UDC 621.313.32.044.53:621.3.017.3

論文

58-B11

有限要素法による塊状磁極同期電動機の 磁極部発生損失

正員 山田 速 敏 (埼玉大)

准員 金 井 均 (埼玉大)

正員 伊 藤 馨 (東京芝浦電気)

正員 中 野 正 允 (東京芝浦電気)

1. ま え が き

近年、有限要素法による解析法が変圧器および回転機の分野において適用されているが、有限要素法による解析の利点は、解析解が容易に求めたい構造が複雑な形状に対して計算が可能である点にあると考えられている^{(1)~(6)}。

突極形塊状磁極同期電動機は積層磁極の同期電動機とは異なり、磁極内の電流分布が複雑であることから未だ詳細に解決しなければならない点が数多く残されている^{(1)~(6)}。

限界設計に伴って、より精密な計算精度の向上が必要となる。信頼性の向上と、絶縁設計とに関連して、非同期運転時における塊状磁極同期電動機の磁極部の温度分布を詳しく知る必要がある。すなわち、塊状磁極部の磁極内部に発生する損失を詳しく知る必要がある。

本論文は有限要素法によって始動時における磁極内部の発生損失を求めたものである。

また、有限要素法によって求められた発生損失と、均質形塊状鉄心誘導電動機における損失分布と比較し一般的な設計指針を得ることを目的として考察を行っている。

本論文では有限要素法によって、塊状磁極同期電動

機の磁極部の磁束分布を求めた。また、ベクトルポテンシャルと磁極内に発生する損失との関係を理論的に考察し、磁極内部の損失分布を求めている。固定子内面に境界値として与えるエアギャップ部の磁束密度は直軸等価回路、および横軸等価回路⁽⁶⁾における一次インピーダンス電圧降下を考慮して求めている。

非同期運転時における基本波成分の損失分布を知ること、発生トルクを知ることとはお互いに関連がある。有限要素法によるトルク計算結果と実測値との比較を行なった結果、すべり0.5付近を除いては測定結果と合うことを確かめた。

回転子が円筒形状の塊状鉄心誘導電動機の場合には発生損失の解析解が得られている⁽⁷⁾(非線形理論)。しかしながら、複雑な磁極形状を有する塊状磁極同期電動機の発生損失の解析解は従来求められていない。塊状磁極部について、有限要素法の解析結果より、発生損失の計算を行なった結果、磁極表面については非線形理論⁽⁷⁾の発生損失に近い値を示すことがわかった。

その結果をもとにして、本論文では有限要素法による損失計算値を非線形理論による値によって無次元化を行なった。すなわち、設計上、必ずしも有限要素法による計算を行なわなくても、突極形塊状磁極同期電動機の損失分布および損失値の推定ができることが本論文により明らかにされた。

2. 突極形塊状磁極同期機の磁束分布

塊状磁極内部に発生する損失を計算するため、塊状磁極の磁気的非線形を考慮して、有限要素法によって磁束分布を求める。以下、順に説明を行なうこととする。

(2.1) 有限要素法による計算の概要 塊状磁極

Loss Calculation in Solid Pole Salient Machine by Finite Element Method at Asynchronous Operation. By Hayatoshi Yamada, Member, Hitoshi Kanai, Associate (Faculty of Engineering, Saitama University), Kaoru Ito, Member & Masachika Nakano, Member (Toshiba Corporation),
山田速敏: 正員, 埼玉大学工学部電気工学科
金井 均: 准員, 埼玉大学工学部電気工学科
伊藤 馨: 正員, 東京芝浦電気株式会社
中野正允: 正員, 東京芝浦電気株式会社

図 1 要素分割図

Fig. 1. FEM Subdivision.

部にうず電流が流れる場合、二次元問題として考えと、次式が成立する。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial y} \right) = j\omega \sigma \mathbf{A} - \mathbf{J}_e \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{A}$ は複素ベクトルポテンシャルで、 μ は透磁率、 $\mathbf{J}_e$ は印加電流で、 σ は導電率である。

座標系に関して、 x 方向成分は回転方向、 y 方向は半径方向とする。(1) 式を有限要素法を用いて解くことにより、塊状磁極同期機の磁極内部のうず電流損を求めることができる。

図 1 は有限要素法によって解析を行なう場合の、塊状磁極の要素分割図である。磁極の対称性を考慮して一極分について解析を行なう。図 1 における要素数は 758、節点数は 418 である。なお、解析の対象とした塊状磁極同期機の定格は 4 極、220 V、3kVA、50Hz である。

図 1 の塊状磁極内部の各要素の透磁率 μ は、まず有限要素法による解から磁束密度 B の絶対値を求め磁極材料の磁気特性から μ を求めている。透磁率 μ の値が収束する値をもって、その要素の透磁率としている。すなわち、塊状磁極材料の磁気特性より磁束密度と比透磁率 μ_r との関係を求める。本論文における磁束密度 B と比透磁率 μ_r との関数関係を次に示す。

$$0 \leq B \leq 0.85, \mu_r = \alpha_0$$

$$0.85 < B \leq 1.1, \mu_r = \alpha_1(B - \alpha_2)^2 + \alpha_0$$

$$1.1 < B \leq 1.5, \mu_r = \alpha_3 B + \alpha_4$$

$$1.5 < B \leq 1.95, \mu_r = \alpha_5 B^2 + \alpha_6 B + \alpha_7$$

$$1.95 < B < \infty, \mu_r = \exp\{\alpha_8 B^2 + \alpha_9 B\} + 1$$

ここで、 α_i ($i=0, 1, 2, \dots, 9$) は塊状磁極材料の磁気特性より求められる係数である。

さて、ベクトルポテンシャルより求められる磁束密度 B は各要素について複素数で与えられる。すなわち、次式の形になる。

$$\mathbf{B} = |\mathbf{B}_0| + j|\mathbf{B}_1|$$

B_0 の x 方向成分、 y 方向成分をそれぞれ B_{0x}, B_{0y} とし、 B_1 の x 方向成分、 y 方向成分をそれぞれ B_{1x}, B_{1y} とすると

$$|\mathbf{B}_0| = \sqrt{B_{0x}^2 + B_{0y}^2}$$

$$|\mathbf{B}_1| = \sqrt{B_{1x}^2 + B_{1y}^2}$$

従って、磁束密度 B は次式により求めることができる。

$$B = \sqrt{B_0^2 + B_1^2}$$

本論文の塊状磁極部の発生損失およびトルクの計算にあたり端部の影響を考慮して求めている。すなわち端係数〔文献(6)の(44)式〕によって固有抵抗値の補正を行なっている。

次に境界条件について述べる。

本研究において、基本波による回転磁界中の塊状磁極部の磁束分布を求めるため、その境界条件は、固定子鉄心内径に正弦波状にベクトルポテンシャル値を与える。すなわち、図 2、図 3 に与えるベクトルポテンシャル値を示す。図 2 は直軸位置におけるベクトルポテンシャル分布、図 3 は横軸位置におけるベクトルポテンシャル分布を示す。図 2 における A_d は直軸位置におけるエアギャップ部ベクトルポテンシャル最大値である。また、図 3 における A_q は横軸位置におけるエアギャップ部ベクトルポテンシャル最大値である。

すなわち、エアギャップ磁束密度の最大位置に磁極

図 2 ベクトルポテンシャル値(直軸位置)

Fig. 2. Vector potential (direct axis).

図 3 ベクトルポテンシャル値(横軸位置)

Fig. 3. Vector potential (Quadrature axis).

の中心がある場合（直軸位置）と、磁極と磁極の中間位置（横軸位置）にエアギャップ磁束密度の最大値がある場合とでは塊状磁極部に発生する損失が異なる。本論文では現象が異なる二つの場合について磁極部の損失計算を行なった。

なお、磁極の直軸位置および横軸位置におけるベクトルポテンシャルはエアギャップ部最大磁束密度で基準化した値であるので、各すべりに対して適切なエアギャップ磁束密度を与える。本研究においては、等価回路を用いることによって、一次側インピーダンスによる電圧降下を考慮してエアギャップ部最大磁束密度を求めている。

〈2.2〉 計算結果 有限要素法により、突極形塊状磁極同期電動機の各すべりに対する磁束分析を求めた。界磁コイルは開放とし、塊状鉄心部にうず電流が発生している場合を計算している。

図4、図5に磁束分布の計算例を示す。図4はすべり $S=1$ で、直軸位置および横軸位置における磁束分布である。図5はすべり $S=0.2$ における計算例である。

(a) 直軸位置

(b) 横軸位置

図4 磁束分布 ($S=1$)

Fig. 4. Flux distributions ($S=1$).

(a) 直軸位置

(b) 横軸位置

図5 磁束分布 ($S=0.2$)

Fig. 5. Flux distributions ($S=0.2$).

図4、図5の比較により、すべりが少となると磁束がより深く浸透し、磁極の深い位置における回転磁界に対する位相遅れも少なくなることが示されている。

3. 磁極内部の損失分布

ここでは、複素ベクトルポテンシャルと損失計算式との関係について考察し、本論文と関連のある非線形理論⁽⁷⁾について述べる。

〈3.1〉 複素ベクトルポテンシャルと損失計算式

有限要素法による磁束分布と塊状磁極内部に発生する損失との関係を明らかにするため、マックスウェルの電磁界方程式を解き、塊状磁極内の損失計算式を求める。

まず、次に示す方程式(2)式～(6)式より

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad (3)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} \quad (4)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (5)$$

$$\dot{E}_x = \dot{E}_y \equiv 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

次式が得られ、 E_z は(8)式により求められる。

$$\frac{\partial \dot{B}_y}{\partial t} = \frac{\partial \dot{E}_z}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$E_z = \int \left(\frac{\partial \dot{B}_y}{\partial t} \right) dx \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、記号 B_y, E_z は時間ベクトルを示している。また、 ω_0 は電源周波数、 x_0 は極対ピッチを示すものとする。

ここで、

$$\dot{B}_y = B_y e^{j\beta} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\beta = (2\pi/x_0)x - S\omega_0 t \quad \dots\dots\dots (10)$$

と定めれば、

$$\dot{B}_x = -(x_0/2\pi)S\omega_0 B_y \quad \dots\dots\dots (11)$$

を得る。すなわち、

$$\therefore E_z = -(x_0/2\pi)S\omega_0 \operatorname{Re}\{B_y\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

また、軸方向電流密度 J_z は次式となる。

$$J_z = -(x_0/2\pi)S\omega_0 \sigma \operatorname{Re}\{B_y\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

よって瞬時値損失を W_c で示すとすれば、

$$W_c = (1/\sigma) J_z^2 = \sigma \left(\frac{x_0}{2\pi} S \omega_0 \right)^2 \{ \operatorname{Re}(B_y) \}^2 \quad \dots\dots\dots (14)$$

として得られる。

次に、有限要素法により求められるベクトルポテンシャル値と塊状磁極内部に発生する損失との関係を明らかにする。

ベクトルポテンシャルは次式で定義される。

$$B = \operatorname{rot} A \quad \dots\dots\dots (15)$$

(2)式～(5)式と(15)式より、 E_z は、

$$E_z = -\frac{\partial A_z}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (16)$$

となる。ここで、

$$A_z = A_1(x, y) e^{j\beta} \quad \dots\dots\dots (17)$$

とおけば、

$$E_z = j S \omega_0 A_1 e^{j\beta} \quad \dots\dots\dots (18)$$

また、(15)式～(17)式より

$$B_y = -\frac{\partial}{\partial t} A_1 e^{j\beta} \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\therefore B_y = -j \left(\frac{2\pi}{x_0} \right) A_1 e^{j\beta} \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\therefore A = A_1 e^{j\beta} = j \left(\frac{x_0}{2\pi} \right) B_y \quad \dots\dots\dots (21)$$

更に、(10)式を(15)式に代入し、整理すると

$$E_z = j S \omega_0 \{ A_1 e^{j\beta} \} = - \left(\frac{x_0}{2\pi} \right) S \omega_0 B_y$$

$$\dots\dots\dots (22)$$

を得る。

本論文における有限要素法は、一次要素を用いているので、磁束密度 B は三角要素内で一定となる。このため B を用いて損失分布を計算するよりも、位置の関数であるベクトルポテンシャル $A_1(x, y)$ を用いて損失計算の方が精度良く計算することができる。従って、磁束密度 B を用いた損失計算式は(14)式で求められているが、次にベクトルポテンシャル A を用いた損失計算式を求める。また瞬時値の損失は(14)式、(20)式より(23)式で与えられる。

$$W_c = J_z^2 / \sigma = \sigma [\operatorname{Re}(j S \omega_0 A_1 e^{j\beta})]^2 \dots\dots (23)$$

次に、損失の時間平均値を求める。まず、ベクトルポテンシャル A は次式のように変形される。

$$\begin{aligned} A &= A_1 e^{j\beta} = (A_{01} + j A_{02}) e^{j\beta} \\ &= (A_{01} \cos \beta - A_{02} \sin \beta) + j (A_{02} \cos \beta \\ &\quad + A_{01} \sin \beta) \quad \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

従って、損失 W_c は

$$\begin{aligned} W_c &= \sigma (S \omega_0)^2 (A_{02}^2 \cos^2 \beta + A_{01}^2 \sin^2 \beta \\ &\quad + 2 A_{01} A_{02} \cos \beta \sin \beta) \quad \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

を得る。ここで、平均損失を W とすると

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{T} \int W_c dt = \frac{1}{\omega T} \int_0^{2\pi} W_c d\omega t \\ &= \frac{1}{2} (S \omega_0)^2 \sigma (A_{01}^2 + A_{02}^2) \quad (\text{W/m}^2) \quad \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

ここで、

$$A_1 = A_{01} + j A_{02} \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$|A_1| = (A_{01}^2 + A_{02}^2)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$\therefore W = \frac{1}{2} (S \omega_0)^2 \sigma |A_1|^2 \quad (\text{W/m}^3) \quad \dots\dots (29)$$

このように複素ベクトルポテンシャルの絶対値の二乗を求め係数 $(S \omega_0)^2 \sigma / 2$ を乗ずることにより平均損失を計算することができる。

〈3・2〉 非線形理論の概要 本研究では有限要素法による計算結果と非線形理論による結果とを比較している。説明の都合上、非線形理論⁽⁷⁾の概要を述べることにする。

塊状鉄心内の磁気特性を次式で近似する。

$$B_x = K H_x^{1-2/n} \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$B_y = \mu_0 \mu_y H_y \quad \dots\dots\dots (31)$$

損失計算式は次式で与えられる。

$$W = \frac{\omega^2 K^2 a_0^{2n-4}}{2\rho \{ (n-1)^2 + A^2 \}} Z^{2n-2} \quad (\text{W/m}^3) \quad \dots\dots\dots (32)$$

記号 A, a_0 は次式により与えられる。

$$A = (2n-1)m / (2\sigma\omega) \dots\dots\dots (33)$$

$$a_0 = \{\sigma\omega / (2n-1)\} \sqrt{2K/m} \dots\dots\dots (34)$$

$$m = -\frac{1}{\mu_0 \mu_z} \left(\frac{\pi}{\tau} \right)^2 + \sqrt{\left\{ \frac{1}{\mu_0 \mu_z} \left(\frac{\pi}{\tau} \right)^2 + \frac{4n(n-1)\omega^2 \sigma^2}{(2n-1)^2} \right\}} \dots\dots\dots (35)$$

〈3.3〉 計算例 ここでは、非線形理論による損失計算で使用する BH 曲線、非線形理論による損失計算値、有限要素法による損失の計算例について述べる。

非線形理論計算において、磁極部の磁性材料の実測の BH 曲線に近い曲線として次式で与える。

$$B = 0.4 H^{0.16} \dots\dots\dots (36)$$

次に、非線形理論の回転子半径仮想長 Z_0 を検討する。

非線形理論の特徴は、この Z_0 である。この Z_0 はポールピッチ、磁束密度、 $B-H$ 曲線などで決定されそれぞれ異なる値を用いると変動する。

以下に、 B_{z0} と Z_0 の関係を示し、供試機の数値を代入し、 Z_0 を求める。

$$|B_{z0}| = \left(\frac{\pi}{\tau} \right) \frac{K a_0^{n-2}}{\sqrt{(n-1)^2 + A^2}} Z_0^{n-1} \dots\dots\dots (37)$$

であるから

$$g_1 = \left\{ \left(\frac{\tau}{\pi} \right) \frac{\sqrt{(n-1)^2 + A^2}}{K a_0^{n-2}} \right\}^{1/(n-1)} \dots\dots\dots (38)$$

更に、 Z_0 は次式で与えられる。

$$Z_0 = g_1 |B_{z0}|^{1/(n-1)} \dots\dots\dots (39)$$

有限要素法において、すべり $S=1$ でエアギャップ部最大磁束密度は直軸位置で 0.479 T を使用した。直軸における磁束浸透深さを Z_{0d} とし、横軸における磁束浸透深さを Z_{0q} とする。数値例を表1に示す。

図6に Z/Z_{0d} と W/W_{0d} との計算結果を示している。 $Z=Z_0$ (磁極表面部) において直軸位置の損失の基準値を $W_0=W_{0d}$ とし、横軸における損失の基準値を $W_0=W_{0q}$ とする。 W_{0d}, W_{0q} の値は、 $W_{0d}=$

表1 数値例

Table 1. Numerical example.

記号	数値	記号	数値
τ (m)	0.1241	m_0	0.708×10^9
σ (u/m)	2.341×10^8	A	1.812
μ_z	900	a_0	6,569.5
K	0.4	g_1	0.030038
n	2.381

図6 損失計算(非線形理論)

Fig. 6. Loss by Non-linear theory.

図7 磁極位置説明図

Fig. 7. Symbol of position of solid pole for explanation.

図8 損失分布(直軸位置)

Fig. 8. Loss distribution (Direct axis).

$4.14 \times 10^7 \text{ W/m}^3$, $W_{0q} = 1.67 \times 10^7 \text{ W/m}^3$ である。

図7は塊状磁極部の損失計算にあたり、磁極位置の説明用の記号および寸法を示している。

図8、図9はそれぞれ、有限要素法による直軸および横軸における損失分布を示している。磁極表面部は損失が大きく、磁極表面部より深くなるにつれて損失が

図 9 損失分布 (横軸位置)
Fig. 9. Loss distribution
(Quadrature axis).

図 10 損失分布 (直軸位置, r =一定)
Fig. 10. Loss calculation.
(Direct axis, r =const).

図 11 損失分布 (横軸位置, r =一定)
Fig. 11. Loss calculation
(Quadrature axis, r =const).

減少する。

図 10, 図 11 は磁極片内部の損失を直軸, 横軸それぞれ W_{0d}, W_{0q} で基準化し, 半径 r に対する損失値

図 12 磁極表面部の損失 (直軸位置, $S=1$)
Fig. 12. Loss on solid pole surface
(Direct axis, $S=1$)

図 13 磁極表面部の損失 (横軸位置, $S=1$)
Fig. 13. Loss on solid pole surface
(Quadrature axis, $S=1$).

図 14 磁極内部の損失 ($S=1$)
Fig. 14. Loss in solid pole
($S=1$).

を示している。同じ半径 r に対して, 直軸位置と横軸位置では, 最大磁束密度, 磁束分布および電流通路が異なるため発生損失は異なる。

図 12, 図 13 は直軸, 横軸における磁極表面部の損失 W をそれぞれ W_{0d}, W_{0q} にて基準化して示している。図 12 の P_1 点, 図 13 の P_2 点にてそれぞれ最大値を示している。その値はほぼ 1.024 である。従って非線形理論による計算値と有限要素法による計算値の差は最大ではほぼ 2.4% の差がある。従って, 磁極表面部の磁極の中心部分での表面損失は非線形理論により精度良く計算が可能と考える。また, 図 12, 図 13 の結果から, 磁極表面部の損失分布は回転方向と反対

図 15 磁極側面部の損失(直軸位置).

Fig. 15. Loss on pole side
(Direct axis, $S=1$).

の磁極部の損失が大で、中央部ではやや小となること
がわかる。

図 14 は磁極部内部の損失分布、図 15 は塊状磁極
側面部における損失分布を示す。

本研究において、基準とする損失密度 W_{od} および
 W_{og} は一般式として求められる量であるので、以上
に示した有限要素法による結果により、突極形塊状磁
極の損失分布を知る指針が得られた。

4. ポインティングベクトル計算と非同期 トルク計算

有限要素法により得られた結果を測定値と比較する
ため、有限要素法により求めたトルクと実測値との比
較を行なった。すなわち、損失と二次入力との関係、
二次入力とトルクとの関係より、有限要素法による損
失からトルクを計算することができる。すなわち、塊
状磁極同期電動機の二次入力 P_i とトルク T の関係
は次式で与えられる。

$$T = P_i / \omega_0 \dots \dots \dots (40)$$

但し、 $\omega_0 = 2\pi f_0$: 電源角周波数

また、固定子(一次側)からエアギャップを介して回
転子(二次側)に流入する二次入力は複素ポインティ
ングベクトルの概念を導入することによって求めるこ
とができる⁽³⁾⁽⁴⁾。なお、固定子座標系における二次入力
 P_i と回転子座標系における回転子への入力(銅損 P_c)
との関係は次式により求められる。

$$P_i = P_c / S \dots \dots \dots (41)$$

次に、計算結果について述べる。各すべりについて
直軸位置、横軸位置それぞれについて有限要素法によ
り P_c を求め、(41)式より P_i を求めトルクを計算し
た。図 16 は有限要素法により求めたすべりトルク特
性である。すべり 0.5 近辺を除いては測定値と計算値

図 16 トルク計算値

Fig. 16. Torque calculation
by FEM.

はよく合っている。なお、すべり 0.5 付近において計
算値と測定値はかなり異なる。

例えば文献(6)にみられるように、突極機の非同期
運転においてすべりが 0.5 付近においてトルク値が変
化することが知られている(ゲルゲス現象)。これは固
定子巻線の抵抗値が直接関係するためである。

本論文における塊状磁極部の損失計算にあたって、
エアギャップ部の磁束密度を知る必要がある。

固定子巻線のスロット漏れリアクタンスおよびコ
イル端漏れリアクタンスの影響すなわち、固定子鉄心
については磁気的非線形の影響は少ないと考えられる。

本研究では固定子側のインピーダンス電圧降下を等
価回路上で求めエアギャップ磁束密度を求めている。
従ってエアギャップ磁束密度は精度良く計算できる。
固定子鉄心を含めた有限要素法による解析は要素数、
節点数がそれだけ多くなるので計算時間が増加する。
すなわち、本論文の塊状磁極部の損失計算において
固定子鉄心を含めた有限要素法による解析を行なう必要
がない。

図 16 を計算した目的は、図 8～図 15 の損失の計
算結果を評価することが目的である。従って、すべり
 $S=0.5$ 付近のトルク計算の問題は本論文の対象外と
する。

5. あとがき

塊状磁極同期電動機の限界設計にあたり、磁極部に
発生する損失による温度上昇を知ることが重要な問題
となっている。本論文は非同期運転時の塊状磁極同期
電動機の磁極に発生する損失を有限要素法により検討
を行なったものである。複雑な磁極形状を有する塊状
磁極同期電動機の非同期運転時の損失に関して従来、

解析解が求められていない。しかしながら有限要素法による損失分布の計算結果は何らかの手段で、一般性を持つことが望ましい。

本研究では、円筒形状に対する非線形理論⁽⁷⁾を用いて塊状鉄心部の損失を計算し、その計算結果と有限要素法による磁気的非線形を考慮した損失との比較を行った。その結果、有限要素法による計算と非線形理論との関連が明らかになり有限要素法による計算にある程度の一般性をもたせることができた。すなわち、複雑な磁極形状を考慮した磁束分布は、円筒形状の回転子に対して求めた非線形理論では十分に計算することがむづかしい。従って、本論文では、実用的な手法として塊状磁極部の曲率および磁極形状による影響を有限要素法を使用した計算により補正を行なったものである。

この種の問題の計算に固定子鉄心を含めた有限要素法解析が考えられる⁽⁹⁾。この場合、二次元問題で考える限り、コイル端漏れリアクタンスは数式によって計算する必要がある。また、固定子スロット漏れリアクタンスは計算式による解析解により精度良く計算できる性質のものである。また、固定子鉄心を含めた有限要素法による損失計算を塊状磁極の非線形磁気特性を考慮して解を求める場合、要素数、節点数、バンド幅が大となり、計算時間が大幅に増えるという欠点もある。

塊状磁極同期電動機における損失計算にあたり、塊

状磁極部の磁束分布が重要な問題である。

本論文は実用的な見地から、従来研究の行なわれてきて、計算例の豊富な等価回路⁽¹⁾⁽²⁾⁽⁶⁾を併用する手法によって損失計算の検討を行なった。

本論文に示すように有限要素法計算により、複雑な磁極形状を考慮した塊状磁極内部の損失を求めることができた。

終りに、日頃御支援頂いている埼玉大学 天野寛徳教授に謝意を表します。(昭和 56 年 11 月 25 日受付)

文 献

- (1) 山田、他:「塊状磁極同期電動機の等価回路と表面損失減少効果」電学誌 B 99, 765 (昭 54-12)
- (2) 山田・小倉:「塊状磁極同期機の等価回路と非同同期特性」昭 52 電気学会回転機研究会 No. RM-77-4
- (3) 山田・金井:「塊状磁極同期電動機の有限要素法による非同同期特性」昭 56 電気学会全大 No. 700
- (4) 山田・金井:「有限要素法による塊状磁極同期電動機の解析」昭 56 電気学会東京支大 No. 278
- (5) 山田・金井:「有限要素法による塊状磁極同期電動機のインピーダンス計算」電学誌 B 101, 569 (昭 56-9)
- (6) Nicolaide: "Untersuchung der Charakteristiken der Synchronmaschinen mit massiven Schenkelpolen bei asynchronem Anlauf" Arch. Elektrotech, 54, p. 108 (1971-2)
- (7) Pillai: "Fundamental Frequency Eddy-Current Loss due to Rotating Magnetic Field, Pt 1", Proc. Instn. Elect. Engrs, 116, 3, p. 407 (1969)
- (8) 例えば、山田:「二重層塊状鉄心誘導機の損失算定」電学誌 91, 947 (昭 46-6)
- (9) 例えば、伊藤、他:「有限要素法を用いたかご形三相誘導電動機の始動電流解析」電学論 B 99, 41 (昭 54-1)