

無限要素による直流マイクロモータの漏れ磁束計算

木村 昭穂*・松坂 知行**・加川 幸雄***

Leakage Flux Calculation of a DC Micromotor Using Hybrid Finite Element Method with Infinite Element

Akio KIMARA, Tomoyuki MATSUZAKA and Yukio KAGAWA

Abstract

This paper deals with leakage flux calculation of a DC micromotor using hybrid finite element method with infinite element. The two-dimensional finite element method is applied to the analysis domain and the hybrid finite element method with infinite element is applied to the infinite domain. The use of the hybrid finite element method with infinite element makes it possible to reduce the domain to be analyzed and also does not increase the bandwidth of the system matrix. The leakage flux from the exterior region of the yoke and the usefulness of the shield case of the DC micromotor is shown. The results show that the increase of the depth of yoke and shield case can reduce the leakage flux. The quantitative influence on the leakage flux of the reluctivity of yoke and shield case is examined.

1. ま え が き

直流マイクロモータは、構造が簡単で小型化し易いことや、正逆転が容易で電力消費が小さく効率がよいことから音響機器、記録機器用の小駆動源として幅広く使用されている。しかし、このような機器に使用される直流マイクロモータは、他の機器や素子と近接して設置される為に、近くに磁気テープのような磁性体がある場合には、漏れ磁束が多いと磁性体を磁化し良質の記録ができない恐れがある。さらに漏れ磁束が多いと、モータの効率低下を招く恐れがある。最近、電気・電子機器から発生する電磁界フィールドの生体へ与える影響の有無等も取り沙汰されているので、個々の機器の漏れ磁束を極力抑えることが肝要である。この様な観点から、音

響機器、記録機器用の小駆動源として幅広く使用されている直流マイクロモータのヨーク外部からの漏れ磁束分布を明らかにし、漏れ磁束の軽減を図ることが必要である。

そこで筆者らは、有限要素法を用いて直流マイクロモータの漏れ磁束の解析を行った。有限要素法を用いて無限領域を解析する方法として、主に次のような方法等が取られている。(i) 解析領域を広く取る方法：これは、解析領域の取り方が問題であり、係数マトリックスの未知数とバンド幅が大きくなり、所要のメモリーと計算時間の増大をもたらす。(ii) 境界要素法または境界積分法を併用する⁽¹⁾⁽²⁾方法：これは、計算精度がよいが、係数マトリックスが非対称となったり、バンド幅が広がることや計算に比較的時間がかかる。(iii) 無限要素を用いる⁽¹⁾方法：これは、減衰パラメータを適切に選ばなければならないという問題がある。

しかし、ハイブリッド型無限要素⁽¹⁾⁽³⁾⁽⁴⁾は、(i)の解析領域を広く取る方法や、(ii)の境界

平成7年12月15日受理

* 八戸工業大学 情報システム工学研究所 講師

** 八戸工業大学 情報システム工学研究所 教授

*** 岡山大学 工学部 電気・電子工学科 教授

要素法または境界積分法を併用する方法に比べて元数やバンド幅が有限領域のものとは変わらないのでメモリーが節約できることや、(iii)の無限要素を用いる方法のように減衰パラメータを適切に選ぶ必要がないなどの利点を有している。そこで、この様な点に着目して無限領域には、ハイブリッド型無限要素を適用した。解析領域には通常二次元有限要素法を、無限領域にはハイブリッド型無限要素を適用し、直流マイクロモータの外部漏れ磁束計算を行った。その結果、以下の点を明らかにした。①ヨーク外部やシールドケース外部の漏れ磁束分布を明らかにした。②ヨークやシールドケースの肉厚を増すことによる漏れ磁束の減衰過程と軽減効果を明らかにした。③ヨークやシールドケースの磁気抵抗が漏れ磁束に及ぼす影響を定量的に明らかにした。

2. 解析対象

図1は、解析に用いた直流マイクロモータ^{(5)~(8)}の構造図を示したものである。図において Γ_F は有限要素法解析対象領域、 Γ_I は無限要素解析領域である。 Γ_C は有限要素法解析領域と無限要素解析領域との境界、仮想境界である。有限要素解析領域 Γ_F には通常有限要素法を適用し、無限要素解析領域 Γ_I にはハイブリッド型無限要素を適用した。通常有限要素法とハイブリッド型無限要素は、一般に成立する基礎方程式が異なるので別々に定式化した。

3. 定式化

閉領域と開領域を別々に定式化を行い、仮想境界における結合条件をもとに有限要素法とハイブリッド型無限要素を結合することによって、解くべき全体のマトリックスが得られる。

<3.1> 閉領域 解析領域である Γ_F には、通常二次元有限要素法⁽¹⁾⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾を適用した。また、

解析領域内の直流マイクロモータの二次場の電磁界方程式は、次式のように表される。

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(v_y \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_x \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \\ & + v_0 \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) + J_0 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここで一次三角形要素を用いて(1)式を Galerkin法によって定式化すると次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} & \sum_{e=1}^{ne} \left[\iint_S v \frac{\partial N_j}{\partial x} \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right] dx dy \\ & - \iint_S v_0 \left(M_x \frac{\partial N_i}{\partial y} - M_y \frac{\partial N_i}{\partial x} \right) dx dy \\ & = \iint_S J_0 N_i dx dy \quad (i=1,2,3) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

A_z : ベクトルポテンシャルのZ方向成分,
 J_0 : 強制電流密度, ν : 磁気抵抗率,
 ν_0 : 真空中の磁気抵抗率, N_i : 補関数,
 M_x, M_y : 磁化 M の x, y 方向成分,
 S : 解析領域, ne : 要素数

閉領域に於て定式化された方程式は、仮想境界を除いた有限要素領域 Γ_F と、有限要素法と無限要素の仮想境界 Γ_C の二つの部分に分けることができる。これを有限要素領域 Γ_F と仮想境界 Γ_C とに分けてマトリックスで表すと、次式が得られる。

$$\left[\begin{array}{cc} [Y]_{FF} & [Y]_{FC} \\ [Y]_{CF} & [Y]_{CC} \end{array} \right] \left[\begin{array}{c} \{A_z\}_F \\ \{A_z\}_C \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} \{Q\}_F \\ \{Q\}_C \end{array} \right] \quad (3)$$

(3)式のマトリックスの各成分の添字 FF または F は、仮想境界 Γ_C を除いた有限要素法解析領域 Γ_F の成分, CC または C は仮想境界 Γ_C の成分, FC または CF は有限要素法解析領域 Γ_F と仮想境界 Γ_C よりなる成分を示したものである。

<3.2> 開領域 磁界問題に於ける二次元問題の無限領域では、ラプラスの式が成立する。図1の無限要素解析領域 Γ_I の汎関数は、ハイブリッド型の無限要素の汎関数⁽¹⁾⁽³⁾⁽⁴⁾で表され

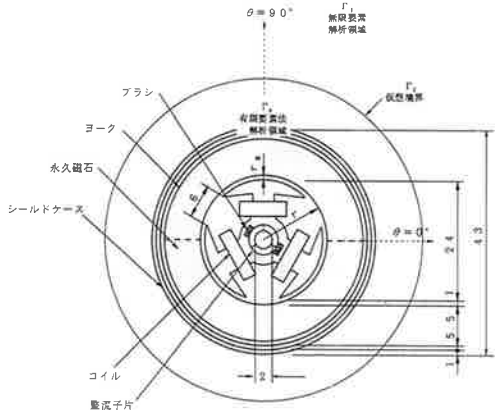


図1 直流マイクロモータの構造図

る。このハイブリッド型無限要素の汎関数 χ_I は、次式で与えられる。

$$\chi_I = \left. \begin{aligned} & \int_{\Gamma_c} v \bar{A}_z \frac{\partial A_z}{\partial n} dl - \frac{1}{2} \int_{\Gamma_i} v (\nabla \times A_z)^2 dx dy \\ & - \int_{\Gamma_c} v \bar{A}_z \frac{\partial \bar{A}_z}{\partial n} dl \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

ここで \bar{A}_z , A_z それぞれ境界 Γ_c , 領域 Γ_i , で定義されたベクトルポテンシャル, $\partial A_z / \partial n$ は境界上での法線方向磁束である。

(4) 式の右辺第2項に部分積分を適用し, $\nabla^2 A_z = 0$ の関係を用いると, 次のように境界上のエネルギーの和の形で汎関数 χ_I が得られる。

$$\chi_I = \left. \begin{aligned} & \int_{\Gamma_c} v \bar{A}_z \frac{\partial A_z}{\partial n} dl - \frac{1}{2} \int_{\Gamma_c} v A_z \frac{\partial A_z}{\partial n} dl \\ & - \int_{\Gamma_c} v \bar{A}_z \frac{\partial \bar{A}_z}{\partial n} dl \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ここで, 仮想境界 Γ_c でのベクトルポテンシャル \bar{A}_z は, 節点ベクトルポテンシャル $\{\bar{A}_z\}_e$ 及び内挿関数 $\{N\}$ を用いて, 次式のように近似する。

$$\bar{A}_z = \{N\}^T \{\bar{A}_z\}_e \quad (6)$$

また, 無限領域内で定義されるベクトルポテンシャル A_z のラプラスの方程式の一般解⁽¹⁾⁽³⁾⁽⁴⁾

は, 二次元問題の場合, 極座標に関して, 次式のように与えられる。

$$A_z(r, \theta) = \sum_{j=1}^N (\beta_j \cos j\theta + \beta_{j+N} \sin j\theta) / r^j \quad (7)$$

β : 未定乗数, r : 原点からの距離,
 θ : x 軸とのなす角度

汎関数の停留性から仮想境界上の節点やラプラスの一般解 (6), (7) 式を用いて離散化する。また離散化の過程で未定乗数 $|\beta|$ は, 汎関数の $|\beta|$ に関する停留性により消去することができる。以上の結果をマトリックス表示すると, 次式のようになる。

$$[y]_{cc} \{A_z\}^c = \{Q\}^c \quad (8)$$

このように開領域に於て, 無限領域のベクトルポテンシャルが零であるから, 無限要素の係数マトリックスは, 仮想境界 Γ_c についてだけ計算すればよい。

〈3.3〉 有限要素法—無限要素

無限領域を考慮して解くためには, 有限要素法とハイブリッド型無限要素を結合することが必要である。有限要素法とハイブリッド型無限要素の結合条件は, 仮想境界 Γ_c 上での要素境界に於けるポテンシャル値が等しいので, (3), (8) 式のポテンシャルの項は,

$$\{A_z\}^c = \{A_z\}^c \quad (9)$$

である。また, 要素境界上の磁束は, 通常有限要素法では自然境界として, ハイブリッド型無限要素では汎関数に磁束の連続性が考慮されている。また (3), (8) 式の右辺の駆動ベクトルは,

$$\{Q\}^c = \{Q\}^c \quad (10)$$

である。これは通常有限要素法では, 自然境であるので駆動ベクトルが $\{0\}$ である。また, ハイブリッド型無限要素では, 仮想境界のポテンシャルが既知であるので $\{0\}$ である。(9), (10) 式を考慮して (3) 式に (8) 式を組み込む

と全体のマトリックスは、次式のように表される。

$$\begin{bmatrix} [Y]_{FF} & [Y]_{FC} \\ [Y]_{CF} & [Y]_{CC} + [y]_{CC} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{A_2\}_F \\ \{A_2\}_C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \{\hat{Q}\}_F \\ \{0\} \end{bmatrix} \quad (11)$$

無限要素の係数マトリックスは、有限要素法の係数マトリックスの係数マトリックスに組み込まれるので、系全体のマトリックスの元数やバンド幅は増加しないことがいえる。また、(11)式にニュートン・ラプソン法を適用して非線型解析を行う。

4. 解析結果

解析に用いた磁性材料の磁気抵抗率は折れ線近似⁽¹⁰⁾を用いて表した。初磁気抵抗率が $\nu = 1,000$ [m/H] のものを使用した場合にはケース1とし、初磁気抵抗率が $\nu = 500$ [m/H] のものを使用した場合にはケース2とする。また、磁気抵抗率について特に断らない限りケース1 ($\nu = 1,000$ [m/H]) のものを使用するものとする。 ν_h はヨークの磁気抵抗率を、 ν_s はシールドケースの磁気抵抗率を表ものとする。また材料の磁気特性は、初磁気抵抗率を用いて $\nu = 1,000$ [m/H] のように表すものとする。

(12)式は、ケース1の場合の磁気抵抗率⁽²⁾⁽¹⁰⁾を示したものである。

$$\begin{aligned} \nu &= 1,000 \text{ [m/H]} & (0 \leq B^2 < 3) \\ \nu &= 9,500B^2 + 27,500 \text{ [m/H]} & (3 \leq B^2) \end{aligned} \quad (12)$$

(13)式は、ケース2の場合の磁気抵抗率を示したものである。

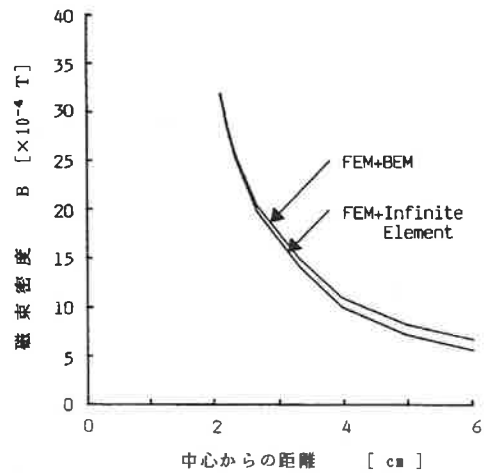
$$\begin{aligned} \nu &= 500B^2 + 500 \text{ [m/H]} & (0 \leq B^2 < 1) \\ \nu &= 2000B^2 - 1,000 \text{ [m/H]} & (1 \leq B^2 < 2) \\ \nu &= 7000B^2 - 11,000 \text{ [m/H]} & (2 \leq B^2) \end{aligned} \quad (13)$$

また、使用した永久磁石の特性は、残留磁束密度が 0.25 [T]、保持力が 1.79×10^5 [A/m] のも

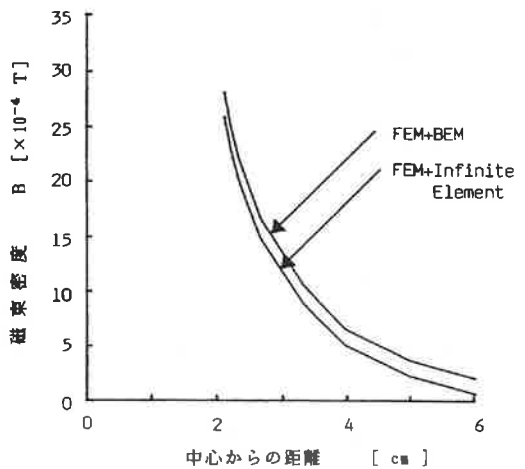
のであり、磁化 M は次式で近似⁽⁸⁾した。

$$M = 0.225 + 0.0997B \quad (14)$$

図2の(a),(b)は、無限領域に無限要素を適用した場合と、無限領域に境界要素法を用いたときの磁束密度の比較を示したものである。また図(a)は、 $\theta = 0^\circ$ の接線方向成分の磁束密度、図(b)は、 $\theta = 90^\circ$ の法線方向成分の磁束密度を示したものである。接線方向成分、法線方向成分の磁束密度を用いて表した主な理由は、磁束



(a) 接線方向成分の磁束密度 ($\theta = 0^\circ$)



(b) 法線方向成分の磁束密度 ($\theta = 90^\circ$)

図2 解析手法による磁束密度の比較

の流れに沿って磁束密度を表した方が現象を把握しやすくするという点からである。図より無限要素, 境界要素法とも計算結果に多少の違いはあるものの, ほぼ一致していることがいえる。無限要素の場合, 離散化方程式のバンド幅が増加しないので計算時間が大幅に短縮される。但し, 境界 Γ_c は中心から 6 cm の距離である。

図 3 は, シールドケースの厚さを 1.0 mm とし, ヨークの厚さを 0.5, 1.0, 1.5 mm と変えたときのシールドケース内のモータの磁束分布を示

したものである。但し, ヨークとシールドケース間の空隙は 1 mm である。図 (a), (b), (c) ともモータ内の磁束分布は, ヨークの厚さに左右されず, 同様な分布をしていることがいえる。また, モータ内の大部分の磁束はヨークを通して流れていることがいえる。しかし, ヨークとシールドケース間の空隙の磁束分布には, 多少の違いが見受けられる。但しヨークやシールドケースの磁気抵抗率はケース 1 ($\nu_k=1,000[m/H]$, $\nu_s=1,000[m/H]$) の場合である。



(a) ヨークの肉厚 [0.5 mm]

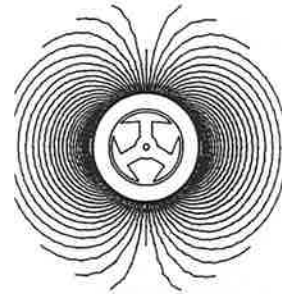


(b) ヨークの肉厚 [1.0 mm]

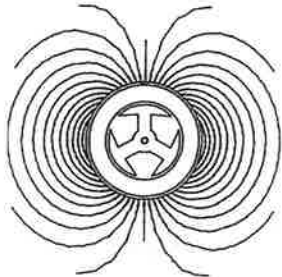


(c) ヨークの肉厚 [1.5 mm]

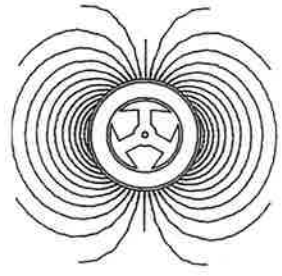
図 3 モータ内部の磁束分布



(a) ヨークの肉厚 [0.5 mm]



(b) ヨークの肉厚 [1.0 mm]



(c) ヨークの肉厚 [1.5 mm]

図 4 ヨーク外部の磁束分布

図4は、ヨークの厚さを0.5, 1.0, 1.5 mm と変えたときのヨーク外部の漏れ磁束分布を示したものである。図より極を中心に左右対称に磁束が分布していることがいえる。図(a)の0.5 mm のときに、他のどれよりも多くの磁束が漏れていることがいえる。また図中の一本のベクトルポテンシャル線の間隔は、 $5.0 \times 10^{-6} [\text{Wb/m}]$ である。これよりヨークの厚さが薄くなるに従って、ヨークからの漏れ磁束が多くなることがいえる。

図5は、シールドケース外部の漏れ磁束分布を示したものである。これは、シールドケースの厚さを1.0 mm 一定とし、ヨークの厚さを

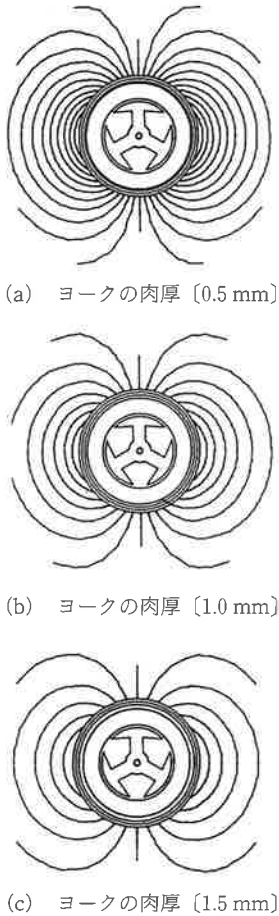
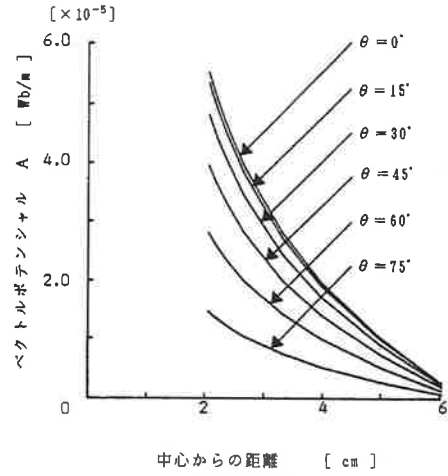
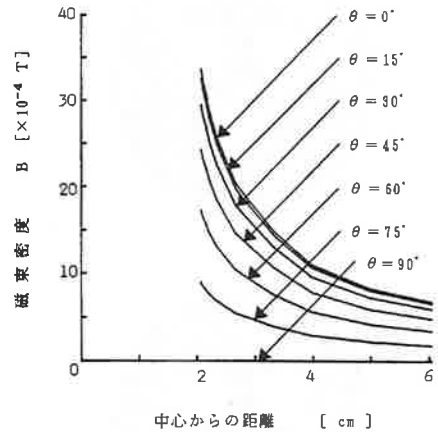


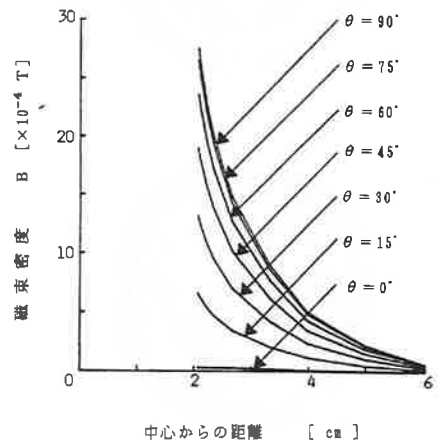
図5 シールドケース外部の磁束分布



(a) ベクトルポテンシャル



(b) 接線方向成分の磁束密度



(c) 法線方向成分の磁束密度

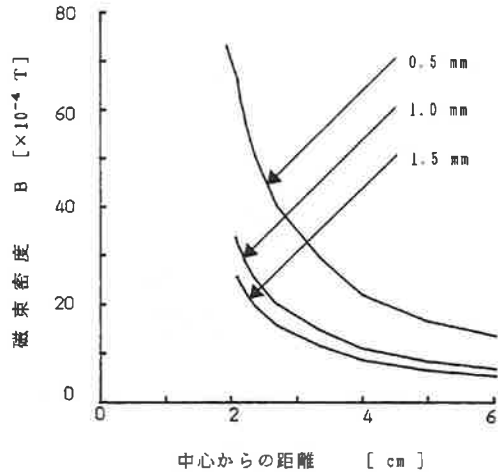
図6 ヨーク外部の磁束密度

0.5, 1.0, 1.5 mm と変えたときの漏れ磁束がどのように減少するかを知るために行ったものである。図 4 と比較すると漏れ磁束が大幅に減少していることがいえる。このことよりモータにシールドケースを取り付けることによって、漏れ磁束を軽減できることがいえる。また、図中の一本のベクトルポテンシャル線の間隔は、 2.0×10^{-6} [Wb/m] である。

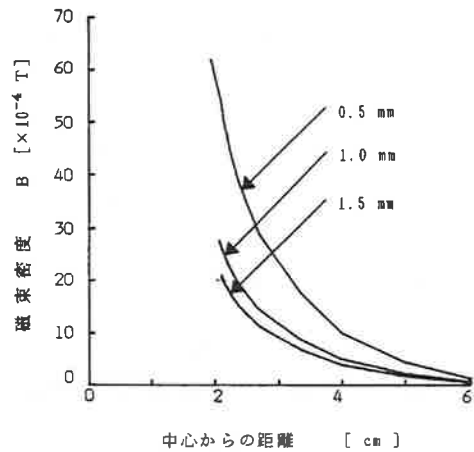
図 6 の (a) は、ヨーク外部のベクトルポテンシャルを示したものである。ヨークから遠ざかるに従って指数関数的に減少していることがいえる。図 6 の (b), (c) は、ヨーク外部の接線方向成分、法線方向成分の磁束密度を示したものである。接線方向成分の磁束密度は、 $\theta = 0^\circ$ のときヨーク外部への漏れ磁束密度が最も大きく、角度が大きくなるに従って小さくなっている。また磁束密度は、モータから離れるに従って、指数関数的に減少していることがいえる。法線方向成分の磁束密度は、 $\theta = 90^\circ$ のときヨーク外部への漏れ磁束密度が最も大きく、角度が大きくなるに従って小さいことがいえる。また同様に漏れ磁束密度は、モータから離れるに従って、指数関数的に減少していることがいえる。

図 7 は、ヨークの厚を変えたときのヨーク磁束密度を比較したものである。ある。図 (a), (b) とともに 0.5 mm のときには、漏れ磁束密度の大きさが 1.0, 1.5 mm の約 2 倍以上であることがいえる。これは、ヨーク鉄心が磁気飽和をしていることによるものと思われる。

図 8 は、シールドケースの厚さを一定とし、ヨークの厚を変えたときの、シールドケース外部の磁束密度の比較を示したものである。但し、シールドケースの厚さを 1.0 mm とし、ヨークの厚さを 0.5, 1.0, 1.5 mm と変えて行った。シールドケースの値を一定としたのは、ヨークの厚さによって漏れ磁束がどのように減少するかを知るためである。ヨークやシールドケースの磁気抵抗率はケース 1 ($\nu_h = 1,000$ [m/H], $\nu_s = 1,000$ [m/H]) の場合である。図 7 の接線方向成分の磁束密度を比較すると、0.5 mm のとき



(a) 接線方向成分の磁束密度 [$\theta = 0^\circ$]

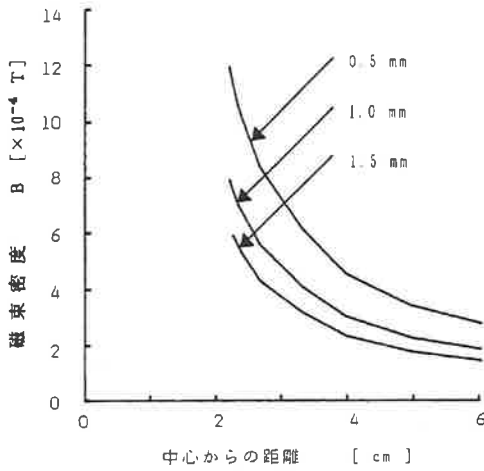


(b) 法線方向成分の磁束密度 [$\theta = 90^\circ$]

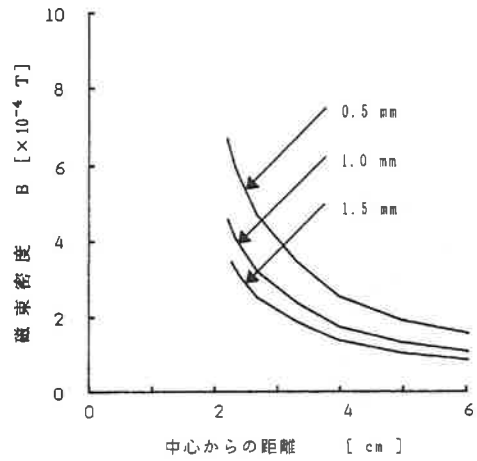
図 7 ヨークの肉厚による磁束密度の比較

には約 84%, 1.0 mm のときには約 77%, 1.5 mm のときには約 78% 程度の漏れ磁束の減少がみられる。また、法線方向成分についても同様に比較すると 0.5 mm のときには約 85%, 1.0 mm のときには約 77%, 1.5 mm のときには約 75% 程度の漏れ磁束の減少が見られる。この様なことから、モータにシールドケースを取り付けることにより、漏れ磁束を 75% 程度は軽減できることがいえる。

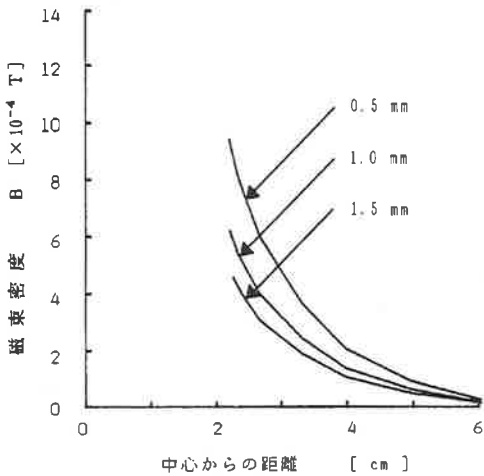
図 9 は、シールドケース外部の磁束密度を示



(a) 接線方向成分の磁束密度 [$\theta=0^\circ$]

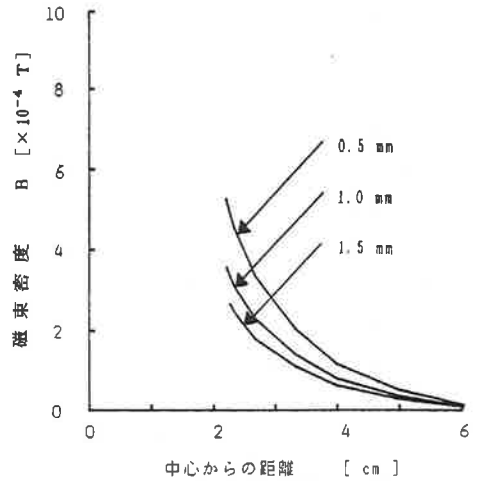


(a) 接線方向成分の磁束密度 [$\theta=0^\circ$]



(b) 法線方向成分の磁束密度 [$\theta=90^\circ$]

図8 シールドケース外部の磁束密度の比較
[$\nu_s=1,000$ m/H]



(b) 法線方向成分の磁束密度 [$\theta=90^\circ$]

図9 シールドケース外部の磁束密度比較
[$\nu_s=500$ m/H]

したものである。これは、シールドケースの磁気抵抗率をヨークの磁気抵抗率よりも小さくした場合に、漏れ磁束がどのように変化するかを知るためである。ヨークの磁気抵抗率はケース1 ($\nu_k=1,000$ [m/H]), シールドケースの磁気抵抗率はケース2 ($\nu_s=500$ [m/H]) の場合である。図 (a) の接線方向成分について、図8の (a) の接線方向成分と比較すると、シールドケースの磁気抵抗率が小さくなると、漏れ磁束がさら

に減少することがいえる。特に0.5 mmのときには約42%, 1.0 mmのときには約38%, 1.5 mmのときには28%程減少していることがいえる。法線方向成分の漏れ磁束についても、図8の (b) と比較すると、0.5 mmのときには約42%, 1.0 mmのときには約42%, 1.5 mmのときには40%程減少していることがいえる。このことから、シールドケースに使用する材料の磁気抵抗率は、ヨークの磁気抵抗率と同等のもの

か、小さめのものを使用することが適当であることがいえる。

図10は、ヨークの周方向の角度に対する、ヨーク内の磁束密度を示したものである。ヨークの厚さが0.5mmのときに、ヨークに使用されている磁性材料が完全に飽和の状態にあることがいえる。このことより、漏れ磁束軽減の為に、ヨーク材料が飽和に至らないような厚さのものを使用することが必要である。

図11は、測定値と計算値との比較を示したも

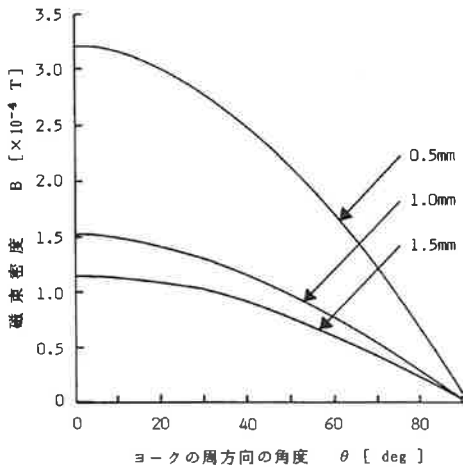


図10 ヨーク内の磁束密度

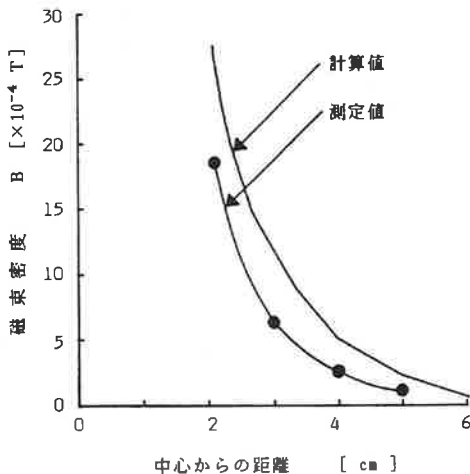


図11 漏れ磁束密度の測定値との比較

のである。比較されている磁束密度は、測定値、計算値とも $\theta=90^\circ$ のときの値である。図から分かるように測定値と計算値がずれている。これは、モータが実際にヨークで覆われており磁束の流が複雑であるのに対して、解析モデルが二次元であることや、測定誤差によるものと思われる。測定値と計算値のずれはあるものの、計算結果から漏れ磁束の分布や減衰状況を把握し、設計等に应用できるので、無限領域にハイブリッド型無限要素は、利用に十分にたえられると思われる。

図12は、角度が $\theta=90^\circ$ のときのヨークの厚さに対する漏れ磁束密度を示したものである。ヨークが厚くなるに従って洩れ磁束が指数関数的に減少することがいえる。また、ヨークの厚みを1mmよりも薄くすると、鉄心の磁気飽和に漏れ磁束が急激に増加することがいえる。このようなことから、ヨークの厚さについて十分配慮することが必要である。近くに磁気テープのような磁性材がある場合には、磁化する恐れがあるので取り付け場所についても十分配慮が必要である。特に狭い場所に取り付けて使用する場合には、磁気遮蔽用としてシールドケースを取り付けて使用することが必要である。

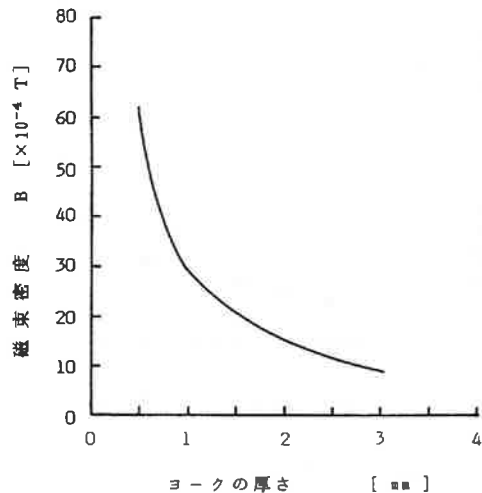


図12 ヨーク肉厚と漏れ磁束密度との関係

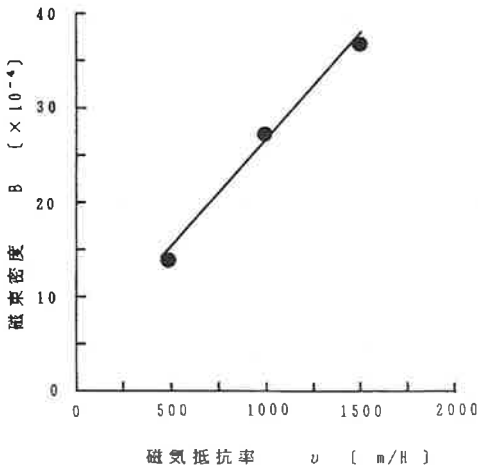


図13 磁気抵抗率と漏れ磁束との関係
〔ヨーク肉厚1mm〕

図13は、ヨークの磁気抵抗率を変えたときのヨーク外部の磁束密度を示したものである。但し、ヨークの周方向の角度及び肉厚は $\theta=90^\circ$ 、1mmである。磁気抵抗率 $\nu=1,500$ [m/H]と $\nu=1,000$ [m/H]を比較すると、 $\nu=1,000$ [m/H]の場合には、漏れ磁束が26%程減少している。磁気抵抗率 $\nu=1,000$ [m/H]と $\nu=500$ [m/H]を

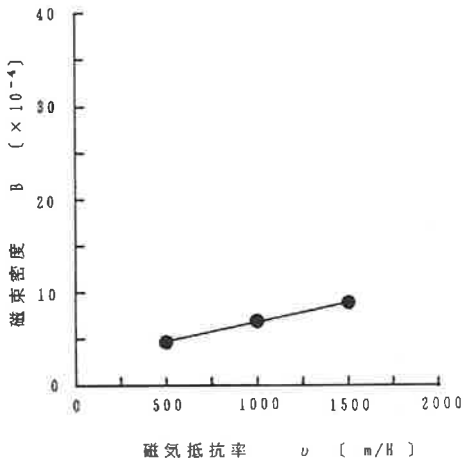


図14 磁気抵抗率とシールドケース外部の漏れ磁束密度との関係
〔ヨーク肉厚1mm, シールドケース肉厚1mm〕

比較すると、 $\nu=500$ [m/H]の場合には、漏れ磁束が50%程減少している。図より磁気抵抗率が小さくなるに従って漏れ磁束が大幅に減少することがいえる。この様なことから、漏れ磁束の軽減のためには、ヨークに使用する磁性材料について、十分考慮することが必要である。

図14は、シールドケースの磁気抵抗率を変えたときのシールドケース外部の磁束密度を示したものである。但し、シールドケースの角度及び肉厚は $\theta=90^\circ$ 、1mmである。またヨークの磁気抵抗率はケース1 ($\nu_k=1,000$ [m/H])で、肉厚は1mmである。磁気抵抗率が小さくなるに従って、漏れ磁束が緩やかに減少している。この様なことから、シールドケースに磁気抵抗率の小さい磁性材料を用いても、漏れ磁場の減少幅が小さいので、ヨークと同程度のものを用いても磁気遮蔽効果が十分と思われる。

5. ま と め

有限要素法とハイブリッド型無限要素を併用することによって、直流マイクロモータのヨーク外部やシールドケース外部の漏れ磁束について定量的な解析を行った。その結果を要約すると次のようになる。

① ヨークの肉厚を薄くすると、ヨークが磁気飽和に至り、ヨーク外部からの漏れ磁束が多くなるので、解析等によりヨーク内の磁束密度を求め、磁気飽和が起きない程度の肉厚のものを使用することが必要である。また、解析に用いたモータについては、肉厚1mmを境にして、これより厚いものを用いても、漏れ磁束に急激な減少が見られないので、1mm程度の肉厚のものでも妥当と思われる。

② モータにシールドケースを取り付けることによって、ヨーク外部の漏れ磁束を75%程度軽減できるので、シールドケースを取り付けることが有効である。

③ シールドケースに磁気抵抗率の小さい材料を用いると、ヨークを通してシールドケース

に流れる磁束が多くなるが、シールドケース外部からの漏れ磁束を軽減できるので、シールドケースにはヨークの磁気抵抗率と同等か、それ以下のものを使用することが必要である。

今後の課題として、モータがヨークで覆われており磁束の流が複雑であるので、三次元解析による漏れ磁束の検討が必要である。

最後に本研究を進めるに当たり、有益な御意見を賜った岡山大学工学部中田教授と高橋教授に対し深く感謝致します。また、本研究の一部は、本学のプロジェクト研究の助成によるものです。

文 献

- (1) 加川：「開領域のための有限/境界要素法」，昭和58年，サイエンス社。
- (2) 小貫・他：「固定子外部の磁界を考慮した直流機の有限要素解析」，電学論 B, 105, 435～442, 昭和60-5.
- (3) 村井・加川・他：「無限領域を考慮した磁界一磁化問題の有限要素シミュレーション」，信学論 J65-C, 昭和57年-11.
- (4) 村山・加川・他：「開領域を含む電界，磁界有限要素解析へのパソコンによる対応」，日本シミュレーション学会，第4-12, 昭和60-11.
- (5) 木村・松坂：「直流マイクロモータのヨーク外部への漏れ磁束の検討」，電子情報通信学会，NLP-21, 1987.
- (6) 木村・松坂・加川：「無限要素による直流マイクロモータの漏れ磁束計算」，日本シミュレーション学会，第12回計算電気・電子工学シンポジウム，I-9, 平成2年.
- (7) A. Kimura, T. Matuzaka, Y. Kagawa : Electromagnetic Forces and Applications, International Electromagnetics in Materials, 279, (1991).
- (8) 木村・松坂・加川：「パーミアンスに注目した電磁力の有限要素計算法」，電学論 D, 111, 570～577 (平3).
- (9) 加川：「電気・電子のための有限要素法の実際」，昭和57年，オーム社。
- (10) 中田・高橋：「電気工学の有限要素法」，昭和58年，森北出版。