

Co₂ScAs/Mn₂ScAs 多層膜の電子状態に対する第一原理計算

福ヶ迫和輝、本多周太、伊藤博介
(関西大学)

First principles calculations for magnetic multilayers based on Co₂ScAs/Mn₂ScAs

K. Fukugasako, S. Honda, and H. Itoh
(Kansai Univ.)

はじめに

ハーフメタル材料はスピン分極率が 100% であるため、次世代 MRAM の MTJ 材料への応用が期待されている。一方、反強磁性体は内部で磁気モーメントを打ち消しあい外部に磁場を漏洩させないため、高密度に集積しても隣接 MTJ 間の相互作用を生じない。この 2 つの性質を併せ持つ“反強磁性ハーフメタル”の候補として、ホイスラー合金多層膜 Co₂ScAs[2 ML]/Mn₂ScAs[2 ML] を提案した。しかし、薄膜としての応用を考えた場合、膜厚の薄さ、安定した磁性が不明瞭な点が課題となった。

本研究では Co₂ScAs/Mn₂ScAs 多層膜の膜厚と磁性を変化させ、それぞれの電子状態やエネルギーについて計算し、応用上の有用性を調査する。

模型と計算方法

Fig. 1 に示すように、2 種類のホイスラー合金からなる多層膜 Co₂ScAs[2n ML]/Mn₂ScAs[2n ML] の(001)積層について磁性、電子状態密度、スピン分極率および磁気モーメントを、PAW と GGA を用いた第一原理計算で求める

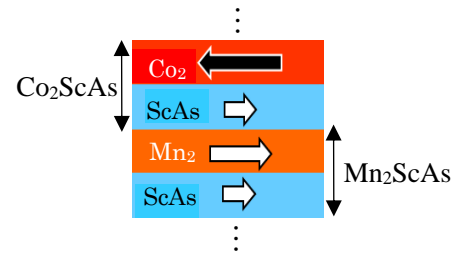


Fig. 1 Magnetic multilayer based on half-metallic Heusler alloys

計算結果

Co₂ScAs 層と Mn₂ScAs 層の磁化が反平行な状態 (反強磁性) のエネルギー E_{ap} および平行な状態 (強磁性) のエネルギー E_p について、計算で得られたエネルギー差を Fig. 2 に示す。 $n = 1 \sim 5$ 全ての膜厚において $E_{ap} < E_p$ となり、反強磁性が安定な状態であることが分かった。また、このエネルギー差は膜厚の増加とともに一定値に収束していくと予想される。TABLE 1 は磁気モーメント M とスピン分極率 P の結果を膜厚ごとに示している。全ての膜厚で、 M が小さく P が大きな状態 (反強磁性ハーフメタル) となっていることがわかる。

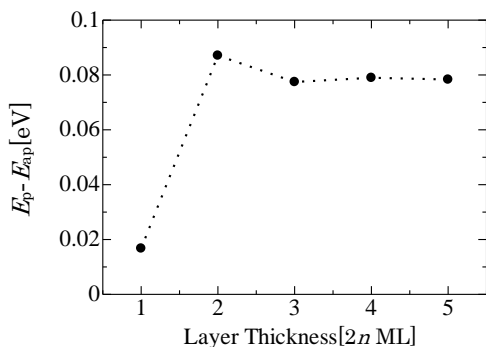


Fig. 2 Energy difference ($E_p - E_{ap}$)

Layer Thickness [ML]	M [μ B]	P [%]
1	0.0334	88.1
2	0.0082	99.7
3	0.0570	95.4
4	0.0572	97.6
5	0.0738	95.6

TABLE 1 Magnetic moment and spin polarization

極薄 Co₂FeSi/MgO 積層構造の微細構造と元素分布の解析

松下瑛介, 高村陽太, 中川茂樹
(東京工業大学 工学院 電気電子系)

Microstructure and elemental distribution of ultrathin Co₂FeSi/MgO structure

E. Matsushita, Y. Takamura, S. Nakagawa

(Dept. of Electrical and Electronic Eng., Sch. of Eng., Tokyo Inst. of Tech.)

はじめに

スピン分極率が 100% のハーフメタル強磁性体(HMF)を用いた垂直磁気トンネル接合(p-MTJ)は、非常に高いトンネル磁気抵抗比が期待されるため、次世代の不揮発性メモリ素子として注目されている。これまで我々は、HMF と予測されているフルホイスラー合金 Co₂FeSi(CFS)と、Fe 系合金を接合すると垂直方向の界面磁気異方性が発現する可能性がある MgO^{1,2)}との二層膜を作製し、極薄膜 CFS に垂直磁気異方性(PMA)を付与できることを示してきた^{3,4)}。さらに、この CFS/MgO 二層膜における磁気異方性の詳細な解析から、CFS の膜厚が 0.4 nm から 1.4 nm においてはバルクの成分も垂直方向に異方性を持っていること、およびこの PMA が 0.7 nm 以下で急増することを明らかにした⁵⁾。本研究では、このバルクの PMA の起源を調査するために、極薄膜 CFS の微細構造解析と積層構造の局所的な組成分析を行った。

実験方法

試料は対向ターゲット式スパッタリング法で作製した MgO(001)単結晶基板の上に、バッファ層として Cr 40 nm と Pd 50 nm を室温で堆積させた後、CFS 層を基板温度 300°C で成膜した。その後、CFS 層の上部を酸素で暴露し、MgO 2.7 nm を成膜した。最後に 10 nm の Cr 層でキャップをした。

極薄膜 CFS の微細構造解析と組成分析には、走査透過型電子顕微鏡(STEM)を用いた。評価試料として、バルクの PMA が急増した CFS 膜厚が 0.6 nm の試料と、急増する前の 1.4 nm の試料を選択した。

実験結果

MgO 基板[100]方向に沿った断面の STEM 観察を行った。CFS 層の配向面を評価するために、CFS 層の STEM 像を高速フーリエ変換(FFT)したものを Fig. 1 に示す。厚さ 1.4 nm の CFS は、原点から最も近い 4 つの格子点までの距離が全て等しいパターンを示し(Fig. 1 (a))、この結果は CFS が(110)配向であると解釈できる。CFS の膜厚が厚い領域では CFS は(001)配向することがわかっているため、極薄膜領域では配向面が変化していることがわかった。また、0.6 nm の試料の FFT パターンは不明瞭で、配向面を評価できなかった(Fig. 1 (b))。

次に積層構造における原子の相互拡散を STEM-電子エネルギー損失分光法(EELS)による組成分析により評価した。Fig. 2 に積層構造中の Fe と Co, Pd の元素マッピングの結果を示す。図中の白い点線の内側が CFS 層と考えている部分である。どちらのサンプルにおいても Pd が CFS 層内に拡散していることが確認された。

極薄膜領域での特異な配向や Pd の拡散は、極薄膜 CFS において、バルクの成分が PMA を持つ要因となった可能性がある。

謝辞

本研究は、文部科学省委託事業ナノテクノロジープラットフォーム課題として物質・材料研究機構微細構造解析プラットフォームの支援(課題番号 JPMXP09A19NM0111)を受けて実施した。

参考文献

- 1) S. Ikeda *et al.*: Nat. Mater., **9**, 721 (2010).
- 2) Z. Wen *et al.*: Appl. Phys. Lett., **98**, 242507 (2011).
- 3) Y. Takamura *et al.*: J. Appl. Phys., **115**, 17C732 (2014).
- 4) K. Shinohara *et al.*: AIP Advances, **8**, 055923 (2018).
- 5) Y. Takamura *et al.*: J. Magn. Soc. Jpn., **43**, 120 (2019).

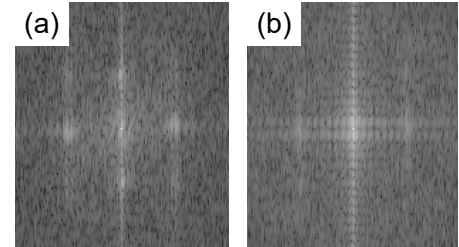


Fig. 1. FFT pattern for STEM images for the CFS layer of MgO-sub./Cr/Pd/CFS/MgO/Cr stacks. (a) 1.4 nm – CFS, (b) 0.6 nm – CFS

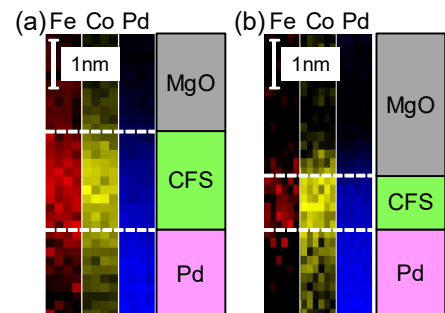


Fig. 2. Composition analysis with STEM – EELS. (a) 1.4 nm – CFS, (b) 0.6 nm – CFS

L_{21} -atomic order and spin-polarization in Co_2MnZ ($Z = \text{Ge}, \text{Sn}$) Heusler thin films

Varun Kumar Kushwaha, Yuya Sakuraba, Tomoya Nakatani, and Kazuhiro Hono
National Institute for Material Science, 1-2-1 Sengen, Tsukuba, Ibaraki, 305-0047, Japan

Half-metallic Co_2 -based Heusler alloys have attracted much interest for spintronic applications because of their predicted 100% spin-polarization (P) and high Curie temperature (T_C), which are expected to enhance the performance of spintronic devices. In fact, several experimental studies have already demonstrated their effectiveness in enhancing the giant-magnetoresistance, tunnel-magnetoresistance and spin-accumulation effects. Despite large magnetoresistance (MR) ratio observed in Heusler-based devices, structural disorder is still one of the remaining issues which lowers the spin-polarization. Therefore, a high degree of structural ordering is necessary to realize the half-metallicity. An enhanced MR has been reported in various devices using Co_2 -based Heusler alloys such as Co_2MnSi and $\text{Co}_2\text{FeGe}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}$ by promoting the structural order ($B2 \rightarrow L_{21}$ -ordering) by annealing at high temperature ($> 500^\circ\text{C}$). For various applications, however, applicable maximum annealing temperature is limited, e.g., less than 300°C is required for a magnetic read head for HDD because of the temperature tolerance of the NiFe shield. Therefore, it is desirable to search for other Heusler alloys which crystallize in L_{21} -order below 300°C . The present work is motivated by the Okubo *et al.* [1]'s report, where the L_{21} to $B2$ -order transition temperature of Co_2MnZ ($Z = \text{Ge}, \text{Sn}$) alloys is found to be above 1500K ; and hence L_{21} -ordering is expected to appear even by annealing at relatively low temperature.

Epitaxial Co_2MnZ ($Z = \text{Ge}, \text{Sn}$) (30 nm) and $\text{Co}_2\text{FeGe}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}$ (50 nm) films were grown on MgO (001) single crystal substrate using ultra high vacuum magnetron sputtering at room temperature and subsequently annealed *in-situ* at $T_{\text{ann}} = 200\text{-}700^\circ\text{C}$ to promote the Heusler ordering. Here, Co_2MnZ ($Z = \text{Ge}, \text{Sn}$) films were grown on $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$ (3 nm) buffer layer. The degree of L_{21} -ordering ($S_{L_{21}}$) as a function of T_{ann} of Co_2MnZ ($Z = \text{Ge}, \text{Sn}$), $\text{Co}_2\text{FeGe}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}$ and Co_2MnSi (Ref. [2]) films is displayed in Fig. 1(a). In case of $\text{Co}_2\text{FeGe}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}$ and Co_2MnSi , L_{21} -ordering was observed above 500°C ; whereas that of Co_2MnZ ($Z = \text{Ge}, \text{Sn}$) films appeared even in as-deposited and varies systematically with increasing T_{ann} . Non-local spin-valve (NLSV) devices were micro-fabricated to estimate the spin-polarization P of Co_2MnZ ($Z = \text{Ge}, \text{Sn}$) and $\text{Co}_2\text{FeGe}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}$ films by measuring the spin-accumulation signal in Cu channel. A systematic variation in P with increasing T_{ann} was observed in these alloys [Fig. 1(b)]. At $T_{\text{ann}} = 300^\circ\text{C}$, the spin-polarization P of Co_2MnSn and $\text{Co}_2\text{FeGe}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}$ were found to be very close (~ 0.56) whereas that of Co_2MnGe film was higher (~ 0.67) which would be due to higher degree of L_{21} -ordering. These results suggest that Co_2MnGe alloy might be a better ferromagnetic electrode for practical applications.

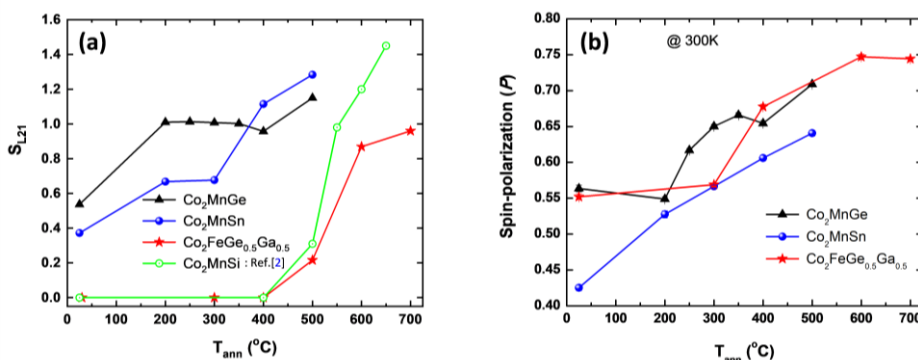


Figure 1. Annealing temperature dependence of (a) degree of L_{21} -ordering ($S_{L_{21}}$), and (b) bulk spin-polarization (P) measured in NLSV devices. $S_{L_{21}}$ exceeding 1 is expected to be caused by off-stoichiometry in films.

- [1] A. Okubo, R. Y. Umetsu, K. Kobayashi, R. Kainuma, and K. Ishida, Appl. Phys. Lett. **96**, 222507 (2010).
[2] Y. Sakuraba, K. Izumi, T. Iwase, S. Bosu, K. Saito, K. Takanashi, Y. Miura, K. Futatsukawa, K. Abe, and M. Shirai, Phys. Rev. B **82**, 094444 (2010).

ナノ結晶から形成された Co_2FeGa 合金薄膜の配向制御と磁性

Textured growth and magnetic properties of Co_2FeGa alloy thin films formed by nanocrystals

○大野悠太, 山田啓介, 嶋睦宏 (岐阜大院自)

○Yuta Ohno, Keisuke Yamada, and Mutsuhiro Shima (Gifu Univ.)

【緒言】

前駆体結晶の基本骨格を保ちながら新たな結晶相が生成するトポタクティック法は、高い結晶配向性を有する薄膜を簡便に作製できる化学合成法であり^[1]、結晶配向により磁気異方性などの物性制御が可能であることから、機能性薄膜材料分野への更なる展開が期待されている^[2]。本研究では、高いスピントロニクス分野で注目される Co_2FeGa 合金^[3,4]について、トポタクティック法により薄膜を作製し、反応過程で生成するゲルと前駆体および薄膜の結晶構造と配向度、磁気特性の相関について調べた。

【実験方法】

Co_2FeGa 合金薄膜試料の作製では、はじめに Co^{2+} , Fe^{3+} , Ga^{3+} の各硝酸水溶液を目的組成となるように比率調整し混合後、 NaOH を用いて pH 9.0 に調整し共沈反応により沈殿させた。沈殿生成物を 333 K で 3 日間低温熱処理を行った後、沈殿したゲルを遠心分離法で分離し、エタノール中に分散させて前駆体を生成し、Si 基板上にスピンドコーティングした。次に大気雰囲気下、973 K で 30 分間アニールしたのち、 N_2/H_2 の混合ガス ($\text{N}_2/\text{H}_2 = 4/1$) フロー中、973 K で 3 時間アニールを行い、薄膜試料を作製した。薄膜試料の結晶構造及び室温の磁気特性を XRD 及び VSM を用いて測定した。

【結果と考察】

はじめに XRD を用いて試料の結晶構造を調べた。まず、前駆体である沈殿生成物を 333 K で熱処理し生成したゲル薄膜では、 $\alpha\text{-Co}(\text{OH})_2$ 相の (001) ピークのみ、大気雰囲気下 973 K で熱処理した試料ではスピネル相の (111) ピークのみが観測された。次に、 N_2/H_2 混合ガス雰囲気下 973 K で熱処理した試料では、BCC 相の (110) ピークのみが観測され、前駆体に 333 K で熱処理を行っていない試料と比較し、高い配向性を確認した (Fig.1)。高配向性の要因として、熱処理により Ga^{3+} 置換およびゲルの結晶化が促進されたこと等が考えられる。VSM を用いて室温で磁化測定を行ったところ、強磁性的な磁化曲線が得られた。角形比は高配向膜で $M_r/M_s = 0.59$ であり、無配向膜の $M_r/M_s = 0.30$ の約 2 倍近い値が得られた。これは高配向化が薄膜の磁気異方性に影響を及ぼした結果と考えられる。

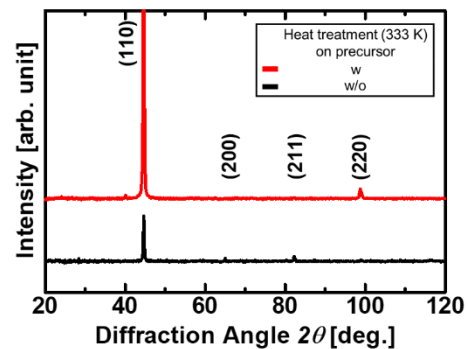


Fig.1. Co_2FeGa 合金薄膜の X 線回折スペクトル

【参考文献】

- [1] T. Mairosier et al., *Nat. Commun.* **6**, 7716 (2015). [2] D. H. Kim, et al., *Adv. Mater.* **29**, 1606831 (2017). [3] N. Patra, et al., *J. Alloys Compd.* **748**, 653-670 (2018). [4] R.Y. Umetsu, et al., *J. Appl. Phys.* **111**, 073909-073915 (2012).

高品質トポロジカル $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ エピタキシャル薄膜の作製と特性評価

羽立 康浩, 鈴木 健太, 浅野 秀文, 植田 研二
(名大院工)

Fabrication and characterization of high-quality topological $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ thin films

Yasuhiro Hadate, Kenta Suzuki, Hidefumi Asano, Kenji Ueda
(Nagoya Univ.)

はじめに

トポロジカル物質はヘリカルスピン偏極した超高移動度表面伝導性を有するため、スピントロニクスデバイス材料として注目されている。中でも $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ は非常に高い移動度 ($\sim 85000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) に加えて大きなスピンホール効果が表れる等優れた物理特性を有することから盛んに研究が行われている。 $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ (BiSb) は Sb 組成により特性が変化し、 $x > \sim 0.04$ でトポロジカル相転移が生じトポロジカル半金属化し、 $x = 0.07 \sim 0.22$ でトポロジカル絶縁体となる。本研究ではトポロジカル絶縁体となる $x \sim 0.1$ を中心に高品質 BiSb トポロジカル薄膜の作製と特性評価を行ったので報告する。

実験方法

$\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($x = 0 \sim 0.45$) 薄膜は、 $\text{BaF}_2(111)$ 基板 (ミスマッチ: $\sim 3.2\%$) 上に分子線エピタキシ (MBE) 法を用いて作製した。 BiSb の固液境界線直下の $\sim 300^\circ\text{C}$ を目安に基板温度を設定し、高品質 BiSb 薄膜の作製を試みた。

結果と考察

$\text{BaF}_2(111)$ 基板上に製膜温度 (T_s) = $200 \sim 250^\circ\text{C}$ で BiSb 薄膜を作製した所、不均一に付着した多結晶膜となった。 150°C 以下の成長温度ではアモルファス膜、 280°C 以上の温度では膜付着が殆ど起こらなかった。これらは、 Bi の融点が低く (271°C)、高揮発性であることが主要因と考えられる。そこで、 $\text{BaF}_2(111)$ 基板上に低温で Bi の揮発を抑えながら BiSb を成長させた後に高温成長させる 2 段階成長法 ($T_s = \sim 150^\circ\text{C} \rightarrow \sim 250^\circ\text{C}$ の 2 段階で成長) により BiSb 薄膜を作製した所、X 線回折測定で、基板ピーク以外で BiSb の (00 l) ピークのみが観測され、 $\text{BaF}_2(111)$ 基板上で BiSb の c 軸配向成長が確認された [Fig.1(a)]。 $\text{BiSb}(003)$ ピークの半値幅は 0.75° と小さな値になり、結晶性の良好な薄膜が作製できている事が示唆された。面内 XRD 測定 (ϕ スキャン) 結果から [Fig.1(b)]、 $\text{BiSb}(012)$ と $\text{BaF}_2(-111)$ の双方で 3 回対称の鋭いピークが観測され、双方のピーク位置が一致した。これら XRD 測定結果から、 BiSb が $\text{BaF}_2(111)$ 基板上で $\text{BiSb}(001)[2-10]/\text{BaF}_2(111)[1-10]$ の配向関係でエピタキシャル成長する事が分かった。薄膜の面内、面直 XRD と逆格子マッピングより算出した BiSb 薄膜の格子定数は $a = 0.449 \text{ nm}$ 、 $c = 1.186 \text{ nm}$ となり、バルク値 ($a = 0.454 \text{ nm}$ 、 $c = 1.184 \text{ nm}$) とほぼ一致し、格子緩和した成長をしていることが分かった。これらの結果から、 BaF_2 等の格子整合性の良い基板を用いて 2 段階成長で製膜する事で、エピタキシャル BiSb 薄膜を作製できる事が分かった。次に $\text{BaF}_2(111)$ 基板上 BiSb 薄膜 (300 nm) のホール抵抗測定 (ρ_{xy}) を行った所、複数伝導層の存在を示唆する非線形挙動が観測された [Fig.1(c) 挿入図]。これは、作製した BiSb がトポロジカル表面伝導とバルク伝導の 2 種類の異なる伝導層を有する事に対応していると考えられる。ホール伝導度 σ_{xy} の 2 バンドモデル解析から、2 つの伝導層に対応したキャリア濃度、移動度がそれぞれ、伝導層 1: $1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、 $7450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 、伝導層 2: $4.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 、 $5.5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (@ 2 K) と算出された [Fig.1(c)]。これらの結果から、高移動度の伝導層 1 がトポロジカル表面伝導層、伝導層 2 がバルク伝導層に対応していると考えられる。膜厚の薄い BiSb 薄膜 (50 nm) において磁気伝導効果測定 (ΔG_{xx}) を行った所、弱反局在効果が現れ Hikami-Larkin-Nagaoka の式の解析では、トポロジカル表面伝導に対応する事を示す $a = -0.54$ と位相コヒーレンス長 $L_\phi = 109 \text{ nm}$ が得られた [Fig.1(d)]。

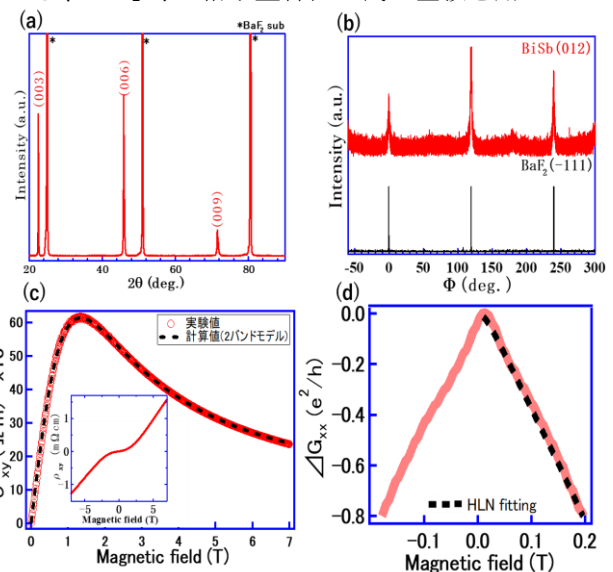


Fig.1 (a) Out of plane and (b) in-plane XRD patterns of the BiSb films, (c) Field dependence of the Hall conductivity, σ_{xy} and ρ_{xy} (inset). (d) Magnetoconductance curve ΔG_{xx} of the thinner ($\sim 50 \text{ nm}$) BiSb films.

Topological Weyl semimetal CoSi thin films with spin Hall effect enhanced by d - p orbital hybridization

K. Tang^{1,2}, Y.-C. Lau^{3,4}, K. Nawa¹, Z.C. Wen¹, Q.Y. Xiang¹, H. Sukegawa¹, T. Seki^{3,4}, Y. Miura¹, K. Takanashi^{3,4,5}, and S. Mitani^{1,2}

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

²Graduate School of Pure and Applied Sciences, University of Tsukuba, Tsukuba 305-8577, Japan

³Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

⁴Center for Spintronics Research Network, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

⁵Center for Science and Innovation in Spintronics, Core Research Cluster, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

Spin current generated by the spin Hall effect (SHE) provides a bright way to manipulate the magnetization orientation by spin-orbit torque (SOT) for energy-efficient spintronic devices. Recently, topological Weyl semimetals (WSMs) emerge as promising materials for efficient spin-current generation in SOT devices, due to their topological nature of the bulk band structures. A large intrinsic SHE has been predicted in the TaAs family of WSMs, arising from the interplay of the large spin Berry curvature near the Weyl nodes¹. The cobalt monosilicide CoSi is a newly discovered WSM with two types of chiral topological fermions at the band-crossing points near the Fermi level²⁻⁴, while the spin transport properties in the CoSi films have not been investigated. In this work, a comprehensive study on the nanometer-scale CoSi thin films and their spin-transport properties is presented by combining experiments and first-principles calculations.

CoSi-based thin films and heterostructures were fabricated by the magnetron sputtering in a high-vacuum sputter chamber. The out-of-plane XRD measurement with Cu K_α radiation was used to characterize the crystalline structure. The morphology and surface structures were checked by atomic force microscopy and reflection high-energy electron diffraction, respectively. Then, the samples were microfabricated into Hall bar structures by conventional UV lithography and Ar ion milling. Electrical and magnetic transport properties were measured in a physical properties measurement system at room temperature. Regarding the first-principles calculations, the generalized gradient approximation using the full-potential linearized augmented plane-wave method was employed.

Polycrystalline CoSi films with the $B20$ crystal structure and the flat surface morphology were deposited on sapphire c -plane substrates. The SHE and SOT signals in the CoSi films were studied by spin Hall magnetoresistance and harmonic Hall measurements in multilayer stacks with the core structure of CoSi/CoFeB/MgO. The anti-damping like and field like spin Hall conductivities (SHCs) of the CoSi films are evaluated to be $60 (\hbar/e)\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ and $95 (\hbar/e)\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$, respectively. The spin Hall efficiency of $\sim 3.4\%$ was obtained, which is appreciable in material systems without any heavy elements. From the first-principles calculations, it is found that the hybridization between d - p orbitals leads to a large enhancement of spin Berry curvature near the band crossings at the vicinity of the Fermi energy, making the dominating contribution to the SHC in the CoSi. The maximum SHC amplitudes of ~ 147 and $\sim 119 (\hbar/e)\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ can be achieved when the Fermi energy shifts down to -0.16 and up to 0.24 eV, where correspond to dope of 0.51 holes and 0.28 electrons, respectively. Therefore, we suggest that the SHC of CoSi could be further improved by doping with other elements, such as Fe or Ni. This work indicates that the d - p orbital hybridization plays a significant role for spin-current generation in Weyl semimetals and will be beneficial for developing new topological materials with large SHE.

Reference

- 1) Y. Sun *et al.*, Phys. Rev. Lett., **117** (2016) 146403.
- 2) D. Takane *et al.*, Phys. Rev. Lett., **112** (2019) 076402.
- 3) D.S. Sanchez *et al.*, Nature, **567** (2019) 500–505.
- 4) Z. Rao *et al.*, Nature, **567** (2019) 496–499.

磁性細線メモリー素子における磁区記録電流の低電流化に向けた検討

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

Micromagnetic analysis for reduction of write current in magnetic nanowire memory element

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

はじめに

我々は将来の立体テレビの時代に向け、大容量・超高速転送が可能な磁性細線メモリーを提案している。その基礎実験として、1本の磁性細線媒体に直交配置した2本の金属線A、Bを記録素子としたFig.1に示すような素子構造において、各記録素子に逆方向のパルス電流を印加することによりそのギャップに合成電流磁界を形成し、磁性細線に磁区を形成する手法について解析を進めた。今回、記録素子に印加するパルス電流に適切な時間遅延を設けることで、従来よりも低い電流値で磁化反転が可能であることを見出した。

シミュレーション条件

Fig.1の磁性細線モデルにおける磁区形成過程を、LLG (Landau-Lifshitz-Gilbert) 方程式により計算した²⁾。磁性細線の計算メッシュサイズは4nmとし、磁性細線と記録素子が導通しないよう両者間に10nmの絶縁層を設けた構造とした。さらに記録素子間のギャップに磁束を集中させて磁区形成しやすくするため、記録素子間に軟磁性材料(ソフトフェライト)を挿入した。記録素子Aに幅1nsのパルス電流を印加した後、遅延時間 $T=0\sim 300\text{ps}$ の範囲で遅れて記録素子Bに同様のパルス電流を逆方向に印加し、磁区形成過程を解析した。

シミュレーション結果

上記の記録素子構造と記録電流印加法を用いることで、特定範囲の T に対して、従来よりも低い電流値で磁区形成できることを確認した。その際、Fig.2の α 点(50nm, -58nm, 6nm)付近に核となる磁化反転がまず誘起され、その後磁壁が伝搬することで記録素子ギャップに反転磁区が形成された。 $T=150\text{ps}$ としたときの α 点、及び原点付近の β 点(2nm, 2nm, 6nm)における磁気モーメントの軌跡をFig.3に示す。 α 点ではダンピングの影響を受けて複数回円を描く複雑な経路を経た後に磁気モーメントが反転した。一方、 β 点では近接メッシュの磁気モーメントとの相互作用により一気に反転した。また α 点の磁気モーメントの歳差運動は、記録素子Bへの記録電流の印加タイミング(磁気モーメントの歳差運動に対するインパクト開始位置)に応じて変化し、磁区形成が可能となる遅延時間 T が周期的に存在することが判明した。遅延時間 T を変化させたときの、各観測点における磁気モーメントの歳差運動の変化と磁化反転について、当日詳細を報告する。

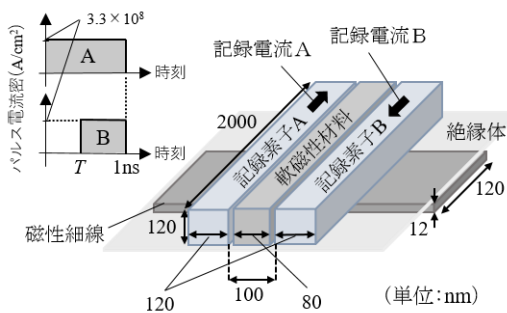


Fig.1 解析した磁性細線メモリーモデル

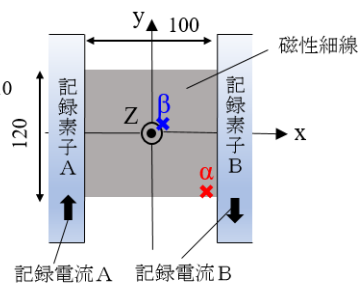


Fig.2 モデル中の解析点

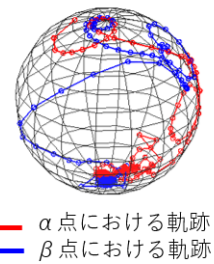


Fig.3 磁気モーメントの軌跡

参考文献

- 1) 宮本ほか: “磁性細線メモリーにおける磁区形成・駆動と磁気光学検出,” NHK 技研 R&D, No.181, pp. 20-31 (2020)
- 2) 遠藤ほか: “磁性細線デバイスにおける記録用金属線に流す記録電流の低電流化と発生磁界による磁気モーメントの解析,” 映像情報メディア学会年次大会, 34D-2 (2019)

Low Current Driven Vertical Domain Wall Motion Memory with Artificial Ferromagnet

Y. M. Hung¹, T. Li¹, R. Hisatomi¹, Y. Shiota¹, T. Moriyama¹, and T. Ono^{1,2}

¹Institute for Chemical Research, Kyoto University, Gokasho, Uji, Kyoto 611-0011, Japan.

²Center for Spintronics Research Network (CSRN), Graduate School of Engineering Science, Osaka University, Toyonaka, Osaka 560-8531, Japan.

Domain wall (DW) motion in ferromagnetic nanowires is potential candidates of future memory technologies such as racetrack memory¹⁾. However, there are still some problems that hampers the commercialization of DW motion memories. First, the DW width, which determined by the intrinsic properties of materials, is large (> 5 nm for Co²⁾) as far as the commercialization is concerned. Second, to precisely control DW position is a difficult task. Currently, the approach used to control DW position is to fabricate well-designed pinning sites in nanowire¹⁾. This approach needs complicated nanofabrication process. Besides, lowering consumption power is also important for practical application. To attain low current driven, precisely controllable, and applicable DW motion memory with high storage density, there is still a lot of room for improvement. In this study, we propose a new type of vertical DW motion memory with artificial ferromagnet and study the feasibility with micromagnetic simulation. Based on the proposed structure, narrow DW width, DW controllability, as well as low J_c down to 2×10^{10} A/m² can be achieved.

A schematic illustration of vertical DW motion memory proposed in this study is shown in Fig. 1. A 20-nm-diameter-cylindrical magnetic wire, referred to as one memory cell, is an artificial ferromagnet. The main body of wire is composed of periodically stacked bilayers of strong coupling layers (green layers) and weak coupling layers (yellow layers). The purpose of the strong coupling layers is to carry storage bits, while the weak coupling layers carry DWs. We use micromagnetic analysis to study the feasibility of device. In this study, the magnetic exchange stiffness (A_{ex}) and uniaxial magnetic anisotropy constant (K_u) are 10 pJ/m, 10^6 J/m³, for the strong coupling layers, while 1-10 pJ/m, 0 J/m³, for the weak coupling layers. We study dependences of DW width and J_c on different A_{ex} of weak coupling layers. The thickness of each layer is set to be 3 nm and the cell size for calculation is 1 nm cube.

Figure 2 shows the DW width as a function of A_{ex} of weak coupling layers. It can be observed that, as the A_{ex} decreases to smaller than 3 pJ/m, the DW width can be narrowed to only 1 layer (3 nm). In addition, if the A_{ex} of weak coupling layer increased to sufficiently large, J_c for DW motion can be decreased down to 2×10^{10} A/m², as shown in Fig. 3. The results suggest that, as we optimize the A_{ex} of weak coupling layers, it is possible to simultaneously achieve narrow DW and low J_c in artificial ferromagnet based magnetic nanowire. This study provides a promising way to speed up the commercialization of DW motion memory.

Reference

- 1) S. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science*, **320**, 190 (2008).
- 2) L. Thomas, M. G. Samant, and S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 1816 (2000).

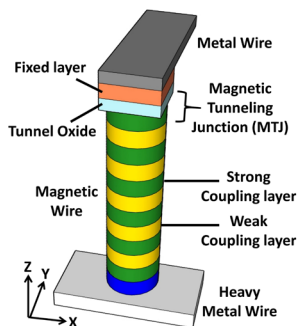


Fig. 1. Artificial ferromagnet based vertical DW motion memory cell proposed in this study.

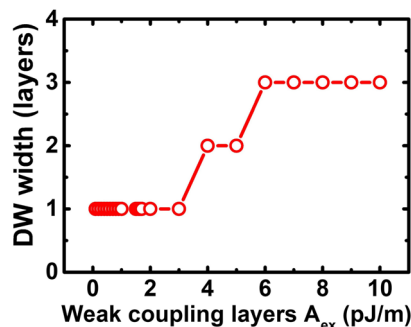


Fig. 2. DW width (counted with layers) as a function of weak coupling layers A_{ex} .

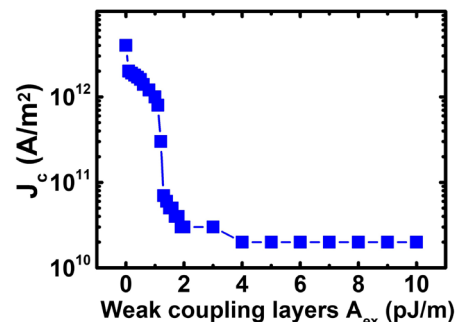


Fig. 3. Critical current J_c for DW motion as a function of weak coupling layers A_{ex} .

エンゼルフィッシュレーストラックにおける

反強磁性スキルミオンの電界駆動

濱田 海、仲谷 栄伸

電気通信大学 情報理工学研究科

Controlling antiferromagnetic skyrmion motion in an angelfish-type racetrack memory by electric field

K. Hamada and Y. Nakatani

(Univ. of Electro-Communications)

はじめに

スキルミオンは微小電流での移動が可能であるため、現在スキルミオンを利用したレーストラックメモリの研究が盛んに行われている[1,2]。レーストラックメモリでは、スキルミオンの存在しやすいポジションを作り、位置制御を行うことが必要である。先行研究ではレーストラックの垂直磁気異方性を三角形鎖状に低下させたエンゼルフィッシュレーストラック及び交流磁界を利用し、強磁性スキルミオンの位置制御が行われた[3]。しかし、強磁性スキルミオンはレーストラック上を直進しないため、論理回路のような複雑な構造を持つデバイスを構築できない可能性がある。対して、反強磁性スキルミオンはレーストラック上を直進することが報告されている[4]。本研究では、エンゼルフィッシュレーストラックにおいて反強磁性スキルミオンを用い、電界効果による移動方式を提案し、マイクロマグネティックシミュレーションを用いて有効性を調査した。

計算条件

材料定数はPtCoの値を用いた。飽和磁化 $M_s=580 \text{ emu/cm}^3$ 、交換スティフネス定数 $A=1.5 \text{ } \mu\text{erg/cm}$ 、DMI定数 $D=3.4 \text{ erg/cm}^2$ 、損失定数 $\alpha=0.3$ 、異方性定数 $K_u=0.8 \text{ Merg/cm}^3$ とした[2]。細線トラックのサイズは $400(x) \times 200(y) \times 0.4(z) \text{ nm}^3$ とした。磁性細線の中央にスキルミオンを1つ配置し、パルス電界により細線全体の磁気異方性定数が変調するとして(ΔK_u)スキルミオンを移動させるシミュレーションを行った。さらに、 α 及び三角形鎖状領域の異方性定数 K_u^d を変化させ、スキルミオンの移動可能な条件を調査した。

計算結果

図1に $\alpha=0.3$ 、 $K_u^d=6.5 \text{ Merg/cm}^3$ 、最大変調率 $\Delta K_u=31\%$ における反強磁性スキルミオンの移動の様子を示す。図より、1周期分の電界パルスで、スキルミオンが直径を変化させながら隣の三角形領域に直進することがわかった。この結果より、提案手法により複雑な構造を持つデバイスを構築できる可能性を示した。図2に K_u^d と α における最適な電圧パルス長 t_p^{opt} の変化を示す。 K_u^d 及び α を小さくすると t_p^{opt} が小さくなることが分かった。図3に t_p^{opt} における K_u^d 及び α に対するスキルミオンが正確に移動可能な ΔK_u の範囲を示す。 K_u^d 及び α を小さくすると移動可能な ΔK_u の範囲が広がることが分かった。これらの結果より、 K_u^d 及び α を小さくすることにより、広い動作マージンでスキルミオンをより高速に移動出来ることが分かった。

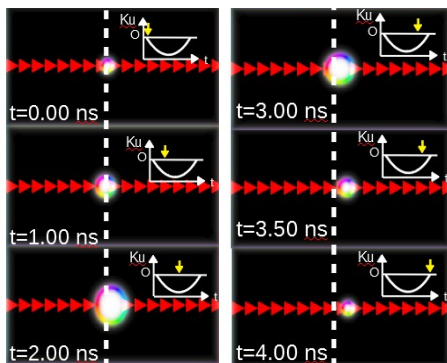


Fig.1 Time resolved AFM Skyrmion motion by electric field
参考文献

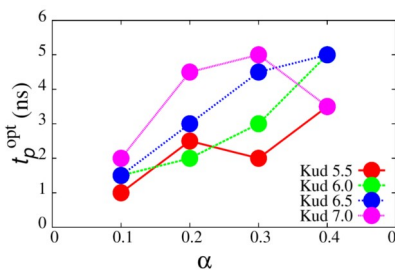


Fig.2 Effect of α and K_u^d on the optimal pulse length t_p^{opt}

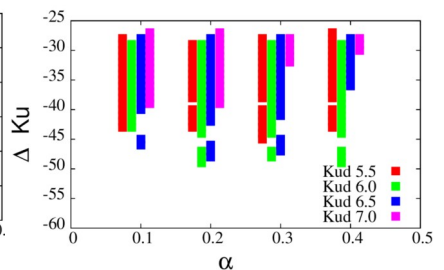


Fig.3 Conditions of Skyrmion motion by α and K_u^d

[1]T. H R. Skyrme, Proc. Roy. Soc. Lond. A. **31**, 556 (1962). [2]J. Sampaio, et, al., Nat. Nano. **8**, 839 (2013).

[3]K. Migita, et. al., Appl. Phys. Express **13**, 073003 (2020). [4]L. Shen, et. al., Phys. Rev. Lett. **121**, 167202 (2018).

DMI を有する AFC 構造の磁化反転シミュレーション

浅川 宏輝、仲谷 栄伸

電気通信大学、情報理工学研究科

Micromagnetic simulation of AFC structure with DMI

Hiroki Asakawa, Yoshinobu Nakatani

Graduate School of Informatics and Engineering, The University of Electro-Communications

はじめに

スピン注入磁化反転により情報を書き換える STT-MRAM[1]は、高密度化のために反転電流の低減が必要とされている。その問題に対し、以前本研究室では、スピン注入磁化反転において、DMI[2]により反転電流密度が減少することを示した。[3]また、強磁性体同士を反強磁性結合させた構造 (AFC 構造) において、単層構造に対して反転電流密度が減少することを示した。[4]そこで、AFC 構造において DMI を加えた場合、更に反転電流密度が減少する可能性を考えた。本研究では、DMI を有する AFC 構造での磁化反転シミュレーションを行い、反転電流密度の変化を調査した。

計算条件

材料定数は、飽和磁化 $M_s = 600 \text{ emu/cm}^3$ 、交換スティッフネス定数 $A = 1.0 \text{ } \mu\text{erg/cm}$ 、層間交換定数 $A_{\text{inter}} = -1.0 \text{ } \mu\text{erg/cm}$ 、損失定数 $\alpha = 0.01$ 、スピン分極率 $P = 1.0$ とした。異方性定数 K_u は DMI 値毎に $\Delta = 60$ となる値を求めて用いた。また、自由層の直径 $d = 30 \text{ nm}$ 、厚さ $h_1 = 2 \text{ nm}$ 、 $h_2 = 0 \sim 1.5 \text{ nm}$ とした。DMI は h_2 へ加え、 $D = 0.0 \sim 3.0 \text{ erg/cm}^2$ とし、磁化反転シミュレーションを行い、反転電流密度を求めた。

実験結果

まず、パルス幅 $t_p = 1.0 \text{ ns}$ 、 $\alpha = 0.0001$ における、 h_2 と DMI による最小反転電流密度の変化を図 1 に示す。図 1 より、単層 (SL) と AFC の両方で $D > 0$ において、反転電流密度が減少することがわかった。また、SL と AFC で反転電流密度が最小となる DMI の値が異なることがわかる。ここで、最も反転電流密度が減少する DMI の値を D_{opt} とする。次に、 $D = D_{\text{opt}}$ において、SL と AFC の α による最小反転電流密度の変化を図 2 に示す。各線は h_2 の厚さ毎の最小反転電流密度を表し、細線が $D = 0.0 \text{ erg/cm}^2$ 、太線が $D = D_{\text{opt}}$ の場合を表す。図 2 より、 α が小さい時、DMI を有する AFC で最小反転電流密度が減少し、SL の場合と比較して最大で 48% 減少することがわかった。

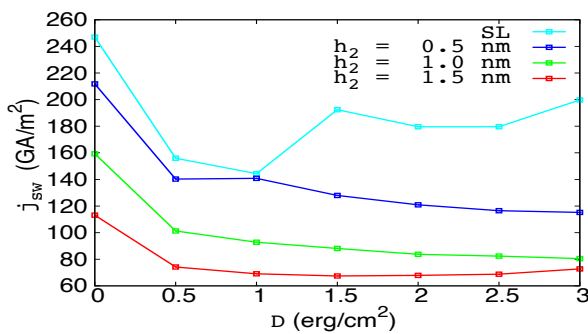


Fig. 1 Effect of DMI and h_2 on the switching current ($\alpha = 0.0001$).

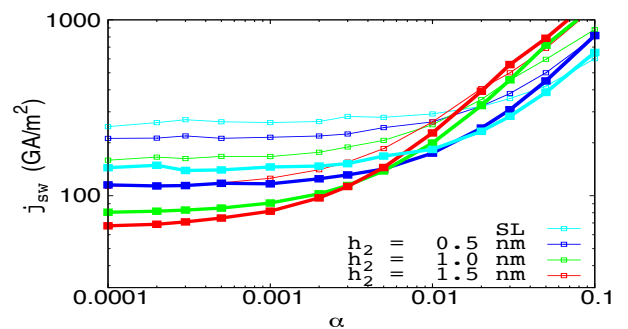


Fig. 2 Effect of α and h_2 on j_{sw} . $t_p = 1.0 \text{ ns}$
Thin line: $D = 0.0 \text{ erg/cm}^2$ Thick line: $D = D_{\text{opt}}$

参考文献

- [1] L. Thomas, *et al.*, IEEE International Electron Device Meeting pp. 27.3.1-4 (2018).
- [2] S. Rohart, A. Thiaville, APS Physics **88**, 184422 (2013).
- [3] S. Takamatsu, *et al.*, "Reducing the switching current with a Dzyaloshinskii-Moriya interaction in nanomagnets with perpendicular anisotropy", 2018 Digests of the INTERMAG CONFERENCE, Apr., 2018, AR-06.
- [4] K. Yamada, K. Kubota, Y. Nakatani, *J. Appl. Phys.*, **127**.133906 (2020).

Static structures and dynamics of frustrated bimerons

Xichao Zhang¹, Jing Xia², Motohiko Ezawa³, Oleg A. Tretiakov⁴, Guoping Zhao⁵, Yan Zhou², Xiaoxi Liu¹

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

² School of Science and Engineering, The Chinese University of Hong Kong, Shenzhen, China

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

⁴ School of Physics, The University of New South Wales, Sydney 2052, Australia

⁵ College of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu 610068, China

The magnetic spin textures with non-trivial topology has been an important topic in the fields of magnetism and spintronics for the last few years [1]. For example, the magnetic skyrmion is a promising topological spin texture, which exists in perpendicularly magnetized systems and can be used as a spintronic information carrier. Magnetic bimeron is a topological counterpart of skyrmions in in-plane magnets, which can also be used to carry information. In this work [2], we report the static properties of bimerons with different topological structures in a frustrated ferromagnetic monolayer, where the bimeron structure is characterized by the vorticity Q_v and helicity η . It is found that the bimeron energy increases with Q_v , and the energy of an isolated bimeron with $Q_v = \pm 1$ depends on η . We also report the dynamics of frustrated bimerons driven by the spin-orbit torques, which depend on the strength of the damping-like and field-like torques. We find that the isolated bimeron with $Q_v = \pm 1$ can be driven into linear or elliptical motion when the spin polarization is perpendicular to the easy axis. We numerically reveal the damping dependence of the bimeron Hall angle driven by the damping-like torque. Besides, the isolated bimeron with $Q_v = \pm 1$ can be driven into rotation by the damping-like torque when the spin polarization is parallel to the easy axis. The rotation frequency is proportional to the driving current density. In addition, we numerically demonstrate the possibility of creating a bimeron state with a higher or lower topological charge by the current-driven collision and merging of bimeron states with different Q_v . Our results could be useful for understanding the bimeron physics in frustrated magnetic systems.

References

- 1) Nat. Rev. Phys. **2**, 492 (2020); J. Phys. D: Appl. Phys. **53**, 363001 (2020); J. Phys.: Condens. Matter **32**, 143001 (2020); J. Appl. Phys. **124**, 240901 (2018); Nat. Rev. Mats. **2**, 17031 (2017); Adv. Mater. **29**, 1603227 (2017); Phys. Rep. **704**, 1 (2017); J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 423001 (2016); Proc. IEEE **104**, 2040 (2016); Nat. Rev. Mats. **1**, 16044 (2016); J. Phys.: Condens. Matter **27**, 503001 (2015); Nat. Nanotech. **8**, 899 (2013).
- 2) Phys. Rev. B **101**, 144435 (2020).

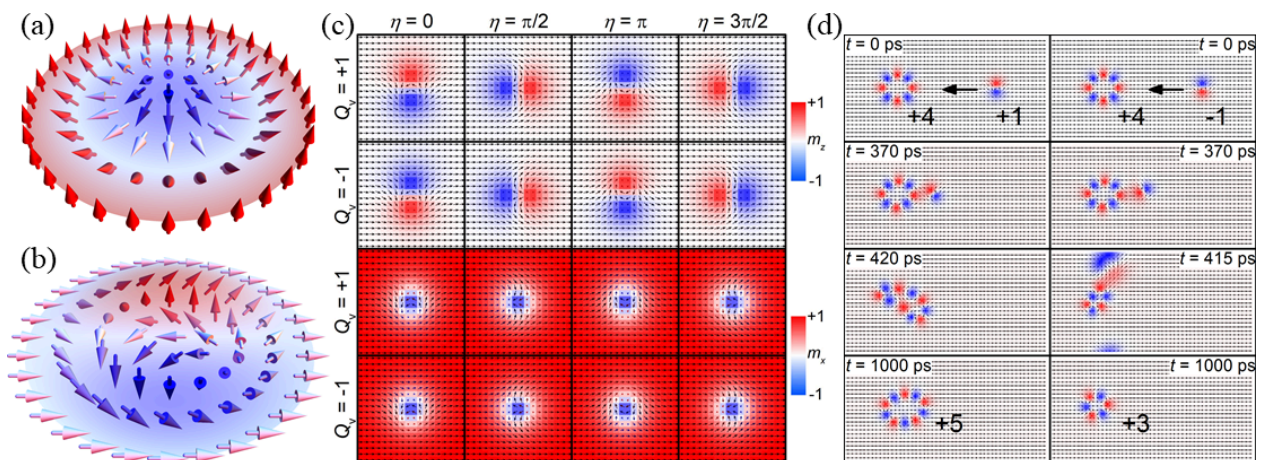


Figure 1. (a) Illustration of a skyrmion with $Q_v = 1$. (b) Illustration of a bimeron with $Q_v = 1$. (c) Top view of simulated static bimeron solutions with different Q_v and η . (d) Current-induced collision and merging of an isolated bimeron and a cluster-like bimeron state. More details can be found in [Phys. Rev. B **101**, 144435 (2020)].

磁性細線に形成された楕円形状磁気スキルミオンの 電流駆動の磁気シミュレーション

海谷 侑希¹、本多 周太¹、伊藤 博介¹、大澤 友克²
(¹関西大学, ²沼津高専)

Micromagnetic approach to current-induced domain motion of an elliptical skyrmion
produced in perpendicularly magnetized nanowires
Yuki Kaiya¹, Syuta Honda¹, Hiroyoshi Itoh¹, and Tomokatsu Ohsawa²
(¹Kansai University, ²National Institute of Technology, Numazu College)

はじめに

強磁性細線中に形成された磁区を電流によって駆動させることは磁壁移動型メモリや演算素子への応用に期待されている。Pt、Rhなどの重金属上に積層された強磁性細線においては、ジャロシンスキー-守谷相互作用(DMI)により安定化された磁気スキルミオンの電流駆動がバイナリビットとして利用される。最近、強磁性薄膜に形成された楕円形状のスキルミオン格子が観測された¹⁾。細線において楕円形状スキルミオンを利用できれば、集積度の減少なしに磁区の領域を増加でき、円形状よりも磁区の読み出しで有利になると考えられる。DMI下の細線においては、終端磁化の傾斜による細線内部の磁区の束縛²⁾の影響で楕円形状スキルミオンが形成される。しかし、細線に束縛された楕円形状スキルミオンの電流駆動特性は明らかではない。本研究では、磁気シミュレーションによって楕円形状スキルミオンを再現し、細線幅やDMI相互作用の強さとスキルミオン形状との関係やスキルミオンの電流駆動特性を明らかにする。またシミュレーションで得られた結果と、バブル磁区の電流駆動解析式であるシールの方程式から得られた解析結果と比較検討する。

シミュレーション方法

垂直磁気異方性を持つ厚さを2.5 nm、長さを375 nmとし、幅(W)を50 nm~80 nmのTbFeCo細線に形成されたスキルミオンの電流駆動をランダウ-リフシッツ-ギルバート方程式に基づいたマイクロマグネティックスシミュレーションによりシミュレーションする。シミュレーションでは、有効磁場としてダイポール-ダイポール長距離相互作用、交換エネルギーやDMIによる短距離相互作用、垂直磁気異方性による作用を考慮する。

シミュレーション結果

Fig. 1 (a)にW=80 nmの磁性細線にDMIと終端磁化による束縛によって安定化した磁気スキルミオンの構造を示す。形成されたスキルミオンの形状は楕円形状であった。初期の磁化状態として安定化させたスキルミオンの形状は楕円形状をとる。このスキルミオンを電流値 1.0×10^{11} A/m²で駆動させると、細線長手方向(x方向)におよそ16 nm、細線幅方向(y方向)におよそ4 nm移動し、その後、停止した(Fig. 1(b))。また、駆動中、スキルミオンサイズが縮小した。シミュレーションで得られたスキルミオン形状の変化と速度の関係をシールの方程式と比較する。y方向への移動はスキルミオンホール効果として知られている動きであり、シールの方程式から得られる速度と定性的に一致した。その大きさはシミュレーション結果の方が少なかった。この結果について終端の形状の影響を考慮して検討する。

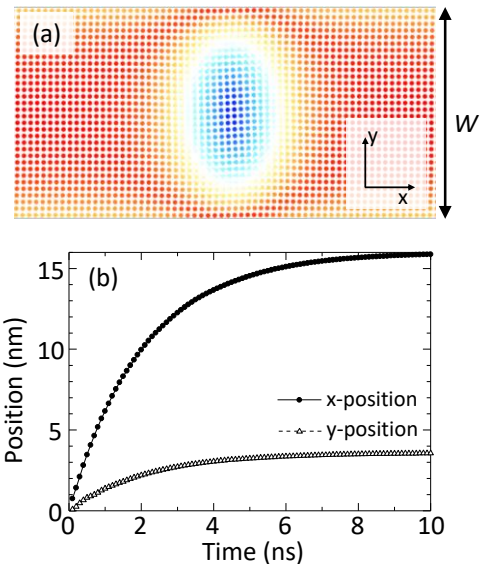


Fig. 1 (a) Initial magnetic states ($t = 0$) of elliptical skyrmion. (b) Center position of the elliptical skyrmion when spin polarized current flows in wire.

参考文献

- 1) J. Jena, B. Göbel, T. Ma, V. Kumar, *et. al.*: *nature commun.*, **11** 1115 (2020).
- 2) Y. Kaiya, S. Honda, H. Itoh, and T. Ohsawa: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issue)*, **4** 23 (2020).

Rashba 超伝導体の非相反臨界電流

宮坂優太^A, 河原崎諒^A, 安藤冬希^A, 李恬^A, 石塚淳^B, 久富隆佑^A,
 塩田陽一^A, 森山貴広^A, 柳瀬陽一^B, 小野輝男^A
 (京大化研^A, 京大院理^B)

Nonreciprocal critical current in a Rashba superconductor

Y. Miyasaka^A, R. Kawarazaki^A, F. Ando^A, T. Li^A, J. Ishizuka^B, R. Hisatomi^A,
 Y. Shiota^A, T. Moriyama^A, Y. Yanase^B, T. Ono^A
^AICR, Kyoto Univ., ^BDept. Phys., Kyoto Univ.

はじめに

物質中に空間反転対称性の破れが存在する時、非相反的な電荷輸送現象が生じる。近年、対称性の低い層状物質において現れる非相反抵抗が、超伝導の揺らぎ領域では常伝導状態に比べて桁外れに増大することが明らかとなり注目を集めている[1]。今回我々は、積層方向に対して反転対称性の破れた Nb/V/Ta 超伝導人工格子を作製し、その超伝導-常伝導転移付近において輸送測定を行った。その結果、薄膜面内方向に磁場を印加することで Nb/V/Ta 人工格子が非相反的な臨界電流を示すことが明らかとなった。[2]

実験方法

DC スパッタ法によって MgO(100) sub./[Nb(1.0)/V(1.0)/Ta(1.0)]₄₀/SiO₂(5.0) (単位は nm) の試料を成膜し[3]、細線上に加工した。薄膜面内方向に磁場を印加しながら 4 端子測定を行い、Nb/V/Ta 人工格子の臨界電流を測定した。

実験結果

Fig.1 に 4 端子測定法による、抵抗の直流電流依存性を示す。この結果より、Nb/V/Ta 人工格子の臨界電流が印加電流の方向によって異なることが分かった。また、順方向 (実線) と逆方向 (点線) の臨界電流の大小関係は、外部磁場の符号によって決まることも明らかとなった。

次に、この非相反的な臨界電流を利用し、電流方向および磁場方向に応じて超伝導-常伝導スイッチングできることを実証した (Fig.2)。超伝導状態の順方向と常伝導状態の逆方向で抵抗比は 2,000 倍を超えており、200 Oe という比較的小さな磁場でダイオードの方向を切り替えられることが分かった。今回観測された一連の非相反現象は、薄膜積層方向の空間反転対称性の破れによる効果であると考えられる。

[1] R. Wakatsuki *et al.*, *Sci. Adv.* **3**, e1602390 (2017).

[2] F. Ando *et al.*, *Nature* **584**, 373(2020)

[3] F. Ando *et al.*, *J. Magn. Soc. Jpn.* **43**, 2 (2019).

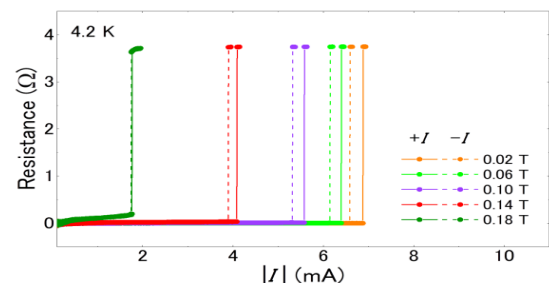


Fig.1 Current dependences of the sheet resistance under various magnetic fields at 4.2 K.

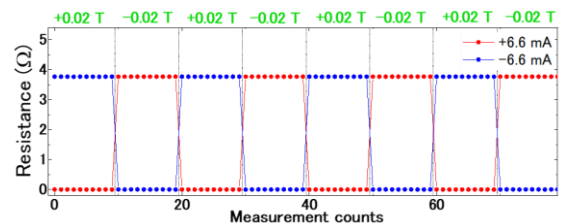


Fig.2 Temperature dependence of the sheet resistance of the [Nb/V/Ta]₄₀ film and alternating switching between the superconducting and normal conducting states.

電圧誘起巨大トンネル磁気キャパシタンス効果の観測と理論的解明

緒方健太郎*, 中山雄介*, Gang Xiao**, 海住英生****,
(*慶大理工, **ブラウン大理, ***慶大スピセンター)

Observation and theoretical calculation of voltage-induced large tunnel magnetocapacitance effect

K. Ogata*, Y. Nakayama*, G. Xiao** and H. Kaiju****

(*Keio Univ., **Brown Univ., ***Keio Univ. CSRN)

はじめに

近年、磁気トンネル接合(MTJ)におけるトンネル磁気キャパシタンス(TMC)効果は、トンネル磁気抵抗(TMR)効果には見られないいくつかの新現象を示す他、高感度磁気センサや磁気メモリへの応用も期待されていることから、国内外で注目を集めている[1, 2]。TMC効果の興味深い特徴の一つとして、電圧に対するロバスト性が挙げられる。例えば、TMCの $V_{1/2}$ (=ゼロバイアス付近のTMC比が半分になるときの電圧)はTMRと比較して2倍程度大きいことが報告されている[3]。このようなロバスト性に関連して、本研究では、室温にて300%を超える巨大な電圧誘起TMC効果の観測、及びその理論計算フィッティングに成功したので、詳細について報告する。

実験方法

超高真空マグネトロンスパッタ装置を用いて、熱酸化Si基板上にTa/Co₅₀Fe₅₀/IrMn/Co₅₀Fe₅₀/Ru/Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO/Co₄₀Fe₄₀B₂₀/Ta/Ruから構成されるMTJを作製した。強磁性層Co₄₀Fe₄₀B₂₀の膜厚は3nm、絶縁層MgOの膜厚は2nmとした。微細加工にはフォトリソグラフィとイオンミリング法を用いた。接合面積は1800 μm^2 とした。TMCおよびTMR効果の測定には、室温磁場中交流4端子法を用いた。

実験結果

図1に電圧印加時のTMC効果を示す。周波数160Hz、印加電圧92mVの条件下で300%を超えるTMC比が観測された。図2に周波数30、160、400HzにおけるTMC比のバイアス電圧依存性を示す。TMC比はある特定の電圧範囲内で増加し、最大値を示した。また、TMC比の電圧依存性は周波数160Hzで最も大きな挙動を示すこともわかる。これらの実験結果は、放物線バリア近似、スピン依存ドリフト拡散モデル、Debye-Fröhlichモデル[4]に加えて、シグモイド関数を取り入れたZhangモデル[5]による計算結果と良い一致を示した。これはZhangモデルにおけるスピントリプが巨大な電圧誘起TMC効果に大きな影響を及ぼすことを意味する。講演ではより詳細な実験・計算結果について報告する。

参考文献

- [1] H. Kaiju *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **107**, 132405 (2015).
 [2] T.-H. Lee *et al.*: *Sci. Rep.* **5**, 13704 (2015).
 [3] A. M. Sahadevan *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **101**, 162404 (2012).
 [4] H. Kaiju *et al.*: *Sci. Rep.* **7**, 2682 (2017).
 [5] S. Zhang *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3744 (1997).

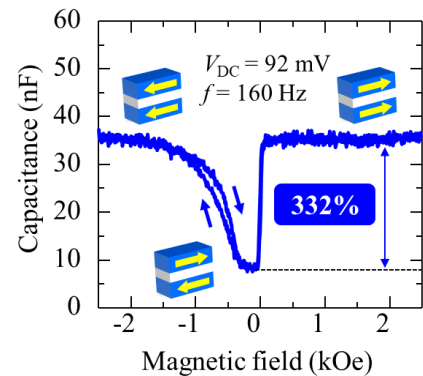


図1: 電圧印加時のTMC効果

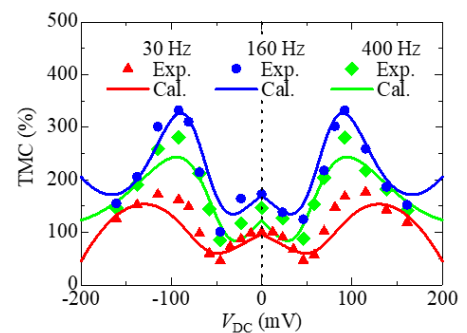


図2: 各周波数におけるTMC比のバイアス電圧依存性

Ni₇₈Fe₂₂/Mq₃(M = Al, Er)/Ni₇₈Fe₂₂ ナノ接合素子における 室温磁気抵抗効果

千秋賀英子*、佐々木悠馬**、中山雄介*、三澤貴浩**、小峰啓史***、星野哲久****、
芥川智行****、藤岡正弥**、西井準治**、海住英生*****

(*慶大理工、**北大電子研、***茨大工、****東北大多元研、*****慶大スピンセンター)

Room temperature magnetoresistance effect in Ni₇₈Fe₂₂/Mq₃(M=Al, Er)/Ni₇₈Fe₂₂ nanoscale junctions

K. Senshu*, Y. Sasaki**, Y. Nakayama*, T. Misawa**, T. Komine***, N. Hoshino****,

T. Akutagawa****, M. Fujioka**, J. Nishii** and H. Kaiju*****

(*Keio Univ., **Hokkaido Univ. RIES, ***Ibaraki Univ.,

****Tohoku Univ. IMRAM, *****Keio Univ. CSRN)

はじめに

分子スピントロニクスデバイスでは、スピン軌道相互作用(SOI)、及び超微細相互作用(HFI)が弱い分子材料を選択することにより、長いスピニコヒーレンス長、及び大きな磁気抵抗(MR)効果の実現が期待できる[1, 2]。本研究では、磁性薄膜エッジを利用した分子ナノ接合作製手法[3]を用いることでNi₇₈Fe₂₂/Mq₃(M = Al, Er, q = 8-hydroxyquinolino)/Ni₇₈Fe₂₂ ナノ接合素子を作製し、電気伝導特性、及び磁気抵抗効果を調べた。

実験方法

Ni₇₈Fe₂₂ 薄膜電極の作製にはイオンビームスパッタ法、熱圧着法、及び化学機械研磨法を用いた。分子の成膜にはスピコーティング法を用いた。これにより図1の挿入図に示すナノ接合素子を作製した。素子の電気磁気特性評価には磁場中直流四端子法、及び集光型磁気光学カー効果法を用いた。

実験結果

図1にNi₇₈Fe₂₂/Alq₃/Ni₇₈Fe₂₂素子における抵抗の接合面積依存性を示す。計算結果との比較により、電気伝導特性には接合面積に対応して量子状態、古典状態、及びそれらの遷移状態が存在することが明らかになった。図2(a)に低抵抗を示したナノ接合(接合面積 $S = 33 \times 33 \text{ nm}^2$)のMR効果を示す。室温にてMR効果の観測(MR比=0.3%)に成功した。図2(b)にNi₇₈Fe₂₂/Erq₃/Ni₇₈Fe₂₂素子のMR効果を示す。MR比は0.7%を示し、Ni₇₈Fe₂₂/Alq₃/Ni₇₈Fe₂₂素子のMR比よりも2倍程度大きくなることがわかった。実験結果はJulliereモデルによる計算結果と良い一致を示した。Alの核スピンの5/2であることに対し、Erの核スピンは0であることから、HFIが小さいErq₃を用いることが大きなMR比の観測に至ったと考えられる。

参考文献

- [1] C. Barraud *et al.*, *Nat. Phys.* **6**, 615 (2010).
- [2] X. Zhang *et al.*, *Nat. Commun.* **4**, 1392 (2013).
- [3] T. Misawa *et al.*, *Appl. Surf. Sci.* **390**, 666 (2016).

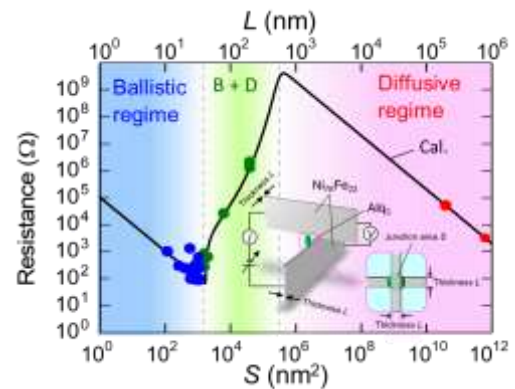


図1 Ni₇₈Fe₂₂/Alq₃/Ni₇₈Fe₂₂接合素子における抵抗の接合面積依存性

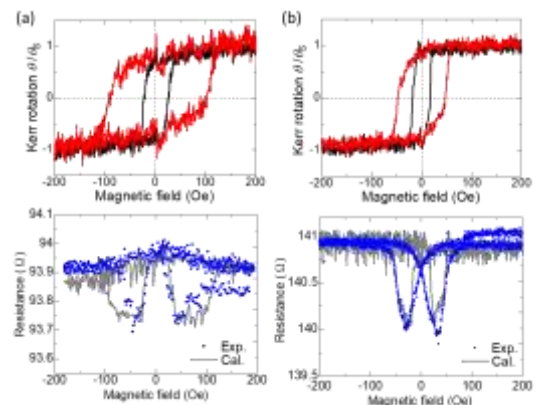


図2 室温でのNi₇₈Fe₂₂/Mq₃/Ni₇₈Fe₂₂接合素子($S = 33 \times 33 \text{ nm}^2$)の磁化曲線とMR効果((a)M = Al、(b)M = Er)

Investigation of negative spin-polarization in $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ thin films for spin-torque oscillator

Nagarjuna Asam¹, Tomoya Nakatani¹, Hossein Sepehri-Amin¹, Yohei Kota², Yuya Sakuraba¹, Kazuhiro Hono¹

¹National Institute for Materials Science, 1-2-1 Sengen, Tsukuba, Ibaraki 305-0047, Japan

²National Institute of Technology, Fukushima Collage, Iwaki, Fukushima 970-8034, Japan

Magnetic materials having negative spin polarization have recently attracted attention because of potential application¹⁾ in the spin torque oscillator (STO) for Microwave assisted magnetic recording (MAMR). FeCr is one of the candidate materials showing negative spin polarization. Experimentally, Vouille *et al.* reported the spin polarization of $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{30}$ at low temperature (4.2 K) to be -0.28⁴⁾. Shimizu *et al.* have already demonstrated¹⁾ the reduction of threshold current density for the spin transfer torque (STT) induced magnetization precession using FeCr as a spin injection layer (SIL) of STO. However, for practical application, fundamental study of this material is necessary to answer the following several questions. ; What is the optimal composition of $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ for maximum MR ratio? How much is the theoretical bulk spin polarization (β) and the experimental β at room temperature? To answer these questions, we performed systematic study on the $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ film and those-based CPP-GMR devices.

The electronic conductivity of majority and minority spin electrons in $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ was calculated based on Kubo-Greenwood formula employing a method similar to the one previously reported for $\text{CoFe}^3)$. Our result shows very large negative spin-polarization ($\beta < -0.8$) for $\text{Fe}_{1-x}\text{Cr}_x$ for $x > 0.1$, with progressively increasing β as x increases. Experimentally, we made a series of several current perpendicular-to-plane giant magnetoresistance (CPP-GMR) devices as shown in figure 1(a) using $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}(t_{\text{FeCr}})$ as the spin injection layer where x is chosen among $\{x=0.2, 0.3 \text{ and } 0.4\}$, t_{FeCr} (thickness of $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ layer) is varied from 2 nm to 15 nm. For each thin film structure, we microfabricated pillar shaped CPP-GMR devices using as-deposited films and performed electrical characterization. Figure 1(b) shows an example of negative sign of GMR arising from the negative spin polarization of $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$. Our study showed that the best composition of $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$

is $x=0.4$ for maximum negative MR ratio. We also estimated the bulk spin-polarization (β) of $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{30}$ to be -0.13, which is much lower than the theoretical value. The possible reason for large deviation of experimental β from theoretical value was examined by microstructure and element-resolved analysis for the $\text{Fe}_x\text{Cr}_{1-x}$ films.

References:

1. Shimizu M *et al.* *The 39th Annual conf. on Magnetism in Japan*, Nagoya, 2015, 10pE-3.
2. Barnaś, J., *et al.* *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **72**, 024426 (2005).
3. Kota, Y., *et al.*, *J. Appl. Phys.* **105**, 07B716 (2009).
4. Vouille, C., *et al.* *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **60**, 6710-6722 (1999).

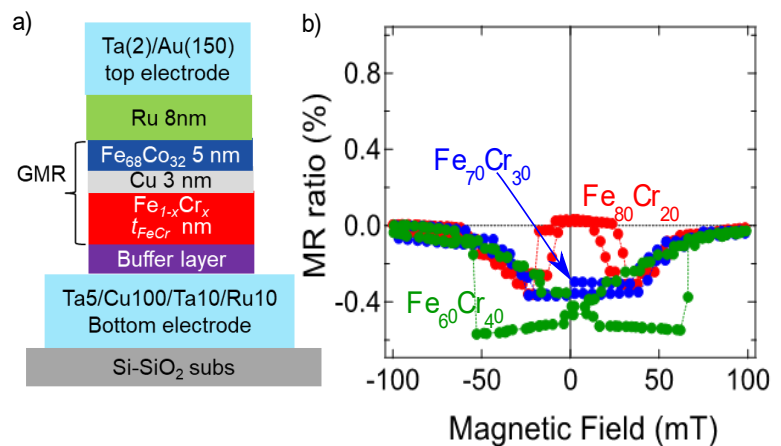


Figure 1. Negative sign of magnetoresistance (MR) in $\text{Fe}_{1-x}\text{Cr}_x(t_{\text{FeCr}})/\text{Cu}(3 \text{ nm})/\text{Fe}_{68}\text{Co}_{32}(5 \text{ nm})$ (a) Film structure (b) MR curves showing negative MR ratio for Cr buffer layer and $t_{\text{FeCr}}=5 \text{ nm}$

微細素子における AFC 構造効果のシミュレーション

木村大貴、仲谷栄伸

電気通信大学、情報理工学研究科

Computer simulation of AFC effect for small MTJ

Hiroki Kimura, Yoshinobu Nakatani

Graduate School of Infomatics and Engineering, The University of Electro-Communications

はじめに

スピントルクにより磁化反転 [1] を行う STT-MRAM[2] は、高密度化のために記録素子の微細化、及び反転電流密度の低減が必要とされている。近年、自由層の膜厚を厚くすることで体積の増加、及び形状異方性を利用して、熱安定性を確保しながらも素子を微細化可能であることが示された [3]。しかし、この手法では高速動作に向けて反転電流密度の低減が課題となっている。以前我々は、直径 $d = 30$ nm、膜厚 $h = 2$ nm の自由層に対し、反強磁性交換結合 (AFC) 構造を用いることにより、反転電流密度を低減可能であることを示した [4]。本研究では、以前の研究で用いた形状よりも自由層の直径を小さくし、膜厚を様々に変化させた形状を考え、AFC 構造による反転電流密度の低減効果の有無を調査した。

計算条件

材料定数は CoFeB の値を用い、飽和磁化 $M_s = 600$ emu/cm³、交換スティッフネス定数 $A = 1.0 \times 10^{-6}$ erg/cm、スピン分極率 $P = 1.0$ 、磁気回転比 $\gamma = 1.76 \times 10^7$ rad/(Oe·s) とした。また、スピン電流のパルス幅 $t_p = 1.0$ ns、直径 $d = 10$ nm、上層の膜厚 h_1 は 2 ~ 16 nm と変化させ、下層の膜厚 h_2 は上層との比率より定めた。今回は $h_2/h_1 = 0$ (単層構造: SL), $1/4$ となる形状を考えた。またこのとき、異方性定数 K_u は熱安定性指数 $\Delta = 60$ となるように定めた。以上の条件より、磁化反転シミュレーションを行い、反転電流密度 j_{sw} を調べた。

結果

まず、直径 $d = 10$ nm における各膜厚による熱安定性指数 $\Delta = 60$ となる異方性定数 K_u を図 1 に示す。以前の計算で用いた形状における熱安定性指数 $\Delta = 60$ となる異方性定数は 3.48 Merg/cm³ であった。そのため、 $d = 10$ nm, $h_1 \geq 10$ nm においては、以前の計算で用いた形状よりも小さい異方性定数で良いことが確認できた。次に、得られた異方性定数を用いて、シミュレーションにより反転電流密度 j_{sw} を求めた。結果を図 2 に示す。図より、膜厚 h_1 が大きくなると体積が増えるため、反転電流密度 j_{sw} が大きくなることが確認できた。ただし、損失定数 α を小さくすることにより、AFC 構造によって反転電流密度 j_{sw} を低減可能であることがわかった。また、以前の研究において示された程度の反転電流密度の低減率が得られていることも確認できた。よって、微細素子に対しても AFC 構造による反転電流密度の低減効果を得られることがわかった。

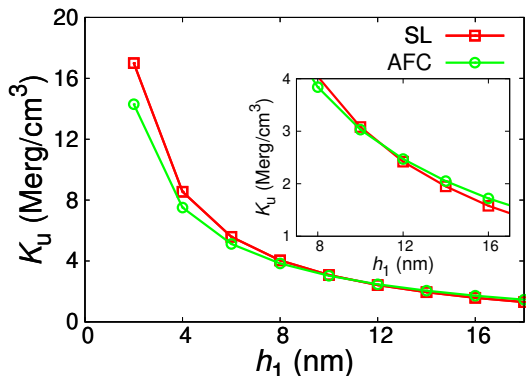


Fig. 1 Effect of h_1 on K_u for $\Delta = 60$

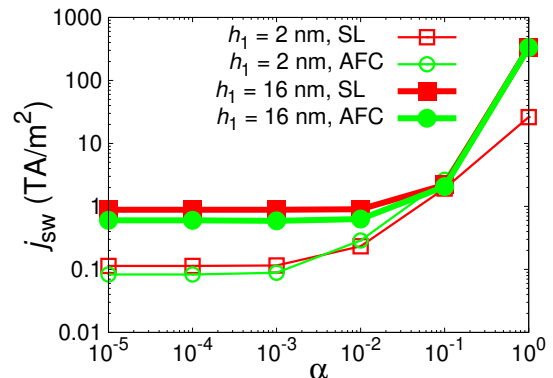


Fig. 2 Effect of α on j_{sw}

参考文献

- [1] J. C. Slonczewski, *J. of Magn. Magn. Mater.*, **159**, 1 (1996).
- [2] L. Thomas, *et al.*, IEEE International Electron Device Meeting pp. 27.3, 1-4 (2018).
- [3] K. Watanabe, *et al.*, Nat. Commun., **9**, pp. 5–10, (2018).
- [4] K. Yamada, *et al.*, J. Appl. Phys., **127**, 133906 (2020).

TMR センサを用いたプロトン核磁気共鳴信号の検出

大兼 幹彦¹, 我妻 宏¹, 水上 成美², 藤原 耕輔³, 熊谷 静似³, 安藤 康夫¹
 (¹東北大学工学研究科, ²東北大学材料科学高等研究所, ³スピンセンシングファクトリー(株))

Detection of NMR signal by TMR based sensors

M. Oogane¹, H. Wagatsuma¹, S. Mizukami², K. Fujiwara³, S. Kumagai³, Y. Ando¹
 (¹Graduate School of Engineering, Tohoku University, ²AIMR, Tohoku University,
³Spin Sensing Factory Corp.)

はじめに

強磁性トンネル接合を用いた磁気センサ (TMR センサ) の高感度化が飛躍的に進んでおり, ヒトの心臓や脳から発生する微弱な生体磁場の検出が可能になっている¹。本研究では, プロトンの核磁気共鳴 (NMR) 信号を TMR センサにより検出することを目的として研究を行った。プロトンの NMR 信号が, 地磁気程度の微弱な外部磁場下で検出可能になれば, 将来的にコンパクトな磁気共鳴画像診断装置 (MRI) への応用が期待できる。

実験方法

水を含んだペットボトルサイズの容器に, プロトン核磁化を励起するためのソレノイドコイルを巻き, 容器中央に TMR センサを配置した。また, コイル付き容器の外側に, 外部磁場印加用のヘルムホルツコイルを設置した (図 1)。ソレノイドコイルにパルス電流を印加して核磁化を励起した後, ヘルムホルツコイルにより発生させた直流外部磁場方向に核磁化が緩和する過程を TMR センサによって測定した。

実験結果

NMR 測定に用いた TMR センサの性能を評価した結果, その磁場分解能は 1 kHz において約 300 fT/Hz^{1/2} と非常に小さいことが分かった。図 2 に直流外部磁場を約 40 μT とした場合の, 核スピンの自由誘導減衰 (FID) 運動に起因する NMR 信号の一例を示す。明瞭な FID 信号が観測され, またその周波数は, プロトン核磁化の共鳴周波数と一致した。これらのことから, TMR センサにより, 明瞭な NMR 信号の観測に成功したと言える。

謝辞

本研究は JST-S イノベプロジェクト、東北大学先端スピントロニクス研究開発センター、および、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。

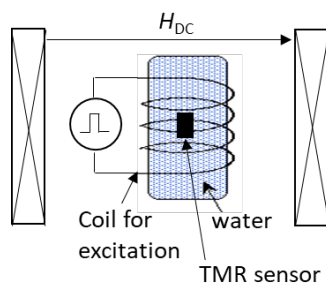


図 1 NMR 測定システム概略図

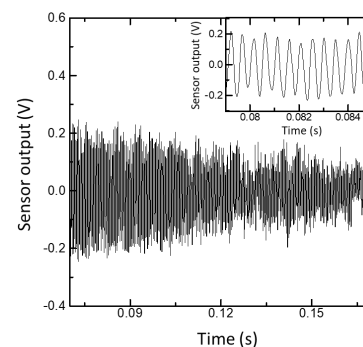


図 2 測定した NMR 信号 (挿入図は拡大図)

参考文献

- 1) K. Fujiwara *et al.*, Appl. Phys. Express, 11 023001 (2018).

CoFeBTa アモルファス軟磁性層を用いた TMR センサ

Mahmoud Rasly, 中谷友也, 李 江南, Hossein Sepehri-Amin, 介川裕章, 桜庭裕弥
(物質・材料研究機構)

TMR sensors with amorphous CoFeBTa soft magnetic layer

M. Rasly, T. Nakatani, Jiangnan Li, H. Sepehri-Amin, H. Sukegawa, Y. Sakuraba
(National Institute for Materials Science)

はじめに

トンネル磁気抵抗 (TMR) を用いた磁気センサにおいて, 用途に応じてセンサの磁気特性を設計することが重要である. 生体磁気や欠陥検査など微弱な磁界の検出には, 軟磁性で高感度かつ, 低ノイズのセンサが必要である. そのような TMR センサの自由層として, NiFe (パーマロイ) と CoFeB の積層構造が報告されているが[1], 一般に NiFe と結晶化 CoFeB の結晶対称性の違いにより TMR 比が低下することが問題である. CoFeSiB などアモルファス軟磁性材料も有効であるが[2], 300 °C 程度で結晶化して軟磁性が損なわれることが課題である[3]. そこで本研究では, CoFeB に Ta を添加することで結晶化を抑制した, CoFeBTa (CFBT) を自由層に用いた TMR 素子の磁気特性, TMR および低周波ノイズ特性を調査した.

実験方法

TMR 素子の積層構造は, 下部電極/Ta (5)/CFBT (20)/Ta (0.3)/CoFeB (3)/MgO (1.8)/CoFeB(2.5)/CFBT (0.6)/CoFe (0.5)/Ru (0.8)/CoFe (3)/IrMn (8)/Ru (8) (膜厚は nm) の上部ピンのスピバルブである. CFBT は $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ と Ta の同時スパッタにより成膜し, Ta 濃度は 9 at. % である. スピバルブ素子を磁界中で 2 度アニールすることで, 固定層磁化と自由層の容易軸が直交した磁化配列[1]を実現した. 単一素子およびフルブリッジの低周波ノイズ特性を, FFT アナライザにより測定した.

実験結果

図 1 に TMR-磁界特性を示す. 2 度目のアニール温度 (T_{2nd}) が 200 °C の場合, y 方向の自由層の磁気異方性と, x 方向のピン方向の直交関係により, ほとんどヒステリシスのない線形な TMR 曲線が得られ, 磁気センサとして好ましい特性である. $d\text{TMR}/dH (= dR/dH \cdot 1/R_{min})$ で定義される感度は最大 70 %/mT である. 一方, $T_{2nd} = 250$ および 280 °C の場合, TMR 曲線はヒステリシスを示す. これは, x 方向にも誘起された自由層の磁気異方性により, Stoner-Wohlfarth モデルで説明できる.

図 2 は 50 μm 径の単一素子の, 中間磁化状態 (図 1 で $\mu_0H = +1$ mT) におけるノイズスペクトラムである. 1 Hz–10 kHz の周波数帯域では $1/f$ ノイズが支配的であり, その電圧密度 ($\sqrt{S_v}$) はバイアス電圧 (V_b) に比例して増大する. また, $V_b = 60$ mV においてランダムテレグラフノイズが観測された. 10 Hz における V_b で規格化したノイズレベル ($\sqrt{S_v}/V_b$) は, 中間磁化状態で 1.3 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ /mV, および平行磁化状態で 0.7 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ /mV であり, NiFe を用いた場合の 3.3 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ /mV (平行磁化状態) に比べ小さく, アモルファス CFBT の優位性が示された. また, 最小検出磁界 (detectivity) は, 10 Hz において 2.2 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ であった.

参考文献 [1] Fujiwara et al. J. Appl. Phys. 111, 07C710 (2012), Jpn. J. Appl. Phys. 52, 04CM07 (2013). [2] Kato et al. Appl. Phys. Express 6, 103004 (2013). [3] Jimbo et al. J. Appl. Phys. 117, 17A313 (2015).

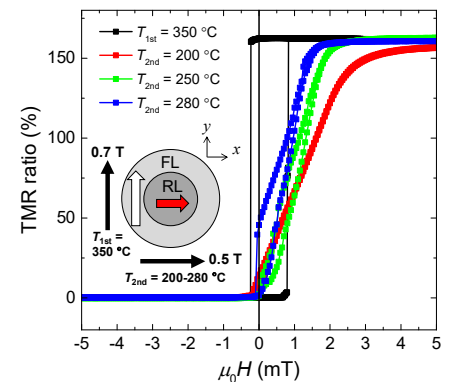


図 1 TMR 曲線のアニール温度依存性

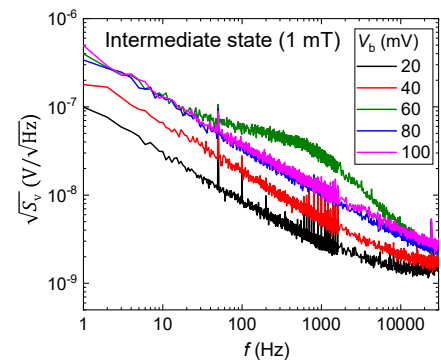


図 2 単一 TMR 素子のノイズ特性

[CoPd/Pd]/[Co/Pd]ハイブリッドメモリ層の熱アシスト STT 磁化反転

趙望臻, 加藤剛志, 大島大輝, 園部義明*, 高橋茂樹*, 岩田聡

(名古屋大学, *サムスン日本研究所)

Thermally assisted STT switching of hybrid memory layer using CoPd/Pd and Co/Pd multilayers

W. Zhao, T. Kato, D. Oshima, Y. Sonobe*, S. Takahashi*, S. Iwata

(Nagoya Univ., *Samsung R&D Institute Japan)

1. はじめに

スピントランスファートルク (STT) 磁化反転方式は Gbit 級磁気ランダムアクセスメモリ (MRAM) の書き込み手段として利用されているが, 10 Gbit 級の大容量の MRAM を実現するには, 高い熱安定性(Δ)と低い臨界電流密度(J_c)の両立が求められている。我々は低キュリー温度 (T_c) の CoPd/Pd 多層膜 (ML) と高 T_c の Co/Pd ML を用いたハイブリッドメモリを設計し, 熱アシストによる高効率な STT 磁化反転が実現できることを検証した [1-3]。今回, スピン偏極電流により磁化反転のトルクが加わる高 T_c 層の層厚比を変化させた $[\text{Co}(x)/\text{Pd}(1.6-x)]_1 / [\text{CoPd}/\text{Pd}]_2$ ($x = 0.4, 0.6, 0.8$) ハイブリッドメモリ層を用い, STT 磁化反転の Δ と J_c の温度依存性を調べた。さらに, ハイブリッドメモリ層の実効磁気異方性定数(K_{eff})の温度依存性などと STT 磁化反転との関係を検討した。

2. 実験方法

熱酸化膜付 Si 基板上にマグネトロンスパッタ法により, Si Sub/ Ta(10)/ Cu₇₀Ta₃₀(150)/ Pt(5)/ [Pt(1.0)/ Co(0.6)]₆ ML/ Cu(2.5)/ [Co(x)/ Pd(1.6- x)]₁ ML/ [Co₄₈Pd₅₂(0.4)/ Pd(1.2)]₂ ML/ Cu(5)/ Ta(5) (層厚の単位は nm) という GMR 構造を作製した。光露光, EB 露光及び Ar⁺イオンエッチングにより, GMR 膜を微細加工し, 接合部の直径が 120 nm から 300 nm までの CPP-GMR 接合を作製した。STT 磁化反転は CPP-GMR 接合に電流パルス(パルス幅 $\tau = 10 \mu\text{s} - 100 \text{ms}$)を印加した後の抵抗値を測定することで観測した。パルス幅依存性を $\tau = 1 \text{ns}$ まで外挿し, 臨界反転電流密度 J_{c0} , および Δ を見積もった。試料を加熱ステージに置いて測定することで, J_{c0} , Δ の温度依存性を調べた。また, ハイブリッドメモリ層のみの Si Sub/ Ta(5)/ [Co(x)/ Pd(1.6- x)]₁ ML/ [Co₄₈Pd₅₂(0.4)/ Pd(1.2)]₂ ML/ Ta(2) を作製し, 実効垂直磁気異方性 K_{eff} を測定した。

3. 実験結果

Fig. 1 は $x = 0.4, 0.6, 0.8$ のハイブリッドメモリ層の J_{c0} , Δ の温度依存性を示している。 J_{c0} と Δ はともに温度上昇により減少し, 熱アシスト STT 磁化反転が確認される。 $x = 0.4, 0.6$ に対し, $x = 0.8$ では J_{c0} が大きく減少している。一方, $x = 0.8$ の Δ は他の試料に対し, 大きく減少していない。Fig. 2 はハイブリッドメモリ層の K_{eff} の温度依存性を示している。 x の増加により磁化が増大するため, K_{eff} と Δ の温度依存性の差異は STT 磁化反転の反転核の大きさの差に起因すると考えられる。 $x = 0.8$ の Δ が他の試料に対し大きく減少していないのに対し, J_{c0} は大きく減少している。この原因として, $x = 0.8$ は $x = 0.4, 0.6$ に対し, ダンピング定数が小さいためと考えられる [4]。これらの結果から, 界面に低ダンピング, 高 T_c 材料を用いることが, 室温での J_{c0} 低減に寄与したと考えられる。また, 高温では, 低 T_c の CoPd/Pd 多層膜の磁化が消失することで, Δ が減少し, J_{c0} が低下するという熱アシスト効果が観測されている。

4. 参考文献

- [1] Machida et al., IEEE Trans. Magn., **53**, 2002205 (2017).
- [2] W. Zhao et al., IEEE Trans. Magn., **54**, 3450405 (2018).
- [3] W. Zhao et al., J. Magn. Magn. Mater., **493**, 165749 (2020).
- [4] T. Kimura et al., Jpn. J. Appl. Phys., **57**, 09TD01 (2018).

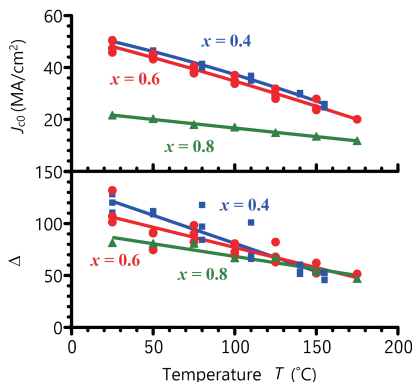


Fig. 1 Temperature dependence of intrinsic critical current density J_{c0} and thermal stability factor Δ of the hybrid memory layer of $[\text{Co}(x)/\text{Pd}(1.6-x)]_1 / [\text{CoPd}/\text{Pd}]_2$

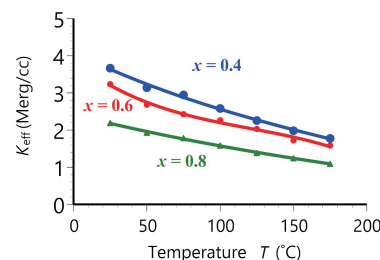


Fig. 2 Temperature dependence of effective anisotropy K_{eff} of $[\text{Co}(x)/\text{Pd}(1.6-x)]_1 / [\text{CoPd}/\text{Pd}]_2$.

D0₃-FeAlSi エピタキシャル電極を用いた MTJ 素子の作製

赤松昇馬、大兼幹彦、角田正清、安藤康夫
(東北大学大学院 工学研究科)

Fabrication of MTJs using FeAlSi epitaxial electrode with low magnetic anisotropy

S. Akamatsu, M. Oogane, M. Tsunoda, Y. Ando
(Graduate School of Engineering, Tohoku University)

はじめに

強磁性トンネル接合 (MTJ) センサの感度向上のために、高トンネル磁気抵抗 (TMR) 比と軟磁気特性を両立するフリー層材料が求められている。本研究では D0₃ 規則構造を有し、良好な軟磁気特性を示す Fe₈₅Al₅Si_{9.6} (センダスト、以下 FeAlSi) に着目した。優れた軟磁気特性に加えて、Fe 電極に類似した結晶構造を有することで、MgO 絶縁層を介した Δ_1 電子のコヒーレントトンネリングによる高 TMR 比が期待される[1]。先行研究により[2]、MgO 基板上で D0₃-FeAlSi エピタキシャル薄膜の作製に成功し、良好な軟磁気特性も観測している。本研究の目的は、FeAlSi エピタキシャル電極を用いた MTJ 素子を作製し、その TMR 特性を評価することである。

実験方法

MgOsub./MgO(20)/FeAlSi(30)/MgO(2.0)/CoFe(5)/IrMn(10)/Ta(5)/Ru(10)(in nm)($T_{\text{FeAlSi}}=400^\circ\text{C}$, $T_a=300-425^\circ\text{C}$ w/1 T) 構造の MTJ 多層膜をマグネトロンスパッタ法で作製した。また、作製した多層膜をフォトリソグラフィおよび Ar イオンミリングを用いて MTJ 素子形状に微細加工した。作製した MTJ 素子について、直流 4 端子法により磁気抵抗特性を評価した。

実験結果

Fig. 1 に D0₃-FeAlSi エピタキシャル電極を用いた MTJ 素子の磁気抵抗曲線の熱処理温度依存性を示す。300°C 以上の熱処理によって、D0₃-FeAlSi を電極とした MTJ 素子において、初めて TMR 効果の観測に成功した。最大の TMR 比は熱処理温度が 325°C において、58.4% であった。さらに、D0₃-FeAlSi の良好な軟磁気特性を反映した、比較的小さな反転磁場も確認できた。一方、350°C を超える熱処理によって、TMR 比の大きな減少が観測された。今後、FeAlSi 電極層、および、下地層の成膜条件のさらなる最適化を行い、熱処理温度耐性を改善することによって、TMR 比のさらなる向上が期待される。以上の結果より、D0₃-FeAlSi は、MTJ センサの感度向上に有望な材料と考えられる。

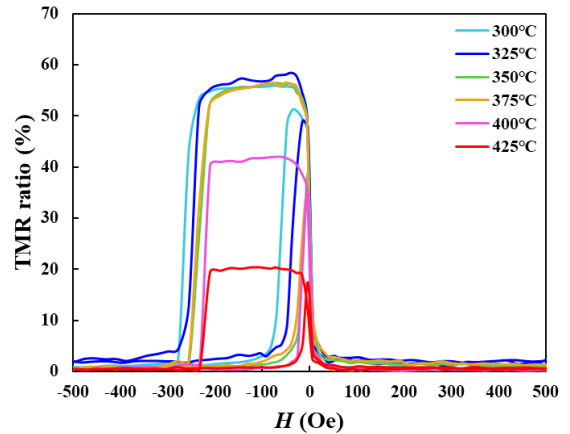


Fig.1 Magnetoresistance curve in epitaxial MTJ with FeAlSi electrode

謝辞

本研究は JST-S イノベプロジェクト、東北大学先端スピントロニクス研究開発センター、および、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] W. H. Butler *et al.*, Phys. Rev. B, 63, 054416 (2001).
- [2] S. Akamatsu *et al.*, AIP Advances, 10, 015302 (2020).