フラット誘導電動機の解析

Analysis of Flat Induction Motor

石澤 整　早野 誠治　斉藤 兆古
O.Ishizawa, S.Hayano and Y.Saito

法政大学 工学部
College of Engineering, Hosei University

1. まえがき

近年、半導体の超集積回路技術の急速な進展により、計算機周辺機器の小型大容量化と高性能化が著しい。超集積回路技術は、その微細加工技術を利用した超小型アクチュエータや電動機の開発につながり、マイクロマシンのような超小型機械の学術分野を切り開かんとしている。また、ハードディスクやフロッピーディスクのような高速大容量の記録装置開発の必要性は従来の電気機械分野のより精密・小型・軽量化技術の進展を促した。他方、現代文明を支える化石エネルギーの大量消費は、資源枯渇・環境汚染問題を喚起し、新しいクリーンエネルギーの開発と利用を余儀なくされ、自動車等の駆動源も内燃機関から電動機等に移行せざるを得ない状況になりつつある。このような電気機器の進展と地球環境保護の観点だけでなく、品質と制御性の良さから、自然界にさまざまな形で存在するエネルギーは電気エネルギーの形での利用が促進されるであろう。

電気エネルギーを動力に変換する変換機として、磁界エネルギーを利用する電動機は、直流電動機と交流電動機に大別され、それらの速度やトルクの制御技術は百年以上の歴史を持ち、確立された技術と考えられる。特に、交流電動機の中で、簡単な構造と高耐久性を有し、電源が容易に得られ、取扱いと運転が簡単で低製造コストといった利点を有する誘導電動機は最も信頼度が高く、広く使用されている電動機のひとつである。さらに、インバータ等を用いることにより連続的な速度とトルクの制御が容易である。それ故、誘導電動機の使用される割合は今後高くなっていくと思われる。しかし、従来の電動機は一般に、内燃機関に比較して効率は良いが単位重量当たりの出力が小さい。これは磁束の経路を構成するために継鉄を用いることに起因する。また、高周波励磁を適用すると、励磁電流は小さくなるが鉄損が増加するといった問題が生ずる。多くの場合、磁気エネルギーを活用するために磁界と磁界を作る電流が互いに直交する必要性から界磁巻線の構造が複雑化し、形状がある程度限定される。以上の諸問題を解決すべく

1)単位重量当たりの出力が大きい
2)高周波運転で高効率
3)構造が簡単で、頑丈
4)形状が超薄型から厚型まで可変
5)大きさが大型から超小型
6)集積回路技術の転用によるリソグラフの活用

を前提としたフラット誘導電動機を提案し、いくつかの試作機についてトルク特性等をこれまでに報告した[1,2]。

フラット誘導電動機の回転子に磁性体を用いた場合、回転子中のヒステリシスの影響が無視できない。そこで、本稿では、回転子のヒステリシスループを楕円ループで近似し、等価な複素透磁率で置き換える。本稿では、この複素透磁率を線形化Chua型磁化特性モデルで表す。これにより回転子中の磁束密度と磁界を関係づけ、ヒステリシス性の出力およびトルクを計算する。渦電流による出力およびトルクはフレミングの左手則より計算する。本稿では以上の解析結果と実験結果の比較検討を行ったので報告する。

2. 理論

2.1 フラット誘導電動機のモデリング

供試機を図１ａに、その構造を図１ｂに示す。固定子は図１ｃのようなコイルを積層し、FRP で固定したものである。固定子は三相巻線を有し、両面に回転磁界を生ずるので、回転子は固定子両面に平行に設けられる。ここで Rを固定子半径として、供試機を平均半径R'(R'=R/2)における円周方向に沿って展開すると図２のようになる。g, t_rはそれぞれエアギャップ、回転子の厚さを表す。このとき極ピッチτは、極対数をp として、

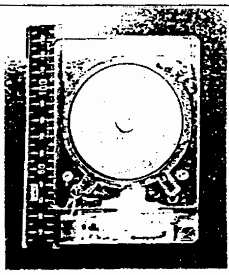

図１ａ フラットー誘導電動機

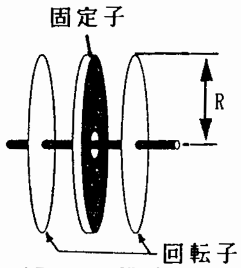

図１ｂ 構造

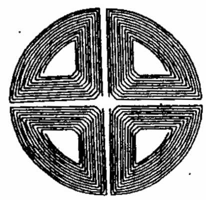

図１ｃ 固定子コイル

$$\tau = 2\pi R'/2p \tag{1}$$

ここで座標 a(x,y,z)を回転子上の移動座標、座標 a'(x',y',z')を原点座標とすると両座標間には、ω:電源角周波数、s:すべり、t:時間として、

$$x' = x+(1-s)\omega t(\tau/\pi) \tag{2}$$

となる［3］。本稿ではこのようにして、円盤型から円筒座標へ展開したこれらの座標系を用いて解析を行った。

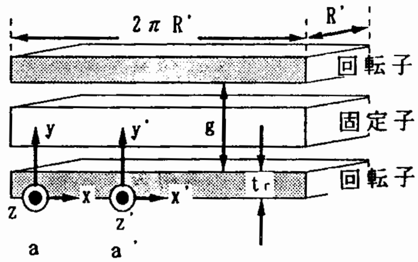

図２ 展開図

2.2 理論

2.2.a 線形化Ｃｈｕａ型磁化特性モデルの導入

一般に、回転子が磁性体のときは回転ヒステリシスが生ずる。この回転ヒステリシスループを磁気飽和を無視して楕円ループで近似する。よって、回転子中の各点はその位置に応じて異なった大きさの楕円ループを描くこととなる。このとき、このループ群の方程式は次式で表される。

$$B = B_m\cos\theta \tag{3a}$$
$$H = (B_m/\mu)\cos(\theta+\rho) \tag{3b}$$

ただし、B_mは各ループの磁束密度最大値、μ，ρ はそれぞれ透磁率、ヒステリシス角である。ここで、固定子回転起磁力が正弦波分布であれば、

$$\theta = \omega t-\pi x'/\tau+\theta_0 \tag{4a}$$
$$\theta = s\omega t-\pi x/\tau+\theta_0 \tag{4b}$$

θ_0:位相角

このとき交流ベクトルで表したB,Hの関係は、

$$\dot{B} = \dot{\mu}\dot{H} \tag{5a}$$

であり、μは複素透磁率であるから、

$$\dot{\mu} = |\mu| e^{-j\rho} \tag{5b}$$

と表せる。この複素透磁率を表すため線形化Chua型モデルを適用する。いま、可逆透磁率をμ_r、ヒステリシス係数をcとすれば、磁界Hと磁束密度Bの関係は Chua型モデルによって、次式のように表される[4]。

$$H = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{c}\left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt}\right) \tag{6a}$$

(6a)式で、 μ, μ_r, c は一定値で、H, B は時間に対して正弦波状に変化するので複素記号法 $d/dt=j\omega$ を適用し、変形すると、

$$\begin{aligned} \dot{\mu} &= \dot{B}/\dot{H} \\ &= \frac{\mu}{c^2+(s\omega\mu)^2}\{c^2+(s\omega)^2\mu\mu_r - js\omega(\mu-\mu_r)c\} \end{aligned} \tag{6b}$$

この式を(5b)式の形に変形すれば、

$$|\dot{\mu}| = \frac{\sqrt{c^2+(s\omega\mu_r)^2}}{\sqrt{c^2+(s\omega\mu)^2}} \quad , \quad \rho = \tan^{-1}\frac{s\omega(\mu-\mu_r)c}{c^2+(s\omega)^2\mu\mu_r} \tag{6c}$$

となる。これが本稿で用いる複素透磁率である。

2.2.b システム方程式

上記の複素透磁率を用いて回転子中のシステム方程式を導出するためにいくつかの仮定をおく。

(1) 回転子円盤の外周と内周における終端効果は無視し、半径方向のみの電流成分を考慮する。

ここで固定子は対称m相巻線を有し、第k相の導体の周辺密度の分布$Z_{(k)}$は正弦波状であるとすれば、

$$Z_{(k)} = Z\cos\{\pi x'/\tau - (k-1)2\pi/m\} \tag{7a}$$

Zは導体密度最大値を表し、半径方向の平均値を考慮すると、K_w:巻線係数, W:一相全巻数として、

$$Z = (K_w 2W/2p)(2/\pi) \tag{7b}$$

ここで平衡m相の正弦波電流

$$i(k) = \sqrt{2}I\cos\{\omega t-(k-1)2\pi/m+\phi_0\} \tag{7c}$$

が流れているとき、固定子合成起磁力Fが、

$$F = (m/2)\sqrt{2}IZ\cos\{s\omega t-\pi x/\tau+\phi_0\} \tag{7d}$$

と表せるとする。さらに、

(2) ギャップは一様とする。
(3) 回転子から外部への漏れ磁束は無視する。
(4) 固定子の純抵抗分は運転中不変である。

以上の仮定のもとで、すべりsにおいて回転子中で次式が成立する。

$$\left.\begin{array}{l} \mathrm{rot}\dot{H} = \dot{I} \\ \mathrm{rot}\dot{E} = -js\omega\dot{B} \\ \mathrm{div}\dot{B} = 0 \\ \text{ただし、}\quad \dot{B} = \mu\dot{H},\ \dot{I} = k\dot{E} \end{array}\right] \qquad (8)$$

(8)式より、磁束密度Bに関する微分方程式

$$\nabla^2\dot{B} = js\omega\kappa\mu\dot{B} \qquad (9)$$

がシステム方程式として得られる。ここで、仮定(1)より、$\dot{B}$の半径方向成分は0であるから、$B_z=0$ としてよい。さらに、円周方向xの境界条件が、

$$(\dot{B}_x)_{x=0} = (\dot{B}_x)_{x=2p\tau} \qquad (10a)$$

と表される。軸方向yの境界条件は、仮定(3)から、

$$(\dot{B}_y)_{y=0} = 0 \qquad (10b)$$

さらに回転子表面の$\dot{B}$のy成分（ギャップ磁束密度）が、最大値を B_{gm} として、

$$(B_y)_{y=tr} = B_{gm}\cos(s\omega t-\pi x/\tau+\phi_1) \qquad (10c)$$

すなわち

$$(\dot{B}_y)_{y=tr} = (B_{gm}/\sqrt{2})e^{-j(\pi x/\tau-\phi_1)} \qquad (10d)$$

と与えられれば、(9)式の解は、$\dot{B}_x$, $\dot{B}_y$ がB_{gm} を含むすべりs の関数として得られる。よって磁界H の各成分は、

$$\left.\begin{array}{l} \dot{H}_x = \dot{B}_x/\mu \\ \dot{H}_y = \dot{B}_y/\mu \\ \dot{H}_z = 0 \end{array}\right] \qquad (10e)$$

さらに、電流密度$\dot{I}$ は(8)式、(10e)式および$\dot{B}$の各成分から、

$$\left.\begin{array}{l} \dot{I}_x = \dot{I}_y = 0 \\ \dot{I}_z = -(\tau/\pi)s\omega k\dot{B}_y \end{array}\right] \qquad (10f)$$

2.2.c ヒステリシストルク

磁気ヒステリシスにより回転子一枚に発生する力 F_Hは、回転子中のB,Hの成分を用いて次式で表される。

$$F_H = p\int_0^{R'}\int_0^{tr}\int_0^{2\tau}\left[B_x\frac{\partial H_x}{\partial x} + B_y\frac{\partial H_y}{\partial x} + B_z\frac{\partial H_z}{\partial x}\right]dxdydz \quad (N) \tag{11a}$$

上式はＴｅａｒｅ氏のヒステリシストルクの式（円筒座標表示）に対応する直線力の式である[3]。よって回転子の移動速度をv_rとすると、ヒステリシス出力P_Hは全体で、

$$P_H = 2F_H v_r = 2F_H\omega(1-s)\tau/\pi \quad (W) \tag{11b}$$

P_Hを回転子角速度で割ると、ヒステリシストルクT_Hが得られる。

$$T_H = P_H p/\omega(1-s) \quad (Nm) \tag{11c}$$

2.2.d 渦電流トルク

回転子中の微小体積dVに発生するx方向の渦電流力dF_Eは、図３にフレミングの左手の法則を適用して、

$$dF_E = -B_y \cdot I_z dxdy \cdot dz \tag{12a}$$

となるので、回転子一枚につき渦電流力は、

$$F_E = -p\int_0^{R'}\int_0^{tr}\int_0^{2\tau} B_y I_z dxdydz \quad (N) \tag{12b}$$

よって渦電流出力P_Eは全体では、

$$P_E = 2F_E v_r = 2F_E\omega(1-s)\tau/\pi \quad (W) \tag{12c}$$

うず電流トルクT_Eは、P_Eを回転角速度で割って得られる。

$$T_E = P_E p/\omega(1-s) \quad (Nm) \tag{12d}$$

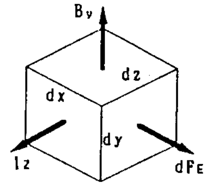

図３　微小体積に発生する渦電流力 dF_E

2.3 等価回路

ここではギャップ磁束密度B_{gm}と固定子電圧V、電流Iの関係を求めるために、等価回路を誘導する。図４のように、微小幅dxをもった閉磁路Cをとり、アンペアの周回積分を適用する。H_xが２枚の回転子表面で等しいとすると、

$$\dot{F}\pi dx/\tau = (\dot{H}_g + d\dot{H}_g)g - \dot{H}_g g + 2(\dot{H}_x)_{y=tr}dx \tag{13a}$$

ただし、$\dot{F}$ は固定子回転起磁力の周辺密度で、

$$\dot{F} = (m/2)IZe^{-j(\pi x/\tau - \phi 0)} \tag{13b}$$

$\dot{H}_g$はギャップ磁界を表し、

$$\dot{H}_g = (\dot{B}_y)_{y=tr}/\mu_0 \tag{14}$$

上式の両辺を$\pi dx/\tau$ で割って整理すると、

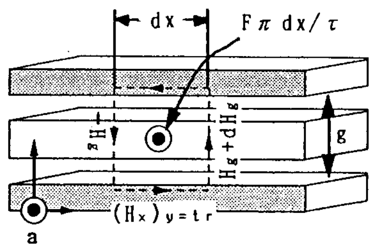

図４　微小幅dxの磁路C

$$F=\frac{\tau g}{\pi}\frac{\partial \dot{H}_g}{\partial x}+\frac{2\tau}{\pi}(H_x)_{y=tr} \tag{15}$$

(15)式において、右辺第1項は、固定子起磁力$\dot{F}$がギャップに、第2項は回転子にかかることを示す。

ここで固定子1相の電流を$\dot{I}$、$\dot{I}_g, \dot{I}_r$をそれぞれギャップおよび回転子に起磁力を供給する固定子電流成分とすれば、

$$\dot{I}=\dot{I}_g+\dot{I}_r \tag{16}$$

固定子巻線の第k相に誘導される起電力$\dot{E}$は、

$$\dot{E}=-\int_0^{2p\tau}(\dot{B}_y)_{y=tr}R'\omega Z_{(k)}dx' \tag{17a}$$

ただし、$(\dot{B}_y)_{y=tr}$は固定子側に換算したものを表し、$\dot{E}$の正方向は$\dot{I}$の正方向にとってある。上式を解いて(7b)式を代入すると、

$$\dot{E}=-\sqrt{2}\pi K_w W f \Phi e^{-j\{(k-1)2\pi/m-\phi 1\}} \tag{17b}$$

また、1極の磁束Φは

$$\Phi=(2/\pi)B_{gm}\tau R' \tag{18}$$

この磁束に起因する逆起電力$\dot{E}$に対する印加電圧を$\dot{E}_1$とすれば、

$$\dot{E}_1=-\dot{E} \tag{19}$$

この式と、(16)式の$\dot{I}_g, \dot{I}_r$を求めることにより、等価回路の枝路インピーダンスが得られる。x_gを励磁リアクタンス、Z_rを回転子の等価インピーダンスとして

$$\dot{E}_1/\dot{I}_g=jx_g \tag{20}$$

$$\dot{E}_1/\dot{I}_r=\dot{Z}_r \tag{21}$$

である。固定子の漏れ磁束は仮定(3)において無視しているので、漏れインピーダンスとして固定子抵抗r_1を(20),(21)に加えれば等価回路が得られ、図5のように表せる。さらにZ_rとx_gの並列合成インピーダンスをZ_{rg}とすれば固定子電流Iが、

$$I=E_1/Z_{rg} \tag{22}$$

となり、Z_{rg}とr_1の合成インピーダンス（電動機1相インピーダンス）をZ_tとすれば、固定子への印加電圧Vは、

$$V=IZ_t \tag{23}$$

となる。

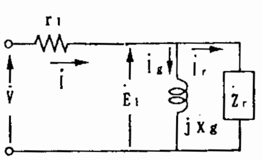

図5　等価回路

3．実験

3.1 供試機

供試機の諸定数は表1の通りである。

表1　試作機の諸定数

固定子

外径	70 [mm]	一相巻数	120
厚さ	2.5 [mm]	巻線係数	0.80
極数	4	一相抵抗	2.6 [Ω]
線径	0.3 [mm]	一相インダクタンス	0.08 [mH]

回転子

外径	70 [mm]	透磁率	1.51×10^{-4} [H/m]
厚さ	0.5/0.8 [mm]	可逆透磁率	2.10×10^{-5} [H/m]
慣性モーメント	$1.76\times10^{-5}/2.85\times10^{-5}$ [kgm^2]		
材質	商用鉄板	ヒステリシス係数	1.898
形状	無垢円盤	エアギャップ(総合)	4.5 [mm]

実験値は速度微分法を用いて求めた。T:トルク、P:出力とすれば、

$$T = J(d\omega_m/dt)+F\omega_m \quad [Nm] \tag{24}$$
$$P = \omega_m T \quad [W] \tag{25}$$

ただし、J：慣性モーメント、ω_m：回転子角速度、$F\omega_m$：摩擦

理論値の計算手順は以下の通りである。

1. 拘束時のZ_l, Z_{rg}を計算する。
2. I を(23)式より求める。
3. E_1を(22)式より求める。
4. (17b),(19)式から得られる関係式

$$B_{gm} = \pi E_1/(\sqrt{2}\omega K_w W \tau R') \tag{26}$$

　　よりギャップ磁束密度の最大値 B_{gm}が得られる。

5. 任意のすべりにおける出力とトルクは(11b),(11c),(12c),(12d)から、および固定子電流は(22)式から得られる。

3.2 実験値と計算値

実験値は、厚さt_rが0.5,0.8[mm]の回転子を用い、相電圧 2.5[V]、周波数 fが50, 100, 500, 1000 [Hz]の場合について測定した値である。 測定は電源投入後十分な時間をおいて熱的に安定した状態から開始した。供試機は回転子円盤が水平になるようセッティングした。回転速度は光学式計測機を用いて測定した。図6 a～d に0.5[mm], e～h に0.8[mm]の場合の実験値と計算値を示す。

3.3 実験値と計算値の比較および考察

本稿で用いた供試機は固定子の厚さを除外しても片側のエアギャップが 1[mm]にも達するため、空気中の透磁率が支配的となっている。そのためトルクは微小で、摩擦等の影響が無視できない。0.5[mm],50[Hz]の測定以外では同期速度に達

する前に実測トルクが 0になってしまう。よってそれ以外の測定条件では(21)式中に示した摩擦力を考慮した値を実験値としている。

電流の実験値と理論値は、いずれの条件においてもよく一致している。電流値はすべりに対しほぼ一定で、これは一次抵抗が支配的であることに起因する。

トルクと出力は、50,100[Hz]では計算値が実験値よりもかなり低めに得られている。Chua型磁化特性モデルは高周波領域で線形動作を前提としているため、低周波ではヒステリシスカーブが細くなり、ヒステリシストルクが十分に得られないためと思われる。500[Hz]では計算値と理論値はよく一致している。 1000[Hz]での測定では先に述べた摩擦の他に、回転子のゆがみに起因する風損その他の損失が大きいために実測トルクが低めに得られたようである。また、始動時は二次周波数が高く回転子のゆがみによるエアギャップの変動がトルクの脈動として表れている。何れにしても、より工作精度が高く、高出力の供試機を用いれば、高周波での特性算定が可能と考えられる。 参考までに、供試機が、固定子の厚さ0.3[mm]程度 (例えばポリイミド50μm + 銅箔35μm の三層構造)で、エアギャップ0.2[mm]を実現した場合、特性は計算上以下のようになる。

回転子厚さ0.5[mm],相電圧2.5[V],周波数500[Hz]のときの計算値

エアギャップ [mm]	1 (図6 c 参照)	0.2
固定子電流(始動時)[A]	0.74	0.63
始動トルク [Nm]	1.66×10^{-4}	5.0×10^{-4}
最高出力 [W]	0.067	0.2

上表のように、エアギャップの最小化が電動機の特性改善につながることが明らかである。

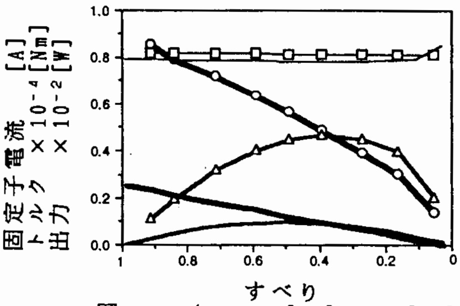

図6 a (tr=0.5[mm], f=50[Hz])

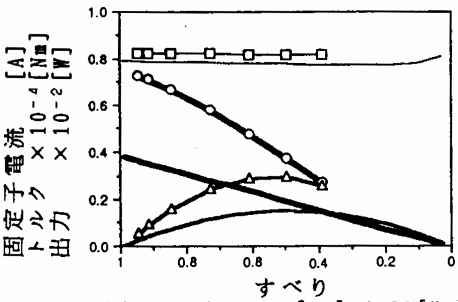

図6 e (tr=0.8[mm], f=50[Hz])

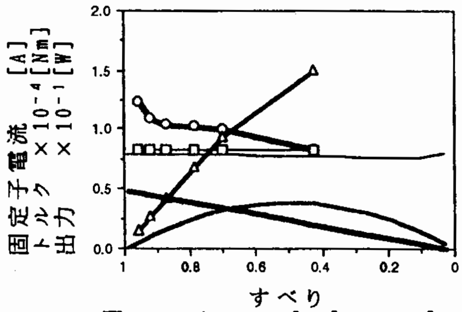

図6 b (tr=0.5[mm], f=100[Hz])

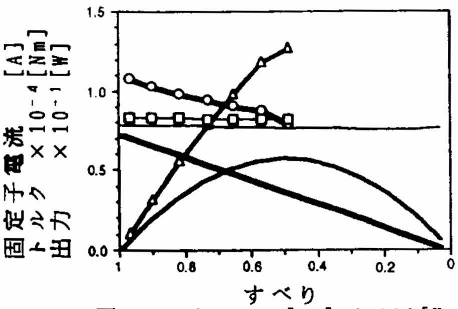

図6 f (tr=0.8[mm], f=100[Hz])

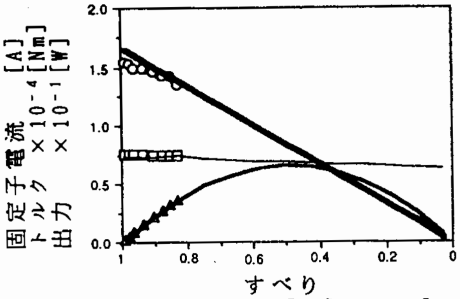

図６ｃ （t_r=0.5[mm], f=500[Hz]）

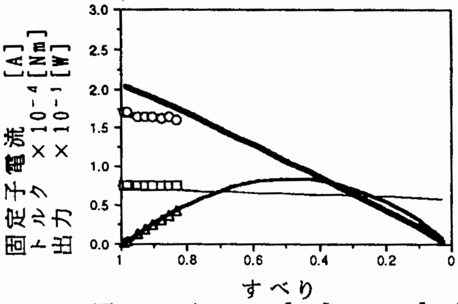

図６ｇ （t_r=0.8[mm], f=500[Hz]）

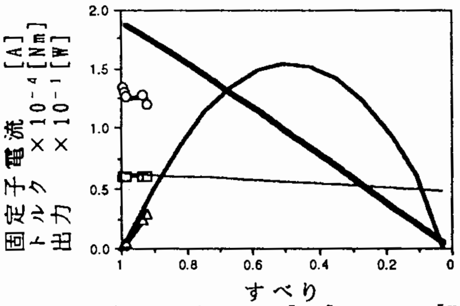

図６ｄ （t_r=0.5[mm], f=1000[Hz]）

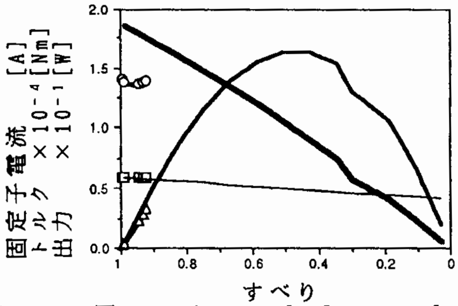

図６ｈ （t_r=0.8[mm], f=1000[Hz]）

図６　計算値と実験値の比較

トルク実験値
出力実験値
固定子電流実験値
トルク理論値
出力理論値
固定子電流理論値

４．まとめ

以上、フラット誘導電動機の解析にあたり、回転子中のヒステリシスカーブを記述する複素透磁率に、Ｃｈｕａ型磁化特性モデルの導入を行なった。計算結果は、高周波において実験値の傾向とほぼ合致し、今回の解析方法が妥当であることを示した。

参考文献

[1] 石沢整，早野誠治，斉藤兆古，"フィルムモータの試作，"電気学会マグネティックス研究会資料 MAG-93-169，1993年

[2] O. Ishizawa et al, "The Nature of Flat Induction Motor, "Proceedings of 2nd Japan-Checo-Slovak Joint Seminar, Jan. 19-21 '94 Kyoto.

[3] 宮入庄太，片岡昭雄，"うず電流の影響を考慮したヒステリシス電動機の一解析法、"電気学会雑誌 Vol. 86-6, No. 933, 1966年

[4] 宮崎淳，早野誠治，斉藤兆古，"線形化Ｃｈｕａ型磁化特性モデルと複素透磁率について，"マグネティックス研究会資料 MAG-90-90，1990年

原稿受付日	平成６年９月21日