リニアパルスモータの等価回路

正員 石田 宗秋 (三重大)

正員 岡本 真太郎 (神鋼電機)

正員 堀 孝正 (三重大)

Equivalent Circuit of Linear Pulse Motor

Muneaki Ishida, Member (Mie University), Shintarou Okamoto, Member (Shinko Electric Co.), Takamasa Hori, Member (Mie University)

A linear pulse motor is used for open loop position control with no position detection. However, in order to realize the more stable and higher speed control without hunting or pull-out, it is desirable to control the motor in closed loop with the position of the magnetic poles fed back to the phase of input voltages or input currents. It is necessary to derive an equivalent circuit to explain the steady-state and transient characteristics in order to find an adequate control rule for high performance control of the linear pulse motor.

In this paper, magnetic equivalent circuit is obtained, based on the structure of the motor, and then the equivalent circuit of the motor is derived by solving equations for the magnetic equivalent circuit.

Next, parameters of the equivalent circuit are determined from the frequency characteristics of impedance when the motor is locked and the relationships between terminal voltage and motor speed when the motor is not excited. Then, characteristics of the maximum thrust force of the motor and the phase between the speed e.m.f. of the motor and input voltages or input currents versus the motor speed to obtain the maximum thrust force are calculated using the equivalent circuit. Validity of equivalent circuit is confirmed by experiments.

キーワード：リニアモータ，等価回路，閉ループ制御，位相制御，最大推力

1. ま え が き

リニアパルスモータは、回転力を機械的な装置を使って直線運動に変換する従来のモータとは異なり、簡単な機構で直接直線運動を行うアクチュエータである。その特質から最近、FA および OA の分野でのニーズが高まり、ロボット、省力機械、搬送機器、情報端末機器などに利用されている。

リニアパルスモータは、原理的にはステップモータと同じであり、移動距離が駆動回路に入力されるパルス数によって決定される。そのため、位置検出を行わない開ループ位置決め制御用のモータとして位置決めを行う安価な装置に用いられている。しかし、開ル

ープ制御では脱調現象および乱調現象が存在し、位置決め誤差が生じないように駆動速度上限（駆動周波上限）を実現可能な上限よりかなり低く設定しているのが現状である。モータをより高速にしかも安定に駆動する方法として、モータの磁極位置に対応した信号を検出してフィードバックを行う閉ループ制御⁽¹⁾⁽²⁾が考えられる。この閉ループ制御法は、主に同期モータと同じ手法を踏襲したものである。しかし、リニアパルスモータはステップモータと同様に、コイル電流が一定の場合でも高周波駆動時に推力が低下し、この点が同期モータと大きく異なる。これは主として磁束の脈動によってモータ内部に生ずる渦電流のためと考えられるが、従来の閉ループ制御ではこの点が考慮され

ていない。従って、リニアパルスモータに適切な制御法を適用するためにはモータの等価回路を明確にする必要がある。また、著者らは位置検出器を用いずにモータの起電力を検出⁽³⁾してモータの閉ループ制御を行うことを検討しているが、これを実現するにも等価回路が必要である。渦電流やパーミヤンス変化を考慮した解析法として境界要素法など⁽⁴⁾⁽⁵⁾があるが、数値解しか得られず制御方法を検討するには適当ではないと考える。そこで著者らは、リニアパルスモータの特性を厳密に算定するのではなく、制御方法などの検討が容易にできる簡単な等価回路を得ることに主眼を置いた。このため、リニアパルスモータの構造的、磁気的および電気的特徴からモータの等価回路を求め⁽⁶⁾、これよりモータの諸特性を導出する方法を考案した。本論文ではまずモータの構造より求めた磁気等価回路より、磁気回路方程式を立て、それらを解くことによりモータの等価回路を導き出す。次に、モータのインピーダンスの周波数特性および無励磁時のコイル端子電圧-速度特性より等価回路パラメータを求める。最後に導出した等価回路により、モータの推力特性を求め実験値と比較検討する。

2. リニアパルスモータの等価回路

リニアパルスモータの構造の概略図を図1に示す。(a)図はモータ全体の外観を、(b)図はスケールおよびムーバそれぞれの構造の概略図である。(b)図中の

図1 モータおよび構造の概略図

Fig. 1. Simplified diagrams of linear pulse motor and its structure.

斜線部は、鉄心の小歯が凹になっている部分である。スケールの歯は前面側と後面側で凸凹の位相が 180° ずれている。またスケールに対するムーバの小歯の重なり位置はA相の小歯を基準にとるとB相、 $\bar{A}$ 相、 $\bar{B}$ 相の順で $d/2, d, 3d/2$ (d は小歯のピッチの $1/2$)だけずれている。ただし各相内の歯の重なる部分の総面積は等しい。また、A相と $\bar{A}$ 相およびB相と $\bar{B}$ 相の励磁コイルは直列接続されているが、互いに極性は逆である。このため、A、 $\bar{A}$ 相のコイルの起磁力によって作られる磁束の大部分は、B、 $\bar{B}$ 相のほうへあまり漏れずにA、 $\bar{A}$ 相内で還流することができると考えられる。更に、永久磁石は進行方向と平行な中線を境に、鉄心に面した前面側がN極、後面側がS極となっているので、永久磁石を通る磁束もほぼ $A\bar{A}$ 相と $B\bar{B}$ 相に2分されて各相内で還流すると考えられる。B、 $\bar{B}$ 相についても同様である。従って、簡単のためA、 $\bar{A}$ 相とB、 $\bar{B}$ 相は独立して扱い、当面A、 $\bar{A}$ 相のみを考える。ここで、ムーバとスケールの小歯の重なり方を考慮し、図1(b)に示すようにA、 $\bar{A}$ 相の磁極を4分割して取扱う($\phi_1 \sim \phi_4$)。ここで、 ϕ_1 と ϕ_2 はムーバからスケールに向かう方向を正、 ϕ_3 と ϕ_4 はその逆方向を正とする。また、コイルの起磁力はムーバからスケールに向かう方向を正とし、電流 i が正の場合A相の起磁力は Ni 、 $\bar{A}$ 相は $-Ni$ である。鉄心内の磁気抵抗が小歯近傍のギャップ部の磁気抵抗に比べて十分小さいとして無視し、スケールとムーバの起磁力および磁束の流れに注目すると、磁気等価回路は図2(a)のように表される。ここで、 N は各相のコイルの巻数、 $R_{mn}(n=1, \dots, 4)$ は磁束 ϕ_n に対する磁気抵抗、 i_{Ln} は ϕ_n の変化によってムーバの鉄心およびスケール内に誘導される渦電流による起磁力を表す。また、永久磁石は通常磁化特性の安定化処理が施されており、磁束 ϕ と起磁力 F の動作点は(b)図に示されるようなリコイル線にある。図中の ϕ_s は、起磁力 F がゼロの場合の残留磁束、 F_s は磁束 ϕ

図2 磁気等価回路および永久磁石の磁化曲線

Fig. 2. Magnetic equivalent circuit and magnetization curve of permanent magnet.

($=\phi_1+\phi_2=\phi_3+\phi_4$) を発生させる仮定の起磁力 (磁束と同方向) で, R_{ms} はリコイル線の磁気抵抗である。
(a) 図の磁気等価回路より以下の磁気回路方程式が得られる。

$$\phi = \phi_s - F/R_{ms} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\phi_1 + \phi_2 = \phi_3 + \phi_4 = \phi \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$R_{m1}\phi_1 - R_{m2}\phi_2 = 2N_i + i_{L2} - i_{L1} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$R_{m4}\phi_4 - R_{m3}\phi_3 = 2N_i + i_{L3} - i_{L4} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$R_{m1}\phi_1 + R_{m3}\phi_3 = F - i_{L1} - i_{L3} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$i_{Ln} = \frac{1}{r_n} \frac{d\phi_n}{dt} \quad (n=1, \dots, 4) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで, N : $A, \bar{A}$ 相励磁コイル各々の巻数, i : 励磁電流, $r_n (n=1, \dots, 4)$: ムーバとスケール鉄心の等価渦電流抵抗

図 1 の磁極の重なり方を考慮すると磁極構造の対称性より (7) 式が得られる。

$$R_{m1} = R_{m4}, \quad R_{m2} = R_{m3} \quad \dots\dots\dots (7a)$$

$$r_1 = r_4, \quad r_2 = r_3 \quad \dots\dots\dots (7b)$$

励磁コイルの起電力 e , 端子電圧 v は各々, コイル $A, \bar{A}$ の特性を考慮して (8), (9) 式で表される。

$$e = N \frac{d(\phi_1 - \phi_3)}{dt} - N \frac{d(\phi_2 - \phi_4)}{dt} \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$v = Ri + L \frac{di}{dt} + e \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで R および L は各々, 励磁コイル $A, \bar{A}$ をひとまとめた場合の巻線抵抗および漏れインダクタンスである。更に, 永久磁石は図 2 (b) に示すように磁気飽和特性を有しているので, 磁気抵抗 R_{ms} はギャップ部の磁気抵抗 $R_{mn} (n=1, \dots, 4)$ に比べて十分大きいと考えられる。そこで, 簡単な等価回路を導出するため, ϕ の変化は ϕ_n の変化に比べて十分小さいと仮定し, ϕ の変化によって生ずる渦電流を無視する。このとき (1) ~ (9) 式を解いて整理すると (10) 式が得られる (付録 1 参照)。

$$e = \frac{d\phi_m}{dt}, \quad \phi_m = 2N(\phi_1 - \phi_3) \quad \dots\dots\dots (10a)$$

$$\phi_m = M' i_m + K_m \phi_s \quad \dots\dots\dots (10b)$$

$$i_m = i - e/R_L' \quad \dots\dots\dots (10c)$$

ここで, R_L' : ムーバ, スケール中の磁束変化によって生ずる渦電流損を表す等価抵抗,
 M' : ムーバ, スケールの等価相互インダクタンス, $K_m \phi_s$: 永久磁石からの鎖交磁束

各パラメータと磁極の磁気抵抗 R_{m1}, R_{m2} , 永久磁石の磁気抵抗 R_{ms} および磁極の等価渦電流抵抗 r_1, r_2 との関係を表 1 に示す。(10b) 式を (10a) 式に代入し, 更に (10c) 式および (9) 式と組合せると, 図 3 に示す

表 1 等価回路のパラメータ
Table 1. Parameters of equivalent circuit.

M'	$M' = M - K_s K_e / R_{ms}$
K_m	$K_m = K_e K_s$
R_L'	$R_L' = M' R_L / (M + K_e T_s R_L)$
M	$M = 8N^2 / (R_{m1} + R_{m2})$
K_e	$K_e = 2N(R_{m2} - R_{m1}) / (R_{m1} + R_{m2})$
R_L	$R_L = 8N^2 r_1 r_2 / (r_1 + r_2)$
K_s	$K_s = \frac{1}{1 + 2R_{m1}R_{m2}/R_{ms}(R_{m1} + R_{m2})}$
T_s	$T_s = \frac{K_s}{2NR_{ms}(R_{m1} + R_{m2})} \left(\frac{R_{m2}}{r_1} - \frac{R_{m1}}{r_2} \right)$

図 3 リニアパルスモータの等価回路
Fig. 3. Equivalent circuit of linear pulse motor.

ようなリニアパルスモータの等価回路が得られる。ここで e_0 は, 次式で表される起電力 (速度起電力) である。

$$e_0 = \frac{d(K_m \phi_s)}{dt} \quad \dots\dots\dots (11)$$

図 1 (b) より明らかなように, 各磁極の磁気抵抗は磁極およびスケールの歯のピッチ $2d$ を周期とする関数となり, $R_{m1} (= R_{m4})$ と $R_{m2} (= R_{m3})$ は, 互いに $1/2$ ピッチ d だけ位置のずれた関数となる。また, $r_1 (= r_4)$, $r_2 (= r_3)$ についても同様である。これより, パラメータ M' および R_L' は, 周期 d の周期関数, K_m は周期 $2d$ の基本波成分, 奇数次調波成分をもつ関数となる (付録 2 参照)。ここで, 変動分について第二次の項まで考慮するとパラメータ M', R_L' および $K_m \phi_s$ は, (12) 式のように表される。

$$M' \doteq M_0 - \Delta M \cos(2\pi x/d + \varphi_M) \quad \dots\dots\dots (12a)$$

$$R_L' \doteq R_{L0} + \Delta R_L \cos(2\pi x/d + \varphi_P) \quad \dots\dots\dots (12b)$$

$$K_m \phi_s \doteq K_E \cos(\pi x/d + \varphi_K) \quad \dots\dots\dots (12c)$$

3. 等価回路パラメータの決定法

等価回路を用いてモータの特性を算出するためには等価回路のパラメータを求める必要がある。ここでは, モータの構造的および電磁気的パラメータから等価回路パラメータを求めるのではなく, 拘束時のインピーダンスの周波数特性, 無励磁時 (モータ端子開放時) 端子電圧 (開放電圧と呼ぶ) の速度特性より求める方法について述べる。供試機 (神鋼電機製,

図 4 インピーダンスの位置依存性
Fig. 4. Dependence of impedance on mover position.

SLPMU-015B, LD-1) を例にし、具体的に説明する。このモータの歯のピッチ $2d$ は 1.6 mm である。

〈3・1〉 インピーダンスの位置依存性 まず等価回路パラメータの位置依存性を調べるため、ムーバをスケール上に位置を少しずつずらしながら拘束した場合のインピーダンスを測定した。この場合、起電力 e_0 は零となる。その結果を図 4 に示す。拘束装置の位置決め精度とインピーダンスの測定精度の問題により多少のデータのばらつきがあるが、等価抵抗 R_e および等価インダクタンス L_e はほぼスケール歯の 1/2 ピッチ $d(=0.8 \text{ mm})$ を周期とした周期関数であることがわかる。これより等価回路の M' 、 R_L' の位置依存性を表す(12)式が定性的に確認された。しかし、 R_e および L_e の変動分は平均値の約 5% であるので、以降のパラメータ計算および特性計算において、変動分は小さいとして無視する。

〈3・2〉 インピーダンスの周波数特性 等価回路のパラメータを決定するため等価抵抗 R_e 、等価インダクタンス L_e の周波数依存性について調べた結果を図 5 に示す。▲印はムーバをスケールから外した場合で、このときの等価回路は図 6(a) のように近似されることが考えられる。インダクタンス L には、本来スケ

(a) 等価抵抗 R_e

(b) 等価インダクタンス L_e

図 5 等価抵抗および等価インダクタンスの周波数特性

Fig. 5. Frequency characteristics of equivalent resistance and inductance.

(a) ムーバをスケールから外した場合 (b) ムーバをスケール上に拘束した場合

図 6 測定時の等価回路

Fig. 6. Equivalent circuit on measurement.

ールが存在すべき空間内に生ずる漏れ磁束に対応する誤差が生ずるが、励磁コイルの漏れ磁束に比べて小さいとして無視する。この場合の等価インダクタンス L_e の値は図5に示すように周波数依存性はあまり大きくない。しかし、等価抵抗 R_e の値は約 200 Hz 以上の高周波数において高くなる。これは、漏れ磁束によってムーバの励磁コイル内、鉄心内に生ずる渦電流損のためと考えられる。ここでは、簡単のため R_e の上昇分は、後述の R_L' に含めることとし、図に示すように低周波における R_e, L_e の値を各々 R, L とする。一方、●印はムーバをスケール上に拘束した場合で、図3の等価回路において拘束時は $e_0=0$ であるので、このときの等価回路は図6(b)のようになる。ここで高周波になるほど M' のインピーダンスへの寄与は無視でき、 R, L, R_L' 直列回路に漸近する。逆に低周波になるほど R_L' の寄与が無視でき R, L, M' 直列回路に近づく。これより図5に示すように R_L' の値は、高周波でのムーバスケールの等価抵抗 R_e の値から先に得られた R の値を引いたものとし、 M' の値は、低周波での等価インダクタンス L_e の値から先に得られた L の値を引いたものとする。位置によるパラメータの変動に対しては、低周波および高周波における1ピッチ間の測定値の平均値を用いることで対応する。ただし、供試機については前述のように、位置による変動はあまり現れない。図5の測定結果を用いると、回路のパラメータは $R \approx 3.5 \Omega, L \approx 3.5 \text{ mH}, M' \approx 12 \text{ mH}, R_L' \approx 120 \Omega$ と推定される。次に、推定値を用いて図6の等価回路から等価抵抗 R_e および等価インダクタンス L_e を計算した。その結果を図5に実線で示す。この結果を実測値と比較すると、等価抵抗 R_e に関してはよく一致している。また、等価インダクタンス L_e についてもほぼ一致していることがわかる。ただし、500 Hz 付近で L_e の実測値がやや小さくなるのは、ムーバがわずかに振動し、それによる起電力の影響と考えられる（この周波数付近で振動音が大きくなる）。機械的損失がなければ、振動の影響はリアクタンス（容量性）成分になると考えられる。以上より、モータの内部インピーダンスの点で、図3の等価回路の妥当性が示された。

〈3・3〉 起電力定数 リニアパルスモータの推力特性を計算するには起電力 e_0 の大きさ E_0 とモータ速度の比例定数を求める必要がある。モータ速度はモータの駆動周波数 f に比例するので、速度が一定であるとすると $ft=x/d$ 、すなわち $\omega t=2\pi x/d$ である。従って(11)式および(12b)式より、

$$E_0 = -K_E \omega \sin \omega t \quad \dots\dots\dots (13)$$

図7 速度起電力のFFT解析
Fig. 7. FFT analysis of speed electromotive force.

が得られる。ここでは、 K_E を起電力定数と呼ぶ。まず、開放電圧波形のFFT解析を行ったところ図7に示すように約10%程度の第三次調波が含まれているが、第二、第四以上の調波は無視できるほど小さいことがわかった。約10%の第三次調波をも無視すれば(12-c)式は妥当と考えられる。第三次調波の影響については後述するとして、ここでは簡単のため無視する。次に起電力定数 K_E を求める。無励磁の供試モータを別の駆動用モータに接続し、供試モータの開放電圧の大きさ E_0' と駆動周波数 f の関係を測定した。ただし、低周波駆動時にはトルク脈動による速度変動をできる限り防ぐため、駆動用および供試モータに大きな慣性負荷を付けた。測定結果を図8(a)に示す。駆動周波数が高くなると渦電流の影響でインダクタンス M' による電圧降下が生じ開放電圧 E_0' の傾きが減少してくるので、図に示すように低周波での直線の傾きから起電力定数 K_E を求めた。これより、 K_E は $0.018/2\pi \approx 0.0029 \text{ V} \cdot \text{s/rad}$ となる。ここで、推定し

(a) 開放電圧の駆動周波数特性

(b) 無励磁時の等価回路

図 8 開放電圧対速度特性
Fig. 8. Characteristics of open voltage versus speed.

た等価回路パラメータを用いて開放電圧の大きさ E_o' を計算した。このときの等価回路は図 8(b) となり、計算結果を図 8(a) の実線で示す。この結果より図 3 の等価回路によって開放電圧の減少もほぼ説明できることがわかった。

4. 推力特性

〈4・1〉 推力特性の導出 前章で求めた等価回路パラメータおよび起電力定数を用いてモータの推力特性を求める。図 3 の等価回路は $A\bar{A}$ 相についてのものであったが、 $B\bar{B}$ 相についても同様な等価回路が得られる。第 2 章で述べたように $A\bar{A}$ 相と $B\bar{B}$ 相の相互干渉を無視し、リニアパルスモータを独立した AB 相をもつ二相モータとして扱う。そこで、モータの $A\bar{A}$ 相コイルの起電力を位相の基準として改めて、 $A\bar{A}$ 相、 $B\bar{B}$ 相コイルの起電力を次式で表す。

$$\begin{cases} e_{0a} = K_E \omega \cos \omega t \\ e_{0b} = K_E \omega \sin \omega t \end{cases} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで $\dot{e}_0 = e_{0a} + j e_{0b}$ なる空間ベクトル (複素表示) を考える。

$$\dot{e}_0 = \dot{E}_0 e^{j\omega t}, \quad \dot{E}_0 = K_E \omega e^{j0} \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで $\dot{E}_0$: 起電力ベクトル (記号法のベクトル)

またモータの入力電流ベクトルを $\dot{I} = I e^{j\varphi_1}$, 入力

電圧ベクトルを $\dot{V} = V e^{j\varphi_1}$ とする。

まず、入力電流の大きさ I が一定の二相正弦波電流源でモータを駆動した場合の推力 F_I を求める。推力は等価回路の起電力 e_0 に入力される電力 (機械出力) P_m をモータの速度 $2df (= d\omega/\pi)$ で除することにより求められる。入力電流ベクトル $\dot{I}$ を与えたときの励磁電流ベクトル $\dot{I}_m$ は次式になる。

$$\dot{I}_m = \frac{(R_L' - j\omega M')(R_L' \dot{I} - \dot{E}_0)}{R_L'^2 + \omega^2 M'^2} \quad \dots\dots\dots (16)$$

励磁電流空間ベクトル $\dot{i}_m$ は起電力の場合と同様に、 $\dot{i}_m = \dot{I}_m e^{j\omega t}$ と表されるので、モータの出力 P_m は

$$P_m = R_e [\dot{i}_m e_0^*] = R_e [\dot{I}_m \dot{E}_0^*] \quad \dots\dots\dots (17)$$

で与えられる。これより、モータの推力 F_I は次式

$$F_I = \left(\frac{\pi}{d} \right) \left(\frac{K_E R_L' I}{Z_L'} \cos(\varphi_I - \gamma_I) - \frac{K_E^2 \omega R_L'}{Z_L'^2} \right) \quad \dots\dots\dots (18)$$

で表される。ここで、

$$Z_L' = \sqrt{R_L'^2 + \omega^2 M'^2} \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\cos \gamma_I = R_L' / Z_L', \quad \sin \gamma_I = \omega M' / Z_L' \quad \dots\dots (20)$$

である。入力電流の大きさ I を一定にした場合の最大推力 $F_{\max I}$ は $\varphi_I = \gamma$ のときに得られ、これを $\varphi_{I\max}$ とすると、(18), (20) 式より、

$$\varphi_{I\max} = \gamma = \tan^{-1}(\omega M' / R_L') \quad \dots\dots\dots (21)$$

が得られる。前章で求めたパラメータ推定値を用い $I = 1.4$ A の場合の $\varphi_{I\max}$ および $F_{\max I}$ と駆動周波数 f の関係を図 9(a), (b) に示す。

同様に、入力電圧の大きさ V が一定の二相正弦波電圧源でモータを駆動した場合の推力 F_V は、次式

$$F_V = \left(\frac{\pi}{d} \right) \left\{ \frac{K_E R_L' V}{K} \cos(\varphi_V - \gamma_V) - \frac{K_E^2 k_3 \omega}{K^2} \right\} \quad \dots\dots\dots (22)$$

で表される。ここで、

$$\left. \begin{aligned} K &= \sqrt{k_1^2 + k_2^2} \\ k_1 &= R R_L' - \omega^2 L M' \\ k_2 &= \omega R M' + \omega M' R_L' + \omega L R_L' \\ k_3 &= k_1(R + R_L') + k_2 \omega L \\ k_4 &= k_2(R + R_L') - k_1 \omega L \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$\cos \gamma_V = k_1 / K, \quad \sin \gamma_V = k_2 / K \quad \dots\dots\dots (24)$$

である。入力電圧の大きさ V を一定にした場合の最大推力 $F_{\max V}$ は $\varphi_V = \gamma_V$ のときに得られ、これを $\varphi_{V\max}$ とすると、(22), (24) 式より

$$\varphi_{V\max} = \gamma_V = \tan^{-1}(k_2 / k_1) \quad \dots\dots\dots (25)$$

が得られる。パラメータの推定値を代入し $V = 23$ V として計算した $\varphi_{V\max}$ および $F_{\max V}$ と駆動周波数 f

(a) $\varphi_{i\max}$, $\varphi_{v\max}$ および φ_x の駆動周波数特性 (b) 推力 $F_{\max i}$, $F_{\max v}$, F_{xv} および F_{xi} の駆動周波数特性

図 9 モータ推力の計算結果および実験結果
Fig. 9. Numerical and experimental results of motor thrust force.

の関係を図 9(a), (b)に併記する。計算結果は乱調の生ずる周波数帯を除けば定性的にこれまで一般のパルスモータについて報告されてきた推力の周波数特性に類似している。また、リニアパルスモータの閉ループ制御を行う場合、駆動周波数に応じて起電力の位相角に対して、駆動電源の入力電圧または電流の位相を図 9(a)に示すように位相制御すればよいことがわかる。ただし、駆動電源の制約により、定電流特性から定電圧特性に遷移する領域においては、 $\varphi_{i\max}$ と $\varphi_{v\max}$ が同時に満たされない。この点については今後検討する。

〈4・2〉 実験結果および理論値との比較 リニアパルスモータの推力特性を定量的に確認するために、一端を固定した軽量のバネの他端に供試モータを付け、モータを一定速度（一定周波数）で駆動して、バネを引っ張る実験装置を構成した。また、モータの起電力モニタ用として、同規格の無励磁($I=0$)のモータを供試モータに接続した。モータが進むに従い、バネが伸びモータがバネの張力に負けて脱調する寸前の推力 F_x 、およびそのときの無励磁モータの起電力に対する励磁指令信号の位相 φ_x を測定した。使

用したバネのバネ定数は 7 N/m である。また、保持力 ($f=0$ のときの推力) は直接バネばかりを用いて測定した。モータの駆動装置には市販の装置 (神鋼電機製, LD-1) を用いた。本装置により低周波駆動時には高さ 1.1 A の方形波電流 (基本波成分波高値は 1.4 A)、高周波駆動時には高さ 20 V の方形波電圧 (基本波成分波高値は 23 V) の駆動となる。中間の周波数では電流、電圧の波高値はそれぞれ 1.1 A , 20 V であるが電圧波形、電流波形とも方形波とはならない。

実験結果を図 9 に示す。(b) 図の計算値 F_{xv} および F_{xi} は以下の方法で求めた。まず図 9(a) に示すように、励磁指令信号位相 φ_x の実測値に近い値の実験曲線を探し、それを入力電流および入力電圧の位相 φ_i , φ_v とし、電流、電圧の大きさ I , V をそれぞれ実験と同じ 1.4 A , 23 V (基本波成分波高値) として (18), (22) 式よりモータの推力 F_v および F_i を算出する。次に、無励磁モータの制動力 F_B を $I=0$ として推力と同様な方法で算出する。更に、供試モータを起電力モニタ用モータと同様に無励磁にして低速で引いた場合の摩擦 F_f を測定する。最後に、 F_v , F_i から F_B と F_f を差し引いてそれぞれ F_{xv} , F_{xi} を得る。ここで、 F_f の実験結果は約 1.4 N であった。

推力特性実測値を理論値と比較した場合、始動時および低周波では電流一定時の理論値と似た特性を示し、 150 Hz 以上の周波数域では電圧一定時の理論値と似た傾向を示した。しかし、脱調時の位相は図 9 の最大推力発生時の入力電圧の位相より小さく、推力の実測値は中高速時において理論値よりやや小さい。この原因として、モータの発生する脈動トルク (磁気抵抗の変動および電流高調波による) によって速度変動が存在するため、最大推力近傍での安定度が悪くなり、最大推力に達する前に脱調したことが考えられる。また、モータがバネという負荷を背負った状態で推力の測定を行ったことも影響していると考えられる。更に、 $60 \sim 150 \text{ Hz}$ ではどちらの理論値からも外れているが、この周波数域では電流一定から電圧一定に切替わる遷移領域であるためと考えられる。しかし、モータの等価回路自体の誤差、パラメータの推定誤差も考えられ、今後の検討を要する。

図 10 に $A\bar{A}$ 相, $B\bar{B}$ 相を直流励磁し、電流空間ベクトル $\vec{i}$ の大きさを一定 (1.4 A) に保ったまま、位相角 θ (電気角) を変えた場合の脱調推力を示す。推力の変化は、磁気抵抗の変化により生ずると考えられるが、等価回路から導出された最大推力 $F_{\max i}$ を用いてほぼ説明される。すなわち、(18) 式において $\varphi_i = \gamma_i$ とした後、 $\omega = 2\pi f \rightarrow 0$ の極限值をとると

図 10 直流励磁時の最大推力対電流位相角特性
Fig. 10. Characteristics of maximum thrust force versus current phase angel when excited by DC.

$$F_{I\max}(\omega=0)=\pi K_E I/d \quad \dots\dots\dots (26)$$

となる。図 7 の FFT 解析結果より起電力には 10% 程度の三次高調波が含まれているが、これは起電力係数 K_E の脈動として評価できる。従って(26)式より推力の変動幅は約 20% となる。他にパラメータの位置による変動も関係していると考えられ、変化分の大きさには少し差があるが、等価回路により推力の変化分もほぼ説明できることが確認された。

5. む す び

リニアパルスモータの構造および磁気的特性よりモータの近似等価回路を導出し、拘束時におけるインピーダンスの周波数特性および無励磁時（端子開放時）における端子電圧の駆動周波数特性から等価回路定数を推定した。これを用いて、定性的および定量的に妥当な推力特性が算定でき、等価回路の妥当性も確認されたと思われる。また、最大推力を得るための位相制御の基本ルールも示すことができた。今後、定数の位置依存性および A, B 相 2 相間の相互作用を考慮した等価回路を検討する。また、導出した等価回路を使って推定した起電力（速度起電力）による位相フィードバック制御の実現を目指す。

（平成元年 12 月 4 日受付，同 2 年 8 月 13 日受付）

文 献

- (1) 高橋・丸島：「4 相 HB ステップモータの閉ループ運転によるブラシレスサーボへの応用」，昭 60 電気学会全大，No. 607
- (2) 山井・百目鬼・松井：「ステップモータのブラシレス化運転の定常特性について」，昭 61 電気関係学会東海支部連大，

No. 170

- (3) 岡本・石田・堀：「リニアパルスモータの起電力検出法」，昭 63 電気関係学会東海支部連大，No. 164
- (4) 横塚：「ハイブリッドステッピングモータのスティフネス特性のひずみ」，電学論誌 B, 102, 661 (昭 57-10)
- (5) 田倉・小倉：「境界要素法による磁気解析と等価磁気回路によるステッピングモータの特性算定法」，電学論誌 D, 109, 236 (平元-4)
- (6) 岡本・石田・堀：「リニアパルスモータの等価回路」，平元電気学会全大，No. 691

付 録

1. (10 a~c) 式の導出

本文(2)，(3)式より，(6)，(7)式を考慮して次式が得られる。

$$\begin{aligned} R_{m1}\phi_1 - R_{m2}(\phi - \phi_1) \\ = 2Ni + \frac{1}{r_2} \frac{d(\phi - \phi_1)}{dt} - \frac{1}{r_1} \frac{d\phi_1}{dt} \quad \dots\dots\dots (付1) \end{aligned}$$

ここで ϕ の変化が $\phi_1 \sim \phi_4$ の変化に比べて十分小さいとすると， $d\phi/dt$ によって生ずる渦電流の影響は小さい。従って $(d\phi/dt)/r_2$ の項を無視すると，(付 1) 式は次式で近似される。

$$\begin{aligned} (R_{m1} + R_{m2})\phi_1 - R_{m2}\phi \\ = 2Ni - \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \frac{d\phi_1}{dt} \quad \dots\dots\dots (付 2) \end{aligned}$$

ϕ_3 についても同様な近似を施すと，次式が得られる。

$$\begin{aligned} R_{m1}\phi - (R_{m1} + R_{m2})\phi_3 \\ = 2Ni + \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \frac{d\phi_3}{dt} \quad \dots\dots\dots (付 3) \end{aligned}$$

ここで，

$$R_{m1} + R_{m2} = R_m \quad \dots\dots\dots (付 4)$$

$$r = r_1 \cdot r_2 / (r_1 + r_2) \quad \dots\dots\dots (付 5)$$

とおき，(付 2)，(付 3)の両辺を加えると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \phi_1 - \phi_3 = \frac{4N}{R_m} \left\{ i - \frac{1}{4Nr} \frac{d(\phi_1 - \phi_3)}{dt} \right\} \\ + \left(\frac{R_{m2} - R_{m1}}{R_m} \right) \phi \quad \dots\dots\dots (付 6) \end{aligned}$$

次に，(付 2)，(付 3)式より本文(5)式の左辺 $R_{m1}\phi_1 + R_{m2}\phi_3$ を求め，更に本文(5)式に右辺に(1)式の F ，(6)式を代入し，(7)式を考慮して ϕ について解くと次式が得られる。

$$\begin{aligned} \phi = \frac{R_m R_{ms}}{R_m R_{ms} + R_{m1} R_{m2} + R_{m3} R_{m4}} \\ \times \left\{ \phi_s - \frac{2N(R_{m1} - R_{m3})}{R_m R_{ms}} i \right. \\ \left. - \frac{1}{R_m R_{ms}} \left(\frac{R_{m2}}{r_1} - \frac{R_m}{r_2} \right) \frac{d(\phi_1 - \phi_3)}{dt} \right\} \\ \dots\dots\dots (付 7) \end{aligned}$$

最後に，本文の(2)，(8)式より

$$e = 2N \frac{d(\phi_1 - \phi_3)}{dt} \dots\dots\dots (付 8)$$

が成立するので、

$$\phi_m = 2N(\phi_1 - \phi_3) \dots\dots\dots (付 9)$$

なる総鎖交磁束 ϕ_m を定義すると、(付 8) 式は本文 (10 a) 式で表される。また、本文表 1 に示したパラメータおよび (付 9) 式の ϕ_m を用いて (付 6) および (付 7) 式を書き直すと次式になる。

$$\phi_m = M \left(i - \frac{1}{R_L} \frac{d\phi_m}{dt} \right) + K_\phi \phi \dots\dots\dots (付 10)$$

$$\phi = K_s \phi_s - M_s i - T_s \frac{d\phi_m}{dt} \dots\dots\dots (付 11)$$

更に (付 10)、(付 11) 式をまとめて整理すると本文の (10 b, c) 式が得られる。

2. (12) 式の導出

$$R_{m1} = R_{m1}(X), \quad r_1 = r_1(X) \dots\dots\dots (付 12)$$

とすると、図 1 (b) の各磁極の歯の位置関係より

$$\left. \begin{aligned} R_{m2}(X) &= R_{m1}(X-d), \quad r_2(X) = r_1(X-d) \\ R_{m1}(X \pm 2d) &= R_{m1}(X), \quad r_1(X \pm 2d) = r_1(X) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (付 13)$$

が成り立つ。そこで

$$R_m(X) = R_{m1}(X) + R_{m2}(X)$$

$$r(X) = \frac{r_1(X)r_2(X)}{r_1(X) + r_2(X)}$$

について、(付 13) 式を考慮すると、

$$R_m(X-d) = R_m(X), \quad r(X-d) = r(X)$$

が成立する。また、

$$K_\phi(X) = \frac{2N\{R_{m2}(X) - R_{m1}(X)\}}{R_m(X)}$$

については、

$$K_\phi(X-d) = -K_\phi(X)$$

となる。以上の結果より、 R_m および r は周期 $2d$ を基準として、直流成分および偶数次調波成分をもつ関数、すなわち周期 d の周期関数となる。また、 K_ϕ は基本波成分および奇数次調波成分をもつ関数となる。

同様にして、パラメータ M, R_L, K_s, M', R_L' は直流

および偶数次調波成分をもつ関数、 M_s, T_s, K_m は奇数次調波成分をもつ関数となることが示される。

石田 宗秋 (正員)

昭和 27 年 4 月 12 日生。55 年 3 月名古屋大学大学院工学研究科電気工学および電子工学専攻博士課程後期課程修了。同年 4 月同大学工学部

電気工学科助手、62 年 6 月三重大学工学部電気工学科助教授、現在に至る。工学博士。主として、パワーエレクトロニクスと新形モータの開発に関する研究に従事。IEEE、パワーエレクトロニクス研究会、計測自動制御学会会員。

岡本 真太郎 (正員)

昭和 38 年 4 月 5 日生。平成 2 年 3 月三重大学大学院工学研究科電気工学専攻修了。同年 4 月神鋼電機(株)入社、現在に至る。無人搬送車

の開発に従事。

堀 孝正 (正員)

昭和 13 年 10 月 30 日生。36 年 3 月大阪大学工学部電気工学科卒業。同年 4 月(株)日立製作所日立研究所入所。62 年 1 月三重大学工学部電

気工学科教授、現在に至る。計測制御国際会議 (IECON'91) 論文委員長、平成元年電気学会産業応用部門特別委員会委員、2 年 IEEE/IES 副会長 (技術担当)。パワーエレクトロニクス研究会、計測自動制御学会、システム情報制御学会、IEEE 会員。