U.D.C. 621.3.044.52:621.318.2:621.313.13-181.4

シールドケースを有する マイクロモートル用円筒形永久磁石の磁束分布の計算

Calculation of Magnetic Flux Distribution of Cylinder Type Permanent Magnet with Shielding Case for Micromotor

> 大 島 修 三* 大 岡 宏** 大 西 和 夫** Shûzô Ôshima Hiroshi Ôoka Kazuo Ônishi

内 容 梗 概

マイクロモートルでは磁気的雑音を除くために,モートルの外周に磁気遮蔽(しゃへい)用のシールドケース を装着する。筆者らは,この場合の磁束計算を図式的に求める方法を考案し,空げき磁束分布について計算値 と実測値の比較を試みた。

— 45 —

1. 緒 言

マイクロモートルは永久磁石界磁方式の調速機付極小形直流電動 機で,各種の携帯用音響機器,たとえばテープレコーダ,プレーヤ などに使用される。このような用途に使用される関係上,モータよ り発生する磁気的雑音は,これらテープレコーダ,プレーヤのSN 比を著しく阻害する。この雑音を除くために,一般にシールドケー



スをモータ外被の外周に装着する。

マイクロモートルでは, 普通円筒形磁石を使用するが, 従来この 円筒形磁石の磁束計算は, 磁路の等価パーミアンスと磁石の B-H 曲線より求めていた。しかし, この方法では十分な磁束値の精度が 期待できない場合が多く, 特にシールドケースを付けた場合の磁束 値には大きな誤差を生ずる場合があった。

筆者らはこのシールドケースのある場合の磁気回路について理論 的な解析を行ない,これにより図式的に空げきの磁束分布を求め た。

2. マイクロモートルの概要

マイクロモートルは時計工作技術に近い技術を駆使して製作され,その大きさは外径 20 mm,全長 60 mm 前後のきわめて小さな 直流電動機で,その小さな中に,一般の直流電動機と同様整流機構 を有し,また定速性を得るための調速機構をも内蔵している。

第1図はマイクロモートルの外観,第2図はその分解写真である。その構造は第3図に示すように、おもに外被シールドケース、 界磁石、電機子、ブラシ、整流子、軸受および調速機とからなる。 界磁石には一般に磁束量を比較的多く引き出せるアルニコ系のものが使用され、回転子鉄心にはパーマロイあるいはケイ素鋼板が使用される。シールドケースにはパーマロイあるいは普通鋼板が使用される。

整流子は整流子片とともに絶縁性樹脂でモールドされたものが取 り付けられる。ブラシには一般の直流電動機と同様金属黒鉛が使わ れる場合が多いが,日立製作所においては接触抵抗が小さく,機械 的損失の少ない,寿命の長い貴金属製の線ブラシを採用している。

調速機は遠心力により開閉する高感度の遠心力調速機構を使用し 電流を断続する。 第1図 マイクロモートル



(2) 電気的および磁気的雑音の少ないこと。

このようなマイクロモートルに一般に要求されるおもな事項は次 のようなものである。

- (1) 乾電池を電源とするため消費電流の小さいこと(効率の高いこと)。低電圧まで定速性が得られること。
- * 日立製作所多賀工場** 日立製作所日立研究所

(3) 回転むらの少ないこと。
(4) 寿命の長いこと。
などである。
筆者らは上の(2)に関連する磁気的雑音を除くために装着したシ
ールドケースのある場合について,空げきの磁束密度分布の計算を
行なった。

日 立 評

第46卷第7号

3. 空げき磁束密度分布の解析

3.1 着磁とそれによる磁束密度分布

界磁石の着磁は,組立後シールドケースのない状態で,外被の外 側から磁石の保磁力の約5ないし10倍の強磁界を加える。第4図 (2)の矢印の方向に外部磁界を加えた場合は,永久磁石の内部は矢 印の方向に磁化されるが,外部磁界を取り去ると磁石の保磁力によって(3)のような磁束の流れを生ずる。

次に空げきの磁束分布を知るために第5図の構造の測定用電機子 を磁石中にそう入し、磁石を外部より回転して空げき磁束密度の空 間的分布波形を観測した。その結果の一例を第6図に示す。

これよりみて,空げきの磁束分布はほぼ正弦波に似た分布をしていることがわかる。

3.2 計算にあたっての仮定

磁気回路,特に永久磁石を含む回路における磁束の流れはきわめ て複雑であって,この計算を簡単に行なうにあたっては次のような 多くの仮定が必要である。

(1) 電機子はみぞなしの等価電機子で置き換える。

(2) 永久磁石は初期着磁の方向にそろってベクトル的に磁化される。

(3) 初期着磁の方向と逆方向に磁束が流れる場合も(実際には B-H特性の第4象限の特性となる),第3象限の減磁曲線が磁束



(6) 外部へ漏えいする磁束の分布は空げき磁束分布と同様正弦 波分布をしているものとする。

3.3 空げき磁束密度の計算法

論

円筒形磁石では普通の突極形の直流機と異なり,磁束はいたると ころから空げきを通って電機子に流入する。また,同様に一部の磁 束は永久磁石の外周からシールドケースへ間げきを通っていたると ころから流出する。

第7図はこれらの流入あるいは流出する磁束の流れを示したもの

密度Bの符号に無関係に成立する(第8図参照)。

(4) 磁束はのちに示す(第7図参照)代表的な磁路に沿って流れる。

(5) 空げきの磁束密度の分布は,第1近似として正弦波的である。

磁化方向



第4図 磁石断面と磁束の流れ



である。この図において、水平軸OXから角度 θ の位置の磁石断面 部を通る磁束 ϕ_{θ} は、 θ から $\pi/2$ までの間の空げきと外部の漏えい 磁路であるシールドケースを通る磁束の総和である。すなわち、

また, $B_{g\theta}$ および $B_{l\theta}$ はそれぞれ空げき磁束密度と漏えい磁束密 度で,前節で述べたように,第1近似として計算の便宜のため正弦 波分布として扱うと,



$$B_{\theta} = \frac{\phi_{\theta}}{W_1 \cdot L} = \left(1 + \frac{r'}{r} \cdot \frac{B_{lm}}{B_{gm}}\right) \cdot \frac{B_{gm}r}{W_1} \cos\theta \dots (5)$$
$$\sigma = 1 + \frac{r'}{r} \cdot \frac{B_{lm}}{B_{gm}} \dots (6)$$

(6)式で, σは漏えい係数である。磁石内の最大磁束密度を B_m と すると,

となる。
(5)~(7)式から次の式が得られる。
$$B_{\theta}=B_{m}\cdot\cos\theta$$
(8)
 W_{1} : 磁石の厚み (cm)



第6図 空げき磁束密度分布の波形

— 46 —

L:	電機子鉄心長 (cm)
$B_{g\theta}$:	θの位置における空げき磁束密度 (gauss)
$B_{l\theta}$:	θの位置における漏えい磁束密度 (gauss)
B_{gm} :	空げき磁束密度の最大値(gauss)
B_{lm} :	漏えい磁束密度の最大値 (gauss)
B_{θ} :	θの位置の磁石断面を通過する磁束密度(gauss
B_m :	磁石内の最大磁束密度 (gauss)



磁石のB-H曲線 (アルニコV) 第8図

(maxwell)

r: 電機子の半径 (cm) r': シールドケースの内径の半径 (cm) σ: 漏えい係数

次に磁石内の磁束密度 B,と磁化の強さ H,との関係は 第8図(1)

全磁化力 F_{θ} が求められる。

第7図における CDE の経路の半径をR, 磁石内径の半径を R_i と すると、代表磁路 CDE の経路の半径 R は近似的に次の式で表わさ れる。

以上の関係から ABCDE の経路について磁化力 F_{θ} を求めると

$$F_{\theta} = 2 \int_{0}^{\theta} H_{y\theta} \cdot \cos \theta R d\theta - \frac{2 W_{1}}{3} H_{y\theta} \cdot \sin \theta \quad \dots \dots \dots (14)$$

以上のことから B_{gm} と σ が定まれば第8図のB-H曲線から θ の 位置における磁化力 Fe が求められる。

次に磁路のアンペアターンを求めると,空げきを含む電機子のア ンペアターン ATa, 漏えい磁路のアンペアターン ATI はそれぞれ

AT_a=空げきのアンペアターン+電機子歯部のアンペアタ

ーン+電機子背部のアンペアターン

AT₁=磁石とシールドケース間のアンペアターン+シール

ドケース中のアンペアターン

で表わされる。

マイクロモートルでは,鉄心,ケース内のアンペアターンは磁束 密度が比較的小さく, アンペアターンのほとんどは空げき部に集中 している。このことから, 電機子部, 漏えい部のアンペアターンは 大略次の式で表わされる。

に示すような B-H 曲線の関係をもっている。しかしこの関係はさ きにも述べたように、磁化方向にのみ成立するものと仮定する。

まずH,を求めるにはB,を求めなければならないが、B,と B_{θ} との関係はつぎのような関係から求められる。すなわち、磁石内の 磁束を微小な断面をもつ磁束の流れの管の集りと考え,いまその管 の断面積を dS_θ,磁化方向に直角な断面積を dS_y とすると、磁束一 定という条件から

 $B_{\theta} \cdot dS_{\theta} = B_{y} \cdot dS_{y} \quad \dots \quad (9)$

一方, $dS_{\theta} \ge dS_{y}$ の間にはほぼ次の関係が成立する。

(9), (10)式より

(8)式の B_θ を(11)式に代入すると

 $B_{\mathbf{y}} = B_m \cdot \cos^2 \theta \qquad (12)$ (以後説明の都合上 θ の位置における B_y を $B_{y\theta}$, H_y を $H_{y\theta}$ と表わ すことにする)。

上記の方法で得られた $B_{y\theta}$ によって第8図から $H_{y\theta}$ を求め,これ によりさらに 第9図 に示す関係から円周方向の磁化力の分力 $H_{y\theta}$ ・ $\cos \theta$ と、これに直角な方向の分力 $H_{y\theta}$ ・sin θ を求める。次に第7図 のCD, DE経路について線積分を行なう。ここで経路ABとDE, BCとCDはOX軸について対称であるのでCD, DEについての み線積分を行ない、これを2倍することによってABCDEの経路の



$AT_a = 0.8 C_g B_{g\theta} \delta_g (AT) \dots $	
$AT_l = 0.8 B_{l\theta} \bullet \delta_l (AT) \dots \dots$	
C _g : 電機子部のカータ係数	

げ き δ_g : 空 (cm)

 δ_{l} : 磁石外周とケースとの間げき (cm)

(14) 式の F_{θ} と(15), (16) 式の AT_{a} ならびに AT_{l} の関係を考える と、 AT_a と AT_i はそれぞれ同一磁化力 F_{θ} と平衡を保つべきもの であるから、これらの間には次の関係が成立しなければならない。

 $F_{\theta} = A T_a = A T_i \qquad (17)$

いま, B_{gm} と σ を 仮定して (σ を 仮定することは(6)式より B_{lm} を 仮定したことにもなる) F_{θ} を求める。一方 B_{gm} および B_{lm} につい て(2), (3)式より $B_{g\theta}$, $B_{l\theta}$ を求め, この $B_{g\theta}$ と $B_{l\theta}$ を(15), (16) 式に代入して AT_a および AT_l を求める。この場合 F_{θ} , AT_a , AT_l はそれぞれ(17)式に示すように等しくなければならない。もしここ でこれらの値が等しくない場合は,最初に仮定した のが適当でなか ったことを示す。

このように各種ののを仮定して上記の計算をくり返すことによ り,ある値のσに対し,(17)式を満足する結果が得られるはずであ







第12図 $B_{g\theta}-F_{\theta}$, $B_{I\theta}-F_{\theta}$, $B_{g\theta}-AT_{a}$, $B_{I\theta}-AT_{I}$ 曲線 ($\sigma=1.2$)

る(ただし、磁路に飽和の影響がある場合は別な計算法によらなけ ればならない)。このようにして(17)式を満足する Fθ が得られたな らば、これに対応する $B_{s\theta}$ を θ について配列すると、求める空げき 磁束密度の分布が得られる。

3.4 空げき磁束密度分布の図式計算法

前節では空げき磁束分布の理論的解析を行ない、多くの $B_{gm} \ge \sigma$ の値を仮定してその中から(17)式を満足する適当なσを求めること を説明したが、本節ではこれを図式的に行なってみる。

第10図はモートル外径約22 ∮, 電機子外径約13 ∮ のものについ $\tau_{\sigma=1.2}$ として,各種の B_{gm} から F_{θ} を求め, θ をパラメータとして $B_{g\theta} \ge F_{\theta}$ の関係を表わした一例である。また第11図は各種の $B_{g\theta}$ に対する電機子および漏えい部の磁路のアンペアターンの関係を示 す曲線である。図に示すように電機子の磁路には飽和の影響はほと んどないが、漏えい磁路においては磁束密度の高いところで飽和の 影響がみられる。第10図と第11図を第12図に示すように重ね合 せ、 $B_{g\theta}-F_{\theta}$ 曲線と $B_{g\theta}-AT_{a}$ 曲線との交点より起磁力を求める。一 方, $B_{i\theta}-F_{\theta}$ 曲線と $B_{i\theta}-AT_{i}$ 曲線の交点からその起磁力を求める。 この場合両起磁力は(17)式に示すように等しくなければならない。 しかるに両起磁力は異なった値である。このことはのが適当な値で





なかったことを示す。そこで各種ののについて上と同じ計算をくり 返すと第13図に示すようにあるσの値で両起磁力は一致する。次 にこの図より $\theta - B_{g\theta}$ の関係を求める。第14 図 はこの関係を示して いるが、実測値と比較してほぼ一致する結果が得られている。

言 4. 結

シールドケースのある場合の界磁用円筒形永久磁石の磁束計算結 果をまとめるとつぎのようになる。

- (1) 図式計算法を用い空げき磁束密度分布を求めた結果,計算 値と実測値はほぼ一致する。
- (2) またシールドケースのある場合の漏えい係数を決定するこ とができた。

以上の計算法は多くの仮定から出発しているため計算値と実測値 の完全な一致をみないが、今後さらに詳細について検討を続けた l'o

献 考 文 参

(1) 日立金属技術資料 No.2: YCM-1磁石の特性

(2) D. D. Hershberger: A. I. E. E., 72, p. 581–584 (1953)