

多磁区状態の強磁性薄膜におけるスピン波伝播の外部磁場依存性

External Magnetic Field Dependence of Spin-wave Propagation in Ferromagnetic Thin Films with Multi-domain State

根津昇輝[†], 関口康爾^{*}

横浜国立大学理工学部, 横浜市保土ヶ谷区常盤台 79-5 (〒240-8501)

^{*}横浜国立大学大学院工学研究院, 横浜市保土ヶ谷区常盤台 79-5 (〒240-8501)S. Nezu[†] and K. Sekiguchi^{*}

School of Engineering Science, Yokohama National Univ., 79-5 Tokiwadai, Hodogayaku, Yokohama, Kanagawa 240-8501, Japan

^{*}Faculty of Engineering, Yokohama National Univ., 79-5 Tokiwadai, Hodogayaku, Yokohama, Kanagawa 240-8501, Japan

The spin-wave propagation characteristics in ferromagnetic thin films with a multi-domain state were investigated by micromagnetic simulations and electrical measurements. The simulations showed that the spin waves propagated along the domain wall when excited at low frequencies. The resonance frequency shifted to a higher frequency when an external magnetic field was applied normal to the waveguide. By using a vector network analyzer, spin-wave propagation at the predicted resonance frequency was detected. The external magnetic field dependence of the resonance frequency agreed with the simulation result.

Key words: magnonics, spin wave, ferromagnetic thin film, Néel wall

1 はじめに

科学技術は急速な発展を遂げ、それにより生み出された電子機器は我々の生活に必要不可欠なものである。電子機器の高速化と小型化による素子の高密度化が進むにつれ、電流によって発生するジュール熱による影響が無視できない問題となっている。これに対し、磁化の歳差運動が波のように伝播するスピン波を用いたデバイスならば原理的にジュール熱が発生しないため、低消費電力であるマグノニックデバイスの開発を目指した研究が盛んに行われており¹⁻³⁾、マグノニックトランジスタ⁴⁾やスピン波ダイオード⁵⁾など、多くのデバイス⁶⁻⁸⁾が提案されている。

近年では微細加工技術の進歩により、ナノスケールのマグノニック導波路の作製が可能となった。ナノスケールのような狭いチャンネルへのスピン波の閉じ込めでは、エネルギー効率が大きく、伝播するスピン波の群速度が速いことが報告された⁹⁾。しかし、この方法では再構成可能なデバイスに必要な伝播経路を操作するための柔軟性に欠ける。そこで、磁性体内部の磁化の向きが異なる領域の境界である磁壁をナノサイズのマグノニック導波路として利用することに注目が集まっている¹⁰⁻¹⁷⁾。磁壁では局所的に有効磁場が減少し、ポテンシャル井戸が形成されるため、スピン波伝播が可能となる。先行研究では、面内磁化薄膜において、幅が数十ナノメートルのNéel磁壁にスピン波が閉じ込められ、磁壁が再構成可能なスピン波ナノチャンネルとなると実証された¹²⁾。また、マイクロフォーカス Brillouin 散乱分光法のラインスキャン方式により、磁壁に沿ってスピン波が伝播し、外部磁場の変化による磁壁の移動に伴う伝播経路のシフトが確認された¹³⁾。

本研究では、180° Néel 磁壁を有する多磁区状態の強磁性面内磁化薄膜を伝播するスピン波のマイクロマグネティックシミュレーションと電気計測を行った。シミュレーションでは、

導波路の短辺に沿ったスピン波強度分布を解析し、スピン波の伝播特性を調べた。また、外部磁場を変化させたときの、磁壁を伝播するスピン波の共鳴周波数を確認した。電気計測では、微細加工により試料を作製し、ベクトルネットワークアナライザを用いてスピン波共鳴周波数の外部磁場依存性の観測を試みた。

2 シミュレーション

2.1 スピン波導波路

多磁区状態の強磁性薄膜を伝播するスピン波の特性を調べるため、Mumax3 を用いてマイクロマグネティックシミュレーションを行った¹⁸⁾。

本研究でスピン波導波路として用いる試料は、Fig. 1(a) に示すように、短辺 1 μm 、長辺 20 μm 、膜厚 10 nm の矩形薄膜で

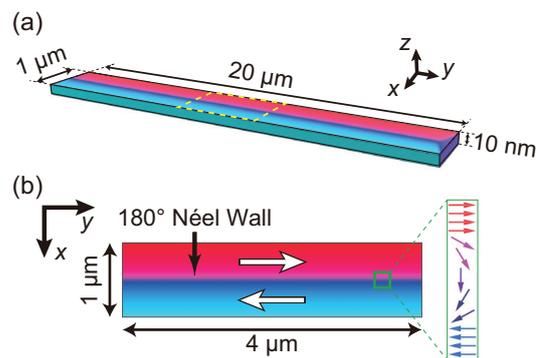


Fig. 1 (a) Three-dimensional view of thin-film strip with dimensions of 1 μm \times 20 μm \times 10 nm. (b) Top view of sample indicated by yellow dotted line in (a). White arrow indicates direction of magnetization. Magnetization configuration is enlarged in green frame.

ある。材料は Py ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) であり、材料定数はそれぞれ、ダンピング定数 $\alpha = 0.01$ 、飽和磁化 $M_s = 8.6 \times 10^5 \text{ A/m}$ 、交換定数 $A_{\text{ex}} = 1.6 \times 10^{-11} \text{ J/m}$ 、温度 $T = 0 \text{ K}$ と設定し、グリッドサイズは $256 \times 2048 \times 1$ とした。また、エッジからの反射による影響を避けるため、短辺では端から $0.05 \mu\text{m}$ 、長辺では端から $2 \mu\text{m}$ の範囲で $\alpha = 1$ とした。Fig. 1(b) は Fig. 1(a) において黄色の点線で囲われた部分の平面図である。白い矢印は磁化の向きを表しており、磁化の向きが 180° 異なる磁区が隣り合っている。磁区の間では磁気モーメントが z 軸周りで連続的に回転しており、短辺の中央に 180° Néel 磁壁が存在する。緑の枠で囲われた部分は拡大した磁化の模式図であり、磁壁中央において磁化は x 軸方向を向いている。この試料のような、膜厚が 10 nm の Py ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) 薄膜で形成される 180° Néel 磁壁の幅は 150 nm 程度である¹⁹⁾。

2.2 スピン波磁壁ナノチャネル

磁壁上の点に連続高周波磁場を印加し、スピン波を励起することで、導波路の長辺方向に進行し、磁壁を伝播するスピン波の分散関係と導波路の短辺方向に沿ったスピン波強度分布を解析した。

Fig. 2(a) は 0.60 GHz で励起したときの面外磁化成分 m_z を示しており、Fig. 2(b) は磁壁上を伝播した波の分散関係である。分散関係は、励起点から $-y$ 方向に $2 \mu\text{m}$ 離れた磁壁上の点で検出した m_z より求められる群速度 v_g から算出した。波数と周波数が対応しており、Fig. 2(a) に示すように、磁壁上に m_z が局在するため、 180° Néel 磁壁に沿ってスピン波が伝播すると分かる。Fig. 2(c) は 0.60 GHz で励起したときのスピン波強度分布である。挿入図に示すように、励起点から $2 \mu\text{m}$ 離れた位置で短辺に沿って強度を検出し、横軸は短辺の中央を 0 とした。スピン波強度は m_z^2 で評価し、縦軸は正規化したスピン波強度である。半値全幅は 42 nm であり、励起したスピン波は磁壁に閉じ込められると分かる。また、 0.20 GHz から 1.90 GHz で励起した場合の強度分布でも同様に、スピン波が磁壁に閉じ込められ、磁区での伝播は見られなかった。面内磁化薄膜において、磁壁と磁区ではスピン波の伝播特性が異なり、 2 GHz 以下の周波数ではスピン波が 180° Néel 磁壁に強く閉じ込められ、これより大きな周波数では、磁区を伝播するスピン波が支配的となると知られている¹⁵⁾。そのため、本シミュレーションのような低周波数では磁区を伝播するスピン波が検出されなかったと考えられる。

2.3 共鳴周波数の外部磁場依存性

前節の励起方法とは異なり、実験に即してアンテナに見立てた矩形にパルス磁場を印加し、波数を制限せずスピン波を励起した。Fig. 3(a) の挿入図に示すように、短辺方向に外部磁場を印加し、励起したスピン波を $2 \mu\text{m}$ 離れた位置で検出することで、スピン波強度分布と 180° Néel 磁壁上で解析した周波数スペクトルからスピン波共鳴周波数の外部磁場依存性を調べた。

外部磁場が強いと磁化が同一方向に揃った単一磁区状態となり磁壁が消失するため、弱い外部磁場を印加し、磁壁中央を流れるスピン波を解析した。短辺方向、ここでは x 軸方向に外部磁場を印加すると、Fig. 1(b) で示すように、磁壁中央での磁化の向きと外部磁場の向きが一致するため、磁壁が広がる。

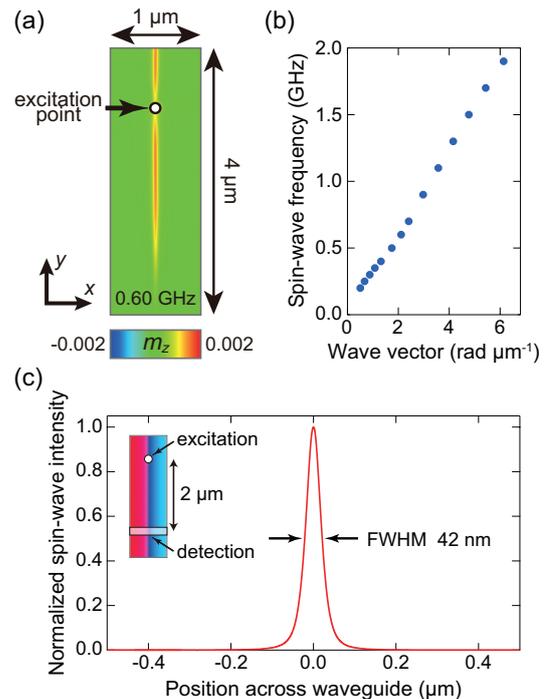


Fig. 2 Simulation results when spin wave was excited by continuous magnetic field at point on domain wall indicated by arrow. (a) Snapshots of out-of-plane component of magnetization m_z when $f = 0.60 \text{ GHz}$. (b) Dispersion relation of spin waves propagating through domain wall. (c) Spin-wave distributions detected at stripe $2 \mu\text{m}$ away from excitation point, as shown in inset. Full-width at half-maximum (FWHM) was 42 nm .

Fig. 3(a) はスピン波強度分布であり、縦軸は外部磁場を印加しないときの強度の最大値を 1 とした。 40 Oe 印加したときの半値全幅は 60 nm であり、外部磁場を印加しないときに比べて約 43% 広がり、外部磁場の印加によりスピン波の閉じ込めが弱くなると分かる。Fig. 3(b) は磁壁中心を流れるスピン波の周波数スペクトルであり、スピン波の波数は制限されないため、 2 GHz 以下のスピン波が広範囲な分布をもち、Fig. 2(b) の磁壁を伝播するスピン波の分散関係と一致することから、前節のシミュレーション結果と矛盾するものではない。また、磁場の印加により周波数スペクトルのピークが高周波へシフトした。挿入図はピークにおける外部磁場・周波数依存性を示しており、灰色の破線は線形近似直線である。この直線の傾きは $\frac{\Delta f}{\Delta H} = 5.1 \times 10^6$ であり、外部磁場を増加とともに、共鳴周波数が高周波へとシフトするが、これは外部磁場による磁壁の内部磁場の増加が原因だと考えられる。

3 実験

3.1 試料作製と実験セットアップ

Fig. 4 に実験の模式図と、試料中心を拡大した光学顕微鏡像を示す。

スピン波導波路ならびにマイクロ波アンテナはレーザーリソグラフィ及びリフトオフ法により作製した。酸化膜付き Si 基板上に横幅が $5 \mu\text{m}$ から $10 \mu\text{m}$ まで徐々に広がる櫛のよう

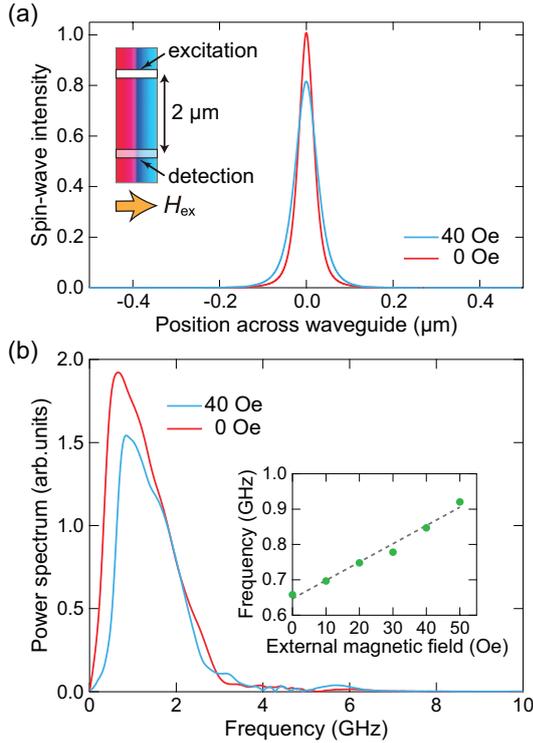


Fig. 3 Simulation results when external magnetic field was applied in x -axis direction. (a) Spin-wave distribution across waveguide. Spin waves were excited from antenna by pulsed magnetic field and detected at antenna $2 \mu\text{m}$ away, as shown in inset. (b) Frequency spectrum of spin-wave propagating through domain wall. Inset shows f - H relation for analyzed peaks. Frequency exhibits linear dependence (gray dotted line).

な形状のスピン波導波路をパターンニングし、スパッタリング法を用いて、膜厚が 40 nm の Py ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) を成膜した。導波路の短辺方向に指数関数的に減衰する正弦波磁場の印加により、短辺中央に 180° Néel 磁壁が存在する Fig. 1(b) のような磁区構造を導入できる。その上にマイクロ波アンテナを真空蒸着法により Ti (5 nm) / Au (100 nm) を成膜した。上側のアンテナでスピン波を励起し、下側のアンテナで伝播したスピン波を検出する。励起用、検出用のアンテナ幅とスピン波の伝播距離 d は $2 \mu\text{m}$ である。

スピン波の励起と検出はベクトルネットワークアナライザ (VNA) を用いて行った。励起アンテナから発生した rf 磁場によって励起され、伝播したスピン波の信号を検出アンテナで取得した。

3.2 スピン波のデータ分析

スピン波を励起するため、励起アンテナにマイクロ波電流を流すと、ファラデーの法則にしたがいバックグラウンド信号である誘導起電力 V_{bg} が発生する。バックグラウンド信号に比べて、導波路を伝播するスピン波の信号は非常に小さく、この信号を得るためには、 V_{bg} を次のように取り除く必要がある。スピン波導波路の短辺中央に 180° Néel 磁壁が存在する状態で、スピン波を励起すると、磁壁、磁区をそれぞれ伝播するスピン

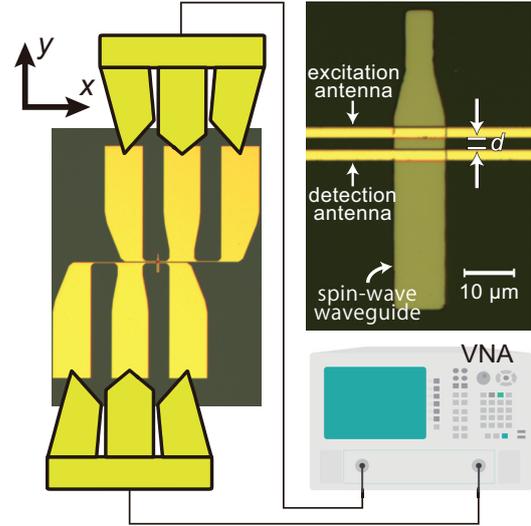


Fig. 4 Schematic illustration of measurement setup and optical microscope image of sample. Antenna widths of excitation (upper) and detection (bottom) antennas and propagation distance d of spin wave were all designed to be $2 \mu\text{m}$.

波の誘導起電力を $V_{\text{DWSW}}, V_{\text{DSW}}$ としたとき、 V_{bg} との和である V_{total} が観測される。

$$V_{\text{total}} = V_{\text{DWSW}} + V_{\text{DSW}} + V_{\text{bg}} \quad (1)$$

次に、Fig. 4 において y 方向に、スピン波導波路を単一磁区状態となるような、強い外部磁場 H_{ex} を印加し、スピン波を励起すると、静磁後方体積波 (MSBVW) による誘導起電力を V_{MSBVW} とすると、次のように表される誘導起電力 V'_{total} が検出される。

$$V'_{\text{total}} = V_{\text{MSBVW}} + V_{\text{bg}} \quad (2)$$

しかし、MSBVW は減衰が大きくアンテナまで到達しない²⁰⁾ ため、 $V'_{\text{total}} = V_{\text{bg}}$ となり、次のように差分をとることで不要なバックグラウンド信号を取り除き、多磁区構造を伝播するスピン波の信号を得ることができる。

$$V_{\text{total}} - V'_{\text{total}} = V_{\text{DWSW}} + V_{\text{DSW}} \quad (3)$$

本論文では、 1 GHz 以下の周波数でスピン波を励起したため、磁壁を伝播するスピン波の信号 V_{DWSW} のみを観測できる。

3.3 共鳴周波数の外部磁場依存性

導波路短辺の中央に 180° Néel 磁壁を有した試料にスピン波を励起したときの透過スペクトル ($\text{LogM } \Delta S_{21}$) を Fig. 5(a) に示す。外部磁場を印加しないときの周波数スペクトルのピークは約 0.28 GHz と分かる。実験で励起したスピン波は、Fig. 3(b) に波数制限がかかった点、すなわち 2 GHz 以下の領域であり、これは Fig. 2(b) に示した磁壁を伝播するスピン波の分散関係から読み取れる波数が $6.5 \text{ rad}/\mu\text{m}$ 以下の点に該当する。作製した試料のアンテナ形状より、励起したスピン波の波数は $k = 0.72 \text{ rad}/\mu\text{m}$ と予想され²¹⁾、Fig. 2(b) の分散関係から共鳴周波数は $f = 0.27 \text{ GHz}$ 程度であり、これは観測したピークの

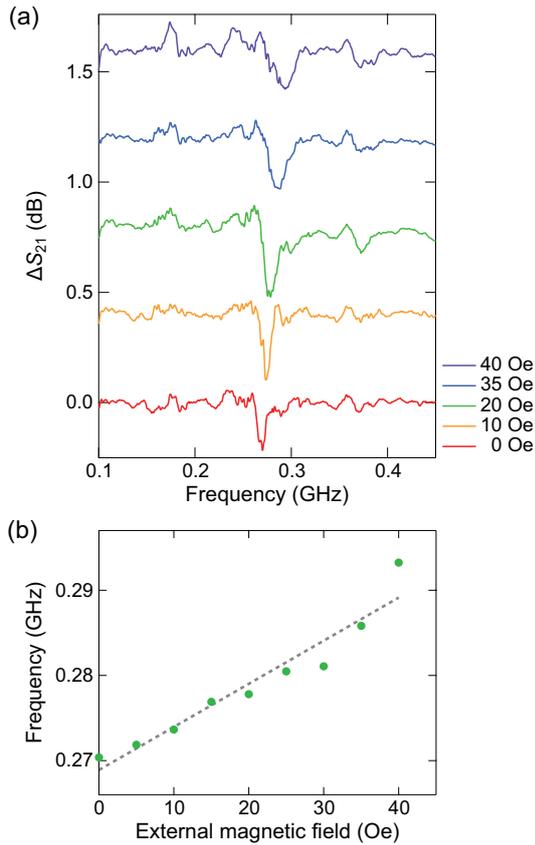


Fig. 5 (a) Transmission spectra (LogM ΔS_{21}) in multi-domain state Py with 180° Néel wall. (b) f - H relation for observed peaks. Frequency exhibited linear dependence (gray dotted line).

周波数とはほぼ一致した。また、2.3節のパルス励起による波数が制限されないシミュレーションでは、2 GHz以下の広範囲でスピン波が励起し、約0.66 GHzで観測したスピン波強度が最も強くなったが、実験ではアンテナによる波数の制限により、約0.28 GHz付近で局所的にスピン波が励起し、シミュレーションとは異なるピークを観測したと考えられる。Fig. 5(b)は外部磁場の増加によりシフトしたピークにおける外部磁場・周波数依存性であり、灰色の破線は線形近似直線である。この直線の傾きは $\frac{\Delta f}{\Delta H} = 5.1 \times 10^5$ であり、Fig. 3(b)で示したシミュレーション結果と比べると約90%小さかったが、外部磁場の印加による共鳴周波数のシフトを確認したため、180° Néel磁壁を伝播するスピン波を観測した可能性がある。

本実験において外部磁場依存性を調べるにあたり、測定のために単一磁区状態とする必要があり、初期磁化状態が異なるため、再現性が悪い。そのため、カー効果顕微鏡を用いた磁区構造の同時的な観察が必要である。

4 結論

シミュレーションによって、多磁区状態の強磁性面内磁化薄膜において、磁壁と磁区を伝播するスピン波の特性の違いを強度分布から解析し、2 GHz以下の低周波領域ではスピン波が磁壁に強く閉じ込められることを確認した。また、180° Néel磁壁を伝播するスピン波は、外部磁場による磁壁の広がりにより、共鳴周波数が高周波へシフトすると分かった。実験では、試料を作製し、シミュレーションで求められた分散関係から予測される共鳴周波数での励起と、外部磁場により共鳴周波数のシフトを確認できたことから、磁壁を伝播するスピン波を検出できた可能性がある。

謝辞 本研究は日本学術振興会 (JSPS) からの科学研究費助成事業 (19H00861 と 18H05346) によって援助を受けた。

References

- 1) S. S. P. Parkin, M. Hayashi and L. Thomas: *Science*, **320**, 190–194 (2008).
- 2) K. Sekiguchi, K. Yamada, S. M. Seo, K. J. Lee, D. Chiba, and T. Ono: *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 022508 (2010).
- 3) K. Sekiguchi, D. Chiba, and T. Tachizaki: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **57**, 0902B4 (2018).
- 4) A. V. Chumak, A. A. Serga, and B. Hillebrands: *Nat. Commun.*, **5**, 4700 (2014).
- 5) J. Lan, W. Yu, R. Wu, J. Xiao: *Phys. Rev. X*, **5**, 041049 (2015).
- 6) Q. Wang, P. Pirro, R. Verba, A. Slavin, B. Hillebrands, and A.V. Chumak: *Sci. Adv.*, **4**, e1701517 (2018).
- 7) G. Csaba, A. Papp, and W. Porod: *Phys. Lett. A*, **381**, 1471 (2017).
- 8) N. Sato, K. Sekiguchi, and Y. Nozaki: *Appl. Phys. Express*, **6**, 063001 (2013).
- 9) G. Duerr, K. Thurner, J. Topp, R. Huber, and D. Grundler: *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 227202 (2012).
- 10) B. Zhang, Z. Wang, Y. Cao, P. Yan, and X. R. Wang: *Phys. Rev. B*, **97**, 094421 (2018).
- 11) Y. Henry, D. Stoeffler, J.-V. Kim, and M. Bailleul: *Phys. Rev. B*, **100**, 024416 (2019).
- 12) E. Albisetti, D. Petti, G. Sala, R. Silvani, S. Tacchi, S. Finizio, S. Wintz, A. Calò, X. Zheng, J. Raabe, E. Riedo, and R. Bertacco: *Commun. Phys.*, **1**, 56 (2018).
- 13) K. Wagner, A. Kákay, K. Schultheiss, A. Henschke, T. Sebastian, and H. Schultheiss: *Nat. Nanotechnol.*, **11**, 32–436 (2016).
- 14) F. Garcia-Sanchez, P. Borys, R. Soucaille, J. P. Adam, R. L. Stamps, and J. V. Kim: *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 247206 (2015).
- 15) L. Körber, K. Wagner, A. Kákay, and H. Schultheiss: *IEEE Magn. Lett.*, **8**, 1 (2017).
- 16) A. Crépieux, and C. Lacroix: *J. Magn. Magn. Mater.*, **182**, 341–349 (1998).
- 17) G. Chen, S. P. Kang, C. Ophus, A. T. N' Diaye, H. Y. Kwon, R. T. Qiu, C. Y. Won, K. Liu, Y. Z. Wu, and A. K. Schmid: *Nat. Commun.*, **8**, 15302 (2017).
- 18) A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. V. Waeyenberge: *AIP Adv.*, **4**, 107133 (2014).
- 19) B. Y. Wong, and D. E. Laughlin: *JAP*, **79**, 6455 (1996).
- 20) N. Sato, N. Ishida, T. Kawakami, and K. Sekiguchi: *Appl. Phys. Lett.*, **104**, 032411 (2014).
- 21) V. Vlaminck, and M. Bailleul: *Phys. Rev. B*, **81**, 014425 (2010).

2020年12月26日受理, 2021年2月7日再受理, 2021年3月2日採録