UDC 621.313.333-185.4: 621.3.045.5

論文

58-B95

高速 LIM の一次巻線起磁力分布と特性との関係

正員 野中 作太郎 (九州大)

正員 藤井 信男 (九州大)

准員 神後 直樹 (九州大)

1. まえがき

モータ長が比較的短い短一次形高速リニアインダクションモータ (LIM) では磁界進行方向の端効果が特性に大きく影響を及ぼすことはよく知られている。この端効果は、二次導体がいきなり磁界の存在する一次入口端に突入するために生じる入口端端効果波磁界と、一次側から二次導体が離脱する際の出口端端効果波磁界とに分類される。特に前者は高速時にはモータ内でほとんど減衰しないため、モータ全長にわたって影響を及ぼし、すべりが小さくなるにつれてそのポールピッチは定常進行波磁界のポールピッチに近くなり、位相は逆となるのでエアギャップ中の磁界を弱めて LIM の特性を低下させる。従って、一次巻線の入口端部起磁力の立ち上がりを緩やかにすることは、端効果による特性の低下を少なくできると一般に考えられている。

本稿では、一次巻線起磁力分布形状と特性との関係について上述のように従来直観的に考えられていた起磁力の立ち上がりを緩やかにするという端効果対策に対して異なる見解を示す。

まず、先に報告した無限長一次鉄心を仮定した二次元の空間高調波解析法⁽¹⁾を用いて、一次巻線起磁力やその等価表面電流分布と特性の関係を理論式上から推測する。この解析法は既に実験結果との比較⁽²⁾および一次鉄心の長さと幅を考慮した三次元解析⁽³⁾の結果から、垂直力以外は十分正確な特性算定ができることを確認している。

次に任意の形状をもつ一次表面電流分布パターンの

モデルを用いて特性との関係を調べる。更に一次巻線の具体的配置を考慮した、各極でコイルの巻数が異なる LIM モデルを用いて種々の起磁力分布について理論的検討を行なう。ここでは、一次等価表面電流の空間高調波次数に対するスペクトル分布を調べることによって、特性を実際に計算することなしに特性の定性的傾向を判断できる方法を示す。また各モデルに対して特性の定量的な比較も行ない、どのような起磁力分布が高速 LIM に適しているかを検討する。

最後に高速 LIM 試験機⁽²⁾の一次巻線を変更して入口端または出口端の起磁力を弱めた巻線法を施し、これらの実験結果から理論的考察の妥当性を検討する。

2. 任意の一次巻線起磁力分布に対する特性算定式

先に報告した高速 LIM の偶・奇数極兼用の空間高調波解析⁽¹⁾を複素形式で任意の一次巻線起磁力分布に対する特性算定式に書き直す。

図1、2に示すように一次巻線は十分長い間隔 $2L_1$ で周期的に配置される。各相のコイルが直列接続されている場合、相電流の実効値を I_1 とすると、任意の一次側合成起磁力 f は一般に次式で与えられる。

$$f = \sum_{n=\pm 1}^{\pm \infty} \hat{F}_n I_1 \varepsilon^{j\left(\omega_1 t - \frac{\pi}{\tau_{1n}} x\right)} \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 n は空間高調波次数、 $\hat{F}_n$ は巻線法によって決定される第 n 次高調波起磁力の係数、 $\tau_{1n} = 2L_1/n$ はその等価ポールピッチを表わす。また j は虚数単位、 $\omega_1 = 2\pi f_1$ は電源角周波数である。従って、(1) 式に対する一次表面電流 j_1 は次式となる。

$$j_1 = \sum_{n=\pm 1}^{\pm \infty} j_n I_1 \varepsilon^{j\left(\omega_1 t - \frac{\pi}{\tau_{1n}} x\right)} \dots \dots \dots (2)$$

$$j_n = j(\pi/\tau_{1n}) \hat{F}_n \dots \dots \dots (3)$$

(2) 式の一次表面電流に対して、一次鉄心表面上のエアギャップ磁束密度の x 成分 $\hat{B}_{x1}^m$ と z 成分 $\hat{B}_{z1}^m$

Relation between Primary MMF Distribution and Performance of High-speed LIM. By Sakutaro Nonaka, Member, Nobuo Fujii, Member & Naoki Jingo, Associate (Faculty of Engineering, Kyushu University)

野中作太郎: 正員, 九州大学工学部電気工学科

藤井 信男: 正員, 九州大学工学部電気工学科

神後 直樹: 准員, 九州大学大学院工学研究科電気工学専攻(現在, 九州電力)

は次式で得られる。

$$\dot{B}_{x1}^{\text{III}} = -\mu_0 j_1 = -\mu_0 \sum_{n=\pm 1}^{\pm \infty} j_n I_1 \varepsilon^{j(\omega_1 t - \frac{\pi}{\tau_{1n}} x)} \quad (4)$$

$$\dot{B}_{x1}^{\text{III}} = -j \mu_0 \sum_{n=\pm 1}^{\pm \infty} \dot{K}_{Hn} j_n I_1 \varepsilon^{j(\omega_1 t - \frac{\pi}{\tau_{1n}} x)} \dots (5)$$

ここで $\dot{K}_{Hn}$ は一次側定数とは無関係であり、二次導体定数やその構造、すべり、メカニカルクリアランスおよび電源周波数に依存する⁽¹⁾。

等価二次インピーダンス $\dot{Z}_{2e}$ は、相数を m 、一次鉄心積み厚を h とすると、

$$\begin{aligned} \dot{Z}_{2e} &= \frac{1}{m} \mu_0 (2L_1) h \sum_{n=\pm 1}^{\pm \infty} v_{1n} |\dot{J}_n|^2 (j \dot{K}_{Hn}) \\ &= r_{2e} + j x_{2e} \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

$$v_{1n} = 2\tau_{1n} f_1 \dots \dots \dots (7)$$

となり、等価二次抵抗 r_{2e} と等価二次漏れリアクタンス x_{2e} は次式で与えられる。

$$r_{2e} = R_e(\dot{Z}_{2e}), \quad x_{2e} = I_m(\dot{Z}_{2e}) \dots \dots \dots (8)$$

従って、端子インピーダンス $\dot{Z}_t$ は一次抵抗と漏れリアクタンスをそれぞれ r_1 , x_1 とすると、

$$\dot{Z}_t = (r_1 + r_{2e}) + j(x_1 + x_{2e}) \dots \dots \dots (9)$$

で与えられ、相電圧 V_1 で定電圧駆動する場合の一次電流 I_1 は、次式で得られる。

$$I_1 = V_1 / |\dot{Z}_t| \dots \dots \dots (10)$$

推力 $F_x(N)$ (両側分) と垂直力 $F_z(N)$ は

$$F_x = \mu_0 (2L_1) h I_1^2 \sum_{n=\pm 1}^{\pm \infty} |\dot{J}_n|^2 R_e(j \dot{K}_{Hn}) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} F_z &= \int_{-L/2}^{L/2} \frac{1}{2} \frac{1}{2\mu_0} (|\dot{B}_{x1}^{\text{III}}|^2 - |\dot{B}_{x1}^{\text{II}}|^2) h dx \\ &\dots \dots \dots (12) \end{aligned}$$

また、力率 $\cos \phi_1$ と効率 η は次式で求められる。

$$\cos \phi_1 = (r_1 + r_{2e}) / |\dot{Z}_t| \dots \dots \dots (13)$$

$$\eta = \frac{(1-s) F_x v_1}{m V_1 I_1 \cos \phi_1} \dots \dots \dots (14)$$

以上の式において、一次巻線法に対して変化するの是一次表面電流のフーリエ係数 $\dot{J}_n$ と一次抵抗 r_1 と漏れリアクタンス x_1 である。従って、端効果に無関係な r_1 と x_1 の値は変化しないと仮定すると、任意の一次巻線法に対する推力、一次電流、力率、効率特性は $|\dot{J}_n|^2$ だけに依存することがわかる。

3. 一次表面電流分布モデルによる検討

ここでは任意の分布形状をもつ一次表面電流を考え、そのフーリエ係数 $\dot{J}_n$ について検討する。図1は中央の第3極目を磁極幅が τ で大きさが1の基準極と

し、他の極はこれに対して幅と大きさを自由に取れるモデルを示す。但し各極における分布は正弦波状とする。いま図に示すようにモータ間隔として互いに干渉を及ぼさない距離 $2L_1$ だけ離れた所にこの電流と逆向きの電流分布を配置して j_1 をフーリエ級数展開すると、その第 n 次複素形フーリエ係数 $\dot{J}_n$ は次式で与えられる。

$$\dot{J}_n = \dot{J}_{1n} + \dot{J}_{2n} + \dot{J}_{3n} + \dot{J}_{4n} + \dot{J}_{5n} \dots \dots \dots (15)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{J}_{1n} &= -\frac{2}{jn\pi} \frac{b_1 \cos \beta_n a_1}{1 - \xi_n/a_1} \cdot \varepsilon^{-j\beta_n(1+a_1+2a_2)} \\ \dot{J}_{2n} &= \frac{2}{jn\pi} \frac{b_2 \cos \beta_n a_2}{1 - \xi_n/a_2} \varepsilon^{-j\beta_n(1+a_2)} \\ \dot{J}_{3n} &= -\frac{2}{jn\pi} \frac{\cos \beta_n}{1 - \xi_n} \\ \dot{J}_{4n} &= \frac{2}{jn\pi} \frac{b_4 \cos \beta_n a_4}{1 - \xi_n/a_4} \varepsilon^{j\beta_n(1+a_4)} \\ \dot{J}_{5n} &= -\frac{2}{jn\pi} \frac{b_5 \cos \beta_n a_5}{1 - \xi_n/a_5} \cdot \varepsilon^{j\beta_n(1+a_4+2a_4)} \end{aligned} \right\} \dots (16)$$

ここで、 $\xi_n = 2L_1/n\tau$, $\beta_n = 2\pi\tau/4L_1$

いま、第1極と第5極、第2極と第4極を入れ換えた場合、すなわちモータ中心に対して入口端と出口端の電流分布を逆にした場合を考える。このときのフーリエ係数 $\dot{J}_n'$ は次式で表わされる。

$$\dot{J}_n' = \dot{J}_{1n}' + \dot{J}_{2n}' + \dot{J}_{3n}' + \dot{J}_{4n}' + \dot{J}_{5n}' \dots (17)$$

ここで複素共役の意味として*印を用いると、

$$\left. \begin{aligned} \dot{J}_{1n}' &= -\frac{2}{jn\pi} \frac{b_5 \cos \beta_n a_5}{1 - \xi_n/a_5} \cdot \varepsilon^{-j\beta_n(1+a_5+2a_4)} \\ &= -\dot{J}_{5n}^* \\ \dot{J}_{2n}' &= -\dot{J}_{4n}^* \quad , \quad \dot{J}_{3n}' = -\dot{J}_{3n}^* \\ \dot{J}_{4n}' &= -\dot{J}_{2n}^* \quad , \quad \dot{J}_{5n}' = -\dot{J}_{1n}^* \end{aligned} \right\} \dots (18)$$

となり、結局 $\dot{J}_n'$ と $\dot{J}_n$ の関係は次式で表わされる。

$$\dot{J}_n' = -\dot{J}_n^* \dots \dots \dots (19)$$

すなわち、 $|\dot{J}_n'| = |\dot{J}_n|$ となり、第2章で述べた理由

図1 一次表面電流分布モデル

Fig. 1. Waveform of primary current sheet.

から、このような関係にある一次表面電流分布をもつ二つの LIM は、垂直力を除いて全く同じ特性をもつことがわかる。

4. 各極で巻数が異なる一次巻線をもつ LIM モデル

(4.1) 解析モデルと一次表面電流 一次巻線の具体的配置を考慮して各極でコイルの巻数が異なる一次巻線をもつ LIM を考える。相数を m 、極数を p 、ポールピッチを τ 、毎極毎相当りのスロット数を q 、スロットピッチを t_s 、短節率を β とし、1コイルの巻数を入口側の第1極目から $N_1, N_2, \dots, N_p$ とする。但し各極の巻線は直列接続されるものとする。

図2は $m=3, p=4, q=2, \beta=5/6$ の場合の (a) 図は巻線配置, (b) 図は a 相起磁力分布, (c) 図は三相合成起磁力分布を示す。いま、極数が任意の偶数極の場合について考える。 a 相の第1極目の起磁力 $f_{a,1}$ は文献(1)から次式で与えられる。

$$f_{a,1} = q N_1 i_a \frac{4}{\pi} \sum_{n=1,3}^{\infty} \frac{1}{n} k_{wn} \times \cos \left[\frac{\pi}{\tau_{1n}} \left\{ x + \left(p - \frac{1}{m} \right) \frac{\tau}{2} \right\} \right] \dots (20)$$

平衡 m 相電流を仮定すると、第 ν 相電流 i_ν は

$$i_\nu = \sqrt{2} I_1 \sin \left\{ \omega_1 t - (\nu - 1) \frac{\pi}{m} \right\} \dots (21)$$

で与えられ、(20)式を利用すると、入口側から l 番目の極のコイル巻数を N_l として、その極での合成起磁力 f_l は次式で求められる。

$$f_l = \sum_{\nu=1}^m q N_l i_\nu \frac{4}{\pi} \sum_{n=1,3}^{\infty} \frac{1}{n} k_{wn}$$

図2 各極で巻数が異なる一次巻線と起磁力モデル
Fig. 2. Model of a LIM with different turns per coil in each pole.

$$\times \cos \frac{\pi}{\tau_{1n}} \left\{ x - (l-1)\tau + \left(p - \frac{1}{m} \right) \frac{\tau}{2} - (\nu-1) \frac{\tau}{m} \right\} \dots (22)$$

計算の過程で $\omega_1 t + \pi/2m$ を改めて $\omega_1 t$ と置き直すと(22)式は次式となる。

$$f_l = (-1)^l I_1 \sum_{n=\pm 1, \pm 3}^{\pm \infty} F_n N_l \times \cos \left[\omega_1 t - \frac{\pi}{\tau_{1n}} \left\{ x - (l-1)\tau \right\} - \frac{\pi}{2} \frac{\tau}{\tau_{1n}} (p-1) \right] \dots (23)$$

$$F_n = \sqrt{2} \frac{2}{\pi} m q \frac{1}{n} k_{wn} k_{mf n} \dots (24)$$

一方、 $(p-l+1)$ 番目、すなわち、出口側から l 番目の極のコイル巻数を N_{p-l+1} 、その極での合成起磁力 f_{p-l+1} をとすると、一次巻線全体の合成起磁力 f は次式で求められる。

$$f = \sum_{l=1}^{p/2} (f_l + f_{p-l+1}) = I_1 \sum_{l=1}^{p/2} (-1)^l \sum_{n=\pm 1, \pm 3}^{\pm \infty} F_n N_l N_{p-l+1, n} \times \sin \left(\omega_1 t - \frac{\pi}{\tau_{1n}} x + \varphi_{l, p-l+1, n} \right) \dots (25)$$

ここで、

$$N_{l, p-l+1, n} = \left\{ N_l^2 + N_{p-l+1}^2 - 2 N_l N_{p-l+1} \cos \frac{\pi}{\tau_{1n}} \tau (p-2l+1) \right\}^{1/2} \dots (26)$$

$$\varphi_{l, p-l+1, n} = \tan^{-1} \left\{ \frac{(N_l - N_{p-l+1})}{(N_l + N_{p-l+1})} \times \cot \frac{\pi}{2} \frac{\tau}{\tau_{1n}} (p-2l+1) \right\} \dots (27)$$

従って、(25)式と等価な起磁力を作る一次表面電流 j_1 は複素表示を用いると次式で得られる。

$$j_1 = \sum_{n=\pm 1, \pm 3}^{\pm \infty} j_n I_1 \varepsilon^j \left(\omega_1 t - \frac{\pi}{\tau_{1n}} x \right) \dots (28)$$

$$j_n = j \frac{\pi}{\tau_{1n}} F_n \sum_{l=1}^{p/2} (-1)^l N_{l, p-l+1, n} \varepsilon^{j \varphi_{l, p-l+1, n}} \dots (29)$$

いま、入口側から l 番目と $(p-l+1)$ 番目 (出口側から l 番目) の極のコイル巻数を入れ換えた場合を考える。このときの記号にはダッシュをつけると $N'_l = N_{p-l+1}$ 、 $N'_{p-l+1} = N_l$ だから、(26)、(27)式から

$$\left(\begin{array}{l} N'_{l, p-l+1, n} = N_{l, p-l+1, n} \\ \varphi'_{l, p-l+1, n} = -\varphi_{l, p-l+1, n} \end{array} \right) \dots (30)$$

となる。この入れ換えを全ての極について行ない、モータ中心に対して巻数の分布を逆にすると、この場合の一次表面電流のフーリエ係数 $\hat{J}_n'$ は

$$\hat{J}_n' = j \frac{\pi}{\tau_{1n}} F_n \sum_{l=1}^{p/2} (-1)^l N_{l, p-l+1, n} e^{-j\varphi_{l, p-l+1, n}} \\ = -\hat{J}_n^* \dots \dots \dots (31)$$

となる。従って、実際の巻線配置を考慮した場合にも $|\hat{J}_n'| = |\hat{J}_n|$ の関係が得られることがわかる。

〈4・2〉 一次表面電流のスペクトル分布による特性の判定 第2章で任意の一次巻線法に対する推力、一次電流、力率、効率特性は、一次抵抗と一次漏れリアクタンスの値が変化しない場合、 $|\hat{J}_n|^2$ だけに依存することを示した。従って、一次表面電流のフーリエ係数の空間高調波次数に対するスペクトル分布⁽⁴⁾を調べることによって、具体的に特性を算定することなしに、簡単に特性の定性的傾向を把握できる。

数値例として、既にその詳細な設計定数を報告している4極の高速 LIM 試験機⁽²⁾を用いる。但し各極コイルの巻数を入口側から N_1, N_2, N_3, N_4 として、 $N_1 + N_2 + N_3 + N_4 = 20$ 一定の条件で表1に示す a~g の7種の巻線法について検討する。巻線法 a は通常の巻線法、b は起磁力が入口端で小さく出口端で大きな起磁力分布をもつ巻線法、c は b に対して磁界進行方向に逆の起磁力分布をもつ場合、d は入口端と出口端で大きな起磁力をもつ場合、e は両端の起磁力が小さい場合、f は偶数極目で大きな起磁力をもつ場合、g は f に対して磁界進行方向に逆の起磁力分布をもつ巻線法である。なお、一次抵抗と一次漏れリアクタンスは各巻線法によって変化しないものとする。

図3は $|\hat{J}_n|^2$ の空間高調波次数 n に対するスペクトル分布を示す。但し横軸はポールピッチ τ に対する等価ポールピッチ τ_{1n} の比 τ_{1n}/τ で示す。いま $\tau_{1n} = \tau$ となる空間高調波次数を n_N とすると、 $\tau_{1n}/\tau = n_N/n$ を意味する。また縦軸は $n = n_N$ のときの表面電流のフーリエ係数 $\hat{J}_{n_N}$ で規格化した $|\hat{J}_n|^2/|\hat{J}_{n_N}|^2$ で表示する。

図に見られるように短一次形 LIM の場合、一次巻線長が有限であるために本質的にその表面電流は多くの空間高調波成分を含有していることがわかる。通常の回転機の場合はわずかに存在する巻線高調波成分を無視すると、 $\tau_{1n}/\tau = 1$ で $|\hat{J}_n|^2/|\hat{J}_{n_N}|^2 = 1$ の1本の線となり拡がりは見られない。従って、この分布の拡がりがある LIM の端効果現象を生じる。

すべりに s に対して、 $\tau_{1n}/\tau < (1-s)$ の範囲の空間高調波次数は発電機動作として作用するため、端効果によ

表1 巻線法の分類

Table 1. Classification of windings.

分類 巻数	a	b	c	d	e	f	g
N_1	5	2	8	7	3	3	7
N_2	5	4	6	3	7	7	3
N_3	5	6	4	3	7	3	7
N_4	5	8	2	7	3	7	3

図3 各巻線法に対する一次表面電流のスペクトル分布

Fig. 3. Spectrum analysis of primary current-density distribution.

る特性の低下として現われる。一方、 $\tau_{1n}/\tau > (1-s)$ の次数は電動機動作として作用する。

(29), (31)式で示したが、図3から巻線法 b と c、また f と g は全く同じ分布となることが認められる。

従って、 $\tau_{1n}/\tau = 1$ を中心として拡がり大きな巻線法 e や b、c では、a に比べて比較的すべりが大きな所で特性は優るが、低すべり域での特性の低下が大きいことがわかる。また、分布の拡がり小さな巻線法 d の場合は低すべり域で最も優れた特性をもつことを示している。更に巻線法 a と f、g はほぼ同等の特性となることがわかる。

〈4・3〉 磁束密度と特性 図3および(10)~(14)、(31)式から、巻線法 b と c は垂直力を除く各特性で全く一致することが推測される。従って、本節では特に巻線法 b と c だけに絞って、両者の差異を通常の巻線法 a と比較しながら磁束密度分布と推力密度分布から調べる。一方、特性に関しては各巻線法について定量的な比較を行なう。

図4~6はそれぞれ巻線法 a、b、c の場合について、一次鉄心表面上でのエアギャップ磁束密度の最大値分布を示す。図4~6(a)の x 成分磁束密度 B_{xm} 分布は(4)式に示すように一次表面電流の最大値分布とも見れるため、定電流駆動の場合はすべりに無関係となり、a では二層巻部で平坦な分布となるのに対し、b と c は $x=0$ に対して互いに対称な関係をもって、それぞれ出口側、入口側に大きく片寄った分布となる。なお、図5、6(a)の分布形状に見られる段は、

(a) x成分磁束密度

(a) x成分磁束密度

(a) x成分磁束密度

(b) z成分磁束密度

(b) z成分磁束密度

(b) z成分磁束密度

図4 巻線法aの磁束密度分布

Fig. 4. Flux-density distribution for LIM a.

図5 巻線法bの磁束密度分布

Fig. 5. Flux-density distribution for LIM b.

図6 巻線法cの磁束密度分布

Fig. 6. Flux-density distribution for LIM c.

$x = \pm 60$ cm 付近のものは一層巻部と二層巻部の境界にあたるため、また、他の箇所での段は各極で巻数が異なるために生じる。

図4～6(b)の z 成分磁束密度 B_{zm} 分布において、すべりが小さいとき端効果波は入口端付近では定常進行波磁界と逆位相となりエアギャップ磁束を弱めるが、そのピッチはモータ全域にわたって正確に $(1-s)\tau$ ではないため、出口に近づくにつれて定常進行波磁界とほぼ同位相となってむしろエアギャップ磁束を増加させる働きをする⁽⁵⁾。この結果、bの場合は出口端に向かって通常の巻線法aの場合よりも更にゆるやかに磁束が立ち上がるのに対して、cでは磁束の立ち上がりが速く、また起磁力が小さなモータ後半分でも大きな B_{zm} が存在するため、見掛け上端効果が小さいような比較的一様な分布形状となる。従って、b, cの2種の B_{zm} 分布はすべりが1付近では $x=0$ に対して互いにほぼ対称な関係にあるが、すべりが小さな所ではその対称性は失せて全く異なる分布となる。

図7(a), (b)はそれぞれ巻線法b, cについて、すべりを1.0から0まで0.2ごとに变化させた場合の推力密度の空間分布を示す。bの場合、推力は全すべり域においてモータ出口付近に集中して発生するのに対して、cではすべりが小さくなるに従いほぼ全体的

(a) 巻線法b

(b) 巻線法c

図7 推力密度の空間分布

Fig. 7. Thrust-density distribution.

に力が働くことがわかる。

図8は巻線法a～dの場合の(a)図; 推力, (b)図; 単位容量当りの出力特性を示す。bとcは、磁束

図 8 各極巻数変化時の速度特性

Fig. 8. Comparison of characteristics of LIMs a-d.

密度および推力密度分布が異なるにもかかわらず、全く同じ特性になることが確認される。図の繁雑化を避けるために示していないが、f と g の特性も全く同じになる。

各巻線法に対する特性の比較を行なうと、(a) 図に示した推力特性において、通常の巻線法 a ではすべり $s=0.225$ で最大値 $F_{x\max}=40.80$ kg となるのに対し、b では $s=0.250$ で $F_{x\max}=41.57$ kg と a に比べてわずかに大きい $s<0.22$ の範囲で劣る。d の場合は $s=0.20$ で $F_{x\max}=36.62$ kg と最大推力は a に比べて約 10% 程度低下し、 $0.45>s>0.13$ の範囲で小さい。

(b) 図に示した単位容量あたりの出力特性において、 $s=0.275$ で最大値 $(\cos \phi_1 \times \eta)_{\max}=50.85\%$ に対し、b の場合は a と同一すべりで 48.45%，d では $s=0.225$ で 47.67% となり、a の場合が最も大きい。また a は、b に対して $s<0.33$ で、d に対しては $0.49>s>0.19$ の範囲で優っている。図には示していないが、f と g は a と、また e は b、c の場合とほぼ同様な特性をもつ。特に e は入口端と出口端の起磁力を小さくした場合で、従来端効果を軽減できると考えられてきた巻線法である。この場合、最大推力は $s=0.275$ で 43.79 kg と a よりも大きいたすべりで約 7.3

% 程度大きくなるが、 $s<0.21$ で a よりも劣る。また総合特性を表わす単位容量当りの出力の最大値は $s=0.30$ で 49.96% と a よりも低く、また、 $s<0.29$ のすべりが小さい所で a に比べてかなり悪い。

以上の各巻線法に対する特性の定性的傾向は〈4・2〉節での結果と一致する。

従って、一次巻線起磁力分布を調整する方法によっては根本的な端効果の軽減にはならず真の特性の向上は望めないことがわかる。また、巻線の容易さや一次抵抗、一次漏れリアクタンスなどの影響を考慮すると通常の巻線法 a で十分であると考えられる。

5. 実験的検討

第 3 章、第 4 章で述べた理論的考察の妥当性を検討するために 4 極の高速 LIM 試験機⁽²⁾を用いて実験を行なった。図 9 の巻線法 A は通常の巻線配置の場合を示す。但し、実際の試験機は毎極毎相当りのスロット数 $q=4$ 、短節率 $\beta=10/12$ である。巻線法 B、C は図 9 に示すように通常の巻線法 A に対して、それぞれ入口側と出口側 1 極分の巻線を変更したもので、B ではモータ前半分で、C ではモータ後半分で小さな起磁力をもち、両者は磁界進行方向に互いに反対の起磁力分布をもつ⁽⁶⁾。なお、巻線法 A、B、C 共に各相巻線は直列結線である。

〈5・1〉一次側三相合成起磁力と等価表面電流

任意の偶数極数 p をもつ通常の巻線法に対して入口側または出口側 1 極分の巻線を変更した場合の一次側三相合成起磁力 f は、a 相巻線の電流 i_a を

$$i_a = \sqrt{2} I_{1c} e^{j(\omega_1 t - \frac{\pi}{6})} \dots \dots \dots (32)$$

で表わすとき、次式で得られる。

$$f = -\frac{\sqrt{2}}{\pi} N_{ph} \sum_{n=\pm 1}^{\pm \infty} \frac{1}{n} k_{wn} \left\{ \frac{1}{p} F_{1n} e^{-j\theta_n} + m k_{Lpn} k_{mfn} \right\} I_{1c} e^{j(\omega_1 t - \frac{\pi}{6})} \dots \dots \dots (33)$$

ここで、入口側 1 極分を変更した場合は

$$F_{1n} = \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \dots \dots \dots (34)$$

図 9 巻線配置図 ($p=4, q=2, \beta=5/6$)

Fig. 9. Arrangement of primary windings.

$$\theta_n = p \frac{\pi}{2} \frac{\tau}{\tau_{1n}} - \tan^{-1} \left(\frac{B_n}{A_n} \right) + \frac{\pi}{6} \quad \dots\dots\dots (35)$$

$$A_n = \sum_{i=1}^3 \left[\cos \left\{ \frac{\pi}{\tau_{1n}} (2i-1) \frac{\tau}{6} - (i-1) \frac{\pi}{3} \right\} - \cos \left\{ \frac{\pi}{\tau_{1n}} (2a_i-1) \frac{\tau}{6} - b_i \pi - (i-1) \frac{\pi}{3} \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (36)$$

B_n ; A_n の $\cos$ を $\sin$ に置換したもの
一方、出口側1極分を変更した場合の F_{1n} と θ_n は次式で表わされる。

$$F_{1n} = \sqrt{C_n^2 + D_n^2} \quad \dots\dots\dots (37)$$

$$\theta_n = - \left[p \frac{\pi}{2} \frac{\tau}{\tau_{1n}} - \tan^{-1} \left(\frac{D_n}{C_n} \right) + \frac{\pi}{6} \right] \quad \dots\dots\dots (38)$$

$$C_n = \sum_{i=1}^3 \left[\cos \left\{ \frac{\pi}{\tau_{1n}} (2i-1) \frac{\tau}{6} - (i-1) \frac{\pi}{3} \right\} - \cos \left\{ \frac{\pi}{\tau_{1n}} (7-2a_i) \frac{\tau}{6} - b_i \pi - (3-i) \frac{\pi}{3} \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (39)$$

D_n ; C_n の $\cos$ を $\sin$ に置換したもの
(36), (39) 式はそれぞれ、入口側または出口側1極分を変更する任意の巻線法に適用できる形で表示した。ここで、 a_1, a_2, a_3 はそれぞれ、入口側または出口側1極分における a 相, c 相, b 相巻線が入口側から見て何番目に配置されているかによって決まる定数である。また b_1, b_2, b_3 はこれらの部分における各相の巻線の方向によって決定される定数で、通常の巻線法 A と同じ場合は 0, 逆の場合は 1 とする。従って、

巻線法 B の場合

$$\begin{cases} a_1=1, & a_2=3, & a_3=2 \\ b_1=1, & b_2=0, & b_3=1 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (40)$$

巻線法 C の場合

$$\begin{cases} a_1=2, & a_2=1, & a_3=3 \\ b_1=1, & b_2=0, & b_3=1 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (41)$$

巻線法 A の場合は特に $F_{1n}=0$ となる。

(33) 式と等価な起磁力を作る一次表面電流 j_1 は次式で得られる。

$$j_1 = \sum_{n=\pm 1}^{\pm \infty} j_n I_1 \varepsilon^{j \left(\omega_1 t - \frac{\pi}{\tau_{1n}} x \right)} \quad \dots\dots\dots (42)$$

ここで、

$$j_n = j (J_{1n} \varepsilon^{-j \theta_n} - J_{sn}) \quad \dots\dots\dots (43)$$

$$J_{1n} = -\sqrt{2} \frac{N_{ph} k_{wn} F_{1n}}{2L_1 p} \quad \dots\dots\dots (44)$$

$$J_{sn} = \sqrt{2} \frac{N_{ph} k_{wn}}{2L_1} m k_{Lpn} k_{mfn} \quad \dots\dots\dots (45)$$

いま、巻線法 B と C に対する F_{1n} , θ_n , j_n をそれぞれ

れ F_{1n}^B , F_{1n}^C , θ_n^B , θ_n^C , j_n^B , j_n^C で表わすと, (40),

(41) 式から, $A_n=C_n$, $B_n=D_n$

ゆえに, $F_{1n}^B=F_{1n}^C$, $\theta_n^B=-\theta_n^C$

従って

$$j_n^B = -j_n^C \quad \dots\dots\dots (46)$$

の関係が得られる。すなわち, $|j_n^B|=|j_n^C|$ となり, この関係は (6)~(14) 式から巻線法 B と C の二つの LIM は垂直力を除いて全く同じ特性を有することを示唆している。

〈5・2〉 磁束密度分布と特性の計算値と実測値

図 10(a), (b) は周波数 180 Hz, 線間電圧 180 V で駆動した場合の速度 243 km/h において, それぞれ巻線法 B と C に対する一次鉄心表面でのエアギャップ磁束密度 B_{air} の空間分布を示す。実線は各歯に巻かれたさぐりコイルによって実測された値を示し, その分布にはスロット高調波の影響で一歯ごとの変動⁽⁷⁾が見られる。一点鎖線は計算値を示すが, この場合 1 スロットピッチ内の磁束は歯部だけを通過するものと仮定してその平均磁束密度を示す。但しスロット高調波⁽⁷⁾は無視している。

巻線法 B, C の双方において実測値と計算値はよく一致している。また, (a), (b) 図から, 同一駆動条件にもかかわらず B と C では全く異なる磁束密度分布となることがわかる。

図 11 は巻線法 B の場合の特性の実測値と計算値を示す。ここで推力と一次電流の実測値は X-Y レコーダで直記したものである。各特性で実測値と計算値はよく一致し, 本機のように特殊な巻線法を施した LIM についても三相平衡電流, 無限長一次鉄心を仮定した二次元理論で十分算定できることがわかる。

図 12 は巻線法 A, B, C の三種に対して特性の実測値を比較して示したものである。巻線法 B, C の特性は A とは明らかに異なり, 推力が零となる速度は A に比べてかなり小さくなる。これは端効果の影響に加えて, 巻線変更によって等価的にポールピッチが短くなるためと考えられる。

B と C の特性を比較すると, 図 10 に見られるように磁束密度分布は全く異なるにもかかわらず, 全速度範囲において両者の推力, 一次電流, 力率の各特性はほとんど一致することが確認される。推力特性に見られるわずかな差は, 主として両者の一次漏れリアクタンスと一次抵抗値の差に依るものと考えられ, 三相不平衡電流⁽⁸⁾や一次鉄心長が有限であるための影響⁽⁹⁾は小さい。

ここでは極端に不均一な起磁力分布をもつ巻線法

(a) 巻線法 B

(b) 巻線法 C

図 10 巻線法 B と C における磁束密度分布の実測値と計算値

Fig. 10. Flux-density distribution curves for LIMs B and C.

B, C についてだけ示したが、磁界進行方向に互いに反対の起磁力分布をもつ他の巻線法について数種の実験を行なった結果、これらの関係をもつ二つの LIM の特性はいずれも非常によく一致した。

6. む す び

LIM の一次巻線起磁力と特性の関係について理論および実験の両面から検討した結果、二つのモータの起磁力分布においてポールピッチと大きさが長さ方向に互に対称な関係にあれば、これら二つの LIM は垂直力を除いて全く同じ特性をもつことがわかった。

このことは、入口端部起磁力の立ち上がりを緩やかにしても端効果による特性の低下を軽減する有効な手段とはならないことを意味する。

また、種々の一次巻線起磁力分布について特性比較した結果、通常の巻線法の場合よりも全面的に優れた巻線法は見当らず、一次巻線起磁力を調整する方法に

図 11 巻線法 B の特性の実測値と計算値の比較

Fig. 11. Characteristic curves for LIM B.

図 12 三種の巻線法に対する実測特性の比較

Fig. 12. Comparison of measured characteristics of three LIMs.

よっては根本的な端効果の軽減は望めないことが判明した。

(昭和57年3月23日受付, 同57年10月7日再受付)

文 献

- (1) S. Nonaka & K. Yoshida: "Analysis of Linear Induction Motors Using a Space Harmonic Technique Transport Without Wheels (edited by E.R. Laithwaite)" *Elek Science* 187 (1977)
- (2) 野中・藤井・篠田:「高速 LIM 用中空アルミニウムリアクションレールの効果に関する実験的研究」電学論 B 99, 517 (昭 54-8)
- (3) 野中・藤井:「高速リニアインダクションモータの有限一次鉄心を考慮した三次元解析」電学論 B 100, 413 (昭 55-7)
- (4) 野中・藤井・神後:「高速 LIM の一次巻線法についての一検討」昭 56 電気学会大会 No. 779
- (5) 野中・幸山:「高速 LIM の磁束密度の端効果波の空間分布」昭 51 電気四学会九州支連大 No. 530
- (6) 野中・藤井・神後・波多野:「非対称起磁力分布をもつ高速 LIM の実験的検討」昭 56 電気四学会九州支連大 No. 608
- (7) 野中・藤井:「高速リニアインダクションモータの磁束密度分布に関する実験的及び理論的考察」九州大学工学集報 51, 6, 773 (昭 53-12)
- (8) 野中・藤井・神後:「高速 LIM の特性に及ぼす三相不平衡の影響」昭 57 電気学会大会 No. 779
- (9) 野中・藤井・神後:「高速 LIM の一次巻線起磁力分布と特性との関係についての実験的検証」九州大学工学集報 55, 6, 619 (昭 57-12)