永久磁石形リニア同期モータの静推力特性

正員 水野 勉 (アマダ)
正員 山田 一 (信州大)

Static Thrust Characteristics of Permanent Magnet Type Linear Synchronous Motor

Tsutomu Mizuno, Member (Amada Co., Ltd.), Hajime Yamada, Member (Shinshu University)

This paper deals with the analyzing results of static thrust of a permanent magnet type linear synchronous motor (LSM) from both sides of theory and experiment. It is necessary to make clear how the width and taper length of the permanent magnet affect static thrust characteristics of a LSM, because it was not so definite.

In this paper, the following points are discussed:

- (1) The theoretical expressions of the static thrust of the LSM were derived from the permeance analysis method and finite element method (FEM).
- (2) The width and taper length of the permanent magnet which give influence on harmonic components of static thrust were investigated through the FEM. The error of calculated value through the FEM is found within 10% of measured value of speed electromotive force and static thrust.
- (3) The error through the permeance analysis method is found within 20% of measured value. The calculated value in the permeance analysis method corresponded likely to the mean static thrust of measured value.

キーワード：リニアモータ, 永久磁石形リニア同期モータ, 静推力解析, パーミアンス法, 有限要素法, 静推力高調波成分, 磁石幅, 磁石テーパ長さ

1. ま え が き

FA 機器の高速化に伴い, 高速・高精度位置決め性能を有する永久磁石形リニア同期モータ (Permanent Magnet Type Linear Synchronous Motor, 以下 LSM) が注目されている⁽¹⁾。

LSM の FA 機器への応用として, 荻田ら⁽²⁾や宮下ら⁽³⁾の LSM の静推力特性に関する先駆的な研究がなされている。荻田らは, BLI 則を用いた永久磁石形 LSM の設計手法を示した。また宮下らは, LSM の静推力特性について, パーミアンス法で LSM の歯形状が静推力特性に及ぼす影響について検討している。

しかしながら, LSM の静推力の解析手法や磁石形状などが静推力に与える影響については, LSM の設

計上, 更に検討が必要であると考えられる。

著者らは, 産業機械の高速・高精度化要求に対して, 永久磁石形 LSM のサーボ化を行い, その静推力特性を検討してきた⁽⁴⁾。

本論文は, 永久磁石形 LSM の静推力特性について考察したものであり, 以下の項目を明らかにしようとするものである。

(1) パーミアンス法および有限要素法 (以下, FEM と略記) によって, 永久磁石形 LSM の静推力の表現式を導出する。

(2) FEM を用いて, 永久磁石形状が静推力の基本波および高調波成分に与える影響について検討する。

(3) 上記検討結果に基づいて LSM の試作を行

い、静推力の実測値と計算値を比較し、解析の妥当性を確認する。

2. 永久磁石形 LSM の基本構造

〈2・1〉 永久磁石形 LSM の構造 図 1 は永久磁石形 LSM の基本構造を示したものである。一次側は可動子で、電磁鋼板が積層された電機子鉄心に分布巻かれた三相巻線が施されており、6 極構造となっている。二次側（固定子）のヨークには、一次側と対面する面が N 、 S 交互になるように永久磁石が配置されている。

一次側と二次側間のギャップは、直接軸受により、0.7 mm に保たれている。ラックとピニオンにより直線/回転運動変換をし、ピニオンに取付けられた回転形エンコーダを用いて位置を検出している。また、一

図 1 永久磁石形 LSM の基本構造
Fig. 1. Basic structure of PM type LSM.

(a) モデル全体図

(b) 一次側の歯寸法 (c) 永久磁石寸法

図 2 永久磁石形 LSM の解析モデル
Fig. 2. Analysis model of the PM type LSM.

次側およびエンコーダへの給電は、ケーブルダクト内のケーブルで行っている。

〈2・2〉 解析モデル 永久磁石形 LSM をサーボモータとして応用するためには、大きな推力で、かつ推力リップルが小さいことが要求される。そこで、永久磁石の形状寸法が、静推力の基本波および高調波成分に与える影響について検討する。

図 2 は永久磁石形 LSM の解析モデルを示したものである。(a)図は解析モデル全体図、(b)図は一次側の歯寸法、(c)図は永久磁石寸法である。表 1 に永久磁石形 LSM の解析モデルの諸元を示す。同表に示すように、ポールピッチ $\tau=40$ mm およびスロットピッチ $\tau_s=6.667$ mm などの一次側の歯寸法は一定のままで、磁石幅 $W=28\sim 40$ mm ($W/\tau=0.7\sim 1.0$)、磁石のテーパー長さ $W_t=0\sim 10$ mm ($W_t/W=0\sim 0.3$) の範囲で変化させ、 W および W_t が静推力の基本波および高調波成分に与える影響について考察する。

〈2・3〉 駆動回路の構成 図 3 に LSM の駆動回路の構成を示す。回転形エンコーダの位置信号から、一次側の変位 x に対応して変化する三相正弦波をサーボAMP内で作る。この三相正弦波と電流指令の大きさに比例した三相正弦波電流 I_u 、 I_v 、 I_w は、各コイルに供給され、それぞれ次式で与えられる。

$$I_u = \sqrt{2}I \sin\left(\frac{\pi}{\tau}x\right) \quad (\text{A}) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$I_v = \sqrt{2}I \sin\left(\frac{\pi}{\tau}\left(x + \frac{2}{3}\tau\right)\right) \quad (\text{A}) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$I_w = \sqrt{2}I \sin\left(\frac{\pi}{\tau}\left(x - \frac{2}{3}\tau\right)\right) \quad (\text{A}) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 I ：電流(A)

表 1 永久磁石形 LSM の解析モデルの諸元
Table 1. Parameters of the model.

項 目		数 値
一 次 側 (可動子)	相数	m 3 相
	極数	P 6 極
	コイル巻数	N 216 回/相
	スロット数	N_s 36 個
	スロットピッチ	τ_s 6.667 mm
	スロット開口幅	s 2.2 mm
	スロット深さ	d 15 mm
	電機子鉄心の積層厚さ	L 68 mm
	電機子鉄心の長さ	l 243 mm
二 次 側 (固定子)	ポールピッチ	τ 40 mm
	磁石の厚さ	H 3 mm
	磁石端部高さ	h 1.5 mm
	磁石幅	W 28~40 mm
	磁石テーパー長さ	W_t 0~10 mm
ギャップの長さ		g 0.7 mm

図 3 LSM の駆動回路の構成
Fig. 3. Constitution of a driving circuit for LSM.

本論文では、前式に示した三相正弦波電流を各コイルに供給した場合に発生する静推力を「静推力 (三相)」と呼び、一相のコイルの巻始めと中性点間に直流電流を流した場合に発生する静推力を「静推力 (一相)」と呼ぶことにする。

3. 静推力の表現式

〈3・1〉 パーミアンス法による静推力の表現式

パーミアンス法による静推力の表現式の導出にあたり、以下の仮定を設ける。

- (1) 一次側端部からの漏れ磁束は無視する。
- (2) ギャップにおける磁束は正弦波分布とする。
- (3) 電機子鉄心およびヨークの透磁率は無限大とし、この部分の磁気抵抗は考慮しない。

上記の仮定に基づき永久磁石形 LSM の磁気等価回路は、永久磁石 1 極分を考慮して図 4 のようになる。同図において、 F_m は永久磁石の起磁力、 R_m は永久磁石の内部磁気抵抗、 R_g はギャップの磁気抵抗である。

図中記号を用いて永久磁石 1 極あたりの磁束 Φ_m は下式で求められる。

$$\Phi_m = F_m / (R_m + R_g) \quad (\text{Wb}) \quad \dots\dots\dots (4)$$

一次側可動子を一定速度 dx/dt で移動させた場合に、U 相コイルに発生する速度起電力 V_u (相電圧) は、次式で求められる⁽⁵⁾。

$$V_u = \left\{ \frac{\pi K_w N \Phi_m}{\tau} \sin\left(\frac{\pi}{\tau} x\right) \right\} \frac{dx}{dt} \quad (\text{V}) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 K_w : 巻線係数、 N : 一相あたりのコイル巻数

次に、U 相のコイルに直流電流を流した場合の静推力 (一相) F_{ux} 、および三相正弦波電流[(1)~(3)式]を流した場合の静推力 (三相) F_x は下式となる⁽⁵⁾。

$$F_{ux} = -\frac{m\pi K_w \Phi_m}{3\tau} N I_0 \sin\left(\frac{\pi}{\tau} x\right) \quad (\text{N}) \quad \dots\dots\dots (6)$$

図 4 パーミアンス法による LSM の磁気等価回路
Fig. 4. Magnetic equivalent circuit of the LSM by permeance analysis method.

図 5 鎖交磁束を求めるための FEM の計算モデル
Fig. 5. The model of calculation for inter-linkage flux.

$$F_x = -\frac{m\pi K_w \Phi_m}{\sqrt{2}\tau} N I \quad (\text{N}) \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 m : 巻線の相数、 I_0 : 直流電流 (A)

〈3・2〉 有限要素法による静推力の表現式

有限要素法による静推力の表現式は、二次元非線形場の FEM (ベクトルポテンシャル法) を用いて導出する。まず、コイルの鎖交磁束を求め、次に速度起電力、静推力を以下のように求める。

- (1) 鎖交磁束 図 5 に鎖交磁束を求めるための FEM の計算モデルを示す。一次側と二次側の位置関係が同図の場合を変位 $x=0$ としたとき、コイル U_1 、 $\bar{U}_1$ に鎖交する磁束 Φ は、次式で与えられる⁽⁶⁾。

$$\Phi = (A_1 - A_2) L \quad (\text{Wb}) \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 A_1 、 A_2 : コイル U_1 、 $\bar{U}_1$ の平均ベクトルポテンシャル (Wb/m)、 L : 電機子鉄心の積層厚さ (m)

一次側を移動させて各変位での鎖交磁束を求め、これをフーリエ級数展開し、各相の全鎖交磁束 Ψ_u 、 Ψ_v 、 Ψ_w として表すと下式のようなになる。

$$\Psi_u = N \sum_{n=1}^{\infty} K_{wn} \Phi_n \cos\left(\frac{\pi}{\tau} nx\right) \quad (\text{Wb}) \quad \cdots (9)$$

$$\Psi_v = N \sum_{n=1}^{\infty} K_{wn} \Phi_n \cos\frac{\pi}{\tau} n\left(x + \frac{2}{3}\tau\right) \quad (\text{Wb})$$

$$\cdots \cdots \cdots (10)$$

$$\Psi_w = N \sum_{n=1}^{\infty} K_{wn} \Phi_n \cos\frac{\pi}{\tau} n\left(x - \frac{2}{3}\tau\right) \quad (\text{Wb})$$

$$\cdots \cdots \cdots (11)$$

ここに、 K_{wn} ：第 n 次高調波成分の巻線係数、 Φ_n ：鎖交磁束の第 n 次成分 (Wb)

(2) 速度起電力 本論文では後述するように、鎖交磁束を用いて静推力の表現式を導出する。そこで、鎖交磁束の解析精度を確認するために速度起電力の表現式を導出しておく。

一次側可動子を一定速度で移動させた場合の各相の速度起電力 V_u 、 V_v 、 V_w (相電圧) は、(9)～(11) 式を用いて次式となる。

$$V_u = -d\Psi_u/dt$$

$$= \left\{ \frac{\pi}{\tau} N \sum_{n=1}^{\infty} n K_{wn} \Phi_n \sin\left(\frac{\pi}{\tau} nx\right) \right\} \frac{dx}{dt} \quad (\text{V})$$

$$\cdots \cdots \cdots (12)$$

$$V_v = \left\{ \frac{\pi}{\tau} N \sum_{n=1}^{\infty} n K_{wn} \Phi_n \sin\frac{\pi}{\tau} n\left(x + \frac{2}{3}\tau\right) \right\} \frac{dx}{dt}$$

$$(\text{V}) \quad \cdots \cdots \cdots (13)$$

$$V_w = \left\{ \frac{\pi}{\tau} N \sum_{n=1}^{\infty} n K_{wn} \Phi_n \sin\frac{\pi}{\tau} n\left(x - \frac{2}{3}\tau\right) \right\} \frac{dx}{dt}$$

$$(\text{V}) \quad \cdots \cdots \cdots (14)$$

(3) 静推力 U 相の静推力 (一相) F_{ux} は、 U 相に電流を流すことによって発生する推力 F_u (以下、発生推力と呼ぶ) とディテント力 F_d の和として表され、次式が成立する。

$$F_{ux} = F_u + F_d \quad (\text{N}) \quad \cdots \cdots \cdots (15)$$

発生推力 F_u は、次式で求められる。

$$F_u = dW_{mu}/dx$$

$$= -\frac{\pi}{\tau} NI_0 \sum_{n=1}^{\infty} n K_{wn} \Phi_n \sin\left(\frac{\pi}{\tau} nx\right) \quad (\text{N})$$

$$\cdots \cdots \cdots (16)$$

ここに、 W_{mu} ：磁気随伴エネルギー (J)
($= \Psi_u \times I_0$)

ディテント力 F_d は、図 6 に示すように可動子全体を含む領域で、FEM を用いて永久磁石によるギャップの磁束分布を求め、次にマクスウェルの応力法で計算した。同図中に、解析に用いた境界条件と、解析で得られた磁束分布を図示した。

一次側可動子と二次側固定子の相対位置を変化させて求めたディテント力を、フーリエ級数展開し次式で

図 6 ディテント力を求めるための FEM の計算モデルと磁束分布

Fig. 6. The model of calculation for detent thrust and flow of flux.

表す。

$$F_d = \sum_{n=1}^{\infty} F_{dn} \sin\left(\frac{\pi}{\tau} nx\right) \quad (\text{N}) \quad \cdots \cdots \cdots (17)$$

ここに、 F_{dn} ：ディテント力の第 n 次成分 (N)

従って、(15) 式の静推力 (一相) F_{ux} は、(16) 式と (17) 式から以下ようになる。

$$F_{ux} = -\frac{\pi}{\tau} NI_0 \sum_{n=1}^{\infty} n K_{wn} \Phi_n \sin\left(\frac{\pi}{\tau} nx\right)$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} F_{dn} \sin\left(\frac{\pi}{\tau} nx\right) \quad (\text{N}) \quad \cdots \cdots \cdots (18)$$

同様に、 V 、 W 相の静推力 (一相) F_{vx} 、 F_{wx} は次式となる。

$$F_{vx} = -\frac{\pi}{\tau} NI_0 \sum_{n=1}^{\infty} n K_{wn} \Phi_n \sin\frac{\pi}{\tau} n\left(x + \frac{2}{3}\tau\right)$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} F_{dn} \sin\left(\frac{\pi}{\tau} nx\right) \quad (\text{N}) \quad \cdots \cdots \cdots (19)$$

$$F_{wx} = -\frac{\pi}{\tau} NI_0 \sum_{n=1}^{\infty} n K_{wn} \Phi_n \sin\frac{\pi}{\tau} n\left(x - \frac{2}{3}\tau\right)$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} F_{dn} \sin\left(\frac{\pi}{\tau} nx\right) \quad (\text{N}) \quad \cdots \cdots \cdots (20)$$

次に、(1)～(3) 式に示した三相正弦波電流を各相に流した場合の静推力 (三相) は、各相の発生推力とディテント力の和として以下ようになる。

$$F_x = -\frac{\sqrt{2}\pi}{\tau} NI \left\{ \sin\left(\frac{\pi}{\tau} x\right) \times \sum_{n=1}^{\infty} n K_{wn} \Phi_n \right.$$

$$\times \sin\left(\frac{\pi}{\tau} nx\right) + \sin\frac{\pi}{\tau} \left(x + \frac{2}{3}\tau\right)$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} n K_{wn} \Phi_n \sin\frac{\pi}{\tau} n\left(x + \frac{2}{3}\tau\right)$$

$$+ \sin\frac{\pi}{\tau} \left(x - \frac{2}{3}\tau\right)$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} n K_{wn} \Phi_n \sin\frac{\pi}{\tau} n\left(x - \frac{2}{3}\tau\right) \left. \right\}$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} F_{dn} \sin\left(\frac{\pi}{\tau} nx\right) \quad (\text{N}) \quad \cdots \cdots \cdots (21)$$

永久磁石形 LSM をサーボモータとして応用するた

めには、大きな推力で、かつ推力リップルが小さいことが要求される。静推力(三相)は、(21)式に示したように、各相の発生推力とディテント力の和である。そこで、静推力(三相)の推力リップルを低減するために発生推力の高調波成分に着目し、考察を行った。すなわち、永久磁石幅 W と永久磁石テーパー長さ W_t が、発生推力 F_u の基本波および高調波成分に与える影響について検討した。

図7は W/τ と W_t/W に対する発生推力 F_u の基本波および高調波成分の計算値である。同図は、図5に示したFEMの計算モデルにおいて、一次側を電気角で15度おきに移動させ、(9)式により鎖交磁束を求め、次に(16)式を用いて直流電流 $I_0=5A$ を流した場合の発生推力の基本波および高調波成分を算出したものである。

図7(a)は W/τ ($W_t=7\text{ mm}$) に対する発生推力の

図7 W/τ と W_t/W に対する発生推力の高調波成分の計算値

Fig. 7. Harmonic components of static thrust by W/τ and W_t/W .

高調波成分である。 W/τ が小さくなるに従って基本波成分および高調波成分とも減少しており、 $W/\tau=0.73$ で第三次高調波が、 $W/\tau=0.84$ で第五次高調波が零となっている。

(b)図は W_t/W ($W=34\text{ mm}$) に対する発生推力の高調波成分である。 W_t/W が大きくなるに従って、基本波および高調波成分とも減少しており、 $W_t/W=0.22$ で第五次高調波が零となっている。

図7は永久磁石形 LSM を設計するための重要な指針を与えている。すなわち、静推力の第三次、五次高調波成分を低減するためには、 $W_t=7\text{ mm}$ の場合、 $W/\tau=0.73$ 付近に設計すればよいことを示している。

4. LSM の静推力特性

永久磁石形 LSM を試作し、静推力の実測値と計算値の比較を行った。図8に試作機の外観を示す。一次側(可動子)の外形寸法は、長さ263mm、幅207mm、高さ59mmで、ストロークは、1,200mmである。

表2は試作機の二次側の諸元である。一次側の歯寸法は表1に示した値で、永久磁石の寸法は、磁石幅 $W=34\text{ mm}$ 、磁石テーパー長さ $W_t=7\text{ mm}$ ($W/\tau=0.85$, $W_t/W=0.21$) である。この永久磁石寸法は、図7に示した発生推力の特性より決定した。すなわち、上記の磁石寸法にすることで、静推力の基本波をあまり減少することなく、第三次高調波成分を軽減で

図8 試作機の外観
Fig. 8. Appearance of the LSM.

表2 永久磁石形 LSM の試作機の諸元
Table 2. Parameters of experimental LSM.

項目	記号	数値
二次側 (固定子)	ポールピッチ	τ 40 mm
	磁石スキュー角	θ 31.5°
	磁石の厚さ	H 3 mm
	磁石端部高さ	h 1.5 mm
	磁石幅	W 34 mm
	磁石テーパー長さ	W_t 7 mm
ギャップの長さ		g 0.7 mm

き、また第五次高調波成分をほぼ零にすることができる。

更に、静推力の高調波成分の低減化のために永久磁石を1スロットピッチ（電気角で31.5度、長さで7mm）スキューさせた。これは、スキューの効果により高調波成分の鎖交磁束を減少させることで、静推力の高調波成分を低減させることをねらったものである。

〈4・1〉 速度起電力特性 速度起電力の実測値と計算値を比較することで、磁束の解析精度を確認する。

一次側可動子を一定速度で移動させたときにコイルに発生する速度起電力をFFTで測定した。

図9は可動子の移動速度160 mm/sにおける速度起電力特性である。(a)図は相電圧および線間電圧の速度起電力波形で、相電圧における破線はFEM解析による計算値(12)式によるもので、一点鎖線はパーミアンズ法による計算値(5)式によるものである。また、

(a) 速度起電力波形

(b) 速度起電力のパワースペクトラム

図9 速度起電力特性

Fig.9. Speed electromotive force characteristics.

線間電圧は、二つの相の相電圧の和として求めた。なお計算値には、磁石をスキューしたことによる影響は考慮していない。

FEM解析による計算値は、実測値の傾向をよく捕らえており、その誤差は約10%である。また、パーミアンズ法による相電圧計算値と、実測値の波高値はほぼ一致しているが、高調波を考慮していないため、その傾向は大きく異なっている。

(b)図は相電圧の速度起電力のパワースペクトラムである。同図におけるFEM計算値は、(12)式の速度起電力から相電圧のパワースペクトラムを求めた。FEM計算値は、実測値の傾向とほぼ一致しており、磁束に関する本解析手法の妥当性を裏付けている。

〈4・2〉 静推力特性 静推力（三相）は、(21)式に示したように、各相の発生推力とディテント力の和として表した。そこでまず、静推力（一相）の実測値と計算値の比較を行う。

図10に静推力（一相）の静推力特性を示す。これは、直流電流 $I_0=5$ Aを流したときの特性である。同図において、破線はFEM解析による計算値(18)～(20)式によるもので、一点鎖線はパーミアンズ法による計算値(6)式で計算した。

FEM解析による計算値は、実測値とほぼ一致し、計算誤差は10%程度である。また、パーミアンズ法による計算値は、ディテント力を考慮していないため実測値と大きく異なっている。

また、図10に示したディテント力($I_0=0$ A)の最大値は40 Nで、その周期は40 mmである。この周期はポールピッチと一致し、一次側端部の影響が大きく現れていることを示している。

図10 静推力(一相)の静推力特性

Fig.10. Static thrust characteristics by the one-phase excitation.

図 11 静推力(三相)の静推力特性
Fig.11. Static thrust characteristics by the three-phase excitation.

図 11 に、静推力(三相)の静推力特性を電流をパラメータとして示す。同図において破線は FEM 解析による計算値(21)式によるもので、一点鎖線はパーミアンス法による計算式(7)によるものである。FEM およびパーミアンス計算値の計算誤差は、それぞれ 10 および 20% 程度である。これらの計算誤差は、速度起電力および静推力(一相)の計算誤差とそれぞれ一致する。

また、各電流値における推力の脈動は、ほぼディテント力と一致しており、各電流値における静推力からディテント力を差引いた推力分布は、平たんな特性であることがわかる。静推力リプル低減化のためには、ディテント力の軽減が必要である。

更に、電流 $I = -8.8$ A において実測値の最大値および最小値は、それぞれ 480 N、420 N で、その平均推力は 450 N である。この平均値は、パーミアンス法による計算値 453 N とほぼ一致する。従って、パーミアンス法による計算値は、平均静推力を算出していることになる。

5. あとがき

永久磁石形 LSM の静推力の表現式をパーミアンス法および二次元 FEM を用いて導出し、試作機により、その解析の妥当性を確認した。

本論文で得られた結果は、以下のとおりである。

(1) 永久磁石の磁石幅およびテープ長さが、静推力の高調波成分に大きな影響を与えることを FEM 解析により明らかにし、静推力の高調波成分を低減する磁石寸法 ($W/r=0.73$, $W_t=7$ mm) を示した。

(2) 上記の検討結果に基づき、最大静推力 450 N (8.8 A) の試作機を製作し、解析手法の妥当性を確認した。すなわち、速度起電力および静推力の実測値に対する FEM およびパーミアンス法による計算誤差は、それぞれ 10 および 20% 程度である。

(3) パーミアンス法による計算値は、平均静推力の実測値と一致する。パーミアンス法による静推力の計算方法は簡便であり、永久磁石形 LSM の概略設計に有用であると考ええる。

最後に、本研究について熱心な御討論をいただいた電気学会リニアモータ FA 応用調査専門委員会(委員長 武蔵工業大学 海老原助教授)の各委員に対して感謝の意を表する。

(平成 2 年 8 月 29 日受付, 同 2 年 12 月 10 日再受付)

文 献

- (1) 山田編著：リニアモータ応用ハンドブック, p. 2 (昭 61) 工業調査会
- (2) 荻田・田中・新谷：「リニア AC サーボシステム」, 神鋼電機技報 118 号, 35 (昭 63)
- (3) 金沢・宮下・山下：「搬送用 AC リニアアクチュエータの特性改善」, 電気学会マグネティックス研資, MAG-86-135 (昭 61)
- (4) 水野・小俣：「永久磁石形 LSM の静推力解析」, 電気学会リニアドライブ研資, LD-90-28 (平 2)
- (5) 大川：フェライト磁石回転機の設計, p. 142 (昭 59) TDK
- (6) 山本監修：電磁界解析のための有限要素法, p. 167 (昭 63) トリケップス

水 野 勉 (正員)

昭和 33 年 6 月生。58 年 3 月信州大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年 4 月(株)アマダ入社。同社技術研究所にてリニアモータの工作機械、板金機械への応用に関する研究開発に従事。

山 田 一 (正員)

昭和 8 年 4 月生。34 年東京工業大学大学院修士課程修了。34 年信州大学工学部電気工学科助手, 36 年同講師, 41 年同助教授, 59 年同教授。工学博士。磁気回路解析を中心に据えてリニアモータ、磁気センサと電磁形人工心臓の研究に従事。中華人民共和国太原工業大学名誉教授。