

電析 CoPt 合金薄膜の構造と磁気特性

荒木大輝¹、園部義明²、高橋有紀子^{1,3}、本多周太⁴、小野輝男⁵、本間敬之^{1,2}
(¹早大先進理工、²早大ナノ・ライフ、³物質・材料研究機構、⁴関西大シス理、⁵京大化研)

Structures and magnetic properties of electrodeposited CoPt-alloy thin films
Daiki Araki¹, Yoshiaki Sonobe², Yukiko Takahashi^{1,3}, Syuta Honda⁴, Teruo Ono⁵, and Takayuki Homma^{1,2}
(¹Waseda Univ., ²Waseda Res. Org. for Nano & Life Innovation, ³NIMS, ⁴Kansai Univ., ⁵Kyoto Univ.)

はじめに

高記録密度、高速動作に優れる縦型多値磁壁メモリでは、記録層と呼ばれる、大きな垂直磁気異方性 (PMA) を持つ数 nm 厚の平滑な磁性層が必要である^[1,2]。電解析出法 (電析法) は高アスペクト比な構造を有する本メモリの作製に適しているが、同方法による記録層に適する磁性層の形成は未だ報告されていない^[3]。本検討では結晶核発生と析出速度制御の観点から電析系を最適化することで記録層に適する CoPt 薄膜の作製を試みると共に、その構造と磁気特性を解析した。

実験方法

本検討で用いた電析条件を Table 1 に示す。基板にはスパッタ法で作製した Pt(111)基板 (Ra=0.2 nm) を使用した。また数 nm 厚の CoPt 層を平滑に析出させるため、電析浴の金属塩濃度を低濃度領域で最適化して結晶核発生と析出速度を制御した。作製した薄膜の磁気特性は振動試料型磁力計 (VSM) と極 Kerr 効果測定装置で評価した。また結晶構造を X 線回折法 (XRD) で、表面粗さを原子間力顕微鏡 (AFM) で、断面の構造を透過型電子顕微鏡 (TEM) を用いて解析した。

実験結果

電析時間 75 s で作製した CoPt 薄膜の断面 TEM 像を Fig.1 に示す。CoPt 層の膜厚は 5 nm で、EDS より組成は Co₄₇Pt₅₃ (at.%) であった。また HR-TEM 像、電子線回折像、XRD より CoPt 層は fcc (111) 配向し、エピタキシャルに成長したこと、および規則化していないことが示唆された。AFM 測定より膜表面の Ra は 0.4 nm であり、非常に平滑であることが確認された。同試料の磁化曲線を Fig.2 に示す。一軸異方性を示し、磁気異方性定数 K_{eff} は 1.9 Merg・cm⁻³ であった。大きな磁気異方性は主に基板との界面に起因すると考えられる。また飽和磁化 M_s は 630 emu・cm⁻³、保磁力 H_c は 2.4 kOe、核生成磁界 H_n は 2.0 kOe であった。本電析浴系を用いることで、さらに薄い膜厚 1.5 nm 程度の PMA 膜を作製できることも確認された。以上より、電析時の析出速度と核発生を制御することで、縦型多値磁壁メモリの記録層に適した構造と磁気特性を有する CoPt 薄膜を作製可能となった。

謝辞

本研究の一部は CREST(No.JR-MJCR21C1)の支援により実施された。

参考文献

1) Y. M. Hung et al., J. Magn. Soc. Jpn., **45**, 6-11 (2021).
2) S. Honda and Y. Sonobe, J. Phys. D: Appl. Phys. **57**, 325002 (2024).
3) T. Huang et al., IEEE Trans. Magn., **59**(11), 1301005 (2023).

Table 1 Electrodeposition conditions

Working electrode	Pt(15 nm)/Ti(5 nm)/SiO ₂ /Si	
Counter electrode	Pt mesh	
Reference electrode	Ag/AgCl	
Temperature	25 °C	
Bath composition	CoSO ₄	1 mM
	H ₂ PtCl ₆	1 mM
	Na ₂ SO ₄	0.1 M
Potential	-650 mV	
Deposition time	20-300 s	

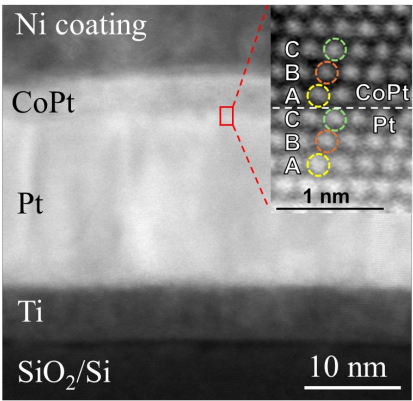


Fig.1 Cross sectional TEM image of the electrodeposited CoPt film

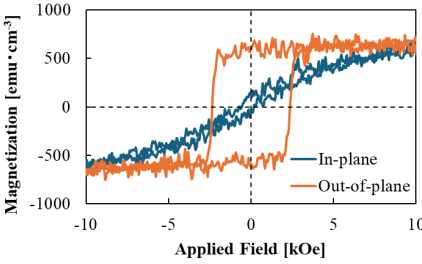


Fig.2 Magnetization curves of the electrodeposited CoPt film.

二浴法により電析された Co-Pt 多層ナノ細線の 作製と磁気特性評価

川名梨央¹, 大口奈都子¹, 斎藤美紀子², 本間敬之^{2,3}, 加藤剛志⁴, 小野輝男⁵, 嶋睦宏¹, 山田啓介¹
(¹岐阜大院自,²早大 ナノ・ライフ,³早大 先進理工,⁴名大,⁵京大化研)

Fabrication and magnetic property analysis of Co-Pt alloy nanowires
with multilayer structure prepared by electrodeposition in dual bath
Kawana Rio¹, Natsuko Ohguchi¹, Mikiko Saito², Takayuki Homma^{2,3}, Takeshi Kato⁴
Teruo Ono⁵, Mutsuhiro Shima¹, and Keisuke Yamada¹
(¹Gifu Univ., ²Res. Org. for Nano and Life Innov. Waseda Univ.,
³Dept. of Appl. Chem. Waseda Univ., ⁴Nagoya Univ., ⁵ICR Kyoto Univ.)

【緒言】 現在、高速動作・高密度・低価格を実現する新しい三次元磁気メモリデバイスの開発が期待されている^[1,2]。この磁気メモリは、磁壁ピン層と磁区層からなる磁性ナノ細線で構成され、細線中の磁壁を電流で駆動させることで記録を行う原理である。磁性ナノ細線の材料として適している物質に Co-Pt 合金が挙げられている。三次元磁気メモリの磁壁ピン層と磁区層には、Co-Pt 合金の組成に依存した層(K_u 値の小さいまたは大きい層)を組み合わせることでメモリデバイスが実現できることが理論計算よりわかっている^[1,2]。昨年度の報告において、Co-Pt 電析溶液の濃度比と電析電位を変化させることで、組成の異なる単層の Co-Pt 合金ナノ細線を作製し、磁気特性を評価することができた^[3,4]。本研究では、二浴法を用いて組成の異なる Co-Pt 合金を組み合わせた Co-Pt 多層ナノ細線を電析法により作製することを目的とした。作製した試料は、各層膜厚を変化させ、その構造および磁気特性を評価した。

【実験方法】 試料は、ポリカーボネート製のテンプレートの細孔に、濃度比の異なる電析溶液(Co : Pt = 25 : 4, 0.25 : 4 [mM])を用いて、二浴電析法により作製した。Fig. 1(a)には、Co-Pt 多層ナノ細線構造の概略図を示す。各試料の作製条件として Co-Pt 合金層の層厚 ($t = 12.5 \sim 500$ nm) を変化させ、各層を 26~368 回積層させた。ナノ細線の結晶構造及び磁気特性を XRD 及び VSM を用いて測定し、微細構造を SEM を用いて観察した。

【結果と考察】 Fig. 1(b)に各試料の XRD 測定結果を示すように、FCC 合金に由来するピークが観測され、EDX 測定結果から、 $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ と $\text{Co}_{12}\text{Pt}_{88}$ の組成をもつ Co-Pt 細線の形成が確認できた。SEM の結果から、層厚の異なる Co-Pt 多層ナノ細線を確認した。Fig. 1(c)に示すように、 $t = 25, 50$ nm のとき、細線平行方向の保磁力 H_c が垂直方向よりも大きく、磁化反転における異方性を反映する傾向が示された。

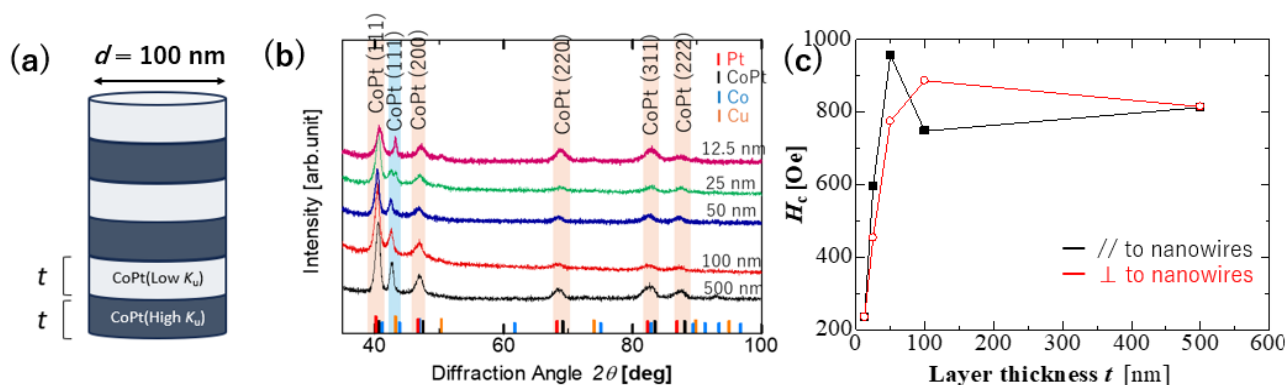


Fig.1 (a) Image of Co-Pt nanowire with multilayer structure. (b) XRD patterns of Co-Pt alloy nanowires with multilayer structure at various t . (c) Coercivity of Co-Pt nanowires with multilayer structure at various t .

参考文献 [1] Y. M. Hung, et. al., *J. Magn. Soc. Jpn*, **45**, 6–11 (2021). [2] S. Honda, Y. Sonobe, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55**, 395001 (2022). [3] 大口奈都子 他, 第 47 回日本磁気学会学術講演会 27aC-4. [3] N. Oguchi, et. al., *J. Magn. Magn. Mater.* **601**, 172159 (2024).

【謝辞】 本研究は、CREST「3次元磁気メモリの開発」の助成を受けて行われた。

垂直磁界アシスト式および逆磁歪式電磁誘導型振動発電デバイスの 梁材料への適用に向けた 3d 強磁性遷移金属合金厚膜の電解めっき法による形成

中村優太¹・明田俊祐¹・鴨川宏幸^{1,2}・大竹充¹
(¹横浜国大, ²関東化成)

Formation of 3d Ferromagnetic Transition Metal Alloy Thick Films by Electroplating for Application to Beam Material of Perpendicular Magnetic Field Assisted and Inverse Magnetostrictive Electromagnetic Vibration Powered Generators

Yuta Nakamura¹, Shunsuke Aketa¹, Hiroyuki Kamogawa^{1,2}, and Mitsuru Ohtake¹

(¹Yokohama Nat. Univ., ²Kanto Kasei Co., Ltd.)

はじめに 3d 強磁性遷移金属の Fe, Co, Ni からなる合金は代表的な強磁性材料であり, その薄膜は磁気ヘッドや磁気センサなどの様々な磁気デバイスで利用されている. 一方, 良好な軟磁気特性や磁歪特性を持つ厚膜を形成することが出来れば, 近年, 注目されつつある環境発電を行う逆磁歪式¹⁻³⁾や垂直磁界アシスト式⁴⁾の電磁誘導型振動発電デバイスの梁材料としても活用できる可能性がある. そこで, 本研究では, 3d 強磁性遷移金属合金の厚膜を電解めっき法により形成し, 振動発電デバイスへ適用することを目的とした磁気特性の評価を行った.

実験方法 Ni-Fe および Co-Ni 合金の膜形成には, 陽極を Ni 板とし, 陰極を Cu 基板とした電解めっき装置を用いた. Fe-Co 合金の膜形成の際は, 陽極を Fe 板とした. めっき浴中の金属イオンの比率を調整することで, 組成の異なる厚膜を形成した. 膜の組成分析には EDS, 結晶構造解析には XRD を用いた. 磁気特性測定には VSM を使い, メジャーループから飽和磁束密度 (B_s) と保磁力 (H_c) を評価した. また, 垂直磁界アシスト式振動発電における磁束変化挙動を想定し, 垂直磁界アシスト式で印加される面内磁界強度に相当する 25 Oe を最大とするマイナーループ測定を行い, 磁化曲線の傾き (α) を評価した. 磁歪測定には片持ち梁法を用い, 測定したそり量 (ΔS_{sat}) により磁歪特性を評価した.

実験結果 形成した Ni-Fe および Fe-Co 合金厚膜の結晶構造を Fig. 1(a)に示す. Ni-Fe 合金では, Ni リッチ組成では fcc 相, Fe リッチ組成では bcc 相となることが分かる. 一方, Fe-Co 合金では, Fe から 80 at. % Co 付近までの幅広い組成で bcc 相となっている. B_s と H_c の組成依存性をそれぞれ Fig. 1(b)と(c)に示す. B_s に関しては Fe-Co 合金で高い値を示し, H_c に関しては Ni-Fe 合金が低い値を示した. また, Fig. 1(d)に示す α についても Ni-Fe 合金の方がより広い組成範囲で大きな値となることが分かった. 良好な軟磁気特性を示す Ni-Fe 合金は, 垂直磁界アシスト式において, より多くの磁束変化量が得られ, 高出力化に繋がることを予想される. Fig. 1(e)には ΔS_{sat} を示す. Fe-Co 合金でより大きな ΔS_{sat} が得られており, 逆磁歪式で要求される特性のひとつは満たしていることが分かる. 当日は, Co-Ni 合金の結果も含めて報告を行う.

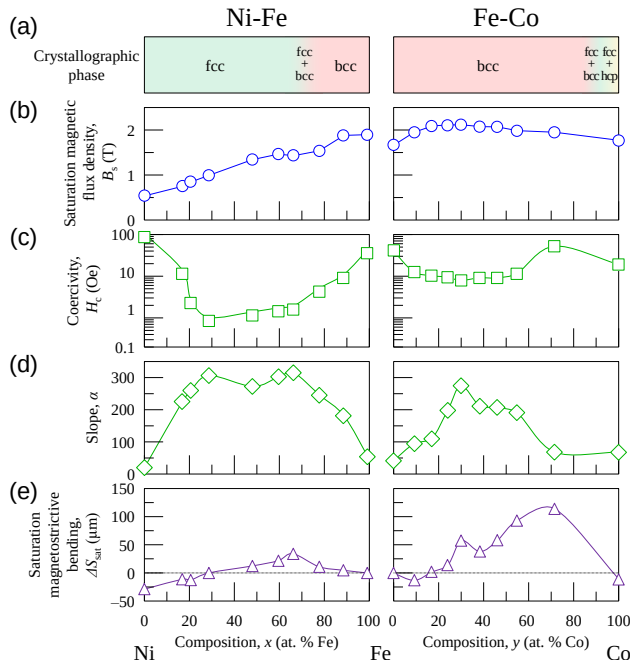


Fig. 1 Compositional dependences of (a) crystallographic phase, (b) saturation magnetic flux density, (c) coercivity, (d) slope of minor loop, and (e) saturation magnetostrictive bending measured for Ni-Fe and Fe-Co alloy thick films.

- 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, 杉修一郎, 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).

3d 強磁性遷移金属合金厚膜をめっきした梁材料を用いた 垂直磁界アシスト式および逆磁歪式電磁誘導型振動発電デバイス

中村優太¹・明田俊祐¹・鴨川宏幸^{1,2}・大竹充¹
(¹横浜国大, ²関東化成)

Perpendicular Magnetic Field Assisted and Inverse Magnetostrictive Electromagnetic Vibration Powered Generators
Using Beam Materials Plated with 3d Ferromagnetic Transition Metal Alloy Thick Films

Yuta Nakamura¹, Shunsuke Aketa¹, Hiroyuki Kamogawa^{1,2}, and Mitsuru Ohtake¹

(¹Yokohama Nat. Univ., ²Kanto Kasei Co., Ltd.)

はじめに 3d 強磁性遷移金属合金の厚膜は、垂直磁界アシスト式¹⁾や逆磁歪式²⁻⁶⁾の電磁誘導型振動発電デバイスの梁材料として活用できる可能性があり、その発電性能は梁材料の各種磁気特性に大きな影響を受けることが考えられる。しかしながら、これまでデバイスに適用されている梁材料は、Fe₈₁Ga₁₉^{2,3)}, Fe₃₀Co₇₀⁴⁾, Fe₅₀Co₅₀⁵⁾, Fe-Si⁶⁾, Fe-Si-B⁷⁾などの薄板や薄帯であり、材料の磁気特性と発電特性の相関は限定的にしか明らかになっていない。そこで、本研究では、電解めっき法により同一条件下で Cu 基板上に組成を系統的に変化させることにより形成した Ni-Fe, Fe-Co, Co-Ni 合金の厚膜を垂直磁界アシスト式および逆磁歪式の梁材料として適用し、各種磁気特性と発電特性の関係を調べた。

実験方法 磁性体梁材料として、Ni-Fe, Fe-Co, Co-Ni 合金厚膜を電解めっきした Cu 板 (50 mm × 10 mm × 300 μm) を用いた。長手方向の端から 10 mm の部分を固定することで、梁材料を片持ちの状態にし、検出用コイル (抵抗: 1.2 kΩ, 巻数: 8000 回, 最内径: 12 mm × 16 mm, 全長: 40 mm) 内に挿入して、梁のみを加振機で強制振動させて、コイルの出力波形をオシロスコープで観察することにより発電特性を評価した。このとき、ヘルムホルツコイルを用いて、垂直磁界アシスト式では梁材料に対して垂直方向に、逆磁歪式では梁材料の長手方向に、バイアス磁界を印加した。

実験結果 Ni-Fe および Fe-Co 合金厚膜をめっきした梁を用いた際の、垂直磁界アシスト式における最大ピーク電圧の組成依存性を Fig. 1(a) に示す。Ni-Fe 合金では最大 6.6 V, Fe-Co 合金では最大 0.9 V の出力電圧が観察された。逆磁歪式における最大ピーク電圧の組成依存性を Fig. 1(b) に示す。Ni-Fe 合金では最大 0.9 V, Fe-Co 合金では最大 0.4 V となり、いずれの方式においても Ni-Fe 合金の方がより大きな出力が得られることが分かった。ファラデーの電磁誘導の法則により求めた磁束密度変化量 (ΔB) の組成依存性を Fig. 1(c) に示す。いずれの方式においても、Ni-Fe 合金の方が大きな ΔB となっていることが見てとれる。磁束密度の最大変化量は飽和磁束密度 (B_s) の 2 倍と考えられるため、 $2B_s$ に対する ΔB の比から、材料本来の特性を利用できているかを評価した。その組成依存性を Fig. 1(d) に示す。Fe-Co 合金では、最大でも 20% 程度に留まっており、本来の高い B_s が利用できていないことが分かった。一方で、Ni-Fe 合金は B_s が小さくても、優れた軟磁気特性を持つため、本来に近い特性が発揮できていることが分かった。Fe-Co 合金は軟磁気特性の改善により、更なる高出力化に繋がる可能性があることが示唆された。当日は、Co-Ni 合金を用いた場合の結果も報告する。

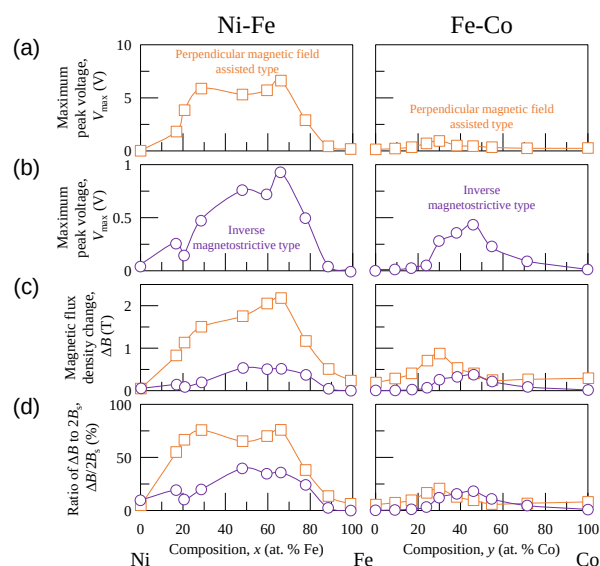


Fig. 1 Compositional dependences of (a, b) maximum peak voltages, (c) magnetic flux density change, and (d) ratio of magnetic flux density change to double saturation magnetic flux density.

- 1) 大竹充, 川井哲郎, 二本正昭「発電装置」特願 2022-086851 / 特開 2023-174153 (2022).
- 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) S. Yamaura, S. Makino, N. Kimura, M. Yokoyama, T. Kubota, and Y. Furuya: *Trans. Mat. Res. Soc. Japan*, **42**, 127 (2017).
- 5) Z. Yang, K. Nakajima, R. Onodera, T. Tayama, D. Chiba, and F. Narita: *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 073902 (2018).
- 6) T. Okada, S. Fujieda, S. Hashi, K. Ishiyama, S. Suzuki, S. Seino, T. Nakagawa, and T. A. Yamamoto: *Mater. Trans.*, **62**, 1798 (2021).
- 7) 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).

ヒータ援用ホットカソード RF スパッタ法による MgO 薄膜の成膜速度の高速化機構の考察

○山田 航太^{a)}, 宮崎 大輝^{a)}, 加藤 絢^{b)}, 鈴木 浩明^{c)}, 大泉 武司^{c)}, 田河 育也^{b)},
小川 智之^{a)}, 斉藤 伸^{a)} (^{a)}東北大学, ^{b)}東北工業大学, ^{c)}アリオス)

Mechanism of high-speed RF sputtering of MgO thin films by heat-assisted hot cathode method

○Kota Yamada^{a)}, Daiki Miyazaki^{a)}, Aya Kato^{b)}, Hiroaki Suzuki^{c)}, Takeshi Ohizumi^{c)},
Ikuya Tagawa^{b)}, Tomoyuki Ogawa^{a)}, and Shin Saito^{a)}

(^{a)}Tohoku Univ. , ^{b)}Tohoku Institute of Technology Univ. , ^{c)}Arios Inc.)

はじめに 酸化物や窒化物絶縁体薄膜の形成は、半導体メモリ、磁気記録・スピントロニクスデバイス等の先端電子デバイスを実現する上で必須な基盤技術である。特に高い耐熱性、熱伝導特性、電気絶縁性、2 次電子放出能を有する MgO はその特長を活かして様々なデバイスで重要な機能を担っている。MgO の成膜技術としては、高密度・高密着性の観点から RF マグネトロンスパッタリング法が好適であり、成膜速度を一般の金属材料程度まで高速化することが期待されている。MgO 薄膜の高速成膜方法としては、カソード水冷による冷却を抑制してターゲット素材を高温化するホットカソード法¹⁾が知られている。この手法は RF 放電中の Ar⁺イオン衝撃によりターゲット素材を昇温させるものである。我々はこの方法をさらに発展させ、従来冷却する仕様となっているカソード内にヒータを導入してターゲット素材を昇温するヒータ援用ホットカソード法を開発し、MgO の成膜速度をさらに高速化できることを示した。このように MgO については、ターゲット素材を高温化することが高速成膜に極めて有効であることが明白であるが、本手法の他材料への適用優位性を示すためには、高速成膜の原理が高温下での昇華現象なのかスパッタリング現象の促進なのかを明らかにする必要がある。そこで本研究ではヒータと RF イオン衝撃の 2 種のターゲット素材の加熱方法で異なるターゲット素材の温度分布を作り出し、対面する基板への着膜の膜厚分布とを比較することで、成膜速度の高速化の起源を考察した。

実験結果 Fig. 1 に開発したヒータ援用加熱カソードの模式図を示す。高温ヒータ加熱と RF 放電との両立のために、部材の高耐熱化とヒータ回路への RF 重畳の抑制の対策を施し、130 mm ϕ MgO ターゲットの表面温度 550 °C (ヒータ電流: 20 A) を達成した。成膜するには基板ターゲット間距離を極力縮め 35 mm とし、カソードに RF 電力を 1000 W 投入した。ターゲット素材にはスパッタ中に熱応力差によって素材体積が不揃いに破断することを防ぐため、10 mm 角チップをモザイク状に敷き詰めて用いた。Fig. 2 にヒータ加熱を援用したホットカソード放電成膜時の (a) ターゲット温度分布と (b) 膜厚分布を示す。温度分布は概して中心付近が高温化するが、チップの熱膨張によりセンターチップは周囲のチップとの間に隙間ができ温度が上がらないために、双峰状となっている。双峰高温部はエロージョンよりも内側であった。ヒータ電流の増大により、低温部と高温部の温度差が増大し双峰状のプロファイルは増強した。一方膜厚分布は中心対称のガウシアン状であり、ヒータ電流を増大してもガウシアンプロファイル自体は変わらなかった。温度上昇に対して膜厚分布プロファイルが変わらないことから、MgO の支配的な成膜機構はスパッタリング現象、すなわちエロージョン部位が高温化し、素材のスパッタ率が増大したことに起因すると考えられる。

参考文献 1) M. Terauchi et al., *J. SID*, 16/12, 1995, (2008).

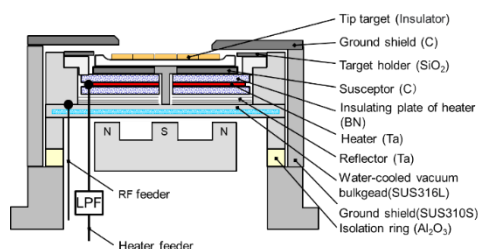


Fig. 1 Schematic of heater-assisted hot cathode.

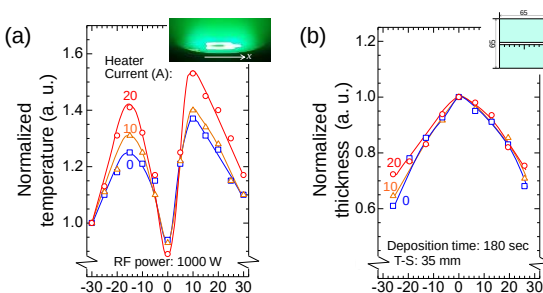


Fig. 2 Normalized profiles of (a) temperature on the target surface, and (b) film thickness with heat-assisted hot cathode RF sputtering.

STM による C₇₀-Co ナノ島/有機-無機ハイブリッド界面の 垂直磁気異方性増大の起源解明

吉田海仁¹, 小野広喜¹, 石青¹, 藤本一志¹, 梅田佳孝¹, 筒井健三郎¹, 三浦直也¹,
山本航平³, 石山修³, 中村永研³, 松尾豊¹, 横山利彦³, 水口将輝^{1,2}, 宮町俊生^{1,2}
(¹名大院工, ²名大未来研, ³分子研)

Investigating the origin of enhanced perpendicular magnetic anisotropy in
C₇₀-Co nano-islands/organic-inorganic hybrid interface by STM.

¹K. Yoshida, ¹H. Ono, ¹Q. Shi, ¹K. Fujimoto, ¹Y. Umeda, ¹K. Tsutsui, ¹N. Miura, ³K. Yamamoto,
³O. Ishiyama, ³E. Nakamura, ¹Y. Matsuo, ³T. Yokoyama, ^{1,2}M. Mizuguchi, ^{1,2}T. Miyamachi
(¹Sch. Eng. Nagoya Univ., ²IMaSS. Nagoya Univ., ³IMS)

はじめに

磁気メモリへの応用が期待されるナノ磁性金属とスピン散逸の小さい有機分子から構成される有機-無機ハイブリッド構造において、その界面スピン状態を制御することは新規磁気状態の創出につながると期待される。我々は強磁性 Co ナノ島と高い導電性を示すナノ炭素材料 C₇₀ 分子に着目し、それらで形成される C₇₀-Co ナノ島ハイブリッド界面について、低速電子線回折 (LEED) と X 線吸収分光法/X 線磁気円二色性 (XAS/XMCD) を用いて構造・磁気状態を評価してきた。その結果、C₇₀-Co 界面磁気結合に由来すると考えられる Co ナノ島の面直磁気異方性の増大が確認された。本研究では新たに走査型トンネル顕微鏡 (STM) を用いて C₇₀-Co ナノ島ハイブリッド界面の構造評価を行い、磁気状態変化の起源をミクロに解明することを試みた。

実験方法

Cu(111)単結晶上に Co を蒸着して Co ナノ島を成長させた後、C₇₀ を 1~3 分子層蒸着して C₇₀-Co 界面を作製し、その表面構造を STM により観察した。また、分子科学研究所 UVSOR BL4B にて超高真空・極低温環境下で XAS/XMCD 測定を行い、磁気状態評価を行った。

実験結果

Co ナノ島の成長様式を STM で観察した結果、1.5 原子層で島同士が繋がり始める様子が確認された。次に XAS/XMCD 測定を行い、C₇₀ 蒸着前後の Co ナノ島の磁気モーメントを外部磁場 ±5 T におけるスペクトルから算出し、磁化曲線を Co XAS の L₃ 端ピーク強度の印加磁場依存性をプロットすることにより得た。曲線の形状評価から、孤立した Co ナノ島では個別に起きた磁化反転が、島同士が繋がることによりコヒーレントに生じることがわかった^[1]。さらに、Co ナノ島の磁化曲線の C₇₀ 膜厚依存性を調べた結果、C₇₀ の蒸着量増大に伴う面直磁気異方性の増大が確認された。C₇₀-Co 界面の STM 観察の結果と併せて、C₇₀ の吸着構造と Co ナノ島の垂直磁気異方性増大の相関を議論する。

[1] A Hahlin et al., J. Phys.: Condens. Matter, 15, S573 (2003).

Fe(001)表面上 MnTe エピタキシャル成長の STM/STS 研究

関 温杜¹, 名和 憲嗣^{2,3}, 山田 豊和^{1,4}

(1. 千葉大工, 2. 三重大工, 3. NIMS, 4. 千葉大分子キラル)

STM/STS Study on Epitaxial Growth of MnTe film on Fe(001)

H. Seki, K. Nawa, T. K. Yamada

(1. Chiba Univ., 2. Mie Univ., 3. NIMS, 4. Chiba Univ. Mol. Chiral. Res.)

はじめに

表面や磁性による空間反転および時間反転対称性の破れから新規なトポロジカル磁性が原子層物質では発現する。この特異な磁性は対称性によって決定されるため、不純物や欠陥の影響を受けず耐久性が高いとされる。遷移金属ダイカルコゲナイドである磁性トポロジカル絶縁体 MnBi_2Te_4 や Altermagnetism を有する NiAs 型 MnTe などユニークな磁性の報告がある [2]。これらは主にバルク結晶で合成されてきたが、量産化には真空エピタキシャル成膜が不可欠である。

本研究では、Altermagnetism を有する MnTe のエピタキシャル成長制御を目指す。バルク MnTe は六方晶系をとるが、基板を体心立方(bcc)にすると bcc 系の MnTe ができ磁気構造も変化する。一般に、六方晶系ではキュリー温度は高い (約 310 K) [3]が、bcc 系ではキュリー温度は下がる (<65 K) [4]。しかし、一般に強磁性と反強磁性間の強い交換相互作用を使えば熱揺らぎ以上に強く磁化を固定できる。特に、Mn/Fe(001)系では Mn 薄膜のネール温度は室温以上に増加する [5]。

我々は、bcc-Fe(001)表面上に Mn と Te をエピタキシャル成長させ、積層や合金化構造を、超高真空・走査トンネル顕微鏡および走査トンネル分光法 (STM/STS) を用いて原子層磁石エピタキシャル成長制御法の確立を目指す。

実験手法

本研究は、全て超高真空 (3×10^{-8} Pa) で実施した。清浄で平坦な Fe(001)表面を、準備槽での Ar^+ スパッタと加熱 (基板温度 560 °C) により得た (約 200 時間)。清浄化した Fe(001)ウィスカ表面に Te (純度 99.9999%) を蒸着し、ポストアニール後の表面構造変化を観察した。試料の局所電子状態密度 (LDOS) は STS を用いて計測した。Te 膜上に Mn (純度 99.999%) をさらに蒸着し、ポストアニール後の表面を観察した。Te と Mn の蒸着量は水晶振動子 (QCM) で制御した。

結果

(1) Te/Fe(001) : Fe(001)原子テラス (40 - 100 nm) 上に、Te を 0.5 monolayers (MLs) 分、室温蒸着した (QCM = 0.134 nm)。直径 1 nm 程度の Te 粒が成長した。その後、500 K、611 K、671 K ポストアニールした。500 K と 611 K で粒が徐々にやや角ばった丸い島 (直径 ~ 20 nm) に拡大した。この Te 島の高さは約 166 pm であった。原子像から Te は bcc 構造を持つ。しかし、671 K では、Te はステップフロー成長し四角島 (角の角度 90°) を形成した。

(2) Mn/Te/Fe(001) : 0.9 MLs Te 単層膜上に、室温で Mn 0.3 MLs 蒸着した。Te 膜は Fe に比べ表面エネルギーが圧倒的に低いため、安定に表面に存在できる。Te 膜表面では Fe(001)表面状態ピークはなく均一な電子状態を示した。これは Fe/Te 界面は安定で合金化しにくい事を示唆する。この表面に Mn を蒸着しポストアニールも行った。その結果、加熱前 (室温製膜) 表面では Mn/Te 積層膜を示唆する結果を得た。しかし、加熱後は、MnTe 合金領域と二層 Te 領域を確認した。さらに STS 結果を DFT 計算と比較し元素同定を行った。

参考文献 : [1] Deng *et al.*, *Science* 367, 895–900 (2020). [2] Krempaský, J. *et al.*, *Nature* 2024, 626 (7999), 517–522. [3] Hennion *et al.*, *Phys. Rev. B* 66, 224426 (2002). [4] C. Ferrer-Roca *et al.*, *Phys Rev B* 61, 13679 (2000). [5] T. K. Yamada, *et al.*, *Microscopy Research and Technique*, 66, 93-104 (2005)

凝集・孤立状態における Fe 系磁性ナノ粒子の交流磁気特性

柳田翔一^{1,2}, 山口恭周¹, 小坂奈月¹, 五月女容之¹, マクナミー キャシー³, 山本真平², 齊藤 伸¹, 小川智之¹ (1 東北大, 2 三恵技研工業株式会社, 3 京都大)

AC magnetic properties of Fe-based magnetic nanoparticles in aggregated and isolated states.

Shoichi Yanagita^{1,2}, Yukichika Yamaguchi¹, Natsuki Kosaka¹, Yoshiyuki Sotome¹, Cathy E. McNamee³, Shinpei Yamamoto², Shin Saito¹, and Tomoyuki Ogawa¹

(Dept, Elec, Eng, Grad, School. Eng, Tohoku Univ.

Advanced Research Department, Development Division, Sankei Giken Kogyo Co., Ltd.

Department of Chemical Engineering, Graduate School Engineering, Kyoto University)

はじめに

情報デバイスの小型化に伴い、磁性ナノ粒子(NPs)は、超常磁性やブロッキング現象など従来の材料とは異なる特性を有している為、小型アンテナや電磁波吸収材としての応用が期待されている。しかしその磁気特性に不明点が多く、特に異なる磁性 NPs が混在する 2 相系では単相 NPs とは異なる特性が確認されている。例に Fe-Fe₃O₄ NPs 共集合体では、 χ'' の温度依存性曲線において 230 K 付近に極大値ピークを示した。これは磁性 NPs の凝集・孤立状態変化に伴う静磁気相互作用の変化による結果と予測されるが、詳細は未確認である。本研究では、磁性 NPs の凝集・孤立状態を制御し、その交流磁化率を評価して、磁性 NPs の凝集・孤立状態とブロッキング現象のメカニズムを検証した。

実験方法

ホットソープ法を用いて合成した Fe NPs^[1]と Fe₃O₄ NPs^[2]を凝集状態のサンプルとした。各磁性 NPs をヘキサン 5 ml に分散させた。分散溶液に磁性 NPs が 1 wt% になるようにパラフィン樹脂へ加えて、加熱混合した。ヘキサンが完全蒸発させて得られた磁性 NPs - 1 wt% パラフィン樹脂サンプルを孤立状態のサンプルとした。評価は、透過型電子顕微鏡(TEM)と超伝導量子干渉計による磁気特性評価を実施した。

実験結果

TEM 観察より粒径は Fe NPs = 11.9 nm, Fe₃O₄ NPs = 4.3 nm であった。各サンプルの断面 TEM 観察から、NPs 粉末集合体では NPs が凝集状態にあり、1 wt% パラフィン樹脂サンプルからは、パラフィン樹脂内で分散・隣接状態であった。

Fig. 1 に(a)Fe₃O₄ NPs 及び(b)Fe NPs、その 1 wt% パラフィン樹脂サンプルの交流磁化率 χ'' の温度依存性グラフを示す。Fe₃O₄ NPs とその 1 wt% パラフィン樹脂サンプルと共に、 $T_B = 50$ K に極大値ピークを示した。Fe₃O₄ NPs ではその凝集・孤立状態に関係なく、NPs 同士の静磁気相互作用が非常小さいためにブロッキング現象を示す。Fe NPs では、 χ'' に明確な極大値を取る温度点は確認できなかったが、1 wt% パラフィン樹脂サンプルでは、180 K 付近に極大値ピークを取った。Fe NP (11.9 nm) の $T_B(\text{cal})$ を求めた結果 $T_B(\text{cal}) = 178$ K であり、 $T_B = 180$ K と近い値であった。この計算結果と断面 TEM 画像の結果より、180 K 付近の極大値ピークは Fe NPs のブロッキング現象によるものである予想される。ただ、粒径の異なる Fe NPs の孤立状態における T_B の観測や Mn, Zn などの Fe 系酸化物での評価は未実施の為、引き続き研究が必要である。

参考文献

- 1) Hiroaki Kura, et. al, *J. Phys. Chem. C*, **114**, 13, 5835–5838 (2010).
- 2) Shouheng Sun, et. al, *J. Am. Chem. Soc.* **126**, 1, 273–279 (2004).

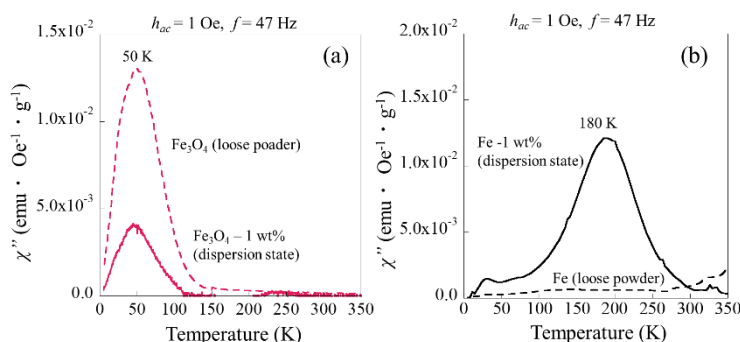


Fig. 1 Temperature dependences of imaginary parts of the magnetic susceptibility χ'' of NPs of loose powder state and dispersion state of (a) Fe₃O₄ and (b) Fe, respectively.

磁化容易軸の配向に依存するマルチコア磁性ナノ粒子の複素磁化率

Menghao Li¹、Suko Bagus Trisnanto¹、大多哲史²、竹村泰司¹

(¹横浜国立大学、²静岡大学)

Dependence of complex magnetic susceptibility on alignment of easy axis
in multicore-structured magnetic nanoparticles

Menghao Li¹, Suko Bagus Trisnanto¹, Satoshi Ota², Yasushi Takemura¹

(¹Yokohama National University, ²Shizuoka University)

はじめに

複数の小径コアで構成されるマルチコア磁性ナノ粒子は磁気温熱療法や磁気粒子イメージングなどへの応用が期待されている。本研究ではその磁化ダイナミクスに注目した。交流磁化率を測定することにより、Néel緩和の活性化エネルギーなどを評価することができる¹⁾。測定に使用した磁性ナノ粒子は、エポキシ樹脂中に固定した試料であり、エポキシ樹脂を固化させる過程で直流磁界を印加し、磁化容易軸を配向させている^{2,3)}。磁化容易軸の配向度に依存する、磁性ナノ粒子の磁化反転における活性化エネルギーや磁気異方性などを評価したので報告する。

実験方法と結果

MRIの造影剤として臨床使用されている Resovist® (主成分 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, Fe_3O_4) の有効成分であり、マルチコア構造を有する Ferucarbotran (名糖産業株式会社) を使用した。エポキシ樹脂で固定させた磁性ナノ粒子に対して、直流磁界中で磁化容易軸を配向固定させた試料と、無磁界中で固定した試料を作製した。後者では磁化容易軸は無配向であると考ええる。0.8 T/ μ_0 、若しくは 1 T/ μ_0 の直流磁界中で固定させることにより、磁化容易軸の配向度が異なるサンプルを作製した。磁化容易軸の配向方向に平行及び垂直方向の交流磁化率を測定した。印加する交流磁界の強度は 0.1 mT/ μ_0 、周波数範囲は 100 Hz から 10 MHz とした。

Fig. 1 に磁化容易軸の配向度 ρ に依存する Néel 緩和の活性化エネルギーを室温の熱エネルギーで除した $\sigma = K_u V / k_B T$ を示す。配向度の上昇に伴い、活性化エネルギーが増加する。活性化エネルギーが磁性ナノ粒子の濃度に依存するのは、マルチコア粒子間の双極子相互作用と理解される⁴⁾。

測定試料、実験条件並びに得られた結果の詳細は当日発表する。

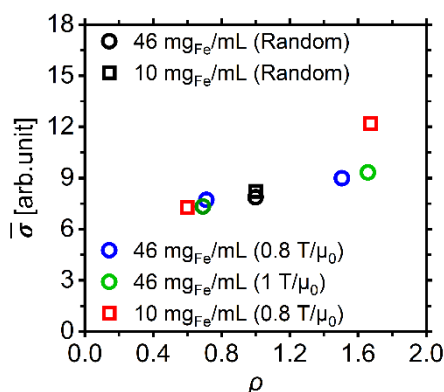


Fig. 1 Dependence of the ratio of activation energy to thermal energy on the degree of easy axis alignment.

参考文献

- 1) S. B. Trisnanto *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **130**, 064302, 2021.
- 2) T. Yoshida *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.*, **427**, 162, 2017.
- 3) G. Shi *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.*, **473**, 148, 2019.
- 4) S. Ota *et al.*, *J. Phys. Chem. C.*, **123**, 28859 - 28866, 2019.

ナノグラニューラーバルク材料の高周波複素誘電特性

鈴木一行、岩佐忠義、池田賢司、直江正幸、小林伸聖
(公益財団法人 電磁材料研究所)

High-frequency complex permittivity of bulky nanogranular materials

K. Suzuki, T. Iwasa, K. Ikeda, M. Naoe, N. Kobayashi
(DENJIKEN - Research Institute for Electromagnetic Materials)

はじめに

Fe、Co、および FeCo 合金などの強磁性金属と、窒化物、酸化物、およびフッ化物などのセラミックスとの複相構造であるナノグラニューラー材料は、セラミックスのマトリックス中にナノメートルサイズの磁性金属粒子がほぼ均一に分散した微細な構造を有し、その膜構造に起因する量子サイズ効果によって、新しい原理に基づくユニークかつ多様な機能性を発揮するため、様々な電磁気デバイスへの応用も期待されている。昨年の本講演会にて、タンデムスパッタ法で作製されるナノグラニューラー材料をバルク材化する方法、およびその電磁気特性について示したり。今回は、その作製プロセスにおいて、ナノグラニューラー薄膜を基板から剥離して得られた粉末を加圧成型して特性評価した後に、再度粉碎して加圧成型を繰り返すことにより、誘電損失が大きく低減することを見出したので、その詳細について報告する。

実験方法

FeCo と BaF₂ をターゲットとするタンデムスパッタ法により数 10 μm のナノグラニューラー膜をレジスト塗布ガラス基板上に成膜した。得られた膜を有機溶媒で剥離して粉碎した後、ペレット型およびリングコア型の金型に封入し、面圧 $6.9 \times 10^8 \text{ Pa}$ で加圧成型した。寸法、質量、静磁化特性、および高周波の複素誘電率・複素透磁率特性を測定して、再び粉碎し加圧成型するルーチンを繰り返した。

結果

今回作製した FeCoBaF 系のナノグラニューラー材料では、粉碎・加圧成型の繰り返しによる嵩密度（充填率）の変化はほぼ無かった。粉碎・加圧を 4 回繰り返して成型したペレット型バルク材の磁化特性および複素誘電率スペクトルを Fig. 1 および Fig. 2 にそれぞれ示す。粉碎・加圧の回数と 10 MHz および 100 MHz での誘電正接との関係を Fig. 3 に示す。粉碎と加圧成型の繰り返しにより、誘電損失が大きく低減していることがわかる。この傾向は、同様の方法で作製した複数の試料で例外なく再現した。なお、高周波複素透磁率については、繰り返しによる顕著な変化は無かった。X 線回折 (θ -2 θ スキャン) では粉碎・加圧回数による差異は現れなかったため、電子顕微鏡観察を実施した。粉碎・加圧による構造の変化についての考察を含めて、講演にて詳細を議論する。

参考文献

- 小林、他: 第 47 回日本磁気学会学術講演概要集, 29aB-2, p. 199 (2023).

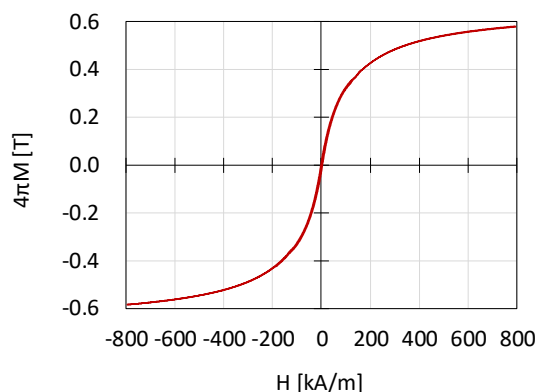


Fig. 1 Magnetization curve of Fe₃₁Co₂₂Ba₁₇F₃₀ BNGM (Bulky Nano-Granular Material).

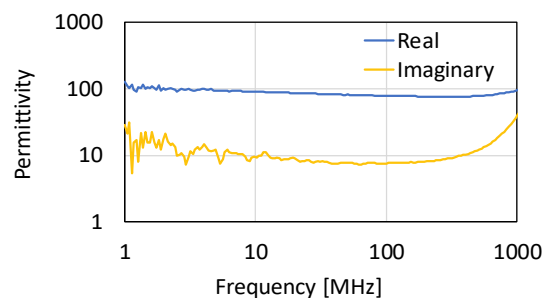


Fig. 2 Complex permittivity spectra of Fe₃₁Co₂₂Ba₁₇F₃₀ BNGM.

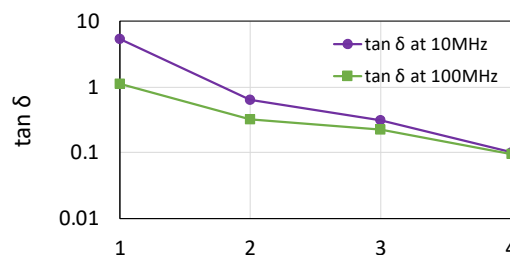


Fig. 3 Dielectric loss at 10 MHz and 100 MHz in relation to the number of times of powdering and pressurized forming.

メスバウアー効果による超常磁性ナノ粒子の磁気緩和の観測

喜多英治、小高千洋、小野寺礼尚¹、間宮広明²、小川智之³、関戸尊子、柳原英人
筑波大数理、¹茨城高専、²物材機構、³東北大工

Magnetic relaxation of Superparamagnetic Iron Oxide nanoparticles studied by Mössbauer spectroscopy

E. Kita, C. Kodaka, R. Onodera¹, H. Mamiya², T. Ogawa³, T. Sekido, H. Yanagihara

Univ. of Tsukuba, NIT Ibaraki college¹, NIMS², Tohoku Univ³.

始めに

磁性ナノ粒子 (MNP) の磁気特性はサイズによって劇的な変化を示す。この性質を利用して新しい用途が開拓されてきた。磁気ナノ粒子温熱療法、磁性粒子イメージング (MPI)、磁気共鳴イメージング (MRI) 造影剤など、バイオメディカル用途は治療や診断の医療分野に広く適用されようとしている。これらの用途にはナノ粒子の示す緩和現象が関係していて、その挙動を理解するには、基本的な物理的特性を注意深く調べる必要がある。ここでは観測時間を変えた観測としてメスバウアー効果 (MS) や AC 帯磁率、動的磁化測定を利用して緩和現象を議論する。

磁気緩和

ナノ粒子の磁気特性は、外部磁場に対する時間依存の磁化挙動、すなわち緩和現象による超常磁性 (SPM) として記述されている。主な緩和メカニズムはネール機構であり、ナノ粒子の磁化の熱緩和が原因となるネール機構の特性時間 τ_N は、次のように表せる¹⁾。

$$\tau_N = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\sigma}} \tau_0 \frac{1}{2} \exp(\sigma),$$

ここで、 $\sigma = KV/(k_B T)$ 、 $\tau_0 = 10^{-10}$ s、 $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ [J K⁻¹]である。表 I には、この式に基づいて $K = 10^4$ [J m⁻³]、 $T = 300$ [K]として計算した τ_N を示している。ナノ粒子の体積が 8 倍に増加すると、 τ_N が 10^{-24} s のオーダーから 10^{-3} s に変わる。

Table I. τ_N calculated for a cube.

a [nm]	Volume [m ³]	τ_N (s)
10	10^{-24}	6.4×10^{-24}
15.8	4×10^{-24}	4.5×10^{-7}
20	8×10^{-24}	1.9×10^{-3}

実験

試料には Future Materials 社製の酸化鉄 (SPIO) ナノ粒子(直径 5.11nm, 分散 1.37nm)を用いた。交流帯磁率および弱磁場下での磁化の温度変化を測定した。MS 測定には約 20mg の乾燥試料を鉛板のサンプルホルダーにパラフィンワックスを用いて固定した。密閉サイクル冷凍機を使用して測定温度を室温から 3 K の範囲で変化させた。²⁾

Fig.1 にメスバウアー効果の測定結果を示す。常温では吸収強度が小さく、十分に固定されていない事が考えられる。最低温度では γ -Fe₂O₃ を示すスペクトルが得られ、50K~30K ではそれらが磁気緩和を示すスペクトルが観測された。しかし単一粒径粒子で予測されるスペクトルでは解析できず、分散を考慮する必要がある。1kHz の AC 帯磁率測定からは 23.1K にピークが見られた。メスバウアー効果は講演では常温での動的磁化曲線を含めて緩和を議論する。

参考文献

- 1) P. C. Fannin, S.W. Charles, J. Phys. D, **27**, (1994) 185.
- 2) E. Kita, *et.al*, IEEE Mag. Lett., **14** (2023) 6100205.

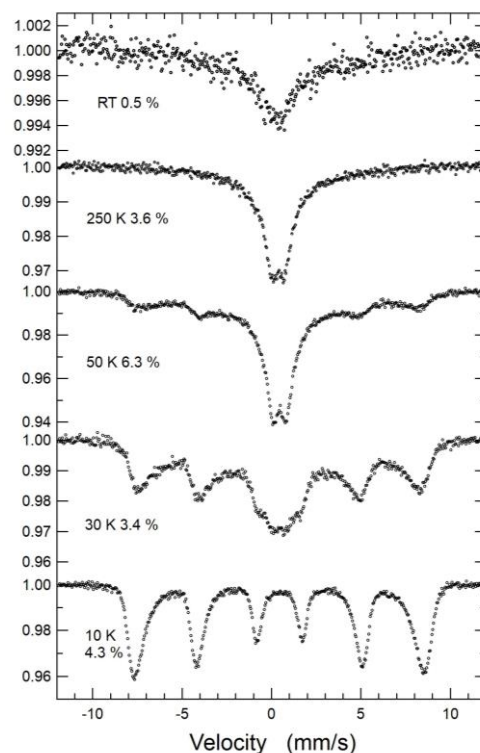


Fig. 1. Mössbauer spectra for SPIO NPs.

磁性ナノ粒子鎖を利用した多孔質樹脂作製における磁場強度依存性

小林京貴、櫻井淳平、秦誠一、岡智絵美
(名古屋大)

Magnetic field strength dependence in porous resin manufacturing using magnetic-nanoparticle chains

A. Kobayashi, J. Sakurai, S. Hata, C. Oka
(Nagoya Univ.)

はじめに

一様磁場下における磁性ナノ粒子 (MNP) の鎖状構造 (MNP 鎖) 形成は、一方向性多孔質樹脂作製に応用可能である。しかし、その作製条件と得られる多孔質構造の関係は未だ不明な点が多い。本研究では、MNP 鎖形成状態に影響する磁場強度を変えて多孔質樹脂を作製し、多孔質構造の磁場強度依存性を調査した。

実験方法

先行研究同様、磁性酸化鉄ナノ粒子 (粒径: 70–250 nm) と UV 硬化樹脂を用いて実験を行った¹⁾。磁場印加には電磁石を用い、一様磁場下 (30–90 mT) に MNP と未硬化樹脂の混合物を 10 分間静置した後、UV を試料の直上 (磁場と並行方向) から照射して樹脂を硬化させ直径約 20 mm、厚さ約 500 μm のディスク形状試料を作製した。そして、洗浄後の試料の上面と断面を SEM で観察した。UV を試料直上から照射した場合、MNP 鎖内部に存在する樹脂が未硬化となり、洗浄時に MNP とともに除去され、磁場印加方向に沿った一方向性細孔が形成される。多孔質構造の評価は上面 SEM 像から行い、細孔の円相当径、細孔数を算出した。

実験結果

Fig. 1 に、90 mT の磁場下で作製した試料の上面と断面の SEM 像を示す。SEM 像内で白く見えるものが MNP であり、黒く見えるものが細孔である。Fig. 1(b) の断面 SEM 像から、磁場印加方向に沿った MNP 鎖形成を確認できる。それぞれの磁場下で作製した試料の多孔質構造解析結果を Fig. 2 に示す。細孔の円相当径の平均値は、30 mT と 50 mT でほぼ変化なし、70 mT、90 mT で減少傾向となることがわかった。30 mT、50 mT で大きな円相当径となるのは、分岐の多い MNP 鎖が形成され、複数の細孔が連結した大きな細孔が形成されたためと考えられる。これにより、30 mT と 50 mT で細孔数は少ない値となる。50 mT 以降で細孔の円相当径が減少傾向となるのは、磁場増加に伴い MNP 鎖の分岐構造が減少し、細孔同士の連結による細孔径の増大が抑制されることに起因すると考えられる。このことは、細孔数が 50 mT 以降で増加する傾向とも一致する。これに加え、細孔の円相当径が減少する要因として、高密度な MNP 鎖が形成され、MNP 鎖自体の径が小さくなることも影響していると考えられる。

このことから、一方向性多孔質樹脂作製時における磁場強度により、MNP 鎖形成状態が変化し、得られる多孔質構造が変化することが明らかとなった。

参考文献

- 1) A. Kobayashi et al., *IEEE Magn. Lett.*, **14**, 6100305 (2023)

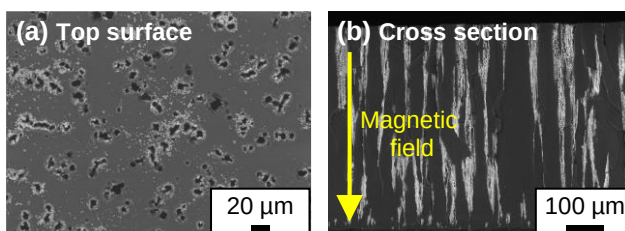


Fig. 1 SEM images of (a) top surface and (b) cross section of a sample manufactured at 90 mT.

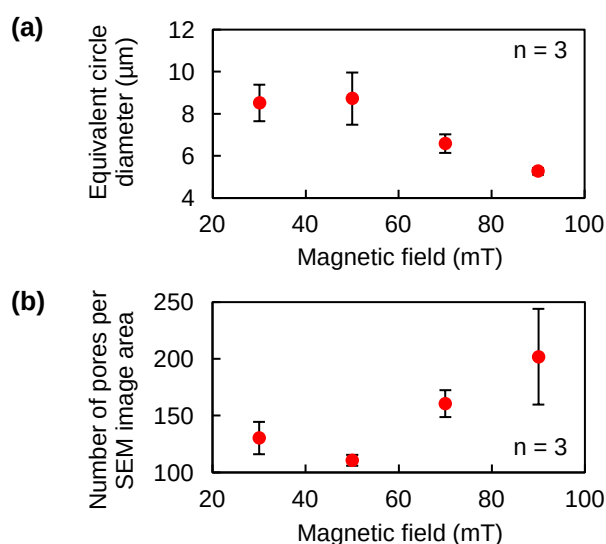


Fig. 2 Relationship between magnetic field and (a) equivalent circle diameter and (b) number of pores per SEM image area.

Nominal $\text{SmFeAsO}_{0.77}\text{H}_{0.12}$ の磁気光学イメージング

浪田秀郎*, 末村智紀*, 坂上良介***, 為ヶ井強***, 神原陽一***

(*慶大物情, **慶大スピンセンター, ***東大院工)

Magneto-optical imaging of nominal $\text{SmFeAsO}_{0.77}\text{H}_{0.12}$

Hideo Namita, Tomoki Suemura, Ryosuke Sakagami, Tsuyoshi Tamegai, and Yoichi Kamihara

(*APPI, Keio Univ., **CSRN, Keio Univ., ***Univ. of Tokyo)

緒言

鉄系超伝導体は 58.1 K, $\mu_0 H = 15$ T 下でも超伝導相を示すが, 臨界電流密度 (J_c) に関して, 多結晶体では結晶粒間 $J_c \ll$ 結晶粒内 J_c であり, その原因は結晶粒間の粒界傾角や不純物等による弱い接合と短いコヒーレンス長である. 従って, 粒間電流が及ぼす電流輸送特性と微細構造の関係性を調べることは重要である. Hiramatsu ら¹⁾は, H-doped SmFeAsO 薄膜が 5 K において 5 T の磁場下で $J_c \sim 2$ MA/cm² を示し, F-doped 薄膜を上回ることを報告した. 本研究では $\text{SmFeAsO}_{0.77}\text{H}_{0.12}$ 多結晶体について磁気光学(MO)イメージング法による磁束密度分布の観測を行った.

実験方法

固相反応法で焼成²⁾した $\text{SmFeAsO}_{0.77}\text{H}_{0.12}$ 多結晶体の表面を平滑に研磨し, 約 1.1 mm × 0.9 mm × 0.2 mm の板状に成形した. 試料上に鉄ガーネット膜を密着して載せた後, 液体 He 冷却クライオスタットと電磁石が装備された偏光顕微鏡にセットした.³⁾ 画像は CCD カメラで取得し, 100 枚の画像を積算し, 初期状態との差像を得ることでノイズを軽減した. 測定温度は, 20 K, 30 K, 40 K, 50 K で, 外部磁場 $H_z = 0$ Oe $\rightarrow$ 71 Oe $\rightarrow$ 142 Oe $\rightarrow$ 283 Oe $\rightarrow$ 570 Oe $\rightarrow$ 0 Oe の順に印加し, MO 像を測定した.

実験結果

20 K における MO 像を Fig. 1 に示す. (a) は $H_z = 570$ Oe の MO 像である. 鉄系超伝導体の下部臨界磁場は, 一般的に 100 Oe 程度であることから混合状態と考えられる. 数 10 μm 程度の粒状の明暗像が観察され, これらは磁場の侵入による磁束密度の分布を示しており, J_c が大きい領域と小さい領域の分布に対応すると考えられる. (b) は外部磁化印加後 $H_z = 0$ Oe における残留磁化状態の像である. (a) と (b) では超伝導性の良い領域の明暗が反転している. Fig. 1 中の点線に沿った断面プロファイルを Fig. 2 に示す. 外部磁場印加により強い反磁性を示し, ゼロ磁場下で大きな残留磁化が観察される領域があることが判った. この領域における J_c は 4.4 kA/cm² 程度と見積もられ, 磁化曲線から算出された $H_z = 570$ Oe における $J_c = 3.4$ kA/cm² より大きい. これは局所的に磁束のピン止めが強く働いていることによると考えられる.

参考文献

- 1) H. Hiramatsu, J. Matsumoto, and H. Hosono, Appl. Phys. Express **13**, 073002 (2020).
- 2) Y. Sakai, Ph.D thesis (Keio Univ. 2015).
- 3) T. Tamegai, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, Y. Kamihara, and H. Hosono, Physica C **470**, 993 (2010).

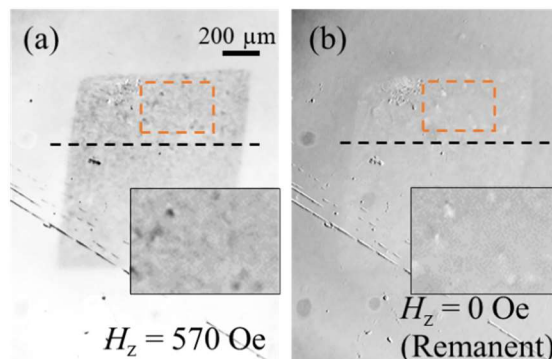


Fig. 1 MO images of nominal $\text{SmFeAsO}_{0.77}\text{H}_{0.12}$ at 20 K.

(a) $H_z = 570$ Oe. (b) $H_z = 0$ Oe (Remanent).

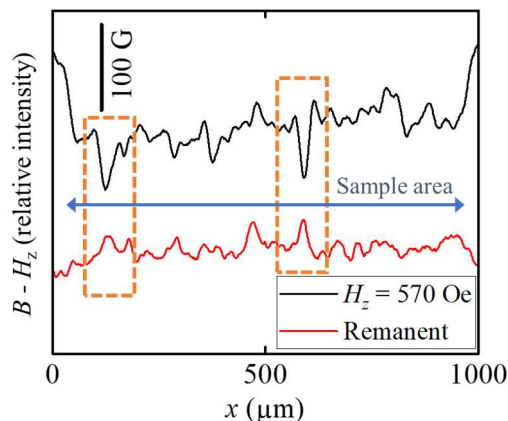


Fig. 2 Induction profiles of MO images along the dotted line.

磁区観察用小型高安定 16 bit 偏光カメラの開発

目黒 栄、齊藤 伸
(ネオアーク株式会社、東北大)

Development of a compact and highly stable 16 bit polarization camera for magnetic domain observation

Sakae Meguro, Shin Saito
(NEOARK Corp., Tohoku University)

はじめに

我々は直線偏光を用いた磁区観察において偏光差動方式の直交偏光像から偏光角度像を取得可能なことに着目し 16 bit 輝度分解能の偏光カメラを開発し、偏光角検出による高品位磁区像の取得に成功した¹⁾。開発した偏光カメラは搭載した 16 bit イメージセンサーカメラが大きく、また 2 つの偏光像の重ね合わせ調整に電動ステージを用いたため、大型となり熱膨張の影響等により微調整が必要なことが難点であった。今回、小型の 14 bit イメージセンサーカメラの 2×2 ビニングモードによる 16 bit 化と手動式偏光像重ね合わせ調整機構を用いて全体を一体化構造とすることで小型高安定 16 bit 偏光カメラの開発に成功したので報告する。

設計と製作

Fig. 1 に小型高安定 16 bit 偏光カメラの構造を示す。2 台の 14 bit イメージセンサー搭載カメラを 1 つの筐体に取り付けている。像の重ね合わせ調整は PBS のアオリ調整とカメラ 1 の回転調整により行う。カメラ 2 をアリガタ／アリミゾ方式のスライド機構で光軸方向に移動させることにより同焦点に調整した後、固定する。イメージセンサーの画素サイズは $2.4 \times 2.4 \mu\text{m}$ となっており、隣り合う 4 画素のデータを加算する 2×2 ビニングモードで 16 bit 化した場合 $4.8 \times 4.8 \mu\text{m}$ の画素サイズとなる。これは前回報告した 16 bit 偏光カメラの画素サイズ $3.75 \times 3.75 \mu\text{m}$ よりも大きい、50 倍対物レンズ使用時の物体サイズ $0.1 \times 0.1 \mu\text{m}$ に相当し光学系の分解能よりも十分に小さく問題ない。Fig. 2 に前回報告した 16 bit 偏光カメラと今回開発した 16 bit 偏光カメラの外観を示す。光学系の体積は前回は 18.6 L、今回は 1.86 L と 1/10 に小型化している。

実験結果

Fig. 3 に前回報告した 16 bit 偏光カメラと今回開発した 16 bit 偏光カメラを用いた GdFeCo 薄膜の磁区像 (a)、(b) と輝度ヒストグラム (c)、(d) を示す。空間分解能およびコントラストはほぼ同等となっており開発した小型高安定 16 bit 偏光カメラが前回報告した 16 bit 偏光カメラと同等の性能を有していることがわかる。

まとめ

14 bit イメージセンサーカメラの 2×2 ビニングモード採用と偏光像の重ね合わせ調整機構の改良により体積比 1/10 の小型高安定 16 bit 偏光カメラを開発した。得られた偏光角による磁区像は前回報告した 16 bit 偏光カメラと遜色なく高品位であることを確認した。安定性に関する詳細は講演で報告する。

参考文献

S. Meguro and S. Saito, *Ann. Conf. Magn. Soc. Jpn.*, 29aD-2 (2023).

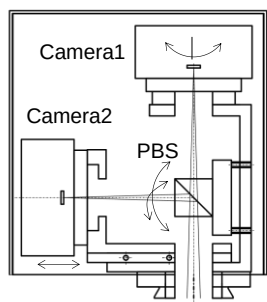


Fig. 1 Configuration of a compact and highly stable 16-bit polarization camera.

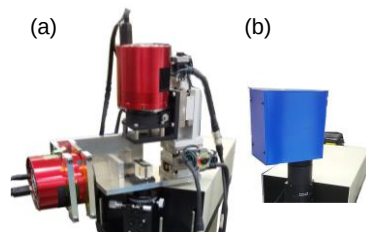


Fig. 2 External view of (a) previous 16-bit polarization camera and (b) the newly developed compact and highly stable 16-bit polarization camera, respectively.

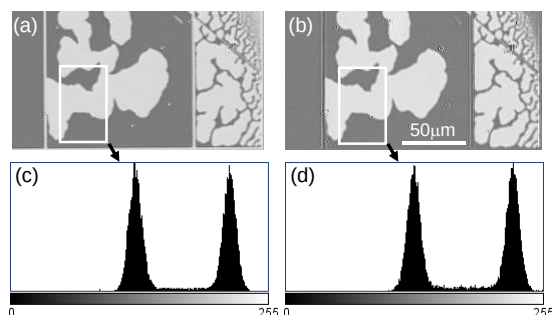


Fig. 3 Magnetic domain image and brightness histogram of GdFeCo thin film by polarization camera. (a) and (b) magnetic domain images and (c) and (d) luminance histograms from a previous 16-bit polarization camera and the newly developed compact and highly stable 16-bit polarization camera, respectively.

磁気光学回折型デバイスのための微細磁区形成技術の開発

本間拓真¹、坂口穂貴¹、野中尋史²、鷲見聡³、栗野博之³、Fatima Zahara Chafi¹、石橋隆幸¹
(¹長岡技科大、²愛知工大、³豊田工大)

Development of MO recording technique for MO diffractive devices

T. Homma¹, H. Sakaguchi¹, H. Nonaka², S. Sumi³, H. Awano³, F.Z. Chafi¹, and T. Ishibashi¹
(¹Nagaoka Univ. of Tech., ²Aichi Inst. of Tech., ³Toyota Tech. Inst.)

はじめに 近年、ディープニューラルネットワークで問題となっている消費電力の大幅な低減や演算の高速化に向けて、物理現象を利用したリザバーコンピューティングやニューラルネットワークが注目されている。これらの問題を解決するため、我々は磁性体の磁気光学効果による回折現象を利用した磁気光学回折型ディープニューラルネットワーク(MO-D²NN)を提案し、可視光動作が可能であることやその作製技術について報告した^{1,2)}。今後、MO-D²NNの実現に向けて、1 μm程度の大きさの磁区の形成技術が必要となる。今回は、光磁気記録技術を用いた磁区の書き込みとその評価について報告する。

実験方法 磁区の書き込みには、有機金属分解法により Gd₃Ga₅O₁₂(111)基板上に作製した、Y_{0.5}Bi_{2.5}Fe₄GaO₁₂薄膜(膜厚:約 300 nm、保磁力:約 0.3 kOe、ファラデー回転角:4.4° at λ=520 nm)を用いた。保磁力未満のバイアス磁場を印加し、波長 405 nmのレーザーパルスを対物レンズ(Mitsutoyo 製, G Plan Apo 50×, NA=0.50)で集光することで磁区の形成を行った。ガルバノミラーを用いて等間隔にレーザーパルスを照射し、透過型の磁気光学顕微鏡により磁区の磁気光学像を取得した。磁区書き込みの条件としてレーザーの照射強度、パルス幅、バイアス磁場をパラメータとした。書き込まれた磁区の直径D_iは、式(1)、(2)³⁾を用いて評価した。

$$A_i = \iint I(x, y) dx dy / I_{max} \quad \dots (1)$$

$$D_i = \sqrt{4A_i / \pi} \quad \dots (2)$$

ここで、 $I(x, y)$ は磁気光学像の光強度、 I_{max} は正負に磁化反転させたときの強度差である。

実験結果 Fig. 1 に書き込んだ磁区の磁気光学像、Fig. 2 に書き込み時のパラメータと磁区サイズの関係を示す。レーザーの照射強度、パルス幅が小さいほど、磁区の直径が小さくなった。加えて、バイアス磁場が 50 Oeの方が形成される磁区の直径のばらつきが小さくなるという結果が得られた。レーザーの照射強度が 6 mW、パルス幅が 2 μsの条件では磁区が再現性よく形成されなかった。また、それ以下のレーザー強度およびパルス幅では磁区が形成されなかった。以上の結果から、1 μm程度の磁区を書き込むことが可能であることがわかった。今後は、手書き数字分類などの実験を行う予定である。

謝辞：本研究の一部は JSPS 科研費 JP23H04803 の助成を受けて実施した。

参考文献

- 1) T. Fujita et al., *Optical Express.*, 30, 36889 (2022).
- 2) H. Sakaguchi et al., *IEEE Trans. Magn.*, 59, 1 (2023).
- 3) I.V. Soldatov et al., *Appl. Phys. Lett.*, 112, 262404 (2018).

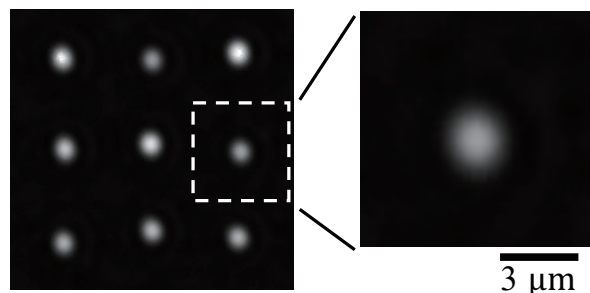


Fig. 1 Magneto-optical image of recorded magnetic domain.

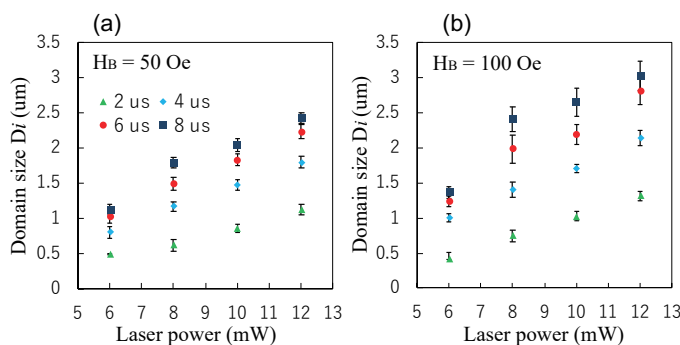


Fig. 2 Experimental Parameters dependence of recorded magnetic domain sizes. Recording magnetic domain with bias magnetic field (a) 50 Oe, (b) 100 Oe.

磁気光学回折型ディープニューラルネットワークにおける オンライン学習技術の開発

坂口穂貴、本間拓真、張健、鷺見聡*、栗野博之*、野中尋史**、Fatima Zahra Chafi、石橋隆幸
(長岡技科大、*豊田工大、**愛知工大)

Development of online learning technique on magneto-optical diffractive deep neural network

H. Sakaguchi, T. Honma, J. Zhang, S. Sumi, H. Awano, H. Nonaka, F. Z. Chafi, T. Ishibashi

(Nagaoka Univ. of Tech., *Toyota Tech. Inst., **Aichi Inst. of Tech.)

はじめに

ディープラーニングにかかる膨大な消費電力を低減するため、光を使った物理演算として光回折型ディープニューラルネットワーク(D²NN)が注目されている¹⁾。我々は、磁気光学効果を利用した磁気光学回折型ディープニューラルネットワーク(MO-D²NN)を開発してきた^{2,3)}。実用可能なD²NNを実現するためには、重み変数に相当する隠れ層における位相変調量の決定をコンピュータ上であらかじめ行うオフライン学習ではなく、実際のデバイス上で学習を行うオンライン学習が必須である。今回は、MO-D²NNによるオンライン学習の実験結果について報告する。

実験方法

Fig.1 に示す実験系を構築し、1 層の隠れ層による MNIST の手書き数字の分類の実験を行った。出力面では偏光角を測定し、各数字に対応する領域の偏光角を基準に分類が行われた。入力光は波長 532 nm、直線偏光のレーザーをフォトマスクに照射することで形成した。磁性薄膜にはファラデー回転角が 3.3° の Y_{0.5}Bi_{2.5}Fe₄GaO₁₂ 薄膜⁴⁾を用いた。出力面の偏光角分布は偏光カメラ(Baumer, VCXU.2-50MP)を用いて取得した。磁区パターンは、レーザー照射とバイアス磁場を利用した熱磁気記録とガルバノミラーによるレーザー走査によって変更することができる。オンライン学習はモンテカルロ法を用いたアルゴリズムで行った⁵⁾。ランダムに選んだ磁区を反転させ、損失(出力とターゲットのクロスエントロピー誤差)が増加した場合のみ反転させた磁区を元の状態に戻した。この処理を 196 回繰り返した。

結果と考察

Fig. 2 に試行回数に対する損失を示す。試行回数が増加するにつれて、損失が減少し入力数字に対応する場所の偏光角度が上昇することを確認した。学習に 50 分程度かかったが、これは主に磁区記録と出力像取得のための対物レンズの移動に多くの時間を要したためであり、光学系の改良によって学習時間の短縮が可能である。実験結果から本手法により MO-D²NN のオンライン学習が可能であることを実証した。

参考文献 1) Y. Sun et al. J. Opt. Soc. Am. B 40, 2951 (2023). 2) T. Fujita et al. Opt. Express 30, 36889 (2022). 3) H. Sakaguchi et al. IEEE Trans. Magn. 59, 2500704 (2023). 4) T. Ishibashi, J. Magn. Soc. Jpn. 44, 108 (2020). 5) 坂口他, 第 71 回応用物理学会春季学術講演会, 24a-31A-4 (2024).

謝辞 本研究は JSPS 科研費 JP23H04803, JP24KJ1177 の助成を受けて実施した。

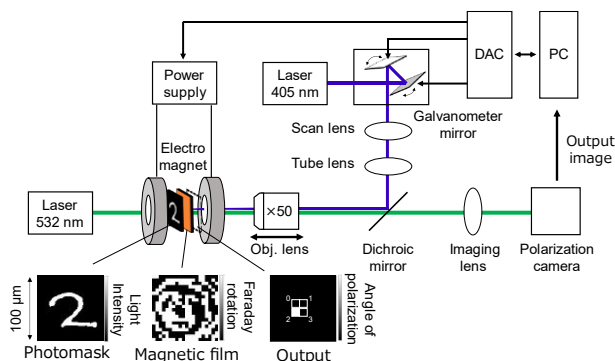


Fig. 1 Online learning setup for MO-D²NN.

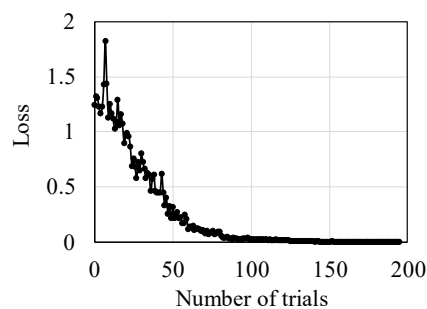


Fig. 2 Loss between output and target data against the number of iterations.

磁気光学回折型ディープニューラルネットワークの最適化および画像処理のシミュレーション

石橋 隆幸¹, 赤川 怜央¹, 池田 朱莉¹, 坂口 穂貴¹, F.Z.Chafi¹,
野中 尋史², 鷲見 聡³, 栗野 博之³
(¹長岡技科大, ²愛知工大, ³豊田工大)

Simulation of optimization and image processing for magneto-optical diffractive deep neural network device

T. Ishibashi¹, R. Akagawa¹, J. Ikeda¹, H. Sakaguchi¹, F.Z.Chafi¹, S. Sumi², H. Awano², H. Nonaka³

(¹Nagaoka Univ. of Tech., ²Aichi Inst. of Tech., ³Toyota Tech. Inst.)

はじめに

近年、増大するニューラルネットワークの計算に必要な消費電力の問題を解決するため、フォンノイマン型とは異なるアーキテクチャのデバイス開発が求められている。我々は、高速かつ低消費電力でニューラルネットワーク計算を実行可能なデバイスとして、磁気光学回折型ディープニューラルネットワーク (Magneto-optical Diffractive Deep Neural Network : MO-D²NN) を提案した¹⁾。このデバイスは、2次元の光信号を光の速度で並列処理できるという特徴を有するため、画像や映像をそのまま処理するような使い方が期待される。今回は、MO-D²NN の実現に向けたデバイスのパラメータの検討と基礎的な画像処理のシミュレーションについて報告する。

実験方法

Fig. 1 に、シミュレーションを行った MO-D²NN モデルの一例を示す。入射光は、波長 532 nm の直線偏光の光を入射光とし、隠れ層には1 μm 角の大きさの磁区を100 $\times$ 100 配置した。シミュレーションには、Python 3.10.11 と TensorFlow 2.9.2 を用いた。ここで、光強度もしくは偏光角(AoP)を出力信号とし、計算タスクとしてMNISTの手書き数字の分類を行った。MNISTデータセット60,000枚を用いて学習を行い、テストデータ10,000枚を用いて評価した。各層間の距離を変化させて正解率を評価した。

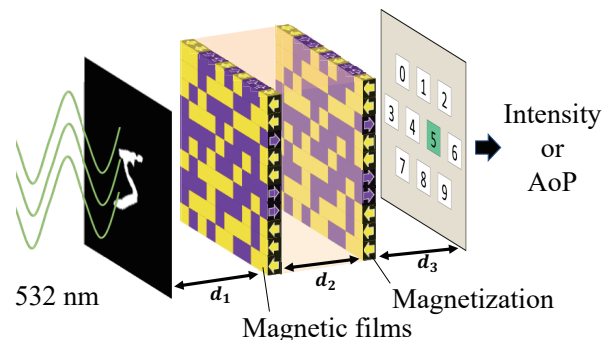


Fig. 1 A schematic drawing of MO-D²NN.

実験結果

Fig.2 に磁性層のファラデー回転角を1度、入力層と1層目の隠れ層との距離 d_1 を2 mm、2層目の隠れ層と出力層の距離 d_3 を1 mmとし、2枚の隠れ層間距離 d_2 を変化させたときの正解率を示す。 d_2 の距離によって正解率が大きく変化することから、各層間の距離が重要なパラメータになっていることがわかる。今回のシミュレーションでは、 d_2 が1 mm~3 mmの時、74%をこえる高い正解率が得られた。この他、基礎的な画像処理のシミュレーション結果については、当日報告する予定である。

謝辞：本研究の一部は JSPS 科研費 JP23H04803 の助成を受けたものである。

参考文献

- 1) T. Fujita *et al.* Optical Express 30, 36889 (2022).
- 2) H. Sakaguchi *et al.* IEEE Trans. Magn. 59, 2500704 (2023).

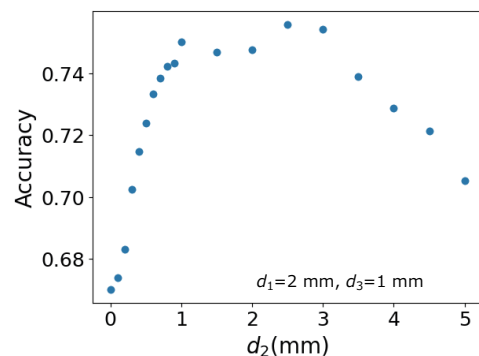


Fig.2 Accuracies of handwritten digits recognition by MO-D²NN trained for output signals of rotation angle of polarization plane.

直流磁場計測・交番磁気力顕微鏡の開発： 直流磁場値の較正法の検討

陳 望磊, 阿部 亮太, M. Makarova, 園部 博, 松村 透, 齊藤 準
(秋田大理工)

Development of alternating magnetic force microscopy for DC magnetic field imaging:
Calibration method of DC magnetic field

B. Chin, R. Abe, M. Makarova, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 磁気力顕微鏡は磁場勾配を検出しているため、空間分解能は高いが、測定量の定量性に劣ることが課題であった。我々は試料表面の磁気力を高空間分解能で単独検出できる交番磁気力顕微鏡 (Alternating Magnetic Force Microscopy; A-MFM) を用いた直流磁場計測において、超常磁性探針では探針磁化 $\mathbf{m}$ が磁場 $\mathbf{H}$ に比例し $\mathbf{m} = \chi^{ip} \mathbf{H}$ となる性質を用いて、試料面に垂直方向の直流磁場 H_z^{dc} を、超常磁性探針を観察試料面に垂直な交流磁場 $H_z^{ac} \cos(\omega t)$ で励磁して、計測した場合、探針に発生する磁気力勾配が、 $F'_z = -\partial(-\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}) / \partial z = 2\chi^{ip} (\partial(H_z^{ac} H_z^{dc}) / \partial z) \cos(\omega t)$ となることを導出した。ここで F'_z は、超常磁性探針を構成する超常磁性粒子の積分効果を考慮すると、磁場の 1 階微分になることがわかった。

さらに、 $\partial(H_z^{ac} H_z^{dc}) / \partial z = H_z^{ac} (\partial H_z^{dc} / \partial z) + H_z^{dc} (\partial H_z^{ac} / \partial z)$ の関係から、 H_z^{ac} と $(\partial H_z^{ac} / \partial z)$ の比率の明らかな空芯コイルを交流磁場源として使用し、探針の磁極に対する磁場の伝達関数を考慮した空間周波数フィルター処理を行うことで、 H_z^{dc} と $(\partial H_z^{dc} / \partial z)$ の抽出分離に成功している。本研究では、試料の H_z^{dc} 値の較正法を、外部から較正用の均一な磁場 $H_z^{dc(ex)}$ を印加することにより検討した。

実験方法・結果 試料には NdFeB 磁石 (5 x 5 x 1 mm) の c 面を用いた。図 1 に試料と磁場源の配置の模式図を示す。較正用の直流磁場源には空芯コイルを用い、試料表面を空芯コイルの上端面に合わせた。空芯コイルの磁場は空芯部に仮想的に置いた円柱状磁石が発生する磁場と同一なので、空芯コイルの端部では等価的に磁石の表面磁場と等しくなり、 H_z^{dc} のゼロ波数成分 ($\mathbf{k} = 0$) を発生させることができる。

図 2 に抽出分離前の測定像 ($\partial(H_z^{ac} H_z^{dc}) / \partial z$ 像)、抽出分離した H_z^{dc} 像のゼロ波数成分の $H_z^{dc}(\mathbf{k} = 0)$ 像、 H_z^{dc} 像からゼロ波数成分を除いた $H_z^{dc}(\mathbf{k} \neq 0)$ 像を各々示す。図の縦軸は信号電圧値である。図より $H_z^{dc}(\mathbf{k} = 0)$ 像の値は大きく、測定像は、残りの $(\partial H_z^{dc} / \partial z)(\mathbf{k} \neq 0)$ 像と $H_z^{dc}(\mathbf{k} = 0)$ 像の和で近似できることがわかった。 $H_z^{dc}(\mathbf{k} = 0)$ の値が $H_z^{dc}(\mathbf{k} \neq 0)$ より大きいのは、 $\mathbf{k} \neq 0$ の磁場は $\mathbf{k} = 0$ の磁場と比較して距離減衰 $\exp(-kz)$ が大きいことによると考えられる。 $H_z^{dc}(\mathbf{k} = 0)$ 像の値 (画素の信号電圧の平均値と一致) は、空芯コイルを用いて、較正用の直流磁場 $H_z^{dc(ex)}(\mathbf{k} = 0)$ を印加すると直線的に増加することがわかった。

図 3 に $H_z^{dc}(\mathbf{k} = 0)$ 像の信号電圧の、較正磁場 $H_z^{dc(ex)}$ に対する依存性を示す。図に見るように、 $H_z^{dc}(\mathbf{k} = 0)$ 値は $H_z^{dc(ex)}$ に対して、 $H_z^{dc(ex)}$ の印加方向によらず直線的に変化しており、 $H_z^{dc(ex)}$ に対する変化から $H_z^{dc(ex)} = 0$ における $H_z^{dc(ex)}(\mathbf{k} = 0)$ 値を見積ることができる。図 2 の試料の場合、 $H_z^{dc(ex)}$ 印加前の H_z^{dc} 像の画素の平均値に対応する $H_z^{dc}(\mathbf{k} = 0)$ は 26 Oe と見積もることができた。

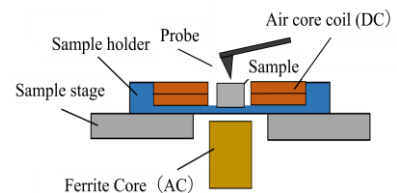


Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup.

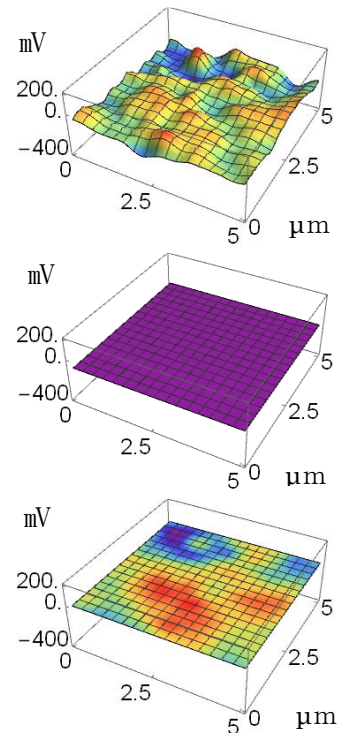


Fig. 2 (a) A-MFM image, (b) $H_z^{dc}(\mathbf{k} = 0)$ image, (c) $H_z^{dc}(\mathbf{k} \neq 0)$ image.

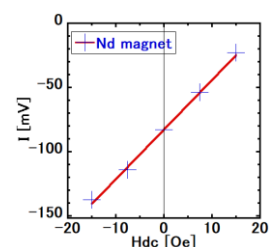


Fig. 3 Averaged magnetic field signal against applied $H_z^{dc(ex)}$.

直流磁場計測・交番磁気力顕微鏡の開発：

直流磁場の定量イメージング

阿部 亮太, 陳 望磊, M. Makarova, 園部 博, 松村 透, 齊藤 準
(秋田大理工)

Development of alternating magnetic force microscopy for DC magnetic field imaging:
Quantitative imaging of DC magnetic field

R. Abe, B. Chin, M. Makarova, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 磁気力顕微鏡は磁場勾配を検出しているため、空間分解能は高いが、測定量の定量性に劣ることが課題であった。我々は試料表面の磁気力を高空間分解能で単独検出できる交番磁気力顕微鏡 (Alternating Magnetic Force Microscopy; A-MFM) を用いた直流磁場計測において、超常磁性探針では探針磁化 $\mathbf{m}$ が磁場 $\mathbf{H}$ に比例し $\mathbf{m} = \chi^{ip} \mathbf{H}$ となる性質を用いて、試料面に垂直方向の直流磁場 H_z^{dc} を、超常磁性探針を観察試料面に垂直な交流磁場 $H_z^{ac} \cos(\omega t)$ で励磁して計測した場合、探針に発生する磁気力勾配 F_z' が、 $F_z' = -\partial(-\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}) / \partial z = 2\chi^{ip} (\partial(H_z^{ac} H_z^{dc}) / \partial z) \cos(\omega t)$ となることを導出した。ここで F_z' は、超常磁性探針を構成する超常磁性粒子の積分効果を考慮すると、磁場の1階微分になることがわかった。さらに、 $\partial(H_z^{ac} H_z^{dc}) / \partial z = H_z^{ac} (\partial H_z^{dc} / \partial z) + H_z^{dc} (\partial H_z^{ac} / \partial z)$ の関係から、 H_z^{ac} と $(\partial H_z^{ac} / \partial z)$ の比率の明らかな空芯コイルを交流磁場源として使用し、探針の磁極に対する磁場の伝達関数を考慮した空間周波数フィルター処理を行うことで、 H_z^{dc} と $(\partial H_z^{dc} / \partial z)$ の抽出分離に成功している。また、試料の H_z^{dc} 値の較正については、外部から均一な磁場 $H_z^{dc(ex)}$ を印加して、観察範囲内で H_z^{dc} の平均値を得ることに成功している。本研究ではさらに、 H_z^{dc} 像の各画素で磁場値を較正することで、 H_z^{dc} の定量イメージングを検討した。

実験方法および結果 試料には NdFeB 磁石 (5mm 角) の c 面を用いた。図1に試料と磁場源の配置の模式図を示す。較正用の直流磁場源には空芯コイル、交流磁場源にはフェライトコアを用い、試料表面を空芯コイルの上端面に合せて A-MFM 観察を行った。図2に測定像である $\partial(H_z^{ac} H_z^{dc}) / \partial z$ 像を、探針の磁極に対する磁場の伝達関数を考慮した空間周波数フィルター処理を行って抽出分離した H_z^{dc} 像から、ゼロ波数成分を除いた $H_z^{dc} (\mathbf{k} \neq 0)$ 像について、較正用の直流磁場 $H_z^{dc(ex)}$ がゼロである(a), (c)と 7.5 Oe である(b), (d)の像を示す。(a), (b)の立体像では、像信号がその画素平均値より大きな領域を赤色で、小さな領域を青色で、平均値付近の領域を白線 (平均値線) で示した。ここで平均値線上の H_z^{dc} 値は、 $H_z^{dc(ex)}$ の印加による信号の画素平均値の変化から求めることができる¹⁾。

図2より $H_z^{dc(ex)}$ の印加により白線の平均値線が移動することがわかる。ここで平均値線上の画素は H_z^{dc} 値がわかるので、 $H_z^{dc(ex)}$ の印加により新たに平均値線上にきた画素は、 $H_z^{dc(ex)}$ 印加前は平均 H_z^{dc} 値から $H_z^{dc(ex)}$ を引いた H_z^{dc} 値をもつことがわかる。図3にこの結果を利用して画素信号値を H_z^{dc} 値に変換した H_z^{dc} 像を示す。 H_z^{dc} 像では、 H_z^{dc} の最大値は 25 Oe, 最小値は -21 Oe であることがわかる。この値はホール素子で磁場を計測するガウスメーターでの値 19 Oe と同程度であったことから、直流磁場の定量イメージングに成功したと考えている。現在、試料の磁化状態を変化させて直流磁場の定量イメージングを行っており、詳細は学会で報告する。

参考文献

- 1) 陳, 齊藤 他, 第48回日本磁気学会学術講演概要集 (2024)

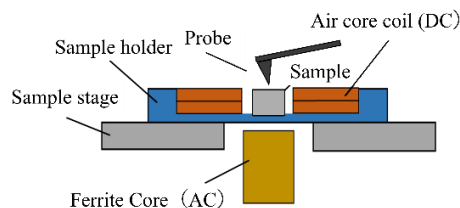


Fig.1 Schematic diagram of experimental setup

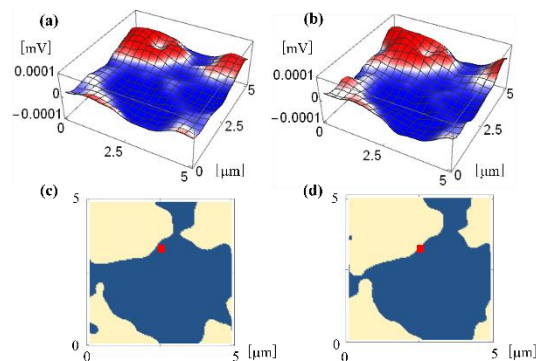


Fig.2 Extracted magnetic field images

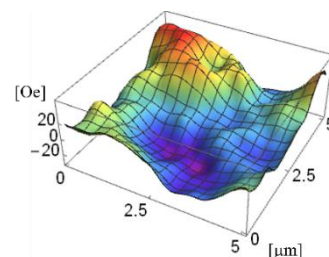


Fig.3 Image of DC magnetic field

周波数変調マイクロ波の吸収測定によるパーマロイ薄膜の強磁性共鳴周波数の高感度検出

林 慧太, M. Makarova, 園部 博, 松村 透, 齊藤 準
(秋田大理工)

Sensitive detection of ferromagnetic resonance frequency of permalloy thin film
by frequency modulated microwave absorption measurement

K. Hayashi, M. Makarova, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 近年のマイクロ波アシスト磁気記録や高周波無線通信技術の進展により、マイクロ波領域における磁性材料の微視的な強磁性共鳴現象の理解が重要になっている。我々はこれまでに開発した交番磁気力顕微鏡(Alternating magnetic force microscopy; A-MFM)へ、新たに開発した高周波磁場照射源(導波管進行波アンテナ)を導入して強磁性共鳴イメージングへの展開を進めている。本研究ではイメージングに先立ち、膜厚 20 nm のパーマロイ薄膜を用いて、強磁性共鳴周波数の高感度検出を検討した結果を報告する。

実験方法・結果 強磁性共鳴周波数 f_R は試料に照射したマイクロ波の吸収量の周波数変化から検出した。Fig. 1 にマイクロ波吸収測定に用いた実験系の模式図を示す。パーマロイ薄膜試料は、導波管アンテナの開放端においたガラス基板に膜面を接触させて置き、さらに裏面にマイクロ波を反射させるための銅板を置き、薄膜試料を透過してマイクロ波電源に戻ってくる反射電力を、方向性結合器を用いて測定した。本研究では、 f_R を検出するために、直流磁場 H^{dc} を印加した試料に周波数変調したマイクロ波磁場

$$H = H_0 \cos(\omega_c t + (\Delta\omega / \omega_m) \sin(\omega_m t)) = H_0 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} J_n(\Delta\omega / \omega_m) \cos(\omega_c + n\omega_m)$$

を照射した。ここで J_n は n 次の第一種ベッセル関数である。マイクロ波磁場照射時に方向性結合器の反射電力端子に接続した、市販の RF 検出器から出力される変調周波数 ω_m 成分をロックイン検出した。マイクロ波の吸収電力は 1 周期当り $\Delta u = (1/2)\chi'' H^2$ に比例し、 f_R で極大となるが、周波数変調したマイクロ波磁場 H を試料に照射した場合には、 Δu の ω_m 成分は、 $\Delta u(\omega_m t) \approx (1/4)H_0^2 (\partial\chi'' / \partial\omega) \Delta\omega \cos(\omega_m t)$ となる。 χ'' が極大となる $f_R (= \omega_R / (2\pi))$ で $(\partial\chi'' / \partial\omega)$ はゼロとなり、その前後で $(\partial\chi'' / \partial\omega)$ の符号が変化するので、 $\Delta u(\omega_m t)$ は ω_R を境に位相が 180° 変化することが予測される。($-1 = \exp(\pm i\pi)$)

Fig.2 に周波数変調マイクロ波の $\Delta f (= \Delta\omega / (2\pi))$ を 8MHz、 $f_m (= \omega_m / (2\pi))$ を 89 Hz 一定として、ロックイン検出したマイクロ波電力の f_m 成分の大きさ R と位相 θ のキャリア周波数 $f_c (= \omega_c / (2\pi))$ 依存性を示す。印加した直流磁場 H^{dc} は 3.5 kOe である。 f_c が 20.83 GHz から 20.85 GHz に増加すると、 θ が急激に 180° 反転しており、 R も極小となっていることがわかる。この結果を、同一試料を強磁性共鳴スペクトロメータ(カンタム・デザイン社製)で直流磁場 3.5 kOe 下で測定した結果と比較すると、 f_R の値は僅かに異なっていた。この差の原因は、我々が印加した H^{dc} が 3.5 kOe から 1 %以内で大きかったためと考えている。現在、本薄膜を導波管進行波アンテナ上に設置して、強磁性共鳴イメージングを検討しており、その詳細は学会で報告する。

謝辞 パーマロイ薄膜ならびにその FMR 測定結果をご提供いただいた、国立研究開発法人物質・材料研究機構の磯上慎二様に感謝申し上げます。

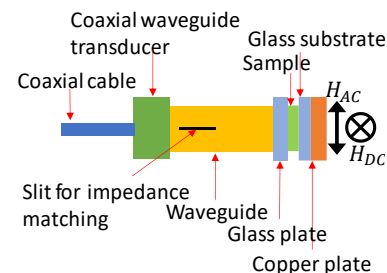


Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup for detecting ferromagnetic resonance frequency.

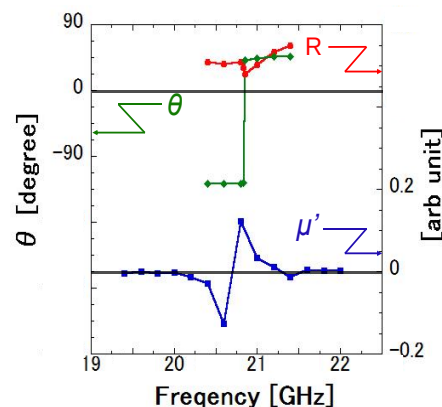


Fig. 2 Frequency dependence of reflected power of permalloy thin film by backside Cu plate.

Microwave imaging by alternating magnetic force microscopy

M. Makarova, K. Hayashi, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

Introduction: Important application of microwave imaging for magnetics is the characterization of spintronic oscillators, electromagnetic shielding materials and radio-wave absorbers, which are used for the development of high frequency communication devices. Due to the non-uniformity of most materials, it is important to visualize site-dependent information with sufficient resolution, which is possible to achieve with mechanical probe scanning. However, the reported methods with mechanical detection of microwaves require high vacuum and soft cantilevers. The purpose of this study is to achieve transmitting microwave imaging with high spatial resolution using Alternating Magnetic Force Microscopy (A-MFM) technique extended to microwave frequency. In this study, we measure the force gradient F_z' from electromagnetic wave energy U in the tip volume, where ϵ' and μ' are electrical permittivity and

magnetic permeability, respectively: $F_z' = \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{\partial U}{\partial z} \right) = \frac{1}{2} \int_{V_{tip}} \left(\epsilon' \frac{\partial^2 E^2}{\partial z^2} + \mu' \frac{\partial^2 H^2}{\partial z^2} \right) dV_{tip}$. At microwave frequency, μ' is

close to vacuum permeability μ_0 , so most contribution is given by electric energy component.

Experimental: Here we propose the mechanical detection of transmitted microwaves using amplitude modulated microwaves, which are traveling along rectangular waveguide under the sample. To maximize radiation power at the sample surface, impedance matching is performed for each frequency using our developed traveling-wave antenna. The mechanical detection occurs in a similar way as it was described for high frequency magnetic fields detected by Alternating Magnetic Force Microscopy (A-MFM) [1,2]. The transmitting electromagnetic fields with high carrier frequency ω_c in a range 12–25 GHz get amplitude modulated at low frequency $\omega_m=89$ Hz. Corresponding low frequency periodical force $F(\omega_m t)$ appears and causes frequency modulations of cantilever oscillations. Then the tip vibration is optically detected and the FM signal is measured by the lock-in amplifier, showing the amount of transmitted microwaves in each point.

Results: To demonstrate the cantilever response towards passing microwaves, we imaged glass surface with and without modulation, repeatedly. In the Fig. 1a the absolute value of measured Si cantilever response is shown. Without modulation we can see dark stripes corresponding to zero signal value, while the bright stripes relate to non-zero electromagnetic interaction between tip and radiation. The cantilever frequency modulations can be seen as sidebands at $\omega_{osc} \pm \omega_m$ and $\omega_{osc} \pm 2\omega_m$, respectively, marked by arrows in Fig. 1b. When amplitude modulation is off, no sidebands is seen.

Finally, we imaged microwave transmission near gold nanoparticles, using the Pd coated tip. Larger submicron particle is seen in a Fig. 1c, correlating with the darker spot at the signal image in Fig. 1d, which is related to lower amount of transmitted microwave due to their reflection. So, we developed a scanning method for the mechanical detection of transmitted microwaves in ambient conditions and demonstrated its performance for the imaging of metal submicron particles. We expect that this method could be applied to other materials such as ferromagnetic materials.

Reference

- 1) D. V. Christensen et al, J.Phys.Mater. 2024
- 2) M. Makarova et al, Appl. Sci. (2023)

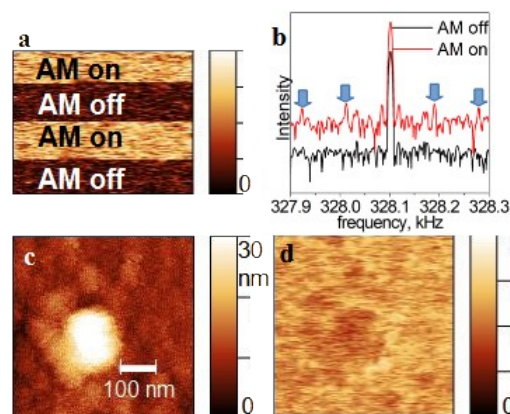


Figure 1. Transmitted microwaves with AM 90%, $\omega_m=89$ Hz and $\omega_c=25$ GHz. (a) Absolute signal value measured by Si tip on the 5x5 nm² glass spot with repeated AM switch; (b) corresponding spectra of tip oscillation; topography (c) and microwave signal (d) near-surface images of thermally deposited gold nanoparticles, obtained using Pd-coated Si tip.

マイクロ波アシスト磁化反転と磁氣的相互作用

菊池伸明¹, 畑山正寿², 島津武仁², 岡本 聡²

(¹秋田大, ²東北大)

Magnetic interactions in microwave assisted switching

N. Kikuchi¹, M. Hatayama², T. Shimatsu², and S. Okamoto²

(Akita Univ., Tohoku Univ.)

はじめに 磁性体に GHz 帯のマイクロ波磁場を印加することで非可逆反転磁場が低減する現象は、マイクロ波アシスト磁化反転 (Microwave assisted switching : MAS) と呼ばれている。Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式に基づく解析により、MAS による反転磁場の低減効果 ΔH は $\Delta H = 2\pi f_{rf}/\gamma$ であらわされ、マイクロ波磁場の周波数 f_{rf} に比例することが知られている。ここで、 γ はジャイロ磁気定数である。このような周波数 f_{rf} に比例したアシスト効果は実験でも報告されているが、その比例係数 (周波数依存性の傾き) は試料や実験条件によって大きく異なっている[1-3]。特に、グラニューラ薄膜では周波数に対する反転磁場の変化が緩やかになり、その挙動が熱活性の影響で説明できることを指摘した[1, 2]。一方で、グラニューラ薄膜に交換結合を導入することによっても周波数依存性の傾きは大きく変化するなど、粒子間相互作用が反転磁場や反転クラスターサイズに与える影響も考慮する必要がある[3]。本研究では、LLG 方程式に基づいたマイクロマグネティクス計算により粒子間の相互作用が反転挙動に及ぼす影響について検討した。

方法と結果 マイクロマグネティクス計算には、フリーの GPU ベースのソフトウェア Mumax3 を用いて行った。厚さ 8 nm の磁性薄膜を設定し、面内方向に Voronoi 分割することで平均粒形 4 nm のグラニューラ薄膜を模した。飽和磁化 $M_s = 600$ kA/m、一軸磁気異方性定数 $K_u = 6 \times 10^5$ J/m³ とした。これらのパラメータを用いると、平均的な粒子体積 v での $K_u v/k_B T$ の値は約 20 となり、実際の試料に比べて極めて小さい。これは、現実的な計算時間で磁化反転の挙動を取り扱えるのはナノ秒オーダーとなるため、実験で測定される磁化曲線と比較の際に熱揺らぎの効果も取り込むため、意図的に設定したものである。また、隣接粒子間には粒内の交換結合 A_{grain} の大きさの 0–10% の大きさの交換結合 A_{int} が働くものとし、交換結合による影響を調べた。

Fig. 1 に、振幅 $\mu_0 H_{rf} = 50$ mT のマイクロ波磁場 (周波数 $f_{rf} = 6 - 24$ GHz) を印加して測定した磁化曲線の保磁力を、粒間と粒内の交換結合の強さの比 $A_{\text{int}}/A_{\text{grain}}$ に対してプロットしたものを示す。周波数が低い場合には、粒間の交換結合の増加により反転磁場が低下する傾向があるが、 $f_{rf} = 18$ GHz 以上では、 $A_{\text{int}}/A_{\text{grain}} = 0.05$ で最少となり、過剰な交換結合はアシスト効果を抑制する効果があることが分かる。このような変化がマイクロ波磁場の周波数に依存して表れてくることから、実際のデバイスではマイクロ波磁場の周波数や振幅に依存したメディアの設計が重要であることが示唆される。当日は、実験により計測した磁化曲線の結果とも合わせ、磁氣的相互作用が MAS に与える影響について議論する。

謝辞 本研究の一部は日本板硝子材料工学助成会および ASRC の補助によって行われました。

参考文献

- [1] S. Mizutani et al. Jpn. J. Appl. Phys. **62**, SB1012 (2023) [2] N. Kikuchi et al., Phys. Rev. B **105**, 054430 (2022).
[3] N. Kikuchi et al. Jpn. J. Appl. Phys. **62**, SB1015 (2023)

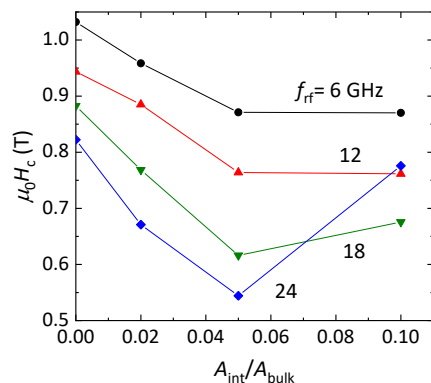


Fig. 1 Coercivity as a function of the ratio of inter-grain and bulk exchange strengths for microwave field $f_{rf} = 6 - 24$ GHz.

Pt / Fe 多層膜熱処理過程における温度低下速度操作による $L1_0$ -FePt 連続薄膜の結晶配向変態

大家幸太¹, 吉川大貴², 塚本新²

(¹ 日本大学大学院理工学研究科, ² 日本大学理工学部)

Crystal orientation transformation of $L1_0$ -FePt continuous thin films
by controlling temperature decrease rate in Pt / Fe multilayer annealing.

Kouta Daike¹, Hiroki Yoshikawa², Arata Tsukamoto²

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

² College of Science and Technology, Nihon Univ.)

はじめに 高い磁気異方性定数を有する $L1_0$ -FePt (K_u : $6.6 \sim 10 \times 10^7$ erg/cm³)¹⁾ は、磁気記録媒体材料や MRAM などの利用に向けて多く研究されている。 $L1_0$ -FePt 薄膜の高い磁気異方性の発現とともに、結晶の配向軸制御、高規則化度、高い平坦性が必要とされる。そのため、配向誘導基板を用いた多くの報告がされているが、より簡便な作製プロセスが望まれることから、平坦な熱酸化 Si 基板を対象とし、熱処理における規則合金化の促進を目的とした Pt / Fe 多層膜を成膜し、数百 °C/min.での温度制御が可能なアニール処理により $L1_0$ -FePt 連続薄膜を作製するプロセスを検討する。アニール処理は主に昇温速度・到達温度・保温時間・温度低下速度の要素があるが、本報告では温度低下速度に注目し、熱処理後の結晶構造及び配向、磁気特性、表面形状の評価を行った。

実験方法 DC マグネトロンスパッタリング法により熱酸化 Si 基板上に Pt / Fe 多層膜 [Pt (1.41 nm) / Fe (1.09 nm) = Fe₅₀Pt₅₀] × 6 cycle を積層した。この多層膜に対し、到達真空度 $\leq 2.0 \times 10^{-6}$ Pa の雰囲気下で赤外線ランプ加熱により、昇温速度 200 °C/min., 到達温度 700 °C, 保温時間 240 min.を経た後 x °C/min. ($x = -40, -5.0, -3.0, -2.5, -2.0, -1.0$) で 200 °C まで温度低下させた。熱処理後の試料に対し、結晶の配向評価を X 線回折装置 (XRD), 振動試料型磁気力計 (SQUID-VSM) で磁気特性を計測し、薄膜の表面像を走査型電子顕微鏡 (SEM) で観察した。

実験結果 Fig. 1 に熱処理後の X 線回折図を示す。-2.5 °C/min.の試料において異なる特徴を確認したため、-2.5(A), -2.5(B) と区別する。まず、全ての試料で $L1_0$ 規則合金化の促進を確認した。温度低下速度を操作することで、大きく二種の優先配向膜が出現することが明らかになった。-40 °C/min. ~ -2.5 °C/min.では (111) 優先配向となり、-2.5 °C/min.より遅い冷却では (001) 優先配向となる。-2.5 °C/min.付近が結晶配向変態境界であるものと考えられる。Fig. 2 に温度低下速度 -1 °C/min.の表面形状、表面被覆率及び膜面垂直方向の磁気特性を示す。まず、熱処理後でも 97 % と高い表面被覆率を持つ連続膜形状を確認した。また、膜面垂直方向に磁場を印可した際の垂直磁化曲線にて保磁力 9.0 kOe, 飽和磁化 810 emu/cm³ の磁化曲線を示し、良好な硬磁気特性を示した。ただし、保磁力、飽和磁化はともに $L1_0$ -FePt の磁気特性理論値¹⁾に比べ小さい値である。実効的組成比の変化、規則化度の減少や (001) 配向以外の配向成分の存在によるものであると考えられる。

本検討により、配向誘導基板を用いることなく温度低下速度を操作することで、膜面垂直方向に望む結晶配向を形成できる可能性を示した。

参考文献

1) Dieter Weller, et al. IEEE Trans. Magn., Vol. 36, No. 1 (2000).

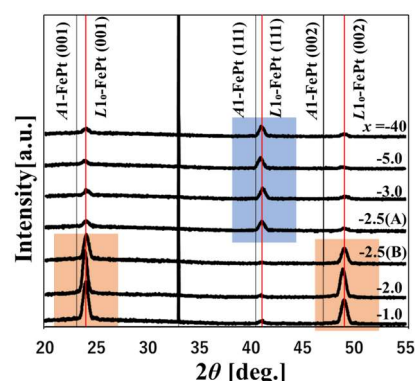


Fig. 1 Out-of-plane XRD patterns of FePt film with changing of temperature decrease rate.

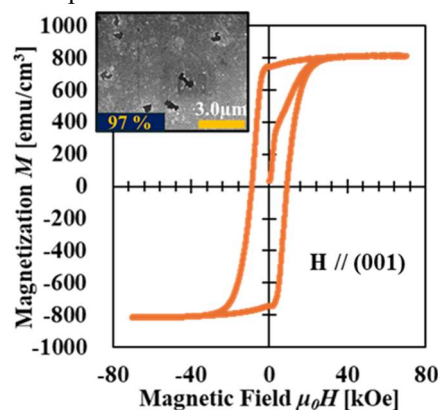


Fig. 2 Perpendicular magnetic hysteresis loop and SEM image of FePt film at -1 °C/min.

磁気テープ用スパッタ媒体の記録特性シミュレーション

大久保 亜偉輝¹ 立花 淳一² 相澤 隆嗣² 山鹿 実² 田河 育也¹

(¹東北工業大学、²ソニー ストレージメディアソリューションズ株式会社)

Simulation Analysis of Recording Characteristics of Sputtered Media for Magnetic Tape

Aiki OKUBO¹, Junichi TACHIBANA², Takashi AIZAWA², Minoru YAMAGA² and Ikuya TAGAWA¹

(¹Tohoku Institute of Technology, ²Sony Storage Media Solutions Corporation)

はじめに

LTO9 規格の磁気テープの面記録密度は約 11 Gbits/in² と推定されるが[1]、50 Gbits/in² を超える領域ではハードディスクドライブ (HDD) に使用されているヘッドや媒体の技術導入が必要と思われる。このため我々は、Ba-Ferrite 塗布テープ媒体に代わる次世代の媒体候補として、スパッタ薄膜磁気テープ媒体の開発を行っている[2][3]。しかし、磁気テープシステムでは、ヘッド媒体間磁気スペーシングの微小化や媒体軟磁性下地層 (SUL) の形成が困難である。そこで本研究では、HDD 用の垂直磁気記録ヘッドの使用を仮定し、SUL の必要性に着目してシミュレーションによる検討を行った。

計算モデル

媒体は、Co₃O₄ を添加した CoPtCr-SiO₂ 複合ターゲットフィルム基板上に作成したスパッタ薄膜垂直磁化媒体[2]を想定した。ヘッドは、250 GB クラス HDD 用の垂直磁気ヘッド (SPT ヘッド)、および、比較として LTO9 クラスの磁気テープ用リングヘッドを想定した。シミュレータの詳細については文献[4]を参照されたい。

シミュレーション結果

Fig. 1 に LTO9 ヘッドおよび SPT ヘッド (SUL あり・なし) による再生出力 (Amp.) の記録電流 (I_w) 依存性を示す。LTO9 ヘッドと比べ、SUL あり SPT ヘッドでは、飽和に要する I_w が LTO9 ヘッドよりも小さく、SUL を付けることによって記録効率が大幅に改善されることがわかる。

Fig. 2 に媒体 SNR の記録密度 (Roll-Off) 依存性を示す。SUL あり SPT ヘッドの SNR は、LTO9 ヘッドと同等であるばかりでなく、高密度領域ではむしろ高くなっている。すなわち、SPT ヘッドのトラック幅 (TW_r=150nm) が LTO9 ヘッドのトラック幅 (TW_r=800nm) よりも大幅に狭いにも関わらず高密度特性の改善がみられる。

Fig. 3 に 353kfc/i における媒体 SNR の SUL 厚さ (SUL_t) 依存性および SUL 飽和磁束密度 (SUL_{Bs}) 依存性を示す。これらは、Roll-off のデータから 353kfc/i の媒体 SNR を最小二乗近似により求めたものである。SUL_t 依存性では、SUL が薄くなるにしたがって媒体 SNR は悪化するが、20nm までの悪化は緩やかである。SUL_{Bs} 依存性では、SUL の Bs が低下すると媒体 SNR は悪化するが、2000 Gauss を境に減衰が著しい。これらの依存性は主としてヘッド磁界強度の減衰によるものである。

文献

- [1] INSIC, International Magnetic Tape Storage Roadmap 2019.
- [2] J. Tachibana, et.al., IEEE Trans. Magn., 59(11), 2100305 (2023).
- [3] S. Furrer, et.al., IEEE Trans. Magn., 54(2), 3100308 (2018).
- [4] I. Tagawa, et.al., IEEE Trans. Magn., 59(11), 3278236 (2023).

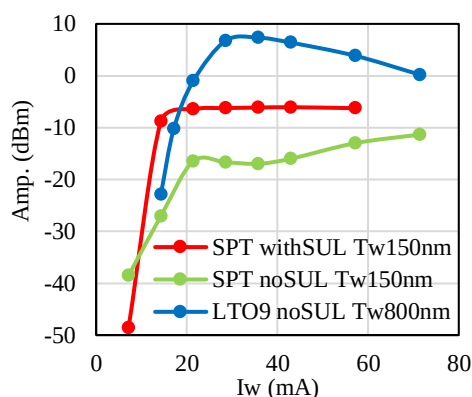


Fig. 1 Recording current dependence of readout amplitude.

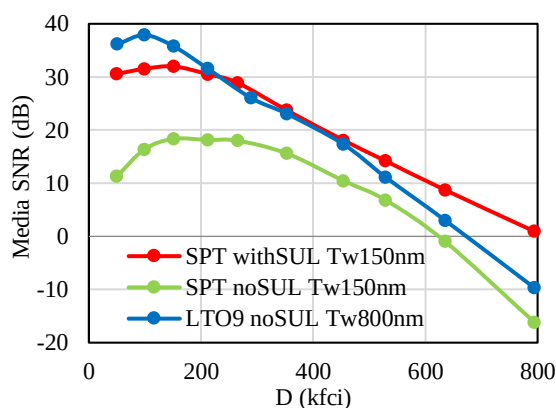


Fig. 2 Recording density dependence of media SNR.

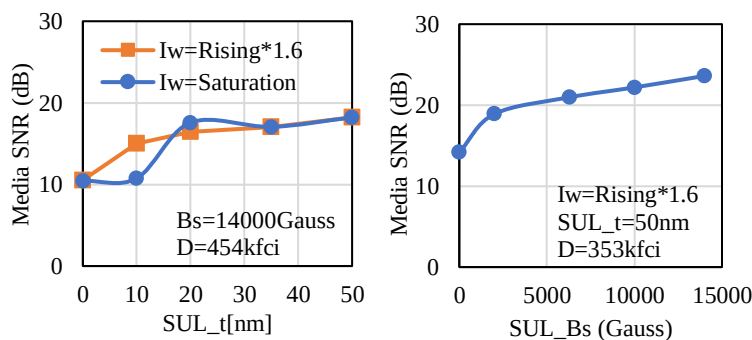


Fig. 3 Dependence of SNR on SUL thickness and on SUL Bs.

マイクロマグネティクスシミュレーションを用いた AMR 出力の考察

指宿 隆弘, 伊藤 亮太, 高橋 良徳, 長谷川 隆
(株式会社村田製作所)

Consideration of AMR sensor output profile by using micromagnetics simulation.

T. Ibusuki, R. Ito, Y. Takahashi, and T. Hasegawa
(Murata Manufacturing Co., Ltd.)

はじめに

AMR センサは、磁性膜の磁化方向に応じて電気抵抗が変化する異方性磁気抵抗効果(Anisotropic Magnetoresistance effect)を利用したセンサである。そしてセンサとして機能させる為、図 1 に示すミランダ構造に NiFe 薄膜を微細加工し、磁性膜の磁化を形状磁気異方性で安定化させた構造となっている。AMR センサの応用例としてはスイッチがあり、印加磁界に応じて変化するセンサ出力が所定の閾値を超えた時に、AMR センサの ON/OFF 出力が切り替わる。ただ、AMR センサが図 2 に示すようなヒステリシスを持つ出力特性となった場合、閾値電圧における検知磁界の誤差となり、スイッチの誤動作の原因となる。このため、ヒステリシスの小さな AMR センサが求められ、ヒステリシスの発生メカニズムを明確化することが重要である。

検討内容

ヒステリシスの発生メカニズムとして考えられるのは、磁歪に起因する誘導磁気異方性、それに起因した異常磁区の発生である。これらを検証する為、図 1 に示す AMR センサ(線幅 6 μm , 線間隔 2 μm , 膜厚 36nm)を、NiFe 組成をパラメータとし作製した。出力波形は、ヘルムホルツコイルを用い、最大印加磁界 10mT で測定した。また、マイクロマグネティクスシミュレーション(MuMAX3)を用いて[1], 誘導磁気異方性などのパラメータがヒステリシスの発生原因となるかについても検討した。マイクロマグネティクスシミュレーションでは、細線の一部をモデル化し、周期境界条件を仮定しミランダ構造を再現し計算した。図 3 に計算結果の一例を示す。図より実測と計算の良い一致が見られ、モデリングから推測される要因が、ヒステリシスの原因となった事が考えられる。その検証として、Kerr 顕微鏡を用いた磁区観察も実施した。当日は、これらの検討結果について報告する。

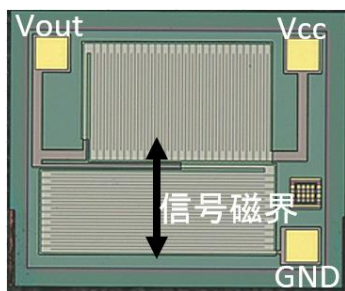


図 1 AMR センサパターン

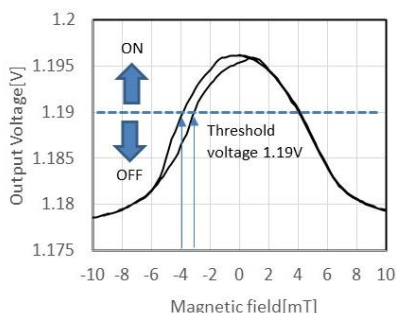


図 2 出力波形

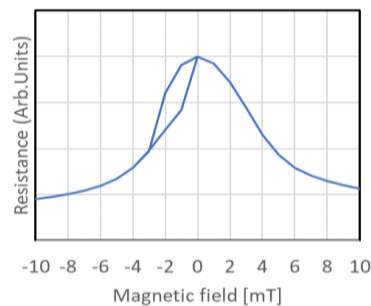


図 3 計算波形

謝辞

Ni-Fe 薄膜の物性情報, Kerr 顕微鏡を用いた磁区観察では、東北大学大学院工学研究科電気エネルギーシステム専攻遠藤恭教授のご指導を頂きました。

参考文献

- [1] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, AIP ADVANCES 4, 107133 (2014).

膜厚の異なる Fe-Ge 薄膜における磁化ダイナミクスに関する研究

蔣曄, 室賀翔, 宮崎孝道, 阿加賽見, 遠藤恭 (東北大学)

Study on magnetization dynamics for Fe-Ge thin films with various thicknesses

Ye Jiang, Sho Muroga, Takamichi Miyazaki, Saijian Ajia, Yasushi Endo (Tohoku Univ.)

はじめに

磁性薄膜における磁化の動的挙動は, Laudau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式によって現象論的に記述される⁽¹⁾. なかでも, ダンピング定数 (α) は磁化の歳差運動に対する緩和速度を対応する重要なパラメータである. したがって, α の機構を理解することが必要不可欠であり, そのためには, α と他の磁気パラメータとの相関性を研究する必要がある.

我々はこれまでに Fe 系二元合金として Fe-Si および Fe-Ge 膜におけるブロードバンド強磁性共鳴 (B-FMR) 測定を行い, 磁化ダイナミクスを評価した⁽²⁾. 50 nm 厚の Fe-Ge 多結晶薄膜において有効面内ダンピング定数 ($\alpha_{\parallel, \text{eff}}$) が有効面直ダンピング定数 ($\alpha_{\perp, \text{eff}}$) に比べて数倍高くなることを報告した. 本研究では, より薄い膜厚を有する Fe-Ge 薄膜における磁化ダイナミクスの Ge 組成依存性を検討した結果について報告する.

実験方法

試料作製には DC マグネトロンスパッタリングを用い, ガラス基板上に 10 および 30 nm 厚の $\text{Fe}_{100-x}\text{Ge}_x$ (Fe-Ge) 薄膜を作製した. 試料の Ge 組成 (x) は 6.3–19.4 at.% であり, EDX を用いて評価した結果である.

作製した薄膜の構造に関しては, XRD および TEM を, また, 磁気特性に関しては, VSM, 光てこによる磁歪測定法および B-FMR 法を用いて評価した.

研究結果

Fig.1 は, 10 および 30 nm 厚の Fe-Ge 膜における飽和磁化 ($4\pi M_s$) の Ge 組成依存性である. $4\pi M_s$ は 14.9 at.% 以下の Ge 組成ではほぼ一定であり, それらの値は約 18 kG であった. また, 14.9 at.% 以上の Ge 組成では, Ge 組成の増加とともに減少し, 19.4 at.% の Ge 組成では $4\pi M_s$ は約 15 kG に減少した. これらの挙動は, 50 nm 厚の場合とほぼ同じであり, VSM から出られた結果とも類似している. この原因は, 非磁性組成の増加による結晶構造の変化に起因するものと考えられる.

Fig.2 は, 10 および 30 nm 厚の Fe-Ge 膜における有効面直ダンピング定数 ($\alpha_{\perp, \text{eff}}$) の Ge 組成依存性である. $\alpha_{\perp, \text{eff}}$ は Ge 組成の増加とともに減少し, 16.2 at.% 以上の Ge 組成において, ほぼ一定となった. これらの変化は, 50 nm 厚の場合と比べると, Ge 組成 14.9 at.% 以下において異なった. この原因は, 膜厚の減少にともなう磁気的な不均一性の増大に由来するものと考えられる. なお, 当日 $\alpha_{\parallel}$ および λ_s との関連性についても報告する予定である.

謝辞 本研究の一部は, 文部科学省次世代 X-nics 半導体創生拠点形成事業 JPJ011438 の助成を受けた. また, 本研究の一部は, 東北大学 CSIS, 東北大学 CSRN, 東北大学 CIES, 東北大学 GPSP および ASRC の支援のもと行われた.

参考文献 (1) T. L. Gilbert, IEEE Trans. Magn, 40, 3443-3449 (2004). (2) Y. Jiang, S. Muroga, T. Miyazaki and Y. Endo, IEEE Trans. Magn, 59(11), 1-4 (2023).

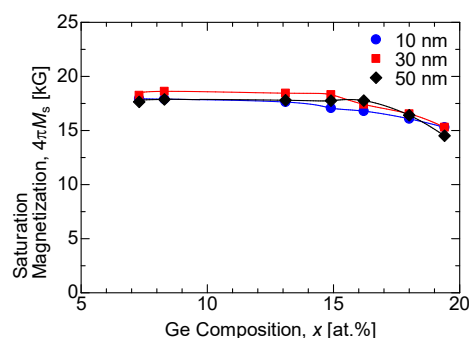


Fig.1 Dependence of saturation magnetization on the Ge compositions for 10, 30, 50 nm thick Fe-Ge thin films

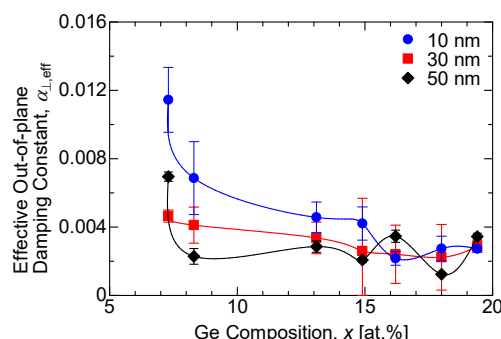


Fig.2 Dependence of effective out-of-plane damping constant on the Ge compositions for 10, 30, 50 nm thick Fe-Ge thin films

超強結合マグノン - ポラリトンのコヒーレント発振の原理

千葉 貴裕^{1,2}, 鈴木 龍之介², 松枝 宏明^{2,3}

(¹ 東北大学学際科学フロンティア研究所, ² 東北大学大学院工学研究科, ³ 東北大学 CSIS)

Coherent Microwave Generation of Ultrastrongly Coupled Magnon-Polaritons

Takahiro Chiba^{1,2}, Ryunosuke Suzuki², and Hiroaki Matsueda^{2,3}

(¹FRIS, Tohoku Univ., ²Graduate School of Engineering, Tohoku Univ., ³CSIS, Tohoku Univ.)

1. はじめに

近年、マグノンと光子が結合したマグノン - ポラリトン (Magnon-Polariton, MP) の実現を契機として共振器マグノニクスが急速に発展している。最近、共振器の代わりに鉄芯コイルを模した構造体において、室温にて「超強結合」と呼ばれる非常に強いマグノン - 光子結合が報告された¹⁾。応用面では、従来のマイクロ波共振器に増幅回路を実装することにより、高い Q 値 ($>10^7$) を有する MP のマイクロ波発振が実証された²⁾。一方、スピントロニクスでは磁気トンネル接合や磁性体/重金属膜をベースとしたスピントルク発振器が広く研究されている。しかし現状では発振自体がまだ不安定なために実用化には至っていない。この問題にアプローチするため、本研究では発振回路をベースとした超強結合 MP のマイクロ波発振を理論的に研究した。

2. 数理モデル

Figure 1(a)に示すように動的インダクタ及びゲインを与える負性抵抗素子 S を含む発振回路を想定して MP のマイクロ波発振をモデル化した。動的インダクタは厚さ d_M をもつ磁性絶縁体 (MI) が挿入されたコイルから構成される。 d_M はマグノン - 光子結合 g の制御パラメータに相当する³⁾。コイル内に生じる交流磁場を光子、MI の磁化ダイナミクスをマグノンとみなすと、これらの電磁相互作用により動的インダクタに MP が形成される。そのため Fig. 1(a)の回路において、コヒーレントな結合 g を通じたゲインの移行によりマグノンを発振させることができる。本研究では、発振を記述するファンデルポール方程式及びランダウ-リフシッツ-ギルバート方程式に基づいて、結合 g を変化させた際の MP の発振をシミュレーションした。

3. 計算結果

Figure 1(b)に g の値に応じた計算結果を示す。図ではマグノンの発振の様子を見るために磁化ダイナミクスの x 成分に注目している。まず結合 g が小さい場合 (「強結合」と呼ばれる)、先行研究と同様に発振に不安定な振動が見られる²⁾。一方で g の値が超強結合に相当する場合³⁾、先の振動が殆ど見られない。このことから先の不安定な振動は、結合が (強結合では) まだ小さいために生じる Rabi 振動であり、光子-マグノン間でゲインの移行に時間を要するために生じていると考えられる。これは逆に言う と Rabi 振動の様子が消える超強結合ではゲインが瞬時に移行されるため、マグノンの発振という立場に立てばスピントルク (一種のゲイン) に代わる新しい発振原理に相当する。今後、本原理のスピントロニクスへの展開が期待される。

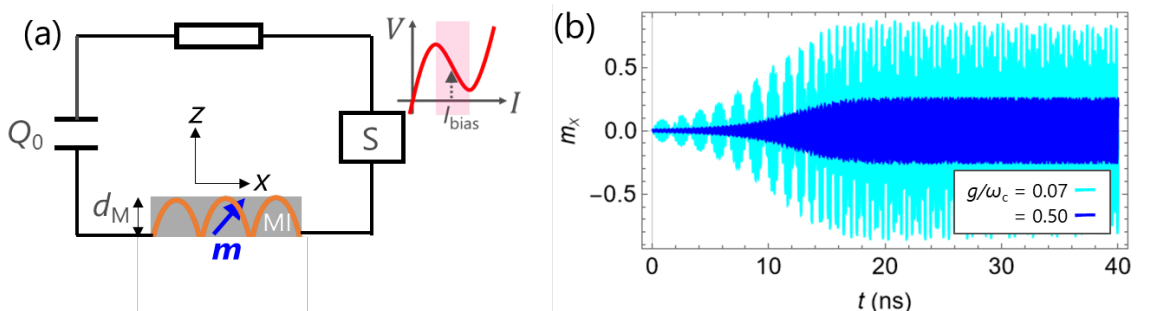


Fig. 1. (a) Magnon-polariton oscillator circuit consisted of a dynamical inductor involving a magnetic insulator (MI). The element “S” denotes an active device with gain and capacitor is charged (Q_0). (b) Time-evolution of the x -component of the magnetization m for different coupling rate g/ω_c with $\omega_c/2\pi = 4.5$ GHz. We use material parameters of $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ for MI with $d_M = 2,100$ nm.

参考文献

- 1) 三田健太郎, 千葉貴裕他, 「磁気カイラルメタ分子における超強結合マグノン - ポラリトン」, 第 71 回応用物理学会春季学術講演会[25a-P01-25], 2024 年 3 月 25 日.
- 2) B. Yao *et al.*, Phys. Rev. Lett. **130**, 146702 (2023).
- 3) T. Chiba *et al.*, J. Magn. Soc. Jpn. **48**, 21–27 (2024).

磁気カイラルメタ分子での超強結合非相反マグノンポラリトンの観測

富田知志^{A,B}, 三田健太郎^A, 児玉俊之^B, 上田哲也^C, 中西俊博^D, 澤田桂^E, 千葉貴裕^{F,G}

(^A 東北大理, ^B 東北大高教機構, ^C 京都工繊大電子, ^D 京大工, ^E 理研 SPring-8, ^F 東北大学際研, ^G 東北大工)

Observation of ultrastrongly-coupled non-reciprocal magnon-polaritons in magnetochiral metamolecules

S. Tomita^A, K. Mita^A, T. Kodama^A, T. Ueda^B, T. Nakanishi^C, K. Sawada^D, T. Chiba^A

(^ATohoku Univ., ^BKyoto Inst. Tech., ^CKyoto Univ., ^DRIKEN SPring-8)

1 はじめに

固体物理学では素励起を伴った様々な準粒子が活躍する。異なる準粒子を組み合わせることで、物質の新しく興味深い性質が発現することが期待される。磁性体での素励起であるスピン波の準粒子（マグノン）は、交流電磁場（光子）と結合すると、マグノンポラリトンとなる¹⁾。マグノンポラリトンは、ハイブリッド量子系への応用が可能なため、量子情報技術やスピントロニクス分野で注目を集めている²⁾。なかでもマグノンと光子が極めて強く結合した超強結合系（結合強度比が0.1以上）は特に興味深い。本研究ではマイクロ波領域でのメタ分子を用いて、電磁応答が非相反性な超強結合マグノンポラリトンの室温での観測に成功したので報告する。

2 実験方法

金属である銅のカイラル構造（カイラルメタ原子）にフェリ磁性体であるイットリウム鉄ガーネット（YIG）の円柱（磁性メタ原子）を挿入して、磁気カイラルメタ分子を作製した³⁾。メタ分子の長さは約15mmである。時間反転対称性と空間反転対称性が同時に破れている磁気カイラルメタ分子を用いると、10GHz帯のマイクロ波領域で方向非相反性（磁気カイラル効果）が発現することが知られている。磁気カイラルメタ分子をWR-90導波管に入れ、外部直流磁場をかけながら、ベクトルネットワークアナライザを用いて、マイクロ波の複素透過係数に対応する S パラメータ（ S_{21} と S_{12} ）を室温で測定した。導波されるマイクロ波の交流磁場は、カイラル軸及びYIG円柱軸と平行に設定した。

3 結果および考察

Fig. 1は、測定した S_{21} の振幅強度を、縦軸を周波数、横軸を外部直流磁場として二次元プロットしたものである。二次元プロットで黒色から黄色を経て白色になると、マイクロ波の透過が小さくなる。aとa'はカイラルメタ原子での光子の分散であり、cは、YIG磁性メタ原子でのマグノンの分散である。Fig. 1の350mT付近で、光子の分散とマグノンの分散が反交差していることがわかる。反交差でのRabi的分裂幅から見積もった結合強度比は0.22であり、超強結合と言ってよい。WR-90導波管でのマイクロ波交流磁場を介して、カイラルメタ原子と磁性メタ原子が直接結合していることが、この強結合の原因であると考えられる⁴⁾。当日は S_{21} と S_{12} の差分として現れる方向非相反性についても議論する。

安田秀史氏、元田侑希氏、黒澤裕之博士の助言に感謝する。本研究は科研費(JP24H02232, 23K13621, 22K14591)、JST-CREST(JPMJCR2102)により支援されている。

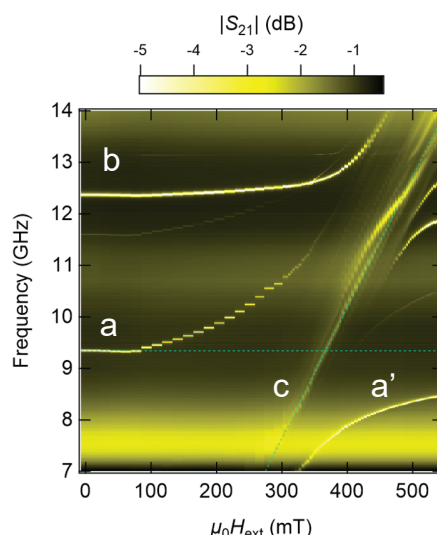


Fig. 1 Experimentally obtained dispersion relations of magnon-polaritons of a single magnetochiral metamolecule.

References

- 1) Harder et al., *J. Appl. Phys.*, **129**, 201101 (2021).
- 2) Lachance-Quirion et al., *Appl. Phys. Expr.*, **12**, 070101 (2019).
- 3) Tomita et al., *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 235501 (2014); *Phys. Rev. B*, **95**, 085402 (2017); *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **51**, 083001 (2018).
- 4) Mita et al., to be submitted.

反強磁性マグノン伝搬における回転極性の制御と検出

塩田陽一^{1,2}、谷口知大³、林大寿¹、成田秀樹¹、軽部修太郎^{1,2}、
久富隆佑^{1,2}、森山貴広⁴、小野輝男^{1,2}

(¹京大化研、²京大 CSRN、³産総研、⁴名大工)

Handedness detection and manipulation of propagating antiferromagnetic magnons

Y. Shiota^{1,2}, T. Taniguchi³, D. Hayashi¹, H. Narita¹, S. Karube^{1,2}, R. Hisatomi^{1,2}, T. Moriyama⁴, T. Ono^{1,2}

(¹Kyoto Univ., ²CSRN, Kyoto Univ., ³AIST, ⁴Nagoya Univ.)

はじめに

磁気モーメントが反平行に結合した反強磁性体は、回転極性の異なる二つの磁気共鳴モードを有しており、その回転極性を利用することでマグノンに偏光自由度を追加することが可能である^{1,2)}。前回、われわれは垂直磁化人工反強磁性体 (p-SAF) を用いて広帯域円偏波分解磁気共鳴測定を行い、回転極性の異なる反強磁性共鳴モードの直接計測を報告した³⁾。今回は Pt 層で挟んだ p-SAF をホールバー形状に微細加工し、伝搬する反強磁性マグノンにおける回転極性の制御および逆スピンホール電圧による検出を実証したので報告する⁴⁾。

実験方法

試料は垂直磁化容易軸を持つ Co/Ni 多層膜ベースの人工反強磁性体を用いた。熱酸化膜付 Si 基板上に Ta(2.0)/Pt(5.0)/[Co(0.3)/Ni(0.6)]_{8.5}/Ru(0.42)/[Co(0.3)/Ni(0.6)]_{8.5}/Pt(5.0) [()内の単位: nm] を DC スパッタリング法で成膜後、Fig.1 に示すようなホールバー構造に微細加工を行い、ホールバーから 0.4 μm だけ離れた位置にマグノン励起用のストリップラインアンテナを作製した。パルス変調したマイクロ波をアンテナに印加することでマグノン励起を行い、伝搬してホールバーに到達した反強磁性マグノンは上下 Pt 層による逆スピンホール電圧をロックイン検出することで測定した。

実験結果

まず垂直磁場 ($\theta_H = 0^\circ$) で測定を行ったところ、異常ネルンスト効果に起因する Co/Ni 多層膜の垂直磁化成分に比例する信号しか得られなかった。一方、マグノン伝搬方向に傾斜した磁場 ($\theta_H = 30^\circ$) 下では、マグノン伝搬に起因する磁気共鳴ピークが観測された。また固定磁場下においては逆スピンホール電圧の符号が、反強磁性マグノンの回転極性に依存することがわかり、Fig.2 に示すようにアンテナに印加するマイクロ波周波数を制御することで伝搬する反強磁性マグノンの回転極性の制御・検出に成功した。講演では上下異なる重金属層で挟んだ人工反強磁性体の結果についても紹介し、詳細に議論する。

参考文献

- 1) R. Cheng *et al.*, *Sci. Rep.* **6**, 24223 (2016).
- 2) J. Lan *et al.*, *Nat. Commun.* **8**, 178 (2017).
- 3) Y. Shiota *et al.*, *Phys. Rev. Appl.* **18**, 014032 (2022).
- 4) Y. Shiota *et al.*, *arXiv*: 2403.06549 (2024).

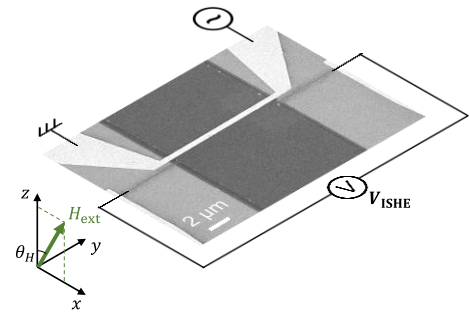


Fig. 1 Schematic of device structure and measurement setup.

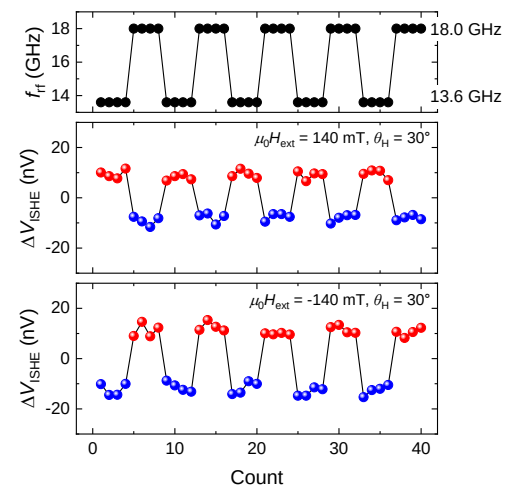


Fig. 2 Handedness detection and manipulation of propagating antiferromagnetic magnons.

Li ドープした NiO の格子歪みと電子相関効果が与える 反強磁性共鳴周波数への影響

名和 憲嗣^{1,2}, 中村 浩次¹
(三重大¹, NIMS²)

Influences of lattice distortion and electron correlation on antiferromagnetic resonance in Li-doped NiO

Kenji Nawa^{1,2} and Kohji Nakamura¹
(Mie Univ.¹, NIMS²)

はじめに

反強磁性体物質の磁化ダイナミクスはテラヘルツ (THz) 周波数帯で動作し, 超高速磁気メモリやテラヘルツ光センシングなど反強磁性スピントロニクスへの応用が期待されている. 反強磁性 NiO は THz 帯の反強磁性共鳴 (AFMR) 周波数を示し, 非磁性カチオン (Li^+ , Mg^{2+}) や磁性カチオン (Mn^{2+}) を NiO にドープすることで AFMR 周波数が変調可能であることが Moriyama らの実験で観測された¹⁾. 我々も第一原理計算による解析から, 実験結果とおおよそ定性的な一致を得るとともに, 各カチオン種による AFMR 周波数変化の起源を明らかにした²⁾. しかし, Li^+ をドープした系では AFMR 周波数は実験値との一致が得られず, その原因として AFMR 周波数が格子歪みと電子相関効果に敏感であることを示唆してきた²⁾. 本発表では, Li ドープした NiO (Li-NiO) に焦点を当て, 引き続き第一原理計算から, 格子歪みと電子相関効果が与える AFMR 周波数への影響を詳細に解析した.

解析方法・結果

AFMR 周波数 (ω_r) を Kittel の式 ($\omega_r = \gamma \sqrt{2H_E H_A}$) に基づき評価した. γ は磁気回転比, H_E と H_A はそれぞれ交換磁場と異方性磁場である. H_E は交換相互作用定数, H_A は磁気異方性定数から算出できる. 第一原理計算にはフルポテンシャル線形化補強平面派法を用い, Ni 3d 軌道の電子相関効果の扱いには +U 法 (GGA+U; $U_{\text{eff}} = 0 \sim 9$ eV) を適用した³⁾. Li-NiO の結晶構造 (Fig. 1) を z 軸方向に Δz だけ膨張 (x, y 軸方向に $\Delta x, \Delta y$ だけ圧縮) させたときの H_E , H_A , ω_r , および全エネルギーの変化を調べた.

例えば $U_{\text{eff}} = 6$ eV において, 格子歪みがないとき ($\Delta z = 0$) は $H_E = 91.3$ T, $H_A = 6.2$ T であり, ω_r として 0.94 THz が得られた. これは実験値 (1.02 THz) より僅かに下回る. 続いて z 軸方向に格子を歪ませたところ ($\Delta z = 1 \sim 6\%$), H_E は Δz に依存して 82.5 ~ 106.3 T の範囲で変化した. H_A は Δz に対して僅かに単調減少する傾向が見られ, $\Delta z = 0$ のときと比べて 5.2 T まで減少した. これらの結果, ω_r は最大で 0.95 THz ($\Delta z = 2\%$), 最小で 0.82 THz ($\Delta z = 6\%$) が得られ, 格子歪みによる AFMR 周波数は $\Delta\omega_r \sim 0.13$ THz の幅で変化した. 発表では実験結果とも比較しながら, 格子歪みと電子相関効果による ω_r の変化を示し, その起源を考察する.

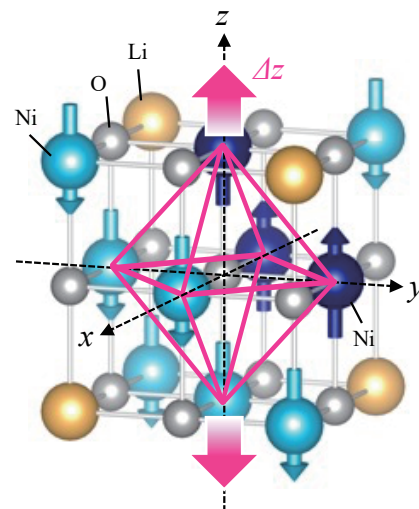


FIG. 1 Crystal structure of Li-doped NiO, $\text{Li}_{0.125}\text{Ni}_{0.875}\text{O}$, where the lattice is expanded and compressed along z axis and in xy plane.

This work is partly supported by JSPS KAKENHI (No. JP22K14290, JP21K03444, JP21H04562), the Center for Spintronics Research Network, Osaka University, and Cooperative Research Project of the Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University. Computations were performed by Numerical Materials Simulator at NIMS.

参考文献

- 1) T. Moriyama *et al.*, Phys. Rev. Mater. **4**, 074402 (2020).
- 2) K. Nawa *et al.*, Phys. Rev. Appl. **21**, 034040 (2024).
- 3) K. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. B **67**, 014420 (2003); K. Nawa *et al.*, Phys. Rev. B **97**, 035117 (2018).

Predicted multiple Walker breakdowns for current-driven domain-wall motion in antiferromagnets

Mu-Kun Lee¹, Ruben M. Otxoa^{2,3}, and Masahito Mochizuki¹

¹Department of Applied Physics, Waseda University, Tokyo 169-8555, Japan

²Hitachi Cambridge Laboratory, Cambridge CB3 0HE, UK

³Donostia International Physics Center, San Sebastian 20018, Spain

Spintronics based on antiferromagnets has attracted significant attention in recent decades due to their advantages over ferromagnets including, e.g., the absence of stray fields and high-speed operation in terahertz range. Meanwhile, it is well-known that a ferromagnetic domain wall (DW) suffers from Walker breakdown under a large current or magnetic field, which causes the DW to lose its rigid texture and decrease its velocity. The antiferromagnetic DW has been proposed to be immune to Walker breakdown such that its speed is limited by the magnon maximal velocity which is much higher than the breakdown threshold velocity in ferromagnets. In this work [Ref. 1], we challenge this common belief by theoretically discovering possible emergence of reentrant Walker breakdowns for current-driven domain walls in layered antiferromagnets, in drastic contrast to the unique Walker breakdown in ferromagnets.

Based on analytical calculation and micromagnetic simulation, we first unambiguously demonstrate the dominant efficiency of current-induced staggered spin-orbit torque (SOT) in layered antiferromagnets [e.g., Mn₂Au, CuMnAs, see Fig. 1(a)] over spin-transfer torque (STT) to drive DW motion as shown in Fig. 1(b). Intriguingly, we find the DW velocity driven simultaneously by both STT and SOT is not a simple addition of those driven by STT and SOT separately, and there is a nonlinear dependence of velocity on applied current. We resolve these mysteries by considering the relativistic Lorentz contraction of DW width uniquely existent in antiferromagnets, and our analytical calculation of DW speed agrees with the simulated result with high precision [Fig. 1(b)].

The Lorentz contraction of DW width not only gives rise to the nonlinear velocity, but also induces novel nonlinear dependence of the hard-axis tilt angle of the DW texture on current, from which we derive and predict the possibility of reentrant Walker breakdown and Walker regimes for DWs in layered antiferromagnets, as shown in Fig. 1(c). The physical mechanism of this exotic behavior stems from the competition between STT plus SOT which depend on the nonlinearly contracted DW width and the torques exerted by antiferromagnetic exchange interaction and anisotropy energy. The DW speeds in each regime are calculated either analytically or numerically. Our findings are proposed to be observable experimentally in synthetic antiferromagnets, and the similar idea can be extended to other topological magnetic textures such as antiferromagnetic skyrmions. We expect our work will provide important information for the development of spintronics based on antiferromagnetic textures.

Reference

- 1) M.-K. Lee, R. M. Otxoa, M. Mochizuki, arXiv:2312.10337 (2023)

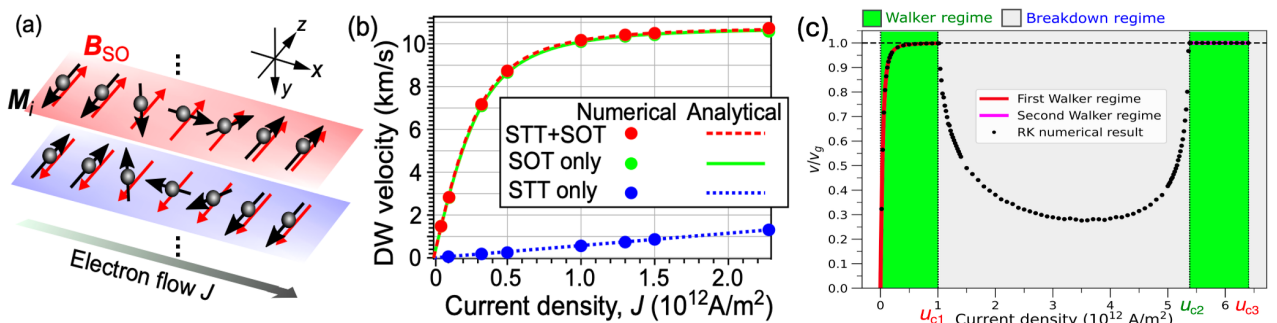


Fig.1 (a) Schematics of the layered antiferromagnetic system, with M_i being the magnetization vector at site i and B_{SO} the staggered spin-orbit field. (b) Numerical and analytical results of the DW velocities. (c) Predicted multiple Walker regimes, with curves being analytical DW velocities in Walker regimes, and dots representing terminal (time-averaged) velocities in Walker (breakdown) regimes numerically calculated by Runge-Kutta (RK) method.

強磁性 FePt 薄膜における電磁波吸収発電

平田武豊、強博文、宮町俊生、水口将輝

(名古屋大学)

Electromagnetic wave absorption power generation in ferromagnetic FePt thin films

T. Hiratra, B. W. Qiang, T. Miyamachi, M. Mizuguchi

(Nagoya Univ.)

はじめに

近年、持続可能な社会実現に向け、熱や振動などのエネルギーを活用する環境発電への関心が高まっている。電磁波は周辺環境に存在しており、そのエネルギーの電力利用や関連現象に関心が集められている。これまでに、電磁波を照射することにより励起した強磁性共鳴を利用して強磁性金属膜に給電する研究が報告されており、強磁性体を活用した電磁波発電は興味深い現象である[1]。そこで本研究では、磁気異方性が異なる強磁性薄膜を用いることによって、外部磁場不要の電磁波吸収発電を行うことを目的とした。強磁性材料として、 $L1_0$ 型規則化構造をとった際に大きな一軸磁気異方性を持つ硬磁性材料である FePt を選択した。FePt の $L1_0$ 構造は成膜温度によってその規則度が増減することが知られている。作製した FePt 薄膜に特定の周波数の電磁波を照射し、発生する起電力を測定することにより、発電現象の観測を行った。

実験方法

マグネトロンスパッタリング法により、 $MgO(001)$ 単結晶基板上に膜厚 10nm の FePt を成膜した。成膜温度を 300~700°Cの間で変化させ、磁気異方性の異なる薄膜を作製した。薄膜の磁気特性を磁気光学カー効果 (MOKE) により行い、磁気異方性の大きさを評価した。ネットワークアナライザーから出力した電磁波を平面アンテナから薄膜に垂直に照射することにより、電磁波を照射した。電磁波照射時における発生電圧の測定は、薄膜にアルミワイヤーボンディングを施して接続したナノボルトメーターを用いて行った。

実験結果

MOKE 測定の結果、成膜温度に依存して、磁気異方性の大きさが大きく変化したことを確認した。5~15GHz の電磁波を薄膜に照射した状態で電圧を測定したところ、それぞれの周波数で大きさが異なる直流起電力が観測された。また、起電力がピークをとる周波数は、FePt の磁気異方性に依存して変化することが分かった。講演では、電磁波吸収発電量の周波数依存性についても詳細に議論する。

参考文献

[1] Y. Nogi *et al.*, AIP advances, **11**, 085114 (2021).

鉄単結晶ワイヤにおける局在スピン波モードの検出

香川和毅¹, 根津昇輝¹, Thomas Scheike², 介川裕章², 関口康爾¹

(横浜国立大学¹, 物質・材料研究機構²)

Detection of localized spin-wave modes in single-crystal iron wires

Kazuki Kagawa¹, Shoki Nezu¹, Thomas Scheike², Hiroaki Sukegawa³ and Koji Sekiguchi¹

(Yokohama National Univ.¹, NIMS²)

1. はじめに

スピン角運動量の伝搬であるスピン波は電荷の移動が伴わないことから、超低消費電力での情報処理に向けた次世代の情報キャリアとして研究が行われている¹⁾。近年、鉄単結晶薄膜は立方異方性に起因する特徴的なスピン波伝搬特性からデバイス開発において有望な材料であることが示された^{2,3)}。しかし、鉄単結晶薄膜の研究においては単一モードのスピン波伝搬のみの観測にとどまっている。そこで本研究では、鉄単結晶薄膜を用いたスピン波デバイスでの周波数多重化による情報処理を目指し、Fe 細線における複数の幅方向局在スピン波モードを調査した。

2. 実験方法

実験模式図を Fig. 1 に示す。スピン波導波路として用いる Fe(001)単結晶薄膜は DC マグネトロンスパッタリングによって MgO(001)基板上に Cr 薄膜を下地として成膜され、膜厚は 30 nm である。その後、Ar イオンミリングによって幅 $w = 110 \mu\text{m}$ の矩形導波路と $w = 2 \mu\text{m}$ の細線導波路に加工した。導波路上にはスピン波励起のためのマイクロ波アンテナを作製した。外部磁場 H_{ex} は Fe 薄膜の磁化困難軸に沿って印加し、マイクロ波アンテナに RF 電流を入力しスピン波を励起した。励起されたスピン波強度をマイクロフォーカスブリルアン散乱 (μBLS) 分光法によって光学的に測定し、矩形および細線導波路におけるスピン波分散関係を取得した。

3. 結果および考察

外部磁場 $150 \leq H_{\text{ex}} \leq 900 \text{ Oe}$ 、入力周波数 $3.5 \leq f_{\text{in}} \leq 11 \text{ GHz}$ の範囲で観測した、矩形および細線導波路におけるスピン波強度をそれぞれ Figs. 2 (a), (b) に示す。矩形導波路 ($w = 110 \mu\text{m}$) では単一モードのスピン波が観測されたが、細線導波路 ($w = 2 \mu\text{m}$) では $H_{\text{ex}} \leq 540 \text{ Oe}$ において 2 つのモードのスピン波が観測された。また、 $H_{\text{ex}} > 540 \text{ Oe}$ においてスピン波分散が矩形導波路の単一モードと比較して太くなっているが、これは 2 つのモードが重なっているためだと考えられる。Fe 薄膜は立方異方性磁場 $H_A = 660 \text{ Oe}$ を有するため、Fig. 2 (a) のように $H_{\text{ex}} = 660 \text{ Oe}$ を頂点として折り返す特徴的なスピン波分散を有するが、細線導波路では形状異方性により $H_{\text{ex}} = 540 \text{ Oe}$ で折り返すスピン波分散が得られた。導波路の微細化による幅方向局在スピン波の生成により、Fe 薄膜を用いたデバイスにおいて周波数多重化による情報処理が可能であることが示唆された。

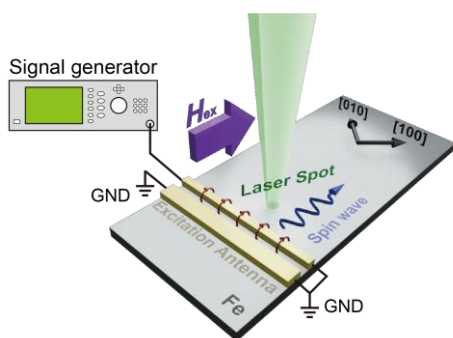


Fig.1: Schematic diagram of experimental setup. Spin waves were generated by a continuous wave and detected by μBLS .

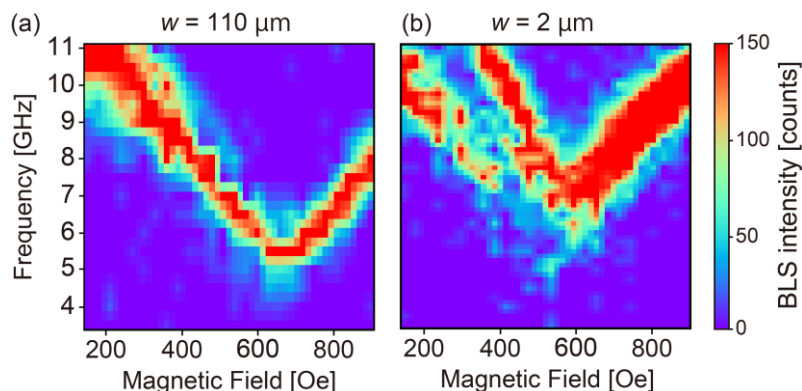


Fig.2: Spin-wave intensity in the range $3.5 \leq f_{\text{in}} \leq 11 \text{ GHz}$ and $150 \leq H_{\text{ex}} \leq 900 \text{ Oe}$ on (a) rectangular ($w = 110 \mu\text{m}$) and (b) wire waveguides ($w = 2 \mu\text{m}$).

References

- 1) Q. Wang, M. Kewenig, M. Schneider, R. Verba, *et al.*, *Nat. Electron.* **3**, 765-774 (2020).
- 2) K. Sekiguchi, S-W. Lee, H. Sukegawa, N. Sato, *et al.*, *NPG Asia Mater.* **9**, e392 (2017).
- 3) S. Nezu, T. Scheike, H. Sukegawa, and K. Sekiguchi, *Phys. Rev. B* **109**, 184402 (2024).

多階調入力を用いたスピン波リザーバーの性能評価

吉田涼太, 長瀬翔, 根津昇輝, 関口康爾
(横浜国立大学大学院)

Performance evaluation of spin-wave reservoir for multi-level inputs

Ryota Yoshida, Sho Nagase, Shoki Nezu, and Koji Sekiguchi
(Yokohama National Univ.)

1. はじめに

5G の普及により、IoT 社会はさらなる発展の機会を迎えている。しかし、膨大な情報処理によりネットワークに多大な負荷がかかることから、低消費電力かつ高速なエッジデバイスの開発が必要不可欠である。物理リザーバーコンピューティングは、非線形性や履歴依存性を有する物理現象を利用して学習負荷を削減する手法であり、どちらの特性も有するスピン波を用いたリザーバードバイスの¹⁾の開発が進行している。しかし、音声認識などの高度なタスクへの応用には、時系列データを 01 信号の 2 階調では表現しきれないため階調の増加が必要である。本研究では、パーマロイを微細加工してスピン波導波路を作製し、アンテナ法を用いた物理リザーバードバイスを構築した。導波路上の高周波アンテナに 8 階調のランダムビット列信号を入力することでスピン波を励起し、検出されたスピン波の電気信号から学習を行った。

2. 実験方法

実験模式図を Fig. 1 に示す。RF スパッタリングによって成膜された膜厚 300 nm のパーマロイ (Ni₈₁Fe₁₉) を Ar イオンミリングによって 120 $\mu\text{m} \times 90 \mu\text{m}$ の形状に加工し、スピン波導波路を作製した。導波路上にはスピン波励起・検出のための高周波アンテナを作製した。入力アンテナに 500 列のランダムビット列信号を印加し、表面スピン波を励起した。励起アンテナ直下に存在する 2 つのスリットによって、励起されたスピン波は球面波として伝搬する。8 つの検出アンテナを用いて伝搬したスピン波の電気信号をリアルタイムオシロスコープにより観測した。観測したスピン波信号からパリティチェック(PC)タスクとショートタームメモリ(STM)タスクを行い、多階調入力に対する性能を評価した。

3. 結果および考察

観測したスピン波信号を Fig. 2、PC タスク、STM タスクを行った結果を Fig.3 に示す。入力した 500 列のうち、前半 200 列をトレーニングデータとして重みづけを行った。後半 300 列はテストデータであり、トレーニングデータから調整された重みベクトルにより各タスクを実施した。STM タスクでは 2 階調の学習容量 $C_{\text{STM}} = 6.10$ に対し、8 階調では $C_{\text{STM}} = 5.98$ であった。階調の増加による容量の低下は 2.0 % であり、8 階調での短期記憶性能の保持を確認した。また PC タスクでは、2 階調の学習容量 $C_{\text{PC}} = 2.34$ に対し、8 階調では $C_{\text{PC}} = 1.27$ となった。学習容量は 46 % 低下したが $\text{Delay Step} = 1$ における相関係数 r^2 が 0 に落ち切らず保持されているため高度なタスクへの非線形性を有していると考えられる。このことから、音声認識などのより高度なタスクへの応用可能性が示された。

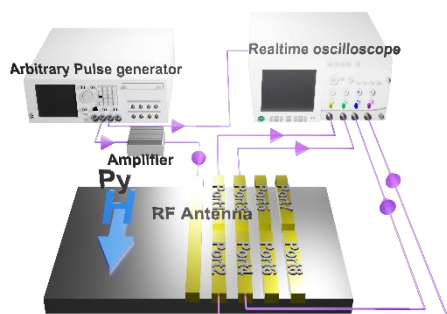


Fig. 1 : Schematic illustration of an experimental setup.

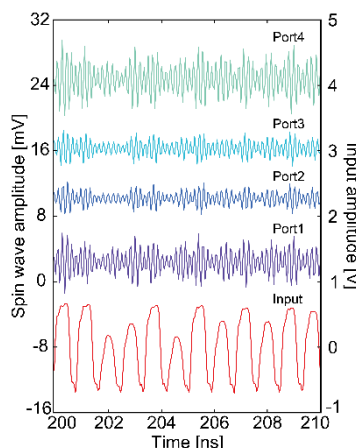


Fig. 2 : Spin-wave signals for multi-level inputs

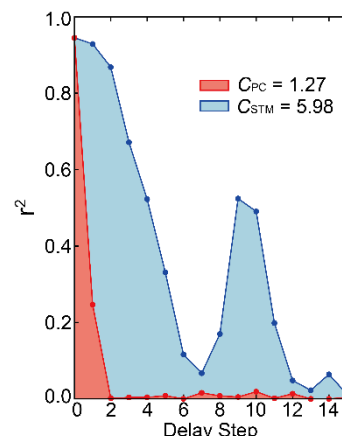


Fig. 3 : Results of short-term memory (STM) and parity check (PC)

References

- 1) T. Ichimura, R. Nakane, G. Tanaka and A. Hirose, *IEEE Access*, **9**, 72637-72646 (2021).
- 2) Abreu Araujo, F., Riou, M., Torrejon, J. et al., *Sci Rep* **10**, 328 (2020).

不規則格子状導波路を利用したスピン波リザーバードバイスの性能検証

羽田 拓真, 長瀬 翔, 関口 康爾
(横浜国立大学大学院)

Performance Evaluation of Spin Wave Reservoir Devices Utilizing Irregular Lattice Waveguides

Takuma Hada, Sho Nagase, and Koji Sekiguchi
(Yokohama National Univ.)

1. はじめに

IoT 社会の実現に向けて、膨大な情報処理における効率化が求められている。エッジコンピューティングがその役割を担うとされるが、機械学習のような高度な演算を可能とするためには限定的リソースで動作するエッジデバイスが必要不可欠である。そこで、非線形性や履歴依存性を有する物理現象を利用することで学習負荷を軽減した物理リザーバードバイスのデバイス導入が提案されており、物理現象としてスピン波を利用したデバイスが研究されている。本研究では、パーマロイ(Py)導波路及びアンテナ法を用いたスピン波リザーバードデバイスに対して、スピンダイナミクスの不安定化を目的として導波路を不規則な格子状に加工したデバイスを作製した。アンテナ法によりリザーバード動作の実検証が可能であることから、検出したスピン波の電気信号を利用して学習タスクを実施し、性能評価を行った。

2. 実験方法

実験模式図を Fig.1 に示す。SiO₂ が成膜された Si 基板上に試料を作製した。一層目に Py (Ni₈₁Fe₁₉)を用いたスピン波導波路を、スパッタリング法により成膜後ミリングプロセスを経て膜厚 200 nm、60 $\mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ の形状に微細加工して配置した。その後、一部表面をミリングプロセスで削ることで加工した。二層目にスピン波励起及び検出用アンテナを、真空蒸着法を用いたリフトオフプロセスにて Ti(5 nm)/ Au(100 nm)で作製した。スピン波伝搬方向に対して面内垂直に印加した外部磁場 $10 \leq H_{\text{ext}} \leq 150 \text{ Oe}$ の存在下で、二値[0,1]で構成された 500 step の信号列を二種の矩形波信号列へと変換し、励起アンテナへ入力することで Surface Mode スピン波を励起した。導波路上の微細孔によりスピン波は複雑に伝搬する。伝搬したスピン波を 4 つの検出アンテナに接続されたリアルタイムオシロスコープで検出した。検出された信号から特徴を学習し、入力信号の二値を用いた短期記憶 (STM) タスク及びパリティチェック (PC) タスクを実施した。

3. 結果および考察

Fig. 2 に実験で観測した入力信号及び伝搬スピン波信号を示す。入力信号に応じた時刻にて、4 検出点において異なる波形が得られており、リザーバードの高次元化が期待される。この波形を利用して学習し STM/PC タスクを実施した。外部磁場に対する容量の推移を Fig. 3 に示す。不規則格子状導波路においてのみ、共に極大値となる外部磁場が存在し、 $C_{\text{STM},100 \text{ Oe}}=5.611$, $C_{\text{PC},90 \text{ Oe}}=1.996$ と同等の値を示した。よって、不規則格子状導波路による容量増加がスピンダイナミクスの不安定化に起因していると考えられる。また、PC 容量の平均値をみると、 $C_w=1.681$, $C_{w/o}=1.242$ と導波路微細加工に伴い増加しており、本リザーバードの非線形性向上が推察できる。したがって、不規則格子状導波路により生じるスピンダイナミクスの不安定化がリザーバード性能向上に寄与する可能性が示された。

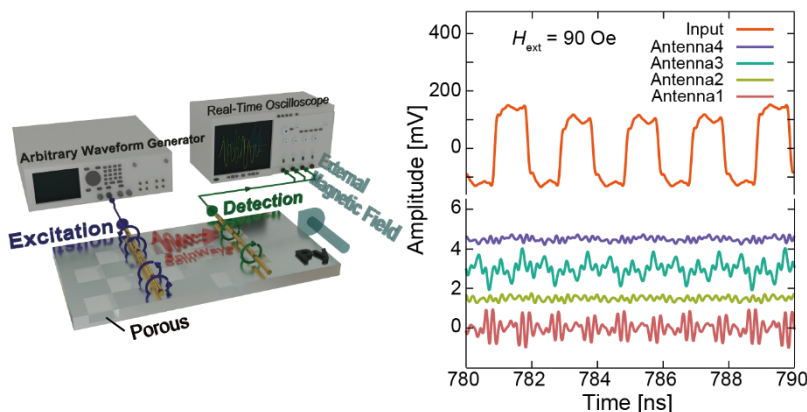


Fig. 1: Schematic diagram of an experimental set up.

Fig.2: Signals detected by a real-time oscilloscope.

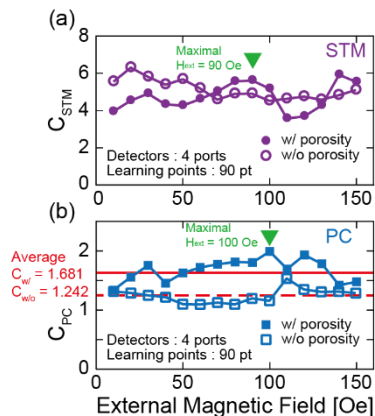


Fig.3: Learning performance variation due to porosity.

References

- 1) Nakane, Ryosho, et al., *Physical Review Applied* **19.3** (2023): 034047.
- 2) Namiki, Wataru, et al., *Advanced Intelligent Systems* **5.12** (2023): 2300228.

高密度な表面スピン波ソリトントレインの形成

岩田時弥, 関口康爾

(横浜国立大学)

Formation of high-density surface spin-wave soliton train

Tokiya Iwata and Koji Sekiguchi

(Yokohama National Univ.)

1. はじめに

昨今の情報化社会において、“beyond CMOS”が期待される技術としてスピン波応用が注目されている。スピン波は磁化の歳差運動の伝播現象であり、ジュール熱損失なしで導波路を伝搬するため、超低消費電力情報処理の実現が見込まれている。しかし伝搬に伴う信号の減衰・歪みが課題であり、その解決策の1つがスピン波ソリトンの利用である。ソリトンとは分散効果と非線形効果がつり合い、波形の拡散と急峻化が均衡することで形成される安定した孤立波を指す。さらに、自己変調不安定性により形成されるソリトントレインは複数のピークを持ち、より高密度な情報伝送に有用であるとされる。ソリトンの形成条件として Lighthill 基準²⁾が存在する。表面スピン波は一般的にこの基準を満たさないが、表面スピンがピン留めされると双極子交換モードにより“dipole gap”を境としてソリトン形成が可能となる。本研究では表面スピン波の高密度化を目指し、ソリトントレインを形成した上でパケットの密度に関する解析を行った。

2. 実験方法

実験基板を Fig. 1 に示す。導波路としてイットリウム鉄ガーネット(YIG)を使用した。厚さ、幅、長さはそれぞれ 10 μm 、2 mm、20 mm、アンテナ間距離は 5 mm である。外部磁場 $H_{\text{ex}} = 120 \text{ mT}$ を導波路に対して面内垂直に印加し、入力アンテナに幅 T_0 [s] のパルス信号を印加することで表面スピン波を励起した。伝搬スピン波をオシロスコープおよびベクトルネットワークアナライザで観測した。単一ソリトン形成した後、入力周波数 f_m [Hz] を変調することで自己変調不安定性を誘起しソリトントレインを形成した。パルス幅によるソリトントレインの波形変化を観察し、スピン波密度を解析した。

3. 結果および考察

ソリトンの時間領域波形を Fig. 2 に示す。入力電力は $P_{\text{in}} = 174 \text{ mW}$ とした。 $f_m = 5.323 \text{ GHz}$ において、単一ソリトン波形が観測された。この入力周波数を $f_m = 5.342, 5.370 \text{ GHz}$ へ変調することで、それぞれ 2 ピーク、3 ピークのソリトントレインが形成された。また、 $f_m = 5.385 \text{ GHz}$ の下でパルス幅 T_0 を変化させたときのスピン波波形を Fig. 3 に示す。黒縁の円はソリトントレインの各ピークの位置を示している。パルス幅の増加に伴うピーク数の増加とピーク間隔の減少が観測された。これは十分に非線形効果を与えた上でパルス幅を増加させ、継続的に変調不安定性を誘起することでスピン波ソリトントレインのパケット密度が上昇したためであると考えられる。

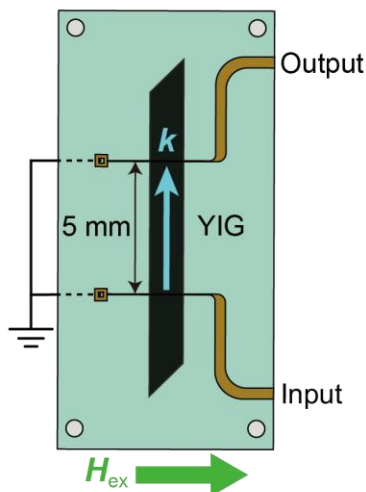


Fig. 1: Schematic of the experimental device. A pair of microstrip lines were used for excitation and detection.

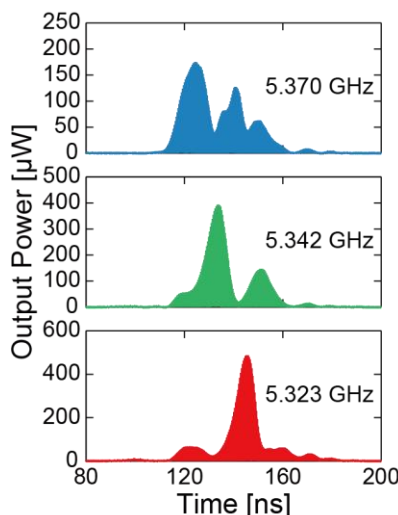


Fig. 2: Formation of soliton trains. The time-domain waveforms split due to modulational instability.

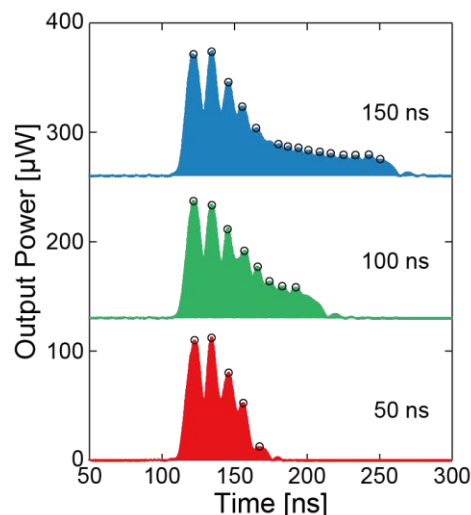


Fig. 3: Time-domain waveforms of soliton trains as pulse width T_0 was varied. The density of peaks increased with increasing T_0 .

References

- 1) T. Eguchi, M. Kawase, and K. Sekiguchi, *Appl. Phys. Express* **15**, 083001 (2022).
- 2) M. J. Lighthill, *IMA J. Appl. Math.* **1**, 3 (1965).

マグノニックノイズ測定による3マグノン散乱下におけるマグノンダイナミクスの解明

西脇友莉, 根津昇輝, 関口康爾

(横浜国立大学大学院)

Magnon dynamics of 3-magnon scattering revealed by magnonic noise measurement

Yuri Nishiwaki, Shoki Nezu, and Koji Sekiguchi

(Yokohama National Univ.)

1. はじめに

スピン波を量子化した準粒子であるマグノンを信号キャリアとして活用したマグノニックデバイスは電荷の移動を伴わないため、超低消費電力の次世代デバイスとして注目されている。マグノニックデバイスの多くはマグノン干渉に基づいており、動作あたりの最小エネルギーはノイズレベルによって制限される¹⁾。高磁場下においてマグノニックノイズと4マグノン散乱は密接に関係することが確認されたが²⁾、3マグノン散乱が発生する条件でのノイズ特性は未だに深く解明されていないため、正確な測定及び評価がマグノニックデバイスの実用化を大きく左右する。本研究では3マグノン散乱が発生する条件におけるマグノニックノイズ特性を調査した。

2. 実験方法

実験模式図を Fig. 1 に示す。導波路として厚さ 10 μm 、幅 2 mm、長さ 20 mm のイットリウム鉄ガーネット(YIG)を使用した。外部磁場 H_{ex} を導波路に対して面内平行に印加し、マイクロストリップアンテナに高周波信号 f_{exc} を印加することでマグノンを生成した。生成された信号をスペクトラムアナライザにより電気的に取得した。取得した信号を高速フーリエ変換によりパワースペクトルに変換し、10 Hz $\leq f \leq$ 500 Hz にわたる周波数範囲のスペクトルの平均値をノイズパワーとして定義した。なお、電磁石の電源からの不要な電磁干渉(EMI)を排除するために永久磁石を使用した。

3. 結果および考察

Figure 2 に入力パワー 0 dBm $\leq P_{\text{in}} \leq$ 4 dBm において、3マグノン散乱により $f = f_{\text{exc}}/2$ に生成されたマグノン強度、4マグノン散乱により生成されたマグノン強度をそれぞれ示す。3マグノン散乱による信号はノイズレベル(青いプロット、thermal と表記)に対して約 13.4 nV 増加したことにに対し、4マグノン散乱による信号は $P_{\text{th}} = 1.8$ dBm を境にして急激に増加した。Figure 3 にマグノニックノイズ測定結果を示す。青いプロットはスピン波振幅を示し、入力パワー増加により線形に増加した。赤いプロットはノイズパワーを示し、0 dBm $\leq P_{\text{in}} \leq$ 2.7 dBm ではノイズパワーはランダムに変化したが $P_{\text{in}} = 2.8$ dBm を境にして急激に上昇した。この変化はマグノン散乱に起因すると考えられる。また、3マグノン散乱が発生しない条件では $P_{\text{th}} = 5.0$ dBm で4マグノン散乱が発生した。3マグノン散乱が発生する場合、3マグノン合流過程により f_{exc} に高い波数 k を持つマグノンが生成されることで非線形効果が大きくなり、低い入力パワーで4マグノン散乱が発生した可能性がある。以上から特定の条件下では低パワーにおいてもノイズパワーの上昇によってデバイス化の際に影響を与える恐れがある。

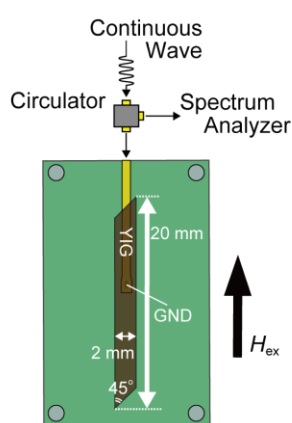


Fig. 1 : Schematic of the experimental setup.

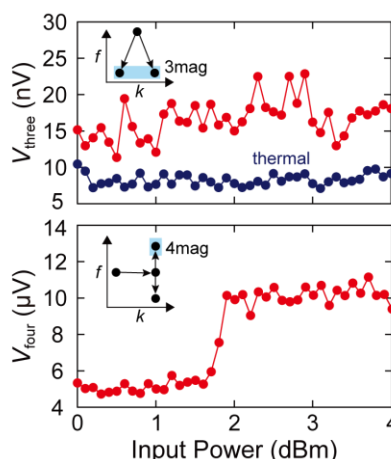


Fig. 2 : Magnon intensity generated by 3-magnon and 4-magnon scattering process.

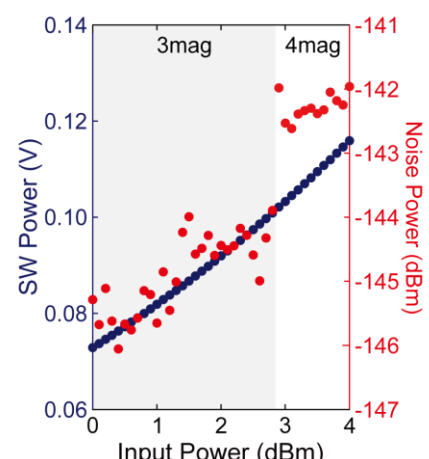


Fig. 3 : The input power dependence of magnonic noise at f_{exc} .

References

- 1) K. Vogt *et al.*, Realization of a spin-wave multiplexer. *Nat. Commun.* **5**, 3727 (2014).
- 2) R. Furukawa, S. Nezu, T. Eguchi and K. Sekiguchi, *NPG Asia Materials*. **16**, 2 (2024).

表面弾性波を用いた磁気回転結合の温度依存性

慶大^A, 慶大スピノン研^B

山野井 一人^A, 鳥羽竜生^A, 能崎 幸雄^{A, B}

Temperature dependence of the gyro magnetic effect using surface acoustic wave

^ADept. of Phys. Keio Univ., ^BKeio Spintronics Center

K. Yamanoi^A, R. Toba^A, and Y. Nozaki^{A, B}

はじめに

格子振動と不均一な磁化歳差運動であるスピン波が結合した磁気弾性波は、両者の特徴が混在した結合波として注目されている。格子振動とスピン波の相互作用は磁気弾性効果が一般的であるが、近年、固体表面を伝搬する表面弾性波の GHz 領域の超高速な格子振動を用いることで、結晶格子の局所的な回転（渦度）と電子スピンの相互作用である磁気回転結合による磁気弾性波も報告された[Y. Kurimune et al. RPL (2020)]。磁気回転効果による磁気弾性波の起源には結晶格子の回転が強磁性体中で引き起こすバーネット磁場と非磁性体中のスピン蓄積によるスピントルクによる寄与が報告されている[Y. Kurimune et al. RPB (2020)]。そこで本研究では磁気回転効果を利用した磁気弾性波の微視的機構の理解を深めるため、NiFe 単層と NiFe/Pt 2 層膜に表面弾性波を注入して生じる磁気弾性波の励起強度の温度及び周波数依存性を調べたので報告する。

実験方法および結果

図 1 に示すように強誘電 LiNbO₃ 基板上に表面弾性波を励起・検出するための 1 対のくし形電極を作製し、くし形電極間に NiFe(20 nm) 単層、もしくは NiFe(20 nm)/Pt(30 nm) 2 層膜をレーザーソグラフィと電子線蒸着法にて作製した。つぎに、ベクトルネットワークアナライザ(VNA)から片方のくし形電極に交流電圧を印加することで逆圧電効果を介して、LiNbO₃ 基板上を

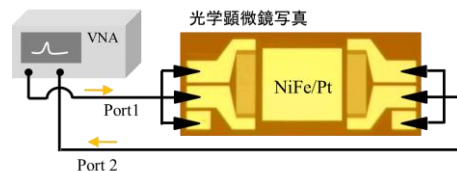


Fig. 1 Measurement setup of the magnetoelastic wave in NiFe/Pt.

まさせることで表面弾性波を励起する。NiFe 単層もしくは NiFe/Pt 2 層膜に表面弾性波が注入されると、膜表面に微小な振動が生じる。そのため、膜表面から膜厚方向に時間的かつ空間的な交流の結晶格子点の回転が誘起され、渦度勾配が形成される。この渦度勾配によって、Pt 中にはスピン蓄積が生じ、そのスピン流が隣接した NiFe にスピントルクを与える。これと同時に、NiFe 中にも結晶の格子回転に伴うバーネット磁場によるトルクが作用する。これらの合成トルクが NiFe に作用し、磁気弾性波が励起される。この時の磁気弾性波の励起によって表面弾性波の信号強度が減少する。NiFe 単層もしくは NiFe/Pt 2 層膜を通過した表面弾性波は、再度 LiNbO₃ 基板上を伝搬し、もう一方のくし形電極の直下に到達すると圧電効果によって電気信号となり、VNA によって透過信号(S_{21})として検出される。図 2(a)に NiFe 単層に表面弾性波を注入しながら測定した S_{21} 信号の周波数依存性を示す。1.85 GHz 付近に明確なピークが観測されている。同様の実験を -10 mT ~ 10 mT の範囲で外部磁場を表面弾性波の伝搬方向と平行に印加して実験を行い、-10 mT で測定した S_{21} 信号を参照信号として規格化した ΔP^{norm} を図 2(b) に示す。赤点線はスピン波の分散関係を示しており、 ± 4 mT の外部磁場印加時に表面弾性波の励起周波数において大きなエネルギー吸収が観測された。このエネルギー吸収とスピン波の分散関係がよく一致しており、磁気弾性波の励起を確認した。その後、くし電極の構造周期を変化させることで、 ΔP^{norm} の周波数依存性を調べた。その結果、室温での ΔP^{norm} の周波数依存性が NiFe 単層では約 4 乗に比例しており、NiFe/Pt2 層膜では約 6 乗に比例していることが分かった。講演では、NiFe 単層と NiFe/Pt2 層膜の周波数・温度依存性を議論することで磁気弾性波の励起メカニズムの起源解明を行う。

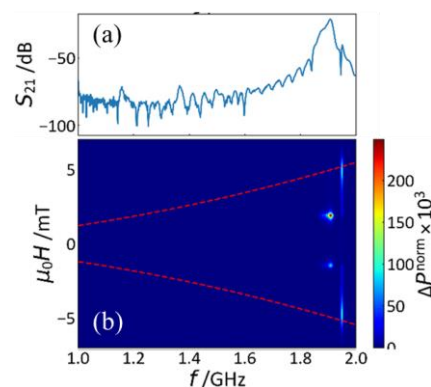


Fig. 2 (a) The frequency dependence of transmission signal for surface acoustic wave. (b) Color plot of spin wave amplitude as a function of the frequency and magnetic field.

表面弾性波とスピン波間の磁気弾性結合定数の定量評価

小見山 遥¹、多賀 光太郎¹、松本 啓岐¹、久富 隆佑^{1,2}、塩田 陽一^{1,2}、小野 輝男^{1,2}
(¹京大化研、²京大 CSRN)

Quantitative evaluation of the magnetoelastic coupling constants
between surface acoustic waves and spin waves

Haruka Komiya¹, Kotaro Taga¹, Hiroki Matsumoto¹, Ryusuke Hisatomi^{1,2},
Yoichi Shiota^{1,2} and Teruo Ono^{1,2}
(¹ICR, Kyoto Univ., ²CSRN Kyoto Univ.)

はじめに

表面弾性波とスピン波の結合は、スピン波の長距離伝送や磁場によるフォノン制御といった観点から近年注目されている¹。表面弾性波とスピン波間の磁気弾性結合強度は電気測定によって評価が可能である。しかし、その結合強度は、物質由来の各種定数の他に表面弾性波の波長や印加磁場角度に依存するため、特定の条件下でのみ有効な物理量となっている。そこで我々は、電氣的測定と光学イメージング測定を組み合わせることにより、磁性薄膜の表面弾性波とスピン波間の磁気弾性定数を定量評価する手法を開発した。

実験方法

評価対象の磁性薄膜を Fig.1 に示すように LiNbO₃ 基板上で楕円電極(IDT)と2つのブラッグミラーからなる表面弾性波共振器中に設置する。今回は膜厚 50 nm の Ni 薄膜を用いた。面内方向に角度 θ で磁場 H_{DC} を印加しながら、IDTを通してベクトルネットワークアナライザ(VNA)を用いて得られる電気反射スペクトルを解析することで、表面弾性波とスピン波間の磁気弾性結合強度 g の評価を行う。この測定および解析は単一磁区化していることが確認されている磁場下で行う。次に、先行研究と同様のセットアップ^{2,3}を用いた光学測定を行うことで表面弾性波の空間イメージングを行う。以上の電氣的測定から得られた結合強度 g の情報と、光学イメージング測定から得られた表面弾性波の空間情報を組み合わせることで、磁性薄膜の表面弾性波とスピン波間の磁気弾性結合定数を導出する。

実験結果

Fig.2 は、 $|H_{DC}|=15$ mT における電氣的測定によって得られた磁気弾性結合強度 g の磁場角度 θ 依存性(青点)を示す。さらにフィッティング(赤線)により磁気弾性結合に対して各歪みを与える寄与を特定した。最後に光学イメージングによって得られた表面弾性波共振器モードの空間情報を用いることによって、磁性薄膜が持つ各歪み由来の表面弾性波とスピン波間の磁気弾性結合定数の評価を行った。

参考文献

- 1) Y. Li *et al.*, APL Mater. **9**, 060902 (2021).
- 2) K. Taga *et al.*, Appl. Phys. Lett. **119**, 181106 (2021).
- 3) R. Hisatomi *et al.*, Phys. Rev. B **107**, 165416 (2022).

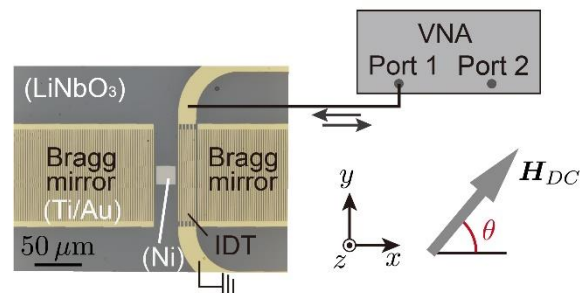


Fig.1 Electrical measurement setup, including optical microscope image of the fabricated device.

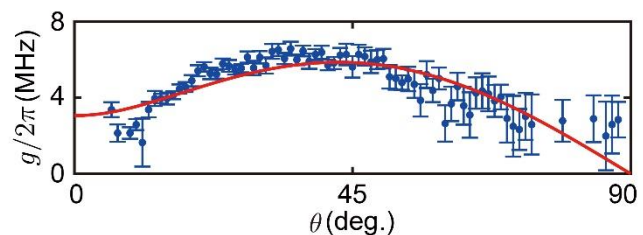


Fig.2 Dependence of coupling strength g on magnetic field angle θ .

データ駆動拡張型ランダウ模型による磁性材料の保磁力解析

三俣千春、*Alexandre Lira Foggiatto、*小嗣真人

(筑波大、*東京理科大)

A Data-driven Extended Landau Model for the Coercivity Analysis of Magnetic Materials

C. Mitumata, *Alexandre Lira Foggiatto and *M. Kotsugi

(Univ. of Tsukuba, *Tokyo Univ. of Science)

1 はじめに

平均場的に磁化状態を秩序変数として利用したランダウ理論では磁化過程の解析が可能であった。系の自由エネルギー $F = U - k_B T S$ について、内部エネルギーを U として様々な磁気エネルギーを取り扱うことができる。ここで k_B, T, S はそれぞれボルツマン定数、温度、エントロピーを表す。例えば、主として磁気異方性の効果に着目すれば、ランダウ模型から現象論的に保磁力を記述する Kronmüller 式を導くことも可能である¹⁾。また、磁化状態の関数としてのエントロピー S に依存して、保磁力の温度依存性の議論を展開することも行われた²⁾。

しかし、現実的な磁化過程においては、磁区構造の存在とそれに伴う磁壁移動や磁化回転が複雑に絡み合うので、平均場的なパラメータ設定では解釈の難しい現象が数多く残る。そこで本論文では、状態変数とエネルギーの関係性を簡便に吟味できるランダウ模型の利点を生かしつつ、実測した磁区画像からデータを抽出して空間不均一性を含んだ磁化過程の解析を行う方法を提案する。本手法はデータ駆動型のマテリアルズ・インフォマティクスの方法を解釈性を担保した形で実行する便利な模型であり、磁区構造解析を超えて幅広く応用可能な技術となっている。

2 結果および考察

ランダウ理論を用いた保磁力解析では、有効磁場 $H_i^{\text{eff}} = |-\partial F(m)/\partial m|$ の最大値を求めることが目標となった¹⁾。この関係式を利用するため、状態変数を記述する $m = D(v_i^F, v_j^F, \dots)$ となる関数 D を生成し、磁化に対するデータ同化を実行する。ここで、 $v_i^F, v_j^F, \dots$ は磁区画像から機械学習によって抽出された特徴量データである。データがガウス分布で近似できる場合には説明変数 v_i^F らは互いに直交し、 $m = D_i(v_i^F)$ のように一つの座標系に射影することができる。この記述子を有効磁場 H_i^{eff} の式に代入して、汎関数微分を用いて計算すると、

$$H_i^{\text{eff}} = \sigma_i \left| -\frac{\partial F(v_i^F)}{\partial v_i^F} \frac{\partial D_i^{-1}(m)}{\partial m} \right| \quad (1)$$

のように求められる³⁾。ここで σ_i はデータ v_i^F の寄与率を表しており、これが小さすぎると保磁力の変化に関与していない事となる。 $F(v_i^F)$ はデータ空間に射影された自由エネルギー地形であり、この傾斜が大きいほど保磁力が増大する可能性が高くなる。 $v_i^F = D_i^{-1}(m)$ は m に対するデータ同化を実行した関数 D_i の逆関数である。 $\partial D_i^{-1}(m)/\partial m$ はデータ v_i^F と m の局所的相関係数に対応し、磁区構造変化と磁化変化の相関が強い場合には保磁力が増大する原因となることが理解される。

以上の結果から、磁区構造データを元にした保磁力 H_c の表現は、 $H_c = \sqrt{\sum_i (H_i^{\text{eff}})^2}_{\text{max}}$ で与えられる。 v_i^F の生成では画像フーリエ変換など様々な手法を利用することが可能であり、磁区画像中の特定の領域と対応している。また、データの機械学習で主成分分析を用いた場合では、自由エネルギー地形 $F(v_i^F, v_j^F, \dots)$ を直交空間で描画することが可能である。これらのことから、データ駆動拡張型ランダウ模型によって、保磁力機構における磁区構造の影響を直接議論できる手法が整った。

謝辞 本研究の一部は科研費基盤 A (21H04656) の支援を受けて実施した。

References

- 1) C. Mitumata and M. Kotsugi: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **46**, 90 (2022).
- 2) 三俣 千春, 小嗣 真人, 岡本 聡; 日本磁気学会論文特集号, **8**, 21 (2024)
- 3) Alexandre Lira Foggiatto, Sotaro Kunii, Chiraru Mitumata, and Masato Kotsugi; *Communications Physics*, **5**, .277 (2022)

磁性物質への Neural Network Potential の適用と精度検証

立津 慶幸、松本 憲志^{*}、佐藤 良太^{*}、寺西 利治^{*,**}

(名桜大、^{*}京大化研、^{**}京大院理)

Applying neural network potentials for magnetic compounds and verification of their precision

Yasutomi Tatetsu, Kenshi Matsumoto^{*}, Ryota Sato^{*}, Toshiharu Teranishi^{**}

(Meio Univ., ^{*}Institute for Chemical Research, Kyoto Univ., ^{**}Dept. of Chem., Grad. School of Sci., Kyoto Univ.)

はじめに

超スマート社会の実現に向けて、AI やロボットによる自動化の研究開発が加速化している。これら多くの電子機器の動力部分は磁性材料が重要な役割を担うため、脱炭素化を念頭に入れた新奇磁性材料探索は精力的に研究が実施されている分野である。また、コンピューターハードウェア・ソフトウェア開発の目覚ましい進展に支えられ、コンピューターシミュレーションによる物質材料探索に期待が高まっている。本研究では、非常に短時間で原子レベルの物理シミュレーションを実行できることで近年注目を集めている Neural Network Potential (NNP) を、Fe を含む磁性物質に適用し、第一原理計算の結果と比較することでその精度検証を行った。

計算方法

複数の磁性物質に対し、NNP が実装されている Matlantis^{(1), (2)} を適用し、構造最適化と生成エネルギーの計算を行った。また、NNP によって得られた最安定構造と生成エネルギーの信頼度を確認すべく、第一原理計算コードの OpenMX⁽³⁾ を用いてその精度検証を実施した。

計算結果

Fig. 1 は、OpenMX と Matlantis を用いて計算された各物質の生成エネルギーの比較である。計算対象は、希土類永久磁石や、共同研究を進めている京都大学化学研究所の寺西グループにおいて合成可能性を検証するために選定した、Fe を含む約 200 個の物質群である。青の点(または領域)は、両プログラムの傾向が一致する部分、赤はその逆を意味しており、ほとんどの物質で傾向の一致が得られた。この物質群の中には、最近化学合成に成功した新奇 Z3-Fe-Pd-In 相⁽⁴⁾ も含まれており、両計算結果はよい一致を示している。このことから、短時間で構造最適化計算が可能な NNP の有用性を示すことができた。一方、赤の領域に分類された物質群もいくつか存在したため、その傾向を調べたところ、これらは重い元素を有するケースであることを確認し、Matlantis を利用する際に注意を払うべき元素種を特定することができた。不一致の理由については、詳細な解析が必要と考えている。精度の確認は、最終的には高精度の第一原理計算と比較が必須となるが、大量に計算を必要とするハイスループット計算には有効である可能性が示唆される。

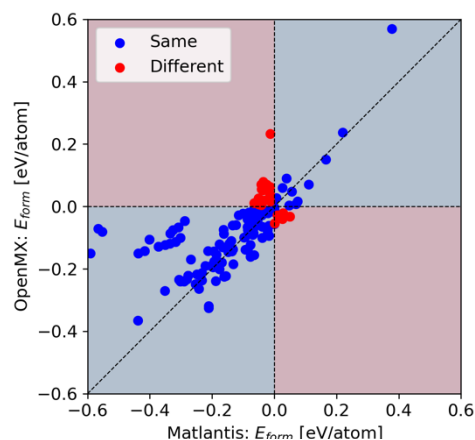


Fig. 1 Comparison of formation energies calculated with OpenMX and Matlantis.

参考文献

- 1) S. Takamoto, *et al.*, Nat Commun 13, (2022) 2991.
- 2) Matlantis (<https://matlantis.com/>), software as a service style material discovery tool.
- 3) <http://www.openmx-square.org>
- 4) K. Matsumoto *et al.*, Nat. Commun., 13, (2022) 1047.

NiFeCuMo/Cu 多層膜の積層構造による共鳴周波数変化

喜々津 哲、白鳥 聡
(株)東芝

Resonance Frequency Change by the Stacking Structure of NiFeCuMo/Cu Multilayers

Akira Kikitsu and Satoshi Shirotori

(Toshiba Corp.)

はじめに

半導体素子間の電磁波干渉(EMI)対策として、チップモールド上に直接シールド膜を成膜する direct-on-chip シールドが検討されている¹⁾。一方、電気自動車などに用いるパワー半導体の性能向上に伴って MHz 前後での EMI が課題となってきた。著者らは、磁気共鳴を電磁波の多重反射でエンハンスする独自の磁性/金属多層シールド膜を検討しているが²⁻⁴⁾、[Cu(100 nm)/ NiFeCuMo(100 nm)]₁₀ 多層膜において、50 MHz 近傍にピークを持つシールド性能が得られることを見出した^{3,4)}。この現象は、静磁結合した多層の磁性膜における低エネルギーの磁壁共鳴によるものと思われ^{3,4)}、積層構造を介した静磁結合の制御によりシールド性能を低帯域化できる可能性がある。実際、軟磁性層との積層でピーク周波数 1 MHz が得られている^{3,4)}。

本研究では、これら帯域制御の肝となる磁壁共鳴を誘起する Cu/NiFeCuMo 多層構造に着目し、積層構造による共鳴周波数の変化について検討を行ったので、その結果を報告する。

実験方法

サンプルはマグネトロンスパッタにより 2.5cm 角のガラス基板上に成膜した。磁性層には Ni₇₇Fe₁₄Cu₅Mo₄ (at.%)合金ターゲットを用いた。NiFeCuMo(NFCM)層の下には Ta ブレーク層を入れ、結晶粒成長を抑制して軟磁性を保つようにした。膜構成は、基板/Ta(5 nm)/[Ta(5 nm)/NFCM(100 nm)/Cu(100 nm)]_n/Ta(5 nm)である。シールド性能は過去と同様の手法^{3,4)}で、磁化困難軸方向で測定した。シールド効果 MSE (dB)は $-20\log(\text{透過パワー}/\text{投入パワー})$ で定義した。

結果および検討

シールド性能(MSE)の積層数(n)依存性を Fig.1.に示す。n=4 のときは 400 MHz にピークのある特性であるが、積層数を増やすとそれが低域と高域とに分離し、低域ピークはより低域に、高域ピークはより高域にシフトしている。FMR と磁壁共鳴が混在したようなモードだったものが、積層数と共に二つの共鳴が各々存在するモードになっている。積層数と低域側の共鳴周波数との関係を Fig.2 に示す。共鳴周波数は概ね積層数(総厚、磁性層厚)の逆数に比例する関係があることがわかった。この傾向は静磁結合を左右する Cu 厚によっても変化する。

参考文献

- 1) K. Yamada et al.: *IEEE International Symposium on EMC 2011*, 432 (2011).
 - 2) A. Kikitsu et al.: *J. Magn. Magn. Matr.*, **539**, 168339 (2021).
 - 3) A. Kikitsu et al.: *Proceedings of 2022 IEEE International Symposium on EMC&SIPI*, p. 643 (2022).
- 喜々津、白鳥：まぐね **19**、p.29 (2024).

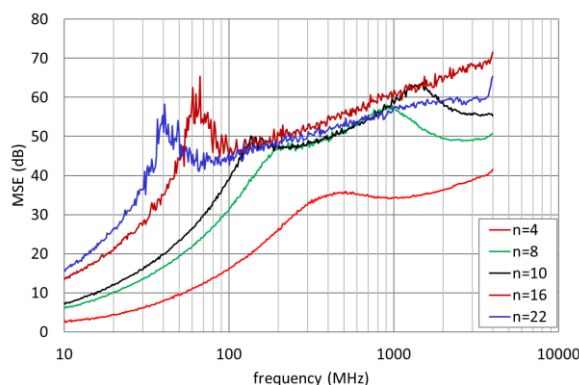


Fig.1 Shielding effect of the multilayer samples.

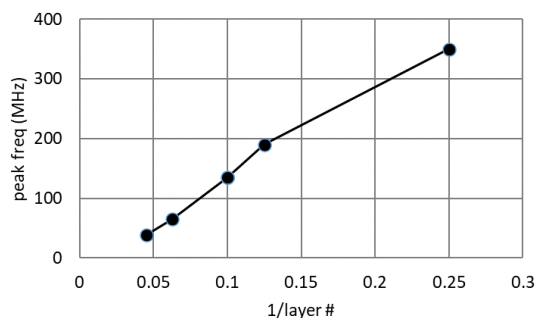


Fig.2 Stacking number dependence of the resonance frequency.

マイクロ波の周波数変換に向けた透磁率時間変調メタマテリアル

児玉 俊之¹, 菊池 伸明², 岡本 聡^{3,4}, 大野 誠吾⁵, 富田 知志^{1,5}

(東北大高教機構¹, 秋田大院理工², 東北大多元研³, 東北大 CSIS⁴, 東北大院理⁵)

Time-varying Permeability Metamaterials towards Microwave Frequency Conversion

Toshiyuki Kodama¹, Nobuaki Kikuchi², Satoshi Okamoto^{3,4}, Seigo Ohno⁵, Satoshi Tomita^{1,5}

(IEHE, Tohoku Univ.¹, Akita Univ.², IMRAM, Tohoku Univ.³, CSIS, Tohoku Univ.⁴

Dept. of Physics, Tohoku Univ.⁵)

1 はじめに

波長より十分小さな人工構造で、誘電率(ϵ)や透磁率(μ)を自在に制御した人工物質をメタマテリアルと呼ぶ。特に ϵ や μ を時間領域で制御する時間変調メタマテリアル [1] では、入射電磁波の周波数は変調周波数で上方と下方に変換される。これまでの実験系では、 ϵ の時間変調が主に行われてきた [2]。一方で我々は、マイクロ波帯の周波数変換に有利な μ 変調型のメタマテリアルを実現し、ミリ波やテラヘルツ光の光源へ応用することを目指している [3]。今回、エルステッド磁場を用いて強磁性金属パーマロイ ($\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$) の μ を時間変調するメタマテリアルを作製し、マイクロ波の周波数変換を観測したので報告する。

2 透磁率時間変調メタマテリアルの作製

Fig. 1(a)にスパッタリング成膜とフォトリソグラフィーで作製した μ 時間変調メタマテリアルの光学顕微鏡像を示す。(b)は(a)の拡大図である。まず非ドーパシリコン基板に蛇行線路を厚さ 200 nm の金 (Au) で作製した。次に蛇行線路を覆うように、厚さ 200 nm のガラス (SiO_2) を成膜した。その上に、並行伝送線路 (CPW) を厚さ 200 nm の Au で作製した (Fig.1(a)(b)の赤色領域)。CPW は蛇行線路と垂直な x 方向に配置した。最後に厚さ 250 nm の強磁性金属 $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ を蛇行線路と CPW が交差する領域に成膜した (Fig.1(b)の緑色領域)。

3 透磁率時間変調メタマテリアルによる周波数変換の観測

電磁石で 21.7 mT の外部磁場を $-x$ 方向に印加した。4.0 GHz のマイクロ波電流を CPW に流し、スペクトラムアナライザで分析した透過波を Fig. 1(c) に示す。変調していない黒線では、4.0 GHz にのみ信号が見られる。ここで、蛇行線路に $f_{\text{mod}}=0.1$ GHz の交流電流を流す。すると、蛇行線路を流れる電流が生み出すエルステッド磁場が $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ に対して x 方向に発生する。この交流エルステッド磁場は外部磁場と並行なので、共鳴磁場が f_{mod} の周波数で変調され、共鳴周波数が変調される。その結果、CPW を流れるマイクロ波は f_{mod} で μ の変調を受ける。透過波は (c) の赤線になり、 4.0 ± 0.1 GHz に変換波が得られる。現在は、変換効率を上げることで、より高次の変換波の観測に取り組んでいる。

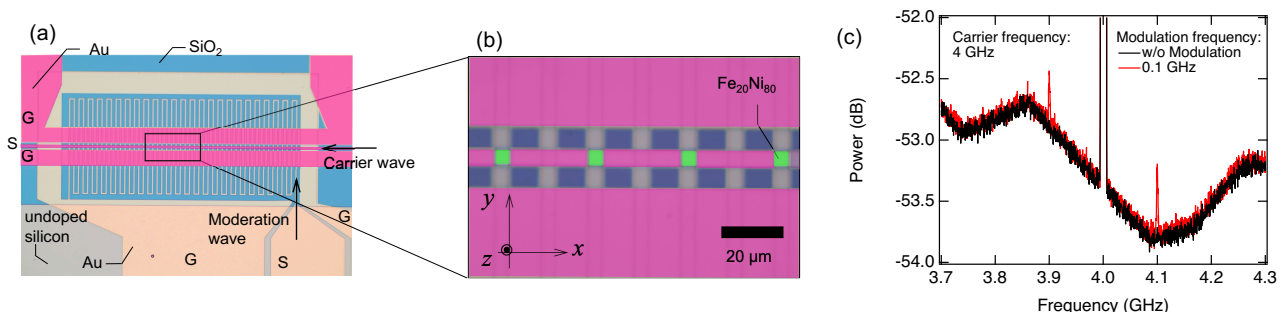


Fig1 (a) Sample and (b) enlarged photograph. (c) Transmission spectra with or w/o modulation.

本研究は JST-CREST (JPMJCR2102) によって支援されている。東北大の金森義明教授との有益な議論に感謝する。

[1] E. Galiffi et al., AP 4, 014002 (2022). [2] Y. Zhou et al., Nat. Commun. 11, 1 (2020). [3] T. Kodama et al., PRAppl. 19, 044080 (2023), PRB. 109, 214419 (2024)

高勾配磁気分離における磁性ワイヤー上への粒子堆積過程

廣田憲之、伊藤永遠*、安藤 努*

(NIMS、*日大)

In-situ observation of Particles deposition process on magnetic wires during High Gradient Magnetic Separation

Noriyuki Hirota, Towa Ito*, Tsutomu Ando*

(NIMS, *Nihon Univ.)

高勾配磁気分離では、磁性ワイヤーで編まれたフィルターを用い、外部磁場を印加した際にその周囲に形成される高勾配磁場を利用して、流体中に分散した粒子をその磁性を利用して分離する手法である。粒子は作用する磁気力によりフィルターワイヤー上に引き寄せられて捕集されるため、フィルターの目開きを粒子サイズよりも格段に大きくとることができ、目詰まりしにくく、圧損の少ない高速な分離が実現するほか、磁場を取り去ると堆積した粒子がフィルター上から外れるので、フィルターの再利用が可能でコストの低減につながり、また、環境にも優しい。しかし、分離性能に大きく関わる粒子堆積過程の理解が十分でないため、必要以上に余裕を持った条件による分離が適用されることが多く、普及の妨げとなっている。そこで、本研究では、高勾配磁気分離における磁性フィルターワイヤー上への粒子堆積過程のその場観察を行なうことで、その理解を深め、条件の最適化に向けた知見を得ることを目的としている。

従来よりも観測の精度を上げるため、フィルターワイヤーの表面が観測しやすいよう、CCD カメラとフィルターワイヤー間の障害物や媒体の屈折率変化をもたらず部材をできるだけ排除した磁気分離装置を試作した。実験にはマグネステン製の線径 1.0 mm、3.5 メッシュのフィルターを用いた。平均粒径 5 μm のフェライト粒子を蒸留水中に分散させたものを流体試料とした。超伝導磁石中に設置した流路中にフィルターを設置し、気泡が入らないように流路を蒸留水で満たしたのち、所定の磁場を印加し、チューブポンプにより流量を一定として流体試料を流した。この時、フィルター真横と流路中の上流側に設置した CCD カメラにより粒子堆積過程を観測した。図にはフィルター真横から観察した粒子堆積過程の一例を示す。フィルターに到達する以前の段階で、外部印加磁場により粒子が磁化され、粒子間の相互作用によってチェーン状の構造が形成されることがわかった。また、フィルターの下流方向にも粒子堆積が見られた。これは、メッシュが粗いことにより下流側への回り込みが起こったためであると考えられる。これらの詳細については当日報告する。



図 高勾配磁気分離におけるフィルターワイヤー上への粒子堆積過程のその場観察の例

オペランド X 線磁気円二色性, メスバウアー分光による Fe₃Ga の磁歪効果の微視的理解

岡林潤、宇佐見喬政*、境誠司**、藤原孝将**、小林康浩***、三井隆也**、浜屋宏平*

東大理、*阪大基礎工、**量研機構、***京大複合研

Microscopic origin of magnetostriction in Fe₃Ga studied by
operando XMCD and Mössbauer spectroscopy

J. Okabayashi, T. Usami*, S. Sakai**, K. Fujiwara**, Y. Kobayashi***, T. Mitsui**, and K. Hamaya*
U. Tokyo, *Osaka U., **QST, ***Kyoto U.

はじめに 磁歪効果は、アクチュエーター、センサー、振動発電などの磁気応用の観点から精力的に探索されている現象である。100 ppm 以上の大きな磁歪変化がある場合は超磁歪効果と呼ばれる。希土類元素を用いた超磁歪物質は開発されているものの、3d 遷移金属を中心とした超磁歪物質としては Fe₃Ga (ガルフエノール) が知られているのみである[1]。しかし、磁歪効果の起源の理解については、現象論的な理解に留まっており、電子論に基づく研究はほとんどないのが現状である。Fe₃Ga の 300 ppm の大きな磁歪効果の起源を理解するためには、ひずみ印加時の電子・磁気状態および磁気異方性の変化を知るためのオペランド分光測定が必要となる。その結果は超磁歪を示す物質設計にもつながりうる。そこで本研究では、誘電体基板 Pb(Mg, Nb)O₃-PbTiO₃ (PMN-PT) 上の Fe₃Ga 薄膜について、誘電体へのピエゾ電圧の印加による可逆な格子ひずみを印加した状態における Fe₃Ga の X 線磁気円二色性 (XMCD) およびオペランド・メスバウアー分光を行い、Fe 原子の超微細構造の解析から超磁歪効果の起源を調べることを目的とする。

実験方法 厚さ 0.5 nm の単結晶 PMN-PT (011) 基板上に、分子線エピタキシー法により (211) 配向した Fe₃Ga を 10 nm 成長した。試料の表裏に電極を装着し、試料表面をグラウンド電位として、裏面に電圧を印加し、PMN-PT を介したキャパシタ構造とした[2]。オペランド XMCD を高エネ研 Photon Factory BL-7A (東大理所有) にて行った[3, 4]。転換電子検出法によるオペランド・メスバウアー分光 (CEMS) を SPring-8 BL11XU (QST) にて室温にて行った。±8 MV/m の電場を印加し、誘電体基板の 0.1 % 程度の可逆な格子変調を用いた。

結果と考察 ピエゾ電圧により Fe₃Ga の磁化曲線において飽和磁化、保磁力の変化があることを確かめた。オペランド XMCD では、スペクトルの変化から軌道磁気モーメント (m_{orb}) の変化を示唆する結果を得た。オペランド・メスバウアー分光からは、わずかなスペクトル変化を観測し、超微細構造のピーク変化は軌道角運動量の変化を表すものと考えられる結果を得た。これらから、磁歪効果による磁気異方性の変調にはひずみによる軌道角運動量の変化が重要であることが示唆される。つまり、 m_{orb} のひずみ ε による微分 $\partial m_{\text{orb}} / \partial \varepsilon$ が磁歪定数と相関があることが考えられる。これは、磁歪定数が 1 桁小さい Fe₃Si のオペランド XMCD およびメスバウアー分光において、軌道角運動量の変化が観測できず、電気四極子の変化として説明できる結果と対照的である[5]。Fe₃X のアニオン原子 X の違いによる磁歪や磁気異方性の変化を説明するには、ひずみによるスペクトルの変化を測定するオペランド分光の必要性を意味する。講演では、広域 X 線吸収微細構造 (EXAFS) による原子間距離の変化や、メスバウアー分光のフィッティングパラメータなども含めて詳細を議論したい。

参考文献

- [1] T. Ueno and S. Yamada: [IEEE Trans. Magn. 47, 2407 \(2011\)](#).
- [2] S. Fujii et al., [NPG Asia Mater. 14, 43 \(2022\)](#).
- [3] J. Okabayashi et al., [npj Quantum Materials 4, 21 \(2019\)](#).
- [4] J. Okabayashi et al., [NPG Asia Mater. 16, 3 \(2024\)](#).
- [5] J. Okabayashi et al., submitted.

$\text{Cu}_x\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$ の磁歪特性に及ぼす加熱急冷処理の効果

久松美佑¹、小杉静花¹、藤枝 俊^{2,3}、清野智史^{1,2}、中川 貴^{1,2}

(¹阪大工、²阪大 OTRI-SPIN、³島根大先端マテリアル研究開発協創機構)

Effect of quenching on magnetostrictive properties of $\text{Cu}_x\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$

M. Hisamatsu¹, S. Kosugi¹, S. Fujieda^{2,3}, S. Seino^{1,2}, T. Nakagawa^{1,2}

(¹Graduate School of Engineering, Osaka Univ., ²OTRI-SPIN, Osaka Univ. ³IAMR&D, Shimane Univ.)

はじめに

立方晶スピネル構造のコバルトフェライト (CoFe_2O_4) は、八面体サイトに配位する 2 価の Co の残留軌道角運動量に起因して、室温で比較的大きな負の磁歪を示す。 CoFe_2O_4 の Cu を Co で部分置換した $\text{Cu}_x\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$ は、室温において $x \geq 0.8$ では正方晶であるが、 $x \leq 0.7$ では立方晶を示す¹⁾。最近、我々は立方晶の $\text{Cu}_x\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$ が、 CoFe_2O_4 よりも優れた磁歪特性を示すことを見出した²⁾。最適組成近傍である $\text{Cu}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ の印加磁場 1 T における最大歪みは市販磁歪材料の Galfenol の値を凌駕し、新規磁歪材料としての応用が期待される²⁾。本研究では、 $\text{Cu}_x\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$ のさらなる磁歪特性の向上を狙い、試料への加熱急冷処理を行った結果について報告する。

実験方法

CoO 、 Cu_2O および $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ を出発原料として用いた。それらの混合粉をペレット化し、950 °C の大気雰囲気下で 20 時間の熱処理を施し、固相反応法で $\text{Cu}_x\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$ 試料を作製した。この作製試料を、赤外線導入加熱装置を用いて所定の温度 (360 °C および 760 °C) まで加熱し 1 時間保持した後、赤外線の照射を止めることで室温まで急冷した。結晶構造を調べるため、加熱急冷処理前後の試料について X 線回折測定を行った。磁歪特性の評価は歪みゲージ法で行った。

実験結果

$\text{Cu}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ の X 線回折パターンを Fig. 1 に示す。加熱急冷処理を行っても立方晶の結晶構造は保持される。Fig. 2 に歪み $\Delta L/L$ の印加磁場依存性を示す。 $\Delta L/L$ は平行磁場印加 ($H_{\parallel}$) により減少し、垂直磁場印加 ($H_{\perp}$) により増加する。したがって、全ての試料は負の磁歪を示す。760 °C 急冷処理試料の $\Delta L/L$ - $H_{\parallel}$ 曲線は、処理前と比較して、低印加磁場領域で高い磁場感受性を示すが、最大印加磁場における値は小さい。一方、360 °C 急冷処理試料はすべての印加磁場において処理前よりも大きな $|\Delta L/L|$ を示す。同様の傾向は、 $\Delta L/L$ - $H_{\perp}$ 曲線においても観察される。したがって、比較的低温での加熱急冷処理により、立方晶 $\text{Cu}_x\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$ の磁歪特性向上が可能であることが明らかになった。

参考文献

- 1) M. Hisamatsu, S. Fujieda, S. Seino, T. Nakagawa, T. A. Yamamoto., *IEEE Trans. Magn.*, **57** (2021) 2100804.
- 2) S. Kosugi, M. Hisamatsu, Y. Ohishi, H. Muta, S. Seino, T. Nakagawa, S. Fujieda., *Mater. Trans.*, **64** (2023) 2014-2017.

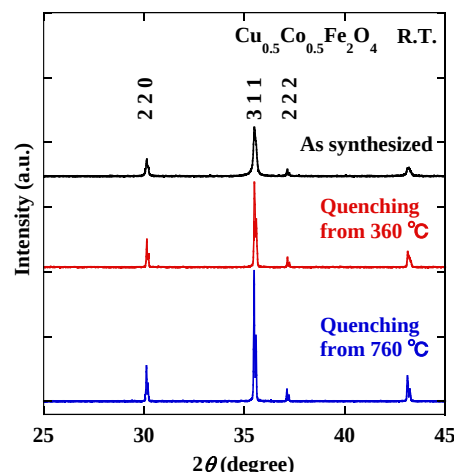


Fig.1 X-ray diffraction patterns of $\text{Cu}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ samples before and after heat treatments

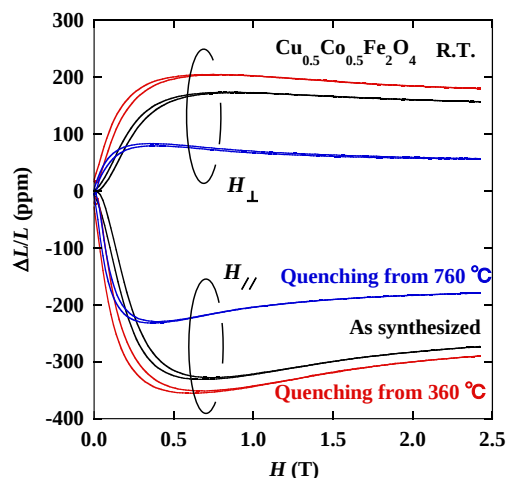


Fig.2 Magnetic field dependence of strain $\Delta L/L$ of $\text{Cu}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ samples before and after heat treatments

bcc および fcc 格子の Fe 単結晶膜の磁歪特性に及ぼす N 添加の効果

佐藤公泰・今村光佑・大竹 充
(横浜国大)

Effect of N Addition on the Magnetostrictive Properties of Fe Single-Crystal Films with bcc and fcc Lattices

Takayasu Sato, Kosuke Imamura, and Mitsuru Ohtake

(Yokohama Nat. Univ.)

はじめに 鉄 (Fe) に窒素 (N) が添加されると、N が僅かに固溶した bcc 格子の α 相や、fcc 格子中に 20 at. % 程度の N が規則的に侵入した γ' 相が形成される。 γ' 相は、近年の理論計算や実験から、磁歪が 100×10^{-6} 程度と大きいことが報告されており¹⁻³⁾、また、変形能 (延展性) も高いため⁴⁾、磁歪材料として利用できる可能性を持つ。一方で、Fe への N 添加による磁歪増大の要因については、理論的には明確にされていない。N による Fe の 3d 軌道への電子供給に伴う、電子状態の変化が磁歪を増大させている可能性も考えられるが、まずは実験的な理解を深めて行く必要がある。そこで、本研究では、Fe の bcc 格子の空隙に N を微量に固溶させた状態 (α 相) から、fcc 格子空隙に規則的に N を配列させた状態 (γ' 相) までの単結晶薄膜試料を作製し、磁歪に与える影響を調べた。

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。Ar と N₂ の混合ガス雰囲気 (N₂ 分圧比: 0 ~ 5%) の下で Fe ターゲットをスパッタすることにより、40 nm 厚の Fe-N 膜を 400 °C の MgO(001) 単結晶基板上に形成した。構造解析には RHEED, XRD, XPS, 磁気特性評価には VSM, 磁歪測定には片持ち梁法を用いた。

実験結果 はじめに、0.25 ~ 0.75% の低い N₂ 分圧比で膜形成を行った。Fig. 1(a) および (b) に RHEED および XRD パターンを示す。bcc (α) 単結晶表面からの回折が認められ、

bcc (α) Fe-N(001)[110] // MgO(001)[100]

の方位関係でエピタキシャル成長していることが分かった。ここで、N は、Fig. 2(a) に示すような、6 つの Fe 原子によって八面体状に囲まれた格子間位置 (八面体中心) に侵入・固溶していることが考えられる。次に、4% の高い N₂ 分圧比で製膜を行った。Fig. 1(c) に回折パターンを示す。fcc (γ') 単結晶からの回折が観察されており、

fcc (γ') Fe-N(001)[100] // MgO(001)[100]

の方位関係で形成されていることが分かった。また、RHEED および XRD のいずれでも超格子反射が現れており、N は、Fig. 2(b) に示すように、bcc (α) の場合と種類の八面体中心に規則配置していると考えられる。ここで、N を基準にこれらの結晶を比較すると、c 軸寸法は異なるものの、① bcc (α) [100] と fcc (γ') [110]、② bcc (α) [110] と fcc (γ') [100] はそれぞれ平行かつ同等な関係であることが分かる。そして、この方位関係に基づき、bcc (α) と fcc (γ') の磁歪定数を纏めた結果を Fig. 3 に示す。N 量の増加に伴い、磁歪が増大する様子が見て取れる。当日は N 組成等の膜の詳細情報とともに報告を行う。

- 1) Y. Zhang *et al.*: *Comput. Mater. Sci.*, **92**, 464 (2014).
- 2) Y. Maeda, K. Imamura, M. Ohtake, S. Isogami, T. Kawai, M. Futamoto, F. Kirino, and N. Inaba: *J. Magn. Magn. Mater.*, **585**, 170942 (2023).
- 3) K. Ito, I. Kurniawan, Y. Shimada, Y. Miura, Y. Endo, and T. Seki: arXiv, 2403.16679 (2024).
- 4) M.F. Yan *et al.*: *Appl. Surf. Sci.*, **255**, 8902 (2009).

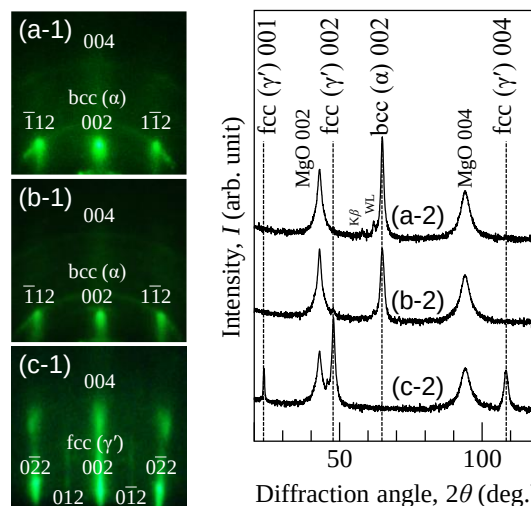


Fig. 1 (a-1)–(c-1) RHEED and (a-2)–(c-2) XRD patterns of Fe films formed with N₂ partial pressure ratios of (a) 0.25%, (b) 0.75%, and (c) 4%.

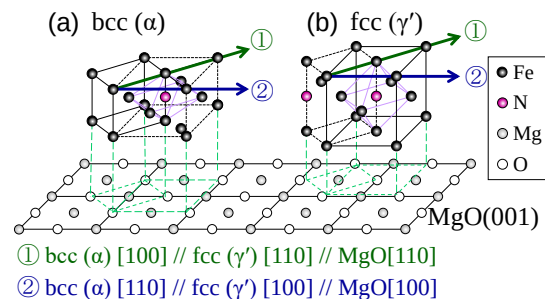


Fig. 2 Crystallographic orientation relationship between bcc (α), fcc (γ'), and MgO.

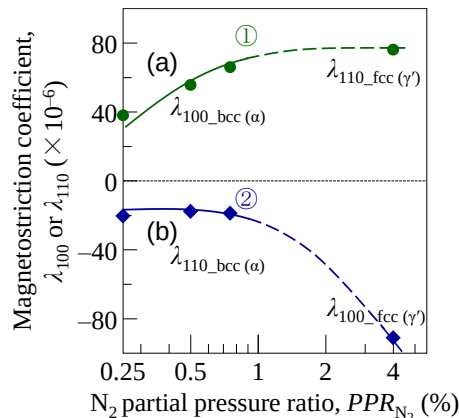


Fig. 3 (a) λ_{100} of bcc (α) and λ_{110} of fcc (γ'). (b) λ_{110} of bcc (α) and λ_{100} of fcc (γ').

濃縮磁性ナノ粒子を用いた磁気加熱中の非侵襲温度計測手法の検討

山崎葵生¹、篠原陸¹、薮上信^{1,2}、トンタット・ロイ¹、小川智之¹、桑波田晃弘^{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)

Investigation of non-invasive temperature measurement method during magnetic heating using concentrated magnetic nanoparticles.

A. Yamazaki¹, R. Shinohara¹, S. Yabukami^{1,2}, L. Tonthat¹, T. Ogawa¹, A. Kuwahata^{1,2}

(1 Graduate School of Engineering, Tohoku University, 2 Graduate School of Biomedical Engineering, Tohoku University)

はじめに

磁性流体と高周波磁場を用いることで、腫瘍を低侵襲で治療する「磁気温熱療法¹⁾」において、腫瘍温度を正確に把握することでより高い治療効果が期待できる。非侵襲的に生体内の温度を計測する方法の1つとして、磁性ナノ粒子から生じる磁気信号を検出する方法²⁾がある。しかしながら、その磁気信号は非常に微弱であり、医薬品として承認されている Resovist[®]を用いた場合、 $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$ の精度を維持するためには検出距離 10mm の限界がある²⁾。温度検出精度を高めるアプローチとして、磁性流体を濃縮することで磁気信号を増大させる方法が考えられる。本研究の目的は、濃縮した Resovist[®]に対して、濃度と磁気信号の関係を評価し、検出精度を向上させることである。

実験方法

Resovist[®]を 1,2,3,4 倍に濃縮した各サンプル (250 μL)の磁化特性を評価するためにヒステリシスループを測定した。さらに、加熱磁場を与えるための加熱コイル、サンプルに励起磁場を与えるための励起コイル、磁気信号を測定するための検出コイル、温度を測定するための光ファイバー温度計を用いて磁気加熱中の Resovist[®]の磁気信号を測定した。加熱コイルは 4 巻、内径 29mm、外径 42mm、コイル長 37mm である。励起コイルは 560 巻、内径 20mm、外径 26mm、コイル長 50mm である。検出コイルは 300 巻、内径 10mm、外径 17mm、コイル長 24mm である。

実験結果

濃縮された Resovist[®]のヒステリシスループの測定結果を Fig. 1(a)に示す。濃縮倍率の増加とともに磁化が大きくなり、ループの面積が拡大することが明らかとなった。これは、濃縮倍率の増加とともに、Resovist[®]中に含まれる鉄量が増加したためである。励起された Resovist[®]によって検出コイルに生じる誘導起電力の基本波成分 R_0 の温度依存性の測定結果を Fig. 1(b)に示す。全ての濃度において、Resovist[®]の R_0 はサンプルの温度の上昇と共に減少した。Fig. 2 は、Resovist[®]の温度を 36°C から 43°C まで変化させた際の R_0 の変化量である。濃縮倍率と信号変化量におおよそ比例の関係があることが明らかとなった。

Resovist[®]の濃縮により、温度検出精度を向上させることが可能であるため、今後は生体ファントム実験ならびに動物実験を行い、実用化を目指す予定である。

参考文献

- 1) Suriyanto *et al.*, Biomedical engineering online, vol. 16, no. 1. p. 36 (2017).
- 2) A. Kuwahata *et al.*, AIP Advances, vol. 13, 025142 (2023).

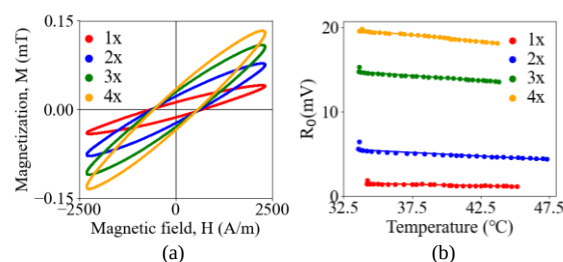


Fig.1 Experimental results of (a) hysteresis loop and (b) Relationship between temperature and magnetic signals.

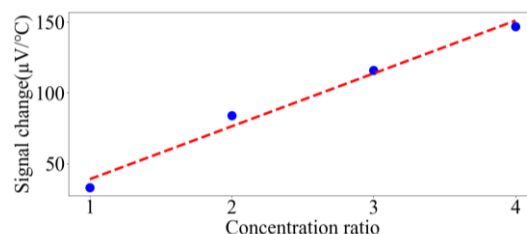


Fig.2 Relationship between the concentration ratio of Resovist[®] and magnetic signal change.

磁気ハイパーサーミア中の磁性ナノ粒子のワイヤレス温度計測

篠原 陸¹、山崎 葵生¹、桑波田 晃弘²、薮上 信²、トンタット ロイ¹

(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)

Wireless temperature measurement of magnetic nanoparticle Resovist during magnetic heating

R. Shinohara, A. Yamasaki, A. Kuwahata, S. Yabukami, L. Tonthat

(¹Graduate School of Engineering Tohoku University, ²Graduate School of Biomedical Engineering Tohoku University)

はじめに

癌の患部に磁性粒子を注入し、交流磁界によって加熱することで腫瘍を死滅させる磁気温熱療法は従来の方法と比べて患者への負担が少ないため注目されている。加熱を制御するためには、正確かつワイヤレスな腫瘍の温度の計測が重要である。しかしながら、現状深部の温度をリアルタイムで検出する方法は確立されていない。本研究では、高周波 (250 kHz) の加熱磁場印加中に、低周波 (1.8 kHz) の励起磁場によって磁性ナノ粒子を励起させ、生体内の温度をワイヤレスに計測する技術を開発する。

実験方法

加熱磁場 (250kHz, 10mT) を印加するための加熱コイル、磁性ナノ粒子に励起磁場 (1.8kHz, 3mT) を印加するための励磁コイル、磁気信号を測定するための検出コイル (1.8 kHz 基本波のロックイン計測)、温度を校正するための光ファイバー温度計を用いたシステムを開発した。加熱温度計測対象の磁性ナノ粒子は、MRI (magnetic resonance imaging) 造影剤 Resovist®である。

実験結果

磁気加熱中の絶対温度に対する基本波信号の変化を Fig. 1 に示す。グラフから磁性粒子の温度が上昇することで磁化応答が減少しており、これは熱エネルギーによって粒子が擾乱し、磁化応答が小さくなったためである。Resovist®に含まれる酸化鉄ナノ粒子の磁化特性は絶対温度の 1.78 乗に比例する^[1]。絶対温度と磁気信号の関係を $M = -2.60 \times 10^{-6} T^{1.78} + 0.609$ (1) (ただし M は基本波信号, T は絶対温度) 明らかとした。光ファイバー温度計で測定した温度 (参照値)、磁気信号から温度を変換した値 (予測値) の加熱時間に対する変化を Fig. 2 に示す。参照値と予測値の誤差は $\pm 0.23^\circ\text{C}$ である。磁気温熱療法の温度測定精度は 1°C 程度で十分^[2]であるため、本システムは磁気温熱療法における生体内の温度検出に用いることが可能だと考える。

今度の展望として、磁気加熱中に検出した磁気信号を用いて PID 制御により、磁気加熱中の加熱温度を制御できることを実証する。

参考文献

- [1] Chatterjee B *et al*, Journal of Applied Physics, vol.116, 15 (2014)
- [2] Pascal M.Gschwend *et al*, Adv. Therap., vol.4, p.2000193 (2021)

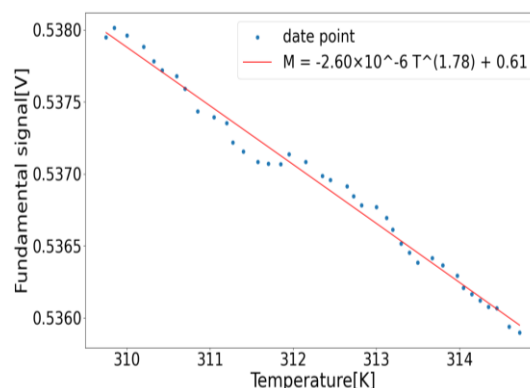


Fig.1 Fundamental signal induced in pickup coil versus absolute temperature of Resovist®

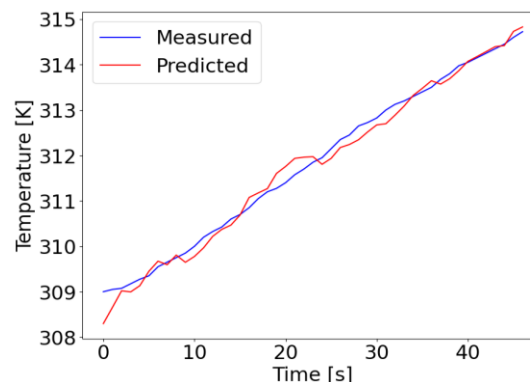


Fig.2 Measured and predicted values during magnetic heating

生体内における磁気異方性を用いた加熱効率の向上

上島優也¹, 桑波田晃弘^{1,2}, 島野大輝², アリウンバヤン・スフバートル³, トンタット・ロイ¹,
小玉哲也², 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, 3 東北大学 大学院歯学研究科)

Improvement of Magnetic Heating Efficiency via Magnetic Anisotropy Formation In Vivo

Y. Kamijima¹, A. Kuwahata^{1, 2}, T. Shimano², A. Sukhbaatar³, L. Tonthat¹, T. Kodama², S. Yabukami^{1, 2}

(1 Graduate School of Engineering, Tohoku University, 2 Graduate School of Biomedical Engineering, Tohoku University, 3 Graduate School of Dentistry, Tohoku University)

はじめに

磁気温熱療法は磁性体を用いたがん治療法であり, 磁性体の加熱効率は治療に依存する^[1]. 加熱効率の向上には, 材料の開発あるいは, 磁気異方性に着目し配向を制御する方法がある^[2,3]. MRI 用肝臓造影剤である Resovist[®]に外部磁場を印加することで, Resovist[®]が直鎖状のコロイドを形成し, 形状磁気異方性が生じることが知られている^[4]. 本研究でマウス生体内において Resovist[®]に磁場を印加することで配向を制御することで加熱効率の向上が可能であることが分かった.

実験方法

マウス (C3H/HeJmsSlc-lpr/lpr) の右側にある腸骨下リンパ節に Resovist[®]30 μ L を投与し, その後 30 分間, 磁場 (0.5 mT) を印加し異方性を付与した. 次に磁気加熱装置 EASYHEAT を用いて, 100 秒間加熱した. この加熱時間中, リンパ節に停留している Resovist[®]の高調波信号強度を検証した. コントロール群として, 左側の腸骨下リンパ節に Resovist[®]30 μ L 投与し, 磁場を印加せずに加熱した.

実験結果

マウスのリンパ節の (N=2) の加熱実験の結果を Fig.1 に示す. Easy axis (磁場印加による異方性形成後の容易軸) が random (磁場印加なし) に比べて高い温度上昇を示した. マウスにおいて, Easy axis は 25.5 $^{\circ}$ Cから 34.4 $^{\circ}$ Cまで 8.9 $^{\circ}$ C加熱された. Random は 25.3 $^{\circ}$ Cから 31.2 $^{\circ}$ Cまで 5.9 $^{\circ}$ C加熱された. Easy axis と Random の加熱量の差分は約 3 $^{\circ}$ Cであり, 54.5%加熱効率を向上させることに成功したことから容易軸が形成されたと考える.

Fig. 2 はマウスのリンパ節の高調波測定結果である. マウスにおいて, Easy axis の信号は Random に比べて R0 (基本波) が 1.9 倍程度大きかった. R3 (第三次高調波) は Easy axis の信号は有意であり, Random の信号はノイズレベルであった. すべてのマウス (N=3) において, R0, R3 とともに Random と比べて Easy axis のほうが高いという結果になり, 生体内のリンパ節に対して異方性を形成することに成功したと考える.

今後の展望として, 磁場印加時間を変化させた検証を実施し, 加熱効率向上のための最適な磁場印加時間を明らかにする.

参考文献

- [1] Hall, Eric J *et al.*, CANCER RESEARCH, 44, 4708-4731, 1984
- [2] G. Shi *et al.*, J Magn Magn Mater, vol. 473, pp. 148-154, Mar. 2019
- [3] T. Yamaminami *et al.*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Volume 517, 2021
- [4] E. Myrovali *et al.*, Sci Rep, vol. 6, Nov. 2016

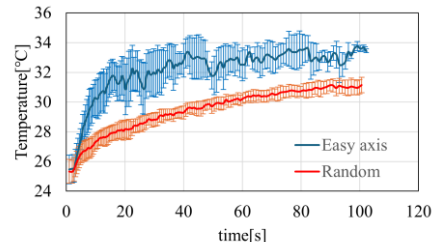


Fig. 1 Temperature increases in lymph nodes with and without magnetic field applied.(N=2)

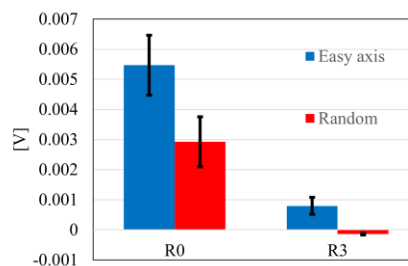


Fig. 2 Harmonic measurements showed that Easy was greater than Random. (N=3)

ステンレス磁石による磁性アタッチメントの吸着力改善

光永 知仁、菊池 永喜、本蔵 義信
(マグネデザイン株式会社)

Improvement of the adsorption strength of magnetic attachments using stainless steel magnets

T. Mitsunaga, E. Kikuchi, Y. Honkura
(Magnetdesign corporation)

はじめに

歯科用磁性アタッチメント¹⁾とそれを使った磁石式義歯は、1992年日本で発明され高級入れ歯として世界で広く使用されるに至り、現在日本では保険対象となっている。小型高吸着力化して磁石式義歯をより設計しやすくすることと、価格を改善して、普及拡大を後押しすることが求められている。当社はステンレス磁石²⁾を発明し、それを磁性アタッチメントのプレート部品に適用したところ吸着力が50%も向上することを見出した³⁾。また製造コストを1/5程度改善することに成功したので、ステンレス磁石による改善効果を報告する。なお新型磁性アタッチメント MagTeeth⁴⁾としては昨年度からインドネシアを中心に販売開始している。

実験方法

磁性アタッチメントは、図1に示すように、Nd 磁石を磁力源にした磁石構造体とキーパとからなる磁気回路を形成し、両者間に働く強い吸着力を実現している。本研究はNd 磁石を口腔内の腐食環境から保護するための磁性プレートをステンレス磁石プレートに変更して吸着力への影響を調査した。磁性アタッチメントのサイズは直径4mm、高さ1.2mm、キーパ厚みは0.8mmである。

Nd 磁石は最大エネルギー積52MGOeタイプで、ハウジング、キーパ部品は、磁性ステンレスSUS434を用いた。ステンレス磁石は非磁性のSUS304を低温加工(-60度、50%)した後、張力熱処理(550℃×1時間、張力50kgf)をしてからプレート部品に加工した。プレート部品はハウジング部品とレーザ溶接し、レーザ溶接部を非磁性に改質して磁気回路の遮断ゲート部とした。

実験結果

吸着力は、磁性ステンレスを用いた従来品600gfに対して900gfと50%向上した。磁石構造体の吸着面の磁界分布を測定した結果、図2に示すように、中央部で盛り上がり吸着力アップに寄与していることが分かった。プレートの溶接部は元の非磁性に回復し、磁気回路を形成することができた。

製造方法については、従来品はプレート部品とハウジングとの境界部の非磁性部に非磁性リングを挿置して3部品を2回の溶接で接合していたため、高い部品精度および精密組立が必要で、高価となっていたが、非磁性リングの省略とプレス部品の採用によりコストを従来品に比べて1/5程度に低減することができた。

参考文献

- 1) 本蔵等：日本応用磁気学会誌 26(1), 2002, p.13.
- 2) 本蔵等：特許第7312995号(2023年)
- 3) 本蔵等：特許第7125684号(2022年)
- 4) 2024年版マグネデザイン会社概要 p.7

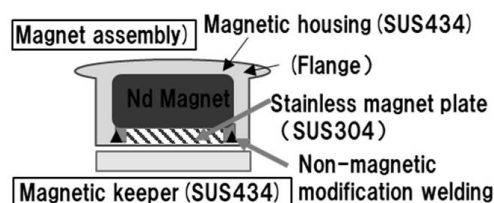


Fig.1 The structure of Magnetic attachment

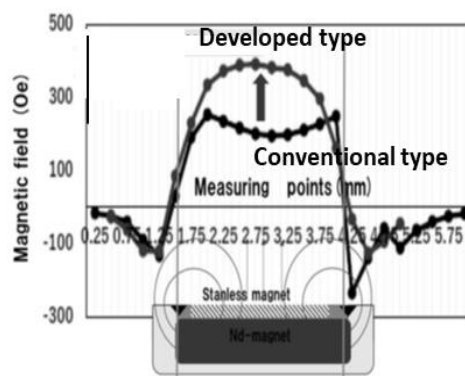


Fig.2 Magnetic field distribution on attachment magnet surface

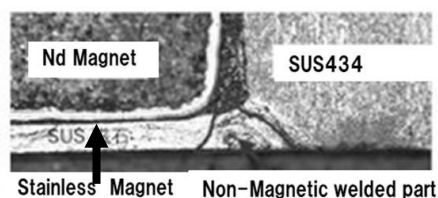


Fig.3 Non-Magnetic welded parts by laser

薄型磁性アタッチメントの開発

光永 知仁、菊池 永喜、本蔵 義信
(マグネデザイン株式会社)

Development of thin-type magnetic attachments

T. Mitunaga, E. Kikuchi, Y. Honkura
(Magnedesign corporation)

はじめに

高齢化社会の到来と 8020 運動の成果 (80 歳で健全歯 20 本が残存) に対応して、健全歯を活用した新治療磁石式ブリッジ義歯の開発が期待されている。従来の磁性アタッチメント¹⁾は厚みが 2.1mm (吸着力 600 gf) と大きく健全歯への適用は困難であったため、健全歯のエナメル質の厚み 1.2mm 以下を考慮して治療可能な厚みを 1mm 以下と想定し、薄型磁性アタッチメントの開発に着手した。筆者らは、プレート部品にステンレス磁石 SUS316 を採用し、磁気回路を円形構造からリング構造に変更して研究した結果、厚み 0.8mm、直径 4mm、で 740 gf の吸着力を有する薄型磁性アタッチメントの開発²⁾に成功した。本年 8 月から新型磁性アタッチメント MagTeeth—S700³⁾として一部の国で発売を開始している。

実験方法

リング状の磁気回路構造を有する磁性アタッチメント (図 1) は、リング形状の Nd 磁石とステンレス磁石および中央部に突起を持つハウジングの 3 部品を組み合わせた磁石構造体とキープとからなるもので、両者間に強い吸着力が働く。磁性アタッチメントのサイズは直径 4mm、高さ 0.6mm、キープ厚みは 0.2mm である。Nd 磁石は最大エネルギー積 5.2 MGOe タイプで、ハウジング、キープ部品は、磁性ステンレス SUS434 を用いた。ステンレス磁石は非磁性の SUS316 を低温加工 (-196 度、50%) した後、張力熱処理 (550℃×1 時間、張力 50kgf) してからプレート部品に加工した。プレート部品はハウジング部品とレーザ溶接し、レーザ溶接部を非磁性に改質して磁気回路の遮断ゲート部とした。

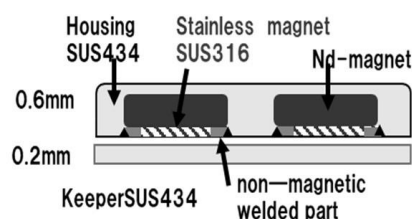


Fig.1 The structure of thin type magnetic attachment

実験結果

従来の磁性アタッチメントの厚み 2.1mm を 0.8mm にしたにもかかわらず、吸着力を 600 gf から 740 gf と 20% 増加することができた。磁石構造体の吸着面の磁界分布を測定した結果、図 2 に示すように、並列に二つの磁気回路が形成されており、その結果薄くしても大きな吸着力が実現できることを見出した。

製造方法については、ハウジングとリング状のプレート部品の 2 か所の境界部レーザ溶接と非磁性化については、非磁性レーザ改質技術によって解決することができた。その結果、コストを従来品に比べて 1/3 程度に低減することができた。

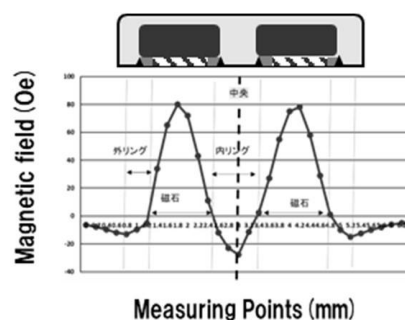


Fig.2 Magnetic field distribution on the surface

謝辞：本研究は新あいち創造研究開発補助金事業(2023年47番号)の支援を受けて開発を行いました。

参考文献

- 1) 本蔵等：日本応用磁気学会誌 26(1), 2002, p.13.
- 2) 本蔵等：23 年度新あいち創造研究開発開発成果報告書 (2023 年)
- 3) 2024 年版マグネデザイン会社概要 p.8

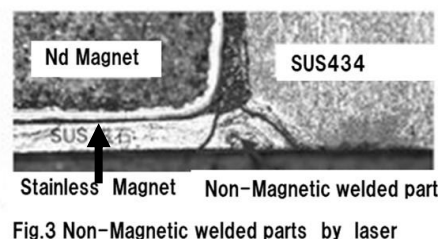


Fig.3 Non-Magnetic welded parts by laser

パルス磁場を用いた磁性ナノ粒子の 磁気緩和時間の印加磁場強度依存性の実測

林 柊斗¹, 後藤 春樹¹, 二川 雅登¹, 竹村 泰司², 大多 哲史¹
(¹ 静岡大学, ² 横浜国立大学)

Measurements of magnetic field strength dependence of magnetic relaxation time of
magnetic nanoparticles by applying the pulsed magnetic field
S. Hayashi¹, H. Goto¹, M. Futagawa¹, Y. Takemura², S. Ota¹
(¹Shizuoka University, ²Yokohama National University)

はじめに

磁性ナノ粒子のバイオ医療応用において、磁性ナノ粒子設計や最適な磁場条件の決定には磁性ナノ粒子の磁気特性である磁気緩和現象の評価が必要である¹⁾。磁気緩和現象は粒子自身の回転によるブラウン緩和と磁化の回転であるネール緩和の2種類に大別される。本研究ではパルス磁場を用いる手法²⁾で磁気緩和過程を直接的に観測し、磁気緩和過程の磁場強度依存性の実測に成功した。

実験方法・結果

実験にはシングルコア構造を有する酸化鉄ナノ粒子である SHA-20 (Ocean NanoTech, USA)を用いた。計測試料として粒子を純水中に分散した液体試料 (粘度 $\eta = 1.13 \text{ mP}\cdot\text{s}$)、グリセリンを用いて液体試料の粘度を調整した粘度調整試料 ($\eta = 12.4 \text{ mP}\cdot\text{s}$)、エポキシ樹脂を用いて粒子を物理的に固定した固体試料の3種類を用意した。計測用回路の時定数や感度を考慮して、計測時間領域に対応する4種類のインダクタンスの異なるコイルを用意し、100 ns–200 ms の広範囲での磁気緩和過程を観測した。印加したパルス磁場強度について、4.0–16.0 kA/m の範囲で計測を実施した。

Fig.1 はパルス磁場強度 8.0 kA/m における液体試料 (1.13 mP·s) と粘度調整試料 (12.4 mP·s) の磁気緩和過程、Fig.2 はパルス磁場強度を変えて計測した際の液体試料 (1.13 mP·s) の磁気緩和過程であり、それぞれ縦軸は最大磁化で正規化した値を示した。溶媒粘度の増加に伴い磁気緩和過程が遅れること、印加磁場強度が増加することで磁気緩和過程が早くなること³⁾を確認した。当日は、粒子の物理的回転の生じない固体試料の結果も交えて、磁気緩和過程から解析した磁気緩和時間の磁場強度依存性も含めて報告する。

謝辞

本研究の一部は、科研費 20H05652、23k26114、JST ACT-X JPMJAX21A5 の助成を受けて実施した。

参考文献

- 1) J. Carrey, B. Mehdaoui, and M. Respaud, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **109** (2011) 083921.
- 2) S. Ota and Y. Takemura, *J. Phys. Chem. C*, **123** (2019) 28859–28866.
- 3) T. Yoshida and K. Enpuku, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **48** (2009) 127002.

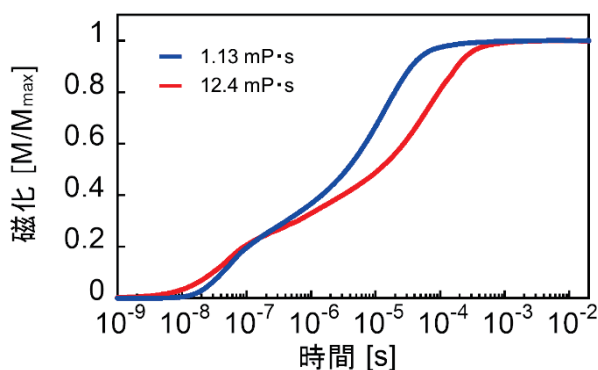


Fig.1 Time evolution of magnetization response under the pulsed magnetic field of 8.0 kA/m in $\eta = 1.13$ and $12.4 \text{ mP}\cdot\text{s}$.

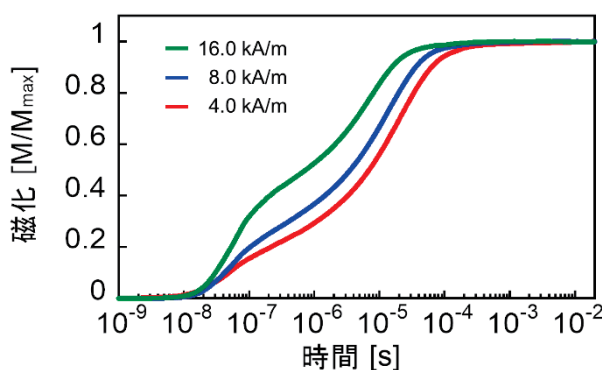


Fig.2 Time evolution of magnetization response under the pulsed magnetic field of 4.0, 8.0, and 16.0 kA/m in $\eta = 12.4 \text{ mP}\cdot\text{s}$.

磁気ナノ粒子周波数解析を用いた血液凝固評価システムの開発

内藤光輔, 山下 慶, 伊永 陸哉, 王 璿, 紀和 利彦
(岡山大学 大学院 ヘルスシステム統合科学研究科)

Development of Coagulation Measurement System Using Frequency Characteristics of Magnetic Nanoparticles

Kosuke Naito, Kei Yamashita, Rikuya Korenaga, Jin Wang, Toshihiko Kiwa
(Graduate School of Interdisciplinary Science and Engineering in Health Systems, Okayama University)

研究背景

現在, 臨床現場では心筋梗塞や脳梗塞, 血友病, 血栓症等の治療に用いられるワルファリンやヘパリンの投与量の指標を定めるため, 血液凝固検査が行われている. この検査では, 光学的手法, 力学的手法を原理とした検査機器が開発されている. しかし, 光学的手法では濁度の関係から全血液を遠心分離し, 血球成分を取り除いた血漿を用いる必要があり, 溶血や乳びといった共存物質の影響を受ける. また, 力学的手法では全血液を使用できるが, 赤血球や白血球, フィブリン塊などの影響を受け, 止血機能の過剰評価の可能性¹⁾がある. 磁気ナノ粒子の Brown 緩和時間が溶媒粘度に依存することが知られている²⁾. そこで本研究では, 磁気ナノ粒子の周波数特性を計測することで血液の粘度と関連する凝固状態を評価するシステムを開発した.

実験方法

本研究では, 励磁コイルとグラジオメータとなる検出コイルを同心円状に配置して中心部にサンプルを挿入し測定を行った. 励磁コイルの銅線の直径が 0.8 mm, 巻き数が 74 回であり, 検出コイルは銅線の直径が 0.2 mm, 各巻き数が 125 回とした. 入力信号と出力信号の振幅比および位相差からサンプルの周波数特性を解析した. 入力信号は, 励磁コイルに 0.1 Ω のシャント抵抗を挿入し, シャント抵抗間電圧を検出した. 出力信号は, グラジオメータに生じた起電力を検出した. 信号の検出は共に, 独立した 2 つのロックインアンプを用いて測定した. 測定条件は周波数測定範囲が 30 -10000 Hz, 励磁コイルへの印加電圧は, 0.1 V_{p-p} とした. 止血機能の評価には正常血漿と血液凝固因子である第Ⅷ因子が欠乏し, 血液凝固が発生しない第Ⅷ因子欠乏血漿を用いた. 測定サンプルには凝固剤として用いられる塩化カルシウム溶液や血漿による磁気ナノ粒子の凝集の影響を考慮するため, 正常血漿, 第Ⅷ因子欠乏血漿の他に純水と塩化カルシウム溶液の 4 条件を調製した. 磁気ナノ粒子は Synomag[®]D70 を使用し, 鉄量が 500 μ g, 塩化カルシウム溶液は終濃度が 45 mM, サンプル量 200 μ L となるよう調整し, 純水, 正常血漿, 第Ⅷ因子欠乏血漿を各々 132 μ L 添加した. 測定はサンプル調製完了の 20 分後から開始した.

実験結果

Fig.1 は上記の周波数範囲における各サンプルの磁気信号の変化である. 磁気信号のピーク時周波数は純水, 塩化カルシウム溶液, 塩化カルシウム溶液と正常血漿, 塩化カルシウム溶液と第Ⅷ因子欠乏血漿の順に 4168 Hz, 3144 Hz, 1789 Hz, 1172 Hz と低周波側に推移した. 正常血漿が第Ⅷ因子欠乏血漿と比較し, ピーク時の周波数が低くなっているため, 本システムにおいて血液凝固による粘度増加を磁気ナノ粒子の周波数特性から確認できることが示唆された.

参考文献

- 1) C. Solomon, et al., *Anesthesia & Analgesia*, pp721-730, 2012.
- 2) K Yamashita, et al., *IEICE Tech. Rep.*, pp11-16, 2023.

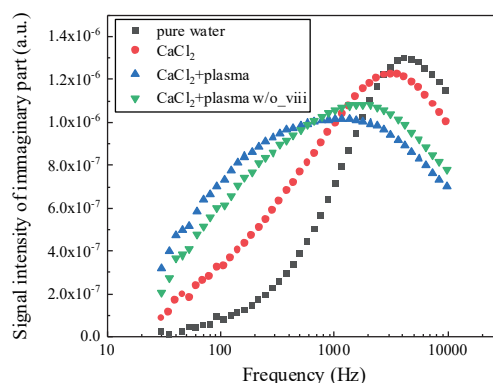


Fig.1 Imaginary part of the magnetic signal of Synomag[®]D70

タンパク質との抗原抗体反応による磁性ナノ粒子の凝集効果の評価

金子晃基¹, 村山 徹¹, トンタットロイ¹, 沖田和彦², 坂天弥¹, 田中深雪¹, 田中良和¹, 薮上 信^{1,2}
(¹ 東北大学, ² Tohoku-TMIT, Ltd.)

Observation of aggregate of magnetic nanoparticles with protein

K. Kaneko, T. Murayama, L. Tonthat, K. Okita, A. Ban, M. Tanaka, Y. Tanaka, S. Yabukami
(Tohoku University, *Tohoku-TMIT, Ltd.)

1.はじめに

スイッチ磁界に対する磁性ナノ粒子の応答性から抗原抗体反応によりタンパク質(GDF-15)¹⁾を検出した。タンパク質が磁性ナノ粒子の凝集性を促進することを, TEM 観察およびスイッチ磁界による応答性評価等により明らかにした。

2.実験方法

本システムは磁性ナノ粒子へのスイッチ磁界の応答性を検出可能である²⁾³⁾。試料は永久磁石(NdFeB 磁石, 5 mm×4 mm×3 mm, 表面磁束密度 21 mT)で約 300 秒間着磁され, 続けて針状 NiFe ヨーク上で 300 秒間磁化した後に, スイッチ磁界を±0.06 mT ステップ間隔で 30 秒間かけつつ 20 回転し, 回転ごとに磁界センサで磁性ナノ粒子の漏れ磁界を検出する。本サンプルは, Protein A が添加された磁性ナノ粒子 (Nanomag-D, 平均粒径 130 nmφ) と 1 次抗体 (GDF-15 antibody) を結合させた後, 抗原となるタンパク質 (GDF-15) と約 30 分間抗原抗体反応をさせた³⁾。GDF-15 の濃度は 0, 1, 10 ng/ml と変化させた。

また, GDF-15 の有無による磁性ナノ粒子の結合の変化を確かめるために TEM 観察を行った。GDF-15 濃度は 0, 1000 ng/ml とした。Holey マイクログリッド (EM ジャパン社) にカーボン膜を張り親水化した後, サンプルを 3 μl 滴下して静置した。その後, サンプルをろ紙で吸い取り, 25 %EM ステイナー (日新 EM 社) で染色し, 透過電子顕微鏡 (JEM-1400 Plus) で観察した。

3.測定結果

Fig. 1 はタンパク質 (GDF-15) の濃度を段階的に変化させて, 磁性ナノ粒子/抗原凝集体の光学顕微鏡写真を示したものである。抗原濃度が増えるに従って, 磁性ナノ粒子/抗原の凝集が進み凝集体の色が濃くなり, 凝集が促進される様子が確認出来る。これは抗原と磁性ナノ粒子がクロスブリッジを形成し, 磁性ナノ粒子間の距離が近づき, 静磁気結合が増加したためだと考えられる³⁾。Fig.2 は TEM 画像である。濃度 0, 1000 ng/ml 各 3 画像に解析ソフト MIPAR で解析を行い, 画像上の凝集体の個数と大きさを計測した。その結果, 0.03 μm² より大きい凝集体の割合が濃

度 1000 ng/ml で約 5.8 %, 0 ng/ml では約 4.2 %であり, GDF-15 が 1000 ng/ml 含まれた方が高い数値となった。Fig.3 は, 0.01 μm² ほどの範囲で凝集体の個数の割合をグラフ化した図であり, 0.03 μm² より大きい範囲で 1000 ng/ml の方が高い数値を示している。抗原と磁性ナノ粒子のクロスブリッジが生じて, 凝集体のサイズが大きくなったと考えられる。

謝辞

本研究の一部は AMED Moonshot プロジェクト (JP23zf0127001), JST 大学発新産業創出基金事業可能性検証 (JPMJSF23C4), テルモ生命科学振興財団の成果である。

参考文献

- [1] Khalid Sawalha et.al. Current Heart Failure Reports, Vol.20, pages 287-299(2023)
- [2] Loi Tonthat et.al., AIP Advances, Vol.9, No. 12, 125325 (2019).
- [3] Shin Yabukami et.al. AIP Advances, Vol.14, Issue 3, 035102(2024).

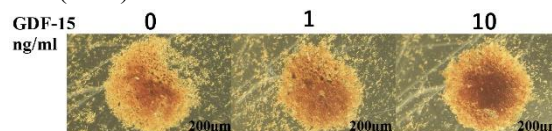
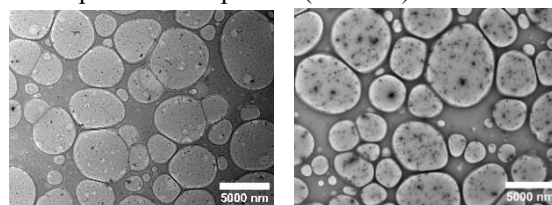


Fig. 1 Photographs of the aggregates of magnetic nanoparticles and protein (GDF-15).



(a) GDF-15 0 ng/ml (b) GDF-15 1000 ng/ml
Fig. 2 TEM measurement image of sample.

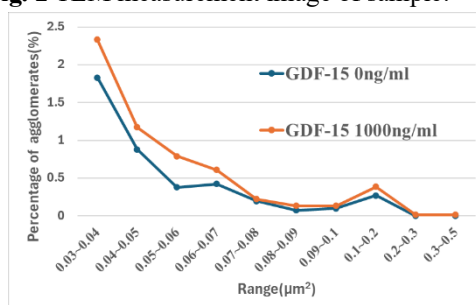


Fig. 3 Comparison of the number of agglomerates in TEM images.

超広帯域における磁性ナノ粒子およびタンパク質の磁化率評価

舩井亮哉¹, 本多順一¹, 村山徹¹, トンタットロイ¹, 沖田和彦², 桑波田晃弘¹, 藪上信^{1,2}

(¹ 東北大学, ²Tohoku-TMIT 株式会社)

An Ultra-Broadband Magnetic Susceptibility Evaluation of magnetic nanoparticle and protein

R. Masui¹, J. Honda¹, T. Murayama¹, L. Tonthat¹, K. Okita², A. Kuwahata¹, S. Yabukami^{1,2}

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

1 はじめに 転移性癌, ミトコンドリア病, 高血圧症などの疾患診断としてそのバイオマーカーであるタンパク質を迅速に検出することが求められている。しかし, 従来のウイスタンブロット法[1], 酵素結合免疫吸着検定法(ELISA)[2], 質量分析法[3]は大がかりで高価な装置やそれを操作できる高度な技術者を必要とする。本研究ではこれらの課題を克服する検出法として超広帯域での磁性ナノ粒子およびタンパク質の磁化率評価の検討を行った。

2 計測方法 サンドイッチ法のイムノアッセイを用いて今回の標的タンパク質である GDF-15(Growth Differentiation Factor-15)[4]を検出する。まず, 金を成膜したガラス基板に COOH-SAM (11-mercapto-1-undecanoic acid) を有する SAM(self-assembled monolayer)を形成した。次に GDF-15 抗体(Monoclonal mouse IgG2B, R&D Systems)の溶液(0.5 mg/ml)を添加し, 一次抗体としてガラス基板上の COOH-SAM に固定化した。その表面を GDF-15 溶液(0, 0.5, 5, 50 $\mu\text{g}/\mu\text{l}$)に浸漬させ, 続けて二次抗体であるビオチン化抗体(Goat poly, 0.2 $\mu\text{g}/\mu\text{l}$, R&D Systems)とストレプトアビジンコート磁性ナノ粒子 (SPHEROTM Coated Superparamagnetic Particles, 0.25 $\mu\text{m}\phi$, 5 mg/ml)を添加し, 結合させた。最後にビオチンコート蛍光粒子とストレプトアビジンコート磁性ナノ粒子を添加した。シグナル増幅のため, 上記の操作を3回繰り返し行った。調製した試料は PET フィルムを介してマイクロストリッププローブにセットされる。そこに電磁石を用いてプローブによる RF 磁場と垂直となるように直流磁場を印加する。はじめに 1.8 T の直流磁場により S_{21} をキャリブレーションし, その後 1.47, 1.1, 0.73, 0.37, 0.18, 0 T の直流磁場における S_{21} を測定し, 複素インピーダンスと磁化率を求めた。

3 計測結果 Fig. 1 は 5 $\mu\text{l}/\text{ml}$ の GDF-15 溶液を添加したときの直流磁場に対する透過係数(S_{21})の実部の周波数特性グラフである。強磁性共鳴でのエネルギー吸収は 10-20 GHz 付近で観察された。0.37 T 以下の低い直流磁場では磁性ナノ粒子がランダムに配向しているため明確な強磁性共鳴は観察されな

った。しかし, 直流磁場を増加させると, 強磁性共鳴は鋭くなり, FMR 周波数は高周波側にシフトした。Fig 2 は 10 GHz 以下の磁化率($\kappa = \kappa' - j\kappa''$)の実部 κ' の平均値と強磁性共鳴における虚部 κ'' の損失ピークを GDF-15 の関数として示したものである。GDF-15 の濃度増加に伴って κ' , κ'' は増加した。これによって超広帯域での磁化率評価によりタンパク質検出が可能であることが示された。

謝辞 磁化率評価にご協力いただいた東北大学 斉藤伸教授, 岩動大樹様に感謝します。また, 本研究の一部は JST 大学発新産業早出基金事業可能性検証(JPMJSF23C4)により実施した。

参考文献 [1] C. Favrot et al., *Veterinary Dermatology*, 28, pp.180 (2017).[2] D.M. Rissin et al, *Nature Biotechnology*, 28, pp. 595-599 (2010).[3] K. Tanaka, H. Waki, Y Ido, S. Akita, Y. Yoshida, T. Yoshida, T. Matsuo, *Rapid Communications in Mass Spectrometry*, 2, pp. 151-153 (1988).[4] K. Sawalha et. al., *Current Heart Failure Reports*, 20:287-299(2023).

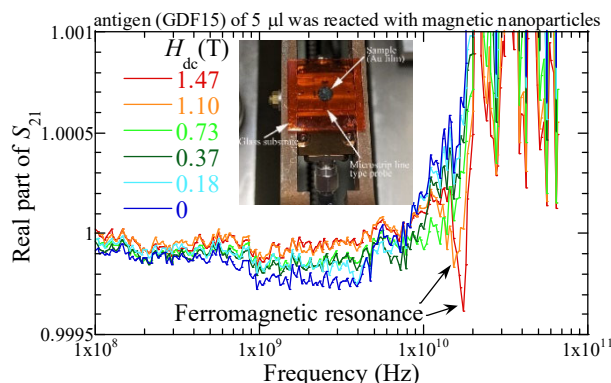


Fig. 1 Real part of the transmission coefficient (S_{21}) plotted against the DC magnetic field.

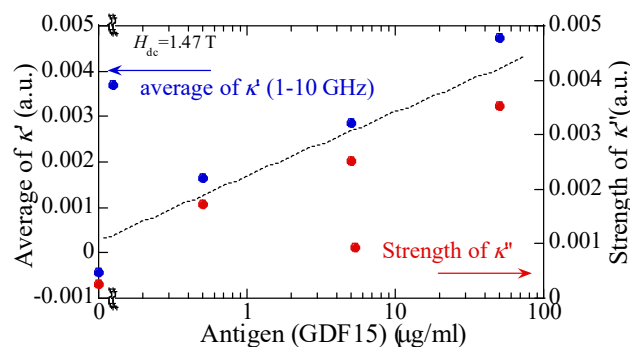


Fig. 2 Magnetic susceptibility as a function of the GDF15 when the DC magnetic field is 0.

高性能バイモルフ U 字型振動発電デバイスの実現に向けた 負の逆磁歪材料の振動発電特性の評価

角田 稜悟¹、杉山 太一¹、岡田 拓¹、藤枝 俊^{2,3}、清野 智史^{1,2}、中川 貴^{1,2}
(¹大阪大工、²大阪大 OTRI-SPIN、³島根大先端マテリアル研究開発共創機構)

Evaluation of vibration power generation properties of negative inverse magnetostrictive materials
for application to high-performance U-shaped bimorph devices.

R. Tsunoda¹, T. Sugiyama¹, T. Okada¹, S. Fujieda^{2,3}, S. Seino^{1,2}, T. Nakagawa^{1,2}

(¹Graduate School of Engineering, Osaka Univ., ²OTRI-SPIN, Osaka Univ., ³IAMR&D, Shimane Univ.)

はじめに

IoT の普及に伴い、メンテナンスフリーの電源としてエネルギーハーベスティングの活用が期待されている。様々な方式が検討されている中、磁性体の逆磁歪効果を利用した振動発電エネルギーハーベスティングは、高い耐久性および高い発電効率を有し、身近に頻発する低い周波数の振動にも対応できるため注目されている¹⁾。現在、振動発電用の材料として、正の飽和磁歪を持つ材料（正の逆磁歪材料）を U 字型フレームの表側だけに貼り付けたユニモルフ構造のデバイスが注目を集めている。正の逆磁歪材料に加え、フレームの裏側に負の飽和磁歪を持つ材料（負の逆磁歪材料）を貼り付けたバイモルフ構造では、さらなる高性能化が期待される²⁾。そこで、本研究では、バイモルフ U 字型デバイスの開発に向けて、負の逆磁歪材料候補の振動発電特性の評価を行った。

実験方法

Fig. 1(a)に示すように、厚さ 0.5 mm の鉄製の U 字型フレームの裏側に負の逆磁歪材料候補（約 $16 \times 4 \times 0.5 \text{ mm}^3$ ）を貼り付けたコアに、3638 巻の空芯コイルを取り付けてデバイスを製作した。本デバイスの固定端を加振機で強制的に 100 Hz で振動させた際にコイルに発生する交流の開回路電圧を測定し、そのゼロからピーク値 V_{op}^{op} を評価した。この際、自由端に錘を取り付け、機械共振周波数が 100 Hz で自由端の変位が 2.0 mm となるように調整した。

実験結果

負の逆磁歪材料候補として、Ni 金属と $\text{Cu}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ (Cu-Co フェライト) に着目した。Ni 金属および Cu-Co フェライトの飽和磁歪は、それぞれ 37 ppm および 341 ppm である²⁾³⁾。これらを搭載したデバイスの V_{op}^{op} のバイアス磁束依存性を Fig.1(b)に示す。 V_{op}^{op} はバイアス磁束の増加に伴い増大し、ピークを示す。Ni デバイスおよび Cu-Co フェライトデバイスの V_{op}^{op} の最大値は、それぞれ 1.04 V および 0.28 V であった。つまり、Cu-Co フェライトと比較して、Ni の飽和磁歪は小さいが、優れた振動発電特性を示すことが明らかになった。

参考文献

- 1) T. Ueno, *AIP Adv.*, **9** (2019) 035018.
- 2) T. Sugiyama *et al.*, *IEEE Tras. Magn.*, **59** (2023) 8000906.
- 3) S. Kosugi *et al.*, *Mater. Trans.*, **64** (2023) 2014.

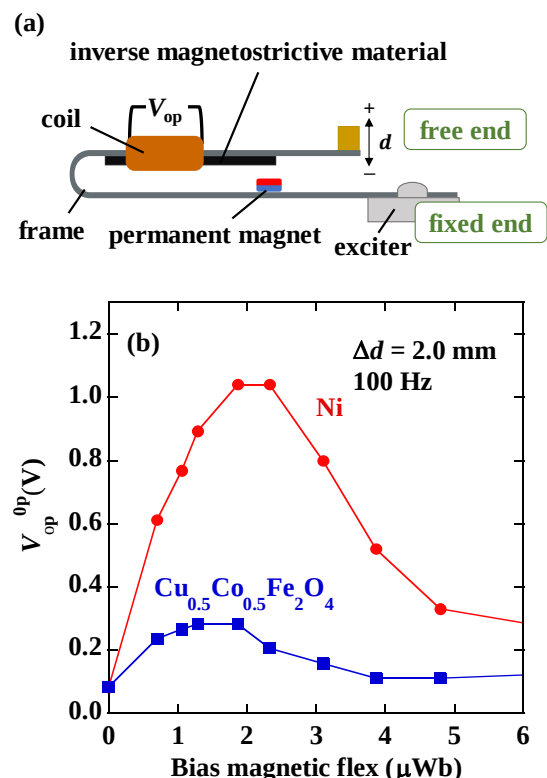


Fig. 1 (a) Schematic of test device and (b) bias magnetic flux dependence of maximum voltage V_{op}^{op}

拡張型ランダウ自由エネルギーモデルによる スキルミオン形成過程における DMI エネルギー密度解析

東理大先進工¹, 岡山大学², 京都大学³, 東京大学⁴

°(M1)町田 陽太郎¹, (M2)谷脇 三千輝¹, Foggianto Lira Alexandre¹,
三俣 千春¹, 大林 一平², 平岡 裕章³, 石坂 香子⁴, 小嗣 真人¹

DMI Energy Density Analysis in the Formation Process of Skyrmions by Extended Landau Free Energy Model

Tokyo Univ. of Sci.¹, Okayama Univ.², Kyoto Univ.³, Univ. of Tokyo⁴,

°(M1)Yotaro Machida¹, Michiki Taniwaki¹, Alexandre Lira Foggianto¹,

Chiharu Mitsumata¹, Ippei Obayashi², Yasuaki Hiraoka³, Kyoko Ishizaka⁴, Masato Kotsugi¹

E-mail: 8224566@ed.tus.ac.jp

「スキルミオン」は、渦状のナノ磁気構造を持つトポロジカル欠陥の一種であり、高性能のメモリ素子を実現する可能性があるとして、近年注目されている。スキルミオンの形成や消滅、安定性には、ジャロシンスキー・守谷相互作用(DMI)が関係しているが、スキルミオンの形成過程は未だ完全に理解されておらず、実デバイスの設計には課題が多く残っている^[1]。

我々はこれまでに、拡張型ランダウ自由エネルギーモデル(eX-GL)を開発し、トポロジを活用した磁区構造の記述や、データ空間でエネルギー安定性を解析してきた^[2]。本研究では、スキルミオン形成過程に eX-GL モデルを展開し、スピントクスチャーの構造変化と DMI エネルギー密度の関係性をデータ空間上で描画し、スキルミオンの形成過程を解析した。

スキルミオンの形成過程は、Mumax³ による LLG シミュレーションによりデータ生成した。DMI 定数は、1.25, 1.30, 1.40, 1.50, 1.60, 1.75 mJ/m³ の計 6 種類設定し、外部磁場依存性を計算した。得られたスピントクスチャーにパーシステントホモロジー(PH)解析^[3]を適用し、特徴量を抽出した。また、DMI エネルギー密度およびスキルミオン形成にかかわる種々のエネルギー密度を算出した。機械学習では、説明能力の高い主成分分析(PCA)を用いて、構造変化とエネルギーの関係性を定量的に結び付けた。

eX-GL を用いてスキルミオンの形成過程をデータ空間で描画した(Fig.1)。本図により、スピントクスチャーの構造変化に必要なエネルギーコストを解析できる。スキルミオンの形成に伴って DMI エネルギー密度が急峻に増加し、閾値を超えるとストライプドメインが消失し始め、スキルミオン相が安定し始める振る舞いを捉えている。特徴量の物理的解釈を行ったところ、PC1 は磁化の良質な説明変数で、PC2 が DMI の説明変数であることが示唆された。これにより、スキルミオンの形成過程を定量的に解析できる。また、PC1 と DMI エネルギー密度の差分の関係を示す(Fig.2)。この結果をスピントクスチャー変化と結びつけることで、目視では確認が難しいわずかな構造変化を捉えることができる。

本研究では拡張型ランダウ自由エネルギーモデルをスキルミオンの形成過程に展開し、スピントクスチャーの構造変化と DMI エネルギー密度変化の関係をデータ空間で描画することに成功した。得られた特徴量は磁化および DMI とロバストに接続できることを明らかにした。

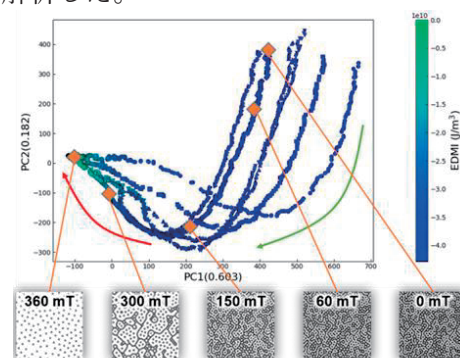


Fig.1 DMI energy costs using eX-GL

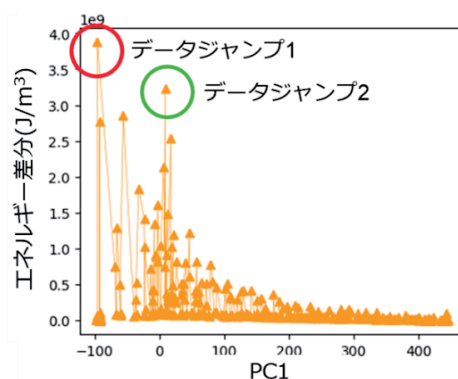


Fig.2 DMI energy costs using eX-GL

[1] Y. Tokura, N. Kanazawa, *Chem. Rev.* **121**, 2857-2897, (2021)

[2] S. Kunii, *et al.*, *Sci Rep*, **12**, 19892 (2022).

[3] I. Obayashi, T. Nakamura, and Y. Hiraoka, *J.Phys. Soc. Jpn*, **91**, 091013 (2022)

機械学習によるスピントクスチャーの物理的解釈

清水 直人¹, 長岡 竜之輔¹, 町田 陽太郎¹, Lira Foggiatto Alexandre¹, 小嗣 真人¹
(東理大¹)

Physical interpretation of spin texture using machine learning

Naoto Shimizu, Ryunosuke Nagaoka, Yotaro Machida, Alexandre Lira Foggiatto, Masato Kotsugi
(Tokyo Univ. of Science)

はじめに 近年、情報化社会の急速な発展を背景に、スキルミオンと呼ばれるトポロジカルな磁気構造を情報担体として利用した、新規メモリデバイスの開発が期待されている^[1]。スキルミオンは形成する温度及び磁場の領域が狭く、制御が困難である。そのため、形成の安定化を図るためにスピントクスチャーと Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用(DMI)等の物理パラメーターとの関係接続を行うことが大きな課題となっている。従来では畳み込みニューラルネットワークによるスピントクスチャーの DMI 推定が行われていたが、モデルの解釈は説明困難であった^[2]。本研究では、深層学習モデルに解釈性を付与する手法を適用することで、DMI 定数とスキルミオン形成の関係を解析することを目標とした。具体的には、シミュレーションで取得したスピントクスチャーに対して畳み込みニューラルネットワークを適用し、Gradient-weighted Class Activation Mapping(Grad-CAM)による特徴抽出とその物理的解釈を行った^[3]。

実験方法 mumax³を用い、Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程式に基づくマイクロマグネティックシミュレーションにより、外部磁場依存のスピントクスチャー画像を取得した。材料パラメーターとして DMI 定数を 7 種類に設定した。次に、生成した画像に対して畳み込みニューラルネットワークを適用し、DMI 定数の分類モデルを作成した。さらにモデルに対して Grad-CAM を適用し、画像分類の根拠部分をヒートマップで可視化した。また、隣接セルの磁気モーメントを用いて DMI エネルギー密度の算出を行い、そのマッピングを行った。これらのマッピング結果より、DMI 定数が構造に与える寄与因子の物理的解釈を考察した。

結果および考察 DMI 分類モデルに対して Grad-CAMを用いて判断根拠を可視化した画像(左)と DMI エネルギー密度をマッピングした画像(右)を Fig.1 に示す。Grad-CAM で示された画像分類の根拠と DMI エネルギー密度の低い領域が多くの箇所で一致した。したがってモデルは DMI エネルギーの安定相に敏感に反応し、構造とエネルギー密度の因果関係を抽出できていると考えられる。解釈が困難とされている深層学習を用いて、スピントクスチャー形成に物理的解釈を与えることに成功した。本手法により、予測精度の高い深層学習による、データ駆動的な磁区画像に対する物理的解釈を行うことが可能になると期待される。

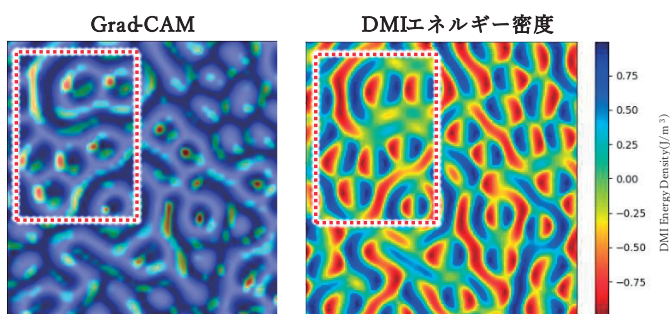


Fig.1 Contributing features visualized by Grad-CAM (left) and DMI energy density map (right)

参考文献

- [1] T. Yoshinori, K. Naoya, *Chem. Rev.* **121**, 2857-2897 (2021)
- [2] M. Kawaguchi, et al, *npj Computational Material*, **7**, 20 (2021)
- [3] R. R. Selvaraju, et al. *Proceedings of the IEEE international conference on computer vision*. 618-626 (2017)

偏極中性子小角散乱による Pt_3Fe 反強磁性体中の 強磁性ナノドメインの形態評価

三上翔也¹, 小林悟¹, 廣井孝介², 熊田高之², 元川竜平²
(¹岩手大学, ²JAEA)

Morphological characterization of ferromagnetic nanodomains for Pt_3Fe antiferromagnet by polarized small-angle neutron scattering

S. Mikami¹, S. Kobayashi¹, K. Hiroi², T. Kumada², R. Motokawa²
(¹Iwate Univ. ²JAEA)

はじめに

Pt_3Fe は $T_N=170\text{ K}$ 以下に $q_M=(1/2\ 1/2\ 0)$ 型の反強磁性秩序相を持つが[1], 1.3%程度の僅かな塑性歪みを加えただけで室温でも強磁性を示すことが知られている[2]。塑性変形により, すべり面である FCC {111} 面上に逆位相境界が形成し, 最近接 Fe 原子対が生ずることから, この強磁性の出現は最近接強磁性交換相互作用による強磁性ナノドメイン形成によると考えられている。本研究では, 偏極中性子小角散乱 (SANS) 実験により, 塑性変形した Pt_3Fe 単結晶における強磁性ナノドメインの磁気的形態 (形, サイズ) を明らかにすることを目的とする。

実験方法

[001] 方向に歪み 11.6% で引張変形した Pt_3Fe 単結晶試料を使用した。サイズ約 $2\times 1\times 10\text{ cm}^3$ に切り出した平板試料を 4 本, アルミニウムセルに並べて固定・封入した。[001] 方向が磁場方向となるようにセルを冷凍機にマウントし, 温度 $T=10\text{ K}$, 最大磁場 1T の条件で SANS 実験を行った。SANS 実験は日本原子力研究開発機構 JRR-3 に設置の集光型偏極中性子超小角散乱装置 SANS-J を用いた。中性子スピンの偏極方向が印加磁場に対して上向き (+), 下向き (-) の場合の散乱強度 $I^+(Q)$, $I^-(Q)$ を測定した。また, 磁場印加方向依存性を調べるため [110] 方向でも測定を行った。

実験結果

図 1 に中性子偏極方向に依存した散乱強度 $I_{\text{diff}}(Q)=I^+(Q)-I^-(Q)$ の磁場依存性 (磁場方向//[001]) を示す。 $I_{\text{diff}}(Q)$ は磁場方向に対して垂直方向 $\pm 20^\circ$ の角度範囲で取得した散乱強度であり, 磁場方向に向いた磁気成分の構造を反映している。 $Q<0.03\text{ \AA}^{-1}$ の領域で $I_{\text{diff}}(Q)$ に有意な散乱強度が現れ, その傾きは $Q<0.01\text{ \AA}^{-1}$ で緩やかになることが分かった。特に, 磁場 1T では傾きの変化は $Q\sim 0.005\text{ \AA}^{-1}$ 付近で起こるが, 磁場-0.2T では $Q\sim 0.008\text{ \AA}^{-1}$ 近傍で起こることが分かった。この結果は, 磁場 1T でサイズ約 130nm の強磁性ナノドメインが, 磁場を -0.2T まで減少させると約 80nm まで小さくなることを示唆している。

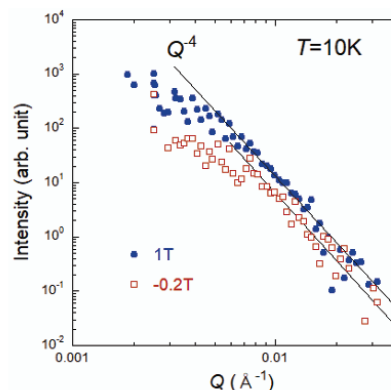


図 1. 磁場方向に垂直な Q 方向における $I^+(Q)$ - $I^-(Q)$ 。温度は 10K, 磁場は 1T と -0.2T。

謝辞

本研究の中性子散乱実験は, JRR-3 施設共用研究課題 (課題番号: 2023A-A17, 2024A-A27) において実施した。

参考文献

- 1) G.E. Bacon and J. Crangle, Proc. Roy. Soc. (London) A272 (1963) 387.
- 2) S. Takahashi, Y. Umakoshi, J. Phys.: Condens. Matter 2 (1990) 2133

垂直磁界アシスト式電磁誘導型振動発電デバイスの 軟磁性梁中における磁束分布に及ぼす短冊梁形状の影響

中村優太・神谷颯・大竹充
(横浜国大)

Influence of Rectangular Beam Shape on the Magnetic Flux Distribution in Soft Magnetic Beam
of Perpendicular Magnetic Field Assisted Electromagnetic Vibration Powered Generator

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

はじめに 環境発電デバイスは、IoT デバイスなどのワイヤレス化とメンテナンスフリー化のために必要となる自立型電源の候補として期待されている。振動発電のひとつである電磁誘導型は、内部抵抗が低いため高出力化が可能で、脆性材料を振動部材に使用しないため耐久性が高く、また、強誘電材料に比べて強磁性材料は温度安定性が高いなどの優位性を持つ。電磁誘導型の方式として、磁石揺動式や逆磁歪式¹⁻³⁾が知られているが、最近著者らは更なる高出力化が可能な垂直磁界アシスト式を開発し⁴⁾、昨年度の学術講演会でその基本動作原理を報告した⁵⁾。この方式では、梁材料に軟磁性材料を用いるため、その形状が振動特性だけでなく、形状磁気異方性に起因して磁化特性にも影響を及ぼし、その結果、発電性能も変化することが考えられる。そこで、本研究では、長さとし、厚さを一定とし、幅のみを変化させることにより梁の固有周波数は変化させずに、形状磁気異方性による磁化特性のみを変化させた。そして、振動発電時の梁内の磁束分布を調べることで、梁形状に関するデバイスの設計指針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、長さとし、厚さをそれぞれ 50 mm と 350 μm で一定とし、幅のみを 10~50 mm の間で変化させた。そして、梁の長さ方向の端から 10 mm の部分までを固定することにより片持ち状態にし、加振機により梁のみを 1.5 G の加速度で共振させた。そして、450 Oe の一様垂直アシスト磁界をヘルムホルツコイルにより印加し、Fig. 1(a)に示すように検出コイルを長さ方向に対してトレースさせることにより、磁束の分布を測定した。

実験結果 幅が 10 mm と 20 mm の梁に対して、コイルの位置 (Fig. 1(a)) を変化させて測定したピーク電圧の分布を Fig. 1(b)に示す。どちらの幅の梁においても、梁の中央部付近でピーク電圧が最大となった。ファラデーの電磁誘導の法則により算出した磁束密度変化量 (ΔB) の分布を Fig. 1(c)に示す。梁の中央部付近で ΔB が最大となっているのに対して、端部に近づくにつれて ΔB は減少している。LLG シミュレーションと照らし合わせた結果、端部では磁極が形成されることで、磁束方向が異なっていたことが要因として考えられる。当日は、その他の幅の梁を用いて測定した結果も含めて、梁形状が磁束分布に及ぼす影響を報告する。

- 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, 杉修一郎, 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, 石川瑛士, 川井哲郎, 二本正昭: 第47回日本磁気学会学術講演概要集, p. 259 (2023).

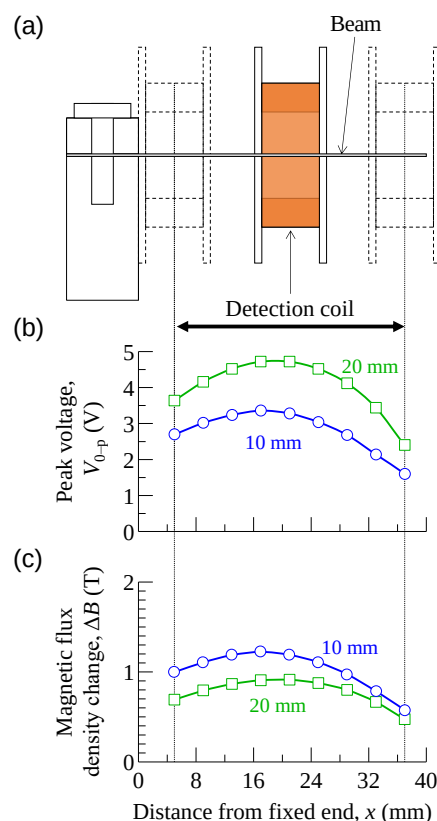


Fig. 1 (a) Cross-sectional schematic diagram of positional relationship between beam and coil. (b, c) Distributions of (b) peak voltage and (c) magnetic flux density change for beams of 10 mm and 20 mm width.

Pt/Fe/Pt を挿入した Nb/V/Ta 超格子における 超伝導特性の Pt 膜厚依存性

所風伍¹、成田秀樹¹、河原崎諒¹、飯島諒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}
(京大化研¹、京大 CSRN²)

Pt thickness dependence of superconductivity in Pt/Fe/Pt-inserted Nb/V/Ta superlattices
Fugo Tokoro¹, Hideki Narita¹, Ryo Kawarazaki¹, Ryo Iijima¹, Ryusuke Hisatomi^{1,2},
Shutaro Karube^{1,2}, Yoichi Shiota^{1,2}, Teruo Ono^{1,2}
ICR, Kyoto Univ.¹, CSRN, Kyoto Univ.²

はじめに

近年、空間反転対称性が破れた超伝導体において、外部磁場を印加することで起こる超伝導ダイオード効果が注目されている [1]。超伝導ダイオード効果とは、超伝導体に流せる電流の最大値である臨界電流が電流の方向に対して非相反になることで生じる現象である。最近では、外部磁場の代わりに超伝導体に挿入した強磁性体の磁化によっても超伝導ダイオード効果が制御できることが報告されている[2,3]。また、Fe/Pt/Nb の強磁性/金属/超伝導薄膜において、Pt を厚くすると超伝導転移温度が上昇することが知られている[4]。

今回我々は、空間反転対称性の破れた Nb/V/Ta 超伝導超格子にスピン軌道相互作用の大きい Pt と強磁性体である Fe を挿入した Nb/V/Pt/Fe/Pt/V/Ta 超格子における超伝導特性の Pt 膜厚依存性について報告する。

実験方法

MgO(100)基板上に、DC スパッタ法によって Pt の厚さが 0~5 nm の範囲で変化する傾斜膜となるように Pt/Fe/Pt ユニットを挿入した空間反転対称性の破れた[[Nb(2 nm)/V(2 nm)/Ta(2 nm)]₃/Nb(2 nm)/V(1 nm)/Pt(0~5 nm)/Fe(1.2 nm)/Pt(0~5 nm)/V(1 nm)/Ta(2 nm)]₁₀ 超伝導超格子薄膜を作製した。

この試料をフォトリソグラフィと Ar ミリングによって微細加工した素子が Fig. 1 である。各試料に対して薄膜面内で電流と垂直方向に外部磁場(B)を印加し、Fe を電流と垂直方向に磁化させ、ゼロ磁場に戻した。その後、超伝導体の超伝導転移温度、(非相反)臨界電流の Pt 膜厚依存性を調べた。

実験結果

Fig. 2 に超伝導転移温度(T_c)の Pt 膜厚(t_{Pt})依存性を示す。先行研究[4]の結果と同様に、Pt の膜厚が厚くなるにつれて超伝導転移温度の上昇が観測された。臨界電流も同様の傾向がみられた。これは Pt によって超伝導と強磁性の界面での近接効果が抑制されていることによると考えられる。

本発表では非相反臨界電流の Pt の膜厚依存性についての議論も行う予定である。

参考文献

- 1) F. Ando *et al.*, Nature **584**, 373–376 (2020)
- 2) H. Narita *et al.*, Adv. Mater. **35**, 2304083 (2023)
- 3) KR. Jeon *et al.*, Nat. Mater. **21**, 1008–1013 (2022)
- 4) M. Vélez *et al.*, JMMM, **240**, 580-582 (2002)

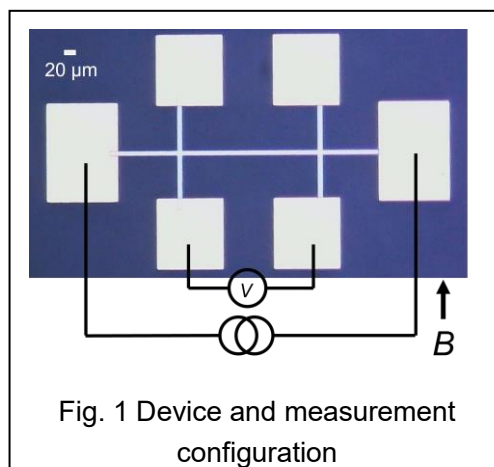


Fig. 1 Device and measurement configuration

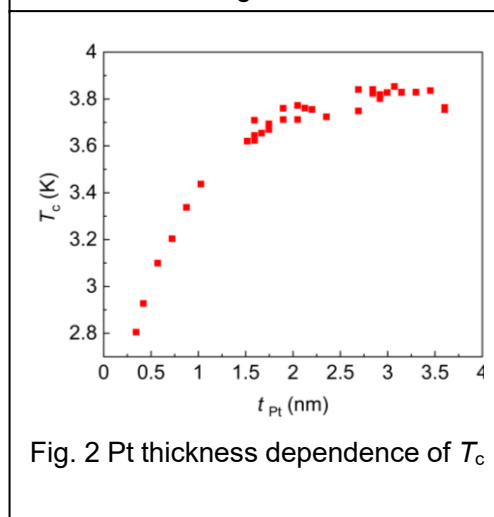


Fig. 2 Pt thickness dependence of T_c

ガーネット単結晶のファラデー回転測定

岩本真¹, 佐藤剛², 劉小晰¹

(¹信州大学, ²株式会社シリコンテクノロジー)

Faraday rotation of garnet single crystals

Shin Iwamoto¹, Tsuyoshi Sato², Xiaoxi Liu¹

(¹Shinshu University, ²Silicon Technology Cooperation)

はじめに

単結晶イットリウム・鉄・ガーネット($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, YIG)は 1300 nm 付近の光通信帯域において大きな磁気光学効果を示す、光アイソレータなどに応用されている単結晶である。その特性評価は主にファラデー回転測定、透過率測定である。本研究では、FZ(Floating Zone)法赤外線集光加熱装置を用いて育成した YIG 単結晶のファラデー回転角、透過率など特性を報告する。特に、Mn、Ce の添加によるファラデー回転角の可視から近赤外光における変化を報告する。

実験方法

本研究では、YIG 単結晶の(111)面に沿ってカット、研磨した厚さ 0.5mm 以下の円盤状単結晶を用いた。円盤の垂直方向に磁界を印加し、ファラデー回転角の磁界依存性を測定した。まだ、事前に透過率を測定し、ファラデー回転角測定のためのレーザー波長を決めた。

実験結果

Fig. 1 に厚さ 0.5 mm の単結晶の光波長 500 nm から 2000 nm までの透過率スペクトルを示す。単結晶は 1150 nm 以上の赤外線に対して、82%以上の透過率を示す。すなわち、低い光吸収特性を示す。光波長 1100 nm 以下では、急激な光吸収による透過率はほぼゼロと低い値を示す。なお、790 nm と中心約半値幅 75 nm の帯域では低い光吸収により光透過を観察された。波長 670 nm 以上の光吸収は八面体配位子遷移と考えるため¹⁾、この帯域は遷移禁止帯と考えられる。

Fig. 2 に 785 nm レーザーを用いた Ga 添加 YIG 単結晶のファラデー回転角の磁界依存性を示す。Ga 添加の単結晶では、わずか 300 Oe の磁界による飽和させことと共に、高いファラデー回転角を維持していることを確認できた。光アイソレータの応用に意味があると考えられる。

赤外レーザーを用いたファラデー回転角の測定や、他の添加元素によるファラデー回転角の影響に関して、学会で詳細に説明する。

参考文献

- 1) D.L.Wood and J.P. Remeika: J. Appl. Phys. 38, 1038 (1967).

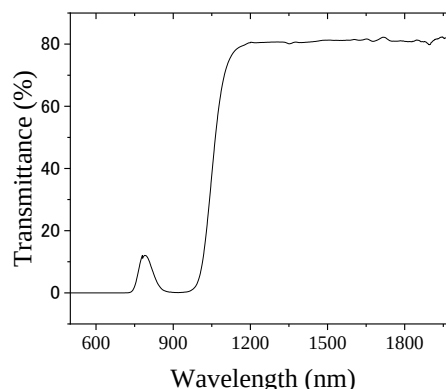


Fig. 1. The transmittance spectrum of YIG single crystal.

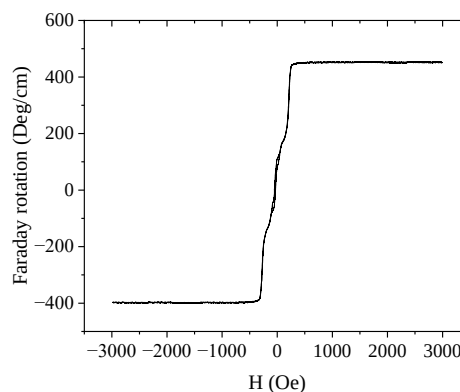


Fig. 2. The transmittance spectrum of YIG single crystal.

超短レーザーパルスによるフェリ磁性多層膜の磁化反転の観察

李 松田¹、高橋 龍之介²、和達 大樹²、杜 野¹、境 誠司¹

(¹量子科学技術研究開発機構; ²兵庫県立大学)

Observation of magnetization reversal induced by ultra-short laser pulse in ferrimagnetic multilayer films

Songtian Li¹, Ryunosuke Takahashi², Hiroki Wadati², Ye Du¹, Seiji Sakai¹

(¹National Institutes for Quantum Science and Technology; ² University of Hyogo)

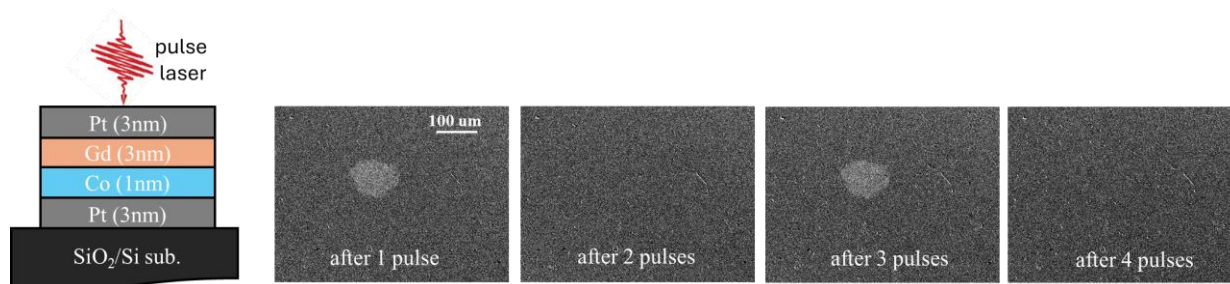
はじめに

不揮発性磁気メモリの更なる高速化や省エネ化には新たな高速磁化反転技術の開発が不可欠である。近年、超短パルスレーザーによる全光型磁化反転 (all optical switching, AOS) が、ピコ秒オーダーの超高速磁化反転の実現や低消費エネルギー化の可能性から注目されている¹⁾。これまで光磁化反転の研究は、フェリ磁性体 GdFeCo 合金²⁾を中心に行われてきたが、同合金は組成による AOS 特性の制御の難しさや低スピン偏極率等の問題を抱えており、AOS が可能な新奇材料の開発が期待されている。本研究では、そのような新奇候補材料として、人工格子 Gd/Co フェリ磁性多層膜の AOS 挙動の観察と特性制御を試みた。

実験方法と結果

磁気スパッタリング法により、熱酸化シリコン基板に Pt(3 nm)/Co(0.8~1.2 nm)/ Pt(3 nm)からなる人工格子フェリ磁性多層膜試料を作製した。波長 1030 nm、パルス幅 200 fs の超短パルスレーザーを用いて光磁化反転実験を行った。Kerr 効果顕微鏡により、光パルス照射による磁区構造の変化を観察した。

下図は Gd/Co フェリ磁性薄膜に単一光パルスを照射した後の磁区構造の Kerr 効果顕微像を示している。試料は外部磁場を印加して面直方向に磁化 (全体暗いコントラストが表わす) した後で光パルスの照射を行った。試料に対して光パルスを奇数回 (1, 3...) だけ照射した後は、照射領域の磁化方向は薄膜全体の磁化方向に反対となった (明るいコントラストが表わす)。一方、光パルスを偶数回 (2, 4...) だけ照射すると、照射領域の磁化方向は薄膜全体の磁化方向と一致した。このことから、Gd/Co 薄膜の AOS は単一光パルスにより決定論的に生じることが明らかになった。また、AOS はレーザーの偏光に依存しないことも判明した。



謝辞

本研究は JSPS 科研費(24K01335)、QST 理事長ファンドの支援のもと実施された。

参考文献

- 1) A. V. Kimel and Mo Li, Nat. Rev. Mater. **4**, 189 (2019)
- 2) C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing, Phys. Rev. Lett. **99**, 047601 (2007)

TbFeCo 磁性薄膜に対する Gd ドープと磁気物性の相関

竹島 大智, 山根 治起*, 安川 雪子
(千葉工大, 秋田産技センタ*)

Correlation between Gd doping and magnetic properties in TbFeCo magnetic thin films
T. Takeshima , H. Yamane* , Y. Yasukawa
(Chiba Inst. Tech., Akita Ind. Tech. Center*)

はじめに

アモルファス希土類-遷移金属 (RE-TM) フェリ磁性薄膜である TbFeCo は、磁気光学 (MO) 効果を示し、MO ディスクなどの光磁気材料として広く実用されてきた[1]。また、現在データ通信量の増大化や省電力化に伴い、GdFeCo を利用したレーストラックメモリに関する研究[2]といった RE-TM 金属の研究は盛んになっている。そこで、我々の研究グループは Gd が TbFeCo 磁性薄膜の磁気特性に及ぼす影響にて検討を行った。Gd は 4f 軌道に不対電子が 7 つあり、大きな磁気モーメントを有していることから、Gd のドープによって TbFeCo 磁性薄膜の磁気物性に変化が見られるのではないかと考えた。

実験方法

試料作製にはマグネトロンスパッタ法を用いた。試料は[SiN(20 nm)/ (Gd,Tb)FeCo (50 nm)/Glass] の Tb チップ枚数を 12 枚とし、Gd チップ枚数を 0,4,6,8,10 に変化させて作製した。なおチップのサイズは 5 mm×5 mm である。Gd:TbFeCo 薄膜については、Gd チップと Tb チップを配置した“複合ターゲット方式”で作製した。なお SiN 層は酸化防止膜である。試料の物性については、振動資料型磁力計 (VSM) で磁気特性を評価した。また、MO 効果は分光式極 Kerr 装置を用いて測定した。

実験結果及び考察

Fig.1 は [SiN(20 nm) / (Gd,Tb)FeCo (50 nm)/Glass]の Gd チップ枚数が 0 および 10 枚の薄膜の磁気特性を示す。Gd をドープすると保磁力が増加していることが確認された。他方、磁化の値は減少しているのが確認でき、Gd ドープにより薄膜は硬磁性的な特性となることが明らかとなった(Table 1)。

極 Kerr 回転角 (θ) の極性は、Gd をドープしていない TbFeCo 薄膜の結果と比較すると、極性は反転していた。これは Gd をドープしたことでフェリ磁性の補償組成を過ぎ、3d 磁気モーメントと 4f 磁気モーメントの寄与に変化があったためであると考えている。従って今後は 3d 磁気モーメントと 4f 磁気モーメントそれぞれの寄与についても明らかにする。また、今回の実験ではチップの枚数で議論を行っているため磁性膜の正確な組成議論が出来ていない。したがって、今後は発光分光分析法 (ICP) で薄膜の組成の詳細に決定して議論していく。概要原稿では Gd チップ 0 と 10 のみしか記載していないが当日は他の枚数時のデータについても議論する。

参考文献

- [1]佐藤「光と磁気」朝倉書店, (2001)
- [2] 野村 他 応用物理 2024 春季, 25a-P01-48

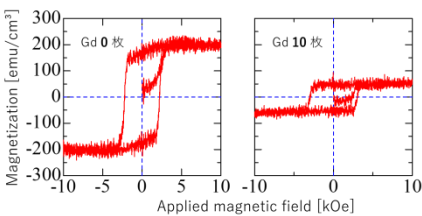


Fig1. VSM results with changes in number of Gd chips

Table 1. Changes in coercivity and magnetization as a function of the number of Gd chips

Gdチップ枚数	M_s (emu/cm ³)	$H_{C(\perp)}$ (kOe)
0	188.0	2.2
10	51.2	3.0

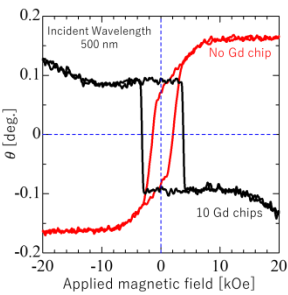


Fig2. Kerr loops with and without Gd chips

KEK PF における X 線強磁性共鳴分光装置の開発

上野哲朗, 武市泰男*, 水口将輝†, 岩澤英明, 大坪嘉之, 小野寛太*,
岡崎宏之, 李松田, 境誠司, 八巻徹也, 綿貫徹, 片山芳則
([†]QST, *阪大, †名大)

Development of an X-ray detected ferromagnetic resonance spectrometer at the Photon Factory, KEK

T. Ueno, Y. Takeichi*, M. Mizuguchi†, H. Iwasawa, Y. Ohtsubo, K. Ono*,
H. Okazaki, S. Li, S. Sakai, T. Yamaki, T. Watanuki, Y. Katayama
(QST, *Osaka Univ., †Nagoya Univ.)

はじめに

強磁性共鳴法と X 線分光法を組み合わせた X 線強磁性共鳴(X-ray detected ferromagnetic resonance: XFMR) 分光法は、元素選択的に磁化のダイナミクスを計測可能な手法として知られている[1]。XFMR 分光法では試料にマイクロ波磁場を印加して強磁性共鳴状態にし、スピンの歳差運動の射影成分に比例する X 線磁気円二色性(X-ray magnetic circular dichroism: XMCD)のシグナルを計測する。X 線のエネルギーを特定元素の内殻吸収端に合わせることで、化合物中の元素ごとのシグナルや多層膜中の層ごとのシグナルを個別に計測することができる。XFMR 分光法はこの元素選択性によって交流スピン流の検出法としても利用されている[2]。

実験方法と結果

我々はスピントロニクス材料や量子物質の磁気ダイナミクスの解析を目的として、高エネルギー加速器研究機構 物質構造科学研究所 放射光実験施設(KEK PF)の軟 X 線ビームライン BL-19B において XFMR 分光装置の開発を行ってきた。XFMR 分光装置は主にマイクロ波回路と X 線検出部で構成される。マイクロ波回路ではマイクロ波磁場と放射光 X 線パルスの同期、及び試料へのマイクロ波磁場印加のための増幅・フィルタリング等を行う。PF 電子蓄積リングのマスターオシレータ信号(約 500 MHz)をコムジェネレータに通して強磁性共鳴周波数(数 GHz)の信号を生成する。さらにフィルタ、アンプを通してコプレーナ型導波路(coplanar waveguide: CPW)に導入する。こうして CPW 上の試料にマイクロ波磁場が印加される。さらにディレイラインによってマイクロ波信号と放射光 X 線パルスの間の時間遅れを制御することができる。

本装置では薄膜試料の基板(MgO 等)に X 線が照射された際に生じる可視発光(X-ray excited optical luminescence: XEOL)を検出する。そのため試料直下には集光レンズ系と可視光検出器が設置されている。なお可視光検出器は真空チャンバーの外側に設置されており、フォトダイオードや光電子増倍管、可視光分光器など様々な検出器を簡単に交換して実験することができる。また XFMR 測定を効率化するため、Cr イオン注入による MgO 基板の改質を行ったところ、XEOL 信号の増大に効果があったことがわかった[3]。

XFMR 分光法の実証として、スパッタ成膜した MgO 基板上のパーマロイ薄膜 MgO(001)/Ni_{0.8}Fe_{0.2}(30 nm)/Cu(2 nm)の測定を行った。試料に 3.5 GHz のマイクロ波を印加した状態で、Fe L₃ 吸収端と Ni L₃ 吸収端においてディレイスキャンを行い、正弦波状の XFMR 信号を得ることができた。正弦波の周期は約 286 ps であり、スピンの歳差運動に対応する XFMR 信号であることを確認した。このようにパーマロイ薄膜の元素別磁気ダイナミクス信号を計測することができた。

謝辞

本研究は QST 未来ラボ、QST-東北大マッチング研究支援事業、JSPS 科研費(JP15K17458, JP18K13984, JP21H05016)、島津科学技術振興財団、ひょうご科学技術協会の支援のもと実施された。XFMR 実験は放射光共同利用実験審査委員会の承認のもと KEK PF で実施された(課題番号 2018MP001, 2022G072)。

参考文献

- 1) C. Klewe *et al.*, Synchrotron Radiation News **33**, 12 (2020).
- 2) J. Li *et al.*, Physical Review Letters **117**, 076602 (2016).
- 3) T. Ueno *et al.*, QST Takasaki Annual Report 2021, p. 42 (2023).

Ga を添加した単結晶イットリウム鉄ガーネットの特性の評価

宮崎湧太、*佐藤剛、劉小晰
(信州大、*株式会社シリコンテクノロジー)

Characterization of Ga substituted single crystal Yttrium iron garnet

Yuta Miyazaki, *Tsuyoshi Satoh, Xiaoxi Liu
(Shinshu Univ., *Silicon Technology Corporation)

はじめに

単結晶イットリウム鉄ガーネット (YIG ; $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) は高いマグノン品質係数と低い電力損失を特徴に持つ。量子ビットのコヒーレンス時間が長いことから、量子コンピュータを実現するために有力な候補物質として期待されている¹⁾。 $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ の化学式で表される 5 個の Fe^{3+} の内 3 個は四面体サイト、2 個は八面体サイトを表しておりそれぞれ Fig. 1 (a), (b) に示す。四面体サイトはスピナップ、八面体サイトはスピンドアウンを表す。今回 Fe^{3+} よりイオン半径の小さい Ga^{3+} の添加効果を調べた。 Ga^{3+} の添加量が異なる単結晶 $\text{Y}_3\text{Fe}_{5-x}\text{Ga}_x\text{O}_{12}$ ($x=0, 0.1, 0.5, 1$) を作成し磁気特性について報告する。

実験方法

本実験の単結晶は FZ (Floating Zone) 法赤外線集光加熱装置を用いて育成した。育成した棒状の単結晶を (111) 面に沿ってカット、研磨し、直径 5 mm、厚さ 1 mm のディスク状に加工した。ディスクの垂直方向と面内方向それぞれに磁界を印加し、振動試料型磁力計 (VSM) を用いて磁気特性を測定した。

実験結果

Fig. 2 に面内方向における $\text{Y}_3\text{Fe}_{5-x}\text{Ga}_x\text{O}_{12}$ ($x = 0, 0.1, 0.5, 1.0$) の時の飽和磁化を示す。 Ga^{3+} の添加量を増やすと単結晶イットリウム鉄ガーネットの飽和磁化は減少していくことが分かる。これは Ga^{3+} のイオン半径が小さいため、四面体サイトに優先的に占めることでスピナップのモーメントが減り全体の磁気モーメントが減少したからと考えられる。

$\text{Ga} = 1.0$ の時は Ga^{3+} が Fe^{3+} のイオン半径の小さい Fig. 1(a) の四面体サイトに入り、スピナップとスピンドアウンの数がそれぞれ 2 個で同じ数になり全体の磁気モーメントを持たないと予想できるが、Fig. 2 の $\text{Ga} = 1.0$ の飽和磁化を見ると値は 20 emu/cc を示した。この原因並びに異方性磁界の添加量依存性、磁気共鳴測定結果などは学会で詳細に報告する。

参考文献

1) Y. tabuchi, S. Ichino, A. Noguchi, T. Ishikawa, and R. Yamazaki: et al., science., **349**, 6246 (2015).

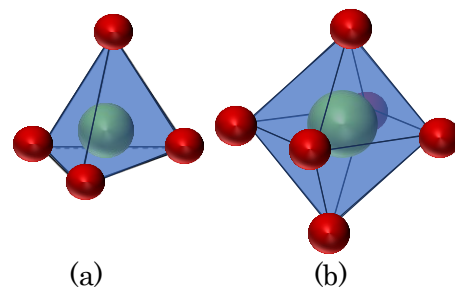


Fig.1. Tetrahedral (a) and octahedral (b) sites of the garnet structure

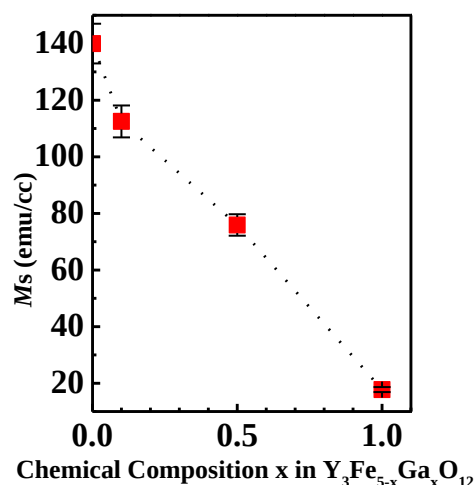


Fig.2. The dependance of saturation magnetization on x in $\text{Y}_3\text{Fe}_{5-x}\text{Ga}_x\text{O}_{12}$ ($x=0, 0.1, 0.5, 1$)

反強磁性 Cr における抵抗ひずみ感度の等方性に関する検討

小田 洋平¹・直江 正幸²・丹羽 英二²

(¹ 福島高専・² 電磁研)

Investigation of isotropy of strain sensitivity of resistance in antiferromagnetic Cr

Y. Kota¹, M. Naoe², and E. Niwa²

(¹Fukushima KOSEN, ²DENJIKEN – Research Institute for Electromagnetic Materials)

1 はじめに

ひずみゲージは、材料に加わる応力やひずみを電気信号として検出するセンサ素子であり、様々な分野で広く応用されている。ゲージ率 (GF) は一軸ひずみ ε に対する抵抗 R の相対的な変化を示す割合 ($GF \equiv (\Delta R/R)/\varepsilon$) で定義され、ひずみ感度を表す重要な指標の一つである。ひずみゲージの材料として我々は反強磁性 Cr および Cr-N に着目している。Cr および Cr-N は、半導体ゲージの GF~100 より小さいものの、他の金属ゲージと比較してかなり大きい 10 程度の GF を示し、さらに Cr-N においては抵抗温度係数をほぼゼロに制御可能という長所がある。また最近 Cr-N において GF の等方性に由来する大きな横感度応答が観測され、その性質の利用により力学量センサのさらなる小型化と高耐荷重化が期待されている^{1,2)}。我々のこれまでの研究では、反強磁性 Cr の大きな GF が、Cr で顕著に観測される磁気体積効果と関連があると考え、電子状態の第一原理計算により理論的な検討を行ってきた³⁾。その結果、一軸ひずみによって体積変化が生じると、静水圧を加える場合と同様に、磁性や電子状態の顕著な変化が観測されることが明らかとなった。電子状態の変化に伴ない電気伝導に関わるフェルミ準位の状態も影響され、近似的な方法で GF を見積もったところ 10 程度の大きさとなり、実験事実を半定量的に再現できることを示した。今回の研究では、反強磁性 Cr の GF の等方性について検討するために、ひずみの方向を変えた場合の GF の計算を行った。一軸ひずみを加える方向が結晶の [100] 方向の場合と [110] 方向の場合とを比較した結果について報告する。なお電子状態の第一原理計算には Vienna ab-initio Simulation Package (VASP) を使用した。

2 結果および考察

Fig. 1(a), (b) は、反強磁性 Cr のフェルミ準位 (E_F) 付近での状態密度 (DOS) の計算結果である。一軸ひずみの大きさを $\varepsilon = -1, 0, +1\%$ と変化させており、ひずみの方向が [100] 方向の場合と [110] 方向の場合の比較を示している。なお一軸ひずみに対する横方向については内部応力がゼロとなるように構造の最適化を行った。計算結果より $\pm 1\%$ のひずみにより E_F 近傍で DOS のシフトが生じており、 E_F 直上での DOS の大きさが変化していることがわかる。なお V あるいは Fe で同様の計算をしてもここまで顕著な変化は生じないことから Cr 特有のひずみ応答と言える。Fig. 1(c) は E_F 直上の DOS の変化割合をひずみ ε に対してプロットした結果である。ひずみ方向が [100] および [110] 方向のどちらの場合においても 1% のひずみに対して DOS が 10% 程度変化しており、近似的に $GF \approx (\Delta D/D_0)/\varepsilon$ とおくと 10 程度の値となる。ただ傾向や変化の大きさ自体はひずみの方向に依らずほとんど変わらないことから、用いた近似の範囲内では反強磁性 Cr のひずみ応答は等方的であり、実験事実と整合する結果となった。

References

- 1) E. Niwa, IEEJ Transactions on Sensors and Micromachines, **141**, 409 (2021).
- 2) E. Niwa, IEEJ Transactions on Sensors and Micromachines, **143**, 211 (2023).
- 3) Y. Kota, E. Niwa, and M. Naoe, J. Appl. Phys. **129**, 203901 (2021).

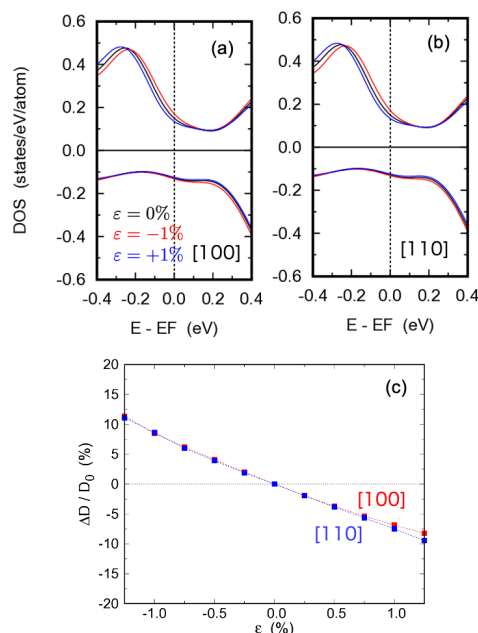


Fig. 1 (a), (b) Calculation result of DOS around E_F under the uniaxial strain (ε) along the [100] and [110] direction. (c) ε dependence of the DOS change at E_F .

柔軟なスピン状態を示すシアン化物イオン架橋 CoFe 錯体の創出

関根 良博、中尾 亮介、速水 真也
(熊本大学)

Development of Cyanide-bridged CoFe Complexes Exhibiting Flexible Spin States
Yoshihiro Sekine, Ryosuke Nakao, Shinya Hayami
(Kumamoto University)

はじめに

分子性化合物は、分子が有する固有の構造、電子状態及びスピン状態をもつ。外部刺激に応じて物質の電子状態・構造を可逆に変換可能な分子の開発は、温度や光などの外部刺激に応答して磁気特性が可逆にスイッチング可能な機能性分子材料への展開が期待できる。金属錯体は、任意の金属イオンと高い分子設計性を有する有機配位子からなる無機・有機複合体と見なすこともでき、配位子の分子設計・化学修飾に応じて錯体分子の軌道エネルギーや酸化還元電位を精密に制御することができる。

シアン化物イオンによって架橋された配位高分子であるプルシアンブルー及びその類縁体は、金属イオン間の電子的・磁氣的相互作用によって特異な電気・磁気特性を示すものがある。Co/Fe からなるプルシアンブルー骨格を有した金属錯体は、配位高分子とは異なり溶解性や電子状態の精密制御が可能な異なり、外部刺激に応じた金属イオン間電子移動の設計が容易である^[1]。本研究では、シアン化物イオン架橋からなる新規 CoFe 錯体の構築と化学修飾に基づく磁気スイッチング特性を解明した。

実験結果

有機溶媒中、Fe³⁺イオンと Co²⁺イオンを含む金属塩と有機配位子を混合させ、自己集積化させたのち、有機溶媒を自然濃縮させることで一義的に目的の錯体結晶を単離することに成功した。単結晶 X 線構造解析の結果、化合物 **1** はシアン化物イオンによって Fe イオンと Co イオンが架橋された環状四核コア構造を有し、四核コア構造から Fe イオンが 2 つ Co イオンへ配位することで六核骨格構造からなることが分かった。Co イオンの有機配位子を化学修飾することで得られた化合物 **2,3** も **1** と同型構造である。興味深いことに、化合物 **1,2** は温度変化によって金属イオン周りの配位結合長は変化しないが、化合物 **3** においてのみ温度変化によって顕著な結合長変化が観測できた。この結合長変化は、**3** における金属イオンの電子状態・スピン状態が変化したことが示唆される。そこで、スピン状態変化について明らかにするため、温度依存磁気測定を行った。その結果、**3** は $T_{1/2} = 197$ K において、急峻な $\chi_m T$ 値の変化を示した (図 1)。単結晶 X 線構造解析、メスバウアー分光および磁気測定の結果、この温度変化は $[\text{Co}^{\text{III}}_{\text{LS}}\text{-Fe}^{\text{II}}_{\text{LS}}] \rightleftharpoons [\text{Co}^{\text{II}}_{\text{HS}}\text{-Fe}^{\text{III}}_{\text{LS}}]$ の電子状態変化に基づくものであることが分かった。さらに、低温において低温相における混合原子価電荷移動遷移に該当する波長の光を照射したところ、 $\chi_m T$ 値は急激に増加し、光誘起準安定状態を生成できることが明らかとなった。

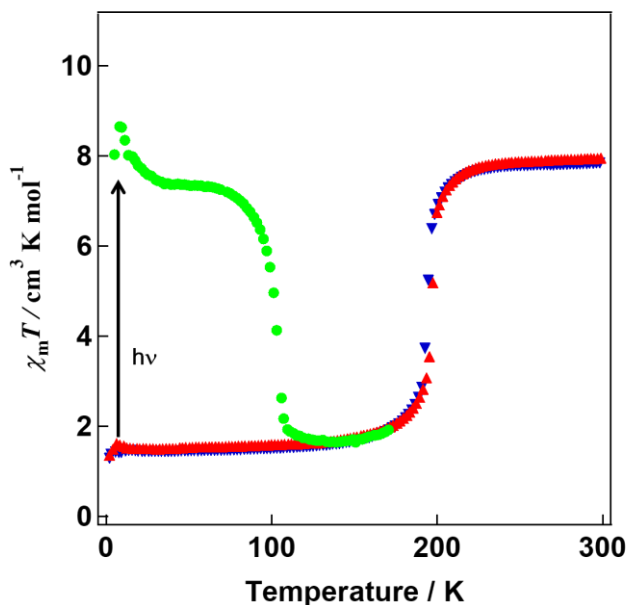


図 1. **3** における熱・光誘起磁気スイッチング

参考文献

- 1) Y. Sekine, M. Nihei, H. Oshio, *Chem. Eur. J.* **23**, 5193-5197 (2017).

リニアアクチュエータを用いた内燃機関エンジンの高性能化に関する検討 (推力向上のための磁石配置に関する基礎的検討)

小野竜太郎、木村海斗、黒田純平、小林一景、内野大悟^{*1}、小川和輝^{*2}、
池田圭吾^{*3}、加藤太朗^{*4}、遠藤文人^{*5}、加藤英晃、成田正敬
(東海大学、^{*1}沼津工業高等専門学校、^{*2}愛知工科大学、^{*3}北海道科学大学、^{*4}東京工科大学、
^{*5}福岡工業大学)

A study on improving performance of internal combustion engines using linear actuators
(Fundamental consideration on magnet arrangement to improve thrust)

R. Ono, K. Kimura, J. Kuroda, I. Kobayashi, D. Uchino, K. Ogawa, T. Kato, K. Ikeda, A. Endo, H. Kato, M. Narita

(Tokai Univ., ^{*1}NIT. Numazu, ^{*2}AUT, ^{*3}Tokyo Univ. Tech, ^{*4}Hokkaido Univ. Sci., ^{*5}FIT)

はじめに

近年、先進国の中で自動車の電動化および電気自動車の推進が進められているが、今後も特定の条件では内燃機関エンジンを使用していく状況であると予想される。そこで、エンジンの更なる高効率かつ高出力化を目指すために、リニアアクチュエータを用いてバルブを作動させるシステムが検討されている^{1,2)}。しかし、すべてのエンジン回転数に最適なバルブタイミング、バルブリフト量に変化させる方法は実現していない。そこで著者らは、リニアアクチュエータを用いた電磁駆動バルブシステムの開発を目指している。

本報告では、電磁界解析を利用しアクチュエータ内の永久磁石体積変更による推力変化について検討を行った。

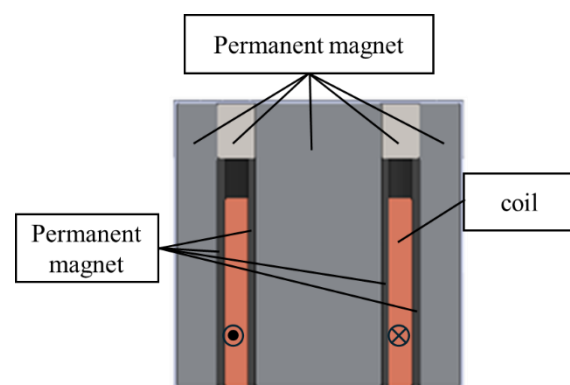


Fig.1 Analysis model of linear actuator

永久磁石体積変更によるアクチュエータの推力変化に関する検討

Fig.1 に構築した新たなモデルの概略図を示す。同図のアクチュエータは永久磁石とソレノイドコイルで構成されている。コイルに電流を印加することでローレンツ力が発生し軸方向にコイルが動作する。解析条件は、電圧 5 V、コイルの巻き数 461 turns、コイルの動作範囲は 0 mm から 10 mm に設定した。用いた材料は、永久磁石はネオジム磁石、コイルには銅を使用した。磁石体積を変更し、電磁界解析を行った。解析によって得られた磁束密度のベクトルプロット図を Fig.2 に示す。同図のモデルでは 63.2 N の推力が得られた。磁気回路が構築できたことにより、コイルでは磁束が半径方向に向き、ローレンツ力が効率的に発生できていることが確認できた。

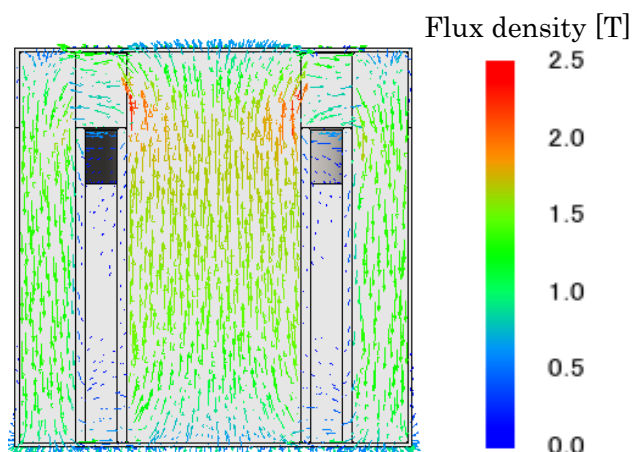


Fig.2 Vector plot diagram of magnetic flux density

参考文献

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

磁石分割による磁束変調型磁気ギヤの磁石渦電流損低減

朝雛 えみり, 中村 健二
(東北大学)

Eddy Current Loss Reduction in Flux-Modulated-type Magnetic Gears by Splitting Magnets
E. Asahina, K. Nakamura
(Tohoku University)

はじめに

近年, 出力密度向上を目的に超高速モータの開発が盛んに行われているが, これを減速する機械ギヤには摩耗や発熱の問題が生じる。これに対して, 磁気ギヤは永久磁石の吸引反発力を利用して, 非接触で増減速ができるため, 摩耗や発塵が無く, 振動や騒音も小さいことから有効な解決策になり得る。今後, さらなる高速化が進むモータドライブシステムに対応するためには, 磁気ギヤの高効率化, すなわち低損失化が必須である。

そこで本稿では, 磁束変調型磁気ギヤにおいて永久磁石を周方向および軸方向に分割した際の磁石渦電流損の低減効果について検討したので報告する。

磁石分割による磁石渦電流損低減効果

Fig. 1 に, 検討に用いた磁束変調型磁気ギヤの諸元を示す。本磁気ギヤのギヤ比は 2.667 であり, 入力はい側回転子, 出力はポールピース回転子である。また, 入力の最高回転数は 30,000 rpm である。永久磁石の材料は Nd-Fe-B 焼結磁石であり, い側回転子鉄心, 外側固定子鉄心, およびポールピースの材質は無方向性ケイ素鋼板 (35A300) である。なお, 解析には JMAG-Designer Ver. 22. 0 を用いた。

3D-FEM で算定した結果, 最大トルクはい側およびポールピース回転子で, それぞれ 1.9 N・m, 4.7 N・m であった。次いで, Fig. 2 にこのときの磁石渦電流損の内訳を示す。この図を見ると, い側磁石の渦電流損 18.3 W に対して, 外側磁石の渦電流損はその 5 倍以上の 101.9 W であることがわかる。このように, 磁束変調型磁気ギヤにおいては, い側よりも外側磁石の渦電流損が大きいことから, 以降の検討では外側磁石に着目し, PM モータにおいて有効策として知られている磁石分割による渦電流損低減¹⁾について, その効果を検証する。

Fig. 3 に, 3D-FEM を用いて算定した, 軸方向および周方向の磁石分割数を種々変えた際の磁石渦電流損を示す。なお, 分割数 1 は磁石を分割していない

ことを意味する。この図を見ると, 周方向分割の方が軸方向分割よりも磁石渦電流損の低減効果が大きいことがわかる。例えば, 軸方向 2 分割の低減率は 23%程度であるのに対して, 周方向 2 分割では 69%程度と約 3 倍の効果がある。

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

参考文献

- 1) K. Yamazaki and Y. Fukushima, *IEEE Trans. IAS*, **47**, 779 (2009)

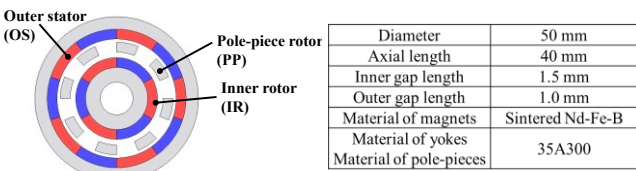


Fig. 1 Specifications of a flux-modulated-type magnetic gear used in this study.

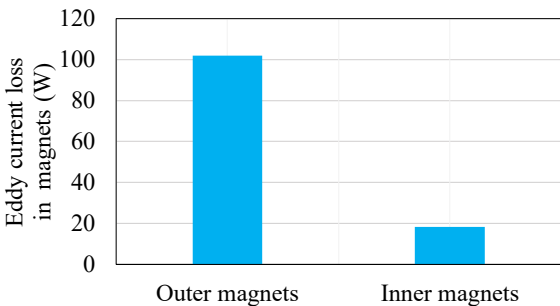


Fig. 2 Breakdown of eddy current loss in magnets at the maximum torque.

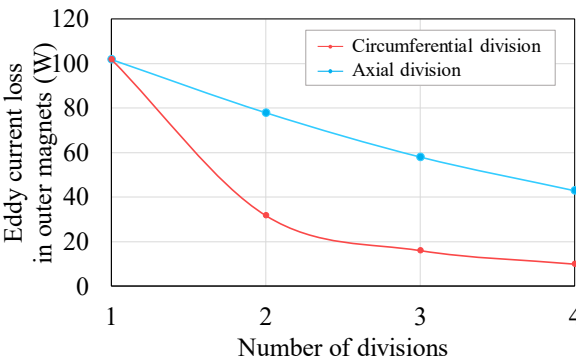


Fig. 3 Eddy current loss in outer magnets with respect to the direction and number of magnet divisions.

複合磁性材料を用いた漏れ磁束形可変磁束モータの可変特性

鷲岳 蓮, 高木 遼斗, 高沢 溪吾, 水野 勉, 佐藤 光秀, 楡井 雅巳*
(信州大学, *長野工業高等専門学校)

Variable characteristics of leakage flux type variable flux motors using magnetic composite materials

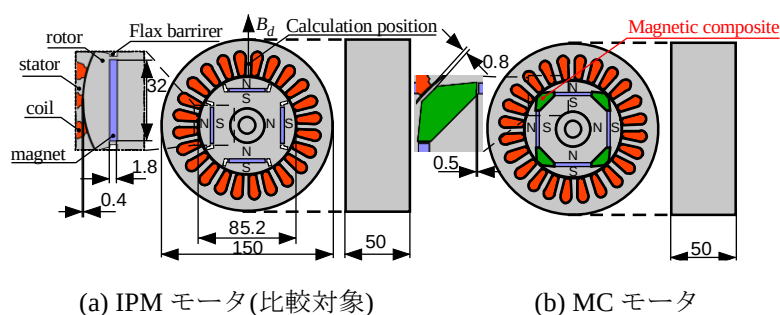
Ren Washioka, Ryoto Takagi, Keigo Takazawa, Tsutomu Mizuno, Mitsuhide Sato, Masami Nirei
(Shinshu Univ., *NIT, Nagano Coll.)

まえがき

自動車など幅広い分野での電動化が進み、モータ駆動領域の高効率領域の拡大が求められている。高効率領域拡大の手段としてロータに複合磁性材料を用いた漏れ磁束形可変磁束モータ(以下 MC モータ)が提案されている¹⁾。本論は FEM 解析による IPM モータと MC モータの d 軸方向磁束密度比較と実機検証による MC モータの T - I 特性を報告する。

FEM 解析結果

図 1 にモータの寸法を示した。FEM 解析を行いステータの d 軸方向の磁束密度を比較した²⁾。図 2 に IPM モータと MC モータの d 軸方向磁束密度を示した。磁束密度の最大値と最小値の差が MC モータでは IPM モータと比較し 2 倍となった。MC モータはロータの磁石間に設置した複合磁性材料が磁石磁束を漏らし、電流の変化に応じて複合磁性材料が飽和し磁石磁束のステータ鎖交磁束をコントロールしている。



(a) IPM モータ(比較対象)

(b) MC モータ

図 1 モータの構造(単位: mm)

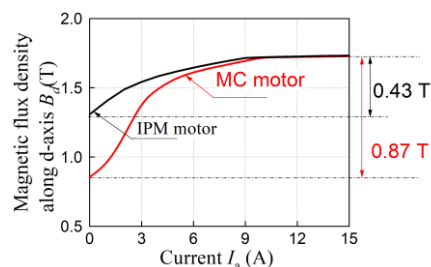


図 2 各モータの d 軸方向の磁束密度

Fig.1 Structure of motors(Unit : mm).

Fig.2 Magnetic flux density in d-axis direction of each motor.

実機検証

図 3 に MC モータの拘束試験での T - I 特性を示した。図 4 に MC モータのトルク定数 K_T を示した。MC モータの T - I 特性で曲率が変化することから FEM 解析から得られた可変特性を得ているという結果と一致する。

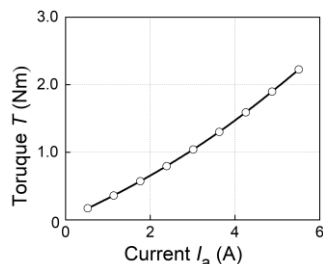


図 3 MC モータの T - I 特性

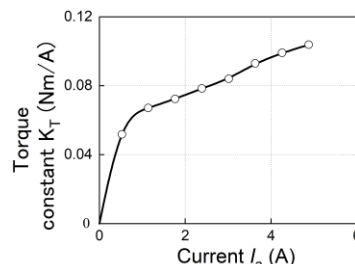


図 4 MC モータのトルク定数 K_T の遷移

Fig.3 T - I characteristics of MC motor. Fig.4 Transition of torque constant K_T of MC motor.

参考文献

- 1) Mitsuhide Sato, Keigo Takazawa, Ryo Yoshida, Masami Nirei, Tsutomu Mizuno: "Expansion of Motor High-Efficiency Area by Inserting Magnetic Composite Material into Rotor" IEEE Access Vol.11 pp.34772-34482, 2023
- 2) Hiroki Hijikata, Kan Akatsu, Takashi Kato: "Experimental Studies of Variable Leakage Flux Type IPMSM" IEEJ Transactions on Industry Applications Vol.137 No9 pp.737-743, 2017

ボイスコイルモータを用いた超小型車両の乗り心地改善 (生体情報に基づく乗り心地評価に関する実験的検討)

落合真輝、勝間田龍翔、笠松忍、小林一景、黒田純平、内野大悟^{*1}、遠藤文人^{*2}、池田圭吾^{*3}、
加藤太朗^{*4}、小川和輝^{*5}、成田正敬、加藤英晃

(東海大、^{*1}沼津高専、^{*2}福岡工業大、^{*3}北海道科学大、^{*4}東京工科大、^{*5}愛知工科大)

Ride Comfort Improvement of Ultra-Compact Vehicles Using Voice Coil Motors
(Experimental Study on Ride Comfort Evaluation Based on Biometric Information)

M. Ochiai, R. Katsumata, S. Kasamatsu, I. Kobayashi, J. Kuroda, D. Uchino^{*1}, A. Endo^{*2}, K. Ikeda^{*3},
T. Kato^{*4}, K. Ogawa^{*5}, T. Narita, H. Kato

(Tokai Univ., ^{*1}NIT. Numazu., ^{*2}FIT, ^{*3}Hokkaido Univ. Sci., ^{*4}Tokyo Univ. Tech., ^{*5}AUT)

はじめに

近年、地球環境問題や超高齢化社会の観点から超小型車両の需要が増加している。一方で、コンパクトで軽量な車両であるため、機構搭載スペースが小さく、サスペンションだけでの乗り心地改善が困難である。また、普通車では通行出来ない細い道や、舗装されていない道路への進入が容易になるため、より一層乗り心地の劣化が懸念される。そこで著者らは、この問題を解決するために、生体情報を反映させたアクティブシートサスペンションによる乗員の乗り心地改善を提案している¹⁾³⁾。本報告では、アクティブシートサスペンションから発生させた疑似的な悪路走行時の外乱に対して、振幅、周波数を変化させた周波数をマスキングした際の生体情報を所得し、実験的検討を行った。

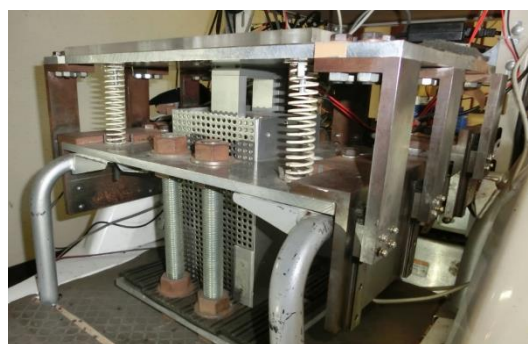


Fig. 1 Active seat suspension

アクティブシートサスペンションの加速度振幅変化による乗り心地評価

Fig. 1 に本報告で用いたアクティブシートサスペンションを示す。制御用アクチュエータにはボイスコイルモータ(VCM)を使用した。実験は Fig. 2 に示すように、シート下に設置したアクティブシートサスペンションによって乗員を加振させ、生体情報の所得を行った。なお、シートが振動を吸収してしまうことを防ぐため、シート素材はアクリル板を使用している。また、車体の固有振動数による共振を防ぐために、車体はジャッキアップさせている。実験では、最初の 1 分間に安静閉眼を行い、悪路走行時の外乱を模擬した 4 Hz の加振周波数を 1 分間加えた。その後、4 Hz の外乱振動に周波数 2~10 Hz、加速度振幅を 1.0m/s^2 、 1.5m/s^2 のいずれかの周波数を 1 分間マスキングした。その結果、マスキングさせる周波数の加速度振幅が小さい方が、リラックスしやすい傾向が確認できた。

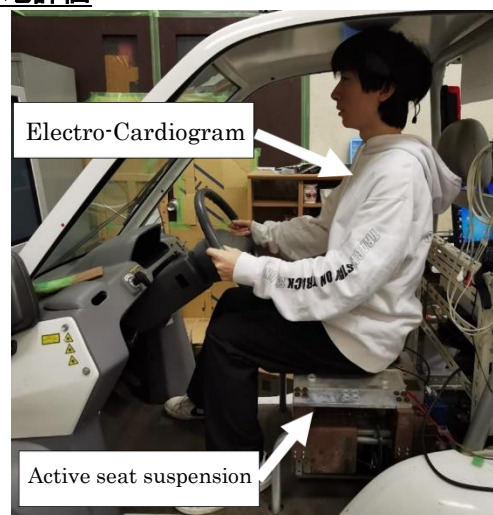


Fig. 2 Scene of experiment

参考文献

- 1) 阿部, 新井, 押野谷, 石橋, 日本機械学会 2002 年度年次大会講演会論文集, 2002, Vol. 7, No. 02-1, pp. 175-176.
- 2) 押野谷, 石橋, 新井, 日本 AEM 学会誌, 2003, Vol. 11-No. 4, pp. 209-215.
- 3) 新井, 阿部, 押野谷, 石橋, 第 45 回自動制御連合講演会, 2002, pp. 471-472.

超小型モビリティのアクティブシートサスペンション (マスキング手法を用いた乗り心地改善に関する基礎研究)

勝間田龍翔、落合真輝、笠松忍、小林一景、黒田純平、内野大悟^{*1}、遠藤文人^{*2}、池田圭吾^{*3}、
加藤太朗^{*4}、小川和輝^{*5}、成田正敬、加藤英晃
(東海大、^{*1} 沼津高専、^{*2} 福岡工業大、^{*3} 北海道科学大、^{*4} 東京工科大、^{*5} 愛知工科大)

Active Seat Suspension for Ultra-Compact Mobility

(Fundamental Research on Ride Comfort Improvement Using Masking Techniques)

R. Katsumata, M. Ochiai, S. Kasamatsu, I. Kobayashi, J. Kuroda, D. Uchino^{*1}, A. Endo^{*2}, K. Ikeda^{*3},
T. Kato^{*4}, K. Ogawa^{*5}, T. Narita, H. Kato

(Tokai Univ., ^{*1}NIT. Numazu., ^{*2}FIT, ^{*3}Hokkaido Univ. Sci., ^{*4}Tokyo Univ. Tech., ^{*5}AUT)

はじめに

近年超高齢社会問題やコロナ禍が明けたことによる観光客増加の影響により、超小型車両の需要が高まりを見せている。超小型車両は非常にコンパクトであるためにあまり大掛かりな装置の改良は行えないという制限がある。超小型車両は、一般的な乗用車に比べて小回りが利くことから細い道などへの乗り入れが安易だと考えられる。しかし、細い道や舗装されていない道には細かな段差や凹凸が多数路面上にあり、このような道での走行を考慮すると車両の乗り心地劣化や心理状態の悪化が予想される。そこで著者らは、この問題を解決するために超小型車両を用いたアクティブシートサスペンションを提案し、乗員の乗り心地感覚やその時の心理状態を反映させることを目的としている^{2,3)}。本報告では悪路走行時の外乱を模擬した振動にアクティブシートサスペンションにより発生させた振動を重畳し、その際の乗員の乗り心地について脳血流を測定して評価を行い、これらの実現性の確認をしている。

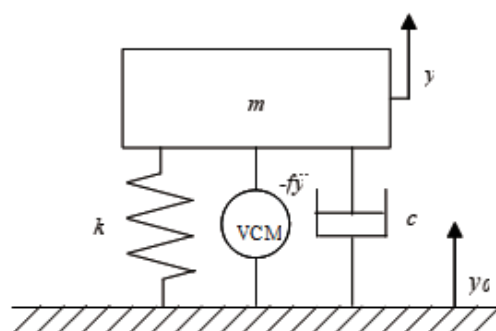


Fig. 1 Model of active seat suspension

アクティブシートサスペンションの制御モデルと制御システム

報告で使用したアクティブシートサスペンションのモデルを Fig. 1 に示す。アクチュエータにはボイスコイルモータ(VCM)を使用した。実験は Fig. 2 に示すようにアクティブシートサスペンションが設置された超小型車両に実験協力者が着座して外乱を模擬した 4 Hz の振動を 1 分間加えた。その後、4 Hz の振動に 2~10 Hz の異なる周波数を重畳した条件で加振を 1 分間行い、脳血流の計測を行った。アクティブシートサスペンションは車両の座席部に設置し、車体の固有振動数による共振を防ぐためにジャッキアップした状態でアクティブシートサスペンションを動作させた。その結果 4 Hz よりも小さい周波数でマスキングを行っても変化は見られず、4 Hz よりも高い周波数でマスキングを行うとリラックスする傾向が得られた。

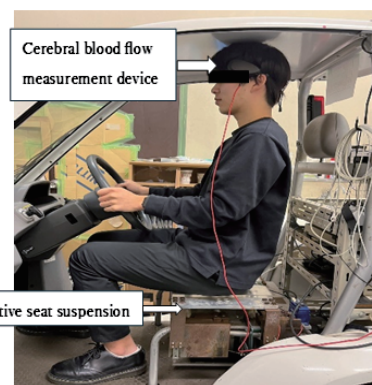


Fig. 2 Experimental Scene

参考文献

- 1) 阿部, 新井, 押野谷, 石橋, 日本機械学会 2002 年度年次大会講演会論文集, 2002, Vol. 7, No. 02-1, pp. 175-176.
- 2) 押野谷, 石橋, 新井, 日本 AEM 学会誌, 2003, Vol. 11-No. 4, pp. 209-215.
- 3) 新井, 阿部, 押野谷, 石橋, 第 45 回自動制御連合講演会, 2002, pp. 471-472.

電磁石と永久磁石を用いた薄板鋼板の浮上システムの開発 (永久磁石の最適配置に及ぼす張力の作用位置の影響に関する基礎的検討)

市川優介、長吉竜也、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東京工科大、*⁵福工大)

Development of levitation system for thin steel plates using electromagnets and permanent magnets
(Fundamental study on the effect of the position of tension action on the optimum arrangement of permanent magnets)

Y.Ichikawa, T.Nagayoshi, 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

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

磁気浮上装置

Fig.1 に浮上装置の概略図を示す。浮上対象は長さ 800 mm、幅 600 mm の長方形亜鉛めっき鋼板 (SS400) を使用する。浮上した鋼板のエッジに対して水平方向電磁石ユニットによる吸引力を加え、鋼板の相対する 2 辺に沿って電磁石を 2 個ずつ設置している。水平方向位置決め制御は各電磁石表面から鋼板エッジまでの距離を 5 mm になるように制御を行う。Fig.2 に GA による永久磁石と鋼板の各ギャップでの評価値 J を示す。GA による探索を行った結果、GAP が大きいほど減少する傾向を示した。

参考文献

- 1) 石井他, 日本 AEM 学会誌, vol. 24, no. 3, pp.149-154, 2016.
- 2) 嘉山他, 日本磁気学会論文特集号, vol. 6, no. 1 pp.93-99, 2022.

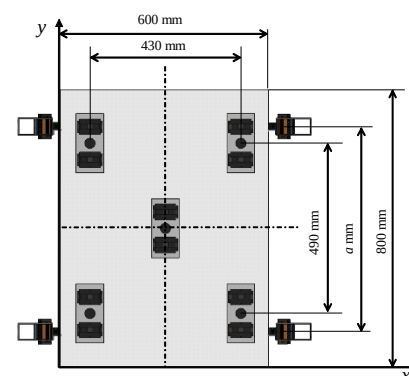
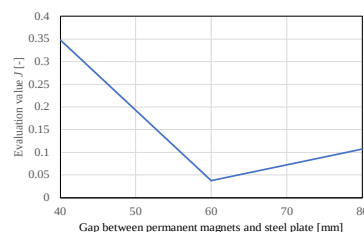
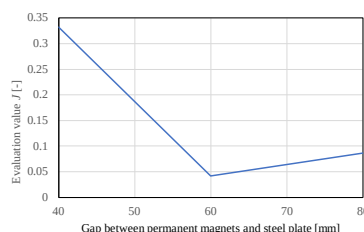


Fig.1 Electromagnetic levitation system



(a) 340mm



(a) 380mm

Fig.2 Evaluation value J at each gap between permanent magnets and steel plate

Fe-Co-V 合金の応力印加に伴う磁気特性の変化についての基礎研究

西倉温弘, 渡邊騎通, 齊藤伸*, 中山明芳
(神奈川大学, * 東北大学)

Fundamental study on the change in magnetic properties of Fe-Co-V alloys
associated with application of internal stress

A. Nishikura, N. Watanabe, S. Saito*, A. Nakayama
(Kanagawa Univ., *Tohoku Univ.)

Fe-Co-V 合金は Vicalloy と呼ばれ、これをワイヤ状に加工した Vicalloy 線は、ひねり処理を加えて内部応力を与えることで大バルクハウゼンジャンプという現象を示す [1]。大バルクハウゼンジャンプを発現する試料は、ある閾値となる磁場が与えらえると、その磁化が急峻に変化する。これまで我々は、強磁性線や強磁性薄膜における大バルクハウゼンジャンプを応用した新たなデバイスの創造のための基礎研究に取り組んできた。そして、それらのデバイスは 10 Hz 以下の低周波の磁場にも応答するセンサとして活用される [2]。これは、従来より利用されている磁気センサと比較して次のような利点がある。すなわち、1) 外部磁場の変化速度に依存しない; 2) 広い動作温度領域をもち経年変化が少ない; 3) 永久磁石駆動により無電源で動作する といった点である。

先行研究では、Vicalloy 線の一端を固定し、他端に張力とひねりを加えることで大バルクハウゼンジャンプを発生させていた。Fig. 1 に、直径 0.25 mm, 長さ 15 mm の Vicalloy 線に張力を加えた状態でひねり処理を施した試料の磁化特性を示す。Fig. 1 には、閾値となる磁場で大バルクハウゼンジャンプによる急激な磁化の変化が示されている。このような、ひねり処理による大バルクハウゼンジャンプの発現については先行研究で多く報告されているが、Vicalloy 線の磁化特性がひねり処理に対して変化していく様相については多く検討されてきていない。

これに対し本研究は、Vicalloy 線にひねり応力を加えながら磁化特性を in-situ に測定した。また、Vicalloy 線の両端からひねりを加えることで内部応力分布を変化させ、それらの交流磁場に対する応答について検討した。講演では、ひねり処理に対する Vicalloy 線の磁化特性の履歴および、履歴による励磁磁場に対する応答性の変化を系統的に評価したことについて報告する。

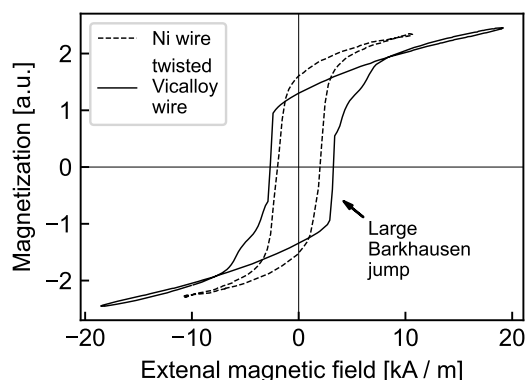


Fig.1: Magnetization properties of twisted Vicalloy wire compared with Ni wire

参考文献

- [1] KJ Sixtus and L Tonks, “Propagation of large Barkhausen discontinuities,” **Physical Review**, vol. 37, no. 8, p. 930, 1931.
- [2] S. Abe and A. Matsushita, “Construction of electromagnetic rotation sensor using compound magnetic wire and measurement at extremely low frequency rotations,” **IEEE Transactions on Magnetism**, vol. 30, no. 6, pp. 4635–4637, 1994.

微細薄膜素子における磁気インピーダンスの特性制御

王 子越*, 菊池 弘昭
(岩手大学)

Controlling magnetoimpedance properties of micromachined thin film element

Ziyue Wang*, Hiroaki Kikuchi
(Iwate University)

はじめに

外部磁界が印加された時の材料の透磁率変化に起因する表皮効果、インダクタンス変化、および強磁性共鳴を利用する磁気インピーダンスは、高感度な磁界センサを比較的簡単な構造で実現できる。センサ用途には主にワイヤトリボン構成が使用されているが、薄膜構成は小型化と検出および駆動回路との集積化にとって都合がよいことから我々は薄膜による検討を継続している。ただし、素子の小型化に際して、素子長を短くすると反磁界の影響により感度低下や異方性制御が難しくなる。本研究では、長さ 0.1 mm 以下の微細素子を作製し、ジュール加熱を適用して薄膜素子の磁気インピーダンス特性の変化について検討した。

実験方法

フォトリソグラフィおよび高周波マグネトロンスパッタリングを利用して、厚さ 1.2 μm の Co85Nb12Zr3 アモルファス膜をガラス基板上にパターンニングした。パターンの幅は 5 μm , 10 μm 、長さは 300 ~ 50 μm の間で変化させた。その後、一部のセンサ素子は FIB (Focused Ion Beam) により、幅 1 μm , 2 μm に微細加工した。続いて Cu 電極を作製し、長手方向に磁界を印加しながらインピーダンスを評価した。電極内で電流を流す素子部分の長さは 100 μm , 50 μm , 30 μm とした。一方、ジュール加熱の際はウェハプローブを使用して、DC 電流を素子の長手方向に印加することで行った。

実験結果

Fig.1 は周波数 1 GHz におけるインピーダンスの外部磁界依存性である。異なるサイズの矩形素子のジュール加熱前後の特性を示す。幅 5 μm 、厚さ 2 μm 、素子全長はそれぞれ 120 μm , 300 μm の場合を示している。いずれも通電部分は 100 μm 長である。素子長さ 120 μm においてはインピーダンスの外部磁界による変化は、外部磁界の増加に対して一度増加して減少する双峰特性に示し、素子長さ 300 μm においては外部磁界の増加に対して減少する単峰特性に示す。単峰特性については形状異方性によって、素子の寸法が長いほど、幅方向の反磁界が大きくなり、容易軸が素子長手方向に向くことによる。ジュール加熱で異方性制御した長さ 300 μm 素子においてはインピーダンスの外部磁界による変化は、双峰特性に示す。長さ 120 μm 素子においては、インピーダンスの変化率が増加し、インピーダンスが最大値を示す磁界は 50 Oe になる。いずれの場合でも、ジュール加熱後に双峰特性に変化しており、すなわち、素子幅方向が磁化容易軸を持つような特性に変化している。インピーダンスがピークを取る磁界強度には違いがみられるが、これは、素子長手方向の反磁界の影響によるものと考えている。また、本研究では、ジュール加熱時に磁界は印加しておらず、ジュール加熱のために印加する電流による磁界である程度異方性を変化できているものと考えている。

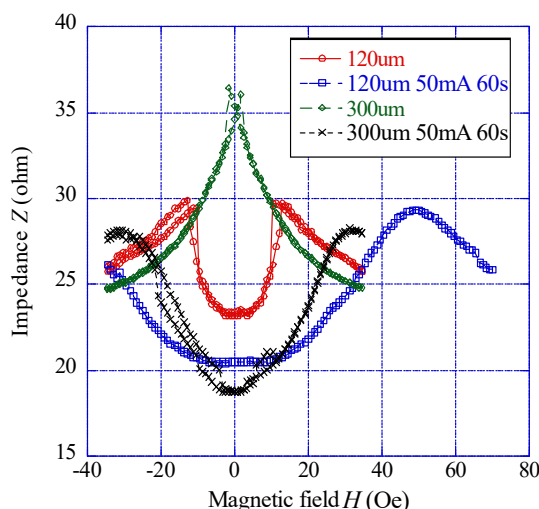


Fig.1 Magnetic impedance characteristics of elements of different sizes before and after heating

磁束漏洩法を用いた鋼材表面・内部の微小欠陥検知の検討

小野寺翔汰, 浦崎光史, 菊池 弘昭 (岩手大学)

Possibility of Detection by MFLT for Small Sized Defect in Steel

Shota Onodera, Kohshi Urazaki, Hiroaki Kikuchi
(Iwate University)

はじめに

磁束漏洩法を用いた鋼材中のより小さな欠陥や介在物などの微小欠陥検知において、先行研究で $30\text{ }\mu\text{m}$ までの欠陥が検知可能なことを明らかにしてきた。実験的には、欠陥に起因する信号以外の信号により、 $30\text{ }\mu\text{m}$ 以下の欠陥判別が難しい状況にあるが、本研究では、磁場解析を通して $10\text{ }\mu\text{m}$ 程度の試料表面にある微小欠陥検出の可能性について検討した。また、試料に介在物を埋め込んだ場合についてもその可能性を検討した。合わせて、 $30\text{ }\mu\text{m}$ 以下の欠陥判別を困難にしているバックグラウンドノイズの原因についても検討する。

実験方法

試験体は幅 10 mm 、長さ 50 mm 、厚さ 1 mm の寸法を持つ低炭素鋼 S15C 用いて、ケイ素鋼板製の磁気ヨーク上に設置し、試料長さ方向に磁化させる。ここで磁気抵抗素子(GMR)を用いたグラジオメータの動作をするセンサ(NVE 社 ABL006)を走査させ、試料長さ方向の漏れ磁場を検出する。3次元磁場解析には有限要素法 (ムラタソフトウェア, FEMTET)を用い、実験と同等のモデルにより、表面及び試料内部に半径 $1\text{ mm}\sim 10\text{ }\mu\text{m}$ の径を有する穴、球体を設け磁場分布を解析した。また、磁場分布の結果を用いブリッジ回路で構成されたグラジオメータとしての出力シミュレーションも行った。その際、センサ間隔やリフトオフを変化させた場合についても検討した。

実験結果

Fig.1は欠陥サイズ $10\text{ }\mu\text{m}$ 、リフトオフ 0.1 mm の場合のセンサ出力シミュレーションの結果である。黒線が磁束密度 B で、色分けされているのがセンサ間隔を $0.1\sim 1\text{ mm}$ とそれぞれ変えた場合のセンサ出力 V_s となっている。センサ間隔の違いで出力される最大値に変化はない一方、ピーク位置に変動は生じた。変化は小さいが $10\text{ }\mu\text{m}$ の微小欠陥による漏れ磁場分布の変化は得られる。

Fig.2は試料表面から $150\text{ }\mu\text{m}$ 内側の位置に、 $50\text{ }\mu\text{m}$ の球を介在物として埋め込んだときのシミュレーション結果である。結果から表面欠陥 $30\text{ }\mu\text{m}$ の時の出力と同程度の出力が得られた。リフトオフを限りなく近づければ試料内部の介在物の検知も可能であることがシミュレーションからは確認できた。バックグラウンドの影響については、学会にて発表する。

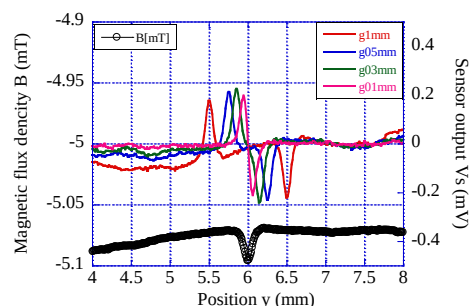


Fig.1 Simulation results for defect size $10\text{ }\mu\text{m}$.

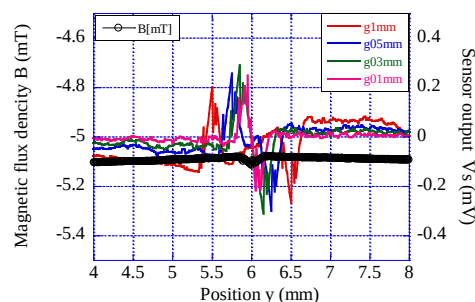


Fig.2 Simulation results for sphere size $10\text{ }\mu\text{m}$.

機械学習を用いた撮像スケールの異なる磁区画像からの 磁気パラメータ推定

橋本 周¹, 渡辺 章斗¹, 仲谷 栄伸², 栗野 博之¹, 田辺 賢士¹
(豊田工大¹, 電気通信大²)

Estimating parameters from magnetic domain images with different imaging scales using machine learning
S. Hashimoto¹, A. Watanabe¹, Y. Nakatani², H. Awano¹, and K. Tanabe¹
(Toyota Tech Insti.¹, Univ. of Electro-Comm.²)

磁性分野では、成膜した薄膜の磁気特性を評価するために、磁気パラメータの測定実験が行われる。それらの中には、ジャロシンスキー守谷相互作用 (DMI) 定数のような、測定が難しかったり、測定に時間が掛かったりするパラメータも存在する。そこで、我々はより簡便なパラメータ測定法を確立するために、薄膜に現れる迷路状の磁区構造に注目した[1,2]。先行研究では、機械学習を用いた磁区画像からのパラメータ推定が報告されている[1-3]。昨年度の応用物理学会において、我々は教師画像とテスト画像の撮像スケールが異なる場合の DMI 定数の推定結果について報告した[4]。DMI 定数の推定では撮像スケールが近い場合のみ、推定に成功した。しかし、推定パラメータを変更しても同様の結果が得られるかは明らかでない。そこで、教師画像とテスト画像のスケールが異なる場合において、異方性分散 σ の推定可能性を検証した。

マイクロマグ計算を用いて、 σ を 0.05 から 0.20 の間のランダムな値に設定し、合計 10,000 枚の画像 ($2.0\ \mu\text{m}$ 角) を作製した。その後、画像スケールがそれぞれ $0.5\ \mu\text{m}$ 角、 $1.0\ \mu\text{m}$ 角、 $1.5\ \mu\text{m}$ 角となるように切り抜いた (Fig. 1)。各スケールの画像群を学習した各ネットワークに対して、 $2.0\ \mu\text{m}$ 角の画像群でのパラメータ推定を行った。その結果、DMI の場合 (Fig. 2(a)) と同様に、 σ の推定に関しても、テスト画像と教師画像のスケールが近い場合 ($1.5\ \mu\text{m}$) では推定がうまくいくものの、スケールが離れている場合 ($0.5\ \mu\text{m}$) ではうまく推定できなかった (Fig. 2(b))。 $1.0\ \mu\text{m}$ の結果に注目すると、DMI の推定に比べ比較的うまく推定できており、パラメータごとにスケール違いの許容度に差があることが明らかになった。

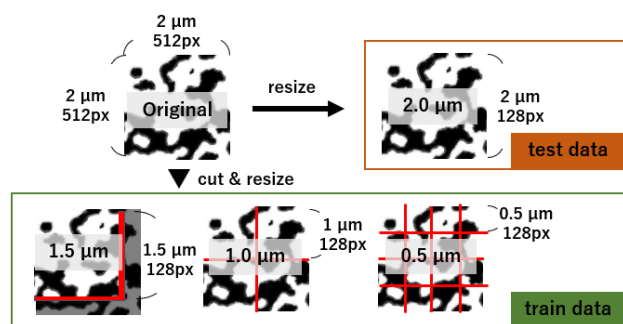


Fig. 1 Process of producing training and test data from original magnetic domain images.

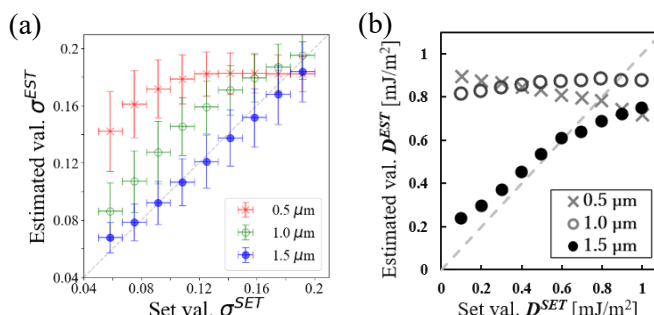


Fig. 2 Estimated σ (a) and DMI constants(b) for different sizes of training images (0.5, 1.0, 1.5 μm) and test images (2.0 μm) [4].

- [1] M. Kawaguchi et al., npj Computational Materials **7**, 20 (2021).
- [2] S. Kuno et al., APL Machine Learning **1**, 046111 (2023).
- [3] H. Y. Kwon et al., Science Advances **6**, eabb0872 (2020).
- [4] 渡辺ら、第 71 回応用物理学会春季学術講演会 2024 年 3 月

バルクハウゼンノイズ測定における試料曲面形状の影響

千葉遥斗, 菊池弘昭, 松村慶一*
(岩手大学, *インフィテックエム)

Effect of sample curvature on Barkhausen noise measurements

Haruto Chiba, Hiroaki Kikuchi, Keiichi Matsumura*

(Iwate University, *INFITECHM)

研究背景

磁気バルクハウゼンノイズ(Magnetic Barkhausen Noise, MBN) は応力に敏感であり、残留応力の非破壊評価応用への期待がある。MBN は強磁性体を磁化する際に磁壁の動きに起因して発生する電氣的信号であり、試料の品質判別や非破壊評価などに利用される。しかし、MBN は非常に小さな信号で外部からのノイズや、ヨーク、空芯コイル設置位置の微小なずれなどの影響を大きく受ける。特に試料が曲面をもつ場合ではヨークや空芯コイルを安定して接触させることが難しく、測定に誤差が生じる可能性がある。そこで本研究では試料が様々な曲面を持つ場合でも安定した MBN 測定を実現可能な方法について検討するために、ヨークと試料との位置関係を意図的に変更した場合や、補助ヨークの曲がり具合を変更した場合の試料内磁束量について磁場解析を利用して検討し、実験値との照合することを目的とする。

実験方法

MBN を測定する試料は幅 30 mm、奥行き 50 mm、高さ 10 mm の直方体を用いる。試料の材料は SUS420J である。また、試料はそれぞれ曲面を持ち、曲率半径がそれぞれ 24 mm、60 mm、115 mm、平面の 4 パターンを使用する。励磁コイルに 1 A、1 Hz の三角波を供給し、ヨークを通して試料に磁束を供給する。ヨークは先端が平面になっている平面ヨークと、先端が二山の形状の補助ヨークを用いた。ヨークからの磁束で試験体を磁化し、その際に発生する MBN を試料表面に置かれた空芯コイルで測定する。また、本研究では試料内の磁束密度の分布を調べるために、静磁場シミュレーションの検討も行う。その際、ヨークの曲がり具合の影響を調べるために標準の補助ヨーク及びそれを高さ方向に 0.5 倍した縮めた補助ヨークを検討した。シミュレーションでの構成は、実験とほぼ同様としたが試料の曲率を変えた際の定性的な変化を検討することに重点を置いたため実験の場合と完全には一致していない。

実験結果

Fig.1 はそれぞれの曲率の試料を二つのヨークで 5 回ずつ測り、そのピーク値について最大値、平均値、最小値の曲率依存性を示したものである。平面ヨークで測った場合にはピーク値は試料の曲率が大きくなるにつれて減少したのに対し、補助ヨークで測った場合には R115 でピークが見られた。Fig.2 はヨークの大きさを変更した場合について、試料中央部の磁束密度の曲率依存性を示した図である。また、点は磁気ヨーク脚部の磁束密度の実測値である。曲率が 0~0.025 あたりまでは平面ヨークを用いた場合が試料に最も磁束を供給出来ていたのに対して、曲率が 0.025 より大きい試料になると縮めたヨークを用いた場合が最も試料に磁束を供給できることを確認できた。しかし、MBN で見られた R115 でのピークの要因は補助ヨークの曲がり具合を変えてのシミュレーションや実験で測った磁束密度の結果からは得られなかった。補助ヨークの曲がり具合を通常ヨークよりも大きくして計算を行うことで、試料内部の磁束密度が R115 でピークをとるような結果が得られる可能性がある。詳細は学会にて発表する。

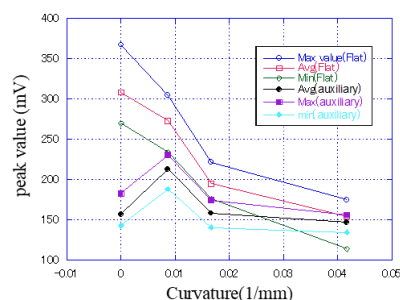


Fig.1 MBN peak value signals at different sample curvatures and yokes.

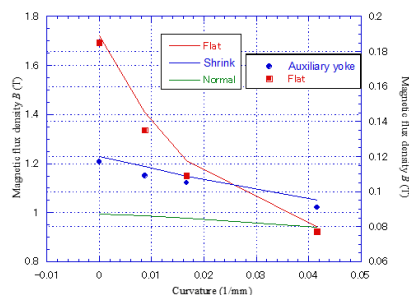


Fig.2 Curvature dependence of magnetic flux density obtained from experiments and simulations.

種々の BiFeO₃ 系強磁性・強誘電薄膜の高感度ドメイン観察に適した探針の磁気特性の特定 -最適探針特性早見表の作成-

畠山佳琳, 細谷亮太, 江川元太, 吉村 哲

(秋田大)

Identify of the magnetic properties of a tip suitable for high-sensitivity domain observation of various BiFeO₃-based multiferroic thin films: Creating a quick reference map for optimal tip properties

K. Hatakeyama, R. Hosoya, G. Egawa, S. Yoshimura

(Akita Univ.)

はじめに BiFeO₃は室温で反強磁性・強誘電性を示すが, Bi³⁺やFe³⁺の一部を適当なイオンで置換することによって強磁性を発現することが報告されている. 強磁性・強誘電性材料を利用した次世代の磁気記録デバイスへのBiFeO₃系薄膜の適用性を検証するには, 記録ビットに相当する薄膜の微細な磁区・分域の高感度観察が必要となる. 観察自体は, 走査型プローブ顕微鏡(SPM)の磁気力顕微鏡(MFM)と静電気力顕微鏡(EFM)の機能を用いることで可能であるが, 磁区・分域の両方を高感度に観察するにはMFM用磁性探針とBiFeO₃系薄膜との間の磁氣的相互作用の観点から飽和磁化(M_s)の適切な組み合わせが求められる. しかし, 市販の磁性探針は種類が少なく, また, 未だ「 M_s の適切な組み合わせ」の指針もない. 本研究では, 組成制御により M_s を変化させることが可能なCoCr系金属磁性薄膜を用いて, 様々な M_s を有する磁性探針を自ら作製すると共に, それらの探針を用いて種々のBiFeO₃系薄膜の磁区と分域の両方を高感度に観察できる探針の磁気特性を検討することで, 「適切な組み合わせ」の指針を得ることを目的とした.

方法 CoCr系薄膜(膜厚30 nm)をスパッタリング法によりSi探針母材に成膜し, 導電性磁性探針を作製した. この時, 探針に成膜したCoCr系薄膜の磁気特性を測定するため, Si探針母材と同時に平面基板にも成膜を行った. 成膜条件は, 室温または基板加熱(200–500 °C), 成膜電源DC50 Wとした. ターゲットにはCo₈₀Cr₂₀(at%), Co₉₀Cr₁₀を選択的に用い, そのエロージョン部にCo, Cr, Ptシートを様々に配置することで組成を変化させ, 種々の M_s となるように制御した. 薄膜の磁気特性の評価には, 振動試料型磁力計を用いた. そして, 作製した探針を用いてBiFeO₃系薄膜の磁区・分域観察を行った. 本研究では, 観察試料に(Bi,Nd)(Fe,Co)O₃(M_s :140 emu/cm³, 膜厚 t :200 nm)薄膜を用いた. また, 使用した探針の M_s はそれぞれ(a)380, (b)440, (c)600, (d)750, (e)1070 emu/cm³程度である. まず, 探針先端をN極に磁化させた後, SPMのコンタクトモードにより観察試料に走査範囲3×3 μmで電界を印加し書き込みを行った. その後, MFM, EFMにより電界書き込み範囲が中心となるような走査範囲6×6 μmで磁区・分域の観察を行った. なお, 電界書き込み時には-10 V, EFM観察時には-1 Vの電圧を印加した.

結果 Fig.1に, (a)–(e)の探針で観察したMFM・EFM位相像を示す. 小さな M_s を有する探針(a)では, 探針 M_s が試料に対して小さ過ぎたことにより, 試料の磁化を検出しにくかった. 逆に, 大きな M_s を有する探針(c), (d), (e)では, 電界書き込みで誘起する試料磁化の方向と着磁させた探針先端の磁化の方向とが逆であるため, 探針 M_s が試料に対して大き過ぎたことにより, 電界書き込み自体を阻害してしまったと考えられる. 探針(b)では適した位相差(MFM:+4.9 deg, EFM:-8.0 deg)が得られたことから, (Bi,Nd)(Fe,Co)O₃薄膜の場合, 約450 emu/cm³の M_s を持つものが探針用材料として良いと判明した. この結果と(Bi,Ln)(Fe,Co)O₃ (M_s :60 emu/cm³, t :260 nm)薄膜のMFM観察結果¹⁾(α), (β), (γ)から, MFM位相差のマップを作成した(Fig.2). 縦軸(探針)と横軸(薄膜)は, M_s と t を掛け合わせて体積効果も含めた磁氣的な量とした. 橙色で囲まれた領域は, MFM位相差が約+5 degから+10 degの範囲を表しており, これを仮の高感度観察可能領域とした(+15 degを超えるとEFM位相像が取得できなくなる). 今後の更なる実験によりこの領域が確定すると, 種々の磁気特性を有するBiFeO₃系薄膜のMFM・EFM観察に適した探針 M_s が一目で判ることになるであろう.

参考文献 1) S. Yoshimura et.al., Proceeding s of 2022 IET Inter. Conf. on Eng. Tech. and Appl., 22363628 (2022)

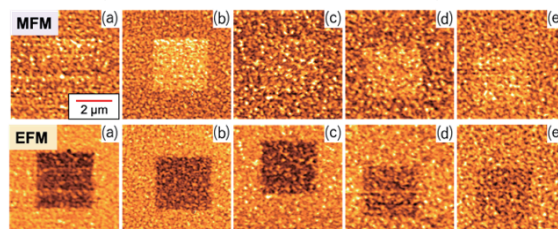


Fig. 1 MFM and EFM images of (Bi,Nd)(Fe,Co)O₃ thin film measured by using tips with different M_s .

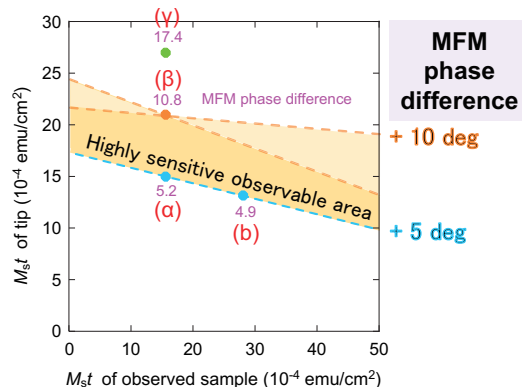


Fig. 2 Map of MFM phase difference against M_{st} (multiplication of M_s and thickness) of observed BiFeO₃-based thin films and used tips.

磁気粒子イメージング用酸化鉄ナノ粒子の熱分解法による合成

瀧源裕仁、山下詩織、清野智史、中川貴
(大阪大学)

Synthesis of Iron Oxide Nanoparticles for Magnetic Particle Imaging via Thermal Decomposition Method
H. Takimoto, S. Yamashita, S. Seino, T. Nakagawa
(Osaka Univ.)

はじめに

磁気粒子イメージング (Magnetic Particle Imaging : MPI) では磁性ナノ粒子に磁場を印加することで発現する磁化の変化を直接シグナルとして検出し、その存在部位を可視化する。MPI を医療分野へ応用する場合、生体適合性の観点から、投与される磁性ナノ粒子は酸化鉄に限定される。良好な磁気シグナルを得るためには、高い磁化率、高い飽和磁化、速い磁気緩和が求められることから、粒子径分布が狭く、かつ大きな粒子径の超常磁性粒子が望ましい⁽¹⁾。このような物性を示す酸化鉄ナノ粒子を得るための合成法として、熱分解法が有望とされている⁽²⁾。本研究では、熱分解法を用いて酸化鉄ナノ粒子の合成を行った。得られた試料の磁化データから MPI シグナル強度を試算することで、より好ましい粒子合成条件を探索した。

実験方法

オレイン酸鉄、オレイン酸、1-オクタデセンを混合し、アルゴン雰囲気下で高温に加熱した。原料割合、反応温度、反応時間を合成条件とした。得られた粒子は、メタノールとアセトンの混合溶液を用いて洗浄を行った後、トルエンに再分散させた。得られた粒子の評価は VSM および TEM で行った。さらに、得られた磁化データに Langevin 関数をフィッティングし、交流磁場を印加した際に予想される MPI シグナル強度の計算値を算出した。

結果・考察

一例として、オレイン酸鉄とオレイン酸の比率が 1:6、反応温度が 300 °C、反応時間が 24 時間で合成した粒子の TEM 像を図 1 に示す。平均粒子径は約 14.7 nm であり、多くが球状の粒子であった。VSM 測定より、10 kOe での磁化の値はマグネタイトの飽和磁化に近い値を示した。得られた磁場磁化曲線と Langevin 関数をフィッティングした曲線を図 2 に示す。MPI シグナル強度を試算したところ (交流磁場周波数 : 1.2 kHz、交流磁場振幅 : 0.1 kOe の条件で算出)、市販の医療用酸化鉄ナノ粒子として知られる Resovist® よりも高いシグナル強度が期待できることが示唆された。

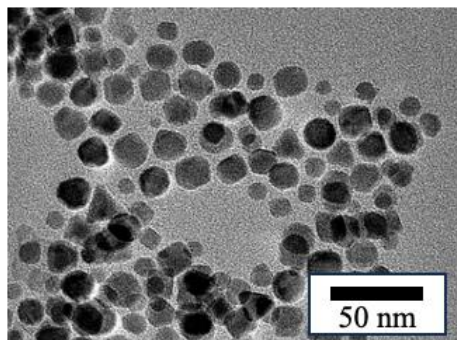


図 1 合成した粒子の TEM 像の例

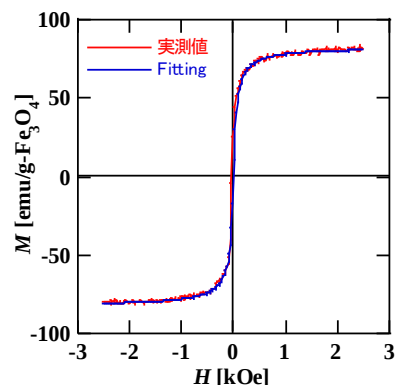


図 2 磁場磁化曲線とフィッティング曲線

参考文献

- 1) 吉田敬 et al., まぐね, **13** (2018), 2) R.M. Ferguson et al., *Med. Phys.*, **38** (2011), p.1619-1626

磁気粒子イメージング装置の省電力化に関する研究

藤井雄大、飯塚森人、清野智史、中川貴
(大阪大)

Study on power saving of magnetic particle imaging system

Y.Fujii, M.Iiduka, S.Seino, T.Nakagawa
(Osaka Univ.)

はじめに

近年、医療用画像診断技術として磁気粒子を画像化する磁気粒子イメージング (MPI) 法が注目されており、研究が盛んに行われている^{1) 2)}。磁場を発生させるために大電力が必要であることが課題の一つとされており、電力量を可能な限り低減することが求められている。MPI では、直流磁場と交流磁場を平行に印加する方法と、垂直に印加する方法がある。磁場の印加方法により電力消費量がどの程度異なるのかを評価する。電力低減の手段として交流磁場の周波数を低下させることも検討する。従来は 25 kHz 程度の高周波が用いられてきた³⁾が、100 Hz 程度の周波数において画像化可能かどうか検証する。

手法

本研究では、MPI システムの省電力化を実現するために、2 点の施策を行った。1. 周波数の低減、2. 電源を使用せずにネオジム磁石とフェライトコアを用いることである。一般的に直流磁場発生に電源を使用するところを、ネオジム磁石を使用し、これにより FFL (無磁場線) を生成して電力を消費せずに直流磁場を作り出した。また、FFL を移動させるためフェライトコアを E 字型に組み合わせた。また、本研究における平行型 MPI 装置では直流磁場と交流磁場を同一のコイルで発生させていたが、磁路の飽和が問題となっていた。そこで、直流磁場と交流磁場をそれぞれ別のコイルで発生させる垂直型 MPI 装置を採用した。Fig. 1 に平行磁場印加の配置を Fig. 2 に垂直磁場印加の配置を示す。

結果

xy 平面の 2 次元画像を取得する際の消費電力について述べる。磁場平行型 MPI 装置の場合、交流磁場発生コイルには最大 2.6A の電流を流しており、交流磁場強度は 7.5 kA/m である。全体の最大消費電力は 214 W である。磁場直行型 MPI 装置の場合、交流磁場発生コイルには最大 12.0A の電流を流しており交流磁場強度は 6.6kA/m である。全体の最大消費電力は 102W となる。以上の結果から、磁場印加を直交配置にすることにより MPI システムの省電力化できることがわかった。また、Fig. 3 に直交配置で取得された画像を示す。図中の点線部分に Resovist の原液を 52.7 μ L 配置している。その部分にのみ強いシグナルが検出されていることがわかる。このことより周波数が 100Hz 程度でも画像化が可能であることが示された。

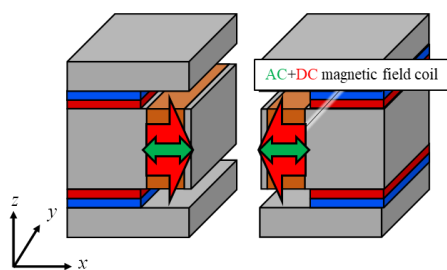


Fig. 1 Parallel magnetic field application

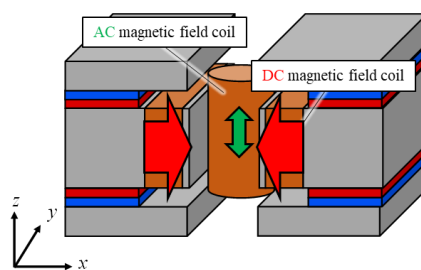


Fig. 2 Vertical magnetic field application

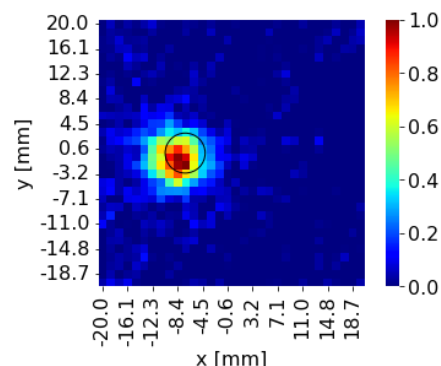


Fig. 3 Acquired magnetic particle image

参考文献

- 1) S. Choi *et al.* *Sci. rep.* **10**, 11833 (2020).
- 2) Zheng, B. *et al.* *Theranostics* **6**(3), 291 (2016).
- 3) B. Gleich *et al.* *Nature* **435**(7046), (2005).

偏極中性子小角散乱による中空 Fe_3O_4 粒子の磁化分布評価

山田凌平、小林悟、廣井孝介¹、河村幸彦²、高田 慎一¹、元川竜平¹、熊田高之¹

(岩手大理工,¹JAEA,²CROSS)

Magnetization analysis of hollow Fe_3O_4 particles by polarized small-angle neutron scattering

R. Yamada, S. Kobayashi, K. Hiroi, S. Takada, R. Motokawa, T. Kumada

(Iwate Univ.,¹JAEA,²CROSS)

はじめに

近年、磁気ハイパーサーミアの新たな発熱体として、スピン・ボルテックス(SV)を形成する磁性サブミクロン粒子が注目されている¹。特に、中空構造により発熱効率の向上が報告されているが²、SV 構造の詳細と粒子形態(粒子サイズ、表面状態など)との相関は明らかになっていない。本研究では、中空 Fe_3O_4 サブミクロン粒子において偏極中性子小角散乱実験を行い、中空粒子内部の磁化分布評価を行った。

実験方法

中空 Fe_3O_4 サブミクロン粒子(平均粒径: $359\pm 38\text{nm}$ 、平均孔径: $200\pm 20\text{nm}$)について、大強度陽子加速器施設(J-PARC)の中性子小角・広角散乱装置 TAIKAN を用いて、印加磁場 $B = 1\text{T}\sim 0\text{T}$ の条件で偏極中性子小角散乱実験を行った。中性子スピンの偏極方向が印加磁場方向に対して上向き(+), 下向き(-)の場合の散乱強度 $I^+(\mathbf{Q}), I^-(\mathbf{Q})$ から核散乱長密度のフーリエ変換 $\tilde{N}(\mathbf{Q})$ 、磁場方向(z 方向)の磁化成分のフーリエ変換 $\tilde{M}_z(\mathbf{Q})$ を決定した。

実験結果

Fig. 1 に $|\tilde{N}(\mathbf{Q})|^2$ と $|\tilde{M}_z(\mathbf{Q})|^2$ の磁場変化(1, 0.09, 0.03T)を示す。 $|\tilde{N}(\mathbf{Q})|^2$ は $Q < \sim 0.01\text{\AA}^{-1}$ において $I \propto Q^{-4}$ に従って減少するが、 $|\tilde{M}_z(\mathbf{Q})|^2$ は、より大きな傾きを持つ。これは、中空粒子表面では磁場方向の磁化成分が空間分布を持つことを示唆している³。また $|\tilde{N}(\mathbf{Q})|^2$ は、 $Q > \sim 0.01\text{\AA}^{-1}$ で傾きが緩やかになる一方、 $|\tilde{M}_z(\mathbf{Q})|^2$ は $Q > \sim 0.02\text{\AA}^{-1}$ で傾きが変化している。これは中空粒子表面での核散乱長密度と磁化の空間分布の表面粗さの違いを反映していると考えられる。なお $|\tilde{M}_z(\mathbf{Q})|^2$ の値は、飽和状態の $B=1\text{T}$ で最大となり、中空粒子への外部磁場の大きさに比例することが分かった。

謝辞

本研究の中性子散乱実験は、JRR-3 施設供用研究課題(課題番号: 2023A-A15)、および J-PARC 物質・生命科学実験施設における共同研究(課題番号:2024I0015)において実施した。

参考文献

- 1) N.A. Usov et al., Scientific Reports, vol.8 (2018) 1224.
- 2) T. Tsuji et al., AIP Adv. vol.14 (2024) 015235.
- 3) Xiaoi Guo et al., J Nanopart Res., vol.15 (2013) 2058.

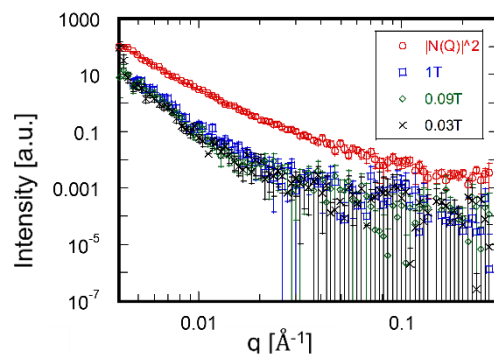


Fig. 1 Scattering vector dependence of $|\tilde{N}(\mathbf{Q})|^2$ and $|\tilde{M}_z(\mathbf{Q})|^2$ at R.T.

マンガン系磁性合金

ー磁化ダイナミクスやスピントロニクス応用の観点からー

水上 成美^{1,2}

¹東北大学・材料科学高等研究所, ²東北大学・先端スピントロニクス研究開発センター

Manganese magnetic alloys - magnetization dynamics and spintronics application -

Shigemi Mizukami^{1,2}

¹WPI Advanced Institute for Materials Research, Tohoku Univ.,

²Center for Science and Innovation in Spintronics, Tohoku Univ.

【はじめに】Fe は典型的な磁性元素であるが、周期律表で Fe の左に座る Mn の巨視的な性質は Fe とは全く異なっている。Mn には 4 つの相があるが、いずれの相も強い磁性を示さない。一見、地味な磁性元素にも思えるが、他の元素の助けを少し借りることで類稀な磁気物性を発現することがある。例えば、 Mn_3Ir は、磁気センシングのための磁気抵抗デバイスには必須の反強磁性材料であるし、 Mn_3Sn はそのトポロジカルな性質に興味をもたれ昨今多くの研究がある。では、強磁性あるいはそれに類する Mn 系の物質はあるだろうか？

【正方晶 Mn 系磁性体と磁化ダイナミクス】Mn と III-IV 族元素を混ぜ合わせた合金・化合物には、正方晶規則構造となった時に強い磁性を発現するものがある。例えば、Mn-Ga 二元系はその一例であり、最大で 700 K 以上の磁気転移温度を示すフェリ磁性体である。加えて、結晶対称性の低下から一軸結晶磁気異方性を示す。2007 年に正方晶 Mn_3Ga が 88% に達するスピン分極率を有することが第一原理計算によって示され、これを皮切りに様々な正方晶 Mn 系磁性体の研究が国内外の多くの研究者によって進められてきた。我々は、スピントロニクス応用を念頭にその結晶薄膜の研究を始め¹⁾、 1 MJ/m^3 を超える高垂直磁気異方性をまず見出した。このような高垂直磁気異方性を発現するフェリ磁性体では、その磁化歳差運動の周波数がサブ THz に達する。そこで我々は、パルスレーザーを用いた独自の時間分解測定系を構築し、100-500 GHz のいわゆるキツレルモードの観測に初めて成功、正方晶 Mn 系磁性体に加え、様々な垂直磁化磁性材料薄膜の磁気ダンピング定数を報告した。興味深いことに、Mn-Ga 等の物質は「高」磁気異方性と「低」ダンピング定数を示す、類稀な物質であることが実証された。原理の詳細は割愛するが、大きなスピン磁気モーメントを有する Mn 原子が比較的軽い III-IV 族元素とともに一軸性の結晶構造を形成している点が重要であると解釈される。

【スピントロニクス応用】前述のように、正方晶 Mn 系磁性体のもつ、比較的高い磁気転移温度、低飽和磁化、高垂直磁気異方性、そして低ダンピング定数といった特性は、スピントランスポール等を利用したスピントルクデバイスの性能を飛躍的に高めることができるため、そういったデバイス向け材料としての潜在性を検討することが一つの課題である。そのため我々は、デバイス化で必須となる正方晶 Mn 系磁性体の薄膜形成の研究をさらに進め、その極薄膜形成に初めて成功した。そういった技術を用いることで、Mn-Ga 極薄膜を用いたデバイス構造におけるスピン軌道トルク磁化反転や、スピントルクダイオード効果を初めて報告した。また磁気抵抗デバイス応用を念頭に、正方晶 Mn 系磁性体を用いた磁気トンネル接合の研究にも取り組み、ごく最近、Mn を含む新規準安定磁性合金と組み合わせることで、100% を超えるトンネル磁気抵抗効果を報告した²⁾。講演では、これらの研究に加え、現在の取り組みと今後の展望について述べる。

【謝辞】宮崎照宣東北大学名誉教授、ならびに多くの共同研究者に深く感謝いたします。本研究は、科研費等多くの支援によって行われた。

参考文献 1) 文献は次の総説等を参照のこと。鈴木和也, 水上成美, スピントロニクスハンドブック (III. 第一節, 第二項, NTS, 2023); X. Zhao, J. Zhao, Adv. Mater. Interfaces **9**, 2201606 (2022); S. Mizukami et al. Scr. Mater., **118**, 70 (2016); 日本磁気学会第 208 回研究会資料 (2016); S. Mizukami, J. Mag. Soc. Jpn. **39**, 1 (2015). 2) K. Z. Suzuki et al., Appl. Phys. Lett. **118**, 172412 (2021); K.Z. Suzuki, S. Mizukami, AIP Adv. **13**, 035225 (2023).