

心磁図の空間フィルタによる電流源推定における分析領域の検討

岩井守生¹, 小林宏一郎¹, 孫文旭²

¹ 岩手大学理工学部 ² 近畿大学工学部

Consideration of analysis area of current source estimation by spatial filter in MCG.

Morio Iwai¹, Koichiro Kobayashi¹, Wenxu Sun²

¹Faculty of Science and Engineering, Iwate University, Iwate 020-8551, Japan

²Department of Engineering, Kinki University, Hiroshima 739-2116, Japan

はじめに

心磁図は、心疾患の診断に有効であり、近年臨床研究において注目されている、特に、心磁図は人体の透磁率が一定であることなどから、心筋内の電流分布の推定に有用である。現在多くの場合、空間フィルタ法を用いて心筋内の電流源推定が行われている。算出方法の違いにより、様々な手法が提案されているが、本研究では、再構成磁場精度が高く、過剰な広がりや抑制可能な eLORETA 法¹⁾を採用した。従来は、観測点と解析点の関係を考慮し、可能な限り小さな解析領域にすることで、推定精度を向上させてきた²⁾。しかし、広がりを持った電流源では、広がりが正しく表現できず、推定解が歪むことが考えられる。そこで心臓の大きさより大きい解析領域を設定することで推定解が歪まないのではないかと考えた。この考えを検討すべく、解析領域の大きさを変更することによる推定解の影響を検討した。

検討方法

従来通りの心臓の大きさ (xy 平面 120mm 四方) の解析空間 (解析点: 1440 点) に対して、xy 平面 180mm 四方の大きさの解析空間 (解析点: 3240 点)、xy 平面 240mm 四方の大きさの解析空間 (解析点: 5760 点) を新たに定義し、これら 3 つの解析領域の eLORETA による電流源の推定精度を比較した。本検討では実計測心磁図の R 波ピーク時の計測磁場を用いた (日立製の 64ch SQUID 磁束計を用いた³⁾)。比較項目は推定電流最大値の 80% 以上のボクセル数、GOF (Goodness Of Fit)、CT 画像を用いた推定解の大きさの比較である。

検討結果

3 つの解析領域を比較した結果、ボクセル数は解析点が多くなることにより、解析領域を大きくすることで推定解が広がることが分かった。次に、GOF に関しては、すべての解析領域で 0.99 を超えており、GOF では影響がないことが分かった。最後に、CT 画像との比較について、従来の解析領域では推定解が 2 つに分かれており、正しい位置に推定されていないが、拡張した解析領域では大きさ・位置ともにおおむね正しく推定された。これらの結果より広がりのある電流源を推定する場合は、対象よりも大きい解析領域を設ける必要があることが分かったため報告する。

表 1. 検討結果 (ボクセル数・GOF)

解析領域	従来法	提案法 1(xy 平面 180mm 四方)	提案法 2(xy 平面 240mm 四方)
ボクセル数	179	233	305
GOF	0.99	0.99	0.99

参考文献

- 1) R. D. Pascual-Marqui. "Discrete, 3D distributed, linear imaging methods of electric neuronal activity. Part 1: exact, zero error localization.", arXiv :0710.3341 [math-ph], vol. 1, pp. 1-16, Oct. 2007.
- 2) W. Sun and K. Kobayashi. "Simulation of extended source localization using sLORETA method for magnetocardiography," *J. Mag. Soc. Japan*, vol. 41, pp. 75-80, 2017.
- 3) H. Kanzaki et al., "A new screening method to diagnose coronary artery disease using multichannel magnetocardiogram and simple exercise," *Basic Res. Cardiol.*, vol. 98, no. 2, pp. 124-132, 2003.

超低磁場下における分極磁場パルスを用いない磁気共鳴信号計測

小山大介¹, 柴田眞輔²
 (¹金沢工業大学, ²株式会社リコー)

Detection of Magnetic Resonance Signal without Prepolarization Technique in Ultra-low Magnetic Field

Daisuke Oyama¹, and Shinsuke Shibata²

(¹Kanazawa Institute of Technology, ²RICOH Company, Ltd.)

はじめに

μT から mT 程度の静磁場を利用する磁気共鳴画像 (MRI: Magnetic resonance imaging) として, 超低磁場 MRI の開発が進められている. 著者らはこれまでに卓上サイズのコイルセットで構成される小型超低磁場 MRI システムの開発を進めてきた¹⁾. このシステムでは静磁場強度を数十 μT としており, 信号強度増幅とスピン向きを制御することを目的として分極磁場パルスを用いていた. しかし分極磁場パルスの使用は装置の大型化や計測時間の増長につながるといった不利益も招いていた. そこで本研究では分極磁場パルスを使用しない超低磁場 MRI システムの実現を目的として, 静磁場強度を約 1 mT とした MRI 計測システムを作製し, 磁気共鳴(MR: Magnetic resonance) 信号計測実験を実施した.

超低磁場 MRI 用コイルセット

Fig. 1 に本研究で開発した超低磁場 MRI 用コイルセットの概要を示す. Y 方向の静磁場発生用コイル(B_0 コイル) として Merritt コイル²⁾ を基にコイルを設計し, 222 回巻きの静磁場コイルを製作した. 1 A の電流を印加した際に発生する中心磁束密度は 0.6 mT であった. また, スピンを倒すための X 方向の交流磁場を発生させるコイル (RF コイル) を B_0 コイルの側面に配置した.

磁気共鳴信号 (MR 信号) を検出するための誘導コイルを B_0 コイルおよび RF コイルの中央に置き, MR 信号の Z 方向成分を検出するようにした. 検出コイルは外径 39 mm , 内径 29 mm , 高さ 29 mm の円筒形をしており, 巻数は 660 回である. 計測試料は円筒形のコイルの中に置かれる.

磁気共鳴信号計測実験

製作したコイルセットで MR 信号を観測可能であることを示すため, プラスチック容器に入れた 11.4 g の水を対象とした計測実験を実施した. B_0 コイルに 1.48 A の電流を印加し, 0.88 mT の静磁場を発生させた. 計測にはエコー時間を 10 ms としたスピンエコーシーケンスを用いた.

Fig. 2 に観測されたエコー信号を示す. 比較のため, 試料無しの場合に観測された波形も重畳して描いている. いずれも 500 回の加算平均波形である. 試料ありの場合に指数関数的に減衰する 37.7 kHz の信号が観測されており, エコー信号であるが分かる. 作製したコイルセットにより, 約 1 mT 下において分極磁場パルスを使わずにエコー信号を観測可能であることが確認できた.

謝辞

本研究の一部は, 科研費 (20K12680) の助成を受けて実施した.

参考文献

- 1) D. Oyama et al., *IEEE Trans. Magn.*, **53**, 5100504, 2017.
- 2) R. Merritt et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **54** (7), 879-882, 1983.

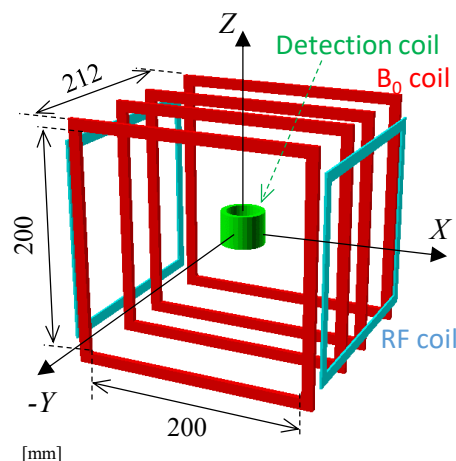


Fig. 1. Coil set of our ULF-MRI system.

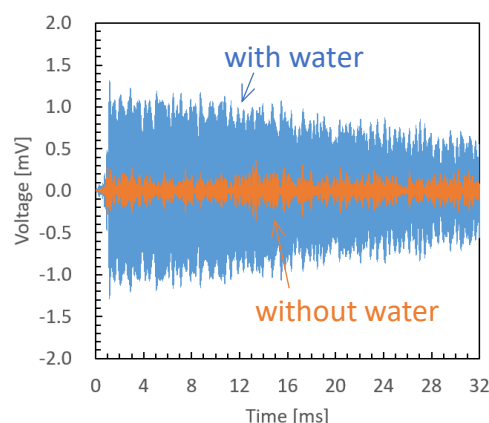


Fig. 2. Recorded signal with and without a water phantom.

ヒト子宮肉腫細胞株の多剤耐性の有無において 60 Hz 交流磁界が抗がん剤作用へ与える影響の違い

芝木玲生¹, 柿川真紀子¹, 山田外史²
(¹金沢大学, ²公立小松大学)

Differential effects of 60 Hz magnetic fields on anticancer drug potency in human uterine sarcoma cell lines with and without multidrug resistance
R.Shibaki¹, M.Kakikawa¹, S.Yamada²
(¹Kanazawa University, ²Komatsu University)

はじめに

本研究室ではこれまで、ヒト肺がん細胞株 A549 およびヒト肝がん細胞株 HepG2 において、交流磁界による抗がん剤作用の増強を確認した。現段階ではこのメカニズムには不明な点が多い。しかし、外部刺激により細胞膜に存在する膜電位と膜タンパク質の構造が変化すると言われており、また磁界により細胞膜に含まれるタンパク質の構造が変化するという報告もある。この理由から、磁界が抗がん剤の取り込み・排出に関わる膜タンパク質に影響を与え、結果として抗がん剤作用が増強した可能性が考えられる。

先行研究において、ヒト子宮肉腫細胞株 MES-SA では交流磁界曝露によって細胞膜電位が増加したが、同じ由来の多剤耐性細胞株 MES-SA/Dx5 では膜電位への影響はなかった。MES-SA/Dx5 は抗がん剤を細胞外へ排出する P-glycoprotein と呼ばれる膜タンパク質が過剰に発現している細胞である。そこで、本研究では多剤耐性に焦点を当て、MES-SA と MES-SA/Dx5 において、交流磁界が抗がん剤作用に与える影響について、生存率を指標として評価することを目的とした。

がん細胞における抗がん剤作用への交流磁界影響の測定方法

交流磁界の条件は周波数 60 Hz, 磁束密度 50 mT とした。抗がん剤は, daunorubicin, doxorubicin, etoposide, cisplatin の 4 種類を使用した。MES-SA/Dx5 の各抗がん剤に対する耐性率はそれぞれ異なっている。磁界曝露群(MF + drug)には抗がん剤と磁界を, 非曝露群(drug only)には同濃度の抗がん剤のみを添加し, それぞれ 0.5-4 h 反応させ, 生存率を測定した。両群の生存率を比較することで, 抗がん剤作用に対する交流磁界影響および抗がん剤の耐性率による交流磁界影響を評価した。

がん細胞における抗がん剤作用への交流磁界影響の結果

MES-SA および MES-SA/Dx5 に対して, 抗がん剤 daunorubicin を使用した実験結果をそれぞれ Fig.1, 2 に示す。グラフの縦軸は非曝露群に対する曝露群の細胞生存率の相対比, 横軸は反応時間を表している。実験結果から, MES-SA ではすべての反応時間で非曝露群に比べて曝露群の細胞生存率が約 40% 低下し, 特に反応時間 1 h では最大で約 56.4% 低下した。なお, この結果は複数回の実験により再現性があり, また統計分析によってすべての反応時間で有意差が認められた。一方, MES-SA/Dx5 では MES-SA と比較すると磁界影響は小さいが, 反応時間 0.5 h において最大で約 12.1%, 非曝露群に比べて曝露群の細胞生存率が有意に低下した。なお, この結果は複数回の実験により再現性があり, また統計分析によって反応時間 0.5, 2 h で有意差が認められた。その他の抗がん剤作用の磁界影響に関する結果と MES-SA と MES-SA/Dx5 の磁界影響の違いに対する考察は口頭発表で述べる。

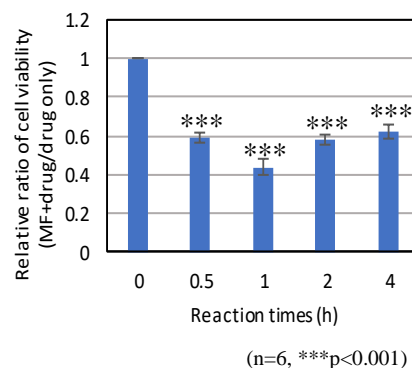


Fig.1 MF effect of daunorubicin on MES-SA cells

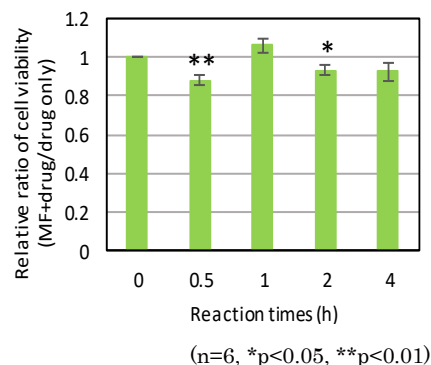


Fig.2 MF effect of daunorubicin on MES-SA/Dx5 cells

静電集積法による磁気ハイパーサーミア用 球状(La, Sr)MnO₃ 発熱体の作製

山田恭輔¹、清野智史¹、藤枝俊¹、横井敦史²、Tan Wai Kian²、武藤浩行²、中川貴¹
(¹大阪大学、²豊橋技術科学大学)

Preparation of spherical (La, Sr)MnO₃ heating mediator for magnetic hyperthermia
by electrostatic adsorption

K. Yamada¹, S. Seino¹, S. Fujieda¹, A. Yokoi², W. K. Tan², H. Muto², T. Nakagawa¹
(¹Osaka University, ²Toyohashi University of Technology)

1. 研究背景

磁気ハイパーサーミアとは、体外から印加した交流磁場によって発熱する発熱体を、体内に集積あるいは挿入して、発熱体周辺のみを選択的に加温し、がん組織のみを殺傷する治療法である。この発熱体には、印加磁場の強度に到達温度が依存しないこと、発熱特性が印加磁場の向きに依存しないこと、注射器によって体内に挿入可能であることが求められる。これらの条件を満たす発熱体として、組成が(La, Sr)MnO₃(以下LSMO)であり、アルギン酸ゲル化法での100-500 μmの顆粒試料の作製が報告されているが、球状試料の合成には至っていない。そこで、本研究では原料粉末を球形集積する技術である静電集積法に注目し²⁾、LSMO球状試料の作製を行った結果について報告する。

2. 実験方法

LSMO球状試料を作製するために、まず、均一な組成の試料の生成、及び微細な粉末試料の生成が期待できる錯体重合法によってLSMO粉末を作製した³⁾。続いて、このLSMO粉末を出発原料に静電集積法³⁾によって球状粉末集合体を作製する。表面電荷調整では、LSMO粉末を界面活性剤であるSDCを用いて分散させた後、ポリカチオンとしてPDDAを積層させゼータ電位を正(+48 mV)に、さらにポリアニオンとしてPSSを交互に積層することにより、ゼータ電位を負(-13 mV)に調整した。これらの2種のサスペンションを所定の体積比率で混合し、4 rpm、7日間の回転・攪拌処理を行うことによりLSMO球状粉末集合体を得た。最後に、このLSMO球状粉末集合体に大気中1250 °C、10 hの熱処理を加え焼結体を得た。

3. 結果と考察

錯体重合法によって作製したLSMO粉末は、SEM観察から粒径100 nm程度であった。この粉末試料から静電集積法によって作製した球状粉末集合体は非常に脆く、SEM観察はできなかった。この脆い球状試料を熱処理で焼結させた結果、ハンドリングが容易な硬さの粒子となった。熱処理後のLSMO球状試料のSEM像をFig.1に示す。この粒子の長軸の長さは242 μm、短軸の長さは220 μmであった。長軸に対する短軸の比は1.10であり、比較的高い真球度を有する。ほかの球状試料についてもほぼ同様の形状が得られている。また、この球状試料の密度は、LSMOの理論密度の80%であり、圧粉成形体ではないにも関わらず比較的高い密度を実現できた。

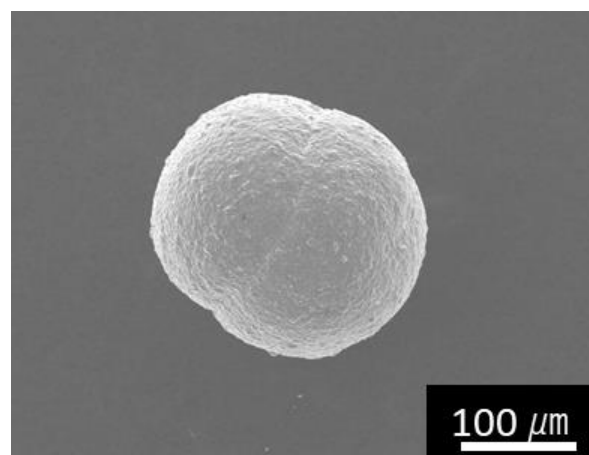


Fig.1 : SEM image of LSMO spherical sample after annealing

参考文献

- 1) 赤井勇樹 他, 第39回日本磁気学会学術講演会, (2015) 9aE-2.
- 2) W. K. Tan, *et.al.*, *Nanoscale Research Letters*, **14**, (2019) 297.
- 3) M. Horiki *et.al.*, *J. Magn. Soc. Jpn.* **35**, (2011) 22-26.

シリカ被覆磁性ナノ粒子の磁気発熱量評価

木村 優介、櫻井 淳平、秦 誠一、岡 智絵美
(名古屋大学)

Evaluation of magnetic heating efficiency of silica-coated magnetic nanoparticles

Y. Kimura, J. Sakurai, S. Hata, C. Oka
(Nagoya Univ.)

はじめに

磁性ナノ粒子の交流磁場下における磁気発熱はがん磁気温熱療法などで注目されている。磁気発熱応用では、発熱量予測に基づいた磁性ナノ粒子複合体設計が求められるが、磁性ナノ粒子の磁気発熱量を正確に予測する方法はまだない。そこで我々は、発熱量理論式では考慮されていないが、実際の粒子間では生じている、粒子間磁氣的相互作用に着目した。本研究では、磁氣的相互作用を変化させその影響を解明することを目的に、磁性ナノ粒子を異なる膜厚でシリカ被覆し、発熱量を評価した結果を報告する。

実験方法

磁性ナノ粒子として、共沈法により合成したマグネタイトナノ粒子（平均粒径 9.9 nm）を用いた。磁性ナノ粒子のシリカ被覆は、オルトケイ酸テトラエチル（TEOS）を磁性ナノ粒子分散エタノール水溶液に超音波処理下で添加し実施した。異なるシリカ被覆量の試料を得るために TEOS 添加量を変化させシリカ被覆を行った。シリカ被覆量の指標として、シリカ被覆磁性ナノ粒子中のシリカと磁性ナノ粒子の質量比を ICP-AES 測定結果から算出した。発熱量測定はシリカ被覆または未被覆磁性ナノ粒子に交流磁場 ($f=2.0$ MHz、 $H=4.0, 3.0$ kA/m) を印加し実施した。試料の比熱容量は DSC 測定から得られた値を用いた。

実験結果

Fig. 1 にシリカ被覆磁性ナノ粒子の TEM 画像、Fig. 2 に発熱量測定結果を示す。TEOS の添加量調節により、磁性ナノ粒子に対するシリカの質量比が 1.15、2.07 である試料が得られた。シリカ被覆量増加に伴い発熱量が増加することから、磁氣的相互作用の減少により発熱量が増加することを確認した。作製した磁性ナノ粒子は単磁区構造であると予想されるので、1つの粒子は磁気双極子としての働きをもち、粒子間には磁気双極子間相互作用が働くと考えられる。磁気双極子間相互作用は、双極子間距離の3乗に反比例した負のポテンシャルエネルギーで記述される¹⁾。つまりシリカ被覆粒子では、粒子間距離の増加に伴い磁気双極子間相互作用による負のポテンシャルエネルギーが減少し、磁気モーメントの回転に消費されるエネルギーが低下し、発熱量が増加したと推測する。

参考文献

- 1) Stefano Giovanazzi et al., Physical Review Letters, **89**, 130401(2002)

謝辞

本研究は科研費 (21K14512) の助成を受けたものである。

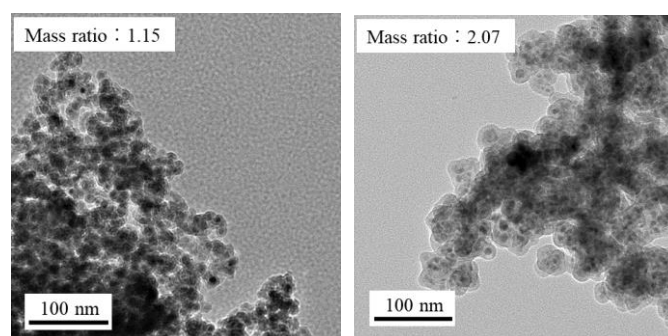


Fig. 1 TEM images of silica-coated magnetic nanoparticles

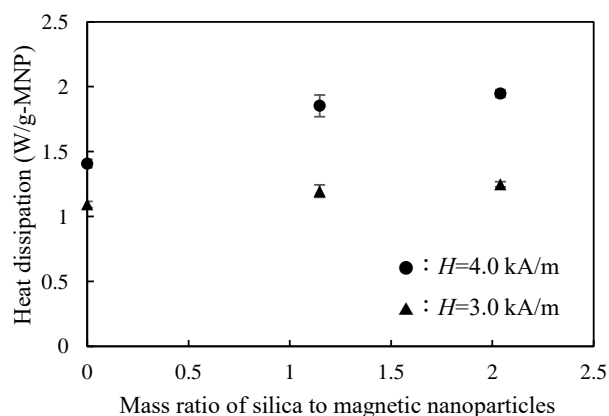


Fig. 2 Effect of mass ratio of silica to magnetic nanoparticles (MNPs) on heat dissipation

磁気ハイパーサーミア用 PID 加熱制御システムの開発

鹿野 晃弘, トンタット ロイ, 桑波田 晃弘, 薮上 信
(東北大学)

Development of PID-based Automatic Temperature Control System for Magnetic Hyperthermia
Akihiro Shikano, Loi Tonthat, Akihiro Kuwahata, Shin Yabukami
(Tohoku Univ.)

1. はじめに

磁気ハイパーサーミア (MH: Magnetic Hyperthermia) において, 生体に投与された磁性体の発熱による温度上昇はがん治療への有効性が確認されているが [1], 過度な加熱は正常組織に対してもダメージを与え, 侵襲性を高めてしまう. そのため, 治療中のがん組織の正確な温度計測と定温加熱制御は重要な技術である. 本研究では, リアルタイム温度計測と PID 制御による定温加熱制御システムの開発と原理実証 [2] について報告する.

2. システム構築と実験方法

Fig. 1 に開発した MH システムの構成を示す. 本システムは, チラー (FLOWMAX, Miller Electric), 誘導加熱電源 (EasyHeat 2.4 kW, Ambrell), 光ファイバー温度計 (FL-2000, 安立計器), PC で構成される. 温度計測を基に, LabVIEW 2020 (National Instruments) を用いた PID 制御によって, コイルに流す電流を制御し, 治療に必要な温度を維持できる. がん加熱治療のためのコイルは, 内径 70 mm, 外径 85 mm, ピッチ 7 mm の 2 巻である. 260 kHz の電流 300 A を流したときのコイル中心における磁界強度は 11.5 kA/m であり, 磁界強度と周波数の積は生物医学的な制限の $5 \times 10^9 \text{ Am}^{-1}\text{s}^{-1}$ [3] 未満であるため, 生体への影響はない.

MRI (Magnetic Resonance Imaging) 造影剤として医薬品認可されている磁性ナノ流体のフェルカルボトラン (Resovist[®] 注, 共和クリティケア) 0.5 mL をマイクロチューブへ入れ, 2 巻コイル中心に設置し, 開発した定温加熱システムの性能を評価した. コイルにステップ状の電流を流した場合のフェルカルボトランの発熱応答を測定し, ジーグラ・ニコルス法 [4] を用いて, PID パラメータ $K_c = 29.87$, $T_i = 0.64 \text{ min}$, $T_d = 0.16 \text{ min}$ を決定した. これらの PID パラメータに基づき, 室温から治療温度 45 °C と 50 °C までの 600 秒間の加熱検証実験を実施した.

3. 結果

Fig. 2 に目標温度 45 °C と 50 °C における PID 定温加熱制御実験の温度変化を示す. フェルカルボトランの温度が目標温度の $\pm 2\%$ に収束するまでの整定時間 T_s は, それぞれ 194 秒, 208 秒であった. 目標温度を維持している 300 秒間における温度変化の標準偏差は, それぞれ $45 \pm 0.07 \text{ °C}$, $50 \pm 0.10 \text{ °C}$ である. これらの標準偏差は光ファイバー温度計の分解能の 0.10 °C 以下であるため, 治療温度を正確に制御することに成功した. 本システムを用いることで,

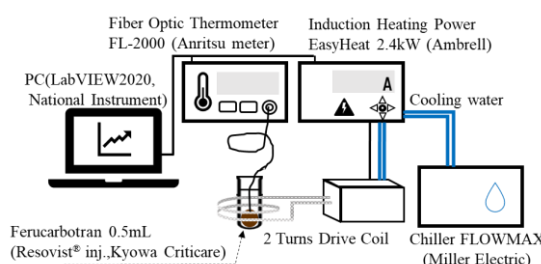


Fig. 1 PID-based automatic temperature control system for magnetic hyperthermia

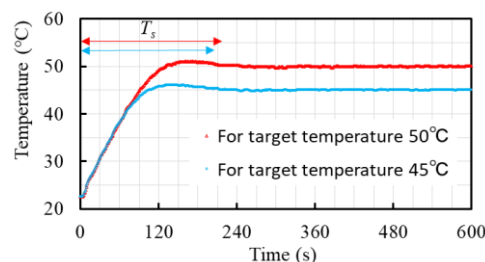


Fig. 2 Accurate temperature control of Resovist[®] 0.5 mL. モデリングが困難な *in vivo* の実験においても同様に, 様々ながん細胞株に合わせて治療温度を正確にコントロールできると考えられる.

4. まとめ

定温加熱制御を可能とする磁気ハイパーサーミアシステムを開発した. PID 制御を応用することで, がん治療に用いるフェルカルボトランの温度を, $45 \pm 0.07 \text{ °C}$, $50 \pm 0.10 \text{ °C}$ の高い安定性で制御することに成功した. 今後の予定として, がんモデルマウスを用いた動物実験を実施し, 本システムを用いて低侵襲にがんを治療できることを実証する.

謝辞

本研究の一部は, JSPS 科研費 (19K23597, 20K20210) および東北大学卓越大学院プログラムの助成を得たものである.

参考文献

- [1] A. S. Garanina *et al.* : *Nanomedicine: Nanotechnology, Biology and Medicine*, Vol.25, 102171 (2020).
- [2] A. Shikano *et al.* : *IEEJ Trans*, 16:807-809 (2021).
- [3] R. Hergt *et al.* : *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 311(1):187-192 (2006).
- [4] Ziegler JG *et al.* : *Transactions of the ASME*, 64, 759-768 (1942)

磁気分画したフェルカルボトランの磁気異方性

石川真守¹, 大多哲史², Suko Bagus Trisnanto¹, 山田努¹, 吉田敬³, 竹村泰司¹
 (¹横浜国立大学, ²静岡大学, ³九州大学)

Magnetic anisotropy of magnetically fractionated Ferucarbotran

Mamoru Ishikawa¹, Satoshi Ota², Suko Bagus Trisnanto¹, Tsutomu Yamada¹, Takashi Yoshida³,
 Yasushi Takemura¹
 (¹Yokohama National Univ., ²Shizuoka Univ., ³Kyushu Univ.)

はじめに

がんの磁気温熱治療において、磁性ナノ粒子を十分に発熱させることが課題であり、そのために磁性ナノ粒子の磁気特性を解明する必要がある。本研究では磁性ナノ粒子の磁気特性を示す指標として磁気異方性に着目した。試料の異方性定数や異方性エネルギーを得るために、磁化容易軸方向と磁化困難軸方向の磁化特性の差から算出する方法、交流磁化率から算出する方法を用いた。また、本研究では、MRI 造影剤に臨床利用されている Resovist®の有効成分であるフェルカルボトランを特定の粒径群に磁気分画した3種類の磁性ナノ粒子を測定試料とした。それぞれの磁化特性、交流磁化率から異方性定数、異方性エネルギーを算出し、評価した。

実験方法・結果

測定粒子はフェルカルボトラン (Ferucarbotran, $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3/\text{Fe}_3\text{O}_4$) を磁気分画した MS1、MS2、MS3 (名糖産業株式会社、実効コア粒径は MS1 : 21.6 nm, MS2 : 10.7 nm, MS3 : 6.2 nm)¹⁾を使用した。それぞれ液中試料とエポキシ樹脂で固めた固定試料を作製した。固定試料においては、無磁場下で固定した無配向固定試料と $\mu_0 H = 720$ mT の直流磁場中で固定し粒子の磁化容易軸を揃えた配向固定試料の2種類を作製した²⁾。配向固定試料は磁化容易軸に対して平行方向と垂直方向に励磁をし、試料の磁化容易軸方向、磁化困難軸方向の磁化特性を測定した。磁性ナノ粒子の濃度は鉄換算として 28 mg-Fe/mL、2 mg-Fe/mL に調整した。そして、それぞれの試料の直流磁化特性、交流磁化特性 (磁場強度 $\mu_0 H = 5, 20$ mT、周波数: 1–100 kHz)、交流磁化率 (磁場強度 $\mu_0 H = 0.04$ mT、周波数: 100 Hz–1 MHz) の測定を行った。

MS1 の配向固定試料の磁化容易軸方向と磁化困難軸方向の直流磁化特性を Fig. 1 に示す。この2曲線の差は磁気異方性に起因している。また、MS1 の交流磁化率実部と虚部のグラフを Fig. 2 に示す。これらの結果から異方性定数や、異方性エネルギーを算出し評価した。詳細なデータは当日発表する。

参考文献

- 1) T. Yoshida *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **114**, 173908, 2013.
- 2) G. Shi *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.*, **473**, 148, 2019.

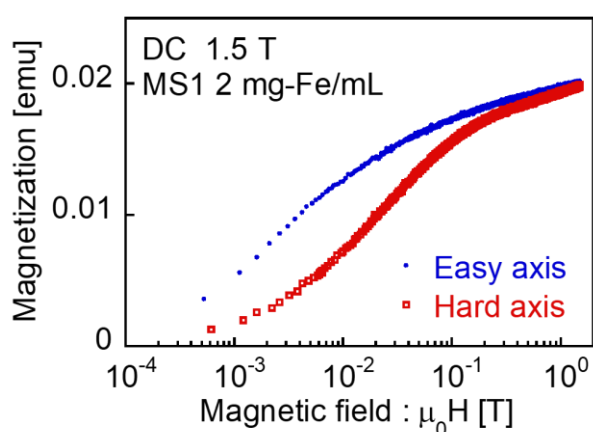


Fig. 1 DC magnetization characteristics of MS1.

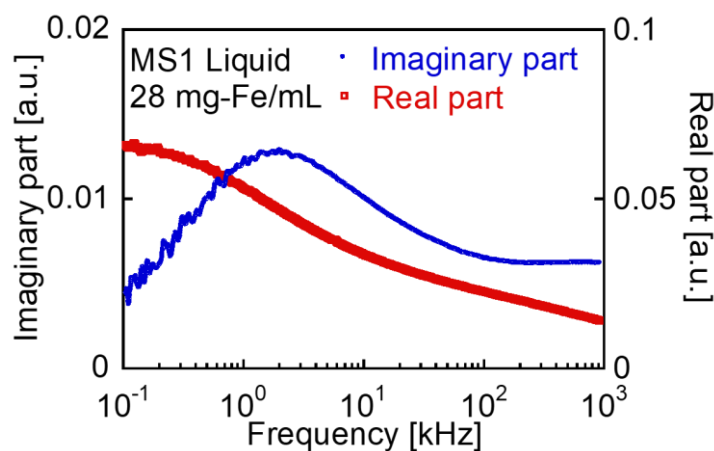


Fig. 2 Real and imaginary parts of AC susceptibility of MS1.

磁化容易軸を配向させた超常磁性ナノ粒子の FORC 測定

笹岡英将¹, 楊超^{1,2}, Suko Bagus Trisnanto¹, 小林樹¹, 山田努¹, 宋増禄², 大多哲史³, 竹村泰司¹
(¹横浜国立大学, ²南京工業職業技術大学, ³静岡大学)

FORC measurement of superparamagnetic nanoparticles with oriented easy axis

Eisuke Sasaoka¹, Chao Yang^{1,2}, Suko Bagus Trisnanto¹, Itsuki Kobayashi¹, Tsutomu Yamada¹,
Zenglu Song², Satoshi Ota³, Yasushi Takemura¹

(¹Yokohama National Univ., ²Nanjing Vocational Univ. of Industry Technology, China, ³Shizuoka Univ.)

はじめに

磁性ナノ粒子の医療応用として、磁気ハイパーサーミアや磁気ナノ粒子イメージングなどが挙げられる。これらの医療応用において、ナノ粒子の磁化特性を解明することは重要となる。本研究では、MRIの造影剤として用いられている Resovist[®]について、First-Order-Reversal-Curve (FORC) 解析^{1,2)}を行い、磁性ナノ粒子の磁化反転挙動を測定した。

実験方法と結果

本研究では、Resovist[®]をエポキシ樹脂と混合し、無磁場下で固定させた無配向固定試料、及び $\mu_0H = 870$ mTの静磁場下で固定させた配向固定試料³⁾を作製した。これらの濃度は 2.8 mg-Fe/ml とした。これらの試料について、通常の VSM によるメジャー LOOP とマイナー LOOP に加え、FORC 測定を行った。配向試料では磁場印加方向を容易軸と困難軸の 2 方向とした。

Fig. 1, 2 は、配向固定させた Resovist[®]における容易軸方向での測定結果である。Fig. 2 は磁化反転の強弱を表す分布で、縦軸は掃引を反転させたときの磁場 μ_0H_r [mT]、横軸を印加磁場 μ_0H [mT]で表示している。また、Fig. 2 における特徴のある a~c の範囲は、Fig. 1 の曲線における a~c と対応している。これらの結果から、容易軸方向での FORC 分布は Hc 軸および Hu 軸に沿っていることが分かる。特に Hc 軸に沿った分布は保磁力の発現を表していて、これは Fig. 1 から $\mu_0H = 0.5$ mT ほどであることが確認できる。このように保磁力が生じることはマイナー LOOP から確認され、超常磁性を示す Resovist[®]を配向させることで、磁化が容易軸方向に束縛されるため、この束縛から磁化を反転させるために保磁力が生じたと考えられる。

当日はこの結果についての詳細の他、無配向固定試料と配向固定試料の困難軸方向での測定結果、またそれらの比較検討について報告する。

参考文献

- 1). 岡本聡, までりあ, 第 56 巻, 第 9 号, (2017).
- 2). C. Pike *et al*, *J. Appl. Phys.*, 85, 6660, (1999).
- 3). G. Shi *et al*, *J. Magn. Mater.*, Vol.473, 148, (2019).

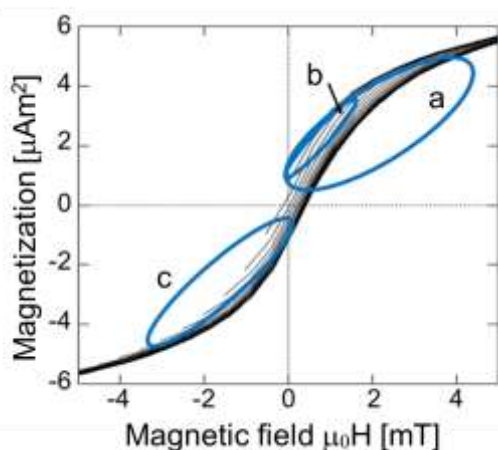


Fig.1 Reversal curves of the easy axis sample.

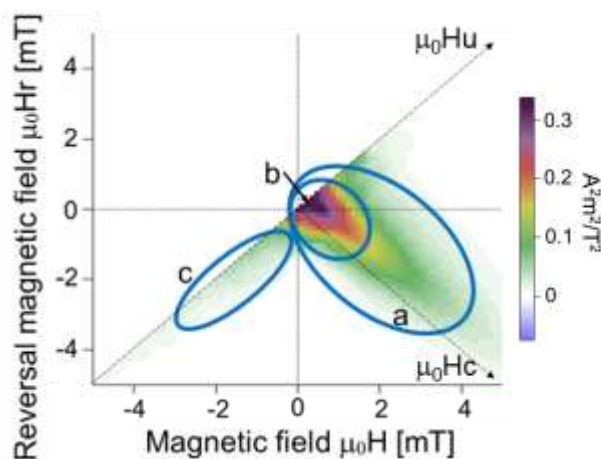


Fig.2 FORC diagram of the easy axis sample.

直流磁場により配向制御した磁性ナノ粒子の交流磁化率

野口翔矢¹, Suko Bagus Trisnanto¹, 山田努¹, 大多哲史², 竹村泰司¹
(¹横浜国立大学, ²静岡大学)

AC magnetic susceptibility of magnetic nanoparticles whose orientation is controlled by DC magnetic field
Shoya Noguchi¹, Suko Bagus Trisnanto¹, Tsutomu Yamada¹, Satoshi Ota², Yasushi Takemura¹
(¹Yokohama National Univ., ²Shizuoka Univ.)

はじめに

磁性ナノ粒子を用いた磁気ハイパーサーミア治療において、交流磁場下での磁性ナノ粒子の発熱効率向上のため、磁気特性の解明が必要である。本研究では、磁性ナノ粒子の磁気的な特性を示す指標として交流磁化率^{1,2)}に着目した。磁性ナノ粒子に直流磁場を印加することで粒子の配向状態^{3,4)}を制御しながら、低振幅の交流磁場を印加し交流磁化率の測定を行うことで、磁気緩和がどのように変化するかの評価を行った。本研究では、MRIの造影剤として承認されている Resovist[®]、その有効成分であるフェルカボトラン、およびそれを特定の粒形群に磁気分画したものを測定試料とした。

実験方法・結果

測定粒子は Resovist[®] ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3/\text{Fe}_3\text{O}_4$)、その有効成分であるフェルカボトランおよびそれを磁気分画することにより得られた MS1、MS2 (名糖産業株式会社) を使用した。これらの磁性ナノ粒子の濃度はいずれも 28 mg-Fe/ml とし液中状態で測定を行った。測定条件は交流磁場振幅を $\mu_0 H = 0.09$ mT、励磁周波数を 0.1–50 kHz とし、直流磁場を交流磁場に対して垂直方向および平行方向に印加し、その磁場強度は最大で $\mu_0 H = 20$ mT とした。

Resovist[®]の測定結果に関して、直流磁場を印加しながら測定した交流磁化率実部 χ' の結果を Fig. 1 に、交流磁化率虚部 χ'' の結果を Fig. 2 に示す。Fig. 1 に関して、印加する直流磁場を大きくすると粒子がより強く配向されるため、交流磁化率実部は各周波数において小さな値となった。また、周波数増加に伴い値が減少する結果となったが、これは粒子の回転が印加交流磁場に追従できなくなっているためだと考えられる。Fig. 2 に関して、磁気緩和時間に対応する磁化率虚部のピーク周波数も直流磁場が大きくなると高周波側にシフトすることが確認された。これより、配向の影響により粒子の回転が妨げられ磁気緩和時間が小さくなったと考えられる。実部・虚部において、同じ磁場強度の直流磁場を印加した場合、垂直印加時よりも平行印加時のほうが配向の影響が大きいことが確認された。詳細なデータは当日発表する。

参考文献

- 1) T. Yamaminami *et al*, *J. Magn. Magn. Mater.* **517**, 167401, 2021
- 2) T. Yoshida *et al*, *J Appl. Phys.*, **111**, 053901, 2012
- 3) R. Onodera *et al*, *IEEE Trans Magn.*, **57**, 6100605, 2021
- 4) G. Shi *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.*, **473**, 148, 2019

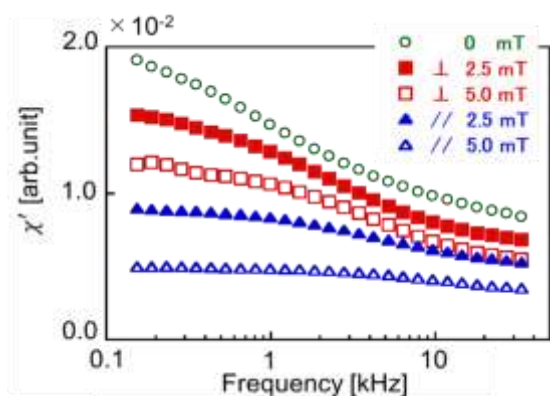


Fig. 1 Real part of AC susceptibility of Resovist measured under different DC magnetic field.

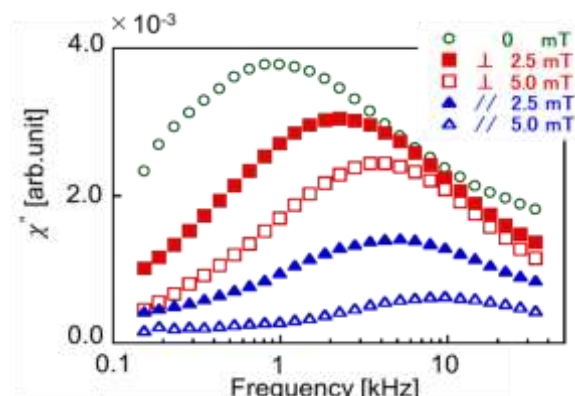


Fig. 2 Imaginary part of AC susceptibility of Resovist measured under different DC magnetic field.

磁性ナノ粒子の DC 磁場を重畳させた交流磁化過程の解析

喜多英治^{1,2)}、小野寺礼尚³⁾、岸本幹雄²⁾、柳原英人²⁾
 (筑波大学応用加速器¹⁾、筑波大学数理物質系²⁾、茨城高専³⁾)

Experimental and simulation studies of dynamic MH loop with DC magnetic field of magnetic nanoparticles

E. Kita¹⁾, R. Onodera²⁾, M. Kishimoto¹⁾ and H. Yanagihara¹⁾

(University of Tsukuba¹⁾, NIT Ibaraki college²⁾)

はじめに

ナノ粒子の交流磁場応答は磁気温熱治療の発熱源やナノ粒子イメージング(MPI)の検知手段として応用が期待されている。AC 磁場単独ではなく DC 磁場を重畳することによって、治療と診断の同時進行や、応用上の特性の制御につながることを期待される。これまでに市販の超常磁性ナノ粒子分散体 (Resovist®) と球形強磁性ナノ粒子分散体について、DC 磁場重畳での交流磁化曲線を測定した[1]。この発表では両者の測定結果を比較し、2 準位モデルによるシミュレーションを用いて解析する。

動的磁化曲線と DC 磁化曲線

Fig.1に Resovist®の動的磁化過程の計測結果を示す。[1] AC 磁場の周波数と振幅は 58kHz、70mT、0~50mT の DC 磁場を AC 磁場と平行に印加した。図中の DC 磁場 0mT のデータに VSM で測定した DC 磁化曲線を点線で重ねて示した。DC 測定では、磁化曲線は保磁力を持たないが、交流磁化曲線は明白な保磁力を示した。DC 磁場の印加により磁化曲線は印加方向に単純にシフトし、ヒステリシス領域での形状変化は小さい。振動磁場が DC 測定でのヒステリシスの領域を超えると、ループ面積は急激に減少する。

解析

交流磁場による動的磁化曲線について、2 準位モデル[2,3]を用いてシミュレーションを行った。Fig.2に、温度 100K で磁気異方性エネルギー 10^4J/m^3 、飽和磁化 10^5A/m 、体積 10^{-24}m^3 のモデル物質に対して、磁場振幅 0.1T の交流磁場を磁気異方性主軸に平行に印加したときの磁化曲線のシミュレーション結果を示す。周波数 30kHz では、ほとんど保磁力を示さないが、500kHz 以上では顕著な保磁力を示す。このことから、磁気緩和による周波数依存性を再現できていると考えている。DC 磁場重畳の効果もシミュレーションで確認する予定である。

参考文献

- 1) 小野寺ほか、日本磁気学会学術講演会 16aC-8 (2020).
- 2) J. Carrey *et al.*, JAP **109**, 083921 (2011).
- 3) J. J. Lu, *et al.*, JAP **76**, 1726 (1994).

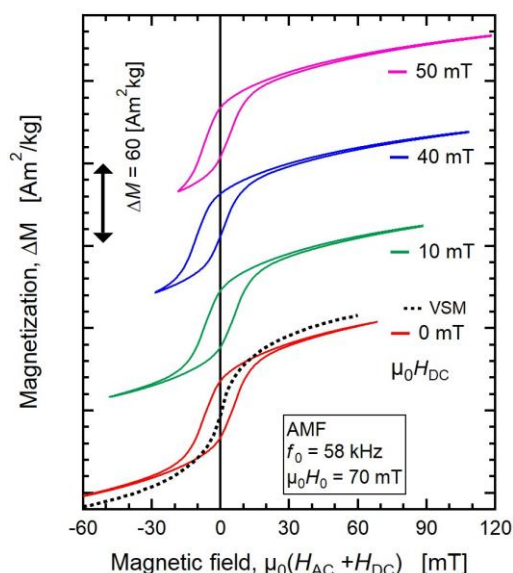


Fig. 1. Dynamic magnetization curves of Resovist®. A dotted line shows a DC magnetization curve.

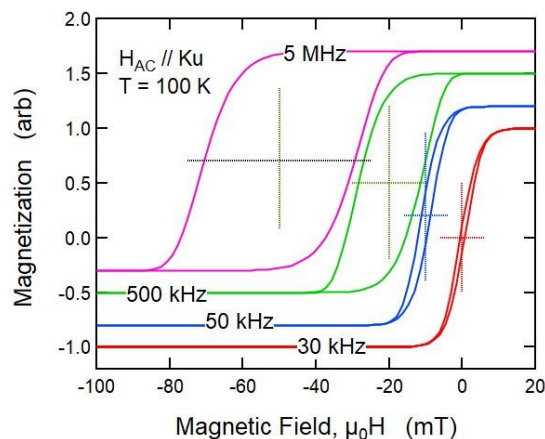


Fig. 2. Simulation of dynamic MH curves as a function of measuring frequency.

交流磁場下における液中酸化鉄ナノ粒子の物体回転観測

諏訪 雅頼, 川東 慎太郎, 塚原 聡
(大阪大学 大学院理学研究科)

Physical rotation of iron oxide magnetic nanoparticles under alternating magnetic field

M. Suwa, S. Kawahigashi, S. Tsukahara
(Graduate School of Science, Osaka University)

緒言

磁性ナノ粒子 (MNP) は磁場を用いて非接触に操作可能で、ナノメートルサイズであることから微小空間の力学特性を測定するためプローブとして期待される。しかし、交流磁場中での MNP 自体の回転運動 (物体回転) には MNP 内での磁化の回転 (内部回転) が影響し複雑である。最近、減衰振動磁場下における酸化鉄 MNP の物体回転を磁気直線二色性 (MLD: 磁場に対し平行および垂直方向の電場を持つ直線偏光の吸光度差) から高感度で観測できることが分かった^[1]。我々が用いた減衰振動磁場は、周波数 10 kHz ~ 80 kHz, 初期振幅は ~0.5 T と比較的強い振動磁場であるが、周波数は離散的にしか変えられず、減衰の時定数は 0.2 ms 程度と短い。本研究では、定常的な交流磁場下における MNP 回転運動の磁場周波数や振幅への依存性を調べた。

実験

共沈法によりマグヘマイト MNP (粒径: 12.2 ± 0.4 nm) を合成し、MLD 測定のためイオン交換水で希釈した (濃度 ~ $60 \mu\text{g mL}^{-1}$)。また、グリセロールの添加により粘性率を変えた。MLD 観測用のコイルや光学系は、以前の報告[1]と同様のものを用い、Voigt 配置で測定した。コイルにバイポーラ電源を接続し、周波数 10 Hz ~ 10 kHz, 振幅 1 mT ~ 20 mT の定常的な交流磁場を発生させた。磁場に対して 45° の偏光面を持つ直線偏光をコイル内の試料溶液に入射し、磁場と平行および垂直な偏光成分の透過光強度を測定、MLD を計算した。

結果と考察

交流磁場下におけるマグヘマイト MNP 分散溶液の MLD の波形を Fig. 1 に示す。MLD は MNP の配向によって生じるため、この波形は回転運動を表す。MLD のピーク値は周波数に依存しないことから、磁場の各極値で配向が平衡状態に達していることが分かる。一方、バレー値は周波数とともに増加した。これは、周波数に伴って配向が緩和する時間が減少するためと考えられる。さらに、周波数の増加に伴い MLD 波形の位相のずれが観測された。

力学プローブへの応用を目指し、粘性率依存性も調査した。MLD の振幅は粘性率増加に対して単調に減少し、その減少曲線は周波数で異なった。この周波数依存性を用いれば、測りたい粘性の範囲毎に感度を最適化することが可能と考えられる。また、粘性率増加に伴い位相差の増大が観測された。位相は MNP 濃度に依存しないため、粘性測定のパラメータとして有用と考えられる。

参考文献

- 1) M. Suwa, A. Uotani, S. Tsukahara, *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 262493 (2020)

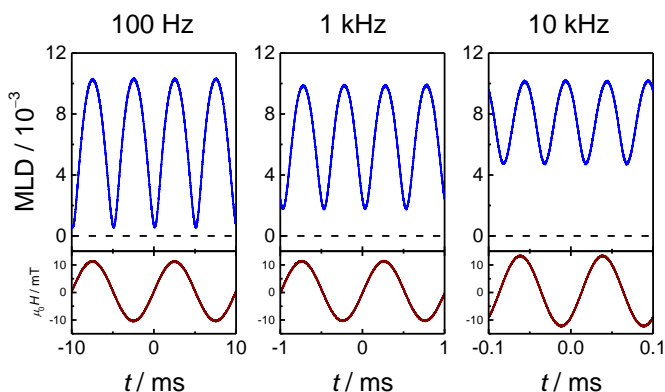


Fig. 1 MLD 波形の磁場周波数変化。上: MLD, 下: 磁場

磁性ナノ粒子のネール緩和とブラウン緩和の複合磁化応答モデル

大多哲史¹, 宮澤良真¹, 永田大貴², 二川雅登¹, 竹村泰司²
(¹静岡大学, ²横浜国立大学)

Complex magnetization dynamics of Néel and Brownian relaxations in magnetic nanoparticles

S. Ota¹, R. Mayazawa¹, D. Nagata², M. Futagawa¹, and Y. Takemura²

(¹Shizuoka University, ²Yokohama National University)

はじめに

磁性ナノ粒子を用いたがん温熱治療や医療イメージングを始めとする医療応用は盛んに研究されている。粒子が液体中に分散した状態では、磁化本来の緩和機構であるネール緩和に加えて、粒子の物理的回転が影響するブラウン緩和が生じる。従来では、ネール緩和にブラウン緩和が重畳するというモデルが考えられていた^{1,2}。本研究では、単純な重ね合わせでは表現できないネール緩和とブラウン緩和のモデルを提案した。超常磁性的なシングルコア、マルチコア、ナノフラワー、強磁性的なシングルコア、立方構造という異なる5つの構造の粒子について、磁化応答の実測から磁気緩和特性を評価した。

実験方法・結果

実験に用いた5種類の酸化鉄ナノ粒子について、超常磁性的なシングルコア構造 (CMEADM-004, S1)、マルチコア構造 (Ferucarbotran, S2) の粒子は名糖産業株式会社から提供いただいた。ナノフラワー構造 (synomag[®]-D, S3)、立方構造 (BNF-starch, S4) の粒子は Micromod 社から、強磁性的なシングルコア構造 (M-300, S5) はシグマハイケミカル社から購入した。粒子の物理的回転を防ぐため樹脂で固定した固体試料と、純水中に分散した液体試料を各粒子に関して用意した。講演において掲載する磁性ナノ粒子の透過型電子顕微鏡像は、横浜国立大学機器分析評価センターに測定いただいた。

Fig. 1 に振動試料型磁力計 (VSM) を用いて磁場強度 0–1200 kA/m の範囲で計測した磁化曲線を示した。固体試料の保磁力について、S1, S2, S3 ではほとんど確認されないが、S4, S5 について明確に確認され、S4, S5 が強磁性的であることが分かる。磁化回転により粒子自体も回転可能な液体試料では、異方性エネルギーが実効的に減少するため、構造に関係なく超常磁性的であった³。また、特に S1 に関しては、液体試料の磁化曲線が固体試料と同様であったことから、異方性エネルギーの小さな粒子であると考えられる。対して S2, S3 に関しては、固体試料においても、超常磁性的な磁気特性が確認された一方で、液体試料の磁化曲線と異なっているため、S1 と比較して異方性エネルギーの大きな構造を有していると考えられる。講演では、交流磁化曲線から解析した励磁周波数に依存した磁気緩和に関する計測結果と、ネール緩和とブラウン緩和を考慮した磁化応答モデルを用いた解析について詳細に述べる。

謝辞

本研究の一部は、科研費 20H05652、20H02163 の助成を受けて実施した。

参考文献

- 1) R.E. Rosensweig, *J. Magn. Magn. Mater.*, **252**, 370–374 (2002).
- 2) S. Ota, and Y. Takemura, *J. Phys. Chem. C*, **123**, 28859–28866 (2019).
- 3) S. Ota, and Y. Takemura, *Appl. Phys. Express*, **10**, 085001 (2017).

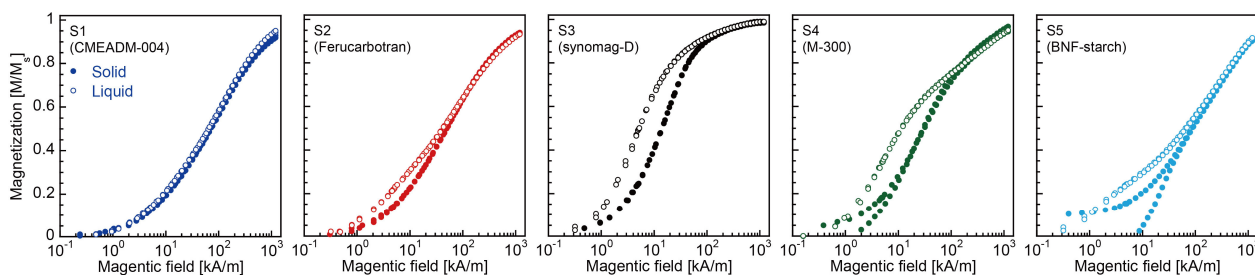


Fig. 1 Magnetization curves of measured magnetic nanoparticles in solid and liquid under magnetic fields of 0–1200 kA/m .

Large magneto-optical effects in a non-collinear antiferromagnet and its application for antiferromagnetic spintronics

Tomoya Higo

(Department of Physics, University of Tokyo, Bunkyo-ku 113-0033, Japan)

Spintronics has attracted considerable attention because of potential applications in non-volatile data storage and low-power information processing. These applications are traditionally based on the control of magnetization in ferromagnetic (FM) materials. On the other hand, in the last few years, there also has been a surge of interest in antiferromagnetic (AF) materials as an active material for next-generation spintronics devices, with the prospect of providing higher density and much faster operation speed for the devices than their ferromagnetic counterparts [1]. However, it is also true that the absence of magnetization has made the AF state notoriously difficult to electrically detect and externally manipulate, unlike in the case of FM systems. Motivated by these intriguing properties, several breakthroughs have been made relatively recently. For example, anisotropic magnetoresistance and spin Hall magnetoresistance, an even-function response under time-reversal (TR), have been found useful for detecting the electrical switching of the collinear AF ordering [2,3]. Another breakthrough is the discovery of an odd-function response under TR in the non-collinear antiferromagnets Mn_3Sn [4]. As the first case in AF metals, Mn_3Sn has been experimentally found to exhibit a large transverse response such as an anomalous Hall effect (AHE) [4] and an anomalous Nernst effect (ANE) [5] which had been considered to be restricted to FMs.

Mn_3Sn is the hexagonal D_{019} system (space group $\text{P6}_3/\text{mmc}$) and has the ABAB stacking sequence of the (0001) kagome layer of Mn atoms. Below the Néel temperature $T_N \sim 430$ K, the geometrical frustration leads to a non-collinear AF ordering called the inverse triangular spin (ITS) structure. This AF state can be viewed as a ferroic ordering of cluster magnetic octupoles [6]. Interestingly, in Mn_3Sn , the octupole ordering, not the magnetization, plays a role of the major order parameter breaking the TR symmetry macroscopically. The polarization direction of the TR-odd order parameter (magnetic octupole in Mn_3Sn) determines the distribution of the Berry curvature in momentum space, which acts as an effective magnetic field and gives rise to the TR-odd transverse responses [4,7]

In this presentation, I will talk about magneto-optical properties of Mn_3Sn [8]. The magneto-optical Kerr effect (MOKE) has been intensively studied in various ferro- and ferrimagnetic materials because it provides a powerful non-contact and non-destructive probe for electronic and magnetic properties as well as for various applications, including magneto-optical recording. Although MOKE had been believed to be absent in the fully compensated collinear AFMs, recent theoretical and experimental progress has revealed that AHE has the same symmetry requirements as MOKE [9], suggesting the potentially large MOKE in Mn_3Sn . In fact, we have found that despite a negligibly small magnetization, Mn_3Sn exhibits a large zero-field MOKE (~ 20 mdeg) at room temperature, comparable to that in ferromagnets. Our first-principles calculation has clarified that the ferroic ordering of the cluster magnetic octupoles causes MOKE even in its fully compensated AF state. This large MOKE further allows imaging of the octupole domains (Fig. 1), which are closely related to the large transverse responses (e.g., AHE, ANE) induced by the Berry curvature, as discussed above. I will also report recent progress of development of the Mn_3Sn thin films [10] and newly observed optical responses from the terahertz waves [11]. These findings have provided an important avenue for further studying the AF dynamics [12] and developing AF devices such as memory [13] and heat-flux sensor [14].

This work is based on the collaboration with S. Nakatsuji group (Univ. of Tokyo), R. D. Shull group (NIST), J. Orenstein group (UCB), C. L. Chen group (JHU), R. Arita group (Univ. of Tokyo), Y. C. Otani group (ISSP), R. Matsunaga group (ISSP), N. P. Armitage group (JHU), S. Miwa group (ISSP), K. Yakushiji group (AIST), K. Kondou, T. Koretsune, and M.-T. Suzuki.

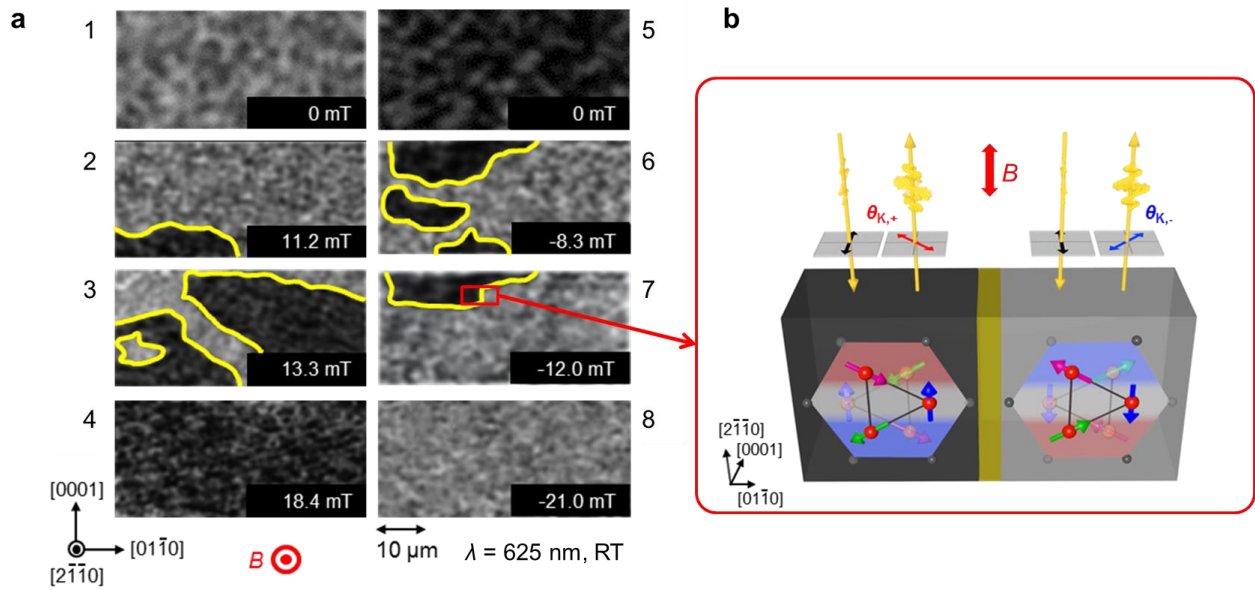


Fig.1 (a) Evolution of the antiferromagnetic domains of the Mn_3Sn (2-1-10) plane as a function of a field B (1-4: $-21 \rightarrow 21$ mT, 5-8: $21 \rightarrow -21$ mT). (b) Schematic illustration of two regions with different MOKE image contrasts due to opposite signs of the Kerr angles, corresponding to two types of cluster magnetic octupole domains that have inverse triangular spin structures with opposite spin directions within the (0001) plane.

Reference

- 1) T. Jungwirth et al., Nat. Nanotech. **5**, 231 (2016).
- 2) X. Marti et al., Nat. Mater. **13**, 367 (2014).
- 3) P. Wadley et al., Science **351**, 587 (2016).
- 4) S. Nakatsuji, N. Kiyohara, and T. Higo, Nature **527**, 212 (2015).
- 5) M. Ikhlas⁺ and T. Tomita⁺ et al., Nat. Phys. **13**, 1085 (2017).
- 6) M.-T. Suzuki et al., Phys. Rev. B **95**, 094406 (2017).
- 7) K. Kuroda⁺ and T. Tomita⁺ et al., Nat. Mater. **16**, 1090 (2017).
- 8) T. Higo et al., Nat. Photon. **12**, 73 (2018).
- 9) W. Feng et al., Phys. Rev. B **92**, 144426 (2015).
- 10) T. Higo et al., Appl. Phys. Lett. **113**, 202402 (2018).
- 11) T. Matsuda et al., Nat. Commun. **11**, 909 (2020).
- 12) S. Miwa et al., Small Sci **1**, 2000062 (2021).
- 13) H. Tsai⁺, T. Higo⁺ et al., Nature **580**, 680 (2020).
- 14) T. Higo et al., Adv. Funct. Mater **31**, 2008971 (2021).

Theoretical proposal for control of spin textures and vortices with topological light waves

Masahiro Sato

Department of Physics, Ibaraki University, Bunkyo, Mito 310-8512, Japan

Topological light waves such as vortex beams, vector beams, etc., have attracted much attention in the field of optics and laser science. Their basic natures and efficient methods of generating these waves have actively explored. These spatially structured lights have high potential to create various novel photo-induced phenomena when we apply them to materials. However, the study of such possibilities has been finally activated very recently. Motivated by this situation, we have theoretically studied several ways of application of topological light waves to materials. Particularly, we have focused on ways of controlling electron states in solid materials with topological lights.¹⁾⁻⁴⁾ In this symposium, I would like to mainly report two topics among our results.

The first topic is the application of vortex beam to magnets (Fig.1).^{1),2)} Vortex beam is the laser beam carrying orbital angular momentum (OAM). This wave has two characteristics. The first feature is that the intensity profile of the vortex beam is a doughnut type, i.e., the center of the beam focused plane is always the position of zero intensity irrespective of the value of OAM. The second is that electric- and magnetic-field directions has an angular dependence around the zero-intensity center in the focused plane. Based on these two natures, we have proposed ultrafast ways of creating topological magnetic defects such as skyrmion and skyrmionium (Fig.2), spin waves with a spiral wavefront (Fig. 3), and so on.

The second topic is the application of vector beam.^{3),4)} The vector beams also have unique spatial features. A simple way of creating a vector beam is to prepare a superposition of two vortex beams with OAM $+m$ and $-m$. Strongly focusing such a vector beam with lens, at the center of the focal plane we have the small singular area where only the AC magnetic (electric) field is dominant, while AC electric (magnetic) field is negligible. Namely, we can create a strong high-frequency magnetic (or electric) field without its dual field. Using this property, we have proposed several applications of vector beam to materials: Detecting magnetic resonance in magnetic semiconductors and multiferroic magnets, observing the edge current in topological phases (topological insulators, topological superconductors, etc.), estimating Fermi surface of metallic magnets, Floquet engineering, etc.

In this symposium, I would like to report these results, concentrating on their essential aspects. Moreover, if possible, I will also report our on-going result of application of vortex beam to superconductors.⁵⁾

Reference

- 1) H. Fujita and M. Sato, Phys. Rev. B **95**, 054421 (2017).
- 2) H. Fujita and M. Sato, Phys. Rev. B **96**, 060407(R) (2017).
- 3) H. Fujita and M. Sato, Sci. Rep. **8**, 15738 (2018).
- 4) H. Fujita, Y. Tada and M. Sato, New J. Phys. **21**, 073010 (2019).
- 5) T. Mizushima and M. Sato, in preparation.

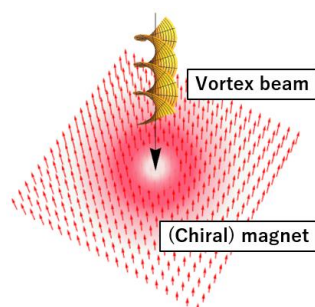


Fig. 1: Image of application of vortex beam to a magnet.

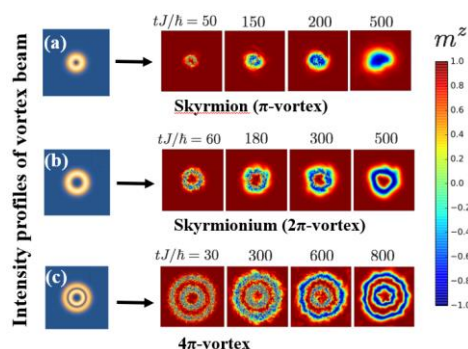


Fig. 2: Processes of creating topological defects in a magnet with (a) small-ring, (b) wide-ring, and (c) double-ring vortex beams.

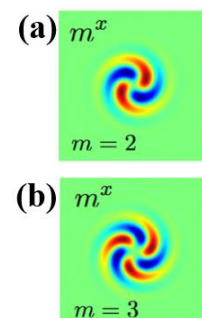


Fig. 3: Spin-wave resonances driven by vortex beams with QAM (a) $m=2$ and (b) 3.

Metamaterials and metasurfaces with broken symmetries

Satoshi Tomita

*Dep. of Physics & Center for Spintronics Research Network & Institute for Excellence in Higher Education,
Tohoku University, Japan*

tomita@tohoku.ac.jp

In this invited talk, I am going to present intriguing optical responses of structured metamaterials and metasurfaces with broken symmetries [1,2,3]. Mostly, my talk focuses on directional birefringence independent of light waves polarization, referred to as optical magneto-chiral (MCh) and magneto-electric (ME) effects. I would like to convince the audience that metamaterials and metasurfaces can boost optical MCh and ME effects by several orders of magnitude compared to natural materials.

The optical MCh effect is a combination of the magneto-optical (MO) effect and optical activity (OA). While the effect is usually very small in natural materials, it can be enhanced using metamaterials [1]. We embody experimentally a metamolecule using a Cu chiral structure (chiral meta-atom) for OA and YIG ferrite rod/cylinder (magnetic meta-atom) for the MO effect. The metamolecule is studied at the X-band microwave frequency at room temperature. At a chiral resonance frequency around 10 GHz, a large non-reciprocal refractive index difference around $\sim 10^{-3}$ enhanced by MCh effects is observed [4]. Numerical calculations have successfully reproduced this experimental observation and revealed that the enhancement is traced back to the hybridization of ferromagnetic resonance (FMR) in the magnetic meta-atom and chiral resonances in the chiral meta-atom. Furthermore, numerical simulation predicts a giant MCh effect with a much larger index difference [5]. Notably, our concept of enhanced MCh effects using metamaterials is applicable to other regions of the spectrum including, the THz, infrared, and visible region.

For a higher frequency operation than microwave, MCh metamolecules are miniaturized using a strain-driven self-coiling technique. A micrometer-sized free-standing Py chiral metamolecule is studied by cavity-FMR and coplanar-waveguide FMR [6]. This miniaturized metamolecule is very promising for obtaining optical MCh effects at millimeter wave and THz frequencies. However, many challenges remain within the optical region. To reach the optical region, the MCh metamolecule must be miniaturized to the nanometer-scale, and losses need to be reduced significantly. The former issue can be addressed by using supramolecules or biomolecules; for example, viruses, proteins, and coiled peptide.

The enhanced and giant MCh effects open a door toward the realization of synthetic gauge fields, in other words, effective magnetic fields for electromagnetic waves. However, the values of non-reciprocal refractive index differences obtained in this study are not yet large. Additionally, although numerical simulation predicted the giant MCh effect, it is relevant to a characteristic electromagnetic mode in the waveguide. Hence, implementation of the giant MCh effect by assembled metamaterials and metasurfaces in free-space is of great importance.

I thank K. Sawada, H. Kurosawa, T. Ueda, T. Kodama, N. Kikuchi, S. Okamoto for their valuable contribution in this work. I acknowledge financial supports by JSPS KAKENHI (20H02556, 20H01911) and CSRN of Tohoku University.

Reference

[1] S. Tomita *et al.*, JPD:ApPh **51**, 083001 (2018). [2] S. Tomita *et al.*, PRAppl **11**, 064010 (2019). [3] P. Riego *et al.*, JPD:ApPh **50**, 19LT01 (2017). [4] S. Tomita *et al.*, PRL **113**, 235501 (2014). [5] S. Tomita *et al.*, PRB **95**, 085402 (2017). [6] T. Kodama *et al.*, PRAppl **6**, 024016 (2016), *ibid.* **9**, 054025 (2018).

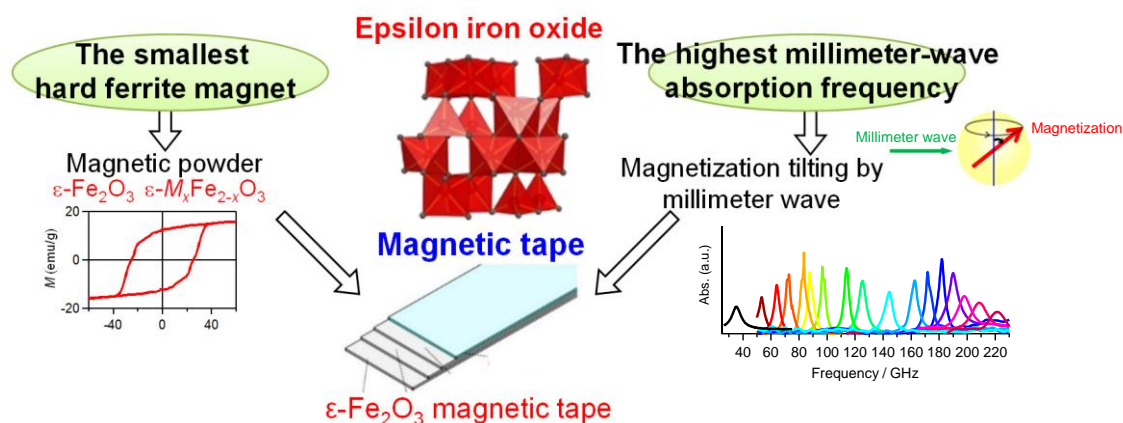
Focused-millimeter-wave-assisted magnetic recording based on epsilon iron oxide

Shin-ichi Ohkoshi

Department of Chemistry, School of Science, The University of Tokyo, Tokyo, 113-0033, Japan

We reported the first example of a single-phase epsilon iron oxide (ϵ - Fe_2O_3) exhibiting the strongest coercivity among all known ferrite magnets in 2004. Metal-substituted epsilon iron oxide exhibits a coercivity of up to 37 kOe. ϵ - Fe_2O_3 is the world's smallest hard ferrite magnet with a ferromagnetic order of up to 7.5 nm, which can be applied to high-density magnetic recording tapes. Moreover, ϵ - Fe_2O_3 and metal-substituted epsilon iron oxide have the highest millimeter wave absorption frequency in the range from 35 to 222 GHz.

In the era of Big Data and the Internet of Things, data archiving is an essential technology, and therefore magnetic recordings are drawing attention because they guarantee long-term data storage. To archive a huge amount of data, further increase of the recording density is required. Herein a new magnetic recording methodology, "focused-millimeter-wave-assisted magnetic recording (F-MIMR)," is proposed. To examine this methodology, magnetic films based on epsilon iron oxide nanoparticles are prepared and a focused-millimeter-wave generator is built using terahertz (THz) light. Irradiating the focused millimeter wave to the epsilon iron oxide instantly switches its magnetic pole direction. Additionally, the spin dynamics of F-MIMR are studied using the calculation based on stochastic Landau–Lifshitz–Gilbert model considering all of the spins in an epsilon iron oxide nanoparticle. In F-MIMR, the heat-up effect of the recording media is expected to be suppressed. Thus, F-MIMR can be useful for high-density magnetic recordings. Millimeter wave magnetic recording technique enables to reduce the particle size of the magnetic material and solve the magnetic recording trilemma, leading to the increase of the recording capacity. The transition energy of the millimeter wave is *ca.* 1/5000 compared to that visible light. Therefore, heat-up is avoided in millimeter wave-assisted magnetic recordings, which is very important for magnetic recording tapes that use organic resin for the base film.



Focused-millimeter wave assisted magnetic recording (F-MIMR)

Reference

- 1) S. Ohkoshi, et al. *Adv. Mater.*, 32, 2004897 (2020).
- 2) S. Ohkoshi, et al. *J. Am. Chem. Soc.*, 141, 1775-1780 (2019).
- 3) H. Tokoro, S. Ohkoshi, et al. *Chem. Mater.*, 30, 2888-2894 (2018).
- 4) S. Ohkoshi, et al. *J. Am. Chem. Soc.*, 139, 13268-13271 (2017).
- 5) S. Ohkoshi, et al. *Scientific Reports*, 6, 27212 (2016).
- 6) S. Ohkoshi, et al. *Angew. Chem. Int. Ed.*, 55, 11403-11406 (2016).
- 7) A. Namai, S. Ohkoshi, et al. *Nature Communications*, 3, 1035 (2012).
- 8) S. Ohkoshi, et al. *Angew. Chem. Int. Ed.*, 46, 8392-8395 (2007).

Development of magnetic holographic memory using artificial magnetic lattice media

Y. Nakamura¹, P. B. Lim¹, and M. Inoue^{1,2}

¹ Toyohashi University of Technology, Toyohashi 441-8580, Japan

² National Institute of Technology, Tokyo 193-0834, Japan

Holographic memory has been attracting attention as a data-storage technology with high recording density and data transfer rates because two-dimensional (2D) page data can be recorded and read selectively from a single position. In holographic memory, 2D data is recorded as an interference pattern in recording media. Most holographic memories use photopolymers as a write once recording media, while the magnetic hologram is a candidate for rewritable holograms in which the interference patterns of light can be recorded as differences in the direction of magnetization on the magneto-optic recording materials. A magnetic hologram is recorded using the thermomagnetic recording technique. When focused signal and reference beams are incident on a perpendicularly magnetized media, the light interference produces a temperature distribution in the film corresponding to the interference pattern through the absorption of light. As a result, the magnetization of the region above the Curie temperature is reversed during cooling, and the interference pattern can be recorded as differences in the direction of magnetization of the magnetic material in the magnetic hologram. A written hologram can be reconstructed by a magneto-optical effect such as the Faraday effect, and a large Faraday rotation angle results in a bright reconstruction image.

We have studied to realize magnetic hologram memory using polycrystalline magnetic garnet (Bi:RIG) films using the collinear interference method. We succeeded recording and reconstruction of magnetic hologram but this first reported reconstruction image of the collinear magnetic holography was dark and noisy with large background noise¹⁾. On the other hand, we have also developed magnetic materials that introduce artificial structures with a scale of several nm to several hundred nm showing new magnetism and functions depending on its structure, which is called artificial magnetic lattice (AML). Based on this knowledge, we investigated the recording conditions including the AML recording media to improve the reconstruction image of magnetic hologram. In this report, the improvement of recording media is reported to achieve a large magneto-optical effect to achieve bright reconstruction images.

The diffraction efficiency of magnetic hologram, which is an index of the brightness of reconstructed image, is described as $\eta = \sin^2(\theta_F) \approx \theta_F^2 = (Ft)^2$, where θ_F is Faraday rotation angle of magnetic hologram, F is the Faraday rotation coefficient representing the rotation angle per unit thickness, and t is the depth of magnetic hologram, respectively. So, the recording of deep magnetic fringe in the recording media with large Faraday rotation coefficient is required to achieve bright reconstruction images. We have taken two ways to solve this issue. One is the use of magneto-photon microcavity (MPM) media for increasing the rotation angle per unit thickness^{2,3)}, and the other is the introduction of heat dissipation layers (HDLs) for controlling the heat generated during writing to form deep magnetic fringes⁴⁻⁶⁾. The MPM media, in which Bi:RIG layer is sandwiched between dielectric mirrors, can increase the Faraday rotation angle of a design wavelength by Fabry-Pérot resonance. We proved that the diffraction efficiency can be increased by the use of MPM media depending on the structure²⁾, and that the brightness of reconstruction image of magnetic hologram recorded on MPM medium with 1 μm Bi:RIG layer was also increased compared to that of the same thickness single layer film as shown in Fig. 1³⁾. On the other hand, the recording thickness of magnetic fringe in single layer films is limited by the heat diffusion during thermomagnetic recording although the formation of deep magnetic fringe increases the diffraction efficiency. That is, the excess heat by the absorption of light during recording diffuses laterally and merges the regions above Curie temperature near the surface of recording medium. As a result, the interference information is disappeared in such the region. To overcome this issue, the multilayer media with transparent HDLs without light absorption is proposed to control the heat diffusion in magnetic layer. In this HDL media, the most of excess heat is diffused into the HDLs, so the deep magnetic fringe can be formed. The effectiveness of this HDL multilayer film was first shown by numerical simulation⁴⁾. The HDL medium using $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (TGG) for HDL layers was designed and fabricated as shown in Fig. 2(a), and the diffraction efficiency of the HDL and single layer media was evaluated using magnetic assist recording. As a result, the diffraction efficiency of HDL medium was about 1.6 times higher than that of single layer film as shown in Fig. 2⁵⁾. In addition, the error-free recording and

reconstruction was also achieved using this HDL medium. These results suggest that the use of artificial magnetic lattice media such as the MPM and HDL media is effective to achieve bright reconstruction image without error for magnetic holographic memory.

This work was partially supported by JSPS KAKENHI Grant Number A15H02240 and S26220902, and 21H01368.

Reference

- 1) Y. Nakamura, et al. Opt. Express, **22** (2014) 16439.
- 2) R. Isogai, et al. J. Magn. Soc. Jpn., **38** (2014) 119.
- 3) R. Isogai, et al. Opt. Express, **23** (2015) 13153.
- 4) R. Isogai, et al. Opt. Express, **24** (2016) 522.
- 5) Y. Nakamura, et al. Opt. Express, **27** (2019) 27573.

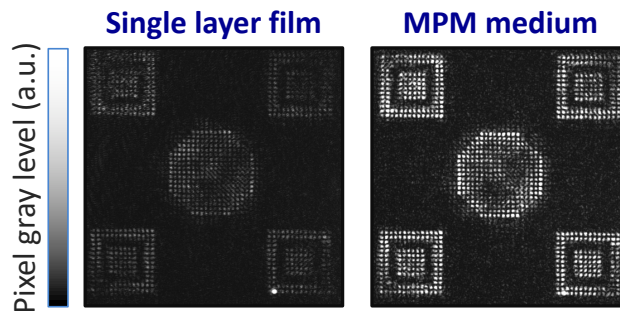


Fig. 1 Reconstruction images from Bi:RIG single layer film and MPM medium. Both media have the 1 μm thick Bi:RIG recording layer. The bright and high contrast image was obtained from the MPM medium.

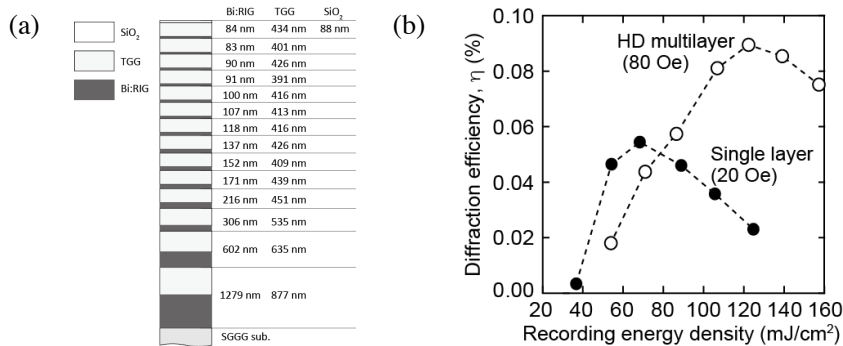


Fig. 2 (a) The structure of the fabricated HDL medium and (b) the diffraction efficiency of HDL and single layer media using magnetic assist recording.

Near-Infrared Magneto-Refractive Effect for Magnetic Multilayer; GMR film and Ferro./Antiferro. stacked film with Surface Plasmon Resonance

Shin Saito ^{a)}, and Hironaga Uchida ^{b)}

(a) Department of Electronic Engineering, Graduate School of Engineering, Tohoku University

b) Electrical and Electronic Information Engineering, Toyohashi University of Technology

1. Introduction

Much attention has been paid for magneto-refractive effect with the reflection configuration (R-MRE), because this effect simply brings light intensity change according with the arrangement of magnetizations. The magnitude of this change is small of about several %, which makes an application of R-MRE to real device difficult in this stage. In general, for a metallic magnetic multilayer film, a dominant factor of MRE is thought to be the spin-dependent scattering of conduction electrons and its optical properties are expressed by expanded Drude model corresponding to the magnetization state [1]. Therefore, evaluation of scattering time and spin-dependent scattering coefficient of metallic magnetic multilayer film are of importance as material physical properties to enhance R-MRE. However, materials examination to evaluate these properties in optical frequency region is not enough. In this study, the measurement of magneto-optical properties in IR region for antiferro-magnetically exchange coupled Co/Ru multilayers was carried out.

2. Experimental procedure

The multilayer films were fabricated by dc magnetron sputtering on glass substrates. A Ti(2 nm)/ Ru(3 nm) layer was adopted as an interlayer for the purpose of adhesion of the film to the substrate and the control of crystalline sheet texture with atomic closed packed plane parallel to the film plane. A SiN with 10 nm thick was used as a capping layer to avoid oxidation. The stacking structure of the magnetic multilayer was [Co or CoB(4 nm)/ Ru(d_{Ru} nm)]_N with the repetition number N of 10 with changing d_{Ru} from 0 to 1.2 nm. Here, Ru was selected as a nonmagnetic layer material to stabilize anti-parallel magnetically coupling state under zero field with a thinner film thickness than that of Cu by RKKY-like interlayer exchange coupling.

Magnetic properties were evaluated by the vibrating sample magnetometer with the maximum applied field (H_{max}) of 14 kOe. Optical properties were spectroscopically measured by the ellipsometer (M-2000, J. A. Woollam) with the wavelength region from 250 to 1700 nm. R-MRE was spectrometrically measured by hand-made system with an electromagnet applying magnetic field (H) along the film plane direction [2]. Here, the measurement wavelength (λ) range was 550–1650 nm limited by monochromator (USB-2000 and NIR-QUEST, Ocean Optics) and H_{max} was 14 kOe.

3. Results and discussion

Figure 1 shows color maps of experimental reflectance with the incident angle 70 deg. plotted against wavelength and magnetic field for a (a) [Co(4)/ Ru(0.7)]₁₀ film, (b) [Co₈₈B₁₂(4)/ Ru(0.7)]₁₀ film, and (c) [Co₈₀B₂₀(4)/ Ru(0.7)]₁₀ film, respectively. Here, magnetic field was applied in the film plane and along the normal direction of the reflection plane. For reader's understanding, reflectance curves normalized by the magnitude of reflectance of $H = 14$ kOe for the sample (a) are shown with the wavelength of (a-1) 1550 nm, (a-2) 1200, and (a-3) 900 nm, respectively. As shown in (a), in the longer wavelength region, reflectance changes corresponding to the arrangement of magnetizations such as parallel and anti-parallel, whereas in the shorter wavelength region, corresponding to the direction of magnetizations. This means that both R-MRE and transvers Kerr effect (TKE) are appeared in the same sample but different wavelength region due to intra-band and inter-band transition. On the other hand alternating crystalline Co layers with amorphous CoB layers as shown in (b) and (c), R-MRE is completely vanished, though antiferromagnetically interlayer coupling is realized in the all films. This fact clearly shows that crystalline symmetry is necessary condition for MRE due to suppression of

scattering of conduction electrons in the ferromagnetic layer. Magnetic multilayer for GMR film and Ferro./Antiferro. stacked film with Surface Plasmon Resonance will be also introduced in the presentation.

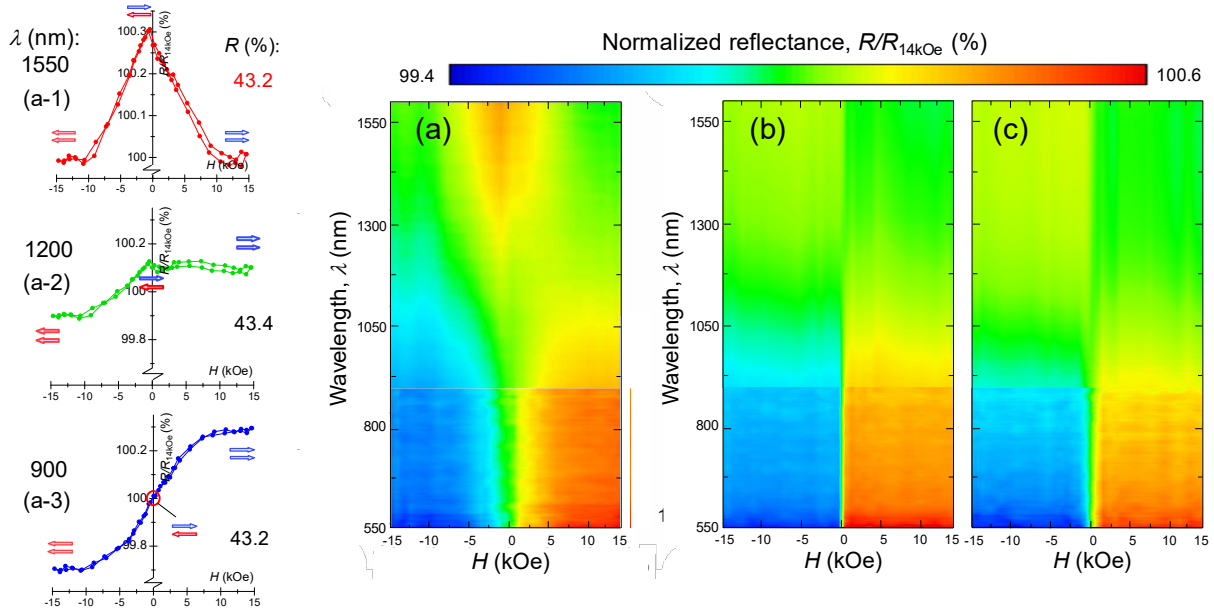


Fig. 1 Color maps of reflectance normalized by the magnitude of reflectance of $H = 14$ kOe plotted against wavelength and magnetic field for $[\text{Co or CoB}(4 \text{ nm})/\text{Ru}(0.7 \text{ nm})]_{10}$ multilayer films for (a) Co, (b) $\text{Co}_{88}\text{B}_{12}$, and (c) $\text{Co}_{80}\text{B}_{20}$, respectively. Reflectance curves for the sample (a) are also shown with the wavelength of (a-1) 1550 nm, (a-2) 1200, and (a-3) 900 nm, respectively.

Reference

- [1] J. C. Jacquet and T. Valet, *Materials Research Society*, **384**, 477 (2015). [2] Haruhiko Sato, Shin Saito, Shyota Mizuno, Koichi Akahane and Hironaga Uchida, *IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials*, **136**, 174 (2016).

Faraday effect of nanogranular films

N. Kobayashi, K. Ikeda, and K. I. Arai

(Research Institute for Electromagnetic Materials, DENJIKEN)

Optical isolators utilizing Faraday effect are used in many applications, such as quality assurance of optical amplifier, optical ring laser, optical communication system, in the commercial, industrial and laboratory. They are highly reliable and important tools to support the advanced information society. However, since the discovery of the bismuth garnet (Bi substituted YIG, Bi-YIG) in 1972, no material with Faraday effect beyond Bi-YIG has been found. Furthermore, to respond of miniaturization of the optical devices, thin films with large Faraday effect have been studied, but their properties are inferior to the bulk Bi-YIG. Since new Faraday materials are not discovered, proposals for new optical devices are restricted. On the other hand, we have proposed a new magnetic transparent material of FeCo-fluoride nanogranular films. Nanogranular films consisting of nanometer-sized magnetic metal (Fe, Co or FeCo alloy) granules and a ceramic insulating matrix (nitride, oxide or fluoride) exhibit various functional properties such as high frequency permeability, tunneling magneto resistance, magneto-dielectric effect and magneto-optical effect depending on the composition ratio of granules and matrix. In addition, these films have significant practical advantages (e.g., they are easily fabricated and are thermally stable, and have been applied in magnetic sensors). Here, we introduce the giant Faraday effect of nanogranular films. Faraday rotation angles of these films are 40 times larger than the Bi-YIG at a wavelength of optical communication band (1500 nm)⁽¹⁾.

Thin films were fabricated using a RF tandem sputtering method. With the tandem method, a thin film is obtained by rotating a substrate holder so that the substrate alternately moves over a magnetic metal target and ceramics matrix target. The film composition was adjusted via power input to respective targets. The substrate used was heated quartz glass and heat treatment was performed after the film deposition. Thickness of, thus, obtained film materials was 0.5–1.0 μm . Films composition were determined with a wavelength - dispersive x - ray spectrometer (WDS), and film structure was evaluated using x - ray diffraction (XRD). Faraday effect was evaluated at six wavelengths (405, 515, 650, 830, 1310, and 1550 nm) using Faraday effect measuring equipment (BH - 600LD2M by NEOARK Corp.). Optical transmittance of thin films was measured with a spectrophotometer (UV - 3150 by Shimadzu Corp.); refractive index was determined from results of measurement in a wavelength range of 200–2000 nm using a spectroscopic ellipsometer. Values of optical transmittance and Faraday rotation angle in samples with different thickness were compared by reduction to thickness (optical path length) of 1 μm . All the mentioned evaluation procedures were conducted at room temperature.

Fig.1 shows the wavelength dependence of the Faraday rotation angle of $\text{Fe}_{21}\text{Co}_{14}\text{Y}_{24}\text{F}_{41}$, $\text{Fe}_{25}\text{Y}_{23}\text{F}_{52}$ and $\text{Fe}_{13}\text{Co}_{10}\text{Al}_{22}\text{F}_{55}$ films and bulk Bi-YIG. All the nanogranular films depicted in Fig.1 have much larger absolute Faraday rotation angles than Bi-YIG. The angle in the wavelength of 1310 to 1550 nm, which corresponds to the bands of optical communication, is small in Bi-YIG. In contrast, the nanogranular films exhibit large values in optical communication bands. In this presentation, we will also introduce the recent data.

Acknowledgments This work was supported by JSPS KAKENHI Grant Number JP20H02468, JP20K03843, JP19K21959, JST-CREST JPMJCR19T1, and Tohoku University Center for Spintronics Research Network.

Reference

- 1) N. Kobayashi, K. Ikeda, Bo Gu, S. Takahashi, H. Masumoto, and S. Maekawa, Scientific Reports, 8, 4978 (2018)

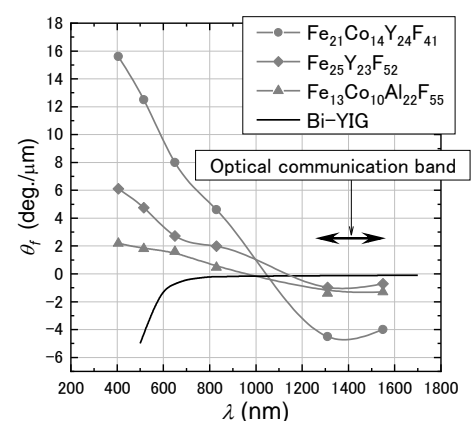


Fig.1 Relationship between the wavelength of incident light and the Faraday rotation angle of $\text{Fe}_{21}\text{Co}_{14}\text{Y}_{24}\text{F}_{41}$, $\text{Fe}_{25}\text{Y}_{23}\text{F}_{52}$ and $\text{Fe}_{13}\text{Co}_{10}\text{Al}_{22}\text{F}_{55}$ films. The films were deposited on substrates of 600 $^{\circ}\text{C}$, 550 $^{\circ}\text{C}$ and 680 $^{\circ}\text{C}$.

柔軟鋼板の湾曲磁気サスペンションの浮上メカニズム

(FDM を用いた振動特性に関する基礎的考察)

宮崎 陸、船田孔明、小川和輝、遠藤文人*、成田正敬、加藤英晃
(東海大学、*福岡工業大学)

Levitation mechanism of bending electromagnetic suspension for flexible steel plate
(Fundamental consideration on vibration characteristics using FDM)

R. Miyazaki, K. Funada, K. Ogawa, A. Endo*, T. Narita, H. Kato
(Tokai Univ., *FIT,)

はじめに

現在の産業の製品には薄く柔軟な鋼板が広く使用されている。鋼板の生産ラインにおける搬送システムに、電磁石を利用した磁気浮上技術を応用するため、非接触搬送技術の研究が進んでいる¹⁻⁴⁾。しかし柔軟鋼板を磁気浮上させる場合、吸引力がかからない箇所たわみが生じ、弾性振動が発生して制御性能が劣化する。そのため本報告は薄鋼板の浮上安定性向上を目的として、浮上中の鋼板振動を把握するために有限差分法 (FDM) を用いた数値解析により考察を行った。

解析方法

本報告では FDM を用いて、湾曲磁気浮上の数値解析を行った。湾曲磁気浮上システムは、鋼板の端部付近に設置した電磁石の角度を変更し、傾けることで鋼板を湾曲させている。本報告では、電磁石角度 13° 、 20° の場合に解析を行い、得られた変位から変位標準偏差を算出し、薄鋼板の振動を評価した。

解析結果

電磁石角度 13° としたときの鋼板の変位の時刻歴を Fig. 1 に、電磁石角度 20° としたときの時刻歴を Fig. 2 に示す。得られた解析結果から変位標準偏差を算出した。電磁石角度 13° と 20° の場合の変位標準偏差を Fig.3 に示す。同図より、電磁石角度 13° と 20° の結果を比較すると、電磁石角度 13° の方が変位標準偏差が小さいことが分かった。よって、電磁石角度 13° の方が振動が小さく、鋼板の制振効果が高いことが分かった。

参考文献

- 1) S. Matsumoto, Y. Arai, T. Nakagawa, IEEE Trans. Magn. Vol.50, No.11, (2014)
- 2) 油野, 宮崎, 大路, 飴井, 作井, J. Magn. Soc. Jpn., Vol.35, No.2 pp.123-127 (2011)
- 3) 水野, 小杉, 福澤, 日本応用磁気学会誌, Vol.31, No.6 pp.445-450 (2007)
- 4) 小川, 多田, 成田, 加藤, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 4, No. 2, pp. 122-128, (2020)

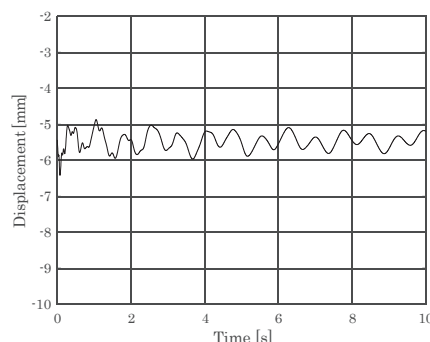


Fig.1 Time history of analyzed displacement of steel plate.
(Electromagnet angle 13°)

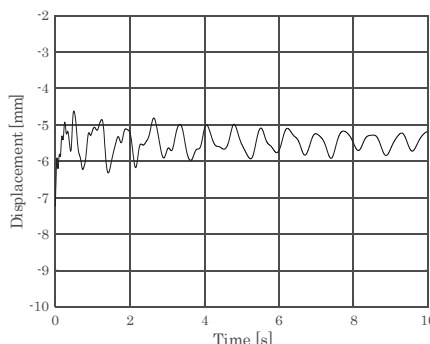


Fig.2 Time history of analyzed displacement of steel plate.
(Electromagnet angle 20°)

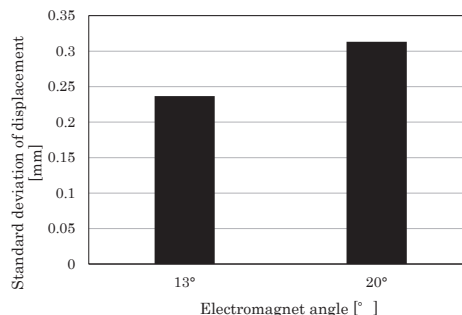


Fig.3 Relationship between electromagnet angle and standard deviation of analyzed displacement.

高磁気異方性を有する窒素添加 FeNi 合金における不規則化の影響

喬子建^{1,2}, 辻川 雅人^{2,3}, 白井 正文^{2,3}

(¹東北大学 大学院工学研究科, ²東北大学 電気通信研究所, ³東北大学 CSRN)

The effect of atomic disorder in nitrogen-doped FeNi alloys with high magnetic anisotropy

Zi-Jian Qiao^{1,2}, M. Tsujikawa^{2,3}, M. Shirai^{2,3}

(¹Grad. Sch. of Eng., Tohoku Univ., ²RIEC, Tohoku Univ., ³CSRN, Tohoku Univ.)

はじめに

$L1_0$ 型 FeNi 合金はレアアースフリー永久磁石の候補として注目を集めている。高規則度を持つ $L1_0$ 型 FeNi 磁石の人工創製が進められているが、まだ実用レベルの磁気異方性は得られていない。最近、窒素を添加した $L1_0$ 型 FeNi 合金において、その添加率の増加に伴い磁気異方性が增大するとの理論予想が報告された[1]。そこで、本研究では窒素添加率の高い正方晶 FeNiN_{0.5} 合金に着目し、合金の規則度と磁気異方性の関係を、第一原理計算に基づいて理論的に研究した。

計算方法

不規則合金の計算には、Special Quasi-random Structure (SQS) 法[2]を用いて、スーパーセル内の疑似的な不規則原子配置を作製した。構造緩和と電子状態計算には第一原理計算コード VASP [3]を用いた。スピン軌道相互作用を取り入れて磁化方位の異なる状態に対する一電子エネルギーの総和の差から磁気異方性エネルギーを求めた。

計算結果

80 個の原子を含む正方晶 FeNiN_{0.5} 合金のスーパーセルに対して計算を実行した。規則相と不規則相のエネルギー差と磁気異方性エネルギー密度 K_u の規則度依存性を、緑の曲線でそれぞれ Fig. 1(a)と(b)に示す。比較のため、64 個の原子を含む $L1_0$ 型 FeNi 合金のスーパーセルに対する計算結果も同じグラフに示した。FeNiN_{0.5} 合金の磁気異方性は高規則化に伴い増加し、規則度 0.5 以上の領域では FeNi の値を上回り、完全に規則化すると約 2 MJ/m³ に達した。この値は FeNi 合金に対する計算値の 3 倍を超える。一方、規則相と不規則相のエネルギー差は FeNi 合金よりも小さく、磁性原子当たり 7.8 meV しかない。高規則化した FeNiN_{0.5} 合金を実際に作製するためには、この値を増大させる方策が必要となる。

謝辞

本研究の一部は、文部科学省補助金事業東北大学人工知能エレクトロニクス(AIE)卓越大学院プログラムの助成により行われた。

参考文献

- [1] P. Rani, *et al.*, J. Alloys Compd. **835**, 155325 (2020).
- [2] A. van de Walle, *et al.*, CALPHAD, **42**, 13-18 (2013).
- [3] G. Kresse and J. Furthmüller, Phys. Rev. B **54**, 11169 (1996).

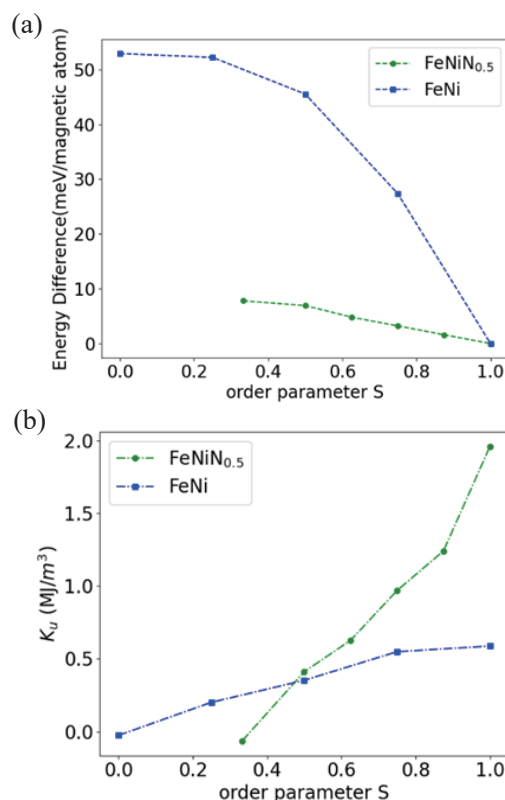


Fig. 1. Energy difference between ordered and disordered phases of $L1_0$ -FeNi and FeNiN_{0.5} (a) and magnetic anisotropy energy density K_u as a function of the degree of order S for both alloys (b).

La_{1-x}Sr_xMnO₃ 薄膜/BaTiO₃(100) における磁気異方性変調効果

石川翔太, 小森祥央, 井村敬一郎, 谷山智康

(名大理)

Modification of magnetic anisotropy of La_{1-x}Sr_xMnO₃ thin film/BaTiO₃(100)

S. Ishikawa, S. Komori, K. Imura, T. Taniyama

(Nagoya Univ.)

1 はじめに

マンガン酸化物 La_{1-x}Sr_xMnO₃(LSMO) は Sr 置換に伴うホールドーピングにより $x = 0.5$ 付近で強磁性状態から反強磁性状態へと磁気相転移を示すことが知られている¹⁾。 $x = 0.3$ 付近の強磁性 LSMO/強誘電体 BaTiO₃ (BTO) ヘテロ構造においては、電界を印加することで界面でホールドーピング濃度の変調が生じ、磁気特性の変化が観測されている²⁾。また、強誘電体 BTO の構造相転移に伴う磁気異方性変調効果についても報告がなされている³⁾。しかしながら、これまで報告されている磁気特性変調効果は主として $x = 0.3$ 付近の強磁性領域に集中しており、強磁性-反強磁性の相境界にあたる $x = 0.5$ 付近における磁気特性の変調効果についての報告は少ない⁴⁾。今回、我々は $x = 0.5$ 付近の LSMO/BTO ヘテロ構造における BTO の構造相転移と磁気特性との関係について調査した結果について報告する。

2 結果および考察

Fig.1 に La_{0.55}Sr_{0.45}MnO₃(20 nm)/BTO(100) の X 線回折パターンを示す。良好なエピタキシャル成長が確認される。磁場 500 Oe のもとで磁化の温度依存性を測定したところ、BTO の正方晶から直方晶 (278 K)、直方晶から菱面体晶 (183 K) への構造相転移に起因する磁化の飛びが観測された。特に冷却過程において、183 K 付近で 114% の磁化の上昇が確認された。Fig.2 に BTO の直方晶 (210 K) および菱面体晶 (100 K) における飽和磁化で規格化した残留磁化の面内磁場方位依存性を示す。いずれの温度においても二回対称の磁気異方性が見られる一方で、磁化容易軸が 90 度回転していることがわかる。また、飽和磁化は温度の低下とともに単調に増加することが確認されている。以上の結果は、BTO の構造相転移に起因する LSMO の磁気弾性効果として理解される。 $x = 0.5, 0.55$ に対する結果についても併せて議論する予定である。本研究の一部は、JST CREST, JPMJCR18J1、JSPS 科研費, JP21H04614、二国間交流事業, JPJSBP12 197716 の支援を受けたものです。

References

- 1) Y. Tokura and Y. Tomioka: *J. Magn. Magn. Mater.*, **200**, 1 (1999).
- 2) H. J. A. Molegraaf et al.: *Adv. Mater.*, **21**, 3470 (2009).
- 3) G. Panchal et al.: *Phys. Rev. B*, **98**, 045417 (2018).
- 4) D. Yi et al.: *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 127601 (2013).

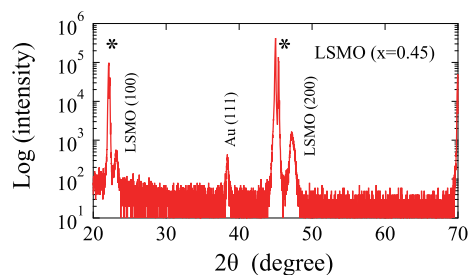


Fig. 1 Out-of-plane XRD pattern.* denotes the diffractions from BTO substrate.

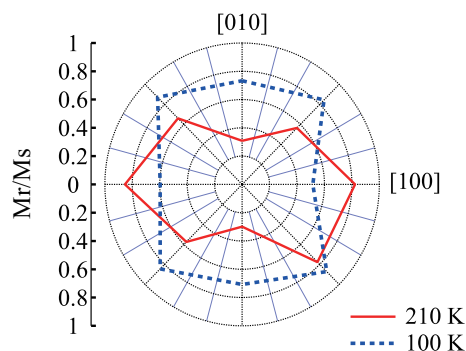


Fig. 2 Polar plots of the normalized remanent magnetization at 210 K and 100 K.

MOD法により成膜した強磁性/強誘電性酸化物積層膜の 磁気—電気効果

一ノ宮拓海、神島謙二、柿崎浩一
(埼玉大学)

Magneto-electric effect of ferroelectric and ferromagnetic oxide laminated films prepared
by metal organic decomposition

T. Ichinomiya, K. Kamishima, K. Kakizaki
(Saitama Univ.)

はじめに

強磁性、強誘電性、強弾性などの物性を複数併せ持つマルチフェロイック材料は近年盛んに研究されている。中でも、強磁性と強誘電性を併せ持ち、磁歪効果と圧電効果を介して、磁場が電気分極を発生させる磁気—電気(ME)効果を示すものは、磁気センサーや多値メモリーなどへの応用が期待されている。本研究では強磁性体に CuFe_2O_4 (CuFO)を、強誘電体に $\text{Ba}(\text{Ti}_{0.9}\text{Zr}_{0.1})\text{O}_3$ (BZT)を採用した。これらをMOD法により BZT/CuFO/BZT となるよう積層し、その ME 効果を評価した。ME 効果は各層の界面で生じることを考慮すると、各層の膜厚が薄いほど ME 係数が大きくなると推測される。そこで、本研究では、CuFO 層の膜厚が異なる BZT/CuFO/BZT 積層膜を作製し、それらの ME 効果を評価したので報告する。

実験方法

試料は MOD 法により作製した。出発溶液には Ba, Zr, Ti, Cu, Fe の有機金属塗布材料(SYMMETRIX)を用い、 $\text{Ba}(\text{Ti}_{0.9}\text{Zr}_{0.1})\text{O}_3$ 、 CuFe_2O_4 の組成となるように調製した。これらを室温で 24 時間攪拌した後、スピコート法を用いて FTO 下部電極付きガラス基板上に塗布した。その後、大気中 350°C で 30 分乾燥させた。この塗布および乾燥の工程を BZT 層は 2 回、CuFO 層は 1~4 回行った。成膜後、大気中、640°C で 3 時間熱処理を行い、試料を得た。作製した積層膜の結晶構造は X 線回折法(XRD)により解析した。最大 ME 係数は分極処理した試料を用い、直流磁場と交流磁場を膜面直方向に印加し、誘起された電圧をロックインアンプにより測定することで求めた。

結果および考察

Fig. 1 は、CuFO 層の膜厚が異なる BZT/CuFO/BZT 積層膜の X 線回折図を示す。全ての試料で目的とする BZT および CuFO 相が生成する。また、 $t_{\text{CuFO}}=160$ nm の試料では BZT および CuFO 相のみとなる。加えて、 $t_{\text{CuFO}}=210$ nm の試料では BaFe_2O_4 相が生成する。これは、BZT 層中の Ba 原子が BZT/CuFO 界面に偏在し、CuFO 層中の Fe 原子と反応したためであると考えられる。

Fig. 2 はこれらの積層膜に直流磁場として $H_{\text{dc}}=4.11$ kOe を印加したときの ME 係数を示す。 $t_{\text{CuFO}}=50$ および 100 nm の試料では、 BaCO_3 の生成により、CuFO 層における磁歪効果で生じた応力が BZT 層に伝わりにくく、最大 ME 係数はそれぞれ 20.4 および 25.2 mV/cm·Oe と低い値であった。 $t_{\text{CuFO}}=160$ nm の試料で最大 ME 係数は最大値を示し、48.2 mV/cm·Oe となり、 $t_{\text{CuFO}}=210$ nm の試料では減少に転じる。これは、前述のように、各層の界面で相互拡散が生じ BaFe_2O_4 相が生成したことで、BZT および CFO 相の生成量が減少したためであると考えられる。

参考文献

1) T. Kimura, T. Goto, H. Shintani, K. Ishizaka, T. Arima, Y. Tokura: Nature, 426 (2003) 55.

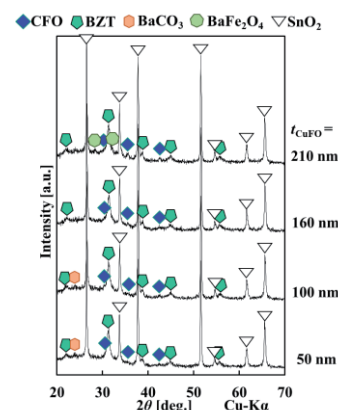


Fig. 1 X-ray diffraction patterns of BZT/CuFO/BZT laminated films with various CuFO layer thicknesses (t_{CuFO}).

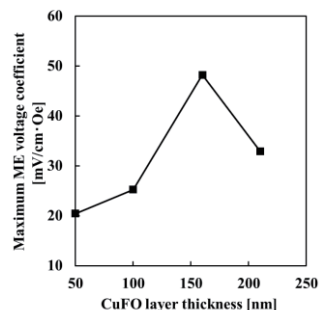


Fig. 2 The ME voltage coefficient for BZT/CuFO/BZT laminated films depends on the CuFO layer thickness.

高飽和磁化・垂直磁化 BiFeO₃ 系強磁性・強誘電薄膜材料の探索 — Bi サイトの元素置換効果 —

吉村 哲, 尾関拓海, 鈴木陸, 武田航太朗, 山本大地, 江川 元太
(秋田大)

Development of BiFeO₃ based multiferroic thin film materials with large saturation magnetization and perpendicular magnetic anisotropy – Effect of substitution element against Bi on magnetic properties –
S. Yoshimura, T. Ozeki, R. Suzuki, K. Takeda, D. Yamamoto, G. Egawa
(Akita Univ.)

はじめに 強磁性・強誘電材料は、電場(E)もしくは磁場(H)による磁化(M)および電気分極(P)の方向制御が可能とされていることから、電界駆動型の低消費電力な次世代電子デバイス用材料として研究が活発化してきている。高性能磁気デバイス用磁性材料薄膜には、大きな飽和磁化(M_s)、大きな垂直磁気異方性(K_u) (垂直保磁力($H_{c\perp}$)), 大きなスピン分極率(P), 大きな磁気 Kerr 回転角(θ_k)などの高い機能性が求められるが、強磁性・強誘電材料薄膜のそれらの値は大きくなく、本薄膜の単独使用では磁気デバイスの低消費電力化はできても高性能化は容易でない。これをふまえて、著者らは近年、強磁性・強誘電薄膜の電界印加による磁化反転により、その上に積層させた高機能な磁性薄膜の磁化を反転させる、電界印加磁気転写を提案している。そして、70 emu/cm³程度の M_s および 4 kOe 程度の $H_{c\perp}$ を有する (Bi_{0.4}La_{0.6})(Fe_{0.72}Co_{0.28})O₃ 薄膜上に成膜した [Co/Pd]_n 垂直磁化膜において、電界印加磁気転写に成功したり。しかしながら、[Co/Pd]_n 薄膜の磁化反転割合は 75 % 程度であり、完全な電界印加磁気転写を実現した訳ではなかった。完全磁気転写を実現するためには、強磁性・強誘電薄膜において、更に高い M_s および大きな K_u ($H_{c\perp}/H_{c\parallel}$) が必要となる。本研究では、BiFeO₃ 系強磁性・強誘電薄膜において、Bi サイトの置換元素として、種々のアルカリ土類 (Ca, Sr, Ba) およびランタノイド (La, Nd, Sm, Gd) を用いた種々の薄膜を作製し、高い M_s および大きな $H_{c\perp}/H_{c\parallel}$ を有する材料薄膜の探索を行った。

方法 (Bi_{0.4-0.5}A_{0.6-0.5})FeO₃ ($A = \text{Ca, Sr, Ba}$) (BAFO) 薄膜もしくは (Bi_{0.4-0.5}L_{0.6-0.5})(Fe,Co)O₃ ($L = \text{La, Nd, Sm, Gd}$) (BLFCO) 薄膜 (膜厚 200 nm) を、反応性パルス DC スパッタリング法 (周波数: 100 kHz, 電力: 150 W, デューティー比: 2:1) を用いて、熱酸化膜付き Si 基板/Ta(5 nm)/Pt(100 nm) 下地層上に成膜した。積層膜は、Ta を室温, Pt を 400 °C, BAFO もしくは BLFCO を 700-860 °C, の基板温度で成膜した。構造解析は X 線回折装置 (XRD) により、磁気測定は振動試料型磁力計 (VSM) および磁気 Kerr 効果測定装置により、評価を行った。

結果 Table.1 に、作製した BAFO もしくは BLFCO 薄膜の M_s , $H_{c\perp}/H_{c\parallel}$, θ_k , をそれぞれ示す。各置換元素の原子番号, イオンの価数, イオン半径の比 (対 Bi), 薄膜における Fe に対する Co 置換量, もあわせて示す。XRD 解析の結果から、いずれの薄膜においても、BiFeO₃ 相の単相であり、(111) 配向していることを確認している。BAFO 薄膜について、置換元素に BiFeO₃ 相のペロブスカイト構造の形成を阻害することが懸念される Bi のイオン半径より大きいものを用いるに依り、 M_s が大きくなり、最大で 90 emu/cm³ であった。Ca での置換においては特に酸素欠損が多く生じることが報告されており、 M_s 低下の要因にはその影響も考えられる。また、 $H_{c\perp}/H_{c\parallel}$ はいずれも 1.0 以下であり、膜面内が磁化容易方向であった。そして、参考までに測定した θ_k も非常に小さかった。BLFCO 薄膜について、一様に大きな M_s が得られたが、その中でも特に Nd での置換において、最大の 140 emu/cm³ が得られた。そして、 $H_{c\perp}/H_{c\parallel}$ および θ_k も一様に大きく、1.0 および 0.1° 以上であった。置換元素によりこれらの特性値は変化するが、その傾向は明確でなく、特性に及ぼす効果も非常に大きい訳ではない。一方で、(Bi,La)(Fe,Co)O₃ 薄膜において、Co 置換の有無により、 M_s および $H_{c\perp}/H_{c\parallel}$ が、更には θ_k も大幅に増大している。Bi サイトのランタノイド (3 価のイオン) での置換よりも、Fe サイトの Co (2 価のイオン) での置換の方が、磁気特性に及ぼす影響が大きいと思える。学術講演会 (本発表とは別の発表) では、Fe サイトへの Co 置換に関する詳細を報告する予定である²⁾。

参考文献 1) 吉村 他, 第 43 回日本磁気学会学術講演会, 25aB-3, 2) 尾関 他, 第 45 回日本磁気学会学術講演会

Table 1 Magnetic properties of BiFeO₃-based films with various substitution element against Bi.

Substitution element	Ca	Sr	Ba	La	Nd	Sm	Gd	Bi
Atomic number	20	38	56	57	60	62	64	83
Ionic valence	2+	2+	2+	3+	3+	3+	3+	3+
Ratio of ion radius	1.02	1.26	1.42	1.11	1.09	1.07	1.06	1
Co ²⁺ / (Fe ³⁺ +Co ²⁺)	0	0	0	0	0.28	0.28	0.28	0.28
M_s [emu/cm ³]	10	60	90	15	80	140	110	80
$H_{c\perp} / H_{c\parallel}$	0	0.4	0.8	0	1.5	1.7	2.6	2.7
θ_k [° @750 nm]		0.01	0.03	0	0.72	0.35	0.19	0.21

高飽和磁化・垂直磁化 BiFeO₃ 系強磁性・強誘電薄膜材料の探索 — Fe サイトの元素置換効果 —

尾関拓海, 山本大地, 江川元太, 吉村哲
(秋田大)

Development of BiFeO₃ based multiferroic thin film materials with large saturation magnetization and perpendicular magnetic anisotropy – Effect of substitution element against Fe on magnetic properties –

T. Ozeki, D. Yamamoto, G. Egawa, S. Yoshimura
(Akita Univ.)

はじめに 室温で反強磁性・強誘電性を有する BiFeO₃ の Bi³⁺や Fe³⁺を、適切な価数を有する元素で置換することで、強磁性が発現することが既に報告されている。我々は、反応性パルス DC スパッタリング法を用いて作製した(Bi_{1-x}Ba_x)FeO₃ 薄膜において最大 92 emu/cm³ の高い飽和磁化が得られることを報告したりが、磁気異方性が薄膜面内方向であり、電圧駆動型磁気デバイス応用に適していなかった。これに対して、同様の成膜法で作製した(Bi_{1-x}La_x)(Fe_{0.72}Co_{0.28})O₃ 薄膜において、電圧駆動型磁気デバイス応用に有用な、最大 70 emu/cm³ の比較的高い飽和磁化かつ垂直磁気異方性が得られている²⁾。しかしながら、3 価の Bi を 3 価の La で置換した本薄膜の磁気特性の発現要因については、全く解っていなかった。本研究では、Fe(Bi_{1-x}A)(Fe_{1-x}Co_x)O₃ (A=Ba, La) 薄膜における、Fe に対する Co 置換量に着目し、磁気特性に及ぼす影響を検討した。

方法 (Bi_{1-x}A)(Fe_{1-x}Co_x)O₃ (A=Ba, La) (BBFCO) (BLFCO) 薄膜(膜厚 200 nm)を反応性パルス DC スパッタリング法によって成膜した。熱酸化膜付き Si 基板上に Ta(5 nm)/Pt(100 nm)を下地層として成膜した。このとき Ta 層は DC 電源を用いて室温で、Pt 層は RF 電源を用いて 400 °C で、BBFCO もしくは BLFCO 層はパルス DC 電源を用いて 695 °C で、それぞれ成膜を行った。Pt および BBFCO もしくは BLFCO 薄膜を成膜する際、結晶性の向上を図るため、VHF プラズマを照射した。スパッタリングターゲットには、(Ba or La)-Fe-O 粉末、Fe 粉末、Co 粉末を焼結させて作製した導電性ターゲットに Bi シートと Co シートを配置したものを用いた。反応性パルス DC スパッタリング法におけるパルス条件として、周波数 100 kHz、電力 150 W、ON:OFF 比 3:2 の一定値とした。組成評価は、エネルギー分散型 X 線分光器 (EDS) により、磁気測定は振動試料型磁力計 (VSM) により、評価を行った。

結果 Fig.1 に、BLFCO, BBFCO 薄膜の飽和磁化における Fe に対する Co 置換量依存性を示す。ここでは、いずれの薄膜においても Bi に対する La もしくは Ba 置換量を 40~60 at%程度のもを掲載した。BLFCO 薄膜では、飽和磁化は La 置換量には大きく依存せず、Co 置換量の増加に伴い増大し、Co 置換量 28 at% において 78 emu/cm³ が得られた。つまり、A サイトの置換元素が La の時は、B サイトの Co 置換が主に強磁性の発現に寄与していると考えられる。一方で、BBFCO 薄膜においては、飽和磁化は Co 置換量にはほとんど依存せず、90 emu/cm³ 程度で一定であった。ここで、Co 置換を施していない(Bi_{1-x}Ba_x)FeO₃ 薄膜、および Co 置換量が最も多い(Bi_{1-x}Ba_x)(Fe_{0.78}Co_{0.22})O₃ 薄膜における、最も高い飽和磁化が得られた時の Ba 置換量は、それぞれ 50~55 at% および 40~45 at% と違いが見られた。つまり、A サイトの置換元素が Ba の時は、A サイトの Ba 置換と B サイトの Co 置換の両方が強磁性の発現に寄与し、全置換量が 50~60 at% 程度になる時に明確にフェリ磁性化すると考えられる。Fig.2 に、薄膜面垂直方向の保磁力(H_{c⊥})の値を薄膜面内方向の保磁力(H_{c∥})の値で割った、垂直磁気異方性の大きさを示す一つの指標(H_{c⊥}/H_{c∥})における、Fe に対する Co 置換量依存性を示す。いずれの薄膜においても、Co 置換量を増大させることで垂直磁気異方性が発現することが示唆されたが、特に BLFCO 薄膜についてはその傾向が顕著であった。以上より、BLFCO 薄膜における磁化および垂直磁気異方性の導出の要因は Fe に対する Co の置換によるものと考えられる。

参考文献 1) S. Yoshimura et al., *JJAP-STAP*, **57**, 0902B7 (2018).

2) M. Kupan, S. Yoshimura et al., *Scientific Reports*, **11**, 11118 (2021).

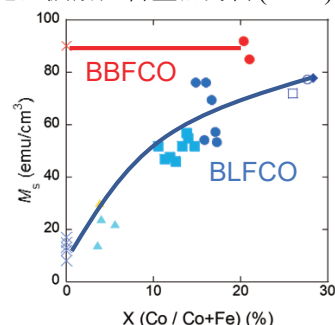


Fig.1 Dependence of saturation magnetization on Co concentration of Bi-(Ba, La)-Fe-Co-O films.

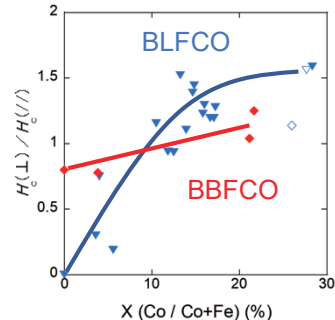


Fig.2 Dependence of $H_{c\perp} / H_{c\parallel}$ on Co concentration in Bi-(La, Ba)-Fe-Co-O films.

XMCD から見た $\text{Mn}_2(\text{Co}_{1-x}\text{V}_x)\text{Al}$ の元素別磁気状態と磁化補償

岡林潤¹、土屋朋生²、水上成美²

¹東大理、²東北大

Element-specific magnetic states and magnetic compensation in $\text{Mn}_2(\text{Co}_{1-x}\text{V}_x)\text{Al}$ studied by XMCD

J. Okabayashi¹, T. Tsuchiya², and S. Mizukami²

¹UTokyo, ²Tohoku Univ.

はじめに ハーフメタル反強磁性体、磁化補償フェリ磁性体はスピントロニクス材料として注目されている。これらの物質群には、多元素置換型のホイスラー合金が適しており、理論計算による設計がいくつか報告されている。ホイスラー合金における全磁化 M と全価電子数 Z の間の Slater-Pauling 則 $M = Z - 24$ によって [1]、 $Z = 24$ にて補償点となる。そのため、今回、 $\text{Mn}_2(\text{Co}_{1-x}\text{V}_x)\text{Al}$ 薄膜に着目し、 $x = 0.5$ の組成にて磁化補償が起こることが予想される。その起源を調べるために、V, Mn, Co の元素別な磁化状態について組成依存性 ($x = 0, 0.33, 0.5, 0.6, 1$) を調べ、サイト間の交換相互作用の符号を明確にすることを目的とする。そのために、X線吸収分光 (XAS) と X線磁気円二色性 (XMCD) を用い、元素別な磁気状態を明確にする。

実験方法 試料について、マグネトロンスパッタ法にて $\text{MgO}(001)$ 基板の上に堆積した。 Mn_2CoAl , Mn_2VAl ターゲットの共堆積により、膜厚 30 nm の $\text{Mn}_2(\text{Co}_{1-x}\text{V}_x)\text{Al}$ の組成を変調した。X線回折により L_{21} 規則度であることを確かめ、磁化測定により試料の全磁化を測定した。V, Mn, Co L 吸収端の XAS, XMCD 測定について、高エネ研 Photon Factory BL-7A (東大理) にて 80 K にて行った。

結果と考察 磁化測定では、 $x = 0.5$ 付近で磁化が消失していることが判った。そこで、XMCD にて元素別磁化状態を調べた。 Mn_2CoAl では、Mn と Co のスピンは平行であり、 Mn_2VAl では Mn と V のスピンは反平行である。 $x = 0.33, 0.5, 0.66$ の場合のスペクトルの系統的な組成変化を Fig. 1 に示す。 Mn_2CoAl への V 添加により、Mn サイトにおける反平行結合の成分が現れ、補償組成の $x = 0.5$ では、Mn, Co とともに反平行な成分により XMCD 強度が抑えられ、微分型のスペクトルとなる。さらなる V 添加量の増加により V にも XMCD が現れ、Co の XMCD の符号は逆転することが判る。これは Mn-Co 間の交換相互作用の符号の反転を意味する。Mn の XMCD は途中の組成では反平行な 2 成分から構成されていることがスペクトル形状から判る。これらから、 $\text{Mn}_2(\text{Co}_{0.5}\text{V}_{0.5})\text{Al}$ における磁化補償は、Mn, Co において反平行な 2 サイトが存在してスピンを打ち消し合っていることが元素別な磁化状態の解析から判った [2]。

参考文献 [1] I. Galanakis, P. H. Dederichs, and N. Papanikolaou, Phys. Rev. B **66**, 174429 (2002).

[2] T. Tsuchiya, J. Okabayashi, and S. Mizukami, submitted.

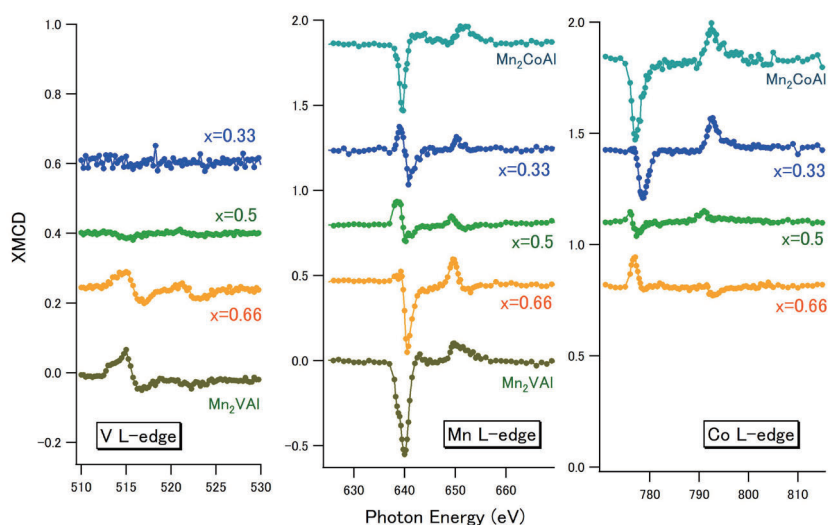


Fig. 1, XMCD at V, Mn, and Co L-edges in $\text{Mn}_2\text{Co}_{1-x}\text{V}_x\text{Al}$ films for $x = 0, 0.33, 0.5, 0.66$, and 1.

スキルミオン構造を利用した4値メモリの研究

渡邊丈士良、仲谷栄伸
(電通大情報理工)

Multiple-valued Memory Utilized Chiral Magnetic Syrmion

J. Watanabe, Y. Nakatani
(Univ. of Electro-Comm.)

はじめに

近年、不揮発性メモリの一種として Spin Transfer Torque- MRAM(以下 STT-MRAM) が研究されている。STT-MRAM は不揮発性と読み書きが高速であるという特徴がある。この特徴を利用することでキャッシュメモリへの利用も可能と考えられている。本研究ではさらにメモリの大容量化のために、通常のメモリが磁化方向の違う単磁区構造を使用する2値メモリであるのに対し、さらにスキルミオン構造¹⁾を考慮することで4つの磁化構造 (Fig.1) を持つ4値メモリを考えた。具体的に4つの磁化構造とは、全てが上向きの単磁区構造 (以下、WSD)、中心が上向きのスキルミオン構造 (以下、cWSK)、全てが下向きの単磁区構造 (以下、BSD)、中心が下向きのスキルミオン構造 (以下、cBSK) である。本研究ではこの4値メモリに必要な「磁化構造の行き来に必要なエネルギーバリアを等しくするために4つの磁化構造のエネルギーが同じであり、4状態間のエネルギーバリアがメモリとして十分である材料定数」と「実用的な切り替え方法」についてマイクロマグネティックシミュレーションを用いて調べた。

シミュレーション概要

直径が60 nm、膜厚が0.4 nmの円形薄膜を計算対象とし、シミュレーションの為にこれを格子幅1.0 nmで離散化した。材料定数¹⁾は、飽和磁化 $M_s = 580 \text{ emu/cm}^3$ 、損失定数 $\alpha = 0.1$ 、 $\gamma = 17.6 \text{ Mrad/s} \cdot \text{Oe}$ 、分極率 $\eta = 1.0$ とした。シミュレーションでは、交換スティッフネス定数 A 、DMI 定数 D 、磁気異方性定数 K_u を変化させることで WSD と cWSK のエネルギーが等しく、熱安定性指数 (以下、 Δ) が40²⁾となる組み合わせを求めた。続いて、その組み合わせの条件の下で WSD には-z方向、cWSK には+z方向のスピンの電流³⁾を加え、電流密度による磁化構造の変化をシミュレーションにより調査した。

結果

シミュレーションにより求めた WSD と cWSK のエネルギーが等しく、 Δ が40となる材料定数を Table 1 に示す。これらの条件に対して、パルス幅が0.02 nsで500~1000 GA/m²の電流密度を加えた後、1 ns 放置させたところ、Fig.2のような結果が得られた。この時、(a) は WSD に-z方向のスピンの電流を加えた時の結果であり、(b) は cWSK に+z方向のスピンの電流を加えた時の結果である。この二つの結果から $A = 2.0, 2.5 \text{ } \mu\text{erg/cm}$ である時、広いマージンの電流密度で高速な磁化状態の切り替えが可能であると分かった。

$A \text{ } \mu\text{erg/cm}$	$D \text{ erg/cm}^2$	$K_u \text{ Merg/cm}^3$
0.5	3.12	14.43
1.0	3.78	10.15
1.5	4.67	9.31
2.0	5.60	8.77
2.5	6.62	8.74
3.0	7.69	8.85

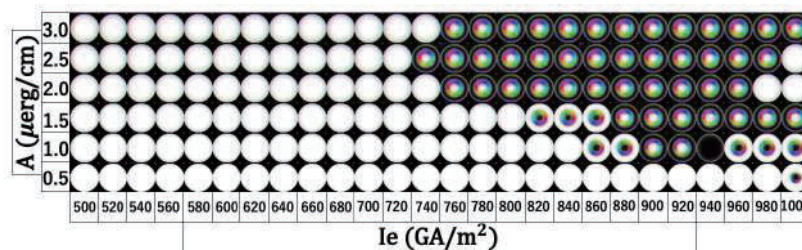
Table 1 Material parameters for $\Delta = 40$

参考文献

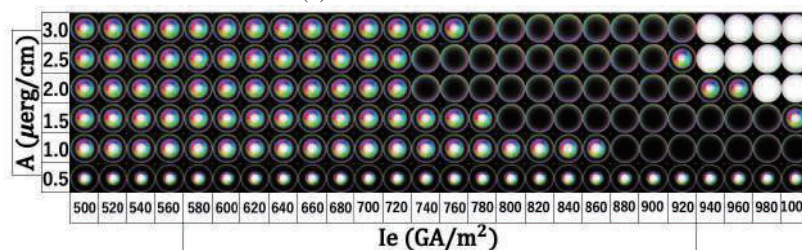
- 1) J. Sampaio, *Nature Nanotech.*, **8**, 839844 (2013)
- 2) K. Ikegami, *IEEE, IEDM.*2015.7409762
- 3) J. Miltat, et. al., *J. Appl. Phys.*, **89**, 6982 (2001).



Fig. 1 Magnetization distributions for multiple-valued memory



(a) Initial state : WSD



(b) Initial state : cWSK

Fig. 2 Spin configurations at various current densities

TbFeCo 膜上の磁気スキルミオニウムの制御

加藤叡、大原健太郎、張溪超、夏静、劉小晰
(信州大学、香港中文大)

Control of magnetic skyrmionium on TbFeCo films

Satoshi Kato, Kentaro Ohara, Xichao Zhang, Jing Xia*, Xiaoxi Liu
(Shinshu Univ., CUHK*)

はじめに

近年、磁気スキルミオンをはじめとする磁性薄膜上に発現するトポロジカルナノ構造が注目を集めている。磁気スキルミオンは熱ゆらぎや不純物に対して堅牢であり、ナノサイズと非常に小さく、さらに磁壁メモリに比べて閾値電流密度が低い。そのため、磁気メモリやロジック素子など超高密度・超低消費電流への応用が期待されている[1]。

しかし、電流駆動の磁気スキルミオンは、スキルミオンホール効果によって消失するという重大な欠点がある[2]。スキルミオンホール効果を克服するため、有望なアプローチの1つとして、磁気スキルミオニウムの利用がある[3]。磁気スキルミオニウムは、磁気スキルミオンのような構造を持つがトポロジカル量子数が0のため、スキルミオンホール効果の影響を抑えることができる[2]。磁気スキルミオニウムを磁気メモリやロジック回路に応用するにあたり、大きさの制御は高密度化のため必要となる。今回我々は、TbFeCo 薄膜中の磁気スキルミオニウム発見とその磁界中の振舞を報告する。

実験方法

磁性薄膜の模式図を Fig.1 (a)に示す。作成した磁性薄膜は 2.0×10^{-4} Pa 雰囲気以下でマグネトロンスパッタを用いて作成した。作成した磁性薄膜の磁区構造を観察するため、磁気光学カー効果顕微鏡を使用した。電磁コイルを用いて適切な外部磁場を印加しながら、磁区構造の変化を評価した。

実験結果

TbFeCo 膜は垂直磁気異方性を示すことは知られており、結晶の非対称性より DMI を有するため、磁気スキルミオンの発現が期待されている[4]。実際に磁気光学カー効果顕微鏡を用いて観察したところ、磁気スキルミオニウムを発見した。Fig.1 (c)のように磁気スキルミオニウムとその中心の磁気スキルミオンを垂直磁界中で観察したところ、-200mT 印加したとき磁気スキルミオンの変化はなかったが、+200mT 印加したとき磁気スキルミオンの大きさが小さくなった。このように磁気スキルミオニウムは外部磁場に対して非対称的な振舞をすることが実験的にわかった。

参考文献

- 1) W. Jiang, G. Chen, et al. Physics Reports. 704 (2014) 1-49.
- 2) X. Zhang, J. Xia, et al. Phys. Rev. B 2016, 94 (9), 094420
- 3) S. A. Obadero, Y. Yamane, et al. PHYSICAL REVIEW B 102, 014458 (2020)
- 4) M. Finazzi, M. Savoini, et al. PRL 110, 177205 (2013)

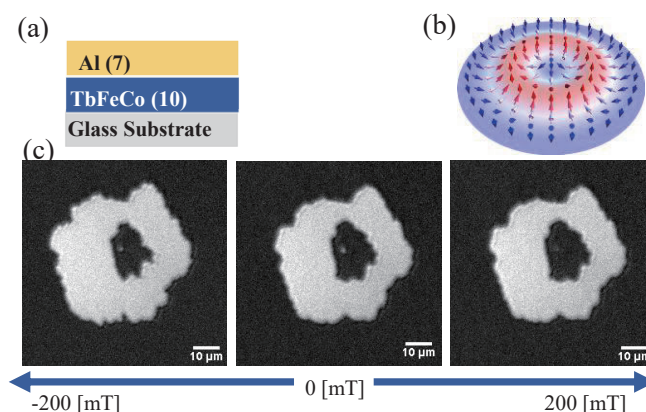


Fig. 1 (a) The schematic of TbFeCo magnetic layer. The unit of thickness is nm. (b) The schematic illustration of magnetic skyrmionium. (c) Dependence of size and shape of skyrmionium by applying external magnetic field.

ノンコリニア反強磁性体逆ペロブスカイト窒化物薄膜における 異常ホール効果

○(M2) 園田 航, 加藤 大雅, 松浦 健人, 強 博文, 羽尻 哲也, 植田 研二, 浅野 秀文
(名古屋大)

Anomalous Hall effect of

noncollinear antiferromagnetic antiperovskite nitrides

○Kou Sonoda, Hiromasa Kato, Kento Matsuura, B.W. Qiang, Tetsuya Hajiri, Kenji Ueda, Hidefumi Asano
(Nagoya Univ.)

【研究背景】 ノンコリニア反強磁性体は、ベリー曲率に起因した異常ホール効果(AHE)の発現などの特異な磁気輸送特性を有し、スピントロニクスにおいて応用することが期待されている。そのため高速動作、低消費電力性、耐久性に優れたスピン軌道トルクを用いた効率的な制御は応用に向けて重要である。[1, 2]。我々はこれまでに逆ペロブスカイト Mn 系窒化物 Mn_3GaN (MGN) と Pt の積層膜において、無磁場・室温でホール抵抗が低電流密度($\sim 1.5 \times 10^5$ A/cm²) で制御可能である事を示した [1]。一方で、読み出しのシグナルである MGN 薄膜の AHE も、応用に当たって更なる改善が必要である。MGN 薄膜は歪みの印加によって、構造の対称性を崩し、AHE を発現させることができる。加えて、一定以上の歪みの印加[3]や温度低下に伴い、フェリ磁性に遷移するといった特性がある。そこで、逆ペロブスカイト構造を為す材料の普遍的な AHE 特性を明らかにする為、ネール点が室温以上であり、AHE 発現の報告のある Mn_3SnN (MSN) [4]についても調査を行った。本研究では、ノンコリニア反強磁性体逆ペロブスカイト窒化物薄膜 Mn_3AN (A=Ga,Sn) において、様々な歪み(c/a)と温度、及び元素置換における AHE の系統的な調査を行ったので報告する。

【実験方法】 Mn_3AN (A=Ga,Sn)は Ar + N₂ ガス中で MgO(001)基板上に反応性スパッタリングにより作製した。構造解析は XRD、磁化は SQUID により測定を行った。

【結果と考察】 MgO(001) 基板上にエピタキシャル関係 Mn_3AN (A=Ga,Sn)(001)[100] // MgO(001)[100] で成長させた MGN 薄膜と MSN 薄膜における XRD パターンを Fig. 1 に示す。スパッタガス中の N₂ %及び成長速度によって正方晶歪みを制御[4]した。それぞれの格子定数と歪みは、 $c_{\text{MGN}} = 0.3877$ nm (c/a=0.996), $c_{\text{MSN}} = 0.4041$ nm(c/a=0.994)である。これらの単膜において明瞭な異常ホール効果を観測した。また、 Mn_3AN (A=Ga,Sn) 薄膜の面内磁場 7 T における異常ホール抵抗率(ρ_{AHE})の温度依存性を Fig. 2 に示す。MGN 及び MSN の 200K 以下において挙動の違いが観測された。これは A 元素の相違に起因した磁気構造の違いを反映しているものと考えられる。講演では、 Mn_3AN (A=Ga,Sn) の様々な歪み(c/a)における系統的なデータからも比較を行い、逆ペロブスカイト構造の AHE の支配的要因について議論する。

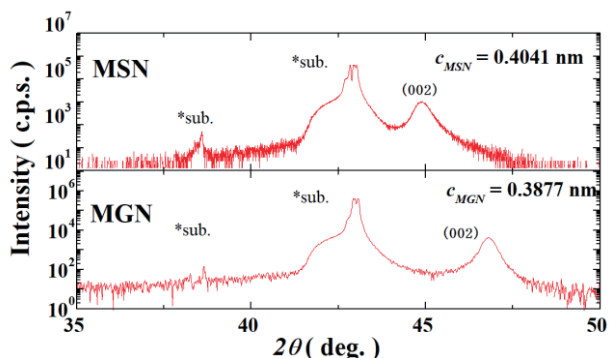


Fig. 1. XRD patterns of the MSN, and. MGN films.

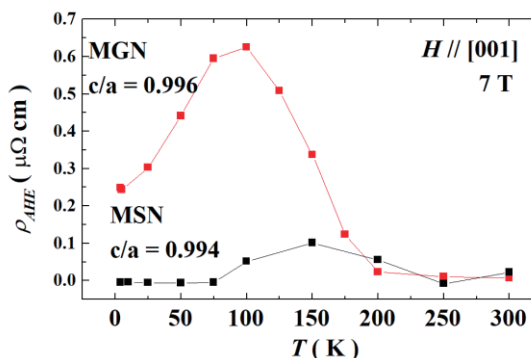


Fig. 2. Temperature dependences of ρ_{AHE} at 7 T.

【参考文献】

[1] T.Hajiri *et al.*, *Appl Phys, Lett.***115**, 052403(2019).

[2] H.Tsai *et al.*, *Nature.***580**, 608-613(2020).

[3] S Ishino *et al.*, *API Adv.***8**, 056312 (2018).

[4] Yunfeng You *et al.*, *Appl, Phys, Lett.***117**, 222404(2020).

磁気スキルミオンの閉じ込め・保護の効果

大原健太郎¹, 張溪超¹, 陳銀玲¹, 夏静², 周艳², 劉小晰¹
(信州大¹, 香港中文大²)

The Effect of Confinement and Protection of Skyrmions

Kentaro Ohara¹, Xichao Zhang¹, Yinling Chen¹, Jing Xia², Yan Zhou², Xiaoxi Liu¹
(Shinshu Univ. ¹, CUHK ²)

はじめに

強磁性体と重金属からなる空間反転対称性の破れた磁性多層膜で、ジャロシンスキ・守谷相互作用(DMI)によってカイラル磁壁や磁気スキルミオンなどのトポロジカル磁気構造は発現し、それがスピントロニクス研究として注目されている。磁気スキルミオンはナノスケールの極小な大きさで、トポロジカル的にも保護されているため、超高密度・超低消費電力のデバイスへの応用が期待されている^[1]。しかしながら、例えば磁気スキルミオンを情報記憶媒体として電流で駆動する場合、磁気スキルミオンホール効果^[2]によって消失してしまう可能性がある。そのため、磁気スキルミオンを特定の場所へ閉じ込め、保護することはデバイス応用の基礎として重要である^[1]。今回我々は磁性薄膜の磁気スキルミオンを垂直磁気異方性(PMA)と DMI を局所的に変化させることによって閉じ込め・保護する効果について報告する^[3]。

実験方法

磁性薄膜は初めにフォトリソグラフィ法で Pt(0.3)/FeCo(0.2)の下地層を製膜し、リフトオフ後に Pt(1.0)/CoNi(0.7)/Pt(0.5)/FeCo(0.4)/Pt(1.0)を製膜した。製膜はすべて到達圧力 8.0×10^{-5} Pa 以下でマグネトロンスパッタにて製膜した。膜厚の単位はすべて nm である。磁気特性は VSM と polar-Kerr 効果顕微鏡にて測定を行った。磁区構造は磁気光学カー効果顕微鏡で観察を行った。

実験結果

Fig.1(a)のように異なる磁気特性を持つ磁性薄膜を製膜した。Fig.1(b)は磁気スキルミオンが発現する通常の磁気特性を持つヒステリシスループで、Fig.1(c)は磁気スキルミオンを閉じ込め・保護するため強化された PMA と DMI を有するヒステリシスループである。通常と強化された PMA と DMI を持つ磁性薄膜の間には磁気スキルミオンのエネルギー障壁が存在し、それが磁気スキルミオンの閉じ込め・保護の効果を促している。実際に、Fig.1(d)は異なる磁気特性に挟まれることで磁気スキルミオンの閉じ込め・保護の効果を示している。この結果から磁気

スキルミオンが磁性薄膜の端で消失しない保護の効果を確認し、さらに異なるリソグラフィパターン製の製膜も行ったところ、磁気スキルミオンの閉じ込め効果も確認した。この実験結果は磁気スキルミオンをニューロコンピューティングなどのスピントロニクスデバイス^[4]に幅広く応用できると考えている。

参考文献

- 1) Zhang, X.; et al. J. Phys.: Condens. Matter 2020, 32 (14)
- 2) Jiang, W.; et al. Nat. Phys. 2017, 13 (2), 162–169
- 3) Ohara, K.; et al. Nano Lett. 2021, 21, 10, 4320-4326 143001
- 4) Jibiki, Y.; et al. Appl. Phys. Lett. 2020, 117 (8), 082402

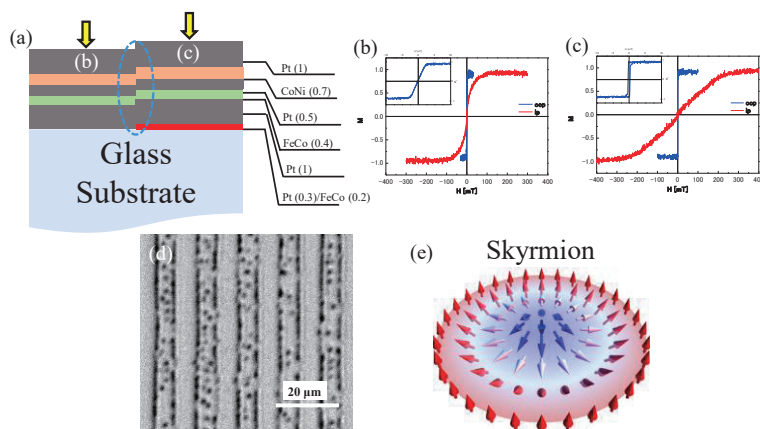


Fig.1 (a) Schematic of the experimental sample configuration. The enhanced perpendicular magnetic anisotropy (PMA) and Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) is realized by fabricating an additional Pt/FeCo layer as indicated by the red layer. The boundary between areas with different PMA and DMI is indicated by the blue circle. The unit of thickness is nm. (b) Hysteresis loops of default PMA and DMI measured by VSM and polar-Kerr. (c) Hysteresis loops of enhanced PMA and DMI measured by VSM and polar-Kerr. (d) Experimental observation of room temperature stable skyrmions in default PMA and DMI which confined in parallel narrow channels formed by boundaries of stripe patterns with enhanced PMA and DMI. (e) Illustration of a Néel-type magnetic skyrmion stabilized by interfacial DMI.

Configurable pixelated skyrmions on nanoscale grids

Xichao Zhang¹, Jing Xia¹, Keiichiro Shirai¹, Hiroshi Fujiwara¹, Oleg A. Tretiakov²,

Motohiko Ezawa³, Yan Zhou⁴, Xiaoxi Liu¹

¹ Department of Electrical and Computer Engineering, Shinshu University, Nagano 380-8553, Japan

² School of Physics, The University of New South Wales, Sydney 2052, Australia

³ Department of Applied Physics, The University of Tokyo, Tokyo 113-8656, Japan

⁴ School of Science and Engineering, The Chinese University of Hong Kong, Shenzhen, China

Topological spin textures can serve as non-volatile information carriers [1]. In this work, we study the dynamics of skyrmions on the artificial nanoscale square grid formed by orthogonal defect lines with reduced perpendicular magnetic anisotropy (PMA). A skyrmion on the grid is pixelated with a quantized size of the grid. We can store digital information in the position, size, and shape of skyrmions. The center of the skyrmion is quantized to be on the grid and the skyrmion shows a hopping motion instead of a continuous motion. We show that the skyrmion Hall effect can be perfectly prohibited due to the pinning effect of the grid. We computationally demonstrate that the position, size, and shape of skyrmions on the square grid are electrically configurable, which can be harnessed to build the programmable racetrack-type memory, multistate memory, and logic computing device. Our results will be a basis of future digital computation based on skyrmions on the grid.

References

- 1) Nature **442**, 797 (2006); Science **323**, 915 (2009); Nature **465**, 901 (2010); Nat. Nanotechnol. **8**, 899 (2013); J. Phys.: Condens. Matter **27**, 503001 (2015); Nat. Rev. Mat. **1**, 16044 (2016); J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 423001 (2016); Proc. IEEE **104**, 2040 (2016); Nat. Rev. Mater. **2**, 17031 (2017); J. Appl. Phys. **124**, 240901 (2018); Natl. Sci. Rev. **6**, 210 (2019); J. Phys. Condens. Matter **32**, 143001 (2020); Phys. Rep. **895**, 1 (2021); arXiv:2102.10464 (2021).

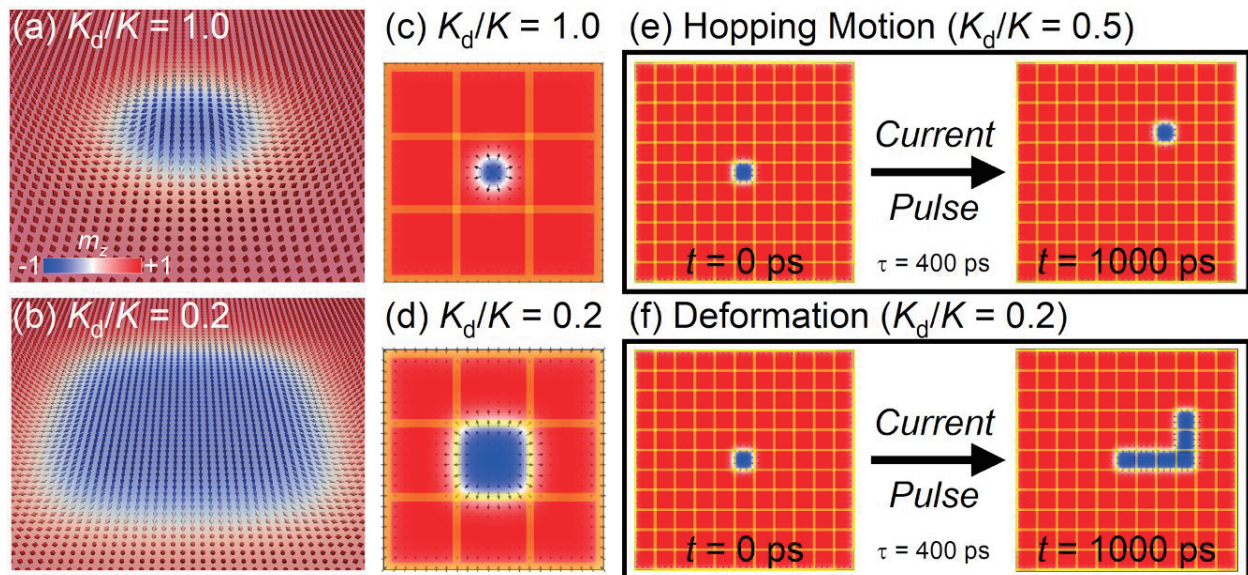


Figure 1. (a) Illustration of an ordinary skyrmion with a unity topological charge. (b) Illustration of a square-shaped skyrmion with a unity topological charge. (c) Top view of the sample with $K_d/K = 1$. K_d and K indicate the PMA constants for defect lines and unmodified areas, respectively. Defect lines are indicated by yellow lines. (d) Top view of the sample with $K_d/K = 0.2$. (e) Hopping motion of a square-shaped skyrmion induced by a current pulse. (f) Deformation of a square-shaped skyrmion induced by a current pulse.

Recent progress in magneto-Archimedes levitation

Yasuhiro Ikezoe

(Department of Applied Chemistry, Nippon Institute of Technology)

<Introduction> Human beings have conducted various experiments using the micro-gravity environment in the space station. For example, if crystals of protein molecules associated with a particular disease can be obtained in space and their structural analysis is successful, we will benefit enormously. Therefore, we are conducting space experiments with a great deal of cost and risk in mind. On the other hand, there are multiple technologies for floating objects on the earth. Magnetic levitation using superconductivity and optical tweezers can be mentioned. However, there are many restrictions such as the need for extremely low temperatures and the fact that only objects of a few microns can be floated. Among them, magnetic levitation is the only technology that can make a macroscopic object stand still in the air in a room temperature environment.

Magnetic levitation is achieved by balancing the repulsive force that a diamagnetic object receives from a magnetic field with the gravity acting on the object. The equation is expressed as follows.

$$B \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right) = \frac{\mu_0 \rho g}{\chi} \left\{ \because \left(\frac{\mu_0}{\chi} \right) B \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right) = \rho g \right\} \cdot \cdot \cdot (1)$$

Here, χ and ρ is the magnetic susceptibility and density of the substance to be levitated, respectively, and μ_0 is the magnetic permeability of vacuum. The distribution of the magnetic flux density along z-axis is $B(z)$, where the vertical upward direction is defined as the positive direction of the z-axis. The magnetic susceptibility of a diamagnetic object has a negative value, and its absolute value is extremely small, ca 10^{-5} . The magnetic force generated by a magnet is proportional to the magnetic force field, $B(\partial B/\partial z)$. Therefore, a very large magnetic flux density is required to obtain a magnetic force comparable to gravity. Beaugnon et al. demonstrated the magnetic levitation experiment of water for the first time in the world¹⁾, using a huge superconducting magnet that generates a magnetic field of more than 20 T. Even now, such a strong magnetic field is available only in a few institutes in the world. In order to overcome this difficulty, we proposed the principle of magnetic Archimedes²⁾ as a new principle of magnetic levitation. Figure 1 is a schematic diagram showing the principle of Magneto-Archimedes levitation, and the equation for the balance between magnetic force and gravity is expressed as the following equation.

$$B \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right) = \frac{\mu_0 \Delta \rho g}{\Delta \chi} \left\{ \because \left(\frac{\mu_0}{\Delta \chi} \right) B \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right) = \Delta \rho g \right\} \cdot \cdot \cdot (2)$$

Here, χ_1 and ρ_1 is the magnetic susceptibility and density of the substance to be levitated, respectively. χ_2 and ρ_2 is similarly those of the surrounding medium. $\Delta \chi = (\chi_1 - \chi_2)$ and $\Delta \rho = (\rho_1 - \rho_2)$ is defined as the differences between them. The difference from Eq. (1) is that the density and magnetic susceptibility of the substance to be levitated are regarded as the difference from those of the surroundings. From equation (2), if a paramagnetic object with positive magnetic susceptibility is used as the medium, the magnetic susceptibility difference $\Delta \chi$ can be increased, and the magnetic force field, $B(\partial B/\partial z)$, required for magnetic levitation becomes small. Consequently, magnetic levitation becomes possible with a small magnet. For example, if 10 atm oxygen gas known as paramagnetic gas is used, a magnetic field of about 10 T is sufficient for the levitation of water (Fig. 2). Also, considering the low density of plastics, if a liquid containing paramagnetic ions such as manganese (Mn) or gadolinium (Gd) is used as the medium, magnetic levitation of plastics is realized in the medium using even commercially available permanent magnets. This is because not only increase of $\Delta \chi$ but also decrease of $\Delta \rho$ makes the condition for the magneto-Archimedes levitation much milder. More than 20

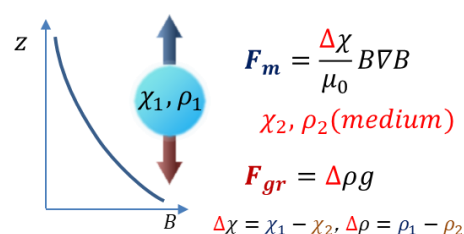


Figure 1. Schematic illustration of principle of magneto-Archimedes levitation



Figure 2. Levitation of water by magneto-Archimedes levitation

years have passed since the magneto-Archimedes levitation was invented, and a large number of applied technologies have been developed. Since then, a few excellent reviews were published.³⁻⁵⁾

[Applications] In a micro-gravity environment inside a space station, an object can be floated but not stationary. This is because there is no minimum point of potential energy of an object in space. The levitation position in the magnetic levitation state is the minimum point of the potential energy of the object. Moreover, since the levitation position is determined by the density and magnetic susceptibility of the object, objects made of different substances levitate in different positions. Taking advantage of this, objects can be separated magnetically in an instant. For example, if a colored glass piece are placed in an aqueous solution of manganese chloride and placed in a magnetic field, the colored glass pieces are instantly separated. If we pour an ethanol solution of manganese chloride between a pair of magnets and put small pieces of polypropylene (PP), polystyrene (PS), or polyethylene terephthalate (PET) in it, these small pieces will fall down due to gravity. However, they are spatially separated due to the repulsive force of the magnets; some can pass between the magnets, however, others cannot (Fig. 3). In recent years, marine microplastics have become a serious problem in the world, but our magnetic separation technology can be considered as a solution for reusing plastics or recovering plastics waste.

The great advantage of levitating an object is that it can remain in non-contact state, however, at the same time it means the object is immobile. We are currently developing a technology to move a levitated object in a non-contact manner using a substance whose magnetism changes by the irradiation of light. For example, the phosphorescent material used for displaying evacuation passages has different valences of Eu ions in the excited state and the ground state, so the magnetism changes depending on whether the light is turned on or off. Therefore, when the phosphorescent material in the magnetic levitation state was repeatedly turned on and off with ultraviolet light, it was found that it moved away from the magnet while it was exposed to light and returned to its original position when the light was extinguished (Fig. 4). This process is reversible, therefore, it is believed that new types of mechanical parts or actuators are realized.

Recently, the performance of computers is so high that it has become easy to simulate the magnetic field distribution in detail. We carried out a precise analysis of the magnetic field distribution near the edges of the permanent magnets, we discovered that when two magnets were placed side by side, water droplets could float in a space of about 1 mm between the two magnets (Fig. 5). This is a great advance in the history of magnetic levitation because, 20 years ago, nobody believed the water is levitated by permanent magnets. In the future, it will be applicable to make a compact surface tension measuring device or liquid supercooling experiments, and so on.

Reference

- 1) E. Beaugnon and R. Tournier, *Nature*, **349**, 470 (1991)
- 2) Y. Ikezoe *et al.*, *Nature*, **393**, 749 (1998)
- 3) S. Ge *et al.*, *Angew. Chem. Int. Ed.* **59**, 17810 (2020)
- 4) J. Xie *et al.*, *Sensor and Actuator B*, **333**, 129533 (2021)
- 5) A. A. Ashkarran and M. Mahmoudi, *Trends in Biotechnology*, **39(3)**, 311 (2021)

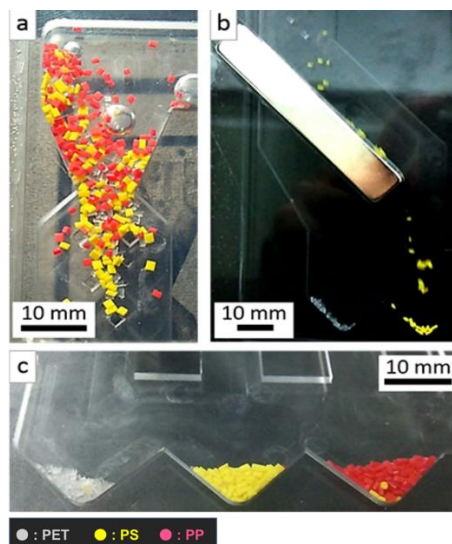


Figure 3. Magnetic separation of plastics pieces, PET, PS and PP. (a) After introducing a mixture of plastics pieces, (b) through a pair of magnet, (c) materials are separated by the magnetic force.

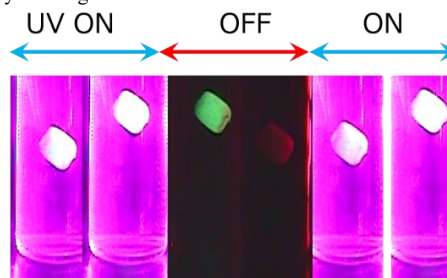


Figure 4. Non-contact manipulation of levitated object by light irradiation. A magnet is located under the bottom of the cell.

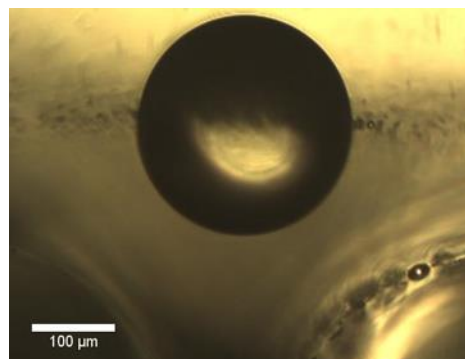


Figure 5. Magnetic levitation of water between two permanent magnets.

Electromagnetophoretic-microfluidic technique for the separation of micro-particles

Yoshinori Iiguni

Nagoya Institute of Technology, Gokiso, Showa, Nagoya 466-8555, Japan

For the detection, separation, and characterization of nm and μm -sized particles, such as biological cells and extracellular vesicles, the method using a microfluidic device is effective, and many researches have been reported. In such the method, the flow pattern design and the transport control of particles in the microchannel are very important techniques. These are governed by introducing a multi-flow, a flow path structure, and applying an external field. In our laboratory, microfluidic analysis of micro-particles based on control of particle transfer in the microchannel utilized electromagnetophoresis with applying the magnetic field and the electric current have been investigated. So far, techniques for separation of micro-particles using the staggered electrophoresis and control of particle transfer based on Lorentz force combined with a conductive/non-conductive aqueous two phase (ATP) micro-flow have been developed.

Separation of micro-particles by Staggered-electromagnetophoresis. When the electric current and the staggered magnetic fields generated by two external magnets are applied to a conductive solution including micro-particles, particles experience two localized electromagnetophoresis (EMP) in a microchannel. As the result, The particles mixture injected from the inlet by the flow of an aqueous medium are once focused near channel wall by EMP force of which direction is orthogonal to the flow. Then, the particles experience the EMP force whose direction is opposite to focusing process. Particles with low EMP migration velocity travel toward the parallel outlet while those with large EMP migration velocity elute off from the diagonal outlet. This elution behavior should result in the separation of the particles based on their sizes or properties. Using this method, we demonstrated the size-based separation of polystyrene (PS) particles (3 and 6 μm in diameter) using localized EMP migration by the magnetic field designed by two Nd-Fe-B magnets. In consequence, both 3 and 6 μm PS particles could be separately recovered at the different outlets with the 100% purity and recovery, respectively. Moreover, yeast cells and 6 μm PS particles could be separated with the high separation efficiency. Currently, application of staggered electromagnetophoresis to plankton analysis is investigated.

Control of particle transfer by electromagnetophoresis combined with ATP micro-flow. When the electric current and the magnetic field are applied to the conductive/non-conductive ATP micro-flow, Lorentz force acts only on the conductive solution (Fig. 2). Therefore, depending on the condition of the ATP flow, electromagnetophoresis of micro-particles only in the conductive fluid and/or convection generated by magnetohydrodynamic (MHD) effect are observed. A double Y-shaped microchip with two inlets, two outlets and a guide on the bottom of the channel was used to form a conductive/non-conductive ATP flow with 1.16 mol L⁻¹ KCl aqueous solution and 20% dextran (Dex) aqueous solution as a conductive fluid and a non-conductive fluid, respectively. PS particles (1, 6 and 10 μm in diameters) and carboxylate PS (cPS) particles dispersed in the conductive fluid could be focused on the ATP flow interface by electromagnetophoresis when Lorentz force was applied to the conductive fluid in the direction opposite to the ATP flow interface. Then, cPS particles were transferred to Dex solution and separated from PS particles. On the other hand, when Lorentz force was applied toward to the ATP flow interface, the rotation of ATP micro-flow by MHD effect was observed in which the positions of the conductive fluid and the non-conductive fluid were interchanged. During the rotation, micro-particles were transferred by both electromagnetophoresis and MHD rotation.

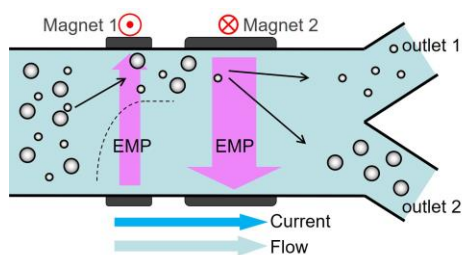


Fig.1 Schematic illustration of staggered Electromagnetophoresis in the microchip

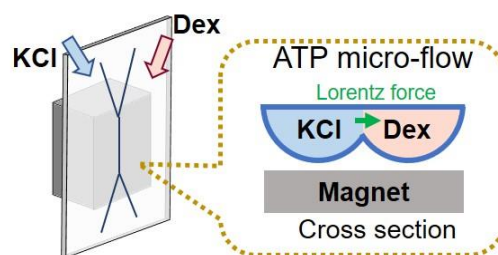


Fig.2 Schematic drawing of Lorentz force acting on the conductive/non-conductive ATP micro-flow

Development of in situ solid-state NMR system for magnetically oriented microcrystal suspensions

Ryosuke Kusumi

Graduate School of Agriculture, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan

Magnetically Oriented Microcrystal Array (MOMA), i.e., a composite in which microcrystals are aligned three-dimensionally in a polymer matrix by application of a frequency-modulated rotating magnetic field, has a great potential as a means for determination of anisotropic interactions in NMR¹. The 3D orientation of the magnetization axes (χ_1 , χ_2 , χ_3 -axes with $\chi_1 > \chi_2 > \chi_3$), which are related with the crystallographic axes, can be induced by modulated rotation of a microcrystal suspension under a static magnetic field². When such a rotation is performed in an NMR probe, we can determine the anisotropic interactions, e.g., chemical shift tensor, directly from microcrystals in a liquid medium. Recently, we achieved in situ solid-state NMR of a magnetically oriented microcrystal suspension (MOMS) using a probe developed for modulated rotation around an axis perpendicular to the external field³. However, the previous probe only provided one single-crystal (SC) rotation pattern around the χ_3 -axis ($\perp B_0$) of microcrystals. The SC rotation pattern around a general axis, i.e., an axis not perpendicular to B_0 , is required for complete determination of chemical shift tensor.

Here, we developed a new MOMS probe enabling temporal tilt of the axis of modulated-rotation during the period of pulse application and signal acquisition. In this probe (Fig. 1), the microcrystals in the viscous medium are intermittently rotated around the axis normal to the external field (Fig. 1(a)). The magnetization axes of the individual microcrystal are aligned in a reference frame fixed in the modulatory rotating sample, such that the χ_1 -axis is parallel to the initial direction of the external field whereas the χ_3 -axis is to the rotation axis. By temporary tilting the rotation axis (Fig. 1(b)) during the pulse sequence for various rotation angles, SC rotation patterns around an arbitrary axis can be obtained. We successfully measured SC rotation patterns of ^{13}C CP spectrum in a MOMS sample of L-alanine in a static magnetic field of 7 T, showing that it is possible to characterize the chemical shift tensor for microcrystals in a liquid medium.

References

- 1) R. Kusumi, F. Kimura, G. Song, T. Kimura, *J. Magn. Reson.* **223**, 68 (2012).
- 2) T. Kimura, F. Kimura, M. Yoshino, *Langmuir* **22**, 3464 (2006).
- 3) R. Kusumi, H. Kadoma, M. Wada, K. Takeda, T. Kimura, *J. Magn. Reson.* **309**, 106618 (2019).

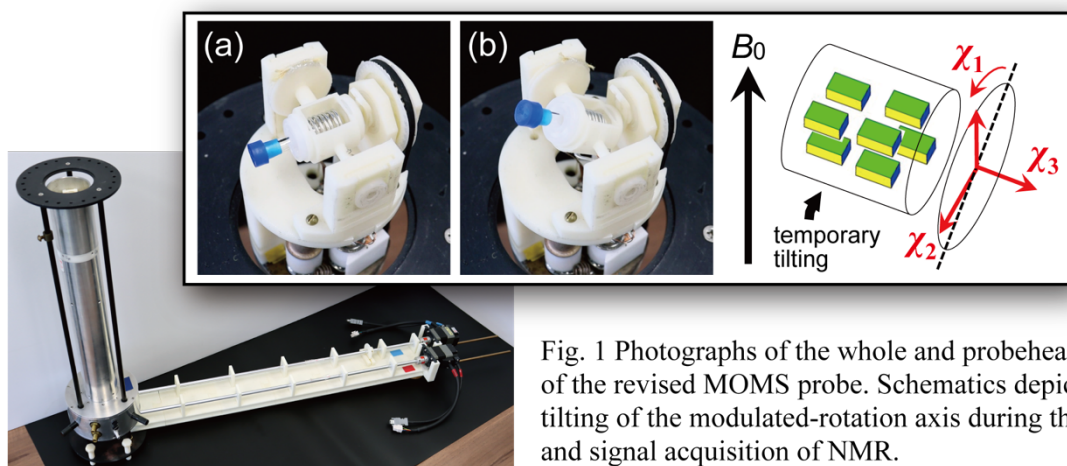


Fig. 1 Photographs of the whole and probehead ((a) and (b)) of the revised MOMS probe. Schematics depicts temporary tilting of the modulated-rotation axis during the pulse application and signal acquisition of NMR.

Magnetic field effect on the preparation process of carbon materials

Atom Hamasaki
(Shinshu University)

Coal tar pitch is a residue left when coal is dry distilled to obtain coke and the like. As it is a residue, even if it is a raw material for activated carbon or graphite now, continuous quest about reuse is important. Coal tar pitch having diamagnetic susceptibility passes through a mesophase, which responds to a magnetic field like a liquid crystal in the heat treatment process. We recently reported that a highly ordered structure of carbonized coal tar pitch due to magnetic orientation was obtained by application of a high magnetic field of 10 T [1]. By using the oriented carbonized material of coal tar pitch as a precursor, the advantages of using magnetic fields in the preparation of activated carbon, graphite, and polarizing elements have been discovered, and I would like to present about these.

【Graphite】 Graphite precursors prepared from coal tar pitch in the absence and presence of a magnetic field of 6 T, which are denoted as general carbonized pitch (GCP) and highly oriented carbonized pitch (HOCP), respectively, were formed into pellets with 20% coal pitch as a binder and then carbonized at more high temperature. The Raman spectra of carbon materials are characterized by a G band around 1600 cm^{-1} derived from the growth of the graphene plane and D band around 1350 cm^{-1} originating from defects in the graphene plane. The dependence of the D-to-G-band intensity ratio (I_D/I_G) of the carbon materials on treatment temperature is plotted in Fig. 1(a) [2]. I_D/I_G of graphite produced from HOCP decreased faster above 1300 K than was the case using GCP. Fig. 1(b) shows the (002) lattice spacing of the carbon hexagonal layer obtained from X-ray diffraction (XRD) measurements. The interplanar spacing of graphite obtained from HOCP is narrower than that from GCP. Therefore, if the precursor is previously oriented, rearranging the crystallites during graphitization becomes relatively easy. As a result, energy was effectively used for crystal growth during the rearrangement process, and graphitization was accelerated.

【Activated carbon】 In order to make activated carbon from pitch, the pitch is generally oxidized near its melting point, which called as stabilization, and then activated. Here, relatively mild environment such as water vapor or carbon dioxide is usually used for activation gas. HOCP (prepared in 10 T) is difficult to be activated because of its highly oriented structure. Therefore, we activated it with potassium hydroxide, which has a high activation ability. The activated carbons prepared from HOCP increased the relative surface area and total pore volume about 30% compared to the that prepared from GCP (prepared in 0 T) as shown in Fig. 2 [3]. Nitrogen adsorption isotherms showed that the pore shapes were almost identical for GCP and HOCP, with more similar holes.

【Polarization property】 Fig.3 shows polarized microscopic images of a prepared thin film (0.15 mm thickness) from coal tar pitch with the absence (a) and presence (b) of 10 T [4]. Those prepared under no magnetic field have domains with a local orientation structure, however, the orientation direction in each was random. Contrastively, those prepared under a magnetic field were completely oriented for the same direction in the range of at least several millimeters. Next, a linearly polarized light was guided to prepare carbon films, and its transmitted light was investigated. Fig. 4 shows the brightness of the transmitted light. In each figure, two kinds of angles formed by the magnetic field axis of the carbonized material and the polarization axis of the linearly polarized light are shown, parallel (open nicols) and orthogonal (crossed nicols). The sample prepared in the magnetic field has functions as a polarizer.

Reference

- [1] Ayumi Sakaguchi, et al. *Chem. Lett.* **2012**, *41*, 1576
- [2] Atom Hamasaki, et al. *AIP Adv.* **2021**, *11*, 025041
- [3] Atom Hamasaki, et al. *Sci. Rep.* **2019**, *9*, 7489
- [4] Atom Hamasaki, et al. *J. Appl. Phys.* **2019**, *125*, 234904

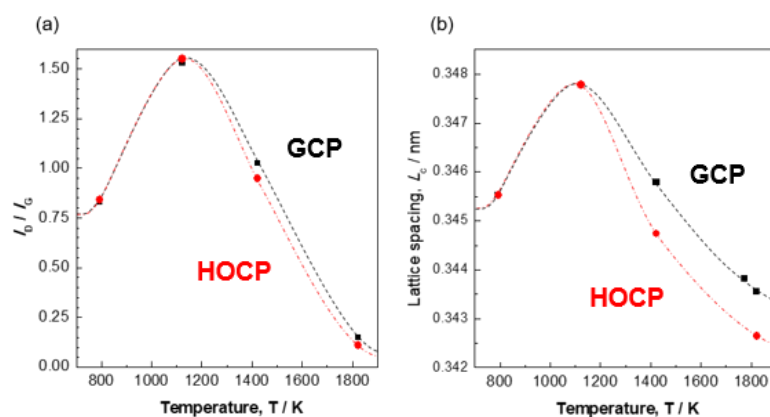


Fig. 1. Heat treatment temperature dependence of (a) the I_D/I_G of Raman scattering spectra and (b) the interlayer spacing of the prepared carbon material from GCP and HOCP.

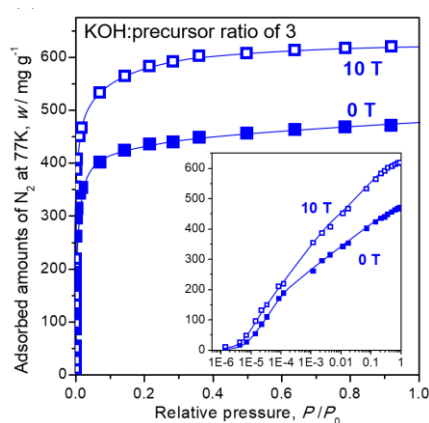


Fig. 2. Adsorption isotherm of activated carbon prepared from GCP (0T, closed marks) and HOCP (6T, open marks). Inset figure is the logarithmic plots.

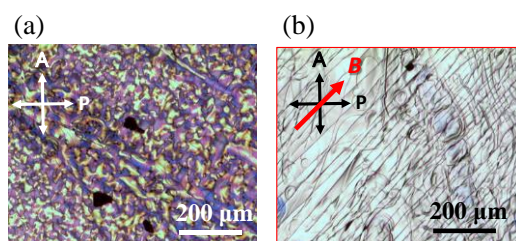


Fig. 3. Polarized microscopic images of a prepared thin film of carbonized coal tar pitch in the absence (a) and presence (b) of a magnetic field and these resistance.

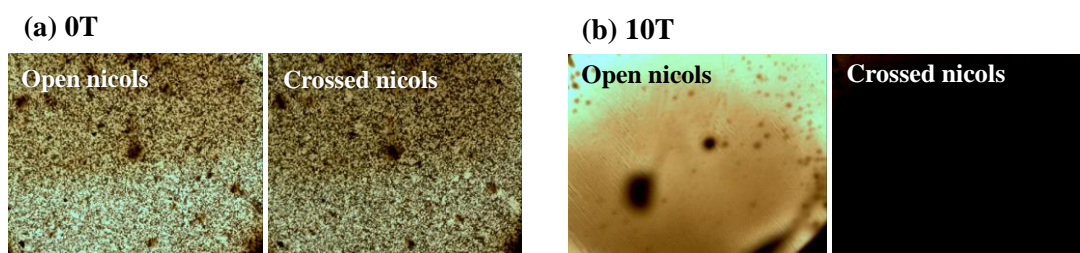


Fig. 4. The brightness of the transmitted linearly polarized light of a carbon thin film prepared in the absence (a) and presence (b) of 10 T at open nicols and crossed nicols positions.

Delay of magnetic field-induced martensitic transformation in some ferrous alloys

Y. Song¹, T. Terai², T. Fukuda², Y. Narumi³, M. Hagiwara³, K. Sato², M. Sugiyama², T. Kakeshita⁴

¹Graduate School of Engineering, Tohoku University, Sendai 980-8579, Japan

²Graduate School of Engineering, Osaka University, Suita 565-0871, Japan

³Center for Advanced High Magnetic Field Science, Osaka University, Toyonaka 560-0043, Japan

⁴Fukui University of Technology, Fukui 910-8505, Japan

Martensitic transformations have been classified into time-independent “athermal transformations” and time-dependent “isothermal transformations” from the viewpoint of kinetics. It had been found that an iron alloy exhibiting an isothermal transformation changes into an athermal transformation by applying pulse magnetic fields¹⁾. This kinetics change has been interesting, and it had been unclear how it changes. The incubation time is particularly interesting because it is related to nucleation, but most of the studies on the incubation time required for martensitic transformation have been about the incubation times longer than one second or more. Therefore, in this study, we aimed to detect an incubation time shorter than one second that cannot be measured with a steady magnetic field, by using a pulsed magnetic field with a large magnetic field sweep rate.

The samples used in this study were Fe-24.8Ni-4.0Mn (at%) and Fe-20.1Ni-5.4Cr (at%) alloys (abbreviate 4.0Mn and 5.4Cr). In both materials, the magnetizations of the martensite phase are larger than those of the parent phase, so a magnetic field can induce martensitic transformation. A rolled plate with a thickness of about 1 mm was prepared by induction melting and hot rolling. From these rolled plates, 4.0Mn was cut out of 5.0 mm × 1.5 mm × 0.30 mm, and 5.4Cr was 5.0 mm × 1.0 mm × 0.30 mm. The 4.0Mn does not have a clear martensitic transformation point even when cooled to 5K at a cooling rate of 2 K / min. However, when it is maintained at an isothermal temperature under a magnetic field of 9 T, it exhibits an isothermal transformation with a nose temperature of around 140 K. The sample was rapidly cooled to 77 K by putting it directly into liquid nitrogen, and then a pulse magnetic field was applied to measure the magnetization. The 5.4Cr has a clear transformation temperature near room temperature and is a sample with remarkable time dependence. The magnetization was measured by applying a pulsed magnetic field to this sample as well.

When a pulse magnetic field with a maximum magnetic field of 25.8T and a pulse width of about 15 ms is applied to the 4.0Mn alloy at 77K, a sharp increase in magnetization due to martensitic transformation is observed at 16.53T. It was. When the same measurement was performed a total of four times, the critical magnetic field varied slightly from sample to sample and ranged from 15 T to 17 T. Next, we conducted an experiment in which a pulsed magnetic field in which the maximum magnetic field was increased by about 0.5 T from around 10 T was applied to the sample until martensitic transformation occurred. Martensitic transformation did not occur when the maximum magnetic field was 13.47 T or less, but when the maximum magnetic field was 14.24 T, a rapid increase in magnetization due to martensitic transformation occurred. However, the transformation occurred 50 μs after the magnetic field reached its maximum value. From this, it can be considered that this transformation requires an incubation period of at least 50 μs. This time is more than enough time for martensite nuclei to grow and is considered to be the time required to form nuclei. In 5.4Cr alloy, the critical magnetic field of martensite transformation depends on the field sweep rate. At 280 K, the value of the critical field was 5.97 T when the sweep rate was 0.015 T / s, while it was 34.01 T for 18.40 × 10³ T / s. These results show there are incubation times much shorter than one second.

Reference

- 1) T. Kakeshita *et al.*, Mater. Trans. JIM, **34** (1993) 415.

Dynamic hysteresis measurement of a magnetic nano particle suspension under a DC bias magnetic field

Reisho Onodera¹, Eiji Kita^{1,2}, and Hideto Yanagihara²
(NIT, Ibaraki college¹, Univ. of Tsukuba²)

Introduction

Magnetic nanoparticles (MNPs) have already been utilized as contrast agents in MRI and are also being investigated for applications in magnetic hyperthermia, magnetic nanoparticle imaging (MPI), and a drug delivery system. Magnetic hyperthermia uses the heat generated in MNPs by applying an alternating magnetic field (AMF), and the heating ability of MNPs depends on the energy loss in the dynamic hysteresis loop, therefore the dynamic magnetization curve obtained by applying AMF has been studied experimentally and theoretically.

In MPI, two types of magnetic fields are used for a direct current field (DC-MF), which creates a zero-field region, and an AMF, which induces the magnetization of MNPs in the zero-field region. In addition, magnetic hyperthermia has been investigated in combination with the drug delivery system using DC-MF to concentrate and retain MNPs in the affected part.

Thus, it is important to evaluate the magnetic properties of MNPs under the condition that DC-MF is combined with AMF, because DC-MF and AMF are expected to be used together in many medical applications of MNPs.

In this study, we have investigated the dynamic hysteresis of Resovist[®], a commercial superparamagnetic iron oxide when parallel and perpendicular DC-MFs are applied to the AMF, in order to evaluate the effect of DC-MFs on the high-frequency responsiveness of a magnetization.

Experimental setup

The system consists of a DC-MF magnet and an AC magnetization measurement system¹⁾. As shown in Fig. 1, an electromagnet with 50 mm diameter poles is used for DC-MF generation, and AMF generation coils for dynamic hysteresis measurement and magnetization and magnetic field detection coils are installed between the poles. The AMF generator consists of a series LC resonant circuit consisting of an air-core coil and a capacitor, and a high-frequency power supply (1 kW), which can generate a high-frequency magnetic field in the range of 20 k to 1 MHz. The magnetic poles of the DC-MF, the AMF coil, and the detection coil are arranged as shown in Fig. 1, and the applied direction of the DC-MF can be changed between parallel and perpendicular.

Experimental results

Dynamic hysteresis measurements were carried out with the DC field strength and AC field amplitude of 0-50 mT and 5-70 mT, respectively, and the frequency range of 60-200 kHz.

As a result of the measurement, the hysteresis loop of the applied DC-MF perpendicular to the AMF showed linear response with increasing DC-MF strength, while the coercivity in the dynamic loop did not change significantly.

When parallel DC-MF was applied, the slope of the loop showing linearity changed with the intensity of DC-MF in the small range of AMF amplitude. In this talk, we will introduce the effect of the DC field by comparing the results with static magnetization measurements by using a VSM.

Reference

- 1) A. Seki, *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser., **521** (2014) 012014.
- 2) R. Onodera, *et al.*, IEEE Trans. Mag., **57** 6100605 (2021).

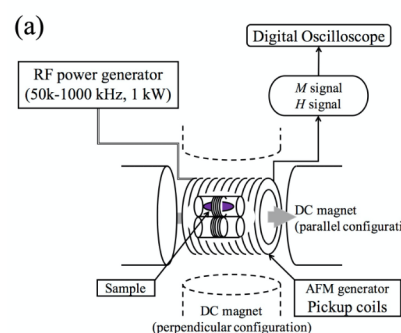


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental setup. ²⁾

In-field annealing for precipitation of magnetic alloys

Y. Mitsui¹, M. Onoue², S. Kuzuhara³, W. Ito³, and K. Koyama^{1,2}

¹ Graduate School of Science and Engineering, Kagoshima University, Kagoshima 890-0065, Japan

² Research Support Center, Institute for Research Promotion, Kagoshima University, Kagoshima 890-0065, Japan

³ National Institute of Technology, Sendai College, Natori 981-1239, Japan

Magnetic field effects on the phase diagram, phase transformation, microstructures, and diffusion of the magnetic alloys have been studied so far. Phase transformation or reaction to the ferromagnetic phase were enhanced by application of magnetic fields, while those to non-ferromagnetic phase from ferromagnetic phase were suppressed under magnetic fields^{1,2)}, because the energy gain of magnetic phase under magnetic fields depends on magnetic field intensity and magnetization of the phase. Furthermore, when phase diagram is changed by magnetic field, phase fraction of the equilibrium phases can be controlled.

On the other hand, magnetic field has been used for separation of the magnetic particles and the non-magnetic ones³⁾. In the viewpoint of gain of magnetic energy, magnetic-field-induced precipitation can be expected by difference of magnetization of the phases. In other words, novel magnetic separation method by in-field annealing can be expected.

In this study, we report the magnetic field effects on the precipitation of ferromagnetic and non-ferromagnetic elements. We focused on the magnetic field effects on the precipitation of non-magnetic elements Cu in iron and that of iron due to the decomposition of rare-earth permanent magnet $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$. The phase fraction and precipitation behavior was evaluated by ^{57}Fe Mössbauer spectroscopy.

Table 1 shows the phase fraction of the Sm-Fe-N annealed in 0 and 5 T. $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ decomposed into Sm_2O_3 and αFe , iron-oxide compounds due to the oxidation and the existence of Fe_2O_3 . After in-field annealing at 5 T, phase fraction of Fe-based phase become larger than those at 0 T. Therefore, it is found that decomposition of Sm-Fe-N phase and the precipitation of Fe and Sm_2O_3 was enhanced by in-field annealing.

In the presentation, magnetic field effects on Fe-Cu and $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ systems are discussed in the viewpoint of magnetic properties of the phases at the reaction and the phase diagram in magnetic fields.

Table 1. Phase fraction of Sm-Fe-N phase and Fe-based phase

	Phase fraction of Sm-Fe-N ($\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ + $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_x$ phase (%)	Phase fraction of Fe-based (αFe + Fe_2O_3 + Fe_3O_4) phase (%)
0 T	85.3	14.7
5 T	65	35

Reference

- 1) Y. Mitsui *et al.*, J. Alloy. Compd., **615** (2014) 131-134.
- 2) R. Kobayashi, *et al.*, Mater. Trans. **58** (2017) 1511-1518.
- 3) N. Hirota *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **427** (2017) 296-299.

構造不均一性を考慮した FePt グラニューラ薄膜の規則度ならびに垂直磁気異方性エネルギーの膜厚依存性の解析

○齊藤 節¹, タム キム コング², 櫛引 了輔², 小川 智之¹, 齊藤 伸¹

(1. 東北大学, 2. 田中貴金属工業)

Analysis of film thickness dependence of degree of order and perpendicular magnetic anisotropy energy for FePt granular film with structural inhomogeneity

○Takashi Saito¹, Kim Kong Tham², Ryosuke Kushibiki², Tomoyuki Ogawa¹, and Shin Saito¹

(1. Tohoku Univ., 2. TANAKA KIKINZOKU KOGYO K. K.)

はじめに 熱アシスト磁気記録媒体の記録層では、室温で高い垂直磁気異方性エネルギーを有する L1₀ 型 FePt グラニューラ磁性層が有力な材料候補である。この FePt グラニューラ磁性層に関する先行研究では、FePt 結晶粒表面での Pt の偏析¹⁾、結晶軸のランダムな配向²⁾、L1₂ 相³⁾、もしくは双晶⁴⁾の形成による構造不均一性が生じることが報告されている。しかしながら、このような構造不均一性を考慮して、FePt グラニューラ薄膜の規則度 (S_{in}) や垂直磁気異方性エネルギー ($K_{u\perp}$) を解析した報告は見当たらない。そこで、我々は種々の粒界材 (grain boundary material, GBM) を有する FePt グラニューラ薄膜の回折 X 線と垂直トルク曲線を膜厚ごとに評価し、膜厚方向の構造不均一性を考慮して規則度や $K_{u\perp}$ を解析したので報告する。

実験結果 試料の層構成は FePt-30vol.%GBM (5 nm)/ MgO(5 nm)/ a-Co₆₀W₄₀(80 nm)/ Sub. とした。GBM は B₂O₃、SnO、WO₃、Nb₂O₅、TiO₂、MnO、MgO、C (カーボン) である。磁性層は L1₀ 型への規則化のため、基板温度を 550 °C とし成膜した。XRD 測定により試料中には c 軸配向した FePt 結晶粒が存在していることがわかった。Fig. 1 には一例として GBM が (a) SnO、(b) C の FePt グラニューラ薄膜の L1₀ 相の (110)、(220) 面からの回折線の積分強度 (I_{110} , I_{220}) の膜厚 (d_{mag}) 依存性を示す。SnO グラニューラ薄膜では、 I_{110} と I_{220} は 5 nm までは d_{mag} に比例して線形に増加し、5 nm 以降では飽和した。一方、C グラニューラ薄膜では、 I_{110} と I_{220} は d_{mag} が 2 nm から 10 nm まで直線的に増加した。また、線形部分の傾きは、GBM に依存している。外挿直線に注目すると、いずれの試料でも I_{110} は d_{mag} 軸と交わり、 I_{220} は原点座標と交わっていた。これらの結果から、グラニューラ薄膜には不規則、規則、非エピタキシャル部分が共存していることが示唆される。Fig. 2 には GBM が (a) SnO、(b) C のグラニューラ薄膜の規則度の FePt 結晶粒径 (GD) に対する変化を示した。ここで、 GD はシェラーの式を用いて評価したため、FePt 結晶粒の面内方向の並進性を表す。ここで、 S_{in}^{film} は薄膜の平均的な規則度であり、 S_{in}^{grad} (Order) は構造不均一性を考慮して算出した規則部分の規則度である。 S_{in}^{film} は GD の増大に伴い増加し、やがて S_{in}^{grad} (Order) に漸近したように評価されるが、膜厚依存性から評価された S_{in}^{grad} (Order) は GD に対して一定である。このことから、薄膜平均で規則度を評価することが規則度の GD 依存性をもたらす要因であることがわかった。講演では、構造不均一性が $K_{u\perp}$ に及ぼす効果や GBM と構造不均一性との相関についても議論する。

参考文献 1) H. Sepehri-Amin et al., *Scripta Materialia*, **135**, 88 (2017). 2) B. Varaprasad et al., *IEEE Trans. Magn.*, **51**, 3200904 (2015). 3) S. Wicht et al., *J. Appl. Phys.*, **119**, 115301 (2016). 4) B. C. Lim et al., *IEEE Trans. Magn.*, **42**, 3017 (2006).

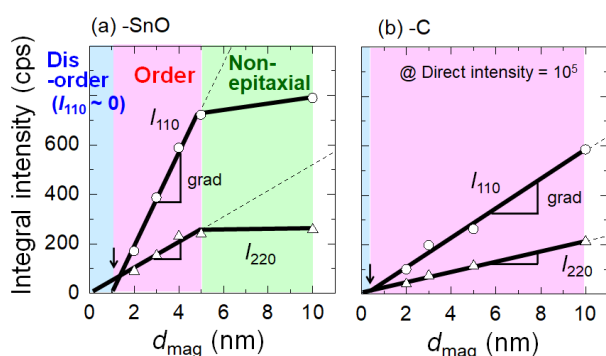


Fig. 1 Integral intensity of L1₀ FePt phase derived from in-plane XRD plotted against d_{mag} for the typical granular film with (a) SnO and (b) C GBMs.

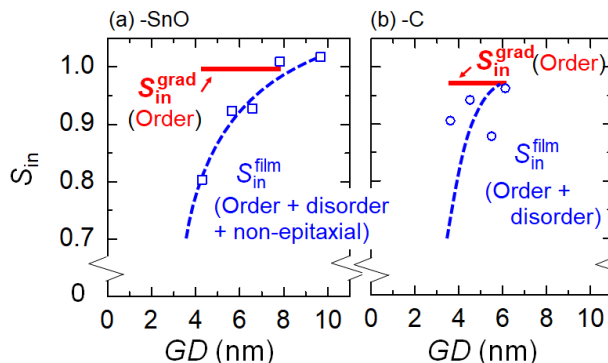


Fig. 2 Degree of order (S_{in}) plotted against GD for the typical granular films with (a) SnO and (b) C GBMs.

c 軸面内配向結晶粒を含む FePt グラニューラ薄膜における FePt 結晶粒の一軸結晶磁気異方性エネルギーの評価

○齊藤 節¹, タム キム コング², 櫛引 了輔², 小川 智之¹, 齊藤 伸¹

(1. 東北大学, 2. 田中貴金属工業)

Evaluation of magnetocrystalline anisotropy energy of FePt grains in FePt granular film including FePt grains with c -axes parallel to the film plane

○Takashi Saito¹, Kim Kong Tham², Ryosuke Kushibiki², Tomoyuki Ogawa¹, and Shin Saito¹

(1. Tohoku Univ., 2. TANAKA KIKINZOKU KOGYO K. K.)

はじめに 熱アシスト磁気記録媒体の記録層では、室温で高い一軸結晶磁気異方性エネルギー (K_u^{grain}) を有し、 c 軸配向した $L1_0$ 型 FePt 結晶粒で構成されるグラニューラ磁性層が有力な材料候補である。この FePt グラニューラ磁性層に関する先行研究において、組織制御のため添加される粒界材料 (grain boundary material, GBM) 種によっては、 c 軸が膜面垂直を向いた c 軸配向結晶粒に、膜面内を向いた c 軸面内配向結晶粒が一部混ざってしまうことが報告されている¹⁻³⁾。しかしながら、FePt 結晶粒の c 軸配向の決定要因について、GBM の効果に着目して議論された報告は見当たらない。さらに、このような面内結晶粒の影響を鑑みて K_u^{grain} を算出した報告も見当たらない。そこで、我々は種々の粒界材を有する FePt グラニューラ薄膜中の c 軸面内配向結晶粒の体積割合を算出し、 K_u^{grain} を評価したので報告する。

実験結果 試料の層構成は FePt-30vol.%GBM (5 nm)/ MgO (5 nm)/ a- $\text{Co}_{60}\text{W}_{40}$ (80 nm)/ Sub. とした。GBM は B_2O_3 , SnO , WO_3 , Nb_2O_5 , TiO_2 , MnO , MgO , C である。磁性層は $L1_0$ 型 FePt 相の規則化のため、基板温度を 550°C として成膜した。Out-of-plane 並びに In-plane XRD の結果から、 c 軸配向結晶粒と面内配向結晶粒は同様の格子定数と規則度を有することが推測される。 c 軸面内配向結晶粒の体積割合 (R_{parallel}) は In-plane XRD 測定から得られる $L1_0$ 型 FePt 相の (200) と (002) 面からの回折線の積分強度の比によって、算出した。Fig. 1 には種々の粒界材料を有するグラニューラ薄膜の R_{parallel} と、構造不均一性を考慮して算出した規則部分の規則度 ($S_{\text{in}}^{\text{grad}}$ (Order)) との相関を示した。 R_{parallel} は $S_{\text{in}}^{\text{grad}}$ (Order) と負の相関を有することがわかった。これは FePt 結晶粒の規則度が GBM 種に依存しており、規則化につれ、格子がより面内方向に伸びた構造 (面心正方晶、 fcc 構造) となることで、面内配向結晶粒の成長が抑制されることを示唆している。Fig. 2 には、FePt グラニューラ薄膜中の全結晶粒が c 軸配向した ($R_{\text{parallel}} = 0$) と仮定し算出した薄膜の垂直磁気異方性エネルギー ($K_{u\perp}^{\text{normal}}$) ならびに K_u^{grain} と $S_{\text{in}}^{\text{grad}}$ (Order) との相関を示した。なお、 K_u^{grain} は体積割合比を考慮したグラニューラ薄膜中の FePt 結晶粒の一軸結晶磁気異方性エネルギーである。 $K_{u\perp}^{\text{normal}}$ ならびに K_u^{grain} は $S_{\text{in}}^{\text{grad}}$ (Order) と正相関を有することがわかった。以上の結果より、 $S_{\text{in}}^{\text{grad}}$ (Order) = 1.0 のとき、 $K_u^{\text{grain}} = 3.4 (\times 10^7 \text{ erg/cm}^3)$ であることがわかった。

参考文献 1) T. Saito et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **59**, 045501 (2020). 2) T. Shiroyama et al., *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 3616 (2013). 3) J. Wang et al., *Acta Materialia*, **166**, 413 (2019).

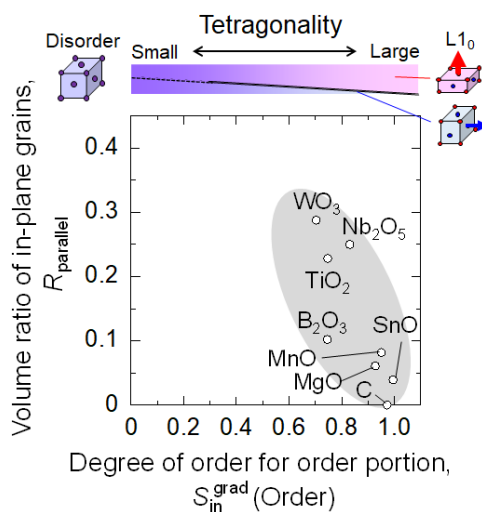


Fig. 1 R_{parallel} plotted against $S_{\text{in}}^{\text{grad}}$ (Order) in the granular films.

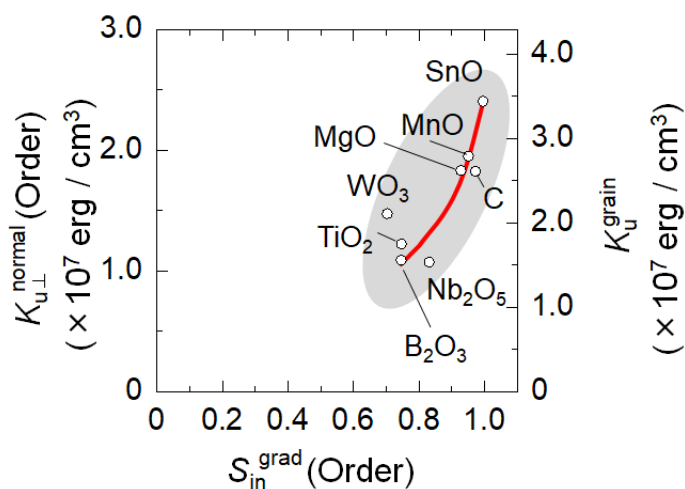


Fig. 2 $K_{u\perp}^{\text{normal}}$ and K_u^{grain} plotted against $S_{\text{in}}^{\text{grad}}$ (Order).

FePt-C / FePt-oxide 積層型グラニューラ媒体の c 軸配向と垂直磁気異方性エネルギーに及ぼす FePt-C 核形成層の効果

°タム キム コング^{a)}, 齊藤 節^{b)}, 櫛引 了輔^{a)}, 齊藤 伸^{b)}
(^{a)}田中貴金属工業株式会社, ^{b)}東北大学)

Effect of FePt-C nucleation layer on c -axes orientation and perpendicular magnetic anisotropy energy for FePt-C / FePt-oxide stacked granular media

°Kim Kong Tham^{a)}, Takashi Saito^{b)}, Ryosuke Kushibiki^{a)}, and Shin Saito^{b)}
(^{a)}TANAKA KIKINZOKU KOGYO K.K., ^{b)}Tohoku University)

はじめに $L1_0$ FePt 薄膜は、室温で $\sim 5 \times 10^7$ erg/cm³の高い磁気異方性エネルギーを備えているため、次世代磁気記録媒体として注目を集めている。製品化するためには、グラニューラ構造、垂直配向の c 軸、高規則度を有する微細なコラム状磁性粒子の実現が必須である。これらの要件を達成するために、 $C^{1,2)}$, $TiO_2^{3)}$, $SiO_2^{4)}$ などの様々な粒界材 (GBM) を FePt 薄膜へ添加し、結晶粒の分離の促進による磁気交換結合の低減に関する研究が盛んに行われてきた。また、コラム状の結晶粒を形成するためには結晶粒が分離している FePt-C 核形成層 (NL) を用いる検討が広く研究されている⁵⁾。FePt-GBM グラニューラ膜を直接 MgO 下地膜の上に積層させると、(001)面内配向成分が発生することが報告された⁶⁾。面内配向成分を低減する一つの方法として、MgO 下地膜と FePt-GBM グラニューラ膜との間に NL を導入することが挙げられる。しかしながら、NL が FePt-GBM の磁気特性、特に磁気異方性エネルギーに及ぼす影響は明らかになっていない。本講演では、FePt-C NL 上に積層した FePt-GBM グラニューラ膜の結晶粒径、規則度、ヘテロエピタクシヤル成長を調べたので報告する。

実験結果 媒体の膜構成は Sub./Co₆₀W₄₀(80 nm)/MgO(5 nm)/FePt-30vol% C(2 nm)/FePt-30vol% GBM(0-8 nm)/C(7 nm) とした。FePt-C と FePt-GBM は 550°C の温度で成膜した。GBM は B₂O₃, SnO, GeO₂, WO₃, Nb₂O₅, SiO₂, TiO₂, MnO, Y₂O₃, ZrO₂ である。

図 1 には、(a)飽和磁化 (M_s^{ave}), (b)垂直磁気異方性エネルギー ($K_{u, \perp}^{film}$), (c)トータル膜厚が 5 nm 媒体の保磁力 (H_c) の GBM の融点 (T_m) の依存性を示す。NL を積層しない媒体では、FePt-oxide グラニューラ媒体 (GBM の $T_m < 3500^\circ\text{C}$) が FePt-C グラニューラ媒体 (GBM の $T_m: 3500^\circ\text{C}$) より高い M_s^{ave} を示している⁷⁾。FePt-C グラニューラ媒体の M_s^{ave} が低いのは、FePt 粒子に C が固溶したためと考えられる⁸⁾。 T_m を $3500^\circ\text{C} \sim 450^\circ\text{C}$ に変化させると、NL を積層した媒体の M_s^{ave} は $500 \sim 600$ emu/cm³ に変化している。一方、NL を積層しない媒体の M_s^{ave} は $500 \sim 750$ emu/cm³ になっている。NL を積層した媒体の M_s^{ave} における減少は、積層型媒体の M_s^{ave} が FePt-C NL および FePt-GBM の M_s^{ave} の体積平均であることを示唆している。 M_s^{ave} は、GBM の T_m に対して直線的に変化しており、NL を積層しない媒体と同じ傾向を示している⁷⁾。これは、FePt 粒子と GBM との間の相分離の度合いが GBM の T_m に依存することを示している。NL を積層した媒体の $K_{u, \perp}^{film}$ と H_c は、 T_m を $3500^\circ\text{C} \sim 450^\circ\text{C}$ に変化させると、 $K_{u, \perp}^{film}$ と H_c はそれぞれ $0.9 \sim 2.1 \times 10^7$ erg/cm³ と $9 \sim 35$ kOe に変化する。NL を積層しない媒体と同様に、 $K_{u, \perp}^{film}$ と H_c は、GBM の T_m と強い相関関係が見られない。

図 2 (a) に、典型的な FePt-GBM として、FePt-C (2 nm) NL の上に積層した FePt-SnO (0-8 nm) の面内 XRD プロファイルを示している。面内 XRD プロファイルでは、約 33° と 69° の回折角度で、それぞれ FePt(110) と FePt(220) の回折線が観察され、FePt 結晶粒が c 面配向していることを示している。また、約 24° の回折角度で FePt(001) 回折線が観察され、(001)面内配向している結晶粒が存在していることがわかる。NL を積層したグラニューラ媒体の FePt(001) 回折線の積分強度を膜厚に対してプロットした結果は図 2 (b) に示す。参考として、NL を積層しない FePt-SnO グラニューラ媒体の FePt(001) 回折線の積分強度も図中に示している。NL を積層した FePt-SnO グラニューラ媒体の FePt(001) 回折線の積分強度は、膜厚に対して直線的に変化し、NL を積層しない媒体よりも傾きが小さくなっている。これは、NL の積層により(001)面内成分が低減されることを示唆している。

参考文献 1) J. S. Chen et al., *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 132506 (2007). 2) A. Perumal et al., *J. Appl. Phys.*, **105**, 07B732 (2009). 3) Y. F. Ding et al., *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 032506 (2008). 4) E. Yang et al., *J. Appl. Phys.*, **104**, 023904 (2008). 5) B. S. D. Ch. S. Varaprasad et al., *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 718 (2013). 6) J. Wang et al., *Acta Mater.*, **91**, 41 (2015). 7) T. Saito et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **59**, 045501 (2020).

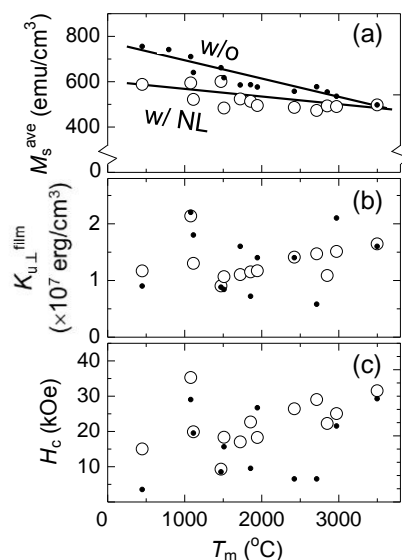


Fig. 1 Dependence of (a) M_s^{ave} , (b) $K_{u, \perp}^{film}$, and (c) H_c for media with and without NL on melting point (T_m) of the GBM. Total thickness all samples were fixed at 5 nm.

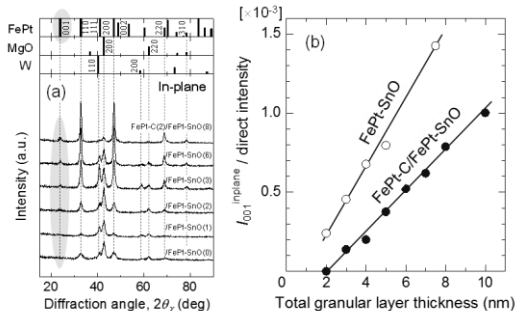


Fig. 2 (a) In-plane XRD profile for Sub./CoW(80 nm)/MgO(5 nm)/FePt-C(2 nm)/FePt-SnO(0-8 nm)/C(7 nm) and (b) dependence of FePt(001) diffraction integral intensity of the films on the film thickness.

X線2次元検出器を用いた 磁気記録媒体用薄膜の結晶軸配向の集積性の評価

○宮崎 大輝, 小川 智之, 田河 育也*, 斉藤 伸
(東北大学, 東北工業大学*)

Evaluation of crystalline texture for thin film magnetic recording media
utilizing two-dimensional X-ray Detector

°Daiki Miyazaki, Tomoyuki Ogawa, Ikuya Tagawa*, Shin Saito
(Tohoku Univ., Tohoku Inst. of Tech.*)

はじめに トリレンマ課題を解決する磁気記録媒体として、結晶配向軸を傾けた傾斜配向 Co/Pt 膜¹⁾や Heat Assisted Magnetic Recording (HAMR) 用 FePt グラニューラ媒体が検討されている。これらの媒体では磁化容易軸を空間の特定方向に揃える必要があり、*c* 軸の方向やその集積性の制御が極めて重要である。これまで X 線回折法による結晶軸の方向や配向分散の評価法としては、In-plane、Out-of-plane、Rocking curve のプロファイルの計測が行われてきた。しかしながら、試料組織の結晶配向の状態によっては軸合わせが困難であり、上記3種のプロファイルを取得するのに時間を要する。そこで今回、平面内に微小ピクセルを多数配置しピクセル毎に独立に回折 X 線を計数できる2次元検出器を用いて極点計測を高速・高分解能で行い、結晶軸の方向や配向分散を評価したので報告する。

実験方法 X線回折装置には9kWロータフレックス線源のSmartLab(リガク社製)を用いた。2次元検出器は有効検出面積が77.5×38.5mm、検出ピクセル数775×385=298,375ピクセルのHypix-3000(リガク社製)を用いた。この検出器は受光部面積を制限することにより0次元検出器として用いることも可能である。光学系は2次元検出器の場合は微小部光学系、0次元検出器として用いる場合は平行ビーム光学系とした。測定試料には傾斜配向 Co/Pt 膜¹⁾を用いた。Fig. 1 に Pt 下地層上に作製した Co/Pt 膜の柱状組織と原子稠密面の模式図を示す。(a) は Pt と Co/Pt を膜面垂直方向に成長させた試料であり原子稠密面は基板面と平行である。一方 (b) は Pt を傾斜成長させた試料であり、Pt と Co/Pt の原子稠密面は基板面とは平行になっていない。

実験結果 一例として Fig. 2 には、Fig. 1 で紹介した試料に関して 0D あるいは 2D 検出器で計測した Pt(111)面 (ブラッグ角 39.70°) の極点図を示す。図中上段に示す試料 (a) では 0D と 2D とともに 90°で回折線強度が最大であり、等価面のリングも同軸状に観測されていることから、Pt 層は(111)面配向していることがわかる。一方、図中下段に示す試料 (b) では Pt(111)面の極点が基板法線方向から 8°程度傾斜しており等価面からの回折リングも中心が極点部分にずれている。111 方向が基板法線方向から傾斜していることが明らかである。測定に要した時間は、0D では 7.5 時間かかるのに対し、2D ではわずか 1.5 時間であった。このように、極点測定は媒体試料の結晶配向軸の解析に非常に有用である。当日は HAMR 用 FePt グラニューラ媒体の評価結果も報告予定である。

参考文献

- 1) D. Miyazaki, et al., *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **6**, (2021), in press.

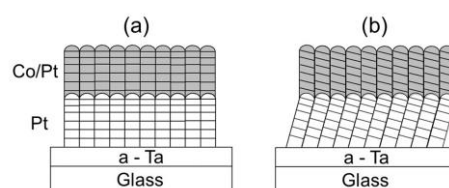


Fig. 1 Schematics of the measured sample of (a) vertical deposition of both Pt and Co/Pt layers and (b) inclined deposition of a Pt layer and vertical deposition of a Co/Pt layer, respectively.

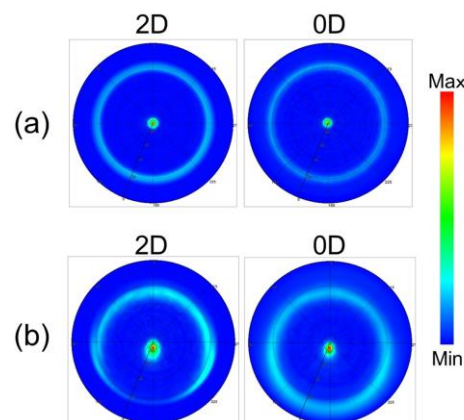


Fig. 2 Polar coordinate map of (a) vertical deposition of Pt (b) inclined deposition of Pt.

Si 酸化物および Si 窒化物隣接 Fe 超薄膜における 急速昇降温熱処理生成ナノ微粒子の磁気特性

小松田恭祐¹, 吉川大貴², 塚本新²

(¹ 日本大学大学院理工学研究科, ² 日本大学理工学部)

Magnetic properties of nanoparticles produced by RTA
from an ultra - thin Fe film sandwiched between SiO_x and SiN

K. Komatsuda¹, H. Yoshikawa², A. Tsukamoto²

(¹ Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ.,

² College of Science and Technology, Nihon Univ.)

はじめに 次世代の超高密度磁気記録媒体の材料として L1₀-FePt 孤立微粒子群が注目されている。我々は、熱酸化 Si 基板/Fe/Pt (Fe/Pt 総厚 < 5 nm) 二層膜を初期構造とし、赤外線照射型急速昇温熱処理 (RTA: Rapid Thermal Annealing) を行うことによる FePt 合金ナノ磁性微粒子群作製の可能性と手法自体の検討を報告してきた¹⁾²⁾。また近年本微粒子作製プロセスにおいて、真空成膜段階での SiN 下地層導入により FePt 規則合金相生成収率大を報告しているが³⁾、RTA 過程で隣接 SiN が Fe 元素に及ぼす化学的影響は未知であった。本研究では、Si 系透明絶縁体に挟まれた Fe 薄膜に RTA を行い、Fe 微粒子形成前後の磁気特性から検討する。

実験方法 Fe 層の成膜には DC マグネトロンスパッタ法、SiN の成膜には RF マグネトロンスパッタ法を用いた。大気下で形成した熱酸化 Si 基板表面を成膜段階でプラズマアッシング処理した後、連続して Si sub./Fe (1.18 nm)/SiN (3 nm) の順に積層した後、約 2 年経過した試料を (i) とする。この試料に対し、到達真空度 < 1.0 × 10⁻³ Pa の雰囲気下で昇温速度約 70°C/sec., 目標到達温度 700°C の急速昇温後、窒素導入により降温速度 -90°C/sec. で急速降温処理を行ったものを試料 (ii) とする。試料 (ii) に対し走査型電子顕微鏡 (SEM) により表面形状像を、試料 (i) (ii) に対して超電導量子干渉素子式振動試料型磁力計 (SQUID - VSM) により磁化特性をそれぞれ測定し、形状と磁性の観点から評価する。

実験結果 Fig.1 に示す試料 (ii) における表面 SEM 像から、RTA による孤立・微粒子化が確認された。次に SiO_x および SiN 隣接構造を出発構造とし、急速昇温・高温加熱および大きな原子移動を伴う微粒子化前後において、Fe 化合物形成等に起因し磁気特性 (磁気モーメント量等) 変化が生じ得るか検証するため、試料 (i) (ii) に対し室温 (300K) で基板面内方向への磁場印加条件にて磁化曲線を測定した結果を比較した。Fig.2 に示す通り飽和磁化 M_s 値はそれぞれ (i) 300 emu/cc, (ii) 330 emu/cc であり同水準の値を維持した。このことより、Fe 薄膜は Si 窒化物及び Si 酸化物いずれの元素に隣接した初期構造に対しても、高温急速加熱および大きな原子移動を伴う過程を経ても、磁気モーメント量が大きく減少するような Fe 化合物形成は生じず、原材料の Fe 元素から収率高く微粒子を得られるものと考えられる。

謝辞 本研究の一部は、情報ストレージ研究推進機構の助成により行った。

参考文献

- 1) Y. Itoh, T. Aoyagi, A. Tsukamoto, K. Nakagawa, A. Itoh and T. Katayama : Jpn. J. Appl. Phys., 43, 12, 8040(2004).
- 2) A. Itoh, et al : J. Magn. Soc. Jpn., 36, 62- 65 (2012).
- 3) K. Miyoshi, et al : IEEEJapan, Mag - 18 - 6 (2018).

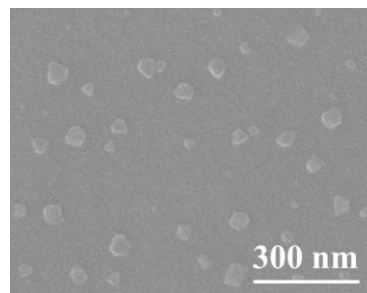


Fig.1 SEM image of sample (ii).

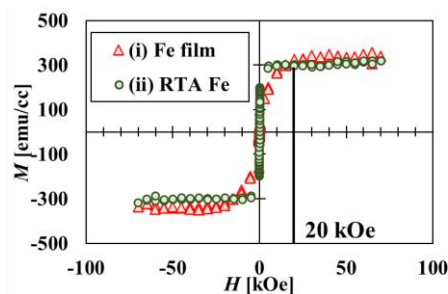


Fig.2 M - H Curve of sample (i) (ii).

Co/Pt 多層膜ナノドットのマイクロ波アシスト磁化反転における熱活性

水谷聡志、菊池伸明、畑山正寿、島津武仁、岡本聡
(東北大)

Thermal activation on microwave assisted magnetization switching in Co/Pt nanodot arrays

S. Mizutani, N. Kikuchi, M. Hatayama, T. Shimatsu, S. Okamoto
(Tohoku Univ.)

はじめに

マイクロ波アシスト磁化反転 (Microwave assisted magnetization switching : MAS) では, GHz 帯のマイクロ波磁場により磁化の歳差運動を励起し, 反転に必要な直流磁場を低減させる. MAS においてマイクロ波磁場の周波数と印加する磁場によって実効的なエネルギー障壁が複雑に変化することが報告されている¹⁾. 本研究では, 形状, サイズによるエネルギー障壁の制御が容易なナノドットを用い, また, マイクロ波磁場の印加時間を幅広く変化させて MAS 実験を行って熱活性の影響を調べた.

実験方法

エネルギー障壁を実験的に調べるためには, 磁場の印加時間を幅広く変化させる必要がある. そこで, 本研究では熱伝導率の高い Si 基板上にマイクロ波磁場印加用の高周波線路を作製し²⁾, その上に絶縁層を介して異常ホール効果測定用の電極層及び Co/Pt 多層膜ナノドットアレイを作製した. Fig.1 に試料の模式図を示す. ドット直径は $d = 40 \sim 200$ nm とした. MAS 実験は電磁石により膜面垂直方向に直流磁場, 面内方向にマイクロ波磁場を印加し, 異常ホール効果を検出することで測定した.

実験結果

Fig.2 に直径 $d = 70, 200$ nm のドットアレイの保磁力の実効時間依存性を示す. マイクロ波磁場周波数は $f_{rf} = 4, 8$ GHz である. マイクロ波磁場は幅 $t_{pulse} = 20$ ns のパルス波として印加した. 実効印加時間 t_{eff} はパルス周期 t_{period} として $t_{eff} = 10 \times (t_{pulse}/t_{period})$ と定義し, $t_{eff} = 10^{-6} \sim 10^1$ の幅広い範囲で変化させた. いずれの試料でも, 実効時間の増加に伴い保磁力が低下し, 体積の大きなナノドットの MAS においても熱活性の影響が表れている. また, $d = 70$ nm の方がその傾きが大きく, より熱活性の影響が顕著である. しかしながら, いずれのドット直径も 20 nm と見積もられる交換結合長よりは十分に大きく, ドットの一部からの反転が起きていると予想される³⁾. そのため, この違いについて一斉回転を仮定し, 直径によるドットの体積変化で説明することは難しい. 今後, ドット内部での有効場の分布による励起状態の違いや, 微細加工時のダメージなどの影響も含めて検討を行う.

謝辞 本研究の一部は ASRC の支援を受けて行われた.

参考文献

- 1) H. Suto et al. Phys. Rev. B., **91**, 094401 (2015).
- 2) N. Kikuchi et al. J. Appl. Phys., **126**, 083908 (2019).
- 3) H. Suto et al. Sci. Rep., **7**, 13804 (2017).

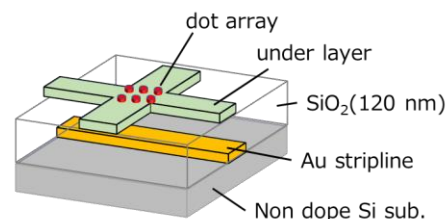


Fig.1 Schematic illustration of the sample structure.

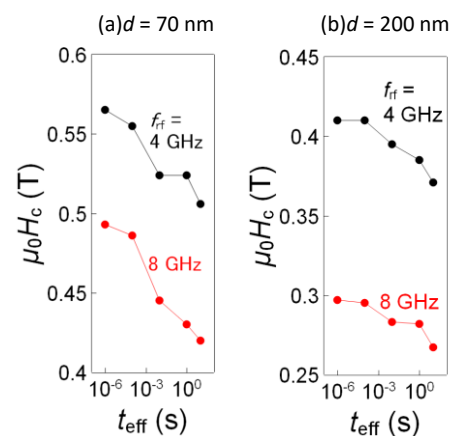


Fig.2 Effective time t_{eff} dependence of coercivity for Co/Pt nanodot array (a) $d = 70$ nm, (b) $d = 200$ nm.

ビットパターンドメディアを用いた3次元熱アシスト磁気記録において 記録ドットの体積が記録に及ぼす影響

Effect of Dot Volume on Recording Performance in 3D HAMR Bit Patterned Media

山根輝, Simon John Greaves, 田中陽一郎
東北大学電気通信研究所

Hikaru Yamane, Simon John Greaves and Yoichiro Tanaka
RIEC, Tohoku University

はじめに

磁気記録の更なる記録密度の向上のため、熱アシスト磁気記録 (HAMR) 技術が期待されている。本研究では、高い記録密度の実現のため、キュリー温度 (T_c) の異なる2つの記録層をもった3次元 HAMR ビットパターンドメディア (BPM) を、マイクロ磁気シミュレーションを用いて検討を行い、記録層の体積変化が記録に及ぼす影響を調査した。

シミュレーションモデル

シリンダー型ドットが Down-track 上に 10nm 間隔で並べられた BPM を想定し、メディアの磁化を Landau-Lifshitz-Bloch (LLB) 方程式に基づいたマイクロ磁気モデルを用いて計算した。モデルの構成は、ドットの直径を d nm、深さ方向には下層から軟磁性層/非磁性層 (5nm)/記録層 1 (RL1) (h_1 nm)/非磁性層 (2nm)/記録層 2 (RL2) (h_2 nm) で、メディア上面とヘッドの間隔は 3 nm とした。各記録層の磁性パラメータには同じ飽和磁化 $M_s = 1138 \text{ emu/cm}^3$ 、異方性エネルギー定数 $K_u = 6.6 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ 、ダンピング定数 $\alpha = 0.1$ と設定し、キュリー温度はそれぞれ T_{c1}, T_{c2} とした。ここで、 $(T_c, d, h) = (460 \text{ K}, 5 \text{ nm}, 5 \text{ nm}), (460 \text{ K}, 6 \text{ nm}, 7 \text{ nm})$ の場合について、保磁力の温度依存性を調べた結果を図 1 に示す。保磁力が 10 kOe 以下になるには、それぞれ 410.3 K, 420.2 K まで加熱される必要があり、10K ほどの差があった。これは記録する際、記録層の体積が小さいと、書き込んだ後メディアが熱安定性を持つまで冷却するために、より長い時間を要することを意味する。

ヘッドは 10m/s でメディア表面上を動き、ビット長 10 nm で 3 ビット分磁界を印加し、上向きに磁化したターゲット層を下向きに反転させるよう設定した。Down-track 上で 8nm の記録窓を定義し、この範囲内で反転確率の平均が最大となるときの平均値を実効反転確率として評価した。 $d=6$ nm, $h_1=h_2=5$ nm として、 T_{c1}, T_{c2} をそれぞれ 450K~600K, 450K~750K の範囲で 10K ずつ変化させ、反転確率が高くなる組み合わせを調査した結果、 $(T_{c1}, T_{c2}) = (530 \text{ K}, 460 \text{ K}), (460 \text{ K}, 550 \text{ K})$ を中心に高い領域が得られた [1]。本研究ではこの2つの組み合わせに関して、ドットの直径や各記録層の高さを変化させて、その変化が記録に及ぼす影響を調査した。

結果

$(T_{c1}, T_{c2}) = (530 \text{ K}, 460 \text{ K}), (460 \text{ K}, 550 \text{ K})$ の組み合わせに関して、記録層の高さを $h_1=h_2=5$ nm のままドット径 d を 5 nm および 7 nm に、 $d=6$ nm のまま (h_1, h_2) を (6nm, 4nm) および (7nm, 3nm) にそれぞれ変化させて、記録および記録密度に与える影響を調べた。ドット径を変化させた結果、体積が小さくなると最小のトラックピッチが大きくなり、反転確率が小さくなった。特に $d=5$ nm では実効的な反転確率が 0.95 程度と十分な反転確率が得られなかった。2層合わせた記録密度は、 $d=7$ nm のとき、8.5 Tbit/in² を超える非常に大きい値が得られた。記録層の高さを変化させた結果、RL1 の高さを大きくすると、反転確率が大きく得られた。最小トラックピッチは、(460K, 550K) では RL1 の体積増加に伴い小さくなった一方で、(530K, 460K) では RL2 の体積が小さくなるほど隣接トラックへの記録の影響を受けやすくなって、最小トラックピッチが大きくなった。記録密度は、(460K, 550K), (h_1, h_2) = (7nm, 3nm) で最大の 8.34 Tbit/in² が得られた。それぞれの条件における保磁力が印加磁場に等しくなる温度から、その温度における異方性エネルギー定数 K_u を計算し、熱安定性の指標となる $K_u V$ と各記録層をターゲットとしたときの反転確率の関係を図 2 に示す。RL2 に関してはすべての条件で高い値を保っているが、RL1 では $K_u V$ が小さいと反転確率が大きく低下することが確認できる。3D HAMR の記録には、印加磁場が小さくなる下層の RL1 の反転確率がボトルネックとなり、大きい反転確率を得るには RL1 の $K_u V$ を大きくとることが求められる。

ドット径や記録層の高さをそれぞれ変化させた結果から、最良と思われる条件で $(T_{c1}, T_{c2}) = (460 \text{ K}, 550 \text{ K}), (d, h_1, h_2) = (7 \text{ nm}, 7 \text{ nm}, 3 \text{ nm})$ としてシミュレーションした結果、今回調査した範囲で最小のトラックピッチ、最大の反転確率が得られた。記録密度は 9.0 Tbit/in² となった。

参考文献

[1] Hikaru Yamane, Simon John Greaves, Yoichiro Tanaka, "Heat-Assisted Magnetic Recording on Dual Structure Bit Patterned Media", IEEE transactions on Magnetics, Vol. 57, No. 2, February 2021

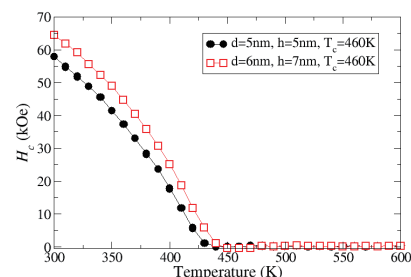


図1 $T_c=460\text{K}$ のとき、 $d=5\text{nm}, h=5\text{nm}$ と $d=6\text{nm}, h=7\text{nm}$ の場合における保磁力の温度依存性

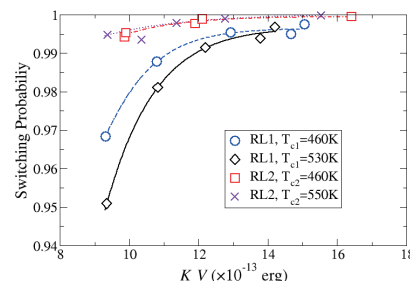


図2 反転確率と保磁力が印加磁場に等しくなる温度での各記録層の $K_u V$

MAMR 用のマイナススピンド分極3層STO

田河育也

東北工業大学電気電子工学科 仙台市太白区八木山香澄町 35-1

Minus Spin-Polarization Tri-Layer STO for MAMR

Ikuya Tagawa

Electrical and Electronic Engineering, Tohoku Institute of Technology, Sendai, Japan

1. はじめに

マイクロ波アシスト磁気記録 (MAMR) において、スピントルク発振器 (STO) から強い高周波振動磁界を得ることは依然として課題である。一方で、東芝が FC (磁束制御型) -MAMR を提案したように [1]、STO の磁化振動がなくても準静的なヘッド磁界ゲインを得る可能性がある。ただし、STO 磁化がヘッド磁極の磁化と同方向を向いている場合、このゲインは負、つまり損失となってしまう。本論文では、強い高周波磁界を維持しつつ、この準静磁界損失を回避することの難しさを示し、その解決のため、負のスピンド分極率を有する 3 枚の磁性層から構成された新しい STO 設計を提案する。

2. マイクロ波磁界と準静磁界ゲイン

マイクロマグネティクスシミュレータ Examag (富士通) を用いて、STO 発振磁界を含むヘッド磁界を、媒体表面位置において計算した。Fig. 1 に示すように、マイクロ波発振磁界振幅 (MA field)、および、FC-MAMR 効果に起因するヘッド準静磁界ゲイン (DC field gain) を性能指数とした。ここで、後者は STO 有りおよび無しとの二つのヘッド磁界の差分から計算した。

Fig. 2 に示すように、ヘッド主磁極 (MP) およびトレーリングシールド (TS) を電極として使用する MAMR ヘッドでは、TS に負のスピンド分極材料 [2] を用いることにより (■)、弱い注入電流でも強い MA field が得られることは既に報告した [3]。磁極に接続されていない理想的な 2 層 STO と比べても (▲)、その優位性がわかる。しかし、DC field 利得を比較すると、負の分極 TS と組み合わせた 2 層 STO では DC field 損失が大きいがわかる。これに対して、負のスピンド分極率を有する 3 層 STO の場合 (○)、MA field はさらに弱い注入電流でピークを持つ特性となり、DC field gain は大幅に改善されることがわかる。

$J=4 \times 10^8$ A/cm におけるヘッド磁極先端付近の磁化分布を Fig. 3 に示す。スピンド注入層 (SIL) と磁界発生層 (FGL) の磁化は互いに反対のクロストラック方向に傾斜しているが、ダウトラック磁化成分がゼロではないため、DC field 損失を引き起こす。これは、FGL と TS の間の静磁気相互作用がスピンド伝達トルクよりも強いと考えられる。スピントルクを増大させるためには、FGL を二枚の SIL で挟み込んだ 3 層 STO 構造としたうえで [4]、全ての層の分極率を負とすることが必要である。磁化分布を計算すると、FGL 磁化が完全に膜面内にあつて SIL1 磁化が MP 磁化と反対向きとなるため、DC field 損失が解消される。

3. まとめ

従来の 2 層 STO では、極めて大きな注入電流を与えない限り、マイクロ波磁界 (MA field) を維持したまま準静的なヘッド磁界 (DC field) の損失を解消することは難しい。一方、負の分極を有する 3 層 STO によれば、低い注入電流でも DC field 損失を回避できることがわかった。しかし、注入電流が大きくなると MA field が急激に減少してしまうこともわかった。

文献

- [1] A. Takeo, The 31st Mag. Rec. Conf., C1 (2020)
- [2] M. Tsunoda, et al., Appl. Phys. Express 2, 083001 (2009)
- [3] I. Tagawa, J. Magn. Soc. Jpn., 43 (7), 1 (2020)
- [4] Y. Kanai, et al., MSJ 40th Annual Conf., 7pB-4 (2016)

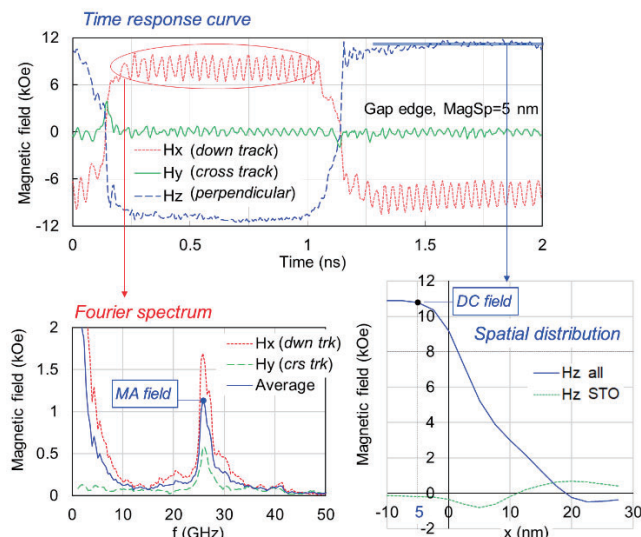


Fig. 1 (a) Time-response waveforms of the writing field including the STO oscillation field, and (b) its Fourier spectra and (c) the down track profile of the time-averaged perpendicular field.

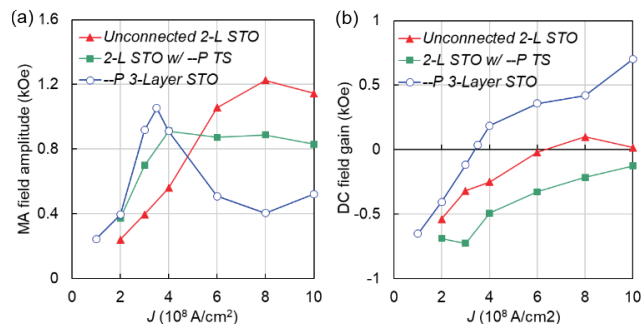


Fig. 2 Injection current dependencies of (a) the MA field amplitude and (b) the DC field gain, in the 2-layer STO unconnected to the head poles, the 2-layer STO with the minus-polarization TS, and the minus-polarization Tri-layer STO.

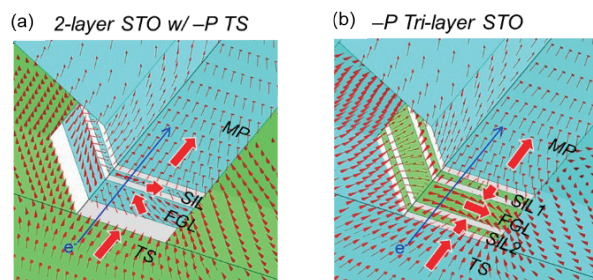


Fig. 3 Magnetization distributions near the head pole tip in the case of (a) the 2-layer STO with the minus-polarization TS and (b) the minus-polarization 3-layer STO, respectively, at the injection current of 4×10^8 A/cm.

Dual FGL STO のマイクロマグ解析

板垣諒、金井靖、Simon J. Greaves¹

(新潟工科大、¹東北大)

Micromagnetic analysis of Dual FGL STO

R. Itagaki, Y. Kanai, S. J. Greaves¹

(Niigata Inst. of Tech., ¹Tohoku Univ.)

はじめに

高周波アシスト磁気記録(MAMR)方式に用いられる高周波発振素子(STO)¹⁾のマイクロマグ解析を行った。Takagishi らが提案した2つの高周波発振層(FGL)を持つSTO(Dual FGL STO)は、従来のMAMR用STOモデルと比べ、発振磁界面内成分がピークとなる位置で記録に有害な垂直成分が0となるなど優れた特性を持つ²⁾。本報告では、Dual FGL STOの良好な発振を目的として、いくつかの検討を行った。まず、FGLの発振が安定する寸法を確認した。次に、2つのFGL間の反強磁性結合(J_{ex})はSTOの発振に与える影響が大きいことを確認した。

解析モデルとソフトウェア

本報告では、Fig. 1に示すように、STOを記録ヘッドの主磁極(MP)とトレーリングシールド(TS)間のギャップ内に挿入したフルモデルを用いた。FGLの膜厚を5 nmとしているが、これは膜厚10 nmではFGLの発振が安定しにくいためである。Dual FGL STOは2つのFGLおよび1つのスピン注入層(nSIL)からなる。MP - FGL1およびnSIL - FGL2間のスピントルク、FGL1 - FGL2間の反強磁性結合を考慮した。軟磁性のnSILに負の分極率 $P_0 = -0.3$ を仮定した。マイクロマグ解析にはNumerics and Design, Inc.製のFastMag Micromagnetic Simulator v9を用いた。

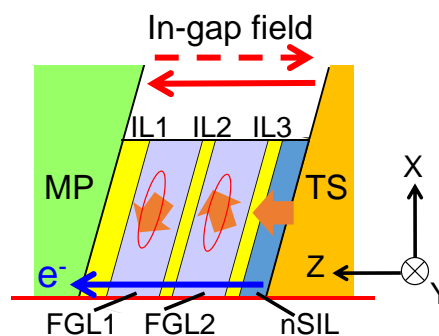


Fig. 1 Schematic of Dual FGL STO. Width \times height = 40 nm \times 40 nm. Thickness: IL1 = 2 nm, IL2 = IL3 = 1 nm, FGL1 = FGL2 = 5 nm, nSIL = 3 nm.

計算結果

Fig. 2には、FGL1およびFGL2の平均磁化が面内で回転する割合(Min-plane/ M_s : 全体の磁化の平均値をとり、さらに $4\pi M_s$ で割ったもの)であり、振幅が大きいほど磁化が面内で回転していることを示す。FGL1 - FGL2間の反強磁性結合として、(a)は $J_{ex} = -1.33$ erg/cm²を、(b)は $J_{ex} = -10.0$ erg/cm²を与えている。磁化が面内で回転する割合を0.0 nsec - 4.0 nsec間で平均したところ、(a)は64.6%、(b)は76.4%であった。以上から、2つのFGL間に与える J_{ex} を変えることでFGLがより良好に発振することが分かる。また、正の値である $J_{ex} = +1.33$ erg/cm²や、 J_{ex} を与えない場合、FGLの発振は振幅が小さく安定しない。

本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構(Advanced Storage Research Consortium)の補助金によった。

参考文献

- 1) J. Zhu, X. Zhu and Y. Tang: *IEEE Trans. on Magn.*, vol. 44, no. 1, pp. 125-131, Jan. 2008.
- 2) M. Takagishi, N. Narita, H. Iwasaki, H. Suto, T. Maeda, and A. Takeo: *IEEE Trans. on Magn.*, vol. 57, no. 3, 3300106, Mar. 2021.

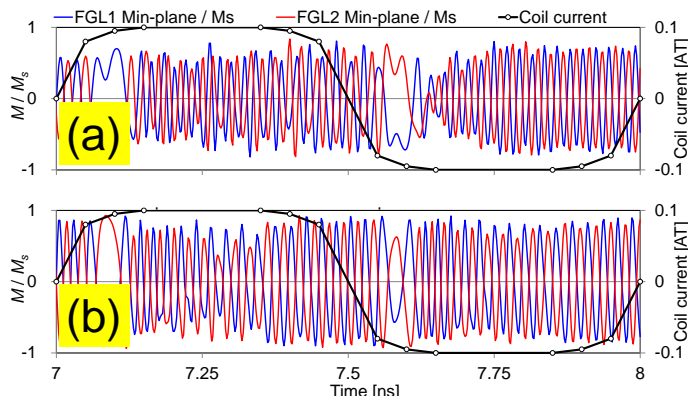


Fig. 2 In-plane component of volume-averaged FGL oscillation vs. time. $J = 3.0 \times 10^8$ A/cm², coil current = 0.2 AT_{pp}. (a): $J_{ex} = -1.33$ erg/cm², (b): $J_{ex} = -10.0$ erg/cm².

多層媒体における MAS および信号記録特性の異方性磁界依存性

栗原幸佑¹, 牙暁瑞², 川上高輝¹, 金井靖³, 田中輝光¹

(¹九州大学大学院システム情報科学府, ²九州大学マス・フォア・インダストリ研究所, ³新潟工科大学工学部)

Dependence of MAS and signal recording characteristics on layer anisotropy structure for multilayer media

K. Kurihara¹, X. Ya², K. Kawakami¹, Y. Kanai³, T. Tanaka¹

(¹ISEE Kyushu University, ²IMI Kyushu University, ³ Faculty of Eng. Niigata Institute of Technology)

はじめに

マイクロ波アシスト磁気記録(MAMR: Microwave Assisted Magnetic Recording)は超高密度記録を可能にする技術の1つとして注目されている。MAMRについて様々な研究報告がされており^[1-3], 媒体異方性磁界構造として Notched 型や Graded 型などが提案されているが, その信号記録に最適と思われる異方性磁界構造はわかっていない。本研究ではメディアの異方性磁界構造とマイクロ波アシスト磁化反転(MAS: Microwave Assisted magnetization Switching)特性および信号記録特性の関係についてシミュレーションにより調査した。

計算方法

本研究では Fig.1 に示す 4 層構造媒体を想定した。各層における異方性磁界 H_k と層間の交換定数 A_{int} を変化させ, MAS 及び MAMR のシミュレーションを行った。信号記録特性は 200 kbpI のシグナルと 1600 kbpI のノイズの比率 (SNR: Signal to Noise Ratio) で評価した。LLG 方程式による数値計算では, 各層の飽和磁化を 800 emu/cm^3 , ダンピング定数を 0.05 とした。またスピントルクオシレータの大きさを $30 \text{ nm} \times 30 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$, 飽和磁化を 1600 emu/cm^3 , 周波数を 22 GHz とした。なお, 信号記録にはトラック幅 30 nm の単磁極ヘッドを想定して有限要素法によりその磁界分布を求め, 記録ヘッド磁界として用いた。

計算結果

H_{k4} を 35 kOe とし H_{k1} , H_{k2} , H_{k3} を変化させ, マイクロ波アシスト磁化反転した点を Fig.2 に示す。同図から H_{k1} , H_{k2} , H_{k3} のいずれか1つが大きくなると磁化反転可能な媒体の平均異方性磁界($H_{k,ave}$)が大きくなる。ここで H_{k1} が大きく, H_{k2} , H_{k3} が小さい異方性磁界構造を Large H_{k1} 構造と定義する。 H_{k2} , H_{k3} も同様に Large H_{k2} 構造, Large H_{k3} 構造とする。層間の交換定数(A_{int12} , A_{int23} , A_{int34}) を (0.5, 0.5, 0.7) ($\mu\text{erg/cm}$)として Large H_{k1} 構造, Large H_{k2} 構造, Large H_{k3} 構造および A_{int} を最適化した(0.5, 0.7, 0.7) ($\mu\text{erg/cm}$) Large H_{k1} 構造の信号記録特性を Fig.3 に示す。同図から $H_{k,ave} = 25 \text{ kOe}$ で Large H_{k1} 構造は SNR 15 dB 以上と比較的高く, 層間の交換定数を最適化することで 16.7 dB となる。一方で Large H_{k2} 構造, Large H_{k3} 構造では SNR は非常に低い値となった。 Large H_{k2} , Large H_{k3} 構造媒体における $H_{k,ave} > 20 \text{ kOe}$ の低い SNR は 200 kbpI 信号の記録が十分にできていないことに起因する。これは低線密度の信号記録時には周囲の磁化からの静磁気相互作用磁界が大きく分布することが信号記録過程に大きな影響を及ぼしていることが原因と考えられる。

参考文献

- [1] S. Li et al., *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 202509 (2009).
- [2] S. Okamoto et al. *J. Appl. Phys.*, **107**, 123914 (2010).
- [3] X. Bai et al. *IEEE Magn. Lett.*, **7**, 4507904 (2016).

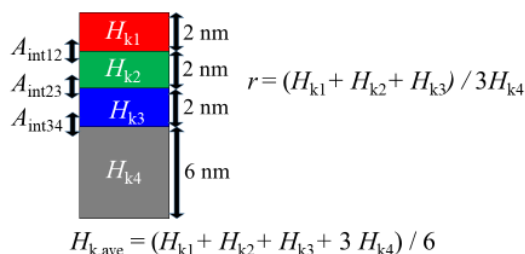


Fig.1. Schematic of medium layer structure and anisotropy fields.

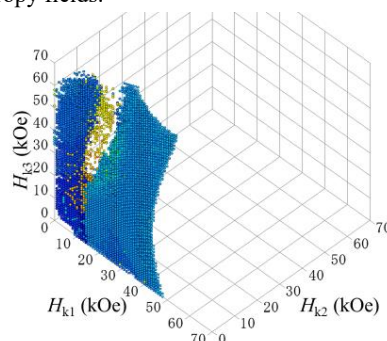


Fig.2. MAS plots for a multilayer with (A_{int12} , A_{int23} , A_{int34}) = (0.5 $\mu\text{erg/cm}$, 0.5 $\mu\text{erg/cm}$, 0.7 $\mu\text{erg/cm}$).

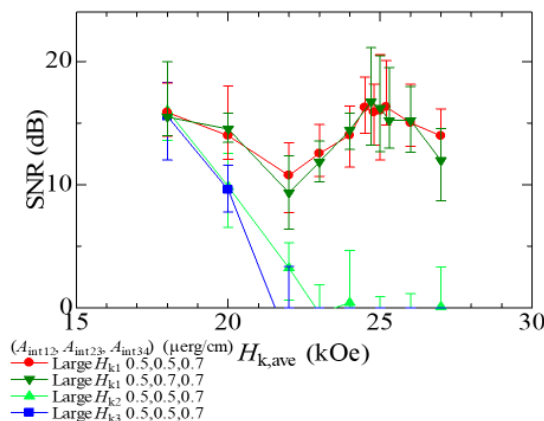


Fig.3. SNR comparison among three type of layer H_k structure media and SNRs for A_{int} optimized Large H_{k1} structure media with $r = 0.4$.

静的エネルギー近似手法によるマイクロ波アシスト磁化反転解析

川上高輝¹, 栗原幸佑¹, 牙暁瑞², 田中輝光¹

(¹九州大学大学院システム情報科学府, ²九州大学マス・フォア・インダストリ研究所)

Microwave-assisted magnetization reversal analysis based on static energy approximation method

K. Kawakami¹, K. Kurihara¹, X. Ya², and T. Tanaka¹

(¹ISEE Kyushu University, ²IMI Kyushu University)

はじめに

マイクロ波アシスト磁気記録(MAMR)は, 超高密度記録を可能にする技術の一つとして注目されている. 直流磁界 H_{DC} が異方性容易軸に反平行方向に印加される場合の磁化反転条件は定式化されているが^{1, 2}, H_{DC} が異方性容易軸に非平行な場合はマイクロマグネティックシミュレーションで求める必要があった. 本研究では H_{DC} が異方性容易軸に非平行な場合の磁化反転条件を近似的に求める手法を提案し, 本手法の数値解とマイクロマグネティックシミュレーションとを比較した.

近似手法

本研究で想定した単一磁化モデルと印加磁界の水平・垂直成分を Fig. 1(a)に示す. 異方性軸を方向とし, 直流磁界 H_{DC} を z 軸 (異方性容易軸) に対して θ の角度で印加し, 角周波数が ω の円偏波交流磁界 H_{AC} を xy 面内方向に印加するものとした. 本研究ではマイクロ波アシスト効果により ω/γ の直流等価磁界が磁化の歳差運動軸に対して逆向きに作用すると仮定した. 歳差運動軸と z 軸との成す角を φ と定義した. なお, 各磁界成分を異方性磁界 H_k で規格化したものを h と表す. Fig. 1(a)により, 各磁界の垂直成分 (h_z) および面内成分 (h_{xy}) は下記の式で表される.

$$h_{xy} = h_{DC} \sin \theta - \frac{\omega}{H_k \gamma} \sin \varphi + h_{AC}$$

$$h_z = h_{DC} \cos \theta - \frac{\omega}{H_k \gamma} \cos \varphi \quad (1)$$

マイクロマグネティックシミュレーションにより反転磁界 $h_{reverse}$ と φ を求め, (1)式を用いて得られた磁化反転磁界を Fig. 1(b)にプロットした結果, アステロイド曲線 $h_{xy}^{2/3} + h_z^{2/3} = 1$ (2) とほぼ一致していることが分かった. 従って ω/γ の直流等価磁界が磁化の歳差運動軸に対して逆向きに作用するという仮定は有効であると推測される.

計算方法と結果

本近似モデルの全エネルギー E はゼーマンエネルギーと異方性エネルギーの和で表される. (1)式を用いてゼーマンエネルギーを表し, 安定状態である $\partial E / \partial \varphi = 0$ から,

$$h_{DC} = \frac{0.5 \sin 2\varphi - h_{AC} \cos \varphi}{\sin(\theta - \varphi)} \quad (3)$$

が得られる. (3)式においてマイクロ波磁界強度および周波数, DC 磁界印加角を固定し, φ を変化させながら h_{DC} を求め, これとアステロイド曲線の交点を求めることで $h_{reverse}$ が得られる. マイクロマグネティックシミュレーションと近似手法で得られた $h_{reverse}$ の H_{DC} 印加角度依存性を Fig. 2 に示す. 磁化容易軸と直流磁界のなす角が小さい場合は最大で8%程度の誤差があるが角度が増大すると近似計算結果とシミュレーション結果がほぼ一致することが分かった.

参考文献

- [1] Giorgio Bertotti, Claudio Serpico, and Isaak D. Mayergoyz, *PRL*. **86**(4), 724-727 (2001).
- [2] S. Okamoto, M. Igarashi, N. Kikuchi, and O Kitakami, *J. Appl. Phys.* **107**, 123914(2010).

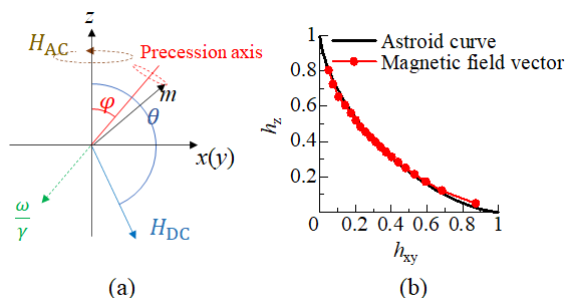


Fig. 1. (a) Components of DC and AC field vectors. (b) Comparison between Astroid curve and switching field components derived from the equation (1) and micromagnetic calculations.

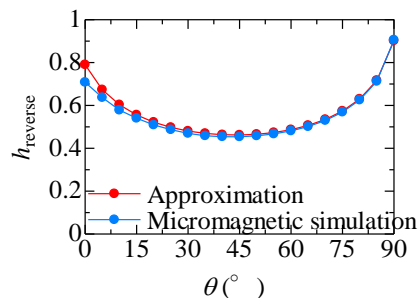


Fig. 2. Comparison between the approximation and micromagnetic simulation.

STT-MRAMの反転確率シミュレーション

川上寛太、仲谷栄伸
(電通大情報理工)

Simulation of the switching rate of STT-MRAM

K. Kawakami, Y. Nakatani
(Univ. of Electro-Comm.)

はじめに

STT-MRAMは、高密度化のための素子の微細化、高速書き込みのための反転電流の低減が必要とされている。以前我々はシミュレーション結果より、0 Kでの損失定数 α とパルス幅 t_p による反転電流の実験式¹⁾を示した。しかし現実の室温では磁化反転は熱揺らぎ²⁾の影響を大きく受けるため、電流に対して反転確率が変化する。反転確率はFP法⁴⁾により解析的に導くことができるが、大変複雑になる。そこで本研究では、電流に対する反転確率の簡易な実験式の作成を目標に、電流密度 J 、 α 、 t_p による反転確率の変化をシミュレーションにより調査した。

計算条件

シミュレーション対象は自由層のみとし、これをマクロスピンモデルでモデル化した。膜厚 $d = 2$ nm、体積 $V = 1.41 \times 10^{-18}$ cm³とし、材料定数は飽和磁化 $M_s = 600$ emu/cm³、異方性定数 $K_u = 1.76 \times 10^6$ erg/cm³とした。ここで材料定数はCoFeBの値を用い、異方性定数は熱安定性指数 $\Delta = 60$ となるように定めた。また、分極率 $\eta = 1.0$ 、スピンの方向ベクトル $\vec{p} = (0, 0, -1)$ 、室温 $T = 300$ Kと定めた。 α は0.0001~1で変化させ、 t_p は1~100 nsで変化させた。磁化の反転基準の条件は熱平衡時の平均磁化角度³⁾より $\pi - 0.129$ radとした。以上の条件より、電流密度による反転確率の変化を求めた。

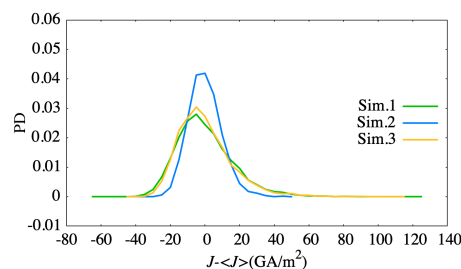
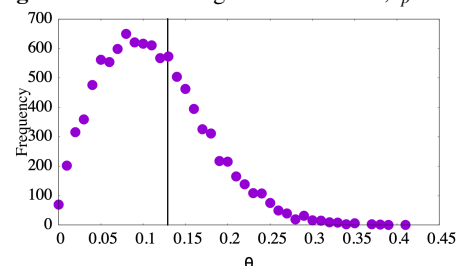
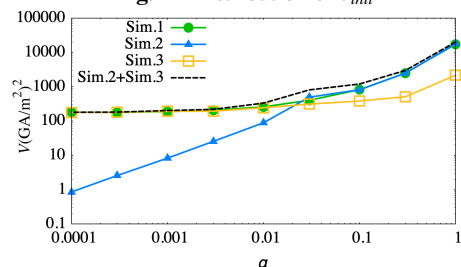
結果及び考察

熱平衡状態を初期状態とし、各電流密度に対し10000回の磁化反転シミュレーションを行い、確率密度分布を作成した。分布の形状を比較するため、各電流密度値の偏差を取った。結果を図1のSim.1に示す。結果より、この分布は正規分布よりも右裾が長いグラフとなることが分かった。そこで、熱平衡状態の磁化角度分布による反転確率の変化と、反転中の熱揺らぎによる反転確率の変化とを分けて考えることにした。磁化の初期状態を熱平衡時の平均磁化角度に固定し、反転中は $T = 300$ Kとした場合を図1のSim.2に、磁化の初期状態を熱平衡状態にし、反転中は $T = 0$ Kとした場合を図1のSim.3に示す。Sim.2は正規分布に近いグラフとなり、Sim.3は正規分布よりも右裾が長いグラフとなった。Sim.3の形状の原因を調べるため、初期磁化角度の分布を調べた(図2)。結果より、磁化角度が広く分布していることが分かった。小さい磁化の極角 θ から反転を行う場合、スピントルクが効き辛いため反転確率が低くなり、大きい場合はスピントルクが効きやすいため反転確率が高くなる。そのためSim.3の確率密度分布は右裾が長い分布となると考えられる。よってSim.3の影響があるSim.1の確率密度分布の非対称性の原因が熱平衡状態における磁化角度分布にあると考えた。

図3にSim.1、Sim.2、Sim.3の α による分散の変化を示す。Sim.1の分散は α が小さい場合殆ど変化がなく、 α が大きい場合には α の増加と共に増加している。Sim.2の分散は α 増加と共に増加しており、 α に比例していると考えられる。Sim.3の分散は α に依らず大凡一定である。Sim.1の分散がSim.2とSim.3の合計で表せると考え、Sim.2とSim.3の合計を求めた。結果を図3のSim.2+Sim.3に示す。Sim.2+Sim.3がSim.1とほぼ一致することが確認できた。Sim.2の分散は α に比例し、Sim.3の分散は定数で表現でき、Sim.1の分散はSim.2とSim.3の分散の和にほぼ一致する。よってSim.1の標準偏差は単純な式で表現できることが分かった。

参考文献

- 1) K. Yamada, K. Oomaru, S. Nakamura, T. Sato, and Y. Nakatani, Appl. Phys. Lett. 106, 042402, (2015)
- 2) Y. Nakatani, Y. Uesaka, N. Hayashi, H. Fukuyama, J. Magn. Magn. Mater. 168, p.347-351, (1997)
- 3) Y. Suzuki, et al., "Nanomagnetism and Spintronics", ELSEVIER, p.121, (2009)
- 4) W. H. Butler, et al., IEEE Trans. Magn., vol. 48, no. 12, p. 4684, (2012)

Fig. 1 PD of switching rate of $\alpha = 0.01$, $t_p = 1$ nsFig. 2 Distribution of θ_{init} Fig. 3 Effect of α on Variance

記録用金属線を用いた並列磁性細線メモリー素子の低電流記録に向けた検討

小倉 溪、中谷 真規、高橋 真央、石井 紀彦、宮本 泰敬
(NHK 放送技術研究所)

A Study of Low Current Recording for Parallel Magnetic Nanowire Memory using Recording Metal Wires

K. Ogura, N. Nakatani, M. Takahashi, N. Ishii and Y. Miyamoto
(NHK Science & Technology Research Labs.)

はじめに

我々は将来の立体テレビに適用できる超高速かつ大容量な次世代ストレージとして、磁性細線メモリーを提案している¹⁾。本メモリーでは、基本構成要素となる磁性細線1本に対して、直交配置した2本の金属線A、B(記録素子)により記録を行う。これまで、記録素子に互いに逆方向のパルス電流を印加し、そのギャップに発生する合成電流磁界を用いて磁区記録する手法についてシミュレーションにより検討してきた。その結果、記録素子に印加する2つのパルス電流に適切な遅延時間を設けることにより、従来よりも低電流で磁区記録が可能となることを見出した²⁾。今回、並列配置した磁性細線におけるクロストークの検証のため、4本を並列配置した磁性細線メモリー素子において上記の手法を適用し、同様に低電流で磁区記録が可能であるか解析を進めたので報告する。

シミュレーション条件と解析結果

数値シミュレーションにはLLG(Landau-Lifshitz-Gilbert)方程式を用いて計算した。細線上の単位メッシュサイズは4nmの立方体とし、磁性細線と記録素子が導通しないよう両者の間に10nmの絶縁層を設けた(Fig.1)。磁性細線を4本並列配置した構造において2本の記録素子A、Bに対し逆向きのパルス電流 I_A 、 I_B に遅延時間 T を設けて印加し、 $T=0\sim 0.19$ nsの範囲の超高速領域における磁区記録の様子を解析した。

$T=0.17\sim 0.19$ nsの範囲における磁区記録状態の変化をFig.2に示す。 $T=0\sim 0.17$ nsの範囲では4本すべての磁性細線で磁壁に揺らぎのない安定した磁区が記録素子ギャップ直下に形成されることがわかった。一方、 $T=0.18$ nsでは最下部の磁性細線のみ磁区が記録されず、 $T=0.19$ nsではすべての磁性細線で磁区の記録ができなかった。磁性細線1本の解析結果では、 $T=0.03\sim 0.08$ nsおよび $T=0.15\sim 0.18$ nsの範囲で磁区を記録できていたが、4並列細線では隣接細線からのクロストークの影響により、磁区記録可能な遅延時間 T の範囲が拡張したものと考えられる。さらに、 $T=0.18$ ns以上では記録電流 I_A 、 I_B の遅延時間の差が大きいため、合成電流磁界が磁化反転に必要な十分な瞬時磁界強度とならず、核形成および磁壁伝搬が抑制されたため、一部もしくはすべての磁性細線で磁区記録できなかった。当日は、磁性細線の距離を変えた場合のクロストークの影響の変化や、磁性細線上の磁気モーメントの挙動解析など、詳細を報告する予定である。

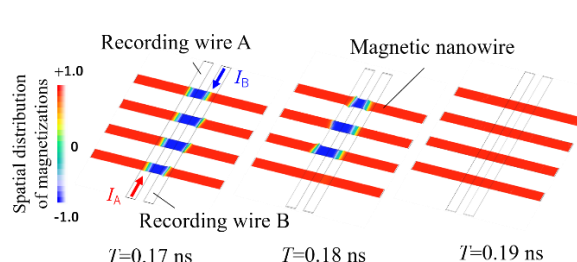
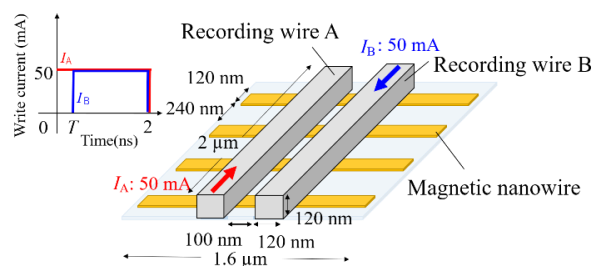


Fig. 1 Simulation model & applied write pulse diagrams

Fig. 2 Spatial distribution of magnetizations in four nanowires

参考文献

- 1) 宮本ほか: “磁性細線メモリーにおける磁区形成・駆動と磁気光学検出,” NHK 技研 R&D, No.181, pp. 20-31 (2020)
- 2) 小倉ほか: “磁性細線メモリー素子における磁区記録電流の低電流化に向けた検討,” 映像情報メディア学会年次大会, 15aC-7 (2020)

ダブルマグネット型マスター媒体による磁気転写特性のマスター構造依存性

小峰啓史 (茨城大)

Master structure dependence of magnetic printing performance by utilizing double magnet mater media

Takashi Komine (Ibaraki Univ.)

1 はじめに

磁気転写は、サーボ信号を高速、安価に書き込む技術として期待されている。しかし、従来のマスター媒体¹⁾では、高保磁力を有する次世代エネルギーアシスト磁気記録媒体に適用するのに十分な記録磁場を得ることが困難であった。最近、30 kOe 程度の高保磁力を有する媒体に対しても適用可能なダブルマグネット型マスター媒体 (Double Magnet Master, DMM) を提案し、従来マスター媒体に比べて磁気転写特性が著しく向上することを示した²⁾ DMM 媒体では、2種類の磁性膜パターンにより記録磁場を増強することが出来るが、マスター媒体の構造が磁気転写特性に及ぼす影響は十分には明らかではない。

本研究では、マイクロマグネティックシミュレーションを用いて、DMM 媒体を用いた磁気転写特性のマスター構造依存性を調べた。

2 計算方法

マスター磁性膜の計算モデルを Fig.1 に示す。DMM 磁性膜には、ハード膜として $L1_0$ -FePt を想定し、ソフト膜に FeCo を用いたものを s-DMM、垂直磁気異方性を有する CoPt をソフト膜に用いたものを h-DMM とした。従来型マスター媒体において、FeCo を用いたものを soft conventional master (s-CM)、CoPt を用いたものを h-CM とした。磁性膜パターンとして、ライン/スペース (L/S) パターン、及び、チェッカーボードパターンを扱い、ダウトラック方向のパターン幅 20 nm、クロストラック方向のパターン幅 50 nm、膜厚を 20 nm とした。初めに、マイクロマグネティックシミュレーションにより、転写磁場 H_p 印加時のマスター磁性膜磁化を計算し、記録層に印加される記録磁場 H^r を計算した。計算した記録磁場を用いて磁気転写シミュレーションを行い、転写された磁化状態を評価した。

3 結果および考察

従来マスター媒体、及び、DMM 媒体による記録磁場分布を Fig. 2 に示す。転写磁場を 10 kOe、磁気的スペーシングを 2 nm とした。従来マスター媒体では、転写磁場印加時に磁性膜パターンで転写磁場 H_p よりも記録磁場 H_z^r が増加し、磁性膜パターンのない部分では減少する。記録性能は記録磁場の差 ΔH_z^r により決まるが、従来マスター媒体では ΔH_z^r が 5 kOe 未満であり、高保磁力媒体への適用が困難であった。一方、DMM 媒体の場合、転写磁場印加時でも、ハード磁性膜の磁化が反転しないため、ソフト磁性膜とハード磁性膜の作る静磁場が重畳された記録磁場を得ることが出来る。このとき、記録磁場の差 ΔH_z^r は約 10 kOe と従来マスター媒体に比べて大幅に増強された。また、s-CM、s-DMM では、FeCo 磁性膜内の磁化分布を反映して、L 部における記録磁場が変化するが、磁場強度には大きな差が見られなかった。

媒体におけるスイッチング磁場の角度依存性を考慮して、Stoner-Wohlfarth 型の実効記録磁場 $H_{\text{eff}}^r = \left[|H_x^r|^{2/3} + |H_z^r|^{2/3} \right]^{3/2}$ を見積もった結果を Fig. 3 に示す。磁気転写では、磁性膜パターンエッジ部に生じる面内磁場成分により実効記録磁場が増強されるが、DMM 媒体では面内成分も増強されていることがわかる。また、L/S パターン幅を等しくすると、L 部での実効磁場がより増強されることから、S 部に比べて L 部を狭く形成する必要がある。DMM 媒体では、ソフト膜、ハード膜の磁気分離膜形成に加えて、各種サーボパターンに応じた磁性膜パターン設計が必要となるが、実効記録磁場分布を考慮することで、磁性膜パターン寸法の最適設計が可能であることが明らかとなった。

本研究の一部は、科研費、KDDI 財団の支援により行われました。ここに深謝致します。

References: 1) Nurul Sheeda *et al.*, *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 3676-3678 (2009).

2) Takashi Komine, *IEEE Trans. Magn.* (2021) (*in press*).

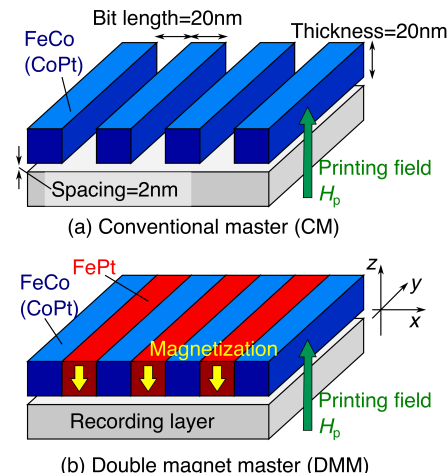


Fig. 1 Schematic illustrations of conventional master (h-CM) and double magnet master (h-DMM) media.

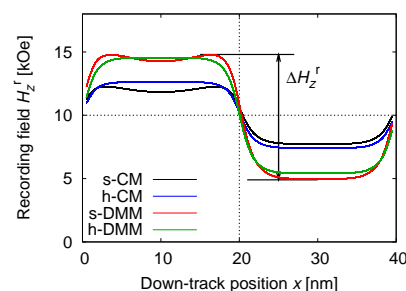


Fig. 2 Recording field distributions of s-CM, h-CM, s-DMM, and h-DMM media.

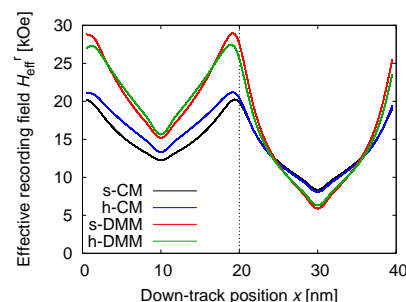


Fig. 3 Effective recording field distributions of s(h)-CM and s(h)-DMM media.

カットコアと積層コアからなる直交磁心型可変インダクタ

佐藤翼空, 中村健二, 大日向 敬*, 有松健司*
(東北大学, *東北電力)

Orthogonal-core-type Variable Inductor consisted of Cut-core and Laminated-core

T. Sato, K. Nakamura, T. Ohinata*, and K. Arimatsu*
(Tohoku University, *Tohoku Electric Power Co., Inc.)

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、系統電圧が不規則かつ急峻に変動する問題が顕在化している。これに対して、可変インダクタは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、無効電力補償型の系統電圧調整装置として応用できる。

本稿では、カットコアと積層コアの2種類のコアからなる新しい直交磁心型可変インダクタについて、リラクタンスネットワーク解析 (RNA), 並びに試作試験の両面から検討を行ったので報告する。

提案する直交磁心型可変インダクタの特性

Fig. 1 に、カットコアと積層コアからなる直交磁心型可変インダクタの諸元を示す。同図に示すように、直交磁心はC形のカットコアとC形の積層コアを90度回転接合させて構成される。これにより、両コアの積層が揃うため、接合面での層間短絡を防ぐことができる。カットコアの脚部には直流制御巻線を施し、積層コアの脚部には交流主巻線を施す。このような構成で、制御側から直流励磁を加えると接合面の共通磁路が磁気飽和し、交流主巻線側から見た実効的なインダクタンスが変化するため、可変インダクタとして動作する。

本可変インダクタの特性算定には、RNAを用いた。Fig. 2 に3次元RNAモデルの一部を示す。同図中の赤色で示した磁気抵抗は積層面内の非線形磁気抵抗であり、材料のB-H曲線と寸法から与える。一方、

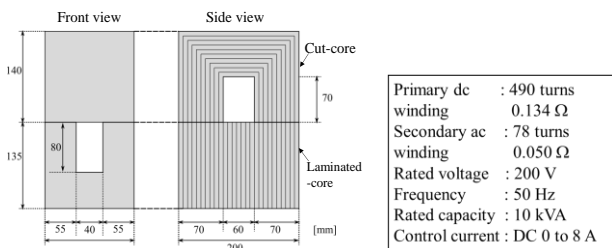


Fig. 1 Specifications of an orthogonal-core-type variable inductor consisted of a cut-core and a laminated-core.

黒色の磁気抵抗は積層方向および磁心外空間を表す線形磁気抵抗である。

Fig. 3(a)に、無効電力制御特性の計算値と実測値を示す。この図を見ると、良好な制御性を有すること、計算値と実測値は良好に一致することが了解される。同図(b)は主巻線電流歪み率である。この図より、歪み率は全動作範囲で5%以下であり、低歪みであることが了解される。

参考文献

- 1) O. Ichinokura, T. Jinzenji, and K. Tajima, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 3225 (1993).

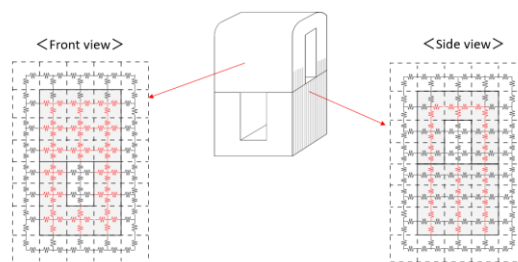
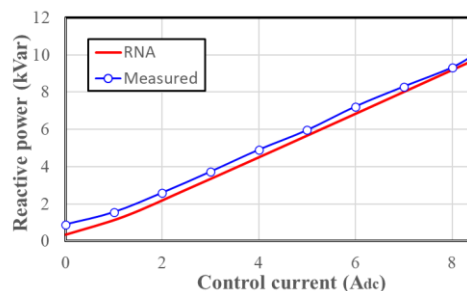
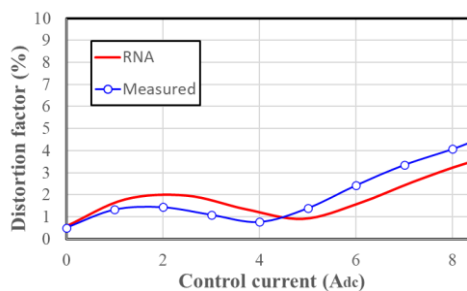


Fig. 2 A part of the 3D-RNA model of the orthogonal-core.



(a) Reactive power characteristic



(b) Normalized distortion factor of the secondary ac current
Fig. 3 Comparison of basic characteristics of the proposed orthogonal-core-type variable inductor.

パワーインダクタ用磁性微粒子内包アルミナの作製とその磁気特性

濱田敬文、遠藤恭*、藪本健成、石飛学、太屋岡篤憲**、藤田直幸
(奈良高専、*東北大、**北九州高専)

Fabrication of magnetic ultrafine particle embedded porous alumina for power inductor and their properties.

T. Hamada, Y. Endo*, K. Yabumoto, M. Ishitobi, A. Tayaoka**, N. Fujita
(NIT Nara College, *Tohoku Univ., **NIT Kitakyushu College)

はじめに

100MHz 帯で動作するパワーインダクタの小型化のためには、その周波数で高透磁率を示す磁性材料が必要である。我々は、陽極酸化ポーラスアルミナ膜の孔に電析法で磁性微粒子を充填した新規磁性材料の開発を目指している。この材料では、(1)粒子径がサブ μm 以下、(2) アスペクト比が 100 以上、(3) 体積充填率が 80% 以上、(4) 微粒子の配列を一方向に揃えることなどが狙えるため、反磁界や渦電流の影響が小さくなり、高周波での優れた磁気特性が期待できる。今回、高アスペクト比柱状 Ni 微粒子を内包したポーラスアルミナを作製したため、その作製プロセスと磁気特性について報告する。

実験方法

Fig.1 に作製手順を示す。(a) 純度 99.9% の Al 板を $\text{H}_2\text{C}_2\text{O}_4$ 0.3M 水溶液を使用して 20°C で陽極酸化 (40V、25 時間) を行った。ポーラスアルミナにはバリア層と呼ばれる絶縁膜があり、電析法で Ni を微細孔に充填するためにはバリア層を除去する必要がある。そこで、電流回復法¹⁾によりバリア層の除去を試みたが、 $\text{H}_2\text{C}_2\text{O}_4$ では、完全除去ができなかった。そこで、(b) 溶液を溶解力の高い H_3PO_4 0.97M 液に変更し、電流回復法によるバリア層の薄化を行った。その後、(c) H_3PO_4 中で 20 分放置して孔を拡大した。続いて、(d) 極性を反転させ電流を $50\sim 200\text{mA}/\text{cm}^2$ まで 2 分おきに $50\text{mA}/\text{cm}^2$ ずつ段階的に上昇させることでポーラスアルミナ膜を素地から剥離した。(e) アルミナ膜の Al 素地側に Cu (純度 99.9%) を蒸着した。(f) $\text{NiSO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ 910mM、 $\text{NiCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ 190mM、 H_3BO_3 490mM 浴で 2~20 分間 $20\text{mA}/\text{cm}^2$ で電析 (50°C 、対極 Ti-Pt) し、微細孔に Ni を充填した。(g) $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ 400mM と HCl 2mM を 60°C で調整し Cu 側に滴下することで Cu 膜を除去した。

実験結果

Fig.2 のように電析時間 20 分で長さ約 $50\mu\text{m}$ の Ni の析出が確認できた。また、今回作製したポーラスアルミナの微細孔の径は約 50nm 程度であったので、Ni 微粒子はアスペクト比 1000 程度であると見積もられた。

Fig.3 に膜面に対して垂直と面内の 2 方向から測定した磁化曲線を示す。膜面に対して垂直方向が面内方向より磁化曲線が立っていることから垂直磁気異方性を示す Ni 内包アルミナテンプレートが得られたことが分かった。

参考文献

1) Tatsuya MASUDA, et al., *Electrochemistry*, **82**, p448-455 (2014).
謝辞 本研究の一部は、科学研究費補助金 (21K04162) の補助を受けた。

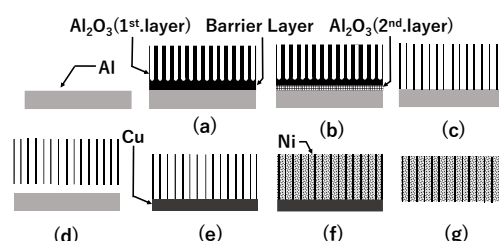


Fig.1 Cross-sectional images of each process in the fabrication of Ni ultrafine particle embedded porous alumina.

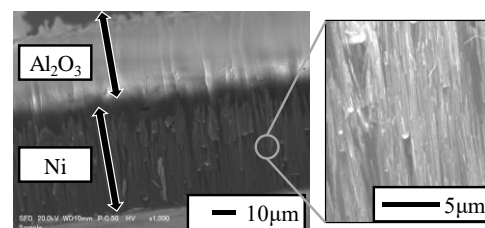


Fig.2 Cross-sectional SEM image of Ni ultrafine particle embedded porous alumina.

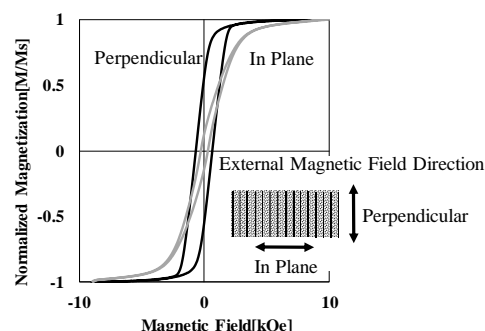


Fig.3 M-H curve of Ni ultrafine particle embedded porous alumina.

高エネルギー密度と低損失を両立する空心インダクタの検討

増田 樹*, 朝雛 えみり*, 前田 浩延**, 石飛 学*
(奈良高専*, ダイヘン**)

Air-Core Inductor with High Energy Density and Low Loss Characteristics

I.Masuda, E.Asahina, K.Maeda, M.Ishitobi

(*NIT Nara College, **DAIHEN)

はじめに

非線形特性とこれに伴う損失を特に嫌うアプリケーションにおいて、空心タイプのインダクタが採用されている⁽¹⁾。これらは透磁率が変化せず、鉄損も生じないが、代わりに近接効果に起因する銅損の増加とエネルギー密度の低下を招く。一般的に近接効果の抑制には、巻線同士を離すことが効果的であると知られているが、同時にエネルギー密度を低下させるため、インダクタの大型化が避けられない。そこで筆者らは、エネルギー密度を保持しつつ銅損を抑制するため、構造面から空心インダクタの限界に挑んできた⁽²⁾⁽³⁾。本報告では、残されていた巻線用銅箔の厚さと損失の関係について示している。

巻線の厚さと損失の関係

先に提案しているインダクタの構造とその線束断面形状⁽²⁾を Fig.1 に示す。四角い筐体に収めることを想定し、銅損を抑えつつインダクタンスを稼ぐため、以下の特徴を有している。インダクタンスの外形が四角形で、窓面積が大きい。また、銅箔をフラットワイズ方向に積層して巻き、巻線の線束断面を正方形としている⁽²⁾。

Fig.2 に、銅箔の厚さを 0.01~0.5mm で可変させたときの損失特性を示す。ここで、線束断面を 10mm×10mm、巻数を 12 巻、入力電流を 2A、500kHz とし、COMSOL Inc.製 COMSOL を用いて有限要素解析を行っている。Fig.2 から、銅箔の厚さが表皮深さ δ より十分に厚いとき (領域 A)、一定の損失が確認できる。また、銅箔の厚さが表皮深さの 2.5 倍付近 (領域 B) になると、損失が減少している。この現象を表した模式図を Fig.3 に示す。領域 A では、Fig.3(a)のように同一銅箔内の交互電流⁽⁴⁾がほとんど干渉しておらず、このため損失に変化が現れなかったものと考えられる。また領域 B では、Fig.3(a)から Fig.3(b)の状態に近づいていくため、互いに逆向きの交互電流が干渉し、損失原因である電流のピークが抑制されたものと考えられる。領域 C では、同一銅箔内における電流の向きが揃う。一方で銅箔断面積の減少により、電気抵抗が増加する。すなわち、交互電流による損失と電気抵抗の増加による損失はトレードオフの関係にあり、表皮深さ付近でその最小値を示すことがわかる。

以上より、提案型インダクタの構造を決定する全パラメータが揃った。現在、プロトタイプを作製して評価を行っており、近日中に報告を予定している。

参考文献

- 1) Marian Kazimierzuk : "RF Power Amplifiers ", Wiley ,p476 (2014)
- 2) 松田和也,他 : 電学論 D,Vol.139,No.4,pp.409-415 (2018)
- 3) 永井歩美,他 : 電学論 D,Vol.138,No.9,pp723-729 (2017)
- 4) M. Hayata et al. : The2018 International Power Electronics Conference, pp.410-415(2018)

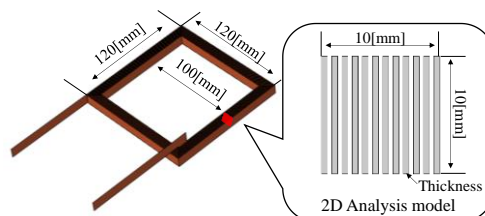


Fig.1 Proposed inductor structure

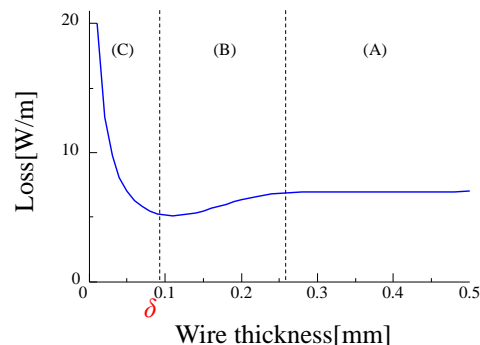


Fig.2 Loss characteristic with thickness

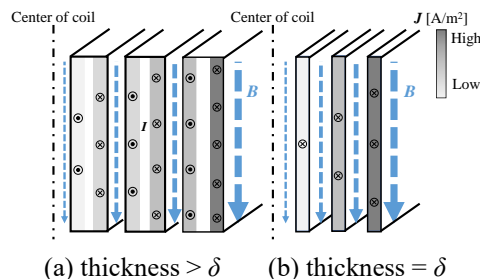


Fig.3 Distribution of current density and magnetic flux density

超磁歪アクチュエータを用いた超小型 EV 搭載用 ANC システムの研究 (ロードノイズ帯域の出力特性に関する基礎的検討)

加藤太朗、北村拓也、前原史弥、中山弘也、遠藤文人*、加藤英晃、成田正敬
(東海大学、*福岡工業大学)

A study on ANC system for ultra-compact EV by using giant magnetostrictive actuator
(Fundamental consideration on output characteristics of road noise range)

T. Kato, T. Kitamura, F. Maehara, H. Nakayama, A. Endo*, H. Kato, T. Narita
(Tokai Univ., *FIT)

はじめに

ガソリン自動車に代わる新たな交通手段として、1人から2人乗りの超小型電気自動車（以下超小型 EV）の普及が広がっている。しかしながら、超小型 EV にはロードノイズや風切り音による車内環境の劣化という問題がある。従来の自動車の車内騒音対策は車内に防音材や遮音材として、多孔質材料や板状材料、有孔板を用いて車内に侵入する騒音を低減している。また一部では車内に制御音波用スピーカを設置し、車内騒音に対して同振幅・逆位相の制御音波によって車内騒音の音圧レベルを低減するアクティブノイズコントロール（以下 ANC）システムが採用されている。

一方超小型 EV の車内騒音対策は、車両重量や車内スペースの制限により、防音材や遮音材を十分に設置することは不可能である。また従来のスピーカを用いた ANC システムでは、100 Hz～500 Hz¹⁾の低周波騒音であるロードノイズを制御するためには、低周波の制御音波を高出力かつ正確に出力することが求められ、大きな空気室を持つスピーカが必要となるため、超小型 EV への適用は現実的ではない。

そこで当研究グループでは、超小型 EV の平板部に超磁歪材料を用いたアクチュエータを設置し、壁面振動によって制御音波を発生させることで騒音低減を図る ANC システムの研究を行っている^{1, 2)}。このシステムでは、特に低周波騒音であるロードノイズの騒音低減を目的としているため、この ANC システムに用いる超磁歪アクチュエータには、低周波の制御音波を高出力かつ正確に出力できる性能が必要となる。本報告では、超磁歪アクチュエータを用いた ANC システムの構築の基礎検討として、既存の超磁歪アクチュエータの有限要素モデルを作成し、電磁界解析によるロードノイズ帯域の出力特性に関する基礎的検討を行った。

超磁歪アクチュエータの低周波制御音波の出力に関する検討

超小型 EV 搭載用の超磁歪アクチュエータの出力特性について、有限要素法による電磁界解析を行い、アクチュエータ内の超磁歪素子が発生させる磁歪力から出力特性を検討する。Fig. 1 に示すように超磁歪アクチュエータの有限要素モデルを構築し、音波出力のための制御信号としてコイルに正弦波の電圧を加えた。印加する電圧の周波数は 100 Hz から 500 Hz まで変化させた。このとき同図中のバイアスマグネットとして用いられている永久磁石の残留磁束密度を変化させ、低周波の出力性能について検討した。

解析の結果、残留磁束密度の高い永久磁石を使用することで磁歪による発生力が大きい場合に出力される音波の高調波が抑制できる結果が得られた。

参考文献

- 1) 井出, 坂田, 日本ゴム協会誌, Vol. 5, No. 8, (1992), 457-462.
- 2) 石塚, 加藤, 加藤, 成田, 小島, 森山, 日本 AEM 学会誌, Vol. 25, No. 2, (2017), 88-93.
- 3) T. Kato, R. Suzuki, R. Miyao, H. Kato, T. Narita, *Actuators*, 7, 49, (2018).

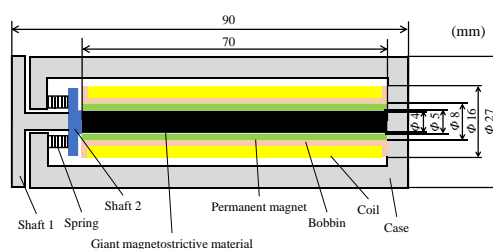


Fig. 1 Internal components of giant magnetostrictive actuator

シリンダーヘッド上に設置したリニアアクチュエータに関する研究 (動作温度に対する推力特性の基礎的考察)

真島悠平、黒田純平、鈴木遼、遠藤文人*、成田正敬、加藤英晃
(東海大学、*福岡工業大学)

A Study on Linear actuator installed on cylinder head
(Fundamental consideration on thrust characteristics to operating temperature)

Y. Majima, J. Kuroda, R. Suzuki, A. Endo*, T. Narita, H. Kato
(Tokai Univ., *FIT)

はじめに

近年、自動車の電動化が進む一方で内燃機関を搭載する自動車は2040年まで増加し続けると予想されており、高出力エンジンの需要が高まっている。そこで、エンジンの急速燃焼、充填効率の向上を目的にリニアモータを用いてエンジンバルブを駆動する方法が検討されている。このシステムはバルブのリフト量およびタイミングを無段階変化させることにより内燃機関の更なる出力・燃費の向上が期待できる。しかし、運転中のエンジンにおける排気バルブの温度は600°C以上になるためバルブからの熱伝導によりアクチュエータを構成する永久磁石やコイルが熱負荷を受ける事でリニアモータの推力に悪影響を及ぼすと考える。この問題を解決すべく他の研究機関では、永久磁石を持たないアクチュエータや電磁石で可動子を駆動する小型のアクチュエータを提案しているが^{1,2)}、それぞれアクチュエータの大型化や大きな推力が得られないといった問題が生じている。そこで、当研究グループでは強い磁束密度を持つ希土類の永久磁石と、ソレノイドで構成されるシンプルな構造のリニアアクチュエータによるエンジン駆動バルブシステム(EDVS)を提案し、高推力化を目指している。本報告では、提案するアクチュエータの推力特性に関する基礎研究として、有限要素解析モデルを構築し、動作温度を考慮した電磁解析を行った。

電磁界解析を用いたEDVSの熱影響と推力に関する検討

EDVSの概略をFig. 1に示す。EDVSはネオジウム磁石とコイルで構成され、駆動方法はコイルを通る電流とコイルに直交する磁場がローレンツ力を発生させることで可動子が駆動する。バルブの変位量は最大10mmとし、バルブを開く方向に1mmずつ変位させた際の推力を電磁界解析によって求めた。EDVSの温度を20°Cから140°Cまで変化させた際のバルブの変位と推力の関係を図2に示す。同図より推力は変位量に関わらず一定の推力を得る事ができ、提案したモデルは安定した動作が期待できる。また、推力は温度上昇に伴って低下することが分かった。これはネオジウム磁石が熱減磁したことが要因であると考えられる。

参考文献

- 1) 宇野, 村口, 金野, 岡田, 「運動と振動の制御」シンポジウム講演論文集, Vol. 10, (2007), 177-180.
- 2) 柴崎, 岡崎, 小倉, 日本機械学会関東学生支部総会講演会論文集, Vol. 19, (2013), 451-452

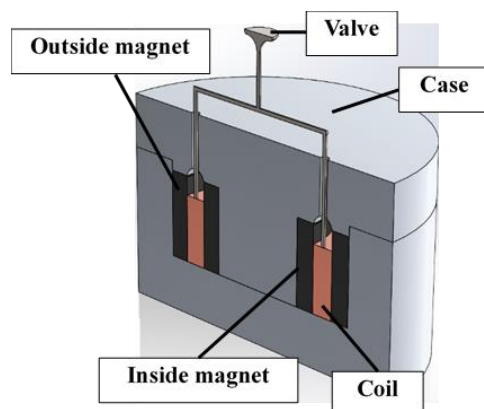


Fig. 1 Analysis model of linear actuator for EDVS.

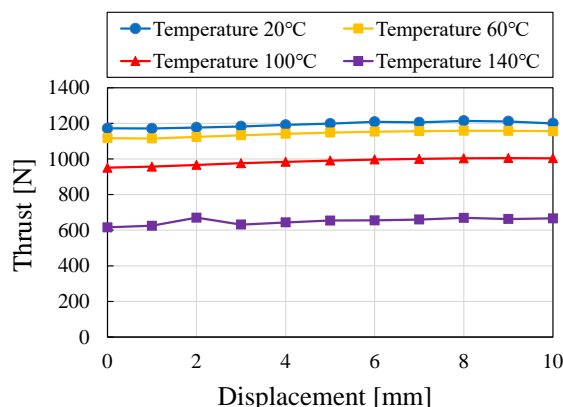


Fig. 2 Relationship between displacement of analysis model and analyzed thrust.

シームレスな極薄鋼板の磁気ガイドウェイシステムの開発 (電磁石設置位置に対する制振効果の基礎的検討)

中須賀峻、小川和輝、遠藤文人*、成田正敬、加藤英晃
(東海大学、*福岡工業大学)

Development of electromagnetic guideway for seamless ultra-thin steel plate
(Basic consideration of damping effect on electromagnet installation position)

R. Nakasuga, K. Ogawa, A. Endo*, T. Narita, H. Kato
(Tokai Univ., *FIT.)

はじめに

近年、鋼板を製造するラインでは、鋼板とロールによる接触支持搬送が行われている。この間、鋼板はロールとの接触支持搬送により生じる摩擦が原因で鋼板の表面品質の劣化が問題視されており、高品質な製品の実現には鋼板とロールの接触を避ける必要がある。この問題点を解決するために当研究グループでは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で鋼板の振動を抑制する非接触案内を検討してきた¹⁾。また、マルチボディダイナミクスを用いて鋼板に外乱が入力された際の応答から非接触案内制御用電磁石の制振性能に関する検討を行った²⁾。しかし、最適な電磁石の配置位置に関する検討は行われていない。そこで本報告は電磁石の設置位置を変更した際に鋼板に外乱が入力されたときの制振性能について検討を行った。

非接触案内形成装置

電磁石を用いた非接触ガイドウェイの振動抑制効果を評価するため、Fig. 1 に示す連続鋼板の進行方向部分を模擬した装置を用いて検討を行った。長さ 6894 mm、幅 150 mm、厚さ 0.3 mm のステンレス鋼材製ベルトを溶接した連続鋼板を直径 700 mm、幅 154 mm のプーリから吊り下げた。また、Fig. 1 に示すようにプーリから下に 500 mm、鋼板の面外方向に 50 mm 離れた箇所に外乱用電磁石、図中の A 点、B 点に制御用電磁石を設置した。なお、A 点は電磁石を設置しない場合に振動が小さい点、B 点は振動が大きい点である。

マルチボディダイナミクスを用いた鋼板挙動解析

A 点、B 点に各電磁石を設置した際の Fig. 1 の測定位置における鋼板の面外方向の標準変位偏差を Fig. 2 に示す。同図より、振動の節に近い A 点に設置した場合は電磁石を設置しない場合と比較して 31 % 振動が増加することを確認できた。一方振動の腹に近い B 点に電磁石を設置した場合に電磁石を設置しない場合と比較して 17 % 振動を抑制することができた。以上の結果から鋼板の振動を考慮して電磁石を設置することで高い振動抑制効果が得られることが分かった。

参考文献

- 1) 柏原, 押野谷, 石橋, 日本 AEM 学会誌, Vol. 11, No. 4, (2003), 235-241.
- 2) 中須賀, 奈良輪, 石原, 山口, 小川, 成田, 加藤, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 5, No. 1, (2021), 37-43.

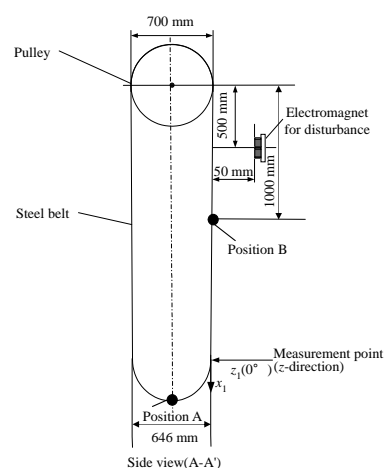


Fig. 1 Schematic diagram of electromagnetic guideway for seamless thin steel plate.

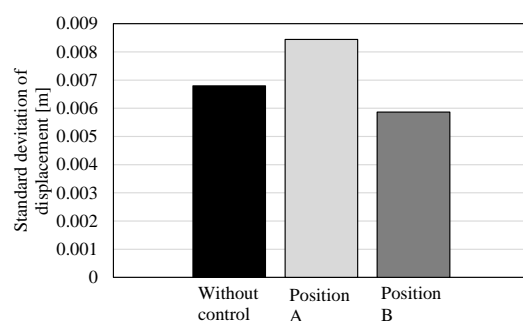


Fig. 2 Standard deviation of displacement of the steel plate.

湾曲させた柔軟鋼板の磁気浮上搬送システムの開発 (電磁力の印加位置に対する基礎的考察)

椎名敦紀、嘉山周汰、ムハマドヌルハキミビンモハマドカマ、小川和輝、遠藤文人*、成田正敬、
加藤英晃
(東海大学、*福岡工業大学)

Electromagnetic levitation and transportation system for bent thin steel plate
(Fundamental consideration on acted position of electromagnetic force)

A. Shiina, S. Kayama, M. N. Hakimi, K. Ogawa, A. Endo*, T. Narita, H. Kato
(Tokai Univ., *FIT)

はじめに

自動車をはじめとする工業製品に広く使用されている薄鋼板の製造ではローラによる接触搬送が行われている。しかし、ローラとの接触により傷や凹凸が生じ表面品質の劣化が問題となっている。そこで、電磁石の吸引力を利用した薄鋼板の非接触磁気浮上搬送が提案されている^{1,2)}。当研究グループでは、これまでに水平方向位置決め制御システムと湾曲磁気浮上システムを併用した磁気浮上システムの浮上性能について検討してきた³⁾。しかし、水平方向からエッジ部に設置した電磁石の位置が湾曲磁気浮上中の鋼板の浮上性能に与える影響については、未だ十分な検討が行っていない。そこで本報告はエッジ部に設置した電磁石位置が湾曲浮上中の鋼板に与える影響について検討を行った。

実験装置

実験装置の概略を Fig. 1 に示す。浮上対象は長さ 800 mm、幅 600 mm、厚さ 0.24 mm の長方形亜鉛めっき鋼板 (材質 SS400) とする。鋼板をアルミフレーム製装置内に設置した 5 か所のペアの電磁石を用いて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センサにより検出し、非接触位置決め制御を行う。鋼板水平方向 (x 方向) の位置決めは同図に示した通り、電磁石を鋼板端部の相対する 2 辺に対向するように 4 か所配置し、レーザ式センサを利用することによって水平方向の変位を非接触に測定する。

鋼板形状の算出

水平方向電磁石をエッジ部に設置して張力を加えた際に鋼板形状に与える影響を検討するため有限差分法を用いて浮上中の鋼板形状を算出した。解析結果より、電磁石間距離と鋼板形状から算出した評価値 J の関係を Fig. 2 に示す。このとき湾曲角度を 5 度、水平方向電磁石の定常電流を $I_x = 0.5$ A、水平方向電磁石の中心間距離を 400 mm、480 mm、560 mm、640 mm とした。同図より水平方向電磁石の距離を増加させると、鋼板のたわみを示す評価値 J が減少する傾向が得られた。

参考文献

- 1) 高林他, 日本機械学会論文集 C 編, Vol. 79 (2013), No. 801, pp. 1483-1494.
- 2) 小田島他, 電気学会論文誌 D, Vol. 138 (2018), No. 8, pp. 692-698.
- 3) 椎名他, 日本磁気学会論文特集号, 採録済み.

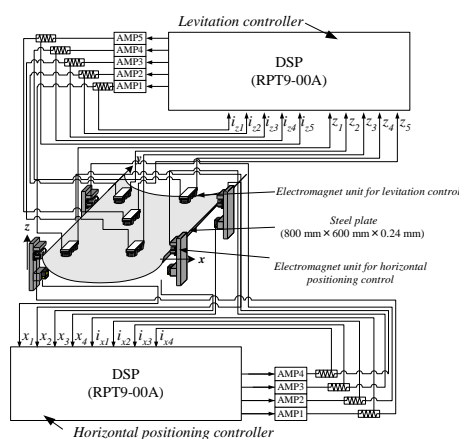


Fig. 1 Electromagnetic levitation control system.

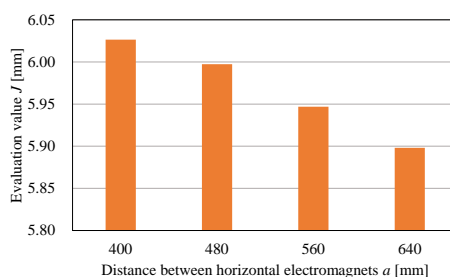


Fig. 2 Relationship of distance between horizontal electromagnets and evaluation value J .

永久磁石と電磁石を併用した薄鋼板の磁気浮上装置の開発 (張力印加位置に対する基礎的考察)

嘉山周汰、ムハマドヌルハキミビンモハマドカマ、椎名敦紀、小川和輝、
遠藤文人*、成田正敬、加藤英晃
(東海大学、*福岡工業大学)

Development of electromagnetic levitation system for thin steel plate with electromagnets
and permanent magnets

(Fundamental consideration on acted position of tension)

S. Kayama, M. N. Hakimi, A. Shiina, K. Ogawa, A. Endo*, T. Narita, H. Kato
(Tokai Univ., *FIT)

はじめに

薄鋼板の製造ラインでは、ローラによる接触搬送が行われており、薄鋼板のめっきの傷や剥がれなど表面品質の劣化が問題視されている。そこで長方形薄鋼板の磁気浮上装置を用いた非接触磁気浮上搬送制御の検討が行われている¹⁾。しかし、鋼板の板厚が非常に薄い場合、鋼板のたわみや弾性振動が大きくなるため、限られた数の電磁石では生じるたわみを抑制することができず、薄鋼板の落下の原因となる。そこで、浮上する鋼板の上方に永久磁石を多数設置し、永久磁石の静的吸引力を浮上補助利用する電磁石と永久磁石を併用した磁気浮上システムを提案している。これまでに、安定した浮上のために最適な永久磁石の配置の検討を、遺伝的アルゴリズム (GA) を用いて静的な鋼板のたわみを抑制する配置を探索し、浮上安定性を向上することを確認している²⁾。本報告では、浮上方向に加えて水平方向電磁石を設置した磁気浮上システムについて、水平方向電磁石の中心間距離を変化させた際の永久磁石と鋼板の距離と得られる永久磁石の配置の関係について詳細な検討を行った。

磁気浮上装置

Fig.1 に浮上装置の概略図を示す。浮上対象は長さ 800 mm、幅 600 mm の長方形亜鉛めっき鋼板 (SS400) を使用する。浮上した鋼板のエッジに対して水平方向電磁石ユニットによる吸引力を加え、鋼板の相対する 2 辺に沿って電磁石を 2 個ずつ設置している。水平方向位置決め制御は各電磁石表面から鋼板エッジまでの距離を 5 mm になるように制御を行う。Fig.2 に永久磁石と鋼板の距離の概略図を示す。GA による探索を行った結果、水平方向電磁石の位置に応じて最適な磁石配置が変化し、そのときの鋼板形状から算出する評価値 J も異なる傾向を示した。

参考文献

- 1) 小田島悠祐, 高田裕介, 及川育人, 中川聡子, “薄鋼板のインダクタンスモデル式を用いたギャップセンサを用いない磁気浮上システムの構築と浮上案内実験”, 電気学会論文誌 D (産業応用部門誌), vol. 138, no. 8, pp.692-698, 2018.
- 2) 石井宏尚, 成田正敬, 加藤英晃, “電磁石と永久磁石による薄鋼板のハイブリッド磁気浮上システム (磁場の相互作用を考慮した最適配置探索に関する基礎的検討)”, 日本 AEM 学会誌, vol. 24, no. 3, pp.149-154, 2016.

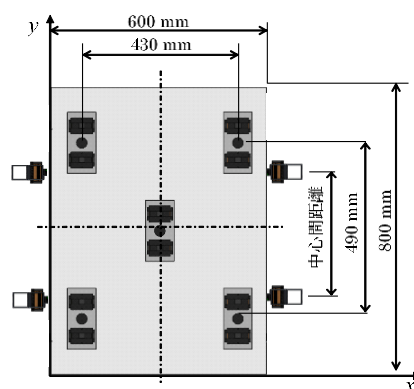


Fig.1 Electromagnetic levitation system

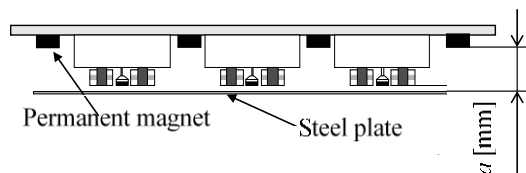


Fig.2 Distance between permanent magnets and steel plate

水平方向からの磁場を用いた柔軟鋼板の磁気浮上 (浮上中の振動特性に関する基礎的検討)

遠藤文人、嘉山周汰*、椎名敦紀*、ムハマドヌルハキミビンモハマドカマ*、
小川和輝*、成田正敬*、加藤英晃*
(福工大、*東海大)

Electromagnetic levitation for flexible steel plate using magnetic field from horizontal direction
(Fundamental consideration on vibration characteristic in levitating)

A.Endo, S.Kayama*, A.Shina*, M.N.Hakimi*, K.Ogawa*, T.Narita*, H.Kato*
(FIT, *Tokai Univ.)

緒言

鋼板の品質向上を目的として、磁気浮上を用いた非接触搬送技術が提案されている¹⁾。しかしながら、厚さの薄い柔軟鋼板を浮上対象とした場合には、その剛性の低さから変形や弾性振動が発生し、安定して浮上させることが難しい。そこで著者らは柔軟鋼板の端部を電磁石によって吸引して浮上させる手法を提案した²⁾。これまでには一般的に使用される厚さの柔軟鋼板において浮上可能であることを実験的に明らかにしている³⁾。柔軟鋼板は厚さが変化するとその剛性が大きく変化することから、安定した浮上を実現するために、厚さごとの制御系設計が求められてきた。しかしながら、多様な厚さの薄鋼板を安定して浮上させるためには、柔軟鋼板の厚さと浮上中における振動特性の関係性を明らかにし、種々の厚さに応用可能な制御系設計が求められる。そこで本報告では著者らが提案した磁気浮上装置を用いて、一般的に使用される厚さの薄鋼板による浮上実験を行った。それにより柔軟鋼板の厚さとその浮上中の振動特性との関係性を明らかにする。

薄鋼板の厚さによる浮上特性の変化

Fig. 1 に著者らが提案をした磁気浮上装置を示す。浮上対象は、幅 100 mm、長さ 400 mm、材質 SS400 の柔軟鋼板とした。本装置は 4 つの電磁石ユニットから構成されており、鋼板の両端に 2 つずつ設置している。電磁石ユニットは Fig. 2 のように 1 つの電磁石と 1 基のレーザーセンサから構成されている。電磁石は電流を印加することで鋼板に対して吸引力を発生する。この時、鋼板は両端から吸引され、非接触に浮上する。レーザーセンサでは鋼板の水平方向変位を計測し、フィードバックすることで水平方向の位置決め制御を行なっている。本報告では厚さが 0.05、0.19、0.24 mm の柔軟鋼板を対象とした浮上実験を行った。これにより浮上中における柔軟鋼板の振動状態を板の厚さごとに計測し、厚さによる振動特性の変化について明らかにした。

参考文献

- 1) 木田ら、日本磁気学会論文特集号、1、76-81 (2017).
- 2) Y. Oda et al, J. Magn. Soc. Jpn., 43, 11-16 (2019).
- 3) T. Narita et al, Int. J. Appl. Electromagn. Mech., 64, 1191-1198 (2020).

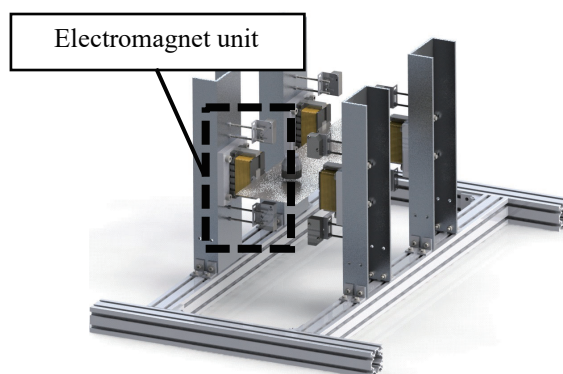


Fig. 1 Magnetic levitation system

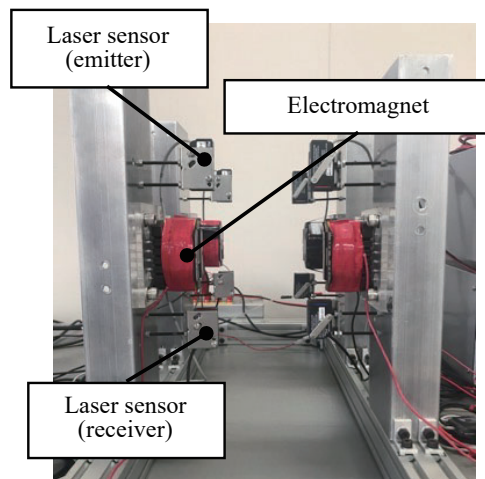


Fig. 2 Electromagnet units

誘導同期磁気ギヤの復帰トルクに関する検討

水穴裕真, 中村健二, *鈴木雄真, *立谷雄一, *操谷欽吾
(東北大学, *株式会社プロスピ)

Examination of Restarting Torque of Induction/Synchronous Magnetic Gears

Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Tachiya, K. Kuritani
(Tohoku University, *Prospine Co., Ltd.)

はじめに

磁気ギヤは非接触で動力を伝達できるため、機械式ギヤと比べて振動・騒音が小さく、保守性に優れる。その中でも磁束変調型磁気ギヤは、他の磁気ギヤと比べてトルク密度が高い^{1), 2)}。一方、磁気ギヤは過大な負荷が印加されると脱調し、動力伝達ができなくなる。また、脱調後は負荷をある程度取り除かない限り、再始動することができない。

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

誘導同期磁気ギヤの原理検証

Fig. 1 に、原理検証機の諸元を示す。同図(a)の誘導同期磁気ギヤは、ギヤ比が6であり、内側回転子に28本の導体バーが等間隔に配置されている。また、同図(b)の誘導同期磁気ギヤは、ギヤ比が10.33であり、内側回転子に6本の導体バーが等間隔に配置されている。

Fig. 2 に、増速動作時における復帰トルクの測定結果を示す。磁気ギヤを一度脱調させてから負荷を下げていき、再始動した時のトルクを復帰トルクとした。外側回転数は60 rpm, 80 rpm, 100 rpm とし、各回転数で10回ずつ測定を行った。

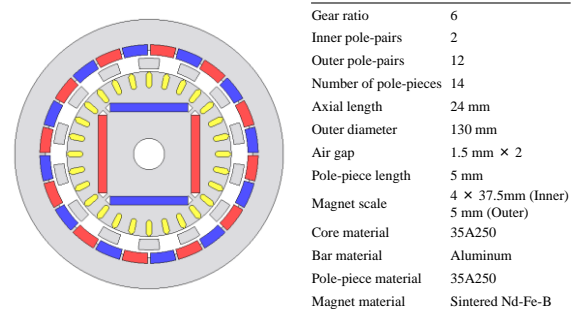
同図(a)より、ギヤ比6の場合、いずれの回転数においても、かご形導体を有する誘導同期磁気ギヤの方が、かご形導体の無い通常の磁気ギヤと比べて、復帰トルクが大きいことがわかる。また、同図(b)を見ると、ギヤ比10.33の場合、外側回転数100 rpmにおいて、かご形導体を付加することで脱調後の再始動が可能になっていることがわかる。

以上より、回転子にかご形導体を付加することで、脱調後の復帰トルクを改善できることが明らかになった。

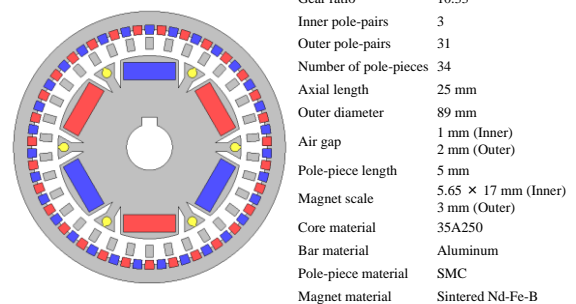
本研究の一部は東北大学 AIE 卓越大学院プログラムにより支援された。

参考文献

- 1) K. Atallah and D. Howe, *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2844 (2001).
- 2) F. T. Jørgensen, P. O. Rasmussen, and T. O. Andersen: Summer Seminar on Nordic Network for Multi Disciplinary Optimized Electric Drives (2003)

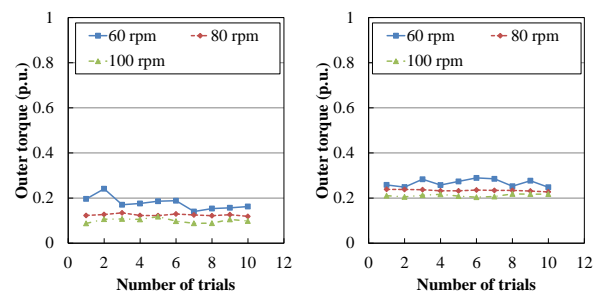


(a) Gear ratio 6

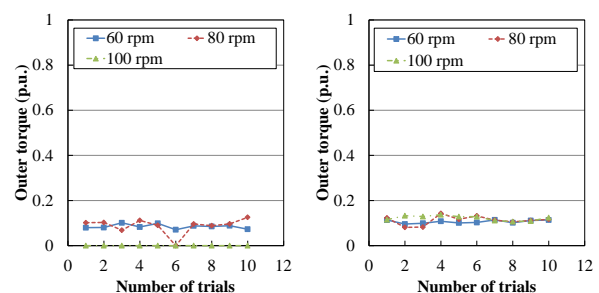


(b) Gear ratio 10.33

Fig. 1 Specifications of induction/synchronous magnetic gears.



(a) Gear ratio 6 (left : w/o bars, right : w/ bars)



(b) Gear ratio 10.33 (left : w/o bars, right : w/ bars)

Fig. 2 Comparison of measured restarting torque.

アンバランスポールピースによる整数ギヤ比磁気ギヤのコギングトルク低減に関する検討

戴博群, 中村健二, *鈴木雄真, *立谷雄一, *操谷欽吾
(東北大学, *株)プロスピイン)

Cogging Torque Reduction of Integer Gear Ratio Magnetic Gear by Applying Unbalanced Pole-Pieces

B. Dai, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Tachiya, K. Kuritani

(Tohoku University, *Prospine Co., Ltd.)

はじめに

磁束変調型磁気ギヤは非接触で動力を伝達できるため、機械式ギヤと比べて振動・騒音が小さく、メンテナンスフリーである。また、他の磁気ギヤと比べてトルク密度が高いこと、風力発電用の増速ギヤとしての応用が期待されている。

システム全体の設計要件に基づき、磁気ギヤには整数ギヤ比が求められるケースがあるが、この場合、高速側のコギングトルクが大きくなり、振動や騒音、起動エラーなどの問題が生じる。この問題に対して、スキュー構造は一つの有効なコギングトルク低減策だが²⁾、磁石形状が特殊になるため、特に風力発電用の大型機では製作性の面で不利である。

そこで本稿では、高速側のコギングトルク低減を目的として、新たにアンバランスポールピースを提案する。3次元有限要素法(3D-FEM)を用い、提案手法の有用性について検討を行ったので報告する。

コギングトルクの削減に関する検討

Fig. 1 に、考察に用いたアキシシャルギャップ型の磁気ギヤの諸元を示す³⁾。高速側回転子は表面磁石型、低速側回転子は埋込磁石型である。高速側回転子の鉄心材料は無方向性ケイ素鋼板、低速側回転子の鉄心とポールピースの材料は圧粉磁心である。

Fig. 2 に、ポールピースの周方向幅比が0.5で均一の従来のタイプと、周方向幅比が0.3, 0.8, 0.7と異なる3種類を組み合わせたアンバランスタイプを示す。

Fig. 3 に、3D-FEMを用いて算定した、両タイプの高速側のコギングトルク波形を示す。この図を見ると、アンバランスタイプのコギングトルクは大幅に低減していることがわかる。この要因を示すため、Fig. 4 に、アンバランスタイプの3種類のポールピースが作る各々のコギングトルク波形を示す。この図を見ると、各波形の位相がずれることで、互いに打ち消し合っていることがわかる。

本研究の一部は東北大学 AIE 卓越大学院プログラムにより支援された。

参考文献

- 1) K. Atallah and D. Howe, *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2844 (2001).
- 2) S. Ahmadrza Afsari, H. Heydari, and B. Dianati, *IEEE Trans. Magn.*, **51**, 1 (2015)
- 3) B. Dai, K. Nakamura *et al.*, *ICEMS 2020, LS8H-2* (2020).

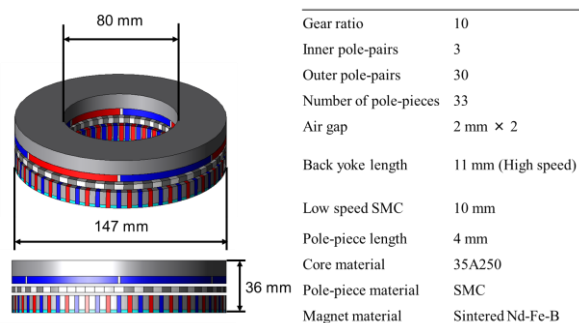


Fig. 1 Specifications of the discussed magnetic gears.

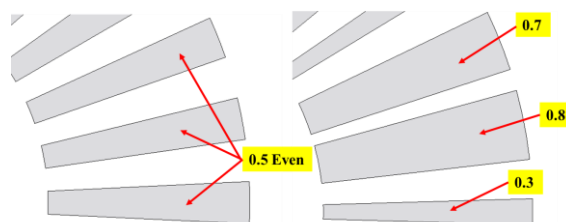


Fig. 2 Comparison of conventional and proposed pole-pieces layout (left: conventional, right: proposed).

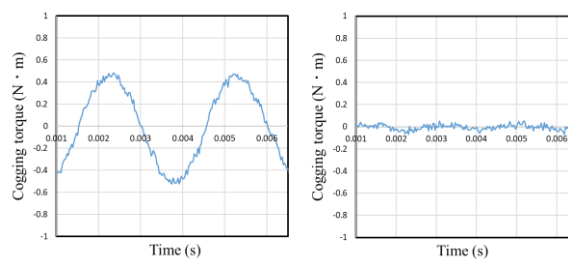


Fig. 3 Comparison of cogging torque of high-speed side rotor (left: conventional, right: proposed).

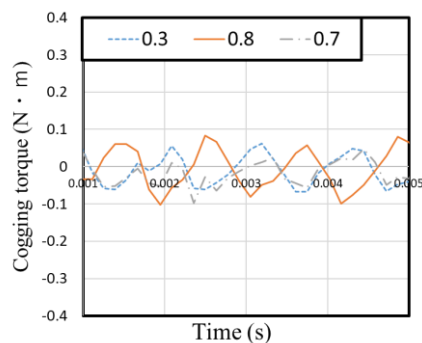


Fig. 4 Breakdown of the high-speed side cogging torque of the magnetic gear with unbalanced pole-pieces.

埋込磁石型磁気ギヤードモータの力率・効率に関する一考察

伊藤 亘輝, 中村 健二
(東北大学)

A Consideration of Power Factor and Efficiency of IPM-type Magnetic-Geared Motor

Koki Ito, Kenji Nakamura
(Tohoku University)

はじめに

先に筆者らは、埋込磁石型(IPM)磁気ギヤードモータを試作し、従来の表面磁石型よりも高効率であることを実証した¹⁾。また、IPM 磁気ギヤードモータはギヤ部とモータ部の磁氣的相互作用により、脱調トルクが変化することを明らかにした²⁾。本稿では、磁氣的相互作用が IPM 磁気ギヤードモータの力率や効率に及ぼす影響について、3次元有限要素法(3D-FEM)を用いて検討を行ったので報告する。

磁氣的相互作用が力率・効率へ及ぼす影響

Fig. 1 に、考察対象とした IPM 磁気ギヤードモータの試作機の諸元を示す。はじめに磁氣的相互作用が力率へ及ぼす影響を調べるため、負荷角 30, 45, 90 度における電機子電圧の位相を 3D-FEM にて算定した。Fig. 2 に、負荷角ごとの電機子電圧の基本波成分の算定結果を示す。同図より、負荷角が大きいくほど電機子電圧と入力電流の位相差が大きくなり、力率が低下することがわかる。負荷角を増加することは磁気ギヤ部の変調磁束の位相を変化させることに等しいため、力率が変化するのは磁氣的相互作用の影響だといえる。結果より、高力率・高効率運転を行うには、負荷角の増加に伴い、電流位相を進めるのがよいと考えられる。Fig. 3 に、負荷角ごとの力率の算定結果を示す。同図より、力率が最大となる電流位相が、負荷角の増加に応じて進み位相側にシフトしていることが了解される。

Fig. 4 に負荷角ごとの効率の算定結果を示す。この図を見ると、進み電流位相側で効率が最大となることがわかる。すなわち、埋込磁石型磁気ギヤードモータは進み電流位相で駆動した方が、力率および効率が向上することが明らかとなった。

本研究の一部は東北大学 AIE 卓越大学院プログラムにより支援された。

参考文献

- 1) 伊藤, 門松, 中村, 日本磁気学会論文特集号, 3,1, (2019)
- 2) 伊藤, 中村, 日本磁気学会論文特集号, 4,1, (2020)

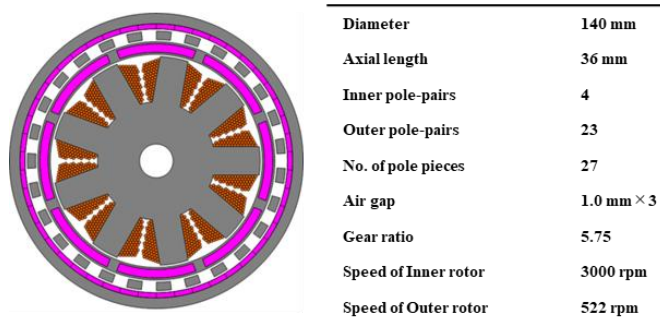


Fig. 1 Specifications of a prototyped IPM-type magnetic-geared motor.

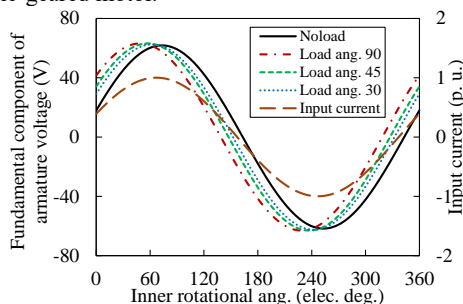


Fig. 2 Calculated waveforms of the armature voltage at various load angles.

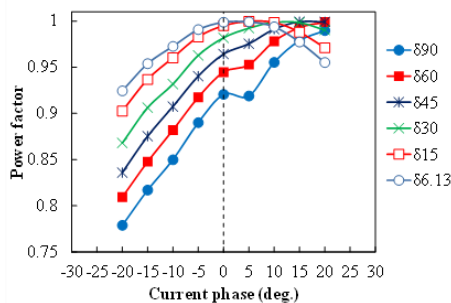


Fig. 3 Calculated displacement power factor at various current phases and load angles.

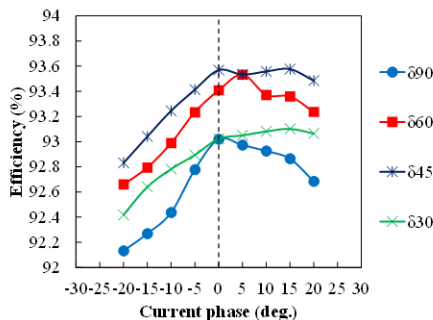


Fig. 4 Calculated efficiency at various current phases and load angles.

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

永井歩美, 三ツ谷和秀, 中村健二
(東北大学)

Basic Characteristics of Transverse-Flux-type Switched Reluctance Motor with
Permanent Magnets applying Reverse Bias Magnetic Field

A. Nagai, K. Mitsuya, K. Nakamura
(Tohoku University)

はじめに

横方向磁束型 (Transverse-Flux-type) モータとは、回転子の回転方向に対して主磁束が横切る方向に流れるモータの総称である。先に筆者らは、横方向磁束型 SRM (TF SRM) の試作試験を行い、一般的な SRM よりも大きなトルクを有することを明らかにした¹⁾。

本稿では、TF SRM のさらなるトルク向上を目的として、逆バイアス磁界印加用磁石を有する TF SRM について、3次元有限要素法 (3D-FEM) を用いて基礎特性を算定したので報告する。

提案する TF SRM の基礎特性

Fig. 1 に、逆バイアス磁界印加用磁石を有する TF SRM の基本構成を示す。この図より、回転子カットコアの内側に永久磁石が配置されていることがわかる。Fig. 2 に本 TF SRM の一極分の拡大図を示す。同図中の矢印は固定子巻線による磁束と永久磁石による磁束の流れを示しており、回転子において両者の磁束の流れが逆方向になっていることがわかる。これにより、励磁開始前の動作磁束密度の原点は磁石によって負方向に逆バイアスされ、鉄心の見かけ上の飽和磁束密度が高くなるため、トルクの増大が期待される。

Fig. 3 に電流密度対トルク特性を示す。この図を見ると、逆バイアス磁界印加用磁石により、全体的にトルクが増大したことがわかる。また、Fig. 4 に損失内訳および効率特性を示す。この図を見ると、特に高負荷側で銅損が著しく低減し、効率が向上していることがわかる。これは逆バイアス磁界印加用磁石によってトルクが向上したことに由来する。今後は試作試験を行う予定である。

なお、本研究の一部は東北大学 AIE 卓越大学院プログラムにより支援された。

参考文献

- 1) T. Komoriya, Y. Ito, K. Nakamura, *J. Magn. Soc Jpn. Special Issues.*, **3**, 58 (2019)[In Japanese].

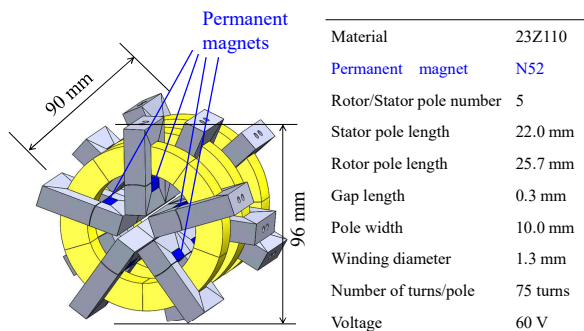


Fig. 1 Proposed TF SRM with permanent magnets applying reverse bias magnetic field.

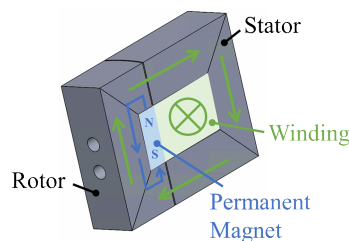


Fig. 2 Proposed TF SRM with permanent magnets applying reverse bias magnetic field. (one-pole).

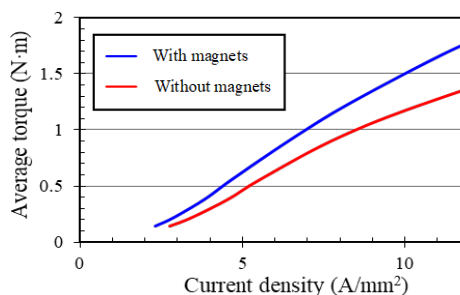
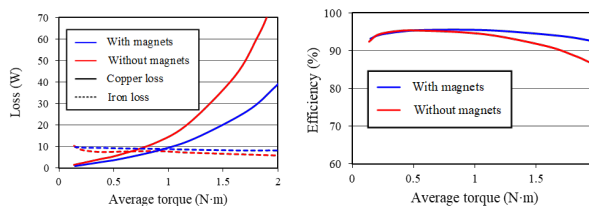


Fig. 3 Current density vs. torque characteristics of TF SRMs with and without magnets.



(a) Copper and iron losses (b) Efficiency
Fig. 4 Comparison of losses and efficiency of TF SRMs with and without magnets.

ワイヤ放電加工で製作した圧粉磁心 SR モータの特性検証

三ツ谷 和秀, 中村 健二
(東北大学)

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

K. Mitsuya, K. Nakamura
(Tohoku University)

はじめに

圧粉磁心 (Soft Magnetic Composite: SMC) は、3次元磁気等方性を有し、高周波鉄損も小さいことから、次世代のモータ鉄心材料の一つとして期待されている。しかしながら、通常、圧粉磁心を用いたモータ鉄心の製作には、高価な金型が必須であり、これが初期検討段階の試作評価の障害となっている。そこで筆者らは、ワイヤ放電加工による鉄心製作に着目した。本稿では、Fig. 1 のスイッチトリラクタンス (SR) モータを考察対象とし、ワイヤ放電加工で製作した圧粉磁心 SR モータの特性を検証したので報告する。

ワイヤ放電加工で製作した圧粉磁心 SR モータの試験結果

Fig. 2 に試作した SR モータの固定子と回転子を示す。圧粉磁心は導電率が低いため、本来、導体を対象物とするワイヤ放電加工には適さない。そのため、加工時間は電磁鋼板の数倍程度かかったが、コアそのものには割れや欠けなどは生じなかった。

Fig. 3 に巻線電流密度対トルク特性を示す。両材料とも実機の方がやや特性が悪化した。なお、圧粉磁心が比較対象の電磁鋼板 (35A300) に比べて劣っているのは、材料の磁化特性の悪さに起因している。

Fig. 4 にトルク対鉄損特性を示す。この図を見ると、両材料とも実機の鉄損が計算値より悪化しており、この原因の一つとしてワイヤ放電加工による劣化が考えられる。ただし、鉄損の実測値と計算値の比は 35A300 が約 1.6 倍に対して、圧粉磁心は約 1.8 倍であり、劣化の度合いは両材料でほとんど差が無い。したがって、ワイヤ放電加工による圧粉磁心コアの製作は有用であり、初期検討段階における試作評価のハードルを下げる事が期待される。

参考文献

- 1) Y. Enomoto, H. Tokoi, K. Kobayashi, H. Amano, C. Ishihara, and K. Abe, *T. IEE Japan*, Vol. 129-D, pp. 1004-1010 (2009).
- 2) K. Nakamura, Y. Kumasaka, and O. Ichinokura, *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 903, 012040 (2017).

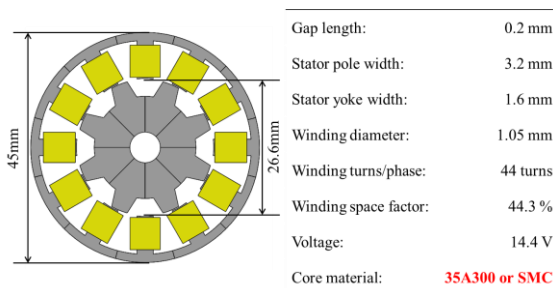


Fig. 1. Specifications of 12/8 SR motor.



Fig. 2. Stator and rotor cores of SMC-based SR motor manufactured by using wire electric discharge machining.

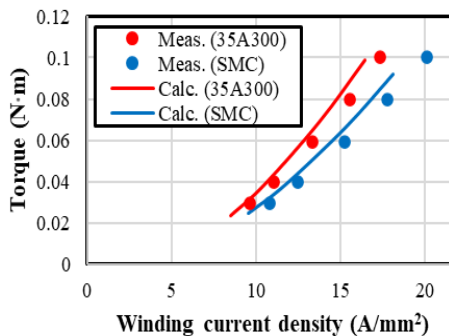


Fig. 3. Comparison of winding current density versus torque characteristics.

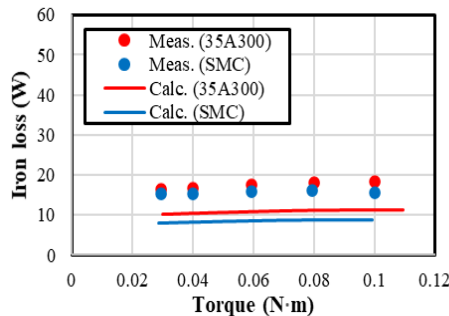


Fig. 4. Comparison of measured and calculated iron losses.

NANOMET[®]積層コアを適用したインセット型 PM モータの実機評価

于 越, 平本 尚三*, 中村 健二
 (東北大学, *^株東北マグネットインスティテュート)

Prototype Evaluation of Inset PM Motor made of NANOMET[®] Laminated Core

Y. Yu, S. Hiramoto*, K. Nakamura
 (Tohoku University, *Tohoku Magnet Institute Co., Ltd.)

はじめに

現在, モータ鉄心として一般に用いられている無方向性ケイ素鋼板は, 安価で飽和磁束密度も高いが, 高周波鉄損が大きいことが, 高速回転化の課題となっている。これに対して, ナノ結晶軟磁性合金の一つである NANOMET[®]は飽和磁束密度が高く, かつ低鉄損であることから, 次世代のモータ鉄心材料として期待されている。先に筆者らは, NANOMET[®]薄帯の積層コアを用いて, スイッチトリラタンス (SR) モータを試作し, 実機評価を行ったところ, 鉄損が大きく低減し, 効率が向上したり。そこで本稿では, 新たにインセット型の永久磁石 (PM) モータに適用した結果について報告する。

インセット PM モータの試作試験結果

Fig. 1 に, 試作したインセット PM モータの諸元を示す。3 相 6 スロット 4 極機であり, 定格回転数は 12,600 rpm, 定格トルクは 200 mN・m である。高速回転に伴う磁石渦電流損を防ぐため, 回転子磁石はネオジウムボンド磁石とした。ただし, 磁石性能という観点から見ると, ボンド磁石は焼結磁石に劣るため, 一般的な径方向着磁では無く, 極異方性着磁を採用した。先行研究²⁾では, 一般的な無方向性ケイ素鋼板 (35A300) を用いて試作試験を行ったが, 本稿では NANOMET[®]薄帯の積層コアを用いて固定子鉄心を試作し, 換装して実機試験を行った。

Fig. 2 に, 電流密度対トルク特性の実測値を示す。この図から, 両材料ともほぼ同等のトルク特性を有することがわかる。

Fig. 3 は効率特性である。この図から明らかなように, NANOMET[®]を適用した PM モータは, 全動作領域で効率が改善した。なお, 実機の最高効率は約 95%であった。

参考文献

- 1) 永井, 三ツ谷, 平本, 中村, “NANOMET[®]積層コアを適用した高速 SR モータの実機評価”, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 5, No. 1, pp. 22-26 (2021)
- 2) 内山, 中村, 一ノ倉, 後藤, 郭, “インセット型高速 PM モータの試作試験”, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 4, No. 1, pp. 67-71 (2020)

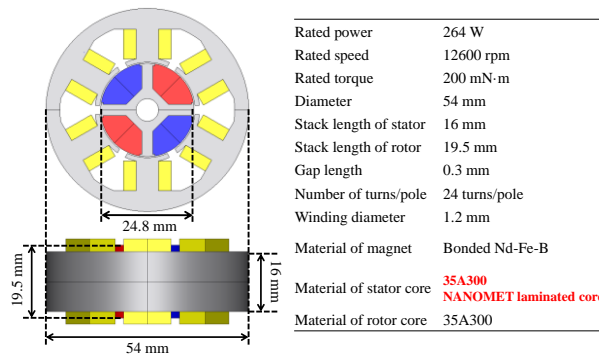


Fig. 1 Specifications of a prototype inset PM motor.

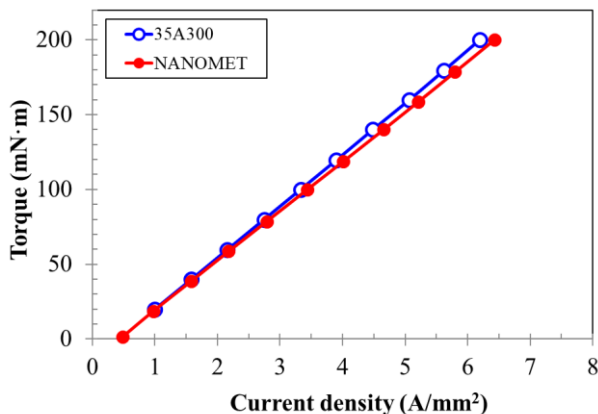


Fig. 2 Measured torque characteristics.

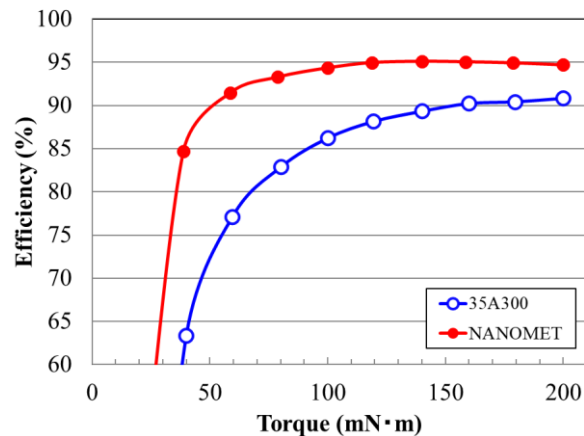


Fig. 3 Measured Efficiency Characteristics.

セグメント構造アウターロータ型高速PMモータに関する検討

櫻井 将, 内山裕太郎, 中村健二
(東北大学)

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

S. Sakurai, Y. Uchiyama, K. Nakamura
(Tohoku University)

はじめに

近年, スマートフォンなどの情報端末による通信量の大幅な増加に伴い, データサーバ等の増強が進められているが, CPUの高性能化に伴う局所発熱の増加や, サーバの小型化に伴う熱密度の増加が顕在化している。そのため, これらを冷却するファンの高出力・高効率化が喫緊の課題である。

先に筆者らは, 冷却ファン用アウターロータ型永久磁石 (PM) モータに関して, ネオジム焼結磁石を周方向に分割し, 回転子鉄心に浅く埋め込むことで, 磁石渦電流損を抑えながら, トルクを向上させる手法を提案した^{1),2)}。

本稿では, 外側回転子をセグメント構造にすることで, リラクタンストルクの併用を可能にするとともに, 磁石渦電流損の低減も狙った新しい構造のPMモータについて, 有限要素法 (FEM) を用いて検討を行ったので報告する。

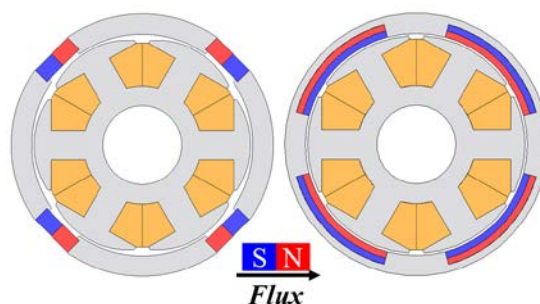
セグメント構造PMモータの特性

Fig. 1(a)に, 外側回転子をセグメント構造にしたアウターロータ型PMモータを示す。4つに分かれた鉄心の間に, 周方向に着磁された磁石が挟まれた構造を有し, これによりリラクタンストルクの併用が可能になっている。また, いわゆる d 軸が鉄心の中央を向くことから, 電機子磁束は磁石にほぼ流入しないため, ネオジム焼結磁石を用いることができる。なお, 同図(b)は比較に用いた従来のインセット型のPMモータである。

Fig. 2に, セグメント構造PMモータの電流位相角 - トルク特性の計算値を示す。電流位相角 15 deg でトルクが最大となり, その時のリラクタンストルクの割合は約 7% である。

Fig. 3に効率の計算値を示す。この図を見ると, 全領域で提案のPMモータの効率の方が高いことがわかる。なお, 定格点 (3000 rpm, 60 mN·m) における効率は約 96% であった。

今後は実証実験を行う予定である。



(a) Segmented-shaped rotor (b) Inset PM rotor

Fig. 1 Schematic diagram of outer-rotor-type PM motors.

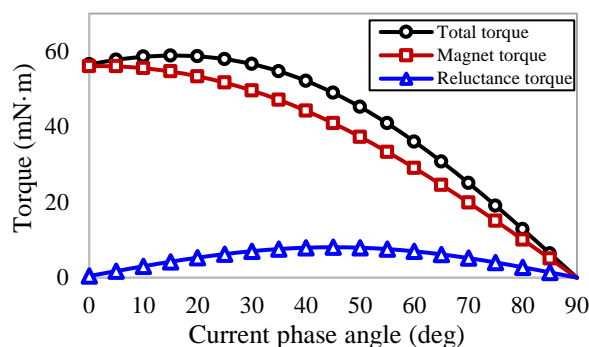


Fig. 2 Torque versus current phase angle characteristic of the proposed PM motor with segmented-shaped rotor.

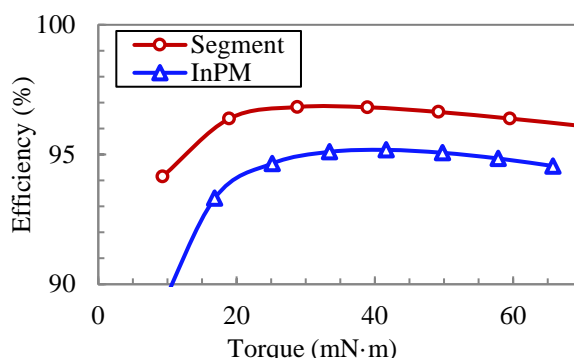


Fig. 3 Comparison of the efficiency

参考文献

- 1) 櫻井, 中村, 日本磁気学会論文特集号, **4**, 72 (2020)
- 2) S. Sakurai, K. Nakamura, *Journal of the Magnetics Society of Japan*, **45**, 70 (2021).

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

佐藤航汰, 中村健二
(東北大学)

Experimental Study of Losses of Axial-Flux-type Switched Reluctance Motor for Compact EV
K. Sato, K. Nakamura
(Tohoku University)

はじめに

これまで筆者らは, Fig. 1 に示すダブルステータ構造のアキシシャルギャップ型スイッチトリラクタンスモータ (AFSRM) の試作評価と, 小型電気自動車 (EV) 用インホイールモータへの適用について検討を進めてきた。その結果, 試作 AFSRM は小型EVに適用するための目標トルクを満足し, また実車体に搭載した走行も実現したり。しかしながら一方で, 試作 AFSRM の効率は3次元有限要素法 (3D-FEM) による設計値を下回ったことから, この原因の解明と改良が必要不可欠である²⁾。

そこで本稿では, 試作 AFSRM の損失のうち, 特に鉄損に着目し, 種々の実験を行うことで効率低下要因について検討を行ったので報告する。

AFSRM の効率低下要因の分析

Fig. 2 に, 鉄損を考慮した場合の AFSRM の等価回路を示す。この等価回路において r は等価鉄損抵抗であり, この抵抗における損失が, AFSRM で生じる鉄損となる。等価鉄損抵抗は Fig. 3 に示すように, モータ巻線へのパルス電圧印加時の電流応答波形と, 巻線インダクタンスから計算できる。なお, 等価鉄損抵抗はモータの回転子位置角と印加電圧の周波数に依存するため, AFSRM の動作周波数 (58~320 Hz) において, 電気角1周期を10分割し, 各回転子位置角ごとに測定を行った。

Fig. 4 に, 等価鉄損抵抗に基づく鉄損を考慮した場合の効率特性を示す。この図を見ると, 実測値との誤差が小さくなり, 精度が改善されたことが了解される。すなわち, 現状の3D-FEMでは未考慮の鉄損が生じていることが明らかとなった。今後は, この損失の発生箇所特定と改善に取り組む予定である。

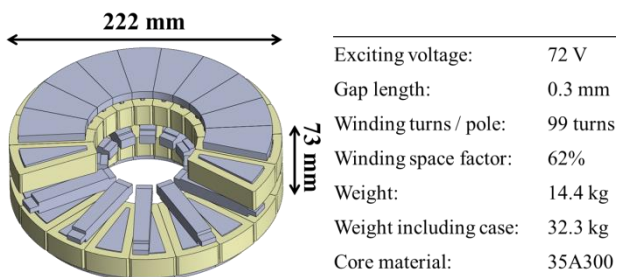


Fig. 1 Specifications of a prototype AFSRM.

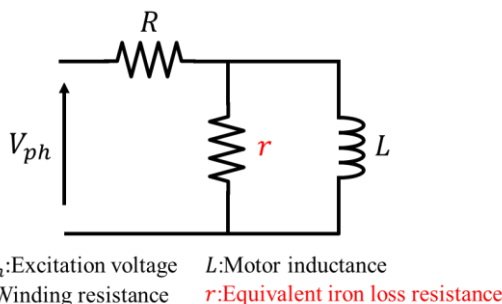


Fig. 2 Equivalent circuit of AFSRM.

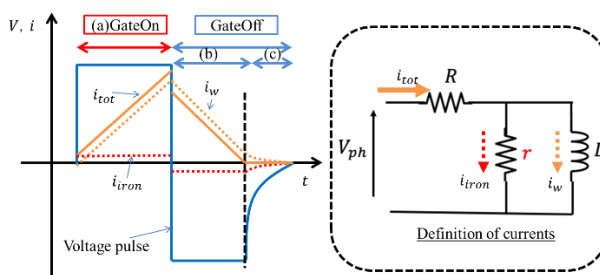


Fig. 3 Voltage and current waveforms of AFSRM considering iron losses.

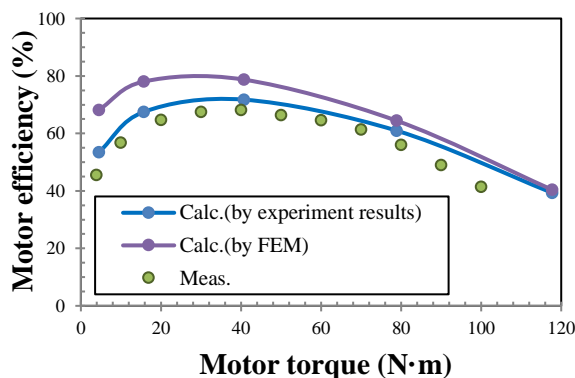


Fig. 4 Comparison of efficiency.

参考文献

- 1) K. Takase, H. Goto, and O. Ichinokura, *The Papers of Tech. Meeting on Magn., IEE Jpn.*, MAG-17-002 (2017).
- 2) H. Aizawa and K. Nakamura, *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 62 (2020).

アキシシャルギャップ誘導モータの設計手法に関する検討

照井智理、吉田征弘、田島克文
(秋田大学)

A Study on Design Method of Axial Gap Induction Motor

T. Terui, Y. Yoshida, K. Tajima
(Akita Univ.)

はじめに

筆者らは、トルク密度の向上が期待できるアキシシャルギャップ構造の誘導モータについて研究を進めており、アキシシャルギャップ構造の適用で従来構造の誘導モータを上回るトルク密度を確認している¹⁾。また、磁気抵抗回路網解析 (RNA) をアキシシャルギャップ誘導モータに適用し、特性算定を行ったところ、有限要素解析と比べ高速で特性算定が可能であることがわかった²⁾。そこで、本稿では従来構造の誘導モータに関する設計手法³⁾を応用したアキシシャルギャップ誘導モータの設計手法について検討し、得られたモータ形状で RNA モデルを作成し、特性を算定したので報告する。

アキシシャルギャップ誘導モータ設計の概要

本研究で行ったアキシシャルギャップ誘導モータの設計は、微増加比例法に基づく電気装荷および磁気装荷の算出をアキシシャルギャップ誘導モータに適用したものである。アキシシャルギャップ構造は2つのギャップ層を有する構造をとることができるため、ギャップ層数を考慮するためのギャップ係数を決められるようにした。磁気装荷、ギャップ係数、比磁気装荷により要求仕様を満たすギャップ面積を算出することでモータ外径が決定する。固定子巻線および回転子導体の断面積は、要求仕様から算出することができ、アキシシャルギャップ誘導モータの軸長が決定し、モータ形状が決定する。

RNA による特性算定

定格出力 0.75 kW のアキシシャルギャップ誘導モータを設計し、RNA による特性算定を行う。設計したモータの要求仕様を表 1 に示す。また、図 1 に RNA による特性算定結果を示す。図 1 中の赤点は出力 0.73 kW の動作点を示しており、目標とした定格出力付近であることがわかる。このことから、今回検討を行った設計手法によるアキシシャルギャップ誘導モータの設計が可能であることが明らかとなった。

Table.1 Requirements specification of the motor

Rated output	0.75 kW
Effective value of AC voltage	200 V
Frequency	50 Hz
Number of poles	4

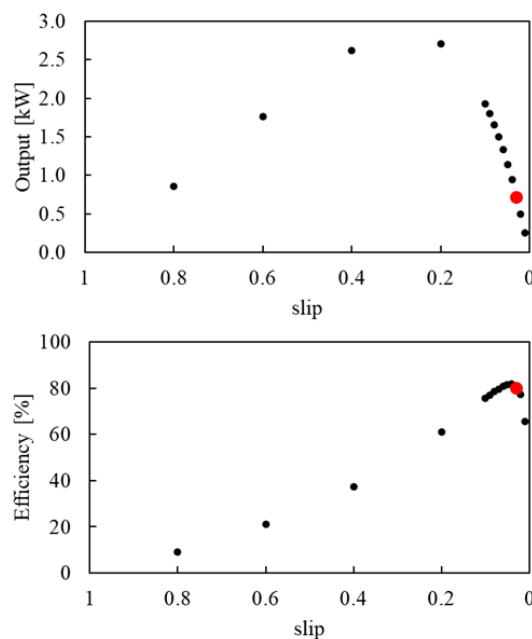


Fig.1 Calculation result of characteristics by RNA

参考文献

- 1) 酒井諒典、吉田征弘、田島克文：「アキシシャルギャップ誘導モータの基礎設計に関する検討」、電気学会マグネティックス研究会資料、MAG-17-169、MD-17-111、LD-17-090 (2017)
- 2) 照井智理、吉田征弘、田島克文：「RNA に基づくアキシシャルギャップ誘導モータの効率マップ作成手法に関する検討」、電気学会マグネティックス研究会資料、MAG-21-051 (2021)
- 3) 竹内寿太郎、西方正司：「大学課程 電気設計学 (改訂 3 版)」、pp.77-115、株式会社オーム社(2016)