

円筒状リアモータの推力解析

山田 一*・竹内 晟吉**

(昭和46年3月12日受理)

1 ま え が き

リアモータの原理は、かなり古くから特許になっていたが、最近になってその研究はにわかに活潑化し、すでに数多くの成果が発表されている。

とくに、両側式の平板状リアモータは、将来の超高速輸送の有力な動力装置になりうることから、現状の興味を中心は、これらの問題に関連している^{1)~4)}。

本論文で取扱う円筒状リアモータは、現在の研究主流から若干はずれるが、低速リア・アクチュエータとしての特長を備え、未解決の問題も少なくない。

筆者らは、すでにリアモータのレコーダへの応用を企図して、その応答性を論議してきた⁵⁾。

本論文は、円筒状リアモータの低速リア・アクチュエータへの応用をはかるため、その推力を理論的に解析し、実際に試作機によってその理論の正当性を論議するとともに、円筒状リアモータの基礎設計データをうることを目的としている。

2 推 力 の 解 析

記 号 表

b_g	: 空隙の磁束密度 [T]
B	: 磁束密度 [T]
D	: 電束密度 [C/m ²]
e_r	: 二次導体の単位長さあたりの誘起電圧 [V/m]
E	: 電界の強さ [V/m]
f	: 励磁周波数 [Hz]
F	: 推力 [N]
g	: 空隙の長さ [m]
G	: Goodness factor ($=\frac{\mu_0 \omega \tau^2}{\pi^2 \rho_r g}$)
H	: 磁界の強さ [A/m]
i	: 電流密度 [A/m ²]
I_s	: 一次電流 [A]

* 電気工学教室 助教授

** 大学院修士課程

- j_r : 二次導体の表面電流密度 [A/m]
 j_s : 一次導体の表面電流密度 [A/m]
 l : 一次側の励磁長さ [m]
 L : 二次導体の長さ [m]
 N : 一次巻線の全巻回数 [回]
 r_1 : 一次鉄心の内径 [m]
 r_2 : 二次鉄心の外径 [m]
 s : すべり
 V_r : 二次導体の走行速度 [m/s]
 V_s : 同期速度 ($=2\pi f$) [m/s]
 β : 波長比 ($=\pi/\tau$)
 μ : 透磁率 [H/m]
 μ_0 : 真空の透磁率 ($=4\pi \times 10^{-7}$) [H/m]
 ρ : 二次導体の抵抗率 [$\Omega\cdot\text{m}$]
 ρ_r : 二次導体の表面抵抗 [Ω]
 σ : 導電率 [$\Omega^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$]
 τ : ポールピッチ [m]
 ω : 励磁角周波数 ($=2\pi f$) [rad/s]

この章では、まず円筒状リニアモータの特長をあきらかにし、その一次電流と空隙磁束密度との関係、一次電流と推力との関係の理論的解析について述べる。

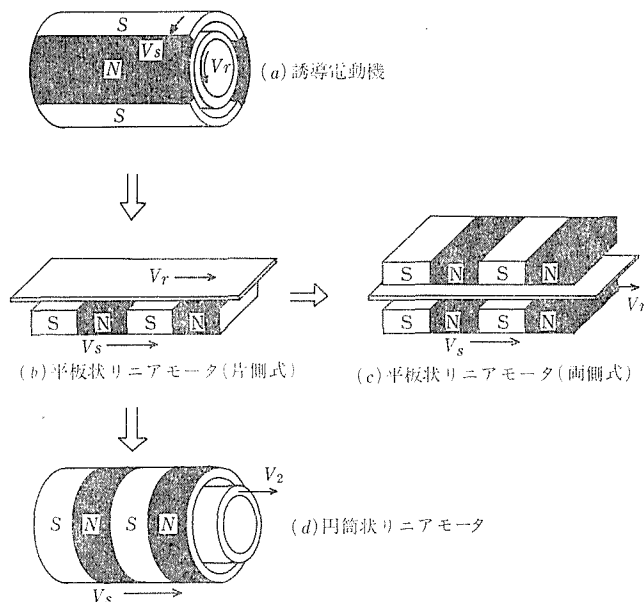


図2・1 円筒状リニアモータへの発展過程

2・1 円筒状リニアモータの特長

リニアモータの分類には、それぞれの考え方によって種々の方法がある。すなわち、回転機との対応による分類、一次、二次両鉄心の長さの比較による分類等がそれである。

ここでは、説明の便宜上一次側の形状によって分類すると、図2・1のようになる。同図からあきらかなように、回転誘導電動機はまず片側方式の平板状リニアモータに展開され、一方

は両側方式の平板状となり、他方は片側方式の円筒状リニアモータへと発展している。

平板状リニアモータについては、すでに数多くの研究成果^{1)~18)}が発表されている。しかし、円筒状リニアモータについての研究は比較的少なく、二次側が溶融あるいは液体金属についての研究^{19)~22)}がある程度である。

表2・1には、平板状および円筒状リニアモータのそれぞれの特長の比較を示した。同表からわかるように、円筒状リニアモータは、構造上多くの融通性に富み、比較的短い距離のリニア・アクチュエータとしての性質を備えている。

表2・1 円筒状リニアモータおよび平板状リニアモータとの比較

項 目	円筒状	平板状
両 側 励 磁	易	難
ス ト ロ ー ク	短	長
巻 線 法	易	難
一次コイル端の損失	小	大
一次、二次両側間の反発・吸引力	小	大
生 産 コ ス ト	低	高

2・2 推力の解析

従来の誘導機の解析には、等価回路法、磁束法、円線図法および回路網マトリクス法が

用いられているが、リニアモータの場合には、一次、二次両側の吸引力、反発力および空隙磁束等の影響が無視できないので、すでにドラッグカップ形誘導機の解析²⁵⁾に用いられていた電磁界理論法がより有効である。

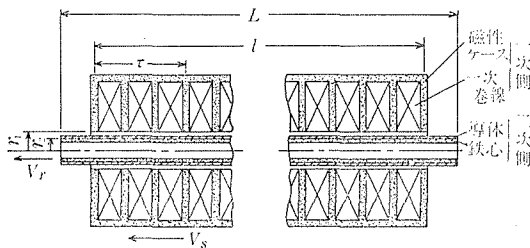


図2・2 円筒状リニアモータの構造

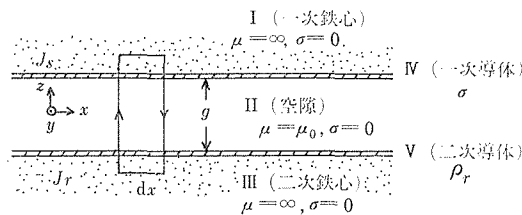


図2・3 解析モデル

円筒状リニアモータの構造を図2・2に示した。これを図2・3のようにモデル化する。この解析モデルは、3領域、すなわち、一次側、空隙および二次側に分けられ、つぎの仮定が設けられている。

- 1) 領域Ⅰ：一次鉄心の透磁率 $\mu = \infty$ 、導電率 $\sigma = 0$ とする。
- 2) 領域Ⅱ：空隙は、 z 方向に長さ g をもち、 $\mu = \mu_0$ 、 $\sigma = 0$ とする。
- 3) 領域Ⅲ：二次鉄心をモデル化したもので $\mu = \infty$ 、 $\sigma = 0$ とする。
- 4) 領域Ⅳ：モデル化した一次巻線で、 z 方向に無限に薄い一次導体板であり、ここに流れる一次表面電流は y 方向成分のみとする。
- 5) 領域Ⅴ：モデル化した二次導体板であり、 z 方向に無限に薄く、表面抵抗率 ρ_r をもつ²⁷⁾。

- 6) 一次, 二次の鉄心部には飽和, ヒステリシスがないものとする.
 7) 空隙の長さは短く, 磁束は z 成方のみとする.

準定常状態におけるマクスウェルの電磁界基本式は, 次式で与えられる.

$$\text{rot}\mathbf{H} = \mathbf{i}, \quad (2.1)$$

$$\text{rot}\mathbf{B} = -\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}. \quad (2.3)$$

さて, 式(2.1)と式(2.3)を図2.2(b)の解析モデルに適用すれば, 次式がえられる.

$$\frac{\partial b_g}{\partial x} dx = \frac{\mu_0}{g} (j_s + j_r) dx, \quad (2.4)$$

ここに, b_g : 空隙の磁束密度 (距離 x と時間 t の関数),

j_s : 一次導体の表面電流密度 [A/m],

j_r : 二次導体の表面電流密度 [A/m].

また, b_g によって二次導体の単位長さあたりに誘起する電圧を e_r [V/m] とすれば,

$$\frac{\partial e_r}{\partial x} = \frac{\partial b_g}{\partial t} + V_r \frac{\partial b_g}{\partial x}. \quad (2.5)$$

上式において, 第1項は変圧器起電力, 第2項は速度起電力を表す.

ここで,

$$e_r = \rho_r j_r. \quad (2.6)$$

また, 式(2.4)から

$$j_r = \frac{g}{\mu_0} \frac{\partial b_g}{\partial x} - j_s. \quad (2.7)$$

式(2.6)と式(2.7)を式(2.5)に代入して整理すると, 次式がえられる.

$$\frac{g}{\mu_0} \frac{\partial^2 b_g}{\partial x^2} - \frac{V_r}{\rho_r} \frac{\partial b_g}{\partial x} - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial b_g}{\partial t} = \frac{\partial j_s}{\partial x}. \quad (2.8)$$

すべり s を用いると, 式(2.8)はつぎのように表現される.

$$\frac{g}{\mu_0} \frac{\partial^2 b_g}{\partial x^2} - \frac{(1-s)V_s}{\rho_r} \frac{\partial b_g}{\partial x} - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial b_g}{\partial t} = \frac{\partial j_s}{\partial x}. \quad (2.9)$$

$$s = (V_s - V_r)/V_s. \quad (2.10)$$

停止状態では, $V_r = 0$ ($s = 1$) であるから, 式(2.9)から次式となる.

$$\frac{g}{\mu_0} \frac{\partial^2 b_g}{\partial x^2} - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial b_g}{\partial t} = \frac{\partial j_s}{\partial x}. \quad (2.11)$$

一次表面電流 j_s を正弦波とし、次式で表わされるものとする。

$$j_s = J_s e^{j(\beta x - \omega t)}, \quad (2 \cdot 12)$$

ここに、 J_s : 一次導体の表面密度電流の最大値 [A/m],

$\beta = \pi/\tau$: 波長比。

式(2・12)を式(2・11)に代入すれば、

$$\frac{\partial^2 b_g}{\partial x^2} - \frac{\mu_0}{g\rho_r} \frac{\partial b_g}{\partial t} = j\beta \frac{\mu_0}{g} J_s e^{j(\beta x - \omega t)} \quad (2 \cdot 13)$$

となる。空隙の磁束密度 b_g も時間的に正弦波と考えることができるから、

$$b_g = B_g(x) e^{-j\omega t}. \quad (2 \cdot 14)$$

上式を式(2・13)に代入して、整理すれば

$$\frac{d^2 B_g(x)}{dx^2} - j \frac{\mu_0 \omega}{g\rho_r} B_g(x) = j\beta \frac{\mu_0}{g} J_s e^{j\beta x}. \quad (2 \cdot 15)$$

上式の右辺を零とおいて解を求めると、

$$B'_g(x) = B_1 e^{x\sqrt{-j\frac{\mu_0 \omega}{g\rho_r}}} + B_2 e^{-x\sqrt{-j\frac{\mu_0 \omega}{g\rho_r}}}, \quad (2 \cdot 16)$$

ここに、 B_1, B_2 : 境界条件で定まる定数。

式(2・16)を Laithwaite²⁷⁾の定義する Goodness factor G で書きなおすと、

$$B'_g(x) = B_1 e^{(j\beta x\sqrt{-jG})} + B_2 e^{(-j\beta x\sqrt{-jG})} \quad (2 \cdot 17)$$

$$G = \frac{\tau^2 \omega \mu_0}{\pi^2 g \rho_r} = \frac{V_s \mu_0}{\beta g \rho_r}, \quad (2 \cdot 18)$$

となる。 G は、リアモータの“性能の良さ”を表わす一つの指数となる。

つぎに、式(2・15)の特別解を求めてみる。

$$B''_g(x) = B_0 e^{j\beta x}, \quad (2 \cdot 19)$$

ここに、

$$B_0 = \frac{j\beta \frac{\mu_0}{g} J_s}{j\frac{\mu_0 \omega}{g\rho_r} - \beta^2} = J_s \frac{\rho_r}{V_s} \frac{1 - j/G}{1 + 1/G}. \quad (2 \cdot 20)$$

したがって、式(2・15)の一般解は、次式で与えられることになる。

$$B_g(x) = B_0 e^{j\beta x} + B_1 e^{x\sqrt{-j\frac{\mu_0 \omega}{g\rho_r}}} + B_2 e^{-x\sqrt{-j\frac{\mu_0 \omega}{g\rho_r}}}. \quad (2 \cdot 21)$$

上式における B_1, B_2 はまだ未定であるから、つぎにそれらの値を求めてみよう。

いま、一次側の励磁巻線をほどこしてある長さを l [m] とすれば、空隙における磁束密度の空間成分 $B_g(x)$ は、 $x = 0 \sim l$ の全長においてその代数和は零である。すなわち

$$\int_0^l B_g(x) dx = 0. \quad (2\cdot22)$$

さらに、二次導体の表面電流密度 $J_r(x)$ についても同様であるから、

$$\int_0^l J_r(x) dx = 0, \quad (2\cdot23)$$

とおける。式(2・21)と式(2・22)とから

$$\begin{aligned} & \sqrt{j \frac{\omega \mu_0}{\beta^2 g \rho_r}} B_0 (e^{j\beta l} - 1) + B_1 (e^{j\beta l \sqrt{j \frac{\omega \mu_0}{\beta^2 g \rho_r}}} - 1) \\ & - B_2 (e^{-j\beta l \sqrt{j \frac{\omega \mu_0}{\beta^2 g \rho_r}}} - 1) = 0, \end{aligned} \quad (2\cdot24)$$

となる。また、式(2・7)と式(2・23)とから、次式がえられる。

$$\begin{aligned} & B_0 (e^{j\beta l} - 1) + B_1 (e^{j\beta l \sqrt{j \frac{\omega \mu_0}{\beta^2 g \rho_r}}} - 1) \\ & + B_2 (e^{-j\beta l \sqrt{j \frac{\omega \mu_0}{\beta^2 g \rho_r}}} - 1) = \frac{J_s \mu_0}{j \beta g} (e^{j\beta l} - 1). \end{aligned} \quad (2\cdot25)$$

上の2式から、 B_1 、 B_2 の値を求めると、

$$B_1 = \frac{(e^{j\beta l} - 1) \left[-j \frac{J_s \mu_0}{\beta g} - B_0 \left(1 + \sqrt{j \frac{\omega \mu_0}{\beta^2 g \rho_r}} \right) \right]}{2 (e^{j\beta l \sqrt{j \frac{\omega \mu_0}{\beta^2 g \rho_r}}} - 1)}, \quad (2\cdot26)$$

$$B_2 = \frac{(e^{j\beta l} - 1) \left[-j \frac{J_s \mu_0}{\beta g} - B_0 \left(1 - \sqrt{j \frac{\omega \mu_0}{\beta^2 g \rho_r}} \right) \right]}{2 (e^{-j\beta l \sqrt{j \frac{\omega \mu_0}{\beta^2 g \rho_r}}} - 1)}. \quad (2\cdot27)$$

したがって、前に示した G を用いて、式(2・14)の空隙の磁束密度 b_g を整理すれば、次式が導かれる。

$$\begin{aligned} b_g = e^{-j\omega t} & \left\{ J_s \frac{\rho_r}{V_s} \frac{1 - j/G}{1 + 1/G^2} e^{j\beta x} \right. \\ & \left. + \frac{(e^{j\beta l} - 1) \left[-j \frac{J_s \mu_0}{\beta g} - J_s \frac{\rho_r}{V_s} \frac{1 - j/G}{1 + 1/G^2} (1 + \sqrt{jG}) \right]}{2 (e^{j\beta l \sqrt{jG}} - 1)} e^{j\beta x \sqrt{jG}} \right\} \end{aligned}$$

$$+ \frac{(e^{j\beta l} - 1) \left[-j \frac{J_s \mu_0}{\beta g} - J_s \frac{\rho_r}{V_s} \frac{1 - j/G}{1 + 1/G^2} (1 - \sqrt{jG}) \right]}{2(e^{-j\beta l \sqrt{jG}} - 1)} e^{-j\beta x \sqrt{jG}} \left. \right\} \quad (2\cdot28)$$

上式は、磁束密度 b_θ と一次電流 J_s との関係を示す基本式である。上式 { } 内の第1項は、波動学における定在波に相当する。第2項は、 x 軸の負方向の減衰進行波であり、第3項は x 軸の正方向の減衰進行波である。

つぎに、一次導体の単位長さ（円周方向）あたりの推力 F [N/m] を求めてみよう。

$$F = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\int_0^l B_\theta(x) J_s dx \right] \quad (2\cdot29)$$

ここに、 Re : 複素数の実数部記号、 \bar{J}_s : J_s の共約数。

式(2·29)を整理すると、次式がえられる。

$$F = \frac{1}{2} \frac{\rho_r J_s^2}{V_s \left(1 + \frac{1}{G^2}\right)} \left\{ l + \operatorname{Re} \left[j \frac{(e^{\beta l j} - 1) [e^{\beta l (-\sqrt{G/2} + j(\sqrt{G/2} - 1))} - 1]}{2(\sqrt{\frac{G}{2}} + j\sqrt{\frac{G}{2}} - 1)} \right. \right. \\ \left. \left. \frac{[jG(1 + \frac{1}{G^2}) + (1 - j\frac{1}{G})(1 + \sqrt{\frac{G}{2}} + j\sqrt{\frac{G}{2}})]}{[e^{\beta l (-\sqrt{G/2} + j\sqrt{G/2})} - 1]\beta} + j \frac{(e^{j\beta l} - 1)}{2(\sqrt{\frac{G}{2}} + j\sqrt{\frac{G}{2}} + 1)} \right. \right. \\ \left. \left. \frac{[e^{\beta l (\sqrt{G/2} - j(\sqrt{G/2} + 1))} - 1] [-jG(1 + \frac{1}{G^2})(\sqrt{\frac{G}{2}} + j\sqrt{\frac{G}{2}} - 1)]}{[e^{\beta l (\sqrt{G/2} - j\sqrt{G/2})} - 1]\beta} \right] \right\} \quad (2\cdot30)$$

上式は、一次電流 J_s と推力 F との関係を示す基本式である。

いま、特別の場合として $l = 2m\tau$ (m : 整数) に選び、一次鉄心の円周の長さを W_1 とすれば、式(2·30)の { } 内の第2項と第3項はともに零となるから、そのときの推力 F は次式で与えられる。

$$F = \frac{1}{2} \frac{\rho_r J_s^2}{V_s (1 + 1/G^2)} l W_1 \quad (2\cdot31)$$

つぎに、二次電流 j_r を求めれば、

$$j_r = e^{-j\omega t} \left\{ -J_s \frac{1 - j/G}{1 + 1/G^2} e^{j\beta x} + B_1 \frac{j\beta g \sqrt{jG}}{\mu_0} e^{j\beta x \sqrt{jG}} - B_2 \frac{j\beta g \sqrt{jG}}{\mu_0} e^{-j\beta x \sqrt{jG}} \right\} \quad (2\cdot32)$$

となる。ここに、 B_1 、 B_2 は前式の式(2·26)と式(2·27)の値である。

いままでは、静止時 ($s = 1$) の推力であったが、すべり s があるときは、前述と同様な手順でつぎのように導かれる。

$$\begin{aligned}
 b_g &= B_g(x) e^{-j\omega t} \\
 &= e^{-j\omega t} \left\{ B_0 e^{j\beta x} + B_1 e^{\left[\frac{V_r \mu_0 + \sqrt{(V_r \mu_0)^2 - j4\omega \mu_0 g \rho_r} x}{2g\rho_r} \right]} + B_2 e^{\left[\frac{V_r \mu_0 - \sqrt{(V_r \mu_0)^2 - j4\omega \mu_0 g \rho_r} x}{2g\rho_r} \right]} \right\}.
 \end{aligned} \tag{2\cdot33}$$

ここに,

$$B_0 = J_s \frac{\rho_r}{sV_s} \frac{1 - j/sG}{1 + 1/(sG)^2} \tag{2\cdot34}$$

$$B_1 = \frac{(e^{j\beta l} - 1) \left[\frac{J_s \mu_0}{j\beta g} - B_0 \left(1 - \frac{D}{j\beta} \right) \right]}{(1 - D/C) (e^{Cl} - 1)} \tag{2\cdot35}$$

$$B_2 = \frac{(e^{j\beta l} - 1) \left[\frac{J_s \mu_0}{j\beta g} - B_0 \left(1 - \frac{C}{j\beta} \right) \right]}{(1 - C/D) (e^{Dl} - 1)} \tag{2\cdot36}$$

$$C = \frac{V_r \mu_0 + \sqrt{(V_r \mu_0)^2 - j4\omega \mu_0 g \rho_r}}{2g\rho_r} \tag{2\cdot37}$$

$$D = \frac{V_r \mu_0 - \sqrt{(V_r \mu_0)^2 - j4\omega \mu_0 g \rho_r}}{2g\rho_r} \tag{2\cdot38}$$

$$\begin{aligned}
 F &= \frac{1}{2} \frac{J_s^2 \rho_r}{sV_s} \frac{l}{1 + 1/(sG)^2} \\
 &\quad + \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[B_1 J_s \frac{e^{l(C-j\beta)} - 1}{C - j\beta} + B_2 J_s \frac{e^{l(D-j\beta)} - 1}{D - j\beta} \right]
 \end{aligned} \tag{2\cdot39}$$

J_s と B_0 との位相差 ϕ は, 次式となる.

$$\phi = \tan^{-1} \frac{\beta g \rho_r}{sV_s \mu_0} \tag{2\cdot40}$$

3 実験による検討

3\cdot1 円筒状リニアモータの仕様

実験に使用したリニアモータの一次側の仕様を表3\cdot1に示した. TLM-1形は, コイル数が12であるが, 外部接続の変更によって任意のコイル数の実験を行なうことができる. 表3\cdot2は, 一次側とともに用いる二次側の仕様を示したものである. 円筒状リニアモータTLM-1とTLM-2の外観をそれぞれ写真3\cdot1と写真3\cdot2に示した.

図3\cdot1には, 2機種 of 円筒状リニアモータTLM-1およびTLM-2に対する一次電

表 3・1 円筒状リアモータの仕様(一次側)

項 目	TLM-1*	TLM-2**
励磁方式	3相	2相
コイル数	12	2
巻回数 [回]	1020	1400
一次側長さ l [mm]	245	28.4
円周長さ W_1^\dagger [mm]	87.9	60.3
空隙 g [mm]	4.5	0.85
ポールピッチ τ [mm]	39~120	14.2
走行距離 [mm]	1130	47.9
重量 [kg]	11.4	0.69

* 本研究室製

** 米国 Skinner Precision Industries, Inc. 製

† $W_1=2\pi r_1$

表 3・2 円筒状リアモータの仕様(二次側)

項 目	TLM-1	TLM-2
材 質	アルミ+軟鋼	黄銅+軟鋼
厚 さ t [mm]	2	2
二次側長さ L [mm]	1550	810
円周長さ W_2^* [mm]	25	25.5
重量 [kg]	0.61	0.18

* $W_2=2\pi r_2$



写真 3・1 円筒状リアモータ (TLM-1)

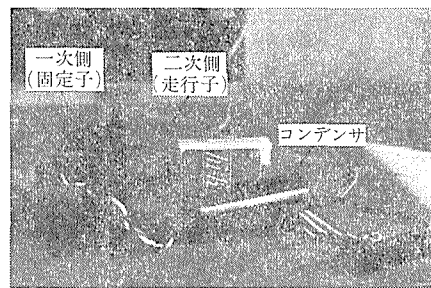
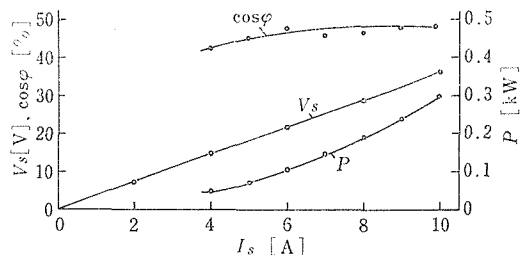


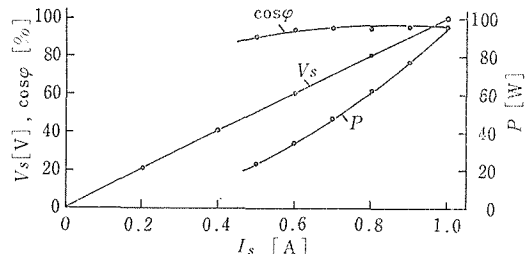
写真 3・2 円筒状リアモータ (TLM-2)

表 3・3 円筒状リアモータの諸定数

項 目	TLM-1	TLM-2
同期速度 V_s^* [m/s]	3.6~14.4	0.75
一次巻線抵抗 [Ω]	0.2/溝	103.5/溝
インダクタンス [mH]	1.3/相	176/相
力 率 $\cos\phi$	0.45	0.95
定格電流 I_s [A]	10	1
定格電圧 V_s [V]	36	100
周波数 [Hz]	60	60



(a) TLM-1



(b) TLM-2

図 3・1 円筒状リアモータの入力特性

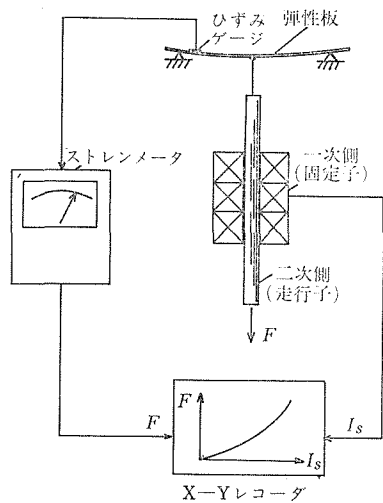


図3・2 推力測定のプロック線図

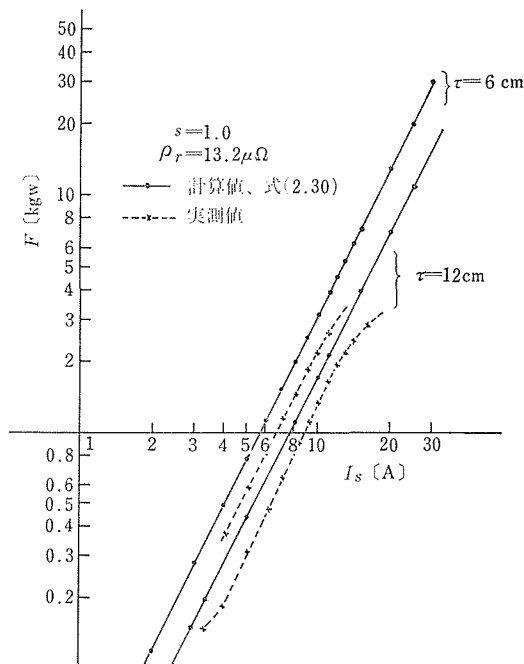


図3・3 TLM-1の推力特性

流 I_s に依存する一次電圧 V_s 、力率 $\cos\phi$ と入力 P の入力特性を示した。 $\cos\phi$ については、TLM-1のほうがわるく、それぞれの効率率は1%以下であった。以上の2機種についての電気的な諸定数を表3・3にまとめて示した。

3・2 推力の測定

始動推力 ($s=1$) の測定には、ストレンゲージを使用し、そのブロック線図を図3・2に示した。ストレンゲージは4アーム法で接続し、弾性板を適当に選択することによって、10kgまでの直線範囲が得られ、記録はX-Yレコーダで行った。測定は、0.1kg程度の摩擦力を極力避けるために、リニアモータを垂直方向に支持して行なった。

円筒状リニアモータ TLM-1 に対する推力特性 ($s=1$) の実測値と計算値との対比を図3・3に示した。計算値は、式(2・30)を用いて求めたが、実測値に対して30%程度の誤差が認められる。この誤差の要因としてつぎの事項が考えられる。

- 1) 空隙が $g=4.5\text{mm}$ と比較的大きいために、もれ磁束の影響が無視できない。
- 2) コイルのボビンに黄銅材を用いたことによる損失が大きい。
- 3) 一次側の継鉄部分が連続的に接合されていない。

また、推力曲線上にS字特性が見られるが、これは大電流範囲においては鉄心の飽和、小電流範囲においては摩擦の影響があることを意味している。

円筒状リニアモータ TLM-2 に対する推力特性を図3・4に示したが、計算値に対する実測値の誤差は10%以内になっている。これは上の TLM-1 における誤差の要因がいち

じるしく減少していることを示している。第2章で求めた推力の基本式(2・30)は、便宜上

$$F = KI_s^2$$

とおくことができ、 K の値を求めておけば簡易計算式として有効である(図3・4参照)。なお、計算に用いた体積抵抗率 ρ の値は、表3・4に示した。

材 質	ρ [$\Omega\cdot\text{m}$]
アルミニウム	2.62×10^{-8}
鉄	10.0×10^{-8}
黄銅	$5 \sim 7 \times 10^{-8}$

つぎに一次側(固定子)巻線の結線法による推力の差異について考察してみよう。

いま、図3・5に示すように、3スロットにほどこされた3コイルを、それぞれ電氣的に $2\pi/3$ ずつずれた3相電流で励磁したとき、物理的な意味を考えてそれらの磁束分布を

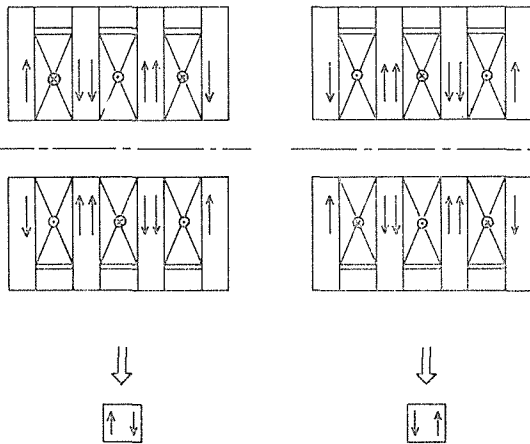


図3・5 巻線の記号化

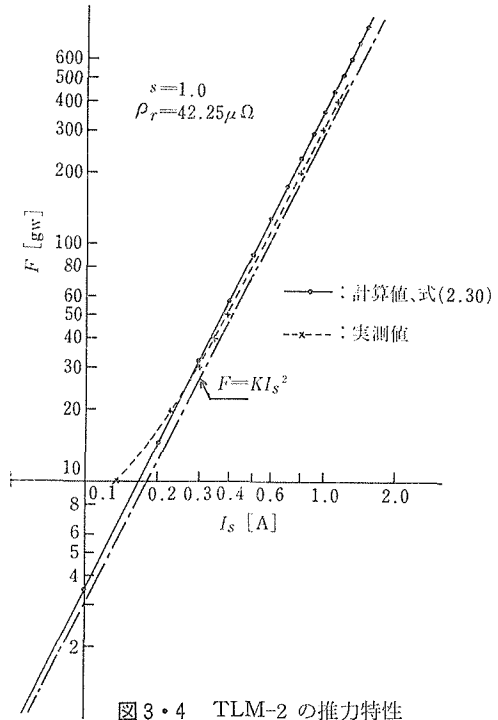


図3・4 TLM-2の推力特性

たとき、物理的な意味を考えてそれらの磁束分布を図3・5のようにきめ、それぞれを同図中に示した小ブロックの矢印のように記号化する。円筒状リアモータの場合、全部で12スロットあるから3スロットを1組として励磁したとき、図3・6のように8通りの結線法が考えられる。これらの結線法①～⑧をパラメータとして、 $s=1.0$ における推力 F の一次電流 I_s の依存性を実験的にしらべた結果を図3・7に示した。この実験結果から始動推力を最大にするた

めには、⑧の結線法にしたがうのがもっともよいことがわかる。

3・3 推力に影響を与える因子

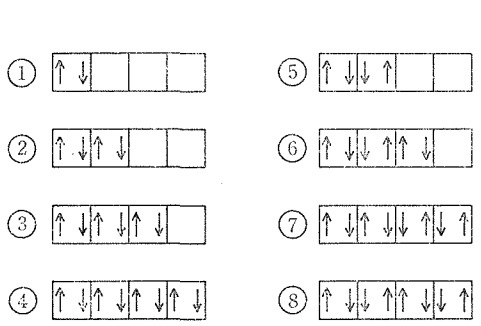


図3・6 円筒状リニアモータ (TLM-1) の結線法

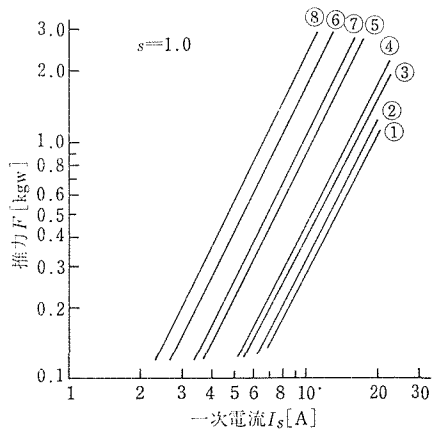


図3・7 巻線法による推力の変化

円筒状リニアモータの始動推力に影響を与える因子としては、平板状の場合とほぼ同様な因子が考えられる。以下に、これらの因子を具体的に検討してみる。

(i) ポールピッチ τ 一次側の励磁長さ l を一定にし、 τ を変化させたときの始動推力を一次電流 I_s をパラメータとして図3・8に示した。実験に用いた円筒状リニアモータはTLM-1形であり、計算値は式(2・30)から求め、簡易式は式(2・30)中の { } 内の第2項と第3項を無視したものであり、実用上簡易式も有効であることがあきらかになった。実測値と計算値との誤差は、前節の3・2に述べた要項に起因すると考えるべきであろう。同図からあきらかなように、 F は τ に依存し、 τ の特定な値 ($\tau \approx 5$ cm) において F の最大値が存在する。図3・9は、 I_s の定格値 (10A) 以上における F - τ 特性であるが、 F が最大値になる τ の値は、やはり図3・8と同様である。以上のことから、推力の最大値はつぎの値においてえられることがわかる。

$$\frac{l}{\tau} = \frac{24.5\text{cm}}{5\text{cm}} \approx 4.8$$

(ii) 一次側の長さ l つぎに、 $\tau = 6$ cm 一定とし、一次側の励磁長さ l を変えたときの推力 F を I_s をパラメータとして、TLM-1についての計算結果を図3・10に示した。この結果から、 I_s の大きさにかかわらず、 $l = 28$ cm において、すなわち

$$\frac{l}{\tau} = \frac{28}{6} \approx 4.7$$

の値において、最大の F がえられることがわかる。以上の事項は、実用設計上に役立つことであり、たとえば、 $l = 10$ cm のリニアモータの設計に際して、 $\tau = 2$ cm (すなわち $l/\tau = 5$) に選定すれば、ほぼ最大の推力 ($s = 1$) をうることができる。

(iii) 励磁周波数 f 周波数 f に依存する F の変化について数値例を図3・11に示した。

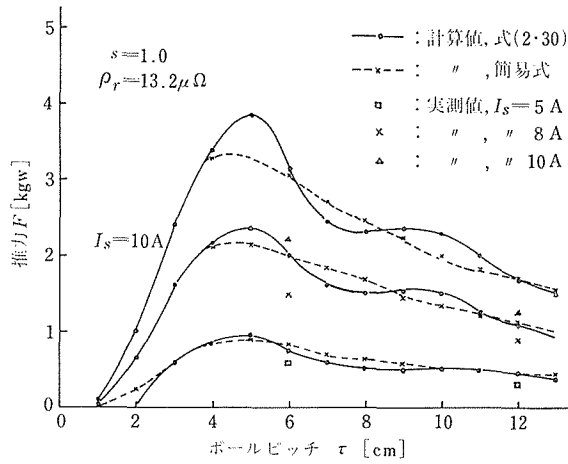


図3・8 推力のボールピッチへの依存性 (TLM-1)

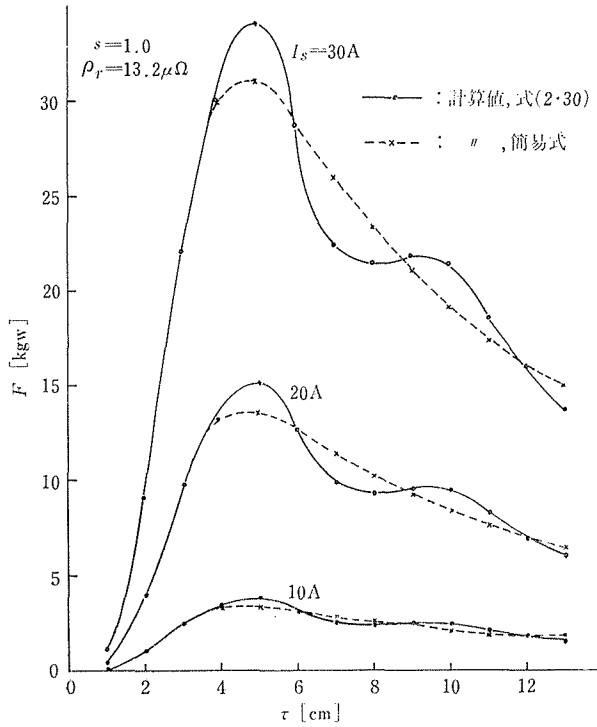


図3・9 大電流範囲における F - τ 特性 (TLM-1)

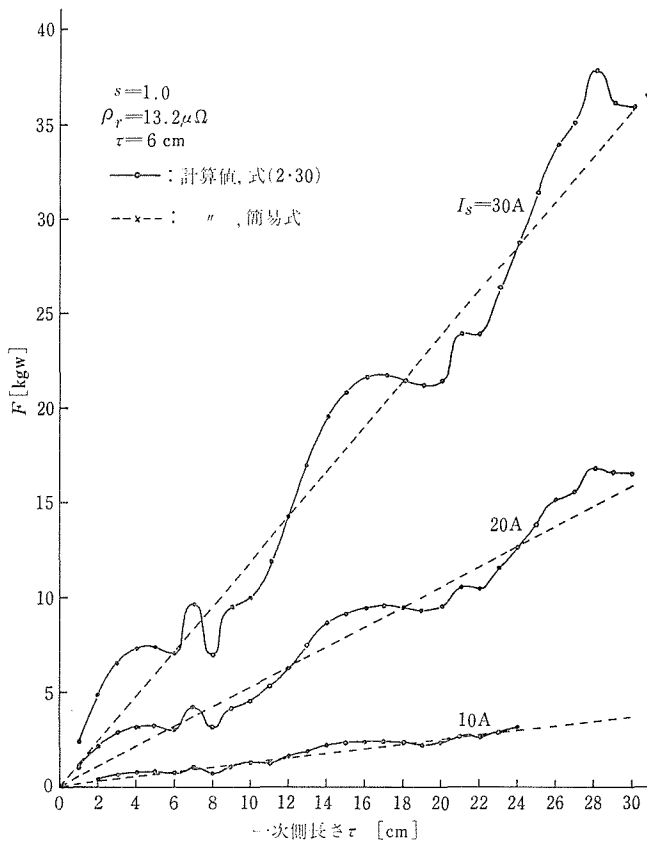


図3・10 推力の一次側長さへの依存性 (TLM-1)

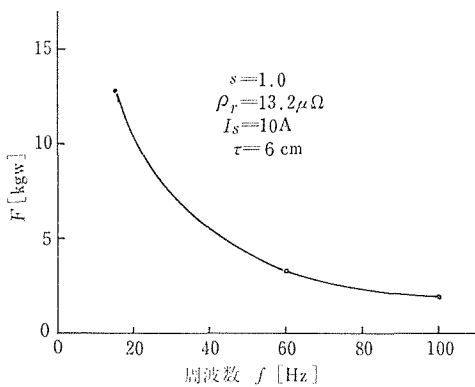


図3・11 推力の励磁周波数への依存性 (TLM-1, 計算値)

f が低いほど大きな推力がえられ、高い応答性を必要としないときは、商用周波の $1/2f$ で2倍以上の F がえられる。

4 む す び

本論文では、始動推力 5 kg, 走行子(二次側)の移動距離、すなわちストロークの長さ 10~100cm がえられる低速リア・アクチュエータとしての円筒状リアモータの推力を理論的に解析した。解析にあたって、対象をかなり単純化して考察したが、推力の計算

値と実測値とは、ほぼよい近似を示した。

推力に対して影響を与える因子を理論と実験の両面から吟味し、その誤差の要因をあきらかにした。本論文によって、リア・アクチュエータの基礎的な設計データがえられた。

終りに、本実験に協力された脇若弘之、伊藤八郎の両君ならびに試料の提供を受けた鐘通工業 河合次男社長に謝意を表す。

文 献

- 1) 大野・岸本：リアモータの基本特性，三菱電機技報，Vol.42, No.12, 1581 ('68)
- 2) 曾小川・保川：リアモータとその応用，電学誌，Vol.88, No.954, 400 (昭43)
- 3) E.R. Laithwaite & F.T. Barwell: Linear induction motors for high-speed railways, Electronics and Power, p.100, Apr. ('64)
- 4) E.R. Laithwaite & F.T. Barwell: Application of linear induction motors to high-speed transport systems, PIEEE, Vol.116, No.5, 713 ('69)
- 5) 山田・竹内・市川：リアモータの応答性，昭44電気4学会東海支大，3a-A-7
- 6) 山村・伊藤・Ahmed：誘導形リアモータの端効果について，電学誌，Vol.90, No.3, 459 (昭45)
- 7) 野中・吉田：両側式リアモータの特性解析，電学誌，Vol.90, No.5, 880 (昭45)
- 8) 野中・吉田：両側式リアモータの等価回路定数と特性計算式，電学誌，Vol.90, No.5, 890 (昭45)
- 9) E.R. Laithwaite: Linear induction motor, IEE, Dec., 461 ('57)
- 10) R.A.C. Slater, W. Johnson & E.R. Laithwaite: An experimental investigation relating to the accelerated motion of various "Translators" in the air gap of a linear induction motor, Machine Tool Design and Research, Vol.116, No.5, 111 ('63)
- 11) T.W. Preston & A.B. Reece: Transverse edge effects in linear induction motors, PIEEE, Vol.116, No.6, 973 ('69)
- 12) B.T.Ooi & D.C. White: Traction and normal forces in the linear induction motor, IEEE Transaction on power apparatus and systems, Vol. PAS-89, No.4, 638 ('70)
- 13) E.R. Laithwaite & M.T. Hardy: Rack-and-pinion motors: Hybrid of linear and rotary machines, PIEEE, Vol.117, No.6, 1115 ('70)
- 14) E.R. Laithwaite & P.J. Lawrenson: A self-oscillating induction motors for shuttle propulsion, PIEEE, Vol.104, Apr., 93 ('57)
- 15) H. Bolton: Transverse edge effect in sheet-rotor induction motors, PIEEE, Vol.116, No.5, 725 ('69)
- 16) A. П. Ращенко: О продольном краевом эффекте линейных индукционных машин, Магнитная гидродинамика, No.3, 106 ('66)
- 17) M. Poloujadoff: Theorie des linearen Induktionsmotoren in vereinfachter Darstellung, ETZ-A, Bd.90, 545 ('69)
- 18) M. Victorri: Lineare Induktionsmotoren, ETZ-B, Bd.21, 535 ('69)
- 19) L.R.Brake: Conduction and induction pumps for liquid metals, PIEEE, July, 49 ('56)
- 20) G.F. Nix & E.R. Laithwaite: Linear induction motors for low-speed and standstill application, PIEEE, Vol.113, 1044

- 21) エル・ア・ベルテ：溶融金属の電磁移送，日ソ通信社（昭44）
- 22) エル・ア・ベルテ：溶融金属の電磁誘込と電磁処理，日・ソ通信社（昭44）
- 23) 宇佐美：動力装置として期待されるリニアモータ，電学誌，Vol.90, No.6, 992（昭45）
- 24) E. R. Laithwaite: Differences between series and parallel connection in machines with asymmetric magnetic circuits, PIEEE, Vol.112, No.11, 2074（'65）
- 25) J. C. West & D. E. Hesmondalgh: The analysis of thick-cylinder induction machines, PIEEE, Vol.109-C, 172（'62）
- 26) E. R. Laithwaite: Induction machines for special purposes, p.86, London George Newnes Ltd.（'66）
- 27) E. R. Laithwaite: The goodness of a machine, PIEEE, Vol.112, No.3, 538（'65）
- 28) 山田：電気磁気学，電気学会，139（昭41）

Summary

Analysis of Standstill Force of Tubular Linear Motors

Hajime YAMADA & Seikichi TAKEUCHI

(Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering)

The tubular linear motor is a simple electromechanical device that provides long stroke at a uniform force. It can provide definite cost, weight, size or performance advantages in applications that previously required hydraulic, pneumatic or mechanical actuators.

In this paper, the configuration of the tubular linear motor is analyzed in terms of the electromagnetic field theory, and the standstill force equation is derived using the Maxwell's fundamental equation.

The expression for the standstill force produced by a peak surface current density J_s , is given by

$$F = \frac{1}{2} \frac{\rho_r J_s^2}{V_s (1 + 1/G^2)} w l$$

where ρ_r is the surface resistivity, V_s is the synchronous speed of linor, G is a goodness factor, l is the length of stator winding, w is the circumferential length of primary iron core.

The above expression for the standstill force is checked by experiments, and it obtains nearly satisfactory coincidence. The influence exerted on the standstill force by parameters is considered, and the reasons of experimental errors are clarified. Fundamental design data of the tubular linear motors are obtained by this paper.