X-Y LIMの磁気回路解析

正員 大 平 庸 一 (日本大)
 正員 山 本 行 雄 (長野高専)
 准員 竹 内 勝 広 (信州大)
 正員 山 田 一 (信州大)

1. ま え が き

X-Y LIMは直交する二方向に、それぞれ独立した推力を発生するリニア誘導モータである⁽¹⁾⁽²⁾。このモータを搬送装置の分岐部分に用いると分岐機構が簡単になり、任意の方向に分岐できるなど多くの長所が期待できる^{(3)~(5)}。直交する二方向(X, Y方向)に推力を発生させるため、X-Y LIMは一つの鉄心面内に二組の巻線を組込んでおり、一般のLIMに比較して磁気回路は多少複雑になる。X-Y LIMは構造上、X, Y両方向の磁気回路を対称に製作することはできない。このことから、X, Y両方向の推力特性が一致せず、分岐装置として用いる場合は方向ごとの特性の相違を考慮して制御する必要がある。

本論文では、X-Y LIMをX方向磁路とY方向磁路にモデル化し、有限要素法によって求めた計算値と実測値とを用いて、以下の諸点を明らかにしようとするものである。

- (i) Y方向磁路の磁極鉄心とヨーク間に存在する接合ギャップと有効磁束との関係
- (ii) X, Y両方向磁路における励磁巻線の位置による有効磁束の依存性
- (iii) X, Y LIMの始動推力に影響するパラメータ
- (iv) X-Y LIMにおける励磁電力

Magnetic Circuit Analysis of X-Y Linear Induction Motor. By Yoichi Ohira, Member (College of Engineering, Nihon University), Yukio Yamamoto, Member (Nagano Technical College), Katsuhiro Takeuchi, Associate (Graduate School, Shinshu University), Hajime Yamada, Member (Faculty of Engineering, Shinshu University).

太平庸一：正員，日本大学工学部

山本行雄：正員，長野工業高等専門学校

竹内勝広：准員，信州大学大学院

山田 一：正員，信州大学工学部

2. X-Y LIMの構造

X-Y LIMは図1のように、一次側(固定子)の磁極鉄心(積層鉄心)にX, Y方向巻線を施し、これらのX, Y方向巻線をそれぞれ別個の三相電源で励磁することによって二次元的な進行波磁界を生じさせ、二次側可動子をX, Y平面内の任意の方向に駆動させるものである。図1をX, Y両軸それぞれに平行な面で切断すると図2となる。(a)図において、三相X

図1 X-Y LIMの一次側の構造
(二磁側は省略)

Fig. 1. Configuration of primary member of X-Y LIM.

図2 X-Y LIMの実際の磁路(三相励磁)
Fig. 2. Practical magnetic paths in the X-Y LIM.

与えられる⁽⁶⁾。

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{1}{2\mu} \int_s B ds - \int_s J U ds \\ \sum_{i=1}^n \frac{\partial x}{\partial U_i} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 s ：解析平面、 ds ：微小面積、 U_i ：節点 i のベクトルポテンシャル、 n ：節点数

上述の(3)式から U_i を求め、この U_i を用いて各磁路における磁束分布を算出することになる。

X-Y LIM は搬送を主目的としており、磁極ギャップは比較的大きい。そのため、磁心の動作範囲は不飽和領域であり、有限要素解析は(3)式の線形計算で十分である。

〈3・2〉 磁束に対する接合ギャップの影響 X-Y LIM において、磁極鉄心とヨークとの接合ギャップは、現在の構造では避けられないものであり、特に Y 方向磁路においては接合ギャップの影響を考慮した磁束計算を行う必要がある。前述の図4を解析モデルとして、鉄心各部の磁束の大きさを示したものが図5である。同図において、磁心断面の位置は図4における磁心断面①～⑤に対応している。

図5において、X 方向磁束 ϕ_x は、鉄心断面①、②、③の位置ではほぼ同一値を保持しているが、位置③→④で急減し、④、⑤では再び一定値となっている。 $\phi = 50 \mu\text{Wb}$ で磁束密度は約 0.2 T に対応している。Y 方向磁束 ϕ_y も ϕ_x とほぼ同一の傾向を示しているが、位置③→④での ϕ_y の変化は ϕ_x よりも著しい。

ϕ_x と ϕ_y とを比較すると、位置①～③では $\phi_x < \phi_y$

図5 鉄心断面内での磁束変化 (計算値)
Fig. 5. Change of magnetic flux in the cross sections of cores.

であり、④、⑤では $\phi_x > \phi_y$ になっている。位置⑤における有効磁束 ϕ_{xe} 、 ϕ_{ye} を生じる主磁気回路は磁極ギャップ g と接合ギャップ δ によってほぼ決まる。X 方向磁路では $\delta = 0$ であるから、 $\phi_{xe} > \phi_{ye}$ である。位置④においても同様である。これに対し位置①、②、③における磁束は、有効磁束に漏れ磁束を加えたものである。Y 方向磁路は脚が長く漏れ磁束が多いため、接合ギャップが小さい場合は、接合ギャップによる磁束の減少分より、漏れ磁束の増加分のほうが大きくなり、 $\phi_x < \phi_y$ となる。

図4において、一般に磁路のどの部分でも $\phi_x > \phi_y$ と考えられがちである。しかし、有効磁束がほぼ同一でありながら、発生磁束が脚の長さによって変化する現象は、各種形状の磁心で見られている⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

また、接合ギャップ $\delta = 0 \sim 800 \mu\text{m}$ をパラメータとしたとき、 ϕ_y は位置⑤で δ の値に左右されている。例えば、 $\delta = 400 \mu\text{m}$ の ϕ_y は、 $\delta = 0$ の ϕ_y に比べて 25% ほど小さな値となっており、接合ギャップの ϕ_y に与える影響は大きい。しかし、Y 方向磁路において、 $\delta = 0$ の場合、位置⑤ (二次側) での有効磁束 ϕ_{ye} は X 方向磁路の有効磁束 ϕ_{xe} とほとんど同一値に近づくことも判明した。従って、将来 Y 方向磁路の組立加工精度の向上によって ϕ_x 、 ϕ_y をほぼ同一値にさせることが可能となる。

図4に示した X、Y 各磁路における磁束の漏れ係数 σ_x 、 σ_y を次のように定義する。

$$\sigma_x, \sigma_y = \phi_2 / \phi_5 \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 ϕ_2 、 ϕ_5 ：それぞれ図4の位置②、⑤における磁束

図6は X-Y LIM の接合ギャップ δ に依存する ϕ_x 、 ϕ_y の漏れ係数 σ_x 、 σ_y の対比を示したものである。

図6 X-Y LIM の漏れ係数 (計算値)
Fig. 6. Leakage flux coefficient in the X-Y LIM.

X方向磁路は磁極鉄心の高さが低いいため Φ_x の漏れ係数は、 Φ_y の約半分である。また Φ_y の漏れ係数は、接合ギャップの変化に対して約10%の変化を示すだけである。

図7は起磁力 $NI=900$ Aの場合でのY方向磁束 Φ_y の接合ギャップ δ への依存性を、計算から求めたものである。実測においては、 Φ_{ye} は Φ_{xe} の85%を示した。このことから、本実験に用いたX-Y LIMでは等価的に $170\mu\text{m}$ の接合ギャップが存在していると推定することができる。

図8は有限要素法によって求めた各磁路の磁束線図を示したものである。同図は図4のモデルの左半分について、ベクトルポテンシャルの最大値と最小値との

図7 Y方向磁束の接合ギャップの値による変化

Fig. 7. Dependency of Y-direction magnetic flux due to the joint gap.

図8 X, Y方向磁路の磁束線図

Fig. 8. Magnetic flux line in the X and Y-direction magnetic path.

間を15等分して等ポテンシャル点を連ねて描いたものである。X方向磁路はY方向磁路に比較して漏れ磁束が小さいことがわかる。また、Y方向磁路は接合ギャップの増加と共に漏れ磁束の割合は減少しており、図6の漏れ係数の変化の様子を確認することができる。また、接合ギャップが大きい場合($\delta=800\mu\text{m}$)では接合ギャップ付近で、磁束のフリンジングが拡大する。

〈3・3〉 励磁巻線の配置による磁束分布の変化

励磁巻線が磁極の先端付近に巻かれた場合と根元付近に巻かれた場合とでは、磁束分布が異なってくる。そこで、励磁巻線の位置が磁束分布に与える影響を確認するため、Y方向磁路において接合ギャップがないものとして図9のような磁路を考える。磁極鉄心の先端から励磁巻線の中央までの距離 l を巻線位置とする。巻線の中央における磁束 Φ_A は、巻線内の磁束のほぼ平均値を与えるが、巻幅が小さいため巻線内での磁束変化はわずかであり、磁心内の最大磁束を与えると考えてよい。磁極先端の磁束を Φ_B 、二次側へ入り込む磁束を Φ_C とし、点 i におけるベクトルポテンシャルを $U(i)$ とすると、磁束との間に次の関係がある。

$$\begin{cases} \Phi_A = \{U(A') - U(A)\}t \\ \Phi_B = \{U(B') - U(B)\}t \\ \Phi_C = \{U(C') - U(C)\}t \end{cases} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 t : 磁極鉄心の積厚

磁束 Φ_i ($i=A, B, C$)が巻線位置によって変化する様子を次式の磁束変化率 η_i で定義する。

$$\eta_i = \frac{\Phi_i(l) - \Phi_i(l_0)}{\Phi_i(l_0)} \times 100\% \dots\dots\dots (6)$$

図9 巻線の位置

Fig. 9. Position of the windings.

図 10 Y 方向磁路における磁束変化率
Fig. 10. Change ratio of magnetic flux in the Y-direction magnetic path.

ここに、 $\Phi_i(l_0)$: $l_0=45$ mm における磁束、
 $\Phi_i(l)$: 巻線位置 l における磁束

$l_0=45$ mm, $g=6.5$ mm とした場合の磁束変化率を図 10 に示す。同図は図 9 における励磁巻線を $l_0=45$ mm の位置からスタートさせて、次第に $l=0$ の方向へ移動させたときの Φ_A , Φ_B と Φ_C の変化率をまとめたものである。 Φ_A は実測値、計算値とも $\eta_A=0 \sim -80\%$ へと変化して、磁束 Φ_A が次第に減少していることを示している。これに対して、 Φ_B , Φ_C は $\eta_B=0 \sim +5\%$, $\eta_C=0 \sim +2\%$ 範囲の小さな変化しか示していない。LIM の駆動に有効な磁束は Φ_C であるから、 Φ_C の値は励磁巻線の位置にあまり依存していないことが明らかとなった。

Y 方向磁路において、励磁巻線の位置に依存する漏れ磁束の変化を調べるために、 Φ_C を基準にとって Y 方向磁路での漏れ係数 σ_y を次式のように表すことにする。

$$\sigma_y = \Phi_A / \Phi_C \quad \dots\dots\dots (7)$$

図 11 は励磁巻線の位置 l に依存する漏れ係数 σ_y を示したものである。磁極ギャップ $g=6.5$ mm の場合、励磁巻線が $l=0$ から $l=45$ mm (磁極の根元) へ近づくに従って、漏れ係数は実測値、計算値とも $\sigma_y=2$ から 4 倍へと増大している。このことは、磁極表面から励磁巻線を遠ざけて配置した場合、有効磁束 (Φ_C) の割合が減少し、得策でないことを理論からも実証したことになる。また、 Φ_C の l による変動分はわずかであり、漏れ係数 σ_y の値は Φ_A によってほとんど決定される。

図 11 における $g=\infty$ の場合は、二次側に裏打鉄板

図 11 Y 方向磁路の漏れ係数
Fig. 11. Leak flux coefficient in the Y-direction magnetic path.

がなく非磁性導体だけで構成したときに対応する。このときの漏れ係数 σ_y は磁極表面から 6.5 mm 離れた位置での値を示している。この場合、巻線位置 $l=0$ においてさえ、 σ_y は実測値、計算値とも裏打鉄板のある場合に比べて 2 倍以上大きくなることがわかった。

4. X-Y LIM の特性

<4・1> 始動推力特性 有効磁束 Φ_{xe} , Φ_{ye} を生じている X-Y LIM の X, Y 方向推力 F_x , F_y はそれぞれ次の形で与えることにする。

$$F_x = k_1 \Phi_{xe}^2, \quad F_y = k_1 \Phi_{ye}^2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 k_1 : 二次側の材質・寸法などによって定まる係数

入力と有効磁束 Φ_{xe} , Φ_{ye} が電流 I_x , I_y に比例する場合は次式の関係が成り立つ。

$$\Phi_{xe} = k_2 I_x, \quad \Phi_{ye} = \alpha k_2 I_y \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 k_2 : 磁路・巻線などによって定まる係数、 α : X 方向磁路と Y 方向磁路との相違を表す係数

X, Y 両方向の有効磁束 Φ_{xe} , Φ_{ye} を実測から、 $\alpha = \Phi_{ye} / \Phi_{xe} = 32.3/38 = 0.85$ となった。従って、(8)式の推力 F_x , F_y は次式で表される。

$$F_x = k_1 k_2^2 I_x^2, \quad F_y = \alpha^2 k_1 k_2^2 I_y^2 \quad \dots\dots\dots (10)$$

本論文では、X, Y 方向磁路の特性の相違に主眼をおいているため、(8)式の k_1 を解析的に求めることはせず、定格電流で励磁した場合の X 方向始動推力を実測して $k_1 k_2^2$ を定めている。

図 12 X-Y LIM の始動推力特性
Fig. 12. Standstill force characteristics of the X-Y LIM.

図 12 は始動推力特性を示したものであり、 F_x, F_y 推力特性に相違が生じる様子が説明できている。計算値は $\alpha=0.85$, $k_1 k_2^2=0.38$ として (10) 式を用いて算出した。これらの値は、 $I_x=10$ A (定格値) を与えた場合の推力 F_x を実測して求めた。Y 方向推力 F_y は、X 方向推力 F_x に対して 70 % 前後の値を示している。 F_x, F_y の両者の差は、ヨークと磁極鉄心との間の組立精度に強く支配される。

〈4・2〉 X-Y LIM の電圧 - 電流 特性 X-Y LIM において、二次側が存在しない場合の電圧 - 電流特性について考察することにする。解析の基礎となった図 4 のモデル磁路の磁気等価回路は、図 13 のように描くことができる。同図において、磁束 ϕ_1 は次式のようになる。

$$\phi_1 = \frac{NI}{R_m} \quad (11)$$

ここに、 NI : 起磁力、 R_m : 図 4 において二次側が存在しない場合の磁路の磁気抵抗

次に、図 2 に示した X-Y LIM の実際の三相励磁の場合での磁路の磁気等価回路を求めてみる。接合ギャップ $\delta=170 \mu\text{m}$ に設定し、図 2 の U-U' を励磁した場合、その磁気等価回路を描くと図 14 のようになる。図 14 において、接合ギャップと鉄心部の磁気抵抗は小さいとして無視し、二次側が存在しない場合を考えているから、ギャップ部の磁気抵抗は各磁極鉄心中央部と対称線 O-O' との距離に比例すると仮定している。磁極鉄心スロットとの幅が等しい場合、その距離の比は 1 : 3 : 5 である。同図の磁気回路から磁束 ϕ_3 と図 13 の磁束 ϕ_1 との関係は次式のようになる。

$$\phi_3 = \frac{23}{15} \frac{NI}{R_m} = \beta \phi_1 \quad (12)$$

図 13 図 4 に示したモデル磁路の
磁気等価回路

Fig. 13. Magnetic equivalent circuit of the model shown in Fig. 4.

図 14 図 2 に示した実際の磁路の
磁気等価回路

Fig. 14. Magnetic equivalent circuit of the practical magnetic path shown in Fig. 2.

ここに、 $\beta=23/15$

この関係を用いて、一次巻線との磁束鎖交回数を求めると、まず X-Y LIM の自己インダクタンス L が決定できる。X 方向および Y 方向巻線間の相互インダクタンスは、磁路が対称、均一に構成されているとして考慮しない。また、磁極ギャップが比較的大きく鉄心の磁気特性はほとんど線形範囲にあるため、一方の磁束によって他方の磁気回路の透磁率が変化することはないと考えてよい。更に、X-Y LIM を三相 Δ 結線とし巻線抵抗を R とすると、入力電圧 V は次式となる。

$$V = I_L Z / \sqrt{3} \quad (13)$$

ここに、 $Z = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$, I_L : 励磁電流 (線電流), ω : 電源の角周波数

そこで、(13) 式を用いて X, Y 両磁路の電圧 V_x, V_y をそれぞれ求めると次式の形となる。すなわち、

$$V_x = I_x Z_x / \sqrt{3} \quad (14)$$

ここに、 $Z_x = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$, $L = N^2 / R_m$

$$V_y = I_y Z_y / \sqrt{3} \quad (15)$$

ここに、 $Z_y = \sqrt{R^2 + (\beta \omega L)^2}$

図 15 二次側をもたない X-Y LIM の
皮相電力-励磁電流特性

Fig. 15. Characteristics of apparent power
versus exciting current of the X-Y LIM with-
out the second member.

更に、励磁電力（皮相電力） W_x, W_y はそれぞれ次式で与えられる。

$$W_x = \sqrt{3} V_x I_x = I_x^2 Z_x \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$W_y = \sqrt{3} V_y I_y = I_y^2 Z_y \quad \dots\dots\dots (17)$$

図 15 は励磁電流 I_x, I_y に依存する皮相電力 W_x, W_y の関係を示したものである。同図において、定格電流 $I_x = I_y = 10 \text{ A}$ において計算値は実測値よりも低めとなっているが、ほぼ傾向をよく近似しているとみることができる。 $I_x = I_y = 10 \text{ A}$ において、 W_y は W_x よりも約 40 % 増加している。このことは、X, Y 両磁路において同一推力を発生させるためには、Y 方向磁路が X 方向磁路よりも電源に約 40 % の余裕が必要なことを意味している。

更に、図 15 の両曲線の違いは、各励磁巻線の位置の相違に大きく依存している。つまり、X 方向磁路における励磁巻線は磁極近くに配置しているために、励磁電力は Y 方向磁路よりも少なく済む。励磁巻線の位置による電力の相違は、接合ギャップの影響よりも大きい。

5. あとがき

X-Y LIM を X 方向磁路と Y 方向磁路とにモデル化して理論と実験の両面から解析した結果、以下の点が明らかとなった⁽⁷⁾。

- (1) 接合ギャップ Y 方向磁路における磁極

鉄心とヨークの間に存在する接合ギャップは有効磁束に大きな影響を与える。接合ギャップを $100 \mu\text{m}$ 以内に加工、組立ができるならば、X, Y 方向磁束 ϕ_x, ϕ_y は差異 10 % 以内で近似させることが可能となろう。

(2) 励磁巻線の位置 各励磁巻線は X 方向磁路では磁極鉄心の先端の近くに、また Y 方向磁路では磁極鉄心の根元の近くに配置されている。実験前の予想に反して、これら励磁巻線の配置の相違による有効磁束の大きな差異は認められなかった。しかし、二次側が裏打鉄板のない非磁性導体のみで構成されているときは、有効磁束は大きく減少する。

(3) 始動推力 X, Y 各磁路の始動推力の相違は、有効磁束の差異によって説明することができ、接合ギャップの存在によって始動推力は減少する。

(4) 励磁電力 X, Y 各磁路の励磁電力（皮相電力）は Y 方向磁路のほうが大きい。これは、巻線位置の相違によるものであり、接合ギャップの有無に関係しない。従って、同一推力を得るためには、Y 方向磁路の電源は X 方向のそれより約 40 % の余裕を持たせておく必要がある。本研究により X-Y LIM の構造上生じる磁気回路の特徴を明らかにできた。更に、特性改善および使用上の基本的なデータを得ることができた。

熱心な御討論をいただいた電気学会リニア電磁駆動システム調査専門委員会（委員長 正田英介教授）の委員各位に厚くお礼申し上げる次第である。

（昭和 63 年 9 月 6 日受付、同 64 年 1 月 5 日再受付）

文 献

- (1) 大平・川西：「2 方向リニア誘導モータの実験的検討」，計測自動制御学論，19, 170 (昭 58)
- (2) 大平・山田・川西：「2 軸方向進行磁界形リニア誘導モータ」，電気学会マグネティックス研資，MAG-83-1 (昭 58)
- (3) 大平・川西・山田：「2 方向リニア誘導モータを用いた搬送分岐制御に関する実験的検討」，電気学会マグネティックス研資，MAG-83-76 (昭 58)
- (4) 大平・川西・正田：「X-Y リニア誘導モータを用いた分岐装置の制御特性」，電学論 D, 108, 469 (昭 63-5)
- (5) 山田編：リニアモータ応用ハンドブック，p. 51 (昭 61) 工業調査会
- (6) 山本：電磁界解析のための有限要素法，p. 17: 25 (昭 61) トリケップス
- (7) 大平・山本・竹内・山田：「X-Y LIM の磁気回路解析」，電気学会リニアドライブ研資，LD-88-20 (昭 63)
- (8) 鈴木・加藤・中野：「磁気飽和を考慮した磁気回路の解析」，信学論 C, 51, 239 (昭 63-6)
- (9) 山本・山田：「円柱状磁心の磁束分布と反磁界係数についての新しい解析的な表現式」，電学論 A, 102 255 (昭 57-5)