

有限要素法解析を用いたマイクロストリップ線路型プローブによる高周波透磁率最適化

今井優希¹, 沖田和彦², 薮上信^{1,2}
(¹東北大学, ²Tohoku-TMIT 株式会社)

Simultaneous Measurement of Permeability and Permittivity Using a Microstrip Line-Type Probe

Y. Imai, K. Okita, S. Yabukami

(¹Tohoku University, ²Tohoku-TMIT, Ltd.)

1. はじめに

マイクロストリップ線路型プローブと有限要素法電磁解析を用いて、厚膜磁性材料の高周波透磁率を評価し、反磁界による測定誤差を抑制できた。

2. 計測方法

Fig. 1 にプローブおよびサンプルの配置の概要図を示す。市販のノイズ抑制体シート(トーキン製NSS NSS(EFS-02))をマイクロストリップ線路型プローブ[1]にPETフィルム(約250mm厚)を介して近接配置し、電磁石を用いて強磁界(2 T)中でキャリブレーションし、磁界0にして、透磁率の寄与分のみ反映された透過係数 S_{21} を得た。 S_{21} から(1)式により磁性体の等価的インピーダンス Z を求めた。

$$Z = R + j\omega L = 2Z_o \frac{(1-S_{21})}{S_{21}} \quad (1)$$

ただし Z_o は特性インピーダンスである。2次元有限要素法(Ansoft Maxwell 2D)を用いて磁性体の比透磁率とインダクタンスの関係を求め、実数部透磁率は(1)式から測定されたインダクタンス L を満たすように最適化した。透磁率虚数部は(1)を用いて $\mu_r''/\mu_r' = R/X$ を仮定して換算した。

3. 計測結果および考察

Fig. 2 はトーキン製ノイズ抑制シート(EFS-02, 10 mm×2 mm, 厚み200 μm)の透磁率測定結果を示したものである。実線は本手法による測定結果であり、破線はNicolson-Ross-Wier法[2]による測定結果(サンプルサイズは外形4 mmのトロイダルサンプル)の評価結果を示している。4 GHz付近で強磁性共鳴により虚数部が最大値になるところを含めて、両者の測定結果はほぼ対応した。筆者らのマイクロストリップ線路型プローブを用いた透磁率換算では、磁性体へ厚み方向の磁界成分により反磁界により強磁性共鳴が10 GHz程度へシフトし、材料固有の透磁率評価が困難であった[3]。一方、本手法では有限要素法解析の中に、磁性体の反磁界の影響が加味された状態で透磁率とインダクタンスの関係が出力されるため、反磁界による誤差が低減でき、材料固有の高周波透磁率が評価できたと考えられる。

謝辞

透磁率評価にご協力いただいた東北大学齊藤伸教授、岩動大樹様に感謝します。本研究の一部はJST大学発新産業創出基金事業可能性検証(JPMJSF23C4)により実施した。

参考文献

- [1] S. Yabukami et al., *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 58, 6100305(2022).
- [2] A. M. Nicolson et al., *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 19, 377 (1970).
- [3] K. Takagi et al., *Journal of Magnetics Society of Japan*, vol. 46, 102 (2022).

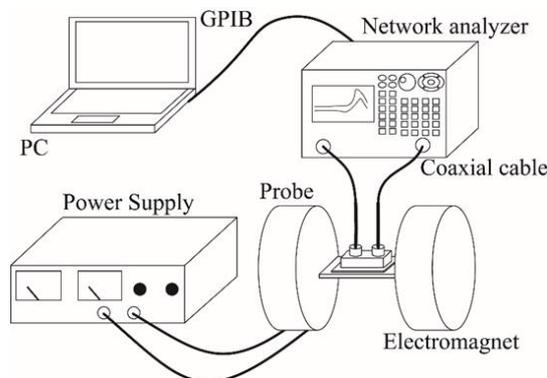


Fig. 1 Schematic of measurement system.

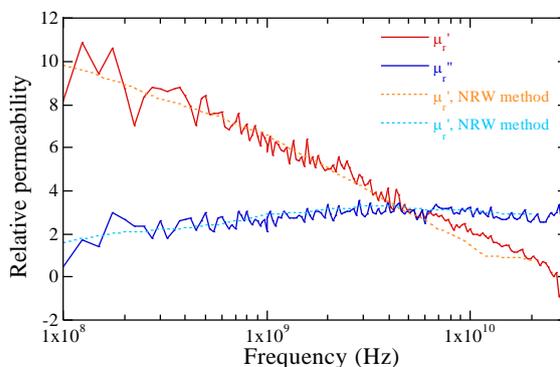


Fig. 2 Relative permittivity of NiZn ferrite sheet.

平行二本線路を用いた厚膜磁性体の透磁率測定に関する反磁界補正

益子朝日¹, 藪上信^{1,2,3}, 沖田和彦³

(¹東北大学 大学院工学研究科, ²東北大学 大学院医工学研究科, ³Tohoku-TMIT 株式会社)

Parallel line type permeameter for thick magnetic material to reduce the error of demagnetizing field

A. Mashiko¹, S. Yabukami², K. Okita³

(¹Graduate School of Engineering Tohoku University, ²Graduate School of Biomedical Engineering Tohoku University, ³Tohoku-TMIT, Ltd)

1. はじめに

第5世代移動体通信システムやスピントロニクスデバイスなどの利用により, 磁性材料や磁性薄膜の高周波透磁率を測定する必要性が高まっている. 高周波で使用されるフェライトなどのノイズ抑制体や電波吸収体は, 100 μm 以上の厚い試料が多い. このような厚い磁性材料評価では磁界印加時に発生する, 反磁界の誤差を抑制する必要がある[1][2]. 本稿では厚み方向の磁界成分を抑制する構造として, 平行二本線路による透磁率測定プローブを試作し, 反磁界による誤差を低減できたので, 報告する.

2. 実験方法

プローブはFig. 1のようにプリント基板(中興化成工業 CGK-500, 厚さ0.5 mm, 比誘電率5)に長方形の穴を切り取り, Tokin製NiZnフェライト(3 mm \times 3 mm, 厚み0.5 mm)をプリント基板の穴に入れ, 直径2 mm, 長さ3 mmの2本の銅線で挟み, 銅線とSMAコネクタを接続することで, プローブを作製した. プローブとネットワーク・アナライザを同軸ケーブルで接続し, 磁性体を外部強磁界(2 T)でキャリアレーションを行ったのちに透過係数(S_{21})を測定した. また, Maxwell 2D(Ansoft製)による2次元有限要素法による渦電流解析によってプローブの磁場解析および電解解析を行った. これにより磁性体の透磁率とインダクタンスの関係を求め, 透磁率実部を最適化するとともに, 伝送線路としての特性インピーダンスも求めた. 比透磁率の虚数部は, 測定したインピーダンスの抵抗とリアクタンスの比を用いて求めた[1].

3. 実験結果

Fig. 2はプローブの断面における磁界解析による磁束線図を示したものである. 周波数は1 GHzであり, 平行2本導体に互いに逆方向の高周波電流を印加し, 磁性体内部等の磁束密度を求めた. サンプル内部の磁界はほぼ面内成分を持ち, 厚いサンプルでも磁場の垂直成分がキャンセルされ, 反磁場による測定誤差が抑制されると考えられる. 電磁界解析結果より, プローブの特性インピーダンスが50 Ω 付近であることを確認した. Fig. 3は, 100 MHz-67 GHzにおけるNiZnフェライトシート(3 mm \times 3 mm, 厚さ500 μm)の透磁率をNicolson-Ross-Weir法[3]と比較したグラフである. ●は本測定結果であり, 実線および破線はNicolson-Ross-Weir法の測定結果を表している. 両者はほぼ一致した. 強磁性共鳴周波数は

約1.5 GHzで, 材料の固有の値と一致し, 提案手法が反磁界による誤差を抑制し正しい透磁率を評価できていると考えられる.

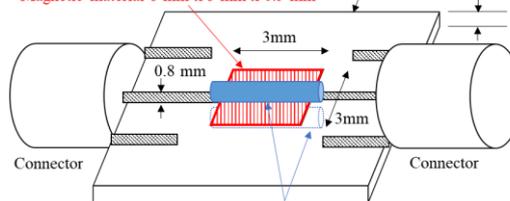
謝辞

磁性体透磁率評価にご協力いただいた東北大学齊藤伸教授, 岩動大樹様に感謝します. 本研究の一部はJST 大学発新産業創出基金事業可能性検証(JPMJSP23C4)により実施した.

参考文献

- [1] S. Yabukami, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 58, No. 2, p. 1-5 (2022).
- [2] K. Takagi, *Journal of Magnetics Society of Japan*, vol. 46, no. 6, pp. 102-106 (2022).
- [3] A. M. Nicolson and G. F. Ross, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, Vol. 19, 377-382 (1970).

Magnetic material 3 mm x 3 mm x 0.5 mm CGK-500, 0.5 mm thick, $\epsilon_r \approx 5$



Two Cu wires (2 mm ϕ), symmetrical above and below the sample
Fig. 1 Diagram of two parallel tracks

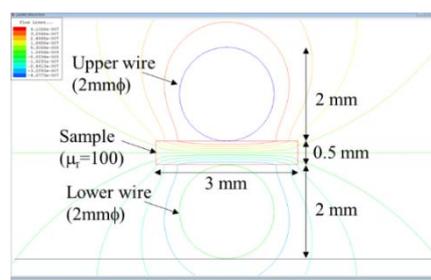


Fig. 2 Electric lines of force in the cross-section of the parallel wires and sample obtained by two-dimensional electric field analysis (1 GHz).

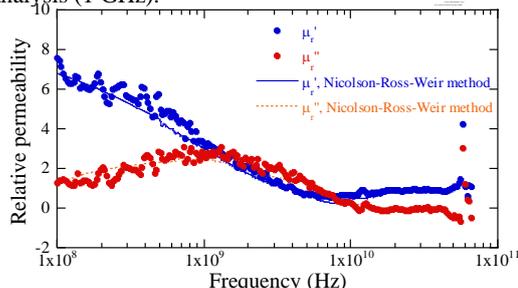


Fig. 3 Measured permeability of NiZn ferrite(3 mm x 3 mm, 0.5mm-thick).

スリット付き高周波駆動薄膜磁界センサの磁界検出感度

鈴木 椋太¹, 本多 順一², トン タット ロイ¹, 薮 上 信^{1,2}⁽¹⁾東北大学 大学院工学研究科, ⁽²⁾東北大学 大学院医工学研究科)

Sensitivity of Coplanar Line Type Thin Film Magnetic Field Sensor with Slit

R. Suzuki¹, J. Honda¹, L. Tonthat¹, S. Yabukami²⁽¹⁾Graduate School of Engineering Tohoku University, ⁽²⁾ Graduate School of Biomedical Engineering Tohoku University,)

1. はじめに

表皮効果や強磁性共鳴を利用した高周波駆動薄膜磁界センサは、高周波帯で磁性薄膜によるインピーダンス不整合によりセンサ感度が悪化することが課題であった。この原因はキャリアの反射損失であり、磁性薄膜にスリットを設けることでインピーダンス整合が実現できた[1]。本稿では交流磁界印加によるAM変調信号の側波帯に対するスリット幅依存性について実験的に検討した。

2. センサ構造と実験方法

本センサは薄膜の幅方向を磁化容易軸となるように磁気異方性を制御した磁性薄膜(CoNbZr 薄膜), 誘電体薄膜(SrTiO 薄膜), コプレーナ線路によって構成されており、横幅 1.15 mm, 長さ 18 mm である[2]。CoNbZr 薄膜なしのコプレーナ導体のみで特性インピーダンスはほぼ 50 Ω に整合している。Fig. 1 に示すように磁性薄膜スリット幅を 6, 10, 26, 36, 50 μm としたセンサ素子をガラス基板上に作製した。透過係数(S_{21}) はセンサ素子に直流磁界をゆっくり変化させて高周波キャリアを通电し、ネットワークアナライザ(R3767CG, アドバンテスタ)を用いて計測した。シグナルジェネレータ(8684D, アジレントテクノロジー)からセンサへ高周波キャリアを通电し、センサ素子にバイアス磁界を印加し、交流磁界(990 Hz, 1.6 A/m)を励磁してAM変調波および側波帯のスペクトルをスペクトラムアナライザ(8653EC, アジレントテクノロジー)で観測した[3]。

3. 実験結果

Fig. 2 に S_{21} 計測から得られたスリット幅ごとのセンサ感度と側波帯信号の大きさを比較した。センサ感度は交流磁界に対する側波帯の大きさを示す(1)式よりキャリアの信号強度と S_{21} の振幅の磁界の変化に対する勾配の積に比例すると仮定して評価した。

$$|V_o(\omega)| = J \cdot K \cdot \left(\frac{\Delta S_{21}}{\Delta H} \right) \quad (1).$$

ここで J はセンサに流れる電流, K は定数, $\Delta S_{21}/\Delta H$ は外部磁場の変化に対する S_{21} の変化量である。スリット幅 10 μm で振幅感度は最大となった。Fig. 2 よりスリットのないセンサと比較し、側波帯信号はスリット幅 10 μm のセンサでは 10 dB ほど信号が大き

くなった。センサの交流磁界に対する最大感度はおよそスリット幅 10 μm で得られることがわかった。これはスリットを設けることでインピーダンス整合による反射の抑制と実効透磁率の減少のトレードオフで決まっていると考えられる。

参考文献

- [1] T. Ishihara et al, Journal of Magnetic of Japan, vol.6 (2022).
 [2] H. Uetake et al, "Highly Sensitive Thin-Film Magnetic Field Sensor Meandering Coplanar Line", *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, vol. 51, No. 11, 4005003(2015).
 [3] 村山芳隆, 小澤哲也, 薮上信, 石山和志, 荒井賢一, "10⁻¹³ T 台の磁界検出分解能を有する高周波伝送線路型薄膜磁界センサ", 日本応用磁気学会誌 vol. 31, pp. 17-22(2007).

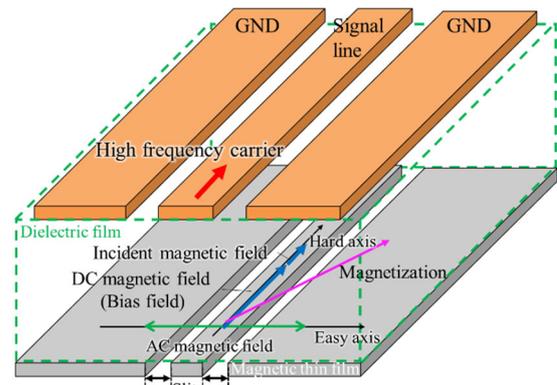


Fig. 1 Sensor structure

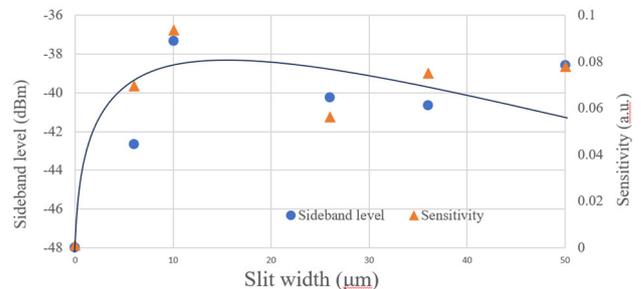


Fig. 2 Sensitivity & Sideband level VS Slit width of the sensor

謝辞

本研究の一部は JST 大学発新産業創出基金事業可能性検証 (JPMJSF23C4) により実施した。

等価磁気・電気回路を利用した MSL 上の磁性膜の透磁率推定

三上 貴大¹, 室賀 翔², 田中 元志³, チャカロタイ ジェドヴィスノプ¹,
阿加 賽見², 遠藤 恭², 藤井 勝巳¹

(¹情報通信研究機構, ²東北大学, ³秋田大学)

Permeability estimation of magnetic film placed on MSL using equivalent magnetic and electric circuit

T. Mikami¹, S. Muroga², M. Tanaka³, J. Chakarothai¹, S. Ajia², Y. Endo², K. Fujii¹

(¹NICT, ²Tohoku Univ., ³Akita Univ.)

はじめに 磁性ノイズ抑制シート (NSS) の開発のためには、高周波数帯域における透磁率測定が重要である。これまで、高精度な透磁率測定装置が提案されているが、大きな電磁石の準備や測定用サンプルの切り出しが必要である等、測定は簡便とは言えない。また、NSS の性能評価においては、IEC62333-2 に基づいて試作されたマイクロストリップ線路 (MSL) 上に磁性シートを配置した場合の伝送減衰率を測定する。この測定結果を利用して、NSS と線路の電磁気的な相互作用に関する情報を抽出し、伝送減衰率の測定と同時に透磁率が推定できれば、時間的、経済的なコストを大きく削減可能となる。

本研究では、MSL 上に配置した磁性膜の透磁率を、磁気・電気回路を利用して推定する方法について検討する。初めに、透磁率を変数として、磁性膜を配置した MSL の等価回路解析から S パラメータを算出する。次に、解析値を実験値にフィッティングすることにより、透磁率を求める。

評価対象 図 1 に、NSS として Co-Zr-Nb 膜を配置した MSL の概形を示す。MSL は、比誘電率 9.8 のアルミナ基板上に試作した¹⁾。信号線の長さ l_s は 10 mm、幅 w_s は 0.095 mm である。図 2 に、Co-Zr-Nb 膜の透磁率 (Meas.¹⁾) を示す。低周波数で比透磁率約 600、強磁性共鳴 (FMR) 周波数は約 1 GHz、抵抗率は $120 \mu\Omega\text{cm}$ である。

等価回路解析による透磁率の推定 Co-Zr-Nb 膜を配置した MSL の等価回路解析²⁾を利用して S パラメータを算出し、測定値との差異が最小になるようにフィッティングした。透磁率の実部と虚部をそれぞれ変化させ、測定値との差異が最小になる組み合わせを探索した。ただし、高周波数帯域は波長共振の影響が大きいと考え、3 GHz 以下でフィッティングを実施した。

図 3 に、フィッティング結果を実験値と比較して示す。フィッティング結果は実験値とおおむね一致した。ここで、 $|S_{21}|$ については、3 GHz 付近で FMR 損失による極小値が得られた。磁性膜が局所的に励磁されることにより反磁界が生じ、材料固有の FMR 周波数が高周波側にシフトしたと考えられる。図 2 中に、フィッティングから推定した透磁率 (Estimated) を示す。推定値は、実験値と 3 GHz 以下の周波数範囲で概ね一致した。反磁界による FMR 周波数のシフトについてもおおよそ補正されており、本手法の利用可能性が示された。

おわりに MSL 上に配置した磁性膜の透磁率を簡便な手法で推定できる可能性を示した。今後、波長共振の影響の低減や等価回路モデルの改善により、測定の高精度化、高周波数化を目指す。

謝辞 本研究の一部は、東北大学—NICT マッチング研究支援事業の支援を受けて実施された。

参考文献

- 1) S. Muroga et al: *IEEE Trans. Magn.*, 47(2), pp.300-303, 2011.
- 2) T. Mikami et al., *IEEE Trans. Magn.*, 59(11), #9201304, 2023.

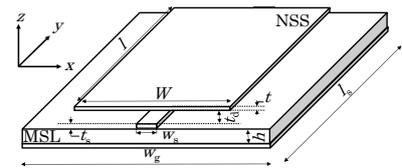


Fig. 1: MSL with Co-Zr-Nb film

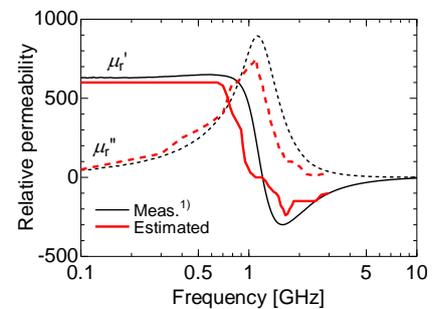


Fig. 2: Result of measured and estimated permeability of Co-Zr-Nb film

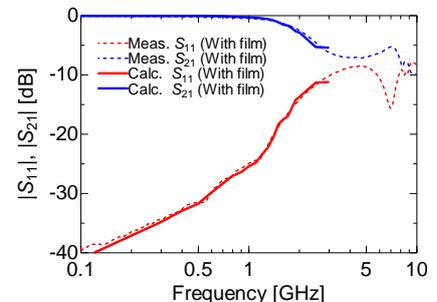


Fig. 3: Result of measured and calculated S parameter

ミアンダ・パラレル形状薄膜磁気インピーダンス素子の基礎特性およびジュール加熱の影響

田中 雄太*, 菊池 弘昭
(岩手大)

Effects of Joule heating on thin-film magneto-impedance element with meander and parallel

Y. Tanaka, H. Kikuchi
(Iwate Univ.)

はじめに

本研究では、外部磁界が印加されたときに透磁率が変化することを利用し、表皮効果やインダクタンス変化および強磁性共鳴に起因して素子の電気的なインピーダンスが変化する磁気インピーダンス(MI)素子に焦点を当てる。GHzの比較的高周波における高感度化の検討において、素子のインダクタンス分が寄与することがわかっており、その制御性を検討するためにミアンダ構造の素子について検討を行うとともに、ジュール加熱を適応し、ミアンダ構造の素子における磁気特性制御の可能性を検討した。さらに、素子の形状をパラレルとした場合の影響についても検討した。

実験方法

本研究で用いた試料は、CoZrNbの磁性膜合金にCuの電極を取り付けた構造となっている。薄膜は、フォトリソグラフィとマグネトロンスパッタリングにより作製した。また、磁気インピーダンス素子では、磁化容易軸を素子幅方向に制御した場合に高感度が見込めるため、真空中で400°C、3 kOeの静磁界中で1時間の熱処理をおこなった。一方、異方性を未制御な素子において、125 mAで1分間ジュール加熱をおこない、磁気インピーダンス特性に及ぼす影響を検討した。加熱時には磁石を用いて素子幅方向に磁界を印加した。作製した素子のインピーダンスは、ネットワークアナライザ及び、ピコプローブを使用し反射法で測定した。反射点における反射係数をネットワークアナライザにより測定し、インピーダンスを算出した。

実験結果

図1(a), (b)は駆動周波数が100 MHz, 1 GHzのときのインピーダンスの外部磁場特性を示した図である。一例として、素子幅40 μm で1ターンのミアンダ形状の素子を示している。素子長は0.5 mmとした。SFAは、磁場中熱処理をおこなった素子である。他は、ジュール加熱の有無で比較している。ジュール加熱をすることにより、磁気異方性が誘導されていることは確認できるが、素子作製の段階で磁場中熱処理をおこなったものと比較すると感度は劣る。一方で周波数1 GHzでは、ジュール加熱をしたものと、SFAとは一致している。これは、SFAとジュール加熱時の印加磁界の違いに起因しているものと考えられる。磁性体がミアンダ形状では、素子間隔が狭いとインピーダンスの変化率は高くなった。間隔が狭いと相互インダクタンスは強くなるが、ミアンダ形状では負に働くので全体でのインダクタンスは低下する。磁界ゼロ時のインダクタンスが低下したことが変化率を上げた可能性がある。

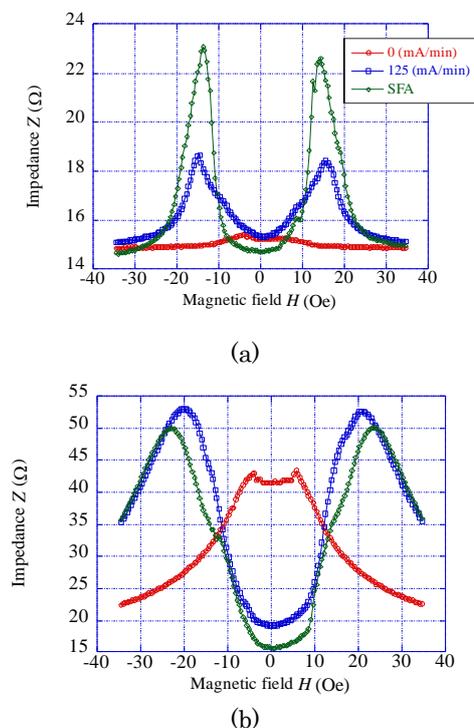


Fig. 1 Dependence of impedance on external magnetic field at (a) 100 MHz and (b) 1 GHz.

パルス励磁 MI センサの印加電流波形に関する考察

井立聖二、内山剛
(名古屋大学)

Study of Applied Current Waveform in Pulse Excitation MI Sensor

S. Idachi, T. Uchiyama
(Nagoya University)

はじめに

軟磁性ワイヤに高周波電流を流すことで表皮効果が生じ、それによってワイヤのインピーダンスが磁界の大きさに応じて敏感に変化する現象を Magneto-Impedance (MI) 効果と呼び、MI センサという磁気センサとして利用される。また MI 効果は、軟磁性ワイヤ周りに巻いたピックアップコイルに、磁界の大きさに応じた電圧を励磁することも確認されている^[1]。消費電力を削減するため、ワイヤへ印加される電流は、立ち上がり時間 t_r 、パルス高さ I_p のパルス電流 i_p (図 1) が用いられ、この時 i_p は、

$$i_p = \frac{I_p}{2} \left(1 + \sin \frac{2\pi t}{nt_r} \right)$$

で表される交流電流が、ワイヤへ印可されたときと同等の MI 効果を引き起こすとされる。ここで、 $n \cong 2 \sim 3$ である。パルス高さ I_p はコイルに励磁される電圧に影響を与えることが観測される。しかしパルス電流と同等の交流電流を印可した場合は、電流振幅はワイヤのインピーダンスに影響を与えないことが報告されており^[2]、パルス電流と交流電流の振幅や周波数の関係が明らかでない。

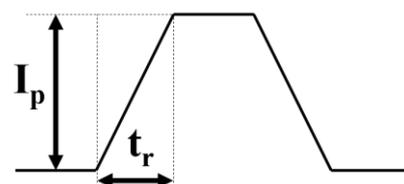


図 1 パルス電流波形

本報告では、アモルファスワイヤに印加するパルス電流の電流変化率 (I_p/t_r) と、ピックアップコイルに励磁される電圧の関係について検討し、報告する。

実験方法

図 2 にパルス励磁 MI センサの回路ブロック図を示す。400 ターンの 1cm 長ソレノイドコイルに $\phi 30 \mu\text{m}$ の FeCoSiB アモルファスワイヤを通した。

ワイヤ長及び電流制限用抵抗を変化させることで、印加パルス電流波形を調整し、その際のピックアップコイルに励磁される電圧振幅を計測した。印加パルス電流の波形から電流変化率を計測し、コイルに励磁される電圧との関係を調べた。

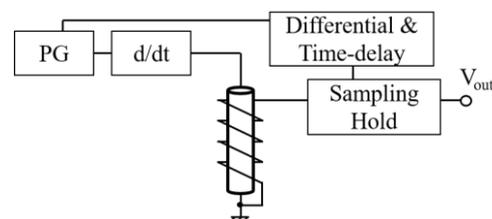


図 2 回路ブロック図

実験結果

図 3 に、パルス電流変化率に対するワイヤの磁場感度変化を示す。パルス電流の電流変化率に比例して磁場感度が変化する様子が示される。講演では、パルス電流と同等の交流電流と、パルス電流の関係性に関しても合わせて報告する。

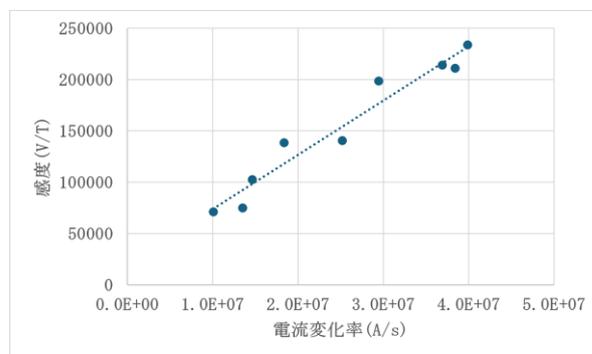


図 2 電流変化率と感度

参考文献

- 1) Kawajiri et al., IEEE Trans. Magn., 35(5), 1999
- 2) 武士田ら, 日本応用磁気学会誌, 18(2), 493-498, 1994.

高周波磁化測定の精度評価と高精度化

小野寺礼尚¹, 喜多英治², 柳原英人²

(¹茨城高専, ²筑波大)

Improvement of Precision and Accuracy Evaluation for Radiofrequency Magnetization Measurement

Reisho Onodera¹, Eiji Kita², Hideto Yanagihara²

(¹NIT, Ibaraki College, ²University of Tsukuba)

はじめに

電気自動車の発展に伴い、インバータの高周波化、高電圧化が進んでいる。これに応じて、電源トランスなどインダクタのコア材料も高周波数特性の性能向上、特性評価が求められている。一般的な $B-H$ ループアナライザーでは、リングコアに成形された材料の交流磁気特性を評価する。リングコアを用いることによって、反磁場を考慮する必要なく小さな磁場振幅で特性を評価することができるが、コアの成形など工程も多い。

一方、我々はハイパーサーミア用磁性流体の開発を目的に 20 kHz-1 MHz の交流磁場で材料磁化 M を測定できる交流磁化測定装置の開発を進めてきた¹⁾⁻³⁾。この装置の特徴として、リングコアの成形を必要としない試料の測定が挙げられる。本装置での測定では、直流バイアス下での交流特性評価時にヒステリシスループの原点を定められるなど、材料磁化を直接測定することの利得も大きい。一方で、軟磁磁気特性の測定に対応できる精度がないという問題がある。

この交流磁化測定装置を小さな保磁力をもつ軟磁性コア材料の高周波特性の評価に応用するためには、磁化の絶対値評価のための高精度(高分解能)化が必要となる。本研究では、測定精度を向上させるために現状の精度を厳密に評価し、改良すべき点の洗い出し・改善を行い、高精度化を目指した。

実験

磁化 M 、磁場 H の測定には、ピックアップコイルを用いた。 H には 1 回巻きコイルを用い、 M には Fig. 1 に示すような、5 回巻きの 8 の字コイルを用いた。8 の字コイルは 2 個のコイルを逆向きに接続してあり、 H の変化で生じる誘導起電力はキャンセルされ、一方のコイルに置いた試料磁化 M の時間変化 (dM/dt) による起電力を測定できる。

高精度化で問題となる測定検出系での位相回転を見積もるためには、履歴のない磁化過程を示す物質を標準試料とすることが望ましく、 Dy_2O_3 粉末を選択した。Fig. 2 に示したように、得られたループは原点付近で膨らみをもち、保磁力があるように見えている。 Dy_2O_3 は常磁性であり、渦電流の影響も無視できると考えられるので、この原因が測定系の位相ずれに起因するものと考えられる。

この位相ずれについて、ピックアップコイルおよび電源の動作周波数について検証した結果を当日報告する。

参考文献

- 1) A. Seki et al., J. Phys. Conf. Ser. **521**, 012014 (2014).
- 2) R. Onodera, E. Kita, M. Kishimoto, T. Kuroiwa, and H. Yanagihara, IEEE Trans. Mag. **57**, 6100605 (2021).
- 3) R. Onodera, E. Kita, T. Kuroiwa, and H. Yanagihara, JJAP **61**, 065003 (2022).

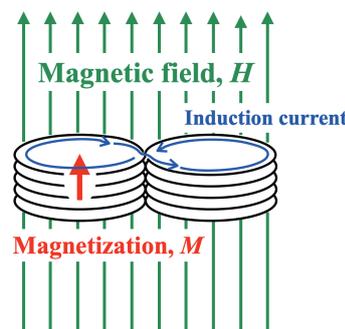


Fig. 1 ピックアップコイルの概念図。

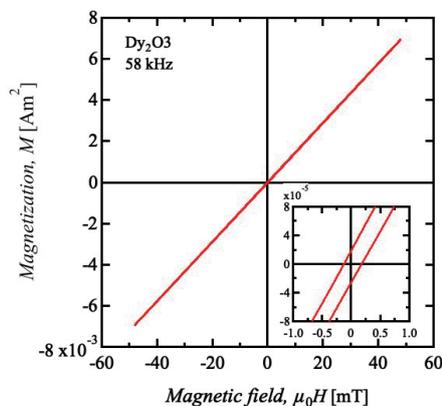


Fig. 2 Dy_2O_3 の $M-H$ ループ。挿入図は原点近傍。

高周波高磁場における鉄損計測

田中大暁, 萬年智介, 磯部高範, 喜多英治, 柳原英人

(筑波大)

Measurement of iron loss at high frequency and high magnetic field

H. Tanaka, T. Mannen, T. Isobe, E. Kita, and H. Yanagihara

(Univ. of Tsukuba)

1 はじめに

パワーエレクトロニクス分野では、次世代パワー半導体デバイスの活用が進んでおり、これに合わせてインダクタ・トランスのコアの高周波損失の低減が求められている。このためには高性能なコア材料の開発と、これを評価するための磁化過程、鉄損評価手法が必要である。我々は LC 共振回路を組み込んだ励磁コイルと 1 次微分型ピックアップコイルを用いて、数 MHz の全動的磁化過程の計測が可能であることを確認している¹⁾。本研究では、標準試料としてイットリウム鉄ガーネットおよび酸化ジスプロシウムを用いることで計測系の較正を行い、ソフトフェライトの数 MHz の大振幅磁化過程と鉄損を計測したので報告する。

2 方法

Fig. 1 に本研究で構築した磁化過程計測装置の概念図を示す。磁性体試料を励磁するために、GaN インバータ電源と LC 共振回路を用いることで、励磁コイル内に大振幅磁界を発生する。また、試料の磁化を 1 次微分型ピックアップコイルで検出する。励磁コイル電流とピックアップ信号をオシロスコープで計測し、PC で処理することで、磁化曲線を得る。装置を較正するために、標準試料としてイットリウム鉄ガーネット (YIG) 球と酸化ジスプロシウム (Dy_2O_3) を用いた。YIG は高周波用の軟磁性体であり、絶縁物であるため数 MHz 域では渦電流の影響も無視できると仮定すると、飽和磁化 M_S は既知であり、また飽和磁界は $H_S = M_S/3$ で与えられることから磁化と磁界の絶対値較正が可能となる^{2,3)}。一方、 Dy_2O_3 は絶縁物常磁性体であることから、磁気モーメントが印加磁界に対して線形に応答し、ヒステリシスを生じないと仮定することで、電流 (磁界) 測定と電圧 (磁化) 測定との位相補正が可能となる²⁾。

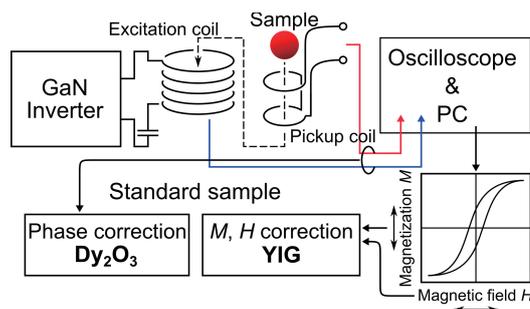


Fig. 1 Conceptual diagram of the system

3 結果および考察

Fig. 2 に Fig. 1 の実験系を用いて計測した 4.8 MHz における NiZn フェライト (直径約 1 mm のほぼ球状) の動的磁化曲線を示す。数 MHz の周波数においても、線形領域から磁化飽和に至るまでの全磁化過程の計測が可能であることが確かめられた。講演では、これらの磁化過程の測定結果から計算した鉄損の振幅依存性とその妥当性について発表する。

References

- 1) 田中大暁 他, 第 47 回日本磁気学会学術講演会, 27aD-10 (2023)
- 2) P. Lenox, L. K. Plummer, P. Paul, J. E. Hutchison, A. Jander, and P. Dhagat: *IEEE Magnetics Letters*, **9**, 6500405 (2017).
- 3) R. Onodera, E. Kita, T. Kuroiwa, and H. Yanagihara: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **61**, 065003 (2022).

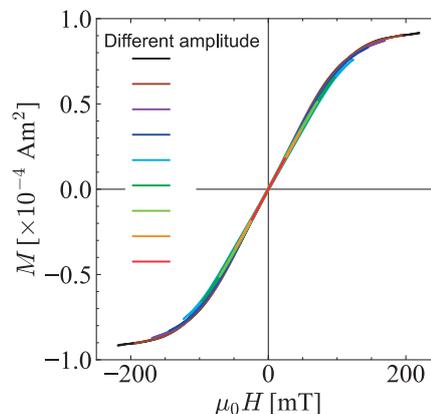


Fig. 2 Dynamic magnetization curve of NiZn ferrite sample (4.8 MHz)

電解鉄粉からなる磁心の Lasso 回帰を用いた損失推定

松本駿佑¹, 室賀翔², 児玉雄大², 阿加賽見², 遠藤恭^{2,3}

(¹東北大学工学部, ²東北大学工学研究科, ³東北大学先端スピントロニクス研究開発センター)

A loss estimation based on lasso regression for toroidal cores composed of electrolytic iron powders with different shapes

S. Matsumoto¹, S. Muroga², Y. Kodama², S. Ajia², Y. Endo^{2,3}

(¹Sch, Eng., Tohoku Univ. ²Grad, Sch, Eng., Tohoku Univ. ³CSIS, Tohoku Univ.)

はじめに 高周波トランスやインダクタ用の磁性材料の有力な選択肢として、金属系軟磁性粉末からなる圧粉磁心が挙げられる。圧粉磁心はフェライトよりも高飽和磁束密度であるが、高周波帯域で損失が大きいという課題がある。交流損失の低減を目指して、様々な実験的、解析的アプローチが検討されている。しかしながら、考慮すべきパラメータが膨大であり、設計指針の構築が困難という課題がある。この解決法の一つとして、機械学習の利用によって交流損失をプロセスパラメータや静的磁気特性から推定できる可能性が示された¹⁾。しかしながら、分類機能を持たない回帰モデルの精度が低く、損失発生機構の明確化に至っていない。本研究では、スタインメッツの実験式²⁾にある損失分離の考えに基づいて、変数を対数で扱うことにより、推定精度の向上を試みた。

評価方法 電解鉄粉の形状、プレス圧および熱処理温度がそれぞれ異なる9種類の圧粉磁心¹⁾を評価に用いた。

目的変数は、交流損失とし、その値はB-Hアナライザを用いて測定したB-Hループの面積から算出した。説明変数は、B-Hアナライザの印加磁束密度の振幅および周波数、磁心作製時におけるプレス圧および熱処理温度、4端子法によって測定した磁心の抵抗率、VSMを用いて測定した磁化曲線(図1)から求めた飽和磁化および保磁力、磁化曲線から抽出した主成分スコア(PC1-3)および次元削減後の座標(UMAP(X, Y, Z))とした。

データセットの総数は354であり、75%を学習用(Train)、25%を検証用(Test)に使用した。これらのデータは、PC1-3, UMAP(X, Y, Z)を除き、すべて対数値とした。

結果 学習の結果、印加磁束密度の2.2乗、周波数の1.4乗、熱処理温度の1.7乗に比例する交流損失の予測関数が得られた。交流損失が熱処理温度の関数として表されたことは、交流損失とプロセスパラメータの関係を定量化するために本手法が有効である可能性を示している。図2に、予測値を実測値と比較して示す。対数値を用いた場合の決定係数は0.96であり、真数値の場合(決定係数:0.08)¹⁾に比べ、交流損失の推定精度が向上した。この結果より、スタインメッツの実験式等の経験則に基づいた学習データの準備には、機構解析のために重要である。

謝辞 本研究の一部は、文部科学省革新的パワーエレクトロニクス創出基盤技術研究開発事業 JPJ009777 およびデータ創出・活用型マテリアル研究開発プロジェクト JPMXP1122715503 のもとで行われた。また、東北大学 CIES および東北大学 CSIS の支援のもとで行われた。

参考文献

- 1) S. Muroga et al., "An AC loss Estimation Based on Machine Learning for Toroidal Cores Composed by Electrolytic Iron Powder," 38th JIEP 2024, 15D2-3, 2024.
- 2) C. P. Steinmetz, "On the Law of Hysteresis", TAIEE, vol. IX, no. 1, pp. 1-64, 1892.

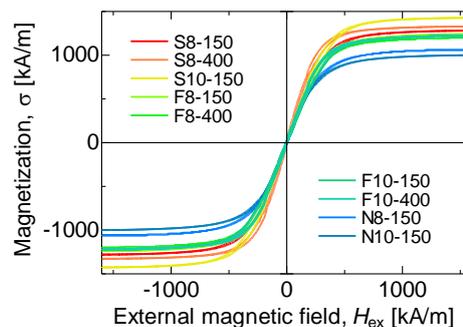


Fig. 1: Magnetization curves of the toroidal cores with different process parameters

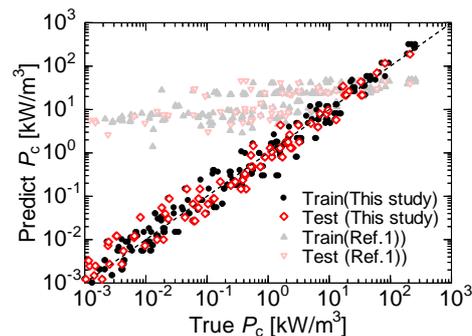


Fig. 2: Relationship between measured and predicted loss based on lasso regression

高周波磁界印加によるボンド磁石の渦電流損失評価

阿部 将裕、多田 秀一、山本 宗生、平澤 英之*

(日亜化学工業株式会社、*新居浜工業高等専門学校)

Evaluation of Eddy Current Loss in Bonded Magnets Under High Frequency Magnetic Field

M. Abe, S. Tada, M. Yamamoto, H. Hirazawa

(Nichia Corporation, *National Institute of Technology, Niihama College)

まえがき

近年、モータの小型・高効率化がより一層望まれている。モータは高速回転させることで同一体格のまま高出力化が可能である。しかし高速回転させることによって生じる渦電流が急激に大きくなり、モータの磁石の温度上昇を引き起こし、これが熱減磁につながる。これに対して、磁粉と樹脂で構成されるボンド磁石は高い電気抵抗を有するため、高速回転への適用が検討されている²⁾。ボンド磁石は、磁粉やバインダ樹脂の組合せによって様々な種類があるが、高周波磁界印加による渦電流損失に関する系統的な検討はなされていない。今回、種々の異なる磁粉（組成違いならびに表面コートの有無）を用いたボンド磁石を作製し、高周波磁界を印加してその上昇温度から渦電流損失の影響を評価した。

実験方法

Table 1 に示す 4 種の磁粉を使用し、磁場中射出成形で $\Phi 10\text{-L7}$ ($P_c \approx 2$) の異方性ボンド磁石を作製した後、磁界: 4800 kA/m にて飽和着磁した試料を準備した³⁾。この試料に磁界強度: ± 8 kA/m、周波数: 100 および 370 kHz の高周波磁界を印加し、その時のボンド磁石の上昇温度を放射温度計で計測した。各印加周波数 f における ΔT (磁界印加 5 min 後の温度上昇量) を用い、2 周波法による鉄損分離を行い、得られた $\Delta T/f$ の傾きから発熱量における渦電流損失を評価した。

実験結果

実験結果を Fig. 1 に示す。A は f に対する $\Delta T/f$ の挙動が 1 次関数的に変化し、渦電流損失の存在を示している。同じく B-1 も 1 次関数的な挙動を示すが、その傾きは A と比べて小さく、また B-2 は傾きがさらに小さくなり、絶縁体である酸化磁石 C に近い変化を示した。A: $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ と B-1: $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ の差は材質による電気抵抗の違い、また B-1: $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ (コート無) と B-2: $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ (コート有) の差は表面コートの有無による磁粉粒子間の渦電流発生の違いが影響しているものと考えている。講演ではさらに詳しく解析した結果について報告する。

| Sample | Magnetic Powder | Classification |
|--------|---|---------------------------------|
| A | $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ | Rare Earth Magnet (Metallic) |
| B-1 | $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ | Rare Earth Magnet |
| B-2 | $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ (Phosphate coated) | (Nitride) |
| C | Sr-Ferrite | Oxide Magnet |

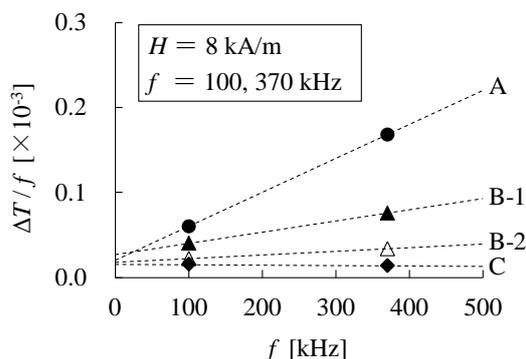


Fig.1 Exothermic Behavior of Bonded Magnets

【参考文献】

- 1) K. Yamazaki: *IEEJ Journal*, Vol.127, No.11, pp.715-718 (2007).
- 2) Y. Yoshikawa, T. Ogawa, Y. Okada, S. Tsutsumi, H. Murakami, S. Morimoto: *IEEJ. Trans. IA*, Vol.136, No.12, pp.997-1004 (2016).
- 3) K. Itoh, Y. Hashiba, K. Sakai, T. Yagisawa: *T.IEE Japan*, Vol.118-A, No.2, 98 (1991).

集磁ヨーク付ツインヘッド型光プローブ電流センサの基礎検討

金子 秀太¹, 曾根原 誠¹, 平井 大地¹, 須江 聡^{2,1}, 佐藤 敏郎¹, 宮本 光教², 久保 利哉²
(¹信州大学, ²シチズンファインデバイス)

Fundamental study of twin head type optical probe current sensor with magnetic yoke

S. Kaneko¹, M. Sonehara¹, D. Hirai¹, S. Satoshi^{2,1}, T. Sato¹, M. Miyamoto², T. Kubo²
(¹Shinshu University, ²Citizen Finedevice Co.,Ltd.)

はじめに

SiC や GaN の実用化に伴い、大容量（高電圧・大電流）の電源や数十 MHz 以上の超高速スイッチング電源が開発・使用されつつあり、これらの電源における電流を精度良く計測できる電流センサの要求が高まっている。筆者らは、in-situ で直流から数百 MHz の交流までの大電流を測定することが可能な Faraday 効果型光プローブ電流センサの開発を進めてきた^[1]。しかし本センサは被測定電流との距離にセンサ出力が依存する相対センサであるため電流の絶対値計測が困難という課題があった。本稿では、電流の絶対値計測を目指し集磁ヨーク付ツインヘッド型光プローブ電流センサを検討し、その試作・結果について述べる。

集磁ヨーク付ツインヘッド型光プローブ電流センサの構成

Fig. 1 にツインヘッド型光プローブ電流センサの干渉光学系の概略図を示す。本センサは光源、干渉計、センサヘッドおよび差動アンプからなり、片方のセンサヘッドの途中で PMF を 90° 回転融着することで Faraday 回転の符号を反転させている。これによって Faraday 回転角の合成を出力とすることができ被測定磁界を検出可能になる。この 2 本のセンサヘッドに Fig. 2 に示すように比透磁率 20 の Fe 系メタルコンポジットからなる集磁ヨークを用いることで、被測定電流が流れる導線の位置による出力の変化を抑制し、電流の絶対値計測を可能にする。また、外乱ノイズに対して差動となるためノイズの影響を軽減する効果も期待できる。

実験結果

Fig. 2 における集磁ヨークの開口部に導線 ($\phi 0.5$ mm) を通し、その導線に 20 A のパルス電流を流し、電流計測を行なった。Fig. 3 に示す①の位置に導線を通した場合の電流値（センサ出力）に対する②～⑤における電流値の変化率の結果を Table 1 に示す。同表にシングルヘッド型およびツインヘッド型の J-MAG Studio による解析値も併記する。ツインヘッド型にすることで電流の変化率は 5% 程度に抑えられたことが確認された。④と⑤で解析値と実測値に差が出た理由は、2 本のセンサヘッドの感度が一致していなかったためであると考えられる。発表当日は集磁ヨークの作製方法や解析・測定条件について詳細に述べる。

謝辞

本研究は、NEDO「官民による若手研究者発掘支援事業」共同研究フェーズ（2023 度新エネルギー第 1002006 号）の助成を受けたものである。

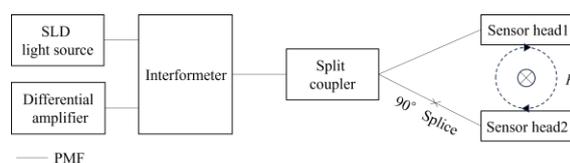


Fig. 1 Configuration of twin head type optical probe

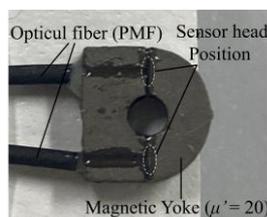


Fig. 2 Photograph of sensor head with magnetic yoke

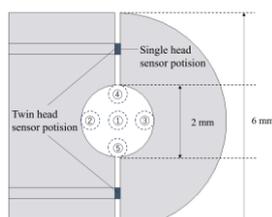


Fig. 3 Measurement position in sensor head

Table 1 Sensor output deviation in point ② to ⑤ from point ① in Fig. 3

| Position | Single head simulation | Twin head simulation | Twin head measurement |
|----------|------------------------|----------------------|-----------------------|
| ② | -2.31 % | -2.45 % | -1.19 % |
| ③ | -2.53 % | -2.36 % | -2.4 % |
| ④ | +15.67 % | +3.54 % | +5.25 % |
| ⑤ | -8.4 % | +3.57 % | -2.46 % |

参考文献

[1] T. Murakami, et al., "Investigation of sensor head with quadrangular pyramid magnetic yoke for optical probe current sensor with high sensitivity", *The papers of tech. meeting on magn., IEEJ, MAG-23-010*, 2023.

近傍磁界情報の機械学習によるオブジェクト検出を用いた プリント配線板上の磁界源推定

佐藤 雄亮¹, 室賀 翔², 鴨澤 秀郁¹, 田中 元志¹
(¹秋田大学, ²東北大学)

Estimation of magnetic field sources on printed circuit boards using object detection by machine learning of magnetic near-field information

Y. Sato¹, S. Muroga², H. Kamozaawa¹, M. Tanaka¹
(¹Akita Univ., ²Tohoku Univ.)

はじめに 電子機器内のプリント配線板(PCB)上における電磁ノイズの発生源や伝搬経路の推定のためには、配線や素子間の電磁界結合に関する定量的な情報が必要である。筆者らは、基板内の磁界源を、配線を通る電流とそのリターン電流で形成される単純な等価ループ電流としてモデル化することにより、ループ間の磁界結合を定量化する手法を提案した¹⁾。また、PCB上の伝送線路を磁界源とした場合の近傍磁界マップより、磁界源の面内の位置および寸法情報を抽出し、ループの高さと傾きの推定を試みた²⁾。その結果、磁界源の中心座標の誤差は最大 10 mm、長さの誤差は最大 34 mm であり、その検出精度向上が課題となった。本研究では、PCB上の配線から生じる磁界分布から磁界源のオブジェクト検出を行い、その位置座標および長さを推定する方法について、電磁界シミュレータ(HFSS, Ansys)とYOLO v4³⁾を利用して検討した。

評価対象 Fig. 1 に、評価対象とする PCB の概略図を示す。比誘電率 3.1、厚さ 1.5 mm の変性ポリフェニレンエーテル基板に、幅 $w_s = 0.8$ mm、厚さ 35 μm の MSL (microstrip line) を設計した。ここで、Fig. 1 の y 方向の信号線の長さを $l_s = 5, 10, \dots, 45$ mm (9 パターン) と変化させた。MSL に 1 GHz、-5 dBm の電力を印加することを想定し、MSL からの距離 $h_p = 1.5$ mm における x 方向の磁界分布 (磁界マップ) を電磁界シミュレータより取得した。磁界マップは、磁界強度の最大値が 0 dB となるよう規格化し、-60~0 dB の範囲でグレースケール画像とした。画像の寸法は磁界源中心から ± 25 mm の範囲とした。

オブジェクト検出器の学習 磁界源を、幅 w_m (0.8, 1.6, ... 5.6 mm)、長さ l_m (10, 15, ... 95 mm) が異なるループ電流モデルとし、近傍磁界分布の理論値を算出して学習データとした。ループの高さについては、評価対象とする配線基板厚の 2 倍の $h_m = 3.0$ mm、磁界観測面の高さを $h_p = 1.5$ mm として、磁界分布をビオ・サバルの法則に基づき算出した。このとき、磁界測定におけるノイズフロアのばらつきを考慮し、-30, -25, -20 dB のノイズフロアに対応するマップを作製した。各画像について、モデルの中心から横方向 ± 15 mm、縦方向 $\pm l_m/2$ の範囲を磁界源の範囲 (バウンディングボックス) としてアノテーションを行った。合計 378 個のデータを用いて、オブジェクト検出器 (YOLO v4) を学習した。

磁界源の検出 9 パターンの磁界マップを検出器に入力し、得られたバウンディングボックスから磁界源の中心座標と長さを推定した結果、すべての磁界源を正しく検出できた。検出例を Fig. 2 に示す。磁界源の中心座標と長さの平均誤差はそれぞれ約 0.10 mm, 1.6 mm であり、おおむね推定できることが確認された。

おわりに プリント配線板上の近傍磁界情報の機械学習を利用し、磁界源の検出を検討した。近傍磁界情報に加え、線路の寸法や配置に関する情報をオブジェクト検出器に学習させることで、磁界マップからの磁界源の長さおよび位置座標の推定精度が向上した。今後は、実測における検出について検討する。

参考文献

1) Y. Sato, et al., IEEE Trans. Magn., vol.59, no.11, #4000704, 2023. 2) 佐藤他, 第 38 回 JIEP 春大, 14B2-3, 2024. 3) A. Bochkovskiy, et al., arXiv preprint arXiv: 2004. 10934, 2020.

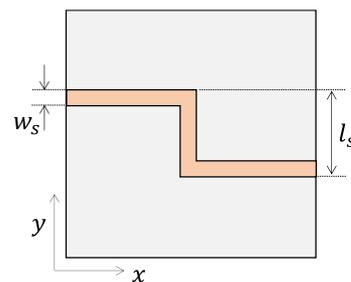


Fig. 1 Top view of PCB

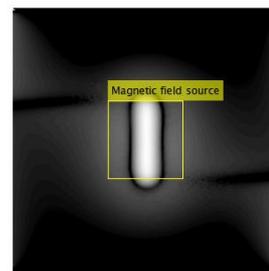


Fig. 2 An example of detected result ($l_s = 15$ mm)

大型磁束変調型磁気ギヤの実用的設計法に関する検討

角貴則, 中村健二, *武田啓司
(東北大学, *TDK 株式会社)

Practical Design Method for Large-Scale Flux-Modulated-type Magnetic Gears

T. Sumi, K. Nakamura, and *K. Takeda
(Tohoku University, *TDK Corporation)

はじめに

磁束変調型磁気ギヤは、非接触で増減速可能であることから保守が容易であり、トルク密度や効率も高いため、洋上風力発電用の増速ギヤとして実用化が期待されている。本稿では、大型の磁束変調型磁気ギヤについて、有限要素法 (FEM) を用いた実用的な設計法を検討したので報告する。

大型磁束変調型磁気ギヤの実用的設計法

Fig. 1 に、考察に用いた大型の磁束変調型磁気ギヤを示す。出力は12.8 MW, 直径は9600 mmである。内側の高速回転子の極対数は65, 外側の低速回転子の極対数は521であり、ギヤ比は9.02である。

FEM を用いてモータの電磁界解析を行う際には、磁束分布の周期性を利用して、部分モデルを用いるのが一般的である。一方、磁束変調型磁気ギヤはトルクリプルを抑制するため、内側回転子の極対数とポールピースの極数の最小公倍数が大きくなるように設計する。このため、磁束分布の周期性が悪く、解析モデルが大規模化する。例えば、Fig. 1 に示した磁束変調型磁気ギヤでは、2D-FEM であっても要素数が約125万になるため、最適設計を実用的な規模と時間で行うことは困難である。

そこで本稿では、Fig. 2 に示すように、周期性は無視して、内側回転子2極対分を切り出し、空隙の磁束密度分布を算定した。このときの要素数は約8万であり、約1/16に削減することができる。

Fig. 3(a) に、通常モデルと2極対モデルの空隙磁束密度波形の算定結果を示す。両波形は良好に一致していることがわかる。同図(b)は、FFTの結果である。この図を見ると、トルクに寄与する内側空隙の1次成分や外側空隙の8次成分がよく一致していることが了解される。

先行研究¹⁾より、空隙磁束密度のトルクに寄与する成分と脱調トルクの間には良好な相関があることが明らかにされていることから、提案の2極対モデルを用いることで、大型の磁束変調型磁気ギヤについて実用的な規模と時間で設計できる可能性がある。

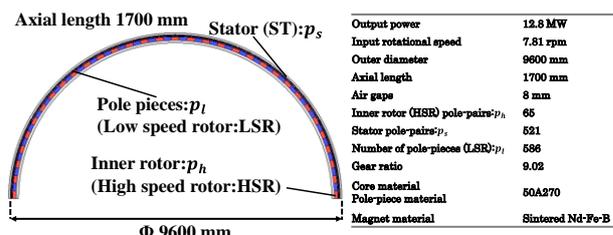


Fig. 1. Specifications of a large-scale flux-modulated-type magnetic gear.

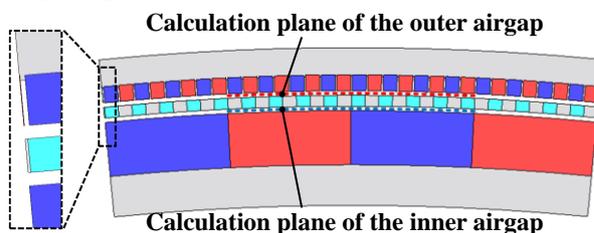


Fig. 2. Two-pole-pair model of the magnetic gear and the enlarged view at the edge.

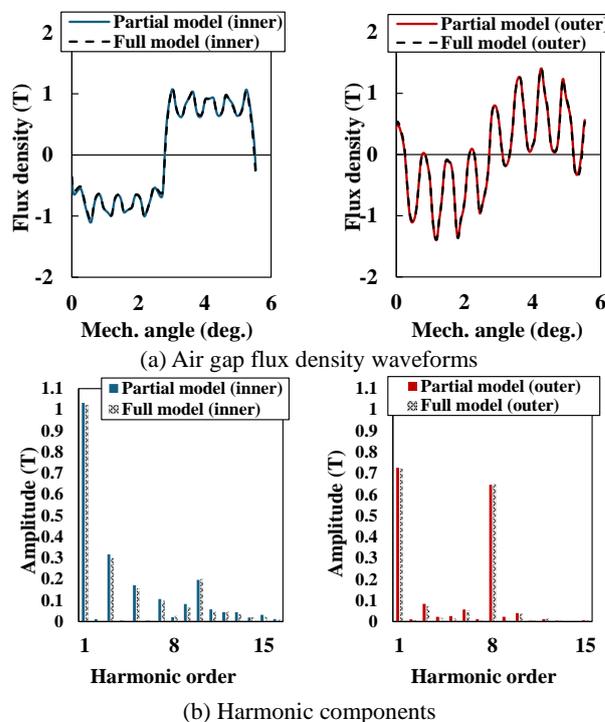


Fig. 3 Air gap flux density waveforms and their harmonic components (left: inner gap, right: outer gap).

参考文献

- 岡崎, 角, 中村, 進士, 武田, 日本磁気学会論文特集号, vol. 8, pp. 35-39 (2024)

磁気ギヤの入力トルクに対する周波数応答解析

岩城 圭悟, 中村 健二
(東北大学)

Frequency Response Analysis of Magnetic Gears for Input Torque

Keigo Iwaki, Kenji Nakamura
(Tohoku University)

はじめに

磁束変調型磁気ギヤは、トルク密度や効率が高いことから実用化が期待されている¹⁾。また、スイッチトリラクタンس (SR) モータと磁気ギヤを組み合わせた場合、SR モータのトルクリプルが出力側に伝達されない可能性が報告されている²⁾。しかし、その詳細な理由については明らかにされていない。

そこで本稿では、磁気ギヤにリプルを有するトルクが入力された際の周波数応答について、数値解析を行ったので報告する。

磁気ギヤの周波数特性

Fig. 1 に、考察に用いた磁気ギヤの諸元を示す³⁾。インナーおよびアウターロータの極対数はそれぞれ 3, 31 であり、ギヤ比は 10.33 である。

Fig. 2 に、磁気ギヤの入力側から出力側へのトルク伝達を模擬する系を示す。この図に示すように、磁気ギヤは入力側のインナーロータと出力側のアウターロータが磁気的非線形ばねで結合された 2 慣性系で表される。本系において、時間変化する入力トルク $T_{in}(t)$ がインナーロータに入力され、アウターロータには負荷としてダンパが接続されている。ここで、入力トルク $T_{in}(t)$ を次式で与える。

$$T_{in}(t) = T_d + T_a \sin(2\pi ft) \quad (1)$$

上式の T_d および T_a はそれぞれ入力トルクの平均値および振幅であり、どちらも $0.5 \text{ N}\cdot\text{m}$ とした。この 2 慣性系において、両ロータの運動方程式は次の非線形微分方程式で与えられることから、これを解くことで周波数応答特性を算定することができる。

$$J_{in} \frac{d^2\theta_{in}}{dt^2} = -\frac{T_{max}}{G_r} \sin(p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out}) + T_{in}(t) \quad (2)$$

$$J_{out} \frac{d^2\theta_{out}}{dt^2} = -T_{max} \sin(p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out}) - D \frac{d\theta_{out}}{dt} \quad (3)$$

なお、上式の数値解析には Matlab/Simulink R2024a を用いた。

Fig. 3 に、両ロータの周波数応答特性を示す。同図より、低周波側では入力ロータより出力ロータの方

がトルクリプルが大きいことがわかる。一方、高周波側では入力ロータのリプルは入力トルクのリプルである $1 \text{ N}\cdot\text{m}$ に、出力ロータのリプルは $0 \text{ N}\cdot\text{m}$ にそれぞれ漸近しており、トルクリプルが出力側に伝達されないことが了解される。

参考文献

- 1) P. M. Tlali, et al., *ICEM 2014*, p. 544 (2014).
- 2) K. Iwaki, et al., *IEEE Trans. Magn.*, **59**, 8202005 (2023).
- 3) Mizuana, et al., *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 52 (2020).

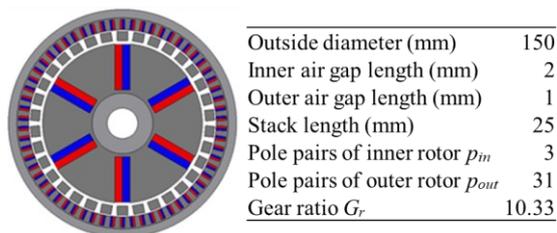


Fig. 1. Specifications of magnetic gear.

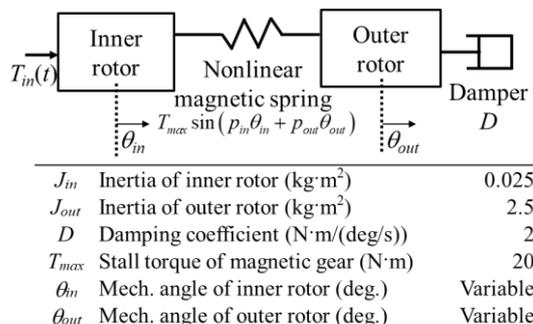


Fig. 2. Configuration of the two-inertia system.

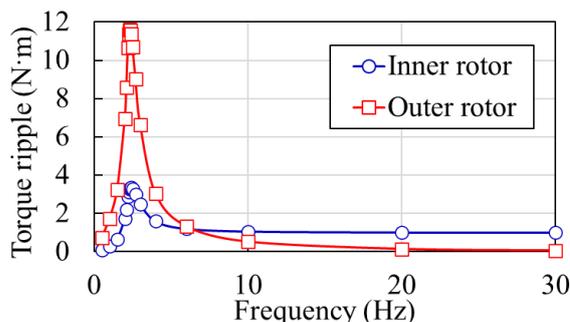


Fig. 3. Frequency response characteristics of torque ripple.

RNA による永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの鉄損算定

畠山駿斗, 中村健二, *大日向敬, *有松健司
(東北大学, *東北電力)

Iron Loss Calculation of Orthogonal-Core-type Variable Inductor with Permanent Magnets based on RNA
H. Hatakeyama, K. Nakamura, *T. Ohinata, and *K. Arimatsu
(Tohoku University, *Tohoku Electric Power Co., Inc.)

はじめに

先に筆者らは、直流制御磁束の磁路に永久磁石を挿入することで、無制御時にもある一定の大きさの無効電力を発生することができる新たな可変インダクタを提案し、良好な特性を有することを明らかにした。本稿では、リラクタンسネットワーク解析 (RNA) に基づき、本可変インダクタの鉄損の算定を行ったので報告する。

永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの鉄損算定

Fig. 1 に、永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの 3 kVA 級試作器の諸元を示す。鉄心材料は 0.35 mm 厚の無方向性ケイ素鋼板であり、磁石は磁石厚 1 mm, 3 mm, 5 mm のネオジウム焼結磁石である。

RNA モデルの導出では、まず解析対象である磁心を Fig. 2(a)のように分割し、各分割要素を同図(b)に示すような 3 次元の単位磁気回路で表す。ここで同図中のインダクタンスは鉄損を表しており、分割要素の寸法と材料の鉄損曲線から求まる。一方、積層鋼板を磁束が貫くことで発生する渦電流については、Fig. 3 の渦電流回路モデルを Fig. 2 の RNA モデルと連成することで考慮する。

Fig. 4 に、上述の RNA モデルを用いて求めた鉄損の計算値を示す。この図を見ると、どの磁石厚についても鉄損を精度良く算定できていることがわかる。

参考文献

- 1) 会津, 中村, 大日向, 有松, 日本磁気学会論文特集号, vol. 7, no. 1, pp. 67-72 (2023)

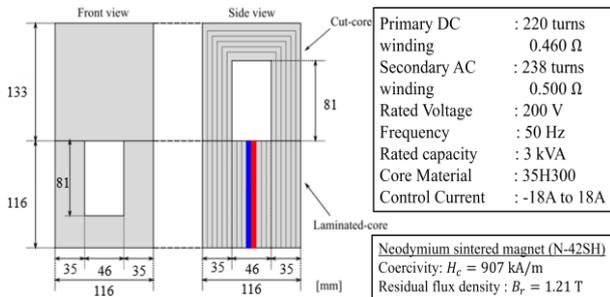
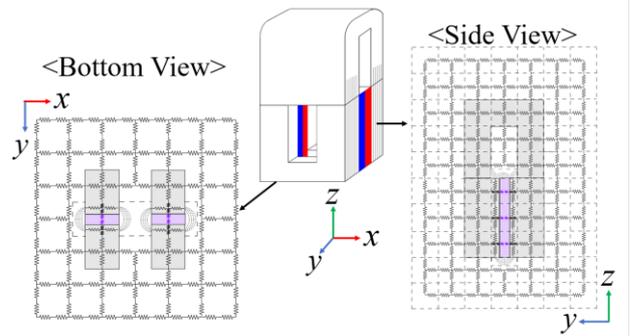
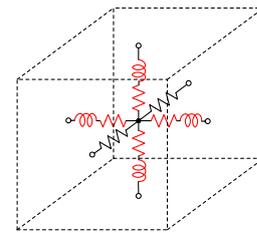


Fig. 1 Specifications of 3 kVA orthogonal-core-type variable inductor with permanent magnets.



(a) Core division



(b) 3D unit magnetic circuit

Fig. 2 Three-dimensional RNA model of orthogonal-core-type variable inductor with permanent magnets.

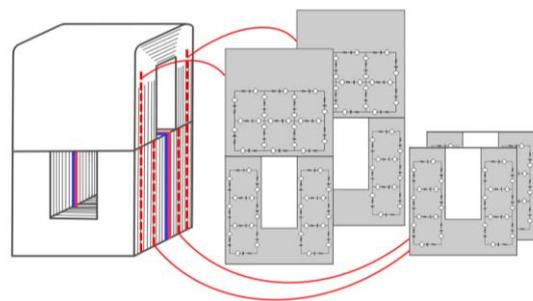


Fig. 3 Eddy current circuit model.

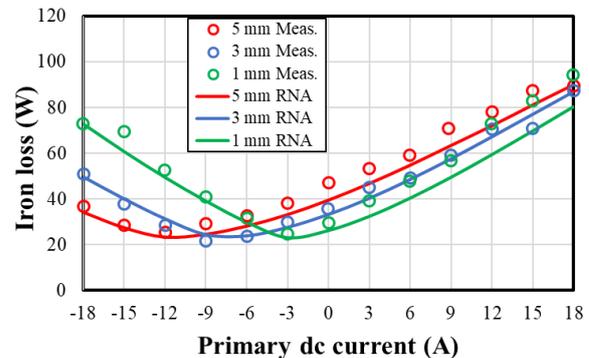


Fig. 4 Iron loss characteristics of the orthogonal-core-type variable inductor with permanent magnets.

小型EV用アキシアルギャップ型SRモータの磁氣的相互作用を考慮したシミュレーションモデルに関する基礎検討

永澤慎太郎, 中村健二
(東北大学)

Basic Examination of Simulation Model Considering Magnetic Interaction of Axial-Flux SR Motor for Compact EV

S. Nagasawa, K. Nakamura
(Tohoku University)

はじめに

先に筆者らは、小型電気自動車 (EV) 用のアキシアルギャップ型スイッチトリラクタンス (SR) モータについて、高速回転時のトルク低下を改善するため、通電区間可変制御や平均トルク制御を提案し、駆動領域を大幅に広げること成功した¹⁾。一方で、これらの制御では、高速・高トルク領域において、実測値と計算値の間に乖離が生じることが判明した。そこで本稿では、上述の乖離が磁氣的な相互作用に起因すると考え、従来互いに独立とみなしていた各相の磁束について、他相からの影響を考慮できるようにシミュレーションモデルを改良したので報告する。

磁氣的相互作用を考慮したモデル

Fig. 1 に、考察に用いたアキシアルギャップ型SRモータを示す。Fig. 2 に、MATLAB/Simulink 上に構築したSRモータのシミュレーションモデルを示す。Fig. 3 は、Fig. 2 中のモータモデルの中身である。モータモデルでは、まずコンバータからの入力電圧 V_u, V_v, V_w を用いて、次式を解くことで各相の磁束 ϕ_u, ϕ_v, ϕ_w を計算する。

$$\phi_{u,v,w} = \int (V_{u,v,w} - Ri_{u,v,w}) dt \quad (1)$$

次いで、他相の磁束の影響を考慮するため、次式のように、他相の磁束に係数 K を乗じて自相の磁束に加算する。

$$\phi'_{u,v,w} = \phi_{u,v,w} + K(\phi_{v,w,u} + \phi_{w,u,v}) \quad (2)$$

上式の磁束 $\phi'_u, \phi'_v, \phi'_w$ を電流ルックアップテーブル (LUT) に入力することで、磁氣的な相互作用を考慮した各相の電流が求まる。

Fig. 4 に速度-トルク特性の比較を示す。同図(a)の従来モデルでは、高速・高トルク領域において、実測値と計算値が乖離していることがわかる。一方、同図(b)の提案モデルでは、係数 K を適切に調整することで、全運転領域で実測を精度良く模擬できている。次いで、Fig. 5 に電流波形の比較を示す。同図(a)がトルク指令値 $40 \text{ N}\cdot\text{m}$ 、速度指令値 700 rpm の結果であり、同図(b)がトルク指令値 $80 \text{ N}\cdot\text{m}$ 、速度指令値 700 rpm の結果である。これらの図を見ると、提案モデルは波形レベルでは誤差が大きいことがわかる。

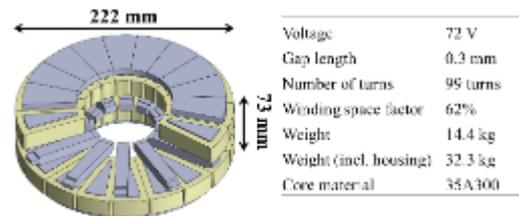


Fig. 1 Specifications of an axial-flux SR motor.

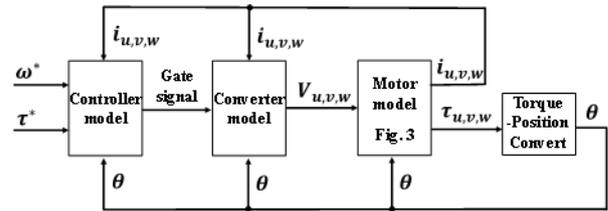


Fig. 2 Simulation model for the axial-flux SR motor.

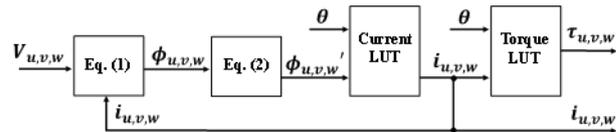


Fig. 3 Motor model considering magnetic interaction.

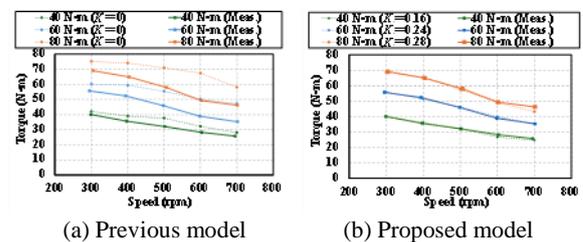


Fig. 4 Comparison of the speed-torque characteristics.

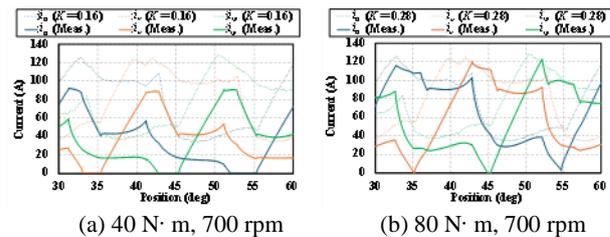


Fig. 5 Comparison of current waveforms.

参考文献

- 1) 西海悠介, 中澤貫太, 中村健二, 日本磁気学会論文特集号, vol. 8, pp. 45-51 (2024)

擬似 3D 解析を用いたアキシアルギャップ型

SR モータのトルク重量密度の最大化

阿部 洋央, 後藤 博樹 (宇都宮大学)

Maximization of weight-torque density of axial flux type switched reluctance motor using Quasi-3D analysis
Hiiro Abe, Hiroki Goto (Utsunomiya University)

はじめに

近年, 航空機の電動化が注目されており⁽¹⁾, そのために, モータの高トルク密度化が求められている。そこで筆者らは高トルク密度が期待できる信頼性の高いモータとして, アキシアルギャップ型スイッチトリラクタンスモータ (Axial Flux Switched Reluctance Motor: AFSRM) に着目した。一方, AFSRM における解析では, 通常, 3次元有限要素解析(3D-FEA)を用いるため, 設計に膨大な計算時間が必要となる。そこで, 本研究では, 計算時間を短縮できる疑似3次元解析(Quasi-3D Analysis)⁽²⁾により, AFSRM のトルク重量密度の最大化について検討した。

トルク重量密度の最大化

Fig.1 に解析で用いた疑似3次元解析の概要を示す。3次元のモータモデルを半径方向に分割し, 各断面を2Dモデルとして扱うことで, 解析時間を短縮することが可能である。また, 今回使用するモータモデルを Fig.2 に示す。今回の検討では, モータ重量を 15kg 一定条件かで外径と軸長を最適化した。初めに, モータの外径を設定し, 次に重量が 15kg となるように, 軸長と内径を調整し, 各外径において, 平均トルクが最大となる軸長・内径を探索した。

解析結果

Fig.3 に外径 240mm, 300mm, 360mm のモデルにおける, 軸長, 内径変更時の平均トルクとトルク重量密度変化を示す。軸長が短くなると起磁力が低下してトルクが減少する一方, 軸長が長くなると内径が大きくなり, 漏れ磁束と磁気飽和によりトルクが低下する。また, Fig.4 に外径と平均トルクの関係を示す。今回の検討では外径が 300mm の時に最大トルク 142.1Nm, トルク重量密度は 9.47Nm/kg となった。なお, 解析時間については, 3D-FEA で解析した場合は 1モデルあたり 11625秒, 疑似3次元解析を使用した場合は 1587秒となり, 約7分の1に短縮できた。

参考文献

- 1)Wenping Cao, IEEE Trans. Ind Elec, vol. 59, no. 9, pp.3523-3531 (2012)
- 2)大石達也・後藤博樹: 電学研資, MD-23-094, pp.91-96 (2023)

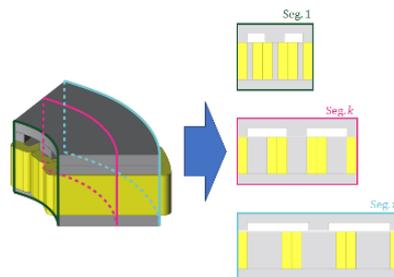


Fig. 1 Overview of quasi-3D analysis method.



| | |
|--------------------|------------------------|
| Stator/rotor poles | 18/12 poles |
| Weight | 15.0kg |
| Current density | 12.75A/mm ² |
| Rotation speed | 3000rpm |
| Core material | 35H300 |

Fig. 2 Specifications of AFSRM.

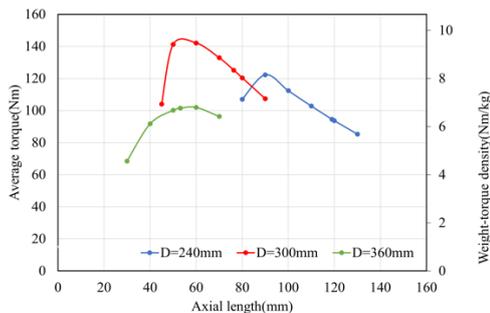


Fig. 3 Effect of axial length to the average torque and weight-torque density

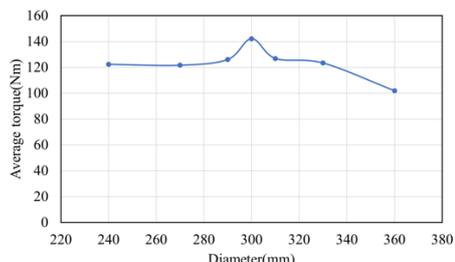


Fig.4 Effect of the outer diameter to the average torque at the optimized design

RNA に基づく可変磁束メモリモータの動特性算定

深田敏希, *羽根吉紀, 中村健二
(東北大学, *東洋大学)

Calculation of Dynamic Characteristics of Variable Flux Memory Motors based on RNA
Toshiki Fukata, *Yoshiki Hane, Kenji Nakamura
(Tohoku University, *Toyo University)

はじめに

可変磁束メモリモータは、永久磁石の磁力を能動的に制御することで、弱め界磁制御無しに幅広い可変速運転が可能であり、電気自動車への応用が期待されている。より高性能な可変磁束メモリモータの設計には、高速かつ高精度な解析法の確立が望まれるが、有限要素法 (FEM: Finite Element Method) による解析は絶対的な計算量が多く、計算時間の長大化が懸念される。そこで本稿では、モデルが簡便かつ高速計算が可能な磁気抵抗回路網解析 (RNA: Reluctance Network Analysis) を用いて、可変磁束メモリモータの特性算定を行い、算定精度について検討したので報告する。

RNA による可変磁束メモリモータの算定結果

Fig. 1 に、検討に用いた 3 相 24 スロット 16 極の可変磁束メモリモータの諸元を示す。Fig. 2 に、構築した同モータの 1 スロット分の RNA モデルの概略図を示す。なお、実際のモデルでは、磁束分布が複雑になる固定子極先端、エアギャップ、回転子磁石、回転子ヨークは、周方向に 0.5 度刻みで分割している。

Fig. 3 に、磁石磁力が一定のときの電流対トルク特性の計算値を示す。同図より、RNA と FEM の結果は良く一致しており、モデルの妥当性が了解される。

Fig. 4 に、磁石磁力を動的に変化させたときのトルク波形の計算結果を示す。解析において磁石の磁力は、 d 軸にパルス電流を印加することで変化させた (500 A@17 ms \rightarrow -50 A@54 ms \rightarrow -150 A@92 ms \rightarrow -500 A@130 ms \rightarrow 300 A@167 ms)。なお、 q 軸電流は一定である。この図を見ると、両者の傾向は一致しており、RNA によって可変磁束メモリモータの動特性が算定可能であることが了解される。一方、各磁化状態におけるトルクの平均値に差異が認められる。これは、磁化制御後の磁石の動作点が両モデルで一致していないためであると考えられることから、今後は動作点の動的な変化をより精度良く模擬できるよう RNA モデルの改良を行う予定である。

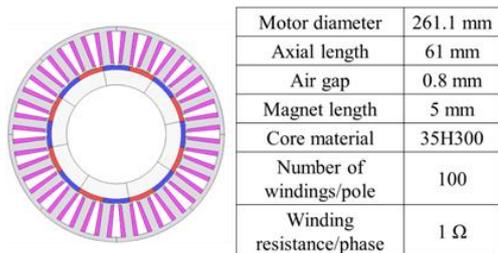


Fig. 1. Specifications of a variable flux memory motor.

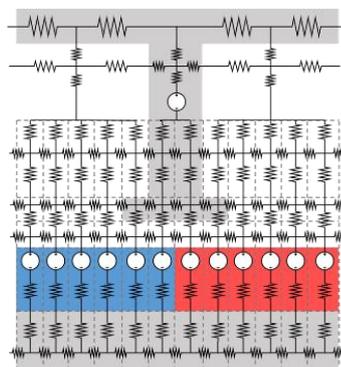


Fig. 2. Schematic diagram of RNA model for one slot of the variable flux memory motor.

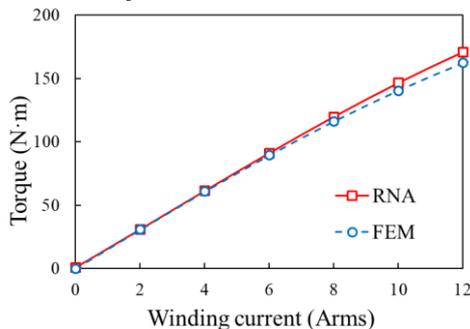


Fig. 3. Calculated current versus torque characteristics.

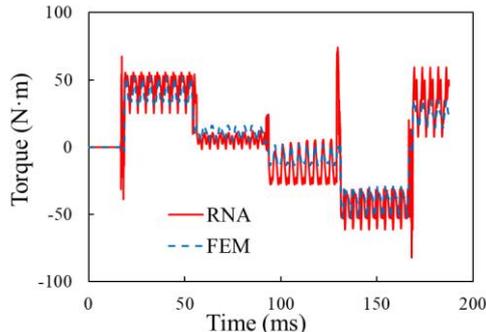


Fig. 4. Calculated torque waveforms when the magnetization of variable magnets is dynamically changed.

2次元リニアモデルを用いたアキシシャルギャップ型PMモータの最適設計に関する検討

柳沼昂志, 中村健二, *上田祐資, *木村勇登, *原 洸
(東北大学, *ヤンマーホールディングス株式会社)

Optimum Design of Axial-Flux-type PM Motors by using 2D Linear Model
Koshi Yaginuma, Kenji Nakamura, *Yusuke Ueda, *Yuto Kimura, *Takeshi Hara
(Tohoku University, *Yanmar Holdings Co., Ltd.)

はじめに

アキシシャルギャップ型モータはトルク発生面が軸長に依存しないことから、薄型化に有利であり、近年注目されている。ただし、モータ構造が軸方向に一様ではないため、3次元解析が必須となり、特にトポロジー最適化や遺伝的アルゴリズムなどを用いた最適形状・寸法の探索に膨大な時間を要する。そこで本稿では、アキシシャルギャップ型モータの3次元モデルを2次元リニアモデルに変換することで、実用的な最適設計法について検討を行った。

アキシシャルギャップ型モータの2Dリニアモデル

Fig. 1に、考察に用いたアキシシャルギャップ型永久磁石 (PM) モータの諸元を示す。Fig. 2に、導出した2Dリニアモデルを示す。ここで、同図中の R は、Fig. 1に示した直径 R であり、この円とそれぞれ固定子の外径および内径の円で囲まれた2つの面積が等しくなる長さとした。また、2Dリニアモデルの z 軸方向の長さは、固定子極の断面積が3Dモデルと一致する値とした。なお、FEMの解析にはJMAG-Designer ver. 23.0を用いた。

Fig. 3に、2Dリニアモデルを用いて算定した電流密度対トルク特性を示す。この図を見ると、2Dリニアモデルと3Dモデルの計算値はおおよそ一致していることがわかる。

次いで、Fig. 4に示す4つの寸法を設計変数として、2Dリニアモデルを用いて最適値の探索を行った。探索には、トルクと効率の最大化を目的関数とする多目的遺伝的アルゴリズム (GA) を用いた。

Table 1に、最適化前後のモデルの寸法と最大トルクを示す。また比較のため、GAで得られた寸法を用いて3Dモデルで算定した最大トルクを同表中に示す。この表を見ると、2Dリニアモデルで算定した最大トルクは、3Dモデルの結果と5%以内で一致しており、2Dリニアモデルによる最適設計の有用性が了解される。

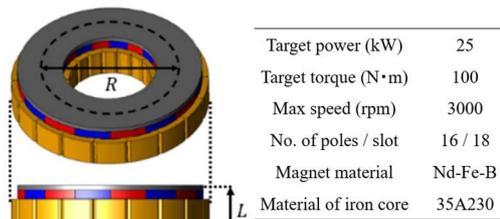


Fig. 1. Specifications of an axial-flux-type PM motor.

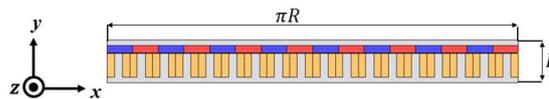


Fig. 2. 2D linear model of the axial-flux-type PM motor.

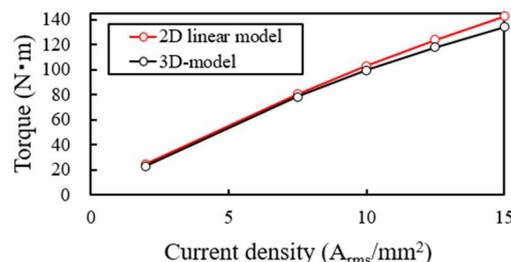


Fig. 3. Current density versus torque characteristics.

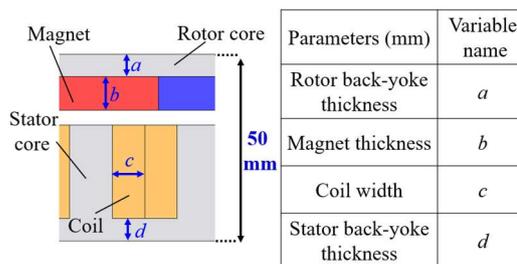


Fig. 4. Parameters to be optimized in the 2D linear model.

Table 1 Comparison of the initial and optimum models, and the maximum torques calculated by the 2D linear and 3D models.

| | | Initial model | Optimum model |
|-------------------|----|---------------|---------------|
| | | | |
| Max. torque (N·m) | 2D | 103.0 | 107.5 |
| | 3D | 99.3 | 105.3 |

フラックスリバーサルモータの最適な回転子極幅に関する一考察

角田捷太郎, 中村健二
(東北大学)

Optimum Rotor Pole Width of Flux Reversal Motors

Shotaro Tsunoda, Kenji Nakamura
(Tohoku University)

はじめに

フラックスリバーサル (FR) モータは、二重突極永久磁石 (PM) モータの一種である。しかし、従来の二重突極 PM モータと異なり、磁石が固定子ヨークではなく、固定子極先端に配置されることから、磁石由来の巻線鎖交磁束の変化がバイポーラになる。よって、FR モータは一般的な PM モータと同等の性能が期待できる。また、回転子はスイッチトリラクタンス (SR) モータと同じ突極形の鉄心のみで構成されるため、アウターロータ構造も可能であり、電気自動車 (EV) のインホイールモータに適する。

本稿では、FR モータの最適な回転子極幅について基礎的な検討を行ったので報告する。

最適な回転子極幅に関する考察

Fig. 1 に、考察に用いたアウターロータ型 FR モータの諸元を示す。外形寸法は現有の小型 EV 用インホイール SR モータと等しくした。

Fig. 2 に、回転子極幅比の定義を示す。回転子極幅比 γ は、回転子極ピッチ θ_{pp} (deg.) と回転子極幅 θ_{rp} (deg.) を用いて、次式で定義する。

$$\gamma = \theta_{rp} / \theta_{pp} \quad (0 \leq \gamma \leq 1) \quad (1)$$

したがって、 $\gamma = 0.5$ のとき回転子の極幅とスロット幅が等しくなる。

Fig. 3 に、回転子極幅比とトルクの関係を示す。このときの巻線電流密度は 8.2 A/mm^2 である。この図を見ると、回転子極幅比が 0.33 付近でトルクが最大になることがわかる。なお、このとき回転子の極幅とスロット幅の比は $1:2$ である。

回転子の極幅とスロット幅が等しい一般的な $\gamma = 0.5$ に対して、それよりも極幅が狭い 0.33 付近でトルクが最大になった理由について考察する。Fig. 4(a) の $\gamma = 0.5$ のときの磁束線図を見ると、回転子極が隣接する固定子極をまたぎ N 極と S 極の磁石が磁氣的に短絡されていることがわかる。一方、同図(b)の $\gamma = 0.33$ の場合では、回転子極幅が固定子スロット幅よりも狭く、磁路短絡が生じていない。そのため、 $\gamma = 0.33$ 付近でトルクが最大になったと考えられる。

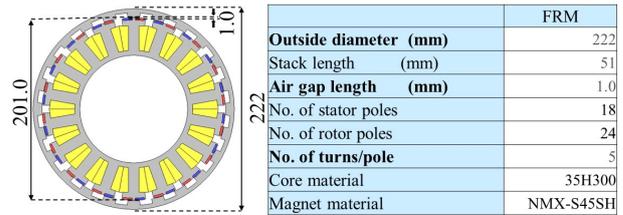


Fig. 1. Specifications of an outer-rotor-type FR motor.

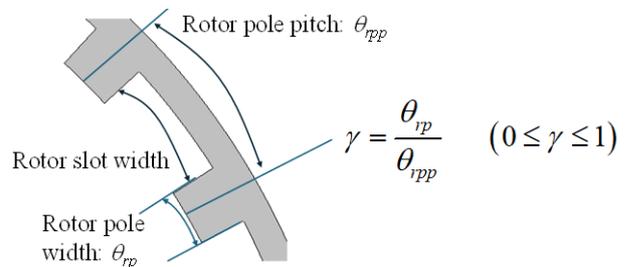


Fig. 2. Definition of the rotor pole width ratio.

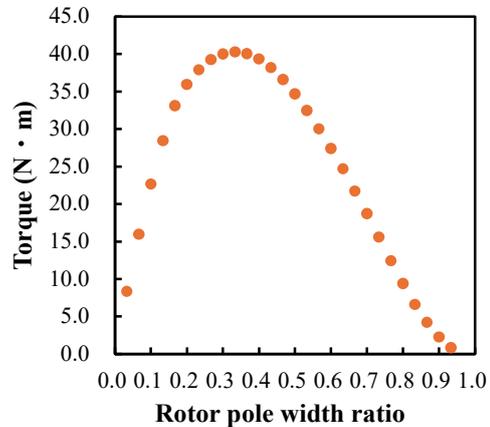


Fig. 3. Relationship between the rotor pole width ratio and torque.

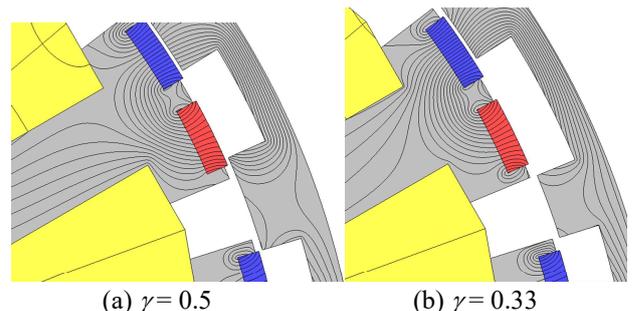


Fig. 4. Comparison of flux line diagrams for different rotor pole width ratios.

Characteristics of PMSM with $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3/\text{Fe}_{16}\text{N}_2$ Hybrid Bonded Magnet

I. Cirozlar¹, S. Murakami¹, K. Nakamura¹, T. Ogawa^{1,2},

S. Yamamoto^{2,3}, N. Kobayashi², H. Yamamoto²

(¹Tohoku University, ²Future Materialz Co. Ltd., ³Sankei Giken Kogyo Co., Ltd.)

Introduction

This paper investigates the potential of a permanent magnet synchronous motor (PMSM) employing a novel $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3/\text{Fe}_{16}\text{N}_2$ hybrid bonded magnet. Three-dimensional finite element method (3D-FEM) and prototype tests are conducted to evaluate the torque and efficiency of the novel PMSM.

Characteristics of PMSM with Sm-Fe-N/Fe-N hybrid bonded magnet

Fig. 1 illustrates the geometric structure of a prototype PMSM. It is a three-phase, four-pole, six-slot, concentrated-winding, surface permanent magnet motor. The motor diameter is 54 mm. The stack lengths of the stator and rotor are 16 mm and 19.5 mm, respectively. The core material is non-oriented silicon steel with a thickness of 0.35 mm. The magnet is a novel $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3/\text{Fe}_{16}\text{N}_2$ hybrid bonded magnet with a residual flux density of 0.53 T and a coercive force of 280 kA/m. Fig. 2 presents the parts of the prototype PMSM.

Fig. 3 shows the experimental setup. The prototype PMSM is driven by the three-phase PWM inverter with sensorless current vector control. The current phase angle is kept constant at 0 deg. The electrical input power, voltages, and currents are measured by the power analyzer, while the mechanical output power, rotational speed, and torque are detected by the motor analyzer.

Fig. 4 indicates the current density versus torque of the prototype PMSM. It can be understood from the figure that the prototype PMSM achieves the designed torque.

Fig. 5 represents the efficiency of the prototype PMSM. The measured maximum efficiency is about 89%.

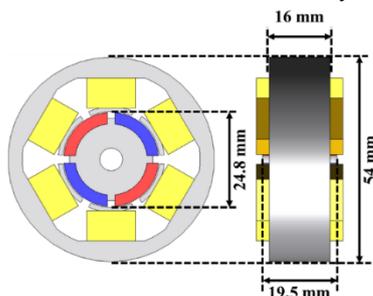


Fig. 1 Geometric structure of a prototype PMSM.

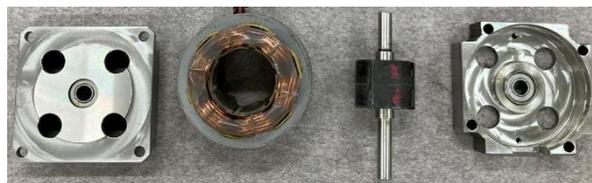


Fig. 2 Parts of the prototype PMSM (outer case, stator, rotor and shaft, outer case, from left to right).

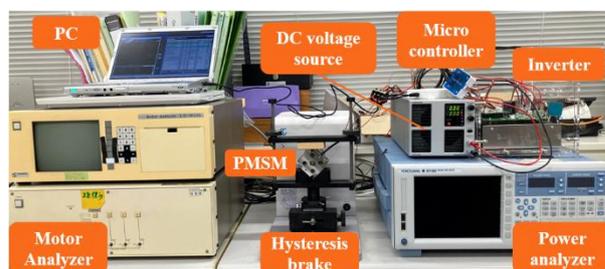


Fig. 3 Experimental setup.

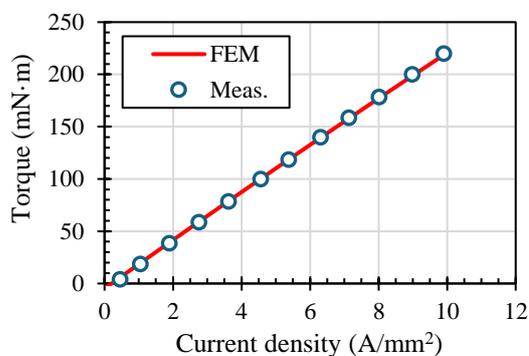


Fig. 4 Current density vs. torque of the prototype PMSM.

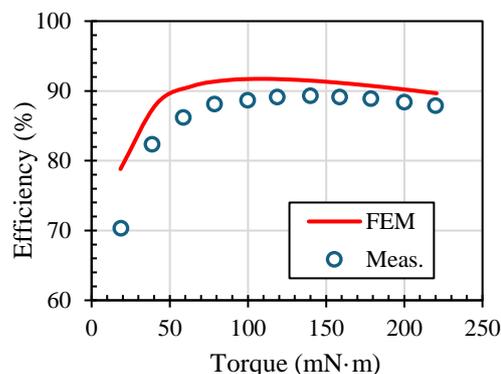


Fig. 5 Efficiency of the prototype PMSM.

フェライト磁石を併用したセグメント構造

アウターロータ型 PM モータのトルク脈動低減に関する検討

櫻井将
(秋田大学)

Reduction of Torque Ripple for Outer-Rotor-type Segment PM motor with Ferrite Magnet
S.Sakurai
(Akita University)

はじめに

これまでドローンは空撮や農薬散布など限定的な用途で利用されてきたが、今後は物流、点検などでの活躍が期待されている。一般的にドローン用モータは焼結磁石をケース表面に張り付けた表面磁石型 (SPM) が適用される。一方、バックヨークレスのため、焼結磁石の磁束を有効に利用できていない。

これに対し、セグメント (Segment PM) 構造りでは磁石と鉄心を周方向に配置することで、磁束が鉄心内部を通るため、焼結磁石を有効に利用できる。しかし、トルク脈動が SPM より増大し、機体の姿勢制御で不利となる。本稿ではセグメント構造のトルク脈動改善について検討したので報告する。

Segment PM モータのトルク特性比較

Fig. 1 に Segment PM モータの外観を示す。14 極 12 スロットで定格速度 8 krpm, 定格トルク 0.2 N・m である。どちらも着磁は周方向にされており、同図 (a) は焼結磁石のみで各磁石の大きさは同じである。これに対し、同図 (b) は焼結磁石とフェライト磁石が交互に配置され、フェライト磁石は焼結磁石より大きくしている。これにより、磁気飽和改善とともに、各回転子部で異なるトルク波形が発生し、脈動低減が期待できる。これらのトルク特性を有限要素法を用いて、算定・比較した。

Fig. 2 にトルク特性を示す。同図 (a) の電流密度対トルク特性が示すように、フェライト併用モデルでは焼結磁石の使用量が半減しながらも、同電流密度におけるトルク減少は約 2 割にとどまっている。また、同図 (b) のトルク波形を見ると、最大、最小ともに小さくなり、リップルが約 7 割ほど低減できる。

一方、離陸を想定した高電流印可時にフェライト磁石の端部が減磁する問題が残った。今後は、フェライト磁石の減磁改善とともに、さらなる高出力化について検討していく。

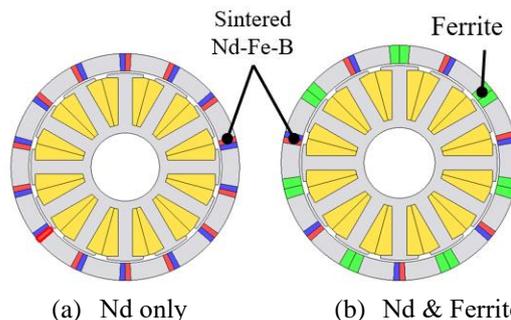
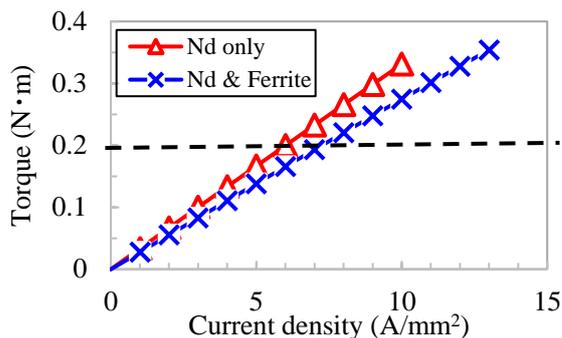
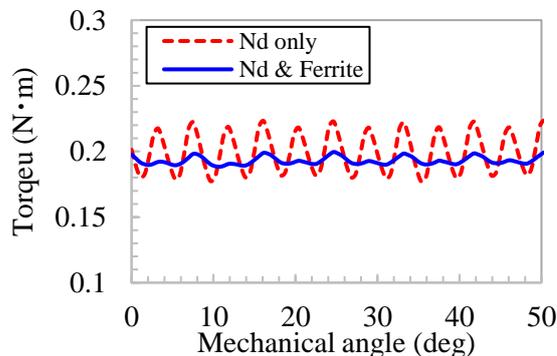


Fig. 1 Schematic diagram of segment PM motor



(a) Current density vs torque



(b) Waveform of torque at 0.2 N·m

Fig. 2 Comparison of torque characteristics

参考文献

- 1) 櫻井,内山,中村,日本磁気学会論文特集号,6,69 (2022)

セグメント構造巻線界磁形フラックススイッチングモータにおける高出力化に適した極数の検討

小石雄大, 後藤博樹
(宇都宮大学)

Examination of the number of poles for higher power in Wound field Flux Switching Motor with Segmental Rotors
Y. Koishi, H. Goto
(Utsunomiya University)

はじめに

近年レアアース磁石の価格高騰と資源供給面の懸念に対して、巻線界磁形フラックススイッチングモータ (WFFSM) が盛んに研究されている¹⁾。先に筆者らは、極数の異なるセグメントロータ型 WFFSM の電流-トルク特性について比較検討を行った²⁾。本稿では、極数の異なるセグメントロータ型 WFFSM において、電流および電圧の制限を考慮した時の出力特性について検討を行った。

解析モデルと仕様

Fig.1 に解析モデルを示している。先に筆者らが設計したセグメントロータ型 WFFSM²⁾を本研究の解析モデルとして採用している。固定子形状は、極数に関係なく同一となっている。

Table1 に解析の仕様を示している。直径、ギャップ長、コア積厚、巻数は極数によらず統一している。また、電圧制限値 100 V、電流実効値上限 2.83 A (10 A/mm²) の条件で特性解析を行った。

出力特性の比較

Fig.2 に、極数毎の速度-トルク特性、速度-出力特性を示している。5 極機は基底速度 700 rpm まで最大トルク 2.15 Nm が出力され、最大速度は 2900 rpm となった。一方、6 極機は基底速度が 500 rpm、最大トルクが 1.73 Nm となり、最大速度は 1400 rpm となった。また、8 極機の場合、基底速度 400 rpm まで最大トルク 2.40 Nm が一定であり、最大速度は 2400 rpm となった。以上より、低速領域では 8 極機のトルクが最も大きくなり、高速領域では 5 極機のトルクが最も大きくなることわかる。

Fig.2 より、5 極機は回転速度の増加に伴い出力が増加し、回転速度 1700 rpm で最大出力が 231 W となることわかる。また、回転速度が 1700 rpm を超えると出力が低下していくことわかる。一方、6 極機の最大出力は回転速度 600 rpm で 92.0 W となり、回転速度を 600 rpm から上げると急速に出力が減少していくことわかる。また、8 極機の場合、回転速度 800 rpm から 1400 rpm まで出力がほぼ一定となり、最大出力は 155 W となった。

以上の結果より、5 極機が高出力化に適していると考えられる。

参考文献

- 1) C. E. Abunike, et al., in *IEEE Access*, vol.11, pp.110910-110942, 2023.
- 2) 小石雄大 他, 電学研資, MAG-22-099/MD-22-117/LD-22-070, 2022.

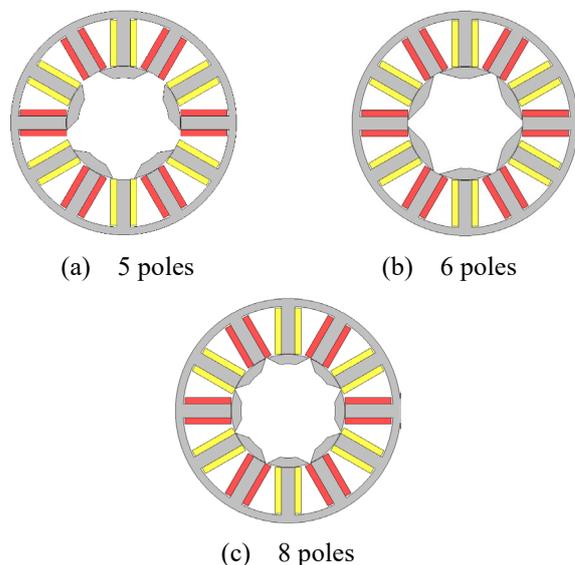


Fig. 1 Structure of analysis model.

Table 1 Analysis constraints.

| | |
|--------------------------|-----------|
| Outer diameter of stator | 118 mm |
| Iron stack length | 40 mm |
| Airgap length | 0.3 mm |
| Number of turns/pole | 202 turns |
| DC side voltage | 100 V |
| Max. current RMS | 2.83 A |

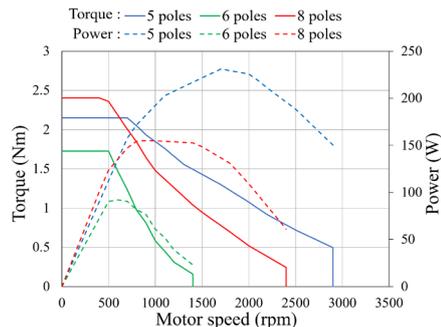


Fig. 2 Motor speed - torque and power characteristics.

Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた射出一体成形 IPMSM の開発

吉田理恵¹, 吉田征弘², 上野泰誠², 山本宗生¹, 田島克文²
(日亜化学工業¹, 秋田大学²)

Development of Injection Molded IPMSM with Sm-Fe-N Bonded Magnets

R. Yoshida¹, Y. Yoshida², T. Uwano², M. Yamamoto¹, K. Tajima¹
(Nichia corporation¹, Akita University²)

はじめに

近年、電動化へのシフトの影響で磁石材料の需要が急増したことにより Nd-Fe-B 焼結磁石に必須な希土類元素 Nd, Dy の資源問題が深刻化している。この資源リスクを低減可能な磁石として余剰希土類元素である Sm を用いた Sm-Fe-N 磁石が注目されている。筆者らは、Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた重希土類フリーの埋込磁石型同期モータ (IPMSM) の検討を行っており、Nd-Fe-B 焼結磁石を用いたモータに匹敵するトルク特性であることを、有限要素法を用いた計算により示した¹⁾。本稿では、提案する IPMSM を試作し、負荷特性測定の前段階として、無負荷時の誘起電圧を測定した結果を示す。

トルク特性および試作結果

Fig. 1 に提案する Sm-Fe-N ボンド磁石を使用した IPMSM のモータ断面を示す。使用する磁石の残留磁束密度 B_r および保磁力 H_{cb} は、0.86 T, 645kA/m である。有限要素法にて計算したトルクは電流の増加に対して比例して増加しており、最大電流 20 A, 電流位相角 0° (≒最大トルク) におけるトルクは、3.25 Nm であった。

Fig. 2 に射出一体成形により作製した Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた IPMSM のロータを示す。試作したロータは磁石充填率が 97%, 配向率が 95% であった。

Fig. 3 に回転速度が 1000 rpm における無負荷時の誘起電圧の波形を示す。シンボルが有限要素法にて計算した値、実線が実測値を示している。計算値と実測値を比較すると波形は概ね一致していることがわかる。マグネットトルクに影響する基本波成分振幅は、計算値が 11.4 V, 実測値が 10.8 V であり概ね計算通りの値であった。このことから、実機による負荷試験でも計算値と同程度のトルクを出力可能であると考えられる。

今後は、実機で負荷試験を行い、モータの出力特性を測定する予定である。

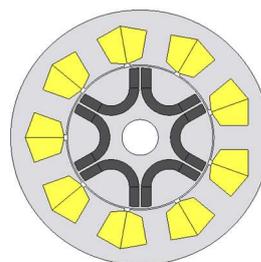


Fig. 1 Cross-sectional view of proposed motor.



Fig. 2 Injection molded Sm-Fe-N bonded magnet IPMSM rotor. (Φ60-L50mm)

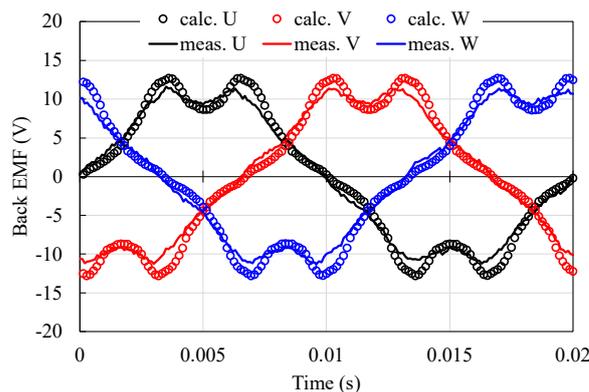


Fig. 3 Comparison of back EMF waveforms at the rotational speed of 1000 rpm.

参考文献

- 1) 武田一真・吉田征弘・吉田理恵・阿部将裕・多田秀一・山本宗生・田島克文, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 8, No. 1, pp. 62-66 (2024)

逆磁歪式電磁誘導型振動発電デバイスの片持ち梁中における 応力と磁束の分布関係

中村優太・石川瑛士・大竹充
(横浜国大)

Distribution Relationship between Stress and Magnetic Flux Change
in Cantilever of Inverse Magnetostrictive Electromagnetic Vibration Powered Generator

Yuta Nakamura, Eishi Ishikawa, and Mitsuru Ohtake
(Yokohama Nat. Univ.)

はじめに IoT デバイスなどの自立型電源として、振動発電技術の活用が期待されている。電磁誘導を利用した振動発電には、磁石揺動式、逆磁歪式¹⁻⁴⁾、垂直/水平/斜め磁界アシスト式^{5,6)}があり、これらはそのデバイスサイズに応じて、磁性体断面積、適合可能な振動周波数、コイルの巻数などが異なるため、発電量も変化する。片持ち梁を用いた逆磁歪式は、マイクロメートルからサブメートルまでの幅広いサイズでのデバイスが検討されており、今日では、一般的な発電方式として認知されている。片持ち梁では、中立面を境に上下面で引張と圧縮の異なる応力が作用するため、通常、中立面と交わらないように磁性材料が配置される。また、この現象を最大限活用することを目的に、正磁歪と負磁歪を持つ材料を上下に組み合わせるバイモルフ構造にすることで、ユニモルフ型と同様な周波数と位相で大きな振幅の出力波形を得る手法も報告されている^{4,5)}。一方で、上下面がともに同じ正磁歪もしくは負磁歪材料であっても、振動の異なる位相のタイミングで磁束変化が生じる場合、振幅は増加しないが、周波数が2倍となり、その結果、電力量も約2倍になることが期待できる。中立面の上下で異なる磁束変化挙動を示す場合、位相変化を考えれば、周波数は2倍になることが考えられる。また、片持ち梁では、自由端から固定端に向かって応力が増加するため、梁となる板の厚さ方向(上下面)だけでなく長さ方向も加味して、応力と磁束分布を理解する必要がある。そこで、本研究では、異なる断面構造の板の梁を利用して厚さ方向、また、梁の長さ方向に沿って梁内の磁束密度変化が捉えることができる磁束検出コイルを利用して長さ方向の応力と磁束の関係を理解することを試みた。

実験方法 梁を構成する磁性材料として方向性 Fe-Si 板 (JIS 規格: 30P120)、非磁性材料として Fe-Si 板に機械的特性に近い Cu 板 (JIS 規格: C1100P) を用いた。そして、異なる厚みの Fe-Si および Cu 板を積層させ、エポキシ接着剤で接合させることにより、異なる4種類の断面構造の板を作製した。積層構造は、Fig. 1 に示すように、(a) Fe-Si(100 μm) 上板/Cu(200 μm) 中下板、(b) Cu(200 μm) 上中板/Fe-Si(100 μm) 下板、(c) Fe-Si(100 μm) 上板/Cu(100 μm) 中板/Fe-Si(100 μm) 下板、(d) Fe-Si(300 μm) 上中下板とした。また、板の長さおよび幅はそれぞれ 50 mm および 10 mm で一定とした。そして、長さ方向の端から 10 mm の部分までを固定することにより、片持ち梁の状態にした。磁束検出用コイルには Fig. 2 に示す2種類を使用した。Fig. 2(a)と(b)は、それぞれ、全体平均および局所的な梁の長さ方向に対する磁束を検出するものである。そして、梁のみを加振機を用いて強制振動させ、コイルの出力波形をオシロスコープで観察した。このとき、振動の加速度は 1.5 G で一定とし、周波数は各材料の共振周波数としたが、概ね 100 Hz 程度であった。また、バイアス磁界をヘルムホルツコイルを用いて梁の長さ方向に印加し、最適な磁界強度は各材料でわずかに異なったが、概ね 15 Oe であった。

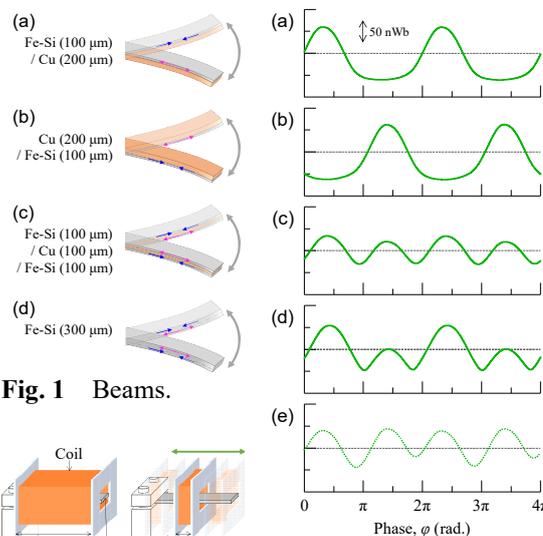


Fig. 1 Beams.

Fig. 2 Coils.

Fig. 3 Waveforms.

実験結果 Fig. 3(a)~(d)に、4種類の梁における全体平均の磁束波形を示す。(a)と(b)では、磁性材料の位置が上下で逆になっていることから、出力電圧の位相が π ずれていることが読み取れ、変化挙動が逆になっていることが分かる。(c)では、出力電圧波形の周波数が、片側のみ場合の2倍になっていた。上下面が非磁性材料により分断されていない(d)においても、(c)とほぼ同様の磁束挙動を示した。Fig. 3(e)には、(a)と(b)の磁束を計算で足し合わせた波形を示す。この波形は、(c)および(d)と同様の挙動を示しており、本研究で用いた Fe-Si 板では、上下面でそれぞれ独立して逆磁歪効果が生じ、発電に寄与していることが示唆された。当日は、局所的な梁内の磁束変化についても報告し、応力と磁束の関係をまとめる。

- 1) T. Ueno and S. Yamada: *IEEE Trans. Magn.*, **47**, 2407 (2011).
- 2) S. Fujieda, S. Suzuki, A. Minato, T. Fukuda, and T. Ueno: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 2505204 (2014).
- 3) Z. Yang, K. Nakajima, R. Onodera, T. Tayama, D. Chiba, and F. Narita: *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 073902 (2018).
- 4) 阿部宏恒, 後藤太一, 直江正幸, 荒井賢一, 石山和志: 第47回日本磁気学会学術講演会概要集, p. 266 (2023).
- 5) 大竹充, 川井哲郎, 二本正昭「発電装置」特願 2022-086851 / 特開 2023-174153 (2022).
- 6) 大竹充, 中村優太「発電装置」特願 2024-084029 (2024).

垂直磁界アシスト式電磁誘導型衝撃発電デバイスの 軟磁性梁中における磁束分布に及ぼす永久磁石による局所磁界の影響

神谷颯・中村優太・大竹充
(横浜国大)

Influence of Local Magnetic Field Applied by Permanent Magnets on the Magnetic Flux Distribution
in Soft Magnetic Beam of Perpendicular Magnetic Field Assisted Electromagnetic Impact Powered Generator

Soh Kamiya, Yuta Nakamura, and Mitsuru Ohtake
(Yokohama Nat. Univ.)

はじめに IoTデバイスの急速な普及に伴い、その自立型電源として振動/衝撃発電が注目されている。電磁誘導型振動/衝撃発電の方式として、磁石揺動式¹⁾や逆磁歪式²⁻⁴⁾とは異なる垂直磁界アシスト式⁵⁾を著者らは提案している。この方式では、軟磁性材料からなる梁の表面に対して垂直方向にアシスト磁界を永久磁石により印加する。そして、片持ち梁が振動すると、アシスト磁界の面内成分の方向が 180° 変化することになる。その結果、軟磁性材料の磁化反転が生じ、電磁誘導により梁周辺のコイルに起電力が発生する。昨年の学術講演会では、基本動作を確かめることを目的に、ヘルムホルツコイルを用いて梁に対して一様磁界を印加し、衝撃による発電を行った結果を報告した⁶⁾。一方、実デバイスでは、一様磁界ではなく、撓み角が大きくなる自由端近傍に局所磁界を永久磁石により印加することが想定され、軟磁性梁内における磁束分布も不均一になることが考えられる。そこで、本研究では、その影響を実験的に明らかにし、衝撃発電デバイスを設計する上での磁石配置とアシスト磁界強度に関する知見を得ることを目的とした。

実験方法 梁材料には無方向性珪素鋼板 (JIS 規格 35A270) を用い、長さを 80 mm、幅を 10 mm、厚さを $350\ \mu\text{m}$ とした。そして、端部から 10 mm の部分までを固定することにより片持ち梁の状態とした。梁の長さ方向に対する局所磁束を調べるために、検出コイル (抵抗: $945\ \Omega$,リアクタンス: $582\ \text{mH}$,巻数: 5000 回, 最内径: $14\ \text{mm} \times 14\ \text{mm}$, 全長: 8 mm) を Fig. 1 に示すようにトレースさせた。また、自由端から上下 23 mm の位置にネオジム磁石を配置した。そして、自由端に 4 mm の変位を与えることにより衝撃発電の試験を行った。

実験結果 Fig. 2 に $x_{\text{coil}} = 44\ \text{mm}$ における磁束密度の時間変化を一例として示す。最大磁束密度変化量 $\Delta B = 0.82\ \text{T}$ を生じたのち、自由振動により振幅の減衰に伴い、アシスト磁界の面内成分が減少し、梁中の磁束密度が小さくなっていくことが分かる。また、Fig. 3 に ΔB のコイル位置依存性を示す。永久磁石のある自由端に検出コイルが近づくにも関わらず、 $x_{\text{coil}} = 44\ \text{mm}$ より自由端側では ΔB は増加せず減少に転じた。この理由として、梁の端部付近では磁極の形成により磁区構造が複雑になり、その結果、磁束が長手方向に一様分布しなかったためであると考えられる。当日は梁の変位や磁石の磁界強度を変化させた場合も含め、局所磁界と磁束分布の関係について詳細に報告する。

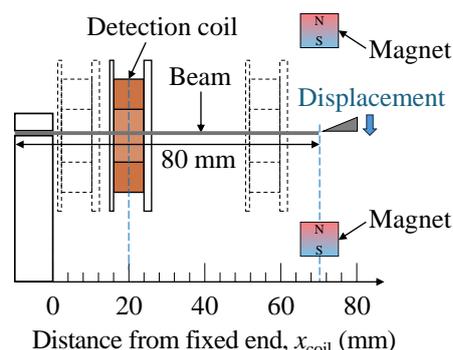


Fig. 1 Schematic diagram showing positional relationship between beam, coil, and a pair of magnets.

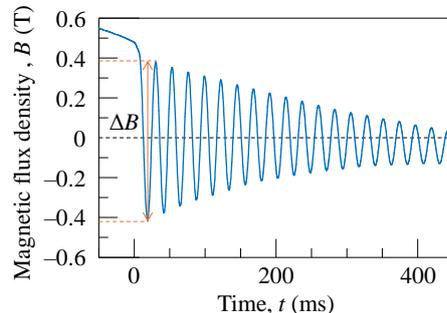


Fig. 2 Magnetic flux density at coil position $x_{\text{coil}} = 44\ \text{mm}$.

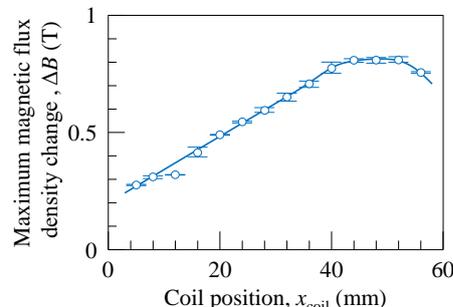


Fig. 3 Coil position dependence of maximum magnetic flux density change.

- 1) H. Wakiwaka, Y. Kumakura, A. Yamada, K. Otakae, and A. Izuno: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **31**, 250 (2007).
- 2) T. Ueno and S. Yamada: *IEEE Trans. Magn.*, **47**, 2407 (2011).
- 3) S. Fujieda, S. Suzuki, A. Minato, T. Fukuda, and T. Ueno: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 2505204 (2014).
- 4) 長内史也, 桐修一郎, 石山和志: 平成 31 年電気学会全国大会論文集, p. 146 (2019).
- 5) 大竹充, 川井哲郎, 二本正昭「発電装置」特願 2022-086851 / 特開 2023-174153 (2022).
- 6) 神谷颯, 石川瑛士, 明田俊祐, 中村優太, 大竹充, 川井哲郎, 二本正昭: 第 47 回日本磁気学会学術講演会概要集, p. 260 (2023).

水平および斜め磁界アシスト式電磁誘導型振動発電デバイスの基本原理

今村圭佑・中村優太・神谷颯・大竹充
(横浜国大)

Fundamental Principle of Horizontal and Oblique Magnetic Field Assisted Electromagnetic Vibration Powered Generators

Keisuke Imamura, Yuta Nakamura, Soh Kamiya, and Mitsuru Ohtake

(Yokohama Nat. Univ.)

はじめに 電磁誘導型振動発電の方式として、磁石揺動式と逆磁歪式¹⁻³⁾が一般的に知られているが、著者らは垂直磁界アシスト式⁴⁾に加え、最近、水平および斜め磁界アシスト式⁵⁾を開発した。本研究では、その基本原理を明らかにすることを目的とする。磁界アシスト式は、軟磁性材料から構成される梁を片持ち状態にし、磁性体内の磁束変化を周囲に設置したコイルにより電磁エネルギー変換させ、出力を得る。磁束を変化させるメカニズムは垂直と水平/斜め磁界アシスト式で同じであるが、2つの永久磁石によるアシスト磁界の梁に対する印加方向が異なる。前者では垂直方向であるのに対して、後者ではFig. 1(a)に示すように長手方向とする。磁石と梁の距離に応じて、梁に印加される磁界強度が変化し、また、磁界強度に応じて梁は吸着力を受け、振動特性も変化することが考えられる。そこで、梁の長さ方向と磁石の磁極面の垂線を平行にした場合（水平磁界アシスト式）における梁-磁石間距離 d_{bm} および2つの磁石間距離 d_{mm} を変化させ、振動および発電特性を調べた。次に、梁の自由端の軌跡の法線方向にアシスト磁界が印加されるように磁石の磁極面の角度 θ を変化させた場合（斜め磁界アシスト式）の検討を行った。

実験方法 梁材料にはJIS規格35A270の無方向性珪素鋼板(80 mmL × 20 mmW × 350 μmT)を用い、長手方向の端から20 mmの部分までを固定することにより片持ちの状態にした。発電コイルは全長が54 mm、最内径が26 mmW × 22 mmH、巻数が21600回、抵抗が5.56 kΩ、インダクタンスが7.42 Hのものを使用した。永久磁石としてはネオジム磁石(3 mmL × 30 mmW × 10 mmH、L方向に着磁)を用い、梁自由端からの距離 d_{bm} を3から10 mmの間で変化させた。また、磁石間距離 d_{mm} および磁極面角度 θ についても検討した。Fig. 1にこれらの関係を纏めたものを示す。そして、加振機を用いてシステム全体を強制振動させ、発電試験を行った。振動の加速度は2.0 Gで一定とし、周波数は各アシスト磁界条件における梁の共振周波数とした。

実験結果 $d_{bm} = 6$ mm, $d_{mm} = 0$ mm, $\theta = 0$ deg.の場合において共振周波数65 Hzの正弦波振動を与えた際の加速度、梁自由端の変位、磁束密度、出力電圧の波形をFig. 2に示す。梁自由端の振動に伴って磁束密度が0.58 T変化し、23.2 Vのピーク電圧が得られている。 $d_{mm} = 0$ mm, $\theta = 0$ deg.において d_{bm} を変化させたときのピーク電圧および梁の振幅をFig. 3に示す。 d_{bm} の増加につれて、ピーク電圧は増大していき、その後 $d_{bm} = 6$ mm を境に減少している。 d_{bm} の増加に伴って、梁に印加される磁界強度は減少する一方で、吸着力の減少により梁の共振周波数および振幅は増加するため、その兼ね合いによってピーク電圧が最大となる d_{bm} が存在したものと解釈される。当日は、 d_{mm} や θ を変化させた場合を含め、水平および斜め磁界アシスト式の磁石配置が梁の振動と発電特性に与える効果について詳細に報告する。

- 1) T. Ueno and S. Yamada: *IEEE Trans. Magn.*, **47**, 2407 (2011).
- 2) S. Fujieda, S. Suzuki, A. Minato, T. Fukuda, and T. Ueno: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 2505204 (2014).
- 3) 長内史也, 栢修一郎, 石山和志: 平成31年電気学会全国大会論文集, p. 146 (2019).
- 4) 大竹充, 川井哲郎, 二本正昭「発電装置」特願 2022-086851/特開 2023-174153 (2022).
- 5) 大竹充, 中村優太「発電装置」特願 2024-084029 (2024).

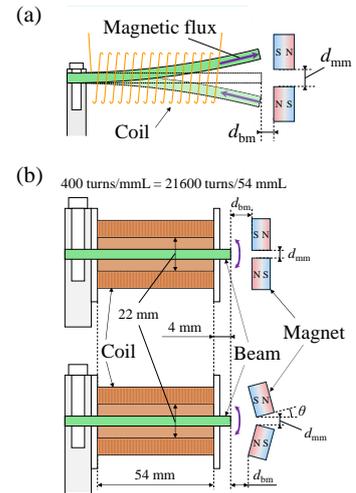


Fig. 1 (a) Direction of magnetic flux in beam. (b) Positional relationships between beam, two magnets, and coil.

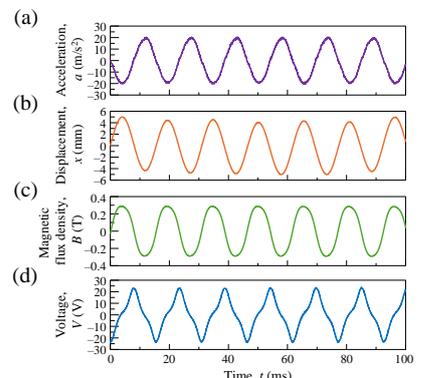


Fig. 2 Waveforms of (a) acceleration, (b) displacement, (c) magnetic flux density, and (d) output voltage.

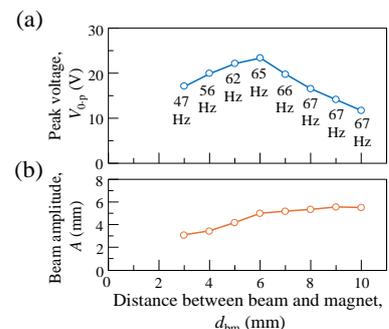


Fig. 3 Dependences of d_{bm} on (a) peak voltage and (b) beam amplitude.

梁の共振による高出力電磁発電機の提案

青木英恵、増本博
(東北大学)

High-output vibrating electromagnetic power generator with beam resonance

Hanae Aoki and Hiroshi Masumoto
(Tohoku University)

背景

近年、橋梁等の老朽化から構造ヘルスマonitoringの需要が高まり、その実現に必要な膨大なセンサ群を支える電源確保が課題となっている。電池交換の労力や設置の安全性、コスト低減のために、電池や商用電源に代わる自律型環境発電電源の開発が望まれる。人による検査に匹敵する多機能センサを搭載したデバイスには、1-3W以上の電源確保が望まれるが、冬季期間に発電できない太陽光発電を除く環境発電の出力は、数100 mW以下であり、機能を制限せざるを得ないのが現状である。環境中の振動を電力に変換する「振動発電」は、有害で不要な振動を電力に変換する発電技術であり、他の発電と異なる環境(日照のない冬や屋内)に適応できるエネルギーミックスの観点からも期待される。もし、振動発電機の出力を現状の10倍以上に向上することができるならば、振動発電の電源としての適用範囲を大幅に拡大でき、バッテリーレス多機能センサネットワークの実現が期待できる。本研究では、梁の共振と電磁誘導を発電原理とし、軟磁性体により発電出力を大幅に向上した梁振動型電磁発電機を提案する。

実験方法

梁振動型電磁発電機は、銅線1000回巻(抵抗90Ω)のアモルファス箔積層軟磁性コア(MaDC-A®プロテリアル)を樹脂製片持ち梁の自由端に固定した振動部と、自由端からギャップ(g)を設けて磁極面を対向させたバックヨーク(BY)付きNdFeB永久磁石(最大磁束密度4.3k0e)からなる。励振加速度および周波数可変な振動試験機を用いて、上記装置全体を励振させ、コイルの両端に生じる誘導起電力をデジタルオシロスコープで観測し、発電量を評価した。

実験結果

図1(左)に振動試験の様子を示す。梁の共振周波数21 Hz、励振加速度9.8 m/s²において、自由端における梁の振幅は20 mmであり、図1(右)の発電波形が得られた。永久磁石の前を梁が上下に振動することによる軟磁性コアの極性の時間変化(図1右上)は、コイルの誘導起電圧の出力と対応している。コイルは中央付近のBY付永久磁石を梁の振動1周期に2回通過するため、48 msの間に最大起電圧 $V_{pp} \sim 60V$ が2度現れている。最大電力は20W、実効電力は963 mW、1周期のエネルギーは46 mJであった。現在、1W以上の出力向上に挑戦しており、多機能センサの電源への適用を目指している。

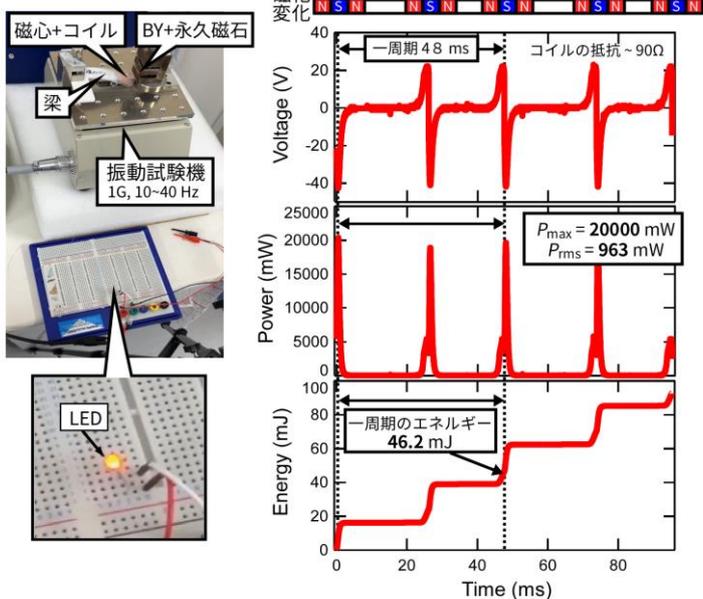


図1 振動試験の様子(左)および発電波形(右)

謝辞

アモルファス箔は株式会社プロテリアル様よりご支給いただきました。感謝申し上げます。

振動が励起された湾曲柔軟鋼板の磁気浮上システム (外乱入力時の定常応答に関する実験的検討)

内田大日、小川和輝*¹、小林一景、黒田純平、内野大悟*²、池田圭吾*³、加藤太朗*⁴、遠藤文人*⁵、
成田正敬、加藤英晃

(東海大、*¹愛知工科大学、*²沼津高専、*³北海道科学大、*⁴東京工大、*⁵福工大)

Electromagnetic levitation system for excited bending flexible steel plate

(Experimental consideration on steady state response under disturbance input)

Y.Uchida, K.Ogawa, I.Kobayashi, J.Kuroda, D.Uchino, K.Ikeda, T.Kato, A.Endo, T.Narita, H.Kato

(Tokai Univ., *¹Aichi Univ. Tech., *²NIT. Numazu., *³Hokkaido Univ. Sci., *⁴Tokyo Univ. Tech., *⁵FIT)

はじめに

電磁石の吸引力を利用した非接触支持を行うため、磁気浮上技術の検討が盛んにおこなわれている¹⁾。当研究グループでは、過去に磁気浮上による非接触搬送の実現性を確認している²⁾。また薄鋼板を対象とする場合には、鋼板を塑性変形しない範囲で曲げた状態で浮上させる湾曲磁気浮上を考案した³⁾。しかし、磁気浮上中の鋼板振動については、詳しく検討されていない。そこで本報告では、浮上中の鋼板に定常的な外乱を入力し、変位センサを電磁石の吸引力が及びづらい領域の箇所に設置し、鋼板の硬さによる指導特性の差について検討した。

湾曲磁気浮上実験

Fig. 1 に湾曲磁気浮上装置の概略図を示す。湾曲磁気浮上装置は、5か所の電磁石ユニットによって薄鋼板を磁気浮上させることができる。本報告ではFig. 2のように、変位センサをA～D点に設置した。浮上対象は長方形鋼板(長さ $x = 800$ mm、幅 $y = 600$ mm)とし、2種類の板厚の鋼板(0.19 mm、0.30 mm)を用いた。本報告では磁気浮上中の鋼板にFig. 3のような正弦波状の外乱をFig. 1における実験装置のFrame No. 3に入力し、鋼板の振動特性について検討した。また、過去の検討より鋼板は浮上を安定させる最適の角度に湾曲させた。Fig. 4にA-D点での変位時刻歴を示す。この結果よりA-D間で位相差が生じており、0.19 mmの方が振幅が大きいことが確認された。

参考文献

- 1) 油野他, 日本磁気学会誌, Vol. 35, No. 2, (2011), pp. 123-127.
- 2) 丸森他, 日本機械学会論文集, Vol. 81, No. 823, (2015), 14-00471.
- 3) 小川他, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 3, No. 1, (2019), pp. 101-106.

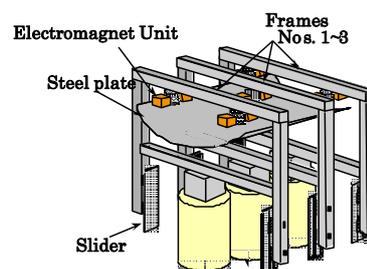


Fig. 1 Schematic illustration of experimental apparatus

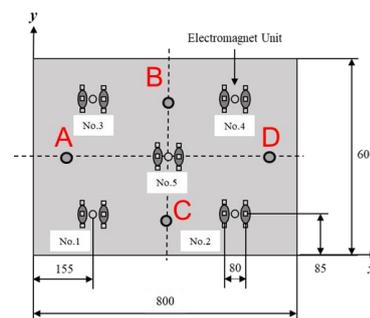


Fig. 2 Placement of Displacement sensors

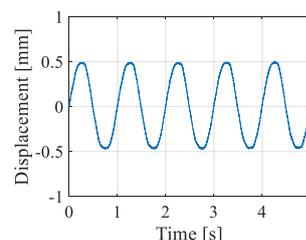
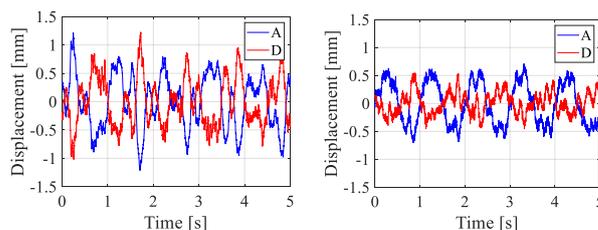


Fig. 3 Time history of sinusoidal disturbance



(a) 0.19 mm, 13°

(b) 0.3 mm, 5°

Fig. 4 Measured displacement of levitated steel plate

磁性体の位置制御のための磁石角度の最適化

佐久間洋志, 澤田 舜
(宇都宮大)

Optimization of magnet angles for magnetic motion control

H. Sakuma and S. Sawada
(Utsunomiya Univ.)

はじめに

3つの永久磁石をモータにより回転させて微小な永久磁石の位置を3次元的に制御する技術が報告されている。しかしながらこれは、被制御磁石をある方向に移動させるために磁場制御用磁石（以下ベース磁石と呼ぶ）をどの方向に回転させればよいかを示しているに過ぎない。被制御磁石がある位置に置かれたとき、それに働く力がゼロとなるようなベース磁石角度を求めることは、位置制御の高速・高精度化において重要である。本研究では、covariance matrix adaptation evolution strategy (CMA-ES)^{2,3)}を用いてベース磁石の角度を最適化する。

計算方法と結果

ベース磁石は径方向に着磁した円筒状ネオジウム磁石（直径 20 mm, 長さ 50 mm）である。3つのベース磁石（M0～M2）は1辺の長さが 180 mm の正三角形の辺の中央に置かれている。被制御磁石は直径 3 mm, 高さ 3 mm の円筒状フェライト磁石である。（位置を認識するために直径 6 mm のプラスチック球に埋め込まれ、方向を認識するために長さ 6 mm のプラスチック棒が取り付けられている）。Fig. 1 に示すように、正三角形の中心を原点として被制御磁石の位置を定義する。ベース磁石の角度（ $\theta_0 \sim \theta_2$ ）は、N 極が+z 方向を向いているときをゼロとし、外向きの回転を正とする。あるベース磁石角度において、ある位置に置かれた被制御磁石に働く力を求めるために、有限要素法シミュレータ Femtet（ムラタソフトウェア）を用いた。Python 用進化計算ライブラリ DEAP⁴⁾を用いて CMA-ES を実行した。1組のベース磁石角度を1個体として、1世代において7つの個体を生成した。その中から3つの優れた個体（x, y 方向の磁力がゼロに近く、z 方向の磁力と（重力-浮力）の差がゼロに近い個体）を選択する。その他の条件は CMA-ES における標準的な値²⁾を用いた。Fig. 2 に被制御磁石の位置を $x=y=0, z=55$ mm としてベース磁石角度を最適化した結果を示す。 $\theta_0 \sim \theta_2$ は $\pm 90^\circ$ の範囲の乱数からスタートして約 0° に収束し、実験とほぼ一致した。発表では様々な位置における最適化結果を報告する予定である。

参考文献

(1) H. Sakuma, *Sci. Rep.* **13**, 18052 (2023). (2) N. Hansen and A. Ostermeier, *Evol. Comput.* **9**, 159 (2001). (3) H. Sakuma, *J. Magn. Magn. Mater.* **566**, 170315 (2023). (4) F.-A. Fortin *et al.*, *J. Mach. Learn. Res.* **13**, 2171 (2012).

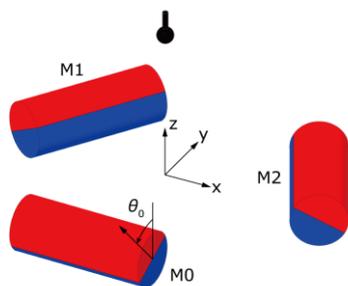


Fig 1. Schematic of magnetic motion control system with magnet numbers, magnet angles, and coordinates of the magnetic object.

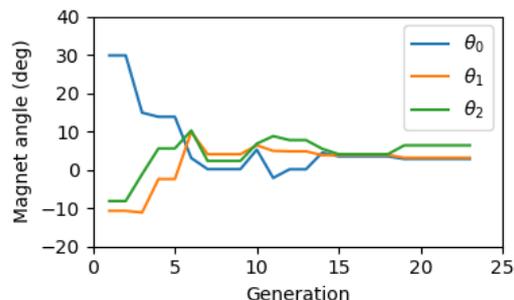


Fig 2. Change in magnet angles with progress of optimization.

2次元リニアモデルを用いたアキシシャルギャップ型PMモータの最適設計に関する検討

柳沼昂志, 中村健二, *上田祐資, *木村勇登, *原 洸
(東北大学, *ヤンマーホールディングス株式会社)

Optimum Design of Axial-Flux-type PM Motors by using 2D Linear Model
Koshi Yaginuma, Kenji Nakamura, *Yusuke Ueda, *Yuto Kimura, *Takeshi Hara
(Tohoku University, *Yanmar Holdings Co., Ltd.)

はじめに

アキシシャルギャップ型モータはトルク発生面が軸長に依存しないことから、薄型化に有利であり、近年注目されている。ただし、モータ構造が軸方向に一様ではないため、3次元解析が必須となり、特にトポロジー最適化や遺伝的アルゴリズムなどを用いた最適形状・寸法の探索に膨大な時間を要する。そこで本稿では、アキシシャルギャップ型モータの3次元モデルを2次元リニアモデルに変換することで、実用的な最適設計法について検討を行った。

アキシシャルギャップ型モータの2Dリニアモデル

Fig. 1に、考察に用いたアキシシャルギャップ型永久磁石 (PM) モータの諸元を示す。Fig. 2に、導出した2Dリニアモデルを示す。ここで、同図中の R は、Fig. 1に示した直径 R であり、この円とそれぞれ固定子の外径および内径の円で囲まれた2つの面積が等しくなる長さとした。また、2Dリニアモデルの z 軸方向の長さは、固定子極の断面積が3Dモデルと一致する値とした。なお、FEMの解析にはJMAG-Designer ver. 23.0を用いた。

Fig. 3に、2Dリニアモデルを用いて算定した電流密度対トルク特性を示す。この図を見ると、2Dリニアモデルと3Dモデルの計算値はおおよそ一致していることがわかる。

次いで、Fig. 4に示す4つの寸法を設計変数として、2Dリニアモデルを用いて最適値の探索を行った。探索には、トルクと効率の最大化を目的関数とする多目的遺伝的アルゴリズム (GA) を用いた。

Table 1に、最適化前後のモデルの寸法と最大トルクを示す。また比較のため、GAで得られた寸法を用いて3Dモデルで算定した最大トルクを同表中に示す。この表を見ると、2Dリニアモデルで算定した最大トルクは、3Dモデルの結果と5%以内で一致しており、2Dリニアモデルによる最適設計の有用性が了解される。

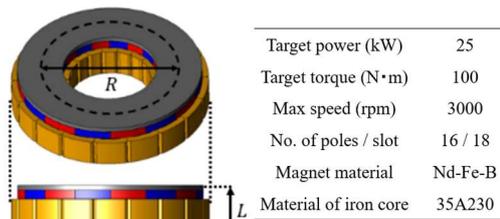


Fig. 1. Specifications of an axial-flux-type PM motor.

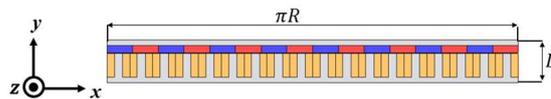


Fig. 2. 2D linear model of the axial-flux-type PM motor.

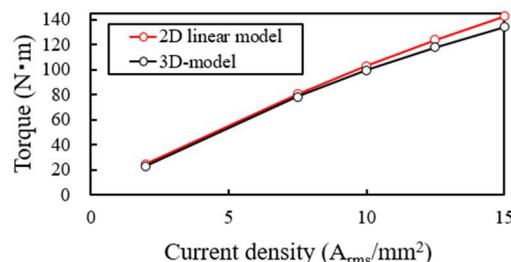


Fig. 3. Current density versus torque characteristics.

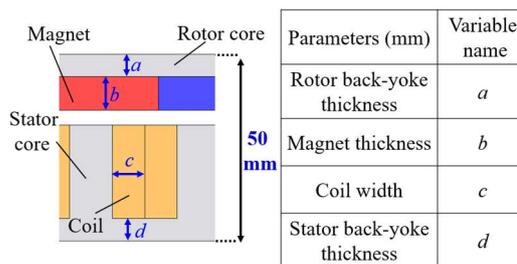


Fig. 4. Parameters to be optimized in the 2D linear model.

Table 1 Comparison of the initial and optimum models, and the maximum torques calculated by the 2D linear and 3D models.

| | | Initial model | Optimum model |
|-------------------|----|---------------|---------------|
| | | | |
| Max. torque (N·m) | 2D | 103.0 | 107.5 |
| | 3D | 99.3 | 105.3 |

フラックスリバーサルモータの最適な回転子極幅に関する一考察

角田捷太郎, 中村健二
(東北大学)

Optimum Rotor Pole Width of Flux Reversal Motors

Shotaro Tsunoda, Kenji Nakamura
(Tohoku University)

はじめに

フラックスリバーサル (FR) モータは、二重突極永久磁石 (PM) モータの一種である。しかし、従来の二重突極 PM モータと異なり、磁石が固定子ヨークではなく、固定子極先端に配置されることから、磁石由来の巻線鎖交磁束の変化がバイポーラになる。よって、FR モータは一般的な PM モータと同等の性能が期待できる。また、回転子はスイッチトリラクタンス (SR) モータと同じ突極形の鉄心のみで構成されるため、アウターロータ構造も可能であり、電気自動車 (EV) のインホイールモータに適する。

本稿では、FR モータの最適な回転子極幅について基礎的な検討を行ったので報告する。

最適な回転子極幅に関する考察

Fig. 1 に、考察に用いたアウターロータ型 FR モータの諸元を示す。外形寸法は現有の小型 EV 用インホイール SR モータと等しくした。

Fig. 2 に、回転子極幅比の定義を示す。回転子極幅比 γ は、回転子極ピッチ θ_{pp} (deg.) と回転子極幅 θ_p (deg.) を用いて、次式で定義する。

$$\gamma = \theta_p / \theta_{pp} \quad (0 \leq \gamma \leq 1) \quad (1)$$

したがって、 $\gamma = 0.5$ のとき回転子の極幅とスロット幅が等しくなる。

Fig. 3 に、回転子極幅比とトルクの関係を示す。このときの巻線電流密度は 8.2 A/mm^2 である。この図を見ると、回転子極幅比が 0.33 付近でトルクが最大になることがわかる。なお、このとき回転子の極幅とスロット幅の比は $1:2$ である。

回転子の極幅とスロット幅が等しい一般的な $\gamma = 0.5$ に対して、それよりも極幅が狭い 0.33 付近でトルクが最大になった理由について考察する。Fig. 4(a) の $\gamma = 0.5$ のときの磁束線図を見ると、回転子極が隣接する固定子極をまたぎ N 極と S 極の磁石が磁氣的に短絡されていることがわかる。一方、同図(b)の $\gamma = 0.33$ の場合では、回転子極幅が固定子スロット幅よりも狭く、磁路短絡が生じていない。そのため、 $\gamma = 0.33$ 付近でトルクが最大になったと考えられる。

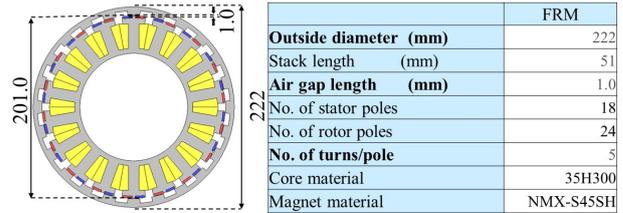


Fig. 1. Specifications of an outer-rotor-type FR motor.

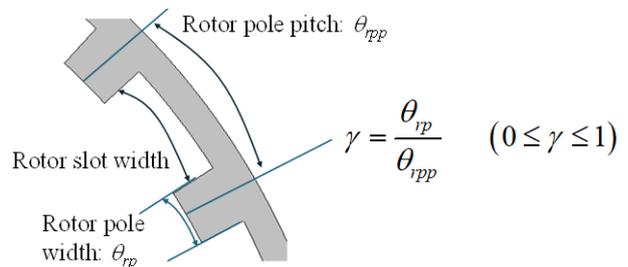


Fig. 2. Definition of the rotor pole width ratio.

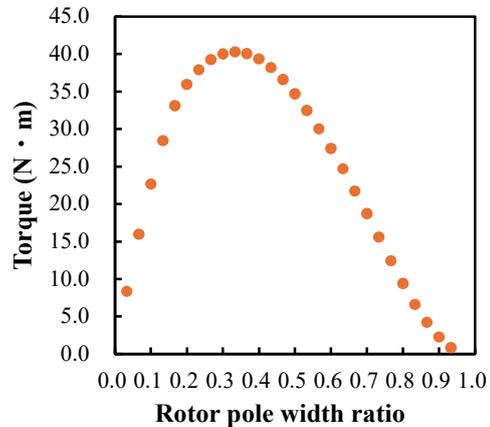


Fig. 3. Relationship between the rotor pole width ratio and torque.

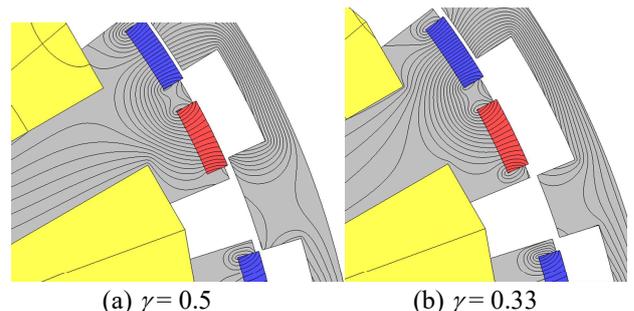


Fig. 4. Comparison of flux line diagrams for different rotor pole width ratios.

Characteristics of PMSM with $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3/\text{Fe}_{16}\text{N}_2$ Hybrid Bonded Magnet

I. Cirozlar¹, S. Murakami¹, K. Nakamura¹, T. Ogawa^{1,2},
S. Yamamoto^{2,3}, N. Kobayashi², H. Yamamoto²

(¹Tohoku University, ²Future Materialz Co. Ltd., ³Sankei Giken Kogyo Co., Ltd.)

Introduction

This paper investigates the potential of a permanent magnet synchronous motor (PMSM) employing a novel $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3/\text{Fe}_{16}\text{N}_2$ hybrid bonded magnet. Three-dimensional finite element method (3D-FEM) and prototype tests are conducted to evaluate the torque and efficiency of the novel PMSM.

Characteristics of PMSM with Sm-Fe-N/Fe-N hybrid bonded magnet

Fig. 1 illustrates the geometric structure of a prototype PMSM. It is a three-phase, four-pole, six-slot, concentrated-winding, surface permanent magnet motor. The motor diameter is 54 mm. The stack lengths of the stator and rotor are 16 mm and 19.5 mm, respectively. The core material is non-oriented silicon steel with a thickness of 0.35 mm. The magnet is a novel $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3/\text{Fe}_{16}\text{N}_2$ hybrid bonded magnet with a residual flux density of 0.53 T and a coercive force of 280 kA/m. Fig. 2 presents the parts of the prototype PMSM.

Fig. 3 shows the experimental setup. The prototype PMSM is driven by the three-phase PWM inverter with sensorless current vector control. The current phase angle is kept constant at 0 deg. The electrical input power, voltages, and currents are measured by the power analyzer, while the mechanical output power, rotational speed, and torque are detected by the motor analyzer.

Fig. 4 indicates the current density versus torque of the prototype PMSM. It can be understood from the figure that the prototype PMSM achieves the designed torque.

Fig. 5 represents the efficiency of the prototype PMSM. The measured maximum efficiency is about 89%.

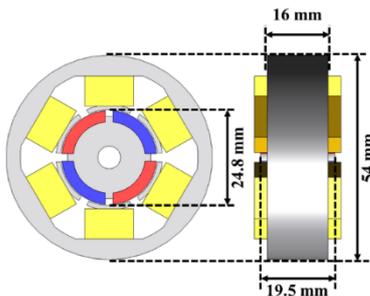


Fig. 1 Geometric structure of a prototype PMSM.

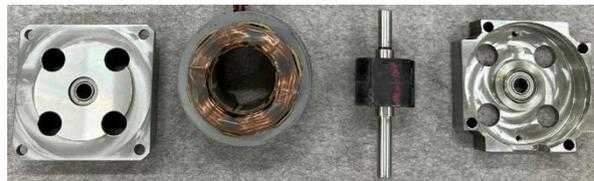


Fig. 2 Parts of the prototype PMSM (outer case, stator, rotor and shaft, outer case, from left to right).



Fig. 3 Experimental setup.

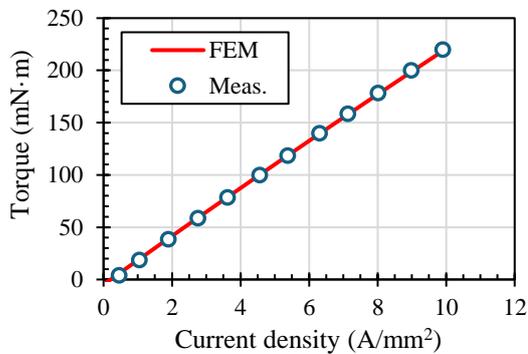


Fig. 4 Current density vs. torque of the prototype PMSM.

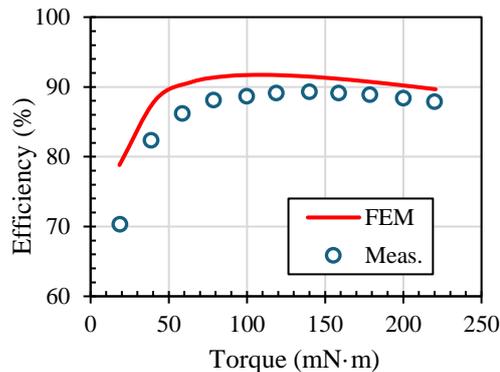


Fig. 5 Efficiency of the prototype PMSM.

フェライト磁石を併用したセグメント構造

アウターロータ型 PM モータのトルク脈動低減に関する検討

櫻井将
(秋田大学)

Reduction of Torque Ripple for Outer-Rotor-type Segment PM motor with Ferrite Magnet
S.Sakurai
(Akita University)

はじめに

これまでドローンは空撮や農薬散布など限定的な用途で利用されてきたが、今後は物流、点検などでの活躍が期待されている。一般的にドローン用モータは焼結磁石をケース表面に張り付けた表面磁石型 (SPM) が適用される。一方、バックヨークレスのため、焼結磁石の磁束を有効に利用できていない。

これに対し、セグメント (Segment PM) 構造りでは磁石と鉄心を周方向に配置することで、磁束が鉄心内部を通るため、焼結磁石を有効に利用できる。しかし、トルク脈動が SPM より増大し、機体の姿勢制御で不利となる。本稿ではセグメント構造のトルク脈動改善について検討したので報告する。

Segment PM モータのトルク特性比較

Fig. 1 に Segment PM モータの外観を示す。14 極 12 スロットで定格速度 8 krpm, 定格トルク 0.2 N・m である。どちらも着磁は周方向にされており、同図 (a) は焼結磁石のみで各磁石の大きさは同じである。これに対し、同図 (b) は焼結磁石とフェライト磁石が交互に配置され、フェライト磁石は焼結磁石より大きくしている。これにより、磁気飽和改善とともに、各回転子部で異なるトルク波形が発生し、脈動低減が期待できる。これらのトルク特性を有限要素法を用いて、算定・比較した。

Fig. 2 にトルク特性を示す。同図 (a) の電流密度対トルク特性が示すように、フェライト併用モデルでは焼結磁石の使用量が半減しながらも、同電流密度におけるトルク減少は約 2 割にとどまっている。また、同図 (b) のトルク波形を見ると、最大、最小ともに小さくなり、リップルが約 7 割ほど低減できる。

一方、離陸を想定した高電流印可時にフェライト磁石の端部が減磁する問題が残った。今後は、フェライト磁石の減磁改善とともに、さらなる高出力化について検討していく。

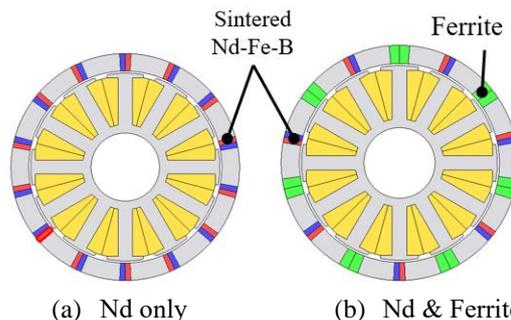
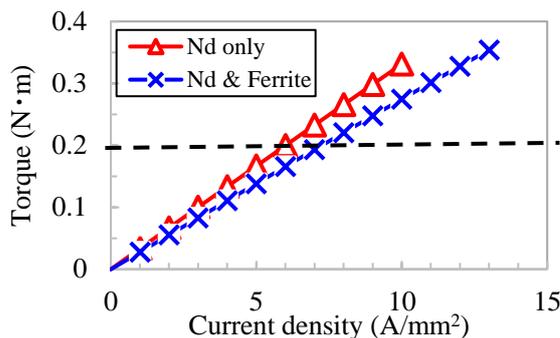
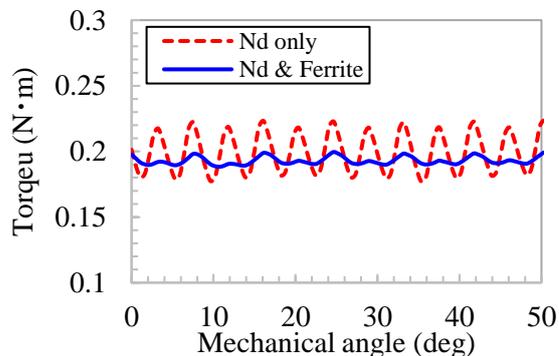


Fig. 1 Schematic diagram of segment PM motor



(a) Current density vs torque



(b) Waveform of torque at 0.2 N·m

Fig. 2 Comparison of torque characteristics

参考文献

- 1) 櫻井,内山,中村,日本磁気学会論文特集号,6,69 (2022)

セグメント構造巻線界磁形フラックススイッチングモータにおける高出力化に適した極数の検討

小石雄大, 後藤博樹
(宇都宮大学)

Examination of the number of poles for higher power in Wound field Flux Switching Motor with Segmental Rotors
Y. Koishi, H. Goto
(Utsunomiya University)

はじめに

近年レアアース磁石の価格高騰と資源供給面の懸念に対して、巻線界磁形フラックススイッチングモータ (WFFSM) が盛んに研究されている¹⁾。先に筆者らは、極数の異なるセグメントロータ型 WFFSM の電流-トルク特性について比較検討を行った²⁾。本稿では、極数の異なるセグメントロータ型 WFFSM において、電流および電圧の制限を考慮した時の出力特性について検討を行った。

解析モデルと仕様

Fig.1 に解析モデルを示している。先に筆者らが設計したセグメントロータ型 WFFSM²⁾を本研究の解析モデルとして採用している。固定子形状は、極数に関係なく同一となっている。

Table1 に解析の仕様を示している。直径、ギャップ長、コア積厚、巻数は極数によらず統一している。また、電圧制限値 100 V、電流実効値上限 2.83 A (10 A/mm²) の条件で特性解析を行った。

出力特性の比較

Fig.2 に、極数毎の速度-トルク特性、速度-出力特性を示している。5 極機は基底速度 700 rpm まで最大トルク 2.15 Nm が出力され、最大速度は 2900 rpm となった。一方、6 極機は基底速度が 500 rpm、最大トルクが 1.73 Nm となり、最大速度は 1400 rpm となった。また、8 極機の場合、基底速度 400 rpm まで最大トルク 2.40 Nm が一定であり、最大速度は 2400 rpm となった。以上より、低速領域では 8 極機のトルクが最も大きくなり、高速領域では 5 極機のトルクが最も大きくなるのがわかる。

Fig.2 より、5 極機は回転速度の増加に伴い出力が増加し、回転速度 1700 rpm で最大出力が 231 W となるのがわかる。また、回転速度が 1700 rpm を超えると出力が低下していくのがわかる。一方、6 極機の最大出力は回転速度 600 rpm で 92.0 W となり、回転速度を 600 rpm から上げると急速に出力が減少していくのがわかる。また、8 極機の場合、回転速度 800 rpm から 1400 rpm まで出力がほぼ一定となり、最大出力は 155 W となった。

以上の結果より、5 極機が高出力化に適していると考えられる。

参考文献

- 1) C. E. Abunike, et al., in *IEEE Access*, vol.11, pp.110910-110942, 2023.
- 2) 小石雄大 他, 電学研資, MAG-22-099/MD-22-117/LD-22-070, 2022.

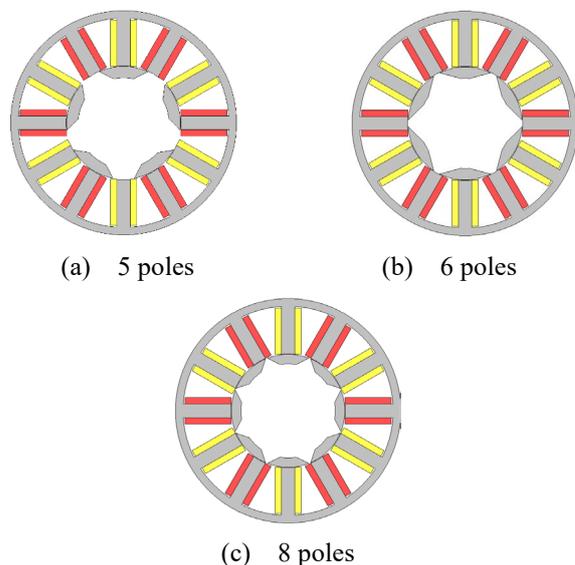


Fig. 1 Structure of analysis model.

Table 1 Analysis constraints.

| | |
|--------------------------|-----------|
| Outer diameter of stator | 118 mm |
| Iron stack length | 40 mm |
| Airgap length | 0.3 mm |
| Number of turns/pole | 202 turns |
| DC side voltage | 100 V |
| Max. current RMS | 2.83 A |

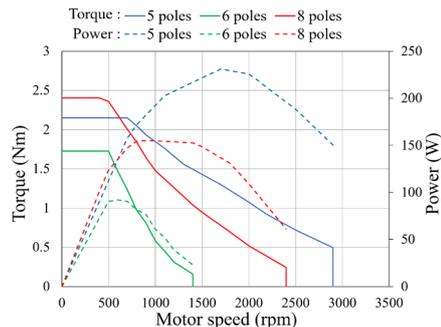


Fig. 2 Motor speed - torque and power characteristics.

Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた射出一体成形 IPMSM の開発

吉田理恵¹, 吉田征弘², 上野泰誠², 山本宗生¹, 田島克文²
(日亜化学工業¹, 秋田大学²)

Development of Injection Molded IPMSM with Sm-Fe-N Bonded Magnets

R. Yoshida¹, Y. Yoshida², T. Uwano², M. Yamamoto¹, K. Tajima¹
(Nichia corporation¹, Akita University²)

はじめに

近年、電動化へのシフトの影響で磁石材料の需要が急増したことにより Nd-Fe-B 焼結磁石に必須な希土類元素 Nd, Dy の資源問題が深刻化している。この資源リスクを低減可能な磁石として余剰希土類元素である Sm を用いた Sm-Fe-N 磁石が注目されている。筆者らは、Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた重希土類フリーの埋込磁石型同期モータ (IPMSM) の検討を行っており、Nd-Fe-B 焼結磁石を用いたモータに匹敵するトルク特性であることを、有限要素法を用いた計算により示した¹⁾。本稿では、提案する IPMSM を試作し、負荷特性測定の前段階として、無負荷時の誘起電圧を測定した結果を示す。

トルク特性および試作結果

Fig. 1 に提案する Sm-Fe-N ボンド磁石を使用した IPMSM のモータ断面を示す。使用する磁石の残留磁束密度 B_r および保磁力 H_{cb} は、0.86 T, 645kA/m である。有限要素法にて計算したトルクは電流の増加に対して比例して増加しており、最大電流 20 A, 電流位相角 0° (≒最大トルク) におけるトルクは、3.25 Nm であった。

Fig. 2 に射出一体成形により作製した Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた IPMSM のロータを示す。試作したロータは磁石充填率が 97%, 配向率が 95% であった。

Fig. 3 に回転速度が 1000 rpm における無負荷時の誘起電圧の波形を示す。シンボルが有限要素法にて計算した値、実線が実測値を示している。計算値と実測値を比較すると波形は概ね一致していることがわかる。マグネットトルクに影響する基本波成分振幅は、計算値が 11.4 V, 実測値が 10.8 V であり概ね計算通りの値であった。このことから、実機による負荷試験でも計算値と同程度のトルクを出力可能であると考えられる。

今後は、実機で負荷試験を行い、モータの出力特性を測定する予定である。

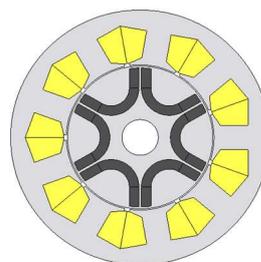


Fig. 1 Cross-sectional view of proposed motor.



Fig. 2 Injection molded Sm-Fe-N bonded magnet IPMSM rotor. (Φ60-L50mm)

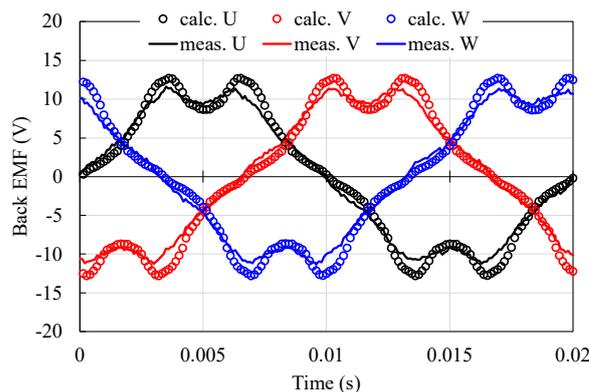


Fig. 3 Comparison of back EMF waveforms at the rotational speed of 1000 rpm.

参考文献

- 1) 武田一真・吉田征弘・吉田理恵・阿部将裕・多田秀一・山本宗生・田島克文, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 8, No. 1, pp. 62-66 (2024)

逆磁歪式電磁誘導型振動発電デバイスの片持ち梁中における 応力と磁束の分布関係

中村優太・石川瑛士・大竹充
(横浜国大)

Distribution Relationship between Stress and Magnetic Flux Change
in Cantilever of Inverse Magnetostrictive Electromagnetic Vibration Powered Generator

Yuta Nakamura, Eishi Ishikawa, and Mitsuru Ohtake
(Yokohama Nat. Univ.)

はじめに IoT デバイスなどの自立型電源として、振動発電技術の活用が期待されている。電磁誘導を利用した振動発電には、磁石揺動式、逆磁歪式¹⁻⁴⁾、垂直/水平/斜め磁界アシスト式^{5,6)}があり、これらはそのデバイスサイズに応じて、磁性体断面積、適合可能な振動周波数、コイルの巻数などが異なるため、発電量も変化する。片持ち梁を用いた逆磁歪式は、マイクロメートルからサブメートルまでの幅広いサイズでのデバイスが検討されており、今日では、一般的な発電方式として認知されている。片持ち梁では、中立面を境に上下面で引張と圧縮の異なる応力が作用するため、通常、中立面と交わらないように磁性材料が配置される。また、この現象を最大限活用することを目的に、正磁歪と負磁歪を持つ材料を上下に組み合わせるバイモルフ構造にすることで、ユニモルフ型と同様な周波数と位相で大きな振幅の出力波形を得る手法も報告されている^{4,5)}。一方で、上下面がともに同じ正磁歪もしくは負磁歪材料であっても、振動の異なる位相のタイミングで磁束変化が生じる場合、振幅は増加しないが、周波数が2倍となり、その結果、電力量も約2倍になることが期待できる。中立面の上下で異なる磁束変化挙動を示す場合、位相変化を考えれば、周波数は2倍になることが考えられる。また、片持ち梁では、自由端から固定端に向かって応力が増加するため、梁となる板の厚さ方向(上下面)だけでなく長さ方向も加味して、応力と磁束分布を理解する必要がある。そこで、本研究では、異なる断面構造の板の梁を利用して厚さ方向、また、梁の長さ方向に沿って梁内の磁束密度変化が捉えることができる磁束検出コイルを利用して長さ方向の応力と磁束の関係を理解することを試みた。

実験方法 梁を構成する磁性材料として方向性 Fe-Si 板 (JIS 規格: 30P120)、非磁性材料として Fe-Si 板に機械的特性が近い Cu 板 (JIS 規格: C1100P) を用いた。そして、異なる厚みの Fe-Si および Cu 板を積層させ、エポキシ接着剤で接合させることにより、異なる4種類の断面構造の板を作製した。積層構造は、Fig. 1 に示すように、(a) Fe-Si(100 μm) 上板/Cu(200 μm) 中下板、(b) Cu(200 μm) 上中板/Fe-Si(100 μm) 下板、(c) Fe-Si(100 μm) 上板/Cu(100 μm) 中板/Fe-Si(100 μm) 下板、(d) Fe-Si(300 μm) 上中下板とした。また、板の長さおよび幅はそれぞれ 50 mm および 10 mm で一定とした。そして、長さ方向の端から 10 mm の部分までを固定することにより、片持ち梁の状態にした。磁束検出用コイルには Fig. 2 に示す2種類を使用した。Fig. 2(a)と(b)は、それぞれ、全体平均および局所的な梁の長さ方向に対する磁束を検出するものである。そして、梁のみを加振機を用いて強制振動させ、コイルの出力波形をオシロスコープで観察した。このとき、振動の加速度は 1.5 G で一定とし、周波数は各材料の共振周波数としたが、概ね 100 Hz 程度であった。また、バイアス磁界をヘルムホルツコイルを用いて梁の長さ方向に印加し、最適な磁界強度は各材料でわずかに異なったが、概ね 15 Oe であった。

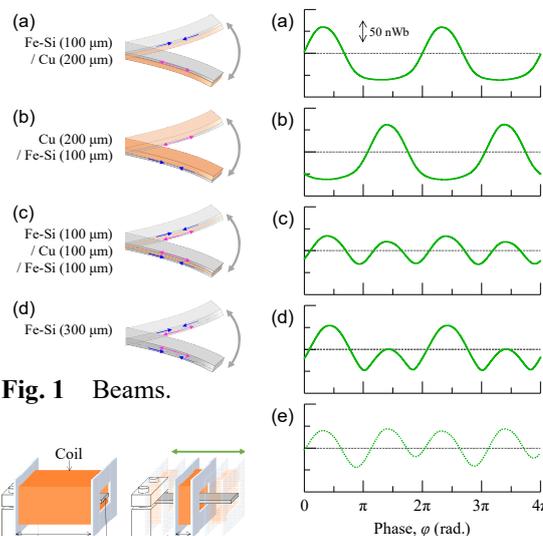


Fig. 1 Beams.

Fig. 2 Coils.

Fig. 3 Waveforms.

実験結果 Fig. 3(a)~(d)に、4種類の梁における全体平均の磁束波形を示す。(a)と(b)では、磁性材料の位置が上下で逆になっていることから、出力電圧の位相が π ずれていることが読み取れ、変化挙動が逆になっていることが分かる。(c)では、出力電圧波形の周波数が、片側のみ場合の2倍になっていた。上下面が非磁性材料により分断されていない(d)においても、(c)とほぼ同様の磁束挙動を示した。Fig. 3(e)には、(a)と(b)の磁束を計算で足し合わせた波形を示す。この波形は、(c)および(d)と同様の挙動を示しており、本研究で用いた Fe-Si 板では、上下面でそれぞれ独立して逆磁歪効果が生じ、発電に寄与していることが示唆された。当日は、局所的な梁内の磁束変化についても報告し、応力と磁束の関係をまとめる。

- 1) T. Ueno and S. Yamada: *IEEE Trans. Magn.*, **47**, 2407 (2011).
- 2) S. Fujieda, S. Suzuki, A. Minato, T. Fukuda, and T. Ueno: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 2505204 (2014).
- 3) Z. Yang, K. Nakajima, R. Onodera, T. Tayama, D. Chiba, and F. Narita: *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 073902 (2018).
- 4) 阿部宏恒, 後藤太一, 直江正幸, 荒井賢一, 石山和志: 第47回日本磁気学会学術講演会概要集, p. 266 (2023).
- 5) 大竹充, 川井哲郎, 二本正昭「発電装置」特願 2022-086851 / 特開 2023-174153 (2022).
- 6) 大竹充, 中村優太「発電装置」特願 2024-084029 (2024).

垂直磁界アシスト式電磁誘導型衝撃発電デバイスの 軟磁性梁中における磁束分布に及ぼす永久磁石による局所磁界の影響

神谷颯・中村優太・大竹充
(横浜国大)

Influence of Local Magnetic Field Applied by Permanent Magnets on the Magnetic Flux Distribution
in Soft Magnetic Beam of Perpendicular Magnetic Field Assisted Electromagnetic Impact Powered Generator

Soh Kamiya, Yuta Nakamura, and Mitsuru Ohtake
(Yokohama Nat. Univ.)

はじめに IoTデバイスの急速な普及に伴い、その自立型電源として振動/衝撃発電が注目されている。電磁誘導型振動/衝撃発電の方式として、磁石揺動式¹⁾や逆磁歪式²⁻⁴⁾とは異なる垂直磁界アシスト式⁵⁾を著者らは提案している。この方式では、軟磁性材料からなる梁の表面に対して垂直方向にアシスト磁界を永久磁石により印加する。そして、片持ち梁が振動すると、アシスト磁界の面内成分の方向が 180° 変化することになる。その結果、軟磁性材料の磁化反転が生じ、電磁誘導により梁周辺のコイルに起電力が発生する。昨年の学術講演会では、基本動作を確かめることを目的に、ヘルムホルツコイルを用いて梁に対して一様磁界を印加し、衝撃による発電を行った結果を報告した⁶⁾。一方、実デバイスでは、一様磁界ではなく、撓み角が大きくなる自由端近傍に局所磁界を永久磁石により印加することが想定され、軟磁性梁内における磁束分布も不均一になることが考えられる。そこで、本研究では、その影響を実験的に明らかにし、衝撃発電デバイスを設計する上での磁石配置とアシスト磁界強度に関する知見を得ることを目的とした。

実験方法 梁材料には無方向性珪素鋼板 (JIS 規格 35A270) を用い、長さを 80 mm、幅を 10 mm、厚さを $350\ \mu\text{m}$ とした。そして、端部から 10 mm の部分までを固定することにより片持ち梁の状態とした。梁の長さ方向に対する局所磁束を調べるために、検出コイル (抵抗: $945\ \Omega$, リアクタンス: $582\ \text{mH}$, 巻数: 5000 回, 最内径: $14\ \text{mm} \times 14\ \text{mm}$, 全長: 8 mm) を Fig. 1 に示すようにトレースさせた。また、自由端から上下 23 mm の位置にネオジム磁石を配置した。そして、自由端に 4 mm の変位を与えることにより衝撃発電の試験を行った。

実験結果 Fig. 2 に $x_{\text{coil}} = 44\ \text{mm}$ における磁束密度の時間変化を一例として示す。最大磁束密度変化量 $\Delta B = 0.82\ \text{T}$ を生じたのち、自由振動により振幅の減衰に伴い、アシスト磁界の面内成分が減少し、梁中の磁束密度が小さくなっていくことが分かる。また、Fig. 3 に ΔB のコイル位置依存性を示す。永久磁石のある自由端に検出コイルが近づくにも関わらず、 $x_{\text{coil}} = 44\ \text{mm}$ より自由端側では ΔB は増加せず減少に転じた。この理由として、梁の端部付近では磁極の形成により磁区構造が複雑になり、その結果、磁束が長手方向に一様分布しなかったためであると考えられる。当日は梁の変位や磁石の磁界強度を変化させた場合も含め、局所磁界と磁束分布の関係について詳細に報告する。

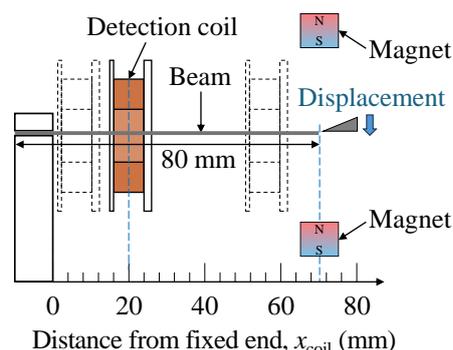


Fig. 1 Schematic diagram showing positional relationship between beam, coil, and a pair of magnets.

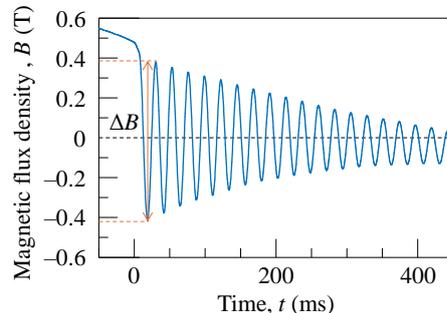


Fig. 2 Magnetic flux density at coil position $x_{\text{coil}} = 44\ \text{mm}$.

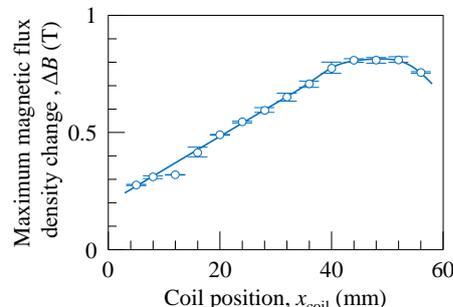


Fig. 3 Coil position dependence of maximum magnetic flux density change.

- 1) H. Wakiwaka, Y. Kumakura, A. Yamada, K. Otakae, and A. Izuno: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **31**, 250 (2007).
- 2) T. Ueno and S. Yamada: *IEEE Trans. Magn.*, **47**, 2407 (2011).
- 3) S. Fujieda, S. Suzuki, A. Minato, T. Fukuda, and T. Ueno: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 2505204 (2014).
- 4) 長内史也, 桐修一郎, 石山和志: 平成 31 年電気学会全国大会論文集, p. 146 (2019).
- 5) 大竹充, 川井哲郎, 二本正昭: 「発電装置」特願 2022-086851 / 特開 2023-174153 (2022).
- 6) 神谷颯, 石川瑛士, 明田俊祐, 中村優太, 大竹充, 川井哲郎, 二本正昭: 第 47 回日本磁気学会学術講演会概要集, p. 260 (2023).

水平および斜め磁界アシスト式電磁誘導型振動発電デバイスの基本原理

今村圭佑・中村優太・神谷颯・大竹充
(横浜国大)

Fundamental Principle of Horizontal and Oblique Magnetic Field Assisted Electromagnetic Vibration Powered Generators

Keisuke Imamura, Yuta Nakamura, Soh Kamiya, and Mitsuru Ohtake

(Yokohama Nat. Univ.)

はじめに 電磁誘導型振動発電の方式として、磁石揺動式と逆磁歪式¹⁻³⁾が一般的に知られているが、著者らは垂直磁界アシスト式⁴⁾に加え、最近、水平および斜め磁界アシスト式⁵⁾を開発した。本研究では、その基本原理を明らかにすることを目的とする。磁界アシスト式は、軟磁性材料から構成される梁を片持ち状態にし、磁性体内の磁束変化を周囲に設置したコイルにより電磁エネルギー変換させ、出力を得る。磁束を変化させるメカニズムは垂直と水平/斜め磁界アシスト式で同じであるが、2つの永久磁石によるアシスト磁界の梁に対する印加方向が異なる。前者では垂直方向であるのに対して、後者ではFig. 1(a)に示すように長手方向とする。磁石と梁の距離に応じて、梁に印加される磁界強度が変化し、また、磁界強度に応じて梁は吸着力を受け、振動特性も変化することが考えられる。そこで、梁の長さ方向と磁石の磁極面の垂線を平行にした場合（水平磁界アシスト式）における梁-磁石間距離 d_{bm} および2つの磁石間距離 d_{mm} を変化させ、振動および発電特性を調べた。次に、梁の自由端の軌跡の法線方向にアシスト磁界が印加されるように磁石の磁極面の角度 θ を変化させた場合（斜め磁界アシスト式）の検討を行った。

実験方法 梁材料にはJIS規格35A270の無方向性珪素鋼板(80 mmL × 20 mmW × 350 μmT)を用い、長手方向の端から20 mmの部分までを固定することにより片持ちの状態にした。発電コイルは全長が54 mm、最小径が26 mmW × 22 mmH、巻数が21600回、抵抗が5.56 kΩ、インダクタンスが7.42 Hのものを使用した。永久磁石としてはネオジム磁石(3 mmL × 30 mmW × 10 mmH, L方向に着磁)を用い、梁自由端からの距離 d_{bm} を3から10 mmの間で変化させた。また、磁石間距離 d_{mm} および磁極面角度 θ についても検討した。Fig. 1にこれらの関係を纏めたものを示す。そして、加振機を用いてシステム全体を強制振動させ、発電試験を行った。振動の加速度は2.0 Gで一定とし、周波数は各アシスト磁界条件における梁の共振周波数とした。

実験結果 $d_{bm} = 6$ mm, $d_{mm} = 0$ mm, $\theta = 0$ deg.の場合において共振周波数65 Hzの正弦波振動を与えた際の加速度、梁自由端の変位、磁束密度、出力電圧の波形をFig. 2に示す。梁自由端の振動に伴って磁束密度が0.58 T変化し、23.2 Vのピーク電圧が得られている。 $d_{mm} = 0$ mm, $\theta = 0$ deg.において d_{bm} を変化させたときのピーク電圧および梁の振幅をFig. 3に示す。 d_{bm} の増加につれて、ピーク電圧は増大していき、その後 $d_{bm} = 6$ mm を境に減少している。 d_{bm} の増加に伴って、梁に印加される磁界強度は減少する一方で、吸着力の減少により梁の共振周波数および振幅は増加するため、その兼ね合いによってピーク電圧が最大となる d_{bm} が存在したものと解釈される。当日は、 d_{mm} や θ を変化させた場合を含め、水平および斜め磁界アシスト式の磁石配置が梁の振動と発電特性に与える効果について詳細に報告する。

- 1) T. Ueno and S. Yamada: *IEEE Trans. Magn.*, **47**, 2407 (2011).
- 2) S. Fujieda, S. Suzuki, A. Minato, T. Fukuda, and T. Ueno: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 2505204 (2014).
- 3) 長内史也, 栢修一郎, 石山和志: 平成31年電気学会全国大会論文集, p. 146 (2019).
- 4) 大竹充, 川井哲郎, 二本正昭「発電装置」特願 2022-086851/特開 2023-174153 (2022).
- 5) 大竹充, 中村優太「発電装置」特願 2024-084029 (2024).

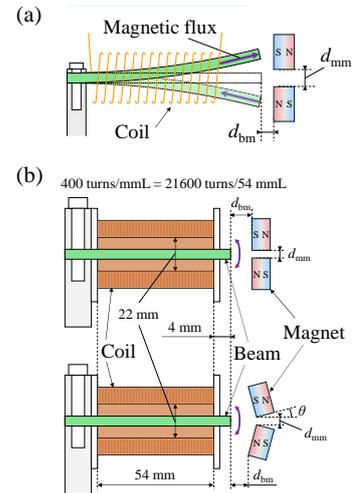


Fig. 1 (a) Direction of magnetic flux in beam. (b) Positional relationships between beam, two magnets, and coil.

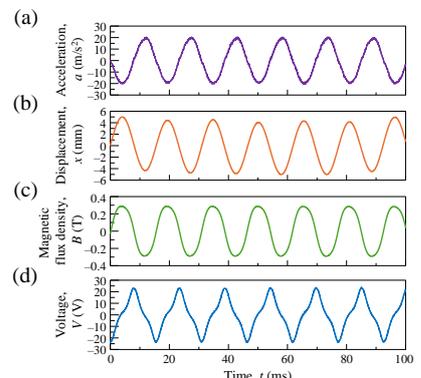


Fig. 2 Waveforms of (a) acceleration, (b) displacement, (c) magnetic flux density, and (d) output voltage.

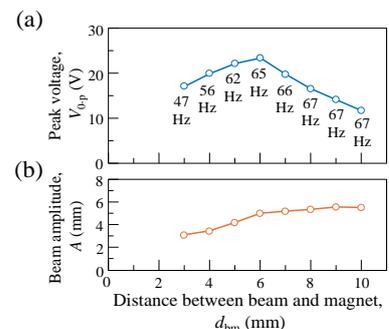


Fig. 3 Dependences of d_{bm} on (a) peak voltage and (b) beam amplitude.

梁の共振による高出力電磁発電機の提案

青木英恵、増本博
(東北大学)

High-output vibrating electromagnetic power generator with beam resonance

Hanae Aoki and Hiroshi Masumoto
(Tohoku University)

背景

近年、橋梁等の老朽化から構造ヘルスマモニタリングの需要が高まり、その実現に必要な膨大なセンサ群を支える電源確保が課題となっている。電池交換の労力や設置の安全性、コスト低減のために、電池や商用電源に代わる自律型環境発電電源の開発が望まれる。人による検査に匹敵する多機能センサを搭載したデバイスには、1-3W以上の電源確保が望まれるが、冬季期間に発電できない太陽光発電を除く環境発電の出力は、数100 mW以下であり、機能を制限せざるを得ないのが現状である。環境中の振動を電力に変換する「振動発電」は、有害で不要な振動を電力に変換する発電技術であり、他の発電と異なる環境(日照のない冬や屋内)に適応できるエネルギーミックスの観点からも期待される。もし、振動発電機の出力を現状の10倍以上に向上することができるならば、振動発電の電源としての適用範囲を大幅に拡大でき、バッテリーレス多機能センサネットワークの実現が期待できる。本研究では、梁の共振と電磁誘導を発電原理とし、軟磁性体により発電出力を大幅に向上した梁振動型電磁発電機を提案する。

実験方法

梁振動型電磁発電機は、銅線1000回巻(抵抗90Ω)のアモルファス箔積層軟磁性コア(MaDC-A®プロテリアル)を樹脂製片持ち梁の自由端に固定した振動部と、自由端からギャップ(g)を設けて磁極面を対向させたバックヨーク(BY)付きNdFeB永久磁石(最大磁束密度4.3k0e)からなる。励振加速度および周波数可変な振動試験機を用いて、上記装置全体を励振させ、コイルの両端に生じる誘導起電力をデジタルオシロスコープで観測し、発電量を評価した。

実験結果

図1(左)に振動試験の様子を示す。梁の共振周波数21 Hz、励振加速度 9.8 m/s^2 において、自由端における梁の振幅は20 mmであり、図1(右)の発電波形が得られた。永久磁石の前を梁が上下に振動することによる軟磁性コアの極性の時間変化(図1右上)は、コイルの誘導起電圧の出力と対応している。コイルは中央付近のBY付永久磁石を梁の振動1周期に2回通過するため、48 msの間に最大起電圧 $V_{pp} \sim 60 \text{ V}$ が2度現れている。最大電力は20W、実効電力は963 mW、1周期のエネルギーは46 mJであった。現在、1W以上の出力向上に挑戦しており、多機能センサの電源への適用を目指している。

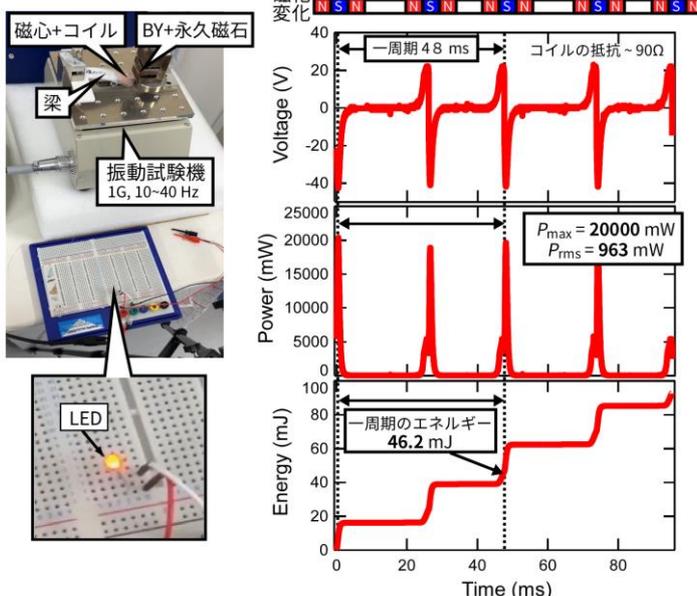


図1 振動試験の様子(左)および発電波形(右)

謝辞

アモルファス箔は株式会社プロテリアル様よりご支給いただきました。感謝申し上げます。

振動が励起された湾曲柔軟鋼板の磁気浮上システム (外乱入力時の定常応答に関する実験的検討)

内田大日、小川和輝*¹、小林一景、黒田純平、内野大悟*²、池田圭吾*³、加藤太朗*⁴、遠藤文人*⁵、
成田正敬、加藤英晃

(東海大、*¹愛知工科大学、*²沼津高専、*³北海道科学大、*⁴東京工大、*⁵福工大)

Electromagnetic levitation system for excited bending flexible steel plate

(Experimental consideration on steady state response under disturbance input)

Y.Uchida, K.Ogawa, I.Kobayashi, J.Kuroda, D.Uchino, K.Ikeda, T.Kato, A.Endo, T.Narita, H.Kato

(Tokai Univ., *¹Aichi Univ. Tech., *²NIT. Numazu., *³Hokkaido Univ. Sci., *⁴Tokyo Univ. Tech., *⁵FIT)

はじめに

電磁石の吸引力を利用した非接触支持を行うため、磁気浮上技術の検討が盛んにおこなわれている¹⁾。当研究グループでは、過去に磁気浮上による非接触搬送の実現性を確認している²⁾。また薄鋼板を対象とする場合には、鋼板を塑性変形しない範囲で曲げた状態で浮上させる湾曲磁気浮上を考案した³⁾。しかし、磁気浮上中の鋼板振動については、詳しく検討されていない。そこで本報告では、浮上中の鋼板に定常的な外乱を入力し、変位センサを電磁石の吸引力が及びづらい領域の箇所に設置し、鋼板の硬さによる指導特性の差について検討した。

湾曲磁気浮上実験

Fig. 1 に湾曲磁気浮上装置の概略図を示す。湾曲磁気浮上装置は、5か所の電磁石ユニットによって薄鋼板を磁気浮上させることができる。本報告ではFig. 2のように、変位センサをA～D点に設置した。浮上対象は長方形鋼板(長さ $x = 800$ mm、幅 $y = 600$ mm)とし、2種類の板厚の鋼板(0.19 mm、0.30 mm)を用いた。本報告では磁気浮上中の鋼板にFig. 3のような正弦波状の外乱をFig. 1における実験装置のFrame No. 3に入力し、鋼板の振動特性について検討した。また、過去の検討より鋼板は浮上を安定させる最適の角度に湾曲させた。Fig. 4にA-D点での変位時刻歴を示す。この結果よりA-D間で位相差が生じており、0.19 mmの方が振幅が大きいことが確認された。

参考文献

- 1) 油野他, 日本磁気学会誌, Vol. 35, No. 2, (2011), pp. 123-127.
- 2) 丸森他, 日本機械学会論文集, Vol. 81, No. 823, (2015), 14-00471.
- 3) 小川他, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 3, No. 1, (2019), pp. 101-106.

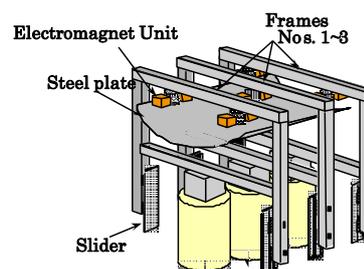


Fig. 1 Schematic illustration of experimental apparatus

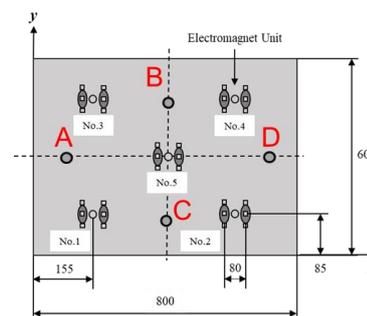


Fig. 2 Placement of Displacement sensors

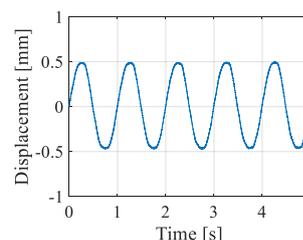
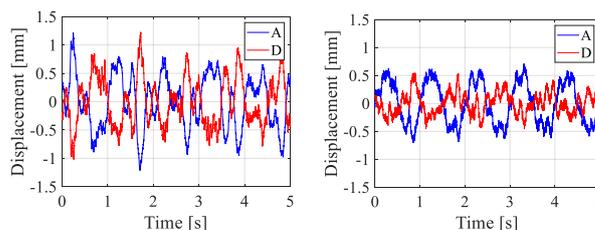


Fig. 3 Time history of sinusoidal disturbance



(a) 0.19 mm, 13°

(b) 0.3 mm, 5°

Fig. 4 Measured displacement of levitated steel plate

磁性体の位置制御のための磁石角度の最適化

佐久間洋志, 澤田 舜
(宇都宮大)

Optimization of magnet angles for magnetic motion control

H. Sakuma and S. Sawada
(Utsunomiya Univ.)

はじめに

3つの永久磁石をモータにより回転させて微小な永久磁石の位置を3次元的に制御する技術が報告されている。しかしながらこれは、被制御磁石をある方向に移動させるために磁場制御用磁石（以下ベース磁石と呼ぶ）をどの方向に回転させればよいかを示しているに過ぎない。被制御磁石がある位置に置かれたとき、それに働く力がゼロとなるようなベース磁石角度を求めることは、位置制御の高速・高精度化において重要である。本研究では、covariance matrix adaptation evolution strategy (CMA-ES)^{2,3)}を用いてベース磁石の角度を最適化する。

計算方法と結果

ベース磁石は径方向に着磁した円筒状ネオジウム磁石（直径 20 mm，長さ 50 mm）である。3つのベース磁石（M0～M2）は1辺の長さが 180 mm の正三角形の辺の中央に置かれている。被制御磁石は直径 3 mm，高さ 3 mm の円筒状フェライト磁石である。（位置を認識するために直径 6 mm のプラスチック球に埋め込まれ，方向を認識するために長さ 6 mm のプラスチック棒が取り付けられている）。Fig. 1 に示すように，正三角形の中心を原点として被制御磁石の位置を定義する。ベース磁石の角度（ $\theta_0 \sim \theta_2$ ）は，N 極が+z 方向を向いているときをゼロとし，外向きの回転を正とする。あるベース磁石角度において，ある位置に置かれた被制御磁石に働く力を求めるために，有限要素法シミュレータ Femtet（ムラタソフトウェア）を用いた。Python 用進化計算ライブラリ DEAP⁴⁾を用いて CMA-ES を実行した。1組のベース磁石角度を1個体として，1世代において7つの個体を生成した。その中から3つの優れた個体（x, y 方向の磁力がゼロに近く，z 方向の磁力と（重力-浮力）の差がゼロに近い個体）を選択する。その他の条件は CMA-ES における標準的な値²⁾を用いた。Fig. 2 に被制御磁石の位置を $x=y=0, z=55$ mm としてベース磁石角度を最適化した結果を示す。 $\theta_0 \sim \theta_2$ は $\pm 90^\circ$ の範囲の乱数からスタートして約 0° に収束し，実験とほぼ一致した。発表では様々な位置における最適化結果を報告する予定である。

参考文献

(1) H. Sakuma, *Sci. Rep.* **13**, 18052 (2023). (2) N. Hansen and A. Ostermeier, *Evol. Comput.* **9**, 159 (2001). (3) H. Sakuma, *J. Magn. Magn. Mater.* **566**, 170315 (2023). (4) F.-A. Fortin *et al.*, *J. Mach. Learn. Res.* **13**, 2171 (2012).

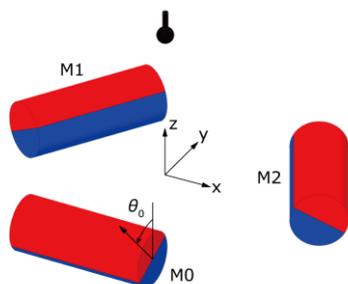


Fig 1. Schematic of magnetic motion control system with magnet numbers, magnet angles, and coordinates of the magnetic object.

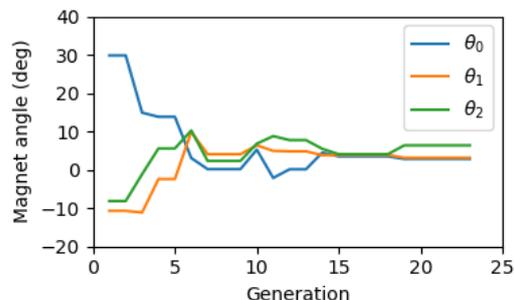


Fig 2. Change in magnet angles with progress of optimization.

Negative Spin Polarization in Mn_2VAl Heusler Alloy Thin Films: Effect of Composition on Atomic Order and Electronic Structure

H. Suto^{1*}, V. Barwal¹, K. Masuda¹, K. Simalaotao¹, T. Sasaki¹, Y. Miura¹,
H. Tajiri², L.S.R. Kumara², T. Koganezawa², and Y. Sakuraba¹

¹Research Center for Magnetic and Spintronic Materials, National Institute for Materials Science (NIMS), Tsukuba, 305-0047, Japan

²Japan Synchrotron Radiation Research Institute (JASRI), Sayo, 679-5198, Japan

Introduction

Materials with negative spin polarization generate a spin-polarized current whose spin momentum direction is opposite to the net magnetization direction [1-4]. Such materials are of growing technological interest as they can implement new structures and operation of spintronic devices beyond the limitations of conventional positive spin polarization materials [5]. Mn-based ferrimagnetic Heusler alloys Mn_2VAl (MVA) are expected to possess high negative spin polarization originating from its electronic band structure with a gap in the majority-spin state. We investigated sputter-deposited MVA thin films by examining the effect of composition on atomic ordering and by evaluating magnetoresistance (MR) and spin-transfer torque effects in current-perpendicular-to-plane giant magnetoresistance (CPP-GMR) devices.

Results

Figure 1 shows the saturation magnetization (M_s) of single-layer MVA samples deposited at 600°C with various compositions. Single-phase MVA with $B2$ and $L2_1$ ordering was formed in all the compositions, as revealed by XRD (data not shown). The M_s ratio, which is defined as the experimental M_s normalized by the Slater-Pauling value, is shown on the right vertical axis. $\text{Mn}_{2.2}\text{V}_{0.8}\text{Al}$, $\text{Mn}_2\text{V}_{0.8}\text{Al}_{1.2}$, and $\text{Mn}_{2.2}\text{V}_{0.6}\text{Al}_{1.2}$ showed higher M_s ratio than the stoichiometric composition. The higher M_s ratio indicates the improved ordering in the off-stoichiometric compositions, as M_s of MVA is sensitive to disorders. Figure 2 shows MR curves measured in CPP-GMR devices consisting of MVA (10 nm)/Ag (5 nm)/CoFe (7 nm) for the four MVA compositions selected with respect to the higher M_s ratio. The MVA layer was deposited at 500°C. Negative MR was observed in all the composition indicating negative spin polarization of MVA. The amplitude of negative MR was enhanced by using off-stoichiometric compositions, indicating that these compositions increased the negative spin polarization of MVA through the improved ordering. A maximum negative MR ratio of -4.4% at room temperature was observed for the $\text{Mn}_{2.2}\text{V}_{0.6}\text{Al}_{1.2}$ sample, which is currently the largest reported negative MR in pseudo-spin-valve CPP-GMR devices, indicating very high negative spin polarization of MVA. In the presentation, spin-transfer torque induced via spin injection from MVA will be also discussed.

This work was partially supported by Advanced Storage Research Consortium (ASRC), JSPS KAKENHI (grant numbers 21K20434, 23K03934).

- [1] C. Vouille, et al., "Microscopic mechanisms of giant magnetoresistance," *Phys. Rev. B* **60**, 6710 (1999).
- [2] H. Suto, et al., "Evaluation of spin-transfer-torque efficiency using magnetization reversal against a magnetic field: comparison of FeCr with negative spin polarization and NiFe," *Appl. Phys. Express* **16**, 013003 (2023).
- [3] C. Klewe, et al., "Negative spin polarization of Mn_2VGa probed by tunnel magnetoresistance," *J. Phys. Condens. Matter* **25**, 76001 (2013).
- [4] H. Suto, et al., "Negative spin polarization of Mn_2VGa Heusler alloy thin films studied in current-perpendicular-to-plane giant magnetoresistance devices," *J. Appl. Phys.* **135**, 203901 (2024).
- [5] M. Takagishi, et al., "Design Concept of MAS Effect Dominant MAMR Head and Numerical Study," *IEEE Trans. Magn.* **57**, 3300106 (2021).

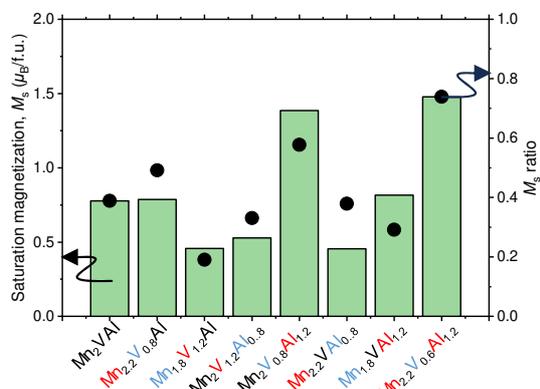


Fig. 1. Composition dependence of M_s and M_s ratio for the MVA samples deposited at 600°C.

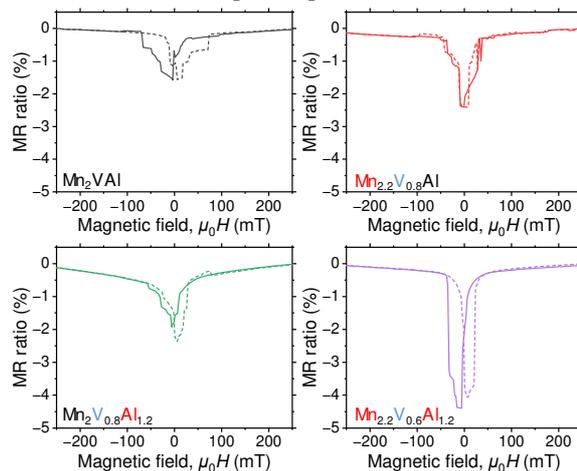


Fig. 2. MR curves measured in CPP-GMR devices consisting of MVA (10 nm)/Ag (5 nm)/CoFe (7 nm).

高スピン偏極 Co_2MnGe ホイスラー合金の Mn-rich 組成における ハイスループット XMCD 解析

○山崎 貴大¹, Lira Foggianto Alexandre¹, 遠山 諒², 福 健太郎¹, 山神 光平³,
大沢 仁志³, 大河内 拓雄^{3,4}, 岩崎 悠真², 桜庭 裕弥², 小嗣 真人¹
(東京理科大学¹, NIMS², JASRI³, 兵庫県立大学⁴)

XMCD Analysis of Mn-Rich High Spin-Polarized Co_2MnGe Heusler Alloy

○Takahiro Yamazaki¹, Alexandre Lira Foggianto¹, Ryo Toyama², Kentaro Fuku¹, Kohei Yamagami³,
Hitoshi Ohsawa³, Takuo Ohkochi^{3,4}, Yuma Iwasaki², Yuya Sakuraba², Masato Kotsugi¹
(Tokyo University of Science¹, NIMS², JASRI³, University of Hyogo⁴)

はじめに デジタルデータの爆発的な増加に伴い、HDD の高記録密度化が急務となっている。電流面直型巨大磁気抵抗 (CPP-GMR) 素子は、トンネル磁気抵抗 (TMR) 素子に代わる次世代 HDD リードヘッドとして大きく注目されている。しかし、従来の強磁性材料では MR 比が不十分であり、さらなる MR 比向上のためには高スピン偏極率を持つ材料探索が重要である^[1]。本研究では、機械学習を用いた仮想空間材料探索の予測結果に基づき、ハーフメタルホイスラー合金 Co_2MnGe を研究対象とした。特に、Mn-rich 領域でのより高いスピン偏極率を有する材料探索を目的とし、コンビナトリアル手法を用いて組成傾斜膜を作製した。さらに、軟 X 線磁気円二色性 (XMCD) を利用して電子・磁気状態を解析し、高スピン偏極率の発現メカニズムの解明を目指した。

実験方法 マグネトロンスパッタ装置を用いて MgO 基板上に Co-Mn-Ge の組成傾斜膜を成膜した。X 線構造解析により広い組成範囲で L_{21} 規則構造を確認した。SPring-8 の BL25SU ビームラインで Co および Mn の $L_{2,3}$ 吸収端で軟 X 線磁気円二色性 (XMCD) 測定を行い、各元素の磁気モーメントを評価した。異方性磁気抵抗 (AMR) 測定では、デバイス加工後に各組成の AMR 比を評価し、第一原理計算で電子密度状態とスピン偏極率の解析を実施した。

結果・考察 XMCD 測定および AMR 測定の結果、 Co_2MnGe 合金における Co 元素のスピン磁気モーメントの増大が AMR 比の増大と相関があることが示唆された。特に、Mn-rich 領域で観察された高い負の AMR 比は、 L_{21} 規則構造を持つ Co_2MnGe 合金の高い飽和磁化に起因していると考えられる。さらに、負の AMR 比が大きいことから、Mn-rich 領域での高いスピン偏極率が示唆される。この結果は、第一原理計算の結果とも一致していることが示された。このことから、高いスピン偏極率の発現が実験的および理論的に予測可能であることが明らかとなった。

謝辞 本研究は、JST-CREST「科学者の能力を拡張する階層的自律探索手法による新材料の創製」(研究代表者：岩崎悠真、課題番号：JPMJCR2101)の支援によって実施されました。

参考文献 [1] S. Tavares et al., Progress in Materials Science, 132 (2023) 101017.

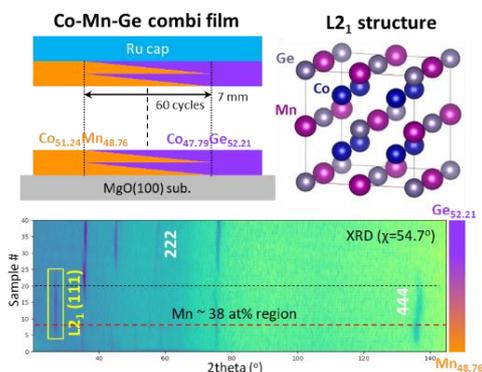


Fig. 1 Co-Mn-Ge compositional-spread thin films and the color map of XRD structure analysis.

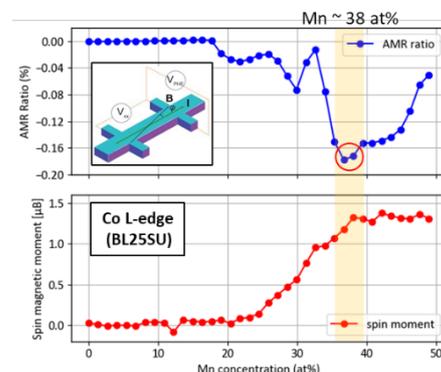


Fig. 2 Mn concentration dependence on AMR ratio and Co spin magnetic moment.

MgO(111)単結晶基板上に形成した エピタキシャル Mn₄N(111)薄膜の構造と磁気特性

桑山亮太¹・今村光佑¹・磯上慎二²・大竹充¹
(¹横浜国大, ²物材機構)

Structural and Magnetic Properties of Mn₄N(111) Epitaxial Thin Films Formed on MgO(111) Single-Crystal Substrates
Ryota Kuwayama¹, Kosuke Imamura¹, Shinji Isogami², and Mitsuru Ohtake¹
(¹Yokohama Nat. Univ., ²NIMS)

はじめに 近年、反強磁性の Mn₃Sn¹⁾や Mn₃GaN²⁾などのノンコリニアな磁気構造を持つ Mn 系化合物薄膜は、巨大な異常ホール効果を示すことや小さな電流密度で磁化反転が可能であることからスピントロニクス応用に向けて研究されている。また、フェリ磁性の Mn₄N は一般的にはコリニアな磁気構造³⁾であるが、ノンコリニアな磁気構造の存在が理論計算^{4,5)}や(111)面配向させた薄膜の実験⁶⁾で示唆されている。これまで、様々な基板を用いた(111)面配向の Mn₄N 薄膜の形成報告例^{6,7)}が存在するが、多くは面直方向に対して互いに 180°回転した方位関係を持つ双晶で形成されており、単結晶で形成した報告は殆どない。基本構造特性と磁気特性を調べるためには、単結晶で形成することが重要である。そこで、本研究では、反応性スパッタリング法により MgO(111)基板上に基板温度などを変化させることで、Mn₄N 薄膜をエピタキシャル成長させ、構造と磁気特性を調べた。

実験方法 製膜には超高真空 RF マグネトロン・スパッタリング装置を用いた。全圧が 0.67 Pa となるように調整した Ar と N₂の混合ガス雰囲気下で Mn ターゲットをスパッタすることにより MgO(111)基板上に Mn₄N 薄膜を形成した。このとき、N₂分圧比は 2.5% で一定とし、基板温度は 200~600 °C の間で変化させた。構造評価には RHEED, XRD, XPS, AFM, 磁気特性評価には VSM および異常ホール効果測定装置を用いた。

実験結果 Fig. 1(a)に 200~600 °C で形成した Mn₄N 膜の XRD パターンを示す。いずれも(111)面配向した Mn₄N 膜が形成されていることが分かった。Fig. 1(b)に RHEED パターンを示す。200~400 °C で形成した膜に対しては、2つの(111)バリエーションからの回折パターンが重畳して現れているのに対して、600 °C で形成した膜では、単一のパターンとなっていることから単結晶膜であることが分かる。結晶方位関係は A: Mn₄N(111)[1 $\bar{1}$ 0] || MgO(111)[1 $\bar{1}$ 0]および B: Mn₄N(111)[$\bar{1}$ 10] || MgO(111)[1 $\bar{1}$ 0]であり、単結晶膜は A の方位関係のみで結晶成長が起こっていた。また、Fig. 2 に 400 および 600 °C で形成した Mn₄N 膜の 111 反射に対して極点図形を測定した結果を示す。RHEED と同様な結果が極点図形測定によっても確かめられた。当日は、異常ホール効果測定の結果などを踏まえて総合的に議論する。

- 1) T. Higo, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.*, **113**, 202402 (2018).
- 2) T. Hajiri, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.*, **115**, 052403 (2019).
- 3) S. Isogami, *et al.*: *Adv. Electron. Mater.*, **9**, 2200515 (2023).
- 4) M. Uhl, *et al.*: *Phys. Rev. B.*, **55**, 2995 (1997).
- 5) D. Fruchart, *et al.*: *J. Phys. F: Met. Phys.*, **9**, 2431 (1979).
- 6) S. Isogami, *et al.*: *AIP. Adv.*, **11**, 105314 (2021).
- 7) Z. Zhang, *et al.*: *AIP. Adv.*, **10**, 015238 (2022).

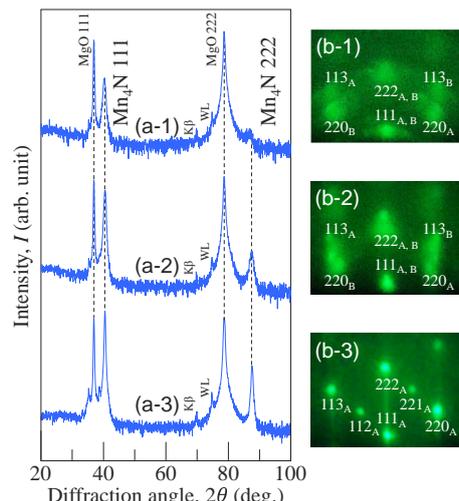


Fig. 1 (a-1)–(a-3) out-of-plane XRD and (b-1)–(b-3) RHEED patterns of Mn₄N films formed on MgO(111) substrates at (a-1, b-1) 200 °C, (a-2, b-2) 400 °C, (a-3, b-3) 600 °C.

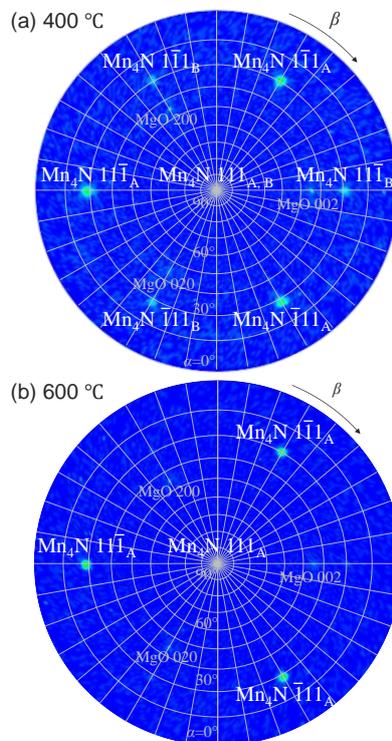


Fig. 2 Pole-figure XRD patterns measured for Mn₄N films formed on MgO(111) substrates at (a) 400 and (b) 600 °C.

Mn/Co 垂直磁化膜/n-GaAs ヘテロ接合を用いた 横型スピバルブ素子の評価

小川峰登、奈良晃太郎、山ノ内路彦、植村哲也
(北海道大)

Characterization of four-terminal nonlocal signals in lateral spin valves
consisting of perpendicularly magnetized Mn/Co/n-GaAs junctions
M. Ogawa, K. Nara, M. Yamanouchi, T. Uemura
(Hokkaido Univ.)

はじめに

スピントランジスタやスピ LED のようなスピンの機能を利用した半導体デバイスの実現には、垂直磁化膜をスピン源とした半導体への面直方向スピンの注入、輸送、検出技術が必要とする。近年、Co や CoFe をはじめとする Co 系強磁性体と δ -Mn 反強磁性体を積層させることにより垂直磁気異方性が誘起されることが報告されている[1]。本研究では n 型 GaAs 上に成長させた Mn/Co 垂直磁化膜を横型スピン注入素子に加工し、スピン注入を示唆するスピバルブ型の磁気抵抗効果を得たので報告する。

実験方法

GaAs(001)基板上に表面側から Ru(2 nm)/Mn(1.7 nm)/Co(1.0 nm)/n⁺-GaAs (15 nm, $n = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)/n⁺←n⁻ GaAs transition layer (15 nm)/n⁻-GaAs (2000 nm, $n = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)/un-doped GaAs(250 nm)構造を作製した。それを EB リソグラフィと Ar イオンミリングを用いてホールバー構造および非局所四端子デバイスに加工した。Mn/Co 二層膜の磁気特性はホールバー構造を用いて異常ホール効果(AHE)測定によって評価し、Mn/Co/GaAs ヘテロ構造に生じる、半導体中でのスピン蓄積、輸送に由来する磁気抵抗は非局所四端子法によって評価した。

実験結果

図 1 にホールバーの 77 K における横抵抗 R_{yx} の膜面垂直方向の外部磁場 $\mu_0 H_z$ 依存性を示す。ここで、 μ_0 は真空の透磁率である。ヒステリシスカーブが観測され、Mn/Co 二層膜が明瞭な垂直磁気異方性を有することが確認された。また、77 K における Mn/Co 二層膜の保磁力はおよそ 0.41 T と見積もられた。

図 2 に横型スピバルブ素子の 77 K における非局所抵抗 R_{NL} の $\mu_0 H_z$ 依存性を示す。GaAs の磁気抵抗効果または基板の傾きによって生ずる磁場の面内成分によるスピン緩和を排除するため、掃引する外部磁場を印加したのちに磁場をゼロにした状態で R_{NL} を測定した。 $|\mu_0 H_z| \approx 0.41 \text{ T}$ においてスピバルブ型の磁気抵抗変化が観察され、このことは Mn/Co 二層膜から GaAs に面直スピンの注入、輸送、検出されたことを示唆している。

参考文献

1) R. K. Han *et al.*, Phys. Rev. Applied **19**, 024033 (2023).

謝辞

本研究の一部は科研費(22K18961), 文科省 X-NICS (JPJ011438), 文科省 ARIM (JPMXP1224HK0020), JST CREST (JPMJCR22C2), JST SPRING (JPMJSP2119)の支援を受けたものである。

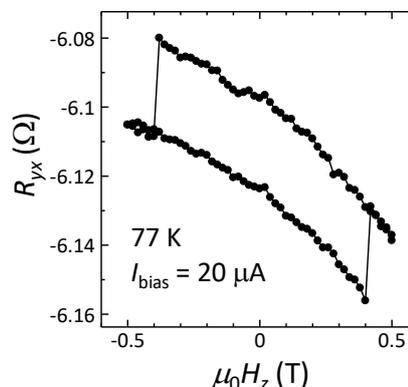


図 1. 77 K における R_{yx} の $\mu_0 H_z$ 依存性

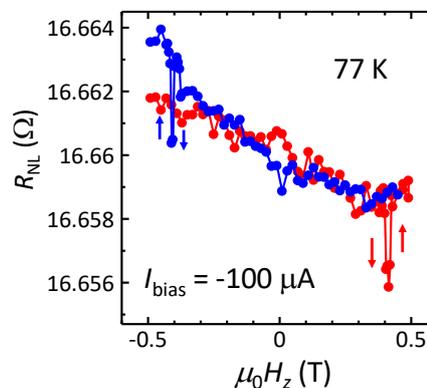


図 2. 77 K における R_{NL} の $\mu_0 H_z$ 依存性

Gd₃Ga₅O₁₂(111)基板上に形成した Y₃Fe₅O₁₂ 単結晶薄膜の構造と磁気特性に及ぼすスパッタ条件の影響

横山琳咲・今村光佑・関口康爾・大竹充
(横浜国大)

Influence of Sputtering Condition on the Structural and Magnetic Properties
of Single-Crystal Y₃Fe₅O₁₂ Thin Film Formed on Gd₃Ga₅O₁₂(111) Substrate

Risa Yokoyama, Kosuke Imamura, Koji Sekiguchi, and Mitsuru Ohtake.

(Yokohama Nat. Univ.)

はじめに 希土類鉄ガーネットは鉱物の柘榴石と同じ結晶構造を持ち、R₃Fe₅O₁₂ (R: 希土類元素) の組成を有する安定的な化合物である。スピントロニクス分野では、Y₃Fe₅O₁₂ (YIG) は小さなダンピング定数¹⁾を示すことから、スピン波の伝搬性能に優れ、古くから注目されている材料のひとつである。この応用目的では、YIG は薄膜として形成され、非晶質 Y-Fe-O 膜を形成後に熱処理により結晶化させる方法が用いられている。しかしながら、熱処理プロセスとそれに伴う核生成機構に基づいて、結晶成長を制御する試みは殆ど行われていなかった。そこで、著者らは、熱処理プロセスの検討を行い、急加熱により核生成サイトが増加し、その結果、粗大化が起こりづらく、平坦表面が実現され易いこと、また、徐冷することにより、格子歪が低減されることを報告した^{2),3)}。YIG 薄膜の構造や磁気特性は熱処理条件だけでなく、熱処理前の非晶質膜の状態によっても変化する可能性がある。そこで本研究では、Ar ガス圧力、ターゲット-基板間距離、RF/DC 投入電力量といったスパッタ条件を系統的に変化させることにより非晶質 Y-Fe-O 薄膜を作製し、急加熱および徐冷の熱処理を施すことにより結晶化させた。そして、構造と磁気特性を調べた。

実験方法 超高真空マグネトロン・スパッタリング装置を用いて Gd₃Ga₅O₁₂(111)単結晶基板上に室温で 70 nm 厚の非晶質 Y-Fe-O 膜を作製した。その後、大気中で熱処理を行った。このとき、室温から+1500 °C/h の速度で 900 °C まで加熱し、5 分間保持したのち、-100 °C/h の速度で室温まで冷却させた。構造評価には Ge₂ 結晶により Cu-Kα₁ のみに単色化した線源を利用した XRD、表面形態観察には AFM、磁化特性評価には VSM を用いた。

実験結果 はじめに、Ar ガス圧力を 0.67 から 4.0 Pa の範囲で変化させて試料を作製した。Fig. 1 に XRD パターンを示す。Ar ガス圧力の上昇に伴い、YIG 888 反射は低角側へシフトした。これは YIG の格子定数の増加を示しており、Ar ガス圧力を大きくすることで酸素空孔の発生⁴⁾が抑制された可能性が考えられた。Fig. 2 に AFM 像を示す。Ar ガス圧力が大きいほど表面粗さは小さくなり、島状起伏は減少した。0.67 Pa の試料に観察された起伏は、基板に由来する<111>方向とガーネット構造の優先成長方向である<110>方向の 2 方向への結晶成長によって三角形に形成されたものである。Fig. 3 に磁化曲線を示す。Ar ガス圧力が大きい試料ほど飽和磁化 (M_s) が増加することが分かった。最も大きい M_s は Ar ガス圧力を 4.0 Pa とした試料の 139 emu/cm³であった。LPE 法で作製したバルク YIG における M_s⁵⁾ を考慮すると、Ar ガス圧力の上昇によって YIG 薄膜の磁気特性が向上することが明らかになった。当日はその他のスパッタ条件による効果も併せて報告する。

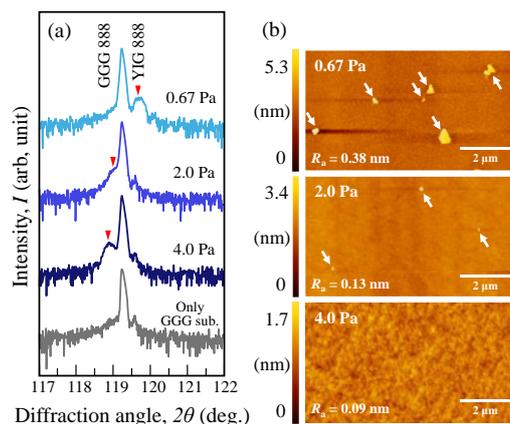


Fig. 1 (a) XRD patterns and (b) AFM images.

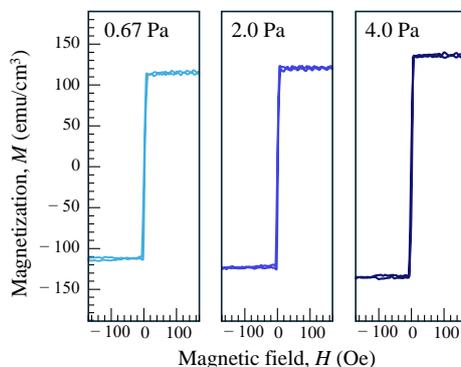


Fig. 2 In-plane magnetization curves.

1) H. Chang, et al.: *IEEE Magn. Lett.*, **5**, 6700104 (2014).

2) 横山琳咲, 今村光佑, 林龍之介, 松井拓磨, 関口康爾, 大竹充:
第47回日本磁気学会学術講演会, 27pC-8 (2023).

3) R. Yokoyama, K. Imamura, K. Sekiguchi, and M. Ohtake: *10th International Symposium on Advanced Functional Materials* (2024).

4) S. A. Manuilov, R. Fors, S. I. Khartsev, and A. M. Grishin: *J. Appl. Phys.*, **105**, 3 (2009).

5) B. Bhoi, N. Venkataramani, Ramnath P. R. C. Aiyar, S. Prasad, M. Kostylev: *J. Appl. Phys.*, **123**, 20 (2018).

確率的磁気トンネル接合のマイクロ磁気モデリング

遠藤聡, Simon John Greaves
(東北大学)

Micromagnetic modelling of stochastic magnetic tunnel junctions

So Endo, Simon John Greaves
(Tohoku University)

はじめに

現代で用いられているバイナリコンピュータ (BN) は認識, 複雑さ, 曖昧さを伴うタスクでは非常に非効率である. この欠点に対処できる一つの手法として確率的コンピュータ (SC) が挙げられる. この SC で用いられるランダムビットを生成するために, 熱揺らぎの影響を大きく受けるという磁気トンネル接合 (MTJ) の特性を利用することにより調整可能な乱数を生成する方法は, ハードウェアコストの観点や設計のしやすさからも期待されている. 本研究では, 垂直磁化, 水平磁化の MTJ について電流密度を変化させたときの磁化反転について, ランダムビットへの活用を目的として考察した.

実験方法

磁化のシミュレーションには LLG 方程式に基づいたマイクロマグネティックモデリング, スピントルクの計算は Slonczewski の方法を用いた. MTJ のモデルは直径 10 nm であり, 厚さは z 軸方向に厚さ 1 nm の磁性ピン層, 1 nm の非磁性層, 2 nm の磁性フリー層で構成した. このとき, 飽和磁化 M_s は 600 emu/cm^3 , 交換結合定数 A は $8.4 \times 10^{-7} \text{ erg/cm}$ であり, ピン層の磁気異方性エネルギー K_u は $1.6 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$, フリー層 K_u は $2.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ でおこなった. またダンピング定数 α は 0.02, スピン偏極 η は 0.6, 温度 T は 300 K でおこなった. シミュレーションの試行時間は $1 \mu\text{s}$ である. 電流密度は $-2.0 \times 10^6 \sim 2 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ の範囲で変化させながら z 軸方向に印加して行った.

実験結果

Fig. 1 に垂直磁化と水平磁化の容易軸方向の磁化が, -0.5 と 0.5 を通る回数をカウントしたものを示す. 形状異方性エネルギーにより垂直磁化のほうの反転回数が多くなった. Fig.2 に試行時間の中で磁化が正方向を向いている合計時間を示す. 垂直磁化, 水平磁化ともにシグモイド関数で近似できた. また電流が 0 のときに着目すると, 垂直磁化は正方向, 水平磁化は負方向に多く向いていることが確認できた. これはピン層からの磁界の影響であると推察される. さらに Fig.3 に磁化が -0.5 と 0.5 の間の反転にかかる時間の平均を示す. 垂直磁化より水平磁化のほうの反転が速かった.これは水平磁化のほうがノイズが少なく, 直線的に反転しているためと推察される. 講演ではこれらの結果による SC への応用に向けた影響もふまえて報告する.

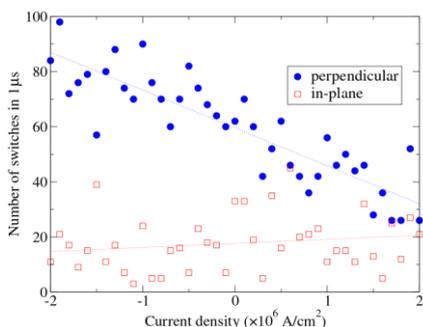


Fig.1 Number of switches

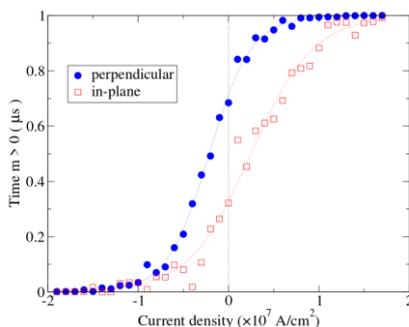


Fig.2 Time $m > 0$

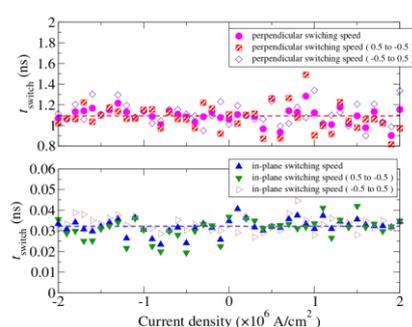


Fig.3 Switching speed (-0.5 to 0.5)

参考文献

- 1) Brandon R et al., IEEE Journal, vol.8, no2, pp173-184, Dec.2022

アンチスキルミオンを用いた XOR 回路のシミュレーション

筑後志宣¹, 山田啓介², 廣畑貴文³, 仲谷栄伸¹

(¹ 電通大, ² 岐阜大, ³ 東北大)

Simulation of antiskyrmion XOR circuit for logic devices

Y. Chikugo¹, K. Yamada², A. Hirohata³ and Y. Nakatani¹

(¹Univ.of Electro-Comm., ²Gifu University, ³Tohoku University)

はじめに

近年、異方的な DMI を持つ材料上にて、スキルミオンの一種であるアンチスキルミオンと呼ばれる磁化構造の出現が確認され、メモリや論理回路への応用が期待されている^{1,2)}。本研究では、論理回路の一種として、アンチスキルミオンを用いた XOR 回路を提案し、その有効性をマイクロマグネティックシミュレーションを用いて確かめた。

シミュレーション概要

450 nm × 600 nm、膜厚が 2.5 nm の長方形薄膜を想定し、格子幅 3.0 nm で離散化したマイクロマグネティックモデルを用いて 2 次元シミュレーションを行った。材料定数は、飽和磁化 $M_s = 580 \text{ emu/cm}^3$ 、交換スティッフネス定数 $A = 1.5 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ 、異方性定数 $K_u = 4.0 \text{ Merg/cm}^3$ 、DMI 定数 $D = 2.0 \text{ erg/cm}^2$ 、損失定数 $\alpha = 0.5$ 、非断熱項 $\beta = 0.5$ 、磁気回転比 $\gamma = -1.76 \times 10^7 \text{ rad/(s} \cdot \text{Oe)}$ とした。

下地膜と反強磁性結合³⁾した領域によってアンチスキルミオンの移動を制限する磁区を作成し、電流速度 50 m/s の電流にてアンチスキルミオンを移動させてシミュレーションを行った。反強磁性結合領域の形状と外部磁界の強度を変えて、XOR 回路が成立する条件を調べた。

結果および考察

XOR 回路として成立する条件において、入力が 01、10、11 の場合の時間経過によるアンチスキルミオンの移動の様子を Fig. 1 に示す。入力が 01 もしくは 10 の場合、アンチスキルミオンは反強磁性結合領域に沿うように移動し、出力経路に侵入した。入力が 11 の場合、出力通路付近で接触したアンチスキルミオンは、磁壁およびお互いの反発を受けて一方は破壊、もう一方が通路から逸れることで出力通路に侵入できなかった。これにより、この回路が XOR 回路として成立することが確認できた。また、本回路にアンチスキルミオン生成器を接続し、下側のアンチスキルミオンのみの 1 入力回路に変更した場合、この回路は NOT 回路としても成立する。加えて、生成器を接続せず、反強磁性結合領域の形状を変えることで、2 入力の OR 回路や AND 回路として成立する条件の存在も確認できた。これらの結果から、以上の回路を用いた任意の論理回路を構築可能である。

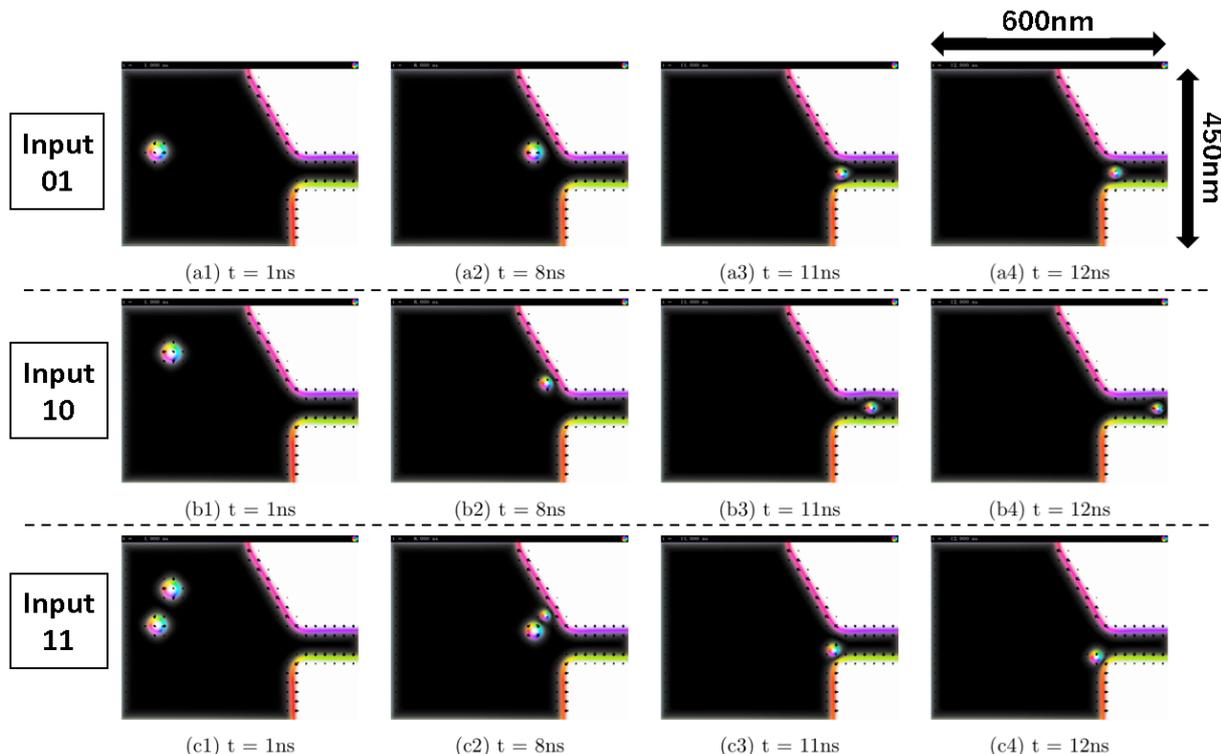


Fig. 1 Time stamps of antiskyrmion motion for the cases of (a1-4) input 01 (b1-4) input 10 (c1-4) input 11.

References

- 1) J. Jena, B. Göbel, T. Ma, *et al.*, *Nat. Commun.* **11**, 1115 (2020).
- 2) A. Mukherjee, D. S. Kathyat and S. Kumar, *Phys. Rev. B* **105**, 075102 (2022).
- 3) K. Inomata, T. Nozaki, N. Tezuka and S. Sugimoto, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 310 (2002).

カイラリティを持つスキルミオンの分割シミュレーション

山田 朔也¹、山田 啓介²、廣畑 貴文³、仲谷 栄伸¹
(¹電通大、²岐阜大、³東北大)

Simulation of Duplication of Skyrmion with Chirality
S. Yamada¹, K. Yamada², A. Hirohata³, Y. Nakatani¹

¹The University of Electro-Communications, ²Gifu University, ³Tohoku University

はじめに

近年、レーストラックメモリや論理回路の情報担体として、渦状の磁化構造を持つスキルミオンの利用が検討されている[1,2]。先行研究では、ブロッホ型スキルミオンのカイラリティの切り替え手法と、そのカイラリティを SOT により判別する手法が報告された[3, 4]。ブロッホ型スキルミオンを論理回路に用いるためには情報を複製する必要があるが、複製方法についての検討はまだなされていない。本研究では、ブロッホ型スキルミオンを電流駆動し、カイラリティを保持したまま分割する手法をシミュレーションを用いて調査した。

計算条件

シミュレーションはマイクロマグネティックモデルを用いて行った。シミュレーションで用いた材料定数は飽和磁化 $M_s = 1600 \text{ emu/cm}^3$ 、異方性定数 $K_u = 16.2 \text{ Merg/cm}^3$ 、交換スティーブネス定数 $A = 1.5 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ 、DMI 定数 $D = 0.54 \text{ erg/cm}^2$ 、磁気回転比 $\gamma = -17.6 \text{ Mrad/(s} \cdot \text{Oe)}$ とした。シミュレーション対象は $640(x) \times 768(y) \times 1.4(z) \text{ nm}^3$ 内に Y 字状に配置した磁性細線とした(Fig. 1)。図中の青色部分は高異方性定数エリアとし、磁性細線は存在するがスキルミオンは入ることができないエリアとした。高異方性定数エリアの異方性定数は $K_{uh} = 81.0 \text{ Merg/cm}^3$ とした。シミュレーションでは Y 字状領域の左端にスキルミオンを配置し、右方へ電流密度 $j = 10 \sim 400 \text{ MA/m}^2$ で電流駆動することにより、Y 字の分岐点でのスキルミオンの分割の有無を調査した。

計算結果

反時計回りのブロッホ型スキルミオンを電流駆動すると、 $j = 25 \text{ MA/m}^2$ 以下のとき高異方性定数エリアの手前で止まったが、 $j = 26 \text{ MA/m}^2$ 以上のときスキルミオンは高異方性定数エリアの分岐点で 2 つに分断された。このとき上方にはカイラリティを保ったスキルミオンが現れ、下方にはメロンが現れた。特定の条件下で分断されたメロンに対して面内方向の磁界を加えることで、ブロッホ型スキルミオンに復元できることを確認した。

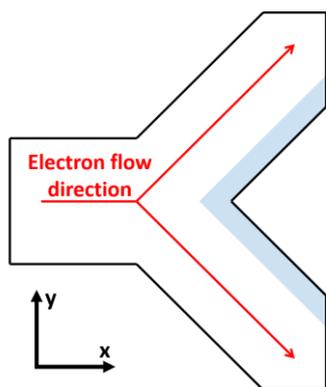


Fig. 1 Illustration of a Y-shaped nanowire with high anisotropy area

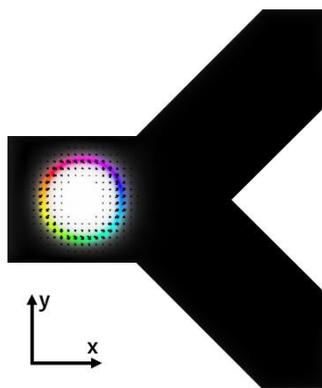


Fig. 2 Initial position of a Skyrmion

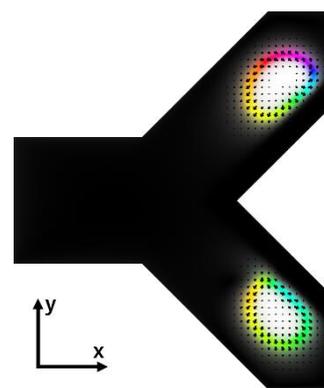


Fig. 3 Appearance of Skyrmion and meron

参考文献

- [1] T. H. R. Skyrme, *Proc. Roy. Soc. Lond.* **A31**,556(1962)
- [2] J. Sampaio, V. Cros, S. Rohart, A. Thiaville, A. Fert, *Nat. Nanotech.*, **8**,839(2013)
- [3] Y. Nakatani, K. Yamada, A. Hirohata, *Sci. Rep.*, **9**, 13475 (2019).
- [4] Y. Nakatani, K. Yamada, A. Hirohata, *Sci. Rep.*, **11**, 8415 (2021).

強磁性薄膜における水素を利用した磁気特性制御

小山知弘^{1,2,3,4}、關憲行¹、千葉大地^{1,2,3,5}

(¹阪大産研、²阪大 CSRN、³阪大 OTRI、⁴JST さきがけ、⁵東北大 SRIS)

Control of magnetic properties using hydrogen in ferromagnetic thin films

T. Koyama^{1,2,3,4}, N. Seki¹, D. Chiba^{1,2,3,5}

(¹SANKEN, Osaka Univ., ²CSRN, Osaka Univ., ³OTRI, Osaka Univ., ⁴JST PRESTO, ⁵SRIS, Tohoku Univ.)

はじめに

スピントロニクスでは一般的に強磁性薄膜が用いられる。界面磁気異方性に由来する垂直磁気異方性[1]や、構造反転対称性が破れた系における界面ラシュバ効果 [2] あるいは界面ジャロシンスキー・守谷相互作用 [3]などが精力的に研究されている。最近では、強磁性2次元材料も注目を集めている。しかし、そうした薄膜材料においては、大気暴露による酸化やプロセスダメージによって磁気特性が劣化してしまうことがしばしば指摘される [4]。この問題を解決するために、我々は積層薄膜に対して適用可能な新しいデバイスプロセスとして、水素 (H₂) アニール効果の研究を進めている。

実験方法

本研究では、Ta(2.0 nm)/Pt(2.5)/Co(1.4)/MgO(3.4)多層膜構造を熱酸化シリコン基板上にスパッタリング法で作製した。その後、Ar/H₂混合ガスを導入した真空チャンバー内で膜をアニールした。アニール温度と時間はそれぞれ 150°Cと 1 時間である。また、Co 層まで製膜した後に膜を大気暴露し酸化させ、その後金属キャップ層を積層した構造における H₂ アニール効果についても調べた。

実験結果

図 1 に単位面積あたりの磁気モーメント Mst の垂直外部磁場 H_{\perp} 依存性を示す。製膜直後の asdepo 膜では強磁性的な振る舞いが観測されないが、これは MgO 層を高いスパッタパワー (120 W) で製膜したため Co 層に過度の酸化ダメージが入り、結果として磁性が消失したためである。一方、H₂ アニールを行った膜では明瞭なヒステリシスが観測される。この結果は、Co 層が過剰に酸化ダメージを受けた Pt/Co/MgO 構造において、H₂ アニールによって強磁性状態が回復することを示している。参照実験として H₂ を導入せず真空アニールを行った膜で測定を行ったが、この場合 $Mst - H_{\perp}$ カーブに変化は見られなかった。したがって、観測された磁気特性の変化に対して H₂ が重要な役割を果たしていると考えられる。講演では、キャップ層の影響についても述べる予定である。

謝辞

本研究は科研費挑戦的研究(萌芽)、JST さきがけ、文部科学省次世代 X-nics 半導体創生拠点形成事業、スピントロニクス学術連携研究教育センターの支援を受けて行われた。

参考文献

[1] S. Ikeda *et al.*, *Nat. Mater* **9**, 721 (2010). [2] I. M. Miron *et al.*, *Nat. Mater* **9**, 230 (2010). [3] T. Koyama *et al.*, *Sci. Adv.* **4**, eaav0265 (2018). [4] H.-K. Gweon *et al.*, *Sci. Rep.* **8**, 1266 (2018).

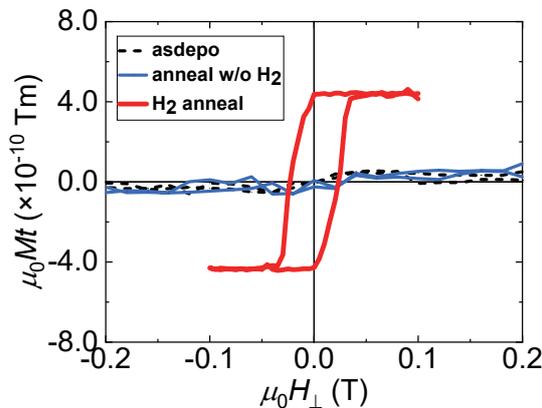


Figure 1: Magnetic moment per unit area Mt as a function of perpendicular field H_{\perp} . The results for the films annealed under different conditions (asdepo, annealed without H₂ flow, and annealed in H₂ gas) are shown.

傾斜レジスト膜とイオン照射法を利用した磁気特性変調

大島 大輝, 加藤 剛志
(名古屋大学)

Modification of magnetic properties by resist mask with graded thickness and uniform ion irradiation

Daiki Oshima, Takeshi Kato
(Nagoya Univ.)

はじめに

膜面内方向の磁気特性の変調によりスピントロニクスデバイスに新たな機能性が付与されることが報告されている^{1,2)}。局所イオン照射法は磁性薄膜の磁気特性を局所的にコントロールできる技術であるが、今回、グレースケール露光により形成した傾斜レジスト膜を通してイオン照射することにより、磁性薄膜の磁気異方性を連続的に変調する技術を提案する。

実験方法

異常ホール効果測定により局所的な磁気特性を評価するため、マグネトロンスパッタ法により作製した [Pt(0.9 nm) / Co(1.1 nm) / Ta(0.4 nm)]₃ 積層膜をフォトリソグラフィおよび Ar イオンミリングによりホールバー形状に加工した後、再度レジストを塗布し、マスクレス露光機 DL-1000 を用いてホールバーにかかるようにグレースケール露光を実施した。傾斜レジスト膜形成後の光学顕微鏡像を Fig. 1 に示す。このデバイスに Kr⁺イオン照射を一様に照射し、局所的な磁気特性の変調を試みた。なお、シミュレーションから、100 nm 程度のレジストを貫通できるエネルギーである 100 keV で照射した。

実験結果

Fig. 2 (a)に Fig. 1 の点線に沿って計測したレジストマスクの高さプロファイルを示す。横軸の原点はパターン中央である。図では 2 つのパターンのプロファイルを示しており、1 つはレジスト膜厚に勾配を設けたもの、もう 1 つは勾配を設けていないものである。レジスト膜厚に勾配を設けた試料では場所ごとにレジスト厚が異なっており、グレースケール露光により傾斜レジスト膜が形成されたことがわかる。-20 ~ +20 μm の位置に設けたホールクロス異常ホール効果測定の結果から見積もった実効異方性磁界 H_{keff} の値を Fig. 2 (b)に示す。Pt/Co/Ta はイオン照射量に対し単調に H_{keff} が減少することがわかっており、一様な照射に対しレジスト厚が薄いほうが Pt/Co/Ta 積層膜へのイオン照射量が多くなることが予想される。実際、 H_{keff} は照射前よりも低下しており、レジスト厚が薄くなるほど H_{keff} が低下している様子が観測される。今回作製した試料の H_{keff} の勾配は 25 Oe/ μm と見積もられ、本手法により非常に大きな面内磁気特性変調が可能であることが示された。

参考文献

- 1) G. Yu *et al.*, Appl. Phys. Lett. **105**, 102411 (2014).
- 2) S. Li *et al.*, Nanotech. **28**, 31LT01 (2017).

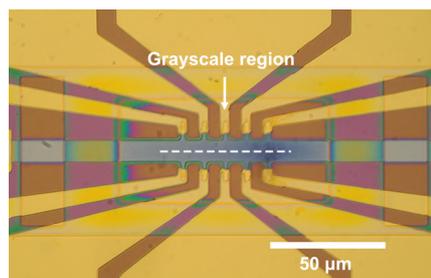


Fig. 1 Grayscale lithography over Hall-bar structures

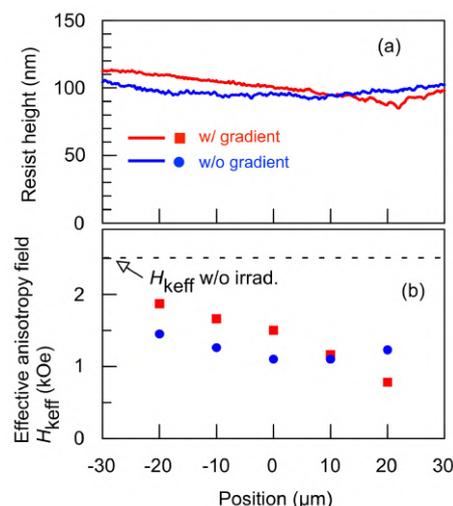


Fig. 2 (a) Line profiles of resist height in the grayscale region. (b) Position dependences of effective anisotropy field H_{keff} .

3次元磁気メモリのためのCoPt電析膜の成長過程の解析

高村陽太*, 黄童雙*, Md. M. Hasan**, 田中佑哉*, 齋藤美紀子**, 中川茂樹*
(*東京工業大学, **早稲田大学)

Analysis of deposition process of electrodeposited CoPt films for three dimensional magnetic memory
Yota Takamura*, Tongshuang Huang*, Md Mahmudul Hasan**, Yuya Tanaka*,
Mikiko Saito**, Shigeki Nakagawa*
(*Tokyo Tech, **Waseda Univ.)

磁性ナノ円柱を高密度に配置した3次元磁気メモリは次世代の情報ストレージメモリとして期待されている¹⁾。この3次元磁気メモリの磁性ナノ円柱をアスペクト比を高く作製するためには、3D NANDフラッシュのエッチング技術で形成したナノホールの中をめっき技術で磁性層を埋め込むことが有効である。これまで我々はめっき法で薄さ7 nmのCoPt薄膜を形成し、高い矩形性と垂直磁気異方性を持つことを示してきた²⁾。また、スパッタで形成したPt層からCoPtめっき膜にスピンの注入され、磁化の向きが変化したことも実証し、めっき膜に対する磁化反転技術の適用可能性を示した³⁾。また、メンブレンを用いて直径100 nm、高さ数十 μm の磁性ナノピラーも形成した⁴⁾。このような背の高い磁性柱においては、電極界面から遠く離れた層の成長過程や磁化特性も重要である。本研究ではCoPt薄膜の電析において成膜時間を延ばし、数nm-数百nmまでの領域における単一組成薄膜の成長過程について考察を行った。

CoPt膜は、スパッタで形成したPt111高配向膜の上に定電流パルス法により電析した。成膜時間は数秒から120秒の間で変化させた。その他の詳細な電析条件は文献2と同じである。

Fig. 1に電析時間と単位面積あたりの飽和磁化 M_{st} の関係を示す。傾きが途中(約40 nm)で変化する線形的な増加傾向を示した。断面透過型電子顕微鏡観察から、30秒間電析した試料の膜厚は7 nmだったのに対し、60秒のものは33 nmだったことがわかった。成膜レートが成膜途中で変化したと考えられ、 M_{st} の傾きの変化は、電析速度が上がったことに対応していることで説明できる。

これらの試料に対して、XRDによる結晶構造解析を行った。Fig. 2にhcp相CoPt(002)とCoPt(101)近傍の回折パターンを示す。(002)回折は厚さ7 nmの試料において単一だったが、33 nm以上の試料では広角側にも現れた。これは、7 nmまではPt111面からの格子ひずみを引きずった結晶が成長しているが、その後格子緩和が起こり、33 nm以上ではひずみ緩和された結晶が成長していると解釈できる。また、33 nm以上の試料では(101)面の回折も現れており、緩和現象と何らかの関係があると考えられる。

本研究の一部は、JST CREST JPMJCR21C1の支援を受けた。東京工業大学オープンファシリティーセンターや文部科学省マテリアル先端リサーチインフラの技術支援を受けた。

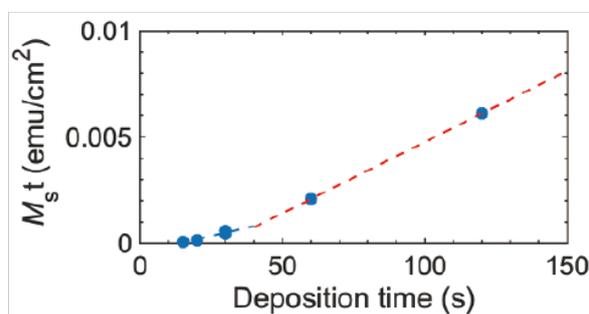


Fig. 1 Magnetization per unit area versus time.

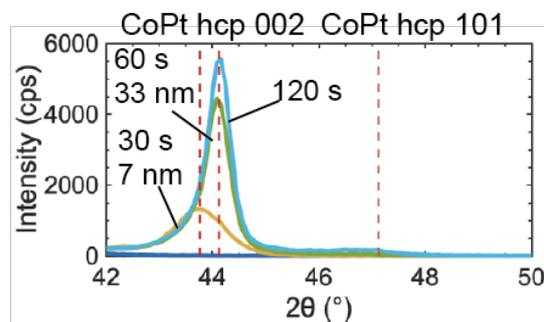


Fig. 2 XRD patterns

参考文献

- 1) Y.M. Hung, et al., J. Magn. Soc. Jpn., **45**, 6 (2021), doi: [10.3379/msjmag.2011R002](https://doi.org/10.3379/msjmag.2011R002).
- 2) T. Huang, et al., IEEE Trans. Magn. **59**, 1301005, 2023, doi: [10.1109/TMAG.2023.3298911](https://doi.org/10.1109/TMAG.2023.3298911).
- 3) T. Huang, et al., ICM, Italy, 6.02_264, 2024.
- 4) Md.M. Hasan, et al., Intermag, Sendai, Japan, 2023, 1-5, doi:[10.1109/INTERMAG50591.2023.10265078](https://doi.org/10.1109/INTERMAG50591.2023.10265078).

トポロジカル超伝導体における内因性逆スピンホール効果

水島健, 荻原惇, 松下太樹*
(阪大院基礎工, *京大理)

Intrinsic inverse spin Hall effect in topological superconductors

T. Mizushima, J. Ogihara, and T. Matsushita*
(Osaka University, *Kyoto University)

1 はじめに

近年、トポロジーに基づく新しい物質観が広まり、新奇な量子現象を持つトポロジカル物質が発見されてきた。このトポロジカルな物質観は超伝導研究へも展開されている。通常の超伝導体では、準粒子励起のために有限のエネルギーが必要である。一方で、トポロジカル超伝導では、バルクに内在する非自明なトポロジーを反映して、そのエッジ（端）にギャップレスな準粒子励起が現れる。エッジを伝導する準粒子が量子熱ホール効果など新奇な輸送現象をもたらすと期待されている。様々なトポロジカル超伝導の候補物質が明らかになる一方で、未だトポロジカルな特徴を反映した超伝導輸送現象の観測に至っていない。

一方で、超伝導体を用いたスピントロニクス、すなわち超伝導スピントロニクスが近年注目を浴びている^{1,2)}。超伝導を持つ特性をスピントロニクスと融合させることで、応用面での展開が期待されている。一方で、スピントロニクスは、トポロジカル超伝導などを含む非従来型超伝導における新奇量子現象を探求する上での重要な実験的手法となり得る。実際に、トポロジカル超伝導の候補物質の多くはスピン三重項超伝導であり、準粒子に加えてクーパー対もスピン自由度を有する。また、試料表面やエッジを伝導する準粒子励起も、バルク超伝導のスピン自由度や対称性を反映して、特徴的なスピン構造を有する。スピントロニクスの精錬された技術を用いることで、トポロジカル超伝導研究の新たな側面が切り開かれると期待される^{3,4)}。

2 研究目的と結果

本研究ではトポロジカル超伝導へスピン流を注入することで、その対称性やトポロジーを反映したスピン輸送現象を理論的に明らかにすることを目的とする。カイラル超伝導あるいはヘリカル超伝導と非磁性金属との接合系を考え、非磁性金属側からスピン流を注入する状況を考える (Fig. 1)。理論的な手法としては、Bogoliubov-de Gennes (BdG) 方程式や線形応答理論などを用いる。BdG 方程式は、超伝導状態での準粒子励起に対する Schrödinger 方程式であり、幾何学的位相などといった系のトポロジカルな性質を正確に取り込んで輸送現象などを議論することができる。

トポロジカル超伝導体の典型例として、具体的に、カイラル超伝導状態とヘリカル超伝導状態を考える。前者は、時間反転対称性を自発的に破った超伝導状態であり、試料のエッジに、スピン他に拘らず特定の方向にのみ伝導するカイラルエッジ状態が現れる。後者は、時間反転対称性が保たれたトポロジカル超伝導状態であり、エッジ伝導の方向が準粒子のスピン向きに依存する。このことから、カイラル超伝導体とヘリカル超伝導体は、それぞれ、量子ホール状態と量子スピンホール状態に類似した性質を持つことがわかる。本発表では、この非自明なトポロジーに由来したカイラル・ヘリカルエッジ状態がどのようにスピン輸送を担うのか議論する。ヘリカル超伝導では注入されるスピン流と垂直な方向に電流が流れる「逆スピンホール効果」が生じることを示す (Fig. 2)。一方で、カイラル超伝導体へスピン流を注入すると垂直な方向にスピン流が流れる「スピンホール効果」が起こることを示し、これがチャーン数で記述されるトポロジカル輸送現象であることを議論する。

References

- 1) J. Linder and J. W. A. Robinson, *Nat. Phys.* **11**, 307 (2015).
- 2) T. Wakamura, H. Akaike, Y. Omori, Y. Niimi, S. Takahashi, A. Fujimaki, S. Maekawa, and Y. Ohtani, *Nat. Mater.* **14**, 675 (2015).
- 3) T. Matsushita, J. Ando, Y. Masaki, T. Mizushima, S. Fujimoto, and I. Vekhter *Phys. Rev. Lett.* **128**, 097001 (2022).
- 4) T. Matsushita, T. Mizushima, Y. Masaki, S. Fujimoto and I. Vekhter, arXiv:2404.02633.

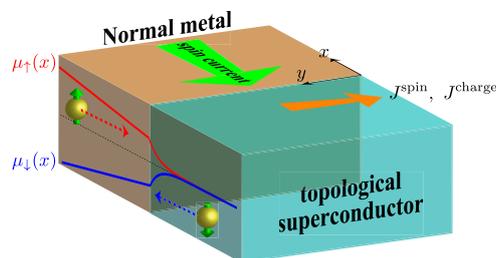


Fig. 1 Schematic figure of a topological superconductor/normal-metal junction.

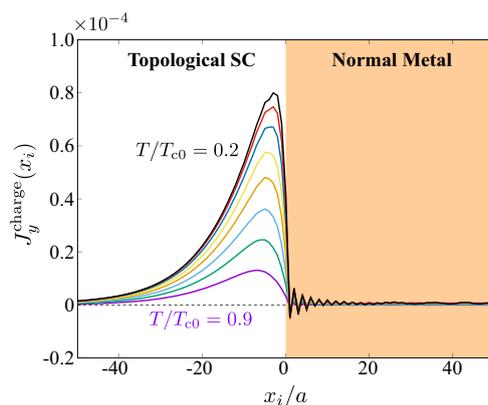


Fig. 2 Charge current density along the interface, where the spin current is injected into the interface from the normal metal.

空間反転対称性の破れた Ta/V/Nb 超伝導人工格子へのスピン注入

河原崎諒¹, 飯島諒¹, 所風伍¹, 成田秀樹¹, 久富隆佑^{1,2}, 軽部修太郎^{1,2}, 塩田陽一^{1,2}, 小野輝男^{1,2}
(¹京大化研, ²京大 CSRN)

Spin Injection into a Noncentrosymmetric Ta/V/Nb Superconducting Artificial Lattice

R. Kawarazaki¹, R. Iijima¹, F. Tokoro¹, H. Narita¹, R. Hisatomi^{1,2}, S. Karube^{1,2}, Y. Shiota^{1,2}, T. Ono^{1,2}
(¹ICR, Kyoto Univ., ²CSRN, Kyoto Univ.)

はじめに

空間反転対称性の破れた超伝導体は、順方向には電気抵抗ゼロの超伝導状態になる超伝導ダイオード効果¹⁾や、通常の超伝導体における臨界磁場の理論予測値であるパウリ極限を超える上部臨界磁場²⁾などの特異な性質を示すことから近年注目を集めている。空間反転対称性の破れた超伝導体では、クーパー対のスピン一重項・三重項成分が混成することが期待されており、この混成が超伝導特性に与える影響について興味を持たれている³⁾。我々はこの混成状態を評価する方法として強磁性共鳴によるスピンポンピングに着目した⁴⁾。スピンポンピングとは、試料にマイクロ波を照射して強磁性体の磁気モーメントの歳差運動を励起させる(強磁性共鳴)と、その歳差運動が全体としてスピン流と呼ばれるスピン角運動量の流れとして隣接する物質へと伝播する現象である (Fig.1)。スピン流が隣接する物質へと伝播すると強磁性体における磁化の歳差運動の減衰が大きくなるため、共鳴スペクトルから強磁性体に隣接する物質におけるスピン拡散現象を評価できる。スピン一重項超伝導体はクーパー対のスピン角運動量がゼロである一方で、スピン三重項超伝導体ではクーパー対がスピン角運動量を有するため、スピン一重項超伝導体とスピン三重項超伝導体では減衰定数の温度依存性は異なる⁵⁻⁷⁾。本研究は空間反転対称性の破れた超伝導体の上に強磁性合金であるパーマロイ (Py) を積層させた人工多層膜における減衰定数の温度依存性を調べた。

実験方法

空間反転対称性の破れた[Ta/V/Nb]超伝導人工格子の上にPyを積層させた試料について、超伝導転移温度(T_c)前後で強磁性共鳴測定をおこない、減衰定数(α)の温度依存性から超伝導体へのスピン拡散現象を評価した。試料を取り付けたコプレーナ導波路に外部からベクトルネットワークアナライザを用いて高周波電流を入力し、入力した信号に対する透過した信号の割合を表す S_{21} パラメータの磁場依存性を各温度で測定した。得られた共鳴スペクトルから減衰定数を求めた。

実験結果

Fig.2 に減衰定数 α の温度依存性を示す。[Ta/V/Nb] 超伝導人工格子の超伝導転移温度を下回るとギルバート減衰定数が増大することが判明した。本発表では実験で得られた Fig.2 の起源について議論する。

参考文献

- 1) F. Ando *et al.*, Nature **584**, 373-376 (2020).
- 2) M. Sigrist, AIP Conf. Proc. **1162**, 55-96 (2009).
- 3) E. Bauer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 027003 (2004).
- 4) Y. Tserkovnyak *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
- 5) KR. Jeon *et al.*, Nat. Mater. **17**, 499-503 (2018).
- 6) Y. Ominato *et al.*, Phys. Rev. B **106**, L161406 (2022).
- 7) Y. Ominato *et al.*, Phys. Rev. B **105**, 205406 (2022).

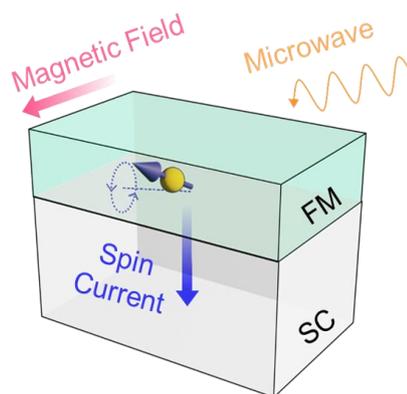


Fig.1. Schematic design of measurement setup

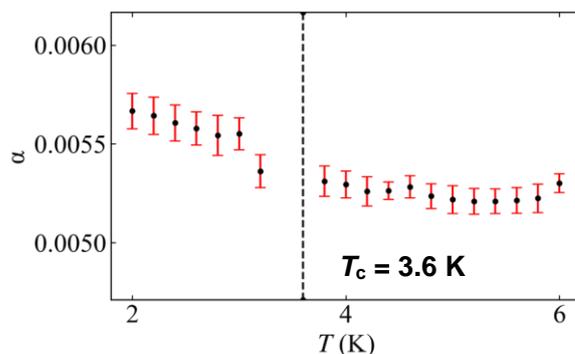


Fig.2. Temperature dependence of damping constant α

傾斜異方性を有する磁性薄膜における SOT 磁化反転シミュレーション

原田恭太郎¹、山田啓介²、仲谷栄伸¹⁽¹⁾ 電通大、⁽²⁾ 岐阜大)

Simulation of magnetization switching by SOT with tilted perpendicular anisotropy thin film

K.Harada¹, K.Yamada², Y.Nakatani¹⁽¹⁾ University of Electro-Communications, ⁽²⁾ Gifu University)

はじめに

スピン注入磁化反転を利用した MRAM の中で、SOT-MRAM は高速化や消費エネルギーの低減が実現できるとして近年注目されている¹⁾。しかし、垂直磁化反転方式の SOT-MRAM では SOT のみによる磁化反転の制御が困難であり、確実な磁化反転のためにはアシスト効果が必要である。アシスト効果としては磁界や DMI 等が提案されている²⁾が、本研究では傾斜異方性 (Fig. 1) に注目した。計算対象の円形状磁性薄膜素子に、素子の左右で異方性定数が線形変化する傾斜異方性を与え、マイクロマグネティックシミュレーションにより傾斜異方性のアシスト効果を評価した。

計算条件

半径 15 nm、膜厚 2.0 nm の円形状磁性薄膜を計算対象とし、これを格子幅 1.875 nm で離散化した。材料定数は、飽和磁化 $M_s = 600 \text{ emu/cm}^3$ 、異方性定数 $K_u = 0 \sim 6.877 \text{ Merg/cm}^3$ 、交換スティッフネス定数 $A = 1.0 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ 、磁気回転比 $|\gamma| = 1.76 \times 10^7 \text{ rad/(s} \cdot \text{Oe)}$ 、損失定数 $\alpha = 1.0$ 、スピホール角 $\Theta = 1.0 \text{ rad}$ とした。ここで用いた異方性定数は熱安定性指数が $\Delta = 60$ となる値³⁾であり、磁性薄膜の左右での異方性定数の組 (K_u^{\max}, K_u^{\min}) は Eq. (1) を満たす値である。

$$K_u^{\max} + K_u^{\min} = 6.877 \text{ Merg/cm}^3 \quad (1)$$

スピンの方向ベクトルは $\vec{p} = (-1, 0, 0)$ とした。電流密度を $I_e = 0.5 \sim 3.5 \text{ TA/m}^2$ 、電流パルス幅を $t_p = 0.1 \sim 1.0 \text{ ns}$ の間変化させ、傾斜異方性を有する磁性薄膜素子における SOT 磁化反転の変化をシミュレーションで調べた。

結果及び考察

傾斜異方性を有する磁性薄膜素子における SOT 磁化反転の様子として、異方性定数の組を $(K_u^{\max}, K_u^{\min}) = (5.877, 1.0) \text{ Merg/cm}^3$ 、電流密度を $I_e = 1.0 \text{ TA/m}^2$ 、パルス幅を $t_p = 1.0 \text{ ns}$ とした場合の平均磁化極角 (θ) の時間変化を Fig. 2 に示す。図中では、紫線が素子全体の磁化の平均極角の時間変化、緑線が素子の左半分 ($-x$ 側) の磁化の平均極角の時間変化、青線が素子の右半分 ($+x$ 側) の磁化の平均極角の時間変化を表す。Fig. 2 より、素子の右側の磁化が先に傾いた後に少し遅れて素子の左側の磁化が傾いており、素子の左右で磁化の対称性が崩れていることが分かった。また、異方性エネルギーの大きい素子の左側領域の磁化が 0.5π を超えて大きく傾いており、これを満たすパルス幅で電流を切断することで確実な磁化反転が実現すると考えられる。次に異方性が一樣な磁性薄膜と傾斜異方性を有する磁性薄膜について、電流密度とパルス幅を変化させた時の、電流切断 2 ns 後の最終的な平均磁化極角の変化を Fig. 3, 4 に示す。Fig. 3 は異方性が一樣な磁性薄膜の結果、Fig. 4 は傾斜異方性を有する磁性薄膜の結果であり、赤色領域が磁化反転の成功を、青色領域が磁化反転の失敗を表す。Fig. 3 より異方性が一樣な磁性薄膜では、磁化反転の成否が縞模様のように現れることが分かった。これに対し Fig. 4 より傾斜異方性を有する磁性薄膜では、電流密度が比較的小さい場合にパルス幅によらず磁化反転を起こす領域が現れることが分かった。また、最小反転電流密度は 0.9 TA/m^2 となっており、異方性が一樣な磁性薄膜の場合の 1.1 TA/m^2 に対して約 18% 低減していた。この原因としては、傾斜異方性によって生じた異方性エネルギーの小さい素子の右側領域の磁気モーメントが通常よりも倒れやすくなっていたことが考えられる。

参考文献

- 1) F. Oboril, R. Bishnoi, M. Ebrahimi and M. B. Tahoori, *IEEE Trans. CAD.*, **34**, 3, 367 (2015).
- 2) J. Watanabe, K. Yamada and Y. Nakatani, *IEEE Trans. Magn.*, **59**, 11, 1 (2023).
- 3) T. Nozaki, *NPG Asia Materials*, **9**, e451 (2017).

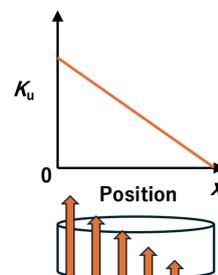


Fig. 1 Illustration of the thin film with tilted perpendicular anisotropy

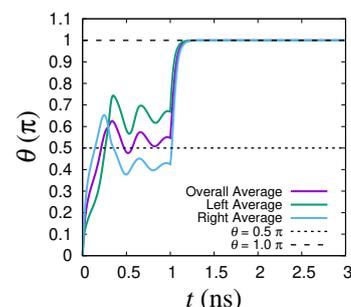


Fig. 2 Change of θ in time

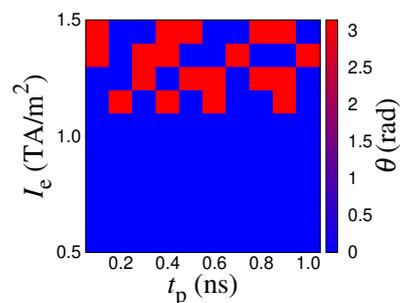


Fig. 3 Effect of I_e and t_p on θ (Uniformly anisotropy thin film)

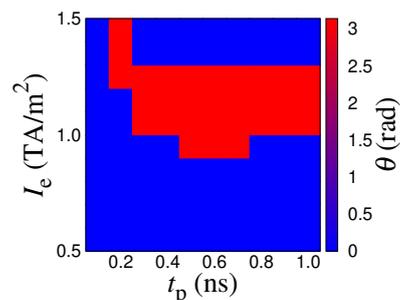


Fig. 4 Effect of I_e and t_p on θ (Tilted anisotropy thin film)

DMIを有する楕円状磁性薄膜におけるSOT磁化反転シミュレーション

角田諒¹, 山田啓介², 仲谷栄伸¹(電通大¹, 岐阜大²)

Simulation of magnetization switching by SOT in elliptical magnetic film with DMI

R. Tsunoda¹, K. Yamada², and Y. Nakatani¹(Univ. of Electro-Comm.¹, Gifu University²)

はじめに

近年、不揮発性メモリであるMRAMにおいて、スピントルクにより磁化反転を起こすSTT-MRAMやSOT-MRAMの研究が行われている。STT-MRAMは、素子に直接スピン電流を流すことで磁化反転を起こすために、絶縁層の耐久性が問題となっている。一方、SOT-MRAMは、素子に隣接する重金属部分にのみスピン電流を流すため、STT-MRAMの耐久性の問題を解決している。しかしながら、SOT-MRAMでは決定的な磁化反転を実現するためにDMI¹⁾などのアシスト効果が必要である。以前、本研究室では、通電領域を調整することにより、磁性薄膜に非対称な構造を生じさせる手法を提案し、シミュレーションにより決定的な磁化反転を実現できることを示した²⁾。

本研究では、磁性薄膜の非対称性をさらに拡大することを目的とし、薄膜の形状を楕円形にするによる手法を提案し、シミュレーションにより提案手法の有効性を調査した。

シミュレーション概要

本シミュレーションでは、マイクロマグネティックモデルを用いた。計算対象は、直径が40 nm、膜厚が2 nmの円形薄膜を基準にしてアスペクト比を変化させた楕円形薄膜とした。材料定数は、飽和磁化 $M_s = 1000 \text{ emu/cm}^3$ 、交換スティッフネス定数 $A = 1.5 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ 、DMI定数 $D = 1.0 \text{ erg/cm}^2$ 、損失定数 $\alpha = 0.1$ 、磁気回転比 $\gamma = -1.76 \times 10^7 \text{ rad/(Oe}\cdot\text{s)}$ 、スピホール角 $\Theta = 0.3 \text{ rad}$ とした。また、磁気異方性定数 K_u は、熱安定性指数 Δ が60程度となる値を用いた³⁾。

シミュレーションでは、室温下($T = 300 \text{ K}$)を想定した場合での反転電流密度および反転確率を、調査した。また、基準となる円形薄膜の直径を変化させた場合においても同様に反転電流密度および反転確率を調査した。

結果および考察

アスペクト比が1:1、通電領域が100%、 $D = 1.0 \text{ erg/cm}^2$ 、電流パルス幅 $t_p = 0.3 \text{ ns}$ の場合と、アスペクト比が1:1、通電領域が75%、 $D = 2.0 \text{ erg/cm}^2$ 、 $t_p = 0.2 \text{ ns}$ の場合、アスペクト比が1:1.35、通電領域が100%、 $D = 1.0 \text{ erg/cm}^2$ 、 $t_p = 0.3 \text{ ns}$ の場合の各薄膜での電流密度による反転確率の変化をFig. 1に示す。Fig. 1より、通電領域が75%の円形薄膜と、アスペクト比1:1.35の楕円形薄膜では、反転確率が100%に到達することがわかった。さらに、通電領域を調整した場合に比べ、楕円形薄膜では、反転確率が100%となる電流密度の範囲が1.9倍になることがわかった。また、基準となる円形薄膜の直径を20 nmや60 nmにした場合においても、アスペクト比やDMI定数を調整することにより、幅広い反転電流密度で反転確率が100%に到達することがわかった。以上より、楕円形薄膜では、通電領域を調整することなく、円形薄膜よりも広い電流密度の範囲で反転確率が100%に到達することがわかった。

ここで、アスペクト比が1:1、通電領域が100%の場合と、アスペクト比が1:1.35、通電領域が100%の場合の各薄膜での電流切断時の様子をFig. 2, 3に示す。Fig. 2, 3より、円形薄膜では、薄膜の上下で対称的な構造が現れていることがわかる。一方、楕円形薄膜において、ほとんどの磁化は面内方向を向き、左下の一部の磁化がやや下方向を向いている。これにより、素子の左下から反転が始まり、それが素子全体に広がることで決定的な磁化反転が起こると考えられる。

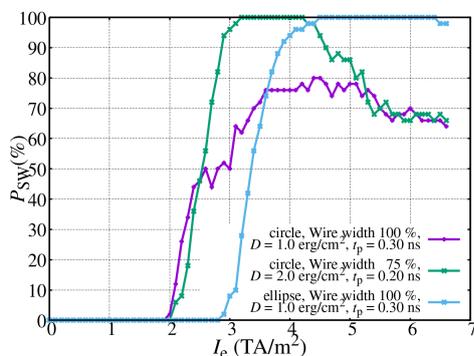


Fig. 1: Effect of the current density on the switching probability ($T = 300 \text{ K}$)

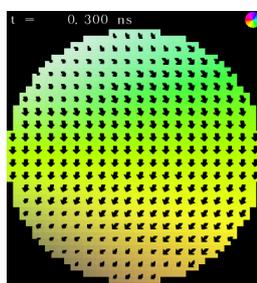


Fig. 2: Magnetization texture at $t = 0.3 \text{ ns}$ ($x:y = 1:1$, Wire width:100%, $D = 1.0 \text{ erg/cm}^2$, $t_p = 0.3 \text{ ns}$, $T = 0 \text{ K}$, $I_c = 6.0 \text{ TA/m}^2$)

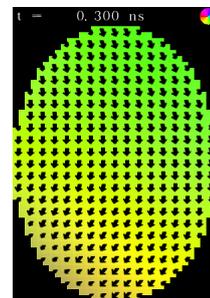


Fig. 3: Magnetization texture at $t = 0.3 \text{ ns}$ ($x:y = 1:1.35$, Wire width:100%, $D = 1.0 \text{ erg/cm}^2$, $t_p = 0.3 \text{ ns}$, $T = 0 \text{ K}$, $I_c = 6.0 \text{ TA/m}^2$)

References

- 1) S. Rohart, and A. Thiaville, *Phys. Rev. B* **88**, 184422 (2013).
- 2) J. Watanabe, K. Yamada, and Y. Nakatani, *IEEE Trans. Magn.*, **59**, 1 (2023).
- 3) R. Sbiaa, S. Y. H. Lua, R. Law, H. Meng, R. Lye, H. K. Tan, *J. Appl. Phys.*, **109**, 07C707 (2011).

SSTによる磁化反転のシミュレーション解析

渡邊智貴¹、山田啓介²、仲谷栄伸¹(¹ 電気通信大学、² 岐阜大学)

Simulation of magnetization switching in thin film by SST

T. Watanabe¹, K. Yamada², Y. Nakatani¹(¹ Univ. of Electro-Communications, ² Gifu University)

はじめに

現在、不揮発性メモリの一種である MRAM の研究が行われている。スピン注入磁化反転を利用する MRAM のうち、STT-MRAM の絶縁層劣化の問題や SOT-MRAM の磁化の制御の困難さといった課題を解決する MRAM として SST-MRAM が提案されている。近年、下地膜に特殊な反強磁性体を用いることで面内成分に加えて垂直成分を持つスピンの生成されることが理論的に予測され¹⁾、これを用いたアシスト効果無しでの磁化反転が実証された²⁾。しかし、SSTによる磁化反転の反転確率や反転電流密度の低減効果などについては、まだ十分に明らかになっていない。

本研究ではシミュレーションにより SST による磁化反転の最小反転電流密度を求め STT や SOT のものと比較した。また、SST のスピンの極角に対する磁化反転確率の変化も調べた。

計算条件

本シミュレーションでは直径 $r = 30$ nm、膜厚 $d = 2$ nm の垂直磁気異方性を持つ円盤状薄膜を対象とし、マクロスピンモデルを用いて計算を行った。材料定数は飽和磁化 $M_s = 600$ emu/cm³、異方性定数 $K_u = 1.76$ Merg/cm³、損失定数 $\alpha = 0.1$ 、磁気回転比 $\gamma = -1.76 \times 10^7$ rad/(s·Oe)、スピンホール角 $\Theta = 1.0$ rad とした。ここで異方性定数は熱安定性指数 $\Delta = 60$ となる値を用いた。また、電流パルス幅 $t_p = 0.01 \sim 100$ ns、スピンの極角 $\theta_p = 90^\circ \sim 180^\circ$ で変化させた。最小反転電流密度の計算では温度 $T = 0$ K、反転確率の計算では $T = 300$ K とした。

結果及び考察

Fig. 1 に各スピンの極角 θ_p における電流パルス幅 t_p に対する最小反転電流密度 j_{sw} の変化を示す。図より、電流パルス幅 $t_p = 0.01$ ns では $\theta_p = 135^\circ$ 、 $t_p = 1$ ns では $\theta_p = 150^\circ$ 、 $t_p = 100$ ns では $\theta_p = 180^\circ$ のように、電流パルス幅により最小反転電流密度が最も小さくなるスピンの極角が変化することが分かった。このような理想的なスピンの極角は電流パルス幅の増加とともに増加するが、 $\theta_p = 150^\circ$ の場合は各電流パルス幅において最小反転電流密度が低く、全体的に優れた結果が得られることが分かった。

Fig. 2 に電流パルス幅 $t_p = 0.02, 1.0$ ns、スピンの極角 $\theta_p = 105^\circ$ での電流密度 I_e に対する反転失敗確率 P_{err} の変化を示す。図より、電流パルス幅 $t_p = 0.02$ ns では電流密度の増加とともに P_{err} は単調減少し、最終的に一定の値となることが分かった。一方、電流パルス幅 $t_p = 1.0$ ns では比較的小さい電流密度では P_{err} は単調減少するが、ある値を境に P_{err} は増加し始め、一定の値に収束することが分かった。また、 P_{err} が収束する値は $t_p = 0.02$ ns と 1.0 ns で同じ値であった。

Fig. 3 にスピンの極角 θ_p に対する反転失敗確率 P_{err} の変化を示す。ここで、 P_{err} は図 2 に示すような一定となった値を用いた。図より反転失敗確率はスピンの極角の増加に伴い、指数的に減少することが分かった。

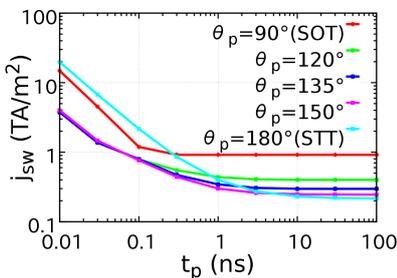


Fig. 1 Effect of current pulse width t_p and spin polar angle θ_p on minimum switching current density j_{sw}

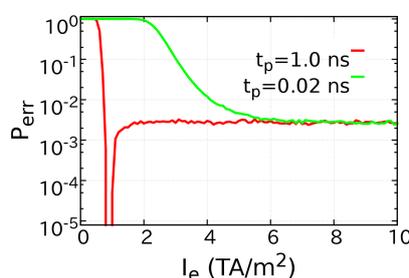


Fig. 2 Effect of current density I_e and current pulse width t_p on switching error rate P_{err} ($\theta_p = 105^\circ$)

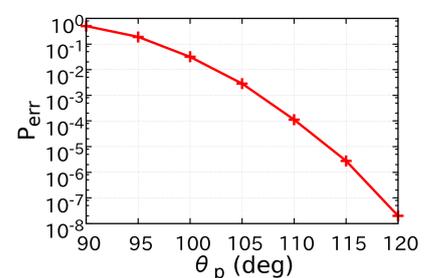


Fig. 3 Effect of the spin polar angle θ_p on switching error rate P_{err} ($t_p = 0.02$ ns)

参考文献

- 1) R. González-Hernández, *et al.*, "Efficient Electrical Spin Splitter Based on Nonrelativistic Collinear Antiferromagnetism" *Phys. Rev. Lett.*, **126**, 127701 (2021).
- 2) S. Karube, *et al.*, "Observation of Spin-Splitter Torque in Collinear Antiferromagnetic RuO₂." *Phys. Rev. Lett.*, **129**, 137201 (2022).

Low damping in $L1_0$ FePt by controlling the number of misfit dislocations

P. D. Bentley^{1,2}, Y. Sasaki¹, S. Isogami¹, I. Suzuki¹, Y. K. Takahashi¹ and H. Suto¹

¹National Institute for Materials Science, Tsukuba, Ibaraki, 305-0047, Japan

²Kansai Photon Science Institute, National Institutes for Quantum Science and Technology, 8-1-7 Umemidai, Kizugawa, Kyoto 619-0215, Japan

THz spintronics is an emergent area of research aimed at bridging the gap between 5th (5G) and 6th Generation (6G) by utilising new spintronic devices such as magnetic spin torque oscillators as a source of low powered THz emission.¹⁾ The realisation of such devices using ferromagnetic metal thin films however requires magnetic materials with both large perpendicular magnetic anisotropy (PMA) and low Gilbert damping constants. $L1_0$ -ordered FePt is a ferromagnetic material with giant PMA making it a suitable candidate for magnetic recording applications. However, the damping constant of FePt is relatively large limiting its applications in conventional spintronic devices. Therefore, if the magnetization dynamics of this material can be characterized and the damping constant reduced, such a material could be used in applications in the THz wave range.

In this study, we used all-optical time-resolved magneto-optical Kerr effect (TRMOKE) to explore the ultrafast magnetization dynamics of continuous films of FePt deposited on single-crystalline MgO(001) and SrTiO₃(001) (STO) substrates. Using X-ray diffraction (XRD), and SQUID magnetometry, we examined the structural and magnetic properties of these two FePt thin films where a similar tetragonal distortion (c/a) of 0.97 was observed in both samples, the $L1_0$ -ordering parameter of these films were 0.70 and 0.82 and the PMA of these films were 2.78 MJ m⁻³ and 1.79 MJ m⁻³, respectively. Performing TRMOKE with an optical setup described in Ref. [2] and a Quantum Design OptiCool system, we explored the ferromagnetic spectra of both samples at magnetic field angles of Fig. 1(a) 80° and Fig. 1(b) 45° at different magnetic field strengths. These spectra were fitted and resulting Fig. 1(c) precession frequency (f) and Fig. 1(d) effective damping constant (α_{eff}) determined. Using Kittel's formula and a least-squares approach, f and α_{eff} were fitted where our results show for FePt/MgO and FePt/STO a minimum α_{eff} of 0.045 and 0.033, respectively. As seen in Fig. 2, we suggest that the smaller damping in FePt/STO originates from a smaller number of misfit dislocations and therefore reduced extrinsic damping due to two magnon scattering and other extrinsic effects. Importantly these results demonstrate the ability to engineer the damping in FePt by controlling the nanostructure at the interface.

This work was partially supported by JSPS KAKENHI (Grant Nos. JP21K14218 and JP18H03787), and JST CREST Grant No. JPMJCR22C3.

Reference

- 1) Y. Kurokawa *et al.*, *Sci. Rep.*, **12** (2022) 10849.
- 2) Y. Sasaki *et al.*, *ACS Appl. Nano Mater.*, **6** (2023) 5901.

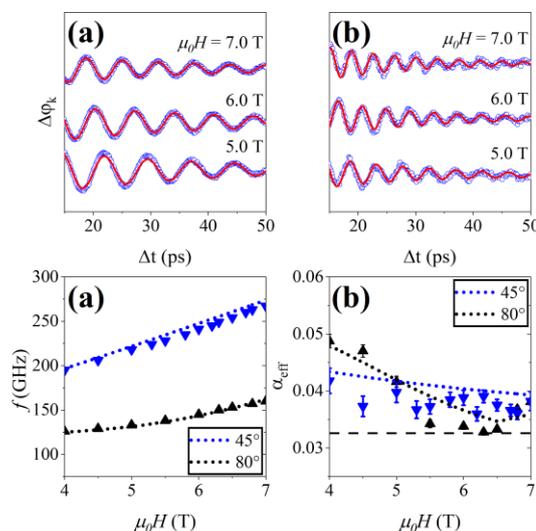


Fig. 1 TRMOKE spectra for a continuous 30 nm FePt/STO film at magnetic field angles (a) 80° and (b) 45°. The solid red curves represent the fitting of the blue dot raw data. Calculated (c) precession frequency f and (d) effective damping constant α_{eff} .

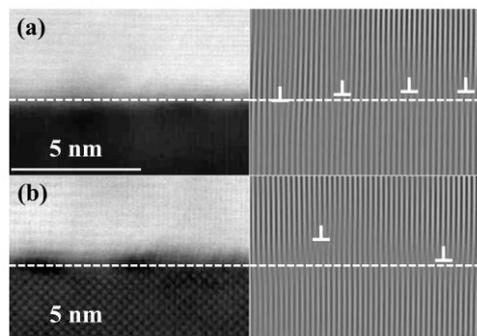


Fig. 2 High resolution transmission electron microscopy of the (a) FePt/MgO and (b) FePt/STO sample where misfit dislocations are highlighted by the \blacktriangledown marker.

時間分解磁気光学カー効果による低磁場下での 垂直磁化 CoFeB 薄膜の磁化歳差ダイナミクス評価

佐々木 悠太, 杉本 聡志, 葛西 伸哉, 温 振超, 三谷 誠司, 高橋 有紀子
(NIMS)

All-optical time-resolved magneto-optical Kerr effect measurement
for perpendicularly magnetized CoFeB thin films at relatively low magnetic fields

Y. Sasaki, S. Sugimoto, S. Kasai, Z. Wen, S. Mitani, Y. K. Takahashi
(NIMS)

はじめに

磁気抵抗ランダムアクセスメモリ(MRAM)は信頼性の高い不揮発性メモリ素子として注目されており, 近年市場に投入され始めている. [1] 大きなトンネル磁気抵抗比と垂直磁気異方性, 小さなダンピング定数を有しているため垂直磁化 CoFeB (p-CoFeB) 薄膜が強磁性金属層に用いられている. [2] p-CoFeB 層の磁気特性によって素子の熱安定性や磁化反転時の電流密度が変化するため, プロセス JP0083 インフォマティクスの観点から垂直磁気異方性とダンピング定数をウェハーサイズで評価することが重要となる. 超短パルスレーザーを用いた全光学的時間分解磁気光学カー効果(AO-TRMOKE)は数 100 GHz の磁化歳差ダイナミクスを測定できるため大きな磁気異方性を有する磁性薄膜の評価に適している. [3] また, 微細加工が不要で非接触計測であるためウェハーサイズの試料評価が可能である. 一方, p-CoFeB 薄膜の磁化ダイナミクスについて生産ラインでも利用可能な低磁場計測に関する知見が少ない. 本研究では, 異なる磁気特性の p-CoFeB 薄膜において, 低磁場で TRMOKE 計測を行い磁気異方性やダンピング定数の相対評価について検討した.

実験方法

熱酸化 Si 基板上にマグネトロンスパッタ法を用いて試料を作製した. 薄膜構成は基板側から, Sample A: Ta(3)/MgO(1.3)/ CoFeB(1.30)/ W(0.3)/ Ta(3), Sample B: Ta(3)/MgO(1.3)/ CoFeB(1.43)/ W(0.3)/ Ta(3), Sample C: Ta(5)/MgO(1.3)/ CoFeB(1.20)/ Ta(3), and Sample D: Ta(3)/MgO(1.3)/CoFeB(1.40)/W(0.3)/Ta(3) (膜厚単位 nm) である. Sample A, B は熱処理温度 $T_a=350^\circ\text{C}$, Sample C, D は $T_a=300^\circ\text{C}$ で製膜後に真空中で熱処理した. TRMOKE 測定用の光源には中心波長 1030 nm, 繰り返し周波数 10 kHz, パルス幅 230 fs の Yb:KGW レーザーを用いた.

実験結果

図 1(a)に Sample A について磁場角度を膜面垂直方向に対して $\theta_H=60^\circ$ とした際の TRMOKE 測定結果を示す. 低磁場下で明瞭な磁化歳差信号が得られている. 図 1(b)に実効的なダンピング定数 α_{eff} について試料の実効的な垂直磁気異方性磁場 $\mu_0 H_k^{\text{eff}}$ に対してプロットした結果を示す. 磁場が大きくなるに伴い α_{eff} の値は小さくなり intrinsic な値に近づいている. 一方で, 各試料間の相対的な大小関係は磁場に依存しないことが分かる. このことから, プロセスインフォマティクスで重要となる相対評価方法として低磁場 TRMOKE 測定が有効であることが示唆された.

本研究の一部は文部科学省の卓越研究員事業(JPMXS0320230 032)および池谷科学技術振興財団の支援を受けて行われた.

参考文献

- [1] T. Schenk, *et al.*, Rep. Prog. Phys. **83**, 086501 (2020). [2] K. Nishioka, *et al.*, IEEE Transactions on Electron Devices **68**, 2680-2685 (2021). [3] S. Iihama, *et al.*, Phys. Rev. B **89**, 174416 (2014).

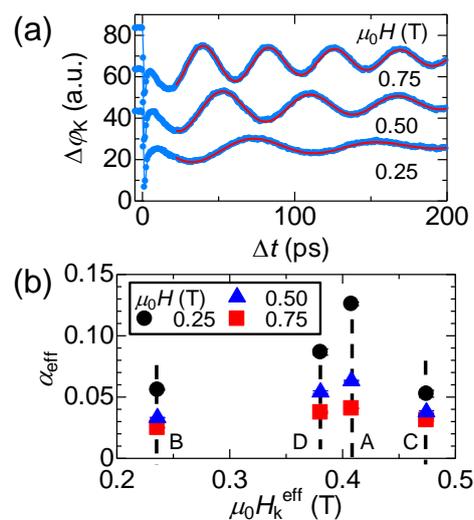


図 1. (a) Sample A について磁場角度 $\theta_H=60^\circ$ とした際の TRMOKE 測定結果. (b) 実効的なダンピング定数 α_{eff} の試料依存性.

Co-Pd 合金薄膜における円偏光誘起トルク

○ 抜井康起^{1,2,*}、飯浜賢志³、石橋一晃^{1,2}、水上成美^{2,4}
 (1東北大工、2東北大 AIMR、3名大工、4東北大 CSIS)

Circularly-polarized-light induced torque in Co-Pd alloy films

Koki Nukui^{1,2}, Satoshi Iihama³, Kazuaki Ishibashi^{1,2}, Shigemi Mizukami^{2,4}

(¹Dept. of Appl. Phys., Tohoku Univ., ²WPI-AIMR, Tohoku Univ., ³Dept. of Mater. Phys., Nagoya Univ., ⁴CSIS, Tohoku Univ.)

1. はじめに

光による磁化の制御は、その高速性からレーザーアシスト磁気記録や光書き込み型のスピントロニクスメモリへの応用が期待され、基礎的な研究が精力的に行われている[1]。光と磁性体（磁化）の相互作用において注目を集めているのが円偏光から磁性体に注入される角運動量の寄与である[2]。円偏光が物質中に角運動量を生成する効果としては、逆ファラデー効果[3]やオプティカルオリエンテーション[4]が知られている。しかしながら、生成される角運動量がスピン角運動量なのかあるいは軌道角運動量かの議論はあまりなく、その物理の理解は進んでいない。最近我々は、Co-Pt 合金薄膜における円偏光誘起トルクを調べ、円偏光によって合金中に誘起される軌道角運動量の寄与を議論した[5]。物理の理解をさらに深めるべく、本研究では Co-Pd 合金薄膜における円偏光誘起トルクについて調べた。

2. 実験方法

超高真空マグネトロンスパッタリング法により、熱酸化膜付きの Si 基板上に厚み 5 nm の $\text{Co}_{1-x}\text{Pd}_x$ ($x = 0 - 0.8$) 合金薄膜を製膜した。コスパッタ法により Pd 組成 x を 0 から 0.8 まで系統的に変化させた。ポンププローブ法に基づく時間分解磁気光学カー効果 (TRMOKE) により、円偏光のポンプ光によって発生する磁化歳差運動をプローブ光の磁気光学カー効果で評価した(図 1)。その際、薄膜面内に 20 kOe の外部磁場を印加した。

3. 実験結果

右回り円偏光(RCP)と左回り円偏光(LCP)のポンプ光を照射した際にヘリシティによって反転する磁化歳差運動のシグナルを観測した。この 2 つのシグナルの差分を取ることで、円偏光によって誘起される磁化ダイナミクスを抽出し、減衰正弦波関数を最小二乗フィットすることで、磁化歳差運動に伴うカー回転角の振動振幅 A と位相 ϕ を求めた(図 2)。Pd 組成 x の増大とともに振幅と位相の増大が観測されたが、それらの変化は Co-Pt 薄膜に比較し小さいことが分かった。講演ではより詳細なデータを示しつつ、円偏光誘起トルクの物理について議論する。

本研究は、科研費補助金 (No. 21H05000)、JST さきがけ (No.JPMJPR22B2)、旭硝子財団、村田学術振興財団、東北大学 X-NICS、東北大学 GP-spin の支援のもと行われた。

参考文献

- [1] H. Becker, *et. al.*, IEEE J. Sel. Top Quant. Electron. **26**, 1-8 (2019). [2] C.-H. Lambert, *et. al.*, Science **345**, 1337–1340 (2014).
 [3] G.-M. Choi, *et. al.*, Nat. Commun. **8**, 15085 (2017). [4] P. Němec, *et. al.*, Nat. Phys. **8**, 411–415 (2012).
 [5] K. Nukui, *et. al.*, arXiv : 2405.07405.

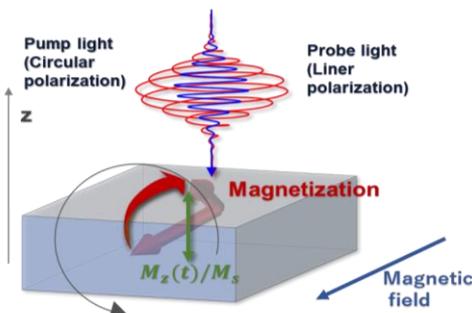


図 1 円偏光誘起磁化ダイナミクス測定の大略図

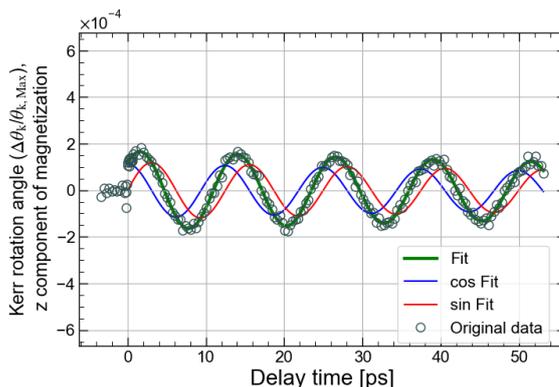


図 2 Co 薄膜における円偏光のヘリシティに依存した磁化ダイナミクス測定の大略図。曲線は実験値にフィットしており、その cos と sin の成分も併せて示す。

プラチナ薄膜における円偏光レーザーパルス誘起テラヘルツ波放射

石橋一晃^{1,2}, 飯浜賢志³, 抜井康起^{1,2}, 水上成美^{2,4}
(1. 東北大工, 2. 東北大 AIMR, 3. 名古屋大工, 4. 東北大 CSIS)

Circularly-polarized laser pulse-induced terahertz emission in Pt thin film

K. Ishibashi^{1,2}, S. Iihama^{2,3}, K. Nukui^{1,2}, and S. Mizukami^{2,4}
(1. Dept. of Appl. Phys., Tohoku Univ., 2. WPI-AIMR, Tohoku Univ.,
3. Dept. of Mater. Phys., Nagoya Univ., 4. CSIS, Tohoku Univ.)

はじめに

フォトンから電子系へのスピン角運動量の転写は、光による磁化制御やレーザー誘起テラヘルツ波放射の観点から精力的な研究が行われている[1,2]。近年、ビスマス(Bi)薄膜において円偏光誘起ヘリシティ依存テラヘルツ波放射が報告された[2,3]。観測された現象は、フォトンから電子系へのスピン角運動量の転写と逆スピンホール効果による効果として議論されており、Bi のトポロジカルな性質が効果を増大させている可能性がある。Bi 以外の他のスピンホール角の大きい重金属においても同様のテラヘルツ波放射現象が期待されるが、そのような報告はこれまでない。本発表ではスピンホール角が大きいプラチナ(Pt)薄膜に着目し、初めて円偏光誘起テラヘルツ波放射の観測に成功した結果について報告する。

実験方法

超高真空スパッタリング法により Pt 薄膜をガラス基板上に製膜した。試料表面に円偏光を 45 度の角度で入射し、発生するテラヘルツ波をテラヘルツ時間領域分光 (THz-TDS) [4]によって検出した。レーザー光源には波長 800 nm、パルス幅 120 fs、繰り返し周波数 5 kHz のチタンサファイアフェムト秒レーザーを使用した。

実験結果

図 1 に Pt 薄膜で観測された代表的な円偏光誘起テラヘルツ波放射のデータを示す。ここで、黒塗りと白抜きのプロットはそれぞれ+と-のヘリシティ σ を有する円偏光を照射した際のシグナルである。円偏光のヘリシティ $\pm\sigma$ を変えるとテラヘルツ波シグナルの符号 (位相) が反転することが見て取れ、Pt 薄膜においても、Bi と同様の円偏光依存テラヘルツ波放射が観測可能であることを示している。講演では詳細なデータを示し、ヘリシティ依存テラヘルツ波放射の物理的起源について議論する。

本研究は、科研費補助金 (No. 21H05000)、JSPS 科研費 (No. 22J22178)、JST さきがけ (No. JPMJPR22B2)、旭硝子財団、村田学術振興財団、東北大学 X-NICS、東北大学 GP-spin の支援のもと行われた。

参考文献

- [1] S. Iihama, *et al.*, J. Appl. Phys. **131**, 023901 (2022). [2] Y. Hirai, *et al.*, Phys. Rev. Appl. **14**, 064015 (2020).
[3] K. Ishibashi, *et al.*, Phys. Rev. B **107**, 144413(2023). [4] R. Mandal *et al.*, NPG Asia Mater. **16**, 1 (2024).

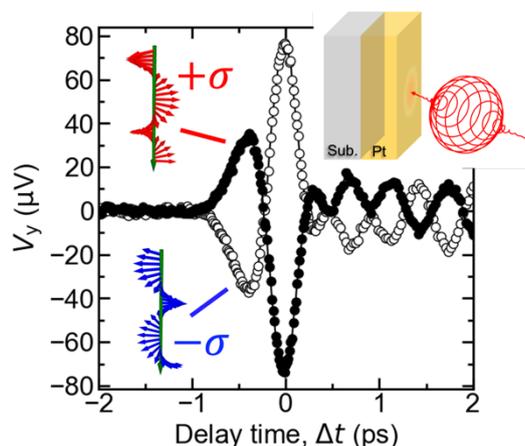


図 1. Pt 薄膜における円偏光誘起テラヘルツ波放射。黒塗り及び白抜きのプロットは、それぞれ+、-のヘリシティを有する円偏光を照射した際のシグナルを示す。

GdFeCo/Fe 薄膜での単一超短パルス光照射による反転磁区形成

吉川大貴, 笠谷雄一, 塚本新
(日本大学理工学部)

The magnetic domain switching by single shot ultrafast laser pulse on GdFeCo/Fe thin film

Hiroki Yoshikawa, Yuichi Kasatani and Arata Tsukamoto
(College of Science and Technology, Nihon Univ.)

はじめに GdFeCo 薄膜では数十フェムト秒の超短パルス光を単パルス照射することで、全光型磁化反転現象 (All-Optical magnetization Switching: AOS) を誘起することが可能である。更に AOS は円偏光に対応した形成磁区制御が可能なことからも、超高速な光駆動型のスイッチングデバイスの基本原理への応用も期待される。我々はこれまでに超短パルス光入射後に時間発展する電子系の非平衡温度分布の観点から種々の GdFeCo 薄膜の積層構造依存性から電子比熱と金属体積に着目をして AOS 現象の原理と誘起条件につき検討を進めた¹⁾。本報告ではさらに副格子磁化体積の異なる試料を作製し、副格子磁化と AOS 現象の関係につき実験的検討を行う。

実験方法 マグネトロンスパッタで作製した SiN(60 nm) / Gd₂₇ Fe_{63.9} Co_{9.1} (10 nm) / {A:SiN or B:Cu or C:Pt or D:Fe (5 nm)} / glass sub. の垂直磁化 GdFeCo 薄膜に、直線偏光かつ中心波長 800 nm パルス幅 90 fs (半値全幅) のガウシアンレーザー光を膜面側より照射することにより室温にて磁化反転を誘起し、形成磁区を偏光顕微鏡像にて観察した。

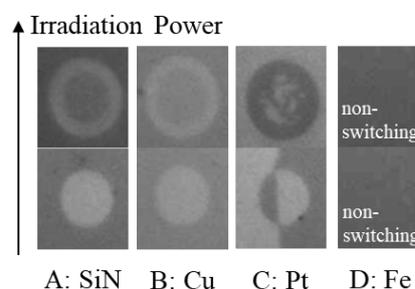
磁区形成観察結果 Sample A~C において、Gd₂₅ Fe_{65.6} Co_{9.4} (10 nm) / {SiN or Cu or Pt (5 nm)} 試料における既報告²⁾と同様に、Fig. 1 に示す AOS 形成磁区を確認した。一方、同じ照射光強度条件では Sample D の Fe (5nm) を隣接する GdFeCo 薄膜では AOS 形成磁区を確認することはできなかった。ただし、照射光強度を AOS 閾値の約 3 倍まで増加させた際に反転磁区が形成されることを確認した。そして、この形成磁区が AOS 現象に基づく磁区形成であるか判別するために、照射位置を反転形成磁区の半分程度移動し二度目の照射により反転磁区形成を行った (Fig. 2)。結果として直線偏光照射における AOS 現象で期待される照射前磁区パターンに対する一意な反転パターンは出現せず、熱磁区形成¹⁾に類する磁区形成が観察された。以上のように Sample D (GdFeCo/Fe) においては AOS 現象による磁区形成を観察可能な照射光強度領域は、確認できなかった。

これに対し、まず Sample D が金属層膜厚 10 nm の Sample A に比べ金属層膜厚が 1.5 倍厚く、電子温度上昇率の低下により、AOS 現象が生じにくくなっているものと考えられる。しかし、Sample D と同等に 15nm の金属層膜厚を有する Sample B, C では AOS 磁区形成が行われており、更に先行研究における金属磁性層 GdFeCo 膜厚が 10nm~30nm の試料において、いずれの膜厚でも AOS 磁区形成を確認している¹⁾。以上から、2 種の副格子磁化で形成される磁気秩序の空間分布が AOS 磁区形成に影響を及ぼすことが示唆された。

謝辞：本研究は (公財) カシオ科学振興財団の助成を受けて行った。

参考文献

- 1) H. Yoshikawa, S. El. Moussaoui, S. Terashita, R. Ueda, and A. Tsukamoto: Jpn. J. Appl. Phys., 55, 7S3 (2016).
- 2) 吉川大貴, Souliman El Moussaoui, 寺下進之佑, 塚本新: マグネティクス研究会, MAG-17-029 (2017).



A: SiN B: Cu C: Pt D: Fe
Fig. 1 The created magnetic domain images on each samples (A~D)

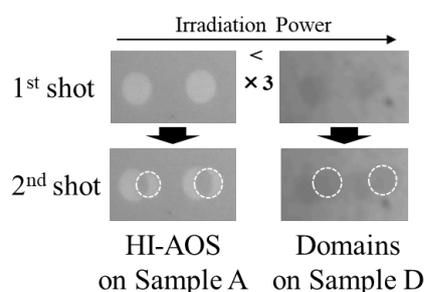


Fig. 2 The difference between the created domain on Sample D and HI-AOS domain

Si/Al 傾斜材料を用いた電流誘起垂直磁化スイッチング

高木さゆり、洞口泰輔*、山野井一人、能崎幸雄
(慶應義塾大学、*福岡大学)

Current-induced switching of magnetic thin films with perpendicular magnetic anisotropy

S. Takagi, T. Horaguchi*, K. Yamanoi, Y. Nozaki
(Keio Univ. *Fukuoka Univ.)

はじめに

スピンホール効果(SHE)を示す非磁性体上に強磁性体を接合した系に対し電流を印加すると、SHEにより非磁性体中に生じたスピン流が強磁性体に注入される。このとき、強磁性体にスピントランスファートルクや接合界面に蓄積された非平衡スピンの交換結合により強磁性体の磁化にトルクが作用し、磁化反転させることが可能となる。SHEはスピン軌道相互作用(SOI)を介して生じるため、従来はSOIの強い重金属を用いた研究が盛んであった。しかし最近、弱SOI材料からなる酸化銅や界面において、強SOI材料に匹敵するスピン流が生成されることが報告され、電流誘起磁化反転を実現可能な新しいスピン流生成機構に関する研究が進んでいる。我々は弱SOI材料であるSi/Al傾斜材料を用いた垂直磁化膜の電流誘起磁化反転の実証を目指している。これまでの研究において、Si/Al傾斜材料がPtに匹敵するスピントルク効率を有すること、さらに組成傾斜幅に対してスピントルク効率が極大を示すことなどを明らかにした[1]。そこで、本研究ではSi/Al傾斜材料の電流誘起磁化反転への寄与を実証するため、磁化反転の閾値電流とSi/Al傾斜材料の組成傾斜幅の関係を調べた。

実験手法

マグネトロンスパッタリング法を用いた交互成膜法により、熱酸化Si基板上にSi/Al傾斜材料を作製したのち、その上に垂直磁気異方性を有するPt/Co/Pt 3層膜を成膜した。なお、Si/Al傾斜材料の組成傾斜幅は、界面での原子拡散を誘引するために挿入した極薄Al/Si膜の厚さにより制御した[1]。作製したスパッタ膜は、フォトリソグラフィを用いたリフトオフ法により、ホールバー状に微細加工した。Pt/Co/Pt膜の異常ホール効果(AHE)の測定には、面内及び面直方向に最大2Tの静磁場を印加可能なプローバ装置を用いた。電流誘起磁化反転の実験では、まず面直方向に磁場を印加して垂直磁化膜の磁化方向を初期化した後、面内方向に任意の磁場を印加しながら、磁場と平行方向に電流を掃引した。異常ホール抵抗(R_{AHE})の磁場、及び電流依存性を測定することにより、電流誘起磁化反転の特性を調べた。

実験結果および考察

Fig. 1は、電流掃引に対する R_{AHE} 値のヒステリシスループである。電流の絶対値増加に伴い R_{AHE} 値が飽和し、面内磁場の正負によりヒステリシスループの向きが反転したことから、電流誘起磁化反転を実証した。ただし、Si/Al傾斜材料のスピントルク効率の符号から予想される面内磁場符号とループの向きとの関係が逆であった[1]。つまり、Si/Al傾斜材料由来のスピン流により磁化反転したのではなく、Co層の上に成膜したPt層のバルクSHEによるスピン流によるトルクが支配的と考えられる。一方で、磁化反転の閾値電流がSi/Al傾斜材料の組成傾斜幅に依存して変化することも確認しており、Si/Al傾斜材料のスピン流によるトルクが磁化に作用していることが分かった。Si/Al傾斜材料を用いた高効率な電流誘起磁化反転の実現に向けた試みなどについて報告する。

参考文献

[1] 洞口ら：日本物理学会第78回年次大会

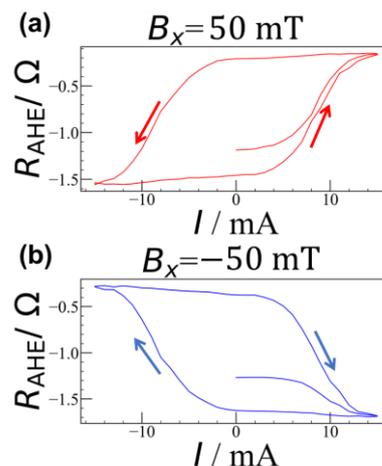


Fig. 1. SOT switching experiments for [Si/Al gradient materials]/Pt/Co/Pt films. In-plane assist fields were set a) $B_x = +50$ mT, b) $B_x = -50$ mT.

Si-Al 合金膜に由来するスピントルク効率の組成比依存性

中山颯人¹、洞口泰輔²、山野井一人¹、能崎幸雄^{1,3}

(¹慶大理工、²福大理、³慶大スピン研)

Composition ratio dependence of spin torque efficiency derived from alloy films using Si and Al

H. Nakayama¹, T. Horaguchi², K. Yamanoi¹, Y. Nozaki^{1,3}

(¹Dept. of Phys., Keio Univ., ²Dept. of Appl. Phys., Fukuoka Univ., ^{1,3}CSRN, Keio Univ.)

はじめに

電子スピンの流れであるスピン流は、強磁性体内に注入されるとその磁化にトルクを与えることができる。この現象は、超高速・低消費電力な磁気メモリの実現に向けた基盤要素として盛んに研究されてきた。従来の高効率スピン流生成には、Pt や W、Ta などの大きなスピン軌道相互作用(SOI)を有する材料が不可欠であった。しかし、近年、本来は SOI の小さな Cu の表面が自然酸化した材料[1]や Si と Al が膜厚方向にナノメートルスケールで組成傾斜した材料[2]で、高 SOI 材料に匹敵するスピン流生成が報告された。このことは、弱 SOI 材料でも膜構造をデザインすることにより強 SOI 材料に匹敵するスピン流生成機能を持たせられることを意味しており、強 SOI 材料に依存しないサステナブルなスピントロクスデバイスの開発に向けて重要である。本研究では、ともに軽元素である Si と Al の組成比を二種類の方法で系統的に変化させた合金膜を作製し、そのスピントルク効率を調べたので報告する。

実験手法

系統的に組成比を変化させた Si-Al 合金膜を熱酸化 Si 基板上に二種類の方法で作製した。一つは、膜構造が Sub./Si(10)/[Al(t_{Al})/Si(t_{Si})]₁₀/Al(0.5)/Ni₉₅Cu₅(10) (単位は nm、以下同様)の交互スパッタ膜である。ここで、(t_{Si} , t_{Al})は(0.25, 0.75)、(0.5, 0.5)、(0.6, 0.4)、(0.75, 0.25)、(0.87, 0.13)とした。この試料では、スパッタ粒子の高い運動エネルギーを利用して、極薄 Si 層と Al 層を交互積層することで一様にナノ合金化させており、その組成比は極薄 Si、Al 層の膜厚を変化させることによって制御した。もう一つは、膜構造が Sub./Si(4.8)/Si_{1-x}Al_x(10)/Ni₉₅Cu₅(10)のコスパッタ膜である。ここで、x は 0.2、0.4、0.6、0.8 とした。この試料では、Si と Al を同時にスパッタすることで合金化させており、各々のレートを変化させることでその組成比を制御した。これら合金膜の微細構造は走査型透過電子顕微鏡で断面観察を行うことで評価した。また、スピントルク強磁性共鳴(ST-FMR)法[3]を用いてスピントルク効率を定量化した。

実験結果と展望

Fig. 1(a)は交互スパッタ膜、Fig. 1(b)はコスパッタ膜で観測された ST-FMR スペクトルである。成膜条件によって異なる形状のスペクトルが得られ、特に交互スパッタ膜のスペクトルは対称成分が大きくなった。この結果は、成膜条件により Si-Al 合金膜の微細的な構造が異なることを示唆している。本発表では、走査型透過電子顕微鏡による断面観察から評価した微細構造の違いを示し、成膜条件の違いに由来するスピントルク増大効果について詳細に議論する。

参考文献

- [1] H. An *et al.*, Nat. Commun. **7**, 13069 (2016).
- [2] T. Horaguchi *et al.*, submitted (preprint is available in: <https://www.researchsquare.com/article/rs-955888/v1>).
- [3] L. Liu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 036601 (2011).

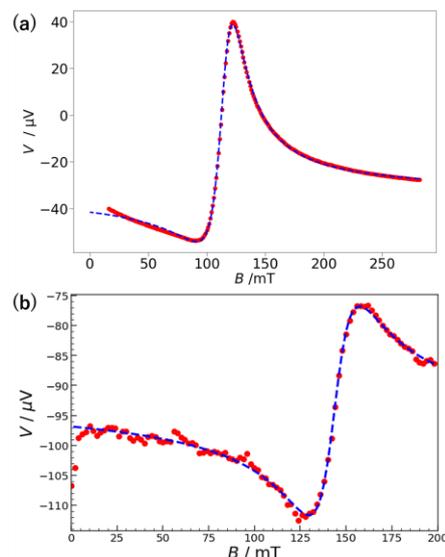


Fig. 1 ST-FMR spectra for (a) multilayered and (b) co-sputtered samples, whose compositional ratio is Si:Al = 60:40.

TMR のバリア膜厚振動に対する理論研究

増田啓介¹, Scheike Thomas¹, 介川裕章¹, 小塚裕介¹, 三谷誠司¹, 三浦良雄^{1,2}
(NIMS¹, 京都工繊大²)

Theoretical study for the TMR oscillation as a function of the barrier thickness

K. Masuda¹, T. Scheike¹, H. Sukegawa¹, Y. Kozuka¹, S. Mitani¹, and Y. Miura^{1,2}
(NIMS¹, KIT²)

はじめに

トンネル磁気抵抗 (TMR) 比が絶縁バリア膜厚の関数として振動する現象は TMR 振動として知られている。この現象は湯浅らによって Fe/MgO/Fe(001) 磁気トンネル接合 (MTJ) の巨大 TMR 効果の発見に付随する形で見出され [1], その後も類似の結晶性 MTJ においてユニバーサルな約 3Å の周期を持つ振動現象として再現されてきた [2,3]。その一方でこの TMR 振動の発現機構は依然として解明されていない。Fe/MgO/Fe(001) MTJ の高い TMR 比はいわゆる Δ_1 コヒーレントトンネル機構によって説明されるが、この機構に付加的な効果 (異なるエバネセント波の干渉や非鏡面トンネルの効果など) を考慮した過去の理論研究 [4,5] は平行磁化状態と反平行磁化状態の両方において生じる抵抗振動を十分に説明することができなかった。TMR 振動の発現機構を明らかにすることは TMR 効果に留まらず量子トンネル自体に対する知見を深める上で極めて重要であると考えられる。

方法・結果

本研究では Fe/MgO/Fe(001) MTJ における TMR 振動の発現機構を理論的に提案する [6]。我々のアイデアの鍵は、トンネル問題において異なる spin 状態に属し異なる Fermi 波数を持つ 2 つの波動関数の重ね合せ状態を考慮することにある。このような重ね合せ状態はこれまでの TMR の研究でしばしばその存在が指摘されてきた MTJ 界面での spin 反転散乱によって正当化される。我々は多数 spin Δ_1 状態と少数 spin Δ_2 状態の重ね合せ状態をトンネル問題の透過波において考慮し、左右 Fe 電極の平行磁化状態、反平行磁化状態の両方についてトンネル問題を解き、解析的に透過率を導出した。その結果、両磁化状態における透過率、及びこれらから計算される TMR 比が約 3Å の周期で絶縁バリア膜厚と共に振動することがわかった。これは過去の実験結果と整合する結果である。得られた解析的な表式から TMR 振動の周期は多数 spin Δ_1 状態と少数 spin Δ_2 状態の Fermi 波数の差分によって決まることが明らかになった。我々はさらに高品位な単結晶 MTJ を作製し、これについて得られた TMR 振動の結果と今回得られた計算結果を直接比較した。その結果を図 1 に示すが、計算結果 [図 1(a)] は実験で得られた TMR 振動の特徴的なこぎり波的な形状 [図 1(b)] を良く再現していることがわかる。本研究は JSPS 科研費 (22H04966, 23K03933, 24H00408) 及び文部科学省データ創出・活用型材料研究開発プロジェクト事業 (JPMXP1122715503) の支援を受けて行われたものである。

参考文献

[1] S. Yuasa *et al.*, Nat. Mater. **3**, 868 (2004). [2] R. Matsumoto *et al.*, Appl. Phys. Lett. **90**, 252506 (2007). [3] T. Scheike *et al.*, Appl. Phys. Lett. **118**, 042411 (2021). [4] W. H. Butler *et al.*, Phys. Rev. B **63**, 054416 (2001). [5] X.-G. Zhang *et al.*, Phys. Rev. B **77**, 144431 (2008). [6] K. Masuda *et al.*, arXiv:2406.07919.

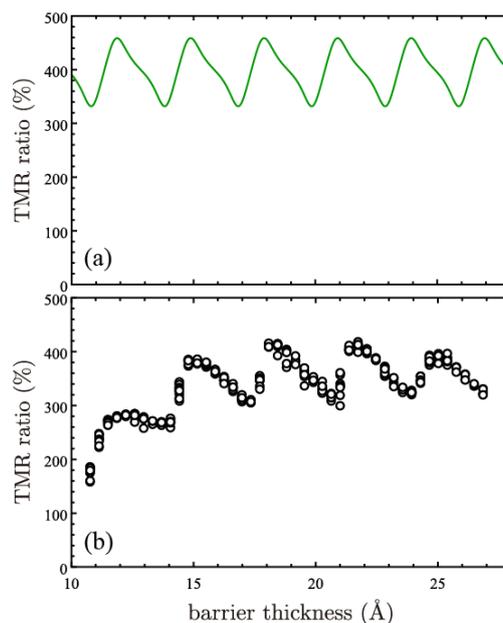


Fig. 1 (a) Theoretically calculated and (b) experimentally obtained TMR ratios as a function of the insulating barrier thickness. From Ref. [6].

エピタキシャル fcc-CoFe/MgO/CoFe(111)型強磁性トンネル接合におけるナノ結晶ドメインの形成と磁気抵抗比への影響

Cong He¹, 増田啓介¹, Jieyuan Song^{1,2}, Thomas Scheike¹, Zhenchao Wen¹, 三浦良雄¹,
大久保忠勝¹, 宝野和博¹, 三谷誠司^{1,2}, 〇介川裕章¹
(NIMS¹, 筑波大²)

Nano-crystal domains and their impact on magnetoresistance in epitaxial
fcc-CoFe/MgO/CoFe(111) based magnetic tunnel junctions

Cong He¹, Keisuke Masuda¹, Jieyuan Song^{1,2}, Thomas Scheike¹, Zhenchao Wen¹, Yoshio Miura¹,
Tadakatsu Ohkubo¹, Kazuhiro Hono¹, Seiji Mitani^{1,2}, and 〇Hiroaki Sukegawa¹
(NIMS¹, Univ. Tsukuba²)

はじめに

強磁性トンネル接合 (MTJ) におけるトンネル磁気抵抗 (TMR) 効果は、不揮発性磁気ランダムアクセスメモリ (MRAM) をはじめとするスピントロニクスデバイス応用に向けて広く研究されてきた。これまでに、Fe/MgO/Fe や CoFeB/MgO/CoFeB などの bcc(001)型 MTJ では大きな TMR 比が多数報告されており実用素子として用いられてきた。この大きな TMR 比はバルク Δ_1 状態を介したコヒーレントトンネルによって説明されている。最近、新しい結晶配向をもつ fcc(111)型 MTJ が理論提案され¹⁾、その中でも Co/MgO/Co(111)、CoPt/MgO/CoPt(111)等では 2000%を超える大きな TMR 比が予測されている。これら(111)型 MTJ の巨大 TMR 機構は界面共鳴効果を介したトンネルによるものと予測されている¹⁾。実験ではこれまで Co₉₀Fe₁₀ (CoFe)/MgO/CoFe(111)フルエピタキシャル接合の実現と室温 TMR 比 (35%) が観測されている²⁾。一方、実験 TMR 比は理論予測よりも相当小さく、この乖離の原因を解明する必要がある。本研究では作製した(111)MTJ 断面を原子分解能走査透過電子顕微鏡 (STEM) 観察により系統的に調べた結果、3つの異なるナノ結晶ドメインを持つこと、さらに、そのうちのドメインの一つが TMR 比の低下にかかわっている可能性を見出した³⁾。

実験方法

観察した(111)MTJ は超高真空マグネトロンスパッタ装置を用いて作製され、積層構造としてサファイア Al₂O₃(0001)単結晶基板上に Ru バッファ/Co₉₀Fe₁₀ (CoFe) (20)/バリア/CoFe (5)/Ru (0.75)/Co₅₀Fe₅₀ (2.2)/IrMn (10)/Ru (10)、(膜厚: nm) を用いた²⁾。バリア層は Mg 層を 0.5 nm スパッタ成膜後、Mg リッチスピネル (Mg₄Al-Ox)⁴⁾を電子線蒸着により成膜した。素子断面の微細構造観察には、収差補正走査透過電子顕微鏡 (FEI Titan G2 80-200 ChemiSTEM) を用いた。観測された新しいドメイン構造 (Type-3 ドメイン) の情報を用いて、密度汎関数理論に基づく第一原理計算と Landauer 公式を適応し TMR 比を計算した。

実験結果

MTJ 断面広域の環状暗視野 (ADF) -STEM 観察とナノビーム回折を用いることですべての観察領域でフルエピタキシャル(111)積層が実現されていることがわかった。エネルギー分散型 X 線分光 (EDS) を用いた組成分析から MTJ 熱処理後にバリア層はほぼ MgO 組成となることがわかった。素子断面の広い領域の STEM 観察を行った結果、理論計算での想定である Cube-on-cube 構造¹⁾ (Type-1) に加え、MgO 面が 180°面内回転した双晶型 (Type-2)、さらには予測されていなかった面内 30°回転型 (Type-3) が共存していることが見出された。特に、Type-3 型ドメインの形成は、CoFe と MgO の大きな格子不整合 (19.6%) を緩和するように構成されていることがわかった。第一原理計算により、Type-3 ドメインを介した TMR 比は非常に小さく、格子不整合が大きい Co/MgO/Co(111)型 MTJ における小さい実験 TMR 比の要因の一つとして考えられる。これらの結果は(111)型 MTJ では原子積層の設計に高い自由度があることも示唆している。本研究は JST CREST (JPMJCR19J4)、及び JSPS 科研費 (20K14782, 21H01750, 22H04966, 23K03933) の支援を受けて行われた。

参考文献

- 1) K. Masuda, H. Itoh and Y. Miura, Phys. Rev. B. **101**, 144404 (2020); K. Masuda *et al.*, *ibid.* **103**, 064427 (2021).
- 2) J. Song *et al.*, arXiv.2308.04149 (2023).
- 3) C. He *et al.*, Acta Mater. **261**, 119394 (2023).
- 4) T. Scheike *et al.*, Appl. Phys. Lett. **120**, 032404 (2022).

MgGa₂O₄ バリア型強磁性トンネル接合のバリア界面修飾による トンネル磁気抵抗効果の増大

Rombang Sihombing^{1,2}, Thomas Scheike¹, Zhenchao Wen¹, 埋橋 淳¹,
大久保忠勝¹, 三谷誠司^{1,2}, 〇介川裕章¹
(NIMS¹, 筑波大²)

Enhancement of tunnel magnetoresistance by interface modification of
MgGa₂O₄-based magnetic tunnel junctions

Rombang Sihombing^{1,2}, Thomas Scheike¹, Zhenchao Wen¹, Jun Uzuhashi¹, Tadakatsu Ohkubo¹,
Seiji Mitani^{1,2}, and 〇Hiroaki Sukegawa¹
(NIMS¹, Univ. Tsukuba²)

はじめに

強磁性トンネル接合 (MTJ) は、ハードディスクドライブの磁気ヘッドや磁気ランダムアクセスメモリ (MRAM) の記録セルなど、幅広いスピントロニクス応用で使用されている。これらの応用では、素子微細化の要求に伴いバリア厚を維持しながら面積抵抗値 (RA) の低減が求められている。しかし、現在の主要バリアである MgO はバンドギャップが大きく大幅な低抵抗化の達成は困難である。半導体スピネル MgGa₂O₄ (MGO) をバリアとして採用したエピタキシャル Fe/MGO/Fe(001)型 MTJ において、MgO バリア MTJ に比べバリア高さを半減しつつ比較的大きい TMR 比 (室温 120%以上) が報告されており、MGO は低抵抗バリア材料として有望である¹⁾。最近、CoFeB/MGO/CoFeB 型垂直磁化型 MTJ も開発され、極薄の MgO 層を MGO 上下に挿入することによって界面磁気異方性及び TMR 比の増大が報告されている²⁾。しかし、挿入による改善のメカニズムは解明されていない。本研究では MgO 挿入による MGO 界面修飾効果を調べるために、Fe/MGO/Fe(001)型エピタキシャル MTJ を開発し、結果として挿入による著しい TMR 増大が実現したことを報告する。

実験方法

超高真空マグネトロンスパッタ装置を用いて、MgO(001)単結晶基板上に Cr バッファ/Fe (50)/下部 MgO 挿入/MGO (1.7)/上部 MgO 挿入/Fe (5)/IrMn (10)/Ru (10)、(カッコ内は膜厚、nm) を成膜した。MgO 及び MGO 成膜には MgO 及び MgGa₂O₄ 組成の焼結ターゲットから RF スパッタを用いた。上下 MgO 挿入層はリニアシャッターを用いてウェハ内傾斜膜として得た。また、各層は室温成膜後に結晶性と平坦性改善のためポストアニールを適宜行った。作製した MTJ ウェハは真空磁場中熱処理 (200°C、2 kOe) を行った後、 μm サイズの MTJ へ微細加工を行い直流四端子法により TMR 特性を室温から低温において測定した。

実験結果

MgO 挿入層の導入により TMR 比の増大がみられた。上下ともに MgO 挿入層として約 0.3 nm 導入することで TMR 比が最大値を取り、Fe/MGO/Fe における従来報告値 121%¹⁾よりも大きい 151%の室温 TMR 比が観測された。5 K では TMR 比は 291%まで増大し従来の低温値 (165%) の約 2 倍となった。さらに MgO 挿入厚を増加すると TMR 比の低下と RA の著しい増加がみられ、界面修飾効果が弱まることがわかった。したがって、適切な MgO 界面修飾によってコヒーレントトンネル効果を増大できることを示している。MTJ 断面の走査透過顕微鏡像 (STEM 像) 及びエネルギー分散型 X 線分光 (EDS) を用いた解析により、極薄挿入した MgO により MGO 中の Ga 原子の Fe 層側への拡散が抑制されることで、Fe/MGO 界面構造が改善し結果として TMR 増大が実現していることが示唆された。

本研究は Kioxia2023 年度奨励研究、文部科学省データ創出・活用型マテリアル研究開発プロジェクト事業 (JPMXP1122715503) 及び JSPS 科研費 (21H01750, 22H04966, 24H00408) の支援を受けて行われたものである。

参考文献

- 1) H. Sukegawa *et al.*, Appl. Phys. Lett. **110**, 122404 (2017).
- 2) S. Mertens *et al.*, Appl. Phys. Lett. **118**, 172402 (2021).

The effect of tetragonal distortion on magnetocrystalline anisotropy in *bcc* CoFeMn alloys: an *ab initio* study

Tufan Roy¹, Shunsuke Kubota², Masahito Tsujikawa², Masafumi Shirai^{1,2}
(¹CSIS, Tohoku Univ., ²RIEC, Tohoku Univ.)

Magnetic tunnel junctions (MTJs) with a large tunneling magnetoresistance (TMR) ratio (>1000%) are required for device applications in spintronics. Rocksalt-type crystalline MgO is generally used as the barrier material, which offers predominant transmission of tunneling electrons with Δ_1 symmetry and responsible for a large TMR ratios for Fe/MgO/Fe and related MTJs at low temperature [1, 2]. However, the long-standing challenge is that the TMR ratio decreases rapidly with increasing temperature, mainly because of thermal fluctuation of interfacial magnetic moments [3]. For stabilization of the magnetic moments against thermal excitations, ferromagnetic electrode materials with large magnetic anisotropy energy (MAE) are desirable. Under tetragonal distortion, *bcc* Co is known to show large perpendicular magnetic anisotropy (PMA) [4]. Metastable *bcc* phase of Co could be stabilized by doping of Fe. A recent experimental study reports *bcc* CoFeMn/MgO/*bcc* CoFeMn MTJs to show a reasonably high TMR ratios at low temperature (1002%) and at room temperature (350%) as well [5].

In this study we investigate the electronic structure, MAE and Curie temperatures of *bcc* CoFeMn alloys by using first-principles calculations. We used coherent potential approximation to account for chemical disorder. MAE was evaluated using magnetic torque method [6].

Figure 1 shows MAE as a function of tetragonal distortion c/a and Fe composition y in *bcc* $(\text{Co}_{0.8}\text{Mn}_{0.2})_{1-y}\text{Fe}_y$ alloys. A positive value of MAE indicates PMA, and a negative in-plane magnetic anisotropy (IMA). The PMA is highest for $y = 0$ and decreases gradually with increasing Fe composition in the region $c/a < 1.0$. It is to be noted that *bcc* Fe under tetragonal distortion shows IMA [4]. In this study we discuss the role of the band filling and hybridization between local orbitals near the Fermi level on the MAE. We also present the results of magnetic moment, Gilbert damping, Curie temperature and electronic structures of the CoFeMn alloys.

The authors thank S. Mizukami for fruitful discussion. This work was partially funded by supported by CREST (Grant No. JPMJCR17J5) from JST and X-NICS (Grant No. JPJ011438) from MEXT.

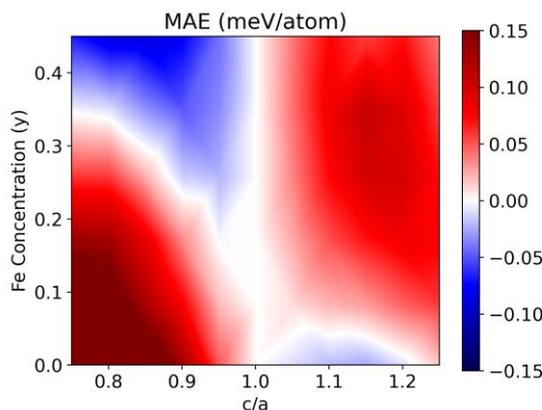


Figure 1: Magnetic anisotropy energy (MAE) as a function of tetragonal distortion c/a and Fe composition in *bcc* CoFeMn alloys.

References

- [1] W. H. Butler *et al.*, Phys. Rev. B **63**, 054416 (2001). [2] S. Yuasa *et al.*, Nat. Mater. **3**, 868 (2004). [3] Y. Miura *et al.*, Phys. Rev. B **83**, 214411 (2011). [4] T. Burkert *et al.*, Phys. Rev. B **69**, 104426 (2004). [5] T. Ichinose *et al.*, J. Alloys Compd. **960**, 170750 (2023). [6] X. Wang *et al.*, Phys. Rev. B **54**, 61 (1996).

Recent progresses in STT/SOT-MRAMs for low power AI/IoT Processors

Tetsuo Endoh
(Tohoku University)

Introduction

STT-MRAM with Double CoFeB/MgO interface perpendicular MTJ has become the de facto standard technology. However, there are still issues for high density memory application and high reliable application. Furthermore, achievement of high speed and high endurance features is still challenging for STT-MRAM, because of its tradeoff relationship among the retention, endurance, and operational speed. Recently, Spin Orbit Torque (SOT) devices have been intensively researched and developed because SOT devices have the potential to achieve high speed and high endurance. To realize the practical use of SOT-MRAM for LSI applications, these issues must be addressed.

This invited speech reviews our recent progresses in STT-MRAM, SOT-MRAM for future AI/IoT processor and its systems that require ultra-low-power and high-performance computing at the same time.

STT-MRAM

We developed novel damage control integration process technologies including new low-damage MgO deposition process, low-damage RIE process, and low temperature cap process. By applying the developed damage control integration process technologies to double interface p-MTJ fabrication, TMR ratio, thermal stability factor, and switching efficiency of Double p-MTJ were successfully improved. Moreover, it was shown that despite the significant increase in thermal stability factor, the endurance of the fabricated Double p-MTJs was over 10¹⁰. Finally, with our double-interface p-MTJ technology and novel damage control integration process technologies, fabricated 128Mb STT-MRAMs successfully achieved 14ns/7ns write speed at V_{dd} of 1.2V/1.8V, respectively.

Next, for further scaling of STT-MRAM, we proposed novel Quad-interface p-MTJ technology which brings forth an increase of thermal stability factor compared with conventional Double-interface p-MTJ technology. We successfully fabricated the quad-interface MTJ using 300nm process based on the damage control integration process. The fabricated Quad p-MTJs achieved an enhancement of switching efficiency in addition to an approximately two times larger thermal stability factor without degradation of TMR ratio. The developed Quad p-MTJ technology will become an essential technology for the scaling of the STT-MRAM beyond 20nm without changing material and process sets from mass-production STT-MRAM. Moreover, the high reliable Quad p-MTJ technology with enough thermal stability factor is suitable for Automobile applications that require high temperature operation such as 150°C.

Field-free SOT-MRAM

To realize practical use of SOT-MRAM for LSI applications, we demonstrated 55 nm-CMOS/SOT-device hybrid MRAM cell with magnetic field free writing for the first time. For field free writing, we developed canted SOT device under 300 nm BEOL process with 400°C thermal tolerance. In addition, we developed its advanced process as follows; PVD process of SOT channel layer for high spin Hall angle under 400°C thermal tolerance, low damage RIE technology for high TMR/thermal stability factor, and ultra-smooth surface metal via process under SOT device to reduce contact resistance. By using the developed technologies, our canted SOT devices achieved fast write speed of 0.35 ns without magnetic field, an enough thermal stability factor of 70 for non-volatile memory (over 10 years retention), and a high TMR ratio of 167%, simultaneously. Moreover, we fabricated a field free canted SOT-MRAM cell with 55 nm CMOS technology and demonstrated its write/read performance. These technologies will open to high speed write non-volatile memory such as 1 level cache application of many kinds of application processors.

Reference

- 1) T. Endoh, "Embedded Nonvolatile Memory with STT-MRAMs and its Application for Nonvolatile Brain-Inspired VLSIs", 2017 International Symposia on VLSI Technology, Systems and Applications. (*Invited*)
- 2) T. Endoh, "Nonvolatile Logic and Smart Nonvolatile Processors with CMOS/MTJ Hybrid Technology for IoT and AI (AIoT) Edge System", 2020 International Solid-State Circuits Conference (ISSCC). (*Invited*)
- 3) T. Endoh, H. Honjo, K. Nishioka and S. Ikeda, "Recent progresses in STT-MRAM and SOT-MRAM for next generation MRAM", 2020 Symposia on VLSI Technology and Circuits, TMFS.1 (*Invited*)

Long-Range Interlayer Chiral Exchange – Known and Unknown

Chi-Feng Pai

Department of Materials Science and Engineering, National Taiwan University

In recent years, there has been a surge of interest in the practical application of interlayer Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) in multilayers and in magnetic random-access memory (MRAM) devices, driven by its ability to facilitate long-range and chirally distinct spin textures. In several of our works [1-4], we experimentally investigated the characteristics and the possible origins of interlayer DMI. The growth condition has been identified as the key to generate robust interlayer DMI. An oscillatory interlayer DMI strength is observed with the cap layer through layer thickness dependence. This characteristic demonstrates the capability of optimizing the robust field-free switching, implementing such long-range interaction into practical spintronic devices. Furthermore, by exploiting the origin mechanism of interlayer DMI, innovative azimuthal symmetry engineering protocol enables tuning it through controlled deposition conditions of individual layers at wafer-scale.

Reference

- 1) Y.-H. Huang, C.-C. Huang, W.-B. Liao, T.-Y. Chen, and C.-F. Pai, “Growth-dependent Interlayer Chiral Exchange and Field-free Switching,” *Physical Review Applied* 18, 034046 (2022).
- 2) Y.-C. Li, Y.-H. Huang, C.-C. Huang, Y.-T. Liu, and C.-F. Pai, “Field-Free Switching in Symmetry-Breaking Multilayers: The Critical Role of Interlayer Chiral Exchange,” *Physical Review Applied* 20, 024032 (2023).
- 3) C.-Y. Lin, P.-C. Wang, Y.-H. Huang, W.-B. Liao, M.-Y. Song, X. Bao, and C.-F. Pai, “Field-free Spin-Orbit Torque Switching via Oscillatory Interlayer Dzyaloshinskii–Moriya Interaction for Advanced Memory Applications,” *ACS Materials Letters* 6, 400 (2024).
- 4) Y.-H. Huang, J.-H. Han, W.-B. Liao, C.-Y. Hu, Y.-T. Liu, and C.-F. Pai, “Tailoring Interlayer Chiral Exchange by Azimuthal Symmetry Engineering,” *Nano Letters* 24, 649 (2024).

Advanced MTJ technology for high-density cross-point STT-MRAM

M. Nakayama, R. Takashima, C. Kamata, M. Toko, S. Itai, T. Koike, H. Sugiyama
H. Kanaya, Y. M. Lee, and M. Saitoh
Frontier Technology R&D Institute, KIOXIA Corporation, Yokohama, 221-0022, Japan

Latest innovative technologies such as AI, DX and deep learning increase demands for high-speed non-volatile memory with much higher density and lower cost as compared to conventional DRAM. Spin-Transfer-Torque (STT)-MRAM using perpendicular magnetic anisotropy is a promising candidate for high-density MRAM [1, 2]. Recently, demonstrations of 1-selector/1-MTJ (1S1M) cells for high-density cross-point STT-MRAM have attracted much attention [3, 4]. Toward much higher density, higher speed, and lower cost of cross-point STT-MRAM, sustainable scaling and improvement in performance and reliability of MTJ are strongly required.

In this talk, we present recent progress in key MTJ technologies toward high-density cross-point STT-MRAM. For the scaled MTJ, we introduced a novel MTJ design and demonstrated high retention and high-speed writing simultaneously towards 1Z (15-14) nm STT-MRAM [5]. Key design concept of our MTJ, called as AccelHR-MTJ (Accelerated STT-Switching and High-Retention MTJ), is to assign the functions of high retention and high-speed writing to separate magnetic layers in a storage layer. We demonstrated excellent performance such as high retention of > 10 years at 90 °C, high-speed writing at 5 ns pulse in our 14 nm AccelHR-MTJs as predicted by its design concept. Furthermore, large H_c of 4 kOe for strong magnetic immunity, large TMR ratio of 100 % with low RA of $1.7 \Omega\mu\text{m}^2$ for large read margin, and large H_{ex} of 14 kOe in SAF for stable STT switching were successfully achieved.

We also investigated the mechanism of the time-dependent degradation of MgO barrier in scaled MTJ [6]. The stress-time dependent degradation of resistance and TMR ratio was experimentally observed in tail bits under an applied voltage. The degradation can be theoretically explained by the generation of oxygen Frenkel defects at the Fe-MgO interface. A reduction in the initial oxygen vacancy in MgO is an effective method for suppressing degradation.

Our MTJ technologies provide the potential for high-density cross-point STT-MRAM.

Reference

- [1] M. Nakayama *et al.*, J. Appl. Phys. 103, 07A710 (2008).
- [2] S.-W. Chung *et al.*, 2016 International Electron Devices Meeting (IEDM), p.659.
- [3] S. Seo *et al.*, 2022 International Electron Devices Meeting (IEDM), pp. 218-221.
- [4] E. Ambrosi *et al.*, 2023 International Electron Devices Meeting (IEDM), 21-5.
- [5] M. Nakayama *et al.*, 2023 International Electron Devices Meeting (IEDM), 31-1.
- [6] R. Takashima *et al.*, 2024 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS), P10.EM.

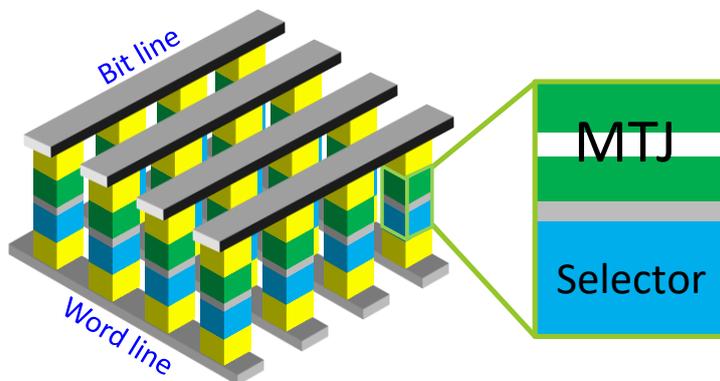


Fig.1: Schematic of cross-point STT-MRAM

Spin-Orbit Torque Based Domain Wall Motion Logic: Spin Torque Majority Gate

Dongryul Kim¹, Suhyeok An¹, Eunchong Baek¹, Jun-Su Kim¹, Soobeom Lee²,
June-Seo Kim³, Chun-Yeol You¹

¹Department of Physics and Chemistry, DGIST, Daegu, South Korea

²Center of Basic Science, DGIST, Daegu, South Korea

³Division of Nanotechnology, DGIST, Daegu, South Korea

We conducted a comprehensive study on domain wall (DW) motion-based spin torque majority gate (STMG) for advanced logic gate applications. The majority gate, a pivotal functional logic gate, outputs a true signal when half or more of the inputs are true, and false otherwise. For instance, a three-input majority gate can dynamically function as an AND/OR gate based on the third input, offering a streamlined approach to circuit design for logic family devices such as full adders and MUX. Our implementation of a majority gate leveraged spin-orbit torque (SOT)-driven DW motion within Ta/Pt/Co/Ru heterostructures. Through our unique field-free SOT switching technique via SOT¹, we successfully generated three input signals for eight distinct cases without reliance on an external magnetic field. Subsequently, we orchestrated SOT-induced DW motion seamlessly to execute the majority gate operations. To address critical requirements like cascading and fanout in logic gates, we adopted a sophisticated dynamic logic technique. Capitalizing on the inherent non-volatile properties of spin-based devices, our simulations indicate that STMG-based 32, 64, and 128-bit full adders exhibit superior performance compared to modern CMOS devices. Further in-depth insights into our research findings will be elucidated during the discussion.

Reference

- 1) S. An, *et al.* Appl. Phys. Lett. **120**, 262402 (2022).

Trends of Embedded MRAM IP Development for MCUs

Tomoya Saito

(Renesas Electronics Corporation, Tokyo, Japan)

IoT and AI technology are driving a paradigm shift toward a smart society. In the process of this shift, microcontroller units (MCUs) play a major role in a wide range of applications with secure and high-performance operation in home automation, robotics, and medical applications as well as intermittent low-energy operation in IoT endpoint applications. MCUs with embedded flash memories (eFlash) have the advantages in terms of security and faster boot load time without initial program code loading from external flash memories. Endpoint MCUs with eFlashes also contribute to low power operation powered by a battery or energy harvesting sources. On the other hand, it has become increasingly difficult to provide eFlash at advanced technology nodes such as 2Xnm and beyond because of its complex process steps, low affinity with advanced CMOS process, and the need for high-voltage transistors to support 10V-class write/erase voltages. Accordingly, embedded emerging memory have been developed and launched into mass production to replace eFlash thanks to fewer additional masks, BEOL process, and lower write voltage. This presentation will provide an overview of emerging memory and forecast future trends. Circuit technology for high-temperature read and high-speed rewrite of embedded STT-MRAM (eMRAM) will be presented, as well as the evaluation results of test chips. In addition, future prospects for MRAM technology and other emerging memory technologies are also discussed.

Currently, MRAM, ReRAM, and PCM are available as embedded non-volatile memory (eNVM), and Yole's report predicts that the eNVM market will grow at more than two times per year between 2022 and 2028, with eMRAM leading the market growth for MCUs in particular [1]. This is because MRAM IP is available from major foundries for the 2Xnm generation and beyond, which is expected to replace eFlash in a various application.

Next, the evaluation results of test chip will be presented. There are several challenges in accelerating read speed and write throughput to enhances the performance of MCUs with eMRAM, and to realize low energy write for expanding new MCU applications. These are due to intrinsic characteristics of smaller read margin especially at high temperature, and write current variation of MRAM, respectively.

In this presentation, a high-precision boosted cross-coupled sense amplifier [2], global- and local-trimming with parallel-connected resistors, and cascode-clamp MOS scheme to achieve random read access frequency of over 200MHz at high temperature of 125°C will be introduced [3]. In addition, we will also present novel write schemes (a variable parallel bit write scheme and a self-termination write scheme) to enhance the advantage of eMRAM, achieving 10.4MB/s fast rewrite throughput and 65-69% lower write energy [3-4]. These achievements using 2Xnm and/or 1Xnm process technology will enable us to continuously provide advanced MCU products with embedded non-volatile memory to expand new MCU applications.

Finally, a future emerging memory technology will be discussed. Although MRAM leads eNVM market at present, other emerging memories also have the potential to change the situation drastically with the improvements in material development and so on. The next generation eNVM and expansion of its applications will be discussed from the perspective of memory IP design.

Reference

- 1) Yole Group, Emerging Non Volatile Memory 2023 Market & Technology Report
- 2) T. Shimoi et al., VLSI2022, pp.134-135.
- 3) T. Ogawa et al., ISSCC2024, pp.290-292.
- 4) T. Ito et al., IEDM 2021, pp. 2.2.1-2.2.4.

Spintronic security devices based on magnetic random-access memory

Soogil Lee¹, Jaimin Kang², and Byong-Guk Park²

¹Department of Electronic Engineering, Gachon University, Seongnam 13120, Korea

²Department of Materials Science and Engineering, KAIST, Daejeon 34141, Korea

Security of information in Internet-of-Things (IoT) era is becoming a critical challenge because present software-based security technology is vulnerable to adversarial attacks. Recently, hardware-based security technology that utilizes natural randomness of materials and devices (e.g., physical unclonable function, PUF) has received much attention as an alternative to overcome this vulnerability [1]. In this study, we present a spintronic PUF utilizing field-free spin-orbit torque switching in ferromagnet (FM)/nonmagnet/FM trilayer structures [2]. This spintronic PUF exhibits ideal uniformity and uniqueness, which are essential PUF metrics. In addition, we also discuss the reconfigurability and reliability of this spintronic PUF. Furthermore, we demonstrate a magnetic random-access memory (MRAM) based PUF that consists 70-nm-diameter magnetic tunnel junctions [3]. We believe that our spintronic PUF offers excellent potential for enhancing the security of IoT applications because it could be compatible with current complementary-metal-oxide-semiconductor and MRAM technology.

Reference

- 1) Yansong Gao, Said F. Al-Sawari, and Derek Abbott, *Nature Electronics* 3, 81 (2020).
- 2) Soogil Lee et al, *Advanced Materials* 34, 2203558 (2022).
- 3) Jaimin Kang et al, *ACS Nano* 18, 12853 (2024).

MRAM growing into 3 terminal device

Tomoyuki Sasaki

Advanced Products Development Center, Technology & Intellectual Property HQ, TDK Corporation,
Ichikawa, Chiba 272-8558, Japan

Recently, increased energy consumption with the development of AI is becoming a major social issue. The human perception by AI technology is used in our general life. According to Jones ¹⁾, the national energy consumption in ICT, which has a 2000 TWh in 2018, is rapidly increasing. The weight of data center is changing from traditional to hyperscale data center. In particular, the energy consumption in networks and data centers regions will be increased by 5 times in 2030 on a 2018 basis. Human society must suspend this power increase. One of the solutions is edge AI. Next generation AI is demanded low power consumption with keeping computing power at edges. Currently data from sensors were sent from edge to cloud AI, after that, answer is sent from cloud AI to edge. In this case, sending data band should be wide. If we realize edge AI which is mean the recognition and judgments within edge, we can achieve social level power consumption reduction and keeping personal security data. Recently, we can use embedded-MRAM in semiconductor circuits. Mass-produced MRAM is STT-MRAM which replaces NOR-Flash, is not enough for edge AI because of slower write speed and lower integrated density than DRAM and SRAM. To use MRAM for AI, advances in MRAM technology are required.

Present STT-MRAM is trying to achieve L3 cash level memory. The challenge is to improve the write endurance because tunnel barriers break down at a certain rate under a high speed write operation. One of the solutions is SOT-MRAM which is expected to be high endurance with high write speed ²⁾. SOT-MRAM must be compared and win that it is more suitable than an SRAM in case of cutting-edge node.

We have a different choice which is Spin-memristor in Neuromorphic device ³⁾. Neuromorphic device mimics human brain. It needs memristors and analog or spike signal computing. Memristor is defined as analog memory whose conductance depends on number of electrons passing through the element. Memristor is integrated in logic circuits. Its important properties are dynamic range, linearity, symmetry and non-volatility ⁴⁾. An ideal memristor should have a linear and symmetric response with a constant and small conductance change under each write pulses.

2-terminal STT-MRAM can grow into 3-terminal SOT-MRAM and Spin-memristor. The SRAM-class generation will be tipping point for MRAM.

Reference

- 1) N. Jones: Nature **561**, 163 (2018).
- 2) Y. Shiokawa, E. Komura, Y. Ishitani, A. Tsumita, K. Suda, Y. Kakinuma and T. Sasaki: AIP Advances **9**, 035236 (2019)
- 3) T. Shibata, T. Shinohara, T. Ashida, M. Ohta, K. Ito, S. Yamada, Y. Terasaki and T. Sasaki: Appl. Phys. Express **3**, 043004 (2020)
- 4) G. W. Burr *et al.*, IEEE Trans. Elec. Dev. **62**, 3498 (2015)

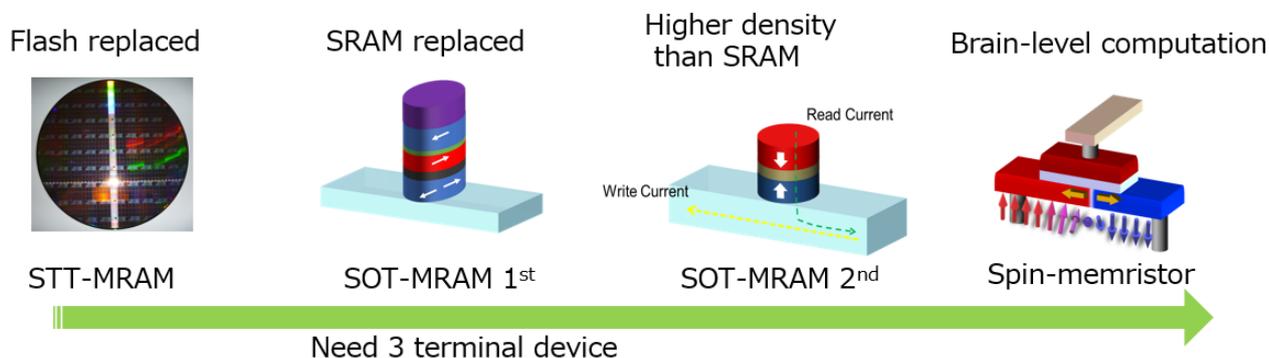


Fig. 1 MRAM Growth Roadmap

磁性を活用した高性能熱電材料の開発

森 孝雄

(物材機構、筑波大)

Development of high performance thermoelectric materials by utilizing magnetism

Takao Mori

(NIMS, U Tsukuba)

熱電高性能化原理の開拓

熱を固体素子で電気に変換することができる熱電材料およびそれを活用した熱電発電モジュールは、エネルギーハーベスティングによる無数の IoT センサーの動作電源[1]としてだけでなく、廃熱発電による省エネの大きな効果も期待される[2]。我々は、熱電高性能を阻害するパラドックスを凌駕するような、種々の高性能化の新原理を見出してきた[3]。具体的には、妥当なナノ・マイクロ構造や欠陥、結晶構造由来の低熱伝導率機構などによってフォノンを効果的に選択散乱したり、電気伝導率とゼーベック係数のトレードオフに対しては、磁性（磁気相互作用、スピン揺らぎなど）を活用することでゼーベック効果を増強してパワーファクター(PF)の増強に成功している。本講演で後者の高性能化原理に関して詳細に報告する。

電荷キャリアと磁気モーメントの相互作用により、Fe などの磁性金属において古くからマグノンドラグによって低温でゼーベック係数の小さな増加が知られていたが、近年の進歩としては、CuFeS₂ カルコパイライトなどにおいてマグノンドラグが実際に高い熱電性能、つまり高温での高いパワーファクターにつながることを示唆した [4]。最近、マグノンドラグが、準安定なホイスラー合金 Fe₂VAl 系の薄膜における巨大なパワーファクター[5]の起源であることも提案された [6]。

また、磁気秩序の無い常磁性系における磁性熱電増強原理も発見した。つまり、電荷キャリアと磁気モーメントの結合が強い場合、この相互作用がキャリアをドラッグして有効質量の増加につながり、ゼーベック係数が高まることを、最初の実証例として CuGaTe₂ における Mn ドープで見出し、Bi₂Te₃ などについても示した[7]。有効質量の増加は移動度を低下させるが、ゼーベック増強によって、総合的にパワーファクターの向上が得られた。後に、この現象はパラマグノンドラグと名付けられた。

一方で、スピンゆらぎによって、Fe₂VAl 系のゼーベック係数を高めることも明らかにした [8]。スピンエントロピーに関しても、Co 酸化物などに限らずゼーベック係数を増強することも、最近レビューされた[9]。最近のスピンゆらぎ増強などに関する進展も報告する。

これらすべての磁性を活用した熱電増強原理に関して詳述するだけでなく、開発中の幾つかの関連の熱電発電デバイスに関して報告する。例えば、n 型 CuFeS₂ 系と p 型 CuCr₂S₄ 系のオールオリジナルな磁性半導体熱電材料で作製したデバイスで 110 mW の発電を示し、超高性能の準安定ホイスラー合金 Fe₂VAl 系薄膜を活用したデバイスの作製にも成功した。

未来社会創造事業プロジェクトおよびメンバーの共同研究に謝辞申し上げます。

参考文献

- 1) *Sci. Tech. Adv. Mater.* 19, 836 (2018), *MRS Bulletin*, 43, 176 (2018).
- 2) L. E. Bell, *Science* 321, 1457 (2008), *JOM*, 68, 2673-2679 (2016).
- 3) T. Mori, *Small* 13, 1702013 (2017), *Energies*, 15, 7307 (2022), *Adv. Energy Mater.*, 11, 2101122 (2021), *Joule*, 5, 1196-1208 (2021).
- 4) *Appl. Phys. Express*, 6, 043001 (2013), *Angew. Chem. Int. Ed.* 54, 12909 (2015).
- 5) *Nature* 576 (7785) 85-90 (2019).
- 6) *Phys. Rev. B*, 104, 214421 (2021).
- 7) *J. Mater. Chem. A*, 5, 7545 (2017), *Mater. Today Phys.*, 9, 100090 (2019), *ACS Appl. Energy Mater.*, 5, 3845 (2022), 6, 18, 9646 (2023).
- 8) *Science Advances*, 5, eaat5935 (2019).
- 9) *Sci. Tech. Adv. Mater.*, 22, 583-596 (2021).

磁気秩序下における熱電効果の最近の進展： マグノンドラッグ効果を中心に

松浦弘泰
(東大理)

Recent Progress in Thermoelectric Effects in Magnetic States Focusing on Magnon Drag Effect
Hiroyasu Matsuura
(Department of Physics, University of Tokyo)

温度勾配を電圧に変換する熱電効果（ゼーベック効果）は古くから知られた現象であるが、最近、カーボンニュートラルを始めとした持続可能な社会のための電源候補として注目されており、熱電効率のよい新材料設計指針の確立が期待されている。

熱電材料設計には温度勾配により生じる多様な熱流とその役割を理解することが重要となる。例えば、温度勾配下では電子による熱流だけでなくフォノンによる熱流も生じ、その結果、フォノンの熱流が電子の流れを牽引（ドラッグ）し巨大な熱電効果を示すことがあるためである。この熱電現象はフォノンドラッグ効果と呼ばれ 1940 年代に理論的に提案された^{1,2)}。その後、1950 年代にシリコンやゲルマニウムなどの半導体、その後、貴金属やアルミニウムなどの単純金属でも実験的に発見されている³⁾。最近では FeSb₂ においてフォノンドラッグによる数十 mV/K 程度の非常に大きなゼーベック係数や、薄膜・基板系において基板のフォノンに誘起された薄膜でのフォノンドラッグ現象が観測され、実験・理論の双方の観点から興味を持たれ精力的な研究が行われている^{2,3)}。

フォノンドラッグ効果と類似した現象として、マグノンドラッグ効果が知られている。マグノンドラッグ効果とは、磁性体に温度勾配を印加した際、磁性体の素励起であるマグノンによる熱流が電子とマグノン間の相互作用により電子の流れを牽引する現象である。この現象はフォノンドラッグ効果発見後の 1960 年代に理論的に提案され⁴⁾、その後、鉄で観測された⁵⁾。フォノンドラッグ効果と類似した現象であるが、フォノンドラッグ効果が数十ケルビンの低温で見られる現象であるのに対し、マグノンドラッグ効果は常温付近で見られることが多く、常温での熱電材料のための設計指針として期待されている。

マグノンドラッグ効果の候補物質としてこれまで、上述した鉄や、ニッケル、コバルトなどの遷移金属が知られているが⁶⁾、最近、著者らは常温で大きな熱電効果を示す鉄ホイスラー薄膜⁷⁾や磁性半導体であるカルコパイライト化合物 CuFeS₂⁸⁾でマグノンドラッグ効果による巨大な熱電効果の可能性について検討した⁹⁾。

そこで本講演では、マグノンドラッグと相補的であるフォノンドラッグの最近の進展も取り入れながら、磁性体での特異な熱電効果であるマグノンドラッグ効果についての最近の進展について紹介する予定である。

参考文献

- 1) L. Gurevich, J. Phys. USSR **9**, 477 (1945); **10**, 67 (1946).
- 2) フォノンドラッグ効果の最近のレビューとして、松浦弘泰、高橋英史、片瀬貴義: 固体物理 **59** 85 (2024).
- 3) H. Matsuura, et al.: J. Phys. Soc. Jpn. **88**, 074601 (2019); フォノンドラッグ効果の理論研究のレビューとして、松浦弘泰、前橋英明、小形正男、福山英敏: 固体物理 **55** 325 (2024).
- 4) M. Bailyn: Phys. Rev. **126**, 2040 (1962).
- 5) F. J. Blatt, et al.: Phys. Rev. Lett. **18**, 395 (1967).
- 6) S. J. Watzman, et al.: Phys. Rev. B **94**, 144407 (2016).
- 7) B. Hinterleitner, et al.: Nature (London) **576**, 85 (2019).
- 8) R. Ang, et al.: Angew. Chem. Int. Ed. **54**, 1 (2015).
- 9) H. Matsuura et al.: Phys. Rev. B **104**, 214421 (2021).

低次元結晶構造をもつ三元遷移金属テルル化物の熱電特性

岡本 佳比古
(東大物性研)

Thermoelectric properties of ternary transition-metal tellurides with low-dimensional crystal structure

Yoshihiko Okamoto
(ISSP, Univ. Tokyo)

はじめに

Bi_2Te_3 系、 PbTe 系、 Si-Ge 合金といった実用熱電変換材料はいずれも単純な結晶構造をもつ。これらを超える高い性能をもつ新材料の開拓は容易でないが、結晶構造の自由度を上手に生かせるような、複雑な結晶構造をもつ物質に着目して新材料を開拓すれば、これらを凌駕する新材料候補を発見できるかもしれない。実際、籠状構造や複合欠陥の導入による格子熱伝導率の低減はこれまでの新材料開拓において成果を挙げてきた。本講演で着目する $5d$ や $4d$ 遷移金属元素のテルル化物は、広がった $5d/4d$ 軌道と Te の $5p$ 軌道がかみ合うことにより、個性豊かで多彩な結晶構造が現れる舞台である。結晶構造の特徴を生かして高い熱電性能が実現し得るだけでなく、 d 電子がもつ磁性も熱電性能の向上に寄与し得る。本講演では、低次元結晶構造をもつ三元遷移金属テルル化物 Ta_4SiTe_4 と $\text{Ta}_2\text{Ni}_3\text{Te}_5$ を中心に、講演者らが取り組んできた熱電変換材料開拓の成果を紹介する。それに基づいて、高い熱電変換性能の実現にとって特徴的な結晶構造と遷移金属元素の担う役割について議論する。

一次元ファンデルワールス結晶 Ta_4SiTe_4

Ta_4SiTe_4 は Ta_4SiTe_4 鎖が Te 原子間に働くファンデルワールス結合で結びついた、一次元ファンデルワールス結晶と呼べるユニークな結晶構造をもつ (Fig. 1 挿入図)。講演者らは Ta_4SiTe_4 針状結晶を合成し、電気抵抗率とゼーベック係数を測定したところ、Fig. 1 に示したように、熱電変換材料として十分に小さい電気抵抗率を示しながら、最大で $|S| = 400 \mu\text{V K}^{-1}$ に達する巨大な負のゼーベック係数を室温以下の温度領域で示すことを見出した¹⁾。このような低温領域における高い熱電変換性能の実現にとって、一次元ディラック半金属と解釈できるような本物質の電子状態のもつ特徴が重要な役割を果たしていることが示唆された²⁾。

擬一次元ファンデルワールス結晶 $\text{Ta}_2\text{Ni}_3\text{Te}_5$

$\text{Ta}_2\text{Ni}_3\text{Te}_5$ は、 Ta 原子と Ni 原子が縞状に並んだ $\text{Ta}_2\text{Ni}_3\text{Te}_5$ 層が Te 原子間に働くファンデルワールス結合で結びついた、擬一次元ファンデルワールス結晶と呼べる結晶構造をもつ。現時点では元素置換効果の全体像は明らかになっていないが、室温以下の温度領域において、数 $\text{m}\Omega \text{ cm}$ の小さい電気抵抗率を示しながら、 $S > 100 \mu\text{V K}^{-1}$ の大きなゼーベック係数を示す結晶が得られている。このような高い熱電変換性能の実現にとって、擬一次元的といえる結晶構造が重要な役割を果たしている可能性がある。

本研究は、松永文弥、安部泰弘、吉川侑磨、和田泰地、井ノ原拓実、竹中康司、山川洋一、磯村大和、大熊隆太郎、山浦淳一の各氏を中心とする多くの方との共同研究である。この場を借りて感謝申し上げます。

参考文献

- 1) T. Inohara, Y. Okamoto, Y. Yamakawa, A. Yamakage, and K. Takenaka, *Appl. Phys. Lett.* **110**, 183901 (2017).
- 2) F. Matsunaga, Y. Okamoto, Y. Yokoyama, K. Takehana, Y. Imanaka, Y. Nakamura, H. Kishida, S. Kawano, K. Matsuhira, and K. Takenaka, *Phys. Rev. B* **109**, L161105 (2024).

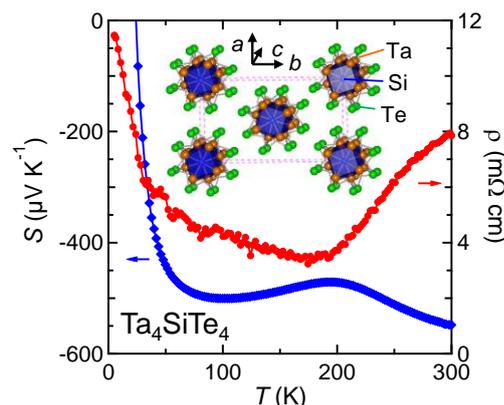


Fig. 1. Seebeck coefficient and electrical resistivity of Ta_4SiTe_4 . The inset shows the crystal structure of Ta_4SiTe_4 .

擬一次元半金属 Ta_2PdSe_6 の磁気熱電物性

中埜彰俊
(名大院理)

Magneto-thermoelectric properties of a pseudo one-dimensional semimetal Ta_2PdSe_6

Akitoshi Nakano

(Department of physics, Nagoya Univ.)

近年、半金属における熱電物質開発に注目が集まっている¹⁾。半金属は従来の半導体熱電物質開発で最適とされていた $10^{19} \sim 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 程度のキャリア濃度が不純物置換なしで実現可能である。また通常の金属と比べて高い移動度を持つ傾向があることから、高い伝導度を得るのにも適している。一方で、電子と正孔が共存することによるゼーベック係数の補償は熱電特性を大きく損なわせるために、これを低減することが物質設計の要となる。理論的には、電子・正孔バンドの状態密度有効質量を非対称にする方法が提案されているが、依然として熱電半金属の物質例は少ない。

我々は最近、層状遷移金属カルコゲナイド Ta_2PdSe_6 の熱電物性に注目している。 Ta_2PdSe_6 は TaSe_6 プリズムが面共有してなす一次元鎖と、 PdSe_4 平面が積み重なって形成される一次元鎖が 2 対 1 で組み合わせることで層を構成する擬一次元物質であり²⁾、第一原理計算によって半金属的な電子状態を有することが予言されている。Fig.1 にはこの系の電力因子を他の半導体熱電材料と比較して示した。ここで電力因子とは、熱電物質に温度差を 1 K 与えたときに得られる電力の目安となる量であり、ゼーベック係数 S と伝導度 σ によって $S^2\sigma$ と表される。我々は Ta_2PdSe_6 が 15 K において $2.4 \text{ mWcm}^{-1}\text{K}^{-2}$ に及ぶ桁外れに大きな電力因子を示すことを発見した³⁾。この熱電特性は、20 K 付近で $10^6 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ を上回る高い伝導度と $40 \mu\text{VK}^{-1}$ 程度の高いゼーベック係数が両立していることに支えられている。すなわち、この系は何らかの起源によりゼーベック係数の補償が抑制された“非補償”半金属状態にあることが示唆される。また、この系では通常の金属では成り立つはずの Wiedemann-Franz 側が著しく破れており、巨大な電力因子と相まって、20 K 付近としてはこれまでの熱電材料の中で最大級の性能指数を示す。

この巨大な電力因子の起源に迫るため極低温における磁気輸送係数測定を行ったところ、本系は低密度かつ同数の電子と正孔が著しく異なる移動度で運動するという特異なキャリアダイナミクスを示す半金属であることが分かった。当日の講演ではこれらの詳細について議論し、さらに磁場下における横熱電応答に関する最新の結果を紹介する予定である。

参考文献

- 1) M. Markov et al., Phys. Rev. M, 3, 095401 (2019)
- 2) D. A. Keszler et al., Inorg. Chem. 24, 3063 (1985)
- 3) A. Nakano et al., J. Phys. Energy 4, 044004 (2021)
- 4) N. W. Gaultois et al., Chem. Mater. 25, 2911 (2013)

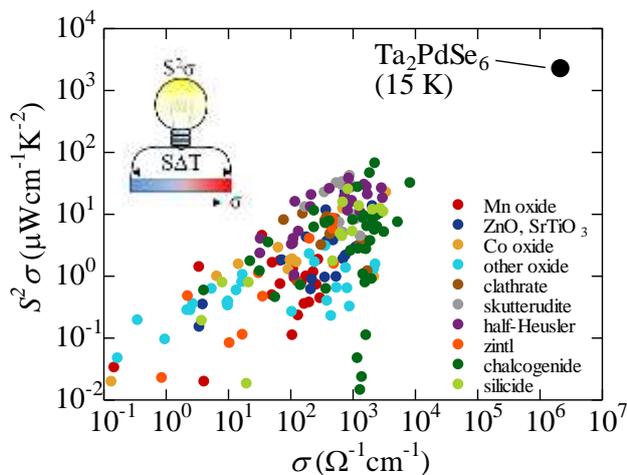


Fig.1 Comparison of the power factor between Ta_2PdSe_6 and other thermoelectric semiconductors⁴⁾.

スピン・結晶自由度が絡む熱電材料の探索

高橋英史
(阪大基礎工)

Exploration of thermoelectric materials involving spin and crystal degrees of freedom
Hidefumi Takahashi
(Osaka Univ)

はじめに

ビスマス・テルル系材料に代表される、半導体熱電材料の多くは室温から高温領域で高い熱電性能を示す。一方、室温から低温領域において、熱電性能を評価する指標の一つである出力因子が、通常の半導体材料を凌駕する巨大な値を示す材料がある。例えば Fig.1 に示す YbAgCu_4 や $\text{Na}_{0.88}\text{CoO}_2$ では 100K 以下の低温で Bi_2Te_3 の 3 倍程度の出力因子を示す¹⁾。その要因として固体の持つスピン自由度に由来した重い電子状態や強相関効果の可能性が指摘されている。また FeSb_2 と呼ばれる物質ではフォノンドラッグにより、低温 (10 K) で -45 mV/K という巨大なゼーベック係数と同時に、非常に大きな出力因子 ($\sim 2000 \mu\text{W}/\text{K}^2\text{cm}$) が報告された²⁾。さらに最近、250 K 付近において非極性構造をもつ高温相から極性構造をもつ低温相へ構造相転移を示す珍しい半金属である層状遷移金属ダイカルコゲナイド MoTe_2 において、Fig.1 に示すような低温での大きな出力因子を発見した¹⁾。これらは、固体の持つスピン、フォノン、構造相転移の自由度を制御することで高い熱電性能を示す可能性を示唆している。

実験結果

Co 酸化物に代表される強相関材料では、高いスピン自由度 (スピンエントロピー) に由来した高い熱電性能の実現が提案されている。そこで、圧力によりスピン状態が変えられる Co 酸化物 $\text{Sr}_{1-x}\text{Y}_x\text{CoO}_{3-\delta}$ を用い、スピン状態変化に伴うスピンエントロピー変化とゼーベック係数との関係性を明らかにした³⁾。

さらに、 FeSb_2 では結晶サイズを変えた場合での、電気抵抗率、ゼーベック係数、熱伝導率の変化を系統的に解析することで、フォノンドラッグ効果の定量的な解析を可能にした。この解析からフォノンドラッグにおける電子状態の重要性を解明した⁴⁾。

そして MoTe_2 では、構造相転移温度を圧力を用い減少させたときに、構造相転移が消失する臨界圧力近傍でゼーベック効果が増大し、高い出力因子が実現することを見出した¹⁾。これは構造相転移に由来したフォノンバンドのソフト化の影響が考えられ、構造相転移の自由度が熱電性能に影響する可能性を示唆している。

以上のように、固体の持つ様々な自由度が低温における熱電物性に影響を与える可能性を示す実験結果を得ており、今回は MoTe_2 の結果を中心にその詳細について紹介する。

参考文献

- 1) H. Takahashi et al., Phys. Rev. B 100, 195130 (2019).
- 2) A. Bentien et al., EPL 80, 17008 (2007).
- 3) H. Takahashi et al., Phys. Rev. B 98, 024405 (2018).
- 4) H. Takahashi et al., Nat. Commun. 7, 12732 (2016).

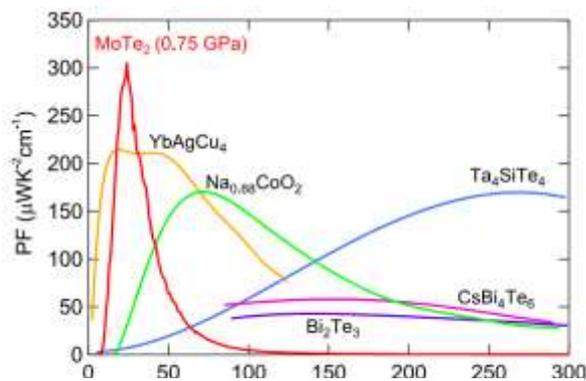


Fig.1: Power factors as a function of temperature for various materials.

横型熱電モジュールの実現に向けたゴニオ極性材料の開発と磁性元素ドーピング効果

後藤陽介
(産業技術総合研究所)

Development of goniopolar materials for transverse thermoelectrics and the effect of magnetic element substitution

Y. Goto

National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST)

はじめに

現行の熱電モジュールは、p型・n型半導体を電極を用いて組み立てる、いわゆるパイ型構造をしている。温度差によって熱起電力が生じるゼーベック効果を利用するため、必然的に温度差と発電は同方向となる(「縦型」構造)。しかし、電極・熱電材料の界面部分が高温になることで元素拡散等の反応が起きてしまい、モジュールが劣化するという課題を抱えている。これに対し、温度差と発電方向が直交する「横型」熱電モジュールは、電極界面を高温熱源と空間的に分離可能であることから、優れた耐久性を有するという長所が期待できる。本研究では、横型熱電モジュールを実現するために、ひとつの材料中でキャリア極性(p型・n型)が方向によって変化する「ゴニオ極性材料」について紹介する。ゴニオ極性材料においては、ゼーベックテンソルの非対角項が有限の値を保つため、温度差とは異なる方向に起電力を生じる。我々は最近、 Mg_3Sb_2 および Mg_3Bi_2 単結晶を作製し、これらがゴニオ極性材料であることを報告したり。本講演では、これらの熱電特性の実験結果、および第一原理計算を用いたゴニオ極性の起源解明について発表する。さらに、性能向上のための磁性元素ドーピングの検討についても報告予定である。

結果

Mg_3Sb_2 単結晶を作製しゼーベック係数を測定したところ、層状構造の面内、面間方向のゼーベック係数はそれぞれ $S_{IP} = -222 \mu\text{V}/\text{K}$ 、 $S_{CP} = +227 \mu\text{V}/\text{K}$ であった。すなわち、測定方向によってp型、n型が変化するゴニオ極性を示していることがわかった。しかし、この試料におけるキャリア密度は $1.8 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ であり、電気抵抗率が高かった。電子ドーピングによりキャリア密度を 10^{19}cm^{-3} まで高めると、ゴニオ極性が失われ、等方的なn型半導体になった。 Mg_3Bi_2 の場合も同様にゴニオ極性を示したが、 10^{19}cm^{-3} のキャリア密度領域であってもゴニオ極性を維持していた。これは Mg_3Sb_2 がバンドギャップを有する半導体であるのに対し、 Mg_3Bi_2 は電子バンド、ホールバンドが重なり合った半金属的な電子構造を有することに由来する。

Mg_3Sb_2 および Mg_3Bi_2 においてゴニオ極性が発現する起源を解明するため、第一原理計算を行った。電子バンドは主にMg 3s軌道から構成され、等方的なバンド構造をしている。これに対し、ホールバンドは主にSb/Biの p_z 軌道により構成されている。すなわち、c軸方向に電子軌道が大きく広がっていることに由来して、結晶の面間方向のみ小さな有効質量を持つことがわかった。このように、等方的な電子バンドと、異方的なホールバンドの組み合わせにより、ゴニオ極性が発現しているということが出来る。実際、ボルツマン輸送方程式を解くことでゼーベック係数のキャリア密度に対する変化を計算すると、実験結果をおおむね指示する結果を得た。

ゴニオ極性を示す物質は、数年前までは10種類程度に限られていた。本研究で示したバンド異方性に基づく物質探索は、新しいゴニオ極性材料の設計指針となると考えられる。

参考文献

- 1) Y. Goto, H. Usui, M. Murata, J. E. Goldberger, J. P. Heremans, and C. Lee, Chem. Mater. **36**, 2018 (2024).

遷移金属化合物における磁気・電気・熱電特性の電界制御

清水 直¹、三輪 一元²、小野 新平²¹富山県立大、²電中研

Electric field control of magnetic, electric, thermoelectric properties in transition metal compounds

S. Shimizu¹, K. Miwa², S. Ono²¹Toyama Prefectural Univ., ²CRIEPI

イオン液体や電解質溶液をゲート絶縁体に用いた電気二重層トランジスタの手法は、様々な物質に対して高密度なキャリア注入を可能にする[1]。対象とする物質は、トランジスタのチャンネルとして一般的な無機・有機半導体はもちろんのこと、単体金属や超伝導物質まで多岐に渡る。チャンネル部におけるキャリア蓄積層の厚さとして数 nm を仮定すると、体積キャリア密度は $10^{21}\sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ に達し、電界誘起超伝導や金属絶縁体転移などが実現される[2]。また、固液界面での強電界を利用したバルクへのイオン注入や酸素欠損の形成が可能となり、非常に広範囲なキャリア密度の変調及び物性探索が可能となる[3]。

我々は、この液体ゲート法を用い、電気、磁気、及び熱電特性の電界による制御に取り組んできた[1]。例えば、典型的な酸化物半導体の一つである WO_3 から電気二重層トランジスタを作製すると、図 1 に示すように、ゲート電圧 V_G の印加により電気抵抗の温度依存性が絶縁体から金属的な振る舞いへ連続的に変化する[4]。また、一般に熱電特性の研究においては、ゼーベック係数や電気伝導度のキャリア濃度依存性を調べるが、液体ゲート法ではキャリア濃度（もしくはフェルミ準位）を外部電圧で精密に制御することが可能となる。これは、複雑なバンド構造をもつ物質、またバルクの化学置換による系統的なドーピングが困難な物質の熱電特性の研究において威力を発揮する[5]。

本講演では、我々がいくつかの物質に対して行った、液体ゲート法を用いた電気・磁気・熱電特性の電界制御について報告する。また、本手法は様々な無機・有機半導体に適用可能であるので、これまでの結果や進捗状況を議論することにより、他の研究グループとの将来的な共同研究の可能性も探りたい。

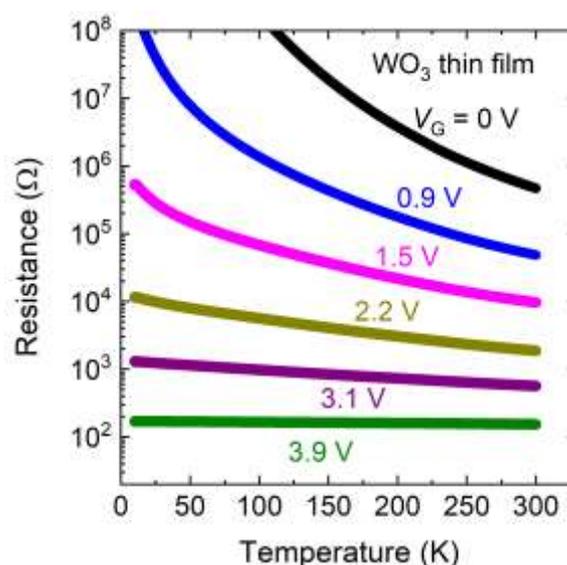


図 1: WO_3 薄膜における電気抵抗の温度依存性。ゲート電圧 V_G の増加とともに電気抵抗が減少する。

参考文献

- 1) S. Bisri, S. Shimizu, M. Nakano, Y. Iwasa, *Adv. Mater.* **29** (2017) 1607054.
- 2) K. Ueno et al., *Nature Mater.* **7** (2008) 855.
- 3) M. Rajapakse et al., *npj 2D Mater. Appi.* **5**, (2021) 30.
- 4) S. Shimizu et al., *Sci. Rep.* **12**, (2022) 7292.
- 5) S. Shimizu et al., *Small* **12**, (2016) 3388.

謝辞

本研究は、JSPS 科研費 JP20H02830, JP20KK0318, JP23K20278 及び富山第一銀行奨学財団(令和 6 年度研究助成) の支援を受けたものである。

Cu₂O シード層と Co フェライト薄膜のミスフィット改善

佐々木 諒、神島 謙二、柿崎 浩一
(埼玉大学)

Refinement of the lattice misfit between a Cu₂O seed layer and a Co ferrite thin film

R. Sasaki, K. Kamishima, K. Kakizaki
(Saitama Univ.)

はじめに

Co フェライト(CoFe₂O₄)は大きな垂直磁気異方性を示すことが報告されており^{1),2)}、当研究グループではシード層に(100)配向 Cu₂O 薄膜を用いることで、垂直磁気異方性を示す Co フェライト薄膜を得る試みを行ってきた³⁾。しかしながら、両者のミスフィットが大きいため(100)面が膜面内に配向した Co フェライト薄膜は得られなかった。そこで、本研究では Mn 置換により Co フェライト薄膜の格子定数を制御することでミスフィット率を低減し、エピタキシャル成長の可能性を模索した。

実験方法

試料は RF マグネトロンスパッタ装置を用いて作製した。ターゲットは Cu 円板および Fe 円板上に Co と Mn チップを貼り付けたものを用いた。基板には石英ガラスを用い、チャンバー内に O₂ および Ar ガスを導入し、投入電力 4.4 W/cm² で薄膜を堆積した。Cu₂O 薄膜は、450°C に加熱した基板上に O₂ ガス分圧 15.0 ~ 16.3 %、全圧 2.0 mTorr で成膜し、Mn 置換 Co フェライト薄膜は O₂ ガス分圧 10%、全圧 4.5 mTorr、基板温度 300°C で成膜し、その後、大気中、800°C で 5 時間熱処理を行った。

実験結果

Fig. 1 および Fig. 2 にそれぞれ Cu₂O 薄膜および Co_{1-x}Mn_xFe₂O₄ 薄膜の X 線回折図を示す。Mn 置換量 x は EDX による定量結果である。Cu₂O 薄膜では、O₂ 分圧 15.9 % の試料で(100)面が膜面内に強く配向した。これより格子定数 a を求めたところ、4.27 Å であった。一方、Co_{1-x}Mn_xFe₂O₄ 薄膜では、Mn 置換量 $x = 0 \sim 0.2$ すべての試料でスピネル相が生成した。各試料の格子定数は、 x の増加に伴い増大し、ベガード則と概ね一致した。これらの結果より、Cu₂O とのミスフィット率は $x = 0.2$ の試料において -1.52% であり、 $x = 0$ の試料のミスフィット率 -1.87% に対し、0.35% 低減することができた。

Fig. 3 は Mn 置換 Co フェライト薄膜の磁化値および保磁力を示す。Mn 置換量 x の増加に伴い磁化値は増加した。これは Mn フェライトの飽和磁化値が Co フェライトよりも大きいこと、およびシェラーの式により算出した結晶子径が 240 から 320 Å に増加したことから、スピネル相の結晶性の向上が原因として考えられる。保磁力は $x = 0.2$ の試料で膜面直、面内方向ともに他の試料と比べ大きな値であった。前述のように Mn 置換した試料ではスピネル相の結晶性が向上したことから、これが原因の一つであると考えられる。

参考文献

- 1) T. Niizeki, Y. Utsumi, H. Yanagihara, J. Inoue, E. Kita; Appl. Phys. Lett., 103 (2013) 162407.
- 2) S. E. Shirsath, X. Liu, Y. Yasukawa, S. Li, A. Morisako; Scientific Reports, 6 (2016) 30074.
- 3) 岩動大樹, 神島謙二, 柿崎浩一; 信学技報 (2021) 18.

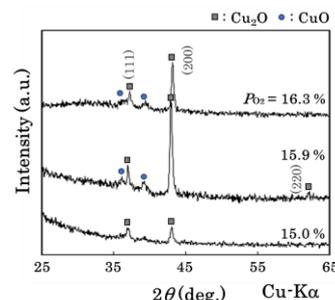


Fig. 1 X-ray diffraction patterns of the Cu₂O thin films.

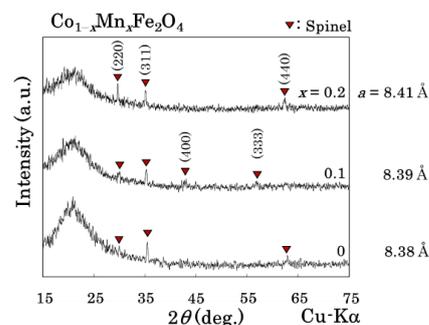


Fig. 2 X-ray diffraction patterns of the Mn-substituted Co ferrite thin films.

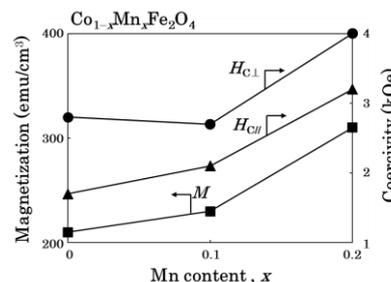


Fig. 3 Magnetic properties of the Mn-substituted Co ferrite thin films.

MOD 法により作製した Sr 系 M 型フェライト薄膜の磁気特性

川口 真弘、神島 謙二、柿崎 浩一
(埼玉大学)

Magnetic properties of M-type strontium hexaferrite thin films prepared by metal organic decomposition

M. Kawaguchi, K. Kamishima, K. Kakizaki
(Saitama Univ.)

はじめに

微小電気機械システム(MEMS)の構成要素として微小な磁石が求められている。Sr 系六方晶フェライトはコストパフォーマンスに優れた永久磁石材料だが、微小加工が困難であり、MEMS への応用には工夫が求められる。その工夫の一つとして薄膜技術が使われる。本研究では MOD 法を用いた高保磁力の Sr 系六方晶フェライト薄膜の作製を目的とした。その際、Sr がガラス基板に拡散することを防ぐために、ガラス基板上に緩衝膜として ZrO₂ 膜を用いた。

実験方法

試料は MOD 法により作製した。出発溶液には Fe、Sr の有機金属塗布材料(SYMETRIX)を用い、Fe/Sr=8.0~9.0 となるように調製した。これを室温で 24 時間攪拌し、スピコート法を用いて、あらかじめ MOD 法により ZrO₂ 薄膜を成膜した石英ガラス基板上に塗布した。その後大気中 400°C で 30 分乾燥させた。塗布と乾燥の工程を 3 回繰り返した後、900°C で 5 時間熱処理を行い、膜厚約 300 nm の SrFe₁₂O₁₉ 薄膜を作製した。得られた膜の結晶構造は X 線回折法(XRD)により解析し、磁気特性は振動試料型磁力計(VSM)により膜面内および膜面垂直方向に磁場を印加して測定した。

結果および考察

Fig. 1 は Fe/Sr 比の異なる Sr フェライト薄膜の X 線回折図を示す。全ての試料で M 型フェライト相が生成したが、Fe/Sr=9.0 の試料では過剰となった Fe が α-Fe₂O₃ 相として生成した。Fe/Sr 比がそれ以下の試料においては一貫して緩衝膜として用いた ZrO₂ 相と SrM 相からの回折線のみであり、異相はない。

Fig. 2 は Fe/Sr 比が 8.4 の試料のヒステリシスループを示す。膜面内および膜面垂直方向ともに大きな保磁力を示し、硬磁性であることがわかる。この膜の膜面垂直方向に測定した保磁力は 5.7 kOe であり、今回成膜した一連の試料の中で最大であった。この値は Masoudpanah らが溶液法で作製した Sr フェライト薄膜¹⁾の約 4.8 kOe よりも大きかった。以上のことから Fe/Sr=8.4 の試料が最良であるといえる。一方、磁化値は 275 emu/cm³ であり、バルク値に比べて若干小さい値であった。これは膜の密度が低いためと考えられる。ただし、膜面内方向と膜面垂直方向の保磁力に大きな差がないことから膜は磁氣的に等方であり、Sr フェライトの大きな結晶磁気異方性を生かすためには結晶配向制御が必要である。

参考文献

- 1) S.M. Masoudpanah, S.A. Seyyed Ebrahimi, JMMM., 342 (2013) 128.

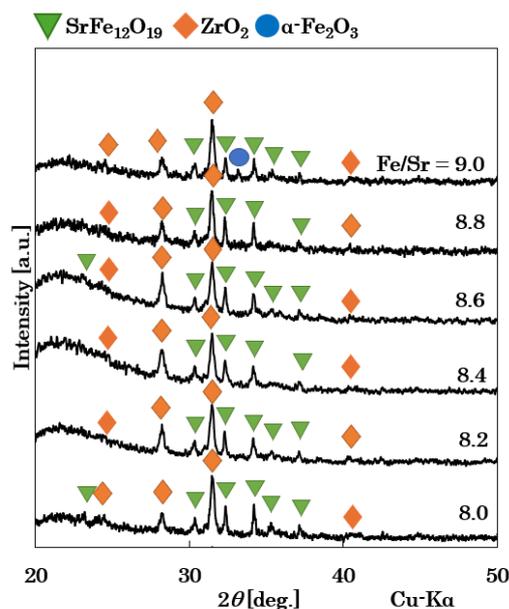


Fig. 1 X-ray diffraction patterns of the ZrO₂/SrFe₁₂O₁₉ films with different Fe/Sr ratio.

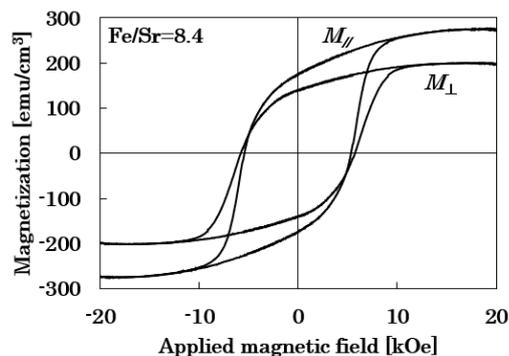


Fig. 2 Hysteresis loop of the SrFe₁₂O₁₉ film with Fe/Sr ratio of 8.4.

Li 系 QS 型六方晶フェライトの作製条件の探索

吉島丈史、柿崎浩一、神島謙二
(埼玉大学 大学院 理工学研究科)

Exploring the synthesis conditions of Li-based QS-type hexaferrite

T. Yoshijima, K. Kakizaki, K. Kamishima

(Graduate School of Science and Engineering, Saitama University)

緒言

QS 型六方晶フェライトは、化学式 $Ba_2Sn_2MeFe_{10}O_{22}$ (Me : 2 価金属) で表され、反強磁性体でありながら磁場に対し大きな磁化を示すという特異な性質を持つ。¹⁾ QS 型六方晶フェライトにおける二価金属を Li で置換することでフェリ磁性が発現すれば、デバイスへの応用が期待できる。

本研究では未確認の Li 系 QS 型六方晶フェライトの作製条件の探索を行い、単相試料の作製を試みた。

実験方法

原料粉($BaCO_3$, SnO_2 , Li_2CO_3 , $\alpha-Fe_2O_3$)を $Ba : Sn : Li : Fe = 2 : 2 + x : 0.5 + 0.5x : 10.5 - 1.5x$ ($-0.8 \leq x \leq 1.0$) に秤量し、エタノール湿式ミルで 24 時間混合した。乾燥後、ディスク状に加圧成型し、 $1000 \sim 1250^\circ C$ で 5 時間焼成した。その後ディスク表面を約 0.3 mm 研磨した後に粉碎し、測定を行った。試料の結晶構造は粉末 X 線回折法により解析し、磁気特性は振動試料型磁力計(VSM)、超伝導量子干渉磁束計(SQUID 磁束計)を用いて行った。

結果と考察

図 1 は $1200^\circ C$ で焼成した $Ba : Sn : Li : Fe = 2 : 2 + x : 0.5 + 0.5x : 10.5 - 1.5x$ 試料の X 線回折図である。 $1200^\circ C$ 焼成条件では、 $-0.1 \leq x \leq 0.4$ の範囲で単相試料が得られた。 $x \geq 0.5$ の組成では、 $BaSn_2Fe_4O_{11}$ が副相として現れた。 $x \leq -0.1$ の組成では M 型フェライトと $Ba_3SnFe_{10}O_{20}$ が副相として現れた。格子定数は、 $x \geq -0.1$ の範囲で x の増加に対し、 $a = 5.929 \sim 5.943 \text{ \AA}$, $c = 28.62 \sim 28.71 \text{ \AA}$ と系統的に増加し、 $Li^+(0.59 \text{ \AA})$, $Sn^{4+}(0.76 \text{ \AA})$ の重み付き平均イオン半径が $Fe^{3+}(0.645 \text{ \AA})$ より大きいことから、 $Fe \rightarrow Sn_{2/3}Li_{1/3}$ 置換が要因であると考えられる。 $x \leq -0.1$ の範囲では x の変化に対し格子定数は変化せず $Sn_{2/3}Li_{1/3} \rightarrow Fe$ 置換は行われていないと考えられる。

図 2 は $1200^\circ C$ で焼成した $Ba : Sn : Li : Fe = 2 : 2 + x : 0.5 + 0.5x : 10.5 - 1.5x$ 試料の室温磁化曲線である。 $x \geq -0.1$ の組成は反強磁性的なふるまいを示した。 $x < -0.1$ の組成は保磁力を示し、これは副相として生成した M 型フェライトによるものと考えられる。 x の増加に対する磁化の低下は、 $Fe \rightarrow Sn_{2/3}Li_{1/3}$ 置換による全体の磁気モーメントの減少が原因であると考えられる。

参考文献

- 1) M.C. Cadée *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. 62 (1986) 367.

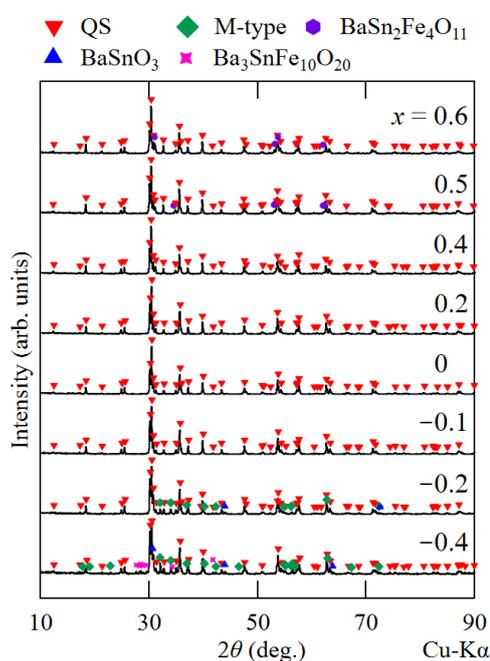


図 1 $Ba_2Sn_{2+x}Li_{0.5+0.5x}Fe_{10.5-1.5x}O_{22}$ ($T_S = 1200^\circ C$) の X 線回折図

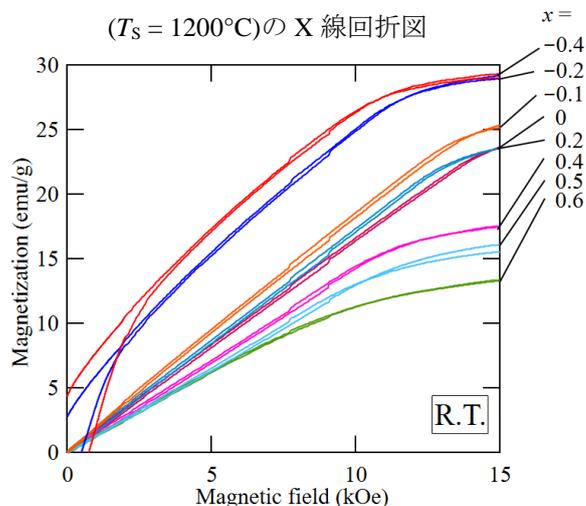


図 2 $Ba_2Sn_{2+x}Li_{0.5+0.5x}Fe_{10.5-1.5x}O_{22}$ ($T_S = 1200^\circ C$) の室温磁化曲線

2価鉄を含むQS型フェライトに関する研究

落合 響、柿崎 浩一、神島 謙二
(埼玉大学)

Investigation of QS-type ferrite containing divalent iron cations

H. Ochiai, K. Kakizaki, K. Kamishima
(Saitama Univ.)

はじめに

QS型六方晶フェライトは $\text{Ba}_2\text{Sn}_2\text{MeFe}_{10}\text{O}_{22}$ で表される¹⁾。また、反強磁性的な挙動を示すが一般的な反強磁性体と比較すると磁場に対して大きな磁化を示すことが知られている²⁾。先行研究では2価イオンとしてNi、Cu、Mg、Mn、Cd、Co、Zn等を置換したQS構造フェライトが研究されてきた。本研究では、これまでに作製報告のない2価イオンとして Fe^{2+} を用いたQS構造フェライトの作製条件と磁気特性の調査を行った。また、一般的な反強磁性体より大きな磁化を示すことから非磁性イオンによる置換によってフェリ磁性の発現が期待されるため、 2Fe^{3+} を $\text{Fe}^{2+}\text{Sn}^{4+}$ で置換することも試みた。

実験方法

2価鉄を除いた原料粉($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, BaCO_3 , SnO_2)を目的組成から2価鉄を差し引いた分だけ秤量、混合した。その後、1 mm ϕ のジルコニアボールで遊星ミル粉碎、混合し試料を乾燥させた。700°Cで脱気処理を行った後、目的組成となるように Fe_3O_4 を混合し、直径12 mm ϕ のディスク状に1.0 ton/cm²で加圧成型した。成型後、試料を石英管に入れ内圧2.0 Paで真空封入を行い、この石英管を1000~1200°Cで5時間加熱した。試料の結晶構造は粉末X線回折法を用いて同定し、振動試料型磁力計で磁気特性を測定した。

実験結果

Fig. 1に $\text{Ba}_2\text{Sn}_{2+x}\text{Fe}^{2+}_{1+x}\text{Fe}^{3+}_{10-2x}\text{O}_{22}$ (1200°C焼成)のX線回折図を示す。置換量 $x = -0.1, 0, 0.1, 0.2$ においてQS型フェライトが単相となった。

Fig. 2に1200°Cで本焼成を行った試料の印加磁場1 kOeにおける熱磁気曲線を示す。置換量 $x = 0, 0.1, 0.2$ でのネール温度は約410 K、 $x = -0.1$ でのネール温度は422 Kであった。また、 $\text{BaSn}_{0.9}\text{Fe}^{3+}_{5.47}\text{O}_{22}$ のネール温度は420 K²⁾と報告されており、今回の試料と近い値であった。さらに置換量 x が大きくなるにつれてネール温度が減少した。これは今回得られた試料で $\text{Fe}^{2+}\text{Sn}^{4+}$ の置換が進んだためだと考えられる。

参考文献

- 1) M. C. Cadée *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. 62 (1986) 367
- 2) M. C. Cadée *et al.*, J. Solid State Chem. 40 (1981) 290

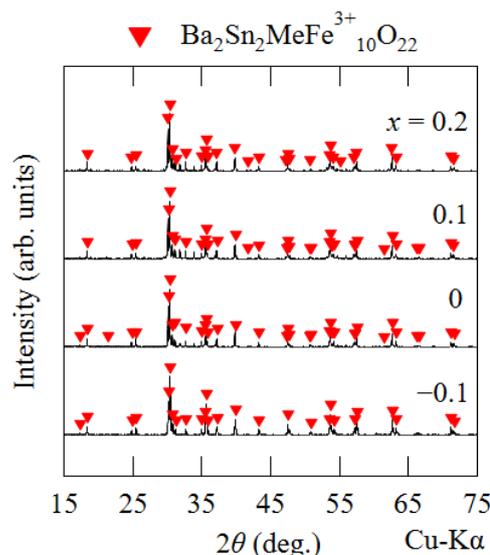


Fig. 1 $\text{Ba}_2\text{Sn}_{2+x}\text{Fe}^{2+}_{1+x}\text{Fe}^{3+}_{10-2x}\text{O}_{22}$ の X線回折図

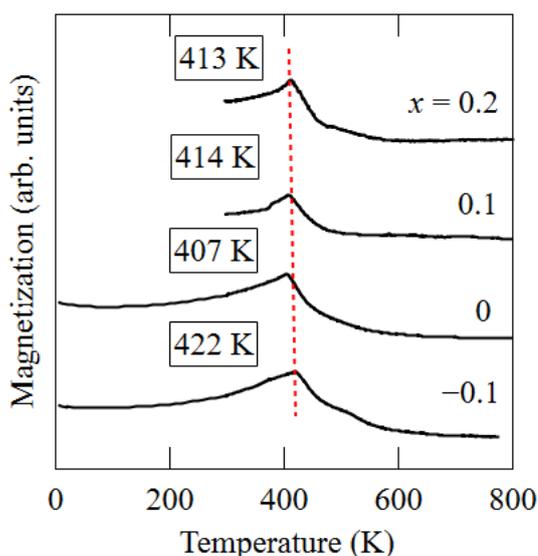


Fig. 2 $\text{Ba}_2\text{Sn}_{2+x}\text{Fe}^{2+}_{1+x}\text{Fe}^{3+}_{10-2x}\text{O}_{22}$ の 1 kOe における熱磁気曲線

W型Srフェライト単磁区粒子の保磁力

中井慎司、和氣剛、田畑吉計、中村裕之
(京都大学)

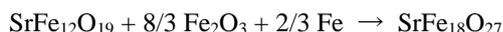
Coercivity of W-type Sr ferrite single-domain particles
Shinji Nakai, Takeshi Waki, Yoshikazu Tabata, Hiroyuki Nakamura
(Kyoto University)

はじめに

W型Srフェライト ($\text{SrFe}_{18}\text{O}_{27}$, SrW) は、室温で高い飽和磁化 (77~79 emu/g) と十分な異方性磁場 (17~19.5 kOe) を持ち^[1,2]、次世代のフェライト磁石母材として注目されている。これまでに最大エネルギー積(BH)_{max} = 5.3 MGOe のSrW磁石が報告されているが、SrWが大気中で不安定であることに起因し、焼結磁石化の際に複雑なプロセスが必要で、組織制御が難しく、期待されるほどの性能が得られていない^[3]ことが課題である。最近我々は封管法を用いることで、高温安定相であるSrWを炉冷条件でも分解させずに得られることを報告した^[4]。本研究では封管法を用いて調整したSrW単磁区粒子化試料の保磁力を評価した。

実験方法

SrWの多結晶試料を固相反応法により合成した。原料に $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ 、 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 、Feを用い、以下の式に基づいて秤量、混合したものを石英管に真空封入し、1250℃で12時間、反応させた。



得られた試料を直径0.5mmのジルコニアビーズとともに遊星ボールミルを用いて600rpmで30分間湿式粉碎し、単磁区粒子化した。粉碎後の試料は再度石英管に真空封入し、1000℃で1時間の熱処理を行い、歪を取り除いた。得られた試料は粉末X線回折(XRD)を用いて相同定をした。また、単磁区粒子化試料は無配向でパラフィンで固定し、振動試料型磁力計(VSM)により室温でヒステリシスループを測定した。

実験結果、考察

得られたSrW多結晶試料のXRDプロファイルを図1に示す。ボールミルによる粉碎前は Fe_3O_4 が不純物として含まれていたが、粉碎、熱処理後は不純物としてM型Srフェライトと $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ が確認された。これは試料が粉碎時に一部酸化されたことを示唆している。

単磁区粒子化試料のヒステリシスループを図2に示す。飽和磁化は76 emu/gであり、不純物発生に伴い飽和磁化の僅かな減少が見られた。一方で、保磁力は4 kOeであり、SrWの物性値^[2]から求められる保磁力の理論値6.0 kOeと比較して、十分な保磁力が得られた。講演では様々な粉碎条件により作製した試料の磁気特性を、粒径分布測定を踏まえて考察する。

参考文献

[1] S. Dey and R. Valenzuela, J. Appl. Phys., **55** (1984) 2340. [2] H. Ueda et al., J. Phys. Soc. Jpn., **87** (2018) 104706. [3] 豊田幸夫、粉体および粉末冶金, **44** (1997) 17. [4] 中井慎司 他、日本セラミックス協会2024年年会、[3E05].

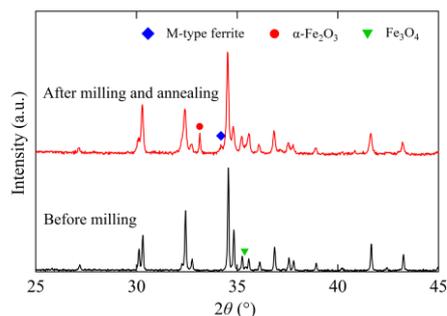


Fig. 1 XRD profiles of the samples.

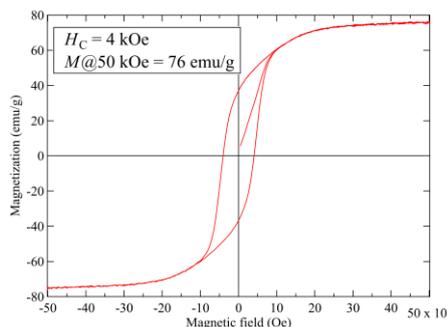


Fig. 2 Hysteresis loop of the sample after milling and annealing process.

RF スパッタリング法による Eu 鉄磁性酸化物の組成変化

澤本 敦史, 劉 小晰
(信州大学)

Compositions of Eu magnetic iron oxide by RF sputtering
Atsushi Sawamoto, Xiaoxi Liu
(Shinshu Univ.)

はじめに

希土類鉄ガーネットは $R_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (R は希土類元素) の化学式であらわされるフェリ磁性絶縁体である。巨大な磁気光学効果を示すことから光アイソレータに使用されており、光通信において不可欠な部品となっている。またスピン波と呼ばれる電荷の移動を伴わない磁気モーメントの伝搬について非常に小さい減衰定数を有することから、近年では超低消費エネルギーデバイスへの応用が研究されている¹⁾。本研究では、RF マグネトロン・スパッタリング法で石英ガラス基板上に Eu 鉄磁性酸化物を製膜し、スパッタ条件の違いによる組成の変化を調べた。

実験方法

成膜には RF マグネトロン・スパッタリング装置を用いた。0.67 Pa の Ar 雰囲気中で、 Fe_2O_3 (Φ 50.8 mm) と Eu_2O_3 (Φ 7 mm) の焼結ターゲットを同時スパッタすることにより、室温の基板上に膜形成を行った。その後、電気炉を用いて、800°C で 2 時間の熱処理を大気中で施した。結晶構造評価には Cu-K α の X 線による XRD、磁気特性評価には振動試料型磁力計 (VSM) とマイクロカー効果顕微鏡を用いた。

実験結果

Fig. 1 に用いた Eu_2O_3 の個数ごとの XRD パターンを示す。 Eu_2O_3 のタブレット数によって形成する相が変化した。(a), (b) では $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 相と $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (EuIG) 相が混在し (c) では EuIG 単相になった。また、(d) では EuIG 相と EuFeO_3 (EFO) 相が混在し、(e) では EFO 単相になった。この解析パターンの変化はスパッタ時のユウロピウム量によると考えられる。ユウロピウムと鉄の比を EuIG と EFO の化学式から考えるとそれぞれ 0.6, 1 となり、EFO の形成には EFO と比べてユウロピウムが必要であると推測される。(c), (d), (e) より Eu_2O_3 のタブレット数が増えることで形成される相が EuIG から EFO に変化していることから、ユウロピウムによって生成される相が決定することが示唆される。また、ユウロピウムがさらに少なくなるとユウロピウムを含まない $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 相が形成されると予想され、これは (a) と (b) の回析パターンと一致する。当日は EuIG の磁気特性や磁気光学効果の評価についても報告する。

参考文献

- 1) Yamahara, H. *et al.*, *Commun Mater.*, **2**, 95 (2021)

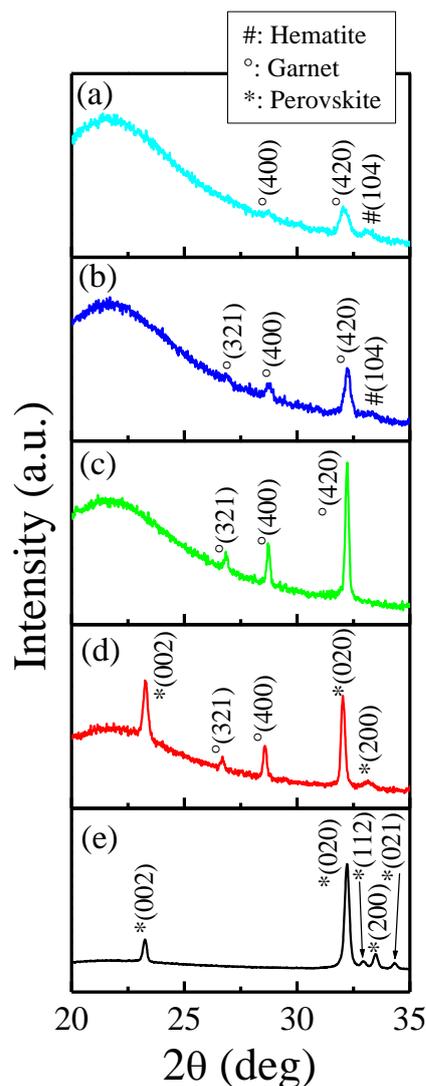


Fig. 1. XRD patterns of the films deposited with various number of Eu_2O_3 tablets. The films were deposited with (a) 3, (b) 4, (c) 5, (d) 6, (e) 7 Eu_2O_3 tablets.

歯科用磁性アタッチメント向けステンレス鋼磁石の開発

三嶋 千里*, 水野 貴仁, N.N.Adline, 菊池 永喜, 本蔵 義信
 (*三嶋研究所、マグネデザイン株式会社)

Development of Stainless-Steel Magnets for Magnetic Dental Attachments

C. Mishima*, T. Mizuno, N.N.Adline, E. Kikuchi, Y. Honkura
 (*Mishima Lab., Magnedesign corporation)

はじめに

オーステナイト系ステンレス鋼は非磁性のため、医療分野を始め工業的に広く使用されている。しかしながら、応力が加わることで加工誘起マルテンサイト変態を引き起こし磁性を帯びるため、しばしば大きな問題となっている^{1) 2)}。一方、当社は加工誘起マルテンサイト変態を積極的に応用し、これまで SUS304 を使用したステンレス鋼磁石(以下 SUS 磁石)を開発した³⁾。さらに SUS 磁石を磁性アタッチメントのプレート部品に適用することで、吸着力を従来品に比べ 2.5 倍に向上させることに成功している。SUS 磁石を使用した歯科用磁性アタッチメントは、昨年度からインドネシアを中心に販売開始している。しかしながら、日本国内で販売する場合 SUS304 に代わって耐食性に優れた SUS316 を使用の方が望ましい。そこで本研究では、SUS316 の磁石化検討およびアタッチメント作製後の吸着力も評価したので報告する。

実験方法

商業用オーステナイト系ステンレス鋼の SUS304 および SUS316 の母材を、各温度(室温,ドライアイス温度(-79°C),液体窒素温度(-196°C))まで冷却した後、スエージングマシン(榊吉田記念製:SD-500)を使用して加工を行った。その後、各試料を 500~700°C×1 時間、無負荷および 50kgf で張力をかけた状態で熱処理を施した。磁気測定は、VSM(東英工業製 P-7 型最大印加磁場 1193kA/m)を使用した。飽和磁化(J_s)は、最大磁場に対応する磁化の値とした。マルテンサイト体積分率は 100%を 1.57T(SUS304 の Fe 量から計算)として、各試料の J_s から体積分率を推定した。組織観察は、各試料を研磨後、JIS G 0571-2003 に準拠したしゅう酸エッチングを行い、光学顕微鏡および SEM 観察を行った。

実験結果

Fig. 1 は、SUS304 および SUS316 の加工率とマルテンサイト量(M_s 量)の関係を示した。304 および 316 とも、加工率が大きくなることで M_s 量は増加する。しかし M_s 量は、加工温度によって大きく異なり、室温加工では高々 20%程度、ドライアイス温度や液体窒素温度では 70%以上が得られることが分かった。一方、保磁力(iH_c)は室温、液体窒素温度とも、加工率が大きくなると減少することが分かった(Fig. 2)。さらに 304 では、550°C 程度で張力熱処理を施すことで J_s は 1.52T に、316 では 500°C で 1.37T が得られた。保磁力は、580°C で張力熱処理することで、316 で最大 16.8kA/m が得られることが分かった。

報告では、組織観察、硬さ測定も含めて SUS 磁石の特性を報告する予定である。

謝辞:本研究は 2023 年新あいち創造研究開発補助金事業(5 産科 技第 218-60 号)の支援を受けて開発を行いました。

参考文献

- 1) 三浦等:日本金属学会誌 78(10), 2014, p.375.
- 2) 杉本等:あいち産業科学技術総合センター研究報告 2016, p.2.
- 3) 本蔵等:特許第 7312995 号 (2023 年)

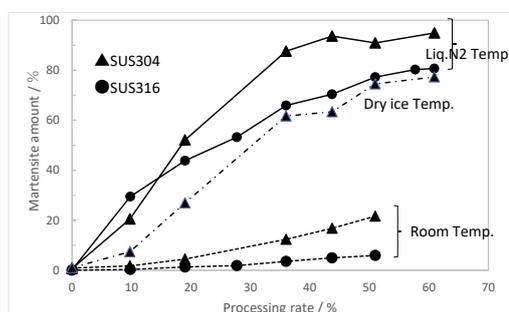


Fig. 1 Relationship between processing rate and M_s amount

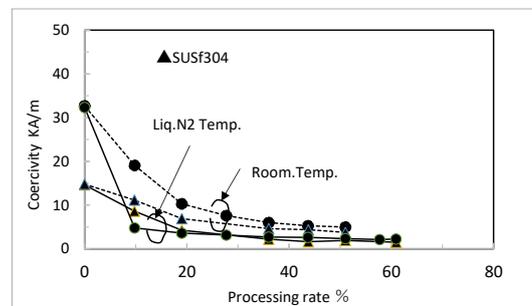


Fig. 2 Relationship between processing rate and Coercivity

Nd-Fe-B 系等方性バルク磁石の高磁力特性化

幸村治洋、山根旭裕、花島健太郎、鈴木淳詔、大河原遊

(ミネベアミツミ株式会社)

Improving the magnetic properties of Nd-Fe-B isotropic bulk magnets

H. Komura, A. Yamane, K. Hanashima, T. Suzuki and Y. Okawara

(MINEBEA MITSUMI Inc.)

1. はじめに

モータ向け磁石として リング形状の Nd-Fe-B 系等方性ボンド磁石が多く使われており、主に側面（外周あるいは内周）から多極着磁して用いられている。モータの高特性化や軽薄短小化を実現させるためには、当然ながら磁石には磁力特性を上げることが要求されるが、ボンド磁石の対策である高密度化や磁粉の静磁気特性向上は検討され尽くされた感があり、今後の飛躍的改善は困難と思われる。

モータとしては、正弦波着磁を実現しやすい等方性ボンド磁石からのレベルアップは コギング低減効果を伴うため有用であり要望も強い。そこで、バインダ樹脂を省き熱間で緻密化した Nd-Fe-B 系等方性バルク磁石について詳細な検討を行った。

2. 技術課題～検討内容

Nd-Fe-B 系等方性バルク磁石に関して、熱間で緻密化したバルク磁石は押圧方向に若干異方化する傾向が報告されており、完全な等方性では無い。つまり、リング磁石の場合 磁氣的に不利な側面からの多極着磁となるため高磁力特性化は難しくなる。この現象を踏まえると、高磁力特性を得るための最適条件は高密度化と異方化抑制を同時に満たすことと思われた。そこで、密度と異方化レベルの相関の確認および多極着磁特性の評価から Nd-Fe-B 系バルク磁石における高磁力特性化の可能性を判断した。

3. 実験

市販の急冷薄帯による磁粉を用いて、放電プラズマ焼結装置 (SPS)にて、外径φ10mm-高さ7mmのシリンダ形状のバルク磁石を作製した。その際、比較用として一般的なボンド磁石を用いた。静磁気特性は7mm角の立方体に加工し、押圧方向(A方向)およびその垂直方向(B方向)から測定した。(Fig.1) その際、マイナー特性も取得し静磁界解析による計算に供した。多極着磁特性は作製したシリンダを外径φ9mmに加工し側面から10極着磁して評価した。(Fig.2) その結果、バルク磁石の静磁気特性は、押圧方向の異方化によりA方向は上昇しB方向は低下するが、B方向の多極着磁特性は静磁界解析による計算値よりもかなり高くなることがわかった。

静磁界解析による計算値と実測値との差異はパルス着磁に起因すると考えられる。着磁特性の着磁電流波形への依存を確認したところ、磁界変化が急峻な着磁電流波形ほど導体であるバルク磁石は渦電流の影響を受け着磁特性は低下すると思われたが、実際の着磁特性は逆に上昇する結果となった。これは、押圧方向の若干の異方化によりランダムに配向された成分の中に渦電流により着磁された成分が含まれ、結果として着磁特性が高くなったと推測される。また、密度が上昇するほどA方向の異方化が進みB方向の静磁気特性は低下するが、B方向の多極着磁特性は上昇する傾向が確認された。

4. まとめ

当初考えていた結果とは異なり、Nd-Fe-B 系バルク磁石では静磁気特性が低下する不利な方向であってもランダムな配向成分を含むことで高い着磁特性が得られる現象が確認された。この現象を活用することで当該磁石の高磁力特性化が実現可能となり、モータの高特性化や軽薄短小化に貢献できると思われる。

5. 参考文献

[1] R. W. Lee (1985). Hot-pressed neodymium-iron-boron magnets *Appl. Phys. Lett.* 46, 790–791 (1985)

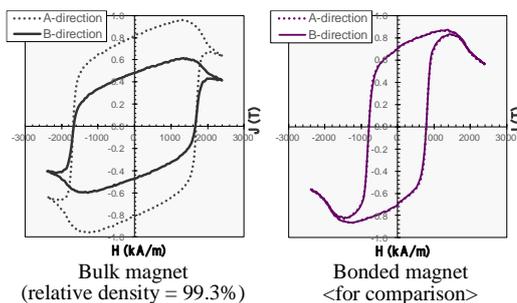


Fig.1 J-H loops of Nd-Fe-B bulk magnet and bonded magnet

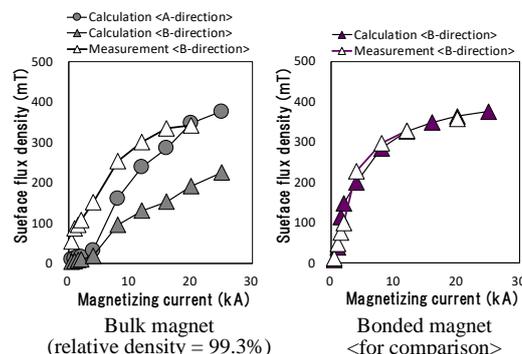


Fig.2 Magnetization characteristics of Nd-Fe-B bulk magnet and bonded magnet (ϕ 9-10P)

レーザー誘起前方転写法により作製した磁性膜の特性

中野正基*, 東倅主, 田原楽飛, 山下昂洋, 柳井武志, 福永博俊 (長崎大学)

Properties of magnetic films prepared by LIFT technique

M. Nakano*, K. Higashi, G. Tahara, A. Yamashita, T. Yanai, and H. Fukunaga (Nagasaki University)

はじめに

永久磁石膜の MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) への応用が提案される中で、有機材料基板を利用して作製されるフレキシブル MEMS を利用した研究も注目され始めている[1]。これらの MEMS への磁石膜の組み込みを想定すると、高温熱処理のプロセスを用いた場合、他のデバイスや低融点材料との共存が困難であると考えられる。本研究では、室温基板への磁石膜の成膜が期待される「レーザー誘起前方転写法：LIFT 法 (Laser Induced Forward Transfer 法)」[2]に着目した。

本発表では、装置の構築も含めた基礎研究として LIFT 法による Fe 薄膜の成膜結果を最初に紹介し、更に室温の金属基板や有機材料：PDMS (ポリジメチルシロキサン) 上に転送成膜した磁石膜の磁気特性の評価や結晶構造の観察結果、ならびに成膜挙動に関する簡単な考察に関し報告する。

実験方法

LIFT 法のターゲットとして、本研究室の既存の成膜技術である PLD 法[3]を用い、数 μm 厚以上の $\alpha\text{-Fe}$ 膜ならびに Nd-Fe-B 系磁石膜を 10 mm 角の松浪ガラス (S1111 or S100224) 上に作製した。ただし、Nd-Fe-B 系磁石膜ターゲットは、成膜後、熱処理を施している。次に、大気中 ($\alpha\text{-Fe}$ 膜のみ) や真空中において、LIFT 法を検討した。LIFT 法は、図 1 に示すように、各ターゲットのガラス基板側からレーザーを照射し、ターゲットに対向するガラス基板、Ta 基板 もしくは 5 mm 角の PDMS 付 Si 基板 (4 枚：PDMS 100 μm 厚、Si 420 μm 厚) に堆積させる手法である。その際、レーザーの行路と照射時間を制御するため、2 軸ガルバノミラー (型式：Thorlab GVS412/M) とレーザーシャッター (型式：Thorlab SH05R/M) を用いた。

実験結果と考察

大気中での LIFT 法による $\alpha\text{-Fe}$ の成膜の結果、酸化物の著しい形成は生じないことを確認した。一方、Nd-Fe-B 系磁石膜では 10 Pa (ロータリーポンプのみを利用した真空雰囲気) においても、成膜に伴う酸化現象が観察された。そこで、 10^{-4} Pa の真空雰囲気において、Ta 基板上へ Nd-Fe-B 系磁石を LIFT 成膜した結果、熱処理することなく、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 結晶相を形成 (転送) でき、200 kA/m 以上の保磁力を得られる事を確認した。更に、Si 基板上に有機材料である PDMS (ポリジメチルシロキサン) を塗布した基板 (以降、PDMS + Si 基板と呼ぶ) を利用した LIFT 法にて Nd-Fe-B 系磁石膜を成膜した結果、図 2 に示すように保磁力：200 kA/m 以上の値を得る事を確認した。現状、J-H loop において観察される低保磁力相の存在が課題と考えられる。

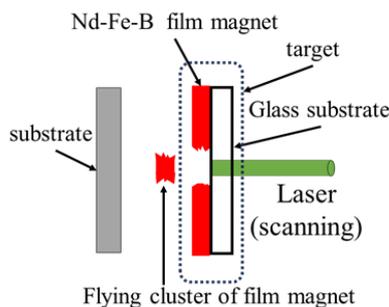


Fig. 1 Schematic diagram of LIFT technique.

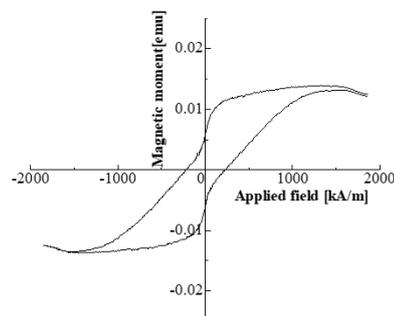


Fig. 2 . J-H loop of LIFT made Nd-Fe-B film on PDMS + Si substrate.

参考文献

- [1] 水谷ら, エレクトロニクス実装学術講演大会, 第 35 回エレクトロニクス実装学術講演大会, 17B2-02 (2021).
- [2] 佐野 智一, 廣瀬 明夫, J-STAGE スマートプロセス学会誌 2013 年 2 巻 4 号 pp. 192-196, 2013.
- [3] M. Nakano *et al.*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. 56, #7516303(2020).

プラズモンセンサによる HAMR エミュレーションおよび 保護膜・潤滑膜の化学構造解析に基づく寿命推定

柳沢雅広、國本雅宏、本間敬之
(早稲田大学)

HAMR emulation and life estimation based on chemical structure analysis of overcoat and lubricant film
using plasmonic sensor

M.Yanagisawa, M.Kunimoto, T.Homma
(Waseda University)

はじめに

磁気ディスクの記録密度向上のために、熱アシスト磁気記録方式(HAMR)が注目されている。NFT(Near field transducer)を介してレーザー光により磁気記録膜をキュリー点近傍まで加熱する方式は、筆者らが開発したプラズモンセンサリによる表面・界面の化学構造分析手法と物理的に等価であり、これにより HAMR の加熱エミュレーションが可能になると同時に、加熱による化学構造の解析が可能となる。本報告ではプラズモンセンサによる表面増強ラマン分光法(SERS)を用いて、レーザー加熱時の磁性膜、カーボン保護膜(DLC)、潤滑膜(PFPE)などの耐熱性を測定し、それらの化学構造変化を解析した。

実験方法

Fig.1 にプラズモンセンサを用いた SERS 測定ツール の概念図を示す。レーザー光の強度を連続的に変えることにより、磁性膜・カーボン保護膜・潤滑膜の温度の測定と化学構造変化を調べた。磁性膜の温度は 1064nm の近赤外レーザー励起加熱による放射スペクトルから、また保護膜と潤滑膜の温度は 532nm の可視光レーザーのアンチストークスとストークスピーク の強度比から測定した。また CoPt 媒体の 2.5 インチハードディスクドライブにプラズモンセンサアレイを組み込み、10,500rpm で回転させてオペランド測定を行った。

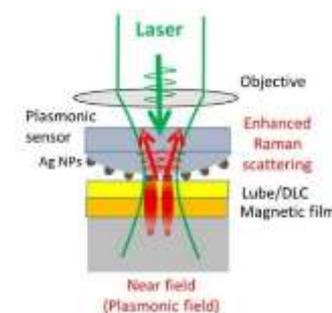


Fig.1 SERS analysis system with plasmonic sensor

結果・考察

ハードディスクドライブに組み込んだセンサアレイにより測定したカーボン膜と潤滑膜の化学構造は、Fig.2 に示すように HAMR の条件(Typical および Worst)においても変化が無いことを確認した。しかし Co 酸化物や Fe 酸化物などの触媒作用や摺動によるトライボケミカル反応により、潤滑剤が分解することを明らかにした²⁾。実際にエラーが多発して記録再生できなくなったドライブのヘッド部分の付着物から潤滑剤分解物や Co 水酸化物が検出された。新開発のブリュアン散乱/ラマン散乱ハイブリット分光法により、潤滑剤分解酸化物やカーボンおよび Co 酸化物の混合物は粘度を増加させることがわかった。

これは熱、触媒、機械エネルギーが潤滑剤を分解し、ヘッドクラッシュの原因となることを示唆している。

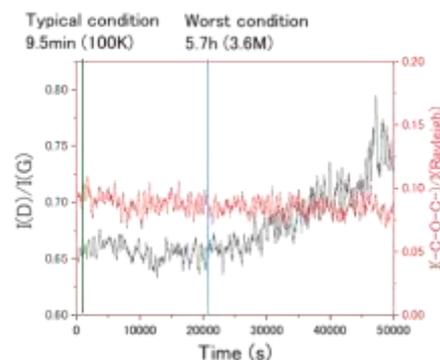


Fig.2 I(D)/I(G) of carbon and ether group(-O-) for duration time

参考文献

- 1) M.Yanagisawa, M.Saito, M.Kunimoto, and T.Homma, "Transmission-type plasmonic sensor for surface-enhanced Raman spectroscopy", Appl.Phys.Express, 9 (2016) pp.122002.
- 2) 柳沢,ベルツ,齋藤,國本,本間: ラマン分光法を用いたトライボロジーのオペランド観察(第5報): 材料その1, トライボロジー会議 2019 春 東京(2019).

HAMR Read/Write System Prospects and Challenges

Masafumi Mochizuki, Naoto Ito, Masato Matsubara, Mitsumasa Minematsu, Yukiya Shimizu,
Masayoshi Shimokoshi and Masaomi Ikeda
Western Digital Technologies GK, 1 Kirihara-cho, Fujisawa-shi, Kanagawa-ken, 252-0888

For decades, Heat-Assisted Magnetic Recording (HAMR) has been researched and developed as a candidate to enable higher area density in Hard Disc Drive (HDD) [1]. Recent Demonstrations and Announcements [2], [3], [4] have identified HAMR as a promising practical technology for HDD and enabling its areal density growth. The Advanced Storage Technology Consortium (ASRC) HDD Technology Roadmap includes HAMR as the main successor to the conventional perpendicular magnetic recording (PMR), (Fig.1). However, we have several technical challenges of Read/Write system because HAMR uses a laser-coupled near-field transducer for writing on FePt base media. Since the recording process is significantly different from PMR, we must take care of unique phenomena of HAMR.

Written track quality can be degraded by iteration of adjacent track write. Adjacent track interference (ATI) is a well-known characteristics to be handled for HAMR as well as PMR. ATI causes performance degradation and unrecoverable error in the worst-case scenario. Therefore, the track pitch in the product is chosen to provide sufficient margin against these problems. Ito et.al [5] characterized ATI in HAMR drives. In HAMR, there are two types of ATI: one is ATI localized at the track edge. The other is broad ATI which affects several adjacent tracks. For ATI localized at the track edge, it is important to reduce the number of ATI-sensitive grains by using a high cross-track thermal gradient head, by using high anisotropy field (Hk) media, and by reducing the base write current. The broad ATI is a relatively gentle effect compared to the others. It is caused by a combination of wide magnetic head field, widespread heat, and low Hk grains.

The combination of HAMR with Shingled Magnetic Recording (SMR) system is also another point to be optimized because the temperature distribution in HAMR is different from the magnetic write field distribution of PMR.

More challenges and understandings by HDD and spin-stand evaluation will be presented and discussed at the conference.

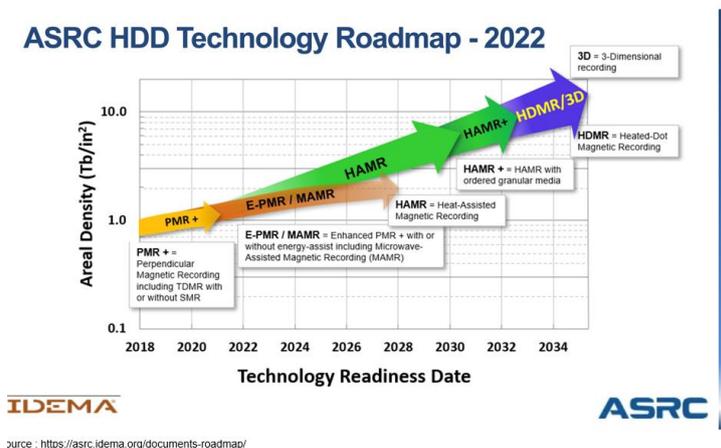


Fig.1. The Advanced Storage Technology Consortium HDD Technology Roadmap [2].

Reference

- 1) D. Weller, et. al., "A HAMR Media Technology Roadmap to an Areal Density of 4 Tb/in²", *IEEE Trans. Magn.*, vol. 50, No. 1, Jan. 2014.
- 2) IDEMA "ASRC HDD Technology Roadmap – 2022", <https://asrc.idema.org/documents-roadmap/>
- 3) Seagate, <https://www.seagate.com/blog/seagate-hamr-solutions-deliver-industry-leading-reliability/>
- 4) Seagate, <https://www.seagate.com/innovation/mosaic/>
- 5) Akihiko Takeo, "HDD Technology toward Large Capacity", IDEMA Japan Symposium, May/16th, 2024.
- 6) N. Ito, et. al., "HDD Level Characterization of Adjacent Track Interference in Heat-Assisted Magnetic Recording", TMRC 2019 #A5.

複数の FGL を有する MAMR 用 STO のマイクロマグ解析

金井靖、龍野京太、サイモン グリーブズ*
(新潟工大、*東北大)

Micromagnetic analysis of STO with multiple FGLs for MAMR
Yasushi Kanai, Keita Tatsuno, Simon Greaves
(Niigata Inst. Tech, *Tohoku Univ.)

1. はじめに

マイクロ波アシスト磁気記録(microwave-assisted magnetic recording: MAMR)は次世代の垂直磁気記録方式として提案された[1], [2]。スピントルク発振器(spin torque oscillator: STO)は MAMR を実現するために最も重要な構成要素であり、当初は 1 枚の高周波発振層(field generation layer: FGL)を有するモデルが提案、研究された。近年は安定な発振を得るため、複数の FGL を有する STO が提案されている[3]-[5]。それに伴い、構造や材料の選定は自由度が増す一方で、最適化が複雑になった。本報告では FGL/軟磁性層(soft magnetic material: SMM)/FGL で構成される、単純な構造の STO のマイクロマグ解析を行い、発振特性および記録再生特性を論ずる。

2. 計算モデルとソフトウェア

Fig.1 に提案する記録ヘッドと STO の模式図を示す。記録ヘッドは高周波電流に良好に対応するようヨーク長を 500 nm とした。2 層媒体のうち媒体裏打層 (soft magnetic underlayer: SUL) は考慮したが、表示していない。媒体記録層は、発振特性シミュレーションでは考慮していない。前述の通り、STO は FGL/SMM/FGL で構成される単純な構造である。本 STO を記録ヘッドのギャップ中に挿入し、主磁極 (main pole: MP)と FGL2 の間および FGL1 と負の分極率をもつスピン注入層 (spin injection layer with negative polarization: nSIL) の間にスピントルクを考慮した。一方、FGL1 と SMM の間および FGL2 と SMM の間にはスピントルクを考慮していない。また、FGL1 と SMM および FGL2 と SMM の間に負の exchange を仮定し、それぞれ -10 erg/cm^2 を与え、トレーリングシールド(trailing shield: TS)と nSIL の間には $\text{exchange} = 12.5 \text{ erg/cm}^2$ を与えた。他の材料特性は Table1 の通りである。FGL1 および FGL2 の大きさは $40 \text{ nm} \times 40 \text{ nm} \times 5 \text{ nm}$ であり、nSIL の大きさは $40 \text{ nm} \times 40 \text{ nm} \times 3 \text{ nm}$ である。非磁性層の厚さは MP-FGL2 間が 3 nm、他は 2 nm である。スピントルク項を含む LLG 方程式を解くために、FastMag Micromagnetic Simulator (Numerics and Design, Inc.)を使用した。

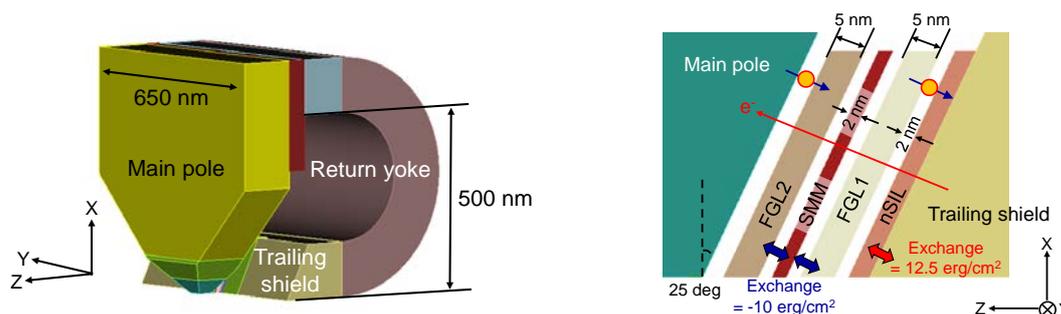


Fig. 1 Schematics of write head (left) and arrangement of STO inserted into main pole (MP) – trailing shield (TS) gap (right). A double-layered medium was considered, but not shown.

3. 結果と考察

STO 発振シミュレーション

Fig.2に FGL2, SMM, FGL1, および nSIL の磁化回転を示す。このとき、STO への印加電流

Table 1 Major Parameters Used in Calculations

| | $4\pi M_s$ | 24 kG | $4\pi M_s$ | 10 kG |
|-----|-------------|----------------------------------|------------|-------------|
| | H_k | 31.4 Oe | H_k | 31.4 Oe |
| FGL | Exchange, A | $2.5 \times 10^6 \text{ erg/cm}$ | nSIL | Exchange, A |
| | α | 0.02 | | α |
| | P_o | 0.5 (FGL2) -0.3 (FGL1) | | P_o |
| | | | | -0.3 |

密度 J は 4.0×10^8 A/cm² であった。STO が記録ヘッドのギャップに挿入されていることを考慮すると、極めて安定した発振が得られている。これは、1枚のFGLを有するSTOと比べ、FGL1とSMMおよびFGL2とSMMが反磁性結合しており、STOと記録ヘッドの静磁気相互作用が小さいためと思われる。発振周波数は16 GHzであり、 $J = 7.0 \times 10^8$ A/cm²のときは20 GHzであった。つまり、 J を大きくすると発振周波数が高くなることから、本STOは2層記録に用いることが可能である [6], [7]。さらに、FGL1とFGL2は同相で回転し、FGL1とSMMおよびFGL2とSMMは逆相で回転する。

媒体記録再生シミュレーション

ここではSTOの発振解析よりも小さい(20 nm × 20 nm × 5 nm) STOを用いた。また、STOは媒体垂直面に対して15°傾いている。さらに、FGLとSMMは完全に薄膜面内で回転し(FGL1とFGL2は同相で回転し、FGL1とSMMおよびFGL2とSMMは逆相で回転する)、スイッチング時間(FGLが回転方向を変えるに要する時間)はゼロと仮定した[8]。これらの条件は異なるが、現象を理解するには十分であろう。

Fig.3にいろいろなSMMの厚さ(d_{soft})に対する、記録幅のSTOの発振周波数への依存性を示す。SMMの厚さがゼロのときに記録幅は最大であり、SMMの厚さが増すと記録幅は減少する。これは、FGL1およびFGL2とSMMの間で磁束が閉じるためである。その結果、Fig.3 Insetに示す通り、 d_{soft} が増加するにつれてfigure of merit (FOM: SNR / track width)は大きくなる。ここで、信号対雑音比 (SNR) はSTOの発振周波数が9 GHz付近で18.1 dB – 18.4 dBであり、 d_{soft} に依らない。

参考文献

- [1] J.-G. Zhu, *IEEE Trans. Magn.*, **57** (2021) 3300106.
- [2] M. Takagishi, et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **563** (2022) 169859.
- [3] M. Takagishi, et al., *IEEE Trans. Magn.*, **57** (2021) 3300106.
- [4] Y. Nakagawa, et al., *IEEE Trans. Magn.*, **58** (2022) 3201005.
- [5] W. Chen, et al., *TMRC*, (2022) C3.
- [6] R. Itagaki, et al., *International Journal of AEM*, **71** (2023) S191.
- [7] S. Greaves, et al., *IEEE Trans. on Magn.*, **53** (2017) 300510.
- [8] S. J. Greaves and Y. Kanai, *TMRC*, (2024), (to be presented).

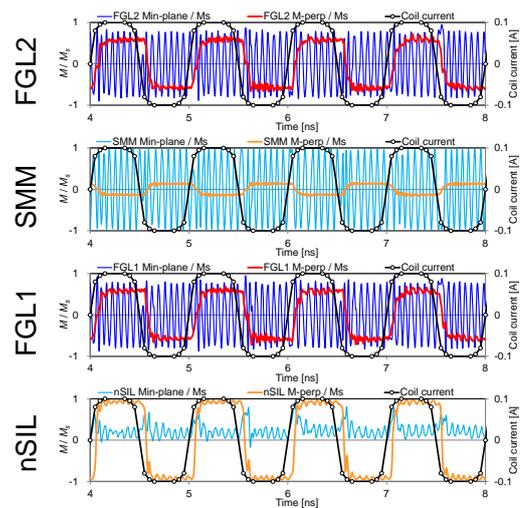


Fig. 2 Magnetization rotation of, from top to bottom: FGL2, soft magnetic material (SMM), FGL1, and nSIL. $J = 4.0 \times 10^8$ A/cm².

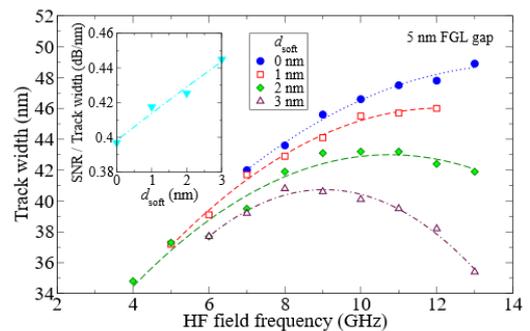


Fig. 3 Written track width vs. HF field frequency for the new dual FGL STO with various SMM thicknesses, d_{soft} . Inset: SNR / track width vs. d_{soft} .

マイクロ波アシスト磁気記録技術開発

成田 直幸、高岸 雅幸、中川 裕治、前田 知幸
(東芝 研究開発センター)

Development of Microwave-Assisted Magnetic Recording Technologies
Naoyuki Narita, Masayuki Takagishi, Yuji Nakagawa, Tomoyuki Maeda
(Corporate Research & Development Center, Toshiba)

はじめに

マイクロ波アシスト磁気記録 (Microwave-Assisted Magnetic Recording : MAMR) は、次世代の高記録密度ハードディスクドライブを実現可能にするアシスト記録技術のひとつである¹⁾。東芝では、磁束制御型 (Flux Control MAMR : FC-MAMR) ・磁気共鳴型 (Microwave-Assisted Switching - MAMR : MAS-MAMR) のふたつの MAMR 技術の開発を行っている。本報告では、これらの技術の開発状況を説明するとともに、特に高い記録密度ポテンシャルを有する MAS-MAMR における重要開発要素と、それらの開発要素に対する東芝での検討について報告する。

FC-MAMR と MAS-MAMR

MAS-MAMR は、従来よく知られる強磁性共鳴を用いたアシスト記録技術である。記録ヘッド内に設置されたスピントルク発振子 (Spin torque oscillator : STO) から、数十 GHz 帯の高周波磁界を媒体に局所的に印加し、記録媒体内で強磁性共鳴を誘起することで記録密度を高めることが可能になる。一方で、FC-MAMR では、記録ヘッド内に設置したスピントロニクス素子において、磁化発振ではなく、磁化反転を発生させる。これにより、磁極から発生する磁束の流れが局所的に変調されることで、記録密度を高めることができる²⁾。FC-MAMR では共鳴現象を用いないため、MAS-MAMR に比べてポテンシャルは低いものの、後述する MAS-MAMR 固有の開発要素の技術検討を必要としないことから、スピントロニクス技術を用いたアシスト記録ヘッド技術として、世界で初めて実用化に至った。

MAS-MAMR の重要開発要素³⁾

1. “STO と磁極の相互作用の影響” :

STO と磁極が磁氣的に結合することで、STO の動作電圧が増大する。相互作用を抑制し、信頼性観点で適切な動作電圧を達成する必要がある。

2. “周波数マッチング” :

記録媒体の強磁性共鳴周波数と STO の発振周波数を、磁気記録としての他の要件を満たしながら一致させる必要がある。

3. “STO による記録ヘッドの磁路短絡効果” :

記録ヘッド内に配置された STO の磁化配置によって、実効的な磁路短絡が生じ記録能力が劣化する効果。STO の発振効率を改善することで抑制できる。

4. “高周波磁界垂直成分によるアシスト効果の劣化” :

媒体面直方向に高周波磁界が印可されることで、実行的にアシスト効果が劣化する。従来の STO 構造では、回避することが困難であり、新たな STO 構造の提案が必要となる。

参考文献

- 1) J.-G. Zhu et al., IEEE Trans. Magn., **44**, pp. 125-131 (2008)
- 2) N. Narita et al., IEEE Trans. Magan., **57**, Art. no. 3300205 (2021)
- 3) M. Takagishi et al., IEEE Trans. Magn., **57**, Art. no. 3300106 (2021).

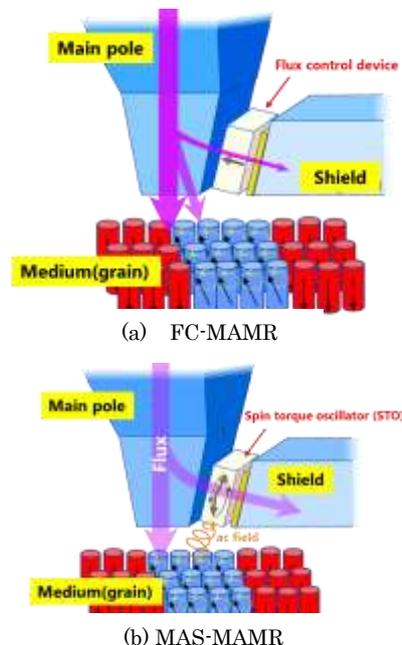


Fig.1 Schematic views of MAMR technologies

次世代垂直磁気記録媒体の開発状況

大橋栄久

(株式会社レゾナック・ハードディスク)

Development Status of Next Generation Perpendicular Magnetic Recording Media

Haruhisa Ohashi

(Resonac Hard Disk Corporation)

はじめに

近年、人工知能や機械学習をはじめとするデジタル技術は目覚ましい発展を遂げている。これらの技術の基盤となるのが大量のデータである。その総量は指数関数的な増加をみせており、2025年には全世界で175ZBものデータが生成されると予測されている¹⁾。ハードディスクドライブ (HDD) は今後も継続して大容量ストレージとしての役割を担うことを期待されている。HDDの記録密度向上のためには単位面積あたりに記録するビットの数を増やす必要があるが、微小なビットを形成するために磁性粒子の体積を小さくしていくと熱エネルギーによって磁化が消失してしまう問題が発生する。これは磁性粒子の磁気異方性エネルギー KuV (Ku : 単位体積あたりの磁気異方性エネルギー, V : 磁性粒子の体積) が熱エネルギー k_bT (k_b : ボルツマン定数, T : 絶対温度) に打ち勝てなくなるためである。この問題を解決するために高い Ku を有する磁性材料を使用すると、保磁力が高くなるために現行のヘッド磁界では記録ビットを形成することが出来なくなる。この問題、いわゆるハードディスクのトリレンマ問題を解決するための手段がエネルギーアシスト磁気記録である。ヘッド磁界でも書き込みができるように記録媒体に対して外部からエネルギーを付与して磁化反転に必要なポテンシャルを引き下げる技術であり、次世代の垂直磁気記録方式としての期待から盛んに研究が行われている。媒体メーカーであるレゾナックでは二つの次世代磁気記録方式に対応した媒体開発に取り組んでおり、それらの開発状況について報告する。

CoCrPt系グラニューラー垂直媒体

CoCrPt系グラニューラー垂直媒体は2005年に市販されてから約20年になるが、大容量ストレージの役割を担っていることから現在も絶え間なく改良が重ねられている。エネルギーアシスト磁気記録の一つであるマイクロ波アシスト磁気記録 (Microwave Assisted Magnetic Recording : MAMR)²⁾は磁気ヘッドに搭載されたスピントルク発振子 (Spin Torque Oscillator : STO) から高周波磁界を媒体に印加し、磁化が強磁性共鳴を起こすことで磁化反転を容易にする技術である。STOの発振周波数はCoCrPt系材料固有の強磁性共鳴周波数と同じ数十GHz帯であることから、膜設計を大きく変えることなく現行の媒体をMAMR媒体として適用可能である。当日はこれまでのCoCrPt系媒体について振り返りながらその設計などを報告する。

FePt系グラニューラー垂直媒体

L10型に規則化した構造を有するFePt系材料はCoCrPt系材料よりも高い Ku を有することから次世代の記録媒体材料として注目されており、記録媒体への実用化に近い段階まで開発が進んでいる。外部エネルギーとして熱を用いることから熱アシスト磁気記録 (Heat Assisted Magnetic Recording : HAMR) と呼ばれており、近接場光を用いて媒体の記録したい箇所をスポット的に加熱し、瞬間的に磁化を熱揺らぎさせることでヘッド磁界でも記録ビットを書き込み可能にする技術である。HAMRは現行媒体と比較して膜設計が大きく異なることから特有の課題も多い。当日はこの課題や開発状況について報告する。

参考文献

- 1) Seagate Technology レポート「データを再考する」
- 2) J.-G. Zhu et. al., *IEEE Trans. Magn.*, vol. 44, no. 1, pp. 125-131 (2008)

熱アシスト 3次元磁気記録と材料開発

高橋有紀子
(物質・材料研究機構)

Materials Development for 3D-HAMR

Y.K. Takahashi
(NIMS)

はじめに

IoT および DX 社会の到来や生成 AI の活躍などによるデジタル情報の爆発的な増加に伴い、デジタル情報を保管するデータセンタ(DC)で用いられるストレージデバイスの大容量化が求められている。一方で、現行技術のままデジタル情報が増加し続けると DC の消費電力は 2025 年には世界の総消費電力の 10% に達すると見込まれており⁽¹⁾、DC の省エネは持続可能な社会を実現する上で喫緊の課題である。DC の省エネと大容量化を同時に実現するため、メインストレージデバイスであるハードディスクドライブ(HDD)の高密度化が必要になる。その 1 つの方法として 3 次元多値記録が挙げられる。ここでは熱アシスト 3 次元磁気記録を目指した我々の最近の取り組みを紹介したい。

熱アシスト 3次元磁気記録の動作原理

図 1 に多値記録で用いる記録媒体の模式図を示す。記録媒体は 3 次元へと展開する。ここでは簡単のため記録層が 2 層の場合を示している。上下の記録層にはキュリー点の差をつける(T_{c1} と T_{c2})。原理的には、磁化や異方性など他のパラメータは同一でも構わない。上下の記録層の交換結合を制御するために Breaking Layer(BL)層を挿入する。書き込みはレーザー強度を制御することにより 2 回のレーザー照射で上下記録層に書き込む 2 pass write の方法を採用する。再生は現行の磁気抵抗素子を用い、上下の磁気記録層からの和を検出する。これを上下記録層の信号に復号するには新規信号処理技術が必要となる。

FePt-C を用いた原理実証実験

図 2 に FePt-C/Ru-C/FePt-C グラニューラー薄膜の面内と断面の微細組織を示す。面内 TEM 像から、平均粒子径が約 14 nm の FePt 粒子が均一に分散している様子がわかる。断面の STEM-HAADF 像からは、下部 FePt、Ru、上部 FePt がエピタキシャル成長をし、Ru が fcc 構造を取っていることがわかる。磁化曲線は上下 FePt の磁化反転に対応する 2 段のステップがでており、磁化の温度依存性から異なる 2 つのキュリー点(526 K と 620K)が観測された⁽²⁾。講演時には詳細な微細組織と磁気特性測定の結果と、材料開発の現状について触れたい。

参考文献

- 1) Applied Materials Blog, Aug 21, 2019.
- 2) P. Tozman *et al.*, *Acta Mater.* **271**, 119869 (2024).

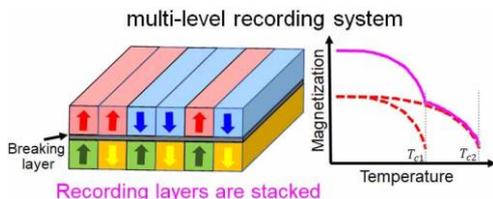


図 1 熱アシスト 3 次元磁気記録で用いる媒体の模式図。簡単のため 2 層の場合を示している。上下の磁気記録媒体は異なるキュリー点を持つ。

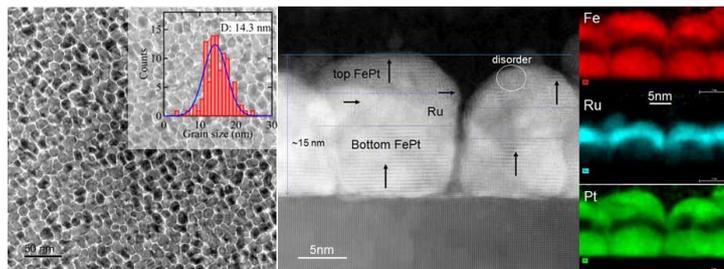


図 2 FePt-C/Ru-C/FePt-C グラニューラー薄膜の面内の明視野像とサイズ分布。断面の STEM-HAADF 像と元素マップ像。

Prospects for Three Dimensional Magnetic Recording

Simon Greaves¹

¹ Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai, Japan

Introduction

The transition from longitudinal to perpendicular recording allowed a rapid increase in the areal density of hard disk drives, but in recent years areal density growth has slowed due to limitations on the strength of the recording field. Energy-assisted technologies, such as microwave-assisted magnetic recording (MAMR) and heat-assisted magnetic recording (HAMR), offer ways to overcome write field limits and the thermal instability that accompanies reductions in the recording medium grain size.

If a recording medium contains two, discrete recording structures then, in theory, the recording capacity can be doubled. Although such three dimensional (3D) recording is possible by varying the write head current [1], [2], [3], energy-assisted approaches offer more control and flexibility [4], [5], [6]. In this talk we will discuss the technical issues and prospects for 3D recording using examples from micromagnetic simulations.

3D MAMR

Fig. 1 shows how MAMR can be used to selectively switch either of two, vertically-stacked recording structures, RL1 and RL2. The figure shows the maximum medium H_k of grains in each structure that can be switched by a combination of a head field and a high frequency (HF) field from a spin torque oscillator (STO) integrated into the write head. If the two structures RL1 and RL2 have H_k in the range ΔH_{k1} and ΔH_{k2} , respectively, one of the structures will switch at f_1 and not at f_2 , and vice-versa. A similar approach can be used to increase the number of recording structures to three. Using more than three recording structures seems to be unfeasible due to the decay of the HF field with distance from the STO.

3D HAMR

HAMR can also be used for 3D recording if the two recording structures have different Curie temperatures, T_c , as shown in fig. 2. Heating to T_{c2} , or above, allows information to be recorded on both structures, but heating to T_{c1} will only allow writing on the structure with T_{c1} as the coercivity of the other structure is higher than the write field at this point. The difference in the Curie temperatures of the two structures should be around 100 K, or more. 3D HAMR can also be extended to more than two structures, limited by the maximum temperature that can be tolerated and the strength of the write field in the structure furthest from the write head.

Areal density estimation of 3D HAMR

A grain switching probability (GSP) model was trained using data from a Landau-Lifshitz-Bloch (LLB) micromagnetic model. The bit error rate (BER) of tracks with a total of 100000 bits with random polarities (up/down) was then calculated for media with a range of average grain sizes, $\langle D \rangle$, and Curie temperature distributions, σT_c . Given the BER, the user areal density (UAD) was obtained from Shannon's equation. The results for media with a 6 nm RL1 / 3 nm IL / 6 nm RL2 structure and a target areal density of 2 Tbit/in² are shown in figs. 3 and 4.

In the absence of any read/write errors the UAD would be about 2.07 Tbit/in². For RL1 (the lower recording structure, furthest from the read/write head) the maximum UAD was about 1.6 Tbit/in². The target AD of 2 Tbits/in² was not achieved due to the lower readback signal and increased sensitivity to noise from adjacent bits and tracks. Optimisation of the recording structure thicknesses is required to boost the readback signal from RL1.

For RL2 (the uppermost recording structure), a UAD of 2 Tbit/in² was achievable when ($\langle D \rangle, \sigma T_c$) were in the range (5 nm, 25 K (4% of $\langle T_c \rangle$)) to (5.3 nm, 0 K). Lowering the UAD to 1.8 Tbit/in² would enable the use of media with much larger grains (up to $\langle D \rangle = 7$ nm) and/or σT_c (up to 70 K).

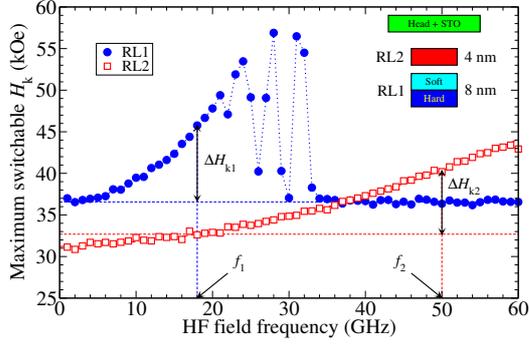


Fig. 1: Example of selective switching of recording structures in MAMR.

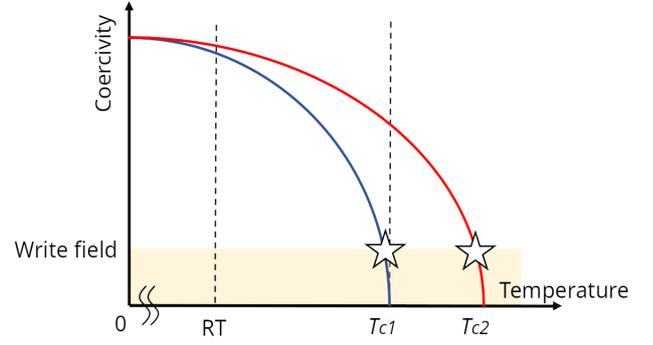


Fig. 2: Selective recording in a 3D HAMR system. The recording structures have different T_c .

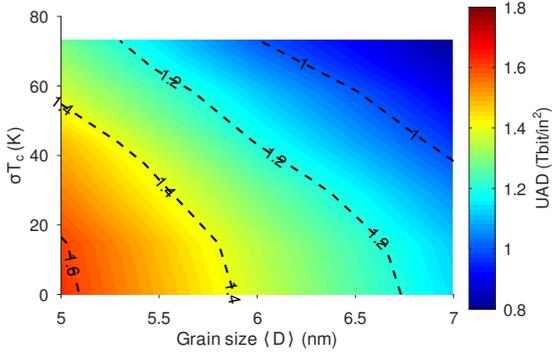


Fig. 3: Effect of average grain size and T_c distribution on user areal density in RL1 of a 3D HAMR system.

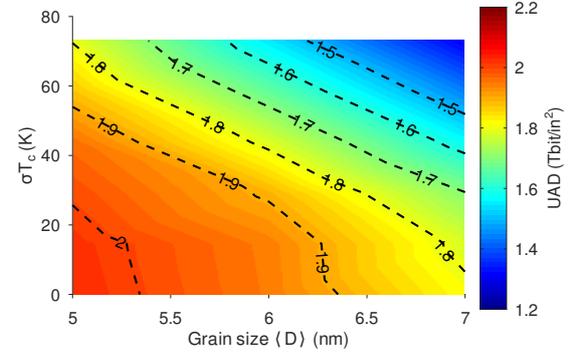


Fig. 4: Effect of average grain size and T_c distribution on user areal density in RL2 of a 3D HAMR system.

References

- [1] M. Albrecht, G. Hu, A. Moser, O. Hellwig, and B. D. Terris *J. Appl. Phys.*, vol. 97, pp. 103910–1–5, 2005.
- [2] S. Khizroev, Y. Hijazi, N. Amos, R. Chomko, and D. Litvinov *J. Appl. Phys.*, vol. 100, pp. 063907–1–8, 2006.
- [3] N. Amos *et al. PLoS ONE*, vol. 7, p. e40134, 2012.
- [4] S. J. Greaves, K. S. Chan, and Y. Kanai *IEEE Trans. Magn.*, vol. 55(12), pp. 6701509–1–9, Dec. 2019.
- [5] A. Aboutaleb, A. Sayyafan, K. Sivakumar, B. Belzer, S. Greaves, K. S. Chan, and R. Wood *Appl. Phys. Lett.*, vol. 119, pp. 010502–1–11, 2021.
- [6] H. Yamane, S. J. Greaves, and Y. Tanaka *IEEE Trans. Magn.*, vol. 58, pp. 3200705–1–5, Aug. 2022.

二層磁気記録における信号処理方式の一検討

仲村 泰明, 西川 まどか, 岡本 好弘

(愛媛大学大学院 理工学研究科)

A study of signal processing in double layered magnetic recording

Yasuaki Nakamura, Madoka Nishikawa, Yoshihiro Okamoto

(Graduate School of Science and Engineering, Ehime University)

はじめに

ハードディスク装置(HDD: hard disk drive)のトリレンマ問題を解決する記録方式として、エネルギーアシスト磁気記録¹⁾が提案されている。また、記録密度を大幅に向上させる記録方式として片面に複数の記録層を有する多層磁気記録²⁾が注目されている。本検討では、記録層を2層有するグラニューラ媒体モデルに熱アシスト磁気記録(HAMR: heat assisted magnetic recording)³⁾を適用した記録再生系に対して採用したPRML (partial response maximum likelihood)方式⁴⁾による誤り率(BER: bit error rate)について検討する。

HAMR モデル

Fig. 1 に、HAMR の記録層に用いる離散グラニューラ媒体モデル⁵⁾を示す。本検討では、磁性粒子材料として FePt⁶⁾を想定しておりその平均粒径、平均粒子間隔、および平均非磁性粒界幅をそれぞれ 5、6、1 nm とし、平均粒径で規格化した粒径分散を 20%としている。また、二層磁気記録媒体の記録層を、ABS (air bearing surface) から 1 層目、2 層目と定義し、各記録層および中間層の厚みを、それぞれ 4、10、1 nm としている。媒体上の面記録密度を 2 Tbit/inch² と想定し、媒体上のチャンネルビット長 l_{bl} 、およびトラックピッチ l_{tp} をそれぞれ 12、26 nm としている。

Fig. 2 に、各記録層における媒体温度 T_m に対する保磁力 H_c の関係⁵⁾を示す。ここで、0 K における両記録層の平均保磁力を 40 kOe、分散を 5%としている。また、第 1 層と 2 層のキュリー温度 T_{c1} 、 T_{c2} を、平均値がそれぞれ 520 K、620 K、標準偏差 σ_{T_c} が 10 K のガウス分布と仮定している。

記録ヘッドは、主磁極の中央に熱源を設置可能な分割構造⁷⁾と仮定する。また、媒体の温度分布を二次元ガウス分布と仮定し、ダウントラック方向、クロストラック方向の標準偏差をそれぞれ 6、12 nm としている。本検討では、第 1 層、2 層の最高加熱温度をそれぞれ $T_{max1} = 570$ K、 $T_{max2} = 730$ K⁵⁾としている。

Fig. 3 に、“0011” の繰返し(2T)パターンに対する再生波形を示す。これは、三次元有限要素法により求めた各層に対する MR(magneto-resistive)ヘッドの再生感度と各層の磁化パターンを畳み込むことで求められ、第 1 層の孤立再生波形の飽和レベルで規格化している。二層一括再生して得られる再生

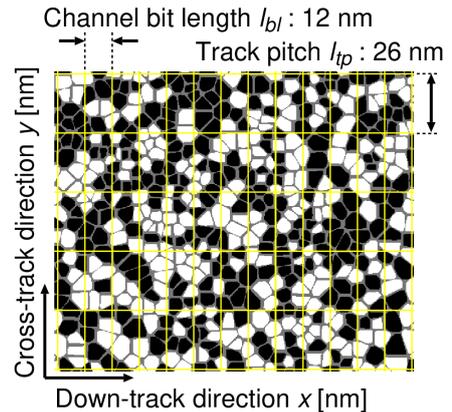


Fig. 1 Granular medium model.

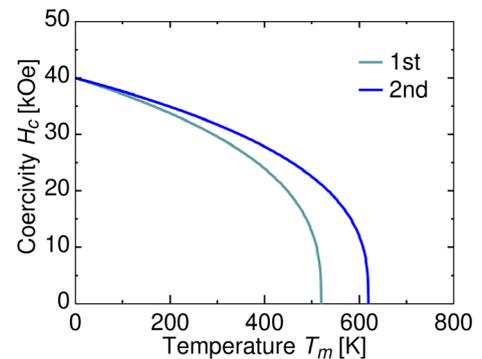


Fig. 2 Temperature dependence of coercivity H_c .

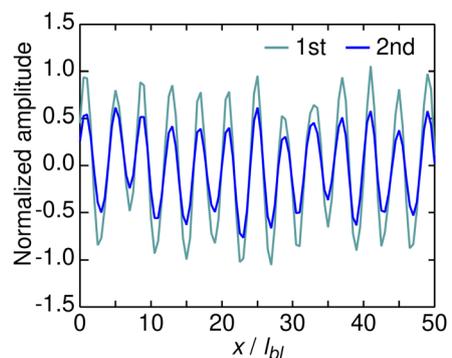


Fig. 3 Reproducing waveforms (2T pattern).

波形は、各層の再生波形を足し合わせることで求められるものと仮定し、信号処理を行う。

性能評価

Fig. 4 に、再生波形のサンプルの頻度分布を示す。ただし、各層に 1 Mbit のランダム系列を記録再生した波形を用いている。図中の赤色の線は第 1 層の記録情報が“0”、青色の線は第 1 層の記録情報が“1”、実線は第 2 層の記録情報が“0”、破線は第 2 層の記録情報が“1”の場合の分布をそれぞれ示している。図より、規格化振幅が“0.0”付近における第 1 層と第 2 層の記録情報が異なる“0”と“1”および“1”と“0”の分布は重なりが大きくなっていることがわかる。

Fig. 5 に、各層のビット応答より求めたチャンネルの時間領域応答を示す。図の横軸はビット間隔で規格化した時間、縦軸は第 1 層のチャンネル応答の最大値で規格化した規格化振幅を示している。図より、第 1 層目の時間応答はあまり広がっていないが、第 2 層目は第 1 層目と比べて広がりがあることがわかる。

Fig. 6 に、各層を個別に再生して PRML 方式を適用して求めた BER 特性を示す。ここで、両層とも PR の相関長を 2 として、1 番目の係数を“1.0”として 2 番目の係数を変化させて求めている。ただし、システム雑音は考慮していない。図より、両層ともに 2 番目の係数を“0.1”とすることで最小の BER が得られていることがわかる。

次に、Fig. 6 の結果を基に二層一括再生した再生波形に波形干渉と層間干渉を考慮した二次元 PR⁸⁾を適用して BER を求めたところ約 1.2×10^{-1} 程度と BER は高く、他の信号処理方式の導入が必要であることが明らかとなった。

謝辞

本検討を行うにあたり有益なご助言をいただきました東北大学 サイモン・グリーブス先生、新潟工科大学 金井靖先生、また物質・材料研究機構 首藤浩文博士、高橋有紀子博士に感謝いたします。また、本研究の一部は、JST、CREST、JPMJCR22C3 および情報ストレージ研究推進機構(ASRC)の支援のもとに行われたことを付記し、謝意を表します。

参考文献

- 1) Y. Shiroishi, et al., *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 3816 (2009).
- 2) S. Greaves, et al., *IEEE Trans. Magn.*, **53**, 3000510 (2017).
- 3) M. A. Seigler, et al., *IEEE Trans. Magn.*, **44**, 119 (2008).
- 4) Y. Okamoto, et al., *J. Magn. Magn. Mat.*, **235**, 259 (2001).
- 5) 渡部他, *IEICE Technical Report*, **124**, MRIS2024-5 (2024).
- 6) T. Y. Chang, et al., *IEEE Trans. Magn.*, **59**, 3200107 (2023).
- 7) S. J. Greaves, et al., *IEEE Trans. Magn.*, **55**, 3001506 (2019).
- 8) Y. Nakamura, et al., *2021 IEEE International Magnetic Conference*, 2100024 (2021).

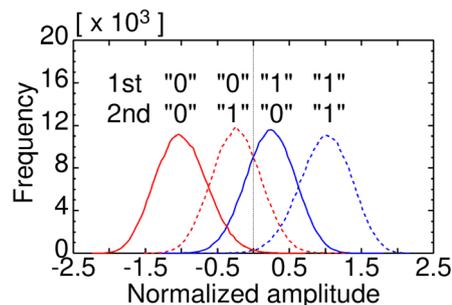


Fig. 4 Distributions of reproduced waveform.

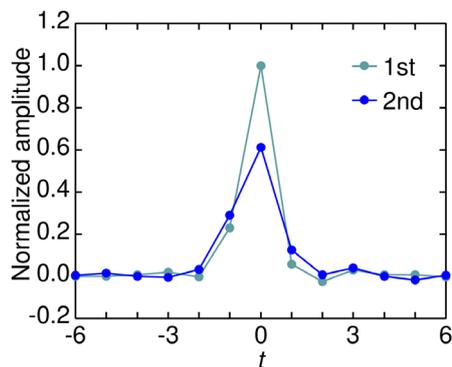


Fig. 5 Channel time-domain responses.

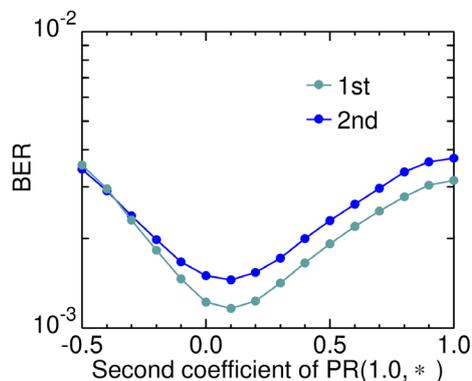


Fig. 6 BER performances for respective

光ポンピング磁力計を用いた磁気粒子イメージングの基礎検討

笹山瑛由¹、田上周路²、吉田敬¹

(¹九大、²高知工科大)

Basic Study of Magnetic Particle Imaging Using Optically Pumped Magnetometer

T. Sasayama¹, S. Taue², T. Yoshida¹

(¹ Kyushu Univ., ² Kochi Univ. of Technology)

はじめに

磁性ナノ粒子を用いてがん等の疾患部分を可視化する磁気粒子イメージング (MPI) が、新規の医療診断技術として期待されている。しかし、人体に対し、磁性ナノ粒子を十分かつ安全な磁界強度、周波数で励磁し、人体の深部に蓄積した磁性ナノ粒子からの磁界信号を検出することが困難なことから、人体用の MPI 装置は普及していない。その一方、脳磁計測では、非常に高感度な磁気センサである光ポンピング磁力計 (OPM) の普及が進んでおり、MPI に OPM を用いれば人体用の MPI 装置が実現できるものと期待できる。その課題として、高感度な OPM で計測できる磁界の範囲 (ダイナミックレンジ) は狭く、シールドルーム内で動作させる必要がある等といった理由から、脳磁計測以外の分野で OPM が使用されている例は少ない。

ダイナミックレンジの問題に対する検討のため、先行研究として OPM を用いた磁性ナノ粒子の交流磁化率計を構築した¹⁾。本研究では、その磁化率計を基に、OPM を用いた MPI 装置の構築をし、基礎検討をした。

方法

実験システムを図 1 に示す。ヘルムホルツコイルにより 90 Hz の交流磁界を生成して、磁性ナノ粒子サンプルを磁化した。ダイナミックレンジの問題を回避するため、ピックアップコイルとインプットコイルから成るフラックストランスフォーマを用いて、磁性ナノ粒子サンプルで生じる磁界を検出した。磁性ナノ粒子サンプルで生じる磁界をピックアップコイルで検出し、その検出した磁界をインプットコイルに出力して OPM (QuSpin 社、QZFM Gen-3) に磁界信号を伝達した。

磁性ナノ粒子サンプルは Resovist 500 $\mu\text{g-Fe}$ を Glycerol で固相化したものを使用した。自動ステージを用いて、深さ 50 mm で磁性ナノ粒子サンプルを xy 平面上で走査して磁気画像を取得した。なお、磁気画像は、励磁コイルの直接磁界の影響を回避するため、磁性ナノ粒子サンプルで生じる第 3 高調波の磁界信号とした。

結果

磁気画像の計測結果を図 2 に示す。図より、磁性ナノ粒子からの高調波磁界を計測できていることが分かる。講演では、図 2 の結果を用いた逆問題解析による磁性ナノ粒子の位置推定結果も含め、詳細に述べる。

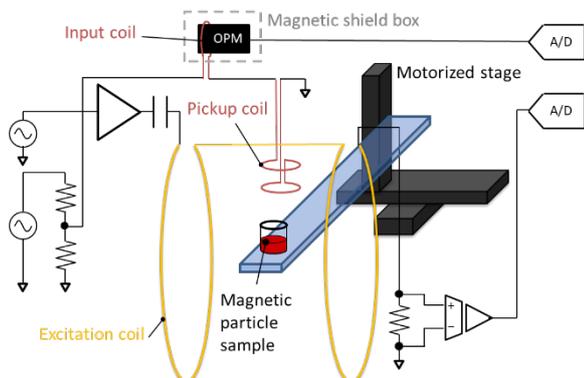


Fig. 1 Overview of MPI scanner using OPM

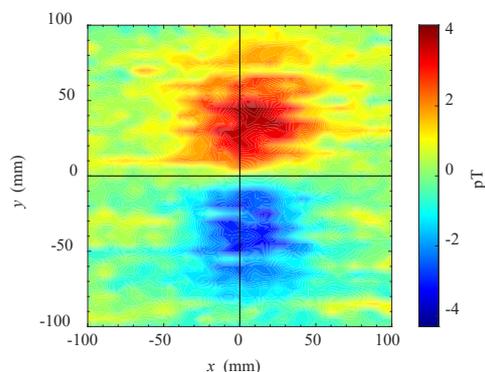


Fig. 2 Measured magnetic image ($z = -50$ mm, 500 μgFe)

謝辞：本研究は JSPS 科研費 JP23K20939、JP20H05652 の助成を受けたものである。

参考文献

- 1) T. Sasayama, S. Taue, and T. Yoshida, *AIP adv.* **14**, 015029 (2024)

1-10 μT の交流磁界で励磁する磁気粒子の検出

Ahn Hyuna¹、Suko Bagus Trisnanto¹、笠島多聞²、澁谷朝彦²、竹村泰司¹
(¹横浜国立大学、²TDK 株式会社)

Detection of magnetic particles excited by AC magnetic field of 1-10 μT
Hyuna Ahn¹, Suko Bagus Trisnanto¹, Tamon Kasajima², Tomohiko Shibuya²,
Yasushi Takemura¹
(¹Yokohama National University, ²TDK Corporation)

はじめに

磁気粒子イメージング (magnetic particle imaging, MPI) ^{1,2)}では、磁気粒子に外部から交流磁界を印加する。人体への影響を考慮し低強度かつ低周波の励磁条件が望まれる。また、臨床応用のためには $1 \mu\text{g-Fe}$ 以下の磁気粒子を体外から検出できるような高感度な検出機構が求められる。我々は磁気粒子からの信号検出に磁気抵抗効果 (MR) センサ³⁾を使用する磁気粒子イメージングを検討している。MR センサは磁気マーカーを用いた免疫検査⁴⁾などでも使用されている。今回、1-10 μT の弱い交流磁界を磁気粒子に印加する励磁コイルを、磁気粒子や MR センサから一定距離の離れている配置を採用し、磁気粒子から発生する磁化信号を検出した結果を報告する。

実験方法と結果

Fig. 1 に磁気粒子の検出システムを示す。磁化信号の検出には、心磁界などの生体磁気計測用に開発された高感度磁気センサ、TDK Nivio xMR センサを使用した³⁾。中央の励磁コイルから発生する磁界をキャンセルするために一対の MR センサを励磁コイルから同距離に配置した。磁気粒子としては MRI 造影剤に使用されている酸化鉄磁性流体、Resovist[®]を用いた。Resovist[®]の濃度を变化させた体積 0.1 mL の試料を検出 MR センサの 5 mm 手前に固定し、磁気粒子の磁化変化を測定した。

磁気粒子の測定結果を Fig 2 に示す。横軸は測定試料中に含まれる酸化鉄の鉄量、縦軸は検出 MR センサで測定する試料からの磁界強度である。試料の鉄量は、 $14 \mu\text{g-Fe}$ から 18.4 mg-Fe とした。印加する交流磁界の周波数は 10 kHz とし、この測定では、試料に印加される磁界強度は $H = 8.5 \mu\text{T}/\mu_0$ である。得られた結果の詳細は当日発表する。

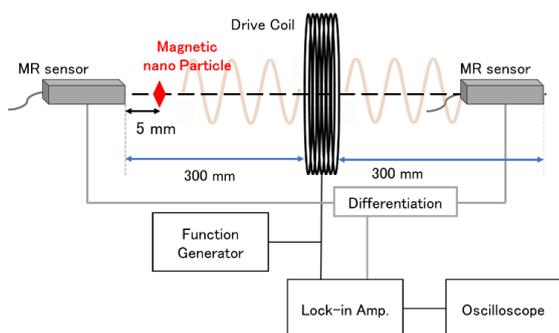


Fig. 1 Measurement system for detection of magnetic particle using MR sensor.

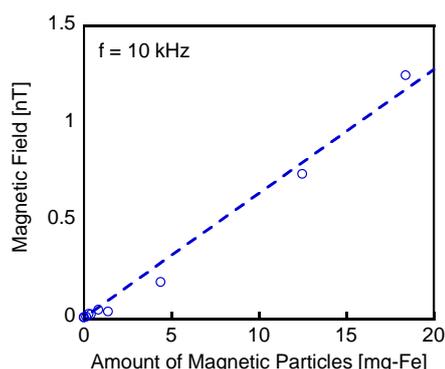


Fig. 2 Magnetic field detected by MR sensor from the MNP samples containing different amount of Resovist[®].

参考文献

- 1) B. Gleich, J. Weizenecker, *Nature*, **435**, 1214, 2005.
- 2) 吉田、日本磁気学会 まぐね, **13**(4), 161, 2018.
- 3) 寺園、澁谷、大川、日本磁気学会 まぐね, **14**(4), 211, 2019.
- 4) 野口、吉田、圓福、第39回日本磁気学会学術講演会, 8pE-1, 2015.

磁気センサを利用する磁気粒子イメージングでの 検出感度向上

須崎健¹、鍋田智志¹、Suko Bagus Trisnanto¹、笠島多聞²、澁谷朝彦²、竹村泰司¹

(¹横浜国立大学、²TDK 株式会社)

Improved detection of magnetic nanoparticles by using magnetoresistive sensor

Ken Suzaki¹, Satoshi Nabeta¹, Suko Bagus Trisnanto¹, Tamon Kasajima², Tomohiko Shibuya²,

Yasushi Takemura¹

(¹Yokohama National University, ²TDK Corporation)

はじめに

磁気粒子イメージング (magnetic particle imaging, MPI) は、交流磁界で励磁した超常磁性酸化鉄ナノ粒子 (SPION: SuperParamagnetic IronOxide Nanoparticle) の磁化応答を測定データとして画像再構成する新しい画像診断法である^{1,2)}。一般的には、磁性ナノ粒子の磁化応答を検出コイルに生じる誘導起電力として測定するが、本稿では磁界トランス方式を用いた SPION の検出^{3,4)}を行った。磁界トランス方式の構成要素である磁気センサには、磁気抵抗効果 (MR) センサを用いた。

実験方法と結果

磁界トランス方式は、SPION の磁化応答によって一次コイルに誘導された電流が二次コイルに作る磁界を計測する。使用した MR センサは心磁界などの生体磁気計測に用いられている TDK Nivio xMR センサである⁵⁾。測定系を Fig. 1 に示す。キャンセルコイルを一次コイルと逆相に直列接続し、励磁磁界による誘導起電力成分をキャンセルした。また、それらと直列に二次コイルおよび共振コンデンサを閉接続した。

Fig. 2 に磁気粒子の測定結果を示す。縦軸は二次コイルに発生する磁束密度、横軸は時間である。試料には磁性流体、Resovist[®]を使用、濃度を調整し、含まれる Fe 重量の異なる 2 つのサンプルを測定した。サンプルを検出コイル内に移動させることで磁気信号が検出されている。

実験条件並びに得られた結果の詳細は当日発表する。

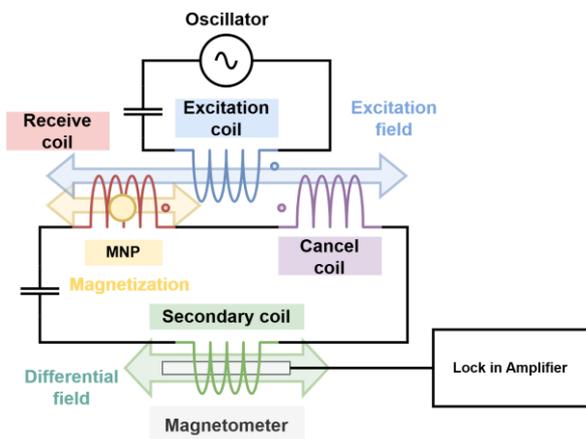


Fig. 1 Measurement setup using flux transformer and magnetoresistive sensor.

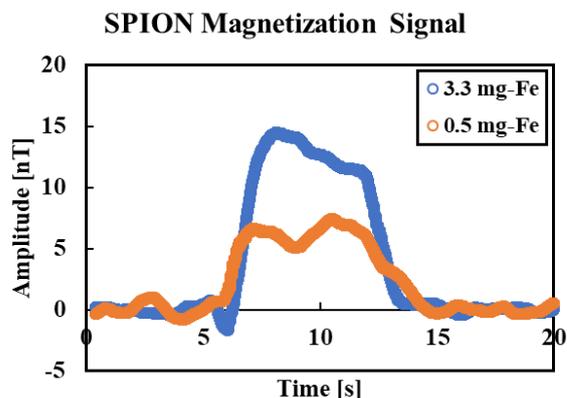


Fig. 2 Detected magnetization signals from SPION samples (Resovist[®]).

参考文献

- 1) B. Gleich, J. Weizenecker, *Nature*, **435**, 1214, 2005.
- 2) 吉田、日本磁気学会 まぐね, **13**(4), 161, 2018.
- 3) Oida *et al.*, *Int. J. Magn. Part. Imag.*, **5**, 190906001, 2019.
- 4) S. B. Trisnanto, Y. Takemura, *Phys. Rev. Applied* **14**, 064065, 2020.
- 5) 寺園、澁谷、大川、日本磁気学会 まぐね, **14**(4), 211, 2019.

磁気抵抗効果センサとフラックス・トランス方式を用いた頭部 MPI 装置での磁気粒子検出信号

Suko Bagus Trisnanto¹、野村航大²、鷲野将臣²、竹村泰司¹

(¹横浜国立大学、²三菱電機株式会社)

Signal acquisition of human head MPI scanner using magnetoresistive sensor-based flux transformer

Suko Bagus Trisnanto^{*1}, Kota Nomura², Masaomi Washino², Yasushi Takemura¹

(¹Yokohama National University, ²Mitsubishi Electric Corporation)

はじめに

磁気粒子イメージング(magnetic particle imaging, MPI)は、磁性ナノ粒子の空間分布を視覚化する画像診断方法であり¹⁻²、近年人体への適応が注目されている。頭部用の MPI 装置³⁻⁴は、市販されている小動物用 MPI 装置と比べて、ボア径が大きいこと、レシーブ・コイルの検出感度が低下する問題に直面する。磁気抵抗効果 (MR) センサは、フラックス・トランス方式を活かすことにより高感度な磁化測定が行え⁵⁻⁶、磁性ナノ粒子の検出感度の向上が期待される。本講演では、三菱電機株式会社らが開発した頭部用 MPI 装置⁴に MR センサを用いて磁性ナノ粒子の検出を行ったので報告する。

実験方法と結果

ボア径が異なる小動物用⁷と人頭部用⁴の各 MPI 装置のグラジオ・コイル出力に、心磁界などの生体磁気計測用に開発された高感度磁気センサ、TDK Nivio xMR センサ⁸)を用いたフラックス・トランス回路を接続した[Fig. 1(a)]。励磁強度 H に対して、磁性ナノ粒子の検出信号において、その誘導電流 i_R の高周波成分が LC トランス回路で削減され、MR センサ出力(V_S)に反映されていると考えている[Fig. 1(b)、小動物用]。また人頭部用装置では傾斜磁場に依存する V_S の第三高調波成分の強度や位相変化が得られた[Fig. 1(c)]。

謝辞 本研究の一部は、科研費 JP20H05652、JP22K14268 の助成を受けて実施した。

参考文献

- 1) B. Gleich, J. Weizenecker, *Nature*, **435**, 1214, 2005.
- 2) 吉田、日本磁気学会 まぐね, **13**(4), 161, 2018.
- 3) M. Graeser, F. Thieben, P. Szwargulski, F. Werner, et al, *Nat. Commun.*, **10**, 1936, 2019.
- 4) K. Nomura, M. Washino, T. Matsuda, S. Seino, et al, *Int. J. Mag. Part. Imag.*, **10**(1), 2403001, 2024.
- 5) T. Oida, K. Kato, Y. Ito, T. Kobayashi, *Int. J. Magn. Part. Imag.*, **5**(1-2), 1906001, 2019.
- 6) S. B. Trisnanto, T. Kasajima, T. Shibuya, Y. Takemura, *IEEE Trans. Magn.*, **59**(11), 10153680, 2023.
- 7) M. Washino, K. Nomura, T. Matsuda, S. Seino, et al, *J. Magn. Soc.*, **48**(3), 47, 2024.
- 8) 寺園、澁谷、大川、日本磁気学会 まぐね, **14**(4), 211, 2019.

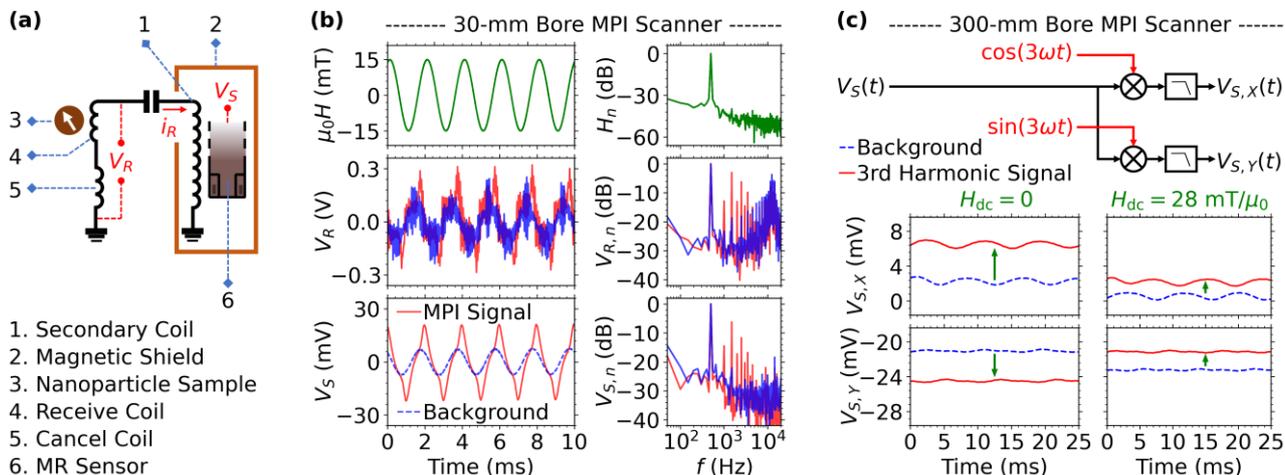


Fig. 1 (a) Measurement scheme of gradiometer coil-coupled flux transformer circuit with MR sensor for i_R current sensitive detection. (b) Signal quality of MR sensor output (V_S) and gradiometer output (V_R) for small MPI scanner. LC circuit of flux transformer filters high frequency-noises of i_R . $V_{S,n}$, $V_{R,n}$, and H_n are harmonic spectra of V_S , V_R , and excitation field H normalized to its magnitude at frequency $f = 0.5$ kHz. (c) Decomposition of V_S into 3rd harmonic components ($V_{S,x}$ and $V_{S,y}$) for a given DC-bias field H_{dc} relative to field-free line of head MPI scanner.

磁気粒子イメージングの多重高調波画像再構成に向けたMRセンサと非対称グラジオメーターを用いた位相検波

Suko Bagus Trisnanto¹、笠島多聞²、澁谷朝彦²、竹村泰司¹

(¹横浜国立大学、²TDK 株式会社)

Phase-sensitive detection of magnetization signal using MR sensor-coupled asymmetric gradiometer toward multi-harmonic image reconstruction in magnetic particle imaging

Suko Bagus Trisnanto¹, Tamon Kasajima², Tomohiko Shibuya², Yasushi Takemura¹

(¹Yokohama National University, ²TDK Corporation)

はじめに

磁気粒子イメージング(magnetic particle imaging, MPI)は、磁性ナノ粒子の空間分布を画像化する方法であり¹⁻²、神経血管疾患の危険を感知する脳診断などへの適応が期待されている。人頭部 MPI システムには、粒子の許容投与量を識別できる高空間分解能が求められ、受信チェーンにおける信号対雑音比の向上が実用的な課題である。本講演では、多重高調波画像再構成³の採用及び高感度な磁化測定に向けて、フラックス・トランス方式⁴と磁気抵抗効果(MR)センサ⁵を活かした頭部グラジオ・コイルの位相検波について報告する。

実験方法と結果

作成した頭部 MPI システムに基づく画像シミュレーションにおいて、高調波磁化成分の異なる強度マップが得られ、第三次高調波では高空間分解能を推測した(Fig. 1)。頭部サイズ MPI のグラジオ・コイル出力に TDK Nivio xMR センサ⁶を用いたフラックス・トランス回路を接続し、フェルカルボトランの第三次高調波信号の強度(R_3)と位相(θ_3)を 2 kHz、1.5 mT/ μ_0 で測定した。 θ_3 と違い、 R_3 は鉄量に対する線形性が確認できた(Fig. 2)。

謝辞 本研究の一部は、科研費 JP20H05652、JP22K14268 の助成を受けて実施した。

参考文献

- 1) B. Gleich, J. Weizenecker, *Nature*, **435**, 1214, 2005.
- 2) 吉田、日本磁気学会 まぐね, **13**(4), 161, 2018.
- 3) T. Sanders, E. Mason, J. Konkle, P. Goodwill, *Int. J. Mag. Part. Imag.*, **10**(1), Short Abstracts Suppl 1, 2024.
- 4) T. Oida, K. Kato, Y. Ito, T. Kobayashi, *Int. J. Magn. Part. Imag.*, **5**(1-2), 1906001, 2019.
- 5) S. B. Trisnanto, T. Kasajima, T. Shibuya, Y. Takemura, *IEEE Trans. Magn.*, **59**(11), 10153680, 2023.
- 6) 寺園、澁谷、大川、日本磁気学会 まぐね, **14**(4), 211, 2019.

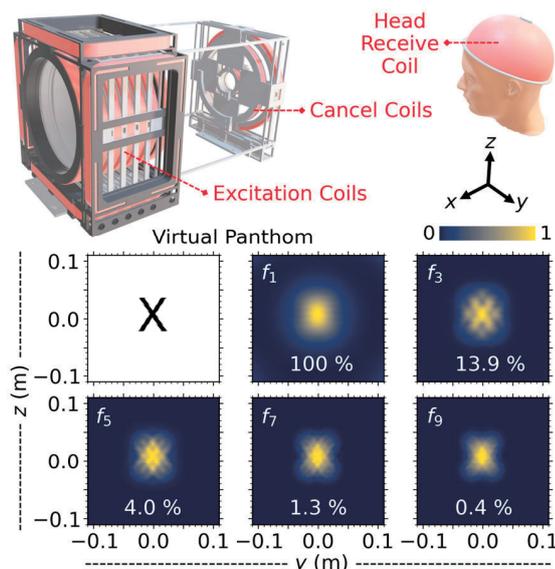


Fig. 1 Prototype of human head MPI scanner with asymmetric gradiometer. Imaging simulation of letter “X” virtual Resovist[®] phantom under 0.2 T/m and 5 mT/ μ_0 for $f = 2$ kHz confirms unique odd harmonic portraits at $f_n = nf$ with $n = 3, 5, 7, 9$.

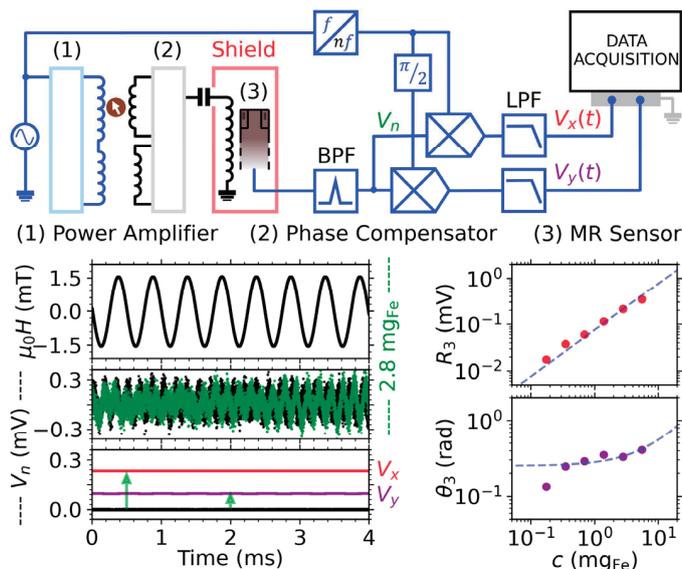


Fig. 2 Phase-sensitive detection of gradiometric head receive coil-coupled MR sensor output V_n into V_x and V_y . For $n = 3$, 3rd harmonic signal (R_3) is linearly c concentration-dependent at 75 nV/ μg_{Fe} for 0.1 mL Ferucarbotran sample under 1.5 mT/ μ_0 at $f = 2$ kHz, while its phase (θ_3) shows less c -dependence.

微小領域を対象とする磁気粒子の検出

西野成希¹, Suko Bagus Trisnanto¹, 大多哲史², 竹村泰司¹
(横浜国立大学¹, 静岡大学²)

Detection of magnetic nanoparticles dispersed in small area.

Naruki Nishino¹, Suko Bagus Trisnanto¹, Satoshi Ota², Yasushi Takemura¹
(Yokohama National University¹, Shizuoka University²)

はじめに

磁気粒子イメージング (magnetic particle imaging, MPI) は、磁気粒子をトレーサとする画像診断技術である¹⁻²。人体を対象とする大型装置の研究開発が進められているが、細胞等、微小な空間領域を対象とする手法、技術への関心も高まっている。大多は、ハイパーサーミア応用の研究として、細胞中の磁気粒子に対して交流ヒステリシス測定を行い、その損失から磁気粒子から生じる熱エネルギーを計算した³。また昨年、生体内腫瘍における磁気粒子の磁気緩和機構の評価⁴や、接着細胞内における磁気粒子の磁気特性評価⁵を本学会で報告した。本発表では、我々が行った微小領域を測定範囲とする磁気粒子の検出実験について報告する。

実験方法と結果

磁気粒子イメージングにおける磁気粒子の位置を決定する原理である傾斜・変調磁界を印加し、イメージングを可能とする装置 (Fig.1)⁶と、磁気粒子を交流励磁するのみの装置、2機で測定を実施した。

Fig. 2 に後者の装置で得られる磁気粒子からの検出信号強度 (電圧) の測定結果を示す。試料には磁性流体、フェルカルボトラン (Ferucarbotran, $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3/\text{Fe}_3\text{O}_4$, 名糖産業株式会社) を使用した。濃度を調整し、含まれる Fe 重量の異なる 4 つのサンプルを測定した。サンプルを検出コイル直下に移動させることで磁気信号を検出した。実験条件並びに得られた結果の詳細は当日発表する。

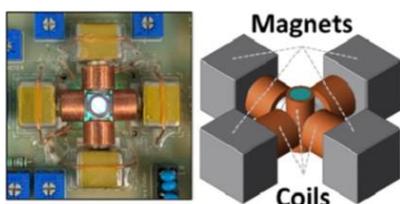


Fig. 1 Measurement setup for magnetic particle imaging for small size object.

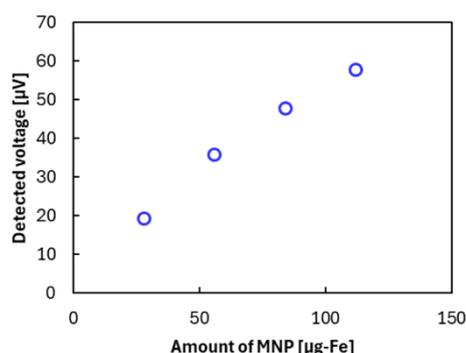


Fig. 2 Detected signal voltage from MNP samples with different Fe-weight.

参考文献

- 1) B. Gleich, J. Weizenecker, *Nature*, **435**, 1214, 2005.
- 2) 吉田、日本磁気学会 まぐね, **13**(4), 161, 2018.
- 3) S. Ota, T. Yamada, Y. Takemura, *J. Nanomaterials*, 836761, 2015.
- 4) 小坂他、第47回日本磁気学会学術講演会、27pE-2、大阪、2023年。
- 5) 西田他、第47回日本磁気学会学術講演会、27pE-4、大阪、2023年。
- 6) S. B. Trisnanto他、第45回日本磁気学会学術講演会、01aA-1、2021年。

磁性ナノ粒子の磁気緩和機構解析による生体内腫瘍の性状評価

小坂宏輝¹, 本多勁汰¹, 二川雅登¹, 竹村泰司², 清水広介³, 大多哲史¹

(¹静岡大学, ²横浜国立大学, ³浜松医科大学)

Characterization of living tumor by measurement of magnetic relaxation in magnetic nanoparticles

H. Kosaka¹, K. Honda¹, M. Futagawa¹, Y. Takemura², K. Shimizu³, and S. Ota¹

(¹Shizuoka University, ²Yokohama National University, ³Hamamatsu University School of Medicine)

はじめに

磁性ナノ粒子を用いたハイパーサーミアや磁気粒子イメージングは、新たながん診断治療技術として、研究が盛んに行われている¹⁾。これらの技術を実用化する上で、磁性ナノ粒子の腫瘍内における磁気緩和機構の解明が必要不可欠である。本研究では、腫瘍内における磁性ナノ粒子の磁気緩和機構の解明を目的とし、マウスに移植した腫瘍に投与した磁性ナノ粒子の動的な磁化応答をパルス磁場を用いて計測し、さらに磁気緩和特性から腫瘍内の性状解析を行った。

実験方法・結果

本研究では、酸化鉄ナノ粒子 (Resovist[®], PDR pharma Co. Ltd, Tokyo, Japan) を測定試料として用いた。腫瘍内の磁性ナノ粒子の計測に対する比較試料として、磁性ナノ粒子を純水中に分散させた液体試料、エポキシ樹脂により固定した固体試料に加え、純水とグリセリンの混合により溶媒の粘度を調整した試料 (1.7–45 mPa·s) についても計測を実施した。直径 8.5 nm、高さ 9.5 nm の円柱状容器に粒子濃度が 2.64 mg-Fe/mL になるように調整した。印加するパルス磁場については、磁場強度を 0.79 kA/m、立ち上がり時間を 22.5 μ s とした。

Fig. 1 に磁性ナノ粒子を投与してから 70 分後に計測した、パルス磁場印加時のヒト線維肉腫 (HT1080) および膀胱がん (BxPC3) の計 2 種の腫瘍内における磁性ナノ粒子の磁気緩和過程を示した。2 種の腫瘍ともにパルス磁場を印加することで 2 段階に変化する波形が得られた。1 段階目の変化については、磁場の立ち上がり時間よりも遅い磁場の遷移に追従する磁気モーメントの回転と考えられる。2 段階目の変化は、2 種の腫瘍間で異なる磁化応答が確認された。この違いは腫瘍内性状に由来し、BxPC3 腫瘍はコラーゲンや組織液等の軟性組織が多いため、粒子の物理的回転が生じる可能性が考えられる。一方で HT1080 腫瘍はがん細胞の占める領域が多いため、BxPC3 腫瘍に比べ粒子回転が困難な領域が多いと考えられる。以上から、BxPC3 腫瘍において 2 段階目の変化が大きいのは、ブラウン緩和に由来する磁性ナノ粒子の磁気緩和特性が HT1080 腫瘍に比べて顕著に現れていると考えられる²⁾。

液体、固体、粘度調整試料および、HT1080 腫瘍と BxPC3 腫瘍内における磁性ナノ粒子の磁気緩和時間解析に基づく腫瘍内の性状解析の結果については当日報告する。

謝辞

本研究の一部は、科研費 20H02163、20H05652、23K26114、JST ACT-X JPMJAX21A5、高橋産業経済研究財団の助成を受けて実施した。

参考文献

- 1) C. Shasha and K. M. Krishnan: *Adv. Mater.*, **1904131** (2020).
- 2) S. Ota and Y. Takemura: *J. Phys. Chem. C*, **123**, 28859–28866 (2019).

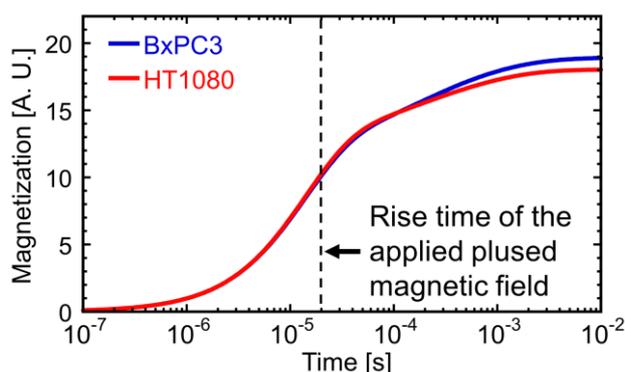


Fig. 1 Magnetic relaxation process of magnetic nanoparticles in HT1080 and BxPC3 tumors.

高調波磁化を用いた磁性ナノ粒子の高精度な状態識別

藤堂瑞貴、松崎勇海、吉田敬
(九州大学)

High-precision identification of magnetic nanoparticles using harmonic magnetizations

Mizuki Todo, Isami Matsuzaki, Takashi Yoshida
(Kyushu University)

はじめに

免疫検査とは病原菌や環境有害物質などの抗原の種類や量を測定する検査である。磁性ナノ粒子を抗体で表面修飾させた磁気マーカーを用いた磁気免疫検査は、従来の免疫検査と比較して高感度であることや洗い工程を省略できることなどの利点から近年注目を集めている。本研究では、抗原と結合した磁気マーカーを固相、抗原と結合していない磁気マーカーを液相で模擬した固相・液相サンプルを作製し、サンプル内に含まれる固相・液相それぞれの鉄量を推定し、推定誤差の最小化を図ることで洗い工程なしでの磁気免疫検査の高精度化を目指した。

実験方法

一つの容器に液相、固相状態の磁性ナノ粒子が混在している総量 150 μ l のサンプルを作製した。そのサンプルに交流励起磁界を印加し、磁性ナノ粒子の高調波磁化に対応する信号電圧 $v_{m1}, v_{m2}, \dots, v_{mn}$ を検出し、その信号電圧から(1)式により液相、固相それぞれに含まれる磁性ナノ粒子の鉄量 w_L, w_S を推定した。

$$\mathbf{v} = [v_{m1} \ v_{m2} \ \dots \ v_{mn}]^T = \mathbf{A}[w_L \ w_S]^T = \mathbf{A}\mathbf{w} \quad (1)$$

ここで、 \mathbf{v} は信号電圧ベクトル、 \mathbf{A} は液相・固相それぞれ 1 μ g あたりの信号電圧を要素に持つシステム行列である。

推定するにあたりシステム行列の最小特異値 λ_2 と測定ノイズ $\Delta\mathbf{v}$ から鉄量推定誤差を見積もった。そして、実際に測定した信号電圧からサンプル内の鉄量を推定し、鉄量推定誤差を算出することで、鉄量推定に用いる最適な高調波信号の個数とその組み合わせを評価した。

実験結果

励起周波数 20 kHz、磁界振幅 20 mT の条件のもと実験を行った。磁性ナノ粒子は Perimag[®] (Micromod) を使用した。Fig.1 に使用する高調波磁化信号の全組み合わせにおけるシステム行列の最小特異値 λ_2 と測定ノイズの実測値 $\Delta\mathbf{v}$ から見積もった推定誤差の理論値 (横軸) と信号電圧の実測値から(1)式により算出した推定誤差の実測値 (縦軸) を示す。理論値と実測値に相関関係があり、理論値で実験値が小さくなる組み合わせをおおむね評価できることが確認できた。また推定誤差の実測値が最小になったのは 3 つの高調波成分を用いた推定で 1.90 μ g となった。

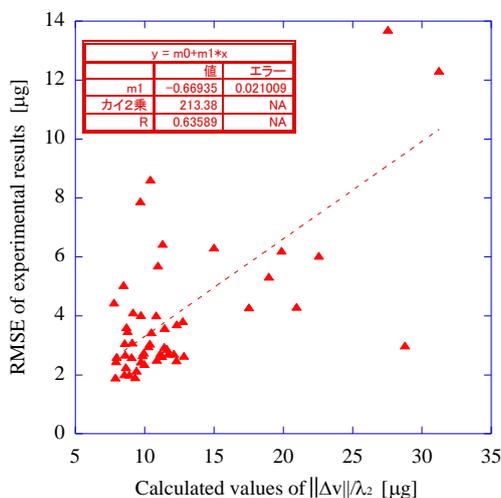


Fig.1. Calculated values of $\|\Delta\mathbf{v}\|/\lambda_2$ and RMSE of experimental results

三次元 MPI スキャナーの設計と性能検証

王 浩哲*, 孫 毅, 張 昊晨, 吉田 敬

(九州大学)

Design and Performance Verification of a Three-Dimensional MPI Scanner

Wang Haozhe, Sun Yi, Zhang Haochen, Takashi Yoshida

(Kyushu University)

はじめに

新しい断層撮影技術としてナノメータサイズの磁性ナノ粒子 (MNPs) を用いた磁気粒子イメージング (MPI) が注目を集めている⁽¹⁾。MPI は、体内に注入した MNPs からの交流磁化信号を検出し、癌などの疾病領域を高感度・高分解能にイメージングする技術である。同等の機能を持つ技術として、ポジトロン断層法 (PET) が既に実用化されているが、放射性同位体を使用するなど使用に制限がある。また、MPI では、PET では実現が困難な、ターゲットと結合した MNPs と結合していない MNPs の識別や⁽²⁾、ハイパーサーミア (癌温熱療法) との一体化⁽³⁾ (診断と治療の一体化) が原理的には可能であり、これら MPI でしか実現できない新たな医療技術に関する研究が盛んに行われ始めている。我々の研究グループでは、MPI による MNPs の結合の識別や MPI とハイパーサーミアの一体化を最終目標としており、本研究では、その第一歩として、高感度な三次元 MPI スキャナーの開発を行ったので以下に報告する。

3次元 MPI スキャナー

設計・作製した MPI スキャナーは、①MNPs を交流励起するためのコイル (Excitation coil)、②MNPs の磁化信号が発生する位置を限定するための傾斜磁界磁石 (PM)、③傾斜磁界磁石による磁界が零となる点 (FFP) を空間的にスキャンするためのコイル (Shift coil)、④MNPs の磁化信号を検出するための検出コイル (Receive coil) で構成されている (図 1 参照)。

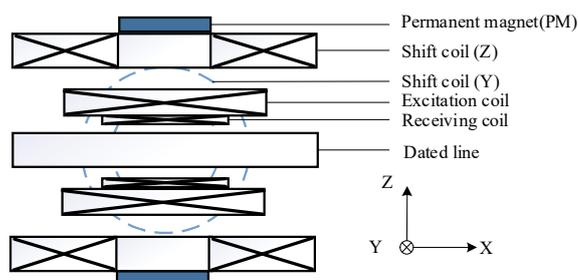


Fig.1 Scanner Structure

検出限界

開発されたスキャナーの検出限界を調べるため、鉄量が $10 \mu\text{g}$ と $100 \mu\text{g}$ の液相 Resovist サンプルを用いたスキャンテストを実施した。サンプルを x 軸方向に往復移動した際に検出コイルに誘起される第三高調波信号の電圧波形を図 2 示す。 $10 \mu\text{g}$ のサンプルではノイズが目視で確認できるが、信号は識別可能であることが確認された。この観測結果から、装置は $10 \mu\text{g}$ の液相 MNPs を検出する能力があると判断される。

また、 $10 \mu\text{g}$ から $100 \mu\text{g}$ の 5 つのサンプルを複数回測定を行い、電圧 peak-to-peak 信号の分散を算出した。この分散に基づいて 99.7% のサンプルの分布範囲を描き、検出限界 (LOD, Limit of Detection) が約 $10 \mu\text{g}$ であると推定する。

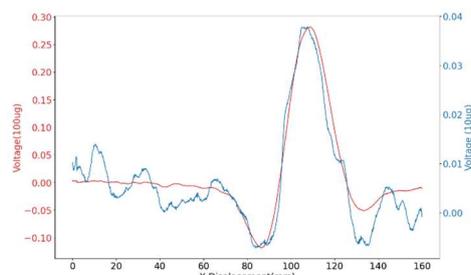


Fig.2 Magnetization signals for liquid phase samples of $10 \mu\text{g}$ (blue) and $100 \mu\text{g}$ (red) iron content

参考文献

- 1) Knopp, Tobias: Magnetic Particle Imaging: An Introduction to Imaging Principles and Scanner Instrumentation. (2012)
- 2) Frank Ludwig, Dietmar Eberbeck: Biomed Tech 2013; 58(6): 535-545,(2013)
- 3) Zhi Wei Tay, Prashant Chandrasekharan: ACS Nano 2018, 12, 4, 3699-3713(2018)

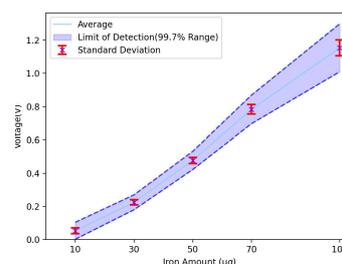


Fig.3 Detection voltage vs. weight of MNPs (iron amount of Resovist)

1/5 人体サイズ高温超伝導磁気粒子イメージング装置の開発

長野竜也¹、笹山瑛由¹、佐々滉太¹、竹村泰司²、吉田敬¹
(¹九州大学、²横浜国立大学)

Development of a 1/5-scale human-sized magnetic particle imaging device using HTS coil
T. Nagano¹, T. Sasayama¹, H. Sasa¹, Y. Takemura², T. Yoshida¹
(¹Kyushu Univ., ²Yokohama National Univ.)

はじめに

磁性ナノ粒子を用いた磁気粒子イメージング (MPI) の医療応用が期待されている。現在、小動物サイズ¹⁾および頭部サイズ²⁾に対する MPI スキャナーは作製されているが、人の全身サイズの MPI の実現には至っていない。全身サイズの MPI 実現の課題の1つが傾斜磁界コイルの作製である。本研究では高磁界を発生可能な高温超伝導コイルを用いて人体 1/5 サイズ (ボア径 120 mm) の MPI スキャナーを作製し、磁性ナノ粒子の磁化信号の検出を行ったので報告する。

装置概要

本研究で作製した MPI スキャナーの断面図を Fig.1 に示す。主に4つのコイルを使用しており、AC coil, Gradient coil, Detection coil, Cancel coil がある。巻数はそれぞれ 7 Turn×25 Layer, 90 Turn×2 Layer×6, 11 Turn, 5 Turn×2 Layer である。Gradient coil に高温超伝導線材 (SCS4050-APi, SuperPower)、その他のコイルにリッツ線を用いている。

磁化信号測定

磁性ナノ粒子サンプル (Resovist, 4 mg) を x 方向にスキャン (y, z 座標はボア中心) したときの検出磁化信号を Fig.2 に示す。測定条件は、AC coil による中心磁界振幅が 11.2 mT、周波数 15.06 kHz であり、Gradient coil による傾斜磁界の大きさは 0.34 T/m である。高温超伝導コイルを用いた傾斜磁界を印加することで、信号の半値幅が、傾斜磁界を印加しない場合と比較して約 50% となり空間分解能が向上していることを確認した。現在は、更なる空間分解能向上の対策を行っている。

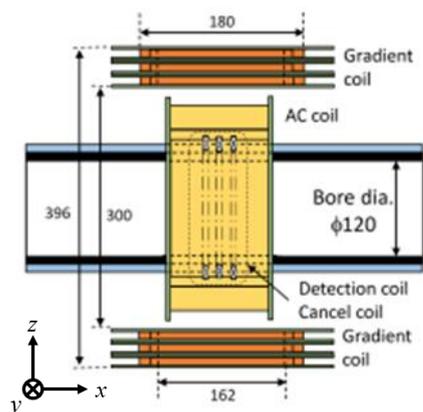


Fig.1 Cross section of AC, DC gradient, and detection coils.

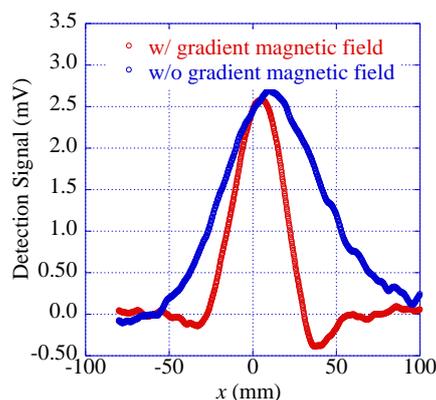


Fig.2 Comparison of magnetization signals with and without gradient magnetic field.

謝辞：本研究は JSPS 科研費 JP20H05652 の助成を受けたものである。

参考文献

- 1) Retrieved June 20, 2024, from <https://magneticinsight.com/>
- 2) S.B. Trisnanto, T. Kasajima, T. Shibuya, Y. Takemura, IJMPI, 9, 2303086 (2023)

人体適用に向けた大径磁性粒子イメージング装置の開発

野村航大¹, 鷲野将臣¹, 松田哲也¹, 清野智史², 中川貴², 紀和利彦³
 (¹三菱電機株式会社, ²大阪大学, ³岡山大学)

Development of Large-Bore Magnetic Particle Imaging System for Human brain imaging

K. Nomura¹, M. Washino¹, T. Matsuda¹, S. Seino², T. Nakagawa², T. Kiwa³
 (¹Mitsubishi Electric Corp., ²Osaka University, ³Okayama University)

1. 研究背景

酸化鉄を主成分とする磁性ナノ粒子 (MNP) からの高周波磁場応答を検出し, 高感度にイメージングする磁気粒子イメージング (Magnetic Particle Imaging: MPI) は新しい医療画像診断技術として注目されている¹⁾. 我々は, 対象をアルツハイマー型認知症の早期診断を目標とし, 専用磁性ナノ粒子と装置を開発している²⁾. ヒト頭部サイズのコイルを撮像可能な大径の MPI 装置を設計試作した³⁾. 磁場解析によるコイル設計結果と大径ファントムを用いたイメージング性能の評価結果を報告する.

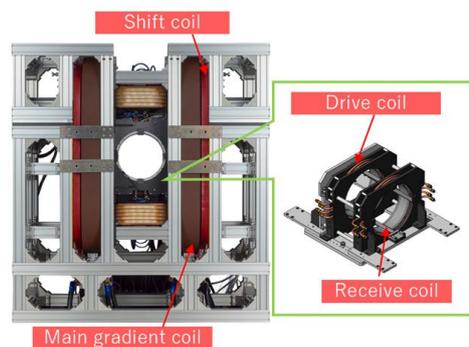


Fig. 1 Appearance of Large-Bore MPI system.

2. 実験

試作した大径 MPI 装置の外観写真を Fig. 1 に示す. 試作した MPI 装置は, ボア径が直径 300 mm を有する. 大径 MPI 装置の撮像性能を評価するために試作した 150×140 mm の M 字型ファントムの外観写真を Fig. 2 に示す. ファントムに封入する MNP は, MRI 造影剤に用いられるフェルカルボトラン (γ -Fe₂O₃, 名糖産業(株)製)を用いた. 内径 6 mm のシリコンチューブに MNP を封入し, M 字型に溝を設けたポリマー板に固定した. 磁性粒子からの信号を励起する交流磁場は, 周波数 500 Hz および磁場強度 20 mTp-p を印加し, 3° ピッチの回転角でファントムを回転させながら撮像した.

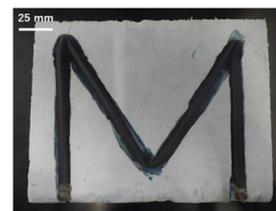


Fig. 2 Appearance of M-shape phantom.

3. 結果と考察

M 字型ファントムの撮像した結果を Fig. 3 に示す. 傾斜磁界分布は, Shift coil に通電する電流値を ±500 A 変化させることで ±90 mm 走査できるようにコイル設計しており, 想定される撮像可能領域は直径 190 mm である. 画像再構成結果から, 150 mm×140 mm 以上の撮像領域を有していることが確認できた. 発表では, コイル設計結果および高次高調波信号の取得結果などの詳細についても議論する. 本研究は, AMED の課題番号 JP22hm0102073 の支援を受けた.

参考文献

- 1) B. Gleich, J and Weizenecker: Nature, 435, 1214-1217(2005).
- 2) S. Seino et al., Journal of Controlled Release. 367, 515-521 (2024).
- 3) K. Nomura, M. Washino et al., IJMPI, Vol. 10 No. 1 Suppl 1 (2024).

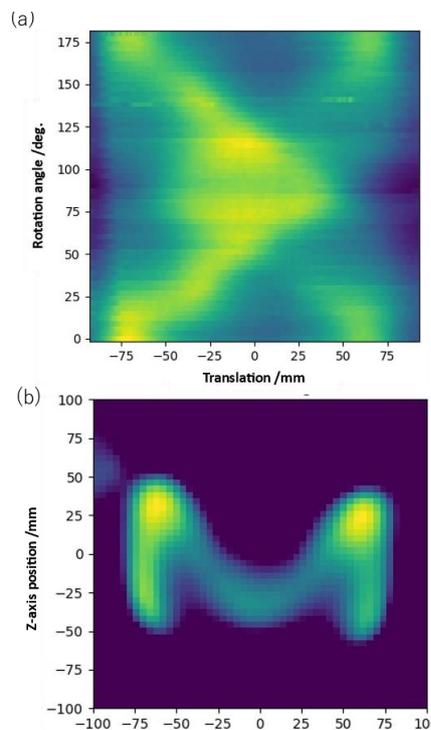


Fig. 3 a) Sinogram of third-harmonic signal, b) Resulting reconstructed MPI image.