

学術論文

磁気回路解析法による 2 極電動機・4 極軸支持構造を持つ 埋込永久磁石型ベアリングレスモータの軸支持力の算出

Computation of Suspension Force with Magnetic Circuit Analysis in a Deeply-Buried Permanent Magnet Bearingless Motor equipped with 2-pole Motor Windings and 4-pole Suspension Windings

児玉 宜朋^{*1}(学生員), 竹本 真紹^{*1}(正員), 田中 康寛^{*1}
深尾 正^{*1}, 千葉 明^{*2}(正員)

Yoshitomo KODAMA (Stu. Mem.), Masatsugu TAKEMOTO (Mem.), Yasuhiro TANAKA
Tadashi FUKAO, Akira CHIBA (Mem.)

Permanent magnet bearingless motors, which can control radial rotor positions with magnetic force actively, have been proposed. However, these bearingless motors cannot generate suspension force effectively, because suspension force flux necessary for generating the suspension force goes through permanent magnets which have large magnetic reluctance. Then, we have proposed a deeply-buried permanent magnet bearingless motor equipped with 2-pole motor windings and 4-pole suspension windings. The proposed motor can generate suspension force effectively, as suspension force flux doesn't go through the permanent magnets. Currently, finite-element analysis, which needs a long calculating time, is used from an early phase of designing in order to lead the optimal structure of the proposed motor. Consequently, the designing requires a long time. Therefore, this paper proposes a new design method of the proposed motor with magnetic circuit analysis in order to reduce the designing time.

Keywords: bearingless motors, deeply-buried permanent magnet bearingless motors, magnetic circuit analysis, magnetic equivalent-circuit, suspension force.

1 はじめに

ベアリングレスモータは、一つの固定子に電動機巻線と軸支持巻線の 2 種類の巻線を備えることで、電動機と磁気軸受の機能を一体化したモータである。このベアリングレスモータの非接触・無潤滑・メンテナンスフリー・小型化といった特長を最大限に利用できるキャンドポンプ[1,2]や人工心臓[3,4]に、ベアリングレスモータを適用する研究開発がヨーロッパや日本の企業・大学で盛んに行われている。しかし、これらの用途では、回転子が回転していても流体がギャップへ流れ込めるように、2~3 mm 以上のギャップ長が必要である。大容量のモータであれば、2~3 mm のギャップ長があったとしても一般的であるが、1 kW 以下の小容量のモータにとって 2~3 mm のギャップ長は、通常のギャップ長に比べ非常に大きなギャップ長である。誘導機型やリラクタンス型のベアリングレスモータは、ギャップ長に反比例して磁束が減少することから、ギャップ長の二乗に反比例して軸支持力が減少してしま

う。このため、相対的に大きなギャップ長では、回転子主軸を磁気支持するのに必要な軸支持力を十分に発生することは難しい。そこで、ギャップ長が広がっても磁束の減少が比較的少ない永久磁石型のベアリングレスモータが研究開発の対象となっている。

これまでに開発された永久磁石型ベアリングレスモータは、一般的な永久磁石同期モータをベアリングレスモータ化したものであるため、4 極電動機・2 極軸支持構造や 6 極電動機・4 極軸支持構造のように、 n 極電動機・ $n-2$ 極軸支持構造を持つ[5-6]。しかし、 n 極電動機・ $n-2$ 極軸支持構造の永久磁石型ベアリングレスモータは、軸支持力の発生原理上必ず軸支持磁束は真空と同じ透磁率を持つ磁気抵抗の大きな永久磁石を貫かなければならない。このため、軸支持巻線の起磁力に対して有効に軸支持磁束を発生できず、軸支持力も有効に出力できない。

そこで、著者らは軸支持磁束が磁気抵抗の大きな永久磁石を通らないで済むために軸支持力を有効に発生できる n 極電動機・ $n+2$ 極軸支持構造を持ち永久磁石を回転子表面から深く埋め込む埋込永久磁石型ベアリングレスモータを新しく提案した[7]。現在、特に利用頻度が最も高いと思われる $n = 2$ の場合、すなわち、

連絡先：竹本 真紹, 〒158-8557 世田谷区玉堤 1-28-1, 武蔵工業大学工学部機械システム工学科,
e-mail: takemoto@me.musashi-tech.ac.jp

^{*1} 武蔵工業大学 ^{*2} 東京理科大学

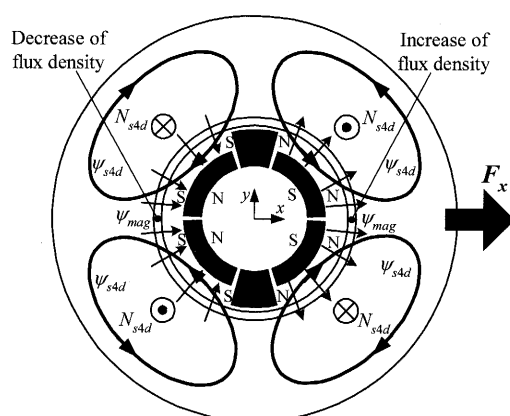


Fig. 1 Suspension force generated by ψ_{s4d} and ψ_{mag} at no load.

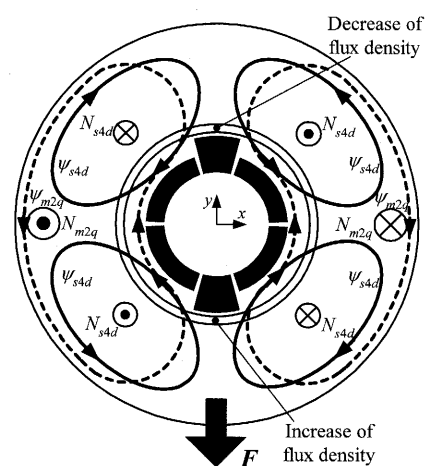


Fig. 2 Suspension force generated by ψ_{s4d} and ψ_{m2q} at load.

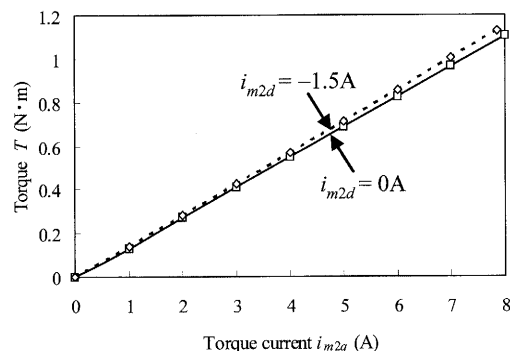
2極電動機・4極軸支持構造を持つ埋込永久磁石型ベアリングレスモータ（以下、2-4極DBPM BeIMと略記）について研究を行っている。そして、キャンドポンプに適用することを想定して、6000 r/min, 700 Wのモータ出力に対して、ギャップ長を2 mmと通常よりも非常に幅広い試作機を実際に製作した。その際、文献[8]で提案した2次元有限要素非線形磁場解析（以下、2D-FEMと略記）を用いた2-4極DBPM BeIMの設計手法に基づいて解析を行ったところ、回転子内で発生する漏れ磁束を防ぐために、回転子の極間とその極間に挿入する極間磁石の幅が30 degと一般的なギャップ長を持つ永久磁石同期モータでは用いない大きな幅を必要とすることが明らかになった。このように、非常に幅広いギャップ長という条件下では、回転子も特殊な形状となるため、FEMを用いて最適設計を行う際、経験に基づいた専門知識を必要とするか、長時間に及ぶ解析を行い最適形状を地道に導いていく必要がある。従って、2-4極DBPM BeIMの実用化を推し進めるためには、専門知識を必要とせず、かつ、短時間の内に設計できる設計手法を確立する必要がある。そこで、我々は、短時間で計算できる磁気回路解析法を用いた2-4極DBPM BeIMの設計手法を提案する。確かに、磁気回路解析法はFEMに比べ計算精度が落ちるものの、FEMで10~30分程度要する解析を数秒で解析することができるので、磁気回路解析法を用いて短時間で最適形状に近い構造を設計できれば、その段階からFEMを用いて最適形状を導いたとしても解析時間を短くでき、全体としての設計時間をかなり短縮できる。本稿では、磁気回路解析法を用いた設計手法を明らかにするその最初のステップとして、磁気回路解析法を用いた2-4極DBPM BeIMの軸支持力の算定法を示す。

2 2-4極DBPM BeIMの原理

2.1 軸支持力の発生原理

Fig. 1に無負荷時における x 軸正方向の軸支持力 F_x の発生原理を示す。Fig. 1の固定子巻線は、3相2相変換を行い、固定子座標系から回転子座標系に座標変換を施してある。Fig. 2の固定子巻線についても同様の処理を施してある。また、直交座標 x, y は回転子上の座標系である。4極の軸支持巻線 N_{s4d} に軸支持電流 i_{s4d} を流すことによって軸支持磁束 ψ_{s4d} が発生する。この軸支持磁束 ψ_{s4d} と2極の永久磁石が発生する界磁磁束 ψ_{mag} により x 軸正側では互いに磁束は強め合い、 x 軸負側では弱め合う。従って、磁束の強弱により x 軸正方向に軸支持力 F_x が発生する。 x 軸負方向に軸支持力 F_x が発生する場合は、負の軸支持電流 i_{s4d} を流せばよい。また、軸支持磁束 ψ_{s4d} は磁気抵抗の大きい永久磁石を貫かず、回転子内の永久磁石外側（以下、回転子ヨークと略記）を通る。つまり、軸支持力は永久磁石の磁気抵抗に関係なく有効に発生できるので、必要な軸支持力に応じて磁石厚を厚くできる。 y 軸方向の軸支持力 F_y に関しても同様に、永久磁石の磁気抵抗に関係なく軸支持巻線 N_{s4q} に軸支持電流 i_{s4q} を流すことによって発生する軸支持磁束 ψ_{s4q} と界磁磁束 ψ_{mag} の磁束の強め合い、弱め合いにより有効に発生できる[7]。

Fig. 2は、電動機巻線 N_{m2q} にトルク電流 i_{m2q} を流したときに発生するトルク磁束 ψ_{m2q} と軸支持磁束 ψ_{s4d} の干渉によって発生する軸支持力を示している。磁束 ψ_{m2q} 、 ψ_{s4d} は y 軸正側で弱め合い、 y 軸負側で強め合っている。従って、 y 軸負方向の軸支持力 F_y が発生する。

Fig. 3 Relationship between torque T and i_{m2q} .

同様に、トルク磁束 ψ_{m2q} と軸支持磁束 ψ_{s4q} の間にも干渉が生じ x 軸正方向の軸支持力 F_x が発生する。

これらの軸支持力をベクトル合成することによって、任意の方向に力を発生でき、回転子を磁気支持することができる。そして、すべての軸支持力の発生過程において、軸支持磁束は磁気抵抗の大きな永久磁石を貫かずに済むため、軸支持巻線の起磁力を軸支持力の発生に有効に利用できる。

2.2.2-4 極 DBPM BelM の特性

Fig. 3 にトルク電流 i_{m2q} に対するトルク T の変化を示す。これは界磁電流 $i_{m2d}=0$ A の時と定格電流時に最大トルクを発生する界磁電流 $i_{m2d}=-1.5$ A で弱め界磁運転をした時の 2D-FEM によるトルクの解析結果である。解析には試作した 2-4 極 DBPM BelM の寸法を用いた。そのため、ギャップ長が大きく、電動機電流を定格まで流してもトルクの変化は線形性を維持する。

Fig. 4 は、2D-FEM を用いて解析したトルク電流 i_{m2q} による軸支持力 F の変化を示す。その際、軸支持電流を定格電流の半分である $i_{s4d}=4$ A, $i_{s4q}=0$ A と $i_{s4d}=0$ A, $i_{s4q}=4$ A のそれぞれについて解析を行い発生する支持力の大きさを求めた。トルク電流 i_{m2q} が増加すると軸支持力 F は僅かに増加するが、 $i_{s4d}=0$ A, $i_{s4q}=4$ A の場合、トルク電流 $i_{m2q}=5$ A 以上になると磁気飽和の影響により、軸支持力 F は逆に減少する。トルク電流 i_{m2q} を定格である 8 A とした時の軸支持力 F は、無負荷時($i_{m2q}=0$ A)に比べ、7%減少する。従って、安定な軸支持制御を実現するには、磁気飽和の影響を考慮する必要がある。しかし、本研究の目的は、設計時間短縮のために磁気回路解析法を用いて、最適形状に近い構造を設計することであり、磁気飽和の影響による軸支持力の減少は 7%と小さく、そして、トルクは磁気飽和の影響をほとんど受けないため、本論文においては磁気飽和の影響は考慮しないものとする。

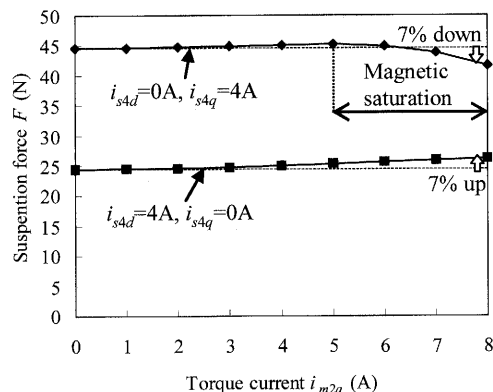
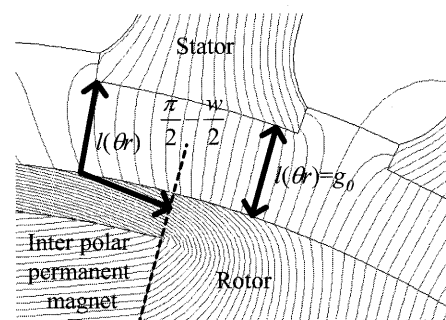
Fig. 4 Relationship between suspension force F and i_{m2q} .

Fig. 5 Analysis result of 2D-FEM in the vicinity of the inter polar permanent magnet.

3 2-4 極 DBPM BelM の磁気等価回路

2-4 極 DBPM BelM を磁気等価回路にモデル化するにあたり、以下の条件を仮定する。

- ・ 磁気飽和は考慮せず、線形性のみを考えるため、鉄心の磁気抵抗は 0 とする。
- ・ フリンジングは考慮しない。
- ・ 巻線分布および起磁力分布は理想的な正弦波分布とする。
- ・ 回転子は中心で軸支持できているものとする。

また、ギャップパーミアンス、永久磁石の起磁力とそのパーミアンスについては以下で詳細に検討する。

3.1 ギャップパーミアンス

Fig. 5 に回転子極間部付近の 2D-FEM による解析結果を示す。解析結果より、極間部以外のギャップでは、フリンジングを無視すればギャップ磁束は回転子から放射線状に出ていると仮定できる。そのため、極間部以外におけるギャップ磁束の磁路長 $l(\theta)$ は、平均ギャップ長 g_0 で一定となる。一方、極間部のギャップ磁束は、回転子ブリッジ部分を通過するため、極間部の磁路を Fig. 6 のように仮定する。従って、極間部のギャ

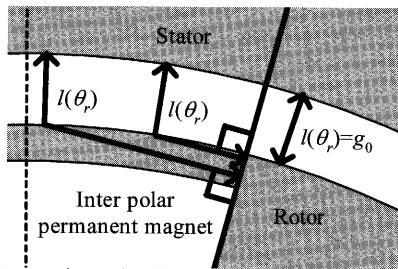


Fig. 6 Magnetic path of the air gap in the inter polar.

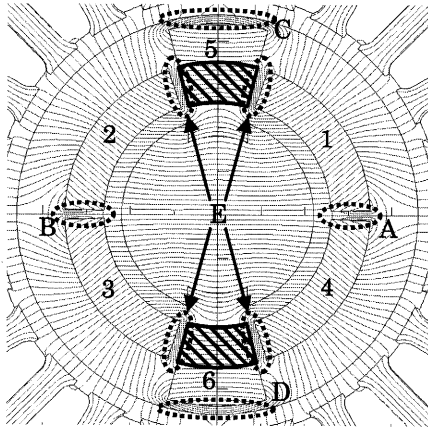


Fig. 7 2D-FEM result of the rotor.

ツブ磁束の磁路長 $l(\theta_r)$ は、次式となる。

$$l(\theta_r) = g_0 + R_r \sin \left\{ \theta_r - \left(\frac{\pi}{2} - \frac{w}{2} \right) \right\} \quad (1)$$

$$\cong g_0 + R_r \left\{ \theta_r - \left(\frac{\pi}{2} - \frac{w}{2} \right) \right\}$$

ただし、 R_r は回転子半径、 w は回転子極間部の角度、 θ_r は回転子座標上における回転子基準位置からの角度とし、 $\frac{\pi}{2} - \frac{w}{2} \leq \theta_r \leq \frac{\pi}{2}$ とする。他の極間部の磁路長 $l(\theta_r)$ についても同様に表せる。そして、回転子ブリッジ部分は磁気飽和が発生し、磁束は非常に通り難い為、空気と同じ透磁率を用いることにする。従って、ギャップパーミアンス $dP(\theta_r)$ は、

$$dP(\theta_r) = \frac{\mu_0 h R_A}{l(\theta_r)} d\theta_r \quad (2)$$

になる。ただし、 μ_0 は真空の透磁率、 h は積層厚さ、 R_A はギャップ中央の半径である。

3.2 永久磁石の起磁力とパーミアンス

Fig. 7 に回転子の 2D-FEM による解析結果を示す。図に示すように、主永久磁石を 1, 2, 3, 4, 極間磁石を 5, 6 とする。また、A, B, C, D, E 部では永久磁石の漏れ

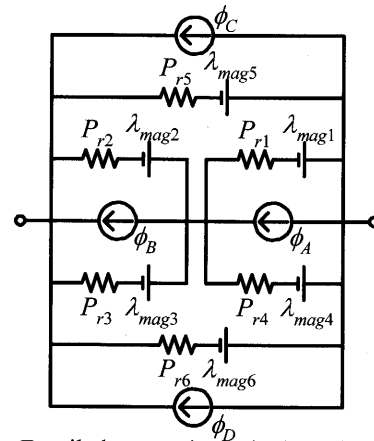


Fig. 8 Detailed magnetic equivalent-circuit of the rotor.

磁束により磁気飽和が生じている。この時、極間磁石 5, 6 の斜線部は E 部を飽和させるものと仮定する。従って、極間磁石 5, 6 の斜線部と E 部は相殺され無視できる。このため、極間磁石 5, 6 は斜線部以外の部分のみを考慮する。以上の仮定に基づいた回転子永久磁石の磁気等価回路を Fig. 8 に示す。主永久磁石の起磁力 $\lambda_{mag1}, \lambda_{mag2}, \lambda_{mag3}, \lambda_{mag4}$ とパーミアンス $P_{r1}, P_{r2}, P_{r3}, P_{r4}$ 、そして、極間磁石の起磁力 $\lambda_{mag5}, \lambda_{mag6}$ とパーミアンス P_{r5}, P_{r6} は、起磁力 $\lambda_{magm}, \lambda_{magp}$ とパーミアンス P_{rm}, P_{rp} を用いて以下のように整理できる。

$$\lambda_{mag1} = \lambda_{mag2} = \lambda_{mag3} = \lambda_{mag4} = \lambda_{magm} \quad (3)$$

$$P_{r1} = P_{r2} = P_{r3} = P_{r4} = P_{rm} \quad (4)$$

$$\lambda_{mag5} = \lambda_{mag6} = \lambda_{magp} \quad (5)$$

$$P_{r5} = P_{r6} = P_{rp} \quad (6)$$

ただし、 $\lambda_{magm}, \lambda_{magp}, P_{rm}, P_{rp}$ は、回転子寸法と永久磁石の残留磁束密度から算出できる起磁力とパーミアンスである。その際、永久磁石の透磁率は、真空の透磁率と等しいと仮定した。また、A, B, C, D 部は、永久磁石の漏れ磁束により飽和しているため、定磁束源 $\phi_A, \phi_B, \phi_C, \phi_D$ と仮定でき、

$$\phi_A = \phi_B = \phi_m \quad (7)$$

$$\phi_C = \phi_D = \phi_p \quad (8)$$

になる。ただし、 ϕ_m, ϕ_p は、ブリッジ部分の寸法とケイ素鋼板の飽和磁束密度から計算できる定磁束源である。従って、(3)~(8)式を解くことにより、Fig. 8 の磁気等価回路は Fig. 9 のように等価的に変換できる。Fig. 9 の起磁力 λ_{mag} とパーミアンス P_r は、(3)~(8)式より、

$$\lambda_{mag} = \frac{2\lambda_{magm}P_{rm} + 2\lambda_{magp}P_{rp} - \phi_m - 2\phi_p}{P_{rm} + 2P_{rp}} \quad (9)$$

$$P_r = P_{rm} + 2P_{rp} \quad (10)$$

になる。以上より、2-4 極 DBPM BelM の磁気等価回路は Fig. 10 のように表せる。図中の $\lambda(\theta_r)$ は、固定子巻線の起磁力の総和であり次式で表される。

$$\lambda(\theta_r) = \lambda_{m2d}(\theta_r) + \lambda_{m2q}(\theta_r) + \lambda_{s4d}(\theta_r) + \lambda_{s4q}(\theta_r) \quad (11)$$

$$\lambda_{m2d}(\theta_r) = N_m i_{m2d} \cos \theta_r \quad (12)$$

$$\lambda_{m2q}(\theta_r) = N_m i_{m2q} \sin \theta_r \quad (13)$$

$$\lambda_{s4d}(\theta_r) = N_s i_{s4d} \cos 2\theta_r \quad (14)$$

$$\lambda_{s4q}(\theta_r) = N_s i_{s4q} \sin 2\theta_r \quad (15)$$

ただし、 N_m , N_s は、電動機巻線、軸支持巻線それぞれに単位電流を流した際の起磁力分布の振幅である。

Fig. 10 より、微小角度あたりの磁束 $d\phi(\theta_r)$ は、回転子ヨーク部の磁位を V_N , V_S とした場合、以下になる。

$$d\phi(\theta_r) = \{V_N + \lambda(\theta_r)\}dP(\theta_r) \quad (16)$$

$$d\phi(\theta_r) = \{V_S + \lambda(\theta_r)\}dP(\theta_r) \quad (17)$$

ただし、(16)式は、 $-\frac{\pi}{2} \leq \theta_r \leq \frac{\pi}{2}$, (17)式は $\frac{\pi}{2} \leq \theta_r \leq \frac{3\pi}{2}$

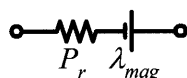


Fig. 9 Magnetic equivalent-circuit of the rotor.

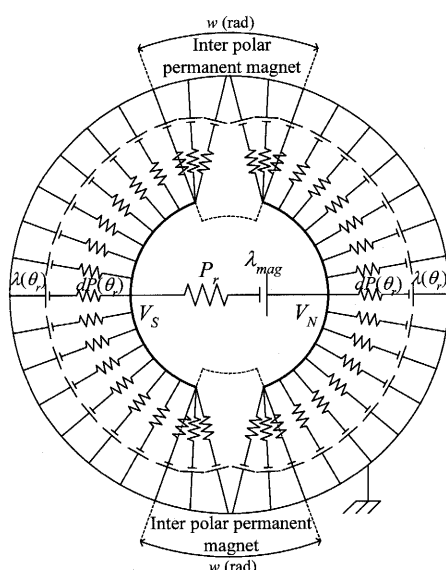


Fig. 10 Magnetic equivalent-circuit of the 2-4p DBPM BelM.

とする。よって、(16), (17)式を微小角度あたりの面積で割ることでギャップ磁束密度 $B(\theta_r)$ が算出できる。

$$B(\theta_r) = \frac{d\phi(\theta_r)}{hR_A d\theta_r} = \frac{\{V_N + \lambda(\theta_r)\}dP(\theta_r)}{hR_A d\theta_r} \quad (18)$$

$$B(\theta_r) = \frac{d\phi(\theta_r)}{hR_A d\theta_r} = \frac{\{V_S + \lambda(\theta_r)\}dP(\theta_r)}{hR_A d\theta_r} \quad (19)$$

(18), (19)式の成立条件は、(16), (17)式と同じである。(18), (19)式より算出したギャップ磁束密度の算定結果と 2D-FEM の解析結果を比較することで、Fig. 10 で示す磁気等価回路の妥当性を検討した。Fig. 11 に電流 $i_{s4d} = 4$ A を流した際の磁束密度 $B_{s4d\lambda mag}(\theta_r)$ を示す。この時、 $d\theta_r = 2$ deg 刻みで数値計算を行った。算定結果と解析結果はよく一致しており、磁気等価回路は妥当であるといえる。

4 軸支持力の算出

4.1 軸支持力の算出

微小角度あたりの半径方向の磁気吸引力 $dF_r(\theta_r)$ は、(18), (19)式より算定できる磁束密度 $B(\theta_r)$ を用いて次式のように示される。

$$dF_r(\theta_r) = \frac{hR_A}{2\mu_0} B^2(\theta_r) d\theta_r \quad (20)$$

従って、 x 軸方向の軸支持力 F_x は、磁気吸引力 $dF_r(\theta_r)$ の x 方向成分である磁気吸引力 $dF_x(\theta_r)$ を周回積分することにより、以下のように求まる。

$$F_x = \int_0^{2\pi} dF_r(\theta_r) \cos \theta_r d\theta_r \\ = \int_0^{2\pi} \frac{hR_A}{2\mu_0} B^2(\theta_r) \cos \theta_r d\theta_r \quad (21)$$

同様に、 y 軸方向の軸支持力 F_y も以下のように求まる。

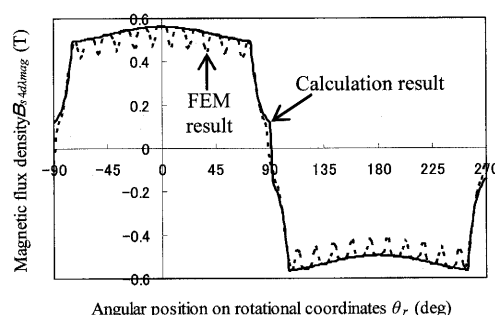


Fig. 11 Magnetic flux density $B_{s4d\lambda mag}(\theta_r)$.

$$F_y = \int_0^{2\pi} dF_r(\theta_r) \sin \theta_r d\theta_r$$

$$= \int_0^{2\pi} \frac{hR_A}{2\mu_0} B^2(\theta_r) \sin \theta_r d\theta_r \quad (22)$$

4.2 算出結果の検討

(21), (22)式において周回積分する前の微小角度あたりの軸支持力の算定結果と2D-FEMによる解析結果を比較した。Fig. 12は、軸支持電流 $i_{s4d}=4\text{A}$ の時の x 軸方向成分の微小角度あたりの軸支持力を示す。この時、 $d\theta_r = 2\text{ deg}$ 刻みで数値計算を行った。全体として、算定結果と解析結果はよく一致しているが、極間部分における微小角度あたりの軸支持力分布が一致していない。つまり、極間部分の軸支持力の発生方向が正負逆になっている。ここで、Fig. 13に2D-FEMによる極間部分の拡大図を示す。極間部分において、ギャップ磁束は放射線状に出ておらず、この磁束の方向の違いによって軸支持力分布が一致しなかったと考えられる。そこで、回転子座標上の角度 θ_r に対するギャップ磁束の方向 θ_f を Fig. 14 のように仮定した。これにより極間部分の磁束の方向 θ_f は、 $\frac{\pi}{2} - \frac{w}{2} \leq \theta_r \leq \frac{\pi}{2}$ において、

$$\theta_f = \left\{ \theta_r - \left(\frac{\pi}{2} - \frac{w}{2} \right) \right\} \frac{\pi + w}{w} + \frac{\pi}{2} - \frac{w}{2} \quad (23)$$

となる。他の極間部分についても同様に算出できる。(23)式を(21), (22)に代入することで軸支持力 F_x, F_y は、

$$F_x = \int_0^{2\pi} \frac{hR_A}{2\mu_0} B^2(\theta_r) \cos \theta_f d\theta_r \quad (24)$$

$$F_y = \int_0^{2\pi} \frac{hR_A}{2\mu_0} B^2(\theta_r) \sin \theta_f d\theta_r \quad (25)$$

になる。Fig. 15に、(24)式より算出できる x 軸方向成分の微小角度あたりの軸支持力の算定結果と2D-FEMの解析結果を示す。軸支持電流 $i_{s4d}=4\text{A}$ とした。極間部分におけるギャップ磁束の方向を考慮することで、極間部分の軸支持力分布も算定結果と解析結果が一致するようになった。

(24), (25)式を用いて、軸支持力 F_x, F_y を算定した。その際、 $d\theta_r = 2\text{ deg}$ 刻みで数値計算した。表1に軸支持力の算定結果と解析結果を示す。この時、軸支持電流 i_{s4d}, i_{s4q} は、それぞれ定格値の半分である4Aとした。軸支持力 F_x の算定結果と解析結果は、極間部分のギャ

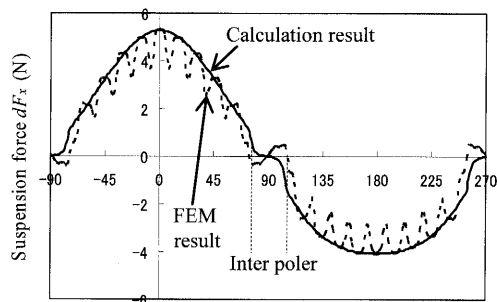


Fig. 12 Angular position on rotational coordinates θ_r (deg)
Suspension force dF_x of infinitesimal angle.

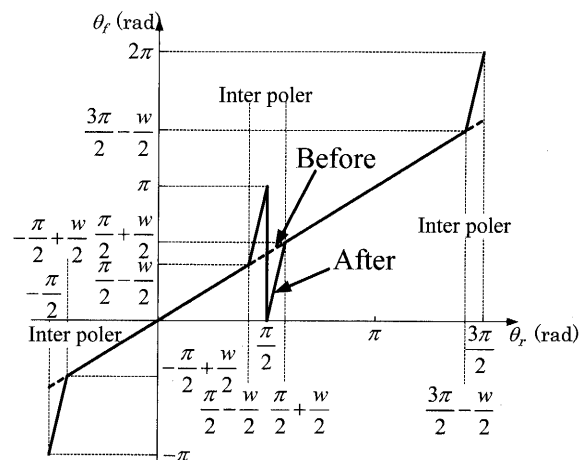


Fig. 14 Direction of magnetic flux.

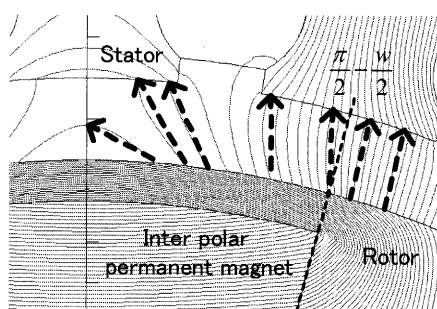


Fig. 13 2D-FEM result in the vicinity of the inter polar permanent magnet.

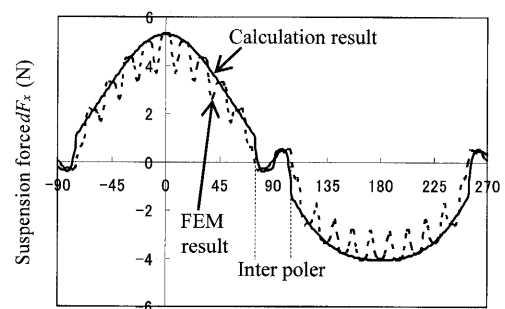


Fig. 15 Angular position on rotational coordinates θ_r (deg)
Suspension force dF_x of infinitesimal angle considering θ_f .

ップ磁束の方向を考慮しないと誤差が 18.4%あるのに対し、考慮することで誤差を 11.0 %まで減少できた。一方、軸支持力 F_y の算定結果と解析結果は共に良く一致しており、軸支持力 F_y において、極間部分におけるギャップ磁束の方向の影響は無いものと思われる。

5 まとめ

本論文では、磁気回路解析法を用いた 2-4 極 DBPM BelM の軸支持力の算定法を提案した。そして、提案する算定法により算出された算定結果と 2D-FEM による解析結果との誤差が 11%以下となり、提案する手法が精度良く軸支持力を算定できることを示した。

(2005 年 4 月 29 日受付, 2005 年 10 月 5 日再受付)

参考文献

- [1] M. Ohsawa, S. Mori, and T. Satoh, Study of the Induction type Bearingless Motor, *7th International Symp. on Magnetic Bearings (ISMB-7)*, pp.389-394, 2000.
- [2] Christian Redemann, Paul Meuter, Angelo Ramella, and Thomas Gempp, Development and Prototype of a 30kW Bearingless Canned Motor Pump, *IPEC'2000*, pp.377-382, 2000.
- [3] T. Masuzawa, T. Kita, S. Ezoe, S. Ueno, and Y. Okada, Application of the combined motor-bearing to artificial hearts, *IPEC'2000*, pp.2120-2125, 2000.
- [4] Reto Schoeb, Natale Barletta, Andreas Fleischli, Giampiero Foiera, Thomas Gempp, H.-G.Reiter, Victor L.Poirier, David B.Gernes, Kevin Bourpue, Howard M.Loree, and J.Scott Richardoson, A Bearingless Motor for a Left Ventricular Assist Device(LVAD), *Seventh International Symp. on Magnetic Bearings (ISMB-7)*, pp.383-388, 2000.
- [5] K.Inagaki, A.Chiba, M.A.Rahman., and T.Fukao, Performance Characteristics of Inset-Type Permanent Magnet Bearingless Motor Drives, *IEEE PES Winter Meeting*, CD-ROM, 2000.
- [6] N.Fujie, R.Yoshimatsu, A.Chiba, M.Ooshima, M.A.Rhaman, and T.Fukao, A Decoupling Control Method of Buried Permanent Magnet Bearingless Motors Considering Magnetic Saturation, *IPEC'2000*, pp.395-400, 2000.
- [7] 鵜山 通夫, 竹本 真紹, 千葉 明, 赤木 泰文, 深尾 正, 2 極電動機・4 極位置制御構造を持つ極間磁石付埋込永久磁石型ベアリングレスモータの有効性, 第 14 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム, 1A05, pp. 49-54, 2002.
- [8] 鵜山 通夫, 竹本 真紹, 千葉 明, 赤木 泰文, 深尾 正, 2 極電動機・4 極位置制御構造を持つ埋込永久磁石型ベアリングレスモータの設計, 電気学会 半導体電力変換・産業電力電気応用合同研究会, SPC-02-69 & IEA-02-10, pp. 1-6, 2002.

Table 1 Comparison between analysis results and calculation results.

	Analytical result (N)	Calculation result that direction of magnetic flux is not considered.		Calculation result that direction of magnetic flux is considered.	
		Result (N)	Error (%)	Result (N)	Error (%)
F_x	24.5	20.0	-18.4	21.8	-11.0
F_y	44.6	46.9	5.2	47.0	5.4