

マイクロマグネティクスシミュレーションを用いた 3D-MQCA NAND/NOR ゲートの提案

岩城圭亮、野村 光、中谷亮一

(大阪大学大学院工学研究科マテリアル生産科学専攻)

Numerical simulation study of 3D-MQCA NAND/NOR logic gate

K. Iwaki, H. Nomura, and R. Nakatani

(Graduate School of Engineering, Osaka Univ.)

磁性量子セルラーオートマタ(MQCA: Magnetic quantum cellular automata[1])をはじめとする微小磁性体を用いたデバイスは、低消費電力・低発熱といった特徴を持つ。このため、次世代を担う情報処理デバイスとして期待されている。MQCA 素子として、平面的に磁性体を配置した素子や[2]、近年では、三次元的な構造を有するものも提案されている [3]。しかしながら、三次元化した際の微小磁性体間の相互作用の複雑さのため、磁性多層膜を有するドットから構成される 3D-MQCA は未だ提案されていない。そこで、本研究では 3D-MQCA NAND/NOR ゲートの構造を提案し、OOMMF (the object oriented micromagnetic framework)を用いた動作検証を行う。

Figure 1 に、3D-MQCA NAND/NOR ゲートの概要図を示す。本素子は、3つの入力(Input)セルと一つの出力(Output)セルを有する。静磁気相互作用力により、InputA と Output は強磁性的に、InputB と Output, InputC と Output は反強磁性的に結合している。それぞれの Input から Output への漏洩磁場強度が、十分に近い値となるよう素子の幾何構造を決定している。

マイクロマグネティクスシミュレーション条件として、セルサイズは $5 \times 10 \times 5 \text{ nm}^3$ 、交換スティフネス定数 $A = 1.3 \times 10^{-11} \text{ A/m}$ 、飽和磁化 $M_s = 800 \text{ kA/m}$ とした。外部磁場は x-y 平面内でドットの磁化容易軸から 45° の向きに印加し、その強度を 0 kA/m から 100.5 kA/m まで 1.26 kA/m 刻みで変化させた。

Figure 2 に代表的なシミュレーション結果を示す。Fig. 2(a)は $(I_A, I_B, I_C) = (0, 0, 0)$ と設定した外部磁場を印加する前の磁化状態を、Fig. 2 (b)は外部磁場を 57.8 kA/m 印加した際の磁化状態を示す。この場合、InputB NAND InputC = Output となり、NAND ゲートとして動作していることがわかる。Input ならびに Output の取り得るすべての初期状態($2^4 = 16$ 通り)からシミュレーションを行った結果、外部磁場強度が 57.8 kA/m から 64.1 kA/m の間で本素子は、NAND/NOR プログラマブルゲートとして動作することが確認された。

本研究結果により、これまで二次元的な配置でのみ実現されていた MQCA 素子が三次元方向に拡張可能であることが示された。素子を三次元化することで、演算素子の密度を向上させることができる。さらに、ホログラフィックメモリとなど、三次元的な情報の書き込み、読み出しを行うデバイスとの融合も期待できる。

参考文献

- 1) R. P. Cowburn and M. E. Welland, *Science*, **287**, 1466(2000)
- 2) H. Nomura and R. Nakanani, *Appl. Phys. Express*, **4**, 013004(2011)
- 3) R. Lavrijsen, *et. al*, *Nature*, **493**, 647(2013)

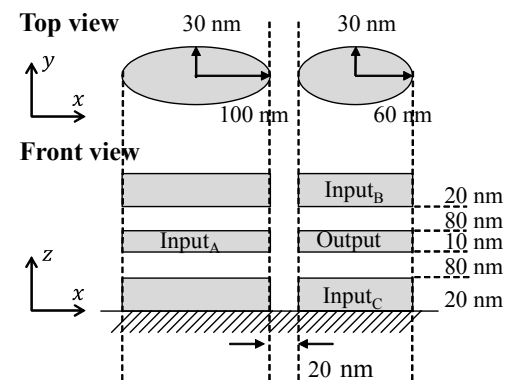


Fig.1 Schematic illustration of the 3D-MQCA NAND/NOR logic gate.

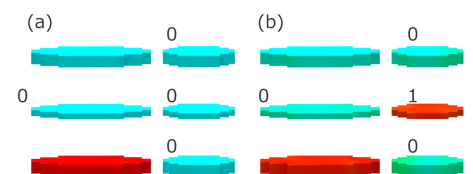


Fig.2 (a)Initial state and (b) logic operation result of the 3D-MQCA.

傾斜電界による磁壁移動のシミュレーション解析

村山 創、山田 啓介、仲谷 栄伸
電気通信大学、情報理工学研究科

Analysis of the domain wall motion induced by the slope electric field

Soh Murayama, Keisuke Yamada, and Yoshinobu Nakatani

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

はじめに

現在、磁壁駆動型デバイスは、省電力化を担う磁気記録装置として注目されている[1]。磁壁駆動型デバイスでは、磁壁の制御に外部磁界を用いる手法やスピン偏極電流を注入する手法が用いられている。しかしながらこれらの手法は、磁壁駆動のための閾電力が多く、その低減が課題となっている。近年、閾電力を低減する新たな手法として、電界による磁壁駆動方式が提唱されている[2, 3]。しかし、これらの研究では、電界だけではなく磁界も加えて磁壁の駆動を行っている。昨年我々は、傾斜電界により、電界のみで磁壁を移動させる手法を提案した[4]。この手法では、傾斜電界により磁性細線中の異方性磁界が場所ごとに変化するため [5, 6]、場所による磁壁エネルギーの差が生じ、この磁壁エネルギーの差から磁壁移動が起きると考えられる[7]。本研究では、この現象を理解するため、傾斜電界の解析モデルを作成し、シミュレーション結果との比較を行った。

実験結果

解析モデルは、外部磁界(H_e)と、ある位置(r)における磁壁エネルギーの変化($\partial\sigma/\partial r$)より磁壁に加わる圧力の式 [7] : $F(r) = 2M_s H_e - \partial\sigma/\partial r$ を用いた (M_s : 飽和磁化、 σ : 磁壁エネルギー、 $\sigma = 4\sqrt{AK_u}$ 、 A : 交換ステイフネス定数、 K_u : 磁気異方性)。外部磁界と磁壁エネルギーの変化が等しいと仮定し求めた実効磁界は、 $H_e = (\partial\sigma/\partial r)/2M_s$ で表される。本モデルにおいて、 $\partial\sigma/\partial r$ は傾斜電界より変化した磁壁エネルギーを用いる。また、シミュレーションで用いている磁性細線の膜厚は有限(3.9 nm)のため、反磁界(H^D)の影響を考慮した実効磁気異方性(K_u^{EFF})を用いた ($K_u^{EFF} = K_u - H^D M_s/2$)。反磁界 H^D は数値的に導出した値を使用した。これら全てを用いて、傾斜電界を磁界換算する解析式を式(1)に示す。

$$H_e = \frac{2\sqrt{A}}{M_s} \left(\frac{\sqrt{K_u - H^D M_s/2} - \sqrt{(K_u - \Delta K_u + r) - H^D M_s/2}}{r} \right), \quad (1)$$

この傾斜電界の磁界換算による磁壁移動速度を $V_{ext} = \gamma \Delta H_e / \alpha$ より算出した(ここで、 γ : 磁気回転比、 Δ : 磁壁幅パラメータ、 α : 損失定数)。図1の V_E と V_H は、シミュレーションで求めた傾斜電界と外部磁界 (H_{ext}) による磁壁移動速度の変化を表す。 V_{est} と V_E の比較より、計算結果と解析式がよく一致していることが確認された。また、傾斜電界 $\Delta K_u = 1.7$ Gerg/cm⁴での速度は、磁界の磁壁移動速度での 1.8 Oe 相当であった。 V_{est} と V_H の比較より、磁壁の移動度が、それぞれ一致していることが分かった。しかし、傾斜電界から求め換算した磁界(=1.8 Oe)とシミュレーションから求めた磁界(=2.5 Oe)では、それぞれの Walker field が一致しないことも分かった。この不一致は今後の研究課題である。

参考文献

- [1] S. S. P. Parkin, et. al., Science 320, 190 (2008).
 [2] A. J. schellekens, et. al., Nat. Commun. 3, 848 (2011).
 [3] D. Chiba, et. al., Nat. Commun. 3, 888 (2012).
 [4] 村山 創、仲谷栄伸他、日本磁気学会第 38 回学術講演会
 [5] M. Weisheit, et. al., Science 315, 349 (2007).
 [6] D. Chiba, et. al., Appl. Phys. Lett. 96, 192506 (2010).
 [7] T. Shiraori, et. al., J. Magn. Soc. Jpn 22, pp.47-50 (1998).

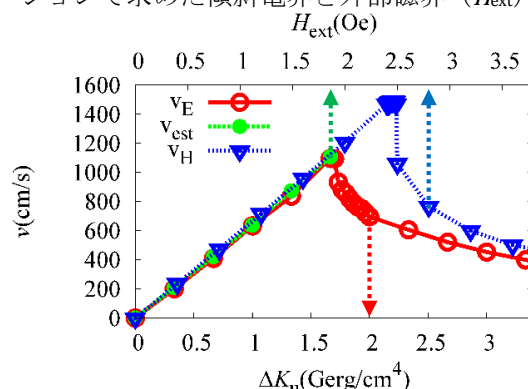


Fig 1 Comparison with analysis (V_{est}), the simulation results by the slope electric field (V_E) and by the magnetic field (V_H)

DM 相互作用下の磁壁磁場駆動における磁壁移動のシミュレーション解析

山田啓介、仲谷栄伸

電気通信大学 情報理工学研究所

Simulation of the field-driven magnetic domain wall motion under the Dzyaloshinskii-Moriya interaction

Keisuke Yamada, and Yoshinobu Nakatani,

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

はじめに

現在、ジャロシンスキー・守谷相互作用(DMI)が働く強磁性薄膜中の磁壁移動が注目を集めている[1-4]。DMI が働く強磁性薄膜では、Néel 磁壁構造が安定になるため、強い磁場領域まで steady motion による磁壁移動が起こり、また磁壁移動速度が Walker 磁場で最大数百 m/s と非常に速くなる[1,2]。しかし、これまで行われた 1 次元モデルによる解析や 2 次元モデルを用いたシミュレーションでは、Walker 磁場辺りまでの磁壁移動について報告しているが、それ以上強い磁場下、特に Precessional motion が起こる領域での磁壁移動を詳細に調べていない。この領域では、磁壁の湾曲やブロッホラインの生成・移動によって磁壁移動速度が変化するため[5]、細線の 2 次元モデルを用いて詳細に調べる必要がある。今回我々は、DMI を有する強磁性細線を用い、磁場駆動による磁壁移動シミュレーションを行い、特に Walker 磁場以上での移動速度について詳しく調べた。

結果

シミュレーションでは、2 次元のマイクロマグネティックモデルを用いた。強磁性細線は、厚さ 1.2 nm、幅 $w = 50, 100, 200$ nm の大きさとし、この細線を $2.0 \times 2.0 \times 1.2$ nm³ の直方体に離散化して計算を行った。材料定数は、Co/Ni 薄膜の値を用いた[6]。磁場(H_z)は、細線厚さ方向に $H_z = 0 \sim 1.5$ kOe の範囲で加えた。図 1 は、DMI 値(D)と磁場に対する磁壁移動速度を示した図で、図 1(a-c)はそれぞれ細線幅が $w = 50, 100, 200$ nm の結果である。図 1 より、Walker 磁場以上の磁場での磁壁移動速度は、DMI の値だけではなく線幅によっても変化し、数百 nm の細線幅を持つ細線においては、磁壁移動速度の breakdown 現象が最大 3 回起こることがわかった。

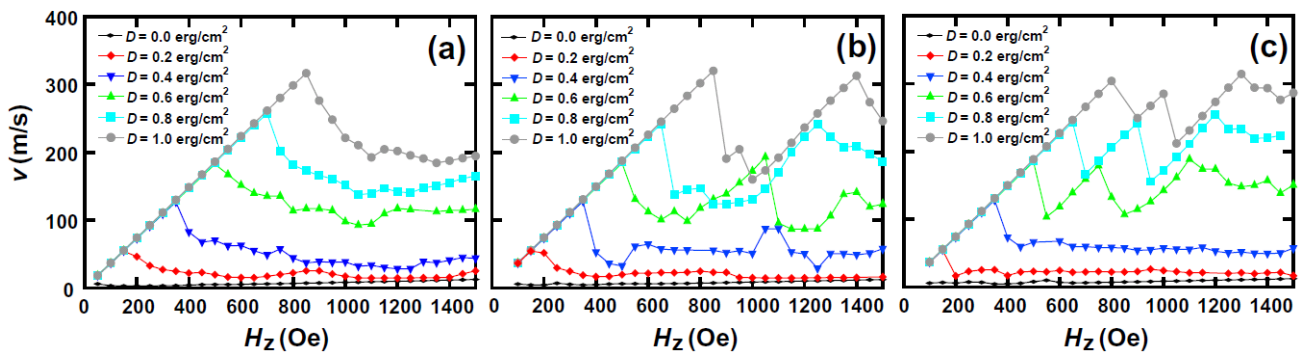


Fig. 1. Field-induced domain wall velocity for different value of the DMI parameter D . The results of the 2D calculation for the wire width (a) $w = 50$, (b) 100, and (c) 200 nm.

本研究は日本学術振興会の基盤研究(C)と特別研究員奨励費により助成を受けて行われた。

参考文献

- [1] A. Thiaville, *et al.*, *Europhys. Lett.* **100**, 57002 (2012). [2] O. Boulle, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 217203 (2013).
 [3] S. Emori, *et al.*, *Nat. Mater.* **12**, 611 (2013). [4] K.-S. Ryu, *et al.*, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 527 (2013).
 [5] K. Yamada, *et al.*, *Appl. Phys. Express.* **4**, 113001 (2011).
 [6] R. Hiramatsu, *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **53**, 108001 (2014).

Co/Ni 多層膜におけるスカーミオン安定性の検討

穂積 繁、山田 啓介、仲谷 栄伸
(電気通信大学 情報理工学研究科)

Study of the Skyrmion stability in ultrathin Co/Ni multilayers

S. Hozumi, K. Yamada, and Y. Nakatani

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

はじめに

近年、強磁性薄膜中におけるジャロシンスキー・守谷相互作用(DMI)効果を起源とするねじれた磁化構造で、スカーミオンと呼ばれる特徴的な構造が注目されている[1-4]。スカーミオンは、直径が数十から数百ナノメートルと小さく、低電流で駆動が可能などの特徴があるため、スカーミオンを利用したメモリが期待されている[3]。スカーミオンをメモリとして使用するには、記録した情報(=スカーミオン構造)を保持しなければならず、スカーミオン構造が安定的に存在できる条件を調べる必要がある。本研究では、DMI効果が有効的に働く強磁性体薄膜のCo/Ni多層膜に注目し、マイクロマグネティックシミュレーションを用いて、スカーミオン構造が安定的に存在する条件について調査した。

実験方法

Co/Niの材料定数は、飽和磁化 $M_s = 837 \text{ emu/cm}^3$ 、交換スティフネス定数 $A = 1.0 \text{ } \mu\text{erg/cm}$ とし、垂直磁気異方性定数 K_u を $4.0 \sim 6.0 \text{ Merg/cm}^3$ 、DMI定数 D を $0.0 \sim 2.0 \text{ erg/cm}^2$ と変化させた[5]。計算領域は、膜厚 1.2 nm 、幅 200 nm 、長さ 200 nm の直方体とした。具体的な実験方法は、計算領域にスカーミオンを初期状態として与え、それぞれの条件下におけるスカーミオンの有無やスカーミオン構造について調べた。

実験結果

Fig. 1 に K_u と D を変化させた時のスカーミオン状態について図示する。 $K_u \leq 4.3 \text{ Merg/cm}^3$ の場合は、面内磁化構造になるため、スカーミオンは現れない。 $K_u = 5 \text{ Merg/cm}^3$ の場合、 $D \geq 1.1 \text{ erg/cm}^2$ では多磁区構造となり、 $D \leq 0.4 \text{ erg/cm}^2$ ではスカーミオンが消滅した。 $0.5 \leq D \leq 1.0 \text{ erg/cm}^2$ では、スカーミオン構造が安定して存在し、スカーミオンの直径は D の増加と共に大きくなった。 $K_u \geq 4.4 \text{ Merg/cm}^3$ の条件では、スカーミオン構造が安定して存在する条件は、 K_u の増加と共に D の値も増加する必要があることがわかった。

Fig. 2 は、Fig. 1 におけるスカーミオン存在時とスカーミオンを消滅させた際のエネルギー差を示した図である。赤色(青色)は、スカーミオン存在時のエネルギーの方が高い(低い)条件を示している。白色は、エネルギー差がない条件である。例えば、両者のエネルギー差がない条件がメモリに適した条件と考えると、白色の領域(Fig. 1 より直径 100 nm)の条件がメモリに適した条件と考えられる。

講演ではスカーミオン生成・消滅時のエネルギーバリアと熱安定性についても報告する予定である。

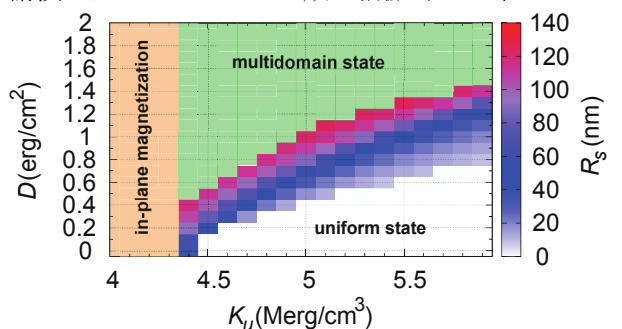


Fig. 1 垂直磁気異方性、DMI定数及びスカーミオンの直径の関係

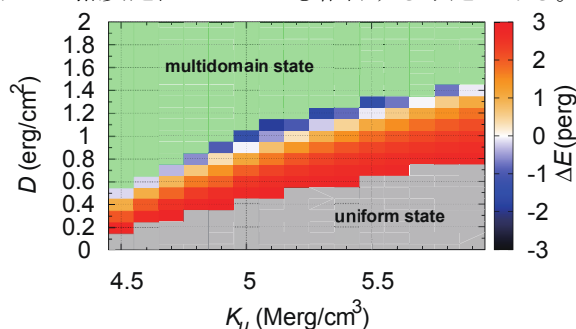


Fig. 2 スカーミオン存在時と消滅時のエネルギー差

参考文献

- [1] T. H. R. Skyme, Proc. Roy. Soc. Lond. A **31**, 556 (1962). [2] X. Z. Yu, *et al.*, Nature. **465**, 901-904 (2010).
 [3] J. Iwasaki, *et al.*, Nat. Nanotechnol. **8**, 742-747 (2013). [4] S. Rohart, *et al.*, Phys. Rev. B **88**, 184422 (2013).
 [5] R. Hiramatsu, *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **53**, 108001 (2014).