

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)

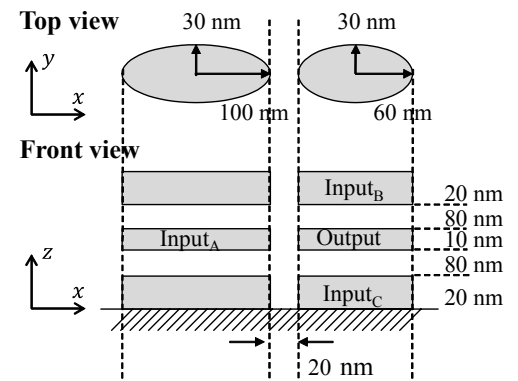


Fig.1 Schematic illustration of the 3D-MQCA NAND/NOR logic gate.

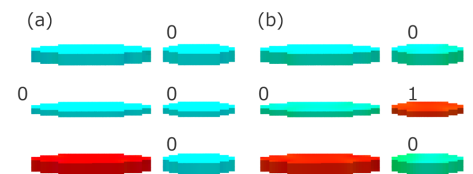


Fig.2 (a)Initial state and (b) logic operation result of the 3D-MQCA.

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. Shiratori, et, al., J. Magn. Soc. Jpn 22, pp.47-50 (1998).

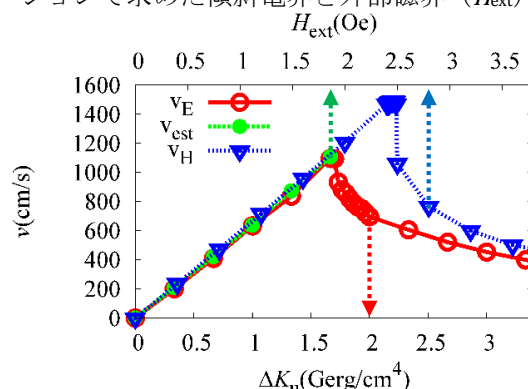


Fig 1 Comparison with analysis (V_{est}), the simulation results by the slope electric field (V_E) and by the magnetic field (V_H)

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。

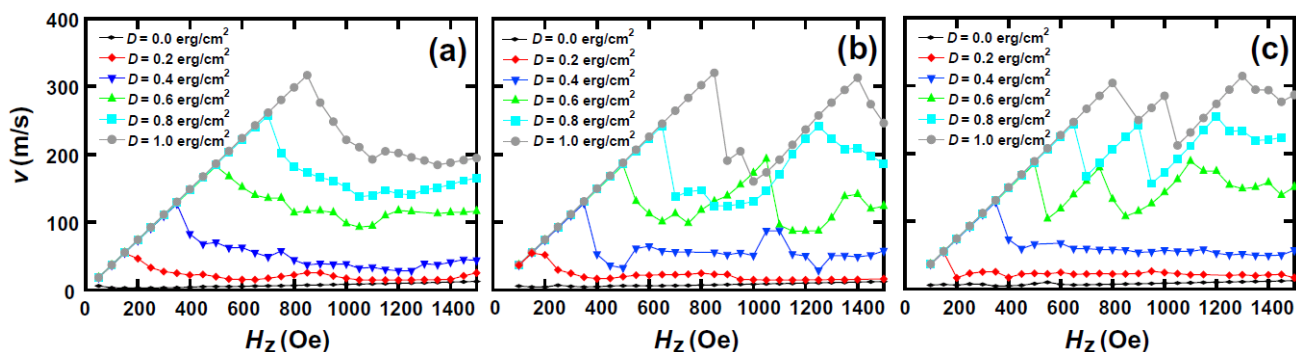


Fig. 1. Field-induced domain wall velocity for different value of the DMI parameter D . The results of the 2D calculation for the wire width (a) $w = 50$, (b) 100, and (c) 200 nm.

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。

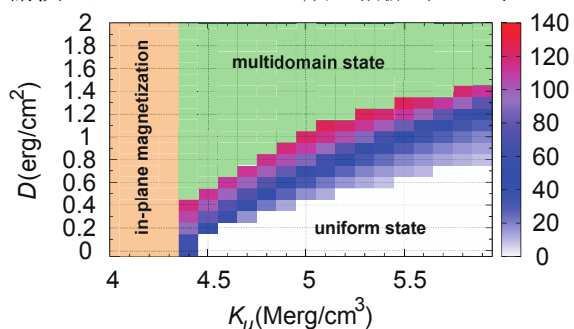


Fig. 1 垂直磁気異方性、DMI定数及びスカーミオンの直径の関係

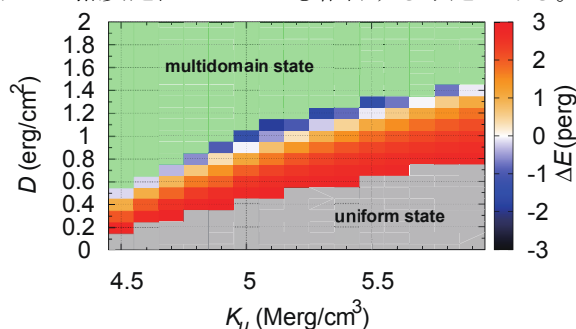


Fig. 2 スカーミオン存在時と消滅時のエネルギー差

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).

磁界掃印 CPW-FMR 測定による Ni-Fe 薄膜のダンピング定数の評価

遠藤 恭, 山口 正洋 (東北大工)

Study on the Damping Constant of Ni-Fe Thin Films Using Field-domain CPW-FMR Measurements

Yasushi Endo, Masahiro Yamaguchi (Tohoku Univ.)

はじめに 強磁性共鳴 (Ferromagnetic Resonance: FMR) 測定は, バルクや薄膜からなる磁性体のダンピング定数 α を評価する測定法の1つとして知られている¹⁾. 近年, 外部磁界を固定して, ベクトルネットワークアナライザを用いて周波数掃印させたコプレーナウェーブガイドによる強磁性共鳴 (Coplanar waveguide-FMR: CPW-FMR) 測定がいくつかの研究グループにより提案されている²⁻⁴⁾. この測定では, CPWの狭い信号線上に高周波磁界を集中させることができるために, cavityを用いた従来のFMR測定とは異なり, 幅広い周波数帯域で磁性薄膜だけでなく微小磁性体の計測が可能である. また, 磁性薄膜における磁化の過渡応答も計測できる. 本研究では, 新たに周波数を固定して外部磁界を掃印させたCPW-FMR測定により, Ni-Fe薄膜におけるダンピング定数 α の膜厚依存性を検討した. また, 得られた結果について, 従来の周波数掃印させたCPW-FMR測定により評価した結果との比較検討を行った.

実験方法 CPWの作製には, フォトリソグラフィ, DCマグネトロンスパッタおよびリフトオフ法を用いた. 作製したCPWの形状は一端が終端された1ポート型形状であり, その膜構成はガラス基板 (厚さ: 550 μm , 比誘電率 ϵ_r : 7.0) 上に製膜させたCr (5 nm)/Cu (300 nm)/Cr (5 nm)積層膜である. CPWの線路長, 信号線幅, グラウンド線幅および信号線とグラウンド線間のギャップ幅は1000, 50, 88 および12 μm とした. 薄膜試料の作製には, RFマグネトロンスパッタを用いた. 薄膜の構成は, 熱酸化Si基板上に製膜した3-50 nm厚のNi-Fe薄膜である.

作製したNi-Fe薄膜における保磁力と飽和磁化の評価にはVSMを, またダンピング定数 (α) の評価には, 磁界掃印および周波数掃印CPW-FMR測定を用いた.

結果 磁界掃印CPW-FMR測定により得られた5 nm厚のNi-Fe薄膜における s_{11} の実部の外部磁界による変化を図1に示す. いずれの周波数帯においてもディップが観測され, その位置は周波数の増加とともにより高い磁界側へ移動している. これらのディップはNi-Fe薄膜のFMRに起因している. したがって, 観測されたFMRピークの半値幅 ΔH と, そのときの周波数 f との関係からダンピング定数 α を算出した.

図2は磁界掃印および周波数掃印CPW-FMR測定により求めたNi-Fe薄膜における α の膜厚依存性である. いずれの測定の場合も, α の膜厚に対する変化はほぼ類似している. すなわち, 10 nm厚より薄い膜厚では α は急激に低下している. この原因は, より薄い膜厚において物質固有のダンピングに加えて膜表面で外的要因によるダンピングが発生していることによるものと考えられる. また, 3 nm厚の場合には磁界掃印と周波数掃印の測定により α の値が大きく異なっている. この差異は観測されたFMRピーク波形の対称性の違いに由来するものと考えられる. 一方, 10 nm厚以上の膜厚において α はほぼ一定であり, その値は0.009~0.011程度であり, Ni-Feのバルク値(0.007)に比べて大きくなっている. この原因は, 主に膜中の磁気不均一性 (磁化の異方性分散) によると考えられる.

謝辞 本研究は科研費基盤研究(B) (No. 26289082), 挑戦的萌芽 (No. 26630296), 情報ストレージ研究推進機構(SRC)の協力のもとで行われた.

- 参考文献**
- 1) J. H. E. Griffiths, Nature 148, 670 (1946).
 - 2) G. Counil *et al.*, J. Appl. Phys. 95, 5646 (2004).
 - 3) M. Toda *et al.*, J. Magn. Soc. Jpn. 31, 435 (2007).
 - 4) Y. Endo *et al.*, J. Appl. Phys. 109, 07D336 (2011).

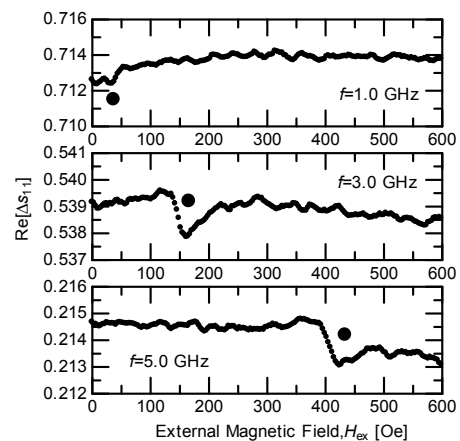


Fig. 1 Field dependence of $\text{Re}[\Delta s_{11}]$ for CPW with 5-nm-thick Ni-Fe film at frequencies.

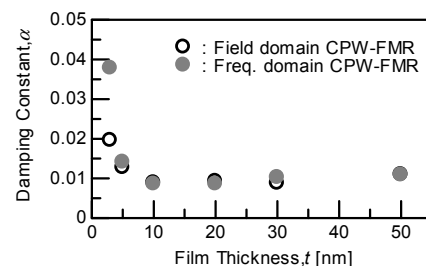


Fig. 2 Thickness dependence of damping constant α for Ni-Fe film measured with field domain and frequency domain CPW-FMR measurements.

マイクロ波磁場により励起された Co/Pt 多層膜 ドットのナノビーム X 線磁気円二色性測定

菊池伸明¹, 岡本聡¹, 北上修¹, 島津武仁¹, 鈴木基寛²
(¹ 東北大, ²JASRI/SPring-8)

Nano-beam XMCD measurement on a Co/Pt multilayer dot excited by microwave field

N. Kikuchi¹, S. Okamoto¹, O. Kitakami¹, T. Shimatsu¹, M. Suzuki²
(¹Tohoku Univ., ²JASRI/Spring-8)

はじめに

Pt を含む多層膜や合金は大きな磁気異方性を発現できることから応用上も重要であり、幅広い研究の対象となっている。磁性層と Pt 層を積層した場合、その界面においては Pt 原子に大きな磁気モーメントが誘起されることが知られている[1]。また、そのような系においては、磁性金属単層に比べてダンピングが著しく大きく増加することが報告されており[2]、その理解が重要となっている。しかしながら、一般的な磁氣的・電氣的測定手法では界面で分極した Pt の挙動のみを分離して議論することは困難である。そこで、本研究においては元素選択性を持つ X 線磁気円二色性 (X-ray Magnetic Circular Dichroism : XMCD) を用いることで、rf 磁場により励起された Co/Pt 多層膜ドット中の分極した Pt 原子の挙動について調べた。

実験方法・結果

Co/Pt 多層膜は MgO(100)基板上に sub./Ta(0.5)/Pt(1)/Ru(24)/Pt(0.5)/[Co(1.4)/Pt(0.5)]₆/Ru(10)の構成で DC マグネトロンスパッタリングにより成膜した。数字は各層の膜厚で単位は nm である。多層膜を電子線リソグラフィ・Ar イオンエッチングにより直径 3 μ m のディスク状に加工し、異常 Hall 効果(AHE)検出用の電極および高周波磁界印加用の伝送線路 (幅 3 μ m) を形成した。伝送線路を用いて膜面内方向の rf 磁場を発生すると、強磁性共鳴条件において歳差運動が誘起されることで膜面に垂直な磁化成分が変化する。この変化を異常 Hall 効果および XMCD により検出した。なお、XMCD の測定は SPring-8 のビームライン BL39XU にて実施し、Pt の L₃ 吸収端を用いた。磁化の垂直成分に感度を持つように X 線は膜面に垂直に入射した。図 1 に、異常 Hall 効果により測定した直径 3 μ m のドット一つの磁化曲線を示す。点線は rf 磁場を印加せずに、実線は周波数 $f_{rf}=3$ GHz、振幅約 400Oe の rf 磁場を印加した状態で測定した結果である。直流磁場 H_{dc} は膜面に垂直に印加し、掃引方向は正から負方向である。 $H_{dc}=3$ kOe 近傍に強磁性共鳴による明瞭なディップが現れており、その形状は大振幅の歳差運動を反映して非対称な形状を示す。図 2 に、 $f_{rf}=2.8$ GHz の rf 磁場下で測定した XMCD (実線) の結果を、異常 Hall 効果 (●) の結果と合わせて示した。いずれも飽和値で規格化し、磁化の垂直成分 M_z として示した。XMCD の測定は約 300 nm 径のナノビームで行い、ドットの中心付近で計測した。強磁性共鳴ピークの位置・形状・強度が双方の測定手法においてよく一致しており、Co 層に挟まれた Pt 層がほぼ一様に歳差運動をしていることが示唆された。

参考文献 [1] M. Suzuki *et al.*, PRB 72, 054430 (2005), [2] S. Mizukami *et al.* APL 96, 152502 (2010)

謝辞 本研究の一部は、文科省「ナノマクロ物質・デバイス・システム創製アライアンス」および科研費、JST「戦略的イノベーション創出推進プログラム(S-イノベ)」ならびに SRC からの援助の下行われた。

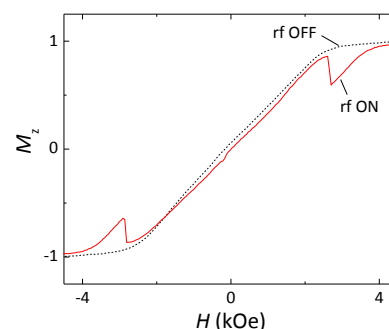


Fig. 1 AHE curves of single Co/Pt multilayer dot measured with and without rf fields ($f_{rf}=3$ GHz).

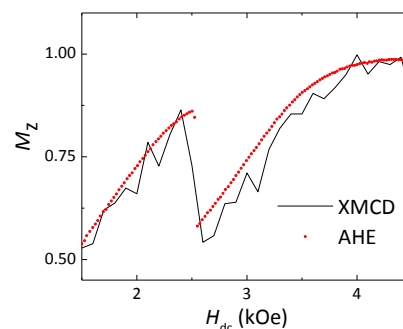


Fig. 2 Magnetization curves of a Co/Pt multilayer dot measured by XMCD and AHE under application of rf field ($f_{rf}=2.8$ GHz).

マイクロ波アシスト磁化反転と強磁性共鳴の 同一 Co/Pt ナノドット試料での測定

草薙勇作, 岡本 聡, 菊池伸明, 北上 修, 島津武仁
(東北大)

Relationship between microwave assisted magnetization switching and ferromagnetic resonance of Co/Pt nanodots.

Y. Kusanagi, S. Okamoto, N. Kikuchi, O. Kitakami, and T. Shimatsu
(Tohoku Univ.)

はじめに

マイクロ波アシスト磁化反転 (MAS: Microwave Assisted magnetization Switching) は次世代超高密度記録技術の有力候補として注目を集めている。MAS においては、磁気モーメントに GHz 帯域の交流磁場を印加することで磁気モーメントの歳差運動が誘起され、その結果反転磁場が大幅に低減される。励起モードとしては、ドット径に依存して一様励起だけでなく、高次のスピン波励起も MAS 挙動に大きく影響することが MAS 実験とシミュレーションの比較から分かっている¹⁾。しかし、実際の励起モードと MAS 挙動の相関は実験的にはまだ確認されていない。本研究では励起モードと MAS 挙動の関係を調べるために、異常 Hall 効果による強磁性共鳴測定 (AHE-FMR: Anomalous Hall Effect based Ferromagnetic Resonance)²⁾ と MAS 実験を同一の Co/Pt ナノドット試料に対して行ったので、その結果について報告する。

実験方法と結果

実験に用いた膜構成は、MgO sub./Ta(2 nm)/Pt(25 nm)/[Co(1.1 nm)/Pt(0.5 nm)]₅/Pt(10 nm) とした。成膜には DC マグネトロンスパッタを用いた。この多層膜を EB リソグラフィにより加工し、同一基板にドットアレイを形成した。AHE 測定用の電極およびマイクロ波交流磁場印加用の Cu 線路もあわせて形成した。ドットアレイのドット直径は 80 ~ 1000 nm でドット間距離は 60 ~ 200 nm とした。ドットアレイの配置領域は約 $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ である。MAS, FMR いずれの測定でも dc 磁場 H_{dc} を膜面に垂直に -6 ~ 6 kOe の範囲で印加し、Cu 線路に高周波電流を印加し交流磁場 $h_{rf} = 200$ Oe を膜面内に印加した。AHE-FMR 測定では歳差運動による磁化の垂直成分の変化を異常 Hall 電圧の変化量として検出する。ただし、得られる信号が微弱であるため高周波電流を矩形波で振幅変調し、同期した Hall 効果の変化をロックインアンプで検出した。Fig. 1 にドット直径 160 nm, ドット間距離 60 nm のドットアレイで得られた異常 Hall 電圧の変化量 ΔV_{AHE} を示す。交流磁場周波数 f_{rf} の増加に伴い高磁場側にシフトする複数のディップが確認できる。高磁場側のディップ (Fig. 1 の \blacktriangledown) は一様モード ($m=1$)、低磁場側のディップ (Fig. 1 の \triangleleft) は高次のモード ($m=2$) によるものである。Fig. 2 に AHE-FMR 測定より得られた共鳴磁場 H_r と MAS 測定より得られた反転磁場 H_{sw} を交流磁場周波数 f_r の関数として示す。図中の H_{sw} のエラーバーは反転磁場の分散を表している。 H_{sw} はアシスト効果により f_{rf} の増加に伴い単調に減少し $f_{rf} = 3 \sim 10$ GHz の範囲で最大 0.8 kOe の H_{sw} の低減が確認できた。これは過去に Co/Pt ナノドットで報告された結果³⁾ に比べ小さな H_{sw} 減少であり、またブロードな MAS 挙動となっている。この原因としてはドット間距離が狭いことによる粒子間相互作用の影響が考えられる。 H_r は $m=1, 2$ いずれのモードも f_{rf} に対して線形な変化を示しており、今回得られた MAS 効果は $m=1$ の一様モードの点線におおよそ対応する結果が得られた。

参考文献

- 1) M. Furuta *et al.*, *J. Appl. Phys.* **115**, 133914 (2014).
- 2) N. Kikuchi *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 242405 (2014).

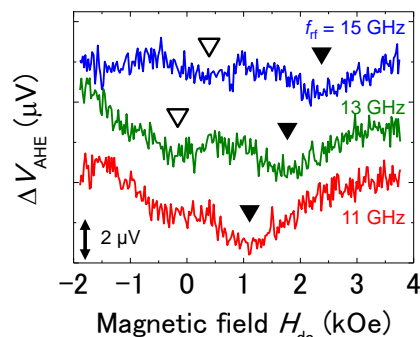


Fig. 1 AHE voltage change ΔV_{AHE} as a function of dc field H_{dc}

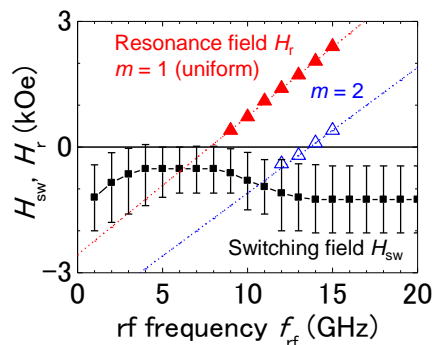


Fig. 2 Resonance field H_r and switching field H_{sw} as a function of rf frequency f_{rf} .

Switching probability analysis on epitaxial Co/Pt multilayer single nanodots

B. Lao, S. Okamoto, N. Kikuchi, and O. Kitakami

(Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University)

Magnetization switching is a fundamental function of various magnetic devices, such as magnetic recording, spintronics, permanent magnets, and so on. Thus understanding the magnetization switching behavior in a single small magnetic particle is essentially important to develop the high performance magnetic devices. The underlying physics of magnetization switching has been discussed through various experiments and simulations in Co/Pd and Co/Pt multilayers [1-3], which are important materials for practical applications due to their tunable perpendicular magnetic anisotropy. Through these large number efforts, it has been widely accepted that a nucleation of a reversed domain with a dimension of domain wall width initiates the magnetization reversal of the dot. These previous experiments, however, were carried out in polycrystalline samples, many of intrinsic switching properties would be hidden behind some distributions of magnetic and geometric properties. In this study, we have investigated the magnetization switching behavior in a series of single nanodots of epitaxially grown Co/Pt multilayer.

The film structure is Sapphire(001)/Pt 20/[Co 0.8/Pt 0.5]₄/Pt 1.5 (in nm). All deposition processes are performed at room temperature after substrate annealing at 800 °C for 1 h. The epitaxial growth of Co/Pt film with fcc (111) structure is well confirmed by x-ray diffraction measurements. The Co/Pt film is patterned into single nanodots with diameters d varying from 120 nm to 1.6 μm by using electron beam lithography and Ar ion etching. Subsequently, the Pt underlayer is patterned into a cross-shaped electrode for anomalous Hall effect (AHE) measurements. An example of scanning electron microscope (SEM) image of a Co/Pt dot of $d = 200$ nm is shown in Fig. 1. The magnetization switching of the dots is detected by an AHE curve under a vertical dc field H_{dc} from an electromagnet.

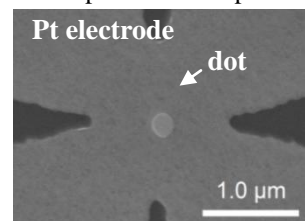


Fig.1. SEM image of a single dot with $d = 200$ nm with a Pt electrode.

Magnetization curves of the single Co/Pt dots exhibit a rectangular shape, and show a Stoner-Wohlfarth like angular dependence of coercivity, which suggesting a nucleation reversal mechanism in the dots with bi-stability magnetized states. To analyze the switching process, switching probability P_{sw} of the dot is evaluated by repetition of magnetization curve measurements. The P_{sw} plotted as a function of H_{dc} is well fitted by the Néel-Arrhenius law $P_{sw} = 1 - \exp\{-tf_0 \exp[-E_b/k_B T]\}$. The behaviors of P_{sw} changes drastically below and above $d = 400$ nm, indicating the change of energy barrier E_b . The fitting analysis on the P_{sw} by assuming a simple energy barrier function of $E_b = E_0(1 - H_{dc}/H_0)^n$ gives the intrinsic switching field H_0 and energy barrier height $E_0/k_B T$, as shown in Fig. 2. Note that these two parameters exhibit dramatic change at $d \sim 400$ nm, strongly indicating the change of reversal mechanism. For $d < 400$ nm, the value of E_0 can be well explained by the single barrier of reversed embryo. On the other hand, $d > 400$ nm, the evaluated value of E_0 by assuming simple energy barrier function is hard to be explained, suggesting the somewhat complicated reversal mechanism, such as multi-barrier.

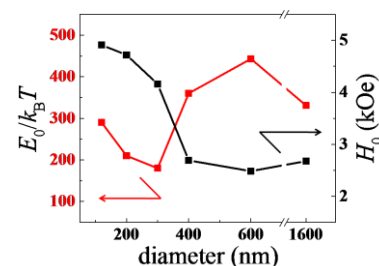


Fig.2. $E_0/k_B T$ (black circle) and H_0 (red square) as functions of dot diameter d .

Reference

- 1) J. W. Lau, X. Liu, R. C. Boling, and J. M. Shaw, Phys. Rev. B, **84**, 214427 (2011).
- 2) N. Kikuchi, S. Okamoto, and O. Kitakami, J. Appl. Phys. **109**, 07B904 (2011).
- 3) M. Delalande, J. de Vries, L. Abelman, and J. C. Lodder, J. Magn. Magn. Mater., **324**, 1277-1280 (2012).

強磁性細線アレイにおけるスピン波励起と検出

葛西伸哉¹、塚原宙²、平山重之^{1,3}、三谷誠司^{1,3}、三俣千春¹、小野寛太²
 (物材機構¹、高エネ研²、筑波大院数理³)

Spin wave coupling in ferromagnetic wire arrays

S. Kasai¹, H. Tsukahara², S. Hirayama^{1,3}, S. Mitani^{1,3}, C. Mitsumata¹, and K. Ono²
 (NIMS¹, KEK², University of Tsukuba³)

はじめに

近年、スピントロニクス分野では、純スピン流を用いた磁化ダイナミクスの励起と制御が注目を集めている。中でもスピンホール効果は高効率に純スピン流を生成することができるため、現在精力的に研究が行われている^{1,2)}。本研究では特異なスピン波バンド構造を有するアンチドット格子におけるスピン流誘起ダイナミクスに注目をした。強磁性細線アレイから構成されるアンチドット構造は、細線および交点から構成される振動子の結合系としてとらえることができるため、スピン波相互作用を調べるうえで良いモデル系となることが期待される。

実験方法

試料は RF スパッタ方で成膜した Permalloy/Pt 二層膜を、電子線リソグラフィーおよび Ar イオンミリング法を用いることで作製した。図 1 に典型的な試料の SEM 像を示す。線幅は 100 nm、格子の周期は 500 nm である。高周波電流を試料に印加することによって、交流磁場およびスピン流を生成し、異方性磁気抵抗効果を用いたホモダイン検波によって、スピン波の検出を行った。また周期的境界条件を課した Landau-Lifschitz-Gilbert 方程式を数値的に解くことによって、スピン波ダイナミクスの詳細について検討を行った。

結果

図 2 に $\theta=60-90^\circ$ におけるスペクトルを示す。 $\theta=90^\circ$ では単一の共鳴ピークが観測されているのに対して、 $\theta=60-80^\circ$ では二つのピークに分裂する様子が明瞭に観測されている。これは、図中 a 方向の細線と、b 方向の細線で有効磁場の大きさが異なるためである。一方、低磁場側に現れるピークの強度は高磁場側に現れるピークの強度よりも大きい。マイクロマグネティクス計算によれば、 $\theta=90^\circ$ の場合には交点部分の磁化が動かないのに対して、 $\theta=80^\circ$ の場合には、交点部分に磁化の運動が誘起されている。言い換えれば、外部磁場の方向によって、交点を介したスピン波相互作用の強度が制御可能であることを表している。

参考文献

- 1) V. E. Demidov *et al.*, Nat. Mater.11, 1028 (2012)
- 2) S. Kasai *et al.*, Appl. Phys. Lett. 104, 092408 (2014)

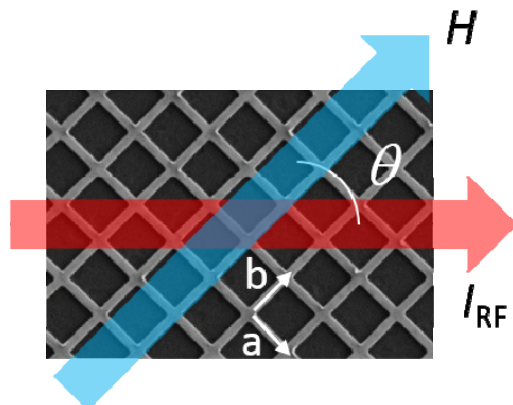


Fig. 1 SEM image of a sample.

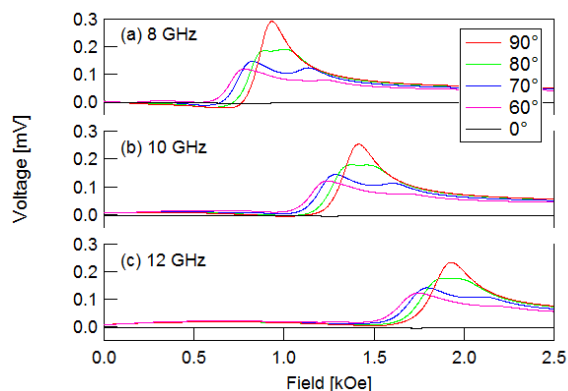


Fig. 2 ST-FMR spectrum under various conditions.

Pt(2nm)/GdFeCo(100nm)二層膜における電流駆動磁壁移動

黒川雄一郎、川本将也、栗野博之)
(豊田工業大学)

Current induced domain wall motion in Pt(2nm)/GdFeCo(100nm) bilayer magnetic wires
Yuichiro Kurokawa, Masaya Kawamoto and Hiroyuki Awano
(Toyota Technological Institute)

序論

電流による磁壁の駆動は、レーストラックメモリをはじめとした新規な磁気メモリや論理素子への応用が期待されるスピントロニクス新しい研究分野である。これまでの研究で、我々のグループでは磁気光学記録媒体などに用いられる TbFeCo では磁壁を駆動するための臨界電流密度が $5.8 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ という小さな値になることを発見した。GdFeCo は TbFeCo と同じく磁気光学記録媒体に用いられる希土類磁性材料である。今回の研究ではこの GdFeCo を用いて電流駆動磁壁移動を観察した。

実験方法

試料の成膜はスパッタリング装置を用いて行った。GdFeCo を 100nm 成膜後に試料の酸化を防ぐために 2nm の Pt 層を GdFeCo 上に堆積した。試料の細線への加工は電子ビームリソグラフィとリフトオフ法を用いて行った。加工した細線の幅は 1.5 μm で、長さは 20 μm である。この細線に 20ns のパルス幅を持つパルス電流を印加することで電流駆動磁壁移動を観察した。電流駆動磁壁移動はカー効果顕微鏡を用いて観察した。

実験結果

Fig. 1 に Pt/GdFeCo 磁性細線の電流密度に対する磁壁速度を示した。図によると Pt/GdFeCo 磁性細線の臨界電流密度は $1.16 \pm 0.04 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 程度である。また、電流密度 $J = 1.55 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 程度で磁壁速度 $v = 36 \text{ m/s}$ に到達することが分かった。さらに、磁壁は電流によって、電流方向に駆動されることも分かった。通常の電流駆動磁壁移動では、伝導電子のスピ角運動量の受け渡しによって磁壁を駆動するので、磁壁は電流とは逆方向、電子の移動方向と同じ方向に移動する。一方、最近の研究ではスピン軌道相互作用の大きい重金属と磁性体の界面ではスピンホール効果とジャロシンスキー・守谷相互作用の発現によって電流方向に磁壁が移動することが示されている。しかしながら、これらの効果は界面で発現するため、長距離の相関を持たず厚い細線では発現しないと考えられる。実際に、Ueda らによると、Pt[Co/Ni]_n 多層膜の場合、その膜厚が増していくと界面の影響が小さくなり、6.6nm 以上の Co/Ni 膜厚では磁壁が電流方向とは逆に駆動することが示されている。¹⁾ 今回の研究では、我々は 100 nm という、非常に厚い GdFeCo 磁性膜を用いている。このことから、今回の我々の結果は、GdFeCo 磁性細線中ではスピンホール効果やジャロシンスキー・守谷相互作用といった界面における相互作用が従来の磁性細線に比べ界面から十分に長い距離であっても維持されることを示していると考えられる。

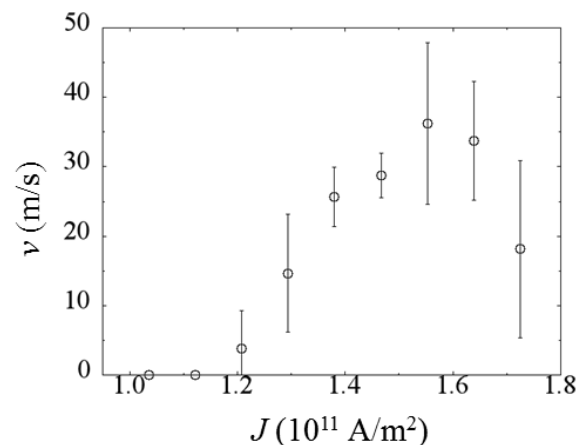


Fig. 1 GdFeCo 磁性細線における磁壁速度 v と電流密度 J との関係

参考文献

- 1) K. Ueda, K. J. Kim, Y. Yoshimura, R. Hiramatsu, D. Chiba, H. Tanigawa, T. Suzuki, E. Kariyada and T. Ono, Appl. Phys. Express **7**, 053006 (2014)

[Co/Pd]磁性細線への磁区形成における軟磁性下地層の効果

奥田 光伸^{1,2}、宮本 泰敬¹、川那 真弓¹、宮下 英一¹、斎藤 信雄¹、林 直人¹、中川 茂樹²
(¹NHK 放送技術研究所、²東京工業大学大学院)

Effect of Soft Underlayer on Formation of Magnetic Domains in [Co/Pd] Nanowire

M. Okuda^{1,2}, Y. Miyamoto¹, M. Kawana¹, E. Miyashita¹, N. Saito¹, N. Hayashi¹ and S. Nakagawa²
(¹NHK, ²Tokyo Institute of Technology)

はじめに

近年、磁性細線における磁壁の電流駆動に関する研究¹⁾に注目が集まり、レーストラックメモリ²⁾に代表される新しい原理のメモリが提案されている。とりわけ磁性細線を並列に複数配置し、それらの磁区を電流印加によって同期駆動できれば、並列アクセスによる超高速磁気記録デバイスを実現することが期待される³⁾。そこで我々は、[Co/Pd]垂直磁化磁性細線中の磁区をパルス電流により高速駆動させる新しい記録デバイスの基礎研究を進めている。HDD用磁気ヘッドに内在するTMR型再生ヘッド部を、2次元コンタクトスキャンすることによって試料の表面磁化状態を観察するnano-MDS (Magnetic Domain Scope for wide area with nano order resolution)⁴⁾法を用いて、同じく内在する記録ヘッド部によって磁性細線中に磁区を形成した後、パルス電流印加によりその磁区を駆動し、再生ヘッド部によりその変異を検出することに既に成功している。しかしながら再生ヘッドによる駆動磁区の検出感度は非常に高いものの、記録ヘッドによる磁区形成が安定して実現できていないため、記録ロスを生じる問題があった。今回、ハードディスク媒体と同様に[Co/Pd]層の下部に軟磁性下地層(SUL)を導入し、その磁路安定効果と記録効率の向上について検証したので報告する。

実験方法

イオンビームスパッタ法および電子線リソグラフィにより、それぞれ(a)SULなし、(b) Ni₈₁Fe₁₉ SUL(30 nm)、(c) Ni₇₉Fe₁₆Mo₅ SUL(30 nm)、の上に[Co/Pd]垂直磁化多層膜を表面熱酸化Si基板上に30 nm堆積して磁性細線を作製した。細線幅は150 nm、細線長は20 μmとした。nano-MDSの記録ヘッド部により、下向き磁界を印加しながら磁性細線表面を走査してその磁化方向をすべて下向きにそろえて初期化した後、記録ヘッドを細線上の任意点で固定して上向き磁界を印加し、その記録磁区構造の変化を再生ヘッド部によって観察した。

実験結果

Fig.1は(a)、(b)、(c)、それぞれのSUL条件において、[Co/Pd]磁性細線と記録ヘッドの細線幅方向の相対位置に対する、安定した磁区形成に必要な臨界記録ヘッド電流の関係を示したものである。磁性細線の中心ではすべての細線において、ほぼ同じヘッド電流で磁区を形成することができているが、SULがない細線では記録ヘッドが中心から離れると磁区を形成するために大きな電流を必要とすることがわかった。このことから、SULを設けることにより、記録ヘッドからの磁束が細線中に集中する磁路が形成され、磁性細線端部においても安定に磁区を形成しやすくなるものと考えられる。講演では、SUL磁性膜の材料組成と形状の変化に対して、臨界記録ヘッド電流の変化や記録した磁区の電流駆動の挙動について報告する。

参考文献

- 1) H. Tanigawa *et al.*: *Appl. Phys. Express*, **2**, 053002 (2009).
- 2) S. S. P. Parkin *et al.*: *Science*, **320**, 190 (2008).
- 3) 宮本他: 映像情報メディア学会誌, **68**, (1), J34 (2014).
- 4) 近松他: 日本磁気学会会報まぐね, **6**, (6), 357 (2011).

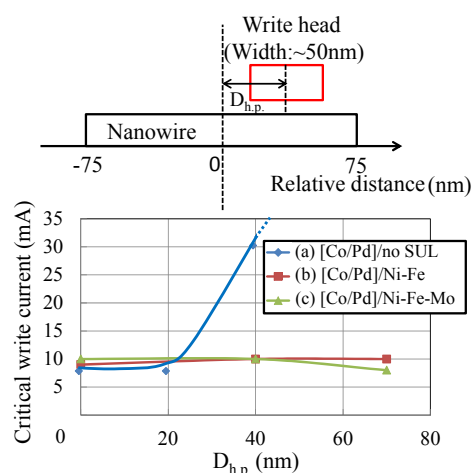


Fig.1 Relative distance between the center of nanowire and write-head dependence of critical current for writing magnetic domains.

反応性 MBE 法によるエピタキシャル $\text{Sn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ 薄膜の作製

荒木真人、*柳瀬隆、*島田敏宏、*長浜太郎
(北大院総化、*北大工)

Fabrication of epitaxial $\text{Sn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ thin films by reactive Molecular Beam Epitaxy method

M.Araki, T.Yanase, T.Shimada, T.Nagahama

(Hokkaido Univ. of Graduate school of Chemical Sciences and Engineering,

*Faculty of Engineering, Hokkaido University)

はじめに

スピネルフェライト (MFe_2O_4 : M = Fe, Co, Ni, Sn, etc) はハーフメタル性、スピフィルター効果、高いキュリー点などから室温動作可能な素子の材料としてスピントロニクス分野において高い関心を集めている[1]。なかでもエピタキシャル SnFe_2O_4 薄膜の作製報告は少なく[2]、電気特性および磁気特性に関する詳細な報告はない。そこで本研究では反応性分子線エピタキシー法によって $\text{Sn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ を作製し、表面構造及び磁気ヒステリシスの観察を行った。

実験方法

$\text{Sn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ は反応性分子線エピタキシー法によって作製した (ベースプレッシャー: $\sim 10^{-8}$ Pa)。基板は $\text{MgO}(100)$ を用い、チャンバー内において 800°C でアニール後、 400°C でバッファー層として $\text{MgO}(20\text{ nm})$ を蒸着した。 $\text{Sn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ (30 nm) の作製は基板温度 300°C で O ラジカル雰囲気下 (4×10^{-4} Pa) において Fe, Sn の同時二元蒸着によって行った。蒸着レートは 0.3 \AA/s である。その後、基板温度 300°C 、 O_2 雰囲気下 (4×10^{-4} Pa) でアニール処理を行った。最上層にはキャップ層としてアモルファス Al_2O_3 を室温で 2 nm 蒸着している。また、比較のために同様の手順で Fe_3O_4 の作製も行った。ただし、 Fe_3O_4 は O_2 雰囲気下で蒸着を行っている。

実験結果

図 1 に作製した $\text{Sn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ の RHEED 像を示す。エピタキシャル成長が確認され、 MgO の回折パターンに対して 2 倍周期の回折パターンが表れており、これはスピネル型物質に特徴的である。AFM による評価から平均面粗さは 0.30 nm と平坦性の高いことが分かった。XPS による評価から組成は $x = 0.6$ である。Van der Pauw 法によって電気抵抗率の測定を行った。作製した $\text{Sn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ と Fe_3O_4 の電気抵抗率それぞれは $2.80 \times 10^{-2} \Omega\text{ cm}$ 、 $6.75 \times 10^{-3} \Omega\text{ cm}$ となった。 SnFe_2O_4 は正スピネル型構造であり、Sn を含むことで Fe_3O_4 と比較して B サイト中 Fe イオンの $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$ の比が小さくなり抵抗率が增大したことが予想される。磁気特性評価のため磁気光学カー効果 (MOKE) により磁気ヒステリシスの観測を行った (図 2)。Sn の添加により飽和磁場が増大し、角形性の低下が観測された。



図 1. $\text{MgO}(100)$ 上の $\text{Sn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ エピタキシャル膜の $[100]$ 方向の RHEED 像

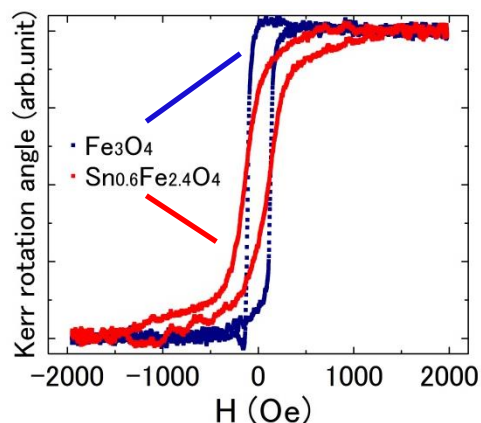


図 2. Fe_3O_4 と $\text{Sn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ の MOKE 測定結果 ($\pm 2000\text{ Oe}$)

参考文献

- 1) T. Nagahama, *et al* Appl. Phys. Lett. 105, 102410 (2014).
- 2) R. K. Gupta, *et al* Front. Mater. 1, 10 (2014)

エピタキシャル $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{AlO}_x/\text{Fe}$ トンネル接合の伝導特性評価

佐々木駿, 長浜太郎*, 島田敏宏*

(北大院総合化学院、*北大院工学研究院)

Evaluating transport property of epitaxial $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{AlO}_x/\text{Fe}$ tunnel junctions

S. Sasaki, T. Nagahama*, T. Shimada*

(Hokkaido Univ. of Graduate School of Chemical Sciences and Engineering,
Hokkaido Univ. of Graduate Faculty of Engineering*)はじめに

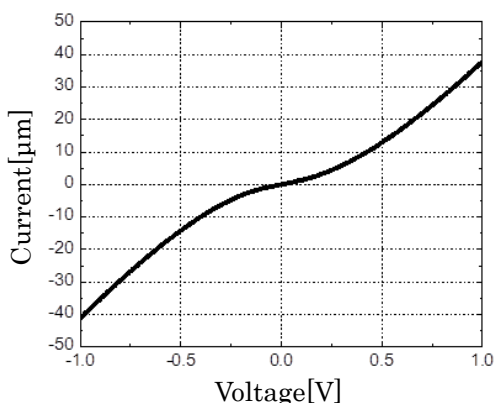
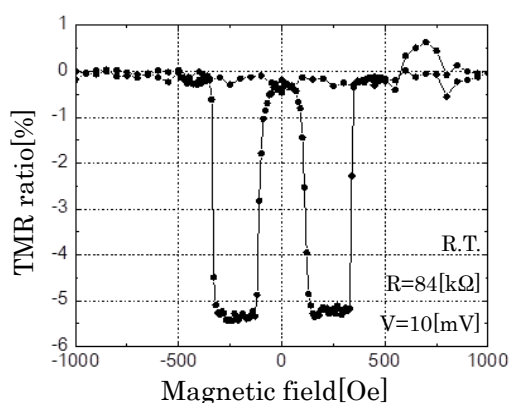
Fe_3O_4 はフェルミ面近傍において 100%のスピンの分極率を示すハーフメタルという性質を持つと予測されており^[1]、また T_c が 860 K と高いため、トンネル接合の電極材料として期待されている。負のスピンの分極率を持つことから、 Fe_3O_4 を用いたトンネル接合では巨大な負の TMR 効果が得られると考えられているが、ハーフメタルとして期待されているほどの大きな TMR 比は得られていない^[2]。また、正の TMR 比が得られたとする報告もある。そこで本研究では、 Fe_3O_4 を用いたトンネル接合を作製し、ハーフメタル性を持つとされる Fe_3O_4 のトンネル伝導機構を明らかにすることを目的としている。

実験方法

本研究では到達真空度 $1.0 \times 10^{-7} \text{Pa}$ の超高真空中で反応性 MBE 法を用いて製膜を行った。作製した接合の構造は $\text{MgO}(110)$ 基板/ $\text{MgO}/\text{NiO}/\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{AlO}_x/\text{Fe}/\text{Au}$ とした。基板上の MgO 層はバッファー層であり、 NiO 層は Fe_3O_4 層への Mg 拡散防止の役割を果たしている。製膜後の結晶性の確認には RHEED を用いた。また、磁気伝導特性の評価をするためにフォトリソグラフィ、イオンミリング、スパッタを用いて多層膜に微細加工を施し、I-V 測定および磁気抵抗効果の測定を行った。

実験結果

Fe_3O_4 層は 300°C で反応性蒸着後、 $600^\circ\text{C} \cdot \text{O}_2$ 雰囲気中で 30 分間アニールを行った。RHEED は良好なストリークを示し、平坦性の高い膜が得られた。また、 AlO_x 層は O_2 雰囲気中に室温で蒸着を行い、その後 150°C で 30 分間アニール処理を施した。この多層膜を微細加工して得られた $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ の素子の I-V 特性は非線形の形状を示し、トンネル電流が確認された (Fig.1)。室温での磁気伝導特性の測定結果からはおよそ -5% の TMR 比が得られた (Fig.2)。

Fig.1 I-V measurements for Fe_3O_4 MTJsFig.2 TMR observed for Fe_3O_4 MTJs

参考文献

1. A. Yanase and K. Siratori, *J. Phys. Soc. Jpn.* **53** (1984) 312.
2. T. Nagahama, Y. Matsuda, K. Tate, T. Kawai, N. Takahashi, S. Hiratani, Y. Watanabe, T. Yanase, and T. Shimada, *Appl. Phys. Lett.* **105** (2014) 102410

MBE 法を用いた LiTi_2O_4 エピタキシャル薄膜

及びスピントラニクス接合の作製

高城拓也、*長浜太郎、*島田敏宏

(北海道大学大学院総合化学院、*北海道大学工学研究院)

Fabrication of LiTi_2O_4 epitaxial films and spin-filter junctions by MBE

T.Takagi, *T.Nagahama, *T.Shimada

(Grad. Sch. of Che. and Eng., Hokkaido Univ. *Grad. Sch. of Eng., Hokkaido Univ.)

【Introduction】

In recent electrical device industry, spintronics is a crucial technique which develops the memory technology from volatile to non-volatile. In the research field, high functional materials are required to realize novel spintronic devices. For example, Fe_3O_4 are predicted as half metal, that have 100% of spin polarization, and CoFe_2O_4 is expected to be spin filter tunnel barrier. These oxides have spinel structure, so that spinel oxides are considered to be important materials. From the viewpoints of the epitaxial growth, the conductive spinel materials are suitable as the electrodes, although Pt has been used as the electrode in the spinel spintronic devices. If the materials with spinel structure are used as the electrodes, significant improvement in the magnetotransport properties is expected. LiTi_2O_4 are reported as an electrically conductive oxide with a spinel structure. Recently, Chopdekar et al. ¹⁾ and Kumatani et al. ²⁾ succeeded in the fabrication of the epitaxial LiTi_2O_4 thin films by PLD method. In this study, we fabricated high-quality LiTi_2O_4 epitaxial films and spin-filter junctions by molecular beam epitaxy (MBE) and examined transport properties.

【Experiments】

Films were fabricated by an MBE system. The first sample structures were $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)/\text{LiTi}_2\text{O}_4$. LiTi_2O_4 thin films were formed by reactive deposition at 300°C in an O_2 atmosphere, and then were annealed for 30 minutes in vacuum. The second sample structures were $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)/\text{LiTi}_2\text{O}_4/\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}/\text{Au}$ spin-filter tunnel junctions. CoFe_2O_4 layer were formed on LiTi_2O_4 thin films by reactive deposition at 300°C in an O_2 atmosphere. Al_2O_3 layer were deposited at R.T. in an O_2 atmosphere. Co and Au layer were deposited at R.T. in Vacuum. Partial pressure of O_2 was 4.0×10^{-4} Pa. The epitaxial growth and the surface structure were observed by RHEED and AFM.

【Results】

Fig.1 shows the RHEED pattern of LiTi_2O_4 grown on $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ at 300°C and annealed at 700°C . The clear streak pattern was observed. From the AFM measurements, the surface roughness Ra was estimated at 0.23 nm. These results indicated that LiTi_2O_4 was flat epitaxial film. Fig. 2 shows MOKE hysteresis loop of $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)/\text{LiTi}_2\text{O}_4/\text{CoFe}_2\text{O}_4$. This figure indicated that CoFe_2O_4 on LiTi_2O_4 thin films shows good magnetic property. On the presentation, we will discuss about the tunneling properties.

【References】

- 1) R.V. Chopdekar et al, Physica C 469 1885-1891 (2009)
- 2) A. Kumatani et al, Appl. Phys. Lett. 101, 123103 (2012)

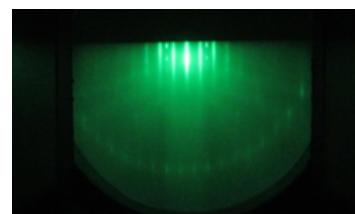


Fig.1 RHEED pattern of LiTi_2O_4 (60nm)

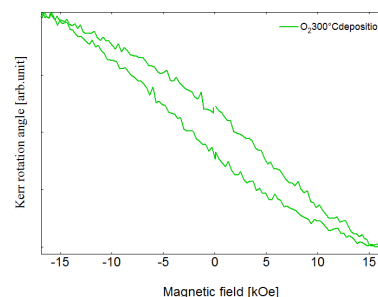


Fig.2 MOKE hysteresis loop of CoFe_2O_4 (10nm) on LiTi_2O_4 thin film.

PLD 法で作製したエピタキシャル成長フェライト薄膜の

結晶化に及ぼす製膜時の磁場印加の影響

熊坂航、*篠崎和夫、坂元尚紀、鈴木久男、脇谷尚樹

(静岡大、*東工大)

Effect of applying magnetic field during deposition on crystallization of epitaxial ferrite thin film by PLD

Kumasaka Wataru, *Shinozaki Kazuo, Sakamoto Naonori, Suzuki Hisao, Wakiya Naoki

(Shizuoka Univ, *Tokyo Tech)

はじめに

我々は成膜中に磁場を印加した PLD 法(ダイナミックオーロラ PLD 法)を用いることにより、フェライト薄膜の磁化の増加^[1]や、フェリ磁性を示す ZnFe_2O_4 薄膜の作製成功してきた^[2]。これは、磁場の印加によりプラーム中の電子と陽イオンの再結合が抑制され、高い運動エネルギーを有する陽イオンが基板に衝突することにより非平衡性が高まるためであると考えている。本研究の目的はスピノーダル分解を示す $\text{CoFe}_2\text{O}_4\text{-Fe}_3\text{O}_4$ の薄膜をダイナミックオーロラ PLD 法で作製した際に磁場が薄膜の結晶構造と磁気特性に与える影響を明らかにすることにある。

実験方法

CFO($\text{Co}_{1.7}\text{Fe}_{1.3}\text{O}_4$)薄膜は成膜時に 0~2000 G の磁場を印加し、 $\text{MgAl}_2\text{O}_4(001)$ 基板上に作製した。薄膜の結晶構造は高分解能 X 線回折(ATX-G)によって解析した。薄膜の組成と膜厚は同条件で $\text{Si}(001)$ 基板上に成膜した薄膜の蛍光 X 線分析(XRF)によって求めた。磁気特性は VSM により評価した。

実験結果

Figure 1 に XRD 測定結果($2\theta/\omega$ スキャン)を示す。これから、成膜時の磁場の印加は薄膜の結晶性とピーク分離を向上させることが明らかになった。また、成膜時に印加する磁場を大きくすると磁化が増加することも示された (Fig. 2)。微構造との関係は現在検討中である。

[1] T. Kubo, N. Wakiya et al. *J. Mat. Sci. Eng.*, **485** (2011) 221.

[2] N. Wakiya et al. *J. Magn. Magn. Mater.*, **310** (2007) 2546.

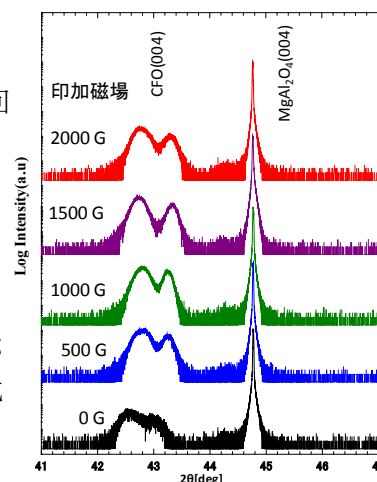


Fig.1. XRD patterns of CFO thin film on (001) MgAl_2O_4 .

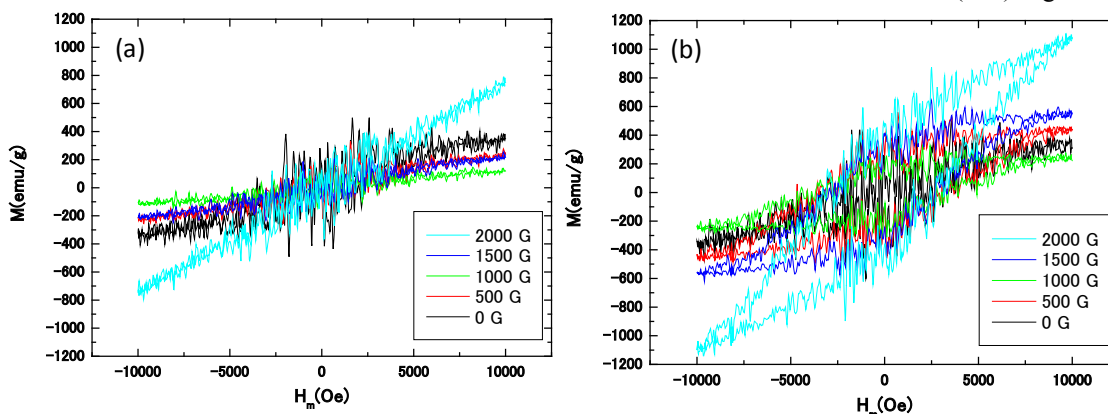


Fig. 2 (a) Parallel and (b) perpendicular hysteresis loops of CFO thin film on (001) MgAl_2O_4

Epitaxial growth of cobalt ferrite (111) thin films on sapphire (0001) substrate using RF sputtering

Ritesh Patel, Yuki Hisamatsu, Takeshi Tainosho, Sonia Sharmin, Hideto Yanagihara and Eiji Kita
(Institute of Applied Physics, University of Tsukuba)

A previous report showed that the cobalt ferrite (CFO) (111) thin films grown by different methods present difficulties with regard to thin films quality and magnetic properties [1, 2]. This suggests that the magnetic properties of the CFO(111) films are dependent on film thickness and deposition parameters. In this study, we report the magnetic properties of CFO(111) thin films grown on α -Al₂O₃(0001) at different deposition temperatures. The purpose of this research is to understand the optimum temperature conditions for growth of better quality CFO(111) thin films.

Epitaxial thin films of Co_xFe_{3-x}O₄ (CFO) (111) were grown on single crystal α -Al₂O₃(0001) substrates using RF sputtering. A metallic alloy target of CoFe (Co: Fe=1:3) was used, for reactive sputtering. The total pressure of Ar and O₂ gas inside the sputtering chamber was maintained at 0.5 Pa. These substrates were annealed at growth temperature for one hour under vacuum prior to deposition. The films were deposited at various substrate temperatures (T_s) of 300°C, 400°C, 500°C, 550°C, and 600°C.

The RHEED pattern was ascertained before and after the experiment to observe the structural growth of the films. RHEED measurements show a spotty pattern at low temperatures but a streaky pattern at higher temperatures. X-ray reflectometry suggested that film thickness was about 50 nm. In the magnetic hysteresis loops presented in Figure 1(a) out-of-plane saturation magnetization increased with the increase of T_s and reached to 381 emu/cm³ as $T_s = 600$ °C. Figure 1(b) shows that the saturation magnetization is larger at a higher growth temperature, close to the bulk value of CFO. This suggests that single crystalline thin films may develop at higher temperatures.

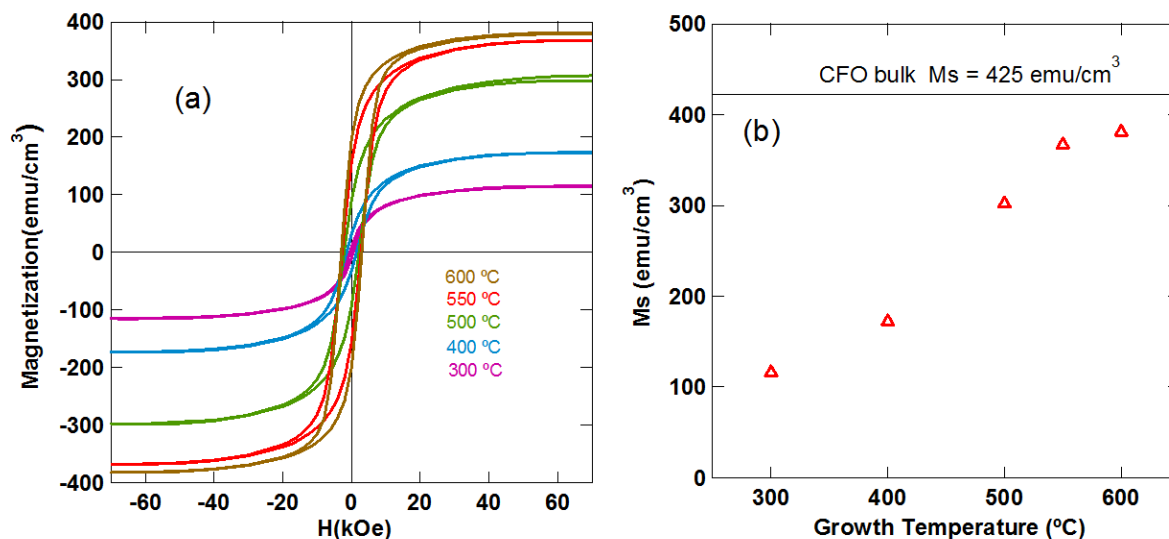


Fig. 1(a) M-H loops of CFO (111) thin films grown at different temperature. , (b) Saturation magnetization (out of plane) vs. Growth temperature of CFO (111) thin films

Reference

- 1) H. Yanagihara *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **109** (2011) 07C122.
- 2) C.-W.Cho *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.*, **368** (2014) 149–154.