

壁面粗さを伴う静圧気体軸受内高速流の数値計算

Computation of High-Speed Flow in Aerostatic Journal Bearing with Surface Roughness

- 笹田 敦史、千葉大院、〒263-8522 千葉県稲毛区弥生町 1-33、E-mail:sasada@hp42.tm.chiba-u.ac.jp
戸田 和之、山本 誠、東理大工、〒162-8601 新宿区神楽坂 1-3、E-mail:yamamoto@me.kagu.sut.sc.jp
Atsushi SASADA, Graduate School of Chiba Univ., Yayoichou, Inage-ku, Chiba, 263-8522
Kazuyuki TODA and Makoto YAMAMOTO, Science Univ. of Tokyo, Kagurazaka, Shinjuku-ku, Tokyo, 162-8601

Aerostatic journal bearings are employed in a lot of engineering fields because of the high endurance under severe conditions in current technology. As the flowfield in an aerostatic journal bearing is formed by a clearance of micron order, it is difficult to investigate the flowfield experimentally. Moreover, the flow in the bearing clearance could be affected by the roughness on the shaft surface due to the narrow flow passage. In the present study, the effect of roughness is investigated numerically with the roughness element model. Computations are made for various cases of five different bearing clearance and three kinds of roughness elements. The flowfield is examined in terms of the velocity distribution, the static pressure distribution and pressure change on the shaft surface. The results suggest that by introducing the roughness element model into the computation, predictability of static pressure in the journal region is modified.

1. 緒言

静圧気体軸受は、気体の粘性を利用して軸受すきま内の圧力を高め、剛性を与えるタイプの軸受であり⁽¹⁾米国における宇宙ロケットのジャイロスコープ用軸受、および英国における原子炉の循環ポンプ用軸受への応用をきっかけとして、1950年代以降、本格的な研究開発が行われるようになった。その一般的な特徴としては、(1)油を潤滑剤とする軸受と比べて軸摩擦が極めて小さく高速回転に適する。(2)清浄運転が可能である。(3)軸回転中における接触部分がないため長寿命である。(4)広い温度域において優れた安定性を発揮する。(5)放射能大気中でも潤滑気体の劣化が生じない、などがあげられる。静圧気体軸受は、これらの優れた特徴から、高度技術を要求される厳しい条件に対応できる軸受として多くの分野で採用されているが、流路がミクロンオーダーのすきまによって構成されているため、軸受内の流れを実験により把握することは非常に困難である。さらに、数値シミュレーションを利用した研究においても、軸受すきま内の厳密な流れの様子まで扱っているものは少ない。

著者らは、静圧気体軸受の一つである環状スロット給気気体ジャーナル軸受を対象とし、軸受内の流れ場構造を数値的に解明することを目的に研究を続けている。環状スロット給気気体ジャーナル軸受は、スロットを円周方向に連続させることにより加工を簡単にしたスロット給気軸受である^{(2)~(4)}。

この軸受は、従来より数多く実用化されている自成絞り型点状給気軸受に比べ、より高い剛性と優れた安定性を持っており、高速回転用軸受として極めて有効であることが実験により示されている。著者らは先の研究において、数値解析によって軸面上の静圧分布は定性的には再現可能であるが、ベアリングクリアランス(以下、BC)の大きいケースにおいて予測精度が低下することを指摘した⁽⁵⁾。この原因の一つに壁面粗さの影響が考えられる。近年の製作技術の向上により工作精度は高くなってきているが、スケールの小ささゆえに、実際は流れが軸受流路内の壁面粗さの影響を受けている可能性がある。したがって、壁面粗さを考慮に入れた軸受性能の予測は、工業上有益であると考えられる。このような背景のもと、本研究では壁面粗さを考慮した軸受内流れの数値計算を実行し、軸表面の粗さが流れ場に及ぼす影響を調べ、さらに、粗さ要素モデルに対する検討を行う。

2. 軸受構造および計算条件

本研究で対象とした環状スロット給気ジャーナル軸受は、図1に示すように円周方向に連続した溝構造をもち、線状の給気部形状を有している。このため、給気された空気はスロット給気部に入り、そこからスロット部を通りジャーナル部へと流れる構造になっている。

本研究で実行した計算は全て、Yoshimotoら⁽⁴⁾の実験に基づいている。対象とした軸受の各部寸法及び計算領域の概略を

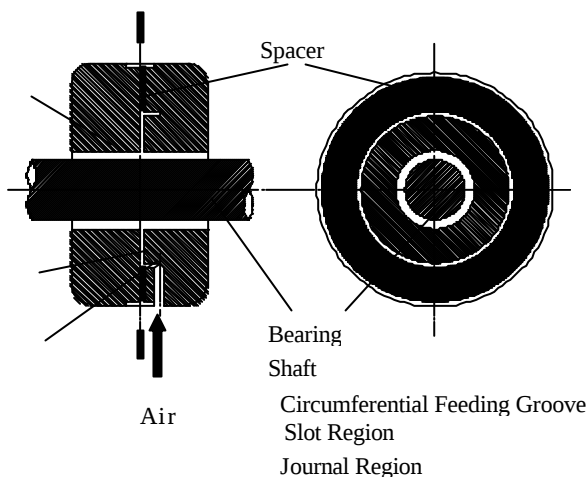
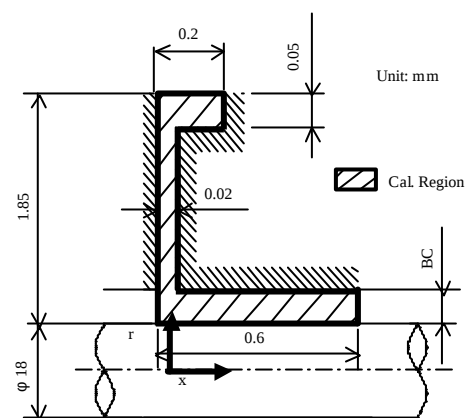


Fig.1 Externally Pressured Journal Bearing with Circular Slot Restrictor



Bearing Clearance: BC=15,20,25,30,40,50μm

Fig.2 Schematic of Aerostatic Journal Bearing

図2に示す。軸直径は18mmであり、斜線部が解析対象とした計算領域である。座標系はスロット中心断面とシャフト中心との交点を原点とし、軸方向に x 、半径方向に r とした。ジャーナル部の流路がスロットの中心に対し左右対称であるため、ジャーナル部はスロットより右側の領域のみを計算対象とし、左側は対称流れを仮定した。実験条件に基づき、BCの異なる6つ(15、20、25、30、40、50 μm)の形状に対して軸受の静特性取得時の流れを計算する。それぞれの形状に対する流入流量と出口静圧を表1に示す。気体は空気を仮定し、プラントル数を $Pr=0.7$ 、粘性係数 m をサザーランドの式により与えた。給気圧力と温度はそれぞれ 7.1×10^5 (Pa)、20である。代表長さをBC、代表速度をジャーナル部平均流速とした場合の Re 数を表1にまとめる。本研究では、軸面上に3通りの粗さ要素高さを仮定して計算を行っている。粗さの影響は、円錐型の粗さ要素が軸面上に均等に分布すると仮定することにより表現される。各ケースに対する要素高さ及び抗力係数 C_D を表2に示す。

Table 1 Computational Conditions

Bearing Clearance (μm)	15	20	25	30	40	50
Mass Flow Rate ($\times 10^{-4}$ kg/s)	2.76	6.02	8.02	9.19	9.51	9.65
Exit Pressure (atm)	6.66	6.20	5.01	4.23	2.75	2.08
Reynolds Number	133	177	222	266	354	444

Table 2 Computational Conditions

BC (mm)	Smooth Wall	Roughness Height (C_D)			
		1 (0.5)	3 (0.5)	5 (0.5)	1 (2.5)
15	S15	R15-1	R15-3	R15-5	R15-1C
30	S30	R30-1	R30-3	R30-5	R30-1C
50	S50	R50-1	R50-3	R50-5	R50-1C

3. 数値計算手法

3.1 流れ場計算 静圧気体軸受内の流れは、流路がマイクロンオーダーであるために層流であり、絞りの効果によって流体が加速されるため、圧縮性を有すると考えられる。したがって、圧縮性層流場を仮定し、支配方程式に2次元円筒座標系の質量、運動量、全エネルギー保存の式を用いた。粗さ要素モデルで用いた場合、円筒座標系における支配方程式はベクトル形式で以下のように表される。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{G}{r} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial R}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial r} + \frac{T}{r} \right) + H \quad (1)$$

ただし、

$$Q = \begin{bmatrix} r \\ ru_x \\ rv_r \\ re \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} rv_x \\ rv_x v_x + p \\ rv_x v_r \\ (e+p)v_x \end{bmatrix}$$

$$F = \begin{bmatrix} rv_r \\ rv_r v_x \\ rv_r v_r + p \\ (e+p)v_r \end{bmatrix}, G = \begin{bmatrix} rv_r \\ rv_r v_x \\ rv_r v_r \\ (e+p)v_r \end{bmatrix}, H = \begin{bmatrix} 0 \\ f_x \\ f_r \\ u_x f_x + u_r f_r \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$R = \begin{bmatrix} 0 \\ t_{xx} \\ t_{xr} \\ R_4 \end{bmatrix}, S = \begin{bmatrix} 0 \\ t_{rx} \\ t_{rr} \\ S_4 \end{bmatrix}, T = \begin{bmatrix} 0 \\ t_{rx} \\ t_{rr} - t_{qq} \\ S_4 \end{bmatrix}$$

ここで、

$$p = (g-1) \left[e - \frac{1}{2} r (v_x^2 + v_r^2) \right]$$

$$t_{xx} = 2m \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{2}{3} m \left[\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (v_r r)}{\partial r} \right]$$

$$t_{rr} = 2m \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2}{3} m \left[\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (v_r r)}{\partial r} \right]$$

$$t_{qq} = 2m \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2}{3} m \left[\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (v_r r)}{\partial r} \right] \quad (3)$$

$$t_{xr} = t_{rx} = m \left(\frac{\partial v_r}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial r} \right)$$

$$R_4 = t_{xx} v_x + t_{xr} v_r + \frac{m}{Pr(g-1)} a_{,x}^2$$

$$S_4 = t_{rx} v_x + t_{rr} v_r + \frac{m}{Pr(g-1)} a_{,r}^2$$

ここで、 $t, \rho, v_x, v_r, e, p, m$ は時間、密度、 x 方向(軸方向)速度成分、 r 方向(半径方向)速度成分、全エネルギー、静圧、粘性係数を表す。また、 $t_{xx}, t_{rr}, t_{qq}, t_{xr}, t_{rx}$ は粘性応力、 γ は比熱比、 a は音速である。 E, F, G は各方向の非粘性流束(対流流束)、 R, S, T は各方向の粘性流束である。式(1)最終項の H は粗さの影響をモデル化するために新たに付加された抗力項であり、粗さ要素モデルにより与えられる。

差分法に関しては、時間積分法に4段階Runge-Kutta法⁽⁶⁾を採用し、非粘性項にHarten-Yee⁽⁷⁾の二次精度風上型TVDスキームを、粘性項に二次精度中心差分を用いて離散化を行った。また、局所時間刻み法⁽⁸⁾を用いることで計算の効率化を図っている。

3.2 粗さ要素モデル 式(2)中の粗さによる抗力 f の決定に際して、本研究では三宅⁽⁹⁾によって提案された粗さ要素モデルを用いている。これは、粗さ要素が流れ場に及ぼす影響は圧力抗力のみであるという仮定に基づき、粗さの効果を抗力で表現するモデルである。粗さ要素内の各格子点には局所速度ベクトルと反対方向に次式であらわされる抗力が作用する。

$$f_i = -C_D \frac{1}{2} \rho u_k^2 \frac{u_i}{\sqrt{u_i^2}} \frac{A}{V} \quad (i = x, r) \quad (4)$$

ただし、 C_D は抗力係数、 ρ は流体の密度、 A, V はそれぞれ各格子点が代表する粗さ要素の投影面積と体積である。本研究では、底面の半径が $1\mu\text{m}$ である直立円錐状の粗さ要素を、軸面上に配置した。

3.3 計算格子 数値計算において現象をより正確に捕らえるためには、格子の直交性、物理量変化の大きい箇所における空間解像度の高さが重要である。本研究では、格子の直交性を確保しながら壁面近傍の解像度上げるために、流れ場全体をいくつかのブロックに分割して計算を行うマルチブロック法⁽¹⁰⁾(本研究の計算においては3つの領域)を採用した。BC=15 μm における格子数はスロット給気部、スロット部、ジャーナル部でそれぞれ $81 \times 40, 25 \times 75, 40 \times 121$ (合計9955格子点)となっている。なお、BCに応じて、ジャーナル部の格子点数は変化させている。

3.4 境界条件 本計算における流入、流出部のマッハ数は全ケースにおいて0.1~0.4程度である。そこで、両境界に亜音

速条件を適用した。流入境界は、図2に示されるスロット給気部の上断面である。流入境界では、実験データで温度、質量流量(表1)を固定し、静圧を計算領域より外挿で与えている。流入速度に放物分布を仮定し、流量が保たれるように随時大きな修正を行っている。流出境界では、実験条件で圧力を固定し、速度、温度を外挿で与えている。壁面をノンスリップ、断熱壁と仮定し、速度0、壁面垂直方向勾配0の条件より各物理量を決定している。軸受内の流れ場形状は、スロット部を中心にジャーナル部が左右対称となっているため、ジャーナル部で

の計算はスロット部左壁より右側のみとした。そこで、ジャーナル部左側の流れを想定した境界条件の設定が必要となる。本計算では、ジャーナル部左側の流出境界上の格子点に、幾何学的に対称位置にあるデータを与えることにより、流れの対称性を保持している。

4. 結果と考察

4.1 滑面ケース まず、全ての壁面が滑面であると仮定し、粗さ要素モデルを用いずに計算を行った。図3はスロット壁に沿った静圧分布であり、横軸はスロット部上端($r=10.80\text{mm}$)からの距離を表している。スロット部入口付近において静圧の急激な減少と回復が見られるが、これは有効流路の変化に伴う流速の上昇によるものと考えられ、この部分における剥離領域の存在が推測できる。流れは中心に向かって速度を増すため、圧力回復後の静圧は単調に減少している。

図4~6に、 $BC=15, 30, 50\mu\text{m}$ のスロット給気部の計算結果を示す。なお、 $BC=50\mu\text{m}$ のケースにおいては、流れに非定常性が現れたため、時間平均分布を用いた。

図4(a)~6(a)に示す速度ベクトル図により、スロット部入口付近における再循環領域の存在が確認でき、これは図3における知見と一致する。 BC が大きいケースほど流入流速が大きいため、循環領域は拡大する傾向がある。

図4(b)~6(b)に示す等圧力線図には、スロット部入口において著しい圧力降下が見られ、図3のスロット壁面における圧力分布図と一致している。この現象は、スロット部入口における流れの幅の急激な変化、すなわち縮流に起因していると考えられる。また、この圧力降下の大きさは、流入流量の増加に伴って大きくなる傾向がある。

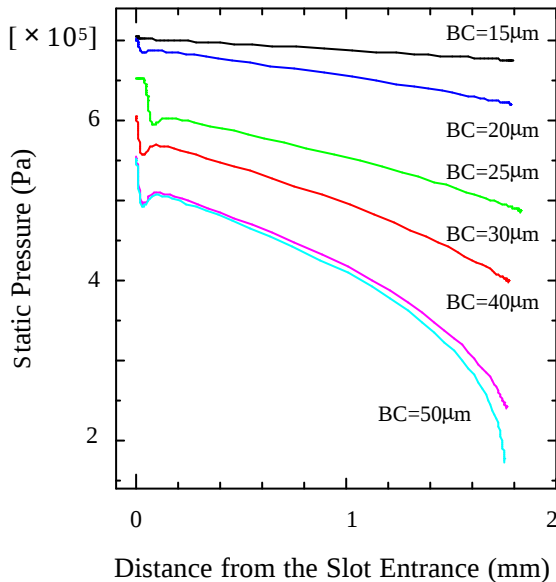
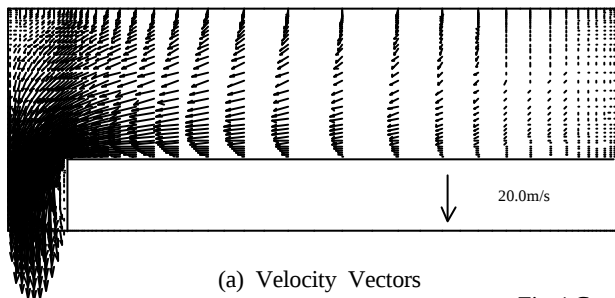
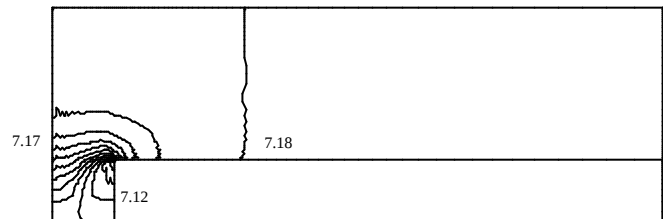


Fig.3 Static Pressure Distribution along Slot Wall

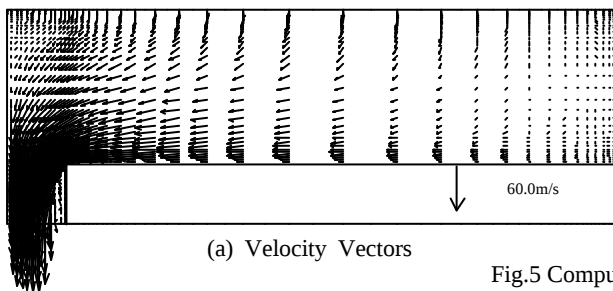


(a) Velocity Vectors

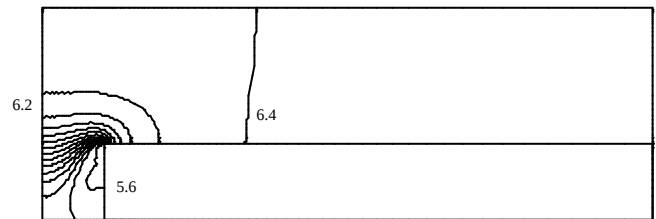


(b) Static Pressure Contours

Fig.4 Computational results (S15)

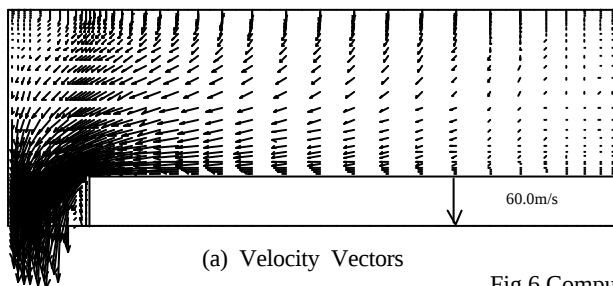


(a) Velocity Vectors

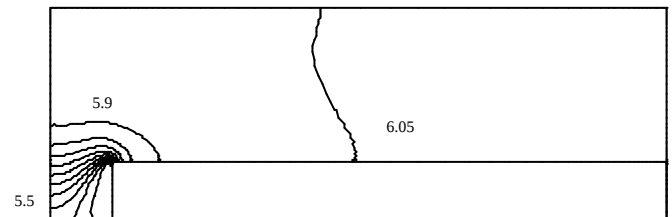


(b) Static Pressure Contours

Fig.5 Computational Results (S30)

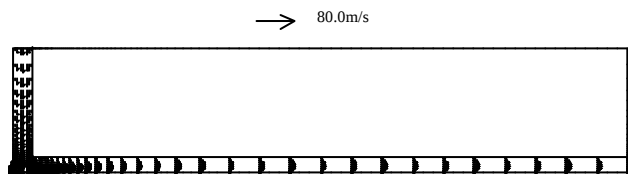


(a) Velocity Vectors

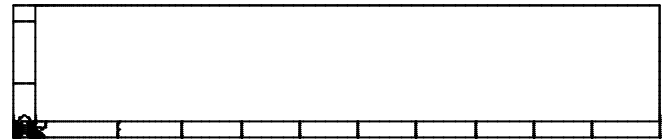


(b) Static Pressure Contours

Fig.6 Computational results (S50)

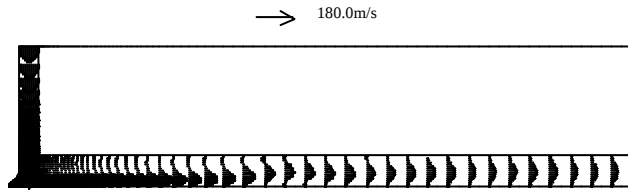


(a) Velocity Vectors

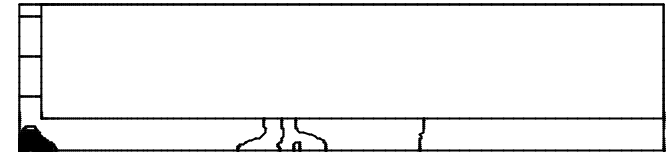


(b) Static Pressure Contours

Fig.7 Computational Results (S15, 590μm)

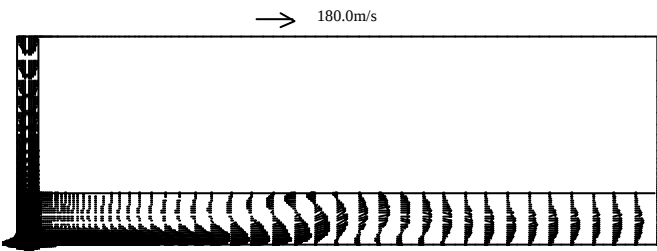


(a) Velocity Vectors

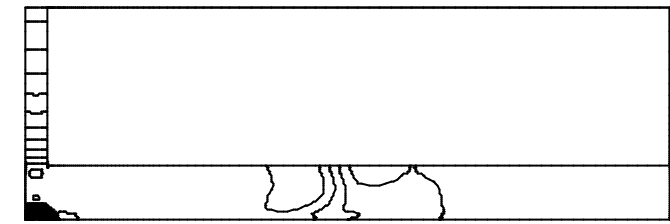


(b) Static Pressure Contours

Fig.8 Computational Results (S30, 590μm)



(a) Velocity Vectors



(b) Static Pressure Contours

Fig.9 Computational Results (S50, 590μm)

つづいて、図 7～9 に、BC=15、30、50μm に対するスロット出口からジャーナル部にかけての速度ベクトルと静圧分布を示す。

図 7(a)～9(a) に示す速度ベクトルによれば、すきま幅 BC=15μm ではジャーナル部入口の軸受側壁面(上面)においてほとんど再循環領域が見られないのに対し、すきま幅が増すにつれて再循環領域がジャーナル部内に複数存在している。剥離の発生は、流体機械にとって思わしくない現象であり、本研究で対象としている気体軸受の場合もその例外ではない。したがって、軸受すきまが大きくなるほど、ジャーナル部入口の剥離が軸受性能に悪影響を及ぼしているものと考えられる。

図 7(b)～9(b) に示す等圧力線図を見ると、全体的に圧力はスロット部出口付近で最も低く、ジャーナル部入口の軸面上で最も高くなっている。これは、スロットからの流れが軸面に衝突することにより、流速がこの部分で急減速しているためである。また、図 9(b) に見られるように、すきま幅が大きくなるに従い、ジャーナル部入口の軸面上での圧力の等高線が平坦で密になっている。このことは、この部分に衝撃波のような構造が発生しつつあることを示唆していると考えられる。

図 10 はジャーナル部の軸面静圧分布を実験データと比較したものである。横軸はスロット部の中心からの距離である。スロット部より左側の流れは計算していないので、右側の値と対称として与えてある。全体的に、本計算は実験値を妥当に再現していることがわかる。特に、BC=15～30μm のケースで、実験値と計算値との一致は良好である。また、ジャーナル部入口付近の圧力降下は、剥離渦の拡大に伴う流路幅の減少によるものだと考えられる。しかし、実験値に比べ圧力降下が少なく、圧力の低い範囲が軸方向に平坦で広がっている。さらに、この傾向は BC=40、50μm のケースで最も顕著に見られる。

4.2 粗面ケース 滑面ケースにおいて、数値計算による結

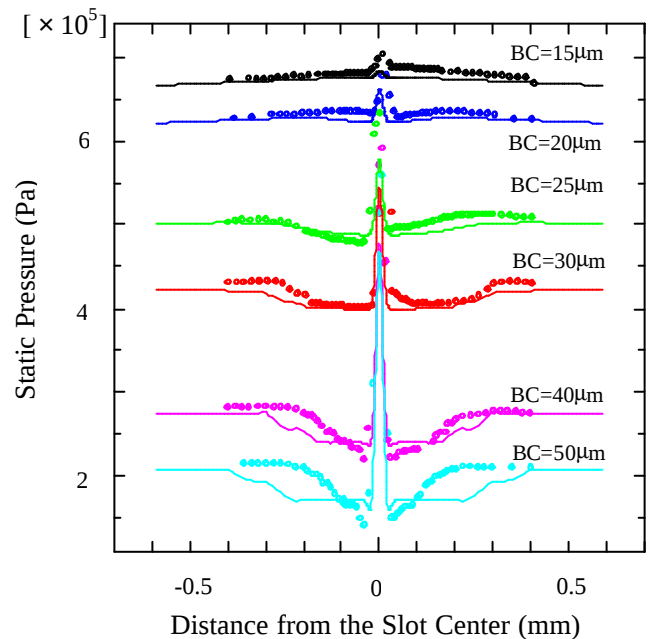


Fig.10 Static Pressure Distribution of the Journal Region

果は BC の増加に伴いジャーナル部での圧力勾配を過少予測するという傾向が示された。この原因の一つに壁面粗さの影響が考えられる。そこで、軸表面に様々な粗さを仮定して計算を実行した。以降では、軸表面に粗さ要素を配置したケースに対する計算結果を示す。図 11 に、BC=15μm のときのスロット部出口およびジャーナル部の計算結果を示す。ただし、この図はジャーナル領域において $x=270\mu\text{m}$ までを拡大したものであり、粗さ要素高さは 3 つ、抗力係数は 2 つのケースに対する計算結果である。速度ベクトルより、S15、R15-1、R15-1C には、

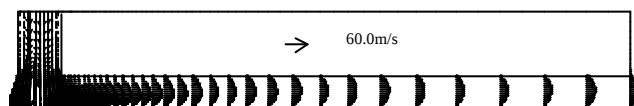
ほとんど差がないことが分かる。これは、粗さ要素高さが $1\mu\text{m}$ 程度では粗さ要素モデルにより与えられる抗力が小さく、流れ場にほとんど影響を与えないためである。粗さ要素高さの影響を調べるために要素高さを $3\mu\text{m}$ 、 $5\mu\text{m}$ と増やした R15-3、R15-5 の結果には、粗さ要素高さを配置した軸面付近において抗力が作用している様子が確認できる。これにより主流の流路が狭められ、流れは中央より軸受側で最大流速を持つことが分かる。また、その最大流速は流路が狭くなるために S15 に比べ増加している。図 11 の圧力分布には、全てのケースにおいてジャーナル部内での圧力降下が見られる。定性的にはすべて同様な分布が再現されているが、等圧線の間隔より R15-5 が最も大きな圧力勾配を持つことがわかることが確認できる。これより、さほど顕著ではないが、粗さの影響は表れている。

図 12 は $BC=30\mu\text{m}$ に対する結果である。ただし、この図はジャーナル領域において $x=470\mu\text{m}$ までを拡大したものである。速度ベクトルには $BC=15\mu\text{m}$ のケースと同様に、粗さ要素高さが $1\mu\text{m}$ の R30-1、R30-1C と粗さの無い S30 の結果には、ほとんど差が見られない。 $BC=15\mu\text{m}$ のケースと比べて流速が大きくなっているため、粗さによる抗力はより強く作用していると考えられるが、粗さ要素高さが $1\mu\text{m}$ 程度では流れ場にほとんど影響を与えていない。一方、R30-3、R30-5 の流れ場は S30 と比べて顕著な違いが現れている。流れは大きく蛇行しており、スロット部出口での再循環領域が小さくなっている。これは、以下に示す理由に因るものと考えられる。ジャーナル流入部で大きな剥離領域を形成するケースでは、この領域で軸面上

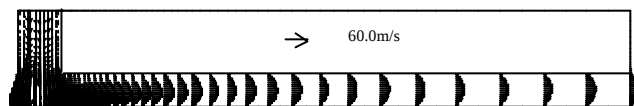
の速度が上昇する。本計算で用いた粗さ要素モデルは抗力が速度の 2 乗に比例するため、このようなケースにおいては粗さ要素が存在する軸面付近に大きな効力が発生し、流れが軸から遠ざかる方向へと偏向する。したがって、軸面上の粗さは軸受部の剥離領域を縮小させる作用があると考えられる。

等圧線図を比較すると要素高さが $1\mu\text{m}$ のときの R30-1、R30-1C と粗さの無い S30 には、圧力分布にほとんど差がないことが分かる。一方、粗さ要素高さが $3\mu\text{m}$ と $5\mu\text{m}$ の結果には、ジャーナル部において剥離渦に対応した圧力勾配が確認できる。これら 2 つの静圧分布は非常に類似しているが、変化量は $3\mu\text{m}$ のケースのほうが大きい。

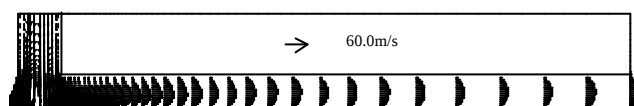
図 13 は $BC=50\mu\text{m}$ に対する結果である。ただし、この図はジャーナル領域において $x=590\mu\text{m}$ までを拡大したものである。この BC では全ての粗さ要素においてジャーナル部での流速が大きく蛇行している。 $BC=15\mu\text{m}$ のケースと同様に、粗さ要素高さが $1\mu\text{m}$ の場合ほとんど効果が見られない。R50-3 では、再循環領域形成される前の軸面付近の流れに速度欠損が発生しており、再循環領域の生成を粗さ要素が助長していると考えられる。そのため、S30 に比べてスロット部に近い領域で再循環領域が形成されている。R30-3 では、流れの主流方向を大きく変えるほどの影響があったのに対して、R50-3 ではさほど大きな影響は見られない。R50-5 では壁面付近での速度欠損が R50-3 よりも顕著であり、軸面上の再循環領域がスロット部に近づきその範囲も大きくなっている。また、軸面上での再循環領域内の速度が S50 に比べて大きくなっている。圧力線図には、これまでと同様に要素高さが $1\mu\text{m}$ である 3 つのケースで、



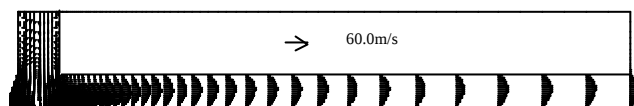
(a) Velocity Vectors (S15)



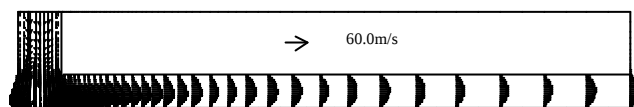
(b) Velocity Vectors (R15-1)



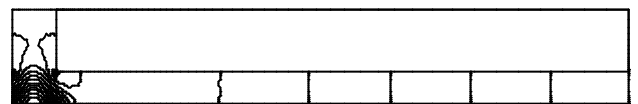
(c) Velocity Vectors (R15-3)



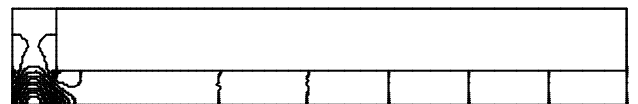
(d) Velocity Vectors (R15-5)



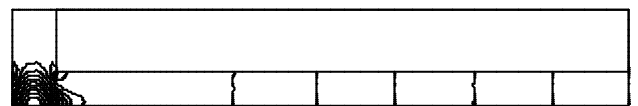
(e) Velocity Vectors (R15-1C)



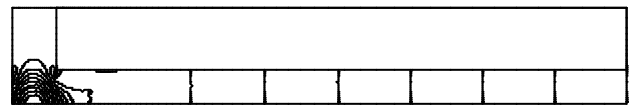
(f) Static Pressure Contours (S15)



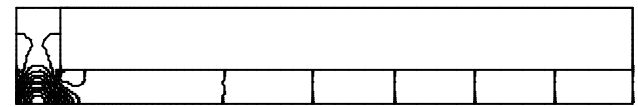
(g) Static Pressure Contours (R15-1)



(h) Static Pressure Contours (R15-3)



(i) Static Pressure Contours (R15-5)



(j) Static Pressure Contours (R15-1C)

Fig.11 Computational Results ($270\mu\text{m}$)

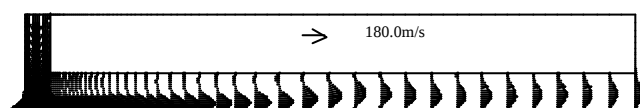
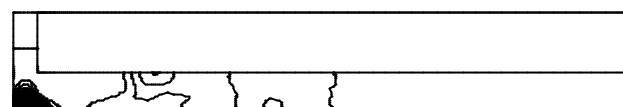
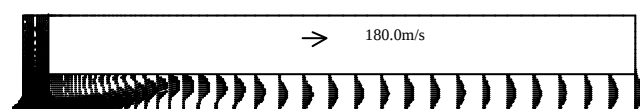
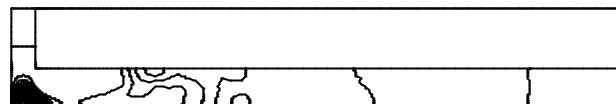
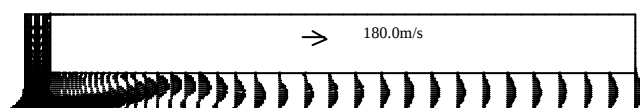
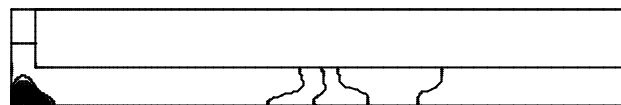
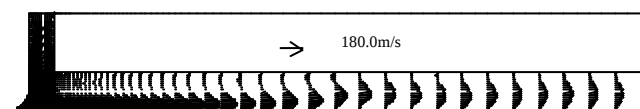
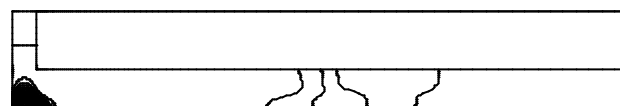
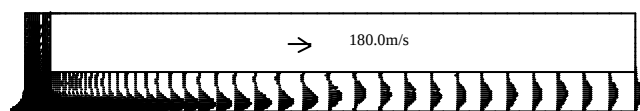


Fig.12 Computational Results (470 μm)

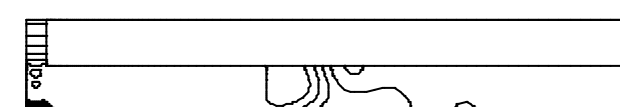
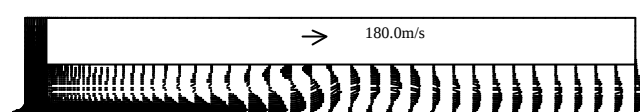
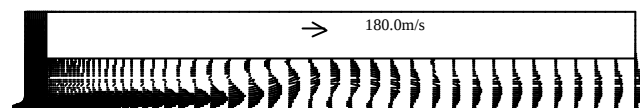
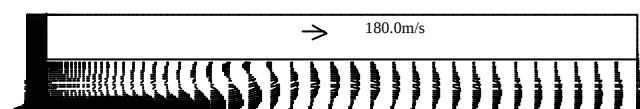
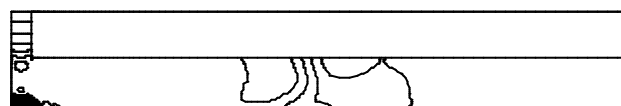
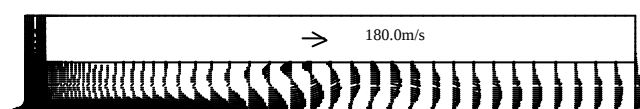
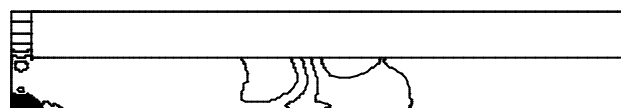
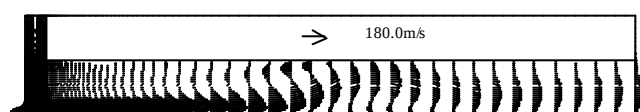


Fig.13 Computational Results(590 μ m)

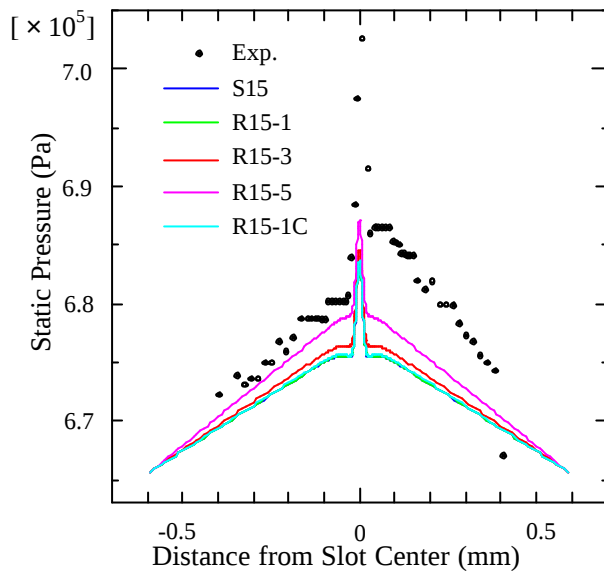


Fig.14 Static Pressure Distribution of the Journal Region

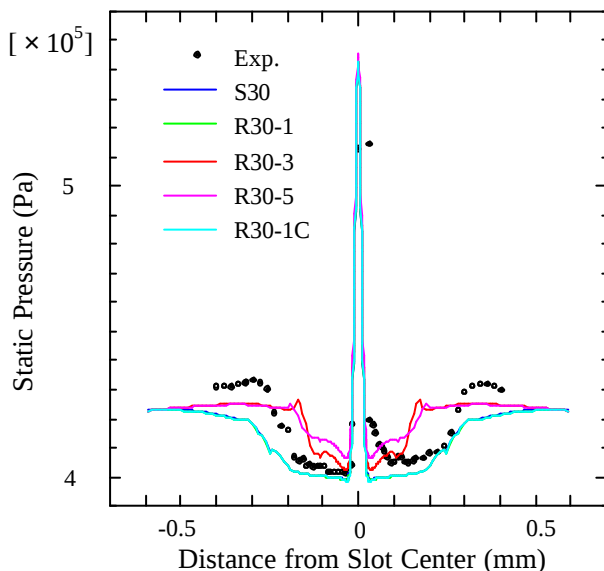


Fig.15 Static Pressure Distribution of the Journal Region

ほとんど差がないことが分かる。BC=30 μ m では粗さ要素高さが 3、5 μ m において、滑面とは明らかに異なった静圧分布を予測していたが、BC=50 μ m では粗さ要素高さによる分布の差は小さくなっている。このことから、BC=50 μ m においては粗さ要素の抗力は増しているはずであるが、BC=30 μ m のケースで見られた“粗さ要素により流れ場構造を変える”という作用はむしろ小さくなっていることが分かる。

図 14～16 では BC=15、30、50 μ m に対して粗さ要素を変化させた場合の軸面静圧分布を比較している。すべての BC において、粗さ要素高さが 1 μ m である 3 つのケースでは、粗さの影響が見られない。しかし、軸面上に再循環領域が存在しない BC=15 μ m のケースにおいては、粗さ要素高さが大きくなるに伴い圧力勾配も上昇し、分布が実験値に近づいている。BC=30 μ m の場合、要素高さ 3、5 μ m の結果は、滑面と比べてスロット部出口の圧力の沈み込みは小さく、その後、スロット中心から約 150 μ m の位置で急激な圧力上昇が見られる。この圧力回復が実験値よりも早まっていることにより、実験を再現する粗さ要素高さが 1 μ m と 3 μ m の間に存在すると推測され

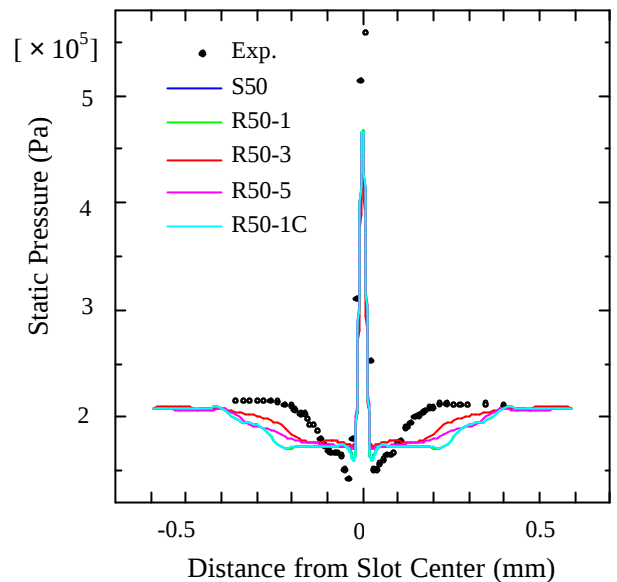


Fig.16 Static Pressure Distribution of the Journal Region

る。また、粗さを考慮することにより圧力回復後のピーク値が再現されるため、このケースにおいては定性的に実験値に近づくと言える。R50-3、R50-5 の結果は、滑面のケースより若干高め静圧を予測しているものの、先の BC=15、30 μ m の場合ほど顕著ではない。これより、本研究で用いた粗さ要素モデルでは、BC=30 μ m 付近の流れで最も粗さの影響が現れることが分かる。また、BC=30 μ m では、粗さ要素の作用により急激な圧力上昇が見られたが BC=50 μ m では全体的に圧力が上昇していることにより、BC=50 μ m の場合、粗さ要素による抗力は流れ場構造を変化させていないことが再度示された。

5. 結 言

静圧気体軸受に対して軸面粗さを仮定した流れの数値計算を行った。15～50 μ m のベアリングクリアランス、4 つの粗さ要素に対して計算を実行し、軸面上静圧分布を実験値と比較することにより、以下の知見を得た。

- ・ 粗さ要素モデルを用いて軸面の粗さを表現することによって、計算結果は実験値に近づく。
- ・ 本研究で適用した粗さ要素モデルは、粗さ要素高さが 1 μ m 以下では流れ場にほとんど影響を及ぼさない。
- ・ ジャーナル部において粗さ要素の高さが大きくなると最大速度が大きくなる。
- ・ BC=30 μ m の場合、粗さ要素高さが 3 μ m で流れ場構造を変え得る影響を与える。
- ・ 実験で設けられている軸面上の静圧スリットの影響を吟味することが今後の課題として挙げられる。

参 献

- (1) 十合晋一、気体軸受、(1984)、7-12、共立出版
- (2) Dee, C.W. and Shire, G.L., Trans. ASME, J. of Lubr. Technol., (1971), 441 - 450
- (3) Rowe, W.B. and Stout, K.J. Tribology, 6-4(1973), 140-144
- (4) Yoshimoto, S., Anno, Y. and Ohashi, T., Trans. ASME, J. of Tribol., 110(1988) 228-234
- (5) 山本 誠、神山 剛至、日本機械学会、65, 629,B(1999)、144-151
- (6) Jameson, A. and Baker, T.J., AIAA Paper, 83-1029(1983)
- (7) Yee, H.C. and Harten, A., AIAA J., 25(1987), 266-274.
- (8) 数値流体力学編集委員会、圧縮性流体解析、(1995)、100-101、東京大学出版
- (9) 三宅 裕、辻本 公一、縣 康明 粗面渦乱流の DNS 日本機械学会
- (10) Lee, K.D., AIAA Paper, 81-0988(1981)