

空間高調波で自励する巻線界磁形同期モータの数学モデル

青山 真大* (静岡大学, スズキ株式会社), 野口 季彦 (静岡大学)

Mathematical Model of Wound-Field Synchronous Motor Self-Excited by Space Harmonics

Masahiro Aoyama* (Shizuoka University, Suzuki Motor Corporation),

Toshihiko Noguchi (Shizuoka University)

This paper describes a self-excited wound-field synchronous motor in which space harmonics power is utilized for field magnetization instead of permanent magnets. The operation principle of the proposed motor can be explicated by a voltage equation on the synchronous rotating reference frame, and operation characteristics are calculated on the basis of the mathematical model. In addition, the mathematical model is derived. Consequently, it has been confirmed that both of the operation characteristics calculated by the mathematical model and analyzed by FEM agree very well and indicate similar-tendency.

キーワード：同期モータ, 自己励磁, 空間高調波, レアアースフリー, 集中巻, 誘導電流

(Keyword, synchronous motor, self-excitation, space harmonics, rare-earth free, concentrated winding, induced current)

1. はじめに

電動コンポーネントをドライブトレインに加えることは、特にレシプロエンジンのエネルギー効率が低い低回転領域における効率改善に対して内燃機関だけの改良よりも大きな効果をもたらす⁽¹⁾。そのシステムを構成する電気-機械エネルギー変換装置として、専ら高効率な埋め込み永久磁石同期モータ (IPMSM) が用いられている。それらに用いられる磁石は、小形化、高エネルギー密度化の要求から残留磁束密度が高く、耐熱性を確保できる Dy や Tb を添加した高価なネオジム磁石が一般的である⁽²⁾。近年、磁気回路的に減磁しやすい箇所に必要最適量の Dy や Tb を集中配置させて高価な重希土類の使用量を低減した技術開発も盛んに行われている。しかし、Dy や Tb といった重希土類は産出地が偏在しており枯渇の懸念があるだけでなく、今後のハイブリッド自動車 (HEV) の普及によって PMSM の生産台数が増加すると資源供給の不安定性が益々顕在化すると考えられる⁽³⁾。そのようなコストと資源供給面の懸念に対して、筆者らは従来損失となっていた空間高調波を界磁エネルギー源として自励式電磁石に活用するレアアースフリーモータを既に提案した⁽³⁾⁽⁴⁾。提案したモータは自励式のため、他の先行技術として発表されている他励式巻線界磁形モータのように、三相励磁用インバータに加えて一次側に界磁巻線とチョップ回路を用いる必要がない⁽⁵⁾。さらに、界磁巻線での銅損により一次側から供給する界磁エネルギーを全て二次側に供給できないという他励式界磁の問題に対

しても有利である。しかし、今までの検討では電磁界解析により駆動特性を求めていたため、提案モータの動作原理について定性的な説明がなされていなかった。本稿では、同期回転座標系での dq 軸電圧方程式に基づいて提案モータの動作原理を説明する。更に数学モデルにより計算した駆動特性と電磁界解析にて求めた結果を比較したので報告する。

2. モータ諸元

図 1 と表 1 に空間高調波を界磁エネルギー源とするモータの径方向断面図と諸元を示す。提案するモータは、空間高調波から有効な界磁エネルギーを生じさせることができるようにエネルギー回収用の補極 (以下、I-pole) と、空間高調波が I-pole に鎖交することで発生する誘導電流を整流して電磁石を形成する界磁極 (以下、E-pole) の 2 つの極を有している。図 2 に提案モータのロータ巻線結線図を示す。同図の括弧内は各極の番号を表しており、 p は極数を意味している。ここに示すようにロータ巻線は全波整流回路となっており、I-pole に誘導された誘導電流からより多くの界磁電流を得ることができるように結線されている。また、ダイオードの素子数を低減するため全直列結線されている。なお、突極比が下がることでトルクが低下することを防止するため、I-pole と E-pole は磁気的に遮蔽しており、トルク発生に寄与する周方向電磁力はロータ突極部でのみ発生し、I-pole はトルク発生に寄与しない。I-pole は図 3 に示すように支持リングでアキシャル方向から保持する機構を想

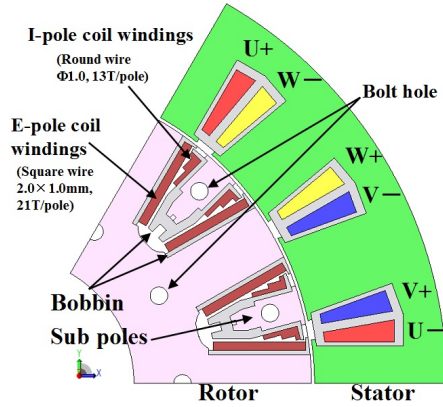


図1 提案モータの断面図

Fig. 1. Cross section diagram of proposed motor.

表1 提案モータの諸元

Table 1. Specifications of motor.

Number of poles	12
Number of slots	18
Stator outer diameter	200 mm
Rotor diameter	138.6 mm
Axial length of core	54 mm
Air gap length	0.7 mm
Maximum current	273 A _{pk}
Stator winding resistance	32.1 mΩ / phase
Number of armature coil-turn	48
Number of I-pole coil-turn	13
Number of E-pole coil-turn	21
Winding connection	6 parallel
I-pole winding resistance	37.0 mΩ / pole
E-pole winding resistance	28.2 mΩ / pole
Thickness of iron core steel plate	0.35 mm

定している。ロータ巻線は端板部に結線用の回路基板を載せてパターン結線し、ダイオードは回路基板上で樹脂含浸固定することを想定している。

3. dq 軸座標系における数学モデル

〈3・1〉 dq 軸電圧方程式 提案モータは、第3次空間高調波を主な界磁エネルギー源として自己励磁により電磁石を E-pole で形成する⁽⁴⁾。本節では自己励磁による界磁形成を dq 軸電圧方程式に基づいて数学的に説明する。

図4に提案モータの展開した突極モデルを示す。同図に示すようにロータ突極部を d 軸、ロータ突極間を q 軸と定義する。極とスロットの組み合わせが2対3の場合、U相自己インダクタンス L_U は(1)で表すことができる。

$$L_U(\theta) = L_{S0} + L_S \cos 2\theta \quad (1)$$

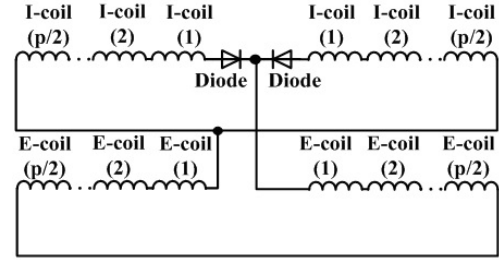


図2 ロータ巻線結線図

Fig. 2. Rotor winding connection diagram using full-bridge rectifier.

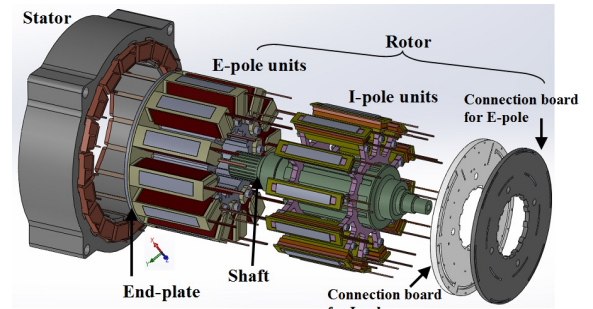


図3 提案モータの構成図

Fig. 3. Mechanical configuration of proposed motor.

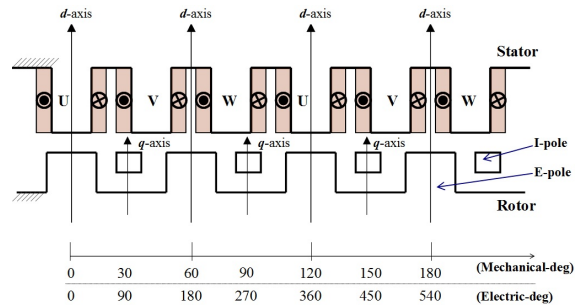


図4 モータ突極モデル

Fig. 4. Developed salient pole model of proposed motor.

ここで L_{S0} は一定成分、 L_S は自己インダクタンスの周期的脈動の振幅である。同様に V 相自己インダクタンス L_V と W 相自己インダクタンス L_W は(2), (3)のように表すことができる。

$$L_V(\theta) = L_{S0} + L_S \cos\left(2\theta - \frac{2}{3}\pi\right) \quad (2)$$

$$L_W(\theta) = L_{S0} + L_S \cos\left(2\theta + \frac{2}{3}\pi\right) \quad (3)$$

次に静止直交座標系の α 軸自己インダクタンス L_α と β 軸自己インダクタンス L_β は三相二相変換により(4), (5)となる。

$$L_\alpha(\theta) = L_U(\theta) + L_V(\theta) \cos \frac{2}{3}\pi + L_W(\theta) \cos \frac{4}{3}\pi = \frac{3}{2} L_S \cos 2\theta \quad (4)$$

$$L_\beta(\theta) = L_V(\theta) \sin \frac{2}{3}\pi + L_W(\theta) \sin \frac{4}{3}\pi = -\frac{3}{2} L_S \sin 2\theta \quad (5)$$

上式に(6)の d 軸位相 θ_d と q 軸位相 θ_q を用いて回転座標変換すると、 d 軸自己インダクタンス L_d と q 軸自己インダクタンス L_q が求められる。

$$\theta_d = \omega t, \quad \theta_q = \omega t - \frac{\pi}{2} \quad (6)$$

$$L_d = \frac{3}{2} L_S \cos 2\omega t \quad (7)$$

$$L_q = \frac{3}{2} L_S \sin 2\omega t \quad (8)$$

ここで ω は電氣的な同期角速度である。したがって、 dq 座標系において提案モータの数学モデルは(9)の電圧方程式で表すことができる。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} v_{sd} \\ v_{sq} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} R_s & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} p & -\omega \\ \omega & p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_{sd} \\ \psi_{sq} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} R_s & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} p & -\omega & M_d & 0 \\ \omega & p & 0 & M_q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \\ i_{rq} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (9)$$

ここで v_{sd} , v_{sq} , i_{sd} , i_{sq} はそれぞれ電機子電圧と電機子電流であり、 i_{rd} と i_{rq} は d 軸と q 軸のロータ巻線電流である。 R_s は電機子巻線抵抗、 M_d と M_q は d 軸と q 軸の相互インダクタンスであり、 p は微分演算子である。I-pole はモータ自身が有している空間高調波エネルギーを利用することにより誘導電流を発生させる極であり、主磁路から磁氣的に遮蔽された構造であるため $i_{rq}=0$ である。一方、 dq 軸上の自己インダクタンスはステータとロータともに dq 軸座標上で同期角速度 ω で回転しているため一定である。しかし、相互インダクタンスは回転によって電機子巻線と I-pole の誘導コイルの空間的な位置関係が変化するため、時間によって周期的に変化する。故に(9)は(10)のように書き改めることができる。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} v_{sd} \\ v_{sq} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} R_s & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} L_d & 0 & M_d \\ 0 & L_q & 0 \end{bmatrix} p \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \end{bmatrix} \\ &\quad + \begin{bmatrix} 0 & 0 & pM_d \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \end{bmatrix} + \omega \begin{bmatrix} 0 & -L_q & 0 \\ L_d & 0 & M_d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (10)$$

漏れインダクタンスを無視すると、相互インダクタンス M_d は(11)で表すことができる。

$$M_d = \frac{N_{rd}}{N_S} L_d = \frac{3}{2} \frac{N_{rd}}{N_S} L_S \cos 2\omega t \quad (11)$$

ここで N_{rd} と N_S はそれぞれ E-pole の d 軸ロータ巻線とステータの電機子巻線抵抗のターン数である。したがって、(10)の第三項における M_d の時間微分項は(12)のように計算される。

$$pM_d = p \left(\frac{N_{rd}}{N_S} L_d \right) = -3\omega \frac{N_{rd}}{N_S} L_S \sin 2\omega t = -2\omega \frac{N_{rd}}{N_S} L_q \quad (12)$$

故に、提案する自励式巻線界磁形同期モータの数学モデルは(13)となる。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} v_{sd} \\ v_{sq} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} R_s & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} L_d & 0 & \frac{N_{rd}}{N_S} L_d \\ 0 & L_q & 0 \end{bmatrix} p \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \end{bmatrix} \\ &\quad + \omega \begin{bmatrix} 0 & -L_q & -2\frac{N_{rd}}{N_S} L_q \\ L_d & 0 & \frac{N_{rd}}{N_S} L_d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (13)$$

上式の第一項は電機子巻線抵抗による電圧降下であり、第二項は変圧器起電力、第三項は速度起電力である。

〈3・2〉 dq 軸磁束 U 相の電機子電流を $i_u(t)$ を(14)とおく。

$$i_U(t) = I_S \cos(\omega t + \beta) \quad (14)$$

ここで β は電流位相である。これを用いて U 相磁束 ϕ_{SU} は次式のように表わされる。

$$\phi_{SU} = \frac{L_U(\theta) i_U(t)}{N_S} = \frac{\{L_{S0} + L_S \cos 2\theta\} I_S \cos(\omega t + \beta)}{N_S} \quad (15)$$

他の V 相と W 相磁束も同様に下記となる。

$$\phi_{SV} = \frac{\{L_{S0} + L_S \cos(2\theta - \frac{2}{3}\pi)\} I_S \cos(\omega t + \beta - \frac{2}{3}\pi)}{N_S} \quad (16)$$

$$\phi_{SW} = \frac{\{L_{S0} + L_S \cos(2\theta + \frac{2}{3}\pi)\} I_S \cos(\omega t + \beta + \frac{2}{3}\pi)}{N_S} \quad (17)$$

以上より三相電機子磁束 ϕ_{S-UW} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_{S-UW} &= \phi_{SU} + \phi_{SV} + \phi_{SW} \\ &= \frac{3}{2} \frac{1}{N_S} L_S I_S \cos(\omega t + \beta - 2\theta) \end{aligned} \quad (18)$$

静止直交座標系の α 軸磁束 $\phi_{s\alpha}$ と β 軸磁束 $\phi_{s\beta}$ は三相二相変換により(19)、(20)となる。

$$\begin{aligned} \phi_{s\alpha} &= \phi_{SU} \cos \frac{2}{3}\pi + \phi_{SV} \cos \frac{4}{3}\pi \\ &= \frac{3}{2} \frac{I_S}{N_S} \left[L_{S0} \cos(\omega t + \beta) + \frac{1}{2} L_S \cos(\omega t + \beta + 2\theta) \right] \end{aligned} \quad (19)$$

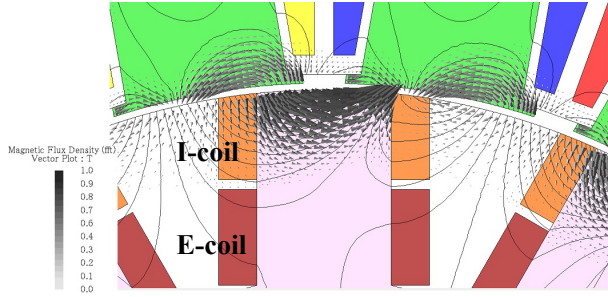
$$\begin{aligned} \phi_{s\beta} &= \phi_{SV} \sin \frac{2}{3}\pi + \phi_{SW} \sin \frac{4}{3}\pi \\ &= \frac{3}{2} \frac{I_S}{N_S} \left[L_{S0} \sin(\omega t + \beta) - \frac{1}{2} L_S \sin(\omega t + \beta + 2\theta) \right] \end{aligned} \quad (20)$$

上記に(6)の d 軸位相 θ_d と q 軸位相 θ_q を用いて回転座標変換を施すと、 d 軸磁束 ϕ_d と q 軸磁束 ϕ_q は(21)、(22)となる。

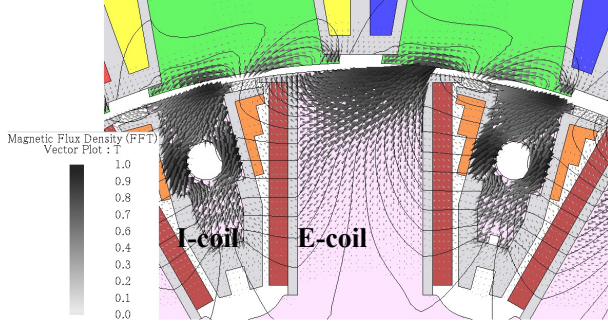
$$\phi_d = \frac{3}{2} \frac{I_S}{N_S} \left[L_{S0} \cos(\omega t + \beta) + \frac{1}{2} L_S \cos(3\omega t + \beta) \right] \quad (21)$$

$$\phi_q = \frac{3}{2} \frac{I_S}{N_S} \left[L_{S0} \sin(\omega t + \beta) + \frac{1}{2} L_S \sin(3\omega t + \beta) \right] \quad (22)$$

なお、計算の簡略化のため、 dq 軸の軸間干渉磁束と漏れ磁束を無視している。 dq 軸座標系は角速度 ω で同期回転しているため、ロータ巻線と d 軸磁束、 q 軸磁束は同期速度よりも高い周波数で磁気結合する。すなわち、(21)と(22)から空間高調波磁束は d 軸上または q 軸上に形成され、 $\beta=0 \text{ deg}$ のときは d 軸で空間高調波が最大となり $\beta=90 \text{ deg}$ のときは q 軸



(a) without sub-poles.



(b) with sub-poles (proposed model).

図5 第3次空間高調波磁束ベクトルと磁束線図

Fig. 5. Third space harmonics vector and flux lines.

で空間高調波が最大となることがわかる。さらに自励する界磁エネルギーは第3次空間高調波により生じることがわかる。提案モータは図1に示したように突極間の q 軸上にI-poleを配置しており、 d 軸磁束ではなく q 軸磁束に重畳する第3次空間高調波を界磁エネルギー源として利用している。図5にFEMによる磁界解析により得られた第3次空間高調波の磁束線図と磁束ベクトルを示す。同図に示すように、(21)と(22)の数式上で比較すると第3次空間高調波磁束の磁路に差異が生じないが実際はステータティース幅とロータ突極幅もしくはI-poleの幅の組み合わせによって変わり、 d 軸(ロータ突極部)では第3次空間高調波が横切る短絡的な磁路が形成されている。一方、 q 軸(突極間)では短絡的に流れることなくI-poleに対して直交して第3次空間磁路が形成されている。ロータ突極部を狭めた設計をすれば第3次空間高調波の短絡的な磁路形成を軽減することができるが、ロータ突極部にはE-pole巻線が巻かれており電磁石極の役割を果たしているため幅を狭めてしまうとトルク発生面の減少および磁気飽和によりトルク低下となる。よって、提案モータは q 軸に補極としてI-poleを設けた設計としている。なお、補極の幅についてはリラクタンストルクと鎖交する空間高調波との兼ね合いから決定している。主磁路からの磁気的な遮蔽理由については2章で述べたとおり突極比低下によるリラクタンストルク低下を防ぐためである。

〈3・3〉界磁電流 (13)の i_{rd} は自己励磁により発生する界磁電流のため、 i_{sd} と i_{sq} で表すことができる。I-poleに流れる誘導電流は、図2に示す回路にて全波整流されて界磁電

流となり、E-coilで電磁石が形成されるので、 $v_{rd}=|v_{sq}|$ とおき、フーリエ級数展開により求めることができる。 v_{rq} の周期を $T=2\pi/3\omega$ とすると全波整流された v_{rd} の周期は $T/2$ となるのでI-poleの誘起電圧 v_{rq} を全波整流した v_{rd} は(23)となる。

$$v_{rd} = |v_{rq}| = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos n \left(\frac{2\pi}{T} \right) t + b_n \sin n \left(\frac{2\pi}{T} \right) t \right) \quad (23)$$

$$= a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos 6n\omega t + b_n \sin 6n\omega t)$$

ここでI-poleに空間高調波が鎖交することで誘起される電圧 v_{rq} は、漏れ電流と(21)の d 軸磁束高調波成分の軸間干渉を無視すると、 q 軸磁束の第3次空間高調波が鎖交することで発生するため下記となる。

$$v_{rq} = -N_{rq} p \left(\frac{3}{4} \frac{L_S I_S}{N_S} \sin(3\omega t + \beta) \right) \quad (24)$$

$$= -\omega \left(\frac{9}{4} \frac{N_{rq}}{N_S} L_S I_S \right) \cos(3\omega t + \beta)$$

よって、(23)の直流成分 a_0 は下記となる。

$$a_0 = \frac{1}{T} \int_0^T v_{rq} dt \quad (25)$$

$$= -\frac{3\omega^2}{\pi} \frac{9}{4} \frac{N_{rq}}{N_S} L_S I_S \int_0^T \cos(3\omega t + \beta) dt$$

$$= \frac{9\omega}{2\pi} \frac{N_{rq}}{N_S} L_S I_S \sin \beta$$

計算の簡素化のため(23)の時間変化する脈動項は考慮せず a_0 項のみで直流近似すると v_{rd} は下記となる。

$$v_{rd(DC)} = a_0 = \frac{9\omega}{2\pi} \frac{N_{rq}}{N_S} L_S I_S \sin \beta = \frac{9\omega}{2\pi} \frac{N_{rq}}{N_S} L_S i_{sq} \quad (26)$$

次に(26)の電圧がE-coilに印加されたときに流れる界磁電流はRL等価回路の過渡現象を解くことで求められるため、RL等価回路の電圧方程式は(27)で表される。

$$v_{rd(DC)} = L_{rd} \frac{di_{rd}(t)}{dt} + (R_{rq} + R_{rd}) i_{rd}(t) \quad (27)$$

(27)をラプラス変換し s 領域表記すると(28)となる。

$$\frac{v_{rd(DC)}}{s} = s L_{rd} I_{rd}(s) + (R_{rq} + R_{rd}) I_{rd}(s) \quad (28)$$

s 回路方程式を解き、整理すると(29)となる。

$$I_{rd}(s) = \frac{v_{rd(DC)}}{R_{rq} + R_{rd}} \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{s + \frac{R_{rd} + R_{rq}}{L_{rd}}} \right) \quad (29)$$

(29)を逆ラプラス変換して t 領域に戻すと、時間変化する脈動項を無視したときの $i_{rd}(t)$ は(30)となる。

$$i_{rd}(t) = \frac{v_{rd(DC)}}{R_{rq} + R_{rd}} \left(1 - e^{-\frac{(R_{rd} + R_{rq})t}{L_{rd}}} \right) \quad (30)$$

〈3・4〉トルク 提案モータのトルクは電機子電流と(13)

の第三項に相当する磁束との外積で求めることができる。
(31)に出力トルク式を示す。なお、 P_p は極対数である。

$$T = P_p \begin{bmatrix} 0 & -L_q & -2\frac{N_{rd}}{N_S}L_q \\ L_d & 0 & \frac{N_{rd}}{N_S}L_d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \end{bmatrix} \quad (31)$$

$$= P_p(L_d - L_q)i_{sd}i_{sq} + P_p\frac{N_{rd}}{N_S}(L_d i_{sq} - 2L_q i_{sd})i_{rd}$$

上式に示すようにトルクは第一項のリラクタンストルクと第二項の自励式電磁石トルク項から成っている。(31)において、E-pole に印加される電圧の脈動成分を無視したときにE-poleに流れる界磁電流 i_{rd} は、(30)で表されるため(31)に(30)の定常状態の値を代入すると定常状態での dq 軸トルクは(32)で表される。

$$T = P_p(L_d - L_q)i_{sd}i_{sq} + P_p\omega \left\{ \frac{9}{2\pi} \frac{1}{R_{rd} + R_{rq}} \frac{N_{rd}N_{rq}}{N_S^2} L_S(L_d i_{sq} - 2L_q i_{sd})i_{sq} \right\} \quad (32)$$

(32)の第一項のリラクタンストルクは基本的に角速度 ω に対して不変であるが、第二項のリラクタンストルクは角速度 ω の関数であり dq 軸インダクタンスとステータならびにロータの巻線ターン数比によって構成されていることがわかる。

4. 数学モデルの検証

〈4・1〉 電流位相—トルク特性 三章で求めた dq 軸トルクの理論式の妥当性を検証するために電磁界解析により求めた電流位相—トルク特性と理論式にて計算した同特性の比較を行う。磁界解析では時間高調波を考慮せず純正弦波電流源で解析を行った。図6に電磁界解析により計算した1000 r/min時の電流位相—トルク特性(定常状態の平均トルク)を示す。同図においてリラクタンストルクと電磁石トルクの分離は下記の手順で行った。

- (1) ロータ巻線を開放した状態で電流位相 $\beta=45$ deg にてリラクタンストルクを計算する。
- (2) $\beta=45$ deg の平均トルクを振幅として $\sin 2\beta$ 関数で電流位相—トルク特性を算出してリラクタンストルクの電流位相特性を求める。
- (3) ロータ巻線を接続した状態で電流位相—総合トルクを計算する。
- (4) 総合トルクからリラクタンストルクを減ずることで電磁石トルクだけの電流位相—トルク特性を求める。

図7に(32)のトルク理論式にて計算した電流位相—トルク特性を示す。計算に用いた各パラメータはTable 1の値を用い、各インダクタンスは磁気飽和特性を考慮してTable 2の値を用いた。なお、 L_S については(7)、(8)の関係から(33)より導出している。

$$L_S = \frac{2}{3} \left(\frac{L_d + L_q}{2} \right) \quad (33)$$

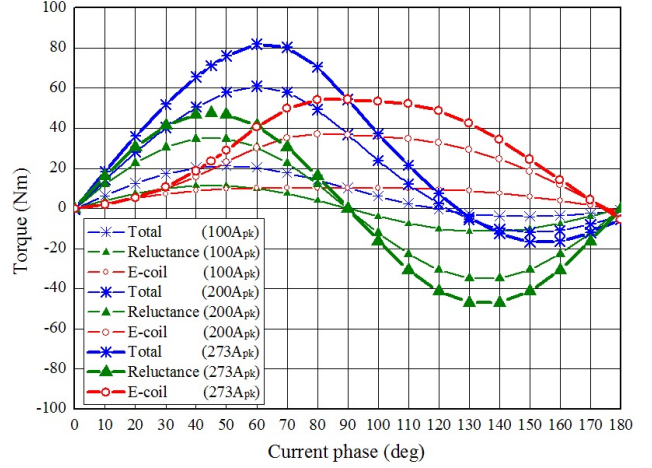


図6 1000 r/minにおける電流位相—トルク特性 (FEM)
Fig. 6. Current phase-torque characteristics at 1000 r/min analyzed by FEM based computer simulations.

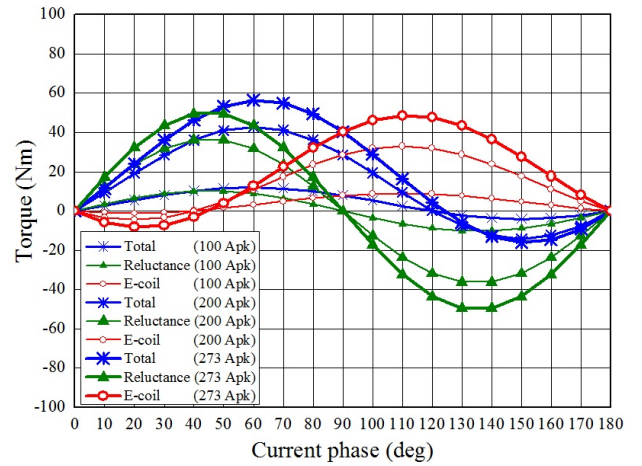


図7 1000 r/minにおける電流位相—トルク特性 (数学モデル)
Fig. 7. Current phase-torque characteristics at 1000 r/min calculated by mathematical model.

表2 提案モータの諸元

Table 2. Specifications of motor.

Parameters	Armature current	Value
L_d	100 Apk	9.0 mH
	200 Apk	8.5 mH
	273 Apk	7.2 mH
L_q	100 Apk	3.6 mH
	200 Apk	3.6 mH
	273 Apk	3.6 mH
L_S	100 Apk	4.2 mH
	200 Apk	4.0 mH
	273 Apk	3.6 mH

図6および図7から数学モデルで計算した電流位相—トルク

ク特性と電磁界解析により解析した電流位相一トルク特性はともに近い傾向の特性となっていることが確認できる。詳細に比較すると、電流位相が 0 deg から 90 deg 間で数学モデルで計算した電磁石トルクが過小計算されている。これは、(24)の計算時に q 軸磁束の高調波成分のみが I-pole 巻線に鎖交するとして軸間干渉を無視していることが原因だと考えられる。実際には(21), (22)に示すように d 軸磁束にも第 3 次空間高調波が含まれており、図 8 で明らかなように電流位相が 0 deg $\leq \beta < 90$ deg 間では d 軸磁束も q 軸 I-pole 巻線に鎖交する。今後の課題として d 軸磁束による誘導電流も考慮して数学モデルを検討する。

〈4.2〉可変速特性 (32)の第二項の自励式電磁石トルクは角速度 ω の関数となっていることを電磁界解析でも確認する。図 9 に磁界解析により求めた最大負荷 (273 A_{pk}) での可変速特性を示し、図 10 に数学モデルで計算した結果を示す。両図を比較すると電磁石トルクが ω の関数であることが確認できる。似た傾向の特性であるが、数学モデルのほうが回転速度の増加に伴い電磁石トルクが過大計算されている。数学モデルのインダクタンスは表 2 の 273 A_{pk} の値を用いており、回転速度に対して一定としている。しかし、実際には回転速度の増加とともに誘導電流が増加することでロータ磁化量が増加するため、特にロータ突極部の磁気飽和により L_d が減少していくと考えられる。

5. まとめ

本稿では、空間高調波を界磁エネルギー源とするモータの数学モデルを説明し、提案モータの dq 軸電圧方程式を示すことで自励式電磁石トルクの動作説明および構成パラメータを明らかにした。また、その主な界磁源が第 3 次空間高調波であることを数理的に説明した。数学モデルにより計算した電流位相一トルク特性と電磁界解析により求めた電流位相の特性は近い傾向を示すことが確認できた。しかし、 d 軸磁束高調波成分が I-pole 巻線に鎖交することで発生する誘起電圧分を考慮していないため、0 deg から 90 deg 間で数学モデルの電磁石トルクが過小計算される結果となった。

今後は、軸間干渉 (d 軸磁束高調波成分の I-pole 巻線鎖交) を考慮した厳密な数学モデルの検討を進めるとともに、実機試作を行い性能評価を進める予定である。

文 献

- (1) 神谷・久保：「ハイブリッド車における燃費向上技術の動向」, 電気論 D, vol.120, no.11, pp.1251-1256 (2000)
- (2) Yoshinori Sato, Shigeaki Ishikawa, Takahito Okubo, Makoto Abe and Katsunori Tamai : "Development of High Response Motor and Inverter System for the Nissan LEAF Electric Vehicle", SAE Technical Paper 2011-01-0350, 2011, doi: 10.4271/2011-01-0350
- (3) 青山・野口：「空間高調波を界磁エネルギー源とするレアアースフリーモータの基礎検討」, H25 年度電気学会全国大会, no.5-051 (2013)
- (4) 青山・野口：「空間高調波を界磁エネルギー源とするレアアースフリーモータの可変速特性」, 電気学会半導体電力変換/モータドライブ合同研究会資料, SPC-13-070, MD-13-012 (2013)

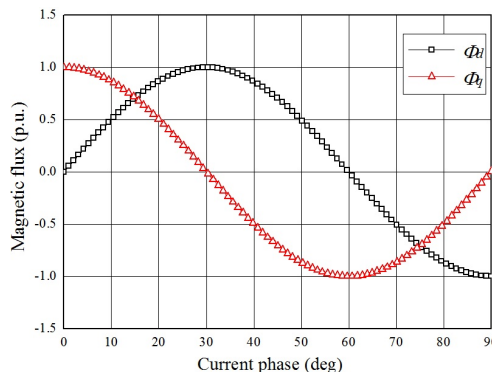


図 8 d 軸磁束と q 軸磁束の高調波成分の位相関係

Fig. 8. Phase relations of the harmonic content of d -axis magnetic flux and the q -axis magnetic flux.

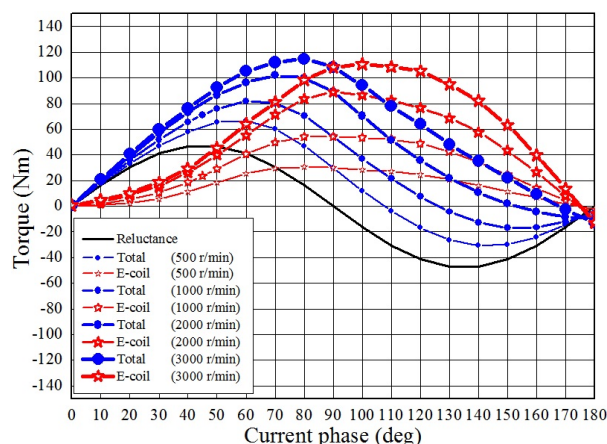


図 9 最大負荷時の電流位相一トルク可変速特性 (FEM)

Fig. 9. Current phase-torque adjustable speed drive characteristics at maximum-load analyzed by FEM.

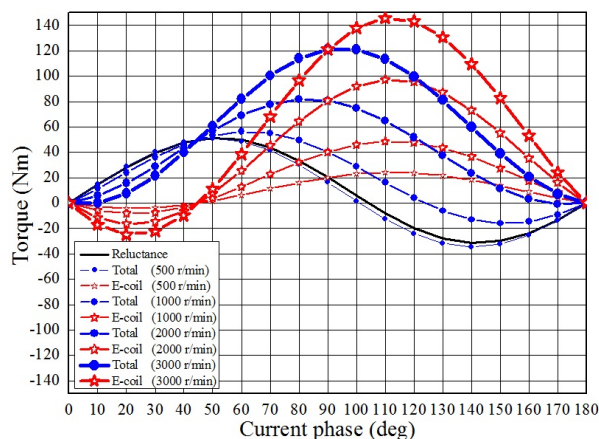


図 10 最大負荷時の電流位相一トルク可変速特性 (数学モデル)

Fig. 10. Current phase-torque adjustable speed drive characteristics at maximum-load calculated by mathematical model.

- (5) 桑原・小坂・鎌田・梶浦・松井：「HEV 駆動用巻線界磁形フラックススイッチングモータの運転性能評価」, 電気学会自動車研究会資料, VT-13-023 (2013)