

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

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

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

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

Introduction

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

Results

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

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

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

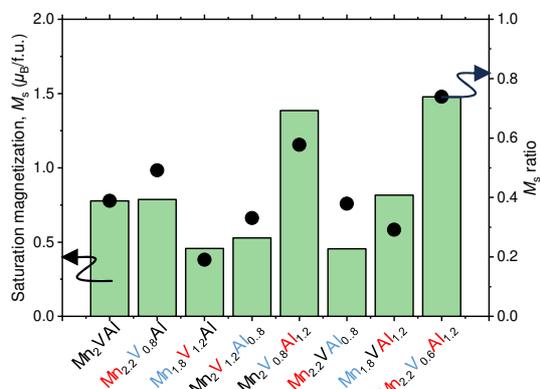


Fig. 1. Composition dependence of M_s and M_s ratio for the MVA samples deposited at 600°C.

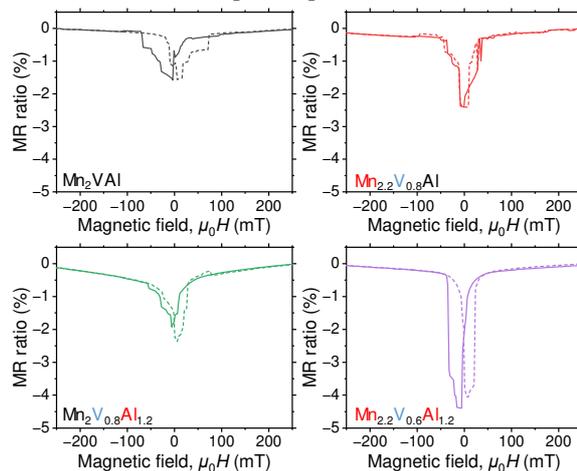


Fig. 2. MR curves measured in CPP-GMR devices consisting of MVA (10 nm)/Ag (5 nm)/CoFe (7 nm).

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

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

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

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

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

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

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

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

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

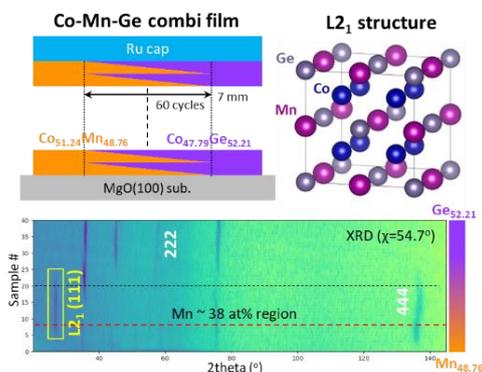


Fig. 1 Co-Mn-Ge compositional-spread thin films and the color map of XRD structure analysis.

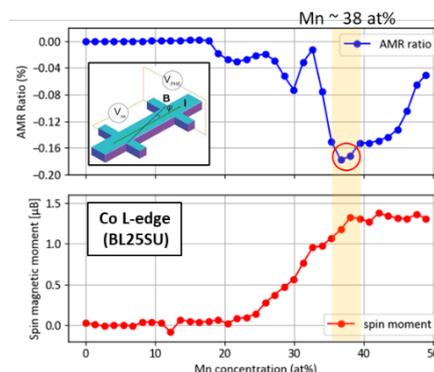


Fig. 2 Mn concentration dependence on AMR ratio and Co spin magnetic moment.

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

桑山亮太¹・今村光佑¹・磯上慎二²・大竹充¹
(¹横浜国大, ²物材機構)

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

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

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

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

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

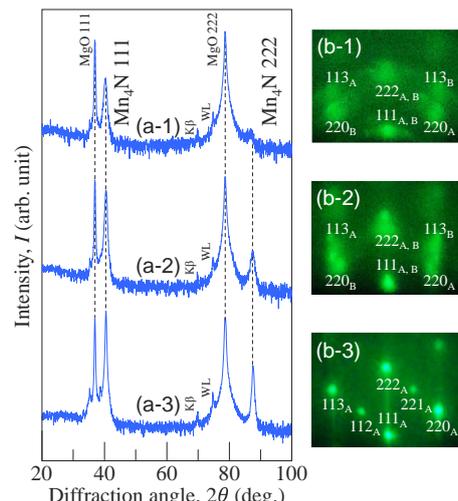


Fig. 1 (a-1)–(a-3) out-of-plane XRD and (b-1)–(b-3) RHEED patterns of Mn₄N films formed on MgO(111) substrates at (a-1, b-1) 200 °C, (a-2, b-2) 400 °C, (a-3, b-3) 600 °C.

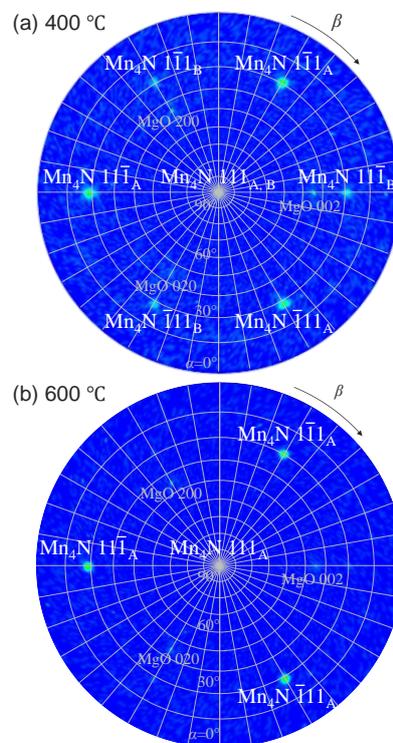


Fig. 2 Pole-figure XRD patterns measured for Mn₄N films formed on MgO(111) substrates at (a) 400 and (b) 600 °C.

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

小川峰登、奈良晃太郎、山ノ内路彦、植村哲也
(北海道大)

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

はじめに

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

実験方法

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

実験結果

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

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

参考文献

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

謝辞

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

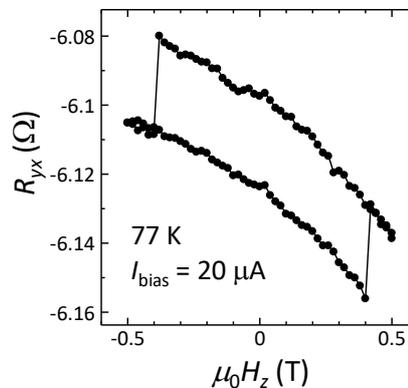


図 1. 77 K における R_{yx} の $\mu_0 H_z$ 依存性

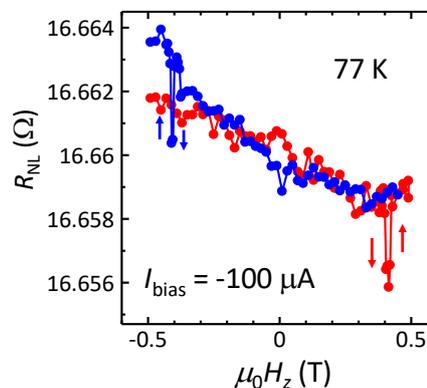


図 2. 77 K における R_{NL} の $\mu_0 H_z$ 依存性

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

横山琳咲・今村光佑・関口康爾・大竹充
(横浜国大)

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

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

(Yokohama Nat. Univ.)

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

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

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

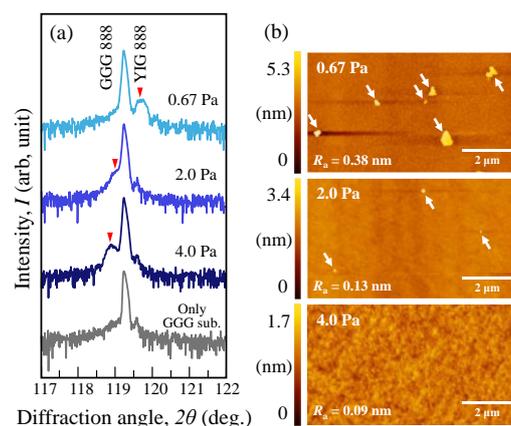


Fig. 1 (a) XRD patterns and (b) AFM images.

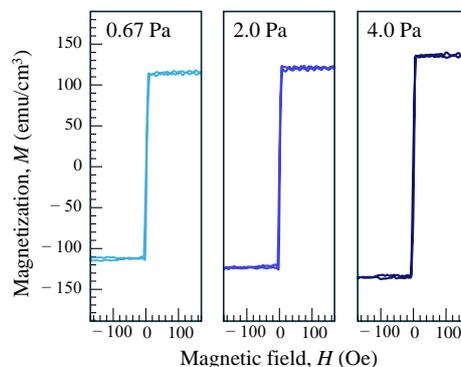


Fig. 2 In-plane magnetization curves.

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

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

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

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

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

確率的磁気トンネル接合のマイクロ磁気モデリング

遠藤聡, Simon John Greaves
(東北大学)

Micromagnetic modelling of stochastic magnetic tunnel junctions

So Endo, Simon John Greaves
(Tohoku University)

はじめに

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

実験方法

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

実験結果

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

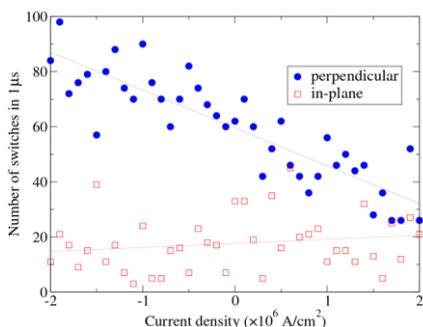


Fig.1 Number of switches

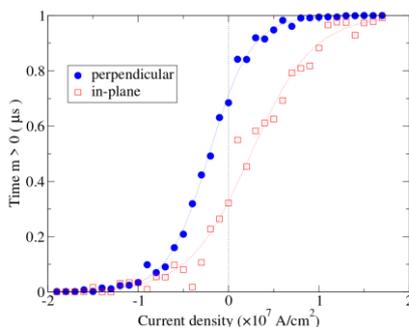


Fig.2 Time $m > 0$

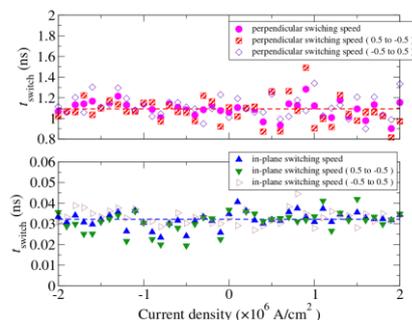


Fig.3 Switching speed (-0.5 to 0.5)

参考文献

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

アンチスキルミオンを用いた XOR 回路のシミュレーション

筑後志宣¹, 山田啓介², 廣畑貴文³, 仲谷栄伸¹

(¹ 電通大, ² 岐阜大, ³ 東北大)

Simulation of antiskyrmion XOR circuit for logic devices

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

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

はじめに

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

シミュレーション概要

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

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

結果および考察

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

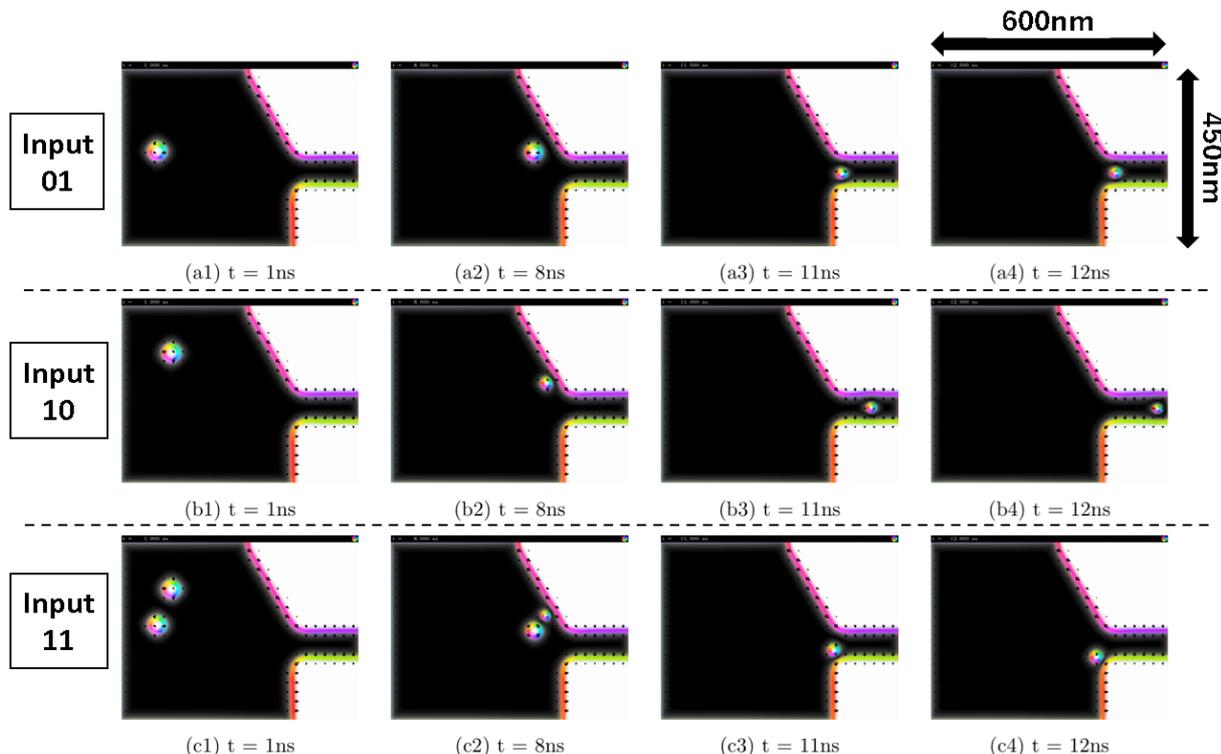


Fig. 1 Time stamps of antiskyrmion motion for the cases of (a1-4) input 01 (b1-4) input 10 (c1-4) input 11.

References

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

カイラリティを持つスキルミオンの分割シミュレーション

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

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

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

はじめに

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

計算条件

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

計算結果

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

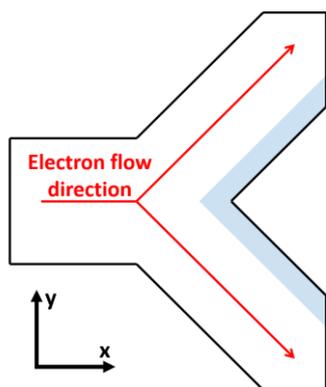


Fig. 1 Illustration of a Y-shaped nanowire with high anisotropy area

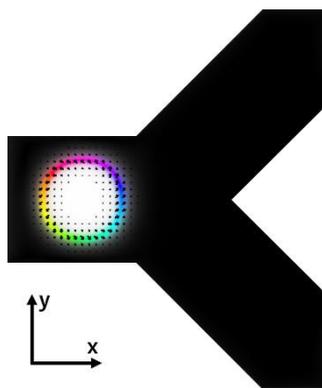


Fig. 2 Initial position of a Skyrmion

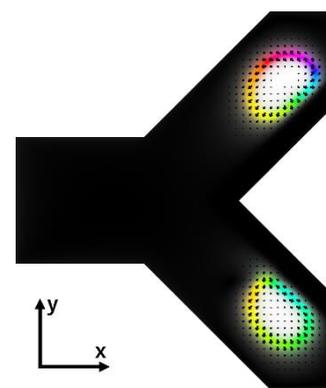


Fig. 3 Appearance of Skyrmion and meron

参考文献

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

強磁性薄膜における水素を利用した磁気特性制御

小山知弘^{1,2,3,4}、關憲行¹、千葉大地^{1,2,3,5}

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

Control of magnetic properties using hydrogen in ferromagnetic thin films

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

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

はじめに

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

実験方法

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

実験結果

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

謝辞

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

参考文献

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

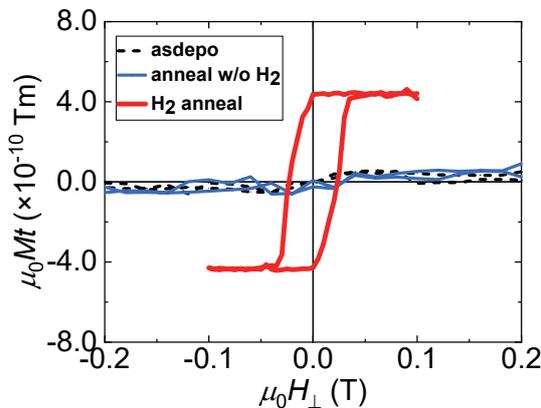


Figure 1: Magnetic moment per unit area Mt as a function of perpendicular field H_{\perp} . The results for the films annealed under different conditions (asdepo, annealed without H₂ flow, and annealed in H₂ gas) are shown.

傾斜レジスト膜とイオン照射法を利用した磁気特性変調

大島 大輝, 加藤 剛志
(名古屋大学)

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

Daiki Oshima, Takeshi Kato
(Nagoya Univ.)

はじめに

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

実験方法

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

実験結果

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

参考文献

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

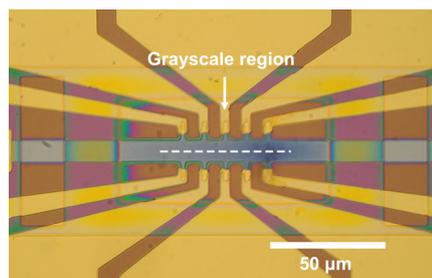


Fig. 1 Grayscale lithography over Hall-bar structures

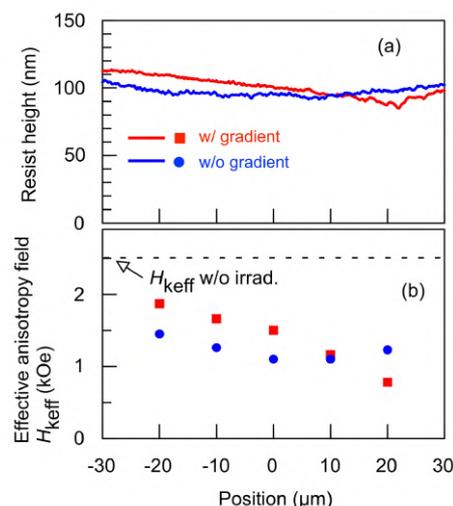


Fig. 2 (a) Line profiles of resist height in the grayscale region. (b) Position dependences of effective anisotropy field H_{keff} .

3次元磁気メモリのためのCoPt電析膜の成長過程の解析

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

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

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

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

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

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

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

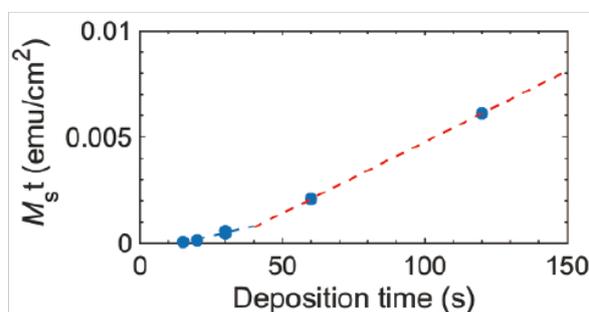


Fig. 1 Magnetization per unit area versus time.

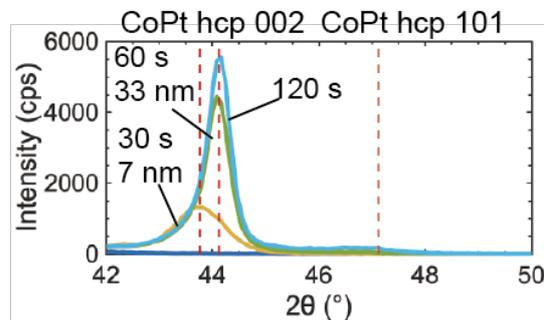


Fig. 2 XRD patterns

参考文献

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

トポロジカル超伝導体における内因性逆スピンホール効果

水島健, 荻原惇, 松下太樹*
(阪大院基礎工, *京大理)

Intrinsic inverse spin Hall effect in topological superconductors

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

1 はじめに

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

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

2 研究目的と結果

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

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

References

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

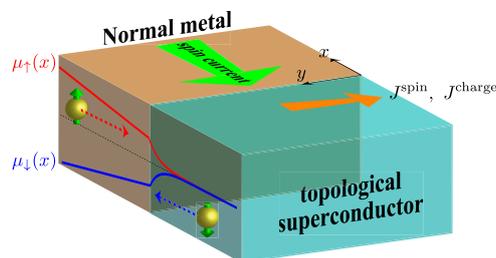


Fig. 1 Schematic figure of a topological superconductor/normal-metal junction.

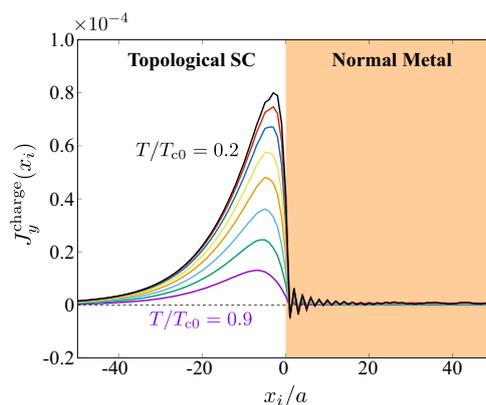


Fig. 2 Charge current density along the interface, where the spin current is injected into the interface from the normal metal.

空間反転対称性の破れた Ta/V/Nb 超伝導人工格子へのスピン注入

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

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

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

はじめに

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

実験方法

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

実験結果

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

参考文献

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

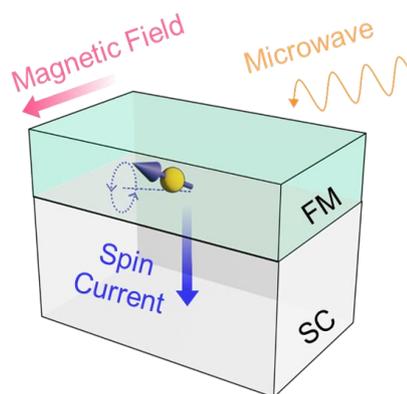


Fig.1. Schematic design of measurement setup

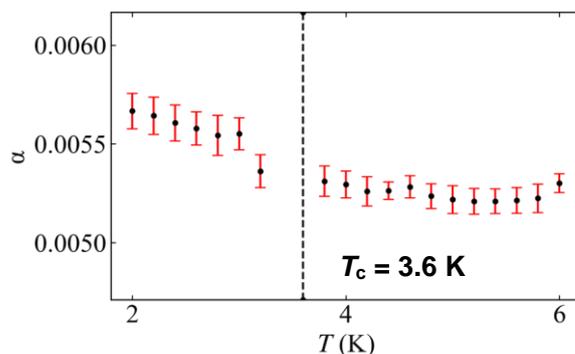


Fig.2. Temperature dependence of damping constant α

傾斜異方性を有する磁性薄膜における SOT 磁化反転シミュレーション

原田恭太郎¹、山田啓介²、仲谷栄伸¹⁽¹⁾ 電通大、⁽²⁾ 岐阜大)

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

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

はじめに

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

計算条件

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

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

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

結果及び考察

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

参考文献

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

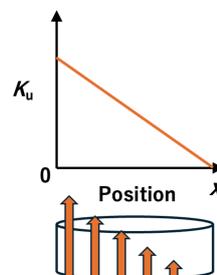


Fig. 1 Illustration of the thin film with tilted perpendicular anisotropy

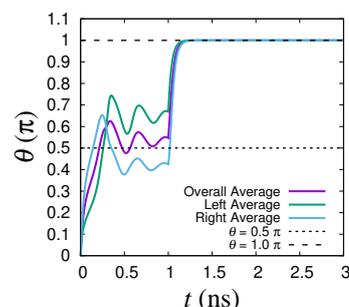


Fig. 2 Change of θ in time

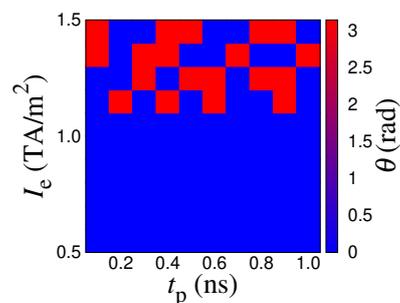


Fig. 3 Effect of I_e and t_p on θ (Uniformly anisotropy thin film)

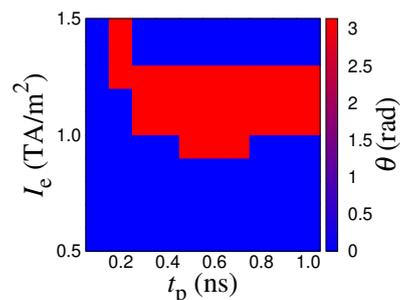


Fig. 4 Effect of I_e and t_p on θ (Tilted anisotropy thin film)

DMIを有する楕円状磁性薄膜におけるSOT磁化反転シミュレーション

角田諒¹, 山田啓介², 仲谷栄伸¹(電通大¹, 岐阜大²)

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

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

はじめに

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

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

シミュレーション概要

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

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

結果および考察

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

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

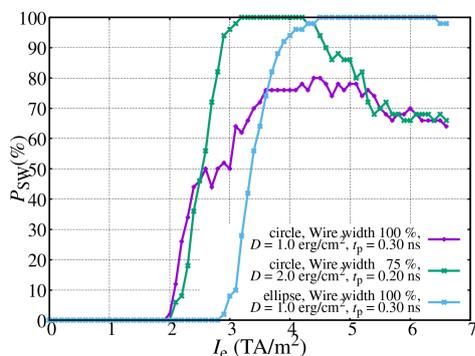


Fig. 1: Effect of the current density on the switching probability ($T = 300 \text{ K}$)

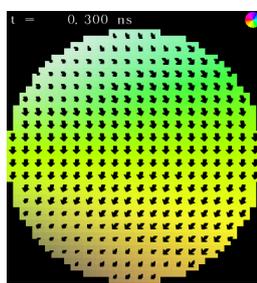


Fig. 2: Magnetization texture at $t = 0.3 \text{ ns}$ ($x:y = 1:1$, Wire width:100%, $D = 1.0 \text{ erg/cm}^2$, $t_p = 0.3 \text{ ns}$, $T = 0 \text{ K}$, $I_c = 6.0 \text{ TA/m}^2$)

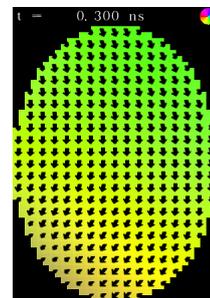


Fig. 3: Magnetization texture at $t = 0.3 \text{ ns}$ ($x:y = 1:1.35$, Wire width:100%, $D = 1.0 \text{ erg/cm}^2$, $t_p = 0.3 \text{ ns}$, $T = 0 \text{ K}$, $I_c = 6.0 \text{ TA/m}^2$)

References

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

SSTによる磁化反転のシミュレーション解析

渡邊智貴¹、山田啓介²、仲谷栄伸¹(¹ 電気通信大学、² 岐阜大学)

Simulation of magnetization switching in thin film by SST

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

はじめに

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

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

計算条件

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

結果及び考察

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

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

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

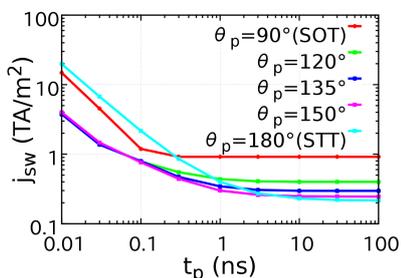


Fig. 1 Effect of current pulse width t_p and spin polar angle θ_p on minimum switching current density j_{sw}

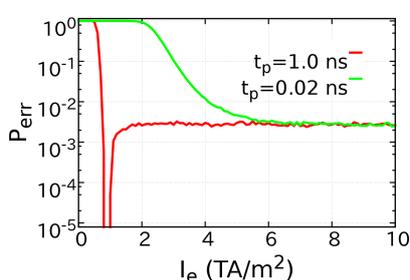


Fig. 2 Effect of current density I_e and current pulse width t_p on switching error rate P_{err} ($\theta_p = 105^\circ$)

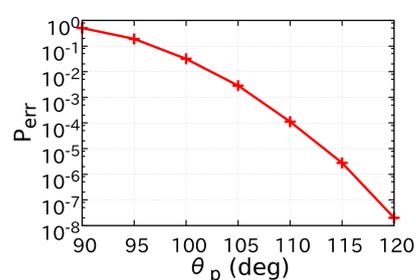


Fig. 3 Effect of the spin polar angle θ_p on switching error rate P_{err} ($t_p = 0.02$ ns)

参考文献

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

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

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

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

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

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

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

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

Reference

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

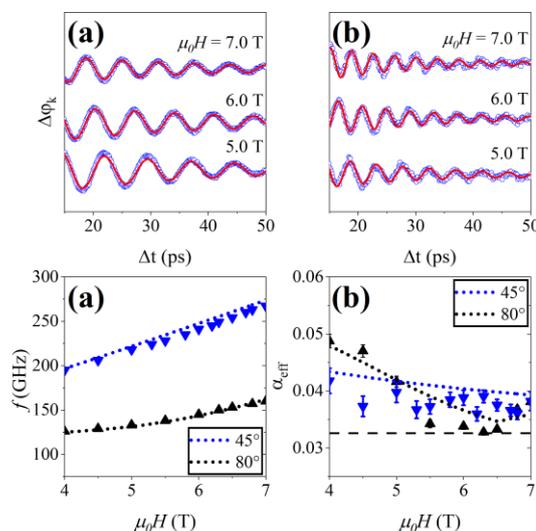


Fig. 1 TRMOKE spectra for a continuous 30 nm FePt/STO film at magnetic field angles (a) 80° and (b) 45°. The solid red curves represent the fitting of the blue dot raw data. Calculated (c) precession frequency f and (d) effective damping constant α_{eff} .

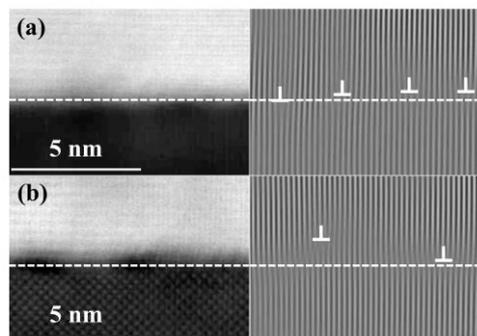


Fig. 2 High resolution transmission electron microscopy of the (a) FePt/MgO and (b) FePt/STO sample where misfit dislocations are highlighted by the \blacktriangledown marker.

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

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

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

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

はじめに

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

実験方法

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

実験結果

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

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

参考文献

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

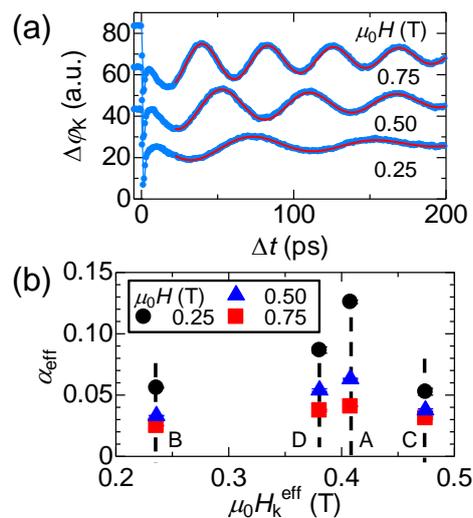


図 1. (a) Sample A について磁場角度 $\theta_H=60^\circ$ とした際の TRMOKE 測定結果. (b) 実効的なダンピング定数 α_{eff} の試料依存性.

Co-Pd 合金薄膜における円偏光誘起トルク

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

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

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

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

1. はじめに

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

2. 実験方法

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

3. 実験結果

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

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

参考文献

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

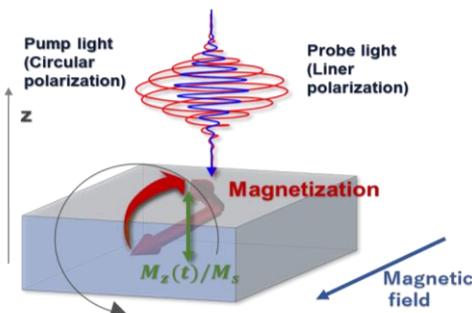


図 1 円偏光誘起磁化ダイナミクス測定の大略図

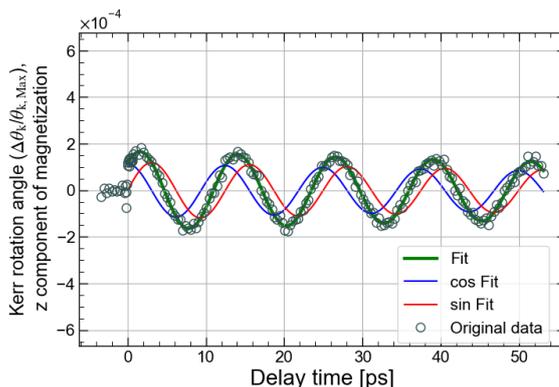


図 2 Co 薄膜における円偏光のヘリシティに依存した磁化ダイナミクス測定の大略図。曲線は実験値にフィットしており、その cos と sin の成分も併せて示す。

プラチナ薄膜における円偏光レーザーパルス誘起テラヘルツ波放射

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

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

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

はじめに

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

実験方法

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

実験結果

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

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

参考文献

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

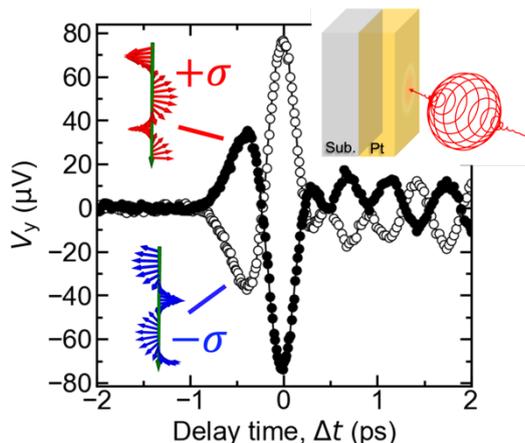


図 1. Pt 薄膜における円偏光誘起テラヘルツ波放射。黒塗り及び白抜きのプロットは、それぞれ+、-のヘリシティを有する円偏光を照射した際のシグナルを示す。

GdFeCo/Fe 薄膜での単一超短パルス光照射による反転磁区形成

吉川大貴, 笠谷雄一, 塚本新
(日本大学理工学部)

The magnetic domain switching by single shot ultrafast laser pulse on GdFeCo/Fe thin film
Hiroki Yoshikawa, Yuichi Kasatani and Arata Tsukamoto
(College of Science and Technology, Nihon Univ.)

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

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

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

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

謝辞：本研究は (公財) カシオ科学振興財団の助成を受けて行った。

参考文献

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

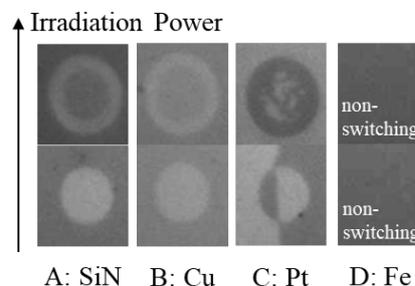


Fig. 1 The created magnetic domain images on each samples (A~D)

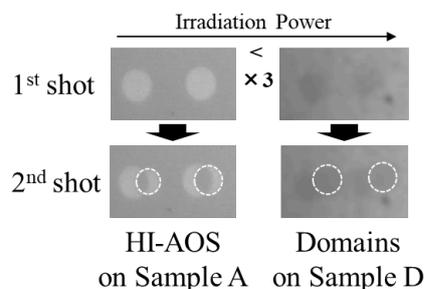


Fig. 2 The difference between the created domain on Sample D and HI-AOS domain

Si/Al 傾斜材料を用いた電流誘起垂直磁化スイッチング

高木さゆり、洞口泰輔*、山野井一人、能崎幸雄
(慶應義塾大学、*福岡大学)

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

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

はじめに

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

実験手法

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

実験結果および考察

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

参考文献

[1] 洞口ら：日本物理学会第78回年次大会

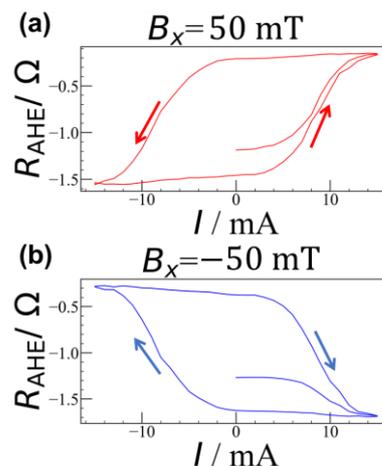


Fig. 1. SOT switching experiments for [Si/Al gradient materials]/Pt/Co/Pt films. In-plane assist fields were set a) $B_x = +50$ mT, b) $B_x = -50$ mT.

Si-Al 合金膜に由来するスピントルク効率の組成比依存性

中山颯人¹、洞口泰輔²、山野井一人¹、能崎幸雄^{1,3}

(¹慶大理工、²福大理、³慶大スピン研)

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

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

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

はじめに

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

実験手法

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

実験結果と展望

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

参考文献

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

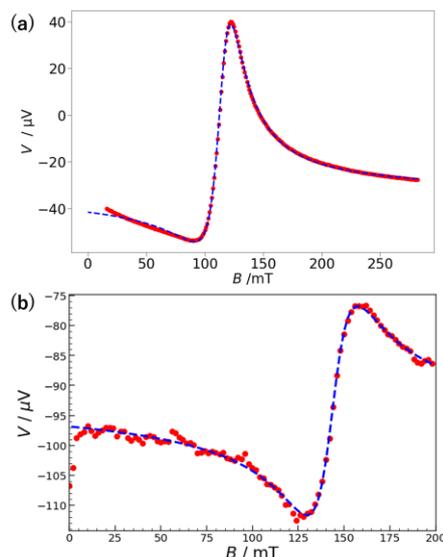


Fig. 1 ST-FMR spectra for (a) multilayered and (b) co-sputtered samples, whose compositional ratio is Si:Al = 60:40.

TMR のバリア膜厚振動に対する理論研究

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

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

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

はじめに

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

方法・結果

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

参考文献

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

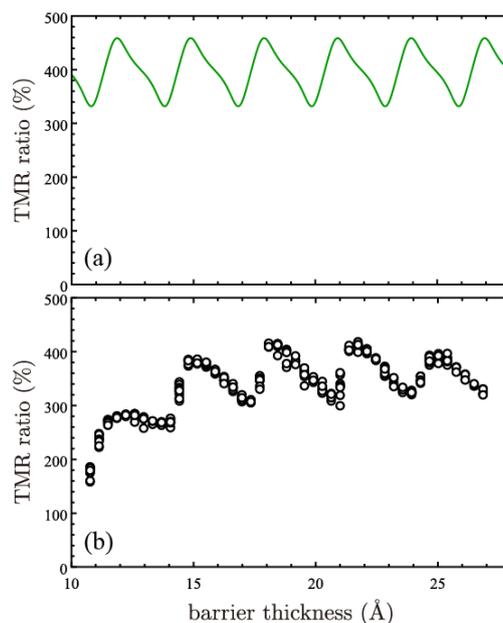


Fig. 1 (a) Theoretically calculated and (b) experimentally obtained TMR ratios as a function of the insulating barrier thickness. From Ref. [6].

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

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

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

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

はじめに

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

実験方法

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

実験結果

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

参考文献

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

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

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

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

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

はじめに

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

実験方法

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

実験結果

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

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

参考文献

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

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

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

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

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

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

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

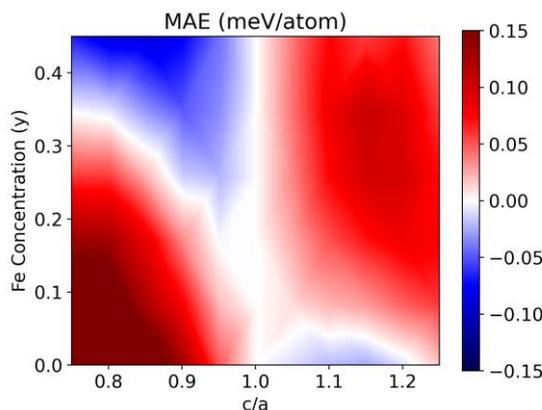


Figure 1: Magnetic anisotropy energy (MAE) as a function of tetragonal distortion c/a and Fe composition in *bcc* CoFeMn alloys.

References

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