

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¹⁾。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 $T=0\sim300\text{ps}$ 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。

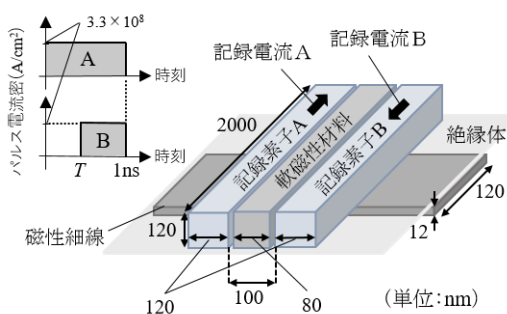


Fig.1 解析した磁性細線メモリーモデル

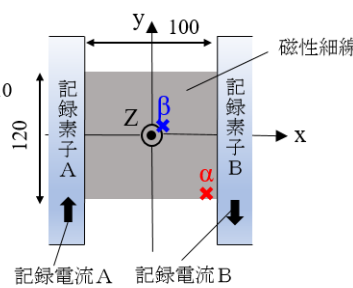


Fig.2 モデル中の解析点

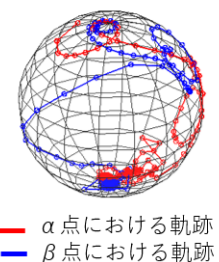


Fig.3 磁気モーメントの軌跡

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).

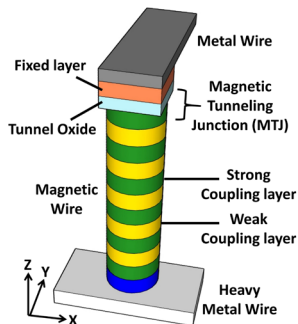


Fig. 1. Artificial ferromagnet based vertical DW motion memory cell proposed in this study.

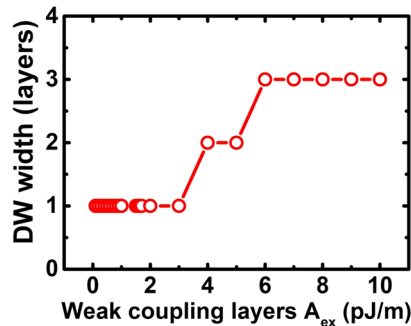


Fig. 2. DW width (counted with layers) as a function of weak coupling layers A_{ex} .

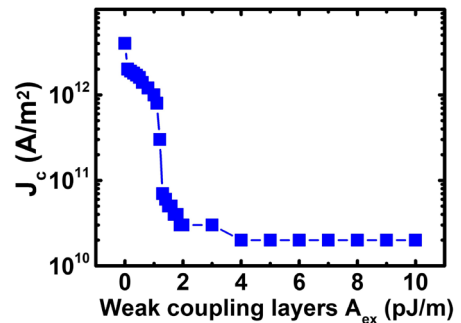


Fig. 3. Critical current J_c for DW motion as a function of weak coupling layers A_{ex} .

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。

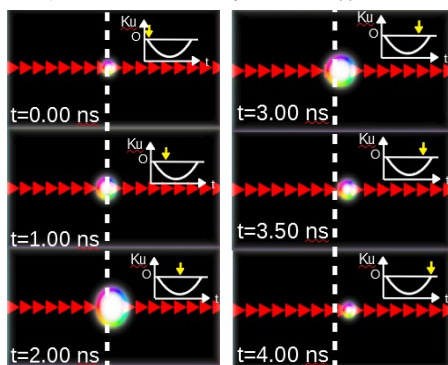


Fig.1 Time resolved AFM Skyrmion motion by electric field

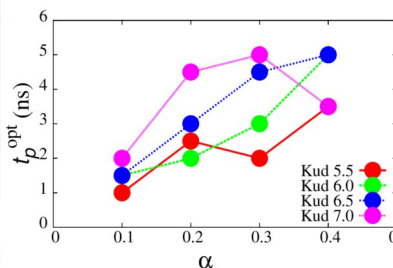


Fig.2 Effect of α and K_u^d on the optimal pulse length t_p^{opt}

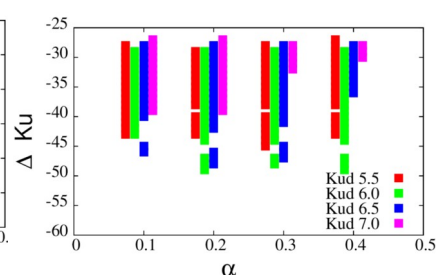


Fig.3 Conditions of Skyrmion motion by α and K_u^d

[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。

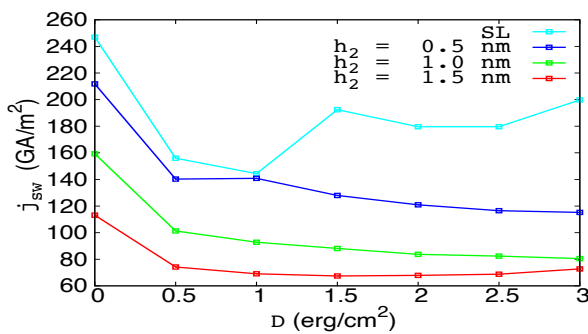


Fig. 1 Effect of DMI and h_2 on the switching current ($\alpha = 0.0001$).

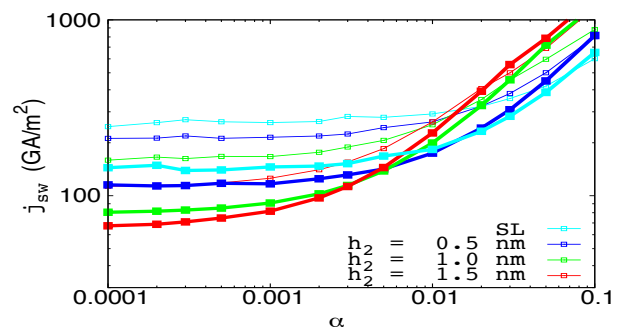


Fig. 2 Effect of α and h_2 on j_{sw} . $t_p = 1.0 \text{ ns}$
Thin line: $D = 0.0 \text{ erg/cm}^2$ Thick line: $D = D_{\text{opt}}$

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).

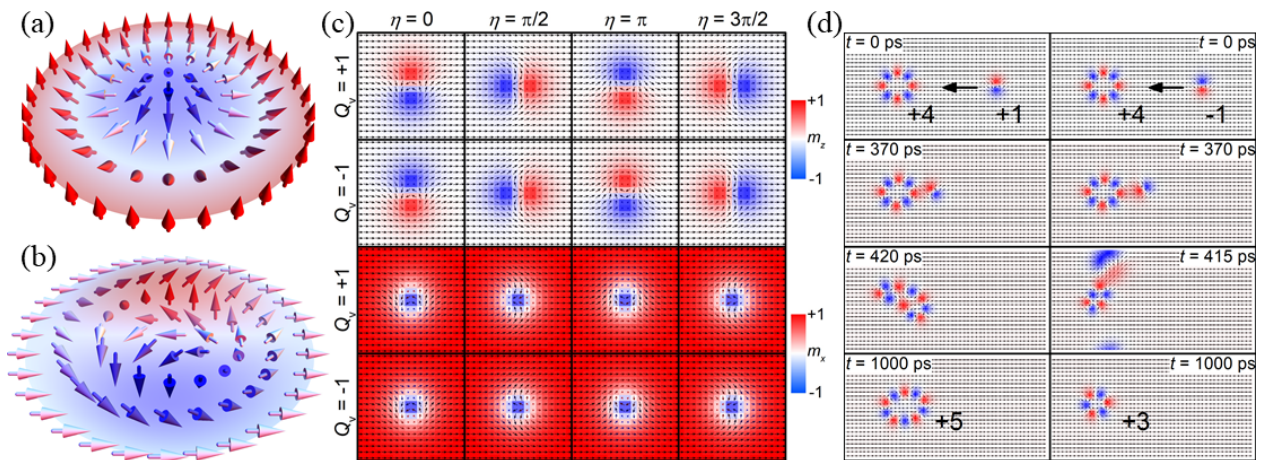


Figure 1. (a) Illustration of a skyrmion with $Q_v = 1$. (b) Illustration of a bimeron with $Q_v = 1$. (c) Top view of simulated static bimeron solutions with different Q_v and η . (d) Current-induced collision and merging of an isolated bimeron and a cluster-like bimeron state. More details can be found 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。

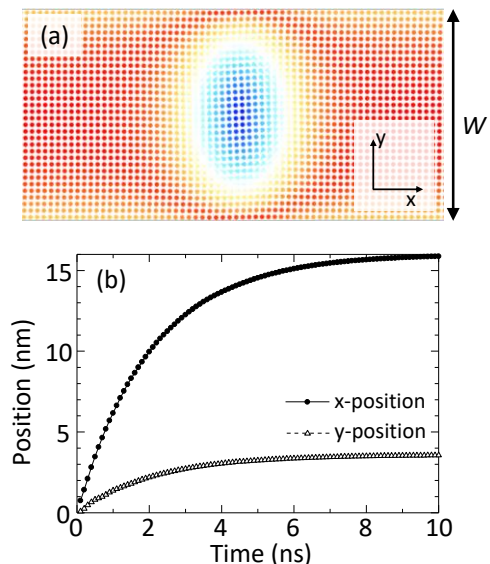


Fig. 1 (a) Initial magnetic states ($t = 0$) of elliptical skyrmion. (b) Center position of the elliptical skyrmion when spin polarized current flows in wire.

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).

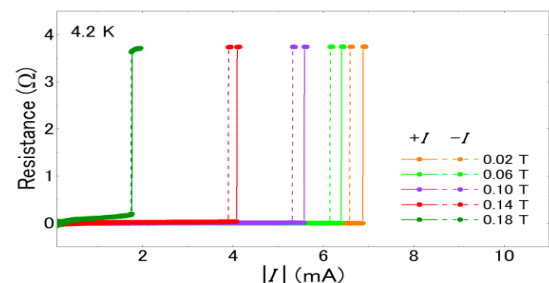


Fig.1 Current dependences of the sheet resistance under various magnetic fields at 4.2 K.

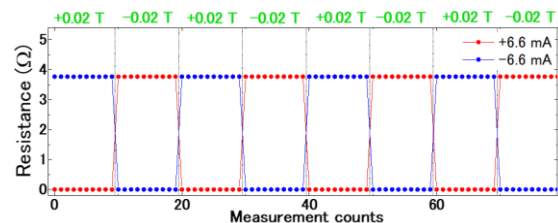


Fig.2 Temperature dependence of the sheet resistance of the [Nb/V/Ta]₄₀ film and alternating switching between the superconducting and normal conducting states.