

学術論文

回転ねじれ磁場を使った高温溶融金属のための誘導型電磁ポンプ - 固体金属円柱を使った予備実験 -

Induction pump for high-temperature molten metals using rotating twisted magnetic field - Preliminary experiment with solid conductors -

安藤 努	(東北大学院)	上野 和之	(東北大学)
谷口 尚司	(東北大学)	高木 敏行	(東北大学)

Tsutomu ANDO	Student Member
Kazuyuki UENO	Member
Shoji TANIGUCHI	
Toshiyuki TAKAGI	Member

A new electromagnetic pump applicable to high-temperature molten metal in cylindrical ducts is proposed. A rotating twisted magnetic field is generated by the stator with three couples of helical windings. Axial thrust as well as rotational torque acts on the secondary conductor. It is verified that the thrust is actually obtained on preliminary experiments with a prototype stator and solid secondary conductors. The slip-thrust curve is discussed for various conductivities of the secondary conductors.

Key Words: Electromagnetic pump, linear motor, induction machine, molten metal, rotating magnetic field, twisted magnetic field, helical coil, skin depth.

1 緒言

電磁誘導による電磁力利用の大きな利点の一つは、物体に非接触で力学的な力を与えることができることである。この利点を活かした装置には、誘導モータ・誘導型リニアモータ・誘導型電磁ポンプ・誘導型電磁攪拌機等、多くのものがある。特に、誘導型電磁ポンプおよび誘導型電磁攪拌機は導電性の作動流体に非接触で直接的な電磁力を作用させるので、機械駆動のポンプ(攪拌機)や直流型の電磁ポンプ(攪拌機)よりも消耗品が少なく耐久性が高い。近年、製鉄分野でこの電磁誘導の特徴を活かした電磁力の利用が盛んになり、より厳しい条件および環境下での安定した作動に対する要求が高まっている [1]-[3]。

しかしながら、現在まで溶鋼などの高温液体金属に適用できる電磁ポンプは存在していない。現在、実用化されている高温用の誘導機は主に攪拌用である [4]。既存の誘導機を管路軸方向の圧力勾配のもとで使用すると断面内の一部に逆流が生じてしまうため、このままでは電磁ポンプとしては使用できない。(溶融アルミ等に使用されている電磁注湯装置は、非常に小さい圧力勾配のもとで多少の逆流を容認して使用されている。) 壁面の一部に銅製の短絡板を設置し、二次導体(溶融金属)中の誘導電流の経路を整えることによって、部分的な逆流を抑えることは可能である。しかし、この短絡板は直流型電磁ポンプの電極と同様に高温環境では損傷してしまうため高温プロセスには利用できない。この難点を克服するには、二次電流経路の根本的な見直しが必要である。

銅製の短絡板を必要としないものとしてアニユラタ

連絡先: 安藤努, 〒 980-8579, 仙台市青葉区荒巻字青葉 01, 東北大学工学研究科, email: ando@cfm.mech.tohoku.ac.jp

イプの誘導型電磁ポンプ [5] があげられる. このタイプでは流体の流れに直角に磁場が横切るようにダクト内部に鉄心を設置することが必要となる. しかし, この鉄心を兼ねる内円筒は高温下では強磁性を失う. また, 内円筒を支える支柱は高温下では致命的な損傷を受けると予想される. 仮に内円筒を撤去して円管流れにすると, 中心部で逆流が生じてしまうのでポンプの役割を果たさない. したがって, アニュラタイプの誘導型電磁ポンプを高温下で利用することは困難である.

そこで, 本論文では高温溶融金属のための新しい誘導型電磁ポンプを提案する. これは後述の回転ねじれ磁場を使ったもので, この磁場は巻線がらせん状に巻かれたコイルによって得られる. この誘導機は二次導体には軸方向の推力と同時に回転トルクが作用するため, リニアポンプとロータリストアラの両方の性質を持っている.

Rabiee と Cathey は同様のらせんコイルを使用したヘリカル誘導機 (Helical Motion Induction Motor; HMIM) [6] を報告している. 彼らの報告では, 二次導体の固体金属円柱に作用する回転トルクと軸方向推力を計測し, なおかつ理論解析による検証が行われている. 彼らの研究は, 二つのヘリカル誘導機を組み合わせることで回転運動と直進運動の 2 自由度を持つアクチュエーターを構成し, それを工作機械およびロボットに応用することを目的としている. この装置の二次導体は直径 26.26 mm の強磁性体の円柱に厚さ 1.27 mm の銅スリーブを巻き付けた物である. このため, 電磁力は二次導体の表面だけに作用し, 中心部に作用しない. したがって固定子コイルの磁極数に制限はない. 一方, この論文で提案する誘導機は高温溶融金属のための電磁ポンプへの応用を目的としているため, 二次導体には強磁性体を持たなく, 電磁力は二次導体の中心部まで均一に作用する必要がある. このため提案する電磁ポンプは二極誘導機である.

提案する誘導機と同様に材料プロセスを目的とした類似装置には, Vivès の電磁攪拌鑄造機 [7][8] が挙げられる. これは, 溶融アルミを主成分とする混相流を攪拌しながら鑄型に流し込んで複合材料を作るための装置である. Vivès の装置ではらせん状に配置された永久磁石を機械的に回転させているのに対して, 本論文で提案する装置は三相交流電流で磁場を発生させる. したがって Vivès の装置は高速運転が難しいが, この論文で提案する装置では容易である. また, 彼の装置は八極機なので, 二次導体の中心部に電磁力が作用

しない. それに対して, 提案する誘導機は二極機なので断面内で均一度の高い軸方向推力が得られる. したがって, 二次導体が流体の場合でも部分的な逆流が生じない. このことは, 電磁ポンプとして利用する場合に重要な性質であり, Vivès の装置の用途が限られてしまう理由である.

本論文では回転ねじれ磁場により軸方向推力が得られる原理の概略を示し, 二次導体に固体金属円柱を用いた試作装置による予備実験を行うことで, 軸方向推力が得られることを実証する. 今回の実験では二次導体として銅 (Cu)・真鍮 (Cu-40Zn)・ステンレス鋼 (Fe-18Cr-8Ni) の三種類の固体金属円柱を使い, 拘束試験および自由回転試験を行っている. 測定結果を整理して, その推力特性を通常のリニアモータの推力特性および回転モータのトルク特性と比較し, 考察する.

2 回転ねじれ磁場と電磁力

回転ねじれ磁場を発生させる方法として, 固定子の中に三組のらせん状コイルを配置した (Fig.1(b)). これは, Fig.1(a) 上部に示すような通常の誘導型回転モータの固定子を変形したものである. 通常の三相二極誘導モータでは Fig.1(a) 下部に示すような一様回転磁場が発生する. この磁場は二次導体を横切る平面内 (x - y 平面内) で回転する. 端効果が無視できる大部分の領域では, どの z の断面をとっても同じ方向である. この固定子をねじると Fig.1(b) 上部のように巻線もらせん状にねじられる. このらせん状の巻線に三相交流を流すことにより Fig.1(b) 下部のような磁場分布が得られる. 三相二極コイルなので, 磁場は二次導体を横切る平面内 (x - y 平面内) で回転することには変りはない. しかし, 巻線がらせん状なので, z とともに向きを変えるねじれ磁場である. この磁場は図のような空間分布を保ったまま, 一定角速度で回転する.

回転ねじれ磁場は, 回転磁場であると同時に z 方向の進行磁場でもある. このことは, 直管ダクトに対する誘導型電磁ポンプとして作動するための必要条件である. ねじれた空間分布を持つ回転体で軸方向の進行が得られるという点に着目すると, 軸流式ターボ機械のインペラに類似している.

従来の誘導型電磁ポンプ (らせんだクト型を除く) では, 端効果のために入り口に配置されたコイルの電流と出口に配置されたコイルの電流の位相がシフトして, 三相の相間位相差が $2\pi/3$ からずれてしまう. いっぱ

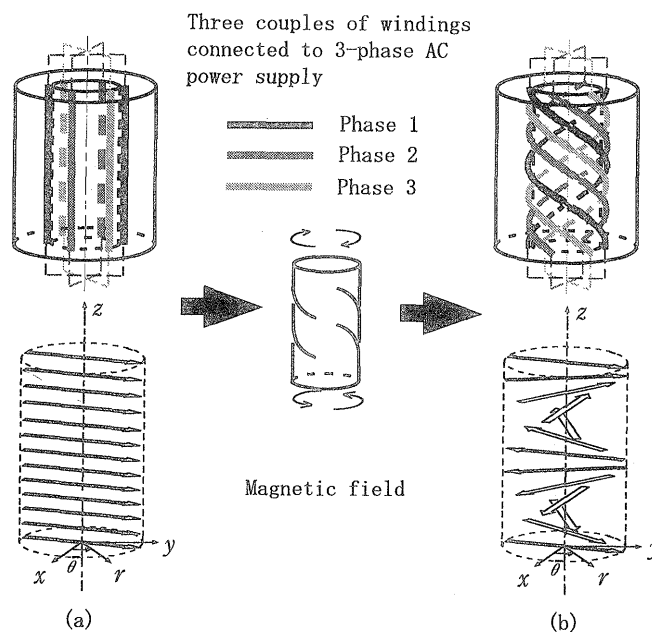


Fig. 1 Windings and magnetic field; (a) Stator of an ordinary three-phase two-pole induction motor, (b) Stator of the induction pump for high temperature molten metals: three couples of helical windings and rotating twisted magnetic field.

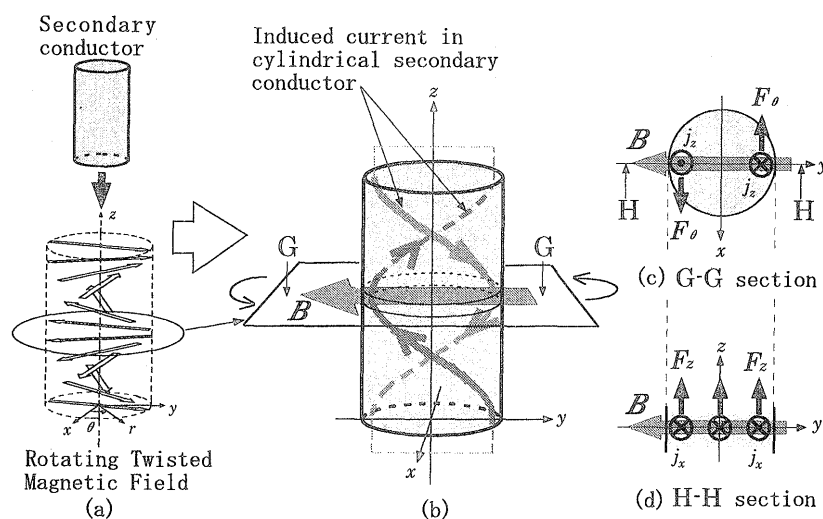


Fig. 2 Lorentz force by the rotating twisted magnetic field; (a) Secondary conductor installed in the rotating twisted magnetic field, (b) Induced current in the secondary conductor, (c) Torque in G-G cross section, (d) Thrust in H-H longitudinal section.

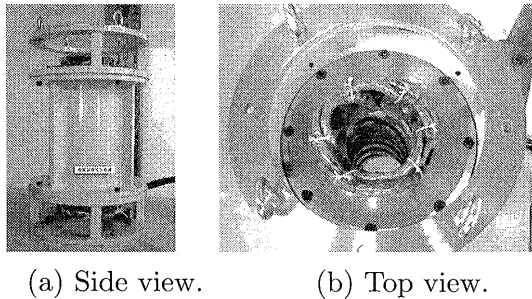


Fig. 3 Prototype of the stator.

う, Fig.1(b) の三組のコイルは電氣的に対等なので三相電流の相間位相差は常に $2\pi/3$ である. このため位相シフトによる損失はなく, 補償巻線や補償回路などの必要はない.

回転ねじれ磁場の中に二次導体を配置する (Fig.2(a)). 著者らは磁場中の二次導体が以下のような状況にあるという仮説を立て, 研究を進めている. 回転ねじれ磁場による電磁誘導により, 二次導体中に Fig.2(b) のような誘導電流が流れる. ただし, ここでは二次導体はコイル寸法より長いものとする. 二次導体のコイルからはみ出た部分が短絡板の役割を果たし, 誘導電流は閉ループとなって循環する. 通常の誘導型回転モータと同様に, 二次導体が同期速度に近い場合の一次電流と二次電流の位相差は $\pi/2$ である. 二次導体を横切るある横断面 G-G に注目し, ある瞬間の磁場と平行に y 軸を取る. 軸方向電流密度成分 j_z は断面の中心を対称点として符号が逆になるので, ローレンツ力の横断面内成分は Fig.2(c) に示すような偶力となる. この結果, 回転トルクが得られる. いっぽう, 磁場ベクトルを含む縦断面 H-H に注目すると, 縦断面に垂直な電流密度成分 j_x は中心軸にたいして鏡面对称となる. したがって, ローレンツ力の縦断面内成分は Fig.2(d) に示すような軸方向推力となる. 結局, 回転ねじれ磁場中に置かれた二次導体にはトルクと推力が同時に作用することになる.

上記の仮説では, 磁束密度の横断面内分布は無視されている. しかし, 実際にはらせん巻線のねじれが大きい場合には磁束密度の不均一性は無視できない. 磁場分布についての定量的な議論については付録を参照のこと.

Table 1 Specification of the stator.

Inner diameter	ϕ 80mm
Outer diameter	ϕ 180mm
Length of yoke	252mm
Twist angle of the coil	45 degree
Number of coil windings ($\mathcal{N}$)	50 turn
Number of poles	2
Number of phases	3

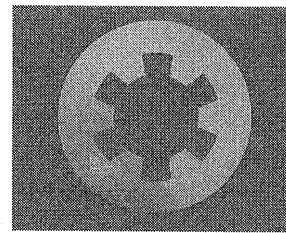


Fig. 4 Silicon steel plate with six slots.

3 高温溶融金属用誘導型電磁ポンプの試作機

3.1 固定子

前節の仮説で示した軸方向推力が得られることを実証するために, 三組のらせん巻線をもった固定子を試作した. Fig.3 に今回製作したプロトタイプ一号機の固定子外観を示す. また, Table 1 に固定子の主仕様を示す. 製造の際には, Fig.4 に示したケイ素鋼板を周方向にスライドさせながら積層し, ねじれ角 45 度のスロットをもった継鉄を作った. この継鉄のスロット部に 50 ターンの巻線を後からはめ込み固定した.

Table 2 Average of root-mean-square values of magnetic flux density in the central cross section $z = 0[\text{mm}]$ when $\bar{I} = 10[\text{A}]$, $\mathcal{N} = 50$.

	$r = 0[\text{mm}]$	$r = 35[\text{mm}]$	
	$\bar{B}_x = \bar{B}_y$ [mT]	$\bar{B}_r$ [mT]	$\bar{B}_\theta$ [mT]
Measurement	14.8	17.1	15.8
Prediction [†]	13.9	18.1	15.3

[†]Predicted values are given by Eqs.(21).

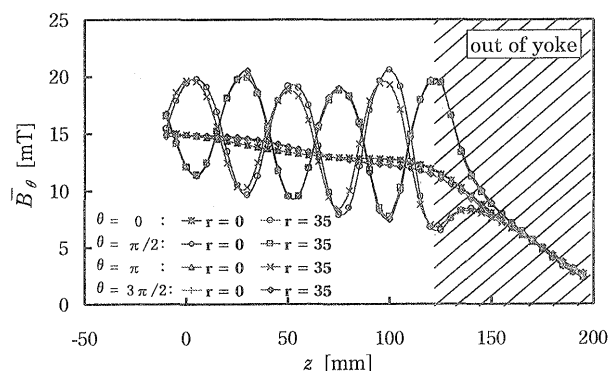


Fig. 5 Axial distribution of root-mean-square value $\bar{B}_\theta$ of magnetic flux density when $\bar{I} = 10[\text{A}]$, $N = 50$.

3.2 磁束密度

実験装置固定子内の磁束密度分布を測定した。測定は、ガウスメータで行った。ガウスメータのプロープにはホール素子が埋め込まれており、磁束密度の実効値の数値と瞬時値のアナログ出力が得られる。

まず、ガウスメータの瞬時値のアナログ出力とコイル電流の瞬時値をオシロスコープに取り込んでリサージュ図形を描かせた。プローブの角度および位置を変えて、リサージュ図形を目視観察することにより、回転ねじれ磁場が得られていることを確認した。

次にプローブを x - y - z ステージに据付け、磁束密度の横断面内成分を測定した。Table 2 はコイル電流 $\bar{I} = 10 \text{ A}$ の時の $z = 0$ (固定子の軸方向に関する中央位置の横断面) における磁束密度の測定値と理論的予測値を示している。半径の等しい点の測定値を平均化した値は理論的予測値と 7% 以内の誤差で一致している。理論的予測で一次電流を理想化して近似したにもかかわらず 7% 以内の誤差で収まっている。以上より、固定子コイルは設計目標を満たしており、基本的動作を実証する上で支障がないことを確認した。

しかしながら、測定値には設計時に予想していなかった大きな空間高調波成分が重畳している。この一例として Fig.5 を示す。Fig.5 は実効値 $\bar{B}_\theta$ の z 方向分布を示したものである。中心軸上 $r = 0 \text{ mm}$ では $\bar{B}_\theta$ はコイル上端部 ($z = 126 \text{ mm}$) に向かって滑らかに減少しているが、固定子壁面に近い $r = 35 \text{ mm}$ (固定子内半径は 40 mm) では継鉄の歯とスロットに対応して大きく振幅している。周方向分布にも同様の振幅があったため、Table 2 では歯とスロットの平均値を

Table 3 Conductivity of materials of the secondary conductors at 293[K].

Nomenclature of Material		Conductivity $\sigma [\text{Sm}^{-1}]$
Copper	Cu	5.8×10^7
Brass	Cu-40Zn	1.5×10^7
Stainless Steel	Fe-18Cr-8Ni	0.2×10^7

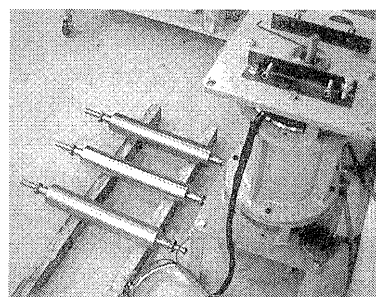


Fig. 6 Cylindrical secondary conductors of solid metals.

採用している。この実効値の強弱分布を瞬時値に還元して考えると、これは回転ねじれ磁場の空間高調波と解釈できる。

3.3 推力測定システム

銅 (Cu)、真鍮 (Cu-40Zn)、ステンレス鋼 (Fe-18Cr-8Ni) の 3 種類の導電性固体金属円柱を二次導体として、軸方向推力を測定する。すべての固体金属円柱に関して外径は 70 mm 、外径 70 mm 部分の長さは 380 mm である (Fig.6)。今回実験を行なった二次導体材料の導電率を Table 3 に示す。

計測システムを Fig.7 に示す。軸方向駆動力は固体金属円柱下方に設置したロードセルで計測する。固体

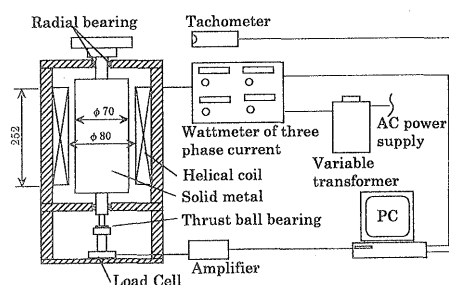


Fig. 7 Configuration of the thrust measurement system.

Table 4 Conditions of the experiments.

	Rotation	Frequency f [Hz]	Voltage V [V]	Measurement range
Lock Test	Lock	50	Manual increase	0 ~ 30 [A]
Free-Rotation Test	Free acceleration	50	Fixed	Up to terminal rotation

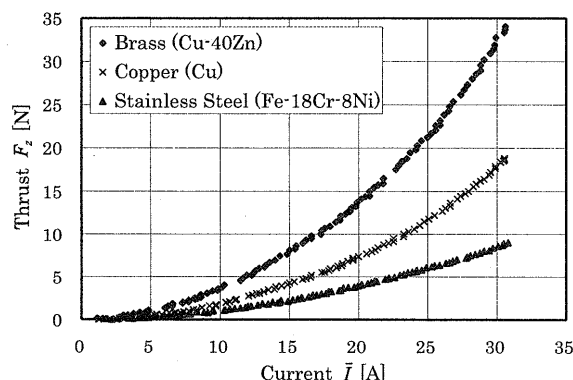


Fig. 8 Thrust on the lock tests.

金属円柱は上下二ヶ所のラジアル軸受と下端のスラスト軸受で保持されており、軸方向の推力はすべてロードセルにかかる。また、回転数は非接触型タコメータにより測定する。ロードセル・タコメータ・電力計の出力は0.25秒ごとにサンプリングされ、パーソナルコンピュータ上に記録される。

4 実験結果

実験は Table 4 に示す拘束試験と、自由回転試験の2種類を実施した。拘束試験は二次導体の上部に取り付けたフランジ上のボルトにワイヤーを施すことにより回転運動を拘束している。なお、この場合には軸方向推力に影響を与えないようにワイヤーは水平に取り付けている。一方、自由回転試験はこのワイヤーを取り外して試験を実施している。

4.1 拘束試験

Fig.8 に拘束試験時の推力の測定結果を示す。結果より、回転せぬ磁場で軸方向の推力が得られることが確認できる。

推力は電流の二乗に比例している。測定結果は二次関数に非常に良く一致しており、真鍮、銅、ステン

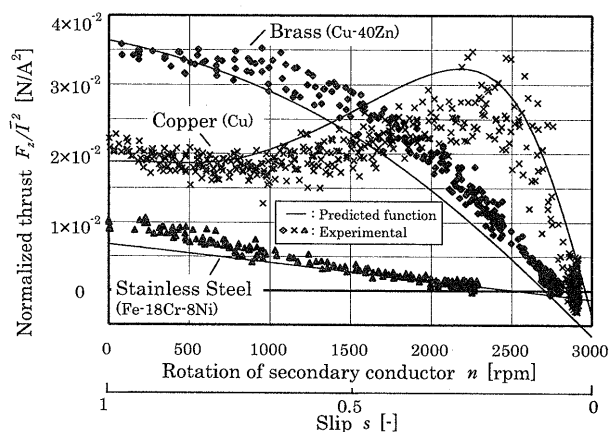


Fig. 9 Experimental results and a predicted function of the thrust on the free-rotation tests.

レス鋼の電流の二乗にかかる係数はそれぞれ $(3.5 \pm 0.1) \times 10^{-2} [\text{N}/\text{A}^2]$, $(1.9 \pm 0.1) \times 10^{-2} [\text{N}/\text{A}^2]$, $(1.0 \pm 0.1) \times 10^{-2} [\text{N}/\text{A}^2]$ である。係数の幅の原因は、主に二次電流による二次導体の温度上昇であり、磁場印加時間を長くすると幅は大きくなる。

また、真鍮は銅より導電率が小さい (Table 3 より) にもかかわらず推力は銅より大きいという結果が得られた。このことについては、次節で詳しく議論する。

4.2 自由回転試験

Fig.9 に自由回転試験の測定結果を示す。横軸の回転数は、回転速度が加速する過程でタコメータによって計測された回転数を示す。回転の加速に要する時間は電磁場の周期 $1/50 \text{ s}$ に比べて十分に長いので、得られた推力は定速回転の場合の値に等しい。例えば、回転数が 0 rpm の時の推力は、拘束試験で得られた値にほぼ一致している。

実験は投入電圧の値を変えて複数回実施している (例えば 20, 40, 60 V の3回など)。Fig.9 はこの一定電圧を投入した複数の実験結果を重ねて一つのグラフにプロットしたものである。縦軸は得られた推力をその

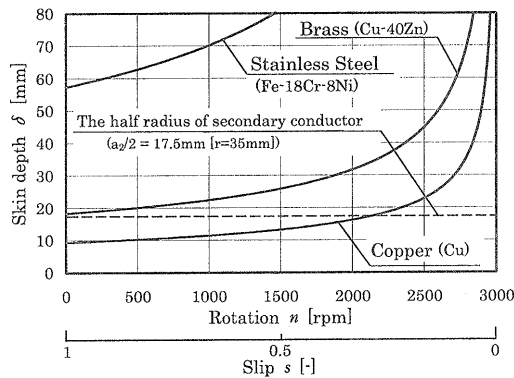


Fig. 10 The relationship between the slip and the skin depth.

瞬間の励磁電流の二乗で除したものである。また、図中の曲線は実験データを基にして得られた推力推測関数である。これについては次節で説明する。図中の複数回の実験データは一つの曲線にのっている。このことから、自由回転試験においても推力を励磁電流の二乗で割ることにより、推力を規格化できることが明らかになった。

真鍮とステンレス鋼については、励磁直後(回転数 0 rpm)に最大推力を示し、回転数が増加するにつれて推力が単調に減少する。この特性は、一般的な制御用リニア誘導モータの推力-速度特性に類似している[9]。

一方、銅は回転数が 2300 rpm 付近で最大推力を示す。この特性は、一般的な高速用リニア誘導モータの推力-速度特性[9]および一般的な回転誘導モータのトルク-回転数特性[10]に類似している。

リニア誘導モータ、および回転誘導モータの理論および実験では、二次導体の導電率が小さくなるにつれて最大推力(トルク)の得られる速度(回転数)が低下することが示されている[11][12]。今回の回転ねじれ磁場による実験の推力-回転数の関係にも同様の議論が成り立つものと考えられる。

5 考察

5.1 推力の極大値が得られる条件

実験結果より、二次導体に銅を使った場合、推力-回転数特性は単調減少とならない。かご型の回転誘導モータでは、同様の特性が二次電流の位相のずれによって生じると説明できる[13]。二次導体が中実金属円柱の場合、二次電流の位相のずれは表皮効果とともに生

Table 5 Slope of the slip-thrust curve around the synchronous condition.

Material	$\bar{I}^{-2} \left(\frac{dF_z}{ds} \right)_{s=0}$ [NA ⁻²]	$\sigma^{-1} \bar{I}^{-2} \left(\frac{dF_z}{ds} \right)_{s=0}$ [NΩmA ⁻²]
Copper	0.3	0.5×10^{-8}
Brass	0.08	0.5×10^{-8}
Stainless Steel	0.01	0.5×10^{-8}

じる。そこで、以下では表皮厚さに注目して議論を進める。

回転導体中の表皮厚さ δ は以下の式で与えられる[9]:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\mu \sigma \pi f s}} \quad (1)$$

ここで、 σ は二次導体の導電率、 μ は二次導体の透磁率を示す。また、すべり s は磁場と二次導体の相対運動を表す無次元数で、ここでは以下のように定義する:

$$s = \frac{3000 - n}{3000} \quad (2)$$

ここで、 n は二次導体の一分間あたりの回転数である。Fig.10 は、式(1)を使って求めた各二次導体の表皮厚さを示したものである。ただし、二次導体の透磁率は真空の透磁率 μ_0 とした。図中の破線は二次導体半径 a_2 の 0.5 倍を示す。この破線が表皮厚さを示す曲線と交わる点は、銅で $s \simeq 0.25$ 、真鍮で $s \simeq 1$ である。この値は、実験で得られた推力が極大となる条件にほぼ一致する。(ただし、真鍮の実験結果は $n = 0$ でちょうど極大となっており、ステンレス鋼の実験結果は測定範囲内に極大値をもっていないと解釈した。) このことは、表皮厚さが二次導体半径の 0.5 倍程度となることが極大推力を得る条件であることを示唆する。また、極大条件よりすべりの大きい(銅の 0~2300 rpm)運転条件では、表皮効果のために二次導体の中心部に磁場が浸透していないと予想される。この場合、二次導体が流体ならば逆流が生じてしまうので、ポンプとして機能しない可能性がある。

5.2 同期条件近傍の推力特性

一般的なりニア誘導モータや回転モータの理論では、同期条件 $s = 0$ 付近の推力-すべり曲線(トルク-すべり曲線)の傾きが二次導体の導電率に比例することが

示されている [11]. 自由回転試験の実験結果 (Fig.9) より, 同期条件 $s = 0$ 付近での各二次導体のグラフの傾き $(d\mathcal{F}_z/ds)_{s=0}$ を読み取り整理すると Table 5 が得られる. この結果は, 回転ねじれ磁場を使ったりニア誘導機の推力-すべり曲線においても

$$\left. \frac{d\mathcal{F}_z}{ds} \right|_{s=0} \propto \mu_0 \bar{I}^2 N^2 \sigma \quad (3)$$

の関係が成り立つことを示している.

5.3 推力-すべり特性の推測関数

実験で得られた推力-すべり特性は, 一般的なりニア誘導モータや回転誘導機の推力-すべり特性 (トルク-すべり特性) と多くの類似点をもつ. そこで, 一般的なりニア誘導機の理論 [14] に基づき, 回転ねじれ磁場 (基本波) を使った電磁ポンプの推力-すべり曲線は以下の関数形で表されると仮定する:

$$\mathcal{F}_{z0} = \mu_0 \bar{I}^2 N^2 \frac{2A_f c R_\omega s}{1 + (c R_\omega s)^2} \quad (4)$$

ここで, R_ω はシールドイングパラメータといい以下の式で定義される:

$$R_\omega = 2\pi\sigma\mu_0 f a^2 \quad (5)$$

式 (4) 中の A_f , c は実験データとの比較によって決定される定数である. 式 (5) 中の a は固定子の半径である. 式 (4) で表される曲線は $R_\omega s = c^{-1}$ で極大となり, その極大値は $\mathcal{F}_{z0} = \mu_0 \bar{I}^2 N^2 A_f$ である.

3.2 節で述べたように本装置では継鉄の六つの歯とスロットによって, 第5空間高調波と第7空間高調波が生じる. これらの高調波の同期速度はそれぞれ -600 rpm ($s = 6/5$) と 428 rpm ($s = 6/7$) である. 第5, 第7空間高調波を加味した推力-すべり曲線は, 基本波に空間高調波を重ね合せた以下の関数で表される [13]:

$$\mathcal{F}_z = \mu_0 \bar{I}^2 N^2 \left\{ \frac{2A_f c R_\omega s}{1 + (c R_\omega s)^2} + \frac{2A_h c R_\omega (s - 6/5)}{1 + [c R_\omega (s - 6/5)]^2} + \frac{2A_h c R_\omega (s - 6/7)}{1 + [c R_\omega (s - 6/7)]^2} \right\} \quad (6)$$

式中の A_h は実験データとの比較によって決定される定数である.

式 (6) で $A_f = 11.7$, $A_h = 1.06$, $c = 0.096$ を代入した曲線を Fig.9 に示す. ただし, c については $\mathcal{F}_{z0}$

が極大となる条件式 $R_\omega s = c^{-1}$ に Fig.10 の曲線と破線とが交わる $\delta = 0.5a_2$ の関係を代入して求めた. また, A_f と A_h についてはデータ点と曲線の目視比較に基づいて決定した. 図に示されたように, 関係式 (6) は実験結果に対して良い近似を与えている. また, 推力がゼロになる回転数が基本波の同期速度 3000 rpm からややずれているのは空間高調波の影響として説明できる.

6 結言

高温溶融金属に推力を与える誘導型電磁ポンプを提案した. 三組のらせん状巻線が組み込まれた固定子により回転ねじれ磁場が発生する. この回転ねじれ磁場により二次導体に作用する軸方向推力の作動原理の概略を図によって示した.

また, 固定子を試作し, 二次導体として固体金属円柱を使った実験より以下のことを確認した.

1. らせん状に配した三組のコイルに三相交流を流すことにより回転ねじれ磁場を得ることができた.
2. 製作した装置の磁束密度分布は歯とスロットの影響により波打つが, 平均値は理論的予測値と7%以内の誤差で一致することを確認した.
3. 回転ねじれ磁場により軸方向の推力が得られること, および推力は電流の二乗に比例することを実験により確認した.
4. 極大推力が得られる回転数は二次導体の導電率に依存しており, 今回の実験結果は表皮厚さが二次導体の半径の0.5倍程度のときに極大推力が得られることを示唆している. ただし, 極大推力が得られる条件よりも大きいすべりでは, 表皮効果のために二次導体の中心部で逆流が生じ, ポンプとして機能しない可能性がある.
5. 実験結果の考察に基づいて, 推力-すべり特性を表す関係式を提示した.

謝辞

職業能力開発総合大学校の見城尚志先生から電気特性に関する助言をいただいたことに感謝いたします. また, 実験システムの構築にあたっては, 東北大学流体科学研究所の佐藤武志氏から有益なご助言をいただきました.

本研究は文部省科学研究費特定領域研究 (B)(2) (No. 10211202), 財団法人マツダ財団および財団法人カシオ科学振興財団の助成を受けて行われた.

付録：二次導体がない場合の回転ねじれ磁場

三組の螺旋巻線は $\theta + kz = m\pi/3$ ($m = 0, 1, 2, 3, 4, 5$) に配置されており、それぞれの巻数が $\mathcal{N}$ であるとする。ここで、 k は磁場の z 方向の波数を表す。 z 軸と螺旋巻線のなす角度は $\tan^{-1}(kr)$ で表される。第 m 相の巻線一本あたりの電流 (単位は [A]) は

$$I_m = \sqrt{2}\bar{I} \cos(2\pi ft - m\pi/3) \quad (7)$$

ここで、 $\bar{I}$ は電源から供給される電流の実効値、 f は電源周波数。2極固定子の一種であるから、巻線の配置角と電気角が共に $m\pi/3$ となる。

問題を簡単にするため、ここでは巻線電流を円筒状のカレントシートで置き換える。カレントシートの半径 (現実の固定子では継鉄の歯の先端が位置する半径) を a 、その面電流を (i_θ, i_z) (単位は [A/m]) とする。面電流には連続関数であることおよび

$$\int_{(\frac{1}{3}m\pi - \frac{1}{6}\pi - \theta)k^{-1}}^{(\frac{1}{3}m\pi + \frac{1}{6}\pi - \theta)k^{-1}} i_\theta dz = I_m \mathcal{N} \quad (8)$$

$$\int_{\frac{1}{3}m\pi - \frac{1}{6}\pi - kz}^{\frac{1}{3}m\pi + \frac{1}{6}\pi - kz} i_z a d\theta = -I_m \mathcal{N} \quad (9)$$

を要求する。この条件を満足する面電流は

$$i_\theta = \sqrt{2}\bar{I}\mathcal{N}k \cos(2\pi ft - \theta - kz) \quad (10)$$

$$i_z = -\sqrt{2}\bar{I}\mathcal{N}a^{-1} \cos(2\pi ft - \theta - kz) \quad (11)$$

カレントシート内の面電流には $i_\theta/i_z = -ka$ 関係が成り立つ。いっぽう、曲線 $\theta + kz = \text{const}$ 上の微小線素には $a d\theta/dz = -ka$ の関係が成り立つ。したがって、

$$\frac{i_\theta}{a d\theta} = \frac{i_z}{dz} \quad (12)$$

式(10)、(11)で示される面電流は $\theta + kz = \text{const}$ に沿ったらせん電流である。

Fig.11のようなカレントシートを挟んだ閉じた経路にたいして積分形のアンペールの法則を適用する。

$$\int_{z_1}^{z_2} \left[\frac{B_z}{\mu} \right]_{\text{yoke}} dz + \int_{z_2}^{z_1} \left[\frac{B_z}{\mu_0} \right]_{\text{gap}} dz = - \int_{z_1}^{z_2} i_\theta dz \quad (13)$$

同様に

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} \left[\frac{B_\theta}{\mu} \right]_{\text{yoke}} a d\theta + \int_{\theta_2}^{\theta_1} \left[\frac{B_\theta}{\mu_0} \right]_{\text{gap}} a d\theta = \int_{\theta_1}^{\theta_2} i_z a d\theta \quad (14)$$

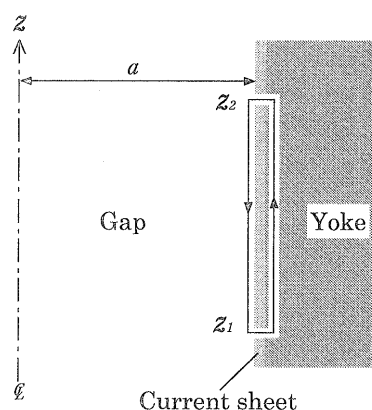


Fig. 11 Current sheet.

積分領域が任意に選べることより

$$\left[\frac{B_z}{\mu} \right]_{\text{yoke}} - \left[\frac{B_z}{\mu_0} \right]_{\text{gap}} = -i_\theta \quad (15)$$

$$\left[\frac{B_\theta}{\mu} \right]_{\text{yoke}} - \left[\frac{B_\theta}{\mu_0} \right]_{\text{gap}} = i_z \quad (16)$$

継鉄が理想的であると仮定すると、 $[\mu]_{\text{yoke}}/\mu_0 \gg 1$ なので

$$[B_z]_{\text{gap}} = \mu_0 i_\theta \quad (17)$$

$$[B_\theta]_{\text{gap}} = -\mu_0 i_z \quad (18)$$

式(10)、(11)を代入すると、空隙外縁での磁束密度の接線方向成分が得られる。

$$[B_\theta]_{\text{gap}} = \sqrt{2}\mu_0\bar{I}\mathcal{N}a^{-1} \cos(2\pi ft - \theta - kz) \quad \text{at } r = a \quad (19)$$

$$[B_z]_{\text{gap}} = \sqrt{2}\mu_0\bar{I}\mathcal{N}k \cos(2\pi ft - \theta - kz) \quad \text{at } r = a \quad (20)$$

固定子の中に二次導体が設置されていない場合、内部の磁束密度分布はラプラス方程式の解となる。境界条件(19)、(20)を満足する解は

$$\begin{aligned} B_r &= -\frac{\sqrt{2}\mu_0\bar{I}\mathcal{N}}{a} \frac{I_0(kr) - (kr)^{-1}I_1(kr)}{(ka)^{-1}I_1(ka)} \times \sin(2\pi ft - \theta - kz) \\ B_\theta &= \frac{\sqrt{2}\mu_0\bar{I}\mathcal{N}}{a} \frac{aI_1(kr)}{rI_1(ka)} \cos(2\pi ft - \theta - kz) \\ B_z &= \frac{\sqrt{2}\mu_0\bar{I}\mathcal{N}}{a} \frac{kaI_1(kr)}{I_1(ka)} \cos(2\pi ft - \theta - kz) \end{aligned} \quad (21)$$

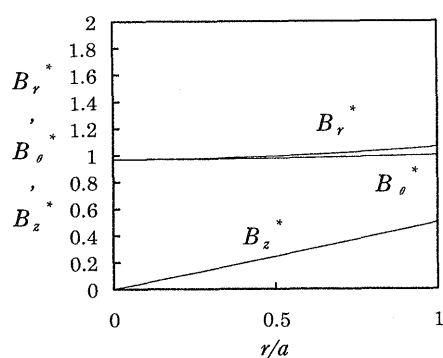
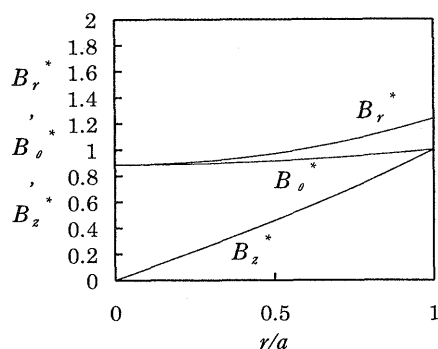
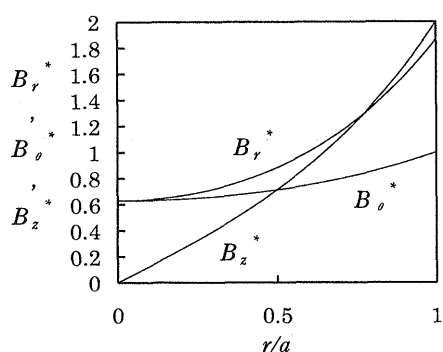
(a) $ka = 0.5$ (b) $ka = 1$ (c) $ka = 2$

Fig. 12 Dependence on twist angle of magnetic flux density.

ここで、 I_0, I_1 は第一種変形ベッセル関数を示す。磁束密度の大きさは $\bar{I}N$ に比例し、回転の角速度と z 方向の移動速度はそれぞれ $2\pi f$ と $2\pi f/k$ である。

二次導体を設置した場合でも、二次導体が同期速度に近い時は二次導体に流れる電流は小さく式 (21) の磁束密度を第一近似とすることができる。そのような運転条件で考えると、 $ka \ll 1$ の場合、横断面内の磁束密度の均一性は良好である。ただし、この場合はねじれが極めて小さいので充分な軸方向推力が得られない。 $ka \sim 1$ の場合、 B_z が無視できなくなり、横断

面内の B_r, B_θ の均一性がやや悪くなる。 $ka \gg 1$ の場合は中心付近の磁場が極めて小さくなり、二極磁場の利点が失われる。Fig.12 に、 $ka = 0.5, 1, 2$ の3つの場合における B_r, B_θ, B_z の振幅を示した。図中の B_r^*, B_θ^*, B_z^* はそれぞれ $\sqrt{2}\mu_0 \bar{I}N a^{-1}$ で振幅を無次元化した値である。横断面全体で均一度が高く強い推力を得るには、 $ka \simeq 1$ (ねじれ角 45 度) 付近に最適なねじれ角があると予想できる。二次電流や電磁力の分布を考慮した定量的な議論を行うためには、さらに詳細な理論解析・数値解析が必要である。

(2000 年 12 月 21 日受付)

参考文献

- [1] M. Garnier : Technological and economical challenges facing EPM in the next century, *Proc. Int. Symp. Electromagnetic Processing of Materials*, (2000), pp.3-8.
- [2] T. Fujii : State of art electromagnetic processing in Japanese iron and steel industry, *Proc. Int. Symp. Electromagnetic Processing of Materials*, (2000), pp.14-19.
- [3] E. Takeuchi and K. Miyazawa : Electromagnetic casting technology of steel, *Proc. Int. Symp. Electromagnetic Processing of Materials*, (2000), pp.20-27.
- [4] Dan Bialod (Ed.) : *Electromagnetic Induction and Electric Conduction in Industry*, Centre Français de l'Électricité, (1997), pp.359-362.
- [5] L.R. Blake : Conduction and induction pumps for liquid metals, *Proc. Inst. Elec. Eng.*, (1956), pp.49-63.
- [6] M. Rabiee and J.J. Cathey : Verification of a field theory analysis applied to a helical motion induction motor, *IEEE Trans. Magn.*, Vol.24, No.4 (1988), pp.2125-2132.
- [7] C.N. Vivès : Elaboration of metal matrix composites from thixotropic alloy slurries using a new magnetohydrodynamic caster, *Metallurgical Trans. B*, Vol.24 (1993), pp.493-510.
- [8] C.N. Vivès : New electromagnetic manufacturing processes for semisolid alloys and metal matrix composites synthesis, *Proc. Int. Symp. Electromagnetic Processing of Materials*, (1994), pp.223-228.
- [9] S. Yamamura : *Theory of linear induction motors*, University of Tokyo Press, (1978), pp.42-43, pp.50-52, pp.91.
- [10] P.L. Alger : *The nature of polyphase induction machines*, Wiley, (1951), pp.96-99.
- [11] E.R. Laithwaite : *Propulsion without wheels*, Hart Pub. Co., (1968), pp.115-117, pp.81-89.

- [12] T. Wildi : *Electrical machines, drives, and power systems*, Prentice-Hall Inc., (1997), pp.276-278.
- [13] P.L. Cochran : *Polyphase induction motors*, Marcel Dekker Inc., (1989), pp.82-83, pp.457-458.
- [14] B.T. Ooi and D.C. White : Traction and Normal forces in the linear induction motor, *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*, Vol. PAS-89, No.4, (1970), pp.638-645.