{u_{st, i}}{u^*} = \begin{cases} - \frac{R^*}{2(\nu_{\Sigma, i} / \nu_{st})} \left(\frac{r_c}{a} \right)^2 + E_i & (k_i = 0 \text{ の層}) \\ \frac{1}{k_i} \left(\frac{r_c}{a} \right) + \left(\frac{1}{k_i} + \frac{n_i}{R^* k_i^2} \right) & \dots\dots\dots (26) \\ \times \ln \left(\frac{\nu_{\Sigma, i}}{\nu_{st}} \right) + E_i & (k_i \neq 0 \text{ の層}) \end{cases}$$

$$p_{st} = (p_{rst}^2 - p_{ist}^2) x / l + p_{ist}^2 \dots\dots\dots (27)$$

が得られ、非定常成分については

$$\bar{u}_t = - \frac{\Re T_0}{j\omega \bar{\rho}_{st}} \frac{d\bar{p}_t}{dx} \{ 1 - C_i I_0(z_i) - D_i K_0(z_i) \} \dots\dots\dots (28)$$

$$\frac{d^2 \bar{p}_t}{dx^2} + \frac{\Psi_s a^2 (p_{rst}^2 - p_{ist}^2)}{32 j \omega \mu l} \frac{\eta^2}{\bar{\rho}_{st}} \frac{d\bar{p}_t}{dx}$$

$$+\left\{\frac{p_a \eta^2}{2} + \frac{\Psi_s a^2 p_a^2 (\bar{p}_{rst}^2 - \bar{p}_{ist}^2)}{64 j \omega \mu l^2} \frac{\eta^2}{\bar{p}_{st}^2}\right\} \bar{p}_t = 0 \quad \dots\dots\dots (29)$$

の関係式が得られる。ここに、

$$\Psi_s = 1 - R_{ci}^4 + \frac{1}{k^2 R^{*2}} \left\{ \frac{k_2 R_{c2}^4}{0.07} + \frac{4}{3} (R_{c2}^3 - R_{c1}^3) + 2(R_{c2}^2 - R_{c1}^2) + 4(R_{c2} - R_{c1}) + \ln \frac{1 - R_{c2}}{1 - R_{c1}} \right\} \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$\eta = \frac{j \omega / \sqrt{\Re T_0}}{\sqrt{1 - \frac{2[C_1 I_1(z_1(a)) - D_1 K_1(z_1(a))]}{a j \omega \nu_{st}}}} \quad \dots\dots\dots (31)$$

$$z_i(r_c) = \begin{cases} r_c \sqrt{j \omega / \nu_{\Sigma, i}} & (k_i = 0 \text{ の層}) \\ 2 \sqrt{j \omega \nu_{\Sigma, i}} / (k_i u^*) & (k_i \neq 0 \text{ の層}) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (32)$$

$R_{ci} = r_{ci}/a$: 第 i 層と第 $i+1$ 層の境界の無次元半径
 I_0, I_1 : 零次および一次の第1種変形ベッセル関数
 K_0, K_1 : 零次および一次の第2種変形ベッセル関数
 C_i, D_i, E_i : 積分定数

である。なお、ここでは毛細管入口および出口の圧力を、それぞれ p_i, p_r とし、これらを

$$p_i = \bar{p}_{ist} + \bar{p}_{it} e^{j \omega t} \quad \dots\dots\dots (33)$$

$$p_r = \bar{p}_{rst} + \bar{p}_{rt} e^{j \omega t} \quad \dots\dots\dots (34)$$

と置いている。 Ψ_s は定常流量に関して、管内の流れを層流とみなした場合の流量に対する比であり、その値はレイノルズ数 Rec のみで決まる。

なお、圧力の非定常成分 \bar{p}_t は解析的に求めることが困難であり、ルンゲ・クッタ・ギル法により数値計算して求める。また、半径方向の速度成分 v_{st}, \bar{v}_t は管軸方向の速度成分を連続の式に代入して、 r_c に関して積分して求められるが、軸受特性の計算には必要ないので、ここでは省略する。

以上の解析は、毛細管絞りの流れに対し、気体の圧縮性を近似なしに考慮に入れたものである。

一方、既報⁽³⁾で示した、気体の圧縮性を部分的に考慮して近似的に扱う解法は、式(14)~(17)に相当する基礎方程式として

$$\rho_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \frac{1}{r_c} \frac{\partial}{\partial r_c} \left(r_c \frac{\partial \bar{u}}{\partial r_c} \right) - \frac{\bar{p}}{r_c} \frac{\partial}{\partial r_c} (r_c \bar{u}' \bar{v}') \quad \dots\dots\dots (35)$$

$$0 = \frac{\partial \bar{p}}{\partial r_c} \quad \dots\dots\dots (36)$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \rho_0 \left\{ \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{1}{r_c} \frac{\partial}{\partial r_c} (r_c \bar{v}') \right\} = 0 \quad \dots\dots\dots (37)$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \rho} = \Re T_0 \quad \dots\dots\dots (38)$$

を用いるものである。ここに、 ρ_0 は一定値として扱う

代表密度であり、本論文では、絞りの入口と出口の静圧的な圧力 $\bar{p}_{ist}, \bar{p}_{rst}$ の平均圧力における密度 $\rho_0 = (\bar{p}_{ist} + \bar{p}_{rst}) / (2 \Re T_0)$ を用いる。

この解法による結果を次章では「絞りの内の気体の圧縮性をわずかに考慮した場合」と呼んで比較検討する。

2・3 軸受特性 既報⁽¹⁾⁽²⁾と同様に、軸受剛性、減衰係数を、それぞれ、 $\pi r_0^2 p_a / h_0$ および $\pi r_0^2 p_a / (h_0 \omega)$ で無次元化した無次元剛性 K および無次元減衰係数 B を定義する。 K, B は以下の10個の無次元パラメータ

$$R_1 = \frac{r_1}{r_0}, P_s = \frac{p_s}{p_a}, \Gamma = -\frac{3na^4}{4lh_0^3} \ln R_1 : \text{給気定数}$$

$$\gamma_1 = \frac{16\mu C_{D1} l \sqrt{\Re T_0}}{p_a a^2}$$

$$\gamma_2 = \frac{32\mu C_{D2} l r_1 \sqrt{\Re T_0} h_0}{n p_a a^4}$$

$$\sigma = \frac{12\mu \omega}{p_a} \left(\frac{r_0}{h_0} \right)^2 : \text{スクイーズ数}$$

$$Rec, H_r = \frac{h_r}{h_0}, \frac{a}{h_0}, \frac{l}{r_0}$$

と毛細管入口および軸受すきま入口の流量係数 C_{D1}, C_{D2} によって整理することができる。本節では、毛細管入口部および軸受すきま入口部での気体の圧力降下は自成絞効果と同様に考えている。それは、毛細管および軸受すきま入口部の流量特性を各入口部の流路断面積と同じ流路面積をもつオリフィスと等価であるとするものである。 γ_1, γ_2 は、各入口部で仮想されたオリフィスと毛細管絞りの流動抵抗の比に相当するパラメータである。

なお、これらのパラメータと Δ および非定常パラメータ $Re^{**} = \rho_a \omega h_0^2 / \mu$ の間には

$$\Delta = \left(\frac{-2C_{D2} R_1 \ln R_1}{\Gamma \gamma_2} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (39)$$

$$Re^{**} = 12 \Delta \sigma \quad \dots\dots\dots (40)$$

の関係がある。

3. 計算結果

図3から図8に、 $R_1=0.1, \gamma_1=0.2, \gamma_2=0.2, H_r=10, C_{D1}=0.7, C_{D2}=0.7$ の場合の無次元剛性 K および無次元減衰係数 B の計算結果の例を示す。

図3および図4は絞部および軸受すきま内の気体の慣性力が K, B に及ぼす影響を見るためのものである。図中、一点鎖線は絞部での気体の慣性力のみを考慮した場合の値を示し、二点鎖線は軸受すきま内の気体の慣性力のみを考慮した場合、実線は両方を考慮した場合、破線は慣性力を省略した場合の値を示す。図3は横軸に給気定数 Γ をとり、図4はスクイーズ数 σ をとり、非定常パラメータ Re^{**} を併記してい

る。 K に関しては、 Re^{**} の大きい領域を除いて、気体の慣性力の影響はあまり大きくは現れていない。 Re^{**} の大きい領域では、実線と二点鎖線は比較的近い値を示しているが、他の一点鎖線および破線との差が大きくなっていることから、この領域では主に軸受すきま内の気体の慣性力の影響が現われていることがわかる。 B に関しては、気体の慣性力の影響はかなり大きく現れている。絞り内の気体の慣性力の影響は Re^{**} の値が比較的小さい領域で現れ、 Re^{**} の比較的大きい領域では Re^{**} の増加とともに小さくなる。軸受すきま内の気体の慣性力の影響は、 Γ の小さい領域および Re^{**} の大きい領域で現れ、概して、 B を増加させている。

図5は、絞り内の気体の圧縮性の取扱いの違いによる差を見るためのものである。図中、実線は絞り部および軸受すきま内の気体の慣性力を考慮した結果を表し、一点鎖線は絞り内の気体の圧縮性をわずかに考慮した場合の結果を、二点鎖線は絞り内の気体の慣性力を省略したものである。図に見られるように、 K に関しては、 Γ の小さい領域で絞り内の気体の取扱いの違いによる差が現れているが、その差は全般的にあまり大きくはない。 B に関しては、かなり大きな差が現れ、それは Γ の大きい領域で大きくなっている。また、その差は、供給圧力 P_s の増加とともに大きくなる。

図6から図8は、それぞれ、 K, B に及ぼす Rec ,

$a/h_0, l/r_0$ の影響を示すものである。図中、実線は気体の慣性力を絞り部、軸受すきま内の両方で考慮した場合の値を示し、破線は慣性力を省略した場合、二点鎖線は軸受すきま内の慣性力のみを考慮した場合の値を示す。これらの図に見られるように、 K に関しては、 $Rec, a/h_0, l/r_0$ の値の違いによる差はあまり大きくない。 B に関しては、 Rec の値による差はあまり大きくはないが、 $a/h_0, l/r_0$ には大きく影響される。 a/h_0 が大きい場合には、 $\Gamma=1\sim 10$ の静圧気体軸受として実用上よく使用する領域で B が低下し、 l/r_0 の値の増加とともに、 Γ の大きい領域で B が増加する傾向がある。

4. 実験的検討

本章では、第2章で示した解析結果の妥当性について実験的な検討を加える。実験装置は既報⁽¹⁾⁽³⁾と同様のものを用いる。

試験軸受は2個あり、それぞれの形状諸元は

軸受1： $2r_0=45\text{ mm}, 2r_1=13\text{ mm}$

$h_r=7\text{ mm}, 2a=0.62\text{ mm}$

$l=100\text{ mm}, n=3\text{ 本}$

軸受2： $2r_0=45\text{ mm}, 2r_1=5\text{ mm}$

$h_r=2\text{ mm}, 2a=1.0\text{ mm}$

$l=100\text{ mm}, n=3\text{ 本}$

である。

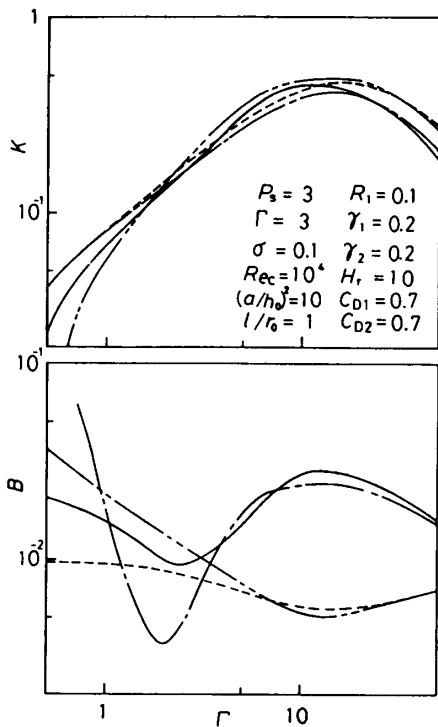


図3 剛性・減衰係数に及ぼす各部の慣性力の影響

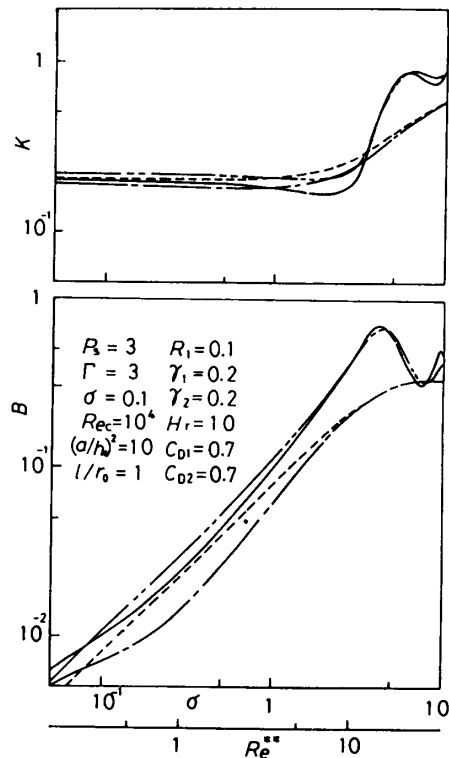


図4 剛性・減衰係数に及ぼす各部の慣性力の影響

図9, 10に無次元剛性 K および無次元減衰係数 B についての実験結果と理論的予測値の比較を示す。

図9は各部の気体の慣性力の影響を調べるためのものである。図中、一点鎖線は軸受すきま内の気体の慣性力を無視した場合の理論値を示し、二点鎖線は毛細

管絞り部での流れの慣性力を無視した場合の、破線は両者を無視した場合、実線は両者を考慮した場合の理論値を示している。毛細管絞り内の気体の圧縮性は厳密に考慮している。なお、軸受1の K の理論値に関しては、破線と一点鎖線および二点鎖線と実線がほとんど重なっている。図9において、 K および B の実験値は、実線で示されている両方の慣性力を考慮した理論値に比較的よく合うことが確かめられる。なお、計算結果によると、軸受1の場合は軸受すきま入口部に

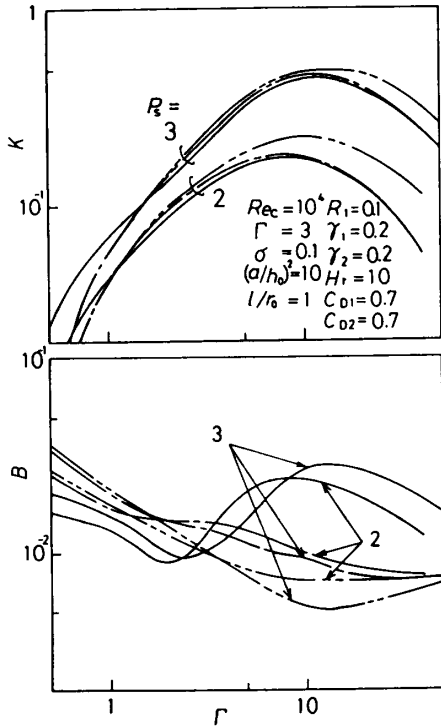


図5 毛細管絞り内の気体の圧縮性の取扱いの違いによる剛性・減衰係数の比較

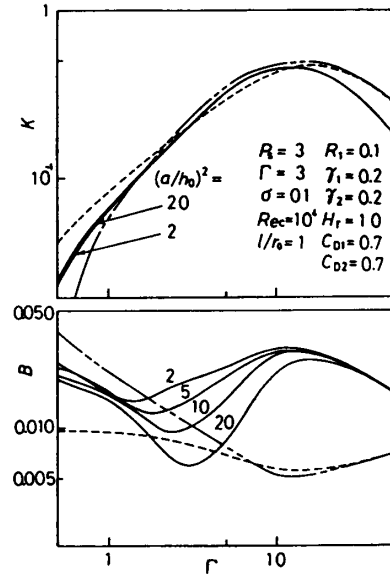


図7 剛性・減衰係数に及ぼす慣性力の影響

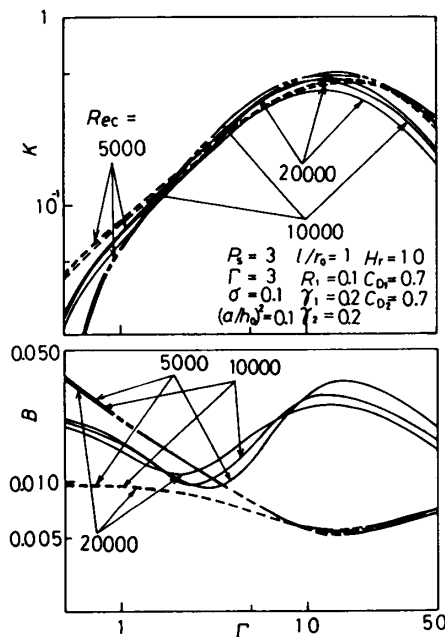


図6 剛性・減衰係数に及ぼす慣性力の影響

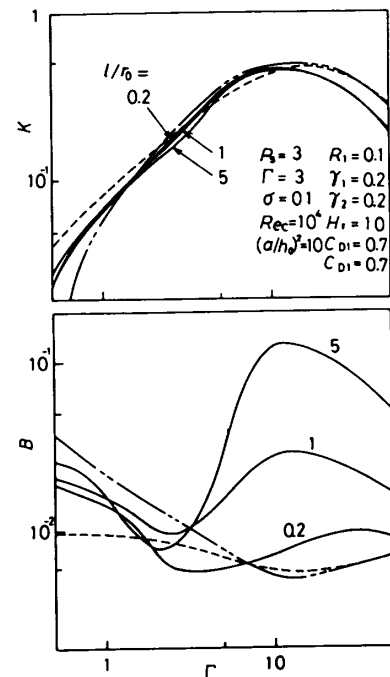


図8 剛性・減衰係数に及ぼす慣性力の影響

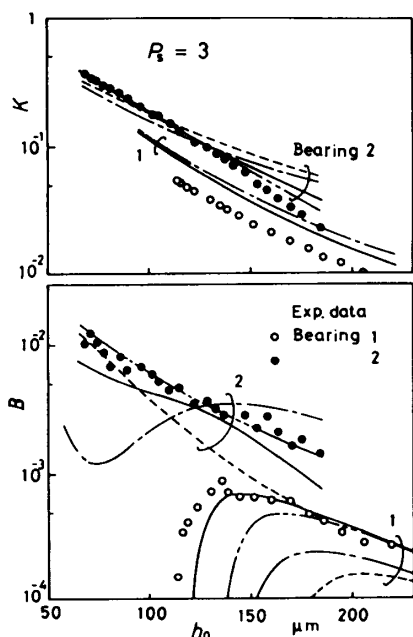


図9 実験結果との比較

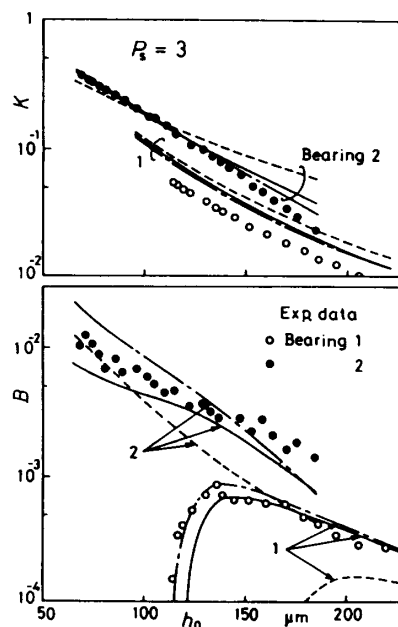


図10 実験結果との比較

おける流れはチョークしていないが、軸受2の場合はチョークしている。図10は毛細管絞り内の気体の圧縮性の取扱いの差を見るためのものである。図中、実線は毛細管絞り内の気体の圧縮性を厳密に考慮した場合の理論値を示し、一点鎖線は圧縮性をわずかに考慮した場合の理論値を示し、破線は絞り内および軸受すきま内の気体の慣性力を省略した理論値を示す。図に見られるように、実験値は一点鎖線で示される近似理論による結果にも比較的近い値を示しているが、実際の設計に際しては、気体の圧縮性はなるべく厳密に考慮したほうが無難であろう。

なお、理論値を求める際の流量係数 C_{D1} , C_{D2} は sharp-edged orifice の縮流係数の値⁽⁶⁾ を使用している。

5. 結 言

本報では、毛細管絞りを有する円板形静圧気体スラスト軸受を対象に、絞り部および軸受すきま内の気体の慣性力が軸受の動特性に及ぼす影響を理論的に調べ、次いで実験による検討を加えた。得られた主な結論は次のようである。

(1) 毛細管絞りの径および軸受すきまが比較的大きい場合には気体の慣性力の影響はかなり大きく現れ

る場合があり、軸受剛性、減衰係数に対する実験値は絞り部および軸受すきま内で慣性力を考慮した理論値に広い範囲にわたって比較的よく合う。

(2) 絞り部の気体の慣性力の影響は、剛性に対してはあまり大きくはないが、減衰係数に対してはかなり大きく現れ、概して、給気定数 Γ の小さい領域で減衰係数を低下させ、 Γ の大きい領域で上昇させる傾向がある。

(3) 軸受すきま内の慣性力の影響は、剛性に対してはあまり大きくはないが、減衰係数に対しては、概して、 Γ の小さい領域で影響が現れ、減衰係数の値を増加させる。

(4) 絞り内の気体の圧縮性の影響は、給気圧力 P_s が大きい場合にはかなり大きく、圧縮性をわずかに考慮した解析結果との差はかなり大きくなる。

文 献

- (1) 春山・ほか5名, 機論, 53-495, C(1987), 2354.
- (2) 春山・ほか3名, 機論, 54-504, C(1988), 1861.
- (3) 春山・ほか3名, 機論, 48-429, C(1982), 682.
- (4) 春山・森, 機論, 48-428, C(1982), 577.
- (5) 近江・碓井, 機論, 41-347(1975), 2030.
- (6) Shapiro, A. H., *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, (1953), 358, The Ronald Press Co.