

空間高調波で自励する巻線界磁形同期モータの改良数学モデル

青山 真大* (静岡大学, スズキ株式会社), 野口 季彦 (静岡大学)

Improved 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 mathematical analysis of a self-excited wound-field synchronous motor in which space harmonics power is utilized for field magnetization instead of permanent magnets. Compared with the FEM based simulation results, the conventional mathematical model of the proposed motor had errors of the operation characteristics in the domain where the current phase is not advanced. The improved mathematical model is discussed in the paper, and the impact of the induced voltage caused by the space harmonics is investigated. Consequently, it has been confirmed that both of the operation characteristics calculated by the mathematical model and obtained by the FEM analysis 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

近年, 輸送機器のゼロエミッション化に向け, 12V アイドリングストップシステムをベースにしたローエンドなハイブリッドシステムから数百 V の二次電池を用いて電動化割合を高めた高効率パワートレイン技術と, 様々な技術ポートフォリオが検討されている⁽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, 高効率な埋め込み永久磁石同期モータ (IPMSM) が専ら用いられている。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へ適量の Dy や Tb を集中配置させ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が, Dy や Tb とした重希土類は産出地が偏在しており枯渇の懸念がある。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⁾。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, 三相インバータのほか一次側に界磁巻線とチョップ回路を用いる必要がない⁽⁴⁾。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。現在, 提案するモータに適し

たドライブシステムを構築するため, 筆者らは同期回転座標系での dq 軸電圧方程式に基づいた数学モデルの検討を進めている⁽⁵⁾。しかし, 従来の数学モデルは補極に空間高調波が鎖交することで発生する誘起電圧が dq 軸電圧方程式に及ぼす影響を考慮していなかったため, 電磁界解析結果と数学モデルから求めた駆動特性に差異が見られた。本稿では, 上記の影響を考慮することでさらに厳密な数学モデル化を行い, 電磁界解析にて求めた結果と数学モデルから計算した駆動特性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主要諸元を示す。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得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 に提案する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

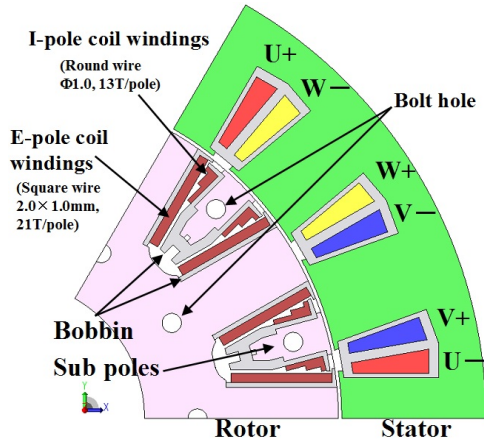


図1 提案モータの断面図

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

ルク発生に寄与する周方向電磁力はロータ突極部 (E-pole) 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定している。ロータ巻線は端板部に回路基板を搭載してパターン結線するとともに、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. 既提案の dq 軸電圧方程式の改良

〈3・1〉ロータ q 軸誘起電圧の影響 既提案の dq 軸電圧方程式では、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という理由から、(1)の電圧方程式において q 軸ロータ巻線電流を $i_{rq} = 0$ と近似していた⁽⁶⁾。しかし、実際には図4に示すように空

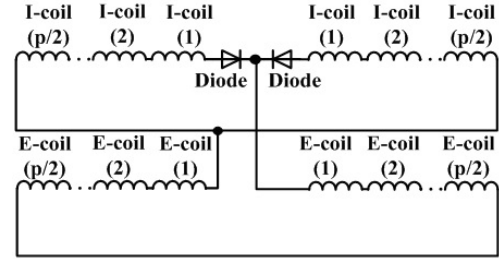


図2 ロータ巻線結線図

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

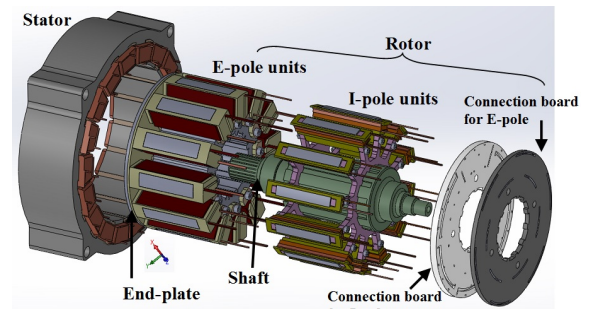


図3 提案モータの構成図

Fig. 3. Mechanical configuration of proposed motor.

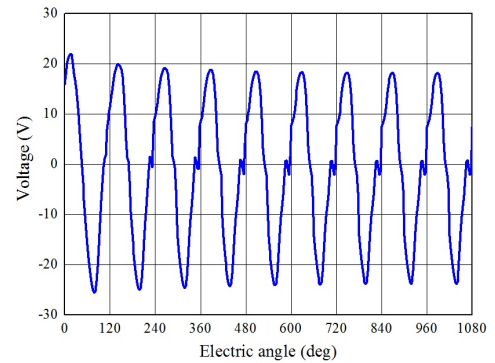


図4 I-pole 巻線に誘起される電圧

Fig. 4. Induced voltage of I-pole winding.

間高調波が I-pole 巻線に鎖交することで誘起電圧が発生するため上記のようにゼロと近似することは不適切である。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} v_{sd} \\ v_{sq} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} R_s & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} p & -\omega \\ \omega & p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_{sd} \\ \psi_{sq} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} R_s & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} p & -\omega \\ \omega & p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} L_d & 0 & M_d & 0 \\ 0 & L_q & 0 & M_q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \\ i_{rq} \end{bmatrix} \quad (1) \end{aligned}$$

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、 p は微分演算子である。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 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(1)は(2)で書き改めることができる。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} v_{sd} \\ v_{sq} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} R_s & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} L_d & 0 & M_d & 0 \\ 0 & L_q & 0 & M_q \end{bmatrix} p \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \\ i_{rq} \end{bmatrix} \\ &+ \begin{bmatrix} 0 & 0 & pM_d & 0 \\ 0 & 0 & 0 & pM_q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \\ i_{rq} \end{bmatrix} + \omega \begin{bmatrix} 0 & -L_q & 0 & -M_q \\ L_d & 0 & M_d & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \\ i_{rq} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2)$$

次に、一次側の d 軸と q 軸磁束が二次側のロータ巻線に鎖交する際の漏れインダクタンス係数をそれぞれ K_{Ld} , K_{Lq} とおくと、相互インダクタンス M_d , M_q は(3), (4)で表すことができる。

$$M_d = \frac{N_{rd}}{N_s} K_{Ld} L_d = \frac{3}{2} \frac{N_{rd}}{N_s} K_{Ld} L_s \cos 2\omega t \quad (3)$$

$$M_q = \frac{N_{rq}}{N_s} K_{Lq} L_q = \frac{3}{2} \frac{N_{rq}}{N_s} K_{Lq} L_s \sin 2\omega t \quad (4)$$

ここで、 N_{rd} , N_{rq} と N_s はそれぞれ E-pole の d 軸ロータ巻線、I-pole の q 軸ロータ巻線とステータ電機子巻線のターン数である。したがって、(2)の第三項における M_d と M_q の時間微分項は(5), (6)のように計算される。

$$pM_d = p \left(\frac{N_{rd}}{N_s} K_{Ld} L_d \right) = -3\omega \frac{N_{rd}}{N_s} K_{Ld} L_s \sin 2\omega t = -2\omega \frac{N_{rd}}{N_s} K_{Lq} L_q \quad (5)$$

$$pM_q = p \left(\frac{N_{rq}}{N_s} K_{Lq} L_q \right) = 3\omega \frac{N_{rq}}{N_s} K_{Lq} L_s \cos 2\omega t = 2\omega \frac{N_{rq}}{N_s} K_{Ld} L_d \quad (6)$$

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(7)のように書き改められる。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} v_{sd} \\ v_{sq} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} R_s & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} L_d & 0 & \frac{N_{rd}}{N_s} K_{Ld} L_d & 0 \\ 0 & L_q & 0 & \frac{N_{rq}}{N_s} K_{Lq} L_q \end{bmatrix} p \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \\ i_{rq} \end{bmatrix} \\ &+ \omega \begin{bmatrix} 0 & -L_q & -2 \frac{N_{rd}}{N_s} K_{Lq} L_q & -\frac{N_{rq}}{N_s} K_{Lq} L_q \\ L_d & 0 & \frac{N_{rd}}{N_s} K_{Ld} L_d & 2 \frac{N_{rq}}{N_s} K_{Ld} L_d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \\ i_{rq} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (7)$$

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〉界磁電流 (7)のロータ巻線電流 i_{rd} , i_{rq} は相互インダクタンスを介して自己励磁により発生する誘導電流と界磁電流であるため、 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-pole で電磁石が形成されるので、I-pole と E-pole の巻数比が 1 であると仮定して $v_{rd}=|v_{rq}|$ とおき、フー

リエ級数展開により求めることができる。ここで、 v_{rq} は I-pole に空間高調波が鎖交することで誘起される電圧であり、 v_{rd} は E-pole 巻線の両端電圧である。 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(8)となる。

$$\begin{aligned} v_{rd} = |v_{rq}| &= a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos n \left(\frac{2\pi}{T} \right) t + b_n \sin n \left(\frac{2\pi}{T} \right) t \right) \\ &= a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos 6n\omega t + b_n \sin 6n\omega t) \end{aligned} \quad (8)$$

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、(9), (10)に示す d 軸磁束と q 軸磁束の第 3 次空間高調波成分が鎖交することで発生するため(11)となる。なお、 d 軸第 3 次高調波は q 軸に対して直交関係にあり高磁気抵抗部を介して鎖交するため補正係数 K_{d-axis} を乗じている。

$$\phi_d = \frac{3}{2} \frac{I_s}{N_s} \left[L_{S0} \cos(\omega t + \beta) + \frac{1}{2} L_s \cos(3\omega t + \beta) \right] \quad (9)$$

$$\phi_q = \frac{3}{2} \frac{I_s}{N_s} \left[L_{S0} \sin(\omega t + \beta) + \frac{1}{2} L_s \sin(3\omega t + \beta) \right] \quad (10)$$

$$\begin{aligned} v_{rq} &= -N_{rq} p \left(K_{d-axis} \frac{3}{4} \frac{L_s I_s}{N_s} \cos(3\omega t + \beta) + \frac{3}{4} \frac{L_s I_s}{N_s} \sin(3\omega t + \beta) \right) \\ &= \frac{9\omega}{4} \frac{N_{rq}}{N_s} L_s I_s \{ K_{d-axis} \sin(3\omega t + \beta) - \cos(3\omega t + \beta) \} \end{aligned} \quad (11)$$

ここで、 I_s は電機子電流、 L_{S0} は一定成分、 L_s は自己インダクタンスの周期的振動の振幅である。よって、(8)の直流成分 a_0 は下記のようなになる。

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{T} \int_0^T v_{rq} dt \\ &= \frac{3\omega^2}{\pi} \frac{9}{4} \frac{N_{rq}}{N_s} L_s I_s \int_0^T \{ K_{d-axis} \sin(3\omega t + \beta) - \cos(3\omega t + \beta) \} dt \\ &= \frac{9\omega}{2\pi} \frac{N_{rq}}{N_s} L_s I_s (K_{d-axis} \cos \beta + \sin \beta) \end{aligned} \quad (12)$$

計算の簡素化のため(8)の時間変化する脈動項は考慮せず直流成分だけに着目すると v_{rd} は下記となる。

$$\begin{aligned} v_{rd(DC)} &= a_0 = \frac{9\omega}{2\pi} \frac{N_{rq}}{N_s} L_s I_s (K_{d-axis} \cos \beta + \sin \beta) \\ &= \frac{9\omega}{2\pi} \frac{N_{rq}}{N_s} L_s (K_{d-axis} i_{sd} + i_{sq}) \end{aligned} \quad (13)$$

次に(13)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(14)で表される。

$$v_{rd(DC)} = L_{rd} \frac{di_{rd}(t)}{dt} + (R_{rq} + R_{rd}) i_{rd}(t) \quad (14)$$

したがって、脈動項を無視した $i_{rd}(t)$ は(15)のように求められる

る。

$$i_{rd}(t) = \frac{9\omega}{2\pi} \frac{K_S L_S}{R_{rd} + R_{rq}} \frac{N_{rq}}{N_S} \left(K_{d-axis} i_{sd} + i_{sq} \right) \left(1 - e^{-\frac{(R_{rd} + R_{rq})t}{L_d}} \right) \quad (15)$$

ただし、 K_S は電機子鎖交磁束のロータ巻線に対する漏れインダクタンス係数である。I-pole を流れる誘導電流 i_{rq} は界磁電流 i_{rd} の半波整流となるため次式のように表わされる。

$$i_{rq}(t) = \frac{i_{rd}(t)}{\pi} = \frac{9\omega}{2\pi^2} \frac{K_S L_S}{R_{rd} + R_{rq}} \frac{N_{rq}}{N_S} \left(K_{d-axis} i_{sd} + i_{sq} \right) \left(1 - e^{-\frac{(R_{rd} + R_{rq})t}{L_d}} \right) \quad (16)$$

以上より、定常状態における(7)の電圧方程式は下記のように書き改められる。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} v_{sd} \\ v_{sq} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} R_s & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \end{bmatrix} \\ &+ \begin{bmatrix} L_d + \omega K_E \frac{N_{rd}}{N_S} K_{Ld} L_d K_{d-axis} & \omega K_E \frac{N_{rd}}{N_S} K_{Ld} L_d \\ \omega K_E \frac{N_{rq}}{\pi N_S} K_{Lq} L_q K_{d-axis} & L_q + \omega K_E \frac{N_{rq}}{\pi N_S} K_{Lq} L_q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \end{bmatrix} \\ &+ \omega \begin{bmatrix} -\frac{\omega K_E}{N_S} K_{d-axis} K_{Lq} L_q \left(2N_{rd} + \frac{N_{rq}}{\pi} \right) \\ L_d + \frac{\omega K_E}{N_S} K_{d-axis} K_{Ld} L_d \left(N_{rd} + \frac{2N_{rq}}{\pi} \right) \end{bmatrix} * \\ &\quad * \begin{bmatrix} -L_q - \frac{\omega K_E}{N_S} K_{Lq} L_q \left(2N_{rd} + \frac{N_{rq}}{\pi} \right) \\ \frac{\omega K_E}{N_S} K_{Ld} L_d \left(N_{rd} + \frac{2N_{rq}}{\pi} \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (17)$$

ここで係数 K_E を下記のようにおいた。

$$K_E = \frac{9}{2\pi} \frac{K_S L_S}{R_{rd} + R_{rq}} \frac{N_{rq}}{N_S} \quad (18)$$

〈3.3〉トルク 提案するモータのトルクは電機子電流と(7)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。(19)に出力トルク式を示す。なお、 P_p は極対数である。

$$\begin{aligned} T &= P_p \begin{bmatrix} i_{sd} & i_{sq} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & -L_q & -2\frac{N_{rd}}{N_S} K_{Lq} L_q & -\frac{N_{rq}}{N_S} K_{Lq} L_q \\ L_d & 0 & \frac{N_{rd}}{N_S} K_{Ld} L_d & 2\frac{N_{rq}}{N_S} K_{Ld} L_d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{sd} \\ i_{sq} \\ i_{rd} \\ i_{rq} \end{bmatrix} \\ &= P_p (L_d - L_q) i_{sd} i_{sq} \\ &\quad + \frac{P_p}{N_S} \left\{ N_{rd} (K_{Ld} L_d i_{sq} - 2K_{Lq} L_q i_{sd}) i_{rd} \right\} \\ &\quad + \frac{P_p}{N_S} \left\{ -N_{rq} (K_{Lq} L_q i_{sd} - 2K_{Ld} L_d i_{sq}) i_{rq} \right\} \end{aligned} \quad (19)$$

(19)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から成っている。さらに(15)の定常状態での誘導電流と(16)の定常状態での界磁電流の値を(19)に代入すると定常状態でのトルクは(20)のようになる。(20)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、第二項の自励式電磁石トルクは ω の関数であり dq 軸インダクタンスとステータ巻線ならびにロータ巻線のターン数比によって構成されていることがわかる。

$$\begin{aligned} T &= P_p (L_d - L_q) i_{sd} i_{sq} \\ &\quad + P_p \frac{\omega K_E}{N_S} \left(K_{d-axis} i_{sd} + i_{sq} \right) \begin{bmatrix} -K_{Lq} L_q \left(2N_{rd} + \frac{N_{rq}}{\pi} \right) i_{sd} \\ + K_{Ld} L_d \left(N_{rd} + \frac{2N_{rq}}{\pi} \right) i_{sq} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (20)$$

4. 数学モデルの検証

〈4.1〉電流位相—トルク特性 前章で求めたトルク理論式の妥当性を検証するため、電磁界解析により求めた電流位相—トルク特性と理論式で計算した同特性の比較を行う。電磁界解析では時間高調波を考慮せずに純正弦波電流源で解析を行った。図5(a)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—総合トルク特性を計算する。
- (4) 総合トルクからリラクタンストルクを減らす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5(b)に従来の数学モデルで計算した電流位相—トルク特性を示す。同図(c)に新しい数学モデルであるが I-pole コイルに第3次 d 軸高調波磁束が鎖交しない場合、すなわち I-pole に鎖交する空間高調波の軸間干渉を考慮しない場合 ($K_{d-axis}=0$) の数学モデルで計算した同特性を示す。同図(d)に I-pole コイルに第3次 d 軸高調波磁束が鎖交する場合 ($K_{d-axis} \neq 0$) の数学モデルで計算した同特性を示す。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 次式により導出している⁽⁵⁾。

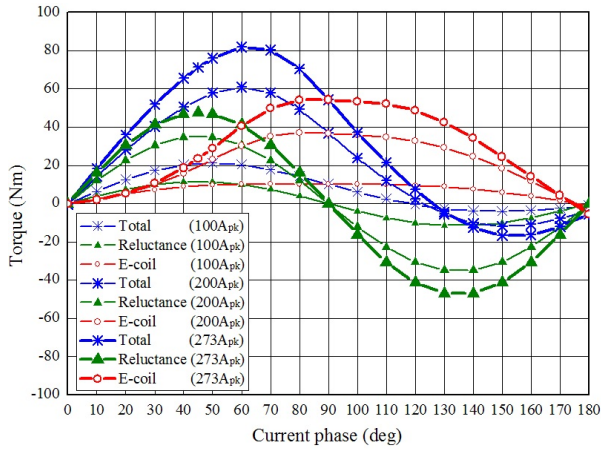
$$L_S = \frac{2}{3} \left(\frac{L_d + L_q}{2} \right) \quad (21)$$

数学モデルにおける漏れインダクタンスを考慮するための各補正係数はそれぞれ $K_{d-axis}=0.2$, $K_S=0.75$, $K_{Ld}=0.75$, $K_{Lq}=0.3$ とした。特に K_{Lq} については q 軸に配置している I-pole が磁氣的に遮蔽された構造となっており磁気抵抗が高いため、 d 軸に対して補正係数で透磁率を低減させている。図5から補極に空間高調波が鎖交することで発生する誘起電圧が dq 軸電圧方程式に及ぼす影響を考慮 ($i_{rq} \neq 0$) することで、特に電流位相が 0 deg から 90 deg 間で電磁石トルクが過小計算されていた問題点が解決し電磁界解析結果と非常に近い結果が得られた。

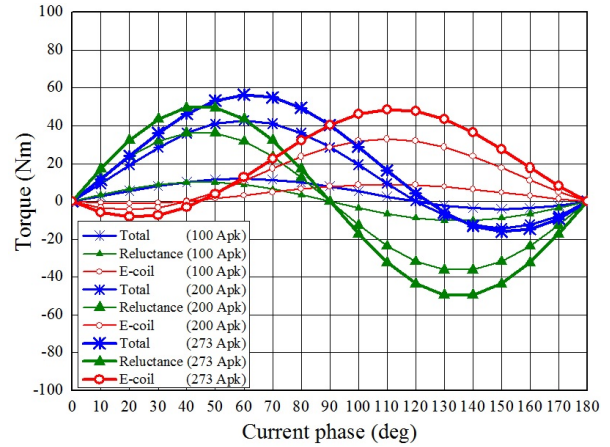
表 2 数学モデルの計算に用いた各インダクタンス

TABLE 2. INDUCTANCES USED FOR CALCULATION OF MATHEMATICAL MODEL.

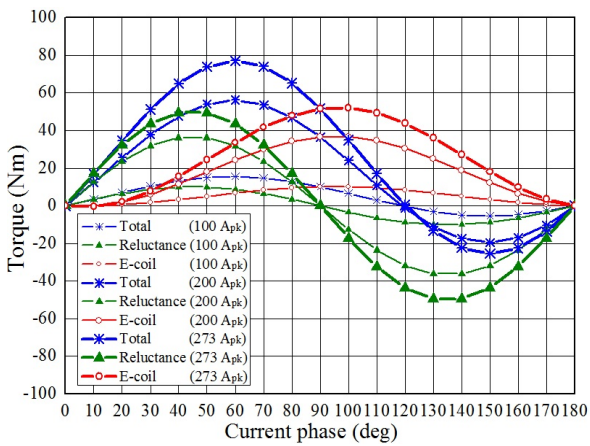
Inductance	L_d			L_q			L_s		
	100 A _{pk}	200 A _{pk}	273 A _{pk}	100 A _{pk}	200 A _{pk}	273 A _{pk}	100 A _{pk}	200 A _{pk}	273 A _{pk}
Armature current									
500 r/min	-	-	7.5 mH	-	-	3.8 mH	-	-	3.8 mH
1000 r/min	9.0 mH	8.5 mH	7.2 mH	3.6 mH	3.6 mH	3.6 mH	4.2 mH	4.0 mH	3.6 mH
2000 r/min	-	-	6.7 mH	-	-	3.1 mH	-	-	3.3 mH
3000 r/min	-	-	6.3 mH	-	-	2.7 mH	-	-	3.0 mH



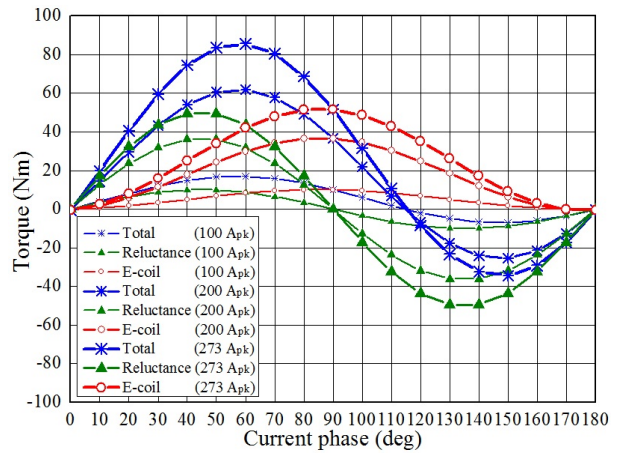
(a) Simulation result of FEM model.



(b) Calculation result of conventional mathematical model.



(c) Calculation result of proposed mathematical model without effect of d -axis space harmonics.



(d) Calculation result of proposed mathematical model with effect of d -axis space harmonics.

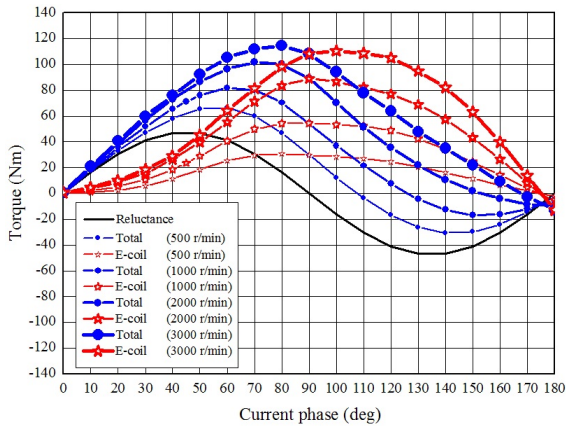
図 5 1000 r/min における電流位相-トルク特性

Fig. 5. Current phase-torque characteristics for 1000 r/min.

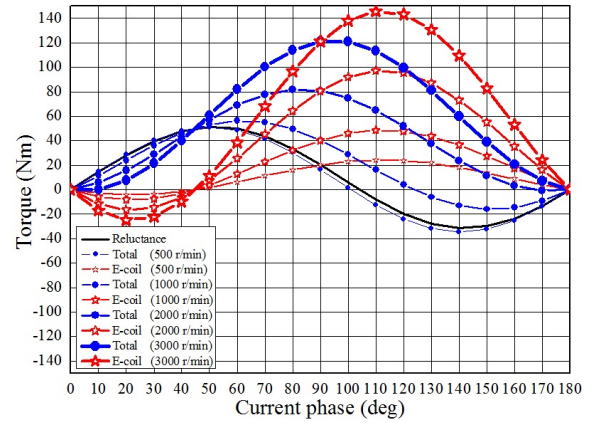
さらに、 d 軸高調波磁束の影響を考慮することで特に電流位相が 90 deg 以下の範囲で電磁石トルクの増大が見られ、波形の位相が遅角していることを確認できる。

〈4.2〉 可変速特性 図 6(a)に電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、同図(b)に従来の数学モデルで計算した同特性、同図(c), (d)にそれぞれ新しい数学モデルで $K_{d-axis}=0$, $K_{d-axis} \neq 0$ として計算した同特性を示す。図 5 と同様に $i_{rq} \neq 0$ とすることで電磁石トルクの特

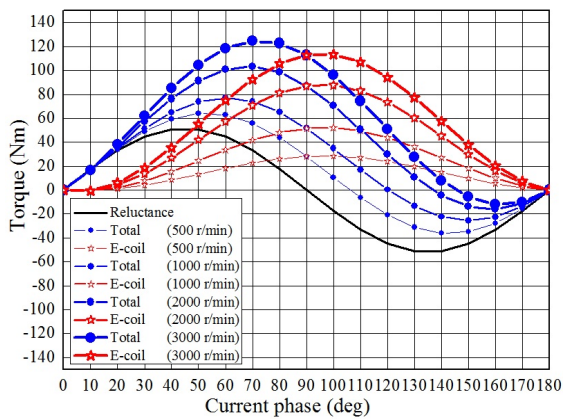
性が電磁界解析結果と近い特性となっていることが確認できる。更に、従来は数学モデルのインダクタンスを回転速度に対して一定としていたが、実際には回転速度の増加とともに誘導電流が増加することでロータ磁化量も増加するため、特にロータ突極部の磁気飽和により L_d が減少していくと考えられる。よって表 2 に示すように ω に対してインダクタンスが変化することを考慮することで電磁界解析結果により近い特性を得ることができた。一方、 $K_{d-axis} \neq 0$ の場合、



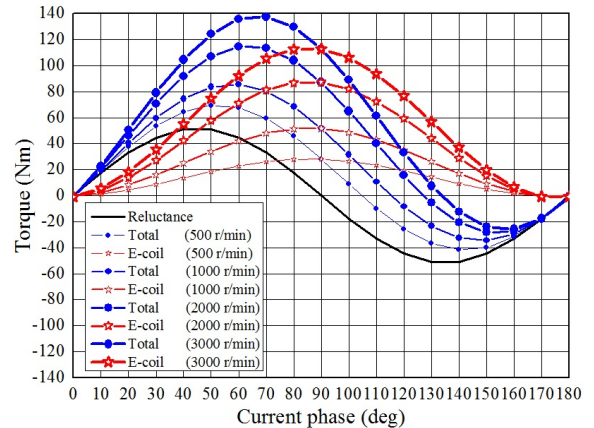
(a) Simulation result of FEM model.



(b) Calculation result of conventional mathematical model.



(c) Calculation result of proposed mathematical model without effect of d -axis space harmonics.



(d) Calculation result of proposed mathematical model with effect of d -axis space harmonics.

図 6 最大負荷時の電流位相-トルク可変速特性

Fig. 6. Current phase-torque adjustable speed drive characteristics for maximum-load ($273 A_{pk}$).

電磁石トルクが過大計算される傾向となる。すなわち、 d 軸の第3次高調波は q 軸に対して直交関係にあり高磁気抵抗部を介して鎖交するため、ほとんど界磁エネルギーに寄与していないと考えられる。その他、電流位相角が 90 deg 以上に進角している駆動点で電磁石トルクが過小計算されている。電機子磁束と電磁石磁束が対向することで磁束が歪み、インダクタンスの 4θ 成分やI-poleによる 4θ 成分も発生することが考えられる。より詳細な検討は今後の課題としたい。

5. まとめ

本稿では、既提案の数学モデルに対して補極に空間高調波が鎖交することで発生する誘起電圧が dq 軸電圧方程式に及ぼす影響を考慮 ($i_{dq} \neq 0$) することで電流位相が 0 deg から 90 deg 間で電磁石トルクが過小計算される問題を解決することができた。これにより、電磁界解析結果による駆動特性と非常に近い計算結果を得ることができた。今後は、この改良された数学モデルを用いて提案モータのパラメータ最適設計に取り組むとともに、最適な制御モデルの検討と

実機試作を行い、性能評価を進める予定である。

文 献

- (1) Y. Daisho : 「Prospect on Environmental and Energy Vehicle Technologies」 NTN Technical Review (contributed paper), No.79, pp.2-11 (2011)
- (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 (2011)
- (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)
- (4) 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)
- (5) 青山・野口 : 「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」 電気学会モータドライブ/リニアドライブ合同研究会資料, MD-13-057, LD-13-119 (2013)