

# 日本磁気学会論文特集号

## 6 巻 1 号

ONLINE ISSN: 2432-0471

Electronic Journal URL: <https://www.jstage.jst.go.jp/browse/msjtsmj/-char/ja/>

### CONTENTS

#### Hard and Soft Magnetic Materials

拡張型 Landau 自由エネルギーモデルを用いた YIG の保磁力メカニズム解析 ..... 増澤 賢・國井創一郎・A.L.Foggiatto・三俣千春・小嗣真人	1
Fe 系微細結晶材料の磁場中熱処理による磁気特性及び信頼性 ..... 佐久間穂崇・矢澤翔大・渡邊 洋・新妻清純	10
強磁性超弾性合金を用いた振動発電の基礎検討 ..... 小澤海斗・栢 修一郎・石山和志	15
固相反応法で作製した $\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$ の結晶構造と磁気特性に及ぼすヤーン・テラー効果の影響 ..... 柏木春穂・藤枝 俊・清野智史・中川 貴	20

#### Measurement Technique, High-Frequency Devices

逆磁歪効果型歪センサの高周波振動特性の評価 ..... 高野 凌・石山和志・星 貴之	23
電磁界シミュレーションによるコプレーナ型薄膜磁界センサの解析 ..... 石原知弥・植竹宏明・本多順一・藪上 信・山口正洋	28

#### Power Magnetics

ワイヤ放電加工で製作した圧粉磁心 SR モータの特性検証 ..... 三ツ谷和秀・中村健二	34
小型 EV 用アキシシャルギャップ型スイッチトリラクタンスモータの損失に関する実験的考察 ..... 佐藤航汰・中村健二	39
逆バイアス磁界印加用磁石を有する横方向磁束型スイッチトリラクタンスモータの基礎特性 ..... 永井歩美・三ツ谷和秀・中村健二	44
NANOMET® 積層コアを適用したインセット型 PM モータの実機評価 ..... 于 越・平本尚三・中村健二	49
カットコアと積層コアからなる直交磁心型可変インダクタ ..... 佐藤翼空・中村健二・大日向 敬・有松健司	53
不等幅ポールピースによる整数ギヤ比を有するアキシシャルギャップ型磁気ギヤのコギングトルク低減 ..... 戴 博群・中村健二・鈴木雄真・立谷雄一・操谷欽吾	58
誘導同期磁気ギヤの原理検証および伝達特性向上 ..... 水穴裕真・中村健二・鈴木雄真・立谷雄一・操谷欽吾	63
セグメント構造アウターロータ型高速 PM モータに関する検討 ..... 櫻井 将・内山裕太郎・中村健二	69
アキシシャルギャップ誘導モータの設計手法に関する検討 ..... 照井智理・吉田征弘・田島克文	74

湾曲させた柔軟鋼板の磁気浮上搬送システムの開発（電磁力の印加位置に対する基礎的考察） ..... 椎名敦紀・嘉山周汰・ムハマドヌルハキミビンモハマドカマ・ 小川和輝・遠藤文人・成田正敬・加藤英晃	81
水平方向からの磁場を用いた柔軟鋼板の磁気浮上（浮上中の振動特性に関する基礎的検討） ..... 遠藤文人・嘉山周汰・椎名敦紀・ムハマドヌルハキミビンモハマドカマ・ 小川和輝・池田圭吾・加藤太朗・成田正敬・加藤英晃	87
永久磁石と電磁石を併用した薄鋼板の磁気浮上装置の開発（遺伝的アルゴリズムを用いた永久 磁石の最適配置に張力印加位置が与える影響に関する基礎的考察） ..... 嘉山周汰・ムハマドヌルハキミビンモハマドカマ・椎名敦紀・ 小川和輝・遠藤文人・成田正敬・加藤英晃	93
 <b>Biomagnetism / Medical Applications</b>	
磁気温熱療法の定温加熱制御システムを用いた動物実験 ..... 鹿野晃弘・トンタット・ロイ・桑波田晃弘・アリウンブヤン・スフバートル・ 小玉哲也・藪上 信	100

---



---

## Board of Directors of The Magnetism Society of Japan

<b>President:</b>	S. Sugimoto
<b>Vice Presidents:</b>	Y. Takemura, J. Hayakawa
<b>Directors, General Affairs:</b>	H. Saito, H. Yuasa
<b>Directors, Treasurer:</b>	H. Takahashi, A. Yamaguchi
<b>Directors, Planning:</b>	T. Kondo, M. Mizuguchi
<b>Directors, Editorial:</b>	T. Kato, S. Yabukami
<b>Directors, Public Relations:</b>	S. Sakurada, K. Kakizaki
<b>Directors, International Affairs:</b>	H. Yanagihara, H. Kikuchi
<b>Specially Appointed Director, Gender Equality:</b>	F. Akagi
<b>Specially Appointed Director, Societies Collaborations:</b>	K. Fujisaki
<b>Specially Appointed Director, International Conferences:</b>	Y. Miyamoto
<b>Auditors:</b>	Y. Takano, K. Kobayashi

# 拡張型 Landau 自由エネルギーモデルを用いた YIG の保磁力メカニズム解析

## Analysis of the coercivity mechanism of YIG based on the extended Landau free energy model

増澤賢<sup>a)</sup>・國井創太郎<sup>a)</sup>・A.L.Foggiatto<sup>a)</sup>・三俣千春<sup>a),b)</sup>・小嗣真人<sup>a)†</sup>

<sup>a)</sup> 東京理科大学先進工学部, 東京都葛飾区新宿 6-3-1 (〒125-8585)

<sup>b)</sup> 物質・材料研究機構 (NIMS), 茨城県つくば市千現 1-2-1 (〒305-0047)

K.Masuzawa<sup>a)</sup>, S.Kunii<sup>a)</sup>, A.L.Foggiatto<sup>b)</sup>, C.Mitsumata<sup>a),b)</sup>, and M.Kotsugi<sup>a)†</sup>

<sup>a)</sup> Tokyo University of Science, 6-3-1, Nijuku, Katsushika, Tokyo, 125-8585, Japan

<sup>b)</sup> National Institute of Science (NIMS), Sengen, Tsukuba, Ibaraki, 305-0047, Japan

We propose an "extended Landau free energy model", which can deal with the complex microstructure of magnetic domain structure and explain the magnetization reversal process using modern data science. The energy landscape is newly drawn in the information space by persistent homology (PH), principal component analysis (PCA), and Ising model for the magnetic domain structure big data of YIG. The PH and PCA analyses yielded high-quality features that explain the microstructure of the magnetic domain structure and magnetization. The energy landscape shows that the mode of domain formation changes sequentially with the energy gradient: nucleation, elongation, branching and widening of magnetic domain. In addition, small energy barriers were visualized, suggesting the extraction of hidden features difficult to recognize by human eyes. This model allows us to establish a relationship between the microstructure of the magnetic domain and the magnetization reversal process based on the energy.

**Key words :** magnetic domain structure, machine learning, energy landscape, Ginzburg-Landau model, persistent homology

### 1. はじめに

電気自動車の急速な普及を背景に, エネルギー変換効率の高い省電力モーターの開発が求められている。エネルギー変換効率の向上には, モーター内部のステータ鉄心に用いられる軟磁性材料のヒステリシス損を低減することが有効である。これを背景に, ヒステリシス損の大きさを決定付ける保磁力のメカニズム理解が求められている<sup>1-3)</sup>。しかし, 微細な領域の磁化反転現象である磁区構造変化と, 巨視的な磁化反転現象である磁気ヒステリシスの関係性は未だ完全に明らかになっていない。このことから, 保磁力メカニズムは磁性材料科学における未解決問題の一つとして長らく議論が続けられてきた<sup>4-10)</sup>。保磁力や磁化過程を理解するための理論として, Ginzburg-Landau 理論<sup>3-4)</sup>が知られている。本理論は, 磁場  $H$  と磁化  $M$  を説明変数として磁気的エネルギー  $F$  を表現する理論的枠組であり, 長らく利用されてきた。保磁力  $H_c$  は磁化反転に必要なエネルギー障壁の高さによって決定づけられ, エネルギー地形の鞍点が保磁力に対応している<sup>3)</sup>。その一方で, 従来の Ginzburg-Landau 理論では平均場近似に基づいたような内部構造を前提としているため, 金属組織や粒界を含む現実的な磁性材料の保磁力を説明することが困難であった。特に, 磁化  $M$  を秩序変数として統計力学的に利用しているため, 空間的に不均一な実材料の解析で問題を抱えていた。

そこで我々は, 磁化の空間的な不均一性を取り扱え, 実材料の磁化反転過程を説明可能な「拡張型 Landau 自由エネルギーモデル」の設計を試みる。開発では, 磁区構造における磁化分布の不均一性をパーシステントホモロジー(PH)と呼ばれる位相幾何学の概念を用いて定量化する<sup>11-15)</sup>と共に, 教師無し学習の代表例である主成分分析(PCA)を用いて, データの変化の傾向を低次元空間で可

視化することを試みる。さらに磁気内部エネルギーの推定にはイジング模型を元に<sup>16)</sup> 画像情報から直接的にエネルギーを算出する。これによって情報空間上に新しいエネルギー地形を描くことができ, データの変化の傾向から材料内部の磁区構造と材料機能となる保磁力の関係性が構築できるものと期待される。またエネルギー地形における傾斜や凹凸を詳細解析することで, 保磁力のメカニズム理解や人間が気づけなかった知見の抽出も期待される。本稿ではモデルの設計や標準試料における解析例について報告する。

### 2. 解析手法

**2.1 パーシステントホモロジーを用いた磁区構造の定量化**  
磁区構造のデータを機械学習に持ち込むため, 磁区構造における磁化の空間的な不均一性を定量化して記述子として取り出す必要がある。本研究では位相幾何学の新規概念「パーシステントホモロジー (PH)」を利用した<sup>11-13)</sup>。PH は構造の連結性や穴の形状など, 幾何学的な特徴を定量化できるトポロジーの概念であり, 機械学習との組み合わせによって構造と諸物性の対応関係を構築できる強力な解析手段である<sup>13)</sup>。磁区構造のみならず, 高分子や構造材料など幅広い材料解析で利用が急速に進展している<sup>12-14)</sup>。

本節では, PH 解析の基本的概念を説明したのち, 磁区構造データからの情報抽出の手順について説明する。なお本研究ではバイナリデータの磁区構造を対象としている。画像の各 pixel に 1(白)か 0(黒)のデータが格納されており, 磁化方向の上下にそれぞれ対応している。PH 解析では, 白 pixel と黒 pixel の境界面を基準にマンハッタン距離を pixel 毎に算出する (Fig. 1 (a))。次にマンハッタン距離における白黒の閾値を連続的に変化させることで境界面を膨張・収縮させる (Fig. 1 (b))。この過程において「穴」が生成 (birth) する閾値  $b$  と, 消滅 (death) したときの閾値  $d$  を記

録することで構造の特徴を抽出する。 $(b, d)$  のペアは generator と呼ばれ、穴の形状を特徴付ける情報となる。閾値を画像全体について処理することで、パーシステンス図 (PD) と呼ばれる図形を作成する (Fig. 1(c)). また birth と death の差は lifetime と呼ばれ、発生した穴の持続時間 (寿命) を表している。例としてストライプ状の構造は  $b, d$  が同程度の値となることから PD の対角線上に generator が生成され、バブル状の構造は第二象限に generator が生成される。また境界の移動方向は正負両方について処理を行うことができ、正の場合は構造を太らせ、負の場合は構造を細らせる処理を行う。この処理によって穴のみならず構造の連結性も記述できる。このように PD はデータの構造情報を記述しており、微細組織の形状情報を定量化することが可能である (Fig. 1 (d)). 磁化反転過程における磁区構造解析では、白黒両方の磁区構造の特徴を抽出することが有用であり、白黒両方の PH 解析を実施した。PD 上に現れる  $(b, d)$  の分布を利用することで、微細組織の分類に利用することができる。さらには磁区形状に応じて磁気内部エネルギーが変化するため、PD には系の安定性の情報も内包されている。また PD の generator は、対応する元の空間座標を逆算でき、元の磁区構造の座標情報に遡ることも可能である。さらに PH 解析と機械学習を組み合わせることで、微細組織と様々な特性パラメータとの関係性を構築することができる。磁化反転過程は複雑な磁区構造変化を伴い、生成された PD も高次元データであることから、データの変化を低次元空間に縮約して可視化することは有用である。機械学習では多種多様な次元削減手法を利用可能であるが、本研究ではメカニズムの理解を最終的な目的としているため、解釈性の高い次元削減手法として主成分分析 (PCA) を利用した<sup>15)</sup>。PCA は教師無し機械学習の代表例であり、

高次元のベクトル  $\{x_i | x_1^i, \dots, x_p^i\}$  を、低次元のベクトル  $\{y_i | (y_1^i, \dots, y_m^i), m < p\}$  に次元削減する手法である。射影行列  $W = \{w_1, \dots, w_m | w_i = (w_1, \dots, w_p)\}$  を作成し、高次元の分散情報を出来る限り保持して低次元に縮約する手法である(式(1)). なお  $x = \{x_1, \dots, x_n\}, y = \{y_1, \dots, y_n\}$  とする。

$$y = Wx \tag{1}$$

$$(w_1^2 + w_2^2 + \dots + w_m^2 = 1)$$

このときの射影行列を構成するベクトル  $w_i$  を基底ベクトル (PCA ローディング), 射影後のベクトルを主成分  $y_i = (y_1^i, \dots, y_m^i)$  と呼ぶ。主成分は第一主成分から順に PC1, PC2, ..., PCm が作成され、番号が小さいほど説明性能が高い。PCA の利点は、データ間の距離や変化の傾向を低次元空間で可視化できることに加えて、データに内在する本質的な特徴を基底ベクトルとして抽出できる点である。基底ベクトルは互いに直交していることからデータ間の Euclid 距離が保存されているため、部分空間を歪めずに距離と物理パラメータの相関解析を直接実施できる。本解析を磁区構造に適用すると、磁区構造の複雑性や連結性を定量化して、複雑な磁区構造変化を可視化することが期待される。具体的には PD を正定値カーネルに従ってベクトルに変換し、磁化反転過程の一連のデータをスタックして一枚の巨大な行列を作成する。その後 PCA を用いて 2 つの主成分に次元削減する。これにより PD の変化を少ない基底ベクトルで表現することができ、磁化反転過程を低次元空間上で可視化することができる。そして各データ点の内部エネルギーを解析することで、情報空間上で新たなエネルギー地形を描画することができる。次節では「拡張型 Landau 自由エネル

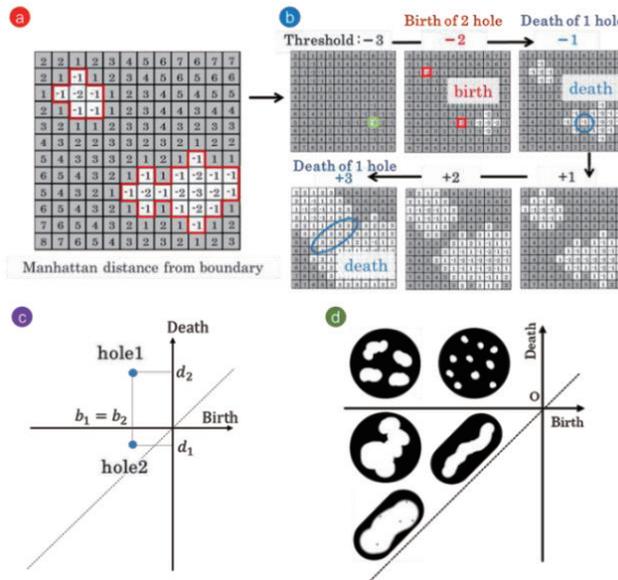


Fig. 1 Schematic sequence of Persistent Homology (PH) analysis.

(a) Analyze the Manhattan distance from the boundary in the binarized black-white image, and index them to each pixel. (b) Fattening/thinning process in PH. Increase/decrease the threshold and record the birth and death of holes. (c) Plot the recorded birth-death pairs as a two-dimensional map and create a persistent diagram (PD). (d) Typical correspondence between PD and the original image, where information of PD can be a useful feature of the microstructure.

ギーモデル」の作成手順を説明し、物理パラメータと特徴量との相関解析や、磁化反転過程のメカニズム解析に繋げる。

## 2.2 拡張型 Landau 自由エネルギーモデルの設計

本節では、Ginzburg-Landau 理論を情報空間上に拡張した「拡張型 Landau 自由エネルギーモデル」の基本的な概念を説明する。本モデルは不均一な磁化の分布を取り扱うことが可能であり、実材料の磁化反転過程の解析に有用と考えられる。磁化分布の不均一性は PH 解析を用いて特徴抽出されているため、PD の固有値（つまり磁区構造の形の特徴）を説明変数として活用するのが基本的な考え方である。抽出された説明変数を  $v_i^{PH}$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) とすると、秩序変数の磁化  $M$  を特徴量  $v_i^{PH}$  に変数変換することで、数理的な齟齬なく従来の Ginzburg-Landau 理論を拡張でき、保磁力の議論が可能となる。

従来型 Ginzburg-Landau 理論における保磁力は、エネルギー障壁を乗り越えるための外部磁場の大きさに対応し、自由エネルギー地形  $F(M)$  の導関数、つまり局所的な傾斜に相当する<sup>4)</sup>。このとき、保磁力は導関数の極値として数理的に求めることができる(式(2))。なお、式(2)における  $M_c$  は、保磁力における磁化である。また保磁力における磁化はエネルギー曲線の変曲点を指定する秩序変数となることにも注目されたい。

$$H_c = -\left(\frac{\partial F(M)}{\partial M}\right)_{M=M_c} \quad (2)$$

次に拡張型 Landau 理論への展開を試みる。本理論は説明変数を特徴量としているため自由エネルギーは  $F(v_1^{PH}, v_2^{PH}, \dots)$  と表されるが、変数変換を行うことで従来理論からの展開を試みる。従来型 Ginzburg-Landau 理論では磁化  $M$  が説明変数であることから、磁化  $M$  の記述子として式(3)のように説明変数  $v_1^{PH}, v_2^{PH}, \dots$  を関係づけることができれば、式(4)のように拡張型 Landau 自由エネルギーモデルでも保磁力を定義できる。

$$M = D(v_1^{PH}, v_2^{PH}, \dots) \quad (3)$$

なお本研究では PH を用いた記述子でモデルを表現する。 $v_1^{PH}, v_2^{PH}, \dots$  は磁化  $M$  の説明変数でもあるから、式(2)を変形して以下のように保磁力を再定義することができる。

$$H_c = -\frac{\partial F(v_1^{PH}, v_2^{PH}, \dots)}{\partial v_1^{PH}} \frac{\partial v_1^{PH}}{\partial D(v_1^{PH})} \quad (4)$$

第一項は自由エネルギー地形の記述子に対する局所的な傾斜であり、第二項は記述子と物性パラメータとの変数変換の項であり、数理的な整合性が保証されている。以上が拡張型 Landau 自由エネルギーモデルの基本概念である。本モデルでは、次元解析や相関解析などの検証が必要であるが、適切な記述子選択が行えれば、不均一系の保磁力解析を情報空間上で行えることを意味する。

また目的変数である磁気エネルギーは加算性が保証されているので、各々の磁気的相互作用毎に線形分解することが可能である。

このことから交換エネルギーのみならず静磁エネルギーや磁気弾性エネルギーなど多様な磁気的相互作用に対して個別に解析でき、保磁力に寄与する因子を相互作用毎に議論できるため、メカニズムの支配因子の解析が期待できる。

本研究では解析手法の基本原理解を構築するため、磁壁に寄与する擬交換エネルギーに注目して議論を行った。以下に示す手順で、磁区構造画像における磁壁部分の輪郭を抽出し、擬交換エネルギーを算出した。擬交換エネルギーは、画像データの隣接 pixel から、交換スティフネス係数、磁壁幅、ピクセルの幅を用いて算出した定性値となる。二値化された磁区画像において白を1、黒を-1と置き、イジング模型(式(5))に基づいて擬交換エネルギーを計算した。なお本研究では第二近接(8pixel)までを取り入れて交換相互作用を算出することとした。またマクロな磁化と膜厚より、擬交換エネルギーの定量値を算出した(式(6))。なお、 $A$  は交換スティフネス定数、 $m_{pixel}$  は1pixel当たりの磁化の大きさ、 $L$  は膜厚、 $u$  は1pixelの幅である。なお分解能以下の擬交換エネルギーの算出には課題があり、推定の精度については議論の余地が残されている。

$$m(i, j) = \begin{cases} +1 & \text{(White pixel)} \\ -1 & \text{(Black pixel)} \end{cases} \quad (5)$$

$$E_{exch} = -\frac{1}{2} A \cdot m_{pixel} \cdot \frac{L}{u} \sum_i^n \sum_j^n m(i, j) \cdot m_{8th\ neighbors} \quad (6)$$

本式を実験的な磁区構造データに適用し、拡張型 Landau 自由エネルギーモデルの作成を行い、磁化反転過程における保磁力解析をおこなった結果を次節で述べる。

## 3. 実験

実験では、単結晶の軟磁性実材料の磁化反転を対象に、拡張型 Landau 自由エネルギーモデルの作成と実証を行った。測定試料は、LPE 法で作製された YIG 単結晶薄膜を用いた。また膜厚が 240, 320, 475  $\mu\text{m}$  (基板サイズ: 11 mm  $\times$  11 mm) の三種類の試料を使用し、実験を行った。YIG は保磁力付近で明瞭な迷路状磁区構造を形成することが知られているため、磁区構造データの取得が容易であり、磁区構造の複雑性の定量化やエネルギーモデルのモデリングなど、原理検証を行う上で適切な試料である<sup>5-7,17)</sup>。

磁区構造測定では、極 Kerr 顕微鏡を用いて磁化の空間分布の垂直成分を測定した。偏光板の角度をクロスニコル配置から数度回転させ、磁気コントラストが最大となる角度で磁区画像を取得した。測定における 45 度回転子の波長係数は 0.065 deg / nm であり、十分な Kerr 回転角を有することから、明瞭な磁気コントラストを得ることができる。カメラは CCD カメラを使用した。視野は 1699  $\mu\text{m} \times$  1699  $\mu\text{m}$  (画像サイズ 1024 pixel  $\times$  1024 pixel) で情報を 16 bit で記録した。露光時間は 16 bit の階調を最大限活用するため十分長くとった。また光の照射ムラを消去するために、バックグラウンド処理を行った。外部磁場は試料面直方向に印加し、約 200 Oe から -200 Oe の範囲で約 3 Oe 刻みで準静的に変化

させ、ヒステリシス一周分となる 244 枚の磁区画像を連続的に取得した (Fig. 2)。磁区構造の磁気コントラストの総和を用いて磁気モーメントを算出し、マクロな磁気ヒステリシス曲線を作成した。なお飽和磁界は 150 Oe, キュリー温度は 250 °C, 飽和磁化は  $3.2 \times 10^3$  emu/cc であった。再現性を確認するため、ヒステリシス 2 周分の磁区構造データ 488 枚を取得した。なお得られた磁区画像は前処理として大津法で二値化処理をしている。

エネルギー地形の描画には、PH による特徴抽出と PCA による次元削減を実施した。まず PH 解析により磁化反転における各磁区構造画像を PD へと変換した。次に PD を正定値カーネルによって特徴量ベクトルに変換し、スタックすることで特徴量行列とした。PD による特徴量行列は  $1.99 \times 10^6$  次元以上の高次元データとなるため、PCA を用いて二次元平面上でデータの変化の振る舞いを可視化した。得られた PC1, PC2 はデータの変化を説明する基底ベクトルであるため、これを説明変数としてエネルギー地形のモデリングで活用した。なお基底ベクトルの寄与率を評価し、元データの情報をどれだけ保持しているかを検証している。磁区構造の変化を特徴量空間でうまく表現できていれば、磁区構造と諸物性の対応付けが可能となり、説明能力と解釈性の高いエネルギーモデルが期待できる。また膜厚依存性についても同様の解析を行い、PCA の散布図上でのデータの変化の傾向を解析した。一連の解析を通じて、基底ベクトルの頑健性や解析手法の有用性を検証した。

また、磁区構造の画像情報を用いて擬交換エネルギーの推定を行った。擬交換エネルギーは、磁化が垂直磁化だと仮定して算出している<sup>10)</sup>。交換スティフネス定数は  $1.72 \times 10^{15}$  erg/cc, 磁気モーメントは  $5.69 \times 10^7$  emu/pixel とした。以上の手順で得られた説明変数と擬交換エネルギーを用いて拡張型 Landau 自由エネルギー地形をモデリングした。

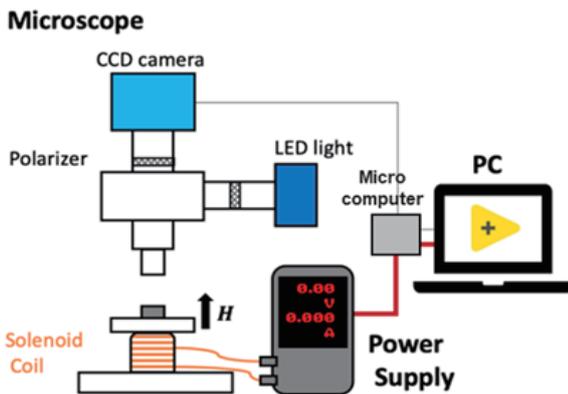


Fig. 2 Schematic diagram of the Kerr microscope measurement system.

The magnetic domain structure was acquired with linearly polarized LED light in a polar Kerr configuration. The magnetic field was applied perpendicular to the sample surface. The CCD camera and the electromagnet were linked by PC control. Image acquisition and magnetic field scanning were carried out automatically to obtain big data of the magnetic domain structures.

## 4.実験結果および考察

### 4.1 磁区構造, 特徴量, エネルギーの解析

Fig. 3 (a)–(j) は、極 Kerr 顕微鏡で解析した YIG 試料 (膜厚 475  $\mu\text{m}$ ) の外部磁場依存のヒステリシス一周分の磁区構造である。なお図は、測定視野 1699  $\mu\text{m} \times 1699 \mu\text{m}$  のうち 833  $\mu\text{m} \times 833 \mu\text{m}$  の領域を抜粋表示しているが、データ解析には測定視野全域を利用している。測定の結果、明瞭な磁気コントラストと連続的な磁区構造変化を確認できた。画像における白(黒)領域が上(下)向きの磁化に対応しており、外部磁場に依存して磁区構造が連続的に変化する振る舞いを確認できた。磁区構造変化を目視で確認したところ、白色に飽和した状態から黒色のドット上の逆磁区が核生成によって生成される (Fig. 3 (a))。次に核を起点として細線状の逆磁区が伸張し、核同士の連結や細線の分岐を生じながら微細組織が形成される (Fig. 3 (b))。細線の伸張が終わると、磁壁の移動により磁区幅が増大しながら逆磁区が拡大する (Fig. 3 (c)–(d))。その後は磁区構造の複雑性が徐々に増加しながら迷路状磁区構造が形成され保磁力領域に至る (Fig. 3 (e))。保磁力を経てさらに磁区幅が増大して逆磁区が拡大し、白色の磁区幅が減少する (Fig. 3 (f)–(h))。逆磁区の拡大により白色の磁区幅が細線化すると、細線が千切れながら縮小していく (Fig. 3 (i))。最終的には白色の磁区がドット状の核となり (Fig. 3 (j))、のちに完全に黒色に飽和する。一連の磁区構造変化は先行研究をよく再現しており、適切なデータセットを得ることができた<sup>9,7)</sup>。

Fig. 3 (k)–(t) は一連の磁区構造から作成した PD である。磁区構造の連続変化に伴って PD の generator の分布も右上に連続変化する様子が定性的に確認できる。PD は白ベースのパーシステントホモロジーであり、白色の磁区をつながり方の特徴を表す。Fig. 3 (k) の PD は殆ど generator が生成されず、白色磁区が大きく広がっていることに対応している。Fig. 3 (l)–(n) の PD は対角から離れた場所に generator がまばらに分布していることから、逆磁区の生成によって白の磁区が浸食され、幅の広い微細組織が形成されていることに対応している。また Fig. 3 (o)–(q) の PD は、尖った山状の generator の分布が確認できる。これは白色磁区の磁区幅が徐々に細くなりつつ、入り組んだ逆磁区が生成されることに対応している。なお本図が保磁力領域に対応しており、迷路状磁区構造の特徴を抽出している。最終的に Fig. 3 (r)–(t) では generator の分布が右上に移動しながら収束して消失する振る舞いを示す。これは白色磁区の幅がさらに細くなり、周囲の黒色磁区に飲み込まれながら最終的に逆方向に飽和する振る舞いに対応している。なお黒ベースの PD では逆の振る舞いを示すことも確認済みであり、白ベースと黒ベースの PD では表裏一体の振る舞いを示す。よって PH 解析により、磁区構造の特徴を抽出できていたことを確認できた。

Fig. 4 (a) に YIG におけるヒステリシスループを示す。縦軸は磁気モーメント、横軸は印加した外部磁場を示す。なお Fig. 4 (a) 図中の (a)–(j) は Fig. 3 の (a)–(j) の磁区構造に対応している。(a) で核生成が生じ、(b) で曲線の折れ曲がりが生じ、逆磁区成長領域 (c)–(i) は直線的に変化することが確認できる。Fig. 4 (b) は、ヒス

テリシスループ 1 周分の磁区画像情報を元データとして直接的に擬交換エネルギーを算出した古典的なエネルギー地形である。視野範囲は  $833 \mu\text{m} \times 833 \mu\text{m}$  に対応し、縦軸は擬交換エネルギー、横軸は印加した外部磁場を示す。逆磁区成長領域でエネルギーの

分布に幅があり、保磁力付近でおおむね極大値を取る様子が観察された。よって古典的な磁気ヒステリシスループとエネルギー地形を生成できていることが確認できた。

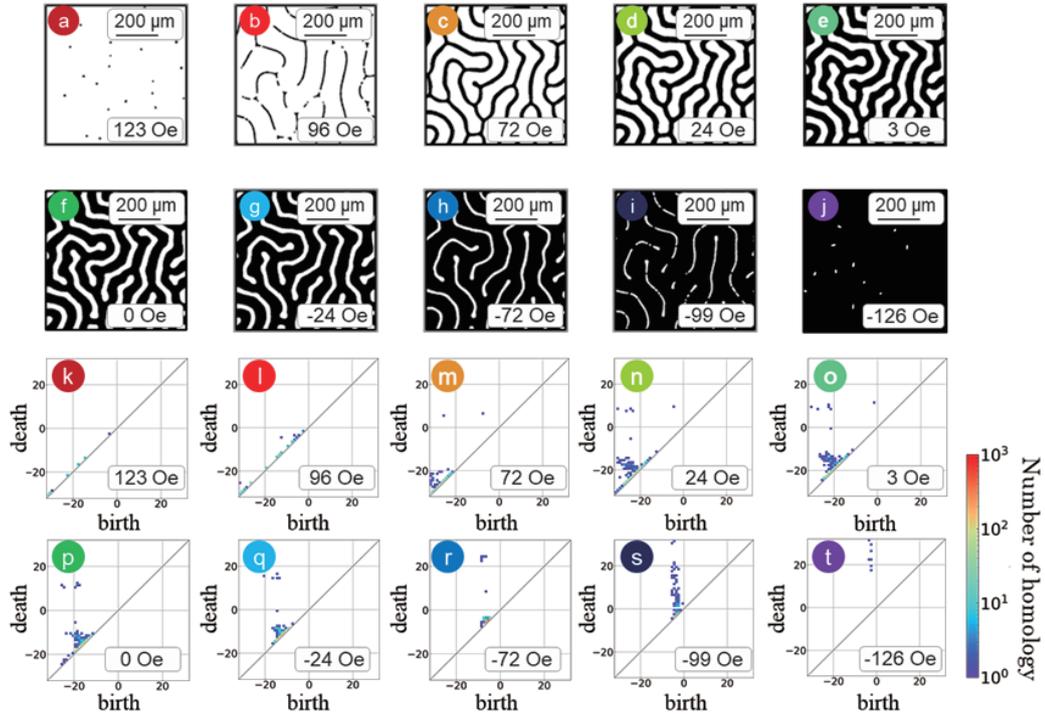


Fig. 3 Magnetic domains (a) - (j) and PDs (k) - (t) with a variation of external magnetic field.

(a) - (j): Magnetic domain structures continuously changes according to the external magnetic field. (k) - (t): PDs also continuously change according to the change of the magnetic domain structure, and quantifying microstructure of magnetic domain. PDs were used as input for machine learning.

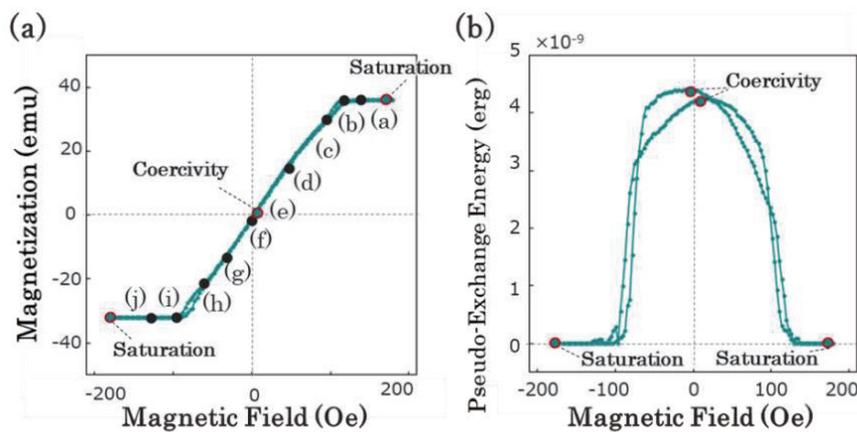


Fig. 4 (a) Magnetic hysteresis curve of a YIG thin film ( $t = 475 \mu\text{m}$ ). (b) Classical energy landscape of pseudo-exchange energy. The coercivity region is located almost at the top of the energy landscape.

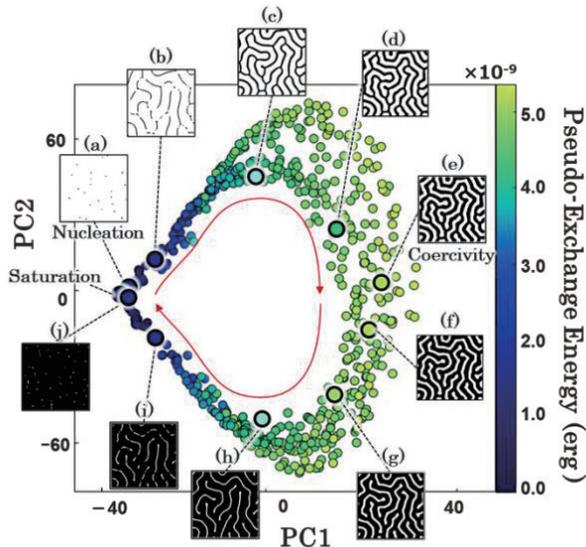


Fig. 5 Extended Landau free energy landscape drawn by PH and PCA.

Extended Landau free energy model is the energy landscape drawn in the information space, with the features generated by PH and PCA as explanatory variables. The relationship between the magnetic domain structure and the magnetization reversal process is connected through energy. PC1 and PC2 are the eigenvectors obtained by PCA, and the colour is the pseudo-exchange energies. Red arrow shows the magnetization reversal path from saturation to coercivity to saturation.

4.2 拡張型 Landau 自由エネルギー地形の作成

本節では、磁区構造の特徴量と擬交換エネルギーを用いて描画した拡張型 Landau 自由エネルギー地形について述べる(Fig. 5). PC1 および PC2 は、PCA によって定められた基底ベクトルであり、散布図の座標は PC1, PC2 の固有値に対応している。本図のデータ点は磁区画像に対応しており、磁区構造の形状の変化を二次元平面上で可視化したこととなる。なお PC1, PC2 の累積寄与率は 82.4% であり、PCA の結果は磁区構造変化をよく表現できていると言える。各データ点のカラーマップは擬交換エネルギーに対応している。なおエネルギー項は機械学習に用いていない点も留意されたい。

次にデータの変化の傾向、つまり磁化反転過程に着目すると、PC1 および PC2 は図中赤い矢印のように連続的に変化している。実際の磁区構造と比較すると、形状の連続変化と良く対応していることが確認できる。なおデータ間の距離は PD のベクトル間の距離に対応しており、押し並べて言えば磁区構造の差異に対応している。保磁力領域は PC1 が最大で PC2 が概ねゼロの位置をとった。これより保磁力解析では PC1 が有用であることが推察される。また

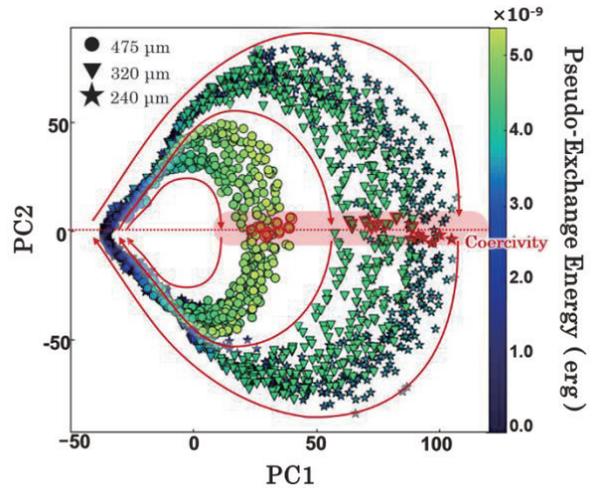


Fig. 6 Thickness variation of the extended Landau free energy landscape. A continuous and common energy landscape is drawn.

保磁力近傍ではエネルギー地形は平坦であることが確認できる。これは磁区形状の変化に対して擬交換エネルギーのコストが少ないことを意味しており、保磁力の小さな軟磁性材料の特性と良く合致する結果である。このようにして、本モデルではエネルギーを基盤に形状と磁化過程の関係性を解析することができる。

次に YIG 薄膜の各試料について解析した結果を示す(Fig. 6)。赤色の矢印で示すように、磁化反転経路は各試料で共通した経路を示すことが確認できる。またエネルギー地形も連続するエネルギー曲面が描けている。これにより PC1,

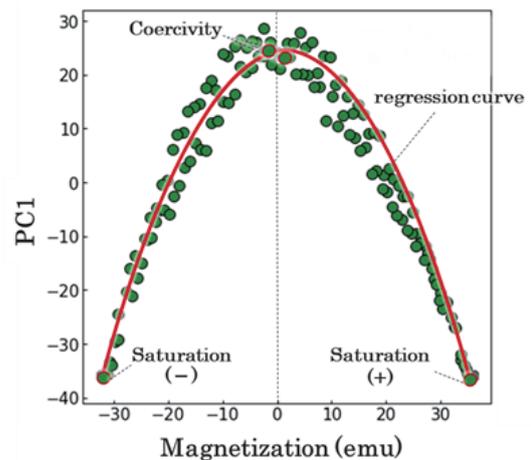


Fig.7. Correlation between PC1 and magnetization. Eigenvalue of PC1 can be regressed by a simple second-order curve of magnetization (red curve)

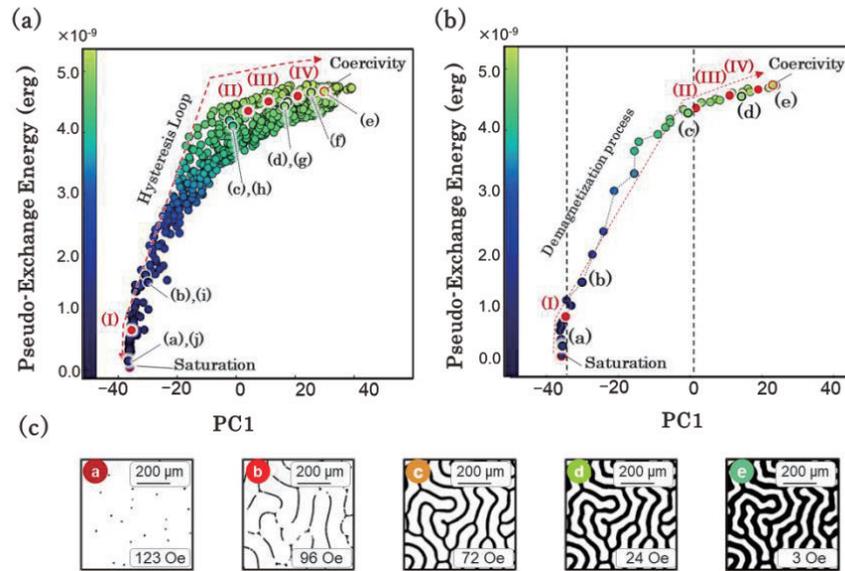


Fig. 8 Energy landscape respect to PC1. (a) Energy landscape drawn from the two - loop dataset. (b) Selected quarter - loop data. The pseudo-exchange energy increases with magnetization reversal from saturation to coercivity, where the coercivity region corresponds to the maximum (saddle point) of the energy landscape. (c) Magnetic domains (a) - (e), they are same pictures as Fig.3 (a) - (e).

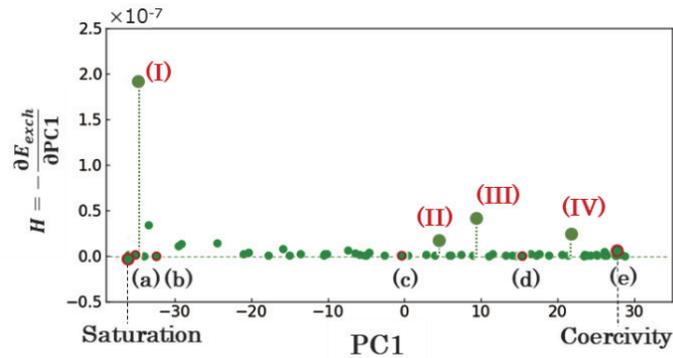


Fig. 9 Detailed analysis of the extended energy landscape. The gradient of the pseudo-exchange energy for PC1 is used to analyze the energy barrier. Clear maxima are observed in regions (I) and (II) where the mode of domain formation changes. It suggests that the change of the domain formation requires the consumption of exchange energy. We could also visualize the small energy barriers (III) and (IV). It is suggesting as a hidden feature that was not recognized by human eye.

PC2 は磁区構造変化を表現する頑健なベクトルであり、エネルギー地形を説明する有用なベクトルであることが示唆される。さらに保磁力点に注目すると Fig. 5 と同様に、PC1 は極大で PC2 はゼロの位置を取ることが確認できる。これにより PC1 は試料の膜厚に依らず、保磁力解析に有用な特徴量であることが改めて確認できた。以降は PC1 に着目して、諸物性との相関解析やエネルギー地形の解析を進める。

次に従来型 Ginzburg-Landau 理論の拡張を目的に、秩序変数である磁化  $M$  と PC1 の相関解析をおこなう。Fig. 7 は、Fig. 5 の結果を基に PC1 と磁化の相関関係を示したも

のである。その結果、PC1 は磁化  $M$  の単純な二次関数で帰することができ、以下の式 (7) が得られた。

$$PC1 = -1.12M^2 + 3.74M + 125.98 \quad (7)$$

これにより、磁化と特徴量の関係性を構築することで、物理パラメータと情報空間の双方向接続が可能となった。また多項式の利用によって微分の処理が容易となるため、次節で議論するエネルギー勾配の計算や保磁力解析の見通しが良くなる点にも注目したい。

### 4.3 拡張型 Landau 自由エネルギーモデルの解析

本節では拡張型 Landau 自由エネルギー地形における PC1 と擬交換エネルギーの相関関係に着目して保磁力メカニズムの解析をおこなう。Fig. 8 は PC1 を横軸に、擬交換エネルギーを縦軸にとった擬交換エネルギーの地形である。なお Fig. 8 (a) では統計性を向上させるため 2 ループ分のデータを用いている。また簡単のため白色の飽和状態から保磁力領域に至る減磁過程のデータを抜粋したものを Fig. 8(b) に示す。エネルギーは磁化反転に伴って飽和から保磁力まで単調に増加しており、保磁力付近が極大（鞍点）に

対応していることが確認できる。外部磁場の変化に伴って磁区構造の複雑性が増すことから、磁壁エネルギーの起源である擬交換エネルギーの増加を反映していると示唆される。また前節の結果を踏まえると、保磁力近傍では擬交換エネルギーのコストが小さく、速やかに磁化がゼロに近づくこともわかる。特に、エネルギー地形の勾配に着目すると、Fig. 8 の(I)および(II)付近で勾配が明確に変化していることが目視で確認できる。これを磁区構造と対応付けると、変化点(I)は、Fig. 8(c) - (a)の逆磁区の核生成から Fig. 8(c) - (b)の細線状の磁区が伸張する過程の境界に対応している。また変化点(II)は Fig. 8(c) - (c)の磁区構造の分岐から、Fig. 8(c) - (d)の磁区幅が増大する過程の境界に対応している。すなわちエネルギー地形の傾きの変化点は、ドメイン成長のモードの変化に対応すること明らかとなった。これにより、磁壁移動の複雑な挙動と保磁力の関係性を擬交換エネルギーを介して双方向で接続することができた。次にエネルギー地形の勾配を詳細に解析する。式(3)に基づく磁化は特徴量の関数として表現可能であり、実際に式(7)によって PC1 と磁化の対応関係は構築されている。また古典的な保磁力の式(2)は、変数変換によって式(4)のように特徴量を用いた形式で表現される。これを PC1 に着目して整理すると、

$$H = -\frac{\partial F}{\partial M} = -\frac{\partial F(PC1)}{\partial PC1} \frac{\partial PC1}{\partial M} \quad (8)$$

となる。第一項は特徴量空間におけるエネルギー勾配で、磁壁移動におけるエネルギー障壁を定量化したものであり、Fig. 8 の微分によって簡便に得られる。なお第二項は Fig. 7 と式(3)によって既に得られている。

上記の手順で解析したエネルギー勾配の振る舞いを Fig. 9 に示す。また説明のため、白色の飽和状態から保磁力領域に至る減磁過程のデータを抜粋して表示している。Fig. 8 で議論した成長モードの変化点(I)と(II)は、Fig. 9 でそれぞれ極大を示していることが確認でき、また途中にも小さな凹凸があることが確認できる。 $H$  が  $0.2 \sim 2.0 \times 10^{-7}$  erg 程度のエネルギー障壁を乗り越えることで、磁区構造の成長モードが変化していることを示している。つまり逆磁区の

核生成から線状構造の延伸するモード、そして磁区幅が徐々に増加するモードに移るには、それぞれ交換相互作用エネルギーを消費する必要があることを示唆している。なお黒色の飽和状態から保磁力に至るエネルギー勾配の振る舞いは、正負が正確に反転していた。磁気ヒステリシスの往路と復路を考慮すると、微分値の符号は反転するためリーズナブルな結果である。なお、ループ毎でエネルギー障壁の位置が再現することも確認している。

また、小さなエネルギー障壁まで注目すると(III), (IV)に小さな凹凸があることが確認できる。Fig. 3 の元の磁区構造と対応付けて比較すると、目視では磁区構造の明確な差異を確認することができなかった。ただし領域(III), (IV)のエネルギー障壁は再現しており、本解析で得られた微小なエネルギー障壁は、これまで人間が認識できなかった新しい特徴である可能性が示唆される。最後に保磁力近傍におけるエネルギー勾配に着目すると、 $H$  はほぼゼロであり平坦なエネルギー地形であることが改めて確認できる。

本研究では擬交換エネルギーに着目して保磁力メカニズムを議論したが、静磁エネルギーや磁気異方性エネルギーでも同様の議論を行うことができる。磁氣的エネルギーには加算性が保証されているため、各項の詳細解析によって保磁力現象の理解が進むことが十分期待される。さらには、磁気弾性エネルギーや応力のエネルギー項も追加可能なため、磁歪材料等の様々な系に展開可能なモデルとなることが期待される。本研究では拡張型 Landau 自由エネルギーモデルを導入することで、微細な領域の磁区構造と巨視的な磁化反転過程を関係構築することができた。本解析における数理モデルからは、保磁力におけるエネルギーの寄与や磁区構造変化の関係性を議論することができるため、様々な応用が期待できる。

## 5. まとめ

本研究では実材料の保磁力メカニズムを解析することを目標に、磁化の空間的な不均一性を取り扱え、磁化反転過程を説明可能な「拡張型 Landau 自由エネルギーモデル」の作成と実証を行った。極 Kerr 顕微鏡で YIG の大規模磁区構造データを取得し、PH による特徴抽出・PCA による次元削減・イジングモデルに基づく擬交換エネルギーの算出をそれぞれ行い、情報空間上で新たなエネルギー地形を描画した。PH 解析からは微細組織の特徴を捉えるだけでなく、磁化を単純な二次関数で回帰可能なことが分かり、磁化反転過程を記述する良質な記述子を抽出することができた。また擬交換エネルギーと PC1 の相関解析の結果、エネルギーの勾配に応じて逆磁区生成、伸張、分岐、磁区幅の増大など磁区構造変化のモードが順次変化することがわかった。さらに擬交換エネルギーを特徴量で微分して詳細解析した結果、エネルギー障壁を乗り越えることでモードの変化が起こっていることが分かった。特に微小なエネルギー障壁では、目視で形状変化を認識することは困難であり、

人間が気づかなかった特徴を捉えている可能性がある。このように、本モデルでは微細領域の磁区構造と巨視的な磁化反転過程をエネルギーを介して関係接続することに成功した。本モデルでは、磁気的エネルギーの加算性を利用することで、様々な相互作用を取り込むことができ、保磁力のみならず磁歪効果や結晶成長など様々な応用展開が期待される。

**謝辞** 本研究は JSPS 科研費基盤研究 A (21H04656) の助成を受けたものである。

### References

- 1) E. P. Wohlfarth : *Handbook of Magnetic Materials Volume 2*, 155, (Elsevier, North Holland, 1986).
- 2) Tsukahara, H., Iwano, K., Mitsumata, C., Ishikawa, T. and Ono, K. : *AIP Adv.* **7**, 056224, (2017).
- 3) Toga, Y., Miyashita, S., Sakuma, A. and Miyake : *npj Comput. Mater.*, **6**, 67, (2020).
- 4) Iwano, K., Mitsumata C. and Ono, K. : *J. Appl. Phys.*, **115**, 17D134, 1-3, (2014).
- 5) Seul, M. & Andelman D. : *Science*, **267**, 476, (1995).
- 6) Kronseder, M., Meier, T. N. G., Zimmermann, M., Buchner, M., Vogel, M. and Back, C. H. : *Nat. Commun.*, **6**, 6832, (2015).
- 7) Bathany, C., Le Romancer, M., Armstrong, J. N. and Chopra, H. D. : *Phys. Rev. B*, **82**, 184411, (2010).
- 8) Hubert, A. & Shafer, R. *Magnetic domains : The Analysis of Magnetic Microstructures*, (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2008).
- 9) Kotsugi, M., et al. : *Appl. Phys. Express*, **3**, 013001, (2010).
- 10) Stöhr, J., Wu, Y., Hermsmeier, B. D., Samant, M. G., and Harp, G. R. : *Science*, **259**, 658, (1993).
- 11) Edelsbrunner, H., Letscher, D. and Zomorodian : *Discrete Comput. Geom.*, **28**, 511, (2001).
- 12) Hiraoka, Y., et al. : *PNAS*, **113**, 7035, (2016).
- 13) Obayashi, I., Hiraoka, Y. and Kimura, M. : *J. Appl. Comp. Topo.*, **1**, 421, (2018).
- 14) T. Yamada, Y. Suzuki, C. Mitsumata, K. Ono, T. Ueno, I. Obayashi, Y. Hiraoka, and M. Kotsugi : *J. Vac. Sci. Technol.* **62**, 153, (2019)
- 15) Pedregosa, F., et al. Scikit-learn: *J. Mach. Learn. Res.*, **12**, 2825, (2011).
- 16) H. Ohtori, K. Iwano, C. Mitsumata, Y. Takeichi, M. Yano, A. Kato, N. Miyamoto, T. Shoji, A. Manabe and K. Ono : *J. Phys. Conf. Ser.*, **502**, 012010, (2014)
- 17) Ibrahim, N. B., Edwards, C. and Palmer, S. B. : *J. Magn. Magn. Mat.* **220**, 183, (2000).

2021年10月8日受理, 2021年12月24日採録

## Fe 系微細結晶材料の磁場中熱処理による磁気特性及び信頼性

## Magnetic Properties and Reliability of Fe-Based Nano-crystalline Materials by Heat Treatment in Magnetic Field

佐久間徳崇<sup>a)†</sup>・矢澤翔大<sup>a)</sup>・渡邊洋<sup>b)</sup>・新妻清純<sup>a)</sup><sup>a)</sup> 日本大学生産工学部電気電子工学科, 千葉県習志野市泉町 1-2-1 (〒275-8575)<sup>b)</sup> 東静工業株式会社, 埼玉県新座市東北 2-31-14 (〒352-0001)H. Sakuma<sup>a)†</sup>, S. Yazawa<sup>a)</sup>, H. Watanabe<sup>b)</sup>, K. Niizuma<sup>a)</sup><sup>a)</sup> College of Industrial Technology, Nihon University, 1-2-1 Izumi-cho, Narashino, Chiba 275-8575, Japan<sup>b)</sup> TOHSEI INDUSTRIAL CO.,LTD., 2-31-14,Touhoku, Niiza, Saitama-Pref., 352-0001, Japan

Nanocrystalline Fe-Si-B-Nb-Cu alloy ribbons were annealed in the magnetic field of 400 kA/m applied in the width direction of the ribbon to investigate the magnetic properties and structure. Induced magnetic anisotropy was obtained at all temperatures in the heat treatment range from 460 °C to 660 °C. The best magnetic properties were obtained in the high frequency region above 100 kHz in the magnetic field heat treatment at 550 °C. The relative permeability  $\mu_r$  at 500 kHz was 9000. Magnetic core loss was very low value of 180 kW/m<sup>3</sup> at 100 kHz after magnetic field annealing. The generated crystals had the structure of  $\alpha$ Fe (Si) and the grain size was 13 nm. It was also found that the induced magnetic anisotropy imparted to the core by the magnetic field heat treatment at 550 °C was maintained in an environmental test.

**Key words:** nanocrystalline, soft magnetic material, induced magnetic anisotropy, iron-silicon-boron-niobium-copper alloy, high permeability

## 1. はじめに

近年, 電動自動車, ドローン, モバイル機器などに搭載される磁性部品にはこれまで以上に小型化, 高効率化, 高信頼性が求められている。磁性部品の小型化は駆動周波数を高周波化することにより行われている。一方で, 高周波化により軟磁性材料における透磁率の低下, 磁心損失の増大およびこれによる部品の温度上昇, 等の問題が生じてくる。このような背景から, 高周波でも優れた軟磁気特性を有し, 多様な磁性部品への適用が進められているナノクリスタル材料<sup>1,2)</sup>に着目した。

代表的なナノクリスタル材料は Fe-Si-B 系アモルファス合金に Nb と Cu を複合添加した材料である。優れた軟磁気特性の発現は初期のアモルファス状態を熱処理によりナノ結晶化することで生成結晶が持つ結晶磁気異方性が極めて小さくなることが主因であると報告されている<sup>3,4)</sup>。

ところでナノクリスタル材料は磁場中熱処理により薄帯の幅方向にわずかに誘導磁気異方性を付与することで低角型比の B-H ループが得られ, 高周波特性が改善されることが報告されている<sup>5,6)</sup>。しかし, ナノクリスタル材料の薄材において, アモルファス状態から磁気特性が劣化するまでの広範囲温度域での磁場中熱処理の効果についての報告や誘導磁気異方性の付与を行った後の磁心の挙動について, 時間経過, 外部環境によって磁気特性が劣化するかなどの実用上重要な信頼性についての報告は非常に少ない。

本報告では, Fe-Si-B-Nb-Cu 非晶質合金に磁場中熱処理を行い非晶質状態からナノ結晶が生成した状態およびナノ結晶と Fe-B 系化合物の混在する幅広い熱処理温度範囲で磁場中熱処理を行った。その結果得られた最良な磁気特性を示す磁心にて, 高温高湿試

験, 高温保持試験の二つの信頼性試験を検討したので報告する。

## 2. 実験方法

厚さ約 14  $\mu\text{m}$ , 幅 5 mm の Fe<sub>74</sub>Si<sub>15</sub>B<sub>7</sub>Nb<sub>3</sub>Cu<sub>1</sub>(at%) のナノクリスタル材料の薄帯から外径 8.9 mm, 内径 6.5 mm のトロイダル状の巻磁心を作製した。無磁場熱処理および磁場中熱処理とも大気中雰囲気で行った。磁場中熱処理は, 昇温から熱処理温度および室温への冷却の間で薄帯の幅方向に 400 kA/m の磁場を印加した。本報告では, 磁場印加の有無を区別するため, 図中に磁場中熱処理は 400 kA/m, 無磁場熱処理は便宜上 0 kA/m と表記した。熱処理温度は 460 °C から 660 °C の範囲で行い保持時間は 30 分とした。

各熱処理後の組織構造は, X 線回折により格子定数  $a$ , および生成結晶粒径  $D$ , 生成相を同定した。尚,  $a$  は bcc Fe の基本格子反射 (110) のピーク,  $D$  はそのピークの半値幅から Sherrer の式を用いて測定した。

比透磁率  $\mu_r$  はインピーダンスアナライザによりインダクタンス  $L$  の実数部より算出し, 磁心損失  $P_{\text{cv}}$  は B-H アナライザから求めた。磁場中熱処理における誘導磁気異方性の付与の判別は直流 B-H ループの角型比 ( $B \cdot B_{90}^{-1}$ ) を無磁場熱処理と比較した。

磁場中熱処理で誘導磁気異方性を付与した磁心の信頼性を評価した。信頼性の評価項目として車載搭載を想定して温度 85 °C 湿度 85 % の高温高湿試験, 温度 200 °C の高温保持試験で, 1000 時間までの磁気特性の経時変化を測定した。

## 3. 実験結果及び考察

## 3.1 磁場中熱処理後の構造の変化

Fig. 1 に磁場中熱処理温度 460 °C から 700 °C までの X

Corresponding author: H. Sakuma (e-mail: ciho20008@g.nihon-u.ac.jp).

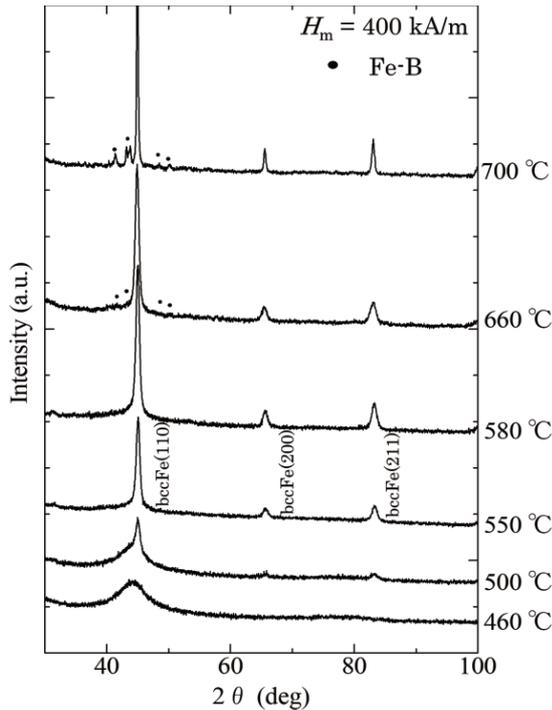


Fig. 1 XRD spectra of nanocrystalline  $\text{Fe}_{74}\text{Si}_{15}\text{B}_7\text{Nb}_3\text{Cu}_1$  alloy annealed at 460-660 °C.

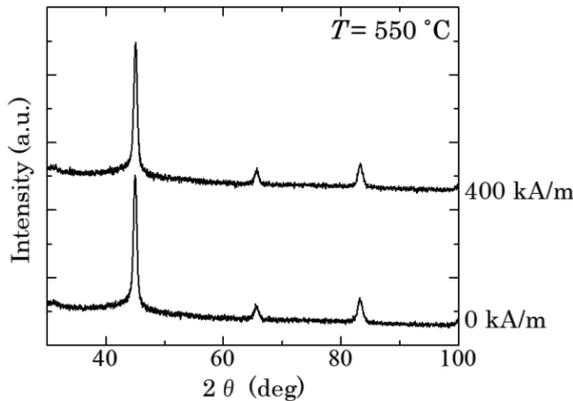


Fig. 2 XRD spectra of nanocrystalline  $\text{Fe}_{74}\text{Si}_{15}\text{B}_7\text{Nb}_3\text{Cu}_1$  alloy annealed at 550 °C with magnetic field.

線回折パターンを示す。図より、460 °Cの熱処理では結晶化は認められず非晶質状態であることが確認できる。熱処理温度の上昇とともに非晶質構造から結晶化が認められ熱処理温度 550 °C では bcc Fe 結晶の基本格子反射ピークが認められる。熱処理温度 660 °C では僅かではあるが、 $2\theta = 40^\circ$  付近にある Fe-B 系化合物 ( $\text{Fe}_{23}\text{B}_6$ ,  $\text{Fe}_3\text{B}$ ) などの反射ピークが確認される。Fe-B 系化合物の結晶磁気異方性定数  $\eta$  は Fe-Si 系結晶<sup>9)</sup>よりも 1 桁大きい値を示すため 660 °C 付近での軟磁気特性は劣化すると考えられる。

Fig. 2 に 550 °C での無磁場熱処理後と磁場中熱処理後の構造比較を示す。生成結晶は共に bcc Fe 結晶であり基本反射ピーク位置および強度の差は認められないことから磁場中熱処理による配向性など構造的変化は観察されなかった。熱処理により生成した bcc-Fe 結晶の結晶構造について

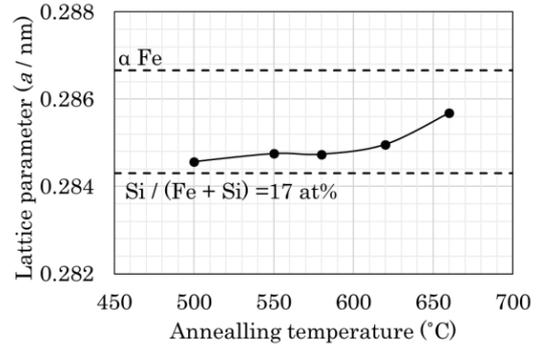


Fig. 3 Change in the lattice parameter of nanocrystalline  $\text{Fe}_{74}\text{Si}_{15}\text{B}_7\text{Nb}_3\text{Cu}_1$  phase with annealing temperature with magnetic field.

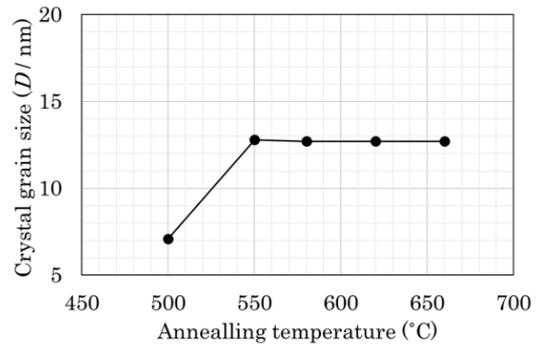


Fig. 4 Crystal grain size of nanocrystalline  $\text{Fe}_{74}\text{Si}_{15}\text{B}_7\text{Nb}_3\text{Cu}_1$  phase with annealing temperature with magnetic field.

検討した。Fig. 3 に生成結晶の格子定数  $a$  の熱処理温度依存性について示す。結晶化が起こる 500 °C から 620 °C において  $a$  は 0.2842 nm から 0.2848 nm と僅かに大きくなり、660 °C では 0.2856 nm と大きな値を示した。全ての熱処理温度において生成した bcc Fe 結晶は図中波線で示した  $\alpha\text{-Fe}$  (純鉄) の  $a$ , 0.28664 nm より小さい値を示すことから生成した bcc Fe 結晶は熱処理によって Fe に Si が固溶された  $\alpha\text{-Fe}(\text{Si})$  であると推察される。本合金の組成において、Si が全て  $\alpha\text{-Fe}$  に固溶した bcc 構造と仮定すると図中に示す Si 濃度約 17at% の  $a$  は 0.2844 nm<sup>9)</sup>となるが実測値はやや大きくなった。一方、宝野らの  $\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$  (FINEMET) の APFIM 法による定量的な測定によれば、 $\alpha\text{-Fe}(\text{Si})$  に含有する Si の濃度は概ね 20 at% であると報告されている<sup>10,11)</sup>。本報告の Si 含有量よりも多い。この差異については、本合金組成においても APFIM 法のような定量的な測定が必要であると考えられる。

生成した  $\alpha\text{-Fe}(\text{Si})$  の結晶粒径について検討した。Fig. 4 に結晶粒径  $D$  の熱処理温度依存性を示す。500 °C では、 $\alpha\text{-Fe}(\text{Si})$  の粒径は約 7 nm と小さい。一方、550 °C 以上の熱処理温度では熱処理温度に限らず  $D$  は約 13 nm を示し結晶粒の成長は飽和することが確認できる。以上のことから、550 °C で最も優れた軟磁気特性が得られ、構造は生成結晶が  $\alpha\text{-Fe}$  よりも軟磁気特性がよい  $\alpha\text{-Fe}(\text{Si})$  の結晶がナノ

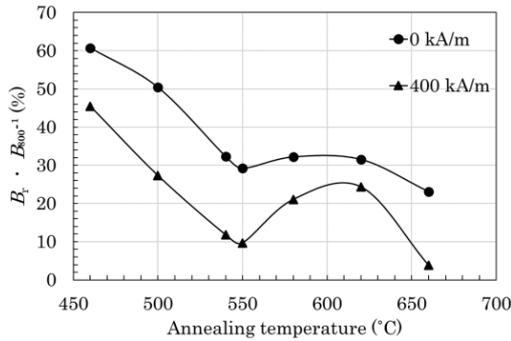


Fig. 5 Field annealing temperature dependence of  $B_r \cdot B_{800}^{-1}$  for a nanocrystalline  $Fe_{74}Si_{15}B_7Nb_3Cu_1$  alloy.

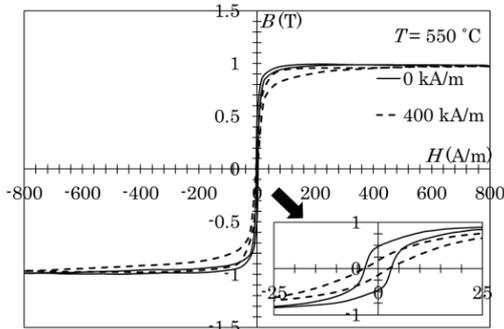


Fig. 6 DC B-H curves of nanocrystalline  $Fe_{74}Si_{15}B_7Nb_3Cu_1$  alloy with magnetic field.

サイズで生成され非晶質は  $\alpha$ -Fe(Si)の結晶粒界に残存しているもの考えられる。

### 3.2 磁場中熱処理温度依存性

本組成において、誘導磁気異方性を付与できる熱処理温度を明らかにする目的で検討を行った。印加磁場 400 kA/m 熱処理温度を 460 °C から 660 °C と変化させ熱処理を行った。Fig. 5 に磁場中熱処理後の角型比、の熱処理温度依存性を示す。角型比 ( $B_r \cdot B_{800}^{-1}$ ) は熱処理温度上昇に伴い低下し、550 °C 付近では 9 % の値を示す。660 °C の高温では、 $B_r \cdot B_{800}^{-1}$  が 2 % と極めて低い値を示した。これは Fig. 1 でみられる Fe-B 化合物の影響により  $B_{800}$  で飽和が見られず、磁化曲線がマイナーループを描いたことによるものである。しかしながら、磁場中熱処理により、460 °C から 660 °C の全ての温度において無磁場熱処理よりも  $B_r \cdot B_{800}^{-1}$  が低下した結果、誘導磁気異方性が付与されたと言える<sup>5)</sup>。

Fig. 6 に熱処理温度 550 °C で、印加磁場 0 kA/m, 5 kA/m のヒステリシスループを示す。磁場印加によって B-H ループの形が変化し、9 % 程度の低角型比が得られている。

図中に低磁界の拡大した B-H カーブを示す。これからも幅方向に誘導異方性が付与されていることがわかる。図より、簡易的に求めた異方性磁界  $H_k$  は 3.2 kA/m,  $B_{800}^{-1}$  が 1.1 T であることから、誘導異方性エネルギー  $K_u$  は、約  $20 J \cdot m^{-3}$  が得られた。この値は従来報告されているナノクリスタル材料の値<sup>6)</sup>よりもやや大きい。

Fig. 7 に周波数 100 kHz, 500 kHz における磁場中熱処

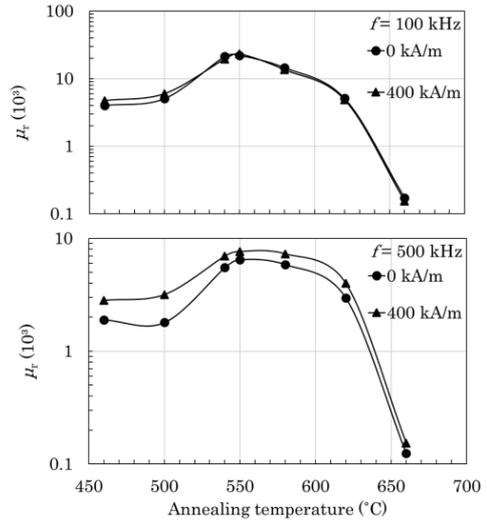


Fig. 7 Field annealing temperature dependence of  $\mu_r$  for a nanocrystalline  $Fe_{74}Si_{15}B_7Nb_3Cu_1$  alloy.

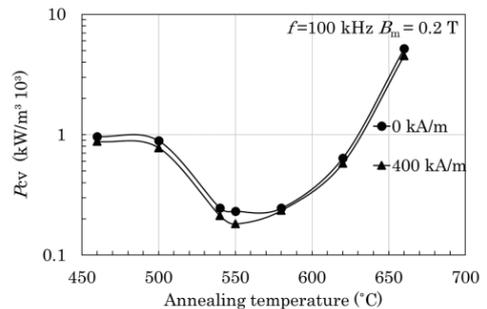


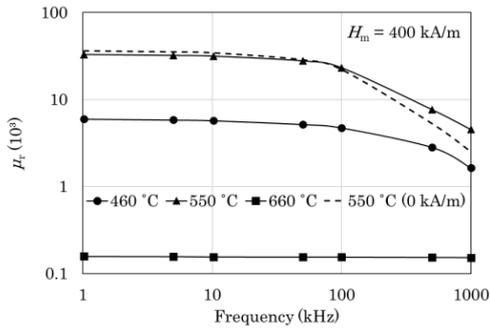
Fig. 8 Field annealing temperature dependence of  $P_{cv}$  for a nanocrystalline  $Fe_{74}Si_{15}B_7Nb_3Cu_1$  alloy.

理後の比透磁率  $\mu_r$  の熱処理温度依存性を示す。熱処理温度上昇とともに比透磁率が増加し Fig. 5 で低角型比であった 550 °C で最大となった。550 °C 以上の熱処理温度では比透磁率が減少していき、同じく低角型比であった 660 °C で比透磁率が最も低い値となった。100 kHz では磁場印加による改善効果は少ない。100 kHz より高周波である 500 kHz では、460 °C から 660 °C の全ての温度範囲において磁場中熱処理による比透磁率の改善効果が認められる。

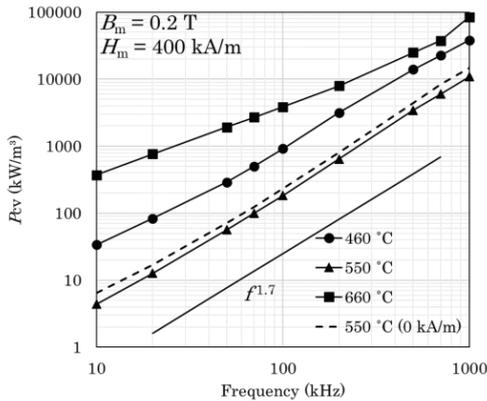
次に磁心損失  $P_{cv}$  の磁場中熱処理の効果について調べた。Fig. 8 に磁場中熱処理後の磁心損失の熱処理温度依存性を示す。熱処理温度上昇とともに損失が低くなり 550 °C で最も低い損失になることが確認できる。また、磁場印加によって 460 °C から 660 °C までの全ての温度領域において磁心損失  $P_{cv}$  が低下する改善効果が明らかになった。これまでの結果より、550 °C で磁場中熱処理を行い誘導磁気異方性の付与をすることで最も低角型比、高周波比透磁率および低磁心損失が得られることがわかった。

### 3.3 磁場中熱処理による高周波磁気特性の向上

本合金において磁場中熱処理後の高周波磁気特性について 460 °C, 550 °C, 660 °C の周波数特性を検討した。



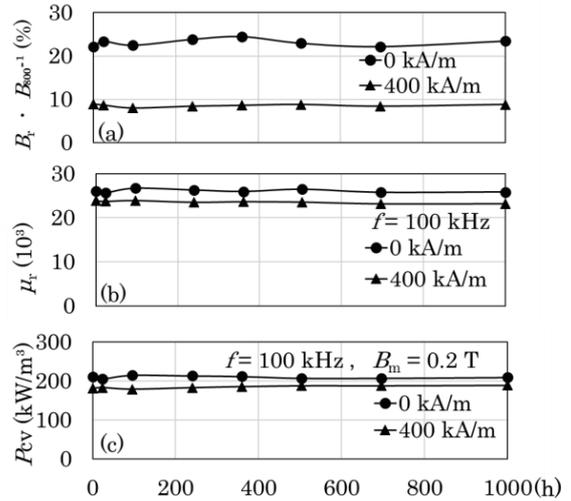
**Fig. 9** Frequency dependence of  $\mu_r$  for a nanocrystalline  $\text{Fe}_{74}\text{Si}_{15}\text{B}_7\text{Nb}_3\text{Cu}_1$  alloy.



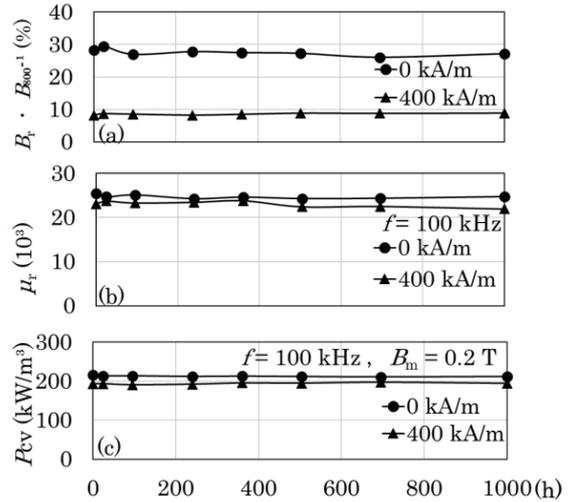
**Fig. 10** Frequency dependence of  $P_{cv}$  for a nanocrystalline  $\text{Fe}_{74}\text{Si}_{15}\text{B}_7\text{Nb}_3\text{Cu}_1$  alloy.

Fig. 9 に磁場中熱処理後の比透磁率  $\mu_r$  の周波数特性を示す。熱処理温度  $550\text{ }^\circ\text{C}$  では  $100\text{ kHz}$  以上の高周波領域では無磁場熱処理よりも磁場を印加することで  $\mu_r$  が大きく向上していることが確認できる。  $500\text{ kHz}$  での  $\mu_r$  は  $9000$  が得られ無磁場熱処理の  $1.5$  倍ほど向上している。熱処理温度が  $460\text{ }^\circ\text{C}$  では磁場熱処理により  $500\text{ kHz}$  での高周波で  $\mu_r$  は  $3000$  の値が得られ無磁場熱処理の  $2000$  より改善されている。 Fig. 1 の X 線回折よりまだ微細結晶の生成が認められず非晶質構造であるが磁場印加により誘導異方性は付与される。  $\mu_r$  は  $3000$  となり  $550\text{ }^\circ\text{C}$  の熱処理に比べると小さい。  $660\text{ }^\circ\text{C}$  の高温熱処理後は磁場印加後も  $200$  程度と小さな値を示した。これは、 Fig. 1 でみられる Fe-B 系化合物の影響が強いと考えられる。

Fig. 10 に磁場中熱処理後の最大磁束密度  $0.2\text{ T}$  における  $460\text{ }^\circ\text{C}$ 、 $550\text{ }^\circ\text{C}$ 、 $660\text{ }^\circ\text{C}$  の磁心損失の周波数特性を示す。熱処理温度  $550\text{ }^\circ\text{C}$  において、磁心損失が最も低くなっており、周波数  $100\text{ kHz}$  の値を見ると、磁場印加によって磁心損失が  $230\text{ kW/m}^3$  から  $180\text{ kW/m}^3$  まで低下しており従来報告されている同一の厚みを有する  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}$  (at%) のファインメット材<sup>9)</sup>の  $200\text{ kW/m}^3$  よりも低い磁心損失を示した。一方、幅方向に磁場中熱処理を行い誘導異方性の付与をした磁心損失は、 $550\text{ }^\circ\text{C}$  の熱処理では磁心損失の周波数  $f$  の  $1.7$  乗に比例している。これは従来報告さ



**Fig. 11** Reliability test ( $85\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $85\%$ ) of nanocrystalline  $\text{Fe}_{74}\text{Si}_{15}\text{B}_7\text{Nb}_3\text{Cu}_1$  annealed at  $550\text{ }^\circ\text{C}$  with magnetic field.



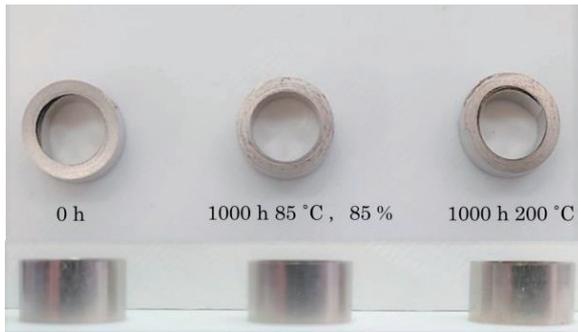
**Fig. 12** Reliability test ( $200\text{ }^\circ\text{C}$ ) of nanocrystalline  $\text{Fe}_{74}\text{Si}_{15}\text{B}_7\text{Nb}_3\text{Cu}_1$  annealed at  $550\text{ }^\circ\text{C}$  with magnetic field.

れている幅方向の磁場熱処理後のファインメットの結果とほぼ一致<sup>9)</sup>する。一方、 $660\text{ }^\circ\text{C}$  の熱処理における磁心損失は周波数  $f$  の約  $1$  乗に比例しているがこの傾向については現時点では不明である。以上のことから、磁場中熱処理による誘導磁気異方性の付与により、周波数  $100\text{ kHz}$  以降の高周波領域において、特に比透磁率  $\mu_r$  や磁心損失  $P_{cv}$  の高周波磁気特性が大きく向上することが明らかとなった。

### 3.4 磁場中熱処理後の磁心信頼性試験

磁場中熱処理により最良の軟磁気特性を示した  $550\text{ }^\circ\text{C}$  で熱処理した磁心の信頼性試験を行い実用性について検討した。信頼性試験は車載環境を想定し、温度  $85\text{ }^\circ\text{C}$  湿度  $85\%$  と温度  $200\text{ }^\circ\text{C}$  の二つの環境にて  $1000$  時間行い磁気特性の経時変化を測定した。

Fig. 11 に温度  $85\text{ }^\circ\text{C}$  湿度  $85\%$  の結果、 Fig. 12 に温度  $200\text{ }^\circ\text{C}$  の結果を示す。二つの試験において、角型比、比透



**Fig. 13** Surface photo after reliability test (1000 hours) of nanocrystalline Fe<sub>74</sub>Si<sub>15</sub>B<sub>7</sub>Nb<sub>3</sub>Cu<sub>1</sub>.

磁率，磁心損失において 1000 時間後も磁気特性の劣化は認められない。

Fig. 13 に 1000 時間後の磁心表面写真を示す。表面に錆などの変化も見られず，信頼性試験として非常に良好な結果が得られた。

このことから，一度付与された誘導磁気異方性は高温高湿，高温保持の環境試験において大きな経時変化はみられず良好な軟磁気特性を保つことを明らかにした。

#### 4. まとめ

Fe<sub>74</sub>Si<sub>15</sub>B<sub>7</sub>Nb<sub>3</sub>Cu<sub>1</sub> (at%) のナノクリスタル材料において，薄帯幅方向に 400 kA/m の磁場を印加し磁場中熱処理を行い磁心の軟磁気特性を検討した。

結果，熱処理温度 550 °C，熱処理時間 30 分の磁場中熱処理を行うことで角型比 9 % と低角型比を示し，500 kHz での比透磁率  $\mu_r$  は 9000，100 kHz 0.2 T での磁心損失， $P_{cv}$  が 180 kW/m<sup>3</sup> と優れた軟磁気特性が得られた。本合金では磁場中熱処理温度 460 °C の非晶質構造から 660 °C の  $\alpha$  Fe (Si) と Fe-B 化合物の混在するすべての温度域で誘導磁気異方性を付与することができることを明らかにした。

高温高湿(85 °C 85 %)，高温保持(200 °C)の二つの環境試験において 1000 時間後も磁気特性の劣化は認められず一度付与された誘導磁気異方性は高温高湿，高温保持の環境試験において維持することが明らかになった。

#### References

- 1) Y. Yoshizawa, S. Oguma and K. Yamauchi: *J. Appl. Phys.* **64**, 6044 (1988).
- 2) Y. Yoshizawa, and K. Yamauchi: *J. Jpn. I. Met.* **53**, 241 (1989).
- 3) G. Herzer: *IEEE Trans. Magn.* **26**, 1397 (1990).
- 4) G. Herzer: *Mater. Sci. Eng.* **33**, 1 (1991).
- 5) Y. Yoshizawa, H. Mori, S. Arakawa, and K. Yamauchi: *J. Magn. Soc. Jpn.* **19**, 457 (1995).
- 6) Y. Yoshizawa, K. Yamauchi: *J. Magn. Soc. Jpn.* **14**, 193 (1990).
- 7) M. Takahashi, et al: *J. Appl. Phys.* **16**, 2061 (1977).
- 8) M. Goto, et al: *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 3710 (1983).
- 9) T. Ichiryu, I. Ohnaka, H. Tateoka and I. Yamauchi: *J. Jpn. I. Met.* **50**, 927 (1986).
- 10) K. Hono et al: *Acta Mater.* **40**, 2137 (1992).
- 11) K. Hono: *Acta Mater.* **47**, 3127 (1999).

2021 年 10 月 27 日受理，2022 年 1 月 15 日採録

## 強磁性超弾性合金を用いた振動発電の基礎検討

### Study on vibration power generation using ferromagnetic superelastic alloy

小澤海斗<sup>a)</sup>・栢修一郎<sup>b)</sup>・石山和志<sup>a)†</sup>

<sup>a)</sup>東北大学電気通信研究所, 仙台市青葉区片平2丁目1-1 (〒980-8577)

<sup>b)</sup>東北学院大学工学部, 多賀城市中央1丁目13-1 (〒985-8537)

K. Ozawa<sup>a)</sup>, S. Hashi<sup>b)</sup>, and K. Ishiyama<sup>a)†</sup>

<sup>a)</sup> Research Institute of Electrical Communication, Tohoku Univ., *Katahira 2-1-1, Aoba-Ku, Sendai 980-8577, Japan*

<sup>b)</sup> Faculty of Engineering, Tohoku Gakuin Univ., *Chuo 1-13-1, Tagajo 985-8537, Japan*

As a novel method of vibration power generation, we propose a mechanism that utilizes the stress-induced phase transformation of ferromagnetic superelastic alloys. Since the parent phase of Fe-Mn-Al-Ni alloy is ferromagnetic and the martensite phase is antiferromagnetic, there is a possibility that the magnetic changes associated with phase transformation can be converted into electric power by electromagnetic induction. Therefore, the characteristics of Fe-Mn-Al-Ni alloy were measured with and without stress. It was confirmed that the magnetic flux density decreased when a compressive stress of about 450 MPa was applied to the sample but returned to the original state by unloading. In the observed microstructure, martensite appeared when a compressive stress of about 450 MPa was applied to the parent phase, but disappeared when unloaded, and a reversible change confirmed that the phase returned to the parent phase again. An analysis of the martensite phase fraction revealed that a magnetization change was obtained in accordance with the phase fraction. EBSD measurements also identified the crystal structure as bcc in the parent phase and fcc for the surface undulations caused by strain. From these results, it was clarified that the phase transformation occurs due to stress.

**Key words:** energy harvesting, stress-induced phase transformation, superelastic, electromagnetic induction, martensite phase, parent phase

#### 1. はじめに

近年, IoT デバイスの普及に伴い, インターネットにつながるモノの数が年々拡大している。しかし, これらのデバイスは電源が必要であり, 電池交換の手間や人間が介入できない場所などでどのように電力供給を行うかが課題となっている。そこで, 環境に存在する希薄なエネルギーを収穫して電力に変換する, 環境発電技術者を利用した発電デバイスが開発されている。そのエネルギー源は太陽光, 熱, 電磁波など様々あるが, 特に振動エネルギーを利用した発電は低消費電力機器への電力供給源として注目されている<sup>1)</sup>。中でも電磁誘導方式の振動発電は, 磁歪素子の逆磁歪効果を利用する方法などがある。そこで我々は, 新たな振動発電の方式として, 超弾性合金の応力誘起相変態を利用した手法<sup>2)</sup>を提案する。これは超弾性材料がもつ, 応力の変化による結晶変態を利用する。超弾性とは, まず合金の母相の状態から外部から応力を印加すると, マルテンサイト相が誘起されるとともに大きく形状が変化する。この状態で除荷することで形状が回復して再び母相に戻るため, 応力により自在に形状変化できるという性質である。

Table 1<sup>3)</sup>に超弾性を有し, かつ磁場によって駆動する代表的な合金の特性をまとめた。まず, 数%の磁気誘起歪を示す Ni-Mn-Ga 系合金<sup>4)</sup>は非常に脆く加工性に乏しい。Co-Ni-Al 系合金は, 結晶構造制御により延性に優れる<sup>5)</sup>が, 磁場誘起による磁性変化が小さい。これらより大きな磁化を持つ合金として Ni-Co-Mn-In 系もあるが, 加工性に乏しい<sup>6)</sup>。一方で Ni-Co-Mn-In 系合金ほど磁化は高くないが, Fe-Mn-Al-Ni 系合金は切削加工が容易で冷間加工にも優れる<sup>10)</sup>という特徴を持つ。さらに, 強磁性の母相に対してマルテ

ンサイト相が反強磁性<sup>11)</sup>であるため相変態により磁性が変化する。この磁性変化をコイルで検出して電力を取り出せれば, 発電に応用できる可能性がある。超弾性材料の大きな回復応力に加え, 理論上, 磁性材料が持つ磁化を全て電力に変換できるため, 本手法は非常に有望であると考えられる。

そこで本稿では, 応力誘起相変態を利用した振動発電システムの構築に向けて, Fe-Mn-Al-Ni 系合金の応力印加時における磁気特性と材料特性の測定結果を述べる。また, 磁気特性と表面組織の関連性を検討した内容について報告する。

#### 2. 実験方法

##### 2.1 BH 曲線の測定原理

短冊形状の Fe-35Mn-16Al-7.5Ni 単結晶合金 (40 mm × 1 mm × 0.83 mm) の磁気特性を測定するため, 圧縮応力を印加しながら BH 曲線を測定できる BH ループトレーサを構築した。Fig. 1 に BH ループトレーサの装置構成を示す。検出コイル (3000 ターン)

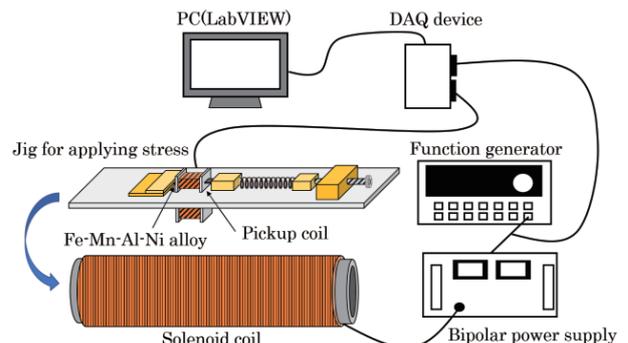


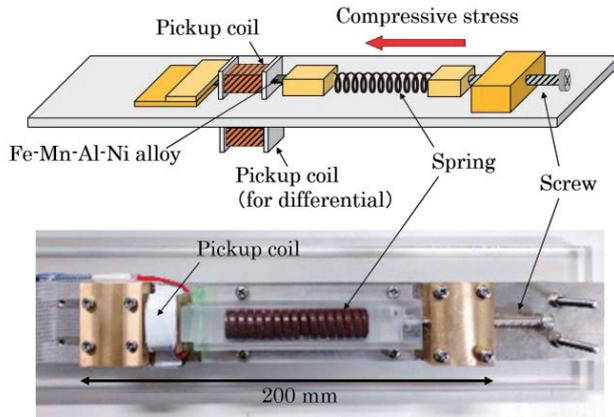
Fig. 1 System for measuring B-H curves.

Corresponding author: Kazushi Ishiyama

E-mail: ishiyama@iec.tohoku.ac.jp

**Table 1** Characteristics of each ferromagnetic superelastic alloy.

Alloy	Processability	Magnetization of parent phase (emu/g)	Magnetization of martensite phase (emu/g)	Strain mechanism
Ni-Mn-Ga <sup>4)</sup>	×	47	58	Twin deformation
Co-Ni-Al <sup>5)</sup>	△	~34	35~40	Twin deformation
Ni-Co-Mn-In <sup>6)</sup>	×	~100	~0	Magnetic field-invited transformation (metamagnetic)
Fe-Mn-Al-Ni <sup>7)</sup>	○	~70	~0	Magnetic field-invited transformation (metamagnetic)

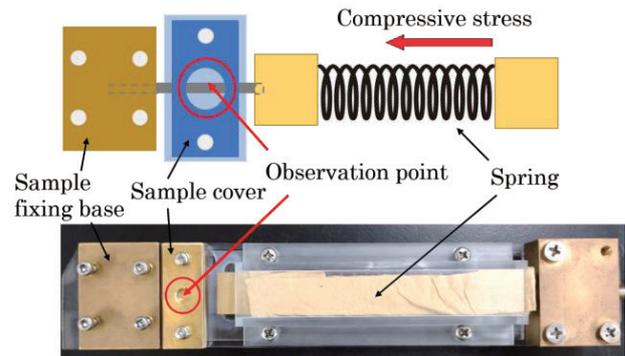


**Fig. 2** Jig for applying compressive stress.

内の短冊状試料に対して、応力無印加の状態と任意の応力を試料のおおよそ (9-7-28) 方向 (長手方向) に印加した状態で磁界励磁用のソレノイドコイル内に挿入した。0.1 Hz の正弦波交流磁界を長手方向に印加すると、検出コイルには試料内部の磁束の時間変化に伴い電圧が発生する。この電圧を DAQ デバイスで取り込み、PC 上で LabVIEW により制御することで試料内部の磁束密度を算出し、BH 曲線の測定を行った。Fig. 2 にはソレノイドコイル内に挿入する圧縮応力印加用治具を示す。検出コイル内の短冊状試料の一端を固定し、他端をばねがついたブロックと接触させ、ねじを使ってばねを押し出し、圧縮応力を印加した。ばね定数とブロックの変位、試料断面積から試料にかかる応力値を算出し、任意の応力を印加しながら BH 曲線を測定した。

**2.2 合金表面の組織観察方法**

Fe-35Mn-16Al-7.5Ni 単結晶合金 (40 mm × 1 mm × 0.9 mm) の表面状態を観察しやすくするため、研磨紙 (#1500 ~ #3000) で粗研磨してから研磨機でバフ (~1 μm) 研磨を行い、仕上げにコロイダルシリカ溶液で 30 分程度擦って合金表面を鏡面にした。その後、十分に超音波洗浄を行ってから光学顕微鏡で観察した。さらに、応力の有無による合金の相変化を観察するために治具を設計した。圧縮応力を印加した状態で組織観察できる治具を Fig. 3 に示す。試料の一端を固定し他端をブロックに接触させて、ねじに



**Fig. 3** Stress application jig for surface observation.

よって押し出されたばねで長手方向に応力を印加する。このとき、試料が座屈して治具から外れることを防止するための試料カバーを取り付け、カバー中央に設けた直径 5 mm の穴の部分に位置した表面組織を光学顕微鏡で観察した。

**2.3 Fe-Mn-Al-Ni 合金の結晶方位の測定**

Fe-35Mn-16Al-7.5Ni 単結晶合金の母相とマルテンサイト相の結晶学的性質を確かめるため、SEM-EBSD 法による測定を行った。しかし、合金に対して応力を印加したまま測定することは不可能であるため、鏡面研磨済みの合金試料に対してあらかじめ、550~600 MPa 程度の圧縮応力を合金の長手方向 (X 方向) に印加して座屈させ、残留応力下での測定を行った。これによりマルテンサイトが残留し、母相と残留マルテンサイトが混在したと考えられる箇所の微細組織を走査型電子顕微鏡 (SEM) により観察した。さらに、観察箇所について電子線後方散乱回折 (EBSD) 法で、合金表面に現れた菊池パターン<sup>12)13)</sup>に指数付けすることにより、母相と座屈による歪みの入った箇所の結晶方位を測定し、構造を特定した。

**3. 実験結果及び考察**

**3.1 応力印加時の磁気特性変化**

Fig. 4 に Fe-35Mn-16Al-7.5Ni 単結晶合金の BH 曲線を示す。

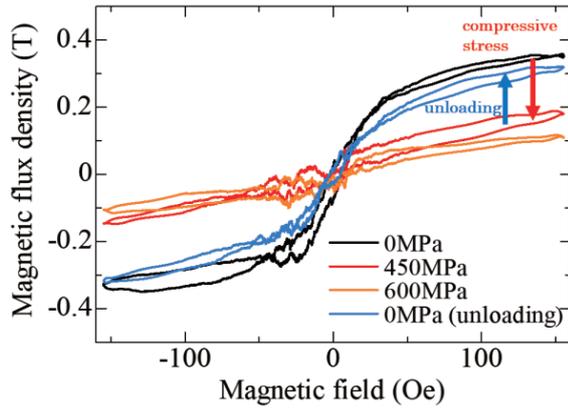


Fig. 4 Changes of B-H curve under applied compressive stress.

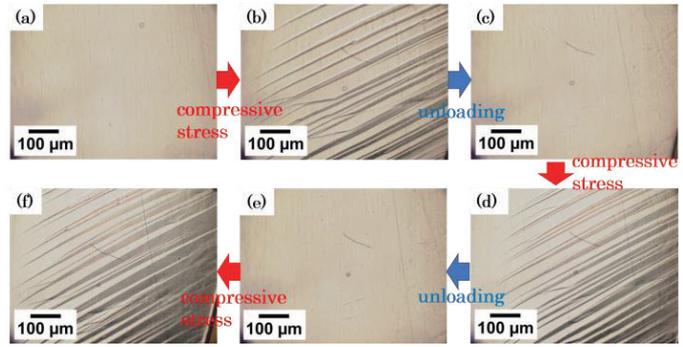


Fig. 5 State of Fe-35Mn-16Al-7.5Ni alloy surface with and without compressive stress.

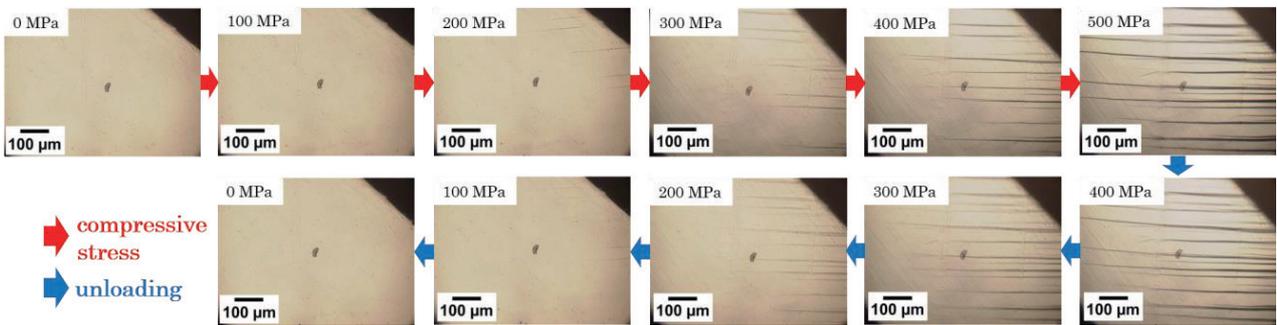


Fig. 6 Reversible change in stress-induced phase transformation of Fe-35Mn-16Al-7.5Ni alloys.

応力無印加時（母相）の最大磁束密度は約 0.36 T 程度となった。この値は、試料片を VSM で測定したところ約 0.56 T の磁束密度が得られたため、飽和磁束密度の約 64 % となる。室温での Fe-Mn-Al-Ni 系合金のマルテンサイト変態臨界応力は約 400～450 MPa 程度とされている<sup>1)</sup>。そこで、母相の状態を試料に約 450 MPa を印加したところ磁束密度は約 0.18 T 程度となり、磁束密度の減少を確認したが完全な非磁性相にはならなかった。さらに 600 MPa まで圧縮応力を印加したが、試料が座屈変形したため一軸に応力を印加できず、磁束密度は大きく変化しなかった。しかし、応力が印加された状態から除荷（0 MPa）すると座屈変形した試料は完全に元の形状に戻り、磁束密度もほとんど母相の値まで戻ることを確認した。

### 3.2 応力印加時の相変化

Fig. 5 に合金表面の光学顕微鏡写真を示す。(a) は Fe-35Mn-16Al-7.5Ni 合金の母相である。この状態から約 450 MPa の圧縮応力を印加すると、(b) のように局部的に表面起伏が生じて幅を持つプレートが出現し、応力誘起マルテンサイトを確認した。さらに、(b) の状態から除荷すると(c) のようにマルテンサイトが消失し、再び母相に戻る。その後、複数回応力の印加と除荷を繰り返すことで(d), (e), (f) のように相が変化し、応力印加によるマルテンサイトの出現と、除荷によるマルテンサイトの消失を確認した。

### 3.3 応力誘起相変態の可逆的な相変化

Fig. 6 に応力の有無による相変態の可逆的な変化を示す。母相（0

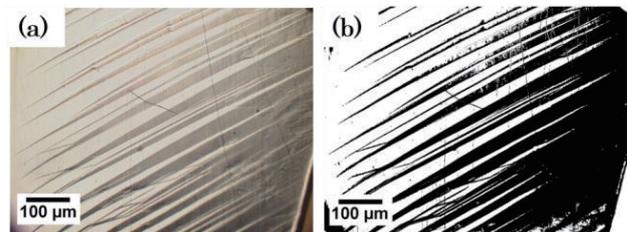


Fig. 7 Image analysis with optical microscope. (a) original image (b) analysis image

MPa) の状態から圧縮応力を 100 MPa ずつ最大 500 MPa まで印加していくと約 200～300 MPa 程度の印加でマルテンサイトが出現し始めた。さらに圧縮応力を印加すると、出現したマルテンサイトが成長し、500 MPa 印加時にマルテンサイトの相分率は最大となった。除荷していくとマルテンサイトは減少し、再び母相に戻るとマルテンサイトは完全に消失した。さらに観察結果より、応力を印加する過程と除荷する過程とでは、合金に同等の応力が印加されていてもマルテンサイトの発生量が異なっていることから、応力誘起相変態の変態ヒステリシスを確認した。

### 3.4 応力誘起マルテンサイト相分率の導出

圧縮応力による磁束密度の減少と相変態の関係性を検討するため、BH 曲線と光学顕微鏡写真からマルテンサイトの相分率を見積もった。

Fig. 4 の BH 曲線から、約 450 MPa の印加により磁束

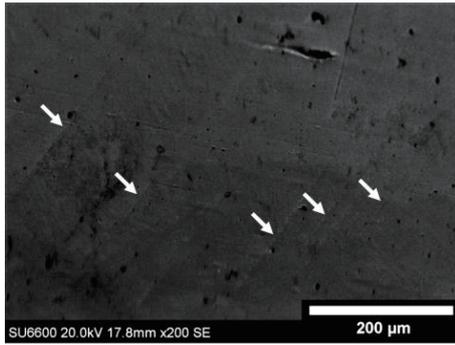


Fig. 8 SEM image of Fe-35Mn-16Al-7.5Ni alloy surface.

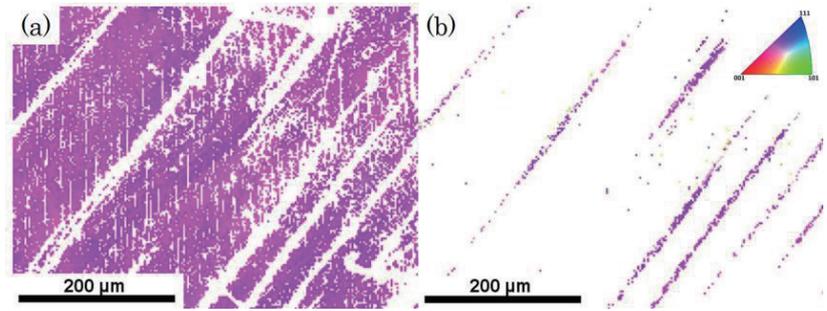


Fig. 9 IPF map. (a)bcc X (b)fcc X

密度は約 50 %減少している。したがって、測定箇所合金中には半分程度のマルテンサイトが存在していると推測できる。Fig. 7 に合金表面の光学顕微鏡写真と、画像解析ソフト Image J で母相とマルテンサイトを区別させた図を示す。Fig. 7 (b)の、白のエリアが母相で黒のエリアがマルテンサイト相である。圧縮応力を複数回印加して誘起されたマルテンサイトは局所的ではあるが、面積割合で約 49.9 %となった。この面積割合のまま合金の厚み方向にもマルテンサイトが発生していると仮定し、面積割合と体積割合が等しいとみなせば、局所的な領域で半分程度のマルテンサイトが存在すると考えられる。したがって、同等の応力を印加した際、同程度のマルテンサイトが誘起されたと推測でき、応力誘起マルテンサイトの相分率に応じた磁束密度の変化が得られたと言える。

### 3.5 Fe-Mn-Al-Ni 合金の結晶方位と各相の結晶構造

Fig. 8 に Fe-35Mn-16Al-7.5Ni 合金の SEM 写真 (200 倍) を示す。大部分が母相であるが、図中、白い矢印で示す箇所に線状の起伏が存在し、歪みが入っている。Fig. 9 に、Fig. 8 の観察領域における合金長手方向 (X 方向) の結晶方位を示した IPF マップを示す。Fig. 9 (a)が合金表面に現れた菊池パターンを指数付けした結果、体心立方 (bcc) 構造と特定された箇所であり、領域の大部分を占めているため明らかに母相である。Fig. 9 (b)には菊池パターンを解析した結果、面心立方 (fcc) 構造と特定された箇所であり、線状の歪みに沿うように分布している。Fe-Mn-Al-Ni 系合金のマルテンサイト相は fcc 構造とされている<sup>13)</sup>ため、この箇所には局所的にマルテンサイト相が存在していると推測できる。Fig. 10 (a)には合金長手方向の bcc 相の逆極点図を、(b)には fcc 相の逆極点図をそれぞれ示す。bcc 相の場合、単結晶であるため結晶方位は一定方向を向くが、fcc 相の結晶方位は若干のばらつきがあり、超弾性を示す範囲を超える応力の印加による歪みの影響で方位が崩れてしまったと考えられる。

## 4. まとめ

振動発電の新機構として超弾性合金の応力誘起相変態に伴う磁性変化を利用した手法を提案した。そこで、強磁性超弾性合金に対して応力の有無による磁気特性変化と相変

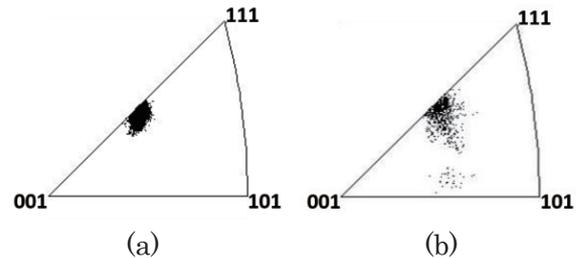


Fig. 10 Inverse pole figure. (a)bcc X (b)fcc X

化を関連付けて評価した。合金へ圧縮応力を印加すると磁束密度は減少するが、除荷によって形状、磁束密度ともに母相の状態に戻ることを確認した。さらに、圧縮応力の印加・除荷の繰り返しにより母相とマルテンサイト相の相変化も確認した。磁気特性測定と組織観察では合金に同等の応力を印加しており、応力誘起マルテンサイトの相分率に応じた磁化変化を得ることができた。SEM-EBSD 法による微細構造の観察では、歪みのない箇所は bcc 構造の母相と特定でき、圧縮応力の印加によって歪みが入った箇所は局所的に fcc 構造のマルテンサイト相と特定できた。明らかにマルテンサイト相が誘起され、応力によって相変態を起こすことができた。

Fe-Ga 合金を用いた逆磁歪効果型の振動発電デバイス (コイル 3500 回巻き) で、振動周波数 28.5 Hz、加速度 0.075G で最大電力 1.1mW という報告<sup>14)</sup>がある。そこで、本研究の合金に 3000 ターンのコイルを取り付けて 28 Hz で振動させたと仮定し、実験結果の磁性変化から理論的な発電電力を算出したところ、現状では計算上、約 0.54 μW の発電を見込むことができるが発電能力は大きく劣る。しかし、単位体積 (cm<sup>3</sup>) あたりの発電電力に換算して計算すると約 61 μW となり、さらにこの条件のまま 100%の相変態が起こったと仮定すると、約 242 μW の発電電力が見込める。報告されている振動発電には劣るものの、小型センサを動作させるためには十分な発電能力を見込むことができたと言える。現状、合金全体を完全に相変態させるための課題は残るが、本手法に有効な合金や結晶方位の選定、デバイスの構造も含めて最適な設計を行えば、形状回復が

可能な超弾性領域において少なくとも50%以上の磁性変化が見込まれ、新たな振動発電手法の可能性は大いに期待できる。今後は、超弾性合金に振動を印加した際の各種特性評価を行い、応力誘起相変態を利用した振動発電システムの構築を目指す。

**謝辞** 試料提供ならびにご助言を頂きました東北大学大学院工学研究科金属フロンティア工学専攻、貝沼亮介教授、大森俊洋准教授、許島助教に感謝致します。また、本研究の一部は東北大学電気通信研究所研究基盤技術センターで行われました。

### References

- 1) K. Takeuchi: *J. Surf. Finish. Soc. Jpn.*, **67**, 334 (2016).
- 2) I. Kanno: *J. Surf. Finish. Soc. Jpn.*, **67**, 348 (2016).
- 3) K. Ozawa, S. Hashi and K. Ishiyama: "Study of vibration power generation using ferromagnetic shape memory alloy," *Annual Meeting Record I.E.E. Japan.*,(2021.3),p.107.
- 4) K. Ullakko, J. K. Huang, C. Kantner, and R. C. O'Handley: *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1966 (1996).
- 5) H. Morito, K. Oikawa, A. Fujita, K. Fukamichi, R. Kainuma and K. Ishida: *Scripta Materialia.*, **63**, 379 (2010).
- 6) R. Kainuma, Y. Imano, W. Ito, Y. Sutou, H. Morito, S. Okamoto, O. Kitakami, K. Oikawa, A. Fujita, T. Kanomata, and K. Ishida: *Nature.*, **439**, 957 (2006).
- 7) T. Omori, M. Nagasako, M. Okano, K. Endo and R. Kainuma: *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 231907 (2012).
- 8) Y. Tanaka, T. Omori, K. Oikawa, R. Kainuma and K. Ishida: *Materials Transactions.*, **45**, 427 (2004).
- 9) R. Kainuma, T. Omori, Y. Tanaka and K. Ishida: *Ferrum.*, **16**, 613 (2011).
- 10) T. Omori, K. Araki, K. Ishida and R. Kainuma: *Kinzoku.*, **82**, 458 (2012).
- 11) T. Omori and R. Kainuma: *Materia Japan.*, **54**, 398 (2015).
- 12) B. L. Adams, S.I. Wright, and K. Kunze: *Metall. Trans. A.*, **24A**, 819 (1993).
- 13) Y. Maekawa: *Denki-Seiko.*, **89**, 59 (2018).
- 14) T. Ueno: *Materia Japan.*, **59**, 7 (2020).

2021年10月8日受理, 2021年12月3日採録

# 固相反応法で作製した $\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$ の 結晶構造と磁気特性に及ぼすヤーン・テラー効果の影響

## Influence of Jahn-Teller effect on crystal structure and magnetic properties of $\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$ synthesized by solid-phase method

柏木 春穂・藤枝 俊<sup>†</sup>・清野 智史・中川 貴  
大阪大学大学院 工学研究科, 大阪府吹田市山田丘 2-1 (〒565-0871)

H. Kashiwagi, S. Fujieda<sup>†</sup>, S. Seino, and T. Nakagawa  
Graduate School of Engineering, Osaka University, 2-1 Yamadaoka, Suita-shi, Osaka 565-0871, Japan

Bulk  $\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$  samples were synthesized by using a solid-phase method at 900 °C. Though a  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  sample ( $x = 0.0$ ) exhibited a cubic structure, a tetragonal structure was observed in the samples with  $x \geq 1.2$  due to the Jahn-Teller effect of  $\text{Mn}^{3+}$  ions. The lattice constants at the  $a$  and  $c$  axes of the tetragonal structure increased and decreased, respectively, as  $x$  increased. Thus, the degree of tetragonal distortion ( $c/a$ ) became larger as  $x$  increased. Although the saturation magnetization decreased as  $x$  increased, the Mn concentration dependence of coercivity exhibited a maximum of approximately 600 Oe at  $x = 1.6$ . This value was larger than that of the  $x = 0.0$  sample. It is clear that the partial substitution of  $\text{Mn}^{3+}$  for  $\text{Fe}^{3+}$  in  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  is effective for improving the coercivity of bulk samples due to the Jahn-Teller effect.

**Keywords:** spinel ferrite, Jahn-Teller effect, lattice distortion, coercivity, magnetic anisotropy

### 1. はじめに

コバルトフェライトと呼ばれる立方晶スピネル構造の  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  系酸化物は、比較的大きな異方性定数および磁歪定数を示す。例えば、 $\text{Co}_{11}\text{Fe}_{22}\text{O}_4$  の磁気異方性定数は  $0.38 \text{ MJ/m}^3$  であり、 $\text{Fe}_3\text{O}_4$  の値より約 3000 倍も大きい<sup>1)</sup>。また、 $\text{Co}_{0.8}\text{Fe}_{2.2}\text{O}_4$  の<100>方向の磁歪定数は  $590 \text{ ppm}$  であり、 $\text{Fe}_3\text{O}_4$  の値より約 30 倍も大きい<sup>1)</sup>。比較的大きな磁気異方性定数および磁歪定数を示す  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  系酸化物薄膜を高密度磁気記録媒体に応用する研究が行われている。基板との格子不整合により生じるエピタキシャル歪みを利用した、磁気異方性の制御が報告されている<sup>2-4)</sup>。例えば、 $\text{MgO}$  (001) 基板上に成長した  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  薄膜では、0.5%の面内引張りのエピタキシャル歪みが生じ、約  $1.47 \text{ MJ/m}^3$  の垂直磁気異方性定数が得られる<sup>4)</sup>。また、 $\text{MgAl}_2\text{O}_4$  (001) 基板上では約 4%の面内圧縮のエピタキシャル歪みが生じ、 $-5.9 \text{ MJ/m}^3$  の磁気異方性定数が得られる<sup>3)</sup>。この値は、希土類磁石である  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  の磁気異方性定数と同程度であり<sup>5)</sup>、 $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  や  $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$  の値よりも大きい。また、 $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  のキュリー温度は  $793 \text{ K}$  であり、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 、 $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  および  $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$  の値よりも高い。しかし、基板上に誘起されたエピタキシャル歪みは、膜厚の増加とともに緩和される。エピタキシャル歪み以外の手法で  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  に歪みを導入できれば、希土類フリーの永久磁石として応用が期待できる。

立方晶スピネル構造において、酸素は四面体および八面体を構成する。6つの酸素で囲まれた八面体の中心、すなわち八面体サイトを  $\text{Cu}^{2+}$  が占有するとヤーン・テラー効果により八面体が歪む。そのため、 $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  の  $\text{Co}^{2+}$  を  $\text{Cu}^{2+}$  で部分置換すると、結晶構造は立方晶から正方晶に変化する<sup>6,7)</sup>。このヤーン・テラー効果に起因した正方歪みの誘起により結晶磁気異方性が増大し、それに伴い保磁力も向上することが報告された<sup>6,7)</sup>。 $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  の比較的大きな磁気異方性は八面体サイトを占有した  $\text{Co}^{2+}$  に起因する<sup>8)</sup>。したがっ

て、 $\text{Co}^{2+}$  の部分置換ではなく、 $\text{Fe}^{3+}$  の部分置換により、ヤーン・テラー効果による正方歪みを誘起することができれば、さらに優れた磁気特性が期待される。

最近、八面体サイトにおいてヤーン・テラー効果を示す  $\text{Mn}^{3+}$  で  $\text{Fe}^{3+}$  を部分置換した  $\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$  の微粒子が正方歪みを示し、それに伴う磁気異方性の増大に起因して保磁力も向上することが報告された<sup>9)</sup>。本研究では、 $\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$  のバルク試料の結晶構造および磁気特性を調べる。バルク試料において、ヤーン・テラー効果に起因した正方歪みと保磁力の関係を明らかにする。

### 2. 実験方法

$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 、 $\text{Mn}_2\text{O}_3$  および  $\text{CoO}$  粉末を出発原料として、 $\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$  ( $0.0 \leq x \leq 2.0$ ) のバルク試料を作製した。具体的な手順を以下に述べる。まず、原料粉末を蒸留水に分散させ、ボールミルで 2 時間混合した。ろ過して得た残渣を乾燥させた後、ペレット状に圧粉成型した。ペレットを大気雰囲気下において  $180 \text{ }^\circ\text{C/h}$  で  $900 \text{ }^\circ\text{C}$  まで昇温し、50 時間保持した後、炉冷して試料を得た。

結晶構造の評価は X 線回折装置 (リガク社製 Smart Lab SE) を用いて、 $\text{Cu-K}\alpha$  線で行った。磁化測定は振動試料型磁力計 (TOEI VSM-C7-10) を用いて、室温において  $\pm 10 \text{ kOe}$  まで磁場を印加して行った。

### 3. 結果と考察

$\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$  のバルク試料の X 線回折測定の結果を Fig. 1 に示す。青字で示した 220 および 311 の回折ピークは立方晶相、赤字で示した 112, 200, 103, および 211 の回折ピークは正方晶相を表す。いずれの試料においても、立方晶と正方晶以外の異相は観測されなかった。 $0.0 \leq x \leq 1.0$  では立方晶相の単相であるが、 $1.2 \leq x \leq 1.8$  では立方晶と正方晶の 2 相を示す。また、2 相共存状態の

Corresponding author : Shun Fujieda

(e-mail: fujieda@sec.eng.osaka-u.ac.jp)

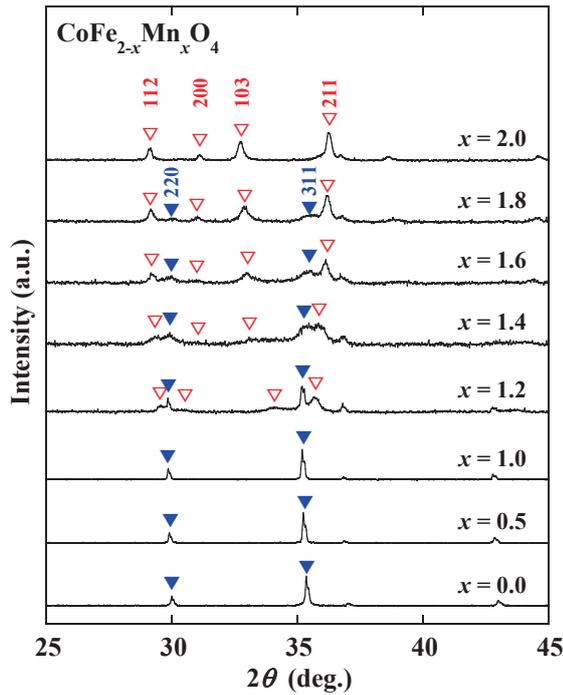


Fig. 1 X-ray diffraction patterns of  $\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$  samples with  $0.0 \leq x \leq 2.0$ .

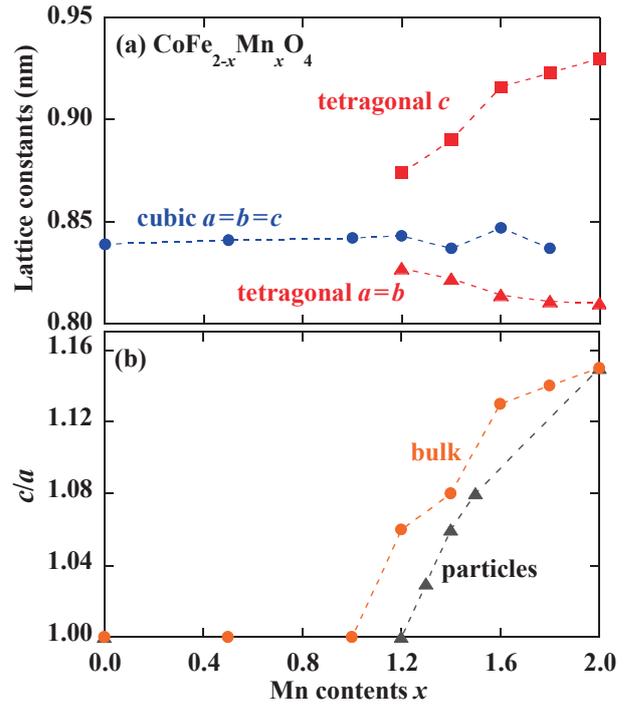


Fig. 2 Mn concentration  $x$  dependence on (a) lattice constants  $a$ ,  $b$ , and  $c$ , and (b) degree of tetragonal distortion ( $c/a$ ) in bulk  $\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$  samples with  $0.0 \leq x \leq 2.0$ . Values of  $c/a$  for fine particles are also indicated in Fig. 2(b) for comparison<sup>9)</sup>.

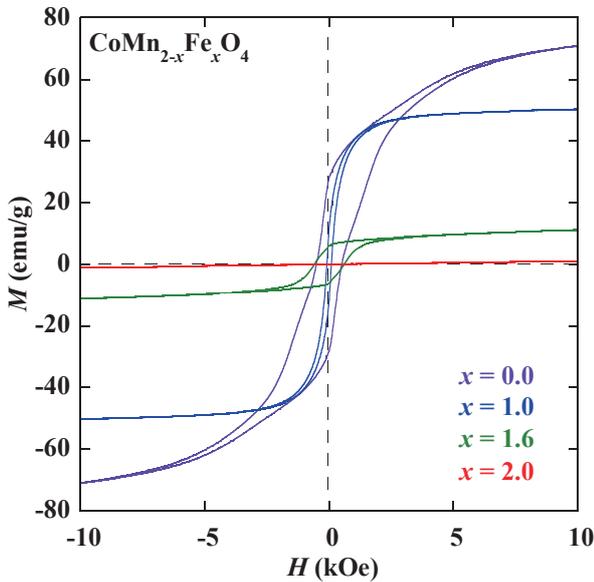


Fig. 3 Magnetization curves at room temperature of  $\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$  samples with  $0.0 \leq x \leq 2.0$ .

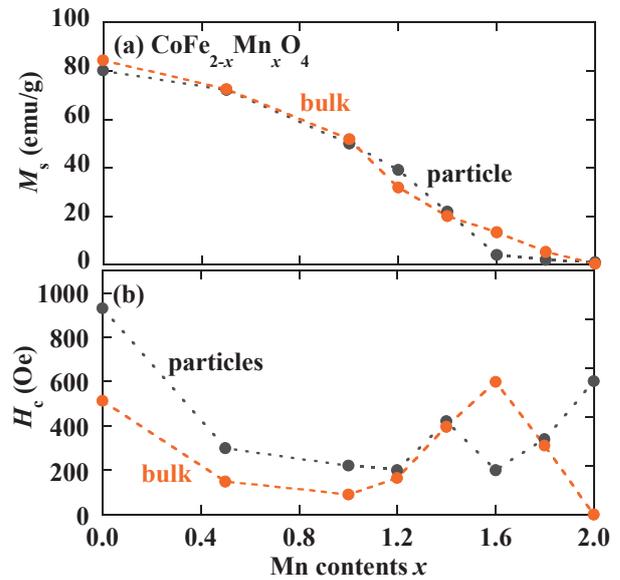


Fig. 4 Mn concentration  $x$  dependence on (a) saturation magnetization  $M_s$  and (b) coercivity  $H_c$  of bulk  $\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$  samples with  $0.0 \leq x \leq 2.0$ . Data of fine particles are also indicated for comparison<sup>9)</sup>.

$1.2 \leq x \leq 1.8$  では、 $x$  の増加に伴って立方晶の回折ピークの強度は小さくなり、正方晶の回折ピークの強度は大きくなる。つまり、 $x$  の増加に伴い、試料中の正方晶相の割合は増加する。 $x = 2.0$  で正方晶相の単相を示した。

X線回折パターンから求めた(a)格子定数および(b)a軸とc軸の

比  $c/a$  の  $x$  依存性を Fig.2 に示す。比較のために、先行研究である  $\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$  の微粒子の  $c/a$  の値も示す<sup>9)</sup>。 $x$  の増加に伴う立方晶相の格子定数の変化はほとんどないが、正方晶相の  $a$  軸および  $b$  軸の格子定数は減少し、 $c$  軸の格子定数は増加する。そのため、 $x \geq 1.2$  において  $x$  の増加に伴い  $c/a$  は徐々に大きくなる。つまり、

正方歪みが生じる Mn 部分置換量は異なるが、微粒子の *cla* と同様の傾向を示す。また、バルク試料の  $x = 2.0$  における *cla* は 1.15 に達し、微粒子とほぼ同程度の値を示す。バルク試料でも、先行研究の微粒子と同程度の、ヤーン・テラー効果に起因する大きな正方歪みが誘起されることが明らかになった。

$\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$  ( $0.0 \leq x \leq 2.0$ ) の室温における磁化曲線を Fig. 3 に示す。  $0.0 \leq x \leq 1.8$  でヒステリシスループが観察された。一方、 $x = 2.0$  の磁化曲線はヒステリシスループを示さず、常磁性的な挙動を示した。  $\text{CoMn}_2\text{O}_4$  は室温で常磁性と報告されており<sup>10)</sup>、対応する結果が得られた。

Frölich の式<sup>11)</sup>より印加磁場が無限大の際の磁化の値として求めた飽和磁化の  $x$  依存性を Fig. 4 (a) に示す。飽和磁化は  $x = 0.0$  で最大値を示し、 $x$  の増加に伴い減少する。  $x = 0.0$  において、スピネル構造の八面体サイトは主に  $\text{Fe}^{3+}$  ( $5 \mu_B$ ) および  $\text{Co}^{2+}$  ( $3 \mu_B$ ) が占有し、四面体サイトは主に  $\text{Fe}^{3+}$  ( $5 \mu_B$ ) が占有しており、各サイトで逆向きの磁気モーメントをもつ。ヤーン・テラー効果に起因した正方歪みが生じることより、 $\text{Mn}^{3+}$  ( $4 \mu_B$ ) は四面体サイトよりも八面体サイトを優先的に占有すると推察される。そのため、 $\text{Fe}^{3+}$  を  $\text{Mn}^{3+}$  で部分置換すると飽和磁化は減少する。また、 $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  および  $\text{CoMn}_2\text{O}_4$  のキュリー温度は約 793 K および約 185 K<sup>12)</sup> であることから、 $x$  の増加に伴いキュリー温度も低下する。つまり、 $x$  の増加に伴う飽和磁化の減少にはキュリー温度の低下も寄与していると推察される。

保磁力の  $x$  依存性を Fig. 4 (b) に示す。保磁力は  $x$  の増加に伴い  $0.0 \leq x \leq 1.0$  では減少するが、正方歪みが生じる  $x = 1.2$  から増加し始め、 $x = 1.6$  では  $x = 0.0$  における値よりも大きな約 600 Oe の極大値を示す。つまり、 $\text{Mn}^{3+}$  のヤーン・テラー効果に起因した正方歪みの誘起はバルク試料の保磁力を向上させることが明らかになった。一方、微粒子の保磁力は  $x = 1.3$  から増加し始め、 $x = 1.4$  で極大を示す<sup>9)</sup>。つまり、保磁力が極大を示す Mn 部分置換量は異なるが、バルク試料でも微粒子と同様の振る舞いが確認された。微粒子の異方性磁界は  $x = 1.3$  から増加し始め、 $x = 1.4$  で極大を示し、保磁力と同様の傾向を示すことが報告されている<sup>9)</sup>。 $\text{Fe}^{3+}$  を  $\text{Mn}^{3+}$  で部分置換すると、ヤーン・テラー効果により  $\text{Mn}^{3+}$  に配位した酸素で構成された八面体が歪むことで、その周囲に存在する  $\text{Co}^{2+}$  に配位した酸素で構成された八面体も歪むために磁気異方性が向上したと考えられる。さらに  $x$  が増加すると、キュリー温度の低下の影

響により磁気異方性も減少するため、異方性磁界は極大を示したと推察される。したがって、バルク試料の保磁力の向上は、ヤーン・テラー効果に起因した正方歪みの誘起による磁気異方性の増大と密接に関連することが示唆される。

#### 4. 結論

固相反応法を用いて  $\text{CoFe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{O}_4$  ( $0.0 \leq x \leq 2.0$ ) のバルク試料を作製した。結晶構造は  $x = 0.0$  で立方晶であるが、 $\text{Mn}^{3+}$  のヤーン・テラー効果に起因して  $x \geq 1.2$  では正方晶が生じた。保磁力は  $x = 1.2$  から増加し始め、 $x = 1.6$  で極大を示した。このような振る舞いは微粒子の先行研究と同様であることより、保磁力の向上は、ヤーン・テラー効果に起因した正方歪みの誘起による磁気異方性の増大と密接に関連することが示唆される。一方、飽和磁化は  $x$  の増加とともに減少する。 $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  の永久磁石への応用には、飽和磁化やキュリー温度の改善など、さらなる研究開発が必要となる。

#### References

- 1) R. M. Bozorth, E. F. Tilden, and A. J. Williams: *Phys. Rev.*, **99**, 1788 (1955).
- 2) S. A. Chambers, R. F. C. Farrow, S. Maat, M. F. Toney, L. Folks, J. G. Catalano, T. P. Trainor, G. E. Brown Jr., : *J. Magn. Magn. Mater.*, **246**, 124 (2002).
- 3) T. Tainosho, J. Inoue, S. Sharmin, M. Takeguchi, E. Kita, and H. Yanagihara: *Appl. Phys. Lett.*, **114**, 092408 (2019).
- 4) T. Niizeki, Y. Utsumi, R. Aoyama, H. Yanagihara, J. Inoue, Y. Yamasaki, H. Nakao, K. Koike, and E. Kita: *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 162407 (2013).
- 5) S. Hirose, Y. Matsuura, H. Yamamoto, S. Fujimura, M. Sagawa, and H. Yamauchi: *J. Appl. Phys.*, **59**, 873 (1986).
- 6) M. Hisamatsu, S. Fujieda, S. Seino, T. Nakagawa, and T. A. Yamamoto: *IEEE Trans. Magn.*, **57**, 2100804 (2021).
- 7) H. Latiff, M. Kishimoto, J. Inoue, E. Kita, H. Yanagihara, and T. Devillers: *J. Magn. Magn. Mater.*, **489**, 165380 (2019).
- 8) J. C. Slonczewski: *Phys. Rev.*, **110**, 1341 (1958).
- 9) S. Yamada, R. Shigesawa, H. Latiff, M. Kishimoto, E. Kita, and H. Yanagihara: *IEEE Trans. Magn.*, **56**, 6702618 (2020).
- 10) C. D. Spencer and D. Schroer: *Phys. Rev. B.*, **9**, 3658 (1974).
- 11) R. M. Bozorth: *FERRROMAGNETISM*, p.484 (IEEE PRESS, 1993).
- 12) S. Tamura: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **61**, 752 (1992).

2021年11月12日受理, 2021年12月24日採録

## 逆磁歪効果型歪センサの高周波振動特性の評価

## Evaluation of high-frequency vibration characteristics of inverse-magnetostrictive effect-type strain sensor

高野凌<sup>1)</sup>・石山和志<sup>1)†</sup>・星貴之<sup>2)</sup><sup>1)</sup>東北大学電気通信研究所, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)<sup>2)</sup>ピクシーダストテクノロジーズ, 千代田区神田三崎町 2-20-5 (〒101-0061)R. Takano<sup>1)</sup>, K. Ishiyama<sup>1)†</sup>, T. Hoshi<sup>2)</sup><sup>1)</sup> Research Institute of Electrical Communication, Tohoku Univ., 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan<sup>2)</sup> Pixie Dust Technologies, Inc., 2-20-5 Kandamisaki-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 101-0061, Japan

Our laboratory reports the characteristics of an inverse-magnetostrictive effect-type vibration sensor that detects high frequency vibrations. Our sensor has a sensitivity of 0.61 mrad/ppm when static strain is applied to it. However, we estimate that our sensor can detect high frequency vibration without deterioration in sensitivity. Therefore, we conducted an experiment to evaluate the capability of the sensor for high-frequency vibration detection. As a result, it is revealed that the sensor has a sensitivity of 1.09 mrad/ppm at, in this paper, 20 kHz. It can be said that this inverse-magnetostrictive effect-type vibration sensor has high sensitivity even in high-frequency vibration.

**Key words:** inverse-magnetostrictive effect, strain sensor, vibration sensor, high frequency vibration, magnetic thin film

## 1. はじめに

工学分野において、物体の振動を測定することで被測定物の状態・性質・安定性等を察知する事例は多々存在している<sup>1),2)</sup>。その中でも kHz 帯で高感度な振動測定が可能になることによって期待される応用例として、設備の健全性監視が挙げられる。私たちの生活を支えている化学プラントや発電所といった大型設備には回転機械が多く備えられており、これらの回転機械を構成する重要な部品として軸受がある。この部品の異常発見が遅れると設備を長期間にわたって停止させてしまう恐れがある。一般に、軸受へ異常が発生すると数 kHz~数十 kHz 帯の振動が生じるとされており、現在これらの検知には圧電式や MEMS 方式、AE センサといった振動センサが使われており<sup>3)-7)</sup>、これらの振動センサのゲージ率(歪に対する抵抗・インピーダンス変化率)・感度はそれぞれ Table. 1 のようになっている<sup>8)</sup>~<sup>10)</sup>。現在使われているセンサよりもさらに高感度なセンサを用いることで、異常によって生じる振動をさらに早く察知し早期に対応が可能になることで設備の停止を最小限にすることができると考えられる。

本研究室ではこれまで逆磁歪効果を用いた歪センサの研究を行ってきた<sup>11),12)</sup>。世の中には一般的に電気抵抗式・半導体方式といった原理の歪センサが知られているが、それらのゲージ率はそれぞれ 2 ~ 5 近傍、100 ~ 200 程度である<sup>13)-16)</sup>。それに対し我々が研究している逆磁歪効果型歪センサの歪感度は数千 ~ 10000 程度と、他方式に比べて高感度が得られている<sup>17)</sup>。

このセンサを用いて振動センサを試作した先行研究において<sup>18),19)</sup>は、センサ基板の片端を固定してカンチレバー構造とし、測定治具ごと加振器により振動させることで自由端を自由振動させセンサに歪を印加する手法や、センサを

ピエゾ素子へ接着させて強制振動をさせる手法を用いることでセンサの振動センサとしての特性を測定した。その結果、2 kHz 以下の領域において高い感度を有することを示した。

しかしながら、我々の作製している逆磁歪効果型歪センサは薄膜構造のため渦電流損が小さいこと・検出回路のキャリア周波数が振動周波数に比べてはるかに高い 150 MHz 程度であるという特徴を持っていることから、2 kHz 以上の周波数の振動も高感度を維持して測定が可能であると推測される。

そこで本研究ではこのセンサの 2 kHz 以上における感度評価を目的とした。本稿では振動印加装置の構築、ならびに振動印加時のセンサの振動測定感度の評価を行った。

## 2. 実験方法

## 2.1 素子構造及び素子作製

Fig. 1 に本センサの構造・形状を示す。センサは厚み 200 μm の Si 基板上に RF スパッタ法、およびリフトオフ法を用いて成膜された金属薄膜であり、1 ターンミアンダ形状の厚さ 1 μm、長さ 13 mm の Mo 導体層を厚さ 1 μm、長さ 6 mm の Fe<sub>72</sub>Si<sub>14</sub>B<sub>14</sub> の短冊状磁性層で上下から挟んだ三

Table 1 Comparison of the sensitivity of other sensor.

Sensor	Gauge factor
Piezoelectric strain sensor <sup>8)</sup>	167
MEMS capacitive sensor <sup>9)</sup>	430
	Sensitivity
AE sensor <sup>10)</sup>	1 mV/nm

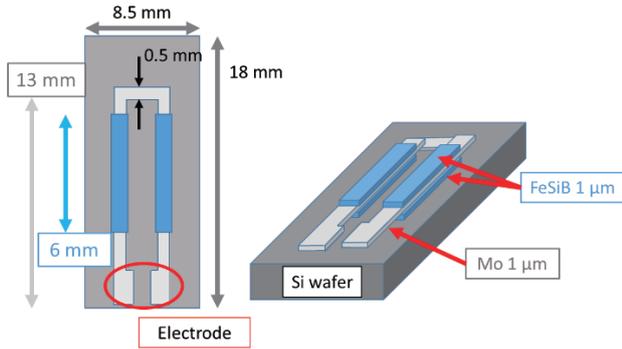


Fig. 1 Schematics of sensor structure.

層構造となっている。成膜後に回転磁場中熱処理を Fig. 2 の条件で行った。磁界強度 240 kA/m の回転磁界を昇温時と、663 K において 120 min 間印加した後、回転磁界を印加したままおよそ 6 ~ 7 時間炉冷させ室温まで降温させた。

2.2 動作原理

Fig. 3 にセンサへ歪を印加したときのセンサ状態の変移を示す。印加されている歪が 0 の状態(Fig. 3(a))で磁性膜の長手方向に磁気異方性の容易軸が向いた状態を基準とすると、圧縮歪が印加されていくにつれて逆磁歪効果により幅方向を容易軸とする磁気異方性が誘導される。そのため Fig. 3(b)~(d)に示すように印加圧縮歪が増えるにつれて磁性膜の異方性は見かけ上消失したのち幅方向を向くようになる。このように磁気異方性が変化することで磁性膜の幅方向透過率が変化するため、導体層長手方向へ流れる高周波電流によりインピーダンスの変化として印加歪量を捉えられる。本研究ではインピーダンスの位相変化を検出することで歪の検出を行っている。本センサの位相変化検出には DMTD 法 (Dual Mixer Time Difference method) を用いている<sup>18,20</sup>。Fig. 4 に検出回路のブロック図を示す。

2.3 予備実験

2.3.1 静的な印加歪に対する位相変化特性の測定

予備実験としてセンサの基本的な特性の一つである、印加された静的な歪に対するセンサの位相変化特性を測定した。測定装置は Fig. 5 に示すような測定治具を用いた。センサの電極側を固定端としたカンチレバー方式で、自由端側にマイクロメーターヘッドを押し当てることにより歪を印加した。位相変化はネットワークアナライザにより 2 port で計測を行い、計測された伝送特性  $S_{21}$  からインピーダンスの位相特性を測定した。

2.3.2 位相変化検出回路の出力特性測定

予備実験として本実験で用いている位相変化検出回路の位相変化量—出力特性を測定した。実験は Fig. 6 に示すような回路構成を用いた。センサの代わりにフェイズシフターを接続し、位相変調を加えることで疑似的に回路を動作させた。フェイズシフターへ加える制御信号を変化させることで検出回路へ印加する位相変化量を制御し、それに応じた検出回路からの出力を測定した。出力の測定には本実験では検出回路から繋いだオシロスコプの FFT 機能を用いており、スペクトルの大きさ [dB] を出力とした。

2.3.3 振動印加装置の構築

本実験では、振動源としてランジュバン型振動子を導入し、センサ基板をカンチレバー構造として自由端側を振動

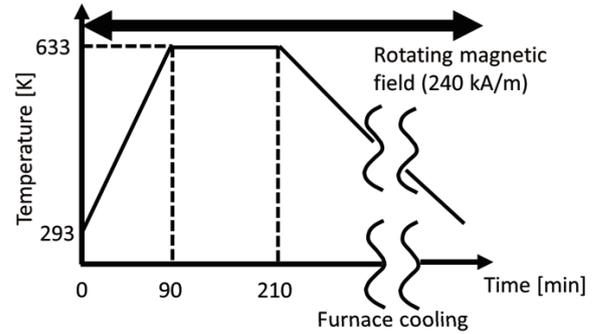


Fig. 2 Heat treatment condition.

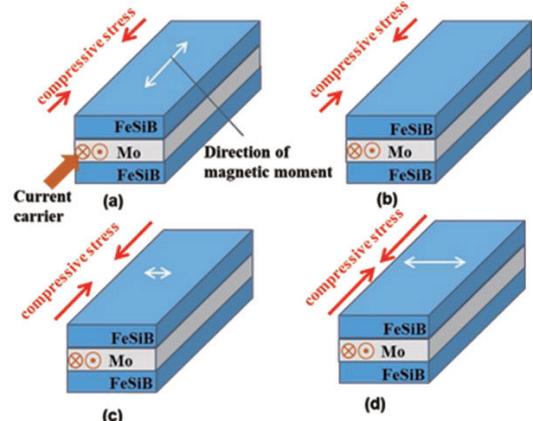


Fig. 3 Magnetic anisotropy changes of magnetostrictive layers under applied stress.

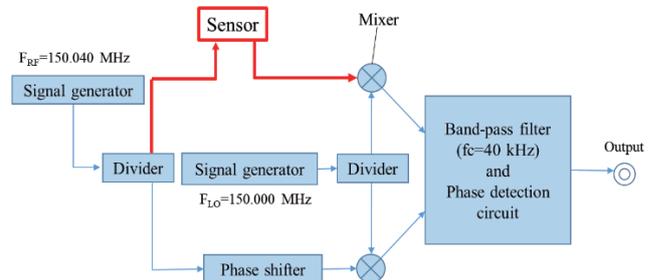


Fig. 4 Block diagram of phase-change-detection circuit.

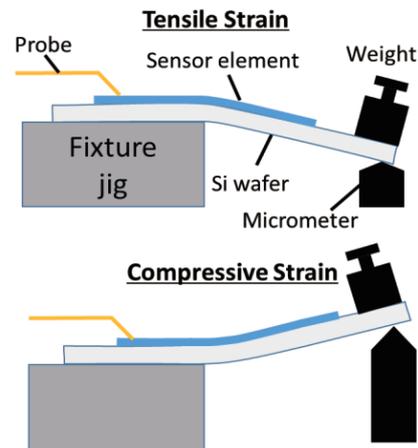
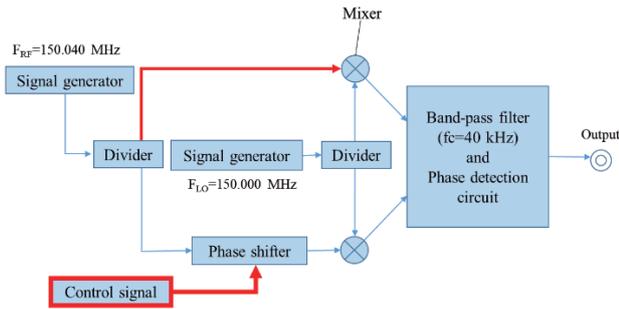


Fig. 5 Setup for measurement of sensor.



**Fig. 6** Setup for carrying out experiment with phase-change-detection circuit.

子で強制振動させることで 20 kHz の振動をセンサへ印加することを試みた. Fig. 7 にカンチレバー方式と振動子を用いた振動印加装置の模式図を示す. 振動子が上下に伸縮することでセンサへ圧縮・引張歪を生じさせる構造とした. センサ基板と振動子・プリント基板はエポキシ樹脂にて接着を行い, それぞれの接着面は 3 mm の長さで接着した.

予備実験として構築した振動装置の動作を確認するために, 実際に振動子によって 20 kHz で振動させた際にカンチレバーへ生じる歪量の見積もりを行った. 20 kHz で先端を変位させているカンチレバー上の固定端側から任意の距離における変位量をレーザー変位計により測定し, 静的な先端変位を印加したカンチレバーの変位と比較をした.

**2.4 動的なセンサ感度の測定**

本研究の目的である動的な歪を印加した際のセンサ感度を求めるために本実験では振動させられたセンサからの出力を測定し, その出力から感度を求めるという手法をとった.

本センサの感度は, 微小な歪変化を印加したときに変化が与えられる前の歪量から変化が与えられた後の歪量の間でどれだけ位相変化が生じるかで表わされる. つまり, これは後述するセンサの静的な位相特性(Fig. 9)の傾きに相当している. 本センサの感度(グラフの傾き)は一定ではなく, 印加されている静的な歪量の地点によって異なっている.

そのためセンサの最大感度を測定するためには, 予めセンサへ印加する静的な歪量(以下, バイアス歪と呼称)を最大感度が得られる様に調節しながら振動を印加するような実験装置が必要であった.

そのため本実験は Fig. 8 の模式図が示すように, カンチレバーの固定端を乗せている Z 軸ステージの高さを調整することでセンサへ任意のバイアス歪をかけながら振動を与える実験装置を構築し測定を行った.

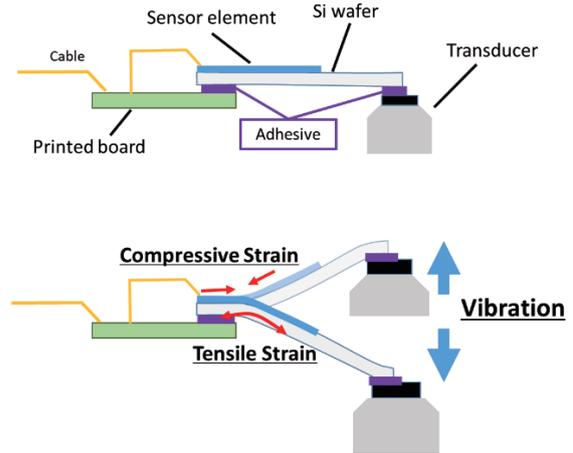
**3. 実験結果**

**3.1 センサの静的な位相変化特性**

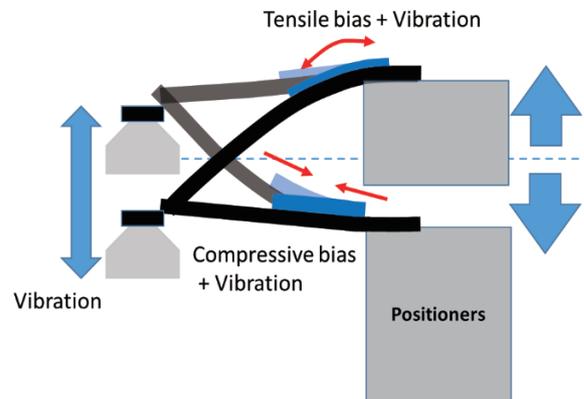
Fig. 9 に測定したセンサの静的な位相変化特性を示す. 今回の測定では, 印加歪量が 0 ppm の時の位相を 0 基準として測定を行っている. センサの最高歪感度はグラフの傾きが最も急峻となる印加歪量 +50 ~ 80 ppm 近傍で求めたところ 0.61 ± 0.07 mrad/ppm と得られた.

**3.2 位相変化検出回路の出力特性**

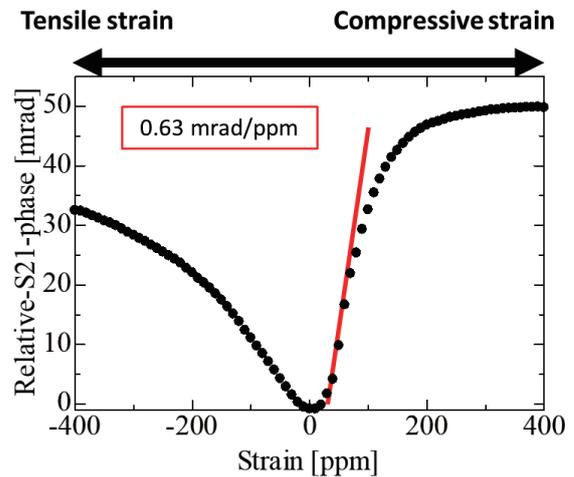
測定した位相変化検出回路の位相変化量—出力特性を横



**Fig. 7** Setup for vibration experiment.



**Fig. 8** Setup for vibration experiment with bias strain applied.



**Fig. 9** Sensor's phase against applied strain.

軸に位相変化量[mrad], 縦軸に検出回路の出力[dB]として Fig. 10 に示す. 位相変化量を  $x$ , 出力を  $y$  とするとこのグラフの近似直線から次の換算式(1)が得られた

$$y = -76.3 + 9.98 \ln(x) \quad (1)$$

また, 検出回路のノイズレベルは -80 dB であり位相変化

量に換算すると 0.70 mrad であった。

**3.3 センサへ与えられる歪量の推察**

測定結果を Fig. 11 に示す。この結果から 20 kHz で先端変位するカンチレバーは静的な先端変位を与えたカンチレバーの計算値と同じように変位していることが分かった。このことから、20 kHz の振動をセンサ素子へ与えた時に印加される歪量は静的な先端変位を与えた時のカンチレバーに生じる歪量の式(2)を用いて得られることとした。

$$\epsilon = (3dH/2L^3)(L-x) \quad (2)$$

ここで  $d$  はカンチレバー先端変位量、 $H$  はカンチレバー厚み、 $L$  はカンチレバー長さ、 $x$  は固定端からの距離を示す。本実験ではセンサ基板自体をカンチレバーとしており、カンチレバーの先端を振動させている振動子の振幅は  $14 \pm 2 \mu\text{m}$  であるため、これらのパラメータは  $d = 14 \pm 2 \mu\text{m}$ 、 $H = 200 \mu\text{m}$ 、 $L = 12 \text{ mm}$ 、 $x = 3 \text{ mm}$  となっている。式(2)にこれらのパラメータを代入することで、カンチレバーへ印加されている歪量は  $21.84 \pm 3.12 \text{ ppm}$  と計算された。

また、(3.1),(3.2)より、本センサの静的な歪感度は最大で  $0.61 \pm 0.07 \text{ mrad/ppm}$ 、位相変化検出回路の検出限界は  $0.70 \text{ mrad}$  と得られている。このことから、歪検出の限界値は  $1.1 \text{ ppm}$  と計算される。

このことから、検出限界よりも十分に大きな 20 kHz の歪を印加可能な実験装置を構築し測定を行った。

**3.4 バイアス歪変化によるセンサの動的な実測出力測定**

実際にセンサへバイアス歪を変化させながら 20 kHz の振動を印加した時の出力を Fig. 12 に示す。本実験では引張バイアスをかけた状態から圧縮バイアスをかける方向、圧縮バイアスをかけた状態から引張バイアスをかける方向の二通りに測定を行ったところ、ほぼ同一な傾向のデータが得られた。加えて、先述したようにバイアス歪の変化により出力値に変化が見られ、最大出力は  $-44 \pm 1 \text{ dB}$  と得られた。

$-44 \text{ dB}$  の出力は式(1)より位相変化量に換算すると  $23.09 \pm 2.26 \text{ mrad}$  となり、これを印加した歪量  $21.84 \pm 3.12 \text{ ppm}$  で割ることにより、20 kHz で振動させたセンサの感度が  $1.09 \pm 0.25 \text{ mrad/ppm}$  と得られた。

**4. 考察**

動的な歪感度は(3.1)で求めた静的な歪感度  $0.61 \pm 0.07 \text{ mrad/ppm}$  よりも二倍程度高くなっている。その原因として二点考えられる。一点目として、各測定の誤差が重なった可能性が挙げられる。本実験では動的な感度を求めるために複数の予備実験にて得られたデータを用いているが、それらのデータにはアライメントや治具の強度など実験上の誤差が内包されている。そのため感度の計算結果が一致しないと考えられる。二点目として、振動するセンサ素子へ加わる歪量の計算が正確ではないことが挙げられる。本実験では振動しているセンサへ生じる歪量が静的な変形をしているカンチレバーの表面に生じる歪量と等しいと仮定して式(2)から求めた。しかし、式(2)はカンチレバーの先端

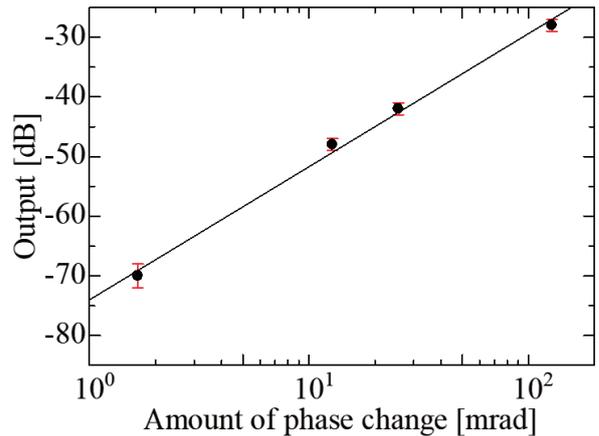


Fig. 10 Output of phase-detection circuit against amount of phase change.

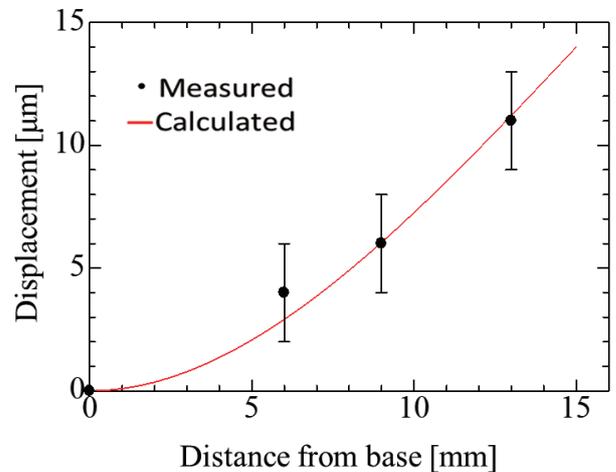


Fig. 11 Calculated vs. measured displacement.

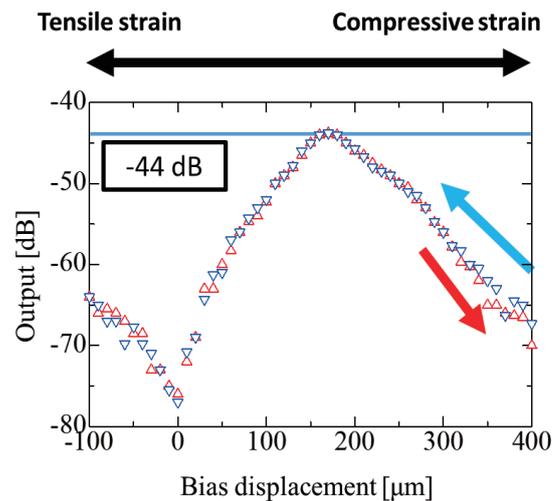


Fig. 12 Vibration measurement result with change in bias strain.

のみを一点で押し込んだ場合を想定しているため、本実験のように先端を面で接着させて振動させている場合、正確な見積もりができていない。加えて、動的な変形(振動)をし

ている物体は一般的にいくつかの振動モードが重畳した状態で変形しているが、計算式では考慮されていない。その結果、計算で求められる歪量が現実と異なるため感度が大きくなってしまった可能性が考えられる。しかしながら本論文の目的である、低周波数で高感度が確認されているセンサが高周波数においても高感度を有することを示すことは達成されており、具体的な感度の数値の差異については議論しないものとした。

## 5. まとめ

本研究では逆磁歪効果型歪センサの 20 kHz における振動計測感度を評価した。静的な歪感度が  $0.61 \pm 0.07$  mrad/ppm 得られているセンサで 20 kHz の振動印加実験をしたところ、動的な歪感度は  $1.09 \pm 0.125$  mrad/ppm と得られた。無視できない誤差が重なった可能性はあるもののこの結果から、20 kHz という高周波領域においても逆磁歪効果型歪センサが高い感度を有することを明らかにした。今後は正確な追実験と共に、さらに高い周波数領域における評価を行う。

## References

- 1) A. Kawamoto, M. Inagaki, T. Aoyama, and N. Mori: *JSME Trans. Jpn.*, **63**, 3428 (2001).
- 2) H. Yaguchi: *JSME Trans Jpn.*, **63**, 41 (1997).
- 3) T. Yuji, T. Bouno, T. Hamada, and H. Toya: *J. IEIE Jpn.*, **25**, 584 (2005).
- 4) EE Times Japan homepage: <https://eetimes.itmedia.co.jp/e/articles/1907/18/news072.html> (As of Sept. 27, 2021).
- 5) MACNICA, Inc. homepage: [https://www.macnica.co.jp/business/semiconductor/articles/analog\\_devices/134317/index.html](https://www.macnica.co.jp/business/semiconductor/articles/analog_devices/134317/index.html) (As of Sept. 27, 2021).
- 6) I. Sato: *T. IEE Japan*, **109**, 145 (1989).
- 7) T. Sako: Jikuuke ni okeru ijotyoko no soukikenshuto to sindan ni kansuru kenkyu (in Japanses), Doctoral dissertation of Waseda University (2012).
- 8) V. Tilak, A. Vertiatchikh, J. Jiang, et al.: *phys. stat. sol. (c)*, **3**, 2307 (2006).
- 9) C. Zhang, S. Y Zhang, L.F. Wang: *IEEE Sensors Journal*, **21**, 22527 (2021).
- 10) G.H. Feng, M.Y. Tsai: *Sensors and Actuators A: Phys.*, **162**, 100 (2010).
- 11) K. H. Shin, M. Inoue, and K. I. Arai: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**, 1425 (1999).
- 12) Y. Miwa, J. Shin, Y. Hayashi, S. Hashi, and K. Ishiyama: *IEEE Trans. Magn.*, **51**, 2000604 (2015).
- 13) H. Hempel, D. Nezich, J. Kong, and M. Hofmann: *NANO LETTERS*, **12**, 5714 (2012).
- 14) Microtech Co.,Ltd. homepage: [http://microtech-inc.net/product\\_semia.php](http://microtech-inc.net/product_semia.php) (As of Sept. 27, 2021).
- 15) T. Kozuma: *OYO BUTURI*, **43**, 324 (1974).
- 16) A&D Co., Ltd. homepage: [https://www.aandd.co.jp/pdf\\_storage/catalog/industrial/c\\_gauge.pdf](https://www.aandd.co.jp/pdf_storage/catalog/industrial/c_gauge.pdf) (As of Sept. 27, 2021).
- 17) D. Sora: Tyoukokuando hizumisensa to sono sindousensa eno ouyou (in Japanses), Doctoral dissertation of Tohoku University (2020).
- 18) Y. Kubo, S. Hashi, H. Yokoi, K. Arai, and K. Ishiyama: *IEEJ Trans. SM*, **138**, 153 (2018).
- 19) D. Sora, S. Hashi, and K. Ishiyama: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 41 (2020).
- 20) S. Yabukami, K. Kato, Y. Kamo, T. Ozawa, and K. I. Arai: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **32**, 483 (2008).

2021年11月9日受理, 2022年1月14日再受理, 2022年1月20日採録

# 電磁界シミュレーションによるコプレーナ型薄膜磁界センサの解析

## Analysis of coplanar line-type thin-film magnetic field sensor by electromagnetic field simulation

石原知弥<sup>a)†</sup>, 植竹宏明<sup>b)</sup>, 本多順一<sup>c)</sup>, 藪上 信<sup>a)c)</sup>, 山口正洋<sup>a)</sup>

<sup>a)</sup> 東北大学工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-5 (〒980-8579)

<sup>b)</sup> 電磁材料研究所, 富谷市成田 9-5-1 (〒981-3341)

<sup>c)</sup> 東北大学医工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-5 (〒980-8579)

T. Ishihara<sup>a)†</sup>, H. Uetake<sup>b)</sup>, J. Honda<sup>c)</sup>, S. Yabukami<sup>a)c)</sup>, and M. Yamaguchi<sup>a)</sup>

<sup>a)</sup> Graduate School of Engineering, Tohoku Univ., 6-6-5 Aramaki Azaaoba, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

<sup>b)</sup> Research Institute for Electromagnetic Materials, 9-5-1 Narita, Tomiya 981-3341, Japan

<sup>c)</sup> Graduate School of Biomedical Engineering, Tohoku Univ., 6-6-5 Aramaki Azaaoba, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

We have developed highly sensitive thin-film sensor using a straight coplanar line structure. High-frequency characteristics were analyzed to improve the sensor's impedance and S-parameter in consideration of transmission line theory, ferromagnetic resonance, and the complex permeability of magnetic thin film. A finite element method analysis was performed on the coplanar line-type thin-film sensor. The calculated S-parameters and impedance were in rough agreement with the measured value including the FMR frequency. The attenuation of  $S_{21}$  was caused by an impedance mismatch inside the sensor element.

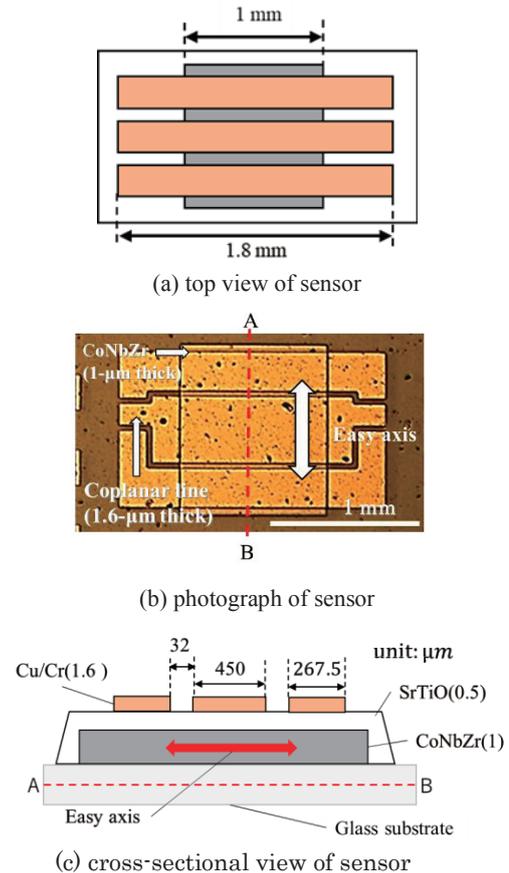
**Key words:** magnetic sensor, thin film, coplanar line, electromagnetic field analysis

### 1. 背景

近年磁界センサの高感度化が急速に進展している。代表的な高感度磁界センサとして超伝導量子干渉磁束計 (SQUID)<sup>1), 2)</sup> や光ポンピング法<sup>3)</sup> があり, 生体磁気計測, 非破壊検査等へ応用されている。しかし SQUID 磁束計は超伝導現象を利用するためセンサヘッドを液体ヘリウム等で冷却する必要がある, 高コストかつ煩雑なメンテナンスが要求されることから, 一部の医療機関や研究機関に限定的に設置されている。一方, 室温で動作する高感度磁界センサの研究も活発に行われており, GMI センサ<sup>4)</sup>, フラックスゲートセンサ<sup>5)</sup>, TMR センサ<sup>6)</sup> の高感度化も報告されている。

筆者らはこれまで磁性薄膜を用いて伝送線路に構成し, GHz 帯の高周波キャリア通電による表皮効果, 強磁性共鳴を利用したセンサを開発し, 磁気シールドなしで健常者の心磁界多点計測に成功した<sup>7), 8)</sup>。並行して高周波駆動に関するセンサ素子の感度等を検討しているが<sup>9)~12)</sup>, 強磁性共鳴周波数(数 GHz 帯)における透過係数( $S_{21}$ )の大きさは -40 dB 程度と大きく減衰しており, それがセンサシステムの SN 比を悪化させる要因になっている。透過係数( $S_{21}$ )の減衰の要因については, インピーダンス不整合, 電気的損失, 磁性薄膜の渦電流損失, 強磁性共鳴が考えられるが, これらについて明らかにするために, 高周波帯でのセンサの正確な動作解析が必要である。

そこで本稿では, まずセンサ素子の高周波特性と磁界に対する応答性を定量的に把握することを目的として, 構造および動作が比較的単純な直線コプレーナ構造の薄膜磁界センサを作製し, 磁界に対する S パラメータ等の変化を測定した。並行して, 試作センサを有限要素法によりモデル化し, 高周波域での磁界印加に対する S パラメータ等を解

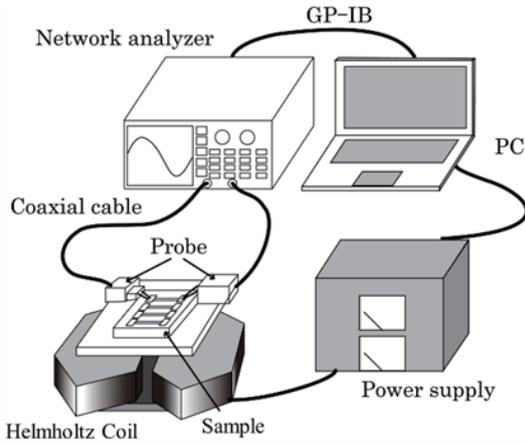


**Fig. 1** Schematic view of sensor element.

析し, 実測値と比較した。その結果, 実測値と解析値がおおむね対応し, 動作メカニズムを把握することができ, 透過係数( $S_{21}$ )の減衰に関する原因を明らかにするとともに, インピーダンス整合により透過係数( $S_{21}$ )の増大により SN 比の向上に関する知見が得られたため報告する。

**Table 1** Fabrication conditions.

	CoNbZr	SrTiO	Cu / Cr
Power (W)	200	200	200
Ar pressure (mTorr)	5	20	20
Thickness ( $\mu\text{m}$ )	1	0.5	1.6 / 0.2



**Fig. 2** Schematic diagram of experimental setup.

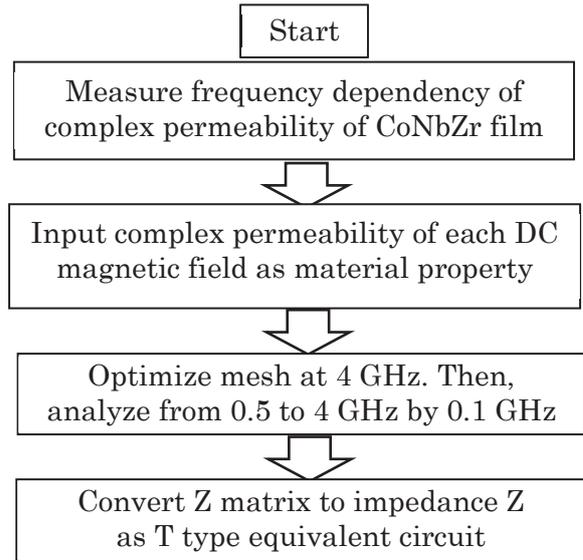
**2. 実験方法および計算方法**

**2.1 センサ素子の作製および評価**

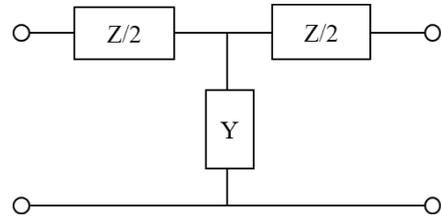
Fig. 1 は直線コプレーナ線路により構成される薄膜磁界センサ素子の構造を示したもので、Fig. 1(a)は上面図、(b)は上部からのセンサ素子端部付近の写真を示しており、(c)はAB間の断面図を模式的に示した。Table 1 は薄膜の膜厚および成膜条件を示した。

センサ素子は CoNbZr 薄膜とその上部に位置する直線コプレーナ構造(長さ 1.8 mm)から構成される。ガラス基板(25 mm×25 mm, 厚さ 1 mm)上にアモルファス CoNbZr 薄膜(1.15 mm×1 mm, 厚さ約 1  $\mu\text{m}$ )を RF マグネトロンスパッタ法により成膜し、SrTiO 薄膜(厚さ約 0.5  $\mu\text{m}$ )を介して Cu 薄膜による直線コプレーナ線路(450  $\mu\text{m}$  幅, ギャップ 32  $\mu\text{m}$ , 厚さ 1.6  $\mu\text{m}$ )をそれぞれリフトオフにより作製した。SrTiO 薄膜と Cu 薄膜の間には Cr 薄膜(厚さ 0.2  $\mu\text{m}$ )を積層した。コプレーナ導体パターンは磁性薄膜が無い場合には特性インピーダンスがほぼ 50  $\Omega$  になるように設計した。CoNbZr 薄膜はスパッタ後、回転磁界中熱処理(300  $^{\circ}\text{C}$ , 2 時間, 0.3 T)および静磁界中熱処理(300  $^{\circ}\text{C}$ , 1 時間, 0.3 T)を施して、コプレーナ導体の幅方向を磁化容易軸となるよう磁気異方性を誘導した。SrTiO 薄膜は基板加熱しながら成膜した。成膜時の基板加熱温度は 160  $^{\circ}\text{C}$  とした。キャリアの導電電流はコプレーナの中心導体および外部導体を流れ、CoNbZr 薄膜には導通しない。

Fig. 2 はセンサの磁界に対する応答性および高周波信号の測定系を示したものである。センサの評価はネットワークアナライザを用いて S パラメータを測定し、インピーダンスに変換した。センサ素子への電気的な接続にはウエハ

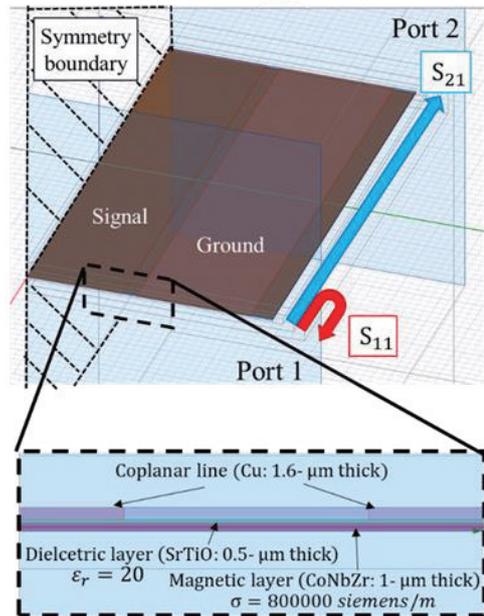


(a) procedure for calculating impedance



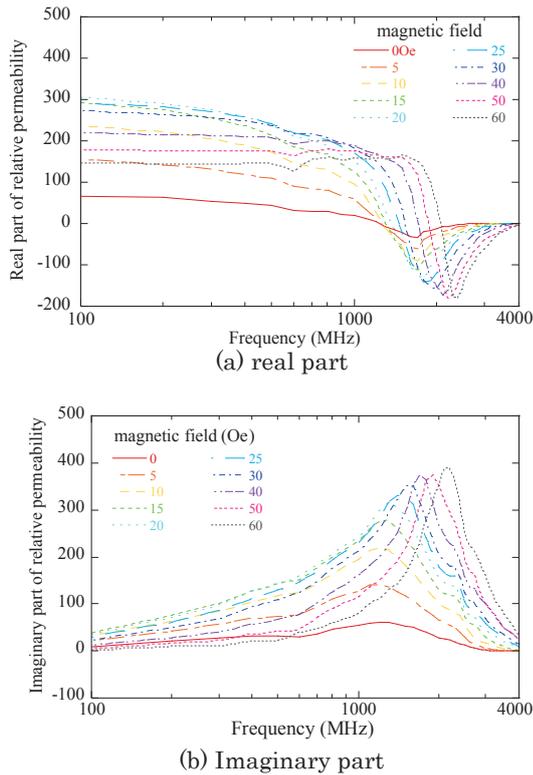
(b) equivalent circuit of sensor

**Fig. 3** Flow chart of analysis.



**Fig. 4** Simulation model of sensor.

プローブ(GSG-40A-150DP, GGB INDUSTRIES INC.)を用いた。印加磁界はコプレーナ線路の長手方向へ電磁石を用いて、ゆっくり変化させて、ネットワークアナライザ(AVR3767CG)により、周波数を掃引して反射係数( $S_{11}$ )と透過係数( $S_{21}$ )を測定した。測定周波数範囲は 0.5~4 GHz と



**Fig. 5** Frequency dependency of complex permeability measured by shielded loop coil method.

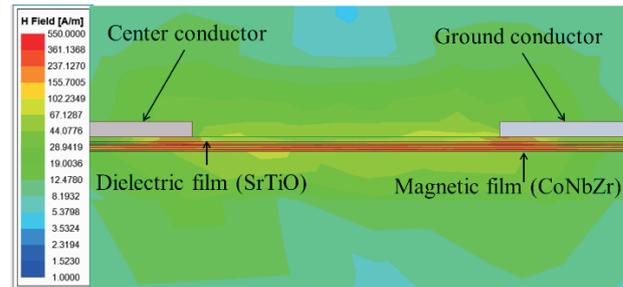
し、バンド幅は 1 kHz、平均化回数は 16 回、RF 投入電力は 0 dBm とした。キャリブレーションは、ネットワークアナライザのフル 2 ポート校正を行うことで同軸ケーブル、ウエハプローブの電気長、損失、接触抵抗を校正し、その後反射係数( $S_{11}$ )と透過係数( $S_{21}$ )の測定した。

## 2.2 センサ素子の動作解析

Fig. 3 はセンサ素子の有限要素法による解析手順を示した流れ図である。電磁界解析には CoNbZr 薄膜の磁化容易軸方向の複素比透磁率を使用した。複素透磁率は CoNbZr 薄膜 (5 mm × 5 mm、厚さ 1.5 μm) に直流磁界を磁化困難軸方向へ印加し磁化容易軸方向の透磁率を測定して使用した。解析では汎用の電磁界解析ソフトウェア HFSS (Ansys Electronics Desktop 2020R1, Ansys Inc.) を用いて、0.5~4 GHz の帯域で解析した。得られた S パラメータからインピーダンス行列  $Z$  を求めて Fig. 3 (b) の等価回路を求め、実測値と比較した。インピーダンス  $Z$  への換算方法は、Fig. 3(a) に示した等価回路を仮定し、(1)式を用いて反射係数( $S_{11}$ )、透過係数( $S_{21}$ )からインピーダンス行列  $Z$  へ変換し、磁性薄膜の透磁率が反映されるインピーダンスを求めた。

$$Z = Z_0(I + S)(I - S)^{-1} \quad (1)$$

ただし  $Z_0$  は特性インピーダンス、 $I$  は単位行列、 $S$  は散乱行列である。ただし、等価回路は、対称性を持った T 型回路を仮定し、 $S_{11} = S_{22}$ 、 $S_{21} = S_{12}$  とした。Fig. 4 は有限要素法における三次元電磁界解析モデルである。電磁界解析には汎用の解析ソフトウェア HFSS を用いた。



**Fig. 6** Magnetic field distribution calculated by HFSS.

Fig. 4 は斜め方向から見た解析モデルの全体図、および、電磁界進行方向の正面 (Port1 側) から見た拡大図である。高周波電磁界は Port1 のコプレーナ線路から Port2 のコプレーナ線路へ伝搬させる方法で計算した。CoNbZr 薄膜は内部導体、外部導体 (地導体) とは接続せず、導電電流は流れない。モデルの対称性からコプレーナ線路の中心導体の中心面を、対称境界面 (磁気壁) とした。SrTiO 薄膜の比誘電率  $\epsilon_r$  は 20 とした。CoNbZr 薄膜の複素比透磁率は、シールドループコイル法<sup>13)</sup>による測定値を入力した。

Fig. 5 は測定した CoNbZr 薄膜 (5 mm × 5 mm、厚さ 1.5 μm) の磁化容易軸の複素比透磁率であり、このとき直流磁界を磁化困難軸方向へ 0~60 Oe の範囲で変化させて測定した。比透磁率の実数部は磁界を印加しない時に最小であり、異方性磁界付近で最大となった後、減少した。強磁性共鳴周波数は磁界を増加するにしたがって、高周波化した。本解析では CoNbZr 薄膜の強磁性共鳴、渦電流損失等を含む周波数依存性を考慮することで、センサ素子の高周波電気的特性を高精度に解析することを意図した。CoNbZr 薄膜の導電率は、 $8 \times 10^5$  siemens/m とした。

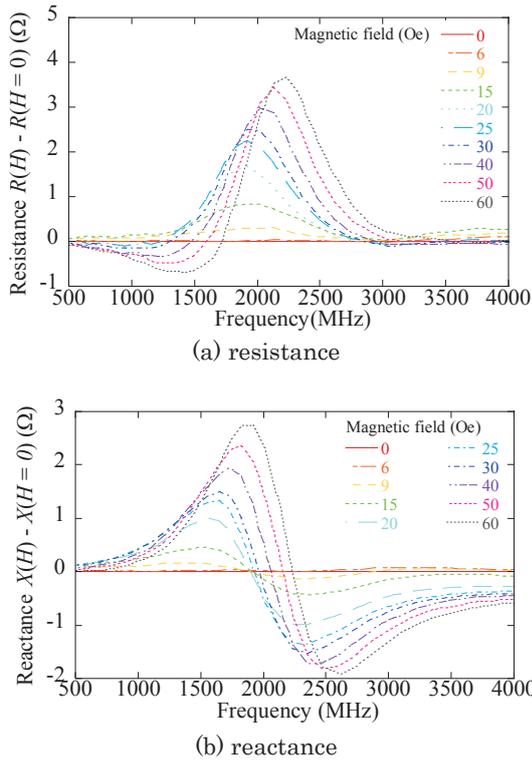
## 3. センサ実測値および計算値との比較

### 3.1 周波数依存性の比較

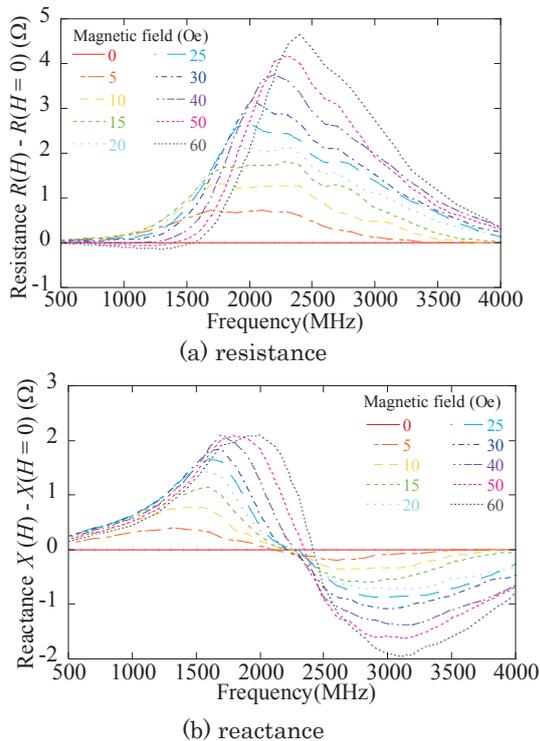
Fig. 6 は上記の電磁界解析により得られた磁界分布をコプレーナの中心導体と外部導体のギャップ付近の断面を拡大して示したものである。周波数は 4 GHz であり、収束条件は  $10^{-3}$ 、メッシュ数は約 38 万個であった。高周波電流は中心導体と外部導体 (地導体面) でギャップ側に集中して流れ、これによって磁界はギャップ付近で強くなっている合理的な結果が得られた。

Fig. 7 はセンサの測定結果を示したものであり、(a) は抵抗、(b) はリアクタンスを周波数に対して示した。抵抗およびリアクタンスは (1) 式を用いて S パラメータから変換した。直流磁界はセンサ素子の長手方向へ 0~60 Oe の間で変化させた。抵抗およびリアクタンスは 0 Oe を基準としてそれぞれの磁界強度の値との差分を示した。

Fig. 8 は 2.2 の手法で電磁界解析したセンサ素子の計算値を示している。(a) は抵抗、(b) はリアクタンスである。実測値と理論値はいずれも他磁界に比較して透磁率の周波数依存性が少ない 0 Oe における値を基準とした。大まかに抵



**Fig. 7** Frequency dependency of measured impedance. (The impedance when 0 Oe is used as a reference)



**Fig. 8** Frequency dependency of calculated impedance. (The impedance when 0 Oe is used as a reference)

抗は、複素透磁率の虚数部が主として反映され、リアクタンスは比透磁率実数部が主に反映される。本薄膜磁界センサでは、磁性薄膜の一部が高周波磁界により局所的に励磁

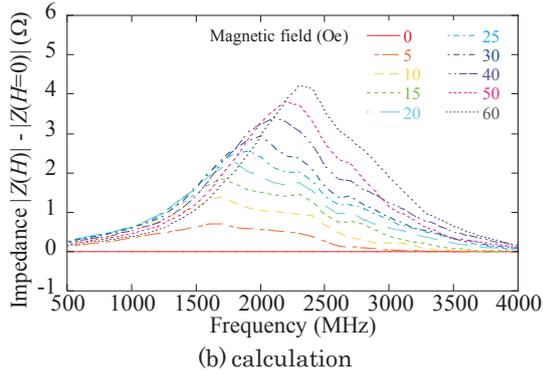
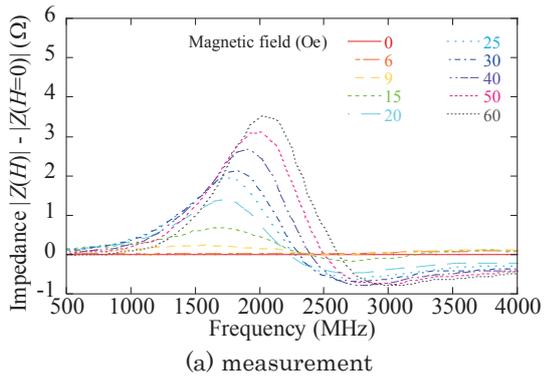
されることから、反磁界による強磁性共鳴の周波数変化<sup>14)</sup>、磁性薄膜の損失を有する伝送線路としての高周波挙動を考慮した解析になっている。Fig. 7 と Fig. 8 では、強磁性共鳴周波数で抵抗が極大となり、リアクタンスが正から負に変化した。また、強磁性共鳴周波数は直流磁界の増加により高周波側へ変化した。これらの傾向は抵抗とリアクタンスの実測値と解析値で定性的に対応し、本解析手法の妥当性が示されたとともに、本手法がセンサ素子の設計に有用であることを明らかとした。

実測値と理論値の誤差の要因はセンサ素子に成膜されている CoNbZr 薄膜が微細化 (1.15 mm × 1 mm) され、電磁界解析に使用した透磁率測定時とは外形寸法が異なっていること、微細加工プロセス、スパッタ等により歪み等が CoNbZr 薄膜へ導入されて磁気特性が劣化したこと、還流磁区の磁壁移動による影響等が考えられる。また、1.0 - 1.5 GHz において、Fig. 7 (a), Fig. 8 (a) から抵抗の差分が負になっていることがわかる。これは Fig. 5 の透磁率虚数部に着目すると、0 Oe よりも 60 Oe における値が小さくなっていることに起因している。この理由として、CoNbZr 薄膜の多磁区構造により 0 Oe における透磁率が 1 とならないこと、磁化の異方性分散が存在するため共鳴のピークの幅が広がることが挙げられる。抵抗には、主として透磁率虚数部が反映されるため、抵抗の差分が負になったと考えられる。また、実測値については、解析値よりも差分が大きくなっている。これは、実測値が解析値よりも無磁界と磁界印加時の反射係数の差が大きいためであると考えられる。

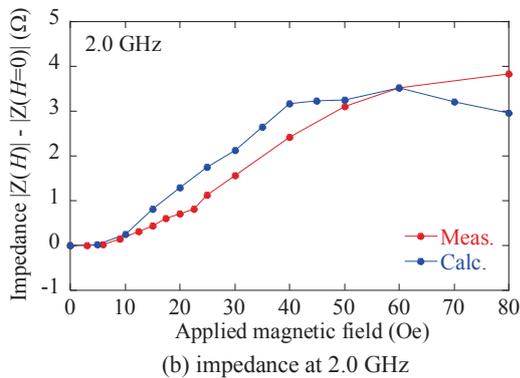
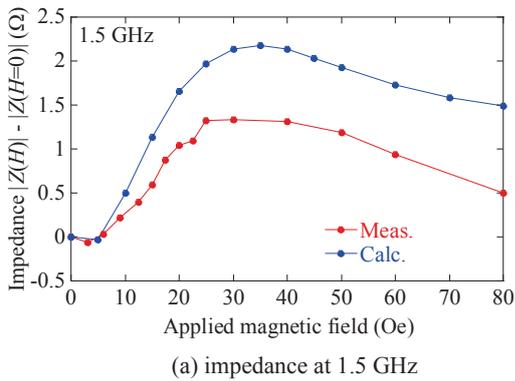
### 3.2 印加直流磁界依存性の比較

Fig. 9 はセンサのインピーダンスの周波数依存性を示したものである。縦軸は磁界 0 Oe の値を基準とした。印加直流磁界の増加により極大値をとる周波数が高周波側に変化する傾向は実測値と理論値で定性的に対応していると考えられる。一方、インピーダンスが極大値となる周波数は実測値と解析値で異なった。これは磁性薄膜内部の異方性磁界が透磁率評価試料とセンサ素子の CoNbZr 薄膜において 10 Oe 程度異なることに起因しているためと考えられる。そこで透磁率評価用の微細加工していない薄膜とセンサに用いている CoNbZr 薄膜においては磁性薄膜内部の異方性磁界が異なっていたと想定されることから、この異方性磁界(10 Oe)を加算して電磁界解析を行った。

Fig. 10 はセンサのキャリア周波数として使用する帯域である 1.5 GHz および 2 GHz に周波数を固定して、直流磁界を変化させた場合におけるインピーダンスを実測値と計算値について比較したものである。Fig. 7, 8 と同様に、印加磁界 0 Oe の場合を基準として、それに対する相対的な変化量を示した。Fig. 10 より、実測値に対する理論値の誤差は、1.5 GHz で、50%以内、2.0 GHz で 30%以内であった。また、インピーダンスは磁界の増加にしたがって増加し、異方性磁界に相当する磁界強度で極大値となり、その後減少した。低磁界側では実測値の変化が理論値よりも

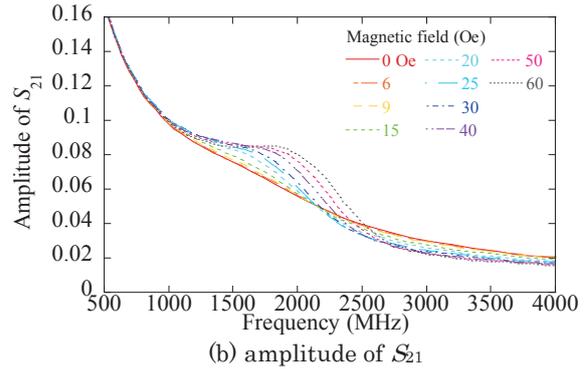
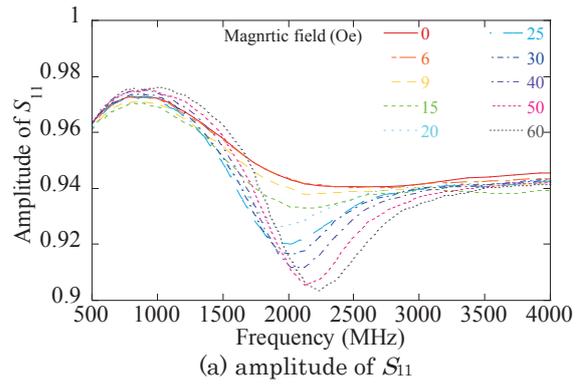


**Fig.9** Frequency dependency of impedance. (The impedance when 0 Oe is used as a reference)

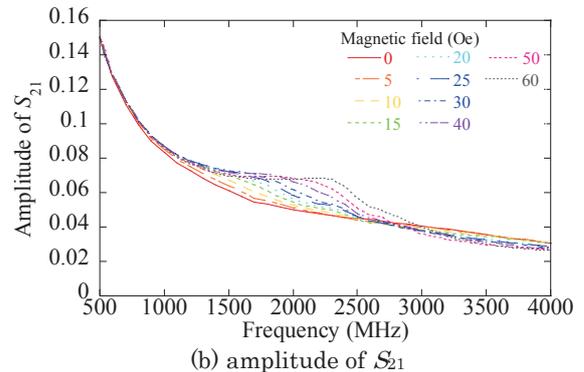
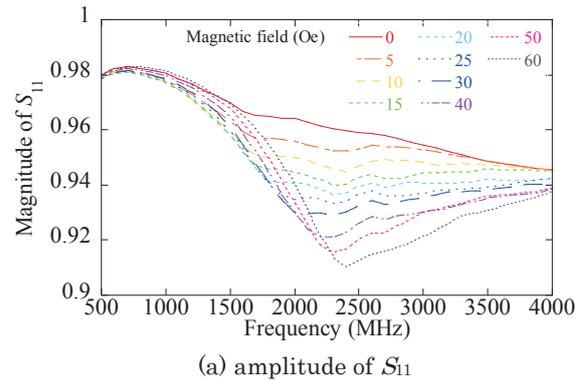


**Fig. 10** Comparison of measured and calculated impedance change of applied magnetic field.

小さく、これは磁壁移動等による誤差が影響しているため考えられる。



**Fig.11** Measured amplitude of S parameter.



**Fig. 12** Calculated amplitude of S parameter.

### 3.3 Sパラメータとキャリアの減衰

Fig. 11 は周波数に対する S パラメータの実測値を示し、Fig. 12 は S パラメータの計算値を示したものである。それぞれ、(a)は反射係数( $S_{11}$ ), (b)は透過係数( $S_{21}$ )を示して

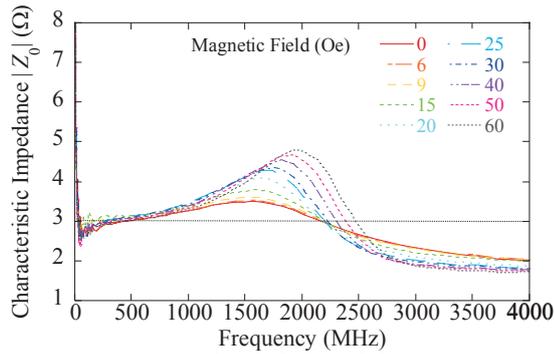


Fig. 13 Frequency dependency of characteristic impedance.

いる。磁界強度は 0 Oe~60 Oe を記載した。実測値と理論値は概ね対応しておりキャリアとしての動作周波数帯である 2 GHz 前後の周波数帯で透過係数( $S_{21}$ )の振幅は 0.1 以下に減衰した。一方、同程度の周波数帯で反射係数( $S_{11}$ )は 0.9 以上に大きくなった。

また、投入した電力 $P_{in}$ に対する損失 $P_{loss}$ の割合は次式<sup>15)</sup>であらわされる。

$$\frac{P_{loss}}{P_{in}} = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 \quad (2)$$

よって透過係数( $S_{21}$ )と反射係数( $S_{11}$ )からセンサ素子におけるコプレーナ導体での損失、磁性薄膜の渦電流損、および強磁性共鳴による損失を求めると例えば 2 GHz 付近で 0.15 程度である。また、(2)式より求めた Fig. 3(b)の等価回路における Z 行列からインピーダンス Z とアドミタンス Y を用いて、線路の特性インピーダンスは次式であらわされる。

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}} \quad (3)$$

(3)式から特性インピーダンスを計算し、その周波数特性を Fig. 13 に示した。Fig. 13 より、周波数に対して一定になっている値からセンサの特性インピーダンスは約 3 Ω であり 50 Ω から大きくずれているため、 $S_{21}$ の減衰は主としてインピーダンス不整合による反射が要因であることが確認された。これより、磁性薄膜を組み合わせた状態で特性インピーダンスを 50 Ω に近づける設計がセンサシステムの高 SN 比のために重要であることが了解された。

#### 4. 結論

1. アモルファス CoNbZr 薄膜と SrTiO 薄膜を組み合わせた直線コプレーナ線路構造の薄膜磁界センサを微細加工プロセスにより作製した。
2. 同寸法のセンサ素子に対して三次元有限要素法電磁界解析を用いて、CoNbZr 薄膜の強磁性共鳴、渦電流損等の周波数依存性を考慮した解析を行い、センサ素子の高周波インピーダンス、S パラメータ等を解析した。

3. 実測値と理論値は磁界依存性、周波数依存性ともに良好に対応し、本解析法の有効性を示した。
4. 試作したセンサ素子では CoNbZr 薄膜によるインピーダンス不整合による反射が支配的であり、これが透過係数( $S_{21}$ )の減衰の主要因であることがわかった。

**謝辞** 電磁界解析にご支援いただいた東北大学学術研究員 宮澤安範様に感謝いたします。本研究の一部は、科研費 (16H04378)、JSPS 「二国間交流事業共同研究」 (JPJSPBP120197704)、総務省「電波の高分解能計測・解析技術を活用したノイズ抑制技術の研究開発」 (J20000404)の研究成果である。

#### References

- 1) T. Tsuji and M. Kotani: *The Japanese journal of medical instrumentation*, **60**, 327–332 (1990).
- 2) T. Tomita, A. Arakawa, K. Shinada, N. Matsuda, K. Nakano, Y. Yamada, and Y. Yoshida: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **22**, 913 (1998).
- 3) S. Groeger, G. Bison, P. E. Knowles, R. Wynands, and A. Weis: *Sensors and Actuators A*, **129**, 1 (2006).
- 4) T. Uchiyama: *The Journal of the Institute of Electrical Engineers of Japan*, **136**, 10 (2016).
- 5) I. Sasada, and H. Karo: *The Journal of the Institute of Electrical Engineers of Japan*, **136**, 18 (2016).
- 6) Y. Ando: *The Journal of the Institute of Electrical Engineers of Japan*, **136**, 22 (2016).
- 7) S. Yabukami, K. Kato, T. Ozawa, N. Kobayashi, and K. I. Arai: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **38**, 25 (2014).
- 8) S. Yabukami, K. Kato, T. Ozawa, N. Kobayashi, and K. I. Arai: *IEEE Transactions on Fundamentals and Materials*, **133**, 372 (2013).
- 9) S. Yabukami, H. Uetake, K. Moriya, T. Tominami, and H. Onodera: *IEEE Transactions on Fundamentals and Materials*, **137**, 460 (2017).
- 10) H. Uetake, T. Kawakami, K. Moriya, S. Yabukami, and T. Ozawa: *IEEE Trans. Magn.*, **51**, 4005003 (2015).
- 11) H. Uetake, T. Kawakami, S. Yabukami, T. Ozawa, N. Kobayashi, and K. I. Arai: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 4007604 (2014).
- 12) H. Uetake, S. Yabukami, T. Chiba, T. Ozawa, N. Suzuki, N. Kobayashi, and K. I. Arai: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **38**, 83(2014).
- 13) M. Yamaguchi, S. Yabukami, K. I. Arai, *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 4941(1996).
- 14) S. Muroga, Y. Asazuma, M. Yamaguchi, *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 4032(2013).
- 15) H. Ono, T. Ito, S. Yoshida, Y. Takase, O. Hashimoto, and Y. Shimada, *IEEE Trans. Magn.*, **40**, 2853(2004).

2021年11月12日受理, 2022年1月20日採録

## ワイヤ放電加工で製作した圧粉磁心 SR モータの特性検証

## Investigating Characteristics of SMC-based SR Motor Manufactured by using Wire Electric Discharge Machining

三ツ谷和秀<sup>†</sup>・中村健二

東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

K. Mitsuya<sup>†</sup>, K. Nakamura

Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

Soft magnetic composite (SMC) is expected to be a next-generation motor cores since it has three-dimensional magnetic isotropy and excellent high-frequency characteristics. However, a metal die is required to manufacture an SMC-based motor core, which results in high costs. In particular, in the prototype evaluation stage, the high costs prevent the use of various cut-and-try procedures. This paper investigates the characteristics of an SMC-based SR motor manufactured by using wire electric discharge machining from an SMC bulk body.

**Key words:** Switched reluctance (SR) motor, Soft magnetic composite (SMC), Wire electric discharge machining

## 1. はじめに

自動車, 航空, 土木建築など, 様々な分野で電動化が進む現代において, その原動力であるモータの需要は高まる一方であり, 現在では日本の総発電電力の 50~60%がモータで消費されている. したがって, 持続可能型社会の実現には, モータの高性能化・高効率化が必須であり, 特に最近では高速回転化による高出力密度化に注目が集まっている. しかし, このような高速モータの開発は決して容易では無い. 例えば, 鉄損はモータの高速化に伴い, 速度の 1~2 乗で増大する. したがって, 高速モータの設計では, 高周波で低鉄損な鉄心材料を採用するなど, 鉄損低減の工夫が必要である. これに対して, 圧粉磁心 (Soft Magnetic Composite: SMC) は, 高周波鉄損の低さから高速モータへの適用性も高く, 3 次元磁気等方性の性質も相まって, 次世代のモータ鉄心材料の一つとして期待されている. このような背景から実用化に向け, 圧粉磁心のモータへの適用に関する検討が国内外で進められているが<sup>1-5)</sup>, 通常, 圧粉磁心を用いたモータ鉄心製作には, 高価な金型が必須であり, これが特に検討初期段階での試作評価の足かせとなっている.

そこで筆者らは, この課題を解決すべくワイヤ放電加工によるモータ鉄心製作に着目した. すなわち, 圧粉磁心のバルク体からワイヤ放電加工機を用いて, モータ鉄心を切り出すことで, 金型を必要としない圧粉磁心モータの製作可能性を検討した. ここでワイヤ放電加工とは, 被加工物とワイヤの間の放電現象による熱を利用し, 対象物を融解, 切断する加工法であり, 圧粉磁心を用いた場合, この熱によって切断面周辺の磁粉の絶縁皮膜が破壊され, 隣接する磁粉同士が電気回路的につながって電流路を形成し, 渦電流損が増大する恐れがある. したがって, ワイヤ放電加工を用いた圧粉磁心モータ製作の有用性を検証するためには, ワイヤ放電加工による圧粉磁心の磁気特性劣化を定量的に評価する必要がある.

そこで本論文では, スイッチトリラクタンス (SR) モータを考察対象に選んだ. 理由は, SR モータが磁石レスモータであり, 軟磁性材料の磁気特性がモータ特性に反映され易いためである. 本論文では, 実際に圧粉磁心 SR モータを試作し, 実験と解析の両面から種々の検討を行ったので報告する.

責任著者: 三ツ谷和秀 (e-mail: kazuhide.mitsuya.p8@dc.tohoku.ac.jp)

## 2. 圧粉磁心 SR モータの特性算定

## 2.1 圧粉磁心の磁気特性

圧粉磁心とは, 表面に薄い絶縁膜が施された軟磁性粉末を圧縮成形した磁心であり, モータ鉄心として一般的な無方向性ケイ素鋼板と比べ, 渦電流経路が短く, 高周波鉄損が小さいという特長を有する. Fig. 1 および Fig. 2 に, 考察に用いた圧粉磁心の  $B-H$  曲線と鉄損曲線を示す. また比較として, 一般的な無方向性ケイ素鋼板である 35A300 の特性も同図中に示す. まず Fig. 1 の  $B-H$  曲線を見ると, 圧粉磁心は 35A300 に比べて低磁束密度であることがわかる. しかしその一方で, Fig. 2 の鉄損曲線を見ると, 特に高周波域で圧粉磁心は 35A300 よりも低鉄損であることがわかる.

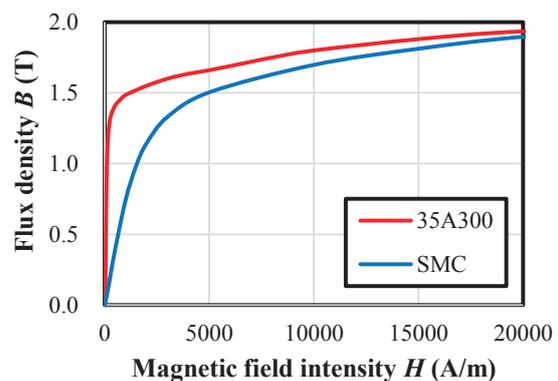


Fig. 1  $B-H$  curves of core material.

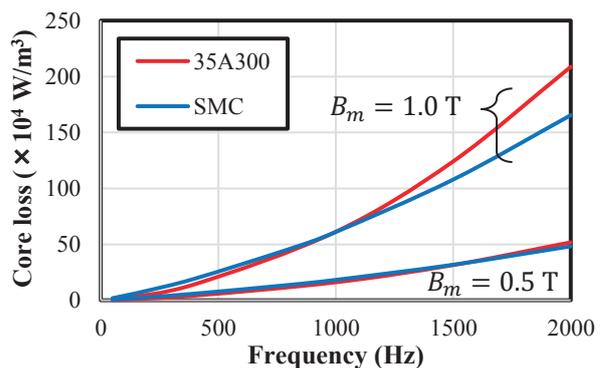


Fig. 2 Core loss curves of core material.

2.2 圧粉磁心 SR モータの特性算定結果

Fig. 3 に、本論文での考察に用いた SR モータの諸元を示す。本 SR モータは固定子 12 極、回転子 8 極の 3 相機であり、先行研究において電動工具用モータとして開発したものである<sup>6)</sup>。

以下では、3次元有限要素法 (3D-FEM) による電磁界解析を用いて、圧粉磁心を本 SR モータに適用した場合の特性算定結果について述べる。なお、3D-FEM には、(株)JSOL の JMAG Designer Ver 19.1 を用いた。

まず Fig. 4 および Fig. 5 に、トルク対速度特性と巻線電流密度対トルク特性をそれぞれ示す。まず Fig. 4 より、速度特性は両者ともにほぼ同等であることがわかる。次いで Fig. 5 を見ると、トルク特性は圧粉磁心の方が劣っていることがわかる。これは Fig. 1 に示した圧粉磁心の磁化特性の低さに起因している。

続いて、Fig. 6 に損失特性の比較を示す。なお、鉄損は FEM で求めた各要素の磁束密度波形からスタインメッツの実験式に基づき、後計算で算定した。まず銅損を見ると、Fig. 5 のトルク特性の低さに起因して圧粉磁心の方が劣ることがわかる。しかしその一方で、鉄損は圧粉磁心の方が優れていることがわかる。これは本 12/8 SR モータの動作周波数が 1 ~ 3 kHz であり、圧粉磁心の高周波鉄損の低さが表れる領域であるためである。

最後に、Fig. 7 に効率特性を示す。この図より、先ほどの損失特性を踏まえると、銅損が支配的となる中～高負荷側では、圧粉磁心 SR モータの効率は 35A300 に劣るものの、鉄損の占める割合が大きい軽負荷側では 35A300 と同等の効率を示していることがわかる。次章では、本 SR モータの試作試験結果について述べる。

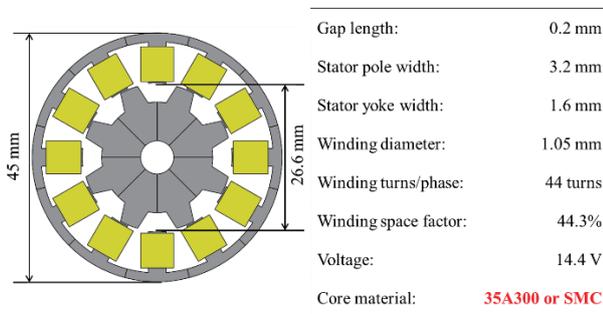


Fig. 3 Specifications of 12/8-pole SR motor.

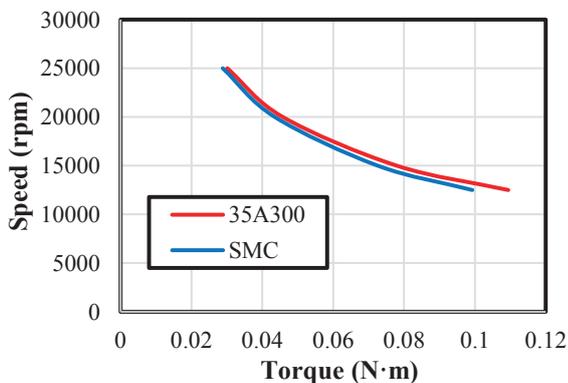


Fig. 4 Comparison of torque versus speed characteristics.

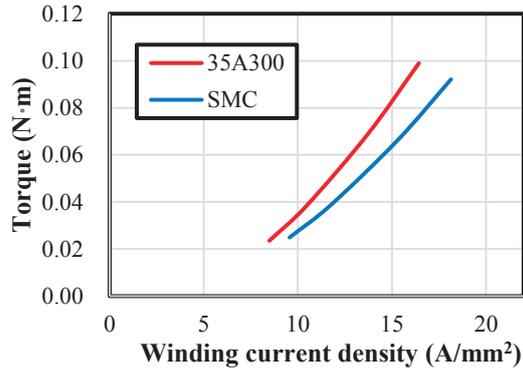


Fig. 5 Comparison of winding current density versus torque characteristics.

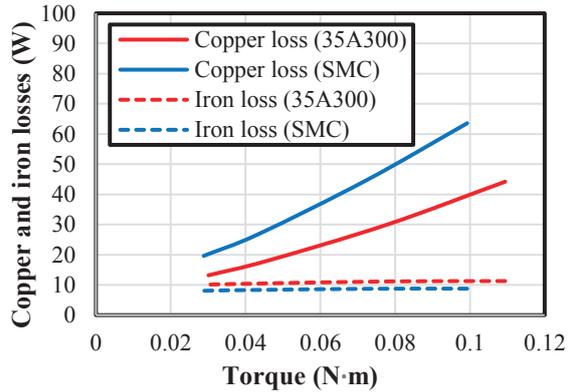


Fig. 6 Comparison of copper and iron losses.

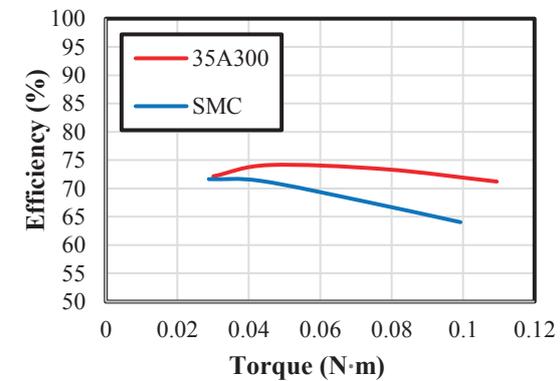


Fig. 7 Comparison of torque versus efficiency characteristics.

3. ワイヤ放電加工で製作した圧粉磁心 SR モータの試験結果

本章では、圧粉磁心のバルク体からワイヤ放電加工機を用いて製作した SR モータの試験結果について述べる。

Fig. 8 に、試作した SR モータの固定子鉄心と回転子鉄心を示す。前述したようにワイヤ放電加工は、ワイヤと対象物の間に発生する放電現象を利用した加工方法であるため、対象物が導体であることが必須である。一方、圧粉磁心は絶縁膜が施された軟磁性粉末を圧縮成形したものであり、導電率が低いという特徴を有するため、本来、ワイヤ放電加工は適さない。そのため、加工時間は通常のケイ素鋼板の数倍程度であったが、鉄心そのものには割れや欠けは生じなかった。

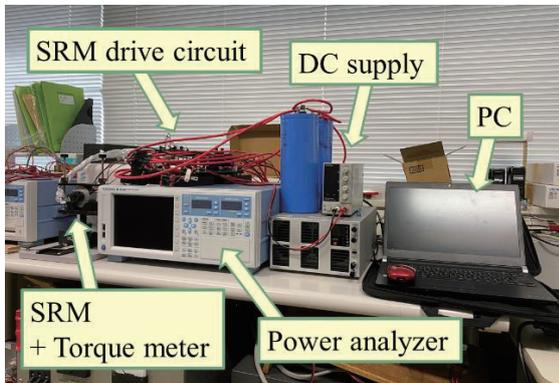


**Fig. 8** Stator and rotor cores of SMC-based SR motor manufactured by using wire electric discharge machining.

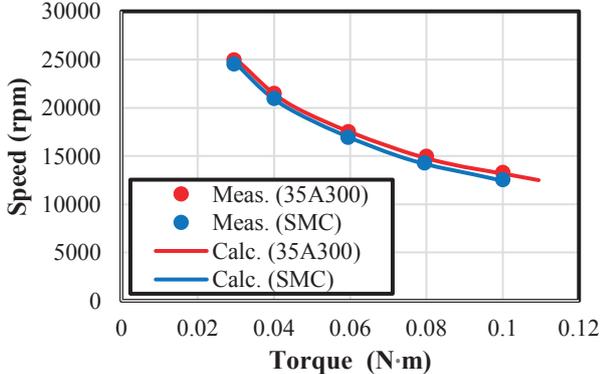
Fig.9に、SRモータの実験システムの外観を示す。これ以降の実験による検証では、先行研究で試作した無方向性ケイ素鋼板(35A300)を適用したSRモータとの比較結果を示す。

まず Fig.10 および Fig.11 に、トルク対速度特性および巻線電流密度対トルク特性をそれぞれ示す。Fig.10より速度特性は両材料とも解析と実験が良好に一致した。一方、Fig.11のトルク特性は、両材料とも実機の方がやや特性が悪くなった。この原因としては、後述する鉄損の増加によって入力電流が増えたことが考えられる。

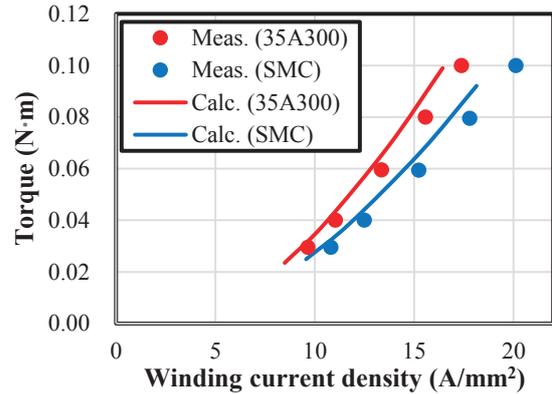
続いて Fig.12, Fig.13, および Fig.14 には効率特性、銅損特性、および鉄損特性を示す。まず Fig.12の効率を見ると、解析結果とは定量的には異なるが、定性的な傾向は似ていることがわかる。解析よりも効率が悪化した要因は、Fig.13とFig.14から明らかのように、銅損および鉄損ともに増加したためであるが、その増加率を比べると、鉄損の方が大きいことがわかる。これは冒頭でも述べたように、ワイヤ放電加工によって磁心切断面で磁粉の絶縁が破壊されて電気回路的につながり、渦電流損が増大したためであると考えられる。



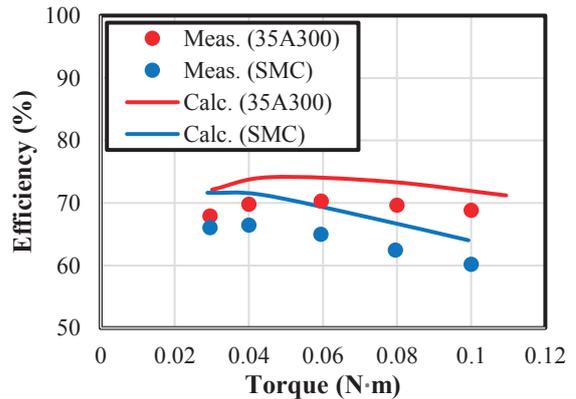
**Fig. 9** Appearance of experimental system.



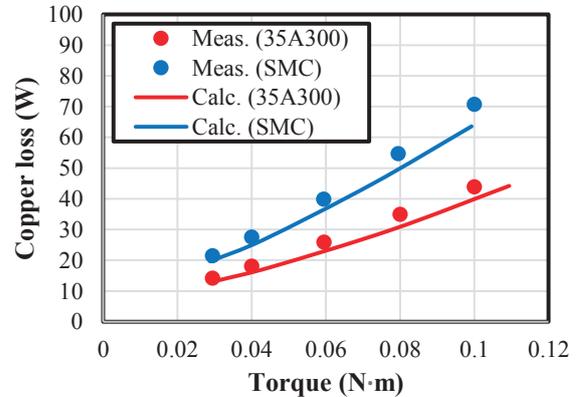
**Fig. 10** Comparison of torque versus speed characteristics.



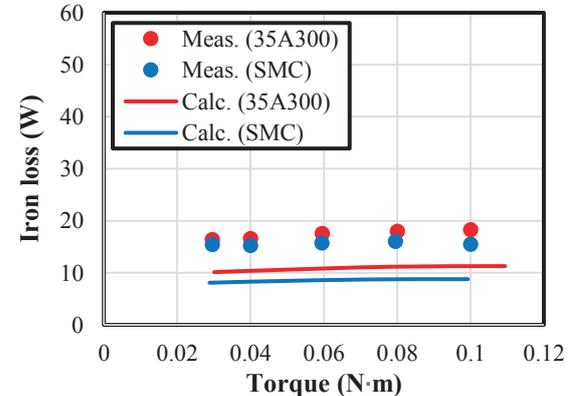
**Fig. 11** Comparison of winding current density versus torque characteristics.



**Fig. 12** Comparison of torque versus efficiency characteristics.



**Fig. 13** Comparison of copper losses.



**Fig. 14** Comparison of iron losses.

4. ワイヤ放電加工による磁気特性劣化の評価

4.1 ワイヤ放電加工で製作したモータ鉄心の鉄損曲線の実測

前章の実機試験により、圧粉磁心および無方向性ケイ素鋼板(35A300)ともに、鉄損の実測値が計算値の2倍程度になることが判明した。この原因の一つとして、ワイヤ放電加工による磁気特性の劣化が想定されることから、本章では、ワイヤ放電加工による磁気特性の劣化について、実機を用いた基礎的な実験から見積もることを試みる。

Fig. 15 を用いて、実験方法について説明する。まずSRモータの回転子をU相対向位置で固定し、その状態でU相コイルのみに50~1,000 Hzの正弦波電圧を印加する。そして、このときの入力電力  $P_{in}$  から銅損を引くことで、次式のように鉄損  $W_i$  を求める。

$$W_i = P_{in} - R_u I_u^2 rms \quad (1)$$

このような方法を用いることで、機械損や高調波の影響の無い状態で鉄損を評価することが可能になる。

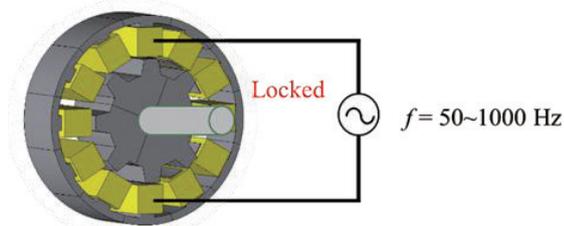


Fig. 15 Method for measuring core loss characteristics using prototype SR motor.

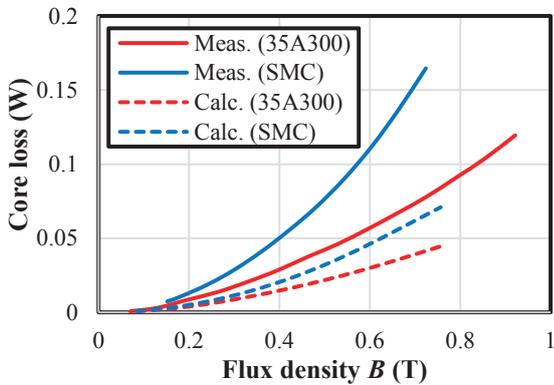


Fig. 16 Core loss characteristics ( $f = 100$  Hz).

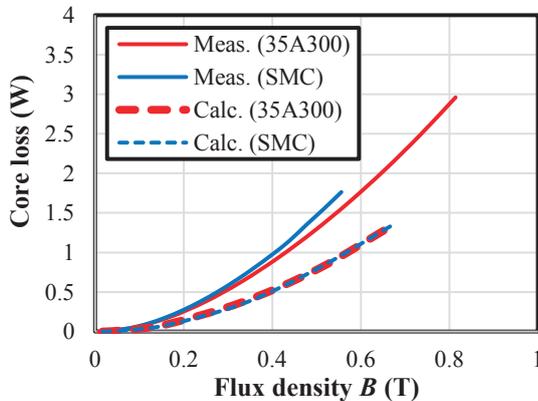


Fig. 17 Core loss characteristics ( $f = 1,000$  Hz).

Fig. 16 および Fig. 17 に、上述の方法で測定した周波数 100 Hz と 1,000 Hz の鉄損曲線を示す。また比較として、3D-FEMを用いて、実験と同一条件で算定した鉄損曲線も示す。これらの図を見ると、圧粉磁心と 35A300 のどちらも損失が増加しており、ワイヤ放電加工による劣化が認められた。したがって次節では、スタインメッツの実験式で参照する材料の鉄損曲線の点列データを、Fig. 2 から本節で実測した鉄損曲線に更新して 12/8 SRモータの解析を再度実施し、ワイヤ放電加工による磁気特性劣化がどの程度モータの鉄損増加に寄与しているのかを調べる。

4.2 ワイヤ放電加工の影響を考慮した特性算定結果

Fig. 18 に、前節で実測した鉄損曲線を用いて、3D-FEMで再度解析した圧粉磁心および 35A300 を適用したSRモータの鉄損を示す。この図を見ると、鉄損の計算値がほぼ実測値と一致することが了解される。

Fig. 19, Fig. 20, Fig. 21 にトルク特性、銅損特性、および効率特性を示す。前章では、いずれも計算値と実測値の間に誤差が認められたが、すべて改善し、両者は良好に一致したことがわかる。これは鉄損が適切に算定されたことで、入力電流もそれに伴って増大したためである。

以上より、ワイヤ放電加工によって材料の磁気特性が劣化したこと、またその劣化を適切に考慮することで、モータ特性を高精度に算定可能であることが明らかとなった。

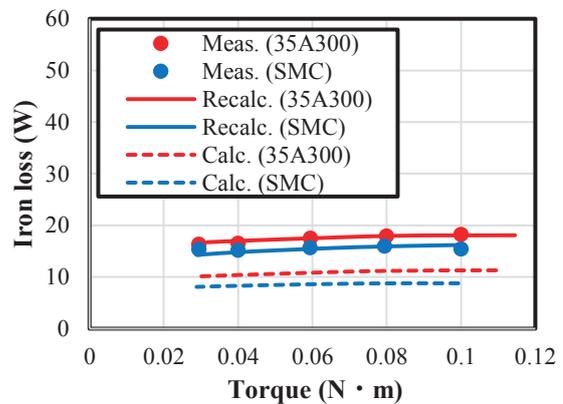


Fig. 18 Comparison of iron losses.

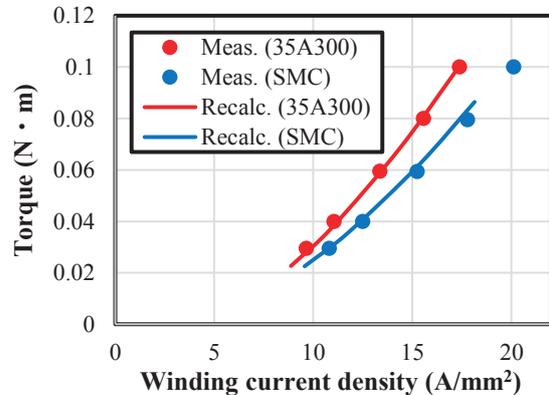


Fig. 19 Comparison of winding current density versus torque characteristics.

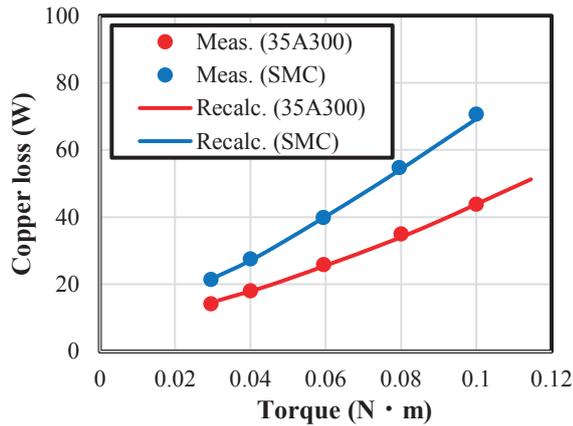


Fig. 20 Comparison of copper losses.

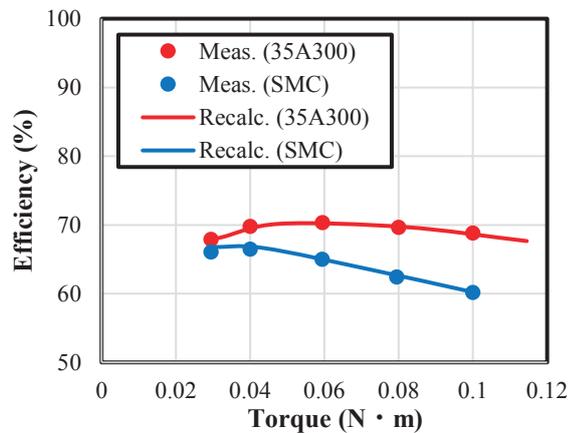


Fig. 21 Comparison of torque versus efficiency characteristics.

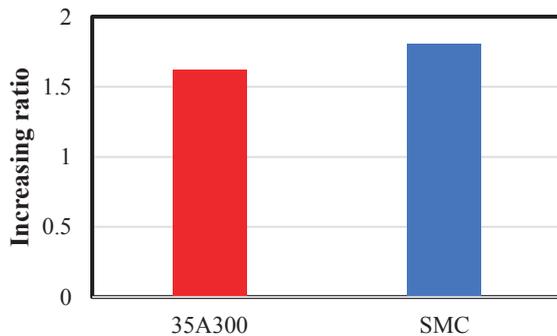


Fig. 22 Increasing ratio of iron loss.

次いで、ワイヤ放電加工による磁気特性の劣化の度合いが鉄心材料に依存するののかについても考察した。ここでは、単純に Fig. 18 に示した鉄損の増加割合について、圧粉磁心と 35A300 で比較した。Fig. 22 に、鉄損の増加率を示す。この図を見ると、両者の増加率は大略等しいことがわかる。すなわち、圧粉磁心からワイヤ放電加工によってモータ鉄心を製作しても、一般的なケイ素鋼板と同程度の劣化で収まることが明らかとなった。

## 5. まとめ

以上、本論文では、圧粉磁心のバルク体からワイヤ放電加工機を用いて、モータ鉄心を製作する方法の有用性について検証するため、実際に圧粉磁心 SR モータを試作し、実験と解析の両面から種々の検討を行った。

まず初めに、圧粉磁心 SR モータの固定子鉄心と回転子鉄心の試作を行った。本来、圧粉磁心は導電率が低く、ワイヤ放電加工には適さないため、加工時間は通常のケイ素鋼板の数倍程度かかったが、割れや欠けなどは生じず、モータ鉄心を製作できることを明らかにした。

次いで、ワイヤ放電加工で製作した圧粉磁心 SR モータの実機試験を行い、3D-FEM の解析結果と比較したところ、鉄損が増加することが確認された。また、この鉄損の増加は、ワイヤ放電加工が原因の一つとして考えられることから、実機を用いた基礎的な実験により、劣化の度合いを見積もるとともに、これを反映した再解析を行ったところ、モータ諸特性の計算値と実測値が精度良く一致した。

最後に、ワイヤ放電加工による鉄損増加の割合を圧粉磁心と無方向性ケイ素鋼板 (35A300) で比較したところ、両者の増加率は大略等しいことが明らかとなった。すなわち、通常のケイ素鋼板と同じように、圧粉磁心からワイヤ放電加工でモータ鉄心を製作しても、磁気特性の劣化の度合いは、一般的なケイ素鋼板と同程度であることが明らかとなった。

以上の検討により、圧粉磁心のバルク体からワイヤ放電加工機を用いて、モータ鉄心を製作する方法は有用であることが明らかとなり、特に検討初期段階における試作評価のハードルを下げることに寄与すると考えられる。

**謝辞** 圧粉磁心のワイヤ放電加工にご協力いただいた(株)プロスパインの操谷欽吾さま、立谷雄一さまに感謝の意を表します。

## References

- 1) M. Persson, P. Jansson, A.G. Jack, and B.C. Mecrow, *7th Int. Conf. Electrical Machines and Drives*, 242-246 (1995).
- 2) Y. Enomoto, M. Ito, R. Masaki, K. Yamazaki, K. Asaka, C. Ishihara, and S. Ohiwa, *IEEE J. Ind. Appl.*, **125**, 106-112 (2005) (in Japanese).
- 3) Y. Enomoto, H. Tokoi, K. Kobayashi, H. Amano, C. Ishihara, and K. Abe, *IEEE J. Ind. Appl.*, **129**, 1004-1010 (2009) (in Japanese).
- 4) T. Fukuda, Y. Sasaki, and M. Morimoto, *Proc. Jpn. Ind. Appl. Soc. Conf.*, **3**, 321-326 (2008).
- 5) A. Jack, B. Mecrow, P. Dickinson, P. Jansson, and L. Hultman, *Conf. Rec. IEEE Ind. Appl. Conf.*, **1**, 46-50 (2000).
- 6) K. Nakamura, Y. Kumasaka, and O. Ichinokura, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **903**, 012040 (2017).

2021年9月9日受理, 2021年10月16日再受理, 2021年11月2日採録

# 小型 EV 用アキシアルギャップ型スイッチトリラクタンスモータの損失に関する実験的考察

## Experimental Study on Losses of Axial-Flux-Type Switched Reluctance Motor for Compact EV

佐藤 航汰<sup>†</sup>・中村 健二

東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

K. Sato<sup>†</sup>, K. Nakamura

Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

A switched reluctance motor (SRM) has a simple and robust structure since it consists of only stator cores, rotor cores and windings wound around the stator poles. In previous papers, axial-flux-type switched reluctance motors (AFSRMs) were prototyped and installed into the rear wheels of a compact electric vehicle (EV). Driving tests were conducted with success. However, there was a difference between the losses calculated by electromagnetic field analysis and those measured from the prototype AFSRM. In this paper, the causes of the difference are investigated in experiments.

**Key words:** Axial-flux-type switched reluctance motor (AFSRM), In-wheel motor, Electric vehicle (EV)

### 1. はじめに

近年, CO<sub>2</sub> などの温室効果ガスによる地球温暖化など, 社会活動により生じた化学物質が原因となる環境問題が広く認知され, これらの対策が重要な課題とされている. これらの対策の一つとして, 国内外で電気自動車 (EV) の研究開発が盛んに行われている. EV はバッテリー充電のために発電施設が必要であるが, 発電方式が化石燃料を利用したものに限定されないこと, また化石燃料から発電したとしても EV を駆動するまでのエネルギー変換効率が高いことを考慮すると, 環境負荷軽減, およびエネルギー供給源の安定性において有利である. 一方で, 走行距離の短さ, 車重やコストの増加, そしてバッテリーの充電時間の長さなどが課題として指摘されている.

上述の課題に対して, 筆者らは EV のインホイールダイレクト駆動に着目している. インホイールダイレクト駆動は, EV の各駆動輪のホイール内部にモータを格納し, 直接タイヤを駆動する方式であり, 動力伝達機構由来の機械損の低減, 各輪独立制御による走行性能の向上, バッテリー搭載スペースの拡大が期待される. しかし, インホイールモータには機械的な外乱や高温環境下での駆動にも耐えうる堅牢性と信頼性が求められる.

筆者らは, インホイールダイレクト駆動に適するモータの一つとして, スイッチトリラクタンスモータ (SRM) に着目している. SRM は, 鉄心と巻線のみで構成されるため, 堅牢で安価である<sup>1)</sup>. また, 永久磁石が不要であることから, 励磁を行わないときには逆起電力が発生しないため, 電氣的な安全性・信頼性も高い. しかしながら, 希土類磁石モータと比較して, 一般に SRM はトルク密度が低いという課題がある. これに対して筆者らは, 軸方向に空隙を有するアキシアルギャップ型の SRM を提案した. ホイ

ル内部のような偏平な空間にモータを配置する場合, 一般的な径方向に空隙を有するラジアルギャップ型の SRM よりも, アキシアルギャップ型の方がトルク発生面を広くできるため, トルク密度が向上する<sup>2), 3)</sup>. さらに, アキシアルギャップ型は固定子と回転子を軸方向に並べる構造であることから, 複数ステータ, 複数ロータを組み合わせたマルチギャップ構造を容易に実現できるため, シングルギャップ構造よりもトルク密度を向上させることができる.

これまで筆者らは, ダブルステータ・シングルロータ構造のアキシアルギャップ型スイッチトリラクタンスモータ (Axial-Flux-type Switched Reluctance Motor: AFSRM) の試作評価と, 小型 EV 用インホイールモータへの適用について検討を進めてきた<sup>4)</sup>. その結果, 試作 AFSRM は小型 EV に適用するための目標トルクを達成し, また Fig. 1 に示す実車体に搭載した走行も実現した. しかしながら一方で, 試作 AFSRM の効率は 3 次元有限要素法 (3D-FEM) による設計値を下回ったことから, この原因の解明と改善が必要不可欠である<sup>5)</sup>.

そこで本論文では, この誤差の原因がどの種類の損失に由来するのかを明らかにするため, 実験的検討を行った. 具体的には, 実機の電圧・電流波形のうち, 特に電圧波形が一般的な SR モータの波形と異なることに着目し, 等価回路に基づく考察をするとともに, 回路パラメータを実験的に求めることで考察の妥当性と, 効率の誤差要因を明らかにしたので報告する.



Fig. 1 Compact EV with in-wheel AFSRMs.

責任著者: 佐藤 航汰

(email: kota.sato.p4@dc.tohoku.ac.jp)

2. AFSRM の基本構成と試作機の概要

2.1 AFSRM の基本構成

Fig. 2 に、シングルスレータ・シングルロータ構造の AFSRM の構成を示す. SRM は鉄心と巻線のみで構成され、固定子と回転子の磁気的突極性に由来するリラクタンストルクにより駆動される. 固定子はオープンスロット構造であるため、一般的な永久磁石モータよりも巻線占積率を高めることができる.

Fig. 3 に、SRM の一般的な駆動回路である非対称ハーフブリッジコンバータの 1 相分の基本回路を示す. この回路は、トランジスタと還流用ダイオードを高電圧側と低電圧側両方に 1 つずつ持つ. 両トランジスタを同時にオンにすることにより、巻線に電圧が印加されて励磁電流が流れ、その後、両トランジスタをオフにすると、巻線に蓄えられていた磁気エネルギーが、還流用ダイオードを通して電源に回生される.

Fig. 4 に、回転子位置角  $\theta$  に対する SRM の 1 相あたりのインダクタンス  $L$  の変化と、励磁電圧・電流波形の模式図を示す. この図に示す通り、固定子極と回転子極が対向した位置 (Aligned) でインダクタンスは最大となり、逆に非対向位置 (Unaligned) でインダクタンスは最小となる. ここで、 $k$  相で発生するトルク  $\tau_k$  は、磁気特性の非線形性を無視すると、以下の式で表される.

$$\tau_k = \frac{1}{2} i_k^2 \frac{dL_k(\theta)}{d\theta} \dots \dots \dots (1)$$

上式の  $L_k(\theta)$  は  $k$  相のインダクタンス、 $i_k$  は相電流である. この式より、回転方向に対して常に正のトルクを発生し続けるためには、回転子が非対向位置から対向位置に移動する区間で励磁する必要がある. そのため、一般に SRM はエンコーダ等を用いて、回転子位置角を検出する必要がある.

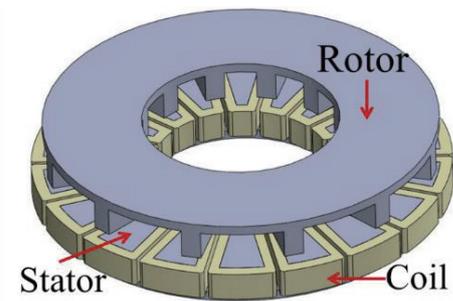


Fig. 2 AFSRM with single-stator and single-rotor.

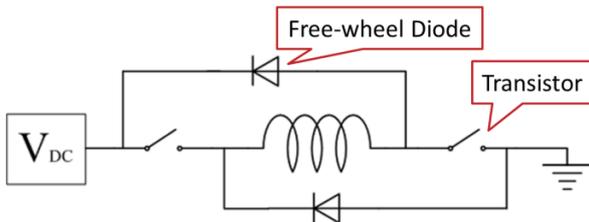


Fig. 3 Asymmetric half bridge converter (one-phase).

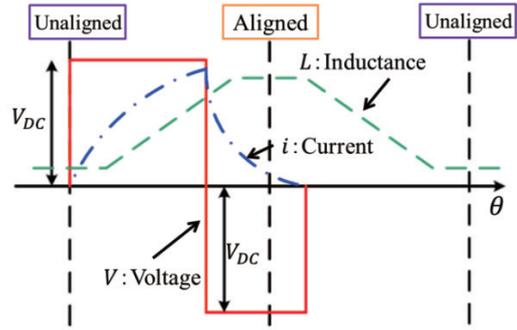


Fig. 4 Schematic diagram of inductance, exciting voltage and current waveforms.

2.2 試作 AFSRM の概要

Fig. 5 に、先行研究で試作した 3 相 AFSRM の諸元を示す<sup>4)</sup>. 固定子極と回転子極の数は、それぞれ 18 と 12 である. 本 AFSRM は、1 つの回転子を 2 つの固定子で挟み込んだ、いわゆるダブルスレータ・シングルロータ構造を有し、向かい合う固定子極には同一方向に巻線を巻き、それらを直列に接続することで、回転子極を貫く方向に磁束を発生させている. これにより、回転子はヨークが不要になる. 固定子はトロイダル状の鉄心を切削して製作した. 一方、回転子はケイ素鋼板の単板を周方向に積層して製作した. 鉄心材料は無方向性ケイ素鋼板 (35A300) である.

Fig. 6 に、試作 AFSRM のハウジングや支持構造も含めた全体構成を示す. 固定子鉄心は、バックヨークと巻線の間支持板を挿入し、ハウジングと締結することで固定している. ハウジングには超超ジュラルミン、固定子支持板にはステンレスを使用している. 回転子極は内外 2 つのリングで支持して一体化している. また、軸受には円錐ころ軸受を使用しており、回転子位置検出器としてレゾルバを用いている.

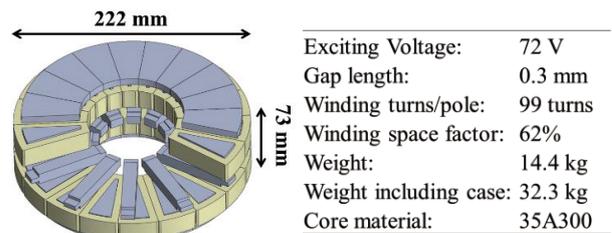


Fig. 5 Specifications of prototype AFSRM.

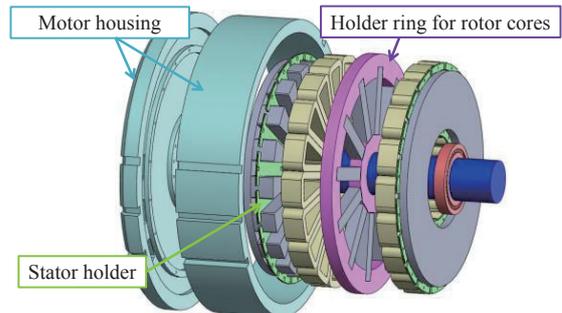


Fig. 6 Full structure of prototype AFSRM.

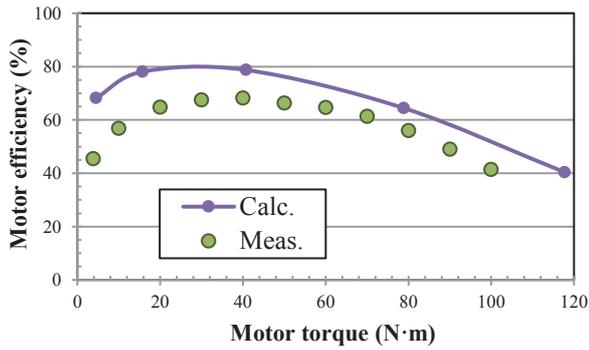


Fig. 7 Measured and calculated efficiencies of AFSRM.

Fig. 7に、試作 AFSRM の効率の実測値を示す。また比較のため、先行研究<sup>5)</sup>の 3D-FEM の計算値も示す。なお、FEM には(株)JSOL の JMAG Designer を用いた。

効率の計算値は、次式を用いて求めた。

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{out} + W_c + W_i + W_m} \times 100 (\%) \quad (2)$$

上式の  $P_{out}$  は機械出力であり、平均トルクと角速度の積から求まる。 $W_c$  は銅損であり、実測した巻線抵抗と 3D-FEM の電流実効値から求まる。 $W_i$  は鉄損であり、先行研究<sup>5)</sup>においては、スタインメッツの実験式で求まる鉄損に加えて、固定子・回転子鉄心の積層構造を 3D-FEM モデルに反映させることで、積層を貫く磁束によって生じる渦電流損も考慮した。さらに、Fig. 6 に示したモータハウジングや回転子支持リングなどもモデル化し、漏れ磁束によってこれらに生じる渦電流損も考慮した。 $W_m$  は機械損であり、予備実験で測定した実測値を用いた。

Fig. 7 を見ると、効率の実測値が計算値よりも 10~20% ほど低下していることがわかる。先行研究において、鉄心積層構造や支持部材なども考慮したのにも関わらず、誤差が残存した原因は、例えば、巻線電流の高調波成分による銅損の増加や、機械加工による鉄損の増加、鉄心と支持板の接触部での渦電流損などが考えられるが、いずれも 3D-FEM で考慮することは容易では無い。そこで次章では、この効率の誤差の主要因が銅損、鉄損、機械損のうち、どの種類に分類される損失であるか明らかにするために実験的検討を行う。

### 3. AFSRM の効率低下要因の分析と効率の再算定

#### 3.1 AFSRM の効率低下要因の分析

効率低下要因を分析する上で、AFSRM の電圧・電流波形に着目した。Fig. 8 に試作 AFSRM の電圧・電流の観測波形の一例を、Fig. 9 に理想的な AFSRM の電圧・電流波形を示す。ここで理想的とは、モータで生じる鉄損を無視した場合を指す。これらの図を比較すると、特に電流がゼロになった後の電圧の減衰の様子が大きく異なることがわかる。すなわち、理想的な AFSRM では電流がゼロになると同時に電圧もゼロになるが、試作 AFSRM では電流がゼロになった後、電圧がゆっくりと減衰している。この電圧波形の違いを、AFSRM の等価回路を用いて考察した<sup>6)</sup>。

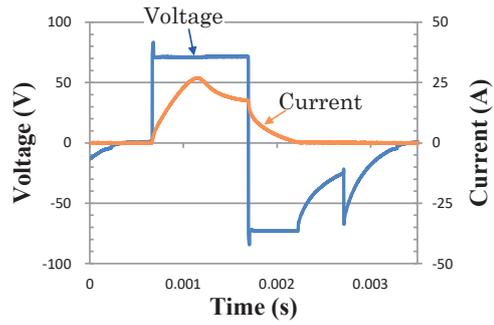


Fig. 8 Observed voltage and current waveforms of prototype AFSRM.

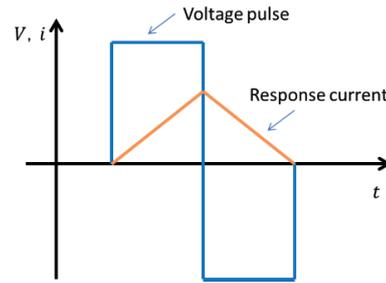


Fig. 9 Ideal voltage and current waveforms of AFSRM.

Fig. 10(a)に、鉄損を無視した理想的な AFSRM の等価回路を示す。同図(b)は、鉄損を考慮した場合の等価回路である。理想的な AFSRM の等価回路は、モータのインダクタンス  $L$  と巻線抵抗  $R$  の直列回路で構成される。一方で、鉄損を考慮した等価回路では、インダクタンス  $L$  に対して並列に抵抗  $r$  が接続される。この抵抗は等価鉄損抵抗と呼ばれ、モータで生じる鉄損を表している。同図(a)の等価回路に対して、モータ駆動用のパルス電圧を印加したときの概略波形は Fig. 9 のようになる。一方、同図(b)の等価回路に対してパルス電圧を印加したときの概略波形は Fig. 11 のようになる。Fig. 11 の電圧・電流波形について、(a)ゲートオン時、(b)ゲートオフ時 ( $i_w + i_{iron} > 0$ )、(c)ゲートオフ時 ( $i_w + i_{iron} = 0$ ) の 3 つのモードに分けて説明する。

(a) ゲートオン時

ゲートオン時、電流の関係は次式で表される。

$$i_{tot} = i_{iron} + i_w \quad (3)$$

Fig. 11 の通り印加電圧は一定であるから、等価鉄損抵抗  $r$  に流れる電流  $i_{iron}$  は一定、インダクタンス  $L$  に流れる電流  $i_w$  は徐々に増加していく。結果的に、観測される電流  $i_{tot}$  も、時間とともに増加していく。

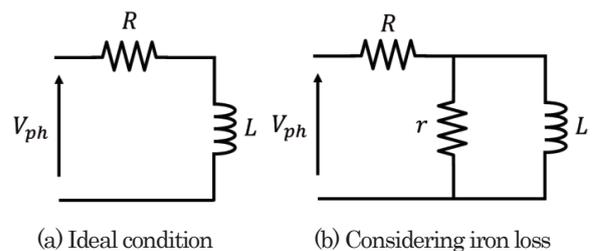


Fig. 10 Equivalent circuits of AFSRM.

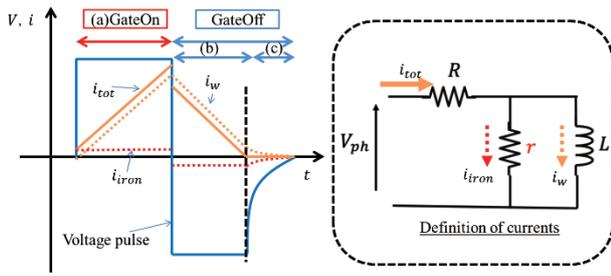


Fig. 11 Voltage and current waveforms of AFSRM considering iron losses.

(b) ゲートオフ時 ( $i_w + i_{iron} > 0$ )

ゲートオフ時、同図に示すように印加電圧が反転するため、等価鉄損抵抗に流れる電流  $i_{iron}$  の向きも反転する。一方、インダクタンスに流れる電流  $i_w$  は徐々に減衰していく。したがって、観測される電流  $i_{tot}$  は、電流  $i_w$  から等価鉄損抵抗に流れる電流  $i_{iron}$  を差し引いたものとなる。

(c) ゲートオフ時 ( $i_w + i_{iron} = 0$ )

インダクタンスの電流  $i_w$  が徐々に減衰し、やがて  $i_{iron}$  と等しくなると、インダクタンスと等価鉄損抵抗の間でループ電流が形成され、観測される電流は  $i_{tot} = 0$  となる。一方、ループ電流による電圧は観測される。この電圧  $V_{ph}$  は次式のように表される。

$$V_{ph} = r i_{iron} = r i_0 e^{-\frac{r}{L}t} \quad (4)$$

上式中の  $i_0$  は  $i_w + i_{iron} = 0$  となった瞬間の  $i_{iron}$  の値である。この式より、電圧の減衰スピードは等価鉄損抵抗  $r$  とインダクタンス  $L$  で決まる時定数に依存し、モータで生じる鉄損が大きいほどゆっくりと減衰することがわかる。

以上の考察により、試作 AFSRM の電圧波形の減衰が遅い原因は、3D-FEM による解析よりも大きな鉄損が生じているためであることが示唆された。そこで次節では、実機を用いて等価鉄損抵抗の導出を試みる。

3.2 等価鉄損抵抗の導出および鉄損・効率の算定

Fig. 11 に示した等価回路より、モータで生じる鉄損  $W_i$  と等価鉄損抵抗両端の電圧  $E$  は、次式のように求まる。

$$W_i = \frac{E^2}{r} \quad (5)$$

$$E = V_{ph} - R i_{tot} \quad (6)$$

モータの印加電圧  $V_{ph}$ 、相電流  $i_{tot}$ 、巻線抵抗  $R$  は実測可能であるため、等価鉄損抵抗  $r$  を求めることができれば、モータで生じる鉄損  $W_i$  が求まる。よって、等価鉄損抵抗を求めるため、以下のような実験を行った。

① 時定数  $\tau$  の測定

(4)式より、 $i_w + i_{iron} = 0$  となってから  $t = \frac{L}{r}$  だけ時間

が経過したとき、 $V_{ph}$  は最大値の約 36 % まで減衰することがわかる。したがって、AFSRM にパルス電圧を印加し、そのときの電圧波形を観測することで、時定数  $\tau = \frac{L}{r}$  を求める。

② インダクタンス  $L_s$  の測定

LCR メータを用いて、AFSRM のインダクタンスを測定する。ただし、LCR メータでは Fig. 12 の回路を前提としたインダクタンスの値が測定されるため、Fig. 10(b) に示した等価回路とは異なる。そこで、両等価回路を比較することで、 $L_s$  と  $L$  について次の関係式を導く。

$$L_s = \frac{Lr^2}{r^2 + (\omega L)^2} \quad (7)$$

なお、 $\omega$  は測定時の電源の角周波数である。

③ 等価鉄損抵抗  $r$  の計算

$L = \frac{r}{\tau}$  を用いて、(7)式の  $L$  を消去すると、等価鉄損抵抗  $r$  に関する次式を導出することができる。

$$r = \frac{1 + (\omega\tau)^2}{\tau} L_s \quad (8)$$

よって、上式に①で求めた時定数  $\tau$  と、②で求めたインダクタンス  $L_s$  を代入すれば、等価鉄損抵抗  $r$  が求まる。

上記①～③で求まる各諸量は AFSRM の回転数（動作周波数）と回転子位置角に依存する。よって、試作機の動作周波数（58～320 Hz）において、AFSRM の電気角 1 周期を 10 等分した回転子位置角ごとに測定を行った。

Fig. 13～15 に、上述の実験によって得られた時定数  $\tau$ 、インダクタンス  $L_s$ 、および等価鉄損抵抗  $r$  を示す。

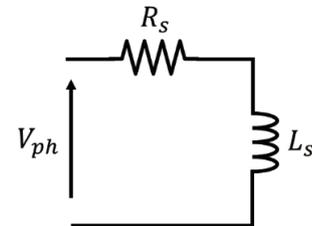


Fig. 12 Equivalent circuit assumed in LCR meter.

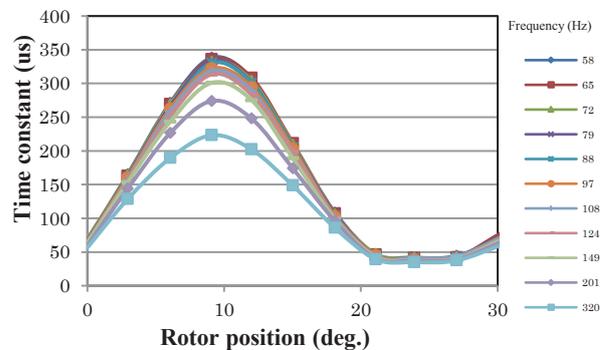


Fig. 13 Time constant  $\tau$  of Eq. (4).

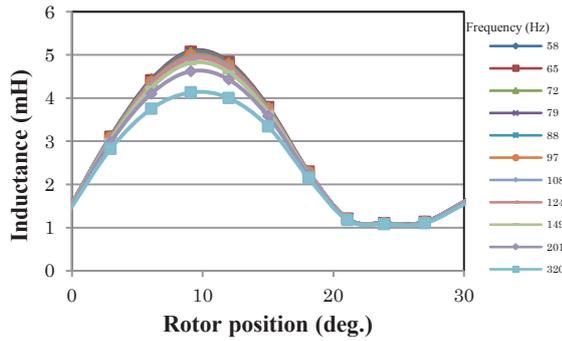


Fig. 14 Inductance  $L_s$  measured by LCR meter.

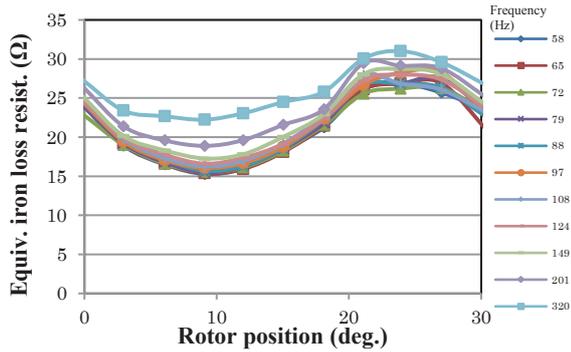


Fig. 15 Equivalent iron loss resistance  $r$  of AFSRM.

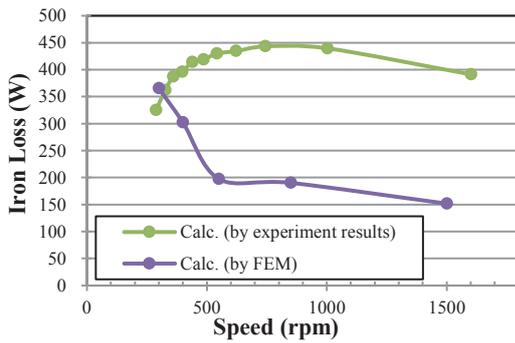


Fig. 16 Iron loss calculated from Eq. (5) by using equivalent iron loss resistance.

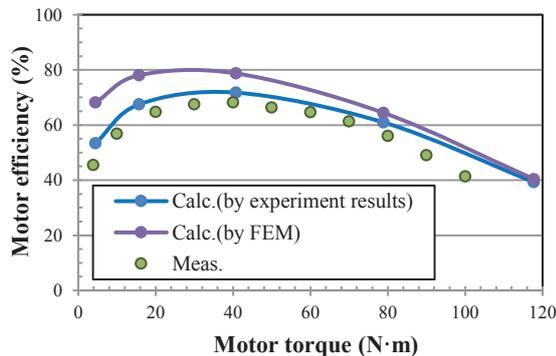


Fig. 17 Comparison of efficiency.

Fig. 16 に、Fig. 15 の等価鉄損抵抗を用いて、(5)式から求めた鉄損を示す。また比較のため、先行研究の 3D-FEM の鉄損の計算値も示す。この図を見ると、特に軽負荷・高速側で両者の差が大きいことがわかる。

Fig. 17 にはこの鉄損の値を用いて再計算した効率の結果を示す。再計算では、(2)式の鉄損  $W_i$  を等価鉄損抵抗から求めた値に置き換えた。加えて、銅損  $W_c$  についても巻線の温度上昇に伴う増加を考慮した。この図を見ると、実測値との誤差が小さくなり、精度が改善されたことが了解される。すなわち、現状の 3D-FEM では未考慮の鉄損が生じていることが明らかとなった。今後は、この損失の発生箇所の特定と改善が必要不可欠である。

#### 4. まとめ

以上、本論文では試作 AFSRM の効率の実測値と、先行研究の計算値の誤差の原因を明らかにするために、実験的考察を行った。

先行研究においては、3D-FEM を用いて、スタインメッツの実験式で求まる鉄損に加え、モータ鉄心の積層を貫く磁束に由来する渦電流損、ハウジングや支持部材に生じる渦電流損など、想定される多くの損失を考慮したが、効率の計算値には誤差が残った。

そこで本論文では、この誤差の原因がどの種類の損失に由来するのかを明らかにするため、実機の電圧・電流波形のうち、特に電圧波形が一般的な SR モータの波形と異なることに着目し、等価回路に基づく考察を行い、誤差の原因が鉄損に分類される損失であるとの推論を立てた。

次いで、本推論の妥当性を明らかにするために、等価回路パラメータを実験によって求めるとともに、鉄損を算定し、効率を求めたところ、実測値と良く一致した。したがって、先行研究の計算値の誤差の主たる要因は、鉄損に分類される損失であることを実証した。

しかしながら、上述の損失の発生箇所は特定できていない。例えば、鉄心と支持板の接触部での渦電流損などの未考慮の損失の可能性や、機械加工に伴う鉄損増加のような考慮はしているが過小評価している損失の可能性もある。したがって、今後はモータの分解調査を行うことで、損失の発生箇所の特定と改善について検討を行う予定である。

**謝辞** 本研究の一部は、経済産業省と文部科学省の支援を受けて設立された東北大学レアメタル・グリーンイノベーション研究開発センター (RaMGI) で実施された。

#### References

- 1) R. C. Becerra, M. Ehsani, and T. J. E. Miller, *IEEE Trans. Power Electron.*, **8**, 257 (1993).
- 2) Y. Ono, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **35**, 2 (2011) (in Japanese).
- 3) T. Shibamoto, K. Nakamura, H. Goto, and O. Ichinokura, *The 20th International Conference on Electrical Machines (ICEM 2012)*, FF-001678 (2012).
- 4) K. Takase, H. Goto, and O. Ichinokura, *The Papers of Technical Meeting on Rotating Machinery*, RM-15-146 (2015) (in Japanese).
- 5) H. Aizawa and K. Nakamura: *T. Magn. Soc. Jpn.* (Special Issues), **4**, 62 (2020) (in Japanese).
- 6) Q. Wang, H. Chen, T. Xu, J. Yuan, J. Wang, and S. Abbas, *IET Electr. Power Appl.*, **10**, 181 (2016).

2021年9月28日受理, 2021年10月26日再受理, 2021年10月29日採録

# 逆バイアス磁界印加用磁石を有する 横方向磁束型スイッチトリラクタンスモータの基礎特性

## Basic Characteristics of Transverse-Flux-Type Switched Reluctance Motor with Permanent Magnets Applying Reverse Bias Magnetic Field

永井歩美<sup>a)†</sup>・三ツ谷和秀<sup>a)</sup>・中村健二<sup>a)</sup>

<sup>a)</sup> 東北大学 大学院工学研究科, 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

A. Nagai<sup>a)†</sup>, K. Mitsuya<sup>a)</sup>, and K. Nakamura<sup>a)</sup>

<sup>a)</sup> Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

Switched reluctance motors (SRMs), which consist of only iron cores and windings, are attracting attention as simple, robust, and inexpensive variable-speed motors. This paper presents a novel transverse-flux-type switched reluctance motor (TFSRM), that has permanent magnets in the rotor cores for applying a reverse bias magnetic field. The proposed TFSRM can expand the operating point from the 1st quadrant into the 3rd quadrant on  $B-H$  characteristic by the reverse bias magnetic field, which increases both torque and efficiency. The advantages of the proposed TFSRM is proved by using a three-dimensional finite element method (3D-FEM).

**Key words:** Transverse-flux-type switched reluctance motor (TFSRM), Permanent magnet, Reverse bias magnetic field

### 1. はじめに

環境保護の観点からカーボンニュートラル社会の実現が全世界で注目されており, 様々な分野で省エネルギー化が推進されている。特に我が国では, 総発電電力の 50%以上がモータにより消費されていることから, モータの高性能化, 高効率化が強く求められている<sup>1)</sup>。

種々なモータの中でも, スイッチトリラクタンスモータ (Switched reluctance motor : SRM) は, 鉄心と巻線のみで構成されるため, 構造が極めて簡単で堅牢かつ安価な可変速モータとして注目されている。また, 最近の駆動技術の進歩により, きめ細やかな制御が可能となり, 両突極構造に起因するトルクリプルや騒音などの問題についても改善が進んでいる<sup>2), 3)</sup>。一方, SRM のトルクや効率は, 希土類磁石モータには及ばないという課題がある。

上述の課題に対して筆者らは, これまでにアキシシャルギャップ型 SRM<sup>4)</sup>, 補助的な磁石や巻線を有する SRM<sup>5), 6)</sup> など, 様々な構造的工夫を施した SRM を提案してきた。このような背景の中で, 現在筆者らは, 横方向磁束型 (Transverse-flux-type : TF) に着目している。横方向磁束型モータとは回転子の回転方向に対して, 主磁束が横方向に流れるモータの総称である。構造的な特徴は, 固定子, 回転子のどちらか一方, あるいは両方がセグメント構造であり, また巻線は極やスロットに施されるのではなく, トロイダル状の巻線を外鉄形になるように収める場合が多い。したがって, 一般的なモータと比べて巻線占積率を高くできる。このような横方向磁束型モータは, これまでに永久磁石モータへの適用例は複数あるが<sup>7), 8)</sup>, SRM への適用例は少ないことから, 筆者らは横方向磁束型 SRM (TFSRM) の実機の試作試験を行い, 一般的な SRM よりも大きなトルクを有することを明らかにした<sup>9)</sup>。しかし, TFSRM も含めて一般的な SRM はユニポーラ駆動のため,

鉄心の利用率が低いことが課題である。

そこで本稿では, 鉄心利用率の向上によるさらなる大トルク化, 高効率化を目的として, 回転子に逆バイアス磁界印加用磁石を有する TFSRM について, 3次元有限要素法 (3D-FEM) を用いて基礎的な検討を行ったので報告する。

### 2. TFSRM の基本特性と動作原理

#### 2.1 一般的な SRM の基本構成と駆動原理

Fig. 1 に, 一般的なラジアルギャップ型 (Radial-flux-type : RF) SRM の分解写真を示す。SRM は鉄心と巻線のみで構成され, 巻線は固定子極のみに集中巻される。一方, 回転子は鉄心のみで構成され, 巻線や永久磁石は不要である。したがって, SRM は構造が極めて簡単で堅牢かつ安価という特長を有する。

Fig. 2 に, SRM の駆動回路として一般的な非対称ハーフブリッジコンバータの 1 相分の回路を示す。この回路はトランジスタと還流ダイオードを高圧側, 低圧側ともに 1 つずつ有する。両トランジスタを同時に ON することにより, 固定子巻線に電圧が印加され, 励磁電流が流れる。その後, 両トランジスタを OFF すると, 固定子巻線に蓄えられた磁気エネルギーが還流ダイオードを通して電源に回生される。

Fig. 3 に, 回転子位置角 $\theta$ に対するインダクタンス $L$ の変化, 並びに励磁電圧 $v$ と励磁電流 $i$ の概略波形を示す。同図に示すように, 固定子極と回転子極が完全に対向した位置角を $\theta = 0^\circ$ と定義すると, このときインダクタンス $L$ は最大となり, 最も遠ざかった完

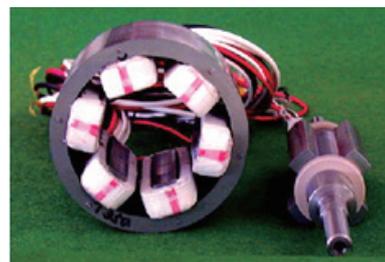


Fig. 1 Appearance of RFSRM.

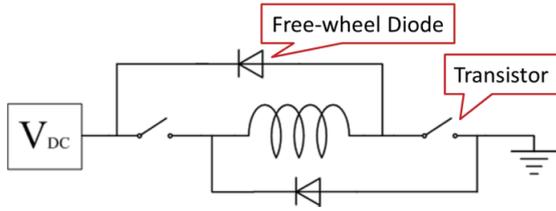


Fig. 2. Asymmetric half bridge converter (one-phase).

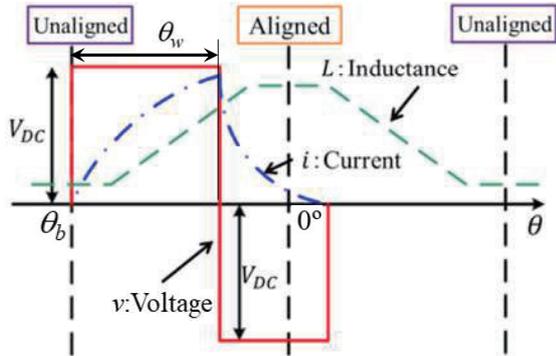


Fig. 3 Phase inductance according to rotor position angle, and exciting voltage and current waveform.

全非対向位置で最小になる。ここで、ある相で生じるトルク $\tau$ は磁気特性を線形と仮定すると、次式で与えられる。

$$\tau = \frac{1}{2} i^2 \frac{\partial L(\theta)}{\partial \theta} \quad (1)$$

したがって、同図に示すように、インダクタンス曲線の傾きが正の領域で励磁することで、正方向のトルクが発生することがわかる。そのため、一般にSRMを駆動するためには、回転子位置検出器が必要になる。なお、同図中の $\theta_b$ を励磁開始角、 $\theta_w$ を励磁幅と定義する。

2.2 TFSRMの構成と駆動原理

Fig. 4に、RFSRMとTFSRMを $\theta$ 軸方向に展開した図を示す。一般的なRFSRMの場合、同図(a)に示すように、回転子の回転方向と主磁束の流れる方向は、同じ $\theta$ 軸方向になるのがわかる。一方、TFSRMの場合は同図(b)のように、回転子の回転方向に対して主磁束が横方向(z軸方向)に流れることが了解される。

Fig. 5に、RFSRMとTFSRMの基本構成を並べて示す。TFSRMの各相の固定子、回転子とともに同数のカットコアで構成され、固定子カットコアの内側にトロイダル状の巻線が収められている。また、固定子を電気角で120度ずつずらして軸方向に3段積み重ねることで3相機となる。TFSRMの巻線はトロイダル状であることから、一般的なRFSRMと比べて、巻線占積率を高くすることができる。

2.3 TFSRMの基本特性

Fig. 6に、先行研究で試作したTFSRMを示す。また、Fig. 7に試作機の諸元を示す。1相5極の3相機であり、以降の検討は本TFSRMをベースに行う。Fig. 8に、先行研究で示した同体格のRFSRMとTFSRMの電流密度対トルク特性の計算値を示す。この図を見ると、TFSRMのトルクはRFSRMよりも大きいことがわかる。主な要因は、巻線占積率の高さである。RFSRM

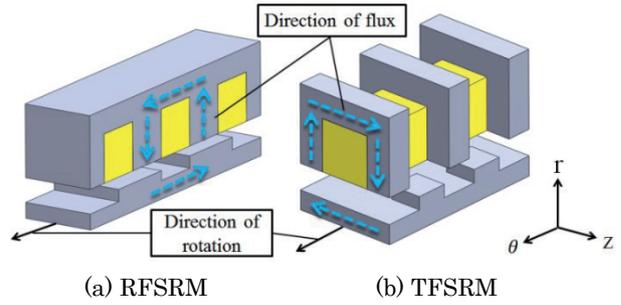


Fig. 4 Comparison of rotational direction and flux direction of RFSRM and TFSRM.

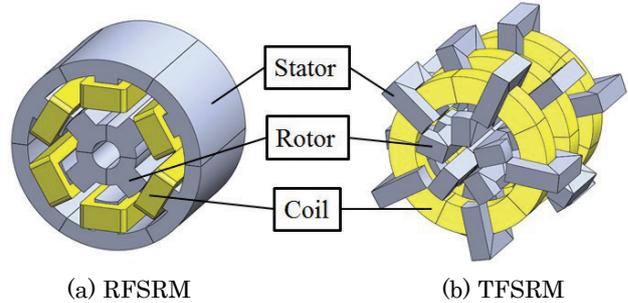
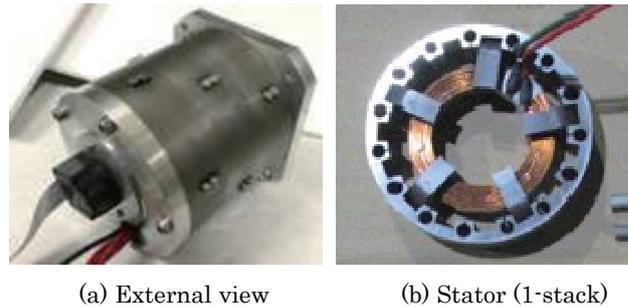
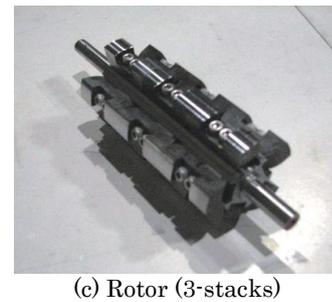


Fig. 5 Comparison of basic configuration of RFSRM and TFSRM.



(a) External view (b) Stator (1-stack)



(c) Rotor (3-stacks)

Fig. 6 Appearance of prototype TFSRM.

Material	23Z110
Rotor/Stator pole number	5
Stator pole length	22.0 mm
Rotor pole length	25.7 mm
Gap length	0.3 mm
Pole width	10.0 mm
Winding diameter	1.3 mm
Number of turns/pole	75 turns
Voltage	60 V
Winding space factor	50.1%

Fig. 7 Specifications of prototype TFSRM.

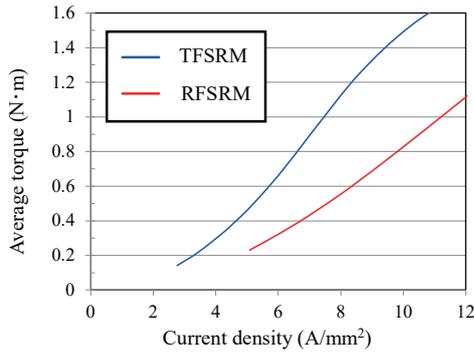


Fig. 8 Comparison of torque of RFSRM and TFSRM.

の巻線占積率は一般的に40%程度であるが、本TFSRMは試作機であるのに関わらず、Fig. 7に示したように、50%まで上げることができている。

### 3. 逆バイアス磁界印加用磁石を有する TFSRM

#### 3.1 逆バイアス磁界印加用磁石を有する TFSRM の原理

Fig. 9に、回転子に逆バイアス磁界印加用磁石を有するTFSRMの基本構成を示す。この図を見ると、回転子すべてのカットコアの内側に永久磁石が配置されていることが了解される。Fig. 10には、本TFSRMの1極分の拡大図を示す。図中の矢印は巻線電流による磁束と永久磁石による磁束の流れを示しており、回転子鉄心内で両者の磁束の流れが逆方向になっていることがわかる。

Fig. 11に、回転子鉄心の動作磁束密度の変化を表した模式図を示す。同図を用いて、提案するTFSRMの原理を説明する。通常、SRMは回転子に界磁巻線や永久磁石が無いことから、励磁開始前の動作磁束密度は同図(a)の原点にある。その後、励磁開始とともに

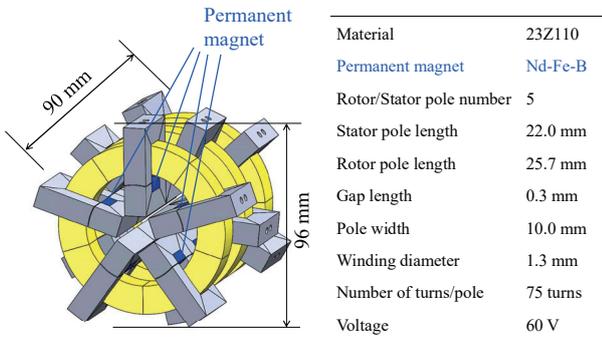


Fig. 9 TFSRM with permanent magnets for applying reverse bias magnetic field on the rotor.

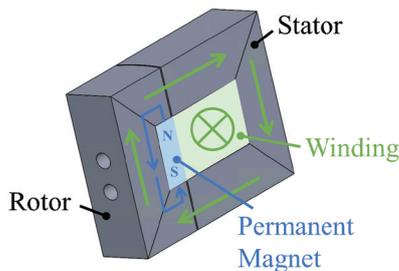


Fig. 10 TFSRM with permanent magnets for applying reverse bias magnetic field on the rotor (one-pole).

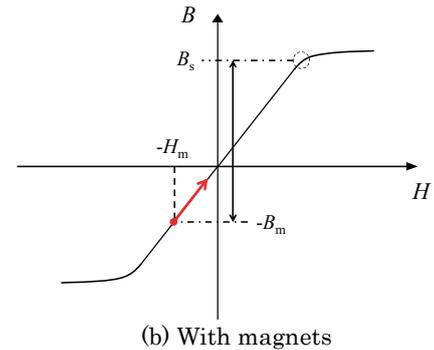
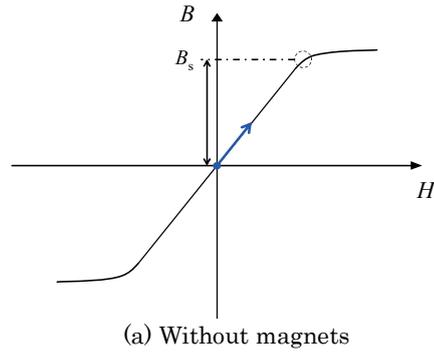


Fig. 11 Range of operating point of proposed TFSRM with and without permanent magnets for applying reverse bias magnetic field.

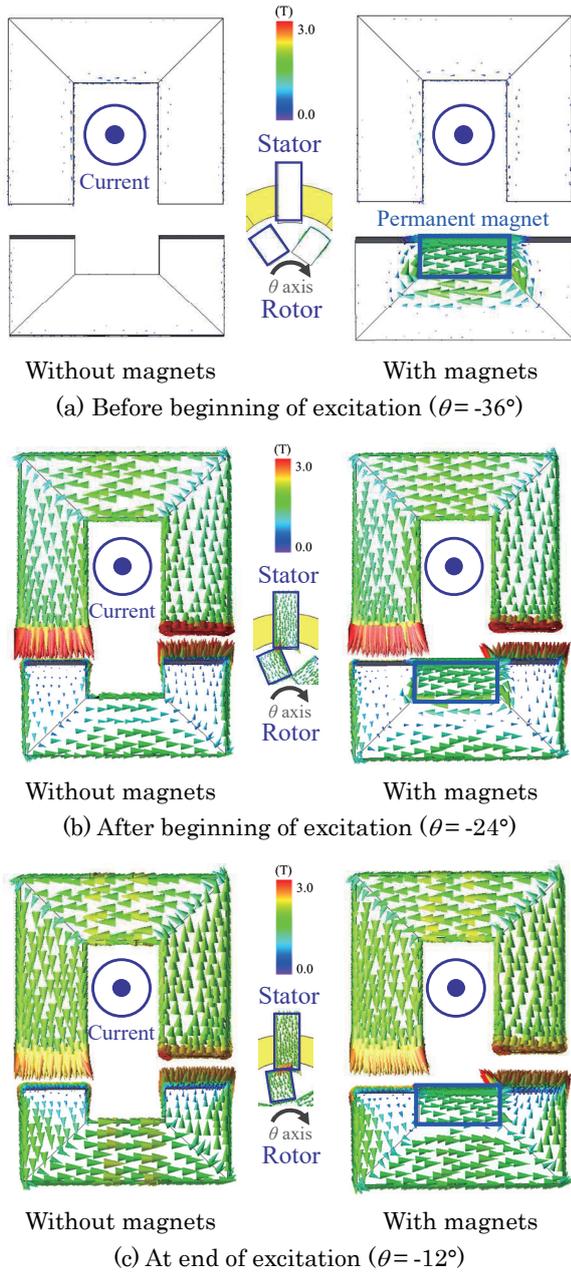
に磁束密度は増加するが、ユニポーラ駆動であるため、動作点は同図(a)の第1象限内に限定される。一方、逆バイアス磁界印加用磁石を有するTFSRMの場合、励磁開始前の動作磁束密度の原点は、同図(b)に示すように磁石によって負方向にバイアスされる。これにより鉄心の飽和磁束密度が見かけ上( $B_s + B_m$ )となるため、発生トルクの向上が期待される。

またFig. 10に示したように、永久磁石の磁束は回転子鉄心で短絡されるため、固定子側に流入しない。したがって、コギングトルクや引きずり損などが発生しないことも期待できる。

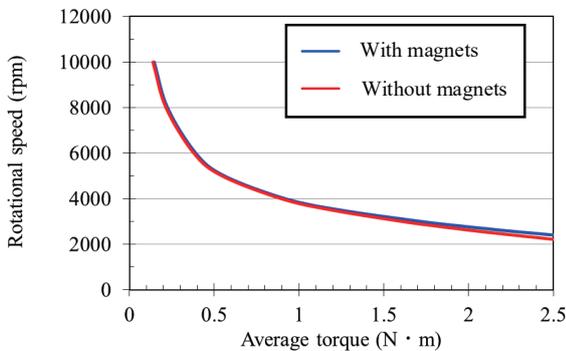
#### 3.2 逆バイアス磁界印加用磁石を有する TFSRM の特性

Fig. 9に示したTFSRMについて、逆バイアス磁界印加用磁石の有無による特性を比較する。3D-FEMによる特性算定には、(株)JSOL製の電磁界解析プログラムであるJMAG Designer 19.1を用いた。なお、TFSRMの軸方向に積まれた各相は磁気的に互いに独立であると仮定すると、磁界の対称性と周期性からFig. 10に示した1極分のモデルのみを用いて、モータ特性を算定することができる。なお、以降の解析におけるTFSRMの励磁電圧は60Vであり、励磁開始角 $\theta_0$ は完全非対向位置である $-36^\circ$ 、励磁幅 $\theta_w$ は電気角で $120^\circ$ に相当する $24^\circ$ とした。

Fig. 12に、逆バイアス磁界印加用磁石を持つTFSRMの3000rpmにおける励磁タイミング別磁束分布を示す。また比較のため、先行研究の磁石の無いTFSRMの結果も併せて示す。同図(a)の励磁開始前を見ると、永久磁石により、回転子の磁束が巻線電流による磁束とは逆向きに流れていること、すなわち負方向にバイアスされていることがわかる。次いで、励磁開始後の巻線に電流が流れ始めた同図(b)では、磁石磁束と巻線電流による磁束が混在していることがわかる。最後に励磁終了時、すなわち電流最大時で



**Fig. 12** Magnetic flux distribution of TFSRMs with and without permanent magnets.



**Fig. 13** Comparison of torque vs. rotational speed characteristics of TFSRMs with and without permanent magnets.

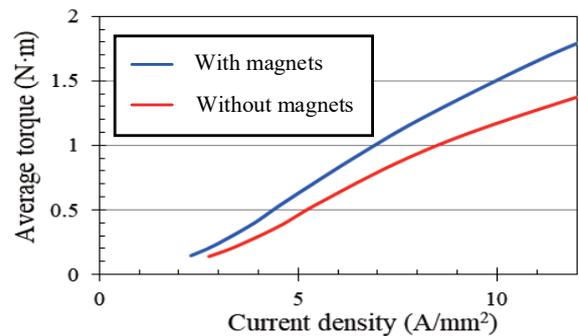
ある同図(c)では、巻線電流による磁束も最大となるため、磁石磁束はほぼ相殺され、確認することができない。このように回転子の磁束が負方向から正方向まで変化していることから、Fig. 11(b)に示したように、動作磁束密度は第3象限から第1象限まで動いていることが了解される。

Fig. 13に、トルク対速度特性の比較を示す。この図を見ると、逆バイアス磁界印加用磁石の有無で速度特性に差異はほとんど生じないことがわかる。

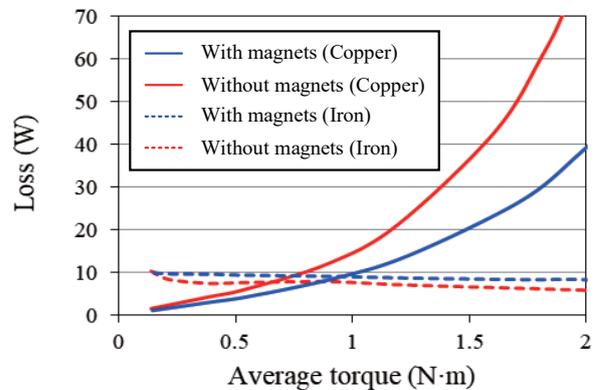
Fig. 14に、電流密度対トルク特性の比較を示す。この図より、全領域において磁石有りのTFSRMのトルクが磁石無しのTFSRMを上回っていることがわかる。また、負荷の増大に伴い、その差が大きくなっていることが了解される。これは高負荷になるほど動作磁束密度が高くなり、磁気飽和の有無の影響を受けるためである。

Fig. 15に銅損および鉄損の比較を示す。この図を見ると、磁石有りのTFSRMの銅損が大幅に低減されていることがわかる。これはFig. 14から明らかのように、同一トルク発生時の電流が低減したためである。一方、鉄損については若干の増加が認められるが、これは動作領域が広がり、磁束の変化量が大きくなったためと考えられる。

Fig. 16に効率特性の比較を示す。磁石有りのTFSRMでは高負荷側で銅損が大幅に低減されたことから、効率についても高負荷側で大きく改善されていることがわかる。

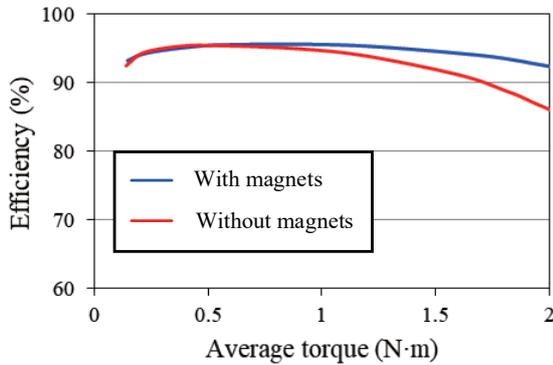


**Fig. 14** Comparison of current density vs. torque characteristics of TFSRMs with and without permanent magnets.

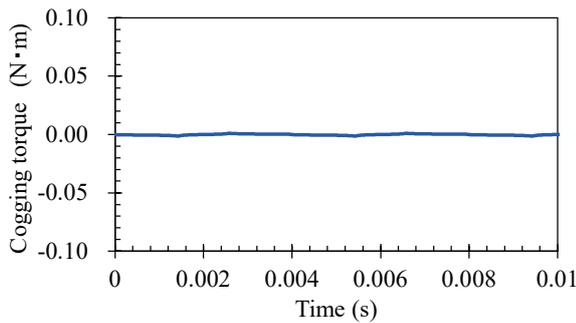


**Fig. 15** Comparison of copper and iron losses of TFSRMs with and without permanent magnets.

最後に、Fig. 17にコギングトルクの計算波形を示す。この図を見ると、コギングトルクは極めて小さく、ほぼ無視できることがわかる。これは一般的なPMモータとは異なり、提案するTFSRMでは永久磁石の磁束が回転子鉄心で短絡され、固定子側に流入しないためである。したがって、PMモータでしばしば指摘される空転時の引きずり損や逆起電圧の上昇などの問題も生じない。



**Fig. 16** Comparison of efficiency characteristics of TF SRMs with and without permanent magnets.



**Fig. 17** Waveform of cogging torque TF SRM with permanent magnets.

#### 4. まとめ

以上、本稿では回転子に逆バイアス磁界印加用磁石を有するTF SRMについて、3次元有限要素法(3D-FEM)を用いて基礎的な検討を行った。

一般的なSRMの動作領域は、磁化曲線の第1象限に限定されるが、本稿で提案したTF SRMは逆バイアス磁界印加用磁石の効果により、第3象限まで拡大される。これにより、実効的な飽和磁束密度が高くなるため、トルク特性が向上する。特に、磁気飽和の影響が表れる高負荷側で、その効果が大きく、トルクは最大で約 $0.5 \text{ N}\cdot\text{m}$ 増大した。また、トルク特性の向上に伴い、銅損が低減されることから、効率についても高負荷側で最大約6%向上した。

今後は、実機の試作と実証実験を行う予定である。

**謝辞** 本研究の一部は東北大学人工知能エレクトロニクス卓越大学院プログラムの支援を得て行われたものである。

#### References

- 1) The Institute of Applied Energy, IAE-0919107 (2009).
- 2) T. Abe: *IEEEJ Journal*, **137**, 281 (2017) (in Japanese).
- 3) T. Kosaka: *IEEEJ Journal*, **137**, 825 (2017) (in Japanese).
- 4) N. Tashiro and K. Nakamura, *IEEEJ Journal of Industry Applications*, **10**, 708 (2021) (in Japanese).
- 5) Y. Ono, K. Nakamura, and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **35**, 106 (2011) (in Japanese).
- 6) K. Nakamura, K. Murota, and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **31**, 123 (2007) (in Japanese).
- 7) Y. Hasegawa, K. Nakamura, and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **36**, 245 (2012) (in Japanese).
- 8) Y. Ueda: *Toshiba Review*, Vol. 68, No. 1, pp. 56-57 (2013) (in Japanese).
- 9) J. Jung, S. Ulbrich, and W. Hofmann: Proc. ICEM 2014, p. 1096 (2014).
- 10) T. Komoriya, Y. Ito, and K. Nakamura: *J. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **3**, 58 (2019) (in Japanese).

2021年09月24日受理, 2021年10月31日再受理2021年11月08日採録

# NANOMET<sup>®</sup>積層コアを適用したインセット型 PM モータの実機評価

## Prototype Evaluation of Inset PM Motor made of NANOMET<sup>®</sup> Laminated Core

于 越<sup>a)†</sup>・平本尚三<sup>b)</sup>・中村健二<sup>a)</sup>

<sup>a)</sup>東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

<sup>b)</sup>東北マグネットインスティテュート, 宮城県名取市増田北谷 11 (〒981-1224)

Y. Yu<sup>a)†</sup>, S. Hiramoto<sup>b)</sup>, K. Nakamura<sup>a)</sup>

<sup>a)</sup>Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

<sup>b)</sup>Tohoku Magnet Institute Co., Ltd. 11 Kitaya, Masuda, Natori, Miyagi 981-1224, Japan

Non-oriented silicon steel, which is commonly used as motor cores, is less expensive and has high flux density, while large iron loss under high-frequency region is a problem for high-speed applications. In contrast, NANOMET<sup>®</sup>, one of the nanocrystalline soft magnetic alloys, is expected to be a next-generation motor core material since it has high flux density as almost the same as the conventional non-oriented silicon steel and lower iron loss. In a previous paper, prototype tests of a switched reluctance (SR) motor made of NANOMET<sup>®</sup> laminated core were conducted, and it was clear that the iron loss is significantly reduced and the efficiency is improved. This paper presents the prototype tests results of an inset permanent magnet (InPM) motor made of NANOMET<sup>®</sup> laminated core.

**Key words:** Inset permanent magnet (InPM) motor, Nanocrystalline soft magnetic alloy, NANOMET<sup>®</sup>

### 1. はじめに

エネルギー危機や地球温暖化対策の一環として、産業、運輸、民生など、様々な分野で電動化が推進されており、モータの需要は拡大が続いている。最近では、日本の総発電電力の50~60%がモータで消費されている現状から、モータの高性能化、高効率化に対する要求は益々高まっている。このような背景の下、種々のモータの中でも、小型高出力で高効率な永久磁石 (PM) モータが注目されており、電気自動車や家電製品などの幅広い分野で利用が拡大している。

今後、PM モータのさらなる小型高出力化、高効率化を考えた際に、キーポイントになるのは高速回転化であると考えられる。モータの出力はトルクと回転数の積で決まるが、トルクは体格に比例するため、小型化には逆行する。したがって、回転数向上による高出力化が望まれるが、一方で損失という観点で見ると、特に鉄損はモータの高速回転化に伴い、速度の1~2乗で増大するため、高周波で低鉄損な材料を採用するなどの対策が必須である。

そこで筆者らは、ナノ結晶軟磁性合金の一つである NANOMET<sup>®</sup> (株式会社東北マグネットインスティテュートおよび株式会社トーキンの登録商標) に着目している。ナノ結晶軟磁性合金は、液体急冷法により作製された非晶質合金を結晶化させ、結晶粒を10~20 nm程度まで微細化することで、結晶磁気異方性を見かけ上小さくし、優れた磁気特性を実現している。その中でも、NANOMET<sup>®</sup>は一般的な無方向性ケイ素鋼板とほぼ同等の高い磁束密度を有し、かつ低鉄損であることから、次世代のモータ鉄心材料として期待されている<sup>1,2)</sup>。

先に筆者らは、NANOMET<sup>®</sup>積層コアを適用したスイッチトリラクタンス (SR) モータの特性について、有限要素法 (FEM) を用いて算定するとともに、実機の試作試験を行った<sup>3)</sup>。その結果、一般的な無方向性ケイ素鋼板とほぼ同等のトルク特性を有し、鉄損を大幅に低減可能であることが明らかとなった。また、実機の

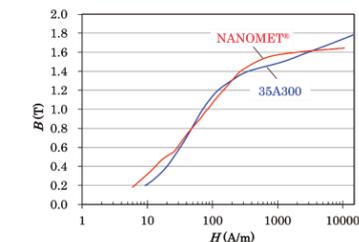
効率は最大で10%向上した。

そこで本稿では、新たに NANOMET<sup>®</sup>積層コアを PM モータに適用することを試みた。具体的には、先行研究で開発したインセット型 PM モータを検討対象とし、解析と実験の両面から評価したので報告する。

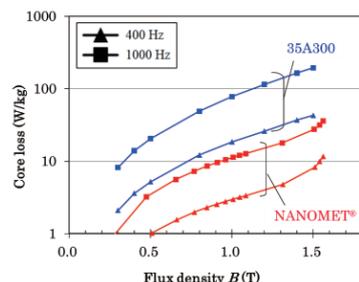
### 2. NANOMET<sup>®</sup>積層コアの磁気特性

NANOMET<sup>®</sup>はナノ結晶軟磁性合金の一つであり、主な構成元素は Fe, Si, B, P, Cu である。NANOMET<sup>®</sup>は、Fe の含有量が他のナノ結晶軟磁性合金よりも高いため、磁束密度が高くかつ低損失である。本稿では、熱処理後の NANOMET<sup>®</sup>薄帯を積層し、含浸接着により積層コアを作製した。また、これをワイヤ放電加工機を用いて、任意に形状に切り出すことで、所望のモータ鉄心を得ることができる。なお、積層コアの占積率は約90%である。

Fig. 1(a)に、NANOMET<sup>®</sup>積層コアの  $B$ - $H$  曲線の実測値を示す。



(a)  $B$ - $H$  curves



(b) Core loss curves

**Fig. 1** Comparison of  $B$ - $H$  curves and core loss curves.

責任著者：于越

(mail : yu.yue.r1@dc.tohoku.ac.jp)

同図(b)は鉄損曲線の実測値である。これらの実測値は先行研究で測定したものである<sup>3)</sup>。一方、同図中の無方向性ケイ素鋼板(35A300)の*B-H*曲線と鉄損曲線は、材料メーカーから提供されているデータシートの値である。同図(a)を見ると、例えば5000 A/mにおけるNANOMET<sup>®</sup>積層コアの磁束密度 $B_{50}$ は、無方向性ケイ素鋼板よりもわずかに劣るが、ほぼ同等であることがわかる。また同図(b)を見ると、すべての領域でNANOMET<sup>®</sup>積層コアの方が鉄損が小さいことがわかる。

### 3. インセット型 PM モータへの適用

#### 3.1 インセット型 PM モータの構成

Fig. 2(a)に、先行研究で開発したインセット型 PM モータの形状と寸法を示す<sup>4)</sup>。3相4極6スロット集中巻のPMモータであり、固定子よりも回転子の軸長の方が長い、いわゆるオーバーハング構造を有している。定格出力は約260 W、定格回転数は12600 rpm、定格トルクは200 mN・mである。回転子磁石は、高速回転でも高効率を実現するため、電気抵抗率が極めて高く、磁石渦電流損がほぼ発生しない、ネオジムボンド磁石を採用している。また、トルク増大のため、極異方性着磁されている。同図(b)に示すように、極異方性着磁では、磁化が磁極中心に集中するように着磁されることから、空隙磁束分布が正弦波に近くなり、トルクに寄与する基本波成分の振幅が大きくなる。

本稿では、このインセット型 PM モータの固定子鉄心を、従来の無方向性ケイ素鋼板(35A300)からNANOMET<sup>®</sup>積層コアに置き換えた際の特性について、解析と実験の両面から評価する。なお、本PMモータの場合、回転子鉄心内の磁束はほぼ一定で変化しないため、無方向性ケイ素鋼板(35A300)のままとした。

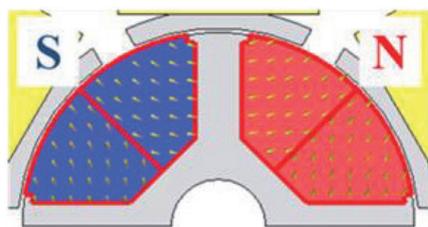
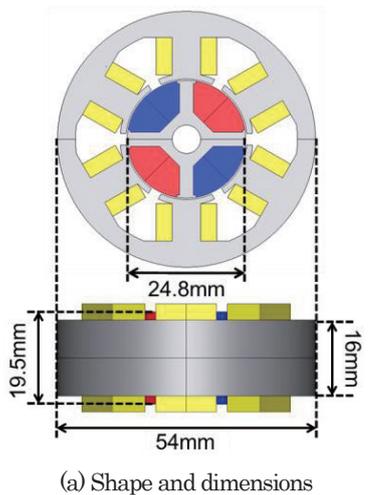


Fig. 2 Prototype inset PM motor made in Ref. 4).

#### 3.2 3次元有限要素法による検討結果

本節では、3次元有限要素法(3D-FEM)を用いて、先行研究で開発したインセット型PMモータに、NANOMET<sup>®</sup>積層コアを適用した場合の特性を算定する。なお、3D-FEMには、(株)JSOLのJMAG Designer Ver18.1を用いた。

Fig. 3に、インセット型PMモータの3D-FEMモデルを示す。電磁界の対称性から、同図に示すように1/4モデルで解析を行った。要素数は約15万である。

Fig. 4に、3D-FEMで求めた磁束密度コンターを示す。同図(a)が固定子鉄心が無方向性ケイ素鋼板(35A300)の場合であり、同図(b)がNANOMET<sup>®</sup>積層コアの場合である。この図を見ると、磁束密度分布に材料による差異はほぼ無いことがわかる。

Fig. 5に、電流密度対トルク特性の計算結果の比較を示す。このときの回転数は12600 rpmである。また、後計算で求めた鉄損に起因するロストルクを引いている。この図を見ると、材料による特性の差異はほとんど無く、NANOMET<sup>®</sup>積層コアは従来の無方向性ケイ素鋼板とほぼ同等のトルク特性を有することがわかる。これはFig. 1(a)に示したとおり、両材料の*B-H*曲線がほぼ同等であることに由来する。

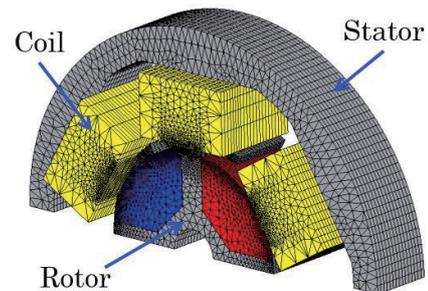


Fig. 3 3D-FEM model of inset PM motor.

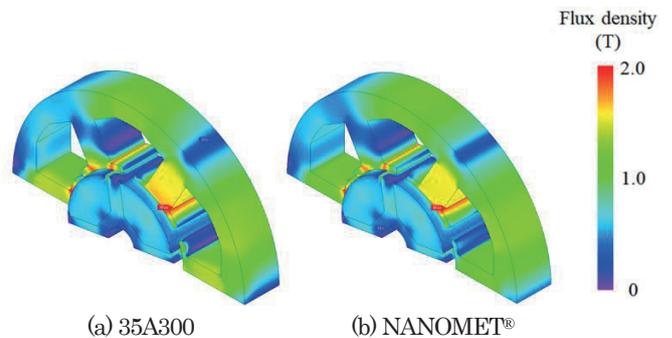


Fig. 4 Contour diagrams of flux density of inset PM motor made of 35A300 and NANOMET<sup>®</sup>.

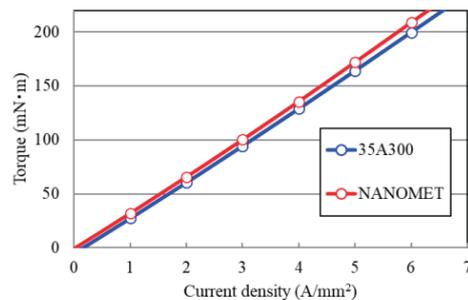


Fig. 5 Calculated current density vs. torque characteristics.

次いで、効率を比較する。ここで、3D-FEMにおける効率 $\eta$ は、次式から求めた。

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{out} + W_c + W_i} \times 100(\%) \quad (1)$$

$$P_{out} = \omega T \quad (2)$$

(1)式中の $P_{out}$ は機械出力であり、(2)式のとおり、モータの回転角速度 $\omega$ と平均トルク $T$ の積から求まる。 $W_c$ は銅損であり、巻線電流の実効値の2乗と巻線抵抗の積から求まる。最後に、鉄損 $W_i$ は3D-FEMで求めた各要素の磁束密度波形からスタインメッツの実験式に基づき鉄損を求め、これら各要素の鉄損の総和をモータ全体の鉄損として求めた。なお、3D-FEMでは機械損は無視している。

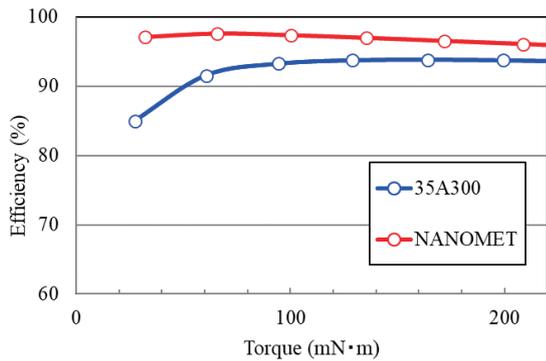
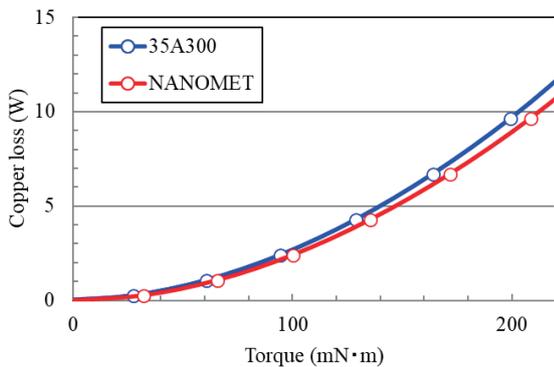
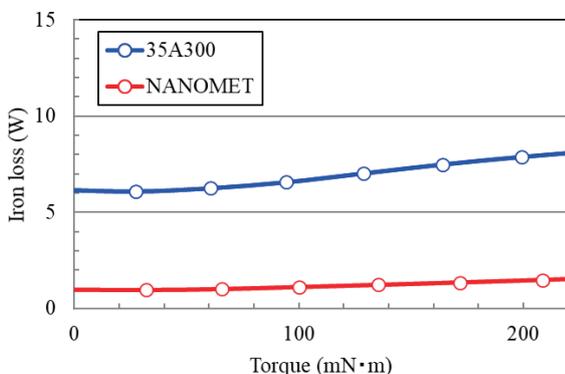


Fig. 6 Calculated efficiency characteristics.



(a) Copper loss



(b) Iron Loss

Fig. 7 Calculated copper and iron losses.

Fig. 6 に、効率の計算結果の比較を示す。この図を見ると、NANOMET<sup>®</sup>積層コアを適用することで、インセット型 PM モータの効率が全運転領域で向上したことがわかる。最高効率の計算値は約 4% 上昇した。

Fig. 7 には、銅損と鉄損の計算結果の比較を示す。同図(a)の銅損を見ると、両者はほぼ一致していることがわかる。これは、Fig. 5 に示したとおり、トルク特性がほぼ等しいためである。一方、同図(b)を見ると、NANOMET<sup>®</sup>積層コアを用いることで、無方向性ケイ素鋼板 (35A300) に対して約 1/5 と、大幅に鉄損が低減されていることがわかる。

### 3.3 実機評価結果

前節の 3D-FEM の結果の妥当性を確認するため、実機評価を行った。Fig. 8 に試作機の外観を示す。NANOMET<sup>®</sup>などの板厚が極めて薄い材料は、応力による特性の劣化が大きい可能性があることから、同図に示すように、固定子鉄心を前後からケースで挟む構造を採用し、さらにトルクレンチを用いて、ボルトの締め付けトルクを管理することで、過度な応力が鉄心に加わらないように工夫した。

Fig. 9 に実験システム構成図を示す。Fig. 10 は実験システムの外観である。3 相 PWM インバータによるセンサレス電流ベクトル制御により、実機を一定速度 (12600 rpm) で駆動し、ヒステリシスブレーキで任意の負荷を印加する。その時のモータの巻線



Fig. 8 Appearance of the prototype inset PM motors.

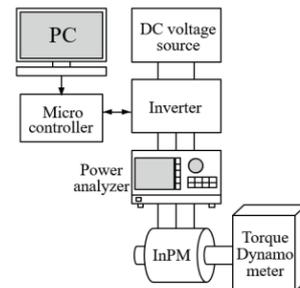


Fig. 9 Configuration of the experimental system.

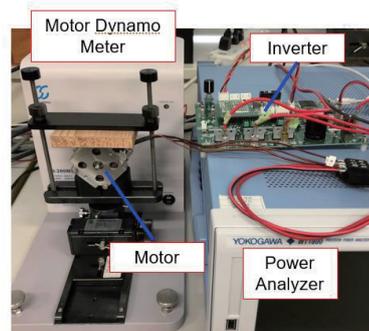


Fig. 10 Appearance of the experimental system.

電流や電気入力などをパワーアナライザで測定し、各種特性を求めた。なお、直流電源電圧は48Vである。

Fig. 11に、電流密度対トルク特性の実験結果の比較を示す。この図を見ると、実機においても両材料による特性の差はほとんど無く、NANOMET<sup>®</sup>積層コアと無方向性ケイ素鋼板はほぼ同等のトルク特性を有することがわかる。

Fig. 12に、効率の実験結果の比較を示す。実験における効率は、電気入力  $P_{in}$  と機械出力  $P_{out}$  から次式を用いて求めた。

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{in}} \times 100(\%) \quad (3)$$

この図を見ると、NANOMET<sup>®</sup>積層コアを適用したインセット型PMモータの効率は、全運転領域で向上したことがわかる。実機の最高効率は95.1%であり、無方向性ケイ素鋼板に対して約4%向上した。

Fig. 13には、損失の実験結果の比較を示す。銅損  $W_c$  は巻線電流の実測値の2乗と巻線抵抗の積から求めた。一方、実験では鉄損  $W_i$  と機械損  $W_m$  を分離することは容易では無いため、次式に示すように、電気入力  $P_{in}$  から機械出力  $P_{out}$  と銅損  $W_c$  を引くことで、両者の和の形で求めて比較した。

$$W_i + W_m = P_{in} - P_{out} - W_c \quad (4)$$

まず同図(a)の銅損を見ると、両者はほぼ一致していることがわかる。一方、同図(b)を見ると、NANOMET<sup>®</sup>積層コアを用いることで、無方向性ケイ素鋼板(35A300)に対して大幅に損失が低減したことがわかる。すなわち、NANOMET<sup>®</sup>積層コアを適用したインセット型PMモータの効率が大幅に向上したのは、鉄損  $W_i$  と機械損  $W_m$  の和が大きく低減したためであると結論付けることができる。

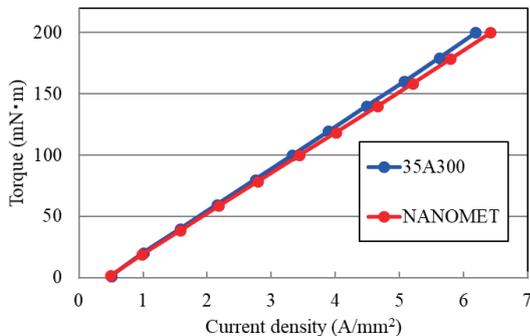


Fig. 11 Measured current density vs. torque characteristics.

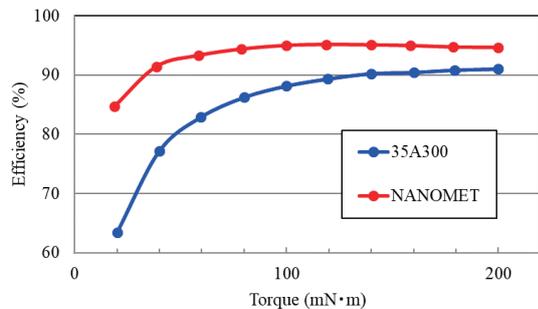
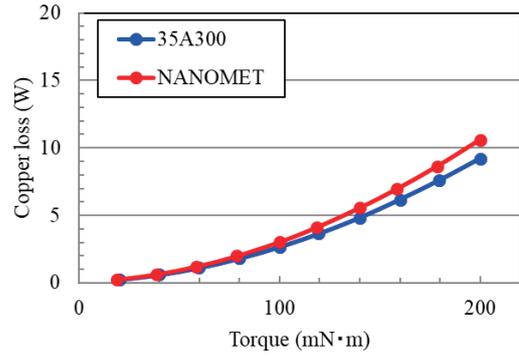
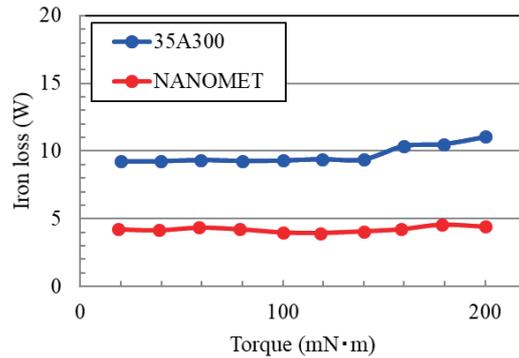


Fig. 12 Measured efficiency characteristics.



(a) Copper loss



(b) The Sum of iron and mechanical loss

Fig. 13 Measured loss characteristics.

#### 4. まとめ

以上、本稿ではNANOMET<sup>®</sup>積層コアを適用したインセット型PMモータの特性について、解析と実験の両面から評価を行った。

その結果、NANOMET<sup>®</sup>積層コアを適用したインセット型PMモータは、従来の無方向性ケイ素鋼板を用いたモータとほぼ同等のトルク特性を有し、鉄損を大幅に低減可能であることが明らかになった。また、効率は全運転領域で向上した。実機の最高効率は95.1%であり、従来の無方向性ケイ素鋼板に対して約4%向上した。

今後は、中容量～大容量機への適用・評価を行う予定である。

**謝辞** 本研究の一部は東北大学人工知能エレクトロニクス卓越大学院プログラムの支援を得て行われたものである。

#### References

- 1) A. D. Setyawan, K. Takenaka, P. Sharma, M. Nishijima, N. Nishiyama, and A. Makino: *J. Appl. Phys.*, **117**, 17B715 (2015).
- 2) K. Takenaka, A. D. Setyawan, P. Sharma, N. Nishiyama, A. Makino: *J. Magn. Magn. Mat.*, **401**, 479 (2016).
- 3) A. Nagai, K. Mitsuya, S. Hiramoto, and K. Nakamura: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **5**, 22 (2021) (in Japanese).
- 4) Y. Uchiyama, K. Nakamura, O. Ichinokura, H. Goto, H.J. Guo: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 67 (2020) (in Japanese).

2021年9月24日受理, 2021年11月02日採録

# カットコアと積層コアからなる直交磁心型可変インダクタ

## Orthogonal-Core-Type Variable Inductor Consisting of Cut Core and Laminated Core

佐藤翼空<sup>a)†</sup>・中村健二<sup>a)</sup>・大日向敬<sup>b)</sup>・有松健司<sup>b)</sup>

<sup>a)</sup> 東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

<sup>b)</sup> 東北電力(株), 仙台市青葉区中山 7-2-1 (〒981-0952)

T. Sato<sup>a)†</sup>, K. Nakamura<sup>a)</sup>, T. Ohinata<sup>b)</sup>, and K. Arimatsu<sup>b)</sup>

<sup>a)</sup> Graduate School of Engineering, Tohoku Univ., 6-6-05 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

<sup>b)</sup> Tohoku Electric Power Co., Inc., 7-2-1 Nakayama Aoba-ku, Sendai 981-0952, Japan

Variable inductors, which consist of magnetic cores and a primary dc and secondary ac winding, can control the effective inductance of the secondary ac winding continuously with the primary dc current due to the magnetic saturation effect. Therefore, they can be applied as reactive power compensators in electric power systems. Variable inductors have desirable features such as a simple and robust structure, low cost, and high reliability. This paper presents a novel orthogonal-core-type variable inductor composed of two types of cores: a cut core and a laminated core. By combining them, the lamination stacking of both cores can be aligned with each other, thereby preventing short circuits between laminations. In this paper, the basic characteristics of the proposed variable inductor are investigated by both simulation and experiment.

**Keywords:** Orthogonal-core-type variable inductor, Reluctance network analysis (RNA), Reactive power compensator

### 1. はじめに

近年, 太陽光や風力などの分散型電源の導入拡大により, 電力系統の電圧が不規則かつ急峻に変動する問題が顕在化している. これまで系統の電圧調整は負荷時タップ切換変圧器や SVR (Step Voltage Regulator) など, 主として機械式接点を有する機器により行われてきた. しかしながら, これらの機器は制御がステップ状になり, またタップ切り換えに時間を要することから, 不規則かつ急峻な電圧変動への対応は困難である.

最近では, パワーエレクトロニクス技術を用いて, 高速かつ連続的に電圧制御が可能な SVC (Static Var Compensator) や STATCOM (Static Synchronous Compensator) などが実用化されている<sup>1)~3)</sup>. しかしながら, これらの機器は一般に高価である. また, 大電力を高速にスイッチングした際に生じる高調波や電磁ノイズの問題も懸念され, 特に電力品質と信頼性を重視する我が国の電力系統には, 必ずしも最適であるとは言えない. 以上のことから, 高速かつ連続制御が可能で, 安価で信頼性の高い電圧調整装置の開発が望まれる.

これに対して, 直流制御巻線からの励磁により, 交流主巻線の実効的なインダクタンスを任意に調整可能な可変インダクタは, これを電力用コンデンサと組み合わせて系統に並列に接続することで, 無効電力補償型の電圧調整装置として応用できる. 可変インダクタは, 変圧器と同じ銅鉄機器であることから, 構造が極めて簡単で堅牢, サージ電圧や過電流に対する耐性が高いなど, 信頼性が特に重視される我が国の電力系統に適した特長を有する.

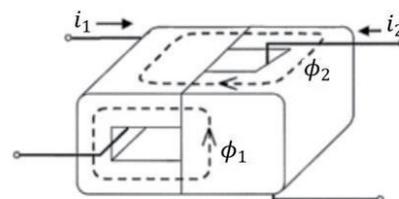
筆者らは, これまでに田形磁心などの種々の可変インダクタの開発を進めるとともに, 高圧配電系統への適用技術に関する検討

を進めてきた<sup>4)~11)</sup>. その中で直交磁心型可変インダクタは, 2つのカットコアと各々1つずつの直流制御巻線と交流主巻線のみで構成されることから, 極めてシンプルかつコンパクトであるため, 特に電柱への装柱に適する. しかし, 直交磁心は2つのカットコアを90度回転接合した面で, 両コアの積層が直交して層間短絡が生じ, 渦電流が発生するため, これを解決する必要があった.

そこで本論文では, カットコアと積層コアの2種類のコアからなる新しい直交磁心型可変インダクタを提案する. 本可変インダクタは両コアの接合面で積層が平行に揃うため, 層間短絡が生じない. 提案する可変インダクタについて, リラクタンスネットワーク解析 (RNA), 並びに試作試験の両面から検討を行ったので報告する.

### 2. 提案する直交磁心型可変インダクタの基本構成

Fig. 1に, 直交磁心型可変インダクタの基本構成を示す. 図中の $i_1$ は1次側の直流制御巻線電流,  $i_2$ は2次側の交流主巻線電流である. また,  $\phi_1$ ,  $\phi_2$ は1次, 2次磁束であり, その概略的な流れを破線で示す. 直交磁心は, カットコア2個を90度回転して接合した構造を有するため, 1次巻線と2次巻線の相互誘導結合は小さく, 通常の変圧器としては動作しない. しかし, 1次および2次



**Fig. 1** Basic configuration of conventional orthogonal-core variable inductor.

責任著者: 佐藤 翼空  
(email: sato.tasuku.pl@dc.tohoku.ac.jp)

磁束の磁路が接合面付近で共有されるため、1次側から直流励磁を加えると共通磁路が飽和し、2次側の交流主巻線の実効的なインダクタンスが減少する。すなわち、可変インダクタとして動作する。

Fig. 2に、直交磁心可変インダクタの基本回路を示す。同図において記号×が直交磁心を表す。1次側の制御巻線 $N_1$ には直流電源、2次側の主巻線 $N_2$ には交流電源を接続する。この回路において、制御巻線 $N_1$ に流す直流電流 $i_1$ を調整すれば、主巻線 $N_2$ の実効的なインダクタンスが変化するため、2次電流 $i_2$ を制御することができる。

このように直交磁心型可変インダクタは、各々1つずつの制御巻線と主巻線、そして2つのカットコアのみで構成されるため、極めてシンプルかつコンパクトである。しかし、Fig. 3に示すように、直交磁心は2つのカットコアが90度回転接合した面で両コアの積層が直交して層間が短絡し、渦電流が生じる問題がある。

そこで本論文では、Fig. 4に示すカットコアと積層コアの2種類のコアからなる新しい直交磁心型可変インダクタを提案する。同図に示すように、本可変インダクタは両コアの接合面で積層が平行に揃うため、層間短絡が起きない。

次章以降では、提案する可変インダクタについて、RNAと実証実験の両面から種々の検討を行う。

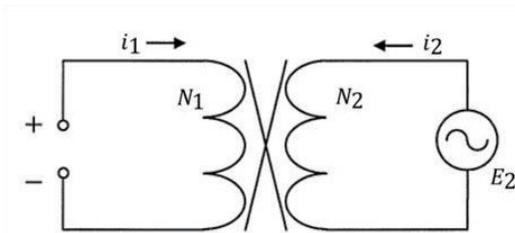


Fig. 2 Basic circuit of orthogonal-core-type variable inductor.

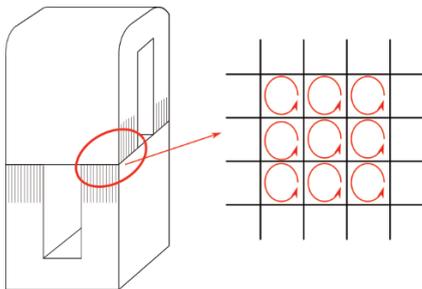


Fig. 3 Eddy currents caused on contact surface of cut cores.

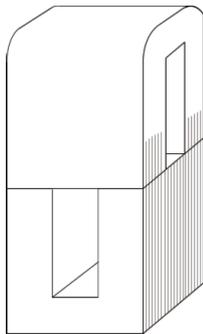


Fig. 4 Proposed orthogonal-core-type consisting of cut core and laminated core.

### 3. 提案する直交磁心型可変インダクタの巻線配置の検討

まず、提案するカットコアと積層コアで構成された直交磁心型可変インダクタの検証器を試作した。Fig. 5に検証器の外観を示す。Fig. 6は検証器の形状と寸法である。また、Table 1は諸元である。定格容量は1.67kVA、定格電圧は200Vである。磁心材質は厚さ0.35mmの無方向性ケイ素鋼板である。

本可変インダクタは、カットコアと積層コアで構成されるため、主巻線と制御巻線の配置に2つの選択肢がある。以降の検討では、カットコアに主巻線、積層コアに制御巻線を配置したものをパターン①と称し、一方これとは逆に、カットコアに制御巻線、積層コアに主巻線を配置したものをパターン②と称する。

試作した検証器を用いて、パターン①とパターン②のそれぞれについて実験を行った。Fig. 7に、無効電力制御特性の比較を示す。この図を見ると、パターン①では無制御時にも比較的大きな無効電力が生じてしまっていることがわかる。ここで電力系統において、無効電力補償装置から供給される無効電力 $Q$ と、それによって制御される電圧 $\Delta V$ は、送電線のリアクタンス $X_s$ と系統電圧 $V$ を用いて、次式で表すことができる。

$$\Delta V \approx \frac{X_s}{V} Q \tag{1}$$

上式に従い、無効電力補償装置は系統の電圧変動に応じて、適切な無効電力を供給することで変動を抑制する。一方、電圧が規定値内にある時には、無効電力を一切供給しないことが望ましい。すなわち、無制御時の無効電力は可能な限り小さい方がよい。このような観点から、可変インダクタの性能を評価する指標として、無制御時と全制御時の無効電力の比を用いて両パターンを比較すると、パターン①が7.0、パターン②が14.6となり、パターン②の方が優れていることがわかる。



Fig. 5 Appearance of prototype orthogonal-core-type variable inductor consisting of cut core and laminated core.

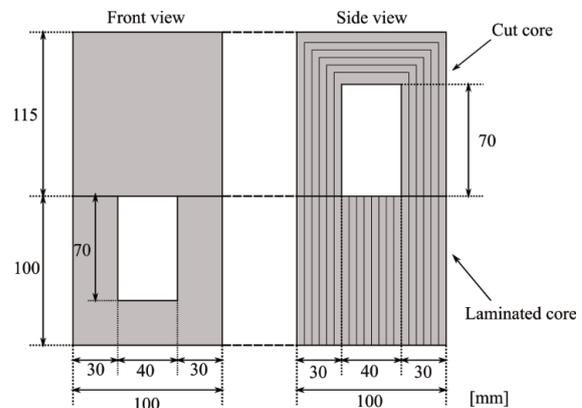
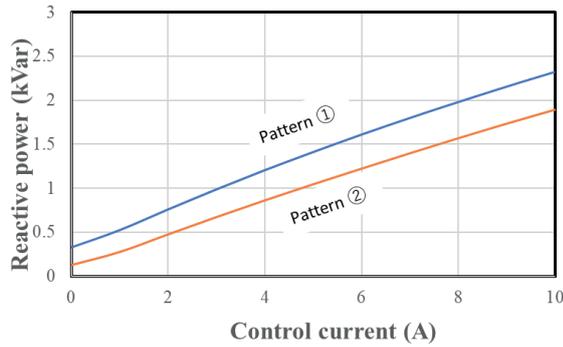


Fig. 6 Shape and dimensions of prototype orthogonal-core-type variable inductor consisting of cut core and laminated core.

**Table 1** Specifications of prototype orthogonal-core-type variable inductor consisting of cut core and laminated core.

Primary dc winding $N_1$	296 turns, 0.460 $\Omega$
Secondary ac winding $N_2$	320 turns, 0.500 $\Omega$
Core material	Non-oriented Si steel Thickness: 0.35 mm
Rated capacity	1.67 kVA
Rated ac voltage	200 V
Frequency	50 Hz
Primary dc current	0–10 A



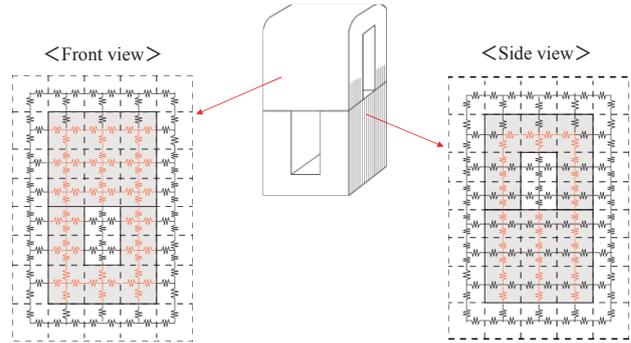
**Fig. 7** Comparison of reactive power characteristics according to winding arrangement.

次いで、巻線配置によって無効電力制御特性に差異が生じる原因を明らかにするため、RNAにより同様の検討を行った。ここでRNAとは、解析対象を複数の要素に分割し、これらを形状・寸法と材料の磁気特性で決まる磁気抵抗で表すことで、解析対象全体を一つの磁気抵抗回路網として扱う手法である<sup>12),13)</sup>。有限要素法(FEM)と比べて解析モデルが簡便で計算が速い、算定精度も比較的高い、電気系、熱系、運動系との連成解析が容易、汎用の回路シミュレータをソルバとして利用可能などの特長を有する。

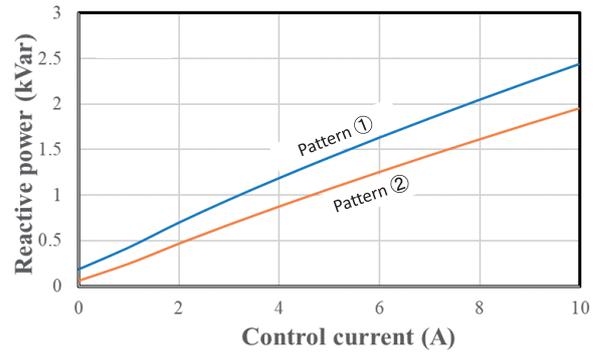
Fig. 8に、カットコアと積層コアで構成された直交磁心型可変インダクタの3次元RNAモデルの一部を示す。同図中の赤色で示した磁気抵抗は積層面内の非線形磁気抵抗であり、材料のB-H曲線と寸法から与える。一方、黒色の磁気抵抗は積層方向および磁心外空間を表す線形磁気抵抗である。

上述の3次元RNAモデルを用いて、検証器の解析を行った。諸元はFig. 6およびTable 1に示したものと同一である。Fig. 9に、パターン①とパターン②の無効電力制御特性の比較を示す。実験と同様に、無制御時と全制御時の無効電力の比を求めると、パターン①が13.1、パターン②が34.4となり、実証実験と同様に、パターン②の方が優れていることがわかる。

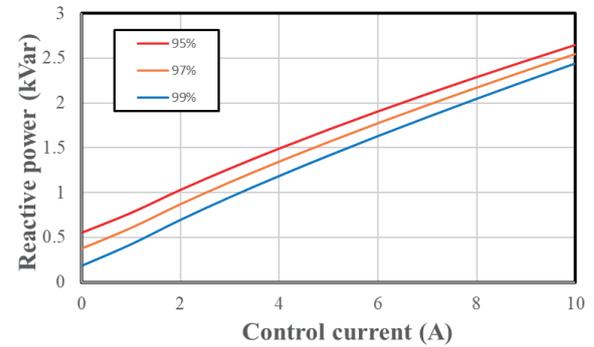
パターン①の制御特性が悪化する原因について、磁心占積率に着目して、さらに詳しい検討を行った。Fig. 10に、磁心占積率を95%~99%の範囲で変えたときの無効電力制御特性の比較を示す。この図を見ると、磁心占積率の低下に伴い、特に無制御時の無効電力の値が上昇し、制御特性が悪化していることがわかる。この原因について説明をするために、Fig. 11にカットコア側から生じる磁束の流れの概略を示す。この図からわかるように、カットコア側から発生した磁束は積層コア側で積層面を貫くように流れる。これは磁束がギャップを渡ることに等価であり、磁心占積率の低下は



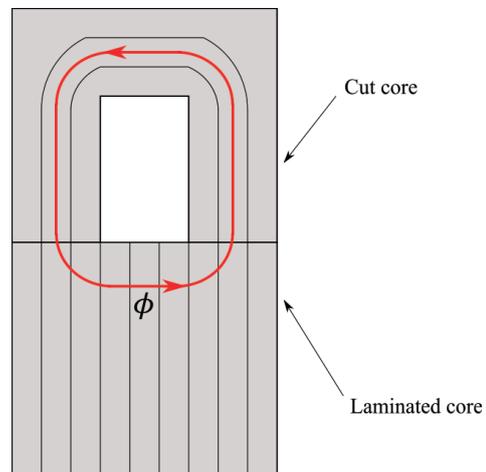
**Fig. 8** Three-dimensional RNA model of orthogonal-core-type variable inductor composed of cut core and laminated core.



**Fig. 9** Comparison of reactive power characteristics according to winding arrangement.



**Fig. 10** Comparison of reactive power control characteristics by magnetic core occupancy.



**Fig. 11** Schematic diagram of magnetic flux flowing from cut core side winding.

実効的なギャップ長の増大につながることから、制御特性が悪化したと考えられる。特にパターン①では、交流主磁束が積層面を貫くため、制御特性が大きく劣化したと考えられる。

以上、実証実験およびRNAの結果より、本可変インダクタはカットコアに制御巻線、積層コアに主巻線を配置するのが適切であることが明らかとなった。

4. 10 kVA 級直交磁心型可変インダクタの解析設計・試作試験

前章までの検討に基づき、10 kVA 級の直交磁心型可変インダクタについて、解析設計と試作試験を行った。

Fig. 12 に、RNA を用いて解析設計した 10 kVA 級の直交磁心型可変インダクタの形状・寸法を示す。Table 2 は諸元である。定格容量は 10 kVA、定格電圧は 200 V である。磁心材質は厚さ 0.35 mm の無方向性ケイ素鋼板であり、その占積率は 99% である。

Fig. 13 に、10 kVA 級の直交磁心型可変インダクタの試作器の外観を示す。前章の検討結果に基づき、カットコアに直流制御巻線を、積層コアに交流主巻線を配置している。

Fig. 14 に、無効電力制御特性の実測値と計算値を示す。この図を見ると、試作器は線形かつ連続的に無効電力を制御可能であり、計算値と良く一致していることがわかる。また、制御量も制御電流約 7.4 A の時に、設計通り約 10 kVar まで制御可能であることがわかる。

Fig. 15 は、定格換算した交流主巻線電流の歪み率である。この図を見ると、歪み率の実測値は全制御範囲で 4% 以下と非常に低いことがわかる。

以上より、提案する直交磁心型可変インダクタは良好な制御性と低電流歪み特性を有し、電力系統用の無効電力補償装置として望ましい性能を有することが明らかとなった。

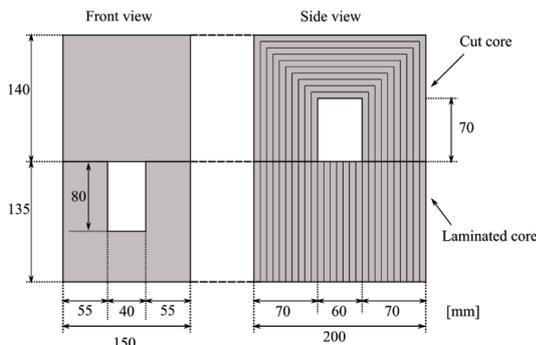


Fig. 12 10-kVA orthogonal-core-type variable inductor consisting of cut core and laminated core.

Table 2 Specifications of 10-kVA orthogonal-core-type variable inductor consisting of cut core and laminated core.

Primary dc winding $N_1$	490 turns, 0.134 $\Omega$
Secondary ac winding $N_2$	78 turns, 0.050 $\Omega$
Core material	Non-oriented silicon steel Thickness: 0.35 mm
Rated capacity	10 kVA
Rated ac voltage	200 V
Frequency	50 Hz
Primary dc current	0–8 A

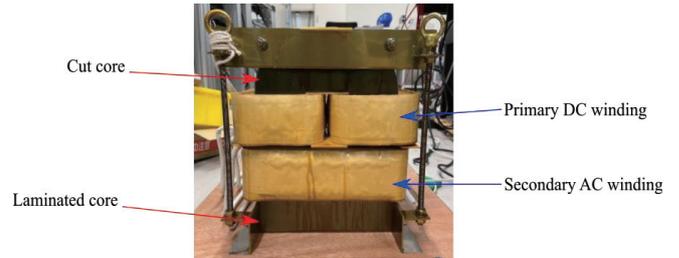


Fig. 13 Appearance of 10-kVA prototype orthogonal-core-type variable inductor.

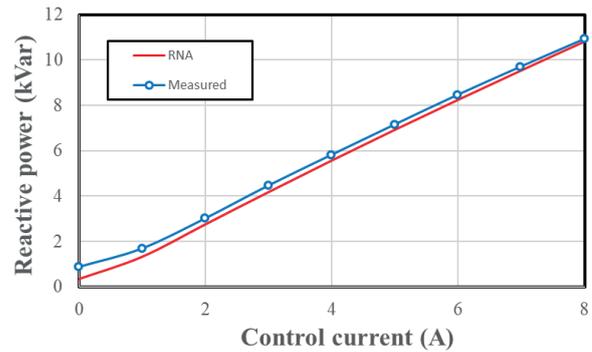


Fig. 14 Calculated and measured reactive power characteristics.

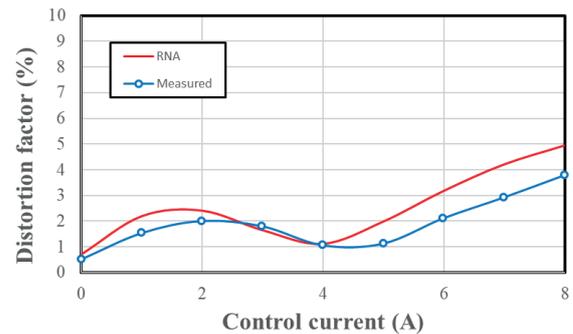


Fig. 15 Calculated and measured normalized distortion factor of secondary ac current.

5. まとめ

本論文では、従来の直交磁心型可変インダクタで問題となっていた接合面での層間短絡を解決するため、カットコアと積層コアの 2 種類のコアで構成される新しい直交磁心型可変インダクタを提案した。

まず始めに、小容量の検証器を用いて、提案する可変インダクタの巻線配置について検討を行った結果、カットコアに直流制御巻線、積層コアに交流主巻線を配置するのが適切であることが明らかとなった。

次いで、10 kVA 級の可変インダクタについて、解析設計および試作試験を行った結果、提案する直交磁心型可変インダクタは良好な制御性と低電流歪み特性を有し、電力系統用の無効電力補償装置として望ましい性能を有することが明らかとなった。

今後は、100 kVA 級の大容量器の解析設計と試作試験を行う予定である。

## References

- 1) T. Hayashi and T. Sakurai: *T. IEE Japan*, **117-B**, 901-904 (1997) (in Japanese).
- 2) S. Irokawa: *T. IEE Japan*, **115-B**, 1019-1022 (1995) (in Japanese).
- 3) F. Ichikawa: *T. IEE Japan*, **112-B**, 461-464 (1992) (in Japanese).
- 4) O. Ichinokura, T. Jinzenji, and K. Tajima: *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 3225-3227 (1993).
- 5) M. Maeda, S. Akatsuka, T. Ito, and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**, 1787-1792 (1999) (in Japanese).
- 6) K. Nakamura, O. Ichinokura, M. Kawakami, M. Maeda, S. Akatsuka, K. Takasugi, and H. Sato: *IEEE Trans. Magn.*, **36**, 3565-3567 (2000).
- 7) K. Nakamura, S. Akatsuka, T. Ohinata, M. Kawakami, M. Maeda, H. Sato, and O. Ichinokura: *T. IEE Japan*, **122-B**, 295-300 (2002) (in Japanese).
- 8) K. Nakamura, S. Hisada, K. Arimatsu, T. Ohinata, K. Sakamoto, and O. Ichinokura: *IEEE Trans. Magn.*, **44**, 4107-4110 (2008).
- 9) K. Nakamura, T. Ohinata, K. Arimatsu, K. Sakamoto, and O. Ichinokura: *IEEE Trans. on Fundamentals and Materials*, **128**, 511-516 (2008).
- 10) K. Nakamura, K. Honma, T. Ohinata, K. Arimatsu, T. Kojima, M. Yamada, R. Matsumoto, M. Takiguchi, and O. Ichinokura: *IEEE Trans. Magn.*, **51**, 8402104 (2015).
- 11) K. Nakamura, Y. Yamada, R. Nono, T. Ohinata, K. Arimatsu, and O. Ichinokura: *IEEE Trans. Magn.*, **53**, 2600204 (2017).
- 12) O. Ichinokura, K. Tajima, K. Nakamura, and Y. Yoshida: "Jikikairoho niyoru Mota no Kaiseki Gijutsu," Kagaku Gijutsu Shuppan (2016) (in Japanese)
- 13) K. Nakamura and O. Ichinokura: *IEEE Trans. on Fundamentals and Materials*, **128**, 506-510 (2008).

2021年9月25日受理, 2021年11月8日採録

# 不等幅ポールピースによる整数ギヤ比を有する アキシアルギャップ型磁気ギヤのコギングトルク低減

## Cogging Torque Reduction of Axial-flux Magnetic Gear with Integer Gear Ratio by Unequal-width Pole-pieces

戴博群<sup>a)†</sup>・中村健二<sup>a)</sup>・鈴木雄真<sup>b)</sup>・立谷雄一<sup>b)</sup>・操谷欽吾<sup>b)</sup>

<sup>a)</sup> 東北大学 大学院工学研究科, 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

<sup>b)</sup> (株)プロスパイン, 宮城県大崎市松山次橋字新千刈田 117 (〒987-1305)

B. Dai<sup>a)†</sup>, K. Nakamura<sup>a)</sup>, Y. Suzuki<sup>b)</sup>, Y. Tachiya<sup>b)</sup>, and K. Kuritani<sup>b)</sup>

<sup>a)</sup> Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

<sup>b)</sup> Prospine Co.,Ltd., 117 Shinsengarita Tsugihashi, Matsuyama, Osaki, Miyagi 987-1305, Japan

In some cases, magnetic gears are required to have an integer gear ratio based on the design requirements of the entire system, which results in a larger cogging torque in a high-speed rotor that causes vibration, noise, and startup error. The conventional skew rotor structure is a well-known countermeasure for cogging torque. However, it is complicated and difficult to assemble, especially in an axial-flux magnetic gear. To solve this problem, this paper presents a new type of pole-pieces called the unequal-width type. The validity of the proposed pole-pieces is proved both with the three-dimensional finite element method (3D-FEM) and in an experiment.

**Key-words:** Axial-flux magnetic gear (AFMG), integer gear ratio, cogging torque reduction, unequal-width pole-pieces

### 1. はじめに

省エネルギーとカーボンニュートラルの要請から、温室効果ガスを排出しない再生可能エネルギーの導入拡大が強く望まれており、中でも特に風力発電が注目されている。風力発電では、風車の回転を増速するために機械式ギヤが用いられるが、歯車同士を接触させて動力を伝達するため、振動や騒音、摩擦や発熱が生じ、メンテナンスが必要であることが指摘されている。これらの問題に対して筆者らは、非接触で増減速ができ、振動・騒音が小さく、メンテナンスフリーな磁束変調型磁気ギヤに着目している<sup>1,2)</sup>。また、その中でも、アキシアルギャップ型磁気ギヤ (Axial Flux Magnetic Gear: AFMG) は扁平で空間利用率が高く、組立性が良いことから、風力発電の増速ギヤに適すると考えられる。

磁束変調型磁気ギヤのギヤ比は、通常、コギングトルクやトルクリプル低減のため、整数にならないように設計する<sup>3)</sup>。しかしながら、風力発電システムなど、大規模なシステムから見ると、いわゆる伝達機構の一つでしかない磁気ギヤには、システム全体の設計仕様が優先され、整数ギヤ比を求められるケースがある。この場合、特に高速側回転子のコギングトルクが大きくなり、振動や騒音、起動エラーなどの問題が生じる。この問題に対して、回転子やポールピースをスキューさせる構造は一つの有効なコギングトルク低減策であるが、アキシアルギャップ型の場合、磁石やポールピースの形状が特殊になり、製作性や組立性が悪化する<sup>4)</sup>。特に風力発電用途の場合、磁気ギヤのサイズは極めて大きくなるため、製作性や組立性の悪化は望ましくない。

そこで本論文では、整数ギヤ比を有する磁気ギヤの高速側のコギングトルク低減を目的として、新たに不等幅ポールピースを提案する。本手法は、ポールピース周方向幅比を変更するだけで良いため、スキュー構造より優れた製作性や組立性が期待できる。本論

文では、3次元有限要素法 (3D-FEM) を用いた解析と試作試験の両面から提案手法の有用性について検討を行ったので報告する。

### 2. 整数ギヤ比を有する磁気ギヤの問題点

Fig. 1 と Table 1 に、比較に用いたアキシアルギャップ型磁気ギヤ (AFMG) を示す<sup>5)</sup>。本磁気ギヤは高速側の永久磁石回転子 (H-speed rotor) と低速側の永久磁石回転子 (L-speed rotor)、そして磁極片が周方向に等間隔に並んだポールピース (Pole-pieces) と呼ばれる固定子で構成される。高速側回転子の極対数は3、低速側回転子の極対数は30と31であることから、ギヤ比は10 (= 30/3) と10.333 (= 31/3) となる。

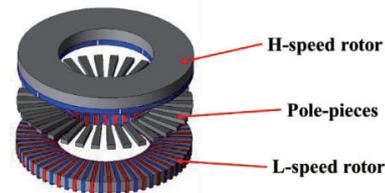


Fig. 1 Structure of AFMGs used in comparison.

Table 1 Specifications of AFMGs used in comparison.

Gear ratio	10	10.33
H-speed rotor pole-pairs	3	3
L-speed rotor pole-pairs	30	31
Number of pole-pieces	33	34
Inner diameter	80 mm	80 mm
Outer diameter	147 mm	147 mm
Air gap	2 mm × 2	2 mm × 2
Core material of H-speed rotor	35A250	35A250
Core material of L-speed rotor	SMC	SMC
Pole-piece material	SMC	SMC
Magnet material	Sintered Nd-Fe-B	Sintered Nd-Fe-B

本 AFMG の高速側回転子は表面磁石構造であり、低速側は先に筆者らが提案したセグメント構造である<sup>5)</sup>。また、高速側回転子のバックヨークは無方向性ケイ素鋼板 (35A250) の巻き鉄心であり、ポールピースと低速側回転子鉄心は圧粉磁心 (SMC) である。磁石材料は Nd-Fe-B 焼結磁石である。なお、Fig. 1 に示すように、低速側回転子の永久磁石の方が圧粉磁心よりも突き出ているのは、これを樹脂製の回転子ホルダーの溝にはめ込むためである。この構造により同一体積でより多くの永久磁石を使用できることから、従来の表面磁石構造よりもトルク密度が約 30% 向上している。

Fig. 2 に、ギヤ比 10.33 とギヤ比 10 の各々の場合のトルクリプルの算定結果を示す。この図を見ると、両者の低速側のトルクリプルはほぼ同じであるが、高速側のトルクリプルはギヤ比を整数にすると、6.4% から 33.4% に大幅に増大することがわかる。また、Fig. 3 の高速側回転子のコギングトルク波形の比較からも、ギヤ比 10 のコギングトルクは非常に大きいことがわかる。コギングトルクが大きいと、振動や騒音、起動エラーなどの問題が生じるため、削減が必須である。

### 3. 不等幅ポールピースに関する検討

#### 3.1 不等幅ポールピースの最適な組み合わせに関する検討

本章では、整数ギヤ比を有する磁気ギヤの高速側回転子のコギングトルク低減を目的として、不等幅ポールピースについて種々検討を行う。まず、3D-FEM を用いて、ポールピースの周方向幅比が最大トルクと高速側コギングトルクに与える影響を調べる。ここで、Fig. 4 にポールピースの周方向幅比の定義を示す。図中の  $\theta_{pp}$  はポールピースの中心角度、 $\theta_{pitch}$  は隣り合うポールピース間の角度である。

まず Fig. 5 に、周方向幅比と高速側コギングトルクの関係を示す。周方向幅比は 0.1 から 0.9 まで 0.1 刻みで変化させた。この図を見ると、ポールピースの周方向幅比はコギングトルクの振幅に大きく影響し、正から負まで変化していることがわかる。一方で、位相はほぼ変わらない。したがって、適切な周方向幅比の組み合わせを選ぶことで、コギングトルクを相殺できると考えられる。

次いで、Fig. 6 に周方向幅比と最大トルクの関係を示す。この図を見ると、周方向幅比が 0.5~0.7 付近でトルクが最大になること

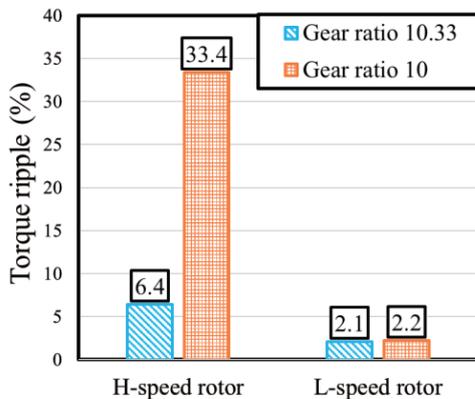


Fig. 2 Comparison of calculated torque ripple when gear ratios were 10.33 and 10, respectively.

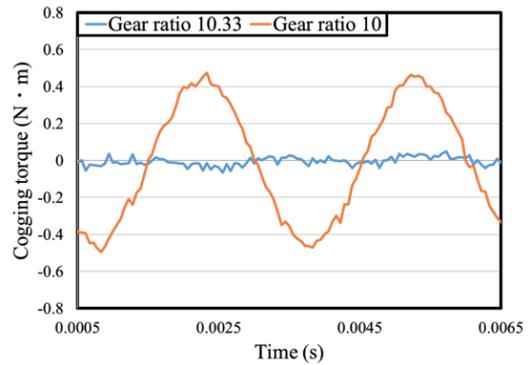


Fig. 3 Comparison of calculated waveforms of cogging torque of H-speed rotor.

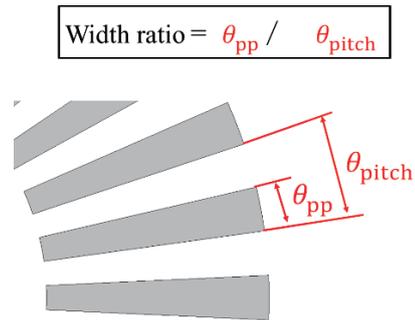


Fig. 4 Definition of circumferential width ratio.

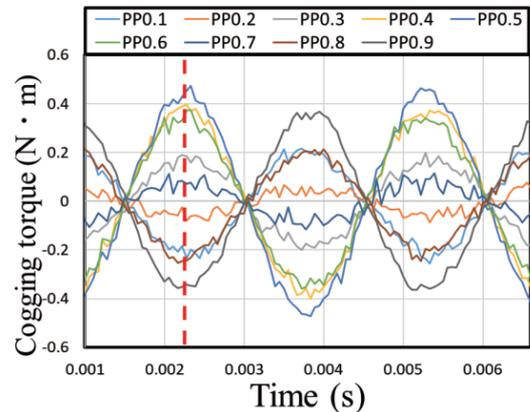


Fig. 5 Calculated cogging torque waveforms of H-speed rotor at various circumferential width ratios.

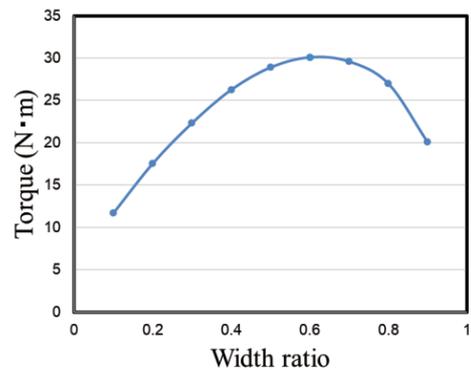


Fig. 6 Circumferential width ratio vs. maximum torque characteristics.

**Table 2** Summary of maximum torque and cogging torque peak value.

Width ratio	Maximum torque(N·m)	Cogging torque peak(N·m)
0.1	11.7	-0.23
0.2	17.6	-0.08
0.3	22.3	0.18
0.4	26.3	0.4
0.5	28.9	0.47
0.6	30.1	0.37
0.7	29.6	0.11
0.8	27	-0.25
0.9	20.1	-0.36

がわかる。したがって、周方向幅比を選択する際には、コギングトルクの相殺ばかりではなく、最大トルクの減少にも注意する必要がある。

Table 2に、Fig. 5の高速側コギングトルクの波高値とFig. 6の最大トルクをまとめた。この中から、最大トルクはあまり減少させずに、コギングトルクを最大限相殺できるポールピールの組み合わせを選ぶ。ここで、考察に用いたAFMGのポールピースの数は33であるため、3種類の周方向幅比の異なるポールピースを選ぶ必要がある。そこで本論文では、周方向幅比0.3, 0.7, 0.8の3種類を選んだ。Fig. 7に、選択した不等幅ポールピースと従来のポールピースの配置を示す。同図(b)に示すように、周方向幅比の異なる3種類のポールピースを順番に周期的に並べた。

**3.2 3次元有限要素法 (3D-FEM) による計算結果**

前節までの検討で決定した周方向幅比0.3, 0.7, 0.8の3種類から構成される不等幅ポールピースを適用した場合と、従来の周方向幅比0.5の1種類のみで構成される等幅ポールピースとした場合について、3D-FEMを用いて特性を比較する。

Fig. 8に高速側コギングトルクの比較を示す。なお、解析では高速側の磁石回転子とポールピースの相互作用で生じるコギングトルクに着目するため、低速側回転子の永久磁石は空気に置き換えている。この図を見ると、不等幅ポールピースの高速側コギングトルクは大幅に低減されていることがわかる。この要因を明らかにするため、Fig. 9に各々の不等幅ポールピースが作るコギングトルク波形を示す。なお、ある1種類のポールピースが作るコギングトルクを計算するとき、別のポールピースは空気に置き換えた。この図を見ると、各ポールピースのコギングトルクが狙い通り相殺していることがわかる。

Fig. 10に、従来の等幅ポールピースと提案の不等幅ポールピースの高速側トルクリプルと最大トルクの比較を示す。同図(a)を見ると、不等幅ポールピースを適用することで、高速側のトルクリプルは33.4%から6.3%まで、約1/5に低減したことがわかる。これは、Fig. 2に示したギヤ比10.33の磁気ギヤとほぼ同等である。次いで、同図(b)の最大トルクの比較を見ると、28.9 N·m から25.4 N·mに低下したが、その割合は約12%であり、最大トルクの減少を抑えながら、トルクリプルを大幅に低減できたことが了解される。

Fig. 11に、従来の等幅ポールピースと不等幅ポールピースの鉄損と磁石渦電流損の算定結果を示す。このとき、高速側の回転速度は300rpmである。まず、同図(a)の鉄損を見ると、両者の回転子

鉄心の鉄損はほぼ同じであるが、ポールピースの鉄損は不等幅ポールピースの方が若干大きい。この原因は、不等幅ポールピースの方が鉄心の量が多いためである。次いで、同図(b)の磁石渦電流損を見ると、両者の磁石使用量は等しいため、磁石渦電流損も等しいことがわかる。

続いて、3D-FEMによる計算結果を基に算出した、磁気ギヤの効率特性について述べる。磁気ギヤの効率 $\eta$ は、以下の式を用いて算出した。

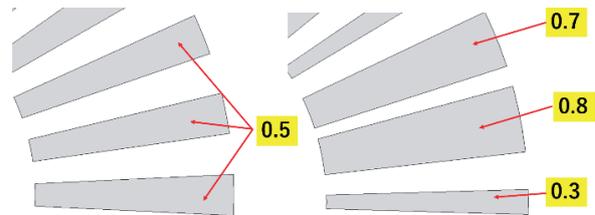
$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{out} + W_i + W_{em}} \times 100 (\%) \tag{1}$$

ここで、 $P_{out}$ は機械出力であり、高速側回転子の回転角速度 $\omega_h$ と高速側回転子の平均トルク $\bar{\tau}_h$ を用いて、

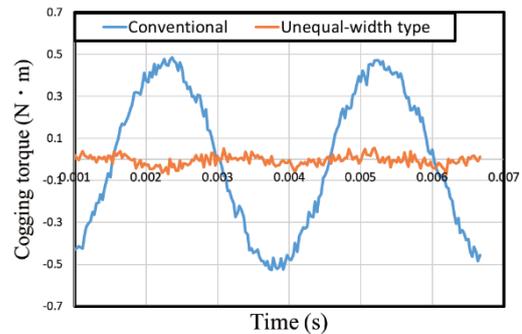
$$P_{out} = \omega_h \bar{\tau}_h \tag{2}$$

で与えられる。また、 $W_i$ は回転子鉄心とポールピースの鉄損、 $W_{em}$ は永久磁石の渦電流損である。なお、機械損は考慮していない。

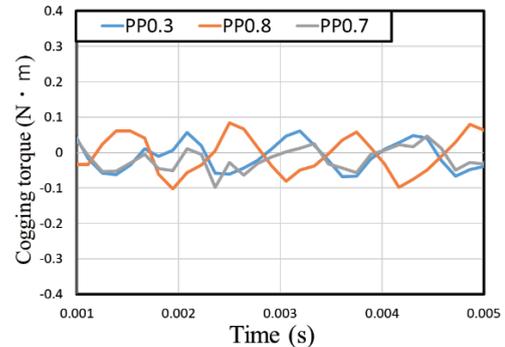
Fig. 12に効率特性の比較を示す。この図を見ると、不等幅ポールピースの方が若干ではあるが、効率が全体的に低下していることがわかる。これは、両者の損失にはほぼ差が無いが、不等幅ポールピースの最大トルクが約12%減少したためである。



**Fig. 7** Comparison of conventional pole-pieces and proposed unequal-width type pole-pieces.



**Fig. 8** Comparison of cogging torque of H-speed rotor.



**Fig. 9** Cogging torque of different pole-pieces.

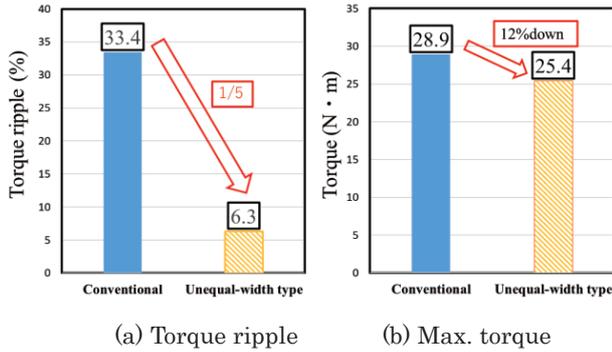


Fig. 10 Comparison of torque ripple of H-speed rotor and maximum torque.

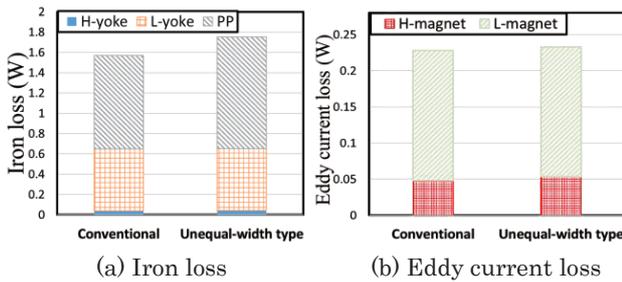


Fig. 11 Comparison of iron loss and eddy current loss.

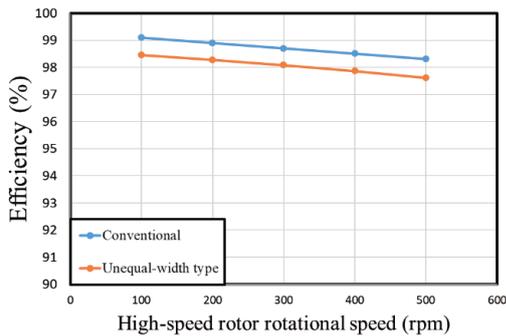


Fig. 12 Comparison of efficiency characteristics.

4. 試作試験結果

Fig. 13(a)に、試作した不等幅ポールピースを示す。同図(b)は試作機の外観である。ポールピースを固定するホルダーには、炭素繊維強化プラスチック (CFRP) を用いた。なお、今回は提案構造のコギングトルクの低減効果を明らかにするため、従来の等幅のポールピースも試作して比較を行った。

Fig. 14 に、試作機のコギングトルクのピーク値を測定するために用いたトルクゲージを示す。同図に示すように、トルクゲージを高速側回転子の軸に接続し、ゆっくりと回していくと、コギングトルクのピークを越えて回転子が回転する瞬間のトルクを測定することができる。ただし、値のばらつきが比較的大きいため、今回は各々30回ずつ測定し、比較を行った。

Fig. 15(a)に、従来の等幅ポールピースにした場合のコギングトルクの観測頻度分布を示す。同図(b)は、提案の不等幅ポールピースにした場合の結果である。これらの図を見ると、不等幅ポールピースにすることで、コギングトルクが低減したことがわかる。各々

の平均値は従来機が0.65 N·m、提案機が0.32 N·mであり、約半減した。なお、Fig. 8の計算結果よりもコギングトルクの低減の割合が小さいが、これは先述のとおり、計算では低速側回転子の永久磁石を空気に置き換えていることや、試作機の加工・組立精度の影響があると考えられる。

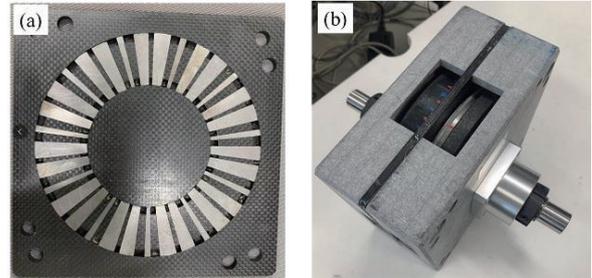
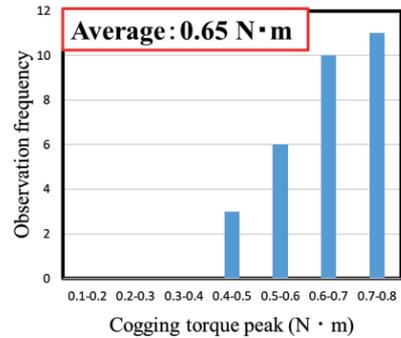


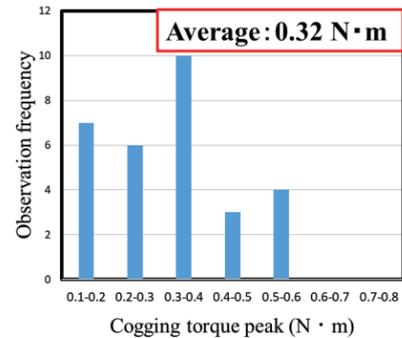
Fig. 13 Unequal-width type pole-pieces (a) and prototype machine (b).



Fig. 14 Torque gauge.



(a) Conventional type



(b) Unequal-width type

Fig. 15 Observation frequency distribution of cogging torque of H-speed rotor.

Fig. 16に、磁気ギヤの基礎特性を測定するための実験システムを示す。入力軸にはサーボモータを接続して、磁気ギヤを任意の速度で回転させ、出力軸にはヒステリシスブレーキを接続して、所望の負荷を印加する。入出力軸に接続したトルクメータで回転速度とトルクを測定する。なお、磁気ギヤは増速ギヤとして動作させた。

Fig. 17に、従来の等幅ポールピースと提案の不等幅ポールピースの試作機の最大トルクの比較を示す。従来機の最大トルクは27.5 N·m、提案機の最大トルクは25.0 N·mであり、Fig. 10(b)に示した計算値とはほぼ同じ結果が得られたことがわかる。

Fig. 18に効率の実測値を示す。この図を見ると、計算結果と同様に、不等幅ポールピースの方が若干ではあるが、効率が全体的に低下していることがわかる。提案機の最大効率は96.7%であり、全動作領域で91%以上の効率を達成した。なお、Fig. 12に示した計算値よりも実測値の方が効率が低い原因は、計算では機械損を考慮できないためである。また、高速側で実測値の減少が顕著になった要因は、Fig. 13(b)に示したように、試作機内部を観察するための窓を設けたために空気の流れが乱れ、風損が増したことが考えられる。

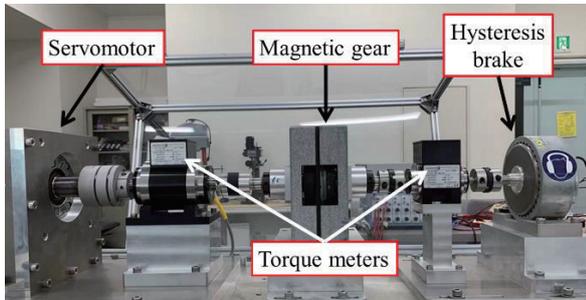


Fig. 16 Experimental setup.

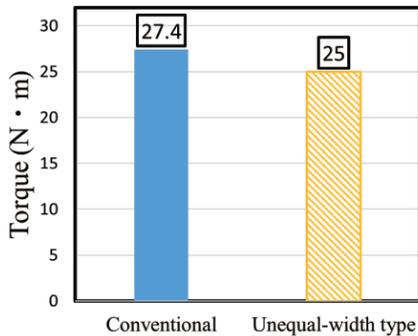


Fig. 17 Comparison of measured maximum torque.

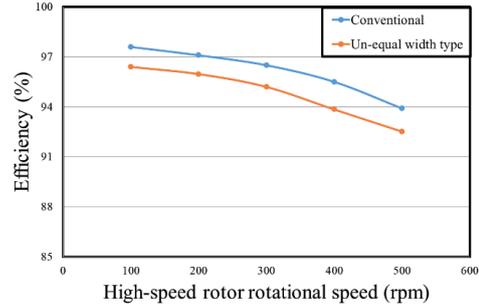


Fig. 18 Comparison of measured efficiency characteristics.

## 5. まとめ

以上、本論文では整数ギヤ比を有する磁気ギヤの高速側回転子のコギングトルク低減を目的として、新たに不等幅ポールピースを提案するとともに、3D-FEMと試作試験の両面から種々検討を行った。

3D-FEMによる検討により、ポールピースの周方向幅比はコギングトルクの振幅に大きな影響を与えるが、位相はほとんど変わらないため、周方向幅比の異なる複数のポールピースを組み合わせることで、各ポールピース由来のコギングトルクを相殺できることを明らかにした。これにより最大トルクの減少を抑えながら、大幅なトルクリブルの低減が可能である。

また、試作試験により、提案の不等幅ポールピースを採用することで、最大トルクの減少を約9%に抑えつつ、コギングトルクを約半減できることを実証した。

今後は、試作機の構造を改善し、提案機の高回転時の効率特性をさらに向上させる予定である。

**謝辞** 本研究の一部は東北大学人工知能エレクトロニクス卓越大学院プログラムの支援を得て行われたものである。

## References

- 1) T. B. Martin, Jr.: U.S. Patent 3,378,710 (1968).
- 2) K. Atallah and D. Howe: *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2844 (2001).
- 3) K. Atallah, S. D. Calverley, and D. Howe: *IEE Proc. Electr. Power Appl.*, **151**, 135 (2004).
- 4) S. Ahmadreza Afsari, H. Heydari, and B. Dianati: *IEEE Trans. Magn.*, **51**, 1 (2015).
- 5) B. Dai, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Tachiya, and K. Kuritani: *IEEE J. Ind. Appl.*, **10**, 632 (2021).

2021年09月29日受理, 2022年01月15日採録

## 誘導同期磁気ギヤの原理検証および伝達特性向上

### Principle Verification and Transmission Characteristics Improvement of Induction/Synchronous Magnetic Gears

水穴 裕真<sup>a)†</sup>・中村 健二<sup>a)</sup>・鈴木 雄真<sup>b)</sup>・立谷 雄一<sup>b)</sup>・操谷 欽吾<sup>b)</sup>

<sup>a)</sup> 東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

<sup>b)</sup> 株式会社プロスピイン, 宮城県大崎市松山次橋新千刈田 117 (〒987-1305)

Y. Mizuana<sup>a)†</sup>, K. Nakamura<sup>a)</sup>, Y. Suzuki<sup>b)</sup>, Y. Tachiya<sup>b)</sup>, and K. Kuritani<sup>b)</sup>

<sup>a)</sup> Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

<sup>b)</sup> Prospine Co., Ltd., 117 Shinsengarida, Matsuyamatsugihashi, Osaki, Miyagi 987-1305, Japan

Magnetic gears can transmit torque and change speed without any mechanical contacts. Therefore, vibration and acoustic noise are very low, and maintainability is high. Various kinds of magnetic gears have been proposed. Among them, the flux-modulated-type magnetic gear has a higher torque density and efficiency compared to conventional magnetic gears. Magnetic gears have a torque limiter function that allows them to step out and shut off power when overloaded. However, after stepping out, they cannot transmit power again unless the load torque is removed to some extent. This paper presents a novel induction/synchronous magnetic gear with a cage rotor bar. In addition, the prototype induction/synchronous magnetic gears are tested.

**Key words :** Flux-modulated-type magnetic gear, induction/synchronous magnetic gear, restarting torque

#### 1. はじめに

機械式ギヤは2つ以上の歯数の異なる歯車から構成され、増減速や正逆転、動力分割など、様々な動力の変換と伝達が可能である。現在、機械式ギヤは産業や民生、運輸などあらゆる分野で利用されており、動力伝達を行う上で欠かすことのできない重要な機械要素の一つとなっている。しかしながら、機械式ギヤは歯車同士の接触により動力の伝達を行うため、振動や騒音、接触部での摩耗や発熱などの問題が指摘される。また、大容量機の場合、接触部の冷却や摩耗低減のための潤滑油系統が必須となる。これに伴い、システムが大型化・複雑化し、定期的な保守点検も不可欠となる。

上記の問題に対し、近年、永久磁石を利用した磁気ギヤが注目を集めている<sup>1)</sup>。磁気ギヤは非接触で動力伝達可能であるため、機械式ギヤと比べて振動や騒音が小さく、摩耗や発塵がない。加えて、潤滑油系統も不要であり、保守性に優れる。しかしながら、一般的な磁気ギヤは、機械式ギヤの歯を単純に永久磁石で置き換えた構造を有しており、互いに対向した磁石同士でしか動力の伝達が行われないため、トルク密度や効率が低く、実用には遠い存在であった。

これに対して、磁束変調型磁気ギヤ<sup>2)</sup>は、内外2つの永久磁石回転子と、その間に挟まれたポールピースと呼ばれる

複数の固定子磁極片から構成され、ポールピースにより磁石磁束を変調することにより、ギヤとして動作する。磁束変調型磁気ギヤは、内外すべての回転子磁石が動力伝達に寄与することから、他種の磁気ギヤと比べてトルク密度が高く<sup>3),4)</sup>、実用化が最も期待されている。

これまで筆者らは、埋込磁石構造による磁石渦電流損の低減<sup>5)</sup>、磁気ブリッジの位置変更によるトルク向上<sup>6)</sup>、アモルファス合金の利用による損失低減とトルク向上<sup>7)</sup>、軸方向漏れ磁束を相殺可能な磁石による損失低減とトルク向上を各々提案するとともに、これらすべてのアイデアを取り入れた磁気ギヤについて試作・評価を行い、最高効率が99%以上に達することを明らかにした<sup>8)</sup>。

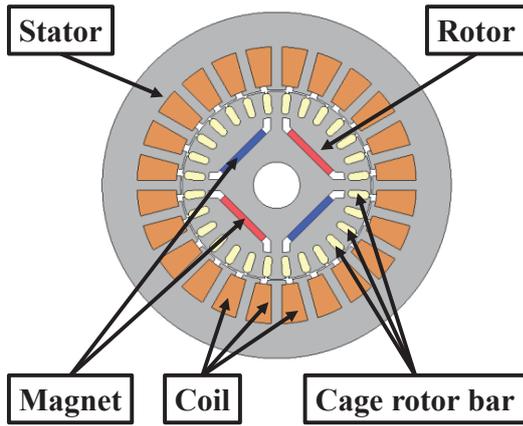
磁気ギヤの別の特徴の一つに、過大な負荷が印加された際に脱調して動力を遮断するトルクリミッタ機能を有することが挙げられる。しかしながらその一方で、脱調後は負荷をある程度取り除かない限り、再始動することができないという課題がある。

そこで本論文では、脱調後の再始動性向上を目的として、誘導同期モータの原理に着目し、磁気ギヤの回転子にかご形導体を付加した誘導同期磁気ギヤを新たに提案するとともに、原理検証実験を行ったので報告する。

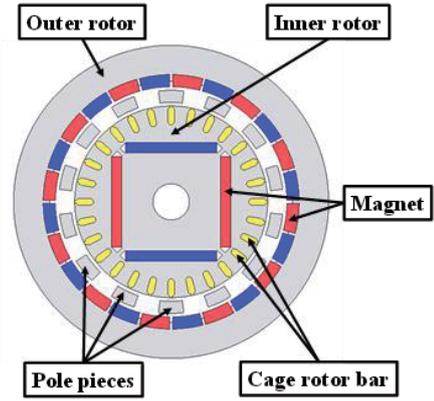
#### 2. 誘導同期磁気ギヤの基本構成と特徴

Fig. 1に、誘導同期モータ並びに誘導同期磁気ギヤの構成を示す。同図(a)の誘導同期モータは、導体バーと永久磁石を有する回転子とコイルを有する固定子から構成される<sup>9)</sup>。

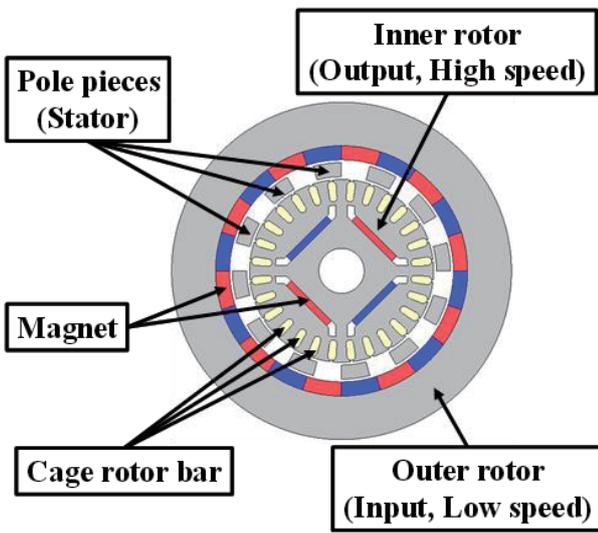
Corresponding author: Y. Mizuana (e-mail: [yuma.mizuana.pl@dc.tohoku.ac.jp](mailto:yuma.mizuana.pl@dc.tohoku.ac.jp)).



(a) Induction/synchronous motor



(a) General view

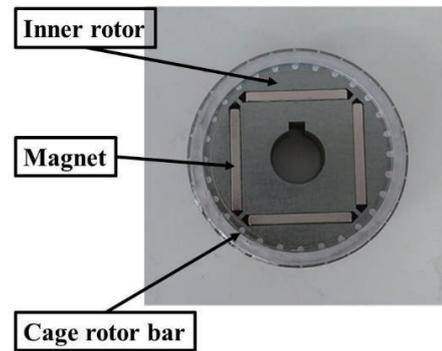


(b) Induction/synchronous magnetic gear

**Fig. 1** Basic configuration of induction/synchronous motor and magnetic gear.

定常時は、同期モータとして動作するため高効率・高力率である。一方、非定常時は導体バーに流れる誘導電流と固定子で発生した磁束によってトルクが発生し、誘導モータとして動作するため、脱調することがない。また、導体バーがあることによって、定常時と非定常時の切り替えの際に生じるハンチングを速やかに減衰させることができる。

同図(b)の誘導同期磁気ギヤは、誘導同期モータの固定子部分を回転子とポールピースで置き換えた構成を有する。定常時は、通常の磁気ギヤと同様に同期機として動作する。一方、非同期時は、導体バーに流れる誘導電流とポールピースによって変調された磁束によってトルクが発生する。誘導同期磁気ギヤは、このときに発生するトルクを利用することで、通常の磁気ギヤと比べて、より高負荷での再始動が可能となる。



(b) Prototyped inner rotor

**Fig. 2** Configuration of prototyped induction/synchronous magnetic gear.

**Table 1** Specifications of prototyped induction/synchronous magnetic gear.

Gear ratio	6
Inner pole-pairs	2
Outer pole-pairs	12
Number of pole pieces	14
Number of cage rotor bar	28
Axial length	24 mm
Outer diameter	130 mm
Air gap	1.5 mm × 2
End ring length	2 mm
Core material	35A250
Bar material	Aluminum
Pole piece material	35A250
Magnet material	Sintered Nd-Fe-B

### 3. 誘導同期磁気ギヤの原理検証実験

Fig. 2 および Table 1 に、原理検証機の諸元を示す。内側極対数は 2、外側極対数は 12、ポールピース極数は 14 であり、ギヤ比は 6 (= 12/2) である。また、内側回転子には 28 本のアルミ導体バーが周方向に等間隔で配置されている。なお、エンドリングの厚さは 2 mm である。原理検証機で

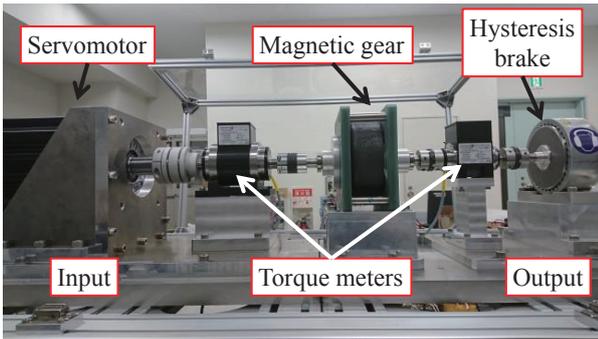


Fig. 3 Experimental setup.

は内側磁石とエンドリングが重なっていない。したがって、磁石を抜いた状態でアルミをインジェクションすることで、磁石の熱減磁を避けることができる。

Fig. 3 に、実験装置の外観を示す。入力側にはサーボモータを接続し、任意の速度で誘導同期磁気ギヤを回転させる。一方、出力側にはヒステリシスブレーキを接続し、磁気ギヤに所望の負荷トルクを印加する。入出力軸にはそれぞれトルクメータを接続し、入力側と出力側の回転速度およびトルクを測定する。今回は、入力側を低速・大トルクの外側回転子、出力側を高速・低トルクの内側回転子とし、誘導同期磁気ギヤを増速動作させて原理検証を行った。

Fig. 4 に、再始動時の復帰トルクの観測波形の一例を示す。以下、復帰トルクの測定方法について述べる。まず、入力回転数一定の状態では負荷を増加させていき、誘導同期磁気ギヤを 1 度脱調させる。誘導同期磁気ギヤが、誘導機として出すことができるトルクは脱調トルクよりも小さいため、脱調した瞬間に出力軸は停止する。その後、負荷を少しずつ下げていき、誘導機として出すことができるトルクを下回ると、内外回転子が再度同期する。このときのトルクを復帰トルクとして測定した。

Fig. 5 に、原理検証機の復帰トルクの測定結果を示す。導体バーがない通常の磁気ギヤと導体バーを有する誘導同期磁気ギヤそれぞれについて復帰トルクを測定した。入力回転数は、60 rpm、80 rpm、100 rpm とし、各回転数でそれぞれ 10 回ずつ測定を行った。縦軸は最大トルクで規格化した復帰トルクである。また、棒グラフは平均値、エラーバーは測定結果のばらつきである。同図を見ると、いずれの回転数においても、導体バーを有する誘導同期磁気ギヤの方が復帰トルクが大きくなっていることがわかる。

Fig. 6(a)に、入力回転数 60 rpm における原理検証機の最大トルクの測定結果を示す。この図を見ると、原理検証機の最大トルクは、導体バーがある場合とない場合どちらも約 20 N・m/L であり、同等のトルク性能であることがわかる。

Fig. 6(b)に、入力回転数 60 rpm における効率の測定結果を示す。縦軸は効率、横軸は最大トルクで規格化した出力トルクである。同図より、誘導同期磁気ギヤの方が通常の

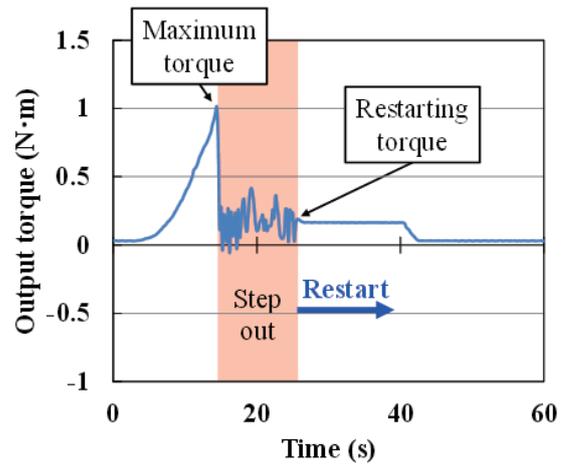


Fig. 4 Measured torque waveform in case of restarting.

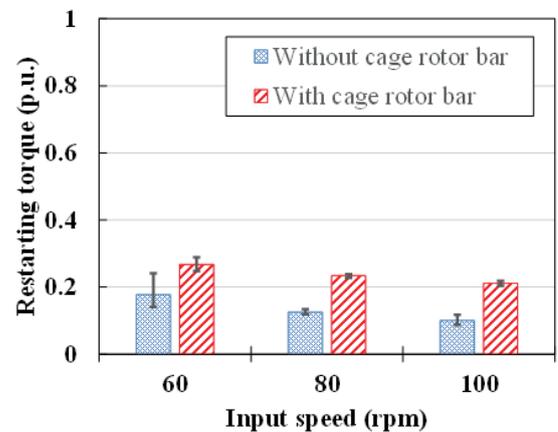


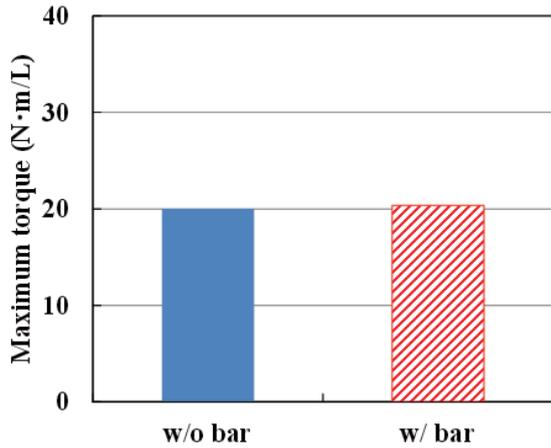
Fig. 5 Measured restarting torque of prototyped induction/synchronous magnetic gear.

磁気ギヤと比べて効率が大幅に低下していることがわかる。これは導体バーの本数が多い、誘導電流による損失が大きくなったためだと考えられる。

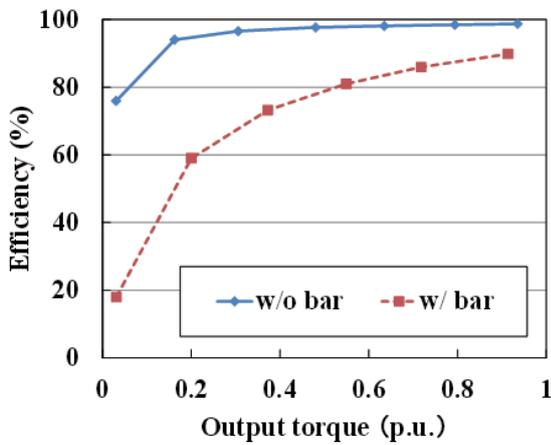
以上、本章では誘導同期磁気ギヤの原理検証実験を行い、脱調後の再始動性が向上することを明らかにした。一方で、導体バーの本数が原因で効率が低下する課題が新たに生じた。また、トルクの改善も必要である。

#### 4. 改良機の試作試験

トルクと効率の改善を目的として、改良機の試作試験を行った。トルク密度 25 N・m/L 以上かつ最高効率 99%以上を設計目標とした。Fig. 7 および Table 2 に、改良機の諸元を示す。先行研究<sup>6)-8), 10)</sup>では、ギヤ比 10.33 (内側極対数 3, 外側極対数 31, ポールピース極数 34) の磁気ギヤについて検討されており、トルク、効率ともに優れた特性を有することが明らかになっている。以上の理由から、改良機のギ



(a) Maximum torque

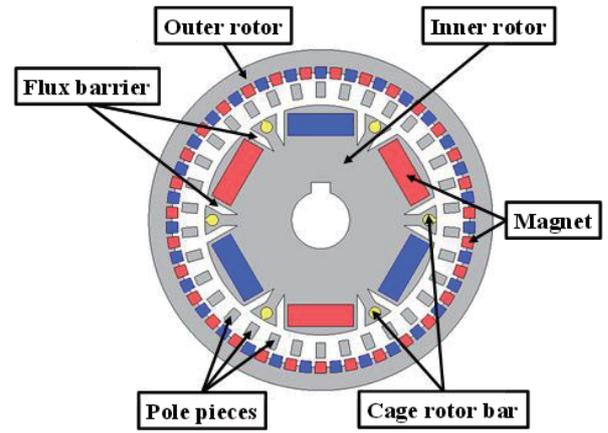


(b) Efficiency

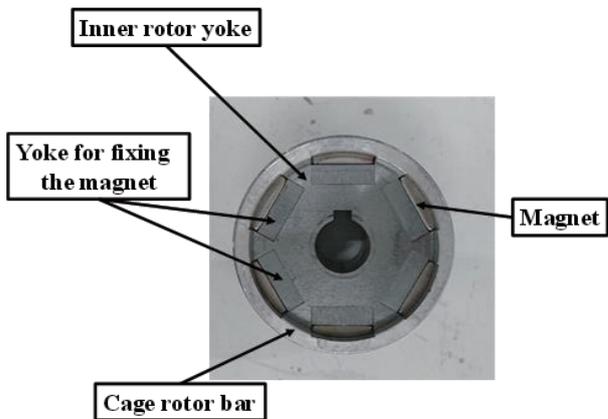
**Fig. 6** Measured maximum torque and efficiency of prototype induction / synchronous magnetic gear.

ヤ比も 10.33 (内側極対数 3, 外側極対数 31, ポールピース極数 34) を採用した. なお, エンドリングの厚さは 4 mm である. 伝達トルクの改善を目的として, 内側磁石をギャップ面に近づけた. また, 効率を改善するため, 内側磁石同士の隙間に導体バーを配置した. 導体バーは回転対称性を考慮すると, 磁石の間にしか配置することができないため 6 本とした. また, 内側磁石とエンドリングが重なっているため, 製作方法を工夫した. 具体的には, 内側ヨークの一部を切断して内側磁石を取り付けた後, 切断箇所別のヨークを挿入して内側磁石を固定するという製作方法を採用した.

Fig. 8 に, 改良機の復帰トルクの測定結果を示す. 入力回転数は, 原理検証機と同様に, 60 rpm, 80 rpm, 100 rpm とし, 各回転数でそれぞれ 10 回ずつ測定を行った. また, 縦軸は最大トルクで規格化した復帰トルクであり, 棒グラフは平均値, エラーバーは測定結果のばらつきである. この図を見ると, いずれの回転数においても, 導体バーを有



(a) General view



(b) Improved inner rotor

**Fig. 7** Configuration of improved induction/synchronous magnetic gear.

**Table 2** Specifications of improved induction/synchronous magnetic gear.

Gear ratio	10.33
Inner pole-pairs	3
Outer pole-pairs	31
Number of pole pieces	34
Number of cage rotor bar	6
Axial length	25 mm
Outer diameter	89 mm
Air gap	1 mm (Inner) 2 mm (Outer)
End ring length	4 mm
Core material	35A250
Bar material	Aluminum
Pole-piece material	SMC
Magnet material	Sintered Nd-Fe-B

する誘導同期磁気ギヤの方が復帰トルクが高いことがわかる. 一方, Fig. 5 に示した原理検証機の測定結果と比較すると, 原理検証機の方が復帰トルクの改善効果が高いことが

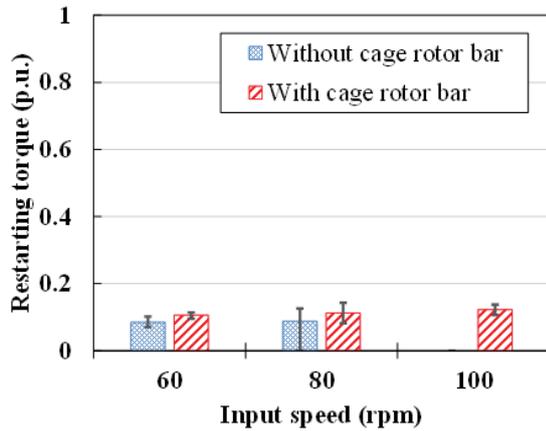


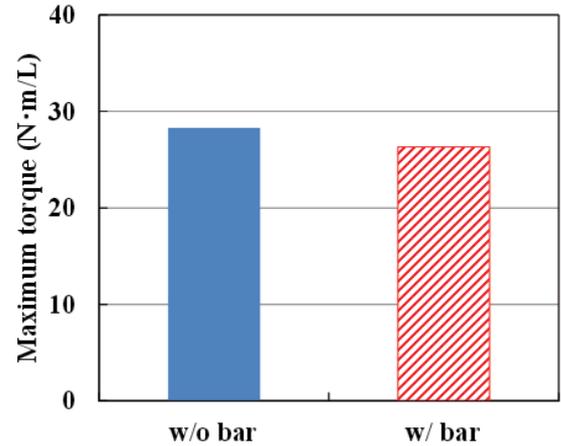
Fig. 8 Measured restarting torque of improved induction / synchronous magnetic gear.

わかる。これは、バーの本数が多いほどバー間抵抗が小さく誘導電流が流れやすいため、得られる誘導トルクが大きいことに起因していると考えられる。

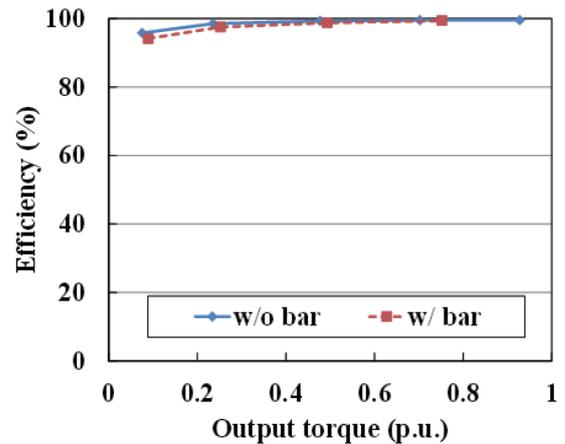
Fig. 9(a)に、入力回転数 60 rpm における改良機の最大トルクの測定結果を示す。同図より、改良機の最大トルクは 26~28 N·m/L であり、原理検証機よりも伝達トルクが向上していることがわかる。また、原理検証機では導体バーがある場合とない場合とで同等のトルクが得られていたのに対し、改良機では、導体バーがある場合の方がトルクが小さくなった。この原因として以下の 2 点が考えられる。1 点目は、アルミをインジェクションする際に内側ヨークに過大な圧力がかかり、内側磁石と導体バーの間に設けたフラックスバリアが狭くなったことで、磁石磁束が漏洩し、有効磁束が減少したためだと考えられる。2 点目は、製作方法の違いによるものだと考えられる。原理検証機では、内側磁石とエンドリングが重なっていないため、インジェクション前後で内側磁石の取り外しが可能な状態である。これに対し、改良機では、内側磁石とエンドリングが重なってしまうため、内側ヨークの一部を切断して内側磁石を取り付けた後、切断箇所別のヨークを挿入して内側磁石を固定するという製作方法を採用した。そのため、挿入したヨークと回転子ヨークとの間に僅かなギャップが生じる。これにより有効磁束が減少し、トルクが低下したと考えられる。

Fig. 9(b)に、入力回転数 60 rpm における改良機の効率の測定結果を示す。縦軸は効率、横軸は最大トルクで規格化した出力トルクである。同図を見ると、改良機の効率は導体バーの無い通常の磁気ギヤとほぼ同等で、99%以上と極めて高いことがわかる。これは、導体バーの本数が減ったことで誘導電流による損失が小さくなったことが原因であると考えられる。

以上、本章では改良機の試作試験を行い、伝達トルクと効率を改善し、設計目標を達成することができた。



(a) Maximum torque



(b) Efficiency

Fig. 9 Measured maximum torque and efficiency of improved induction / synchronous magnetic gear.

## 5. まとめ

以上、本論文では、磁気ギヤの脱調後の再始動性向上を目的として、回転子にかご形導体を付加した誘導同期磁気ギヤを新たに提案するとともに、原理検証機および改良機の試作試験を行った。

まず原理検証実験では、通常の磁気ギヤと導体バーを有する誘導同期磁気ギヤそれぞれの復帰トルクを比較した。その結果、回転子に導体バーを付加することで、脱調後の復帰トルクが改善されることを明らかにした。しかしながらその一方で、効率が低いことが判明した。

次いで、伝達トルクと効率の改善を目的として、内側磁石をギャップ側に近づけるとともに、導体バーの本数を減らした改良機を試作して実験を行った。その結果、良好な再始動性を維持しながら、伝達トルクと効率の改善を図ることができた。

今後は、復帰トルクのさらなる向上のため、導体バーの本数や形状について検討する予定である。

**謝辞** 本研究の一部は東北大学人工知能エレクトロニクス卓越大学院プログラムの支援を得て行われたものである。

### References

- 1) F. T. Jørgensen, P. O. Rasmussen, and T. O. Andersen: “Magnetic gears – a Review”, *Summer Seminar on Nordic Network for Multi Disciplinary Optimized Electric Drives* (2003).
- 2) T. B. Martin, Jr: “Magnetic transmission”, U.S. Patent 3378710 (1968).
- 3) K. Atallah and D. Howe: *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2844 (2001).
- 4) P. O. Rasmussen, T.O. Andersen, F.T. Jørgensen, and O. Nielsen: *IEEE Trans. Ind. Applicat.*, **41**, 764 (2005).
- 5) T. Ikeda, K. Nakamura, and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **34**, 380 (2010).
- 6) Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, and K. Kuritani: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **3**, 74 (2019).
- 7) Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, and K. Kuritani: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 52 (2020).
- 8) Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, and K. Kuritani: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **45**, 50 (2021).
- 9) P. W. Huang, S. H. Mao, M. C. Tsai, and C. T. Liu: “Investigation of line start permanent magnet synchronous motors with interior-magnet rotors and surface-magnet rotors,” *2008 International Conference on Electrical Machines and Systems*, pp. 2888-2893 (2008).
- 10) K. Nakamura, M. Fukuoka, and O. Ichinokura: *Journal of Applied Physics*, **115**, 17 (2014).

2021年10月1日受理, 2021年11月30日再受理, 2022年1月15日採録

## セグメント構造アウターロータ型高速 PM モータに関する検討

## Outer-Rotor-type High-Speed PM motor with Segmented-shaped Rotor

櫻井 将<sup>†</sup>, 内山裕太郎, 中村 健二

東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

S. Sakurai<sup>†</sup>, Y. Uchiyama, K. Nakamura

Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

Cooling fans are widely used in communication base station servers since they have a good balance between performance and cost. Cooling fan motors generally have an outer rotor structure because the fan can be directly mounted on the rotor. However, the outer-rotor-type motor has a low degree of freedom in design since the rotor core is thin. Therefore, most of the cooling fan motors have a surface permanent magnet (SPM) structure, and thus, it has ferrite magnets to prevent eddy current losses in magnets and cannot use a reluctance torque. This paper presents a novel outer-rotor-type high-speed PM motor with a segmented-shaped rotor. It can efficiently use reluctance torque in addition to magnet torque, and reduce eddy current loss in magnets even though the rotor has sintered Nd-Fe-B magnets. The usefulness of the proposed motor is proved by comparing it with an inset PM motor using a three-dimensional finite element method (3D-FEM) and prototype tests.

**Key words:** Permanent magnet (PM) motor, segmented-shaped rotor, cooling fan

## 1. はじめに

第5世代移動通信システム(5G)の進展とともに、大量の情報を高速で処理する必要性から、通信基地局サーバの増強が進められている。具体的には、CPU自体の性能向上、並列処理、高密度実装などが行われているが、性能向上とともにサーバ内の局所発熱が深刻化しており、冷却装置の性能向上が喫緊の課題となっている。

種々の冷却装置の中で冷却ファンは、大量生産による低コスト化が可能であり、冷却性能も比較的高いため、現在幅広く利用されている。また、大型の冷却装置が苦手とする局所発熱にも対応できるため、サーバ内の冷却装置として適する。冷却ファンの性能向上には風量と風圧の増大が必要であるが、そのためには駆動用モータの高出力化が欠かせない。一方で、モータの高速回転化、高トルク化により、モータ自体の発熱増大が懸念されることから、損失の低減、すなわち高効率化も必要不可欠である。しかし、従来の冷却ファン用モータはコスト低減が最優先事項であったことから、高性能・高効率化に関する研究はあまりない<sup>1-3)</sup>。加えて、冷却ファン用モータはアウターロータ型が一般的であるため、回転子鉄心が薄く、形状自由度が低いという設計上の難点もある。

上述の問題に対して、筆者らは、冷却ファン用の永久磁石(PM)モータの高出力化と高効率化を両立するため、ネオジウム焼結磁石を採用し、さらに磁石を周方向に分割して、回転子鉄心内に浅く埋め込むことで、磁石に生じる渦電流損を低減する構造を考案した。有限要素法(FEM)による解析と試作の結果、考案した埋込磁石構造のPMモータは90%近い効率を達成した<sup>4)-5)</sup>。

一方で、いつかの課題も明らかになった。それは、埋込磁石構造でありながら、表面磁石構造とほぼ同じ回転子構造のため、リラクタンストルクが活用できないこと、また、

磁石の使用量が多く高コストであることである。

本論文では、上述の新しい課題を解決するため、新たに周方向に磁石と鉄心を分割して並べた、セグメント構造のアウターロータ型PMモータを提案する。提案機は磁氣的突極性を有するため、リラクタンストルクの利用が可能であり、また電機子磁束がほとんど磁石に流入しないため、磁石渦電流損も極めて低い。さらに、磁石使用量が削減できる。提案機の有用性について、FEMと実証実験の両面から検討を行ったので報告する。

## 2. セグメントPMモータの特性算定と比較

## 2.1 比較検討に用いたPMモータ

Fig. 1に、一般的な冷却ファン用PMモータの基本構成を示す。3相4極6スロットの集中巻のアウターロータ型であり、永久磁石は回転子表面に張り付けられている。同図から明らかなように、アウターロータ型は回転子鉄心が薄く、形状自由度が低い。そのため、インナーロータ型では一般的な、埋込磁石構造によるリラクタンストルクの有効利用は難しい。また、冷却ファン用モータの定格回転数は10,000 rpm前後であるため、導電率が比較的高いネオジウム焼結磁石を用いると、非同期の高調波磁束に起因した大きな渦電流損が生じる。そのため、コスト優先であればフェライト磁石が、性能優先であればネオジウムボンド磁石が一般に用いられる。

Fig. 2に、本論文で提案するセグメント構造のアウターロータ型PM(Segment PM)モータの基本構成と諸元を示す。回転子は、周方向に並んだ磁石と鉄心からなるセグメント構造であり、磁氣的突極性を有することから、マグネットトルクに加えてリラクタンストルクも利用できる。また同図に示すように、磁石は周方向に着磁され、同極同士が向かい合うように配置されるため、 $d$ 軸が鉄心中央を

Corresponding author : S. Sakurai (e-mail: sho.sakurai.q2@dc.tohoku.ac.jp).

向き、 $q$  軸は磁石中央を向く。これにより、電機子磁束は磁石にほとんど流入しないことから、ネオジム焼結磁石を用いることができ、マグネットトルクの増大も期待できる。なお、本モータの定格回転数は 30,000 rpm とした。これは冷却ファン用モータの高出力化を考えた場合、高速回転化が必須になるためである。

Fig. 3 には、比較に用いたインセット構造の外周型 PM (InPM) モータを示す。固定子は Segment PM モータと同一とし、回転子構造のみが異なる。Fig. 1 に示した一般的な表面磁石構造では無く、回転子鉄心を突極構造にすることでリラクタンストルクの利用を狙う。一方で、本モータの  $d$  軸は一般的な PM モータと同様に磁石中央を向くことから、電機子磁束が磁石に流入し、その高調波成分に由来する渦電流が生じるため、ネオジム焼結磁石の利用は不可である。そこで本論文では、代わりにネオジムボンド磁石を用いる。

以降では、3 次元 FEM を用いて Segment PM モータと InPM モータの諸特性の比較を行う。なお、FEM には (株)JSOL の JMAG Designer Ver 19.1 を用いた。

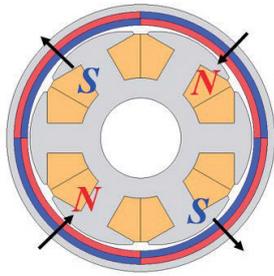


Fig. 1 Schematic diagram of a conventional cooling fan motor.

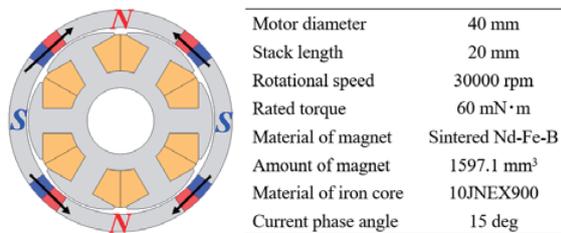


Fig. 2 Specifications of a proposed segment PM motor.

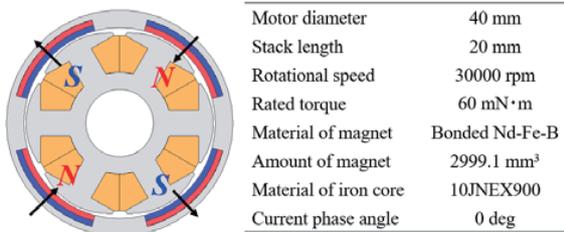


Fig. 3 Specifications of an InPM motor used for comparison.

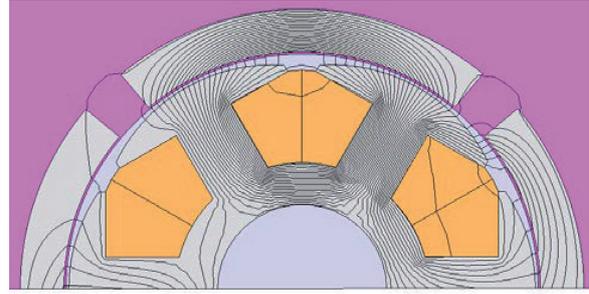


Fig. 4 Flux lines diagram of the segment PM motor generated by only armature current.

Fig. 4 は、Segment PM モータにおいて、磁石を空気に置き換え、電機子電流由来の磁束のみを示した磁束線図である。この図を見ると、電機子磁束の大半は回転子鉄心を通り、磁石にはほとんど流入していないことがわかる。したがって、提案の Segment PM モータはネオジム焼結磁石を用いることができる。

2.2 諸特性の算定結果の比較

Fig. 5 に、前節で述べた 2 種類の PM モータのトルク特性の算定結果を示す。この図を見ると、定格トルク時の電流密度は Segment PM モータが約 6 A/mm<sup>2</sup>、InPM モータが約 7.3 A/mm<sup>2</sup> であり、Segment PM モータの方がトルクが優れていることがわかる。

Fig. 6(a), (b) には、定格トルク付近における電流位相角対トルクを示す。この時の電流密度は Segment PM モータが 6 A/mm<sup>2</sup> であり、InPM モータが 7.3 A/mm<sup>2</sup> である。ここで、マグネットトルクに着目すると、両者はほぼ等しいことがわかる。すなわち、Segment PM モータの方が磁石磁束が大きいことがわかるが、これはより強力なネオジム焼結磁石が利用できているためである。

また、Segment PM モータは電流位相角 15 deg で最大トルクが得られ、このときの総トルクに対するリラクタンストルクの割合は約 7% であった。一方、InPM モータは電流位相角がほぼ 0 deg でトルクが最大となるため、総トルクに対するリラクタンストルクの割合はほぼ 0% である。Fig. 3 に示したように、回転子鉄心を突極構造にすることでリラクタンストルクの利用を狙ったが、狙い通りには行かないことが明らかとなった。なお、両モータの突極比は、Segment PM モータが 2.2、InPM モータは 1.1 であった。

以上、提案の Segment PM モータはネオジム焼結磁石の利用によるマグネットトルクの増大に加えて、セグメント構造に由来するリラクタンストルクの利用によって、トルク特性が向上したことが明らかとなった。

次いで、損失特性の比較を行う。Fig. 7(a) に銅損  $W_c$  を示す。銅損は以下の式から算出した。

$$W_c = R I_{rms}^2 \tag{1}$$

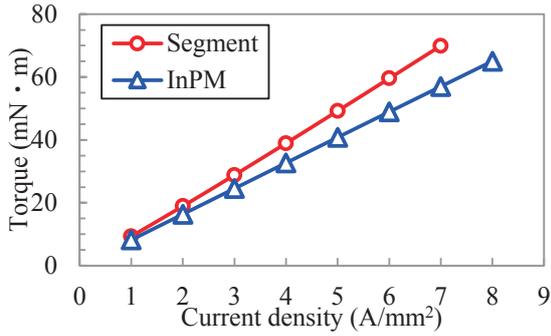
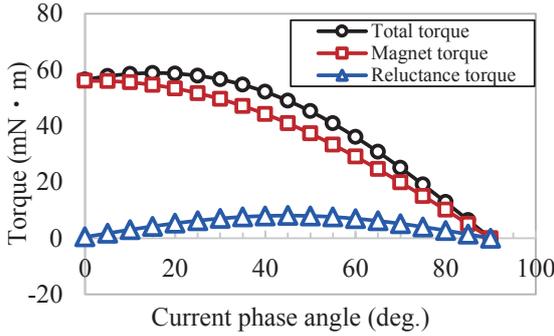
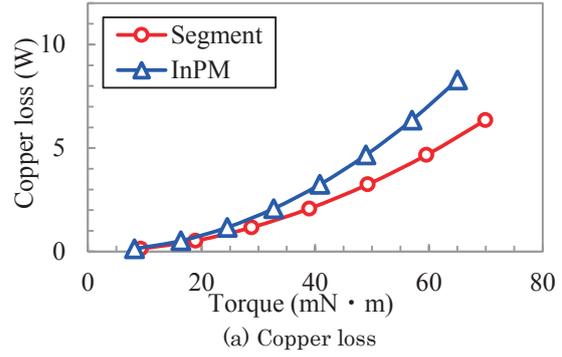
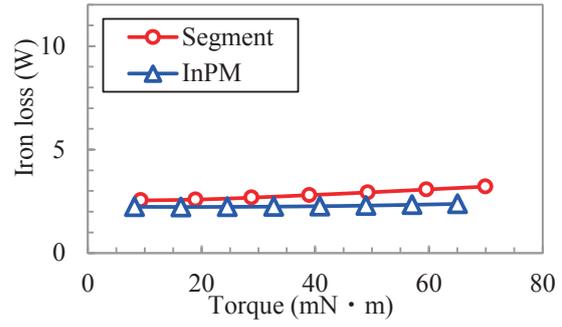


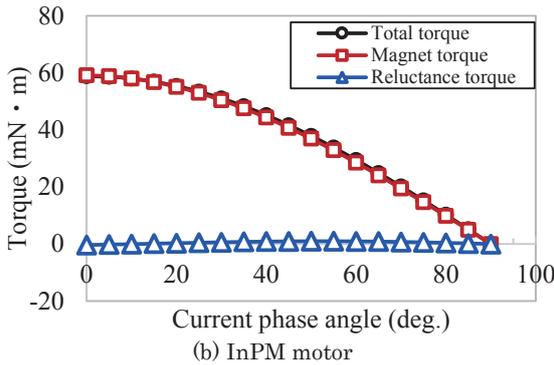
Fig. 5 Comparison of calculated torque characteristics.



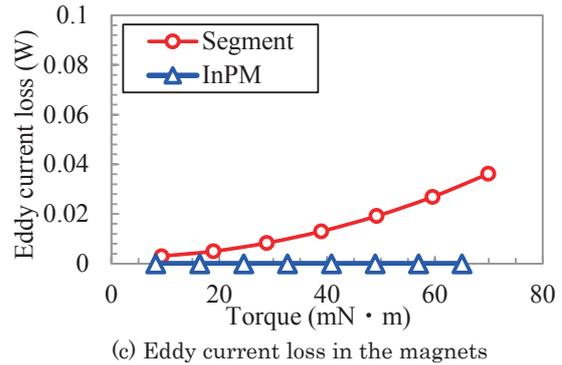
(a) Segment PM motor



(b) Iron loss



(b) InPM motor



(c) Eddy current loss in the magnets

Fig. 6 Current phase angle vs. torque characteristics.

Fig. 7 Comparison of loss characteristics.

上式中の  $R$  は巻線抵抗,  $I_{rms}$  は巻線電流の実効値である. Segment PM モータの方がトルク特性が優れるため, 同一トルクに対する銅損も小さい.

Fig.7 (b)は鉄損  $W_i$ である. 鉄損は3D-FEMで求めた各要素の磁束密度波形から, (2)式に示すスタインメッツの実験式に基づき鉄損を求め, これら各要素の鉄損の総和をモータ全体の鉄損として求めた.

$$W_i = A_h B_m^2 f + A_e B_m^2 f^2 \quad (2)$$

上式中の  $A_h$  はヒステリシス損係数,  $A_e$  は渦電流損係数,  $B_m$  は磁束密度,  $f$  が周波数である. 同図を見ると, Segment PM モータの方の鉄損がわずかに大きい, ほとんど差は無いことがわかる.

同図(c)は磁石渦電流損  $W_{em}$  である. この図を見ると, Segment PM モータはネオジム焼結磁石を用いているにも関わらず, 磁石渦電流損が極めて小さい. これは Fig. 4

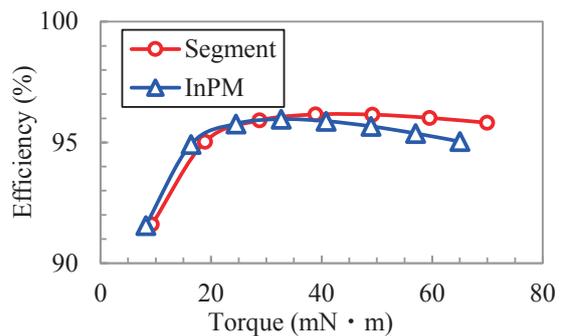


Fig. 8 Comparison of efficiency.

に示したように, 電機子磁束がほとんど磁石に流入しないためである. なお, InPM モータはネオジムボンド磁石を用いているため, 磁石渦電流損はゼロである.

Fig. 8 に効率特性の比較を示す. ここで 3D-FEM における効率は, 次式を用いて計算した.

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{out} + W_c + W_i + W_{em}} \times 100 (\%) \quad (3)$$

上式の  $P_{out}$  は機械出力であり, 回転角速度と平均トルクの積で与えられる. なお, 機械損は無視した. 同図を見ると, 軽負荷領域では両モータの効率はほぼ等しいが, 負荷の増大に伴い, トルクおよび銅損ともに優れる Segment PM モータの方が高効率となることがわかる. なお, 定格トルク時の効率の計算値は 96% である.

### 3. セグメント PM モータの試作試験

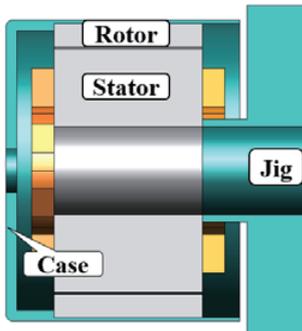
前章の検討により, 提案の Segment PM モータは良好なトルク特性と効率特性を有することが明らかとなったことから, 提案機の試作試験を行った.

Fig. 9 に, 試作した Segment PM モータを示す. 本モータはアウターロータ型であり, モータケースを固定することができないため, 同図(a), (b)に示すように, 代わりにモータ固定用の治具を設けている. また, 同図(c)に示すように, 試作機の磁石は円弧形状ではなく, 製作性とコストの観点から四角形状とした. また, 内周側には回転子鉄心にツバを設け, 磁石の脱落を防いでいる. なお, 同図には示されていないが, 外周側にはケースがあるため, 磁石が遠心力で外れることは無い.

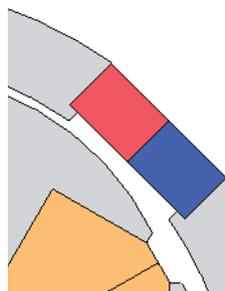
Fig. 10 に, 外部動力を用いて本モータの回転子を 30,000 rpm で駆動したときの無負荷誘起電圧波形を示す.



(a) Appearance of the prototype segment PM motor



(b) Cross section of the prototype



(c) Magnet shape

Fig. 9 Prototype segment PM motor.

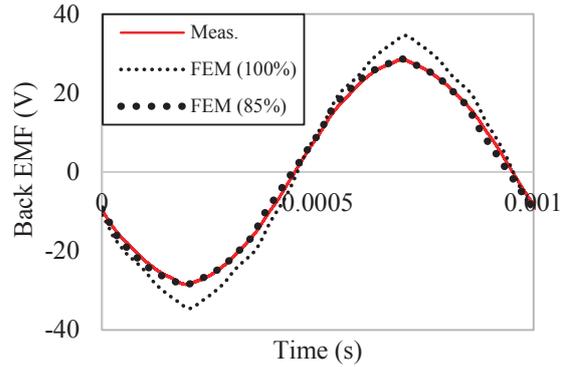


Fig. 10 Comparison of calculated and measured back EMF waveforms at 30,000 rpm.

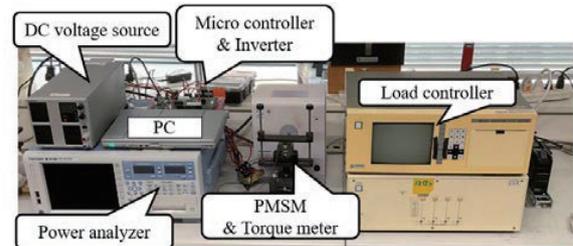


Fig. 11 Experimental setup.

この図を見ると, 3D-FEM の計算値に対して実測値が小さいことがわかる. これは磁石特性のバラつきや着磁不良などが原因として考えられる. そこで以降の 3D-FEM の計算値は, この結果に基づき磁石の保磁力を 85% に減じて再計算したものを示す.

Fig. 11 に実験システムの外観を示す. 3相 PWM インバータには直流電源から 48 V を供給し, モータはセンサレス電流ベクトル制御で駆動する. モータの回転数は 30,000 rpm 一定に制御し, ヒステリシスブレーキで任意の負荷を加え, その時の電気入力やモータ電流などをパワーアナライザで測定し, 各種特性を求めた.

Fig. 12 に, トルク特性を示す. この図を見ると, 試作機のトルク特性はほぼ設計通りであることがわかる. なお, トルク特性の切片が異なるのは, FEM では機械損などを無視したためである.

Fig. 13(a)に銅損を示す. この図を見ると, トルク特性が等しいため, 銅損特性もほぼ等しいことがわかる. 同図(b)は, 銅損以外の鉄損  $W_i$ , 磁石渦電流損  $W_{em}$ , 機械損  $W_m$  の合計値である. ただし, これらを直接実測することは困難であるため, 以下の式から求めた.

$$W_i + W_{em} + W_m = P_m - P_{out} - W_c \quad (3)$$

ここで  $P_m$  は電気入力,  $P_{out}$  は機械出力である. 一方, 3D-FEM では機械損を無視しているため, 計算値は鉄損  $W_i$  と磁石渦電流損  $W_{em}$  の和である. この図を見ると, 実測値の方が 13 W 程度大きいことがわかるが, 両者の差の主たる要因は機械損と推察される. 特に, 試作機は Fig. 9(b)

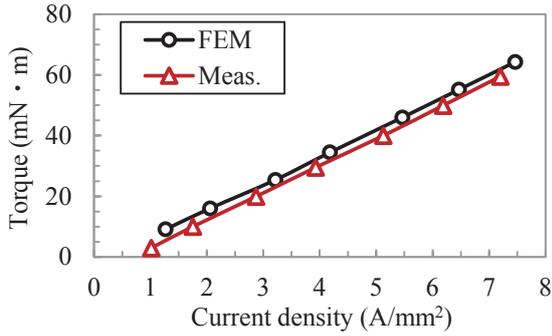


Fig. 12 Comparison of torque characteristics.

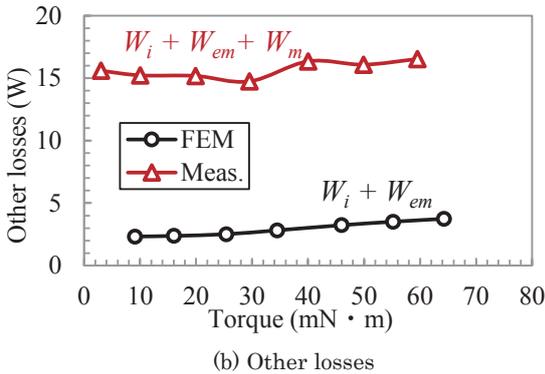
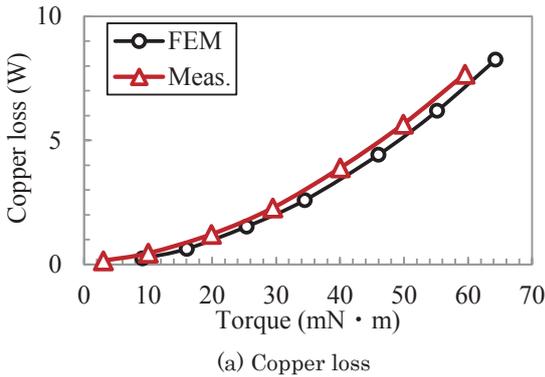


Fig. 13 Comparison of loss characteristics.

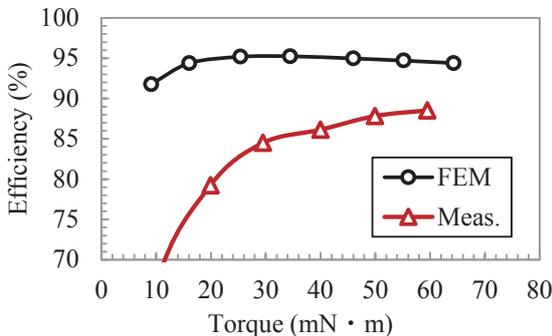


Fig. 14 Comparison of efficiency.

に示したように、片持ち梁構造になっているため、治具側のベアリングに大きな荷重がかかり、機械損が通常よりも増大した可能性が考えられる。

Fig. 14 に効率特性を示す。上述の損失の影響で効率の実測値は計算値に対して大きく低下したが、定格点 (30,000 rpm, 60 mN·m) の効率は 88.5% に達した。

#### 4. まとめ

以上、本論文ではセグメント構造の回転子を有するアウトロータ型 PM モータを提案するとともに、3D-FEM と実証実験の両面から検討を行った。

まず始めに、3D-FEM を用いてモータ特性を算定した結果、提案の Segment PM モータはネオジム焼結磁石の利用によるマグネットトルクの増大に加えて、セグメント構造に由来するリラクタンストルクの利用も可能であり、優れたトルク特性を有することが明らかとなった。また、ネオジム焼結磁石を用いているにも関わらず、電機子磁束がほとんど磁石に流入しないため、磁石過電流損が極めて小さいことが明らかとなった。

次いで、提案の Segment PM モータの試作試験を行った結果、提案機はほぼ設計通りのトルク特性を有することが明らかとなった。一方で効率は機械損などの影響もあり、設計値を下回った。ただし、本モータは小型であり、回転数も 30,000 rpm と極めて速いことを勘案すると、実機で 90% 近い効率が得られたことは、所期の目標をある程度達成できたと結論付けることができる。

今後は、本モータのさらなる効率向上を目指して、機械損の低減などに取り組む予定である。

#### References

- 1) J. F. Gieras, D. Chojnowski, and P. Mikulski: *IEEE IEMDC*, 624 (2015).
- 2) Chun-Lung Chiu, Yie-Tone Chen, You-Len Liang, and Ruey-Hsun Lian: *IEEE Trans. Magn.*, **46**, 1123 (2010).
- 3) A. Lelkes, J. Krottsch, R. W. DeDoncker: *IEEE Industry Applications Conference (37th IAS Annual Meeting)*, 2036 (2002).
- 4) S. Sakurai, K. Nakamura: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 72 (2020).
- 5) S. Sakurai, K. Nakamura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **45**, 70 (2021).

2021 年 10 月 04 日受理, 2021 年 11 月 11 日採録

# アキシアルギャップ誘導モータの設計手法に関する検討

## Study on Design Method of Axial Gap Induction Motor

照井智理<sup>†</sup>, 吉田征弘, 田島克文

秋田大学大学院理工学研究科, 秋田県秋田市手形学園町 1-1 (〒010-8502)

T. Terui<sup>†</sup>, Y. Yoshida, and K. Tajima

Graduate School of Science and Engineering, Akita Univ., 1-1 Tegata Gakuen-machi, Akita, Akita 010-8502, Japan

In this paper, we designed an axial gap induction motor with a synchronous speed of 6000 rpm and a power density of more than 1 kW/L for drones by applying the proportional increment method, which decides the allocation of electric loading and magnetic loading, to the axial gap induction motor. The designed motor was analyzed by reluctance network analysis (RNA), which has a proven to be a useful method for analyzing induction motors. It was confirmed that an axial gap induction motor with a rotational speed of 5850 rpm and a power density of 1.39 kW/L could be designed.

**Key words:** induction motor, axial gap induction motor, design method, reluctance network analysis

### 1. はじめに

モータは電気エネルギーを機械エネルギーに変換する電力機器として広く使用されており, その用途は家電, 通信機器, 産業機器, 医療機器など多岐にわたっている. また, 物流業界での輸送手段<sup>1)</sup>, 農業分野における農薬散布やセンシング<sup>2)</sup>などに取り入れられるドローンにもモータが使用される. ドローンに搭載されるモータには小型化・軽量化のため, 永久磁石モータが一般的に用いられる<sup>3)</sup>. ただし, 磁石材料としてネオジムやジスプロシウムといったレアアースが使用されており, 材料採掘と精錬に伴う環境汚染が問題視されている<sup>4)</sup>.

レアアースフリーモータである誘導モータは, 回転子に永久磁石を使用せず, 鉄心とアルミニウムや銅を材料とした二次導体で構成されているため, 構造が簡単で堅牢, 安価といった特徴がある. しかしながら, 永久磁石モータと比較するとトルク密度が劣るため, 誘導モータがドローンに適用された例はほとんど報告されていない. 一方で, アキシアルギャップ構造を適用した誘導モータは, 小型, 扁平形状の場合でもギャップ面積を確保でき, 従来のラジアルギャップ誘導モータに対してトルク密度が 2 倍になることが解析により示された<sup>5)</sup>. そこで筆者らは, アキシアルギャップ誘導モータについてドローン用モータへの適用の可能性を見積もるための検討を行った. モータの設計において, 形状, 使用する材料の特性, 制御方式など考慮すべき要素が複数存在しており, 設計時の方向性を定めにくい. そこで, モータ容量に対する寸法設計を短時間かつ簡単に行える設計手法として装荷分配法を用いて検討した.

装荷分配法は, ギャップ磁束である磁気装荷とアンペア導体数である電気装荷の配分を決めることで, 電気機器の概略設計を行う手法である. モータ容量は磁気装荷と電気装荷の積に比例するため, 磁気装荷または電気装荷どちらかを要求仕様および汎用モータの相場から決定しておけば装荷配分を満たす寸法設計が比較

的容易に可能である. しかしながら, 一般的な装荷分配法は従来構造のラジアルギャップ誘導モータにおける設計手法であるため, 本研究では装荷分配法によるアキシアルギャップ誘導モータの設計手法を提案し, ドローン用モータとして同期速度 6000 rpm, 出力密度 1 kW/L 以上の特性を持つアキシアルギャップ誘導モータの設計を行った. また, 設計したアキシアルギャップ誘導モータの特性算定を行うにあたり, 一般的にモータの解析に用いられる有限要素法 (Finite Element Method : FEM) による電磁界解析では渦電流解析が必要となり, 計算時間の長大化が予想される. 本研究では, 解析対象を複数の要素に分割し, 磁気抵抗回路網として表現する解析手法である磁気抵抗回路網解析 (Reluctance Network Analysis : RNA) に基づく特性算定モデルを作成し, 計算時間短縮を図ると共に FEM による特性算定結果と比較, 検証した.

### 2. 設計手法の概要

#### 2.1 仕様決定

本研究では固定子 1 つを回転子 2 つで挟み込む構造であるシングルステータダブルロータ構造, トロイダル巻線のアキシアルギャップ誘導モータを想定し, 設計を行う. はじめに設計していくモータの仕様として出力  $P_m$ , 極数  $p$ , 電圧  $E_1$ , 周波数  $f$ , 結線方法を定める. 誘導モータではすべりが存在するため, ここで決める周波数による回転磁界の回転速度と回転子の回転速度には差が生じている. 出力と極数をもとに汎用モータの相場<sup>6)</sup>から効率  $\eta$  と力率  $\cos \theta$  を予想する.

#### 2.2 装荷の分配

モータ寸法の概略設計を行う上で重要となる装荷の分配を行う. 効率と力率を予想したことで先に決定した出力を満たすための入力  $P_a$  が決まる.

$$P_a = \frac{P_m}{\eta \cos \theta} \quad (1)$$

また, 電圧と結線方法を決めているため, 相電流  $I_1$  が決まる. な

Corresponding author: T. Terui (e-mail: [m8020907@s.akita-u.ac.jp](mailto:m8020907@s.akita-u.ac.jp)).

お、△結線では相電流と線電流、Y結線では相電圧と線間電圧が異なるため注意が必要である。ここではY結線を想定して説明していく。

$$I_1 = \frac{P_a \times 10^3}{\sqrt{3}E_1} \quad (2)$$

続いて、極数を決めているため、1極あたりのモータ容量  $S$  が決まる。

$$S = \frac{P_a}{p} \quad (3)$$

この1極あたりのモータ容量を周波数で割った値をモータ比容量  $S'$  とする。

$$S' = \frac{S}{f \times 10^{-2}} \quad (4)$$

磁気装荷  $\phi$  を計算するにあたり、モータの性質に影響する装荷分配数  $\gamma$  を決める。 $\gamma = 1$  の場合は電気装荷が大きい銅機械（巻線径の拡大、導体数の増加）、 $\gamma = 2$  の場合は磁気装荷が大きい鉄機械（鉄心部分の拡大）になる。誘導モータの場合では固定子導体に加え、回転子にも導体を用いており、銅損の割合が大きい銅機械の性質を持つため、銅機械寄りの  $\gamma = 1.3$  とするのがよいとされている<sup>6)</sup>。装荷分配数を決めるとともにモータ比容量が1のときの磁気装荷である基準磁気装荷  $\phi_0$  を決めることで設計していくモータが必要とする磁気装荷が決まる。

$$\phi = \phi_0 \left( \frac{S}{f \times 10^{-2}} \right)^{\gamma(1+\gamma)} \quad (5)$$

ここで、シングルステータダブルロータ構造はエアギャップ層を2つ有する構造であるため、エアギャップ層数  $G$  を考慮した磁気装荷を使用して設計を行う。誘導モータでは外部から供給されている電圧と磁束により誘導される起電力が釣り合うように磁束が生じる。すなわち、先に決めた電圧と磁気装荷により誘導される起電力が等しくなる。この関係より1相の直列導体数  $N_{ph1}$  は巻線係数を  $k_{w1}$  とすると

$$N_{ph1} = \frac{E_1 / \sqrt{3}}{\frac{\pi}{\sqrt{2}} f \frac{\phi}{G} k_{w1}} \quad (6)$$

となり、固定子の毎極毎相スロット数  $q$  を決めると、全スロット数  $Z_1$ 、1スロットの導体数  $N$  が決まる。

$$Z_1 = 3pq \quad (7)$$

$$N = \frac{N_{ph1}}{pq} \quad (8)$$

実際の1スロットの導体数にはこれに近い整数を選ぶ必要があるため、選んだ1スロットの導体数での1相の直列導体数と磁気装荷を再度計算する。

また電気装荷  $AC$  は

$$AC = \frac{3 N_{ph1} I_1}{p} \quad (9)$$

となる。

### 2.3 主要寸法の決定

これまでに決めた仕様、装荷によりモータ寸法の概略設計を行っていく。はじめに固定子寸法の決定を行う。従来のラジアルギャ

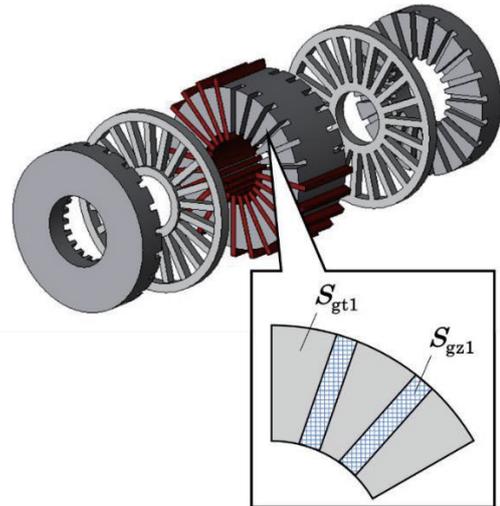


Fig. 1 Structure of axial gap induction motor.

ップ誘導モータの場合では、最初に電気装荷と電機子内周の1mm当たりの電気装荷である電気比装荷により決まる極ピッチから固定子鉄心の内径を決定し、寸法設計を行う。しかし、アキシアルギャップ誘導モータでは、電気比装荷を計算するための極ピッチが固定子の径によって異なるため、電気比装荷が均一ではない。したがって、本研究では所望の要求特性を満たす磁気装荷を計算し、ギャップ面積を決定したのちに固定子鉄心の外径および内径を決定することで寸法設計を行うこととする。

ギャップ部分の磁束密度となる比磁気装荷  $B_g$  を選ぶと既に決まっている磁気装荷から1極あたりの総ティースギャップ面積  $S_{gt}$  および Fig. 1 に示すティースのギャップ面積  $S_{gt1}$  が決まる。

$$S_{gt} = \frac{\phi}{B_g \times 10^{-6}} \quad (10)$$

$$S_{gt1} = \frac{S_{gt}}{3q} \quad (11)$$

ティースの占めるギャップ面積割合  $\alpha$  を決めることでティースおよびスロットを含めた鉄心のギャップ面積が決まる。このとき、 $\alpha$  が過大な場合には Fig. 1 に示すスロットのギャップ面積  $S_{gz1}$  およびスロット幅が小さくなり、巻線を施すためのスペースをスロット高さで補う必要があり、鉄心形状が軸方向に大きくなってしまふ。一方、 $\alpha$  が過小な場合にはスロット幅で巻線を施すスペースは確保できているため、軸方向には小さくなるが、既に決まっているティースのギャップ面積を確保する必要があり、鉄心形状が径方向に大きくなってしまふ。

ここまででティースおよびスロットを含む鉄心のギャップ面積が決まったが、鉄心寸法を決定するためには鉄心の外径または内径を与える必要がある。本研究では先に外径  $D_o$  を与え、ギャップ面積から内径  $D_i$  を求める。

$$D_i = \sqrt{D_o^2 - \frac{4 Z_1 (S_{gt1} + S_{gz1})}{\pi}} \quad (12)$$

鉄心外径および内径の決定により実際のティースおよびスロットのギャップ面積が決まり、スロットの幅が決まる。ここで巻線電流密度  $J_1$  と目標とするスロット占積率  $\%SF_2$  を決め、スロットの

形状を決める。

アキシシャルギャップ構造ではコイルエンドが径方向に存在している。今回想定している巻線方法はトロイダル巻線であり、最大でスロット内の巻線高さ分が径方向に飛び出していることが予想され、鉄心内径が小さすぎる場合には鉄心内側に存在しているコイルエンドが干渉してしまう可能性がある。そのため、スロット形状が決定した現時点で既に決めている外径における内側のコイルエンド干渉を確認し、干渉している場合には外径の決定を再び行う必要がある。

コイルエンドが干渉していないことを確認したのちにバックヨークの厚さを決める。このとき、鉄心内の磁束密度  $B_{ys}$  および鉄心の占積率  $\%SFc$  を決めることで、鉄心内での磁気飽和を防止するバックヨークの厚み  $l_{ys}$  を求める。また、式中の  $d$  は鉄心の外径部分から内径部分までの幅を示している。磁束密度は材料の  $B-H$  曲線をもとに飽和領域ではない値とする。

$$l_{ys} = \frac{\phi/G}{B_{ys} \%SFc d \times 10^{-6}} \quad (13)$$

次に回転子寸法の決定を行う。既に鉄心の外径および内径が決まっているため、回転子スロット数  $Z_2$  を決めることでティースおよびスロットのギャップ面積も決まる。回転子の寸法設計において二次導体寸法の決定にあたり、静止時の導体バーへの誘導起電力および二次導体に流れる電流を求める必要がある。一次の誘導起電力と静止時の導体バーへの誘導起電力  $E_2$  の比は

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\frac{\pi}{\sqrt{2}} f \frac{\phi}{G} k_{w1} N_{ph1}}{\frac{\pi}{\sqrt{2}} f \frac{\phi}{G} k_{w2} N_{ph2}} \quad (14)$$

であり、かご形回転子の場合には  $k_{w2} = 1$ 、 $N_{ph2} = 1$  であるから

$$E_2 = \frac{E_1 / \sqrt{3}}{k_{w1} N_{ph1}} \quad (15)$$

となる。

導体バーを流れる電流は導体バーに鎖交する磁束によるものであり、回転磁界の分布が正弦波とすれば導体バーに流れる電流も同様に1極対間を1周期とする正弦波形に分布すると考えられる。したがって、二次相数は  $Z_2 / (p/2)$  の多相回路となる。そして、1相の直列導体数は1で、回転子全体では  $p/2$  個だけ同様な電流の時間変化が存在するため、1相あたり  $p/2$  個の並列回路になっていると考えられる。よって、二次電流  $I_2$  は導体バーに流れる電流を  $I_b$  とすると、

$$I_2 = I_b \frac{p}{2} \quad (16)$$

となる。これより、二次入力  $P_2$  は

$$P_2 = \frac{Z_2}{p/2} E_2 \times I_b \frac{p}{2} \times \cos \theta_2 \quad (17)$$

となる。また、誘導モータの特性より機械的出力は二次入力  $(1-s)$  倍であるため、

$$P_m = (1-s) Z_2 E_2 I_b \cos \theta_2 \quad (18)$$

となる。通常、定格付近での動作点はすべりが小さく二次周波数が低いので二次側のリアクタンス成分が小さくなり、抵抗分だけと

みなせるので二次電流の力率はほぼ1に近くなるため、 $(1-s) \cos \theta_2$  は1に近い値となる。また、ダブルロータ構造では1つの回転子に要求される機械的出力は要求仕様の  $1/G$  倍となる。したがって、導体バーに流れる電流は

$$I_b = \frac{P_m/G \times 10^3}{0.9 Z_2 E_2} \quad (19)$$

と考えられる。

エンドリングには1極間に存在する  $Z_2 / p$  個の導体バーに流れる電流が左右に分かれるように流れるため、1極間の電流の和の半分がエンドリングに流れる電流と考えられる。導体バーを流れる電流の最大値は  $\sqrt{2} I_b$  であり、平均値は  $(2/\pi) \times \sqrt{2} I_b$  であり、エンドリングに流れる電流  $I_r$  は

$$\sqrt{2} I_r = \frac{1}{2} \times \frac{Z_2}{p} \times \frac{2}{\pi} \times \sqrt{2} I_b \quad (20)$$

$$I_r = \frac{Z_2}{p \pi} I_b \quad (21)$$

となる。

二次導体電流密度  $J_2$  を決めると、導出した導体バーおよびエンドリングを流れる電流をもとに二次導体の寸法が決まる。回転子のスロット形状は導体バーの寸法により決まる。

固定子と同様に鉄心内の磁束密度を決め、磁気飽和を防止するバックヨークの厚みを求めるが、シングルステータダブルロータ構造では一方の回転子バックヨークを通る磁束は固定子バックヨークを通る磁束の半分と考えられるため、同じ鉄心材料を使用し、鉄心内の磁束密度を選ぶ場合には固定子バックヨークの半分の厚みが回転子バックヨークの厚みとなる。

エアギャップの長さ  $\delta$  については電気装荷と比磁気装荷から求めることができ、

$$\delta = c \times 10^{-3} \times \frac{AC}{GB_g} \quad (22)$$

となる。式(22)の  $c$  は巻線係数、励磁電流と一次電流の比、カーター係数、飽和係数による影響を表す係数であり、誘導モータでは  $c = 0.08 \sim 0.15$  をとるとされている<sup>9)</sup>。

以上の手順によりアキシシャルギャップ誘導モータの寸法が導出される。

### 3. ドローン用モータの設計および特性算定

#### 3.1 ドローン搭載用モータの諸元

農業分野における農薬散布用ドローンに搭載されることを想定し、同期速度 6000 rpm のモータについて設計を行う。以降、ドローン用モータと呼称する。Fig. 2 にドローン用モータの概観図、Table 1 に使用した設計値、Table 2 に諸元を示す。設計値の効率と力率は文献 6) に示されている汎用モータの相場から予想した値である。モータの構造は先述したようにシングルステータダブルロータ構造、トロイダル巻線である。

#### 3.2 特性算定方法

一般的にモータの解析には FEM による電磁界解析が用いられる。しかし、アキシシャルギャップ誘導モータの解析においては二次導体に流れる電流やアキシシャルギャップ構造による周方向と軸方

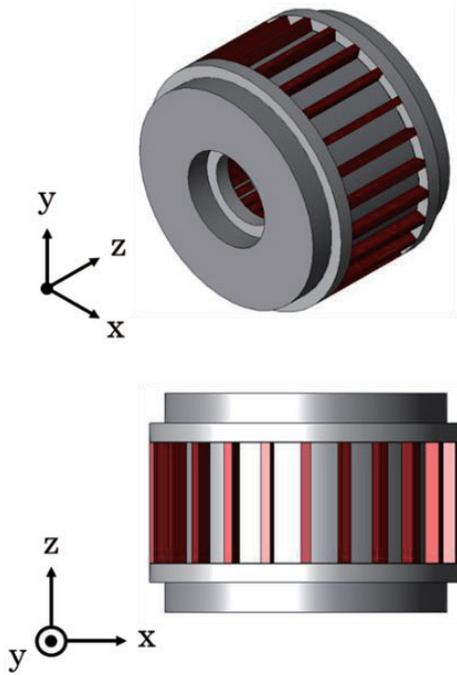


Fig. 2 Overview of axial gap induction motor.

Table 1 Design value to be used for axial gap induction motor.

$P_m$	0.75
$p$	4
$E_1$	48
$f$	200
$\eta$ (expected value)	80
$\cos \theta$ (expected value)	76
$\phi_0$	0.003
$G$	2
$k_{w1}$	0.966
$q$	2
$B_g$	0.8
$\alpha$	0.6
$D_o$	84
$J_1$	10
$\%SFz$	0.5
$B_{ys}$	1.2
$\%SFc$	0.97
$Z_2$	21
$J_2$	5
$c$	0.15

Table 2 Specifications of motor for agricultural drone.

Mechanical power	0.75 kW
Number of poles	4
Effective value of AC voltage	48 V
Frequency	200 Hz
Efficiency (expected value)	80 %
Power factor (expected value)	76 %
Outer diameter of motor (inclusive of end winding)	92 mm
Inner diameter of motor (inclusive of end winding)	31 mm
Axial length	82.3 mm
Gap length	0.13 mm
Volume	0.55 L
Number of stator slots	24
Number of rotor slots	21
Number of windings	8

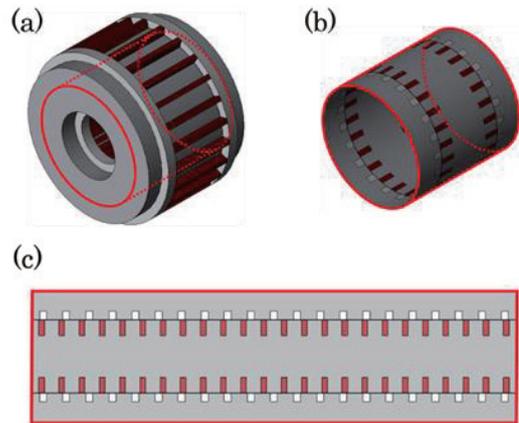


Fig. 3 Deformation of 3D model. (a) Determining cutting position of motor. (b) Cross section of motor. (c) Deployed model.

向に流れる磁束を考慮するための三次元渦電流解析が必要となり、計算時間の長大化が考えられる。

本研究ではアキシアルギャップ誘導モータの特性算定時の計算時間短縮が可能<sup>7)</sup>である二次元解析が可能モデルへの変形およびRNAの適用を行う。RNAは解析対象を複数の要素に分割し、分割した要素毎に単位磁気回路を挿入することで、対象全体を磁気抵抗回路網として回路計算を行う手法であり、電気-磁気の連成解析が容易かつ短時間でモータの特性算定が可能である。また、周辺の空気領域も含めた分割を行うことで漏れ磁束を考慮した計算を行うことができる。先行研究では従来構造の誘導モータのRNAモデルの提案およびインバータ回路との連成解析によりキャリア高調波を考慮した誘導モータの損失特性について計算した例<sup>8)</sup>やアキシアルギャップ誘導モータのRNAモデルの提案および短時間でFEMによる電磁界解析と同様の特性が得られた例<sup>7)</sup>が

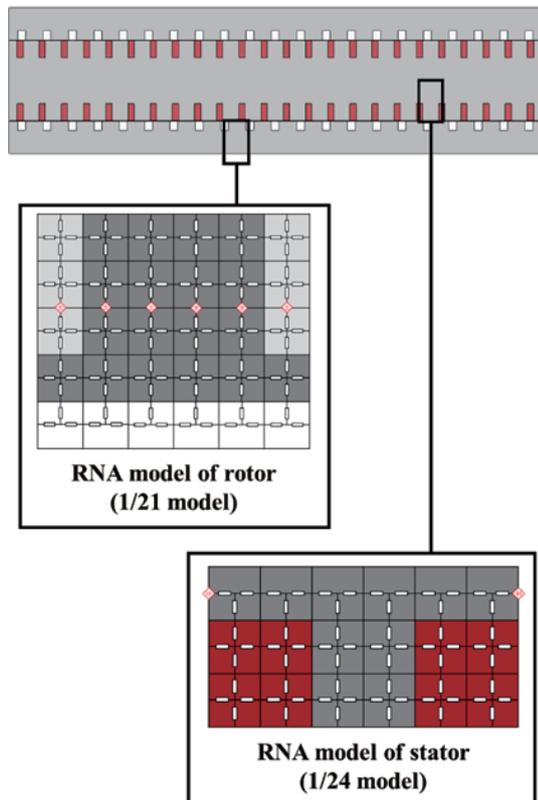


Fig. 4 1/24 model of stator and 1/21 model of rotor based on RNA.

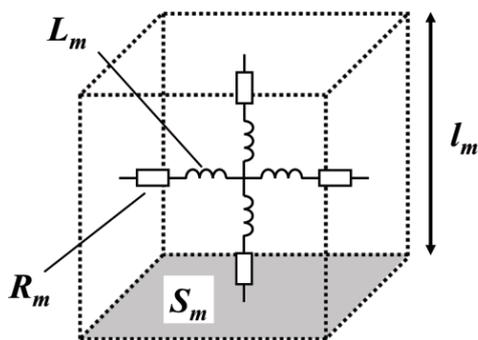


Fig. 5 Unit magnetic circuit.

報告されている。Fig. 3 に示すように設計したモータの三次元モデルを切り取り、断面を展開する。以降、展開後のモデルをリアモデルと呼称する。このリアモデルに対して RNA を適用する。Fig. 4 に固定子および回転子 1 スロットあたりの RNA モデルを示す。RNA モデルの分割した要素に Fig. 5 に示すような単位磁気回路を挿入し、解析対象であるリアモデルを磁気抵抗回路網として表現する。Fig. 5 における磁気抵抗  $R_m$  は、分割要素における材質の透磁率  $\mu$ 、分割要素の寸法により磁路長  $l_m$  および断面積  $S_m$  を用いて以下の式で与えている。また、RNA では磁気特性の非線形性を無視している。

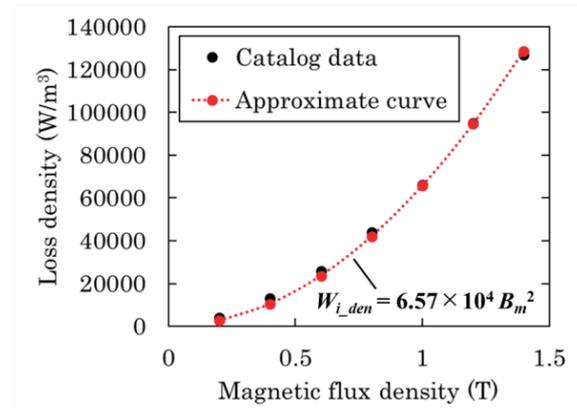


Fig. 6 Comparison of catalog value and approximate curve at frequency of 200 Hz.

$$R_m = \frac{1}{\mu} \times \frac{l_m}{S_m} \quad (23)$$

また、Fig. 5 におけるインダクタンス  $L_m$  は、鉄心の交流磁化特性を表す素子であり、磁気回路にインダクタンスを挿入することで鉄損の算定が可能となる<sup>9)10)11)</sup>。  $L_m$  は鉄心の鉄損曲線を用いて以下のように導出した。

要素に流れる磁束を  $\phi$  とすると、鉄損の瞬時値  $W_{i\_inst}$  は次式で表される。

$$W_{i\_inst} = L_m \left( \frac{d\phi}{dt} \right)^2 \quad (24)$$

要素を流れる磁束が正弦波であるとすれば、  $W_{i\_inst}$  を 1 周期  $T$  において平均した値が鉄損  $W_i$  であり、次式のように求まる。

$$W_i = \frac{\omega^2 L_m S_m^2}{2} B_m^2 \quad (25)$$

ここで、  $B_m$  は要素の磁束密度の振幅であり、要素を流れる磁束  $\phi$  の振幅を断面積  $S_m$  で割った値である。

鉄損が  $B_m^2$  に比例するとすれば単位体積あたりの鉄損  $W_{i\_den}$  は次式で表すことができる。

$$W_{i\_den} = \beta B_m^2 \quad (26)$$

駆動周波数である 200 Hz の鉄損曲線から最小二乗法で  $\beta$  を求めると  $\beta = 6.57 \times 10^4 [\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \text{T}^{-2}]$  となる。 Fig. 6 にカタログ値と近似曲線の比較を示す。 Fig. 6 を見るとカタログ値と近似曲線が概ね一致していることがわかる。

近似により得られた  $\beta$  を用いると、要素の鉄損  $W_i$  は次式で求められる。

$$W_i = 6.57 \times 10^4 B_m^2 l_m S_m \quad (27)$$

式(27)の右辺と式(25)の右辺が等しくなることから、周波数 200 Hz の正弦波電流で駆動した時のインダクタンス  $L_m$  は次式のように求まる。

$$L_m = 0.0832 \frac{l_m}{S_m} \quad (28)$$

なお、導出したアキシヤルギャップ誘導モータの RNA モデルの要素数は周辺の空気領域も含めて 2364 である。

### 3.3 RNAによる特性算定結果およびFEM結果との比較

設計した動作点付近の解析を行うためにすべり 0.1 ~ 0, 回転速度 5400 ~ 6000 rpm において, 過渡状態から定常状態に移行したのちに十分に時間経過するまで過渡応答解析を行った. RNA, FEM とともに 0.5 s まで解析を行い, 電源電圧波形 1 周期を 50 分割するように計算ステップ数を設定した. FEM はリニアモデルを用いた 2D-FEM であり, 要素数は 10039 である. また, FEM では磁気特性の非線形性を考慮した非線形計算と非線形性を無視した線形計算を行った. Fig. 7 に出力, 効率, 鉄損の算定結果を示す. 出力と効率については入力  $P_{in}$  から損失  $W_{loss}$  を差し引いた値を出力  $P_o$  とし, 効率  $\eta$  を算出している. 損失  $W_{loss}$  は, 銅損  $W_c$ , 鉄損  $W_i$  を考慮し, 機械損は無視している.

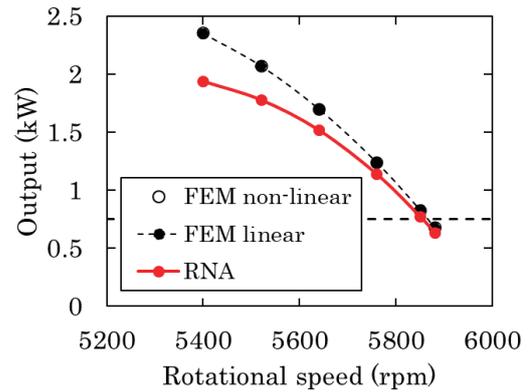
$$\eta = \frac{P_{in} - W_{loss}}{P_{in}} = \frac{P_{in} - (W_c + W_i)}{P_{in}} \quad (29)$$

RNA における鉄損の算定について, インダクタンスを挿入した単位磁気回路を用いて各要素の最大磁束密度を求め, 式 (27) より各要素の鉄損を計算している.

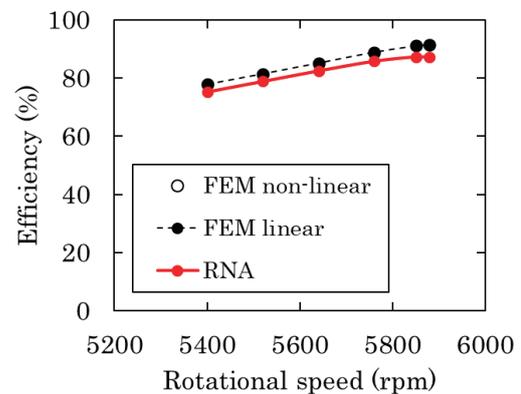
FEM における鉄損は回転速度毎に求めた磁束密度分布の時間依存の点列データを周波数成分に分解し, 周波数毎の鉄損を求めている. 固定子では電源周波数を, 回転子ではすべり周波数を基本周波数とした.

RNA による特性算定結果について, 回転速度 5850 rpm において出力 0.767 kW と設計時に決めた出力に近い値となっている. また, モータ体積 0.55 L であるため, 出力密度は 1.39 kW/L と目標としていた 1 kW/L 以上の出力密度を得るアキシシャルギャップ誘導モータとなった. 効率と力率に関してはそれぞれ 87.8%, 75.3% であり, 予想値と差異が見られた. FEM による特性算定結果では回転速度 5850 rpm において非線形計算が出力 0.831 kW, 効率 91.1%, 線形計算が出力 0.830 kW, 効率 91.1% である. 解析 1 点あたりの平均計算時間は FEM の非線形計算が 2 時間 56 分 28 秒, FEM の線形計算が 1 時間 40 分 5 秒, RNA が 50 分 32 秒であり, RNA を用いることで計算時間短縮が可能となった. RNA と FEM での算定結果に差異が見られるが, FEM の算定結果においても回転速度 5850 rpm 付近で出力 0.75 kW となっていることから, 本研究での設計手法は要求する仕様を満たすアキシシャルギャップ誘導モータの概略設計が概ね可能であることがわかる. また, 設計する動作点では設計時に鉄心内の磁束密度を決めていることで磁気特性の非線形性による影響は少ないと考えられる.

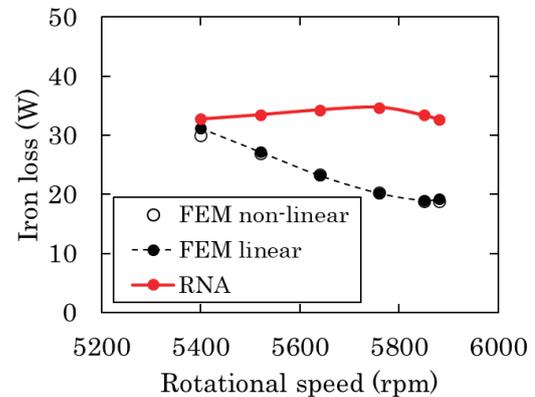
出力と効率における算定結果の差異については漏れ磁束による影響が原因であると考えられる. RNA では要素数が少なく, 漏れ磁束による影響が表現できていないため, RNA のみ差異が見られたと予想される. そのため, RNA においては解析対象周辺の空気領域を更に細かく要素分割することで漏れ磁束の計算精度を高めることができ, FEM との差異が小さくなると考えられる. 鉄損における算定結果について, FEM の非線形計算と線形計算では概ね一致しており, RNA と FEM の結果では差異が生じている. RNA では先述したようにインダクタンスを挿入した単位磁気回路を用いて各要素の最大磁束密度を求め, 各要素の鉄損を計算しているが, 鉄損を 200 Hz の特性で近似しており, 回転子の鉄損に大きな誤差が生じているためであると考えられる. そのため, 計算精度の



(a)



(b)



(c)

**Fig. 7** (a) Rotational speed-output characteristics, (b) Rotational speed-efficiency characteristics and (c) Rotational speed-iron loss of motor for agricultural drone.

向上には回転子の鉄損計算において鉄損をすべり周波数での特性で近似する必要がある. また, 本手法で設計したアキシシャルギャップ誘導モータのギャップ長は一次側 (固定子) と二次側 (回転子) の磁気結合を高くするため 0.13 mm と短い値となってしまう. そのため, 機械設計を行い製作が可能であるかの検討が必要である.

#### 4. まとめ

用途に応じたモータ容量に対して短時間かつ簡単に設計を行うため、装荷分配法によるアキシシャルギャップ誘導モータの設計手法を用い、ドローン用モータとして同期速度 6000 rpm, 出力密度 1 kW/L 以上の特性を持つアキシシャルギャップ誘導モータの設計を行った。

従来のラジアルギャップ誘導モータの装荷配分は、最初に電気装荷と電気比装荷により決まる極ピッチから固定子鉄心の内径を決定するが、アキシシャルギャップ構造では、電気比装荷をラジアルギャップ構造と同等に定義することが難しい。したがって、本研究では所望の要求特性を満たす磁気装荷を決定したのちに固定子鉄心の外径および内径の寸法設計を行った。

設計したアキシシャルギャップ誘導モータについて RNA と FEM による特性算定を行った。解析 1 点あたりの平均計算時間が RNA では磁気特性の非線形性を無視した計算で 50 分 32 秒であったのに対して、一般的に用いられる FEM では磁気特性の非線形性を考慮した計算で 2 時間 56 分 28 秒、非線形性を無視した計算で 1 時間 40 分 5 秒であり、RNA を用いることで計算時間短縮が可能となった。RNA による算定結果より回転速度 5850 rpm, 出力密度 1.39 kW/L となり、FEM による算定結果においても回転速度 5850 rpm 付近で要求仕様を満たすアキシシャルギャップ誘導モータの設計が可能であることを確認した。

今後は RNA において設計したアキシシャルギャップ誘導モータについてさらなる高出力密度化および軽量化等のドローン用モータに向けた最適化の検討を行う。

**謝辞** 本研究の一部は、JSPS 科研費 JP19K04344 の助成を受けたものである。

#### References

- 1) T. Hyodo: *IATSS Review*, **44**, 132 (2019) (in Japanese)
- 2) K. Nonami: *Journal of SICE*, **55**, 780 (2016) (in Japanese)
- 3) M. Morishita: *Technical Journal of Advanced Mobility*, **1**, 72 (2020) (in Japanese)
- 4) Y. Wada: *The Doshisha University economic review*, **65** 427 (2014) (in Japanese)
- 5) R. Sakai, Y. Yoshida, and K. Tajima: *T. Magn. Soc. Jpn.*, **2**, 43 (2018).
- 6) T. Takeuchi, S. Nishikata: Daigakukatei Denkisekkeigaku kaitei3ban (in Japanese) (ohmsha, Tokyo, 2019).
- 7) T. Terui, Y. Yoshida, and K. Tajima: *The Paper of Technical Meeting on Magnetism, IEE Jpn.*, MAG-21-051 (2021) (in Japanese).
- 8) Y. Hoshi, Y. Yoshida, and K. Tajima: *The Paper of Technical Meeting on Magnetism, IEE Jpn.*, MAG-20-060 (2020) (in Japanese).
- 9) T. Anayama: *enerugihenkankogakukisoron* (in Japanese) (Maruzen, Tokyo, 1977).
- 10) K. Fujita, K. Nakamura, and O. Ichinokura: *The Paper of Technical Meeting on Magnetism, IEE Jpn.*, MAG-11-062 (2011) (in Japanese).
- 11) K. Nakamura, T. Tomonaga, S. Hisada, K. Arimatsu, T. Ohinata, Y. Sato and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **32**, 82 (2008) (in Japanese)

2021年11月7日受理, 2021年12月7日再受理, 2022年2月23日採録

# 湾曲させた柔軟鋼板の磁気浮上搬送システムの開発 (電磁力の印加位置に対する基礎的考察)

## Electromagnetic Levitation and Transportation System for Bent Thin Steel Plate (Fundamental Consideration on Acting Position of Electromagnetic Force)

椎名敦紀<sup>a)</sup>・嘉山周汰<sup>a)</sup>・ムハマドヌルハキミビンモハマドカマ<sup>a)</sup>

・小川和輝<sup>a)</sup>・遠藤文人<sup>b)</sup>・成田正敬<sup>a)†</sup>・加藤英晃<sup>a)</sup>

<sup>a)</sup>東海大学, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1 (〒259-1292)

<sup>b)</sup>福岡工業大学, 福岡県福岡市東区和白東 3-30-1 (〒811-0295)

A. Shiina<sup>a)</sup>, S. Kayama<sup>a)</sup>, M. N. Hakimi<sup>a)</sup>, K. Ogawa<sup>a)</sup>, A. Endo<sup>b)</sup>, T. Narita<sup>a)†</sup>, and H. Kato<sup>a)</sup>

<sup>a)</sup> Tokai Univ., 4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka-shi, Kanagawa, 259-1292, Japan

<sup>b)</sup> Fukuoka Institute of Technology, 3-30-1 Wajiro-higashi, Higashi-ku, Fukuoka-shi, Fukuoka, 811-0295, Japan

In the thin steel plate production line that is widely used for industrial products, contact conveyance is performed with rollers, but deterioration in the quality of the plates is a problem because scratches and irregularities occur on the surface of the plates. Therefore, non-contact magnetic levitation transfer of thin steel plates done using the attractive force of electromagnets has been proposed. So far, studies have been conducted on changing the bending angle and the conveying direction of thin steel plates with the magnetic levitation system that uses a horizontal positioning control system and the curved magnetic levitation system. Therefore, in this study, the distance between the centers of the horizontal electromagnets was changed. It was confirmed that the levitation performance was improved by increasing the distance between the centers of these electromagnets.

**Key words:** electromagnetic levitation control, thin steel plate, finite difference methods, transportation, magnetic field

### 1. はじめに

自動車をはじめとする工業製品に広く使用されている薄鋼板の製造では多数のローラによる接触搬送が行われている。このとき薄鋼板とローラ間の摩擦で薄鋼板表面に傷や凹凸が生じ、表面品質が劣化するという問題がある。そこで、この問題の解決策として電磁石の吸引力を利用した薄鋼板の非接触磁気浮上搬送技術が多く提案されている<sup>1-3)</sup>。しかし、多くの磁気浮上技術に関する研究では浮上対象が剛体と考慮できる物体についての検討であり、複雑な変形を起こす柔軟性がある物体の磁気浮上についての報告は少ない。当研究グループでは薄く柔軟で浮上制御が困難である薄鋼板に着目し、鉛直方向に浮上制御を行うだけでなく、鋼板のエッジ部に電磁石ユニットを設置したシステムを提案している。エッジ部に設置した電磁石により鋼板の水平方向に位置決め制御を行うことで搬送時の横滑りや落下を防止し、鋼板のたわみを抑制することで非接触支持搬送が可能であることを明らかにした<sup>4)</sup>。水平方向に設置した電磁石から、薄鋼板に発生する張力がたわみの抑制に寄与するが、電磁石の設置箇所に大きく依存する<sup>5)</sup>。薄鋼板の寸法によっては張力が十分に加わらず局所的にたわみが生じ、これにより高次の弾性振動が励起され、制御性能を劣化させる可能性がある。水平方向の電磁石のみにより、たわみを発生する領域を狭めるには電磁石サイズや個数の変更が考えられるが、システムが冗長になる可能性がある。

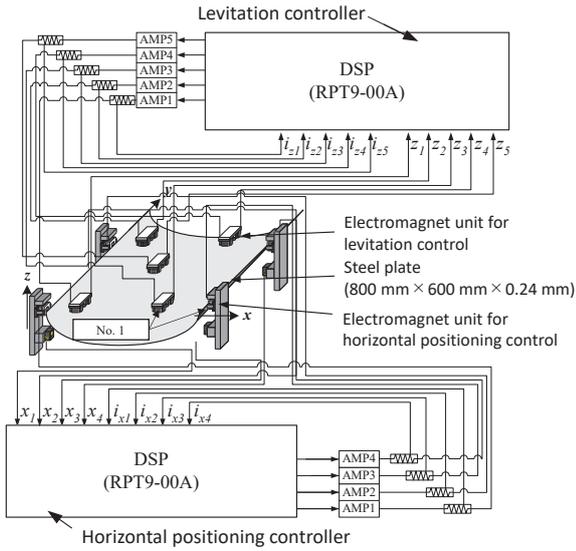
一方著者らは、薄鋼板の柔軟性を積極的に利用し、塑性変形させない範囲で湾曲させる手法も提案し、板厚に対して最適な湾曲角度を数値解析と実験から明らかにしている<sup>6)</sup>。これにより電磁石の

個数を増やさずに、薄鋼板の浮上性能を向上させることができた。しかし、このとき薄鋼板に入力される外乱は鉛直方向となる浮上方向のみであり<sup>7,8)</sup>、薄鋼板搬送時に発生する空気抵抗や加速度などの水平方向の外乱は想定されていない。加えて水平方向電磁石による薄鋼板の位置決め制御システムと薄鋼板の柔軟性を積極的に利用した湾曲磁気浮上システムを併用した磁気浮上システムの浮上性能についての検討はこれまで行われていない。

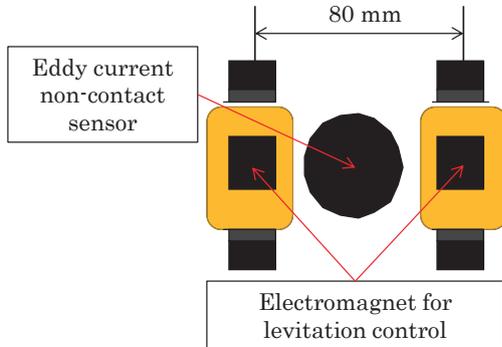
そこで、著者らは湾曲させながら浮上させた鋼板を搬送させた際の浮上性能を検討するため、浮上用電磁石を傾斜させ、かつ水平方向から位置決め制御を行う磁気浮上装置を構築し、薄鋼板の湾曲角度や搬送方向が浮上性能に与える影響について検討を行ってきた<sup>9,10)</sup>。しかしながら湾曲させた鋼板のどの部分を支持して搬送すれば安定性が向上できるのか評価の検討は行われていない。そこで本研究は、薄鋼板を湾曲させながら水平方向から加わる張力の印加位置を変えた際の鋼板形状について有限差分法により求め、張力の印加位置が鋼板形状に与える影響について検討を行った。そして薄鋼板を湾曲浮上させて搬送実験を行い、搬送による水平方向の外乱が入力された際に、エッジ部から加わる張力の印加位置が浮上性能に与える影響について検討を行った。

### 2. 薄鋼板の湾曲磁気浮上システムの構築

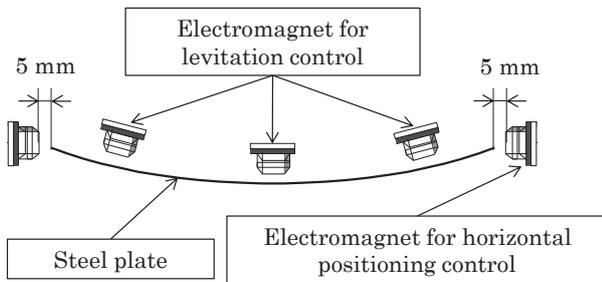
湾曲磁気浮上制御システムの概略図を Fig. 1 に示す。浮上対象は長さ 800 mm、幅 600 mm、厚さ 0.24 mm の長方形亜鉛めっき鋼板 (材質 SS400) を使用する。なお同図に示すように鋼板の短手方向を  $x$  方向、長手方向を  $y$  方向、鉛直方向を  $z$  方向と定義し、鋼板は  $x$  方向に搬送される。浮上用電磁石ユニットの詳細図を Fig. 2 に示す。浮上制御システムは周囲と中央の 5 か所に浮上用電磁



**Fig. 1** Schematic of bending electromagnetic levitation control system and horizontal positioning control system.

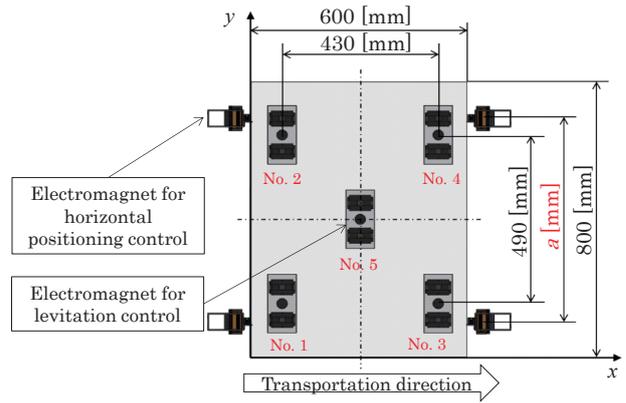


**Fig. 2** Schematic of electromagnet unit for levitation control.

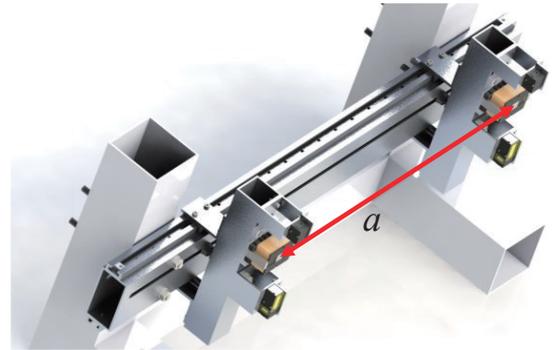


**Fig. 3** Positional relationship between electromagnet and steel plate.

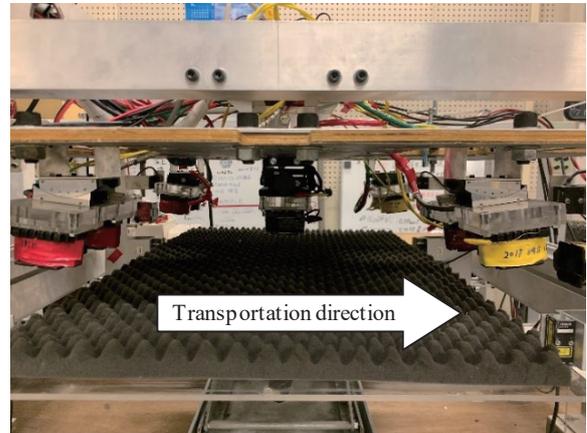
石ユニットを設置し、2基の電磁石と薄鋼板までの変位を測定するための渦電流式非接センサを2基の電磁石で挟むように配置して構成されている。各電磁石表面から鋼板表面までの距離を5mmに制御することで鋼板を磁気浮上させる。Fig. 3に示すように浮上した鋼板のエッジに対して水平方向位置決め制御用ユニットによる吸引力を加え、電磁石表面から鋼板エッジまでの距離を5mmになるように制御を行う。水平方向位置決め制御用ユニットは鋼板の相対する2辺に沿って2個ずつ設置している。各電磁石表面から鋼板エッジまでの距離を5mmに非接触位置決め制御する浮上制御用電磁石ユニットと水平方向位置決め制御用ユニットはFi



**Fig. 4** Layout of electromagnets for levitation control and horizontal positioning control.



**Fig. 5** Slide mechanism of electromagnet for horizontal positioning control.



**Fig. 6** Bending levitation control system.



**Fig. 7** Tilted electromagnet for levitation control.

Table 1 Symbols and values.

Symbol	Value
$m$	0.837 kg
$E$	$2.17 \times 10^{11}$ N/m <sup>2</sup>
$\nu$	0.3
$h$	0.24 m
$\rho$	$7.266 \times 10^3$ kg/m <sup>3</sup>
$g$	9.80655 m/s <sup>2</sup>

g. 4 のように配置されている。水平方向位置決め制御用ユニットは Fig. 5 ように可動することができる。本研究では Fig. 4 中央の浮上制御用電磁石ユニット (No. 5) の位置を下方に移動させることで鋼板を湾曲させながら浮上させる。x 軸方向の電磁石位置は湾曲浮上させた際の安定性向上のため薄鋼板を電磁石ユニット No. 1 (もしくは No. 2) と No. 3 (もしくは No. 4) の 2 点で支持された両端突出単純支持はりとして考え、はり全体に生じる静的たわみ量の総和が最小となる 430 mm とした。同様に y 軸方向の電磁石位置は薄鋼板を電磁石ユニット No. 1 (もしくは No. 3) と No. 2 (もしくは No. 4) に加え中央の電磁石ユニット No. 5 の 3 点で支持された両端突出単純支持はりとして考え、はり全体のたわみ量の総和が最小となる 490 mm とした。また、実験装置のフレーム内の写真を Fig. 6, Fig. 7 に示す。鋼板を湾曲浮上させるために周囲の電磁石 (No. 1~No. 4) には傾斜ステージを取り付け、Fig. 7 に示すように電磁石を任意の角度に傾斜する。さらに、湾曲させる角度によって薄鋼板中央部分の高さが変わるため中央に設置してある電磁石 (No. 5) には高さが調整可能なステージを取り付けた。電磁石の傾斜角は、既報の結果より、x 軸方向に搬送した際に高い浮上安定性を示した 5° とした。

### 3. 湾曲磁気浮上鋼板に張力の印加位置を変更した際の形状解析

#### 3.1 鋼板形状解析モデル

水平方向電磁石を長手方向のエッジに設置して張力を加えた際に鋼板形状に与える影響を検討するため、有限差分法を用いて浮上中の鋼板形状を算出した。水平方向電磁石の吸引力が加わった長方形薄鋼板の静的なたわみの方程式は次式で表される。

$$D\nabla^4 z = f_z + f_x \frac{\partial^2}{\partial x^2} z + f_5 - \rho hg \quad (1)$$

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}, \nabla^4 = \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} \quad (2)$$

ここで  $m$ : 薄鋼板の質量 [kg],  $E$ : 薄鋼板のヤング率 [N/m<sup>2</sup>],  $h$ : 薄鋼板の厚さ [m],  $\nu$ : ポアソン比,  $x$ : 薄鋼板の短手方向の座標 [m],  $y$ : 薄鋼板の長手方向の座標 [m],  $z$ : 薄鋼板の変位 [m],  $f_z$ : 水平方向電磁石による薄鋼板の単位面積あたりに加わる鉛直方向の外力 [N/m<sup>2</sup>],  $f_x$ : 水平方向電磁石による薄鋼板の単位面積あたりに加わる水平方向の外力 [N/m],  $f_5$ : 浮上制御用電磁石 No. 5 による浮上方向の外力 [N/m<sup>2</sup>],  $\rho$ : 薄鋼板の密度 [kg/m<sup>3</sup>],  $g$ : 重力加速度 [m/s<sup>2</sup>]である。各パラメータ値を Table 1 に示す。なお、電磁界解析ソフトを用いて定常電流を流した際の電磁石 1 つあたり

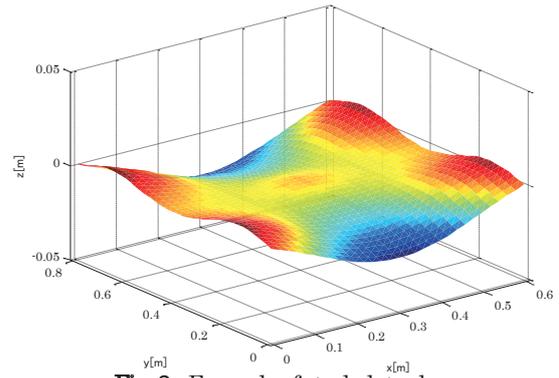


Fig. 8 Example of steel plate shape.

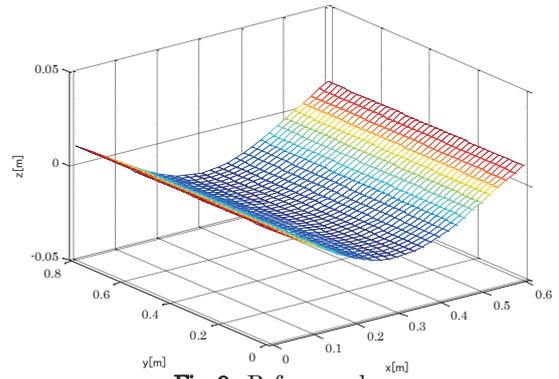


Fig. 9 Reference shape.

の吸引力を解析し、鋼板全体に発生する  $f_z, f_x$  を算出した<sup>1)</sup>。

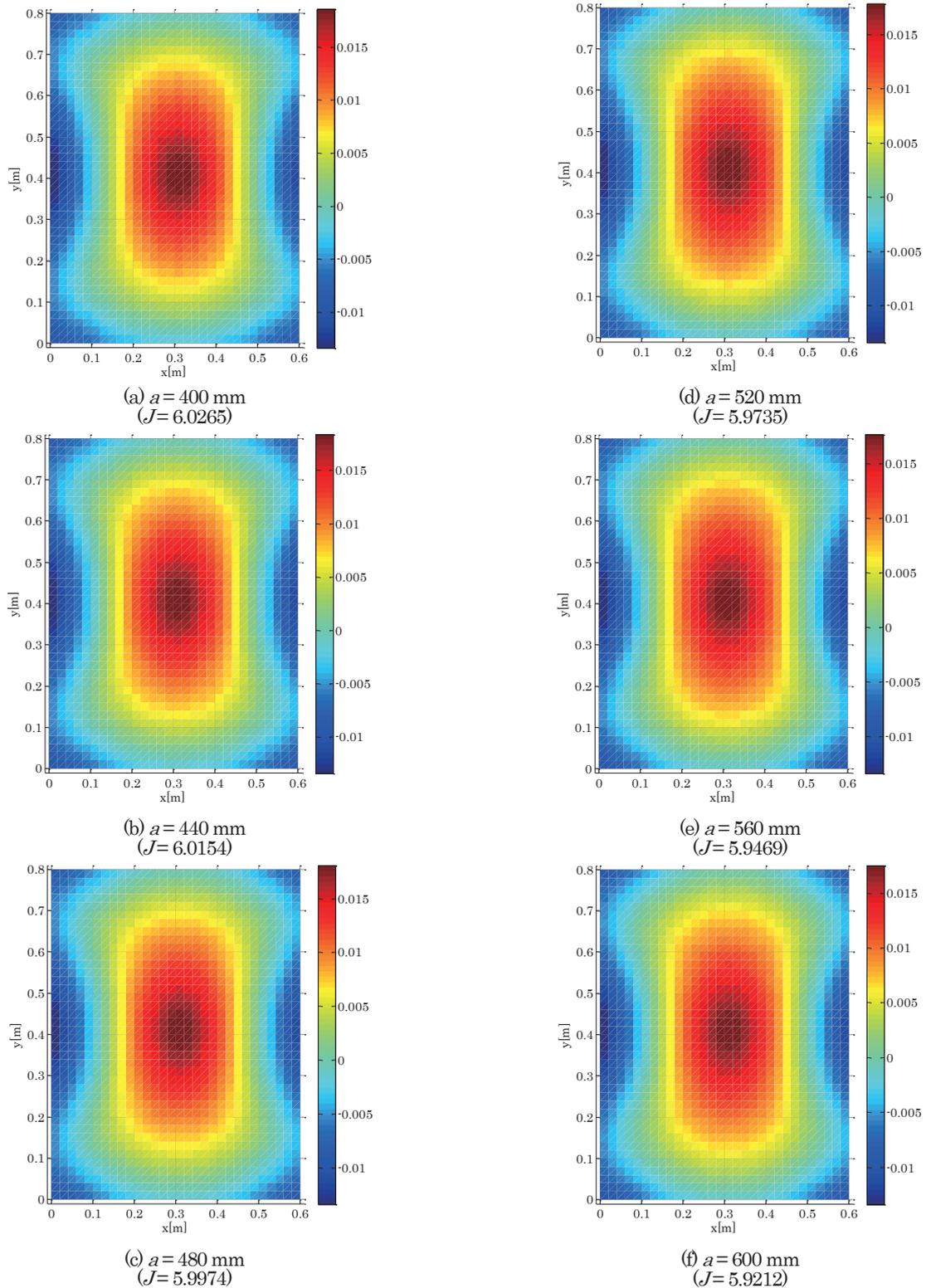
フィードバック制御を行っていることから浮上方向電磁石 No. 1~4 の位置で薄鋼板は単純支持され、水平方向電磁石は制御によって薄鋼板が制御点で静止していると仮定した。また  $f_5$  の値を変化させて鋼板の湾曲角度を決定する。式(1)を用いて、薄鋼板のたわみを有限差分法によって計算する。このとき、差分解析格子の大きさは 20 mm×20 mm とした。得られた湾曲した磁気浮上鋼板の形状を評価するため、短手方向のみに湾曲した基準面を設定した。鋼板を x 軸方向の両端突出はりとして見なし、浮上制御用電磁石 No. 1 (もしくは No. 2) と No. 3 (もしくは No. 4) の位置で単純支持し、自重による分布荷重と浮上制御用電磁石 No. 5 が発生する吸引力がはりの中央に加わった形状を求めた。この形状を y 軸方向に押し出し、基準面を得た。基準面の格子の大きさを 20 mm×20 mm とした。ここで設定した基準面に対する総たわみ量を評価するために評価値  $J$  を次式のように定義した。

$$J = \frac{\sum_{i=1}^N |z_i - z_0|}{N} \quad (3)$$

$z_i$ : 薄鋼板の各解析点における z 軸方向の変位 [m],  $z_0$ : 基準面の各解析点における z 軸方向の変位 [m],  $N$ : 解析点の総数 ( $N=1271$ ) である。

#### 3.2 解析結果

水平方向電磁石に定常電流を流して板厚 0.24 mm の鋼板に張力を加えながら電磁石ユニット No. 1~No. 4 の位置における鋼板の曲げ角度が 5° になるように  $f_5$  を入力した鋼板形状を有限差分法



**Fig. 10** Difference between obtained shape of levitated steel plate and reference shape.

により式(1)を解くことで求めた。水平方向電磁石に定常電流を 0.5 A 流し、中心間距離  $a$  を 400 mm から 600 mm まで 40 mm ずつ変化させた  $a = 600$  mm のときに得られた鋼板形状を一例として Fig. 8 に、基準面の鋼板形状を Fig. 9 に示す。各電磁石位置における得られた鋼板形状と基準面の差分値を Fig. 10 に示す。同図は赤

い部分と青い部分の色が濃いほど基準面からのたわみが大きいことを意味している。鋼板の角や長手方向の中央部など電磁力の吸引力が加わらない部分で大きく負方向にたわんでいる様子が確認できる。定常電流を 0.5 A 流した場合は中心間距離  $a$  を増加させることで評価値  $J$  が減少する結果が得られた。定常電流を 0.1 A ~

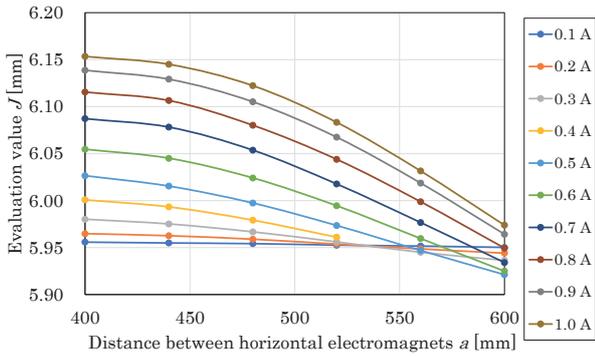


Fig. 11 Relationship between steady current and evaluation value.

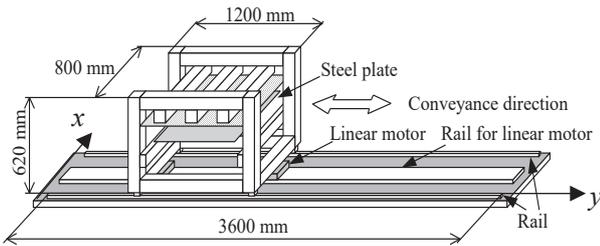
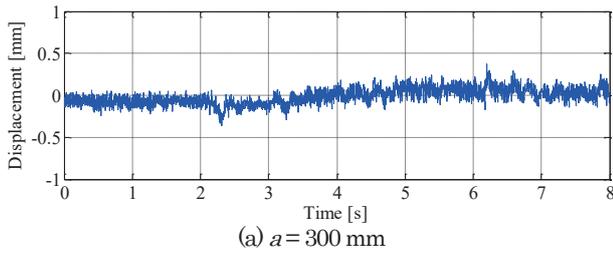
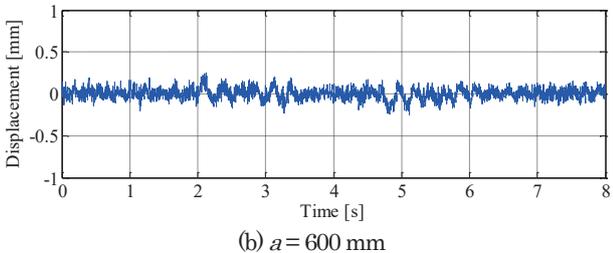


Fig. 12 Conveyance system for steel plates (y direction transport).



(a)  $a = 300$  mm



(b)  $a = 600$  mm

Fig. 13 Time histories of vertical displacement of steel plate.

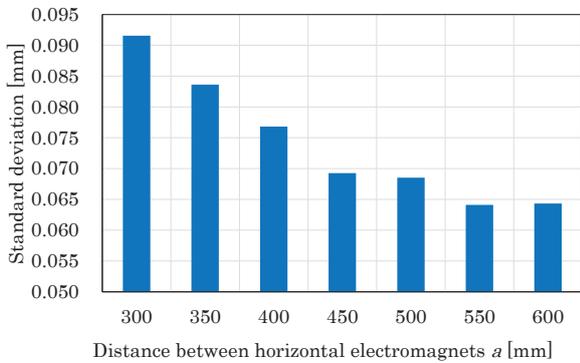
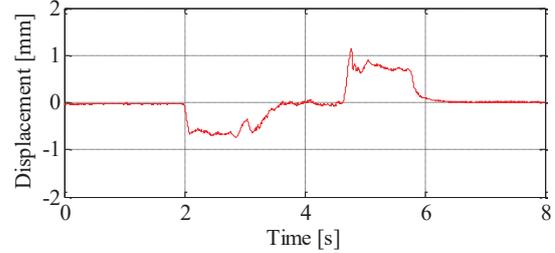
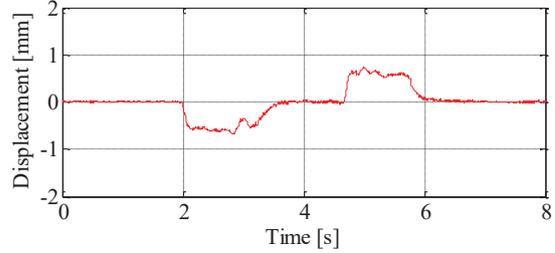


Fig. 14 Standard deviation of vertical displacement.

1.0A (0.1A 刻み) まで流し, 中心間距離  $a$  を変化させた際の評価



(a)  $a = 300$  mm



(b)  $a = 600$  mm

Fig. 15 Time histories of horizontal displacement of steel plate.

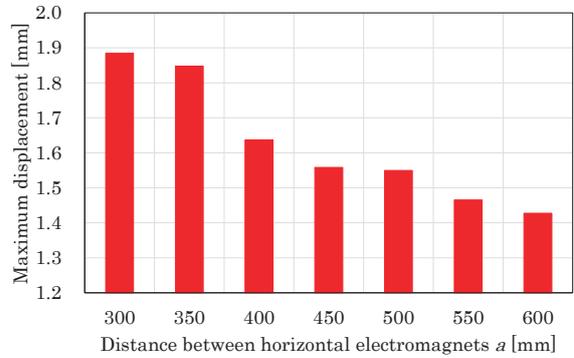


Fig. 16 Maximum displacement in horizontal direction.

値  $J$  と水平方向電磁石の中心間距離の関係を図. 11 に示す. 同図から定常電流が 0.1 A のとき中心間距離  $a$  を増加させても評価値  $J$  はほぼ一定の傾向にあるが, 定常電流 0.2 A 以降は中心間距離  $a$  を増加させると評価値  $J$  は減少する傾向となった.

#### 4. 薄鋼板の湾曲磁気浮上搬送システムの制御モデル

使用する電磁石コイルは浮上方向, 水平方向共に線径が 0.5 mm, 巻数は 1005 回とし, 鉄心は E 型に加工したフェライトコアを用いた. 各電磁石ユニットにおいて, 電磁石の電気回路は 2 基が直列に接続されている. なお電磁石の磁場による変位センサへの影響を計測した結果, 測定誤差は 1% 以下であり制御系に影響を及ぼすことはほとんどないことを確認している<sup>12)</sup>. さらに電磁石コイル電流を測定用の外部抵抗より検出し, 合計 10 個の観測値を A/D コンバータから DSP に入力し制御則を計算する. D/A コンバータから電流供給用アンプへ制御電圧を出力し, 薄鋼板を磁気浮上させる. Fig. 1 に示す通り本実験装置の制御システムでは 2 基の DSP にて構成されている. 鉛直方向の浮上制御と水平方向位置決め制御についてそれぞれ独立して制御モデルを構築し, それぞれの DSP に実装して制御している. なお制御モデルは既報と同一のモデルを使用した<sup>13)</sup>.

## 5. 湾曲させた薄鋼板の張力印加位置を変更した搬送実験

## 6. まとめ

### 5.1 実験条件

薄鋼板は長さ 800 mm, 幅 600 mm, 厚さ 0.24 mm の長方形亜鉛めっき鋼板 (材質 SS400) を使用し, Fig. 12 示す通りフレーム内に設置された磁気浮上システムを装置ごとリニアモータで搬送させる。このとき, 鋼板は同図の  $y$  方向に搬送され搬送装置が静止している状態から加速度  $0.59 \text{ m/s}^2$  にて搬送を開始し, 速度  $0.7 \text{ m/s}$  に達した時点で等速にて搬送, その後  $-0.59 \text{ m/s}^2$  にて減速, 停止させ, 搬送させる距離は  $3.6 \text{ m}$  とした。さらに, 水平方向電磁石の定常電流を  $0.5 \text{ A}$  流し, 水平方向電磁石の中心間距離  $a$  を  $300 \text{ mm}$  から  $600 \text{ mm}$  まで  $50 \text{ mm}$  ずつ変化させて搬送実験を行った。

### 5.2 実験結果

鋼板の湾曲角度が  $5^\circ$  で水平方向電磁石の定常電流を  $0.5 \text{ A}$  流し, 搬送したときの Fig. 1 における浮上方向の電磁石ユニット No. 1 に設置した変位センサにより測定した薄鋼板の浮上方向の変位時刻歴を Fig. 13 に示す。同図より水平方向電磁石の中心間距離  $a$  を  $300 \text{ mm}$  から  $600 \text{ mm}$  に変化させたところ薄鋼板の変位標準偏差は  $30\%$  減少した。水平方向電磁石の中心間距離  $a$  と鋼板の浮上方向変位標準偏差の関係を Fig. 14 に示す。水平方向電磁石の定常電流が  $0.5 \text{ A}$  場合では水平方向電磁石の中心間距離  $a$  を増加させると変位標準偏差が減少する傾向が得られた。

同様の条件で Fig. 1 における水平方向の電磁石ユニット No. 1 に設置した変位センサにより測定した薄鋼板の水平方向の変位時刻歴を Fig. 15 に示す。同図より水平方向電磁石の中心間距離  $a$  を  $300 \text{ mm}$  から  $600 \text{ mm}$  に変化させたところ薄鋼板の最大振幅は  $24\%$  抑制された。Fig. 14 と同様に水平方向電磁石の中心間距離  $a$  と鋼板の水平方向の最大振幅の関係を Fig. 16 に示す。水平方向電磁石の定常電流が  $0.5 \text{ A}$  場合では水平方向電磁石の中心間距離  $a$  を増加させると最大振幅が減少する傾向が得られた。よって鋼板の湾曲角度  $5^\circ$  で水平方向電磁石の定常電流を  $0.5 \text{ A}$  流した場合, 浮上方向と水平方向共に水平方向電磁石の中心間距離  $a$  を増加させることで振動を抑制できることを確認した。

湾曲角度  $5^\circ$  の薄鋼板に対して水平方向からの磁場の印加位置が浮上性能に与える影響について, 湾曲磁気浮上制御と水平方向から位置決め制御を行う磁気浮上装置を構築し, 薄鋼板を湾曲浮上させた形状解析と搬送実験を行った。水平方向電磁石の定常電流を  $0.5 \text{ A}$  流し, 水平方向電磁石の中心間距離を変化させて搬送実験を行った結果, 中心間距離を増加させることで浮上方向と水平方向の振動は抑制できた。また, 解析結果と実験結果の傾向が一致したことから本論文で提案した静的形状解析からたわみを評価して水平方向電磁石位置を設計することで, 安定して搬送できる構成を解析的に求める手法が有効であることを示した。

今後は実験条件の範囲を拡大すると共に, 薄鋼板の湾曲角度を変化させた検討を行い, より浮上性能が良くなる搬送条件を数値解析と搬送実験で求めていく予定である。

## References

- 1) S. Ohashi, D. Kumano, and Y. Goto: *IEEJ Trans. Industry Appl.*, **128**, 648 (2008).
- 2) S. Matsumoto, Y. Arai, and T. Nakagawa: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 8600304 (2014).
- 3) M. Morihita and M. Akashi: *IEEJ Trans. Industry Appl.*, **119**, 1289 (1998).
- 4) Y. Oshinoya, K. Ishibashi, and T. Sekihara: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser. C*, **68**, 1428 (2002). (in Japanese)
- 5) Y. Ito, Y. Oda, T. Narita, and H. Kato: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **3**, 95, (2019). (in Japanese)
- 6) H. Marumori, H. Yonezawa, T. Narita, H. Kato, and Y. Oshinoya: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser.*, **81**, 14-00471, (2015). (in Japanese)
- 7) K. Ogawa, M. Tada, T. Narita, and H. Kato: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **3**, 101, (2019). (in Japanese)
- 8) K. Ogawa, M. Tada, T. Narita, and H. Kato: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 122, (2020). (in Japanese)
- 9) A. Shiina, M. N. Hakimi, K. Ogawa, T. Narita, and H. Kato: *J. Jpn. Soc. Appl. Elec. Mech.*, **29**, 1, (2021). (in Japanese)
- 10) A. Shiina, S. Kayama, M. N. Hakimi, K. Ogawa, T. Narita, and H. Kato: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **5**, 2, (2021). (in Japanese)
- 11) T. Narita, T. Kurihara, and H. Kato: *Mech. Eng. J.*, **3**, 15-00376 (2016).
- 12) Y. Oshinoya, S. Kobayashi, and K. Tanno: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser. C*, **62**, 3067 (1996). (in Japanese)
- 13) M. Kida, T. Suzuki, Y. Oda, T. Narita, H. Kato, and H. Moriyama: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **1**, 76 (2017). (in Japanese)

2021年11月7日受理, 2021年12月6日再受理, 2021年12月8日採録

## 水平方向からの磁場を用いた柔軟鋼板の磁気浮上 (浮上中の振動特性に関する基礎的検討)

### Electromagnetic levitation for flexible steel plate using magnetic field from horizontal direction (Fundamental consideration on vibration characteristic in levitating)

遠藤文人<sup>a)†</sup>・嘉山周汰<sup>b)</sup>・椎名敦紀<sup>b)</sup>・ムハマドヌルハキミビンモハマドカマ<sup>b)</sup>

小川和輝<sup>c)</sup>・池田圭吾<sup>c)</sup>・加藤太朗<sup>c)</sup>・成田正敬<sup>d)</sup>・加藤英晃<sup>d)</sup>

<sup>a)</sup>福岡工業大学工学部, 福岡県福岡市東区白東 3-30-1 (〒811-0295)

<sup>b)</sup>東海大学大学院工学研究科, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1 (〒259-1292)

<sup>c)</sup>東海大学大学院総合理工学研究科, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1 (〒259-1292)

<sup>d)</sup>東海大学工学部, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1 (〒259-1292)

A. Endo<sup>a)†</sup>, S. Kayama<sup>b)</sup>, A. Shiina<sup>b)</sup>, M.N. Hakimi<sup>b)</sup>, K. Ogawa<sup>c)</sup>,  
K. Ikeda<sup>c)</sup>, T. Kato<sup>c)</sup>, T. Narita<sup>d)</sup>, and H. Kato<sup>d)</sup>

<sup>a)</sup> Faculty of Engineering, Fukuoka Institute of Technology, 3-30-1 Wajiro-higashi, Higashi-ku, Fukuoka 811-0295, Japan

<sup>b)</sup> Course of Mechanical Engineering, Tokai Univ., 4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka, Kanagawa 259-1292, Japan

<sup>c)</sup> Course of Science and Technology, Tokai Univ., 4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka, Kanagawa 259-1292, Japan

<sup>d)</sup> Faculty of Engineering, Tokai Univ., 4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka, Kanagawa 259-1292, Japan

Deterioration in the surface quality of steel plates is a problem because steel plates are transported by contact with a roller. A non-contact way of transporting steel plates using electromagnetic force has been proposed as a solution to these problems. In the previous system for magnetically levitating flexible steel plates, it was difficult to levitate thinner steel plates because of the deflection of the steel plates during levitation. To solve this problem, an edge-supported electromagnetic levitation system was proposed. This system is suitable for flexible steel plates and uses electromagnets installed in the horizontal direction. These electromagnets create tension force and suspension force that acts on the steel plates. It is possible to reduce the vibration of flexible steel plates because the tension force suppresses the deflection of the plates. In this paper, the characteristics of tension force on steel plates were investigated by electromagnetic field analysis. Moreover, the relationship between tension force and the reduction in vibration was investigated by experiments using a magnetic levitation system.

**Key words:** magnetic levitation, flexible steel plate, vibration control, electromagnet, non-contact levitation

#### 1. 緒言

自動車や家庭用電気製品の製造には厚さの薄い柔軟鋼板が広く用いられている。柔軟鋼板は製造ラインにおいてローラ等を使って搬送される。この搬送方式ではローラと柔軟鋼板が接触することから表面品質の劣化が問題となっている。そこで、磁気浮上技術を使った柔軟鋼板の非接触把持および搬送が提案されている<sup>1)~4)</sup>。しかしながら、柔軟鋼板は厚さが薄くなるほど曲げ剛性が低下し、浮上中にたわみが生じやすくなる。柔軟鋼板を対象とした多くの研究では、柔軟鋼板の上方に設置した電磁石を使って、磁力によって柔軟鋼板を浮上させていたが、磁力の及ばない範囲では柔軟鋼板にたわみが生じる。このたわみによって柔軟鋼板は振動し、安定した浮上が困難になり、場合によっては落下する恐れがある。

このような背景から著者らは、柔軟鋼板の水平方向に電磁石を設置し、柔軟鋼板を水平方向へ引っ張るように浮上させる磁気浮上システムを提案した<sup>5)~9)</sup>。このシステムでは柔軟鋼板上方に電磁石を必要とせず、水平方向から絶えず張力を発生させることから柔軟鋼板がたわみにくくなる。そのため、曲げ剛性が低いことからたわみやすくなってしまいう厚さの薄い柔軟鋼板において安定した

浮上が実現できる可能性を示した。

これまでの研究では柔軟鋼板が運動しないような静的な状態を仮定して解析を行ってきた。さらに磁気浮上制御についても、静解析の結果を基に行ってきた。しかしながら浮上中の柔軟鋼板には振動が発生しており、この振動特性は柔軟鋼板の厚さや電磁石が発生する張力によって大きく変化すると考えられる。そのため柔軟鋼板の厚さや電磁石による張力が柔軟鋼板の動特性へ与える影響を明らかにすることで、より安定した磁気浮上を実現できると考えられる。そこで本論文では厚さが0.05, 0.19, 0.24mmの柔軟鋼板を対象とし、電磁石が発生する張力を変化させた際の振動状態を評価した。それにより、柔軟鋼板の厚さならびに電磁石による張力と浮上中の振動状態の関係性を明らかにした。

#### 2. エッジ支持型磁気浮上システム

Fig. 1に本研究で使用した磁気浮上装置の概略図を示す。装置を上面から見た際の電磁石とセンサの配置をFig. 2、磁気浮上システムにおける実際の電磁石とセンサの配置をFig. 3、柔軟鋼板を浮上させた際の様子をFig. 4に示す。柔軟鋼板の長手エッジ付近に2つつづつ電磁石を対向して設置し、鋼板の端部に対して水平方向から電磁石による吸引力を与えて浮上させる。なお、本研究において

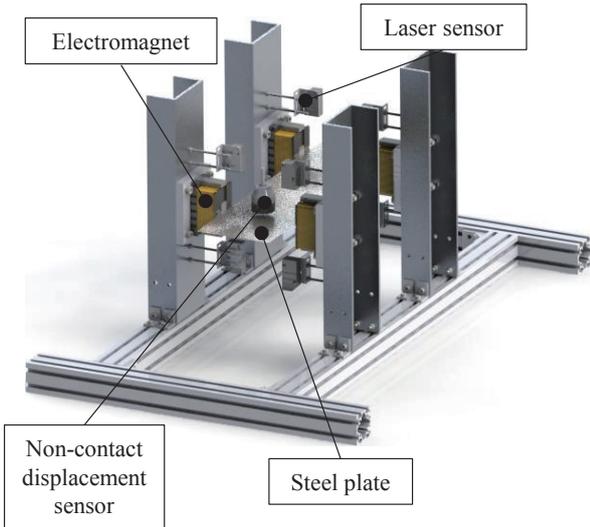


Fig. 1 Electromagnetic levitation system.

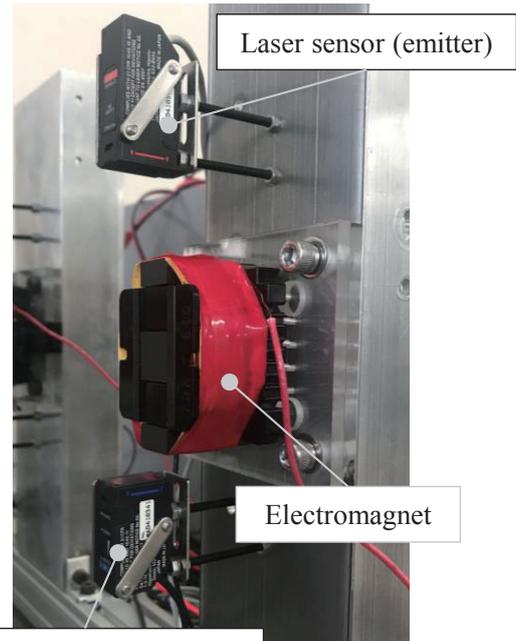


Fig. 3 Electromagnets for levitation.

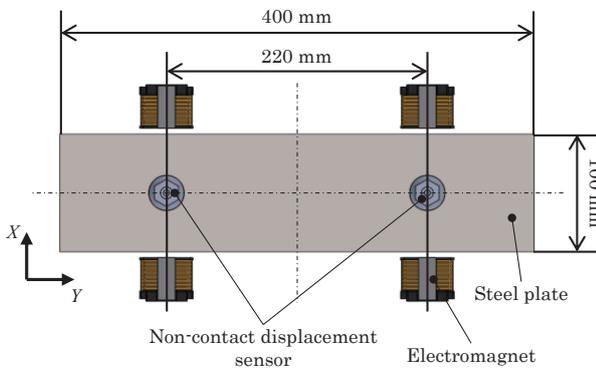


Fig. 2 Placement of electromagnet and sensor.

浮上対象とした柔軟鋼板には長さ 400 mm、幅 100 mm の長方形をした SS400 の亜鉛メッキ鋼板を用いた。

電磁石の配置は浮上中の柔軟鋼板の形状に影響を与える。このため、文献 7 で導いた、電磁界解析および有限差分法によるたわみ形状解析から算出した、最もたわみが小さく、かつ実験的に安定した浮上が実現できている配置とした。柔軟鋼板が水平方向に運動した際の変位計測には KEYENCE 社製レーザ式センサ（帯状のレーザ光の遮断量で変位を計測するセンサ）を用いた。これにより各電磁石表面から鋼板エッジまでの距離を 5 mm に非接触位置決め制御を行った。さらに測定用の外部抵抗より電磁石に流れる電流を検出し、4 チャンネル、合計 8 個の観測値を A/D コンバータから DSP に入力し制御出力を算出した。

設置する電磁石は E 型のフェライトコアに対し、巻数 1005 回、直径 0.5 mm の銅線を施して構成した。

柔軟鋼板の鉛直 ( $Z$ ) 方向の変位は Fig. 2 に示すセンテック社製渦電流式非接触変位センサを用いて計測した。このとき電磁石コアの中心から鉛直方向上向きを  $Z$  軸正方向と定義し、平衡位置の変位を  $Z_0$  とした。また、水平 ( $X$ ) 方向の変位は Fig. 3 に示す KEYENCE 社製レーザ変位センサを用いて計測した。 $X$  方向の変位は電磁石表面から遠ざかる方向を正とし、 $Z$  方向の変位と同様に平衡位置での変位を  $X_0$  とした。

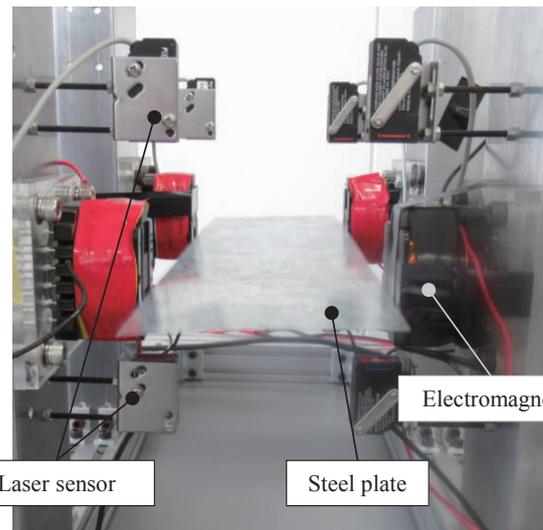
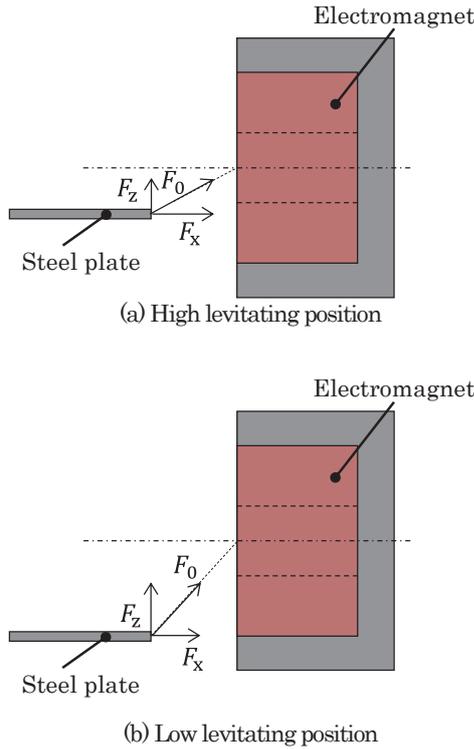


Fig. 4 Statement of levitating of flexible steel plate.

### 3. 浮上中の柔軟鋼板に発生する張力に関する解析的検討

Oda ら<sup>8)</sup>は Fig. 5 に示すように浮上中の柔軟鋼板には電磁石の中心に向かう吸引力が発生し、吸引力の  $Z$  軸方向の成分が柔軟鋼板にはたらく重力とつり合うとき、柔軟鋼板は浮上することを示している。そのため、本論文では  $Z$  軸方向にかかる力を支持力と呼ぶ。また、同様に吸引力のうち  $X$  軸方向にかかる力は柔軟鋼板を平坦になるように引っ張る力であることから張力と呼ぶ。

また、Narita ら<sup>9)</sup>はどの板厚においても、電磁石のコイルを流れる定常電流値を大きくすることで、柔軟鋼板の浮上位置が電磁石の中心に近づくことを示している。この時、支持力ならびに張力の関係は Fig. 5 に示すように、浮上位置が高くなるほど、支持力は低下し、張力は上昇すると考えられる。Fig. 6 は先行研究<sup>9)</sup>の一



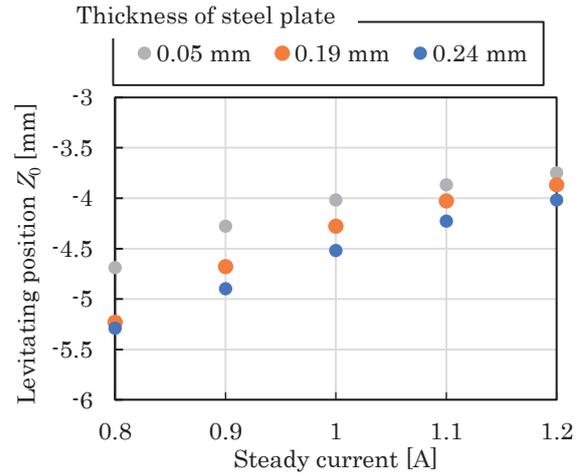
**Fig. 5** Vertical suspension force  $F_z$  and horizontal tension force  $F_x$  for steel plate at levitating.

部を抜粋したものであるが、柔軟鋼板の厚さが薄いほど浮上位置が上昇している。そのため、薄い板厚では高い張力が得られると考えらる。そこで、本研究では板厚 0.05, 0.19, 0.24 mm の柔軟鋼板において、定常電流値によって柔軟鋼板にかかる張力を変化させることで、張力が浮上安定性に及ぼす影響を明らかにする。

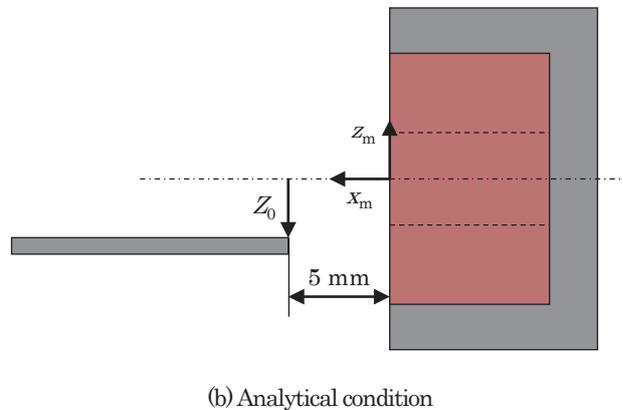
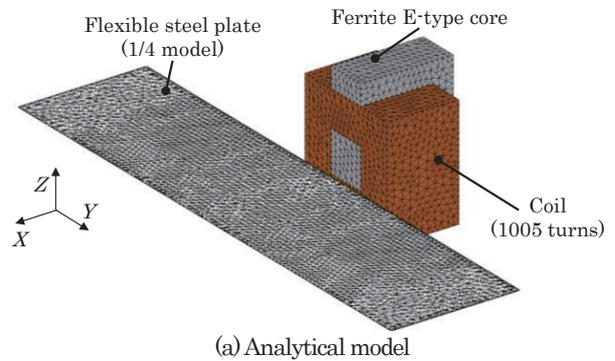
本論文では浮上中の柔軟鋼板にかかる張力を明らかにするため、電磁界解析ソフトウェア JMAG を用いた有限要素法による電磁界解析を行った。Fig. 7 に本解析で使用した 3 次元モデルを示す。本解析では実際の磁気浮上システムを参考に、浮上対象の柔軟鋼板は SS400、電磁石のコアはフェライト (PC40) とし、それぞれ非線形な B-H カーブの特性を適用した。電磁石のコイルは銅線 (比透磁率 1, 抵抗率  $1.673 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ ) を用い、巻数は 1005 回に設定した。なお、空気領域は電磁石のコアを中心に 1 辺 500 mm の立方体の領域を設定し、モデルの要素数は 104420 点とした。

ここで  $x_m, z_m$  は電磁石の表面かつ中心になる位置を原点とした際の座標系である。電磁石表面と柔軟鋼板端部との間には 5 mm のギャップを設けている。電磁石中心から柔軟鋼板端部までの  $z_m$  軸方向の距離は先行研究<sup>9)</sup>で得られている浮上位置を用いている。浮上位置は定常電流ならびに柔軟鋼板の板厚によって変化する。本解析では各板厚の柔軟鋼板における浮上位置  $Z_0$  を Fig. 6 に示すように設定した。柔軟鋼板は設定した浮上位置を平行位置として浮上している状態を想定し、一定の電流を流した状態を想定した静磁界解析を行った。なお、本解析では柔軟鋼板の質量を仮想的に 4 分割し、1 つの電磁石によって発生する張力を求めている。

Fig. 8 に解析で得られた各条件における柔軟鋼板端部にかかる張力を示す。同図に示すように全ての板厚において定常電流を大



**Fig. 6** Levitating position of each steady current<sup>9)</sup>.



**Fig. 7** Finite element method for magnetic field analysis.

きくし、浮上位置が高くなると、柔軟鋼板端部にかかる張力が上昇した。特に今回の条件では板厚 0.24 mm の柔軟鋼板が張力の上昇量が多く、定常電流 0.8 A に対して 1.2 A では 1.48 倍の張力を発生させていることが明らかとなった。

#### 4. エッジ支持型磁気浮上システムによる鋼板の浮上実験

##### 4.1 磁気浮上システムの制御モデル

第 3 章の解析では柔軟鋼板の板厚が厚いほど、端部にかかる張力が大きくなることが明らかとなった。この張力は浮上中の柔軟鋼板のたわみを抑制するはたらきがあると考えられる。そのため、浮上中に柔軟鋼板の形状が変化しにくくなり、落下に寄与する弾

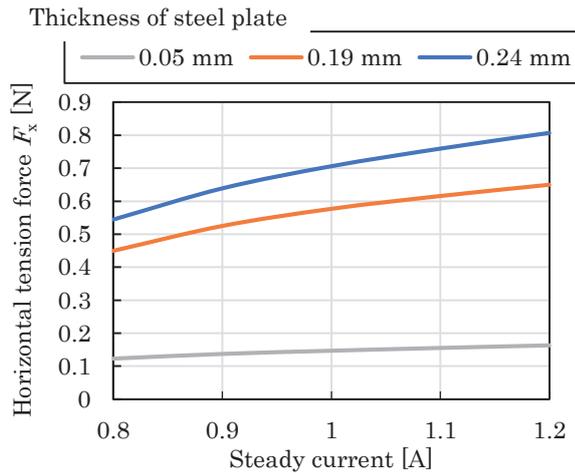


Fig. 8 Horizontal tension force at condition of steady current and thickness of steel plate.

性振動が抑制されると考えられる。そこで、本章では柔軟鋼板の張力が弾性振動に及ぼす影響を明らかにするため、解析で用いた柔軟鋼板の板厚ならびに定常電流にて浮上実験を行った。

本実験における磁気浮上システムの制御モデルを Fig. 9 に示す。このシステムでは鋼板を仮想的に 2 分割し、鋼板の  $X$  (水平) 方向の運動を電磁石によってアクティブに制御する 1 自由度振動モデルとしてモデル化する。

鋼板を挟むように設置した 2 個の電磁石から同じ静的吸引力を加えることで、鋼板が双方の電磁石から一定の距離に保たれる平衡位置が存在する。そこからの変位を  $x$  とし、運動方程式と回路方程式を次のように記述する<sup>10)</sup>。また、電磁石の吸引力は非線形性を持っているため、平衡点近傍で線形近似を行った。

$$m_x \ddot{x} = f_1 - f_2 = f_x \quad (1)$$

$$f_x = \frac{4F_x}{X_0} x + \frac{4F_x}{I_x} i_x \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} i_x = -\frac{L_{x\text{eff}}}{L_x} \cdot \frac{I_x}{X_0^2} \dot{x} - \frac{R_x}{2L_x} i_x + \frac{1}{2L_x} v_x \quad (3)$$

$$L_x = \frac{L_{x\text{eff}}}{X_0} + L_{x\text{lea}} \quad (4)$$

式(1)~(4)を整理して、以下のような状態方程式を得る。

$$\dot{x} = A_x x + B_x v_x \quad (5)$$

$$x = [x \quad \dot{x} \quad i_x]^T$$

$$A_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \frac{4F_x}{m_x X_0} & 0 & \frac{4F_x}{m_x I_x} \\ 0 & -\frac{L_{x\text{eff}}}{L_x} \cdot \frac{I_x}{X_0^2} & -\frac{R_x}{2L_x} \end{bmatrix}$$

$$B_x = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{2L_x} \end{bmatrix}^T$$

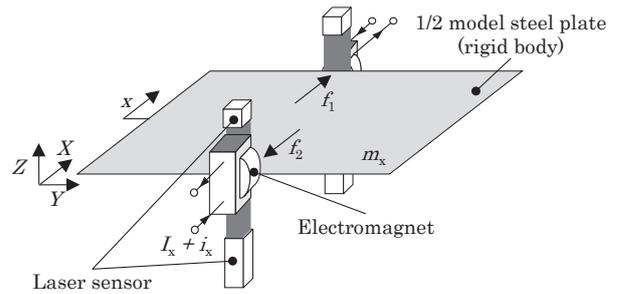


Fig. 9 Control model of Electromagnetic levitation system.

Table 1 Feedback gains of experiments.

Symbol	Value
$f_x$	$1.04 \times 10^3$
$f_v$	$3.66 \times 10^2$
$f_i$	42.0

ここで、 $m_x$ : 浮上対象の質量 [kg],  $F_x$ : 静的吸引力 [N],  $X_0$ : 平衡位置における電磁石表面と鋼板表面との距離 [m],  $I_x$ : 静的吸引力を得るための定常電流値 [A],  $i_x$ : 定常電流値からの変動分に当たる電流値 [A],  $L_x$ : 平衡状態における電磁石用コイルのインダクタンス [H],  $R_x$ : 電磁石用コイルの抵抗値 [ $\Omega$ ],  $v_x$ : 電磁石用コイルへ加わる定常電圧からの変動分に当たる電圧値 [V],  $L_{x\text{eff}}/X_0$ : 電磁石の有効磁束に相当する定数 [H],  $L_{x\text{lea}}$ : 電磁石の漏れ磁束に相当する定数 [H] である。

なお、本制御システムでは最適制御測を用いて決定したフィードバックゲインにより以下の式(6)から制御入力  $v_x$  を決定する。

$$v_x = -f x \quad (6)$$

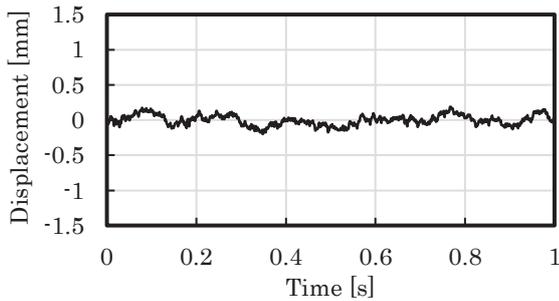
$$f = [f_x \quad f_v \quad f_i]$$

本研究で用いたフィードバックゲイン  $f$  を Table 1 に示す。なお、フィードバックゲインを決定する際の重み係数は実験から試行錯誤的に探索した。

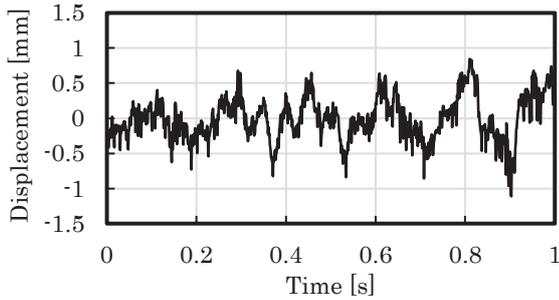
#### 4.2 浮上実験の条件

電磁石のコイルに流れる定常電流値  $I_x$  は柔軟鋼板に対して定常的にかける張力の大きさに関わる。この張力は柔軟鋼板のたわみを抑制するにはたらくことから、見かけ上、柔軟鋼板の曲げ剛性を向上させるような役割を持つと考えられる。本論文では板厚 0.05, 0.19, 0.24 mm の柔軟鋼板において、定常電流値を 0.8~1.2 A で 0.1 A 刻みで変化させて浮上実験を行った。その際、柔軟鋼板の鉛直ならびに水平方向の変位を計測し、各実験条件と柔軟鋼板の振動状態の関係性を明らかにする。

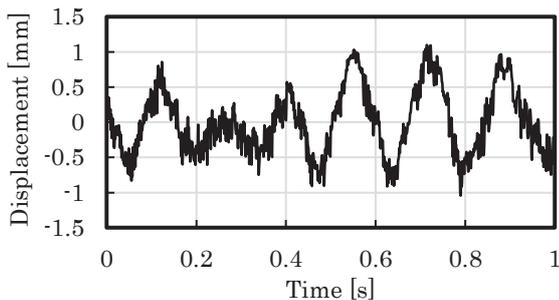
実験では手で柔軟鋼板を支持した状態から磁気浮上制御を始め、手を離して安定浮上した状態から計測を開始するものとした。な



(a) Thickness: 0.05 mm

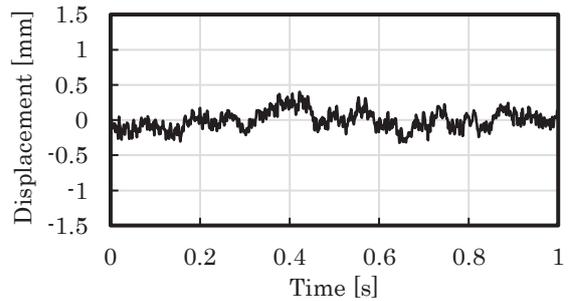


(b) Thickness: 0.19 mm

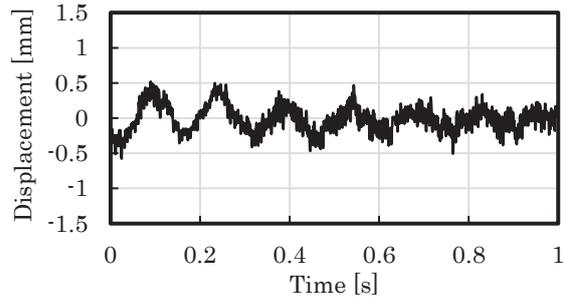


(c) Thickness: 0.24 mm

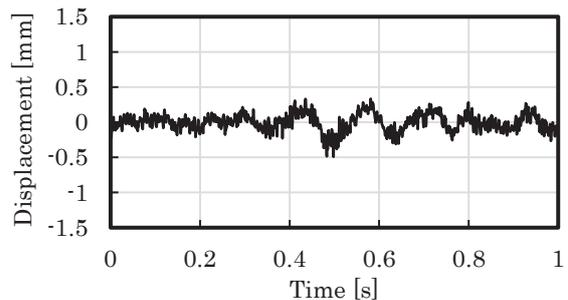
**Fig. 10** Time histories of vertical displacement (steady current: 0.9A).



(a) Thickness: 0.05 mm



(b) Thickness: 0.19 mm



(c) Thickness: 0.24 mm

**Fig. 11** Time histories of vertical displacement (steady current: 1.2A).

お、浮上中の柔軟鋼板における動的な挙動を比較するため、平衡浮上位置を0としてZ方向の変位を計測している。

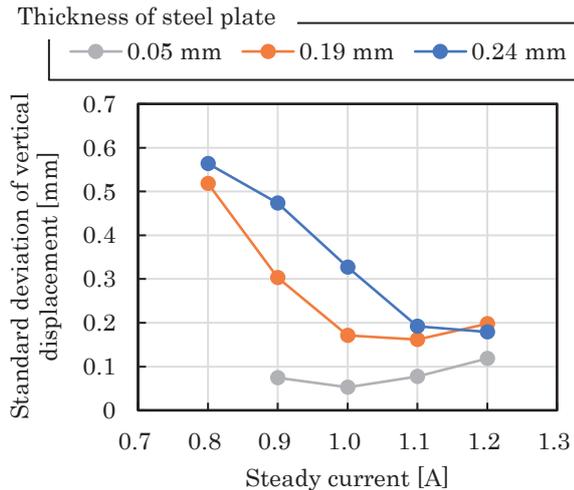
なお、定常電流値は0.8~1.2Aに制限しているが、0.8A未満の定常電流値では支持力が小さく、把持することが困難である。また1.2Aよりも大きな定常電流値では電磁石のコイルにおける発熱が大きく、短時間しか浮上を維持できない。そのため、上記の範囲に定常電流値を収めている。

#### 4.3 浮上中における鉛直方向の振動

Fig. 10, Fig. 11にZ方向の変位時刻歴を示す。Fig. 10は定常電流値を0.9A、Fig. 11は定常電流値を1.2Aとした実験で得られた時刻歴である。Fig. 10およびFig. 11では板厚が異なる条件で実施した時刻歴を示しており、両図とも(a)0.05 mm、(b)0.19 mm、(c)0.24 mmの板厚での時刻歴を示している。なお、これらの時刻歴は各条件で3回実験を行ったうちの1つを抽出したものであり、同条件で実施した全ての実験において時刻歴が同様な波形となることを確認している。全ての条件において鉛直方向の変位には周期的な振動が発生している。振幅に着目すると0.05 mmを除き、

定常電流を大きくすることで鉛直方向の変位振幅が小さくなっていることが確認できる。

本研究では磁気浮上実験における変位振幅を定量的に評価するため、各条件で得られた鉛直方向の変位の標準偏差に着目し、3回の実験の標準偏差の平均値を用いるものとした。各板厚におけるZ方向の変位標準偏差と定常電流値の関係をFig. 12に示す。板厚が最も厚い0.24 mmの柔軟鋼板では定常電流値を大きくするほど変位標準偏差が小さくなり、鉛直方向の振動が抑制されていくことが分かった。次に、板厚0.19 mmの柔軟鋼板では定常電流値1.1 Aまでは同様に定常電流値を大きくすると、鉛直方向の変位標準偏差が小さくなる傾向を示した。しかしながら、定常電流値1.2 Aでは1.1 Aよりも鉛直方向の変位標準偏差が大きく、より振動していることを明らかにした。また、板厚0.05 mmではいずれの定常電流値においても板厚0.19 mmならびに0.24 mmでの実験と比べて鉛直方向の変位標準偏差が小さく、定常電流による振動抑制の効果が大きいことが示された。さらに、板厚0.05 mmの柔軟鋼板では定常電流値1.1 A以降において定常電流値が大きくなると



**Fig. 12** Relationship between the steady current and the standard deviation of the vertical displacement each thickness of flexible steel plate.

鉛直方向の変位標準偏差も大きくなり、振動抑制の効果が小さいことを示した。なお、本実験結果では板厚 0.05 mm の柔軟鋼板において定常電流を 0.8 A とした際の変位標準偏差が示されていないが、これは該当する条件において実験を行ったところ、柔軟鋼板を浮上させることができなかったためである。

第 3 章の解析では柔軟鋼板の板厚が厚いほど柔軟鋼板端部にかかる張力が大きくなることから、鉛直方向の弾性振動も抑制される可能性が示されていた。しかしながら、全ての定常電流値において板厚の最も薄い厚さ 0.05 mm の柔軟鋼板が最も振動が抑制されていることが実験から明らかになった。

## 5. 結言

本研究では柔軟鋼板を対象とした磁気浮上システムにおいて、柔軟鋼板の厚さならびに電磁石による張力と浮上中の振動状態の関係性を明らかにした。まず、磁気浮上の際に柔軟鋼板端部にかか

る張力を解析的に明らかにした。それにより、柔軟鋼板の板厚が厚いほど端部に発生する張力が大きくなり、浮上中に発生する弾性振動がより抑制できる可能性が示唆された。それに対して実験で得られた Z 方向の変位は、定常電流が 1.0 A 以上になるとどの板厚でも変位標準偏差の小さい安定した磁気浮上が可能であること、いずれの定常電流値においても板厚の薄い 0.05 mm の柔軟鋼板において最も振動が抑制されていることを明らかにした。

本研究では柔軟鋼板端部にかかる張力と浮上安定性の直接的な関係性は確認できなかったものの、浮上中における柔軟鋼板の鉛直方向の変位は周期的に振動している上、板厚や定常電流によって周期が変化していることから、板厚や定常電流が鉛直方向の弾性振動に影響している可能性が高いと考えられる。そのため今後は柔軟鋼板の振動特性も考慮し、より安定した磁気浮上の実現を目指す。

## References

- 1) K. Ogawa, M. Tada, T. Narita, and H. Kato: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 122 (2020).
  - 2) Y. Odajima, Y. Takada, I. Oikawa, and T. Nakagawa: *IEEE T. Ind. Appl.*, **138**, 692 (2018).
  - 3) H. Hayashiya, H. Ohsaki, and E. Masada: *IEEE T. Ind. Appl.*, **120**, 928 (2000).
  - 4) A. Shiina, M. N. Hakimi, K. Ogawa, T. Narita, and H. Kato: *J. Jpn. Soc. Appl. Electromagn. Mech.*, **29**, 111 (2021).
  - 5) T. Narita, M. Kida, T. Suzuki, and H. Kato: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **41**, 14 (2017).
  - 6) Y. Oda, M. Kida, T. Suzuki, T. Narita, H. Kato, and H. Moriyama: *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.*, **59**, 985 (2019).
  - 7) T. Narita, Y. Oda, Y. Ito, K. Okuno, and H. Kato: *Proc. ACTUATOR 2018*, 334 (2018).
  - 8) Y. Oda, Y. Ito, K. Okuno, M. Kida, T. Suzuki, A. Endo, T. Narita, H. Kato, and H. Moriyama: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **43**, 11 (2019).
  - 9) T. Narita, Y. Oda, Y. Ito, and H. Kato: *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.*, **64**, 1191 (2020).
  - 10) M. Kida, T. Suzuki, Y. Oda, T. Narita, H. Kato, and H. Moriyama: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **1**, 76 (2017)
- 2021年11月9日受理, 2021年12月12日再受理, 2021年12月14日採録

# 永久磁石と電磁石を併用した薄鋼板の磁気浮上装置の開発 (遺伝的アルゴリズムを用いた永久磁石の最適配置に 張力印加位置が与える影響に関する基礎的考察)

## Development of Electromagnetic Levitation System for Thin Steel Plate with Electromagnets and Permanent Magnets (Fundamental Consideration on Effect of Acted Position of Tension on Optimal Arrangement of Permanent Magnets Obtained by Genetic Algorithm)

嘉山周汰<sup>a)</sup>・ムハマドヌルハキミビンモハマドカマ<sup>a)</sup>・椎名敦紀<sup>a)</sup>

・小川和輝<sup>a)</sup>・遠藤文人<sup>b)</sup>・成田正敬<sup>a)†</sup>・加藤英晃<sup>a)</sup>

<sup>a)</sup> 東海大学, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1 (〒259-1292)

<sup>b)</sup> 福岡工業大学, 福岡県福岡市東区和白東 3-30-1 (〒811-0295)

S. Kayama<sup>a)</sup>, M. N. Hakimi<sup>a)</sup>, A. Shiina<sup>a)</sup>, K. Ogawa<sup>a)</sup>, A. Endo<sup>b)</sup>, T. Narita<sup>a)†</sup>, and H. Kato<sup>a)</sup>

<sup>a)</sup> Tokai Univ., 4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka-shi, Kanagawa, 259-1292, Japan

<sup>b)</sup> Fukuoka Institute of Technology., 3-30-1 Wajiro-higashi, Higashi-ku, Fukuoka-shi, Fukuoka, 811-0295, Japan

In thin steel plate production lines, contact conveyance by rollers is used, so scratches on the surface of the plates and plating defects are problems. Therefore, non-contact magnetic levitation conveyance of thin steel plates using the attractive force of electromagnets has been proposed. We studied a magnetic levitation system for thin steel plates that uses both electromagnets and permanent magnets. While a thin steel plate was magnetically levitated, we investigated the effect of changing the position where tension is applied by a magnetic field from the horizontal direction on the placement of permanent magnets optimized by a genetic algorithm. From the result, we found that this change had a positive effect on levitation performance.

**Key words:** electromagnetic levitation control, thin steel plate, permanent magnet, genetic algorithm

### 1. はじめに

超電導体を利用しない磁気浮上方式である常電導磁気浮上は、低温の温度管理が不要で、浮上対象が磁性体であれば適用できるため汎用性が高く様々な分野で応用が検討されている<sup>1-4)</sup>。中でも製造工程に対し非接触支持搬送技術を導入することにより薄鋼板のめっき層の傷や剥がれなど、表面品質が劣化するという問題の解決が期待でき、薄鋼板の高品質化につながる。しかしながら薄鋼板は曲げ剛性が低く、浮上支持力の及ばない箇所たわみや複雑な振動が生じることから、柔軟構造体の非接触支持搬送は困難を極める。このため浮上対象を柔軟構造体と捉え、静的あるいは動的応答特性を考慮した磁気浮上システムの構築は非常に重要な検討課題と位置づけられる。一般的に、このような対象を安定して浮上させるためには、多数の電磁石を設置して吸引力の及ばない箇所を極力減らしてたわみを抑制する必要があるが、制御入力増加、コスト増加が問題となる。

そこで、当研究グループでは既報にて永久磁石から発生する吸引力を電磁石からの浮上支持力の補助とする手法を提案している<sup>5)</sup>。このとき、浮上用電磁石の周囲に永久磁石を等間隔に配置することによって鋼板のたわみが抑制され、浮上安定性を向上することができた。一方でより高い浮上安定性を得るためには「永久磁石の個数」や「永久磁石の配置」、「永久磁石と鋼板の距離」などのパラメータを検討する必要があるが、これらのパラメータの組み合わせは膨大なため、最適な永久磁石配置を実験的に得るのは困難である。

そこで、最適化アルゴリズムの一つである遺伝的アルゴリズム

(以下 GA) を用いて鋼板のたわみを最も抑制することが出来る永久磁石の配置探索を行った。GA は永久磁石を設置したときの鋼板形状を評価し、たわみを抑制できるパラメータを探索する。このとき鋼板形状の各解析点の平均たわみを算出して鋼板の全体的なたわみを評価し、同時に最大たわみから局所的なたわみを評価した。得られた永久磁石配置を用いて浮上実験を行い、浮上安定性が向上することを確認した<sup>6,7)</sup>。さらに、水平方向から張力を加えた磁気浮上鋼板のたわみを最も抑制できる浮上補助用永久磁石配置を GA により探索し、浮上実験を行い、たわみを抑制できることを確認した<sup>8)</sup>。

しかし、水平方向電磁石の電磁石中心間距離を変化させた際の、永久磁石と鋼板の距離に関する詳細な検討が行われていない。そこで本論文では、水平方向電磁石の電磁石中心間距離と永久磁石と鋼板の距離を変化させ、GA から得られた永久磁石の配置結果と鋼板形状の比較と考察を行った。

### 2. 磁気浮上システムの最適化

#### 2.1 磁気浮上モデルの概略

磁気浮上システムの概略図を Fig. 1 に示す。磁気浮上システムは鉛直方向の浮上制御システムと永久磁石で構成される。浮上対象は長さ  $l = 800$  mm, 幅  $w = 600$  mm, 板厚 0.24 mm の長方形亜鉛めっき鋼板 (材質 SS400) とする。鋼板を浮上させる電磁石ユニットを鋼板の中央 1 ヶ所と周囲の 4 ヶ所に設置し、各電磁石表面から鋼板表面までの距離を 5 mm に制御することで鋼板を

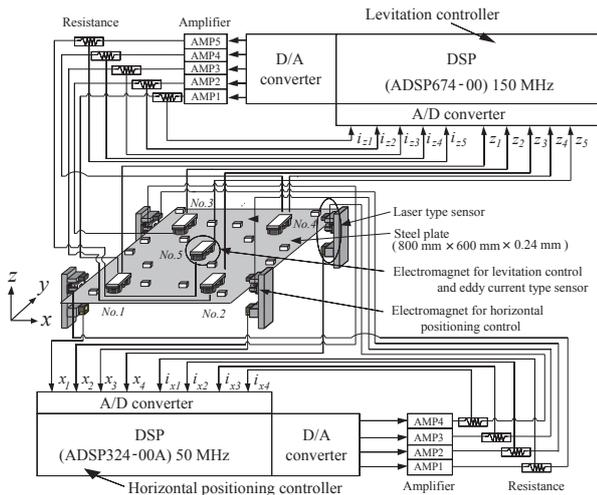


Fig. 1 Outline of electromagnetic levitation control system with permanent magnets.

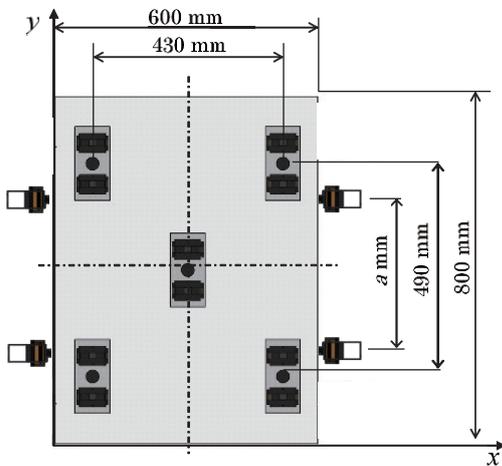


Fig. 2 View from above of placement of electromagnets.

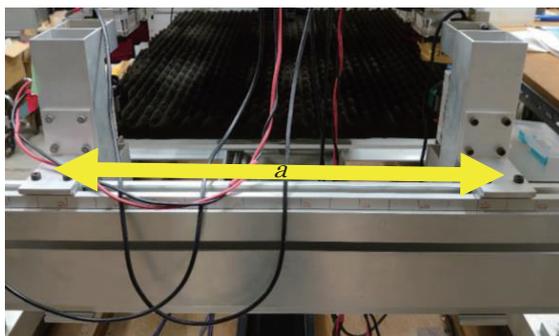


Fig. 3 Slide mechanism of electromagnet for horizontal positioning control.

磁気浮上させる。浮上用と同じ電磁石 1 個と透過型レーザ変位センサによる水平方向電磁石ユニットを鋼板の長手方向エッジ付近に 4 ヶ所対向して設置し、電磁石表面と鋼板のエッジとの距離が 5 mm になるよう位置決め制御を行う。浮上用および水平方向電磁石ユニットは Fig. 2 に示すように設置した。また、本磁気浮上システムは Fig. 3 のように水平方向電磁石の位置を変更できる構造とした。このとき、水平方向電磁石の電磁石中心間距離を  $a$  [mm] とする。

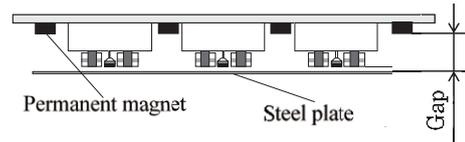


Fig. 4 Side view of gap between permanent magnets and steel plate.

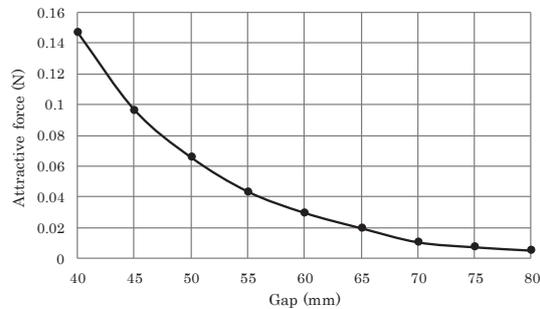


Fig. 5 Relationship between gap and attractive force in analysis.

## 2.2 解析モデル

本システムでは電磁石の吸引力が印加されない箇所に永久磁石の吸引力を印加することで浮上中の薄鋼板のたわみを抑制し、浮上安定性を向上させる。そこで、永久磁石の吸引力が印加された際の浮上中の薄鋼板形状を解析により求める。Fig. 1 に示す浮上対象の薄鋼板に対し、重力および永久磁石吸引力が作用する際の薄鋼板のたわみ量を計算する。永久磁石 (30 mm × 30 mm × 15 mm) の材質はフェライトであり、表面磁束密度は 0.12 T、磁化方向は鋼板側が N 極となるよう配置する。この永久磁石が鋼板に発生させる吸引力は Fig. 4 に示すような永久磁石表面と薄鋼板表面間の距離 (以下 Gap) に応じて変化する。電磁界解析より得られた Gap と鋼板に発生する吸引力の関係を Fig. 5 に示す。重力と永久磁石吸引力が作用する際の薄鋼板のたわみ量について薄鋼板の静的なたわみの方程式より計算する。ここで  $E$ : 薄鋼板のヤング率 [N/m<sup>2</sup>],  $h$ : 薄鋼板の厚さ [m],  $\nu$ : ポアソン比,  $x$ : 薄鋼板の長手方向の座標 [m],  $y$ : 薄鋼板の短手方向の座標 [m],  $z$ : 薄鋼板の鉛直方向変位 [m],  $f_x$ : 水平方向に設置した電磁石による薄鋼板の単位面積あたりに加わる鉛直方向の外力 [N/m<sup>2</sup>],  $f_y$ : 水平方向に設置した電磁石による薄鋼板の単位面積あたりに加わる水平方向の外力 [N/m<sup>2</sup>],  $f_{PM}$ : 設置された永久磁石によって鉛直方向から薄鋼板に加わる単位面積あたりの吸引力 [N/m<sup>2</sup>],  $\rho$ : 薄鋼板の密度 [kg/m<sup>3</sup>],  $g$ : 重力加速度 [m/s<sup>2</sup>] である。

$$D\nabla^4 z = f_z + f_x \frac{\partial^2}{\partial^2 x} z + f_{PM} - \rho hg \quad (1)$$

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \quad (2)$$

$$\nabla^4 = \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} \quad (3)$$

薄鋼板は浮上用電磁石ユニットの位置で単純支持されるものと仮定し、式(1)を用いて、薄鋼板のたわみを有限差分法 (以下 FDM)

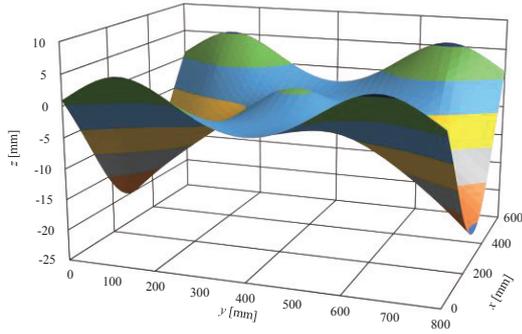


Fig. 6 Bird's eye view of shape of steel plate levitated with only electromagnets. (a = 640 mm).

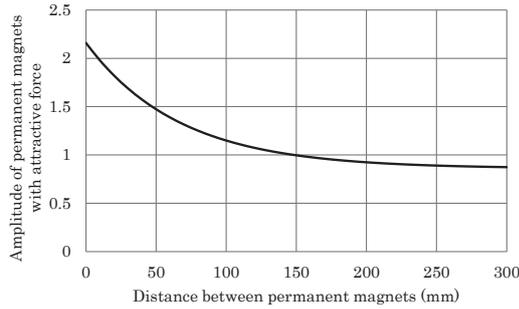


Fig. 7 Amplitude of permanent magnets with attractive force at each distance between permanent magnets.

によって計算する. このとき, 差分解析格子の大きさは 10 mm × 10 mm とした. なお数値解析の結果より, 浮上用電磁石ユニットは永久磁石を設置しない場合において, 最も薄鋼板全体のたわみが少なくなる位置に設置した. Fig. 6 に a = 640 mm の際の式(1)を FDM により解いて得られた電磁石のみを用いて鋼板を浮上させた際の鋼板形状を示す. これまでの検討により, 永久磁石から発生する吸引力は同極の永久磁石が複数配置すると磁場の相互作用によって磁石間距離に応じて吸引力が増加することを電磁界解析と実験から確認している<sup>9)</sup>. このとき, 永久磁石を 1 個設置した際に鋼板に働く吸引力を 1 とし, 永久磁石同士の相互作用による吸引力の増加率と永久磁石間距離の関係を Fig. 7 に示す. GA のプロセスにおいて, 永久磁石の配置が生成されると, それぞれの永久磁石間距離を算出し, 最も接近した永久磁石との距離に応じて永久磁石の吸引力を変化させ,  $f_{PM}$  を計算した.

### 2.3 評価関数

薄鋼板のたわみを効果的に抑制する最適な永久磁石の個数と配置, Gap を探索するため, 差分解析により永久磁石からの吸引力が加わった鋼板形状から評価値を設定し, 鋼板のたわみを評価する. まず, 平均たわみ量  $J_Z$  を式(4)のように定義した.

$$J_Z = \frac{\sum_{i=1}^N |z_i|}{N} \quad (4)$$

$z_i$  は薄鋼板の各解析点のたわみ,  $N$  は解析点の総数であり,  $N = 4941$  である. 次に鋼板の最大たわみ量  $J_D$  を式(5)のように定義した.

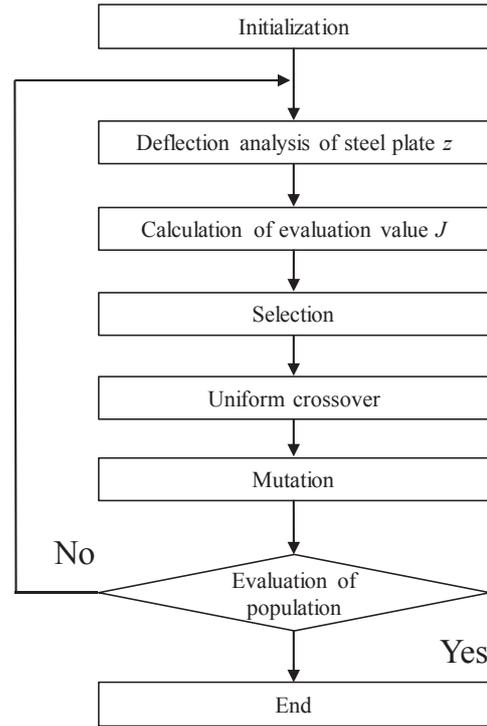


Fig. 8 Flow chart of genetic algorithm for finding optimal arrangement of permanent magnets.

$$J_D = |z_{\max}| \quad (5)$$

$z_{\max}$  は得られた鋼板形状の全解析点におけるたわみ量のうち, 絶対値の最大値である. 永久磁石を設置せず, 電磁石から吸引力が加わった場合の  $J_Z$ ,  $J_D$  を  $J_{Z0}$ ,  $J_{D0}$  と定義した. 一般的に複数の評価指標に対して最適化を行う場合, それぞれに重み係数をかけて一つの評価値とする手法がとられている. そこで平均たわみ量, 最大たわみ量に関する重み係数  $W_Z$ ,  $W_D$  をそれぞれ導入し, 評価値  $J$  はそれぞれの項を無次元化した式(6)の評価関数を用いた.

$$J = \frac{J_Z}{J_{Z0}} \times W_Z + \frac{J_D}{J_{D0}} \times W_D \quad (6)$$

$$W_Z = W_D = 0.5$$

評価値  $J$  は電磁石のみ設置した場合に 1 となり, 数値が低いほどたわみの抑制効果が高いことを示す.  $W_Z$ ,  $W_D$  はそれぞれ平均たわみ量, 最大たわみ量に関する重み係数である.

## 3. 磁気浮上制御への最適配置の適用

### 3.1 最適配置の探索法

永久磁石の吸引力は Gap によって変化するため, 各 Gap における薄鋼板のたわみを効果的に抑制する最適な永久磁石の個数と配置の最適化をそれぞれ行う. しかし, 実験的に最適値を探索することは探索パターンが非常に膨大であるため現実的に困難である. そこで最適化アルゴリズムである GA を用いて最適な永久磁石配

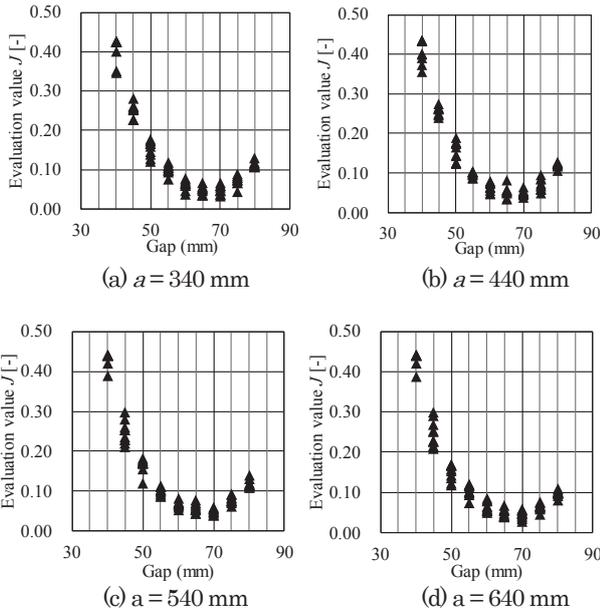


Fig. 9 Results of evaluation value  $J$  at gap between permanent magnets and steel plate.

置の探索を行った。GAのフローチャートを Fig. 8 に示す。まず、永久磁石の個数と初期配置をランダムに決定する (Fig. 8 における Initialization: 初期集団発生数 32)。次に重力と永久磁石の吸引力が作用する際の薄鋼板の形状を計算し (Deflection analysis of steel plate), 上述の式(6)より評価値  $J$  を計算する (Calculate the evaluation value)。この評価関数によって最適配置の候補を選出し (Selection: 上位 2 位を無条件に残すエリート保存則を適用), これらの中で更に一定の確率で新たな配置を生成させ最適解へと近づける (Uniform crossover: 一様交叉を用い交叉率は 90%)。しかし、類似した配置パターンの集団は局所解に陥る可能性を有するために、1%の確率で配置を分散させ多様性を確保する (Mutation)。評価値が一定世代変化しない場合探索を終了するが、予備的な検討から 300 世代以上では同様の結果が得られることを確認している。本論文では評価関数の最終値が 300 世代変化しない場合、計算を終了する。Gap の探索範囲は先の研究結果を踏まえて 40 mm から 80 mm まで、刻み値を 5 mm とした。なお、GA の性質上、得られた最適値が局所解に陥る可能性があるため、同じ Gap にて 10 回の探索を行うものとした。これらを、水平方向電磁石の電磁石中心間距離を 340 mm から 640 mm まで 100 mm ごとに変化させて行った。すなわち、各電磁石中心間距離において 90 回の探索を行っている。

### 3.2 探索結果

GAにより得られた永久磁石の個数、配置、Gapから式(1)を用いて、薄鋼板のたわみをFDMによって得られ、このときの平均たわみ  $J_z$  と最大たわみ  $J_D$  が算出される。式(6)より、これらの値と重み係数から評価値  $J$  を求める。Fig. 9 に各電磁石中心間距離の 10 回の探索結果の評価値  $J$  を示す。このときの各電磁石中心間距離において、評価値  $J$  が最も小さい探索結果をその電磁石中心間距離の最適値とした。Fig. 9 (b) のとき、評価値  $J$  が最も低かった

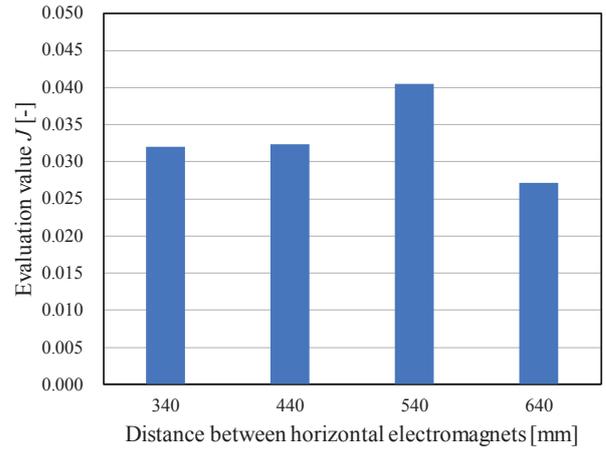


Fig. 10 Evaluation value  $J$  at each distance between horizontal electromagnets.

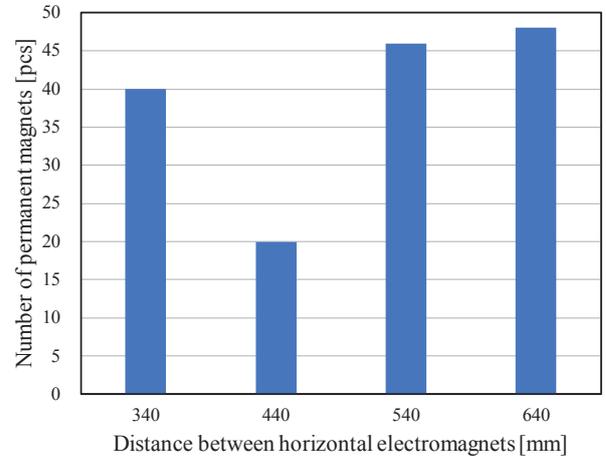


Fig. 11 Number of permanent magnets at each distance between horizontal electromagnets.

のは Gap が 65 mm のときであり、Fig. 9 (a), (c), (d) のとき、評価値が最も低かったのは Gap が 70 mm であった。また、各電磁石中心間距離において Gap が 40 mm のときが最も評価値が高くなることを確認した。これは永久磁石と鋼板の距離が近すぎる場合、永久磁石の鋼板に対する吸引力が大きく働きすぎたため、永久磁石によるたわみの抑制ができなかったと考えられる。また、永久磁石と鋼板の距離が Gap の最適値より離れた場合では、鋼板に働く永久磁石の吸引力が小さくなったため、たわみの抑制ができなかったと考えられる。Fig. 10 に各電磁石中心間距離での評価値  $J$  の最適値を示す。いずれの電磁石位置においても評価値  $J$  が 0.05 以下であり、平均たわみ、最大たわみが 5% 以下に低減されており、最適化が同等に行われていることが分かる。また、Fig. 11 に各電磁石中心間距離での最適化された永久磁石の個数を示す。  $a = 440$  mm の際に個数が減少したが、全体的に 40 個前後となった。  $a = 640$  mm のとき永久磁石の個数は 48 個と最も多い結果となった。最適値の永久磁石配置を Fig. 12 に示し、Fig. 13 に浮上中の鋼板形状を示す。Fig. 12 と Fig. 13 はそれぞれ (a)  $a = 340$  mm, (b)  $a = 440$  mm, (c)  $a = 540$  mm, (d)  $a = 640$  mm の結果である。

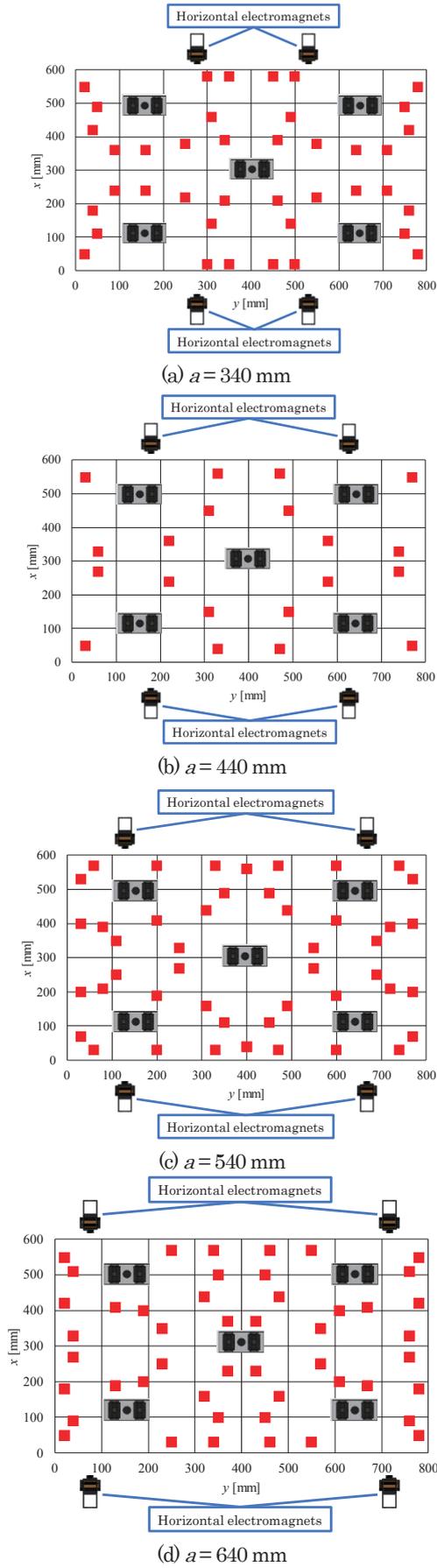


Fig. 12 Optimal arrangement of permanent magnets.

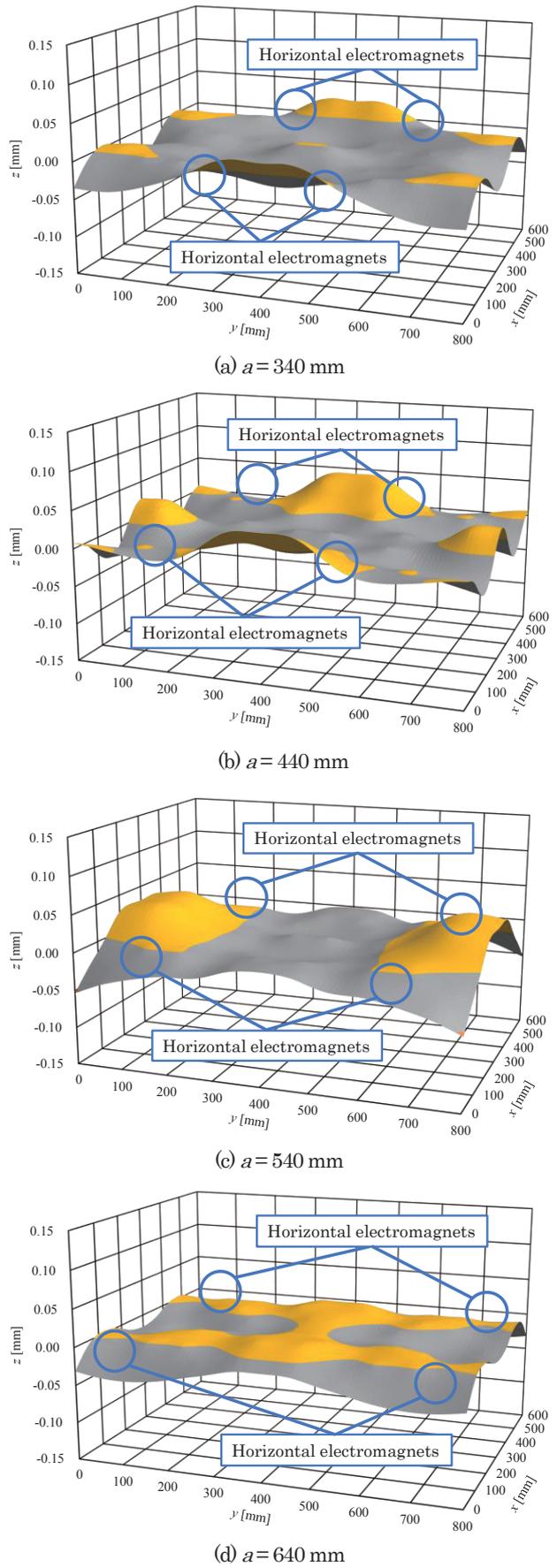
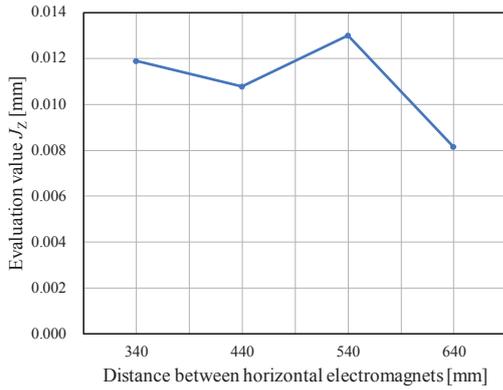
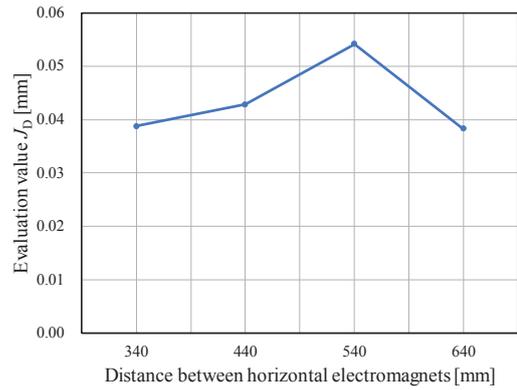


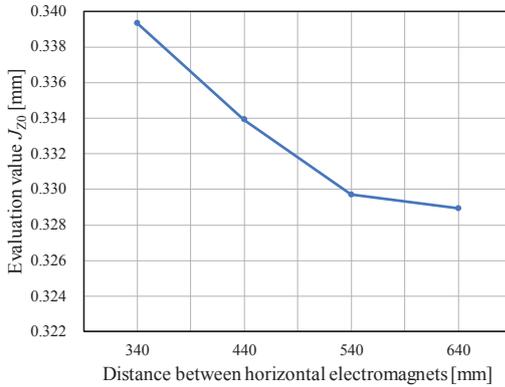
Fig. 13 Optimized shape of steel plate from bird's eye view.



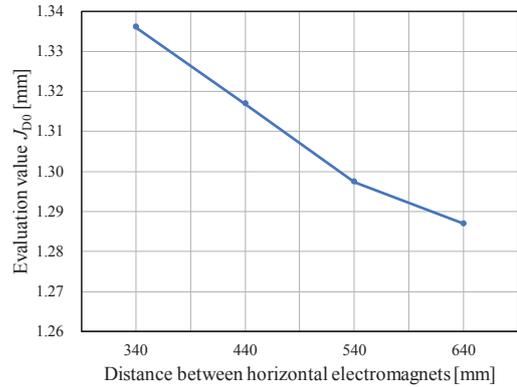
**Fig. 14** Evaluation value  $J_z$  at each distance between horizontal electromagnets.



**Fig. 16** Evaluation value  $J_D$  at each distance between horizontal electromagnets.



**Fig. 15** Evaluation value  $J_{z0}$  at each distance between horizontal electromagnets.



**Fig. 17** Evaluation value  $J_{D0}$  at each distance between horizontal electromagnets.

Fig. 9, Fig. 12, Fig. 13 よりそれぞれの水平方向電磁石の電磁石中心間距離で得られる最適な永久磁石配置およびGapが異なることが確認できる。また、永久磁石は電磁石の吸引力が加わっていない位置に多く設置され、電磁石の近傍にはあまり設置されていない。Fig. 13 より、各電磁石中心間距離における永久磁石の最適配置において、Fig. 5 の電磁石のみで鋼板を浮上させた際の鋼板形状と比較して、鋼板が最もたわんでいる領域のたわみが抑制されていることが確認できる。Fig. 5 と Fig. 13 は鋼板形状を明確に示す都合上、 $z$ 軸のスケールは異なっていることを付言する。

また、各電磁石中心間距離によって最適化の初期形状  $J_{z0}$ 、 $J_{D0}$  が異なるため、Fig. 10 の評価値  $J$  のみで比較することはできない。そこで、磁石中心間距離に対する鋼板の平均たわみ量  $J_z$  を Fig. 14、鋼板の平均たわみ量  $J_{z0}$  を Fig. 15、鋼板の最大たわみ量  $J_D$  を Fig. 16、鋼板の最大たわみ量  $J_{D0}$  を Fig. 17 に示す。Fig. 15 と Fig. 17 より、鋼板の平均たわみ量  $J_{z0}$ 、最大たわみ量  $J_{D0}$  が最も小さいのは  $a = 640$  mm のときであった。Fig. 14 と Fig. 16 の鋼板の平均たわみ量  $J_z$ 、最大たわみ量  $J_D$  では  $a = 640$  mm と他の電磁石中心間距離との差が小さくなっていることが確認でき、永久磁石によって鋼板のたわみが抑制されたことが分かる。

Fig. 8 より、各電磁石中心間距離で、最も評価値  $J$  が小さくなったのは  $a = 640$  mm のときであった。水平電磁石の距離が近い場合では、鋼板形状から鋼板の長辺の中心付近で鋼板が上方に大き

くたわんでいることが確認でき、互いの水平方向電磁石の張力が干渉し、たわみが増加したと考えられる。水平方向電磁石の距離が離れると、鋼板形状の長辺に発生していたたわみは小さくなるということが確認できた。これは鋼板の四辺に張力を印加することができるため、鋼板のたわみが抑制されたと考えられる。

#### 4. まとめ

本論文は、電磁石の吸引力の及ばない箇所に永久磁石を設置し、薄鋼板の浮上性能を向上させるシステムについて検討を行った。このとき、水平方向電磁石の電磁石中心間距離を変化させ、永久磁石と鋼板の距離を変更して最適化を行った結果、水平方向電磁石による張力印加位置によって、鋼板の全体的なたわみと局所的なたわみをそれぞれ抑制できる配置が得られた。今後は、各電磁石中心間距離の最適値を用いて鋼板の磁気浮上実験を行い、最適化の妥当性について実験的に検討を行っていく。さらに様々な外乱条件下で実験を行い、評価値と浮上安定性の関係についてより詳細な検討を行っていく予定である。また、本論文における最適化においては鋼板の静的形状を元に探索を行った。搬送時の加減速や空気抵抗、渦電流の影響など、より実挙動を考慮した探索を行うため、慣性項、減衰項を加えた動的挙動を最適化のプロセスに組み込む手法についても検討を行っていく。

## References

- 1) S. Matsumoto, Y. Arai, and T. Nakagawa: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 8600304 (2014).
- 2) T. Namerikawa and D. Mizutani: *Trans. IEEJ*, **36**, 1319 (2006).
- 3) M. Morishita and M. Akashi: *IEEE Trans. Industry Appl.*, **119**, 1289 (1998).
- 4) Y. Oda, Y. Ito, K. Okuno, M. Kida, T. Suzuki, A. Endo, T. Narita, H. Kato, and H. Moriyama: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **43**, 1 (2019).
- 5) Y. Oshinoya, K. Ishibashi, and T. Sekihara: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser. C*, **68**, 1428 (2002).
- 6) T. Narita, S. Hasegawa, and Y. Oshinoya: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 2 (2016).
- 7) T. Narita, S. Hasegawa, and Y. Oshinoya: *Proc. Schl. Eng. Tokai Univ., Ser. E*, **38**, (2013).
- 8) T. Suzuki, M. Kida, Y. Oda, T. Narita, H. Kato, and H. Moriyama: *J. Jpn. Soc. Appl. Elec. Mech.*, **26**, 1, (2018).
- 9) H. Ishii, T. Narita, and H. Kato: *J. Jpn. Soc. Appl. Electromag. Mech.*, **24**, (2016).

2021年11月07日受理, 2022年01月15日採録

# 磁気温熱療法の定温加熱制御システムを用いた動物実験

## Animal Experiment with PID-based Automatic Temperature Control System for Magnetic Hyperthermia

鹿野晃弘<sup>a)†</sup>・トンタット・ロイ<sup>a)</sup>・桑波田晃弘<sup>a)</sup>・アリウンブヤン・スフバートル<sup>b)</sup>・  
小玉哲也<sup>a) b)</sup>・藪上信<sup>a) b)</sup>

<sup>a)</sup> 東北大学大学院工学研究科, 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-05 (〒980-8579)

<sup>b)</sup> 東北大学大学院医工学研究科, 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-05 (〒980-8579)

A. Shikano<sup>a)†</sup>, L. Tonthat<sup>a)</sup>, A. Kuwahata<sup>a)</sup>, A. Sukhbaatar<sup>b)</sup>, T. Kodama<sup>a) b)</sup>, and S. Yabukami<sup>a) b)</sup>

<sup>a)</sup> Graduate School of Engineering, Tohoku Univ., 6-6-05 Aramaki Aza Aoba, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

<sup>b)</sup> Graduate School of Biomedical Engineering, Tohoku Univ., 6-6-05 Aramaki Aza Aoba, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

Magnetic hyperthermia (MH) is a promising cancer therapy in which the heating temperature is expected to be a key determinant for its success. A therapeutic system with high-accuracy temperature control is of vital importance to avoid overheating in normal tissues surrounding a tumor. We previously developed a PID-based temperature control system and verified its validity *in vitro*. In this study, we validate our control system *in vivo*. First, we investigated both the improvement in heat generation by high-density Resovist® (Ferucarbotran) and the optimal PID tuning method for the high-density Resovist® *in vitro*. Next, we injected the high-density Resovist® into mice and then performed PID-based temperature control *in vivo*. We demonstrate that by using our PID-based control system, it is possible to accurately control the therapeutic temperature (e.g., 50°C) *in vivo* with a standard deviation of 0.05°C in the steady-state. Our system has the potential to be used for MH either alone or together with other cancer treatment modalities for basic and clinical studies.

**Keywords:** magnetic hyperthermia, magnetic nanoparticle, PID-based control, Resovist®, animal experiment

### 1. はじめに

がんに対する治療法として、温熱療法（ハイパーサーミア）が注目されている。この治療法ではがん組織が正常組織よりも温熱に弱いことを利用して、がん組織のみを選択的に壊死や縮退させることができる。そのため、現在一般的ながん治療法である手術療法、薬物療法、放射線療法に比べ、患者への負担が少ない低侵襲な治療法として期待できる。温熱療法の主な加熱方式には RF 誘電加熱法<sup>1)</sup> や超音波加熱法<sup>2)</sup> などがあり、医療現場でがん治療に用いられている。しかし、これらの方式では加熱領域の制御が難しく、がん組織のみを選択的に加熱できない場合がある。そこで、磁性体を発熱体としてがん組織に埋め込み、磁気により局所的な加熱を可能とする磁気温熱療法が盛んに研究されている。

温熱療法を成功させるには、がんが死滅しうる温度までの加熱を一定時間継続しておこなう必要がある。治療温度を高めれば、がんをより確実に死滅させることができる。しかし、その周囲の正常組織も高温環境へ晒し、損傷させる危険性がある。したがって、温熱療法の確立には、正常組織には害を及ぼさず、がん組織のみを治療できる温度と加熱時間の解明や温度制御システムの開発が求められる。

磁気温熱療法においては、感温磁性体と呼ばれる低キュリー温度の磁性材料を生体内に埋め込み、材料の温度に対する磁気特性の変化から加熱温度を制御するソフトヒーティング法<sup>3) 4)</sup> が提案されている。しかし、この手法では感温磁性体が  $\mu\text{m} \sim \text{mm}$  オーダーになるため治療後の取り出しが困難である。また、熱耐性の異なる様々ながん細胞への細やかな温度制御も難しい課題もある。そこで、動物実験では nm オーダーの磁性ナノ粒子を患部へ埋め

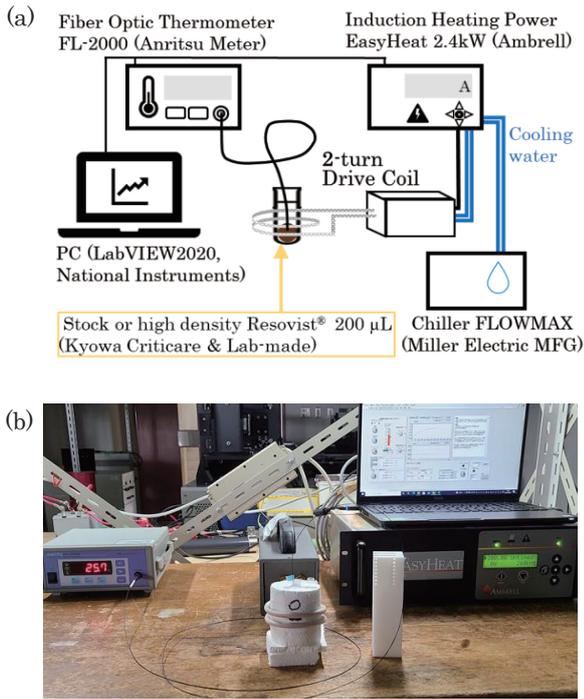
込み、サーモグラフィや光ファイバー温度計による温度計測をおこないながら、印加磁界の強度を操作する方式がとられている。しかし、先行研究<sup>5) 6)</sup> では、マニュアルによるフィードバックにより  $\pm 1$  °C 程度の温度ぶれのある制御がおこなわれてきた。治療温度が 1 °C ずれると治療効果を得るための加熱時間が 2 倍になる<sup>7)</sup> ため、磁気温熱療法ではより精密な温度制御が課題である。動物実験においては、温度ぶれが生じることにより、治療温度と加熱時間が治療効果に及ぼす影響を詳細に評価しにくくなり、同じ条件の治療を施した間でも再現性も取りにくくなるのが危惧される。

本研究では、これまでに開発した定温加熱制御できる磁気加熱システム<sup>8)</sup> を使い、生体内での磁性流体の定温加熱制御の検討をした。また、医用磁性流体の発熱特性の向上並びに温度制御方式について検証をおこなった。マウスを用いた動物実験では、磁気温熱療法の治療温度の 50 °C での定温加熱制御に取り組んだ。

### 2. 磁性流体の発熱特性の改善

磁気温熱療法において使用する磁性体は、生体内に留置するため医薬品としての安全性が求められる。したがって、磁性体を選択する上では、前臨床試験や治験などで承認された医薬品であることが望ましい。新規に承認を得るには上記の手続きをおこなうために多額の費用と長期の開発期間が必要となる。そのため、本研究では既に医薬品として承認されており、磁気温熱療法の研究にて利用されている医用磁性流体の Resovist®（共和クリティケア、東京）を選択した。Resovist®は、カルボキシデキストランで被覆された液中粒径が約 57 nm の酸化鉄からなる磁性流体である。しかし、生体内では注入部位の体積から定まる投与量の限界と生体への磁界の照射量の制限があり、Resovist®による発熱では磁気

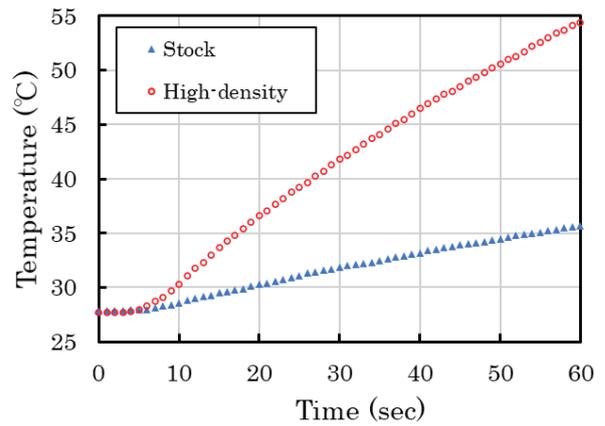
責任著者: 鹿野晃弘 (e-mail: shikano.akihiro.p6@dc.tohoku.ac.jp)



**Fig. 1** PID-based automatic heating-temperature control system. (a) Block diagram and (b) photo of system.

温熱療法の治療温度である 43 ~ 50 °C まで温度を上昇させることが難しい<sup>9)10)</sup>。そこで、磁性流体の発熱特性を改善する必要がある。Resovist<sup>®</sup>の発熱特性を改善する方法としては磁気分離装置による磁気分画が提案されている<sup>11)</sup>が、本研究では Resovist<sup>®</sup>に含まれる磁性体の数を増やすことで発熱特性の向上を目指した。使用した Resovist<sup>®</sup>について問い合わせ、鉄換算で 24.8 mg/mL の磁性ナノ粒子が分散されていると確認し、この粒子数を 99.2 mg/mL まで増加させた試料を作製した。2 つの磁性流体について、ゼータサイザー (Zetasizer Nano ZS, Malvern Panalytical Ltd, Malvern, UK) により評価した。Resovist<sup>®</sup>の液中の平均粒径とゼータ電位はそれぞれ 59.6 nm, -41.5 mV であり、作製したサンプルでは 53.4 nm, -39.6 mV とほぼ同等であるため磁性ナノ粒子は分散していると考えられる。また、振動試料型磁力計 (PV-M10-5, 東栄科学産業, 宮城) を用いた磁気特性の測定では、作製した試料が超常磁性を示しており、磁気特性が変化していないことを確認した。

次に、磁性ナノ粒子の数を増加させたことによる発熱特性の変化を Fig. 1 (a) に示す磁気加熱システムで測定した。本システムは、チラー (FLOWMAX, Miller Electric MFG, Appleton, Wisconsin, US)、誘導加熱電源 (EasyHeat 2.4 kW, Ambrell, Rochester, New York, US)、光ファイバー温度計 (FL-2000, 安立計器, 東京)、PC で構成される。温度計測を基に、LabVIEW 2020 (National Instruments, Austin, Texas, US) を用いた PID 制御によって、コイルに流す交流電流を操作し、磁性流体の温度を制御することが可能である。コイルは、内径 70 mm、外径 85 mm、ピッチ 7 mm の 2 巻である。誘導加熱電源は LC 共振を用いて周波数 260 kHz による励磁を維持している。この電源の最大出力である電流 400 A を流したときのコイル中心における磁界強度は 14 kA/m であり、磁界強度と周波数の積は生物医学的な制限の  $5 \times 10^9 \text{ Am}^{-1}\text{s}^{-1}$  未満<sup>10)</sup>



**Fig. 2** Temperature rise in stock and high-density Resovist<sup>®</sup> under applied AC magnetic field of 7 kA/m, 260 kHz.

であるため、磁界が生体へ与える影響は小さいと考えられる。

磁性ナノ粒子の数を増加させたことによる磁性流体の発熱特性は断熱環境にて測定した。まず、各磁性流体 200 μL を発泡スチロールで作った断熱材の中へ入れ、Fig.1 (b) に示すように磁性流体がコイル中央へ来るように設置した。そして、各磁性流体に対して、7 kA/m, 260 kHz の交流磁界を印加し、その時の発熱応答を光ファイバー温度計にて測定した。

Fig. 2 に 7 kA/m, 260 kHz の交流磁界を印加した際の各磁性流体の発熱応答を示す。作製した試料では、磁性体の総量が増えたことで昇温が早くなっている。温度上昇の傾きに注目すると、作製した試料は Resovist<sup>®</sup>に比べ約 4 倍の上昇率であり、磁性ナノ粒子の増加量に比例している。以上のように、磁性ナノ粒子の数に比例して高発熱化する磁性流体を得た。

### 3. 定温加熱制御方式の検討

これまで Fig. 2 に示すような磁界の変化に対する磁性流体の発熱挙動が、無駄時間要素と一次遅れ要素または積分器に近似できると考え、ジューグランドニコルスのステップ応答法より求めた PID パラメータでの定温加熱制御に取り組んだ<sup>9)</sup>。ここでは、同じくステップ応答から PID パラメータを求める Chien-Hrones-Reswick (CHR) 法との比較を Resovist<sup>®</sup>と作製した試料でおこない、パラメータのチューニング法に関する検討をおこなった。

Table 1 に各 PID チューニング法<sup>12)</sup>を示す。ジューグランドニコルスのステップ応答法は、無駄時間要素と一次遅れ要素または積分器に近似できる系に対するチューニング法である。CHR 法は無駄時間要素と一次遅れ要素に近似できる系に対して有効なチューニング法で、対象がより限定的となる。

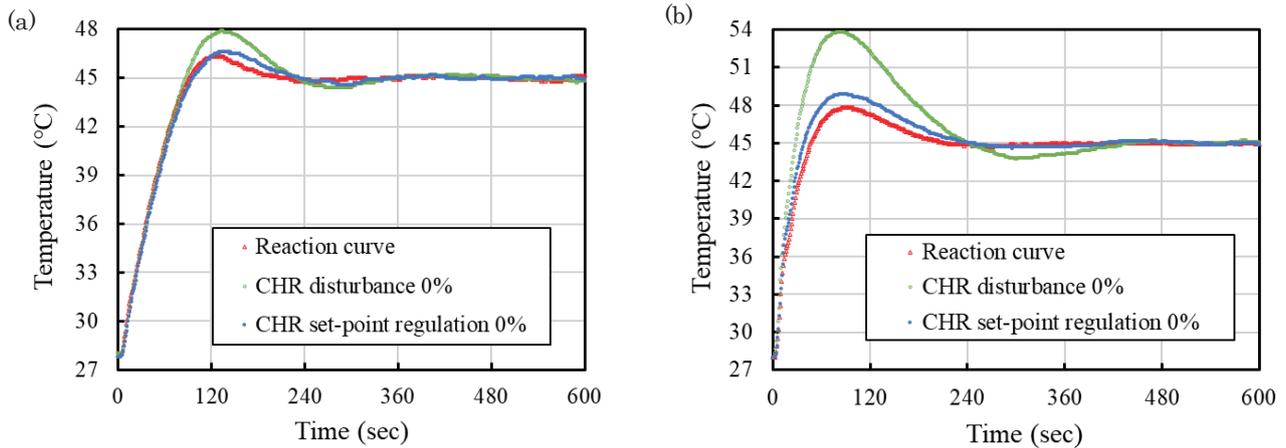
はじめに、各磁性流体の磁界に対する発熱のステップ応答を取得した。Fig. 1 (a) の磁気加熱システムにて、磁性流体 200 μL をコイル中心の中空に配置した。この時、断熱材は用いずに非断熱環境で磁性流体が 40 °C 一定温となるまで加熱した。次にコイルに流れる交流電流をステップ状に変化させた。その時の磁性流体の発熱応答からプログラムにて取得した各磁性流体のパラメータを Table 2 に示す。これらのパラメータと Table 1 の換算式から、各

**Table 1** PID parameter tuning rules based on  $K$ ,  $T$ , and  $L$ .

Tuning rules		PID parameters		
		$K_C$	$T_I$	$T_D$
Ziegler-Nichols reaction curve		1.2 $T/KL$	2 $L$	0.5 $L$
CHR	Set-point regulation (overshoot 0%)	0.6 $T/KL$	$T$	0.5 $L$
	Disturbance (overshoot 0%)	0.95 $T/KL$	2.4 $L$	0.42 $L$

**Table 2** Step response parameters for stock and high-density Resovist®.

Resovist®	Parameters		
	Gain $K$	Time constant $T$ (min)	Dead time $L$ (min)
Stock	0.0772	0.461	0.249
High-density	0.199	0.78	0.372



**Fig. 3** Comparison of different PID parameter tuning rules using the current range of 0 ~ 300 A (i.e. 0~10.5 kA/m) with a fixed frequency of 260 kHz. (a) Stock Resovist® and (b) High-density Resovist®.

チューニング法の PID パラメータを得た。そして、各磁性流体を室温から磁気温熱療法の治療温度である 45 °C まで 3 通りの PID パラメータで周波数 260 kHz の交流電流出力を 0 ~ 300 A で操作し、加熱制御した。この時の磁性流体が配置されるコイル中心の磁界強度は 0 ~ 10.5 kA/m である。

Fig. 3 (a) にジューグニコルスのステップ応答法と 2 つの CHR 法より決定した PID パラメータで Resovist® を加熱制御した結果を示す。過渡応答のオーバーシュートに注目すると、ステップ応答法が 1.3 °C と最も小さく、CHR 法の外乱抑制型では 1.5 °C、目標値追従型にいたっては 2.9 °C であった。2% 整定時間を比較するとそれぞれ 182, 213, 328 sec であった。CHR 法の目標追従型の整定時間が長いのは、比例ゲインが小さいことで応答性が落ち、減衰が小さくなったためである。定常特性を加熱開始 360 ~ 600 sec までの標準偏差で比較すると、それぞれ 0.07, 0.10, 0.12 °C であった。

Fig. 3 (b) には作製した試料での加熱制御の結果を示した。この磁性流体では Resovist® に比べ発熱量が高いため、電流の操作量に対する応答が大きく、オーバーシュートも大きくなっている。オーバーシュート、2% 整定時間、定常時の温度の標準偏差のいずれにおいてもステップ応答法が優れており、それぞれ 2.7 °C、193 sec、0.05 °C である。

以上より、過渡特性と定常特性の両方でステップ応答法より求めた PID パラメータの制御性が優れていたと言える。一般

的に CHR 法はオーバーシュートが小さいという特徴を持つが、得られた結果は異なるものであった。その原因として、PID チューニング時の磁性流体の発熱挙動が一次遅れ要素ではなく、積分器に近い挙動であったことが考えられる。そのため、磁気温熱療法の温度制御においては、磁性流体の発熱特性のモデリングが可能なジューグニコルスのステップ応答法が適していると言える。

また、今回の結果より、作製した高発熱の試料ではオーバーシュートは大きくなってしまいが、定常特性は同等の結果が得られた。すなわち、異なる発熱特性を持つ磁性流体へ対しても、本システムを適応することで定温加熱制御が可能であることを確認した。

#### 4. 生体内での定温加熱制御

##### 4.1 マウス MXH10/Mo-*lpr/lpr*

動物実験では、全身のリンパ節の短径が生後約 3 カ月でヒトのリンパ節と同程度の大きさ (10 mm) まで腫脹する MXH10/Mo-*lpr/lpr* マウス 2 匹 (週齢 12 ~ 13) を使用した。本実験でマウスの腸骨下リンパ節 (SiLN : Subiliac Lymph Node) に作成した試料を注射する。

##### 4.2 生体内における定温加熱制御

マウスを麻酔下におき SiLN の表皮を切開した。次に、カテー



Fig. 4 Photo of injecting high-density Resovist® into SiLN.

テルを SiLN に刺入し、カテーテルを通して光ファイバー温度計のプロブを SiLN 内に留置した。作製した試料 200  $\mu\text{L}$  を SiLN に注射し、Fig. 4 に示すとおり SiLN をコイル中心に配置した。

次に磁気加熱システムで 260 kHz の交流による励磁をおこない、SiLN を 40  $^{\circ}\text{C}$  まで加熱した。そして、交流電流 50 A のステップ信号を与えた。この時の SiLN の発熱応答からジググラニコルスのステップ応答法を用いて PID チューニングをおこなった。そして、PID パラメータ  $K_c=24.08$ ,  $T_I=0.60$  min,  $T_D=0.15$  min を得た。

次に別個体のマウスを準備し、得られた PID パラメータを用いて、生体体温から磁気温熱療法の治療温度とされている 50  $^{\circ}\text{C}$  まで周波数 260 kHz の交流電流出力を 0 ~ 400 A で操作し、PID 加熱制御した。この時のコイル中心の磁界強度は 0 ~ 14 kA/m であり、周波数との積は生物医学的な制限の  $5 \times 10^9 \text{ Am}^{-1}\text{s}^{-1}$  未満<sup>10)</sup>である。

Fig. 5 にマウスの SiLN へ PID 加熱制御した結果を示す。過渡応答に注目すると、2% 安定時間は 137 sec である。また、オーバーシュートは 0.7  $^{\circ}\text{C}$ 、その継続時間は 109 sec であった。生物の正常細胞は 51  $^{\circ}\text{C}$  で 180 sec 加熱されるとネクローシスが起きる<sup>13)</sup>ため、オーバーシュートによる正常細胞への侵襲は少ないと考える。オーバーシュートが *in vitro* に比べ大きく低減したのは生体内の放熱しやすい環境が寄与したものである。目標温度を維持している 300 sec 間における温度変化の標準偏差は、0.05  $^{\circ}\text{C}$  である。この標準偏差は *in vitro* にて得られたものと同等であり、*in vivo* においても磁性流体の温度を正確に制御することに成功した。以上のことから本研究で示した定温加熱制御を実装した磁気温熱療法システムは生体へも適応が可能だと考えられる。

本実験では医用磁性流体の Resovist® から作製した試料を使用して、SiLN の温度を 50  $^{\circ}\text{C}$  まで加熱することにも成功した。また、Resovist® の磁性ナノ粒子を 99.2 mg/mL に増やすことで生体内で十分に発熱が得られることを明らかとした。Fig. 5 の電流値に注目すると、定常状態では 200 A 程度である。誘導加熱電源の最大出力が 400 A であることを考えると、投与量を減らすなどの発熱体の最適化の余地がある。本実験においては、光ファイバーステップ先端の局所的な温度を制御できることを示した。しかし、治療における温度計測は、光ファイバーステップの挿入位置のばらつきや腫瘍内外で温度勾配<sup>14)15)</sup>などから容易ではない。そのため、

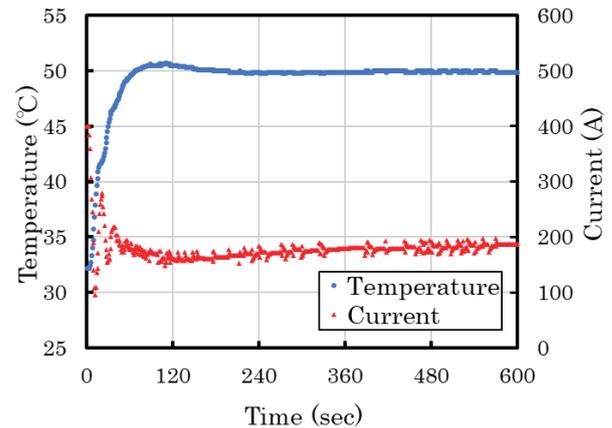


Fig. 5 PID-based temperature control in SiLN using the current range of 0 ~ 400 A (i.e. 0~14 kA/m) with a fixed frequency of 260 kHz.

本加熱制御技術やプローブの挿入法が、治療効果や正常組織への侵襲にどのような影響をもたらすかを調べる必要がある。今後は、動物実験での Hematoxylin-Eosin (HE) 染色や Prussian Blue 染色による病理組織学的検査から、がん細胞と正常細胞、磁性流体の分布を調べ、治療効果と侵襲性について明らかにしていく。

#### 4. まとめ

生体での定温加熱制御での検討を目的として、はじめに医用磁性流体 Resovist® の発熱特性の向上について調べた。Resovist® の体積当たりの粒子数を増やした試料を作製し、発熱特性が向上することを確認した。その発熱量は粒子数に比例して増加する。

次に、磁性流体の加熱制御に関して、ジググラニコルスのステップ応答法と CHR 法の比較をおこなった。ステップ応答を用いることで磁性流体の発熱特性をモデリングでき、制御性に優れた PID パラメータを取得できることを示した。また、本研究で用いた定温加熱制御システムが発熱特性の異なる磁性流体を制御可能であることがわかった。

さらにマウスを用いた動物実験にて、生体内での定温加熱制御に取り組み、定常状態での温度の標準偏差が 0.05  $^{\circ}\text{C}$  という定温加熱制御を確立した。本システムを用いることで生体内の細やかな温度制御が望める。今後は、発熱体の最適化や動物実験を通してがんや正常細胞がダメージを受ける加熱時間と治療温度の詳細な調査など磁気温熱療法への基礎検討を進める。

**動物実験** 本実験 (承認番号 2020BeA-020) は「東北大学における動物実験等に関する規定」に従って実験を実施した。

**謝辞** 本研究の一部は、JSPS 科研費 (19K23597, 20K20210) および東北大学卓越大学院プログラムの助成を得たものである。

## References

- 1) H. Kato, T. Takasugi, R. Tanaka, and Y. Yamamoto: *Therm. Med.*, **36**(2), 59 (2020).
- 2) H. P. Kok, E. N. K. Cressman, W. Ceelen, C. L. Brace, R. Ivkov, H. Gröll, G. t. Harr, P. Wust, and J. Creezee: *Int J Hyperthermia*, **37**(1), 711 (2020).
- 3) T. Takura, S. Kajiwara, H. Kikuchi, and H. Matsuki: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **43**, 99 (2019).
- 4) H. Saito, K. Mitobe, A. Ito, Y. Sugawara, K. Maruyama, Y. Minamiya, S. Motoyama, N. Yoshimura, and J. Ogawa: *Cancer Sci.*, **99**(4), 805 (2008).
- 5) T. Morino, S. Tanoue, S. Miyata, K. Hirayama, A. Ito, T. Etani, T. Naiki, N. Kawai, and T. Yasui: *Therm. Med.*, **36**(2), 47 (2020).
- 6) A. S. Garanina, V. A. Naumenko, A. A. Nikitin, E. Myrovali, A. Y. Petukhova, S. V. Klimyuk, Y. A. Nalench, A. R. Ilyasov, S. S. Vodopyanov, A. S. Erofeev, P. V. Gorelkin, M. Angelakeris, A. G. Savchenko, U. Wiedwald, A. G. Majouga, and M. A. Abakumov: *Nanomedicine*, **25**, 102171 (2020).
- 7) W. C. Dewey, L. E. Hopwood, S. A. Sapareto, and L. E. Gerweck: *Radiology*, **123**, 463 (1977).
- 8) A. Shikano, L. Tonthat, and S. Yabukami: *IEEJ Trans. Electr. Electron. Eng.*, **16**, 807 (2021).
- 9) H. Tseng, C. Lee, Y. Shih, X. Lin, and G. Lee: Proc. 7th IEEE International Conference on Nanotechnology, Hong Kong, 2007, 969 (IEEE, 2007).
- 10) R. Hergt, and S. Dutz: *J. Magn. Magn. Mater.*, **311**(1), 187 (2006).
- 11) H. Nagae, S. Yamada, Y. Ikehata, S. Yagitani, and I. Nagano: *IEEJ Trans. Fundam. Mater.*, **133**(6), 366 (2013).
- 12) F. A. Salem, and A. A. Rashed: *Int J Eng Sci*, **2**(5), 191 (2013).
- 13) M. W. Dewhurst, B. L. Viglianti, M. Lora-Michiels, M. Hanson, and P. J. Hoopes: *Int J Hyperthermia*, **19**(3), 267 (2003).
- 14) A. Candeo, and F. Dughiero: *IEEE Trans. Magn.*, **45**(3), 1658 (2009).
- 15) J. A. Pearce, A. A. Petryk, and P. J. Hoopes: *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, **64**(12), 2813 (2017).

2021年11月09日受理, 2021年12月17日採録

## Editorial Committee Members • Paper Committee Members

T. Kato and S. Yabukami (Chairperson), K. Koike, K. Kobayashi and Pham NamHai (Secretary)					
T. Hasegawa	K. Hioki	S. Inui	K. Ito	K. Kamata	Y. Kamihara
H. Kikuchi	S. Kokado	Y. Kota	T. Kouda	A. Kuwahata	K. Masuda
S. Muroga	T. Nagahama	Y. Nakamura	H. Nakayama	T. Narita	K. Nishijima
T. Nozaki	D. Oyama	T. Sato	T. Suetsuna	T. Takura	K. Tham
T. Tanaka	N. Wakiya	T. Yamamoto	K. Yamazaki		
N. Adachi	H. Aoki	K. Bessho	M. Doi	T. Doi	M. Goto
T. Goto	S. Honda	S. Isogami	M. Iwai	Y. Kanai	T. Kojima
H. Kura	T. Maki	M. Naoe	M. Ohtake	S. Seino	M. Sekino
E. Shikoh	K. Suzuki	I. Tagawa	Y. Takamura	M. Takezawa	K. Tajima
M. Toko	S. Yakata	S. Yamada	A. Yao	M. Yoshida	S. Yoshimura

### Notice for Photocopying

If you wish to photocopy any work of this publication, you have to get permission from the following organization to which licensing of copyright clearance is delegated by the copyright owner.

〈All users except those in USA〉

Japan Academic Association for Copyright Clearance, Inc. (JAACC)

6-41 Akasaka 9-chome, Minato-ku, Tokyo 107-0052 Japan

Phone 81-3-3475-5618 FAX 81-3-3475-5619 E-mail: info@jaacc.jp

〈Users in USA〉

Copyright Clearance Center, Inc.

222 Rosewood Drive, Danvers, MA01923 USA

Phone 1-978-750-8400 FAX 1-978-646-8600

### 編集委員・論文委員

加藤剛志 (理事)	荻上信 (理事)	小池邦博 (幹事)	小林宏一郎 (幹事)	Pham NamHai (幹事)					
伊藤啓太	乾成里	小山大介	鎌田清孝	神原陽一	菊池弘昭	桑波田晃弘	神田哲典	古門聡士	
小田洋平	佐藤拓	末綱倫浩	田倉哲也	田中哲郎	Kim Kong Tham		長浜太郎	仲村泰明	
中山英俊	成田正敬	西島健一	野崎友大	長谷川崇	日置敬子	増田啓介	室賀翔	山崎慶太	
山本崇史	脇谷尚樹								
青木英恵	安達信泰	磯上慎二	岩井守生	大竹充	金井靖	藏裕彰	小嶋隆幸	後藤穰	
後藤太一	仕幸英治	鈴木和也	清野智史	関野正樹	高村陽太	田河育也	竹澤昌晃	田島克文	
土井正晶	土井達也	都甲大	直江正幸	別所和宏	本多周太	榎智仁	八尾惇	家形論	
山田晋也	吉田征弘	吉村哲							

### 複写をされる方へ

当学会は下記協会に複写複製および転載複製に係る権利委託をしています。当該利用をご希望の方は、学術著作権協会 (<https://www.jaacc.org/>) が提供している複製利用許諾システムもしくは転載許諾システムを通じて申請ください。ただし、本誌掲載記事の執筆者が転載利用の申請をされる場合には、当学会に直接お問い合わせください。当学会に直接ご申請いただくことで無償で転載利用いただくことが可能です。

権利委託先：一般社団法人学術著作権協会

〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル

電話 (03) 3475-5618 FAX (03) 3475-5619 E-mail: info@jaacc.jp

本誌掲載記事の無断転載を禁じます。

## 日本磁気学会論文特集号

Vol. 6 No. 1 (通巻第11号) 2022年5月1日発行

Vol. 6 No. 1 Published May 1, 2022

by the Magnetism Society of Japan

Tokyo YWCA building Rm207, 1-8-11 Kanda surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo 101-0062

Tel. +81-3-5281-0106 Fax. +81-3-5281-0107

Printed by JP Corporation Co., Ltd.

Sports Plaza building 401, 2-4-3, Shinkamata Ota-ku, Tokyo 144-0054

Advertising agency: Kagaku Gijutsu-sha

発行：(公社)日本磁気学会 101-0062 東京都千代田区神田駿河台 1-8-11 東京YWCA会館 207 号室

製作：ジェイピーシー 144-0054 東京都大田区新蒲田 2-4-3 スポーツプラザビル401 Tel. (03) 6715-7915

広告取扱い：科学技術社 111-0052 東京都台東区柳橋 2-10-8 武田ビル4F Tel. (03) 5809-1132

Copyright © 2022 by the Magnetism Society of Japan