交差磁化作用を考慮したダンパ付き突極形同期機の回路定数解析

正員 島 和 男 (日立)

正員 井 出 一 正 (日立)

正員 高 橋 身 佳 (日立)

Analysis of Circuit Parameters for a Salient-Pole Synchronous Machine with Damper Circuits Considering Cross-Magnetization

Kazuo Shima, Member, Kazumasa Ide, Member, Miyoshi Takahashi, Member (Hitachi, Ltd.)

In order to get better design of synchronous machines, it is important to have accurately known machine constants and to understand the relationship between iron core dimensions and flux distributions. This paper presents new definitions of leakage inductances and a calculation method for all the self-, mutual and leakage inductances and resistances of saturated salient-pole machines with damper circuits. The leakage inductances are divided into self-leakage, gap leakage and winding-differential leakage inductances. The method is applied to a large generator. The relationship between the machine dimensions, saturation and the constants is discussed. The cross-magnetizing inductances, except for d -axis damper circuits, are found to be relatively large. Resistances between the d - and q -axis damper circuits have non-zero values under the rated load condition.

キーワード：磁界解析，磁気飽和，突極形同期機，dq 軸間磁気結合，インダクタンス，ダンパ回路

Keywords: Finite element analysis, magnetic saturation, salient-pole synchronous machines, cross-magnetizing phenomenon, inductances, damper circuits

1. ま え が き

同期機の電気設計においては，諸定数や機内磁束分布と機器構造の関係を，磁気飽和を考慮して正確に知ることが望ましい。特に，初期過渡特性の設計においては，機内の漏れ磁束分布やダンパ回路の特性を知ることが重要になる。また，安定度解析や制御特性解析等のために，機内の実磁束分布を反映した同期機モデルを構築することが望まれる^{(1)~(4)}。これらの目的のための有力な手段として，機内の磁束分布状況や磁気飽和状態に対応した自己・相互・漏れインダクタンスおよび抵抗を，有限要素法 (FEM) によって精度よく計算する方法が挙げられる。

磁気飽和を考慮した自己・相互インダクタンスに関しては，dq 軸間磁気結合現象まで考慮した研究が，従来から多くなされている^{(5)~(12)}。特に，文献(10)(11)では，FEM によって定常時の dq 軸間相互インダクタンスを計算している。さらに，文献(12)では，ダンパ回路の dq 軸間相互インダクタンスを計算している。

次に漏れインダクタンスについては，従来から，古典的な計算法⁽¹³⁾や，巻線端子から見た電流・電圧特性から dq 軸等価回路中の漏れインダクタンスを分離する方法⁽¹⁴⁾な

どが用いられている。しかし，これらの方法では，実際の機内漏れ磁束分布と直接に対応した漏れインダクタンスを，飽和を考慮して精度よく計算することが困難である⁽³⁾。これらに対し，FEM は磁気飽和と機内磁束分布状況を詳細に計算できるため，漏れインダクタンスを精度良く求めることができる。例として，円筒形のタービン発電機を対象にした文献がある⁽⁴⁾。しかし，該文献では，回転子回路の巻線分布を正弦波に仮定していることや等価回路を仮定していることにより，各巻線間の相互インダクタンス値の相違や，固定子と回転子の巻線分布の違いにより生じる漏れインダクタンス⁽¹⁵⁾が考慮されていないように見受けられる。一方，突極機では回転子回路の巻線分布が本質的に正弦波ではない。他に，突極機を対象とした文献として(16)が挙げられるが，一部の漏れリアクタンスを分離するのみにとどまっており，全ての漏れが包括的に扱われていない。また，磁気飽和によるリアクタンス変化について調べられていない。そこで筆者らは，まず突極機の定常状態を対象に，非正弦波の界磁巻線分布を用いて，磁気飽和を考慮した FEM によって漏れインダクタンスを計算する方法を先に提案した⁽¹⁵⁾。

本論文では，文献(15)で提案した漏れインダクタンスの

図1 同期機の断面図 (d, q: 電機子巻線, f: 界磁巻線, p: 当板, 1, ..., N_{dp}: ダンパバー, 1d, ..., N_dd: d 軸ダンパ回路, 1q, ..., N_qq: q 軸ダンパ回路)

Fig. 1. Schematic cross section of a salient-pole machine. d, q: armatures; f: field; p: pole plate; 1d, ..., N_dd: d-axis dampers; 1q, ..., N_qq: q-axis dampers; 1, ..., N_{dp}: damper bars.

図2 詳細モデルの回路間関係図

Fig. 2. Circuit distribution of the detailed model.

定義を改良するとともに、さらにダンパ回路へ拡張する。次いで、ダンパ回路の抵抗値についても FEM を利用し、dq 軸間磁気結合を考慮した抵抗の定義と計算方法を提案する。

提案した手法によれば、dq 軸間相互インダクタンスを含め、全ての巻線の自己・相互・漏れインダクタンスおよび抵抗を計算できる。その結果、機内の磁気飽和分布とインダクタンス変化の関係が定量的に考察できること、負荷運転時において磁気飽和分布が d 軸に対して非対称になった場合、ダンパバー抵抗が非対称になるとともに、dq 軸間にまたがる等価抵抗が発生することが明らかになった。

2. 解析法

図1に、解析対象とする突極型同期機の断面を示す。界磁極は積層されている。ダンパバー配置は d 軸対称とする。電機子とダンパ回路は dq 軸に変換して表す。N_{dp} は 1 極あたりダンパバー数、N_d, N_q は d 軸および q 軸ダンパ回路数である。界磁巻線 f と界磁極頭部の間に導電性の当板 p がある。これは、磁極の周囲を取り巻いて短絡回路を形成していて、極間接続されていない。したがって当板は d 軸ダンパ回路の働きをする。図2に、各回路の関係図を示す。本報告では、これを詳細モデルと称する。

(2・1) 詳細モデルのインダクタンス 図2より、同期機の dq 軸鎖交磁束式は次式のように表される。

$$\Phi_j = \sum_n L_{jn} I_n, \dots\dots\dots (1)$$

$$(j, n = d, f, p, 1d, \dots, N_d d, q, 1q, \dots, N_q q)$$

ここに、Φ: 鎖交磁束 (Wb), I: 電流 (A), L: インダクタンス (H), L_{jn}=L_{nj}

(1) 式中の自己・相互インダクタンス値 L_{jn} は全て、鉄心の磁気飽和状態と導体内の表皮効果の変化に従って、刻々と値が変化する。これらは、文献 (11) (17) と同様の手順によって透磁率分布を固定した二次元静磁界解析を用いて計算される。各インダクタンスは、二次元解析で考慮できない同期機の三次元構造、すなわち端部漏れやエアダクトなどを考慮して補正する。

数値的なシミュレーションを行う目的のためには、(1) 式のインダクタンスがわかればよい。しかし、本論文ではインダクタンスを通して機内の磁束分布の詳細を知ることが目的に、これらのインダクタンスを成分別に分離する。このため、同期機の磁気特性に最も大きな影響を与えるギャップ磁束を利用することにより漏れインダクタンスを計算する。まず、ギャップにおける等価インダクタンス L_{gjn} を定義する。これは、各巻線が等価的にギャップ位置に移動したと考え、この等価巻線の鎖交磁束から求めるインダクタンスで、次式によって計算する。

$$L_{gjn} = \frac{L_c r_g}{I_n K} \int_{-\pi}^{\pi} f_j(\eta) B_{grn}(\eta) d\eta, \dots\dots\dots (2)$$

$$(j, n = d, f, p, 1d, \dots, N_d d, q, 1q, \dots, N_q q)$$

ここに、L_c: 固定子鉄心軸方向長 (m), r_g: ギャップの平均半径 (m), η: d 軸を基準にした周方向電気角 (rad) (図1参照), f_j(η): 巻線 j の巻線分布関数 (巻線 j に 1A の直流を流したときのギャップにおける等価起磁力分布), B_{grn}(η): 透磁率分布を所望の負荷条件の分布に固定した I_n 単独通電時の線形磁界解析によって得られた径方向ギャップ磁束密度の空間分布 (T)

上式にて使用されている巻線分布関数の形状は、図3のように定義する[†]。

この等価インダクタンスを用いると、ギャップを間に挟んで配置されている固定子の各巻線と回転子の各巻線との間の漏れインダクタンスを 5 つの成分に分離できる。まず自己インダクタンス L_{jj} と等価自己インダクタンス L_{gjj} から、以下のようにして自己漏れインダクタンス L_{ljj} を定義できる。

$$L_{ljj} = L_{jj} - L_{gjj}, \dots\dots\dots (3)$$

$$(j = d, f, p, 1d, \dots, N_d d, q, 1q, \dots, N_q q)$$

[†]電機子巻線の空間分布を厳密に考慮した波形として d, q 軸電機子巻線分布関数 f_d(η), f_q(η) を定義しても解析可能であるが、わかりやすさを優先して図3(a)のように正弦波状に仮定した。本論文の対象機は分布短巻であるため、こう仮定しても誤差は小さい。

図3 巻線分布関数 (F_a : 電流 1A を通電したときの電機子 d, q 軸起磁力の空間基本波, N_f : 1 極当り界磁巻数)

Fig. 3. MMF of the winding j per ampere at the air gap.

L_{ljj} は、各巻線の作る磁束のうち、ギャップを通過しない磁束に対応する。

次に、ギャップ漏れインダクタンス L_{ljd} , L_{ldj} を定義する。電機子 d 軸と回転子の各 d 軸巻線との相互インダクタンス L_{jd} , L_{gjd} から、以下のようにして L_{ljd} が定義される。

$$L_{ljd} = L_{gjd} - L_{jd}, \quad (j = f, p, 1d, \dots, N_{ad}) \quad (4)$$

L_{ljd} は、電機子 d 軸巻線の作る磁束のうち、ギャップを通過して回転子に入るものの、巻線 j には鎖交しない固定子に戻る磁束に対応する。

逆に、電機子 d 軸と回転子の各 d 軸巻線との相互インダクタンス L_{dj} ($=L_{jd}$), L_{gdj} ($\neq L_{gjd}$) から、以下のようにして L_{ldj} が定義される。

$$L_{ldj} = L_{gdj} - L_{dj}, \quad (j = f, p, 1d, \dots, N_{ad}) \quad (5)$$

L_{ldj} は、回転子の巻線 j の作る磁束のうち、ギャップを通過して固定子に入るものの、電機子 d 軸巻線には鎖交しないで回転子に戻る磁束に対応する。

最後に、電機子 d 軸巻線と回転子の d 軸巻線の巻線分布形状の違いによって生じる巻線分布不整合漏れインダクタンス L_{mjd} を以下のようにして定義する。説明のため、(1) 式から電機子 d 軸と回転子の巻線 j の部分のみを取り出す。

$$\begin{bmatrix} \Phi_{d,dj} \\ \Phi_{j,dj} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{dd} & L_{dj} \\ L_{dj} & L_{jj} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_d \\ I_j \end{bmatrix}, \quad \dots \quad (6)$$

($j = f, p, 1d, \dots, N_{ad}$)

(3), (4), (5) 式を用いると、両巻線の自己インダクタンスが次のように変形できる。

図4 集約モデルの回路関係図 (kd , kq : 集約されたダンパ回路)

Fig. 4. Circuit distribution of the lumped model. kd , kq : lumped d- and q-axis damper circuits.

$$L_{dd} = \alpha_{dj}(L_{dj} + L_{ljd} + L_{mjd}) + L_{ldd}$$

$$L_{jj} = (L_{dj} + L_{ldj})/\alpha_{dj} + L_{ljj} \quad \dots \quad (7)$$

ここに、

$$L_{mjd} = L_{gdd}L_{gjj}/L_{gdj} - L_{gjd} \quad \dots \quad (8)$$

$$\alpha_{dj} = L_{gdj}/L_{gjj} \quad \dots \quad (9)$$

である。ここで新たに定義された L_{mjd} は、電機子 d 軸と巻線 j の巻線分布の違いにより生じる漏れインダクタンスである。

以上によって、電機子 d 軸と巻線 j 間の漏れインダクタンスを、 L_{ldd} , L_{ljj} , L_{ljd} , L_{ldj} , L_{mjd} の 5 成分に分離できた。同様に、電機子 q 軸と回転子の巻線 j ($j = 1q, \dots, N_{qj}$) 間の漏れインダクタンスも、 L_{ldd} , L_{ljj} , L_{ljd} , L_{ldj} , L_{mjd} の 5 成分に分離できる。

さらに、漏れインダクタンスの全体量の目安を知る目的のために、次のように定義した過渡・初期過渡インダクタンスを計算できる。初期過渡インダクタンス L_{dd}'' , L_{qq}'' , L_{dq}'' は、(1) 式において、界磁・当板・ダンパ回路の鎖交磁束値を全て 0 とおくことによって界磁・当板・ダンパ回路の電流を消去することにより、次式の電機子 dq 軸電流と鎖交磁束の関係から計算する。

$$\begin{bmatrix} \Phi_d \\ \Phi_q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{dd}'' & L_{dq}'' \\ L_{dq}'' & L_{qq}'' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_d \\ I_q \end{bmatrix} \quad \dots \quad (10)$$

過渡インダクタンス L_{dd}' , L_{qq}' , L_{dq}' は、(1) 式において当板とダンパ回路の電流値を全て 0 とおいて初期過渡インダクタンスと同様にして計算する。

(2.2) 集約モデルのインダクタンス 前節の方法によって計算される詳細モデルは、ダンパ回路数が多いため複雑で、現象の物理的検討などのためには不便な場合もあると考えられる。そこで本節では、従来からよく行われているように、複数のダンパ d, q 軸巻線をそれぞれ一つずつの巻線 kd , kq に集約することにより、より簡易なモデルを導出する。これを集約モデルと称する。この場合の各回路の関係図を図 4 に示す。

図 4 から、dq 軸鎖交磁束式は次のように表される。

$$\Phi_j = \sum_n L_{jn} I_n, \quad (j, n = d, f, p, kd, q, kq) \quad \dots \quad (11)$$

ここに、 Φ_{kd} , Φ_{kq} , I_{kd} , I_{kq} が集約したダンパ回路の鎖交

磁束と電流である。これらの定義は、各ダンパ回路の電流値の比が時間によらずほぼ一定と仮定することにより、次のように定める。

$$I_{jd} = \beta_{jd} I_{kd}, \quad (j = 1, \dots, N_d), \dots\dots\dots (12)$$

$$I_{nq} = \beta_{nq} I_{kq}, \quad (n = 1, \dots, N_q), \dots\dots\dots (13)$$

$$\Phi_{kd} = \sum_{j=1}^{N_d} \beta_{jd} \Phi_{jd}, \quad \Phi_{kq} = \sum_{n=1}^{N_q} \beta_{nq} \Phi_{nq} \dots\dots\dots (14)$$

$$\sum_{j=1}^{N_d} \beta_{jd}^2 = N_d, \quad \sum_{n=1}^{N_q} \beta_{nq}^2 = N_q \dots\dots\dots (15)$$

ここに、 β_{jd}, β_{nq} は一定値で、各ダンパ回路の電流比である。この電流比を用いて、(11) 式中のインダクタンスは、次のように計算される。

$$L_{kdj} = L_{jkd} = \sum_{n=1}^{N_d} \beta_{nd} L_{jnd}, \quad (j = d, f, p, kd, q, kq)$$

$$L_{kdkq} = L_{kqkd} = \sum_{j=1}^{N_d} \sum_{n=1}^{N_q} \beta_{jd} \beta_{nq} L_{jdnq} \dots\dots\dots (16)$$

その他のインダクタンスも同様にして計算できる。

なお、各インダクタンスを電機子換算の単位法に変換することもできる。変換に用いる電機子巻線と回転子の各巻線 j の巻数比 K_j は任意に選べるが、目的に応じて使い分けのが良い。例えば以下のように選ぶと、式の上で漏れリアクタンスの表現が簡潔になり、機内磁束分布の物理的見通しが良くなる。

$$K_j = L_{gdj} / L_{gjj}, \quad (j = f, p, kd) \dots\dots\dots (17)$$

$$K_{kq} = L_{gqkq} / L_{gkqkq} \dots\dots\dots (18)$$

ただし、この場合の巻数比は飽和状態に応じて変化することに注意が必要となる⁽¹⁵⁾。このとき、dq 軸鎖交磁束式(11)の単位法表記は次式になる。

$$\phi_j = \sum_n x_{jn} i_n, \quad (j, n = d, f, p, kd, q, kq) \dots\dots\dots (19)$$

ここに

$$\begin{aligned} x_{dd} - x_{idd} &= x_{df} + x_{lfd} + x_{mfd} \\ &= x_{dp} + x_{lpd} + x_{mpd} \\ &= x_{dkd} + x_{lkd} + x_{mkd} \end{aligned}$$

$$x_{ff} - x_{lff} = x_{df} + x_{lfd}$$

$$x_{pp} - x_{lpp} = x_{dp} + x_{lpd} \dots\dots\dots (20)$$

$$x_{kdkd} - x_{lkdkd} = x_{dkd} + x_{lkd}$$

$$x_{qq} - x_{lqq} = x_{qkq} + x_{lkq} + x_{mkq}$$

$$x_{kqkq} - x_{lkqkq} = x_{qkq} + x_{lkq}$$

〈2・3〉 抵抗 発電運転時における詳細モデルの dq 軸電圧式は以下のように表される。

図5 ダンパ回路図 (1 極あたりダンパバー数 $N_{dp}=8$ の場合。 $R_{1b}, \dots, R_{8b}$: 胴部ダンパバー抵抗, R_e, R_m : ダンパエンドリング抵抗)

Fig. 5. Damper resistance circuit. $R_{1b}, \dots, R_{8b}$: damper bar resistances; R_e, R_m : damper end ring resistances.

$$V_d = -\omega \Phi_q - p \Phi_d - R_a I_d \dots\dots\dots (21)$$

$$V_q = \omega \Phi_d - p \Phi_q - R_a I_q \dots\dots\dots (22)$$

$$V_f = p \Phi_f + R_f I_f \dots\dots\dots (23)$$

$$V_p = p \Phi_p + R_p I_p = 0 \dots\dots\dots (24)$$

$$\begin{aligned} V_{jd} &= p \Phi_{jd} + \sum_{n=1}^{N_d} R_{jdn} I_{nd} + R_{jdq} I_{jq} \\ &= 0, \quad (j = 1, \dots, N_d) \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V_{jq} &= p \Phi_{jq} + R_{jdq} I_{jd} + \sum_{n=1}^{N_q} R_{jqn} I_{nq} \\ &= 0, \quad (j = 1, \dots, N_q) \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

ここに $p = \frac{d}{dt}$ である。

式中の各抵抗値の計算手順を示す。まず、電機子抵抗 R_a 、界磁抵抗 R_f は設計値を用いる。一方、本論文の対象機では表皮効果によって当板やダンパバー導体内の電流分布に偏りが生じる。そこで当板とダンパ抵抗は渦電流分布を考慮できる FEM を用いて計算する。すなわち、所望の初期過渡条件における FEM 解析によって当板とダンパバーのジュール損失および電流値を計算し、 $P = RI^2$ の関係から胴部の抵抗を計算する。当板とダンパの端部抵抗は導体の寸法と導電率から解析的に計算する。当板抵抗 R_p は、端部抵抗を胴部の抵抗に加えたものとする。ダンパ抵抗 $R_{jdn}, R_{jdq}, R_{jqn}$ は、胴部バー抵抗と端部のエンドリング抵抗の接続関係を示す図5に従って計算する。

ダンパ抵抗をこのように定義すると、(25), (26) 式に dq 軸間のダンパ抵抗 R_{jdq} が現れる。後述のように、磁気飽和分布が d 軸に関して対称でない負荷時においては、ダンパバー周囲の磁気飽和の影響を受けて導体内の渦電流分布がバーごとに違ってくるため、各バー抵抗が d 軸に関して非対称になり (例えば図5で $R_{1b} \neq R_{8b}$ となり)、 R_{jdq} が 0 でない値を取るようになる。なお、電気回路理論的には、 R_{jdq} は閉路方程式の相互抵抗に対応する⁽¹⁸⁾。

次に、集約モデルでは (25), (26) 式が下記のように簡略化される。

図 6 ダンパ回路に関するインダクタンスの解析結果

Fig. 6. Inductances for the detailed model related to the damper circuits.

表 1 解析ケース

Table 1. Calculated cases.

ケース	条件
no sat.	不飽和，線形条件（鉄心比透磁率 $\mu_s \cong 1000$ ）
rated	定格負荷条件（ $v=1.0\text{pu}$, $i=1.0\text{pu}$, $\text{pf}=0.9$ ）

$$V_{kd} = p\Phi_{kd} + R_{kdkd}I_{kd} + R_{kdkq}I_{kq} = 0 \quad \dots (27)$$

$$V_{kq} = p\Phi_{kq} + R_{kdkq}I_{kd} + R_{kqkq}I_{kq} = 0 \quad \dots (28)$$

R_{kdkd} , R_{kdkq} , R_{kqkq} は, (16) 式と同様にして, R_{jdnd} , R_{jddq} , R_{jqnq} から計算できる。

3. 300MVA 級発電機の計算例

300MVA 級発電機 ($N_{dp}=8$, $N_d=N_q=4$) を対象に, 解析結果を示す。当板の導電率はダンパバーの約 30 分の 1 である。なお, FEM 解析については, 予め付録 2 にて精度が高いことを検討した上で適用した。

〈3・1〉詳細モデルのインダクタンス 本報告の解析法は任意の磁気飽和状態に適用可能であるが, 簡単のために表 1 に示す不飽和時および定常定格負荷時の 2 ケースを解析する。

図 6 に, 詳細モデルの解析結果を示す。図 6(b) より, 自己漏れインダクタンスは不飽和時にはいずれもほぼ同じ値

である。しかし, 定格負荷時には回路 1d と 1q の自己漏れインダクタンス L_{1d1d} , L_{1q1q} の減少が特に大きいことがわかる。定格負荷時には界磁極片（界磁極頭部両端）や電機子ティースの回転方向遅れ側が強く飽和し, 進み側は飽和が弱い⁽¹¹⁾。そのため, 回転方向遅れ側のダンパバー #1 周囲（ダンパバー番号は図 1 参照）の飽和が強くなり, L_{1d1d} , L_{1q1q} が減少する。図 6(c) より, ダンパ d 軸回路の分布不整合漏れインダクタンスは図 6(a) の相互インダクタンスと同程度であり, 大きいことがわかる。これは, ダンパ d 軸の起磁力は磁極中央付近にしか存在せず（図 3(c) 参照）, ダンパ d 軸回路は電機子 d 軸との結合が弱い⁽¹⁾ ことを定量的に表したものである。一方, ダンパ q 軸回路の分布不整合漏れインダクタンスは小さい。図 6(d), (e) に, 定格負荷時のダンパ dq 軸間相互インダクタンスを示す。nd と mq 回路間に着目すると, $n < m$ の場合は L_{ndmq} が負の値, $n \geq m$ では正の値になっている。前者は主磁束によって生じる dq 軸間相互インダクタンスであり, この理由は従来からよく知られている⁽¹⁹⁾。一方, 後者は鎖交する磁束が前者と逆になっていることを意味しており, ダンパバーの周囲に生じる局所的に閉じた磁束（主に自己漏れ磁束）によって生じる。この原理を付録 1 に示す。図 6(f) に, 定格負荷時の電機子・ダンパ間 dq 軸相互インダクタンスを示す。ダンパ q 軸と電機子 d 軸間のインダクタンスは大きい。こ

図7 電機子 d 軸または q 軸交流電流印加 SSFR 解析時の同軸のダンパ電流

Fig. 7. Damper circuit currents for the excited axes in the SSFR analysis at 60Hz.

れは、対応する磁路が透磁率分布非対称性が強い界磁極片付近（磁極頭部両端）を含むためと考える。逆に、ダンパ d 軸の磁路は界磁極片付近を含まないため（図 3(c) 参照）、ダンパ d 軸と電機子 q 軸間のインダクタンスは小さい。

〈3・2〉ダンパ回路電流比 ダンパ回路を集約するために用いるダンパ回路電流比 β_{jd} , β_{nq} を定める。この電流比は想定する過渡状態によって異なるが、本報告では例として、次のような解析条件における電流比を非線形二次元 FEM で計算して用いる。すなわち、回転子を静止させ、所望の定常負荷条件になるような直流の I_d , I_q および界磁電圧 V_f を印加し、これに加えて、電機子の d 軸または q 軸に 60Hz の微小交流電流 ΔI_d または ΔI_q を印加した非線形非定常解析（SSFR (StandStill Frequency Response) 解析）とする⁽⁷⁾。ただし B-H カーブのマイナーループは無視する⁽²⁰⁾。

図 7(a), (c) に、それぞれ d 軸または q 軸 SSFR 解析時の同軸ダンパ電流振幅を、(b), (d) に同じく電流位相差を示す。ダンパ回路間の電流位相差が小さく、電流比をほぼ一定とみなせることがわかる。図 7(a), (c) より、定格負荷時にはダンパ 1d, 1q 回路電流の比率が増加している。これは、このときダンパバー#1 周囲の鉄心が強く飽和しており、ダンパバー#1 の電流が他よりも大きくなっていることによる⁽⁶⁾。

〈3・3〉集約モデルのインダクタンス 図 8 に、集約モデルのインダクタンス解析結果を示す。なお単位法換算の巻数比は一定値とし、不飽和時の (17), (18) 式の値を用いた。図 8(b) より、電機子の自己漏れインダクタンス x_{ldd} , x_{lqq} はほとんど飽和していないことがわかる。これに対し、回転子の自己漏れインダクタンス x_{lff} , x_{lpp} , x_{lkdd} , x_{lkqq}

は飽和している。図 8(c) より、電機子 d 軸とダンパ d 軸間の分布不整合漏れインダクタンス x_{mkdd} が特に大きく、逆に q 軸の x_{mkqq} は十分小さい。これは前述の通り、ダンパ d 軸回路の電機子 d 軸との結合が弱いことを定量的に表しており、d 軸に関してはダンパの効果やや弱く、q 軸ではダンパの効果大きいことがわかる。 x_{mkdd} の飽和による減少量が多いが、これは飽和の強い界磁極片が磁路になっているためといえる。図 8(d) より、ギャップ漏れインダクタンスが小さいことがわかる。ただし x_{lfd} , x_{lpd} では、不飽和時には小さいが定格負荷時にはやや大きくなっている⁽¹⁷⁾。図 8(e) より、定格負荷時の電機子・界磁・当板・q 軸ダンパの dq 軸間相互インダクタンスは 0.1pu 弱と、漏れインダクタンスと同レベルの値であり、無視できないことがわかる。逆に、ダンパ d 軸の dq 軸間相互インダクタンス x_{kdq} , x_{kdkq} は小さい。また、電機子 d 軸と q 軸間のインダクタンス x_{dq} , x_{dkq} よりも、界磁 q 軸間や当板 q 軸間の x_{fq} , x_{fkq} , x_{pq} , x_{pkq} のほうが dq 軸間相互インダクタンスが大きくなっている。これは、電機子と比べて界磁や当板の起磁力分布は、透磁率分布非対称性が強い界磁極片付近の起磁力分担が高い形状になっているためと考える（図 3(a), (b) 参照）。

〈3・4〉過渡・初期過渡インダクタンス 図 9 に、過渡・初期過渡インダクタンスの解析結果を示す。 X_{dd}' , X_{qq}' , X_{dd}'' , X_{qq}'' の飽和による減少はそれぞれ 9%, 15%, 7%, 3% である。前述の図 8(b), (c) より、 X_{dd}'' , X_{qq}'' の減少は、回転子の自己漏れインダクタンスおよび固定子・回転子間の巻線分布不整合漏れインダクタンスによって生じるといえる。また、 X_{dd}'' , X_{qq}'' と比べて X_{dq}'' が非常に小さい。これは、初期過渡時には主磁束がほとんど消失して漏れ磁束が主体となっているため、主磁束が主体の dq 軸間相互磁束もほぼ消失しているためと理解される。これより、dq 軸方程式による初期過渡時の数値シミュレーションにおいて、電機子巻線における電圧や電流の計算のみであれば、dq 軸間インダクタンスを無視しても良い可能性がある。ただし、これはあくまでも電機子特性だけしか必要としない場合のことであり、界磁・当板・ダンパ回路の電流などを求める場合は dq 軸間インダクタンスを無視できないことに注意を要する。

〈3・5〉抵抗 〈3・2〉節で説明した 60Hz の SSFR 解析によってダンパバーおよび当板の胴部抵抗を求め、〈2・3〉節の方法によって図 5 に従って抵抗値を計算した結果を示す。

図 10 に、詳細モデルのダンパ抵抗計算結果を示す。同図 (a) より、不飽和時と比べて、定格負荷時では特に R_{1d1d} , R_{1q1q} の抵抗減少が大きい。これはダンパバー#1 周囲の強い磁気飽和によってダンパバー#1 導体内の表皮効果による電流集中が緩和されたためと考える。一方、これと d 軸対称位置のダンパバー#8 周囲は磁気飽和が弱いので、バー#1 と#8 の抵抗値に違いが生じる。このために、図 10(b) のように定格負荷時にダンパ dq 軸間抵抗 R_{1d1q} が値を持つようになる。同図 (b) のダンパ dq 軸間抵抗は、同図 (a)

図8 集約モデルのインダクタンス解析結果

Fig. 8. Inductances for the lumped model.

図9 詳細モデルの過渡・初期過渡インダクタンス

Fig. 9. Transient and sub-transient inductances from the detailed model.

表2 集約モデルのダンパ抵抗解析結果

Table 2. Damper resistances for the lumped model.

	no sat.	rated	ratio
r_p (pu)	0.170	0.133	78%
$r_{kd kd}$ (pu)	0.0224	0.0189	84%
$r_{kq kq}$ (pu)	0.00913	0.00827	91%
$r_{kd kq}$ (pu)	0	0.00136	-

のダンパ回路抵抗の1, 2割程度の大きさであり、無視できない。このように、磁気飽和によってインダクタンスだけでなく抵抗にもdq軸間の相互作用が生じることがわかる。図11に、ダンパdq軸間抵抗発生時における、磁気飽和分布とダンパ回路抵抗の関係を示した。

次に集約モデルの抵抗値を表2に示す。定格負荷時の抵抗値は不飽和時よりも1,2割小さい。

4. まとめ

ダンパを有する突極形同期機を対象に、機内の漏れ磁束

(a) d, q 軸ダンパ回路抵抗の対角成分

(b) dq 軸間抵抗

図10 詳細モデルのダンパ抵抗解析結果

Fig. 10. Damper resistances for the detailed model.

分布に直接対応した漏れインダクタンスを定義した。これをもとに、磁気飽和を考慮したFEMによって漏れインダクタンスを計算する方法を提案した。同時に、dq軸間相互インダクタンスを含む全ての巻線の自己・相互インダクタンスと、各巻線の抵抗値の計算法を示した。さらに、本計算を大容量機に適用し、不飽和時と定格負荷時の諸定数を数値化した。この結果から、機内の磁気飽和分布と諸定数の関係を考察し、以下の知見を得た。

- ダンパ回路と電機子回路との結合の強さを、巻線分布不整合漏れインダクタンスによって定量化することを

図 11 ダンパ dq 軸間抵抗発生時における、磁気飽和分布とダンパバー抵抗の関係 (定格負荷時)
Fig. 11. Schematic relationship between magnetic saturation and damper bar resistance.

可能にした。

- ダンパ d 軸に関係するものを除けば、dq 軸間相互インダクタンスが無視できないことを示した。
- 電機子の自己漏れリアクタンスは飽和によってあまり変化しないが、回転子のそれは変化することを示した。
- 定格負荷時には、磁気飽和と表皮効果の相互作用によって q 軸に最も近いダンパ回路の抵抗が減少すると共に、ダンパ dq 軸間抵抗が生じることを示した。

本論文を応用することにより、電気設計やシミュレーションモデルの高度化が期待されるとともに、本論文の方法は突極形同期機以外に誘導機、円筒形同期機等の交流機にも応用できる。具体的な応用に関しては、今後の課題とする。例えば、安定度解析などに用いる同期機モデル上の漏れインダクタンスや抵抗を本方法で決定することにより、磁気飽和考慮の高精度化を図ったり、設計時に漏れ磁束の大きい部位または漏れ磁束の飽和が強い部位などを本方法で見出し、所望の初期過渡リアクタンスとなるように機器構造を決めることが考えられる。

最後に、FEM 解析に関してご指導いただいた日立製作所 牧晃司氏、高橋和彦氏、山本弘毅氏、宮田健治氏に謝意を表します。

(平成 13 年 10 月 29 日受付，平成 14 年 4 月 10 日再受付)

文 献

- (1) Canay, I. M.: Causes of Discrepancies on Calculation of Rotor Quantities and Exact Equivalent Diagrams of the Synchronous Machine, *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*, Vol. 88, No. 7, pp. 1114-1120 (1969).
- (2) Slemon, G. R.: An Equivalent Circuit Approach to Analysis of Synchronous Machines with Saliency and Saturation, *IEEE Trans. on Energy Conversion*, Vol. 5, No. 3, pp. 538-545 (1990).
- (3) Kamwa, I. and Viarouge, P.: On Equivalent Circuit Structures for Empirical Modeling of Turbine-Generators, *IEEE Trans. on Energy Conversion*, Vol. 9, No. 3, pp. 579-592

(1994).

- (4) Escarela-Perez, R. and Macdonald, D. C.: A Novel Finite-Element Transient Computation of Two-Axis Parameters of Solid-Rotor Generators for Use in Power Systems, *IEEE Trans. on Energy Conversion*, Vol. 13, No. 1, pp. 49-54 (1998).
- (5) Fuchs, E. F. and Erdélyi, E. A.: Nonlinear Theory of Turboalternators, *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*, Vol. 92, pp. 583-599 (1973).
- (6) 内藤啓, 松本純也, 岡田隆夫, 上之園親佐: 同期発電機の制動巻線における磁気飽和効果の解析, *電学論 B*, Vol. 102, No. 8 (1982).
- (7) Dougherty, J. W. and Minnich, S. H.: Operational Inductances of Turbine Generators; Test Data Versus Finite-Element Calculations, *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*, Vol. 102, No. 10, pp. 3393-3404 (1983).
- (8) El-Serafi, A. M., Abdallah, A. S., El-Sherbiny, M. K. and Badawy, E. H.: Experimental Study of the Saturation and the Cross-Magnetizing Phenomenon in Saturated Synchronous Machines, *IEEE Trans. on Energy Conversion*, Vol. 3, No. 4, pp. 815-823 (1988).
- (9) Tahan, S.-A. and Kamwa, I.: A Two-Factor Saturation Model for Synchronous Machines with Multiple Rotor Circuit, *IEEE Trans. on Energy Conversion*, Vol. 10, No. 4, pp. 609-616 (1995).
- (10) Macdonald, D. C., Reece, A. B. J. and Turner, P. J.: Turbine generator steady-state reactances, *IEE Proceedings*, Vol. 132, Pt. C, No. 3, pp. 101-108 (1985).
- (11) 島和男, 井出一正, 高橋身佳, 吉成良孝, 山品光則, 斎藤啓自: 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, *電学論 D*, Vol. 117, No. 12 (1997).
- (12) Deng, F. and Demerdash, N. A.: Comprehensive Salient-Pole Synchronous Machine Parametric Design Analysis Using Time-Step Finite Element-State Space Modeling Techniques, *IEEE Trans. on Energy Conversion*, Vol. 13, No. 3, pp. 221-229 (1998).
- (13) Kilgore, L. A.: Calculation of Synchronous Machine Constants, *AIEE Trans.*, Vol. 50, pp. 1201-1214 (1931).
- (14) IEEE Guide: Test Procedures for Synchronous Machines, *IEEE Std 115-1995* (1995).
- (15) Shima, K., Ide, K., Takahashi, M., Yoshinari, Y. and Nitobe, M.: Calculation of Leakage Inductances of a Salient-Pole Synchronous Machine Using Finite Elements, *IEEE Trans. on Energy Conversion*, Vol. 14, No. 4, pp. 1156-1161 (1999).
- (16) Fuchs, E. F. and Erdélyi, E. A.: Nonlinear Salient Pole Alternator Subtransient Reactances and Damper Winding Currents, *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*, Vol. 93, No. 6, pp. 1871-1892 (1974).
- (17) 島和男, 井出一正, 高橋身佳: 境界解析による突極形同期機の負荷時漏れ磁束解析, *電学研資 RM00-16* (2000).
- (18) 電気学会: 電気回路論 (改訂版), オーム社 (1970).
- (19) 同期機リアクタンス調査専門委員会: 同期機のリアクタンスの飽和について, *電学技報 I 部*, No. 135 (1983).
- (20) Nehl, T. W., Fouad, F. A. and Demerdash, N. A.: Determination of Saturated Values of Rotating Machinery Incremental and Apparent Inductances by an Energy Perturbation Method, *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*, Vol. 101, No. 12, pp. 4441-4451 (1982).
- (21) 電気学会電気規格調査会標準規格: 同期機 JEC-2130, 電気書院 (2000).

付 録

1. dq 軸間相互インダクタンスの符号

図 6(d), (e) で、dq 軸間相互インダクタンスが正になる理由を述べる。付図 1 に、定格負荷時の透磁率分布に固定した条件におけるダンパ 2d 回路電流 $I_{2d} (> 0)$ 単独通電時の境界解析による磁束流線の概念図を示す。回転方向遅れ側 (右側) が強く磁気飽和し、逆に進み側 (左側) は飽和が小さい状態になっている。そのため、図示のように、通電したダンパバー周囲の漏れ磁束が、進み側により多く生

付図1 定格負荷時の透磁率分布に固定した条件におけるダンパ2d回路電流 $I_{2d}(>0)$ 単独通電時の磁束流線概念図と、ダンパdq軸間相互インダクタンス L_{1q2d} , L_{2q2d} の関係

App. Fig. 1. Schematic flux distribution under the positive damper circuit 2d current excitation using iron permeability distribution at the rated load.

付図2 三相突発短絡試験のFEMと実測の比較(電機子B相電流)

App. Fig. 2. Comparison between three-phase sudden short-circuit test and FEM.

付表1 三相突発短絡試験のFEMと実測の比較⁽²¹⁾

App. Table 1. Comparison between three-phase sudden short-circuit test and FEM.

	x_d' (pu)	x_d'' (pu)	T_d' (sec)	T_d'' (sec)	T_a (sec)
FEM	0.277	0.161	2.67	0.077	0.34
Measured	0.30	0.16	2.85	0.064	0.29

じる。この漏れ磁束がダンパ1q回路に鎖交する方向は、下向きになっており、これは I_{2d} による主磁束と逆の向きである。したがって、 $L_{1q2d}(=L_{2d1q})$ は正の値となる。同様にして、 $n \geq m$ の場合の L_{ndmq} は全て正の値になる。

2. FEM解析の検証

本論文のFEM解析の妥当性を示す。定常時については、FEM値と実測がよく合うことを報告済みである⁽¹¹⁾。初期過渡・過渡時の例として、付図2と付表1に、定格電圧の25%からの三相突発短絡試験について解析と実測を比較する。両者は合っており、解析精度が良いことがわかる。

本論文の漏れインダクタンスのうち、電機子自己漏れイ

ンダクタンスの定義は、古典的な電機子漏れインダクタンスとほぼ一致している⁽¹³⁾。不飽和時における前者の解析値は図8(b)から $x_{ldd}=0.079\text{pu}$ 、後者は $x_l=0.082\text{pu}$ であり、よく一致している。

島 和 男 (正員)

(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 Member。平成9, 12年電気学会論文発表賞受賞。

井 出 一 正 (正員)

(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。現在、日立研究所主任研究員。回転電気機械の研究に従事。工学博士。日本応用磁気学会会員。IEEE Member。平成4, 6年電気学会論文発表賞, 平成5, 13年電気学会論文賞, 平成11年日本電機工業会奨励賞受賞。

高 橋 身 佳 (正員)

(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、同所主管研究員。工学博士。日本応用磁気学会, 低温工学会会員。IEEE Senior Member。平成元年, 8, 13年電気学会論文賞受賞。