

アスペクト比の異なる磁性細線パターンにおけるスピン波の共鳴特性

牙暁瑞, 秋光果奈, 田中輝光, 松山公秀
(九州大学 大学院システム情報科学府)

Spin wave resonance properties of magnetic dots with different aspect ratios

X. Ya, M. R. Akimitsu, T. Tanaka, and K. Matsuyama
(ISEE, Kyushu University)

はじめに

磁性体パターンの長軸方向に MSSW モードのスピン波を伝播するには磁化を短軸方向に安定化させる必要がある[1]. 一方で面内磁化細線は形状異方性によりゼロバイアス時には長軸方向に安定化する. 磁性パターンに4回対称異方性を付与できれば磁化は長軸および短軸の双方で安定するため, ゼロバイアスでも MSSW モードのスピン波伝搬が可能であり, さらに外部磁界により磁化を長軸方向に向けることで MSBVW モードに切り替えるという多機能化が期待できる. 本研究では, 4回対称磁気異方性を付与した低ダンピング磁性材料である $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ 薄膜をパターン化し[2], その共鳴特定を測定した結果, ゼロバイアス時にパターンの長軸方向に伝播する MSSW モードと類推されるスピン波共鳴が観測され, その周波数が十数 GHz という比較的高い値であることが確認された. さらに, 共鳴周波数の磁性パターンアスペクト比依存性について調査した.

実験方法

$\text{MgO}(001)$ 基板に温度 400°C で 40 nm 厚の $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(200)$ を成膜した. VSM 測定により, 成膜した $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ は MgO 基板の $\langle 110 \rangle$ 方向および $\langle \bar{1}10 \rangle$ に磁化容易軸を持つ四回対称異方性を有することを確認した. この薄膜を Fig. 1(a) のようにパターン化し ($L = 18\ \mu\text{m}$, $W = 10, 6, 3.6\ \mu\text{m}$), その上部に絶縁層および導波路を作製し, ベクトルネットワークアナライザを用いて伝送特性を測定した.

測定結果

Fig. 1(b) に $W = 10\ \mu\text{m}$ の試料の容易軸方向 (W 方向) に外部磁界を印加した際の伝送特性 (S_{21}) を示す. 伝送特性に複数のディップが確認できることから次数の異なる複数のスピン波共鳴が生じていることがわかる. また, 同図から磁界強度の低下とともにこれらの共鳴周波数が低下すること, 低バイアスになると低次の共鳴吸収強度が増大することが確認できる.

Fig. 2 は外部磁界を容易軸方向 (W 方向) に印加した際の各磁性体パターンにおける共鳴周波数と外部磁界の分散関係を示す. 各パターンにおける共鳴周波数の不連続な変化は次数の異なるスピン波共鳴が検出されたことによる. $H_0 = 0\ \text{Oe}$ の場合, 3つの磁性体パターンの共鳴周波数は $12 \sim 13\ \text{GHz}$ であり, ゼロバイアス時でもスピン波共鳴が検出されている. この時, 磁性体パターンの W が短いほど, 共鳴周波数は低くなる. これは磁性パターンの短軸方向 (W 方向) の反磁界係数が大きいこと, 短軸方向の実効磁界が小さくなるためである.

Fig. 3 は外部磁界を困難軸方向に印加した際の各磁性体パターンにおける共鳴周波数と外部磁界の分散関係を示す. 困難軸方向に強い外部磁界を印加すると磁化は困難軸方向に向き, 外部磁界強度の低下とともに実効磁界が減少するため共鳴周波数は低下する. 外部磁界強度がさらに小さくなると, 磁化は困難軸から容易軸に徐々に遷移するため, 外部磁界の減少とともに異方性による等価磁界が増加し, 共鳴周波数が上昇する.

参考文献

- [1] Kazuto Yamanoi, Satoshi Yakata, Takashi Kimura, and Takashi Manago, *JJAP*, **52**, 083001 (2013)
- [2] Martin A. W. Schoen, Danny Thonig, Michael L. Schneider, T. J. Silva, Hans T. Nembach, Olle Eriksson, Olof Karis, and Justin M. Shaw, *Nat. Phys.* **12**, 9, (2015)

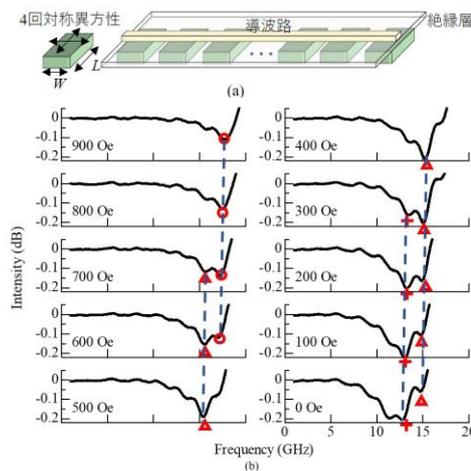


Fig. 1. (a) Schematic figure of magnetic dots and waveguide. (b) VNA S_{21} characteristics

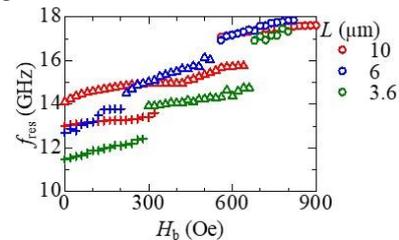


Fig. 2. The dependence of resonance frequency on the magnetic field applied in the easy axis.

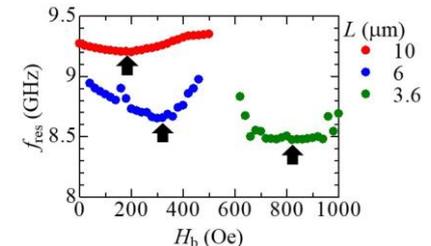


Fig. 3. The dependence of resonance frequency on the magnetic field applied in the hard axis.

Co₉₀Fe₁₀ 薄膜における定在スピン波干渉特性とロジックデバイスへの応用

秋光果奈, 牙暁瑞, 田中輝光, 松山公秀
(九州大学 大学院システム情報科学府)

Interferometric properties of standing spin waves for Co₉₀Fe₁₀ and the application to a logic device

R. Akimitsu, X. Ya, T. Tanaka, and K. Matsuyama
(ISEE, Kyushu University)

はじめに

スピン波をより効率的に伝搬するためには、ダンピング定数が小さい強磁性材料が必要となる。低ダンピング材料で面内に磁気異方性を有する場合にはゼロバイアスでの効率的なスピン波励起が可能となる。本研究では面内に磁気異方性を付与した強磁性材料である Co₉₀Fe₁₀ 薄膜を細線状に加工してスピン波導波路として用い、誘導検出によるスピン波の干渉特性を評価した。

実験方法

RF マグネトロンスパッタ法により MgO(001) 基板に Ar ガス圧 5 mTorr, 成膜温度 400°C で 40 nm 厚の Co₉₀Fe₁₀ (200) を成膜した。VSM 測定により、成膜した Co₉₀Fe₁₀ は MgO 基板の <110> および <1 $\bar{1}$ 0> に磁化容易軸を持つ四回対称異方性を有することを確認した。この薄膜を $W = 50 \mu\text{m}$, $L = 2 \text{ mm}$ の細線状に加工し、その上部に絶縁層および二つのスピン波励起導体とスピン波検出コイルを作製した。ベクトルネットワークアナライザから二つの励起源に信号を入力し、励起されたスピン波を検出コイルで検出し、スピン波の干渉特性を評価した。

実験結果

Fig.1 にスピン波の伝送特性とスピン波共鳴周波数の外部印加磁界依存性を示す。外部磁界を印加して磁化を飽和させ、印加磁界を減少させたところ、-100 Oe 付近で磁化反転による共鳴周波数のジャンプが確認された。ゼロバイアス状態でスピン波の伝搬を検出することができ、その周波数は 10 GHz 程度と Py より高い周波数であることを確認した。

次に励起信号をフェーズシフターを用いて位相変調し、位相差を与えた二つのスピン波の干渉結果を Fig.2 に示す。(a)では位相差 0 のときに検出コイル下部で定在スピン波の節、位相差 π のときに定在スピン波の腹となる。一方(b)では位相差 0 のときに定在スピン波の腹、位相差 π のときは定在スピン波の節を検出しており、入力信号の位相差と出力強度の関係から、2 入力 of ロジックデバイスが実現可能であることがわかる。(a)は XNOR, (b)は XOR の論理式にそれぞれ対応している。動作周波数により定在スピン波の腹と節が入れ替わる理由として、それぞれの周波数で異なるモードの定在スピン波が励起されているためである。

Fig.3 は各磁界バイアス状況下で、それぞれの入力信号で位相遅れを生じた場合の出力強度をマッピングしたものである。各磁界バイアス状況下において同様に論理演算の動作を確認することができ、スピン波の動作周波数を外部磁界によって制御可能であることが確認できた。

参考文献

[1] X. Ya, H. Chen, S. Oyabu, B. Peng, H. Otsuki, T. Tanaka, and K. Matsuyama, JAP, 117, 17A719 (2015)
[2] Martin A. W. Schoen, Danny Thonig, Michael L. Schneider, T. J. Silva, Hans T. Nembach, Olle Eriksson, Olof Karis, and Justin M. Shaw, Nat. Phys. 12, 9, (2015)

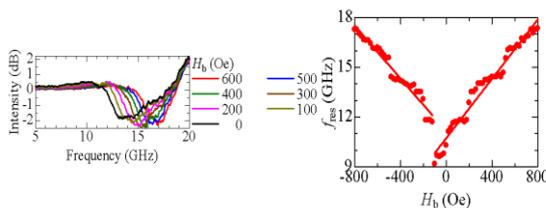


Fig. 1. Transmission characteristics and the bias field dependence of the spin wave resonance frequency.

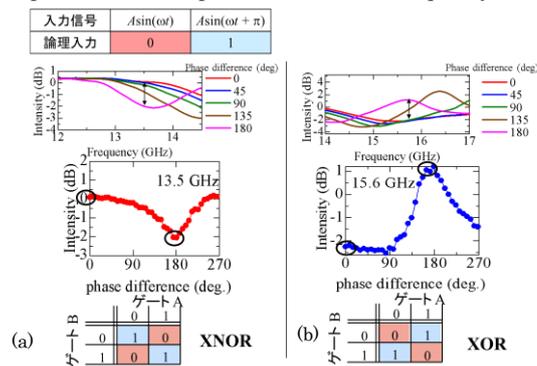


Fig. 2. The dependence of spin wave interference intensity on phase difference and corresponding truth tables..

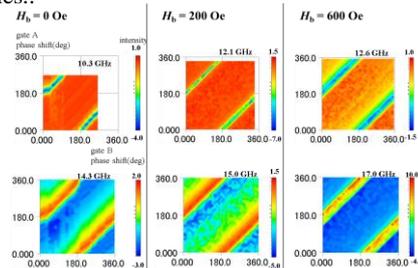


Fig. 3. The intensity color maps for inductive outputs.

パルス磁界を用いたレーストラックメモリのシミュレーション解析

山口莉生、仲谷栄伸

(電気通信大学 情報理工学研究科)

Simulations of the racetrack memory using a field pulse

Riki Yamaguchi and Yoshinobu Nakatani

(Graduate School of Informatics and Engineering, University of Electro-Communications)

はじめに

近年、磁壁駆動型レーストラックメモリが提案され、磁壁駆動に関する研究が盛んに行われている¹⁾。磁壁駆動型レーストラックメモリでは、主に電流による磁壁駆動が注目されている¹⁾。しかし、大電流密度が必要という問題があり、外部磁界による磁壁駆動が研究されている²⁾。本研究では、Fig. 1に示すように、外部磁界による磁壁駆動として、3種類の幅が異なるピンングサイトを用いた方法を提案する。ピンングサイトは垂直磁気異方性を下げた領域とし、幅が狭い順に P_1, P_2, P_3 とする。次に P_1, P_2, P_3 にピン留めされた磁壁の中で、特定の磁壁だけがデピンする正弦波パルス磁界をそれぞれ $H_{P_1}, H_{P_2}, H_{P_3}$ とする。提案した磁壁駆動では、 $H_{P_1}, H_{P_2}, H_{P_3}$ の符号と面直方向のDC磁界(H_{DC})の符号を変えて印加し、磁区の両端の磁壁を交互にシフトさせることで、磁壁を一方方向に動かす。磁壁駆動の手順は次の通りである。① $H_z = H_{P_2} + H_{DC}$ を印加する。 P_2 の磁壁がデピンし、 P_3 まで移動後、停止する。② $H_z = -H_{P_1} - H_{DC}$ を印加する。 P_1 の磁壁がデピンし、 P_2 まで移動後、停止する。③ $H_z = H_{P_3} + H_{DC}$ を印加する。 P_3 の磁壁がデピンし、 P_1 まで移動後、停止する。④ $H_z = -H_{P_2} - H_{DC}$ を印加する。 P_2 の磁壁がデピンし、 P_3 まで移動後、停止する。⑤ $H_z = H_{P_1} + H_{DC}$ を印加する。 P_1 の磁壁がデピンし、 P_2 まで移動後、停止する。⑥ $H_z = -H_{P_3} - H_{DC}$ を印加する。 P_3 の磁壁がデピンし、 P_1 まで移動後、停止する。①～⑥を順番に繰り返すことで、磁壁を一方方向に動かす。

本研究では、提案した磁壁駆動を実現するために、特定のピンングサイトにピン留めされた磁壁のみがデピンする磁界をシミュレーションにより調査した。

計算条件

シミュレーションは1次元のマイクロマグネティックモデルを用いた。材料定数はCo/Niの値を想定し、飽和磁化 $M_s = 660 \text{ emu/cm}^3$ 、磁気異方性定数 $K_u = 4.1 \text{ Merg/cm}^3$ 、交換スティフネス定数 $A = 1 \text{ } \mu\text{erg/cm}$ 、損失定数 $\alpha = 0.3$ とした³⁾。幅 $r_0 = 4, 8, 16 \text{ nm}$ の3通りで、 K_u を100%低下させたピンングサイトを作成した。ピンングサイトに磁壁がピン留めされた状態から、正弦波パルス磁界とDC磁界を組み合わせた磁界を印加し、パルス幅(t_p)を変えて、磁壁がデピンするパルス磁界の強さ(H_{depin})を調査した。

結果

Fig. 2にパルス幅による磁壁がデピンするパルス磁界の強さの変化を示す。Fig. 2より、ピンングサイトの幅によって、磁壁がデピンする t_p と H_{depin} が異なる範囲があることがわかった。 $t_p = 0.15 \text{ ns}$ の場合では、矢印の範囲のパルス磁界を印加すると、ピンングサイトから特定の磁壁のみをデピンさせることが可能であることがわかった。

講演では、提案した磁壁駆動を用いたレーストラックメモリについて報告する予定である。

参考文献

- 1) S. S. P. Parkin, *et. al.*, Science, **320**, 190 (2008).
- 2) F. Ummelen, *et. al.*, Sci. Rep., **7**, 833 (2017).
- 3) T. Koyama, *et. al.*, Appl. Phys. Exp., **1**, 101303 (2008).

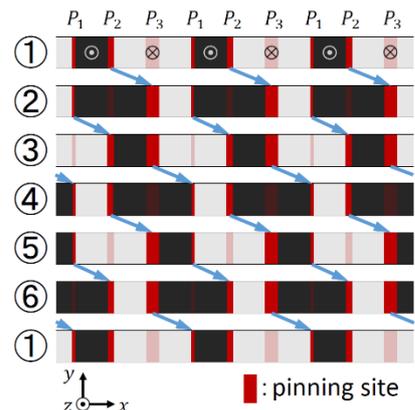


Fig. 1 Sequence of field-driven domain wall motion using 3 types of pinning sites.

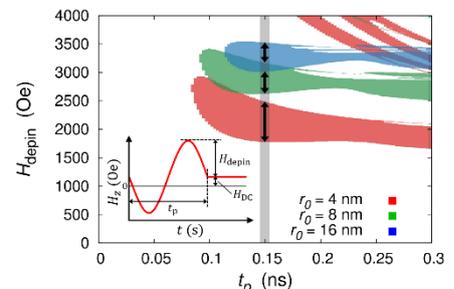


Fig. 2 Pulse width (t_p) dependence of pulse amplitude (H_{depin}) with various pinning site width (r_0). The colored part is the region where the domain wall is depinned.

スキルミオン構造を利用した STT-MRAM 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

Simulation of STT-MRAM with skyrmion structure

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[1]により情報を書き換える STT-MRAM[2]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、磁化反転中にスキルミオン[3][4]が出現した場合、反転メカニズムの変化による反転電流低減の可能性を考えた。本研究では、DMI[5]を有する STT-MRAM の磁化反転シミュレーションを行い、反転途中のスキルミオンの出現の有無や反転電流の変化を調べた。

計算条件

材料定数は CoFeB の値を用い、飽和磁化 $M_s = 600 \text{ emu/cm}^3$ 、磁気異方性定数 $K_u = 3.5 \text{ Merg/cm}^3$ 、交換スティーフネス定数 $A = 1.0 \text{ } \mu\text{erg/cm}$ 、損失定数 $\alpha = 0.01$ 、スピン分極率 $P = 1.0$ 、磁気回転比 $\gamma = -1.76 \times 10^7 \text{ rad/(s}\cdot\text{Oe)}$ 、gyromagnetic splitting factor $g = 2.0 \times 1.001159657$ 、ボーア磁子 $\mu_B = 9.27408 \times 10^{-24} \text{ J/T}$ 、電気素量 $e = 1.602189 \times 10^{-19} \text{ C}$ とした。また、自由層の直径 $d = 30 \text{ nm}$ 、厚さ $dz = 2 \text{ nm}$ とし、磁化反転シミュレーションを行った。

実験結果

まず、パルス幅 $t_p = 1.0 \text{ ns}$ における、DMI による最小反転電流密度の変化を図 1 に示す。緑線は各 DMI 値における反転途中の最大のスキルミオンナンバー、赤線は最小反転電流密度を表す。図 1 から、スキルミオンナンバーは 0.8 程度を示し、反転途中にスキルミオンが出現していることを確認した。その際、反転電流は最大で 56% 低減されることがわかった。次に、パルス幅 $t_p = 10.0 \text{ ns}$ における、DMI による最小反転電流密度の変化を図 2 に示す。図 2 から、スキルミオンナンバーは 0.2 程度を示し、反転途中にスキルミオンが出現していないことを確認した。このとき、反転電流は増大することがわかった。これらのことから、短パルスにおいて DMI が 0 より大きい場合、反転電流が低減され、その際は反転途中にスキルミオンが出現しているということがわかった。

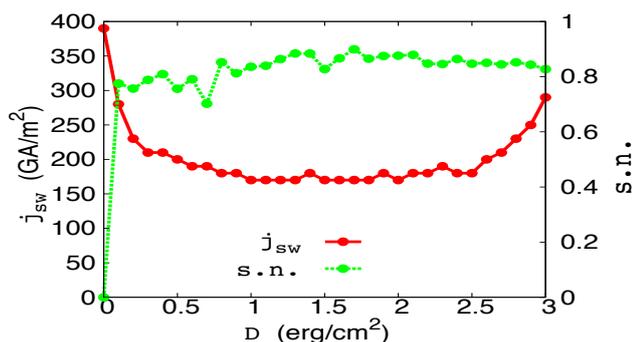


Fig. 1 switching current density and skyrmion number at $t_p = 1.0 \text{ ns}$

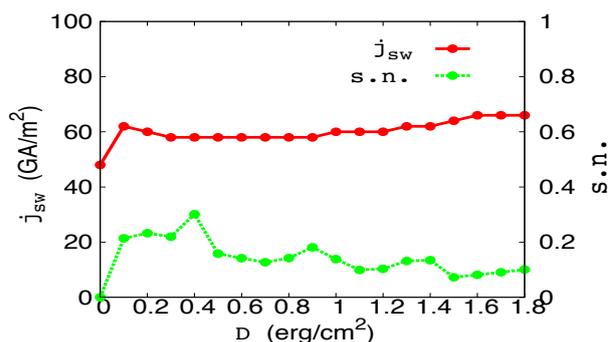


Fig. 2 switching current density and skyrmion number at $t_p = 10.0 \text{ ns}$

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] I. Dzyaloshinsky, *J. Phys. Chem. Solids*, **4**, 241 (1958).
- [4] T. Moriya, *Phys. Rev.*, **120**, 91 (1960).
- [5] S. Rohart, A. Thiaville, *APS Physics* **88**, 184422 (2013).

エンゼルフィッシュレーストラックによるスキルミオンの移動制御

右田 幸大¹、山田 啓介²、仲谷 栄伸¹

¹電気通信大学 情報理工学研究科、²岐阜大学 工学部

Control of a Skyrmion motion by an angelfish racetrack

Koudai Migita¹, Keisuke Yamada², Yoshinobu Nakatani¹

¹Graduate school of Informatics and Engineering, University of Electro-Communications

²Faculty of Engineering, Gifu University

はじめに

スキルミオンはトポロジカルな安定性を持つナノスケールの磁化構造であり、微小電流での駆動が可能であることから、スキルミオンを用いたレーストラックメモリの研究が注目されている[1,2]。レーストラックメモリではスピン電流の注入などによりスキルミオンを駆動させながらデータの読み書きを行うため、スキルミオンが存在しやすいポジションを作り、位置制御を行うことが重要である。本研究では、イオン照射により三角形形状に垂直磁気異方性を変化[3]させたエンゼルフィッシュレーストラック[4]と、交流磁界による駆動方法を提案し、マイクロマグネティックシミュレーションを用い、本手法の有効性を調査した。

計算条件

材料定数はPtCoの値を用いた：飽和磁化 $M_s=580 \text{ emu/cm}^3$ 、磁気回転比 $\gamma=1.76 \times 10^7 \text{ rad/(s} \cdot \text{Oe)}$ 、交換スティフネス定数 $A=1.5 \text{ } \mu\text{erg/cm}$ 、損失定数 $\alpha=0.3$ 、非断熱項 $\beta=0.3$ 、DMI定数 $D=3.0 \text{ erg/cm}^2$ 、磁気異方性定数は三角形領域で $K_u=7.0 \text{ Merg/cm}^3$ 、それ以外では 8.0 Merg/cm^3 とした[2]。磁性細線の大きさは $600 \text{ nm} \times 200 \text{ nm} \times 0.4 \text{ nm}$ とした。この磁性細線にスキルミオンを1つ配置し、交流磁界を面直方向に印可して駆動させるシミュレーションを行った。交流磁界は位相が逆の2種類の磁界を用いた。

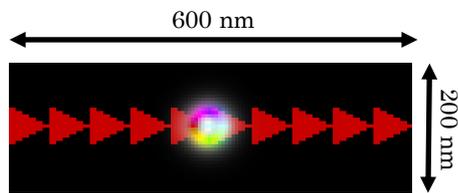


Fig.1 Schematic of the angelfish racetrack Applied by an AC magnetic field.

結果

図2に交流磁界の振幅 $H_{\max}=1 \text{ kOe}$ におけるスキルミオンの移動の様子を示す。図2より、交流磁界1周期で、スキルミオンが半径を変化させながら1つ隣の三角形領域に移動することがわかった。また交流磁界の位相によりスキルミオンの移動方向が変化することがわかった。これらの結果より、提案手法によりスキルミオンを正確に移動させることが可能であることがわかった。また双方向の移動が可能であることから、細線の両端を繋げた円形レーストラックメモリが実現可能となり、効率良くデータの読み書きを行うことができる。図3に交流磁界の1周期分の時間 t_p と損失定数 α を変化させたときにスキルミオンが正確に移動できる H_{\max} の範囲を示す。左方向への移動の場合、 α または t_p を小さくすると H_{\max} の範囲が広くなることがわかった。右方向への移動の場合、 α または t_p が大きい方が H_{\max} の範囲が広くなることがわかった。

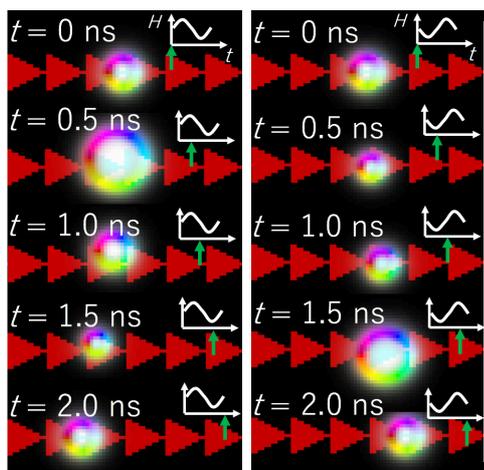


Fig.2 Time resolved Skyrmion motion by the opposite field.

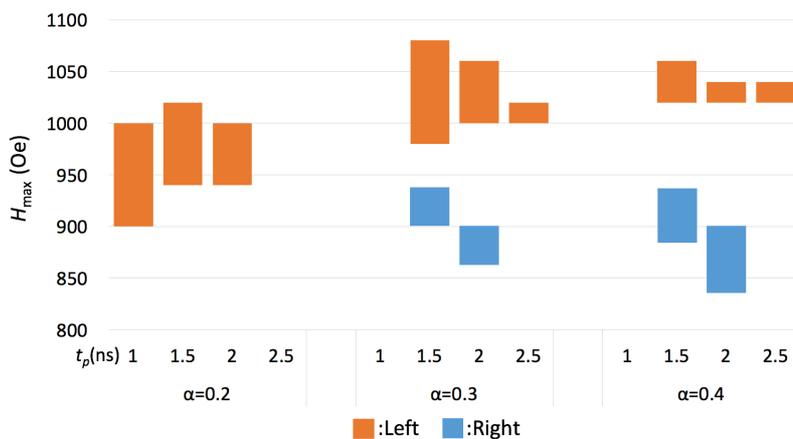


Fig.3 Conditions of a Skyrmion motion.

参考文献

- [1] T. H. R. Skyrme, Proc. Roy. Soc. Lond. A **31**, 556(1962). [2] J. Sampaio, et. al., Nat. Nano. **8**, 839 (2013). [3] C.T.Rettner, et.al., Appl.Phys. Lett., **80**, 279 (2002). [4] N.Hayashi, et al., IEEE Trans. Magn. **8**, 16 (1972).