

# 日本磁気学会論文特集号

## 7巻1号

ONLINE ISSN: 2432-0471

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

---

---

### CONTENTS

#### Magnetic Recording

- 3次元熱アシスト磁気記録方式における記録層間の磁氣的相互作用の一検討  
..... 前田航弥・赤城文子 1
- 単位胞解析による L1<sub>0</sub> 型 FePt 合金薄膜中の磁性結晶粒への軽元素固溶の評価  
..... 岩動大樹・田中元人・齊藤 節・タム キム コング・小川智之・齊藤 伸 7

#### Hard and Soft Magnetic Materials

- 複合配向化した軟磁性微粒子コンポジット材の磁気特性に関する研究  
..... 若林和志・村田啓太・宮崎孝道・増本 博・遠藤 恭 11

#### Thin Films, Fine Particles, Multilayers, and Superlattices

- Fe-Co 薄膜の bct 構造と一軸磁気異方性の V-N 添加量依存性  
..... 村上知優・長谷川 崇 16
- 等方性 Co-MgF<sub>2</sub> グラニューラー膜の磁気光学特性と光プローブ電流センサへの適用  
..... 宮本光教・須江 聡・久保利哉・曾根原 誠・佐藤敏郎 22
- MgO 薄膜の高速成膜に向けたホットカソード RF スパッタリング用の高熱応力耐性ターゲットの提案  
..... 宮崎大輝・廣川祐生・Seong-Jae Jeon・清水章弘・岩谷幸作・日向慎太郎・小川智之・齊藤 伸 29

#### Spintronics

- アモルファス GdFe フェリ磁性合金薄膜における異常ネルンスト係数への異常ホール抵抗率の寄与  
..... 小林祐希・笠谷雄一・吉川大貴・塚本 新 34

#### Measurement Technique, High-frequency Devices, Magnetic Imaging

- 電子機器の実回路に適応可能な高周波近傍磁界測定手法の提案  
..... 苅田健徳・石田竜太・後藤太一・石山和志 40

#### Power Magnetics

- アルミコイルを適用した SR モータに関する基礎検討  
..... 朝雛えみり・中村健二・柳沢恭平・古屋勇太 45
- myRIO を用いたリングコア用磁気特性測定システムにおける簡易波形制御手法に関する検討  
..... 川口正隆・羽根吉紀・中村健二 49

小型 EV 用インホイール磁気ギヤード SR モータの提案	伊藤巨輝・中村健二	55
セグメント構造アウターロータ型高速 PM モータの効率改善に関する検討	櫻井 将・中村健二	61
永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタ	会津翔太・中村健二・大日向 敬・有松健司	67
ボンド磁石を用いた非対称磁極構造 IPM モータの実機評価	塚田裕太・吉田征弘・半田修士・田島克文	73
倍電流整流回路を用いた LLC 共振コンバータ用結合インダクタの作製	川田奈波・大山秀樹・南澤俊孝・曾根原 誠・佐藤敏郎	80
超高速磁気ギヤの設計および試作試験	朝雛えみり・三ツ谷和秀・中村健二・立谷雄一・鈴木雄真・操谷欽吾	85
横方向磁束型 SR モータの電流アンバランス改善に関する検討	永井歩美・中村健二	92
クロスポール型フラックスリバーサルモータに関する基礎検討	于 越・中村健二	97

#### Biomagnetism and Medical Application

高周波パルス磁界印加による磁性粒子の加熱	安達友威・桑波田晃弘・藪上 信・中村英滋	102
----------------------	----------------------	-----

---



---

### Board of Directors of The Magnetics 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



### 3次元熱アシスト磁気記録方式における記録層間の磁氣的相互作用の一検討

## Study on Magnetic Interaction between Recording Layers for in 3D Heat-assisted Magnetic Recording

前田航弥<sup>a)†</sup>・赤城文子<sup>a)</sup>

<sup>a)</sup>工学院大学大学院工学研究科, 電気・電子工学専攻, 東京都新宿区西新宿一丁目24番2号 (〒163-8677)

K. Maeda<sup>a)†</sup>, and F. Akagi<sup>a)</sup>

<sup>a)</sup> Electrical Engineering and Electronics Program, Graduate School of Engineering, Kogakuin Univ., 1-choume 24-2 Nishishinjuku, Shinjuku-ku, Tokyo 163-8677, Japan

For 3D heat-assisted magnetic recording using a double-layer bit patterned medium with an upper recording layer of 4 nm and a lower recording layer of 3 nm, the possibility of recording and the effect of the magnetic interaction between the two layers were investigated using Landau-Lifshitz-Gilbert equation. The spacing between the upper and lower layers was changed to 3 nm and 4 nm, and the recording magnetization of the upper and lower layers was a pattern that recorded in opposite directions. As a result, when the upper layer was written, the difference in the maximum rise temperature between the optimum rise temperatures for the upper and the lower layers was about 10 to 15 K. Hence, a rise temperature where the *BERs* of the upper and lower layers were both within the allowable range was not obtained. When writing on the upper layer, the static magnetic field from the upper to the lower layer was added to the equivalent magnetic field due to thermal fluctuations, so the lower layer is overwritten even at a low rise temperature.

**Key words:** 3D heat-assisted magnetic recording, double-layer bit patterned medium, Landau-Lifshitz-Gilbert equation, thermal fluctuation, static magnetic field

#### 1. はじめに

磁気ディスク装置(hard disk drive : HDD)は, 近年, データセンター向けにテラビットクラスの高記録密度化が求められている. しかし, 高記録密度化を妨げるトリレンマ問題がある. トリレンマ問題とは, 媒体雑音と熱揺らぎ, そして記録ヘッドの磁界強度の限界を同時に解決することができないという問題である. 媒体雑音は, 記録媒体の磁性粒子の大きさと位置にばらつきがあるために記録データの間の境界(磁化遷移領域)が広がることによって生じる. これによって, 再生エラーがおきる. この問題は磁性粒子を小さくすれば解決できる. しかし二つ目の熱揺らぎという問題が生じる. これは磁性粒子を小さくすることによって, 磁気エネルギー $K_u V$  ( $K_u$ : 異方性定数,  $V$ : 体積)が熱エネルギー $k_B T$  ( $k_B$ : ボルツマン定数,  $T$ : 温度)より小さくなることである. その結果, 意図しない磁化反転がおきて記録データが消失してしまう. これは, 異方性定数 $K_u$ に高い材料を用いることで解決できるが, 三つ目の記録ヘッドの磁界強度の限界という問題が生じる.  $K_u$ を大きくした場合, 異方性磁界 $H_k = 2K_u/M_s$  ( $M_s$ : 飽和磁化)も高くなるが, 記録するためには,  $H_k$ よりも高いヘッド磁界が必要である. そのためには高飽和磁化をもつ材料か, もしくはヘッドを大きくすることが望まれる. しかし, 現在用いられているヘッド材料 (CoNiFe, CoFe 等)の飽和磁化は2.5 T以下であり, これより高い飽和磁化をもつ材料はまだない. また, ヘッドを大きくすることでヘッド磁界強度を高くすることができるが, 急峻な磁界が得られず磁化遷移領域が広がる. そのため, 最初の問題である媒体の雑音を引き起こしトリレンマ問題となってしまう.

上記トリレンマ問題を解決するため, 熱アシスト磁気記録方式 (heat assisted magnetic recording : HAMR) が提案され, 研究・開発が行われている<sup>1)~3)</sup>. HAMRは,  $H_k$ を

一時的に低減させることで, 低ヘッド磁界でも記録できる記録方式である. また, さらに高記録密度化のためにビットパターン媒体 (bit-patterned media : BPM) が提案されている<sup>4),5)</sup>. BPMとは1つの磁性粒子を1ビットとして記録する媒体である. 先行研究ではHAMRとBPMを組み合わせた方法によりドットサイズ4.9 nm, 面記録密度を8 Tbps程度まで実現できることが報告されている<sup>6)</sup>. しかしドットのばらつきを考慮すると, ドットを更に小さくすることは難しいと考えられる. そこで, 膜厚方向に記録層を増やし記録する3D熱アシスト磁気記録方式(3DHAMR)が提案された<sup>7)~9)</sup>. 先行研究<sup>9)</sup>では, 記録層が2層の場合について膜厚を上下層ともに4 nmにした時, 上下層間のスペーシングを6 nmから4 nmに狭めても記録が行えることが示された. しかし, 記録層に印加される熱やヘッド磁界は, ヘッドから離れるほど減衰するため, ヘッドから媒体下層までの距離を短くすることが望まれる.

本研究では, 記録層が2層の場合について, 下層の記録層を3 nm, 上下層間のスペーシングを3 nmと4 nmと変えた場合の記録の可能性, 及び記録層間の磁氣的相互作用の影響を調べることを目的に Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式を用いて解析を行った.

#### 2. 二層記録の方法

多層記録を行う場合, 上下層の $T_c$ を等しいとすると, どちらか一方に記録した際, もう一方に同じ記録をしてしまう可能性が生じる. そこで, 本検討では, Table 1 (3章で詳しく説明する)に示すように, 上層のキュリー温度 $T_c$ (=550 K)を下層(=650 K)より低いと仮定した<sup>8),9)</sup>. 上層に記録する場合, 上層の $T_c$ である550 K近傍の熱を印加すれば異方性磁界が下がるため記録できる. この場合, 下層の $T_c$ は上層より高いため異方性磁界が十分に下がらずデータは書き換えられない. しかし, 下層に記録をする場合, 下層の $T_c$ である650 K近傍の熱を印加すると, 下層の $T_c$ より上層の方が低いため, 上層の記録が意図せず書き換えら

Corresponding author: K. Maeda(e-mail: [cm22038@ns.kogakuin.ac.jp](mailto:cm22038@ns.kogakuin.ac.jp)).

れてしまうという問題が発生する．そこで Fig. 1 に示すように，高い  $T_c$  の下層を記録した後，低い  $T_c$  の上層を再記録する必要がある．上層の  $T_c$  を下層より高くする方法も考えられるが，それは今後の検討課題としたい．

### 3. 計算条件及び二層記録の計算方法

熱アシスト磁気記録の記録過程は，Landau – Lifshitz – Gilbert(LLG)方程式(1)式を解いて求めた．

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_s} (\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}) \quad (1)$$

$\mathbf{M}$  は粒子の磁化， $t$  は時間， $\gamma$  はジャイロ磁気定数， $\alpha$  はダンピング定数， $M_s$  は飽和磁化， $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  は実効磁界(静磁界，交換磁界，異方性磁界，外部磁界の和)である．また，熱揺らぎを考慮し，熱揺らぎによるエネルギーを磁界に置き換えた等価磁界  $\mathbf{H}_t$  を(1)式の  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  に加えた． $\mathbf{H}_t$  は(2)(3)式で定義した．

$$\langle \mathbf{H}_{ti}(t) \mathbf{H}_{tj}(t + \tau) \rangle = \frac{2k_B T \alpha}{\gamma V M_s} \delta(\tau) \delta_{ij} \quad (2)$$

$$\langle \mathbf{H}_{ti}(t) \rangle = 0 \quad (3)$$

ここで， $i, j$  は磁界の  $x, y, z$  成分のいずれかを表す． $\tau$  は時間ステップ， $V$  はドットの体積， $\delta(\tau)$  は Dirac のデルタ関数， $\delta_{ij}$  はクロネッカーデルタである． $\langle \rangle$  は平均値を表す．飽和磁化  $M_s$  の温度特性は Brillouin 関数(4)式を用いて求めた． $J$  は全角運動量， $T_c$  はキュリー温度である．また，室温は 298 K とした．実際の計算では， $J$  は  $M_s$  の温度特性の傾斜を変えるためのパラメータとした．また， $\beta$  は式(5)で定義した．

$$M_s(T) = M_s(0) \cdot \left[ \frac{2J+1}{2J} \coth\left\{ \frac{2J+1}{2J} \beta \right\} - \frac{1}{2J} \coth\left\{ \frac{\beta}{2J} \right\} \right] \quad (4)$$

$$\beta = 3 \cdot \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right) \quad (5)$$

飽和磁化は温度を上昇させると減少していき，キュリー温度で 0 となる．異方性定数  $K_u$  の温度特性は(6)から求めた．

$$\frac{K_u(T)}{K_u(0)} = \left\{ \frac{M_s(T)}{M_s(0)} \right\}^n \quad (6)$$

指数  $n$  を 2.1 とした．異方性磁界  $H_k$  は(7)から求めた．

$$H_k = \frac{2K_u(T)}{M_s(T)} \quad (7)$$

(4)~(7)式から求めた飽和磁化，異方性定数，異方性磁界の温度依存性を Fig. 2~Fig. 4 に示す．上層と下層のキュリー温度はそれぞれ 550 K と 650 K とした．

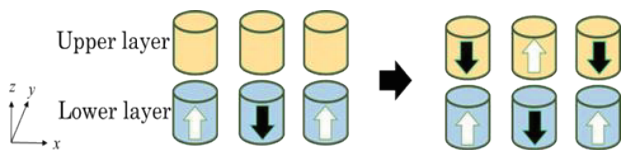


Fig. 1 Dual-layer recording procedure.

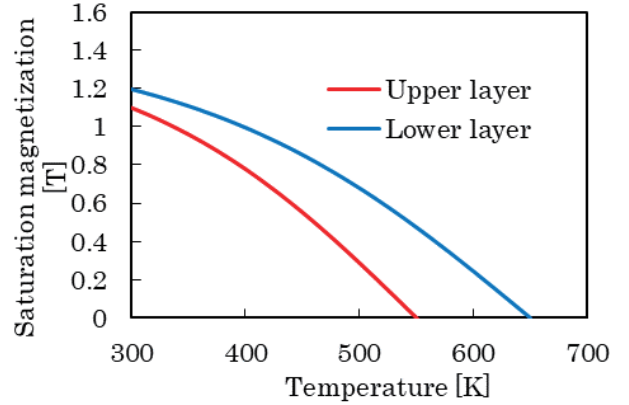


Fig. 2 Dependence of saturation magnetization on temperature.

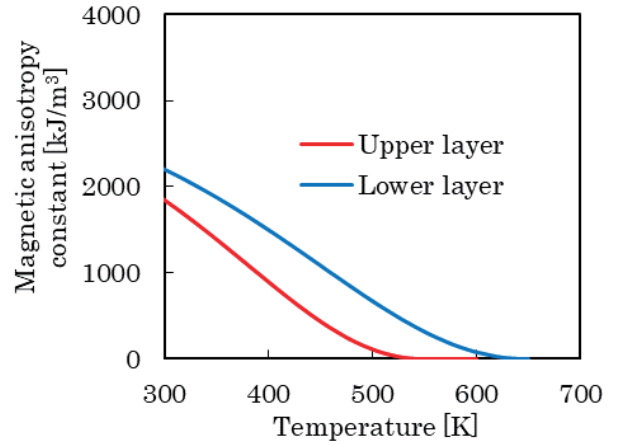


Fig. 3 Dependence of magnetic anisotropy constant on temperature.

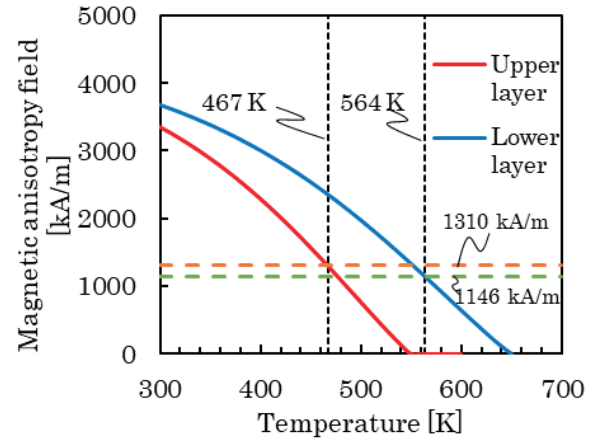


Fig. 4 Dependence of magnetic anisotropy field on temperature.

Fig. 5 は，記録密度 2.5 Tb/in<sup>2</sup> 達成のために，有限要素法により求めた上下層の実効ヘッド磁界分布である<sup>10)</sup>．記録ヘッドの主磁極(Main pole)の厚さは 60 nm，幅方向は先端が尖っていると仮定した．実効ヘッド磁界  $H_{\text{eff}}$  は以下の式で求めた．

$$H_{\text{eff}} = \left[ \left\{ \sqrt{H_x^2 + H_y^2} \right\}^{\frac{2}{3}} + |H_z|^{\frac{2}{3}} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (8)$$

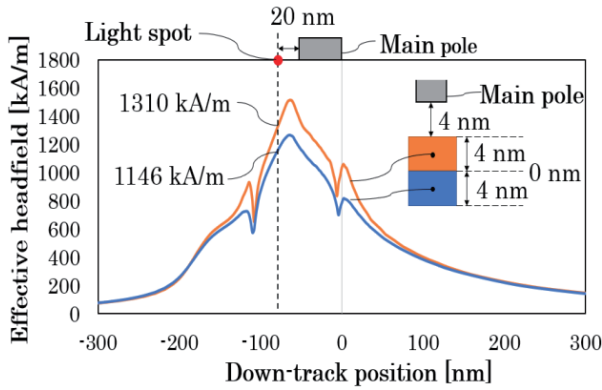


Fig. 5 Effective head field distribution.

$H_x, H_y, H_z$  はそれぞれヘッド磁界の  $x, y, z$  成分である。また、ヘッドからヘッドリーディング側に 20 nm 離れた位置を光スポットの中心とした<sup>6)</sup>。即ち、ヘッドリーディング側に 20 nm 離れた位置が記録位置となる。従って、ヘッドと媒体間のスペーシングを 4 nm とした時、媒体の上層中心位置で、かつ光スポットの中心位置に印加される実効ヘッド磁界は約 1310 kA/m となる。また、本研究では、下層中心位置に印加される実効磁界は、上下層間のスペーシングがなく膜厚 4 nm とした場合の 1146 kA/m を全ての条件について用いた。

Fig. 4, 5 から、記録するための温度 ( $H_k$  が実効ヘッド磁界以下になる温度) は、上層と下層をそれぞれ、467 K (上昇温度は 169 K) 以上と 564 K (上昇温度は 266 K) 以上にすればよい。

媒体モデルは、Fig. 6 のように磁性ドットを円柱とし、ドット直径は 8 nm、上層ドットの膜厚は 4 nm、下層ドットの膜厚は 3 nm、上下層のスペーシング (非磁性) は 3 nm と 4 nm の場合について検討を行った。ドットピッチとトラックピッチは 2.5 Tdot/in<sup>2</sup> (上下層合わせて 5 Tdot/in<sup>2</sup>) を仮定して 16 nm とした。

媒体の磁気特性を Table 1 に示す。材料は FePt を想定しているが、実際の FePt の異方性磁界  $H_k$  ( $\approx 7000$  kA/m) よりも低い値を用いた。これは、先行研究において、最大上昇温度 250 K で検討した結果、最適な  $H_k$  は  $T = 298$  K で 3550 kA/m  $\sim$  4000 kA/m となったためである<sup>8)</sup>。本研究では上層の  $H_k$  を 3374 kA/m、下層を 3965 kA/m とした。

隣接ドット及び上下層ドット間には十分に離れているため、交換スティーブネス定数は 0 と仮定した。また、上層ドットの熱安定性 ( $T = 298$  K) の指標  $K_u V / k_B T$  は 90.9、下層ドットは 81.0 となり、常温における熱安定性は十分であると考えた。

本研究で用いた熱分布は、半値幅 (full width at half maximum: FWHM) を 25 nm とする 3 次元ガウス分布を仮定した。本研究で用いた媒体は 2 層構造であるが、上下層ともに同じ熱分布を用いた。また、この熱分布を定数倍することで媒体の上昇温度を変化させ検討を行った。

記録の評価方法には、BER (bit error rate) を用いた。1 トラック (128 ドット) の BER は、各層で所望の磁化方向に磁化しなかったドット (エラードット) の数として(9)式で定義した。最終的に評価する BER は、各上昇温度において、熱揺らぎによる等価磁界を乱数を用いて 4  $\sim$  8 回変えて記録計算を行い、BER の平均値が収束する値とした。また、BER は 0.1 % 以下を記録許容範囲とした。

$$BER = \frac{\text{エラードットの数}}{\text{1トラックのドット数 (128個)}} \times 100 (\%) \quad (9)$$

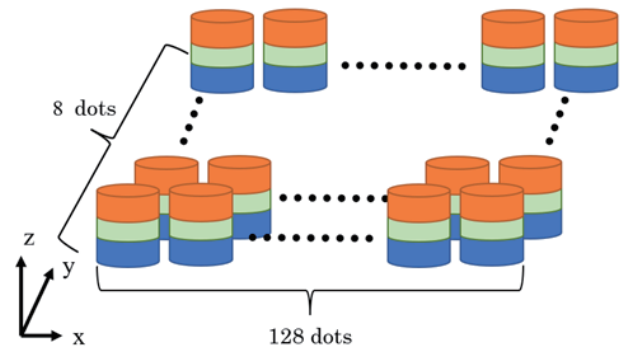
二層記録の計算方法について説明を行う。初めに下層を記録し、最適上昇温度 (BER が許容範囲内になる上昇温度) を検討した後、上層を記録して、上層の最適上昇温度を検討した。具体的には、始めに初期状態として全ての磁性ドットの磁化を上向き (DC イレーズ) にする。その後、周速 10 m/sec で記録トラック ( $y$  方向の中心) 上の合計 128 個のドットに (1, 0) の信号 (1: 上向きに磁化, 0: 下向きに磁化) で下層に記録を行い、次に (0, 1) の信号で上層に記録を行う。すなわち、上下層の磁化が逆向きとなる記録パターンの検討を行った。

#### 4. 計算結果

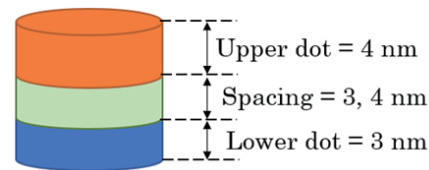
##### 4.1 下層記録時の下層 BER と上昇温度の関係

本節では、下層記録時の下層 BER について計算した結果を示す。Fig. 8 は、下層の BER の上昇温度依存性である。上昇温度は、Fig. 4 から 240  $\sim$  290 K まで (室温 + 上昇温度が 564 K 前後) 変化させた。

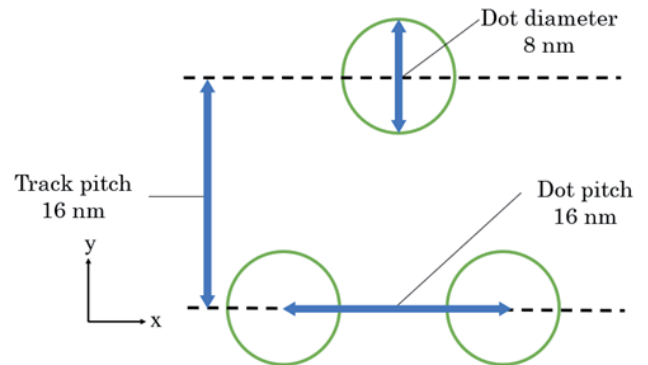
これより、スペーシングに関わらず、240 K では異方性磁界の低下が不十分であるため BER は高いが、上昇温度



(a) BPM model.



(b) Thickness of BPM model.

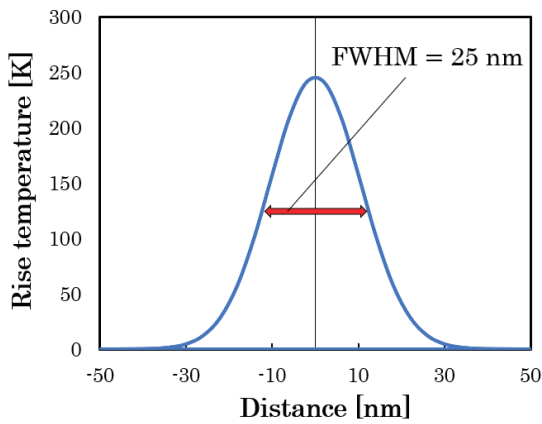


(c) The x-y sectional view of BPM

Fig. 6 Schematic of BPM simulation model.

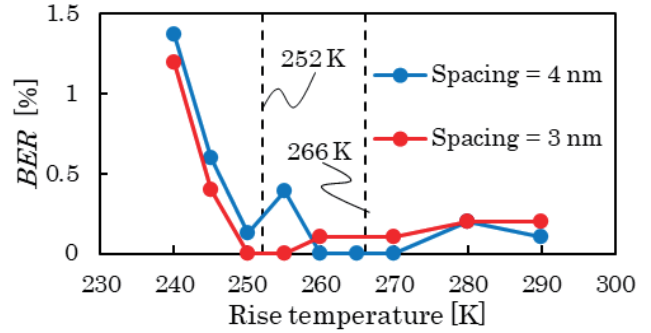
**Table 1** Magnetic characteristics of BPM ( $T = 298$  K).

Parameter	Upper dot	Lower dot
Saturation magnetization [T]	1.102	1.198
Magnetic anisotropy constant [ $\text{kJ}/\text{m}^3$ ]	1860	2210
Magnetic anisotropy field [ $\text{kA}/\text{m}$ ]	3374	3965
Exchange stiffness constant between in-plane dots [ $\text{J}/\text{m}$ ]	0	0
Exchange stiffness constant between upper and lower dots [ $\text{J}/\text{m}$ ]	0	
Curie temperature [K]	550	650
$K_u V/k_B T$	90.9	81.0



**Fig. 7** Thermal distribution.

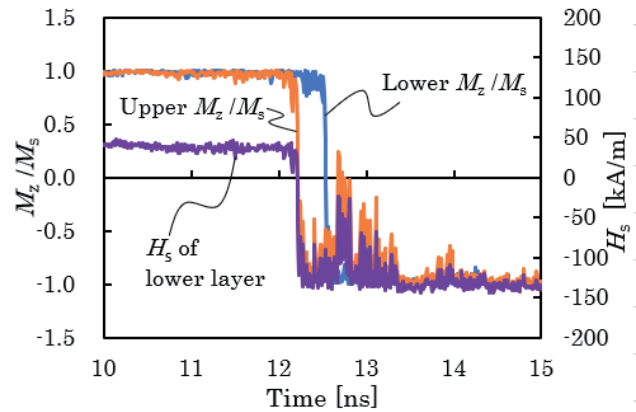
の増大とともに減少する。スペーシング 4 nm の  $BER$  は、上昇温度が 255 K で若干増大するが、260~270 K で 0% となりエラーなく記録することができた。スペーシング 3 nm の  $BER$  は、250~270 K で 0.1% 以内 (250~255 K は 0%, 260~270 K は 0.1%) となり記録許容範囲内となった。Table 2 にスペーシングと  $BER$  が記録許容範囲となる上昇温度をまとめた。これより、下層は Fig. 4 から予想される上昇温度 266 K よりも低い温度で  $BER$  が 0% となることがわかった。更に、スペーシング 4 nm より 3 nm の方が、より低い上昇温度で記録ができることがわかった。これは、上層が下層より低い上昇温度で記録されるため、スペーシングが狭まったことで、上層の記録磁化からの静磁界が下層の磁化反転を促進させたことが原因の一つである。Fig. 9 は、下層の、あるドットを記録している時の下層の磁化(z 軸方向成分  $M_z/M_s$ )とその真上の上層の磁化と下層に印加される静磁界  $H_s$  の記録過程(時間変化)である。下層のドットはプラスからマイナスに反転させた。図に示すように、同時に上層もマイナスに反転した。図より、上層ドットが下層より先に反転することによって、上層ドットからのマイナスの静磁界が下層に印加されることがわかった。従って、上層の記録磁化からの静磁界が下層の磁化反転を促進させたと考えられる。ここで静磁界の大きさ(絶対値)が反転前後で違うのは、下層の隣接ドットからマイナスの静磁界が加わっているためと考えられる。下層の磁化はプラスからマイナスに反転させるが、下層の記録ドットの隣接ドットは記録前も後もプラスのままであり、記録



**Fig. 8** Dependence of lower layer  $BER$  on rise temperature.

**Table 2** Spacing between upper and lower layers and optimal rise temperature when writing on lower layer.

Spacing [nm]	Optimal rise temperature in lower layer [K]
3	250~270
4	260~270



**Fig. 9** Time dependence of  $M_z/M_s$  and  $H_s$ .

ドットには常にマイナスの静磁界が働いている。従って、反転前の静磁界の大きさよりも反転後の方が大きくなると考えられる。

更に、Fig. 8 において、 $BER$  は最適上昇温度以上になると、スペーシングに関わらず増大し始める。これは熱揺らぎが原因である。詳細には、記録された磁化が、温度低下途中で、ヘッド磁界の反転によりヘッド磁界方向に磁化が向いてしまう erasure-after-write である。更に熱揺らぎが大きくなるとヘッド磁界ではなく熱揺らぎによる磁界で磁化方向が決まってしまう。

次に、各スペーシングにおける最適上昇温度で記録した BPM を用いて、上層を記録した。具体的には、スペーシング 4 nm では 265 K、スペーシング 3 nm では 250 K とした。

#### 4.2 上層記録時の上下層の $BER$ と上昇温度の関係

本節では、上層に記録を行う時の上下層の  $BER$  について検討した結果を示す。Fig. 10, 11 は、それぞれスペーシング 3 nm、及び 4 nm の条件における上下層  $BER$  の上昇温度依存性である。ここで、下層の  $BER$  も調べた理由は、上層を記録した時に下層が再記録されないかどうか確認するためである。上昇温度は、Fig. 4 から 150~190 K まで(室温+上昇温度が 467 K 前後)変化させた。

これより、上層の  $BER$  は、下層を記録した場合と同様に、スペーシングが 3 nm の場合も 4 nm の場合も上昇温

度の増大とともに減少していった。そして、両スペーシングともに 170~175 K で 0.1 %以内となり、許容範囲を満たす温度条件が得られた。更に上昇温度を上げていくと、熱揺らぎによって BER は高くなった。

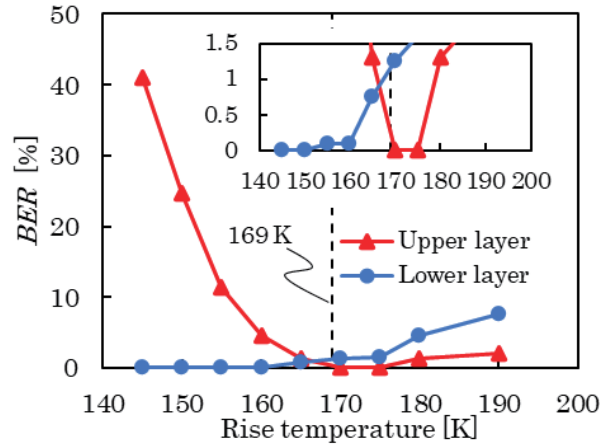
上層 BER をスペーシングの違いで比較すると、上昇温度が低い時も高い時も、3 nm の方が 4 nm よりも高い。これは上昇温度が低い時は下層から上層への静磁界が記録を妨害していることが原因と考えられる。上層には記録しようとしている磁化とは逆向きの静磁界が下層から加わるため、スペーシングが狭い方が磁化反転しづらくなると考えられる。また、上昇温度が高い時には、下層の静磁界が熱揺らぎによる磁化反転をアシストするため、スペーシングが狭いほど BER が高くなると考えられる。

一方、下層 BER については、スペーシング 3 nm では 160 K 以下、スペーシング 4 nm では 155 K 以下の低い上昇温度で、BER は 0 % であり記録は安定であるが、それ以上では上昇温度の増加とともに高くなっていった。Table 3 に、上層記録時における各スペーシングの上下層の最適上昇温度を示した。表より上層の最適上昇温度と下層の最適上昇温度の最大温度の差は 10~15 K ほどあり、上下層の BER がともに記録許容範囲内を満たす上昇温度は得られなかった。この要因は二つ考えられる。一つ目は上昇温度の増加にともない下層の異方性磁界が下がったことによる熱揺らぎである。下層のキュリー温度は 650 K であるため、160 K 程度上昇しただけで熱揺らぎが原因で磁化反転したとは一見考えにくい。Fig. 10 から、BER が上昇を始める 160 K では、 $K_u V/k_B T$  は 24.2 とかなり小さくなる。二つ目の要因として上層から下層への静磁界の影響を考えた。本節の結果より下層 BER をスペーシング 3 nm と 4 nm で比較すると、180 K 以上の上昇温度において、狭いスペーシングの方が高くなった。これは、上層の静磁界が熱揺らぎによる下層の磁化反転をアシストしたからだと考えられる。すなわち、下層 BER もまた上層 BER と同様に静磁界の影響を強く受けているのではないかと考えた。

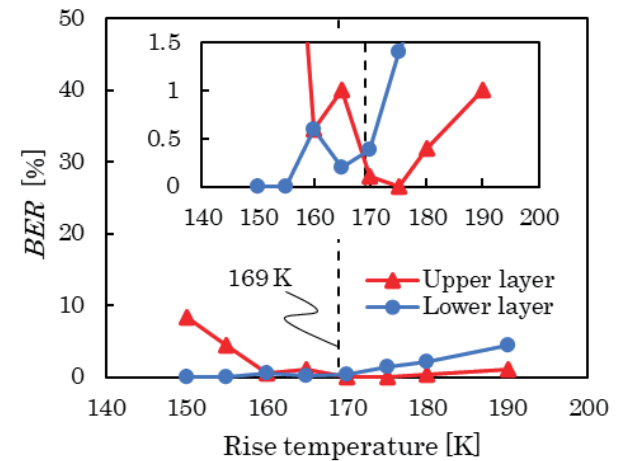
**4.3 上層記録時に下層ドットにエラーが起こる要因の検討**

4.2 節より、上層記録時に下層ドットにエラーが起きた要因は、熱揺らぎと上層からの静磁界の 2 つの可能性が考えられる。本節では、まず、熱揺らぎに着目し、下層の熱揺らぎを考慮せず(上層は考慮する)、上層の記録計算を行った結果を示す。ただし、飽和磁化、異方性定数等の磁気特性が温度上昇に対し減衰する効果は考慮して計算を行った。上下層間のスペーシングは 3 nm とし、下層記録した BPM は 4.1 節の結果から上昇温度 250 K で記録した結果を用いた。結果を Fig. 12 に示す。これより、下層 BER は全ての上昇温度で 0 % となった。このことから、Fig. 10 と比較すると、下層にエラーが発生した大きな要因は、熱揺らぎであることがわかった。一方、上層 BER は下層に熱揺らぎがある場合とほとんど同じであるが、微小な差が見られた。このことから、BER に対して上下層間の静磁界による影響は 0 ではないということが考えられる。

従って、次に上層から下層への静磁界の影響について調べるために、下層 1 層のみの BPM を仮定して記録計算を行った。すなわち、ヘッドと下層 BPM 間のスペーシングは、ヘッドから上層までのスペーシング 4 nm と、上層の膜厚 4 nm と、上下層間のスペーシング 3 nm を足した値とした。そして、下層記録を上昇温度 260 K で記録した後(下層 BER は 0 となった)、上層記録と同じ (0,1) 記録を上昇温度を変えて計算した。Fig. 10 と合わせた結果を Fig. 13 のグラフに示す。これより、下層のみの場合、下層 BER



**Fig. 10** Dependence of upper and lower BERs on rise temperature when writing on upper layer (spacing = 3 nm).



**Fig. 11** Dependence of upper and lower BERs on rise temperature when writing on upper layer (spacing = 4 nm).

**Table 3** Spacing between upper and lower layers and optimal rise temperature when writing on upper layer.

Spacing [nm]	Optimal rise temperature in lower layer [K]	Optimal rise temperature in upper layer [K]
3	≤ 160	170~175
4	≤ 155	170~175

は上昇温度 175 K まで 0 % となり、そこから上昇温度増加とともに増加した。つまり、下層一層のみの条件では二層よりも高い上昇温度まで下層 BER が劣化しない。以上の結果から、下層の異方性磁界と上層から下層に印加される静磁界及び下層の熱揺らぎによる等価磁界と下層 BER の関係を考察した。Fig. 13 の模式図に各上昇温度における各磁界の関係を示した。上段の図は、二層の場合、下段は下層のみの場合である。下層の磁化は上向き、上層の磁化は下向きを仮定した。下層の磁化は上向きであるため、異方性磁界(赤矢印)は上向き、上層は下向きに記録するとし、ヘッド磁界(青矢印)は下向き、熱揺らぎによる磁界(緑矢印)の向きはランダムであるが、今、磁化が反転する場合を考えて下向きとした。二層ではそこに下向きの静磁界(紫矢印)が加わる。図より、160 K 以下では熱揺らぎに

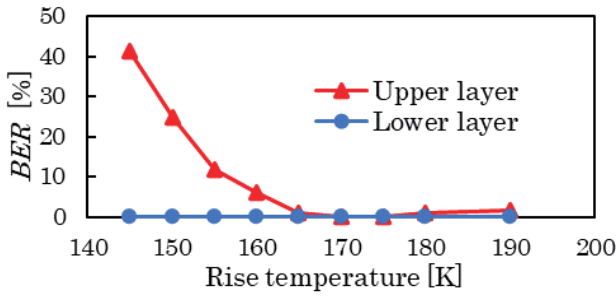


Fig. 12 Dependence of upper and lower BERs without thermal fluctuation in lower layer.

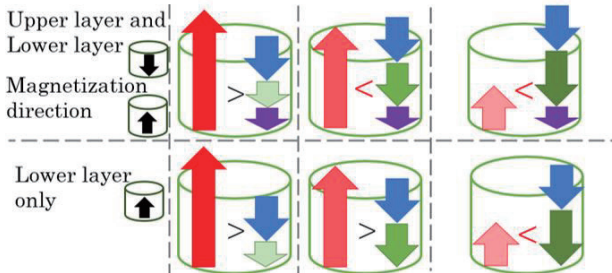
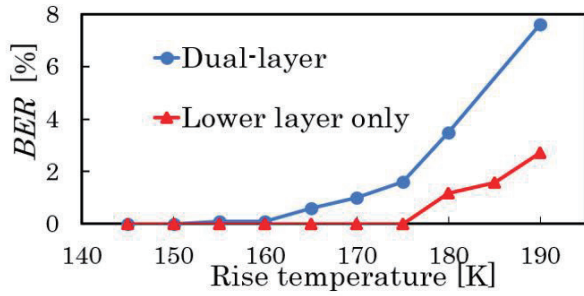


Fig. 13 Comparison of dependence of lower layer BER on temperature between dual-layer and lower layer recording and relation between magnetic anisotropy field, thermal field, and static magnetic field from upper to lower layer and temperature.

よる磁界が小さいため、二層でも下層のみでも、ヘッド磁界と静磁界の有無にかかわらずエラーは起きない。しかし、160~175 K では熱揺らぎが大きくなり、異方性磁界が小さくなる。そのため、二層の場合、ヘッド磁界と静磁界で記録のバリア高さが下がったところで熱揺らぎにより磁化が反転しエラーを起こす。下層のみの場合は、静磁界の影響がないため、異方性磁界を超えず磁化は反転しない。175 K 以上では異方性磁界が更に減少し、熱揺らぎによる磁界が高くなるため、下層のみでもエラーが発生する。

5. まとめ

上層の記録層を 4 nm、下層の記録層を 3 nm とする二層 BPM を用いた 3DHAMR について、上下層間のスペーシングを 3 nm と 4 nm と変えた場合の記録の可能性、及び記録層間の磁氣的相互作用の影響を調べることを目的に Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式を用いて解析を行った。

上下層の記録磁化は逆向きに記録するパターンとした。その結果、次の結論を得た。

- (1) 下層記録時の下層の最適上昇温度はスペーシングが 4 nm よりも 3 nm の方が低い。
- (2) 上層記録時において、上層の最適上昇温度と下層の最適上昇温度の最大温度の差は 10~15 K ほどの差があり、上下層の BER がともに許容範囲内となる上昇温度は得られなかった。
- (3) 上層記録時には、熱揺らぎの等価磁界に上層から下層への静磁界が加わるため、低い上昇温度でも下層の記録を書き換えてしまう。

以上より、ヘッドから媒体下層までの距離を短くするためには、上下層間のスペーシングに留意する必要がある。

今後、上層からの静磁界と熱揺らぎの影響を減らすための二層媒体の磁気特性と構造の検討を行う。また、ヘッド磁界と温度分布の膜厚方向の違いを本研究では考慮しなかったが、今後はこれらも含めて検討を行っていく。

謝辞 ヘッド磁界強度データは秋田県産業技術センターから提供して頂いた。LLG 計算プログラムは (株) 日立製作所より貸与させて頂いた。

References

- 1) H. Saga, H. Nemoto, H. Sueda, and M. Takahashi: *Jpn J. Appl. Phys. Pt 1*, **38**, 3B, 1839 (1999).
- 2) M. A. Cordle, D. M. Mader, S. D. Granz, A. S. Chu, Pu-Ling Lu, F. Martens, Y. Qi, T. Rausch, J. W. Riddering, K. Gao: *IEEE Trans. on Magn.*, **52**, 2 (2016).
- 3) S. Xiong, R. Smith, J. Xu, S. Nishida, M. Furukawa, K. Tasaka, K. Kuroki, Y. Yoon, Na Wang, S. Canchi, E. Schreck, Q. Dai, B. Stipe: *IEEE Trans. on Magn.*, **55**, 3 (2019).
- 4) R. Yamamoto, A. Yuzawa, T. Shimada, Y. Ootera, Y. Kamata, N. Kihara, and A. Kikitsu: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **51**, 046503-1, (2012).
- 5) T. R. Albrecht, D. Bedau, E. Dobisz, H. Gao, M. Grobis, O. Hellwig, D. Kercher, J. Lille, E. Marinero, K. Patel, R. Ruiz, M. E. Schabes, L. Wan, D. Weller, and Tsai-Wei Wu: *IEEE Trans. on Magn.*, **49**, 773 (2013).
- 6) F. Akagi, M. Mukoh, M. Mochizuki, J. Ushiyama: *JMMM*, **324**, 309 (2012).
- 7) F. Akagi, K. Yasui: patent application 2011-061220, patent publication number 2012-198951.
- 8) F. Akagi, Y. Sakamoto and N. Matsushima: *2021 IEEE International Magnetic Conference*, 10.1109/INTERMAG42984.2021.9580007 (2021).
- 9) F. Akagi and N. Matsushima: MORIS2022, Abstract We-01, (2022).
- 10) K. Yamakawa, K. Ise, F. Akagi, K. Watanabe M. Igarashi, and H. Miyamoto: ICAUMS2012, **4** (2012)

2022年12月16日受理, 2023年3月19日採録



# 単位胞解析による L1<sub>0</sub> 型 FePt 合金薄膜中の 磁性結晶粒への軽元素固溶の評価

## Evaluating solid solution of light elements in magnetic grains in L1<sub>0</sub>-FePt alloy films by unit cell analysis

岩動 大樹<sup>a)</sup>, 田中 元人<sup>a)</sup>, 齊藤 節<sup>a)</sup>, タム キム コング<sup>b)</sup>, 小川 智之<sup>a)</sup>, 齊藤 伸<sup>a)†</sup>

<sup>a)</sup>東北大学大学院工学研究科電子工学専攻, 宮城県仙台市青葉区荒巻青葉 6-6-05 (〒980-8579)

<sup>b)</sup>田中貴金属工業株式会社, 茨城県つくば市和台 22 (〒300-4247)

Daiki Isurugi<sup>a)</sup>, Gento Tanaka<sup>a)</sup>, Takashi Saito<sup>a)</sup>, Kim Kong Tham<sup>b)</sup>, Tomoyuki Ogawa<sup>a)</sup>,  
and Shin Saito<sup>a)†</sup>

<sup>a)</sup> Department of Electronic Engineering, Graduate School of Engineering, Tohoku Univ.,

6-6-05, Aza-Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

<sup>b)</sup> TANAKA Kikinzoku Kogyo K. K., 22, Wadai, Tsukuba 300-4247, Japan

In this study, we propose a novel evaluation method, unit cell analysis, which plots L1<sub>0</sub>-type lattice constants  $c$  and  $a$  on two orthogonal axes. We applied it to FePt alloy films to evaluate its usefulness. It was found that the unit cell volume of FePt alloy films does not change even if the degree of order changes. Unit cell analysis was also performed for FePt alloy films deposited with N<sub>2</sub> and H<sub>2</sub> gases. The unit cell volume increased as the mixing ratio increased. This is due to the solid solution of nitrogen and hydrogen in the FePt lattice. In addition, the solid solution of N atoms anisotropically stretches the  $c$ -axis, while that of H atoms isotropically stretches the lattice of the L1<sub>0</sub> phase.

**Key words:** HAMR, L1<sub>0</sub>-FePt, lattice constants, solid solution, nitrogen-added sputtering, hydrogen-added sputtering

### 1. はじめに

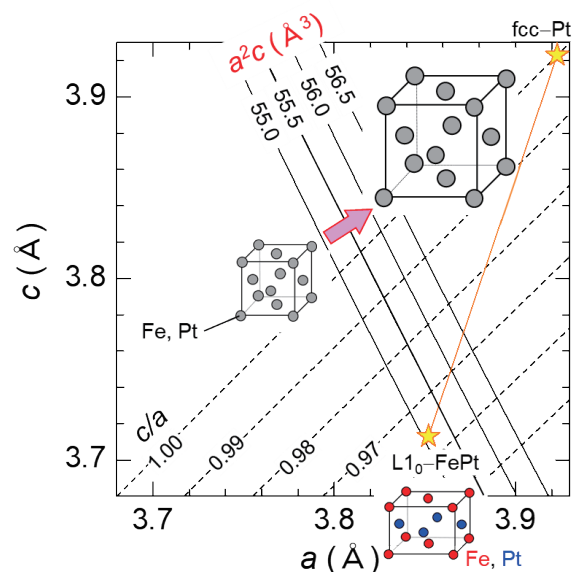
熱アシスト磁気記録媒体の記録層では、室温で高い一軸結晶磁気異方性エネルギーを有する L1<sub>0</sub> 型 FePt 相が有力な候補材料であり、粒界材 (Grain boundary material: GBM) としては C<sup>1-3)</sup>や BN<sup>4, 5)</sup>, MgO<sup>6)</sup>, B<sub>2</sub>O<sub>3</sub><sup>7)</sup>, TiO<sub>2</sub><sup>8, 9)</sup>, SiO<sub>2</sub><sup>10-13)</sup>, MnO<sup>14)</sup>, Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub><sup>15)</sup>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub><sup>16-18)</sup>, AlN<sup>19)</sup>, Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub><sup>20)</sup> など様々な材料種を用いたグラニューラ薄膜の実用開発が進められている。これまでに成膜時に FePt と GBM との分離が不十分な状態で析出凝固が起きると、GBM を構成する軽元素 B, C, N が磁性結晶粒内に残存してしまう可能性が報告されており、磁性結晶粒への軽元素の固溶量の評価が求められている<sup>7)</sup>。しかしながらシングルナノメートル膜厚のグラニューラ薄膜であって、しかも磁性結晶粒内に存在する軽元素について定量評価することは容易ではなく、これまでほとんど議論されてこなかった。今回我々はグラニューラ薄膜評価の前段階として、FePt 合金薄膜を用いて L1<sub>0</sub> 相の単位胞体積が、格子中に固溶した軽元素量に敏感な指標となる傍証を得たので報告する。

### 2. 実験方法

試料は量産で用いられるインラインスパッタ装置とほぼ同型機であるキャノンアネルバ社製 C3010 (7 チャンバ構成, 片面成膜) で作製した。試料の層構成は FePt (ガス圧 8.0 Pa, 膜厚 300, 5 nm) / MgO (4.0 Pa, 5 nm) / Co<sub>60</sub>W<sub>40</sub> もしくは Cr<sub>50</sub>Ti<sub>50</sub> (0.6 Pa, 80 nm) / ガラス基板とした。MgO

は RF マグネトロンスパッタ法, FePt, Co<sub>60</sub>W<sub>40</sub> および Cr<sub>50</sub>Ti<sub>50</sub> は DC マグネトロンスパッタ法を用いて成膜した。FePt 成膜時の基板温度は 250–620 °C とし、ガス添加成膜の場合、N<sub>2</sub> は Ar ガスとの全ガス流量に対する流量比 0–50 % のガスとして、H<sub>2</sub> は Ar ガスとの混合比 7 % の希釈ガスを用意して使用した。他の層は Ar ガスのみで成膜した。

結晶構造は波長 1.542 Å の Cu Kα 線を用いた Out-of-plane および In-plane X 線回折 (XRD), 磁気特性



**Fig. 1** Frame of graph of lattice constants of L1<sub>0</sub> FePt for unit cell analysis. The symbol of star represents literature values of lattice constants ( $a$ ,  $c$ ) for L1<sub>0</sub> Fe<sub>50</sub>Pt<sub>50</sub> of (3.85, 3.71)<sup>21)</sup> and fcc Pt of (3.91, 3.91)<sup>22)</sup>, respectively.

Corresponding author: Shin Saito (e-mail: shin.saito.d6@tohoku.ac.jp).

は SQUID VSM (Quantum Design 社製 MPMS3) をそれぞれ用いて解析した。

### 3. 実験結果および考察

#### 3.1 単位胞解析の提案

Fig. 1 は, L1<sub>0</sub> 相の単位胞を解析するための格子定数のグラフである.  $c$  を縦軸,  $a$  を横軸にとると, 軸比  $c/a$  の等値線は右上がりの直線 (破線), 単位胞体積 ( $a^2c$ ) は右下がりの曲線 (実線: 記載範囲ではほぼ直線にみえる) として描かれる. 図中左下の星印は L1<sub>0</sub> 型に完全に規則化した Fe(50 at%)Pt(50 at%) の格子定数<sup>21)</sup>, 右上の星印は面心立方晶 (fcc) の Pt の格子定数<sup>22)</sup> の文献値をプロットしたものである. ベガード則を考慮すると, L1<sub>0</sub> 型 FePt の組成が Pt 高濃度側にずれた場合, 格子定数はオレンジ色で示した実線上を変化するものと考えられる. このグラフ上に様々なプロセス条件で作製される FePt 基薄膜の L1<sub>0</sub> 相の格子定数 ( $a, c$ ) をプロットすれば, 単位胞変化に関する情報が得られる. 以降ではこの解析手法を単位胞解析と呼ぶことにする.

#### 3.2 基板温度を変化させて作製した FePt 合金薄膜

単位胞解析の 1 つめの例として基板温度を変化させてスパッタ成膜した FePt 合金薄膜の結果を示す. Fig. 2 には基板温度を 250–550 °C まで変化させてスパッタ成膜した FePt 合金薄膜の (a) Out-of-plane および (b) In-plane XRD プロファイルを示す. 試料の層構成は FePt(300 nm)/MgO (5 nm)/Cr<sub>50</sub>Ti<sub>50</sub> (80 nm)/Sub. である. (a) Out-of-plane プロファイルを見ると室温で成膜した試料では FePt (111) および (002) 面からの回折線が観測される. 基板温度を上げると 300°C 以上からは FePt (001) 面からの回折線が観測され, 規則化が進行している様子が窺える. (b) In-plane プロファイルにおいても同様に 300°C 以上で FePt(110) および (220) 面からの回折線が確認され規則化が進行していることがわかる.

Fig. 3 には基板温度を変化させて成膜した FePt 合金薄膜の規則度を示す. ここで規則度は In-plane XRD プロ

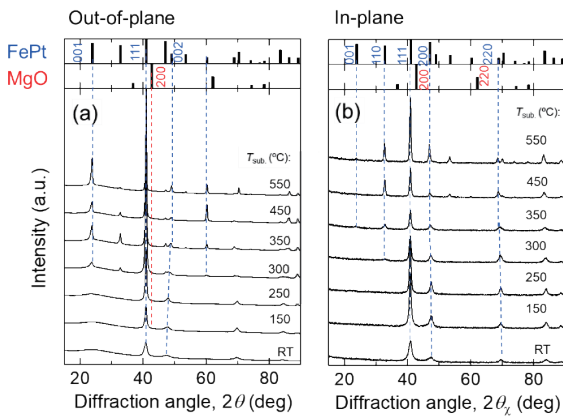


Fig. 2 (a) Out-of-plane and (b) in-plane XRD profiles of FePt alloy films deposited at various substrate temperatures.

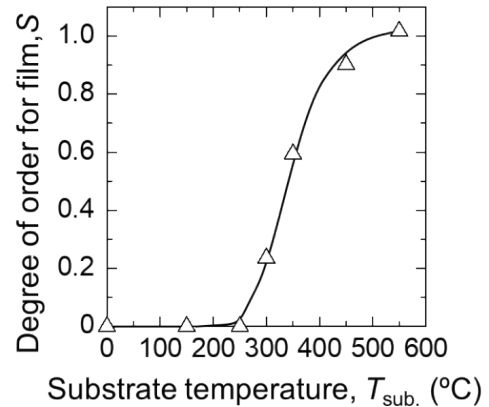


Fig. 3 Degree of order of FePt alloy films deposited at various substrate temperatures.

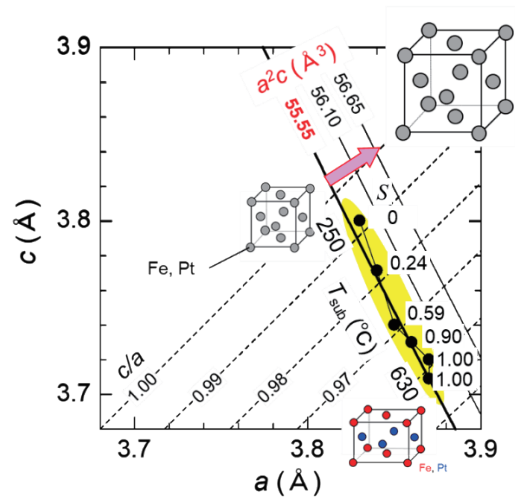


Fig. 4 Lattice constants of FePt phase in FePt alloy films deposited by varying substrate temperature from 250–630°C.

ファイルにおける FePt (110) および (220) 面からの回折線により算出した<sup>23)</sup>. 規則度は基板温度が室温から 250°C までは 0 であるが 300°C 以上で増加し, 550°C で 1.0 となった. 基板温度を高温にしたことで Fe および Pt の原子拡散が促進され, 規則化が進行したものと考えられる. 磁化曲線を確認したところ, 保磁力は基板温度が室温では 0.4 kOe であったのに対し, 550°C の場合には 6.2 kOe を示し, 規則度の増加に対応して変化することがわかった.

Fig. 4 には基板温度を 250 から 630°C まで変化させてスパッタ成膜した FePt 合金薄膜中の FePt 相の格子定数をプロットした. 試料の層構成は FePt (5 nm)/MgO (5 nm)/Cr<sub>50</sub>Ti<sub>50</sub> (80 nm)/Sub. である. 試料中の FePt 結晶粒は  $c$  軸配向していたため, In-plane X 線回折による (200) 面ならびに Out-of-plane X 線回折による (002) 面からの回折線のブラッグ角から格子定数 ( $a, c$ ) を算出した. プロットによると合金薄膜の ( $a, c$ ) のプロットは基板温度を上げて作製するほど右下にシフトし ( $a$ : 増加,  $c$ : 減少),  $c/a$  が低下していくことがわかる. これは添え書きした規則度

の向上とも対応している．一方これらの試料の単位胞体積は，成膜時の基板温度によらずほぼ  $55.55 \text{ \AA}^3$  で一定値を示している．これは FePt 合金薄膜では規則-不規則の構造変化の過程で単位胞体積はほとんど変化しないことを示している．そこで本研究ではこの  $55.55 \text{ \AA}^3$  を FePt の単位胞体積の基準とした．

### 3.3 N<sub>2</sub> もしくは H<sub>2</sub> 添加して作製した FePt 合金薄膜

単位胞解析の2つ目の例として基板温度  $550^\circ\text{C}$  のもと Ar ガスに H<sub>2</sub> および N<sub>2</sub> ガスを添加して成膜した FePt 合金薄膜の例を示す．この実験は成膜中に軽元素を膜中に侵入・脱離させ，Fe 原子や Pt 原子の拡散を促進させることで，規則度を向上させること，さらにはそのことによって規則化温度を低減させることを目的として行ったものである．

まず，Fig. 5 に N<sub>2</sub> ガスを添加して作製した FePt 薄膜の (a) Out-of-plane および (b) In-plane XRD プロファイルを示す．試料の層構成は FePt (5 nm)/MgO (5 nm)/Co<sub>60</sub>W<sub>40</sub> (80 nm)/Sub. である．参考のため上部には MgO および L1<sub>0</sub> 型 FePt 相の粉末回折プロファイルも示した．N<sub>2</sub> ガスを添

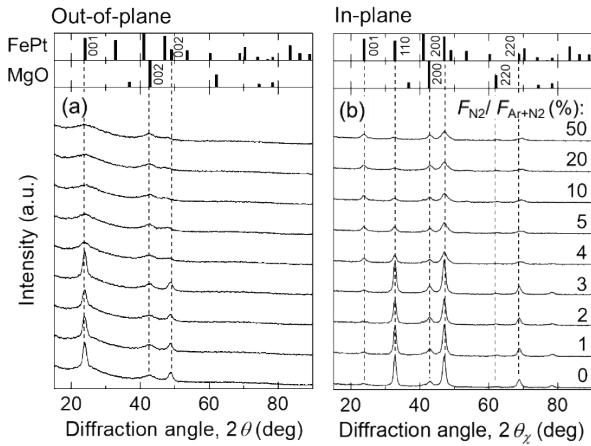


Fig. 5 (a) Out-of-plane and (b) in-plane XRD profiles of FePt thin films deposited with various N<sub>2</sub> flow ratios.

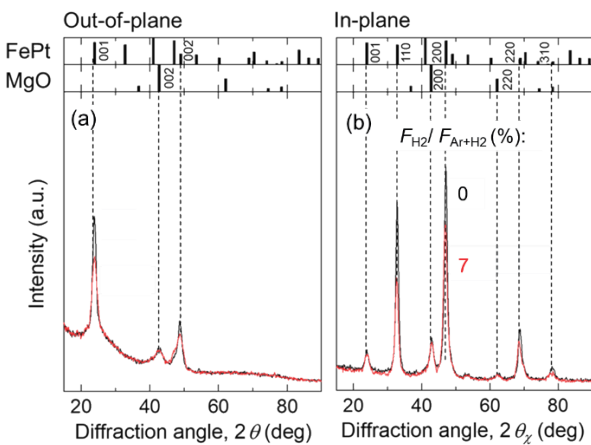


Fig. 6 (a) Out-of-plane and (b) in-plane XRD profiles of FePt thin films deposited (red) with and (black) without 7% H<sub>2</sub> gas.

加せず作製した FePt 薄膜において，Out-of-plane では FePt (001) および (002) 面から，In-plane では FePt (110), (200) および (220) 面からの回折線が観測され，FePt 結晶粒は (002) 面配向していることがわかる．N<sub>2</sub> ガス流量比を増加させると 3% までは回折線強度に大きな変化はないが，4% 以上で回折線強度が低下していることがわかる．

次に，Fig. 6 に H<sub>2</sub> ガスを添加して作製した FePt 薄膜の (a) Out-of-plane および (b) In-plane XRD プロファイルを示す．参考のため上部には MgO および L1<sub>0</sub> 型 FePt 相の粉末回折プロファイルも示した．H<sub>2</sub> を 7% 混合したガスで成膜した試料では配向は変化しないものの回折線強度が低下した．

Fig. 7 に N<sub>2</sub> および H<sub>2</sub> 添加成膜した FePt 合金薄膜の規則度を示す．N<sub>2</sub> ガス添加していない試料では規則度は 1.0 だったのに対し N<sub>2</sub> ガス流量比の増加により 3% まではわずかに低下し，4% 以上で大きく低下して 0.5 程度を示した．H<sub>2</sub> ガスを 7% 混合したガスで成膜した試料では規則度は約 0.85 を示し，N<sub>2</sub> ガスの場合と同様にガス添加にともない規則度は低下してしまうことがわかった．磁化曲線を確認したところ，保磁力はガスを添加していない場合，20 kOe であったのに対し，ガスを添加した場合，窒素では 50% の流量比の試料で 0.5 kOe，水素では 7% の混合比の試料で 9.3 kOe を示し，規則度の低下に対応して変化することがわかった．

この規則度低下の原因を解明するために，単位胞解析を行った．Fig. 8 に N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> 添加成膜した FePt 合金薄膜の単位胞解析の結果を示す．N<sub>2</sub> 添加成膜した試料においては，N<sub>2</sub> 流量比を 0 から 50% まで増加させると，(a, c) のプロットはグラフ中で上側にシフトし (c: 増加)，単位胞体積は  $55.55$  から  $56.89 \text{ \AA}^3$  まで増大している．H<sub>2</sub> 添加成膜した試料においては H<sub>2</sub> 混合比を 0 から 7% まで増加させると，(a, c) のプロットはグラフ中で右上側にシフトし (a, c: 増

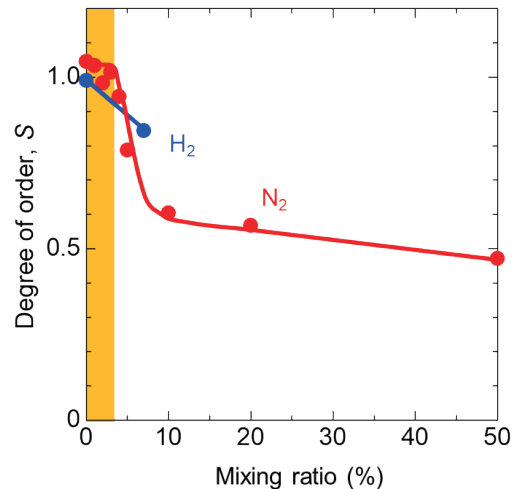
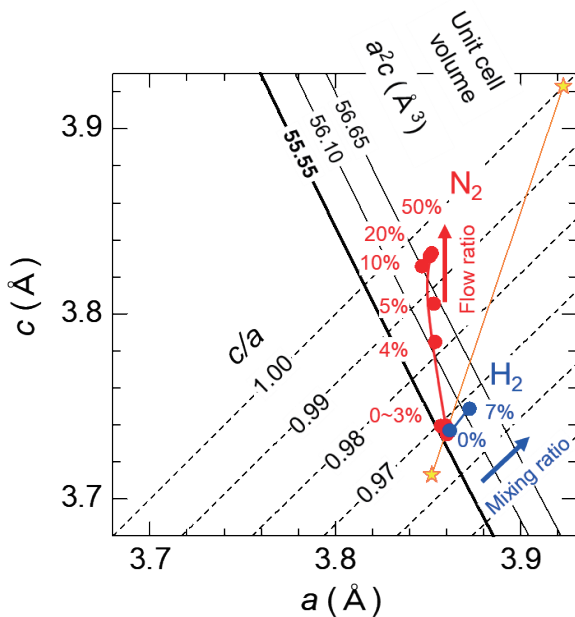


Fig. 7 Degree of order of FePt alloy films deposited with (red) Ar + N<sub>2</sub> or (blue) Ar + H<sub>2</sub> mixing gas at 8.0 Pa.



**Fig. 8** Unit cell analysis of FePt alloy films deposited with various N<sub>2</sub> ratio or H<sub>2</sub> mixing ratios.

加), 単位胞体積は 55.55 から 56.10 Å<sup>3</sup> まで増大した。これらの体積増加の際の格子定数変化の方向は, L1<sub>0</sub> 型 FePt 相に対するベガード則に則った格子定数変化を示したオレンジ色の実線の方向と異なっている。以上のことを考慮すると添加ガス量の増加にともなう単位胞体積の増加は, L1<sub>0</sub> 相中の Fe や Pt の組成ずれによるものではなく, ガスを構成する軽元素が FePt 結晶粒内に残存してしまったためと考えられる。したがって添加ガス量の増加にともなう規則度の低下は, 侵入型で固溶した N 原子, H 原子が L1<sub>0</sub> 型のサイトを占める Fe 原子と Pt 原子の規則配列の形成を妨げるためにもたらされるものと推察される。

最後に N 原子や H 原子の侵入サイトについて考察する。N<sub>2</sub> 添加成膜試料では N<sub>2</sub> 添加量の増加にともない c が増加 (a はほぼ一定, ただし依然として c < a) しているから, N 原子は c 軸方向の最隣接原子との化学結合により c 軸方向に並ぶ原子間に選択的に侵入するものと推察される。一方, H<sub>2</sub> 添加成膜試料では H<sub>2</sub> 添加量の増加にともない a も c も増加 (単位胞体積一定の等値線に対して直交方向に増加) するから, 原子半径の小さい H 原子は, 最隣接原子からの化学ポテンシャルの影響をあまり受けない格子間隙に等方的に侵入することが伺える。

#### 4. まとめ

L1<sub>0</sub> 型 FePt 結晶粒に固溶する軽元素の量について知見を得るため, L1<sub>0</sub> 型相の格子定数 c と a を縦軸と横軸にとったグラフに実験データをプロットする単位胞解析を提案し, これを種々のプロセスで作製される FePt 合金薄膜に適用して有用性を示した。まず基板温度を変化させて作製した FePt 合金薄膜の解析から, FePt 相は規則度が変化しても

単位胞体積は一定であることがわかった。次に, N<sub>2</sub> および H<sub>2</sub> ガスを添加して成膜した FePt 合金薄膜について単位胞解析を行ったところ, ガス添加量の増加にともない単位胞体積が増大した。体積増加の際の格子定数変化を考え合わせると N<sub>2</sub> 添加成膜試料では N 原子は c 軸方向に並ぶ原子間に選択的に侵入しており, H 原子は格子間隙に等方的に侵入していることが推察される。

**謝辞** 本研究は Advanced storage research consortium (ASRC) の助成, ならびに JST 次世代研究者挑戦的研究プログラム JPMJSP2114 の支援を受けて行われた。また, 磁気特性は, 文部科学省 先端研究基盤共用促進事業の支援を受けて設立された, 東北大学大学院工学研究科 日本カンタム・デザイン電子物性計測室にて評価された。

#### References

- 1) J. S. Chen, B. C. Lim, J. F. Hu, B. Liu, G. M. Chow, and G. Ju: *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 132506 (2007).
- 2) A. Perumal, Y. K. Takahashi, and K. Hono: *J. Appl. Phys.*, **105**, 07B732 (2009).
- 3) B. S. D. Ch. S. Varaprasad, J. Wang, T. Shiroyama, Y. K. Takahashi, K. Hono: *IEEE Trans. Magn.*, **51**, 3200904 (2015).
- 4) B. Zhou, D. E. Laughlin, J. Zhou: *Appl. Phys. Lett.*, **118**, 162403, (2021).
- 5) R. Streubel, A. T. N'Diaye, K. Srinivasan, A. Kalitsov, S. Jain, A. Ajan, and P. Fischer: *J. Phys. Condens. Matter.*, **33**, 104003 (2021).
- 6) Y. Peng, J. -G. Zhu, and D. E. Laughlin: *J. Appl. Phys.*, **99**, 08F907 (2006).
- 7) T. Saito, K. K. Tham, R. Kushibiki, T. Ogawa, and S. Saito: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **59**, 045501 (2020).
- 8) Y. F. Ding, J. S. Chen, B. C. Lim, J. F. Hu, B. Liu, and G. Ju: *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 032506 (2008).
- 9) T. Ono, T. Moriya, M. Hatayama, N. Kikuchi, S. Okamoto, T. Shimatsu: *J. Appl. Phys.*, **115**, 17B709 (2014).
- 10) E. Yang and D. E. Laughlin: *J. Appl. Phys.*, **104**, 023904 (2008).
- 11) T. Saito, O. Kitakami, Y. Shimada: *J. Magn. Magn. Mater.*, **239**, 310 (2002).
- 12) L. Zhang, L. Liu, K. Hayasaka, S. Ishio: *J. Alloys Compd.*, **651**, 389 (2015).
- 13) T. O. Seki, Y. K. Takahashi, K. Hono: *J. Appl. Phys.*, **103**, 023910 (2008).
- 14) C.L. Platt, K.W. Wierman, J. K. Howard, A.G. Roy, and D.E. Laughlin: *J. Magn. Magn. Mater.*, **260**, 487 (2003).
- 15) B. C. Lim, J. S. Chen, J. F. Hu, P. W. Lwin, Y. F. Ding, K. M. Cher, and B. Liu: *J. Appl. Phys.*, **105**, 07A730 (2009).
- 16) J. Bai, Z. Yang, F. Wei, M. Matsumoto, and A. Morisako: *J. Magn. Magn. Mater.*, **257**, 132 (2003).
- 17) S. Okamoto, O. Kitakami: *J. Magn. Magn. Mater.*, **310**, 2367 (2007).
- 18) M. Matsumoto, A. Morisako, N. Katayama: *J. Appl. Phys.*, **93**, 7169 (2003).
- 19) S. Chen, P. Kuo, C. Lie, and J. Hua: *J. Magn. Magn. Mater.*, **236**, 151 (2001).
- 20) T. Shiroyama, B. S. D. Ch. S. Varaprasad, Y. K. Takahashi, and K. Hono: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 3202404 (2014).
- 21) Powder diffraction file, Inorganic International Centre of Diffraction Data PDF 43-1359.
- 22) Wheeler P. Davey: *Phys. Rev.*, **25**, 753 (1925).
- 23) T. Saito, K. K. Tham, R. Kushibiki, T. Ogawa, and S. Saito: *AIP Adv.*, **11**, 015310 (2021).

2022年11月15日受理, 2023年1月22日採録

## 複合配向化した軟磁性微粒子コンポジット材の磁気特性に関する研究

### Study on magnetic properties of soft magnetic particle composites with complex oriented structure

若林 和志<sup>a)</sup>・村田 啓太<sup>a)</sup>・宮崎 孝道<sup>a)</sup>・増本 博<sup>b)</sup>・遠藤 恭<sup>a),c),d)†</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 6-6-05 (〒980-8579)

<sup>b)</sup>東北大学学際科学フロンティア研究所, 仙台市青葉区荒巻青葉 6-3 (〒980-8578)

<sup>c)</sup>東北大学高等研究機構先端スピントロニクス研究開発センター, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

<sup>d)</sup>東北大学スピントロニクス学術連携研究センター, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

K. Wakabayashi<sup>a)</sup>, K. Murata<sup>a)</sup>, T. Miyazaki<sup>a)</sup>, H. Masumoto<sup>b)</sup>, Y. Endo<sup>a),c),d)†</sup>

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

<sup>b)</sup> Frontier Research Institute for Interdisciplinary Sciences, Tohoku University,

6-3 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8578, Japan

<sup>c)</sup> Center for Science and Innovation in Spintronics, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, 980-8577, Japan

<sup>d)</sup> Center for Spintronics Research Network, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, 980-8577, Japan

This paper describes a study on the magnetic properties of magnetic particle composites with complex oriented structures consisting of micro-size soft magnetic particles and submicron-size amorphous Fe-B particles synthesized by using a liquid-phase reduction method. For a constant amount of each micron-size particle, their saturation flux densities linearly increased with the increase of Fe-B particles, while their permeabilities markedly increased and decreased as the amount of Fe-B particles increased. In addition, the external magnetic field range in which the permeability increases was extended by the use of Fe-B particles, which might be attributed to the decrease of demagnetization. Therefore, these results demonstrate that magnetic properties are markedly improved by complex oriented structures. These results also suggest that these magnetic particle composites with complex oriented structures are a candidates for passive devices for next generation power electronics.

**Key words:** soft magnetic particle composites, complex oriented structure, permeability, passive device

#### 1. 緒言

カーボンニュートラルの実現に向けて、高効率な電力変換が可能で電圧・電流を半導体素子のスイッチング動作により制御するパワーエレクトロニクス技術の重要性が増している。この技術では、近年、SiC, GaN や Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> といったワイドバンドギャップ半導体 (パワー半導体) 材料<sup>1)</sup>を取り入れたパワーデバイスの研究開発が活性化を呈している。これらのパワーデバイスを電力変換装置に実装することによって、高速かつ高周波帯域で駆動することが可能となる<sup>2)</sup>。その一方で、これらのパワーデバイスに対応したトランスやインダクタといった受動素子の開発は遅れている。その結果、電力変換装置の損失全体に占める受動素子の損失割合が大きくなり、装置の小型化・高効率化の足かせになっている<sup>3)-5)</sup>。

これまでに、受動素子、特にインダクタに関しては、金属合金やフェライトなどの高透磁率を有する軟磁性材料が用いられてきた。金属合金は高い飽和磁束密度を有するため、直流重畳特性に優れる一方で、電気抵抗率が低く、高周波帯域において損失の増大が課題となっている<sup>6)</sup>。また、フェライトは高抵抗率を有することから高周波帯域においても損失を抑制することが可能であるものの、飽和磁束密度が低く、磁気飽和によるインダクタンスの低下やインダクタの小型化が課題となっている<sup>7),8)</sup>。以上のことから、高飽和磁束密度・低損失を両立する新たな軟磁性材料の開発が求

められている。

このような材料候補の一つとして、軟磁性金属微粒子を樹脂や SiO<sub>2</sub> などの絶縁材料で被膜した軟磁性金属微粒子コンポジット材 (Soft Magnetic Composites: SMCs)が挙げられる。SMCsは、金属材料由来の高飽和磁束密度と、絶縁材料由来の高抵抗率によって損失の抑制を実現している。また、柔軟性が高く成型が容易であることから、インダクタ、チョップパや高周波パワーチョークなどの幅広い受動素子への応用が可能である。その一方で、軟磁性金属微粒子と絶縁材料との複合材料であるため、磁気的エアギャップ由来の反磁界によって透磁率が十分高くないことが課題となっている<sup>9),10)</sup>。

これらの課題を解決するために、島田・遠藤らは軟磁性金属微粒子の複合配向化について提案・検討してきた<sup>11),12)</sup>。複合配向化とは、二種類以上のサイズの異なる微粒子を樹脂と混合し、ペースト化する過程で磁界を印加することによって一方向に配列させることである。この複合配向化させた構造では、印加磁界中で飽和した大サイズ粒子間に生じる磁束の方向に小サイズ粒子が磁気的相互作用によって凝集し、効率よく微粒子全体の反磁界を低減させることができる。したがって、大サイズ粒子における透磁率を大幅に上昇させることが可能である。このような概念に基づいて、平均粒径 1 μm の Fe 微粒子と 10 nm の Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> 磁性流体を適当な体積比で複合配向化させることによって、初透磁率を Fe 微粒子単体に比べて大幅に上昇できることを報告した<sup>11)</sup>。その一方で、

Corresponding author: Y. Endo (e-mail: yasushi.endo.c1@tohoku.ac.jp).

初透磁率領域を超えた磁界を印加すると、 $\text{Fe}_3\text{O}_4$ 粒子が磁気飽和し、Fe 微粒子間に生じる磁気的エアギャップ由来の反磁界を低減するような効果が得られないことを明確にした。この効果を得るためには、粒子サイズだけでなく、微粒子の飽和磁束密度の違いにも注目することも提案した。

本研究では、 $\mu\text{m}$  径の軟磁性微粒子と、水溶液還元法で合成した高飽和磁束密度を有するサブ  $\mu\text{m}$  径の Fe-B アモルファス微粒子とを複合配向化し、それらの構造および磁気特性について検討した。

2. 実験方法

$\mu\text{m}$  径の軟磁性微粒子としては、電解 Fe 微粒子 (東邦亜鉛製)、Fe-Si-Al, FeNi 微粒子 (エプソンアトミックス製) を用いた。サブ  $\mu\text{m}$  径の軟磁性微粒子としては、水溶液還元反応法<sup>13, 14)</sup>により合成した Fe-B アモルファス微粒子を用いた。また、各微粒子のメディアン径  $D_{50}$  と飽和磁束密度  $B_s$  の実測値は Table 1 に示した通りである。

合成した試料は、 $\mu\text{m}$  径微粒子と Fe-B 微粒子とを樹脂中に分散混合し、ポリミド基板上に塗布した後、固化するまでの間、電磁石を用いて最大磁界 300 mT を印加して配向処理を行ったコンポジット材である。なお、 $\mu\text{m}$  径の微粒子の充填率は 50 vol.% 一定とし、Fe-B 微粒子の充填率は 0 ~ 20 vol.% まで変化させた。

合成したコンポジット材の形状観察には走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscopy : SEM) を、磁気特性評価には振動試料型磁力計 (Vibrating Sample Magnetometer : VSM)、フェライトヨーク法を利用した透磁率測定法を用いた。なお、すべての測定は室温で行われた。

Table 1 Characteristics of magnetic particles. (measured value)

Samples	$D_{50}$ [ $\mu\text{m}$ ]		$B_s$ [T]
	Long axis	Short axis	
Fe	12		2.18
Fe-Si-Al	5.30	3.23	1.33
FeNi	5.04	2.95	1.19
Fe-B	0.34		1.19

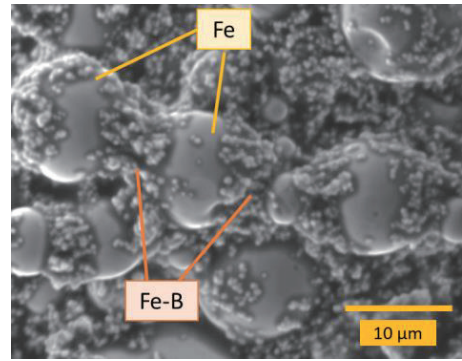
3. 実験結果および考察

3.1 Fe/Fe-B 複合微粒子コンポジット材

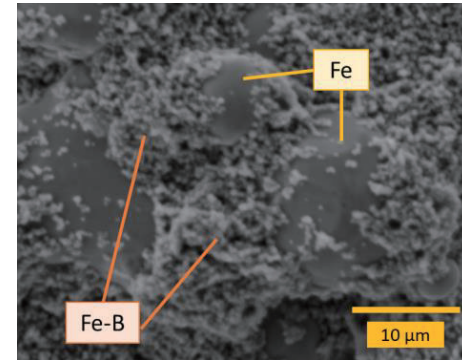
第 1 章で述べた先行研究 (Fe/Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> 複合微粒子コンポジット材に関する研究) にならい、まず Fe/Fe-B 複合微粒子コンポジット材の構造と磁気特性について検討した。

Fig. 1 は、合成した Fe/Fe-B 複合微粒子コンポジット材の SEM 像である。Fe-B 微粒子の充填率が 5 vol.% の場合には (Fig. 1(a))、Fe 微粒子の隙間に Fe-B 微粒子が詰められている様子が観察された。これは、Fe 微粒子間に生じている磁束の流れに Fe-B 微粒子が磁気的相互作用によって引き寄せられたためであると考えられる<sup>11)</sup>。一方、Fe-B 微粒子の充填率が 20 vol.% の場合には (Fig. 1(b))、Fe-B 微粒子が Fe 微粒子間に詰められるだけでなく、Fe-B 微粒子同士で凝集している様子も観察された。これは、Fe-B 微粒子が過剰に充填されたことによるものである。

Fig. 2 は Fe 微粒子および Fe-B 微粒子単体のコンポジット材と

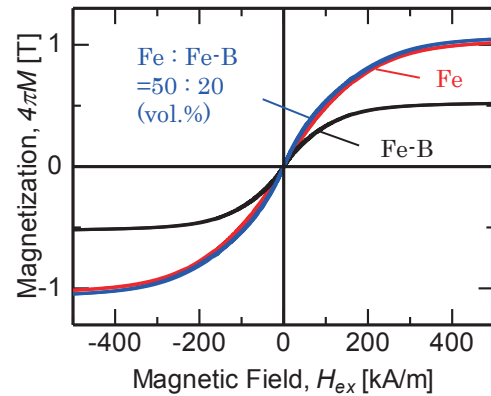


(a) Fe : Fe-B = 50 : 5 (vol.%)

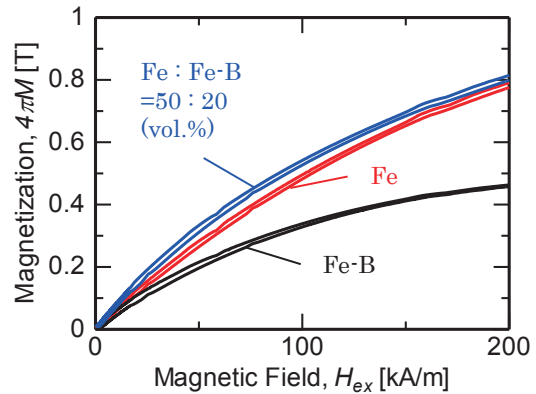


(b) Fe : Fe-B = 50 : 20 (vol.%)

Fig. 1 SEM images of Fe/Fe-B composites with complex oriented structure.

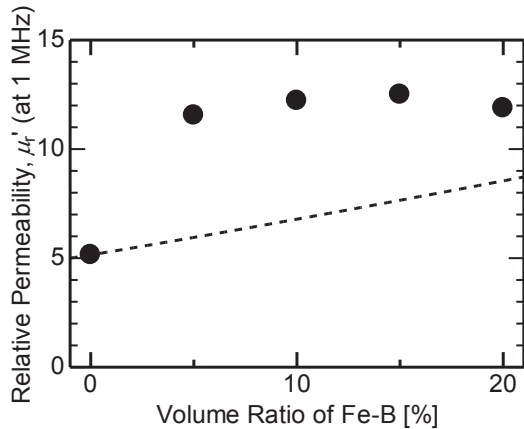


(a)



(b)

Fig. 2 Hysteresis loops of Fe, Fe-B, and Fe/Fe-B(20 vol.%) composites.



**Fig. 3** Fe-B ratio dependence of relative permeability for Fe/Fe-B composites with complex oriented.

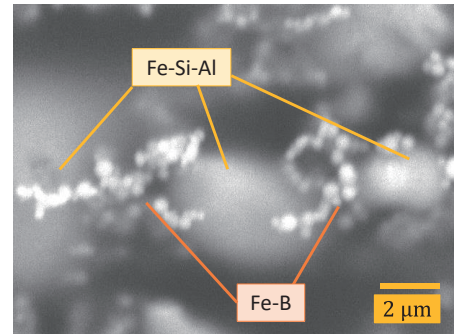
Fe-B 微粒子の充填率が 20 vol.% の Fe/Fe-B 複合微粒子コンポジット材の磁化曲線である。なお、コンポジット材の磁界配向方向に対して、面内平行方向に外部磁界を印加した結果である。Fe-B 微粒子を複合配向化した場合、単体のコンポジット材と比較してわずかに飽和磁束密度が高くなった。これは、軟磁性微粒子の充填率が増したためであると考えられる。また、複合微粒子コンポジット材では初透磁率領域を超えて磁化曲線の傾きが大きくなっていることが確認された (Fig. 2(b))。Fe/Fe-B 複合微粒子コンポジット材における Fe-B 微粒子の充填率が 20 vol.% の場合、透磁率が Fe 微粒子単体のコンポジット材と比較して 68 kA/m 付近まで高くなった。これは、先行研究の  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  微粒子と比較して、Fe-B 微粒子の飽和磁束密度が高く、複合配向化による反磁界の低減効果が 68 kA/m 付近まで拡張されたためであると考えられる。この範囲は Fe-B 微粒子の充填率が高まると広がった。

Fig. 3 は、Fe/Fe-B 複合微粒子コンポジット材における比透磁率  $\mu_r'$  の Fe-B 微粒子充填率依存性である。グラフ中の破線は Bruggeman の式<sup>15)</sup>から導出したもので、複合配向化せず Fe 微粒子の充填率を高めた場合の推定値を表している。 $\mu_r'$  は Fe-B 微粒子を充填すると増加し、5 vol.% 以上においてほぼ一定となった。それらの値は 12 ~ 13 であり、試料の充填率が 50 ~ 70 vol.% にもかかわらず Bruggeman の式から求めた Fe 微粒子単体の固有透磁率値 ( $\mu_r = 14$ ) とほぼ同程度となった。これは、複合配向化によって Fe 微粒子の反磁界が著しく低減したことによるものと考えられる。

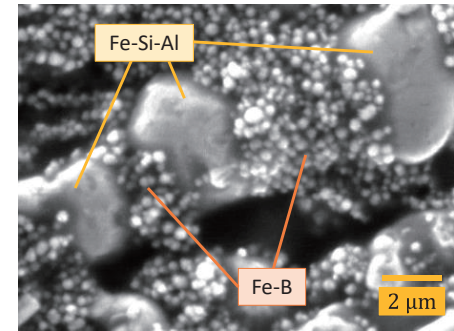
これらの結果から、Fe 微粒子に対して少量の Fe-B 微粒子を複合配向化させることにより Fe 微粒子の反磁界を低減するように Fe-B 微粒子が移動し、 $\mu_r'$  を向上させることができることがわかった。

### 3.2 M/Fe-B 複合微粒子コンポジット材 (M = Fe-Si-Al, FeNi)

3.1 節で述べたように、Fe/Fe-B 複合微粒子コンポジット材において、粒径の大きな Fe 微粒子間に生じる磁束の流れに粒径の小さな Fe-B 微粒子が引き寄せられる複合配向化による効果が得られた。この効果が、 $\mu\text{m}$  径微粒子の飽和磁束密度が Fe 微粒子より低い場合においても得られるか否



(a) Fe-Si-Al : Fe-B = 50 : 5 (vol.%)



(b) Fe-Si-Al : Fe-B 50 : 20 (vol.%)

**Fig. 4** SEM images of Fe-Si-Al/Fe-B composites with complex oriented structure.

か不明瞭である。したがって、本節では、Fe-B 微粒子と同程度の飽和磁束密度を有する  $\mu\text{m}$  径の Fe-Si-Al 微粒子および FeNi 微粒子を用いて複合微粒子コンポジット材を合成し、それらの構造および磁気特性について検討した。

Fig. 4 は合成した Fe-Si-Al/Fe-B 複合微粒子コンポジット材の SEM 像である。いずれの Fe-B 充填率においても、Fe/Fe-B 複合微粒子コンポジット材の場合と同様の結果が得られた。それに加えて、Fe-B 微粒子の充填率が 20 vol.% の場合には、Fe-Si-Al 微粒子間の距離が広がった様子も観察された。この原因については、今後検討していくこととする。

Fig. 5 は Fe-Si-Al 微粒子および Fe-B 微粒子単体のコンポジット材と Fe-B 微粒子の充填率が 10 vol.% の Fe-Si-Al/Fe-B 複合微粒子コンポジット材の磁化曲線である。Fe-Si-Al/Fe-B 複合微粒子コンポジット材の飽和磁束密度は、Fe/Fe-B の場合と同様に、Fe-Si-Al や Fe-B 単体に比べて複合化によって高くなった。これは、軟磁性微粒子の充填率が増したためであると考えられる。また、磁化曲線の傾きは、Fe-Si-Al 微粒子単体や Fe/Fe-B (40 kA/m) の場合と比較して 80 kA/m 付近まで大きくなったものの、FeNi/Fe-B (90 kA/m) と比べると若干小さくなった。この傾きの範囲は、 $\mu\text{m}$  径微粒子の飽和磁束密度に依存しており、磁束密度が低くなるほど広がる傾向となった。これは、 $\mu\text{m}$  径微粒子間に生じる磁束の流れが飽和磁束密度が低くなるほど弱まり、磁束が Fe-B 微粒子を通りやすくなったためであると考えられる。

Fig. 6(a) は Fe-Si-Al/Fe-B 複合微粒子コンポジット材における比透磁率  $\mu_r'$  の Fe-B 微粒子充填率依存性である。 $\mu_r'$  は、Fe-B 微粒子の充填率を高めていくと増加した後、減少して一定となった。これらの値は Bruggeman の式<sup>15)</sup>から求められる値に比べて高く、

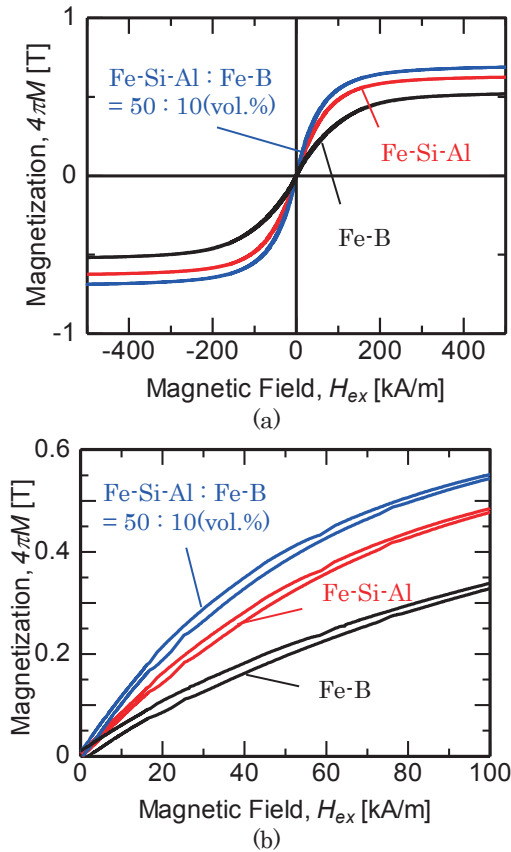


Fig. 5 Hysteresis loops of Fe-Si-Al, Fe-B, and Fe-Si-Al/Fe-B(10 vol.%) composites.

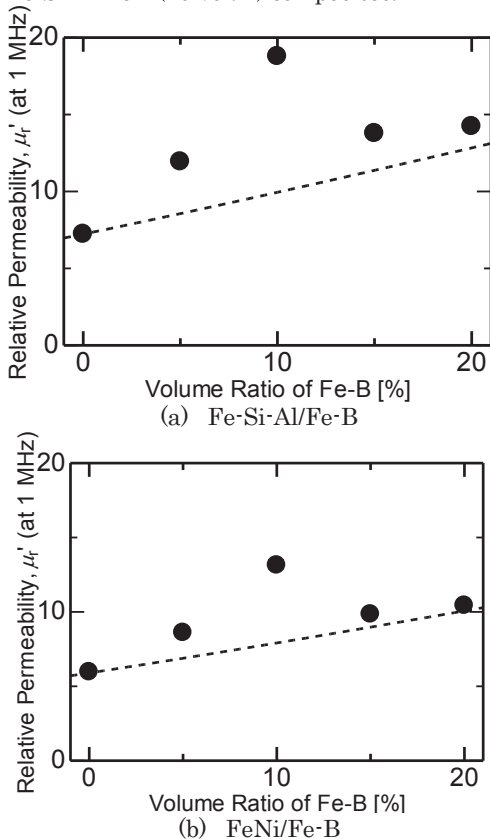


Fig. 6 Fe-B ratio dependence of relative permeability for composites with complex oriented structure.

とりわけ Fe-B 微粒子の充填率が 10 vol.% のとき 18.8 で最大となった。これは、複合配向化によって Fe-Si-Al 微粒子の反磁界が低減したことによるものと考えられる。このような Fe-B 微粒子との複合配向化によって  $\mu_r'$  が増加し 10 vol.% のとき最大となる傾向は、FeNi/Fe-B 複合微粒子コンポジット材においても同様に確認された(Fig. 6(b))。また、Fe-Si-Al/Fe-B および FeNi/Fe-B 複合微粒子コンポジット材では、 $\mu_r'$  が向上する Fe-B 微粒子の充填率の範囲が Fe/Fe-B と比較して狭くなった原因としては、 $\mu\text{m}$  径の微粒子間に生じる磁束の強さの違いによるものと考えられる。すなわち、Fe-Si-Al および FeNi 微粒子のように、Fe と比較して飽和磁束密度が低い場合、微粒子間隔が広がると磁束の流れが弱まり、複合配向化の効果が得られにくくなるものと考えられる。なお、Fe 微粒子のように飽和磁束密度が高い場合には、微粒子間に生じる磁束の流れは強く、Fe 微粒子の間隔が広がっても Fe-B 微粒子を引き寄せることが可能であると考えられる。そのため、Fe/Fe-B 微粒子コンポジット材の複合配向化による  $\mu_r'$  の増加が、Fig. 3 に示したように 5 vol.% 以上でほぼ一定になったと考えられる。

以上の結果から、Fe-Si-Al/Fe-B、FeNi/Fe-B 複合微粒子コンポジット材において、適切な充填率であれば飽和磁束密度および  $\mu_r'$  が向上することがわかった。また、これらの結果は Fe-B 微粒子が低い充填率であれば、 $\mu\text{m}$  径微粒子の飽和磁束密度によらず複合配向化の効果が十分に得られることを示唆している。受動素子を構成する新たな軟磁性材料の開発に向けて、さらに飽和磁束密度および  $\mu_r'$  を向上させるには、 $\mu\text{m}$  径微粒子を最大まで充填し、その間に流れる磁束に最適な比率で Fe-B 微粒子を配向させることが必要である。しかしながら、本研究で用いたコンポジット材の合成法では、充填率の向上は困難であるため、新たなコンポジット材の合成法を検討する必要がある。

#### 4. まとめ

$\mu\text{m}$  径の Fe、Fe-Si-Al、FeNi 微粒子とサブ  $\mu\text{m}$  径の Fe-B アモルファス微粒子とをそれぞれ複合配向化し、それらの構造および磁気特性の Fe-B 微粒子の充填率による変化について検討し、以下の知見を得た。

構造に関しては、いずれの複合微粒子コンポジット材においても、複合配向化によって  $\mu\text{m}$  径微粒子の隙間に Fe-B 微粒子が詰められている様子が確認された。

磁気特性に関しては、複合配向化によって充填率が増すと、飽和磁束密度が高くなった。いずれの複合微粒子コンポジット材においても初透磁率領域を越えて  $\mu_r'$  が向上し、 $\mu\text{m}$  径微粒子の飽和磁束密度が低くなるほどこの範囲は広がった。また、Fe 微粒子に対して 5 vol.%、Fe-Si-Al および FeNi 微粒子に対して 10 vol.% の Fe-B 微粒子を複合配向化させることで、 $\mu_r'$  が  $\mu\text{m}$  径微粒子の  $\mu_i$  に近い値まで向上した。

以上の結果から、最適な比率で  $\mu\text{m}$  径微粒子と Fe-B 微粒子とを複合配向化させることによって飽和磁束密度および



$\mu_r$ を向上させる効果があることがわかった。また、 $\mu\text{m}$ 径微粒子とサブ $\mu\text{m}$ 径のFe-B微粒子とを複合配向化させた微粒子コンポジット材は、次世代パワーエレクトロニクス用の受動素子を構成する軟磁性材料の候補の一つとして提案できる。

**謝辞** 本研究の一部は、文部科学省革新的パワーエレクトロニクス創出基盤技術研究開発事業 JPJ009777 のもとで行われました。また、東北大学先端スピントロニクス研究開発センター(CSIS)、東北大学スピントロニクス学術連携研究教育センター(CSRN)の支援のもとで行われました。

### References

- 1) J. Millan, P. Godignon, X. Perpina, A. Perez-Tomas, J. Rebollo: *IEEE Trans. Power Electron.*, **29** (5), 2155, (2014).
- 2) H. Yamaguchi: *IEEE Trans. Power and Energy*, **132** (3), 209, (2012).
- 3) H. Matsumori, T. Shimizu: *IEEE Journal*, **141** (10), 621, (2021).
- 4) D. J. Perreault et al., *Twenty-Fourth Annual IEEE Applied Power Electron. Conference and Exposition*, 1, (2009).
- 5) P. A. Kyaw, A. L. F. Stein, C. R. Sullivan: *IEEE Trans. Power Electron.*, **33** (12), 10708, (2018).
- 6) M. S. Rylko, B. J. Lyons, J. G. Hayes, M. G. Egan: *IEEE Trans. Power Electron.*, **26** (8), 2112, (2011).
- 7) H-I. Hsiang: *J. Mater. Sci.: Materials in Electronics*, **31**, 16089, (2020).
- 8) M. Sugimoto: *J. Am. Ceram. Soc.*, 82 (2), 269-280, (1999).
- 9) H. Shokrollahi, K. Janghorban: *J. Mater. Processing Technology*, **189**, 1, (2007).
- 10) K. J. Sunday, M. L. Taheri: *Metal Powder Report*, **72** (6), 425, (2017).
- 11) Y. Shimada, M. Yamaguchi, S. Okamoto, O. Kitakami, G. W. Qin, K. Oikawa: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **30**, 540, (2006).
- 12) Y. Shimada, Y. Endo, M. Yamaguchi, S. Okamoto, O. Kitakami: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **33**, 95, (2009).
- 13) Y. Shimada, Y. Endo, M. Yamaguchi, S. Okamoto, O. Kitakami, Y. Imano, H. Matsumoto, S. Yoshida: *IEEE Trans. Magn.*, **45** (10), 4298, (2009).
- 14) K. Murata, T. Miyazaki, H. Masumoto, Y. Endo: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **5**, 1 (2021).
- 15) R. Ramprasad, P. Zurcher, M. Petras, M. Miller: *J. Appl. Phys.*, **96** (1), 519, (2004).

2022年11月6日受理, 2023年1月26日採録

## Fe-Co 薄膜の bct 構造と一軸磁気異方性の V-N 添加量依存性

### bct structure and uniaxial magnetic anisotropy of Fe-Co films with V-N added

村上知優・長谷川崇<sup>†</sup>

秋田大学理工学部物質科学科, 秋田市手形学園町 1-1 (〒010-8502)

C. Murakami, T. Hasegawa<sup>†</sup>

Department of Material Science, Akita Univ., 1-1 Tegata Gakuen-machi, Akita City 010-8502, Japan

In this study, the effect of adding V-N to Fe-Co on the body-centered tetragonal (bct) structure and uniaxial magnetic anisotropy ( $K_u$ ) was investigated. Fe-Co-N films were prepared with 10 at.% and 20 at.% of V added. In the case of the sample with 10 at.% of V and a thickness of 20 nm, a maximum  $K_u$  of  $0.9 \times 10^7$  erg/cm<sup>3</sup> was obtained at an axial ratio ( $c/a$ ) of 1.12. On the other hand, in the sample with 20 at.% of V, a maximum  $K_u$  of  $1.1 \times 10^7$  erg/cm<sup>3</sup> was obtained at  $c/a = 1.14$ , and the maximum  $K_u$ -value was larger than that of the sample with 10 at.% of V. In thick films with a thickness of 100 nm, both a bct structure and a large  $K_u$ -value of  $10^7$  erg/cm<sup>3</sup> were obtained at a V content of 20 at.%. The results of adding 20 at.% of V to Fe-Co-N could be important to developing FeCo-based magnetic materials with a bct structure for permanent magnet applications.

**Keywords:** FeCo, body-centered tetragonal, hard magnetic material, magnetic anisotropy

#### 1. はじめに

FeCo は室温で体心立方構造 (bcc) をとり, 全遷移金属合金中で最大の飽和磁化 ( $M_s$ ) と 1000°C 近い高キュリー温度を有しているながら, 一軸磁気異方性 ( $K_u$ ) が極めて小さい軟磁性材料として知られる. そのため仮に大きな  $K_u$  が誘起されれば, 非常に強力な永久磁石として活用できる可能性をもつ材料である. そのような中, 2004 年に第一原理計算によって, 規則構造 (CsCl 型) を有する FeCo の軸比 ( $c/a$ ) を 1.2 程度にして体心正方晶 (bct) 化させれば,  $10^8$  erg/cm<sup>3</sup> 台の高い  $K_u$  が誘起されることが理論予測された<sup>1)</sup>. またこれまでに, 次に示す実験的な実証もいくつか報告されている.

数原子層の FeCo 極薄膜を用いた実験では, 適切な下地層と FeCo 層との間の格子定数のミスフィットに由来して生じる応力に起因した格子定数の変化により, 実際に bct 構造が形成され,  $10^7$  erg/cm<sup>3</sup> 台の高い  $K_u$  が誘起されることが報告されている<sup>2)</sup>. また Fe-Co への第三元素添加の実験では, 置換型元素 Al, Ti, V 等と侵入型元素 C, N 等の複合添加により, bct 構造と高  $K_u$  が両立することが報告されている<sup>3-5)</sup>. なかでも置換型元素 V を 10 at.% 程度添加した Fe-Co に対して, 侵入型元素 N を数 at.% 複合添加した場合には, 膜厚 ( $d$ ) が 20 nm 程度までは  $c/a = 1.2$  程度の理想的な bct 構造が得られることがわかっている<sup>2,6)</sup>. しかしながらこの場合には, 膜厚が 100 nm 程度に厚膜化すると,  $c/a = 1.1$  程度に格子緩和してしまうことが報告されている. このような中で, V を 10 at.% 以上添加した Fe-Co の結晶構造や磁気特性については, 未だ明らかになっていない.

そこで本研究では, V を 20 at.% 添加した Fe-Co に対する N の添加効果を詳細に調べた. 次ので将来のバルク化に資することを目的に, 膜厚が 100 nm 以上の厚膜状態において bct 構

造が維持されるかどうかの検証を行った.

#### 2. 実験方法

試料作製には超高真空多元マグネトロンスパッタリング装置 (到達真空度  $\sim 10^{-7}$  Pa) を用いた. 基板は MgO (100) または SrTiO<sub>3</sub> (STO) (100) を用いた. MgO 基板には, 基板加熱温度 300°C で Rh ( $t = 20$  nm) 下地層を成膜し, 次いで基板加熱温度 200°C で Fe-Co-V-N ( $t = 20$  nm) 磁性層を, 次いで室温で SiO<sub>2</sub> ( $t = 5$  nm) 酸化防止キャップ層を成膜した. STO 基板には, 直上に磁性層, 次いでキャップ層を成膜した. また, Fe-Co に対する N 添加量は Ar ガスと N<sub>2</sub> ガスの混合比で制御し, 混合ガスの全圧力は 0.3 Pa として, N<sub>2</sub> ガスの分圧を 0-0.045 Pa で変化させた. Fe-Co-V の組成分析には電子線プローブマイクロアナライザーを使用した. 試料の組成は標準試料 (Mg, Al, Si, Ti, Cr, Fe, Ni, Cu, Mo, Cd, W, Au, ZrO<sub>2</sub>, フェラデーカップ) を用いて校正し, ZAF 法により算出した. また, Fe-Co-V-N の組成分析には X 線光電子分光法 (XPS) を用いた. 装置は標準試料 (Cu, Ag, Au) を用いて校正した. AlK $\alpha$  線源を用いて, Fe 2p, Co 2p, V 2p, N 1s ピークを測定し, 相対感度因子法によって組成比を決定した. 磁気特性の評価には試料振動型磁力計 (VSM) を用いた. 結晶構造の解析には, 散乱ベクトルが薄膜面内に向いている薄膜 X 線回折法 (In-plane XRD,  $2\theta_x$ - $\Phi$  法), および散乱ベクトルが膜面に対して垂直に向いている粉末 X 線回折法 (Out-of-plane XRD,  $2\theta$ - $\theta$  法) を用いた. X 線源にはどちらも CuK $\alpha$  を用いた.

#### 3. 実験結果と考察

##### 3.1 V 添加が Fe-Co の結晶構造に与える影響

V-N 複合添加の調査に先立ち, Fe-Co に対する V のみの添加効果を調べるために, 次の膜構成の試料を作製した: MgO (100) sub./Rh ( $t = 20$  nm)/(Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>)<sub>1-y</sub>V<sub>y</sub> ( $t = 20$  nm)/SiO<sub>2</sub>

Corresponding author: T. Hasegawa  
(e-mail: takashi@gipc.akita-u.ac.jp).

( $t = 5 \text{ nm}$ ). ここで, Rh と FeCo の格子不整合率は  $(a_{\text{FeCo}} - a_{\text{Rh}}/\sqrt{2})/a_{\text{FeCo}} \approx 0.05$  である. 先行研究を踏まえると, V 添加量 ( $y$ ) が 0.1 では, Fe-Co-V の膜厚が 5 nm を超えると格子緩和が生じて  $c/a \approx 1.0$  の bcc 構造に戻る事が報告されている<sup>7,8)</sup>.

Fig. 1 は, MgO sub./Rh (20 nm)/FeCo<sub>1-y</sub>V<sub>y</sub> (20 nm)/SiO<sub>2</sub> (5 nm) の In-plane XRD と Out-of-plane XRD の結果から, 格子定数  $a$  と  $c$  をそれぞれ算出し, 軸比  $c/a$  を求め, それを V 添加量  $y$  に対してプロットした図である. エラーバーは XRD ピークの半値幅をとっている.  $y < 0.2$  においては, FeCo の元々の安定構造である  $c/a = 1.0$  付近の bcc 構造をとっているのに対し,  $y = 0.2$  において急激に  $c/a = 1.25$  の bct 構造に変態している. ここでは侵入型元素 (C, N 等) は何も添加していないにも関わらず bct 構造が形成されていることから, これは Rh 下地層と FeCo 初期成長層との間の格子ミスフィットに由来する格子歪みの効果が, 膜厚 20 nm の膜表面にまで及んでいることが原因と考えられる. 先述の通り,  $y = 0.1$  の先行研究では,  $t > 5 \text{ nm}$  の範囲において格子緩和が十分に生じていた<sup>7,8)</sup>. それに対し  $y = 0.2$  の本試料では,  $t = 20 \text{ nm}$  においても格子緩和が完了していないことになる. このことから, Fe-Co への 20 at.% 程度の V の多量添加は, 10 at.% 程度の V 添加に比べて, FeCo の格子変形を促進する効果があると考えられる.

### 3.2 V と N の複合添加が Fe-Co に与える影響

次に, Fe-Co に対して 20 at.% の V を添加した試料に対し, 侵入型元素である N を複合添加した際の効果を検証するために, 次の膜構成の試料を作製した: STO (100) sub./((Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>)<sub>1-y</sub>V<sub>y</sub>)<sub>100-x</sub>N<sub>x</sub> ( $t = 20 \text{ nm}$ )/SiO<sub>2</sub> ( $t = 5 \text{ nm}$ ). ここで STO 基板を用いて Rh 下地層を用いなかった理由は, STO と FeCo の格子不整合率が  $(a_{\text{FeCo}} - a_{\text{STO}}/\sqrt{2})/a_{\text{FeCo}} \approx 0.03$  であり, Rh との組み合わせよりも格子ミスフィットが小さいので, 下地層の効果がより低減し, N 添加の本来の効果が調べやすいと考えたことによる. Fig. 2(a), (b) と Fig. 3(a), (b) はそ

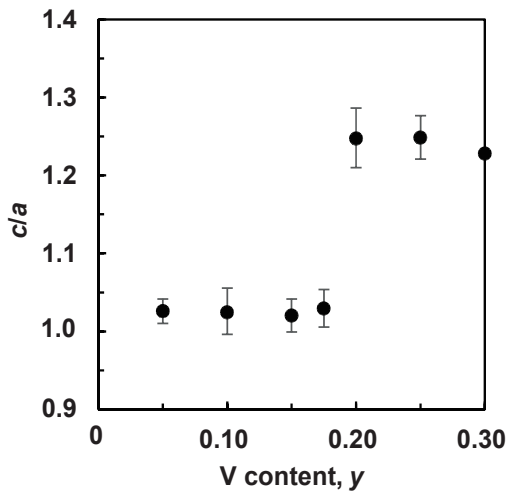


Fig. 1 V content ( $y$ )-dependence of  $c/a$  of MgO sub./Rh ( $t = 20 \text{ nm}$ )/((Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>)<sub>1-y</sub>V<sub>y</sub>) ( $t = 20 \text{ nm}$ )/SiO<sub>2</sub> ( $t = 5 \text{ nm}$ ) continuous films.

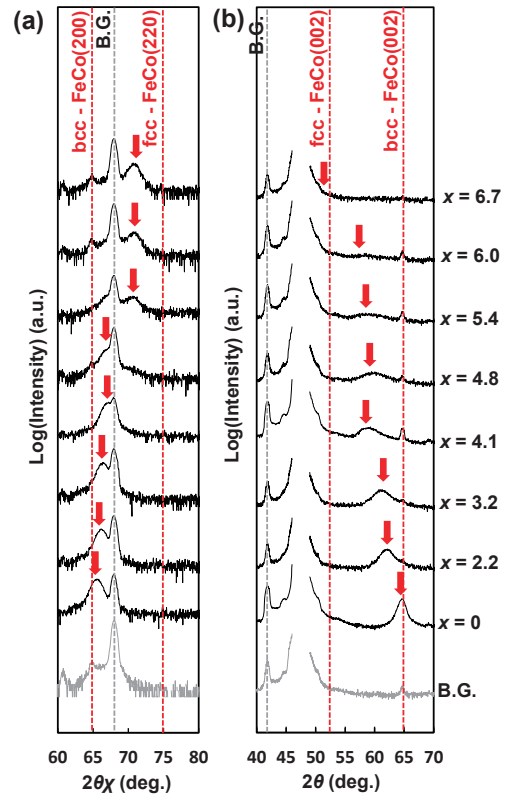


Fig. 2 (a) In-plane XRD and (b) out-of-plane XRD patterns for STO sub./((Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>)<sub>0.9</sub>V<sub>0.1</sub>)<sub>100-x</sub>N<sub>x</sub> ( $t = 20 \text{ nm}$ )/SiO<sub>2</sub> ( $t = 5 \text{ nm}$ ) continuous films.

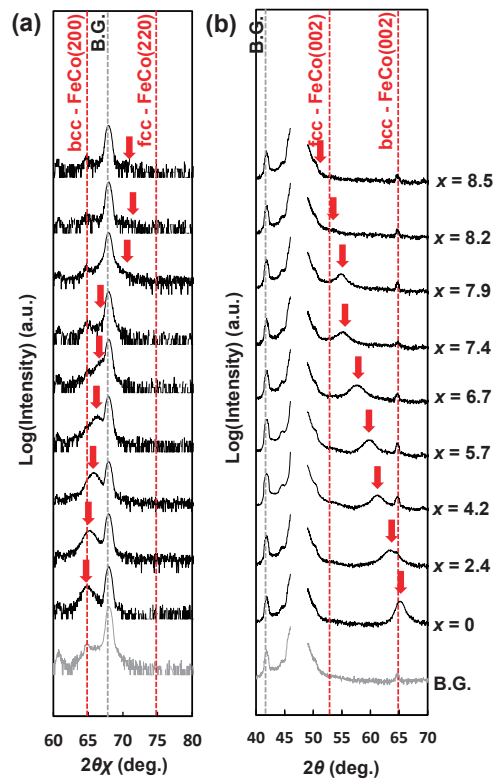
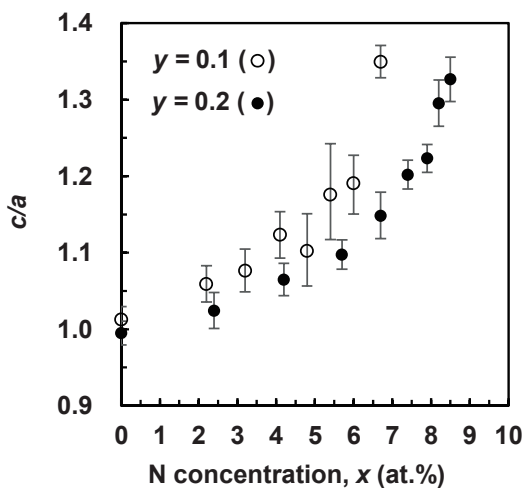


Fig. 3 (a) In-plane XRD and (b) out-of-plane XRD patterns for STO sub./((Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>)<sub>0.9</sub>V<sub>0.2</sub>)<sub>100-x</sub>N<sub>x</sub> ( $t = 20 \text{ nm}$ )/SiO<sub>2</sub> ( $t = 5 \text{ nm}$ ) continuous films.

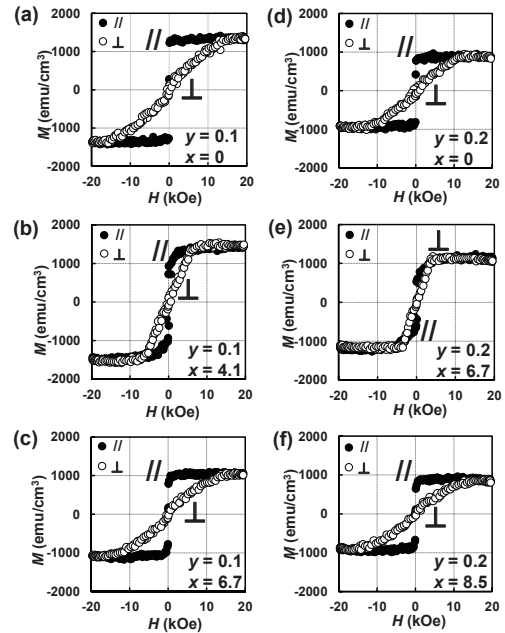
れぞれ, V 添加量  $y=0.1$  と  $y=0.2$  の, In-plane XRD パターンと Out-of-plane XRD パターンである. 図中の黒い点線は基板上に  $\text{SiO}_2$  酸化防止キャップ層のみを成膜した試料を測定した際に得られたバックグラウンド (B.G.) のピーク位置を示しており, 赤い矢印は Fe-Co-V-N 由来のピーク位置を示している. 赤い点線は, FeCo の格子体積を一定と仮定した場合に bcc をとった場合と面心立方晶 (fcc) をとった場合の計算値である. In-plane XRD から格子定数  $a$  を, Out-of-plane XRD から格子定数  $c$  を求めた. Fig. 2 と Fig. 3 の両者とも, In-plane XRD を示す図(a)においては, 赤矢印で示されたピーク位置は N 添加量  $x$  の増加にともない高角側にシフトし, Out-of-plane XRD を示す図(b)においてはピーク位置は  $x$  の増加にともない低角側にシフトしている. このことから,  $y=0.1$  と  $y=0.2$  の両者とも, N 添加量の増加にともない格子定数  $a$  は減少し,  $c$  は増加していることがわかる.

Fig. 4 は, Fig. 2 と Fig. 3 の XRD パターンから格子定数  $a$  と  $c$  を算出し, 軸比  $c/a$  を求め, それを N 添加量  $x$  に対してプロットしたものである.  $y=0.1$  と  $y=0.2$  の両者において,  $x$  の増加にともない  $c/a$  は向上しており, 結晶構造が bcc から bct を経て fcc まで変態していることがわかる. ここで  $y=0.1$  の試料では,  $x=7$  付近で不連続に fcc に変態している. それに対し  $y=0.2$  の試料では, 不連続な変態は見られず,  $c/a$  が連続的に変化している.

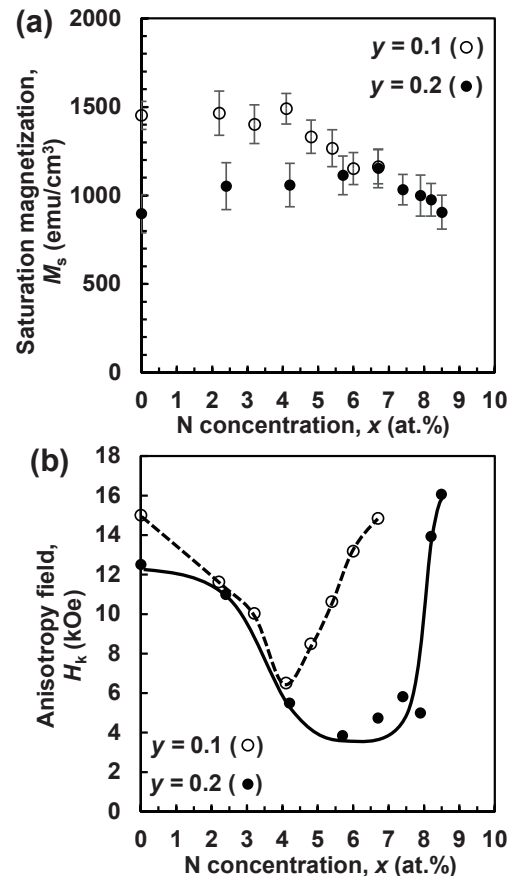
Fig. 5 は,  $\text{STO sub./}((\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{1-y}\text{V}_y)_{100-x}\text{N}_x$  ( $t = 20$  nm)/ $\text{SiO}_2$  ( $t = 5$  nm) の VSM 測定により得られた磁化曲線である. 黒塗りつぶしのプロット (●) と中抜きのプロット (○) はそれぞれ膜面に対して面内方向 (//), 垂直方向 (⊥) に磁場を印加したときの磁化曲線に対応している. Fig. 5(a)-(c) に示す  $y=0.1$  の試料では, 面内磁化曲線が垂直磁化曲線よりも低磁場側で飽和している. それに対し Fig. 5(d)-(f) に示す  $y=0.2$  の試料では,  $x=6.7$  において, 垂直磁化曲線が面内磁化曲線よりも低磁場側で飽和している.



**Fig. 4** N concentration ( $x$ )-dependences of  $c/a$  of  $\text{STO sub./}((\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{0.9-y}\text{V}_{0.1})_{100-x}\text{N}_x$  ( $t = 20$  nm)/ $\text{SiO}_2$  ( $t = 5$  nm) (○) and  $\text{STO sub./}((\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{0.8-y}\text{V}_{0.2})_{100-x}\text{N}_x$  ( $t = 20$  nm)/ $\text{SiO}_2$  ( $t = 5$  nm) (●) continuous films.



**Fig. 5** Magnetization curves of  $\text{STO sub./}((\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{1-y}\text{V}_y)_{100-x}\text{N}_x$  ( $t = 20$  nm)/ $\text{SiO}_2$  ( $t = 5$  nm) continuous films: (a) ( $x, y$ ) = (0.1, 0), (b) ( $x, y$ ) = (0.1, 4.1), (c) ( $x, y$ ) = (0.1, 6.7), (d) ( $x, y$ ) = (0.2, 0), (e) ( $x, y$ ) = (0.2, 6.7), and (f) ( $x, y$ ) = (0.2, 8.5).



**Fig. 6** N concentration ( $x$ )-dependences of (a) saturation magnetization  $M_s$  and (b) anisotropy field  $H_k$  of  $\text{STO sub./}((\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{1-y}\text{V}_y)_{100-x}\text{N}_x$  ( $t = 20$  nm)/ $\text{SiO}_2$  ( $t = 5$  nm) continuous films.

Fig. 6(a)は、Fig. 5の磁化曲線から求めた飽和磁化  $M_s$  の  $x$  依存性である。エラーバーは磁化曲線のノイズ幅をとっている。 $y=0.1$  の試料では、 $x=0$  付近において  $M_s$  の最大値 (約  $1500 \text{ emu/cm}^3$ ) が得られ、その後は  $x$  の増加にしたがい  $M_s$  は減少傾向を示している。それに対し  $y=0.2$  の試料では、 $M_s$  の最大値 (約  $1200 \text{ emu/cm}^3$ ) は  $x=7$  付近で得られ、その点を頂点に山なりの減少傾向を示している。Fig. 6(b)は、Fig. 5の磁化曲線から求めた異方性磁場 ( $H_k$ ) の  $x$  依存性である。 $H_k$  の値は磁化困難軸の磁化曲線が飽和した磁場とした。 $y=0.1$  の試料に比べて  $y=0.2$  の方が全体的に  $H_k$  が低い。また  $y=0.2$  の試料では、 $x=4.2-7.9$  の広範囲において垂直磁化曲線が面内磁化曲線よりも低磁場側で飽和した。

Fig. 7は、軸比  $c/a$  と一軸結晶磁気異方性定数  $K_u$  の相関図である。 $K_u$  の値は、垂直方向の磁気異方性を正と定義し、 $M_s$  と  $H_k$  から算出された実効的な磁気異方性定数と、薄膜の反磁場係数から算出された形状磁気異方性定数を用いて、以下の式(1)より算出された。

$$K_u = 2\pi M_s^2 \pm M_s H_k / 2 \quad (1)$$

実効的な磁気異方性定数の符号は、垂直および面内磁化曲線を比較し、垂直磁化曲線の方が低磁場側で飽和している試料では正 (+)、面内磁化曲線の方が低磁場側で飽和している試料では負 (-) とした。 $y=0.1$  の試料の  $K_u$  は、 $c/a=1.12$  のときに  $K_u = 0.9 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$  の最大値をとっている。また  $y=0.2$  の試料では、 $y=0.1$  と同程度の軸比である  $c/a=1.14$  のときに、 $K_u = 1.1 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$  の最大値をとっている。この  $K_u$  の最大値の差は、 $y=0.2$  の一部の試料において、垂直磁化曲線が面内磁化曲線よりも低磁場側で飽和する変化があったことから理解できる。

ここで過去に本研究室にて同じ成膜装置を用い、本論文の試料と同じ  $200^\circ\text{C}$  の基板加熱温度で成膜した FeCo 薄膜 (膜構成: MgO sub./Rh ( $t=20 \text{ nm}$ )/Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub> ( $t=20 \text{ nm}$ )/Ru ( $t=2 \text{ nm}$ )) について、放射光を用いて規則度を評価したところ約 0.17 であった。このことから、本論文で示した試料も同程度

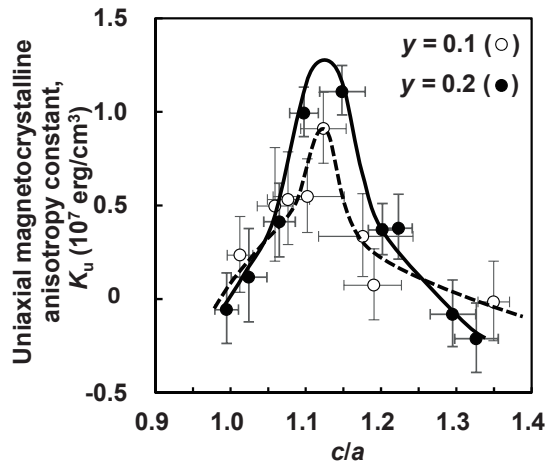


Fig. 7  $c/a$ -dependences of uniaxial magnetocrystalline anisotropy constant  $K_u$  of STO sub./((Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>)<sub>1-y</sub>V<sub>y</sub>)<sub>100-x</sub>N<sub>x</sub> ( $t=20 \text{ nm}$ )/SiO<sub>2</sub> ( $t=5 \text{ nm}$ ) continuous films.

の規則度を有すると推測され、本試料が規則化すればさらなる高  $K_u$  化が期待できる。

以上の結果より、Fe-Coに対するVとNの複合添加はbcc化と高  $K_u$  化を両立することがわかり、加えてV添加量は10 at.%よりも20 at.%の方がより効果的であることがわかる。その詳細なメカニズムは明らかではないが、高温 ( $600^\circ\text{C}$ ) の状態図において<sup>9)</sup>、Fe<sub>45</sub>Co<sub>45</sub>V<sub>10</sub>はbcc構造をとり、Fe<sub>40</sub>Co<sub>40</sub>V<sub>20</sub>はfcc構造をとる違いがあり、そして両者とも、室温の状態図ではbcc構造をとる。成膜中は高温状態と同等と考えられるので、V添加量が10 at.%の試料ではbcc中にN原子が侵入し、V添加量が20 at.%の試料ではfcc中にN原子が侵入することになる。この違いがbcc構造の安定化の差異の要因になった可能性がある。

### 3.3 厚膜での結晶構造と磁気特性

次に、Fe-Co 基合金磁石のバルク化の進展に資するために、Vを20 at.%添加したFe-Co-V-Nの厚膜 ( $t=100 \text{ nm}$ ) での結晶構造と磁気特性の評価を行った。膜構成は次の通りである: MgO (100) sub./Rh ( $t=20 \text{ nm}$ )/((Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>)<sub>0.8</sub>V<sub>0.2</sub>)<sub>100-x</sub>N<sub>x</sub> ( $t=100 \text{ nm}$ )/SiO<sub>2</sub> ( $t=5 \text{ nm}$ )。

Fig. 8(a), (b)はそれぞれ、Rh/Fe-Co-V-N厚膜 ( $t=100 \text{ nm}$ ) のIn-plane XRDパターンとOut-of-plane XRDパターンであ

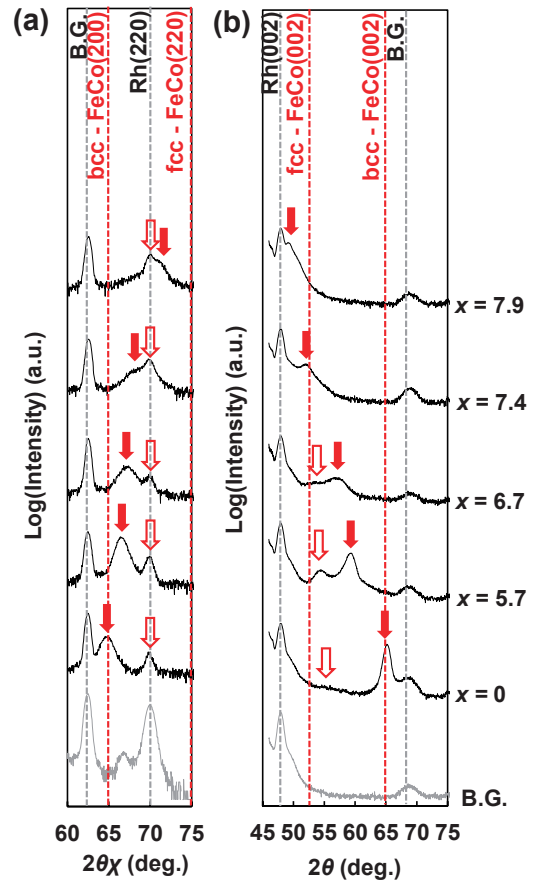
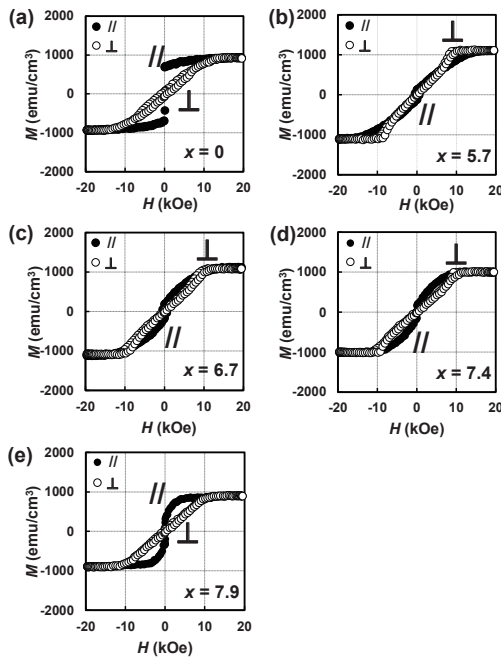


Fig. 8 (a) In-plane XRD and (b) out-of-plane XRD patterns for MgO sub./Rh ( $t=20 \text{ nm}$ )/((Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>)<sub>0.8</sub>V<sub>0.2</sub>)<sub>100-x</sub>N<sub>x</sub> ( $t=100 \text{ nm}$ )/SiO<sub>2</sub> ( $t=5 \text{ nm}$ ) continuous films.

る。赤い塗りつぶしの矢印と中抜き矢印は、各々Fe-Co-VNからの強いピーク（主相）と弱いピーク（副相）の位置を示している。まず Fig. 8(a)と(b)の主相に注目して見ると、先述の  $t=20$  nm の薄膜の結果と同様に、厚膜である本試料においても、 $x$  の増加にしたがい Fig. 8(a)のピークは高角側にシフトし、Fig. 8(b)のピークは低角側にシフトしている。すなわち格子定数  $a$  は減少し、格子定数  $c$  は増加する傾向がみられる。次に全体を見ると、すべての試料において、主相と副相の混相が形成されていることがわかる。Fig. 8(a)の  $x=0-7.9$  における副相のピーク位置は、Rh 下地層のピーク位置とほぼ完全に一致している。また Fig. 8(b)の  $x=0-6.7$  においても副相ピークが観察されており、 $x$  の増加にともない低角側にわずかにシフトしているが、そのピーク位置はほぼ一定である。Fig. 8(b)の  $x=7.4-7.9$  においても同様に副相ピークが存在すると考えられるが、ここでは主相ピークと重複して判別が難しくなっている。ここで、これらの副相ピークの位置から軸比を算出すると  $c/a \approx 1.25$  となり、この値は Fig. 1 で示した  $y=0.2$  の試料 ( $t=20$  nm, N 未添加) の軸比の値とおおよそ一致する。このことから、ここで形成されている副相は、Rh 下地層と Fe-Co-VN 層との界面で形成された初期成長層である可能性が高いと考える。逆に言えば、本試料の大部分を占める主相は、下地層の影響（格子ミスフィットの影響）がほとんど無視できる相であると言える。

Fig. 9 は、Rh/Fe-Co-VN 厚膜 ( $t=100$  nm) の VSM 測定により得られた磁化曲線である。 $x=5.7-7.4$  の試料では、垂直磁化曲線が面内磁化曲線よりも低磁場側で飽和している。その傾向が最も顕著なのは  $x=5.7$  の試料である。

Fig. 10 は、Fig. 9 から求めた  $K_u$  を、Fig. 8 から求めた軸比  $c/a$



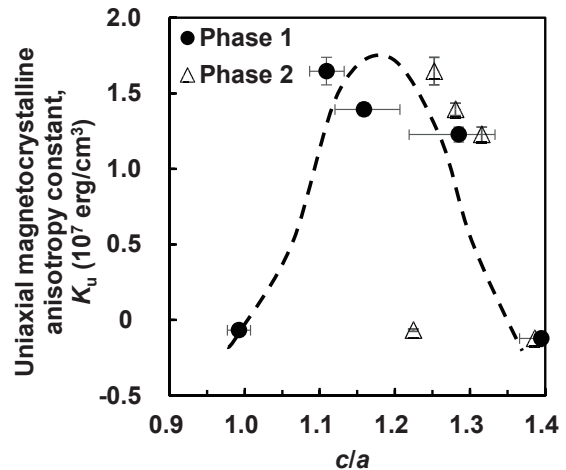
**Fig. 9** Magnetization curves of MgO sub./Rh ( $t=20$  nm)/((Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>)<sub>0.8</sub>V<sub>0.2</sub>)<sub>100-x</sub>N<sub>x</sub> ( $t=100$  nm)/SiO<sub>2</sub> ( $t=5$  nm) continuous films: (a)  $x=0$ , (b)  $x=5.7$ , (c)  $x=6.7$ , (d)  $x=7.4$ , and (e)  $x=7.9$ .

$/a$  に対してプロットしたものである。図中の Phase 1 (●) と Phase 2 (△) は各々 Fig. 8 でみられた主相と副相に対応している。Fig. 10 において、同じ値の  $K_u$  をとるこれら 2 種類のプロットは、それぞれ主相●と副相△に対応しており、同一試料のものである。図を見ると、 $c/a=1.2$  付近において  $K_u \approx 1.5 \times 10^7$  erg/cm<sup>3</sup> の極大値をとっている。すなわち膜厚が 100 nm まで厚膜化しても、軸比は 1.2 が維持され、かつ  $10^7$  erg/cm<sup>3</sup> 台の高  $K_u$  が発現することがわかる。

ここで、Fig. 7 で示した  $t=20$  nm の薄膜の結果と比較すると、 $K_u$  の極大値は、先の薄膜では  $c/a=1.1$  付近で得られたのに対し、ここでの  $t=100$  nm の厚膜では  $c/a=1.2$  付近で得られている。この差は、初期成長層（副相）が試料全体に占める割合の差に起因すると考える。すなわち、 $t=20$  nm の薄膜（STO 基板の直上に成膜）においては、副相が試料全体に占める割合が多く、ゆえに主相は STO 基板の格子定数に近いものとなる。それに対し  $t=100$  nm の厚膜では、下地層の影響が相対的に小さくなるので、主相の格子定数は Fe-Co-VN 本来の格子定数に近づくと考えられる。

副相は bct 構造をとるため、高い  $K_u$  を発現する相であることが予測される。ここで、Fig. 9(a) に示す N 未添加の ((Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>)<sub>0.8</sub>V<sub>0.2</sub>)<sub>100-x</sub>N<sub>x</sub> ( $x=0$ ) の磁化曲線を見ると、面内磁化曲線が垂直磁化曲線よりも低磁場側で飽和し、その  $H_k$  は反磁場の値と同程度であり、それゆえ  $K_u \approx 0$  erg/cm<sup>3</sup> になっている。この試料の主相と副相は各々 bcc 構造と bct 構造であるので、副相は高い  $K_u$  を発現するはずであるが、本試料は厚膜がゆえに副相が試料全体に占める割合が小さい。そのため副相はほとんど磁化曲線、すなわち  $K_u$  に寄与してこないと考えられる。次に、例えば Fig. 9(b) に示す N を添加した ((Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>)<sub>0.8</sub>V<sub>0.2</sub>)<sub>100-x</sub>N<sub>x</sub> ( $x=5.7$ ) を見ると、垂直磁化曲線が面内磁化曲線よりも低磁場側で飽和し、高い  $K_u$  が得られている。上述の通り副相の寄与は無視できるため、ここでの高  $K_u$  は主相に由来していると言える。

ここで、V 添加量が 10 at.% の先行研究と比較する。V 添加



**Fig. 10**  $c/a$ -dependence of uniaxial magnetocrystalline anisotropy constant  $K_u$  of MgO sub./Rh ( $t=20$  nm)/((Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>)<sub>0.8</sub>V<sub>0.2</sub>)<sub>100-x</sub>N<sub>x</sub> ( $t=100$  nm)/SiO<sub>2</sub> ( $t=5$  nm) continuous films.

量が 10 at.% の場合には、膜厚が 100 nm 程度まで厚膜化すると、軸比の最大値は  $c/a = 1.1$  程度が上限であり、 $10^7 \text{ erg/cm}^3$  に達する高  $K_u$  は得られなかった。それに対し今回の V 添加量が 20 at.% の場合には、 $c/a = 1.2$  付近が実現し、 $K_u = 1.5 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$  付近の高  $K_u$  が発現している。これらのことから、Fe-Co-N に対する 20 at.% 程度の V 添加は、先行研究の 10 at.% 程度の V 添加よりも、厚膜において bct 構造を維持し、かつ高  $K_u$  を発現する効果が高いことがわかる。

#### 4. まとめ

本研究では、Fe-Co に対する V-N 複合添加が結晶構造と磁気特性に与える影響を明らかにするべく、主に  $\text{STO sub.}/((\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{1-y}\text{V}_y)_{100-x}\text{N}_x$  ( $t = 20 \text{ nm}$ )/ $\text{SiO}_2$  ( $t = 5 \text{ nm}$ ) の試料を作製して評価した。

まず V 添加量による違いを検証するため、先行研究で報告された V 添加量  $y = 0.1$  の試料に加えて  $y = 0.2$  の試料を作製し、それぞれの N 添加量  $x$  を変化させて結晶構造と磁気特性を評価した。どちらの試料においても、軸比  $c/a \approx 1.1$  付近で  $K_u$  は最大値をとり、その値を比較すると、 $y = 0.1$  では  $K_u = 0.9 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ 、 $y = 0.2$  では  $K_u = 1.1 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$  と、 $y = 0.2$  の方が高い値をとった。また、 $y = 0.2$  の試料においては、 $x = 4-8$  の広範囲にわたって高い  $K_u$  を発現することがわかった。

次いで将来的なバルク化を意識し、厚膜において bct 構造が維持されるかの検証を行った。 $y = 0.2$  で固定し、膜厚  $t = 100 \text{ nm}$  の厚膜を作製したところ、 $c/a$  と  $K_u$  の相関関係は  $t = 20 \text{ nm}$  の薄膜の場合とほぼ同様の傾向が得られ、厚膜では  $c/a = 1.2$  付近において  $K_u = 1.5 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$  の最大値をとった。

以上の結果より、Fe-Co に対する 20 at.% 程度の V と 4-8 at.% 程度の N の複合添加は、bct 構造の安定化に効果的であり、かつ  $10^7 \text{ erg/cm}^3$  台の高い  $K_u$  を発現することがわかった。これは Fe-Co 基合金磁石のバルク化を目指す際の重要な指針になると考える。

**謝辞** 本研究は NEDO 未踏チャレンジ 2050、科研費基盤研究 B (20H02832) の支援を受けた。また本研究の一部は東北大学金属材料研究所研究部共同利用研究課題 (202112-RDKGE-0018) として実施された。XPS を用いた組成分析は秋田県産業技術センターの山根治起氏と千葉隆氏の協力のもと行った。

#### References

- 1) T. Burkert, L. Nordstrom, O. Eriksson, and O. Heinonen: *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 027203 (2004).
- 2) T. Hasegawa, S. Kanatani, M. Kazaana, K. Takahashi, K. Kumagai, M. Hirao, and S. Ishio: *Sci. Rep.*, **7**, 13215 (2017).
- 3) M. Matsuura, N. Tezuka, and S. Sugimoto: *J. Appl. Phys.*, **117**, 17A738 (2015).
- 4) L. Reichel, A. Edström, D. Pohl, J. Ruzs, O. Eriksson, L. Schultz, and S. Fähler: *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **50**, 045003 (2017).
- 5) K. Takahashi, M. Sakamoto, K. Kumagai, T. Hasegawa, and S. Ishio: *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **51**, 065005 (2018).
- 6) Y. Takemasa, C. Shirai, and T. Hasegawa: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 9 (2020).
- 7) T. Hasegawa, T. Niibori, Y. Takemasa, and M. Oikawa: *Sci. Rep.*, **9**, 5248 (2019).
- 8) T. Hasegawa: *IEEJ Trans. Fundam. Mater.*, **141**, 105 (2021).
- 9) O. A. Bannykh, K. Enami, S. Nagasaki, A. Nishiwaki: *Tetsu gokin jyoutaizu syuu* (in Japanese), p. 297 (AGNE Gijutsu Center, Tokyo, 2015).

2022年11月4日受理, 2023年1月22日採録

## 等方性 Co-MgF<sub>2</sub> グラニューラー膜の磁気光学特性と 光プローブ電流センサへの適用

### Magneto-optical properties of isotropic Co-MgF<sub>2</sub> granular film and their application to optical-probe current sensor

宮本光教<sup>a)†</sup>・須江聡<sup>a),b)</sup>・久保利哉<sup>a)</sup>・曾根原誠<sup>b)</sup>・佐藤敏郎<sup>b)</sup>

<sup>a)</sup>シチズンファインデバイス, 長野県北佐久郡御代田町御代田 4107-5 (〒389-0295)

<sup>b)</sup>信州大学, 長野県長野市若里 4-17-5 (〒380-8553)

M. Miyamoto<sup>a)†</sup>, S. Sue<sup>a),b)</sup>, T. Kubo<sup>a)</sup>, M. Sonehara<sup>b)</sup>, and T. Sato<sup>b)</sup>

<sup>a)</sup> Citizen Finedevice Co., Ltd., 4107-5 Miyota, Miyota-machi, Kitasaku-gun, Nagano 389-0295, Japan

<sup>b)</sup> Shinshu University., 4-17-5 Wakasato, Nagano-shi, Nagano 380-8553, Japan

In recent years, the spread of power semiconductor devices such as SiC/GaN that can enable high speed switching has contributed to the miniaturization and increasing efficiency of the power electronics systems. The optical-probe current sensor proposed by our group has an ultra-compact probe, so *in-situ* measurement of switching current is possible. In this paper, to improve the sensitivity of the Co-MgF<sub>2</sub> granular film with an in film-plane magnetization used as a Faraday element of this sensor, we fabricated the isotropic granular film in all directions by reducing the demagnetizing effect in perpendicular to the film-plane. This is achieved by reducing the magnetic dipole interaction between cobalt nano particles in the granular film. In this case, this film is easily magnetized in perpendicular to the film-plane, and it has high transmittance for infrared light. We confirmed that the figure of merit( $^{\circ}/\text{kA}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{dB}$ ) defined as the Faraday-rotation angle per unit transmission loss was increased. In fact, the signal-to-noise ratio of the optical-probe current sensor with isotropic granular film was significantly improved.

**Keywords:** Faraday effect, nano particles, granular film, thin film, co-evaporation, magnetic dipole interaction, current sensor

#### 1. はじめに

SiC パワー半導体は、従来の Si 半導体に比べて、10 倍程度高耐圧で、オン抵抗が小さい。また、ユニポーラ構造によりテール電流の発生が小さく、高速なスイッチングが可能となった。これはインバーターなどの電力変換器における、Turn ON/OFF 損失および導通損失の低減につながり、機器の小型化や高効率化に寄与している。特に電気自動車や鉄道車両では、インバーターの軽量化と高効率化によって、消費電力が大幅に削減されている<sup>1),2)</sup>。パワーデバイスの普及に伴うスイッチング周波数の高周波化によって、機器間を接続するバスバーの設計も重要性を増している。高速パルス電流では、高周波成分の表皮効果による電流の偏りや、隣接するバスバーとの近接効果による電流密度分布の乱れが生じるなどの問題が提起されている<sup>3)</sup>。バスバーの最適設計に際して、有限要素法による電磁界シミュレーション等が広く活用されているが、非侵襲で空間/時間分解能が高い電流計測手法<sup>4)</sup>を併用することでより精度の高い設計に繋がる。しかしながら、高い周波数帯になると、市販されている電気式の電流計では、周波数ディレーティングによる電流計測周波数範囲の制限、挿入インピーダンスによる主回路への干渉、周囲電磁ノイズによる計測波形の乱れ、といった課題があり、正確な電流波形を計測することが難しいのが現状である。

著者らは光ファイバの先端に配置した磁性膜のファラデー効果を利用した光プローブ電流センサ<sup>5)</sup>を提案している。本センサは、挿入インピーダンスがほとんど無く、光をプ

ローブおよび信号に利用しているため電磁誘導に伴う電磁ノイズの影響を受けない。また、極小のプローブを有するため、空間分解能が高く局所における *in-situ* 計測が可能である。これまでに報告されている光学式の電流(磁気)センサは、センサ素子として、希土類置換イットリウム鉄ガーネット結晶が多く用いられてきた<sup>6),7)</sup>。ガーネット系材料は高い透明性が最大の利点であるが、フェリ磁性体で典型的な縞状磁区構造を有することから、センサ素子として使用する際にプローブ光を拡大する必要がある<sup>8)</sup>ことや周波数応答に制限がある<sup>9)</sup>などの欠点がある。また温度依存性が大きく<sup>10)</sup>環境変化による出力変動が課題である。

近年、Kobayashi らが報告した誘電体マトリックス中に強磁性金属ナノ粒子を分散したナノグラニューラー膜<sup>11)</sup>は、数 GHz 以上に強磁性共鳴を有するため高周波計測が期待される材料である。前述した用途の電流計測を目指した場合、100MHz 以上の周波数帯域を有し、0.1~数 100 A 程度の範囲で検出感度を持つセンサが望まれる。現状のナノグラニューラー膜では、単位厚さあたりのファラデー効果は大きいだが、光の透過率が低いため、単位磁界に対する光強度変化が小さく、低電流(低磁界)における検出感度は十分ではない。

著者らが検討してきた Co ナノ粒子を MgF<sub>2</sub> マトリックスに分散した Co-MgF<sub>2</sub> グラニューラー膜は、Co と Mg のフッ化物生成エネルギーの違いで相分離が良好<sup>12)</sup>であり、比較的透明な膜が得られる<sup>5)</sup>。本研究では、より高感度な電流計測を目指し、光の入射・伝播方向と垂直の膜面内に膜面垂直方向の大きな反磁界効果による磁化容易軸を有するグラニューラー膜から、Co ナノ粒子の粒子直径と粒子間距離を適切に制御することによって 3 次元的に等方性のグラニューラー膜を開発した。これにより、光の進行方向である膜

Corresponding author: M. Miyamoto (e-mail: [miyamotom@citizen.co.jp](mailto:miyamotom@citizen.co.jp)).

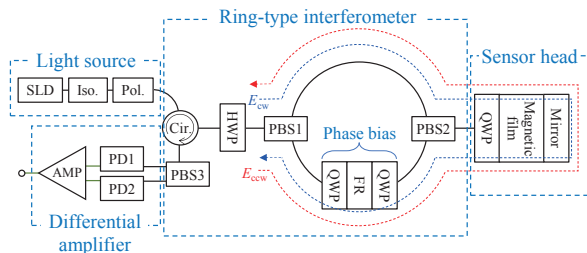


面に対して垂直方向に磁化し易くなり、単位磁界、単位透過損失当たりのファラデー回転角として定義される性能指数 (Figure of merit) が大幅に上昇した。また、実際の電流計測に於いて、従来の面内磁気異方性を有するグラニューラー膜と比べて SN 比が改善することを確認した。

## 2. 光プローブ電流センサの構成と動作

### 2.1 光プローブ電流センサの構成

Fig. 1 に光プローブ電流センサの構成図を示す。主に SLD (Super luminescent diode) 光源、リング型干渉計、センサヘッド、センサヘッドからの戻り光 (P 波および S 波成分) を電気信号に変換した後に差動増幅するアンプの 4 つから構成されており、各光学部品は、偏波面保存光ファイバ (PMF: Polarization Maintaining Fiber) によって光接続されている。ここで、各構成部の特徴について述べる。光源に SLD を用いたのは、DFB (Distributed feedback) レーザーと比べて発光波長がブロードで、コヒーレンス長が短いことにより、PMF 中を安定して偏光を伝搬できるためである。また、中心波長は 1550 nm を選択しているが、光通信で広く用いられ、各光部品が比較的安価であることと、本研究で用いたグラニューラー膜がこの波長帯で透過率が高く、光の利用効率が高いことが理由である。SLD 光源



Iso.: Isorator, Pol.: Polarizer, Cir.:Circulator, HWP: Half-wave plate, QWP: Quater-wave plate, PBS: Polarization beam splitter, FR: Faraday rotator, PD: Photo diode, AMP: Amplifier

Fig. 1 Configuration of optical-probe current sensor and propagation route of polarized light.

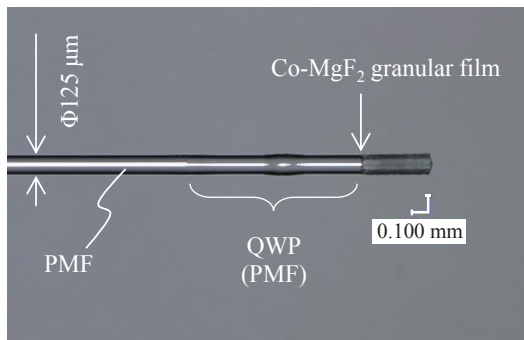


Fig. 2 Appearance of sensor head with diameter of 125 μm.

に接続されたリング型干渉計では、互いに直交した偏光がセンサヘッドを介して、相互逆回りに伝搬することで、外部環境 (温度・振動) の耐性を大幅に向上<sup>13)</sup>している。センサヘッド部には、直線偏光を円偏光に変換するための 1/4 波長板を配置しており、PMF のビート長<sup>14)</sup>の性質を利用することで、光ファイバ型の 1/4 波長板を構成<sup>15)</sup>している。この端面に Ag ミラー膜と Co-MgF<sub>2</sub> グラニューラー膜を接着することにより、Fig. 2 に示すような、光ファイバ径 (直径 125 μm) のセンサヘッドとした。最終的に電圧出力する差動増幅回路は、2 つのフォトダイオードと差動アンプからなる。

### 2.2 動作原理

Fig. 1 を用いて、光プローブ電流センサの動作を説明する。SLD 光源から出射された光 (波長;  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ ) は、アイソレーターと偏光子を介して一軸の直線偏光となり、偏波無依存型のサーキュレータによってリング型干渉計に導波される。干渉計内の 1/2 波長板 HWP は入射する直線偏光に対して、光軸が 22.5° になるように配置されており、45° 傾いた直線偏光が出射される。すなわち、互いに直交した 2 偏光が出力され、PMF の Slow 軸と Fast 軸によって以降は伝搬される。この 2 偏光は PBS (Polarization beam splitter) 1 によって右回りの経路と左回りの経路に分けられる。右回り経路の偏光 ( $E_{cw}$ ) は次の PBS2 を介してセンサヘッドに導波され、左回り経路の偏光 ( $E_{ccw}$ ) は 1/4 波長板 QWP と 45° ファラデー回転子からなる位相バイアスで  $\pi/4$  の位相差を受けて、同じくセンサヘッドへ導波される。この 2 偏光は互いに直交しているため、センサヘッドの 1/4 波長板 QWP で互いに逆回りの円偏光に変換され、グラニューラー膜によって互いに逆向きファラデー効果 (位相ずれ) を受ける。その後、Ag ミラーで反射され、再び 1/4 波長板 QWP を通過すると、入射時とは直交した偏光に変換され、行きとは逆経路を通る。この時、 $E_{cw}$  は位相バイアスを通過し、 $\pi/4$  の位相差を受ける。このように、 $E_{cw}$  と  $E_{ccw}$  は、全く同じ光路を反対向きにリング状に伝搬し、最終的に 1/2 波長板 HWP で干渉する。この干渉光は PBS3 によって、P 偏光と S 偏光に分離されてフォトダイオード PD1, PD2 で光電変換される。フォトダイオード PD に入射する光強度は、電界の振幅の 2 乗であるので、P 偏光と S 偏光の光強度  $P_p$  と  $P_s$  の変化は、次式のように表される。

$$P_p = E_{cw}^2 = E_0^2 \sin^2(2\theta_F - \pi/4). \quad (1)$$

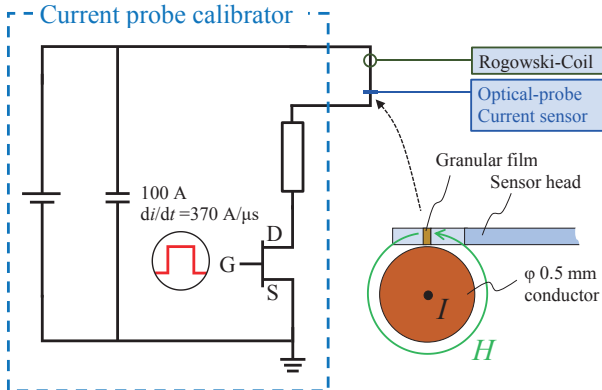
$$P_s = E_{ccw}^2 = E_0^2 \cos^2(2\theta_F - \pi/4). \quad (2)$$

ここで、 $E_0$  は、グラニューラー膜に入射する電界波の振幅であり、 $\theta_F$  は、電流磁界によって誘起されるファラデー回転角である。本構成では、 $P_p$  と  $P_s$  の差動を検出するため、最終的な光強度  $\Delta P$  は次式のように表される。

$$\Delta P = P_p - P_s = E_0^2 \cos(4\theta_F - \pi/2). \quad (3)$$

**Table 1** Co-evaporation conditions for granular film.

Sample	(A)	(B)	(C)
Evaporation rate (Å/s)	Co : 0.5 MgF <sub>2</sub> : 1.0	Co : 0.5 MgF <sub>2</sub> : 1.5	Co : 0.5 MgF <sub>2</sub> : 2.0
Rate ratio Co : MgF <sub>2</sub>	1 : 2	1 : 3	1 : 4
Substrate temperature (°C)	450		
Substrate rotation (rpm)	1		
Back pressure (Pa)	< 5.0×10 <sup>-4</sup>		



**Fig. 3** Current measurement set-up.

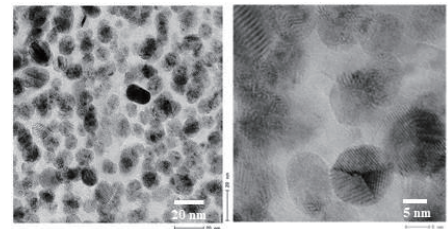
**3. 実験**

**3.1 Co-MgF<sub>2</sub> グラニューラー膜の作製と評価方法**

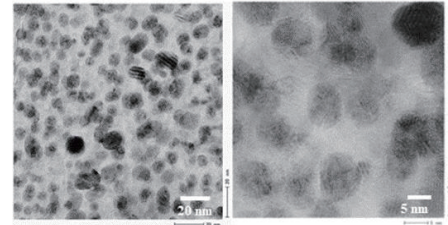
Co-MgF<sub>2</sub> グラニューラー膜は真空蒸着装置を用い、Co と MgF<sub>2</sub> を電子銃で独立した蒸発源から同時に蒸発させてガラス基板 (SCHOTT 製 D263Teco) 上に堆積させる共蒸着法によって作製した。ガラス基板は、それぞれの蒸発源上を交互に通過するように公転しており、背面のヒーターによって、所定の温度に加熱されている。Table 1 に、本実験の成膜条件を示す。Co と MgF<sub>2</sub> の蒸発レート比を (A) 1 : 2, (B) 1 : 3, (C) 1 : 4 の 3 種類で制御し、その他の条件は同一として、膜厚は 1~2 [μm] となるように成膜した。得られたグラニューラー膜は、分光光度計を用いて透過率を測定し、Fig. 1 に示すセンサシステムを用いてファラデー回転角を測定しており、測定光束径は光ファイバのコア径と同じ約 10.5 μm である。グラニューラー構造は、エネルギー分散型蛍光 X 線分析装置 (EDX) により膜組成を、透過電子顕微鏡 (TEM) 像からコバルトナノ粒子径および分散状態を観察し、X 線光電子分光法 (XPS) によって得られた各元素の結合状態から相分離の程度を評価した。また、磁化曲線は 10 mm 角に切り出した試料を振動試料型磁力計 (VSM) で測定し、膜厚は段差計を用いた。

**3.2 Co-MgF<sub>2</sub> グラニューラー膜の性能評価**

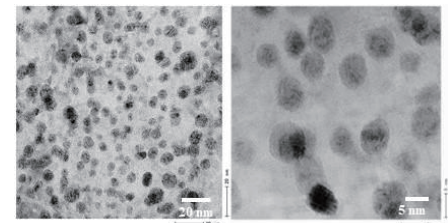
センサ素子として磁気光学材料を用いる場合に重要な点は、透過率と単位磁界あたりのファラデー効果が大きいこ



Co<sub>9.8</sub>Mg<sub>21.3</sub>F<sub>67.8</sub>, D<sub>ave</sub> = 12.1 nm  
(a) Rate ratio 1 : 2



Co<sub>5.9</sub>Mg<sub>22.7</sub>F<sub>70.8</sub>, D<sub>ave</sub> = 8.8 nm  
(b) Rate ratio 1 : 3



Co<sub>4.7</sub>Mg<sub>23.0</sub>F<sub>71.5</sub>, D<sub>ave</sub> = 7.3 nm  
(c) Rate ratio 1 : 4

**Fig. 4** TEM images of Co-MgF<sub>2</sub> granular film at different evaporation rate ratio. Composition and average diameter of cobalt nanoparticles are indicated.

と、外部磁界に対してファラデー効果が直線変化し線形性を有することである。本研究では、センサ素子に用いる場合を想定し、グラニューラー膜の性能指数 (FOM: Figure of merit) を、次式のように定義し、各条件で作製した試料を比較評価した。

$$FOM [^\circ / \text{kA} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{dB}] = |\theta_F'| / -10 \log_{10} T. \quad (4)$$

ここで、 $\theta_F'$  は外部磁界 1 kA/m におけるファラデー回転角であり、 $T$  は波長 1550 nm における透過率である。具体的には  $\theta_F'$  は外部磁界 79.7 kA/m (1 kOe) で測定された値を 79.7 kA/m で除し、単位磁界当たりのファラデー回転角としている。

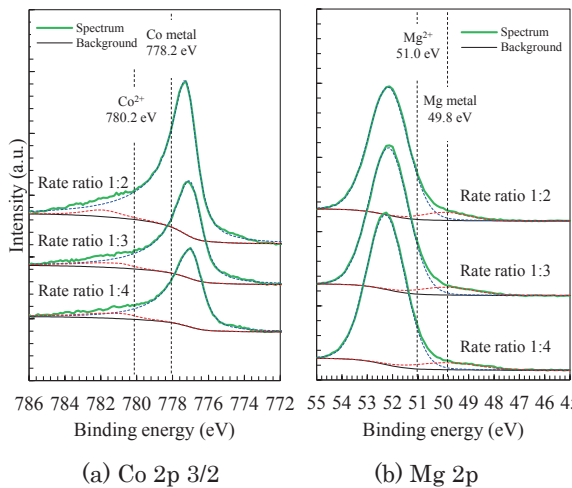
**3.3 電流計測方法**

本電流センサは、主にインバーター等、高周波成分を有する比較的早いパルス電流の計測をターゲットとしている。Fig. 3 に電流計測時の模式図を示す。電流発生源として、Current probe calibrator (PMK 製 KSZ-100D) を用いた。φ 0.5 mm の銅線に 100 A, 立ち上がりスルーレート  $di/dt = 370$  [A/μs] の電流を流し、発生する磁界がグラニューラー

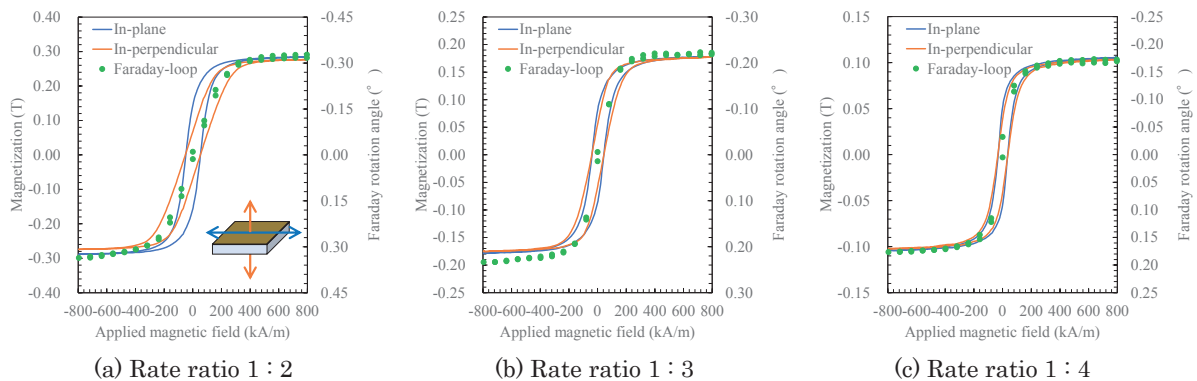
膜面の法線方向に入射するように配置した。センサヘッドの光ファイバは外径  $\phi 125 \mu\text{m}$  で、その中心に光を伝搬する約  $\phi 10.5 \mu\text{m}$  径のコアがある。つまり、銅線中心から  $312.5 \mu\text{m}$  の位置における約  $10.5 \mu\text{m}$  範囲の平均磁界量を測定していることになる。銅線の周囲に発生する磁界量はアンペールの法則に従うが、銅線とセンサヘッドの相対距離を厳密に調整することは実際には困難である。従って、本実験では、次式のようにセンサから出力される電圧  $V_0$  に比例定数  $A$  を乗じた値を被測定電流  $I_m$  とした。

$$I_m [\text{A}] = A \cdot V_0 = A \cdot \Delta P \cdot S \cdot Z_{\text{TIA}}. \quad (5)$$

ここで、 $\Delta P$  は (3) 式から得られた光強度 [W],  $S$  はフォトダイオードの感度係数 [A/W],  $Z_{\text{TIA}}$  は、差動アンプのトランスインピーダンス [V/A] である。比例定数  $A$  は、同一銅線上に設置した Rogowski-Coil (岩崎通信機株式会社製 SS-683A) で測定された電流値と比較して決定した。測定した電流波形から SN 比 ( $= 20 \log_{10}(S/N)$ ) を計算した。



**Fig. 5** XPS narrow-band spectrum of Co-MgF<sub>2</sub> granular film with different evaporation rate ratio.



**Fig. 6** Magnetization curves and Faraday-loop of Co-MgF<sub>2</sub> granular film with different evaporation rate ratios.

## 4. 実験結果と考察

### 4.1 グラニューラー構造の観察

これまでの研究で、共蒸着法で作製した MgF<sub>2</sub> マトリックス中に Co ナノ粒子を分散させたグラニューラー膜は、同じ蒸発レート比で成膜した時、成膜中の基板温度が高いほど、Co ナノ粒子径は大きく、粒子間距離が広がるということが分かっている<sup>5)</sup>。

Fig. 4 は、本実験で得られた 3 試料の TEM 像と EDX で測定した膜組成である。いずれの試料も明瞭な Co ナノ粒子が観察でき、グラニューラー構造が得られていることが示唆される。MgF<sub>2</sub> のレート比を増加させると、相対的に Co の含有比率が下がり、Co 粒子径は小さく、粒子表面間距離が広がっていることが観察できる。Co ナノ粒子径の減少は、Co の成膜レートが相対的に小さくなり、成膜中の粒子成長が抑制されたためと考えられる。

Fig. 5 に、3 試料の XPS 分析の結果を示す。実線は測定値を、破線はピーク分離解析した結果である。いずれの試料も Co は、ほぼ金属状態であると考えられ、Mg は Mg<sup>2+</sup> (MgF<sub>2</sub>) の構造になっていると考えられる。Co および Mg<sup>2+</sup> の結合エネルギーが理論値 (Co: 778.2 eV, Mg<sup>2+</sup>: 51.0 eV) と比べて、Co は低エネルギー側、Mg<sup>2+</sup> は高エネルギー側にシフトしている。グラニューラー膜は MgF<sub>2</sub> マトリックス中に Co ナノ粒子が分散した構造をとるため、Co ナノ粒子表面で Co と MgF<sub>2</sub> との接触面積が極めて広く、電気陰性度の違いから電子の偏りが生じ、バルクの理論値よりも結合エネルギーが互いにシフトしたものと考えられる<sup>16)</sup>。

以上の結果から、今回作製したすべての試料は強磁性金属の Co と誘電体の MgF<sub>2</sub> が明瞭に相分離したグラニューラー構造を有することが分かった。

### 4.2 磁気光学特性と性能指数

Co-MgF<sub>2</sub> グラニューラー膜を構成する Co ナノ粒子は hcp 構造をとるが、hcp-Co は磁気異方性エネルギーが大きく、強磁性から超常磁性に遷移する臨界粒径は 7 nm 程度と計算されている<sup>17)</sup>。我々の研究結果からも粒径 5 nm 程度を

境界に、それ以下では超常磁性を、それ以上では強磁性的性質を示し、計算結果と概ね一致する。超常磁性の場合、一般的にその磁化曲線は Langevin 関数に従い<sup>18)</sup>、外部磁界と磁化の関係は双曲線カーブを描く。一方、強磁性的となれば、磁気飽和領域付近を除き外部磁界と磁化の関係は直線比例する傾向になる。また、粒子間距離を広くすることは、透過率向上に寄与する。従って、センサ素子として用いる場合、粒子径を大きく、粒子間距離を広くすることが有効と考えられる。

Fig. 6 に成膜レート比を変更した 3 試料の磁化曲線とファラデーループを示す。磁化曲線はガラス基板の反磁性磁化曲線を補正し、グラニュー膜自身は膜面水平方向、膜面垂直方向ともに反磁界補正は行っていない。ファラデーループは膜面垂直方向に光を入射して測定されるため、垂直方向の磁化曲線と傾きが一致している。ここで、磁化曲線ではヒステリシスが見られるのに対して、ファラデーループではほとんど見られない。この要因は明らかではないが、磁化曲線では 10 mm 角の試料全体の磁化を測定しているのに対して、ファラデーループは光ファイバのコア径、つまり約 10.5 μm の範囲で測定しており、このことが関係しているものと考えている。レート比 1:2 のような Co ナノ粒子の含有量が多い試料では、膜面内方向が磁化容易軸、膜面垂直方向が磁化困難軸となっている。一方、Co ナノ粒子の含有量が少なくなると、膜面内と垂直方向の磁化率の差が縮まり、レート比 1:4 の試料では膜面内と垂直方向の磁化曲線が一致した。Co ナノ粒子の含有量が多い場合は、隣接する Co ナノ粒子同士が磁氣的に結合しており、巨視的に見れば一様な薄膜と見なせるため形状磁気異方性（膜面垂直方向の反磁界係数  $N_d = 1$ ）を発現したものと考えられる。Co ナノ粒子の含有量が少ない場合は、粒径が小さく Co ナノ粒子が磁氣的に孤立したことで、方向に依らず反磁界係数  $N_{dx} = N_{dy} = N_{dz} = 1/3$  となり、等方性を示したものと考えられる。

Fig. 7 に各試料の単位磁界当たりのファラデー回転角と波長 1550 nm における透過率を示す。Co ナノ粒子の含有量が少ないほど、ファラデー回転角は減少するが、反面、透過率は上昇した。最終的に (4) 式で計算される性能指数 FOM は Fig. 8 に示すように、Co ナノ粒子の含有量が少ないほど、高い値を示した。

4.3 ナノ粒子間相互作用の影響

一般的に強磁性体内の磁気構造は多磁区構造であり、磁歪による磁気弾性エネルギーを無視すれば、磁区内の磁気異方性や磁壁、および表面磁極の静磁エネルギーの総和が最小になるような構造をとる。グラニュー膜中に分散された粒子のようにサイズが低下するとエネルギー密度の高い磁壁を増やせず、特にナノメートルオーダーでは、磁壁をつくるよりも表面磁極による静磁エネルギーの方が低くなることで、単磁区構造となる。本実験で作製したグラニュー膜中においても、一對の磁極をもった単磁区ナノ粒子が有限の間隔で分散されていると考えられ、ナノ粒子(磁

Table 2 Estimation of magnetic dipole interaction energy between nanoparticles on Co-MgF<sub>2</sub> granular films.

Sample	(A)	(B)	(C)
Co particle concentration $F$ (vol.%)	10.2	6.1	4.8
Co particle diameter $d$ (nm)	12.1	8.8	7.3
Interparticle distance $r$ (nm)	16.5	14.1	12.6
Magnetic dipole interaction energy $E_{p-p}$ (J)	$9.7 \times 10^{-26}$	$2.3 \times 10^{-26}$	$1.0 \times 10^{-26}$

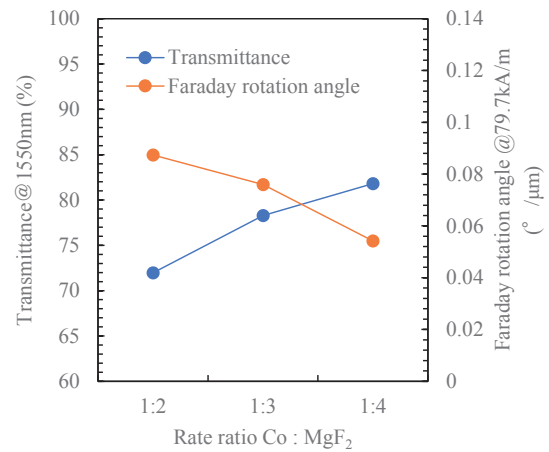


Fig. 7 Faraday rotation angle per unit film thickness and transmittance of Co-MgF<sub>2</sub> granular film.

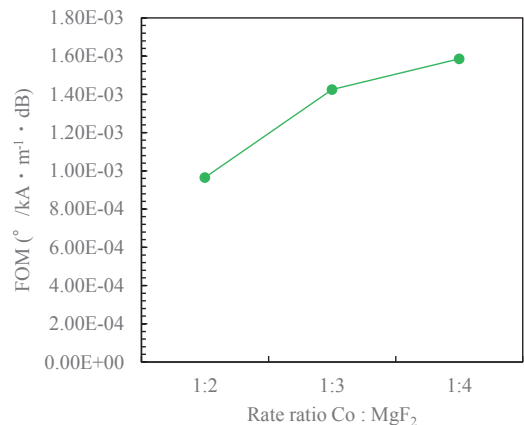
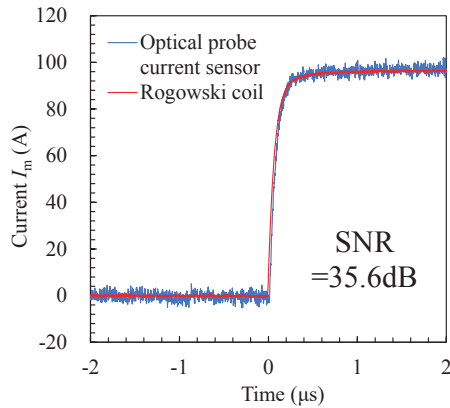
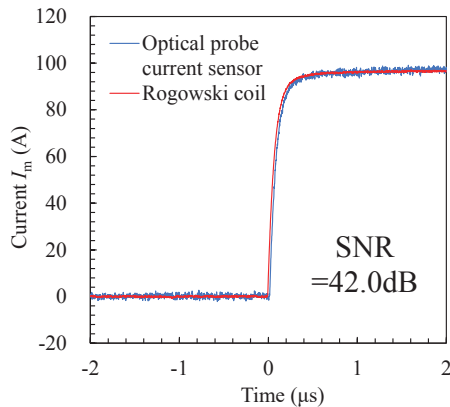


Fig. 8 Figure of merit of Co-MgF<sub>2</sub> granular film.

気双極子) は双極子相互作用によってお互いに磁気エネルギーに影響し合っているものと推察される。ナノ粒子がつくる磁界によって 2 つの隣接したナノ粒子間に働く磁気双極子相互作用エネルギー  $E_{p-p}$  は、次式のように表すことができる<sup>19)</sup>。

$$E_{p-p} = M_s^2 V^2 / 2 \pi \mu_0 r^3. \quad (6)$$

(a) FOM =  $1.46 \times 10^{-3} \%$  / kA  $\cdot$  m<sup>-1</sup>  $\cdot$  dB(b) FOM =  $2.26 \times 10^{-3} \%$  / kA  $\cdot$  m<sup>-1</sup>  $\cdot$  dB

**Fig. 9** Current measurement results of optical-probe current sensor with Co-MgF<sub>2</sub> granular film. Previous (a) and latest (b) studies with different figures of merit.

ここで、 $M_s$ はCoナノ粒子の飽和磁化、 $V$ はナノ粒子の体積( $=4\pi/3 \cdot (d/2)^3$ )、 $\mu_0$ は真空の透磁率( $4\pi \times 10^{-7}$  H/m)、 $r$ はナノ粒子同士の中心間距離である。 $V$ を求めるためのナノ粒子直径 $d$ は、TEM像から無作為に抽出したナノ粒子を計測し、その平均値を使用した。また、ナノ粒子中心間距離 $r$ は、粒子直径 $d$ とEDXで測定されたCoナノ粒子の体積濃度 $F$ を用いて、次式によって求めた<sup>20)</sup>。

$$r = d + d \{ (1/3\pi F + 5/6)^{1/2} - 1 \}. \quad (7)$$

Table 2に、磁気双極子相互作用エネルギーを計算した結果を示す。エネルギーを相対的に比較すると、形状磁気異方性を発現した試料(A)と等方性を発現した試料(C)では10倍程度の差があることが分かった。磁気双極子相互作用エネルギーが低下したことで、前述したように、ナノ粒子同士が磁氣的に孤立し、薄膜全体での形状異方性が緩和されて等方性を示したものと考えられる。このように、相互作用の大きさは、ナノ粒子の大きさと粒子間距離で決まるため、薄膜作製時の条件を適切に制御すれば、巨視的に見た薄膜全体の異方性を制御することが可能である。

#### 4.4 電流計測結果

Fig. 9は、本実験で得られた等方性Co-MgF<sub>2</sub>グラニューラ一膜を光プローブ電流センサに取り付け、実際にパルス電流の測定を行った結果で、パルスの立ち上がり部分を示したものである。ここで使用したグラニューラ膜は、試料(C)の条件で、膜厚を8.2 μmの厚さに成膜したものである。比較として、過去に作製した性能指数FOMが異なるグラニューラ膜の計測結果も併記した。グラニューラ膜の性能向上によって、明らかなSN比の向上が見られた。測定値に見られるノイズは、差動アンプ自身が有する他、SLD光源から生じるノイズや、リング型干渉計を構成する光部品の消光比も影響している。特に光学系で生じるノイズは、P偏光とS偏光の差分を取ることで除去しているが、P、S偏光の僅かな強度差や位相差がノイズとして残る。本実験では同じシステムを使用しているため、SN比の向上はグラニューラ膜の性能指数改善効果のみによるものである。市販のRogowski Coil (SN比 = 53dB)と比較してSN比は劣るが、電流パルスの立ち上がりにおいて、遅れや乱れは無く、良好な結果が得られた。電流の立ち上がりスルーレート $di/dt = 370$  [A/μs]は周波数1.6 MHz程度に相当し、少なくともこの程度の周波数に対しては問題無く応答できている。

#### 5. まとめ

パワー半導体の普及に伴う各種機器のスイッチング周波数の増加により、従来の電気式の電流計では正確な計測が困難となってきた。挿入インピーダンスが極めて小さく、高い分解能で局所計測可能な光プローブ電流センサの高感度化を目的とし、センサ素子として用いるグラニューラ膜の性能指数向上を図った。本稿では、従来の薄膜由来の形状磁気異方性を有する面内磁化Co-MgF<sub>2</sub>グラニューラ膜に対し、共蒸着条件を変更して等方性グラニューラ膜とした場合についてファラデー素子としての性能指数改善効果を確認した。以下に得られた知見を示す。

- 1) 成膜温度を450 °C一定とし、Co含有濃度を低下させた結果、面内磁気異方性から等方性のグラニューラ膜に変化した。
- 2) TEM像、XPSの解析からCo-MgF<sub>2</sub>グラニューラ膜に分散しているCoナノ粒子は、ほぼ金属状態であり、MgF<sub>2</sub>と良く相分離していることが分かった。
- 3) 磁気双極子相互作用エネルギーの推定から、等方性グラニューラ膜は隣接粒子の相互作用の低下により磁氣的に孤立し、反磁界係数が方向に依らず一定になっているものと考えられる。
- 4) 得られた等方性Co-MgF<sub>2</sub>グラニューラ膜は面内磁気異方性を有するものと比べて、性能指数が高く、実際の電流計測に於いてもSN比の向上が認められた。

以上のように、等方性 Co-MgF<sub>2</sub> グラニューラー膜を使用することで、実際の電流計測で SN 比が大幅に改善することを示した。グラニューラー膜は、分散される強磁性ナノ粒子の粒子径と粒子間距離によって、磁気光学的性質が変化する。今後は、強磁性ナノ粒子の分散状態の最適化を図ると共に、膜組成についても検討を行い、更なる高感度化を目指していく。

### References

- 1) H. Kumo, S. Orita, and S. Hatae: *Mitsubishi Denki giho*, **96**, 44 (2022).
- 2) T. Uchida, K. Okumura, and S. Narita: *Fuji Electric Review*, **94**, 272 (2021).
- 3) C. Donaghy-Spargo, and A. Horsfall: *Proc. PEMD 2018*, Liverpool, 2018, (*J. Eng. Technol.*, Stevenage, 2018).
- 4) D. Tatsuoka, S. Hashi, and K. Ishiyama: *T. Magn. Soc. Jpn.* (Special Issues), **4**, 37 (2020).
- 5) M. Miyamoto, T. Kubo, Y. Fujishiro, K. Shiota, M. Sonehara, and T. Sato: *IEEE Trans. Magn.*, **54**, 2501205 (2018).
- 6) T. Yoshino, S. Torihata, M. Yokota, and N. Tsukada: *Appl. Opt.*, **42**, 1769 (2003).
- 7) N. Itoh, H. Minemoto, D. Ishiko, and S. Ishizuka: *Appl. Opt.*, **38**, 2047 (1999).
- 8) M. N. Deeter, A. H. Rose, and G. W. Day: *J. Light. Technol.*, **8**, 1838 (1990).
- 9) R. Wolfe, E. M. Gyorgy, R. A. Lieberman, V. J. Fratello, S. J. Licht, M. N. Deeter, and G. W. Day: *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 2048 (1992).
- 10) O. Kamada, and K. Takaseya: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**, 1417 (1999).
- 11) N. Kobayashi, K. Ikeda, Bo Gu, S. Takahashi, H. Masumoto, and S. Maekawa: *Sci. Rep.*, **8**, 4978 (2018).
- 12) S. Ohnuma, and T. Masumoto: *Materia Jpn.*, **41**, 402 (2002).
- 13) K. Furuya, K. Iwami, S. Ota, K. Yamazaki, T. Kubo, M. Miyamoto, M. Sonehara, and T. Sato: *Dig. 43 th Annual Conf.*, Kyoto 2019, 86 (*J. Magn. Soc. Jpn.*, 2019).
- 14) S. Arai, H. Saitoh, N. Oyama, T. Nakamura, K. Yokomizo, and K. Aiso: *The Furukawa Electric review*, **109**, 5 (2002).
- 15) M. Miyamoto, T. Kubo, T. Sato, Y. Fujishiro, and M. Sonehara: Kokai Tokkyo Koho JP 2020-126006 (2020).
- 16) S. Peters, S. Peredkov, M. Neeb, W. Eberhardt, and M. Al-Hada: *Surf. Sci.*, **608**, 129 (2013).
- 17) O. Kitakami, T. Sakurai, Y. Miyashita, Y. Takeno, Y. Shimada, H. Takano, H. Awano, K. Ando, and Y. Sugita: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**, 1724 (1996).
- 18) S. Bendanta, and W. Kleemann: *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**, 013001 (2009).
- 19) H. Kura, R. Tate, M. Takahashi, and T. Ogawa: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **35**, 203 (2011).
- 20) H. Kamiya: *J. Jpn. Soc. Colour Mater.*, **86**, 26 (2013).

2022年10月19日受理, 2022年12月13日採録

# MgO薄膜の高速成膜に向けたホットカソードRFスパッタリング用の 高熱応力耐性ターゲットの提案

## Proposal of hot cathode RF sputtering target with high thermal stress tolerance for high rate deposition of MgO thin film

宮崎 大輝<sup>a)†</sup>・廣川 祐生<sup>a)</sup>・Seong-Jae Jeon<sup>a)</sup>・清水 章弘<sup>a)</sup>・岩谷 幸作<sup>b)</sup>  
日向 慎太郎<sup>a)</sup>・小川 智之<sup>a)</sup>・斉藤 伸<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 6-6-05 (〒980-8579)

<sup>b)</sup> 株式会社豊島製作所, 東松島市下野本 1414 (〒355-0036)

Daiki Miyazaki<sup>a)†</sup>, Yuki Hirokawa<sup>a)</sup>, Seong-Jae Jeon<sup>a)</sup>, Akihiro Shimizu<sup>a)</sup>, Kosaku Iwatani<sup>b)</sup>,  
Shintaro Hinata<sup>a)</sup>, Tomoyuki Ogawa<sup>a)</sup>, and Shin Saito<sup>a)</sup>

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

<sup>b)</sup> TOSHIMA Manufacturing Co., Ltd., 1414 Shimonomoto, Higashimatushima 355-0036, Japan

A high thermal stress tolerant target for hot cathode RF sputtering is proposed for high rate deposition of MgO thin film. Porous structure is proposed that mitigates thermal stress at various locations in the target. Targets were prepared by mixing MgO powder with pore forming material, first baking off the resin in air to secure vacancies, and then sintering the MgO by raising the temperature to 1600°C. By appropriately selecting the material, diameter of the pore forming material, and sintering temperature, it was possible to leave vacancies in the target after sintering. Furthermore, the deposition rate of the hot cathode sputtering with the porous MgO target that had a pore diameter of 150 μm was 0.71 nm/s, which was 3.6 times faster than the normal cold cathode sputtering with the MgO target with Cu backing plate.

**Key words:** RF sputtering, hot cathode, MgO thin film, high rate deposition, pore forming material, porous structure target, high thermal stress tolerant

### 1. はじめに

酸化物の絶縁体薄膜は、半導体メモリ<sup>1)</sup>、磁気記録媒体<sup>2,3)</sup>、スピントロニクスデバイス<sup>4)</sup>等の先端電子デバイスに応用されている。特に高い耐熱性、熱伝導特性、電気絶縁性、2次電子放出能を有するMgO<sup>5-6)</sup>はその特長を活かしてプラズマディスプレイ内の誘電体の保護層として実用化された材料であり<sup>7-8)</sup>、この例に限らず、高い性能をデバイスに付与しつつ実生産に供するためには作製法は極めて重要である。MgOの成膜技術としてはスパッタリング法が有用であり、中でもRFマグネトロンスパッタ法はリアクティブスパッタ法やパルスDCスパッタ法と比べて組成制御が容易な点で好適であり、成膜速度を一般の金属材料程度まで高速化することが実用上期待されている。一般にRFスパッタリングにおいて成膜速度を向上させるにはカソードへの投入電力を増加させればよいが、その場合Arイオンの衝撃エネルギーによってターゲットの温度が上昇し、① ターゲットと銅製のバックングプレート (BP) とを接着しているIn (融点: 157 °C) が溶けてBPが外れてしまうこと、② ターゲット素材内の厚み方向や面内方向に温度分布が生じ熱応力が蓄積して破断してしまうことが問題となり現実的には投入電力を高められない。一方でMgOは粉末状にするなどの工夫により素材を高

温にしてRFスパッタすると著しく成膜速度が速くなることが知られている<sup>9)</sup>。そこで高電力を投入して素材が高温になっても不具合を生じない高熱耐性MgOターゲットの開発に取り組んだので報告する。

### 2. 実験方法

実験にはプレーナー配置式 RF マグネトロンスパッタリング装置を用いた。Fig. 1 にカソード断面の模式図を示す。ターゲット素材の断熱のため、ターゲットには銅製の BP を用いず素材のみとし、水冷カソードプレートとターゲットとの間に厚さ 2 mm の SiO<sub>2</sub> プレート挿入した。プレートおよびターゲットの形状は直径 4 インチ円盤、ターゲット-基板間距離は 60 mm、マグネロン用の磁石には中心と外周の 2 極の一般的なサマリウムコバルト磁石を用いた。薄膜はガラス基板上に成膜した。

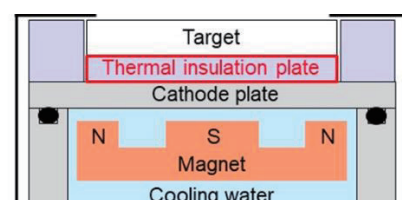


Fig. 1 Schematics of cathode with thermal insulation plate inserted between cathode plate and target.

Corresponding author: D. Miyazaki  
(e-mail: [miyazaki.daiki.t3@dc.tohoku.ac.jp](mailto:miyazaki.daiki.t3@dc.tohoku.ac.jp)).

プラズマの発光スペクトルは分光光度計,膜厚測定は楕円偏光解析法を用いて測定した。

### 3. ホットカソード RF スパッタリングにおける MgO の高速成膜とその課題

#### 3.1 ホットカソード RF スパッタリングの概要

MgO は通常の金属材料と異なり, 素材を高温化することによりスパッタ成膜速度を高められることが知られている。2008年にパナソニック社がプラズマディスプレイを開発していた際の論文によると, MgO ターゲットの冷却を可能な限り抑制し, スパッタ時の Ar イオンの衝撃エネルギーを有効に素材高温化に活用すると成膜速度を高速化できることが報告されている<sup>9)</sup>。具体的には通常の Cu 製 BP の冷却 MgO ターゲットでは成膜速度は 0.15 nm/s であるのに対し, BP を SiO<sub>2</sub> とし粉末の MgO を敷き詰めてターゲットとした場合には 4.7 nm/s となり, 約 30 倍も高速化されている。この成膜速度は冷却した一般的な金属ターゲットの場合と同程度, もしくはそれより速い成膜速度である。水冷カソードを断熱して素材を高温化させる手法であるため, 彼らはこの成膜方法をホットカソード法と呼んでいる。粉状の素材では実生産用のターゲットにはそぐわないため, 我々はホットカソード法による MgO の成膜を板状のターゲットで実施する方法を模索した。

我々の成膜装置 (Fig. 1 参照) を用いてホットカソード法の検証実験を行った結果を説明する。Fig. 2 にプロセスフローと放電時のプラズマ状態および放電直後のターゲットの赤熱状態を示す。この実験ではターゲットに BP 無しの円盤状高密度 MgO を使い, カソードの投入電力を 5 分ごとに 250 W ずつ上げ, 1000 W になったところで 30 分間放電を継続した。まず, 放電時のプラズマの状態に注目すると, 投入電力の増加にともない, 徐々に赤紫色 (Ar の発光) から緑色 (Mg の発光) に変化していくことがわかる。Fig. 3 には投入電力を変化させた際の放電スペクトルを Ar の発光強度で規格化して示す。投入

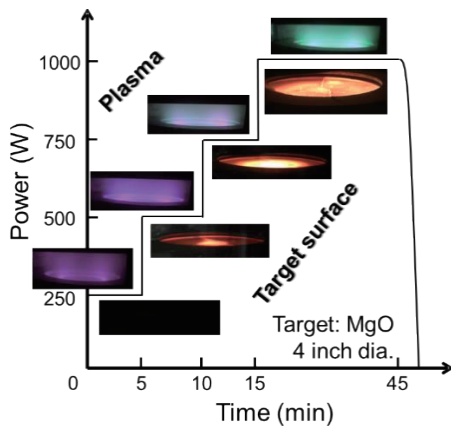


Fig. 2 Process flow of hot cathodic RF sputtering with plasma emission and red-heat state of MgO target just after discharge.

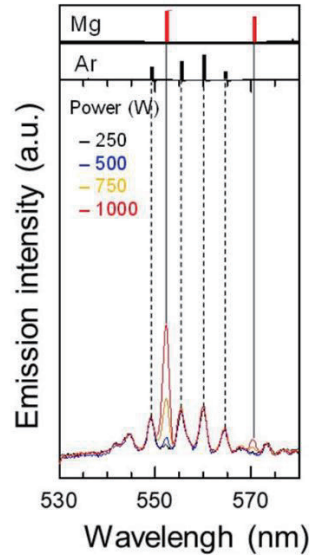


Fig. 3 Emission spectra during discharge under Ar gas atmosphere of 4 Pa with MgO target at various RF powers.

電力の増加にともない Ar の発光線の強度に対する Mg の発光線の強度比は著しく増加している。このことは, 投入電力増加にともなう Ar イオン密度の増加比以上に, 空間にスパッタされている Mg の量比が増えていること, つまり成膜速度は投入電力増に対して比例以上に著しく速くなっていることを示唆している。次に放電直後のターゲット表面の状態に注目すると, 投入電力 500 W 以上では投入電力の増加につれてターゲットの中心から赤熱領域が拡張していく様子が確認された。本報告では触れていないが, 多くの絶縁体でホットカソード RF スパッタを試したところ, ターゲットのエロージョン部分がリング状に赤熱した。このことも考え併せると, MgO ターゲットの場合の中心から赤熱する現象は, 素材の熱伝導率が高いためにエロージョン

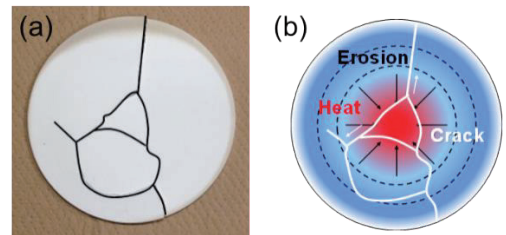


Fig. 4 (a) Cracked target after discharge and (b) schematics of red-heat state of target with cracking.

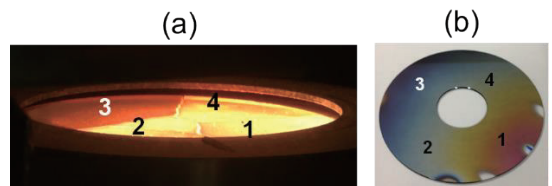


Fig. 5 (a) Red-heat target just after discharge, and (b) thickness distribution of thin film on glass substrate placed in front of target (a).



部分で受けた Ar イオンからの衝撃による熱エネルギーが周囲に伝搬する結果、散逸しづらい中心部が高温化してもらえたと考えられる。

3.2 ホットカソード用ターゲットの課題

ホットカソード法で放電を行った後の MgO ターゲットを確認したところ、亀裂や破断が生じてしまうことがわかった (Fig. 4 の (a)). 破断状態に注目すると 120°方向や円弧上に亀裂が入る特徴があり、面内径方向の応力により破断が発生したと推察される。ターゲットの赤熱状態と亀裂・破断状況を重ね合わせると比較的よく対応するため (Fig. 4 の (b)), 120°方向亀裂は中心付近の温度上昇による径方向への等方的な体積膨張により、円弧状亀裂は径方向の低温部と高温部での熱応力差により生じたものと推察される。ホットカソードプロセスの場合、ターゲットの破断は薄膜形成にも甚大な影響をもたらす。Fig. 5 (a) に破断した MgO ターゲットの放電直後の赤熱状態 (a) と、そのターゲット上に設置したガラスディスク基板の着膜状態の写真 (b) を示す。ターゲットは各々異なる面積の小片に割れており、小片体積が小さいほど赤熱される結果、小片体積に応じた温度分布が発生している。この温度分布は基板上的着膜の干渉色分布とよく対応していることから、膜厚分布をもたらしていることが自明である。したがって、熱応力差による破断をもたらすターゲット素材内の温度分布として、特に面内方向の分布への対策が必要である。

4. 高熱応力耐性を有するターゲット構造とその作製方法の提案

4.1 熱応力を分散させるターゲットの構造

ターゲットに高い熱応力耐性を付与するためには熱膨張によ

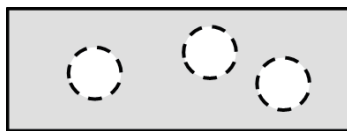


Fig. 6 Porous structure to relieve thermal stress.

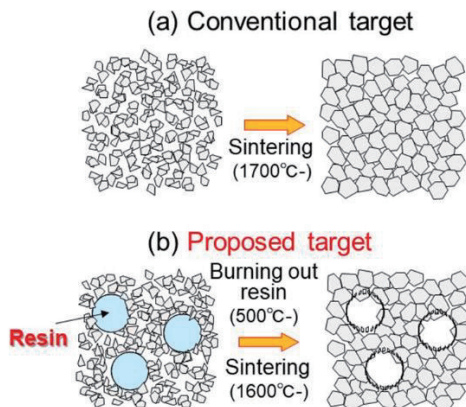


Fig. 7 (a) Conventional target fabrication methods and (b) specific fabrication methods for porous structure targets.

る応力をターゲット内各所に分散させて緩和することが有用である。これを実現するためには、ターゲット内に空孔を多数設けることが有効ではないかと考え、Fig. 6 に示すポーラス構造ターゲットを提案する。

4.2 ポーラスターゲットの作製方法

Fig. 7 に今回提案するMgOポーラスターゲットの具体的な作製方法を示す。まず原料のMgO粉と造孔材の球状樹脂、結合剤樹脂とを均一に混ぜ込み型に詰める。これらの樹脂は炭素・酸素・水素から構成されるカーボン、アクリル、フェノール系材料である。次に大気中での昇温により結合剤と造孔材を焼き飛ばし (CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>Oとして気化させ) 1500 °Cで仮焼結して空孔を確保する。さらに再度1600 °Cに昇温し、保持時間を適度に変化させることによりMgOを徐々に焼結させポーラス架橋構造を安定化させるという方法を採用した。技術的には、造孔材を添加した混合原料粉を昇温させ造孔材を完全に焼散させてMgOを焼結させながらも空孔を残すことが課題であり、実際には造孔材の寸法・添加量に応じた保持時間の最適化が必要となる。尚、一般的な高密度MgOターゲットは原料粉を1700 °C以上で焼結させて作製されている。

Table 1 Porous MgO targets fabricated by varying amount of porous material to be mixed in.

Resin content (wt%)	5	15
Resin size (μm)	230	230
Sintering temperature (°C)	1600	1600
Density (g/cm <sup>3</sup> )	2.45	2.09
Target surface		

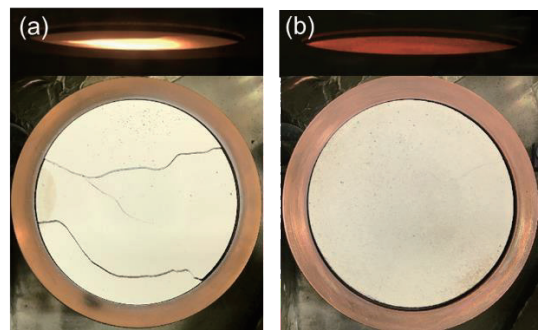


Fig. 8 Red-heat state and surface condition of porous MgO target after discharge [(a) 5 wt% addition, (b) 15 wt% addition].

5. 開発したポーラスターゲットとその熱応力

5.1 造孔材添加量の効果

まず、混ぜ込む造孔材の添加量を検討した。添加量は 5, 15 wt% の 2 種類とし、造孔材サイズ・焼結温度は 230 μm, 1600 °C 一定とした (Table 1)。作製したターゲットの密度を測定したところ、造孔材 5 wt% が 2.45 g/cm<sup>3</sup>, 15 wt% が 2.09 g/cm<sup>3</sup> と MgO の理論値の 3.58 g/cm<sup>3</sup> よりも密度が低下していることから、空孔が形成されていることが予想される。そこで実際に放電を行い、熱応力耐性の確認を行った。

Fig. 8 に放電直後の赤熱状態とターゲットの破損状況を示す。造孔材の添加量が 5 wt% のポーラスターゲット (Fig. 8(a)) はいびつな形状で赤熱化しており、放電後のターゲットは 120° 方向や円弧上に破断していた。一方 Fig. 8 (b) に示す造孔材の添加量が 15 wt% のポーラスターゲットでは、放電直後のターゲットに不均一な赤熱は認められず破断しなかった。熱応力耐性が高いことが伺える。

5.2 空孔寸法の効果

次に空孔寸法の効果を調べるために、造孔材添加量を 15 wt% 一定とし、混ぜ込む造孔材の大きさを検討した。一例として Fig. 9 に造孔材の直径を 10 μm, 焼結温度を 1600 °C とした場合の MgO ポーラスターゲット表面の走査型電子顕微鏡 (SEM) 像を示す。ターゲットに多数の空孔が形成されていることがわかる。Table 2 に造孔材の直径を 230 - 10 μm と変化させて作製した MgO ポーラスターゲットの諸元を示す。焼結温度は 1600 °C 一定とし、密度はおおよそ一定になるように作製した。SEM 像によると、焼結後の空孔径は造孔材寸法よりも縮小するが、焼結後でもターゲット内に空孔を残していることが確認できる。そこでこちらも熱応力耐性の確認するために実際に放電を行った。

Table 3 に MgO ポーラスターゲットの諸元, 1000 W 投入放電後のターゲットの状況, ならびに成膜速度を示す。まず放電

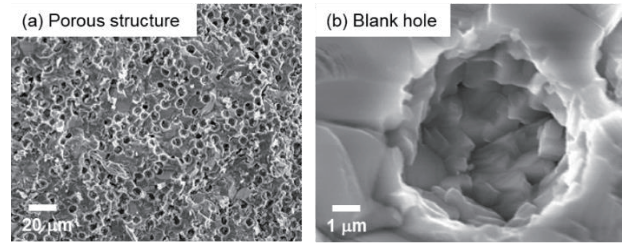
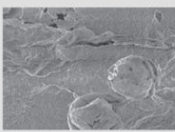
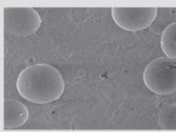
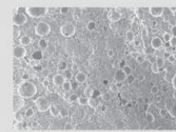
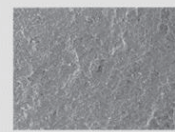


Fig. 9 SEM images of (a) porous structure and (b) blank hole for MgO porous target sintered with pore forming material of 10 μm in diameter under temperature of 1600 °C.

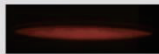



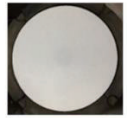


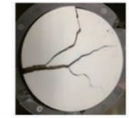



後の赤熱状況については空孔径を 150 μm から縮小していくほど、不均一に赤熱化していくことがわかった。そこで放電後のターゲットを確認すると、空孔径が 100 μm の段階ですでに破断しており、5 μm では破断が複雑化していることがわかった。破断の仕方に注目すると、前節で示した造孔材の添加量 5 wt% のターゲットの割れ方とは全く異なり、特定の起点から亀裂が広がっているように見受けられる。破断面を見ると茶色の変色を確認された。このことは造孔材の主成分である C がポーラスターゲット中に残存していたことを示唆している。したがって、添加量を固定して空孔寸法を縮小した場合に見られるターゲットの破断は、ターゲット中に残存した造孔材がガス化する際に体積膨張するためにもたらされるものと推察している。

破断しなかった空孔径が 150 μm のポーラスターゲットで作製された MgO 薄膜の成膜速度 (1000 W 投入) を評価したところ、0.71 nm/s であった。これは同一成膜装置で冷却カソード上の銅製裏板上に In ボンディングした一般的な MgO ターゲットを用いた場合の限界投入電力 500 W の条件で作製した試料の成膜速度 0.20 nm/s に比して 3.6 倍高速であった。今回の実験では手持ちの RF 電源の都合で投入電力 1000 W までしか検証できなかったが、本ターゲットは熱応力耐性が高くさらに高電力を投入が可能であるため、実際はより高速な成膜が実施できると考えられる。

Table 2 Porous MgO targets sintered with pore forming material of 230 - 10 μm in diameter under 1600°C.

Resin size (μm)	230	180	55	10
Sintering temperature (°C)	1600	1600	1600	1600
Density (g/cm <sup>3</sup> )	2.09	2.29	2.52	2.67
Microstructure (×200)				
Pore size (μm)	~150	~100	~50	~5

**Table 3** Thermal stress tolerance and deposition rate of porous MgO targets with different pore sizes discharge with RF power of 1000 W/4 inch<sup>φ</sup>.

Pore size (μm)	150	100	50	5
Red heat state				
Damage state				
Cross-section	×			
Discoloration	×	×	Brown	Brown
Deposition rate (nm/s)	0.71	1.58	1.87	2.35

### 5.3 熱応力耐性向上のためのポーラスターゲットの設計指針

本研究では造孔材の添加量や空孔の寸法を変化させてポーラスターゲットを作製し、その熱応力耐性を検討した。その結果、添加量を 15 wt%，造孔材径 230 μm (空孔径 150 μm) としたポーラスターゲットが最も高い熱応力耐性を有していた。造孔材については、熱応力の緩和と焼き飛ばしの際のガス抜きのため、適切な添加量と造孔材径の組み合わせ最適条件が存在するものと考えられる。素材粉と造孔材の均一な混合技術、均一温度下での焼結技術を追求することにより、ポーラス MgO ターゲットの熱応力耐性をさらに高められると考えられる。

## 6. まとめ

MgO の RF スパッタリングでは、Ar イオンの衝撃エネルギーにより素材温度を高温化して放電する方法であるホットカソード法により著しく成膜速度を速くできることが知られている。本研究では高電力を投入してターゲット素材が高温になっても破断を生じないホットカソード法用の高熱応力耐性を有する板状の MgO ターゲットを開発した。ターゲットに高熱応力耐性を付与するためには熱膨張による応力をターゲット内各所に分散させて緩和することが有用であると考え、ターゲット内に多数の空孔を設けたポーラス構造ターゲットを提案した。具体的な作製方法として、① 原料の MgO 粉と造孔材の球状樹脂、結合剤樹脂とを均一に混ぜ込み型に詰める。② 大気中での昇温により結合剤と造孔材とを焼き飛ばし 1500 °C で仮焼結して空孔を確保する。③ 再度 1600 °C に昇温し、温度保持時間を適度に変化させることにより、徐々に MgO を焼結させてポーラス架橋構造を安定させるという方法を採用した。作製したポーラス MgO ターゲットにおいては、造孔材の添加量が 15 wt%，空孔径が 150 μm のポーラスターゲットが最も高い熱応力耐性を有していた。また、成膜速度は同一成膜装置で冷却カソード上の

銅製 BP 上に In ボンディングした一般的な MgO ターゲットを用いた場合に比べて 3.6 倍も高速化されていた。本研究では RF 電源の都合で投入電力 1000 W までしか検証できなかったが、本ターゲットは熱応力耐性が高くさらに高電力を投入しても破断しないため、実際はさらに高速な成膜が可能である。

**謝辞** 本研究の一部は、JST 研究成果展開事業マッチングプログラマープログラム「企業ニーズ解決試験」（課題番号：J160001046）ならびに情報ストレージ研究推進機構 (Advanced Storage Research Consortium: ASRC) からの研究助成を受けて実施された。

## References

- 1) M. Okuyama: *J. Surf. Sic. Soc. Jan.*, **17**, 648 (1996).
- 2) B. Xu, Z. Cen, J. H. Goh, J. Li, K. Ye, J. Zhang, H. Yang, Y. T. Toh, and C. Quan: *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 2559 (2013).
- 3) J. Hu, K. M. Cher, B. Varghese, B. Xu, C. Lim, J. Shi, Y. Chen, K. Ye, J. Zhang, C. An, and W. Tsai: *IEEE Trans. Magn.*, **52**, 3200306 (2016).
- 4) D. D. Djayaprawira, K. Tsunekawa, M. Nagai, H. Mashara, S. Yamagawa, and N. Watanabe: *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 092502 (2005).
- 5) E. H. Choi, J. Y. Lim, Y. C. Kim, J. J. Ko, D. I. Kim, C. W. Lee, and C. S. Cho: *J. Appl. Phys.*, **86**, 6525 (1999).
- 6) G. Aday, P. Guillot, and J. Galy: *J. Appl. Phys.*, **88**, 4871 (2000).
- 7) K. Uetani, H. Kajiyama, A. Kato, A. Takagi, I. Tokomoto, Y. Koizumi, K. Nose, Y. Ihara, and T. Minemura: *Mater. Trans.* **42**, 411 (2001).
- 8) K. Uetani, H. Kajiyama, A. Kato, A. Takagi, T. Hori, I. Tokomoto, K. Nose, Y. Ihara, and T. Minemura: *Mater. Trans.* **42**, 1870 (2001).
- 9) M. Terauchi, J. Hashimoto, H. Nishitani, Y. Fukui, M. Okafuji, H. Yamashita, H. Hayata, T. Okuma, H. Yamanishi, M. Nishitani, and M. Kitagawa: *J. SID*, **16/12**, 1195 (2008).

2022年11月14日受理, 2023年1月14日採録

# アモルファス GdFe フェリ磁性合金薄膜における異常ネルンスト係数への異常ホール抵抗率の寄与

## Effect of anomalous Hall resistivity on anomalous Nernst coefficient in amorphous GdFe ferrimagnetic alloy thin film

小林祐希<sup>a)†</sup>・笠谷雄一<sup>b)</sup>・吉川大貴<sup>b)</sup>・塚本新<sup>b)</sup><sup>a)</sup> 日本大学大学院理工学研究科, 千葉県船橋市習志野台 7-24-1 (〒274-8501)<sup>b)</sup> 日本大学理工学部, 千葉県船橋市習志野台 7-24-1 (〒274-8501)Y. Kobayashi<sup>a)†</sup>, Y. Kasatani<sup>b)</sup>, H. Yoshikawa<sup>b)</sup>, and A. Tsukamoto<sup>b)</sup><sup>a)</sup> Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ., 7-24-1 Narashinodai, Funabashi-shi, Chiba 274-8501, Japan<sup>b)</sup> College of Science and Technology, Nihon Univ., 7-24-1 Narashinodai, Funabashi-shi, Chiba 274-8501, Japan

The anomalous Nernst effect (ANE), which is the generation of transverse voltage due to a mutually orthogonal temperature gradient and magnetization, has been studied with several types of magnetic materials. We investigated the contribution of the anomalous Hall effect (AHE) to ANE in amorphous GdFe ferrimagnetic alloy thin film with precise composition control. According to transverse and longitudinal voltage measurements with an applied temperature gradient or current, the anomalous Nernst voltage and anomalous Hall voltage showed a magnetic field dependence reflecting that of the net magnetization. It was also found that the Gd-composition ratio dependence of the anomalous Nernst coefficient was similar to that of anomalous Hall resistivity. Furthermore, an anomalous Nernst component due to AHE with a Seebeck current was estimated to contribute to the anomalous Nernst voltage by at least more than 13 %. In amorphous GdFe ferrimagnetic alloy thin film, the AHE is considered to be one of the essential mechanisms for ANE.

**Keywords:** anomalous Nernst coefficient, anomalous Hall resistivity, Seebeck coefficient, ferrimagnetic alloy, GdFe

### 1. はじめに

微小電圧駆動素子の自立電源への応用に向け、環境発電に関する研究が進んでいる。熱電効果は環境発電に用いられる原理の一つであり、半導体や金属において温度勾配により起電力が生じる現象である<sup>1)</sup>。縦型熱電効果(ゼーベック効果)に比べ高い発電効率が期待される横型磁気熱電効果が注目されている<sup>2-7)</sup>。金属磁性体中での横型磁気熱電効果の異常ネルンスト効果 (Anomalous Nernst Effect: ANE) は、磁化  $M$  と温度勾配  $\nabla T$  とともに垂直な方向に電界  $E_{ANE}$  が生じる現象として知られ、次の式で表される<sup>7-10)</sup>。

$$E_{ANE} \propto M \times \nabla T \quad (1)$$

また、 $Mn_3Sn$  などの反強磁性体において、特徴的な電子構造に起因する上式では表現できない異常ネルンスト効果も近年報告されており<sup>2), 4), 11)~14)</sup>、金属磁性体における異常ネルンスト効果について体系的な検討が進められている<sup>2)~20)</sup>。その中で、磁化方向に依存する  $E_{ANE}$  は  $i$  方向の温度勾配  $\nabla_i T$  に比例すると考え、異常ネルンスト係数  $S_{ANE}$  を用いて(2)式で表され、 $S_{ANE}$  の起源については(3)式を用いて検討される。

$$E_{ANE} = S_{ANE} \nabla_i T \quad (2)$$

$$S_{ANE} = \rho_{xx} \alpha_{xy}^A - \rho_{AHE} \alpha_{xx} = S_I + S_{II} \quad (3)$$

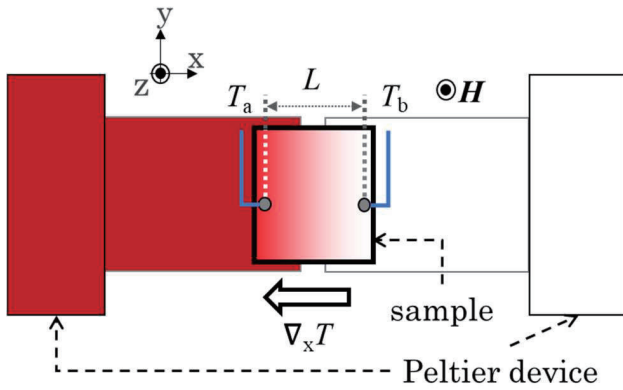
$\rho_{xx}$ ,  $\rho_{AHE}$  はそれぞれ電気抵抗率、異常ホール抵抗率であり、 $\alpha_{xx}$ ,  $\alpha_{xy}^A$  はそれぞれ熱電気伝導度のテンソルの対角成分と非対角成分である。(3)式右辺第二項  $S_{II}$  は、温度勾配 ( $x$  方向) と同方向に生じた電流の異常ホール効果に起因する横電圧への寄与を表す。対して、(3)式右辺第一項  $S_I$  は温度勾配 ( $x$  方向) がその直交方向 ( $y$  方向) の電界に直接変換される寄与を表す。この(3)式の各項の寄与の観点から近年、磁化の比較的大きな金属強磁性体や正味の磁化が非常に小さな反強磁性体に対し、異常ネルンスト効果の研究が進められている<sup>6), 9)~16)</sup>。一方、正味の磁化  $M_{net}$  を合金組成比により変調可能で、 $M_{net}$  が消失する磁化補償現象も生じ得る磁性体としてフェリ磁性合金薄膜があり、異常ネルンスト効果と磁化の相関についても検討が始められている<sup>18)</sup>。そこで、我々は副格子磁化が互いに反平行結合すると考えられる重希土類 (heavy Rare Earth: hRE) - 遷移金属 (Transition Metal: TM) GdFe フェリ磁性合金薄膜に着目した。本研究は、アモルファス GdFe フェリ磁性合金薄膜において(3)式で表される  $S_{ANE}$  と  $\rho_{AHE}$  の相関検討を目的とし、 $S_{ANE}$ ,  $\rho_{AHE}$ , ゼーベック係数  $S_{SE}$ ,  $\rho_{xx}$  の GdFe 合金組成比依存性につき評価を行った。

### 2. 実験方法

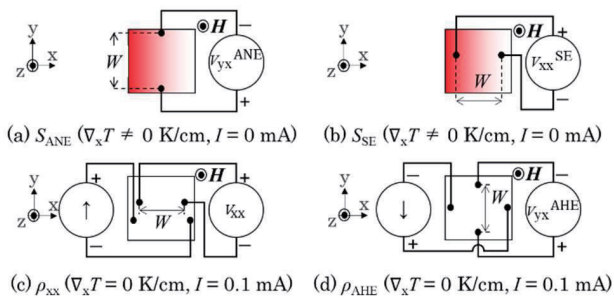
#### 2.1 GdFe フェリ磁性合金薄膜試料の作製および磁気特性評価

SiN(60 nm)/Gd<sub>x</sub>Fe<sub>100-x</sub>(20 nm)/SiN(5 nm)/glass sub. ( $x = 17, 20, 25, 30, 40, 50, 60$  at. %) をマグネトロンスパッタ法により

Corresponding author: Y. Kobayashi  
(e-mail: csyu21012@g.nihon-u.ac.jp).



**Fig. 1** Schematic illustration of temperature application device. Red (white) colored part means hotter (colder) area, and color gradation means temperature gradient.

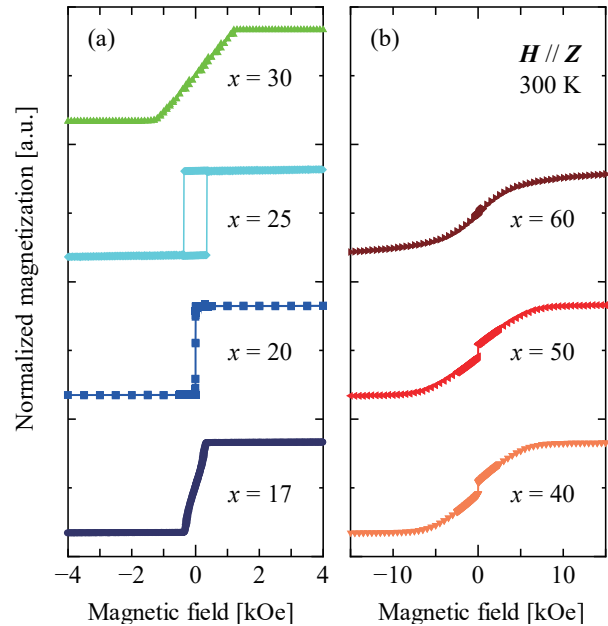


**Fig. 2** Schematic illustrations of measurement set-up for (a) anomalous Nernst effect  $V_{yx}^{ANE}$ , (b) Seebeck effect  $V_{xx}^{SE}$ , (c) longitudinal voltage  $V_{xx}$ , and (d) anomalous Hall effect  $V_{yx}^{AHE}$  of  $Gd_xFe_{100-x}$  alloy thin films.

作製した。試料薄膜の磁気特性を超伝導量子干渉素子式試料振動型磁力計 (Super Quantum Interference Devices – Vibrating Sample Magnetometer: SQUID-VSM) を用いて測定した。

## 2.2 電流磁気現象に関わる物理定数の測定方法

Fig. 1 に試料への温度勾配印加機構を示す。試料両端基板下に設置したペルチェ素子により、膜面内  $x$  方向に温度勾配  $\nabla_x T$  を印加した。熱電対端子間距離を  $L$  とし、接触型熱電対を用いて試料両端温度 ( $T_a$ ,  $T_b$ ) を測定した。Fig. 2 に以下の各測定における直流電流源および電圧計の接続方法を示す。各測定において膜面垂直  $z$  方向に外部磁界  $H$  を印加した。(a) 異常ネルンスト係数  $S_{ANE} : \nabla_x T$  を  $-20, 0, 20$  K/cm とし、膜面内  $y$  方向の電圧  $V_{yx}^{ANE}$  の外部磁界依存性を測定した。(b) ゼーベック係数  $S_{SE} : \nabla_x T$  を  $-20, 0, 20$  K/cm とし、膜面内  $x$  方向の電圧  $V_{xx}^{SE}$  の外部磁界依存性を測定した。(c) 電気抵抗率  $\rho_{xx} : \nabla_x T$  を  $0$  K/cm とし、 $x$  方向に  $I = 0.1$  mA を印加して、膜面内  $x$  方向の縦電圧  $V_{xx}$  の外部磁界依存性を測定した。(d) 異常ホール抵抗率  $\rho_{AHE} : \nabla_x T$  を  $0$  K/cm とし、 $x$  方向に  $I = 0.1$  mA を印加して膜面内  $y$  方向の電圧  $V_{yx}^{AHE}$  の外部磁界依存性を測定した。全ての測定は電極間距離を  $W$ 、試料温度  $T_b = 310$  K として測定を行った。ここで、アモルファス GdFe フェリ磁性合金薄膜では、各元素に由来すると考えられる副格子磁化の温度依存性の違いから元素比を変えるとその磁化特性が変わると考えられており、特に磁化補償温度近傍の試料温度で正味の磁化  $M_{net}$  が急峻に変化



**Fig. 3** Magnetic field dependence of normalized magnetization of  $Gd_xFe_{100-x}$  ((a)  $17 < x < 30$  at. % and (b)  $40 < x < 60$  at. %) alloy thin films at 300 K.

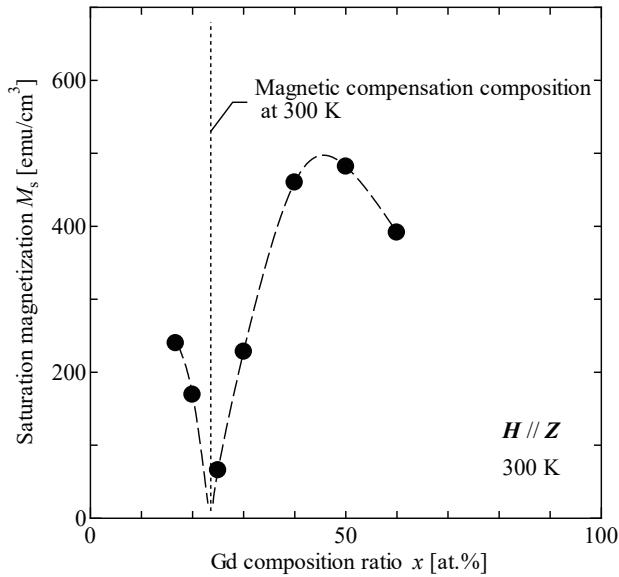
**Table 1** Coercivity  $H_c$  and saturation magnetic field  $H_s$  of  $Gd_xFe_{100-x}$  (20 nm) alloy thin films.

Gd composition ratio $x$ [at. %]	$H_c, H_s$ [kOe]
17	$H_s = 0.3$
20	$H_c < 0.1$
25	$H_c = 0.4$
30	$H_s = 1.2$
40	$H_s = 6.0$
50	$H_s = 6.6$
60	$H_s = 8.7$

する。そのため、アモルファス GdFe フェリ磁性合金薄膜に温度勾配を与えた際、試料内の温度勾配に応じた  $M_{net}$  の変化も生じることが推測される。ただし、本研究では試料両端の温度差  $\Delta T = T_a - T_b$  は最大 5 K 程度であり、本連続薄膜における磁化は試料内で概ね一様であると仮定して検討を行った。

## 3. 実験結果

本章では、試料薄膜の磁化特性測定結果 (Fig. 3 および Fig. 4)、温度勾配印加時の横電圧  $V_{yx}^{ANE}$  および縦電圧  $V_{xx}^{SE}$  の外部磁界依存性 (Fig. 5)、直流電流印加時の縦電圧  $V_{xx}$  および横電圧  $V_{yx}^{AHE}$  の外部磁界依存性 (Fig. 6) について述べる。また、 $V_{yx}^{ANE}$ ,  $V_{xx}^{SE}$ ,  $V_{xx}$  および  $V_{yx}^{AHE}$  の測定結果より求めた異常ネルンスト係数  $S_{ANE}$ 、ゼーベック係数  $S_{SE}$ 、電気抵抗率  $\rho_{xx}$ 、および異常ホール抵抗率  $\rho_{AHE}$  の GdFe 合金組成比依存性を Fig. 7 に示す。なお、熱電対を用い



**Fig. 4** Composition dependence of saturation magnetization  $M_s$  of  $Gd_xFe_{100-x}$  alloy thin films at 300 K. Solid line represents guide for eye.

た薄膜試料温度測定行為による試料温度の変化は、エラーバーの範囲であることを確認し測定を行った。

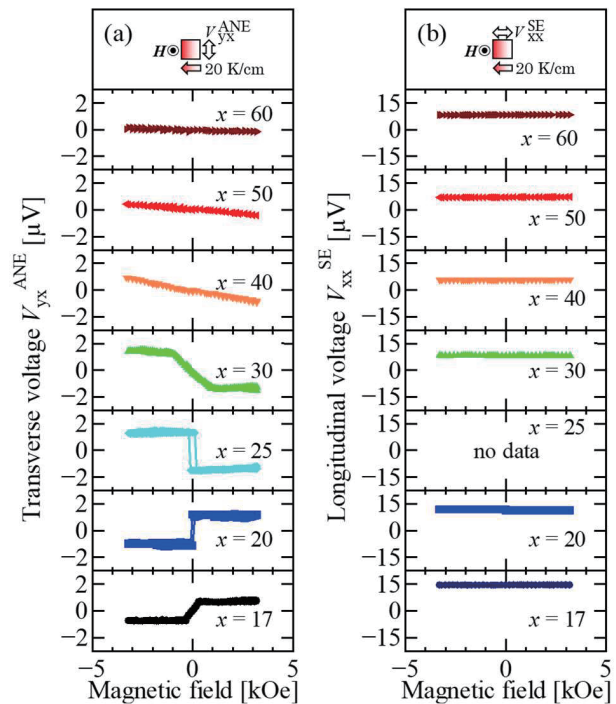
### 3.1 GdFe フェリ磁性合金薄膜試料の磁化特性評価

各試料薄膜の膜面垂直方向に外部磁界を掃引した際の 300 K における正味の磁化  $M_{net}$  の外部磁界依存性を Fig. 3 に示す。Gd 組成  $x = 20, 25$  at. % で膜面垂直に、 $x = 17$  at. % および  $x \geq 30$  at. % で膜面内に磁気異方性を有することを測定から確認した。ここで、垂直磁化膜 ( $x = 20, 25$ ) の  $M_{net}$  の符号が変化する外部磁界を保磁力  $H_c$  とした。また、面内磁化膜 ( $x = 17, x \geq 30$ ) では、強磁性成分の最大値  $M_s$  と各薄膜試料の外部磁界に対してなだらかに変化する磁界範囲 ( $x = 17, 30$  at. % では  $-0.5 < H < 0.5$  kOe,  $x > 40$  at. % では  $-6 < H < 6$  kOe) における磁化曲線の一次近似線の外挿との交点を飽和磁界  $H_s$  とした。各試料薄膜の  $H_c, H_s$  を Table 1 に示す。

次に  $M_{net}$  の最大値  $M_s$  の組成依存性を Fig. 4 に示す。Gd 組成  $x \leq 25$  at. % および  $x \geq 50$  at. % では、 $M_s$  は  $x$  の増加に伴い減少し、 $25 \leq x \leq 50$  at. % では、 $M_s$  は  $x$  の増加に伴い増加した。GdFe フェリ磁性合金の Fe 由来の磁化と Gd 由来の磁化の大きさが等しい組成では、磁化補償が生じ正味の磁化  $M_{net}$  が消失する。本試料群では  $x = 25$  at. % で  $M_s$  が最小となることから  $x = 25$  at. % 近傍に磁化補償組成が存在する。

### 3.2 異常ネルンスト係数 $S_{ANE}$ の組成依存性

上記 2.2(a) で示した測定手法でアモルファス GdFe フェリ磁性合金薄膜の異常ネルンスト効果を測定した。z 方向に  $\pm 6$  kOe の範囲で外部磁界を印加し、温度勾配  $\nabla_x T = +20$  K/cm としたときの横電圧  $V_{yx}^{ANE}$  の外部磁界依存性を Fig. 5 (a) に示す。正味の磁化  $M_{net}$  のヒステリシス特性を反映した  $V_{yx}^{ANE}$  の外部磁界依存性が測定された。面内磁化膜 ( $x = 17, x \geq 30$ ) では外部磁界に対して  $V_{yx}^{ANE}$  が単調に変化する領域が確認でき、垂直磁化膜 ( $x = 20, 25$ ) では  $V_{yx}^{ANE}$  の遷移過程を含まない急峻な変化が顕わとなった。



**Fig. 5** Magnetic field dependence of (a) transverse voltage  $V_{yx}^{ANE}$  and (b) longitudinal voltage  $V_{xx}^{SE}$  of  $Gd_xFe_{100-x}$  alloy thin films at  $\nabla_x T = +20$  K/cm, where the width  $W$  of the electrodes is 0.3 cm.

また、 $x \leq 40$  at. % では外部磁界に依らず  $V_{yx}^{ANE}$  が一定となる領域が顕わとなった。以上から、温度勾配と直交する磁化成分に起因する横電圧  $V_{yx}^{ANE}$  が測定されたと考えられる。ここで、温度勾配  $\nabla_x T$  を与えた時の異常ネルンスト電圧  $V_{ANE}$  を次式で定義する。

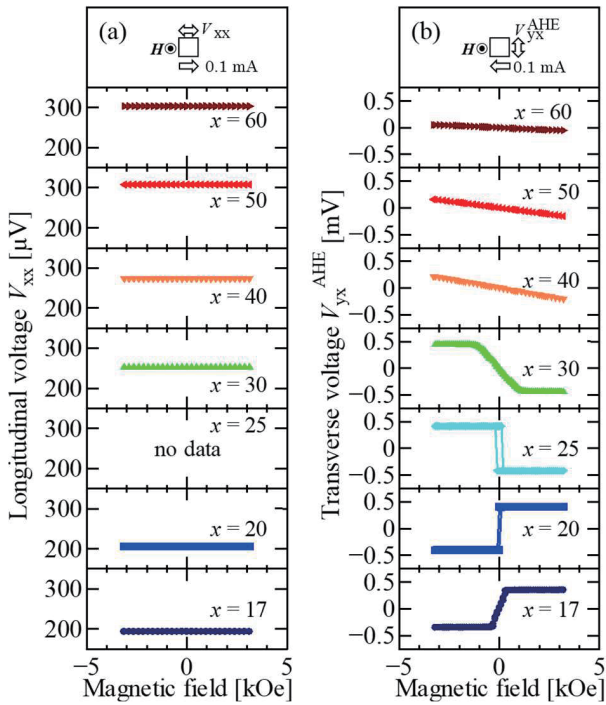
$$V_{ANE}(\nabla_x T) \equiv \frac{V_{yx}^{ANE}(\nabla_x T, +H_s') - V_{yx}^{ANE}(\nabla_x T, -H_s')}{2} \quad (4)$$

$M_{net}$  が z 方向に飽和する磁界を  $H_s'$  とする。Fig. 3 より  $x \leq 40$  at. % は外部磁界  $H = 3$  kOe において  $M_{net}$  が z 方向に平行であり、外部磁界に対する変化も十分小さい。従って、 $x \leq 40$  at. % では  $H_s' = \pm 3$  kOe における横電圧  $V_{yx}^{ANE}$  を用いて異常ネルンスト電圧  $V_{ANE}$  を求めた。一方、 $x \geq 40$  at. % では各試料薄膜の飽和磁界  $H_s = H_s'$  における  $V_{ANE}$  を横電圧  $V_{yx}^{ANE}$  の一次近似線から求めた。試料に与える  $\nabla_x T$  を変化させて  $V_{ANE}$  を求めると、いずれの試料においても  $V_{ANE}$  は  $\nabla_x T$  に比例することが分かった。これらのことから、アモルファス GdFe フェリ磁性合金薄膜において(1)式で表される温度勾配に起因し膜面垂直磁化に応じた横電界  $E_{yx}^{ANE}$  が生じたと考えられる。

さらに、異常ネルンスト係数  $S_{ANE}$  を次式で定義する。

$$S_{ANE} \equiv \frac{V_{ANE}(\nabla_x T)}{\nabla_x T \cdot W} \quad (5)$$

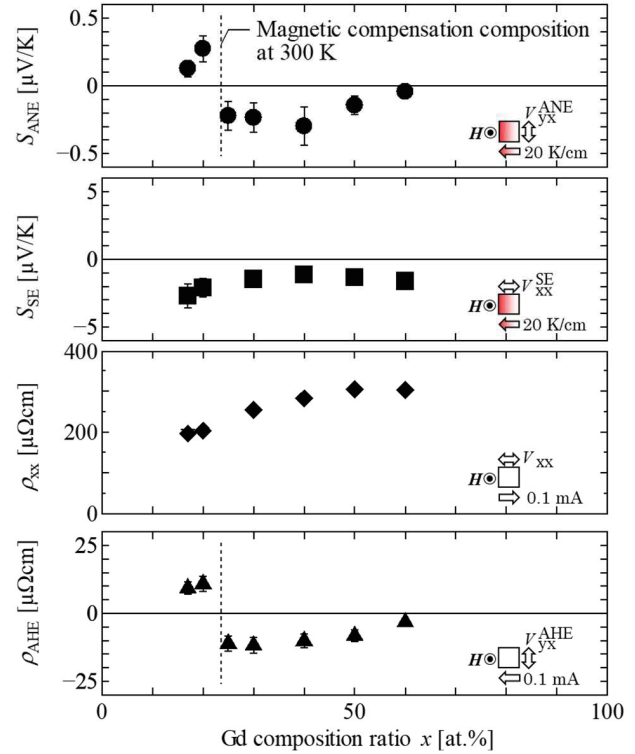
ここで  $W$  は電極間距離であり、本報告では  $W = 0.3$  cm である。異常ネルンスト電圧  $V_{ANE}$  の温度勾配依存性から各試料薄膜における  $S_{ANE}$  を求めた。 $S_{ANE}$  の組成依存性を Fig. 7



**Fig. 6** Magnetic field dependence of (a) longitudinal voltage  $V_{xx}$  and (b) transverse voltage  $V_{yx}^{AHE}$  of  $Gd_xFe_{100-x}$  alloy thin films at  $I = +0.1$  mA, where the width  $W$  of the electrodes is 0.3 cm.

(a)に示す. 室温における磁化補償組成 ( $x \approx 25$  at.%) に比べ遷移金属の組成比が大きい試料 ( $x < 25$  at.%) と希土類金属の組成比が大きい試料 ( $x \geq 25$  at.%) で  $S_{ANE}$  の符号が反転した. この結果は hRE-TM 合金フェリ磁性体である  $TbFeCo$  薄膜の異常ネルンスト係数が磁化補償組成を境に符号反転するという先行研究<sup>18)</sup>と同様の結果である. したがって, 本研究で用いたアモルファス  $GdFe$  フェリ磁性合金薄膜においても, Andoらの先行研究<sup>18)</sup>と同様に, 磁化補償組成を境に正味の磁化  $M_{net}$  における優勢副格子磁化が変化し,  $Fe$  および  $Gd$  の副格子磁化と外部磁界の平行・反平行の関係が反転すると考えられる. すなわち, 本研究で得られた異常ネルンスト係数  $S_{ANE}$  の符号反転は基準温度 310 K での優勢副格子磁化の違いから外部磁界と  $Fe$  と  $Gd$  の副格子磁化の向きが外部磁界方向に対してそれぞれ互いに反転したためであると考えられる.

次に, 異常ネルンスト係数の絶対値  $|S_{ANE}|$  の組成に対する変化に着目する.  $Gd$  組成  $x \leq 40$  at. % で  $x$  の増加に伴い  $|S_{ANE}|$  は増加し,  $40 \leq x \leq 60$  at. % では  $x$  の増加に伴い  $|S_{ANE}|$  が減少した. この結果と Fig. 4 を比べると, 本研究で用いたアモルファス  $GdFe$  フェリ磁性合金薄膜において,  $|S_{ANE}|$  と  $M_{net}$  の組成に対する変化傾向が対応しないことがわかった.



**Fig. 7** Composition dependence of (a) anomalous Nernst coefficient  $S_{ANE}$ , (b) Seebeck coefficient  $S_{SE}$ , (c) resistivity  $\rho_{xx}$ , and (d) anomalous Hall resistivity  $\rho_{AHE}$  of  $Gd_xFe_{100-x}$  alloy thin films. Error bars are mainly derived from the accuracy of distance measurement.

### 3.3 ゼーベック係数 $S_{SE}$ および電気抵抗率 $\rho_{xx}$ の組成依存性

本節では温度勾配に起因する縦(ゼーベック)電圧  $V_{xx}^{SE}$  と直流電流に起因する縦電圧  $V_{xx}$  の測定結果につき検討する. ただし, 試料破損につき,  $Gd$  組成  $x = 25$  at. % の試料薄膜における  $V_{xx}^{SE}$  と  $V_{xx}$  の測定結果は無記載とする. 上記 2.2 (b) で示した実験方法に従い,  $z$  方向に  $\pm 6$  kOe の範囲で外部磁界を印加し, 温度勾配  $\nabla_x T = +20$  K/cm としたときの縦(ゼーベック)電圧  $V_{xx}^{SE}$  の外部磁界依存性を Fig. 5 (b) に示す. いずれの試料においても, 磁界方向に依らず  $V_{xx}^{SE}$  の符号は変わらず, 外部磁界による  $V_{xx}^{SE}$  の変化率は 6 % 未満であった. 一方,  $Gd$  組成  $x = 17$  at. % と  $x = 40$  at. % の異なる組成の試料薄膜での  $V_{xx}^{SE}$  の変化率は 59 % である. 従って,  $Gd$  組成  $x$  による  $V_{xx}^{SE}$  の変化率に比べ外部磁界による  $V_{xx}^{SE}$  の変化は十分小さい.  $V_{xx}^{SE}$  の温度勾配依存性から各試料薄膜におけるゼーベック係数  $S_{SE}$  を次式を用いて求めた.

$$S_{SE} = - \frac{V_{xx}^{SE}(\nabla_x T) - V_{xx}^{SE}(-\nabla_x T)}{2\nabla_x T \cdot W} \quad (6)$$

$S_{SE}$  の組成依存性を Fig. 7 (b) に示す. 組成に依らず  $S_{SE} < 0$  であることから, 温度勾配により生じる電流のキャリアは伝導電子であると考えられる.

次に、ゼーベック係数の絶対値 $|S_{SE}|$ の組成に対する変化に着目すると、 $x \geq 50$  at. %では $x$ の増加に伴い $|S_{SE}|$ は増加し、 $17 \leq x \leq 40$  at. %で $x$ の増加に伴い $|S_{SE}|$ が減少した。

上記2.2(c)で示した実験方法に従い、 $z$ 方向に $\pm 6$  kOeの範囲で外部磁界を印加し、 $\nabla_x T = 0$  K/cm、印加電流 $I = +0.1$  mAとしたときの縦電圧 $V_{xx}$ の外部磁界依存性をFig. 6 (a)に示す。いずれの試料においても外部磁界による $V_{xx}$ の変化率は0.2%未満であった。一方、Gd組成 $x = 17$  at. %と $x = 50$  at. %の異なる組成の試料薄膜での $V_{xx}$ の変化率は37%であった。従って、Gd組成 $x$ による $V_{xx}$ の変化率に比べ外部磁界による $V_{xx}$ の変化は十分小さい。また、各試料薄膜における電気抵抗率 $\rho_{xx}$ を次式を用いて求めた。

$$\rho_{xx} = \frac{V_{xx} S}{I W} \quad (7)$$

$S$ は試料薄膜の断面積であり、本報告では $S = 0.8 \times 10^{-6}$  cm<sup>2</sup>である。 $\rho_{xx}$ の組成依存性をFig. 7 (c)に示す。 $\rho_{xx}$ はGd組成 $x$ の増加に伴い単調に増加した。

### 3.4 異常ホール抵抗率 $\rho_{AHE}$ の組成依存性

更に、本試料系における異常ホール効果を測定した。上記2.2(d)で示した実験方法に従い、 $\nabla_x T = 0$  K/cm、印加電流 $I = +0.1$  mAとしたときの横電圧 $V_{yx}^{AHE}$ の外部磁界依存性をFig. 6 (b)に示す。各試料薄膜において磁化 $M_{net}$ の外部磁界に対するヒステリシス特性を反映した $V_{yx}^{AHE}$ の外部磁界依存性が測定された。ここで、異常ホール電圧 $V_{AHE}$ を(8)式のように外部磁界を反転して測定した $V_{yx}^{AHE}$ の差で定義し、(9)式を用いて $V_{AHE}$ から異常ホール抵抗率 $\rho_{AHE}$ を求めた。

$$V_{AHE}(I) \equiv \frac{V_{yx}^{AHE}(I, +H_s') - V_{yx}^{AHE}(I, -H_s')}{2} \quad (8)$$

$$\rho_{AHE} \equiv \frac{V_{AHE} \cdot S}{I \cdot W} \quad (9)$$

$\rho_{AHE}$ の組成依存性をFig. 7 (d)に示す。室温における磁化補償組成( $x \approx 25$  at. %)に比べ遷移金属の組成比が大きい試料( $x < 25$  at. %)と希土類金属の組成比が大きい試料( $x \geq 25$  at. %)で $\rho_{AHE}$ の符号が反転した。次に、異常ホール抵抗率の絶対値 $|\rho_{AHE}|$ の組成に対する変化に着目する。Gd組成 $x \leq 20$  at. %では、 $x$ の増加に伴い $|\rho_{AHE}|$ は増加し、 $30 \leq x \leq 60$  at. %において $x$ の増加に伴い $|\rho_{AHE}|$ は減少した。

## 4. GdFe フェリ磁性合金薄膜における異常ネルンスト係数 $S_{ANE}$ への異常ホール抵抗率 $\rho_{AHE}$ の寄与

本節ではアモルファスフェリ磁性合金薄膜における異常ネルンスト係数 $S_{ANE}$ への異常ホール抵抗率 $\rho_{AHE}$ の寄与につき検討を行う。異常ホール効果と異常ネルンスト効果は、いずれも磁性体内を運動する電子の散乱方向が磁化方向に依存して偏極することに由来する。アモルファスGdFeフェリ磁性合金薄膜においても、温度勾配を印加した際の横電圧 $V_{yx}^{ANE}$ と直流電流を印加した際の横電圧 $V_{yx}^{AHE}$ はともに正味の磁化 $M_{net}$ のヒステリシス特性を反

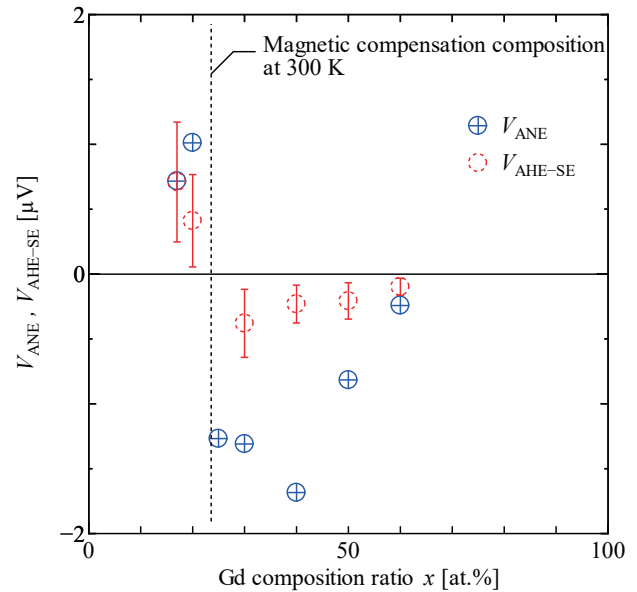


Fig. 8 Composition dependence of anomalous Nernst voltage  $V_{ANE}$  and Seebeck-driven anomalous Hall voltage  $V_{AHE-SE}$  of  $Gd_xFe_{100-x}$  alloy thin films.

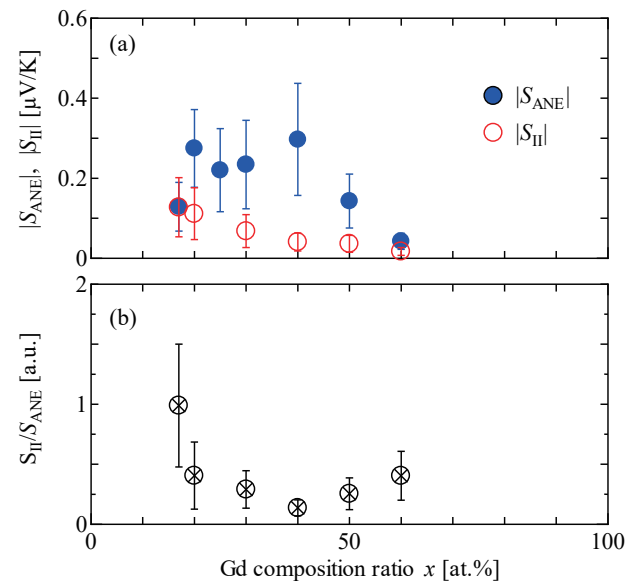


Fig. 9 Composition dependence of (a) absolute value of anomalous Nernst coefficient  $|S_{ANE}|$ , second term  $|S_{II}|$ , and (b) ratio of  $S_{ANE}$  and  $S_{II}$  ( $S_{II} / S_{ANE}$ ) of  $Gd_xFe_{100-x}$  alloy thin films.

映した外部磁界依存性が測定された。また、 $S_{ANE}$ と $\rho_{AHE}$ の組成依存性において符号反転が同様に生じ、 $|S_{ANE}|$ と $|\rho_{AHE}|$ の組成に対する変化傾向が類似する。これらのことから本報告で用いたアモルファスGdFeフェリ磁性合金薄膜においても異常ホール効果と異常ネルンスト効果に相関があると考えられる。ここで、抵抗率 $\rho_{xx}$ をもつ試料薄膜において温度勾配と同方向に流れる電流による異常ホール効果により異常ネルンスト電圧 $V_{ANE}$ が生じる状況を仮定する。(6)式に従うと試料に温度勾配 $\nabla_x T$ を与えた時の $\nabla_x T$ と平行方向に生じるゼーベック電流 $i_{xx}^{SE}$ は次式のように考えられる。



$$i_{xx}^{SE}(\nabla_x T) = -\alpha_{xx}\nabla_x T = -\frac{S_{SE}}{\rho_{xx}}\nabla_x T \quad (10)$$

(10)式と各試料薄膜のゼーベック係数 $S_{SE}$ 、電気抵抗率 $\rho_{xx}$ を用いると、それぞれの組成において $i_{xx}^{SE}$ は $80 \sim 250 \text{ mA/cm}^2$ と見積もられる。また、ゼーベック電流 $i_{xx}^{SE}$ による異常ホール効果に起因して生じる電圧 $V_{AHE-SE}$ は次式を用いて見積もられる。

$$V_{AHE-SE} = \rho_{AHE} i_{xx}^{SE} W \quad (11)$$

上記3.1で求めた異常ネルンスト電圧 $V_{ANE}$ と $V_{AHE-SE}$ の組成依存性をFig. 8に示す。いずれの試料においても、 $|V_{ANE}| \geq |V_{AHE-SE}|$ である。このことから、アモルファス GdFe フェリ磁性合金薄膜に温度勾配を与えた場合でも(3)式右辺第二項に起因する横電圧が生じると考えられる。

次に、アモルファス GdFe フェリ磁性合金薄膜における異常ネルンスト係数 $S_{ANE}$ と(3)式右辺第二項 $S_{II}$ の相関検討を行う。異常ホール抵抗率 $\rho_{AHE}$ と、ゼーベック係数 $S_{SE}$ 、電気抵抗率 $\rho_{xx}$ を用いて次式より各組成における $S_{II}$ を求めた。

$$S_{II} = -\rho_{AHE}\alpha_{xx} = -S_{SE}\frac{\rho_{AHE}}{\rho_{xx}} \quad (12)$$

$|S_{ANE}|$ と $|S_{II}|$ の組成依存性をFig. 9(a)に示す。 $S_{ANE}$ および $S_{II}$ はGd組成 $x \leq 20 \text{ at. \%}$ ではともに正であり、 $30 \leq x \leq 60 \text{ at. \%}$ ではともに負である。すなわち $S_{ANE}$ と $S_{II}$ は組成変化に伴い同様の符号反転を示す。ここで、 $S_{II}$ と $S_{ANE}$ の組成依存性を比較すると、Fig. 9(b)に示したように、いずれの試料においても $S_{II}/S_{ANE}$ は13%以上であり、 $S_{II}$ はいずれの組成比でも存在すると言える。このことから、アモルファス GdFe フェリ磁性合金薄膜の異常ネルンスト効果が(3)式に従う場合、 $S_{ANE}$ に $S_{II} = -\rho_{AHE}\alpha_{xx}$ に起因する異常ネルンスト成分の寄与が含まれると考えられる。一方、同じく(3)式が成り立つ場合、 $S_{II}/S_{ANE}$ が組成依存性を持つことから、組成変化する $S_I$ の寄与もあり $S_I$ が磁化方向に依存することが推測されるが、 $\alpha_{xy}^*$ の組成による変化等については継続検討が必要である。

## 5. まとめ

アモルファス GdFe フェリ磁性合金薄膜における異常ネルンスト効果への異常ホール効果の寄与を明らかにすることを目的とした。そのため、磁気特性および電流磁気現象に関わる物性定数の組成依存性につき評価・検討を行った。アモルファス Gd<sub>x</sub>Fe<sub>100-x</sub>フェリ磁性合金薄膜において、温度勾配を印加した際の横電圧 $V_{yx}^{ANE}$ および直流電流を印加した際の横電圧 $V_{yx}^{AHE}$ は、正味の磁化 $M_{net}$ のヒステリシス特性を反映した外部磁界依存性を示した。これらの結果から異常ネルンスト係数 $S_{ANE}$ と異常ホール抵抗率 $\rho_{AHE}$ を求めたところ、符号変化も含め $S_{ANE}$ と $\rho_{AHE}$ は同様の組成依存性を示した。このことからアモルファス GdFe フェリ磁性合金薄膜における異常ネルンスト効果と異常ホール効果に相関がみられた。

次に、ゼーベック電流による異常ホール効果に起因する異常ネルンスト成分 $S_{II}$ の $S_{ANE}$ への寄与について検討した。 $S_{II}$ はゼーベック係数、電気抵抗率、および異常ホール抵抗率より見積もった。 $S_{II}$ の組成依存性と $S_{ANE}$ の組成依存性を比較すると、 $S_{II}$ はいずれの組成比でも存在し、組成変化に伴い $S_{ANE}$ と同様の符号変化を示した。また、Gd組成比が小さい組成で $S_{II}$ が支配的であることがわかった。これらのことから、アモルファス GdFe フェリ磁性合金薄膜において、 $\rho_{AHE}$ の存在により異常ネルンスト電圧が生じ得ることを示した。

**謝辞** 本研究の一部は、JSPS 科研費(21K04184)の助成により行った。

## References

- 1) X. L. Shi, J. Zou, and Z. G. Chen: *Chem. Rev.*, **120**, 7399–7515 (2020).
- 2) M. Mizuguchi, and S. Nakatsuji: *Sci Technol Adv Mater.*, **20**, 1, 262–275 (2019).
- 3) Y. Sakuraba, K. Hasegawa, M. Mizuguchi, T. Kubota, S. Mizukami, T. Miyazaki, and K. Takanshi: *Appl. Phys. Express.*, **6**, 033003 (2013).
- 4) H. Narita, M. Ikhlas, M. Kimata, A. A. Nugroho, S. Nakatsuji, and Y. Otani: *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 202404 (2017).
- 5) K. Uchida, and R. Iguchi: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **90**, 122001 (2021).
- 6) W. Zhou, K. Yamamoto, A. Miura, R. Iguchi, Y. Miura, K. Uchida, and Y. Sakuraba: *Nat. Mater.*, **20**, 463–467 (2021).
- 7) A. W. Smith: *Phys. Rev.*, **33**, 295–306 (1911).
- 8) T. Miyasato, N. Abe, T. Fujii, A. Asamitsu, S. Onose, N. Nagaosa, and Y. Tokura: *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 086602 (2007).
- 9) R. Ramos, M. H. Aguirre, A. Anadón, J. Blasco, I. Lucas, K. Uchida, P. A. Algarabel, L. Morellón, E. Saitoh, and M. R. Ibarra: *Phys. Rev. B*, **90**, 054422 (2014).
- 10) R. Ramos, P. Wongjom, R. Iguchi, A. Yagmur, Z. Qiu, S. Pinitsoontorn, K. Uchida, and E. Saitoh: *J. Magn. Magn. Mater.*, **447**, 134–138 (2018).
- 11) M. Ikhlas, T. Tomita, T. Koretsune, M. Suzuki, D. Nishio-Hamane, R. Arita, Y. Otani, and S. Nakatsuji: *Nat. Phys.*, **13**, 1085–1090 (2017).
- 12) S. N. Guin, K. Manna, J. Noky, S. J. Watzman, C. Fu, N. Kumar, W. Schnelle, C. Shekhar, Y. Sun, J. Gooth, and C. Felser: *NPG Asia Mater.*, **11**, 16 (2019).
- 13) T. Chen, T. Tomita, S. Minami, M. Fu, T. Koretsune, M. Kitatani, M. Ikhlas, D. Nishio-Hamane, R. Ishii, F. Ishii, R. Arita, and S. Nakatsuji: *Nat. Commun.*, **12**, 572 (2021).
- 14) J. Hu, Y. Zhang, X. Huo, N. Li, S. Liu, D. Yu, J. P. Ansermet, S. Granville, and H. Yu: *IEEE Magn. Lett.*, **13**, 4503605 (2022).
- 15) J. Weischenberg, J. Weischenberg, F. Freimuth, S. Blugel, and Y. Mokrousov: *Phys. Rev. B*, **87**, 060406 (2013).
- 16) K. Hasegawa, M. Mizuguchi, Y. Sakuraba, T. Kamada, T. Kojima, T. Kubota, S. Mizukami, T. Miyazaki, and K. Takanashi: *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 252405 (2015).
- 17) K. Uchida, T. Kikkawa, T. Seki, T. Oyake, J. Shiomi, Z. Qiu, K. Takanashi, and E. Saitoh: *Phys. Rev. B*, **92**, 094414 (2015).
- 18) R. Ando, T. Komine, and Y. Hasegawa: *J. Elec. Mater.*, **45**, 7, 3570–3575 (2016).
- 19) T. C. Chuang, P. L. Su, P. H. Wu, and S. Y. Huang: *Phys. Rev. B*, **96**, 174406 (2017).
- 20) R. Ando, T. Komine: *AIP Adv.*, **8**, 056326 (2018).

2022年11月14日受理, 2023年3月1日採録



## 電子機器の実回路に適応可能な高周波近傍磁界測定手法の提案

# Proposal of High Frequency Near Magnetic Field Measurement Method Applicable to Actual Circuits in Electronic Devices

荻田健徳<sup>a,b)</sup>・石田竜太<sup>a,b)</sup>・後藤太一<sup>b)</sup>・石山和志<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 (〒980-8579)

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

Takenori Karita<sup>a,b)</sup>, Ryuta Ishida<sup>a,b)</sup>, Taichi Goto<sup>b)</sup> and Kazushi Ishiyama<sup>b)†</sup>

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

<sup>b)</sup>RIEC Tohoku Univ., 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8577, Japan

In recent years, electromagnetic communication problems have been a concern, such as device malfunctions caused by the leakage of electromagnetic waves. To overcome this, technologies to accurately measure high-frequency magnetic fields are required. We use a magneto-optic crystal and pulsed laser to detect magnetic fields, that enable low invasiveness against magnetic fields. In addition, by using the stroboscopic method, we can measure AC magnetic fields with phase information. To do this, it is necessary to synchronize the pulsed laser oscillation and magnetic fields to be measured. In previous studies, we obtained high-frequency signals that generate electromagnetic fields using a metallic probe directly. However, when those signals are in the GHz band, signal acquisition is difficult, mainly due to impedance mismatch at the probe contacts. To apply our magnetic field measurement system to commercial electronic devices, this study proposes a new method for obtaining a synchronization signal from a crystal oscillator, which is the basic clock signal source for electronic devices. We verified the usefulness of this method by measuring the magnetic field distribution of a microstrip line. We then measured the magnetic field distribution of commercially available high-frequency electronic devices.

**Keywords:** magnetic optical effect, garnet, synchronization, magnetic field measurement

### 1. はじめに

近年、携帯電話や通信機器をはじめとした電子機器の普及・高性能化に伴い LSI の高密度化による素子や配線間隔の縮小、駆動周波数の高周波化、低電圧駆動により、回路内の漏洩電磁波による誤動作、通信障害など、電子機器内において従来にはない電磁干渉の問題が発生している<sup>1)</sup>。この問題の解決には、漏洩電磁波発生箇所シールドを施す手法などが効果的だが、そのためにもまず漏洩電磁波の発生箇所を特定し正確に計測する技術が必要である。微弱な高周波近傍磁界を計測する方法として、金属ループコイルを用いた方法がある<sup>2) 3)</sup>。しかし、測定感度とループ径(空間分解能)の間にはトレードオフの関係があり、さらに GHz 帯の高周波領域では電界との結合により測定感度が低下する問題がある<sup>4)</sup>。また、プローブが金属製であるため測定対象の磁界分布を乱し、測定精度の低下や、測定対象回路の動作への影響が問題となっている<sup>5)</sup>。

我々は、磁気光学効果<sup>6) 7)</sup>と短パルスレーザを用いた高周波近傍磁界計測システムを構築し、研究を行っている<sup>8)</sup>。絶縁性磁性体である磁性ガーネット膜をプローブとして用いることで、金属ループコイルに比べて低侵襲かつ空間分解能が高い近傍磁界計測が可能である。本磁界計測システムは、測定対象の高周波磁界とパルスレーザの発振

を同期し、被測定磁界の特定位相でのみレーザが発振するストロボ法を用いることで、位相情報を含んだ磁界計測を可能としている<sup>8) 9)</sup>。先行研究では、測定対象である漏洩電磁波の要因となる高周波信号を同期信号として取り出す手法により、市販の電圧制御発信器(VCO: Voltage Controlled Oscillator)の磁界分布測定を行い、本システムが実回路の磁界分布測定に適用できる可能性を示した。しかし、同期信号として取り出す信号は GHz 帯の高周波信号であり、これらを直接金属プローブや同軸コネクタによって取り出すことはインピーダンス不整合やクロストークによる信号の劣化を招き、信号品質を維持したまま同期信号を取得することは容易ではなかった。また、高周波信号源が IC チップに内蔵されている場合には同期信号を取り出すことは不可能であり、磁界計測を行えなかった。

そこで本研究では、磁界計測システムを市販の電子機器へ適用するため、電子回路内の基本クロック信号源である水晶発振器から同期信号を取得する新たな方法を提案する。また、本手法を用いてマイクロストリップライン(MSL)及び市販の周波数シンセサイザの磁界分布計測を行うことで本手法の有用性について検討した。

Corresponding author: K. Ishiyama (e-mail: [ishiyama@riec.tohoku.ac.jp](mailto:ishiyama@riec.tohoku.ac.jp)).

## 2. 原理・測定方法

### 2.1 磁界検出手法

Fig. 1 に本研究で使用した磁界計測システムの概略を示す。プローブである磁性ガーネット膜を被測定磁界近傍に設置し、パルスレーザを垂直方向に照射した。レーザ光が通過する磁性ガーネット膜内部では被測定磁界により磁化状態が変化し、反射光の偏光状態の変化を磁界の変化として検出した<sup>10) - 13)</sup>。レーザ光は磁性ガーネット膜に対して垂直に入射したため、膜に対して垂直方向の磁界成分を検出した。磁性ガーネット膜は 1 cm 角にした Matesy 社の Matesy Type B であり、片面には反射膜(誘電体多層膜)を形成した。入射と反射により光路長は膜厚の 2 倍となるため、得られたファラデー回転角も 2 倍となった。レーザが入射する際には、磁性ガーネット膜表面と反射膜で 2 種類の反射光が発生し、前者は極カー効果、後者はファラデー効果による偏光状態の変化が起きている。よって磁界計測では、2 種類が混合した光による出力が得られる。しかし、レーザ光は磁性ガーネット膜に対して垂直に入射するため、磁性ガーネット膜表面の反射光に比べ、内部を通過し、反射膜で反射する光の方が支配的である。よって反射光全てをファラデー効果による偏光面の回転とした。

反射光は偏向ビームスプリッタ(Polarizing Beam Splitter; PBS)によって P 偏光と S 偏光に分離され、2 つのフォトディテクタによって光電変換を行った。2 つの電圧値の差から偏光角の回転による P 偏光と S 偏光の変化を差動検出し、磁界強度に応じたファラデー回転角を計測した。測定対象の高周波磁界によって生じるファラデー回転角の変化は微小であり、単一のレーザパルス光の強度も微弱である。高感度な磁界計測を実現するため、本システムでは被測定磁界とパルスレーザの発振を同期し、測定磁界の特定位相でレーザパルス光を複数回照射した。高感度なフォトディテクタを用い、レーザパルス光を積算することによって大きな信号強度を得た。さらに、被測定磁界と同期した位相の異なる 2 つのレーザトリガ信号(Trigger A, Trigger B)をバースト変調し、パルスレーザを発振させた。それによって得た 2 つのフォトディテクタの差動信号をロックインアンプで検出する手法<sup>9)</sup>により、高感度かつ再現性の高い磁界検出が可能である。

### 2.2 被測定磁界とレーザトリガ信号の同期

ストロボ法を用いるためには、被測定磁界とレーザのパルス発振の同期が必要である。本計測システムでは、電子機器等の測定対象内部流れる信号を同期の基準とし、磁界計測を行っている。先行研究<sup>9)</sup>では、測定対象の電子回路内の部品から、被測定磁界の要因となる高周波信号を金属プローブや、同軸コネクタを用いて直接取り出していた。しかし、金属プローブで GHz 帯の高周波信号を取り出すことは信号品質を維持することが容易ではなく、さらに、高周波信号源が IC チップ内に埋め込まれている場合には信号を取り出せず、本システムを適用できなかった。

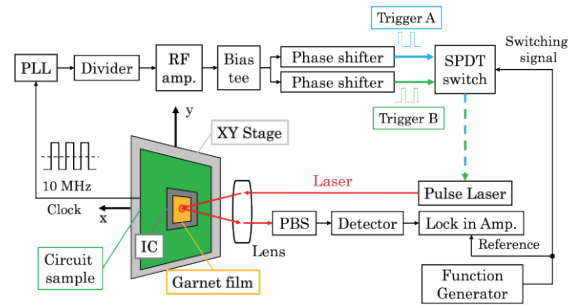


Fig. 1 Schematic of RF magnetic field measurement system.

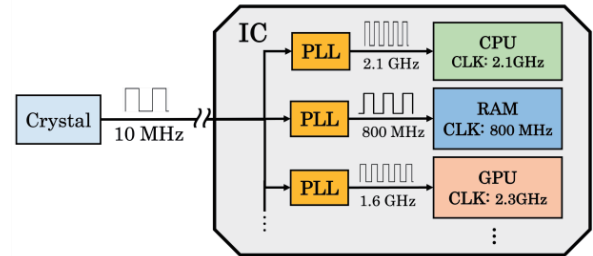


Fig. 2 Example of a typical modern electronic device configuration.

そこで本研究では、電子回路の構成に着目し、回路内の水晶発振器から同期信号を取り出す新たな方法をとった。Fig. 2 に一般的な電子回路の回路構成を示す。CPU, RAM 等の電子回路内の部品はそれぞれ異なるクロック周波数で動作するが、それらは水晶発振器によって生成される低周波の基本クロック信号と同期した高周波信号として PLL により生成される。高周波信号の配線をできる限り短くすることで信号品質を保つ構成が施されている。この構成を元に、水晶発振器の基本クロック信号と同期した高周波信号を計測の同期信号とする手法をとった。

測定対象の回路内の水晶発振器から取得した数十 MHz 程度の基本クロック信号を PLL によって通倍し、さらに分周器によってパルスレーザのトリガ信号として適切な周波数帯へ低周波化した。また、後段に DC バイアスティーと RF アンプを接続することにより、パルスレーザの発振閾値である 0.5 V 以上の矩形波を生成した。なお、パルスレーザの発振タイミングをコントロールし、2 つの位相群を作り出す Phase shifter の位相シフト範囲は 2500 ps であり、一周期分の位相情報を得られる被測定磁界の最低周波数は 400 MHz である。

## 3. 実験結果及び考察

### 3.1 レーザ発振トリガ信号のジッタ計測

ストロボ法を用いる本磁界計測システムは、被測定磁界の特定の位相でパルスレーザを発振する。被測定磁界の正確な位相・振幅情報を得るためには、レーザパルス幅とレーザトリガ信号のタイミングジッタが被測定磁界の周期に対して十分小さいことが求められる。周期に対してレーザパルス幅が広い場合、検出するレーザ反射光は被測定磁界の特定位相周辺の位相情報を含んだ光となる。そのため

パルス幅が短いほど時間分解能が高く、より正確な振幅情報が得られる。タイミングジッタはレーザトリガ信号を生成する過程で通過する PLL, 分周器等によって発生する。これは、パルスレーザの発振タイミングのブレの原因となり、誤った位相の磁界検出につながる。そのため特定の位相で磁界測定を複数回行い、その平均を取ることで出力を得た。ここではタイミングジッタ+レーザパルス幅を時間分解能の指標とする。本研究で使用するレーザパルス光の半値幅は 60 ps, トリガ信号の周期ジッタが 4.2 ps であり、時間分解能は 64.2 ps となる。これをもとに計測磁界の振幅情報の取得精度  $\alpha$  (%) を式(1), 位相情報の取得精度  $\beta$  (%) を式(2)によって算出した結果を Table 1 に示す。

$$\alpha = \left(1 - \frac{\text{時間分解能 (ps)}}{\text{磁界周期 (ps)}}\right) \times 100 \quad (\%) \quad (1)$$

$$\beta = \left(1 - \frac{\text{タイミングジッタ (ps)}}{\text{磁界周期 (ps)}}\right) \times 100 \quad (\%) \quad (2)$$

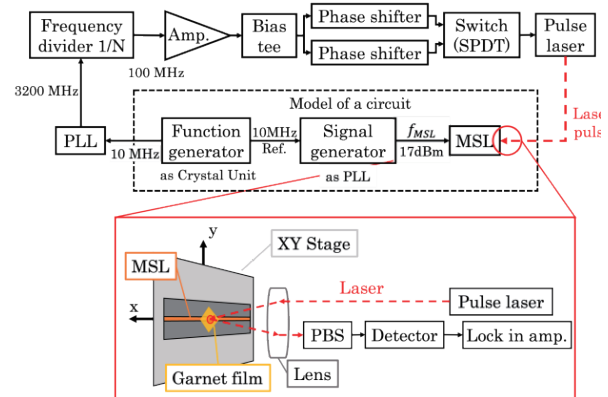
今回、測定対象の磁界周波数は  $\sim 3.2$  GHz である。測定値の  $\alpha$  は 79.5%,  $\beta$  は 98.7% であり、十分な精度で磁界計測が可能であると考えられる。

### 3.2 MSL 近傍磁界分布計測による検証実験

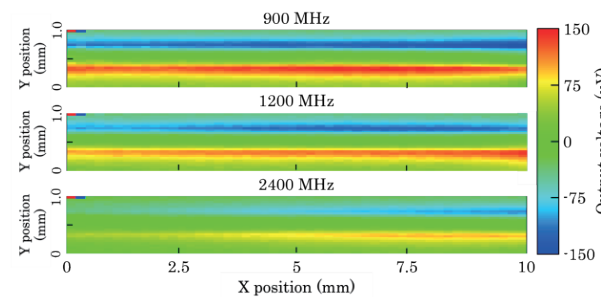
今回提案する新たな同期信号の取得方法により、被測定磁界と磁界計測システムが同期可能であり、ストロボ法による磁界計測が行えることを確認するため、検証実験として RF 信号を導通した MSL の磁界分布測定を行った。Fig. 3 に検証に用いた系を示す。点線部は Fig. 2 に示した電子回路の構成を模した回路である。水晶発振器をファンクションジェネレータ (Agilent Technologies, 81160A), PLL をシグナルジェネレータ (Rohde & Schwarz, SMA 100A), 磁界測定対象部品を MSL としている。ファンクションジェネレータから基本クロック信号として 10 MHz の参照信号をシグナルジェネレータの参照信号入力端子に接続し、同期をとった。シグナルジェネレータの RF 出力端子から他端を 50  $\Omega$  終端した MSL へ RF 信号を投入した。磁界計測システムでは、ファンクションジェネレータから 10 MHz の基本クロック信号を同期信号として受け取り、PLL によって 3200 MHz に通倍, 1/32 分周器, RF アンプ等によって生成した 100 MHz の矩形波をレーザトリガ信号として用いた。MSL への RF 信号の投入電力は 17 dBm とし、本システムが特定の磁界の周波数成分以外も検出可能であることを示すため、RF 信号の周波数は 900 MHz, 1200 MHz, 2400 MHz とした。また、磁界分布の取得に際し、MSL は 0.1  $\mu\text{m}$  の空間分解能をもつ XY ステージに取り付け、X: 10 mm  $\times$  Y: 1 mm の範囲を X 軸方向に 200  $\mu\text{m}$ , Y 軸方向に 40  $\mu\text{m}$  ずつ走査して各位置における磁界強度を計測した。MSL 内の RF 信号は X 軸方向に進行し、発生する正弦波磁界の最大値が測定範囲内のおおよそ中央になるように測定位相を Phase shifter

**Table 1** Acquisition accuracy of phase and amplitude information by frequency.

Frequency of magnetic field (GHz)	Cycle of magnetic field (ps)	Accuracy of amplitude information $\alpha$ (%)	Accuracy of phase information $\beta$ (%)
1.0	1000	93.6	99.6
2.0	500	87.2	99.2
3.0	333	80.7	98.7
3.2	313	79.5	98.7
5.0	200	67.9	97.9
7.0	143	55.1	97.1
10.0	100	35.8	95.8
15.6	64	0.0	93.4



**Fig. 3** Schematic of RF magnetic field measuring system used for verifying our proposed synchronization method.



**Fig. 4** Measured magnetic field distribution near the microstrip line at the frequency of 900, 1200 and 2400 MHz.

によって調整した。測定範囲内で観察可能な磁界波長は 900 MHz, 1200 MHz, 2400 MHz の磁界に対してそれぞれ,  $0.07\lambda$ ,  $0.08\lambda$ ,  $0.15\lambda$  となる。測定結果を Fig. 4 に示す。測定電圧の大きさはレーザ反射光の回転角の変動に比例し、磁気光学効果の大きさ、すなわち磁界強度を示す。3 種類の磁界周波数全てにおいて、最も磁界強度が強くなる MSL のエッジ付近に大きな出力が確認できた。なお、Table 1 に示した通り、磁界振幅の測定値は磁界周波数が高くなるにつれて低下することも確認できる。また、磁界の正負を検出できていることから、ストロボ法により測定位相の磁界分布が測定できていることがわかる。このことか

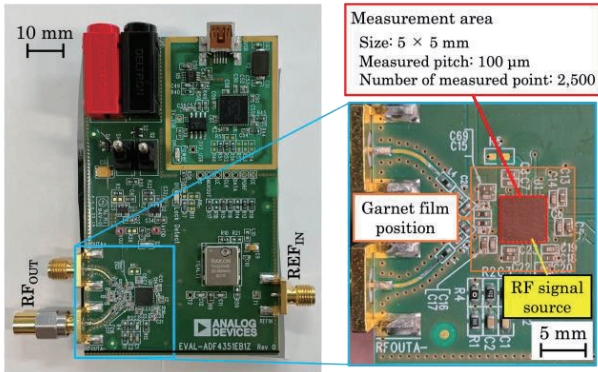


Fig. 5 Electronic circuit board (Analog devices, EVAL-ADF4351-EBZ1) used for measurement.

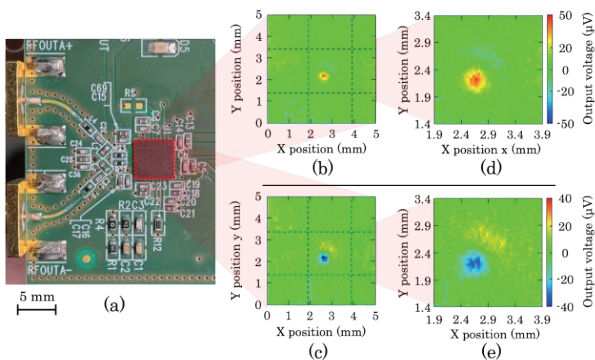


Fig. 6 Measured magnetic field distribution on the IC chip surface. (a) Overall photo of the circuit board. Magnetic field map with the phase of (b) 0 degrees and (c) 180 degrees. (d) (e) Their enlarged figure.

ら、本磁界計測システムがファンクションジェネレータから取得した基本クロック信号のみの情報によって、電子機器の実回路を模した構成によって動作する部品の漏洩磁界分布を測定可能であることが確認できた。

### 3.3 実回路の磁界分布測定

本手法が市販の電子機器の実回路に適用可能であることを示すため、実証実験として Fig. 5 に示す周波数シンセサイザ(Analog Devices, EVAL-ADF4351EBZ1)のICチップ近傍より発生する漏洩磁界分布の計測を行った。この回路は、水晶発振器または外部からの参照信号をもとに、参照信号と同期した高周波クロック信号を生成するものである。今回は、水晶発振器ではなくファンクションジェネレータ(Agilent Technologies, 81160A)から 10 MHz の矩形波を参照信号として周波数シンセサイザに投入し、生成する高周波クロック信号は 3.2 GHz、+5 dBm とした。磁界計測システムへ入力する同期信号は、周波数シンセサイザ上のテストピン(T2)からオシロスコープ用金属プローブ(Rohde & Schwarz, RT-ZP10)を用いて取得した。パルスレーザの発振周波数及びレーザトリガ信号の生成過程は検証実験と同様とした。磁性ガーネット膜は厚さ 80  $\mu\text{m}$

の両面テープによって IC チップの表面に平行になるように設置した。測定範囲は、高周波信号源である VCO を内蔵する大きさ 5 mm $\times$ 5 mm の IC チップ(Analog Devices, ADF4351BCPZ)表面とし、XY ステージを 100  $\mu\text{m}$  ずつ走査し磁界分布を測定した。測定結果を Fig. 6 に示す。(b)は(a)に示す測定範囲全体の磁界分布である。IC チップの中央付近に局所的な強い磁界分布が確認できた。(b)の測定位相を 0 deg とし、測定位相を 180 deg シフトすると(c)に示すように正負が反転した磁界分布が現れた。(d),(e)はそれぞれの拡大図である。この結果から、提案した同期手法により市販の高周波回路に対してストロボ法を用いた磁界分布測定が可能であることを示した。

## 4. まとめ

パルスレーザと磁気光学効果を利用した磁界計測システムにおいて、被測定磁界とシステムの新たな同期手法を提案し、その検討を行った。検証実験として MSL の磁界分布測定を行うことで、本手法によりストロボ法を利用した磁界計測が可能であることを示した。その上で、GHz 帯で動作する市販の周波数シンセサイザの IC チップ部分の近傍磁界分布測定を行い、動作周波数と同じ周波数の漏洩磁界を計測した。これらの結果から、本手法により漏洩磁界の原因となる高周波信号を直接同期信号として取得する従来の方法では不可能であった、市販の電子機器の実回路を含めた幅広い電子回路の磁界計測が可能であることを示した。しかし、技術の進歩に伴いさらに高周波かつ微弱な漏洩電磁波の計測技術が求められており、実用的な近傍磁界計測手法とするにはさらなる検出感度及び測定可能周波数の向上が必要である。これらについては、磁性ガーネット膜以外を含めた新たな材料の選定や、パルス幅が短く高出力なレーザを導入することにより達成可能であると考えられる。

**謝辞** 本研究を進めるにあたり東北学院大学の柁修一郎教授からは数多くのご助言をいただきました。ここに感謝を表します。後藤が支援を受けた JSPS 科研費 No.20H02593, No.20K20535, NEDO No.20002157, TI-FRIS フェローシップ、電子回路基板技術振興財団研究助成金、田中貴金属記念財団に感謝を表します。

## References

- 1) M. Yamaguchi: *J. Magn. Soc. Japan*, **28**, 5, 686, (2004).
- 2) J. Dyson: *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **AP-21**, 4, 446, (1973).
- 3) N. Tamaki, N. Masuda, T. Kuriyama, J. C. Bu, M. Yamaguchi, and K. I. Arai: *IEICE Trans. Electronics*, **J87-C**, 3, 335, (2004).
- 4) H. Funato, and T. Suga: *Journal of Japan Institute of Electronics Packaging*, **14**, 3, 195, (2011).
- 5) J. Shi, K. Slattery, M. Yamaguchi, K. I. Arai, and R. DuBroff, *The 2003 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, TH-A-P1-11, Istanbul, Turkey(2003-5).
- 6) M. Inoue, M. Levy, and A. V. Baryshev, *Magnetophotonics*

- from theory to applications* (Springer, New York, 2014).
- 7) T. Goto, and M. Inoue, "Magneto-optics at Frequency of 500 THz," *J. Magn. Soc. Japan*, **17**, 109, (2022).
  - 8) H. Nasuno, S. Hashi, and K. Ishiyama, *IEEE Trans. Magn.*, **47**, 4011, (2011).
  - 9) D. Tatsuoka, S. Hashi, and K. Ishiyama, *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 37, (2020).
  - 10) Anjan Barman, T. Kimura, Y. Otani, Y. Fukuma, K. Akahane, and S. Meguro, *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 123905, (2008).
  - 11) T. Ishibashi, T. Kawata, T. H. Johansen, J. He, N. Harada, and K. Sato, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **32**, 150, (2008).
  - 12) R. Hashimoto, T. Yonezawa, H. Takagi, T. Goto, H. Endo, A. Nishimizu, and M. Inoue, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **39**, 213, (2015).
  - 13) Y. Yoshihara, T. Sugita, P. B. Lim, Y. Tamba, H. Inoue, K. Ishiyama, M. Inoue, C. A. Ross, and T. Goto, *Opt. Mater.*, **133**, 112967, (2022).

2022年11月6日受理, 2023年3月19日採録

## アルミコイルを適用した SR モータに関する基礎検討

### Basic Examination of SR Motor with Aluminum Coils

朝雛 えみり <sup>a)†</sup>・中村健二 <sup>a)</sup>・柳沢恭平 <sup>b)</sup>・古屋勇太 <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> (株) アスター, 横手市柳田 12-3 (〒013-0054)

E. Asahina <sup>a)†</sup>, K. Nakamura <sup>a)</sup>, K. Yanagisawa <sup>b)</sup>, Y. Furuya <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> Aster Co., Ltd., 12-3 Yanagida, Yokote, Akita 013-0054, Japan

In recent years, the development of air mobility and drones has been active. For these applications, permanent magnet (PM) motors are widely used due to their high power and efficiency. However, their cooling systems are limited to a simple air-cooling type because of size and weight limitations. Since air mobility and drones require an ultra-high power density, such insufficient cooling systems may cause irreversible demagnetization in magnets. Switched reluctance (SR) motors have no permanent magnets, consisting of only iron cores and windings, they are attracting attention as a simple, robust, and inexpensive variable-speed motor. The torque density of conventional SR motors is generally lower than those of PM motors. Hence, this paper focuses on aluminum coils, which have a higher degree of freedom of shape and are lighter than conventional copper coils. The basic characteristics of the proposed SR motor were calculated by using a three-dimensional finite element method (3D-FEM). The calculation results show that the aluminum coils are superior to the conventional copper ones in terms of torque and efficiency when the winding space factor of the aluminum coils exceeds 70%. Furthermore, the power density, which is a key indicator for air mobility, was over 1 kW/kg.

**Key words:** Switched reluctance (SR) motor, Aluminum coils, Winding space factor, Air-mobility, Drone

#### 1. はじめに

昨今, 脱炭素社会の実現に向けて, 様々な分野で電動化が推進されている。これは航空機も例外ではなく, IATA (国際航空運送協会) は 2050 年までに, 2005 年比で二酸化炭素排出量を 50%削減するという目標を掲げており, 航空機の電動化は必須な状況にある<sup>1)</sup>。また, いわゆる「空の移動革命」に伴い, Fig. 1 に示すとおり, 様々な機体サイズの次世代航空移動体が誕生している。特にエアモビリティ (エアモビ) の開発は, 産学官連携で推進されている。このような次世代航空移動体は, 機体サイズに関わらず, モータ, 冷却器, バッテリ, インバータが搭載されているが, すべての構成要素には小型軽量かつ高性能であることが強く要求されている。特にモータは, システム全体に占める重量の割合が大きく, 軽量化と高出力化が必須である。この要求を満たすため, モータの鉄心等に軽量化材料<sup>2)</sup>を用いることや, 高速回転化<sup>3)</sup>が検討されている。また現状, ドローンなど, 小型なものはダイレクトドライブである一方, 電動航空機など大型機においてはギヤによる減速が主流である<sup>4)</sup>。

一般的な電気自動車主機用モータの出力密度は 1 kW/kg 程度<sup>4)</sup>であるのに対し, Fig. 1 からわかるように, ドローンでは小型なものでも 2 kW/kg 以上<sup>4)</sup>, エアモビでは 15 kW/kg 以上<sup>3)</sup>が必須である。そのため, 現在は高出力密度かつ高効率な永久磁石 (PM) モータが用いられている。しかし, エアモビの冷却器は軽量化と保守性の観点から空冷方式であるため, 放熱性に難があり, 永久磁石の熱減磁が懸念される。これに対して, 水冷技術と比べて軽量で, 空冷技術より冷却性能が高い間接水冷に関する検討<sup>5)</sup>も進められ

ており, 電動航空機用の 4 MW 級モータに適用された事例も報告されているが, 実用化には至っていない。そこで筆者らは, 永久磁石が不要なスイッチトリラクタンス (SR) モータに着目した。SR モータは鉄心と巻線のみで構成されることから, 構造が単純で堅牢, 熱に強く, 安価で信頼性が高いというメリットをもつ。また, デメリットとされる騒音も, 航空移動体の場合, プロペラ音が極めて大きいので, 問題とならない。その一方で, Fig. 1 からわかるとおり, 一般的な SR モータの出力密度は 1 kW/kg 以下であるため, エアモビ等への SR モータ適用を実現するには, モータの構造, 鉄心材料, コイルの最適な組み合わせを検討する必要がある。これまで筆者らは SR モータの性能向上を目指し, Fe-50%Co 合

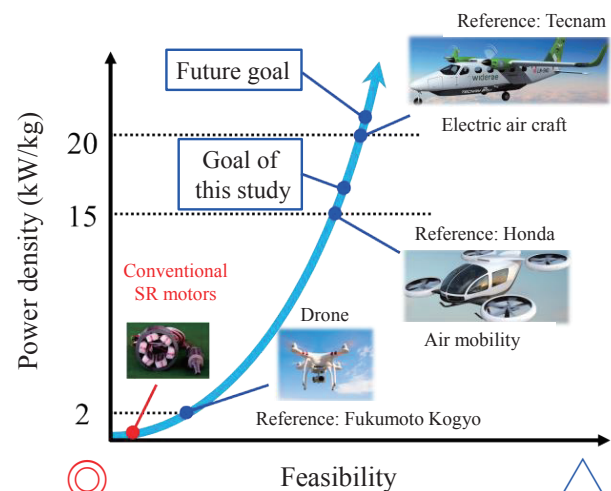


Fig. 1 Output power density required for next-generation air mobility.

責任著者: 朝雛 えみり  
(e-mail: asahina.emiri.s3@dc.tohoku.ac.jp).

金による出力密度の向上や<sup>9)</sup>、アキシシャルギャップ構造によるトルクの増大<sup>7)</sup>、固定子磁極間への永久磁石挿入によるトルクおよび効率向上<sup>8)</sup>について検討を行ってきた。その一方で、トルク密度や出力密度の向上には、モータの軽量化も必須の検討項目である。

そこで本稿では、軽量かつ形状自由度が高いアルミニウム製のコイル（アルミコイル）を用いることで、SR モータの軽量化と高出力化の両立を目指すことに着目し、有限要素法（FEM）を用いて、基礎的な検討をしたので報告する。

## 2. SR モータの動作原理

Fig. 2 に、SR モータの外観を示す。SR モータは鉄心と巻線のみで構成され、固定子と回転子の磁氣的突極性に由来するリラクタンストルクによって駆動される。また、固定子はオープンスロット構造であり、PM モータで一般的なセミクロズドスロット構造と比較して、巻線占積率を高めることができる。

Fig. 3 に、SR モータ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用のダイオードを高圧側、低電圧側に各々一つずつ持つ、両トランジスタを同時にオンすることにより、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、

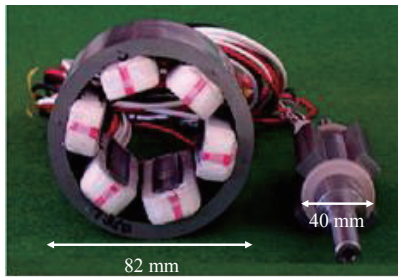


Fig. 2 Appearance of SR motor.

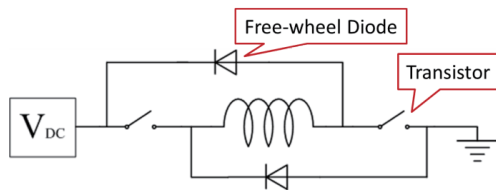


Fig. 3 Asymmetric half bridge converter (1-phase).

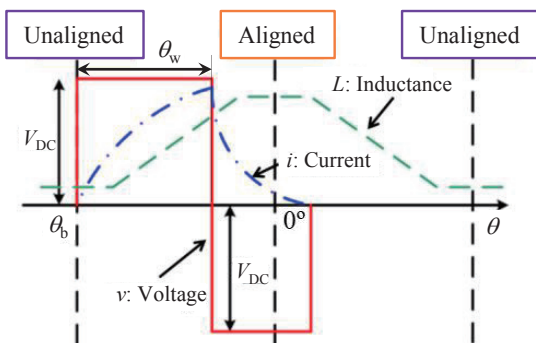


Fig. 4 Phase inductance according to rotor position angle, and exciting voltage and current waveforms.

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じて電源に再生される。Fig. 4 に、回転子位置角 $\theta$ に対する、ある相のインダクタンスの変化と励磁電圧・電流波形の概略を示す。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ときにインダクタンス  $L$  は最大となり、最も遠ざかったときに最小になる。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。

$$\begin{aligned} \tau_k &= \frac{\partial W_k'(i_k, \theta)}{\partial \theta} \\ &= \frac{1}{2} i_k^2 \frac{\partial L_k(\theta)}{\partial \theta} \end{aligned} \quad (1)$$

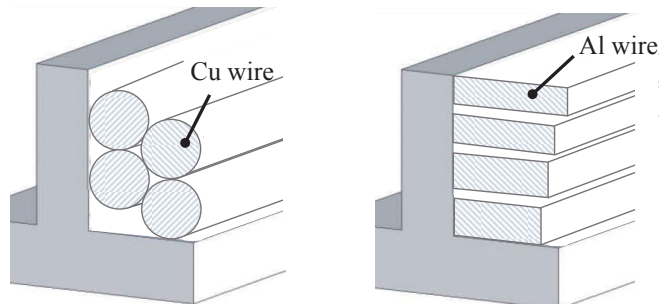
上式より、同図のインダクタンス曲線の傾きが正の領域で励磁することで、正方向のトルクが発生することが了解される。したがって、通常 SR モータを駆動するためには、回転子位置検出器が必要になる。

## 3. アルミコイルを適用した SR モータの基礎特性

Fig. 5 に、従来の一般的な銅コイルの巻線配置と、本論文で着目したアルミコイルの巻線配置を示す。アルミニウムは柔らかく、同図のように巻線の断面積を一定に保ちつつ、アスペクト比を 1 ターン毎に変えることが容易である。これによって、デッドスペースを極限まで減らし、巻線の占積率を向上させ、トルクを増大させることができる。このように、アルミコイルの適用は、軽量化とトルク増大の両方の面でメリットがあり、次世代航空移動体用モータに要求される重量出力密度の向上に有効である。しかしながら、電気伝導率が銅の約 0.6 倍であることから、銅損の増大による効率の低下が懸念される。そこで本章では、3次元有限要素法 (3D-FEM) による電磁界解析を用いて、アルミコイルを SR モータに適用した場合の特性を算定した。なお、3D-FEM には、JSOL 製の JMAG Designer Ver 20.1 を用い、アルミコイルの占積率を 50%、60%、70%、80%、90% と変化させた。

Fig. 6 に、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た開発したものである<sup>9)</sup>。

Fig. 7 に SR モータの 3D-FEM モデルを示す。Fig. 8 は、SR モータの標準的な駆動回路である非対称ハーフブリッジコンバータ



(a) Conventional copper coil (b) Proposed aluminum coil

Fig. 5 Comparison of winding arrangements between copper and aluminum coils.



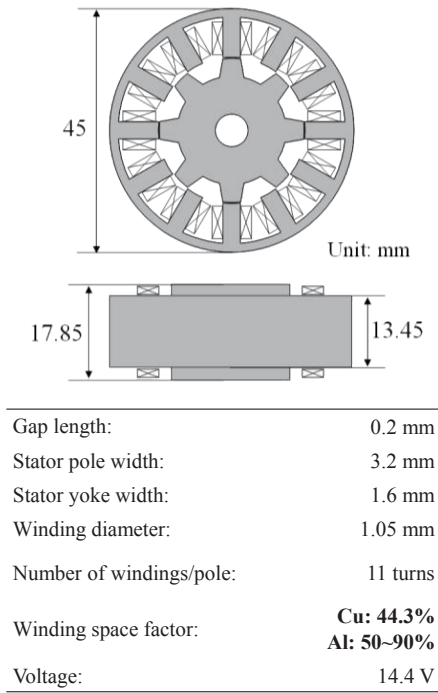


Fig. 6 Specifications of 12/8 SR motor.

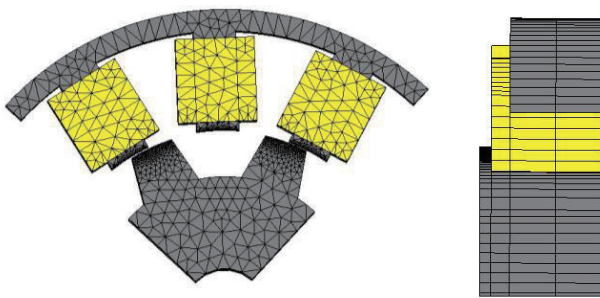


Fig. 7 3D-FEM model of SR motor.

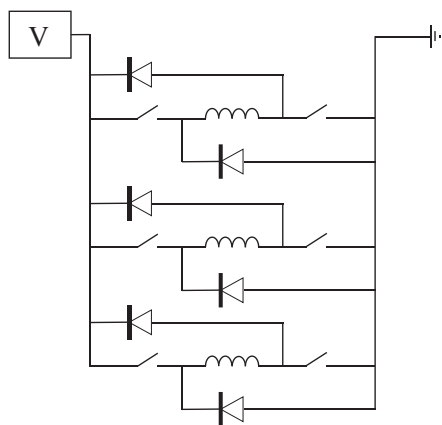


Fig. 8 Circuit model of asymmetric half bridge converter.

の回路モデルである。同図の FEM モデルと回路モデルを連成することで、一定速回転時のモータの電流、トルク、磁束密度分布などを計算することができる。

Fig. 9 および Fig. 10 に、トルク対速度特性と巻線電流密度対トルク特性を示す。Fig. 9 より、速度特性は占積率およびコイル材質に依存せずほぼ同等であることがわかる。一方、Fig. 10 を見ると、占積率の向上に伴い、同一電流密度におけるトルクが増大していることが了解される。

Fig. 11 および Fig. 12 に、銅損と鉄損の計算値を示す。Fig. 11 より、占積率 70% までは銅コイルと比べて、アルミコイルの銅損

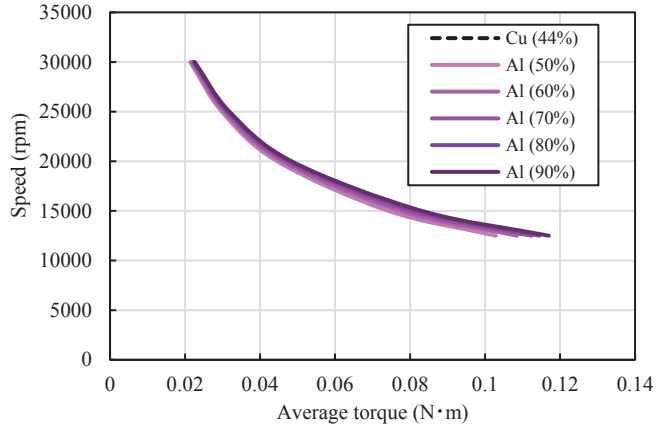


Fig. 9 Calculated torque versus speed characteristics.

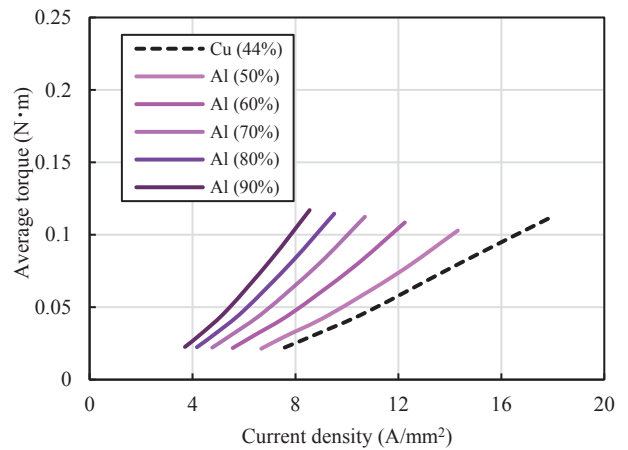


Fig. 10 Calculated current density versus torque characteristics.

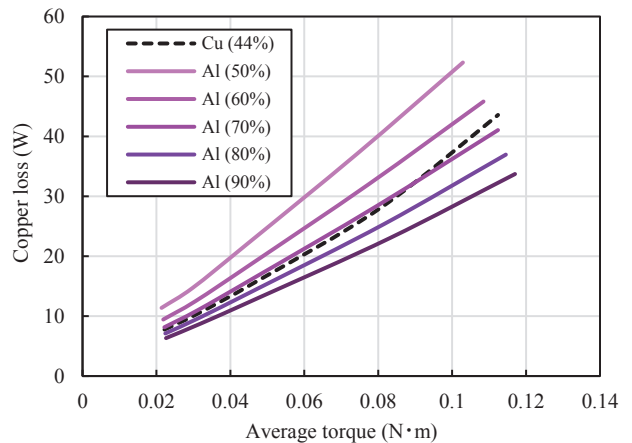


Fig. 11 Calculated copper losses.

が大きいのに対して、占積率が70%を超えると小さくなることがわかる。これはコイル断面積の増大による抵抗減少効果が、電気伝導率の低さによる抵抗増加分を上回ったためである。つまり、アルミコイルの使用において最も懸念される銅損の増大は、占積率を70%超まで向上させることで解決できる。

次いで、Fig. 12を見ると、鉄損は占積率に依存せずほぼ同等であることがわかる。これは、Fig. 9に示したように、トルクと速度が反比例の関係であることに起因する。

Fig. 13 に効率特性を示す。ここで効率 $\eta$ は次式より求めた。

$$\eta = \frac{\omega\tau}{\omega\tau + W_c + W_i} \quad (2)$$

上式中の $\tau$ はトルク、 $\omega$ は回転角速度、 $W_c$ は銅損、 $W_i$ は鉄損である。なお、今回は解析ベースの考察であることから、機械損は無視している。この図より、先ほどの損失特性を踏まえ、占積率70%まではアルミコイルの効率は銅コイルに対して劣るものの、占積率が70%を超えると、効率においても優位性を示すことがわかる。

Fig. 14 に重量出力密度の比較を示す。この図より、アルミコイルを用いることでモータが軽量になり、かつ同一電流密度におけるトルクが増大したことから、重量出力密度が大幅に向上し、1 kW/kg を上回ったことが了解される。

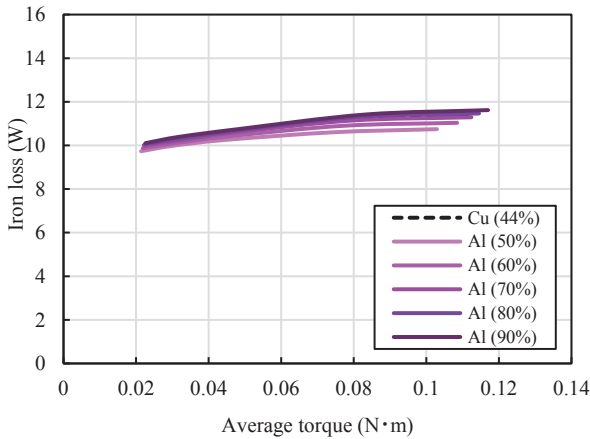


Fig. 12 Calculated iron losses.

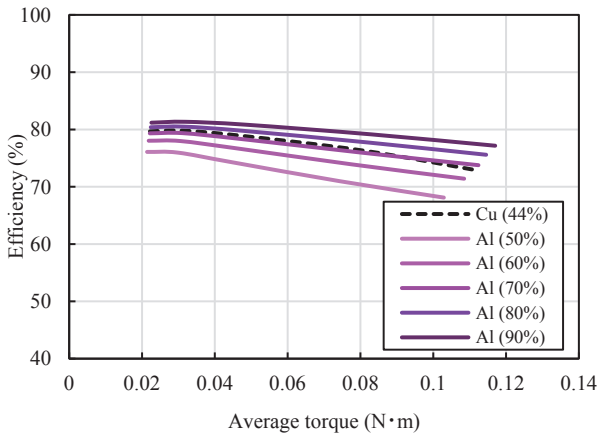


Fig. 13 Calculated efficiency.

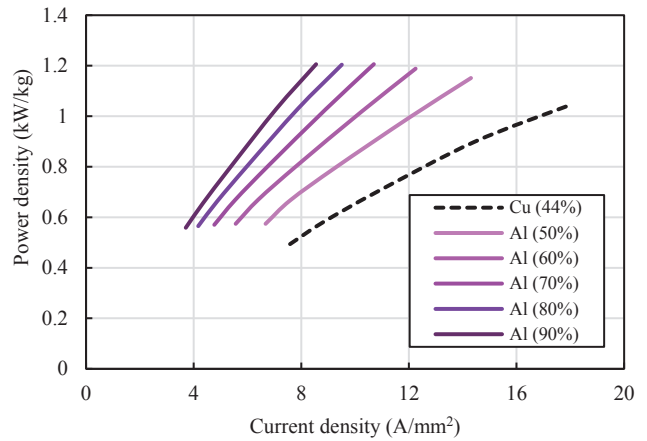


Fig. 14 Calculated power density characteristics.

#### 4. まとめ

本稿では、軽量かつ形状自由度が高いアルミコイルに着目し、SR モータの軽量化と高出力化の両立を目的として、基礎的な検討を行った。その結果、アルミコイルの占積率が70%を超えると、一般的な銅コイルよりも銅損が小さくなり、トルクおよび効率の両面で優位になることが明らかとなった。また、アルミコイルを採用したことによる巻線占積率の向上と軽量化の効果により、重量出力密度1 kW/kg 以上が達成可能であることも明らかとなった。

なお、本論文では銅損は電気抵抗に由来するもののみ考慮したが、今後はスロット間の漏れ磁束やフリンジング磁束によって発生する渦電流損についても検討する予定である。また、アルミコイルを活かしたモータ構造についても詳細な検討を行い、出力密度のさらなる向上を目指す予定である。

**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) J. Z. Bird: *IEEE Trans. Magn.*, **58**, 2,1, (2022).
- 2) J. J. Scheidler, V. M. Asnani, and T. F. Talerico: *Proc. AIAA/IEEE Electric Aircraft Technologies Symposium 2018 (EATS)*, 1 (Cincinnati, 2018).
- 3) Y. Yamada, M. Irie, and S. Nakata: *The 2022 Annual Meeting of the Institute of Electrical Engineers of Japan*, S1-9, 25 (Okayama, 2022) (in Japanese).
- 4) "Soratobu kuruma," 147 (NTS Co., Ltd, Tokyo, 2022) (in Japanese).
- 5) F. P. McCluskey, Y. Saadon, Z. Yao, and A. Camacho: *18th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm)*, 1134 (Las Vegas, 2019).
- 6) Y. Hasegawa, K. Nakamura, O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **33**, 135 (2009) (in Japanese).
- 7) Y. Ono, K. Nakamura, O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **35**, 106 (2011) (in Japanese).
- 8) K. Nakamura, K. Murota, and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **31**, 123 (2007) (in Japanese).
- 9) K. Nakamura, Y. Kumasaka, and O. Ichinokura: *Journal of Physics : Conference Series*, **903**, 012040 (2017).

2022年11月23日受理, 2022年12月06日再受理, 2022年12月14日採録



## myRIO を用いたリングコア用磁気特性測定システムにおける 簡易波形制御手法に関する検討

### A Study on Simple Waveform Control Method in Magnetic-Properties Measurement System for Ring Core Using myRIO

川口 正隆・羽根 吉紀<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)

M. Kawaguchi, Y. Hane, and K. Nakamura

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

The sinusoidal magnetic flux waveform control is necessary in the measurement of magnetic-properties of soft magnetic materials. Although various control methods were proposed in the previous studies, most of them have the practical problem of requiring some special equipment. Therefore, this paper presents the simple and affordable measurement system by using the myRIO, which is a general-purpose controller used in many universities, for the waveform control. The proposed method is validated by measuring the dc and ac magnetic-properties of a ring core made of a non-oriented silicon steel.

**Key words:** myRIO, waveform control, magnetic-properties measurement

#### 1. はじめに

近年, 地球環境保全および省エネルギーの観点より, 小型・軽量かつ高効率な電気機器の開発が望まれていることから, 高磁束密度領域での鉄心材料の利用が盛んに行われている. 一般に電気機器の解析・設計においては, 鉄心材料の磁気特性の実測データが用いられるため, 機器のさらなる小型・軽量化および高効率化のためには, 高磁束密度領域を含む磁気特性の高精度な測定が必要不可欠である. 加えて, 機器の鉄損を解析・設計において正確に求めるためには, 磁束正弦波条件における磁気特性測定が必要不可欠である. しかしながら, 一般に高磁束密度領域での測定においては, 二次側電圧 (サーチコイル電圧) が著しく歪んでしまうことから, 磁束正弦波条件を満たすための電圧波形制御が求められる. これに対して, 先行研究では種々の波形制御手法が提案されてきた. 文献 1), 2) では, 連立一次方程式を反復法で解く手法の一つである過小緩和法を用いた波形制御手法が提案されたが, ソフトウェアによって制御を行うために測定に長い時間を要するという課題があった. これに対して文献 3) では, ソフトウェアに代わって FPGA を用いることで, 測定時間を大幅に短縮する手法が提案されたが, 本文献で用いられている装置は数百万円程度と高価であり, その利用は必ずしも容易ではない. この他に文献 4) では, DSP を制御に用いることで, より高速な波形制御を実現する手法が提案されているが, 各種ゲイ

ンの決定の際に, あらかじめ試料や励磁回路のインピーダンスを正確に測定する必要があるため, 実装は必ずしも容易ではない.

そこで本稿では, 既に多くの高等教育機関で所有・使用されている National Instruments 社製の安価な制御デバイスである myRIO を波形制御に活用することで, 比較的容易に磁気特性測定システムを構築する手法を提案するとともに, リングコアの磁気特性測定に適用し, 妥当性の検証を行ったので報告する.

#### 2. 提案する磁気特性測定システムおよび波形制御手法

Fig. 1 に本稿で提案する磁気特性測定システムを示す. 本システムは, リングコア, myRIO, 電力増幅器, 電源トランス, レベル変換用抵抗器によって構成される. myRIO からの出力電圧  $v_o$  は, 電力増幅器を介して励磁電圧  $v_e$  となる. なお, 励磁コイルと電力増幅器の間を電源トランスによって電気的に絶縁することにより, myRIO および電力増幅器に由来する直流成分が  $v_e$  に重畳することを防いでいる. また, レベル変換用抵抗器を介して測定したサーチコイル電圧  $v_s$  を基に, myRIO により  $v_o$  の制御を行う.

以下では, myRIO を用いた波形制御手法について述べる. Fig. 2 に myRIO のハードウェアのブロック図を示す. myRIO は大きく分けて, USB により PC との通信を主に行うリアルタイム OS (LabVIEW RT) を搭載したプロセッサ部, 並びに入出力ノードの読み取り・制御を主に行う FPGA 部に分けられる (以後, 前者をホスト側, 後者を FPGA 側と呼ぶ).

ホスト側・FPGA 側において, それぞれ Virtual

Corresponding author: Y. Hane (e-mail: yoshiki.hane.e2@tohoku.ac.jp).

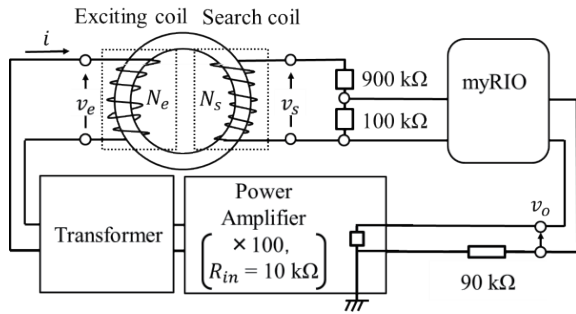


Fig. 1 Proposed magnetic-properties measurement system.

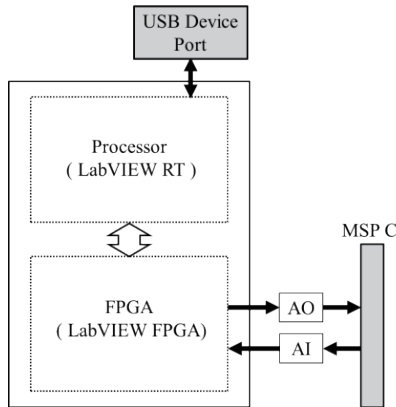


Fig. 2 Hardware block diagram of myRIO.

Instruments (VI) と呼ばれる関数 (プログラム) を動作させることにより制御を行う。ホスト側では、PC 上で設定した各種変数を FPGA 側に渡したり、測定中のデータを PC 側で読み取らせたりするためのプログラムを動作させる。一方、FPGA 側では、出力波形制御を実行するためのプログラムをリアルタイムで動作させることが可能となっており、具体的には、次式により出力電圧の制御を行う<sup>1),2)</sup>。

$$v_o^{(j+1,k)} = v_o^{(j,k)} + K \frac{V_{ol}^{(j,k)}}{V_{sl}^{(j,k)}} (v_{sr}^{(k)} - v_s^{(j,k)}) \quad (1)$$

ここで、 $v_{sr}$  はサーチコイル電圧の目標値、 $V_{ol}$ 、 $V_{sl}$  は、それぞれ  $v_o$  および  $v_s$  の基本波成分の実効値、 $K$  はフィードバック係数 (本稿では 0.2 一定とした)、 $j$  はフィードバック回数である。また、 $k$  は時間的に  $n$  分割した波形の時刻ステップ番号であり、各配列の要素を  $k = 0, 1, 2, \dots, n-2, n-1, 0, 1, 2, \dots$  と順番に呼び出して制御を行うことで、サンプル値信号によって連続的な励磁電圧波形を表現し制御を行う。加えて、配列を用いることにより、次の番号の要素を呼び出すタイミング (制御ループの実行レート) を変化させることで、異なる周波数における磁気特性測定が可能である。

出力電圧値  $v_o^{(j+1,k)}$  は、実際のプログラム上では次式で表現している。

$$v_o^{(j+1,k)} = v_{sin}^{(k)} + v_{add}^{(j+1,k)} \quad (2)$$

ここで、 $v_{sin}$  は(2)式に示す初期波形  $v_o^{(j=0)}$  を表現する配列、 $v_{add}$  は(3)式に示す出力波形の初期波形  $v_o^{(j=0)}$  からの変位量を表現する配列であり、それぞれ次式で与えられる。

$$v_{sin}^{(j,k)} = V_{sin} \sin\left(\frac{2\pi}{500} k\right) \quad (3)$$

$$v_{add}^{(j+1,k)} = v_{add}^{(j,k)} + K \frac{V_{ol}^{(j)}}{V_{sl}^{(j)}} (v_{sr}^{(k)} - v_s^{(j,k)}) \quad (4)$$

ここで、 $V_{sin}$  は初期波形  $v_o^{(j=0)}$  の波高値である。また、初期波形  $v_{add}^{(j=0)}$  は全要素で 0 を格納する。なお、(4)式の右辺の第一項  $v_{add}^{(j,k)}$  は、ノイズの影響を除去するために、次式に示すように、毎ループ 5 点中心化移動平均を用いて、 $v_{add}^{(i,k)}$  をフィルタ処理した要素である。

$$v_{add}^{(j,k)} = K \left( \sum_{m=k-2}^{k+2} v_{add}^{(j,m)} \right) \quad (5)$$

最後に、Fig. 3 に提案システムのフローチャートを示す。なお、PC での各種変数の設定・入力 (Step 1) および最大

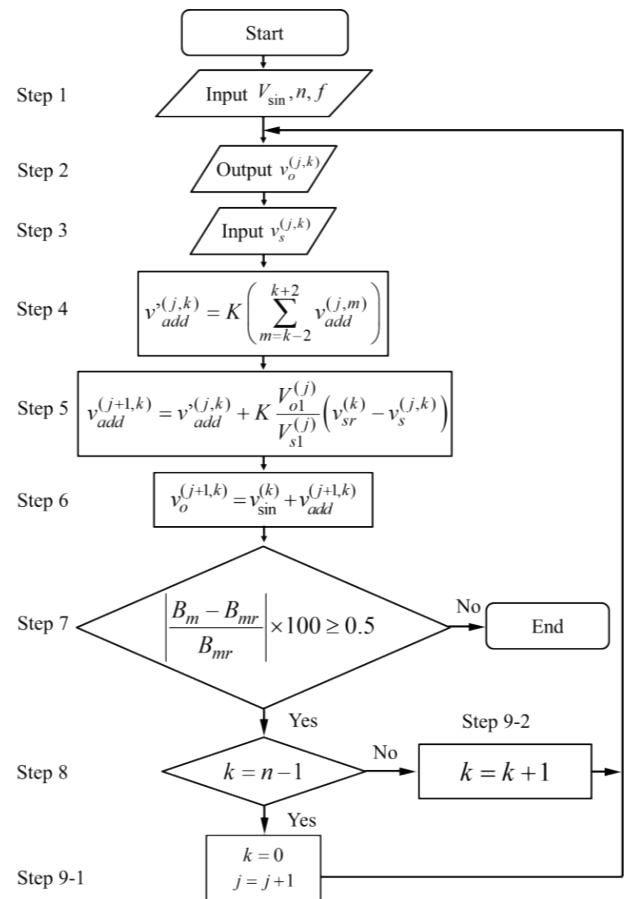


Fig. 3 Flowchart of proposed waveform control system.

磁束密度  $B_m$  が目標値  $B_{mr}$  に十分近づいたかどうかの判定 (Step 7) は手動にて適宜行う。それ以外の制御に関する部分 (Step 4, 5, 6, 8, 9-1, 9-2) や各電圧の出力・読み取り (Step 2, 3) については自動で行う。

### 3. 実証実験結果

本章では、前章で述べた提案システムを用いて、無方向性ケイ素鋼板 (35A300) のリングコアの直流磁気特性および交流磁気特性の測定を行うことで、妥当性を検証した。このうち、交流磁気特性については、 $f=50\text{ Hz}$  において測定を行う。一方、直流磁気特性については、本稿では十分に低い周波数 ( $f=5\text{ Hz}$ ) において測定した磁気特性であるとみなす。Fig. 4 および Table 1 に、それぞれ本稿で測定対象に用いたリングコアの寸法および諸元を示す。なお、磁界  $H$  および磁束密度  $B$  は、それぞれ次式により求めた。

$$H = \frac{N_e i}{l} \quad (6)$$

$$B = \frac{1}{N_s S} \int v_s dt \quad (7)$$

ここで、 $i$  は励磁電流、 $N_e$  は励磁コイルの巻数、 $N_s$  はサーチコイルの巻数、 $l$  は磁路長、 $S$  は磁路断面積である。

本稿では、各最大磁束密度における磁束密度歪み率および電圧波形率について、myRIO を用いて上述の波形制御を行った場合と、波形制御を行わない場合の二通り測定を行い、比較検証した。測定条件として、励磁周波数は  $f=5\text{ Hz}$ 、 $50\text{ Hz}$  とし、最大磁束密度  $B_m$  は、 $f=5\text{ Hz}$  では  $0.1\sim 1.8\text{ T}$  まで  $0.1\text{ T}$  刻み、 $f=50\text{ Hz}$  では  $0.1\sim 1.9\text{ T}$  まで  $0.1\text{ T}$  刻みとして、それぞれ測定を行った。

また、測定に際して、JIS 規格 C2556<sup>5)</sup> のデジタルサンプリング数に関する記述を参考に、 $f=50\text{ Hz}$  での測定においては、波形を 500 点 ( $n=500$ ) の配列で表現して制御を行った。一方、低周波励磁時にはフィードバック制御の過程における励磁電流のオーバーシュートが問題となることから、 $f=5\text{ Hz}$  での測定においては、配列の点数を 10000 点 ( $n=10000$ ) に増やして制御を行った。

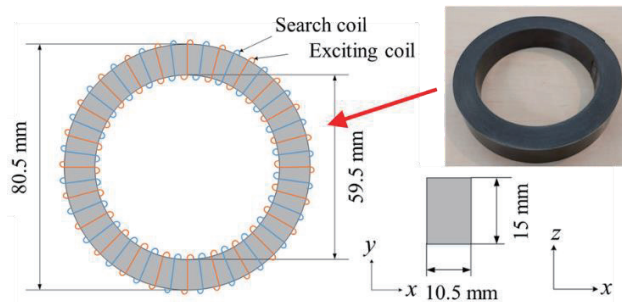


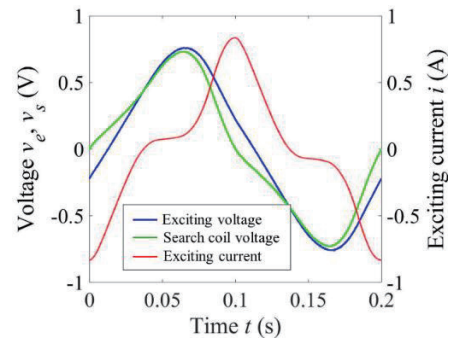
Fig. 4 Dimensions of a ring core.

Table 1 Specifications of a ring core.

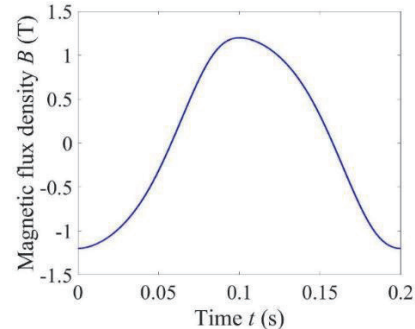
Exciting winding $N_e$	110 turns
Search coil winding $N_s$	110 turns
Core material	Non-oriented silicon steel (35A300)
Effective core area $S$	$152.78 \times 10^{-6} \text{ m}^2$
Effective magnetic path length $l$	0.2224 m
Mass density $q$	$7750 \text{ kg/m}^3$
Exciting winding resistance $R_e$	255 mΩ

まず、Fig. 5(a), (b)に  $f=5\text{ Hz}$ 、 $B_m=1.2\text{ T}$  における非制御時の電圧・電流波形および磁束密度波形を示す。これらの図を見ると、磁束密度が比較的高い領域において、サーチコイル電圧波形が歪むことによって、磁束密度波形もまた歪んでいることが分かる。この原因は、磁束密度が高くなるほど電源トランスおよびリングコアの透磁率が低下することから、励磁アドミタンスが増加し、これによって励磁電流が増加することで、電源トランスの一次・二次巻線およびリングコアの励磁巻線抵抗の電圧降下が大きくなることに起因すると考えられる。

次いで、Fig. 6(a), (b)に  $f=5\text{ Hz}$ 、 $B_m=1.2\text{ T}$  における制御時の電圧・電流波形および磁束密度波形を示す。これら

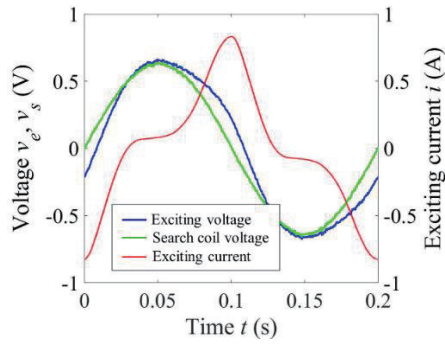


(a) Exciting voltage, search coil voltage, and exciting current waveforms

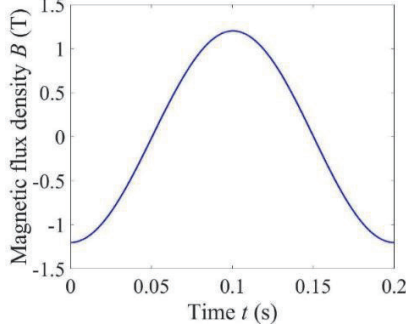


(b) Magnetic flux density waveform

Fig. 5 Each waveform without control at  $B_m=1.2\text{ T}$  and  $f=5\text{ Hz}$ .

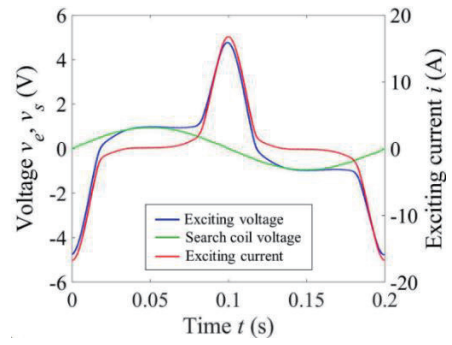


(a) Exciting voltage, search coil voltage, and exciting current waveforms

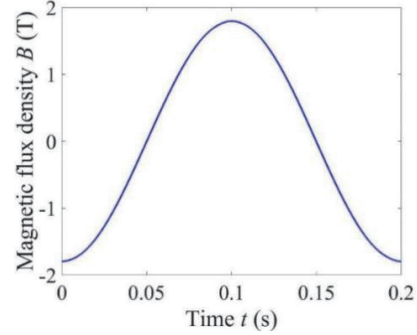


(b) Magnetic flux density waveform

**Fig. 6** Each waveform with control at  $B_m = 1.2$  T and  $f = 5$  Hz.

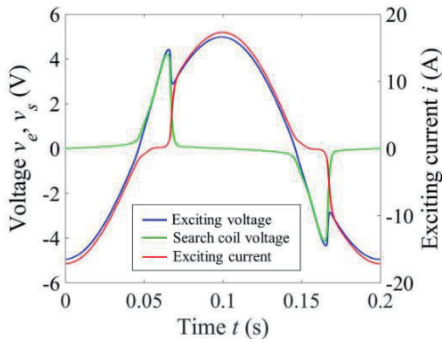


(a) Exciting voltage, search coil voltage, and exciting current waveforms

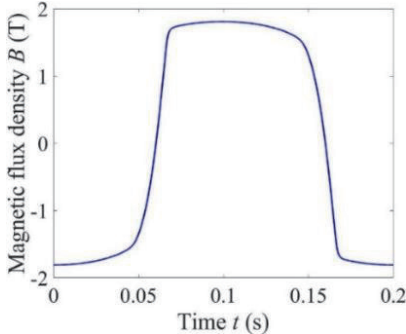


(b) Magnetic flux density waveform

**Fig. 8** Each waveform with control at  $B_m = 1.8$  T and  $f = 5$  Hz.

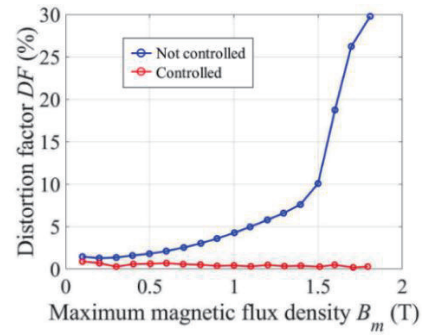


(a) Exciting voltage, search coil voltage, and exciting current waveforms

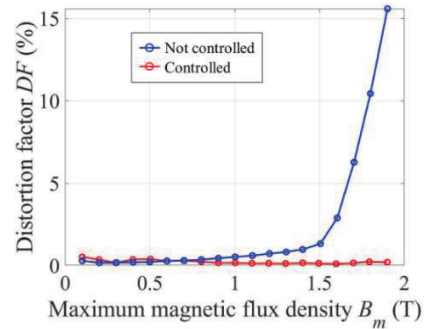


(b) Magnetic flux density waveform

**Fig. 7** Each waveform without control at  $B_m = 1.8$  T and  $f = 5$  Hz.

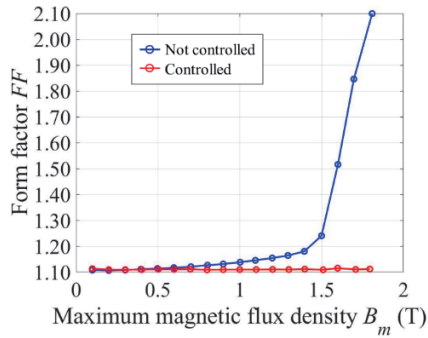


(a)  $f = 5$  Hz

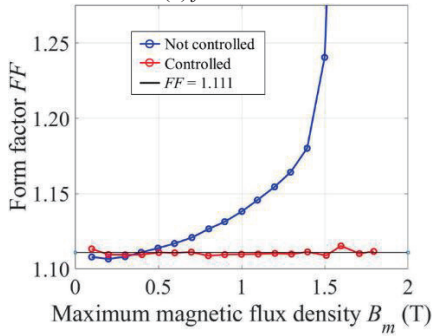


(b)  $f = 50$  Hz

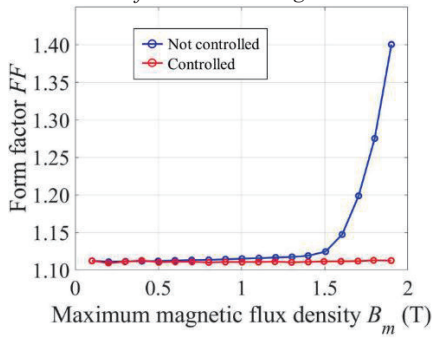
**Fig. 9** Comparison of the distortion factor of magnetic flux density waveforms according to maximum magnetic flux density  $B_m$ .



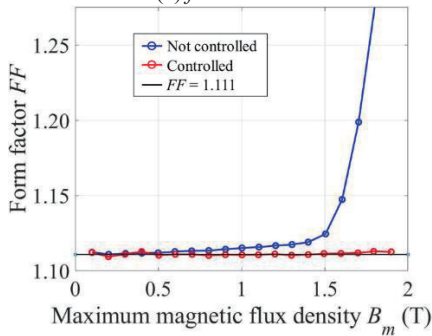
(a)  $f = 5$  Hz



(b)  $f = 5$  Hz (enlarged)



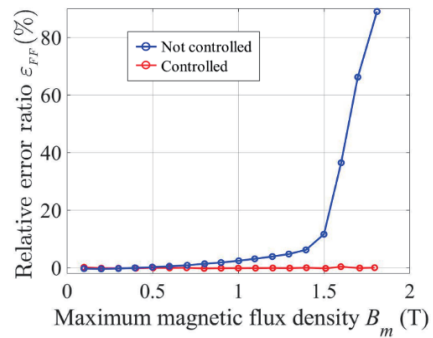
(c)  $f = 50$  Hz



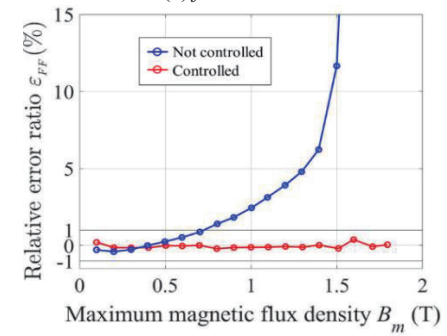
(d)  $f = 50$  Hz (enlarged)

**Fig. 10** Comparison of the form factor of search coil voltage waveforms according to maximum magnetic flux density  $B_m$ .

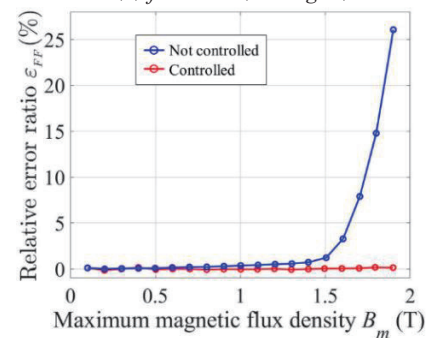
の図を見ると、波形制御を行うことによって、磁束密度が比較的高い領域において、励磁電流が増加してもサーチコイル電圧が歪むことなく、磁束正弦波条件での測定が可能であることが分かる。



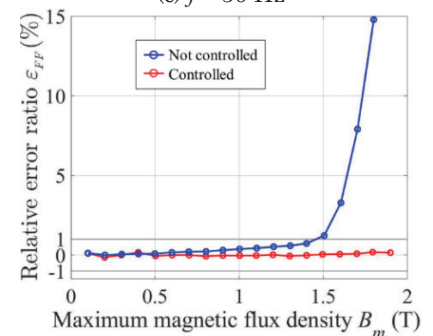
(a)  $f = 5$  Hz



(b)  $f = 5$  Hz (enlarged)



(c)  $f = 50$  Hz



(d)  $f = 50$  Hz (enlarged)

**Fig. 11** Comparison of the relative error ratio of search coil voltage waveforms according to maximum magnetic flux density  $B_m$ .

Fig. 7(a), (b)に  $f = 5$  Hz,  $B_m = 1.8$  Tにおける非制御時の電圧・電流波形および磁束密度波形を示す。また、Fig. 8(a), (b)に  $f = 5$  Hz,  $B_m = 1.8$  Tにおける制御時の電圧・電流波形および磁束密度波形を示す。これらの図を見ると、非線

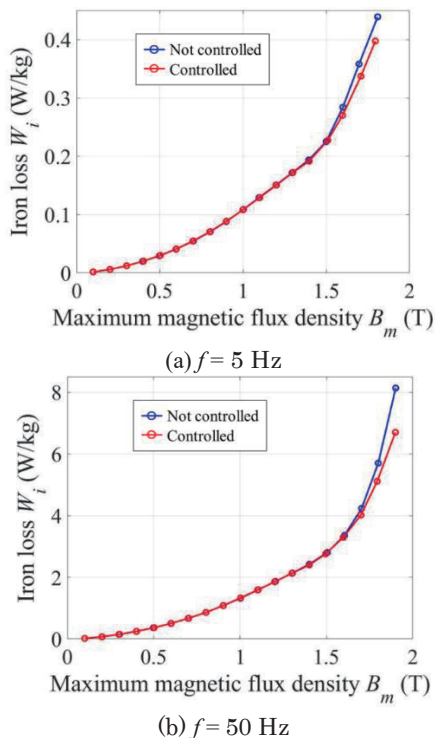
形性が強く磁束密度波形がより大きく歪む場合においても、提案システムにより十分な波形制御が可能であることが分かる。

次いで、Fig. 9(a), (b)に制御時・非制御時の最大磁束密度－磁束密度歪み率特性の比較を示す。この図を見ると、 $f = 5 \text{ Hz}$ ,  $50 \text{ Hz}$  ともに、特に高磁束密度領域において制御時には歪み率が大幅に低下していることが分かる。特に  $f = 5 \text{ Hz}$ ,  $B_m = 1.8 \text{ T}$  に着目すると、非制御時には歪み率は29.8%であるのに対して、制御時には0.3%まで低下した。

Fig. 10(a)~(d)に制御時・非制御時の最大磁束密度－サーチコイル電圧波形率特性の比較を示す。理想正弦波の波形率は1.111<sup>5)</sup>であるのに対して、 $f = 5 \text{ Hz}$ ,  $B_m = 1.8 \text{ T}$  において、非制御時には2.099と大きく乖離しているが、制御時には各図中の破線で示している1.111に極めて近い値となっている。加えて、サーチコイル電圧波形率について、より厳密に評価を行うため、理想正弦波の波形率  $FF_{\text{sin}} = 1.111$  に対する相対誤差率  $\varepsilon_{FF}$  を、次式のように定義する<sup>2), 5)</sup>。

$$\varepsilon_{FF} = \frac{FF - FF_{\text{sin}}}{FF_{\text{sin}}} \quad (8)$$

ここで、 $FF$  は測定したサーチコイル電圧波形から求めた波形率である。Fig. 11(a)~(d)に制御時・非制御時の最大磁束密度－相対誤差率特性の比較を示す。これらの図を見ると、非制御時において、 $f = 5 \text{ Hz}$  では  $B_m = 0.8 \text{ T}$  以上、 $f = 50 \text{ Hz}$  では  $B_m = 1.5 \text{ T}$  以上において、相対誤差率は  $|\varepsilon_{FF}| \leq 1\%$



**Fig. 12** Comparison of the iron loss characteristics according to maximum magnetic flux density  $B_m$ .

の範囲に収まっておらず、最大で  $f = 5 \text{ Hz}$ ,  $B_m = 1.8 \text{ T}$  においては88.9%まで悪化しているのに対して、制御時には  $f = 5 \text{ Hz}$ ,  $50 \text{ Hz}$  ともに、全ての最大磁束密度において、相対誤差率が  $|\varepsilon_{FF}| \leq 1\%$  に収まっていることが分かる。

Fig. 12(a), (b)に最大磁束密度－鉄損特性の比較を示す。 $f = 5 \text{ Hz}$ ,  $50 \text{ Hz}$  のとき、高磁束密度領域において、非制御時に比べ制御時の鉄損が抑制されていることが分かる。これは、波形制御を行うことにより、Fig. 7(b), Fig. 8(b)に見られるような、磁束密度の急激な変化によって生じていた渦電流損が低減されたためである。

#### 4. まとめ

本稿では、多くの高等教育機関で用いられている myRIO を用いることで、従来よりも比較的簡便かつ安価に実装可能な波形制御手法を用いた磁気特性測定システムを提案した。また、リングコアを用いて磁気特性測定を行い、提案システムの妥当性の検証を行った。

その結果、提案システムは高磁束密度領域での測定においても、高精度な波形制御が可能であり、磁束正弦波条件下での磁気特性測定を簡便かつ高精度に行えることが明らかとなった。

今後は、より高い周波数帯や直流重畳時といった種々の励磁条件下において、提案手法を用いて磁気特性測定を行った際の有用性について検証を行う予定である。

**謝辞** 本研究の一部は、JSPS 科研費 JP22K14232, パワーアカデミー研究助成, および永守財団研究助成の交付を得て行った。

#### References

- 1) K. Matsubara, N. Takahashi, K. Fujiwara, T. Nakata, M. Nakano, and H. Aoki: *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3400 (1995).
- 2) T. Nakase, M. Nakano, K. Fujiwara, and N. Takahashi: *IEEE Trans. FM*, **119**, 1019 (1999) [in Japanese].
- 3) S. Aihara, H. Shimoji, and T. Todaka: *J. Magn. Magn., Mat.*, **502**, 166371 (2020).
- 4) B. Tekgun, A. R. Boueri, Md. A. Mahmood, and Y. Sozer: *2016 IEEE Appl. Power Electron. Conf. (APEC)*, 207 (2016).
- 5) <https://www.jisc.go.jp/app/jis/general/GnrJISSearch.html> (As of October 18, 2022) [in Japanese].

2022年10月18日受理, 2022年11月7日再受理, 2022年11月9日採録



# 小型 EV 用インホイール磁気ギヤード SR モータの提案 Proposal of In-wheel type Magnetic-Geared SR Motor for Compact EV

伊藤 巨輝<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. Ito<sup>†</sup>, K. Nakamura

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

Magnetic-geared motors and direct-drive permanent magnet motors have attracted attention as in-wheel motors for electric vehicles (EVs) since they have the advantage of high torque density. However, these motors have the problem that it is difficult to achieve the wide speed-torque characteristics required for EVs. This paper proposes a novel magnetic-geared motor that consists of a flux-modulated type magnetic gear and a switched reluctance (SR) motor, which has the wide speed-torque characteristics in nature.

**Key words:** magnetic-geared motor, switched reluctance motor, in-wheel motor

## 1. はじめに

地球温暖化問題の対策として、世界各国でカーボンニュートラル実現に向けた取り組みが進められており、我が国においても2050年までに温室効果ガス排出量を実質ゼロにする目標を定めている。このような背景のもと、航空機や自動車などの移動体の電動化が推し進められている。移動体の主機用モータは、電費向上や快適な車内空間、バッテリー搭載スペースを確保するため、高出力密度 (W/L)・高トルク密度 (N・m/L) であることが要求される。

最近の電気自動車用のモータシステムは、モータ・インバータ・機械式ギヤなどを一体化した E-Axle がトレンドである。現状は、システムの高出力密度化を目的にモータを 10,000~20,000 rpm で回転させ機械式ギヤで減速している場合が多い<sup>1)</sup>。そのため、今後さらなる出力密度の向上を目的にモータの回転数が 30,000 rpm, 40,000 rpm と増加し、それに伴い機械式ギヤの減速比も増加していくことが予想される。しかしながら、機械式ギヤで高減速比を得ようとすると、歯車の大型化、段数増加による効率の低下などの問題が生じる。

この問題に対して、電気自動車用のモータとしてタイヤホイール内へモータを取めたインホイールモータが注目されている。インホイールモータの中でも、特に機械式ギヤを介さずにモータで直接タイヤホールを駆動する方式は、ダイレクトドライブ方式と呼ばれる。ダイレクトドライブ方式は従来の機械式ギヤを用いるモータシステムと比べて、駆動効率や静粛性、メンテナンス性に優れた特徴を持つ。

ダイレクトドライブ方式に適したモータとして、アウターロータ型の永久磁石モータ (PM モータ) の研究事例が多い<sup>2) 4)</sup>。さらに近年は、ダイレクトドライブ方式として磁気ギヤードモータの応用が期待されている。磁気ギヤードモータは磁束変調型磁気ギヤと PM モータを融合一体化したモータであり、従来のモータに対して高トルク密度であることからインホイールモータに向けた研究が報告されている<sup>5) 6)</sup>。

しかしながら、上述のモータは一般に表面磁石型であることから、弱め界磁制御の効果が得にくく、移動体モータに要求される幅広い速度-トルク特性を実現することが難しい。電気自動車へ

の応用を目的とした磁気ギヤードモータの研究事例では、速度-トルク特性に触れていない文献がほとんどである<sup>6) 8)</sup>。このことから、磁気ギヤードモータにおいて移動体へ要求される、幅広い速度-トルク特性の実現が難しいことが了解される。

そこで本論文では、低速・大トルクから高速・低トルクまで幅広い速度-トルク特性の実現を目指し、磁束変調型磁気ギヤとスイッチトリラクタンス (SR) モータを一体化した新しい磁気ギヤードモータを提案する。Fig. 1 に提案モータの基本構成を示す。従来の磁気ギヤードモータは磁気ギヤ部と PM モータ部で構成されていたのに対して<sup>9)</sup>、提案モータは磁気ギヤ部と SR モータ部で構成され、両部で 1 つの高速回転子 (HSR) を共有している。磁気ギヤ部は出力ロータである低速回転子 (LSR)、磁束を変調するポールピース (PP)、HSR で構成される。SR モータ部は HSR および固定子 (Stator) で構成される。

SR モータは、いわゆる直巻特性を有するため、幅広い速度-トルク特性が実現可能である一方で、PM モータに対してトルクが劣る問題がある。これに対して、本論文では SR モータに磁気ギヤを組み合わせることで、PM モータと同等のトルクを有し、低速・大トルクから高速・低トルクまで幅広い速度-トルク特性が実現可能であることを示す。具体的には、まず初めに磁気ギヤード SR モータの設計を行った後、提案モータと体格と磁石量を揃えたダイレクトドライブ方式の PM モータの特性を比較することにより、提案モータの有用性を明らかにする。

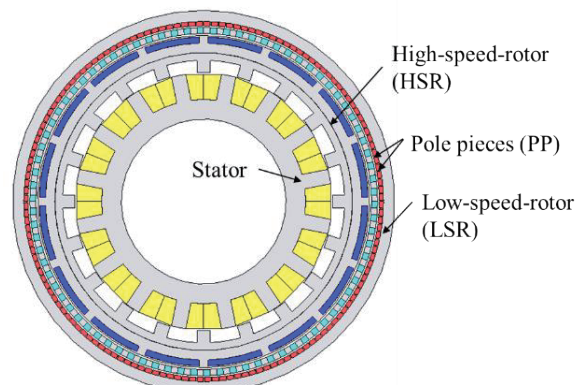


Fig. 1 Basic configurations of magnetic-geared SR motor.

Corresponding author: K.Ito (e-mail:kouki.ito.t4@dc.tohoku.ac.jp)

## 2. 磁気ギヤードSRモータの解析設計

### 2.1 設計目標およびベースSRモータの諸元

本論文では、Fig. 2 に示す先行研究<sup>10</sup>で試作された小型EVに提案機を搭載することを見据えて設計を行う。Fig. 2の小型EVにはダイレクトドライブ用のSRモータ（ベースモータ）が左右の後輪に1台ずつ搭載されている。Table 1に、本論文で定めた磁気ギヤードSRモータの設計目標を示す。電源電圧は48V、電流実効値30A、外径寸法が222mm、軸長が48mm、相数が4、スロット数が16、ロータ極数が20、最大トルクが100N・mである。最大トルク以外の設計目標は、Fig. 2に示した小型EVに搭載されている既存の駆動回路およびSRモータを基に定めた。

### 2.2 SRモータ部の設計とギヤ比の選定

Fig. 1に示したように、磁気ギヤードSRモータは磁気ギヤ部とSRモータ部で構成されるため、本論文ではSRモータ部、磁気ギヤ部の順に設計を行う。なお、SRモータ部の寸法は、ベースモータの体格の半分程度であれば、磁束変調型磁気ギヤの内側へ配置可能であるとの考えに基づき決定した。具体的には、Fig. 2のSRモータに対して体格が半分になるように、各部の寸法比を保ったまま縮小し、巻線の巻数を調整した。

Fig. 3に、設計したSRモータ部の諸元と断面形状を示す。ロータの外側直径は157mm、内側直径は、123.8mm、軸長は51mm、エアギャップ長が0.35mmである。また、1スロットにつき直径1.4mmの巻線が30turns巻かれており、巻線占積率は65.3%である。鉄心材料は厚さ0.35mmの無方向性ケイ素鋼板（35A300）である。なお、1相当たり4個ある巻線の結線は2直2並列とした。上述の諸元において2次元有限要素法（2D-FEM）を用いてSRモータ部の特性を算定し、その結果から磁気ギヤ部のギヤ比を決定する。2D-FEMには、(株)JSOLのJMAG Designer Ver 20.2を用いた。

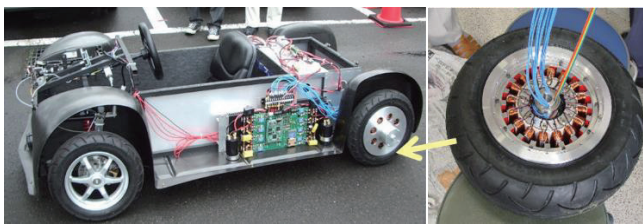


Fig. 2 Compact EV equipped with In-wheel SR motors.

Table 1 Target values of magnetic-geared SR motor.

Battery voltage (V)	48
Max. Current ( $A_{rms}$ )	30
Diameter (mm)	222
Stack length (mm)	51
No. of phase	4
No. of stator pole	16
No. of rotor pole	20
Max. torque (N·m)	100
Max. rotational speed (rpm)	500

Outside diameter (mm)	157
Inside diameter (mm)	123.8
Stack length (mm)	51
Air gap length (mm)	0.35
No. of stator poles	20
No. of rotor poles	16
Winding diameter (mm)	1.4(2-para)
No. of turns/pole	30
Winding space factor (%)	65.3
Core material	35A300

Fig. 3 Specifications of SR motor part.

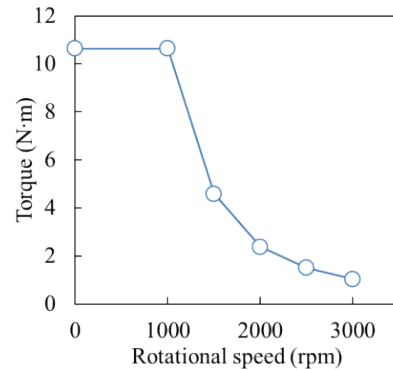


Fig. 4 Calculated torque versus speed characteristics of SR motor part.

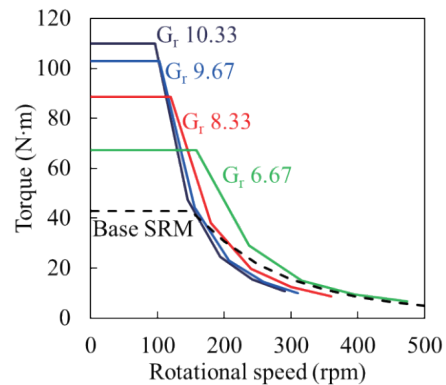


Fig. 5 Torque versus speed curves converted from Fig. 4 by a gear ratio of approximately 6 to 10.

Fig. 4に、速度-トルク特性の算定結果を示す。同図より、最大トルクが10.6N・mであり、回転数3000rpmのときのトルクは1.0N・mであることがわかる。この結果から、磁気ギヤ部のギヤ比を決定するために、ギヤ比6~10の磁気ギヤで減速した場合の特性を試算した。

Fig. 5に、Fig. 4の結果をギヤ比約6~10で換算した結果を示す。なお、同図には比較のため、ベースモータの特性算定結果を破線で示している。同図より、すべてのギヤ比においてベースモータに対してトルクが大幅に向上することがわかる。また、目標の最大トルク100N・mを達成するにはギヤ比9以上が必要であることがわかる。高速側のトルクを確保する観点から、本論文では磁気ギヤ部のギヤ比を約9に決定した。

### 2.3 磁気ギヤ部の設計

次いで、磁気ギヤードSRモータの磁気ギヤ部の設計を行う。磁

束変調型磁気ギヤは、HSRの極対数 $p_h$ 、LSRの極対数 $p_l$ 、PPの極数 $n_{pp}$ が次式を満足するように選択する。

$$n_{pp} = p_l + p_h \quad (1)$$

このときのギヤ比 $G_r$ は、次式のようにHSRとLSRの極対数の比で表される。

$$G_r = \frac{p_h}{n_{pp} \cdot p_l} = \frac{p_h}{p_l} \quad (2)$$

(2)式から、 $p_h$ と $p_l$ の選び方によって、ギヤ比が同程度となる組み合わせが多数あることがわかる。例えば、 $p_h$ が3極対の場合、ギヤ比の整数部が9となる組み合わせは、9.0 (=27/3), 9.33 (=28/3), 9.67 (=29/3)などが考えられる。同程度のギヤ比でも $p_h$ と $p_l$ の選び方によって、トルクリプルや不平衡磁気吸引力が大きく変化するため、磁気ギヤ部の設計において極数の選定は極めて重要である<sup>9)</sup>。そこで本論文では、文献9)で提案されている指針に基づき、トルクリプルの評価指標であるトルクリプルファクタが小さく、PPの極数が偶数となる組み合わせを選定した。

Table 2に選定した磁気ギヤ部の両回転子磁石およびPPの極数の組み合わせと、径方向の寸法を示す。HSRの極対数が3~8の範囲で、ギヤ比が9前後で低トルクリプルかつ不平衡磁気吸引力が生じない組み合わせを選定している。

Fig. 6に磁気ギヤ部の断面形状を示す。なお、同図には、Table 2の構成のうち、HSR極対数が4および8のモデルのみ抜粋して示した。同図に示すように、磁気ギヤ部の内径は74 mmで統一しており、HSR磁石は磁石表面に生じる渦電流損失低減および飛散防止のために、HSR外径から1 mmだけ鉄心内部に埋め込まれている。また、PP両側のエアギャップはともに1 mmとした。Table 2の構成において、最も優れた磁気ギヤ部の構成を決定するため、2D-FEMにより最大トルクの算定を行った。なお、鉄心材料はSRモータ部と同様に35A300、磁石材料はネオジウム焼結磁石(N40SH)を用いた。

Fig. 7に最大トルクの算定結果を示す。同図の横軸はHSRの極対数である。この図をみると、HSR極対数によらず最大トルクが目標の100 N·mを上回っていることがわかる。また、HSR極対数が少ないほど最大トルクが小さくなる傾向であることが了解される。これは、少極ほど磁石1極対あたりの表面積が大きく磁束量が増えるため、LSRバックヨークの厚さが必要となる結果、LSRの実効的な回転半径が小さくなることが原因である。

最大トルクの結果のみでは、どの構成が良いか判断が難しいため、LSRの回転数を500 rpmとしTable 2に示した各構成の磁気ギヤの効率を評価した。なお、磁気ギヤの効率 $\eta_{mg}$ は次式により求めている。

$$\eta_{mg} = \frac{\omega_l T_l}{W_i + W_{pm} + \omega_l T_l} \times 100 (\%) \quad (3)$$

(3)式の $\omega_l$ および $T_l$ はLSRの回転角速度とトルクであり、 $W_i$ は鉄損、 $W_{pm}$ は磁石渦電流損である。

Fig. 8に鉄損の算定結果を示す。すべてのHSRの極対数において、負荷角の増加に伴い鉄損が減少する傾向にあることがわかる。この理由は、負荷が増加するにつれて高速回転子磁石と低速回転子磁石の変調磁束の空間的な位相差が大きくなり、磁気ギヤ部の

動作磁束密度が低下するためである。また、HSRの極対数ごとの鉄損の大小関係は、最大トルクの大小関係とほぼ等しいことが了解される。すなわち、トルクが大きいモデルほど、磁束量も増えるため鉄損が大きくなると考えられる。

Fig. 9に磁石渦電流損失の算定結果を示す。この図をみると、8極対が最も低損失であることがわかる。これは、8極対は他と比べて磁石の総数が多く、磁石1個当たりの表面積が小さくなるため、磁石渦電流損が小さくなったと考えられる。

Table 2 Configurations and dimensions of permanent magnets and PP.

Gear ratio		9.67	9.5	9.4	9.33	9.29	9.25
HSR magnets	No. of pole pair	3	4	5	6	7	8
	Thickness (mm)	3.5	3.0	3.0	3.0	2.0	2.5
PP	No. of poles	32	42	52	62	72	82
	Thickness (mm)	8.0	7.5	6.0	5.0	3.5	3.5
LSR magnets	No. of pole pair	29	38	47	56	65	74
	Thickness (mm)	2.5	3.0	4.0	4.0	3.5	3.5

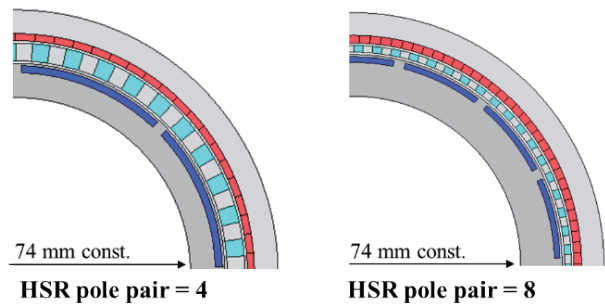


Fig. 6 Sectional view of magnetic gear part.

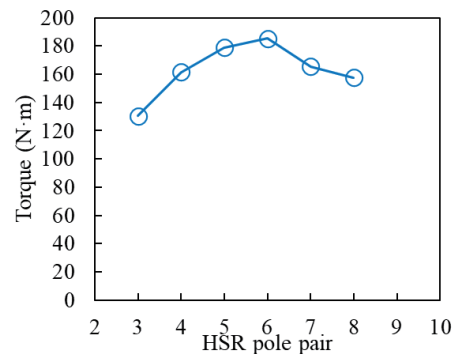


Fig. 7 Calculated maximum torque of each HSR pole pair.

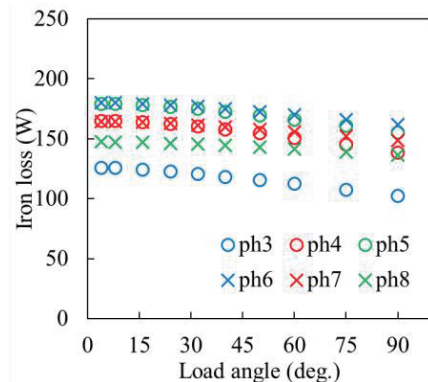


Fig. 8 Calculated iron loss of each HSR pole pair.

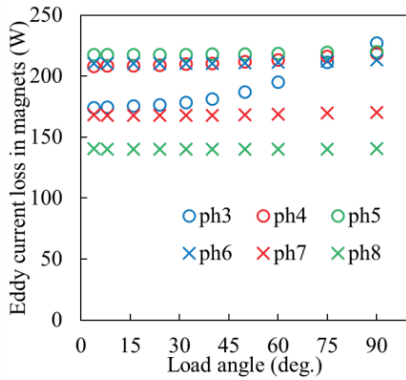


Fig. 9 Calculated eddy current loss in magnets of each HSR pole pair.

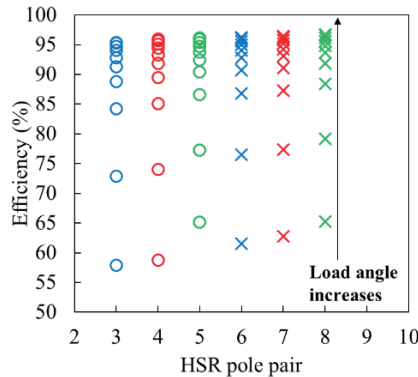


Fig. 10 Calculated efficiency of each HSR pole pair.

Fig. 10 に効率の算定結果を示す。同図の横軸は HSR の極対数である。この図を見ると、いずれの極対数においても負荷角の増加に伴い効率が増加していることがわかる。また、HSR の極対数が多いほど効率が高い傾向があることがわかる。鉄損や磁石渦電流損の和が最も小さいのが 8 極対であったため、同じ負荷角において 8 極対の効率が最も優れた結果となった。以上の結果より、磁気ギヤ部の構成は HSR が 8 極対、PP が 82 極、LSR が 74 極対、ギヤ比 9.25 に決定した。

## 2.4 SR モータ部と磁気ギヤ部の融合一体化

磁気ギヤード SR モータとして SR モータ部と磁気ギヤ部を融合一体化するとき、両部の磁束が互いに影響を及ぼしあう可能性がある。そこで、本節では両部の融合一体化に関する検討を行う。

Fig. 11 に磁気ギヤード SR モータの拡大図を示す。同図(a)および(b)は HSR 磁石内側から SR モータ部の凹部までの距離が異なり、(a)が 10 mm、(b)が 6 mm である。距離を短くした場合は、ステータを外側に広げてギャップ長を一定に保っている。この図のように、HSR 磁石の内側と SR モータ部の凹部の間の距離をパラメータとし、距離ごとの SR モータ部の特性を 2D-FEM により評価した。なお、解析において LSR 磁石は空気に置き換えている。

Fig. 12 に、上述のごとく算定した SR モータの部の電流密度対トルク特性を示す。同図には比較のため、HSR 磁石を空気に置き換えた結果も示している。この図を見ると、HSR 磁石の内側と SR モータ部の凹部の間の距離が短いほどトルクの傾きが小さいことが了解される。

Fig. 13 には磁束密度コンター図を示す。この図より、距離が短

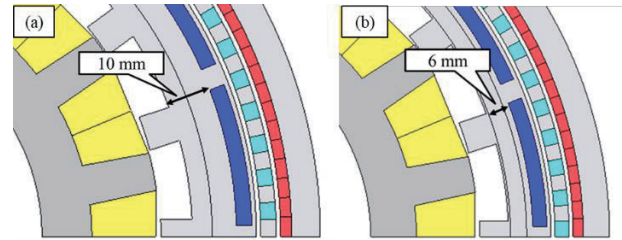


Fig. 11 Design parameters of magnetic-g geared SR motor.

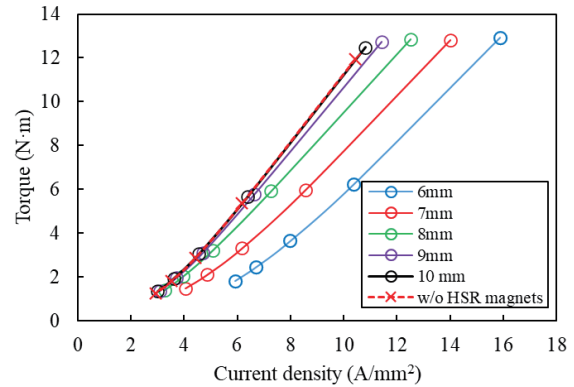


Fig. 12 Calculated torque characteristics of SR motor part with HSR magnets.

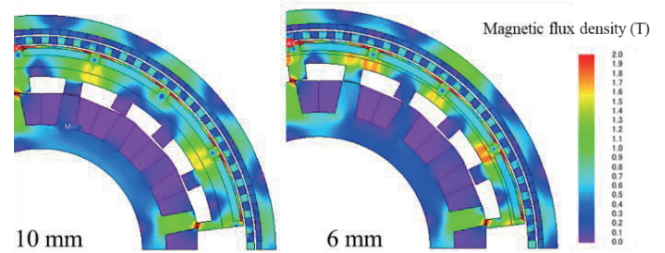


Fig. 13 Contour diagrams of flux density when maximum current inputs.

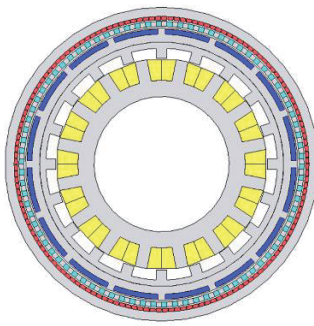
い場合 (6 mm) は HSR 磁石磁束の影響で高負荷時に磁気飽和が発生しており、これがトルクの傾きが低下した原因であることがわかる。その一方で、距離が長い場合 (10 mm) は、過度な磁気飽和は発生していない。そのため、Fig. 12 の結果において、HSR 磁石を空気に置き換えた場合と距離 10 mm の結果がほぼ一致している。すなわち、HSR 磁石の内側と SR モータ部の凹部の間の距離が 10 mm の場合、HSR 磁石磁束による SR モータ部への影響は十分小さいと考えられる。したがって、SR モータ部と磁気ギヤ部の融合一体化において、HSR 磁石の内側と SR モータ部の凹部の間の距離は 10 mm とした。

## 3. 磁気ギヤード SR モータの特性評価

### 3.1 提案モータと PM モータの特性比較

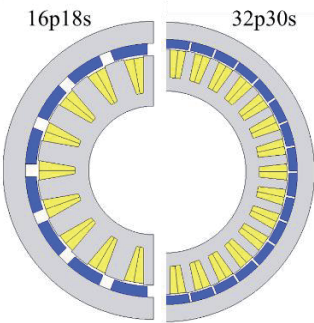
本章では、設計した磁気ギヤード SR モータの特性算定を行い、ダイレクトドライブ用 PM モータと比較することにより、提案モータの有用性を明らかにする。

Fig. 14 に、2 章の検討の結果得られた、磁気ギヤード SR モータの諸元を示す。なお、銅損および鉄損低減を目的に 2 章で述べ



Dimensions		
Diameter	mm	222
Stack length	mm	51
Magnetic gear part		
HSR pole pair		8
No. of PPs		82
LSR pole pair		74
Gear ratio		9.25
Each air gap length	mm	1.0 × 2
Weight of magnets	kg	1.23
SR motor part		
No. of phase		4
No. of poles		20
No. of slots		16
Air gap length	mm	0.35
No. of turns per slot	turns	30
Winding diameter	mm	1.6
Winding space factor	%	63.8
Phase resistance	ohm	0.042
Material		
Permanent magnet		N40SH
Electrical steel sheets		10JNEX900

Fig. 14 Specifications of proposed magnetic-geared SR motor.



Diameter	mm	222
Stack length	mm	51
No. of phase		3
No. of poles		16   32
No. of slots		18   30
Air gap length	mm	1.0
No. of turns per slot	turns	25   20
Winding diameter	mm	2.0
Winding space factor	%	60
Phase resistance	ohm	0.039   0.14
Weight of magnets	kg	1.29   1.31
Permanent magnet		N40SH
Electrical steel sheets		10JNEX900

Fig. 15 Specifications of direct-drive type PM motors for comparison.

た諸元から、巻線直径を 1.6 mm、鉄心材料を厚さ 0.10 mm の 6.5%Si-Fe (10JNEX900) に変更した。なお、磁気ギヤ部の磁石使用量は 1.23 kg である。

Fig. 15 に、比較用に設計したダイレクトドライブ PM モータの諸元を示す。Fig. 14 と比較してわかるように、直径、積み厚、磁石使用量は提案モータと同一である。比較用の PM モータは、ダイレクトドライブモータとして一般的な表面磁石型のアウトロータ構造を有する。また、分数スロットを採用し、16 極 18 スロット (16p18s)、並びに 32 極 30 スロット (32p30s) の構成とした。両モータともに、エアギャップ長は 1.0 mm、巻線占積率は 60% とした。磁石使用量は 16p18s 機が 1.29 kg、32p30s 機が 1.31 kg であり、提案モータの磁気ギヤ部の磁石使用量とほぼ等しい。磁石材料はネオジム焼結磁石 (N40SH)、鉄心材料は厚さ 0.10 mm の 6.5%Si-Fe (10JNEX900) とした。解析は、すべてのモータにおいて直流電源電圧 48 V、PM モータのみ電流実効値上限 30 A<sub>rms</sub> の条件で特性の比較を行った。なお、PM モータの特性は 2D-FEM により算定し、磁気ギヤード SR モータのみ 3D-FEM により算定した。

Fig. 16 に、電流密度対トルク特性の比較結果を示す。同図中の PM モータのトルクは、電流位相角 0 deg. の算定結果である。この図より、軽負荷側は PM モータのトルク特性が優れる一方で、高負荷側は提案モータのトルク特性が優れていることがわかる。すなわち、提案モータは SR モータと磁気ギヤを組み合わせることで、PM モータと同等のトルクを実現可能であることが明らかとなった。

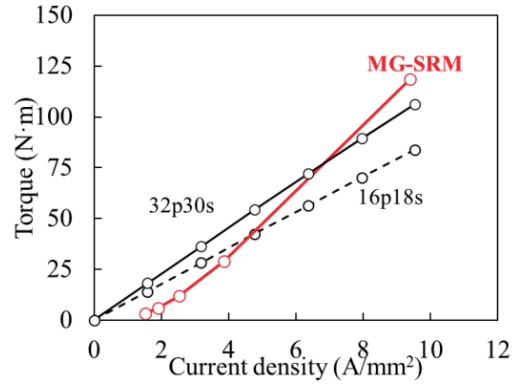


Fig. 16 Comparison of current density versus torque characteristics.

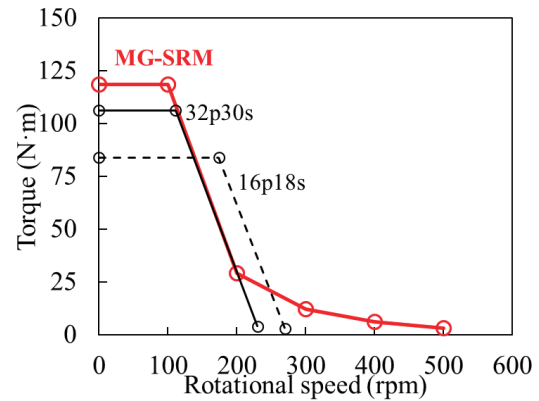


Fig. 17 Comparison of rotational speed versus torque characteristics.

続いて Fig. 17 に、速度-トルク特性の比較結果を示す。同図中の PM モータの特性は、低速・大トルクの動作点は電流位相角 0 deg.、高速・低トルクの動作点は電流位相角 90 deg. の算定結果である。同図より、すべてのモータにおいて目標の 100 N·m を上回る結果が得られており、低速・大トルクの特性を満足することがわかる。なお、提案モータにおいて 100 N·m 時の電流実効値は 33.2 A と目標を 3.2 A 超過した。高速・低トルクの特性に着目すると、PM モータは基底速度以上の場合は弱め界磁制御を用いても、300 rpm 未満までしか駆動できないことがわかる。その一方で提案モータは目標の 500 rpm まで駆動可能であることがわかる。したがって、提案モータが低速・大トルクから高速・低トルクまで幅広い速度-トルク特性が実現可能であることが明らかとなった。なお、すべてのモータの電流実効値の上限を 33.2 A とした場合でも同じ結論となることを確認している。

### 3.2 提案モータの効率評価

本節では、Fig. 17 に示した磁気ギヤード SR モータの速度-トルク特性の各動作点の効率を算定する。磁気ギヤード SR モータの効率は、次式により求める。

$$\eta = \frac{\omega_1 T_1}{W_c + W_i + W_{pm} + \omega_1 T_1} \times 100 (\%) \quad (4)$$

(4)式の  $\omega_1$  および  $T_1$  は LSR の回転角速度とトルクであり、 $W_c$  は銅損、 $W_i$  は鉄損、 $W_{pm}$  は磁石渦電流損である。磁気ギヤード SR モータは、磁気ギヤと SR モータを組み合わせるため、主

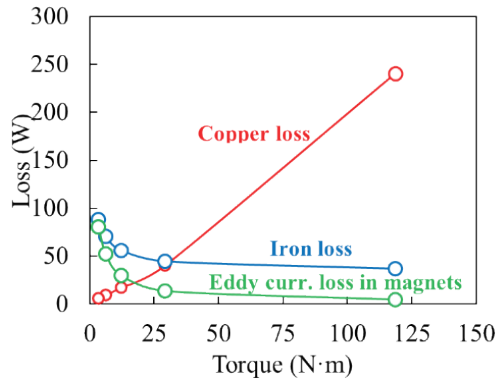


Fig. 18 Calculated loss of proposed magnetic-g geared SR motor.

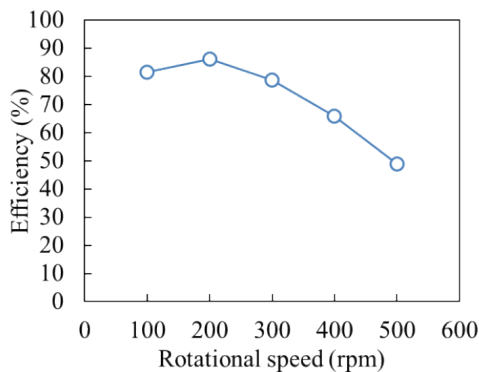


Fig. 19 Calculated efficiency of proposed magnetic-g geared SR motor.

磁束の周波数が磁気ギヤ部とSRモータ部で異なる。鉄損を算定する前に、各部の磁束密度波形を確認した結果、HSR鉄心の磁束の交流成分は巻線磁束が支配的であり、HSR磁石を埋め込んだ厚さ1 mmの部分のみ磁気ギヤ部の磁束が支配的であることがわかった。そのため本論文では、HSR鉄心を2つの部品へ分割して鉄損の算定を行った。具体的には、LSR鉄心、PP、HSR磁石を埋め込んだ厚さ1 mmの部分に磁気ギヤ部の周波数、それ以外の鉄心はSRモータ部の周波数を用いて鉄損を算定した。

Fig. 18に損失の算定結果を示す。同図の横軸はトルクであるが、Fig. 17の縦軸のトルクに対応しているため、各トルクにおける回転数は異なる。すなわち、軽負荷側は高回転、高負荷側は低回転になる。この図を見ると、軽負荷は主磁束の周波数が高いため、鉄損および磁石渦電流損が大きいことがわかる。銅損に着目すると、軽負荷時の銅損が小さいことがわかる。この結果は、高速・低トルクにおいて銅損が小さいことを意味している。すなわち、提案モータはSRモータの特性により、従来のPMモータで問題となる弱め界磁制御による過大な銅損が生じない利点がある。

Fig. 19に効率の算定結果を示す。同図より、最高効率は200 rpmの時に86%であることがわかる。その一方で、高速側では効率の低下が大きいことがわかる。これは500 rpmのトルクが3.2 N mと小さく、出力が大きく低下したことが原因である。したがって、高速側の効率改善には、損失の低減よりも出力の増大が重要であることから、今後はSRモータ部の高速時のトルク改善に関する検討を行う予定である。

#### 4. まとめ

本論文では、磁気ギヤードSRモータの提案と有用性の検証を目的に、解析・設計およびPMモータとの特性比較を行った。

まず、SRモータ部の速度-トルク特性をギヤ比6~10で換算し、ギヤ比の選定を行った。その結果、目標の最大トルク100 N mを達成するには、ギヤ比9以上が必要であることが明らかとなった。また、磁気ギヤ部の設計では、ギヤ比が約9となる様々な極数の組み合わせに対して、特性の算定と比較を行い、その結果、HSRが8極対の磁気ギヤの効率が最も良いことを明らかにした。

次に、SRモータ部と磁気ギヤ部の融合一体化に関する検討を行った。具体的にはHSR磁石の内側とSRモータ部の凹部の間の距離をパラメータとして、距離に対するトルクの変化を算定することで、磁気ギヤ部の磁石磁束がSRモータ部に与える影響を評価した。その結果、HSR磁石の内側とSRモータ部の凹部の間の距離を10 mmにすると、HSR磁石の影響が十分小さくなることを明らかにした。

最後に、設計した磁気ギヤードSRモータと、同体格かつ磁石量のほぼ等しいダイレクトドライブPMモータの特性比較を行った。速度-トルク特性の算定の結果、両モータでほぼ同等の最大トルクが得られた。また、PMモータの最高回転数は300 rpm未満であったのに対し、提案モータは目標の500 rpmまで駆動可能である結果が得られた。したがって、提案モータは小型EVへ要求される幅広い速度-トルク特性を実現できることが明らかとなった。

今後は高速側の効率改善に関する検討や、提案モータの試作試験を行う予定である。

**謝辞** 本研究の一部は、JSPS 科研費 JP21J10759、JP21H01302 と東北大学 AIE 卓越大学院プログラムにより助成を受け行った。ここに感謝の意を表す。

#### References

- 1) [https://ondankataisaku.env.go.jp/carbon\\_neutral/road-to-carbon-neutral](https://ondankataisaku.env.go.jp/carbon_neutral/road-to-carbon-neutral) (As of september 30, 2022).
- 2) H. Matsumori: *J. JSAEM*, **30**, 33-38, (2022) (in Japanese).
- 3) R. N. Tuncay, O. Ustun, M. Yilmaz, C. Gokce and U. Karakaya: *Proc. 2011 IEEE Vehicle Power and Propulsion Conference*, 2011, 1-6.
- 4) V. Bogdan, M. Adrian, L. Leonard, B. Alexandra, S. Alecsandru, and N. Ionut: *Proc. 2021 International Conference on Electromechanical and Energy Systems*, 2021, 438-443.
- 5) K. T. Chau, Dong Zhang, J. Z. Jiang, Chunhua Liu, and Yuejin Zhang: *IEEE Trans. Magn.*, **43**, 2504 (2007).
- 6) C. V. Pop and D. Fodorean: *Proc. 2016 International Symposium on Power Electronics, Electrical Drives, Automation and Motion*, 2016, 413-418.
- 7) Ying Fan, Hehe Jiang, Ming Cheng, and Yubin Wang: *Proc. 2010 IEEE Vehicle Power and Propulsion Conference*, 2010, 1-5.
- 8) C.-B. Park and G. Jeong: *Proc. 2017 20th International Conference on Electrical Machines and Systems*, 2017, 1-5.
- 9) B. Praslicka, M. C. Gardner, M. Johnson and H. A. Toliyat: *IEEE Trans. Emerg. Sel.*, **10**, 1813-1822 (2022).
- 10) H. Goto, Y. Suzuki, K. Nakamura, T. Watanabe, H.J. Guo, O. Ichinokura: *J. Magn. Magn. Mat.*, **290-291**, 1338-1342 (2005).

2022年10月19日受理, 2022年11月20日再受理, 2022年11月22日採録

# セグメント構造アウターロータ型高速 PM モータの効率改善に関する検討

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

櫻井 将<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)

S. Sakurai<sup>†</sup>, 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 because they have a good balance between cooling performance and cost. Nowadays, cooling fans are required to be improved their cooling performance. Thus, the output power and efficiency of the fan motors should be improved. In a previous paper, a novel segment PM motor was proposed, which has segmented cores and permanent magnets in the rotor. The proposed PM motor has large torque and less eddy current loss in magnets. The prototype tests clarified that the proposed PM motor has higher power and efficiency than a conventional fan motor. However, the measured mechanical loss was larger than the expected one. This paper presents a simple method for estimating the mechanical loss of the proposed PM motor. Furthermore, the mechanical loss improvement by the lightweight of the rotor core and case is discussed.

**Key words:** Permanent magnet (PM) motor, segmented-shaped rotor, mechanical loss, 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、情報通信量が大幅に増加しており、これを高速に処理するために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の性能向上や並列処理、サーバの高密度化が行われている。一方、性能向上や高密度化に伴い、サーバ内部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、サーバの冷却装置として幅広く利用されている。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必須である。一方、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加も想定されることから、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低コスト化が最優先事項であり、高性能化・高効率化に関する検討は少ない<sup>1)~3)</sup>。さらに、冷却ファンの羽根が取り付けやすいように、アウターロータ型が一般的であるため、回転子鉄心の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、鉄心と磁石を分割し、周方向に配置したセグメント構造のPMモータを提案した。提案構造は、鉄心が表面に大きく露出することで、 $q$ 軸インダクタンスが従来のPMモータより増加し、リラクタンストルクが増大する。さらに、従来の構造では $d$ 軸は磁石中央を向くが、提案構造は鉄心中央を向くため、電機子磁束が磁石にほとんど流入せず、磁石渦電流損が非常に小さい。これにより、ネオジム焼結磁石の利用、およびそれに伴うマグネットトルクの増加が期待

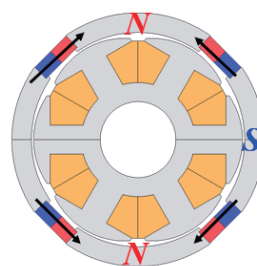
できる。先行研究では、従来構造のPMモータと比較した結果、セグメント構造のPMモータの方が高出力、高効率になることが明らかとなった<sup>4)</sup>。一方、実証試験の結果からは、機械損が想定よりも大きい可能性が示されたことから、機械損の測定と低減が課題として残った。

そこで本論文では、試作したセグメントPMモータの機械損を推定する方法について述べるとともに、その妥当性について実験検証を行う。また、検証結果に基づき、効率改善に関する検討も行ったので報告する。

### 2. セグメントPMモータの基本構成と先行研究の結果

#### 2.1 セグメントPMモータの基本構成

Fig. 1に、先行研究で提案したセグメントPMモータの基本構成と諸元を示す。固定子は、3相6スロットの集中巻である。回転子は、一般的な冷却ファン用モータと同じアウターロータ型であるが、周方向に並んだ磁石と鉄心からなるセグメント構造を有する。提案構造は磁気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、磁石渦電流損の抑制、ネオジム焼結磁石によるマグネットトルクの増大が可能であり、高出力・高効率を実現できる。



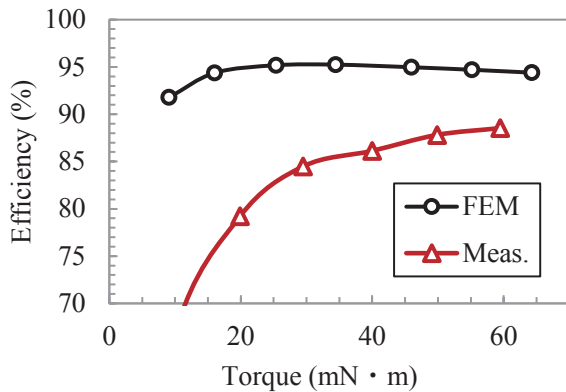
Motor diameter	40 mm
Stack length	20 mm
Rotational speed	30000 rpm
Rated torque	60 mN·m
Material of magnet	Sintered Nd-Fe-B
Amount of magnet	1597.1 mm <sup>3</sup>
Material of iron core	10JNEX900
Current phase angle	15 deg

Fig. 1 Specifications of a prototype segment PM motor.

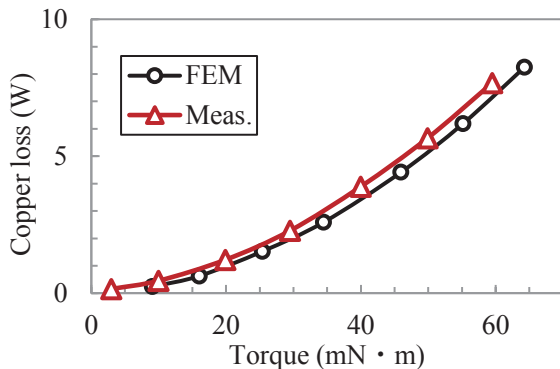
Corresponding author: S. Sakurai (e-mail: sho.sakurai.q2@dc.tohoku.ac.jp).

## 2. 2 先行研究の試作試験の結果<sup>4)</sup>

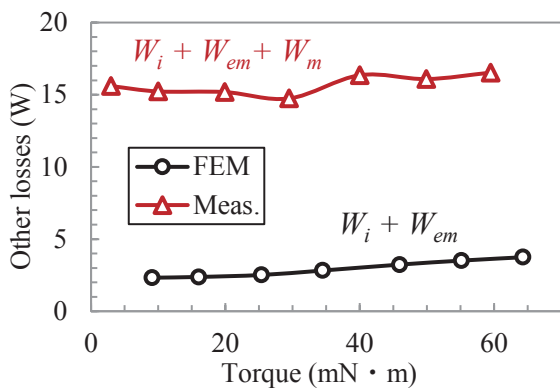
先行研究で行った試作試験の結果について述べる。Fig. 2(a)に効率, (b)に銅損, (c)にその他の損失を示す。同図(a)の効率を見ると, 有限要素法 (FEM) で求めた効率に対して, 実測値が大きく低下していることがわかる。この原因を特定するため, 損失特性を比較すると, 同図(b)の銅損は良好に一致していることがわかる。一方, 同図(c)のその他の損失 (鉄損  $W_i$ , 磁石渦電流損  $W_{em}$ , 機械損  $W_m$  を含む) を見ると, 約 13 W の差が生じている。これは FEM では機械損を無視しているためであり, ここから機械損の測定と低減が本モータの効率改善に必須であることがわかる。



(a) Efficiency



(b) Copper loss



(c) Iron, eddy current, and mechanical loss

**Fig. 2** Comparison of measured and calculated characteristics of the prototype segment PM motor.

## 3. セグメント PM モータの機械損推定

本章では, 試作したセグメント PM モータの機械損の推定を行う。一般に, PM モータの機械損の実測は, 磁石由来の損失が生じるため, 脱磁などの手間があり, 誘導モータやリラクタンスモータなどの磁石レスモータと比べると煩雑である。そこで本論文では, 機械損は軸受けにかかる荷重に比例すると仮定し, シャフトのみ, およびシャフトとケースのみの機械損をそれぞれ測定し, その差分から軸受けにかかる荷重と機械損の関係性を求め, ここから試作機の機械損の推定を試みた。

ここで, 軸受で発生する摩擦トルク  $M$  および機械損  $W_m$  は, 次式で与えられる<sup>5)</sup>。

$$M = \mu P \frac{d}{2} \quad (1)$$

上式中の  $\mu$  は摩擦係数,  $P$  は荷重,  $d$  は軸受内径である。

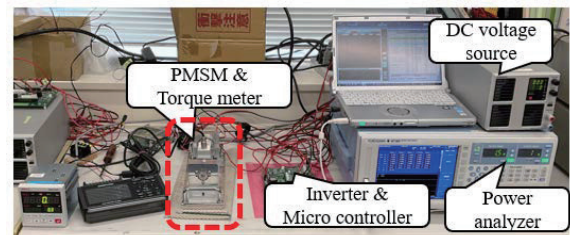
また, 機械損は次式のように摩擦トルクと回転速度  $n$  の積で与えられる。

$$W_m = 0.105 \times 10^{-6} M n \quad (2)$$

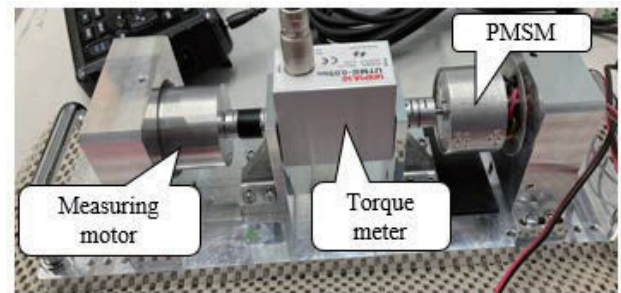
したがって, (1)式, (2)式より, 測定において同一の軸受を用いれば, 摩擦係数  $\mu$  と軸受内径  $d$  は等しい値となるため, 摩擦トルクおよび機械損は荷重に比例することが了解される。

Fig. 3 に, 機械損測定システムを示す。同図(b)に示すように, 被測定モータを他のモータ (PMSM) で駆動し, トルクメータで速度とトルクを読み取ることで機械入力, すなわち機械損を測定する。

Fig. 4 に回転子がシャフトのみの被測定モータを示す。本モータのシャフトや軸受けは, セグメント PM モータの試作機と同一である。シャフトの重量は 10.3 g であり, こ



(a) The overall view of the experimental setup



(b) The measuring motor, PMSM, and torque meter

**Fig. 3** Experimental setup for measuring the mechanical loss of the prototype segment PM motor.



れが2つの軸受けに荷重としてかかっている。なお、軸受はどちらも深溝玉軸受である。

Fig. 5に、シャフトのみの回転速度対機械損の実測値を示す。機械損が回転数増加に伴い増加しており、30,000 rpm時の機械損は約1.1 Wであった。

続いて、先ほどの被測定モータに、Fig. 6の回転子ケースを取り付けて測定した。なお、回転子ケースの重量は44.9 gであり、シャフトと合わせて55.2 gの荷重が軸受けにかかる。

Fig. 7に、シャフトに回転子ケースを取り付けた場合の回転速度対機械損の実測値を示す。シャフトのみよりも機械損が増加し、30,000 rpm時の機械損は約7.2 Wとなった。すなわち、重量44.9 gの増加で機械損は約6.1 W増加したことがわかる。したがって、例えば30,000 rpm時の荷重と機械損の関係は1 g当たり約0.1358 Wと求まる。

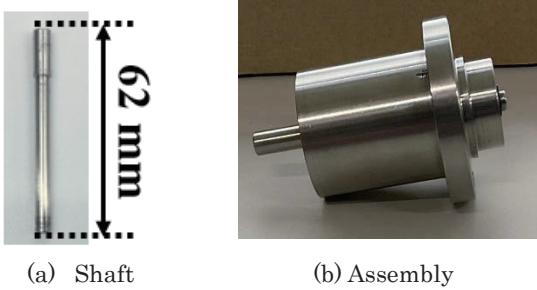


Fig. 4 Appearance of the measuring motor used for mechanical loss measurement (Shaft only).

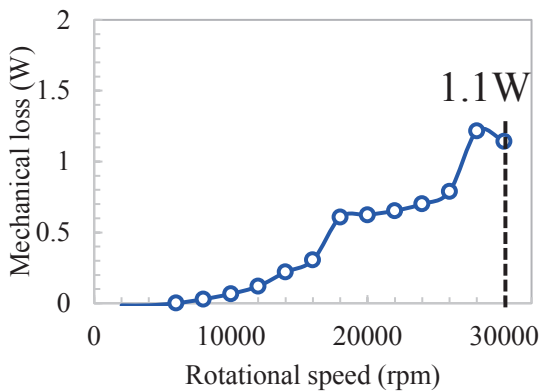


Fig. 5 Rotational speed vs mechanical loss (Shaft only).

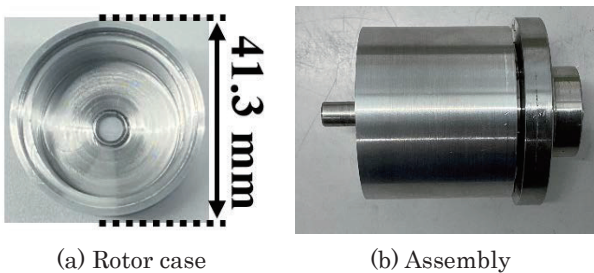


Fig. 6 Appearance of the measuring motor used for mechanical loss measurement (Shaft + rotor case).

以上の2つの実験の結果から、各回転速度で同様の関係を求め、この関係からセグメントPMモータの機械損を推定した。

Fig. 8に、セグメントPMモータの回転子を示す。回転子の全重量は112.5 gであり、ここからセグメントPMモータの機械損を算定した。Fig. 9に算定した機械損を示す。この図を見ると、30,000 rpm時に約15Wの機械損が生じることがわかる。ここで、Fig. 2(c)に示したセグメントPMモータの損失の誤差は約13 Wであったことから、本推定方法がおおよそ妥当であることが了解される。

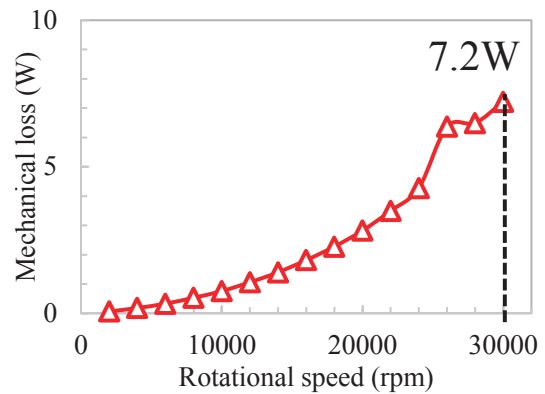


Fig. 7 Rotational speed vs mechanical loss (Shaft + rotor case).



Fig. 8 Appearance of the rotor of the prototype segment PM motor.

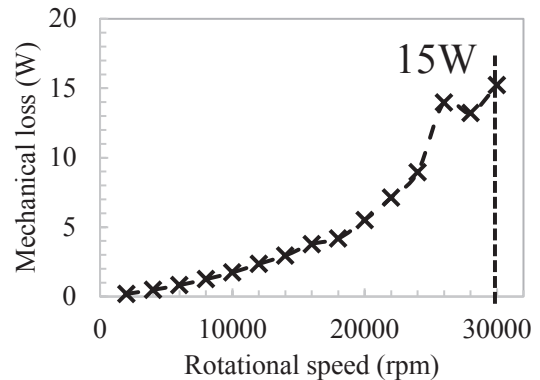


Fig. 9 Estimated rotational speed vs mechanical loss of the prototype segment PM motor.

4. 軽量化による機械損低減

前章の検討により、提案した機械損の推定方法が妥当であることが明らかになるとともに、試作機の損失増大、効率低下の要因は機械損であることが明らかとなった。そこで本章では、機械損の低減について種々検討を行う。具体的には、機械損は重量に比例するという前章までの仮定に基づき、回転子を構成する部品を軽量化することで、高効率化を試みた。

Fig. 10 には、各部品の重量の比に基づき、機械損の内訳を求めた結果を示す。各部品の重量は、部品の体積と材料の密度から求めた。この図を見ると、機械損は重量の大きいケースと回転子鉄心がほとんどを占めていることがわかる。以下では、これら2つの部品の軽量化について検討する。

まず始めに、回転子鉄心の軽量化について述べる。Fig. 11 に、先行研究のセグメント PM モータの磁束線図と磁束密度コンターを示す。セグメント PM モータは、回転子鉄心の両側から磁石磁束が流れ込み、固定子側に渡るため、回転子外側の磁束密度が低い。すなわち、回転子鉄心の外周側を削ってもモータ特性への影響は小さいとされる。そこで本検討では、回転子鉄心の外周側を 0.5 mm~2.5 mm の間で削った場合の特性を算定し、影響がほとんどない中

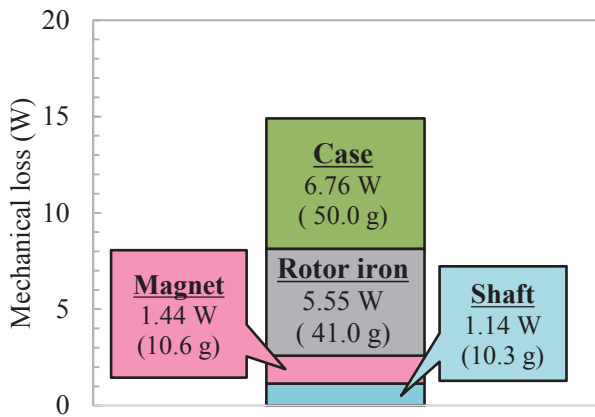


Fig. 10 Mechanical loss breakdown.

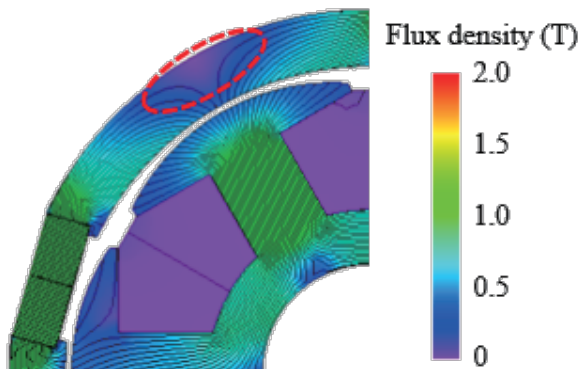


Fig. 11 Flux lines and contour diagram of flux density of the previous segment PM motor.

で最も軽量化できる 1.1 mm を採用した。

Fig. 12 に、上述の回転子鉄心の外周側を削ったモータの磁束線図と磁束密度コンター図を示す。この図より、回転子鉄心の磁束密度は最大でも 1.1 T 以下に抑えられていることがわかる。また、Fig. 13(a)のとおりトルク特性への影響はほぼ無いことがわかる。同図(b)は、回転子鉄心の

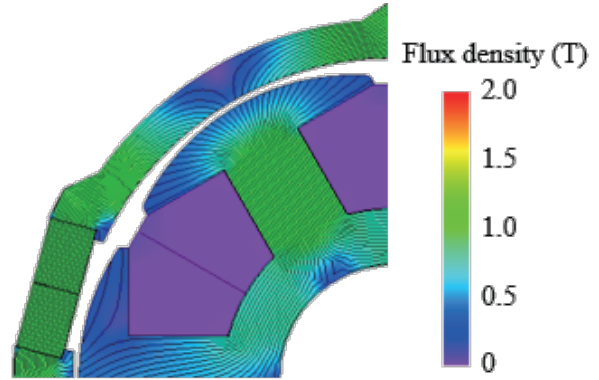
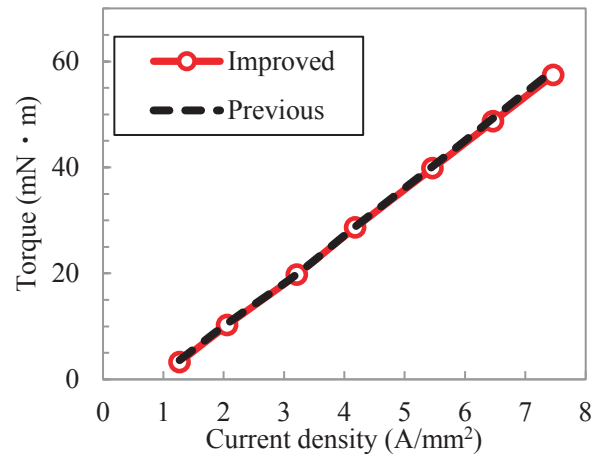
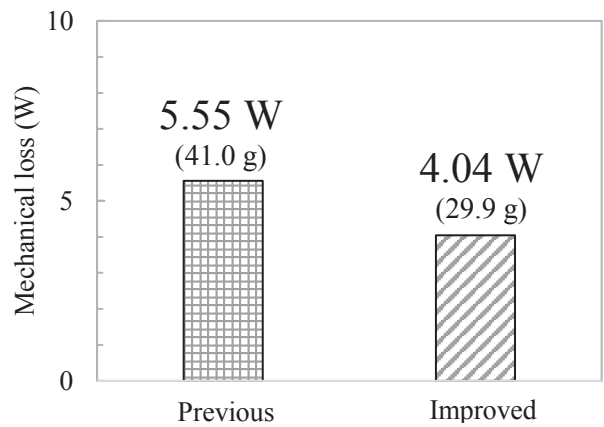


Fig. 12 Flux lines and contour diagram of flux density of the improved segment PM motor.



(a) Comparison of torque characteristics



(b) Comparison of estimated mechanical losses

Fig. 13 Comparison of torque and mechanical loss of the previous and improved segment PM motors.

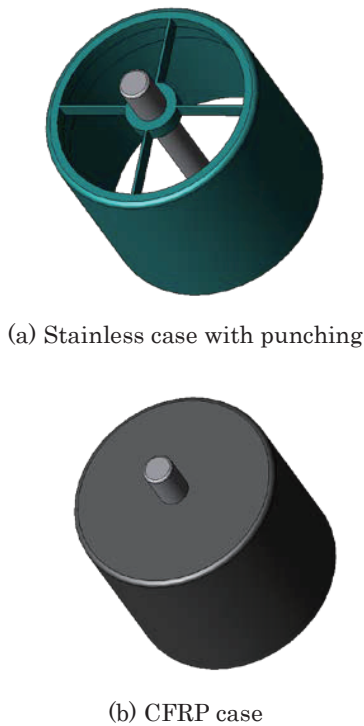
軽量化による機械損低減の効果を示しており、約 1.5 W の損失低減が期待できる。

次いで、ケースの軽量化について述べる。本論文では、Fig. 14(a)に示すように、ステンレス製の回転子ケースの一部をくり抜くことで軽量化する方法と、同図(b)に示すように、ケースの材料を炭素繊維強化プラスチック (CFRP) に置き換える方法について比較を行った。

Fig. 15 に、回転子ケースの軽量化による機械損低減の効果を示す。この図を見ると、CFRP への置き換えの効果は極めて高いことが明らかである。

以上の検討結果に基づき、回転子鉄心の外周側を削り、かつ回転子ケースをCFRPに置き換えたセグメントPMモータの効率を試算した。Fig. 16 に、本セグメントPMモータを示す。同図に示すように、回転子鉄心とケースの間

に生じた隙間は、CFRP のケース側に凸部を設けることで埋めている。



(a) Stainless case with punching

(b) CFRP case

Fig. 14 Appearance of rotor case.

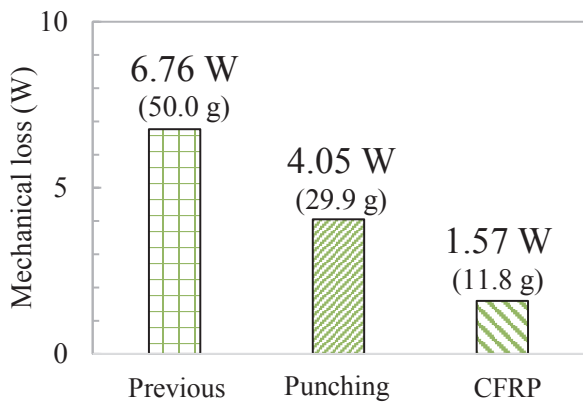
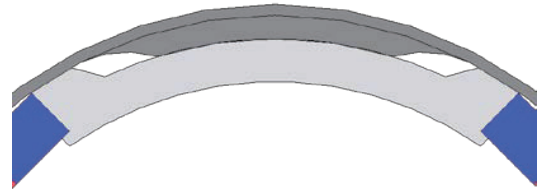


Fig. 15 Comparison of estimated mechanical losses.

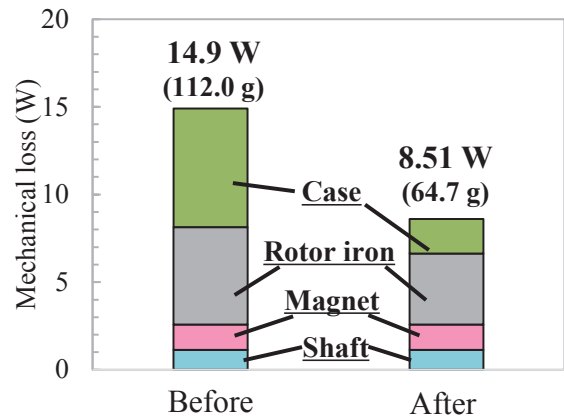


(a) Improved rotor of the segment PM motor

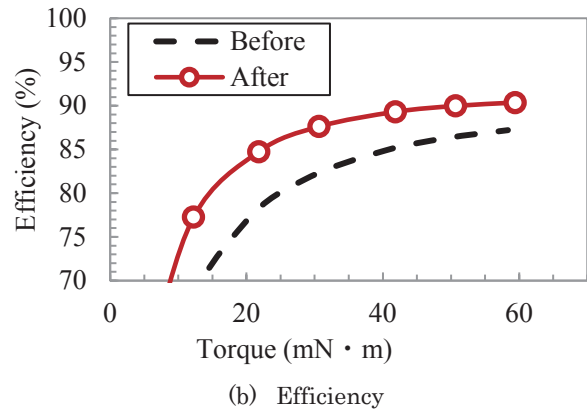


(b) Enlarged view

Fig. 16 Schematic diagram of the segment PM motor after lightweight.



(a) Comparison of estimated mechanical losses



(b) Efficiency

Fig. 17 Comparison of characteristics of the segment PM motor before and after lightweight.

Fig. 17(a)に、軽量化前後の機械損の比較を示す。軽量化により機械損が40%以上低減可能であることがわかる。同図(b)は効率の比較である。軽量化により、効率が全体的に改善され、最高効率は90.3%に達することが見積もられた。今後は、改良機の実証実験を行う予定である。

## 5. まとめ

本論文では、先行研究で試作したセグメントPMモータの機械損を推定する方法について述べるとともに、その妥当性について実験検証を行った。通常、PMモータの機械損を測定することは必ずしも容易では無いが、本論文では、機械損は軸受けにかかる荷重に比例すると仮定し、シャフトのみ、およびシャフトとケースのみの回転子の機械損の差分から軸受けにかかる荷重と機械損の関係を求め、ここから試作機の機械損を推定した。その結果、30,000 rpm時の機械損は約15 Wと推定され、損失の実測値と計算値の誤差13Wとおおよそ等しいことが明らかとなった。

次いで、上述の検討結果に基づき、回転子の軽量化による機械損の低減について種々検討を行った。セグメントPMモータでは、回転子鉄心の外周部をある程度削ってもモータ特性に与える影響は小さいことに着目し、磁気回路

として不要な部分を削ることで軽量化を図るとともに、回転子ケースを炭素繊維強化プラスチック(CFRP)に置き換えることで、さらに軽量化を図った。これらのアイデアを取り入れることで、機械損は40%以上低減され、最高効率は90%を上回ることが試算された。

今後は、改良機の実証実験を行う予定である。

**謝辞** 本研究は JST 次世代研究者挑戦的研究プログラム (JPMJSP2114) の支援を受けたものです。

## 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 (37<sup>th</sup> IAS Annual Meeting)*, 2036 (2002).
- 4) S. Sakurai, U Uchiyama, K. Nakamura: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **6**, 69 (2022).
- 5) NTN korogarizikuuke sougoukatarogu, Cat. No. 2203/J, p. A-100 (2022).

2022年10月20日受理, 2022年12月6日再受理, 2022年12月14日採録

## 永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタ

# Orthogonal-Core-Type Variable Inductor with Permanent Magnets

会津翔太<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㈱, 仙台市青葉区中山 7-2-1 (〒981-0952)

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

<sup>a)</sup> Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 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 consist of a magnetic core, a primary DC winding, and a secondary AC winding. Due to the magnetic saturation effect, they can control the effective inductance of the secondary AC winding with the primary DC current. Therefore, they can be used as reactive power compensators in electric power systems. This paper presents a novel orthogonal-core-type variable inductor in which permanent magnets are inserted in the magnetic path of the primary DC flux. The proposed variable inductor can generate a certain reactive power when the primary DC current is zero, and it can control the reactive power from lead to lag by changing the primary DC current from positive to negative.

**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<sup>4-6)</sup>。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。しかしながら一方で、可変インダクタと併用される電力用コンデンサには、高調波電流による異常過熱や異常音の問題があり、最近では電力用コンデンサを省いた装置構成も増えている。ただし、この場合は基準電圧時にも、ある一定の制御電流を流し続ける必要が生じるため、制御損失の増大につながる。

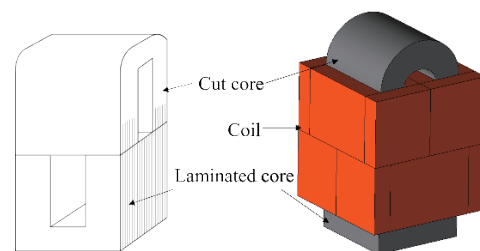
先に筆者らは、カットコアと積層コアの2種類のコアからなる、新しい直交磁心型可変インダクタを提案した<sup>7)</sup>。本

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。また、直流制御磁束と交流主磁束が交わるのは接合面周辺のみであるため、互いの磁路はほぼ独立している。

本論文では、上述の可変インダクタの直流制御磁束の磁路に永久磁石を挿入することで、無制御時にもある一定の大きさの無効電力の供給を可能にするとともに、制御電流を正負に変化させることで、コンデンサレスで無効電力を実効的に遅れから進みまで線形かつ連続的に制御可能な新しい可変インダクタを提案する。最適な磁石材料、磁石配置、磁石厚について、リラクタンスネットワーク解析 (RNA) を用いて検討したので報告する。

### 2. 永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの基本構成と動作原理

Fig. 1 に、先行研究で提案された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の基本構成を示す<sup>7)</sup>。本可変インダクタは U 形のカットコアと積層コアを 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 次磁束の磁路が接合面周辺で共有されるため、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. 1** Basic configuration of orthogonal-core variable inductor consisting of cut core and laminated core.

Corresponding author: K. Nakamura (e-mail: kenji.nakamura@tohoku.ac.jp)

Fig. 2に、永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの無効電力制御特性の概念図を示す。直交磁心型可変インダクタのカットコア側から生じる直流制御磁束の磁路に対して直列に永久磁石を挿入することで、制御電流がゼロの状態でも、ある一定の大きさの磁石磁束が流れるため、それに相当する大きさの無効電力を発生させることができる。この状態から磁石磁束を強める方向（正方向）に制御電流を大きくすると、無効電力を増加させることができる。一方、弱める方向（負方向）に制御電流を大きくすると、無効電力を減少させることができる。無効電力の増減は、電圧調整装置の観点から見ると、電圧の昇降に相当するため、制御電流がゼロの点を系統連系点の基準電圧に合わせておけば、コンデンサレスで電圧を上げたり、下げたりすることができる。すなわち、系統連系点の電圧を一定に保つことができる。

Fig. 3に、本論文で比較検討を行った直交磁心型可変インダクタの磁石配置を示す。直流制御磁束の磁路に対して、直列に永久磁石を挿入することを考えると、同図(a)~(c)に示す3カ所の配置が候補に挙がる。本論文では、(a)を積層コア内配置、(b)をカットコア上部配置、(c)をカットコア側部配置と呼称する。また加えて本論文では、磁石材料についても併せて検討を行う。Table 1に、比較検討に用いた磁石材料の仕様を示す。ネオジム焼結磁石、ネオジムボンド磁石、フェライト磁石の3種類の材料を検討対象とした。

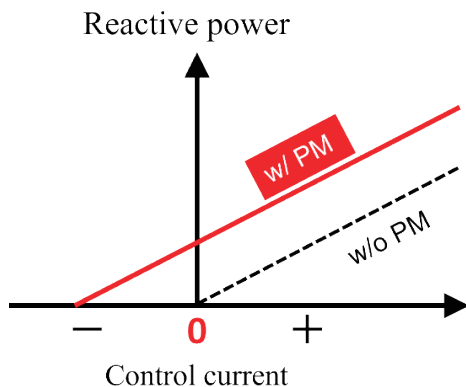


Fig. 2 Conceptual diagram of reactive power characteristic of orthogonal-core-type variable inductor with permanent magnets.

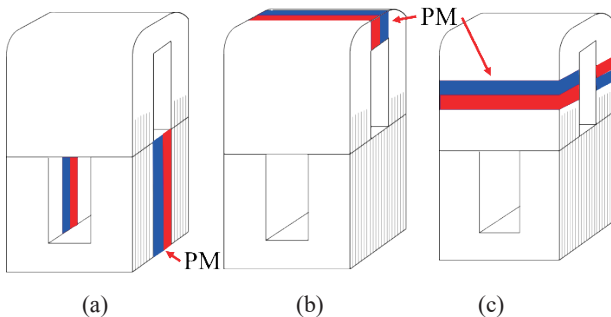


Fig. 3 Three variable inductors with different magnet arrangements.

Table 1 Specifications of permanent magnets.

Neodymium sintered magnet (N42H) Coercivity: $H_c = 950$ kA/m Residual flux density: $B_r = 1.31$ T
Neodymium bonded magnet (NEOBM-9) Coercivity: $H_c = 420$ kA/m Residual flux density: $B_r = 0.675$ T
Ferrite magnet (Y30BH) Coercivity: $H_c = 229$ kA/m Residual flux density: $B_r = 0.385$ T

### 3. 永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの特性

本章ではRNAを用いて、磁石配置、磁石材料、そして磁石厚について検討を行う。

Fig. 4に、考察に用いた直交磁心型可変インダクタの諸元を示す。カットコア側に直流制御巻線を配置し、積層コア側に交流主巻線を配置する。定格容量は1.67 kVA、定格電圧は200 Vである。磁心材質は無方向性ケイ素鋼板である。

本稿で用いた解析手法であるRNAは、解析対象を一つの磁気抵抗回路網で表すことで、可変インダクタやトランス、モータなどの電気機器の諸特性を算定する手法である<sup>8),9)</sup>。解析モデルが簡素で計算が速く、算定精度も比較的高いという特長を有する。以下では、RNAモデルの導出方法について述べる。

まず、Fig. 5に示すように、磁心を形状および磁束の流れを勘案して複数の要素に分割する。このとき磁心からの漏れ磁束も考慮できるように、磁心外空間も解析領域に含める。次いで、分割した各々の要素をFig. 6に示すような3次元の単位磁気回路に置き換える。ここで、磁心部の鋼板面内方向(x,y軸方向)の磁気抵抗については、非線形磁気特性を考慮して決める必要がある。本論文では、磁心材質のB-H曲線を次式のように表す。

$$H = \alpha_1 B + \alpha_n B^n \quad (1)$$

式中の $\alpha_1$ 、 $\alpha_n$ は磁心材質のB-H曲線から求まる係数であり、本論文では $n = 15$ 、 $\alpha_1 = 51.0$ 、 $\alpha_n = 2.5$ である。Fig. 7に、磁心材質(35A300)のB-H曲線とその近似曲線を示す。ここで(1)式より、起磁力 $f$ と磁束 $\phi$ の関係は、要素の断面積 $S$ と磁路長 $l$ を用いて、次式で表すことができる。

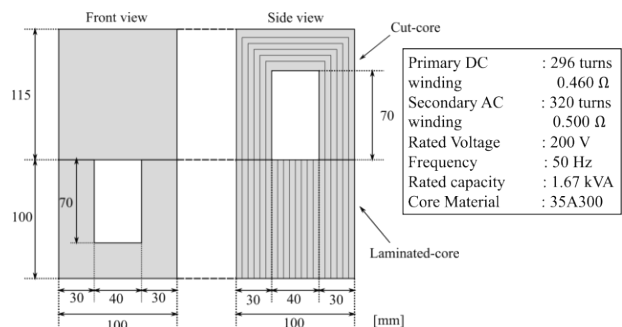


Fig. 4 Specifications of orthogonal-core-type variable inductor.

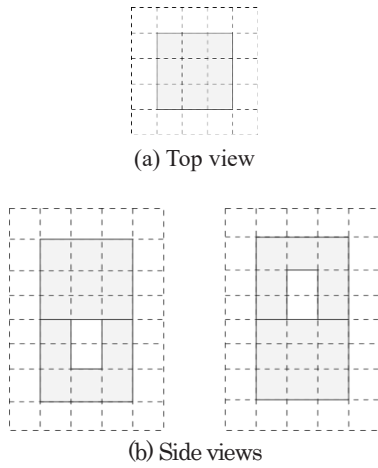


Fig. 5 Element dividing based on RNA

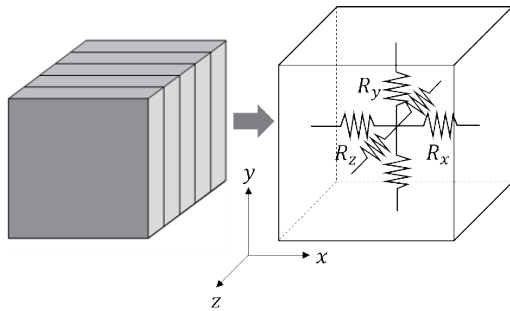


Fig. 6 Three-dimensional unit magnetic circuit of magnetic core.

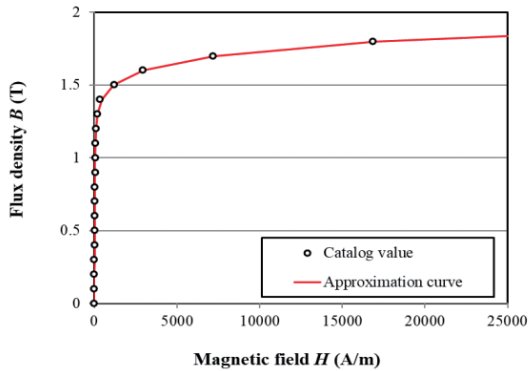


Fig. 7 B-H curve of core material.

$$f_m = R_m \phi = \left( \frac{\alpha_1 l}{S} + \frac{\alpha_n l}{S^n} \phi^{n-1} \right) \phi \quad (2)$$

(2)式の  $R_m$  が非線形磁気抵抗に相当する。

一方、磁心積層方向 ( $z$  軸方向) の磁気抵抗は、磁束が鋼板間の非磁性層を貫通することから、これを考慮して決める。ここで、一般に磁気抵抗  $R_m$  は透磁率  $\mu$  を用いて、次式で与えられる。

$$R_m = \frac{l}{\mu S} \quad (3)$$

積層鉄心は、透磁率  $\mu_s$  の鋼板と透磁率  $\mu_0$  の非磁性層が  $d_f$  :  $(1-d_f)$  の比で積層されている。なお、 $d_f$  は磁心の占積率である。したがって、積層方向の実効的な透磁率  $\mu'$  は、次式で与えられる。

$$\frac{1}{\mu'} = \frac{d_f}{\mu_s} + \frac{1-d_f}{\mu_0} \quad (4)$$

ここで、積層方向の磁束は主に漏れ磁束であり、磁気飽和は生じないと仮定すると、鋼板の積層方向の透磁率  $\mu_s$  は真空の透磁率  $\mu_0$  に比べて十分大きい。したがって、(4)式は次式のように近似することができる。

$$\frac{1}{\mu'} \cong \frac{1-d_f}{\mu_0} \quad (5)$$

よって、磁心積層方向の磁気抵抗  $R_{mz}$  は、次式で与えられる。

$$R_{mz} = \frac{(1-d_f)l}{\mu_0 S} \quad (6)$$

一方、磁心外空間における磁気抵抗は、要素寸法と真空の透磁率  $\mu_0$  を用いて、以下の式で与える。

$$R_{ma} = \frac{l}{\mu_0 S} \quad (7)$$

次に、永久磁石の表現方法について述べる。Fig. 8 に、永久磁石を表す3次元の単位磁気回路を示す。同図における  $f_c$  は永久磁石の起磁力であり、以下の式で与えられる。

$$f_c = H_c l_m \quad (8)$$

上式の  $H_c$  は永久磁石の保磁力、 $l_m$  は永久磁石の厚みである。また同図中の  $R_p$  は永久磁石の磁気抵抗を示しており、以下の式で表現される。

$$R_p = \frac{l_m}{\mu_r \mu_0 S_m} \quad (9)$$

上式の  $\mu_r$  は永久磁石のリコイル比透磁率であり、 $S_m$  は永久磁石の分割要素の断面積である。

Fig. 9 に上述のようにして導出した直交磁心型可変インダクタのRNAモデルを示す。以下では、このモデルを用いた算出した各モデルの無効電力制御特性について述べる。

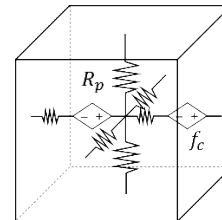


Fig. 8 Three-dimensional unit magnetic circuit of permanent magnet.

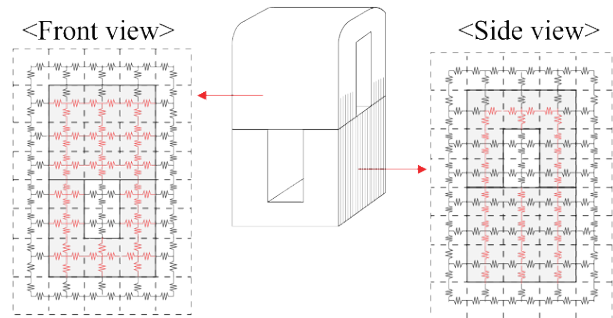
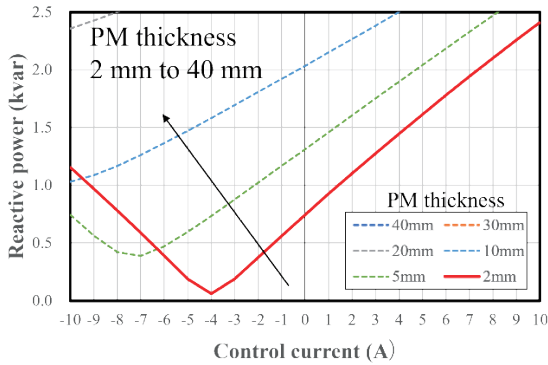


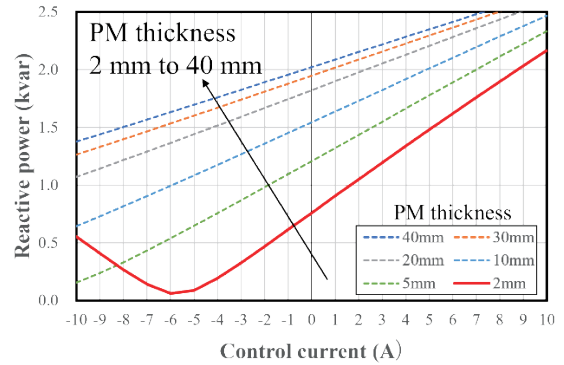
Fig. 9 Three-dimensional RNA model of orthogonal-core-type variable inductor.

Fig. 10 に、RNA により算定した積層コア内配置における各磁石の磁石厚と無効電力特性の関係を示す。これらの図より、磁石が厚くなると無効電力特性の傾きが小さくなり、かつ最小値が大きくなるのがわかる。

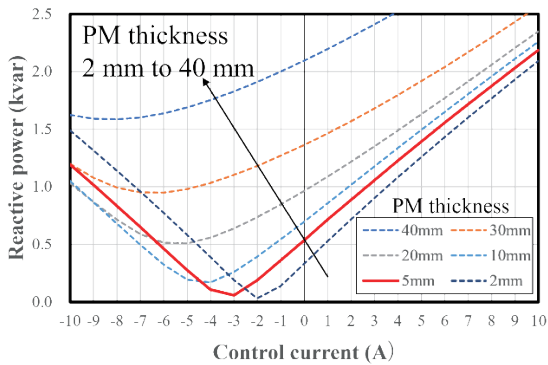
傾きが小さくなる理由は、磁石が厚くなることは、直流制御巻線から見た磁気回路のギャップが大きくなることと同義であり、磁気抵抗が大きくなることで、同一制御電流に対する発生磁束が減るためである。また、最小値が大きくなる理由は、磁石が厚くなると、交流主磁束の磁路断面積が小さくなるため、同一主巻線電圧に対して動作磁束密度が高くなって磁気飽和が生じるためである。



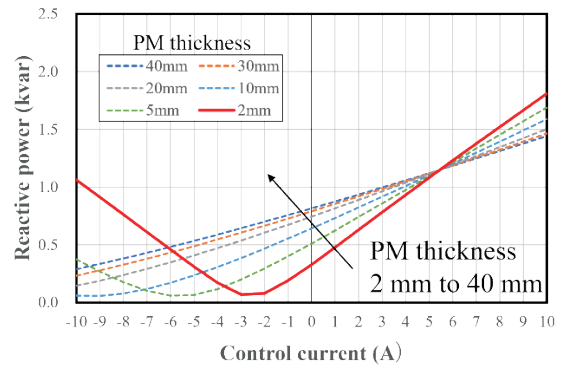
(a) Neodymium sintered magnet



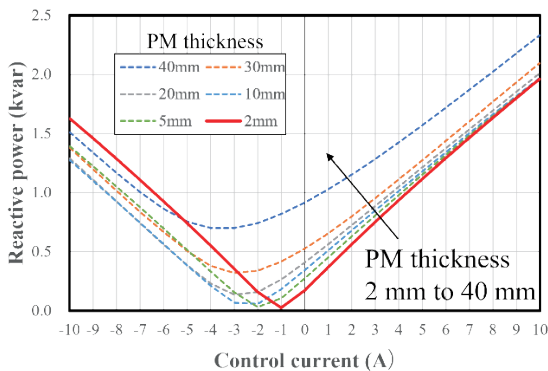
(a) Neodymium sintered magnet



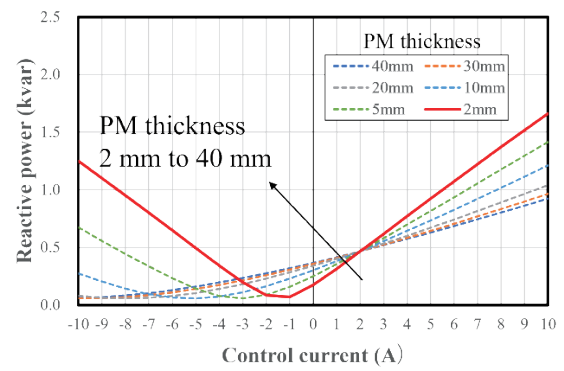
(b) Neodymium bonded magnet



(b) Neodymium bonded magnet



(c) Ferrite magnet



(c) Ferrite magnet

Fig. 10 Relationship between magnet thickness and reactive power characteristic of variable inductor with magnets placed inside laminated core.

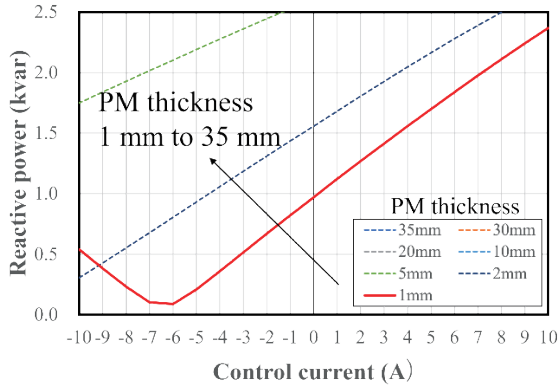
以降では、無効電力の最大値と最小値の差を制御幅と定義し、最も制御幅の広い磁石材料と磁石厚の組み合わせを最適とする。積層コア内配置では2 mm 厚のネオジム焼結磁石の特性が最も良い。

次いで、Fig. 11 に RNA により算定したカットコア上部配置における各磁石の磁石厚と無効電力特性の関係を示す。同図においても、Fig. 10 と同様の傾向が見られる。積層コア内配置と同じ指標で見ると、カットコア上部配置では2 mm 厚のネオジム焼結磁石の特性が最も良い。

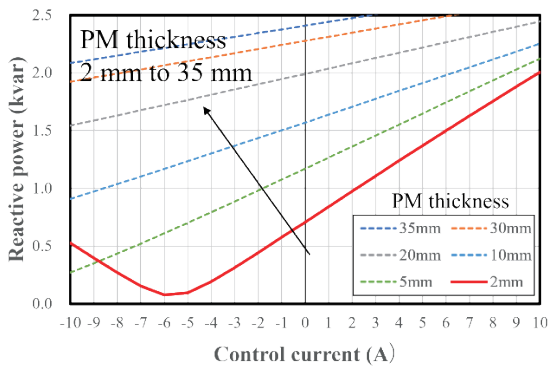
最後に、Fig. 12 に RNA により算定したカットコア側部配置における各磁石の磁石厚と無効電力特性の関係を示す。

Fig. 11 Relationship between magnet thickness and reactive power characteristic of variable inductor with magnets placed on top of cut core.

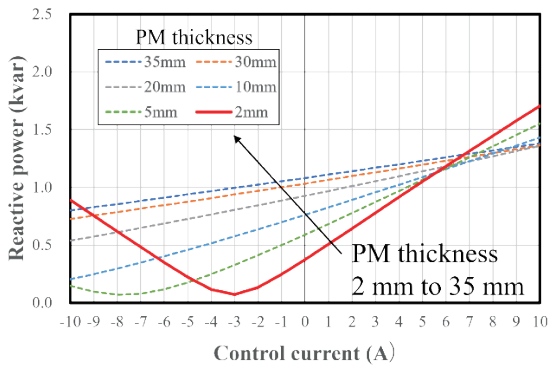




(a) Neodymium sintered magnet



(b) Neodymium bonded magnet



(c) Ferrite magnet

**Fig. 12** Relationship between magnet thickness and reactive power characteristic of variable inductor with magnets placed on side of cut core.

これらの図においても、その他の配置と同様の傾向が見られた。カットコア側部配置では 1 mm 厚のネオジウム焼結磁石の特性が最も良い。

Table 2 に、Fig. 10~12 に示した結果の中で、最も制御幅の広がった磁石配置、磁石材料、磁石厚の組み合わせを示す。この表より、無効電力制御特性の観点から見ると、積層コア内配置、またはカットコア側部配置のいずれかが良いと結論付けることができる。

**Table 2** Comparison of optimum combinations of magnet arrangement, magnet material, and magnet thickness.

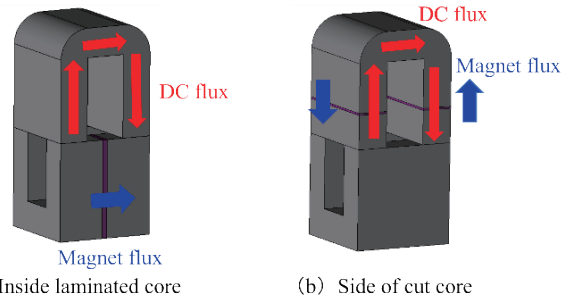
Place of magnets	Magnet	Magnet thickness	Max (kvar)	Min (kvar)	Max-Min
Inside laminated core	Neodymium sintered	2 mm	0.06	2.41	2.35
Top of cut core	Neodymium sintered	2 mm	0.06	2.16	2.10
Side of cut core	Neodymium sintered	1 mm	0.09	2.37	2.28

**4. 永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの減磁解析**

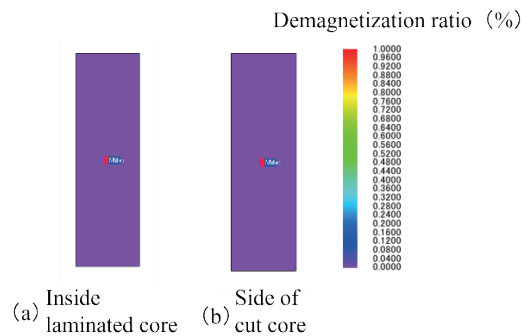
Fig. 13 に、積層コア内配置およびカットコア側部配置における磁束の流れを示す。同図に示すように負の直流制御電流を流すと、磁石には逆磁界がかかるため、不可逆減磁を起こす可能性がある。そこで本章では、積層コア内配置およびカットコア側部配置の 2 つのケースについて減磁解析を行った。

Fig. 14 に減磁解析の結果を示す。ここでは磁石に最も大きな逆磁界がかかる条件として、無効電力が最小となる制御電流を流した場合の結果を示す。具体的には、積層コア内配置では -4 A、カットコア側部配置では -6 A である。同図を見ると、積層コア内配置カットコア側部配置ともに不可逆減磁は生じていないことがわかる。

以上より、制御幅と不可逆減磁の 2 つの観点から見ると、積層コア内に 2 mm 厚のネオジウム焼結磁石を配置したものか、またはカットコア側部に 1 mm 厚のネオジウム焼結磁石を配置したものが、最適な組み合わせであることが明らかとなった。



**Fig. 13** Flux flow diagram of each magnet arrangement.



**Fig. 14** Comparison of demagnetization ratio of each magnet arrangement.

## 5. まとめ

本論文では、直交磁心型可変インダクタの直流制御磁束の磁路に永久磁石を挿入することで、無制御時にも永久磁石の種類と配置・寸法に応じた大きさの無効電力を供給可能にするとともに、制御電流を正負に変化させることで、コンデンサレスで無効電力を実効的に遅れから進みまで線形かつ連続的に制御可能な新しい可変インダクタを提案した。また、3カ所の磁石配置、3種類の磁石材料、および磁石厚について、無効電力の制御幅と減磁の2つの観点から最適な組み合わせを明らかにした。

まず始めに、3カ所の磁石配置について、制御幅の観点から最適な磁石材料と磁石厚の組み合わせを探索した結果、積層コア内に2 mm厚のネオジウム磁石を配置するか、またはカットコア側部に1 mm厚のネオジウム焼結を配置するかのいずれかが良いことが明らかとなった。

次いで、上記の2つの組み合わせについて減磁解析を行った結果、いずれの場合も不可逆減磁は生じなかった。したがって、制御幅と不可逆減磁の2つの観点から見て、積層コア内に2 mm厚のネオジウム焼結磁石を配置したものか、またはカットコア側部に1 mm厚のネオジウム焼結磁石を配置したものが、最適な組み合わせであることが明らかとなった。

今後は、さらに磁石渦電流損の観点を加えた検討を行うとともに、実器検証を行う予定である。

## References

- 1) T. Hayashi and T. Sakurai: *T. IEE Japan*, **117-B**, 901 (1997) (in Japanese).
- 2) S. Irokawa: *T. IEE Japan*, **115-B**, 1019 (1995) (in Japanese).
- 3) F. Ichikawa: *T. IEE Japan*, **112-B**, 461 (1992) (in Japanese).
- 4) O. Ichinokura, T. Jinzenji, and K. Tajima: *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 3225 (1993).
- 5) M. Maeda, S. Akatsuka, T. Ito, and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**, 1787 (1999) (in Japanese).
- 6) K. Nakamura, O. Ichinokura, M. Kawakami, M. Maeda, S. Akatsuka, K. Takasugi, and H. Sato: *IEEE Trans. Magn.*, **36**, 3565 (2000).
- 7) T. Sato, K. Nakamura, T. Ohinata, K. Arimatsu: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **6**, 53 (2022) (in Japanese).
- 8) K. Nakamura and O. Ichinokura, *IEEE Trans. FM*, **128**, 506 (2008).
- 9) K. Nakamura and O. Ichinokura: *IEEE Trans. on Fundamentals and Materials*, **128**, 506 (2008).

2022年10月29日受理, 2022年11月27日再受理, 2022年12月04日採録

## ボンド磁石を用いた非対称磁極構造 IPM モータの実機評価

# Prototype Test of Asymmetric Pole Structure IPM Motor Using Bonded Magnet

塚田裕太<sup>†</sup>・吉田征弘・半田修士・田島克文  
秋田大学理工学研究科, 秋田県秋田市手形学園町 1-1 (〒010-8502)

Y. Tsukada<sup>†</sup>, Y. Yoshida, N. Handa, and K. Tajima

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

This paper presents an investigation into the usefulness of a motor with an asymmetric pole structure based on a prototype rotor using samarium-iron-nitrogen bonded magnets. Comparing the torque characteristic of the proposed asymmetric-pole motor with that of a conventional motor using a neodymium sintered magnet, the maximum torque of the proposed motor increased by 12%. Furthermore, a comparison of efficiency characteristics showed that asymmetric motors have better efficiency characteristics than conventional motors in the high-load and low-speed ranges. It was found that an asymmetric rotor structure with a complicated magnet shape negatively affects the efficiency characteristics in the high-speed operating region.

**Key words:** Interior permanent magnet synchronous motor, bonded magnet, asymmetric pole structure, reluctance torque, heavy rare earth free

### 1. はじめに

2015年にSDGs, パリ協定が採択されて以降, 世界的に気候変動, 地球温暖化防止への取り組みが強く求められている. 我が国では2050年までにカーボンニュートラル, 脱炭素社会の実現を目標としており, 特に輸送部門における電動化の動きが加速している. 電動化におけるキーデバイスであるモータは, エネルギー問題への関心の高まりと相まって, 省エネルギー効果の高い高効率モータの開発が極めて重要な課題となっている. 高効率モータとして現在広く使われているモータは永久磁石モータであり, 2021年における70Wを超える交流モータ生産台数割合のうち57%を占めている<sup>1)</sup>. 高性能永久磁石モータの多くには現在最も強力な磁力を有するとされるネオジウム焼結磁石が用いられている. しかしながら, ネオジウム焼結磁石の原料となるジスプロシウム(Dy)は重希土類であり, 特定の国からの供給に依存しているため高コスト, 供給が不安定, 採掘や精錬に環境破壊を伴うといった問題が顕在化している<sup>2)</sup>. したがって, 永久磁石モータにおいて省レアアース, 脱レアアース化は極めて重要な課題である.

Dyを使用しない希土類磁石としてネオジウム焼結磁石よりも残留磁束密度( $B_r$ )が劣る希土類ボンド磁石をモータに使用する研究が進められており, 高トルク密度化が可能なアキシシャルギャップモータにネオジウムボンド磁石を使用し, 高トルク, 高効率化を実現した例や<sup>3)</sup>, アモルファスコアに高 $B_r$ 特性を有するSm-Fe-N系ボンド磁石を使用し高トルクかつ低損失を実現した例が報告されている<sup>4)</sup>.

また埋込磁石同期モータ(IPMSM)は, 磁石磁束に起因するトルクであるマグネットトルクに加え, 回転子内部の磁気抵抗の差から生じるリラクタンストルクを活用できるため, 希土類ボンド磁石のような $B_r$ が小さい磁石をモータに適用する際に, 高トルク密

度化に有効な形状として用いられる. 希土類ボンド磁石は形状自由度の高さから複雑なロータ形状が作成可能で, 磁石表面積の拡大や, リラクタンストルクが大きくなるような形状にすることでネオジウム焼結磁石を使用した同体格のモータと同等のトルクを得られたという例も報告されている<sup>5)</sup>.

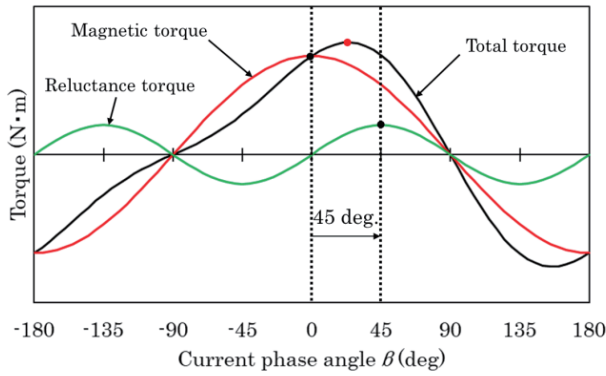
さらに, 従来の磁極構造が対照的なIPMSMでは, マグネットトルクとリラクタンストルクが最大となる位相の違いからリラクタンストルクを十分に活かさないが, 磁石を非対称に配置しマグネットトルクの位相をずらすことで総合トルクの向上を図る検討もなされている<sup>6)・10)</sup>.

本検討では先行研究<sup>7)</sup>で設計された, 非対称磁極構造を用いて高トルク密度化を達成したロータ形状に, ボンド磁石の中でも高い $B_r$ を有するサマリウム鉄窒素系ボンド磁石を使用したモータを試作し, ネオジウム焼結磁石を用いた従来IPMSMと実機で比較評価をしたので報告する.

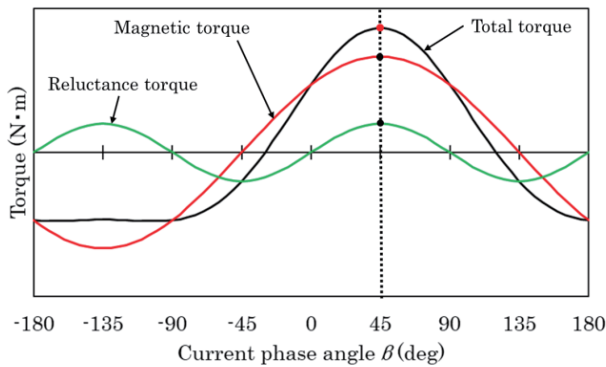
### 2. 非対称磁極構造の原理

Fig. 1にIPMSMの電流位相角対トルク特性の概念図を示す. Fig. 1(a)が従来IPMSMのトルク特性, (b)が非対称磁極構造IPMSMのトルク特性を示す. 横軸に電流位相角を示し, 縦軸にトルクを示す. IPMSMは磁石を回転子内部に埋め込む構造をしており, 回転子中心から見た磁路の磁気抵抗が回転子の角度によって変化するため, 回転角度によってインダクタンスが変化する突極回転子構造をしている. これにより磁石磁束に起因するトルクであるマグネットトルクに加え, 回転子のインダクタンスの変化に起因するリラクタンストルクと呼ばれる2つのトルクが発生する. Fig. 1(a)を見ると, 従来IPMSMでは赤線のマグネットトルクと緑線のリラクタンストルクの最大となる電流位相角に45度の差があり, 黒線の総合トルクにおいて両成分のトルクの最大値を同時に発生できないことがわかる. この問題を解決したのが非対称磁極構造IPMSMである. 前述した2つのトルクを同時に発

Corresponding author: Y. Tsukada (e-mail: [m8021906@s.akita-u.ac.jp](mailto:m8021906@s.akita-u.ac.jp)).



(a) Conventional IPMSM



(b) Asymmetric IPMSM

Fig. 1 Torque characteristics of IPMSM motors.

生ささせるには、リラクタンストルクの位相を変えずに、マグネットトルクの位相を進める構造にする必要がある。つまり回転子の突極回転子構造を変化させずに磁石の磁極中心を進角させることで、Fig. 1(b)に示すように、リラクタンストルクの位相はそのままに、赤の実線のマグネットトルクのように両成分のトルク最大値を同時に発生でき、総合トルクが向上する。Fig. 2に本研究対象モータの1/4解析モデルを示す。Fig. 2(a)に電気学会IPMSMベンチマークモータであるDモデル（以後、従来モデルと呼ぶ）、(b)に非対称磁極構造IPMSM（以後、非対称モデルと呼ぶ）を示す。それぞれ図中の白抜き矢印は磁石の着磁方向を示しており、黒い実線で示した矢印は、磁極の中心の向きを示している。なお、今回の検討で固定子は共通である。先述した原理に基づいて、従来モデルに対し非対称モデルの磁石が非対称に配置され、磁極の中心が回転方向（反時計回り）にずれた位置に存在するように設計されている。これにより研究対象モータにおいて総合トルク向上効果を生み出している。

### 3. 解析条件と実験条件

#### 3.1 解析条件

Table 1に解析モータの諸元を示す。固定子は従来モデル、非対称モデル共に共通のモデルを使用しており、巻線方式はコイルピッチが5の分布巻きである。解析に使用したソフトウェアはJMAG-Designer ver.20.2であり、2次元磁界過渡応答解析、効率マップ解析によりモータ特性を取得した。

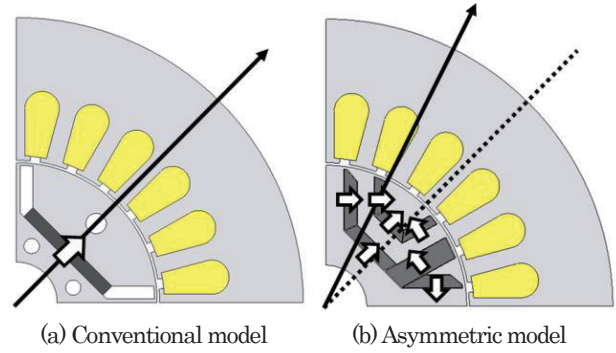


Fig. 2 1/4 calculation models.

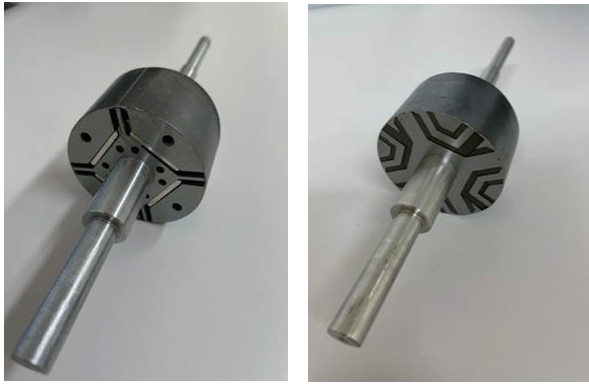
Table 1 Specifications of analytical models.

Parameters	Materials / Values
Permanent magnet material (model number)	Nd-Fe-B sintered (N40)
	Sm-Fe-N bonded (A14)
Core material	50A350
Coil	Copper
Stator outer diameter (mm)	112
Rotor outer diameter (mm)	55
Gap width (mm)	0.5
Stack length (mm)	30
Number of winding turns/slot	35
Number of slots	24
Number of poles	4

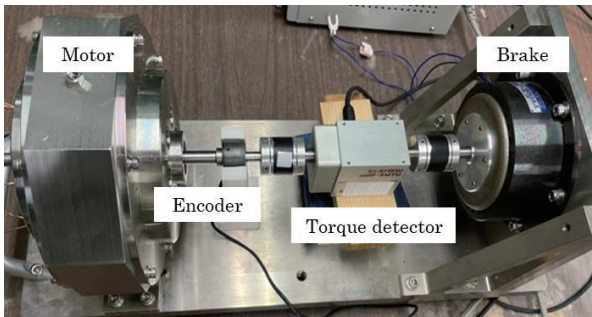
#### 3.2 実験条件

Fig. 3に実機（回転子）の写真を示す。Fig. 3(a)が従来モデル、(b)が非対称モデルを示す。使用材料は前章のTable 1で示したものと同様のものが使用されている。続いてFig. 4に実験環境の写真を示す。Fig. 4(a)にモータベンチ、(b)に計測機器類を示し、(c)にデータを計測・監視するPCおよびメモリハイコダを示す。

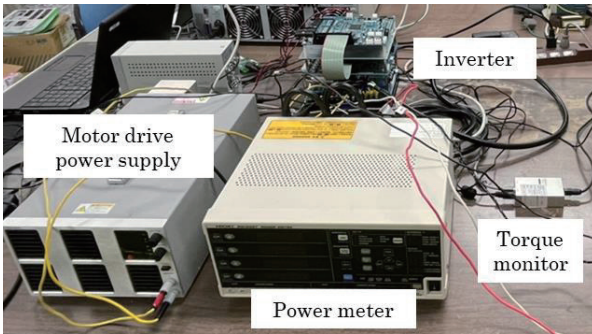
実験条件について説明する。モータに供給する直流電源の電圧値は80Vとした。効率マップ取得のため回転数は300rpmから1800rpmまでの低速域を300rpm刻み、1800rpmから3200rpmまでの高速域を200rpm刻みとし、相電流は振幅0.5Aから4Aまでを0.5A刻みで変化させ、電流一定の条件で電流位相角を-70度から110度までを10度刻みで測定し、それぞれの動作点での出力を入力で除すことで効率を算出した。電流位相角は力方向のトルクが出力される範囲で変化させトルク最大付近では電流位相角を5度刻みで測定している。モータは速度制御および電流制御により制御されており、d軸電流 $I_d$ を指令することで電流位相角が変化する。一定回転速度時の $I_d$ と負荷をパラメータとして、その時の回転数、トルク、電流、電圧、電力、力率を取得した。なお回転数とトルクは5秒間の平均値を取得した。



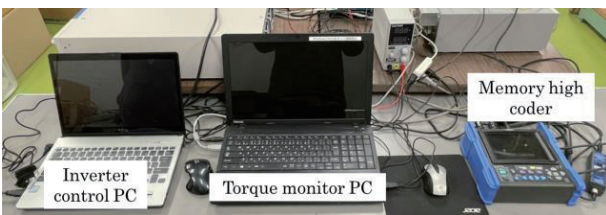
(a) Conventional model (b) Asymmetric model  
**Fig. 3** Actual machines.



(a) Motor bench



(b) Measuring machines



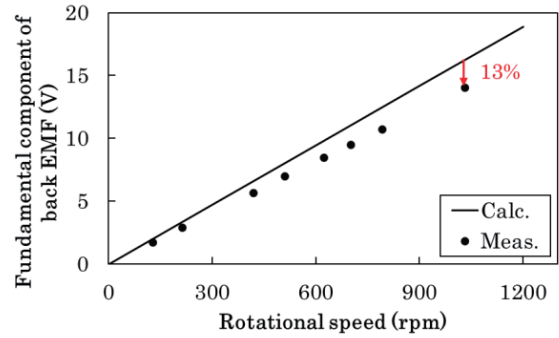
(c) Monitoring PC

**Fig. 4** Test environment.

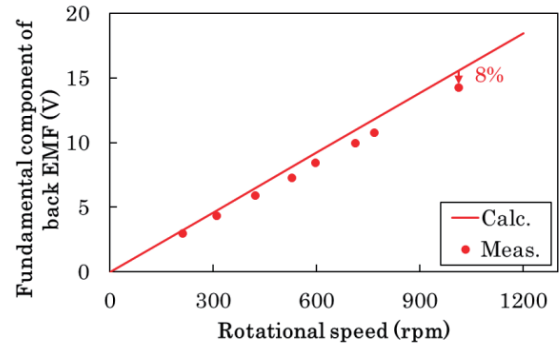
**4. 測定結果**

**4.1 誘起電圧基本波振幅**

Fig. 5 に u 相における回転数毎の誘起電圧基本波振幅の計算値および測定値の比較結果を示す。Fig. 5(a)に従来モデルを、(b)に非対称モデルを示す。横軸に回転数を示し、縦軸に誘起電圧の電圧値を示す。凡例は実線が計算値を示し、シンボルが測定値を示す。これらは誘起電圧の基本波成分を高速フーリエ変換(FFT)により抽出した値である。本来であれば最大回転速度までの誘起電圧



(a) Conventional model

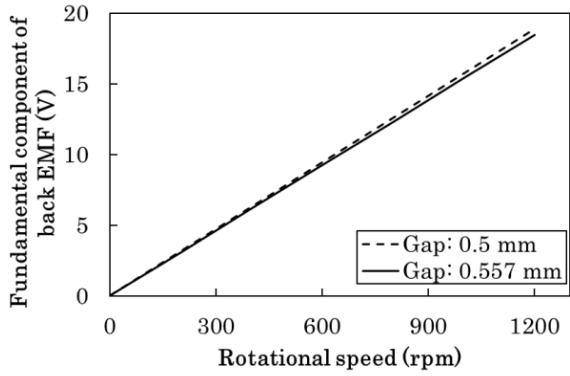


(b) Asymmetric model

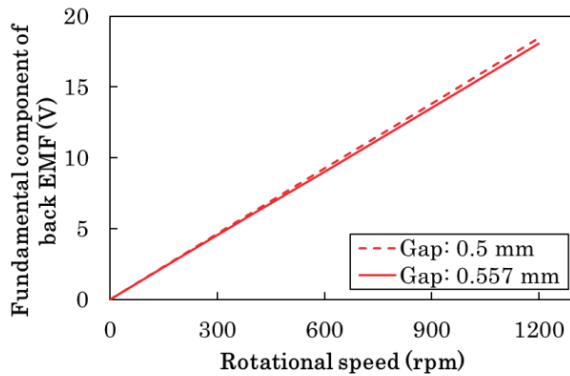
**Fig. 5** Relationship between rotational speed and fundamental component of back EMF in u phase.

のデータを比較するのが望ましいが、今回の実験設備では高速域の誘起電圧の測定が困難であったため 1000 rpm 付近までの測定値で計算値と比較する。Fig. 5(a)の従来モデルにおいて 1031 rpm での誘起電圧基本波振幅を比較すると、計算値に対して測定値が約 13%低下している。同様に Fig. 5(b)の非対称モデルにおいて 1013 rpm での誘起電圧基本波振幅を比較すると計算値に対して測定値が約 8%低下している。

測定値における誘起電圧低下の原因調査として、実機において固定子と回転子間のギャップ長を測定した。ギャップ長はギャップ付近をマイクロスコープで撮影し測定した。本来 0.5 mm を想定していた固定子と回転子間のギャップ長が、実機において 0.557 mm と設計より長くなっていることが判明した。そのため前章で示した解析条件の Table 1 においてギャップ長のみを 0.557 mm とした条件で解析し、Fig. 5 で示したギャップ長 0.5 mm の計算値との誘起電圧の比較をする。Fig. 6 に u 相における回転数毎の誘起電圧基本波振幅のギャップ長 0.5 mm と 0.557 mm における計算値を示す。Fig. 6(a), (b)の条件、横軸および縦軸は Fig. 5 と同様である。1000 rpm において従来モデル、非対称モデル共にギャップ長を 0.557 mm にしたモデルはギャップ長 0.5 mm のモデルよりも誘起電圧基本波振幅が約 2%低下した。この結果から本研究においてギャップ長の変化は誘起電圧基本波振幅の値に多少影響を及ぼすものの、低下の原因は他の要因の影響が大きいと考える。他の要因としては鉄心占積率の設定条件や、非対称モデルについては形状が複雑なことか



(a) Conventional model



(b) Asymmetric model

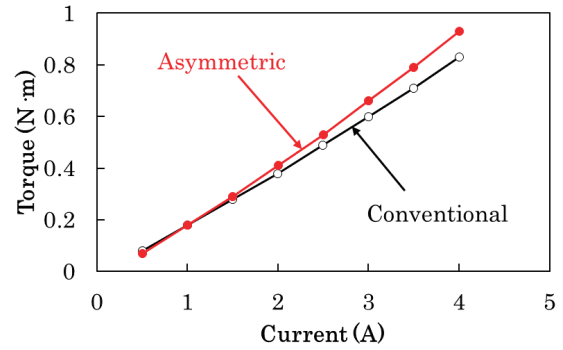
**Fig. 6** Relationship between rotational speed and fundamental component of back EMF in u phase for gap lengths of 0.5 mm and 0.557 mm (calculated values).

ら磁石寸法の誤差が生じ、磁石表面積が減少していることがあると考える。本研究においては実機の鉄心占積率や磁石寸法を正確に測定することができなかつたため、解析においてこれらの要因を考慮しないが、実機製作を想定した形状、解析条件にし、より磁石構造を簡易化したモデルの設計をすることを今後の課題とする。なお、次節に示す測定値のトルクの低下の原因についても誘起電圧の低下によるトルクの低下が占める割合が多いものと考えられる。

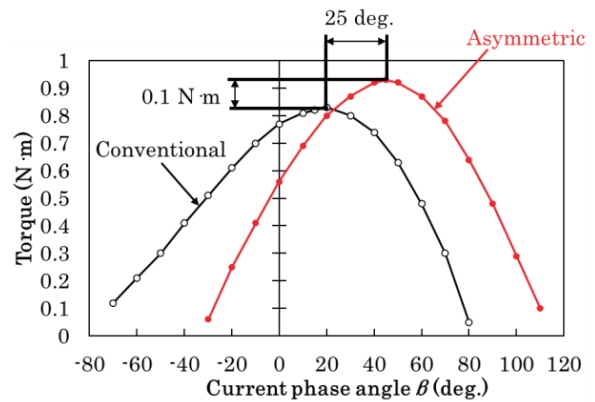
**4.2 トルク特性**

Fig. 7 に 1800 rpm における電流振幅とトルクの関係の測定結果を示す。横軸に電流振幅を示し、縦軸にトルクを示す。ここで、トルクの値は各電流振幅におけるトルクが最大となる電流位相での値を用いている。

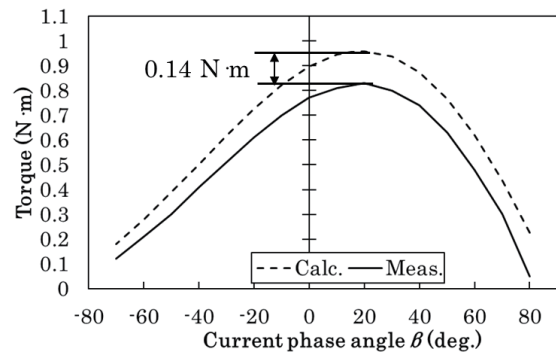
Fig. 7 より 0.5 A を除くすべての電流値で非対称モデルのトルクが従来モデルを上回っていることが分かる。このことから、非対称磁極構造の効果により、残留磁束密度がネオジム焼結磁石よりも低いサマリウム鉄窒素磁石を用いて従来モデルよりも優れたトルク特性が得られた。また、非対称モデルは電流が増加するに伴いトルクの差が増している。この理由について、次式に示す IPMSM のトルク計算式を用いて説明する。



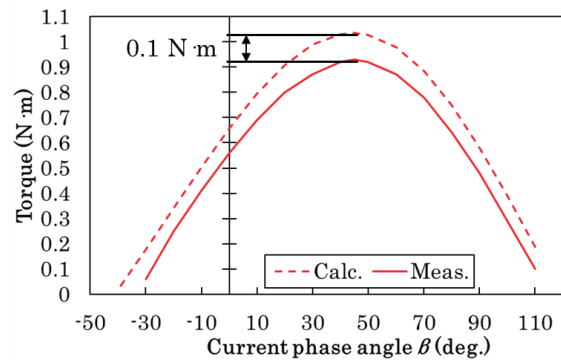
**Fig. 7** Relationship between current amplitude and torque at 1800 rpm (measured values).



(a) Comparison of conventional and asymmetric models.



(b) Conventional model



(c) Asymmetric model

**Fig. 8** Relationships between current phase angle and torque at 1800rpm and 4A.

$$T = P_n \Phi_m I_a \cos \theta + 1/2 P_n (L_d - L_q) I_a^2 \sin 2\theta \quad (1)$$

ここで  $P_n$  は極対数,  $\Phi_m$  は磁石による磁束,  $I_a$  は相電流振幅,  $\theta$  は電流位相角,  $L_d$  は  $d$  軸インダクタンスであり  $L_q$  は  $q$  軸インダクタンスを示す. 右辺第 1 項はマグネットトルク, 第 2 項はリラクタンストルクを表している. この式よりリラクタンストルクは相電流の 2 乗に比例することが分かる. 非対称磁極構造ではマグネットトルクとリラクタンストルクの最大となる位相が近づいたことにより, リラクタンストルクを最大活用できる. 電流が増加するにつれて総合トルクにおけるリラクタンストルクの割合が大きくなり, マグネットトルクは従来モデルとほぼ等しい値であることから総合トルクは増加した.

続いて, 非対称磁極構造によるトルク特性における電流位相の変化を詳しく検証する. Fig. 8 に 1800 rpm, 電流振幅 4 A における電流位相角とトルクの関係を示す. Fig. 8(a) に測定値を示し, (b) に従来モデルの計算値と測定値の比較, (c) に非対称モデルの計算値と測定値の比較を示す. 横軸に電流位相角を示し, 縦軸にトルクを示す. Fig. 8(a) において最大トルクは非対称モデルが 0.93 N·m, 従来モデルが 0.83 N·m であり, 差は 0.1 N·m で約 12% トルクが向上した. また, 最大トルクの電流位相角は従来モデルが 20 度に対して非対称モデルは 45 度であった. グラフを比較すると, Fig. 1 で説明した原理の図と同じ傾向を示していることから, 実機においても磁極構造の非対称磁極構造によりマグネットトルクとリラクタンストルクの最大値の位相を近づけられていることが分かる. Fig. 8(b), (c) では, トルク最大となる電流位相角については従来モデル, 非対称モデル共にほぼ一致しているといえるが, 最大トルクの値については, 従来モデルでは計算値が 0.97 N·m, 測定値が 0.83 N·m と 0.14 N·m 低下し, 非対称モデルでは計算値が 1.03 N·m, 測定値が 0.93 N·m と 0.1 N·m 低下していることが確認できる. これは, 前節で示した誘起電圧の低下が大きく影響している結果と考察する. 他の要因としては, 解析において実験時の巻線電流のキャリア高調波成分による鉄損やベアリングでの摩擦で生じる機械損が考慮されていないことなどが考えられる.

### 4.3 効率特性

Fig. 9 に実測と計算で得られたモータの効率マップを示す. Fig. 9(a) に従来モデルの測定値, (b) に非対称モデルの測定値, (c) に従来モデルの計算値, (d) に非対称モデルの計算値を示す. 横軸に回転数, 縦軸に平均トルクを示し, カラーマップが効率を示す. それぞれ図に示す黒点は最大効率の動作点を示しており, 測定値において (a) の従来モデルは 91.32%, (b) の非対称モデルは 90.96% となっている. 最大効率の動作点は従来モデルと非対称モデルに大きな違いはないが効率は 1.36%pt ほど非対称モデルが劣る結果となった. また, 効率の高い 90% 以上の領域の広さを比較すると従来モデルの方が広がっている. 計算値と測定値の最

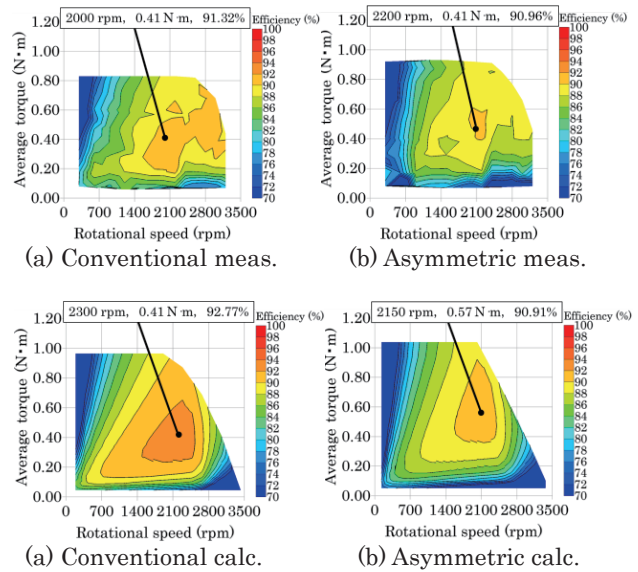
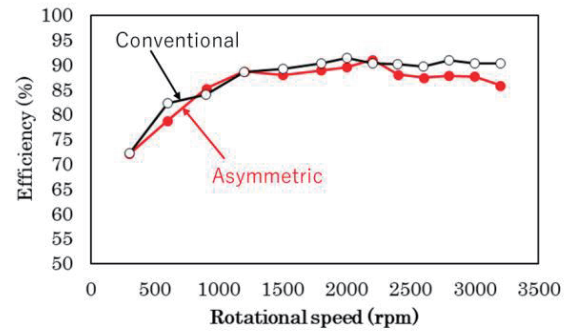
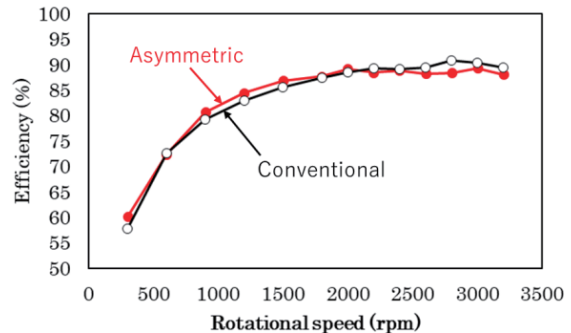


Fig. 9 Efficiency maps.



(a) Low load (2 A)

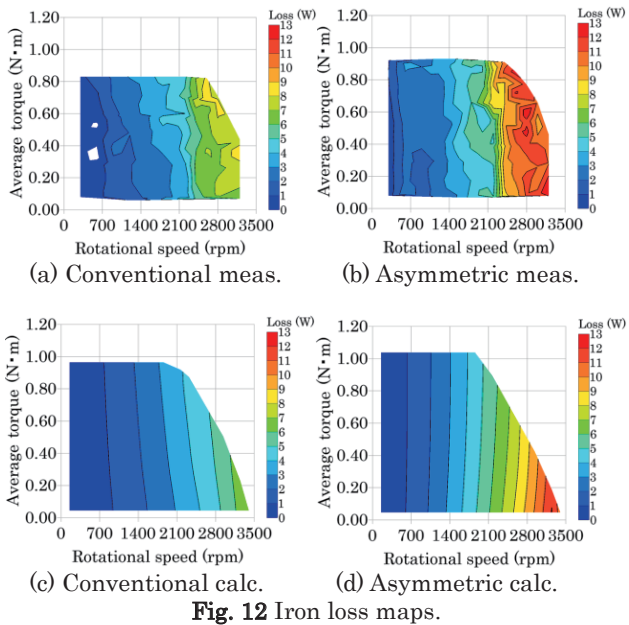
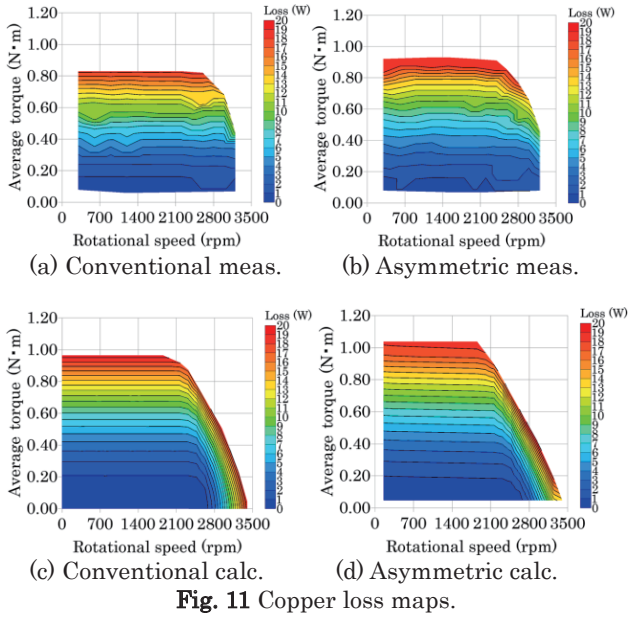


(b) High load (4 A)

Fig. 10 Relationship between rotational speed and efficiency (measured values).

大効率を比較すると, 従来モデルでは測定値が 1.45%pt 低下し, 非対称モデルでは測定値が 0.05%pt 上昇するも大きな変化はなかった. しかし, 従来モデルと非対称モデル共に測定値の方が計算値に比べ全体的に効率が下がっていることが分かる. これは, 解析において実験時の巻線電流のキャリア高調波成分による鉄損や機械損が考慮されていないことが原因であると考え.

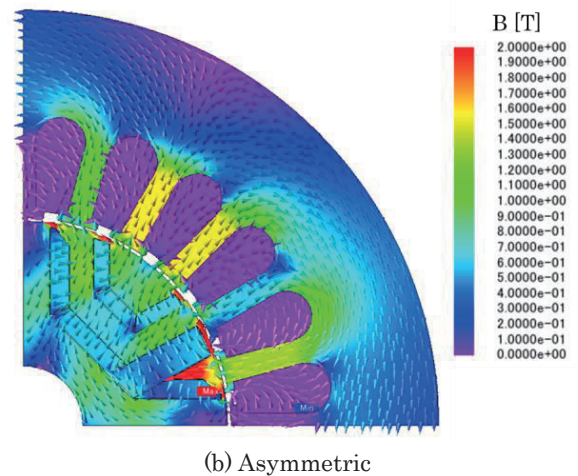
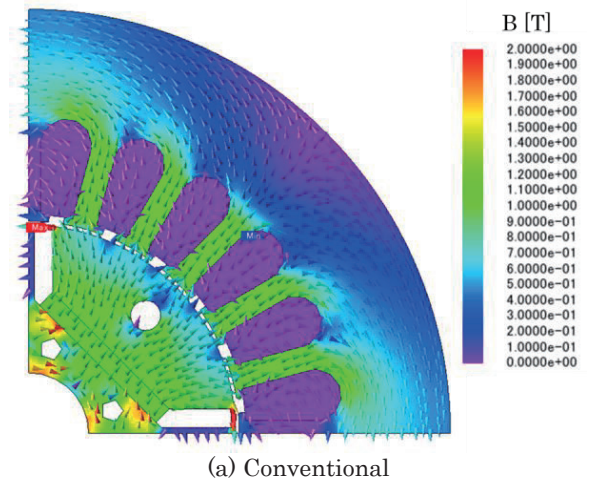
次に, 測定における低負荷 (相電流振幅 2 A), 高負荷 (相



電流振幅 4 A) に分けた時の効率特性を比較する。Fig. 10 に負荷が一定の時の効率特性を示す。Fig. 10(a)が低負荷、(b)が高負荷のときの値である。横軸が回転数、縦軸が効率を示す。(a)の低負荷においてはほとんどの回転速度で従来モデルの効率が非対称モデルを上回っていることが分かる。一方(b)の高負荷においては 2200 rpm 以降では低負荷時と同様に従来モデルが非対称モデルの効率を上回っているが、2000 rpm 以下の低速域では非対称モデルが従来モデルを上回っている。これは非対称モデルの銅損特性が従来モデルに比べて向上し、鉄損特性が悪化したためだと考える。検証のために銅損マップ、鉄損マップを比較する。Fig. 11 に銅損マップを示す。Fig. 11(a)が従来モデルの測定値、(b)が非対称モデルの測定値、(c)が従来モデルの計算値、(d)が非対称モデルの計算値である。横軸が回転数、縦軸が平均トルクを示し、カラーマップが銅損を示す。銅損は巻線

で発生する損失であり印加する電流値に依存する。非対称モデルは従来モデルと同じ電流条件においてトルク特性が優れているため同じトルクを出力しようとするに従来モデルよりも小さい電流値で駆動することが可能である。Fig. 11(a), (b)から測定値においても従来モデルより非対称モデルの銅損特性が優れていることを確認できた。

続いて、Fig. 12 に鉄損マップを示す。Fig. 12(a)~(d)の条件、横軸、縦軸および凡例は Fig. 11 と同様であるが、カラーマップは鉄損の値を示す。なお、(a), (b)の測定値においては機械損失や漂遊負荷損失は分離されておらず、全体損失から銅損を差し引いた値である。Fig. 12 より、従来モデルと非対称モデル共に回転数が増加するにつれて鉄損が増加しているが測定値、計算値共に非対称モデルの方が従来モデルよりも鉄損の値が大きい。また、(b)の非対称モデルの実験値においては 2000 rpm 以降の鉄損の増加が顕著になっている。Fig. 13 に無励磁時における磁束密度コンターベクトル図を示す。Fig. 13(a)が従来モデル(b)が非対称モデルを示す。カラーのスケールは磁束密度を示しており、0 T~2 T までをカラーリングしている。Fig. 13(a)の従来モデルにおいては 5 本のティースに均等して分布しているが、



**Fig. 13** Magnetic flux density contour vector diagram without excitation.



(b)の非対称モデルは構造の複雑さから、主に4本のティースに磁束が集中するため一部のティースの磁束密度が高くなることからわかる。先述した高速域での鉄損増加はこの磁束密度の偏りが原因であると考えられる。

## 5. まとめ

本稿では、サマリウム鉄窒素系ボンド磁石を使用した非対称磁極構造のIPMモータを試作し、ネオジム焼結磁石を用いた従来IPMモデルと比較し評価した。トルク特性においては従来モデルから12%程最大トルクが向上し、非対称磁極構造の特徴である電流位相の変化についても確認できた。また効率特性においては、非対称モデルの銅損が低減し、鉄損が増加したことから、高負荷かつ低速域において非対称モデルが従来モデルよりも優れることを明らかにした。

今後の課題として非対称磁極構造IPMSMの構造単純化や本検討で明らかになった鉄損の悪化の抑制を狙った設計をする予定である。

## References

- 1) [https://www.meti.go.jp/statistics/tyo/seidou/result/ichiran/resourceData/08\\_seidou/nenpo/h2daa2021k.xlsx](https://www.meti.go.jp/statistics/tyo/seidou/result/ichiran/resourceData/08_seidou/nenpo/h2daa2021k.xlsx), (As of October 18, 2022).
- 2) K. Machida et al: *The Latest Technological Trend and Resource Strategy of Rare Earths*, 13 (CMC Publishing Co., Ltd., Tokyo and Osaka, 2018)
- 3) R. Tsunata, M. Takemoto, S. Ogasawara, K. Orikawa, T. Saito, T. Ueno: *IEEEJ Trans. Ind. Appl.*, **140**, 12 (2020).
- 4) K. Deguchi, Y. Enomoto, H. Tokoi: *IEEEJ Trans. Ind. Appl.*, **139**, 12 (2019).
- 5) Y. Yoshikawa, T. Ogawa, Y. Okada, S. Tsutsumi, H. Murakami, S. Morimoto: *IEEEJ Trans. Ind. Appl.*, **136**, 12 (2016).
- 6) Y. Nara, Y. Yoshida and K. Tajima: *The Papers of Technical Meeting on Magnetism IEEEJ*, MAG-17-003 (2017).
- 7) T. Yanagisawa, Y. Yoshida and K. Tajima: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **44**, 45 (2020).
- 8) Xianxin Zeng, Li Quan, Xiaoyong Zhu, Lei Xu and Fangjie Liu: *IEEE Trans. on AS*, **29**, 0602704 (2019).
- 9) Fuzhen Xing, Wenliang Zhao and Byung-Il Kwon: *IET Electr. Power Appl.*, **13**, 573 (2019).
- 10) Y. Xie, J. Shao, S. He, B. Ye, F. Yang and L. Wang: *IEEE Access*, **10**, 79564 (2022).

2022年11月08日受理, 2022年12月15日採録

# 倍電流整流回路を用いた LLC 共振コンバータ用結合インダクタの作製

## Fabrication of Coupled Inductor for LLC Resonant Converter with a Current-Doubler Rectification Circuit

川田奈波 <sup>a)†</sup> · 大山秀樹 <sup>a),b)</sup> · 南澤俊孝 <sup>a)</sup> · 曾根原誠 <sup>a)</sup> · 佐藤敏郎 <sup>a)</sup>

<sup>a)</sup>信州大学, 長野県長野市若里 4-17-1 (〒380-8553)

<sup>b)</sup>味の素ファインテクノ, 神奈川県川崎市川崎区鈴木町 1-2 (〒210-0801)

N. Kawada <sup>†, a)</sup>, H. Oyama <sup>a), b)</sup>, T. Minamisawa <sup>b)</sup>, M. Sonehara <sup>b)</sup>, and T. Sato <sup>b)</sup>

<sup>a)</sup>Shinshu Univ., 4-17-1 Wakasato, Nagano-shi, Nagano, 380-8553 Japan

<sup>b)</sup>Ajinomoto Fine-Techno Co. Inc., 1-2 Suzuki-chou, Kawasaki-ku, Kawasaki, Kanagawa, 210-0801 Japan

In recent years, point-of-load DC-DC converters, which have a low voltage and large current output for DC power delivery to CPUs and GPUs, are required to have a smaller and smaller footprint for power-saving management using a power delivery scheme with a large number of small granular converters. A converter using a double-current rectifier circuit has been proposed for use as a high to low voltage/large current step-down converter. The double-current rectifier circuit rectifies the output voltage by half and the output current by twice and is advantageous for low-voltage and high-current driving. However, the double-current rectifier circuit requires a coupled inductor. In this study, for a beyond-10-MHz LLC resonant DC-DC converter with a double-current rectifier circuit, the influence of the coupled inductor on LLC resonant operation was investigated, and a prototype coupled inductor was fabricated and evaluated. The prototype inductor, which used PCB-based straight-line conductors and Fe-based metal composite magnetic cores, exhibited a magnetizing inductance of 32.3 nH and a coupling coefficient of 0.98 at 15 MHz, and these properties were considered to be sufficient for the converter under investigation.

**Keywords:** LLC resonant converter, current-doubler rectification method, coupled inductor, coupling coefficient, high current, Fe-based metal composite magnetic core

### 1. はじめに

近年、電子機器の小型化および省電力化に対する要求はますます高まっており、それに伴い電源システムの小型化、高効率化が強く要請されるようになってきている。電源システムの小型化、高効率化へのアプローチとしては、電力変換器の駆動周波数の高周波化や低電圧・大電流動作が進展する CPU や GPU へのパワーデリバリへの対応が挙げられる。特に、消費電力の増大が著しい CPU や GPU のパワーデリバリでは LSI 内の多くの回路ブロック毎に異なる動作電圧に対応した細粒度電源構成が主流になっており、DC-DC コンバータの小型化(フットプリントの縮小)は喫緊の課題となっている。

倍電流整流回路は、交流入力電圧および電流に対して出力電圧 1/2 倍、出力電流 2 倍で整流する回路であり、電源システムの低電圧・大電流駆動化に対して有効である。倍電流整流回路を LLC 共振型コンバータに用いることで高い電圧から低電圧・大電流出力に一段で変換することができ<sup>1)</sup>、スイッチング損失を抑制できる LLC 共振型コンバータと倍電流整流回路によって高効率かつ低電圧・大電流駆動に対応できる。一方で、倍電流整流回路を構成するためには結合インダクタが必要であり、コンバータの設計の際にはコンバータ動作に与える結合インダクタの影響を考慮する必要がある。筆者等のグループは、これまで、Beyond MHz 帯での使用を目的とした Fe 系メタルコンポジット磁心材料を用いてパワーインダクタの試作開発を行ってきた

<sup>2)</sup>。今回、CPU や GPU などの低電圧・大電流駆動に有利な倍電流整流回路を用いた LLC-LC 共振方式<sup>3)</sup>のコンバータ回路を対象とし、倍電流整流回路を構成するために結合インダクタに課される諸条件を示したうえで結合インダクタの仕様を設定し、この仕様を満足しうる結合インダクタの試作を行ったので報告する。

### 2. 倍電流整流回路方式 LLC 共振型コンバータ

Fig. 1 に本文で対象とする倍電流整流回路方式 LLC 共振型 DC-DC コンバータの回路図を示す。この回路は、トランスの一次側だけでなく、二次側にも漏れインダクタンスと共振するキャパシタを追加した 1 次側 LLC 共振、2 次側 LC 共振方式<sup>3)</sup>の DC-DC コンバータとなっている。倍電流整流回路を採用することによりダイオードの個数がフルブリッジ整流回路の 4 個から 2 個になるため、順方向電圧降下の影響を軽減できるとともに、フルブリッジ整流回路を用いたコンバータと比較し、出力電圧 1/2 倍、出力電流 2 倍となるため、低電圧・大電流出力に適し、降圧比の高い

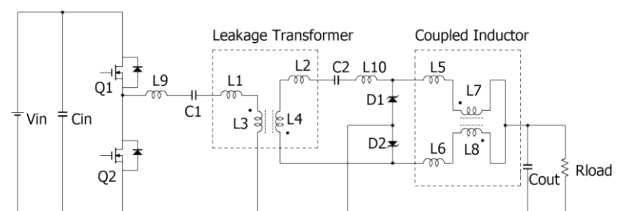
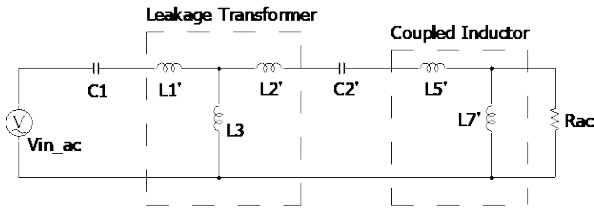


Fig. 1 LLC-LC resonant converter with current-doubler rectification circuit.

Corresponding author: N. Kawada (e-mail: 21w2020f@shinshu-u.ac.jp).



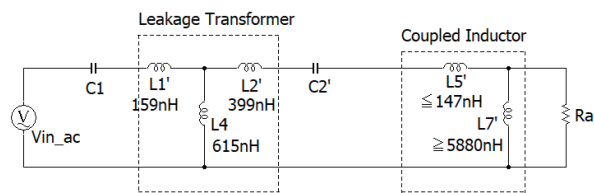
**Fig. 2** Fundamental-frequency ideal equivalent circuit of LLC-LC resonant converter with current-doubler rectification circuit.

**Table 1** Parameter description of fundamental-frequency ideal equivalent circuit.

Item	Description
$L_1'$	Primary winding leakage inductance of leakage transformer
$L_3$	Magnetizing inductance of leakage transformer
$L_2'$	Primary-side converted secondary winding leakage inductance of leakage transformer
$L_5'$	Primary-side converted leakage inductance of coupled inductor
$L_7'$	Primary-side converted magnetizing inductance of coupled inductor
$C_1$	Capacitance of primary-side resonant capacitor
$C_2'$	Primary-side converted capacitance of secondary-side resonant capacitor
$R_{ac}$	Primary-side converted load resistance

**Table 2** Specifications of coupled inductor.

Item	Value
Magnetizing inductance	$\geq 30$ nH
Leakage inductance	$\leq 3$ nH
Coupling coefficient	$\geq 0.91$



**Fig. 3** Simplified ideal equivalent circuit of LLC-LC resonant converter with current-doubler rectification circuit considering set parameters.

絶縁型コンバータを実現できる。また、本方式は 2 巻線トランスを利用でき、トランス 2 次側センタータップ整流方式の場合の 3 巻線トランスを用いる必要がなく、2 次-3 次巻線間結合係数の影響を排除できる利点もある。

Fig. 2 に倍電流整流回路方式 LLC-LC 共振型コンバータの寄生成分（インダクタでは損失抵抗や寄生容量，キャパシタでは等価直列抵抗や寄生インダクタンス）を無視した一次側換算基本波近似理想等価回路を示す。等価回路の各パラメータを Table 1 に示す。倍電流整流回路に使用する

結合インダクタの漏れインダクタンスはトランスの 2 次側漏れインダクタンスと直列に接続され、励磁インダクタンスはトランスに対して並列に接続される。従って、結合インダクタの漏れインダクタンスが大きい場合にはそこで電圧降下が発生し、励磁インダクタンスが小さい場合には負荷電流に無関係にトランス 2 次側回路を循環する結合インダクタの励磁電流が増大する。理想的には、結合インダクタの漏れインダクタンスをゼロ、励磁インダクタンスを $\infty$ に出来れば、LLC-LC 共振動作への結合インダクタの影響を完全に無視することが出来る。

倍電流整流回路方式 LLC-LC 共振コンバータ用結合インダクタ設計の際には、LLC-LC 共振動作への影響を小さくする観点で励磁インダクタンスおよび漏れインダクタンスを設定し、高い 2 巻線間結合係数を実現する構造を検討する必要がある。

### 3. 結合インダクタの仕様と構造、磁性材料

#### 3.1 結合インダクタの仕様、構造

検討する結合インダクタを実装する倍電流整流回路方式 LLC-LC 共振コンバータの仕様は、コンバータの小型化を目標に Beyond 10 MHz での使用を想定して入力電圧 48 V（入力変動 36 V~60 V）、出力 1.8 V / 3 A（出力変動 0.3 A~3 A）、LLC-LC 共振回路の LC 直列共振周波数を 15 MHz に設定し、コンバータの各パラメータを算出した。コンバータ仕様を踏まえた上で製造上の許容誤差を $\pm 10\%$ として算出されたリーケージトランスの目標設計値は、巻数比 7、トランス 1 次側励磁インダクタンス 615 nH $\pm 10\%$ 、トランス 1 次側漏れインダクタンス 154 nH $\pm 10\%$ 、トランス 2 次側漏れインダクタンス 3.14 nH $\pm 10\%$ である。

本研究の結合インダクタは前述のコンバータ仕様に併せて、インダクタの 2 巻線間の結合係数を高くして（結合インダクタの励磁インダクタンスを大きく、漏れインダクタンスを小さくして）LLC-LC 共振動作への影響を小さくすることを念頭に、Table 2 のように設定した。具体的には、LLC-LC 共振回路の LC 直列共振周波数である 15 MHz 付近を動作周波数とし、結合インダクタの励磁インダクタンスを 30 nH 以上、漏れインダクタンスを 3 nH 以下とした。

Fig. 3 は、トランスおよび結合インダクタの設定値を Fig. 2 の等価回路に換算した図である。Fig. 3 より、結合インダクタの励磁インダクタンスを等価回路に換算すると 5880 nH 以上であり、並列に接続されているリーケージトランスの励磁インダクタンス 615 nH より十分大きく、回路における影響を無視できると考えられる。また、等価回路に換算した結合インダクタの漏れインダクタンスは 147 nH 以下であり、直列に接続されているリーケージトランスの二次側漏れインダクタンスと回路の二次側寄生インダクタンスの両方を換算した  $L_2'$  の 399 nH より小さく、リーケージトランスの二次側漏れインダクタンスおよび回路の二次側寄生インダクタンスによる電圧降下の影響に比べて結合

インダクタの漏れインダクタンスによる電圧降下の影響は小さいものと考えられる。一方で、この結合インダクタの漏れインダクタンスがコンバータ動作に対して十分小さいと言えるかどうかについては今後も検討していく必要がある。これらの励磁インダクタンスと漏れインダクタンスから計算される結合係数は 0.91 以上となる。

Fig. 4 に結合インダクタの構造を示す。導体ラインは四層プリント基板を用い、結合係数の向上を図るためにインターリーブ導体配置とし、一層目と三層目、二層目と四層目の導体ラインをそれぞれ並列接続して一次側インダクタおよび二次側インダクタとする。Fig. 4(b)の結合インダクタの厚さ方向において、一次側導体と二次側導体がインターリーブ配置されているので、差動モード電流による一次起磁力と二次起磁力の相殺が効果的に行われ、負荷時における磁束分布の変化を小さくすることが出来るものと考えられる<sup>4)5)</sup>。また、導体ラインの周囲を磁性材料で覆うことによって閉磁路を形成し、結合係数のさらなる向上を目指す。

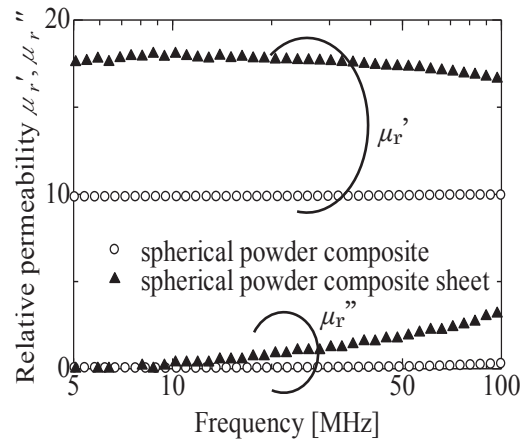
3.2 磁性材料

結合インダクタに採用する磁性材料は Beyond MHz 帯で低鉄損である Fe 系メタルコンポジット磁心材料を採用した。Fe 系メタルコンポジットは軟磁性粉末を非磁性樹脂中に分散させた材料で、高周波でのうず電流損失が抑制できる。

本研究では、3.5 μm サイズ Fe 系ナノ結晶球形粉末と非磁性樹脂前駆体混合スラリーを用いて作製されるキャストイング法低透磁率バルク材料(以下、球形粉末コンポジット)、ならびに Fe-Si 多結晶球形粉末/エポキシ樹脂低透磁率コンポジットシート(以下、球形粉末シート)を採用して主

磁束閉磁路を構成する。さらに、低透磁率閉磁路からの漏れ磁束をシールドする目的で、厚さ 100 μm ~ 数百 μm の Fe 系ナノ結晶扁平粉末を用いた高透磁率シート磁心<sup>6)</sup>(以下、扁平粉末シート)を最上層および最下層に配置する構成をとった。

結合インダクタに採用する磁性材料の複素比透磁率の実部  $\mu_r'$  および虚部  $\mu_r''$  の周波数特性を Fig. 5 に示す。主磁束閉磁路に採用した球形粉末コンポジットと球形粉末シートの比透磁率の実部  $\mu_r'$  は、それぞれ 10 と 18 程度であるが、数十 MHz 帯まで一定であり 10 ~ 15 MHz では磁気損失  $\mu_r''$  も十分に小さい。一方、Fig. 5(b)に示した低透磁率閉磁路からの漏れ磁束をシールドする役割を担う扁平粉末シートの 10 ~ 15 MHz の比透磁率は 120 程度を有するが、磁気損失  $\mu_r''$  が大きく、結合インダクタへの損失を考慮する必要がある。



(a) Complex permeability vs. frequency of Fe-based nano-crystalline spherical powder composite bulk core and Fe-Si polycrystalline spherical powder composite sheet core for closed magnetic circuit in coupled inductor

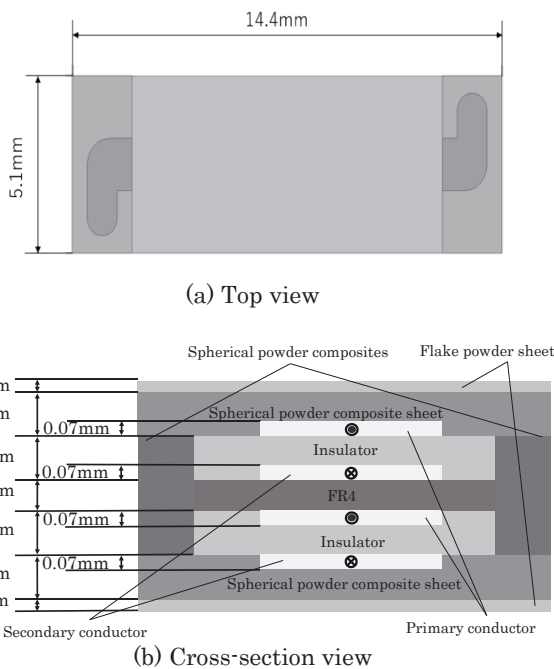
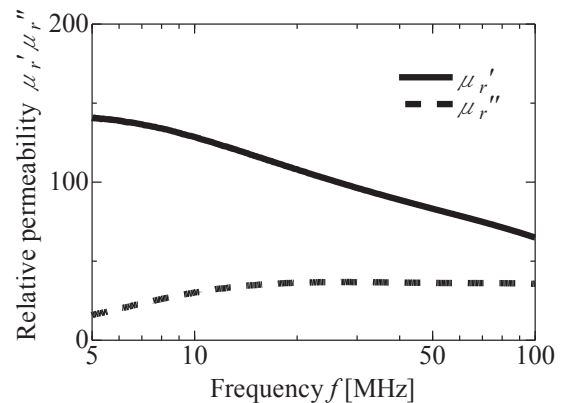


Fig. 4 Structure of coupled inductor.



(b) Complex permeability vs. frequency of Fe-based nano-crystalline flake composite sheet core for magnetic shield layer in coupled inductor

Fig. 5 Complex permeability of three kinds of magnetic core material used for coupled inductor.

4. 結合インダクタの特性解析および評価

4.1 解析方法

前項で述べた結合インダクタを対象に、結合インダクタの特性解析および作製を行った。特性解析には ANSYS 社製三次元有限要素法 Full-wave 電磁界解析ソフト HFSS(Ver19.2)を用いた。Fig. 6 は結合インダクタの等価回路モデルであり、2巻線間の結合係数  $k$  は HFSS で計算される和動、差動時のインピーダンスから次式を用いて求めた。

$$L_{\text{common}} = 2L_{\text{leak}} + 4L_m \quad (1)$$

$$L_{\text{differential}} = 2L_{\text{leak}} \quad (2)$$

$$k = L_m / (L_m + L_{\text{leak}}) \quad (3)$$

4.2 作製した結合インダクタの評価

本研究で対象とする結合インダクタは、和動動作時のインピーダンスに比べ差動動作時のインピーダンスが非常に小さい。従って、通常のインピーダンスアナライザを用いた測定手法では高精度な測定が困難なため、低インピーダンスの高精度測定に有利なベクトルネットワークアナライザによるシャントスルー法で差動動作時のインピーダンスを測定した。

Fig. 7 に作成した結合インダクタを示し、Table 3 に作製した結合インダクタの外形寸法および特性解析時のモデル寸法を示す。  $W$  が幅方向の長さ、  $L$  が長手方向の長さ、  $T$  が厚さである。

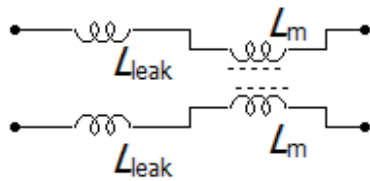


Fig. 6 Equivalent circuit of coupled inductor.

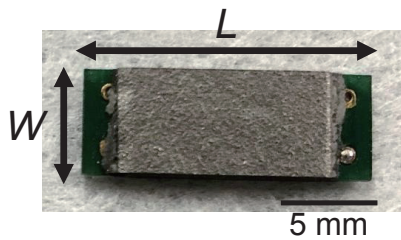


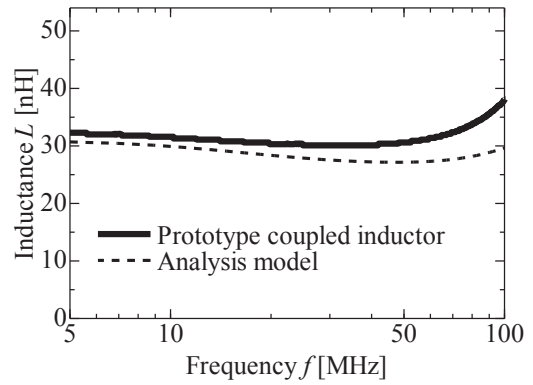
Fig. 7 Prototype coupled inductor.

Table 3 Size of prototype coupled inductor and analysis model (unit: mm).

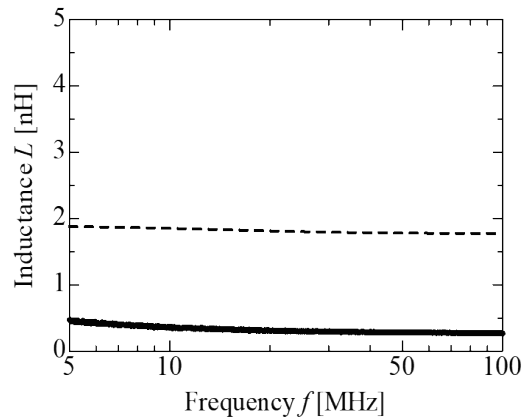
Item	$W$	$L$	$T$
Prototype coupled inductor	5.65	15.1	1.84
Analysis model	5.10	14.4	1.49

4.3 結合インダクタの解析結果および実測結果

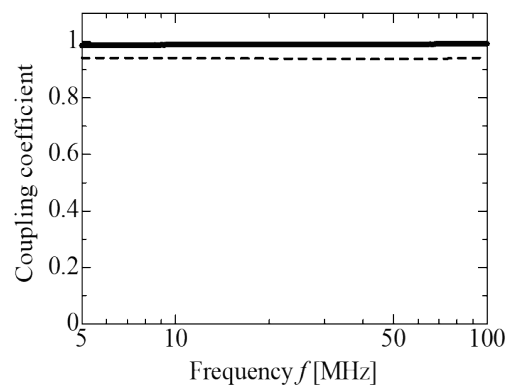
Fig. 8 および Fig. 9 に結合インダクタの解析結果および実測結果を示す。 Fig. 8(a)には、結合インダクタの励磁インダクタンスの周波数特性を示している。20 MHz の周波数までは実測と解析結果はほぼ一致するが、30 MHz 以上で両者の差が拡大している。この理由は Fe 系金属材料の誘電率が実際と異なり、自己共振周波数の違いとして現れたものと推定している。なお、想定しているコンバータの共振周波数である 15 MHz における励



(a) Magnetizing inductance vs. frequency



(b) Leakage inductance vs. frequency



(c) Coupling coefficient vs. frequency

Fig. 8 Inductance vs. frequency.

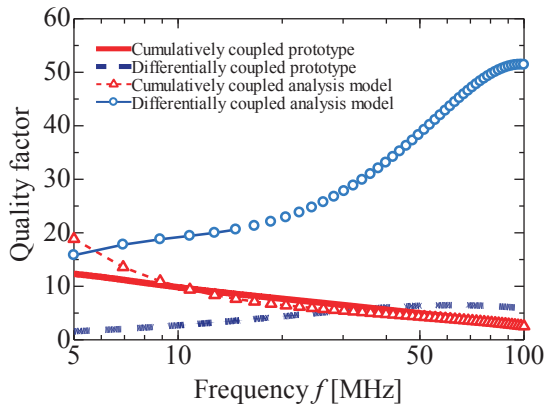


Fig. 9 Quality factor vs. frequency.

磁インダクタンスの実測値は 32.3 nH であり，設定値である 30 nH を上回っている。

Fig. 8(b)には，結合インダクタの漏れインダクタンスの周波数特性を示している．漏れインダクタンスは広い周波数範囲において実測値と計算値に大きな差があり，実測値は計算値の 1/4 程度となった．この理由は明確ではなく，現在，検討中である．なお，試作インダクタの結合係数の実測値は 15 MHz において 0.4 nH であり，設定値である 3 nH を下回っている。

Fig. 8(c)には結合インダクタの結合係数の周波数特性を示す．Fig. 8(b)の漏れインダクタンスの結果を反映して，広い周波数範囲で実測値が解析値を上回っている．なお，15 MHz における結合係数の実測値は 0.98 であった。

Fig. 9 には，結合インダクタの  $Q$  値の周波数特性を示している．差動動作時の  $Q$  値に比べて和動動作時の  $Q$  値は低く，高周波になるほどに低下していることが分かる．これは，Fig. 5(b)に示す扁平粉末シートの磁気損失による影響だと考えられる。

以上より，作製した結合インダクタの励磁インダクタンスおよび漏れインダクタンスは設定した値を満足しており，試作した結合インダクタは倍電流整流回路用結合インダクタとして十分な結合度を確保することができたと考えている。

## 5. まとめ

倍電流整流回路を用いた LLC-LC 共振コンバータ用の結合インダクタの検討および試作を行った．LLC コンバータに倍電流整流回路を用いた場合，倍電流整流回路を構成するために必要な結合インダクタは高い結合係数を有することが求められる．設定したコンバータの仕様は共振周波数が 15 MHz，入力 48 V，出力 1.8 V/3 A である．LLC 共振トランスの仕様と併せて結合インダクタの仕様を検討した結果，励磁インダクタンス 30 nH 以上，漏れインダクタンス 3 nH 以下，結合係数 0.91 以上が目標特性となる。

上記目標仕様を満足するように，PCB ベースの直線状導体ならびに Fe 系メタルコンポジット磁心材料を用いて結合インダクタを試作した．高い結合係数を実現するために，一次側および二次側導体をインターリーブ配置とし，Fe 系メタルコンポジット磁心材料で閉磁路を構成した結合インダクタは，対象とする LLC-LC 共振コンバータの共振周波数である 15 MHz において，結合係数が 0.98 と，目標仕様を十分満足する結果を示した．今後は，コンバータへの適用を進めていく予定である。

## References

- 1) T. Minamisawa: Japan Patent, #3236825 (2001).
- 2) S. Kimura, *et al.*: *IEEE Shin-etsu Section Student Branch(SSB) Online Poster Session* (2021).
- 3) T. Denda, K. Sato, T. Sako, T. Minamisawa, T. Sato, M. Sonehara: *42nd Annual Conf. Magn. Jpn.*, JMSJ, 229 (2019).
- 4) H. Yokoyama, T. Sato, K. Yamasawa, S. Kobayashi, K. Toya, T. Minamisawa: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**, 1645 (1999).
- 5) H. Yokoyama, T. Sato, K. Yamasawa, S. Kobayashi, K. Toya, T. Minamisawa: *IEEJ Trans. Fund. and Mater.*, **120-A** (3), 266 (2000).
- 6) A. Kajihara, T. Minamisawa, M. Sonehara, T. Sato: *The papers of technical meeting on magnetism*, IEEJ, MAG- 21-053 (2021)

2022年11月1日受理，2022年12月9日再受理，2022年12月13日採録

## 超高速磁気ギヤの設計および試作試験

## Design and Prototype Tests of Ultra High Speed Magnetic Gear

朝雛 えみり <sup>a)†</sup>・三ツ谷和秀 <sup>a)</sup>・中村健二 <sup>a)</sup>・立谷雄一 <sup>b)</sup>・鈴木雄真 <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, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)<sup>b)</sup> 榊プロスパイン, 宮城県大崎市松山次橋新千刈田 117 (〒987-1305)E. Asahina <sup>a)†</sup>, K. Mitsuya <sup>a)</sup>, K. Nakamura <sup>a)</sup>, Y. Tachiya <sup>b)</sup>, Y. Suzuki <sup>b)</sup>, 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

In recent years, there has been strong demand for high-speed motors over 50,000 rpm has been strongly required to be reduced in size and weight and have an increased the output power density. Magnetic gears can change speed and torque without mechanical contact. Thus, they have low vibration, noise, wear, and friction heating. These features are desirable for high-speed applications. Flux-modulated type magnetic gears are expected to be put into practical use because they have a higher torque density than other kinds of magnetic gears. This paper describes the design of an ultra-high-speed magnetic gear whose maximum input speed is 80,000 rpm and presents the prototype test results. First, the dimensions of the magnetic gear are optimized by using two-dimensional finite element analysis (2D-FEM). Next, the optimized magnetic gear is evaluated by using 3D-FEM. The result of prototype tests shows that the maximum efficiency of the magnetic gear is 94.9% at low speed, and it is kept over 80% at 80,000 rpm.

**Key words:** Magnetic gear, Flux-modulated-type, Ultra high speed

## 1. はじめに

現在, 様々な分野で電動化が急速に進んでおり, モータやギヤなどの電動化に欠かせない構成要素には, さらなる高性能化が強く望まれている. 特に, 高出力密度化を目的とした高速化の検討が多く行われており<sup>1)2)</sup>, 例えば, 電動工具用などでは50,000 rpmを超えるような超高速モータの研究開発も見られる<sup>3)</sup>. しかしながらその一方で, この動力伝達を担う機械機構の一つである機械式ギヤに注目すると, 歯車同士の接触に由来する振動や騒音, 摩擦や発塵, 発熱などの問題が苛酷になり, これが超高速モータドライブシステムの実用化の妨げになっている.

上記の問題に対して, 磁気ギヤは永久磁石の吸引・反発力を利用して, 非接触で増減速ができることから, 摩擦や発塵が無く, 振動や騒音も小さい. しかし, 従来の磁気ギヤは, 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, 対向した一部の永久磁石のみしか動力伝達に寄与しないことから, トルク密度や効率が低く, 実用には程遠い存在であった.

これに対して, 磁束変調型磁気ギヤは, 同心円状に配置された内外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磁極片から構成され, ポールピースによって磁石磁束を変調することで, ギヤとして動作する. 磁束変調型磁気ギヤは, 内外回転子のすべての永久磁石が常に動力伝達に寄与することから, 従来の磁気ギヤと比べてトルク密度や効率が高く, 実用化が最も期待されている<sup>4)5)</sup>.

一方, 高速化に関する検討はいくつか存在するが<sup>6)7)</sup>, 50,000 rpmを超えるような超高速磁気ギヤの実現可能性について, 実機を用いて検証した事例は存在しない. そこで本論文では, 最高速度80,000 rpmの磁束変調型磁気ギヤについて, 有限要素法(FEM)を用いて設計するとともに, 試作試験を行ったので報告する.

## 2. 磁束変調型磁気ギヤの基本構成と動作原理

Fig. 1に, 磁束変調型磁気ギヤの基本構成を示す. 磁束変調型磁

責任著者: 朝雛えみり (e-mail: asahina.emiri.s3@dc.tohoku.ac.jp)

気ギヤは, 同心円状に配置された極対数の異なる内外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周方向に等間隔に配置された複数の固定子磁極片から構成される. 以下, 本磁気ギヤの動作原理について述べる.

Fig. 2に, 内側回転子の永久磁石からポールピースを介して, 外側ギャップに作られる磁束分布を模式的に示す. 同図のように, 永久磁石の起磁力分布が正弦波状であると仮定すると, 起磁力は次式で表される.

$$f_h(\theta, t) = F_{ah} \cos\{p_h(\theta - \omega_h t)\} \quad (1)$$

ここで,  $F_{ah}$ は内側回転子の磁石起磁力の振幅,  $p_h$ と $\omega_h$ はそれぞれ内側回転子の極対数と角速度である.

ポールピースのパーミアンス分布 $P(\theta)$ についても正弦波状であると仮定すれば, ポールピースの極数 $n_s$ を用いて, 次式で表される.

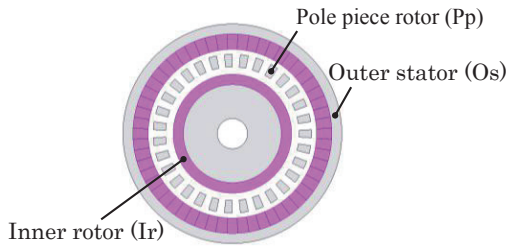
$$P(\theta) = \lambda_d + \lambda_a \cos(n_s \theta) \quad (2)$$

ここで,  $\lambda_d$ と $\lambda_a$ はそれぞれポールピースのパーミアンス分布の平均値と振幅である.

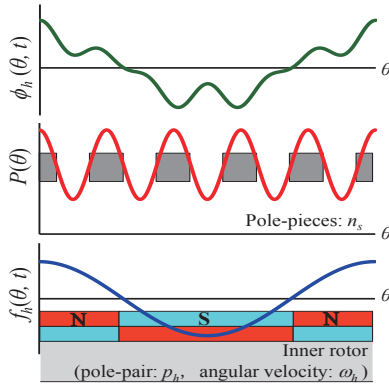
以上から, 外側ギャップに作られる磁束分布 $\phi_h(\theta, t)$ は, (1)式と(2)式の積として, 以下のように導出される.

$$\begin{aligned} \phi_h(\theta, t) = & F_{ah} \lambda_d \cos\{p_h(\theta - \omega_h t)\} \\ & + \frac{1}{2} F_{ah} \lambda_a \cos\left\{(n_s + p_h) \left(\theta - \frac{p_h}{n_s + p_h} \omega_h t\right)\right\} \\ & + \frac{1}{2} F_{ah} \lambda_a \cos\left\{(n_s - p_h) \left(\theta - \frac{-p_h}{n_s - p_h} \omega_h t\right)\right\} \end{aligned} \quad (3)$$

(3)式より, 外側ギャップに現れる磁束には, 内側回転子の極対数 $p_h$ と同じ次数の基本波成分に加えて,  $(n_s + p_h)$ と $(n_s - p_h)$ の2つの変調波成分が存在することが了解される. これらの成分の回転速度はそれぞれ $p_h \omega_h / (n_s + p_h)$ ,



**Fig. 1** Basic configuration of flux-modulated type magnetic gear.



**Fig. 2** Outside gap flux generated by the inside magnet's MMF and the pole-pieces.

$-p_h\omega_h/(n_s - p_h)$ である。したがって、外側回転子の極対数 $p_l$ を $(n_s + p_h)$ 、もしくは $(n_s - p_h)$ のいずれかに選べば、外側回転子は以下の速度で同期して回転する。

$$\omega_l = \pm \frac{p_h\omega_h}{n_s \pm p_h} = \pm \frac{p_h}{p_l}\omega_h \quad (4)$$

なお、(3)式を見ると、ポールピースで変調された2つの成分 $(n_s + p_h)$ と $(n_s - p_h)$ の振幅は等しいが、実際は永久磁石の起磁力分布およびパーミアンスの空間分布は、正弦波ではなく矩形波に近いので、高調波の影響により、 $(n_s - p_h)$ の成分の振幅の方が大きくなる。したがって、通常、磁束変調型磁気ギヤの外側回転子の極対数は $p_l = n_s - p_h$ になるように選択する。

次いで、内外回転子の起磁力分布、ならびにポールピースによるパーミアンスの空間分布が正弦波であるとの仮定の下、磁束変調型磁気ギヤのトルクを与える式を導出する。なお、内外回転子の極対数 $p_h$ 、 $p_h$ とポールピースの極数 $n_s$ の間には、 $p_l = n_s - p_h$ の関係が成り立つものとする。

円筒形の永久磁石回転子に作用するトルクは、次式で与えられる(10)。

$$\tau = \int_V B_r \frac{\partial H_r}{\partial \theta} dV = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \phi_r \frac{\partial f_r}{\partial \theta} d\theta \quad (5)$$

上式中の $B_r$ と $H_r$ は磁束密度と磁界強度の径方向成分、 $\phi_r$ と $f_r$ は磁束と起磁力の径方向成分である。

(5)式に基づき、磁束変調型磁気ギヤの外側回転子に作用するトルク $\tau_l$ を求める場合、同式中の起磁力と磁束は次式で与えられる。

$$f_l(\theta, t) = F_{al} \cos\{p_l(\theta - \omega_l t) - \delta\} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \phi_h(\theta, t) = & F_{ah} \lambda_d \cos\{p_h(\theta - \omega_h t)\} \\ & + \frac{1}{2} F_{ah} \lambda_a \cos\left\{(n_s + p_h)\left(\theta - \frac{p_h}{n_s + p_h} \omega_h t\right)\right\} \\ & + \frac{1}{2} F_{ah} \lambda_a \cos\{p_l(\theta - \omega_l t)\} \end{aligned} \quad (7)$$

式中の $\delta$ は、内外の磁石回転子の磁極の位相差であり、同期機の負荷角（内部相差角）に相当する。

(5)式に(6)式と(7)式を代入することで、トルク $\tau_l$ は次式のように求まる。

$$\tau_l = \frac{1}{4} p_l F_{ah} F_{al} \lambda_a \sin \delta \quad (8)$$

上式より、磁束変調型磁気ギヤのトルクは、一般的な同期機と同様に、負荷角 $\delta$ が90度で最大になることがわかる。

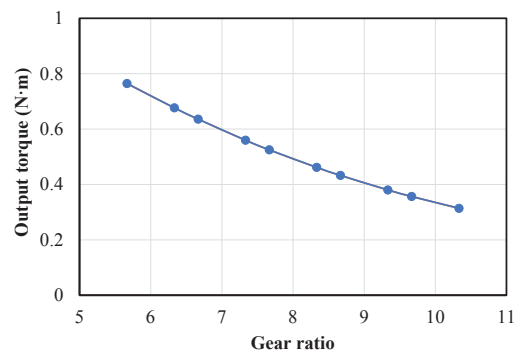
### 3. 超高速磁気ギヤの解析設計

表1に、本論文で定めた超高速磁気ギヤの設計目標を示す。本磁気ギヤの入力は内側回転子(Ir)であり、出力はポールピース回転子(Pp)である。内側回転子は80,000 rpmで駆動されるため、回転バランスや遠心力に対する耐性を勘案し、ネオジウム焼結のリング磁石を用いた。一方、外側は磁石渦電流損を抑制するため、ネオジウムボンド磁石を用いた。目標トルクは出力側で0.5 N·m、効率は90%とした。以降ではFEMを用い、ギヤ比や各部寸法を種々調整することで、トルクの向上を目指す。なお、FEMにはJSOL製のJMAG Designer Ver 19.1を用いた。

まず始めに、2D-FEMを用いてギヤ比の検討を行った。Fig. 3に、ギヤ比に対する出力トルクの変化を示す。この図より、検討したギヤ比の範囲ではギヤ比が小さくなるほど、最大トルクが大き

**Table 1** Design goals for ultra high speed magnetic gear.

Maximum input speed	80000 rpm
Maximum output torque	0.5 N·m
Efficiency	90 %
Diameter	44 mm
Axial length	20 mm
Inner gap length:	1.5 mm
Outer gap length:	1.0 mm



**Fig. 3** Gear ratio versus output torque.



くなった。ただし、ギヤ比が小さくなると、出力側も高速となり、測定系の速度上限を超えるため、測定系とトルクの両者を鑑みてギヤ比 6.667 を採用した。

続いて、磁気ギヤ各部の寸法の最適化を行った。Fig. 4 に、調整した 4 つの寸法パラメータを示す。

- ① 内側磁石長—内側ヨーク厚
- ② 内側ロータ径—ポールピース長
- ③ 外側ステータ内径—ポールピース長, 外側磁石長
- ④ 外側磁石長—外側ヨーク厚

例えば、①の内側磁石長—内側ヨーク厚を調整する際には、内側回転子の直径は変えずに、内側磁石長と内側ヨーク厚の割合を変えて特性の比較を行った。

Fig. 5 に、①の検討結果を示す。この図を見ると、内側磁石長が大きくなるほどトルクが向上していくが、次第に鈍化している。したがって、内側磁石長は、磁石の厚みに対してトルクが線形に増加している 3 mm とした。

Fig. 6 に、②の検討結果を示す。この図を見ると、内側ロータ径が大きくなるほどトルクが向上していることがわかる。これは内側ロータ径が増大したことで、磁石表面積が大きくなったことと、磁気ギヤの中心から力の作用点までの距離が長くなったためである。ここで、市販で入手可能なリング磁石の最大径は 25.5 mm であったことから、内側ロータ径は 25.5 mm とした。

Fig. 7 に、③の検討結果を示す。この図を見ると、外側ステータ内径による変化はほとんどないことがわかる。これはトルクに寄与する外側ステータ内径が大きくなると、同じくトルクに寄与する外側磁石長が小さくなるためだと考えられる。今回は最も磁石使用量の少ない 36 mm を採用した。

Fig. 8 に、④の検討結果を示す。この図を見ると、外側磁石長が大きくなるにつれて、少しずつではあるがトルクも大きくなるこ

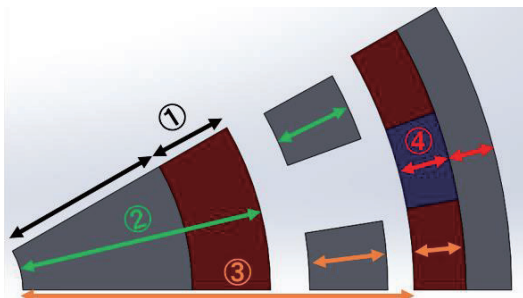


Fig. 4 Parameters optimized in design of magnetic gear.

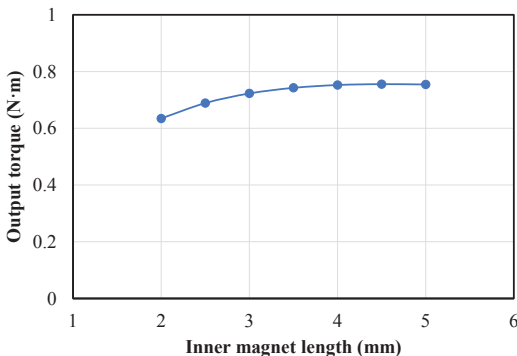


Fig. 5 Inner magnet length versus output torque.

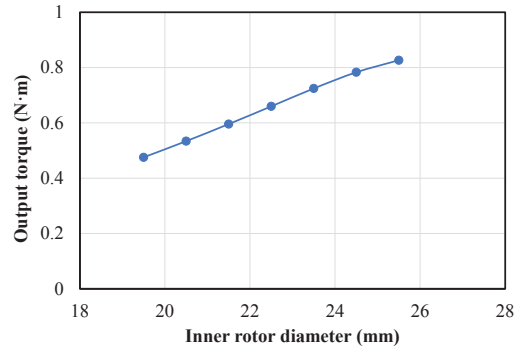


Fig. 6 Inner rotor diameter versus output torque.

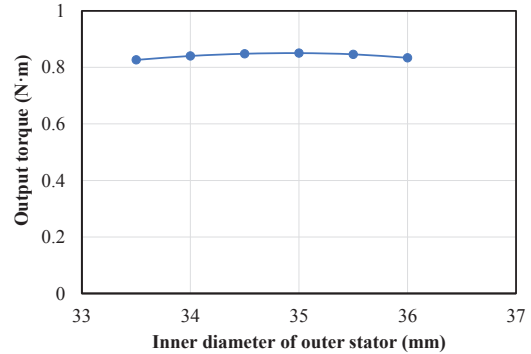


Fig. 7 Inner diameter of outer stator versus output torque.

とがわかる。ただし、外側磁石長を大きくしすぎると外側ヨークが薄くなり、鉄心に反りや歪みが生じて組み立てが難しくなる可能性があることから、外側磁石長は 2 mm とした。

以上のように、ギヤ比を含め 5 点の最適化によってトルクの改善を行い、目標トルクを大きく上回る 0.86 N·m を達成することができた。続いて、3D-FEM を用いて、より精度良く本磁気ギヤの特性を評価する。

Fig. 9 に、3D-FEM で算定したトルク特性を示す。この図より、 $P_p$  からの出力トルクは(8)式で示したとおり、負荷角 90 度のときに最大となることがわかる。また、その値は 0.75 N·m であり、2D-FEM に比べて低下したが、目標値である 0.50 N·m は上回る事が確認された。なお、この低下は端部からの漏れ磁束に起因すると考えられる。

次いで、本磁気ギヤの効率について、次式を用いて算定した。

$$\eta = \frac{\omega\tau}{\omega\tau + W_i + W_{mag}} \times 100 (\%) \quad (9)$$

ここで、 $\omega$  は角速度であり、 $\tau$  はトルクである。 $W_{mag}$  は永久磁石で生じる磁石渦電流損である。なお、内側回転子の永久磁石は磁石渦電流損の低減のため、軸方向に 4 分割した。 $W_i$  は鉄損であり、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、後計算で算定した。なお、機械損は無視している。算定の結果、80,000 rpm、出力トルク 0.75 N·m における本磁気ギヤの鉄損は 7.58 W、磁石渦電流損は 0.05 W となり、(9)式より 99.16% と高い効率を有することが確認された。

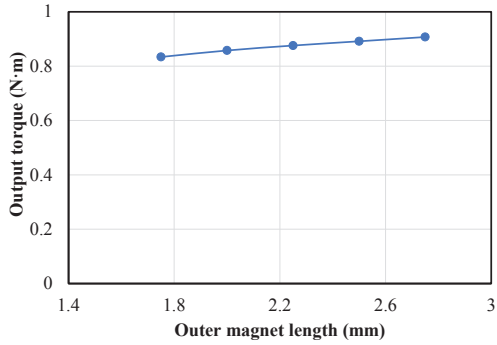


Fig. 8 Outer magnet length versus output torque.

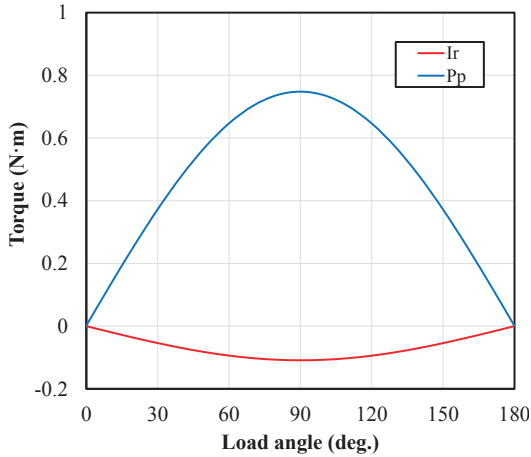


Fig. 9 Transmission torque characteristics of ultra high speed magnetic gear (3D-FEM).

3. 試作した超高速磁気ギヤの低速試験結果

Fig. 10 および Fig. 11 に、前章での設計結果に基づいて試作した超高速磁気ギヤの諸元と外観をそれぞれ示す。ポールピースホルダやケースなどは、CFRP（炭素繊維強化プラスチック）で製作した。本章では、まず低速運転時の実験結果について述べる。

Fig. 12 に低速試験ベンチを示す。実験では、サーボモータによって磁気ギヤ (MG) を一定速で回転させ、ヒステリシスブレーキにより任意の負荷をかけ、磁気ギヤの両側にあるトルクメータから回転数とトルクを測定することで、磁気ギヤの特性を実測する。なお、本実験では測定装置の都合上、磁気ギヤを増速機として動作させる。

Fig. 13 に入出力速度特性を示す。この図を見ると、速度特性は実測値と計算値が良好に一致しており、設計通りのギヤ比で試作機が駆動されていることがわかる。

Fig. 14 に、負荷を階段状に変化させた時の入力トルク (Pp) と出力トルク (Ir) の時間変化を示す。この図を見ると、負荷の変化に伴い、入出力トルクが徐々に増加していく様子がわかる。また、90 秒付近で脱調が確認され、この時のトルクは低速側で約 0.57 N·m であり、目標トルク 0.5 N·m を達成していることが了解される。

Fig. 15 に効率を示す。最高効率は 94.9% であり、低速では 90% 以上の高い効率を有することが明らかとなった。

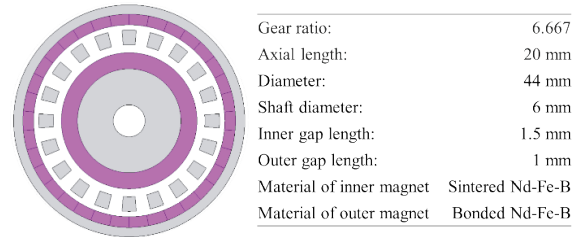


Fig. 10 Specifications of a prototype ultra high speed magnet gear.



(a) Inner rotor (b) Pole piece rotor (c) Magnetic gear

Fig. 11 Appearance of prototype gear.

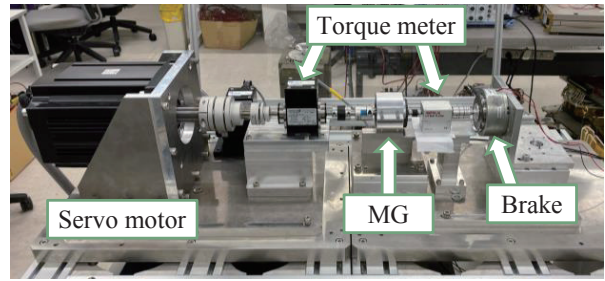


Fig. 12 Test bench for low speed tests.

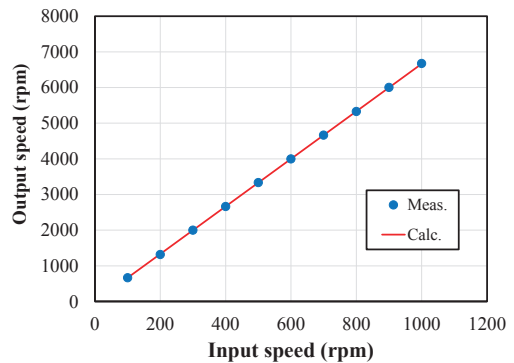


Fig. 13 Input/output speed characteristic.

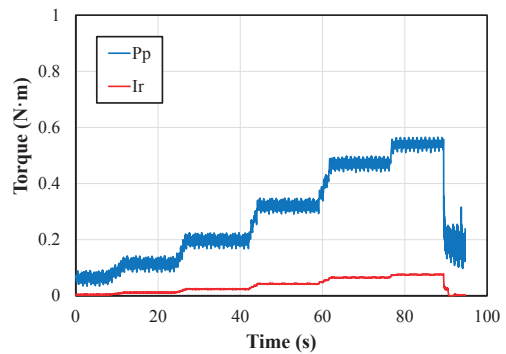


Fig. 14 Input/output torque characteristic.

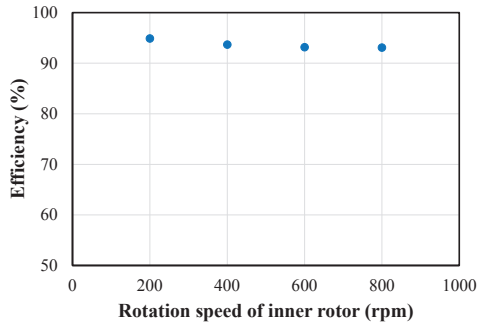


Fig. 15 Efficiency characteristic.

4. 試作した超高速磁気ギヤの超高速試験結果

次いで、本章では超高速回転時の実験結果について述べる。ただし、80,000 rpm まで測定可能なトルクメータやブレーキは一般には無いことから、ここでは超高速回転時の磁気ギヤの全損失（鉄損  $W_i$ 、磁石渦電流損  $W_{mag}$ 、機械損  $W_{mech}$ ）を実測し、次式を用いて効率を算定した。

$$\eta = \frac{\omega\tau}{\omega\tau + W_i + W_{mag} + W_{mech}} \times 100 (\%) \quad (10)$$

Fig. 16 に超高速試験ベンチを示す。本装置では 12,000 rpm まで速度制御可能な PM モータと磁気ギヤ (MG) の低速側を、トルクメータを介して接続している。これにより、例えば、PM モータを用いて磁気ギヤの低速側を 12,000 rpm で駆動すれば、ギヤ比 6.667 により高速側は 80,000 rpm で回転する。このときの速度とトルクを、トルクメータを用いて測定することで、磁気ギヤで発生する全損失を測定することができる。そして、磁気ギヤの損失はトルクには依存せず、速度のみに依存すると仮定すれば、この全損失の値と(10)式から、任意のトルクにおける磁気ギヤの効率を計算できる。Fig. 17 および Fig. 18 に、3D-FEM を用いて算定した本

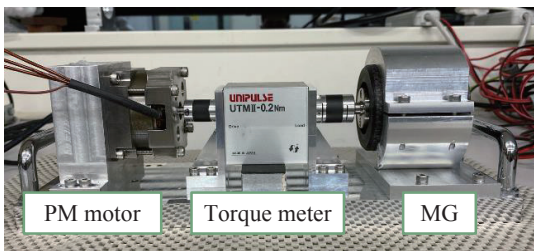


Fig. 16 Test bench for ultra high speed tests.

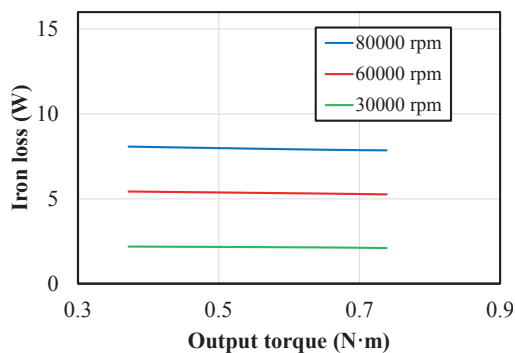


Fig. 17 Calculated iron loss versus torque.

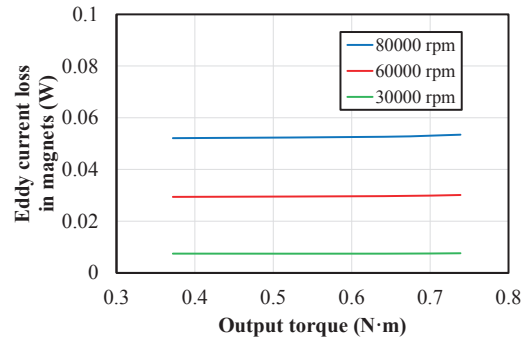


Fig. 18 Calculated eddy current loss in magnets.

磁気ギヤの鉄損および磁石渦電流損を示す。この図より、磁気ギヤの各損失はトルクには依存せず、速度のみに依存することが了解され、上述の仮定が正しいことがわかる。

Fig. 19 に、超高速試験ベンチを用いて測定した磁気ギヤの全損失を示す。また、Fig. 20 にこの全損失から(10)式を用いて算定した効率を示す。なお、このときの出力トルクは 0.57 N·m とした。これらの図より、まず本磁気ギヤが目標である 80,000 rpm を達成したことがわかる。また、Fig. 20 の効率を見ると、速度の上昇に伴い徐々に低下はしていくものの 80,000 rpm でも 80%以上の効率が維持できていることがわかる。

次いで、高速回転時の損失の発生要因を探るため、サーモカメラを用いて発熱源の特定を行った。Fig. 21 に、サーモカメラによる撮影結果を示す。この図を見ると、時間経過とともに軸受けを中

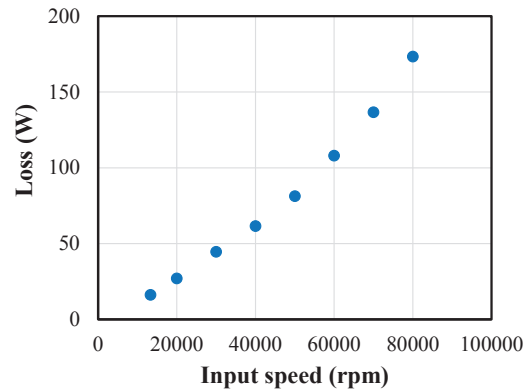


Fig. 19 Measured loss under ultra high speed.

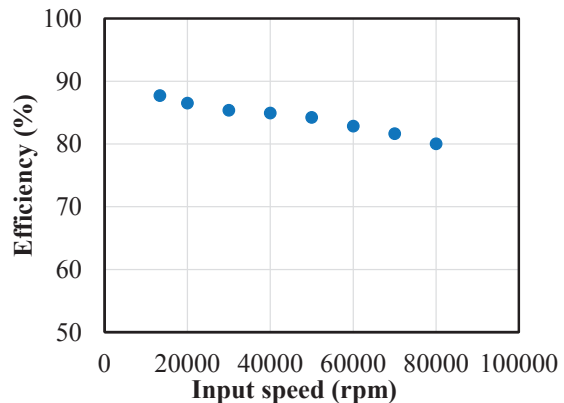


Fig. 20 Estimated efficiency under ultra high speed.

心に熱が広がっており、わずか 90 秒の間に 30℃以上上昇したことがわかる。一方、その他には目立った発熱は認められない。よって、超高速運転時の主な損失は軸受け損であると結論付けられる。そこで、軸受け損の実測を行った。

Fig. 22 に軸受け損の測定システムを示す。本システムでは 80,000 rpm まで駆動可能な SR モータを用いて、磁気ギヤの内側回転子のみを超高速回転させ、このときの SR モータの入力電力と無負荷時の入力電力の差分から軸受け 2 個分の損失を測定する。なお、内側回転子の磁石は未着磁の状態で測定した。

Fig. 23 に、軸受け損の実測値を示す。この図より、80,000 rpm で 110 W、すなわち軸受け 1 個あたりの損失は 55 W であることがわかる。ここで、磁気ギヤとして組み上げたときに使用する軸受けは 4 つであり、内側回転子が 80,000 rpm で回転したときの各軸受けの回転数は 80,000 rpm、68,000 rpm (2 つ)、12,000 rpm であることから、本磁気ギヤの 80,000 rpm 時の軸受け損の合計値は 133.6 W と見積もることができる。そして、Fig. 19 で示した磁気ギヤの全損失は 173.3 W であるから、鉄損、磁石渦電流損等の和は 39.7 W と見積もることができる。

Fig. 24 に、以上の結果を損失内訳としてまとめたものを示す。この図より、全損失の約 77.1%が軸受け損であり、仮に本磁気ギヤが磁氣的損失のみ生じるとした場合には、最大トルク時の効率が 94.7%まで改善すると試算できる。

以上より、超高速磁気ギヤのさらなる高効率化には、軸受け損の低減が重要であることがわかった。本試作機では一般的な深溝玉軸受を用いたことから、今後は高速対応可能な軸受けへの換装を行い、再度実験を行う予定である。

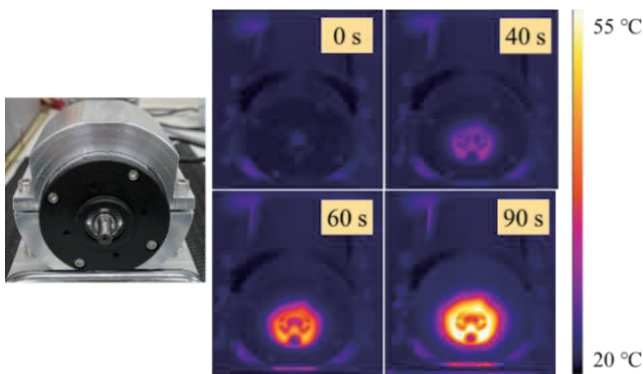


Fig. 21 Thermographic images under ultra high speed rotation.

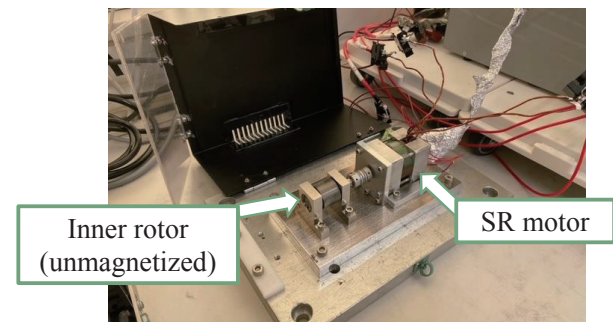


Fig. 22 Measurement setup for the bearing loss.

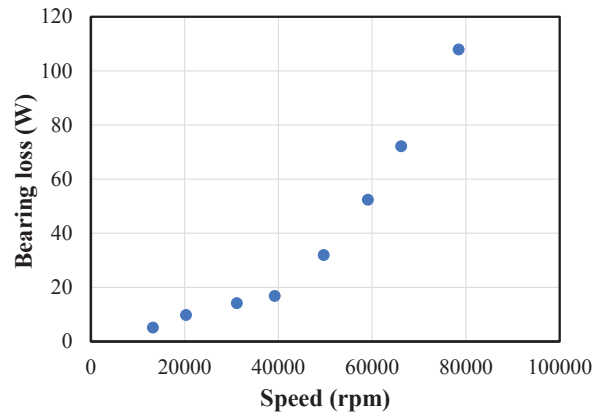


Fig. 23 Measured bearing losses.

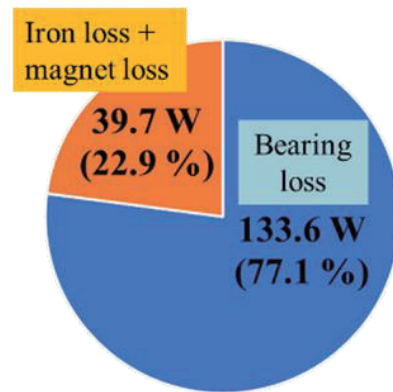


Fig. 24 Loss breakdown at ultra high speed of 80,000 rpm.

### 5. まとめ

以上本稿では、最高速度 80,000 rpm の磁束変調型磁気ギヤの設計と試作試験を行った。

まず初めに、FEM を用いて磁気ギヤのギヤ比および各部寸法の最適化を行った結果、目標を上回るトルク 0.75 N·m、並びに効率 99.16%を達成した。

次いで、設計した超高速磁気ギヤの試作試験を行った。まず低速運転時の基本特性を測定したところ、速度、トルクともに所望の性能を有することが明らかとなった。また、効率については、最大で 94.9%を達成した。

続いて、超高速運転時の特性も実測した。その結果、目標の 80,000 rpm で問題無く動作することを実証した。また、効率も 80%以上を維持できることが明らかとなった。

超高速運転時の損失の原因を明らかにするため、サーモカメラを用いて磁気ギヤの表面温度を観測した結果、軸受け周辺で急激な温度上昇が認められ、主な原因は軸受け損であることが明らかとなった。そこで、軸受け損の測定を行った結果、80,000 rpm 時に磁気ギヤで発生する全損失のうちの 77.1%が軸受け損であることが明らかとなった。仮に、軸受け損をゼロにできれば、試作機の効率は 94.7%まで改善する。

以上の検討により、超高速磁気ギヤの実現可能性が明らか

かとなった。また、さらなる効率改善のためには、軸受け損の低減が必須であることも明らかとなった。今後は、高速対応可能な軸受けへの換装を行い、再度実験を行う予定である。また、超高速モータと超高速磁気ギヤを組み合わせた超高速モータドライブシステムの実現を目指す予定である。

**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. Fukao, M. Matsui and A. Chiba: *IEEE Journal of Industry Applications*, **108**, 4, 403-408 (1988)
- 2) V. Prakht, V. Dmitrievskii, V. Klimarev, and D. Askerov, T. Genda and H. Dohmeki: *Proc. International Conference on Electrical Machines and Systems 2009*, 1-6 (2009).
- 3) *6th International Electric Drives Production Conference (EDPC)*, pp. 306-311 (2016).
- 4) K. Atallah and D. Howe: *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 4, 2844-2846 (2001).
- 5) K. Nakamura, M. Fukuoka, and O. Ichinokura: *Journal of Applied Physics*, **115**, 17A314 (2014).
- 6) K. Aiso, K. Akatsu, and Y. Aoyama: *IEEE ECCE 2017*, 2445-2452 (2018).
- 7) A. Kumashiro, A. Chiba, W. Gruber, W. Amrhein, and G. Jungmayr, *IEEE ECCE 2022*, 1-7 (2022).
- 8) T. Kenjo, S. Nagamori, "Shin Burashiresu Mo-ta Shisutemu no Jissai," SogoDenshi Shuppansha (2002).

**2022年11月4日受理, 2023年1月12日再受理, 2023年2月17日採録**

## 横方向磁束型 SR モータの電流アンバランス改善に関する検討

# Improvement in Unbalanced Current of Transverse-Flux-type SR Motor

永井歩美<sup>†</sup>・中村健二

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>†</sup>, K. Nakamura

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

Transverse-flux-type switched reluctance motors (TFSRMs) have a three-dimensional structure and are expected to exhibit a larger torque than conventional SRMs due to their high winding-space factor. However, a trial three-phase TF SRM was found to have an unbalanced current and torque, which causes vibration and acoustic noise. The mechanism of this unbalanced current has not been clarified yet. This paper investigates the cause of the unbalanced current by using a three-dimensional finite element method (3D-FEM). Furthermore, it presents a two-phase TF SRM that improves the unbalanced current.

**Key words:** Transverse-flux-type switched reluctance motor (TF SRM), unbalanced current

### 1. はじめに

近年、環境保護の観点よりカーボンニュートラル社会の実現が全世界で強く推進されており、様々な分野において省エネルギー化が求められている。特にモータは、世界における発電量の約50%を消費していることから<sup>1)</sup>、さらなる高性能化および高効率化が強く求められている。またそれと同じくして半導体の進化により、同期モータが広く普及し、モータの高性能化は日々、研究開発が進められている。その中でも、レアアースを用いる永久磁石同期モータ (Permanent magnet synchronous motor: PMSM) が大きく取り上げられるようになった<sup>2)</sup>。しかしながら、COVID-19の影響によりレアアースが約10年ぶりの価格高騰を迎えており、未だにレアアースの供給不安定性が課題となっている<sup>3)</sup>。

そこでスイッチトリラクタンスモータ (Switched reluctance motor: SRM) が再び注目され始めている。SRMは巻線と鉄心のみで構成されるレアアースフリーのモータであり、構造が堅牢かつ安価という特長をもつ。SRMは長年の課題として、騒音や制御技術に関するものとトルク密度や効率に関するものが挙げられてきた。しかしながら近年では駆動技術に関する検討も多く、きめ細やかな制御が可能になり、トルクリプルや騒音に関する問題改善も進んでいる<sup>4),5)</sup>。したがって残る大きな課題は、トルクや効率がPMSMに及ばないという点であるが、この課題に対しても、アキシシャルギャップ型をはじめとして、様々な検討が進められている<sup>6),7)</sup>。その中で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、主磁束が回転子の回転方向に対して、直交する方向 (横方向) に流れるモータの総称である。構造上の特徴として、固定子、回転子のどちらか一方もしくは両方がセグメント構造であり、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。これにより、一般的なラジアルギャップ型 (Radial-flux type: RF) に比べて巻線占有率を高くすることができる。先行研究では、ラジアルギャップ型 SRM (RFSRM) よりも、TF SRMの方が高トルクであることが実証されている<sup>7)</sup>。しかしながら一方で、試作した3相TF SRMの電流にアンバランスが生じることも

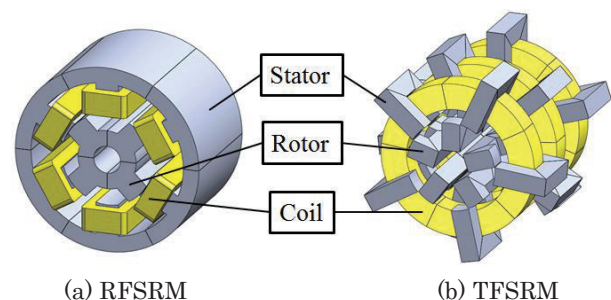
明らかとなった。電流のアンバランスは、トルクリプルの増大を招き、振動や騒音の増大につながる。

そこで本論文では、3次元有限要素法 (3D-FEM) を用いて3相TF SRMにおける電流アンバランスの発生要因を明らかにする。また、電流アンバランスを改善する一つの方策として、2相TF SRMについて検討を行ったので報告する。

### 2. TF SRM の基本原理

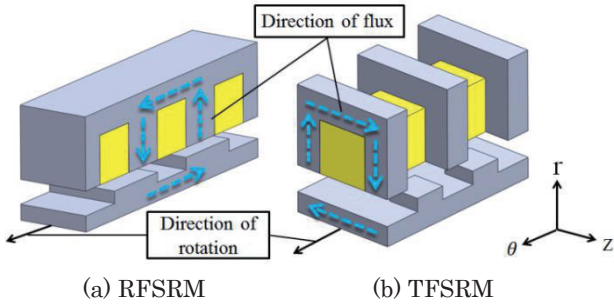
SRMは巻線と鉄心のみで構成され、固定子および回転子に突極構造をもつ。回転子側に巻線や永久磁石は不要であることから、SRMは構造が簡単で堅牢かつ安価という特長を有する。Fig. 1にSRMにおいて一般的な構造であるRFSRMと、今回検討に用いるTF SRMの基本構成を示す。RFSRMの巻線は固定子極に集中巻される。一方、回転子は鉄心のみで構成され、固定子、回転子ともに突極構造を有する。TF SRMは固定子、回転子ともに複数のカットコアからなるセグメント構造を有する。固定子カットコアの内側には、トロイダル状の巻線が収められている。そのため、巻線占有率を高くできることから、一般的なRFSRMに比べて高トルクが期待できる。また、同一構成の固定子と回転子のセットを軸方向に重ねることで、容易に多相化することができる。

Fig. 2に、RFSRMとTF SRMをそれぞれ $\theta$ 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。一方、TF SRMは同図(b)のように、回転子の回転方向に対して主磁束が



**Fig. 1** Comparison of basic configurations of RFSRM and TF SRM.

責任著者: 永井 歩美 (e-mail: ayumi.nagai.t2@dc.tohoku.ac.jp).



**Fig. 2** Rotational direction and flux direction of RFSRM and TFSRM.

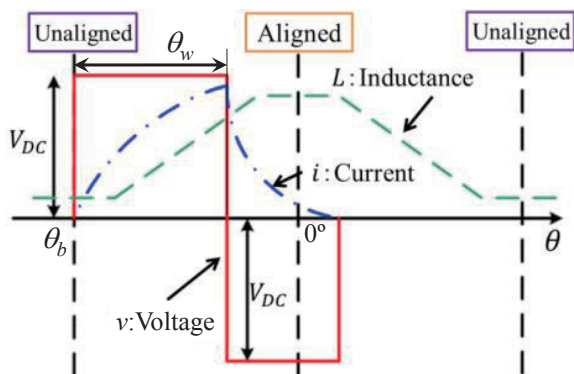
横方向 (z 軸方向) に流れることがわかる。

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。ここで  $\theta_b$  を励磁開始角、 $\theta_w$  を励磁幅とする。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、この時インダクタンス  $L$  は最大となり、最も遠ざかった完全非対向位置で最小になる。ここで、ある相に生じるトルク  $\tau$  は磁気特性を線形と仮定すると、次式で与えられる。

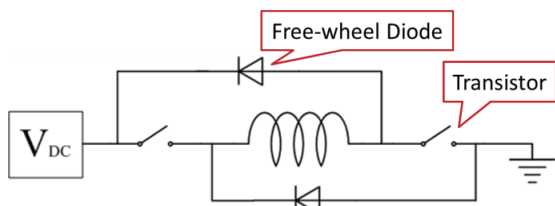
$$\tau = \frac{1}{2} i^2 \frac{\partial L(\theta)}{\partial \theta} \quad (1)$$

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。そのため TFSRM の駆動には回転子位置検出が必要となる。

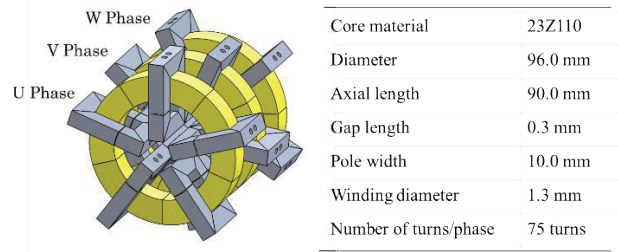
Fig. 4 に、TFSRM の 1 相分の駆動回路を示す。TFSRM の駆動に用いる回路は、一般的な SRM の駆動回路と同じく非対称ハーフブリッジコンバータを用いる。この回路はトランジスタと還流ダイオードを高圧側、低圧側にそれぞれ一つずつ有する。両トラ



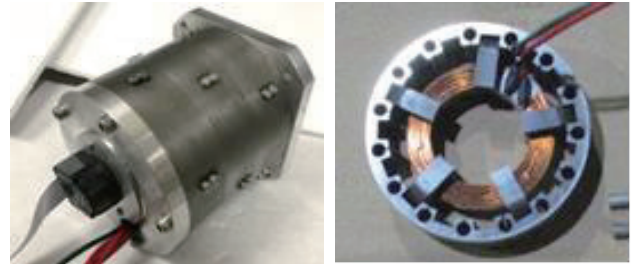
**Fig. 3** Phase inductance according to rotor position angle, and excitation voltage and current waveform.



**Fig. 4** Asymmetric half bridge converter (one-phase).



**Fig. 5** Specifications of 3-phase TFSRM.



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



(c) Rotor (3-stack)

**Fig. 6** Appearance of 3-phase TFSRM.

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. 5 に、先行研究で試作された 3 相 TFSRM の諸元を示す。Fig. 6 は試作機の写真である。試作した TFSRM の巻線占積率は 50% であり、同体格の先行研究の RFSRM (巻線占積率 29%) よりも大きなトルクを有することが実証されている<sup>8)</sup>。

### 3. TFSRM の電流アンバランス発生要因の分析

#### 3.1 試作機の電流アンバランスの確認

Fig. 7 に、試作した 3 相 TFSRM の実験システムを示す。電圧・電流等の測定には YOKOGAWA 製の WT1800 を用い、モータへの負荷印加とトルク・回転数の測定には菅原研究所製の DM5001 および HB-2N を用いた。また、TFSRM の駆動回路は自作の非対称ハーフブリッジコンバータを用いた。

Fig. 8 に、高負荷時 (1.0 N·m) と低負荷時 (0.2 N·m) における 3 相 TFSRM の電流波形を示す。この図を見ると、負荷の大きさにかかわらず電流にアンバランスが生じていることがわかる。すなわち、電流アンバランスの要因は磁気飽和では無いことが推察される。

次いで、3D-FEMを用いて、上述の電流アンバランスの再現を試みた。ここで、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 20.2を用いた。Fig. 9に、解析モデルを示す。TFSRMの各相は磁氣的に互いに独立であると仮定し、さらに磁気回路の対称性と周期性を勘案すると、ある1相のある1極分のみをモデル化することで、諸特性を算定することができる<sup>8)</sup>。

Fig. 10に、上述のFEMモデルを用いて算定した電流波形を示す。高負荷側は1.8N・m、低負荷側は0.38N・mである。同図より、高負荷側と低負荷側のどちらについても電流アンバランスは確認

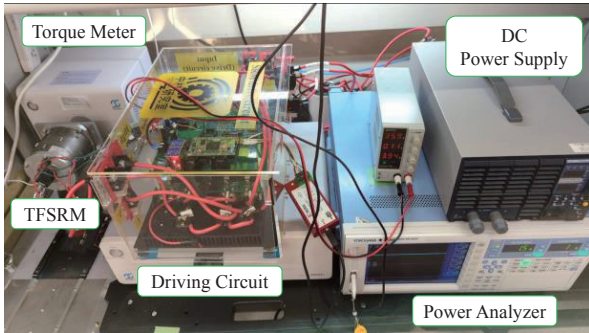
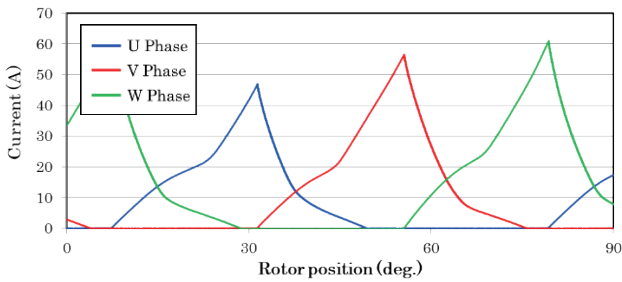
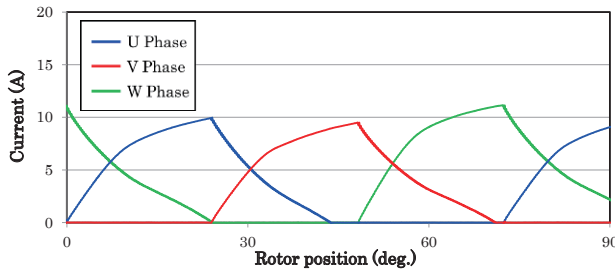


Fig. 7 Experimental setup of 3-phase TFSRM.

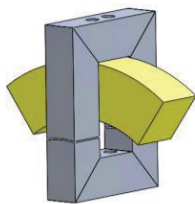


(a) 1.0 N·m



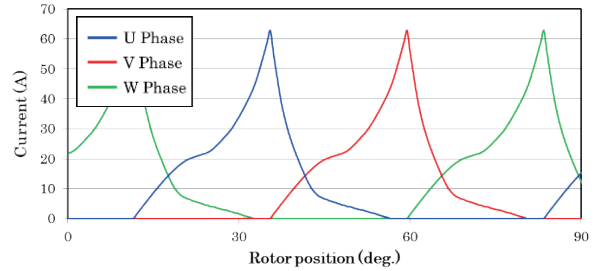
(b) 0.2 N·m

Fig. 8 Observed current waveforms of 3-phase TFSRM.

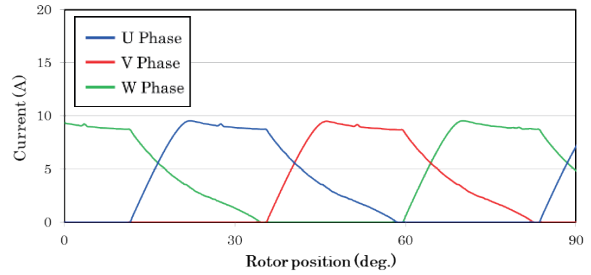


Core material	23Z110
Diameter	96.0 mm
Axial length	90.0 mm
Gap length	0.3 mm
Pole width	10.0 mm
Winding diameter	1.3 mm
Number of turns/phase	75 turns

Fig. 9 Specifications of 1 pole model.



(a) 1.8 N·m



(b) 0.38 N·m

Fig. 10 Current waveforms calculated with 1-pole model.

できない。このことから、本モデルで仮定した“各相は磁氣的に互いに独立”と“磁気回路は対称性と周期性を有する”のいずれか一方、または両方が厳密には成立していないと考えることができる。

### 3.2 3相TFSRMのフルモデル解析

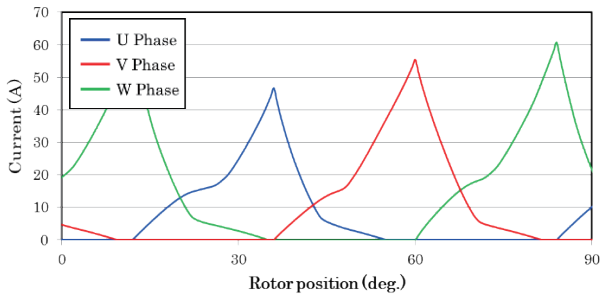
前節の検討により、TFSRMの1極分の解析モデルでは、電流アンバランスは再現できないことが明らかとなった。そこで本節では、3相TFSRMのフルモデルを作成し、より詳しい分析を行う。

Fig. 11に、フルモデルで求めた電流波形の算定結果を示す。ここで、高負荷側は1.1N・m、低負荷側は0.28N・mである。同図より、電流にアンバランスが生じていることがわかる。また、Fig. 8と比較しても各電流の大小関係など、実機と同様の傾向が得られていることがわかる。

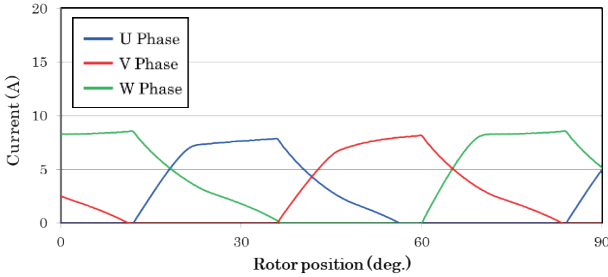
Fig. 12(a)に、負荷トルク1.1N・mにおいて、U相電流が最大になった時の磁束密度ベクトル図を示す。この図は、各相の固定子および回転子の1極分を取り出したものである。また同様に同図(b)はV相電流最大時、同図(c)はW相電流最大時である。同図(a)を見ると、回転子鉄心が3相すべて直結しているため、磁束がU相の磁気回路内に収まらず、他相にまで流入していることがわかる。すなわち、TFSRMの各相は磁氣的に独立しておらず、U相からW相まで全体的に結合していることがわかる。さらに、同図(a)と(c)に対して、同図(b)の磁束分布は異なるため、磁気回路の対称性も崩れていることがわかる。

なお、U相とW相は構造的には対称であるが、一般にSRMでは、励磁相とその1つ前の相に流れる残留電流によって内部の磁束の流れ、すなわち磁気回路が形成されるため、U相励磁時にはU相とW相の間で磁気回路が、W相励磁時にはW相とV相の間で磁気回路が形成される。ここで、W相とV相は構造的にも隣接



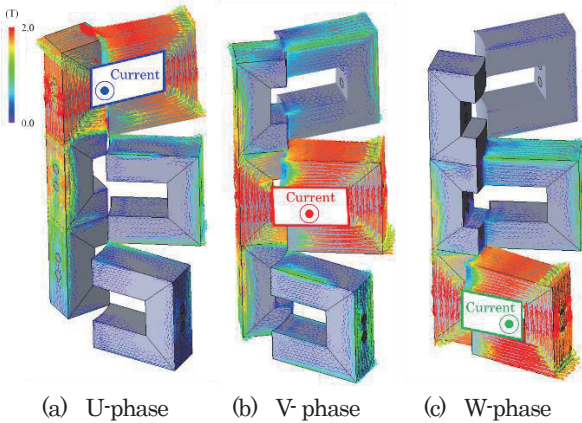


(a) 1.1 N·m



(b) 0.28 N·m

Fig. 11 Current waveforms calculated with full model.



(a) U-phase (b) V-phase (c) W-phase

Fig. 12 Flux density vector diagram when each phase current was maximized.

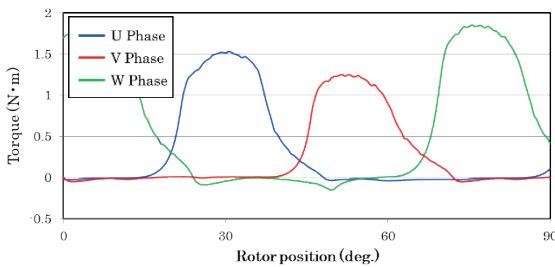


Fig. 13 Torque waveforms calculated with full model at 1.1 N·m

しているが、U相とW相は隣接していないことから、両者が形成する磁気回路は異なる。これが、Fig. 11のU相とW相の電流波形が異なる理由である。

以上のことから、3相TFSRMにおいて電流アンバランスが生じた要因は、各相の磁気回路が互いに独立していないことと、それによって磁気回路の対称性が失われたためと結論付けることがで

きる。

次いで、Fig. 13に各相のトルク波形を示す。この図を見ると、電流にアンバランスが生じたことで、各相のトルクにもアンバランスが生じていることがわかる。また加えて、負のトルクが発生しているタイミングがあることも確認できる。これはFig. 12に示すように、上下の固定子極が部分的に重なっている箇所を介して、励磁相から隣接相に流れ込んだ磁束がブレーキトルクを発生させているためと考えられる。

#### 4. 2相TFSRMの基礎特性

これまでの検討から電流アンバランスを解消するためには、磁気回路の非対称性を改善することが必須であることが明らかとなった。また、ブレーキトルクの低減には隣接相の固定子極同士が重ならないようにすることも重要である。そこで本章では、これらの条件を満たす2相TFSRMについて検討を行った。

Fig. 14に2相TFSRMの諸元を示す。2相TFSRMは上下対称の構造を有することから、常に磁気回路の対称性は崩れない。また極幅を10mmから8mmに変更することで固定子極間の重なりも解消している。

Fig. 15に、高負荷側と低負荷側の電流波形の算定結果を示す。高負荷側は0.79N·m、低負荷側は0.16N·mである。同図より、電流アンバランスがきれいに改善されていることがわかる。

Fig. 16に、3相TFSRMと2相TFSRMの電流密度対トルク密

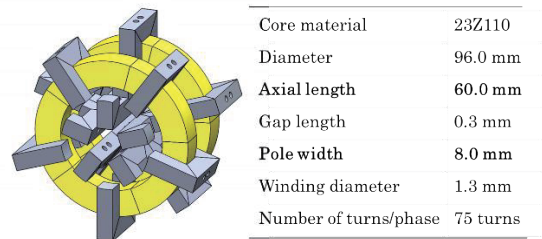
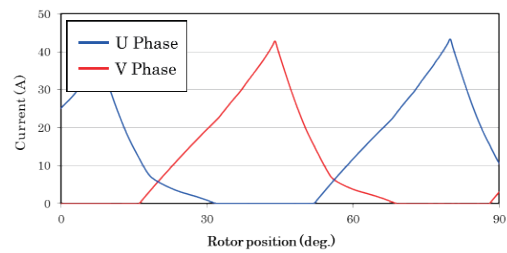
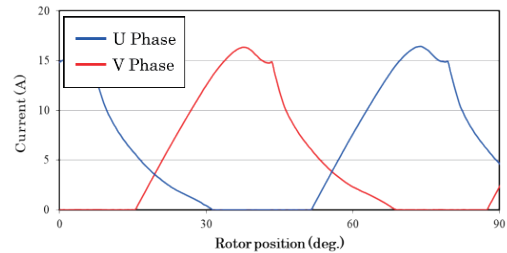


Fig. 14 Specifications of 2-phase TFSRM.

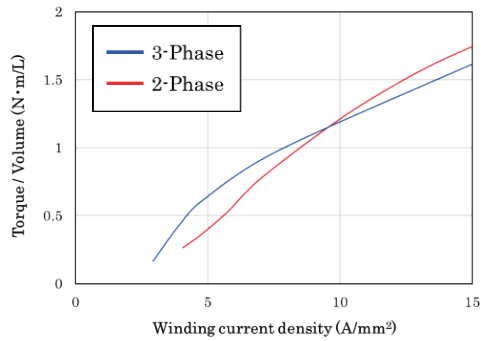


(a) 0.79 N·m



(b) 0.16 N·m

Fig. 15 Calculated current waveforms of 2-phase TFSRM.



**Fig. 16** Comparison of calculated current density vs. torque density characteristics of 3-phase and 2-phase TFSRMs.

度特性を示す。この図を見ると、両者ともほぼ同等のトルク密度を有することがわかる。

## 5. まとめ

以上、本論文では、3次元有限要素法(3D-FEM)を用いて3相TFSRMにおける電流アンバランスの発生要因を明らかにするとともに、電流アンバランスの改善策の一つとして、2相TFSRMについて検討を行った。

その結果、3相TFSRMにおいて電流アンバランスが生じた要因は、各相の磁気回路が互いに独立していないことと、それによって磁気回路の対称性が崩れたためであることが明らかとなった。

また上記の結論に基づき、磁気回路の対称性が常に保たれる2相TFSRMについて基礎特性を算定したところ、電流のアンバランスが完全に解消されることが明らかとなった。

本論文の検討により、2相TFSRMのトルク密度は3相TFSRMと同等であることも明らかとなったが、2相機は原則一方向への駆動しかできないため、応用先に限られる。そのため、今後は両方向に駆動可能なTFSRMの構成や制御法について検討を行う予定である。

**謝辞** 本研究の一部は JSPS 科研費 JP21J20444 と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) 4E Electric Motor Systems Annex, "Policy Guidelines for Motor Driven Units," The Institute of Applied Energy (2018).
- 2) A. T. De Almeida, F. J. T.E. Ferreira, and G. Baoming, *IEEE Trans. Industry Applications*, **50**, 3 (2013).
- 3) J.M.D. Coey: *Engineering*, **6**, 119 (2020).
- 4) T. Abe, *IEEJ Journal*, **137**, 281 (2017) (in Japanese).
- 5) T. Kosaka, *IEEJ Journal*, **137**, 825 (2017) (in Japanese).
- 6) N. Tashiro and K. Nakamura, *IEEJ Journal of Industry Applications*, **10**, 708 (2021).
- 7) A. Chiba, K. Kiyota, N. Hoshi, M. Takemoto, and S. Ogasawara, *IEEE Trans. Energy Conversion*, **30**, 175 (2014).
- 8) T. Komoriya, Y. Ito, and K. Nakamura, *J. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **3**, 58 (2019) (in Japanese).

2022年10月20日受理, 2023年2月17日採録

# クロスポール型フラックスリバーサルモータに関する基礎検討

## Basic Examination of Cross-Pole-Type Flux-Reversal Motor

于 越<sup>†</sup>・中村健二

<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)

Y. Yu<sup>†</sup>, K. Nakamura

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

In recent years, electrification has been promoted as part of the measures toward global warming, and demand for power-saving and high-efficiency motors is increasing. Among the various types of motors, permanent magnet synchronous motors (PMSMs) are used in various fields, such as electric vehicles and home appliances. However, PMSMs have issues with mechanical strength and cost. In comparison, flux reversal motors (FRMs) have a simple reluctance rotor, and a stator with armature windings and permanent magnets. Due to the high torque density of FRMs the same as PMSMs, they are expected to be used in multiple applications such as for electric vehicles and wind power generations. However, the conventional FRM has a problem with large eddy current loss in magnets. This paper presents a novel FRM with a cross-shaped stator pole that reduces the eddy current loss. The usefulness of the proposed FRM is proved by a three-dimensional finite element method (3D-FEM).

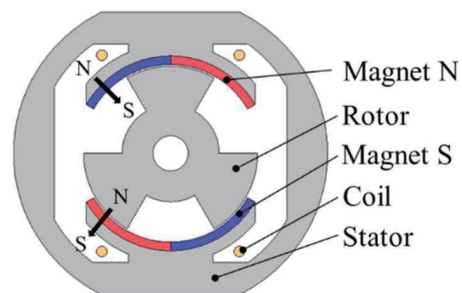
**Key words:** flux reversal motor (FRM), cross-shaped stator pole, eddy current loss in magnets.

### 1. はじめに

地球温暖化対策の一環として、近年、様々な分野で電動化が推進されており、モータの需要は益々高まっている。一方、我が国の総発電電力の 50~60%がモータで消費されている現状から、モータの省電力・高効率化に対する要求も年々強まっている<sup>1)</sup>。このような背景から、各種モータの中でも特に高効率・高出力である永久磁石同期モータ (PMSM) が、電気自動車や家電製品などの幅広い分野で応用されている。しかし、PMSM は機械強度やコストなどについて課題が残るため、構造が簡単で堅牢、かつ製造が容易で高性能なモータの開発が望まれる。

上述の課題に対して、筆者らはフラックスリバーサルモータ (FRM) に着目している。Fig. 1 は、1997 年に英国グラスゴー大学の Miller 氏らの研究グループにより、初めて提案された単相 FRM である<sup>2)</sup>。この図からわかるように、FRM は二重突極機一種である。永久磁石が固定子側に配置される点では、二重突極永久磁石モータ (DSPMM)<sup>3)</sup>と同じであるが、DSPMM は固定子ヨークに永久磁石が配置されるため、巻線鎖交磁束の変化はユニポーラとなる。一方、FRM は同図のように、固定子極先端に永久磁石が配置されるため、巻線鎖交磁束の変化はバイポーラになる。これにより、FRM は一般的な PMSM と同等の出力が期待される。また、回転子に磁石を配置しないため、機械強度や製作性の面で有利であり、またイナーシャが小さく、高速応答に優れる。しかしながら一方で、固定子極先端に張り付けられた磁石に電機子磁束が流れ込むため、磁石渦電流損が大きい問題が指摘される。

本論文では、固定子極形状を工夫し、電機子磁束が磁石に直接流入し難い、新しい構造の FRM を提案するとともに、



Magnetization direction (black vector): radial

Fig. 1 Single phase FRM.

有限要素法 (FEM) を用いて提案する FRM の諸特性を算定したので報告する。

本論文では、まず FRM の基本構成と動作原理について述べた後、3D-FEM を用いて、提案する FRM の磁石渦電流損を算定し、従来機と比較することで提案機の優位性について明らかにする。さらに、磁石分割による渦電流の低減効果についても検証する。

### 2. FRM の特徴および動作原理

#### 2.1 FRM の特徴

FRM は、スイッチトリラクタンスモータ (SRM) や DSPMM と同じ、二重突極機である。Fig. 2 に、各種モータの起磁力と磁束の動作範囲の比較を示す。同図(a)の SRM は起磁力も磁束もユニポーラであるため、動作領域は第 1 象限内に限られる。同図(b)の DSPMM は、起磁力はバイポーラであるが、磁束がユニポーラであるため、動作領域は第 1 象限と第 2 象限に収まる。これらに対して、同図(c)の FRM は起磁力も磁束もバイポーラであるため、一般的な PMSM と同様に、動作領域がすべての象限に広がる。ここで同図中の破線で囲まれる面積が磁気随伴エネルギー $W'$ に相当し、モータのトルク  $T$  は次式で与えられることから、

責任著者：于越  
(mail : yu.yue.r1@dc.tohoku.ac.jp)

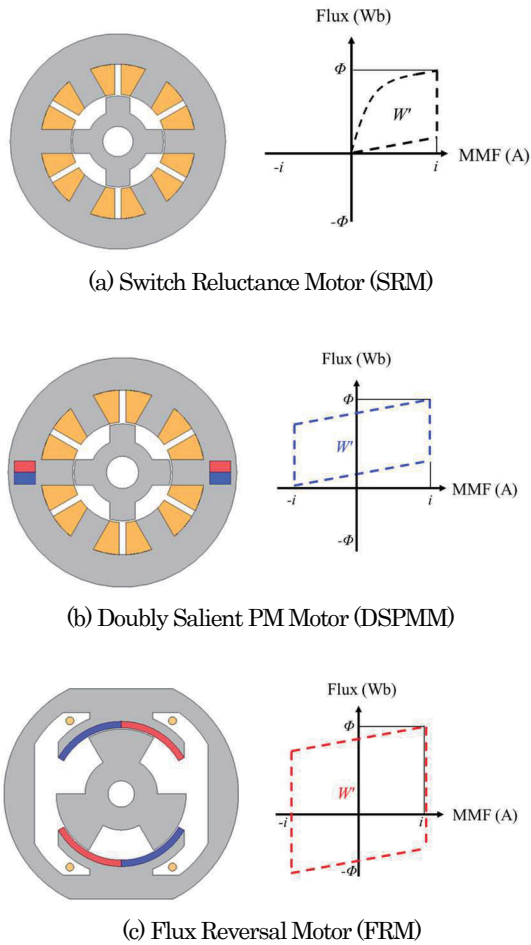


Fig. 2 Comparison of flux-MMF diagram of SRM, DSPMM, FRM.

$$T = \frac{\partial W'(i, \theta)}{\partial \theta} \dots \dots \dots (1)$$

すべての象限を利用できる FRM のトルクが本質的に大きくなることが了解される。

2.2 FRM の動作原理

Fig. 3 に、回転子位置角 0 度～120 度における磁石磁束の概略的な流れを示す。Fig. 4 は電機子鎖交磁束であり、図中の (a)～(e) までの記号は、Fig. 3 の各図の記号と一致している。まず回転子位置角 0 度の磁束の流れを見ると、鎖交磁束は磁石磁束が正負で打ち消し合ってゼロになることがわかる。次いで、30 度では図を上から下に流れる磁束によって、鎖交磁束が正の最大となる。60 度では、ちょうど 0 度の時の回転子を上下逆さまにした位置となるため、同様に打ち消し合ってゼロになる。90 度では、30 度の時とは逆に下から上に流れる磁束によって、鎖交磁束が負の最大となる。最後に、120 度は 0 度と同じ位置に戻るため、鎖交磁束はゼロになる。このように FRM は、磁石自体は回転しないが、突極構造の回転子が回転することで、磁石磁束の流れが正負に変化する、すなわちバイポーラになることが了解される。

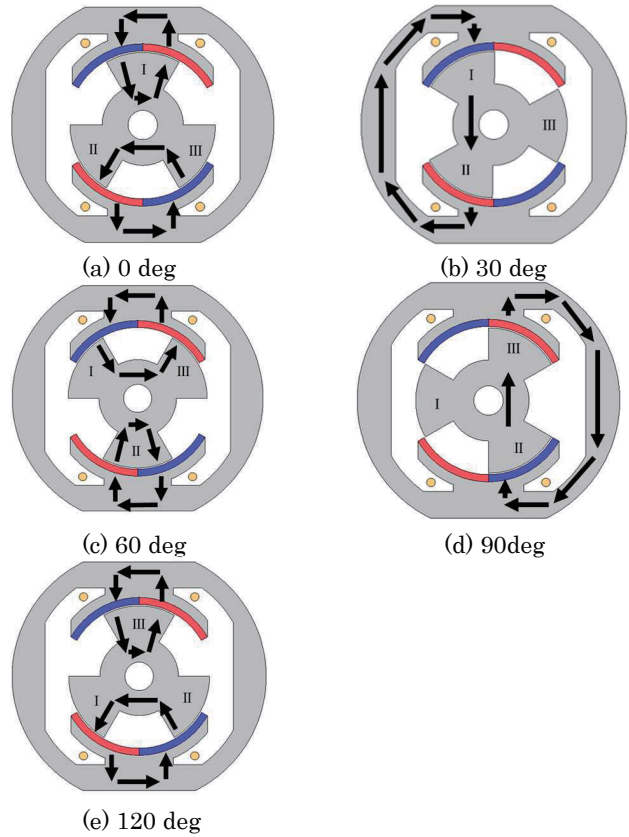


Fig. 3 Flux flow diagram of single-phase FRM.

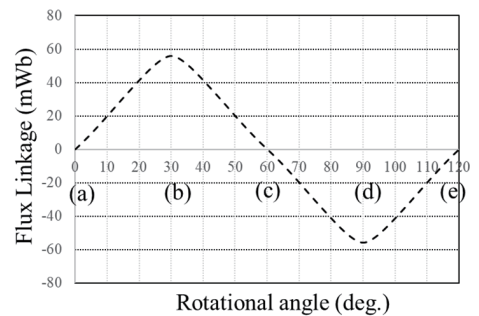


Fig. 4 Flux linkage waveform of single-phase FRM.

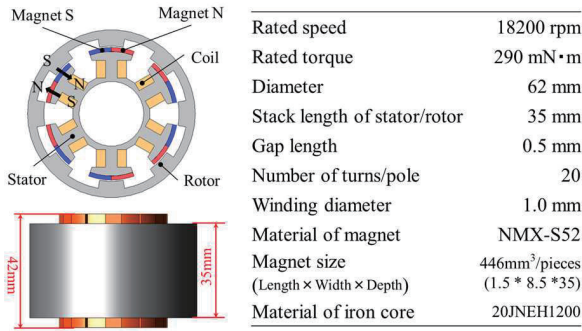
3. クロスポール型 FRM の特性算定

3.1 従来 FRM の特性

Fig. 5 に、従来の 3 相アウターロータ型 FRM の諸元を示す。本節では、3 次元有限要素法 (3D-FEM) を用いて、従来機の問題点を明らかにする。なお、FEM には(株)JSOL 製の電磁界解析プログラム JMAG Designer 21.0 を用いた。

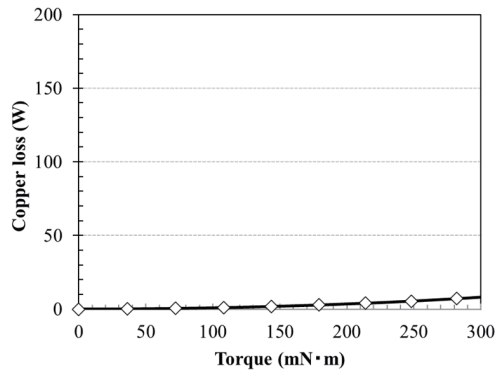
Fig. 6(a)に銅損、同図(b)に鉄損、そして同図(c)に磁石渦電流損の計算値を示す。なお、固定子極先端に張り付けた 2 つの磁石は電気的に絶縁されているものとした。これらの図を見ると、まず銅損に対して、鉄損と磁石渦電流損が非常に大きいことがわかる。さらに、これらの損失の中では、磁石渦電流損が約 142 W と最も大きく、全損失の約 67%を占めている。

Fig. 7(b)に、FEM において磁石を空気に置き換え、同図(a)の電流を U 相に流した際の磁束線図、すなわち電機子電流由

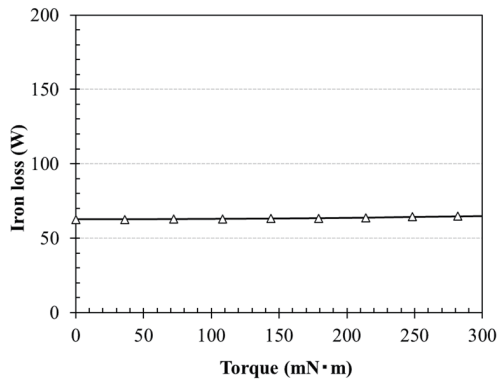


Magnetization direction (black vector): radial

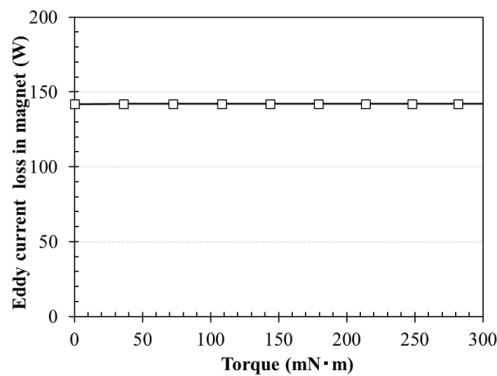
Fig. 5 Specifications of a conventional FRM.



(a) Copper loss

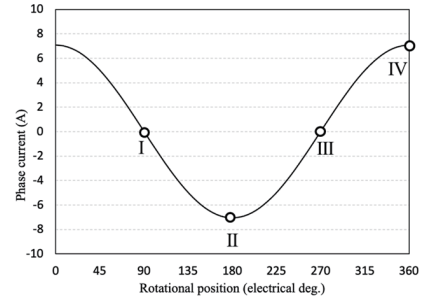


(b) Iron loss

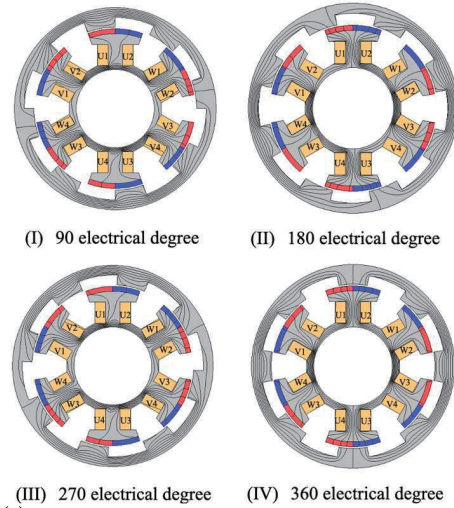


(c) Eddy current loss in magnet

Fig. 6 Calculated characteristics of the conventional FRM.



(a) U-phase current



(III) 270 electrical degree (IV) 360 electrical degree

(b) Flux line variation in 90, 180, 270, 360 deg.

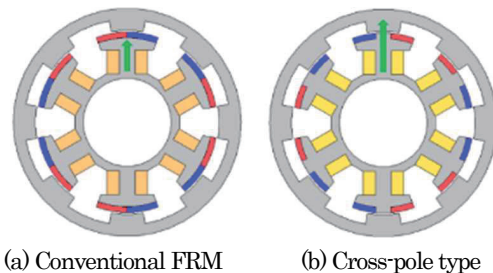
Fig. 7 Armature flux lines of a conventional FRM.

来の磁束線図を示す。この図を見ると、固定子極先端に張り付けられた磁石に対して、ほぼすべての電機子磁束が流れ込んでいることがわかり、磁石渦電流損を低減するためには、電機子磁束が磁石に直接流入しない構造的な工夫が必要であることが了解される。

### 3.2 クロスポール型 FRM の特性

前節で明らかになった問題に対して、本論文では Fig. 8(b) に示すクロスポール型 FRM を提案する。本 FRM は、固定子極の形状を十字形にすることで、電機子磁束が透磁率の高い鉄心の方を流れ、磁石への流入を防ぐ効果が期待される。

Fig. 9 に、考察に用いたクロスポール型 FRM を示す。従来機と比較するため、本 FRM の基本的な諸元は Fig. 5 に示した従来機と等しい。ただし、磁石使用量は従来機から約 24% 減少している。以降では、3D-FEM を用いて、提案する FRM の諸特性を算定し、従来機と比較する。



(a) Conventional FRM (b) Cross-pole type

Fig. 8 Comparison of conventional and cross-pole type FRMs.

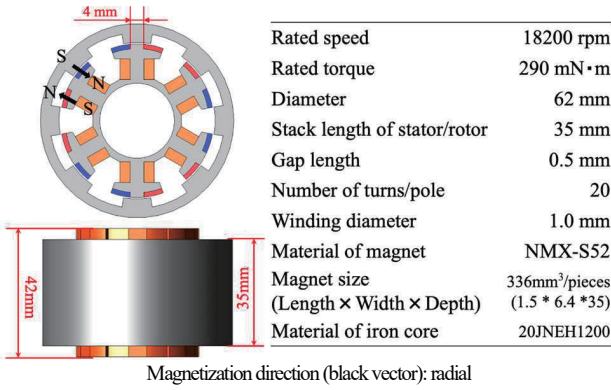


Fig. 9 Specifications of cross-pole type FRM.

Fig. 10 に、提案機と従来機の出力の比較を示す。このときの回転数は定格の 18200 rpm である。Fig. 11 は電流密度対トルク特性の比較である。この図を見ると、磁石使用量を減らしても、提案機の出力およびトルクは従来機とほぼ等しいことがわかる。

Fig. 12 に渦電流損失値の比較を示す。この図より、提案機の磁石渦電流損は、従来機に対して約 60%低減したことがわかる。Fig. 13 に、渦電流損密度コンターの比較を示す。この図からも、提案機の方が磁石渦電流損が小さくなっていることがわかる。その結果、効率も Fig. 14 に示すように大きく向上した。以上より、本論文で提案したクロスポール型 FRM の有用性が明らかになった。

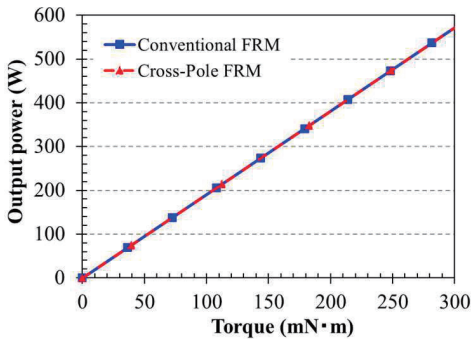


Fig. 10 Comparison of output power between the conventional and cross-pole type FRMs.

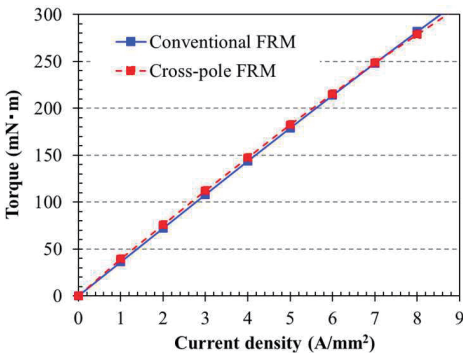


Fig. 11 Comparison of torque between the conventional and the cross-pole type FRMs.

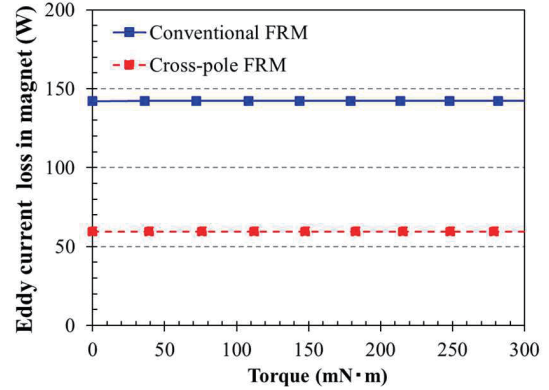
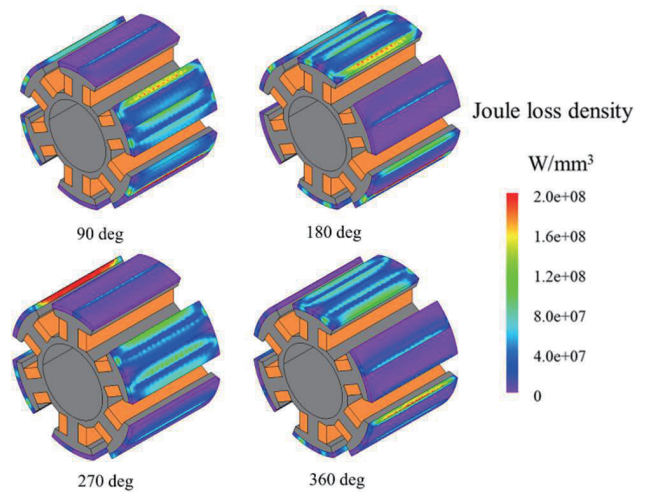
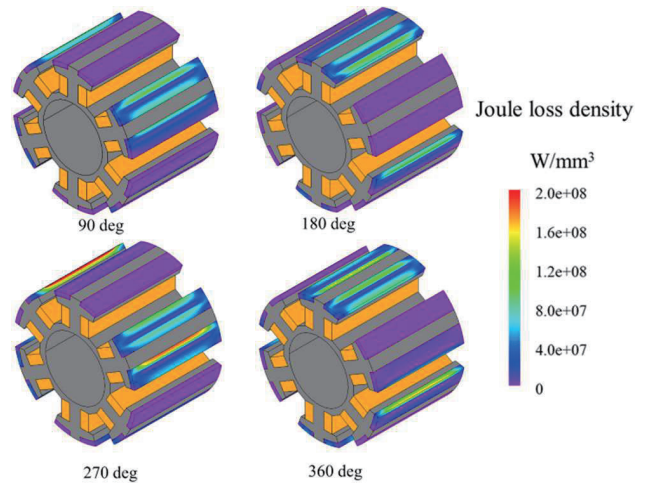


Fig. 12 Comparison of eddy current loss in magnets between the conventional and cross-pole type FRMs.



(a) Conventional FRM.



(b) Cross-pole type FRM.

Fig.13 Comparison of contour diagram of eddy current loss density between the conventional and cross-pole type FRMs.

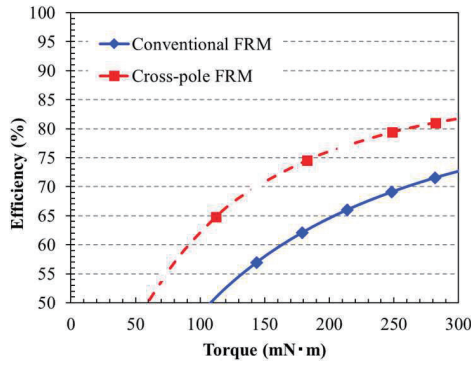


Fig. 14 Comparison of efficiency between the conventional and cross-pole type FRMs.

### 3.3 磁石分割による磁石渦電流損の低減

前節の検討により、FRMの固定子極形状を十字形にすることで、電機子磁束が透磁率の高い鉄心の方を流れ、磁石渦電流損が大幅に低減されることが明らかとなった。ただし、他の損失と比較すると、未だ磁石渦電流損の割合は大きい。そこで本節では、磁石渦電流損の低減策として広く一般に知られている磁石分割<sup>4)</sup>について検討を行った。

Fig. 15に、検討した2種類の磁石分割を示す。同図(a)は周方向に各磁石を2等分しており、同図(b)は軸方向に各磁石を2等分している。なお、一般的なPMSMでは、分割や組み立てのし易さから、同図(b)の軸方向分割が採用されるケースが多い。

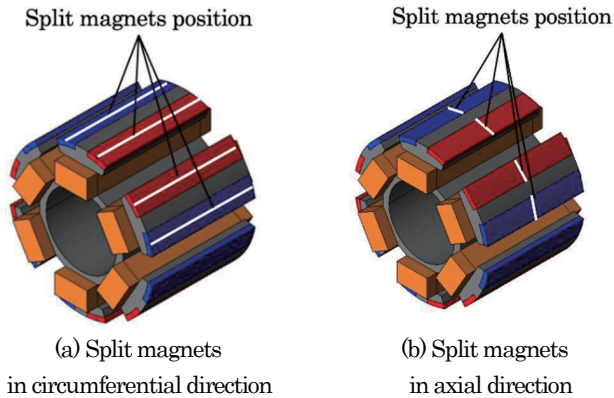


Fig. 15 Two different type of split magnets of cross-pole type FRM.

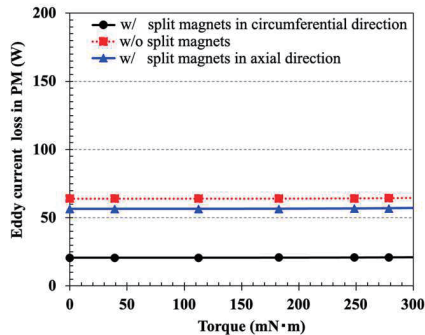


Fig. 16 Comparison of eddy current loss in magnets of cross-pole type FRMs with and without split magnets.

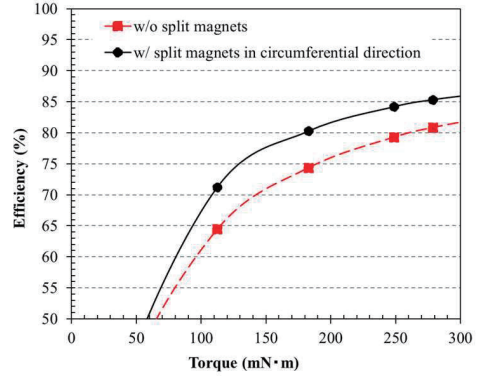


Fig. 17 Comparison of efficiency of cross-pole type FRMs with and without split magnets.

Fig. 16に、3D-FEMで求めた磁石渦電流損の比較を示す。この図を見ると、軸方向分割では渦電流損はあまり低減されない一方で、周方向分割では1/3程度まで大幅に低減されることがわかる。

Fig. 17は効率の算定結果である。周方向分割の効果により、さらに磁石渦電流損が低減されたため、効率がさらに全体的に向上したことが了解される。

## 4. まとめ

以上、本論文ではFRMの磁石渦電流損の低減を目指し、固定子極の形状を十字形にした新しいクロスポール型FRMを提案した。これにより、電機子磁束が透磁率の高い鉄心の流れ、磁石への流入を防ぐ効果が得られる。3D-FEMによる算定の結果、従来のFRMと同等のトルクを有しながら、磁石渦電流損は約60%低減可能であることが明らかとなった。

さらに、磁石分割による渦電流損の低減効果についても検討を行った。その結果、FRMの場合は軸方向に磁石を分割するよりも、周方向に分割をした方がより大きな損失低減効果が得られることが明らかとなった。今後は、分割方向による渦電流の低減効果の違いについて、詳細な分析を行うとともに、クロスポール型FRMの試作試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) *Top Runner Motor*, JEMA, (2013) (in Japanese).
- 2) Rajesh P. Deodhar, Svante Andersson, Ion Boldea, and Timothy J. E. Miller: *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **33**, 4. (1997).
- 3) Yuefeng Liao, Feng Liang, and Thomas A. Lipo: *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **31**, 5. (1995).
- 4) Daoud Ouamara, and Frederic Dubas: *MDPI MCA.*, **24**, 3 (2019).

2022年10月21日受理, 2023年02月06日採録

## 高周波パルス磁界印加による磁性粒子の加熱

### Heating of magnetic particles by application of high frequency pulsed magnetic field

安達友威<sup>a)†</sup>・桑波田晃弘<sup>a)</sup>・藪上信<sup>a) b)</sup>・中村英滋<sup>c) 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 6-6-12 (〒980-8579)

<sup>c)</sup> 高エネルギー加速器研究機構 (KEK), 茨城県つくば市大穂 1-1 (〒305-0801)

Y. Adachi<sup>a)†</sup>, A. Kuwahata<sup>a)</sup>, S. Yabukami<sup>a)</sup>, E. Nakamura<sup>b)</sup>

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

<sup>a)</sup> Graduate School of Biomedical Engineering, Tohoku Univ., 6-6-12 Aramaki Aza Aoba, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

<sup>c)</sup> High Energy Accelerator Research Organization (KEK), 1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki, 305-0801, Japan

We analyzed a circuit for generating a pulsed magnetic field with a pulse width of 2  $\mu$ s at 250 kHz using circuit simulation. We developed a circuit that can generate a 12A, 250kHz pulsed current. Next, we conducted heating experiments with small magnetic particles for 200 s using the pulsed magnetic field, and the advantage of the field was 15 times that of a sine wave magnetic field with respect to magnetic energy. This study has the potential to improve the heating efficiency of magnetic hyperthermia, to reduce the amount of magnetic material, and to treat deep inside the body.

**Key words:** magnetic hyperthermia, pulsed magnetic field, hysteresis loop, pulse forming network

#### 1. はじめに

がんに対する治療法として、磁気温熱療法（磁気ハイパーサーミア, MH）が注目されている。この治療法は、がん患部に磁性体を注入し、交流磁界を印加して加熱することで、正常組織と比較して、温熱に弱い組織であるがん組織のみを選択的に壊死や縮退させる方法である<sup>1)</sup>。この方法は、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されている。温熱療法の主な加熱方式には RF 誘電加熱法<sup>2)</sup>や超音波加熱法<sup>3)</sup>などが医療現場で用いられている<sup>4)</sup>。しかし、これらの方式で加熱する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、磁性体をがん組織に注入することで、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<sup>5)~7)</sup>。

磁性体の発熱効率は治療効果に大きく影響するパラメータである。発熱効率が高いということは、過剰な磁性粒子を使用せずに磁気ハイパーサーミア効果が得られることを意味し、副作用のリスクや磁性体の投与の難しさを最小限に抑えることができる<sup>8)</sup>。また、浅在性腫瘍と比較して温熱療法での治療が難しいと言われている深在性腫瘍の治療においても効果があると考えられる<sup>9)</sup>。

発熱効率は、交流磁界強度を強く、または周波数を高くすることで向上する。しかし、それらには身体的上限があり、周波数組織における誘導現象により患者に生体損傷を与える危険性を考慮しなければならない<sup>10)~11)</sup>。したがって、使用できる磁場強度や周波数には限界があり、より低い強度や周波数で同等の効率を達成できる新しい波形の探索が不可欠である<sup>12)~13)</sup>。そこで、本稿ではパルス磁界を用

いることを検討した。パルス磁界は、従来用いられている正弦波磁界と比較して磁界の立ち上がりが速いため、正弦波と比較して磁性体の磁化と磁界方向の位相ずれが顕著になる。このことはヒステリシスループを拡大し、発熱効率を高めると考えられる<sup>13)</sup>。そこで、本研究ではパルス磁界を用いた磁気ハイパーサーミアを提案する。

本稿では、パルス磁界の磁氣的加熱効率を確認することを目的として、はじめに Pulse Forming Network を利用したパルス磁界形成回路を設計、作製した。また、作製した回路を用いて実際にパルス磁界と正弦波磁界による比較加熱実験を行った。また、2 種類の効率比較方法によってパルス磁界と正弦波磁界の効率の比較を行った。その結果、パルス磁界の発熱効率が正弦波磁界と比較して 15 倍以上向上することが分かったため報告する。

#### 2. パルス磁界形成回路

##### 2.1 パルス磁界形成回路の設計

パルス電圧の形成方法としてインダクタとキャパシタを継続接続した分布定数線路（Pulse Forming Network PFN）が知られている<sup>14)~15)</sup>。PFN は、受電端側を開放した状態で送電端側に入力電圧として加えた直流電圧をキャパシタンスに蓄積させ、充電し、充電が完了した後に受電端側を短絡することでパルス放電を行い、立ち上がりの速いパルス電圧を発生させる回路である。本研究では、この回路の受電端に磁界発生用の加熱コイルを接続することで、パルス電流によるパルス磁界を形成した。Fig. 1 に Pulse Forming Network の概略図を示す。

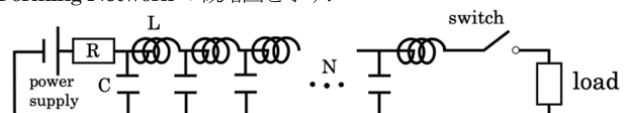


Fig. 1 Pulse forming network.



単一線路上のパルス幅  $\Delta T_p$  は、以下の式(1)で与えられる。ただし、線路のインダクタンスを  $L$ 、キャパシタンスを  $C$ 、線路の線路長を  $\ell$  とする<sup>14)-15)</sup>。

$$\Delta T_p = 2\ell\sqrt{LC} \quad (1)$$

また、式(1)を、分布定数線路の接続段数  $N$  を用いて変換することで、パルス幅  $\Delta T_p$  の式(2)が得られる。

$$\Delta T_p = 2N\sqrt{LC} \quad (2)$$

式(2)から、目標の磁界周波数に合わせた分布定数回路のパラメータを決定し、回路を設計した。本研究では、接続段数  $N$  を 10、インダクタンス  $L$  を  $1.4 \mu\text{H}$ 、キャパシタンス  $C$  を  $6.8 \text{ nF}$  と設定することで、パルス幅  $\Delta T_p = 2.0 \mu\text{s}$  のパルス電流を形成するように設計した。これは、正弦波磁界を形成するために使用した誘導加熱電源 (EasyHeat 2.4 kW, Ambrell, Rochester) の駆動周波数に合わせた設計である。Fig. 2 は、Spice シミュレーションソフトによって作成した回路である。PFN と加熱コイル間でスイッチを開閉することでパルス電流を形成している。Fig. 3 に加熱コイルに流れる電流を示す。式(2)から算出したパルス幅  $2.0 \mu\text{s}$ 、 $250 \text{ kHz}$  のパルス電流が流れていることが確認できた。波形の立ち上がり部分に跳ね上がりが見られるが、これは PFN の受電端が誘導性であることと、送電側と受電側のインピーダンスが一致していないことに起因すると考えられる。<sup>14)</sup>

2.2 パルス磁界形成回路の作製

前節のシミュレーションに基づき、パルス磁界形成回路を作成した。Fig. 4 は、実際に作製した回路である。回路には、直流電源(GPO160-20R, 高砂製作所)、抵抗器 ( $9.4 \Omega$ , TE2500B4R7J, TE Connectivity)、キャパシタ ( $6.8 \text{ nF}$ , B32672L8682J000, TDK)、インダクタ (3 ターン, 直径  $45 \text{ mm}$ , 線径  $4 \text{ mm}$ ,  $1.4 \mu\text{H}$ )、パワー MOSFET (BSM120D12P2C005, ROHM) を用いた。MOSFET のゲートドライブは、パルスジェネレータ (MG411B, アンリツ) を直接接続することで行った。また、パルス電流波形は、トランス型電流センサ (CTL-6-S32-8F-CL, U\_RD) で計測した。また、加熱コイルは、正弦波磁界形成用誘導加熱電源の加熱コイル (4 ターン, 直径  $35 \text{ mm}$ , 線径  $5 \text{ mm}$ ,  $0.45 \mu\text{H}$  ( $100 \text{ kHz}$  での測定)) に形状、寸法を近づけたもの (4 ターン, 直径  $38 \text{ mm}$ , 線径  $4.5 \text{ mm}$ ,  $0.44 \mu\text{H}$  ( $100 \text{ kHz}$  での測定)) を作製した。Fig. 5 は加熱コイルに流れる電流波形である。入力電圧  $100 \text{ V}$  で実効値  $12 \text{ A}$  のパルス電流が流れている。

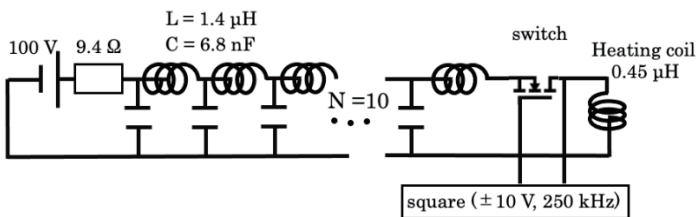


Fig. 2 Simulated PFN circuit.

この波形について Fig. 3 のシミュレーションと比較すると、波形の概形の一致が確認できた。また、パルス幅 ( $2 \mu\text{s}$ ) と周波数 ( $250 \text{ kHz}$ ) についても一致した。

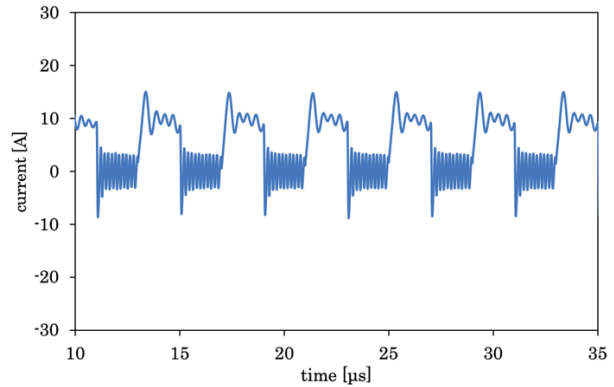
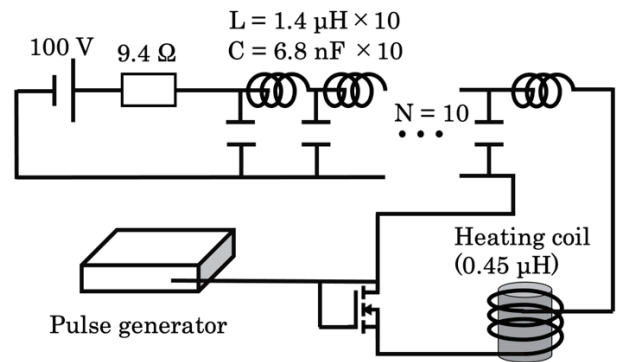
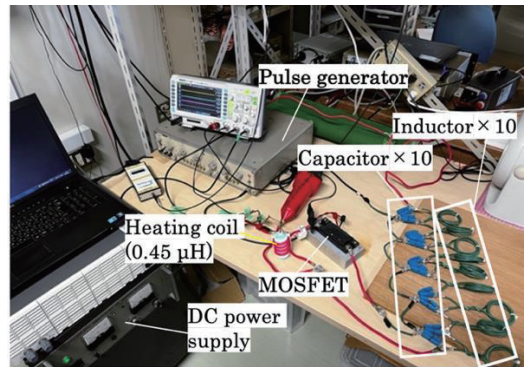


Fig. 3 Simulated pulsed current.



(a) circuit diagram



(b) photo of circuit

Fig. 4 Pulsed magnetic field generation system.

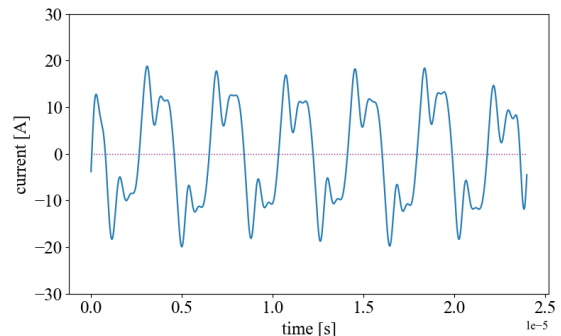


Fig. 5 Pulsed current in heating coil.

3. 実験方法と解析方法

3.1 各磁界波形による加熱実験

正弦波磁界とパルス磁界の加熱特性を比較するため、磁性粒子サンプルに正弦波磁界とパルス磁界をそれぞれ印加した時の温度変化を評価した。

Fig. 6 は、実験に用いたサンプルである。ヒステリシス損失による発熱を確認するため、直径3mmの炭素鋼球30個(SWHC10R, 舟辺精工)と水1.0mlを投入したガラス瓶を使用し、水1.5mlのみが入ったガラス瓶をコントロールとして使用した。また、光ファイバ温度計(Optotemp2000, Ocean Insight, US)を用いて温度変化を測定した。測定は、ファイバをビンの中の磁性体に触れる形で差し込むことで行い、同条件でのコントロールの温度変化との差をサンプルの温度変化として記録した。実験は全て室温状態で行った。

磁界実効値は、正弦波磁界については2.0 mT ~ 3.0 mT, パルス磁界については0.34 mT ~ 0.87 mTとした。これは、Easy Heatが安定駆動でき、かつパルス磁界形成回路が出力可能な磁界強度である。600s間加熱を行い、温度上昇が飽和していない200s点での温度変化を測定した。

また、ヒステリシスループの拡大と加熱結果の関係を確認するため、炭素鋼球の動的ヒステリシスループを測定した。Fig. 7は、正弦波磁場、パルス磁場印加時のヒステリシスループの測定に用いた実験系である。ヒステリシスループの測定には、差動型ピックアップコイル(5ターン、直径20mm)を用いた。そして、(3)式を用いてループが囲む面積  $BH_{loop}$  を計算し、200s間の平均値を求めることで、ヒステリシスループの面積とした。

$$BH_{loop} = \int^{loop} BdH \quad (3)$$

また、磁性体の発熱要因として渦電流損失の影響が考えられるが、それについて Fig. 8 に、同寸法の銅球の磁界印加による加熱実験の結果を示す。磁界振幅は、実験系の2倍のものを用いた。Fig. 8では、炭素鋼球に500sで+8.2Kの温度変化が見られるのに対し、銅球の有意な温度変化は見られない。銅球は非磁性体金属であることから、炭素鋼球の発熱に対する渦電流損失の影響は小さく、主な加熱要因はヒステリシス損失であると考えられる。

現状、誘導加熱を用いた磁性粒子の加熱に関する研究の中で、異なる波形の磁界を印加した際の加熱効果を比較する方法は一般的に確立されていない。そこで本稿では、加熱実験の結果について、有効電力量、磁気エネルギーの2種類のエネルギーを基準として比較した。

3.2 有効電力量を基準とした比較

有効電力量を用いた方法では、加熱コイル間にかかる電力量を用いてサンプルの温度変化から計算される熱量を規格化し、2種類の磁界による加熱特性を比較した。この方法では、磁界によってサンプルを加熱する際、同時に加熱コイル間に加えられている電圧  $v$ 、電流  $i$  を測定することで、

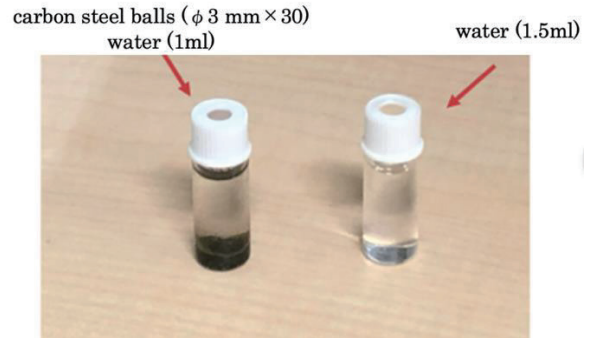
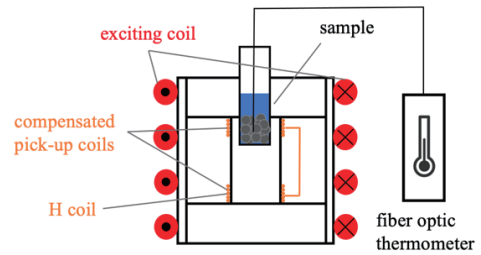


Fig. 6 Sample and control.



(a) hysteresis measuring system

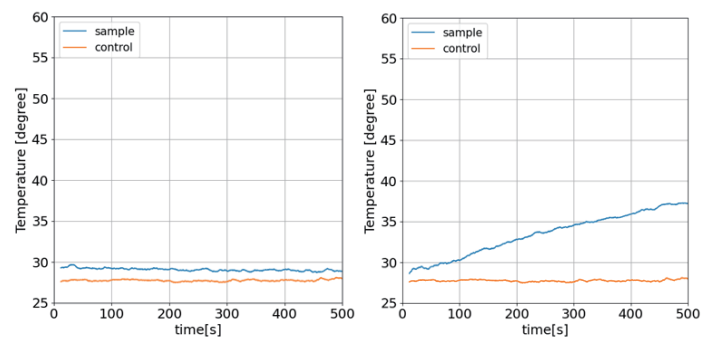


(b) photo of measuring system (pulse)



(c) photo of measuring system (sine)

Fig. 7 Hysteresis measuring system.



(a)copper balls

(b)carbon steel balls

Fig. 8 Comparison of copper balls and carbon steel balls.

加熱コイルにかかる電力量  $P_E$  を(4)式を用いて求めた。

$$P_E = \frac{t_H}{T_s} \int_0^{T_s} v(t)i(t)dt \quad (4)$$

ただし、 $t_H$  は加熱時間、 $T_s$  はオシロスコープで波形をサンプリングした時間、 $v(t)$ 、 $i(t)$  は加熱コイルにかかる電圧、電流の瞬時値を表す。

式(4)から得られた電力量  $P_E$  を用いて、温度変化  $\Delta T$ 、比熱  $c$ 、質量  $m$  から計算される熱量  $Q$  を規格化することで、加熱効率  $\eta_E$  とし、比較対象とした。

$$\eta_E = \frac{mc\Delta T}{P_E} = \frac{Q}{P_E} \quad (5)$$

また、加熱時間に対する温度変化を加熱速度  $dT/dt$  として求め、加えて比較対象とした。

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\Delta T}{t_H} \quad (6)$$

### 3.3 磁気エネルギーを基準とした比較

この方法は、加熱コイルに蓄えられる磁気エネルギーを用いてサンプルの熱量を規格化する方法である。電流波形によらず、電流の自乗平均値が実効値として扱われる<sup>16)</sup>ことを利用し、加熱コイルに流れる電流の瞬時値  $i(t)$  と加熱コイルのインダクタンス  $L$ 、サンプリング時間  $T_s$  から式(7)を用いてコイルに蓄えられるエネルギー  $P_M$  を求め、先述の方法と同様に規格化し、変換効率  $\eta_M$  とした。

$$P_M = \frac{L}{2} \frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} i(t)^2 dt \quad (7)$$

$$\eta_M = \frac{mc\Delta T}{P_M} = \frac{Q}{P_M} \quad (8)$$

また、加熱速度  $dT/dt$  についても先述の方法と同様に比較対象とした。

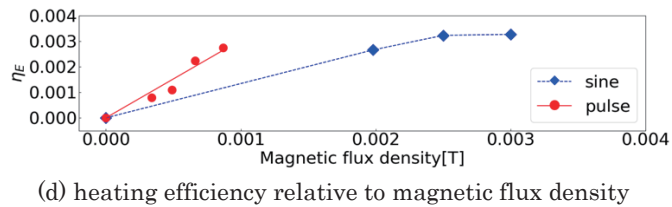
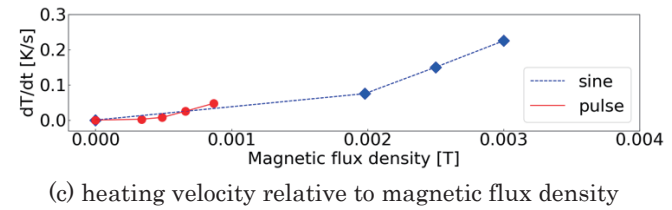
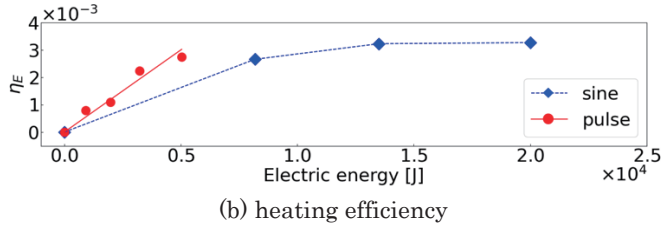
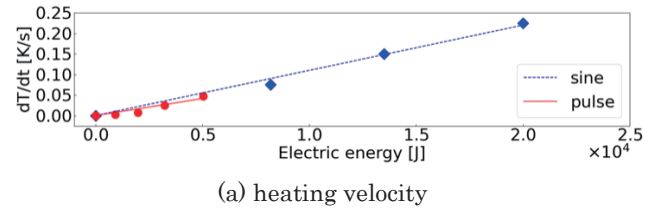
## 4. 正弦波との比較加熱実験

### 4.1 電力量を基準とした比較

Fig. 8 に加熱コイルに加わった電力量を基準として比較した結果を示す。(a)は、加熱コイルに加わった電力量に対する加熱速度の変化、(b)は加熱コイルに加わった電力量に対する加熱効率の変化、(c)は磁界実効値に対する加熱速度の変化、(d)は磁界実効値に対する加熱効率の変化である。2種類の磁界波形について、電力量に対する加熱速度  $dT/dt$  と加熱効率  $\eta_E$  の変化の割合を比較した。加熱速度については、正弦波磁界は  $1.1 \times 10^5$  [K/(s·J)]、パルス磁界は  $9.8 \times 10^4$  [K/(s·J)]であり、2種類の磁界に大きな差は見られなかった。加熱効率については、正弦波は  $3.2 \times 10^{-7}$  [J]であるのに対し、パルス磁界は  $5.4 \times 10^{-7}$  [J]であり、パルス磁界に1.6倍の優位性があることが確認できた。また、磁界実効値に対する同様の評価を行い、加熱速度には大きな差は見られなかったが、加熱効率についてパルス磁界に2.2倍の優位性が確認できた。

### 4.2 磁気エネルギーを基準とした比較

Fig. 9 にコイルに蓄えられる磁気エネルギーを基準として比較した結果を示す。(a)は、磁気エネルギーに対する加熱速度の変化、(b)は磁気エネルギーに対する変換効率の変化、(c)は磁界実効値に対する加熱速度の変化、(d)は磁界実効値に対する変換効率の変化を示す。



(d) heating efficiency relative to magnetic flux density  
**Fig. 9** Comparison based on electric energy.

それぞれの磁界について、前節と同様に、磁気エネルギーに対する加熱速度  $dT/dt$ 、変換効率  $\eta_M$  の変化の割合を比較した。加熱速度については、正弦波磁界は  $3.2$  [K/(s·J)]、パルス磁界は  $7.6$  [K/(s·J)]であり、パルス磁界に2.4倍の優位性があることが確認できた。また、変換効率は、正弦波で  $2.3 \times 10^4$  [J]であるのに対し、パルス磁界では  $3.5 \times 10^5$  [J]であり、パルス磁界に15倍の優位性があることが確認できた。また、磁界実効値に対する同様の評価を行った結果、速度には大きな差は見られなかったが、変換効率についてパルス磁界に6.7倍の優位性が確認できた。

### 4.3 動的ヒステリシスループの比較

Fig. 10 に磁性体サンプルの動的ヒステリシスループを測定した結果を示す。(a)はパルス12 A (実効値)で励磁した際の炭素鋼球のヒステリシスループ、(b)は正弦波27 A (実効値)で励磁した際と同サンプルのヒステリシスループを表している。(b)についてループのばらつきが見られるが、これは誘導加熱用電源によって出力される正弦波磁界の振幅のばらつきに起因するものである。それぞれの面積について式(3)で計算を行ったところ、パルス磁界 (a)が  $0.31$  [A·T/m]、正弦波磁界 (b)が  $0.41$  [A·T/m]と計算された。

また、Fig. 11 に、ループの面積を電力量、磁気エネルギーで規格化したものを、前節と同様の方法で比較した結果

を示す。前節と同様、パルス磁界の効率が正弦波を上回っていることが確認できる。この結果は、動的ヒステリシスループの拡大によって磁性体の加熱効率の向上が生じているということを示している。

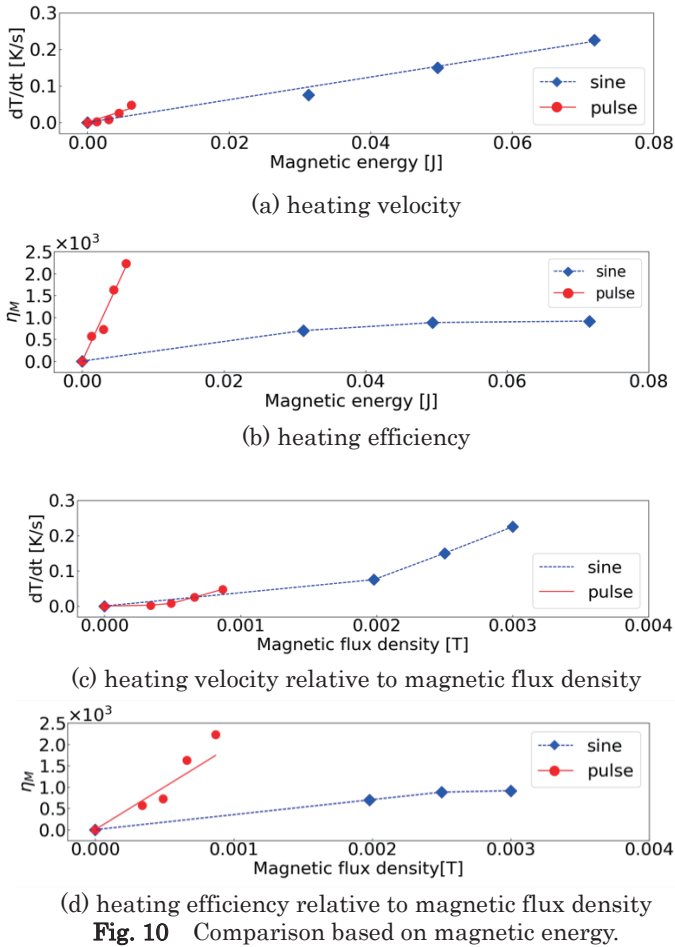


Fig. 10 Comparison based on magnetic energy.

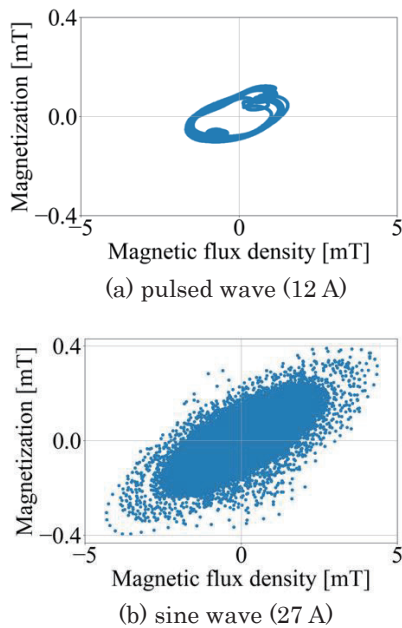


Fig. 11 Measured hysteresis loops.

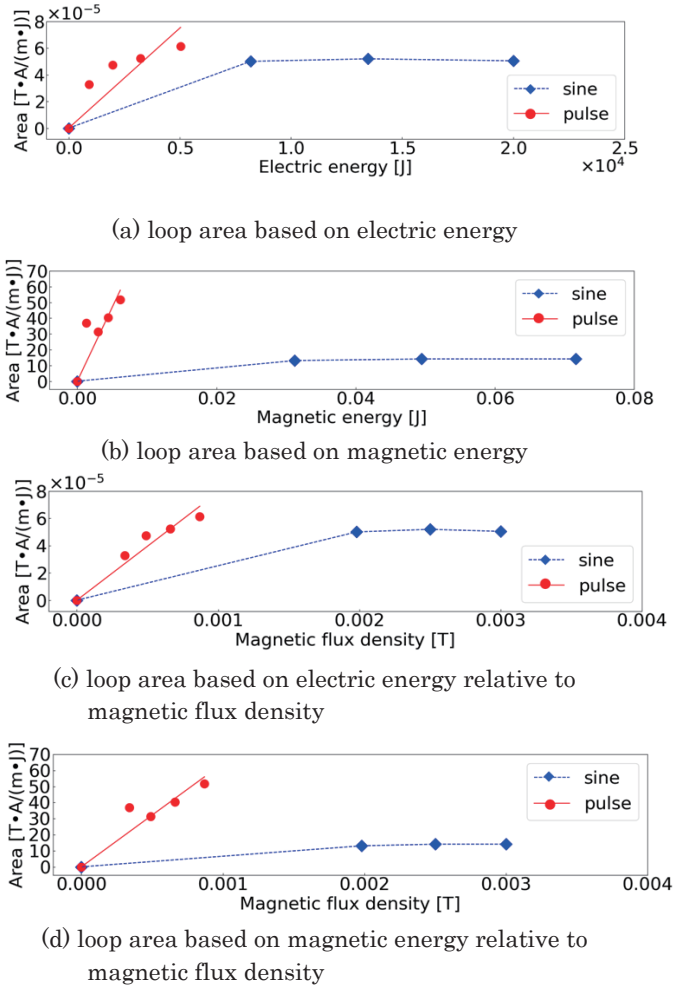


Fig. 12 Loop area comparison based on electric and magnetic energy.

5. まとめ

本研究では、パルス磁界による磁性体の加熱効率を確認するため、はじめにパルス磁界形成回路を作製した。250 kHz パルス電流を出力するのに必要な回路パラメータを計算により決定し、Spice シミュレーションソフトによるシミュレーションを行った。それを基に実際に回路を作製し、パルス幅 2  $\mu$ s, 250 kHz, 12 A のパルス電流を実現した。また、作製した回路を用いて実際に正弦波磁界を利用した場合との比較加熱実験を行い、最大で 15 倍の効率の向上を確認した。また、磁性体の動的ヒステリシスループを測定し、効率の向上を確認した。このことは、パルス磁界を利用することで、磁界強度、周波数によって定義される身体の交流磁界被曝限界の範囲内<sup>10)-11)</sup>で、磁性粒子の加熱効率を高められることを示している。

今後の展望として、実際にハイパーサーミアに用いられるような磁性ナノ粒子を用いた検証、パルス磁界を用いたマウスへの動物実験が挙げられる。

**謝辞** 本研究は、KEK 令和4年度加速器科学総合育成事業、及び KEK 共同開発研究 2022-ACCL-1, AMED プロジェクト(22ym0126802j001) の支援を受けた。

### References

- 1) D. Chang, M. Lim, J. Goos, Y. Ng, F. Mansfeld, M. Jackson, T. Davis, and M. Kavallaris: *Pharmacol.* **9**, 831 (2018).
- 2) H. Kato, T. Takasugi, R. Tanaka, and Y. Yamamoto: *Thermal Medicine.* **36**, 59-74 (2020).
- 3) H.P. Kok, E.N.K. Cressman, W. Ceelen, C.L. Brace, R. Ivkov, H. Grull, G. ter Haar, P. Wust, and J. Creeze: *Physiol. Behav.* **176**, 139-148 (2017).
- 4) K. Mahmoudi, A. Bouras, D. Bozec, R. Ivkov, and C. Hadjipanayis: *Int. J. Hyperth.* **34**, 1316-1328 (2018).
- 5) S. Guannan, R. Takeda, S. Trisnanto, T. Yamada, S. Ota, Y. Takemura: *J. Magn. Magn. Mater.* **473**, 148-154 (2019).
- 6) R. Hasegawa, T. Nakagawa, S. Seino and T. A. Yamamoto, *J. Magn. Soc. Jpn.* **42**, 90-95 (2018).
- 7) A. Shikano, L. Tonthat, A. Kuwahata, A. Sukhbaatar, T. Kodama, and S. Yabukami: *J. Magn. Soc. Jpn.* **6**, 100-104 (2022).
- 8) T. Matsuda, M. Takahashi, I. Tsukiyama, Y. Onoyama, S. Uehara, T. Yamashita, N. Huwa: *Jpn. J. Hyperthermic Oncol.* **6** [4] 411-424 (1990).
- 9) X. Zuo, H. Ding, J. Zhang, T. Fang, and D. Zhang: *Results Phys.* **32**, 105095 (2022).
- 10) IEEE International Committee on Electromagnetic Safety Technical Committee 95, *IEEE Access* **7**, 171346–171356 (2019).
- 11) R. Hergt, and S. Dutz: *J. Magn. Magn. Mater.* **311**, 187–192 (2007).
- 12) M. Zeinoun, D. Serrano, P. medina, O. Garcia, M. Vasic, and J. serrano: *IEEE Access* **9**, 105805–105816 (2021).
- 13) M. Zeinoun, D. Serrano, P. medina, O. Garcia, M. Vasic, M. Ramos, and J. serrano: *Nanomaterials* **11**, 3240 (2021).
- 14) K. Takagi, S. Kanazawa, T. Inohara, T. Ueno, T. Kawasaki, and K. Takahashi: *Kodenatsu pulse power kogaku* (in Japanese), p. 212 (Riko Tosho, Tokyo, 2018).
- 15) Hongtao Li, Hong-Je Ryoo, Jong-Soo Kim, Geun-Hie Rim, Young-Bae Kim, and Jianjun Deng: *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37**, 190–194 (2009).
- 16) Y. Ohno, T. Nishi: *Denki kairo* (1) (in Japanese), p. 32 (Ohmsha, Tokyo, 2018).

2022年11月14日受理, 2022年12月15日再受理, 2023年1月24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	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	N. Kikuchi	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, MA 01923 USA

Phone 1-978-750-8400 FAX 1-978-646-8600

If CC BY 4.0 license icon is indicated in the paper, the Magnetics Society of Japan allows anyone to reuse the papers published under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

Link to the Creative Commons license: <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

Legal codes of CC BY 4.0: <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/legalcode>

### 編集委員・論文委員

加藤剛志 (理事)	藪上 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		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	菊池伸明	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	
山田哲也	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。

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

ただし、クリエイティブ・コモンズ [表示 4.0 国際] (CC BY 4.0) の表示が付されている論文を、そのライセンス条件の範囲内で再利用する場合には、本学会からの許諾を必要としません。

クリエイティブ・コモンズ・ライセンス <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

リーガルコード <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/legalcode.ja>

## 日本磁気学会論文特集号

Vol. 7 No. 1 (通巻第13号) 2023年5月1日発行

Vol. 7 No. 1 Published May 1, 2023

by the Magnetics 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 © 2023 by the Magnetics Society of Japan