

# 界面ジャロシンスキー守谷相互作用が働く 1次元強磁性細線における終端磁化の内部磁区への影響

## Influence of an edge magnetization on an internal magnetic domain in one-dimensional ferromagnetic nanowires with the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction

海谷侑希<sup>a)</sup>・本多周太<sup>a),b)†</sup>・伊藤博介<sup>a),b)</sup>・大澤友克<sup>c)</sup>

<sup>a)</sup> 関西大学大学院理工学研究科, 大阪府吹田市山手町 3-3-35 (〒564-8680)

<sup>b)</sup> 大阪大学基礎工学研究科付属スピントロニクス学術連携研究教育センター, 大阪府豊中市待兼山町 1-3 (〒560-8531)

<sup>b)</sup> 沼津工業高等専門学校電気電子工学科, 静岡県沼津市大岡 3600 (〒410-8501)

Yuki Kaiya<sup>a)</sup>, Syuta Honda<sup>a),b)†</sup>, Hiroyoshi Itoh<sup>a),b)</sup>, and Tomokatsu Ohsawa<sup>c)</sup>

<sup>a)</sup> Department of Pure and Applied Physics, Kansai Univ., 3-3-35 Yamate-cho, Suita 564-8680, Japan

<sup>b)</sup> Center for Spintronics Research Network, Graduate School of Engineering Science, Osaka Univ., 1-3 Machikaneyama-cho, Toyonaka 560-8531, Japan

<sup>c)</sup> Department of Electrical and Electronics Engineering, National Institute of Technology, Numazu College, 3600 Ooka, Numazu 410-8501, Japan

An interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction (DMI) is caused in a ferromagnetic metal on heavy metal. In the perpendicularly magnetized nanowire on heavy metal, several magnetic states are formed via the interfacial DMI. Attempts to create and use magnetic domain structures in devices are attracting attention. By the wire edge, the magnetic moments are canted by the interfacial DMI. The canted magnetic moments may affect magnetic moments inside the wire. We simulate the magnetic moments and the stability of a magnetic domain in a perpendicularly magnetized one-dimensional wire with the interfacial DMI by using the micro-magnetic simulation. We find that the domain is stabilized via the canted magnetization by the wire edge and the domain length linearly decreases with decreasing wire length.

**Key words:** interfacial DMI, boundary condition, magnetic domain, LLG equation

### 1. はじめに

強磁性細線の磁化状態を制御することは、レーストラックメモリをはじめとする磁気メモリなどの磁気・スピントロニクスデバイスの開発や発展のための重要な課題の一つである。磁気メモリにおいては磁区が情報の“0”, “1”に対応する。強磁性細線に形成された磁区は、外部磁場やスピン偏極電流を強磁性細線に印加することで駆動される<sup>1)-6)</sup>。

Co/Pt 多層膜<sup>7)</sup>, CoFeB 合金<sup>8)</sup>, TbFeCo 合金<sup>9)</sup>などの垂直磁気異方性を有する強磁性細線では、帯状の磁区や磁気スキルミオンがジャロシンスキー守谷相互作用(DMI)によって安定する<sup>10)-13)</sup>。特に、重金属の Pt や Ru に積層された強磁性細線では、界面DMIが2層間の界面近傍の磁化に作用し、Néel型の磁壁を持つ磁気スキルミオンや帯状磁区が安定することが知られている<sup>14)</sup>。一方、強磁性細線を積層した重金属に電流が流れている場合、強磁性細線に形成された磁区にはスピン軌道トルク(Spin-orbit torque: SOT)が働き磁区が移動する<sup>15)-18)</sup>。このように、重金属上に積層された強磁性細線においては、界面DMIによる磁区の安定化と SOTによる磁区の駆動が注目されている。

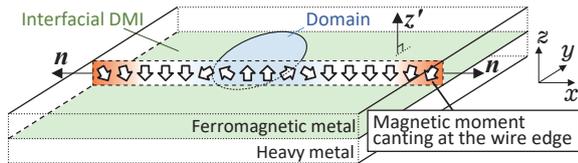
また、Fig. 1に示されるように界面DMIによって強磁性細線縁近傍の磁気モーメントが細線鉛直方向から傾斜することが指摘されている<sup>19)</sup>。これは、界面DMI影響下の終端磁化の境界条件(DMI境界条件)

$$\frac{dm'}{dn} = \frac{D}{2A} (\mathbf{z}' \times \mathbf{n}) \times \mathbf{m}' \quad (1)$$

と与えられる<sup>17),19)</sup>。ここで、 $\mathbf{m}'$ は磁気モーメントの単位ベクトル、 $D$ は界面DMIの大きさを表すパラメータ、 $A$ は交換スティフネス定数、 $\mathbf{n}$ は細線終端面の法線ベクトル、 $\mathbf{z}'$ は重金属から強磁性細線へ向かう向き単位ベクトル、 $dm'/dn$ は、 $\mathbf{m}'$ の $\mathbf{n}$ 方向の空間微分を表す。(1)は静磁場を考慮した有効的な磁気異方性エネルギー、交換エネルギー、界面DMIによるエネルギーの和の変分から導かれる<sup>19),20)</sup>。界面DMIが無視できる場合には、自由端境界条件と同様の境界条件になる。

界面DMI影響下において、界面DMIの大きさと細線や円柱型に形成される磁区構造との関係は調べられているが<sup>19)</sup>、細線縁で傾斜した磁気モーメントと細線内部の磁区構造との関係は考察されていない。細線幅が狭い場合には、縁における磁気モーメントの変化が細線内部の磁気構造に影響を与える可能性がある。

本研究では、細線縁の境界条件によって傾斜した磁化が、細線内部に形成される磁区に与える影響を調べる。DMI境界条件が磁区構造に与える影響を明快にするために、1次元細線のモデルを用いる。このモデルにおいては、一方向の終端のみ DMI境界条件が磁気モーメントに影響する。特に、細線中央に磁区が形成された磁化構造に着目し、マイクロマグネティクスシミュレーションを用いて磁区の形



**Fig. 1** Illustration of the magnetic moments in the nanowire with a domain under the interfacial DMI on the heavy metal. Each thick arrow indicates the direction of the magnetic moment. The green gradation regions represent the interface at which the interfacial DMI occurs.

状や安定性を検証する。

## 2. モデルと計算方法

細線として、長さ  $L_x$  (最大値 100 nm)、幅 1.0 nm ( $L_y = 1.0$  nm,  $L_z = 1.0$  nm) の構造を用いた。細線の  $z$  軸に垂直な終端の下側の面に重金属が設置され、界面DMIが細線の磁化に影響していると仮定した。シミュレーションでは、細線を 1.0 nm  $\times$  1.0 nm  $\times$  1.0 nm の立方体形状の微小セルに分割した。各セルは各々単位ベクトル  $\mathbf{m}$  の向きの磁気モーメントをもつ。

細線の  $x$  軸方向の終端の磁気モーメントの境界条件として、界面DMIを考慮した境界条件  $\partial \mathbf{m} / \partial x = D / (2A) (m_z, 0, -m_x)$  を用いた。  $y$  軸方向と  $z$  軸方向のセル数は、それぞれ 1 つである。  $y$  軸の向きに垂直な終端面においては、二つの境界条件が一つのセルに作用し、結果として境界条件は  $\partial \mathbf{m} / \partial y = \mathbf{0}$  になる。また、  $z$  軸の向きに垂直な終端面においては、  $\partial \mathbf{m} / \partial z = \mathbf{0}$  である。これら 2 つは、界面DMIが存在しない場合に用いられる自由端境界条件と同様の境界条件である。

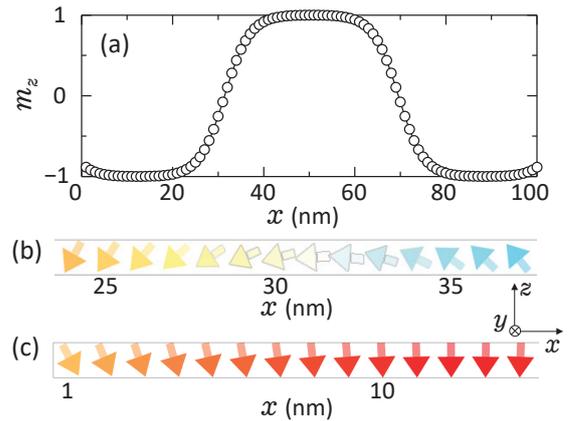
各セルの磁気モーメントは、ランダウ・リフシッツ・ギルバート方程式(LLG方程式)<sup>19),21)-23)</sup>

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -|\gamma| \mathbf{m} \times \mathbf{B}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \quad (2)$$

に基づいたマイクロマグネティクスシミュレーションによって計算された。ここで、  $t$  は時間、  $\gamma$  はジャイロ磁気回転比で値は  $-1.76 \times 10^{11} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$ 、  $\alpha$  はダンピング定数で値を 0.5 とした。  $\mathbf{B}_{\text{eff}}$  は有効磁場で、すべてのセル間で働くダイポール-ダイポール相互作用、隣接セル間の交換相互作用、隣接セル間の界面DMI、およびオンサイトセルにおける垂直磁気異方性による有効磁場の和である。また、有効磁場

**Table 1** A magnetic energy and the number of times of 1000 samples for each domain structure.

Number of DWs	Domain structure $m_z$	Energy ( $\times 10^{-20}$ J)	Number of times
0		2.93	34
1		2.74	166
2		2.58	315
3		2.56	336
4		2.75	149



**Fig. 2** Simulation results of each magnetic moment in the one-dimensional wire with  $L_x = 100$  nm. In (a) the  $z$ -component of each  $\mathbf{m}$  is indicated. The illustrations of  $\mathbf{m}$  by the domain wall and the edge of the left hand side are drawn in (b) and (c), respectively. In (b) and (c) the direction of the magnetic moment in each cell is shown with a small arrow.

を求めるために飽和磁化の値として  $M_s = 1000 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$ 、交換スチフネス定数として  $A = 15 \text{ pJ} \cdot \text{m}^{-1}$ 、界面DMIの大きさとして  $D = 3.0 \text{ mJ} \cdot \text{m}^{-2}$ 、  $z$  軸方向に容易軸を持つ垂直磁気異方性の異方性定数として  $K = 0.814 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-3}$  を設定した<sup>7,19)</sup>。これらの値は、垂直磁化の強磁性金属である Pt に積層された Co や  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  の値として用いられる値の一つであり、先行研究で DMI 境界条件を含む磁化状態の検証に使われている<sup>19)</sup>。異方性定数  $K$  は有効的な垂直磁気異方性定数  $K_{\text{eff}}$  を  $0.50 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-3}$  とし、  $K_{\text{eff}} = K - \frac{1}{2} N_d \mu_0 M_s^2$  から推定した。ここで、  $\mu_0$  は真空の透磁率、  $N_d$  は反磁界定数である。反磁界定数の空間依存性を無視し、無限長の細線を仮定することで、  $N_d \sim 0.5$  と近似した。つまり、  $\frac{1}{2} N_d \mu_0 M_s^2$  の値は  $10^5 \pi \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$  である。

## 3. シミュレーション結果と考察

### 3.1 細線長さ 100 nm における磁化状態

$L_x = 100$  nm の細線において各セルの  $\mathbf{m}$  がランダムな向きを持つ初期状態から開始した 1000 サンプルのシミュレーションでは、磁壁の数が 0 個から 4 個の状態 で収束した。磁壁(DW)の数ごとに収束した数とエネルギーを Table 1 にまとめる。ここで  $m_z$  は  $\mathbf{m}$  の  $z$  成分である。磁壁数 3 個の状態が最低エネルギーをとり、本研究で着目する中央に磁区が形成された磁壁数 2 個の状態は最低エネルギーより  $2 \times 10^{-22}$  J だけ高エネルギーの準安定状態であった。

磁区が 1 つ中央に (磁壁が 2 つ) 形成された状態の各セルの  $\mathbf{m}$  を Fig. 2 に示す。各  $\mathbf{m}$  は  $xz$  平面に平行な方向を向いた。  $\mathbf{m}$  の  $z$  成分  $m_z$  を Fig. 2(a) に示す。細線中央に形成された磁区の長さは約 38 nm であった。この磁区の長さは、  $m_z = 0$  を取る二つの位置の距離から見積もった。また、磁区の間には長さ 20 nm の磁壁が形成された。ここで、  $m_z = -0.95$

から 0.95 まで変化するのに要する x 軸方向の長さを磁壁長とした。磁壁の長さは、磁壁長の解析式  $\pi(A/K_{\text{eff}})^{1/2}$ <sup>20,24)</sup> から求めた近似値 17 nm より 18% 程度大きな値である。また、この磁壁は Néel 型の磁壁であった (Fig. 2(b))。

細線の終端では、 $m$  が細線の内側を向くように傾いた (Fig. 2(c))。この傾きは DMI 境界条件によって生じたものであり、S. Rohart らの結果<sup>19)</sup> と定性的に一致する。傾く向きが内側か外側かは、終端近傍の磁気モーメントの z 方向の符号、 $D$  の符号、重金属の位置に依存する。

DMI 境界条件が細線内部の磁化へ影響を与えるのかを確認するために、Fig. 2(a) に示される磁壁数 2 個の状態を初期状態として、自由端境界条件を用いて磁化状態を収束させた。ただし、界面 DMI による有効磁場は境界条件以外には含まれる。結果、細線中央に形成された磁区の領域が両終端側へ広がり、全ての領域で  $m_z$  が正の磁気モーメントを持つ単磁区の状態へ遷移した。磁壁数 1, 3, 4 個の状態においても同様に単磁区の状態へと遷移した。つまり、細線内部の磁化状態の安定性に DMI 境界条件が影響することがわかる。

次に、細線長さ各磁区構造の安定性との関係、磁壁数 2 個の状態に注目しての磁区構造、終端磁化と細線長さとの関係について検証する。

### 3.2 中央に形成された磁区の細線長さ依存性

20 nm  $\leq L_x \leq 100$  nm での各磁化状態のエネルギーを Fig. 3 に示す。細線が短くなるにつれて、磁壁数が少ない磁化状態が最安定状態へと変化した。細線中央に磁区が形成された状態は、65 nm  $< L_x \leq 95$  nm で最安定状態になり、 $L_x \leq 41$  nm では存在できなかった。また、34 nm  $\leq L_x \leq 65$  nm では磁壁が 1 個形成した状態、 $L_x \leq 33$  nm では単磁区の状態がそれぞれ最安定状態であった。磁壁数 1, 3, 4 個の状態は、それぞれ、 $L_x$  が 21, 63, 85 nm 未満の細線では存在できなかった。

細線中央に磁区が形成された状態に着目し、磁区の長さ、磁壁長と細線長との関係を Fig. 4 に示す。 $L_x$  が小さくなるにつれて細線中央に形成された磁区の長さは、 $L_x$  に対しておおよそ線形で減少した。磁区の長さの最小自乗法による近似直線は  $0.29L_x + 8$  nm である。磁壁長も  $L_x$  が小さくなるにつれて減少した。

単磁区の状態と中央に磁区が形成された状態におけるダイポール-ダイポール相互作用による静磁エネルギー ( $E_d$ ) と、交換エネルギー ( $E_{\text{ex}}$ )、垂直磁気異方性エネルギー ( $E_k$ )、界面 DMI エネルギー ( $E_{\text{dmi}}$ )、それらの和の総エネルギー ( $E_{\text{tot}}$ ) を Fig. 5(a) に示す。また、中央に磁区が形成された状態の各エネルギーから単磁区の状態のエネルギーを引いた値 ( $\Delta E$ ) を Fig. 5(b) に示す。ただし、 $\Delta E_{\text{tot}}$  以外は  $L_x = 100$  nm における  $\Delta E$  を基準にする。

中央に磁区が形成された状態においては単磁区の状態と比較して  $E_{\text{ex}}$  と  $E_k$  は大きく、エネルギー的に損しており、一方、 $E_d$  と  $E_{\text{dmi}}$  は小さくエネルギー的に得していた (Fig.

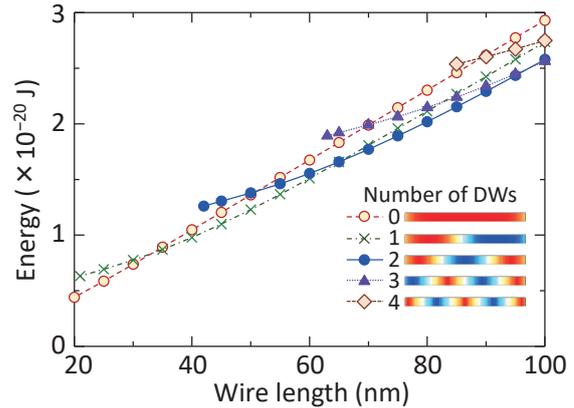


Fig. 3 Simulation result of energy for each domain structure as a function of wire length ( $L_x$ ).

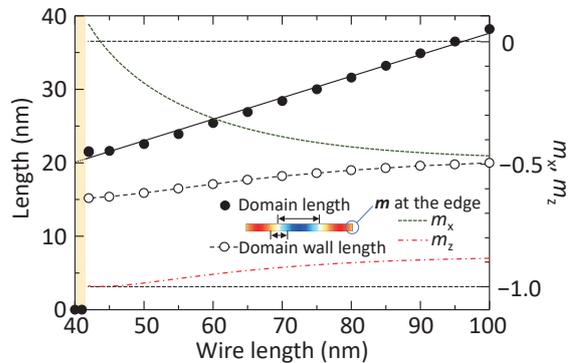
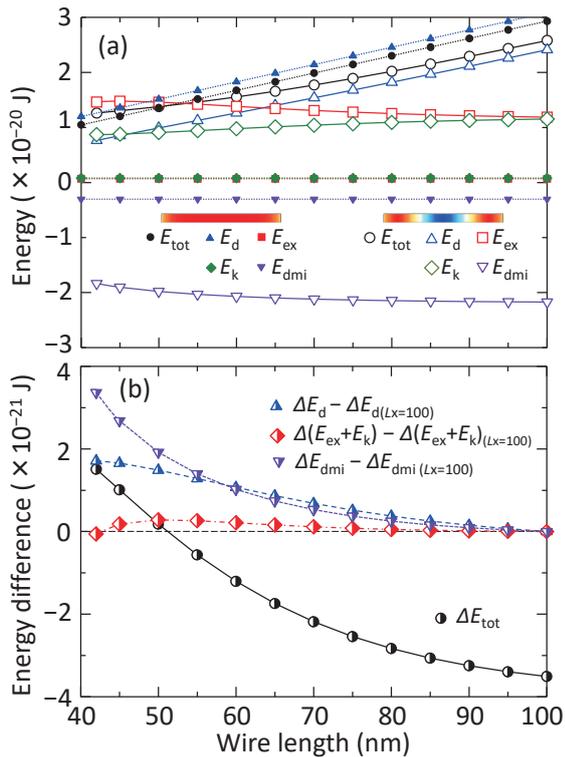


Fig. 4 Simulation results of the wire length-dependences of the domain length, the domain wall length, and  $m = (m_x, 0, m_z)$  at the edge in the wire with the two DWs.

5(a)). また、 $L_x$  が小さくなるにつれて  $\Delta E_d$  は単調に増加した (Fig. 5(b)). これは、 $L_x$  が小さくなるほど中央に形成された磁区の長さが短くなるためであり、単磁区の状態と比較して  $E_d$  の利得が減少したことを意味する。また、50 nm  $\leq L_x$  では  $L_x$  の減少で  $\Delta(E_{\text{ex}} + E_k)$  は増加した。これは、 $L_x$  の減少で磁壁長が減少したためである。一方、42 nm  $\leq L_x < 50$  nm における  $L_x$  の減少に依存した  $\Delta(E_{\text{ex}} + E_k)$  の減少は、細線終端の磁化状態の変化に伴う磁壁の変化によるものである。 $\Delta E_{\text{dmi}}$  も  $L_x$  の減少で単調に増加した。

$\Delta E_{\text{dmi}}$  の  $L_x$  依存性は、終端磁化の  $m_x$  の  $L_x$  依存性 (Fig. 4) とよく一致する。つまり、 $\Delta E_{\text{dmi}}$  と終端磁化の間には強い相関関係があることがわかる。中央に磁区が形成された状態が存在できなくなる 41 nm 近傍の細線長さにおいては、 $\Delta E_{\text{dmi}}$  の増加量が  $\Delta E_d$  や  $\Delta(E_{\text{ex}} + E_k)$  の変化量より大きく、細線内部の磁区が安定して存在できるかどうか、終端の磁化が影響していることがわかる。結果として  $L_x$  が減少するにつれて単磁区の状態と比較して中央に磁区が形成された状態の安定性が低くなり、 $L_x \leq 41$  nm では中央に磁区が形成された状態は存在できなかった。



**Fig. 5** Simulation results of (a) the magnetic energy for the wires without DW and with two DWs and (b) the energy difference between the wires without DW and with two DWs.

#### 4. 結論

DMI 境界条件によって細線端で傾斜させられた磁気モーメントに注目し、細線内部の磁気構造をマイクロマグネティクスシミュレーションで検証した。DMI境界条件が細線内部に磁区構造の安定性に影響していることが明らかになった。安定する磁区構造や、磁壁長、磁区の長さは細線の長さ依存した。細線内部に磁区が形成された状態においては、界面DMIエネルギーの細線長さ依存性と終端磁化の間には強い相関関係があることが明らかになった。

2次元、3次元構造の強磁性細線に形成された磁区には細線長手方向の磁気モーメントによる長距離相互作用や短距離相互作用も影響する。本構造は1次元細線のため、これらの効果や2次元構造の磁区構造は考慮されてない。しかし、本結果は、重金属上に積層された磁性体細線においても、細線端における磁化状態の変化が細線内に形成された磁区の形状に影響を与える可能性があることを示唆する。今後は、2次元、3次元系において、磁気スキルミオン、帯状磁区の安定性に与える影響を検証する必要があるだろう。

**謝辞** 本研究は2019年度関西大学若手研究者育成経費の助成を受けたものです。

#### References

- 1) A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo: *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 077205 (2004).
- 2) T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, K. Mibu, N. Hosoi, and T. Shinjo: *Science*, **284**, 5413 (1999).
- 3) M. Hayashi, L. Thomas, Ya B. Bazaliy, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang, and S. S. P. Parkin: *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 197207 (2006).
- 4) J. C. Slonczewski: *J. Magn. Magn. Mat.*, **159**, L1 (1996).
- 5) L. Berger: *Phys. Rev. B*, **54**, 9353 (1996).
- 6) S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thoms: *Science*, **320**, 190 (2008).
- 7) P. J. Metaxas, J. P. Jamet, A. Mougin, M. Cormier, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, and R. L. Stamps: *Phys. Rev. B*, **99**, 217208 (2007).
- 8) S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno: *Nature Mat.*, **9**, 721 (2010).
- 9) K. Ozaki, K. Matsumoto, I. Tagawa, and K. Shono: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **25**, 322 (2001).
- 10) I. E. Dzyaloshinskii: *J. Phys. Chem. Solids*, **4**, 241 (1958).
- 11) T. Moriya: *Phys. Rev.*, **120**, 91 (1960).
- 12) W. Jiang, P. Upadhyaya, W. Zhang, G. Yu, M. B. Jungfleisch, F. Y. Fradin, J. E. Pearson, Y. Tserkovnyak, K. L. Wang, O. Heinonen, S. G. E te Velthuis, and A. Hoffmann: *Science*, **349**, 283 (2015).
- 13) J. Iwasaki, M. Mochizuki and N. Nagaosa: *Nature Nanotech.*, **8**, 742 (2013).
- 14) R. Tomasello, E. Martinez, R. Zivieri, L. Torres, M. Carpentieri, and G. Finocchio: *Sci. Rep.*, **4**, 6784 (2014).
- 15) A. V. Khvalkovskiy, V. Cros, D. Apalkov, V. Nikitin, M. Krounbi, K. A. Zvezdin, A. Anane, J. Grollier, and A. Fert: *Phys. Rev. B*, **87**, 020402(R) (2013).
- 16) L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman: *Science*, **336**, 555 (2012).
- 17) R. Tomasello, E. Martinez, R. Zivieri, L. Torres, M. Carpentieri, and G. Finocchio: *Sci. Rep.*, **4**, 6784 (2014).
- 18) M. Tanaka, S. Sumitomo, N. Adachi, S. Honda, H. Awano, and K. Mibu: *AIP Advances*, **7**, 055916 (2017).
- 19) S. Rohart and T. Thiaville: *Phys. Rev. B*, **88**, 184422 (2013).
- 20) A. Hubert and R. Schaefer: *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer, (1998).
- 21) L. D. Landau and L. M. Lifshitz: *Physik. Zeits Sowjetunion*, **8**, 153 (1935).
- 22) T. L. Gilbert: *Phys. Rev.*, **100**, 1243 (1955).
- 23) Y. Nakatani, Y. Uesaka, and N. Hayashi: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**, 2485 (1989).
- 24) S. Blundell: *Magnetism in Condensed Matter* (Oxford Master Series in Physics), Oxford Univ Pr, (2001).

2019年10月29日受理, 2020年1月21日再受理, 2020年2月27日採録