突極形同期機の弱め界磁域における リアクタンス変化の考察

正 員 島 和男 (日 立)

正 員 井出 一正 (日 立)

正 員 高橋 身佳 (日 立)

非会員 吉成 良孝 (日 立)

正 員 山品 光則 (日 立)

正 員 斎藤 啓自 (日 立)

Variation of Saturated Reactances of a Salient-Pole Synchronous Motor in the Field-Weakening Region

Kazuo Shima, Member, Kazumasa Ide, Member, Miyoshi Takahashi, Member,
Yoshitaka Yoshinari, Non-member, Mitsunori Yamashina, Member, Keiji Saitou, Member (Hitachi Ltd.)

In this paper we present a method for calculating saturated reactances of salient-pole synchronous machines and calculate variations of reactances of a vector-controlled salient-pole synchronous motor using the method. We also consider the causes of the variations of reactances.

The proposed method uses two-dimensional numerical magnetic field analysis and revised dq-axis equations in which the effect of the cross-magnetizing phenomenon is included. The values of the field currents calculated with the method show good agreement with the measured values.

The method is used to calculate and analyze the reactances of the vector-controlled motor at various load points. The findings are as follows.

- (1) Numerical values of the mutual reactances between d- and q-axis x_{dq} , x_{fq} are not negligible.
- (2) Variations of the armature leakage reactance x_l and the field leakage reactance x_{lf} in the field-weakening region are considerable despite the small main magnetic flux.
- (3) The main cause of the variation of x_l , x_{lf} is saturation at the pole tips. This saturation occurs because of the difference between the armature m.m.f. distribution and the field m.m.f. distribution.

キーワード：磁界計算，磁気飽和，同期機，ベクトル制御，弱め界磁制御，リアクタンス

1. まえがき

可変速運転が必要な鉄鋼圧延機などには長く直流機が使用されてきたが，ベクトル制御が開発され，交流機においても直流機と同等の制御が可能になってからは，交流機が可変速運転に広く適用されるようになった⁽¹⁾。交流機には誘導機と同期機があるが，力率 1 での運転が可能な同期機は，回転機本体そのものは誘導機より高価であるものの，変換器容量を最大限に利用できる利点があり，ドライブシステム全体でみれば経済的に有利な場合がある。

ベクトル制御によって同期機を高精度に可変速運転するためには，磁束演算の高精度化が要求される。また，設計段階においてベクトル制御精度を予測する目的などから，

同期機を高精度にモデル化することが望まれる。これらの理由から同期機の機器定数を正確に把握する必要性が生じる。

一方，近年，機器の小形化や経済性向上を追求するため，回転機の出力係数を高くした設計が進められる傾向がある。出力係数を大きくする施策の 1 つとして，高磁界化によって磁気装荷を増加させることが挙げられる。高磁界化を進めると磁気飽和が大きくなるため，同期機のリアクタンスは負荷状態によって大きく変化する。したがって，リアクタンスを精度よく計算するには，負荷状態が特定でき，非線形磁気特性が考慮できる磁界解析が要求される。

従来から，負荷時のリアクタンスや界磁電流を精度良く算出するため，負荷状態を直接磁界解析によって計算する試みがある。この典型として古くは Chari 氏等の解析手法

が挙げられる^(2,3)。この手法は二次元静磁界解析によるリアクタンスの計算と、d q 軸基礎方程式による所定の負荷条件下での界磁電流の計算を両者の結果が整合するまで繰り返すもので、比較的良好な計算精度が得られることが報告されている。

一方、リアクタンスの飽和を、より忠実にとらえようとする研究もある^(4,5,6)。筆者らは、飽和が大きくなると d q 軸間の磁氣的結合が生じ、従来の d q 軸基礎方程式が成立しなくなることを示し、これらの磁氣的結合を考慮して Chari 氏等の解析手法をより精度の高いものに拡張した。すなわち、飽和を考慮した同期機の d q 軸基礎方程式と二次元磁界解析を結合させることによって、飽和の大きな領域においても界磁電流やリアクタンスを高精度に計算できるタービン発電機向けのリアクタンス解析法を提案した⁽⁶⁾。

本論文は、三相平衡の定常状態を対象に^{*}、突極型同期機の機器定数の一部である定常リアクタンスの変化を数値的に明らかにするとともに、その変化を機械構造的な特徴と関連づけ、幾つかの物理的解釈を与えるものである。

まず、先に提案したタービン発電機向けのリアクタンス解析法を突極形同期機に適用できるように修正し、その計算精度を実測結果との照合によって確認する。次いで、本手法を用いて、ベクトル制御用突極形同期機のリアクタンス変化を計算し、d q 軸間の磁氣的結合を示す相互リアクタンスが負荷時に比較的大きな値を有すること、弱め界磁領域で漏れリアクタンスが特徴的な変化を示すことなどを明らかにする。更に、この漏れリアクタンスの変化が、界磁極頭部の周方向端部（以下、界磁極片と称する）の磁気飽和と密接な関係があることを数値的に示し、その物理的意味について考察する。これらの結果、ベクトル制御に適用される突極形同期機の定常リアクタンスの変化を定量的に把握でき、磁気装荷を高めて設計される場合の磁氣的現象の一端を明らかにすることができた。

本論文は、以上の成果について報告するものである。

2. 解析法

<2.1> 磁気飽和を考慮した同期機の基礎式 本節では、本論文のリアクタンス解析法で使用する、飽和を考慮した d q 軸基礎式を示す。

磁気飽和の影響による d q 軸間の磁氣的結合を考慮して、三相平衡の定常状態における同期電動機の d q 軸基礎式を誘導すると、次式のようになる⁽⁶⁾。

$$\Phi_d = L_d I_d - L_{dq} I_q + L_{ad} I_f \quad (1)$$

$$\Phi_q = -L_{dq} I_d + L_q I_q - L_{fq} I_f \quad (2)$$

$$\Phi_f = \frac{3}{2} L_{ad} I_d - \frac{3}{2} L_{fq} I_q + L_f I_f \quad (3)$$

ここに、 Φ_d, Φ_q : d 軸および q 軸電機子鎖交磁束 (Wb)、 Φ_f : 界磁鎖交磁束 (Wb)、 I_d, I_q : d 軸および q 軸電機子電流 (A)、 I_f : 界磁電流 (A)、 $L_d,$

L_q : d 軸および q 軸同期インダクタンス (H)、 L_f : 界磁自己インダクタンス (H)、 L_{ad} : d 軸電機子反作用インダクタンス (H)、 L_{dq}, L_{fq} : d 軸 q 軸および界磁 q 軸相互インダクタンス (H)

界磁と電機子の巻数比を K_n とすれば、 Φ_f, I_f の電機子換算値 Φ_{fam}, I_{fam} は次式のようになる。

$$I_{fam} = \frac{1}{K_n} I_f \quad (4)$$

$$\Phi_{fam} = \frac{2}{3} K_n \Phi_f \quad (5)$$

なお、同期機の巻数比には幾つかの定義があるが、本論文では付録 A. に示す巻数比を用いる。

(1)~(3) 式を (4)、(5) 式で電機子換算すると、次式が得られる。

$$\Phi_d = L_d I_d - L_{dq} I_q + L_{adam} I_{fam} \quad (6)$$

$$\Phi_q = -L_{dq} I_d + L_q I_q - L_{fqam} I_{fam} \quad (7)$$

$$\Phi_{fam} = L_{adam} I_d - L_{fqam} I_q + L_{fam} I_{fam} \quad (8)$$

ここに、

$$L_{adam} = K_n L_{ad} \quad (9)$$

$$L_{fqam} = K_n L_{fq} \quad (10)$$

$$L_{fam} = \frac{2}{3} K_n^2 L_f \quad (11)$$

である。電機子漏れインダクタンス、界磁漏れインダクタンスを L_{lam}, L_{lfam} と置けば、

$$L_{lam} = L_d - L_{adam} = L_d - K_n L_{ad} \quad (12)$$

$$L_{lfam} = L_{fam} - L_{adam} = \frac{2}{3} K_n^2 L_f - K_n L_{ad} \quad (13)$$

さらに、q 軸電機子反作用インダクタンス L_{aqam} は次式によって求められる。

$$L_{aqam} = L_q - L_{lam} \quad (14)$$

なお、(9)~(14) 式をみると、 $L_{adam}, L_{fqam}, L_{aqam}, L_{lam}, L_{lfam}$ は巻数比 K_n の定義の仕方によって値が変わる量であることがわかる。したがって、電機子漏れインダクタンス L_{lam} や界磁漏れインダクタンス L_{lfam} は、絶対値を評価するよりも相対的に数値を評価すべき量と考えられる。一方、(6)、(7) 式において、 $L_{adam} I_{fam}, L_{fqam} I_{fam}$ の値は $L_{ad} I_f, L_{fq} I_f$ に等しく、 Φ_d, Φ_q は巻数比に依存しない。(8) 式についても同様に、 Φ_f は巻数比に依存しない。

ところで、d 軸過渡インダクタンス L_d' を次式によって定義する。

$$L_d' = L_d - \frac{L_{adam}^2}{L_{fam}} = L_d - \frac{3}{2} \frac{L_{ad}^2}{L_f} \quad (15)$$

(15) 式を見ると、電機子漏れインダクタンス L_{lam} や界磁漏れインダクタンス L_{lfam} と異なり、d 軸過渡インダクタンス L_d' は巻数比に依存しないことがわかる。

<2.2> リアクタンス解析法 本節では、飽和を考慮した d q 軸基礎式と二次元磁界解析をリンクさせて、特定の負荷時における突極形同期機の定常リアクタンスを計算する方法を説明する。

^{*}ただし、磁束が大きく変動しない過渡状態の場合、本論文によって算出した各種負荷時のリアクタンス値による計算も可能と考えられる。

図1 磁界解析に基づく定常リアクタンス解析の流れ

Fig. 1. Flow chart of the reactance analysis.

図1に計算の流れを示す⁽⁶⁾。図中、磁界解析によってインダクタンス値を計算する手順を以下に説明する。

<2.2.1> 磁界解析の処理 まず、飽和を考慮した d q 軸方程式を解いて求めた I_d , I_q , I_f を入力し、固定子および回転子鉄心の非線形磁気特性を考慮して、有限要素法で静磁界解析をする。このとき、非線形性を考慮した固定子、回転子の各要素の透磁率を記憶しておく。次いで、記憶した透磁率を用い、 I_d , I_q , I_f をそれぞれ単独に通電した場合の静磁界を解析する。

I_d のみを通電したときの、 d 軸および q 軸鎖交磁束を Φ_{dd} , Φ_{qd} , 界磁鎖交磁束を Φ_{fd} とすれば、次のようにインダクタンスが計算できる。なお、以下のインダクタンスの表記において肩の * は、後述の三次元的補正が施される前の値を表す。

$$L_d^* = \frac{\Phi_{dd}}{I_d} \quad (16)$$

$$L_{dq}^* = \frac{\Phi_{qd}}{I_d} \quad (17)$$

$$L_{adam}^* = K_n \frac{\Phi_{fd}}{I_d} \quad (18)$$

I_q のみを通電した場合の d 軸および q 軸鎖交磁束を Φ_{dq} , Φ_{qq} , 界磁鎖交磁束を Φ_{fq} , および I_f のみを通電した場合の d 軸および q 軸鎖交磁束を Φ_{df} , Φ_{ff} , 界磁鎖交磁束を Φ_{ff} とすれば、次のようにインダクタンスが計算できる。

$$L_{dq}^* = \frac{\Phi_{dq}}{I_q} \quad (19)$$

$$L_q^* = \frac{\Phi_{qq}}{I_q} \quad (20)$$

$$L_{fqam}^* = K_n \frac{\Phi_{fq}}{I_q} \quad (21)$$

$$L_{adam}^* = K_n \frac{\Phi_{df}}{I_f} \quad (22)$$

$$L_{fqam}^* = K_n \frac{\Phi_{qf}}{I_f} \quad (23)$$

$$L_{fam}^* = \frac{2}{3} K_n^2 \frac{\Phi_{ff}}{I_f} \quad (24)$$

ただし、 L_{adam}^* , L_{dq}^* , L_{fqam}^* については、上記のように 2

通りの解がある。本論文では、2 つの解の平均値を用いることにする。その他、 L_{lam}^* , L_{aqam}^* は次式のように計算される。

$$L_{lam}^* = L_d^* - L_{adam}^* \quad (25)$$

$$L_{aqam}^* = L_q^* - L_{lam}^* \quad (26)$$

なお、(18), (21)~(24) 式は巻数比によって値が変わるが、前節に述べたように Φ_d , Φ_q , Φ_f は巻数比に依存しないため、図1の磁界解析の収束状態は巻数比に依存しないで定まる。

<2.2.2> 三次元的補正 二次元磁界解析によって計算したリアクタンスに対し、突極形同期機の構造的特徴を考慮して、以下に示す (1)~(4) の三次元的補正をする。

(1) 固定子の積層鋼板の積層効率および通風ダクトを考慮した B - H 曲線の修正。

固定子通風ダクト数を N_D 、ダクト幅を W_D とし、固定子鋼板の積層効率を K_l とすれば、固定子軸方向長 L_c 中の空気層の厚み L_{air} は、次式となる。

$$L_{air} = L_c - K_l(L_c - N_D W_D) \quad (27)$$

また、固定子鋼板の磁界強度を H 、磁束密度を B 、真空透磁率を μ_0 とすれば、固定子鉄心の比透磁率 μ_s は、

$$\mu_s = \frac{B}{\mu_0 H} \quad (28)$$

であることから、空気層を考慮した等価的な固定子鉄心の比透磁率 μ_{se} は次式のように表すことができる。

$$\mu_{se} = \frac{1}{L_c} \left\{ L_{air} + \frac{B}{\mu_0 H} (L_c - L_{air}) \right\} \quad (29)$$

(29) 式によって補正した固定子鉄心の B - H 曲線を使用して、前節の磁界解析をする。

以下の (2)~(4) の補正はすべて、肩に * を付けて示した前記のインダクタンス算出値を補正することで考慮する。

(2) 固定子鉄心端部の内径側において、順次鉄心の内径を大きくした、いわゆる段落とし⁽⁷⁾、および固定子側の通風ダクトによる等価ギャップ長を考慮した補正。

固定子鉄心の段落としおよび固定子側の通風ダクトによる実際のギャップ長に対する等価ギャップ長の割合を示すカータ係数をそれぞれ、 K_{se} , K_{sd} とし、これらによって等価的にギャップ長が K 倍になるとすれば、 K は次式のようになる。

$$K = K_{se} K_{sd} \quad (30)$$

ギャップの磁気抵抗が主体的となるインダクタンス L_{adam} , L_{aqam} , L_{dq} , L_{fqam} に対して、それぞれ L_{adam}^* , L_{aqam}^* , L_{dq}^* , L_{fqam}^* の値を $1/K$ 倍することによって、等価的にギャップ長が K 倍になる効果を考慮する。

(3) 電機子巻線軸方向端部の漏れ磁束を考慮した、電機子漏れインダクタンスの補正。

電機子巻線端部の漏れインダクタンスは設計値 L_{leam} を使用して次のように補正する⁽⁸⁾。

$$L_{lam} = L_{lam}^* + L_{leam} \quad (31)$$

図2 検証機の無負荷飽和特性

Fig. 2. No-load saturation curve of the tested machine.

- (4) 界磁極の軸方向端部の漏れ磁束を考慮した、界磁漏れインダクタンスの補正。

界磁漏れインダクタンス L_{lfam} は、端部漏れ磁束のみを表現する係数 σ_F (以下、界磁端部漏れ係数と称する) を用いて補正する。 σ_F は、設計値の界磁漏れ係数 σ を求める計算式に基づき⁽⁸⁾、以下のようにして計算する。磁極頭部の内面間の漏れ磁束を Φ_{l1} 、磁極頭部の端面間の漏れ磁束を Φ_{l2} 、磁極胴部の内面間の漏れ磁束を Φ_{l3} 、磁極胴部の端面間の漏れ磁束を Φ_{l4} 、ギャップ磁束を Φ_g とする。界磁電流 I_f 単独通電時の二次元磁界解析から得られる界磁磁束 Φ_{ff} の大きさに対し、二次元磁界解析で考慮されない磁極端面間の漏れ磁束 Φ_{l2} 、 Φ_{l4} を考慮したときの界磁磁束は、次式の界磁漏れ係数倍になる。

$$\sigma_F = \frac{\Phi_g + \Phi_{l1} + \Phi_{l2} + \Phi_{l3} + \Phi_{l4}}{\Phi_g + \Phi_{l1} + \Phi_{l3}} \quad (32)$$

これを用いると、 L_{fam} 、 L_{lfam} は次式のように表せる。

$$L_{fam} = \sigma_F L_{ffam}^* \quad (33)$$

$$L_{lfam} = L_{fam} - L_{adam} \quad (34)$$

最後に、以上 (1)~(4) の補正を行った後、残りのインダクタンス L_d 、 L_q を (12)、(14) 式によって計算する。

求めたインダクタンス L_d 、 L_q 、 L_{fam} 、 L_{adam} 、 L_{aqam} 、 L_{lam} 、 L_{lfam} 、 L_{dqam} 、 L_{fqam} および L_d' を、基準のインダクタンス L_n で除算すると、各リアクタンスの単位法表記 x_d 、 x_q 、 x_f 、 x_{ad} 、 x_{aq} 、 x_l 、 x_{lf} 、 x_{dq} 、 x_{fq} および x_d' が得られる。

<2.3> 実測による検証 上記解析法の妥当性を検証するため、300MVA 級突極形同期機を対象として界磁電流およびリアクタンスを計算し、実測結果と比較する。

図2に本検証機の無負荷飽和特性を示す。計算と実測はよく一致している。

表1に検証機の実験計算結果を示す。FEMと記載されたものが本解析法による計算結果である。界磁電流の数値をみると、三相持続短絡、無負荷および定格付近の各計算結果とも、実測値とよく一致している。

検証機を対象としたこれらの解析と実測の比較により、本提案手法の妥当性が確認された。

表1 検証機の実験計算値および実測値

Table 1. Calculated and measured field currents of the tested machine.

		短絡	無負荷	負荷1	負荷2
条件	電機子電圧 v (pu)	0.0	1.000	1.000	1.023
	電機子電流 i (pu)	1.000	0.0	0.918	0.951
	力率 $\cos\psi$	—	—	0.958	0.917
界磁電流	実測値 i_{fm} (pu)	1.18	1.19	1.97	2.15
	FEM計算値 i_{fF} (pu)	1.192	1.214	1.954	2.126
比較	実/計 i_{fm}/i_{fF} (%)	99	98	101	101

(a) v および x_d , x_q , x_f

(b) x_l , x_{lf} , x_d'

図3 対象機の無負荷飽和特性計算結果

Fig. 3. No-load saturation curve of the synchronous motor.

3. 解析結果

本章以下では、圧延主機駆動用4極突極形同期機を対象に、無負荷状態、三相持続短絡状態および、ベクトル制御による圧延機駆動時に想定される定常負荷状態におけるリアクタンスを計算し、磁気飽和の影響を数値的に明らかにする。本対象機の諸元は、固定子外径800mm、固定子内径540mm、空隙長(最小値)5.0mm、鉄心軸方向長630mm、回転数200rpm、力率1、電気装荷797A/cmである。

<3.1> 無負荷時 図3に、対象機の無負荷飽和特性計算結果を示す。図をみると、特に x_d の変化が大きいことがわかる。また、d軸磁束のみが生じている状態であっても、q軸のリアクタンス x_q が変化しており、 x_q は i_f の関数であることがわかる。これは固定子コア背部や界磁極片などの磁路がd軸磁束とq軸磁束の両者に共用されるためである。

<3.2> 三相持続短絡時 図4に、対象機の三相持続短絡特性の計算結果を示す。飽和特性がよくわかるように、

(a) i および x_d, x_q, x_f (b) x_l, x_{lf}, x_d'

図4 対象機の三相持続短絡特性計算結果

Fig. 4. Short-circuit saturation curve.

図5 三相持続短絡時磁束流線図 ($i = 2.5\text{pu}$)

Fig. 5. Magnetic flux distribution at short-circuit.

定格電流を越える領域まで解析した。

まず、同図の電機子電流 i の特性をみるとほぼ線形であり、見かけ上、磁気飽和の影響がないように見える。しかし、リアクタンスは変化している。無負荷時とは逆に x_d よりも x_d' および x_q の変化の割合が大きいことがわかる。また、 x_q は、無負荷時と同様に i_d および i_f の関数となっている。

同図中で、特に着目すべきリアクタンスは x_l, x_{lf} であり、電流の変化によってその値が大きく変化している。無負荷時にもこの傾向は認められたが、主磁束レベルが小さい三相持続短絡時の方が、より顕著にあらわれている。

図5に、三相持続短絡時の磁束流線図を示す。界磁極片に磁束が著しく集中していることがわかる。三相持続短絡時に x_q の変化が大きいのは、q軸磁路の一部である界磁極片の飽和が大きいためと言える。さらに、 x_d' が無負荷時と同程度に減少していることから、 x_d' の値に対しても、

図6 力率1運転時のリアクタンス x_{dq}, x_{fq} の変化Fig. 6. Variation of x_{dq}, x_{fq} at various load points. (a) 弱め界磁域 ($\phi = 0.167\text{pu}$) (b) 定格磁束域 ($\phi = 1.0\text{pu}$)図7 力率1運転時のリアクタンス x_d, x_q, x_f の変化Fig. 7. Variation of x_d, x_q, x_f at various load points.

界磁極片の飽和の影響が大きいと考えられる。同様に x_l, x_{lf} が大きく変化するのは、図5に示した界磁極片の飽和のためと考えられるが、これについては次章で詳細に考察する。

なお、無負荷時や三相持続短絡時にはq軸電流が流れないため、鉄心透磁率分布がd軸に関して対称になり、 x_{dq}, x_{fq} は0になる。

<3.3> 負荷時 本節では、力率 $\text{pf} = 1$ に保ち、磁束 $\phi (= \sqrt{\phi_d^2 + \phi_q^2})$ と電流 $i (= \sqrt{i_d^2 + i_q^2})$ を変えたときのリアクタンス変化を計算する。

ベクトル制御される同期機の負荷運転領域における定常リアクタンス変化を付録B.に示した。本節では、このうち定格磁束域 ($\phi = 1.0\text{pu}$) および、特異なリアクタンス変化がみられる弱め界磁域 ($\phi = 0.167\text{pu}$) に着目する。

図6に、 x_{dq}, x_{fq} の変化を示す。定格磁束域をみると、電流が増すと x_{dq}, x_{fq} 値が増加し、定格電流時では x_d' と

(a) 弱め界磁域 ($\phi = 0.167$ pu)

(b) 定格磁束域 ($\phi = 1.0$ pu)

図8 力率1運転時のリアクタンス x_l , x_{lf} , x_d' の変化
Fig. 8. Variation of x_l , x_{lf} , x_d' at various load points.

同程度の値になっている。これより、(1)~(3)式に示した飽和を考慮したd-q軸基礎式において、 L_{dq} , L_{fq} を係数とする項が無視できないことがわかる。

図7に、 x_d , x_q , x_f の変化を示す。 x_d は、弱め界磁域よりも定格磁束域の方が値が小さく、主磁束 ϕ の違いが x_d の値に大きく影響していることがわかる。 x_f も全般的には同様の傾向である。ただし、過電流域の弱め界磁域においては、 x_d よりも飽和の影響を強く受けている。 x_q をみると、主磁束が少ない弱め界磁域でも、過電流域では定格磁束域と同程度まで x_q の値が小さくなっている。

図8に x_l , x_{lf} , x_d' の変化を示す。定格磁束域には x_l , x_{lf} の変化が少ないのに対して、弱め界磁域においては x_l , x_{lf} が大きく変化しているのが特徴的である。また、 x_d' の値は、過電流の弱め界磁域においても定格磁束域と同程度まで小さくなっている。

上記のように、図7、図8に示した弱め界磁域のリアクタンス変化の傾向は、図4の三相持続短絡時と類似していることがわかる。

図9に定格負荷時の磁束流線を示す。固定子ティースおよび界磁極の回転方向側に特に磁束が集中し、飽和が生じているため、透磁率分布が非対称となっている。このように、負荷がかかると鉄心の透磁率分布がd軸やq軸に関して非対称になってd-q軸間の磁気的結合が生じるため、 x_{dq} , x_{fq} が有限値になる。

図10に、過電流の弱め界磁域における磁束流線図を示す。同図をみると、図5に示した三相持続短絡時と同様に、界磁極片に磁束が集中している。弱め界磁域においては、

図9 定格負荷時磁束流線図

Fig. 9. Magnetic flux distribution at rated load.

図10 弱め界磁域の磁束流線図 ($\phi = 0.167$ pu, $i = 2.5$ pu, $pf = 1$)

Fig. 10. Magnetic flux distribution at field-weakening load.

電機子鎖交磁束を低いレベルに抑えるためにd軸電機子起磁力と界磁起磁力が互いに弱め合うとともに、q軸電流も少ないため、図示のように三相持続短絡時と類似の磁束分布になる。同図から、弱め界磁域における x_l , x_{lf} などの変化は、三相持続短絡時と同様に界磁極片の飽和のためと考えられる。

また、同図の弱め界磁域と図9の定格負荷時における磁束流線を比較すると、主磁束の量は弱め界磁域の方が少ないにもかかわらず、界磁極片の磁束密度は同レベルになっていることがわかる。

4. 弱め界磁域の飽和特性の考察

前章のリアクタンス解析によって、特に弱め界磁域や三相持続短絡時における x_l , x_{lf} の飽和特性に特徴があることがわかった。本章では、これに着目する。

まず、弱め界磁域や三相持続短絡時に界磁極片が主に飽和する理由を考える。

図11に三相持続短絡時の径方向ギャップ磁束密度分布 B_{gr} を示す。横軸は電気角で表している。図より、 i_f 単独通電時の分布と i_d 単独通電時の分布波形が異なっているために、これら両方を通電した場合に界磁極片付近のギャップ磁束密度が高くなっていることがわかる。これは、突極機では界磁起磁力分布は比較的平坦で台形波状に近く、電機子起磁力分布は正弦波状に近い⁽⁹⁾ため、三相持続短絡時において局所的に両者の起磁力が打ち消し合わないことによる。この界磁極片付近のギャップ磁束が磁路の狭くなっ

図 11 三相持続短絡時の径方向ギャップ磁束密度分布 ($i = 0.1\text{pu}$)

Fig. 11. Radial gap magnetic flux density distribution at short-circuit.

図 12 対象機の断面図

Fig. 12. Cross section of the synchronous motor.

ている界磁極片部分を通ることによって磁気飽和が生じると理解できる。

次に, x_l, x_{lf} の変化は界磁極片の飽和が主原因であることを明確にするために, 界磁極片のみが飽和する状態を模擬した線形磁界解析によってリアクタンスを計算する。計算は, 図 12 に網掛けで示した界磁極片の比透磁率 μ_{spt} を 1000 から 10 まで変化させ, 他の部分の鉄心の比透磁率を 1000 に固定する方法とした。前章のリアクタンス解析で用いた $B-H$ 曲線の場合, $\mu_{spt} = 1000$ は磁束密度で約 1.2T, $\mu_{spt} = 10$ は約 1.9T 相当時の値である。前者が不飽和状態であり, 後者が磁気飽和が大きい状態に相当する。

図 13 に解析結果を示す。各リアクタンスは, 弱め界磁域や三相持続短絡時と同様な変化をしている。これによって, x_l, x_{lf} の飽和による変化は, 界磁極片の飽和によることが明らかになった。

次に, 界磁極片が飽和すると x_l が大きくなり, x_{lf} が小さくなる原因について考察する。これを説明するには, 図 13 (a) において x_d の変化が小さく, x_f の変化が大きい原因を説明すればよい。これには次のような原因が考えられる。

- (1) 固定子スロット付近の漏れ磁路のパーミアンス変化。
- (2) 隣り合う界磁極間の漏れ磁路のパーミアンス変化。
- (3) ギャップ磁束分布の変化。

弱め界磁の場合, 固定子は飽和していないため (1) の原因は当てはまらない。また, 界磁極間漏れ磁路のパーミアンスはほぼ空気の部分で決まり, 鉄心飽和の影響は少ないと考えられるので, (2) も主要因にはなり得ない。一方, (3) のギャップ磁束分布は, 界磁極片の飽和によって大きく影響を受ける。そこで, (3) について以下に検討する。

図 14 (a), (b) に, 図 13 の磁界解析によって得られた,

(a) x_d, x_f, x_{ad}

(b) $x_l, x_{lf}, x_{d'}$

図 13 界磁極片の飽和によるリアクタンス変化

Fig. 13. Variation of reactances caused by the pole tip saturation.

(a) 電機子電流 i_d 単独通電時

(b) 界磁電流 i_f 単独通電時

図 14 図 13 の磁界解析時における径方向ギャップ磁束密度分布

Fig. 14. Radial gap magnetic flux density distribution.

i_d 単独通電時および i_f 単独通電時における径方向ギャップ磁束密度分布 B_{gr} を示す。ただし, スロットリプルによる高調波成分を除いたうえで, (a), (b) それぞれの図において, $\mu_{spt} = 1000$ の磁束密度分布基本波成分波高値が 1 になるように規格化して B_{gr} を示した。

同図の $\mu_{spt} = 1000$ と $\mu_{spt} = 10$ の B_{gr} を比べると, μ_{spt}

= 10の方が界磁極片付近のギャップ磁束密度が大きく低下していることがわかる。特に、 i_f 単独通電時の方がこの低下が大きくなっている。これは、 i_f の起磁力分布が前記のように台形波に近い、 i_f 単独通電時にはギャップを通る全磁束に対する界磁極片を通る磁束の割合が大きく、一方、 i_d の起磁力分布は正弦波に近い、 i_d 単独通電時には界磁極片を通る磁束の割合が小さいことによる。

このギャップ磁束密度の低下は、以下のとおり、リアクタンス値の低下と直接関係している。図 14 において、 i_f 単独通電時におけるギャップ磁束密度分布波形と $B_{gr} = 0$ によって囲まれた面積は、 $\mu_{spt} = 1000$ の時を 100% とすると、 $\mu_{spt} = 10$ の時は 83% になっている。これは、図 13 における x_f の変化に対応し、 $\mu_{spt} = 1000$ の x_f を 100% とすると $\mu_{spt} = 10$ の時は 81% になっている。一方、図 14 に示した i_d 単独通電時におけるギャップ磁束密度分布波形の基本波成分は、 $\mu_{spt} = 1000$ の時を 100% とすると、 $\mu_{spt} = 10$ の時は 92% になっている。これは、図 13 における x_d の変化の割合に対応し、 $\mu_{spt} = 1000$ の x_d を 100% とすると $\mu_{spt} = 10$ の時は 92% になっている。

本章における以上の検討から、弱め界磁域や三相持続短絡時において負荷電流を増すに従って x_l が大きくなるとともに x_{lf} が小さくなる現象は、電機子起磁力分布と界磁起磁力分布が異なるために生じる界磁極片の飽和が原因と結論づけられる。

5. むすび

本論文では、まず突極形同期機のリアクタンス解析法を提案し、次にこれを用いてベクトル制御用同期機の飽和によるリアクタンス変化を計算し、さらにその変化に対して物理的解釈を与えた。得られた知見を要約すると以下のようになる。

- (1) 実測との比較から、提案した解析法の妥当性が立証された。
- (2) 本解析法を対象機に適用し、負荷時に d q 軸相互リアクタンス x_{dq} 、界磁 q 軸相互リアクタンス x_{fq} が無視できない大きさになることを数値的に示した。
- (3) 弱め界磁域や三相持続短絡時には、主磁束が小さいにもかかわらず、電機子漏れリアクタンス x_l 、界磁漏れリアクタンス x_{lf} の変化が大きいことを数値的に示した。
- (4) 界磁極片のみが飽和する状態を模擬したリアクタンス解析によって、上記 (3) に述べた x_l 、 x_{lf} が変化する現象は、電機子起磁力分布と界磁起磁力分布が異なるために生じる界磁極片の飽和が原因であることを説明した。

本論文で得られた知見は、負荷状態を特定できるリアクタンス解析によって初めて得られたものであり、突極形同期機に対する最新の設計資料として参照価値を有するものと考えられる。

最後に、本研究を進めるにあたり御協力頂いた日立製作所 日立研究所 奥山俊昭主任研究員、秋田佳稔氏に御礼申し上げます。

(平成 9 年 2 月 28 日受付、平成 9 年 6 月 19 日再受付)

文 献

- (1) 黒沢良一：「回転機の進歩と多様化 — II. 制御技術の進歩」，電学論 D, Vol. 115, No. 7 (1995)
- (2) M. V. K. Chari, Z. J. Csendes, S. H. Minnich, S. C. Tandon and J. Berkery: "Load Characteristics of Synchronous Generators by Finite Element Method," *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*, Vol. PAS-100, No. 1 (1981)
- (3) J. W. Dougherty and S. H. Minnich: "Finite Element Modeling of Large Turbine Generators; Calculations versus Load Test Data," *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*, Vol. PAS-100, No. 8 (1981)
- (4) I. Boldea and S. A. Nasar: "A General Equivalent Circuit (GEC) of Electric Machines Including Crosscoupling Saturation and Frequency Effects," *IEEE Trans. on Energy Conversion*, Vol. EC-3, No. 3 (1988)
- (5) A. M. El-Serafi and A. S. Abdallah: "Saturated Synchronous Reactances of Synchronous Machines," *IEEE Trans. on Energy Conversion*, Vol. EC-7, No. 3 (1992)
- (6) 井出一正，高橋身佳，宮川家導，田中洋司，八木恭臣：「飽和を考慮した d q 軸方程式に基づく同期機の界磁電流算定」，電学論 D, Vol. 116, No. 3 (1996)
- (7) 佐藤征規，高橋典義，伊藤元哉，実松俊弘：「1000MVA 級 TG 総合信頼性試験機による Short Rotor 方式の実験的検証」，電学研資 RM85-15 (1985)
- (8) 例えば，加賀・鈴木：「同期機」，東京電機大学出版局 (1967)
- (9) 高瀬冬人，上田皖亮：「界磁極片端部に飽和の生じる同期機の空隙磁束モデル」，電学論 D, Vol. 117, No. 2 (1997)

付 録

A. 鎖交磁束の計算式と巻数比

まず、本論文のリアクタンス解析において、磁界解析から d q 軸電機子鎖交磁束，界磁鎖交磁束を求める式を以下に示す。次に、これを基に、本論文で用いた巻数比を定義する。

磁界解析によって得られた二層巻電機子の上コイル，底コイルそれぞれの磁気ベクトルポテンシャルの空間分布の基本波成分を $a_{su}(\theta)$, $a_{sl}(\theta)$ とすれば， d 軸および q 軸電機子鎖交磁束はそれぞれ次式のようにになる。

付図 1 対象機の力率 1 運転時におけるリアクタンス変化

app. Fig. 1. Variation of reactances at various load points.

$$\Phi_d = -\frac{2}{\pi} \frac{N_{cp}}{2} f_w L_c \int_0^\pi \{a_{SU}(\theta) + a_{SL}(\theta)\} \sin \theta d\theta \quad (\text{付 1})$$

$$\Phi_q = \frac{2}{\pi} \frac{N_{cp}}{2} f_w L_c \int_0^\pi \{a_{SU}(\theta) + a_{SL}(\theta)\} \cos \theta d\theta \quad (\text{付 2})$$

ここに、 θ : d 軸を基準にした周方向電気角 (rad), N_{cp} : 一相あたりの直列導体数, f_w : 巻線係数, L_c :

固定子鉄心軸方向長 (m)

一方、巻回数 N_f の界磁巻線に対し、磁界解析によって得られた磁極の回転方向進み側および遅れ側の界磁巻線断面における磁気ベクトルポテンシャルの積分平均を A_{R+} , A_{R-} とすれば、界磁鎖交磁束は次式ようになる。

$$\Phi_f = N_f L_c (A_{R+} - A_{R-}) \quad (\text{付 3})$$

(付 1), (付 2) 式の係数より、三相分電機子等価巻数 N_a を次式のようにおく。

$$N_a = \frac{3}{2} \frac{N_{cp}}{2} \quad (\text{付 4})$$

一方、(付 3) 式の係数より、界磁等価巻数は N_f そのものであるから、巻数比 K_n は次式のように定義される。

$$K_n = \frac{N_a}{N_f} \quad (\text{付 5})$$

B. 負荷時のリアクタンス解析結果

付図 1 に、力率を 1 に固定し、磁束 ϕ と電流 i を変えたときのリアクタンス計算結果を示す。同図の磁束および電流変化の範囲は、ベクトル制御される対象機が取ると考えられる定常運転状態を全て含んでいる。

島 和男 (正員) 昭和 45 年 9 月 21 日生まれ。平成 7 年 3 月京都大学大学院工学研究科電気工学第 2 専攻博士前期課程修了。同年 4 月 (株) 日立製作所入社。日立研究所勤務。回転電気機械の研究に従事。IEEE 会員。

井出 一正 (正員) 昭和 39 年 1 月 5 日生まれ。昭和 63 年 3 月東北大学大学院工学研究科電気及通信工学専攻博士前期課程修了。同年 4 月 (株) 日立製作所入社。日立研究所勤務。回転電気機械の研究に従事。工学博士。日本応用磁気学会, IEEE 会員。平成 5 年電気学会論文賞受賞。

高橋 身佳 (正員) 昭和 24 年 5 月 11 日生まれ。昭和 47 年 3 月秋田大学鉱山学部電気工学科卒業。同年 4 月 (株) 日立製作所入社。日立研究所勤務。回転電気機械の研究に従事。現在、同所主任研究員。工学博士。日本応用磁気学会, 低温工学会, IEEE 会員。平成元年および平成 8 年電気学会論文賞受賞。

吉成 良孝 (非会員) 昭和 43 年 11 月 7 日生まれ。

平成 5 年 3 月上智大学大学院理工学研究
科物理学専攻博士前期課程修了。同年 4
月 (株) 日立製作所入社。日立工場勤務。
可変速用電動機的设计・開発に従事。

山品 光則 (正員) 昭和 31 年 12 月 21 日生まれ。昭

和 54 年 3 月慶應義塾大学工学部電気工学
科卒業。同年 4 月 (株) 日立製作所入社。
日立工場勤務。可変速用電動機的设计・開
発に従事。現在、同所主任技師。

斎藤 啓自 (正員) 昭和 20 年 12 月 10 日生まれ。昭

和 43 年 3 月東京工業大学工学部電気工学
科卒業。同年 4 月 (株) 日立製作所入社。
日立工場勤務。可変速用電動機的设计・開
発に従事。現在、同所副技師長。