楕円回転磁界形ヒステリシス電動機の実験計算法

正員 久保田 朋 次 (茨城大)

正員 湧 井 源二郎 (茨城大)

正員 三 上 浩 幸 (茨城大)

A Calculation Method of Characteristics of Hysteresis Motor Considering Elliptic Rotating Field inside Rotor Ring

Tomotsugu Kubota, Member, Genjiro Wakui, Member, Hiroyuki Mikami, Member (Ibaraki University)

As the rotor ring of a hysteresis motor becomes thick, the magnetic field inside the rotor ring is expressed by an elliptic rotating field in general. For the motor of the thick ring, or the multipolar, and also permeability of the rotor ring is very small, the field inside the rotor ring becomes an elliptic rotating field, and becomes a circular rotating field in the extreme case. In this paper, two calculation methods in which the elliptic rotating field is considered are proposed. In the first method, the actual elliptic rotating hysteresis loss is replaced with the equivalent circular rotating hysteresis loss which is equal to the elliptic one. The motor characteristics are calculated from the equivalent circuit of this circular rotating hysteresis. In the second method, the magnetic constants of the rotor ring for the elliptic rotating field, for example, a permeability, a hysteresis angle, are determined. The former is determined from the equivalent circuit of the alternating field, the latter is determined from the elliptic rotating hysteresis loss. This method is one proposed newly by this paper. The motor characteristics are calculated from the equivalent circuit of the elliptic rotating field. From the comparison between the calculated and experimental results, it is clear that the first method is useful when the axial ratio of the elliptic rotating field inside the rotor ring is from 0.8 to 1, and that the second method is useful when the field configuration inside the rotor ring is the ellipse in general.

キーワード：ヒステリシス電動機，楕円回転ヒステリシス，円回転ヒステリシス

1. ま え が き

ヒステリシス電動機は同期電動機の一つであるが，一般の直流界磁または永久磁石をもつ同期電動機とは原理的に全く異なる電動機である。この電動機は周知のごとく，回転子リングの磁気ヒステリシス現象によってトルクを発生する。

一般にこの種の電動機のリングの厚さは， r_2/r_1 (図1) で表わして，通常 1.10～1.37 程度と比較的薄いものである。この場合，解析にあたっては，すでに報告されているように⁽¹⁾，磁束はすべて円周方向の交番ヒステリシス性を考えたものか，あるいは円周方向成分と半径方向成分の両方を考えるが，どちらについても1極対当たり1サイクルする交番ヒステリシス性を考え，これを重ね合わせればよい⁽⁴⁾。これらの解析法は，いずれも実験結果と比較的よく一致する。

しかし，回転子リングが厚く，極対数が大きく，リングの透磁率が小さい極端な場合には，リング内の磁界の強さ

の θ, r 方向成分， H_θ, H_r (図2) がほぼ等しくなり，その合成磁界は回転子座標に対して，大きさがほぼ一定で，方向のみが変わる円回転磁界となる。このときの電動機出力は回転子リングの円回転ヒステリシス損に比例する。さらに，交番ヒステリシス性と円回転ヒステリシス性の中間の状態，すなわち，磁界が回転子座標に対し，大きさと方向を変える楕円回転磁界の場合があり，その出力はまた，リングの楕円回転ヒステリシス損に比例する。したがって，これらの場合には一般に回転ヒステリシス性による解析法を考えなくてはならない⁽¹⁾⁽²⁾。

リング内にこのような円回転磁界，楕円回転磁界が生じる場合には，これまでの交番ヒステリシス性の考え方をそのまま適用することはできず，交番ヒステリシス性における複素透磁率とは全く異なった透磁率の表示が必要となる⁽²⁾。特に，リング内の磁界が楕円回転磁界となる場合には，その θ, r 方向の磁界の強さの振幅で決まる透磁率 $\mu_{2\theta\theta}, \mu_{2rr}$ を決定しなければならず，解析はきわめて困難となる。この場合，これまでは簡便のため等価的に円回転磁

界の等価回路を使用し、実際の電動機特性の実験結果と比較して、回転子の実効内半径(r_{le})を決定する特性計算法のみが行われてきた⁽²⁾⁽⁵⁾。この方法は比較的簡単に実効内半径(r_{le})を決定することができ、しかも、実験値に近い計算値を得ることができるが、あくまでも便法であって本質的な解析法ではない。

本文では、リング内に楕円回転磁界が生じる一般の場合について次の二つの計算法を提案する。第1の方法は、回転子リングの楕円回転ヒステリシス損 W_{ell} と大きさが等しい円回転ヒステリシス損 W_{rot} を考え、楕円回転磁界をそれに等価な円回転磁界の場合に置き換えて、近似計算するものである。第2の方法は、 θ および r 方向の透磁率、 $\mu_{2\theta e}$, μ_{2re} の合理的な決定法を提案し、今まで不可能であった楕円回転磁界の等価回路による特性計算を可能にしたものである。それぞれの場合の計算結果を試料機の実験結果と比較して、提案した二つの計算法の妥当性が明らかにされる。

一般にヒステリシス損の非線形性が強いことは周知のとおりである。ここでは試料機の回転子リング内の楕円回転磁界の短軸と長軸の比 m' を(14)式から求めて、 $m' (= |\bar{H}_{r2m}/\bar{H}_{o2m}|, m'$ を軸比と呼ぶ)は4極で約84%, 2極で約55%となる。試料電動機の解析にはこのような軸比の楕円回転ヒステリシス損の値が必要となる。このヒステリシス損は3.1.1項に述べるように、Penoyer型トルク磁力計による測定結果から補間して求める。3章以下で、一般に任意の軸比の楕円回転ヒステリシスの場合の電動機の解析を行い得たのは、すでに筆者らによって、楕円回転ヒステ

図 1 電動機断面図
Fig. 1. Cross section of sample motor.

図 2 回転子リング内の(a)回転ヒステリシス性
および(b)交番ヒステリシス性のベクトル磁界分
布

Fig. 2. Vector field intensity of rotating and alternating hysteresis inside the rotor ring.

リシス損の測定とその取扱い法が確立されていたためである⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

2. 回転子内の透磁率の表示および等価回路定数

筆者らの一人はすでに、回転子リング内の磁界が一般に交番磁界，円回転磁界および楕円回転磁界となる三つの場合(図2，図3)について，各々の場合の透磁率と等価回路を誘導しているので⁽¹⁾⁽²⁾，ここでは，後の計算で必要程度に，3種類の磁界に対する透磁率と，その等価回路(図4)および等価回路定数であるギャップ励磁リアクタンス jx_g ，回転子インピーダンス $\dot{Z}_{Ha}, \dot{Z}_{Hr}, \dot{Z}_{He}$ を示す。

〈2・1〉 交番磁界 この場合は、磁束はほぼ円周方向のみに通り(円周方向磁束形を対象とする)、その方向のヒステリシスは交番ヒステリシスループとなる。さらにこのループは楕円ループで近似され⁽¹⁾⁽³⁾、円周方向成分に対し、次のような複素透磁率で表わされる。

$$\dot{B}_{\theta_2} = \dot{\mu}_2 \dot{H}_{\theta_2}, \quad \dot{\mu}_2 = \mu_0 \mu_2 e^{-j a_{2a}} \quad \dots\dots\dots (1)$$

また、ギャップ励磁リアクタンス jx_g および回転子インピーダンス Z_{Hal} は、それぞれ次式で表わされる。

$$jx_g = j \frac{4m\omega_0(k_{wp1}N_1)^2\mu_0L}{\pi p A_{-p1}k_c} \dots\dots\dots (2)$$

$$\dot{Z}_{Hal} = \frac{4m\omega_0(k_{wp1}N_1)^2\dot{\mu}_2LB_{-p1}}{\pi p A_{+p1}B_{+p1}} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 m : 相数、 p : 極対数、 k_{wp1} : 巻線係数、 k_c : カーター係数、 N_1 : 固定子一相当たりの巻数、 μ_0 : 真空の透磁率、 L : 回転子の軸方向長

$$\omega_0 = 2\pi f$$

図 3 回転子リング内の(a)交番, (b)円回転, (c)楕円回転ヒステリシス

Fig. 3. Alternating, rotational and elliptical hysteresis inside the rotor ring.

図 4 一相当たりの等価回路
Fig. 4. Equivalent circuit.

$$A_{\pm p1} = \left(\frac{r_3}{r_2}\right)^p \pm \left(\frac{r_3}{r_2}\right)^{-p}$$

$$B_{\pm p1} = \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^p \pm \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{-p}$$

一相当りの誘導起電力は次式で表わされる。

$$E_{p1} = \sqrt{2} \pi f k_{wp1} N_1 \Phi \quad \dots\dots\dots (4)$$

Φ ：一相の磁束

〈2・2〉 円回転磁界 この場合(リングが厚く、 p が大きく、 μ_2 が小さく、 $H_{\theta 2m} \approx H_{r2m}$ の場合)は、磁束密度 $\dot{B}$ が磁界の強さ $\dot{H}$ の μ_{2r} 倍で、かつ、 $\dot{H}$ より α_{2r} だけ時計方向に遅れて回転する。これらを考慮すると、以下のよう表わすことができる。

$$\begin{bmatrix} \dot{B}_{\theta 2} \\ \dot{B}_{r2} \end{bmatrix} = \mu_{2r} \begin{bmatrix} \cos \alpha_{2r} & \sin \alpha_{2r} \\ -\sin \alpha_{2r} & \cos \alpha_{2r} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{H}_{\theta 2} \\ \dot{H}_{r2} \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (5)$$

このときのギャップ励磁リアクタンス jx_g は、(2)式の交番磁界のものと等しく、回転子インピーダンス $\dot{Z}_{Hr}$ のみが相違して次式のようになる。

$$\dot{Z}_{Hr} = j \frac{4m\omega_0(k_{wp1}N_1)^2 L |\dot{\mu}_{2r}|^2 B_{-p1}}{\pi p A_{+p1} B_{+p\mu}} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、

$$B_{\pm p\mu} = \dot{\mu}_{2r} \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^p \pm \mu_{2r} \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{-p}$$

$$\dot{\mu}_{2r} = \mu_{2r} e^{-j\alpha_{2r}}, \quad \bar{\mu}_{2r} = \mu_{2r} e^{j\alpha_{2r}}$$

〈2・3〉 楕円回転磁界 この場合($H_{\theta 2}$ と H_{r2} の振幅 $H_{\theta 2m}$ と H_{r2m} が異なり、 $H_{\theta 2m} > H_{r2m}$ の場合)は、 $\dot{H}$ は位置 $p\theta$ とともに、大きさと方向を楕円状に変化し、これに伴って $\dot{B}$ とヒステリシス角 α_{2e} の大きさが変化する。このとき、磁界の θ および r 方向の強さで決まる透磁率 $\mu_{2\theta e}$ 、 μ_{2re} は次式で与えられる。

$$\mu_{2\theta e} = \frac{B_{\theta 2m}}{H_{\theta 2m}}, \quad \mu_{2re} = \frac{B_{r2m}}{H_{r2m}} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 $B_{\theta 2m}$ 、 B_{r2m} は、それぞれ $H_{\theta 2m}$ 、 H_{r2m} に対する磁束密度である。また、ヒステリシス角は、 θ 、 r 方向の磁界の強さの最大値 $H_{\theta 2m}$ と H_{r2m} の間で変化するわけであるが、1サイクルの平均値としての一定のヒステリシス角 α_{2e} を考えることができる。これらの点を考慮して $\dot{B}_{\theta 2}$ 、 $\dot{B}_{r2}$ は結局、次式で定義される。

$$\begin{bmatrix} \dot{B}_{\theta 2} \\ \dot{B}_{r2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu_{2\theta e} \cos \alpha_{2e} & \mu_{2re} \sin \alpha_{2e} \\ -\mu_{2\theta e} \sin \alpha_{2e} & \mu_{2re} \cos \alpha_{2e} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{H}_{\theta 2} \\ \dot{H}_{r2} \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (8)$$

このときのギャップ励磁リアクタンス jx_g は、やはり(2)式の交番磁界のものと等しくなり、回転子インピーダンス $\dot{Z}_{Hel}$ のみが相違して次のようになる。

$$\dot{Z}_{Hel} = j \frac{4m\omega_0(k_{wp1}N_1)^2 L |\dot{\mu}_{2e}|^2 B_{-p1}}{\pi p A_{+p1} B_{+p\mu}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで、

$$B_{\pm p\mu} = \dot{\mu}_{2e} \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^p \pm \mu_{2e} \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{-p}$$

$\dot{\mu}_{2e}$ 、 $\bar{\mu}_{2e}$ ：実効複素透磁率とその共役数

また、 μ_{2e} 、 α_{2e} をそれぞれ実効透磁率、実効ヒステリシス角といい、次式で定義する。

$$\left. \begin{aligned} \dot{\mu}_{2e} &= \mu_{2e} e^{-j\alpha_{2e}} = \mu_{2re} \cos \alpha_{2e} - j\mu_{2\theta e} \sin \alpha_{2e} \\ \mu_{2e} &= \sqrt{(\mu_{2re} \cos \alpha_{2e})^2 + (\mu_{2\theta e} \sin \alpha_{2e})^2} \\ \alpha_{2e} &= \tan^{-1} \left\{ \left(\frac{\mu_{2\theta e}}{\mu_{2re}} \right) \tan \alpha_{2e} \right\} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

3. 楕円回転ヒステリシス性の場合の計算について

〈3・1〉 磁気定数(透磁率とヒステリシス角)の決定法 まえがきでも述べたが、回転子内に交番磁界、円回転磁界あるいは楕円回転磁界が生じる場合、その出力はそれぞれの場合のヒステリシス損に比例する。それらのヒステリシス損は次式で表わされる。

$$W_{alt} = \pi H_{1m} B_m \sin \alpha_{2a} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$W_{rot} = 2\pi H_1 B_m \sin \alpha_{2r} \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$W_{ell} = 2\pi H_{\theta 2m} B_{\theta 2m} \sin \alpha_{2e} \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 W_{alt} 、 W_{rot} 、 W_{ell} ：それぞれ交番、円回転、楕円回転ヒステリシス損、 B_m 、 $B_{\theta 2m}$ ：磁束密度、 H_{1m} 、 H_1 、 $H_{\theta 2m}$ ：磁界の強さ、 α_{2a} 、 α_{2r} ：それぞれ交番、円回転ヒステリシス角、 α_{2e} ：楕円回転ヒステリシスの実効ヒステリシス角

したがって、上式より回転子内に生じる磁界の種類によってヒステリシス角が異なることがわかる。それゆえ、等価回路を用いた計算を行うときには、その磁界の種類によって各々のヒステリシス角を決定する必要がある。リング内に交番磁界が生じると考えられる場合は、そのヒステリシス角 α_{2a} は直流ヒステリシスループより求められるので⁽¹⁾⁽³⁾、それを用いればよい(図5の α_{2a})。

円回転磁界のヒステリシス角 α_{2r} は、円回転ヒステリシス損 W_{rot} を測定することによって、測定時の磁界の強さ H_1 および磁束密度 B_m から、(12)式を用いて決定される(図5の α_{2r})。

ここでは、以下に本論文で提案する楕円回転磁界の場合

図5 磁気定数

Fig. 5. Magnetic characteristics of rotor ring.

図 6 θ, r 方向の磁界の割合
Fig. 6. $|H_{r2m}/H_{\theta2m}|$ characteristics vs. B_m .

の実効ヒステリシス角 α'_{2e} および透磁率 $\mu_{2\theta e}, \mu_{2re}$ の決定法について述べる。

〈3・1・1〉 実効ヒステリシス角 α'_{2e} の決定 この場合、まず、回転子リング内の楕円回転磁界の短軸と長軸の比 m' を知る必要がある。これは、文献(2)より次式によって求めることができる。

$$m' = \frac{|H_{r2m}|}{|H_{\theta2m}|} = \frac{\left\{ \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^p + \xi_{2p1} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{-p} \right\} - (1 + \xi_{2p1})}{\left\{ \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^p - \xi_{2p1} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{-p} \right\} - (1 - \xi_{2p1})} \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 p : 極対数、 $\xi_{2p1} = (\mu_2 - \mu_0)/(\mu_2 + \mu_0)$,
 μ_2 : 交番ヒステリシスに対する複素透磁率

この軸比の計算の際に、 μ_2 の値は試料機の回転子リングの磁気特性(図5)より与えた。その結果を図6に示す。図から試料機の場合、回転子リングの磁束密度の大きさにかかわらずほぼ一定な値となり、軸比 m' は4極で約84%、2極で約55%となった。

次に、試料機のリングにこのような軸比 m' となる楕円回転磁界を加えた場合の、楕円回転ヒステリシス損 W_{ell} を求める。楕円回転ヒステリシス損は Penoyer 形トルク磁力計⁽⁷⁾を用いて測定することができるが、この場合、試料形状に制約がある(厚さ0.3mm、直径10mm程度の薄い円盤状試料にする)ためリング試料そのものについて測定はできない。そこで、本報告では試料電動機の回転子リングとほぼ同じ保磁力をもつ別な円盤状試料について楕円回転ヒステリシス損を測定し、その B - W_{ell} 特性より、リングの楕円回転ヒステリシス損 W_{ell} を補間して求める(図7)。ここで、図7の $m'=1, 0.75, 0.5, 0.25$ (実線)のみが実測値で、 $m'=0.84, 0.55$ (破線)は補間して求めたものである。

なお、回転ヒステリシス損を測定した試料は保磁力 $H_c = 6.21$ [kA/m] (78 [Oe])、残留磁束密度 $B_r = 0.97$ [T]、回転子リング材料は $H_c = 6.05$ [kA/m] (76 [Oe])、 $B_r = 1.09$ [T] で、いずれも等方性アルニコ磁石材である。

この W_{ell} より、次式によって楕円回転磁界の場合の実

図 7 回転ヒステリシス損
Fig. 7. Rotational hysteresis losses.

図 8 固定子スロット
Fig. 8. The shape of the slot.

効ヒステリシス角 α'_{2e} が決定される。

$$\alpha'_{2e} = \sin^{-1} \left(\frac{W_{ell}}{2\pi H_{2m} B_{2m}} \right) \dots\dots\dots (15)$$

H_{2m}, B_{2m} : 楕円回転磁界の磁界および磁束密度の最大値

この結果は図5の α'_{2e} のようになる。

筆者の一部によって、先に報告された文献(2)では、この(15)式で(8)式の α_{2e} を決定できると述べているが、これは誤りで、実効ヒステリシス角 α'_{2e} が決定されると訂正する。

α_{2e} は次節で決定される透磁率 $\mu_{2\theta e}, \mu_{2re}$ を用いて次式で求める。

$$\alpha_{2e} = \tan^{-1} \left\{ \left(\frac{\mu_{2re}}{\mu_{2\theta e}} \right) \tan \alpha'_{2e} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

〈3・1・2〉 透磁率 $\mu_{2\theta e}, \mu_{2re}$ の決定 透磁率 $\mu_{2\theta e}, \mu_{2re}$ は、リング内の θ および r 方向の磁界の強さで決まることから、はじめに、その磁界の強さを知る必要がある。文献(1)より、回転子内の基本波について、 r 方向成分および θ 方向成分の磁界の強さの r に対する平均値 $\bar{H}_{2rp1}, \bar{H}_{2\theta p1}$ は、それぞれ次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \bar{H}_{r2p1} = & 2K \frac{k_{wp1}}{d_{p1}\xi} \frac{1}{p(r_2 - r_1)} \left[\left\{ \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^p + \xi_{2p1} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{-p} \right\} - (1 + \xi_{2p1}) \right] \\ & \times \left(1 - \sum_{\rho=1}^{\infty} E_{\rho n, 0p1} \right) \sin(p\theta - s\omega t) \\ = & \bar{H}_{r2m} \sin(p\theta - s\omega t) \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\bar{H}_{\theta 2p1} &= 2K \frac{k_{wp1}}{d_{p1\epsilon}} \frac{1}{p(r_2 - r_1)} \left[\left\{ \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^p \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \xi_{2p1} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{-p} \right\} - (1 - \xi_{2p1}) \right] \\ &\quad \times \left(1 - \sum_{\rho=1}^{\infty} E_{\rho n1,0p1} \right) \cos(p\theta - s\omega t) \\ &= \bar{H}_{\theta 2m} \cos(p\theta - s\omega t) \dots\dots\dots (18)\end{aligned}$$

ここで、

$$K = \frac{3\sqrt{2}N_1 I_1}{2\pi}$$

$$\xi_{2p1} = \frac{\mu_{2p1} \cos \alpha_{2p1} - 1}{\mu_{2p1} \cos \alpha_{2p1} + 1}$$

$$B_{\pm p1\epsilon} = \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^p \pm \xi_{2p1} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{-p}$$

$$d_{p1\epsilon} = \mu_{2p1} A_{-p1} B_{-p1\epsilon} + A_{+p1} B_{+p1\epsilon}$$

$$E_{\rho n1,0p1} = -\frac{p}{d_{p1\epsilon}} \left(1 - \frac{r_2}{r_1} \right) (2\beta_1)^2 A_{\rho n1,0}$$

$$A_{\rho n1,0} = \frac{2\rho n_1 C_{\rho n1}}{2^{2\rho n1}}$$

I_1 : 相電流, μ_{2p1} , α_{2p1} : 回転子リングの比透磁率
およびヒステリシス角, t_e : スロットピッチ,
 o : スロット開口幅, δ : ギャップ長, $\beta_1: o/\delta$ の
関数⁽⁴⁾, $n_1: n_1 \simeq (t_e - o)/o$ なる整数

ここで、この(17), (18)式を用いるには μ_{2p1} , α_{2p1} , I_1 が
未定係数となる。ここでは、便宜的に交番ヒステリシスの
磁気定数を用い $\mu_{2p1} = \mu_2$, $\alpha_{2p1} = \alpha_{2a}$ とし、さらに入力電流
 I_1 は交番ヒステリシス性の等価回路(図4)の等価回路で
(2), (3)式を用いたもので計算した値を用いることに
する。これより磁界の強さの各方向についての平均値
 $\bar{H}_{\theta 2p1}$, $\bar{H}_{r 2p1}$ が求められる。次に、試料機のリングの磁気
特性(B - H 曲線)から、(17), (18)式で求めた $\bar{H}_{r 2m}$, $\bar{H}_{\theta 2m}$
に対する B を求め、(7)式より透磁率 $\mu_{2\theta e}$, μ_{2re} を決定し
た。この透磁率 $\mu_{2\theta e}$, μ_{2re} と、前節で求めた実効ヒステリ
シス角 α'_{2e} を用いることで、楕円回転磁界の磁気定数が決
定され、その等価回路を用いて特性計算を行うことができ
る。

〈3・2〉 特性計算法 楕円回転磁界形ヒステリシス電
動機の特性計算法として次の二つの方法を提案する。

〈3・2・1〉 第1の方法(等価円回転磁界法) この方法
はリングの楕円回転ヒステリシス損を円回転ヒステリシス
損に置き換えて計算する方法である。(15)式で決定された
楕円回転磁界の実効ヒステリシス角 α'_{2e} の値は、(12)式と
比較してもわかるように、等価的に B_{2m} , H_{2m} の円回転磁
界が加わった場合のヒステリシス角と見ることができる。
このことから、 α'_{2e} を α_{2r} にし、 $B_{2m}/H_{2m} = \mu_{2r}$ とすること
によって、楕円回転磁界形ヒステリシス電動機の特性は、
近似的に円回転ヒステリシス性の場合の等価回路を用いて
計算できると考えられる。

〈3・2・2〉 第2の方法(楕円回転磁界法) この方法は
楕円回転磁界形ヒステリシス電動機の特性を、電動機本来
の、楕円回転ヒステリシス性の等価回路を用いて計算する
方法である。この場合、実効ヒステリシス角 α'_{2e} (言い換え

ると(8)式のヒステリシス角 α_{2e})、透磁率 $\mu_{2\theta e}$, μ_{2re} を決
定しなければならないが、それは3.1節に説明した定数を用
いる。定数決定にいきさか近似が入ってはいるが、今ま
で、等価回路の提案にとどまっていた楕円回転磁界の場合
の等価回路の計算を可能にした点に特徴がある。

4. 実験値と計算値の比較

〈4・1〉 試料電動機 ここでは、空間高調波の影響を
極力小さくするため、ギャップ長を0.5 mmと広くとつ
ている。かつ、同期脱出時を考え、うず電流は流れないも
のとする。試料電動機は、三相、50 Hz、スロット数24
で同じ寸法の2極、4極の2機である。固定子巻線定数は
表1に示すとおりである。また固定子寸法は、固定子内径
 $2r_3 = 51.20$ mm, 軸方向の長さ $L' = 26.0$ mm, スロット
ピッチ $t_e = 6.7$ mm, スロット開口幅 $o = 1.8$ mm である。
なお、回転子寸法は表2に示す。また、その回転子リング
の保磁力は $H_c = 6.05$ [kA/m] (76 [Oe]) であり、磁気特性
は図5に示した。ここで、 μ_2 , α_{2a} はリングにトロイダルに
コイルを巻いて直流励磁し、直流ヒステリシスループを測
定し、これから求めたものである。

〈4・2〉 試料電動機の同期脱出時特性 試料機の場合、
 $r_2/r_1 = 3.35$ で、 $|\bar{H}_{r 2m}/\bar{H}_{\theta 2m}| = m' = 55\%$ (2極), 85% (4
極) となり、4極の場合には、円回転ヒステリシス性にか
なり近い楕円回転ヒステリシス性である。まず、ヒステリ
シス角のみに楕円回転ヒステリシスを考慮した、第1の方
法による等価円回転ヒステリシス性による計算結果を図
9, 10に示す。図から、2極機の場合には計算値と実験値
との相違が大きいのがわかる。これは2極機の場合には
 m' が0.5程度と回転磁界の偏平の程度がやや大きく、こ
のような場合には、円回転磁界の等価回路において、ヒス
テリシス角のみ楕円ヒステリシス角に置き換えただけでは
誤差が大きく生じ、等価回路そのものを、楕円回転磁界の
ものを用いなければならないことを示している。それに対
して4極機の場合には m' が比較的1に近く、2極機に比
較すると計算値と実験値の相違は小さくなっている。この
ことから、円に近い楕円回転磁界の場合にこの方法が有効
であると考えられる。

表1 固定子仕様

Table 1. Stator specification.

極数 P	巻数 N_1	巻線係数 k_{wp1}	漏れインピーダンス $r_1 + jx_1$ [Ω]	鉄損等価抵抗 R_{r1} [Ω]
2	1840	0.8848	$155 + j 169$	4060
4	1760	0.9331	$105 + j 89.3$	2290

表2 試料回転子

Table 2. Sampled rotor.

外径	内径	軸方向長		磁気特性
$2r_3$	$2r_1$	L	r_2/r_1	
50.191 mm	15.0 mm	26.0 mm	3.35	図5

図 9 同期脱出時特性

Fig. 9. Synchronous pull-out characteristics.

図 11 同期脱出時特性

Fig. 11. Synchronous pull-out characteristics.

図 10 同期脱出時特性

Fig. 10. Synchronous pull-out characteristics.

図 12 同期脱出時特性

Fig. 12. Synchronous pull-out characteristics.

次に、3.1節で決定された磁気定数(α'_{2e} , $\mu_{2\theta e}$, μ_{2re})を用いた、楕円回転ヒステリシス性の等価回路による計算結果(第2の方法)を図11, 12に示す。

図から2極機、4極機いずれも第1の等価円回転磁界法に比較して、計算値と実験値がよく一致しているのがわかる。この結果より、本計算法が楕円の軸比 m' の比較的小さい場合にも適用でき、提案した磁気定数決定法が妥当であることが明らかである。

なお、図9~12の計算値について、磁束式：半径と記してあるのは、誘導起電力を求める際に、1極の磁束が半径方向にのみ通ると仮定した場合を示す。

5. むすび

本文では、回転子リング内の磁界が一般に楕円回転磁界となる場合のヒステリシス電動機特性計算法について、二つの方法を提案した。

(i)第1の方法は、回転子リングの楕円回転ヒステリシス損 W_{eh} とエネルギー的に等しい円回転ヒステリシス損を考慮した等価円回転磁界法、(ii)第2の方法は、一般の楕円回転磁界の θ, r 方向の透磁率 $\mu_{2\theta e}$, μ_{2re} およびヒステリシス角 α_{2e} の決定法を与えて、今まで行われていなかった楕円回転磁界の等価回路を用いた特性計算法である。

二つの方法による計算値と実験結果の比較から第1の方法は回転子リング内の楕円回転磁界の軸比 m' が1に近いヒステリシス電動機特性計算に有効であり、第2の方法

は一般の楕円回転磁界の場合に適用できることを示した。

また、本文で提案したリングの磁気定数の決定に対して、楕円回転磁界の実効ヒステリシス角 α_{se} は、楕円回転ヒステリシス損をエネルギー的に等しい円回転ヒステリシス損に置き換えた場合の角度を用いたこと、また、透磁率 μ_{20e} , μ_{27e} は、計算の際に μ_{2p1} , α_{2p1} , I_1 が未定係数となったが、これらの値は、近似的に交番ヒステリシス性の等価回路で計算した値を用いた点など、近似を行ったにもかかわらず、電動機特性の計算値は実験値と比較的よく一致が得られた。したがって、これらの決定法は比較的簡単で有効であるといえよう。

ここでは試料回転子として、 $r_2/r_1=3.35$ と普通のリングより非常に厚いものを用いたが、試料を作る際、冷却過程でリングの表面と内部で冷却速度が大きく相違し、磁気特性も同様に大きく異なることがよく知られている。ここでは測定上、平均の磁気特性を用いたが、それにもかかわらず解析結果は実験値と比較的よく一致していることに特に注目したい。

最後に、試料電動機の試作にご協力頂いたオリエンタルモータ(株)の丸島氏はじめ関係各位、円盤状試料の試作にご協力頂いたトーキン(株)の関係各位、また、本論文をまとめるにあたりご協力頂いた本学栗原助手に感謝する。

(平成5年7月23日受付)

文 献

- (1) 湧井：「ヒステリシス電動機における交番ヒステリシスと回転ヒステリシス」，電学誌，90，1558 (昭45-8)
- (2) 湧井・稲葉：「回転子内のだ円および円回転磁界を考慮したヒステリシス電動機の解析」，電学論B，105，977 (昭60-12)
- (3) 宮入・片岡：「ヒステリシス電動機の基本等価回路」，電学誌，85，1740 (昭40-10)
- (4) 湧井・草刈：「ヒステリシス電動機の同期脱出トルクについて」，電学誌，85，1044 (昭40-6)
- (5) 湧井・田山・大沢・久保田：「円及びだ円回転磁界下におけるヒステリシス電動機の特性とその解析」，電気学会マグネティックス研資，MAG-87-138 (昭62-10)
- (6) 久保田・湧井・三上：「円及び楕円回転磁界形ヒステリシス電動機の特性計算法」，電気学会回転機研資，RM-91-56 (平3-10)
- (7) 脇山：「磁気異方性エネルギーの測定法」，金属物理，7，33 (昭36)

- (8) 湧井・平館・久保田：「円，だ円及び正弦波状回転磁界下のヒステリシス損」，電気学会マグネティックス研資，MAG-87-110 (昭62-8)
- (9) 湧井・平館：「円，だ円および正弦波状回転磁界下のヒステリシス損」，電学論A，108，175 (昭63-5)

久保田 朋次 (正員) 昭和26年12月12日生。49年3月茨城大学工業短期大学部電子工学科卒業。同年1月茨城大学工学部電気工学科技官，平成2年。10月学科改組により電気電子工学科技官，現在に至る。小形回転機およびそれに関する磁性材料の研究に従事。日本応用磁気学会，電子情報通信学会会員。

湧井 源二郎 (正員) 昭和4年6月21日生。28年3月東北大学工学部電気工学科卒業。同年4月原電気(株)入社。32年岩手大学工学部電気工学科助手，46年2月同教授。48年4月茨城大学工学部電気工学科に配置換えとなり，平成2年10月学科改組により電気電子工学科教授，平成4年工学部長を併任し，現在に至る。交流電動機および磁気ヒステリシス現象の研究に従事。工学博士。日本応用磁気学会，計測自動制御学会，IEEE 会員。

三上 浩幸 (正員) 昭和41年2月14日生。平2年3月茨城大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年4月(株)日立製作所入社。日立研究所勤務，現在に至る。在学中，ヒステリシス電動機および回転ヒステリシス現象の研究に従事。