

日本磁気学会論文特集号

1 巻 1 号

ONLINE ISSN: 2432-0471

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

CONTENTS

Magnetic Recording

- 傾斜異方性記録媒体の単粒子における磁化反転時間の検討 …… 秋田谷尚紀・Simon Greaves・村岡裕明 1
磁界印加速度変化型磁気カー効果装置を用いた保磁力測定による熱安定性の評価
…………… 宮嶋利之・遠藤拓・鈴木良夫 5

Thin Films, Fine Particles, Multilayers, Superlattices

- 磁性細線の幅方向の磁気異方性の導入およびその磁区構造
…………… 池田智彦・馬闔・新井遼真・森迫昭光・劉小晰 10
誘導透過干渉フィルタの導入による Fe, Co 超薄膜のファラデー効果性能指数の改善効果に関する基礎検討
…………… 宮本光教・久保利哉・花田貴拓・井原敬人・佐藤敏郎・曾根原誠 14
MnIr/CoCr 交換結合膜における交換結合磁界 Hex の時間変化 …… 山内飛輝・遠藤拓・鈴木良夫 20
Size Dependence of Magnetic Properties for $L1_0$ -MnGa Circular Dots
…………… H. Makuta, Y. Takahashi, T. Shima, and M. Doi 26
Fabrication and Magnetic Properties of $L1_0$ -MnGa Highly Oriented Thin Films
…………… Y. Takahashi, H. Makuta, T. Shima and M. Doi 30

Measurement Technique, High-Frequency Devices

- 高 Q-RF インダクタ用表面酸化膜付 CIP/Epoxy 複合材料磁心の基礎検討
…………… 曾根原誠・宮嶋優希・佐藤敏郎 34

Power Magnetics

- RNA による 100 kVA 級重ね巻型 3 相一体可変インダクタの設計試作
…………… 中村健二・山田雄太・大日向 敬・有松健司・山田 真・瀧口雅也・小島武彦・一ノ倉 理 40
表面酸化カルボニル鉄粉メタルコンポジット磁心トランスの試作とフライバックコンバータへの応用
…………… 佐藤紘介・杉村佳奈子・佐藤敏郎・曾根原誠・竹内英樹 44
磁性鉄粉を考慮した圧粉磁心の渦電流損失解析に関する検討 …… 増井 出・中村 健二・一ノ倉 理 53
波力発電用リニア発電機の制御に関する検討 …… 紙屋大輝・後藤博樹・一ノ倉 理 57
Estimation of Eddy Current Loss for Transformer Windings Based on RNA
…………… T. Hiwatashi, K. Tajima, and Y. Yoshida 61
Demagnetizing Analysis of Ferrite Magnet Motor Based on RNA …… Y. Yoshida, D. Momma, and K. Tajima 66
湾曲柔軟鋼板の弾性モードを考慮したモデルに対する浮上性能評価
…………… 多田誠・米澤暉・丸森宏樹・成田正敬・加藤英晃 70
水平方向の位置決め制御を用いた磁気浮上搬送システムにおける薄鋼板の板厚が浮上特性に与える影響
…………… 木田将寛・鈴木稔樹・小田吉帆・成田正敬・加藤英晃・森山裕幸 76
電磁石による走行磁性体の非接触案内 (FEM を用いた電磁石配置に関する基礎的検討)
…………… 川崎謙太・成田正敬・加藤英晃・森山裕幸 82

Board of Directors of The Magnetics Society of Japan

President:	H. Fukunaga
Vice President:	K. Takanashi
Director, General Affairs:	Y. Takano, Y. Miyamoto
Director, Treasurer:	S. Sugimoto, K. Aoshima
Director, Planning:	C. Mitsumata, Y. Saito
Director, Editorial:	H. Saotome, K. Kobayashi
Director, Public Relations:	M. Igarashi, H. Awano
Director, International Affairs:	A. Kikitsu, Y. Takemura
Director:	Y. Honkura
Auditor:	F. Kirino, Y. Suzuki

傾斜異方性記録媒体の単粒子における磁化反転時間の検討

Magnetization switching time of graded anisotropy recording media grains

秋田谷尚紀・Simon Greaves・村岡裕明

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)

N. Akitaya, S. Greaves, and H. Muraoka

Research Institute of Electrical Communication, Tohoku Univ., 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai Miyagi 980-8577, Japan

A media grain with graded anisotropy is expected to have a shorter magnetization reversal time than a single layer grain due to the lower uniaxial anisotropy at one end of the grain. Here the magnetization reversal time of graded anisotropy grains is examined as a function of the anisotropy gradient and applied field and compared with single layer grains. Using graded anisotropy media the magnetization reversal time can be reduced to about 2/3 that of a single layer grain with the same damping constant. If the anisotropy gradient is increased the damping constant of the lower anisotropy part of the grain has a significant effect on the magnetization reversal time.

Key words: Magnetization switching time, LLG simulation, graded anisotropy media, damping constant

1. 序論

近年, ハードディスク装置(HDD: Hard disk drive)の大容量化とともに転送レートも向上してきている. 転送レートが向上すると1 bitあたりの書き込み時間が短くなるが, HDDに用いられている磁性粒子の磁化は反転の際に歳差運動しながら徐々に反転するため, 高速記録時には磁化の反転が間に合わず書き込むことができなくなる可能性がある. よって, 磁化反転時間について検討を行う必要がある.

磁化反転時間を短くするには, 媒体の保磁力に対して印加磁界を大きくすることや容易軸と印加磁界の間に角度をつけることが効果的である¹⁾. 我々は以前, 単層構造の単粒子において単磁極(SPT: Single pole type)ヘッドとリングヘッドを組み合わせることで印加磁界に角度をつけ, タイミングよく磁界の印加を止めることで歳差運動を抑えて磁化反転時間を短縮する方法²⁾を提案した. また, 現在HDDの記録媒体には磁化反転しやすい軟磁性層を用いて, 熱安定性は高いが保磁力の大きい硬磁性層の反転を促すことで熱安定性を保ちながら反転磁界を下げるができるECC媒体³⁾や傾斜異方性媒体⁴⁾が用いられているがこれらの媒体の反転時間についての検討はまだ少ない. 2層ECC構造の粒子の磁化反転時間について我々は以前に検討を行い, 硬磁性層の熱安定性が単層媒体の熱安定性と等しい場合において, 単層媒体に比べて同じダンピング定数で1/2以下の反転時間で反転できることを示した⁵⁾. 本論文では, 傾斜異方性媒体の単粒子における磁化反転時間についてマイクロマグネティックシミュレーションにより検討を行ったので報告する.

2. 計算モデル

本研究では, Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程式を用いて単粒子の磁化反転時間を計算し, 単層モデルと傾斜異方性モデルの比較を行った. 単層モデル・傾斜異方性モデルともに粒子のサイズを7 nm (width) × 7 nm (length) × 15 nm (thickness)とした. 厚さ1 nmでセルを分割し, セ

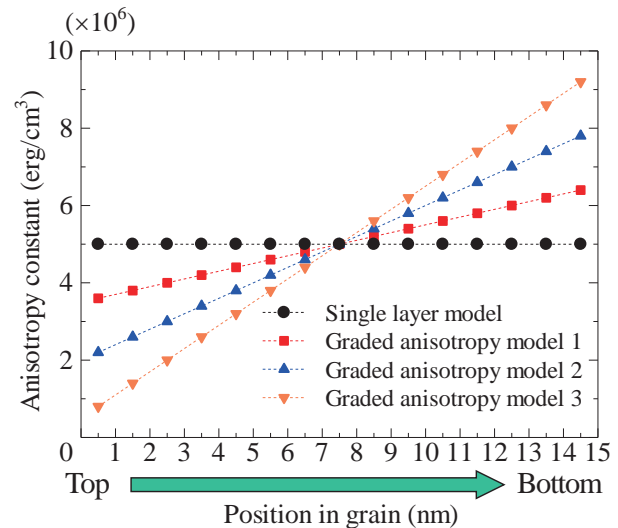


Fig. 1 Anisotropy constant as a function of position in a 15 nm thick grain.

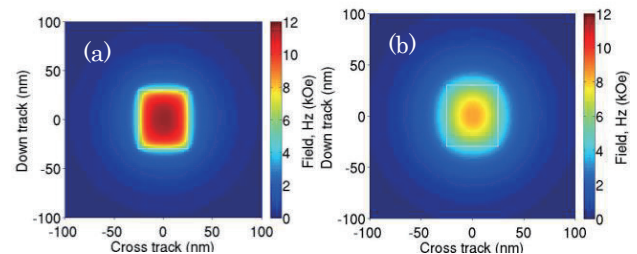


Fig. 2 Head field distributions in medium. (a) Top layer of medium, (b) bottom layer of medium.

ル間の交換結合定数を 10 erg/cm^2 として計算を行った. 単層モデルでは, 飽和磁化 M_s を 800 emu/cm^3 , 異方性定数 K_u を $5.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ とし, 傾斜異方性モデルでは M_s を 800 emu/cm^3 , 全体の平均の K_u を $5.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ と

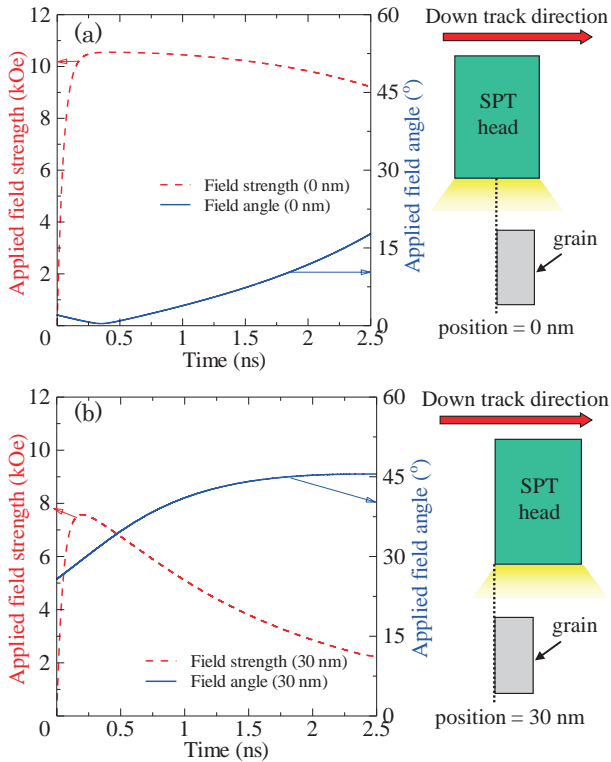


Fig. 3 Time dependence of average applied field strength and average angle in a grain, and definition of the SPT head start position. (a) SPT head start position = 0 nm, (b) SPT head start position = 30 nm.

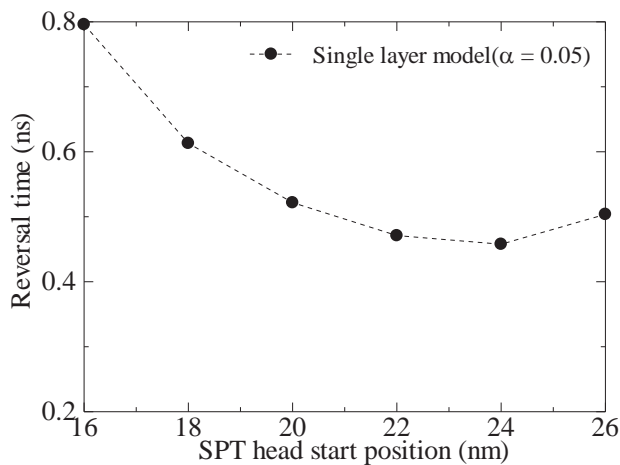


Fig. 4 Dependence of magnetization reversal time on SPT head start position for a single layer grain.

して傾斜の違う 3 種類のモデルを用いた。それぞれのモデルの K_u を表したグラフを Fig.1 に示す。単層モデルは傾斜がなく全体の K_u が $5.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ であり、傾斜異方性モデル 1 では K_u が $3.6 \sim 6.4 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ 、モデル 2 では K_u が $2.2 \sim 7.8 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ 、モデル 3 では K_u が $0.8 \sim 9.2 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ の各々の範囲でそれぞれ線形に変化させている。すべての条件においてノイズを抑えて傾向を見るために周囲温度は 4.2 K とした。

書き込みヘッドには $50 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 500 \text{ nm}$ の直方体の SPT ヘッドモデルを用い、ヘッドの M_s を 1910 emu/cm^3 、軟磁性裏打ち層(SUL : Soft under layer)の M_s を 1600

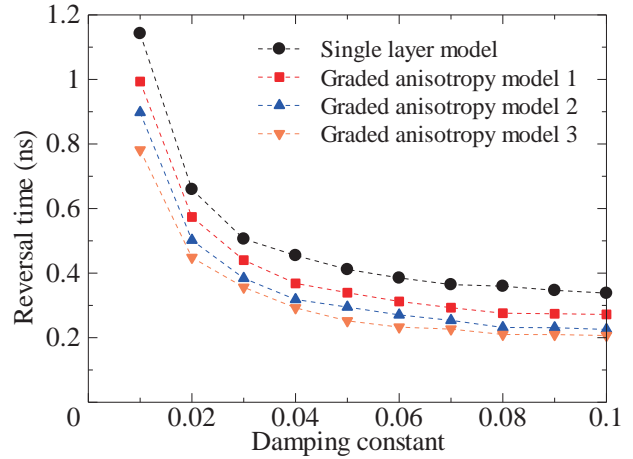


Fig. 5 Dependence of magnetization reversal time on damping constant for single layer and graded anisotropy grains.

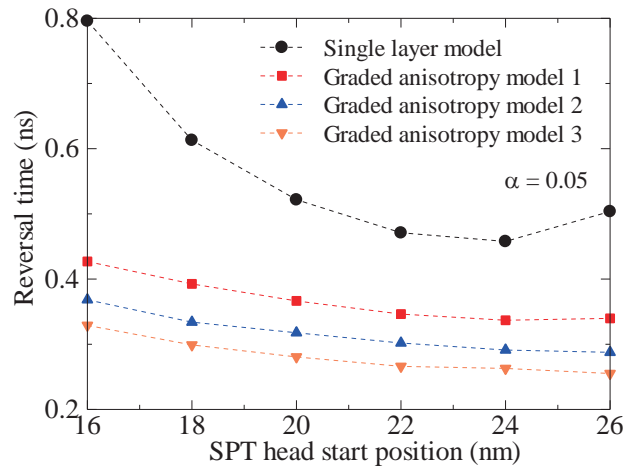


Fig. 6 Influence of SPT head start position on magnetization reversal time for single layer and graded anisotropy grains with $\alpha = 0.05$.

emu/cm^3 とした。このときの粒子の最上部の高さと最下部の高さにおける z 軸(垂直)方向のヘッドの磁界分布を Fig.2 に示す。粒子の最上部の高さではヘッドの最大磁界は約 11.5 kOe であり、最下部の高さでは最大磁界は約 8.5 kOe であった。また、磁界の立ち上がり時間(0 から最大磁界の 90% となるまでの時間)を 0.12 ns とし、 $-z$ 方向に磁界を印加しながら 10 m/s の速さでヘッドを動かした。反転時間は上向き(+ z 方向)の磁化に下向き(- z 方向)の磁界を印加し、磁界の印加が始まってから全体の磁化の大きさの平均が収束したときの大きさの 90% になるまでにかかる時間とした。ヘッドの磁界勾配や立ち上がりのために、ヘッドが動く際の初期位置を変化させると Fig.3 のように粒子が受ける磁界が変化し、反転時間も Fig.4 のように開始位置によって変化する。本研究では、最短となった位置における時間を反転時間として用いた。

3. 結果

Fig.5 は単層モデルと傾斜異方性モデルの反転時間のダンピング定数依存性を示したものである。このとき、ダンピング定数はすべての層で等しい値を用いた。すべてのモデルにおいてダンピング定数が小さくなるにつれて反転

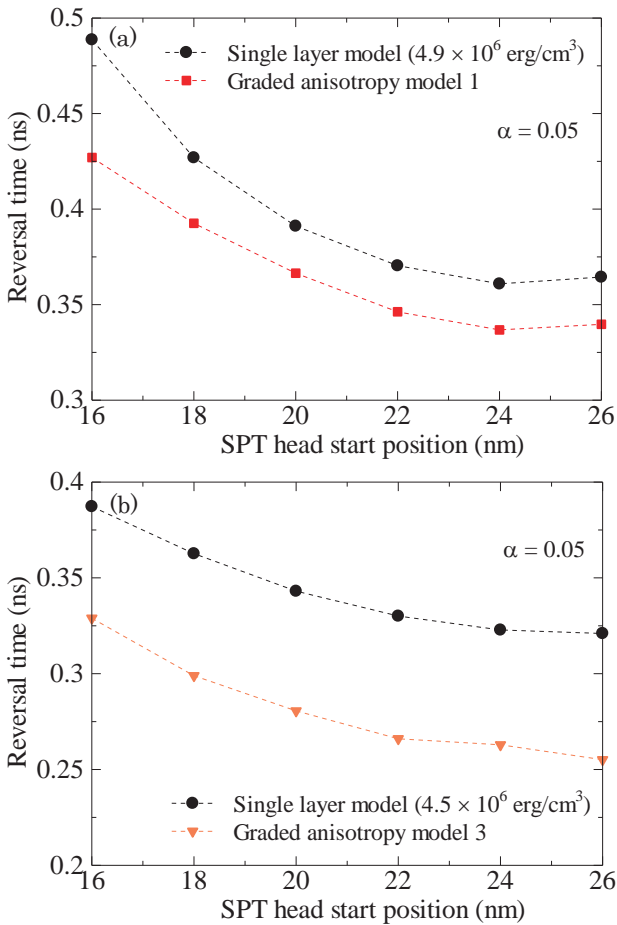


Fig. 7 Influence of coercivity on magnetization reversal time. (a) Single layer and graded anisotropy model 1 grains have the same coercivity, (b) single layer and graded anisotropy model 3 grains have the same coercivity. $\alpha = 0.05$.

時間が長くなった。単層モデルに比べて傾斜異方性モデルのほうが反転時間は短く、傾斜度は大きいほうが反転時間は短くなり、傾斜度が一番大きいモデル 3 では単層モデルの 2/3 程度となった。このときのヘッドからの磁界や保磁力の影響を調べる。Fig.6 はダンピング定数が 0.05 のときの反転時間のヘッドの初期位置依存性である。すべてのモデルにおいて反転時間が最も短くなるのは 24 ~ 26 nm 程度であるため、印加磁界強度や角度の差はほとんどないと考えられる。

次に、保磁力による影響を調べるために、単層モデルの異方性定数の大きさを変化させて傾斜異方性モデルと保磁力を等しくしたときの反転時間を計算した。傾斜異方性モデル 1 では K_u が $4.9 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ 、傾斜異方性モデル 3 では K_u が $4.5 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ のときに保磁力がほぼ等しくなった。このときのダンピング定数が 0.05 の場合の反転時間のヘッドの初期位置依存性を Fig.7 に示す。保磁力を同程度にした場合においても傾斜異方性モデルのほうが反転時間は短くなった。また、単層モデルと傾斜異方性モデルの保磁力が同程度であっても、傾斜が大きくなると単層モデルと傾斜異方性モデルの反転時間の差が大きくなっており、モデル 1 では単層モデルの約 7 %、モデル 3 では単層モデルの約 20 % 反転時間が短くなった。これらのことから、記録ヘッドから受ける印加磁界や媒体の保磁

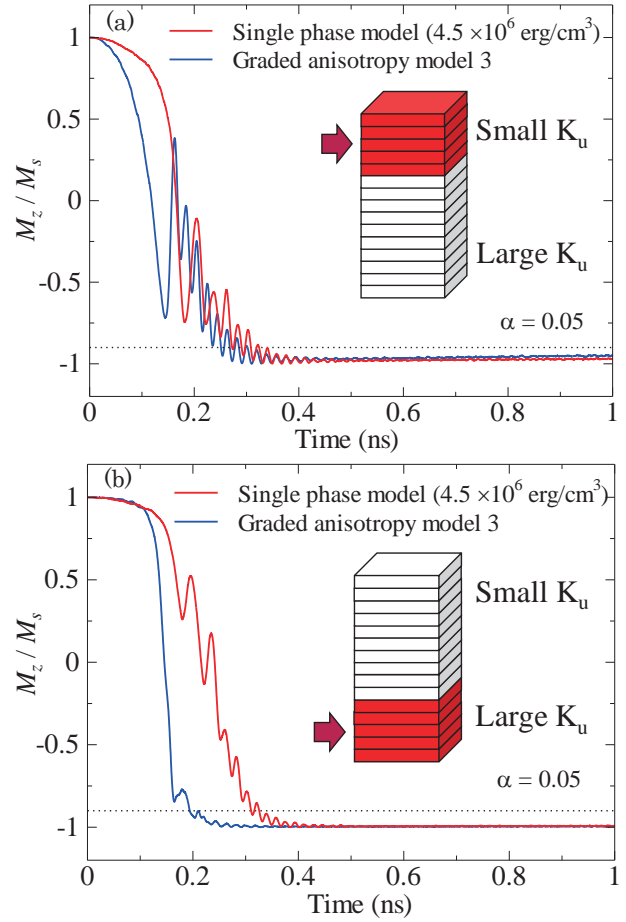


Fig. 8 Comparison of magnetization switching for single layer and graded anisotropy model 3 with the same coercivity. (a) Top part of the grain, (b) bottom part of the grain. $\alpha = 0.05$.

力の影響以外の要因で傾斜異方性モデルの反転時間が短くなったと考えられる。

そこで、傾斜異方性モデルを用いることで、反転時間が短くなった理由について調べるために、磁化の反転の様子を確認した。Fig.8 は単層モデルと傾斜異方性モデル 3 を厚さ 5 nm で 3 分割したときの最上層部と最下層部の容易軸方向の磁化の時間変化を示したものである。このとき、単層の保磁力は傾斜異方性モデル 3 に合わせ、ダンピング定数は 0.05 とした。単層モデルは最上層部・最下層部の反転が始まるのがほぼ同時であるが、傾斜異方性モデルでは最上層部から反転が始まり、最上層部が $M_z / M_s = 0$ 付近まで反転してから最下層部の反転が始まっていることから傾斜異方性媒体の磁気異方性の小さい最上層部から磁気異方性の高い最下層部へ徐々に反転をアシストするという特徴が確認できる。また、傾斜異方性モデルでは単層モデルに比べて最上層部の反転開始までの時間が非常に早い。これは、傾斜異方性モデル 3 では最上層部の平均の K_u が $2.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ と非常に小さいためヘッド磁界の影響を受けやすいからであると考えられる。最下層部では、単層モデルと傾斜異方性モデルで反転開始までの時間にほとんど差はないが、単層モデルは容易軸方向に歳差運動しながら反転しているのに対し、傾斜異方性モデルではほとんど歳差運動せずに反転が完了している。これは我々が以前に提案した単層媒体において十分な角度をつけて磁界を印加し、適切なタイミ

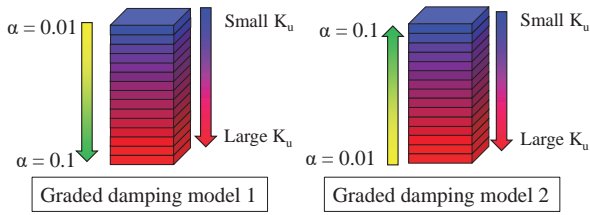


Fig. 9 Graded damping model configuration.

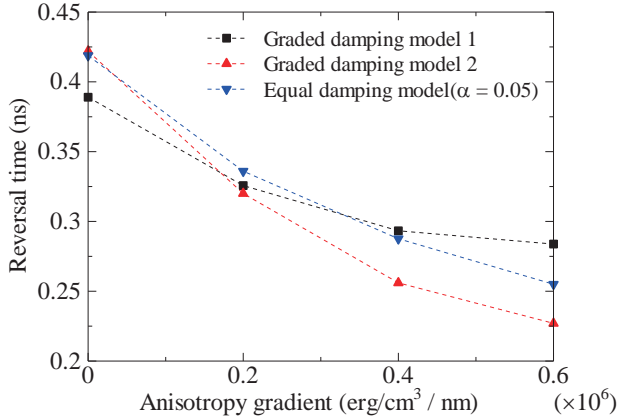


Fig. 10 Dependence of magnetization reversal time on anisotropy gradient.

ングで磁界の印加を止めることでほとんど歳差運動させずに反転を完了させる方法²⁾と同様な反転の様子であると考えられる。傾斜異方性モデルでは下層部の K_u の値が大きいため下層部の反転には上層部のアシストが必要となる。しかし、下層部の磁化が $-z$ 方向を向いたあとに再び歳差運動により $+z$ 方向を向くための上層部のアシストは十分に得ることができない。よって、そのまま容易軸方向に収束するため、傾斜異方性モデルでは上層部は歳差運動しているのに対し、下層部ではほとんど歳差運動せずに反転することができ、粒子全体でみると単層モデル比べて傾斜異方性モデルのほうが反転時間は短くなったと考えられる。

Fig.8 から傾斜異方性モデルでは、下層部ではほとんど歳差運動していないため反転時間が短い、上層部では単層の場合よりも歳差運動が激しく反転に時間がかかっていることがわかる。このことから上層部のダンピング定数を大きくすることで反転時間が短くできると考えられる。そこで、異方性定数とダンピング定数を変化させた傾斜ダンピングモデルを用いて反転時間を計算した。Fig.9 のように、傾斜ダンピングモデル 1 では最上部のダンピング定数を 0.01 とし、最下部のダンピング定数を 0.1 として線形に変化させ、傾斜ダンピングモデル 2 ではモデル 1 とは反対に最上部のダンピング定数を 0.1 とし、最下部のダンピング定数を 0.01 として線形に変化させた。このときの反転時間の異方性定数の傾斜度依存性を Fig.10 に示す。異方性定数の傾斜度が $0 \text{ erg/cm}^3 / \text{nm}$ のときには $K_u = 5.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ の単層モデル、傾斜度が $0.2 \text{ erg/cm}^3 / \text{nm}$ は

傾斜異方性モデル 1、傾斜度が $0.4 \text{ erg/cm}^3 / \text{nm}$ は傾斜異方性モデル 2、傾斜度が $0.6 \text{ erg/cm}^3 / \text{nm}$ は傾斜異方性モデル 3 に対応している。単層モデルでは下層部のダンピング定数が大きいほうが反転時間は短くなった。これは、Fig.8 から単層モデルの上層部は $M_z/M_s = -0.5$ 付近で z 軸方向に振動しているのに対し、下層部は $M_z/M_s = 0$ 付近で z 軸方向に振動しているため、下層部のダンピング定数が大きくなったことにより、下層部の収束が早まり、全体の反転が早まったと考えられる。傾斜異方性モデルでは上層部のダンピング定数が大きいほうが反転時間は短くなり、傾斜度が大きくなった際には傾斜ダンピングモデル 1 に比べて、傾斜ダンピングモデル 2 の反転時間の変化が大きいため、モデル 1 と 2 の反転時間の差が大きくなった。これは、下層部は Fig.8 で示したようにほとんど歳差運動せずに収束しているため、ダンピング定数の影響は小さい。しかし、上層部では傾斜度が小さいときには K_u の値は大きい、傾斜度が大きくなるにつれて K_u の値が小さくなり、外部磁界の影響を受けやすくなることで、ダンピング定数が大きく影響し、ダンピング定数が小さいときには容易軸方向への収束が遅いが、ダンピング定数が大きいときには収束が早くなったためであると考えられる。また、すべての層のダンピング定数が傾斜ダンピングモデルの平均値にほぼ等しい 0.05 のときには反転時間は傾斜ダンピングモデル 1 と 2 のほぼ中間の値になった。

4. 結論

転送レート向上時における高速磁化反転のために傾斜異方性媒体の単粒子における磁化反転時間について検討を行った。単層媒体に比べて傾斜異方性媒体のほうが反転時間は短くなり、傾斜異方性媒体の傾斜を大きくするとさらに反転時間は短くなった。印加磁界強度や角度、媒体の保磁力などを等しくした場合においても、傾斜異方性媒体の異方性定数が大きい下層部でほとんど歳差運動をせずに磁化が容易軸方向に収束し、反転が完了するのが早いため、単層媒体に比べて傾斜異方性媒体のほうが反転時間は短くなった。また、ダンピング定数にも傾斜をもたせた場合、上層部のダンピング定数が小さい場合に比べて、上層部のダンピング定数が大きい場合のほうが反転時間は短くなったことから傾斜異方性媒体では磁気異方性の大きい下層部のダンピング定数はあまり影響がないが、磁気異方性の小さい上層部のダンピング定数は反転時間に影響しやすいということが考えられる。

References

- 1) M. Benakli, Adam F. Torabi, Michael L. Mallery, Hong Zhou, and H. Neal Bertram, *IEEE Trans. Magn.*, 37, 1564 (2001).
- 2) N. Akitaya, S. Greaves, and H. Muraoka, *IEEE Trans Magn.*, 52 (7), 3100804, (2016).
- 3) R. H. Victora, and Xiao Shen, *IEEE Trans Magn.*, 41, 537 (2005).
- 4) D. Suess, T. Schrefl, S. Fahler, M. Kirschner, G. Hrkac, F. Dorfbauer, and J. Fidler, *Appl. Phys. Lett.*, 87, 012504 (2005).
- 5) N. Akitaya, S. Greaves, and H. Muraoka, *IEICE Technical Report*, Vol. 116, No. 83, p. 21 (2016).

2016年10月19日受理, 2017年3月13日採録

磁界印加速度変化型磁気力一効果装置を用いた 保磁力測定による熱安定性の評価

Evaluation of thermal stability using magnetic Kerr effect with applied field of various sweep rate

宮嶋利之^{a)†}・遠藤拓^{b)}・鈴木良夫^{b)}

^{a)} 日本大学大学院, 福島県郡山市田村町徳定字中河原 1 (〒963-8642)

^{b)} 日本大学, 福島県郡山市田村町徳定字中河原 1 (〒963-8642)

T. Miyajima^{a)†}, H. Endo^{b)}, and Y. Suzuki^{b)}

^{a)} Graduate School of Engineering, Nihon University, Koriyama, Fukushima 963-8642, Japan

^{b)} College of Engineering, Nihon University, Koriyama, Fukushima 963-8642, Japan

The thermal stability of perpendicular magnetic films with different anisotropy fields, H_K , was evaluated from the coercivity change due to variations of the sweep-rate of the magnetic field in Kerr effect measurements. The sweep-rate of the magnetic field increases as the maximum field is increased, enabling the coercivity, H_c , to be measured over a range of sweep-rates. The variation of H_c due to changes in the sweep-rate can then be used to evaluate the thermal stability of the samples as the coercivity variation becomes wider in a thermally unstable sample. This technique allows the thermal stability to be measured using a Kerr magnetometer with a pulsed magnetic field.

Key words: thermal stability, coercivity, magnetic Kerr effect, residual coercivity, field change rate

1. はじめに

磁気記録媒体において、記録密度を増加させるには、磁性粒子の微細化が必要となる。しかし、磁性粒子の微細化を行うと、磁化反転のエネルギー障壁が低くなり、熱のエネルギーだけでエネルギー障壁を乗り越えてしまう熱ゆらぎの効果が大きくなる。この熱ゆらぎにより記録した情報の消失が大きな問題となる。熱ゆらぎを評価するために磁界印加速度を変えたときの保磁力の変化が測定されている。磁界印加時間と保磁力の関係の代表的な式として、Sharrock の式^{1,2)}がある。

$$H_c(t) = H_K \left\{ 1 - \left[\left(\frac{kT}{K_u V} \right) \ln(At) \right]^2 \right\} \quad (1)$$

ここで H_c は保磁力, H_K は異方性磁界, k はボルツマン定数, T は絶対温度, K_u は異方性定数, V は粒子の体積, A は周波数因子, t は磁界印加時間である。この式による磁界印加時間に対する保磁力の変化を Fig. 1 に示す。横軸の時間は、対数表示である。保磁力 H_c は時間の関数であり、十分に短い時間では、保磁力 H_c は異方性磁界 H_K に近づく。異方性磁界 H_K が大きいほど、保磁力 H_c の値は大きくなり、磁界印加時間が長くなるにつれて H_c は減少する。一方、熱ゆらぎの指標として一般的に使われる $K_u V/kT$ は、熱エネルギーに対する異方性エネルギーの比率である。この熱ゆらぎの指標の値が大きいほど、熱に対する記録情報の劣化が少ないことが期待される。Sharrock の式に当てはめると、 K_u が大きい (熱安定性が高い) 場合には減衰項が小さくなり、磁界印加時間に対する H_c の変化量は小さくなる。つまり、磁界印加速度が遅い測定での保磁力と磁界印加速度が

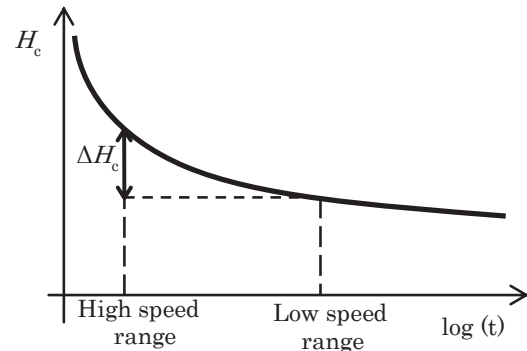


Fig. 1 Coercivity vs. time in logarithmic scale.

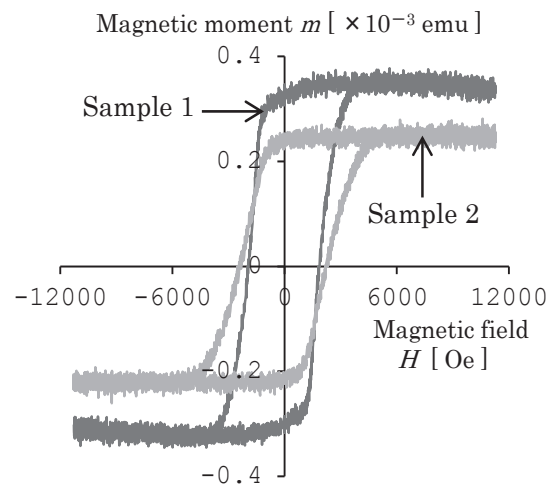


Fig. 2 $m-H$ curves of the samples.

速い測定での保磁力の差は小さくなる。一方、 K_u の小さい試料では、熱安定性が低いいため H_c が時間によって大きく変

化することになる．ここで，磁界印加速度が低速と高速の H_c の差を ΔH_c と定義する．熱安定性が高い試料は， ΔH_c が小さく，熱安定性が低い試料は， ΔH_c が大きい．つまり，磁界印加速度の異なる測定での保磁力の変化 ΔH_c を比較することにより，熱安定性が評価できる．これらの手法を用いた報告としては，島津らによるパルス磁界を用いて磁界印加速度 10^8 [Oe/s]での残留磁化曲線を求め，これと一般的な測定速度の VSM で得られた残留磁化曲線の比較から熱安定性を議論したものがある^{3,4)}．

本研究では，磁界印加時間がミリ秒程度のパルス磁界を印加した際の磁化曲線を磁気カー効果測定装置を用いて測定し，その磁化曲線から得られた保磁力の差から熱安定性が評価できるか検討した．特に，従来よりも簡便で短時間に熱安定性が評価できる方法の探索を目的とした．

2. 実験方法

試料としては，2種類の垂直磁化膜を使用した．Fig. 2に試料の磁化曲線を示す．ただし縦軸は，磁気モーメントである．試料1は，組成 $\text{Co}_{69.1}\text{Cr}_{13}\text{Pt}_{17.9}$ [at.%]，飽和磁化 $M_s = 249.9$ [emu/cm³]，保磁力 $H_c = 1850$ [Oe]，異方性磁界 $H_k = 8100$ [Oe]，異方性定数 $K_u = 0.999 \times 10^6$ [erg/cm³]であり，試料2は，組成 $\text{Co}_{64.9}\text{Cr}_{15.4}\text{Pt}_{19.7}$ [at.%]， $M_s = 212.1$ [emu/cm³]， $H_c = 2200$ [Oe]， $H_k = 8900$ [Oe]， $K_u = 0.954 \times 10^6$ [erg/cm³]である．いずれも磁性層の層厚15 [nm]，結晶粒子の平均半径 4.5 [nm]である．ここで H_k は，困難軸方向での磁化曲線から求めた．上述のパラメーター，特に K_u から2つの試料の熱安定性について考える．試料1と試料2を比べると，試料1の方が K_u が大きいため，Sharrockの式における減衰項が小さくなる．また，同試料で磁界印加速度の異なる測定を行えば，その2つの保磁力の差 ΔH_c が求められる．Sharrockの式によると， ΔH_c が小さい方が熱安定性が高いと言えるため，試料1を熱安定性が高い試料とし，試料2を熱安定性が低い試料として，様々な測定を行っていく．

Fig. 3に磁気カー効果を用いた磁化反転測定装置（磁気カー効果装置）の概略図を示す．レーザー発振器から照射された光は，偏光板1を通り試料に達する．このとき，磁気カー効果により磁化の方向に比例した大きさに偏光面が回転し，反射する．ここで，その反射光を遮るように偏光板2を調節する．次に，試料に先程とは反対方向に磁界を印加すると，反射光の偏光面が回転し，光電子増倍管に達する．この光強度は，試料の磁化方向に比例しているため，光強度の測定は，磁化方向の測定と等価になる．

Fig. 4に測定に用いたパルス磁界の波形を示す．パルス磁界は，コンデンサに充電した電荷をコイルに放電することによって発生させている．そのため，パルス磁界の立ち上がりでの磁界印加速度は，充電する電圧によって異なってしまう．そこで，パルス磁界の立ち上がりの20 [%]と80 [%]の2点間の傾きから平均磁界印加速度を求めた．平均磁

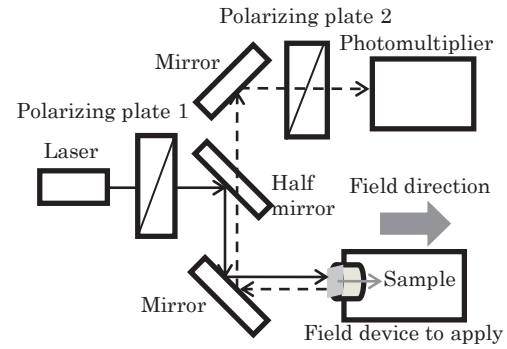


Fig. 3 Magnetization reversal measurement system using magnetic Kerr effect.

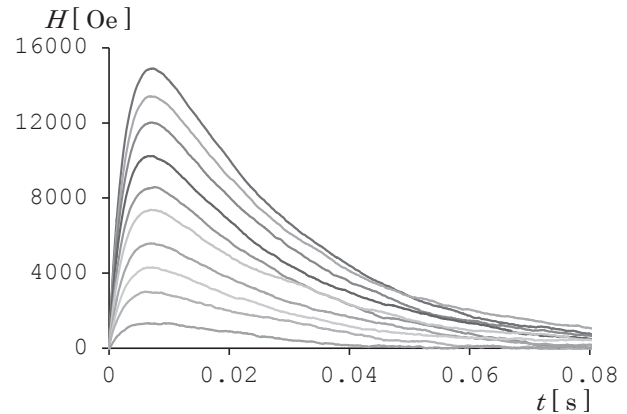


Fig. 4 Wave form of pulsed magnetic field.

界印加速度は，最大磁界が大きくなるにつれ速くなり，両者は比例関係にあることを確認した．保磁力は磁界印加速度によって変化するため，正確な検証をするためには，平均的な磁界印加速度よりも，保磁力付近での瞬間的な速度の方が適している．以降の磁界印加速度は，保磁力付近での瞬間速度である．

3. 実験結果及び考察

3.1 試料1と試料2の磁化曲線

実験方法で述べた通り，本研究では，磁気カー効果装置を用いて磁化方向に相当する光強度を測定している．この際，同時刻のパルス磁界の時間応答も測定しておけば，時間を媒介として，磁化曲線が描ける．

この装置を用いて光強度の測定を行ったところ，非磁性体である Si 基板試料でも光強度変化が観測されてしまった．そこで，磁性体である試料と Si 基板の光強度波形の差をとることで，磁性に由来する本来の波形を抽出することにした．光強度から磁気モーメントへの変換は，以下のような方法で行った．あらかじめ VSM 装置で残留磁化 (M_r) と飽和磁化 (M_s) を測定しておく． M_s は磁界印加速度に依存しないが， M_r は磁界印加速度に依存する．そこで，磁

気カー効果装置での測定では、まず十分に大きな負の磁界を印加して磁化反転させ、その後 M_r が一定値になるのに十分な時間をおいてから、磁化変化の測定を行った。つまり、磁気カー効果装置での初期状態である $-M_r$ は VSM 装置での測定と同じとなる。従って、光強度の変化量は VSM 装置で測定した $M-H$ 曲線の $-M_r$ から M_s までの幅に相当することとなり、既知である VSM 装置での測定 M_r と M_s の比率を用いて、光強度曲線に磁界軸 ($M=0$) を引くことができる。また、VSM 装置の磁化曲線の縦軸から光強度の値を磁化の絶対値に換算することができる。

Fig. 5 に磁気カー効果装置で測定した試料 1 の磁化曲線を示す。保磁力付近を見ると、保磁力の値がバラついていることがわかる。これは最大磁界が変わると、磁界印加速度が変化し、それに伴い保磁力も変化するためである。Fig. 1 のモデル図において、磁気カー効果装置での磁界印加時間は、一点であったが、実際は、磁界印加速度の変化により保磁力に変化が生じた。この現象を説明するために Fig. 1 のモデルを変更したものを Fig. 6 に示す。磁気カー効果装置での磁界印加時間の幅を t_1 , t_2 とする。この時間幅により、保磁力も変化し、その幅を $\Delta H'_c$ と新しく定義した。また、Fig. 1 で定義していた ΔH_c は、磁界印加速度の差の midpoint から求められる保磁力と VSM 装置から求められる保磁力の差として再定義する。磁気カー効果装置での磁化曲線 (Fig. 5) に示すようにそれぞれの値は、 $\Delta H'_c = 500$ [Oe], $\Delta H_c = 1650$ [Oe] となった。次に、Fig. 7 に磁気カー効果装置で測定した試料 2 の磁化曲線を示す。保磁力付近を見ると試料 1 の磁化曲線 (Fig. 5) よりも保磁力の変化量が大きいことがわかる。磁界印加速度は、 1.8 [MOe/s] から 2.3 [MOe/s] まで変化し、それに伴い保磁力は、 3390 [Oe] から 4350 [Oe] まで変化した。その結果 Fig. 7 に示すように $\Delta H'_c = 960$ [Oe], $\Delta H_c = 1670$ [Oe] となった。

しかし、Fig. 5 と Fig. 7 の磁化曲線の磁界印加速度の幅が異なってしまった。磁気カー効果装置で測定した H_c と VSM 装置で測定した H_c を磁界印加時間 t でプロットし直したものを Fig. 8(a) に示す。これらの H_c に近似線をフィッティングした。この近似線の交点から同じ時間幅における試料 1 と試料 2 の保磁力の差を求めることができた。これを新しく $\Delta H'_{c-fit}$ と定義した。試料 1 の $\Delta H'_{c-fit}$ は、 271 [Oe] となり、試料 2 の $\Delta H'_{c-fit}$ は、 295 [Oe] となった。また、時間幅を統一したことにより、 ΔH_c も計算し直した。それを Fig. 8(b) に示す。再計算した値を ΔH_{c-fit} とした。試料 1 の ΔH_{c-fit} は 1579 [Oe] となり、試料 2 の ΔH_{c-fit} は、 1760 [Oe] となった。この Fig. 8(a) と (b) から、どちらの保磁力の差でも試料 1 の方が値が小さくなった。値が小さい方が熱安定性が高いため、試料 1 の方が試料 2 より、熱安定性が高いことがわかる。これは、異方性定数 K_u から予想される順と一致している。

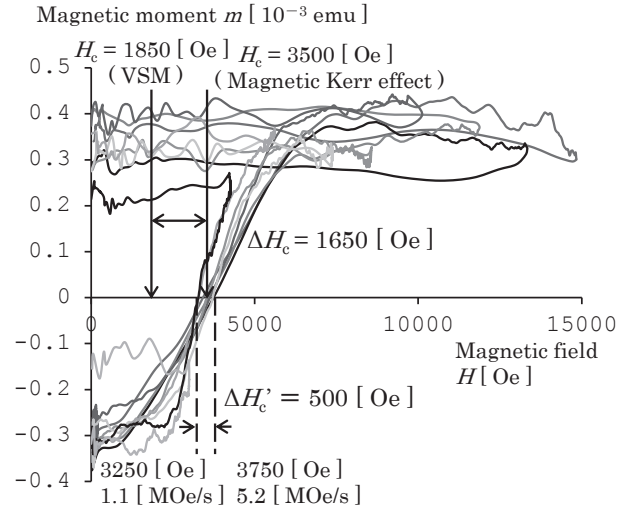


Fig. 5 $m-H$ curves of sample 1 measured using magnetic Kerr effect.

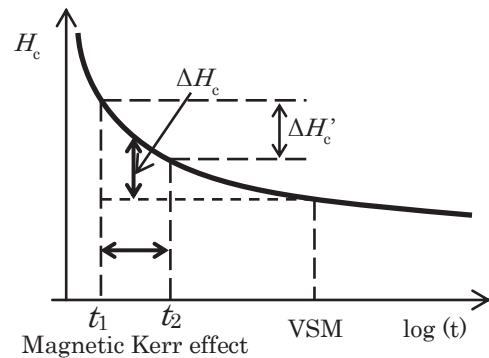


Fig. 6 Coercivity vs. time in logarithmic scale.

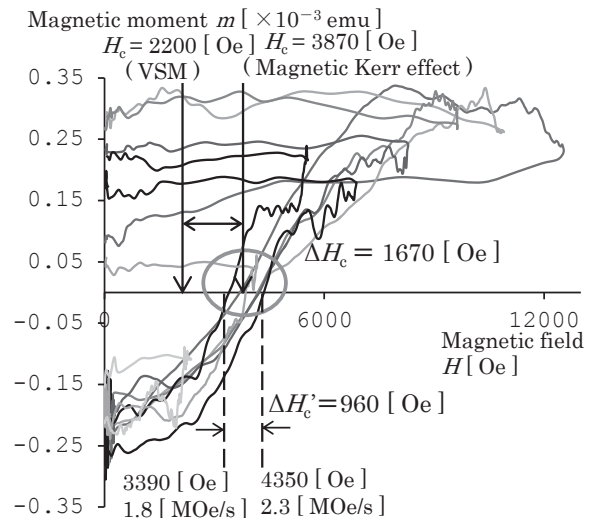


Fig. 7 $m-H$ curves of sample 2 measured using magnetic Kerr effect.

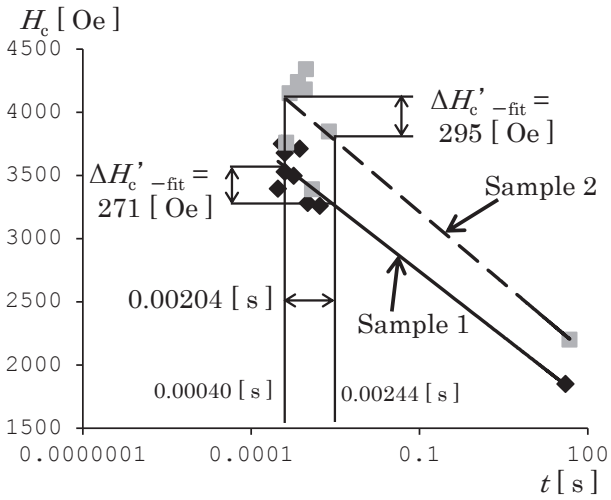


Fig. 8(a) $\Delta H_{c'-fit}$ vs. time in logarithmic scale

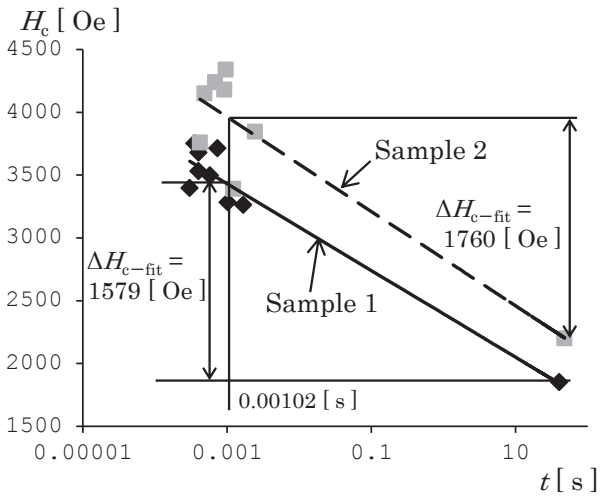


Fig. 8(b) $\Delta H_{c'-fit}$ vs. time in logarithmic scale.

3.2 試料1と試料2の残留磁化曲線

一般に磁化曲線は、可逆部分と不可逆部分に分けることができる。熱の影響は、不可逆部分に関わるため、正確な熱安定性を評価するためには、不可逆成分である残留磁化曲線から求められる残留保磁力 H_r を求めることが望ましい。Fig. 9 に残留磁化曲線の測定方法を示す。磁化曲線上の任意の点から磁界を零にした時の残留磁化を印加磁界に対してプロットしていく。これにより残留磁化曲線が描ける。その残留磁化曲線と磁界軸との交点が残留保磁力 H_r と呼ばれている。

Fig. 10 に試料1の残留磁化曲線を示す。破線は、磁気カー効果装置で測定した残留磁化曲線である。実線は、VSMで測定した残留磁化曲線である。磁気カー効果測定での残留保磁力 H_r は、3491 [Oe]、VSMの残留保磁力 H_r は、3172 [Oe]となり、磁気カー効果測定での残留保磁力の方がVSMのものより大きくなった。磁気カー効果測定での残留保磁力とVSMの残留保磁力の差を ΔH_r と定義した。試料1では Δ

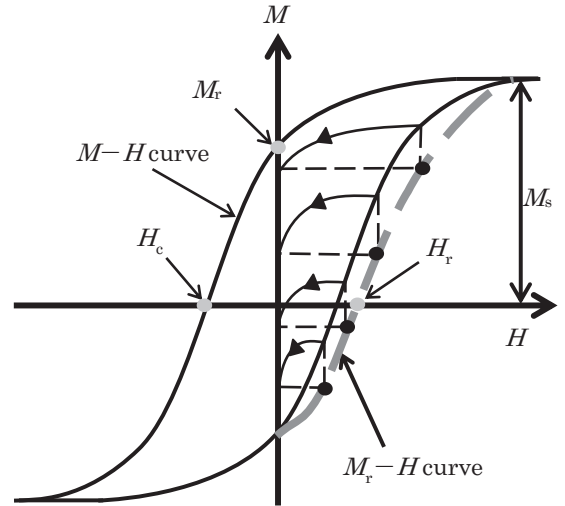


Fig. 9 The method of obtaining the residual magnetization curve.

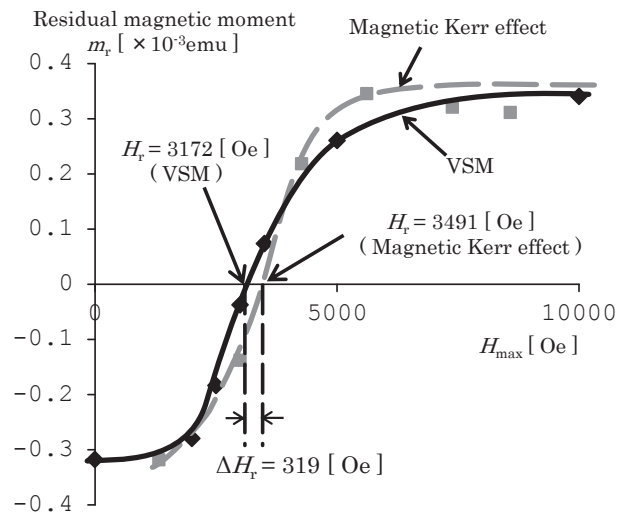


Fig. 10 Residual magnetization curve of sample 1.

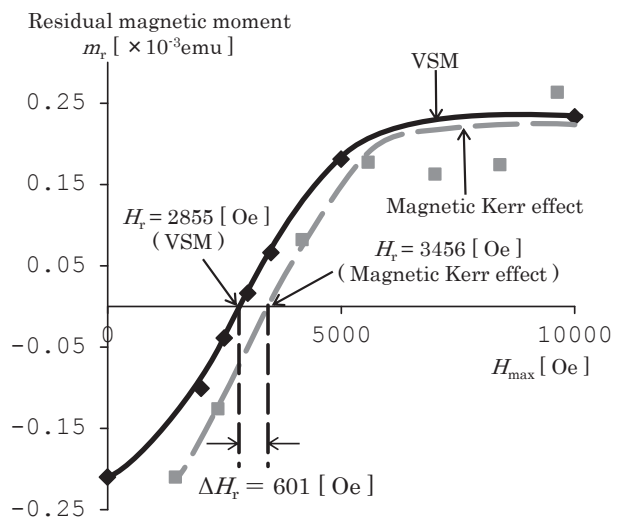


Fig. 11 Residual magnetization curve of sample 2.

H_r は 319 [Oe] となった。Fig. 11 に試料 2 の残留磁化曲線を示す。磁気カー効果の残留保磁力は、3456 [Oe]、VSM の残留保磁力は、2855 [Oe] となり、試料 2 での ΔH_r は 601 [Oe] となった。試料 1 と試料 2 の残留保磁力の差 ΔH_r を比較すると試料 1 の方が値が小さくなった。この残留保磁力の差 ΔH_r も値が小さい方が熱安定性が高いため、試料 1 の方が試料 2 より、熱安定性が高いことを示唆している。

3.3 磁界印加速度の違いによる $\Delta H_c'_{-fit}$ と $\Delta H_c'_{-fit}$ と ΔH_r の比較

Table 1 に試料 1 と試料 2 の $\Delta H_c'_{-fit}$ 、 ΔH_c_{-fit} 、 ΔH_r を示す。どの指標でも試料 1 の方が試料 2 に比べて保磁力の差の値が小さいことがわかる。このことは、試料 1 は試料 2 に比べて熱安定性が高いことを意味している。熱の影響だけを評価するには、 ΔH_r で比較するのが最も正確であるが、 ΔH_r を求めるには、磁気カー効果の残留磁化曲線と VSM の残留磁化曲線の両方の結果が必要になるため、熱安定性の比較に時間がかかる。しかし、 $\Delta H_c'_{-fit}$ ならば、磁化曲線のみで熱安定性を簡易的に短時間で評価できる。

Table 1 Difference of coercivity of the samples.
($\Delta H_c'_{-fit}$, ΔH_c_{-fit} , ΔH_r)

	$\Delta H_c'_{-fit}$ [Oe]	ΔH_c_{-fit} [Oe]	ΔH_r [Oe]
Sample 1	271	1579	319
Sample 2	295	1760	601

4. まとめ

本研究では、磁界印加速度を変えることができるパルス磁界を試料に印加した際の磁化応答を磁気カー効果装置を用いて測定した。磁気カー効果装置による測定において、磁界印加速度の変化による磁化曲線の保磁力の差を $\Delta H_c'_{-fit}$ と定義した。一方、VSM 装置での保磁力測定と磁気カー効果装置での保磁力測定という時間幅が広い場合での保磁力の差を ΔH_c_{-fit} と定義した。また、VSM 装置と磁気カー効果装置から得られる残留保磁力の差を ΔH_r とした。これら 3 つの保磁力の差は、いずれも、値が小さい方が熱安定性が高いことを示しており、2 つの試料における、3 つの保磁力測定結果 (ΔH_c_{-fit} , $\Delta H_c'_{-fit}$, ΔH_r) は、全て同じ傾向を示した。このことから、本研究で提唱した $\Delta H_c'_{-fit}$ による熱安定性の評価は、より簡便に熱安定性の評価ができるため、多くの試料の熱安定性を評価するのに適していることが確認された。

References

- 1) P. J. Flanders and M. P. Sharrock: *J. Appl. Phys.*, **62**, 2919 (1987).
- 2) M. P. Sharrock: *J. Appl. Phys.*, **76**, 6413 (1994).
- 3) T. Shimatsu, H. Uwazumi, I. Watanabe, H. Muraoka, and Y. Nakamura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **25**, 539 (2001).
- 4) T. Shimatsu and H. Aoi: *Magnetics Japan*, **2**, No.1, 20 (2007).

2016年10月11日受理, 2016年12月10日再受理, 2017年1月26日採録

磁性細線の幅方向の磁気異方性の導入およびその磁区構造

Domain configurations in magnetic wire with transversal magnetic anisotropy

池田智彦・馬闌・新井遼真・森迫昭光・劉小晰

信州大学工学部電子情報システム工学科,長野県長野市若里4丁目17-1 (〒380-8553)

Tomohiro Ikeda, Chuang Ma, Ryoma Arai, Akimitsu Morisako, and Xiaoxi Liu

Department of Electronic Information Systems Engineering, Shinshu University, 17-1, Wakasato 4, Nagano, 3808553, Japan

In this study, FeCo magnetic wires with different widths were fabricated by photolithography and facing targets sputtering. Specifically, the domain configurations in the magnetic wires were studied. Flux closure domains with both 90° and 180° domain walls were found in magnetic wire with uniaxial transversal magnetic anisotropy. Furthermore, when the uniaxial transversal magnetic anisotropy was increased, a dramatic increase of 180° domain walls was found in the magnetic wire. These results suggest there are potential for applications for magnetic wires in stress-induced magnetic domain wall motion devices.

Key words: magnetic wire, domain wall, magnetic anisotropy, magnetic domain structure

1. はじめに

近年、情報化社会の急激な進歩に伴い、画像情報をはじめとするデジタル情報が大幅に増加しており、高速大容量の記憶記録デバイスの開発が急務とされている。このような理由からレーストラックメモリ¹⁾やスピン論理素子²⁾に関する研究が注目されている。これらの研究の基本は、磁性細線上の磁壁を電流^{3,4)}或いは外部磁界により制御することである。これらは磁気センサー⁵⁾をはじめ、幅広い分野へ応用されることが期待されるため磁性細線上の磁区構造の研究は、非常に重要であると考えられる。

これまでの主な研究では、磁性細線上の磁気異方性の方向は大きく分けて二種類に分類することができる。一つは軟磁性細線の面内長さ方向に磁化容易軸を付与したものである。二つ目は垂直磁化膜⁶⁾である。垂直磁気異方性による面直方向の磁区構造は極めて安定であり、例えば磁気記録における面内長手方向に比較して垂直記録では高記録密度でも記録磁化は安定に存在できる。⁷⁾

軟磁性細線中では、形状磁気異方性の影響により、磁壁部を除く細線中の磁化の方向は細線長手方向に揃う傾向にある。一方、FeCo 等合金薄膜で、面内一軸異方性⁸⁾が報告されている。本研究では、FeCo 薄膜の面内一軸異方性を利用し、磁性細線の面内幅方向に磁気異方性を導入し、磁区及びその磁区構造と面内一軸異方性磁界の関係を検討した。

2. 実験方法

対向ターゲット式スパッタリング (Facing Targets Sputtering, FTS) を用い多結晶 FeCo 薄膜をガラス基板上に成膜し、フォトリソグラフィにより、磁性細線を形成した。

洗浄したガラス基板にフォトリソ液を垂らし、スピンドーターでレジスト膜を形成した。次に露光装置を用いて、ガラス基板上のレジスト膜を形成した。次に FTS を用いて、磁性薄膜を堆積し、リフトオフ法による磁性細線を形成した。磁性細線の長さは約 0.9 mm とした。また、2~20 μm の幅の細線を形成して、その細線幅と磁区構造の関係を調べた。

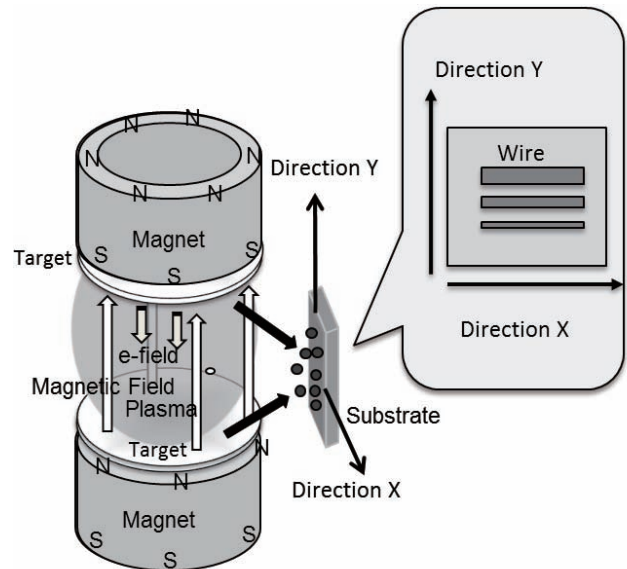


Fig. 1 Schematic illustration of FTS and magnetic wire on glass substrate.

FTS での薄膜形成過程では、Fig. 1 に示すように基板を配置した。FTS による薄膜の堆積は 1.4×10^{-6} Torr 程度まで排気し、Ar ガス圧を 1.5×10^{-3} Torr として行った。ガラス基板の温度は室温とした。また、ガラス基板を配置した位置には (Fig. 1 の Y 方向) 約 30 Oe の磁石からのもれ磁界がある。

これまでの研究で、下地層を用いて FeCo 薄膜の粒子サイズの低減及び保磁力の低減、軟磁性改善の報告^{9,10)}がある。本研究では厚さ 3 nm の CoNi の下地層を導入した。FeCo 薄膜の膜厚は 30 nm とした。更に、FeCo 層の酸化防止のため、2 nm の CoNi キャップ層を成膜した。

磁性細線の一軸異方性の大きさの温度依存性を検討するために 150~300 °C、 1.0×10^{-6} Torr で 30 分間熱処理を行った。

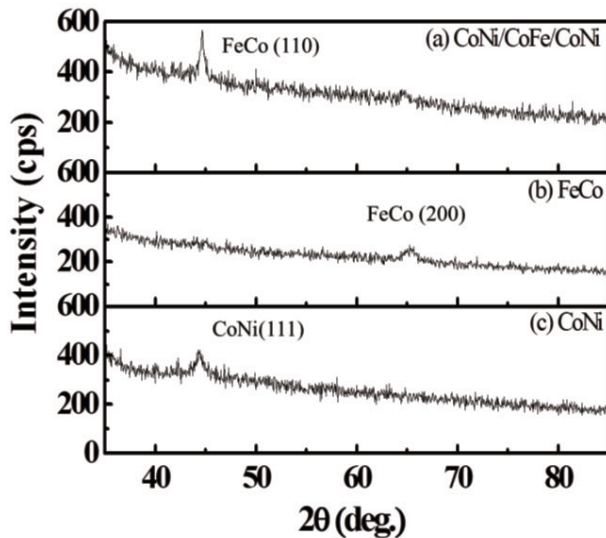


Fig. 2 XRD profiles, (a)CoNi(2 nm)/FeCo(30 nm)/CoNi(3 nm)/sub. (b) FeCo(90 nm)/sub. (c)CoNi(90 nm)/sub.

薄膜の磁気特性は振動試料型磁力計 (Vibrating Sample Magnetometer, VSM) を用いて評価した。薄膜の結晶学的性質は、X線回折装置 (X-Ray Diffraction, XRD) を用いて測定した。作製した磁性細線は Fig. 1 の Y 方向に交流消磁を行った後、カー顕微鏡を用いて、磁区構造を観察した。更に粉末図形法を用いて、磁壁の分布を観察した。

実験結果を検討するために、マイクロマグネティックシミュレーションを行った。OOMMF のパッケージ¹⁰⁾を使用した。面内幅方向に導入する一軸異方性の大きさを異方性定数 K_u によって変化させ、面内幅方向の一軸異方性と磁区構造の関係を調査し、本実験で作製した磁性細線と比較した。

3. 結果と考察

Fig. 2 に 3 つの異なる条件で成膜した薄膜の XRD 解析の結果を示す。(a) 下地層に CoNi 3 nm、キャップ層に CoNi 2 nm をスパッタした膜厚 30 nm の FeCo 三層膜、(b) FeCo 膜厚 90 nm の単層膜、(c) CoNi 膜厚 90 nm の単層膜の XRD ダイアグラムである。(a) FeCo 三層膜では、最強の回折線が体心立方構造 bcc の(110)面からのピークと観察された。(a) FeCo 三層膜の最強の回折線は(c) CoNi 単層膜の最強の回折線と近い角度で観測された。しかし、三層膜の CoNi 下地層は膜厚 3 nm であり、膜厚 90 nm の CoNi 単層膜に比べ強い回折線が観測されることは考えづらい。よって、本三層膜への XRD 解析によって得られた結果は FeCo 層からの回折線であると考えられる。(b) では最強の回折線が FeCo 単層膜の bcc(200)面のピークと観察された。(c) CoNi 単層膜では面心立方構造 fcc の(111)面のピークと観察された。

Fig. 3 に 3 つの異なる条件で成膜した薄膜の面内方向のヒステリシスループを示す。破線は Y 方向の、そして実線は X 方向の磁化曲線である。同図から分かるように、FeCo 単層膜は等方的で、異方性磁界を明確に評価できない。しかし、同図(a)に示すように三

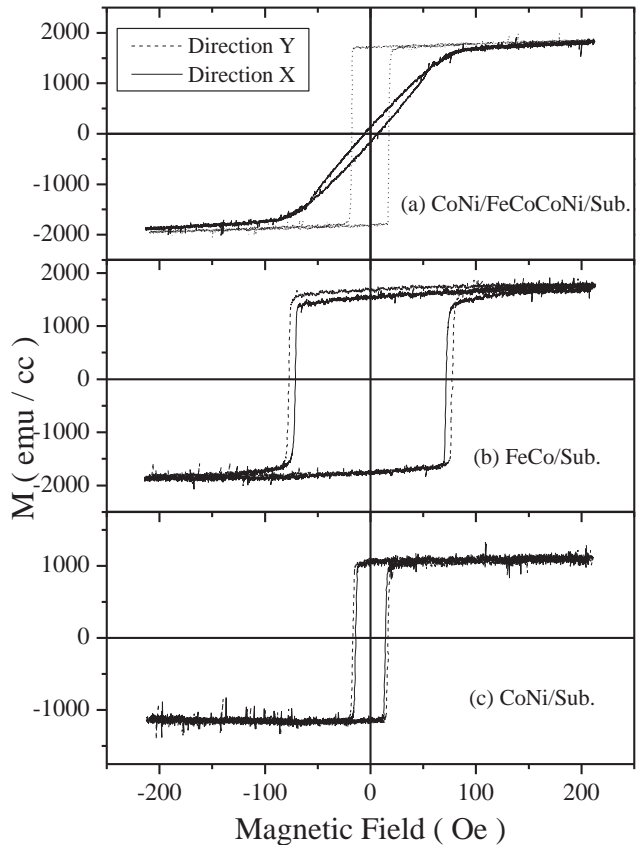


Fig. 3 M-H loops, (a) CoNi(2 nm)/FeCo(30 nm)/CoNi(3 nm), (b) FeCo(30 nm), (c) CoNi(30 nm).

層膜では明確に磁化困難軸及び容易軸が認められた。このことより、本実験における成膜法により、FeCo 磁性膜に面内方向の一軸異方性を導入できることが確認できる。面内方向の異方性磁界は約 90 Oe である。

また、Fig. 3 から FeCo 層の下地層に CoNi 層を導入することにより、FeCo 層の保磁力を低減できることが明らかになった。三層膜の保磁力は約 20 Oe である。また、CoNi の単層膜の保磁力も約 20 Oe であり、三層膜と CoNi 単層膜の保磁力は非常に近い値である。これは、CoNi 層の上に成長した FeCo 層の粒子サイズが下地層の影響により小さくなり⁹⁾、ナノ結晶粒子間に働く交換相互作用のため、保磁力が低減されたもの¹¹⁾と考えられる。

Fig. 4 (a) は、本実験において作製した磁性細線の磁壁を、粉末図形法を用いて観察した写真である。この磁性細線と同じ膜構造の薄膜における異方性磁界は約 94 Oe であった。同図から磁性細線の幅方向に 180 度磁壁が確認できる。また、Figure 4(b)は(a)と同じ試料の磁性細線のカー顕微鏡写真である。カー顕微鏡の写真的コントラストの明るい部分では、写真の左から右へ N 極から S 極に細線の幅方向に、磁化が向いている。同図(a),(b)より本実験における磁性細線の作製法により、面内幅方向の磁区の導入が可能であるということが確認された。また、磁性細線の幅が 10 μm 以下の細線でも 180 度磁壁が観察される点から、細線長手方向に付与

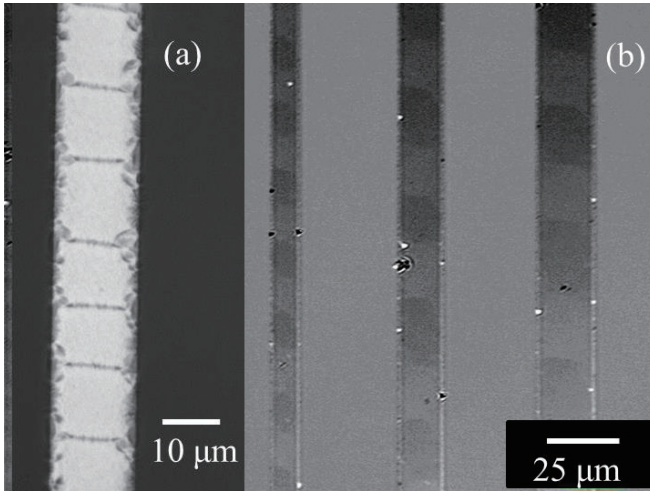


Fig. 4 Pictures of magnetic domain configuration. (a) Bitter pattern. (b) Kerr microscope image.

されている形状磁気異方性に対して、非常に大きい面内幅方向の一軸異方性が付与されていることが考えられる。また、同図(b)のカー顕微鏡のコントラストから、幅の細い細線においては幅の太い細線よりも磁区のサイズが小さくなっているのが確認される。これは面内長さ方向の一軸異方性の影響が強く、エネルギー的に安定な構造をとったため、磁区が細かく分割された結果であると考えられる。

Fig. 5は、本実験と同じ膜構造の薄膜を 1.0×10^{-6} Torr 以下の真空中で熱処理を行った際の面内異方性磁界のアニール温度依存性を示したグラフである。この図から as prepared では面内磁気異方性は約 94 Oe であるのに対して、熱処理を加えると面内異方性磁界は 150–300 °C でほぼ直線的に低減されていることが確認される。

Fig. 6は、Fig. 4の磁性細線と同じ膜構造の細線を (a) 200 °C (b) 300 °C の真空中で、それぞれ 30 分間熱処理を加えた結果を示している。(a)より熱処理により面内幅方向の一軸異方性が低減され、細線幅が狭くなるにつれて 180 度磁壁が短くなり、90 度磁壁に変化していることが確認される。また、(b)の細線幅が最も太い細線でも大部分の磁壁が 90 度磁壁となっている。これは細線内の磁区構造が、エネルギー的に安定した状態をとるために還流磁区に構造変化したためである。Fig. 4 (a), Fig. 6(a), (b) から観察される磁区構造の変化は、Fig. 5 で示した面内幅方向の一軸異方性のアニール温度依存性によるものと考えられる。

Fig. 7は磁性細線に幅方向に付与される一軸異方性が変化した際に生じる磁区構造をシミュレートしたものである。シミュレーションは 3 次元で行ったが、ここでは本実験で得られる細線表面の磁区構造との比較のため、図では平面構造を示している。これから、面内方向一軸異方性の増大に伴い、磁性細線の長手方向に揃っていた磁化の向きが細線幅方向に変化する様子が確認される。Fig. 7 (a) - (c) に示すように一軸異方性が大きくなるにつれ、Fig. 6の実験結果のように、環状磁区から 180 度磁壁が主体の構造にな

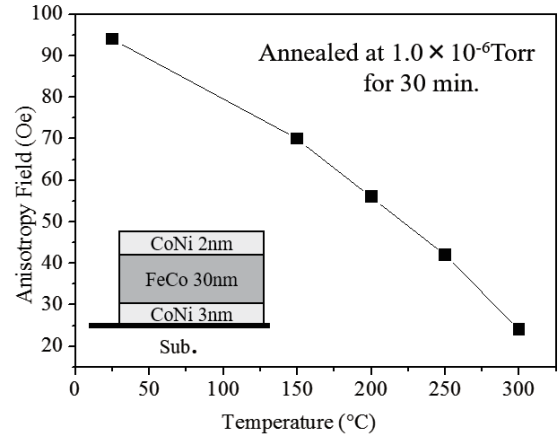


Fig. 5 Dependence of anisotropy field of CoNi/FeCo/CoNi thin film on the annealing temperature.

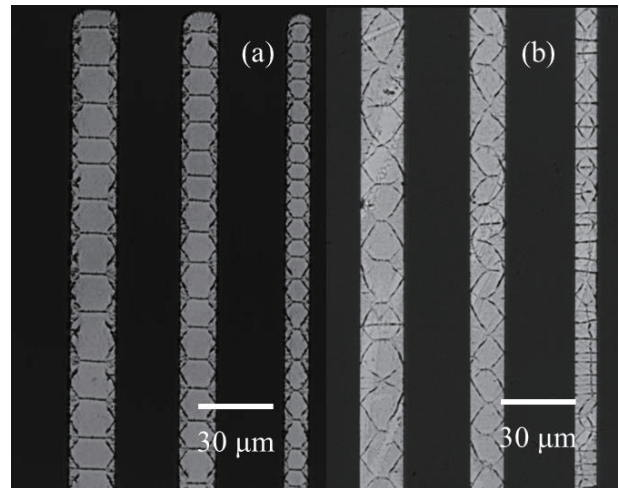


Fig. 6 Bitter patterns on magnetic wire of CoNi/FeCo/CoNi. (a): annealed at 200 °C. (b): annealed at 300 °C.

ることが明らかになった。また、Fig. 7(d)の幅方向の一軸異方向が細線長手方向の異方性よりも十分に大きくなった場合は、Fig. 6(a)に見られる 180 度磁壁が確認される。また、Fig. 7(d)で見られる磁区の方法は Fig. 6 (b)の細線でも確認することができる。以上より、本シミュレーションで得られた結果から、本実験による磁性細線の磁壁の変化は、細線幅方向の一軸異方性が大きいに関係しているということが考察できる。

4. まとめ

本論文では、FTS を用いて CoNi/FeCo/CoNi の三層膜とすることで、微細な FeCo 磁性細線の幅方向の磁気異方性を導入できることを明らかにした。また、FeCo 層の下地層として CoNi 層を導入することにより、保磁力を大きく低減させた。作製した磁性細

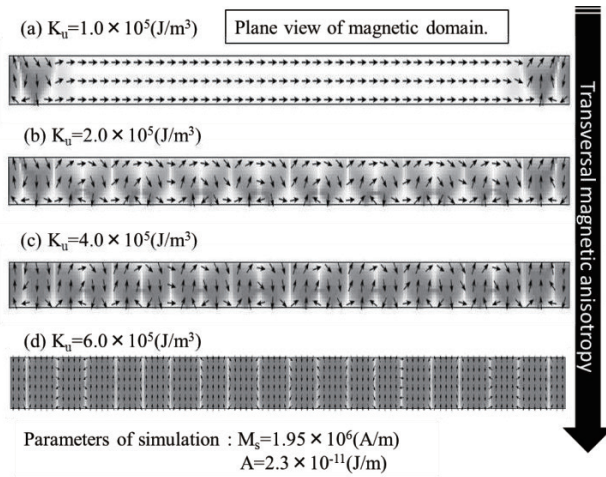


Fig. 7 Plane view of domain structure of magnetic wire.

線に熱処理を加えて異方性磁界を低減させ、その磁壁の変化とマイクロマグネティクス・シミュレーションの結果の一致から、本実験で付与した面内一軸異方性と磁区構造との関係を明らかにした。面内一軸異方性が小さい時、大部分の磁性細線上の磁化の向きは細線長手方向に揃っている。しかし、幅方向の一軸異方性が大きくなると還流磁区が観察され、180度磁壁が主体の構造になることが明らかになった。なお、磁気異方性の原因は、FTSにおける斜め入射効果、漏れ磁界による異方性そして応力による異方性が考えられる。これに関しては、今後詳細に検討する予定である。

謝辞 本研究は、独立行政法人日本学術振興会とシンガポール NUS との二国間交流事業共同研究による支援を得た。

References

- 1) S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas: *Science*, **320**, 190 (2008).
- 2) D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn: *Science*, **309**, 1688 (2005).
- 3) A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo: *Phys. Rev. Lett.* Vol. **92**, No.7 (2004).
- 4) L. Berger: *J. Appl. Phys.*, Vol. **71**, No.6, pp. 2721-2726 (1992).
- 5) M. Yamaguchi, S. Koya, H. Torizuka, and S. Aoyama: *IEEE Trans. Magn.*, **43**, p. 2370 (2007).
- 6) L. G. Vivas, M. Vazquez, J. Escrig, S. Allende, D. Altbir, D. C. Leitao, and J. P. Araujo: *Phys. Rev.* **B85**, 035439 (2012).
- 7) M. Matsumoto, A. Ito, and A. Morisako: *Jikikirokukougaku*, p. 114 (Kyoritsu Shuppan, Tokyo, 1990).
- 8) T. Miyao, X. Liu, and A. Morisako: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **30**(3), 341-344 (2006).
- 9) Y. Fu, T. Miyao, J. W. Cao, Z. Yang, M. Matsumoto, X. Liu, and A. Morisako: *J. Mag. Mag. Mat.*, **308**(1), 165-169 (2007).
- 10) Donahue, Michael Joseph, and Donald Gene Porter. "OOMMF: Object Oriented Micro Magnetic Framework." (2016). The code is available at "http://math.nist.gov/oommf".
- 11) G. Herzer: *J. Mag. Mag. Mat.*, **112**, 258-262 (1992).

2016年10月3日受理, 2016年11月28日再受理, 2017年3月6日採録

誘導透過干渉フィルタの導入による Fe, Co 超薄膜のファラデー効果性能指数の改善効果に関する基礎検討

Improvement of Figure of Merit of Faraday Effect of Fe (Co) Thin Film by Introduction of Induced Transmission Filter

宮本光教^{a),b)†}・久保利哉^{a)}・花田貴拓^{b)}・井原敬人^{b)}・佐藤敏郎^{b)}・曾根原誠^{b)}

^{a)}シチズンファインデバイス株式会社, 長野県北佐久郡御代田町御代田 4107-5 (〒389-0295)

^{b)}信州大学, 長野県長野市若里 4-17-1 (〒380-8553)

M. Miyamoto^{a),b)†}, T. Kubo^{a)}, T. Hanada^{b)}, H. Ihara^{b)}, T. Sato^{b)}, M. Sonehara^{b)}

^{a)}Citizen FineDevice Co., Ltd., 4107-5, Miyota, Miyota-machi, Kitasaku-gun, Nagano 389-0295, Japan

^{b)}Shinsyu University, 4-17-1, Wakasato, Nagano 380-8553, Japan

Although ferromagnetic metals such as iron and cobalt have a giant Faraday rotation, it is difficult to apply them to optical devices because of their strong light absorption. If the giant Faraday effect of the ferromagnetic metal is applied to magneto-optical devices using the transmission light, the ferromagnetic metals must be arranged on the thin film structure in such a way as to reduce the light absorption. An even more important issue is how to suppress the reflection light caused by a refractive-index difference with a light pass medium. In this study, we introduce an induced transmission filter with iron or cobalt thin film to enhance the transmittance at the light-wavelength of 1550 nm. We also investigate the Faraday effect. The fabricated filter consisted of a center-positioned magnetic layer sandwiched by top and bottom admittance matching layers. When the admittance matching layer thickness was changed, the Faraday effect was enhanced compared with the basic structure that never decreased the Figure of merit (FOM), defined here as a Faraday-rotation per transmission loss [deg./dB].

Key words: ferromagnetic metal, thin film, Faraday effect, optical interference, multilayer, evaporation

1. はじめに

ある媒質に印加された磁界方向に対して平行に偏光面が偏った光が進行しているとき、偏光面の旋光が生じる。このようなファラデー効果を示す材料として、各種金属イオンで置換されたイトリウム鉄ガーネット ($Y_3Fe_5O_{12}$) 系結晶が挙げられる。これらは、近赤外域以上の波長領域で特に透明であって、光通信帯のアイソレータ材料として有用である。その他、石英ガラスや YIG 微粉末を分散させた光ファイバーもファラデー効果をもつ材料として磁界センシング用途に用いられている^{1),2)}。

一方、Fe, Co をはじめとする強磁性金属は室温で極めて大きなファラデー効果を持つ材料として古くから知られており、単位長さ当りの旋光角は他の材料を大きく凌ぐ。また、キュリー温度が高く、高温環境下であっても安定的なファラデー効果を得ることが期待できる。しかし、金属特有の極めて強い光吸収を持つことと周囲媒質との大きな屈折率差による光反射のために、透過光を利用した磁気光学デバイスへの応用は困難である。

著者らのグループは、1550 nm 帯のブロード光源と偏波保存光ファイバー (PMF: Polarization Maintaining Fiber) を用いて、Fe, Co 強磁性体超薄膜のファラデー効果を利用した磁界センシング可能な光学系を報告した³⁾。Fe, Co のように強い光吸収をもつ金属磁性体中を透過する光を信号光として利用する磁気光学デバイスにとって、反射光を抑制し透過光の利用効率を上げることが重要である。

磁気光学効果と透過率を両立する手段として、Inoue らは Bi 置換イトリウム鉄ガーネット (Bi:YIG) 薄膜と誘電体薄膜の組み合わせ⁴⁾について詳細に検討しており、Bi:YIG 層を誘電体多層膜のブラッグミラーで挟み込んだ

一次元磁性フォトニック結晶⁵⁾ (マイクロキャビティ構造) は、Bi:YIG 単層に比べ数倍以上のファラデー回転角増大を達成している。これらは理論的に解析され、ブラッグミラーの積層周期を増加させることや乱れた積層構造をとることで効果が増大できることも示している⁶⁾。この構造はブラッグミラーによる内部多重反射を利用することで、中央に配置された Bi:YIG 層に強く光局在化させることを特徴としている。

金属磁性体であっても光の透過が可能な超薄膜 (数十 nm 以下) 構造を採用し、さらに反射光を抑制できる光学構造を導入することで金属磁性体を持つ巨大ファラデー効果を利用できるとの着想のもと、本研究は、金属磁性体として Fe あるいは Co 超薄膜を採用し、誘導透過干渉フィルタの導入によって反射光を抑制し、大きなファラデー効果と透過率の両立を図ることを目指して種々の検討を行ったものである。誘導透過干渉フィルタは金属磁性体膜を誘電体多層膜で挟み込んだ構造で、先に述べたマイクロキャビティ構造と類似している。本構造の特徴は、金属磁性体膜と周囲媒質とのアドミッタンス整合を考慮している点であり、光吸収が強く屈折率が高い Fe, Co 層界面における反射防止によって透過光の増大が期待できるものである。

本論文では、Fe あるいは Co 単層超薄膜に比べ、大幅に透過光増大が期待できる誘導透過干渉フィルタを実際に作製し、その光学特性とファラデー回転特性の改善効果について検討した結果を述べる。また、強磁性層の両側に配置したアドミッタンス層の整合波長ずれによって、透過損失当たりのファラデー回転角で定義される性能指数 FOM (Figure of merit) を低下させることなくファラデー効果が大きく増大したので、併せて報告する。

Table 1 Evaporation conditions of materials.

Material	Temperature (°C)	Degree of vacuum(Pa)	Depo. Rate (Å/sec.)	Ion-gun parameters			
				Gas	V _{IG} (V)	I _{IG} (mA)	Ion current density (μA/cm ²)
Fe	<80	1.0×10 ⁻²	0.5	Ar	500	600	31
Co	<80	<4.0×10 ⁻⁴	0.5	—	—	—	—
Ta ₂ O ₅	80–150	1.5×10 ⁻²	2.0	O ₂	900	900	104
SiO ₂	80–150	1.5×10 ⁻²	6.0	O ₂	750	900	92

2. 実験・測定方法

2.1 誘導透過干渉フィルタの設計

一般的な金属薄膜の透過率を最大化させるために、金属薄膜の両側に適当なアドミッタンス値を持つ誘電体整合層を配置する手段がある^{7)–9)}。用いる金属薄膜の厚さを d 、複素屈折率を $n - ik$ とし、出力される光学アドミッタンスを $Ye (= X + iZ)$ としたとき、最大透過率を示すポテンシャル透過率 ψ は、

$$\psi = \frac{T}{1 - R} = \frac{Re(Ye)}{Re(B \cdot C)}$$

$$\left[\begin{array}{l} [B] \\ [C] \end{array} \right] = \left[\begin{array}{cc} \cos \delta & \frac{i}{n - ik} \sin \delta \\ i(n - ik) \sin \delta & \cos \delta \end{array} \right] \left[\begin{array}{l} 1 \\ X + iZ \end{array} \right]$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n - ik)d$$

で与えられる。

このように、ポテンシャル透過率 ψ は配置する金属薄膜の複素屈折率と膜厚を決定すれば、アドミッタンス整合層の複素屈折率 $X + iZ$ に依存することがわかる。整合層の構造は ψ が最大化する材料の組み合わせと積層数を外挿によって検討し、Ta₂O₅ (屈折率 $n=2.138$) と SiO₂ ($n=1.458$) を選択した。そして最終的な積層構造は、

$$(Ta_2O_5/SiO_2)^2/Ta_2O_5/Fe(or Co)/Ta_2O_5(SiO_2/Ta_2O_5)^2$$

とした。ここで Fe と Co 膜厚はそれぞれ $d=65$ nm, 55 nm とした。Ta₂O₅ と SiO₂ の光学膜厚は $nd=\lambda/4$ (設計波長 $\lambda=1550$ nm) を基本とした。但し、Fe, Co の両側に隣接する Ta₂O₅ 層は調整層であり、膜厚を適宜に変更してスペクトル位置調整を行っている。実際に作製した誘導透過干渉フィルタの断面 SEM 像を Fig. 1 に示す。磁性層を中心にその両側にアドミッタンス整合層が対称に配置されている。

2.2 磁性膜および誘導透過干渉フィルタの作製

誘導透過干渉フィルタを構成する磁性膜 Fe, Co および誘電体膜 Ta₂O₅, SiO₂ は、IAD(Ion Assisted Deposition) 蒸着装置 (オプトラン(株)製 HOC-1300) を用いて、ガラス基板 (SCHOTT 製 B270) 上に成膜した。Table 1 に各材料の成膜条件を示す。材料の蒸発と同時に、Fe は Ar イオンの照射を併用し、Co はイオン照射を併用していない。Ta₂O₅ と SiO₂ に対しては、O イオンの照射を併用した。蒸着時の膜厚は反射型光学モニターおよび水晶膜厚計で監視した。光学モニターを用いることで、精密に光学膜厚を制御できるため、今回のようにある特定の波長に合わせて整

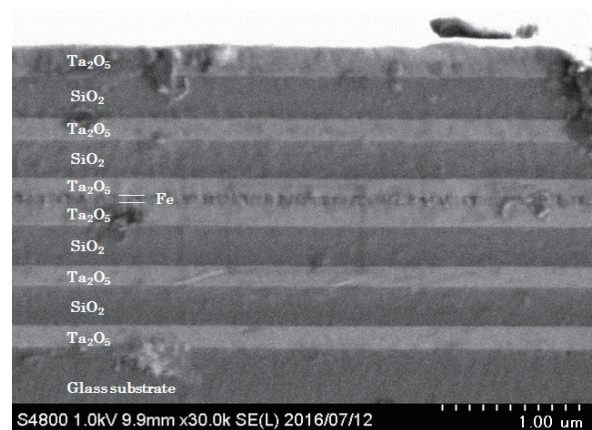


Fig. 1 Cross section image of induced transmission filter with Fe.

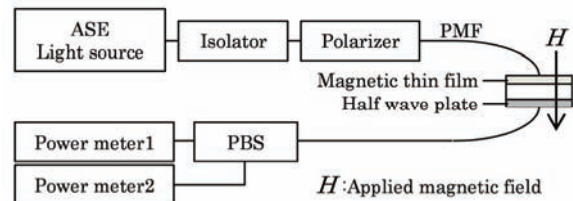


Fig. 2 Faraday effect measurement set-up.

合わせる光学フィルタの作製に適している。

2.3 測定・評価方法

透過率、反射率については、分光光度計 (株日立製作所製 U-4100) を使用し、磁化曲線の測定には振動試料型磁力計 (理研電子(株)製 BHV-50) を使用した。Fe, Co 薄膜の光学定数 n, k は以下のように求めた¹⁰⁾。光を透過する範囲で膜厚の異なる 2 種類の試料を作製して、厚み (d_1, d_2) と透過率 (T_1, T_2) を測定し、(1)式によって消衰係数 k を求めた。

$$k = [\lambda / 4\pi (d_1 - d_2)] \ln (T_1 / T_2). \quad (1)$$

更に、光が透過しない厚みの試料を作製して反射率 R を測定した。光が透過しなければ膜内の多重反射を無視でき、反射率 R は(2)式で表すことができる。(1)式で得られた消衰係数 k と反射率 R から n を求めた。

$$R = [(1 - n)^2 + k^2] / [(1 + n)^2 + k^2]. \quad (2)$$

ファラデー回転角測定装置を Fig. 2 に示す。1550 ±30 nm の範囲でブロードなスペクトル特性をもつ ASE (Amplified Spontaneous Emission) 光源から PMF で伝播された光はアイソレーターおよび偏光子を介して一軸の直線偏光となり、磁性膜付きガラス基板に入射する。磁性膜を光が通過するとき、印加された磁界に応じたファラデー回転が生じる。直後に 1/2 波長板によって偏光面を 45 deg. 回転させて

再び PMF で伝送する．最終的に PBS(Polarization Beam Splitter)で P, S 偏光に分離してパワーメーターによって得られた光強度比からファラデー回転角を求めた．ASE 光源は安藤電気㈱製 AQ2141 を使用し、パワーメーターは Agilent Technologies 製 8163A を使用した．

3. 実験結果

3.1 Fe, Co 単層薄膜の磁気光学特性と飽和ファラデー回転角の推定

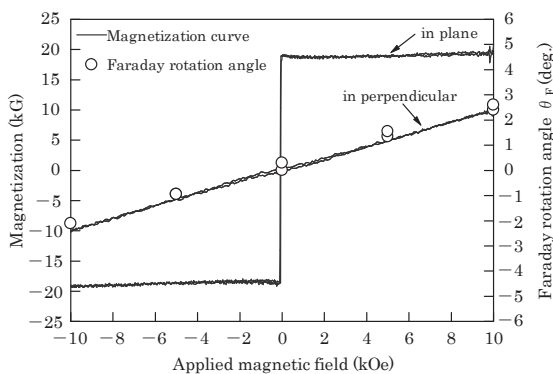
Fe, Co 薄膜単独の基礎特性の測定結果を Fig. 3 および Table 2 に示す．Fig. 3 は 65 nm 厚 Fe 薄膜, 55 nm 厚 Co 薄膜 に対して最大 ±10 kOe の磁界の範囲で測定した膜面内方向 および垂直方向磁化曲線を示したものである．また、この 範囲で測定されたファラデー回転角 (以下 θ_F) も併記した．Fe, Co 薄膜のどちらも膜面垂直方向の反磁界効果によって 面内磁化膜となっている．垂直方向は反磁界の影響によって ±10 kOe でも飽和磁化しないが、磁化直線の直線性に優れ、ヒステリシスも小さく、垂直方向の磁化飽和する磁界は飽和反磁界で与えられるものと推定される．各単層膜の 磁場に対する θ_F も直線性を有しており、垂直方向磁化曲線 と対応している．飽和磁化値は文献値と比べて小さい値で あった．また、1550 nm における光学定数 n, k は、文献値 に近く、純粋な金属元素に近い薄膜が得られていると考え

られる．特に Fe は真空蒸着法では真空槽内の残留酸素などと結合しやすいが、Ar イオン照射を併用することで、酸化を抑制し純金属薄膜を得ることができていると推測される．

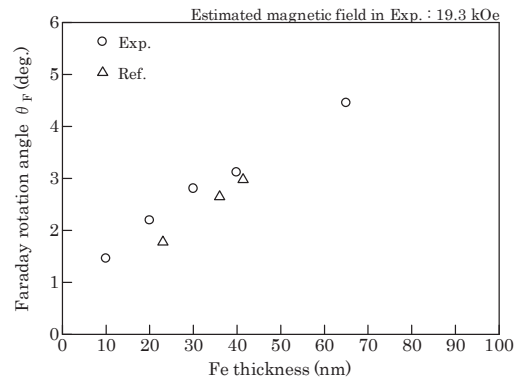
Fig. 4 に Fe, Co 薄膜単独の θ_F の膜厚依存性の結果を示す．図中に示す θ_F は磁気飽和した場合の計算値である．実際の測定範囲 (±10 kOe) では磁気飽和していないので、垂直方向磁化曲線に近似した直線を引き、面内方向磁化曲線との交点から飽和磁界を求めた．これにより Fe, Co の飽和磁界はそれぞれ ±19.3 kOe, ±18.3 kOe と推定した．また、 θ_F も ±10 kOe 以上の磁場に対して直線性を有していると仮定し、Fe, Co の ±10 kOe での θ_F 測定値にそれぞれ 1.93, 1.83 を乗じた値を磁気飽和時の θ_F とした．以後記載する θ_F はすべて上記に基づいて計算された値である．光が透過で

Table 2 Optical and magnetic properties of Fe, Co single layer prepared by IAD method.

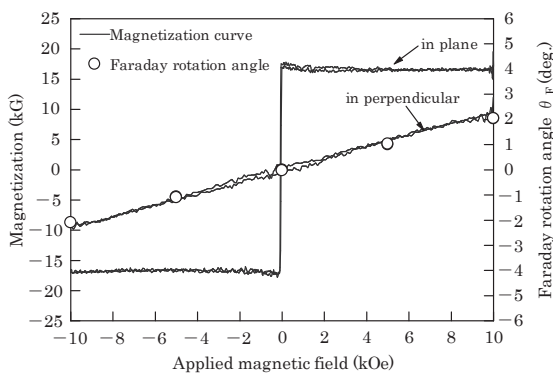
Property	Fe		Co	
	Ref.	Exp.	Ref.	Exp.
Refractive Index n (@1550nm)	3.62 ¹¹⁾	3.65	4.29 ¹²⁾	4.30
Extinction coefficient k (@1550nm)	5.56 ¹¹⁾	5.60	6.41 ¹²⁾	6.17
Magnetic saturation M_s (kG)	21.6 ¹³⁾	18.8	17.9 ¹³⁾	17.0



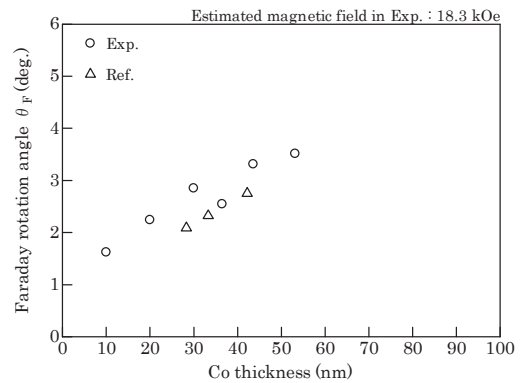
(a) Fe



(a) Fe single layer



(b) Co



(b) Co single layer

Fig. 3 Magnetization curves and Faraday rotation angle of Fe, Co single layer.

Fig. 4 Faraday rotation angle of Fe, Co single layer compared with those of Ref. 14).

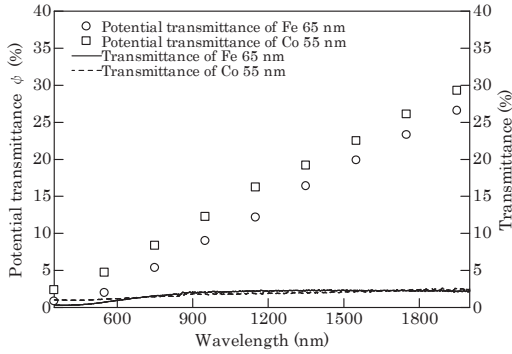


Fig. 5 Potential transmittance by theoretical calculation of Fe (or Co) films compared with transmittance of Fe (or Co) single layer.

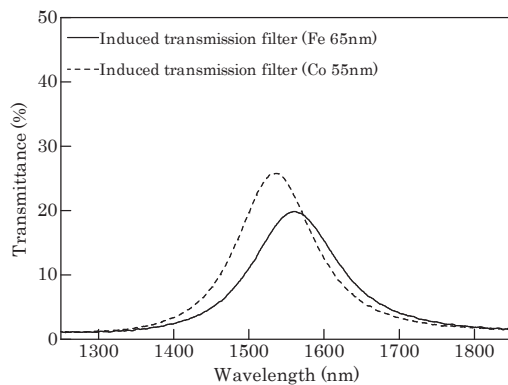
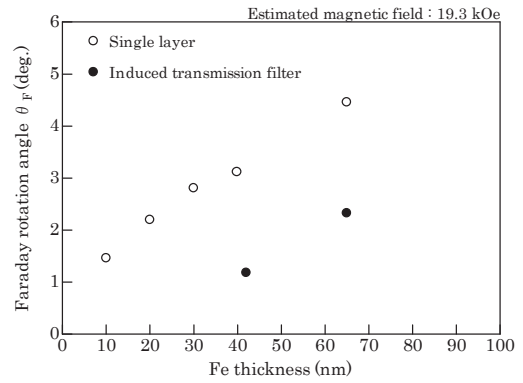


Fig. 6 Transmittance of induced transmission filter with Fe and Co films, thickness are 65 and 55 nm, respectively.

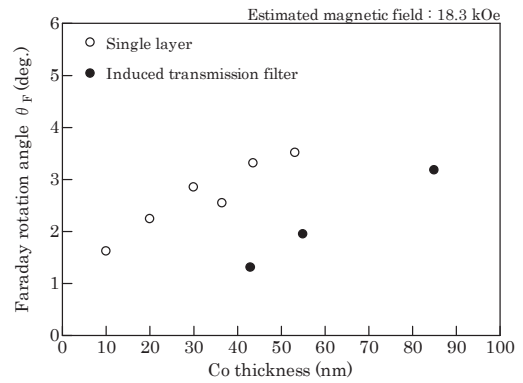
きる膜厚範囲において、Fe, Co 共に文献値と比較してやや大きな θ_F が得られた。これらは共通してプロットの近似直線は原点を通らない。ファラデー効果は磁化した媒質を伝播している際に生じる他、磁化されていない媒質の境界を通過する際にも生じる¹⁵⁾。また、内部多重反射効果によって効果が増強されることも関係している。今回作製した膜厚範囲における θ_F は、膜厚に対して直線的な比例関係を示した。

3.2 Fe, Co を用いた誘導透過干渉フィルタの光学特性

Fe 65 nm および Co 55 nm を用いて設計した誘導透過干渉フィルタを作製したとき、最大でどの程度の透過率が得られるかを表すポテンシャル透過率 ψ の計算結果を Fig. 5 に示す。また、図中に併記したスペクトルは Fe 65 nm および Co 55 nm 単層の場合の透過率測定値である。この結果から、可視域から赤外域の範囲において、長波長領域にいくほど単層に比べて透過率を大きくできることがわかった。一方、Fe, Co の θ_F も同じく長波長域で大きくなり、1550 nm 付近で最大値を取ることが知られており¹⁴⁾、透明性とファラデー効果を両立するためには 1550 nm 帯の光を用いることが有効であると言える。設計波長 1550 nm として、実際に作製した誘導透過干渉フィルタの透過率測定値を Fig. 6 に示す。このように、誘導透過干渉フィルタは設計波長においてのみ整合するため、設計波長で透過率が極大化する。それ以外の波長域は阻止帯となる。実際に作



(a) Fe



(b) Co

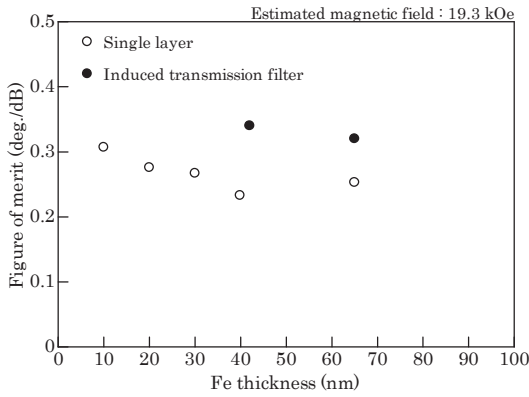
Fig. 7 Faraday rotation angle of induced transmission filter with Fe (or Co) film compared with Fe (or Co) single layer.

製したフィルタは、Fe が 65 nm のとき、ピーク透過率が約 20 % となり、ポテンシャル透過率の計算値 19.9 % とほぼ一致した。Co が 55 nm のとき、ピーク透過率は約 25 % でポテンシャル透過率計算値 22.5 % より大きい。これは実際に成膜された Co が 55 nm よりもやや薄かったためと考えられる。単層の場合と比較してみると、Fe を 65 nm 単層で配置したとき、その透過率は約 2.2 % であり本フィルタによって約 9 倍に透過光を増加することができている。Co を 55 nm 単層で配置したときの透過率も約 2.2 % であるので、約 10 倍に透過光を増加できている。

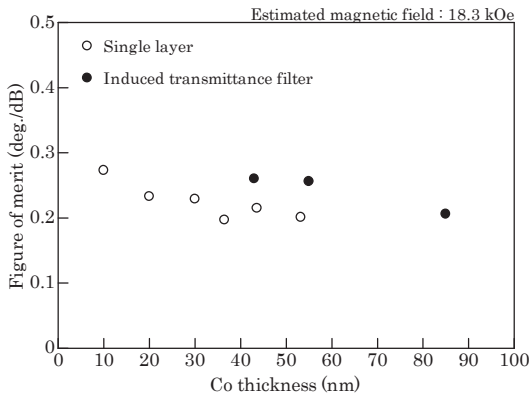
3.3 誘導透過干渉フィルタの導入によるファラデー効果性能指数の改善

Fig. 7 に誘導透過干渉フィルタの導入による θ_F の結果を示す。単層膜と同じ膜厚と比較すると、およそ半分程度にまで θ_F が低下した。誘導透過干渉フィルタは、透過光を増大させる半面、膜内の反射光を極限まで減らしている。このことが、実効的な θ_F の低下を引き起こしている要因である。これは前述した境界効果および内部多重反射効果が全体のファラデー効果に大きく寄与していることを示している。ここで、透過光損失を $P_{loss}(dB) = -10 \log(I/I_0)$ (I : 透過光強度, I_0 : 入射光強度) とし、透過損失あたりのファラデー回転角を性能指数 $FOM(deg./dB) = |\theta_F| / P_{loss}$ と定義した。

Fig. 8 に単層膜と誘導透過干渉フィルタの性能指数を示す。誘導透過干渉によって磁性膜の単位厚さあたりの回転



(a) Fe



(b) Co

Fig. 8 Figure of merit of induced transmission filter with Fe (or Co) film compared with Fe (or Co) single layer.

角は減少したが、透過率を大きく増加させたことで透過損失あたりの回転角としては大きくなり、性能指数が向上した。

Bi:YIG と誘電体膜からなる磁性フォトニック結晶では、すでに多くの構造で検討が成されている。その中で (SiO₂/Ta₂O₅)⁵/Bi:YIG/(Ta₂O₅/SiO₂)⁵ の構造で具体的な実施例が示されている⁵⁾。文献によれば、設計波長 720 nm, Bi:YIG 層の厚さ 300 nm のとき、波長 634 nm 付近に大きな光局在が生じ、透過率 56 % (2.52 dB) でファラデー回転角 -0.8 deg. が得られている。本論文で定義した性能指数で表せば、0.32 deg./dB となり、波長 1550 nm で観測した Fe 65 nm の誘導透過干渉フィルタと同程度の性能指数となる。

3.4 アドミッタンス層の整合波長ずれの効果

アドミッタンス整合層は磁性層の両側に対称に配置される。磁性層に対して、入射媒質側の整合層の設計波長を λ_a , 出射媒質(基板)側の整合層の設計波長を λ_b としたとき、 λ_a, λ_b を光源波長に一致させた $\lambda_a = \lambda_b = 1550$ nm の場合を基本構造とする。

膜内に反射光を生じさせ磁性体層に光を局在化させてファラデー効果を増大させることを目的に、基本構造に対して入射媒質側の整合波長 λ_a と出射媒質側の整合波長 λ_b を以下のようにずらした構造を考える。

$$\lambda_a = 1550 + \Delta\lambda, \quad \lambda_b = 1550 - \Delta\lambda$$

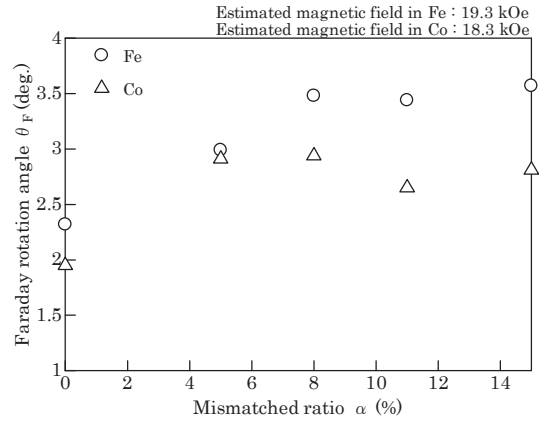


Fig. 9 Faraday rotation angle depends on mismatched ratio measured in induced transmission filter with Fe (or Co) film.

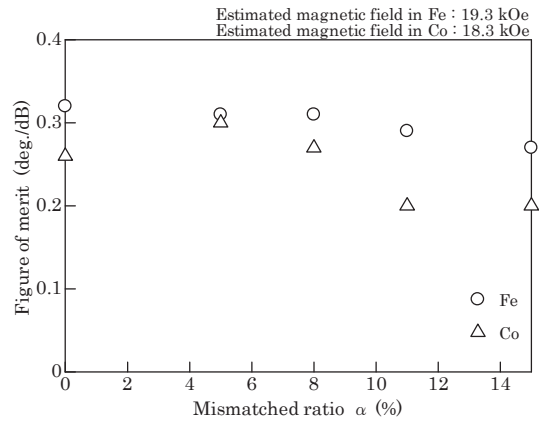


Fig. 10 Figure of merit depends on mismatched ratio.

ここで、基本構造に対する整合波長ずれ a を以下のように定義する。

$$\alpha = \frac{\Delta\lambda}{1550} \times 100 (\%)$$

基本構造に対して入・出射媒質の整合波長を $\pm a$ % ずらした構造を作製し、その効果について検証した。Fig. 9, Fig. 10 に θ_F および性能指数と整合波長ずれ a の関係を示す。 $a=0$ が基本構造であることを示している。

Fig. 9 から分かるように、整合波長ずれ a が 8 % までは θ_F が単調に増加し、基本構造の約 1.5 倍にまで増大する。しかしながら、 a を 8 % 以上に大きくしても、Fe の場合にはこれ以上の θ_F 増加は無く、Co の場合には逆に低下する傾向が見られた。

Fig. 9, 10 において、Fe の場合では、8 % までの a の領域で θ_F を増大させることができたが、性能指数は一定であった。Co の場合では、5 % までの a の領域で θ_F と性能指数の両者が増大することが確認できる。 a の大きい領域で性能指数が低下するのは、膜内部での反射が強くなり、透過損失が大きくなるためであると考えられる。

誘導透過干渉フィルタの基本構造は膜内の反射光を抑制することに主眼をおいたものであるのに対し、整合ずれ構造は膜内で生じる反射光による弱い光局在化によってファ

ラダー効果が増大されるものと推察され、前述した磁性フォトニック結晶で導入されたマイクロキャビティ構造と同様の効果を発現しているものと考えられる。膜内における適度な反射光はファラデー効果を大きく増強する働きがあるが、強い光吸収をもつ金属磁性体膜の場合、ある一定以上の強い光局在化を起こすと多重反射による光吸収が優位となり、性能指数としては低下してしまうと考えられる。

誘導透過干渉フィルタは、アドミッタンス整合層の設計波長によって膜内の反射光を自在にコントロールすることが可能であり、透過光とファラデー効果の両立のための有効な手段の一つと言える。

4. まとめ

金属磁性超薄膜のファラデー効果を利用する磁気光学デバイスの実現を最終目的として、Fe, Co をファラデー効果超薄膜として採用し、誘導透過干渉フィルタを用いて透過光を増大させるための基礎検討を行った。以下に得られた知見を要約して示す。

- (1) 真空蒸着法(IAD)で作製した Fe, Co 薄膜は、スパッタ法で作製された文献値と比べてやや高いファラデー回転角を示し、膜厚に対して比例関係であった。
- (2) Fe, Co 超薄膜を用いた誘導透過干渉フィルタの設計波長におけるピーク透過率は、理論計算から求めたポテンシャル透過率とよく一致し、Fe, Co 単層に比べ 10 倍近く透過光を増加させることができた。
- (3) 誘導透過干渉フィルタによって膜中の界面反射を極限まで減らした結果、磁性層膜厚あたりのファラデー回転角は単層に比べて半分以下に低下した。
- (4) 誘導透過干渉フィルタの導入による透過率の大幅な増加によって、Fe 厚さ 65 nm のとき、性能指数 FOM は単層時の 0.25 deg./dB と比べ、0.32 deg./dB まで向上した。これは、観測波長は異なるものの、Bi:YIG を用いた磁性フォトニック結晶の FOM と同程度である。
- (5) 誘導透過干渉フィルタを構成する整合層の整合波長をずらすことで膜内に反射光が生じ、ファラデー回転角が増大した。整合波長ずれを適切に選択することで性能指数を犠牲にすることなく、ファラデー回転角を増大できることが示された。

本方法は金属磁性体に対して光の透過とファラデー効果を両立するための有効な手段と言え、将来的には、金属磁性体のキュリー温度が高い特徴を活かして、高温下で動作する磁気光学デバイス/センサへの応用が期待される。

謝辞

本研究は、JST 研究成果展開事業「京都スーパークラスタープログラム/長野サテライトクラスター」の補助を得て実施されたものであり、ここに謝意を表す。

References

- 1) M.Takahashi *et al.*: *Magnetics Japan*, Vol.1, No.3, pp.118-122 (2006).
- 2) T.Y.Kim *et al.*: *IEEE Trans. Magn.*, Vol.38, [5], p.3240-3242 (2002).
- 3) T.Hanada *et al.*: *40th Annual Conf. on Magnetics in Japan*, 6pB-13 (2016).
- 4) M.Inoue *et al.*: *J. Jpn. Soc. Powder Powder Metallurgy.*, Vol.58, No.9, p.545-552 (2011).
- 5) T.Takayama *et al.*: *J. Magn. Soc. Jpn.*, Vol.24, No4-2, p.391-394(2000).
- 6) M.Inoue, T.Fujii: *J. Magn. Soc. Jpn.*, Vol.21, No4-1, p.187-192(1997).
- 7) P.H.Berning,A.F.Turner: *J. Opt. Soc. Am.*, Vol.47,No.3, pp.230-239(1957).
- 8) M.Scalora *et al.*: *Optics & Photonics News*, p.25-27(1999).
- 9) Cheng-Chung Lee: *Kogakuhakumaku to Seimaku-gijutu* (in Japanese), p.239-246(AGNE Gijutu Center, Tokyo, 2002).
- 10) M.Kobiyama: *Kogakuhakumaku no Kisoriron*(in Japanese), p.137-142(OPTRONICS,Tokyo,2003).
- 11) M. A. Ordal *et al.*, *Appl. Opt.* 27, pp.1203-1209 (1988).
- 12) AIST, Network Database System for Thermophysical Property Data.
- 13) Kagaku Binran Kisohen II (in Japanese), pp.1247-1248(Maruzen, Tokyo).
- 14) K.H.Clemens,J.Jaumann: *Zeitschrift fur Physik.*, 173, pp.135-148(1963).
- 15) T.Yoshino: *Seisan Kenkyu* (in Japanese), Vol.20, 9, pp.439-447(1968).

2016年10月4日受理, 2016年12月13日採録

MnIr/CoCr 交換結合膜における交換結合磁界 H_{ex} の時間変化Time dependence of exchange coupling field H_{ex} in MnIr/CoCr exchange coupled film山内飛輝^{a)†}・遠藤拓^{b)}・鈴木良夫^{b)}^{a)} 日本大学大学院工学研究科, 福島県郡山市田村町徳定字中河原 1 (〒963-8642)^{b)} 日本大学工学部, 福島県郡山市田村町徳定字中河原 1 (〒963-8642)T. Yamauchi^{a)†}, H. Endo^{b)}, and Y. Suzuki^{b)}^{a)} Graduate School of Engineering, Nihon University, Koriyama, Fukushima 963-8642, Japan^{b)} College of Engineering, Nihon University, Koriyama, Fukushima 963-8642, Japan

Exchange coupling field H_{ex} was found to increase with time when MnIr/CoCr exchange coupling films were left at room temperature in air. The exchange field H_{ex} of samples prepared with the substrate heated up to 50°C or 100°C was greatly reduced. In addition, while the exchange field H_{ex} of the sample deposited at the substrate temperature of 50°C increased with time, it did not increase when the sample was deposited at the substrate temperature of 100°C. TOF-SIMS data taken from samples immediately after deposition, after H_{ex} was saturated, and after deposition at the substrate temperature of 100°C showed that the element profiles were quite similar, except for a decrease of Mn composition at the MnIr/CoCr interface in the sample deposited at the substrate temperature of 100°C. From these results, a model is proposed to explain what causes the increase of H_{ex} by Mn diffusion. It was found that the direction of the field when the sample was left at room temperature after deposition had a great effect on the resultant H_{ex} . No change in crystal structure was observed, indicating that the time dependence of H_{ex} was caused by a change in the magnetic structure.

Key-words: magnetic recording, exchange coupled film, exchange coupling field, Mn diffusion

1. はじめに

ハードディスクの再生ヘッドである GMR ヘッド, TMR ヘッドでは, 強磁性層と反強磁性層で構成される交換結合膜が利用されている. 交換結合膜では強磁性層の磁化方向が一方向に固定され, 固定される強さを交換結合磁界 H_{ex} で表す. 種々の応用分野で H_{ex} を大きくすることが求められる.

本研究では, 試料の作製条件を変化させることや, 作製後の試料に磁場中熱処理を施すことで H_{ex} の値を増大させることを目標に研究を行った. その中で, 作製した交換結合膜を室温・大気中で保存すると, 時間の経過と共に H_{ex} が増加する特異な現象が見られた. 通常は交換結合膜に熱を加えた後, 磁界を印加しながら冷却しなければ H_{ex} は増加しない. また, 室温で交換結合膜に対してエネルギー障壁を超えるような磁界などのエネルギーが与えられた場合, 交換結合膜のエネルギーがより安定な状態に遷移することで H_{ex} が減少するトレーニング効果という現象があることが知られている^{1,2)}. しかしながら, これら二つの機構では, 室温・大気中という条件で H_{ex} が増加する理由を説明できない. これまで, H_{ex} が時間経過と共に増加したといった報告はなく, その原因を予想した報告もない. この新しい現象の全貌が解明されれば, 交換結合磁界を向上させる新しい方法が提案できる可能性がある. そこで本研究では室温・大気中における H_{ex} の増加現象の原因を探り, 妥当な発現モデルを立てることを目的とした.

まず初めに考えられる原因として, 保護膜が機能しないことによる試料の酸化の可能性を考え, 保護膜材料の違いによる影響を調べた. また, 試料作製中の基板加熱が, H_{ex} 増加現象に及ぼす影響を調べ, この結果から H_{ex} 増加現象を説明できる Mn の拡散モデルを考案した. Mn の試料深さ方向への拡散を検証するため

TOF-SIMS による元素分析も行った. また, 作製後の試料に磁界を印加し, 室温・大気中での磁界印加の有無とその方向が H_{ex} 増加現象へ与える影響を検証した.

2. 実験方法

本研究では, 全ての試料を DC マグネトロンスパッタ法によって作製した. Fig. 1 に作製した交換結合膜の構成を示す. 交換結合膜試料は面内方向に約 120 Oe の磁界を印加しながら, Si(111)基板の上に NiCr 下地層 20 nm, MnIr 反強磁性層 20 nm, CoCr 強磁性層 10 nm, Ta 保護膜 10 nm の順に製膜した. この試料を基本とし, 比較試料として一部の材料や, 作製条件を変えて交換結合膜を作製した. スパッタ時の共通の作製条件と, 使用した合金ターゲットの組成を Table 1, Table 2 に示す.

保護膜の種類や保護膜の有無が H_{ex} 増加現象へ与える影響を調べるため, 基本構成試料から Ta 保護膜の厚さを 20 nm に増加した試料, 保護膜を製膜しない試料を作製し, H_{ex} の経時変化を比較した. また, 保護膜材料を Pt に変更し, Ta の場合と同様に厚さを変更した試料も作製し, H_{ex} の経時変化を比較した. 基板加熱が

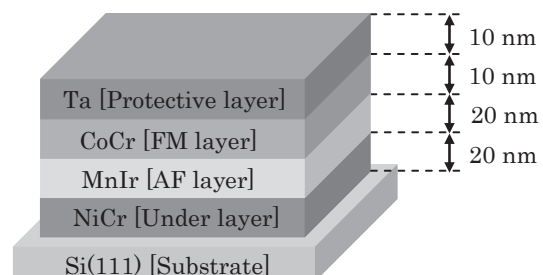


Fig. 1 Structure of exchange coupled film.

Table 1 Deposition conditions.

	Value	Unit
Base pressure	8.0×10^{-4} or under	Pa
Ar gas pressure	2.00	Pa
Sputtering power	50	W
Pre-sputtering time	10	Min
Applied field	120	Oe

Table 2 Target composition.

Co ₈₀ Cr ₂₀ (at%)
Mn ₈₀ Ir ₂₀ (at%)
Ni ₆₀ Cr ₄₀ (at%)

H_{ex} 増加現象に及ぼす影響を探るため、Fig. 1の基本構成の試料を、基板温度 50°C および、100°C で作製した試料を用意した。基板加熱を行わない試料は約 23°C での作製となる。

時間経過による Mn の拡散を検証するため、TOF-SIMS による元素分析も行った。作製直後の試料と作製から二週間以上経過した試料、100°C で基板加熱しながら作製した試料の三種類を分析し、比較した。

また、室温での磁界印加が H_{ex} に与える影響を調べるため、Fig. 1の基本構成試料作製後に作製中の磁界印加方向と同方向に磁界 (120 Oe) を印加し続けた試料と、逆方向に磁界 (120 Oe) を印加し続けた試料を用意した。作製中の磁界印加方向を 0° として面内方向に -90° から 90° の範囲で H_{ex} の角度依存性を測定した。この測定法で同一の試料を作製直後から 2 日後まで測定し、 H_{ex} の角度依存性の変化を確認した。

作製した全ての試料の磁気特性は試料振動型磁力計 (VSM) で測定した。一部の試料は X 線回折装置 (XRD) を用いて結晶構造の解析を行った。

3. 実験結果

3.1 H_{ex} の増加および保護膜の有無・厚さ・材料の違いによる影響

Ta 保護膜 10 nm の基本構成試料において、成膜後に室温・大気中に置いた時の H_{ex} の経時変化を Fig. 2 に示す。室温であるにもかかわらず H_{ex} の著しい増加が見られた。このような H_{ex} の増加はこれまで報告されておらず、従来の理論で説明することが難しい。

試料の酸化によって H_{ex} が時間と共に増加したという可能性について調べるため、保護膜の厚さや材料を変えた試料を作製し、比較した。Fig. 3 に Pt 保護膜の有無および厚さを変えて成膜した試料を室温で放置した際の H_{ex} の経時変化を示す。保護膜の厚さ、有無に関わらず、 H_{ex} は作製から 1 日後までの間に急激に増加し、時間の経過と共に飽和した。この時、飽和磁化は膜作製直後から、 H_{ex} 増加後まで変化はなく一定であった。これらの結果から、 H_{ex} 増加現象の原因は膜の酸化によるものではないと推測される。

なお、Fig. 2, Fig. 3 を見ると、保護膜の厚さによって H_{ex} の値が変わるように見える。しかし、本研究では、同条件で作製した試料の場合でも H_{ex} の初期値に数十 Oe のばらつきが生じることがあったため、Fig. 2, Fig. 3 に見られる H_{ex} の違いは保護膜の厚さに依存するのではなく、試料作製直後の H_{ex} の値がばらついて

いることによるものであると考えられる。

3.2 試料作製中の基板加熱が H_{ex} 増加現象に与える影響

膜作製中の熱が H_{ex} 増加現象へ与える影響を調べるため、基板加熱 (50°C, 100°C) を行いながら試料を作製した。Fig. 4 に基板温度を変えて作製した試料の H_{ex} の変化を示す。基板温度の上昇にともない、試料の H_{ex} は減少した。この原因として、MnIr の組成変

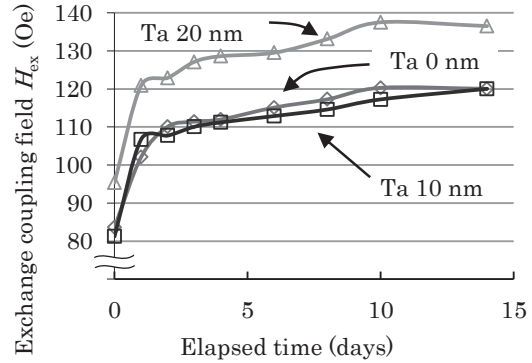


Fig. 2 Time dependence of H_{ex} for films with Ta capping layer of different thickness.

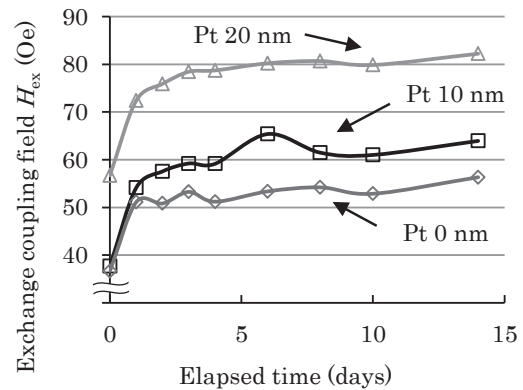


Fig. 3 Time dependence of H_{ex} for films with Pt capping layer of different thickness.

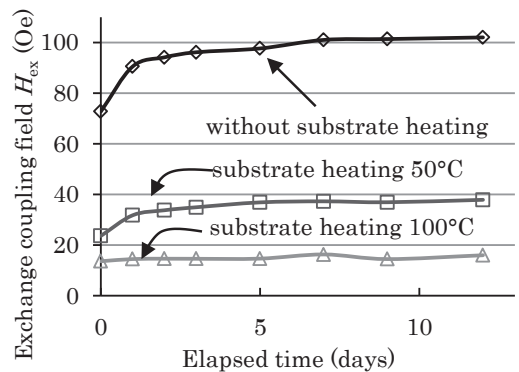


Fig. 4 Time dependence of H_{ex} for films deposited at different substrate temperatures.

化が考えられる。MnIrの結晶は、面心立方構造を基本とした規則構造Mn₃Irになりやすく、Mn₃Ir(111)面内にてMnのスピンが互いに120°ずつ異なる方向に向くことで反強磁性が生じる⁴⁾。また、交換結合膜にMnIrを使用する場合、Mn₈₀Ir₂₀ at%の組成で試料を作製するとH_{ex}が最も大きくなり、Mnに対するIrの割合が数パーセント増加するだけでH_{ex}が30%程低下することが報告されている⁵⁾。基板加熱により高温になるほどMnが交換結合界面から拡散し、反強磁性のスピン配列を保てなくなることで、H_{ex}が低下したと考えられる。また、H_{ex}が時間と共に増加する現象に関しては、基板加熱なしの試料と基板加熱50°Cの試料では見られたが、基板加熱100°Cの試料では数Oeの上昇しか見られなかった。

基板加熱によるH_{ex}減少を説明するために、MnIr/CoCr界面での結晶粒も考慮したモデルをFig. 5に示す。ここで、Irを黒丸、移動前のMnを点線白丸、時間経過後のMnを白丸で示した。まず、基板加熱なしの状態を考える。交換結合作用が発現するのは反強磁性層と強磁性層が接する微小な界面であり、その接点におけるMnIrの組成が変化した場合H_{ex}を変化させる大きな要因となる。本研究で作製した試料は、DCマグネトロンスパッタ法により作製しており、薄膜は多結晶で形成されている。そのため、結晶粒子間に隙間が存在し、粒界においては組成材料の拡散があると考えられる。また、異なる材料の界面では、組成勾配があるため拡散が促進される。これらを踏まえて、スパッタ時と作製後のMnの拡散について説明する。ターゲットの組成はMn₃IrよりもMnが過剰な状態である。そのため、製膜されたばかりのMnIr結晶粒表面にMnが拡散する。作製後、一部のMnがより濃度の低いCoCr強磁性層へ拡散すると考えられる。その結果、MnIr/CoCr界面においては、Mn₃Irという理想組成に近づく。

次に、基板加熱50°CでのモデルをFig. 6に示す。スパッタ時に基板加熱することにより、Mnの拡散が進み、交換結合に関与しているMn₃Ir反強磁性が弱まる。その結果、H_{ex}が低下する。その後、室温で保存するとMnIr/CoCr界面近傍のMnIr結晶粒表面に拡散したH_{ex}に関与していなかったMnが、室温の熱とCoCr強磁性層からの磁界を受け、Mn₃Ir結晶のMnが不足した部分に取り込まれることによりH_{ex}が増加したと考えている。これにより、H_{ex}が時間と共に上昇すると推測した。なお、CoCr強磁性層からの磁界のH_{ex}上昇への関与については、3.4節で詳しく考察する。基板加熱100°Cの試料では、50°Cの場合よりもさらに多くのMnが界面からより離れた位置まで拡散し、界面における反強磁性が弱まり、H_{ex}が大きく減少する。界面から離れた位置まで拡散したMnはその位置で安定してしまい、界面でのMnの不足を補うことができなかつたために時間経過後のH_{ex}の変化がなかったと考えられる。

また、基板加熱なし(基本構成)試料の作製直後とH_{ex}飽和後の磁化曲線をFig. 7に示し、基板加熱50°Cの試料の作製直後とH_{ex}飽和後の磁化曲線をFig. 8に示す。H_{ex}飽和後の磁化曲線は作製から12日後のものとなる。3.1の結果と同じく、試料作製直後と時間経過後で飽和磁化の変化が見られなかつたため、モデルで述べたMnの拡散は飽和磁化の値に影響するほどのものではないと考えられる。

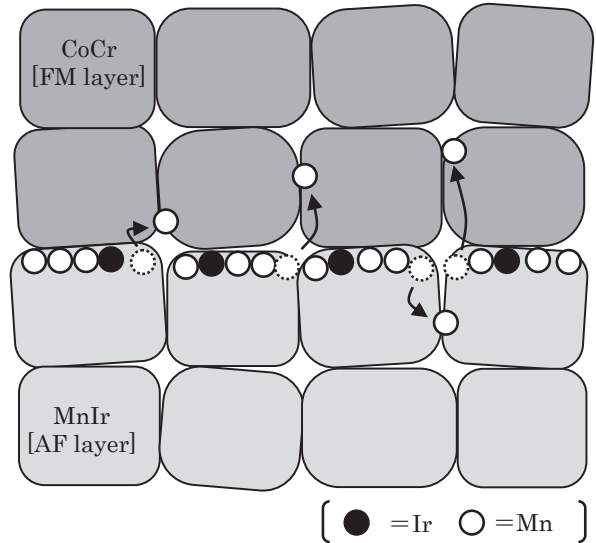


Fig. 5 Model of Mn diffusion in exchange coupled films without substrate heating.

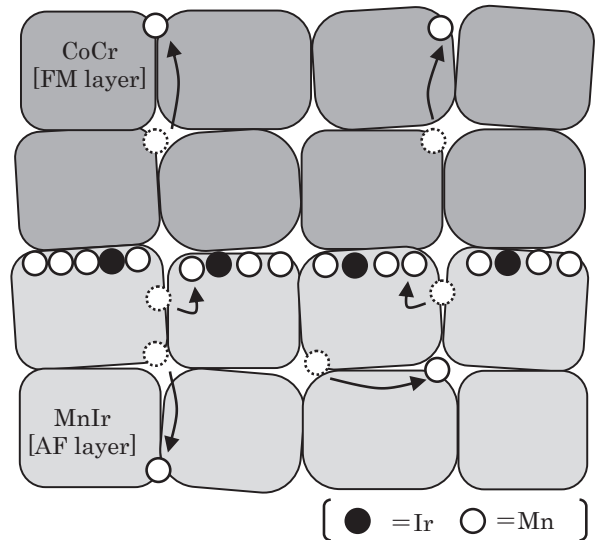


Fig. 6 Model of Mn diffusion in exchange coupled films deposited at substrate temperature of 50°C.

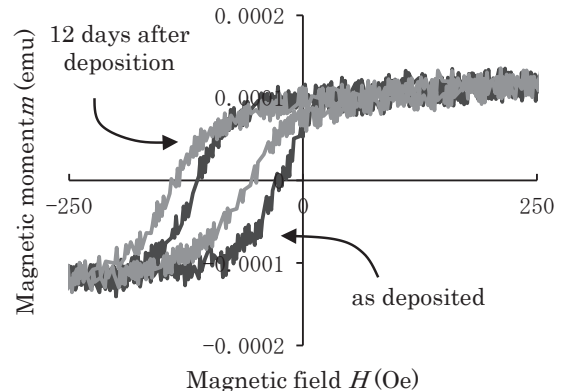


Fig. 7 Magnetization curve of exchange coupled films deposited without substrate heating.

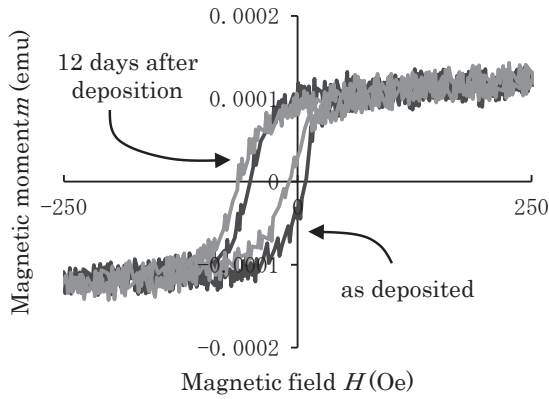


Fig. 8 Magnetization curve of exchange coupled films deposited at substrate temperature of 50°C.

3.3 TOF-SIMSによる元素分析

時間経過による Mn の拡散を検証するため、基板加熱なしで作製直後の試料及び、作製から二週間以上経過し H_{ex} が飽和している試料、基板加熱 100°C で作製し、作製から二週間以上経過した試料の三種類に対して TOF-SIMS による元素分析を行った。Fig. 9 に基板加熱なしの試料の SIMS 分析結果を、Fig. 10 に基板加熱 100°C で作製した試料の SIMS 分析結果を示す。どちらの試料も作製から 2 週間以上経過している。分析結果のグラフは、横軸の Data point の 0 点側が膜表面の Ta 保護膜側となる。分析結果から、Mn は CoCr 側、NiCr 側共に拡散しており、その勾配からも他の原子よりも拡散しやすいということが分かる。上述で提案した Mn 拡散モデルの検証をするために、MnIr/CoCr 交換結合界面での Mn^{+} のプロファイル調べた。基板加熱なしの試料の MnIr/CoCr 交換結合界面の拡大図を Fig. 11(a) に示し、基板加熱 100°C の試料の拡大図を Fig. 11(b) に示す。どちらの試料でも Mn 原子が CoCr 側に拡散していることが確認できる。また、基板加熱 100°C の試料の方が MnIr/CoCr 界面における Mn^{+} の強度の傾きが急になっており、基板加熱によって界面での Mn の量が少なくなることが分かる。このことが、Fig. 4 における基板加熱 100°C の試料の H_{ex} を基板加熱なしの場合に比べて大きく減少させている原因であると考えている。SIMS 分析で MnIr/CoCr 界面での Mn 量が少なくなった点と、 H_{ex} の経時変化が見られなかった点から、基板加熱 100°C では Mn の拡散量が多く、MnIr/CoCr 界面において Mn が不足している状態であり、界面の MnIr の組成を変化させる Mn が残っていなかったことを示唆している。

作製直後の試料と作製から時間が経過して H_{ex} が飽和している試料の SIMS 分析結果の比較では MnIr/CoCr 界面での Mn^{+} の傾きに違いが見られず、時間が経過した試料は作製直後の試料に対して SIMS で確認できるほど広い深さ範囲での Mn の拡散がないことが確認できた。経過時間の違いからは、SIMS 分析結果に期待した Mn の拡散は見られなかった。室温での Mn の拡散に関しては、Fig. 5 で述べたように MnIr/CoCr 界面での微小な拡散であると考えた。本研究で作製した交換結合膜は MnIr/CoCr 界面において、粒子間に隙間が多い状態であると考えられる。このような

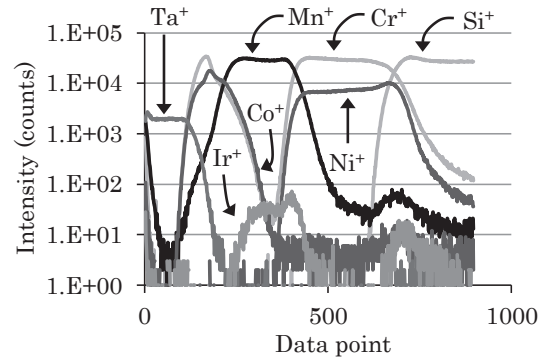


Fig. 9 TOF-SIMS profile of exchange coupled film without substrate heating.

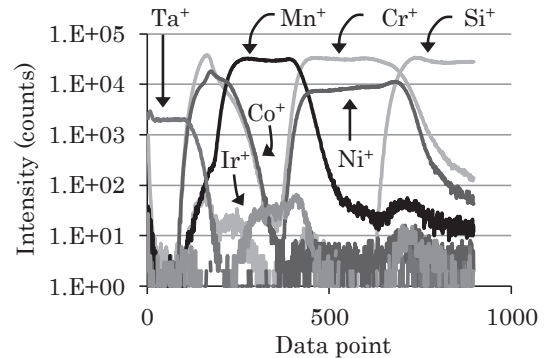


Fig. 10 TOF-SIMS profile of exchange coupled film with substrate heating of 100 °C.

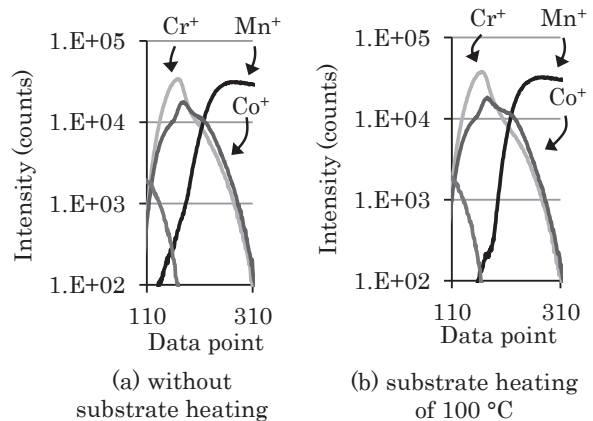


Fig. 11 Enlarged view of TOF-SIMS profile.

状態において、交換結合界面の接点に Mn が析出もしくは移動すると、 H_{ex} を劇的に変化させることが予想できる。SIMS の測定は深さ方向の平均的な原子プロファイルを測定しているため、提案したモデルのような界面近傍の Mn の微小な移動を捉えることができなかったと考えている。

3.4 室温・大気中での磁界印加が H_{ex} 増加現象に与える影響

室温・大気中での磁界印加が H_{ex} に与える影響を調べるために、基本構成で作製した膜に室温・大気中で約 120 Oe の磁界印加を行った。なお、膜作製は H_{ex} が最大であった

基板加熱なしの条件で行った。磁界印加を行った試料は面内方向に -90° から 90° の範囲で磁化曲線を測り、これから H_{ex} の角度依存性を求めた。試料作製中の磁界印加方向を 0° の位置とした。比較のため、Fig. 12に作製後の磁界印加を行わない場合の H_{ex} の角度依存性を示す。Fig. 12から、作製時の磁界印加方向である 0° 付近の方向に H_{ex} が生じており、 90° の方向に近づくほど H_{ex} が減少していくことがわかる。その結果、縦軸を中心とするような円状の分布が観測され、時間経過と共に円状分布が増大した。厳密には、縦軸は円の中心ではなく、 -10° の線が中心線であるが、この原因については不明である。

次に、作製時の磁界印加方向と同方向に磁界を印加した試料の H_{ex} の角度依存性を Fig. 13 に示す。 H_{ex} の増加は Fig. 12 と同じように円状の分布をとっているが、増加量は異なる結果となった。 0° の点で比較すると、磁界印加なしの試料では作製直後から1日後にかけて約5 Oe 増加しているのに対して、作製中と同方向に磁界を印加した試料では約12 Oe 増加している。他の角度においても磁界を印加した試料は H_{ex} が大きく増加する傾向があり、室温・大気中の磁界の印加のみで H_{ex} が大きく増加することが確認できた。このことから、 H_{ex} の増加現象には磁界が関係していると考えられ、作製後に磁界を印加していない基本構成試料(Fig. 12)でも H_{ex} が増加するのはCoCr強磁性層の自発磁化によるものではないかと考えている。

最後に、作製時の磁界印加方向とは逆方向に磁界を印加した試料の H_{ex} の角度依存性を Fig. 14 に示す。逆方向に磁界を印加した試料は磁界印加なし、同方向磁界印加ありの H_{ex} の分布とは異なり、磁界の印加方向に応じて初期とは逆方向に H_{ex} が変化する分布となった。全ての角度で H_{ex} を減少させ、逆方向の H_{ex} を増加させる方向に変化しているのがわかる。これらの結果から、本研究で作製した交換結合膜は外部磁界に対して敏感で、容易に磁化状態が変化するほど、薄膜を形成しているMnIr多結晶粒子の大きさが小さいことを示唆している。このため、粒子一つの持つ異方性エネルギーが小さくなり、外部磁界や自発磁化に対して、交換結合に関わるスピンの向きが変化しやすい状態であると考えている。

H_{ex} が経時変化する際に、試料の結晶構造にも経時変化が生じているかを確認するためにXRDによる測定を行った。本研究で使用した基本構成試料の結晶構造を作製直後から1日毎に測定した結果を Fig. 15 に示す。MnIrのピークがあまり大きく観測されていないことから、Fig. 10で述べたように粒子の向きが揃わずに隙間が多くなっていることが予想できる。作製直後から2日後までの全てのXRDパターンでMnIr(111)とNiCr(111)のピークが確認できるが、日数の経過による変化は確認できなかった。 H_{ex} が増加しても回折ピークの強度・位置が変化せず、結晶構造の変化がないことから、 H_{ex} 変化の原因は、CoCr強磁性層の自発磁化であり、MnIrの磁氣的構造を自発磁化の方向に変化させることによって、 H_{ex} の経時変化や H_{ex} の角度依存

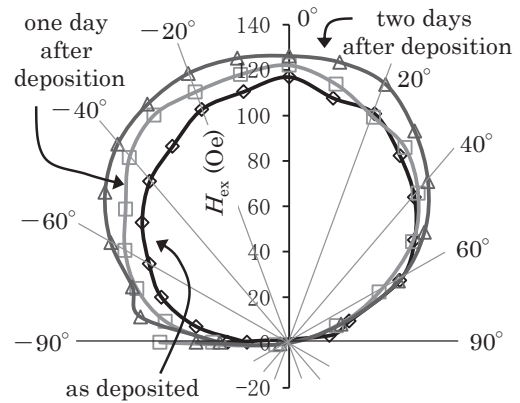


Fig. 12 Time dependence of H_{ex} angle dependence without applied field.

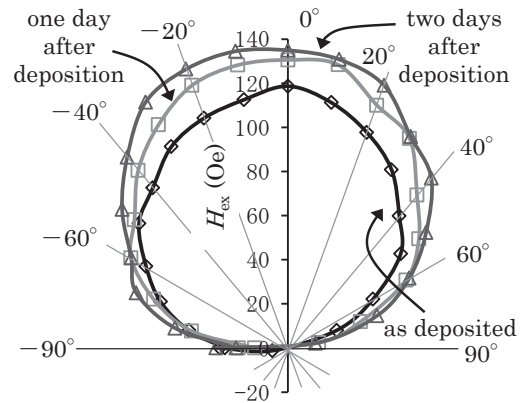


Fig. 13 Time dependence of H_{ex} angle dependence in the case of applied field in the same direction as that applied during deposition.

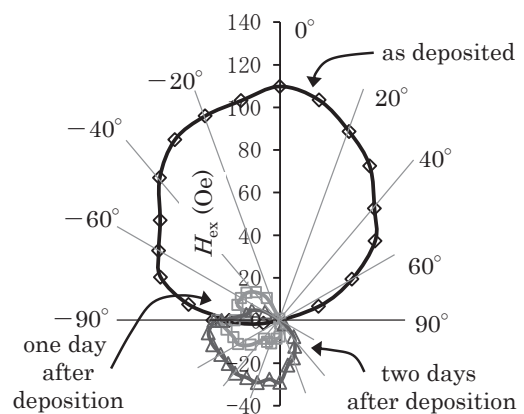


Fig. 14 Time dependence of H_{ex} angle dependence in the case of applied field in the opposite direction to that applied during deposition.

性の経時変化が生じていると考えられる。また、Fig.12～14の試料は基板加熱を行っていない試料であるため、作製直後の時点で交換結合界面における Mn の量が H_{ex} に対して最適な組成よりも多い状態であり、Fig.5 のように MnIr/CoCr 界面の過剰な Mn が CoCr 側へ拡散し、界面の MnIr が最適組成へ近づいていくと考えている。3.2 節で述べたが、MnIr 合金で反強磁性を発現するのは $Mn_3Ir(111)$ 面における Mn 原子のスピンの 120° ずつ異なる 3 方向に向く時である。Fig. 16 に $Mn_3Ir(111)$ 面のスピン配列を示す。Ir を黒丸、Mn を白丸とした。Fig. 12～14 の試料は作製直後の時点で界面における Mn が多いため、Fig. 16 のような最適な構造に余分な Mn のスピンの加わっている状態あると考えられる。そのため、理想的な反強磁性が得られていないと考えられる。その後、室温の熱や印加磁界、もしくは CoCr 強磁性層の自発磁化によって Mn の組成が理想に近づき、Fig. 16 のような反強磁性配列に変化し、 H_{ex} が変化すると考えている。また、上述のように、本研究で作製した試料の MnIr 結晶粒は、各実験データから非常に小さいことが予想され、結晶粒の反強磁性の異方性エネルギーが小さくなっていると思われる。その結果、磁界の印加方向に応じて Fig. 16 の Mn のスピンと強磁性層のスピンの結合する方向が変化し、 H_{ex} の角度依存性が変化していると考えている。

4. まとめ

交換結合膜を室温で放置すると H_{ex} が時間の経過と共に増加した。保護膜として Ta を使用した試料と Pt を使用した試料、保護膜を製膜しない試料を作製した。しかし、保護膜の材料、厚さ、有無に関わらず H_{ex} の経時変化が見られたため、 H_{ex} 増加現象の原因が試料の酸化によるものではないといえる。

試料作製中の基板加熱により H_{ex} は大きく低下した。基板温度 50°C の試料では時間経過に伴って成膜後の H_{ex} の増加が見られたが基板温度 100°C の試料では見られなかった。TOF-SIMS による分析では、作製直後の試料と H_{ex} が飽和した試料、基板加熱 100°C の試料を比較したが、基板加熱 100°C の試料のみ MnIr/CoCr 界面の Mn が減少するという違いが見られた。これらの結果から、交換結合界面近傍での結晶粒表面への Mn 拡散モデルを仮定し、 H_{ex} の増加現象のメカニズムが説明できることを示した。

室温・大気中での磁界印加では、 H_{ex} の角度依存性の分布が磁界の印加方向に応じて変化した。本研究の基本構成とした交換結合膜試料は H_{ex} が増加しても XRD の結晶構造の変化は見られず、MnIr/CoCr 界面の磁気的な構造の変化によって H_{ex} の経時変化が引き起こされていると考えられる。本研究で得られたデータと、考案したモデルは、MnIr の粒子の大きさが非常に小さいと仮定すると説明できる。

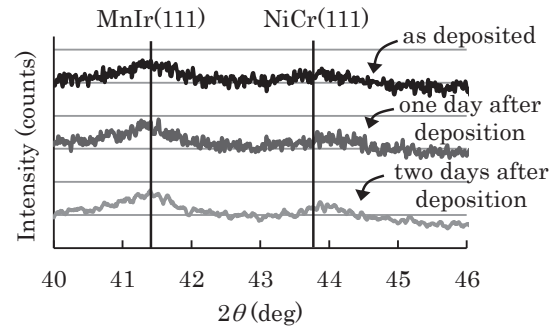


Fig. 15 XRD pattern of the standard sample.

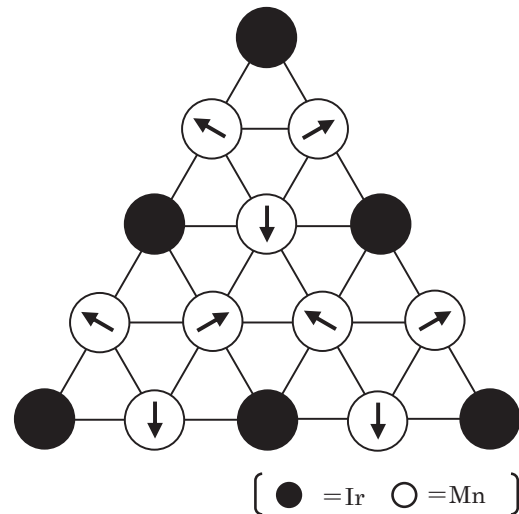


Fig. 16 Spin arrangement of $Mn_3Ir(111)$ plane.

謝辞 本研究の TOF-SIMS による分析にあたり、東北大学多元物質科学研究所無機材料部門ナノスケール磁気デバイス分野の北上修教授、東北大学多元物質科学研究所技術室の宍戸理恵氏に分析を行っていただいた。ここに謝意を表します。

References

- 1) D. Paccard, C. Schlenker, O. Massenet, R. Montmory and A. Yelon: *Phys. Status Solidi*, **16**, 301-311(1966).
- 2) K. Zhang, T. Zhao and H. Fujiwara: *J. Appl. Phys.*, **89**, 6910-6912(2001).
- 3) Ch. Binek, S. Polisetty, Xi He and A. Berger: *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 067201(2006).
- 4) I. Tomeno, H. N. Fuke, H. Iwasaki, M. Sahashi and Y. Tsunoda: *J. Appl. Phys.*, **86**, 3853(1999).
- 5) K. Hoshino, R. Nakatani, H. Hoshiya, Y. Sugita and S. Tsunashima: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**, 607-612(1996).

2016年10月11日受理, 2016年12月2日再受理, 2017年1月10日採録

Size dependence of magnetic properties for $L1_0$ -MnGa circular dots

H. Makuta, Y. Takahashi, T. Shima, and M. Doi

Graduate School of Engineering, Tohoku Gakuin University, 1-13-1 Chuo, Tagajo-shi, Miyagi 985-8537, Japan

$L1_0$ -MnGa circular dot arrays have been microfabricated from continuous films. The thin films were prepared using an alternate deposition method with a magnetron sputtering system. Improvement of degree of long-range order (S) and saturation magnetization (M_s), for the $L1_0$ -MnGa thin film was confirmed when repetition number (n) was increased to 10. The thin film with $n = 10$ exhibited $M_s = 439$ kA/m and $K_u = 1.1$ MJ/m³. The film with $n = 10$ was microfabricated into circular dot arrays by electron beam (EB) lithography and Ar ion milling. The critical single-domain size was determined to be 140 nm ϕ by observation of magnetic domain using a magnetic force microscope, and the exchange stiffness constant ($A_{\text{const.}}$) was then estimated to be 1.1×10^{-11} J/m from the critical single-domain size.

Keywords: $L1_0$ -MnGa thin film, circular dot arrays, microfabrication, critical single-domain size, exchange stiffness constant

1. Introduction

$L1_0$ -MnGa alloy attracts much attention as one of material exhibiting high uniaxial crystalline magnet anisotropy without including rare earth elements or noble metals. The $L1_0$ structure is corresponding to γ_1 and γ_2 -phase in the Mn-Ga binary phase diagram¹⁾, it is thermodynamically stable in range of approximately 64 ~ 67 (γ_1 -phase) and 58 ~ 61 (γ_2 -phase) at. % Mn. In thin film case, saturation magnetization $M_s \approx 600$ kA/m and uniaxial magnetic anisotropy $K_u \approx 1.5 \times 10^6$ J/m³ have been reported in Mn₅₄Ga₄₆ (at. %) sputtered thin film²⁾. Such high K_u of $L1_0$ -MnGa above 1 MJ/m³ is satisfying requirement to maintain the magnetization direction even in a nanoscale magnet. Therefore, a lot of studies about the $L1_0$ -MnGa and the application such as the thin films on various substrates³⁻⁶⁾, microparticles with nanocrystal⁷⁾, spintronics devices⁸⁻⁹⁾, and a bit patterned media¹⁰⁾ have been performed. However, there are few reports about magnetic properties for the $L1_0$ -MnGa in nanoscale. Understanding of nanoscale magnetic properties should be required for the design guidelines for the various applications.

In this study, $L1_0$ -MnGa circular dot arrays have been microfabricated from the thin films. A relation between the magnetic properties and the diameter of the dots has also been investigated. The critical single-domain size was determined by observation of magnetic domain using a magnetic force microscope; exchange stiffness constant ($A_{\text{const.}}$) was then estimated from the critical single-domain size.

2. Experimental procedure

The $L1_0$ -MnGa thin films were prepared by alternate deposition method with radio-frequency magnetron sputtering system. Base pressure of the deposition chamber was less than 1×10^{-5} Pa. [Mn/MnGa] $_n$ (n : repetition number) multilayers were deposited on a Cr

(5 nm) buffered MgO (001) single crystal substrate. The stacks were then capped by a Cr layer (10 nm). n was varied as followed: $n = 5, 10,$ and 15 , whereas total thickness of the [Mn/MnGa] $_n$ multilayer was fixed at 20 nm. The Cr buffer layer was deposited at room temperature (R.T.), and annealed at 700°C for 30 min. The [Mn/MnGa] $_n$ multilayers were deposited at 100°C by using a Mn and Mn₄₀Ga₆₀ alloy target for the Mn and MnGa layer respectively, and then post-annealing were applied at 400°C for 60 min to promote crystallization $L1_0$ ordering of the [Mn/MnGa] $_n$ multilayers. Composition of the $L1_0$ -MnGa film can be controlled by change of thickness ratio for the Mn and MnGa layer in the multilayer. The composition was fixed at Mn₅₈Ga₄₂ (at. %), in this case thicknesses of the Mn and MnGa layer were approximately [Mn (0.97 nm)/MnGa (3.0 nm)]₅, [Mn (0.49 nm)/MnGa (1.5 nm)]₁₀, and [Mn (0.32 nm)/MnGa (1.0 nm)]₁₅. The $L1_0$ -MnGa dots were microfabricated from the continuous films through the use of electron beam (EB) lithography with a negative-type EB resist and Ar ion milling. After the milling process, the dots were capped by an Au layer (5 nm) without exposure to atmosphere to protect side of the dots from oxidation. Diameter of the dot (D) was reduced from 1000 nm ϕ to 140 nm ϕ . The crystalline structures of the thin films were identified by 2θ - θ scans of x-ray diffraction (XRD) with Cu-K α radiation. The magnetic properties for the films were measured with a super conducting quantum interference device (SQUID) magnetometer. The shapes of the dots were observed using an atomic force microscope (AFM). The magnetic properties for the dots were characterized using the magneto-optical Kerr effect (μ -MOKE) measurement system with the polar configuration. Magnetic domain structures were observed using a magnetic force microscope (MFM). All the measurements were performed at R.T..

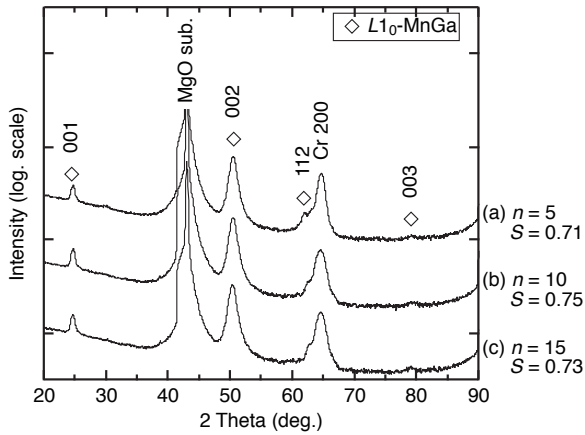


Fig. 1 XRD patterns for $L1_0$ -MnGa thin films with repetition number (n) = (a) 5, (b) 10, and (c) 15.

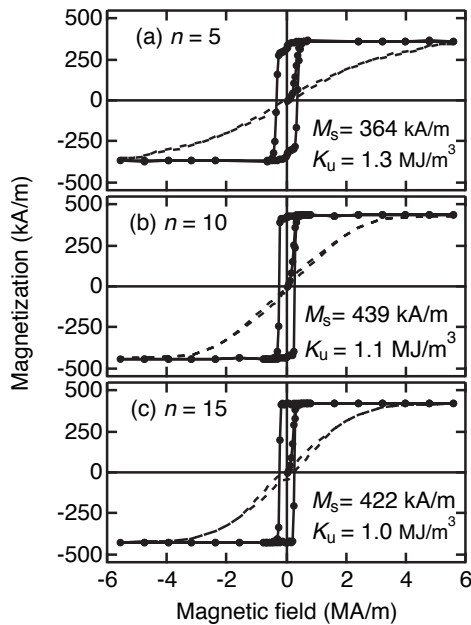


Fig. 2 Magnetization curves for $L1_0$ -MnGa thin films with repetition number (n) = (a) 5, (b) 10, and (c) 15. Solid circles and dashed lines denote out-of-plane and in-plane curves respectively.

3. Results and discussion

First, in order to find optimum n of the $[Mn/MnGa]_n$ multilayer, investigate the effect of n on crystalline structure and magnetic properties for the thin film. Fig. 1 shows XRD patterns for the $L1_0$ -MnGa films with $n = 5$ (a), 10 (b), and 15 (c). Fundamental (002) peaks and superlattice (001), (003) peaks of $L1_0$ -MnGa were observed in $n = 5 \sim 15$. It indicating that the $L1_0$ -MnGa films were successfully obtained from the $[Mn/MnGa]_n$ multilayer after post-annealing. A (112) peak was also clearly observed in $n = 5$. It implies incomplete orientation along [001] direction (i.e., easy axis of

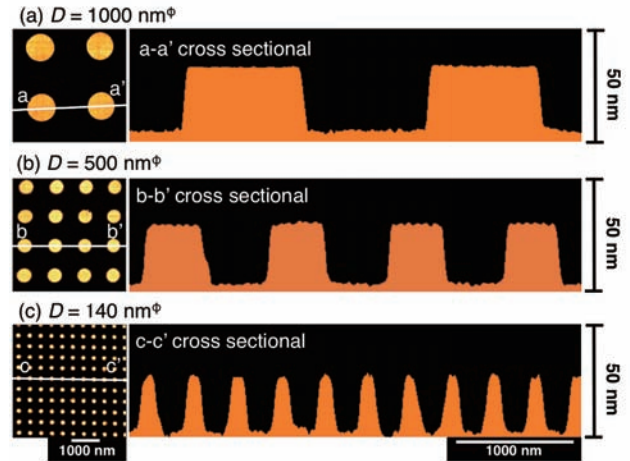


Fig. 3 AFM plane view and cross-sectional images for $L1_0$ -MnGa dots with $D =$ (a) 1000 nm $^\phi$, (b) 500 nm $^\phi$, and (c) 140 nm $^\phi$.

magnetization) of the MnGa layer. In case of $n = 10$ and 15, the (112) peak intensity was reduced compared to the film with $n = 5$, indicating improve of [001] orientation of the MnGa layer with n increase. The degree of long-range order (S) was estimated from following Eq. (1):

$$S = \sqrt{[I_{(001)}/I_{(002)}]_{\text{meas.}}}/\sqrt{[I_{(001)}/I_{(002)}]_{\text{calc.}}}, \quad (1)$$

where $I_{(001)}$ and $I_{(002)}$ are integrated intensity of (001) and (002) peaks and $[I_{(001)}/I_{(002)}]_{\text{meas.}}$ and $[I_{(001)}/I_{(002)}]_{\text{calc.}}$ are the measured and calculated peak intensity ratio, respectively. When n was increased to 10 from 5, S was slightly increased to 0.75 from 0.71. It can be interpreted as a result that increase of interfaces between the Mn and MnGa layers in the multilayer allowed easy crystallization and $L1_0$ ordering.

Fig. 2 shows magnetization curves for the $L1_0$ -MnGa films with $n = 5$ (a), 10 (b), and 15 (c). Solid circles and dashed lines denote the out-of-plane and in-plane curves respectively. K_u was estimated from estimated Eq. (2):

$$K_u = \mu_0 M_s \times H_k/2 + \mu_0 M_s^2/2, \quad (2)$$

where μ_0 is space permeability, and H_k is anisotropy field. $\mu_0 M_s^2/2$ is correction of the demagnetizing energy. H_k of the films were estimated to be 5.2 MA/m for $n = 5$, 3.5 MA/m for $n = 10$ and 15. M_s was increased to $M_s = 439$ kA/m from 364 kA/m, K_u was decreased to 1.1 MJ/m 3 from 1.3 MJ/m 3 when n was increased to 10 from 5. In case of $n = 15$, remarkable changes in M_s and K_u were not observed.

The $L1_0$ -MnGa film of $n = 10$ with maximum S and M_s was microfabricated into the $L1_0$ -MnGa circular dot arrays. Fig. 3 shows representative AFM plane view and cross-sectional images for the $L1_0$ -MnGa dots with $D = 1000$ nm $^\phi$ (a), 500 nm $^\phi$ (b), and 140 nm $^\phi$ (c). The dots with well-defined circular shapes were observed for each D in the AFM images.

Fig. 4 shows MOKE curves for the as-deposited $L1_0$ -MnGa continuous film (a) and the as-patterned dots with $D = 1000$ nm $^\phi$ (b), 700 nm $^\phi$ (c), 500 nm $^\phi$ (d), 300 nm $^\phi$

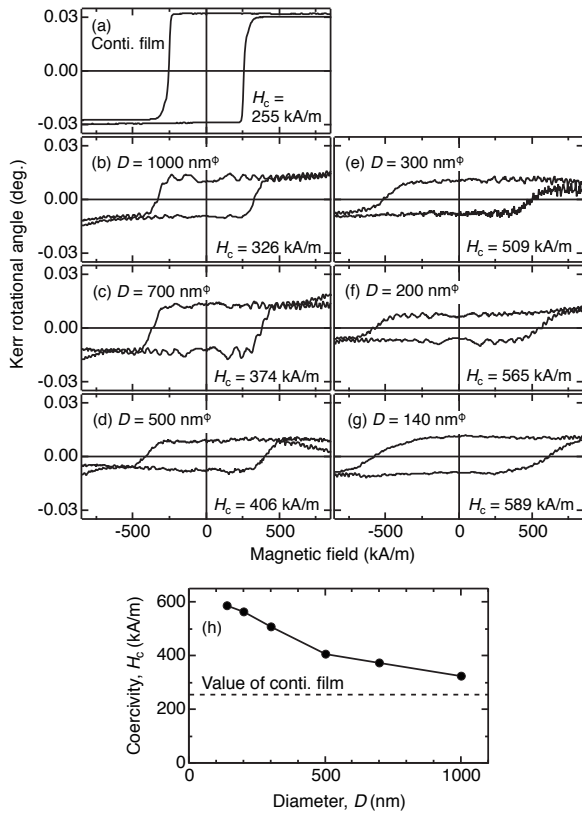


Fig. 4 MOKE curves for $L1_0$ -MnGa (a) continuous film and dots with $D =$ (b) 1000 nm^ϕ , (c) 700 nm^ϕ , (d) 500 nm^ϕ , (e) 300 nm^ϕ , (f) 200 nm^ϕ , and (g) 140 nm^ϕ . (h) Coercivity (H_c) as a function of diameter (D) for the dots.

(e), 200 nm^ϕ (f), and 140 nm^ϕ (g); coercivity (H_c) as a function of D for the dots is shown in (h). When the continuous film with $H_c = 255 \text{ kA/m}$ was microfabricated into the dots with $D = 1000 \text{ nm}^\phi$, it exhibits $H_c = 326 \text{ kA/m}$. H_c was more increased with decrease of D , $H_c = 589 \text{ kA/m}$ was confirmed in $D = 140 \text{ nm}^\phi$.

In order to determine the critical single-domain size of the $L1_0$ -MnGa thin film, observation of the magnetic domain by using a MFM was carried out. Fig. 5 shows MFM images of the as-deposited $L1_0$ -MnGa continuous film (a) and the as-patterned dots which were magnetically initial state with $D = 1000 \text{ nm}^\phi$ (b), 500 nm^ϕ (c), 200 nm^ϕ (d), and 140 nm^ϕ (e). The bright and dark contrast denotes the upward and downward magnetization state respectively. Multiple-domain structure was observed for the continuous film and the dots with $D = 300 \text{ nm}^\phi$ whereas few dots with single-domain structure was observed among the dots with double-domain structure in $D = 200 \text{ nm}^\phi$. When D was decreased to 140 nm^ϕ , single-domain structure was observed for most of the dots. It suggests that critical single-domain size of the $L1_0$ -MnGa dot is $D = 140 \text{ nm}^\phi$.

$A_{\text{const.}}$ of the $L1_0$ -MnGa dot was estimated using the critical single-domain size. Here, domain wall energy and magnetostatic energy in a dot with critical diameter

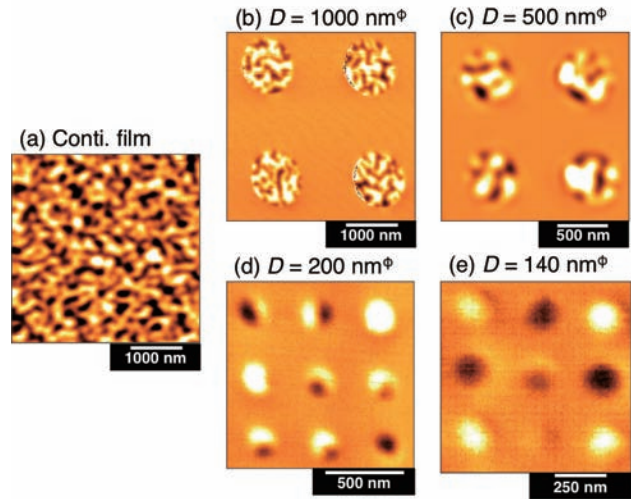


Fig. 5 MFM images of $L1_0$ -MnGa (a) continuous film and dots with $D =$ (b) 1000 nm^ϕ , (c) 500 nm^ϕ , (d) 200 nm^ϕ , and (e) 140 nm^ϕ in initial state. Bright and dark contrast denotes the upward and downward magnetization state, respectively.

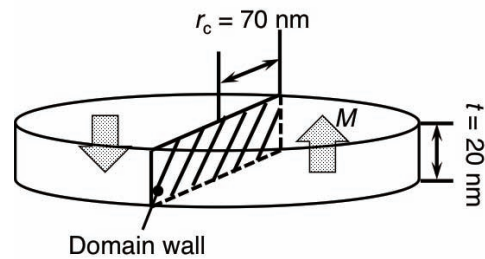


Fig. 6 Schematic illustration of a circular dot with double-domain structure.

is discussed. Fig. 6 is a schematic illustration of a circular dot with double-domain structure. Domain wall energy of the dot (γ) is given by

$$\gamma = 2r_c t \sqrt{A_{\text{const.}} K_u}, \quad (3)$$

where r_c is the critical single-domain radius and t is thickness of the dot. On the other hand, if the dot has single-domain structure, magnetostatic energy of the dot (U_m) is given by

$$U_m = \mu_0 N \pi r_c^2 t M_s^2 / 2, \quad (4)$$

where N is demagnetizing factor of the out-of-plane direction. In the critical case,

$$\gamma = U_m. \quad (5)$$

Therefore, the following Eq. (6) is satisfied:

$$2r_c t \sqrt{A_{\text{const.}} K_u} = \mu_0 N \pi r_c^2 t M_s^2 / 2. \quad (6)$$

From Eq. (6), $A_{\text{const.}}$ is described as

$$A_{\text{const.}} = r_c^2 N^2 \mu_0^2 M_s^4 / 16 K_u. \quad (7)$$

Using the $r_c = 70 \text{ nm}$, $N = 0.81$, $M_s = 439 \text{ kA/m}$, and $K_u = 1.1 \text{ MJ/m}^3$, $A_{\text{const.}}$ is estimated to be $1.1 \times 10^{-11} \text{ J/m}$. Magnetic properties for the representative ferromagnetic materials including the $L1_0$ -MnGa is summarized in Table 1. The $A_{\text{const.}}$ of the $L1_0$ -MnGa is comparable to that of the other listed materials.

Table 1 Magnetic properties for the representative ferromagnetic materials.

Material	$\mu_0 M_s$ (T)	K_u (J/m ³)	$2r_c$ (nm)	$A_{\text{const.}}$ (J/m)	Ref.
Fe	2.15	$\approx 4.2 \times 10^4$	12	2.0×10^{-11}	11)
Co	1.80	$\approx 5.3 \times 10^5$	70	1.3×10^{-11}	11)
$L1_0$ -FePt	1.45	$\approx 6.6 \times 10^6$	340	1.6×10^{-11}	12) - 14)
Nd-Fe-B	1.60	$\approx 4.5 \times 10^6$	210	0.8×10^{-11}	15)
$L1_0$ -MnGa	0.55	$\approx 1.1 \times 10^6$	140	1.1×10^{-11}	—

As presented above, H_c , critical single-domain size, and $A_{\text{const.}}$ of the $L1_0$ -MnGa dots were demonstrated. However, it must be noted that the dots were as-patterned; consequently, deterioration of the magnetic properties due to the damage of the dots during the milling process must be considered. Post-annealing of the dots and investigation of magnetic properties for the dots are should be required.

4. Summary

In this study, $L1_0$ -MnGa circular dot arrays have been microfabricated from the thin films. A relation between the magnetic properties and the diameter of the dots has also been investigated. The $L1_0$ -MnGa thin films were prepared by alternate deposition method. Improvement of S , and M_s for the $L1_0$ -MnGa thin film was confirmed when n of the $[\text{Mn}/\text{MnGa}]_n$ multilayer before post-annealing was increased to 10 from 5. The film with $n = 10$ exhibits $M_s = 439$ kA/m and $K_u = 1.1$ MJ/m³. The film with $n = 10$ was microfabricated into the circular dot arrays. The critical single-domain size was determined to be 140 nm^φ by observation of magnetic domain using a magnetic force microscope, and $A_{\text{const.}}$ was then estimated to be 1.1×10^{-11} J/m from the critical single-domain size.

Acknowledgments

This study was performed at the Hi-tech Research Center of Tohoku Gakuin University, and supported by “Collaborative Research Based on Industrial Demand” program from Japan Science and Technology Agency.

References

- 1) K. Minakuchi, R. Y. Uematsu, K. Ishida, and, R. Kainuma: *J. Alloy. Compod.*, **537**, 332 (2012).
- 2) S. Mizukami, T. Kubota, F. Wu, X. Zhang, and T. Miyazaki: *Phys. Rev. B*, **85**, 014416 (2012).
- 3) K. Wang, A. Chinchore, W. Lin, D. C. Ingram, A. R. Smith, A. J. Hauser, and F. Yang: *J. Cryst. Growth*, **311**, 2265 (2009).
- 4) W. Feng, D. V. Thiet, D. D. Dung, Y. Shin, and S. Cho: *J. Appl. Phys.*, **108**, 113903 (2010).
- 5) C. L. Zha, R. K. Dumas, J. W. Lau, S. M. Mohseni, S. R. Sani, I. V. Golosovsky, A. F. Monsen, J. Nogues, and J. Akerman: *J. Appl. Phys.*, **110**, 093902 (2011).
- 6) K. Wang, E. Lu, J. W. Knepper, F. Yang, and A. R. Smith: *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 162507 (2011).
- 7) B. Z. Cui, M. Marinescu, and J. F. Liu: *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 3322 (2013).
- 8) Q. L. Ma, T. Kubota, S. Mizukami, X. M. Zhang, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando, and T. Miyazaki: *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 032402 (2012).
- 9) Q. L. Ma, S. Mizukami, T. Kubota, X. M. Zhang, Y. Ando, and T. Miyazaki: *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 157202 (2014).
- 10) D. Oshima, T. Kato, S. Iwata, and S. Tsunashima: *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 3608 (2013).
- 11) Y. Iwama: *Jiki Kougaku Kouza 3 Koshitsu Jisei Zairyo* (in Japanese), p. 18 - 20 (Maruzen, Tokyo, 1976).
- 12) O. A. Ovanov, L. V. Solima, V. A. Demashina, and L. M. Magat: *Phys. Met. Metallogr.*, **35**, 81 (1973).
- 13) T. Klemmer, D. Hoydick, H. Okumura, B. Zhang, and W. A. Soffa: *Scr. Metall. et Materi.*, **33**, 1793 (1995).
- 14) D. Hinzke, N. Kazantseva, U. Nowak, O. N. Mryasov, P. Asselin, and R. W. Chantrell: *Phys. Rev. B*, **77**, 094407 (2008).
- 15) K. Hono, S. Hirosawa: *Progress of Fundamentals and Developments of Novel Nd-Fe-based Permanent Magnets Free from Dy*, p. 18, 239 (CMC Shuppan, Tokyo, 2015).

Received Oct. 11, 2016; Accepted Dec. 13, 2016

Fabrication and magnetic properties of $L1_0$ -MnGa highly oriented thin films

Y. Takahashi, H. Makuta, T. Shima and M. Doi

Graduate School of Engineering, Tohoku Gakuin University, Tagajo 980-8573, Japan

$L1_0$ -Mn-Ga highly oriented thin films were prepared on MgO (100) single crystalline substrates with a Cr buffer layer using an ultra-high-vacuum electron beam vapor deposition system. All growths are monitored in real-time using reflection high-energy electron diffraction (RHEED). The RHEED pattern shows clear oriented growth. In addition, XRD patterns for a fundamental (002) peak and (001) and (003) superlattice peaks were clearly observed. Large magnetic anisotropy (K_u) of 10.5 Merg/cm³ and saturation magnetization (M_s) of 470 emu/cm³ were observed for $L1_0$ -Mn-Ga film (100 nm) at $T_s = 300$ °C. When the thickness of $L1_0$ -Mn-Ga decreased from 100nm to 5nm, K_u (= 6.01 Merg/cm³), M_s (= 302 emu/cm³) and R_a (= 1.45 nm) were decreased, respectively.

Keywords: $L1_0$ -Mn-Ga, magnetic anisotropy, saturation magnetization, electron beam evaporation method, thin film

1. Introduction

Mn-Ga alloy thin film is known to exhibit a saturation magnetization; $M_s \sim 200$ -600 emu/cm³ [1, 2, 5], a high magnetic anisotropy; $K_u \sim 10$ -23.5 Merg/cm³ [1], a high spin polarization; $P \sim 88$ % (it was theoretically predicted to be a half-metallic-like ferrimagnet) [3] and 58 % experimentally [4], and a low Gilbert damping constant; $\alpha \sim 0.008$ -0.015 [1]. It has been attractive attention as a new material for spin electronics device [5-12]. Recently, thin films of ordered Mn-Ga alloy is one of the most intensively studied materials for a magnetic tunnel junction (MTJ) for the super gigabit (Gbit) class magnetic random access memory operated by spin transfer torque (STT-MRAM) [14-20]. The primary issue to be addressed in MRAM applications is to reduce the critical current (I_c) required for STT-induced magnetization switching. Therefore, MTJ films should have a low $M_s \sim 100$ emu/cm³, a low $\alpha \leq 0.01$, a high $K_u \geq 10$ Merg/cm³, and a high $P \geq 70$ %, Mn-Ga alloy thin film is very attractive to satisfy these required properties [13]. In addition, the thickness of the magnetic free layer in such STT device is required to be below 5nm in general [10]. At the moment, little has been reported on $L1_0$ -MnGa thin film having a high perpendicular magnetic anisotropy (PMA) oriented perpendicular to the substrate by using an ultra high vacuum electron beam (UHV-EB) vapor deposition system.

In this paper, $L1_0$ -MnGa highly oriented thin films have been fabricated by using an UHV-EB vapor deposition system and their magnetic properties were investigated.

2. Experimental procedure

Prior to film deposition, Mn_{1.0}Ga target alloys were prepared from high purity manganese (99.999 %) and gallium (99.9999 %) by arc melting method in argon atmosphere. The base pressure of arc melting was less

than 10⁻³ Pa. Mn-Ga thin films were prepared on MgO (100) single crystalline substrates with a Cr buffer layer using an ultra-high-vacuum electron beam evaporation system with a base pressure below 8.9×10⁻⁷ Pa. The stacking structure of sample was follows: MgO (100) substrate/ Cr (5 nm)/ Mn-Ga (100-5 nm)/ Cr (10 nm). The substrate was heated to $T_a = 300$ °C during deposition and annealed at 300 °C (3 h) for improve the quality of crystal. The compositions of the films were determined by an energy dispersive X-ray spectroscopy (EDX) and $X = 77.8$ (1st depo.), 71.5 (2nd depo.), 62.0 (3rd depo.), 69.9 (4th depo.), 59.3 (5th depo.) and 44.6 (6th depo.) for Mn_XGa_{100-X} (at. %) are confirmed. All growths are monitored in real-time using reflection high-energy electron diffraction (RHEED). The crystal structure of the samples was characterized by X-ray diffraction (XRD) with the Cu K α radiation line

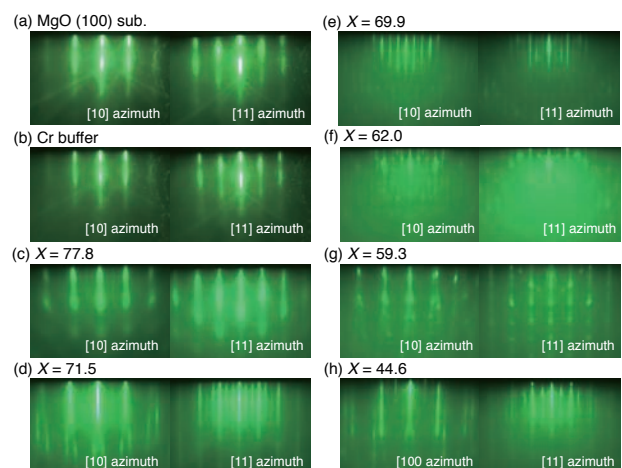


Fig. 1. RHEED patterns for the substrate, buffer and Mn_XGa_{100-X} thin films at $T_s = 300$ °C. (a) MgO (100) sub., (b) Cr buffer, (c) 77.8, (d) 71.5, (e) 69.9, (f) 62.0, (g) 59.3, (h) 44.6 with the electron beam azimuth [10] and [11] of MgO (100) substrate.

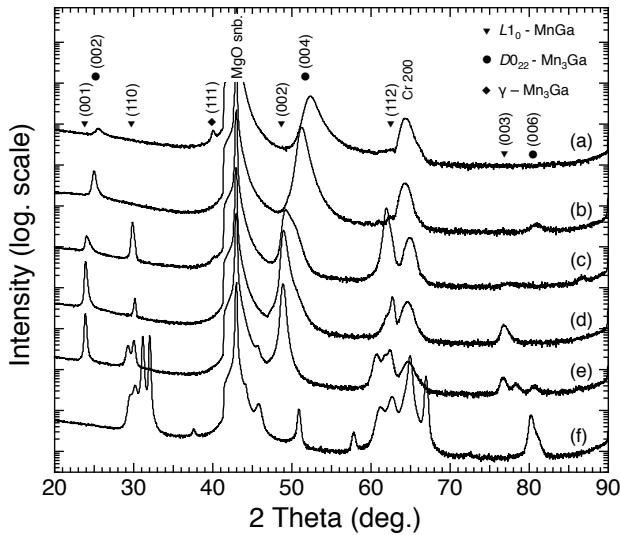


Fig. 2. XRD patterns for MnGa thin films prepared on MgO (100) substrate at $T_s = 300$ °C. The Mn content X for Mn_xGa_{100-x} films (100 nm) are (a) 77.8, (b) 71.5, (c) 69.9, (d) 62.0, (e) 59.3 and (f) 44.6 (at. %).

(wavelength equal to 0.15418 nm). The surface roughness of the film was investigated by atomic force microscopy (AFM). The magnetic properties were measured by using a superconducting quantum interference device (SQUID) magnetometer in the field up to ± 70 kOe, and M_s and K_u for each thin film were evaluated from magnetization curves.

3. Results and discussion

RHEED patterns of Cr buffer and the growth of Mn_xGa_{100-x} films (100 nm) with various Mn content prepared on MgO (100) substrate are shown in Fig.1. The Mn content was varied as follows: $X =$ (a) 77.8, (b) 71.5, (c) 69.9, (d) 62.0, (e) 59.3 and (f) 44.6 (at. %). The Mn_xGa_{100-x} films were fabricated from only $Mn_{1.0}Ga$ target alloy. The RHEED pattern shows clear oriented growth in c-plane, and the surface reconstruction structure in Mn-Ga layer was clearly observed. It should be noted that this oriented thin film exhibits a flat surface at the atomic level.

Since the composition is different by number of deposition by vapor pressure difference, Mn-Ga films were confirmed that it is a $L1_0$ structure by using XRD. XRD patterns for Mn_xGa_{100-x} films with various Mn content prepared on MgO (100) substrate are shown in Fig. 2. The Mn content was varied as follows: $X =$ (a) 77.8, (b) 71.5, (c) 69.9, (d) 62.0, (e) 59.3 and (f) 44.6 (at. %). The intense peak from Cr buffer layer and MgO substrate were clearly observed for all sample. In addition, a fundamental (002) peak, (001) and (003) superlattice peaks of the $L1_0$ -MnGa phase were clearly observed for $X = 62.0$ (at. %) (d) and $X = 59.3$ (at. %) (e). Furthermore, both fundamental (004) and superlattice (002) and (006) peaks of the DO_{22} - Mn_3Ga phase were confirmed at the $X = 71.5$ (at. %) (b). The chemical order

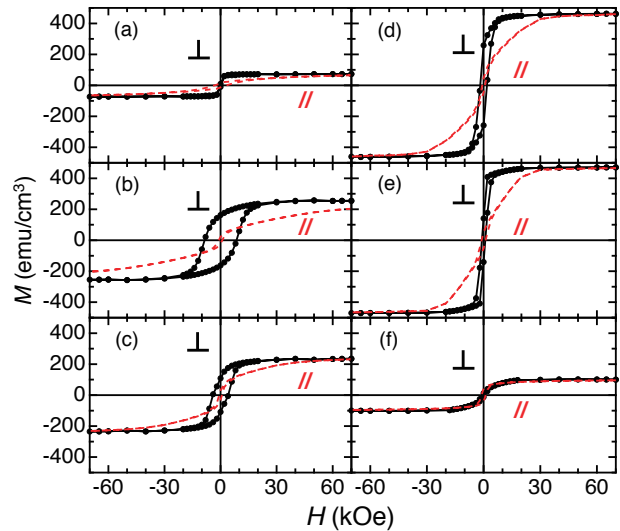


Fig. 3. Magnetization curves for MnGa thin films prepared on MgO (100) substrate at $T_s = 300$ °C. The Mn content X for Mn_xGa_{100-x} films (100 nm) are (a) 77.8, (b) 71.5, (c) 69.9, (d) 62.0, (e) 59.3 and (f) 44.6 (at. %).

parameter S of $X = 62.0$ (at. %) (d) and $X = 59.3$ (at. %) (e) were shown $S = 0.79$ and 0.86 . However, Mn-Ga thin film of $X = 59.3$ (at. %) (e) show decrease of (003) superlattice peak of the $L1_0$ -MnGa phase. Therefore, the Mn-Ga thin film of $X = 62.0$ (at. %) (d) shows best preferred orientation of $L1_0$ structure.

Magnetization curves for the Mn_xGa_{100-x} films prepared on MgO (100) substrate are shown in Fig. 3. All measurements were performed at room temperature. A magnetic field was applied perpendicular to the film plane direction for the curves indicated by \perp , and it was applied along the in-plane direction for those indicated by \parallel . Magnetization curve for $X = 71.5$ (at. %) (b) shows the curve of the case of a typical DO_{22} structure [2,12]. Moreover, Mn-Ga films of $X = 62.0$ (at. %) (d) and $X = 59.3$ (at. %) (e) had relatively high M_s and low H_c . To evaluate the PMA properties quantitatively, the K_u was

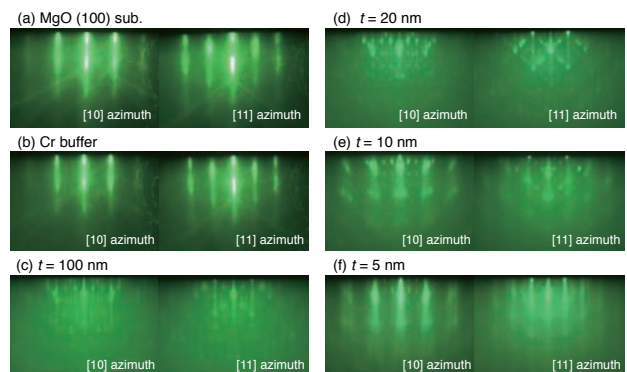


Fig. 4. RHEED patterns for the substrate, buffer and $Mn_{62.0}Ga_{38.0}$ (at %) thin films of different thickness (t_{Mn-Ga} nm) at $T_s = 300$ °C. (a) MgO (100) sub., (b) Cr buffer, (c) 100, (d)20, (e)10, (f)5 with the electron beam azimuth [10] and [11] of MgO (100) substrate.

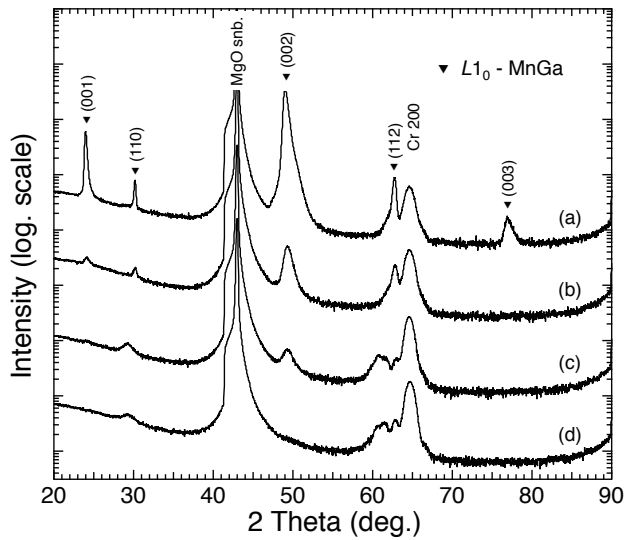


Fig. 5. XRD patterns for $\text{Mn}_{62.0}\text{Ga}_{38.0}$ (at %) thin films of different thickness ($t_{\text{Mn-Ga}}$ nm) prepared on MgO (100) substrate. $t_{\text{Mn-Ga}}$ of (a) 100, (b) 20, (c) 10 and (d) 5 at $T_s = 300^\circ\text{C}$ and $T_a = 300^\circ\text{C}$ (3 h).

estimated using the relations $K_u = M_s \times H_k^{\text{eff}} / 2 + 2\pi M_s^2$. Here, the effective anisotropy field (H_k^{eff}) was defined as the extrapolated intersection of the in-plane M - H curves with the saturation magnetization value of out-of-plane M - H curves. In Mn-Ga films of $X = 71.5$ (at. %) (b), $X = 62.0$ (at. %) (d) and $X = 59.3$ (at. %) (e), Mn-Ga films with high $K_u \geq 10$ Merg/cm³ were obtained. Highest M_s of 470 emu/cm³ and K_u of 10.5 Merg/cm³ were confirmed by epitaxial Mn-Ga film of $X = 62.0$ (at. %) (d).

RHEED patterns of Cr buffer and the growth of $\text{Mn}_{62.0}\text{Ga}_{38.0}$ (at %) films of different thickness ($t_{\text{Mn-Ga}}$ nm) on MgO (100) substrate are shown in Fig.4, $t_{\text{Mn-Ga}}$ is (c) 100, (b) 20, (c) 10 and (d) 5. The observed RHEED patterns remain somehow bright and streaky. This indicates that the films are highly crystalline and have rough surfaces except surfaces of $t_{\text{Mn-Ga}} = 5$ nm.

XRD patterns for $\text{Mn}_{62.0}\text{Ga}_{38.0}$ (at %) film of different thickness ($t_{\text{Mn-Ga}}$ nm) on MgO (100) substrate are shown in Fig.5. A fundamental peak, and superlattice peaks of the $L1_0$ -MnGa phase were clearly observed for the $t_{\text{Mn-Ga}} = 100$ nm. The $t_{\text{Mn-Ga}} = 20$ nm film shows clear $L1_0$ -MnGa (001), (002), (110) and (112) peaks (not shown (003)). The $t_{\text{Mn-Ga}} = 10$ and 5 nm films show relatively small Mn-Ga (002), (110) and (112) peaks (not shown (001)). With decreasing thickness (100-5 nm), the Mn-Ga films show shift of diffraction angle (superlattice peaks are small). In addition, the chemical order parameter S of the $t_{\text{Mn-Ga}} = 20$ nm film was shown $S = 0.57$, it shows a significant decrease in the S compared to the $t_{\text{Mn-Ga}} = 100$ nm ($S = 0.78$).

Magnetization curves for $\text{Mn}_{62.0}\text{Ga}_{38.0}$ (at %) thin films of different thickness ($t_{\text{Mn-Ga}}$ nm) prepared on MgO (100) substrate are shown in Fig. 6. All measurements were performed at room temperature. The magnetic field was

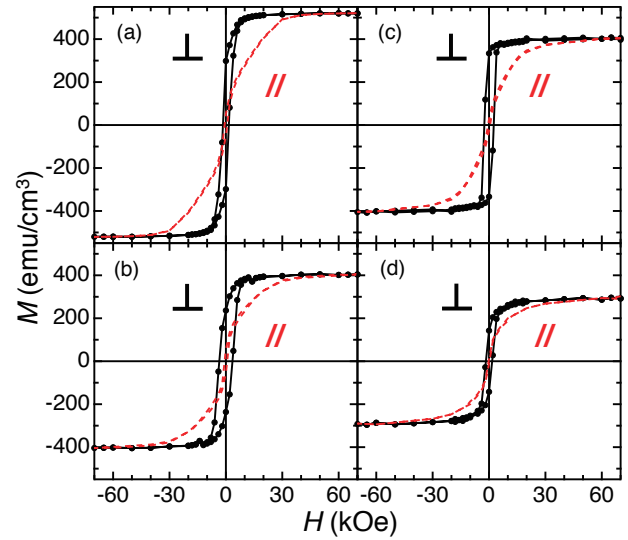


Fig. 6. Magnetization curves for $\text{Mn}_{62.0}\text{Ga}_{38.0}$ (at %) thin films of different thickness ($t_{\text{Mn-Ga}}$ nm) prepared on MgO (100) substrate. $t_{\text{Mn-Ga}}$ of (a) 100, (b) 20, (c) 10 and (d) 5 at $T_s = 300^\circ\text{C}$ and $T_a = 300^\circ\text{C}$ (3 h).

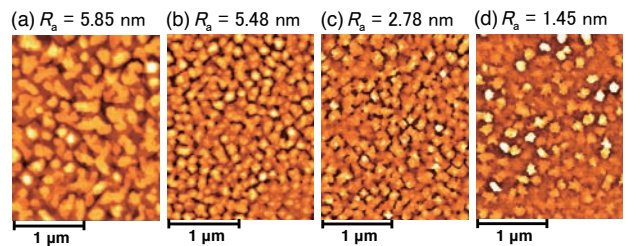


Fig. 7. AFM images for $\text{Mn}_{62.0}\text{Ga}_{38.0}$ (at %) thin films of different thickness ($t_{\text{Mn-Ga}}$ nm) prepared on MgO (100) substrate. $t_{\text{Mn-Ga}}$ of (a) 100, (b) 20, (c) 10 and (d) 5 at $T_s = 300^\circ\text{C}$ and $T_a = 300^\circ\text{C}$ (3 h).

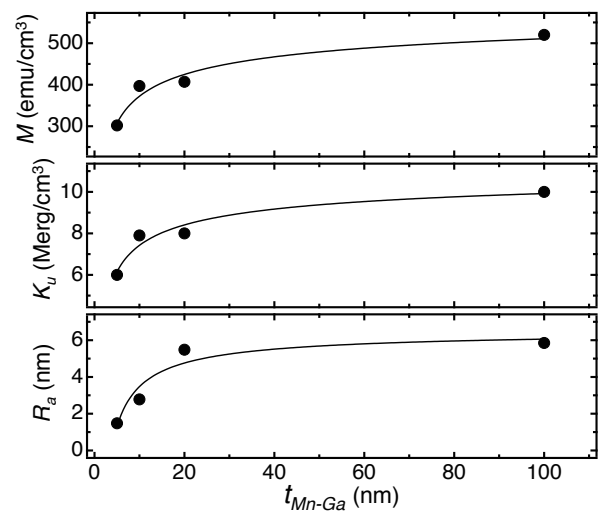


Fig. 8. M_s , K_u and R_a as function of $t_{\text{Mn-Ga}}$ (nm) for $\text{Mn}_{62.0}\text{Ga}_{38.0}$ (at %) thin films prepared on MgO (100) substrate at $T_s = 300^\circ\text{C}$, $T_a = 300^\circ\text{C}$ (3 h).

applied in the perpendicular (\perp) and in-plane (\parallel) directions to the film. The easy magnetization axis is aligned perpendicular to the film plane for all the samples. With decreasing thickness (100-5 nm), M_s (= 520-302 emu/cm³) and K_u (10.0-6.01 Merg/cm³) were decreased. It can be considered that decreasing M_s and K_u originated primary from the decreased of chemical order parameter S . Furthermore, AFM images for Mn_{62.0}Ga_{38.0} (at %) thin films of different thickness ($t_{\text{Mn-Ga}}$ nm) prepared on MgO (100) substrate are shown in Fig. 7. The average roughness (R_a) for the Mn-Ga surfaces ($t_{\text{Mn-Ga}}$ = 100, 20, 10 and 5 nm) was found to be R_a = 5.25, 4.74, 2.52 and 1.33 nm, respectively. With decreasing thickness (100-5 nm), R_a (= 5.25-1.33 nm) was decreased. The M_s , K_u and R_a as function of $t_{\text{Mn-Ga}}$ (nm) for Mn-Ga thin films are summarized in Fig.8. Considering that the growth temperature of PMA film should be as low possible for practical applications in spintronic devices, the $L1_0$ -Mn-Ga highly oriented thin film is very promising because high PMA can be obtained at relative low growth temperature at T_s = 300 °C and T_a = 300 °C in this study.

4. Summary

Mn-Ga thin films have been fabricated by using UHV-EB vapor deposition and their magnetic properties were investigated. Variation of Mn composition has been confirmed by number of deposition. The clear oriented growth of Mn-Ga films has been confirmed on MgO (001) substrate by using RHEED in real time. Large M_s of 470 emu/cm³ and K_u of 10.5 Merg/cm³ were obtained for $L1_0$ -Mn-Ga highly oriented thin film. With decreasing the thickness (100-5 nm), M_s (= 302 emu/cm³), K_u (= 6.01 Merg/cm³) and R_a (= 1.45 nm) were decreased. The $L1_0$ -Mn-Ga highly oriented thin film is considered to be promising because relative high K_u and low M_s can be obtained at relatively low growth temperature at $T_s = T_a = 300$ °C.

Acknowledgements This work was supported in part by the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology project for the “Hi-Tech Research Center Preparation Program” and performed at the Hi-tech Research Center of Tohoku Gakuin University. Part of this work was supported by “Collaborative Research Based on Industrial Demand” program from Japan Science and technology Agency.

References

- 1) S. Mizukami, T. Kubota, F. Wu, X. Zhang, T. Miyazaki, H. Naganuma, M. Oogane, A. Sakuma, and Y. Ando: *Phys. Rev. B*, **85**, 014416 (2012).
- 2) F. Wu, S. Mizukami, D. Watanabe, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando and T. Miyazaki: *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 122503 (2009).
- 3) B. Balke, G. H. Fecher, J. Winterlik and C. Felser: *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 152504 (2007).
- 4) H. Kurt, K. Rode, M. Venkatesan, P. Stamenov and J. M. D. Coey: *Phys. Rev. B*, **83**, 020405R (2011).
- 5) A. Köhler, I. Knez, D. Ebke, C. Felser and S. S. P. Parkin: *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 162406 (2013).
- 6) S. Mizukami, A. Sakuma, A. Sugihara, T. Kubota, Y. Kondo, H. Tsuchiura and T. Miyazaki: *Appl. Phys. Express*, **6**, 123002 (2013).
- 7) A. Sugihara, K. Z. Suzuki, T. Miyazaki and S. Mizukami: *J. Appl. Phys.*, **117**, 17B511 (2015). A. Köhler, I. Knez, D. Ebke, C. Felser and S. S. P. Parkin: *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 162406 (2013).
- 8) T. Kubota, S. Ouardi, S. Mizukami, G. H. Fecher, C. Felser, Y. Ando and T. Miyazaki: *J. Appl. Phys.*, **113**, 17C723 (2013).
- 9) A. Sugihara, S. Mizukami, Y. Yamada, K. Koike and T. Miyazaki: *Appl. Phys. Lett.*, **104**, 132404 (2014).
- 10) K. Z. Suzuki, R. Ranjbar, A. Sugihara, T. Miyazaki and S. Mizukami: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **55**, 010305 (2016).
- 11) Q. L. Ma, T. Kubota, S. Mizukami, X. M. Zhang, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando and T. Miyazaki: *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 032402 (2012).
- 12) W. Y. Zhang, P. Kharel, S. Valloppilly, R. Skomski and D. J. Sellmyer: *J. Appl. Phys.*, **117**, 17E306 (2015).
- 13) H. Yoda, T. Kishi, T. Nagase, M. Yoshikawa, K. Nishiyama, E. Kitagawa, T. Daibou, M. Amano, N. Shimomura, S. Takahashi, T. Kai, M. Nakayama, H. Aikawa, S. Ikegawa, M. Nagamine, J. Ozeki, S. Mizukami, M. Oogane, Y. Ando, S. Yuasa, K. Yakushiji, H. Kubota, Y. Suzuki, Y. Nakatani, T. Miyazaki, and K. Ando: *Curr. Appl. Phys.*, **10**, e87 (2010).
- 14) H. Lee, H. Sukegawa, J. Liu, T. Ohkubo, S. Kasai, S. Mitani and K. Hoho: *Appl. Phys. Lett.*, **107**, 032403 (2015).
- 15) J. Winterlik, B. Bake, G. H. Fecher, M. C. M. Alves, F. Bernardi and J. Morais: *Phys. Rev. B*, **77**, 054406 (2008).
- 16) S. Mizukami, F. Wu, A. Sakuma, J. Walowski, D. Watanabe, T. Kubota, X. Zhang, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando and T. Miyazaki: *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 117201 (2011).
- 17) Z. Bai, Y. Cai, L. Shen, M. Yang, V. Ko, G. Han and Y. Feng: *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 022408 (2012).
- 18) M. Glas, D. Ebke, I. M. Imort, P. Thomas and G. Reiss: *J. Magn. Mater.*, **333**, 134 (2013).
- 19) M. Li, X. Jiang, M. G. Samant, C. Felser and S. S. P. Parkin: *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 032410 (2013).
- 20) Y. Miura and M. Shirai: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 1400504 (2014).

Received Oct. 10, 2016; Revised Dec. 26, 2016;
Accepted Mar. 06, 2017

高 Q -RF インダクタ用表面酸化膜付 CIP/Epoxy 複合材料磁心の基礎検討Basic examination of composite magnetic core with surface-oxidized carbonyl-iron powder (CIP)/epoxy for high Q -factor RF-inductor曾根原誠[†]・宮嶋優希・佐藤敏郎

信州大学スピンドバイステクノロジーセンター, 長野県長野市若里 4-17-1 (〒380-8553)

M. Sonehara[†], Y. Miyajima, and T. Sato

Spin Device Technology Center, Shinshu University, 4-17-1 Wakasato, Nagano 380-8553, Japan

The carbonyl-iron powder (CIP) was annealed in the air for the composite core of high Q -factor RF-inductor to see if an oxidized film would be formed on CIP surface. Results showed that not only the surface-oxidized film thickness but also the crystallite diameter and coercivity increased when increasing the annealing temperature and time. The most suitable annealing conditions were found to be 240°C and 6 h: about 40 nm of Fe_3O_4 and Fe_2O_3 were formed on the CIP surface under these conditions. A magnetic composite with the surface-oxidized film on magnetic particles was fabricated and its permeability measured. The inductance and resistance were calculated by a 3D full-model electromagnetic analyzer on the basis of measured permeability and the Q -factor was then estimated using these characteristics. The highest Q -factor, 33, was observed at 1.8 GHz, which was higher than that of the air-core from 0.1 to 1.8 GHz.

Key words: RF spiral inductor, surface-oxidized film, carbonyl-iron-powder/epoxy composite, Q -factor

1. はじめに

第四世代通信規格として注目されている LTE-Advanced¹⁾では、複数のアンテナを用いた MIMO (Multi-Input Multi-Output) による通信が採用されるなど携帯端末の無線回路部は増大する一方で²⁾, 携帯端末の体積増加を招く³⁾. 無線回路において最も専有面積の大きい素子は、平面スパイラル空心インダクタである⁴⁾. 従って、インダクタ素子の小型化⁵⁾, あるいはチップサイズパッケージ (CSP)⁶⁾などの RF-IC への集積化が急務である。これらが実現すれば、回路の小型化のみならず不要な配線ロスを低減でき、無線回路の高効率化に貢献することになる。上記に加えてインダクタ素子には、高い性能指数 Q 値が要求される。なお、 Q 値は次式で表される。

$$Q = \omega L / R. \quad (1)$$

ここで、 ω は角周波数、 L はインダクタンス値、 R は抵抗値である。

筆者らは既に近接効果による損失の抑制を図るため、導体ライン間スペースに磁性材料を装荷する手法を考案し、 Q 値が増大することを明らかにした¹⁰⁾. Fig. 1 に概略を示すが、Fig. 1 (a) の空心の場合、巻線 B を流れる高周波電流によって生じる交番磁束が隣接する巻線 A および C に鎖交し、巻線 A と C で誘導現象による渦電流損が生じる (近接効果)。一方、Fig. 1 (b) に示すように提案した手法では、各巻線を流れる電流によって生じる磁束は、隣接する巻線よりも透磁率が高い巻線間に埋め込まれた磁性材料をパスすることになり、近接効果による損失を抑制できる。巻線間に埋め込む磁性材料として、カルボニル鉄粉 (CIP) をエポキシ樹脂中に分散させた複合材料を用いた。CIP は、数十 nm のナノ結晶から成る平均粒径数 μm の多結晶粒子である。また、CIP 粒子内で還流磁区構造を持つため、表面に磁極が現れず、自発磁化や残留磁化があっても粒子間に磁気的な引力が発生し難いので、凝集し難い特長を有する¹¹⁾. CIP/Epoxy 複合材料の前躯体はスラリー状であり、RF-IC の工程として親和性の高いスクリーン印刷で巻線間に同前躯体を充填することができる。2 μm のカルボニル鉄粉/Epoxy (以下、CIP/Epoxy) 複合材料巻線間装荷スパイラルインダクタを作製・評価したところ、1 GHz において $Q = 29$

を達成し、同サイズの空心インダクタよりも Q 値を 29% 高くすることができた。しかしながら、1 GHz より高い周波数では、 Q 値が周波数に伴い減少した。これは周波数が高くなると渦電流が近接している CIP 同士間を跨いで流れ易くなり、渦電流損が増大したものと推測した。

そこで筆者らは、CIP の充填率を下げ複合材料の透磁率を下げることなく、CIP が近接しても渦電流が粒子間を跨いで流れないようにするために、CIP 表面を絶縁被覆することを提案した。液相加水分解法によるシリカ被覆を提案した^{12),13)}が、表面処理ができずエポキシ樹脂中に分散できなかったため、CIP を大気中熱処理して高抵抗酸化膜で被覆する手法を検討した。本稿はその基礎検討として、大気中熱処理温度における酸化被覆形成の差異や、表面酸化膜付 CIP/Epoxy 複合材料の複素透磁率の周波数特性の測定結果について述べる。最後に、表面酸化膜付 CIP/Epoxy 複合材料巻線間装荷 RF インダクタの電磁界解析結果についても記述する。

2. CIP の表面酸化

2.1 作製方法

使用した CIP は、TIANYI 社製の YXS/5 で、平均粒径は 1.37 μm ,

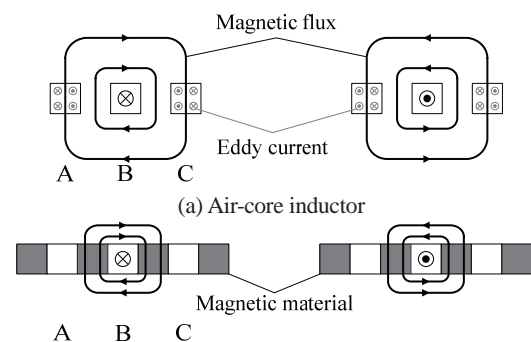


Fig. 1 Schematic cross section of the planar spiral inductors.

組成比は $\text{Fe}_{97.6}\text{O}_{0.93}\text{N}_{0.71}\text{C}_{0.85}$ (wt.%) である。表面酸化膜付 CIP の作製には、マッフル炉 (デンケン・ハイデンタル; KDF-009) を用いて、大気中熱処理とした。10 g の CIP をシャーレ (ASONE; 2-9169-06, $\phi 100 \times 20$ mm) に均一に分散するように敷き詰めたものを 7 つ用意し、計 70 g をマッフル炉の中へ入れた。熱処理条件は、熱処理時間 6 h 一定で、熱処理温度 T_a をパラメータとし、 20°C 刻みで $180 \leq T_a \leq 280$ [$^\circ\text{C}$] の 6 条件とした。昇温レートは $1^\circ\text{C}/\text{min}$ で、6 h の熱処理後は炉冷した。なお、熱処理時間に対する表面酸化膜付 CIP の諸特性についての詳細は、本稿では省略するが、6 h までは熱処理時間に対して表面酸化膜が一樣に厚くなったが、熱処理時間を 6 h より長くした場合、表面酸化膜の厚さならびに組成はほとんど変化しなかったため、熱処理時間は 6 h とした。

2.2 測定方法

結晶構造の観察には粉末 X 線回折法 (XRD) で X 線回折装置 (RIGAKU; RINT2200V/PC) を用い、表面酸化膜付 CIP の表面酸化膜の観察には電界放出形走査電子顕微鏡 (FE-SEM) (日立ハイテク; SU-8000) を用いた。また、静磁化曲線の測定には振動試料天秤磁力計 (VSM, 理研電子; BHV-55) を用い、CIP のみを測定する場合は粉末測定用アクリルカプセル (理研電子; PC-625) に入れて測定した。

2.3 粉末 X 線回折法による X 線回折結果

Fig. 2 (a) に熱酸化未処理の CIP (図中および以降は、As-made と表記) と前述に示した熱処理条件で大気中熱処理をした各表面酸化膜付 CIP の粉末 X 線回折法による X 線回折結果を示す。Fig. 2 (a) より、熱酸化未処理の CIP の回折線ピークは、 $\alpha\text{-Fe}$ (110) が最も強い。一方、熱処理温度 T_a を高くするに伴い、 $\alpha\text{-Fe}$ (110) の回折線ピークは弱くなり、 Fe_3O_4 や Fe_2O_3 の回折線ピークが強くなる傾向が示された。また $T_a \geq 260$ [$^\circ\text{C}$] では Fe_2O_3 (104) に対応する回折線ピークが顕在する。これらより大気中熱処理をすると CIP 表面から酸化が始まり、 Fe_3O_4 が主の酸化被膜を形成し、更に熱処理温度 T_a を高くすると Fe_3O_4 よりも酸素リッチな Fe_2O_3 との混相酸化被膜を作ると推察され、CIP 内部までは酸化の影響が無いものと推測される。

Fig. 2 (b) に熱処理温度 T_a と Fig. 2 (a) 中において酸化されていない CIP 内部と考えられる $\alpha\text{-Fe}$ (110) 回折線のピーク値と半値幅を用いて Scherrer の式¹⁹⁾ で計算した平均結晶子サイズ D の関係を示す。Fig. 2 (b) より熱処理温度 T_a に対して Fe の平均結晶子サイズ D は単調に大きくなる傾向が示された。これは熱処理により $\alpha\text{-Fe}$ の結晶子が漸次成長したものと考えられる。

2.4 断面 SEM による表面酸化膜の観察

Fig. 3 に As-made CIP と各熱処理条件で大気中熱処理をした表面酸化膜付 CIP の SEM 断面像を示す。Fig. 3 (a) より、熱酸化未処理の CIP は、粒子の中心から表面まで同一色で、表面酸化膜は確認できなかった。一方、Fig. 3 (b) から同図 (g) より、熱処理温度 T_a が高くなるに伴い、CIP 表面が淡色に変わりそれが厚くなる。淡色に変わったものが表面酸化膜であると推察される¹⁹⁾。

Fig. 4 に熱処理温度 T_a に対する CIP 表面酸化膜の厚さ t_0 の関係を示す。各試料とも複数の断面 SEM 像から無作為に CIP を 100 個抽出し、各 CIP の表面酸化膜の厚さを見積り、その平均値をプロットで表し、最大値から最小値までをエラーバーで表している。Fig. 4 より、熱処理温度 T_a に対して表面酸化膜の厚さ t_0 は単調に厚くなる傾向が

示され、Fig. 2 (a) の粉末 X 線回折法による X 線回折結果において、熱処理温度 T_a が高くなるに伴い Fe_3O_4 や Fe_2O_3 の回折線ピークが強くなる傾向になることとよく一致する。

2.5 VSM による磁気特性の結果

Fig. 5 (a) に As-made CIP と各熱処理条件で大気中熱処理をした表面酸化膜付 CIP の静磁化曲線の測定結果を示す。また Fig. 5 (b) には、熱処理温度 T_a と Fig. 5 (a) より見積もられた 10 kA/m における磁化 M_m [emu/g] および保磁力 H_c [A/m] の関係を示す。Fig. 5 より、 T_a を高くするに伴い M_m は単調に減少する。これは T_a が高くなることで、増加した低磁化の Fe_3O_4 や Fe_2O_3 によって CIP 粒子全体の磁化は希釈されるが、各酸化物単体の磁化に対し、十分に磁化が高いことから、体積分率的にも $\alpha\text{-Fe}$ が大部分を占めるといえる。

一方、Fig. 5 (b) における保磁力 H_c が、ほぼ CIP 内部の非酸化 Fe ナノ結晶子によるものと仮定すると、上述のように熱処理温度 T_a によって結晶子は成長しているため、古典論では H_c が T_a 増加に伴い低下しても矛盾しないが、それに反して増加する。ここで、Fig. 6 に Fig. 2 (b) で示した $\alpha\text{-Fe}$ の結晶子サイズ D と各 CIP の保磁力 H_c との関係を示す。Fig. 6 より、 H_c は概ね D の 6 乗に比例していることが分かり、臨界直径以下の磁性ナノ粒子におけるランダム異方性¹⁹⁾が適用できると考えられる。

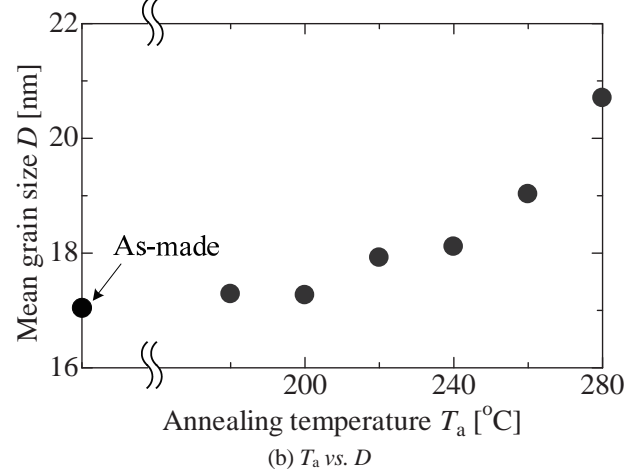
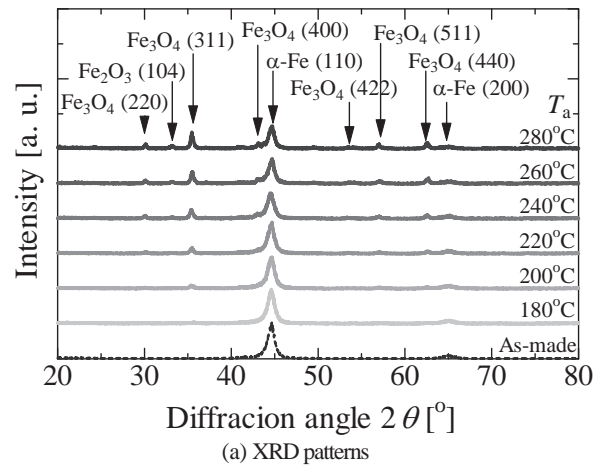


Fig. 2 (a) The XRD patterns and (b) the annealing temperature T_a dependence of mean grain size D in the CIPs with/without the surface-oxidized film.

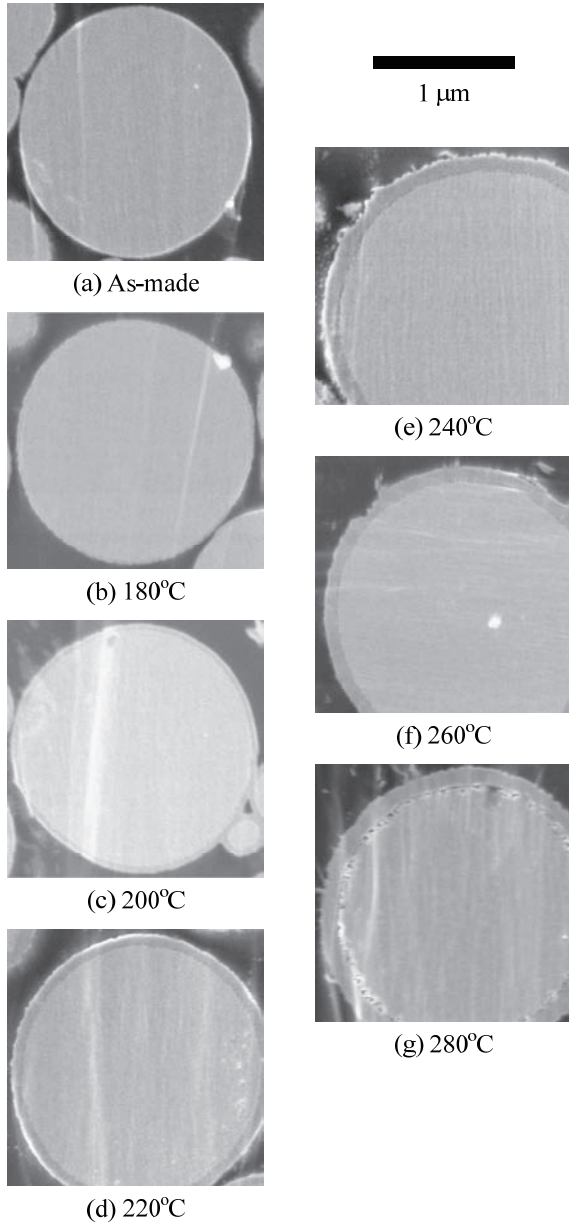


Fig. 3 Cross-section SEM images in the CIPs with/without the surface-oxidized film.

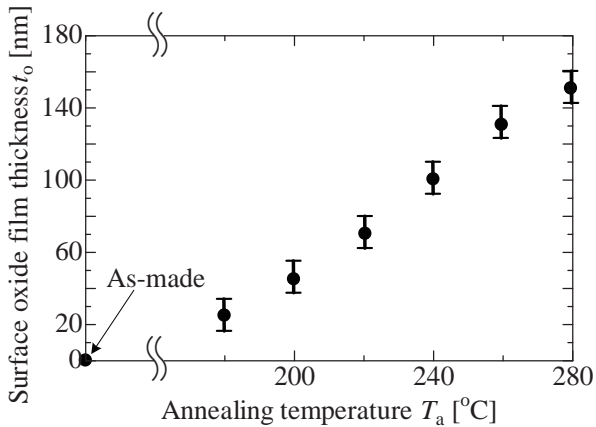


Fig. 4 The annealing temperature T_a dependence of surface-oxidized film thickness t_o in the surface oxide film on CIPs.

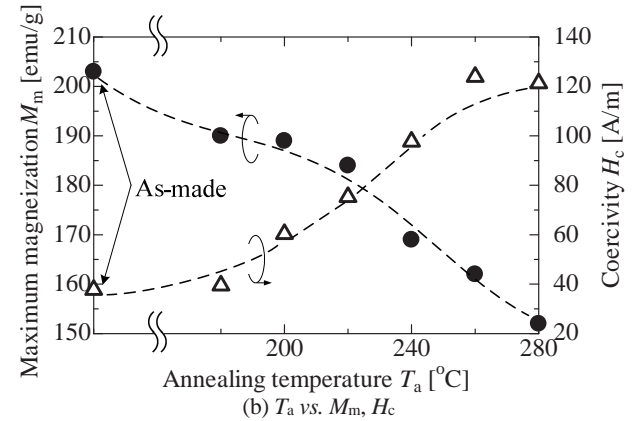
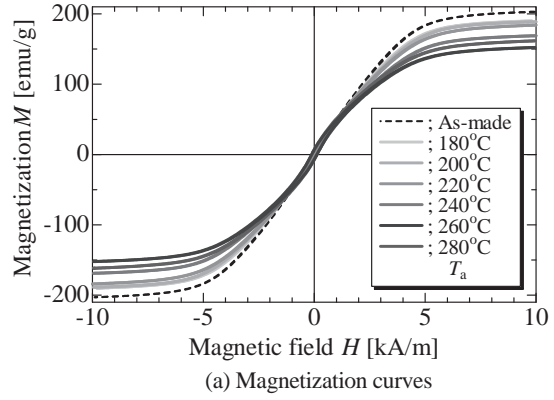


Fig. 5 Magnetization curves and relation between annealing temperature T_a , maximum magnetization M_m , and coercivity H_c in the CIPs with/without the surface-oxidized film.

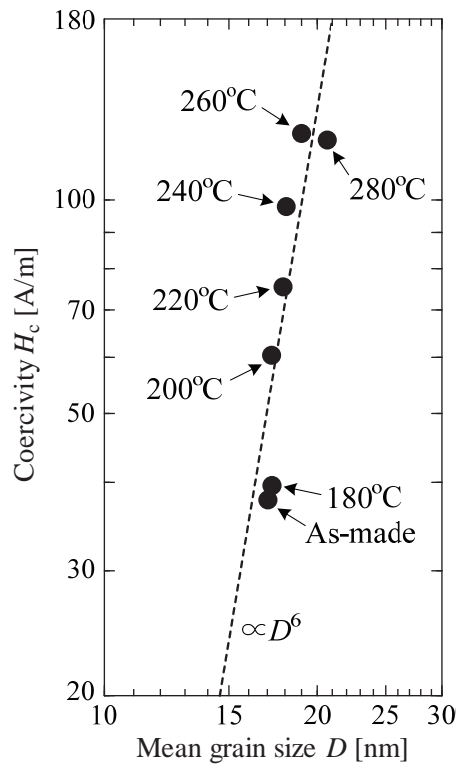


Fig. 6 Relation between mean grain size D and coercivity H_c in the CIPs with/without the surface-oxidized film.

3. 表面酸化膜付 CIP/Epoxy 複合材料

3.1 作製方法

2章において、約50nmの表面酸化膜、約190emu/gの磁化、約60A/mの保磁力を有する熱処理温度 $T_a=200$ [°C]の表面酸化膜付CIPと、その倍の約100nmの表面酸化膜を有し、約170emu/gの磁化、約100A/mの保磁力を有する $T_a=240$ [°C]の表面酸化膜付CIPを代表として複合材料を作製した。また、比較のために熱酸化未処理のCIPを用いた複合材料も作製した。なお、全ての複合材料において各CIPの体積充填率を36%とした。

複合材料の母材には、二液性Epoxy樹脂(ダイセル; CELV (W0925A, W0925B))を用いた。初めにW0925AとW0925Bを重量比1:1.05で真空ミキサー(THINKY; ARV-310LED)に入れ、500rpmで30s攪拌した後、1,000rpmで120s攪拌した。次に攪拌したEpoxy前駆体とCIPを重量比1:4.5で再び真空ミキサーに入れ、500rpmで30s攪拌した後、1,000rpmで120s攪拌し、CIP/Epoxy複合材料前駆体を作製した。

複素比透磁率の周波数特性測定用試料であるリング状試料(外径6mm, 内径3.5mm, 厚さ約1.8mm)は、以下の手順で作製した。スクリーン印刷機(MITANI; MEC-2400E)にスクリーンマスク(MITANI, リング形状3個)をセットし、ガラス基板(コーニング; イーグルXG, 49×60×1.1 [mm³])の上にポリイミドシート(東レ・デュポン; カプトン)を貼ったものを基板とし、CIP/Epoxy複合材料前駆体を印刷した。印刷後は、ホットプレート(ASONE; HHP-401)を用いて110°Cでプリベークした。印刷からプリベークまでの工程で約35µm厚のリング状複合材料試料ができる。この工程を15回繰り返し、約0.6mm厚で各工程のプリベークの時間は、1~5回目は3min, 6~10回目は4min, 10回目以上は5minとした。ポストベークは、マッフル炉を用いて120°C・5hとした。その後、ポリイミドシートから3個のリング状複合材料試料を剥がし、それらを重ねて約1.8mm厚の測定用試料とした。

直流抵抗率測定用試料である短冊状試料(長辺56mm, 短辺5mm, 厚さ約0.2mm)も前述のリング状試料作製の手順と概ね同じであるが、SUS304メタルマスク(MITANI, ガラス基板と同サイズ長方形形状49×60 [mm²])を用い、下地はガラス基板とした。印刷からプリベークまでの1回の工程で、0.2mm厚の長方形複合材料試料が作製できる。これを前述と同様にポストベークし、短冊状にダイシングした。

3.2 測定方法

各複合材料の複素比透磁率の周波数特性は、RFインピーダンス・マテリアルアナライザ(Hewlett-Packard; HP4291B)を用いて同軸導波管法で測定し、3.1節のリング状複合材料試料を用いた。

各複合材料の直流抵抗率は、デジタルマルチメータ(IWATU; VOAC7520H)とソースメータ(KEITHLEY; 2400)を用い四端子法で測定し、短冊状複合材料試料を用いた。電圧端子間は、30mmとした。

3.3 複素比透磁率の周波数特性の測定結果

Fig. 7(a)にAs-madeのCIPとEpoxy樹脂を混合した複合材料(以下、As-made-CIP/Epoxy複合材料)と、各熱処理条件で大気中熱処理をした表面酸化膜付CIPとEpoxy樹脂を混合した複合材料(以下、

T_a °C-CIP/Epoxy複合材料と記述)の複素比透磁率の周波数特性の測定結果を示す。またFig. 7(b)には、同図(a)および次式より算出した損失係数 $\tan\delta$ の周波数特性を示す。

$$\tan\delta = \mu'' / \mu' \quad (2)$$

Fig. 7(a)より、熱処理温度 T_a を高くするに伴い複素比透磁率の実部 μ' および虚部 μ'' は共に減少し、特に μ'' の減少は著しい。複素比透磁率の実部 μ' が減少した理由は次の通りであると考えた。無線回路におけるRFインダクタの小信号動作を模擬した本測定では、磁化曲線の原点付近で微小なマイナーループを描くことになるが、保磁力が大きくなるとマイナーループの傾きすなわち透磁率が小さくなる。Fig. 5において熱処理温度 T_a が高くなると、表面酸化膜付CIP内部のぼぼ酸化されていないFeナノ結晶子が主と考えられる保磁力 H_c は増大するため、これが主因と考えられる。一方、複素比透磁率の虚部 μ'' が著しく減少した理由は、Fig. 4において T_a が高くなるとCIP表面酸化膜の厚さ t_0 が厚くなり、CIP間を跨いで流れる渦電流が小さくなり、渦電流損失が低減したためであると考えられる。

Fig. 7(b)より、熱処理温度 T_a を高くするに伴い損失係数 $\tan\delta$ は大幅に減少し、As-made-CIP/Epoxy複合材料に比べて240°C-CIP/Epoxy複合材料では概ね $\tan\delta$ は半分になった。

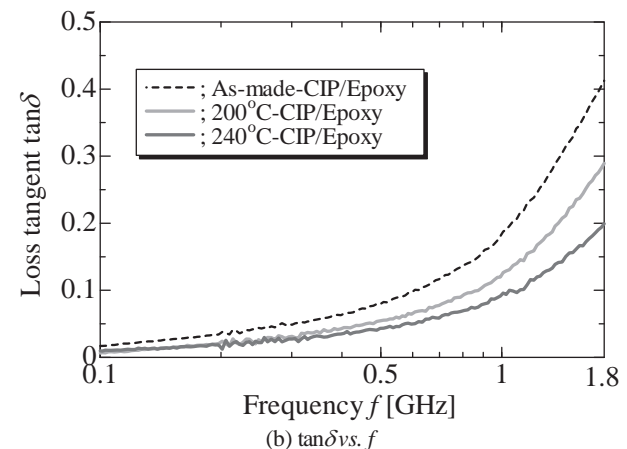
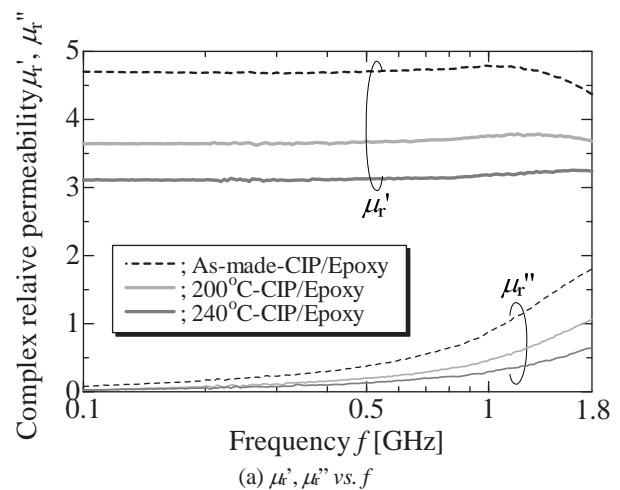


Fig. 7 Frequency f dependence of complex relative permeability μ' , μ'' , and loss tangent $\tan\delta$ in the CIPs with/without the surface-oxidized film/epoxy composites.

3.4 直流抵抗率の測定結果

Table 1 に As-made-CIP/Epoxy 複合材料と T_a °C-CIP/Epoxy 複合材料の直流抵抗率の測定結果を示す。Table 1 より、熱処理温度 T_a を高くするに伴い直流抵抗率が增大する。これは、 T_a を高くするに伴い表面酸化膜 t_0 が厚くなったことに起因する。

4. 表面酸化膜付 CIP/Epoxy 複合材料巻線間装荷 RF インダクタの電磁界解析結果

4.1 解析方法

電磁界解析には、完全 3 次元 Full-wave 電磁界解析ソフトウェア HFSS (ANSYS ; Ver.15.0) を用いた。

Fig. 8 に電磁界解析で用いた複合材料巻線間装荷スパイラルインダクタの解析モデルを示す。Fig. 8 (a) は上面模式図、同図(b) は断面模式図である。インダクタは 2 turn で、ライン/スペース $LS=50 \mu\text{m}/10 \mu\text{m}$ 、サイズ $430 \times 370 \times 5 [\mu\text{m}^3]$ である。Table 2 に解析条件を示す。また解析には、Fig. 7 の複素比透磁率の周波数特性および Table 1 の直流抵抗率の測定結果をそれぞれ用いた。インダクタンス L および等価直列抵抗 R は、反射係数 S_{11} の解析結果を用いて次式より算出した。

$$R + j\omega L = 50(1 + S_{11}) / (1 - S_{11}) [\Omega]. \quad (3)$$

比較のため同サイズの空心インダクタについても解析した。空心インダクタの場合は、複合材料を空気とし、複素透磁率の実部を真空中の透磁率と同じ $4\pi \times 10^{-7} [\text{H/m}]$ 、複素透磁率の虚部を 0 とし、それぞれ周波数に対して一定とした。

4.2 解析結果

Fig. 9 に As-made-CIP/Epoxy 複合材料と T_a °C-CIP/Epoxy 複合材料を巻線間に装荷した 2 turn スパイラルインダクタおよび同サイズの空心インダクタの解析結果を示す。Fig. 9 (a) はインダクタンス L 、同図(b) は等価直列抵抗 R 、同図(c) は性能指数 Q 値のそれぞれ周波数特性である。

Fig. 9 (a) より、空心インダクタよりも複合材料を巻線間に装荷したインダクタの方がインダクタンス L は約 4% 増加し、Fig. 7 (a) の複素比透磁率の実部 μ_r' が高い複合材料ほど L は大きくなった。一方、Fig. 7 (a) より 1 GHz 以下では複素比透磁率の実部 μ_r' は概ね一定であるが、インダクタンス L は周波数依存性を有している。既報 [10] における CIP/Epoxy 複合材料巻線間装荷スパイラルインダクタの実測結果でも同様な結果が得られているがこの理由は明らかになっておらず、次回以降の報告で考察する予定である。

Fig. 9 (b) より、空心インダクタよりも複合材料を巻線間に装荷したインダクタの方が等価直列抵抗 R は 1 GHz で約 11% 減少した。これは、複合材料を巻線間に装荷したことで、近接効果による交流損失を低減できたためである。また、1.4 GHz より高い周波数では、熱処理温度 T_a を高くした複合材料ほど R の上昇を抑えている。これは、

Table 1 DC resistivity in the CIPs with/without the surface-oxidized film/epoxy composites.

Composites	DC resistivity [$\Omega \cdot \text{m}$]
As-made-CIP/Epoxy	263
200°C-CIP/Epoxy	588
240°C-CIP/Epoxy	732

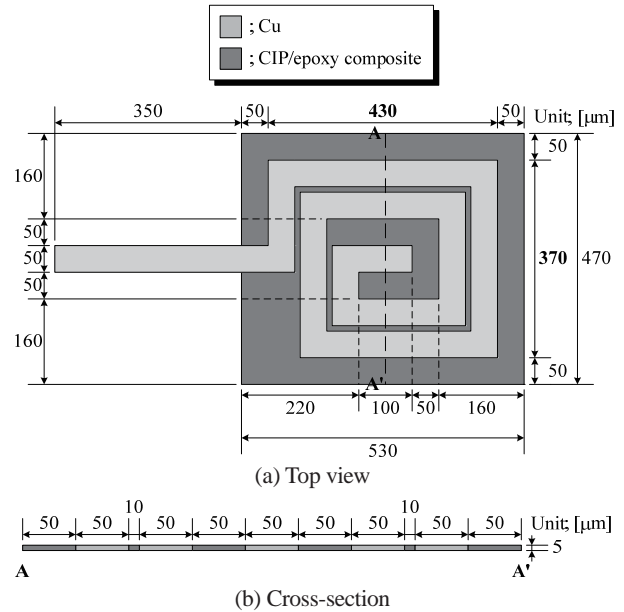


Fig. 8 Schematic top view and cross-section of 2-turn spiral inductor with composite magnetic core.

Table 2 Analysis conditions of 2-turn spiral inductor with composite magnetic core.

Analysis area	Size	20 x 20 x 20 [mm ³]
	Boundary condition	Radiation
Cells	Number	71,736
	Shape	Tetrahedron
Feed	Lumped port (50 Ω)	
Convergence condition determination	Maximum number of passes; 20, Maximum delta S; 0.001	
Position of inductor	Center	

3.3 節と同じ理由で、CIP 間を跨いで流れる渦電流が小さくなり、渦電流損失が低減したためであると考えられる。

Fig. 9 (c) より、空心インダクタよりも複合材料を巻線間に装荷したインダクタの方が性能指数 Q 値は 1 GHz で約 20%、1.8 GHz で約 5% 増大した。Fig. 7 (b) において材料 Q 値である $\tan \delta$ では、CIP の表面酸化の効果は大きいですが、本インダクタは開磁路構造であるので、その効果が小さくなると考えられる。240°C-CIP/Epoxy 複合材料を用いた場合では、1 GHz 以上において空心インダクタよりも優れた Q 値を得ることが示唆された。

5. まとめ

1 GHz を超える周波数でも高い Q 値を得ることができる CIP/Epoxy 複合材料巻線間装荷 RF インダクタの開発の基礎検討として、大気中熱処理温度における酸化被膜形成の差異や、表面酸化膜付 CIP/Epoxy 複合材料の複素透磁率の周波数特性を明らかにし、表面酸化膜付 CIP/Epoxy 複合材料巻線間装荷 RF インダクタの電磁界解析を行なった。本研究により明らかになった諸点を以下に述べる。

- (1) CIP の大気中熱処理温度を高くするに伴い CIP 表面に形成される Fe_3O_4 と Fe_2O_3 の混相の酸化膜は単調に厚くなり、平均結晶子サイズは単調に大きくなった。
- (2) CIP の大気中熱処理温度を高くするに伴い磁化は単調減少し、保磁力は単調増加した。また、保磁力は平均結晶子サイズの 6 乗に概ね比例した。

- (3) CIP の大気中熱処理温度の高い複合材料ほど複素比透磁率の実部・虚部は共に減少し、損失係数は大幅に減少する傾向が示された。As-made-CIP/Epoxy 複合材料に比べて 240°C-CIP/Epoxy 複合材料では損失係数は半分になった。
- (4) CIP の大気中熱処理温度の高い複合材料ほど直流抵抗率は増大する傾向が示された。
- (5) 電磁界解析結果より、0.1~1.8 [GHz]において CIP の大気中熱処理温度の高い複合材料ほどインダクタンスは減少、等価直列抵抗は大幅に減少、性能指数は大幅に増大する傾向が示された。

今後は、CIP よりも約 10 倍電気抵抗率の高いアモルファス Fe 微粒子を用いて、1 GHz 以上の周波数においてより低い $\tan\delta$ を有する複合材料を検討し、本研究の成果を基に複合材料を巻線間に装荷した RF スパイラルインダクタを試作し、特性評価する予定である。

謝辞 本研究は JSPS 科学研究費補助金 15K18047 の助成を、また本研究の一部は総務省 SCOPE (戦略的情報通信研究開発推進事業) 若手ワイヤレス研究者等育成型 165104001 の委託を受けており、ここに深謝します。

References

- 1) <http://www.3gpp.org/technologies/keywords/acronyms/97-lte-advanced> (3GPP Homepage, in Japanese, accessed 2016-10-07).
- 2) E. Biglieri, R. Calderbank, A. Constantinides, A. Goldsmith, A. Paulraj, and H. V. Poor: *Cambridge University Press*, NY (2007).
- 3) T. Maruyama, M. Sonehara, K. Ikeda, T. Sato, K. Yamasawa, and Y. Miura: *The Paper of Technical Meeting on Magnetics, IEE Japan* (in Japanese), MAG-10-201, pp.11-16 (2010).
- 4) O.A. Hidayov, N. H. Nam, G. Yoon, S. K. Han, and S. G. Lee: *Electronics letters*, **49**, 23, pp.1433-1435 (2013).
- 5) K. Ikeda, T. Suzuki, T. Maruyama, T. Minemura, M. Sonehara, and T. Sato: *J. Mag. Soc. Jpn.* (in Japanese), **34**, 2, pp.123-130 (2010).
- 6) H. Nakayama, T. Yamamoto, T. Sato, K. Yamasawa, Y. Miura, M. Munakata, and M. Yagi: *J. Mag. Soc. Jpn.* (in Japanese), **28**, 2, pp.157-163 (2004).
- 7) B. Viala, A. S. Royet, R. Cuchet, M. Aid, P. Gaud, O. Valls, M. Ledieu, and O. Acher: *IEEE Trans. Magn.*, **40**, 4, pp.1999-2001 (2004).
- 8) D. S. Gardner, G. Schrom, F. Paillet, B. Jamieson, T. Karnik, and S. Borkar: *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 10, pp.4760-4766 (2009).
- 9) T. Maruyama, Y. Obinata, M. Sonehara, K. Ikeda, and T. Sato: *IEEE Trans. Magn.*, **47**, 10, pp.3196-3199 (2011).
- 10) M. Sonehara, K. Furihata, J. Koguchi, S. Tanaka, and T. Sato: *IEEJ Trans. EEE*, **11**, S1, pp.S3-S8 (2016).
- 11) M. Koeda, A. Harada, H. Ono, T. Ishikura, T. Kuroda, and H. Moro: *IEEJ Trans. Fundamentals and Materials* (in Japanese), **131**, 11, pp.949-954 (2011).
- 12) K. Sugimura, F. Hayashi, M. Sonehara, T. Sato, and K. Teshima: *The Annual Meeting Record IEEJ 2015* (in Japanese), 2-147, (2015).
- 13) K. Sugimura, Y. Miyajima, M. Sonehara, T. Sato, F. Hayashi, N. Zettsu, K. Teshima, and H. Mizusaki: *AIP ADVANCES*, **6**, #055932 (8pages), (2016).
- 14) E. F. Kaelble: *Handbook of X-ray*, Chapter 3, (McGraw-Hill, New York, 1967).
- 15) G Herzer, *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 5, 1397-1402 (1990).

2016年10月07日受理, 2016年11月03日再受理, 2016年11月30日採録

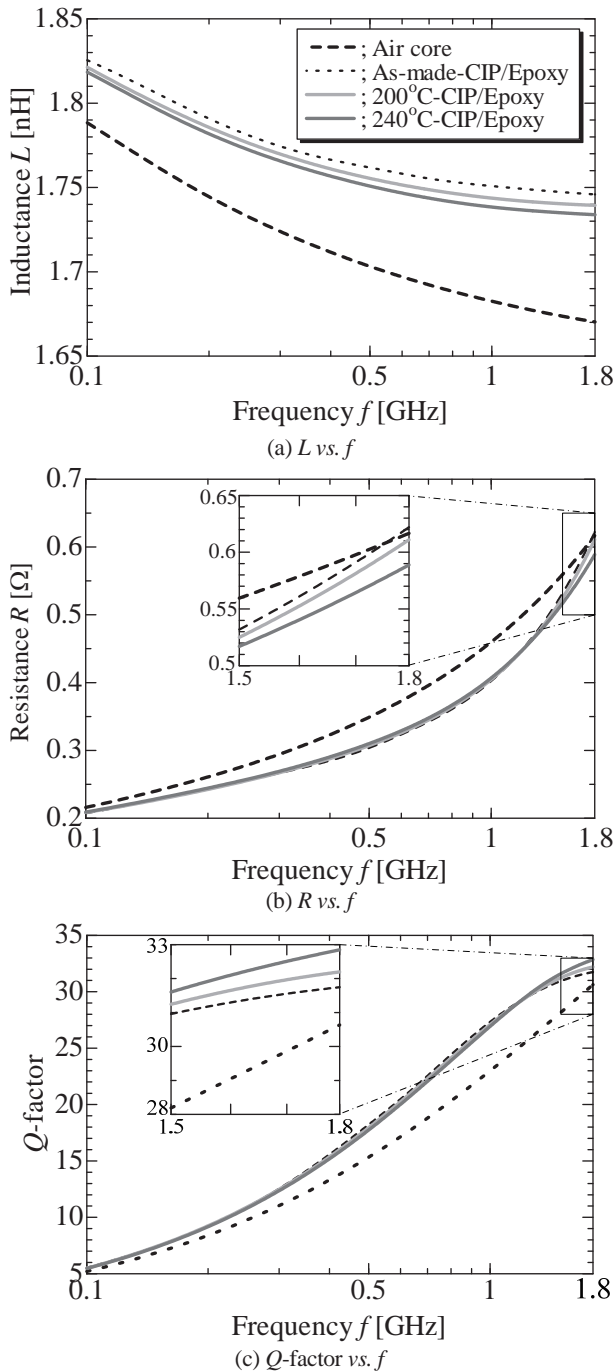


Fig. 9 Calculated frequency f dependence of inductance L , equivalent series resistance R , and Q -factor in the three kinds of 2-turn spiral inductor with composite magnetic core and air-core inductor.

RNAによる100 kVA級重ね巻型3相一体可変インダクタの設計試作

Design and Prototyping of 100 kVA Concentric-Winding type Three-Phase Variable Inductor based on Reluctance Network Analysis

中村健二^{a)†}・山田雄太^{a)}・大日向敬^{b)}・有松健司^{b)}山田真^{c)}・瀧口雅也^{c)}・小島武彦^{c)}・一ノ倉理^{a)}^{a)}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)^{b)}東北電力㈱, 仙台市青葉区本町 1-7-1 (〒980-8550)^{c)}富士電機㈱, 東京都品川区大崎 1-11-2 (〒141-0032)K. Nakamura^{a)†}, Y. Yamada^{b)}, T. Ohinata^{b)}, K. Arimatsu^{c)}M. Yamada^{a)}, M. Takiguchi^{b)}, T. Kojima^{b)}, and O. Ichinokura^{c)}^{a)} Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-05 Aoba Aramaki, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan^{b)} Tohoku Electric Power Co., Inc., 1-7-1 Honcho, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8550, Japan^{c)} Fuji Electric Co., Ltd., 1-11-2 Osaki, Shinagawa-ku, Tokyo 141-0032, Japan

Variable inductors consist of a magnetic core and primary dc and secondary ac windings. The effective inductance of the secondary ac winding can be controlled quickly and continuously by the primary dc current due to a magnetic saturation effect. Thus, the variable inductors can be applied as a reactive power compensator in electric power systems. The variable inductors have several desirable features including a simple and robust structure, low cost, and high reliability. In a previous paper, a concentric-winding type three-phase variable inductor was proposed, and it was demonstrated that the proposed variable inductor had good controllability and a low distortion current. This paper describes the design of a 6.6 kV-100 kVA concentric-winding type three-phase variable inductor based on reluctance network analysis (RNA) and reports the results of prototype testing.

Keywords: variable inductor, line voltage stabilization, electric power systems, reluctance network analysis (RNA)

1. はじめに

太陽光や風力などの分散型電源の導入拡大に伴い、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。従来、系統の電圧調整は負荷時タップ切替変圧器など、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、これらの機器はタップ切り換えに時間を要し、制御もステップ状になる。したがって、不規則かつ急峻な電圧変動を抑制するためには、従来機器だけでは対応は困難であり、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。

近年では、電力用半導体素子を用いた SVC (Static Var Compensator) や STATCOM (Static Synchronous Compensator) などが提案され、一部実用に供されている^{1)~3)}。しかしながら、これらの機器は主回路に半導体素子が用いられるため、信頼性が特に重視される我が国の電力系統には、必ずしも適さないと考えられる。また、大電力を高速にスイッチングした際に生じる、電磁ノイズの問題も指摘される。

これに対して、制御巻線からの直流励磁により、交流主巻線の実効的なインダクタンスを任意に調整できる可変インダクタは、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⁴⁾。可変インダクタは、変圧器と同じ銅鉄機器であるため、構造が簡単で堅牢、サージ電圧や過電流に対する耐性が高いなど、信頼性が特に重視される我が国の電力系統に適した特長を有する。

筆者らは、これまでに直交磁心や田形磁心などの種々の可変インダクタの開発を進めるとともに、高圧配電系統への適用技術に関する検討を進めてきた^{5)~8)}。しかしながら、従来の可変インダク

タはすべて単相構造であったため、電力系統への応用を考えた場合、同一構成の可変インダクタが最低3台必要になり、サイズや重量の増大が懸念されていた。

上述の問題に対して、先に筆者らは、3相一体構造の可変インダクタを提案し、良好な制御特性と低電流歪み特性を有することを明らかにした⁹⁾。また、さらなる小型軽量化を目的として、通常別々の磁脚に施される直流制御巻線と交流主巻線を重ねて磁脚に施した、重ね巻型3相一体可変インダクタを新たに開発した¹⁰⁾。

本稿では、本可変インダクタの高圧配電系統への実用を想定し、リラクタンスネットワーク解析 (RNA) を用いて 6.6 kV・100 kVA 級の実証器の解析設計と試作試験を行ったので報告する。

2. 重ね巻型3相一体可変インダクタの基本構成

Fig. 1 に、重ね巻型3相一体可変インダクタの基本構成を示す。本可変インダクタの鉄心は、放射線状に等間隔に並んだ6つの磁脚と、それらをつなぐ内外2つの円環状のヨークからなる。また同図に示すように、磁脚の断面積よりヨークの断面積の方が小さい。巻線は6つの直流制御巻線 N_1 と6つの交流主巻線 N_w , N_v , N_w があり、各相の交流主巻線は同図の矢印の向きに磁束が流れるように磁脚に施され、3相デルタ結線される。また、直流制御巻線 N_1 も交流主巻線に重ねるようにして同一の磁脚に施され、交流磁束による誘起電圧を打ち消すように、同一線上の2つの巻線同士を接続する。さらに、これら3組の制御巻線を並列に結線し、直流電源 V_d に接続する。

上述のような構成において、制御巻線に直流電流を流すと、磁脚よりも細い円環状のヨークが磁気飽和し、交流主巻線から見た

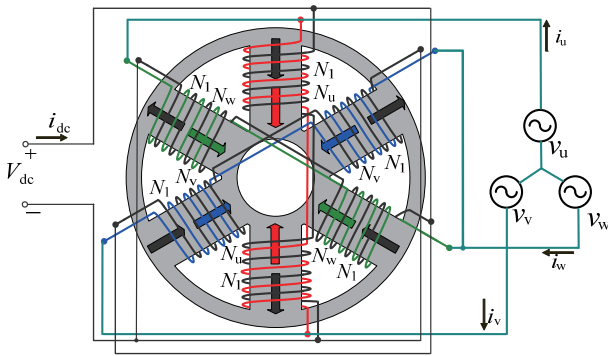


Fig. 1 Basic configuration of a concentric-winding type three-phase variable inductor.

磁気抵抗が増加する。すなわち、主巻線の実効的なインダクタンスが減少するため、可変インダクタとして動作する。

3. RNA による 100 kVA 器の解析設計

RNA は、解析対象を複数の要素に分割し、これらを形状と材料の磁気特性で決まる磁気抵抗で表すことで、解析対象全体を一つの磁気抵抗回路網として扱う手法である¹¹⁾。有限要素法 (FEM) と比べて解析モデルが簡便で計算が速いこと、算定精度が比較的高いこと、電気系、熱系、運動系との連成解析が容易であること、汎用の回路シミュレータをソルバとして利用できることなどの特長を有する。以下では、重ね巻型 3 相一体可変インダクタの RNA モデルの導出方法について述べる。

まず、磁心を形状および磁束の流れを勘案して、Fig. 2(a)に示すように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。分割した各々の要素は、同図(b)に示すような 3 次元方向の 6 つの磁気抵抗に置き換える。これらの磁気抵抗のうち R_{mr} 、 $R_{m\theta}$ は、磁心部においては非線形磁気特性を考慮して決める必要がある。本稿では、材料の $B-H$ 曲線を次式のように表す。

$$H = \alpha_1 B + \alpha_m B^m \quad (1)$$

式中の α_1 、 α_m は係数である。次数 m は $B-H$ 曲線の非線形性の強さで決まり、本稿では $m=13$ 、 $\alpha_1=106$ 、 $\alpha_m=6.3$ である。Fig. 3 に、材料の $B-H$ 曲線のカタログ値とその近似曲線を示す。

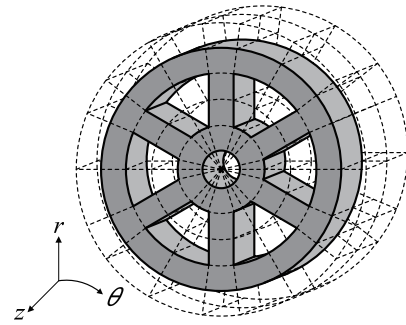
(1)式より、各々の磁気抵抗における起磁力 f と磁束 ϕ の関係は、分割した各要素の断面積 S と磁路長 l を用いて、次式で表すことができる。

$$\begin{aligned} f = Hl &= \frac{\alpha_1 l}{S} \phi + \frac{\alpha_m l}{S^m} \phi^m \\ &= \left(\frac{\alpha_1 l}{S} + \frac{\alpha_m l}{S^m} \phi^{m-1} \right) \phi \end{aligned} \quad (2)$$

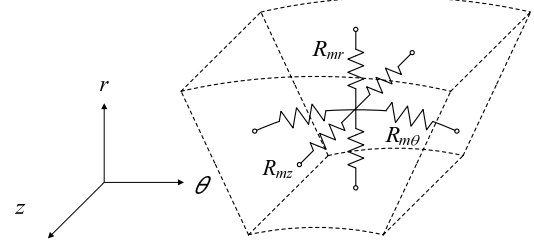
上式中の括弧内が非線形磁気抵抗を表す。

一方、磁心積層方向の磁気抵抗 R_{mz} 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。すなわち、積層方向の実効的な透磁率を μ' とし、磁気抵抗を次式で与える。

$$R_{mz} = \frac{l}{\mu' S} \quad (3)$$



(a) Division of the magnetic core.



(b) Three-dimensional unit magnetic circuit.

Fig. 2 Three-dimensional RNA model of the concentric-winding type three-phase variable inductor.

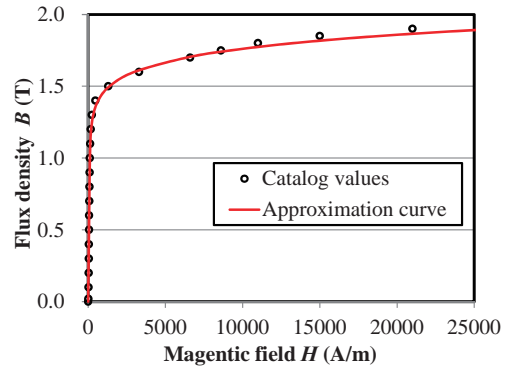


Fig. 3 $B-H$ curve of the core material.

積層鉄心は、透磁率 μ_s の鋼板と透磁率 μ_0 の非磁性層が $d_f : (1-d_f)$ の比で積層されている。ここで、 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 μ' は、次式で与えられる。

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

本可変インダクタにおいて、積層方向の磁束は漏れ磁束に相当し、磁気飽和を生じることは無いため、鋼板の積層方向の透磁率 μ_s は真空の透磁率 μ_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。

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

また、磁心外空間の磁気抵抗は、要素寸法と真空の透磁率 μ_0 を

用いて、以下の式で与える。

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

次いで、巻線電流による起磁力については、巻線が施されている磁脚を2等分し、その間に集中的に配置する。以上のようにして、RNAモデルが導出される。最後に、導出したRNAモデルと外部の電気回路を、Fig. 4に示すように接続すれば、3相一体可変インダクタの特性が計算できる。

Fig. 5に、導出したRNAモデルを用いて設計した6.6 kV・100 kVA級重ね巻型3相一体可変インダクタの磁心形状・寸法を、Table 1に諸元を示す。設計上の定格容量は余裕を持たせて115 kVAとした。定格電圧は6.6 kVである。磁心材質は厚さ0.35 mmの無方向性ケイ素鋼板である。制御巻線 N_1 の巻数は560、主巻線 N_u 、 N_v 、 N_w の巻数はそれぞれ1300である。

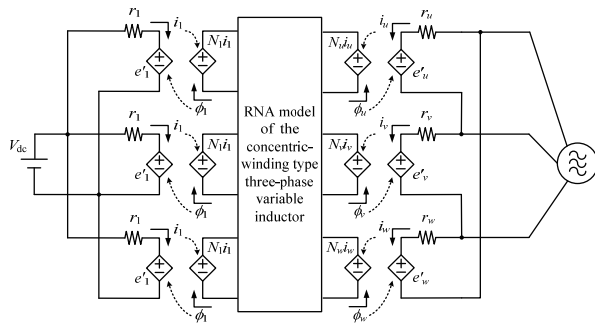


Fig. 4 Electric- and magnetic-coupled model of the concentric-winding type three-phase variable inductor.

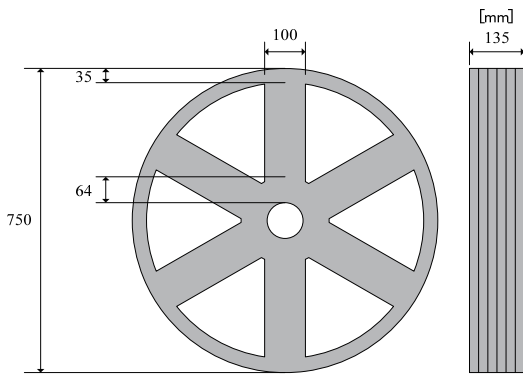


Fig. 5 Shape and dimensions of 6.6 kV-100 kVA concentric-winding type three-phase variable inductor.

Table 1 Specifications of 100 kVA concentric-winding type three-phase variable inductor.

Primary dc winding : N_1	560 turns, 2.16 Ω
Secondary ac winding : N_u, N_v, N_w	1300 turns, 9.8 Ω
Core material	Non-oriented silicon steel Thickness: 0.35 mm
Rated capacity	115 kVA
Rated line voltage	6.6 kV
Frequency	50 Hz
Primary dc current	0 - 33.3 A

Fig. 6に、RNAにより算定した無効電力制御特性を示す。Fig. 7は定格換算した出力電流歪み率である。また比較のため、FEM(要素数約75,000)による算定結果も示す。これらの図を見ると、無効電力が線形かつ連続的に制御されていることがわかる。また、電流歪み率は全制御範囲で5%以下であり、十分に小さいことが確認される。

Fig. 8に、設計した100 kVA級重ね巻型3相一体可変インダクタの単位重量当たりの無効電力を示す。また比較のため、従来の単相の100 kVA級可変インダクタの実測器の値と、先に試作した4 kVA級および10 kVA級の重ね巻型3相一体可変インダクタの実測値も併せて示す。この図を見ると、設計した100 kVA級重ね巻型3相一体可変インダクタは従来の単相器よりも約1.3倍程度優れた特性を示していることがわかる。すなわち、同一容量であれば、単相器よりも約23%の軽量化が可能であるといえる。

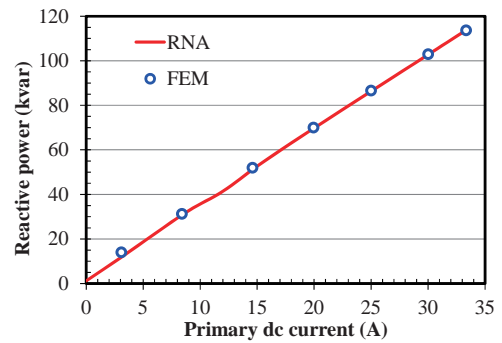


Fig. 6 Calculated reactive power characteristics of the 6.6 kV-100 kVA concentric-winding type three-phase variable inductor.

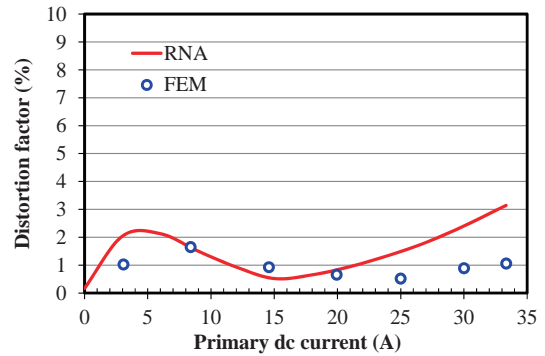


Fig. 7 Normalized distortion factor of the output current of the 100 kVA variable inductor calculated by RNA and FEM.

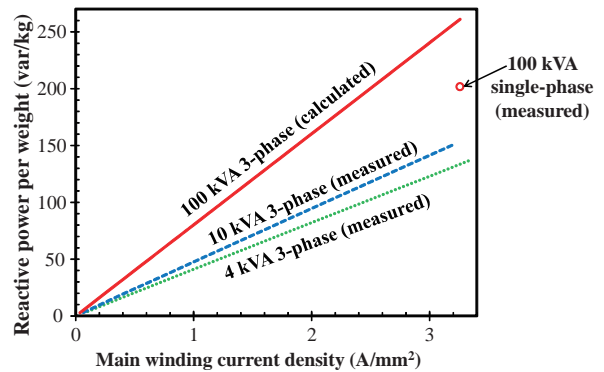


Fig. 8 Comparison of the reactive power per weight.

4. 100 kVA 器の試作試験結果

本章では、RNA を用いて設計した 6.6 kV・100 kVA 級重ね巻型 3 相一体可変インダクタの試作試験結果について述べる。

Fig. 9 に実証器の外観を示す。鉄心と巻線の重量はそれぞれ約 250 kg と約 160 kg であった。Fig. 10 に試験風景を示す。実験システムは主に直流電源、可変インダクタ、昇圧トランス、発電機の 4 つで構成され、発電機の出力電圧を昇圧トランスにより 210 V から 6.6 kV に昇圧している。

Fig. 11 に、無効電力制御特性の比較を示す。この図を見ると、実証器は線形かつ連続的に無効電力を制御可能であり、計算値とほぼ完全に一致していることがわかる。また、制御量も設計通り最大約 115 kvar まで制御可能であることがわかる。

Fig. 12 は、定格換算した出力電流の歪み率である。なお、実証実験では発電機の出力電圧の歪み等に由来する第 3 調波成分が含まれていたことから、これを除いた結果についても併せて同図中に示す。この図を見ると、実証器の歪み率は全制御範囲で 5 % 以下の目標を達成できたことがわかる。また、ほぼ RNA による設計通りの結果が得られたことが了解される。

5. まとめ

以上、本稿では高压配電系統への実用を想定し、RNA を用いて 6.6 kV・100 kVA 級重ね巻型 3 相一体可変インダクタの解析設計と試作試験を行った。

設計した 6.6 kV・100 kVA 級重ね巻型 3 相一体可変インダクタは、良好な制御特性と低電流歪み特性を有し、従来の単相器と比較して、約 23 % の軽量化が可能であることが明らかになった。

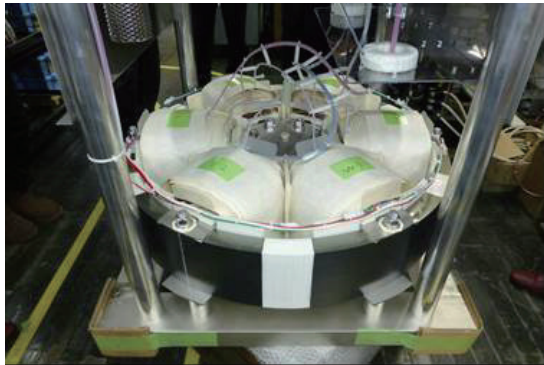


Fig. 9 Photograph of the prototype variable inductor.

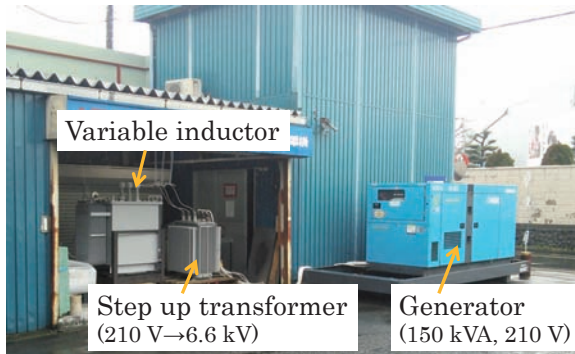


Fig. 10 Photograph of experimental scene.

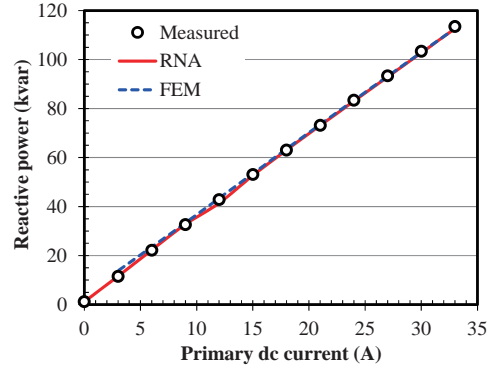


Fig. 11 Measured reactive power characteristics of the prototype 6.6 kV-100 kVA variable inductor.

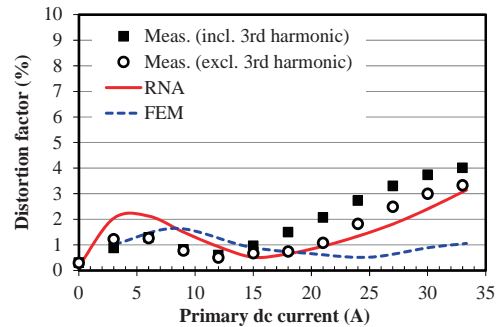


Fig. 12 Normalized distortion factor of the output current of the prototype 6.6 kV-100 kVA variable inductor.

次いで、実証試験では、設計通りの良好な制御特性および低電流歪み特性が得られたことが示された。また、このような高压大容量器についても、RNA により十分な精度で設計可能であることが明らかになった。今後は、実用化に向けた検討をさらに進めていく予定である。

謝辞 本研究は JST 研究成果展開事業 A-STEP の支援を受け行った。

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. Tajima, and T. Jinzenji: *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, K. Tajima, M. Kawakami, M. Maeda, T. Ito, and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**, 1497 (1999) (in Japanese).
- 7) K. Nakamura, S. Akatsuka, T. Ohinata, M. Kawakami, M. Maeda, H. Sato, and O. Ichinokura: *T. IEE Japan*, **122-B**, 295 (2002) (in Japanese).
- 8) M. Maeda, T. Ohinata, T. Aoki, S. Akatsuka, M. Kawakami, H. Sato, and O. Ichinokura: *T. IEE Japan*, **122-B**, 561 (2002) (in Japanese).
- 9) K. Nakamura, S. Hisada, K. Arimatsu, T. Ohinata, K. Sakamoto, and O. Ichinokura: *IEEE Trans. Magn.*, **44**, 4107 (2008).
- 10) K. Nakamura, K. Honma, T. Ohinata, K. Arimatsu, T. Kojima, M. Yamada, R. Matsumoto, M. Takiguchi, and O. Ichinokura: *IEEE Trans. Magn.*, **51**, 8402104 (2015).
- 11) K. Tajima, A. Kaga, Y. Anazawa, and O. Ichinokura: *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 3219 (1993).

2016年9月27日受理, 2016年11月22日採録

表面酸化カルボニル鉄粉メタルコンポジット磁心トランスの試作と フライバックコンバータへの応用

Fabrication of metal composite magnetic core transformer with surface-oxidized carbonyl-iron powder and its application to the flyback-type dc-dc converter

佐藤 紘介^{a),b)†}・杉村佳奈子^{b)}・佐藤敏郎^{b)}・曾根原誠^{b)}・竹内英樹^{a)}

^{a)}長野県工業技術総合センター, 長野県岡谷市長地片間町 1-3-1 (〒394-0084)

^{b)}信州大学工学部, 長野県長野市若里 4-17-1 (〒380-8553)

K. Sato^{a),b)†}, K. Sugimura^{b)}, T. Sato^{b)}, M. Sonehara^{b)}, and H. Takeuchi^{a)}

^{a)} Nagano Prefecture General Industrial Technology Center, 1-3-1 Osachi-katamacho, Okaya, Nagano 394-0084, Japan

^{b)} Faculty of Engineering, Shinshu Univ., 4-18-1 Wakasato, Nagano, Nagano 380-8553, Japan

The fabrication and evaluation of a flyback-type dc-dc converter with a metal composite magnetic core transformer consisting of surface-oxidized carbonyl-iron powder and epoxy resin is described. The windings of the transformer consisted of a copper-clad polyimide tape. Two windings with a different arrangement of primary and secondary windings were fabricated and disposed in the composite magnetic core. The flyback-type converter with fabricated transformer demonstrated a power conversion efficiency of 91%.

Key words: surface oxidized carbonyl-iron powder, metal composite magnetic core, transformer, coupling coefficient, flyback-type converter, power conversion efficiency

1. はじめに

近年, 高周波スイッチング動作が可能で, 低オン抵抗, 高温動作が可能といった特長から, SiC/GaN パワーデバイスのパワーエレクトロニクスへの応用が進んでいる^{1),2)}. これらを用いると, スwitching電源など電力変換回路の高効率化が可能であるとされる. またスイッチング周波数を数 MHz~数十 MHz へ高周波化できるとされ, 電力変換回路小型化の妨げとなっている磁気デバイス等の小型化が可能になる. しかしながら, 現状多用されているダストコアや Mn-Zn フェライトは, 1 MHz を超える周波数での電力変換回路への適用は困難であると考えられる.

筆者らは MHz 帯スイッチング電源への適用を目指し, 鉄系メタルコンポジット材料³⁾を用いたパワーインダクタ, トランスの開発を進めている. 例えば, 大気中熱酸化により高抵抗被膜処理したカルボニル鉄粉メタルコンポジット磁心インダクタを 1 MHz スwitching非絶縁降圧型 DC-DC コンバータへ適用することで, 効率は最大 93~95% が得られたことを報告した^{4),5)}. また, メタルコンポジット磁心と磁性めっきリッツ線を組み合わせたトランスを MHz スwitching LLC 電流共振コンバータへ適用したところ, 60 W 出力時に 91%, 120 W 出力時に 89%の効率が得られた⁶⁾. 本研究は, 絶縁型 DC-DC コンバータとして比較的出力電力が小さな用途に用いられるフライバックコンバータのトランス磁心材料として, メタルコンポジット材料の適用を目指したものである.

現在, AC アダプタ等に適用されている PWM 制御フライバックコンバータは, 数十 kHz~数百 kHz 程度でスイッチング動作させ, トランス磁心には Mn-Zn フェライトを用いているものが多い. Mn-Zn フェライトは飽和磁化が 0.5

T 程度であり, また MHz 帯における損失が大きい⁷⁾. さらに, 直流重畳特性改善と励磁インダクタンス調整のためトランス磁心にギャップを設けて用いるが, ギャップからの漏れ磁束による電磁ノイズ, 漏れ磁束が巻線や周辺部品を通過することによって生じるうず電流損失の増大, およびそれに伴う温度上昇などの要因となる⁸⁾.

これまで開発してきた鉄系メタルコンポジット材料は, 1.6 μm 径のカルボニル鉄粉を出発材料として, コンポジット中での鉄粉同士の電氣的接触を抑制する目的で大気中熱酸化した高抵抗被膜鉄粉を用い, エポキシ樹脂と複合化して作製される. 非磁性樹脂と複合化しても 1 T 程度の高い飽和磁化を有するため, エネルギー密度を高めることができ, トランス磁心の小型化が可能になる. また高抵抗被膜付き微粒子を用いるため, 高周波帯での渦電流損失を抑制できる. 加えて, 微粒子間の非磁性樹脂が磁気ギャップとして作用するため磁気飽和しにくく, 優れた直流重畳特性を示し^{4),5)}, トランス磁心をギャップレスにできると考えられる. 一方で比透磁率が低い励磁インダクタンスが小さく, 巻線間の結合係数を高めにくいため⁹⁾, 動作時のサージやリングングが大きくなりやすいといった課題がある.

本論文では, 表面酸化カルボニル鉄粉メタルコンポジット磁心トランスの試作とフライバックコンバータへ応用した際の結果について報告する.

2. 表面酸化カルボニル鉄粉メタルコンポジット 磁心材料の特性

2.1 表面酸化カルボニル鉄粉メタルコンポジット磁心材料

メタルコンポジット材料の磁性微粒子として, BASF 社製の非還元カルボニル鉄粉を用いた. カルボニル鉄粉は平

均粒径 1.6 μm のほぼ球形であり, as-made 非還元状態で 20 nm 程度の微結晶組織と表面磁極を生じないボルテックス磁気構造を有することがわかっている³⁾.

ここで, 球形磁性粉末粒子において生じるうず電流損失 W_e は次式で表される⁹⁾.

$$W_e = K \frac{(\pi d B_m f)^2}{20\rho} \quad (1)$$

式(1)において, K はメタルコンポジット材料中の磁性粉末充填率, d は磁性粉末粒子径[m], B_m は最大磁束密度[T], f は周波数[Hz], ρ は磁性粉末の抵抗率[$\Omega \cdot \text{m}$]である. カルボニル鉄粉を最稠密充填したメタルコンポジット材料では, 鉄粉同士が接触することでうず電流が複数の鉄粉を電流経路として流れてしまうことが想定される. このとき, 式(1)の粒子径 d が大きくなるとみなせ, うず電流損失は増大する. そこで, 200°C・6 h の大気中熱処理を行うことで微粒子表面に 25 nm~65 nm に高抵抗酸化被膜を形成し, 鉄粉間を絶縁した. 表面酸化カルボニル鉄粉と 2 液性エポキシ前駆体溶液を混合し, 120°C・5 h の熱処理により硬化させ, 89wt.% 表面酸化カルボニル鉄粉メタルコンポジット材料を作製している.

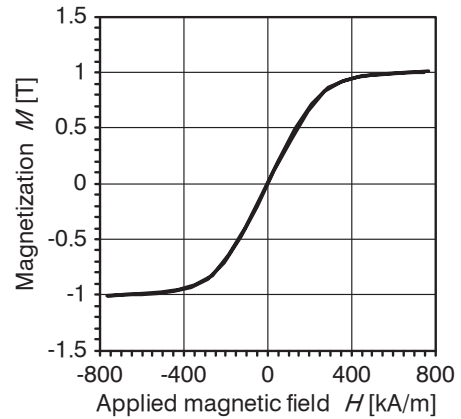
既に報告したように⁵⁾, 高抵抗酸化被膜付きカルボニル鉄粉/エポキシコンポジット材料の体積抵抗率は酸化被膜なしカルボニル鉄粉を用いた場合の 65 $\text{m}\Omega \cdot \text{m}$ から 100 $\Omega \cdot \text{m}$ と 1500 倍程度高くなり, Mn-Zn フェライトの体積抵抗率に比べても 100 倍以上高い. これにより, うず電流の鉄粉微粒子内への閉じ込めが期待され, コンポジット磁心のうず電流損失を抑制できると考えられる.

2.2 表面酸化カルボニル鉄粉メタルコンポジット磁心材料の電磁気特性

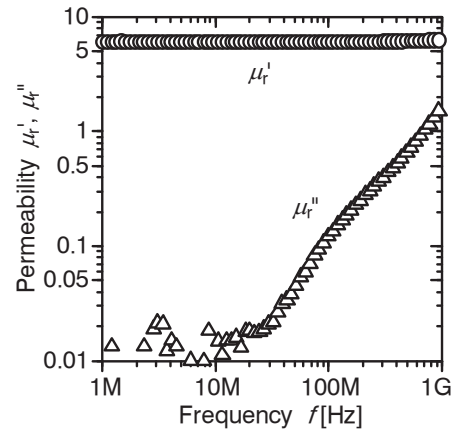
Fig. 1(a)に試料振動型磁力計 (理研電子; BHV-55) によって測定した静磁化曲線を示す. Fig.1 より, 飽和磁化 $M_s = 1.01$ [T], 保磁力 $H_c = 3.8$ [kA/m]である.

Fig. 1(b)にはインピーダンス/マテリアルアナライザ (Agilent technologies; 4291B) および磁性体テストフィクスチャ (16454A) を用いて測定した複素比透磁率の測定結果を示す. 同図より, 複素比透磁率の実数部は約 6, 虚数部は 10 MHz 以下において 10^{-2} オーダーの小さな値となる. なお, Fig. 1(b)は 1 MHz 以上の測定結果のみだが, 1 MHz 未満でも同等の特性を示すと考えられる.

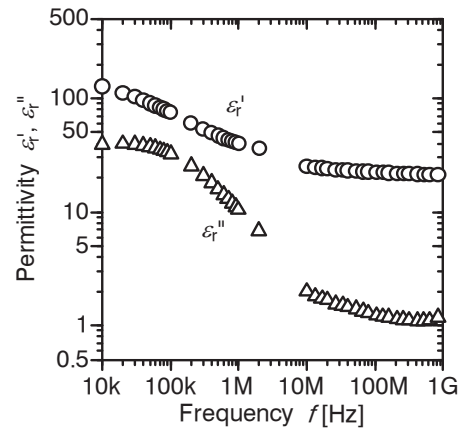
Fig. 1(c)に複素比誘電率の測定結果を示す. 10 MHz 未満では, LCR メータ (Agilent technologies; E4980A) および誘電体テストフィクスチャ (16451B) を用い, 電極非接触法 (間隙法) により測定した. 10 MHz 以上では, ネットワークアナライザ (Agilent technologies; N5247A) を用い, 同軸伝送法により測定した. Fig. 1(c)より DC-DC コンバータのスイッチング周波数として想定している 100 kHz~1 MHz において, 複素比誘電率の実数部 ϵ_r' は 60~40 程度, 虚数部 ϵ_r'' は 25~8 程度であった. エポキシ樹脂の比誘電率 $\epsilon_r' = 2.7$ よりも大きな値となったのは, メタルコンポジット材料内の鉄粉を経路として流れる変位電流成分が大



(a) Static magnetization curve



(b) Complex permeability



(c) Complex permittivity

Fig. 1 Electromagnetic properties of metal composite magnetic core material consisting of surface-oxidized carbonyl-iron powder and epoxy resin.

きいことや, 低周波帯では虚数部 ϵ_r'' が大きいことから伝導電流成分も大きく, 見かけ上の静電容量が大きくなったためと考えられる.

3. 鉄系メタルコンポジット磁心トランス

3.1 トランス構造と作製方法

前章で示した通り, 表面酸化カルボニル鉄粉メタルコンポジット磁心は比透磁率が約 6 と低いため励磁インダクタ

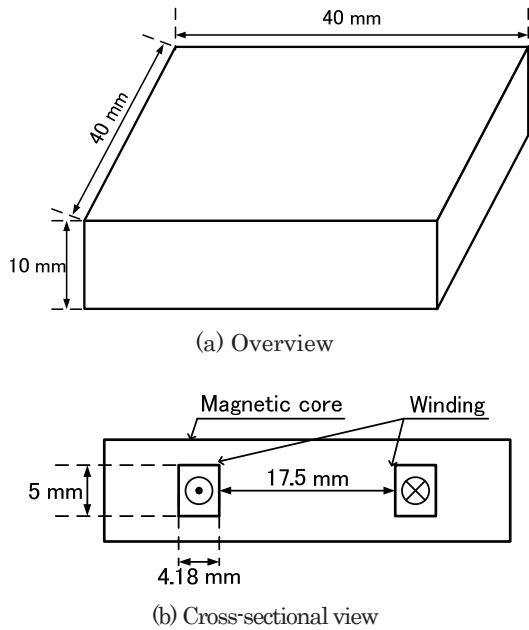


Fig. 2 Device structure.

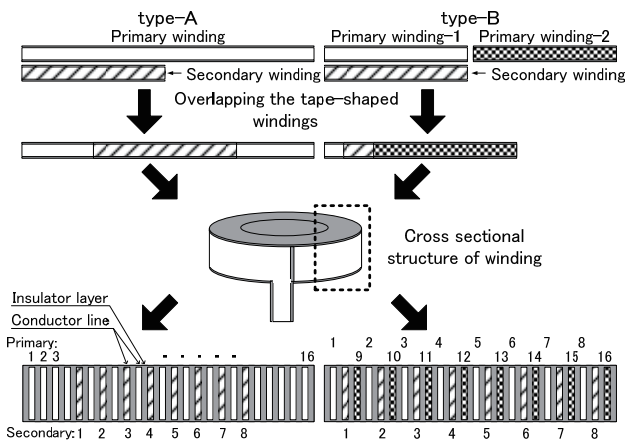


Fig. 3 Winding structure of fabricated transformer.

ンスが小さく、漏れ磁束が多いことによって巻線間の結合係数を高くすることが難しいという課題がある。よって、インダクタンス係数 AL を大きくできるトランス構造にした上で必要な巻数を確保し、かつ磁気結合を強めて漏れ磁束の少ない巻線構造を採用する必要がある。

そこで本研究では、Fig. 2 に示したように 40 mm 角、10 mm 厚の磁心内部に巻線を配置する構造（外鉄型）とした。これにより同程度の寸法のトロイダルコアや EE 型コアなどと比較して実効磁路断面積を大きく、実効磁路長を短くできる。

巻線には 100 μm 厚、5.2 mm 幅のポリイミドシート上に 70 μm 厚、5 mm 幅の導体ラインが形成された、テープ状の銅張ポリイミドシートを用いた。巻線間隔を小さくすることで巻線間の磁気抵抗を大きくし、巻線間を通過してしまう漏れ磁束を減らして磁気結合を強めることができると考えられる。1 次巻線と 2 次巻線の配置は、Fig. 3 に示す

ような 2 種類とし、以降では便宜的にそれぞれを type-A, type-B と称す。

type-A は 1 次巻線、2 次巻線がそれぞれ 1 本ずつで構成される。2 次巻線を巻き始める位置を調整し、巻線断面を見たときに 1 次巻線の中央付近に配置されるようにしている。一方、type-B は 1 次巻線 2 本、2 次巻線 1 本で構成され、2 次巻線を 2 本の 1 次巻線の間にサンドイッチした状態で巻くことで、断面構造を見ると 1 次巻線の上に 2 次巻線が均等間隔に配置される構造となる。2 本の 1 次巻線は一方の巻き終わりともう一方の巻き始めを磁心外部で接続している。type-A, type-B のどちらの巻線構造においても、巻線から磁心外部への引き出し線は、巻線と同じ銅張ポリイミドシートを用いている。

トランスの作製方法は以下の通りである。内径 17.5 mm の空心巻線を作製し、さらにポリイミドテープで空心巻線の導体露出部を被覆してメタルコンポジット材料と直接接しないようにする。空心巻線を鋳型中に配置し、前述の表面酸化カルボニル鉄粉と 2 液性エポキシ前駆体溶液を混合したスラリーを充填した後、熱処理により硬化させる。その後、鋳型から取り出し、研磨によって寸法を調整している。前述の通り磁心はギャップレスである。

なお、一般的にトランスの巻数（励磁インダクタンス）および巻数比は、コンバータ入出力の仕様、使用する磁心の特性（磁化曲線上の動作点）、パワーデバイスの定格などを考慮して決定するが⁷⁾、本論文では基礎的検討のためそのような設計手法は取らず、巻数比は 2:1 とした。また、1 次巻線の巻数はインダクタンスが 20 μH 程度となるように、後述する電磁界シミュレーションの結果から 16 ターンとしている。

3.2 電磁界シミュレーション

本論文で扱うトランスは、巻線に銅張ポリイミドシートを使用しているため隣接導体との間隔が狭い上に対向面積が大きく、自己共振周波数低下の要因になる寄生容量が大きくなる。そこで、Fig. 3 に示したトランス磁心およびスパイラル状巻線をモデリングして、CST MW-Studio を用いた 3 次元電磁界シミュレーションにより、トランスの動作解析を行った。解析条件を Table 1 に示す。メタルコンポジット材料の複素比透磁率 ($\mu_r^* = \mu_r' - j\mu_r''$) および複素比誘電率 ($\epsilon_r^* = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$) は Fig. 1(b), (c) に示した値を用い、ヒステリシスは考慮していない。交流導電率 σ は複素比誘電率の虚数部 ϵ_r'' から次式で計算される。

$$\sigma = 2\pi f \epsilon_0 \epsilon_r'' \quad (2)$$

解析は反射係数法による定常解析を行い、得られた S パラメータからシミュレータのポスト処理により等価直列インダクタンス L_s および等価直列抵抗 R_s を導出している。結合係数 k は、2 次側開放時および短絡時の解析を行い、それぞれの場合の 1 次巻線の等価直列インダクタンス L_{open} および L_{short} から次式により計算した。

$$k = \sqrt{1 - L_{short}/L_{open}} \quad (3)$$

Table 1 Electromagnetic field analysis conditions for metal composite core transformer.

Part	Material	Constant
Magnetic core	Metal composite material	Complex permeability: shown in Fig. 1(b). Complex permittivity: shown in Fig. 1(c). AC conductivity: calculated by Equation (2). Thickness: 10 mm, External dimensions: 40×40 mm ²
Windings	Cu	Conductivity: 5.8×10 ⁷ S/m Thickness: 70 μm, Width: 5 mm Number of turns: primary 16turn, secondary 8 turn
Insulator layer	Polyimide	Complex permittivity: ε' =3.5 (const.), ε'' =0 (const.) Conductivity: 0 S/m Thickness: 100 μm, Width: 5.2 mm

4. 試作トランスの特性

4.1 電気的特性

Fig. 4, Fig. 5 にインピーダンス/ゲインフェーズアナライザ (Agilent technologies;4194A) による測定値 (○, ●) および電磁界シミュレーションによる計算値 (実線, 破線) を示す. 結合係数は, 2 次巻線開放時および短絡時の 1 次巻線の等価直列インダクタンスの測定結果から, 式(3)を用いて導出している. 同図より, 全体の傾向は一致しているものの, DC-DC コンバータのスイッチング周波数として想定している 100 kHz~1 MHz において, 等価直列インダクタンス L_s の測定値は計算値より 20%程度小さい. これは後述する磁心内における巻線位置ずれの影響が大きいものと考えられる. 2 種類のトランスを比較すると, type-A の自己共振周波数の方が高いこともあり, 等価直列抵抗 R_s は低くなる. なお, 各巻線の直流抵抗 R_{DC} は, どちらのトランスにおいても 1 次巻線は約 70 mΩ, 2 次巻線は約 37 mΩ である.

結合係数は 100 kHz~1 MHz において, type-A は約 0.984, type-B は約 0.992 となった. どちらも計算値より低いが, 等価直列インダクタンス L_s が計算値よりも小さくなったことや, シミュレーションモデルには磁心内巻線から外部への引き出し線が含まれていないため, そこでの漏れインダクタンスの影響などが原因と考えられる. type-B の方が高い結合係数を示す理由は, 1 次巻線の間に 2 次巻線が均等間隔に配置されることで 1 次起磁力と 2 次起磁力の相殺が効果的に行われているためと推察される.

自己共振周波数は, type-A で 12.6 MHz, type-B で 2.7 MHz となった. 寄生容量 C_p は, 10 kHz における等価直列インダクタンス L_s および自己共振周波数 f_r から次式により試算した.

$$C_p = 1 / \{ (2\pi f_r)^2 L_s \}. \tag{4}$$

寄生容量 C_p は, type-A は約 10 pF, type-B は約 220 pF と, 約 22 倍の差が現れている. 電磁界シミュレーション結果と式(4)から求めた値もそれぞれ 12.2 pF, 263 pF となり, 値は 20%程度異なるものの, 測定値と同じく約 22 倍の差が現れる. 図示はしていないが, 空心巻線でも同様に寄生

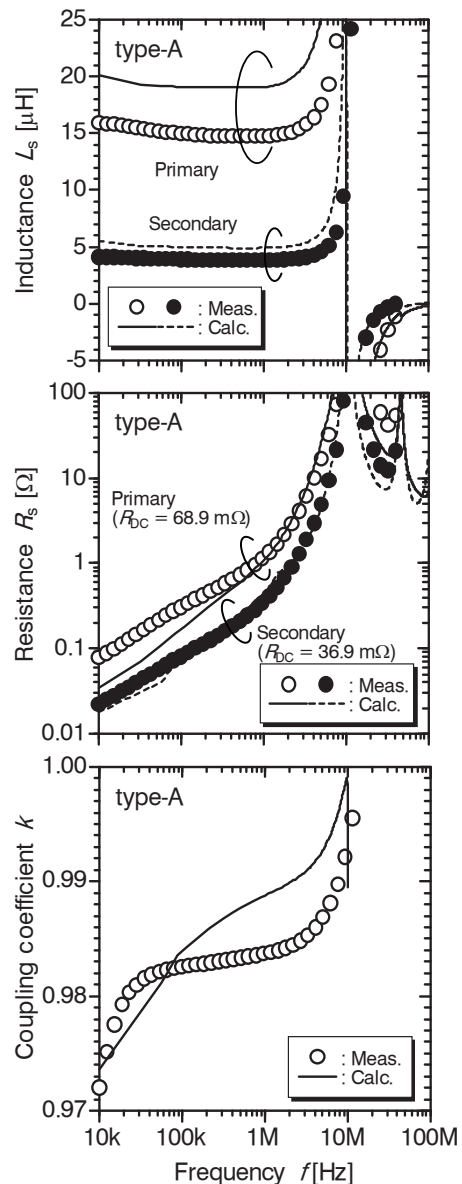


Fig. 4 Frequency dependence of inductance, resistance, and coupling coefficient of “type-A” transformer, where plots are measured results and solid and dashed lines are calculated ones.

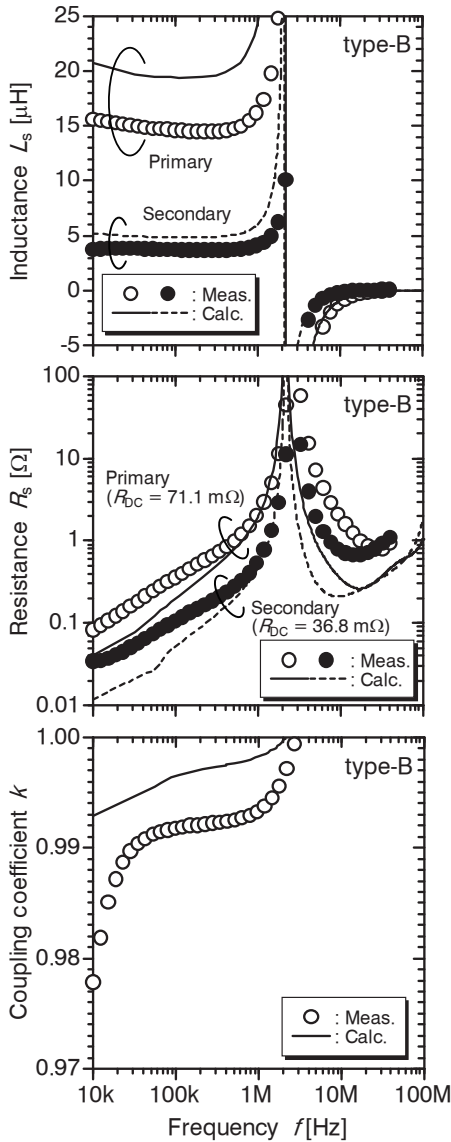


Fig. 5 Frequency dependence of inductance, resistance, and coupling coefficient of “type-B” transformer, where plots are measured results and solid and dashed lines are calculated ones.

容量に大きな差が生じる。ゆえに、巻線構造の違い（巻線配置の違い）による電界分布の変化に起因するものと考えられ、これについては後で考察する。

4.2 巻線位置ずれの影響

前節の結果から、本論文で扱うトランスは磁心内の巻線位置ずれによる特性低下が示唆された。Fig. 2 に示した構造から磁心幅方向の巻線位置ずれによる影響は小さいと考えられる。しかし、厚さ方向の位置ずれは実効磁路断面積の変化が大きく、トランスの特性に与える影響が大きくなることが想定される。そこで、Fig. 6 に示すように磁心中央部と巻線中央部の距離 d を変化させた際の電気的特性の変化を電磁界シミュレーションにより検討した。 $d = 0$ [mm] は巻線が磁心中央部に配置されているとき、 $d = 2.5$ [mm] は磁心下端と巻線下端が一致している状態である。な

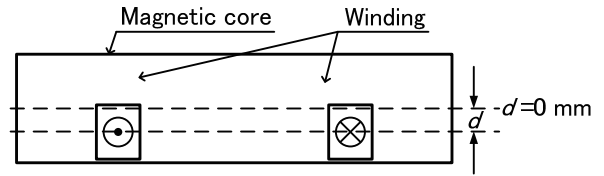


Fig. 6 Analysis model of the winding position shift.

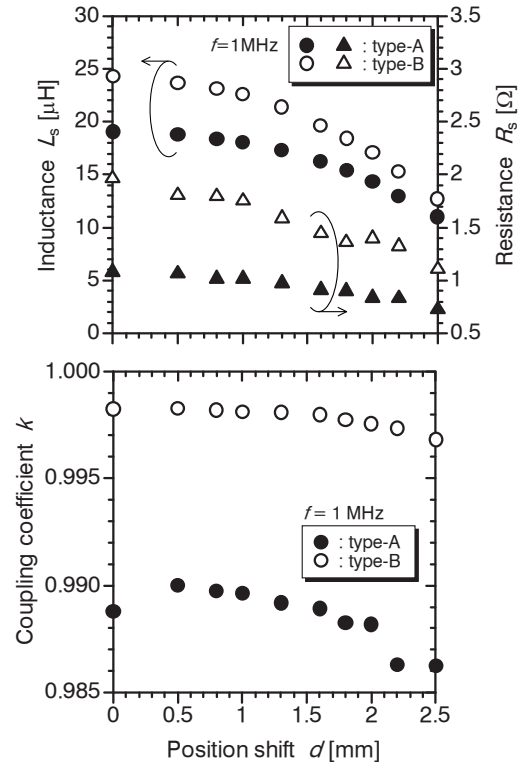


Fig. 7 Effect of winding position shift.

お、トランス構造の対称性から、巻線が上方へずれたときの電気的特性も同様な変化をすると考えられる。

Fig. 7 より、等価直列インダクタンス L_s は位置ずれ量 $d < 1$ [mm] ではそれほど変化しない。しかし、 $d > 1$ [mm] となると変化量が大きくなる。これは、巻線位置ずれにより巻線下側の磁路断面積が小さくなるのが原因と考えられる。

一方、等価直列抵抗 R_s もわずかに低下する結果となった。これは、以前報告した 2 次元磁界解析¹⁰⁾とは異なる結果である。巻線位置ずれにより、ずれた側の磁路断面積が狭くなると巻線導体中を通過する磁束が生じ、うず電流損失が増大して R_s は大きくなる。3 次元電磁界シミュレーションでもこの様子は確認される。しかしながら、 L_s が低下することで自己共振周波数が高周波化し、見かけ上 R_s が低下したものと考えている。

結合係数 k も位置ずれ量 d が大きくなるのに伴い低下するが、type-B の方が低下幅は小さい。これは、前述の通り type-B の巻線構造の方が、1 次起磁力と 2 次起磁力の相殺が効果的に行われているためと考えられる。

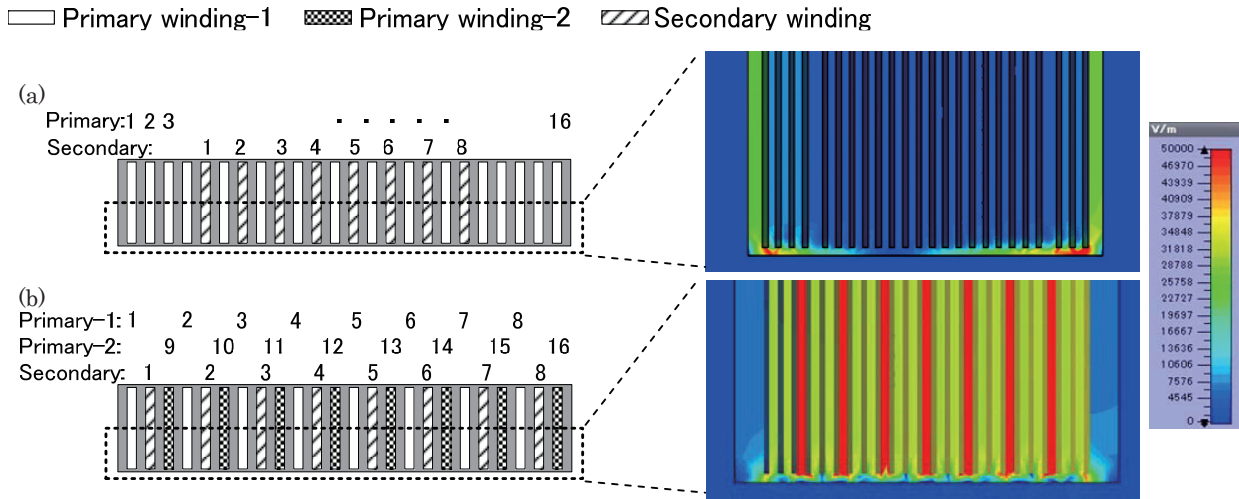


Fig. 8 Analysis results of electric field distribution. (a) type-A. (b) type-B.

以上から、磁心内部に巻線を有する構造にする場合、本論文で扱うような薄型トランスの場合は、巻線の位置決め精度および巻線構造が重要である。

4.3 寄生容量

Fig. 8 に巻線近傍断面の電界分布の 3 次元電磁界シミュレーション結果を示す。シミュレーションはフルデバイスモデルで行っているが、トランス構造の対称性から結果は巻線の下半分のみ示している。なお、モデリング上の都合から、巻線間隔や内側および外側のポリイミド層が実物より厚い部分があるが、シミュレーション結果への影響は限定的であると考えている。

Fig. 8 より、type-A と B を比較すると、type-B の方が巻線間の電界が大きい。特に 2 分割した 1 次巻線間 (Primary winding-1 と Primary winding-2 の間) において大きな電界が生じていることがわかる。また、どちらの巻線においても電界は巻線間または周囲のポリイミド層に集中し、メタルコンポジット材料中には生じていない。このことは、空心巻線の状態でも 2 つのトランスの寄生容量に大きな差が生じることに対応している。

上記のように電界分布に違いが現れた理由は、以下のように説明できる。Fig. 9 に示すように、巻線を同心円状の導体と仮定し、最も内側を 1 ターン目、外側を 16 ターン目とする。2 次巻線はフローティングとし無視する。同図(a)より type-A は隣接する巻線とは 1 ターン分の差である。一方、同図(b)より type-B では 7 ターンまたは 8 ターンの差となる。このことを等価回路で表すと、Fig. 10 のように表すことができる。なお、巻線間の相互インダクタンスは省略している。

Fig. 10 より、端子 A-B 間に交流電圧が印加されると、各ターンのインダクタンス $L_1 \sim L_{16}$ により分圧され、type-B の方が隣接する巻線間の電位差が大きくなる。寄生容量は隣接する巻線間の電位差によって生じるため、電位差の大きい type-B の寄生容量が大きくなる。

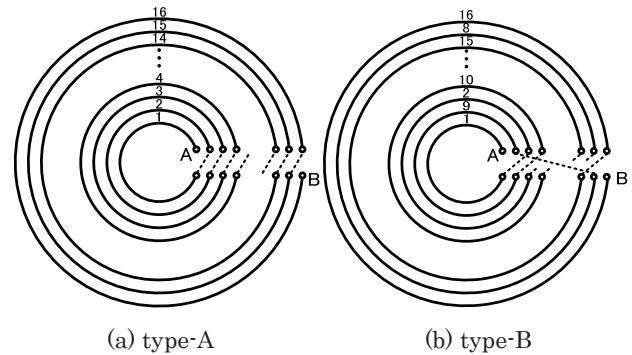


Fig. 9 Circular windings model.

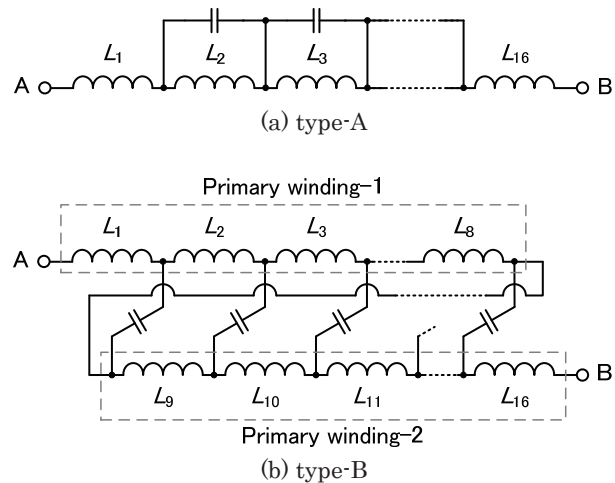


Fig. 10 Equivalent circuit model of windings.

以上から、本論文で用いたようなテープ状導体を巻線とする際は、隣接する巻線との電位差が小さくなるような巻線構造にする必要がある。

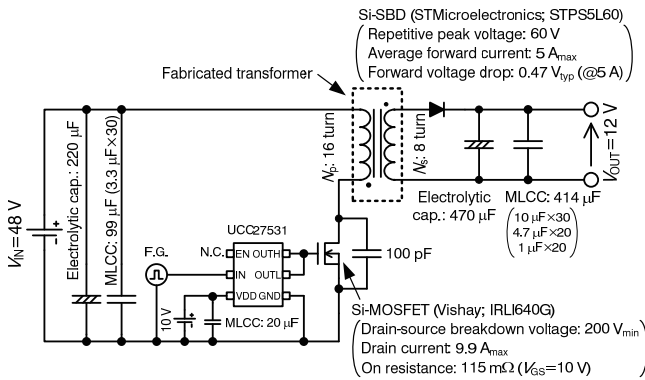


Fig. 11 Circuit diagram of the flyback-type dc-dc converter.

Fabricated transformer

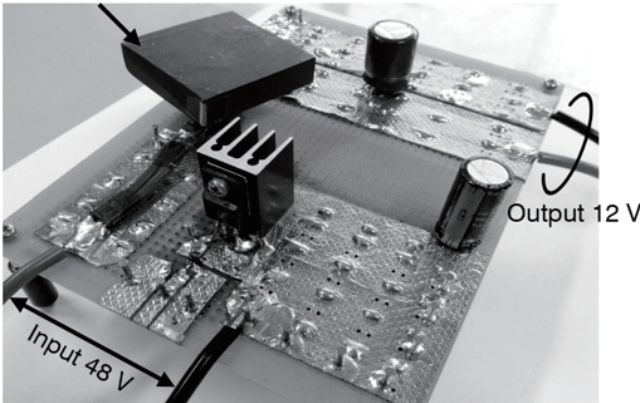


Fig. 12 Photograph of fabricated converter.

Table 2 Specifications of the converter.

Input voltage	48 V
Output voltage	12 V
Maximum output power	60 W
Switching frequency	400 kHz, 1 MHz
Control system	PWM control (Open loop)

5. フライバックコンバータへの応用

5.1 評価回路

Fig. 11 に評価に用いたフライバックコンバータの回路図, Fig. 12 には試作したコンバータの写真, Table 2 にコンバータの主な仕様を示す. 1 次側 MOSFET には Vishay 社製 IRLI640G (耐圧 200 V), 2 次側整流ダイオードには STMicroelectronics 社製 STPS5L60 (耐圧 60 V, 5 A) を 4 個並列に使用している. スイッチング周波数を 400 kHz および 1 MHz として, ファンクションジェネレータ F.G. (NF 回路設計ブロック; WF1974) を用いたオープンループ PWM 制御を行っており, 出力電流を変化させても出力電圧 V_{OUT} が 12 V となるようにオン時比率を調整している.

5.2 効率評価結果

Fig. 13 に効率の評価結果を示す. 400 kHz スイッチング時, 約 30 W まではどちらのトランスも同じ傾向を示し, 15 W 出力時に最大効率 91% を示した. 全負荷領域で効率特性の傾向を見ると, 出力電力 30 W 以下では type-A, 30

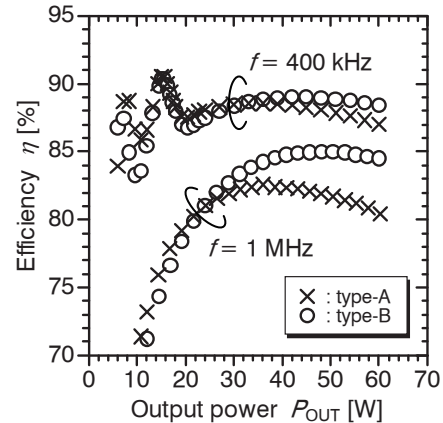


Fig. 13 Power conversion efficiency versus output power.

W 以上では type-B を用いた方が効率は高くなり, 60 W 出力時に type-A は約 87%, type-B は約 88% となった.

1 MHz スイッチング時も同様に, 出力電力約 30 W まではどちらのトランスでも同じ傾向を示した. 最大効率は type-A が約 82%, type-B が約 85%, 60 W 出力時の効率はそれぞれ約 80%, 84.5% と 400 kHz スイッチング動作時よりも 2 つのトランスの差が大きくなった. また, このときも出力電力 30 W 近傍でコンバータの効率が逆転した.

軽負荷時の効率が type-A を用いたときの方が高いのは, 前述の通り type-B と比較し等価直列抵抗 R_s が小さいためと考えられる. 一方, 重負荷になると結合係数 (漏れインダクタンス) が影響し, type-B の方が高くなったと考えられる. Fig. 14, Fig. 15 に 60 W 出力時のコンバータの動作波形を示す. サージおよびリングングが大きいため詳細な損失分析は難しいが, MOSFET ターンオフ時に大きなサージ電圧が生じており, また, その後のリングングでドレイン-ソース間電圧が 0 V 付近まで低下している期間があることが確認できる. このとき, MOSFET の寄生ダイオードに電流が流れ, 寄生ダイオードの順方向電圧でクランプされている状態だと推察される. 結合係数が低い type-A の方が大きなサージ電圧が観測されていることから, 寄生ダイオードに流れる電流およびそれによる導通損失が大きく, type-B よりも重負荷時の効率が低下したと考えられる.

ところで 400 kHz スイッチング時, 出力電力 20 W 以下において, 効率特性に複数のピークが現れている. この負荷領域では, MOSFET のオフ期間中に 2 次側ダイオード電流がゼロとなる, 電流不連続モード動作となる. 2 次側ダイオード電流がゼロになると, トランスのインダクタンスと MOSFET の寄生容量および並列接続された 100 pF のコンデンサによって共振モードに入り, ドレイン-ソース間電圧は正弦波状に変化し始める. スイッチング周期と共振周期は一定だが, 出力電力 (オン時比率) の値により共振モードに入るタイミングは変化するため, ターンオン時のドレイン-ソース間電圧も変化する. ドレイン-ソース間電圧が低いときにターンオンするとスイッチング損失は小さく, 逆に高いときにターンオンするとスイッチング損

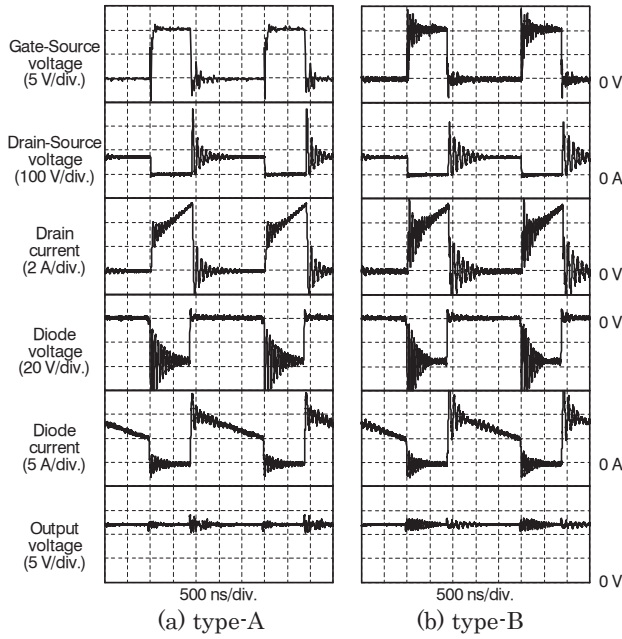


Fig. 14 Waveforms of converter, where switching frequency is 400 kHz and converter output power is 60 W.

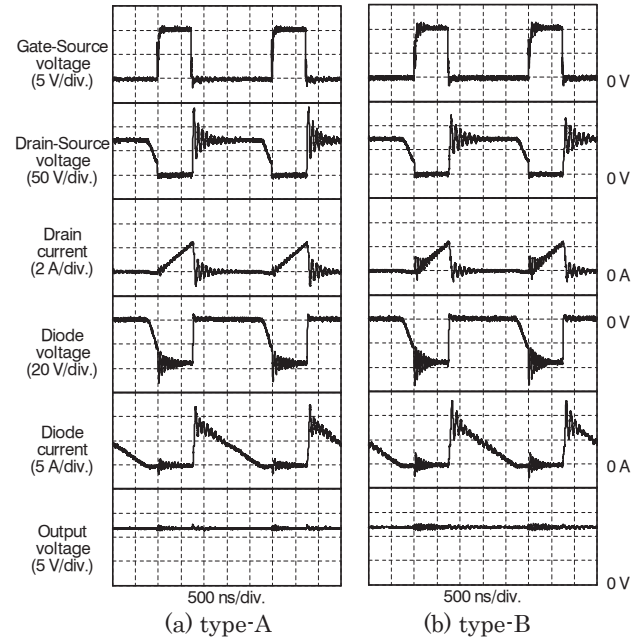


Fig. 16 Waveforms of converter, where switching frequency is 400 kHz and converter output power is 15 W.

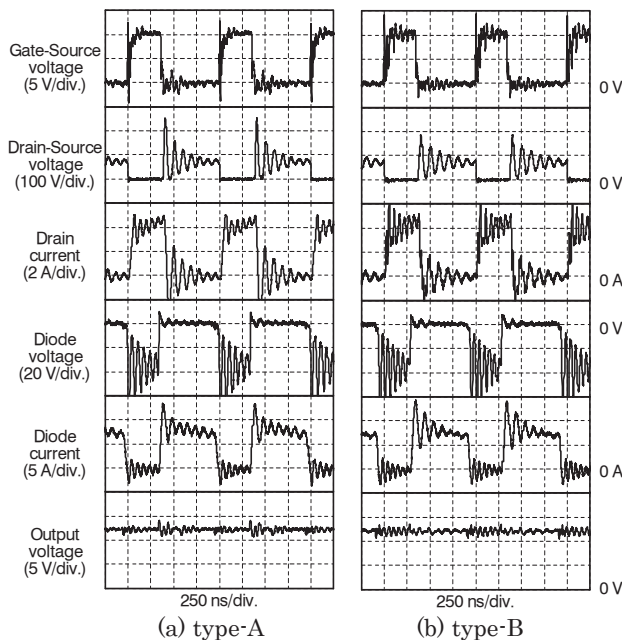


Fig. 15 Waveforms of converter, where switching frequency is 1 MHz and converter output power is 60 W.

失が大きくなるため、効率特性に複数のピークが現れたと考えられる。Fig. 16には最大効率が得られた15 W出力時の動作波形を示す。同図より、ドレイン-ソース間電圧が低下したタイミングでターンオン動作していることが確認できる。このためスイッチング損失が小さく、最大効率になっていると推察される。なお、スイッチング周波数が変わると電流不連続モード動作となる出力電力条件が変化する。そのため、1 MHzスイッチング時は、Fig.13に示した出力電力範囲内では効率のピークは現れない。

本論文で評価に用いたフライバックコンバータは、

MOSFETに並列接続された100 pFのコンデンサによりターンオフ時のZVS (Zero Voltage Switching) も実現されている。よって最大効率となる400 kHzスイッチング、15 W出力時は、擬似共振型フライバックコンバータ¹¹⁾と同じ動作である。さらなる高効率化のためには擬似共振型フライバックコンバータとすることも有効であると考えられる。

6. まとめ

表面酸化カルボニル鉄粉メタルコンポジット磁心トランスを試作し、フライバックコンバータに適用して効率評価を行った。以下に得られた結果を要約して示す。

- (1) 表面酸化カルボニル鉄粉メタルコンポジット材料を用い、フライバックコンバータ用トランスを試作した。巻線に銅張ポリイミドシートを用い、磁心内部に巻線を配置する構造とすることで、低透磁率材料であってもインダクタンス増大と結合係数を改善できた。
- (2) 試作したトランスの測定結果および電磁界シミュレーション結果から、磁心内における巻線位置ずれがトランスの特性に与える影響が大きいことが明らかとなった。したがって、特に薄型トランスの場合は、磁心内の巻線位置決め精度が重要になると考えられる。
- (3) 同じ巻数比のトランスであっても、巻線構造によって寄生容量が大きく異なることが明らかとなった。特に本論文で用いたテープ状導体を巻線とする際は、隣接する巻線との電位差が小さくなるように巻線構造に注意する必要がある。
- (4) フライバックコンバータに適用したところ、スイッチング周波数400 kHz・出力電力15 W時に効率は最大91%、スイッチング周波数1 MHzのときは、出力電力30 W以上において効率は85%となった。

コンバータのさらなる高効率化のためには、コンバータ仕様に基づくトランス設計の他、巻線配置見直しによる1次-2次巻線間の磁気結合改善と寄生容量低減、メタルコンポジット材料の比透磁率向上などが必要であると考えられ、今後検討する予定である。

謝辞 本研究は、科学研究費補助金(課題番号;15H02233)、NEDO 低炭素社会を実現する次世代パワーエレクトロニクスプロジェクト/次世代パワーエレクトロニクス応用システム開発の先導研究,ならびにJST研究成果展開事業「京都地域スーパークラスタープログラム」の補助を受けて実施されたものであり、ここに謝意を表する。

References

- 1) Antonio León-Masich, Hugo Valderrama-Blavi, Josep María Bosque-Moncusí, and Luis Martínez-Salamero: *IET Power Electronics*, **8**, 6, pp.869-878 (2015).
- 2) Hanxing Wang, Alex Man Ho Kwan, Qimeng Jiang, and Kevin J. Chen: *IEEE Transactions on Electron Devices*, **62**, 4, pp.1143-1149 (2015).
- 3) K. Sugimura, Y. Miyajima, M. Sonehara, T. Sato, F. Hayashi, N. Zettsu, K. Teshima and M. Mizusaki: *AIP Advances*, **6**, 055932-1-8 (2016).
- 4) A. Ueno, K. Sugimura, D. Shibamoto, K. Sato, M. Sonehara, T. Sato, and S. Kanazawa: *IEEJ Zenkoku-taikai 2016*, 2-097, p.118 (2016) (in Japanese).
- 5) D. Shibamoto, A. Ueno, K. Sugimura, R. Hirayama, K. Sato, T. Sato, and M. Sonehara: *The Papers of Joint Technical Meeting on "Magnetics" and "Linear Drives"*, MAG-16-041/LD-16-033, pp.17-22 (2016) (in Japanese).
- 6) T. Yamamoto, K. Sugimura, T. Sato, M. Sonehara, YG Bu, T. Mizuno, Y. Yamaguchi, and T. Kano: *The Papers of Joint Technical Meeting on "Magnetics" and "Linear Drives"*, MAG-16-050/LD-16-042, pp.63-68 (2016) (in Japanese).
- 7) T. Fujiwara and R. Tahara: *IEEE Translation Journal on Magnetics in Japan*, **8**, 11, pp.795-800 (1993).
- 8) J. Togawa: *Suicching-dengen no koiru/toransu sekkei* (in Japanese), pp.209-212 (CQ shuppansha, Tokyo, 2012).
- 9) K. Ohta: *Jikikogaku no Kiso 2* (in Japanese), p. 311 (Kyoritsu Shuppan, Tokyo, 1973).
- 10) K. Sato, K. Sugimura, T. Sato, M. Sonehara: *The Papers of Joint Technical Meeting on "Magnetics"*, MAG-16-112, pp.19-24 (2016) (in Japanese).
- 11) Y. Asako, H. Shiroyama, Y. Ishizuka, H. Matsuo: *IEICE Technical Report*, EE2007-64/CPM2007-149, pp.1-6 (2008) (in Japanese).

2016年10月7日受理, 2017年1月10日採録

磁性鉄粉を考慮した圧粉磁心の渦電流損失解析に関する検討

Eddy Current Loss Analysis for Soft Magnetic Composite Considering Magnetic Particles

増井 出, 中村 健二, 一ノ倉 理

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

Izuru Masui, Kenji Nakamura, Osamu Ichinokura

Graduate School of Engineering, Tohoku Univ., 6-6-05 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

Soft magnetic composite (SMC) is an artificial aggregate of magnetic particles that are electrically isolated by resin coating on the particles. This isolation enables it to suppress eddy current flowing inter-particles, and thereby its iron loss at high frequency is very low compared with that of conventional silicon steel. This paper presents an analysis model of the SMC including the magnetic particles in order to accurately predict the SMC performance. Experimental results show that the calculation accuracy of the iron loss of the SMC is improved by considering the magnetic particles with its isolated coating. Moreover, the proposed model clarifies that the inter-particle eddy current loss becomes dominant when the particle size is gradually decreased; that is, the effect of reducing iron loss by finer particle size is basically limited.

Key words: soft magnetic composite (SMC), magnetic particle, inner-particle eddy current, inter-particle eddy current

1. はじめに

近年, 大気汚染や地球温暖化などの環境問題が国際的に注目されている。これらの原因の一つである二酸化炭素の排出量の多くを占める運輸部門では, ハイブリッド車 (HV) や電気自動車 (EV) の普及が急務となっている。また, HV や EV のパワートレインに搭載されるモータやトランス, リアクトルなどは高効率化に加え, 高周波化による小型軽量化のため, 交流磁気特性に優れた軟磁性材料の利用が必須である。

圧粉磁心 (SMC: soft magnetic composite) は磁性鉄粉に絶縁被膜を施し, 圧縮成型した磁性体である。模式図を Fig. 1 に示す。磁束変動に伴い圧粉磁心内に誘導される電流は, 磁性鉄粉の粒子内に流れる粒子内渦電流と, 隣接する粒子間を渡って流れる粒子間渦電流の二種類に大別されるが¹⁾, 粒子同士が被膜でほぼ絶縁されているため, 通常, 粒子間渦電流は極めて小さく, そのため, 高周波鉄損を低く抑えることができる。

圧粉磁心の高性能化には, 飽和磁束密度を高めながら, 鉄損を低減することが必須であることから, 磁性鉄粉の粒子径を小さく, かつ絶縁被膜の厚さを極力薄くするとともに, 高い圧力で成型することで, 鉄粉の占積率を上げることが必要不可欠である。しかしながら, 極端に絶縁被膜を薄くすると, 被膜不良によって磁性鉄粉同士が直接接触する, あるいは絶縁被膜に導電性の不純物が入り込むことによって, 粒子間渦電流に起因する損失が増大する。したがって, このような影響を定量的に評価できる解析手法の確立が必須である。このような解析手法に関しては多くの研究報告がある。例えば, 森田らは数 MHz 帯において結晶粒界層キャパシタンスによる粒界インピーダンスを考慮したモデルを用いて, 変位電流を含めた渦電流損失を算定する手法を提案している²⁾。ただし, 本稿で想定している HV や EV のパワートレインに使用される, トランスやリアクトルの動作周波数は数 kHz 程度であるため, 変位電流まで考慮する必要はない。一方, C. Appino らは鉄粉同士の接触が粒子間渦電流の原因と考え, 粒子の接触部の抵抗値を正規分布に従って, 実験的に求めることで数 kHz 帯における粒子内

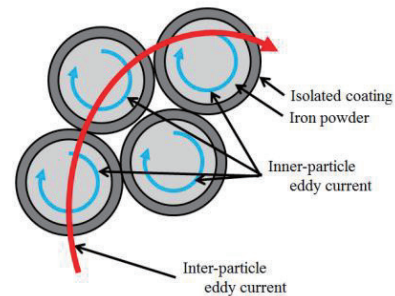


Fig. 1 Schematic diagram of SMC.

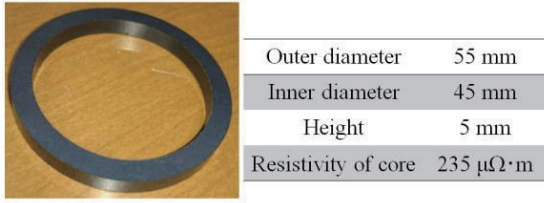
および粒子間の渦電流損失を算定する手法を提案している³⁾。しかしながら, この手法は被膜を接触抵抗に置き換えて検討しているため, 圧粉磁心の性能を決める重要な指標の一つである, 鉄粉の占積率については評価することができない。

そこで本稿では, 圧粉磁心の絶縁被膜の厚さや抵抗率の変化が渦電流損失に与える影響を把握することは重要であると考え, 磁性鉄粉のサイズや絶縁被膜の厚さ, 抵抗率などを考慮可能な電磁界解析について検討を行ったので報告する。

2. 磁性鉄粉まで考慮した SMC の解析

本章では, 提案する解析モデルの妥当性を検証するため, 圧粉磁心 (ヘガネス社製 Somaloy 700 3P⁴⁾,⁵⁾ で作製したリングコア試料の渦電流損失を測定し, 解析モデルと比較を行う。Fig. 2 に, リングコア試料の諸元を示す。外径は 55 mm, 内径は 45 mm, 厚みは 5 mm である。また, 四端子法を用いて直接測定したコアの抵抗率は 235 $\mu\Omega \cdot \text{m}$ であった。

Fig. 3 に実験システムの構成を示す。Fig. 4 に示すように, リングコア試料に励磁コイルとサーチコイルを重ねて巻き, 励磁コイルに流れる電流 i と励磁電圧 v_e , およびサーチコイルの電圧 v_s をオシロスコープを用いて測定した。ここで, 励磁コイルおよびサーチコイルの巻数をそれぞれ



Ring core

Fig. 2 Specifications of a ring core made of SMC.

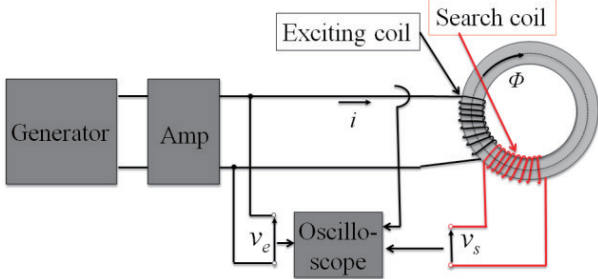


Fig. 3 Configuration of experimental system.

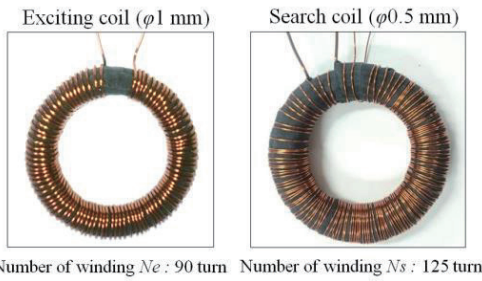


Fig. 4 Exciting coil and search coil.

れ N_e, N_s とし、鎖交磁束を Φ 、コア断面積を S 、磁路長を l とすると、磁界の強さ H と磁束密度 B はそれぞれ次のように求まる。

$$\oint_c H dl = N_e i \quad (1)$$

$$H = \frac{N_e}{l} i \quad (\text{A/m}) \quad (2)$$

$$v_s = N_s \frac{d\Phi}{dt} \quad (3)$$

$$B = \frac{\Phi}{S} = \frac{1}{N_s S} \int v_s dt \quad (\text{T}) \quad (4)$$

したがって、リングコアで発生する鉄損 W_i は次式のように求まる。

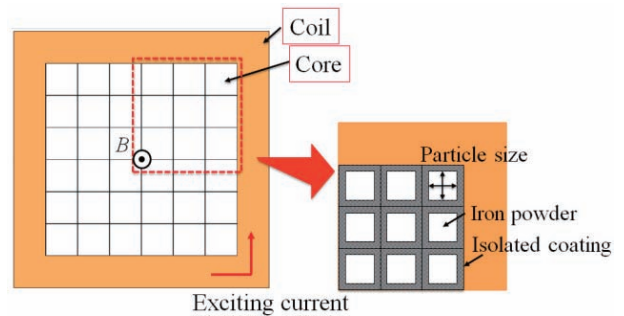
$$W_i = Sl \int H dB = \frac{N_e}{N_s} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T v_s i dt \quad (\text{W}) \quad (5)$$

有限要素法 (FEM) を用いて圧粉磁心内部の磁性鉄粉に流れる渦電流を解析するためには、非常に微細な磁性鉄粉を一つ一つ要素分割する必要がある。本稿では、Fig. 2 に示したリングコア試料の平均粒子径から、Fig. 5 に示すように、磁性鉄粉の大きさを1辺 $140\ \mu\text{m}$ の立方体と仮定し、

これを縦6個、横6個に等間隔に並べた解析モデルを作成した。絶縁被膜の厚さは $0.7\ \mu\text{m}$ とした。

本モデルを用いて解析するにあたり、絶縁被膜の抵抗率を決める必要があるが、試料から直接測定することはできない。そこで、四端子法を用いて測定したリングコア試料の抵抗率 $235\ \mu\Omega\cdot\text{m}$ から、次のように被膜の抵抗率を概算した。

まず、Fig. 6 に示すように、解析モデルの粒子には一方方向の電流が流れると仮定し、粒子を磁性鉄粉と絶縁被膜の部分に分け、Fig. 7 に示すような電氣的等価回路を作成する。この回路の抵抗のうち、磁性鉄粉の抵抗 R_{iron} については粒子寸法と鉄の抵抗率から簡単に求めることができる。



Particle size	140 μm
Thickness of isolated coating	0.7 μm
Resistivity of iron powder	98.0 $\text{n}\Omega\cdot\text{m}$
Resistivity of insulating film	23.2 $\text{m}\Omega\cdot\text{m}$
Space factor	98%

Fig. 5 Analysis model of SMC including the magnetic particles.

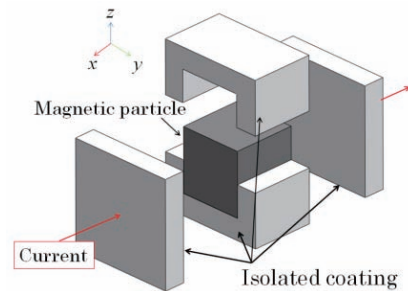


Fig. 6 One particle model.

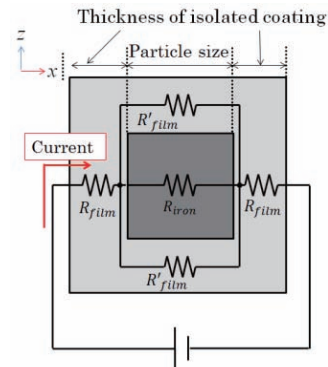


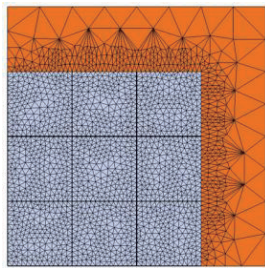
Fig. 7 Electric circuit model of one particle of SMC.

一方、被膜部の抵抗である R_{film} と R'_{film} については、抵抗率が未知であるため、単純に求めることはできないが、この一粒子分の電気回路をリングコア試料と同寸法になるまで直並列接続した回路網の合成抵抗が、四端子法で実測した抵抗値である $235 \mu\Omega \cdot m$ と等しいとみなすことで、被膜部の抵抗、すなわち絶縁被膜の抵抗率を求めることができる。このようにして絶縁被膜の抵抗率を求めた結果、その値は $23.2 m\Omega \cdot m$ となった。

Fig. 8 に 2 次元 FEM モデルを示す。電磁界分布の対称性から 1/4 モデルを用いて渦電流損失の解析を行った。この図を見ると、 μm サイズの粒子一つ一つに対して十分に細かいメッシュが作成できていることがわかる。

Fig. 9 は、上記の FEM モデルを用いて算定した粒子内の渦電流密度分布である。なお、励磁周波数は HV のポートレインの鉄心として数 kHz で使用することを考慮し、1000 Hz とした。同図(a)は、被膜の抵抗率を先に求めた値である $23.2 m\Omega \cdot m$ とした結果である。一方、同図(b)は被膜の抵抗率を粒子同士が完全に絶縁されているとみなせるほど大きな値にした結果である。これらの図を見ると、磁性鉄粉内に流れる渦電流が主であることがわかり、両者にあまり大きな差は認められない。一方、Fig. 10 に示すように、被膜の渦電流密度分布に着目すると明らかなように、同図(a)の方が電流密度が高くなっており、絶縁被膜を渡って流れる電流が生じていることが了解される。これにより、被膜部での損失が増加することが推察される。

Fig. 11 に、リングコア試料の単位体積当たりの渦電流損失の計算値と実測値を示す。同図(a)は励磁周波数 1000Hz、同図(b)は励磁周波数 3000Hz における渦電流損失である。



Elements	15,888
Nodes	10,888

Fig. 8 2-D FEM model of SMC.

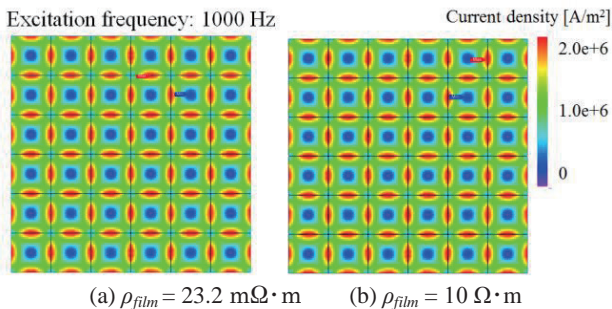


Fig. 9 Eddy current density distribution of magnetic particles.

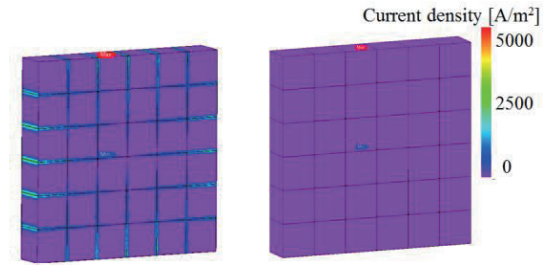


Fig. 10 Eddy current density distribution in the isolated coating.

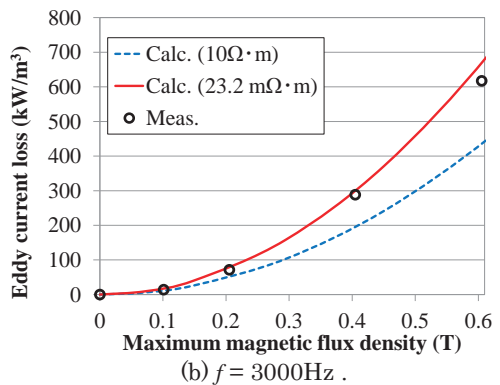
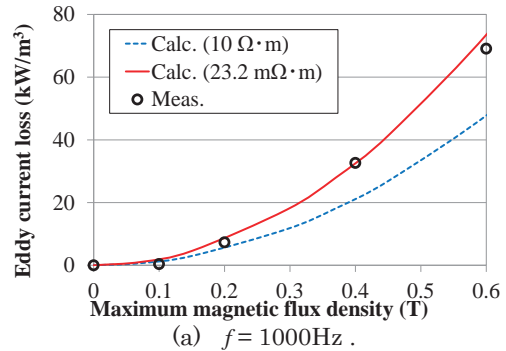


Fig.11 Eddy current loss of a ring core.

ここで、リングコア試料の渦電流損を算定するためには、コアと同形状、同寸法の解析モデルを作成する必要があるが、計算機容量の観点からそのような極めて大規模な解析モデルを作成することは不可能である。そこで計算においては、渦電流損失を粒子内渦電流損失と粒子間渦電流損失に分離して、次のように求めた。

まず、粒子内渦電流損失は粒子径および被膜厚さのみで決まることから、Fig. 8 の解析モデルを用いて、被膜の抵抗率が充分大きい時の渦電流損失を求めれば、それがすなわち粒子内渦電流損失に相当する。

一方、粒子間渦電流損失については、これがコア断面積に比例することに注目する。すなわち、抵抗率を $23.2 m\Omega \cdot m$ とした時の渦電流損失から上述の粒子内渦電流損失を引くことで、粒子間渦電流損失を分離することができるので、これにリングコア試料と解析モデルの断面積の比を掛けることで、リングコア試料の粒子間渦電流損失を算出した。

Fig. 11 中の破線が粒子内渦電流損失の計算値であり、実線が粒子内渦電流損失と粒子間渦電流損失の和である。こ

Table 1 Specifications of each analysis model

	Model A	Model B	Model C	Model D	Model E
Particle size [μm]	140	120	80	60	40
Thickness of isolated coating [μm]	0.7	0.6	0.4	0.3	0.2
Resistivity of isolated coating	23.2 $\text{m}\Omega\cdot\text{m}$				
Space factor	98 %				

の図を見ると、粒子レベルでモデルを作成し、かつ絶縁被膜の抵抗率にも適切な値を与えることで、精度の高い損失算定が可能であることが了解される。

3. 磁性鉄粉の粒径を変化させた際の損失特性

一般に、圧粉磁心の損失低減のためには、粒子径を可能な限り小さくすることが有効であると言われている。そこで本章では、構築したモデルを用いて、磁性鉄粉の粒子径を小さくした場合の特性について検討を行った。Table 1 に比較検討に用いた解析モデルの諸元を示す。粒子径を 140 μm から 40 μm まで変化させた 5 つのモデルを作成した。また、被膜の抵抗率は前章と同様に 23.2 $\text{m}\Omega\cdot\text{m}$ とし、被膜の厚さは鉄粉の占積率を一定にするため、粒子径に応じて変えた。

Fig. 12 に、磁性鉄粉の粒子径を変化させた時の粒子内および粒子間の渦電流損失特性の変化を示す。最大磁束密度は 1 T である。粒子内の渦電流損失は粒径の二乗に比例して減少しており、小粒径化に伴う渦電流損失の低減が確認できる。しかしながら、粒子間の渦電流損失は占積率一定かつ被膜の抵抗率一定という条件下では粒子径を小さくしてもほとんど変化しないことがわかる。そのため、磁性鉄粉の粒子径を小径化しても、ある程度まで小さくすると、粒子間の渦電流損失が支配的になり、小径化による損失低減効果が薄れていくことが了解される。したがって、圧粉磁心の損失低減には小径化だけでは不十分であり、同時に絶縁被膜の品質向上による高抵抗率化が欠かせないことがわかる。

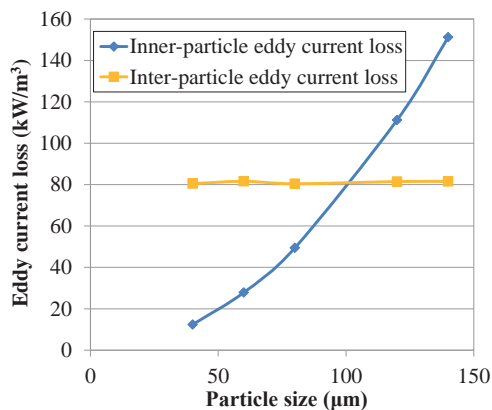


Fig. 12 Particle size versus inner- and inter-particle eddy current losses.

4. まとめ

以上、本稿では磁性鉄粉のサイズや絶縁被膜の厚さ、抵抗率などを勘案した圧粉磁心の設計指針の確立を目的として、圧粉磁心内の磁性鉄粉まで考慮した電磁界解析について検討を行った。

まず始めに、提案したモデルの妥当性を検証するため、SMC で作製したリングコア試料の損失を測定し、計算値と比較を行った。その結果、粒子レベルでモデルを作成し、かつ絶縁被膜の抵抗率を適切に設定して粒子間渦電流を考慮することで、精度の高い損失算定が可能であることを明らかにした。

次いで、構築したモデルを用いて、圧粉磁心の鉄粉粒子径と損失の関係について検討を行った。一般に、圧粉磁心の損失低減のためには、粒子径を可能な限り小さくすることが有効であると言われているが、本稿での検討によって、小粒径化により粒子内の渦電流損失は低減される一方で、粒子間の渦電流損失は変化しないことが明らかになった。したがって、ある程度まで粒子径を小さくしていくと粒子間渦電流損失が支配的になり、小粒径化による損失低減効果は薄れる。そのため、圧粉磁心の損失低減には小粒径化だけでなく、同時に絶縁被膜の品質向上による高抵抗率化が必要であることを明らかにした。

References

- 1) Yuichiro Fujita, Kazuhisa tsutsui: Calculation of Compressed Core Inductor Properties by FEM Analysis of Electromagnetic Fields, *Denki Seiko*, **82**, (No. 1), p. 73-79 (2011)
- 2) T.Morita et al: Analysis of the Eddy Current Loss of Mn-Zn Ferrite Taking Account of the Microstructure, *Journal of the Magnetics Society of Japan*, **25**, (No. 4-2), p. 939-942, (2001)
- 3) C. Appino et al: Computation of Eddy Current Losses in Soft Magnetic Composites, *IEEE Trans. on Magnetics*, **48**, (No.11), 2012.
- 4) Hogan Somaloy 700 3P quick guide
http://www.hoganas.com/globalassets/uploaded-files/smc/somaloy-quick-guide_july_2015_1122hog.pdf
(As of October 06, 2016)
- 5) Hogan Somaloy 700 3P Product portfolio
http://www.hoganas.com/globalassets/media/sharepoint-documents/BrochuresanddatasheetsAllDocuments/Somaloyproductportfolio_Aug_2016_1698HOG.pdf (As of October 06, 2016)

2016年10月11日受理, 2016年11月29日再受理, 2016年12月22日採録

波力発電用リニア発電機の制御に関する検討

Control of Linear Generator for Wave Power Generation

紙屋大輝†・後藤博樹・一ノ倉理

東北大学大学院工学研究科, 仙台市青葉区巻字青葉 6-6-05 (〒980-8579)

D. Kamiya †, H. Goto, and O. Ichinokura

Graduate School of Engineering, Tohoku University, 6-6-05 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

In recent years, with the growing concerns about renewable energy, wave power generation is gaining interest as a potential source of next-generation energy. However, wave power generation equipment has not yet been commercialized due to its need for high maintainability and its expensive cost compared to other power generation methods. Although wave power generation consists of several methods, here we focus on the point absorber-type wave power device using a linear generator. This method is advantageous in terms of high output and miniaturization compared to other methods because it can use the wave energy directly. Moreover, it is highly maintainable because using the linear generator means there is no need for a mechanical converter is unnecessary by using the linear generator. Nevertheless, there is a need for further high output density for practical use. This paper focuses on a control method for high power density and presents the results of an experimental comparisons of two control methods.

Key words: wave power generation, linear generator, point absorber, control systems, renewable energy

1. はじめに

近年, 化石燃料の枯渇や地球温暖化などの世界的な問題への対策として, 再生可能エネルギーへの注目が高まっている。中でも波エネルギーは, 地球表面の7割が海でありエネルギー源が豊富であること, 再生可能エネルギーの中ではエネルギー密度が高いこと, また発電量の予測が比較的容易であること等が利点として挙げられ, 次世代エネルギーとして特に重要といえる。

しかし, 波力発電設備は海中に設置されることから, 台風や津波などの大規模災害にも耐える構造である必要があることや, 海底への係留が必要であることから, 他の発電方式に比べ設備が大型化し, 発電コストが高く, さらに保守が困難であることから, いまだ商用化には至っていない。

波力発電にはいくつかの方式があるが, 筆者らは永久磁石式リニア発電機を用いた可動物体型波力発電装置に着目した。本方式の概要を Fig. 1 に示す。本方式は永久磁石同期リニア発電機の可動子と浮体を直接接続することにより, 浮体の上下運動による界磁磁石と電機子巻線間の相対速度による速度起電力により発電を行う。可動物体式では, 浮体の上下動から空気を介してファンを駆動する振動水柱式に比べ出力密度が高いため小型化・高出力化が可能である。また, リニア発電機を用いることで, 回転型の発電機と比べてギアや直線運動→回転運動の変換機なしに駆動することが可能であることから, 機械損失を減少でき, 保守性にも優れる。しかし, 波力発電を商用化するためにはさらなる高出力密度化によるコスト低減が求められる。

波力発電の高出力密度化には, とりわけ発電機制御の高度化が果たす役割が大きく, 様々な制御手法が提案されてきた。中でも, 一時的に電力を消費して可動部を加速させ, 波と発電機の運動を共振させることで機械的な振動を大きくすることを狙った共振制御は, 発電機入力を最大化させられるという利点を持ち, 代表的な制御法として認知されている²⁾。しかし, 波力発電の研究開発に

は機械工学や流体工学が多用される一方, 電気工学的な考慮が不足しており, 共振制御においても発電機損失を考慮していないため, 電気出力は必ずしも最大にはならないことが報告されている。

近年, この共振制御の問題を解決するため, 電気工学におけるインピーダンスマッチングの発想に基づく Approximate complex-conjugate control (ACL 制御) が提案された³⁾。この制御法は, 共振制御では考慮していなかった発電機内部の銅損を考慮することで, 真に発電機の電気出力を最大化する。先行研究では, 理論とコンピュータシミュレーションにより, ACL 制御の有用性が確認されたが, 実験による検証は全く行われていない。

本稿では, 実際に制御装置を試作して模擬実験を行い, 従来の共振制御と今回着目した ACL 制御の比較検討を行うことで, ACL 制御の有用性を実証したので報告する。

2. 浮体モデルと発電制御方式

本章では, 波力発電における基本式と前述した2つの制御手法の原理について述べる。入力波周期が一定時の可動物体式波力発電装置における浮体の力学モデルを Fig. 2 に示す。海水による流体効果はダンパやばねとして模擬され, その運動方程式は浮体の変位を x , バネ定数 K , ダンパ係数 B を用いて, (1)式のように記述できる。

$$(m + M) \frac{d^2x}{dt^2} = f_z - B \frac{dx}{dt} - Kx - f_e \quad (1)$$

ここで, M は浮体の質量であり, m は海水がまわりつくことによる付加質量である。また, f_z , f_e はそれぞれ波強制力, 発電機による推力 (通常は減速力) である。

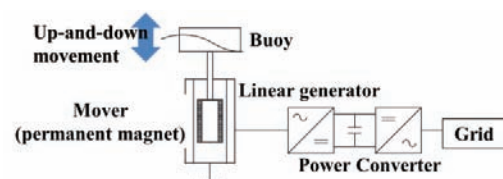


Fig. 1 General scheme of a direct-drive point absorber

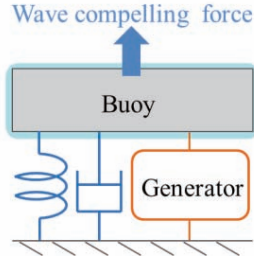


Fig. 2 Dynamic model of buoy

2.1 共振制御

従来検討されてきた共振制御の原理について述べる。上記の運動方程式を機械系等価回路に変換したものを Fig. 3 に示す。 v は可動部速度であり、(2)式により、表される。また、フェーザ法での記述により、 \dot{V} を速度、 \dot{X} を変位とすると(3)式のように表される。

$$v = \frac{dx}{dt} \tag{2}$$

$$\dot{V} = j\omega\dot{X} \tag{3}$$

平均発電機入力 P は、機械系等価回路の負荷で消費される電力と等価であり、(4)式のように記述できる。

$$P = \int_0^T f_e v dt \tag{4}$$

インピーダンスマッチング (最大電力伝達定理) により Fig. 3 において円で囲まれた部分と点線部のインピーダンスが複素共役となったとき、 P は最大となる。このとき \dot{F}_e は(5)式のように記述できる。ここで \dot{F}_e は f_e のフェーザ表記である。

$$\begin{aligned} \dot{F}_e &= B + j \left\{ \omega(M + m) - \frac{K}{\omega} \right\} V \\ &= \left[B - j \left\{ \omega(M + m) - \frac{K}{\omega} \right\} \right] \dot{V} \\ &= B\dot{V} + \{ \omega^2(M + m) - K \} \dot{X} \end{aligned} \tag{5}$$

ω は入力波の角周波数である。

また、表面磁石型リニア同期発電機を用いる場合、一般的には銅損を最小にするために、トルクに寄与しない d 軸電流を電流ベクトル制御により零とする $i_d = 0$ 制御が行われている⁴⁾。このときトルクに寄与する q 軸電流を i_q 、そのフェーザ表記を \dot{I}_q とすると、 \dot{I}_q は(6)式のように表される。

$$\begin{aligned} \dot{I}_q &= \frac{\dot{F}_e}{K_t} \\ &= \frac{B\dot{V} + \{ \omega^2(M + m) - K \} \dot{X}}{K_t} \end{aligned} \tag{6}$$

K_t は推力定数である。

(6)式に基づき、 \dot{I}_q を波周期 ω に応じて与えることにより、 P が最大化される。

2.2 ACL 制御

次に、今回着目した ACL 制御の原理について述べる。Fig. 4 に機械系等価回路および、表面磁石型リニア同期発電機を $i_d = 0$ 制御を用いた場合の等価回路を示す。ここで、 Z_1 は Fig. 3 の点線部で囲まれた機械インピーダンスである。また、 \dot{V}_q は q 軸電圧 v_q のフェーザ表記、 R は発電機の巻線抵抗、 L_q は q 軸インダクタンス、 Z_2 は発電機内部のインピーダンスである。Fig. 4 の 2 つの回路を合わせた等価電気回路を Fig. 5 に示す。ここで、平均発電機出力 P_e は (7) 式のように表される。

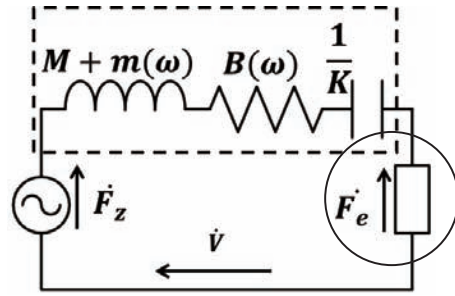


Fig. 3 Mechanical equivalent circuit

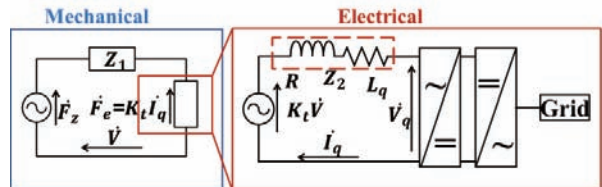


Fig. 4 Mechanical equivalent circuit and equivalent circuit of linear surface permanent magnet synchronous generator

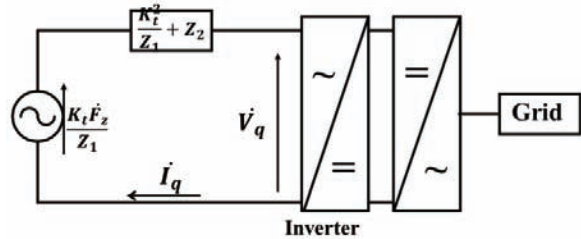


Fig.5 Equivalent electrical circuit of wave power generation

$$P_e = \int_0^T v_q i_q dt \tag{7}$$

Fig. 5 より、等価回路のインピーダンスと端部とのインピーダンスがマッチングしたとき、 P_e は最大となる。このとき、端部のインピーダンス Z_q は(8)式のように記述でき、 q 軸電流は(9)式のように記述できる。

$$Z_q = \frac{K_t^2}{Z_1} + Z_2 \tag{8}$$

$$\dot{I}_q = \frac{1}{K_t} \left[\text{Re} \left\{ \frac{Z_1 K_t^2}{2RZ_1 + K_t^2} \right\} \dot{V} - \omega \text{Im} \left\{ \frac{Z_1 K_t^2}{2RZ_1 + K_t^2} \right\} \dot{X} \right] \tag{9}$$

(9)式に基づき、 \dot{I}_q を波周期に応じて変化させることで、巻線抵抗を考慮した電気出力の最大化が図られる。

2.3 発電機における制御方法

以上、入力波が単一周期時の 2 つの制御の実現方法をまとめる。

Fig. 6 に発電機におけるベクトル制御フローを示す。表面磁石型リニア同期発電機を用いるため $i_d = 0$ 制御を行い力率 1 運転とする。 B_g 、 K_g は、 q 軸電流指令値を求める際に、可動部速度 v 、可動部変位 x に乗算するパラメータであり、制御手法ごとに (6)式、(9)式に基づいて求められる。入力波周期を一定とするため、 B_g 、 K_g は時間軸上でも同一かつ一定である。

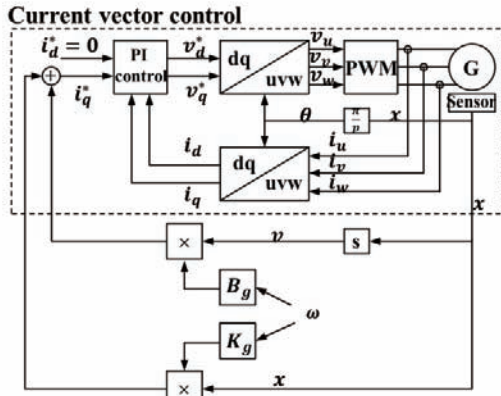


Fig. 6 Current vector control system

共振制御においては、(6)式より

$$B_g = \frac{B}{K_t} \quad (10)$$

$$K_g = \frac{\omega^2(M+m)-K}{K_t} \quad (11)$$

であり、ACL制御においては、

$$B_g = \text{Re} \left\{ \frac{\bar{Z}K_t}{2RZ + K_t^2} \right\} = \frac{B + \frac{2R}{K_t^2} \left[B^2 + \left\{ \omega(M+m) - \frac{K}{\omega} \right\}^2 \right]}{4 \left(\frac{R}{K_t^2} \right)^2 \left\{ \omega(M+m) - \frac{K}{\omega} \right\}^2 + \left(1 + \frac{2R}{K_t^2} B \right)^2} \quad (12)$$

$$K_g = -\omega \text{Im} \left\{ \frac{\bar{Z}K_t}{2RZ + K_t^2} \right\} = \frac{\omega \left\{ \omega(M+m) - \frac{K}{\omega} \right\}}{4 \left(\frac{R}{K_t^2} \right)^2 \left\{ \omega(M+m) - \frac{K}{\omega} \right\}^2 + \left(1 + \frac{2R}{K_t^2} B \right)^2} \quad (13)$$

となる。電流指令値が決定されたのち、PI制御により電圧指令値を決定し、指令値に基づき、PWM制御を行うことで、電圧を制御する。以上が、制御の一連の流れである。

3. 模擬実験による検証

本章では、2章で述べた2つの制御手法の比較検討を行った結果について述べる。波力発電模擬装置の外観図をFig. 7に示す。装置は同一の2つの産業用リニアサーボモータを機械的に接続して構成されており、可動部にはたわみ防止の支持構造がついている。このリニアサーボモータは着磁したスラストロッドをコアレスの電機子巻線で励磁する構造となっており、専用のサーボアンプにq軸電流指令値を与えることで四象限にわたる*i_d* = 0制御を実現することができる。

まず、1つのリニアサーボモータによって波力を模擬し、それによってスラストロッドが往復運動を行うことで、もう一つのリニアサーボモータが発電を行う。

実験装置の構成と信号および電力の流れをFig. 8に示す。試験対象であるリニア発電機および波力模擬側のリニアモータに加え、それぞれの推力を決定する制御装置、推力を制御するサーボアンプ、波力や発電制御パラメータを設定するためのPC、そして電力を供給するための直流電源により構成される。

最初に、波力模擬側ではスラストロッドの位置情報と波力パラメータに基づき、(1)式の運動方程式を実現するための推力指令値が決定される。推力指令値から電流指令値が求められ、それを受けたサーボアンプがモータの推力を制御することにより(1)の運動方程式を模擬する。その際のモータ制御ブロック図をFig.9に示す。

一方、発電機側においては、(10)(11)式もしくは(12)(13)式に基づき、電流指令値が決定される。その後、波力模擬用のリニアモータと同様に、サーボアンプが電流を制御する。

通常、リニア発電機側では運動エネルギーの一部が電力として変換された結果、直流電源に電力を回生させる。この直流電源装置は回生電力を吸収する機能を持たないが、並列接続された模擬波力発生用リニアモータで使用される電流が必ず回生電力を上回るため、実際の直流電源へ電力が回生されることはない。

以上の装置を用い、2つの制御手法における変位、速度、発電機入力、発電機出力、各波周期の平均発電機出力を比較した。なお、波の設定条件として直径 35 cm 高さ 30 cm の浮体にかかる波力を参考として *K*=800 N/m、*B*=100 N/(m/s)、波強制力は *f_e*=100 Nとした。なお、実験系の固有周期は約 1.0 秒である。機械入力 *p*、発電機出力 *p_e* は次式をもとに計算した。*v_e* は直流電源の端子電圧、*i_e* は発電機側のサーボアンプから直流電源に流入する電流である。

$$p = f_e v \quad (14)$$

$$p_e = v_e i_e \quad (15)$$

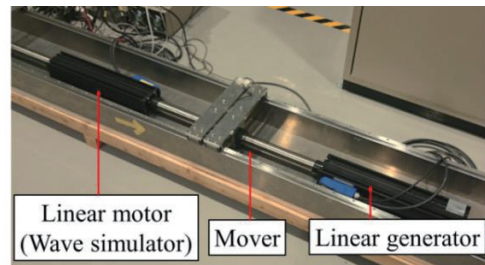


Fig. 7 Appearance of the experimental equipment

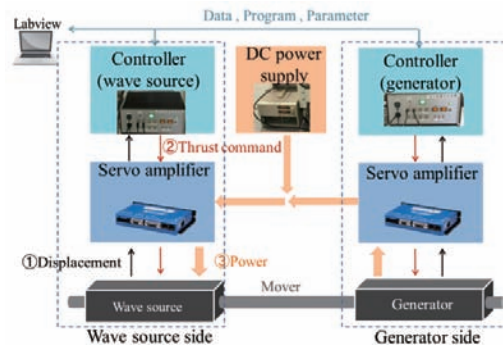


Fig. 8 Flow of electricity and signal in the experimental equipment

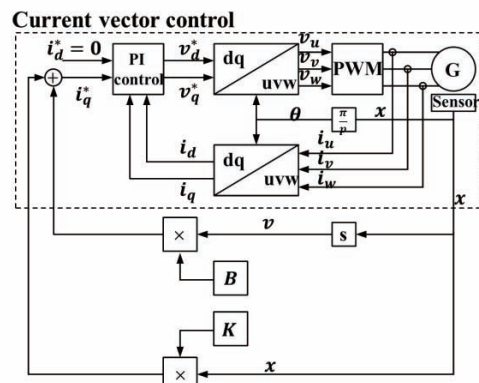


Fig. 9 Control system of linear motor as wave simulator

Fig. 10 に波周期 0.57 s 時の変位波形を示す。共振制御, ACL 制御それぞれにおいて, 変位の振幅は共振制御時が 0.087 m, ACL 制御時が 0.079 m と共振制御時のほうが大きい。これは, 共振制御時は機械共振状態となっており, 機械入力が増大しているのに対し, 銅損を考慮する ACL 制御時は機械共振を外れているからであると考えられる。

Fig. 11 に同じく波周期 0.57 s 時の発電機入力波形を示す。正の部分は, 発電機が可動部のエネルギーの一部を電力として変換している発電機動作, 負の部分は電力を消費して可動部を加速させているモータ動作である。平均機械入力は共振制御時が 13W, ACL 制御時が 11W と共振制御時のほうが大きい。これは, 共振制御時は可動部が機械共振状態となり振動が大きくなったためと考えられる。

Fig. 12 に同じく発電機出力の波形を示す。機械入力に比べ, 銅損の分だけ減少していることがわかる。平均発電機出力は共振制御時が 1.6 W, ACL 制御時が 4.6 W と ACL 制御時のほうが大きくなっていることがわかる。これは, 共振制御時は入力波周期と可動子の固有周期が離れているために, 浮体と入力波を共振させるために必要な発電機推力が大きく, 銅損が過大となったためと考えられる。一方で, ACL 制御時は発電機入力は共振制御時より小さいものの, 銅損を抑えられたため, 出力は大きくなっていることが了承される。

Fig. 13 に波周期と平均発電機出力の関係, Fig.14 に波周期と効率の関係を示す。効率 η は次式より求めた。

$$\eta = \frac{p_e}{p} \quad (16)$$

図より, 共振制御時は損失が発電量とほぼ同等となり, 発電が行えない波周期があることがわかる。一方で, ACL 制御時はすべての周期で発電を行っており, またその発電量が共振制御時を上回っていることが了承される。以上のことから, ACL 制御により効果的に出力を向上できることが了承される。

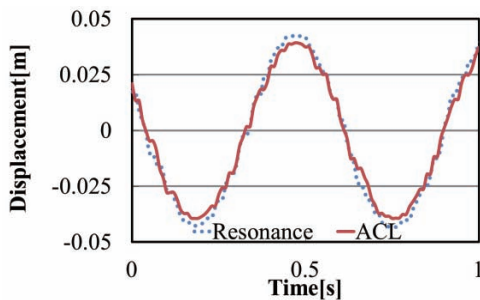


Fig. 10 Displacement waveforms

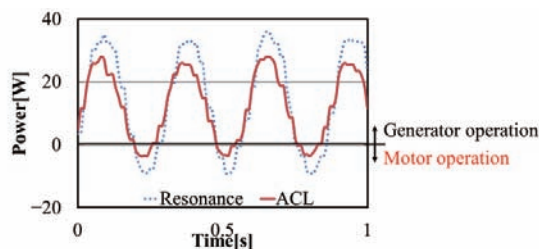


Fig. 11 Input power waveforms

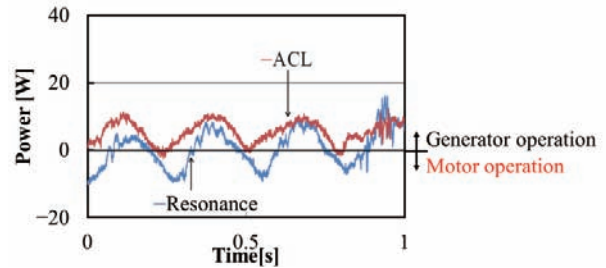


Fig. 12 Output power waveforms

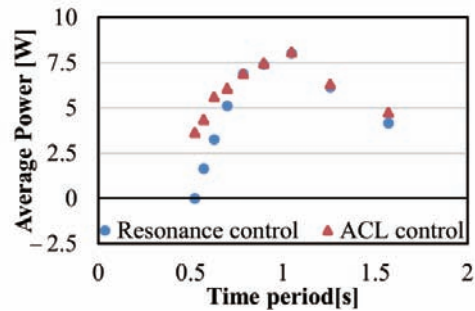


Fig. 13 Average output power depend on time period

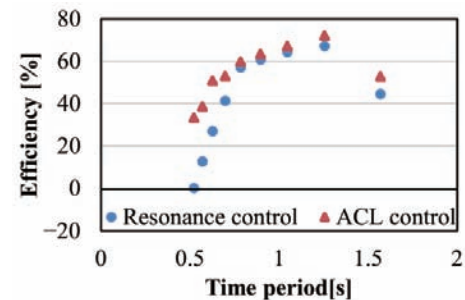


Fig. 14 Efficiency depend on time period

4. まとめ

本報告では, 模擬実験装置を用いて従来の共振制御と ACL 制御の比較検討を行った。結果, ACL 制御時は発電機入力については共振制御時よりも小さいものの, 銅損を共振制御時よりも抑えられたために, 発電機出力は上回ることを示した。この結果より, 先行研究によりなされたコンピュータシミュレーションによるものだけでなく, 実験によっても ACL 制御の有用性を示した。なお, 本成果は, 国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) の委託業務の結果得られたものである。

References

- 1) International Energy Agency: *World Energy Outlook 2009*, p. 270 (2009)
- 2) T. Maemura, K. Nakano, S. Miyazima: *Mituzousengihou* (in Japanese), **210**, p. 29-34 (2013)
- 3) Villa Jaén, Antonio, Agustín García-Santana, and Dan El Montoya-Andrade: *International Transactions on Electrical Energy Systems*, **24**, p. 875-890 (2014)
- 4) S. Morimoto, M. Sanada: *Syounemotor no genri to sekkeihou* (in Japanese), p. 69, (Kagakuzyouhou Shuppan, Ibaraki, 2013)

2016年10月11日受理, 2016年11月17日再受理, 2016年12月14日採録

Estimation of eddy current loss for transformer windings based on RNA

T. Hiwatashi, K. Tajima, and Y. Yoshida*

Department of Cooperative Major in Life Cycle Design Engineering, Akita Univ., 1-1, Tegata Gakuen-machi, Akita 010-5802, Japan

*Department of Electrical and Electronic Engineering, Akita Univ., 1-1, Tegata Gakuen-machi, Akita 010-5802, Japan

An estimation method of eddy current loss for transformer windings based on reluctance network analysis (RNA) is proposed. As the initial stage of study, the authors focus on eddy current loss occurring in the transformer windings and configured a simple evaluation model to estimate eddy current loss in prism copper wires simulating transformer windings. The validity of the proposed method is demonstrated by comparing 3D-FEA and experimental results.

Keywords: DC-DC converter, reluctance network analysis (RNA), eddy current loss, transformer winding

1. Introduction

DC-DC converters have been used mainly as the DC-power sources of electronic equipment. With the growing demand for compact, high-efficiency electric equipment, DC-DC converters are now also required to be compact and high-efficiency. Magnetic devices occupy a large volume in DC-DC converters, and the size of these devices has been reduced by higher switching frequency. However, higher switching frequency increases the switching loss. A common method for switching loss reduction is zero voltage switching (ZVS). Further, it is well known that transformer cores have a gap in some cases, and leakage fluxes have increased due to gaps in the transformer core¹⁾. The leakage of magnetic fluxes interlinking with the transformer winding is what causes the eddy current flow and loss inside the windings. For the transformer, in order to design based on complex high-frequency magnetic flux distribution and current density distribution, a simulation technique having high accuracy and requiring a short period of time for calculation is needed.

Reluctance network analysis (RNA) has proven effective for the design of magnetic devices such as motors and inductors^{2),3)}. In addition, since it is possible to perform calculations by general circuit simulation software such as SPICE, coupled analysis of the electric circuit and magnetic devices such as a DC-DC converter is possible and can be expected to serve as a highly practical design technique.

The authors previously studied how to estimate eddy current loss caused by the leakage magnetic flux for transformer windings based on simple assumptions⁴⁾. In this paper, as the initial stage of study, the authors focus on eddy current loss occurring in the transformer windings and configured a simple evaluation model to estimate eddy current loss in prism copper wires

simulating the transformer windings. The validity of the proposed model is demonstrated by comparing 3D-FEA and experimental results.

2. Analysis model

2.1 Specifications of the analysis object

Figure 1 shows the shape and specifications of the analytical and experimental object used in the consideration. The exciting coils are wound around U-shape cores. A total of six prism copper wires sized 2.0 mm × 2.0 mm × 20 mm are sandwiched by the ferrite cores. The number of winding turns of the exciting coils per leg and the depth of the cores and prism copper wires are five turns and 20 mm, respectively.

2.2 Derivation of the RNA model

The schematics of the three dimensional (3D) RNA model are shown in Fig. 2. Figure 2(a) gives an overview of the magnetic circuit. Ni are magnetomotive forces (MMF), R_{mcore} are the magnetic reluctances of the core, and R_{mLcoil} and R_{mLgap} are the reluctances of leakage magnetic flux path in the exciting coils and the gaps. The gaps are divided, as shown in Fig. 2(b). The air gaps between the core and a prism copper wire are divided into fine elements with a size of 0.2 mm × 0.2 mm and the other area around the air gap is divided with a size of 2.0 mm × 0.2 mm or 2.0 mm × 0.25 mm. In order to accurately represent the flow of the magnetic flux of the gaps, prism copper wires are divided into fine elements with a size of 0.2 mm × 0.25 mm. The skin effect is considered in this division. Generally, skin depth δ of the conductor is obtained from

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}}, \quad (1)$$

where ρ is resistivity of the conductor, ω is angular frequency, and μ is permeability of the conductor. Skin

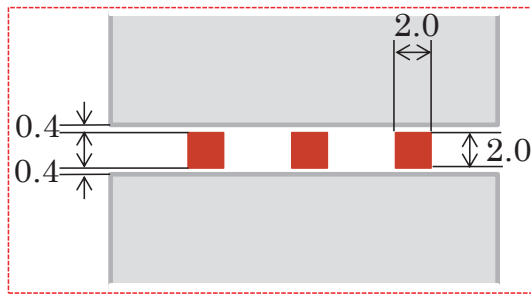
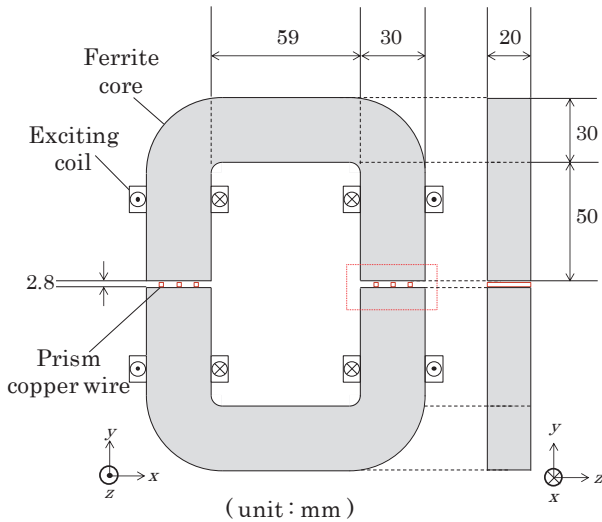


Fig. 1 Specifications of analysis object.

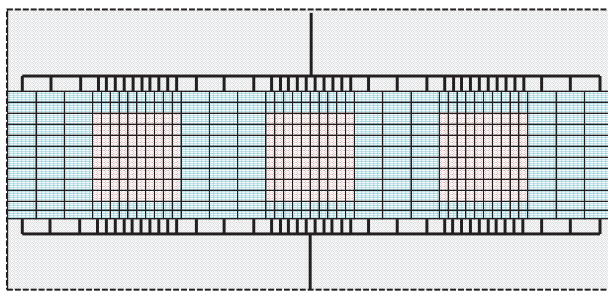
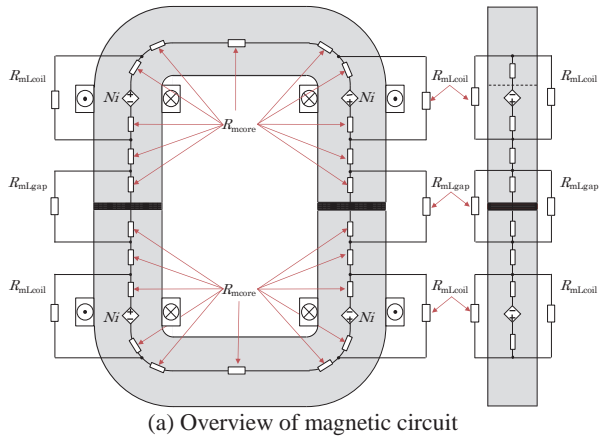


Fig. 2 Schematics of 3D-RNA model.

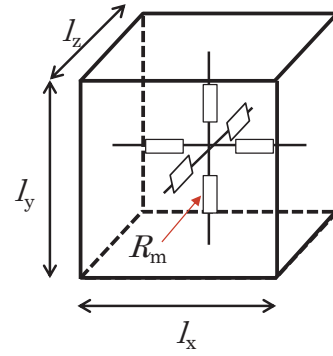


Fig. 3 Unit magnetic circuit.

depth of a prism copper wire is about 0.65 mm in frequency at 10 kHz and $\rho = 1.673 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ (at 20 degrees Celsius), so prism copper wires are assumed to be affected by the skin effect. Therefore, the prism copper wires are divided by 0.2 mm in the x -axis direction and by 0.25 mm in the y -axis direction.

Each divided element is expressed in a 3D unit magnetic circuit. Figure 3 shows the unit magnetic circuit of the prism copper wire and the air region. In the figure, l_x , l_y , and l_z are the lengths of the element. The reluctance R_m in the unit magnetic circuit is obtained from

$$R_m = \frac{l_y}{2\mu_0\mu_r(l_x \times l_z)}, \quad (2)$$

where μ_0 is permeability of the vacuum and μ_r is relative permeability. By connecting all unit magnetic circuits together, the RNA model is obtained.

In the proposed model, the relative permeability of the core, the prism copper wires, and the air region are set to 2300, 1, and 1, respectively.

Figure 4 shows the magnetic circuit of a prism copper wire and MMFs. Figure 4(a) shows the front view of a prism copper wire and (b) shows the dotted frame part of Fig. 4(a). When magnetic flux ϕ_{11} flows to one element of a prism copper wire, the electromotive force by Faraday's law causes eddy current i_{11} occur. Eddy current i_{11} produces an MMF in the magnetic circuit, as shown in Fig. 4(b). Similarly, ϕ_{21} affected by the MMF flows to the element below. Thus, the skin effect can be taken into account by placing the MMFs in the y -axis direction.

Figure 5 shows the division of the z -axis direction of a prism copper wire. In order to consider the eddy current distribution accurately, a prism copper wire is divided into 10 splits in the z -axis direction. The tip of the wire is divided by 0.2 mm.

Figure 6(a) shows the electric circuits of a prism copper wire. Eddy currents calculated by the four-layer independent electric circuit can be converted into the MMFs in the magnetic circuit, as shown in Fig. 4. When the magnetic flux in the electrical circuit of a certain element flows, the electromotive force $d\phi/dt$ occurs due to Faraday's law. Eddy current i is calculated by the electromotive force and the electric resistances of the elements. Each divided element is expressed in a unit

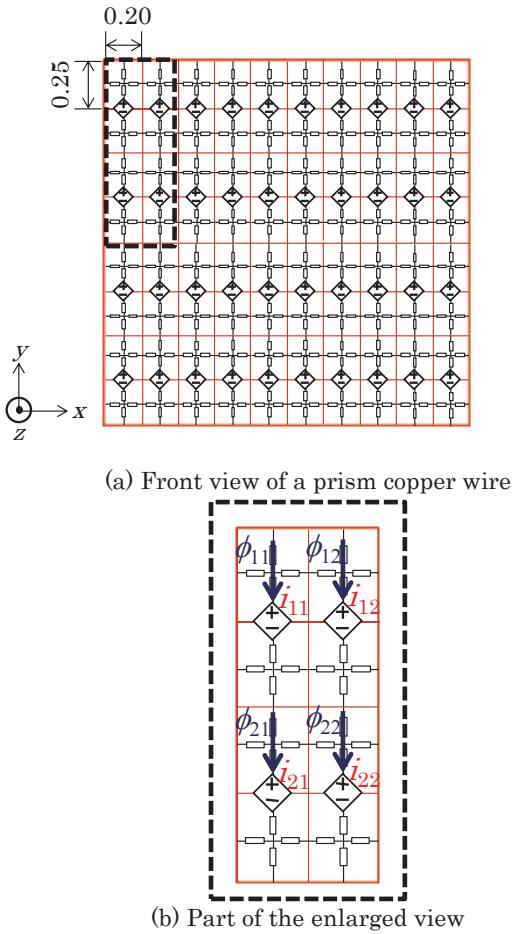


Fig. 4 Magnetic circuit of a prism copper wire and magnetomotive force.

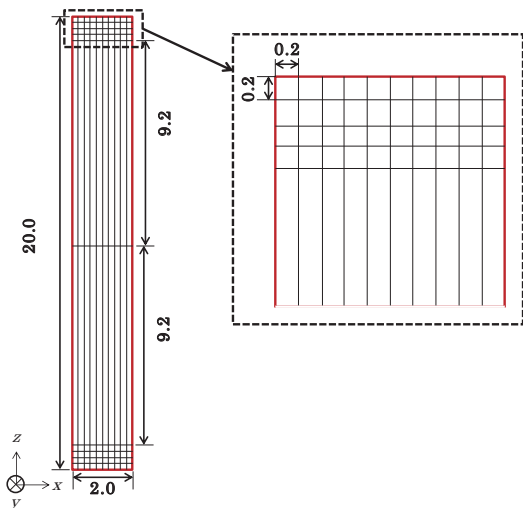
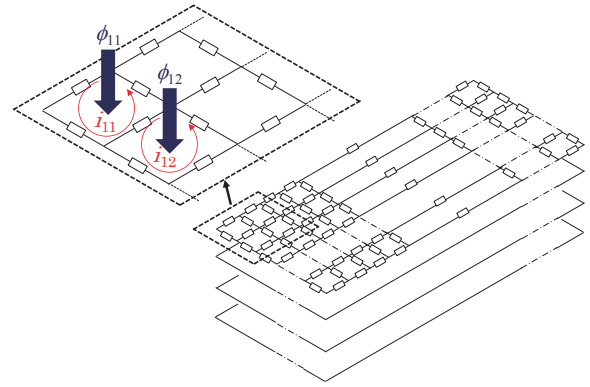


Fig. 5 Division of z-axis direction of a prism copper wire.

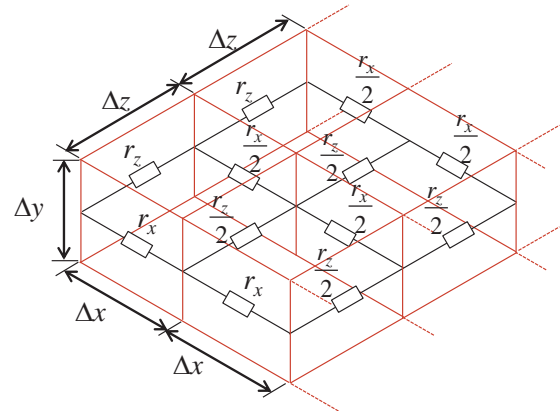
electric circuit, as shown in Fig. 6(b). The resistances r_x and r_z in the unit electric circuit are obtained from

$$r_x = \rho \frac{2\Delta x}{\Delta y \Delta z}, \quad (3)$$

$$r_z = \rho \frac{2\Delta z}{\Delta x \Delta y}, \quad (4)$$



(a) Electric circuit of a prism copper wire



(b) Electric resistances of circuit

Fig. 6 Electric circuit of a prism copper wire and the electric resistances.

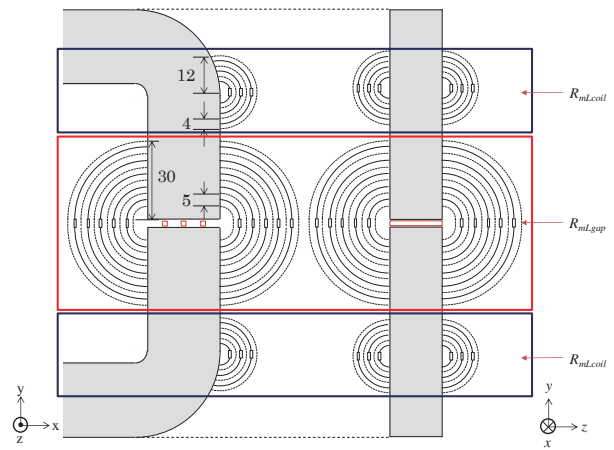
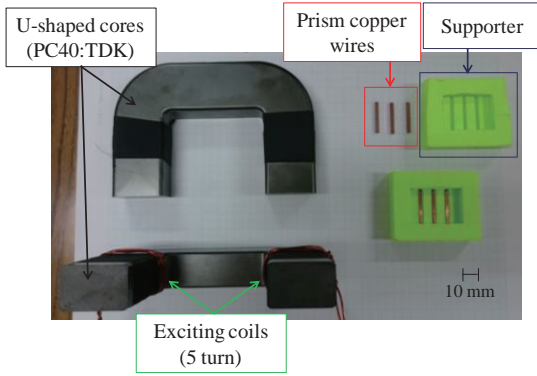


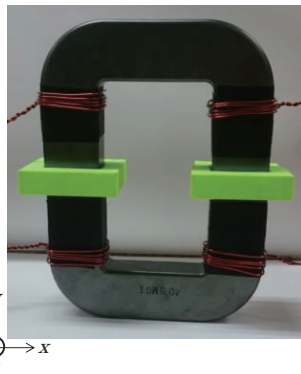
Fig. 7 Setting method of the reluctance of leakage magnetic flux path in exciting coil and the gap.

where Δx is the element length in the x -axis direction, Δy is the element length in the z -axis direction, and Δz is the element length in the x -axis direction, respectively. If there is an adjacent element, the resistance in the circuit becomes halved because the two adjacent resistances are connected in parallel.

Figure 7 shows the setting method of the reluctances of leakage flux paths in the exciting coils and the gaps. At high frequency, the quantity of leakage of the magnetic flux is expected to be greater than at by



(a) Exposed view



(b) Assembled set-up

Fig. 8 Photographs of experimental apparatus.

low frequency. In this paper, the leakage magnetic paths in the x -axis direction and the z -axis direction are approximated straight lines (gap length) and arcs to represent the leakage magnetic flux. The leakage magnetic flux paths around the exciting coils are approximated by only arcs. Further, reluctances are connected in parallel with the magnetic flux path flow to the main magnetic flux such that the leakage magnetic flux paths are combined into a single path, as shown in Fig. 2(a).

3. Comparison with experimental results

To verify the calculation accuracy of the RNA model, the calculated values were compared to the measured ones. Figure 8 shows a photograph of the experimental apparatus, where (a) is an exposed view. U-shaped cores are made of ferrite (PC40, TDK). Supporters (PLA resin) are sandwiched between the cores to fix the positions of the cores and the prism copper wires. Figure 8(b) shows the assembled experimental set-up and Fig. 9 shows the configuration of experimental set-up. Bipolar power supply (PBZ40-10, KIKUSUI) was used for the power supply. Excited voltage v_e and current i_e are measured with a power meter (2533E, YOKOGAWA). The sum of iron loss in the core, copper loss in the exciting coils, and eddy current loss in the prism copper wires W_{total} is given by

$$W_{total} = \frac{1}{T} \int_0^T v_e i_e dt. \quad (5)$$

To extract eddy current loss occurring in the prism copper wires, the method shown in Fig. 10 was adopted.

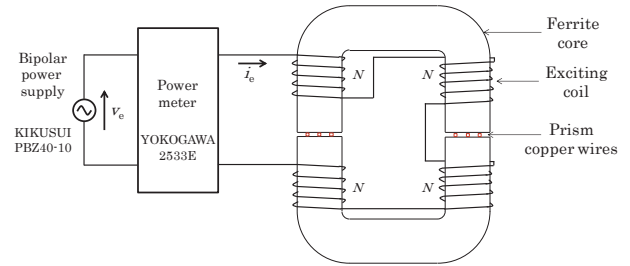


Fig. 9 Configuration of experimental set-up.

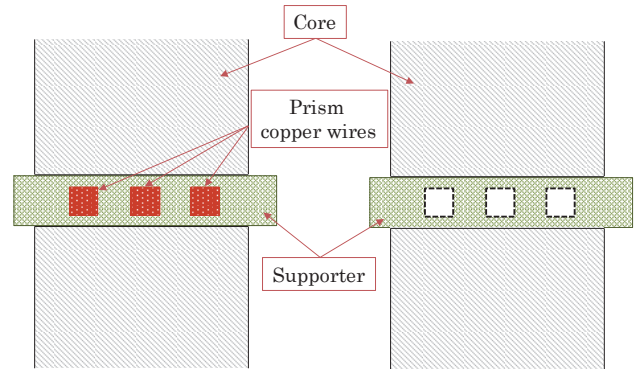


Fig. 10 Extraction methods of eddy current loss occurring in the prism copper wires: (a) case of prism copper wires being sandwiched and (b) case of only the supporter being sandwiched.

Figure 10(a) shows the case of prism copper wires being sandwiched. In this case, occurring total loss W_A is given by

$$W_A = W_i + W_c + W_e, \quad (6)$$

where W_i is iron loss in the core, W_c is copper loss of the exciting coil, and W_e is eddy current loss of the prism copper wires. Figure 10(b) shows a case without the prism copper wires, where occurring loss W_B is given by

$$W_B = W_i + W_c'. \quad (7)$$

For both loss measurements, the exciting current was sine wave at 4.0 A root-mean-square value constant and same frequency. Therefore, copper loss W_c and W_c' were equal. Iron loss W_i was not equal to W_i' because the prism copper wires were sandwiched. However, since the ferrite core was used, the iron loss itself was smaller than the eddy current loss of the prism copper wires, so the difference between W_i and W_i' was ignored in this paper. Thus, eddy current loss W_e in the prism copper wires is given by

$$W_e = W_A - W_B. \quad (8)$$

Figure 11 shows the experimental results of loss measurement and the calculation results in 3D-FEA. The exciting current was sine wave at 4.0 A root-mean-square value constant, and the frequencies of the exciting current were 1, 3, 5, 8, and 10 kHz. Copper loss of the exciting coil in the experiment was obtained from the product of the square of effective value of excited current and DC resistance ($R_{DC} = 0.086 \Omega$) in the exciting coil. Since the excited current was constant for each frequency, copper loss was almost constant. Iron loss in the core obtained by 3D-FEA tended to increase with frequency. Since there was almost no difference in iron loss with and without the prism

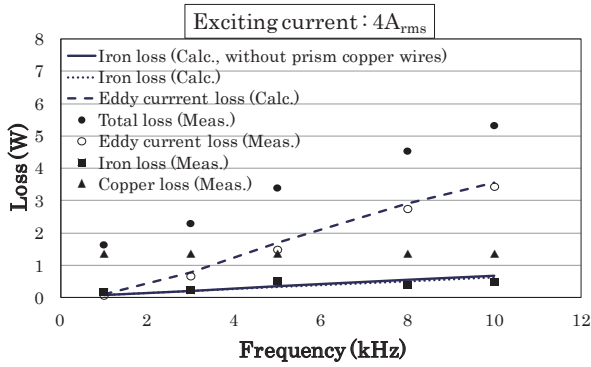


Fig. 11 Experimental results of loss measurement and calculation results in 3D-FEA.

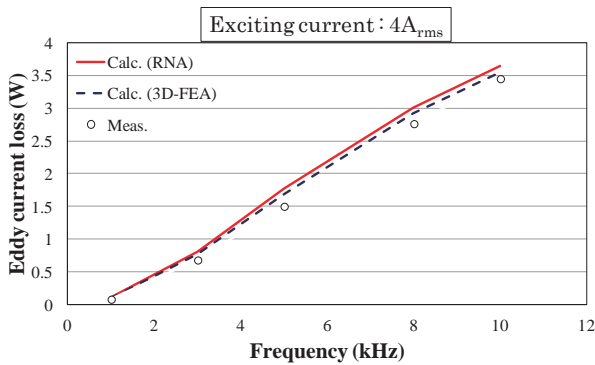


Fig. 12 Comparison of eddy current loss in prism copper wires obtained from proposed model, experiment, and 3D-FEA.

copper wires, the validity of the experimental method was confirmed. Measured values and calculation values of iron loss showed similar tendencies, but there were some discrepancies. These discrepancies were considered to be due to experimental error. Since the eddy current loss occurring in the prism copper wires is subtracted the sum of iron loss and copper loss from total loss as determined from equation (8), it is considered that the measurement error of iron loss directly affected the difference in eddy current loss.

Figure 12 shows the relationship between eddy current loss of the prism copper wires and frequency. Calculating conditions were the same as those in Fig. 11. As seen in the figure, the calculated values obtained from the proposed RNA model were in almost perfect agreement with the ones obtained from the experiment and 3D-FEA.

The validity of the division of a prism copper wire was confirmed by current density distribution. Figure 13 shows the current distributions of RNA and 3D-FEA in the exciting current at maximum and frequency at 10 kHz.

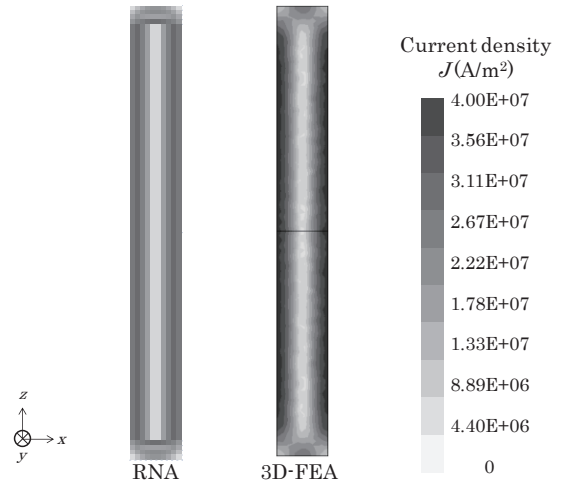


Fig. 13 Comparison of current density distribution in a prism copper wire in exciting current at maximum and frequency at 10 kHz.

The prism copper wire was chosen to be sandwiched in the middle of the right leg in Fig. 1. Both current density distributions show a similar tendency, which demonstrates that skin effect can be considered in the proposed model.

4. Conclusion

An estimation method of eddy current loss in prism copper wires based on RNA was proposed. The usefulness of the proposed method was demonstrated by comparisons with the FEA and an experiment. Further studies will attempt to estimate eddy current loss for transformer windings in a DC-DC converter by using the proposed method.

References

- 1) T. Ninomiya, *IEEJ Trans. IA*, **117**, 2, 120 (1997).
- 2) K. Tajima and T. Sato, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **34**, 3, 367 (2010).
- 3) K. Nakamura, K. Honma, T. Ohinata, K. Arimatsu, T. Shirasaki, and O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **38**, 4, 174 (2014).
- 4) T. Hiwatashi, K. Tajima, and Y. Yoshida, The papers of Technical Meeting on Magnetics, *IEE Jpn*, MAG-16-035 (2016).

Received Oct. 10, 2016; Revised Dec. 9, 2016; Accepted Mar. 4, 2017

Demagnetizing Analysis of Ferrite Magnet Motor Based on RNA

Y. Yoshida, D. Momma*, and K. Tajima

Graduate School of Engineering Science, Akita Univ., 1-1, Tegata Gakuen-machi, Akita 010-5802, Japan

* Graduate School of Engineering and Resource Science, Akita Univ., 1-1, Tegata Gakuen-machi, Akita 010-5802, Japan

A method for analyzing the demagnetization of a surface permanent magnet (SPM) motor based on reluctance network analysis (RNA) is presented. The validity of the proposed RNA model is demonstrated by comparing the calculated results with 2D-FEA calculation results. The characteristics of the SPM motor determined by the RNA model were in almost complete agreement with the corresponding two-dimensional (2D) finite element analysis (FEA) calculation.

Keywords: reluctance network analysis, ferrite magnet, demagnetization analysis, two-line approximation

1. Introduction

In recent years, high-performance permanent magnet (PM) motors based on powerful rare-earth magnets have emerged, and demand is consequently expanding in various applications. However, rare-earth magnets may be subject to price rises as the production of such metals tends to be concentrated in a single country. Therefore, the development of high-performance PM motors without rare-earth magnets is required.

Although the maximum magnetic energy product of ferrite magnets is one tenth that of rare-earth magnets ¹⁾, high-efficiency ferrite magnet motors have been reported ²⁾. Ferrite magnets in motors are exposed to a large reverse magnetic field to obtain performance equivalent to that of rare-earth magnet motors. Therefore, ferrite magnets are at risk of demagnetization because of their low coercive force. This makes it necessary to consider the demagnetization of ferrite magnets for ferrite magnet motor design.

Reluctance network analysis (RNA) is a useful method to save calculation time in the estimation of the characteristics of PM motors, as reported in previous studies ³⁾⁻⁶⁾. In a previous paper, we proposed a demagnetization analysis method using RNA ⁷⁾. In that study, we presented an RNA model for determining the operating points of ferrite magnets taking account of a magnet's demagnetization. We demonstrated the calculation accuracy of this model, which used a two-line approximation of the demagnetization curve, by experiments and a comparison with two-dimensional (2D) finite element analysis (FEA). Therefore, in the present work, we apply this method to the demagnetization analysis of a surface permanent magnet (SPM) motor. To verify the accuracy of the proposed model, the calculated results are compared to values obtained from 2D FEA.

2. RNA model of SPM motor

Figure 1 shows the shape and specifications of the SPM motor under consideration. Stator and rotor core material is non-oriented electromagnetic steel sheet and the relative permeability of 3000 is used to calculate the

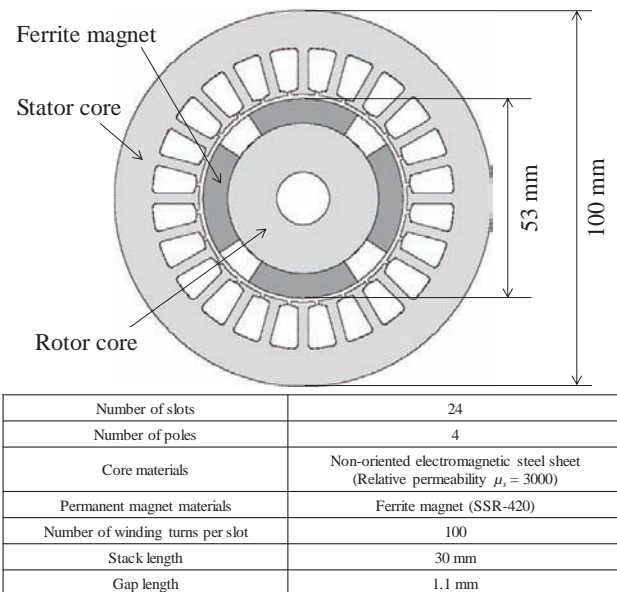


Fig. 1 Shape and specifications of the SPM motor.

reluctance in the RNA model. The material of the permanent magnet is ferrite (SSR-420).

Figure 2 shows a part of the RNA model of the SPM motor. The SPM motor is divided into multiple elements taking into consideration the motor shapes and flux flow. Each element in the air gap is divided in one-degree intervals in the circumferential direction and the magnets are divided into three in the radial direction. The stator tooth tip is divided into three regions and reluctances in these regions are directly connected with air gap reluctances, as shown in the figure.

Figure 3 illustrates the demagnetization curve of SSR-420 at 20 °C used for the RNA model, which is approximated by two lines. In the figure, B_r , B_r' , H_c , and H_c' are the residual magnetic flux density before demagnetization, residual magnetic flux density after demagnetization, coercive force before demagnetization, and coercive force after demagnetization, respectively. Since the demagnetization curve of the magnet is approximated by two lines, there is a slight error around the knee point.

The elements of a ferrite magnet of the RNA model

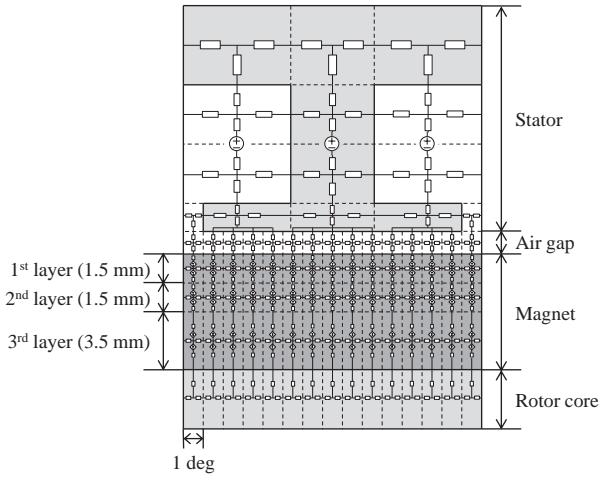


Fig. 2 A part of the RNA model.

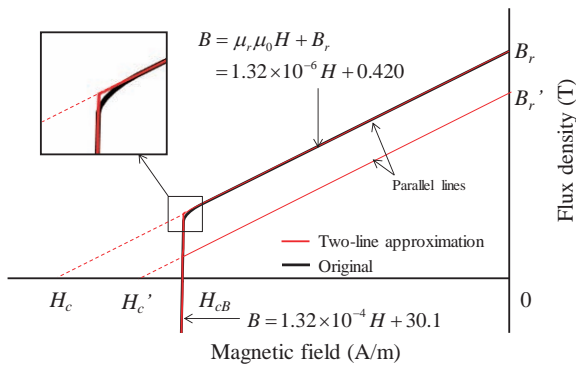


Fig. 3 Demagnetization curve of SSR-420 at 20 °C.

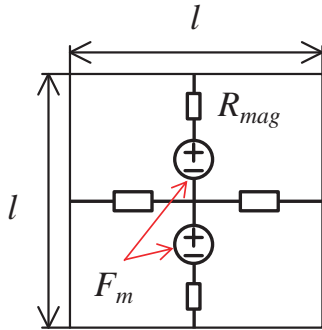


Fig. 4 Unit magnetic circuit of magnet element.

can be expressed as the reluctance and magnetomotive forces (MMFs), F_m , shown in Fig. 4. The reluctance of a ferrite magnet, R_{mag} , is expressed by

$$R_{mag} = \frac{l}{2\mu_r\mu_0(l \times l_s)}, \quad (1)$$

where μ_r is the magnet's recoil. If there is no demagnetization in a ferrite magnet element, F_m is given by

$$F_m = \frac{B_r l}{2\mu_r\mu_0}. \quad (2)$$

When an operating point of a ferrite magnet is changed by an external magnetic field and becomes less than the knee point, the MMF after demagnetization, F_m' , can be expressed as

$$F_m' = \frac{B_r' l}{2\mu_r\mu_0}. \quad (3)$$

3. Demagnetization analysis of SPM motor

Using the derived RNA model, the characteristics of the SPM motor are calculated taking demagnetization into account. To verify the calculation accuracy of the RNA model, the calculated values were compared to the ones obtained from 2D-FEA (JMAG-Designer Ver.15).

Figure 5 shows the 2D-FEA model of the SPM as a comparison object. Figure 6 shows the comparison of the calculated waveforms of flux linkage. It is clear that the calculated values obtained from the proposed RNA model are in good agreement with the ones obtained from 2D-FEA.

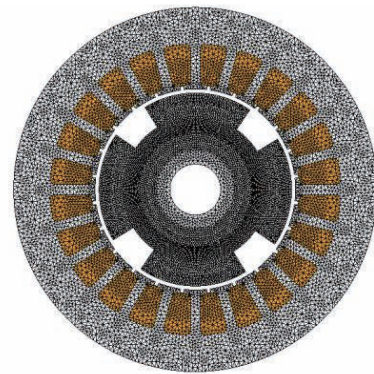


Fig. 5 2D FEA model of the SPM motor.

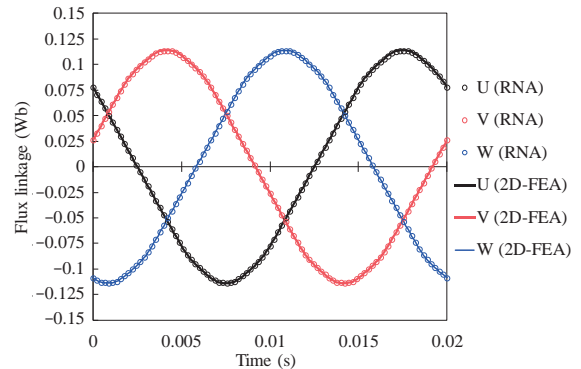


Fig. 6 Comparison of the flux linkage calculated by proposed model and 2D-FEA.

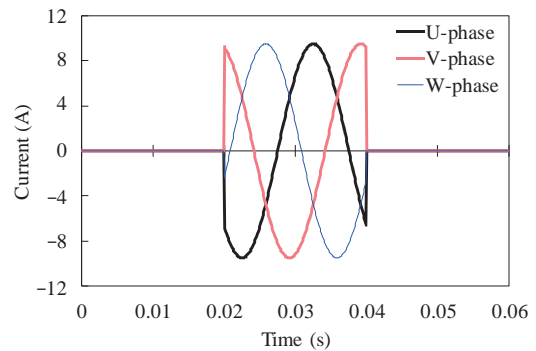


Fig. 7 Input current wave forms for calculating induced voltage of the SPM motor.

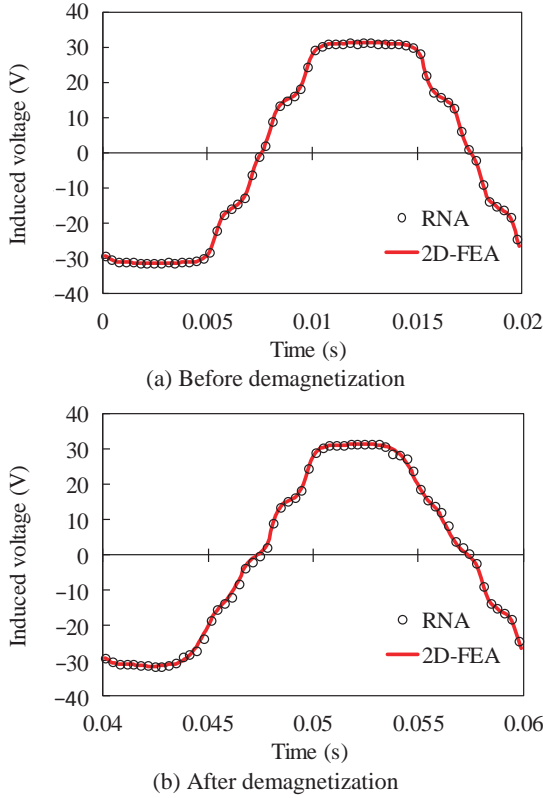


Fig. 8 Comparison of U-phase induced voltage between RNA and FEA.

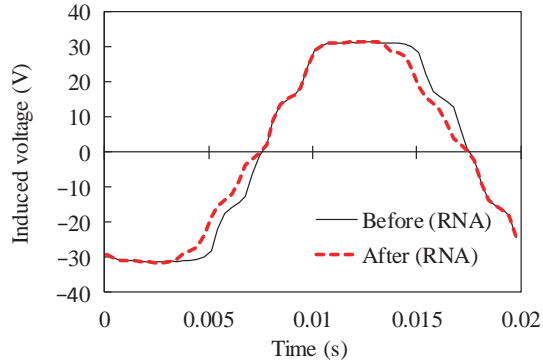


Fig. 9 Comparison of U-phase induced voltage before and after demagnetization.

Next, the induced voltages of the SPM motor before and after demagnetization are calculated. Figure 7 shows the three periods of input current wave forms. In the first and third periods, the rotor rotates at the rotor speed of 1500 rpm without supplying current. In the second period (0.02 seconds to 0.04 seconds), the overcurrent at the amplitude of 9.5 A is applied; rated current amplitude of this SPM motor is 4.0 A.

Figure 8(a) and (b) shows the comparison of calculated induced voltage before and after demagnetization between RNA and FEA, respectively. In these figures, the calculated values obtained from the proposed RNA model are in good agreement with the ones obtained from 2D FEA. Figure 9 shows the comparison of calculated induced voltage by RNA before and after demagnetization. The amplitude of the

fundamental wave of the induce voltage after demagnetization is decreased by 5.7 % and the phase of the fundamental wave is shifted by 5.5 degrees compared to the induced voltage before demagnetization.

To compare the torque of the SPM motor before and after demagnetization, three periods of input current

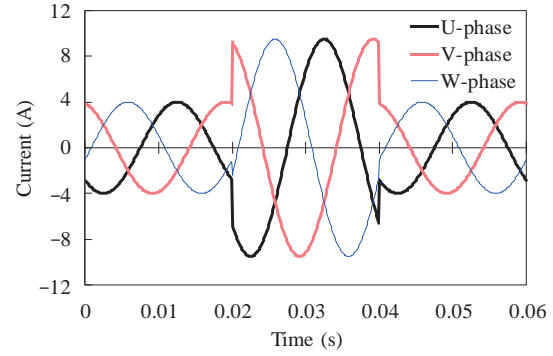


Fig. 10 Input current wave forms for calculating torque of the SPM motor.

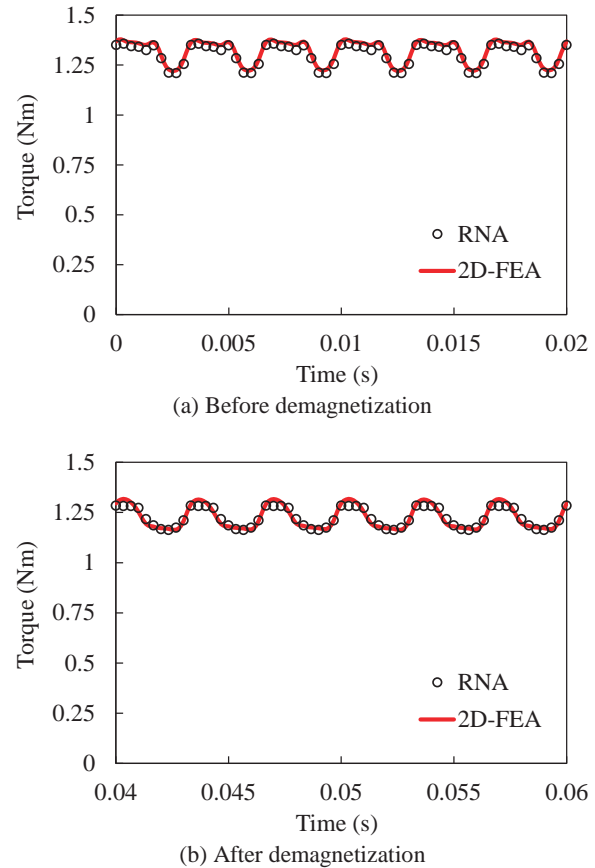


Fig. 11 Comparison of torque waveform of the SPM motor.

Table 1 Comparison of average torque.

	RNA (Nm)	2D-FEA (Nm)	Error (%)
Before	1.30	1.32	1.51
After	1.22	1.23	0.813

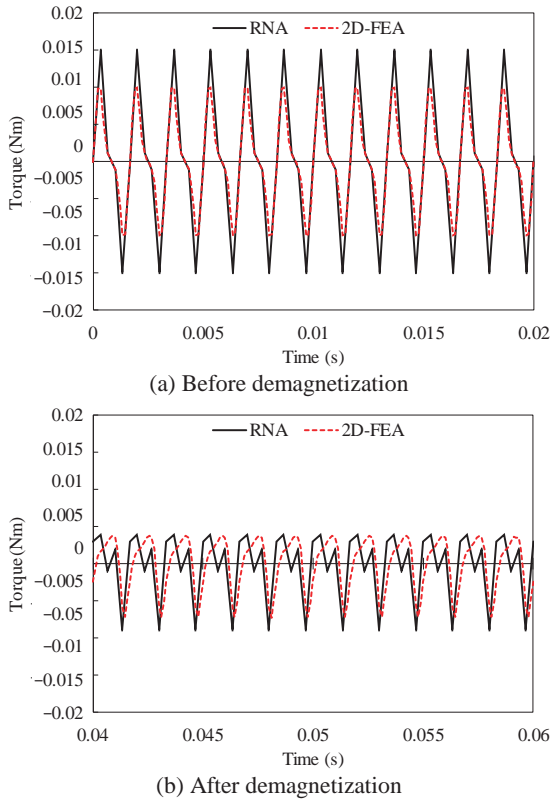


Fig. 12 Comparison of cogging torque before and after demagnetization.

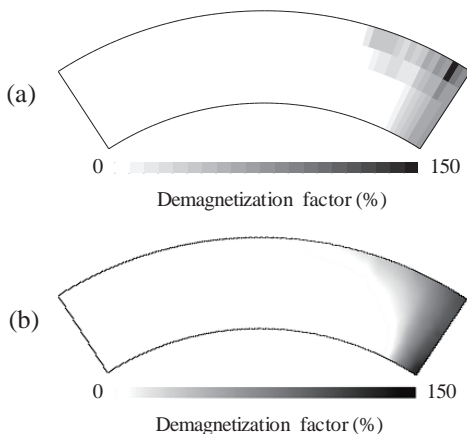


Fig. 13 Demagnetization factor of the ferrite magnet calculated by RNA (a) and 2D-FEA (b).

wave forms are used, as shown in Fig. 10. In the first period, the current amplitude of 4.0 A is applied to the motor to calculate the rated torque before demagnetization. To demagnetize the rotor magnets, the overcurrent more than double the rated current (9.5 A) is supplied in the second period. Then, the current at the amplitude of 4.0 A is applied again to calculate the rated torque after demagnetization in the last period.

Figure 11 shows the comparison of the torque wave forms of the SPM motor calculated by the proposed RNA model and 2D-FEA. In the figures, the calculated values obtained from the proposed RNA model are in almost complete agreement with the ones obtained from 2D-FEA.

Table 1 lists the average torque before and after demagnetization. The average torque calculated by the RNA model is decreased by 6.2 % compared to before demagnetization. The errors of the average torque between the RNA model and 2D FEA are less than 2 %.

Figure 12(a) shows the cogging torque waveform before demagnetization and Fig. 12(b) shows the cogging torque waveform after demagnetization calculated using the input current waveforms shown in Fig. 7. After demagnetization, there is a bit of a discrepancy in the cogging torque waveforms between RNA and 2D-FEA. Figure 13 shows the demagnetization factor calculated by RNA and 2D-FEA, where the demagnetization factor, D_{fac} , is defined as

$$D_{fac} = \left(1 - \frac{B_r'}{B_r}\right) \times 100 \quad (4)$$

Comparing these results, the demagnetization factor of the surface of the magnet calculated by the RNA is larger than the one obtained from 2D-FEA. We conclude that the discrepancy in the distribution of the demagnetization factor affects the cogging torque waveforms.

4. Conclusion

This study presented a method for demagnetization of the SPM motor based on RNA. The validity of the proposed RNA model was demonstrated by comparing the calculated results with 2D-FEA calculation results. It is concluded that the characteristics of the SPM motor determined by the RNA model are in almost complete agreement with the corresponding 2D-FEM calculated. Further studies will attempt to perform demagnetization analysis considering the effect of the distorted current waveform by voltage input.

This work was supported by JSPS KAKENHI Grant Number 26820093.

References

- 1) M. Sagawa, M. Hamano, and M. Hirabayashi: Eikyujishaku -Zairyokagaku to Oyo- (in Japanese), p. 16 (Agune Gijutsu Center, Tokyo, 2007).
- 2) M. Sanada, Y. Inoue, and S. Morimoto: *IEEJ Trans. IA*, **131**, 12, 1401–1407 (2011).
- 3) K. Nakamura, K. Saito, and O. Ichinokura: *IEEE Trans. Magn.*, **39**, 3250–3252 (2003).
- 4) K. Nakamura, M. Ishihara, and O. Ichinokura: *17th International Conference on Electrical Machines (ICEM 2006)*, PSA1-16 (2006).
- 5) K. Nakamura and O. Ichinokura: *13th International Power Electronics and Motion Control Conference (EPE-PEMC 2008)*, 441 (2008).
- 6) Y. Yoshida, K. Nakamura, O. Ichinokura, and K. Tajima: *IEEJ Journal IA*, 3, 6, 422–427 (2014).
- 7) D. Momma, Y. Yoshida, and K. Tajima: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **40**, 115–119 (2016).

Received October 20, 2016; Revised November 24, 2016; Accepted January 4, 2017.

湾曲柔軟鋼板の弾性モードを考慮したモデルに対する浮上性能評価

Evaluation of Levitation Performance of Bending Flexible Steel Plate Considering Elastic Mode

多田誠^{a)}・米澤暉^{a)}・丸森宏樹^{a)}・成田正敬^{a)†}・加藤英晃^{a)}^{a)}東海大学, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1 (〒259-1292)M. Tada^{a)}, H. Yonezawa^{a)}, H. Marumori^{a)}, T. Narita^{a)†}, and H. Kato^{a)}^{a)} Tokai University, 4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka-shi, Kanagawa 259-1292, Japan

In the conveyance system of a thin steel plate production line, there is a problem that the quality of the plate surface deteriorates over time because the plate is always in contact with rollers. To solve this problem, electromagnetic levitation technologies have been studied. We propose a levitation of an ultrathin steel plate that is suppressed and levitation performance is improved by doing this. In this study, in order to examine the levitation stability and to compare the levitation performance, bending levitation experiments were carried out using the 1-DOF model and a continuous model using a thin steel plate with thicknesses of 0.18 mm, 0.24 mm, 0.27 mm and 0.30 mm. Result showed that using the continuous model, as opposed to the 1-DOF model, resulted in a constant levitation performance regardless of the tilt angle of electromagnets. This demonstrates the benefit of using the continuous model for a bending electromagnetic levitation system.

Key words: magnetic levitation, vibration control, bending levitation control, optimal control, continuous system

1. 緒言

現代の産業界において薄鋼板は自動車, 電気製品など幅広く用いられており, 高級化などの多岐にわたる需要から表面の高品質化が要求される. 薄鋼板製造ラインでは, 主にローラによる接触搬送が行われているため, これによる表面品質の劣化は極めて大きな問題である. この問題の解決方法として磁気浮上技術の応用による非接触搬送に関する様々な方式が提唱されている¹⁻⁴⁾.

しかし, 鋼板は板厚が薄くなるほど, 電磁石吸引力が持つ非線形性や電磁石の発熱による抵抗値変動など微細な不確定要素の影響により, 浮上状態を維持すること自体が困難となる. 加えて磁気浮上システムにおいて 0.3 mm 未満の極薄鋼板を浮上対象とする場合には限られた電磁石箇所にて把持するため, 鋼板のたわみが大きくなり安定浮上の実現は困難となる. そこで当研究グループでは鋼板を塑性変形しない範囲で湾曲させた鋼板を磁気浮上させる方法を提案し, 最適な湾曲度合いで浮上させることで浮上安定性の向上が可能になることを確認している^{5,6)}. これらの検討では湾曲による浮上性能の飛躍的向上を示したが, 鋼板を湾曲させることは低次の弾性モードが励起されやすく, 予期せぬ外乱が入力するなどの理由により実用的な条件においては浮上安定性が低下する可能性もある.

そこで本論文では実用に向けたさらに高い浮上安定性を追求するため, 湾曲を積極的に発生させることで励起されやすくなる鋼板の弾性 1 次モードの振動を考慮して 5 箇所を設置した浮上用電磁石を制御する連続体モデルを提案した. この制御モデルに最適制御理論を適用して 0.18 mm 鋼板に加え⁷⁾, 今回は 0.24 mm, 0.27 mm, 0.30 mm 鋼板についても浮上実験を行う. また 1 自由度最適制御の結果⁸⁾と比較し, 浮上安定性の向上に関して検討を行った.

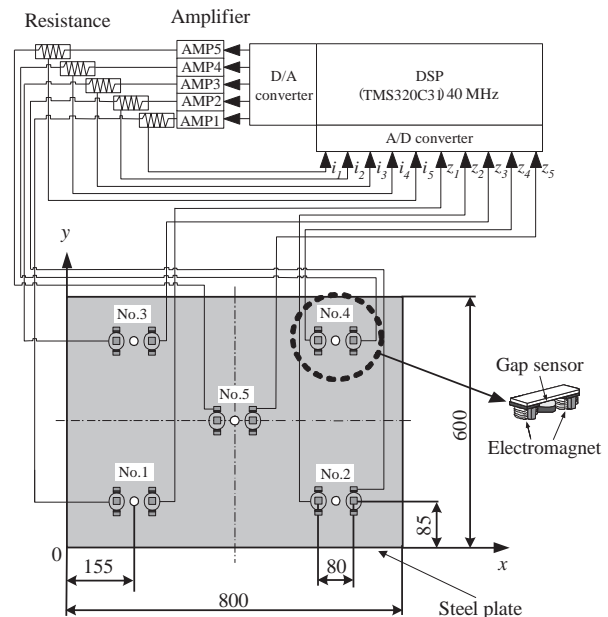


Fig. 1 Electromagnetic levitation control system and arrangement of electromagnets.

2. 実験装置

制御システムの概略を Fig. 1 に示す. 浮上対象は長方形亜鉛めっき鋼板 (長さ $a = 800$ mm, 幅 $b = 600$ mm, 厚さ $h = 0.18$ mm, 0.24 mm, 0.27 mm, 0.30 mm) とする. Fig. 2 のように薄鋼板を 5 か所の電磁石ユニット (No. 1~5) により非接触支持するために, 鋼板の変位を 5 個の渦電流式非接触変位計により検出し, 検出した変位をデジタル微分により速度に変換する. さらに電磁石コイル電流を測定用の外部抵抗より検出し, 合計 15 個の観測値を入力し制御則を計算する. なお電磁石ユニットは Fig. 2 に示す通り

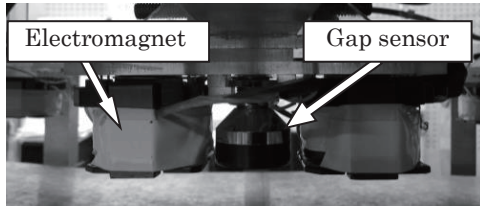


Fig. 2 Photograph of electromagnet unit.

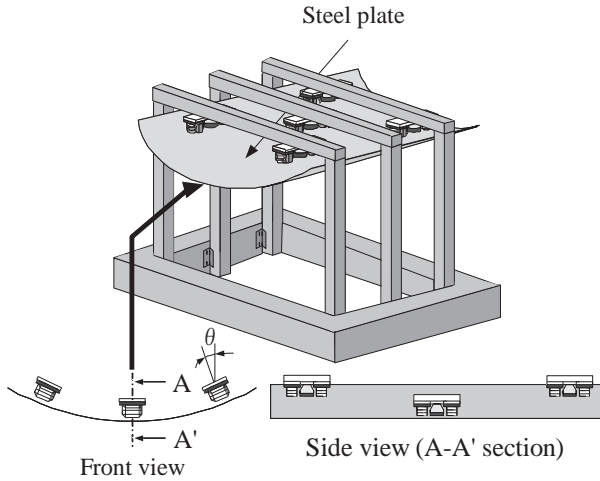


Fig. 3 Schematic illustration of experimental apparatus.

であり、2つの電磁石と1つの渦電流式非接触変位センサから構成されている。電磁石はE型フェライトコアに直径0.5 mmのエナメル線を1005回巻いたものである。この電磁石の電気回路は直列結合されており、変位センサを中央に挟むように配置してある。

Fig. 1の電磁石ユニットの設置位置のように、5個の電磁石ユニットのうち周囲のNo. 1~4はFig. 3の正面図のように傾けることが出来る機構になっている。Fig. 4に各電磁石ユニット傾斜角 θ に対する鋼板の浮上の様子を示す。 θ を変更しても電磁石表面と鋼板表面との距離が5 mmを保つように制御を行い、鋼板に対し吸引力の作用する位置が一定になるよう、No. 1~4は鋼板の自然たわみ形状をもとに水平方向位置を調整する。また薄鋼板の湾曲度合いに合わせてNo. 5は上下方向に移動させる。

さらに鋼板をx軸方向から見た1次元のはりとしてモデル化し、No. 1~No. 4のみで鋼板を支持した際の支持点におけるたわみ角を自然たわみ角 θ_{na} と定義し、次式で表す。

$$\theta_{na} = \frac{\rho g l}{2Eh^2} (l^2 - 6d^2) \quad (1)$$

ここで、 h : 板厚 [m], ρ : 鋼板の密度 [kg/m³], g : 重力加速度 [m/s²], l : x軸に見た電磁石ユニットNo. 1とNo. 3, あるいはNo. 2とNo. 4の距離 [m], d : x軸に見た電磁石ユニットNo. 1あるいはNo. 2, No. 3, No. 4から鋼板端部までの距離 [m], E : 鋼板のヤング率 [N/m²]である。

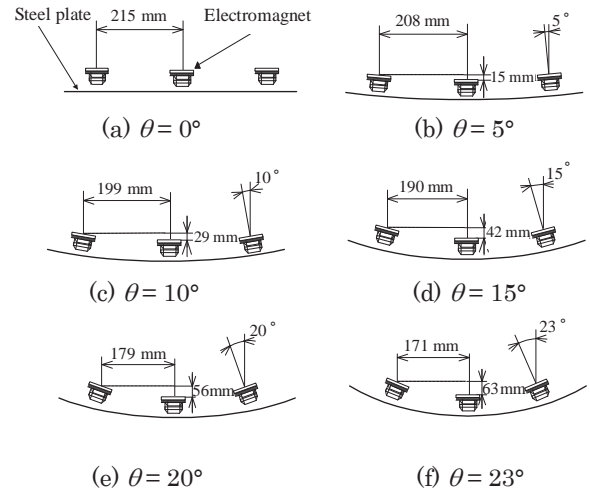


Fig. 4 Relationship between tilt angle of electromagnet θ and shape of steel plate.

式(1)より Fig. 1のように電磁石を設置した場合に、本論文で使用する鋼板の自然たわみ角はそれぞれ $h = 0.18$ mm で $\theta_{na} = 19.2^\circ$, $h = 0.24$ mm で $\theta_{na} = 10.8^\circ$, $h = 0.27$ mm で $\theta_{na} = 8.5^\circ$, $h = 0.30$ mm で $\theta_{na} = 6.9^\circ$ である。

3. 制御対象のモデル化

3.1 1自由度モデル

本節では鋼板のモデル化として各電磁石ユニットの変位、速度、電磁石コイルの電流値をその電磁石ユニットに対してのみフィードバック制御する1自由度モデルのモデル化について述べる。

電磁石ユニットからの静的吸引力によって鋼板を支持すれば一定の距離に保たれる平衡状態 Z_0 が存在する。そこからの鉛直方向の変位を z_n とすると、運動方程式は以下ようになる。なお m_n は鋼板を仮想的に5分割した質量 [kg], f_n は電磁石1個あたりの吸引力の変動値 [N] であり、添え字 n は電磁石ユニットのNo. 1~5を示す ($n = 1 \sim 5$)。

$$m_n \ddot{z}_n = 2f_n \quad (2)$$

線形化近似を行った電磁石の吸引力および電磁石コイルに流れる電流に関する方程式は以下ようになる。なお鋼板は $\theta = 0^\circ$ にてモデル化を行い、他の角度でもこのモデルを使用した。

$$f_n = \frac{F_n}{Z_0} z_n + \frac{F_n}{I_n} i_n \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} i_n = -\frac{L_{eff} I_n}{L_n Z_0^2} \frac{d}{dt} z_n - \frac{R_n}{2L_n} i_n + \frac{1}{2L_n} v_n \quad (4)$$

ここで F_n : 各電磁石ユニットから発生する定常的な吸引力 [N], L_n : 平衡状態における定常電流 [A], i_n : L_n からの変動値 [A], L_n : 平衡状態における電磁石コイル1個あたりのインダクタンス [H], R_n : 電磁石ユニットの抵抗値 [Ω], v_n : 電磁石コイルの定常電圧からの変動値 [V] である。

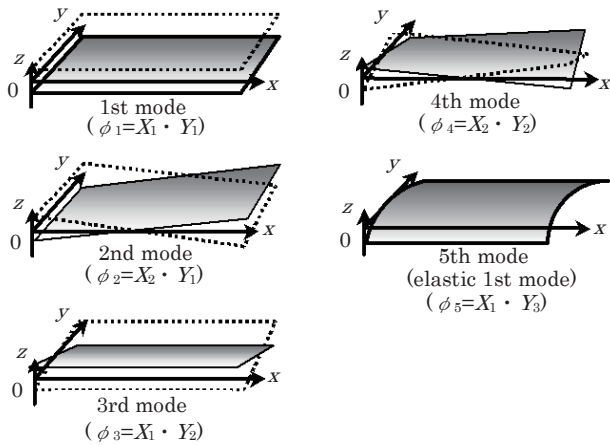


Fig. 5 Mode shape of the levitated steel plate.

また平衡浮上状態における電磁石 1 個あたりのコイルのインダクタンス L_n [H] はギャップ長に反比例する成分と定数成分の和で表せるものと仮定して以下のように表す。

$$L_n = \frac{L_{eff}}{Z_0} + L_{lea} \quad (5)$$

ここで L_{eff}/Z_0 : 電磁石 1 個あたりの鋼板へ有効に作用するインダクタンス[H], L_{lea} : 電磁石 1 個あたりの漏れ磁束[H]である。

状態変数として鋼板の変位 z_n , 速度 \dot{z}_n および電流 i_n を採用し, 式(2)~(5)を整理して以下のような状態方程式を得る。

$$\dot{z}_n = A_n z_n + B_n v_n \quad (6)$$

ただし, $z_n = [z_n \quad \dot{z}_n \quad i_n]^T$,

$$A_n = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \frac{2F_n}{m_n Z_0} & 0 & \frac{2F_n}{m_n I_n} \\ 0 & -\frac{L_{eff} I_n}{L_n Z_0^2} & -\frac{R_n}{2L_n} \end{bmatrix},$$

$$B_n = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{2L_n} \end{bmatrix}^T$$

3.2 連続体モデル

鋼板のモデリングとして弾性振動を考慮した平板の方程式に基づく連続体モデルを用いる。この場合前節の 1 自由度モデルと異なり, 全ての検出値を各電磁石へ制御入力に対してフィードバックすることで統合的な制御を行うことができる。電磁石からの吸引力によって鋼板を鉛直方向に支持すれば重力とのつり合いにより鋼板と電磁石表面の距離が一定の距離に保たれる平衡状態が存在する。そこからの鉛直方向変位 $z(x, y, t)$ に関する運動方程式は以下のようになる。

$$\rho h \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} + \frac{Ch^3}{12} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^4 z + D \nabla^4 z = \sum_{n=1}^5 f_n(t) \{ \delta(x-x_{a1n}) \delta(y-y_{a1n}) + \delta(x-x_{a2n}) \delta(y-y_{a2n}) \} \quad (7)$$

$$\nabla^4 = \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} \quad (8)$$

ここで, $D = Eh^3/12(1-\nu^2)$: 鋼板の曲げ剛性, E : 鋼板の縦弾性係数 [N/m²], C : 鋼板の内部減衰定数 [Ns/m²], h : 鋼板の厚さ [m], ν : ポアソン比, ρ : 鋼板の密度 [kg/m³], $f_n(t)$: ペアの電磁石のうち 1 つあたりの電磁石吸引力の変動値 [N], t : 時間 [s], $z(x, y)$: 鋼板の平衡浮上位置からの鉛直方向変位 [m], x : 鋼板の長手方向の座標 [m], x_{a1n}, x_{a2n} : ペアの電磁石の x 方向の位置 [m], y : 鋼板の幅方向の座標 [m], y_{a1n}, y_{a2n} : ペアの電磁石の y 方向の位置 [m], $\delta(\cdot)$: デイラックのデルタ関数 [1/m], である。

電磁石吸引力方程式および電磁石回路方程式は 1 自由度モデルの場合と同様にして導出する。連続体モデルにおける平衡点近傍での電磁石吸引力方程式, 電磁石回路方程式は以下のように示される。

$$f_n = \frac{F_n}{Z_0} z(x_{sn}, y_{sn}) + \frac{F_n}{I_n} i_n \quad (9)$$

$$\dot{i}_n = -\frac{L_{eff} I_n}{L_n Z_0^2} \dot{z}(x_{sn}, y_{sn}) - \frac{R_n}{2L_n} i_n + \frac{1}{2L_n} v_n \quad (10)$$

ここで x_{sn}, y_{sn} : センサの位置 [m] である。

薄鋼板の平衡浮上位置からの変位 z は, 固有関数 $\phi_i(x, y)$ と基準座標 $W_i(t)$ ($i = 1 \sim M$) を用いてモード展開する。また, 鋼板の固有関数は x 方向, y 方向にそれぞれ独立な両端自由梁の固有関数の積 $X_{mm}(x) \cdot Y_{nn}(y)$ ($mm, nn = 1, 2, \dots$) で表すことができると仮定する。ただし, 浮上対象は y 軸方向に湾曲浮上させることから x 軸方向の弾性振動はほとんど発生しないとし, y 軸方向の弾性振動のみを考慮してモード展開を行う。以下にモード展開式を示す。

$$z(x, y) = \sum_{i=1}^M \phi_i(x, y) W_i(t) \quad (11)$$

$$\phi_i(x, y) = X_{mm}(x) \cdot Y_{nn}(y) \quad (mm, nn = 1, 2, \dots)$$

$$X_1(x) = 1, \quad X_2(x) = \frac{\sqrt{3}}{a} (2x - a)$$

$$Y_1(y) = 1, \quad Y_2(y) = \frac{\sqrt{3}}{b} (2y - b)$$

$$Y_{nn}(y) = \cos \frac{\lambda_{y nn}}{b} y + \cosh \frac{\lambda_{y nn}}{b} y + \frac{\sin \lambda_{y nn} + \sinh \lambda_{y nn}}{\cos \lambda_{y nn} - \cosh \lambda_{y nn}} \left(\sin \frac{\lambda_{y nn}}{b} y + \sinh \frac{\lambda_{y nn}}{b} y \right)$$

ここで a : x 軸方向の鋼板の長さ, b : y 軸方向の鋼板の長さである。

また y 軸方向の鋼板の弾性振動モードの固有値 $\lambda_{y nn}$ は式(12), 固有振動数 $f_{y nn}$ は式(13)より得られる。

$$\cosh \lambda_{y nn} \cdot \cos \lambda_{y nn} = 1 \quad (nn = 3, 4, \dots) \quad (12)$$

$$f_{y nn} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\lambda_{y nn}}{b} \right)^2 \sqrt{\frac{D}{\rho h}} \quad (13)$$

連続体モデルでは各モードの変位振幅に相当する基準座標 $W_k(t)$ ($k=1\sim 5$)とその時間微分値, および各電磁石コイル電流の定常力の変動分を状態変数として選択する. 観測値は各電磁石位置での鋼板変位, 速度および電磁石コイル電流である. 連続体モデルの状態方程式, 観測方程式は次式の通りである. なお式中の \mathbf{A}_m , \mathbf{B}_m , \mathbf{C}_m の各行列は非常に冗長であるため, 紙面の都合上割愛する⁸⁾.

$$\dot{\mathbf{W}}_m = \mathbf{A}_m \mathbf{z}_m + \mathbf{B}_m \mathbf{v}_m \quad (14)$$

$$\mathbf{z}_m = \mathbf{C}_m \mathbf{W}_m^T \quad (15)$$

$$\mathbf{W}_m = [W_1 \cdots W_5 \quad \dot{W}_1 \cdots \dot{W}_5 \quad i_1 \cdots i_5]^T$$

$$\mathbf{v}_m = [v_1 \cdots v_5]^T$$

$$\mathbf{z}_m = [z_1 \cdots z_5 \quad \dot{z}_1 \cdots \dot{z}_5 \quad i_1 \cdots i_5]^T$$

4. 制御理論

制御系を離散時間系で構成するため, 離散時間系の最適制御理論に基づいて最適制御則を求める. T_s をサンプリング時間とした離散時間系の状態方程式は次のように表される.

$$\mathbf{z}(i+1) = \Phi \mathbf{z}(i) + \Gamma \mathbf{v}(i) \quad (16)$$

$$\Phi = \exp(\mathbf{A} T_s)$$

$$\Gamma = \int_0^{T_s} [\exp(\mathbf{A} \tau)] d\tau \mathbf{B}$$

1自由度モデルの場合: $\mathbf{A}=\mathbf{A}_n, \mathbf{B}=\mathbf{B}_n, \mathbf{z}=\mathbf{z}_n, \mathbf{v}=\mathbf{v}_n$

連続体モデルの場合: $\mathbf{A}=\mathbf{A}_m, \mathbf{B}=\mathbf{B}_m, \mathbf{z}=\mathbf{z}_m, \mathbf{v}=\mathbf{v}_m$

ここで離散時間系の評価関数は次のように表される.

$$J_d = \sum_{i=0}^{\infty} [\mathbf{z}(i)^T \mathbf{Q}_d \mathbf{z}(i) + \mathbf{v}(i)^T \mathbf{r}_d \mathbf{v}(i)] \quad (17)$$

1自由度モデルの場合

$$\mathbf{Q}_d = \begin{bmatrix} \mathbf{q}_1 & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{q}_2 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{q}_3 \end{bmatrix} \quad (18)$$

連続体モデルの場合

$$\mathbf{Q}_d = \begin{bmatrix} \mathbf{Q}_{d1} & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{Q}_{d2} & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{Q}_{d3} \end{bmatrix} \quad (19)$$

$$\mathbf{Q}_{d1} = \text{diag}(q_1 \cdots q_5)$$

$$\mathbf{Q}_{d2} = \text{diag}(q_1 \cdots q_5)$$

$$\mathbf{Q}_{d3} = \text{diag}(q_1 \cdots q_5)$$

ただし \mathbf{Q}_d : 変位, 速度および電磁石コイル電流に関する重み係数を要素とする行列, \mathbf{r}_d : 制御入力に関する重み係数である. 式(17)を最小にする離散時間系最適制御則は次の離散時間系 Riccati 型代数方程式において正定対称解 \mathbf{M} を求めることで得られる.

Table 1 Symbols and values.

Symbols	Values
Z_0	$5.00 \times 10^{-3} \text{ m}$
$R_1 \sim R_5$	21.0Ω
ρ	$7.50 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
E	206 GPa
ν	0.30
L_{eff}	$2.55 \times 10^{-4} \text{ Hm}$
L_{lea}	$9.00 \times 10^{-2} \text{ H}$
T_s	$1.00 \times 10^{-3} \text{ s}$

Table 2 Position of sensors and electromagnets.

Unit No. n	Sensor		Electromagnet 1		Electromagnet 2	
	x_{sn} [mm]	y_{sn} [mm]	x_{a1n} [mm]	y_{a1n} [mm]	x_{a2n} [mm]	y_{a2n} [mm]
1	155	85	115	85	195	85
2	645	85	605	85	685	85
3	155	515	115	515	195	515
4	645	515	605	515	685	515
5	400	300	360	300	440	300

$$-\Phi^T \mathbf{M} (\mathbf{r}_d + \Gamma^T \mathbf{M} \Gamma)^{-1} \Gamma^T \mathbf{M} \Phi \quad (20)$$

$$\mathbf{v} = -\mathbf{F}_d \mathbf{z} \quad (21)$$

$$\mathbf{F}_d = (\mathbf{r}_d + \Gamma^T \mathbf{M} \Gamma)^{-1} \Gamma^T \mathbf{M} \Phi \quad (22)$$

本研究では離散時間系 Riccati 型代数方程式の解を求める際, MATLAB - toolbox の lqrd を使用した.

5. 湾曲浮上実験

5.1 実験条件

本研究では1自由度モデルと連続体モデルの両制御モデルを適用し浮上実験を行い, 電磁石の傾斜角 θ による浮上性能について検討した. なお浮上性能に関して, 鋼板を浮上させた際の変位標準偏差および浮上確率の測定を行った. 変位標準偏差は各条件に対して10回ずつ測定し, それらの結果の平均値を実験値とした. その際, 過度状態の影響を除くため浮上開始後約10秒後に測定を行った. なおサンプリング周波数は1000 Hz, データ長は5秒間である. また浮上確率は各条件に対して50回浮上実験を行い, 30秒以上浮上する場合を浮上成功として百分率で表した. なお30秒間浮上した場合は鋼板搬送ラインなどにて実用上問題とならない10分以上浮上継続が可能であることを予備実験により確認している.

本検討における各パラメータ値を Table 1, 2 に示す. また1自由度モデル(式(18))における重み行列を Table 3 に示す. さらに連続体モデルにおける重み行列(式(19))を Table 4 に示す. 両制御の重み係数は板厚ごとに試行錯誤的に探索し, $\theta=0^\circ$ において, 1自由度モデルと連続体モデルの変位標準偏差が等しくなるものを採用した. なお $\theta=$

Table 3 Weighting coefficients for 1-DOF model.

h [mm]	Weighting coefficients
0.18	$Q_a = \text{diag}(7.2 \times 10^4, 1.0 \times 10^{-1}, 2.0 \times 10^0)$ $r_a = 5.0 \times 10^{-3}$
0.24	$Q_a = \text{diag}(1.5 \times 10^5, 5.0 \times 10^{-2}, 1.0 \times 10^2)$ $r_a = 1.0 \times 10^{-1}$
0.27	$Q_a = \text{diag}(1.5 \times 10^5, 5.0 \times 10^{-2}, 5.5 \times 10^1)$ $r_a = 1.0 \times 10^{-1}$
0.30	$Q_a = \text{diag}(1.4 \times 10^5, 1.0 \times 10^{-1}, 2.0 \times 10^0)$ $r_a = 1.5 \times 10^{-1}$

Table 4 Weighting coefficients for continuous model.

h [mm]	Weighting coefficients
0.18	$Q_{a1} = \text{diag}(1.4 \times 10^5, 1.4 \times 10^5, 1.4 \times 10^5, 1.4 \times 10^5, 1.4 \times 10^5)$ $Q_{a2} = \text{diag}(1.0 \times 10^{-1}, 1.0 \times 10^{-1}, 1.0 \times 10^{-1}, 1.0 \times 10^{-1}, 1.0 \times 10^{-1})$ $Q_{a3} = \text{diag}(2.0 \times 10^0, 2.0 \times 10^0, 2.0 \times 10^0, 2.0 \times 10^0, 2.0 \times 10^0)$ $r_a = 3.0 \times 10^{-3}$
0.24	$Q_{a1} = \text{diag}(1.0 \times 10^2, 1.0 \times 10^2, 1.0 \times 10^2, 1.0 \times 10^2, 1.0 \times 10^2)$ $Q_{a2} = \text{diag}(1.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^3)$ $Q_{a3} = \text{diag}(1.0 \times 10^1, 1.0 \times 10^1, 1.0 \times 10^1, 1.0 \times 10^1, 1.0 \times 10^1)$ $r_a = 1.3 \times 10^{-2}$
0.27	$Q_{a1} = \text{diag}(1.0 \times 10^2, 1.0 \times 10^2, 1.0 \times 10^2, 1.0 \times 10^2, 1.0 \times 10^2)$ $Q_{a2} = \text{diag}(1.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^3)$ $Q_{a3} = \text{diag}(1.0 \times 10^1, 1.0 \times 10^1, 1.0 \times 10^1, 1.0 \times 10^1, 1.0 \times 10^1)$ $r_a = 3.8 \times 10^{-2}$
0.30	$Q_{a1} = \text{diag}(1.0 \times 10^2, 1.0 \times 10^2, 1.0 \times 10^2, 1.0 \times 10^2, 1.0 \times 10^2)$ $Q_{a2} = \text{diag}(1.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^3)$ $Q_{a3} = \text{diag}(1.0 \times 10^1, 1.0 \times 10^1, 1.0 \times 10^1, 1.0 \times 10^1, 1.0 \times 10^1)$ $r_a = 2.0 \times 10^{-1}$

0°のとき、全ての板厚においてどちらの制御手法を適用した場合でもセンサ No. 1 の標準偏差が $4.0 \times 10^{-2} \text{ m} \pm 10\%$ の範囲内に収まるように各制御系の値を決定した (後掲 Fig. 8 を参照).

5.2 実験結果

Fig. 6 に $h = 0.18 \text{ mm}$, $\theta = 0^\circ$ の各制御モデルにおける変位の時刻歴とスペクトルを示す. 同図時刻歴の図中に変位の標準偏差を STD として記載した. 同図(a)1 自由度モデルと(b)連続体モデルの結果を比較すると、標準偏差は同等となった. またスペクトルも両モデルともに 0~100 Hz までの全域に渡って複数のピークが存在する傾向となった.

Fig. 7 に $\theta = 15^\circ$ の結果を同様に示す. 同図時刻歴を比較すると連続体モデルを適用することで、振動を抑制することができた. スペクトルを比較すると一部の周波数で増加がみられるものの、連続体モデルではほぼすべての周波数帯域において振幅を抑制できた. これは傾斜角が小さい範囲では x 軸方向と y 軸方向それぞれの高次まで含めた振動モードが存在していたのに対し、鋼板を湾曲させることで y 軸方向の弾性 1 次モードの振動が支配的になる. この弾性振動を考慮した連続体モデルを適用することで効果的に制振できたと考えられる.

Fig. 8 に両モデルを用いた各板厚の鋼板における電磁石の傾斜角 θ に対する変位標準偏差および浮上確率を示す. 同図(a) $h = 0.18 \text{ mm}$ の場合に着目すると、1 自由度モデル

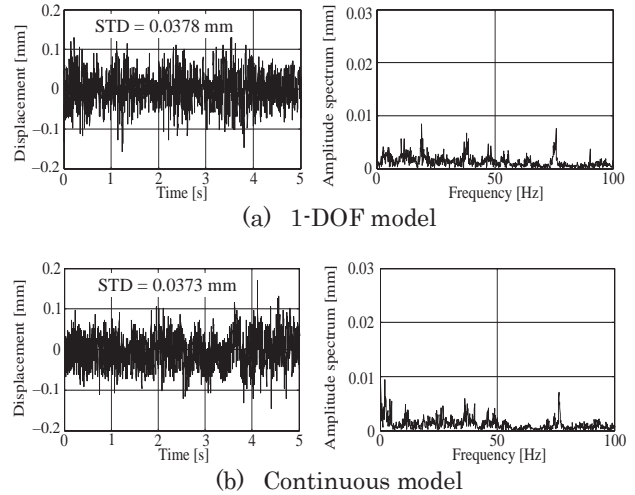


Fig. 6 Time histories of displacement and amplitude spectrums ($\theta = 0^\circ$, $h = 0.18 \text{ mm}$).

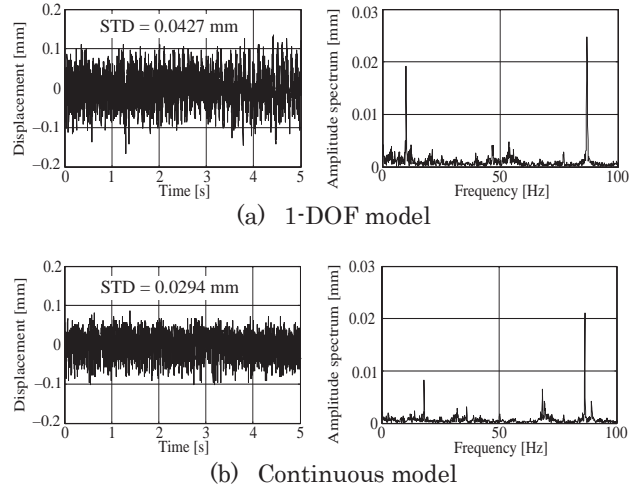


Fig. 7 Time histories of displacement and amplitude spectrums ($\theta = 15^\circ$, $h = 0.18 \text{ mm}$).

では傾斜角 θ が 0°から 5°に湾曲させた際に変位標準偏差が増加した. さらに湾曲させると標準偏差が低下し、 $\theta = 15^\circ$ で 0°の場合よりも標準偏差が低下した. それ以上湾曲させると標準偏差は増加し、25°で浮上できなくなった. 鋼板を湾曲させた際には、自然たわみ角 θ_{na} に近づくに従って鋼板各部のたわみが抑制されて浮上安定性が向上する一方、復元力が増加して振動が励起されやすくなり浮上安定性が劣化する. この湾曲によるたわみ抑制と復元力増加の影響により自然たわみ角 θ_{na} よりも小さい $\theta = 15^\circ$ で最も高い浮上安定性が得られたと考えられる. 連続体モデルも 1 自由度モデルの結果と同様の傾向を示したが、すべての傾斜角にて変位標準偏差が低減できた. また浮上確率は 1 自由度モデルでは $\theta = 15^\circ$ で 100%となったが、連続体モデル適用時には全体的に浮上確率が上昇し、中でも $\theta = 5^\circ$ から 15° の範囲において 100%となっている.

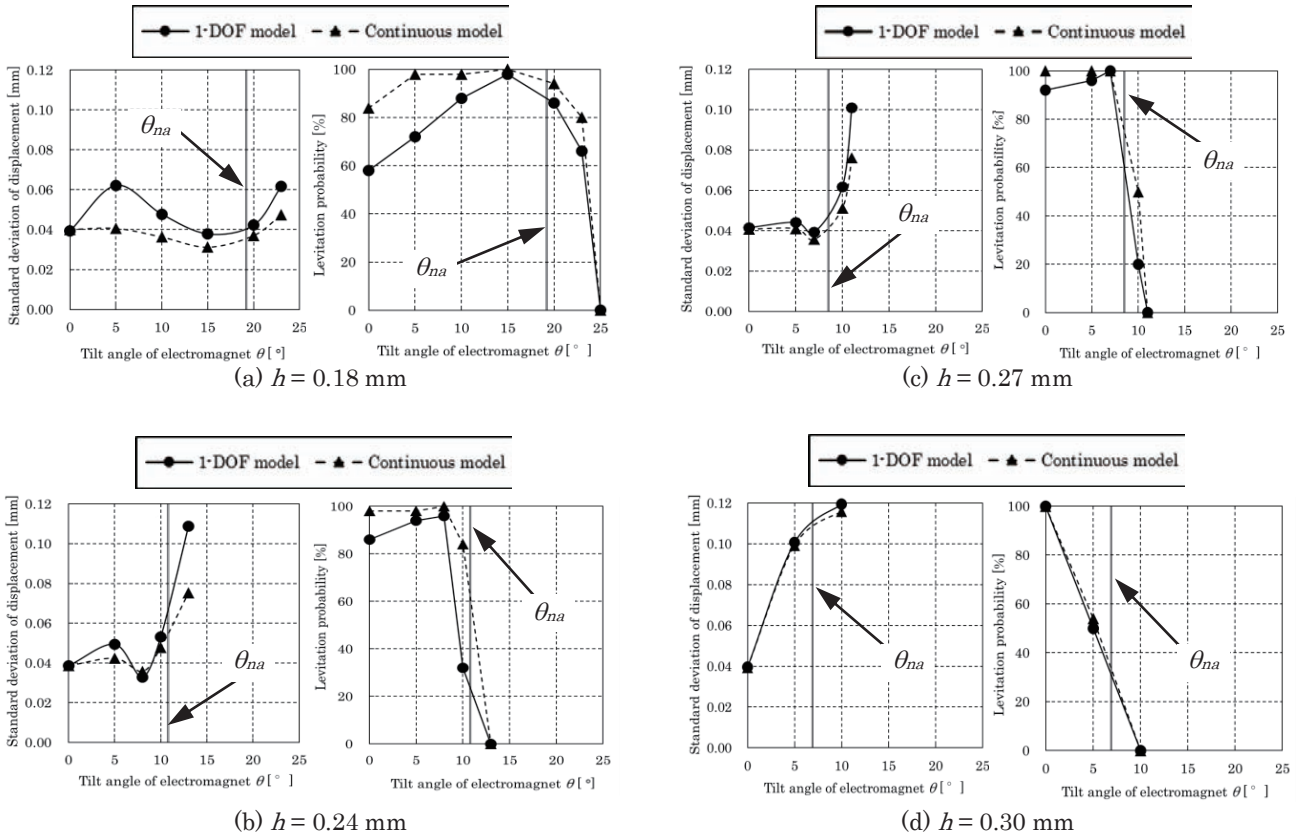


Fig. 8 Standard deviation of displacement and levitation probability on different control theory.

同図(a)~(d)より板厚が厚くなるに従って鋼板の剛性が高まり浮上可能な傾斜角範囲が狭くなっているが、連続体モデルを適用することでほぼすべての実験条件において1自由度モデルと比較して浮上安定性が向上した。特に板厚の薄い鋼板において連続体モデルを適用することによって良好な結果が得られた。これは薄い鋼板ほどy軸方向の弾性1次モードの振動が支配的になったことで大きく湾曲させることができ、湾曲による弾性振動を考慮した連続体モデルによって効果的に制振できたためと考えられる。以上の結果から連続体モデルでは薄くより浮上の困難となる鋼板ほど効果があると言える。

6. 結言

本論文では極薄鋼板の安定浮上を実現する目的から鋼板の弾性振動を考慮した湾曲浮上制御モデルを用い、制振性能と浮上性能の向上を実験的に検証した。連続体モデルを適用し著者らが過去の検討で用いてきた1自由度モデルと浮上性能の比較検討を行った結果、連続体モデルを適用することで考慮する振動モードが支配的になる傾斜角の範囲においてさらに振動が抑制でき、高い浮上安定性を得ることができた。

References

- 1) S. Matsumoto, Y. Arai and T. Nakagawa: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 11 (2014).
- 2) M. Morishita, M. Akashi: *Workshop of The Institute of Electrical Engineers of Japan* (in Japanese), **LD-98-36** (1998).
- 3) T. Namekawa and D. Mizutani: *Linear Drive Workshop of The Institute of Electrical Engineers of Japan* (in Japanese), **LD-04**, 84-96 (1992).
- 4) T. Nakagawa: *Trans. of The Institute of Electrical Engineers of Japan* (in Japanese), **110**, 6 (1990).
- 5) H. Marumori, H. Yonezawa, T. Narita, H. Kato and Y. Oshinoya: *Trans. of Japan Society of Mechanical Engineers* (in Japanese), **81**, 823 (2015).
- 6) H. Kato, H. Marumori, H. Yonezawa and T. Narita: *Trans. of ASME Journal of Vibration and Acoustics*, **138**, VIB-15-1159 (2016).
- 7) H. Marumori, H. Yonezawa, T. Narita, S. Hasegawa and Y. Oshinoya: *The 20th International Conference on Electrical Engineering*, (2014).
- 8) Y. Oshinoya and T. Obata: *JSME int. jour., Ser. C*, **45**, 60-69, (2002).

2016年10月26日受理, 2016年12月6日再受理, 2017年3月4日採録

水平方向の位置決め制御を用いた磁気浮上搬送システムにおける薄鋼板の板厚が浮上特性に与える影響

Effects on Levitation Characteristics by Plate Thickness of Thin Steel Plate on Magnetic Levitation Transport System Using Horizontal Positioning Control

木田将寛^{a)}・鈴木稔樹^{a)}・小田吉帆^{a)}・成田正敬^{a)†}・加藤英晃^{a)}・森山裕幸^{a)}

^{a)}東海大学, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1 (〒259-1292)

M. Kida^{a)}, T. Suzuki^{a)}, Y. Oda^{a)}, T. Narita^{a)†}, H. Kato^{a)}, and H. Moriyama^{a)}

^{a)} Tokai Univ., 4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka-shi, Kanagawa 259-1292, Japan

Thin steel plates are widely used in various industrial products. However, there are problems with deterioration of surface quality and metal plating that occur during transport. As a solution to these problems, the non-contact transport of steel plates by using electromagnetic force has been proposed. However, there is a risk that side slipping or dropping of the plate may occur. We propose the addition of electromagnetic actuators to control the horizontal motion of levitated steel plates. In this study, we examine the change in levitation stability during non-contact transport with the addition of positioning control in the horizontal direction in the case of changed thickness of the steel plate. Results, show that the application of a magnetic field in the horizontal direction improves the levitation stability of transported thin steel plates with different thicknesses of the plate.

Keywords: electromagnetic levitation control, thin steel plate, vibration control, magnetic field, transportation

1. 緒言

薄鋼板は多種多様な工業製品に広く重用されているが、その製造工程においてローラとの接触によるメッキの不良や表面品質の劣化により多大な損失が生じている。この問題の解決方法として磁気浮上による鋼板の非接触搬送技術が活発に検討されている¹⁾³⁾。しかし磁気浮上技術に関する研究の多くは浮上対象が剛体と考慮できる物体についての検討であり、複雑な変形を起こす柔軟体の磁気浮上についての報告は少ない。

当研究グループでは薄く柔軟で浮上制御が困難である薄鋼板に着目し、鉛直方向に浮上制御を行うだけでなく、鋼板のエッジ部に電磁石ユニットを設置したシステムを提案している。これまでにエッジ部に設置した電磁石により鋼板の搬送方向に位置決め制御を行うことで横滑りや落下を防止し、非接触支持搬送が可能であることを明らかにした⁴⁾。さらに汎用有限要素法磁場解析ソフト JMAG により搬送方向に設置した電磁石から鋼板に加わる吸引力を算出し、吸引力に対するたわみ形状を独自開発した有限差分法プログラムから求めた。これに基づき搬送させずに実施した浮上基礎実験では、水平方向に設置した電磁石からの吸引力により柔軟鋼板のたわみが抑制でき、浮上中の安定性を向上できることを明らかにした⁵⁾。

一方、実際の搬送工程を想定した場合、加減速による搬送方向の外乱が入力された際の浮上安定性も向上させていく必要がある。しかしながら磁気浮上鋼板の搬送中における浮上性能に与える影響については、未だ十分な検討は行っていない。そこで本研究では板厚 0.24 mm および 0.18 mm の薄鋼板を検討対象とし、搬送方向に設置した電磁石からの吸引力が非接触搬送時に与える影響を解析と実験より検証する。

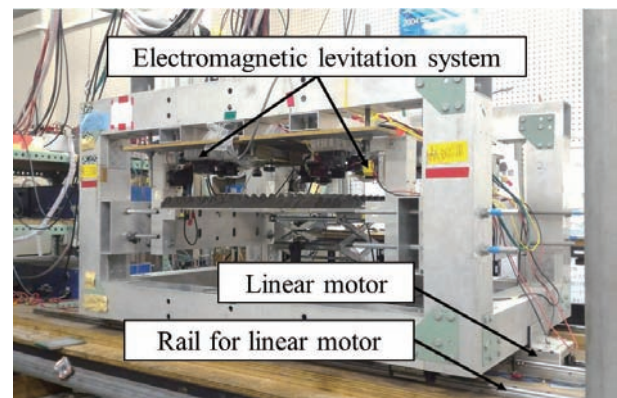


Fig. 1 Photograph of conveyance system of the steel plate.

2. 薄鋼板の磁気浮上搬送システム

本システムは磁気浮上システムを収めたフレームと、フレームを搬送するためのリニアモータにより構成される。鋼板を搬送させる際は磁気浮上システムにより鋼板を磁気浮上させ、リニアモータを使用して磁気浮上システムごとフレームを移動させる。

搬送システムに搭載された磁気浮上システムの写真を Fig. 1 に、下面から見た電磁石の配置を Fig. 2 に、薄鋼板に対する浮上方向および水平方向電磁石の配置を Fig. 3 に示す。磁気浮上システムは鉛直方向の浮上制御システムと水平方向の位置決め制御システムにより構成される。また、磁気浮上システムの概略図を Fig. 4 に、搬送システムの概略図を Fig. 5 に示す。なお搬送方向を x 軸、鋼板の面内で搬送方向に垂直な方向を y 軸、鉛直方向を z 軸と定義する。

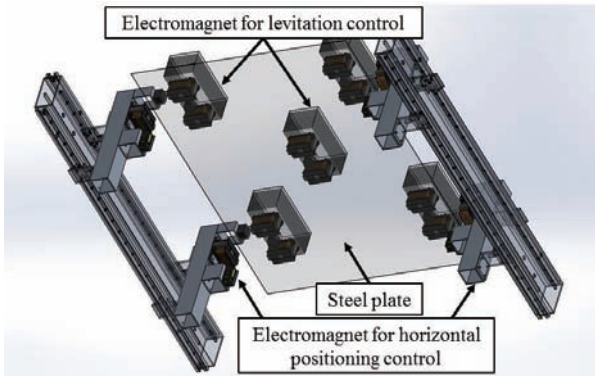


Fig. 2 Schematic illustration of electromagnetic levitation system.

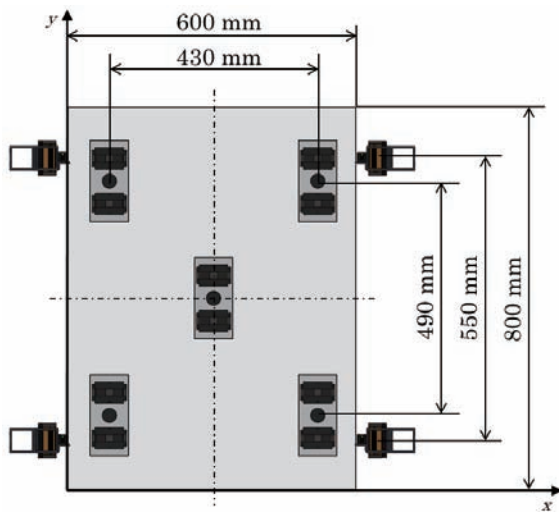


Fig. 3 Placement of electromagnetic levitation system.

浮上制御システムを Fig. 4 の上部に示す。浮上対象は長さ 800 mm、幅 600 mm の長方形垂鉛めっき鋼板 (材質 SS400) とする。浮上制御システムは Fig. 3 に示したように周囲と中央の 5 か所にペアの電磁石を設置し、各電磁石表面から鋼板表面までの距離を 5 mm に制御することで鋼板を磁気浮上させる。使用する電磁石コイルは線径が 0.5 mm、巻数は 1005 回とした。鉄心の断面積は 225 mm² で鉄心は Fig. 6 に示すようなフェライトを E 型に加工したものをを用いた。この電磁石の電気回路は直列結合されており、渦電流式の非接触変位センサを中央に挟むように配置してある。なお電磁石の磁場による変位センサへの影響を計測した結果、測定誤差は 1% 以下であり制御系に及ぼす影響はほとんどないことを確認している⁶⁾。さらに電磁石コイル電流を測定用の外部抵抗より検出し、合計 10 個の観測値を A/D コンバータから DSP に入力し制御則を計算する。D/A コンバータから電流供給用アンプへ制御電圧を出力し、薄鋼板を磁気浮上させる。

水平方向の位置決め制御システムを Fig. 4 の下部に示す。浮上した鋼板のエッジに対して水平方向から電磁石による吸引力を加え、非接触位置決め制御を行う。鋼板エッジ部の水平方向の変位計測にはレーザ式センサ (帯状のレーザ光の遮断量で変位を計測) を用いる。また、電磁石は Fig. 6 で示した浮上制御システムで使

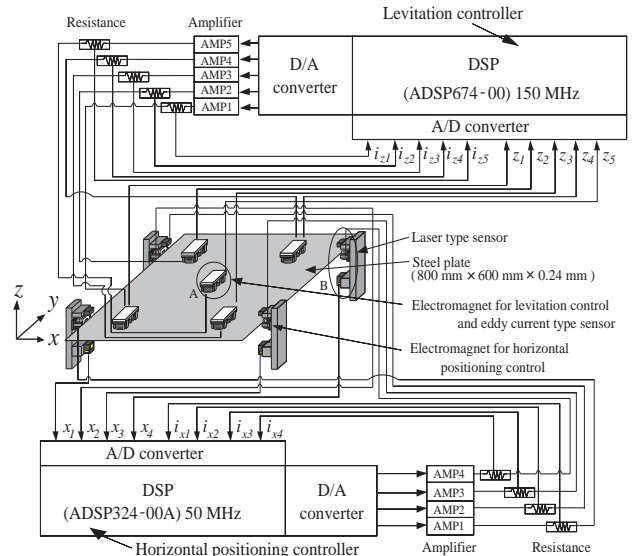


Fig. 4 Electromagnetic levitation control system with horizontal positioning control.

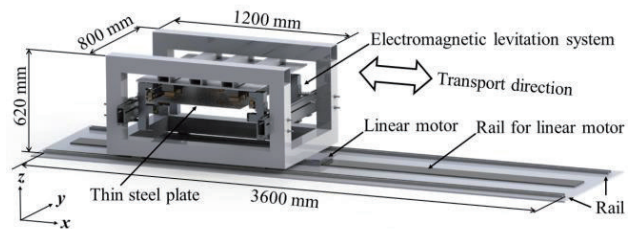


Fig. 5 Conveyance system of the steel plate.

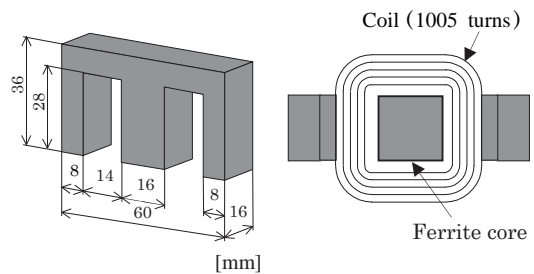


Fig. 6 Schematic illustration of electromagnet.

用したものと同一のものを使用する。これらが Fig. 2 および Fig. 3 に示したように、鋼板の相対する 2 辺に沿って 2 個ずつ設置されており、各電磁石表面から鋼板エッジまでの距離を 5 mm に非接触位置決め制御する。

3. 制御モデル

3.1 鉛直方向の浮上制御モデル

本研究では 1 か所の電磁石位置で検出した変位、速度と電磁石コイルの電流値をその電磁石に対してのみフィードバックする。そこで Fig. 7 に示すような磁気浮上対象の 5 分の 1 に相当する質量を浮上させる 1 自由度系としてモデル化する。電磁石からの静的吸引力によって鋼板を支持すれば一定の距離に保たれる平衡状態が存在する。そこからの鉛直方向変位 z に関する運動方程式、

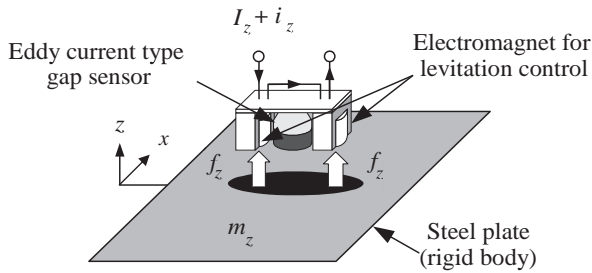


Fig. 7 Theoretical model of levitation control of the steel plate.

線形化近似を行った電磁石吸引力に関する方程式および電磁石回路方程式は以下ようになる。

$$m_z \ddot{z} = 2f_z \quad (1)$$

ここで, $m_z = m/5$ [kg], m : 磁気浮上対象の質量 [kg], z : 薄鋼板の平衡浮上位置からの鉛直方向変位 [m], $f_z(\theta)$: 電磁石1個あたりの吸引力の変動値 [N]と置く。平衡点近傍での偏差が微小であるとすると, 電磁石の特性方程式は式(2)~(4)のように線形化される。

$$f_z = \frac{2F_z}{Z_0} z + \frac{2F_z}{I_z} i_z \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} i_z = -\frac{L_{zeff}}{L_z} \cdot \frac{I_z}{Z_0^2} \dot{z} - \frac{R_z}{2L_z} i_z + \frac{1}{2L_z} v_z \quad (3)$$

$$L_z = \frac{L_{zeff}}{Z_0} + L_{zlea} \quad (4)$$

式(1)~(4)を整理して以下のような状態方程式を得る。

$$\dot{z} = A_z z + B_z v_z \quad (5)$$

$$z = [z \quad \dot{z} \quad i_z]^T,$$

$$A_z = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \frac{4F_z}{m_z Z_0} & 0 & \frac{4F_z}{m_z I_z} \\ 0 & -\frac{L_{zeff}}{L_z} \cdot \frac{I_z}{Z_0^2} & -\frac{R_z}{2L_z} \end{bmatrix},$$

$$B_z = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{2L_z} \end{bmatrix}^T$$

ここで Z_0 : 平衡浮上状態における電磁石表面と鋼板表面との間隔 [m], F_z : 電磁石ユニットから発生する静的な吸引力 [N], L_z : 静的吸引力を得るための定常電流値 [A], i_z : 電磁石コイル電流の変動値[A], L_z : 平衡浮上状態における電磁石コイルのインダクタンス [H], R_z : 2つの電磁石コイルの総抵抗値 [Ω], v_z : 電磁石コイ

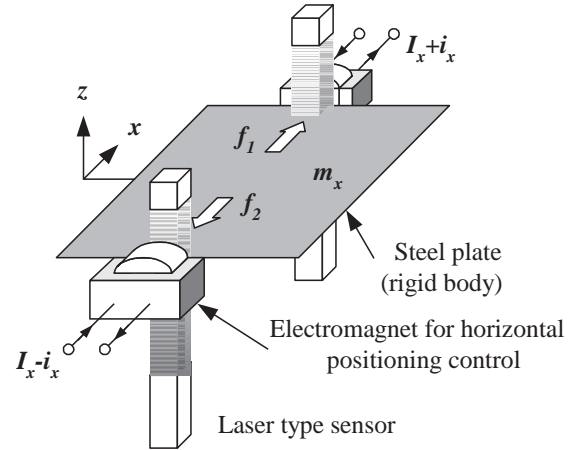


Fig. 8 Theoretical model of horizontal positioning control of the steel plate.

ルに加わる定常電圧からの変動値 [V], L_{zeff}/Z_0 : 電磁石の有効磁束に相当する定数 [H], L_{zlea} : 電磁石の漏れ磁束に相当する定数 [H]である。

3.2 水平方向の位置決め制御モデル

Fig. 8に示すように, 水平方向の運動は1軸方向のみに運動する1自由度系としてモデル化する。したがって, 鋼板の1辺に配置した2個の電磁石からは同じ吸引力が発生するとした。鋼板の2辺に対向するように1つずつ電磁石を配置し, 同じ静的吸引力を加えることによって鋼板の平衡状態があり, そこからの鋼板の微小変化による水平方向の運動方程式は次のように表される。

$$m \ddot{x} = f_1 - f_2 = f_x \quad (6)$$

$$f_x = \frac{4F_x}{X_0} x + \frac{4F_x}{I_x} i_x \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt} i_x = -\frac{L_{xeff}}{L_x} \cdot \frac{I_x}{X_0^2} \dot{x} - \frac{R_x}{2L_x} i_x + \frac{1}{2L_x} v_x \quad (8)$$

$$L_x = \frac{L_{xeff}}{X_0} + L_{xlea} \quad (9)$$

式(6)~(9)を整理して以下のような状態方程式を得る。

$$\dot{x} = A_x x + B_x v_x \quad (10)$$

$$x = [x \quad \dot{x} \quad i_x]^T$$

$$A_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \frac{4F_x}{m_x X_0} & 0 & \frac{4F_x}{m_x I_x} \\ 0 & -\frac{L_{xeff}}{L_x} \cdot \frac{I_x}{X_0^2} & -\frac{R_x}{2L_x} \end{bmatrix},$$

$$B_x = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{2L_x} \end{bmatrix}^T$$

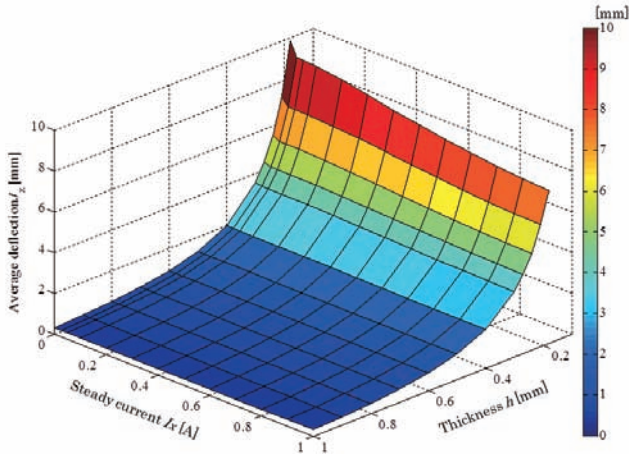


Fig. 9 Relationship between steady current I_x , thickness h and average deflection J_z .

ここで、 F_x : 静的吸引力 [N], X_0 : 平衡浮上状態における電磁石表面と鋼板表面とのギャップ [m], I_x : 静的吸引力を得るための定常電流値 [A], i_x : 電磁石コイル電流の変動値 [A], L_x : 平衡浮上状態における電磁石コイルのインダクタンス [H], R_x : 2つの電磁石コイルの総抵抗値 [Ω], v_x : 電磁石コイルに加わる定常電圧からの変動値 [V], L_{eff}/X_0 : 電磁石の有効磁束に相当する定数 [H], L_{lea} : 電磁石の漏れ磁束に相当する定数 [H]である。

4. 薄鋼板の形状解析

浮上中の鋼板に水平方向に設置した電磁石からの吸引力が与える影響を明らかにするため鋼板の水平方向に電磁石を設置し、鋼板全体を鉛直下向きに変位を与えた場合の鋼板の平均たわみを電磁界解析ソフト JMAG を用いて算出した。水平方向の電磁石に与える電流値 I_x は 0 A ~ 1.0 A の範囲で変化させた。また鋼板の板厚は 0.18 mm ~ 1.0 mm の範囲で解析を行い、各条件において I_x を変化させ平均たわみの算出を行った。

Fig. 1 の装置によって薄鋼板を浮上させたときの鋼板形状を求める。長方形薄鋼板の静的なたわみの方程式は次式で表される。

$$D \nabla^4 z = f_z + f_x \frac{\partial^2}{\partial x^2} z - \rho h g \quad (11)$$

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}, \nabla^4 = \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4}$$

ここで E : 薄鋼板のヤング率 [N/m²], h : 薄鋼板の厚さ [m], ν : ポアソン比, x : 薄鋼板の短手方向の座標 [m], y : 薄鋼板の長手方向の座標 [m], z : 薄鋼板の変位 [m], f_x : 水平方向に設置した電磁石による薄鋼板の単位面積あたりに加わる鉛直方向の外力 [N/m²], f_z : 水平方向に設置した電磁石による薄鋼板の単位長さあたりに加わる水平方向の外力 [N/m], ρ : 薄鋼板の密度 [kg/m³], g : 重力加速度 [m/s²]である。

式(11)を用いて、薄鋼板の平均たわみを差分法によって計算した。その結果を Fig. 9 に示す。同図より、板厚が厚い場合は I_x を増加させても平均たわみ J_z がほぼ変化しないことが分かった。しかし

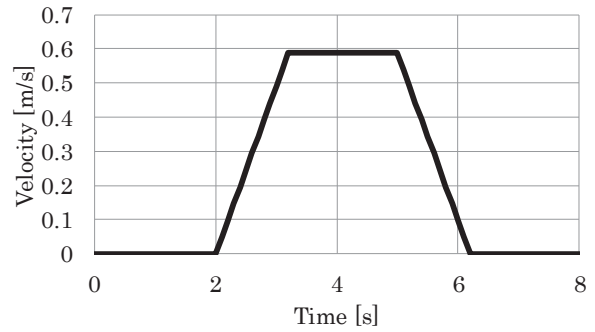


Fig. 10 Time history of command transportation velocity.

板厚が薄くなるほど $I_x = 0$ A のときの平均たわみ J_z が増加し、 I_x を増加させたときの平均たわみ J_z の抑制量も増加した。特に板厚が最も薄い 0.18 mm では $I_x = 0$ A で 10 mm に対し、 $I_x = 1.0$ A で 6.5 mm とたわみが 65% 低減でき、 I_x を増加させたときの効果が顕著に表れた。これより水平方向に設置した電磁石からの吸引力の印加は鋼板の板厚が薄くなるほど平均たわみを抑制する効果があることを確認した。

5. 磁気浮上鋼板の搬送実験

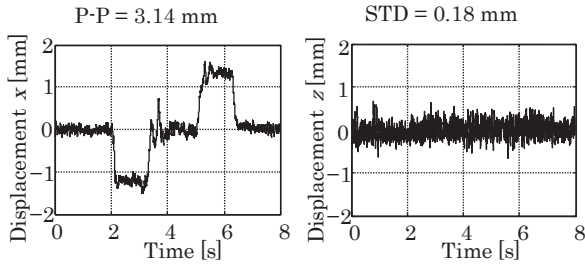
5.1 実験条件

搬送した際の磁気浮上鋼板の安定性を評価するため、磁気浮上鋼板の搬送実験を行った。搬送装置に搭載したリニアモータの速度指令値の時刻歴を Fig. 10 に示す。磁気浮上鋼板を含むフレームは初期静止状態から 1.2 秒間一定の加速度で走行し等速で走行した後、加速時と同等の減速度で停止する。実験条件は加速度 0.49 m/s², 速度 0.6 m/s とした。測定開始から 2 秒後に搬送を開始し、搬送させる距離は 1.8 m とした。このとき浮上させた鋼板に対して水平方向位置決め制御の定常電流値を $I_x = 0$ A ~ 0.5 A の範囲で変更した。

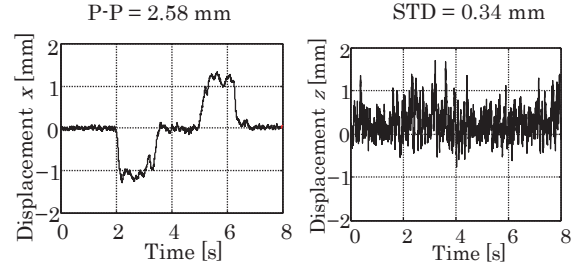
5.2 振動抑制効果

Fig. 11 は板厚 $h = 0.24$ mm, 搬送方向電磁石の定常電流値 $I_x = 0.025, 0.2, 0.4$ A における鋼板の変位時刻歴波形である。左側のグラフは搬送方向の変位であり、加減速時の鋼板の変位量を評価するため、図中に最大振幅値を P-P として記載した。また右側のグラフは鉛直方向の変位であり、比較的不規則な鋼板の振動を評価するため、図中に標準偏差を STD として記載した。同様に Fig. 12 に板厚 $h = 0.18$ mm の結果を示す。

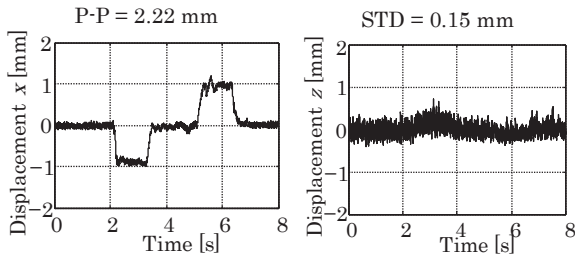
Fig. 11 と Fig. 12 の結果を比較すると、両板厚にて定常電流値 I_x を増加させることで鋼板搬送方向の最大振幅が減少し、鉛直方向の振動も抑制できたことが分かる。板厚の薄い 0.18 mm の場合、 $I_x = 0.025$ A における搬送方向の最大振幅が 2.58 mm であるのに対し、 $I_x = 0.4$ A では 1.64 mm となり、最大振幅が約 40% 抑制できた。またいずれの板厚においても等速で走行する区間の搬送方向の変位は十分に制御されていることから、等速区間の速度は搬送性能に影響しないことが分かった。鉛直方向の標準偏差は $I_x = 0.025$ A では 0.34 mm であったのに対し、 $I_x = 0.4$ A では 0.11 mm となり、浮上制御のパラメータはすべて一定であるにもかかわらず振動が約 70% 抑制できた。



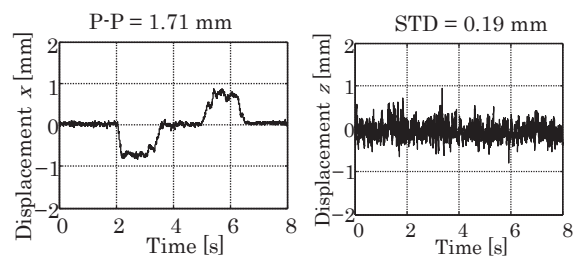
(a) $I_x = 0.025 A$



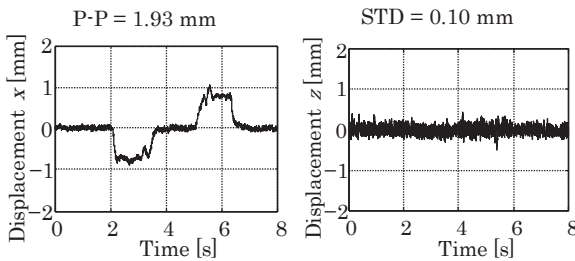
(a) $I_x = 0.025 A$



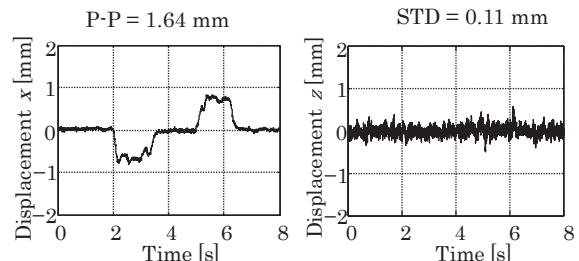
(b) $I_x = 0.2 A$



(b) $I_x = 0.2 A$



(c) $I_x = 0.4 A$



(c) $I_x = 0.4 A$

Fig. 11 Time histories of vertical and horizontal displacement of the steel plate. (0.24 mm)

Fig. 12 Time histories of vertical and horizontal displacement of the steel plate. (0.18 mm)

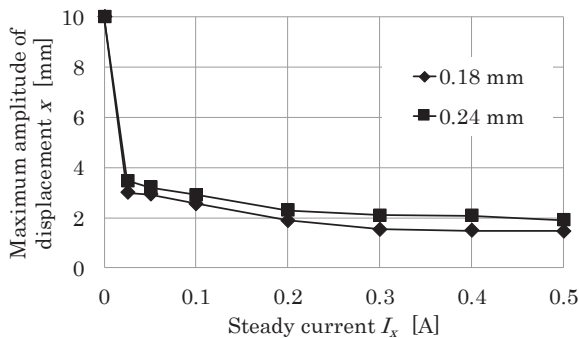


Fig. 13 Relationship between steady current I_x and maximum amplitude of displacement x .

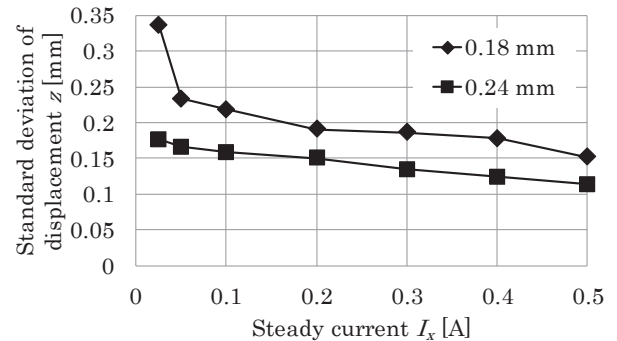


Fig. 14 Relationship between steady current I_x and standard deviation of displacement z .

各搬送条件における搬送方向変位の最大振幅と定常電流値 I_x の関係を Fig. 13 に示す。0 A の場合には搬送中に搬送方向の電磁石に接触したため変位量は 10 mm とした。いずれの板厚においても、水平方向の位置決め制御を行うことにより安定した搬送を行うことができ、定常電流値が増加することで搬送方向の変位は抑制されることが分かった。なお搬送方向変位の傾向は、0.18 mm

の方が 0.24 mm よりも振幅の抑制が確認できる。Fig. 9 の電磁界解析結果より、定常電流 $I_x = 0.5 A$ における鋼板に発生する吸引力は板厚 0.18 mm で 0.184 N, 0.24 mm で 0.236 N であった。このとき鋼板 1 g あたりの吸引力は 0.18 mm で $2.72 \times 10^{-4} N$, 0.24 mm で $2.61 \times 10^{-4} N$ となる。以上のことから板厚が薄い方が鋼板の重量に対する制御力が大きいため、加減速時の変位が抑制できたと考

えられる。

一方、鉛直方向の変位標準偏差と定常電流値 I_x の関係を Fig. 14 に示す。本実験ではすべての条件において浮上制御のシステム特性は一定である。それにもかかわらず搬送方向制御の定常電流値により同方向の張力を増加させることで浮上方向の安定性も高まることが確認できた。なお搬送方向とは異なり、鉛直方向では板厚が薄い方が振動しやすい傾向となった。

5.3 浮上確率実験

搬送方向に設置した電磁石からの吸引力が本システムの浮上性能に与える影響を実用的な面から評価するため、搬送中の浮上確率を取得した。搬送条件は5章と同様、加速度 0.49 m/s^2 とし、 $I_x = 0 \text{ A} \sim 0.6 \text{ A}$ の範囲で変更した。各条件にて50回搬送実験を行い、搬送中の浮上確率を測定した。このとき搬送後30秒間浮上し続けた場合を浮上成功とし、搬送中に鋼板が鉛直方向および搬送方向の電磁石に接触した場合や落下した場合を失敗とした。なお30秒間浮上する場合は実用上問題とならない10分以上浮上継続が可能であることを予備実験より確認している。

各搬送条件における定常電流値 I_x と浮上確率の関係を Fig. 15 に示す。同図より未制御ではどの搬送条件においても浮上が維持できなかったが、 $I_x = 0.025 \text{ A}$ を印加することにより、浮上確率が大きく上昇した。また薄鋼板の板厚が薄い 0.18 mm の場合の方が搬送中の浮上確率は全体的に低下するが、定常電流値を増加させるに従い、浮上確率は上昇する傾向が得られた。なお本システムは $I_x = 1.0 \text{ A}$ 以内であれば実用上十分な時間鋼板を浮上させることができるが、 $I_x = 0.5 \text{ A}$ であれば両条件において浮上確率は100%となり、十分な浮上安定性が得られることが分かった。

6. 結言

本研究は搬送方向に設置した電磁石からの吸引力が搬送中の磁気浮上鋼板の浮上性能に与える影響について検討するため、板厚 0.24 mm および 0.18 mm の鋼板を用いて搬送方向電磁石の定常

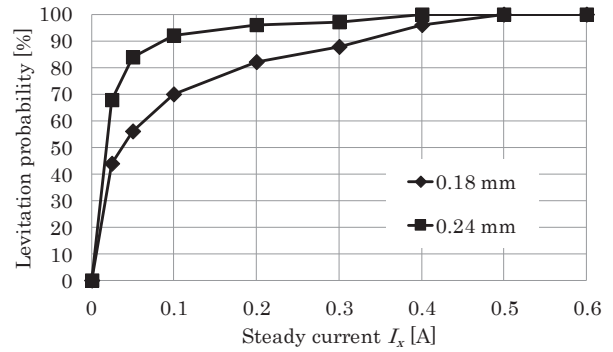


Fig. 15 Relationship between steady current I_x and levitation probability.

電流値を変化させて解析と実験を行った。その結果水平方向に設置した電磁石の定常電流値により鋼板に加わる張力を増加させることで、横滑りなどの要因である水平方向の変位は抑制でき、板厚が薄いほど鉛直方向の振動の低減効果も得られた。このことから水平方向からの磁場が鉛直方向の浮上制御系に依存せず搬送時に発生する振動を抑制する効果があることを明らかにした。

References

- 1) S. Matsumoto, Y. Arai, and T. Nakagawa: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 8600304 (2014).
- 2) T. Namerikawa, and D. Mizutani: *Trans. IEEJ.*, **36**, 1319 (2006).
- 3) M. Morisita, and M. Akasi: *IEEJ Trans. Industry Appl.*, **119**, 1289 (1998).
- 4) Y. Oshinoya, K. Ishibashi, and T. Sekihara: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser. C*, **68**, 1428 (2002).
- 5) T. Narita, T. Kurihara, and H. Kato: *Mech. Eng. J.*, accepted.
- 6) Y. Oshinoya, S. Kobayashi, and K. Tanno: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser. C*, **62**, 3067 (1996).

2016年11月3日受理, 2017年3月21日採録

電磁石による走行磁性体の非接触案内 (FEM を用いた電磁石配置に関する基礎的検討)

Non-Contact Guide for Traveling Elastic Steel Plate Using Electromagnets: Fundamental Consideration of Electromagnet Placement Using FEM

川崎謙太^{a)}・成田正敬^{a)†}・加藤英晃^{a)}・森山裕幸^{a)}

^{a)} 東海大学, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1 (〒259-1292)

K. Kawasaki^{a)}, T. Narita^{a)†}, H. Kato^{a)}, and H. Moriyama^{a)}

^{a)} Tokai University, Kitakaname, Hiratsuka-shi, Kanagawa 259-1292, Japan

These days, users of products manufactured by the continuous steel plates process demand high quality, and high added value as well as high grade products. In the factory, a continuous thin steel plate subjected to iron and steel processes is supported by rollers during processes such as rolling, where; the thin steel plate moves along the rollers at a speed of 10 m/s or more. In the plating process, the steel plate is conveyed 20-50 m in the vertical direction for drying, during which time it is negligibly supported by rollers or other mechanisms. This results in plating non-uniformity due to the generation of vibration and other factors, which ultimately degrades productivity. We have developed a non-contact guide system for a high-speed traveling elastic steel plate in which electromagnetic forces are applied by actuators at the edges of the plate to control its position. In this work, we focus on the stress static structure of the traveling steel plate, and designed the optimal non-contact guide in the loop-shaping part on the basis of analytical results.

Key-words: steel plate, electromagnet, travelling, noncontact guide

1. 緒言

鋼板の製造プロセスでは、長さ数 km に及ぶ連続鋼板の状態では圧延や表面処理などの様々な工程を経て製品となる。その間連続鋼板は多数のローラにより接触支持搬送されており、ローラと鋼板表面の接触によってキズなどが発生し、表面品質の劣化が問題となる。また表面処理の工程で鋼板に亜鉛めっきが施されるが、めっき工程直後は塗布した亜鉛が凝固するまでは接触支持を行うことができない。このため実際の表面処理工程では、めっき直後の連続鋼板は上方に約 40 m にわたり一切の接触支持なく搬送され、めっきが凝固した後にローラによって再び接触搬送される。この接触が行えない区間で振動が発生し、めっきの剥離や鋼板の反りの発生が重大な問題となっている。

これら問題点の解決方法として、流体を利用して帯鋼を浮上させるフロータを用いた非接触帯鋼搬送装置などの研究・開発が行われている¹⁾。しかし、めっき処理工程などにおいて鋼板の表面に発生する風紋やむらは避けられない。また鋼板の上下面に電磁石を設置し、吸引力を利用して連続鋼板を非接触に支持する手法²⁾が一部に導入されており、面外の振動については抑制効果が報告されているが、鋼板平面内の走行方向に垂直な方向は制御を行わないため、蛇行の問題は未だ解決できていない。

当研究グループでは直線を走行する連続鋼板のエッジ近傍に電磁力を印加することにより、鋼板の鋼板平面内の走行方向に垂直な方向の振動を抑制する非接触エッジ制御を提案し、鋼板平面内の走行方向に垂直な方向の案内だけでなく、鋼板に張力を加えることによって面外の振動も抑制できることを明らかにしている^{3,4)}。さらに連続鋼板が進行方向を変更しながら走行する部分に対して非接触案内を実

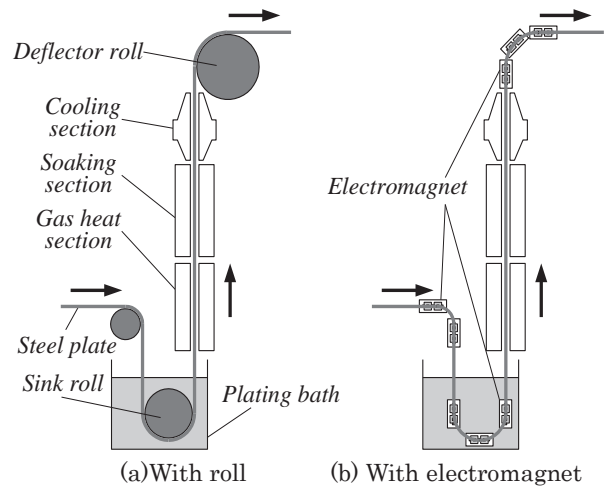


Fig. 1 Manufacturing process of continuous steel plates.

施し、その有効性を確認している⁵⁾。このとき連続鋼板の進行方向変更部分のループ形状は走行により非対称な形状になるが、鋼板走行時の形状に合わせて電磁石を配置することで制振効果の向上を図れることを実験的に明らかにした⁶⁾。これまでにマルチボディダイナミクス (以下 MBD) と有限要素法 (以下 FEM) を用いて走行時の鋼板形状を算出し、実際の走行形状と比較した結果より一致が見られ、走行時の非対称形状を算出する手法が確立できた^{7,8)}。しかし電磁石配置位置について最適な案内路の設計手法は確立されていない。本論文は FEM を用いて連続鋼板の応力について静的構造解析を行い、解析結果に基づいてループ部分に電磁石を設置し、走行実験により最適な非接触案内路を設計するための基礎的検討を行った。

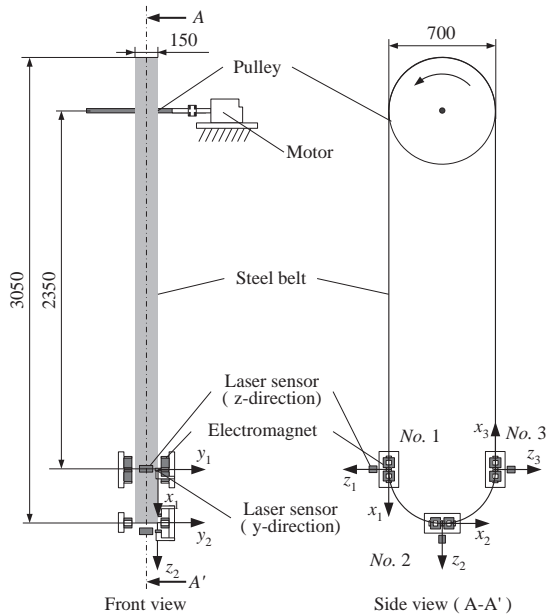


Fig. 2 Schematic illustration of non-contact guide.

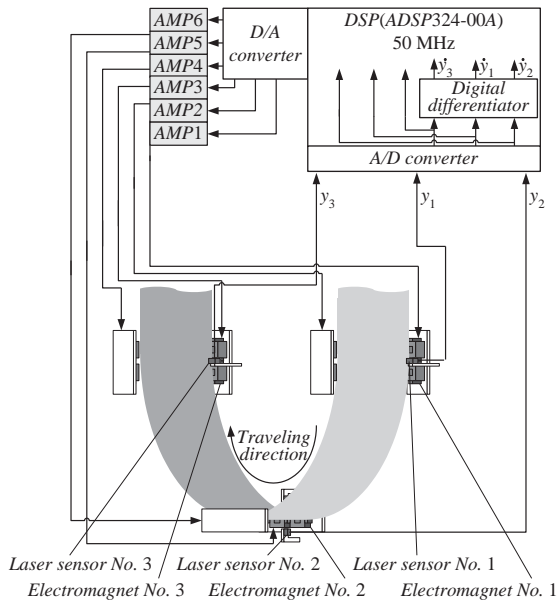


Fig. 3 Control system of non-contact guide.

2. 実験装置

Fig. 1 (a) に示すように、連続鋼板の製造ラインにおけるめっき処理工程などではデフレクターロールやシンクロールにより鋼板は接触支持されている。本研究ではロール部分に対して、同図(b)に示すような電磁石を用いた非接触案内路の形成を目的とする。そこで Fig. 2 に示すように連続鋼板がめっき処理槽を通過する部分などを模擬した装置を製作した。長さ 6894 mm、幅 150 mm、厚さ 0.2 mm の焼入れした鋼材 (SUS632) をベルト状に溶接した連続鋼板を直径 700 mm、幅 154 mm のプーリに同図の様に吊り下げた。なお、本実験において鋼板の幅を 150 mm としたのは、鋼板平面内の走行方向に垂直な方向の変形や弾性振動等を減少させ、エッジ制御システムがループ形状部分に与

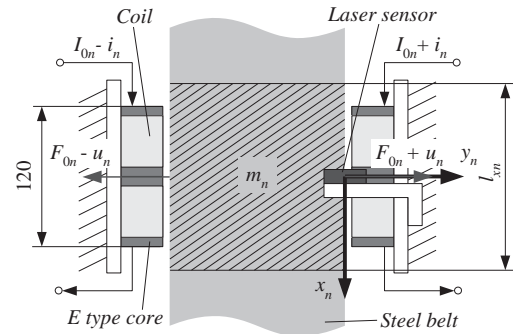


Fig. 4 Model of noncontact guide.

える影響を明確に考察するためである。

プーリは DC サーボモータにより駆動し、連続鋼板のエンドレス走行を可能としている。また、電磁石は 3 か所に設置したパターンと 2 箇所を設置したパターンで実験を行った。3 箇所設置は同図のようにそれぞれ No. 1, 2, 3 とし、2 箇所は No. 2 を取り除いたものとする。Fig. 2 中の $x_1 \sim x_3$ (以下、この方向を x 方向と記す) は各電磁石位置における鋼板の走行方向の座標を示している。また、 $y_1 \sim y_3$ は電磁石位置における鋼板平面内の走行方向に垂直な座標 (以下、この方向を y 方向と記す)、 $z_1 \sim z_3$ は電磁石位置における鋼板の平面に垂直な方向の座標 (以下、この方向を z 方向と記す) を示す。

3. 非接触エッジ制御システム

走行鋼板 y 方向に対して電磁石によるアクティブ制御を行うために構築した制御システムを Fig. 3 に示す。本実験では吸引力不足を補うため、電磁石を 2 個直列接続し、連続鋼板の両側エッジ近傍に対向するように設置した。電磁石を設置した 3 箇所において、電磁石表面と連続鋼板エッジとの距離を両側とも 5 mm に維持できるように設定し、そこからの変位、速度、電流の 3 つの情報を、その電磁石に対してのみフィードバックするローカルフィードバック制御を行う。

一方、 z 方向において鋼板は、未走行時における初期位置から電磁石コイルの中心へと案内される。これは y 方向の位置決め制御を行うために発生している磁場が、 z 方向においてはコイル中心への吸引力として作用することによる。なお、この吸引力が z 方向の鋼板に作用する範囲は、今回使用した電磁石コイルの最外周程度であることを実験的に確認している。

4. モデリング

Fig. 4 に任意の電磁石位置におけるモデル図を示す。本研究では 3 箇所すべてで共通のモデル化を行う。鋼板の両側エッジ近傍に設置した電磁石の間を通過する部分の制御質量を m_n [kg] とし、その走行方向における連続鋼板の長さを l_n [m] とする。 n は電磁石位置番号である ($n=1, 2, 3$)。同図に示すように電磁石が

Table 1 Symbols and values.

Symbol	Value	Symbol	Value
M_n	0.042 kg	L_n	$2.3 \times 10^{-2} \text{H}$
F_{0n}	1.7 N	${}^{\circ}q_{vn}$	$14.5 \times 10^6 \text{m}^{-2}$
Γ_{0n}	$5.0 \times 10^{-3} \text{N}$	${}^{\circ}q_{vn}$	$16.7 \times 10^5 \text{s}^2/\text{m}^2$
I_{0n}	0.5 A	${}^{\circ}r_n$	$1.0 \times 10^4 \text{V}^2$
R_n	20 Ω		

(n=1, 2, 3)

Table 2 Tension on the steel sheet during travel.

	600 m/min	800 m/min	1000 m/min
T_t	32 N	53 N	80 N
T_s	55 N	84 N	118 N

らの制御力を u_n とした場合の y_n 軸方向の並進 1 自由度系としてモデル化する。ここで鋼板の両側に設置した電磁石に定常電流 I_{0n} を流すことにより発生する吸引力によって鋼板を引き合うことで、鋼板エッジ部と電磁石表面の距離が一定に保たれる平衡状態が存在する。その平衡状態からの y_n 軸方向の運動方程式は次式のようになる。

$$m_n \ddot{y}_n = 2u_n \quad (1)$$

ただし、 u_n は鋼板エッジ近傍に設置した片側 2 個の電磁石総吸引力の変動値 [N] である。また、線形化近似を行った電磁石吸引力に関する方程式は以下のようになる。

$$u_n = \frac{F_{0n}}{\Gamma_{0n}} y_n + \frac{F_{0n}}{I_{0n}} i_n \quad (2)$$

F_{0n} : 2 個の電磁石から発生する平衡状態における定常的な総吸引力 [N], Γ_{0n} : 平衡状態における電磁石と鋼板のギャップ [m], I_{0n} : 平衡状態における定常的な電磁石コイル電流 [A], i_n : 電磁石コイル電流の定常電流からの変動値 [A] 以上より、鋼板の変位、速度を状態変数とし、式(1)、(2)を整理して以下のような状態方程式を得る。

$$\dot{\mathbf{y}}_n = \mathbf{A}_n \mathbf{y}_n + \mathbf{B}_n v_{fn} \quad (3)$$

$$\dot{\mathbf{y}}_n = \begin{bmatrix} y_n \\ \dot{y}_n \end{bmatrix} \quad \mathbf{A}_n = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ \frac{2F_{0n}}{m_n \Gamma_{0n}} & 0 \end{bmatrix} \quad \mathbf{B}_n = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{2F_{0n}}{m_n I_{0n} R_n} \end{bmatrix}$$

5. 制御理論

本研究で用いる制御理論は最適制御理論とし、以下に示す二次形式評価関数 J_{dn} を最小とする制御電圧 ${}^{\circ}v_{fdn}$ を求める。なお、記号の添え字 d は離散化を表わしており、その際のサンプリング周期は $1.0 \times 10^{-3} \text{s}$ とした。

$${}^{\circ}v_{fdn}(k) = -\mathbf{K}_{dn} \mathbf{y}_{dn}(k) \quad (4)$$

$$J_{dn} = \sum_{k=0}^{\infty} \left\{ \mathbf{y}_{dn}(k)^T {}^{\circ}\mathbf{Q}_n \mathbf{y}_{dn}(k) + {}^{\circ}r_n {}^{\circ}v_{fdn}(k)^2 \right\} \quad (5)$$

$${}^{\circ}\mathbf{Q}_n = \text{diag}({}^{\circ}q_{yn}, {}^{\circ}q_{vn})$$

\mathbf{K}_{dn} : フィードバック行列, ${}^{\circ}q_{yn}$: 変位に関する重み係数, ${}^{\circ}q_{vn}$: 速度に関する重み係数, ${}^{\circ}r_n$: 制御入力に関する重み係数

実験装置および各制御理論に関する各パラメータの値は Table 1 に示す通りである。

6. 走行中の鋼板の応力解析

本研究では連続走行時の鋼板に発生する張力をオイラーの摩擦理論⁹⁾により算出し、このときの鋼板に作用する応力分布を FEM より求めた。なお静止形状は MBD により算出し、その形状を FEM にてモデル化し張力を作用させた。なお MBD による静止形状の算出に関しては既報⁸⁾の通りである。

オイラーの摩擦理論より走行する連続鋼板の有効張力 T_e と張り側張力 T_t 、緩み側張力 T_s は次式で表される。

$$T_e = \frac{P}{V} \quad (6)$$

$$T_t = \frac{T_e \times e^{\mu\psi}}{e^{\mu\psi} - 1} + mV^2 \quad (7)$$

$$T_s = \frac{T_e}{e^{\mu\psi} - 1} + mV^2 \quad (8)$$

ここで V : 鋼板走行速度 [m/s], P : モータ出力 [W], μ : 鋼板とプリー間の摩擦係数, ψ : ベルトがプリーに接触する部分の巻き付け角度 [rad], m : 鋼板ベルトの単位長さあたりの質量 [kg/m] である。鋼板走行速度 600 m/min, 800 m/min, 1000 m/min における張り側張力 T_t 、緩み側張力 T_s を Table 2 に示す。走行速度が上がるに従い張力は増加する傾向が得られた。

MBD により算出した静止時の鋼板形状のモデルに走行時に働く緩み側張力と張り側張力をそれぞれ与えて静的構造解析を行った。解析には ANSYS Workbench Mechanical (以下 ANSYS) を用いた。解析モデルを Fig. 5 に示す。メッシュはシェル要素で定義し、鋼板とプリーが接触する上部は固定とした。オイラーの摩擦理論より算出された T_t 、 T_s が鋼板に等しく分布していると仮定して、静止時の鋼板形状におけるプリーから見て緩み側、張り側の面内全ての節点に等分布荷重として与えた。

各走行速度におけるミーゼス応力の分布を Fig. 6 に示す。同図左方に俯瞰図を、右方は各軸方向から見た左右側面図と下面図である。すべての走行速度において走行時の鋼板

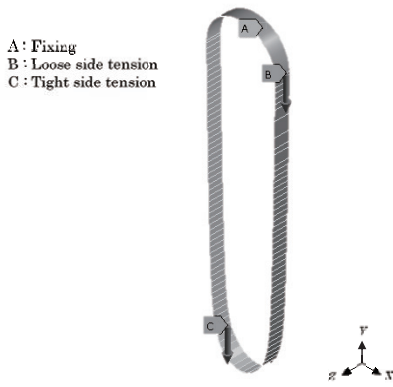


Fig. 5 Analysis model.

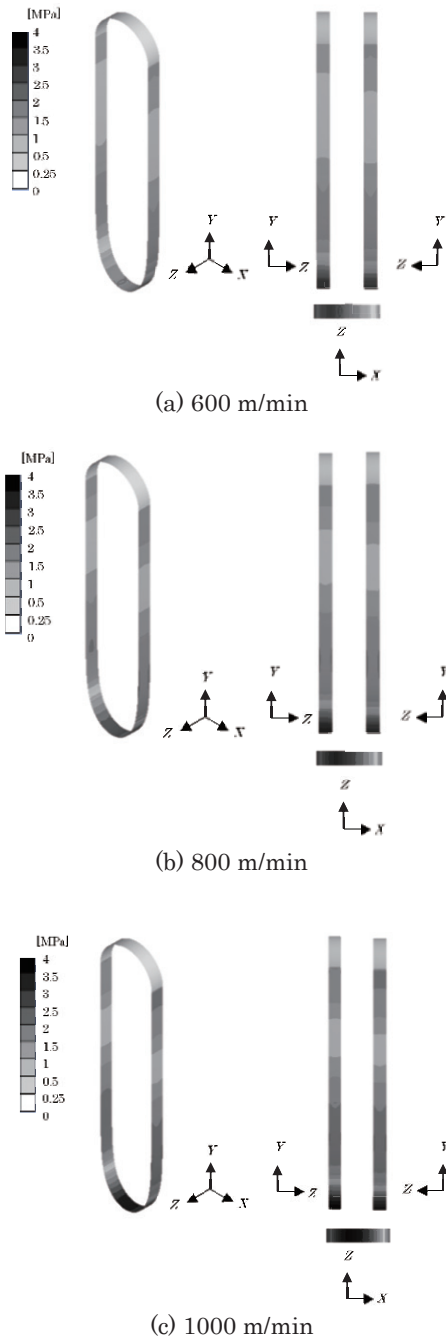
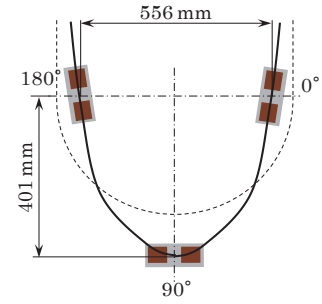
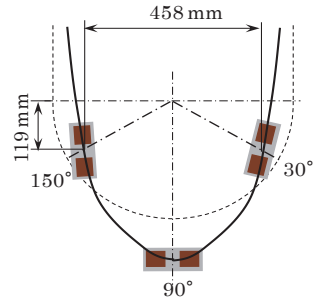


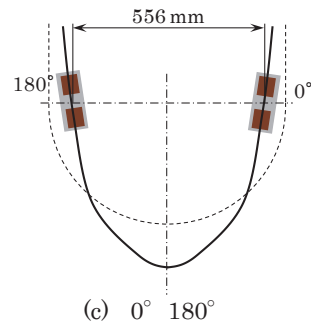
Fig. 6 von Mises stress of continuous steel plate.



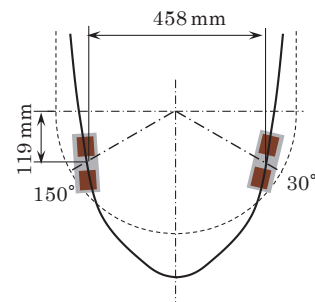
(a) 0° 90° 180°



(b) 30° 90° 150°



(c) 0° 180°

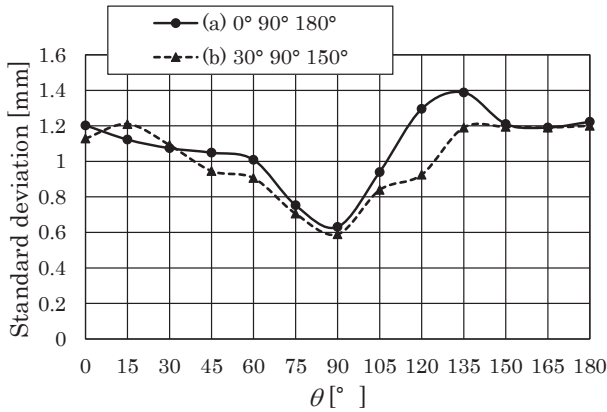


(d) 30° 150°

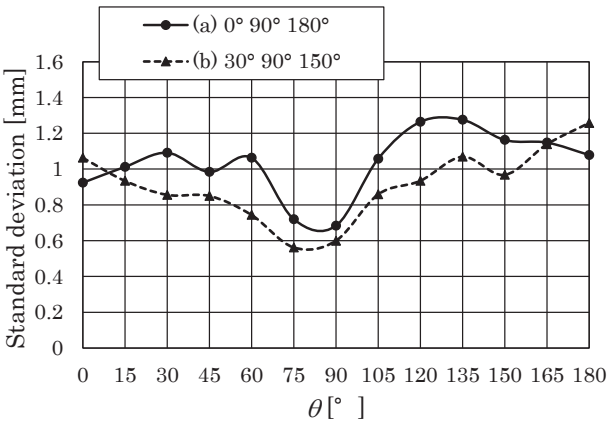
Fig. 7 Arrangement of electromagnets.

は張力の影響を受けて鋼板下部の応力が高くなる傾向が確認できた。また、走行速度が上がるにつれて下部にかかる応力が高くなることも明らかとなった。

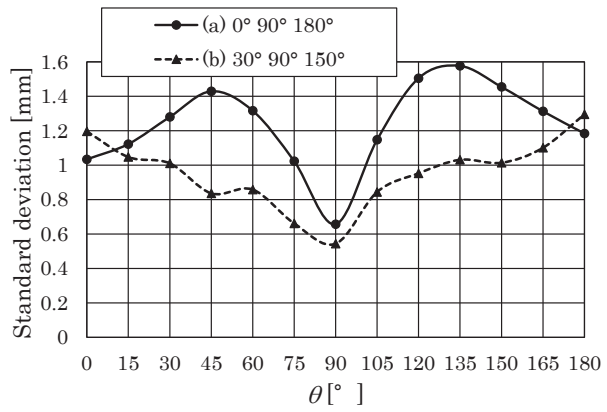
本解析結果から、ミーゼス応力の高くなった箇所において面外方向に変位が発生して振動が励起されやすくなると考えられる。この振動に対して電磁石から張力を加えて面外方向の復元力を与えることで、振動抑制効果が期待できる。以降の実験的な検討においては、応力の比較的高く分



(a) 600 m/min

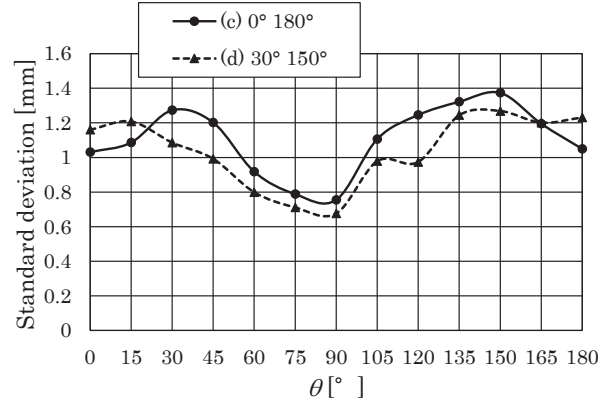


(b) 800 m/min

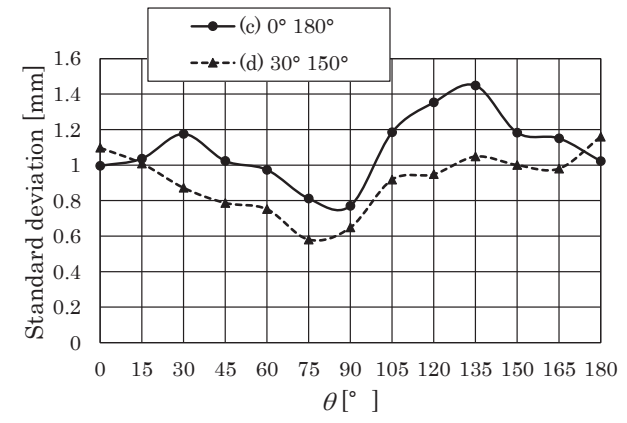


(c) 1000 m/min

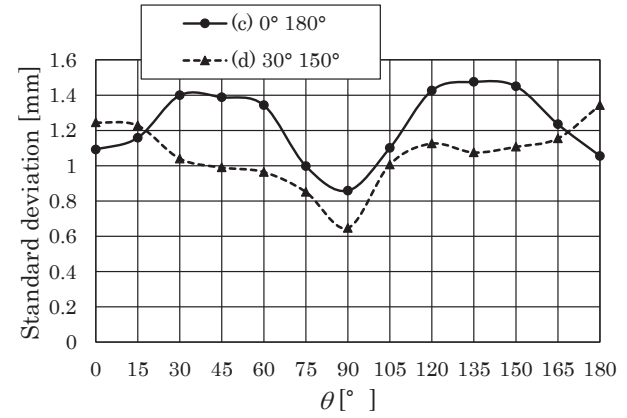
Fig. 8 Standard deviation of measured displacement z (3-electromagnet arrangement).



(a) 600 m/min



(b) 800 m/min



(c) 1000 m/min

Fig. 9 Standard deviation of measured displacement z (2-electromagnet arrangement).

布する鋼板の位置に電磁石を設置し、走行実験を行う。

7. 走行実験

7.1 実験条件

前章では走行により生じる鋼板の応力分布を確認した。本章では応力の比較的高く分布する鋼板の位置（進行方向変更部分）に電磁石を設置し走行実験を行う。

電磁石の設置方法を Fig. 7 に示す。同図(a)は著者が従来検討してきた MBD にて算出した鋼板形状に沿わせ、ルー

プ形状部分の入り口、中間、出口の 0° 90° 180° に電磁石を配置した案内路である。同図(b)はループ形状部の応力が比較的高く推移した(a)よりも更に下部に、それぞれの電磁石ユニットと干渉させずに可能な限り下方に設置した 30° 90° 150° に電磁石を配置した場合である。またコスト面を考慮した 90° 地点の電磁石を除いた(c) 0° 180° の場合、(d) 30° 150° の場合を用意した。なお鋼板は走行速度により走行形状が変化するが、MBD の結果からすべて鋼板の走行形状に一致させるように電磁石を配置した。走行速度は本論文における解析条件と同一の 600, 800, 1000

m/min の3つのパターンでそれぞれの電磁石位置で実験を行った。

鋼板の振動抑制効果は、ループ形状部分である 0° から 180° まで 15° 間隔で変位レーザーセンサを設置し鋼板の振動振幅を30秒間測定した。さらに本実験において取得した振動は比較的不規則な傾向を示すため、変位振幅の標準偏差を算出した。データは10回計測し、そのときの平均で評価を行った。

7.2 実験結果

電磁石を 0° 90° 180° (Fig. 7(a)) と 30° 90° 150° (Fig. 7(b)) に設置した場合の各測定点における変位標準偏差を Fig. 8 に示す。同図(a)は走行速度 600 m/min, (b) は 800 m/min, (c) は 1000 m/min の結果である。走行速度 600 m/min では2種類の電磁石配置による変化はほとんど見られなかった。走行速度が増加するに従い、Fig. 7(a)の配置では 45° と 135° をピークに標準偏差が増加する傾向が得られた。一方 Fig. 7(b)の配置の実験結果は Fig. 7(a)の結果と比較して、どの走行速度においてもほぼ全ての測定点で標準偏差が低減できた。特に 45° と 135° 付近の振動が大きい領域の振動抑制効果が高く、走行速度 1000 m/min において Fig. 7(a)の結果と比較して約 30%標準偏差を低減できた。以上の結果から電磁石をミーゼス応力の高い領域に集中して配置することで、効果的に走行連続鋼板の振動が抑制できることが明らかになった。

次いで電磁石を 0° 180° (Fig. 7(c)) と 30° 150° (Fig. 7(d)) に設置した場合の各測定点における変位標準偏差を Fig. 9 に同様に示す。Fig. 8の結果と同様に 0° 180° に電磁石を配置した場合には走行速度を増加させるに従い 45° と 135° をピークに標準偏差が増加する傾向を示したが、Fig. 7(d)のように電磁石を配置することによって連続鋼板の振動を抑制できた。以上に結果から 90° に配置した電磁石の有無にかかわらず、走行連続鋼板のミーゼス応力の高い位置に電磁石を配置することによって高い振動抑制効果が得られることが分かった。

8. 結言

本研究は走行連続鋼板を安定に非接触案内するために最適な電磁石配置位置を決定するため、ANSYS によって走行時に加わる張力差を連続鋼板に与えた際に発生するミーゼス応力を算出して評価を行った。解析の結果ループ下部に応力が高い領域が発生した。この結果から応力が高い領域に電磁石を集中的に配置して走行実験を行った結果、ループ形状部全域で高い振動抑制効果を得ることができた。またコスト面を考慮して電磁石を2個設置する場合においても、応力が高い領域に配置することで同様の振動抑制効果を得られることが分かった。今後は応力解析のほかに ANSYS による鋼板振動モード解析なども行っていき、更なる電磁石の最適な配置位置について検討を行っていく。

References

- 1) Y. Shimokawa, H. Ishikawa, K. Sakai and H. Nitto: *Tetsu-to-Hagane*, **69**, 1175 (1983).
- 2) A. Inoue, H. Hujioaka, S. Morii, and M. Komori: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser. C*, **74**, 52 (2008).
- 3) K. Kashiwabara, Y. Oshinoya and K. Ishibashi: *J. Jpn. Soc. Appl. Electromagn. Mech.*, **11**, 235 (2003).
- 4) K. Kashiwabara, Y. Oshinoya and K. Ishibashi: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **29**, 326 (2004).
- 5) T. Narita, H. Fujita, T. Uchiyama, Y. Oshinoya, S. Hasegawa and H. Kasuya: *Proc. 22nd Symp. Elec. Dynamics.*, Moji, 648 (2010).
- 6) T. Narita, Y. Oshinoya and S.Hasegawa: *Proc. School of Eng. Tokai Univ. Ser. E*, **35**, 35 (2010).
- 7) K. Kawasaki, T. Narita, H. Kato and H. Moriyama: *Proc. 28th Symp. Elec. Dynamics.*, Tokyo, 216 (2016).
- 8) K. Kawasaki, K. Sakaba, H. Kato and T. Narita: *Proc. Int. Conf. Elec. Eng.*, Okinawa, 90043 (2016).
- 9) T. Koyama: Practical design of belt transmission (in Japanese), pp. 21–25 (Yokendo, Tokyo, 2006).

2016年11月3日受理, 2017年2月20日採録

Editorial Committee Members · Paper Committee Members

H.Saotome and K. Kobayashi (Chairperson), T. Kato, K. Koike and T. Taniyama (Secretary)					
T. Daibo	Y. Endo	A.Fujita	T. Hasegawa	H. Hashino	Y. Hirayama
N. Hirota	T. Ichihara	S. Ikeda	S. Inui	K. Iramina	K. Ishiyama
M. Kakikawa	S. Kasai	A. Kikitsu	K. Miura	H. Morise	T. Morita
H. Naganuma	T. Nichiuchi	T. Ohji	M. Ohtake	M. Oogane	F. Sato
T. Sato	M. Sonehara	T. Tanaka	T. Tanaka	K. Yamamoto	T. Yamamoto
K. Yamazaki	H. Yuasa				
Y. Adachi	K. Bessho	M. Doi	T. Doi	H. Goto	H. Honda
N. Inaba	Y. Kanai	H. Kato	K. Kato	H. Kikuchi	T. Kimura
T. Kubota	E. Miyashita	T. Nagahama	T. Nakagawa	M. Naoe	N. Pham
T. Saito	Y. Sasayama	T. Sato	S. Seino	K. Sekiguchi	T. Shima
Y. Shiratsuchi	R. Sugita	K. Tajima	M. Takezawa	M. Tsunoda	S. Yabukami

Notice for Photocopying

If you wish to photocopy any work of this publication, you have to get permission from the following organization to which licensing of copyright clearance is delegated by the copyright owner.

〈All users except those in USA〉

Japan Academic Association for Copyright Clearance, Inc. (JAACC)
6-41 Akasaka 9-chome, Minato-ku, Tokyo 107-0052 Japan
Phone 81-3-3475-5618 FAX 81-3-3475-5619 E-mail: info@jaacc.jp

〈Users in USA〉

Copyright Clearance Center, Inc.
222 Rosewood Drive, Danvers, MA01923 USA
Phone 1-978-750-8400 FAX 1-978-646-8600

編集委員・論文委員

早乙女英夫 (理事)	小林宏一郎 (理事)	加藤剛志 (幹事)	小池邦博 (幹事)	谷山智康 (幹事)					
池田慎治	石山和志	市原貴幸	乾成里	伊良皆啓治	遠藤恭	大兼幹彦	大野貴久	大竹充	
柿川真紀子	葛西伸哉	喜々津哲	佐藤拓	佐藤文博	曾根原誠	大坊忠臣	田中哲郎	田中輝光	
永沼博	西内武司	橋野早人	長谷川崇	平山義幸	廣田憲之	藤田麻哉	三浦健司	森瀬博史	
森田孝	山崎慶太	山本健一	山本崇史	湯浅裕美					
安達信泰	稲葉信幸	加藤宏朗	加藤和夫	金井靖	菊池弘昭	木村崇	窪田崇秀	後藤博樹	
齊藤敏明	笹山瑛由	佐藤岳	嶋敏之	白土優	杉田龍二	清野智史	関口康爾	竹澤昌晃	
田島克文	角田匡清	土井正晶	土井達也	直江正幸	中川貴	長浜太郎	PHAM	NAMHAI	
別所和宏	本多周太	宮下英一	藪上信	吉村哲					

複写をされる方へ

本会は下記協会に複写に関する権利委託をしていますので、本誌に掲載された著作物を複写したい方は、同協会より許諾を受けて複写して下さい。但し(社)日本複写権センター(同協会より権利を再委託)と包括複写許諾契約を締結されている企業の社員による社内利用目的の複写はその必要はありません。(社外頒布用の複写は許諾が必要です。)

権利委託先：一般社団法人学術著作権協会

〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル

電話 (03) 3475-5618 FAX (03) 3475-5619 E-mail: info@jaacc.jp

なお、著作者の転載・翻訳のような、複写以外の許諾は、学術著作権協会では扱っていませんので、直接本会へご連絡ください。

本誌掲載記事の無断転載を禁じます。

日本磁気学会論文特集号

Vol. 1 No. 1 (通巻第1号) 2017年5月1日発行

Vol. 1 No. 1 Published May 1, 2017

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.

2-3-36, Minamikase, Saiwai-ku, Kanagawa 212-0055

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：(株)ジェイピーコーポレーション 212-0055 神奈川県川崎市幸区南加瀬2-3-36 Tel. (044) 571-5815

Copyright ©2017 by the Magnetics Society of Japan