鏡筒一体型ダイレクトドライブモータにおける軌道付円環磁石の磁界計算 Magnetic Field Calculations for a Permanent Ring Magnet with Raceway Grooves for a Direct-Drive Motor Built into a Camcorder Lens Barrel

高野博夫・上野輝雄

大阪産業大学工学部電気電子工学科、大阪府大東市中垣内 3-1-1 (〒574-8530)

H. Takano and T. Ueno

Department of Electrical and Electronic Engineering, Faculty of Engineering, Osaka Sangyo University,
3-1-1 Nakagaito, Daito Osaka, 574-8530

(1998 年 10 月 13 日受理、1999 年 1 月 21 日採録)

Camcorders would be more compact, lighter, and lower-priced, if their drive motors were built into their lens barrels. This paper proposes a new direct-drive motor built into a lens barrel. A unique rolling mechanism for bearing a rotor was incorporated into the motor to reduce the friction torque and power consumption of the armature windings. Balls are arrayed between a helical raceway made on the inner surface of a lens barrel shell and the raceway groove of a ring magnet. Three-dimensional algebraic formulas for the air-gap magnetic flux densities are presented, taking account of the effect of the raceway on the magnetic flux densities. The angular air-gap magnetic flux density distributions at the winding centers are sinusoidal and repeated for all poles. The calculated values agree well with the measured values, and the formulas have been verified.

Key words: camcorder, lens barrel, direct-drive motor, helical raceway, ring magnet, ball, air-gap magnetic flux density, three-dimensional algebraic formula.

1. まえがき

現在市販されているカムコーダ（ビデオカメラと VTR が一体になったポータブル商品）のズームレンズおよびフォーカスレンズは、ほとんど鏡筒の外部に設置された DC モータと減速機構により駆動されており、小型化する上で限界があると思われる¹⁾。従って、駆動モータを鏡筒に内蔵することが可能になれば、カムコーダの小型・軽量・低価格化が一段と進むと考えられる。筆者等は、このように考え、新しいアイデアである「ズームレンズ用鏡筒一体型ダイレクトドライブモータ」を試作し報告した^{2)~4)}。

その後、回転子の外周に装着した円環磁石および鏡筒外殻内部に螺旋軌道をそれぞれ加工し、両者の間にボールを挿入してレンズと一体構造の回転子の摩擦トルクを軽減し、電機子コイルの消費電力を減少する斬新な機構を提案したが、軌道付円環磁石の磁界計算方法に関しては未報告であった⁵⁾。永久磁石の磁界計算にクーロンの法則を適用した実例として、直方体、扇形および円弧磁石に関する報告がある^{6)~8)}。前回、この円弧磁石の磁界計算法を引用し⁸⁾、円環磁石の磁界に拡張し報告したが、磁界を二次元と仮定していた²⁾。今回、この方法を改良した三次元磁界計算法を開発し、円環磁石に加工した螺旋軌道の影響も計算できるようにした。良好な結果を得たので、本報告ではその結果を報告する。

2. 空隙磁束密度計算方法

2.1 鏡筒一体型ダイレクトドライブモータの構造

Fig.1 は、今回報告するモータの構造を示す。内部の構造がわかるように鏡筒の一部を切り欠いて描いた。電機子コイル A, B, C は鏡筒外殻に埋め込まれ、コイルピッチは 120° である。鏡筒外殻の内部および円環磁石の外周には螺旋溝が加工され、溝間にはボールが配列されている。C 電機子コイルは、螺旋溝に隠れて見えないので図示を省略した。円環磁石の外周は N 極、S 極交互に着磁されており、電機子コイルの電流を転流すると回転磁界が発生し、円環磁石の磁束と相互作用し回転力が得られる。円環磁石とレンズが同心に固定されているので、円環磁石が回転すると、レンズは光軸方向に移動しズーム機能が得られる。

2.2 軌道の計算式

Fig. 2(a) は、空隙磁束密度を計算するためのモデルを示しており、 x, y, z は直交座標であり、 z 軸は円環磁石の軸と一致している。磁石断面は、矩形である。円 C1 (点線) は、円環磁石と座標 $(x-o-y)$ との交線である。軌道の断面は、Fig.3(a) に示すように直径 d を有する半円である。

Fig. 1 Oblique view of the direct-drive motor built into a lens barrel.

Fig. 2(a) Calculation model for the ring magnet with the raceway.

Fig. 2(b) Demagnetization curves and dimensions for a manganese-aluminium-carbon ring magnet.

軌道の中心の z 座標は、次式により与えられる。ただし、 θ_1 は磁極片 $abcd$ 上の P_n 点までの角度である。 q_s は、螺旋軌道のピッチである。

$$Z_0(\theta_1) = q_s(-30/360 + 0.5)\sin(3\theta_1) \quad \text{at } 0 \leq \theta_1 < 30^\circ \text{ and } 330^\circ \leq \theta_1 < 360^\circ \quad (1)$$

$$Z_0(\theta_1) = q_s(-\theta_1/360 + 0.5) \quad \text{at } 30^\circ \leq \theta_1 < 330^\circ \quad (2)$$

2.3 単極磁石の計算式

理論の検証に使用した磁石の寸法および減磁特性を

Fig. 2(b)に示した。曲線①の減磁特性は非線形性を有しているが、軽微なので直線②で近似した。透磁率 $= 16.0 \times 10^{-7} \text{ H/m}$ であり、真空の透磁率に近い。従って、真空の透磁率を有する媒質だけが存在すると仮定し、磁気に関するクーロンの法則の適用が可能となる。

2.3.1 真磁極

中心 O_1 を有する円 C_1 上にある円筒座標の任意の点 $Q(R, \theta_1, z)$ における空隙磁束密度を計算する。この点の磁界の強さ dH は、次式により表される。

$$dH = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{B_r ds}{4\pi r^2} \quad (3)$$

ただし、 r は微小面積 ds 上の点 P と Q との間の距離である。 μ_0 は真空の透磁率、 B_r は残留磁束密度である。(3)式をベクトルで表すと、次式が得られる。

$$dH = \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{B_r r}{r^3} ds \quad (4)$$

ただし、 r は大きさが r で、 P から Q に向かうベクトルである。(4)式に示すベクトル dH の半径方向成分 dH_R は次式により与えられる。

$$dH_R = \frac{B_r}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{1}{PQ^2} \cdot \cos\theta_p \cdot \cos\theta_n \cdot \sin\theta_A d\theta_1 \quad (5)$$

(5)式の θ_p および θ_n は、以下のようにして求める。三角形 QOP_n に関して、次式が成立する。

$$\overline{P_nQ}^2 = R^2 + r_A^2 - 2Rr_A \cos(\theta_2 - \theta_1) \quad (6)$$

さらに、三角形 QPP_n に関して次式が成立する。

$$\overline{PQ}^2 = \overline{P_nQ}^2 + (u-z)^2 \quad (7)$$

Fig. 2(a)では、 u の符号が負になる。従って、 θ_n 、 θ_p は、次式により表される。

$$\cos\theta_n = \overline{PQ} / \overline{P_nQ} = \frac{R - r_A \cos(\theta_2 - \theta_1)}{\sqrt{R^2 + r_A^2 - 2Rr_A \cos(\theta_2 - \theta_1)}} \quad (8)$$

$$\cos\theta_p = \overline{P_nQ} / \overline{PQ} = \frac{\sqrt{R^2 + r_A^2 - 2Rr_A \cos(\theta_2 - \theta_1)}}{\sqrt{R^2 + r_A^2 - 2Rr_A \cos(\theta_2 - \theta_1) + (u-z)^2}} \quad (9)$$

(7)式、(8)式および(9)式を(5)式に代入し、単極磁石の表面 $-\theta_1 \leq \theta_1 \leq \theta_1$ 、 $-L_m \leq u \leq L_m$ にわたって(5)式を積分すると、真磁極の空隙磁束密度の半径方向成分は、次式により表される。

$$B_A(R, \theta_1, z) = \frac{B_r}{4\pi} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} \int_{-L_m}^{L_m} \frac{R - r_A \cos(\theta_2 - \theta_1)}{R^2 + r_A^2 - 2Rr_A \cos(\theta_2 - \theta_1) + (u-z)^2} \cdot \frac{r_A d\theta_1 du}{\sqrt{R^2 + r_A^2 - 2Rr_A \cos(\theta_2 - \theta_1) + (u-z)^2}} \quad (10)$$

ただし

$$\theta_0 = 0.5\pi/p \quad (11)$$

2.3.2 映像磁極

半径 R_A 、厚み t_m の円環磁石の外周には磁極数 $2p$ の単極磁石が N 、 S 交互に配置されている。円環磁石 (Ring magnet) の内面には、Fig. 1 に示すようにヨーク (Yoke) が挿入されている。ヨークは軟質磁性材料製であり、磁束密度が低く、磁路長が短いので、その部分に消費される起磁力は磁石および空隙のそれと比較し圧倒的に少ない。従っ

Fig. 3 Actual and image magnetic poles for raceway grooves.

て、ヨークを鏡面と仮定でき、反対極性の影像磁極が生じる。その半径 r_1 は次式により表せる。

$$r_1 = (r_A - t_m)^2 / r_A \quad (12)$$

従って、影像磁極の空隙磁束密度は、(10)式の r_A を(12)式の r_1 で置き換えるだけで求まり次式に示すようになる。

$$B_1(R, \theta_2, z) = \frac{B_r}{4\pi} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} \int_{-L_m}^{L_m} \frac{\{R - r_1 \cos(\theta_2 - \theta_1)\} r_1 d\theta_1 du}{\{R^2 + r_1^2 - 2Rr_1 \cos(\theta_2 - \theta_1) + (u - z)^2\}^{3/2}} \quad (13)$$

2.3.3 軌道の取扱い

微少面積 ds 上の点 P の円筒座標は r_A 、 θ_1 で表されるので、点 P が軌道の中に存在する時、次式に示す関係が成立する。

$$u \leq z_b(\theta_1) \pm 0.5d \quad (14)$$

Fig. 3(a)に示す半円形断面の軌道を、Fig. 3(b)に示す矩形断面で近似すると、影像磁極の半径 r_{Ir} は、次式により表せる。

$$r_{Ir} = (r_A - t_m)^2 / r_{Ar} \quad (15)$$

ただし、 r_{Ar} は軌道の底で測定した磁石の半径である。軌道における空隙磁束密度は r_A 、 r_1 を、それぞれ r_{Ar} 、 r_{Ir} で置き

Fig. 4 Angular air-gap magnetic flux density vs. the angle on the outer surface of the ring magnet and at the center of the magnet length.

換え、(10)式および(13)式により計算できる。

2.4 多極磁石の計算式

単極磁石の(10)式および(13)式を多極磁石に拡張するためには、これらを $0 \leq \theta_1 \leq 2\pi$ の範囲にわたって積分すれば求まり、次式に示すようになる。

$$B_A(R, \theta_2, z) = \sum_{i=0}^{2p-1} \frac{(-1)^i B_r}{4\pi} \int_{(2i-1)\theta_0}^{(2i+1)\theta_0} \int_{-0.5L_m}^{0.5L_m} \frac{\{R - r_A \cos(\theta_1 - \theta_2)\} r_A d\theta_1 du}{\{R^2 + r_A^2 - 2Rr_A \cos(\theta_1 - \theta_2) + (u - z)^2\}^{3/2}} \quad (16)$$

ただし、 $i=1, 2, \dots, 2p$ は単極磁石の番号を示す。また、影像磁石の空隙磁束密度は、次式により示される。

$$B_1(R, \theta_2, z) = \sum_{i=0}^{2p-1} \frac{(-1)^{i+1} B_r}{4\pi} \int_{(2i-1)\theta_0}^{(2i+1)\theta_0} \int_{-0.5L_m}^{0.5L_m} \frac{\{R - r_1 \cos(\theta_1 - \theta_2)\} r_1 d\theta_1 du}{\{R^2 + r_1^2 - 2Rr_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) + (u - z)^2\}^{3/2}} \quad (17)$$

従って、合成された空隙磁束密度は、次式により求まる。

$$B(R, \theta_2, z) = B_A(R, \theta_2, z) + B_1(R, \theta_2, z) \quad (18)$$

(16)式および(17)式の積分を数値積分により実行した。

3. 計算方法の検証

Fig. 2(b)に示す仕様の円環磁石について、計算値と実測値の比較を行った。Fig. 4は、Fig. 2(a)に示した点 $Q(R, \theta_1, z)$ における空隙磁束密度 $B(R, \theta_1, z)$ の計算値と実測値が、角度 θ_1 に対してどのように変化するかを比較した結果である。円環磁石の外周 $R=11.0$ mm、磁石の中心、 $z=0$ mm の位置で比較した。空隙磁束密度は正弦波状に分布しており、供試磁石の極数が 10 極なので、空隙磁束密度分布の最大値も 10 個所ある（絶対値を取る）。しかし、これらの最大値は異なっており、 $\theta_2=36^\circ, 72^\circ, 288^\circ, 324^\circ$ における空隙磁束密度の最大値は、軌道溝が離れているため、その影響が少なく、 $108^\circ, 144^\circ, 180^\circ, 216^\circ, 252^\circ$ におけるそれより大きい。 0° と 180° における値が最小である。Fig. 4に示す結果から、(16)式、(17)式および(18)式による計算値は実測値と良く一致していることが明らかになった。空隙磁束密度の測定は、ホール素子を組み込んだガウスメータにより行った。Fig. 5は、電機子コイルの中心、すなわち Fig. 1における $R_f=12.9$ mm、 $z=0$ mm の点の空隙磁束密度 $B(R, \theta_1, z)$ が、角度 θ_1 に対してどのように変化するかを計算した結果である。磁極面から遠ざかるため、Fig. 4に示した空隙磁束密度より絶対値がかなり減衰している。しかし、軌道溝の影響は希薄になり、一磁極対分の空隙磁束密度分布が、5 磁極対分正確に繰り返されている。軌道の外周に鋼鉄製 (SUJ2) のボールを配置しても、しなくても、空隙磁束密度分布に対する影響はほとんどなかった。ボールが密着して配列されているものの、ボール相互の実効間隙が大きく、磁場への影響が顕著に現れなかったためと思われる。Fig. 5に示す結果から、計算値と実測値が良く一致し、軌道付き円環磁石の使用が可能であることが判明した。

Fig. 5 Angular air-gap magnetic flux density vs. the angles at the center of the armature windings and at the center of the magnetic length.

Fig. 6は、空隙磁束密度 $B(R, \theta, z)$ の z 方向分布を計算した結果である。計算値と実測値の比較条件は、円環磁石の外周 $R=11.0$ mm, $\theta_1=0^\circ$, $\theta_2=36^\circ$ である。 $z=0$ mm 付近の空隙磁束密度がかなり減少し凹部を生じている。この原因は、Fig.3(b)に示したように、軌道溝部分の磁石が等価的に薄いためである。 $\theta_1=0^\circ$ における分布は、軸に関して対称であるが、 $\theta_2=36^\circ$ における分布は、溝が偏っているため非対称になる。測定値は、実測値に良く一致した。

Fig.7は、電機子コイル中心 $R=12.9$ mm, $\theta_1=0^\circ$ および $\theta_2=36^\circ$ における空隙磁束密度 $B(R, \theta, z)$ の z 方向分布を示す。 $\theta_1=0^\circ$ における分布は、 z 軸に関して対称である。 $\theta_2=36^\circ$ における分布は、若干非対称になるが、Fig.6程顕著ではない。Fig.7に示す計算結果も、実測結果は良く

Fig. 6 Angular air-gap magnetic flux density vs. the axial displacement, $\theta = 0^\circ$, $\theta = 36^\circ$, and on the outer surface of the ring magnet.

Fig. 7 Angular air-gap magnetic flux density vs. the axial displacement, $\theta = 0^\circ$, $\theta = 36^\circ$ and center of the armature windings.

一致した。なお、今回、モータを駆動させるのに必要な電機子コイルの最小アンペアターンしか考えなかったので、電機子反作用の影響を考慮する必要がなかった。しかし、今後検討しなければならない課題である。

4. あとがき

カムコーダの小形・軽量・低価格化を目指し、鏡筒と一体化したダイレクトドライブモータを開発し、レンズと一体構造の回転子の摩擦トルクを軽減する独特の機構も考案した。回転子には、軌道付円環磁石が使用されており、軌道の座標が z 軸 (光軸) 方向に変化するため、既に報告した二次元の空隙磁束密度計算法では不十分であり、新たに三次元の空隙磁束密度計算法が必要になった。今回、導出した計算式およびその結果を報告した。計算値は、実測値と良く一致している。トルクを計算する時に必要な空隙磁束密度は、電機子コイル中心における値であり、空隙磁束密度が正弦波状に分布することが判明した。最近、円環磁石は電子機器等に多用されており、本論文に報告した計算方法が有用と思われる。

参考文献

- 1) 井上孝志, 白藤芳則, 小野周佑, 矢吹隆宣: *National Technical Report*, 37, no.3, 70 (1991).
- 2) 高野博夫, 勢木真一: 日本応用磁気学会誌, 18, 46 (1994).
- 3) H.Takano: *IEEE T-CE*, 47, 132 (1995).
- 4) 高野博夫, 畠中恵司, 井上徹: 電気学会論文誌 D, 115, 478 (1995).
- 5) 高野博夫, 井上徹, 大西健: 電気学会論文誌 D, 116, 785 (1996).
- 6) J.C.Helmer: *Proc. IRE*, Oct., 1528 (1961).
- 7) P.Campbell: *Proc. IEE*, 121, 1489 (1974).
- 8) 大川光吉: フェライト磁石回転機的设计, p.51, (TDK, 東京, 1992).