誘導機の等価回路拡張に着目した空間高調波自励式巻線界磁形同期モータの等価回路検討

丸山 大輔*，青山 真大，野口 季彦（静岡大学）

Study of Equivalent Circuit of Wound Field Synchronous Motor Self-Excited by Space Harmonics Focused on Extended-Equivalent Circuit of Induction Motor

Daisuke Maruyama*, Masahiro Aoyama, Toshihiko Noguchi (Shizuoka University)

１．はじめに

埋込永久磁石同期モータ（IPMSM）に用いられる永久磁石はジスプロシウム(Dy)やテルビウム(Tb)などのレアアースを添加した希土類磁石が使用されており，さまざまな要因による価格高騰の恐れがある。このような背景をもとに，希土類磁石フリーなモータが期待されており，磁石フリーモータの一つとして，集中巻した固定子により発生する第２次空間高調波を起電力源に活用した自励式巻線界磁同期モータが提案されている[1]。

自励式巻線界磁同期モータは理論的に低回転域でトルクが低下するので低回転側のトルクを向上させるためには，回転子側の界磁磁束を制御する必要がある。そこで本稿では自励式巻線界磁形同期モータに適したベクトル制御構築の第一歩として，誘導機の等価回路を拡張して，第 2 次空間高調波を考慮した等価回路を提案する。当該モータに適した電圧方程式を示し，シミュレーションにて回転子の界磁電流およびトルクを推定した結果を報告する。

２．自励源となる第 2 次空間高調波

三相交流電機子電流において，V 相の電流が最大のときの時間を t としたときのギャップ中の空間的な磁束分布は(1)となる[2]。ここでθは電気角における空間的な位置である。

$$B(\theta)=\sum_{n=1}^{\infty}\{\frac{3}{2\pi n}(\sin\frac{4}{3}n\pi-\sin\frac{2}{3}n\pi)\cos(n\theta)\} \tag{1}$$

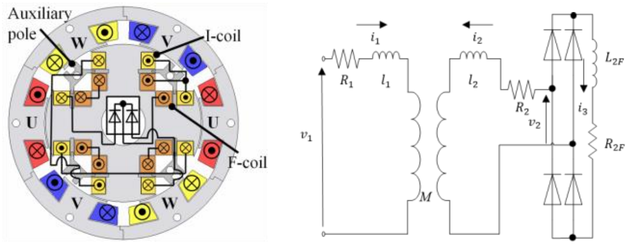
これを第二項まで展開すると(2)となる。

$$B(\theta)=-0.82\cos\theta+0.41\cos2\theta \tag{2}$$

ここで右辺の第 1 項が基本波磁束，第 2 項が第 2 次空間高調波磁束を表している。集中巻構造に起因して発生する第 2 次空間高調波が基本波回転磁界に対して，逆相で周期が 2 倍，振幅が 0.5 倍であることを表している。自励式巻線界磁同期モータの誘導巻線に第 2 次空間高調波が鎖交することで発生する誘起電圧がダイオードを介して整流されることで界磁巻線に界磁電流が流れて電磁石が確立される。

3, 等価回路の導出

前述の自励原理に基づき第 2 次空間高調波が電磁誘導で回転子誘導巻線に誘導起電力を発生させる物理現象を表した一相分の等価回路は Fig. 1.のように表すことができる。Fig. 1. で，R_1, R_2, R_{2F}, l_1, l_2, L_1, L_2, Mはそれぞれ一次側一相分の巻線抵抗，二次側一相分の巻線抵抗，励磁コイルの巻線抵抗，一次側一相分の漏れインダクタンス，二次側一相分の漏れインダクタンス，一次側一相分の自己インダクタンス，二次側一相分の自己インダクタンス，相互インダクタンスを示している。i_3,L_{2F},ψ_{2F}はそれぞれ界磁電流，界磁巻線の自己インダクタンス，電磁石磁束を示している。i_1, i_2, i_3は，それぞれ第 2 次空間高調波による電機子電流，回転子電流，回転子界磁電流を示している。v_1,v_2は，それぞれ第 2 次空間高調波による電機子電圧，回転子電圧を示している。上記の等価回路から電圧方程式は(3),(4),(5)のようになる。ここで，$L_1=M+l_1$, $L_2=M+l_2$とする。



(a) Cross section of proposed motor. (b) Equivalent circuit.

Fig. 1. Equivalent circuit of inductive coupling between second space harmonic and winding.

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} R_1+j\omega L_1 & j\omega M \\ j(\omega-\omega_r)M & R_2+j(\omega-\omega_r)L_2 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} \tag{3}$$

$$i_3=|i_2| \tag{4}$$

$$\psi_{2F}=L_{2F}i_3 \tag{5}$$

pは微分演算子(p=d /dt)を示している。(3)を 4 行 4 列に拡張して書き直し，角速度ωで回転する任意回転座標系を第 3 次時間高調波として d_3q_3 軸で定義し，d_3q_3 軸座標で表す。また，上記の 4 行 4 列に拡張した電圧方程式の二次側の右辺を(6)を用いて状態変数を一次側電流と二次側磁束で表すと(7)となる。

$$\begin{bmatrix} \psi_{1d3} \\ \psi_{1q3} \\ \psi_{2d3} \\ \psi_{2q3} \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} L_1 & 0 & M & 0 \\ 0 & L_1 & 0 & M \\ M & 0 & L_2 & 0 \\ 0 & M & 0 & L_2 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} i_{1d3} \\ i_{1d3} \\ i_{2d3} \\ i_{2q3} \end{bmatrix} \tag{6}$$

ここで，$l=L_1-M^2/L_2$，ψ_{1d3}, ψ_{1q3}は d_3q_3 軸上の電機子磁束，ψ_{2d3}, ψ_{2q3}はd_3q_3軸上の回転子磁束，i_{1d3}, i_{1q3}はd_3q_3軸上の電機子電流，i_{2d3}, i_{2q3}はd_3q_3軸上の回転子電流である。界磁磁束ψ_{2F}の方向を＋d 軸の方向とする。ここでd_3q_3座標系を基準として$\omega-\omega_r$の項を考えると回転子の角速度ω_rは，$\omega_r=\frac{1}{3}\omega$となるため$\omega-\omega_r=\frac{2}{3}\omega$と表される。

$$\begin{bmatrix} v_{1d3} \\ v_{1q3} \\ v_{2d3} \\ v_{2q3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_1+\mathrm{p}l & -\omega l & \mathrm{p}\frac{M}{L_2} & -\omega_r\frac{M}{L_2} \\ \omega l & R_1+\mathrm{p}l & \omega_r\frac{M}{L_2} & \mathrm{p}\frac{M}{L_2} \\ -\frac{R_2M}{L_2} & 0 & \frac{R_2}{L_2}+\mathrm{p} & -(\omega-\omega_r) \\ 0 & -\frac{R_2M}{L_2} & \omega-\omega_r & \frac{R_2}{L_2}+\mathrm{p} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{1d3} \\ i_{1q3} \\ \psi_{2d3} \\ \psi_{2q3} \end{bmatrix} \tag{7}$$

(7)において，第 3 次時間高調波の回転座標系（d_3q_3 軸）で表現した電圧方程式である。一方，L_{2F}は，基本波同期回転座標上では直流であるが d_3q_3 軸上では，交流量となる。つまり d_3q_3 座標上でRe[$e^{j3\omega t}$]を掛けて座標変換すると(8)となる。

$$L_{2Fd_3q_3}=L_{2F}cos3\omega t \tag{8}$$

したがって d_3q_3 座標上の回転子 d_3 軸電圧 v_{2d3} は(9)になる。

$$v_{2d3}=\left(\mathrm{p}L_{2Fd_3q_3}+R_{2F}\right)i_{2d3}=(-3\omega L_{2F}sin3\omega t+R_{2F})i_{2d3} \tag{9}$$

ここで，(7)の第 3 行,第 4 行から(10),(11)となる。

$$v_{2d3}=-\frac{R_2M}{L_2}i_{1d3}+(\frac{R_2}{L_2}+\mathrm{p})\psi_{2d3}-(\omega-\omega_r)\psi_{2q3} \tag{10}$$

$$v_{2q3}=-\frac{R_2M}{L_2}i_{1q3}+(\omega-\omega_r)\psi_{2q3}+(\frac{R_2}{L_2}+\mathrm{p})\psi_{2d3} \tag{11}$$

また，(6)の第 3 行，第 4 行から(12)となる。

$$\psi_{2d3}=Mi_{1d3}+L_2i_{2d3},\ \psi_{2q3}=Mi_{1q3}+L_2i_{2q3} \tag{12}$$

(12)より求めた回転子電流i_{2d3}, i_{2q3}を基本波同期 dq 軸座標系で観測したi_{2d}, i_{2q}は，(13)および(14)となる。

$$i_{2d}= i_{2d3}\,cos(-3\omega t) -i_{2q3}sin(-3\omega t) \tag{13}$$

$$i_{2q}= -i_{2d3}\,sin(-3\omega t) +i_{2q3}cos(-3\omega t) \tag{14}$$

(7)の電圧方程式に基づき回路シミュレータ（PSIM *ver.* 11.1.3）を用いて Tab. 1.のパラメータでシミュレーションした。Fig.2 に d_3q_3 座標系での電機子電流i_{1d3}, i_{1q3}から dq 座標系(基本波同期)での回転子界磁電流とトルクを求めるブロック図を示す。 d_3q_3 座標系での回転子磁束ψ_{2d3}, ψ_{2q3}は(10),(11)より求め，その結果を Fig. 4 に示す。さらに，d_3q_3座標系での回転子電流i_{2d3}, i_{2q3}は(12)より求め，その結果を Fig. 3 に示す。dq 軸は基本波同期座標系であり，回転子 d_3q_3 軸電流を d_3q_3 座標系から dq 座標系に(13),(14)より座標変換する。その結果，電磁石磁束ψ_{2F}を得ることができ，(15)で自励電磁石トルク T_eを求めることができる。なお，i_{1d3}, i_{1q3}は，i_{1d}, i_{1q}の$\frac{1}{2}$倍の振幅に対して d_3q_3 座標系に座標変換した値をとる。

$$T_e=p_p\psi_{2F}i_{1q} \tag{15}$$

ここで P_p は極対数である。(8),(15)からロータ電流とトルクは角速度に依存することがわかる。回転数を変化させたときのそれぞれの d 軸回転子電流とトルクの波形を Fig. 5., Fig.6.に示す。シミュレーション結果より回転子電流とトルクの推定が可能であることが確認できる。

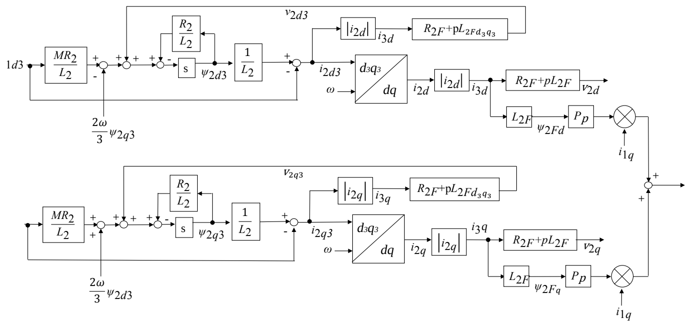


Fig. 2. Block diagram for rotor current estimation.

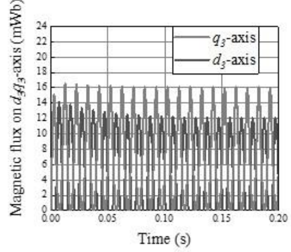


Fig. 3. Magnetic flux on d_3q_3-axis.

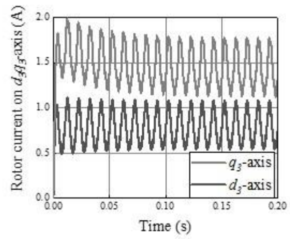


Fig. 4. Armature current on dq-axis.

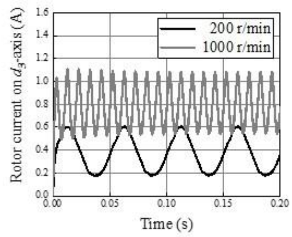


Fig. 5. Rotor current on d_3-axis.

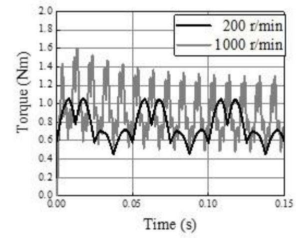


Fig. 6. Torque waveforms.

Tab. 1. Motor parameters for simulation.

R_1 [Ω]	2.01	R_{2F} [Ω]	1.01	i_{1d} [A]	-2.0
R_2 [Ω]	2.01	L_{2F} [mH]	5.0	i_{1q} [A]	4.0
L_1 [mH]	45.0	L_2 [mH]	40.0	M [mH]	35.0

4，まとめ

本稿では自励式巻線界磁同期モータのベクトル制御機構の第一歩として誘導機の等価回路を拡張して，自励原理によって発生する回転子電流とトルクを求める方法を示した。今後は，自励起磁力源の第 2 次空間高調波を制御することによって，低回転域のトルク向上制御を考究する所在である。

文　献

(1)青山, *et.al.*,:「空間高調波を利用した補極付ラジアルエアギャップ形磁石フリーモータの実機検証」, 電学論D, Vol.135, No.8, pp869-881, 2015.

(2) 森川, *et.al.*,:「空間高調波を利用した自励式巻線界磁形同期モータのインダクタンス同定と評価」, 電学研資，MD-17-023, 2017.