

都市交通用車上一次側リニア誘導モータの二次導体断面、 鉄心の実装方法が電動機特性に与える影響の解析

早山和弥*, 古関隆章 (東京大学)

A simplified numerical calculation of effects of cross-section of secondary conductor and structure of secondary cores to characteristics of a linear induction motor for urban transit

Kazuya Hayayama*, Takafumi Koseki (The University of Tokyo)

Abstract

Linear induction motor (LIM) is applied in railway traction as some of subway to save construction costs. However, it has many problems. Eddy current loss occurs in secondary core and edge-effect occurs in secondary conduction plate. A enlargement of secondary current path at both edges of the secondary plate, corresponding to end rings of rotary induction motors and electrical isolated secondary cores are expected to improve the motor performance. Numerical evaluation of these effects is significant for rational designs. For efficient evaluation of these effects, authors propose a simplified quasi-three-dimensional eddy current field analysis. This paper describes fundamental mathematical formulation of the simplified field calculation.

キーワード：リニア誘導モータ，電磁界解析，渦電流，電動機特性
(Linear induction motor, Electromagnetic analysis, Eddy current, Characteristic of motor)

1. はじめに

リニア誘導モータ (LIM) は HSST やリニアメトロの駆動源として使用され、今日では都市交通において重要な役割を担っている。都市交通に適用する上での利点としては、直接駆動による空転からの開放や急斜面に強いという点、および省スペース化によって車体断面を小型化できるといったものがある。特に、リニアメトロはそのような利点を活用することによって従来の地下鉄より低い建設費で建設が可能であり、現在では地下鉄の新路線建設の主流となっている。

その反面、LIM は従来の誘導機と比較して効率および力率が悪いという欠点がある。その原因としては端効果および二次鉄心の渦電流損や縁効果といった二次側の渦電流に関わる問題がある。特に前者については過去に様々な研究がなされてきた⁽¹⁾⁽²⁾。一方、後者については回転形の誘導機でも同様の問題があるが、電磁鋼板の使用やエンドリング二次抵抗を減らすといった工夫がなされており、LIM に対してもこれらの加工が有効である。

しかし、それらの効果を電磁界解析によって評価するには、従来行われてきた進行方向と鉛直方向の二軸で張られる平面図での電磁界解析では考察が不可能である。その一方、三次元解析を行うと、膨大な計算時間が必要になってしまう。

そこで、今回は差分法の一つである Control Volume 法⁽³⁾による解析を幅方向と鉛直方向の二軸で張られる平面に適用し、準定常交流の複素数を用いた表現に拡張することで、順三次元の計算を行うことを試みる。幅方向における渦電流の分布についての解析を行う。それにあたり、実際のモ

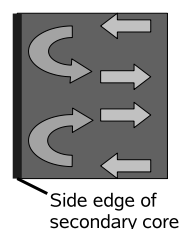


図 1 縁効果
Fig. 1. Edge effect

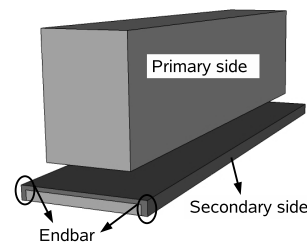


図 2 エンドバー
Fig. 2. Endbar

デルを簡易化したモデルに置き換えた。そして、電磁基礎方程式の差分化をした上で、数値解析を行った。

2. 渦電流に起因する LIM の問題点

〈2・1〉 縁効果 LIM は一次側より下方向に出される磁界と、それによって積厚方向に発生した渦電流の電磁力によって推力を得る。しかし、LIM に限らず二次導体の幅は有限であるためにその端部では電流の回り込みが発生する。そのため、渦電流の一部が積厚方向以外に流れることにより、推力に関与しない電流成分が発生する。この推力として生かされない進行方向の電流は縁部に集中して電流密度が大きいいため、二次渦電流路の中でも無視できない大きな部分を占めると考えられる。そのため、この分だけ二次銅損が増加してしまうことになる。

従来の二次元方向を考慮した解析においては、一次側及び二次側の積厚方向が無制限であるという仮定によって解

析を行っており、この現象を直接考慮することはできない。そのため、実測もしくは三次元解析を行った場合と推力を比較すると、より高い値が出る傾向にあった。

電流の集中を緩和し実効的な二次抵抗を小さく抑えるには、縁部の拡張によって一次側に対する導体面積を増やし、電流を流しやすくする方法が有効である。具体的には図2に示す通り、エアアクションプレート側面の二次導体断面面積を増やすため、エンドバーと呼ばれる、回転機の短絡環に相当する導体を増設するのが良いと考えられており、LIMを用いた磁気浮上鉄道ではこれに似た工夫がすでになされている。

〈2・2〉 二次鉄心の渦電流損 LIMは一次側で交流磁界を発生させ、二次導体に渦電流を流すことによって両者の間に電磁力が働き、それによって推力を得る。この交流磁界は二次鉄心に浸透し、一次側と二次側で磁気回路を形成する。そのため、二次鉄心においても渦電流が発生する。その結果、磁気飽和が発生することにより、鉄心を有効に活用できないといった問題が発生する。

二次鉄心の渦電流損を抑えるための実装方法として電気機で用いられている方法としては、鉄心に積層鋼板を用いるといったことが挙げられる。この原理としては、二次鉄心を分割することによって電流の流路を遮断することで渦電流の発生を抑える仕組みである。LIMにおいても二次鉄心の実装方法を工夫することによって、渦電流損を抑えることが可能であると考えられる。

〈2・3〉 渦電流解析の難しさ これらの問題を改善するためには、鉄心実装および二次導体の形状を適切に決める必要がある。そのため電磁界解析を基とした定量的評価を行うことにより、鉄心の実装方法および導体の断面形状による電動機特性への影響を定量的に評価することが必要である。

そこで、本研究では二次導体形状の変化、および二次導体に渦電流が発生する事による電動機特性への影響を電磁界解析の結果を元に評価することを目的とする。まず、第一段階として二次導体形状を従来型とエンドバー装着型との比較を行う。次に、第二段階として二次鉄心に渦電流が流れる場合とそうでない場合についての比較を行ない、これらの影響について検討を行っていく。

そこで問題になるのは、どのような形で電磁界解析を行うかである。従来の電磁界解析において盛んに行われてきた解析手法は、高さ方向、進行方向を二軸にとった解析である。しかし、渦電流の影響、特に縁効果の影響を見る場合には積厚方向の電流分布の解析が不可欠であり、このような従来の解析ではそれは不可能である。

一方で三次元解析を行えば、二次元解析よりも正確な解析を行うことが可能である。しかし、後述する通り電磁方程式は3つの座標成分と時間という4つの変数に依存している。そのため、三次元解析を精密に行うことは計算コストが非常に高い。また、端効果を視野に入れた場合には周期境界条件を設定することができない。仮に端効果を無視

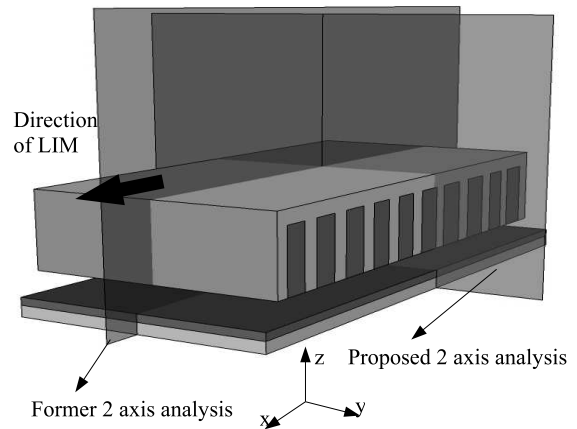


図3 電磁界解析の対象平面
Fig. 3. Axis of electromagnetic analysis

することで周期境界を適用できたとしても、LIMの場合は解析領域が大きいため計算時間が膨大なものになってしまう。そのため、多くのケースを解析する必要がある設計においてこの方法は現実的ではない。

さらに鉄心内の渦電流を解析するにあたり、二次導体と鉄心という二種類の導体を扱う必要がある。このような複数導体における渦電流を考える際にはスカラーポテンシャルを適切に定義し、その上で解析を行う必要がある⁽⁴⁾。

そこで本論文では、第一段階である二次導体の断面形状の影響についてこのような問題点を考慮した上での電磁界解析の理論式の導出、およびそれに応じたLIMのモデル化について述べる。

3. 渦電流解析に焦点を当てた電磁界解析

〈3・1〉 依存係数の削減 2.3で述べた通り、ベクトルポテンシャルは

$$A_z = A_z(x, y, z, t) \dots \dots \dots (1)$$

の様に、3軸と時間の4変数関数で表される。これを直接解こうとすると変数が多いために方程式も複雑になる。三次元解析を行う際に相当な計算負荷がかかるのはこのためである。そこで、時間および進行方向について磁界が正弦波状に変化すると仮定を置く。そして依存係数を削減することで計算負荷を低減し、効率的な数値計算ができるようにする。

まず、一次表面電流がy方向に流れ、大きさがx方向に正弦波状に変化し、 v_s の同期速度で移動すると仮定する。この一次表面電流は

$$j_y(x, t) = J_0 e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x - v_s t)} \dots \dots \dots (2)$$

と表される。ただし、 τ :ポールピッチであり、 $\omega = \frac{v}{\tau}$ として表すことができる。他のベクトルポテンシャルの成分 $\dot{A}_i (i = x, y, z)$ についても同様に、

$$\dot{A}_i(x) = \dot{A}(y, z)_i e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)} \dots\dots\dots (3)$$

と定義する。これによって隣接する進行方向のベクトルポテンシャルを一点より推定できる。

本研究ではこのような近似を行ったモデルについて、積厚方向と高さ方向の二軸で張られた平面について電磁界解析を行い、幅方向の渦電流分布について検証する。

〈3・2〉 基礎方程式の展開

〈3・2・1〉 基礎方程式の展開 前述の仮定をしたモデルに対して有限差分法によって電磁界解析を行う。ここでは、マクスウェルの方程式から電磁界状態について表す基礎方程式を立式する。なお、式中では進行方向を x 方向、幅方向を y 方向、高さ方向を z 方向と定義する。

まず、渦電流場 E_e についての式はマクスウェルの方程式より、

$$\nabla \times E_e = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \dots\dots\dots (4)$$

と書ける。ここで、ベクトルポテンシャル \mathbf{A} を定義すると、 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ と書けるので、これをまとめると

$$\nabla \times (\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}) = 0 \dots\dots\dots (5)$$

これより、 $\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$ は保存量であるため、

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \phi \dots\dots\dots (6)$$

と表せるスカラーポテンシャル ϕ が存在する。これより、渦電流は

$$\mathbf{J}_e = \sigma \left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi + \mathbf{v}_2 \times (\nabla \times \mathbf{A}) \right) \dots\dots\dots (7)$$

と表せる。

ここで、渦電流場の電流は強制電流を \mathbf{J}_0 とすると $\mathbf{J} = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_e$ で表せる。また、マクスウェルの方程式より $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}$ 、磁気抵抗率 ν を用いて $\mathbf{H} = \nu \mathbf{B}$ とするとベクトル型の基礎方程式は

$$\nabla \times \{ \nu (\nabla \times \mathbf{A}) \} = \mathbf{J}_0 + \sigma \left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi + \mathbf{v}_2 \times (\nabla \times \mathbf{A}) \right) \dots\dots\dots (8)$$

と表せる。

ここで、今回の解析では二次側を固定するという仮定より、

$$\mathbf{v}_2 = 0 \dots\dots\dots (9)$$

また、一次電流は水平方向にのみ移動するので、

$$J_{0z} = 0 \dots\dots\dots (10)$$

とおく。ここで、式3の通りここでの条件は

$$\dot{A}_i = \dot{A}_i(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)} (i = x, y, z) \dots\dots\dots (11)$$

より、

$$\frac{\partial \dot{A}_i}{\partial x} = j \left(\frac{\pi}{\tau} \right) \dot{A}_i(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)} (i = x, y, z) \dots\dots (12)$$

$$\frac{\partial \dot{A}_i}{\partial t} = j \omega \dot{A}_i(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)} (i = x, y, z) \dots\dots (13)$$

すると、基礎方程式の x 成分は

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_z \left(\frac{\pi}{\tau} \right) \dot{A}_y(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)} \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_z \frac{\partial \dot{A}_x(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)}}{\partial y} \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_y \frac{\partial \dot{A}_x(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)}}{\partial z} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_y \left(\frac{\pi}{\tau} \right) \dot{A}_z(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)} \right) \\ & = J_{0x} - \sigma j \omega \dot{A}_x(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)} - \sigma \frac{\partial \phi}{\partial x} \dots\dots (14) \end{aligned}$$

y 成分は

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_x \frac{\partial \dot{A}_z(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)}}{\partial y} \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_x \frac{\partial \dot{A}_y(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)}}{\partial z} \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_z j \left(\frac{\pi}{\tau} \right) \dot{A}_y(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_z \frac{\partial \dot{A}_x(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)}}{\partial y} \right) \\ & = J_{0y} - \sigma j \omega \dot{A}_y(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)} - \sigma \frac{\partial \phi}{\partial y} \dots\dots (15) \end{aligned}$$

z 成分は

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_y \frac{\partial \dot{A}_x(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)}}{\partial z} \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_y j \left(\frac{\pi}{\tau} \right) \dot{A}_z(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)} \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_x \frac{\partial \dot{A}_z(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)}}{\partial y} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_x \frac{\partial \dot{A}_y(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)}}{\partial z} \right) \\ & = -\sigma j \omega \dot{A}_z(y, z) e^{j(\frac{\pi}{\tau})(x-v_s t)} - \sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \dots\dots (16) \end{aligned}$$

という式で表すことができる。

ここで、二次導体と鉄心が電氣的に独立した二種類の導体であるとして扱う場合には複数導体の渦電流について考察する必要があり、スカラーポテンシャルについてのより深い考察が必要となる。

まず第一段階においては二次導体にのみ渦電流が流れるとしているため、単一導体についてのみ考慮すればよい。そこで今回は $\phi = 0$ とおき、二次導体形状の特性への影響を中心に検討する。

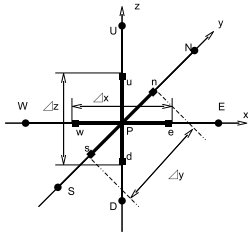


図 4 空間差分

Fig. 4. Discretization of vector potential

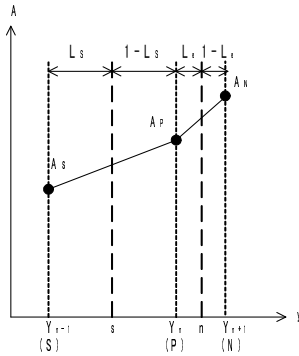


図 5 直線補間

Fig. 5. Interpolation of vector potential

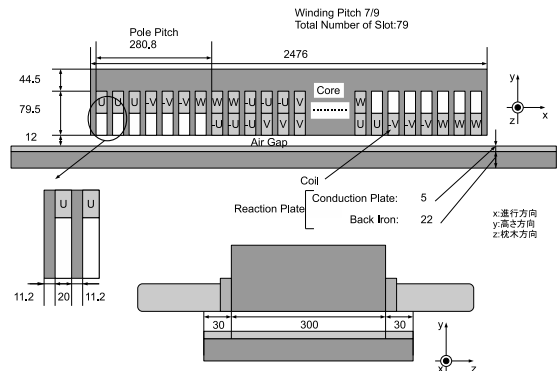


図 8 スロット型モデル

Fig. 8. Slot model

〈3・2・2〉 Control Volume 法を用いた差分化

ここでは前章で導出した基礎方程式を、Control Volume 法によって差分化を行う。この方法は、図 4 の様に中心点と周囲格子点の間に中間点を設け、それを含むようなコントロールボリュームの中での物理量を求める方法である。

そこで議論を簡単にするため、各格子点間の値が図 5 のように直線状に変化するような直線近似を行う。

このように離散化を行うことにより、

$$\sum a_i A_{xi} + \sum b_i A_{yi} + \sum c_i A_{zi} = J \Delta S (i = P, S, N, D, U) \quad (17)$$

といった中心点と周囲点のベクトルポテンシャルの関係式が導出される。

そこで、今回の解析ではこの関係式を解くことによって各物理量を算出していく。

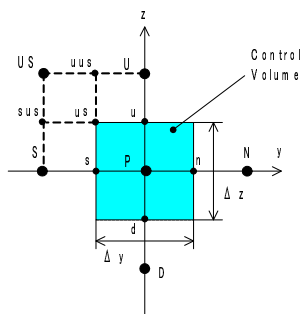


図 6 磁束密度を求める点

Fig. 6. Point of magnetic density

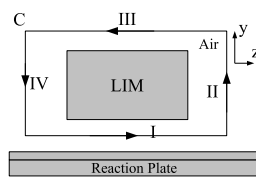


図 7 推力計算の積分路

Fig. 7. Primary current contribution

〈3・2・3〉 物理量の算出

前項までに算出したベクトルポテンシャルを基に磁束密度、推力、垂直力、渦電流といった物理量の算出を行う。まず、磁束密度を算出する。

$$B = \nabla \times A = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} = \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \\ \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) \\ \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \end{pmatrix} \quad (18)$$

となる。

また、渦電流は式 7 の通り表すことができる。

〈3・3〉 提案手法による解析を行うためのモデル化

ここで、項中の微分について考える。例として、図 6 の点 us における B_x について考える。まず、 $\frac{\partial A_z}{\partial y}$ について考える。点 s における値は、

$$\left(\frac{\partial A_z}{\partial y} \right)_s = \frac{A_{zP} - A_{zS}}{y_P - y_S} \quad (19)$$

である。また、点 uss についても同様に

$$\left(\frac{\partial A_z}{\partial y} \right)_{uss} = \frac{A_{zU} - A_{zUS}}{y_P - y_S} \quad (20)$$

ここで、uP と uU の長さの比を $\lambda_u : (1 - \lambda_u)$ 、Ss と sP の長さの比を $\lambda_s : (1 - \lambda_s)$ とすると、

$$\left(\frac{\partial A_z}{\partial y} \right)_{us} = \frac{(1 - \lambda_u)(A_{zP} - A_{zS}) + \lambda_u(A_{zU} - A_{zUS})}{y_P - y_S} \quad (21)$$

と求められる。 $\frac{\partial A_x}{\partial z}$ についても同様に

$$\left(\frac{\partial A_x}{\partial z} \right)_{us} = \frac{\lambda_s(A_{yUS} - A_{yS}) + (1 - \lambda_s)(A_{yU} - A_{yP})}{z_U - z_P} \quad (22)$$

となり、式 21 から式 22 を引くことで点 us における磁束密度を求めることができる。

次に、磁束密度より推力、垂直力について計算する。ギャップ中央のある点における x 方向、y 方向の磁束密度が B_x 、 B_y であるとする。その点における推力 f_x 、垂直力 f_z は図の C の通りに線積分を行う。ここで、II-IV は固定境界であると仮定する。マクスウェルの応力より、

$$f_x = \frac{1}{\mu_0} B_y B_x \quad (23)$$

$$f_z = \frac{1}{2\mu_0} (B_z^2 - B_x^2 - B_y^2) \quad (24)$$

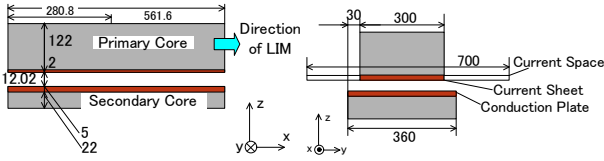


図9 横方向から見た
下面電流モデル
Fig.9. Single axis
bogie Model

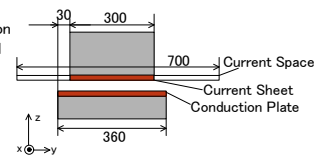


図10 縦方向から見た
下面電流モデル
Fig.10. Block diagram of
the single axis bogie model

表1 カータ係数算出に必要な寸法
Table 1. Parameters single axis EMU model

スロットピッチ	t_s
スロット幅	w_s
実際のエアギャップ	g

ここで、積厚方向と高さ方向の二軸で張られた平面で解析を行うにあたって重要になってくるのは、解析を行わない方向に様な規則性を持たせることである。LIMの解析においてはスロット電流の扱い方が問題になってくる。図8に示す通り、実際に使用されているLIMの一次側はスロット型構造になっている。しかし、幅方向について考慮した解析を行う場合、形状的に様に表すことはできない。さらに、スロットによって高調波が発生するため、磁界分布がx方向に不均一になるといった不具合が生じる。

そこで、今回は空間高調波解析法⁽⁵⁾に基づき、スロット電流を図9に示すような一次側下面の面電流に置き換えたモデルによって計算を行う。そして、一次電流が正弦波状に分布することで、一定速度の進行磁界を作るモデルに付いて考えることで、y成分の依存性を考慮する必要の無いモデルを考えた。

〈3・3・1〉 近似モデルの補正 この置き換えを行うにあたり、鉄心間ギャップ、一次側強制電流の補正が必要になってくる。

スロットモデルにおいてはスロット部分の磁気抵抗が大きいと、ギャップが同じでも鉄心が平滑であるものと比較すると磁気抵抗が大きくなっている。そのため、今回のモデルに対し、スロットを取り除くだけでは磁気抵抗が小さくなってしまい、発生する磁界が実測値よりも大きくなってしまい、実際の状態を反映することはできない。

そのため、この近似モデルを適用する際に鉄心間の距離をスロット型と等価な距離に補正する必要がある。そこでカータ係数 K_c をスロットモデルの鉄心間距離に乘した値を近似モデルの鉄心間距離とすることで、等価な磁気抵抗を設けることができる⁽⁶⁾。

ここで、図9、10に示すモデルについて考えた場合、カータ係数は次式によって求められる。

$$K_c = \frac{t_c}{t_s - w_s + w_s \exp(-\frac{w_s}{6.5g})} \dots \dots \dots (25)$$

このカータ係数を用いて実効ギャップ G_e を表すと

表2 解析条件

Table 2. Parameters single axis EMU model

一次鉄心 (鉄)	導電率	$0 (\Omega^{-1} \text{ m}^{-1})$
二次鉄心	比透磁率	1000
一次導体	導電率	$0 (\Omega^{-1} \text{ m}^{-1})$
	比透磁率	1
二次導体 (銅)	導電率	$5.52 \times 10^7 (\Omega^{-1} \text{ m}^{-1})$
	比透磁率	1
エアギャップ (真空)	導電率	$0 (\Omega^{-1} \text{ m}^{-1})$
	比透磁率	1
電流条件	一次側電流	170(A)
	電源周波数	0-20(Hz)
	スロット毎巻数	18
形状	スロットピッチ	31.2(mm)
	スロット幅	25.6(mm)
	エアギャップ	12(mm)
その他	温度	40(°C)
	速度	0 (m/s)

$$G_e = K_c g \dots \dots \dots (26)$$

となる。

したがって、近似モデルにおけるギャップ長を元のモデルでの実効ギャップ G_e にすることによって元のモデルの磁気抵抗を反映したモデル化ができる。

次に、 J_0 として定義すべき電流を決定する。ここでは野中の空間高調波理論に基づいて空間高調波より基本波成分を算出し、それを電流値として定義する。ここでは、巻線電流 I_1 、巻数 N 、相数 m 、極数 p 、一相一極のスロット数 q の場合について考える。これより、基本波の振幅は

$$J_{1,f1} = \sqrt{2} m \frac{k_{w1} k_{Lp1} N_{ph}}{2\tau} I_1 \dots \dots \dots (27)$$

で表される。ここで、 k_{w1} は巻線係数、 k_{Lp1} は極数係数である。したがって、式2の J_0 は

$$J_0 = J_{1,f1} \dots \dots \dots (28)$$

と定義される。

一方、コイルエンドの電流についてはキルヒホッフの法則

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \dots \dots \dots (29)$$

が成立するような形で分布させる。ここで、電流の経路は水平方向のみで表されるとすると、 $J_z = 0$ となり、

$$\frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_x}{\partial x} = 0 \dots \dots \dots (30)$$

ここでは、図11に示す通りコイルエンド部分で幅方向の成分が直線的に増減し、進行方向に一定値で流れるような形で仮定する。

この近似モデルはスロット型と同等のものであり、このモデルで近似した上で計算を行ってもスロット型の推力特性を反映できると考えられる。これより、このモデルを用いた上で、渦電流やコイルエンドの影響について考慮できる解析を行う。

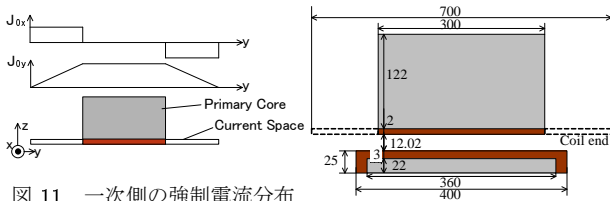


図 11 一次側の強制電流分布
Fig.11. Primary current contribution

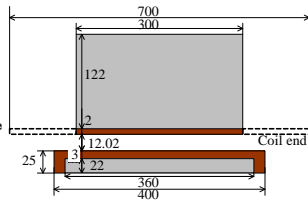


図 12 エンドバーを設けたモデル
Fig.12. The model with endbar

- (4) 中田・高橋:”うず電流解析における電界 (grad ϕ) の物理的意味の考察”, 電気学会研究会 IP-80-49(1980)
- (5) 野中・吉田:”リニアモータの空間高調波解析”, 電気学会論文誌 (1973)
- (6) 広瀬・炭谷:”電気設計概論”, 電気学会 (1951)

〈3・4〉 二次形状に工夫を加えたモデル

〈3・4・1〉 解析モデル ここで、従来型と比較する二次導体拡張型モデルに付いても数値解析を行う。なお、物性値、条件は表 2 の通りである。

従来型、及びエンドバーを設けたものについての解析を行い、両者の比較を行った。従来型のもをを図 10、エンドバーを設けた場合のモデルは図 12 の通りとする。

4. まとめおよび今後の課題

〈4・1〉 まとめ 本論文では、リニア誘導モータの二次側の導体断面形状および二次鉄心の実装方法が電動機の性能に与える影響を算出することを目的とする準三次元電磁界解析に必要な関係式を示した。

従来の二次元空間での電磁界解析では考慮できなかった幅方向の渦電流を解析するため、高さ、積厚方向の二軸で張られる平面内での分布を主たる計算対象とした解析を行うことを考えた。すなわち進行方向に対して磁界が正弦波変化する近似モデルを提案することにより、ベクトルポテンシャルの未知変数を高さ、積厚方向に絞った。この計算方法に基づくプログラムを実装することで、高さ、積厚方向の二軸で張られた平面について考える事で二次電流の流路や深さ方向の分布を計算できる。

基礎方程式から高さ、積厚方向の二軸で張られた平面への離散化を行い、各格子点において周囲格子点との関係式を導いた。そして、算出されたベクトルポテンシャルを基に磁束密度を算出する方法を記述した。その結果、負荷の軽い計算によって積厚方向の状態を加味した電磁界数値計算を行うための基礎的な計算式を導くことができた。

〈4・2〉 今後の課題 現在、この理論式に基づく計算プログラムの実装を進めており、まずは二次鉄心に渦電流を流れない場合に二次導体断面形状と特性との関係を詳細に検討する。次に二次鉄心内での渦電流の有無による特性の相違を本計算により明確化することで、二次鉄心の実装方法に関する設計の議論に研究を発展させたいと考えている。

参考文献

- (1) 山村・伊藤:”リニア誘導電動機の特性への端効果の影響”, 電気学会雑誌, Vol.91, No.2(1971)
- (2) 野中・藤井:”高速 LIM の一次巻線法による端効果軽減策の評価”, 電気学会論文誌 B, Vol.104, No.10(1984)
- (3) 古関・正田:”コントロールボリューム法を用いたリニア誘導モータの解析”, 電気学会論文誌 D112 巻 12 号 (1992)