非線形特性を考慮した磁気回路モデルに基づく リニアパラメトリックモータの動作解析

Analysis of Linear Parametric Motor Based on a New Magnetic Circuit Model

一ノ倉 理・渡辺忠昭・村上孝一

東北大学工学部, 仙台市青葉区荒巻字青葉 (〒980)

O. Ichinokura, T. Watanabe and K. Murakami

Dept. of Electrical Engng., Tohoku Univ., Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980

This paper describes an analysis of the behaviour of a linear parametric motor. The primary of the linear motor uses a 4-legged laminated iron core and the secondary is constructed with aluminum plate and Fe-Si sheets. The oscillation voltage, currents and static thrust of the linear motor are calculated numerically based on a magnetic circuit model. The calculated values agree well with the measured ones. The analytical method presented here is useful for optimum design of a linear parametric motor with 4-legged core.

1. ま え が き

リニアパラメトリックモータはスロットがないため一次巻線を集中巻でき、したがって製作が簡単で価格の低減化が期待できること、単相入力で容易に進行磁界が得られることなどの特徴を有する^{1),2)}。しかしながら、リニアパラメトリックモータの動作解析については、未だ十分な検討がなされていない。

先に筆者らは、4脚積層鉄心を用いたリニアパラメトリックモータの磁気回路モデルを提案し、これに基づいて二相励磁条件における諸特性の算出を行い、本磁気回路モデルの妥当性を示した³⁾。

本論文においては、リニアパラメトリックモータの発振時の特性算定を目的とし、磁気回路モデルに基づいて二次導体が拘束された場合の動作解析を行った。その結果、発振電圧および静止推力などの計算値と実測値は比較的良好な一致を示し、本解析がリニアパラメトリックモータの特性算定上有用であることが明らかとなった。

2. 基本構成および磁気回路モデル

Fig. 1 は 4 脚積層鉄心を用いたリニアパラメトリックモータの基本構成であり、 A_1, A_3 が励磁側磁路、 A_2, A_4 が共振側磁路を示す。 B_1 は共通磁路であり、その断面積は他の磁路の断面積より小となるように作製している。

Fig. 1 Basic structure of the linear parametric motor with 4-legged core.

N_1 が励磁側巻線、 N_2 が共振側巻線であり、 C は同調用コンデンサを示す。いま励磁電圧 e_1 の値を増大させると共通磁路が周期的に飽和し、巻線 N_2 のインダクタンスが周期的に変動するため、 C を適当な値とすればパラメトリック発振が生じ、共振側には e_1 と周波数が等しくほぼ 90 度進み位相の交番電圧 e_2 が発生する。したがって共通磁路上部には極磁 4 から 1 へ向かう進行磁界が形成され、二次導体 D が駆動される。二次導体は通常アルミニウム板と磁性鉄板による複合導体を使用する。

Fig. 2 にリニアパラメトリックモータの磁気回路を示

Fig. 2 Magnetic circuit model of the linear parametric motor.

す。 ϕ_{11} および ϕ_{12} は励磁側磁束、 ϕ_{21} および ϕ_{22} は共振側磁束である。 R_c は Fig. 1 に示した磁路 A_2, A_3 により分割される共通磁路の非線形磁気抵抗、 $\phi_{11} \sim \phi_{13}$ は共通磁路内の磁束を示す。 R_{11} および R_{12} は漏れ磁束を与える磁気抵抗、 R_{g1} および R_{g2} は空隙磁気抵抗、 $\phi_{g1} \sim \phi_{g4}$ は空隙磁束を示す。一次側固定子の脚部および B_2 部さらに二次導体の磁性鉄板の磁気抵抗は、他の磁気抵抗と比較して小さいため、ここでは零としている。また $F_{r1} \sim F_{r4}$ は二次導体における面電流による起磁力である。

3. 回路方程式

いま、共通磁路の磁化特性のヒステリシスを無視し、Fig. 2 の磁気抵抗 R_c における起磁力と磁束の関係を表式のごとく磁束の非線形関数で表す。すなわち、

$$Ni = F(\phi) \quad (1)$$

(1) 式に基づき、一次側固定子の閉路方程式を求めれば、

$$\left. \begin{aligned} N_1 i_{11} &= R_{11}(\phi_{11} - \phi_{11} - \phi_{g1}) \\ N_1 i_{12} &= R_{12}(\phi_{12} - \phi_{12} + \phi_{13} + \phi_{g3}) \\ N_2 i_{21} &= R_{12}(\phi_{21} + \phi_{11} - \phi_{12} - \phi_{g2}) \\ N_2 i_{22} &= R_{11}(\phi_{22} - \phi_{13} + \phi_{g4}) \\ N_1 i_{11} - N_2 i_{21} &= F(\phi_{11}) \\ N_2 i_{21} + N_1 i_{12} &= F(\phi_{12}) \\ N_2 i_{22} - N_1 i_{12} &= F(\phi_{13}) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

を得る。さらに、空隙および二次側を含む磁気回路より、

$$\left. \begin{aligned} F_{r1} - F_{r2} &= F(\phi_{11}) - R_{g1}\phi_{g1} + R_{g2}\phi_{g2} \\ F_{r2} - F_{r3} &= F(\phi_{12}) - R_{g2}\phi_{g2} + R_{g2}\phi_{g3} \\ F_{r3} - F_{r4} &= F(\phi_{13}) - R_{g2}\phi_{g3} + R_{g1}\phi_{g4} \\ \phi_{g1} + \phi_{g2} + \phi_{g3} + \phi_{g4} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

が得られる。Fig. 1 において励磁電圧を $e_1 = \sqrt{2} E_1 \sin \omega t$ 、励磁側および共振側巻線抵抗を r_1, r_2 とすれば、励磁側および共振側回路において次式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} N_1(d\phi_{11}/dt) + r_1 i_{11} &= \sqrt{2} E_1 \sin \omega t \\ N_1(d\phi_{12}/dt) + r_1 i_{12} &= \sqrt{2} E_1 \sin \omega t \\ N_2(d^2\phi_{21}/dt^2) + r_2(di_{21}/dt) \\ &+ (1/C) \cdot (i_{21} + i_{22}) = 0 \\ N_2(d^2\phi_{22}/dt^2) + r_2(di_{22}/dt) \\ &+ (1/C) \cdot (i_{21} + i_{22}) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

二次導体は拘束されているものとする。すなわち、面電流による起磁力は空隙磁束を用いて次式のごとく与えられる⁴⁾。

$$F_{rj} = k(d\phi_{gj}/dt) \quad (5)$$

ただし $j=1, 2, 3, 4$ であり、 k はリニアパラメトリックモータの構成により定められる定数である。以下 k を面電流起磁力定数と称する。(2)~(5) 式が二次導体拘束時の基本式であり、これらを適当な数値計算法で解くことにより各部磁束および巻線電流が求められる。

4. 静止推力の算定式

空隙磁束密度および二次導体における面電流が極ピッチを半周期とする正弦波分布を有し、時間的にも正弦波状に変化する場合、励磁側および共振側の空隙磁束密度の振幅を B_{g1} および B_{g2} 、これらの時間的位相差を θ_g とすれば、静止推力 F_s は次式で与えられる⁴⁾。

$$F_s = \sigma f \tau L W B_{g1} B_{g2} \sin \theta_g \quad (6)$$

ここで σ は複合二次導体のアルミニウム板の表面抵抗の逆数であり、アルミニウムの抵抗率を ρ 、板の厚さを t とすれば、 $\sigma = t/\rho$ で与えられる。 f は電源周波数、 L, W および τ はリニアモータの長さ、幅および極ピッチである。

しかしながら、リニアパラメトリックモータの空隙磁束密度は各磁極で不均一であり、かつ空間的および時間的高調波成分が存在する。本論文で述べる磁気回路モデルでは空間的な高調波成分を考慮することは困難であるため、ここでは空隙磁束密度の振幅は各磁極で不均一であるがその空間分布は正弦波とみなし、以下のような仮定のもとに静止推力を算定してみた。

すなわち(6)式中の作用面積 LW を Fig. 3 のごとく磁極 2 および 3 の中央部で 3 分割し、各々の面積を S_1, S_2, S_3 とする。このとき磁極 1 と 2 上の空隙磁束により生じる推力を F_{s1} 、2 と 3 上の空隙磁束による推力を F_{s2} 、3 と 4 上の空隙磁束による推力を F_{s3} とし、全体の静止推力はこれらの推力の和で与えられると仮定する。

$$F_s = F_{s1} + F_{s2} + F_{s3} \quad (7)$$

ここで $F_{sm} (m=1, 2, 3)$ は、Fig. 3 の S_m を各々の作用面積と考えれば、各空隙磁束密度の時間高調波成分を第 5 調波まで考慮し、次式で計算される。

$$F_{sm} = \sigma f \tau S_m \left(\sum_{n=1,3,5} B_{gmn} \times B_{g(m+1)n} \sin \theta_{gmn} \right) \quad (8)$$

(8) 式中の B_{gmn} は磁極 m 上の空隙磁束密度の第 n 調波の振幅であり、次式で与えられる⁴⁾。

$$B_{gmn} = \{ \pi / (2 \tau W) \} \phi_{gmn} \quad (9)$$

ただし、 ϕ_{gmn} は空隙磁束 ϕ_{gmn} の第 n 調波成分の振幅である。(8) 式の θ_{gmn} は磁極 m と磁極 $(m+1)$ における空

Fig. 3 Explanation of effective areas for the calculation.

隙磁束の第 n 調波間の位相差を示す。したがって、3 章で計算される空隙磁束を用いれば静止推力の算定が可能となる。以上の考察に基づき、以下リニアパラメトリックモータの特性算定を行う。Fig. 4 に特性算定に使用した装置の寸法を示す。一次側の磁心材料は 0.35 mm 厚みの無方向性ケイ素鋼板であり、二次導体の磁性鉄板も同一厚みの無方向性ケイ素鋼板を 2 枚積層した。励磁側巻数および共振側巻数はいずれも 750 とした。

5. 回路定数の決定

3 章 (2)~(5) 式を数値計算で解くためには、共通磁路の非線形特性 $Ni = F(\phi)$ 、漏れ磁束を与える磁気抵抗 R_{l1}, R_{l2} 、空隙の磁気抵抗 R_{g1}, R_{g2} および面電流起磁力定数 k の値を定める必要がある。

$F(\phi)$ の表現法は種々考えられるが、ここでは計算の便宜上磁束の多項式で表す。Fig. 5 の実線は共通磁路の磁化特性の実測値を示す。同図のごとく共通磁路の飽和特性は非線形性が強いので、ここでは次式のごとく磁束の 9 次項まで考慮した。図中の破線は、これらの係数を Table 1 のように定めた場合の計算値を示す。

$$F(\phi) = a_1\phi + a_3\phi^3 + a_5\phi^5 + a_7\phi^7 + a_9\phi^9 \quad (10)$$

R_{l1}, R_{l2} は文献 3 と同様に実測から定め、 R_{g1}, R_{g2} については次式で計算した。

$$R_{g1} = R_{g2} = g_m / (\mu_0 S_a) \quad (11)$$

ここで S_a は磁極断面積、 g_m は Fig. 4 に示すごとく、一次側と磁性鉄板間の距離であり、供試装置においては 3 mm である。 μ_0 は真空の透磁率である。

空隙磁束が垂直方向成分のみで面電流が正弦波状分布という理想的な場合の面電流起磁力定数は $(\sigma\tau/2\pi W)$ で与えられる⁴⁾。しかしながら実際の空隙磁束は空間的広がりを持つため二次導体の実効的な抵抗率は大きくなる⁵⁾。このような理由でここでは二相励磁条件における

Fig. 4 Configuration of the linear parametric motor for the considerations.

Fig. 5 Magnetization curve of the common magnetic circuit.

静止推力の実測値と計算値を比較することにより、面電流起磁力定数を次式のごとく補正した。

$$k = 0.9(\sigma\tau/2\pi W) \quad (12)$$

以上より定めた各定数を Table 1 に示す。これらの定数を用い、以下ルンゲ・クッタ法により磁束および電流の時間変化を直接計算し、得られた磁束をフーリエ展開して発振電圧および静止推力を算定した。磁束および電流の計算においては、(2)~(5) 式を整理し、初期値として各部磁束および $d\phi_{21}/dt$ 、 $d\phi_{22}/dt$ のみ与えれば計算可能なようにしている。リニアパラメトリックモータの場合、励磁側と共振側の巻線間には変圧器作用があるため、これらの初期値はすべて零としても計算可能である。1 周期を 100 分割してシミュレーションを行った場合、定常状態まで要する計算回数は約 30 周期であった。

6. 計算および実験結果

Fig. 6 に、 $C=70\mu F$ の場合の拘束時の電圧および電流波形の計算値と実測値を比較して示す。これを見ると、電圧および電流ともに観測波形とシミュレーション波形は良好な対応を示していることが了解される。

Fig. 7 は、同調用コンデンサ C の値を種々変えた場合の E_2-E_1 特性である。実測値と計算値のいずれにおいても発振停止付近より励磁電圧 E_1 を増加させると変圧器作用により共振側電圧 E_2 は増加するが、ある励磁電圧

Table 1 Constants for the calculations

a_1 (A/Wb)	8.0×10^5	R_{l1} (H^{-1})	1.3×10^7
a_3 (A/Wb ³)	-1.0×10^{14}	R_{l2} (H^{-1})	3.3×10^7
a_5 (A/Wb ⁵)	2.3×10^{22}	R_{g1}, R_{g2} (H^{-1})	1.3×10^7
a_7 (A/Wb ⁷)	-2.1×10^{30}	r_1, r_2 (Ω)	3.03
a_9 (A/Wb ⁹)	6.5×10^{37}	σ (S)	7.27×10^4

(a) Calculated values. (b) Measured values.

Fig. 6 Comparison between the calculated and measured waveforms.

Fig. 7 Oscillation voltage versus input voltage characteristics.

Fig. 8 Relations between static thrust and input voltage.

以上になるとパラメトリック発振特有の電圧垂下特性のため、 E_2 は減少する傾向を示している。

Fig. 8は F_s - E_1 特性である。計算値と実測値はその傾向において良好な一致を示していることがわかる。

7. あとがき

以上磁気回路モデルに基づき4脚積層鉄心を用いたリニアパラメトリックモータの動作解析を行った。計算値と実測値は比較的良好な一致を示し、本解析がリニアパラメトリックモータの特性算定上有用であることが明らかになった。本解析によると、一次側固定子あるいは二次導体の寸法を変えた場合の特性をある程度推定できるため、最適設計あるいは特性改善に対しても有用と考えられる。

本解析にご協力いただいた本学大学院修士学生古川崇氏(現(株)東芝)に深謝します。なお本研究は文部省科学研究費・試験研究(2)の交付を得て行った。

文 献

- 1) 村上, 菊池, 渡辺, 村上: 日本応用磁気学会誌, 7, 151 (1983).
- 2) S. Kikuchi, T. Furukawa and K. Murakami: *IEEE Trans. Magn.*, MAG-23, 2844 (1987).
- 3) 古川, 一ノ倉, 村上: 日本応用磁気学会誌, 12, 369 (1988).
- 4) 古川, 一ノ倉, 村上: 電学マグネティックス, 信学非線形問題共催研資, MAG-87-100, NLP 87-20 (1987).
- 5) 山田: リニアモータと応用技術, 実教出版, p. 30 (1976).

1988年11月22日受理, 1989年2月10日採録