

# 硬 X 線 MCD による Co/Pt ドットの磁化ダイナミクスの時間分解測定

菊池伸明<sup>1</sup>, 蓬田貴裕<sup>1</sup>, 金原大樹<sup>1</sup>, 岡本聡<sup>1</sup>, 北上修<sup>1</sup>, 島津武仁<sup>1</sup>, 大沢仁志<sup>2</sup>, 鈴木基寛<sup>2</sup>  
(<sup>1</sup>東北大, <sup>2</sup>JASRI/SPring-8)

Time-resolved hard X-ray MCD measurement on magnetization dynamics of a Co/Pt multilayer dot  
N. Kikuchi<sup>1</sup>, T. Yomogita<sup>1</sup>, D. Kanahara<sup>1</sup>, S. Okamoto<sup>1</sup>, O. Kitakami<sup>1</sup>, T. Shimatsu<sup>1</sup>, H. Osawa<sup>2</sup>, M. Suzuki<sup>2</sup>  
(<sup>1</sup>Tohoku Univ., <sup>2</sup>JASRI/Spring-8)

## はじめに

磁性金属である Co と非磁性金属である Pt を積層した界面においては、大きな磁気異方性が発現することや 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、磁性層と Pt 層が接した界面を有する構造においてはダンピングが著しく増大するなど、動的な磁化の挙動にも影響を及ぼすことが報告されている. これらの現象の理解は、物理的な興味のみならずデバイスの高速動作という観点からも重要であり、分極した Pt 原子の磁気状態・動的挙動の測定が重要となる. 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) を用いて、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ナノ秒領域での時間分解測定を行ったので報告する.

## 実験方法・結果

MgO(100)基板上に rf 磁場印加用の幅 5 $\mu\text{m}$  のコプレーナ型伝送線路を厚さ 100nm の Au 層を用いて作製した. 厚さ 100nm の SiO<sub>x</sub> 絶縁層を製膜したのち、Co/Pt 多層膜を Ta(0.5)/Pt(1)/Ru(24)/Pt(0.5)/[Co(1.3)/Pt(0.5)]<sub>4</sub>/Ru(2) 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. Co/Pt 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 5 $\mu\text{m}$  のディスク状に加工し、下地層を異常 Hall 効果(AHE)検出用の十字型電極に加工した. 伝送線路を用いて GHz 帯の高周波磁場を発生させると、強磁性共鳴条件において磁化の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し、この変化を AHE および XMCD により検出できる. なお、XMCD の測定は SPring-8 のビームライン BL39XU にて実施し、Pt の L<sub>3</sub> 吸収端を用いた. また、X 線は半値幅が約 300 nm 程度のスポット状にした. Fig. 1 に  $f_{\text{rf}}=3$  GHz の連続波の rf 磁場を印加時した際の XMCD の dc 磁場  $H_{\text{dc}}$  に対する変化を示す.  $H_{\text{dc}}=2.2\text{kOe}$  付近を極小とする強磁性共鳴に起因するディップが観測され、AHE の結果とも一致した. 非対称のディップ形状は大振幅の歳差運動による foldover 効果によるものである. 次に、高周波磁場を幅 100 ns, 振幅立ち上がり時間約 3 ns, 繰り返し周波数 208kHz のパルス状とし、rf 磁場の印加開始に対する X 線パルス (幅 80ps) 入射の遅延時間  $\Delta t$  を変化させることで、磁化の時間変化を測定した. なお、X 線の照射位置はドット中心から 1  $\mu\text{m}$  外側とした. Fig. 2 に  $H_{\text{dc}}=2.2$  および 2.3kOe の場合の磁化の時間依存性を示す. いずれも Fig. 1 に示したディップの極小値近傍の条件であるものの、その時間依存性には大きな違いが見られた. 特に、 $H_{\text{dc}}=2.2\text{kOe}$  の場合は飽和値に達するまでに rf 磁場の立ち上がり時間に比べて一ケタ程度長い 30ns を要しており、大振幅の歳差運動の励起速度が強い磁場依存性を持つことを示唆している.

参考文献 [1] M. Suzuki *et al.*, PRB 72, 054430 (2005)

謝辞 本研究の一部は、文科省「物質・デバイス領域研究アライアンス」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.

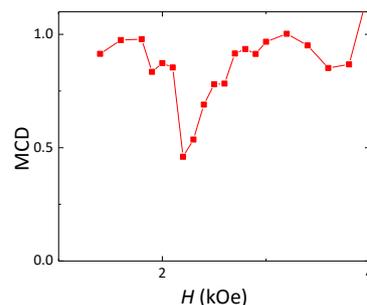


Fig. 1 Pt-L<sub>3</sub> edge XMCD signal of a single Co/Pt multilayer dot as a function of dc field measured under application rf fields ( $f_{\text{rf}}=3$  GHz).

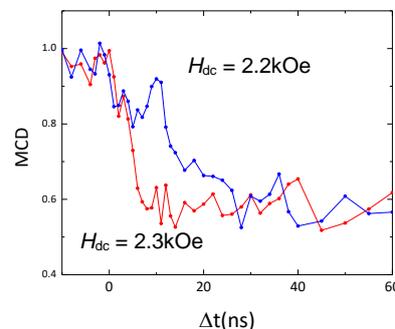


Fig. 2 MCD signals of a Co/Pt multilayer dot after application of rf field as a function of delay time  $\Delta t$  under dc field  $H_{\text{dc}} = 2.2$  and 2.3 kOe.

# Kr<sup>+</sup>イオンを照射した L1<sub>0</sub>-MnGa 膜の時間分解磁気光学 Kerr 効果

加納秀紀, 加藤剛志, 大島大輝, 高橋茂樹\*, 園部義明\*, 岩田聡  
(名大, \*サムスン日本研究所)

Time-resolved magneto-optical Kerr effect of L1<sub>0</sub>-MnGa films irradiated with 30 keV Kr<sup>+</sup> ions

H. Kano, T. Kato, D. Oshima, S. Takahashi, Y. Sonobe, S. Iwata  
(Nagoya Univ., \*Samsung R&D Institute Japan)

## はじめに

我々はこれまでに Kr<sup>+</sup>イオンを照射することで MnGa 膜の構造を L1<sub>0</sub> 相から A1 相に相変化させ、強磁性から非磁性に遷移できること、および局所的にイオン照射することで表面平坦性を変化させずに微細な磁気パターンを形成できることを報告してきた<sup>1)</sup>。今回はイオン照射により強磁性から非磁性に遷移する過程の MnGa 膜の磁化歳差運動を時間分解磁気光学 Kerr 効果 (TRMOKE) により調べたので報告する。

## 実験方法

マグネトロンスパッタ法により, SiN (40 nm) / MnGa (50 nm) / Cr (10 nm) / MgO(001) を作製した。MnGa 層は Mn<sub>60</sub>Ga<sub>40</sub> と Mn<sub>40</sub>Ga<sub>60</sub> ターゲットを同時スパッタすることで作製した。成長温度は 200°C であり, 成長後, 400°C, 30 min の熱処理をすることで, L1<sub>0</sub> 規則化を行った。イオン注入装置により, 30 keV に加速した Kr<sup>+</sup> イオンを 0.5~2.0 × 10<sup>13</sup> ions/cm<sup>2</sup> の範囲で照射した。TRMOKE はパルス幅 500 fsec の高パワーファイバーレーザーを用いたポンプ-プローブ光学系により測定した。波長 1040 nm のポンプ光と第二高調波 (520 nm) のプローブ光をサンプル上に集光することで TRMOKE 測定を行った。なお, 測定中に印加した最大磁場は 14 kOe である。

## 実験結果および考察

MnGa 膜の TRMOKE 信号には磁化の歳差運動に起因する減衰振動が観測された。外部磁界を 8~14 kOe と変化させた際の減衰振動を関数  $e^{-t/\tau} \sin \omega t$  でフィッティングすることで角周波数  $\omega$  と緩和時間  $\tau$  の印加磁界依存性を見積もった。 $\omega$  の印加磁界依存性を文献 2) の式でフィッティングし, 異方性磁界  $H_k$  と  $g$  係数を導出した。また,  $\tau - \omega$  直線の傾きから Gilbert ダンピング定数  $\alpha$  を見積もった。見積もった  $H_k$ ,  $\alpha$  のイオン照射両依存性を Fig. 1 に示す。なお, ここで  $g$  係数は  $g = 2.0 \sim 2.1$  となった。イオン照射前の MnGa は異方性磁界  $H_k = 21$  kOe となり, L1<sub>0</sub>-MnGa の磁化曲線より見積もった値と良く一致している。ダンピング定数  $\alpha$  は,  $\alpha = 0.011$  となり, 文献 3) の値に比べ若干大きな値となった。イオン照射した MnGa では,  $H_k$  は照射量によらず 20 kOe 程度の値となった。一方, ダンピング定数は  $0.5 \times 10^{13}$  ions/cm<sup>2</sup> の照射で  $\alpha = 0.06$  程度まで増加し, 更にイオン照射量を増加してもほぼ一定の値となった。我々はイオン照射した MnGa 膜は強磁性の L1<sub>0</sub> 相と非磁性の A1 相が共存した構造となっていると考えており, このような微細構造の不均一性により, イオン照射後の MnGa のダンピング定数が増加したと考えている。

本研究は Samsung Global MRAM Innovation Program の支援を受けて行われた。

## 参考文献

- 1) D. Oshima *et al.*, IEEE Trans. Magn., **49**, 3608 (2013).
- 2) H. Suhl. Phys. Rev., **97**, 555 (1955).
- 3) S. Mizukami *et al.*, Phys. Rev. Lett., **106**, 117201 (2011).

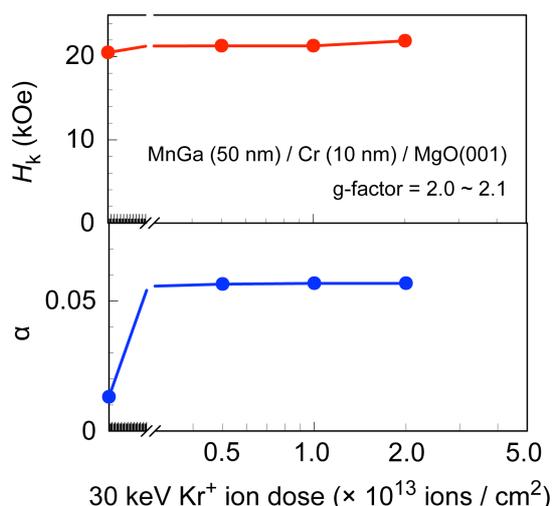


Fig. 1 Kr<sup>+</sup> ion dose dependences of anisotropy field  $H_k$  and effective damping constant  $\alpha$  of irradiated MnGa films.

# Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> 薄膜における磁化ダイナミクスの Co 組成依存性

遠藤 恭, 大野 慎也, 宮崎 孝道, 島田 寛 (東北大工)

Change in Magnetization Dynamics of Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> Thin films with Co Concentrations

Yasushi Endo, Shinya Oono, Takamichi Miyazaki, Yutaka Shimada (Tohoku Univ.)

**はじめに** 磁性薄膜における磁化の高周波磁界応答 (磁化ダイナミクス) は磁化の歳差運動をともなう磁化反転過程を表し, 磁気物性からスピントロニクスデバイス応用まで幅広い分野において盛んに研究されている. この磁化ダイナミクスを理解する上で, そのダンピング定数 ( $\alpha$ ) は主要なパラメータのひとつである. しかしながら,  $\alpha$  の性質については未だ不明確な点が多く, 磁気異方性や磁気ひずみなどの他の磁気パラメータとの相関関係を実験的に詳細な検討をした例は少ない<sup>1-3)</sup>. 我々のグループでは, これまでの研究において Ni<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub> 薄膜の  $\alpha$  と磁気ひずみとの相関関係を明確にしてきた<sup>3)</sup>. 本研究では, 磁性薄膜として新たに高飽和磁化を有する Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> 膜を選択し, 磁界掃引型 CPW-FMR 測定法により Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> 薄膜における  $\alpha$  の Co 組成 ( $x$ ) 依存性について検討した.

**実験方法** Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> 薄膜に関しては, DC マグネトロンスパッタを用いて作製した. その膜構成は, 熱酸化 Si 基板上に製膜した 3-10 nm 厚の Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> ( $0.30 \leq x \leq 0.50$ ) 薄膜である. CPW に関しては, 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て作製した. その膜構成はガラス基板 (厚さ: 550  $\mu\text{m}$ , 比誘電率  $\epsilon_r$ : 7.0) 上に製膜させた Cr (5 nm)/Cu (300 nm)/Cr (5 nm) 積層膜であり, その形状は一端が終端された 1 ポート型形状である. また, 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 500, 50, 88 および 12  $\mu\text{m}$  とした.

作製した Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> 薄膜の結晶構造解析には透過型電子顕微鏡 (TEM) を, その組成分析にはエネルギー分散型 X 線分光法 (EDX) を用いた. なお, Co 組成の異なる Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> 薄膜の結晶構造に関しては, Co 組成に関係なく (110) 配向した bcc 多結晶膜である. また, 磁気特性に関しては, 試料振動型磁力計 (VSM) と磁界掃引型 CPW-FMR 測定法<sup>4)</sup>を用いた.

**結果** 10 nm 厚の Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> 薄膜における飽和磁化 ( $4\pi M_s$ ) と飽和磁界 ( $H_s$ ) の Co 組成 ( $x$ ) による変化を図 1 に示す. 飽和磁化は Co 組成の増加にともない緩やかに増加し,  $x > 0.45$  で減少する. この挙動はバルクの Co 組成による変化と類似している. また, 飽和磁界は  $x \leq 0.40$  ではほぼ一定であり,  $x > 0.40$  では増加する.

図 2 は磁界掃引型 CPW-FMR 測定により求めた 10 nm 厚の Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> 薄膜における  $\alpha$  の Co 組成 ( $x$ ) 依存性である.  $\alpha$  は Co 組成に依存している. すなわち,  $x \leq 0.40$  の Co 組成では,  $\alpha$  はほぼ一定でそれらの値はおおよそ 0.012–0.015 である. 一方,  $x > 0.40$  の Co 組成では,  $\alpha$  は大幅に増加後に減少し, それらの値は 0.035–0.038 である. この挙動は磁気エネルギーの Co 組成による変化と類似していて,  $x=0.40$  付近の Co 組成を境にして双極子相互作用の強さが変化することに由来すると考えられる.

**謝辞** 本研究は科研費基盤研究 (B) (No. 26289082), 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) S. E. Russek *et al.*, J. Appl. Phys. 91, 8659 (2002)., 2) R. Bonin *et al.*, J. Appl. Phys. 98, 123904 (2005)., 3) Y. Endo *et al.*, J. Appl. Phys. 109, 07D336 (2011)他., 4) 遠藤他, 第 39 回日本磁気学会学術講演概要集, 124 (2015).

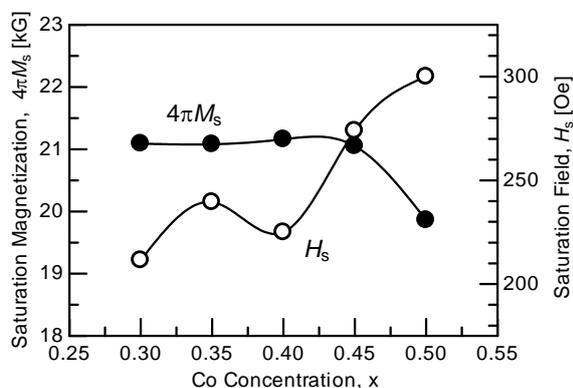


FIG.1. Change in  $4\pi M_s$  and  $H_s$  of 10-nm thick Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> thin film with Co concentration ( $x$ ).

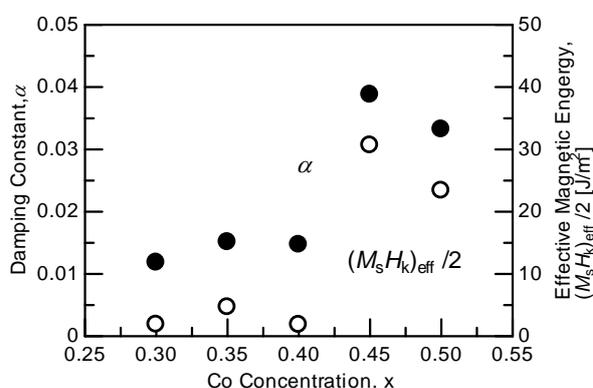


FIG.2. Dependence of  $\alpha$  and effective magnetic energy of 10-nm thick Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> thin film as a function of Co concentration ( $x$ ).

# Influence of the transition metal sublattice in $\text{Gd}_{23}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{77}$ amorphous alloys for the laser induced magnetization reversal

S. El Moussaoui<sup>1</sup>, H. Yoshikawa<sup>2</sup>, T. Sato<sup>3</sup>, A. Tsukamoto<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>College of Science and Technology, Nihon Univ., <sup>2</sup>Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ., <sup>3</sup>College of Industrial Technology, Nihon Univ.)

For about two decades, several research projects have demonstrated that it is possible to tune the magnetic order in Rare Earth-Transition Metal (RE-TM) amorphous alloys using a femtosecond laser radiation<sup>1,2</sup>. This novelty has excited the magnetic recording industry as it gives the possibility to write information at unprecedented speeds. Furthermore, the RE-TM amorphous alloys are ferrimagnetic and exhibit an out-of-plane magnetic anisotropy and their magneto-optical properties can be controlled during the fabrication process. However, if the obtainment of the magnetization reversal is now well established, its fundamental mechanisms are still not clear.

In this paper, we will focus on the influence of the TM sublattice during the magnetization reversal process. In particular we would like to address the importance of the exchange interaction in the GdFeCo amorphous alloys and how it influences the magnetization dynamics within these materials.

In order to do that,  $\text{Gd}_{23}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{77}$  thin films, where the composition  $x$  was varied, have been fabricated by magnetron sputtering technique. Their magnetic properties have been investigated using SQUID-VSM, MOKE and pump probe techniques. The measurements showed that, when changing the TM composition while keeping the Gd composition fixed at 23 atomic percent, the properties of the sample are gradually modified. For instance, the variation of the compensation point in function of the TM composition is a direct signature of the relative changes between the RE and the TM magnetic moments therefrom the change of the exchange interaction between the two sublattices. As a consequence, the laser induced demagnetization has revealed a different demagnetization dynamics between the thin films (fig. 1) and a large difference of the oscillation frequency and the damping parameter during the recovery time as represented in the graph of figure 2. These findings, which will be developed during the talk, are important towards the understanding of the interaction between the two sublattices and the laser induced demagnetization in RE-TM alloys.

## Reference

- 1) C. D. Stanciu et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 047601 (2007).
- 2) T.A. Ostler et al., Nature comm. **3**, 666 (2012).

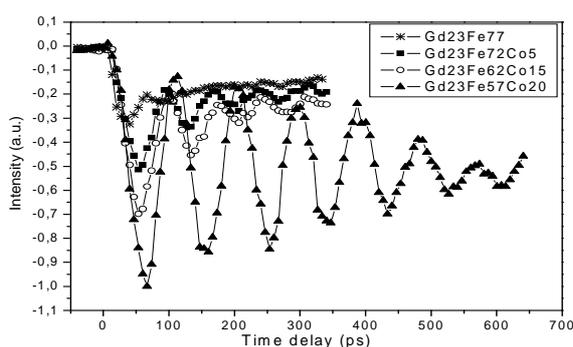


Fig.1. Magnetization dynamics after an ultrashort laser radiation in various GdFeCo thin films measured at RT under an external applied magnetic field of 280 mT.

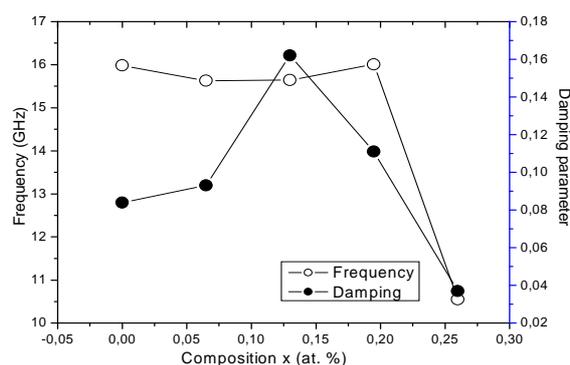


Fig.2 Gilbert damping parameter and oscillation frequency in  $\text{Gd}_{23}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{77}$  with the variation of  $x$  as deduced from RT pump-probe measurements.

**Acknowledgement** This work is partially supported by MEXT-Supported Program for the Strategic Research Foundation at Private Universities 2013-2017 and Grant-in-Aid for Scientific Research on Innovative Area, “Nano-Spin Conversion Science” (Grant No. 26103004).

# 高密度ナノ磁性微粒子上連続磁性膜磁気緩和特性の増大検討

二川康宏<sup>1</sup>, 吉川大貴<sup>1</sup>, 塚本新<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 日本大学大学院理工学研究科, <sup>2</sup> 日本大学理工学部)

Enhancement of magnetic relaxation in nano grain/continuous magnetic structure

Yasuhiro Futakawa<sup>1</sup>, Hiroki Yoshikawa<sup>1</sup>, Arata Tsukamoto<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ.,

<sup>2</sup> College of Science and Technology, Nihon Univ.)

## はじめに

磁場印可で誘起される歳差運動を伴う磁化反転は、不揮発で書き換え可能な磁気記録を律則する物理現象である。本現象には反転の高速化を妨げる物理的限界(強磁性共鳴限界)が存在する。そこで現在、歳差運動の減衰を示す Gilbert 減衰定数  $\alpha$  が大きい磁性材料の探索が検討されている。しかし、磁気記録に要求される物性値は  $\alpha$  だけではなく、記録材料を変えずに  $\alpha$  を大きく変えることが望まれる。

$\alpha$  が大きいとは、歳差運動の減衰が大きいことを意味し、磁気的エネルギーの空間的な緩和が大きいことを示す。基本となる磁性膜に対し付加的磁気構造による磁気緩和特性制御を図る。高密度、高  $K_u$  な磁気記録材料として研究されている高い一軸磁気異方性を持った  $L1_0$ -FePt では、ナノ微粒子上にて高い磁気異方性、磁化を保磁可能であり、 $\alpha \cong 0.2$  という大きな値を持つことが報告されている。<sup>[1]</sup> 本報告では、微細な磁気的不均一による磁気緩和特性増大を図り、GdFeCo 連続薄膜を対象とし、高密度な磁気特性の大きく異なるナノ磁性微粒子上との交換結合を用いた連続/微粒子上交換結合膜につき検討する。高い一軸磁気異方性  $K_u$  を有し、平均粒径約 8nm、面積占有率約 10% の高密度 FeCuPt ナノ孤立磁性微粒子を下地層として用い、磁化補償点近傍において Gilbert 減衰定数  $\alpha$  の急峻な増大が報告されている GdFeCo フェリ磁性合金薄膜<sup>[2]</sup> の作製を行い、その磁気的特性について検討を行った。

## 実験方法

測定試料には、熱酸化 Si 基板上にマグネトロンスパッタ法により、Fe, Cu, Pt を総積層膜厚  $t = 1.25\text{nm}$  成膜後、急速昇温熱処理を行い作製した FeCuPt ナノ孤立磁性微粒子上に、同じくマグネトロンスパッタ法を用いて GdFeCo 磁性薄膜を成膜した SiN(60nm) / GdFeCo(20nm) / FeCuPt ナノ孤立磁性微粒子 / SiO<sub>x</sub> / Si sub. を用いた。試料に対し、試料振動型磁力計を用いて試料全体の磁化を測定、磁気異方性の評価を行った。また、磁気光学 Kerr 効果を用いて、Fe 元素の磁化状態の測定を行った。

## 実験結果

Fig.1 に  $\pm 1\text{T}$  の磁場印可時の磁気光学応答曲線を、Fig.2 に膜面垂直方向、膜面水平方向へ  $\pm 7\text{T}$  の磁場を印可した際の磁化曲線を示す。Fig.1 より、単層膜において角形比の良い垂直磁気特性を有するが、FeCuPt 下地を導入することで面内磁気的特性に変わることが分かる。Fig.2 より、FeCuPt 下地を有する膜に対する、膜面垂直及び面内磁化特性の比較から、角形比の良い面内磁化膜となっていることが確認された。GdFeCo 単層膜においては比較的広い合金組成範囲においても、このような面内磁化特性は得られておらず、結合界面面積が 10% 程度にも関わらず下地ナノ微粒子群との磁気結合により磁気特性を変えることが可能である事を示している。当日は、動特性についても報告する。

## 謝辞

本研究の一部は平成 25~29 年度文部科学省私立大学戦略的基盤形成事業(S1311020), 平成 26~30 年度文部科学省科学研究費補助金「新学術領域研究(研究領域提案型)」ナノスピン変換科学、情報ストレージ研究推進機構の助成により行った。

## 参考文献

1. J. W. Kim, H. S. Song, H. W. Jeong, K. D. Lee, J. W. Sohn, T. Shima, and S. C. Shin: Appl. Phys. Lett. 98 (2011) 092509.
2. C. D. Stanciu, A. V. Kimel, F. Hansteen, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Phys. Rev. B 73, 220402, (2006).

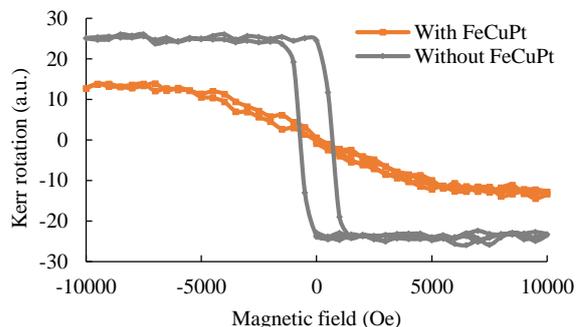


Fig.1 Magnetic hysteresis loop measured by MOKE

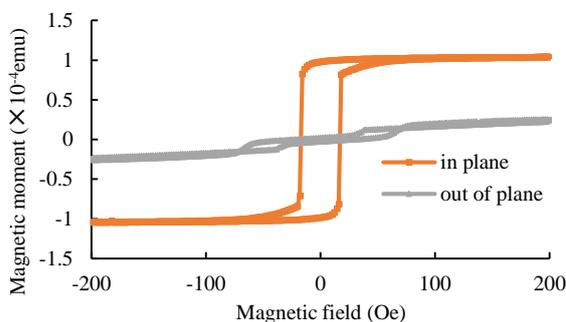


Fig.2 Magnetic hysteresis loop measured by VSM

## 全光型磁化反転の GdFeCo 層隣接 3d 遷移金属依存性

吉川大貴<sup>1</sup>, Souliman El Moussaoui<sup>2</sup>, 寺下進之佑<sup>1</sup>, 植田涼平<sup>1</sup>, 塚本新<sup>2</sup>  
 (<sup>1</sup> 日本大学大学院理工学研究科, <sup>2</sup> 日本大学理工学部)

All-optical magnetization switching in GdFeCo on the different metallic layers  
 Hiroki Yoshikawa<sup>1</sup>, Souliman El Moussaoui<sup>2</sup>, Shinnosuke Terashita<sup>1</sup>, Ryohei Ueda<sup>1</sup>, Arata Tsukamoto<sup>2</sup>  
 (<sup>1</sup> Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ., <sup>2</sup> College of Science and Technology, Nihon Univ.,)

**序論:** 数十フェムト秒の超短パルス光をフェリ磁性薄膜に照射することで全光型磁化反転現象(All-Optical magnetization Switching: AOS)を誘起することができる。AOS は各副格子のスピンダイナミクスの差異に起源を有し、従来型の磁場駆動による磁化反転とは誘起原理が異なり、外部磁場を要せず複雑な初期磁区構造に対しても反転できることを特徴としている<sup>1)</sup>。また、同磁性層を有しながらも隣接層構成の異なる試料群、磁性層膜厚の異なる試料群において、電子・スピン・格子の各系・系間の非断熱的エネルギー散逸過程が顕在化する fs ~ 数十 ps の時間領域での磁気光学応答および AOS による形成磁区評価による検討から、金属薄膜における AOS はサブ ps での電子系の膜厚方向へのエネルギー散逸が重要であることを明らかにした<sup>2)</sup>。本稿では更に電子系のエネルギー散逸と AOS の関係を検討するために、3d 遷移金属系隣接層の異なる GdFeCo フェリ磁性薄膜の試料群に対し、同様に超短パルス光照射による形成磁区サイズの照射光強度依存性を評価し、AOS と電子系内での空間的エネルギー散逸に関する検討を行った。

**実験方法:** Magnetron Sputtering 方式により作製した SiN(60 nm) / Gd<sub>25</sub>Fe<sub>65.6</sub>Co<sub>9.4</sub> (10 nm) / { Gd<sub>25</sub>Fe<sub>65.6</sub>Co<sub>9.4</sub>, Al<sub>90</sub>Ti<sub>10</sub>, Cu } (5 nm) / SiN (5 nm) / glass sub. 薄膜に中心波長 800 nm パルス幅 90 fs(半値全幅)のガウシアンレーザー光を膜面側より照射することにより室温にて磁化反転を誘起し、形成磁区を偏光顕微鏡の磁気光学像にて観察する。

**実験結果:** Fig.1 に上記超短単一パルス光を各試料(横軸)に照射し形成される磁区サイズ(円面積)を各照射光強度毎(縦軸)に示す。いずれの試料でも AOS 形成磁区サイズは照射光強度に一意に対応し、隣接層が GdFeCo, AlTi, Cu の順に反転エネルギー密度閾値が小さくなる。磁性層の主成分であり、3d 遷移電子系である Fe の電子比熱は 5 mJ / mol K Co は 4.7, Al は 1.35, Ti は 3.5, Cu は 0.688 である<sup>3)</sup>。AOS は非平衡なエネルギー散逸過程に起因する現象であるが、サブ ps での電子系による極短時間でのエネルギーの過渡的平衡化を仮定するならば、本結果は先の電子比熱の大小に対応する。電子比熱が小さい金属(Cu)では大きい金属に比べ同温度に到達するために消費するエネルギーが小さい。すなわち、磁性層に与えられるエネルギーが大きくなることになる。以上より、AOS により金属層内で電子比熱に準ずる様なサブ ps という極短時間の電子系によるエネルギー分配・散逸が示唆された。

**謝辞:** 本研究は平成 25~29 年度文部科学省私立大学戦略的基盤形成支援事業(S1311020) および平成 26~30 年度文部科学省科学研究費補助金 新学術領域研究 (研究領域提案型) ナノスピン変換科学(Grant No. 26103004)の助成を受けて行った。

## 参考文献

- 1) T. A. Ostler, J. Barker, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Feseko, S. El. Moussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L. J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D. Afanasiev, B.A. Ivanov, A.M.Kalashnikova, K. Vahaplar, A. Kirilyuk, Th. Rasing and A. V. Kimel: *Nature Comm* **1666**, 3:666 (2012).
- 2) H. Yoshikawa, S. El. Moussaoui, S. Terashita, R.Ueda, and A. Tsukamoto: *Jpn. J. Appl. Phys.* (2016) accepted.
- 3) 日本金属学会編: “改訂 4 版 金属データブック”, (丸善出版, Japan, 2004) p 17. [in Japanese]

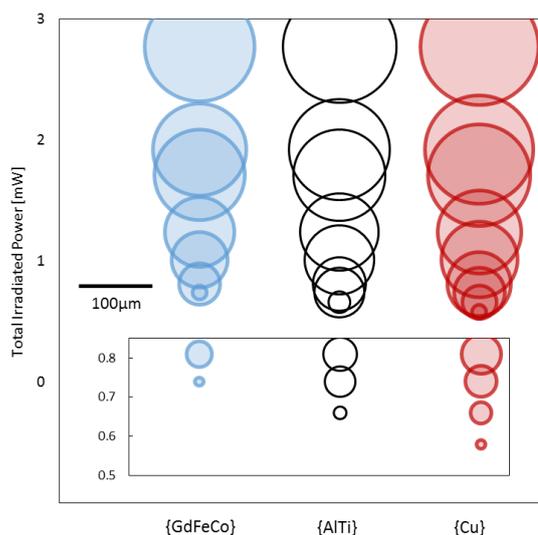


Fig. 1 The layer dependence of created domains sizes by AOS in the films SiN(60 nm) / Gd<sub>25</sub>Fe<sub>65.6</sub>Co<sub>9.4</sub> (10 nm) / { Gd<sub>25</sub>Fe<sub>65.6</sub>Co<sub>9.4</sub>, Al<sub>90</sub>Ti<sub>10</sub>, Cu } (5 nm) / SiN (5 nm) / glass sub.

# スピン波デバイス応用に向けた Mn 基ホイスラー合金 エピタキシャル薄膜の作製および磁気特性評価

○福田健二, 大兼幹彦, 安藤康夫  
(東北大院工)

Fabrication and characterization of Mn-based Heusler epitaxial thin films for spin-wave devices

○K. Fukuda, M. Oogane, and Y. Ando  
(Tohoku Univ.)

## はじめに

スピン波をキャリアに用いて情報演算を行うスピン波デバイスは、低消費電力動作の観点から近年注目を集めている。スピン波はダンピング定数が小さい材料で長距離伝搬するため、低ダンピング定数を有すると考えられるホイスラー合金は有望である。なかでもフェリ磁性体である Mn 基ホイスラー合金は、強磁性材料に比べて群速度が大きくなり、より長距離伝搬が期待される。しかし、Mn 基ホイスラー合金のダンピング定数は系統的に調べられていない。本研究では、マグネトロンスパッタ法を用いて高規則度を有する  $Mn_2VAl$  エピタキシャル薄膜を作製し、結晶構造および磁気特性を評価した。

## 実験方法

超高真空マグネトロンスパッタリング法により、 $MgO(001)$  sub. /  $Mn_2VAl(50\text{ nm})$ ,  $T_s = 300\text{--}700^\circ\text{C}$  / Ta (3 nm) の膜構造の試料を作製した。結晶構造、磁気特性、ダンピング定数を、それぞれ XRD, VSM, 強磁性共鳴 (FMR) を用いて評価した。

## 実験結果

Fig. 1 に  $Mn_2VAl$  の  $L_{21}$  規則度  $S_{L_{21}}$  と飽和磁化  $M_s$  の  $T_s$  依存性を示す。  $T_s = 500\text{--}600^\circ\text{C}$  で  $S_{L_{21}} > 0.5$  の高い規則度と  $M_s > 200\text{ emu/cc}$  の高い飽和磁化を有する試料が得られた。これらの値は、同じ材料・膜構造における先行研究での値  $S_{L_{21}} \sim 0.45$ ,  $M_s \sim 150\text{ emu/cc}$ [1] より高く、飽和磁化はバルク値の  $300\text{ emu/cc}$  に近いことから高品位な試料が得られたことを確認した。また、Fig. 2 に有効ダンピング定数  $\alpha_{\text{eff}}$  の  $T_s$  依存性を示す。  $\alpha_{\text{eff}}$  は  $T_s = 500^\circ\text{C}$  で最小値をとるが、その値は約 0.1 であり、理論値の  $\alpha \sim 4 \times 10^{-3}$ [2] より遥かに高いものだった。磁化曲線の角形性が悪かったことから、ダンピング増大の原因は、磁気異方性分散などの薄膜内の磁気的不均一性の影響が大きかったことが考えられる。

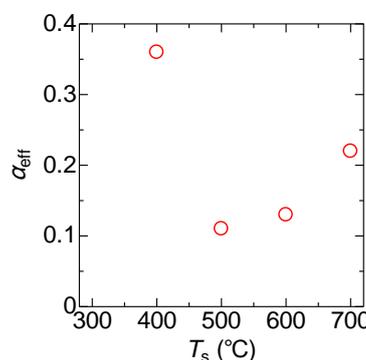
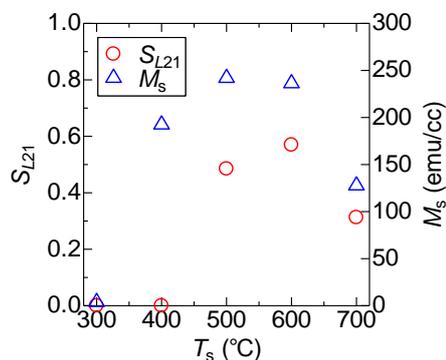


Fig. 1  $L_{21}$  規則度  $S_{L_{21}}$  と飽和磁化  $M_s$  の  $T_s$  依存性 Fig. 2 有効ダンピング定数  $\alpha_{\text{eff}}$  の  $T_s$  依存性

## 謝辞

本研究の一部は、科学研究費補助金基盤 S (No.24226011) 及び東北大学マルチディメンジョン物質理工学リーダー養成プログラムの支援を受けて行われた。

## 参考文献

- [1] T. Kubota *et al.*, J. Magn. Soc. Jpn., **34**, 100-106 (2010).  
[2] J. Chico *et al.*, arXiv : 1604.07552v1 (2016).

# スピン波励起のための長距離伝搬型表面プラズモン 及び金属アンテナ

吉原颯汰、松本拓也、芦澤好人、中川活二  
(日本大学)

Long range surface plasmon and metallic antenna for spin wave excitation  
Souta Yoshihara, Takuya Matsumoto Yoshito Ashizawa, and Katsuji Nakagawa  
(Nihon University)

## はじめに

近年、次世代電子デバイスに応用するためにスピン波の研究が活性化している。スピン波とは磁気モーメントの歳差運動が交換結合し伝搬する波であり、光によっても励起・伝搬することが確認されている。しかし、光には回折限界があるため、高集積化に向けて回折限界以下に集光することが可能な表面プラズモンポラリトン(Surface Plasmon Polariton: SPP)による局所スピン波励起が必要である。そこで本報告では計算機シミュレーションを用いて、表面プラズモンの長距離伝搬モード(Long Range Surface Plasmon: LRSP)励起の検討、及び伝搬した SPP による近接場光励起の検討を行った。

## SPP の長距離伝搬モードの解析

まず、励起用の SPP を遠方まで伝搬するための伝搬構造を検討した。シミュレーションモデルを Fig. 1 に示す。解析には Finite-Difference Time-Domain 法を用いた。層構成は、 $\text{Ta}_2\text{O}_5$  (1,000 nm) /  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (400 nm) / Au ( $t_{\text{Au}}$  nm) /  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (400 nm) とした。光源は  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  領域に 1,500 nm 四方の大きさで配置し、振幅 1 V/m、真空波長 780 nm の TM 波を  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  /  $\text{Al}_2\text{O}_3$  界面にて全反射するように、入射角  $60^\circ$  で入射し、 $\text{Al}_2\text{O}_3$  / Au 両界面に SPP を励起した。 $\text{Al}_2\text{O}_3$  層厚を 400 nm とし、Au 薄膜厚を  $t_{\text{Au}} = 20, 30, 40, 50$  nm とし LRSP が効率良く伝搬する条件を調べた。ピーク値で規格化した  $t_{\text{Au}} = 20, 30$  nm における電界強度二乗値の時間平均を Fig. 2 に示す。図中には電界の  $z$  方向成分を濃淡で示す。SPP は Au 薄膜の両界面に励起している。電界分布の符号が両界面で等しいことから、Au 薄膜に LRSP が励起していることが確認できる。 $1/e^2$  で定義される伝搬長は  $t_{\text{Au}} = 30$  nm が最大を示したが、距離 30  $\mu\text{m}$  以上では  $t_{\text{Au}} = 20$  nm が高い強度を示した。

## SPP を用いた近接場光励起

上記で示した  $t_{\text{Au}} = 20$  nm における伝搬する SPP の近傍に配置して近接場光励起を行うプラズモンアンテナのアンテナ長について検討した。シミュレーションモデルを Fig. 3 に示す。層構成は  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  (1,000 nm) /  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (400 nm) / Au (20 nm) /  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (140 nm) /  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (YIG) (40 nm) /  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (500 nm) とし、YIG 上の  $\text{Al}_2\text{O}_3$  内に三角形の Au アンテナを埋設した。アンテナの長手方向の長さを  $l_h = 50, 100, 150, 200, 300, 400$  nm に設定し解析を行った。アンテナ先端の電界強度二乗値の時間平均の  $l_h$  依存性を Fig. 4 に示す。 $l_h = 200$  nm の時、先端部の電界強度が最大になった。この 200 nm は、伝搬する SPP の波長約 420 nm の半分程度であるためと考えられる。

## 謝辞

本研究の一部は、平成 25~29 年度文部科学省私立大学戦略的研究基盤形成支援事業(S1311020)の助成を受けて行われた。

## 参考文献

- 1) Takuya Satoh, Yuki Terui, Rai Moriya, Boris A.Ivanov, Kazuya Ando, Eiji Saitoh, Tsutomu Shimura & Kazuo Kuroda, *Nature Photonics* **6**, 662–666 (2012).

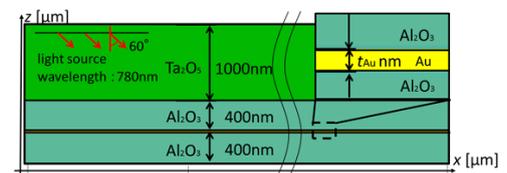


Fig. 1 Simulation model.

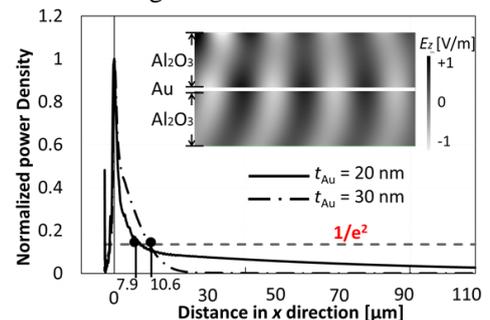


Fig. 2 Normalized power density as a function of distance on  $x$  direction, and distance of  $z$ -component electric field.

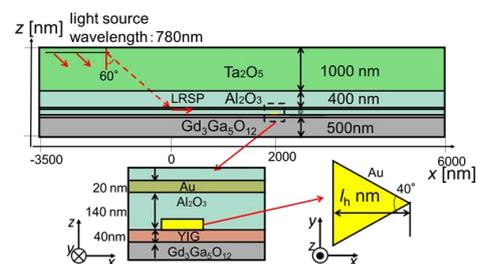


Fig. 3 Simulation model.

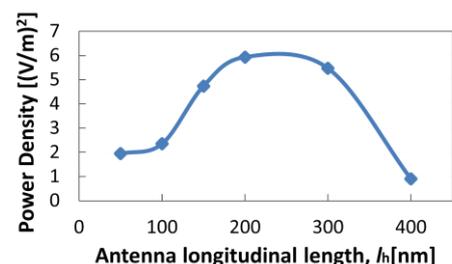


Fig. 4 Changes in power density with respect to antenna length.

## イットリウム鉄ガーネットを用いた 三端子スピン波位相干渉素子の励磁場安定性の向上

金澤直輝<sup>1</sup>, 後藤太一<sup>1,2</sup>, 高木宏幸<sup>1</sup>, 中村雄一<sup>1</sup>, ロス キャロライン<sup>3</sup>,  
グラノフスキー アレクサンダー<sup>4</sup>, 関口康爾<sup>2,5</sup>, 井上光輝<sup>1</sup>  
(<sup>1</sup>豊橋技科大, <sup>2</sup>JST さきがけ, <sup>3</sup>マサチューセッツ工科大, <sup>4</sup>モスクワ大, <sup>5</sup>慶応大)

Development of magnetically stable spin-wave interferometer using yttrium iron garnet  
N. Kanazawa<sup>1</sup>, T. Goto<sup>1,2</sup>, H. Takagi<sup>1</sup>, Y. Nakamura<sup>1</sup>, C. A. Ross<sup>3</sup>, A. B. Granovsky<sup>4</sup>, K. Sekiguchi<sup>2,5</sup>, M. Inoue<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>Toyohashi Univ. of Tech., <sup>2</sup>JST PRESTO, <sup>3</sup>MIT, <sup>4</sup>Moscow State Univ., <sup>5</sup>Keio Univ.)

### はじめに

スピン波は、原理的に膜厚を制御することで波長を数十ナノメートルにまで短縮可能で、微細な位相干渉ロジック回路が作製可能と考えられており、これまでの CMOS を用いた演算素子のデザインルールに縛られない素子の開発が期待されている。特に、集積化の観点から、面内異方性の小さい前進体積波モードのスピン波を用いる事が望まれており、我々は、反射波による不要な共振を抑圧する為、導波路端部に吸収体として金を堆積させる手法を提案した<sup>1)</sup>。本稿では、これをデバイス設計に反映する為、その効果や設計手法に関して詳細に解析し、磁場外乱中においても極めて安定性よく干渉状態を維持できる干渉器を作製した。

### 実験方法

導波路として、長さ 16 mm、幅 1 mm、膜厚 18  $\mu\text{m}$  のイットリウム鉄ガーネット (YIG) 膜を利用する。静磁近似を基に、表面に金を形成した際の分散関係を導出し、その膜厚依存性や周波数依存性を調べた。また、有限要素解析により、導波路構造を用意し、吸収体に適した金薄膜の構造を検証した。これに基づき、実際に導波路を加工し、導波路表面に RF マグネトロンスパッタ法を用いて吸収体となる金を堆積させた。これを誘電体基板上に形成された励起回路に設置し、3035–3065 Oe の励磁場を膜面に垂直に印加した。信号発生器により周波数 4 GHz の正弦波信号を、Fig. 1 の EX1 端子と EX2 端子に入力した。EX1 端子に入力する信号の位相を、位相器によって EX2 信号との位相差が同相 ( $0^\circ$ , ON 状態) および逆相 ( $180^\circ$ , OFF 状態) となるように調整し、磁場依存性を測定した。

### 実験結果

数値解析の結果、導波路表面の金膜厚が 30 nm まで薄くなると、材料のダンピング定数によらず、損失の大きな波が伝送する事が判明した。有限要素解析により、これを吸収体として端部に適用する事で、従来の導波路 (Fig.1a) と比較して、動作周波数近傍で選択的に反射波が抑圧され、安定した位相面が得られる事が分かった (Fig. 1b)。この結果を基に、実際に加工した導波路を用いて、位相干渉実験を行った結果、実環境を想定した 30 Oe 以上の励磁場の外乱中でも、13 dB 以上の高い ON 状態と OFF 状態の比を保持できる事を実証した。これにより、面内等方性の高い前進体積波を用いた場合でも、極めて安定した論理状態が表現できる事が分かった。

### 謝辞

本研究の一部は、JSPS 若手研究 (A) No. 26706009, 挑戦的萌芽研究 No. 26600043, 科研費基盤研究 (S) No. 26220902 の助成を受けて行われた。

### 参考文献

1) 後藤 太一 他, 第 39 回日本磁気学会学術講演会, 名古屋, 9pD-1 (2015)

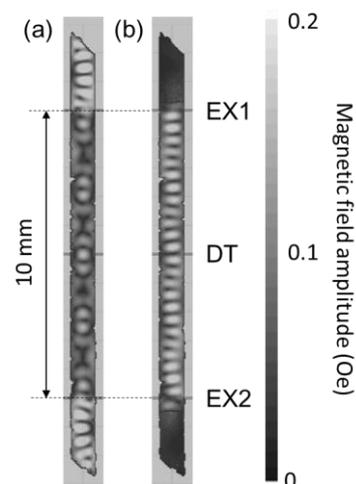


Fig. 1 Simulated spin wave distribution in three-port interferometers (a) without and (b) with Au coating at the edge. EX1 and EX2 ports excite spin waves, and DT port detects the resulting spin wave. Brighter region shows stronger excitation.

# 交換結合複合膜におけるスピントイスト構造の定在スピン波共鳴特性

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

Standing spin wave resonant properties of spin-twist structure in exchange coupled composite films

X. Ya, S. Oyabu, T. Tanaka, and K. Matsuyama  
(ISEE, Kyushu University)

## はじめに

近年, hard / soft 交換結合膜の exchange spring 効果を利用したマイクロ磁気デバイスの動作高周波化に関する報告がなされている<sup>1)</sup>. 本研究では, 磁気異方性の小さい中間層の両側に垂直磁化層を配した交換結合複合膜中に形成されるスピントイスト構造に着目し, そのスピン波動特性について計算機シミュレーションを行った. 交換結合させた構造を利用することで中間層のスピン波共鳴周波数を高周波化し, さらにその周波数を広い範囲で制御できる膜構造および磁気特性について検討した.

## 計算方法

3層構造の磁性細線(垂直磁化層/中間層/垂直磁化層)を想定した計算モデルを Fig. 1 に示す. 上部にスピン波励起用導体を2本(Generator 1, 2), その導体間にスピン波検出コイル(Detection area)を配置している. 本研究では磁性細線を構成する各磁性層の磁気特性および膜厚を変えて, 定在スピン波(SSW)の共鳴周波数および誘導出力電圧をLLG方程式の数値計算により求めた. 垂直層および中間層の飽和磁化は共に  $M_s = 1000$  emu/cc とし, 垂直層の垂直磁気異方性磁界  $H_k = 20 \sim 30$  kOe とした. 上下の垂直層の磁化を反平行に設定し, 中間層近傍に形成されるスピントイスト構造のスピン共鳴特性についてマイクロマグネティクスシミュレーションを行った.

## 計算結果

2本の導体線に逆位相( $\Delta\phi = \pi$ )のマイクロ波交流電流を印加した場合, 電流磁界分布を反映して2次モードの定在スピン波が最低次の共鳴モードとなる. 2次モード共鳴周波数  $f_{res}$  の垂直異方性磁界  $H_k$  に対する依存性を Fig. 2 に示す. 垂直層の異方性磁界は, 上下層共に変化させた場合と下層のみを変化させた場合の二つ場合について比較した. 上層及び下層の異方性磁界( $H_{k,t}$ ,  $H_{k,b}$ )を共に増大させた場合, 垂直層との交換結合を介して誘起される中間層の交換等価磁界が大きくなり  $f_{res}$  が高くなる. 一方  $H_{k,t}$  を 20 kOe に固定し,  $H_{k,b}$  のみを変化させた場合, 中間層の実効的な交換等価磁界の変化は小さく, 共鳴周波数はほとんど変化しない.

Fig. 3 (a), (b) は2次モード共鳴周波数  $f_{res}$  の上下垂直層の異方性磁界に対する依存性を垂直層厚および中間層厚をパラメータとして示している. Fig. 3 (a)は上下垂直層の膜厚を 12 nm に固定し, 中間層厚を変化させた場合を示す. 中間層厚が薄いほど  $f_{res}$  の変化範囲は広くなる. これは中間層厚が交換長よりも薄い場合には中間層全体に交換等価磁界が効率的に作用し, 垂直層による異方性磁界増大の効果が顕著に現れた結果であると推測される. Fig. 3 (b)は中間層厚を 2 nm に固定し, 上下垂直層厚を変化させた場合を示している. 同図から 8nm 以下の領域では垂直層厚が厚くなるに従って  $f_{res}$  の増大範囲が広がるが, 10 nm 程度以上では膜厚増大による周波数変化の効果は殆ど認められない. これは垂直層において, 磁壁幅と同程度以上中間層から離れた領域は, exchange spring 効果を介した中間層のスピン波共鳴周波数増大への寄与が少ないためと考えられる.

## 参考文献

- 1) X. Ya, et al, *IEEE Trans. Magn.*, **51** (2015)

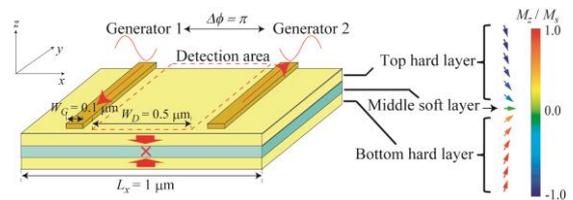


Fig. 1. Schematic of designed exchange-coupled trilayer strips consists of magnetic strip with perp./mid/perp. layers, SW generators and detector, and corresponding magnetization configuration.

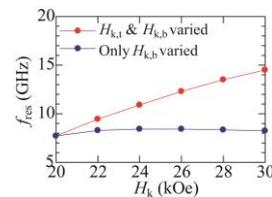


Fig. 2. The dependence of the resonance frequency  $f_{res}$  on the perp. layer  $H_k$  in the case when  $H_k$  for both the hard layers variable and only bottom perp. layer variable.

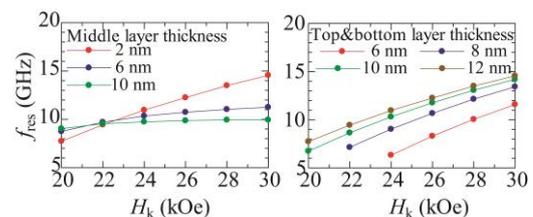


Fig. 3. The dependence of the resonance frequency  $f_{res}$  on the perp. layer  $H_k$  as a parameter of (a) mid. layer thickness and (b) perp. layer thicknesses.

# 平行伝送線路を用いたパーマロイカイラル構造のマイクロ波分光

児玉俊之, 草薙勇作\*, 岡本聡\*, 菊池伸明\*, 北上修\*, 富田知志, 細糸信好, 柳久雄  
(奈良先端大物質, \*東北大多元研)

Microwave spectroscopy of single permalloy chiral structure on coplanar waveguide

T. Kodama, Y. Kusanagi\*, S. Okamoto\*, N. Kikuchi\*, O. Kitakami\*, S. Tomita, N. Hosoi, H. Yanagi  
(GSMS-NAIST, \*IMRAM Tohoku Univ.)

## はじめに

強磁性カイラル構造では時間反転対称性と空間反転対称性が同時に破れており、磁気カイラル効果[1]が期待できる他、カイラル構造での三次元スピネクスタチアにおける共鳴現象も興味深い。我々は、強磁性金属のマイクロサイズのカイラル構造を作製し、キャビティを用いた強磁性共鳴を実験的に調べてきた[2]。より詳細な議論へ向けて、今回は強磁性金属であるパーマロイ ( $\text{Fe}_{21.5}\text{Ni}_{78.5}$ , Py) のカイラル構造を平行伝送線路上に配置し、周波数掃引でマイクロ波の吸収を調べた。

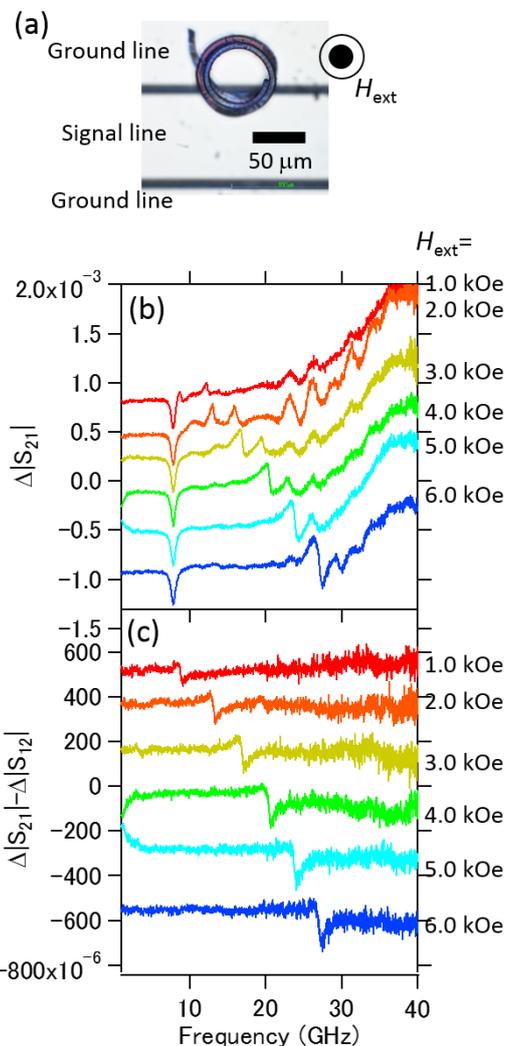
## 実験方法

応力誘起自己巻上げ法[2]を用いて作製した Py カイラル構造を、図 1 (a) のように信号線路と接地線路を跨ぐように配置した。直流磁場  $H_{\text{ext}}$  はカイラル軸に平行に印加し、ベクトルネットワークアナライザを用いて、マイクロ波の透過特性を測定した。

## 実験結果

直流磁場を印加せずに共鳴が起きていないスペクトルとの差分  $\Delta|S_{21}|$  を図 1 (b) に示す。  $H_{\text{ext}}=2.0$  kOe において 12.9 GHz と 15.8 GHz に見られるピークは直流磁場の増大につれて高周波シフトしていることが分かる。これらは順に、強磁性共鳴およびスピン波共鳴であると考えられる。また磁場の大きさに共鳴周波数が依存しないディップが 7.8 GHz に現れている。低磁場での測定を行ったところ、外部磁場が 0 Oe から 40 Oe の間で、このディップは出現し始めることが分かった。Py カイラル構造を信号線路からはみ出さないように配置した場合は、強磁性共鳴の吸収のみが観測された。

図 1 (c) に  $\Delta|S_{21}|$  とは反対方向に透過させたマイクロ波の強度  $\Delta|S_{12}|$  との差分  $\Delta|S_{21}|-\Delta|S_{12}|$  の外部磁場依存性を示す。(b) で得られた強磁性共鳴由来の信号周波数にのみ非相反性が見られる。また図 1 (a) の下側の接地線路と信号線路を跨ぐようにメタ分子を配置すると、(c) に見られたピーク位置とディップ位置が反転した。信号線路から接地線路へはみ出さないようにメタ分子を配置した場合には非相反性は現れなかった。また線路を跨ぐように Py リング試料を配置した場合も、非相反性は得られなかった。以上のことから、線路を跨ぐ配置に加え、三次元構造であることが、今回観測された非相反性の発現には重要な要素であると分かる。



(a) 平行伝送線路上に固定された Py カイラル構造. (b) マイクロ波透過特性の外部磁場依存性. (c) 透過特性の差分の外部磁場依存性

参考文献 [1] S. Tomita, et al., *Phys. Rev. Lett.* 113, 235501 (2014). [2] T. Kodama, et al., *Appl. Phys. A* 122, 1, 41 (2016).

## 80NiFe 薄膜におけるレーザー励起スピン波伝播の対称性

○上牧 瑛<sup>1</sup>, 佐々木 悠太<sup>1</sup>, 飯浜 賢志<sup>2</sup>, 安藤 康夫<sup>2</sup>, 水上 成美<sup>1</sup>  
(東北大 WPI-AIMR<sup>1</sup>, 東北大院工<sup>2</sup>)

Propagating Symmetry on Pulse-Laser Induced Spin Wave in 80NiFe Thin Films

○A. Kamimaki<sup>1</sup>, Y. Sasaki<sup>1</sup>, S. Iihama<sup>2</sup>, Y. Ando<sup>2</sup>, S. Mizukami<sup>1</sup>  
WPI-AIMR, Tohoku Univ.<sup>1</sup>, Dept. of Appl. Phys, Tohoku Univ.<sup>2</sup>

### 背景

金属薄膜におけるスピン波の研究は、これまでマイクロ波励起の手法を中心に行われてきた。またその励起に関して、高周波電流より生じるマイクロ波の位相を反映して非相反的になるといった報告がある<sup>1)</sup>。これに対し、より高い時間・空間分解能を有する手法としてパルスレーザー光を用いた pump-probe 法が挙げられる<sup>2)</sup>。この方法では、光パルスの瞬間的な加熱を利用し磁気異方性を変化させることでスピン波を誘起しているが、この非相反性を実験的に観測した報告はこれまで無く、その励起メカニズムを明らかにすることが基礎的な観点から重要である。そこで本研究では、80NiFe(Py)薄膜に対し pump-probe 法を用いたスピン波伝播の評価を行い、その励起や伝播における空間対称性を調べた。

### 実験方法及び結果

測定に用いた Py 薄膜はマグネトロンスパッタリング法により作製し、膜厚は  $d = 20 \text{ nm}$  とした。また、スピン波伝播の測定には時間・空間分解磁気光学カー効果(Space-and-Time Resolved Magneto-Optical Kerr Effect; STR-MOKE)を用いた。この系の模式図を図 1 に示す。Pump 及び probe 光の波長はそれぞれ約 400, 800 nm であり、その強度をそれぞれ 7, 3 mW とした。外部印加磁場の大きさは  $H_0 = 0.3 \text{ T}$  とし、膜面直からの磁場角度を  $\theta_H = 10 \text{ deg.}$  とした。この磁場と直交する  $x$  軸上で probe 光位置を変化させた際の測定結果を図 2 に示す。カー回転角の変化  $\Delta\theta_K$  は熱による寄与を除いた値とし、 $\pm x$  方向で対称的に伝播している。これは、熱的に励起された静磁表面波(Magneto-Static Surface Wave; MSSW)が対称的であり、マイクロ波励起の実験で生じる非相反性を持たないことを示す。この薄膜を用いたスピン波伝播の詳細とその伝播特性を当日議論する。

### 謝辞

本研究は、科研費新学術領域「ナノスピン変換科学」(NO. 26103004)、GP-Spin Program ならびにスピントロニクス学術連携研究教育センターの支援を受けた。

### 参考文献

- 1) T. Schneider *et al.*, Phys. Rev. B **77**, 214411 (2008); K. Sekiguchi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **97**, 022508 (2010).
- 2) S. Iihama *et al.*, ArXiv: 1601.0724 (2016).

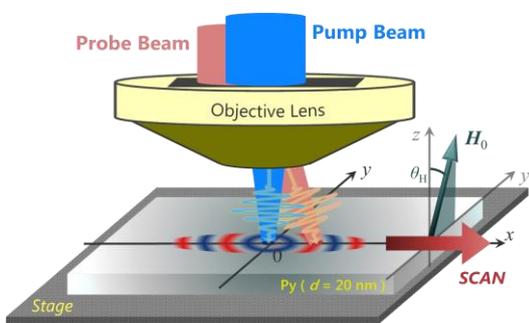


図 1 STR-MOKE 測定系の模式図。外部印加磁場の向きを  $y$ - $z$  平面にとり、probe 光はこれと膜面内で直交するようにとった  $\pm x$  方向にスキャンする。

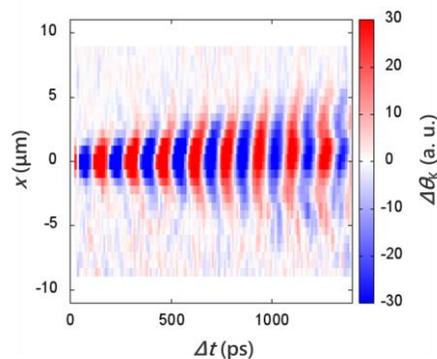


図 2 スピン波伝播の測定結果。Pump 光照射から probe 光が膜面に到達するまでの遅延時間を  $\Delta t$  とした。  $\pm x$  方向に対称的なシグナル  $\Delta\theta_K$  が伝播している。

# $\alpha$ -FeOOH を用いて作製した $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> 磁性ナノ粒子の磁気特性

○飛世 正博, 斉藤 伸 (東北大学)

Magnetic properties of  $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> magnetic nanoparticles synthesized using various  $\alpha$ -FeOOH as raw materials

Masahiro Tobise, Shin Saito (Tohoku University)

## はじめに

窒素侵入型化合物  $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> は約 226 emu/g の飽和磁化と  $9.6 \times 10^6$  erg/cm<sup>3</sup> 以上の一軸結晶磁気異方性エネルギーを有することから, 等方性ハード磁性材料として応用が期待されている<sup>1)</sup>.  $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> 粒子の合成方法として  $\alpha$ -FeOOH を脱水して  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> にした後, 還元して Fe を作製し, 引き続き窒化するプロセスが知られている<sup>2)</sup>. 一般に出発原料の形状が変われば中間あるいは最終生成物の形状も変化すると考えられるが, この  $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> 粒子合成プロセスにおいて出発原料の形状を詳細に変えて検討した例はない. 本研究では  $\alpha$ -FeOOH の形状を変化させた場合, 最終的にいかなる真性的な磁気特性を有する  $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> 粒子が合成されるかを評価した. まず Fig.1 に示した「第一鉄塩水溶液の中和-湿式酸化法における  $\alpha$ -FeOOH の合成条件」<sup>3)</sup> を参照して  $\alpha$ -FeOOH 単相が生成する領域 (図中の斜線部に対応) を求め, この領域の中で反応条件を変えて作製した  $\alpha$ -FeOOH を出発原料とした.

## 実験方法

第一鉄塩水溶液の中和-湿式酸化法において, 第一鉄塩には FeSO<sub>4</sub> を, 中和するためのアルカリには Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> を用いた. Fig.2 にこの反応実験で行ったモル比 R と酸化温度を示した. モル比は 1, 2 および 3 を選び, 酸化温度は 30, 50 および 70 °C とした. 生成した  $\alpha$ -FeOOH を加熱して  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> とした後, 300~380 °C で 2 時間水素中還元処理を行った. 引き続き 135~170 °C で 4 時間アンモニア中窒化処理を行った. 生成相の同定は X 線回折によった. 無配向試料の磁化  $\sigma$  および保磁力  $H_c$  は VSM で測定した. またトルクメータによる回転ヒステリシス損失解析によって  $H_{W=0}$  (外挿によって求められる回転ヒステリシス損失が 0 となる磁界) を測定した.

## 実験結果

Fig. 2 に各々の反応条件における生成相を示した. 図中の A, B および C の条件で  $\alpha$ -FeOOH 単相が得られた. その他の条件では異相が生じた. Fig.3 に, これらの  $\alpha$ -FeOOH を TEM で観察した結果を示す. 酸化温度が 50 °C, モル比が 2 あるいは 3 のときは紡錘状の形状 (A と B) を呈し, 酸化温度が 40 °C, モル比が 3 のときは球状に近い形状 (C) となった. 酸化温度が 10 °C 異なると  $\alpha$ -FeOOH の形状が大きく変化することがわかる. Table 1 に, これらの  $\alpha$ -FeOOH から作製した  $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> ナノ粒子集合体の磁化  $\sigma$  と  $H_{W=0}$  および保磁力  $H_c$  を示した.  $H_{W=0}$  は A, B, C とも同じ程度であるが,  $\sigma$  と  $H_c$  は A, B と C では異なった. C は A, B より粒径が小さいため酸化の影響を受けて  $\sigma$  が低下したが, 粒子の孤立性が高くなり  $H_c$  が向上したと推察している. 講演では中間生成物である Fe 粒子の形状との関連も含めて報告する.

参考文献 1) T. Ogawa et al., *Appl. Phys. Express*, **6**, 073007 (2013). 2) K. Shibata et al., *J. Magn. Soc. Jpn.*, **30**, 501 (2006). 3) M. Koyama et al., *Bull. Chem. Soc. Jpn.*, **47**, 1646 (1974).

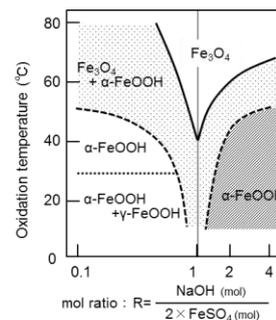


Fig.1 Conditions for formation of  $\alpha$ -FeOOH reported by Koyama et al.<sup>3)</sup>

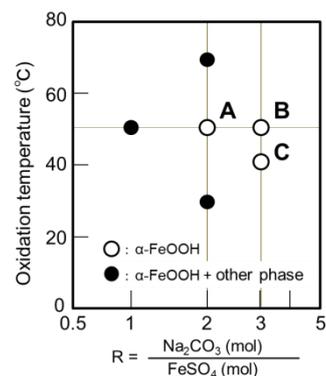


Fig.2 Conditions for formation of  $\alpha$ -FeOOH by the air oxidation

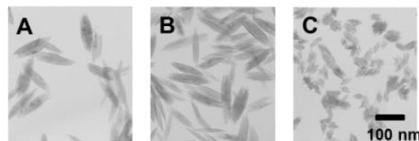


Fig.3 Shape of  $\alpha$ -FeOOH synthesized under the conditions of A, B and C in Fig.2

Table 1.  $\sigma$  and  $H_c$  of  $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> nanoparticles produced by reduction and nitriding from several  $\alpha$ -FeOOH

	A	B	C
$\sigma$ (emu/g)	186	187	135
$H_{W=0}$ (kOe)	11.1	11.5	11.0
$H_c$ (Oe)	1710	1680	2020

## CaH<sub>2</sub>還元による SiO<sub>2</sub>被覆 FeCo 合金ナノ粒子合成

山本真平<sup>1</sup>、辻本将彦<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>産業技術総合研究所、<sup>2</sup>京都大学)

SiO<sub>2</sub>-coated FeCo alloy nanoparticles prepared by reduction with CaH<sub>2</sub>

S. Yamamoto<sup>1</sup> and M. Tsujimoto<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>National Institute of Advanced Science and Technology, <sup>2</sup>Kyoto University)

### はじめに

体心立方(bcc)構造を有する FeCo 合金(Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>, x < 0.75)はきわめて重要なソフト磁性材料であり、特に x = 0.35 においてその飽和磁化(M<sub>s</sub>)は全物質中で最大となることが知られている(M<sub>s</sub> ~ 240 emu/g)。高い M<sub>s</sub> と低い磁気異方性を併せ持つナノ材料は磁気シールドや圧粉磁心といった電磁気分野における応用に加えて、近年、生理活性物質の磁気分離、磁気誘導薬物輸送、磁気ハイパーサーミアや核磁気共鳴画像(MRI)診断における造影剤といった新たな応用も試みられている。一方、金属(合金)磁性ナノ粒子はいったん酸化されてしまうと、その大きな M<sub>s</sub> が失われてしまうために、耐酸化性の付与は応用上重要な課題である。SiO<sub>2</sub> や Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 等の保護皮膜で安定化された FeCo 合金ナノ粒子がゾル-ゲル法により作製されているが、一般に 800°C 程度の高温で作製されるため、粒径・形状の制御は難しい<sup>1)</sup>。

最近、我々は、CaH<sub>2</sub> を還元剤として用いることにより、粒径・形状が均一な SiO<sub>2</sub> 被覆金属鉄(α-Fe)ナノ粒子を合成することに成功した<sup>2,3)</sup>。CaH<sub>2</sub> を還元剤として用いる最大の利点は、還元温度をきわめて低くできる点にあり、高温反応で問題となる粒子凝集・焼結がほとんど起こらないため、原料粒子の形状を反映した粒子を得ることができる。本発表では、SiO<sub>2</sub> で被覆された CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> ナノ粒子を CaH<sub>2</sub> で還元し、FeCo 合金ナノ粒子の合成を試みた結果について報告する<sup>4)</sup>。

### 実験

原料となる CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> ナノ粒子は既報に従って調製した<sup>5)</sup>。SiO<sub>2</sub> 被覆・CaH<sub>2</sub> 還元は既報に従って行った<sup>2)</sup>。還元反応後の試料は、飽和 NH<sub>4</sub>Cl/CH<sub>3</sub>OH 溶液を用いて大気中で洗浄した後に、真空乾燥した。特性評価は真空乾燥後の試料を用いて行った。

### 結果及び考察

Fig.1 に CaH<sub>2</sub> 還元(500 °C, 12hr)前後における試料の透過型電子顕微鏡(TEM)像を示す。還元後においても粒子の凝集・焼結はほとんど起こっておらず、球状の粒子形態が維持されていることがわかる。当日は、得られた試料の磁気特性および表面修飾についても報告する予定である。

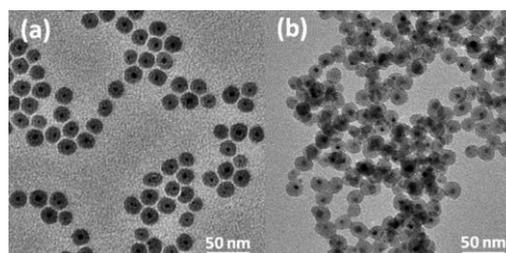


Fig.1 (a)還元前および(b)還元後の試料の TEM 像

### 参考文献

- 1) 例えば、A. Casu, *et al.*, *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **2008**, *10*, 1043.
- 2) S. Yamamoto *et al.*, *Chem. Mater.*, **2011**, *23*, 1564.
- 3) K. Kohara *et al.*, *Chem. Commun.*, **2013**, *49*, 2563.
- 4) S. Yamamoto *et al.*, *RSC Adv.*, **2015**, *5*, 100084.
- 5) S. Sun *et al.*, *J. Am. Chem. Soc.*, **2004**, *126*, 273.

## 外部磁界を用いた窒化鉄ナノ粒子柱状集合体の作製とその高周波磁気特性

○本波優介、小川智之  
(東北大院工)

Fabrication of  $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> nanoparticles pillar aggregation by using external magnetic field and its high frequency magnetic properties

○Y. Honnami, T. Ogawa  
(Eng. Tohoku Univ.)

## はじめに

磁性ナノ粒子集合体の磁化を GHz 帯域で駆動させる一手法として、ナノ粒子を一方方向に並べ集合体中の内部磁界を揃え、マクロな形状異方性を付与することが提案されている。従来、鉄ナノ粒子(飽和磁化  $M_s$ :120 emu/g)を用い、外部磁界中で固化することで柱状集合体を作製してきた<sup>1)</sup>。しかし、この方法ではナノ粒子の配列制御が不十分であるため、さらに柱状化を促進することでさらなる高周波応答が可能になると考えられる。本研究では、鉄より飽和磁化が大きい窒化鉄( $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub>)ナノ粒子( $M_s$ :209 emu/g)を用い、外部磁界を印加することで、粒子の自己組織化による柱状集合体の生成を促し、集合体中の内部磁界を揃えることを試みた。

## 実験方法

$\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> ナノ粒子に適量のエポキシ樹脂を加え混練し、Fig.1 に示す装置を用いて 4.5 kOe の外部磁界( $H_{fix}$ )中で 100°C まで加熱して集合体を作製した。試料振動型磁力計(VSM)、S パラメータ型透磁率測定装置を用いて、ナノ粒子柱状集合体の磁化曲線および複素透磁率スペクトルを評価した。

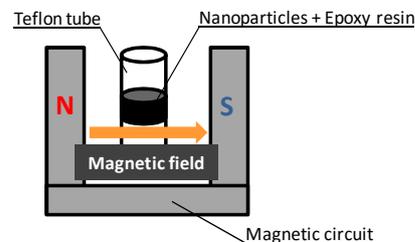


Fig.1 Experimental setup for fabricating pillar aggregation.

## 実験結果

作製した試料の磁化曲線から x, y, z 軸それぞれの方向に対する反磁界係数を求めプロットした結果を Fig.2 に示す。この反磁界係数の振る舞いは、x( $H_{fix}$ )方向と z 方向への柱状集合体成長に関して空間的な制限があることを反映し、y 方向の柱状幅の増大を示唆する。また、 $f_r$  を測定した結果を Fig.3 に示す。 $H_{fix}$  を印加して作製した試料では、高周波部分での複素透磁率の虚数成分が減少している。虚数成分の 27% の減少率は充填率の変化分よりも大きいため、柱状集合体化によって  $f_r$  が増加していると考えられる。結果として、従来の鉄ナノ粒子を用いた方法で得た  $f_r = 11.1$  GHz に匹敵する  $f_r \approx 10$  GHz を達成した。

本研究開発成果の一部は、METI/NEDO「次世代自動車向け高効率モーター用磁性材料技術開発／高効率モーター用磁性材料技術研究組合(MagHEM)」(共同研究)にて行われました。

## 参考文献

1) T.Ogawa *et al.*, Journal of Applied Physics, **115**,17A512(2014).

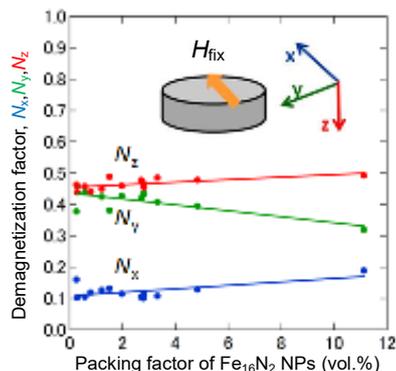


Fig.2 Packing factor dependence of the demagnetization coefficient  $N_x$ ,  $N_y$  and  $N_z$  of the pillar aggregation.

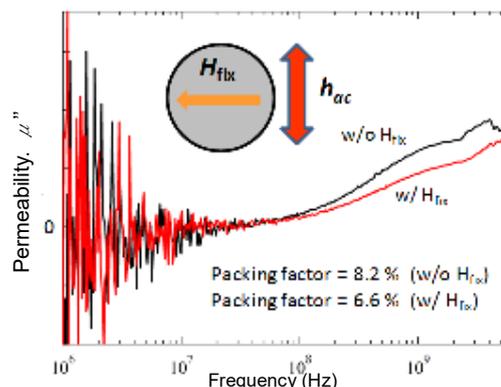


Fig.3 Imaginary part of complex magnetic permeability spectra of pillar aggregation w/  $H_{fix} = 4.5$  kOe and w/o  $H_{fix}$ .

## メソポーラス下地層を利用した FePt ナノ粒子の孤立分散膜の形成

磯田倫央 榮岩哲二

(信州大学大学院 理工学系研究科 情報工学専攻)

Formation of Isolation Dispersion FePt Nanoparticle for  
Using Mesoporous Ground Layer

Norihsa Isoda, Tetsuji Haeiwa

(Faculty of Engineering, Graduate School of Science and Engineering, Shinshu University)

## はじめに

近年、情報化社会の進展に伴い、情報量が飛躍的に増大しており、大きさのそろい孤立したナノスケールの磁性粒子が、超高密度媒体やスピントロニクスデバイスの基本構造として求められている。界面活性剤の自己組織化を利用したメソポーラス構造は、規則的に配列した数 nm の細孔を形成でき、ナノサイズの加工のテンプレートとして期待されている。我々のグループは、メソポーラスシリカ薄膜を下地層として、Co ナノ粒子の配列を試み、10nm 前後の Co 粒子が細孔に沿って孤立配列し、Co 粒子は超常磁性を示すことを報告している<sup>1)</sup>。本研究では、メソポーラス下地層利用して、FePt ナノ粒子の孤立分散形成を試みたので報告する。

## 実験方法

シリコンウェーハ基板上に界面活性剤 Pluronic F127 を用いて膜厚 100~200nm の下地層を形成する<sup>2)</sup>。EISA 法では、乾燥条件により、メソポーラスシリカ薄膜の構造が変化するため、温度湿度の制御を行い、下地基板の作製をした。FePt 薄膜は、DC マグネトロンスパッタリング装置を使用し、550°C から 650°C の範囲で加熱基板上に膜厚 3nm となるように成膜した。構造の評価には XRD、SEM を、磁化測定には試料振動型磁力計(VSM)を用いた。

## 実験結果

Fig.1 に(a)メソポーラス下地層、(b)基板温度 550°C で成膜した FePt 薄膜、(c)基板温度 650°C での FePt 薄膜の表面 SEM 画像を示す。下地層には、細孔径約 10nm、周期約 12nm、壁厚約 3nm の細孔が観察された。550°C の場合、平均粒子径 3nm で孤立粒子が分散した状態となったが、孤立粒子は下地層の細孔の淵に沿って配列している。650°C では、平均粒子径 9nm に成長し、下地層の構造に沿った構造は観察されなかった。Fig.2 にメソポーラス下地上に基板温度 650°C で成膜した FePt ナノ粒子分散薄膜の磁化曲線を示す。FePt ナノ粒子は強磁性を示し 12kOe では飽和していないことから L10 構造への規則化が進んでいるものと考えられる。L10 規則化を進めるための熱処理、磁化特性についての詳細は、当日報告する予定である。

## 参考文献

- 1) Y.Saito, T.Haeiwa Magnetics Jpn. pp369,(2013)
- 2) G.N.A. Hussien H.Shirakawa, W.D.Nix, and B.M.Clemens, J.Appl.Phys100, 114322 ,(2006).

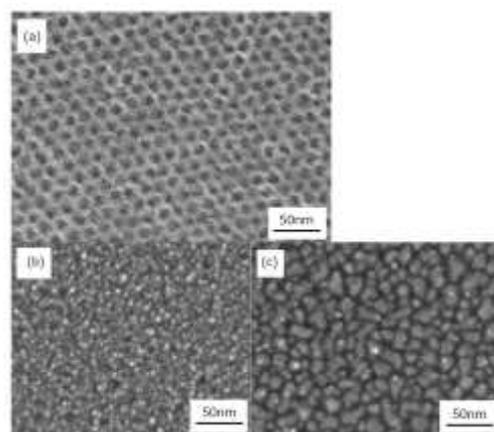


Fig.1 SEM image of (a)mesoporous silica film, (b)FePt(550°C) nanoparticles, and (c)FePt(650°C) nanoparticles

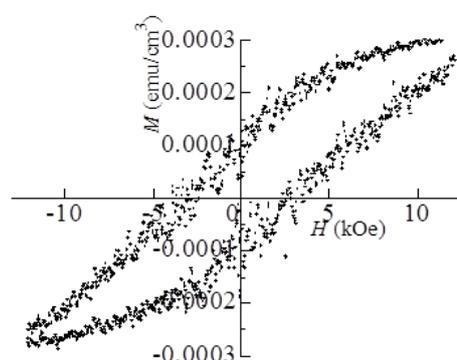


Fig.2 Hysteresis loop of FePt(650°C) nanoparticles

樹脂基板上に成膜した ZrTi 添加 FeCo-(C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>)<sub>n</sub>

## グラニューラー薄膜の軟磁気特性

浅田啓純・神島謙二・柿崎浩一  
(埼玉大学大学院理工学研究科)

Soft magnetic properties of Zr and Ti added FeCo-(C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>)<sub>n</sub>  
granular thin films deposited on resin substrate

K.Asada, K.Kamishima, K.Kakizaki

(Graduate School of Science and Engineering, Saitama University)

## 1. 緒言

近年、RFID 技術の重要性が高まっている。RFID で IC タグを金属に組み込む場合、高周波帯では渦電流による受信感度の低下が懸念される。そこで渦電流の発生を抑制し、受信感度を向上させる電磁波吸収シートの開発を目的とした。使用する軟磁性材料には高抵抗率および高周波帯で安定した透磁率を持つことが要求されることから、高抵抗率を有するフルオロカーボン重合体をマトリクスとしてその中に高飽和磁化をもつ (Fe<sub>65</sub>Co<sub>35</sub>)<sub>100-(x+y)</sub>Zr<sub>x</sub>Ti<sub>y</sub> 粒子を分散させたグラニューラー構造に着目した。(Fe<sub>65</sub>Co<sub>35</sub>)<sub>100-(x+y)</sub>Zr<sub>x</sub>Ti<sub>y</sub>-(C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>)<sub>n</sub> グラニューラー薄膜を石英ガラスおよび樹脂基板上に成膜した際の磁気特性を調べたので報告する。

## 2. 実験方法

成膜には対向ターゲット型 rf マグネトロンスパッタ装置を用いた。ターゲットには Fe 円板上に Co, Zr および Ti チップを貼り付けたものを使用し、組成を (Fe<sub>65</sub>Co<sub>35</sub>)<sub>93</sub>Zr<sub>4</sub>Ti<sub>3</sub> にした。チャンバ内を 3.0×10<sup>-6</sup> Torr 以下に排気した後、C<sub>4</sub>F<sub>8</sub> ガス、Ar ガスの順で導入し、全圧を 10 mTorr となるようにした。その際、C<sub>4</sub>F<sub>8</sub> ガス分圧は 0~5.0×10<sup>-5</sup> Torr の範囲で変化させた。投入電力は 4.4W/cm<sup>2</sup> とし、膜厚が 300 nm となるように石英ガラスおよび Kapton® 基板上に成膜した。薄膜の組成はエネルギー分散型 X 線分析装置を用いて定量した。磁気特性は振動試料型磁力計により測定し、膜表面の構造は高分解能走査型電子顕微鏡により観察した。

## 3. 結果および考察

図 1 はカプトン基板上に成膜した(a) (Fe<sub>65</sub>Co<sub>35</sub>)<sub>93</sub>Zr<sub>4</sub>Ti<sub>3</sub> 合金薄膜および(b) (Fe<sub>65</sub>Co<sub>35</sub>)<sub>93</sub>Zr<sub>4</sub>Ti<sub>3</sub>-(C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>)<sub>n</sub> グラニューラー薄膜の表面 SEM 像を示す。(C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>)<sub>n</sub> マトリクスの導入により、FeCo 合金の粒径が減少することが確認できる。これは(C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>)<sub>n</sub> 重合体により FeCo 粒子の結晶成長が抑制されたためであり、結晶磁気異方性の低下に繋がることから、保磁力の低下が期待できる。

図 2 は石英ガラスおよびカプトン基板上に成膜した (Fe<sub>65</sub>Co<sub>35</sub>)<sub>93</sub>Zr<sub>4</sub>Ti<sub>3</sub>-(C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>)<sub>n</sub> グラニューラー薄膜における磁気特性の C<sub>4</sub>F<sub>8</sub> ガス分圧依存性を示す。飽和磁化値は C<sub>4</sub>F<sub>8</sub> ガス分圧の増加に伴い減少する傾向を示す。これは非磁性の(C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>)<sub>n</sub> 重合体が形成され、強磁性体の体積分率が減少したためである。一方、保磁力は C<sub>4</sub>F<sub>8</sub> ガス分圧の増加に伴い低下し、1.5×10<sup>-5</sup> Torr で極小値となる。これは、(C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>)<sub>n</sub> マトリクスによって FeCo 粒子の成長が抑制され、結晶磁気異方性が低減したためである。以上の結果より、C<sub>4</sub>F<sub>8</sub> ガス分圧 1.5×10<sup>-5</sup> Torr で成膜した試料において、カプトン基板上で飽和磁化 1100 emu/cm<sup>3</sup> を維持しながら 16 Oe の低保磁力が得られ、軟磁気特性の改善が達成された。

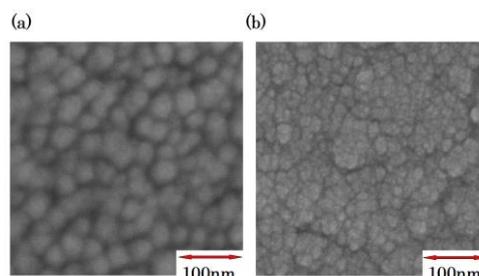


Fig.1 SEM images for (a)(Fe<sub>65</sub>Co<sub>35</sub>)<sub>93</sub>Zr<sub>4</sub>Ti<sub>3</sub> alloy and (b) (Fe<sub>65</sub>Co<sub>35</sub>)<sub>93</sub>Zr<sub>4</sub>Ti<sub>3</sub>-(C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>)<sub>n</sub> granular thin films deposited on kapton substrates.

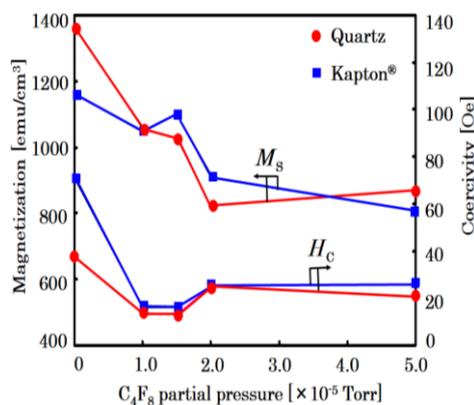


Fig.2 Dependence of magnetization and coercivity on C<sub>4</sub>F<sub>8</sub> partial pressure for (Fe<sub>65</sub>Co<sub>35</sub>)<sub>93</sub>Zr<sub>4</sub>Ti<sub>3</sub>-(C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>)<sub>n</sub> granular thin films deposited on kapton and quartz substrates

# CoFeAlSi-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> グラニューラー膜の構造と磁気抵抗特性

服部真史, 神保睦子, 藤原裕司\*, 清水利文  
(大同大, \*三重大)

Structure and magnetoresistance effect of CoFeAlSi-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> granular films

M.Hattori, M.Jimbo, Y.Fujiwara\*, T.Shimizu  
(Daido Univ. and \*Mie Univ.)

## 1. はじめに

絶縁体中に金属微粒子を含むグラニューラー薄膜は作製が容易であるが、抵抗変化率が接合系に比較して小さく、また、磁化回転に大きな磁界を必要とすることから応用に関する研究はあまりなされていない。

我々は、ホイスラー合金の CoFeAlSi<sup>2)</sup> を、Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 中に分散したグラニューラー膜の磁気抵抗効果を検討し、グラニューラー膜でもハーフメタル性を示し、合金系のグラニューラー膜よりも大きな MR 比を得ることが出来ることを報告した。今回は、基板上的バッファー層の構造により、グラニューラー薄膜の磁気抵抗効果がどのように変化するかを検討したので、その結果について報告する。

## 2. 実験方法

試料は、MgO, AlO ターゲットと CoFeAlSi ターゲットを交互に放電させ、その上部で、基板ホルダーを回転させて製膜を行った。基板はスライドガラスで、膜構成は Substrate/バッファー層 (3nm) /CFAS (t<sub>CFAS</sub>nm)/AlO

(t<sub>AlO</sub>nm)/CFAS (t<sub>CFAS</sub>nm)/AlO (3nm) である。CFAS の膜厚は 2.0nm から 3.0nm, AlO は 1.0 から 2.0nm まで変化させた。到達真空度は  $2 \times 10^{-8}$  Torr 以下で、作製時の Ar 圧は 4mTorr である。バッファー層は AlO と MgO とし、作製した試料は直流 2 端子法、あるいは 4 端子法で室温で抵抗変化を測定した。また、膜の構造を X 線回折装置と TEM, AFM を用いて評価した。

## 3. 実験結果

15%以上の大きな MR 比を示す試料は、今のところ特定のスライドガラス上でのみしか作製できない。そこで、今回は基板上と異なるバッファー層の表面ラフネスを AFM により観察した。その結果を Fig.1 に示す。ガラス基板と AlO では表面ラフネスが 0.7nm とあまり違いがないが、MgO では 0.3nm と大きく低下し、平坦な表面になっているのが分かる。Fig.2 は、AlO と MgO をバッファー層とした時の MR 比の CFAS 膜厚依存性である。表面荒さの小さな MgO の方がより厚い CFAS 膜厚で大きな MR 比が得られているのが分かる。しかし、試料の抵抗率を比較すると、大きな MR 比を示す抵抗率はほぼ同じで、 $1 \times 10^{10} \mu \Omega \text{ cm}$  程度であった。

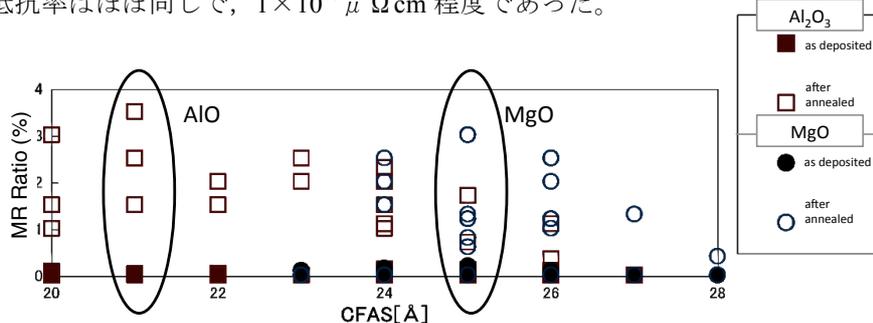


Fig.2 Dependence of MR ratio on CFAS thickness.

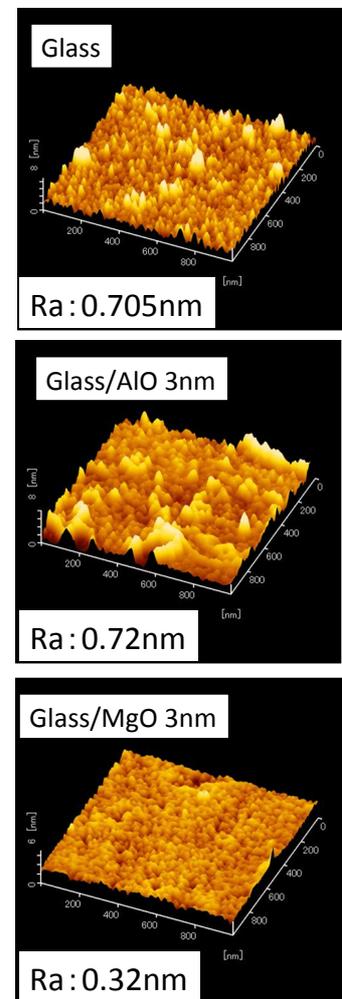


Fig.1 AFM images of AlO and MgO buffer layer for CoFeAlSi-AlO granular film.

## 磁性細線における高速磁区形成シミュレーション

川那真弓、奥田光伸、宮本泰敬、宮下英一  
(NHK 放送技術研究所)

Simulation for Rapid Formation of Magnetic Domains in Magnetic Nanowire

M. Kawana, M. Okuda, Y. Miyamoto, E. Miyashita  
(NHK Science & Technology Research Labs.)

### はじめに

NHK では将来のテレビ方式として 8K スーパーハイビジョン (SHV) の開発を進めている。フル解像度 SHV の非圧縮映像は転送レート 144 Gbps を超えるため、記録装置には大容量化に加えて飛躍的な高速化が要求される。近年、スピントランスファー効果による磁壁の電流駆動現象が注目されており<sup>1)</sup>、我々はこの現象を利用した小型かつ高速な非圧縮 SHV 記録装置の実現を目指している。これまでに既存の HDD 用磁気ヘッドを用いて磁性細線中の磁区形成 (記録)・駆動・磁区検出 (再生) を一連の動作で実証した<sup>2)</sup>。今回、マイクロマグネティックシミュレーションを用いて主に磁区形成に着目して高速化の検討を行ったので報告する。

### シミュレーション方法

磁区形成過程は、スピントルク項を追加した拡張 LLG 方程式を用いて計算を行った。磁性細線は、長さ 1.5  $\mu\text{m}$ 、幅 60 nm、膜厚 20 nm でメッシュサイズは 4 nm 一定とした。磁性細線の磁気特性は、飽和磁化 200 emu/cc、異方性磁界 8.9 kOe とした。Fig. 1 に磁性細線と記録ヘッドのモデルを示す。磁性細線-記録ヘッド磁極間距離は 10 nm とし、細線の上部に配置した記録ヘッドの磁極から下向きに磁束が流れるよう、細線下部にも同形状の記録ヘッドを鏡像として配置した。細線の初期磁化方向は全て上向きとし、コイルに電流を印加することで下向き磁界を発生させた場合について、反転磁区の形成過程を計算した。

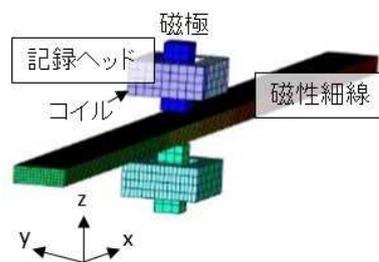


Fig. 1 Simulation model

### シミュレーション結果と考察

Fig. 2 に磁性細線の直上に記録ヘッドを配置した場合 (上下記録ヘッドの磁極を結ぶ線と細線法線のなす角  $0^\circ$ ) の磁区形成過程を示す。ヘッド磁界印加後 0.3 ns で反転磁区が核形成され、その後、反転磁区が拡大し安定化するまで 4 ns かかった。Fig. 3 に上下の記録ヘッドを細線の+y方向、-y方向にそれぞれ 30 nm ずらした場合 (上下ヘッドの磁極を結ぶ線と細線法線のなす角  $56^\circ$ ) の磁区形成過程を示す。この場合には 0.01 ns で反転磁区が核形成され、0.3 ns の極短時間で磁区が安定化することがわかった。また、それぞれの場合において記録ヘッドの磁界分布を計算したところ、 $0^\circ$  の場合には z 方向成分のみで x、y 方向には磁界は分布しないが、 $56^\circ$  の場合には x、y 方向にもヘッド磁界が分布している結果が得られた。このことから、x、y 方向の磁界成分が z 方向への磁化反転をアシストすることによって、高速に磁区形成できたと考えられる。

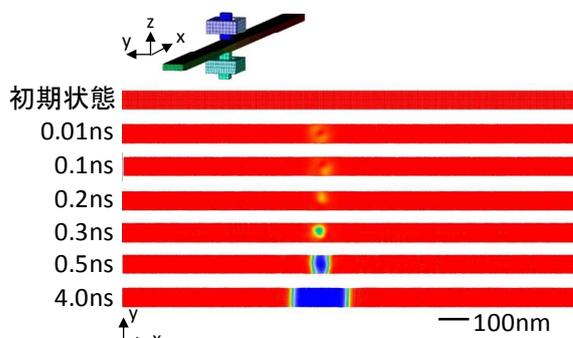


Fig.2 Time-dependent change of magnetic

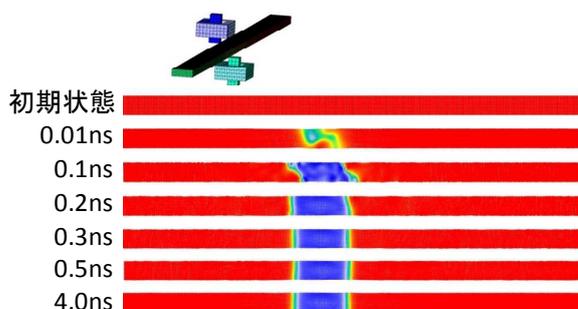


Fig. 3 Time-dependent change of magnetic domain formation at an angle between recording head and nanowire of  $56^\circ$

### 参考文献

- 1) S. S. P. Parkin et al. : Science, 320, 190, (2008)
- 2) 奥田光伸ほか : 第 38 回日本磁気学会学術講演概要集, 9aC-11, p.130 (2015)

# Micromagnetic simulation of domain wall propagation along meandering magnetic strip with spatially modulated material parameters

Zhaojie Zhang, Terumitsu Tanaka, Kimihide Matsuyama  
(Department of electronics, ISEE, Kyushu Univ.)

## Introduction

Well controlled two-dimensional propagation of domain walls (DWs) enables sophisticated functional design in various DW based devices, including the race track memory. The local modification of magnetic properties, fabricated with the ion irradiation for example [1], is a possible way without geometric constrictions to create pinning sites for DWs. In the present study we propose a meandering propagation truck for DWs by using magnetic strip with pinning sites (PSs) as above, and demonstrate possibility of high density integration exceeding 100 Gbit/cm<sup>2</sup> by micromagnetic simulations.

## Numerical model

A schematic of a magnetic strip with periodic pinning sites (PS) is shown in Fig. 1. PSs were numerically modeled by the gradual parabolic reduction of the saturation magnetization  $M_s$  and the related perpendicular anisotropy  $K_u (\propto M_s^2)$ . The modification coefficient  $r (= (M_s - M_{s,min})/M_s)$  was defined as a measure of pinning intensity. The following structural parameters were assumed in the simulation: thickness  $d = 5$  nm, width  $W = 40$  nm. Length of PS ( $L_1$ ) and the value of  $r$  were preliminarily optimized as 20 nm and 0.3, respectively, so that the energy barrier height  $\Delta E$  for the pinned DW satisfy the practical data stability requirement ( $> 60 k_B T$ ). Standard material parameters for a Co/Ni multilayer were adopted:  $M_s = 600$  emu/cm<sup>3</sup>,  $K_u = 1.3 \times 10^4$  erg/cm<sup>3</sup>,  $\alpha = 0.02$ . Magnetic strip was discretized into 2-D dipole array and the LLG equation was numerically integrated with a finite differential method.

## Results and discussions

Snap shots of the propagating DW are shown in Fig. 2. The observed significant DW bending can be associated with the inhomogeneous current distribution and the geometrical local pinning at the corner. Fig.3 demonstrates successful bit-by-bit DW propagation along a meandering strip, where the DW is driven by pulsed currents with 1.0 ns width and 3.0 ns interval. The DW was stabilized inside the PS after the pulse end, accompanied with subtle positional fluctuation caused by the residual momentum dissipation. Typical error modes of excessive and delaying propagation are also shown in the figure. The current amplitude margin for the bit propagation along straight part and around corner can be well matched by optimizing the PS interval  $L_2$  and the corner distance  $dL$  as 60 nm and 0 nm, respectively. The practical current amplitude margin is  $J = 2.4 \times 10^8$  A/cm<sup>2</sup>  $\pm$  37.5 % for the whole bit-by-bit propagation, as presented in Fig.4.

## Reference

[1] A. Vogel et al., IEEE Trans. Mag., 46, 1708 (2010).

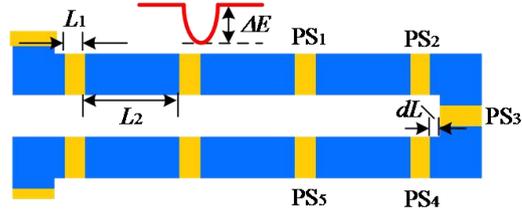


Fig.1. Schematic of numerical model for a DW propagation truck with pinning sites.

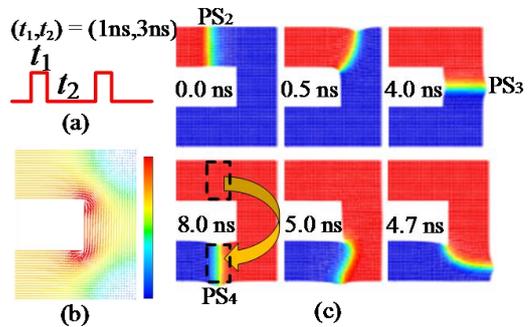


Fig.2 (a) Spin polarized current pulses. (b) Current density distribution at Corner. (c) DW propagation process at the corner.

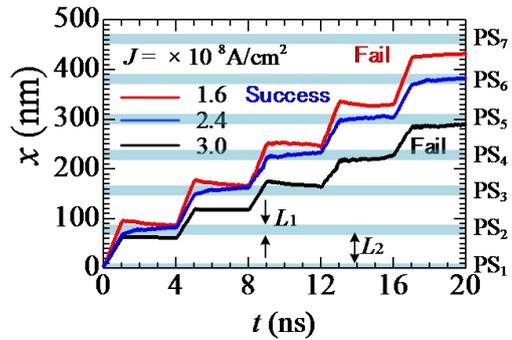


Fig.3 Time evolution of the propagating DW position along the magnetic stripe.

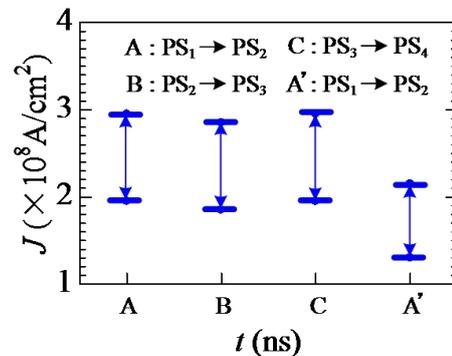


Fig.4 Bit propagation margin of the pulsed current density for DW motion ( $dL = 0$  nm;  $L_1 = 20$  nm,  $L_2 = 60$  nm (A,B,C),  $L_2 = 40$  nm (A'))

## 強磁性カイラル構造のマイクロマグネティクス計算

富田知志、児玉俊之、柳久雄、葛西伸哉\*、三俣千春\*

(奈良先端大、\*物材機構)

Micromagnetics simulation of ferromagnetic chiral structures

S. Tomita, T. Kodama, H. Yanagi, S. Kasai\*, C. Mitsumata\*

(NAIST, \*NIMS)

### はじめに

時間反転対称性と空間反転対称性が共存した系、すなわち磁性体のカイラル構造が物性物理において興味を持たれている。特に電磁波の偏光には無依存だが進行方向には依存して屈折率が異なる磁気カイラル効果が期待されている。磁気カイラル効果は、外場によって切り替え可能な非相反マジックミラーの実現という応用の観点のみならず、光にとっての「磁場」である人工的ゲージ場の実現という基礎研究の立場からも大変興味深い。しかしながら天然の物質での磁気カイラル効果は、表裏の屈折率差にして  $10^{-8}$  程度と極めて小さく、その観測には強磁場もしくは低温が不可欠であった。そこで我々は人工構造（磁気カイラルメタ分子）での共鳴現象を用いることで、室温及び弱磁場にも関わらずマイクロ波領域で屈折率差が  $10^{-3}$  程度と比較的大きな磁気カイラル効果の観測に成功した[1]。更に高周波化に向けて応力誘起自己巻き上げ法を用いた磁気カイラルメタ分子の微細化を進め[2]、ミクロンサイズの単一メタ分子の強磁性共鳴(FMR)を調べている[3]。今回はこれらの実験と相補的に進めてきたマイクロマグネティクス計算の結果について報告する。

### 計算方法

実験と同じ幅  $9\mu\text{m}$ 、厚さ  $60\text{nm}$  の強磁性体の短冊が、時計回り (CW) もしくは反時計回り (CCW) に5周巻いたカイラル構造を計算機中でモデル化した。カイラル構造の直径は  $50\mu\text{m}$  であった。カイラルピッチは  $10\mu\text{m}$  で、長さは  $50\mu\text{m}$  となる。短冊を  $3\mu\text{m} \times 3\mu\text{m}$  のメッシュで切った。厚さ方向は1メッシュで、1周は52メッシュとなる。メッシュの中心に磁気モーメント ( $800\text{emu/cc}$ ) を配置した。カイラル軸 (z軸) と外部直流磁場との成す角を  $\theta$  とした。直流磁場の強さと  $\theta$  を変化させながら、磁気モーメント間の交換相互作用及び双極子相互作用を取り入れ、磁気モーメントの運動方程式である LLG 方程式を直接解いた。なお交換固さは  $10^{-6}\text{erg/cm}$ 、ダンピング定数は  $0.01$  とした。マイクロ波の周波数は  $9\text{GHz}$  とし、マイクロ波磁場の強さは  $0.5\text{Oe}$  であった。温度は絶対零度であった。

### 計算結果

図に計算で得られた共鳴信号を示す。横軸は直流磁場の強さ、縦軸は x 方向の磁気モーメントの強度である。赤色が  $\theta=0$  度、緑色が  $\theta=15$  度に対応する。各色で  $\triangle$  が CW、 $\blacksquare$  が CCW の結果に対応する。直流磁場は強磁性膜の面内に向いた  $\theta=0$  度の場合、 $950\text{Oe}$  付近に共鳴が見て取れる。これは磁気モーメントの一斉歳差運動であるキッテルモードの FMR と考えられる。一方  $\theta=15$  度では、強磁性膜面に対して直流磁場が傾いているため、反磁場によって共鳴磁場が  $1000\text{Oe}$  付近に高磁場シフトしている。これらの計算結果は、実験結果[3]を定性的に再現している。 $\theta=0$  度の場合、CW でも CCW でも共鳴磁場は同じであった。これに対して  $\theta=15$  度では、CCW の共鳴磁場は CW よりも若干高磁場にみえる。講演では FMR 信号の印加磁場角度及びカイラリティへの依存性について詳細に報告する予定である。

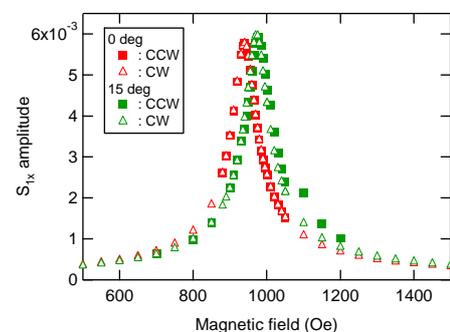


Fig. Calculated FMR signals.

参考文献 [1] S. Tomita et al., *Phys. Rev. Lett.* **113**, 235501 (2014). [2] T. Kodama et al., *Appl. Phys. A* **122**, 41 (2016). [3] T. Kodama et al., submitted.

# 磁性細線の横方向の磁気異方性の導入及びその磁区構造

池田智彦、劉小晰  
(信州大学)

Introducing transversal magnetic anisotropy in magnetic wires and its effect on the magnetic domain configuration

Tomohiko Ikeda, Xiaoxi Liu  
(Shinshu Univeristy)

## はじめに

次世代高密度情報ストレージのレーストラックメモリやスピ論理素子の分野では、磁性細線の磁区構造に関する研究は極めて重要である。これまでの磁性細線に関する先行研究では、主に磁性細線の長手方向の形状磁気異方性を利用した軟磁性磁性細線及び垂直磁気異方性を持つ磁性細線の二種類に分けられる。ここで我々は、特殊な成膜法を用いて、磁性細線の横方向に磁気異方性を導入し、その磁区構造を報告する。

## 実験方法

露光装置及び対向スパッタ装置を用いて、ガラス基板上に、幅  $2 \mu\text{m}$  から  $20 \mu\text{m}$ 、厚さ  $5 \text{ nm}$  から  $40 \text{ nm}$  の FeCo 磁性細線を形成した。FeCo の結晶粒子サイズ及び保磁力を低減するために、CoNi 下地層を用いた。磁性細線の基本磁気特性を調べるために、同条件で磁性薄膜を成膜し、その磁気特性を振動試料型磁力計で測定した。カー顕微鏡、磁気力顕微鏡及び粉末図形法を用いて、磁性細線の磁区構造及びその膜厚、細線幅との関係について実験を行った。磁性細線中の磁区構造を解析するために、OOMMF を用いて磁区構造をシミュレーションした。

## 実験結果

Fig.1 に対向式スパッタ装置を成膜した FeCo 薄膜の磁化曲線を示す。面内に容易軸と困難軸を示す。容易軸方向では、角型比ほぼ 1 の磁化曲線を示す一方、困難軸では、残留磁化極めて低い磁化曲線を確認された。容易軸と困難軸の交差磁界は約  $80 \text{ Oe}$  と確認された。Fig.2 に FeCo の面内磁気異方性の容易軸を磁性細線横断方向に配置した面内カー顕微鏡(a)及び粉末図形法(b)の結果を示す。面内カー顕微鏡では、明暗のコントラストを確認され、細線横方向に  $180$  度磁壁があると考えられる。粉末図形法では、細線横方向の直線状磁壁が確認された。

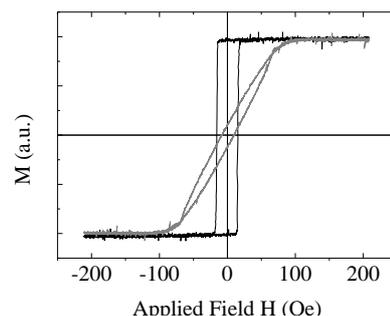
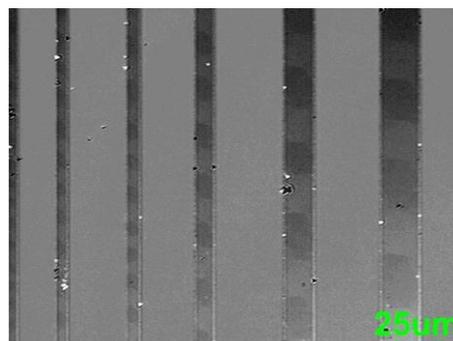
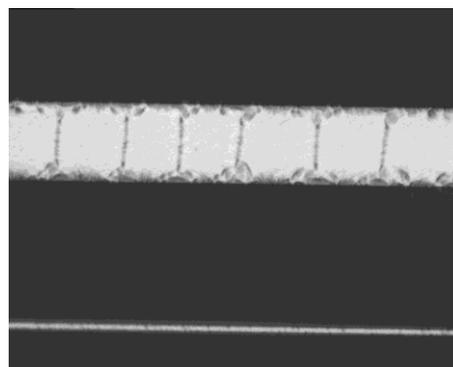


Fig. 1 Typical hysteresis loops of FeCo films.



(a)



(b)

Fig. 2 magnetic domain configuration of magnetic wires by (a) Kerr microscope and (b) Bitter pattern.

# 磁性量子セルラオートマタに基づく双方向シフトレジスタ

吉岡 直倫, 野村 光, 中谷 亮一  
(阪大工)

Bidirectional shift register based on magnetic quantum cellular automata

Naomichi Yoshioka, Hikaru Nomura, Ryoichi Nakatani  
(Osaka Univ.)

## 概要

近年, 磁性量子セルラオートマタ (Magnetic quantum cellular automata : MQCA)<sup>1,2</sup> に代表される微小磁性体を利用したデバイスが, 低消費電力性能の観点から注目されている. MQCA 回路を実現するためにはゲートの間での情報の伝送方向の制御が必要となる. また, 動作時に伝送方向を切り替え可能であることが望ましい. そこで我々はそのような MQCA に基づく素子, 双方向シフトレジスタ素子を提案する.

## 実験方法

MQCA 双方向シフトレジスタ素子として, Au(3 nm)/Ni-20 at.%Fe(20 nm)の膜構成を持つ微小磁性体を電子線リソグラフィ法, イオンビームスパッタリング法, リフトオフ法を用いて Si 基板上に作製した(図 1(a)). 磁気力顕微鏡探針には, 市販のカンチレバー (SI-DL40) にイオンビームスパッタリング法を用いて Co-17 at.%Pt (80 nm)を製膜したものを用いた. バイナリ情報の入力には, 外部磁場ならびに, 磁気力探針による磁性マニピュレーションを用いた. 情報のシフトには, 一様な外部磁場を試料に印加した(図 1 (b), (c)). バイナリ情報の読み取りには, 高さ一定モード磁気力顕微鏡法を用いた.

## 実験結果

本素子が適当な外部磁場下で, 双方向に情報を 1 ビットシフトできることが確認された. また正しくビットシフトをする外部磁場強度の範囲を, 各向き (図 1 (b), (c))ごとに確認した. このシフトレジスタを用いることによって, 近い将来複数の演算ゲートを接続した MQCA 回路が実証されると期待している.

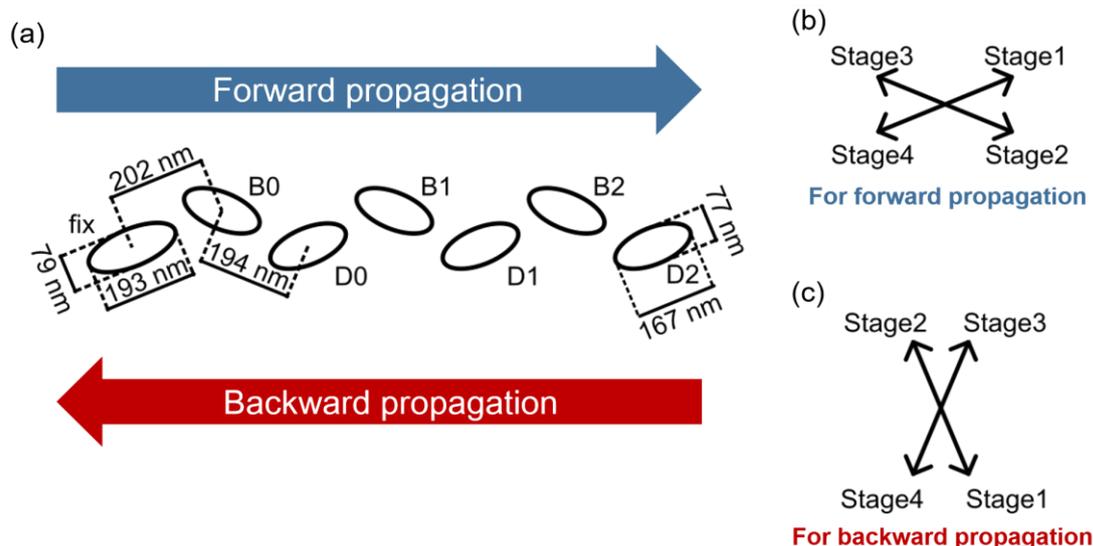


図 1 (a)双方向シフトレジスタの概要図と(b)順方向, (c)逆方向情報伝送時の外部磁場印加方向.

## 参考文献

- 1) R. P. Cowburn and M. E. Welland, Science, 287, 1466 (2000).
- 2) H. Nomura and R. Nakatani, Applied Physics Express, 013004 (2011).

## Ta/NiFe/Pt 三層膜の界面垂直磁気異方性の評価

平山重之<sup>\*\*\*</sup>、葛西伸哉<sup>\*\*</sup>、三谷誠司<sup>\*\*\*</sup>

(\*筑波大学、\*\*物材機構)

Characterization of interface perpendicular magnetic anisotropy in Ta/NiFe/Pt trilayers

S. Hirayama<sup>\*\*\*</sup>, S. Kasai<sup>\*\*</sup>, S. Mitani<sup>\*\*\*</sup>

(\*Univ. of Tsukuba, \*\*NIMS)

## 背景

Pt のような非磁性重金属と NiFe を代表とする 3d 強磁性金属積層膜は、スピントロニクス効果による磁化ダイナミクスを誘起・検出できることから、スピントロニクスの分野で現在注目を集めているヘテロ接合系である。強磁性共鳴 (FMR) は磁化ダイナミクスの研究におけるポピュラーな測定技術の一つであり、実際に NiFe/Pt 積層膜の評価に有効である[1]。FMR の解析では磁気異方性が重要であるが、NiFe 系積層膜の界面磁気異方性の研究は必ずしも十分ではなく[2,3]、界面垂直磁気異方性の定量評価などの詳細な検討が必要であると考えられる。本研究では、Ta/NiFe/Pt 三層膜の磁化過程を詳しく調べ、界面垂直磁気異方性の定量化を試みた。

## 実験方法

RF マグネトロンスパッタを用いて、熱酸化シリコン基板上に Ta をバッファー層とした Ta/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Pt 三層膜を作製した。NiFe 膜厚  $t$  は 1 nm から 5 nm、Ta 及び Pt 膜厚は 5 nm である。試料の磁気特性は振動試料型磁力計を用いて室温で測定した。垂直磁気異方性エネルギー  $K_u$  は、飽和磁化  $M_s$  と困難軸方向の飽和磁場  $H_k$  より、 $K_u = M_s \cdot H_k / 2$  で近似した。

## 実験結果

得られた試料の磁化測定の結果、試料は全て面内磁化を示した ( $K_u < 0$ )。Fig. 1 に、 $M_s \cdot t$  と  $K_u \cdot t$  の膜厚依存性を示す。Fig. 1(a)では、直線的な依存性が得られており、いわゆるデッドレイヤーが成り立っているように見える。デッドレイヤーを仮定した場合のその厚さ  $t_d$  は 0.58 nm と見積もられた。この場合の界面垂直磁気異方性は、 $t_d = 0.58$  nm での  $K_u \cdot t$  に相当すると考えられ、Fig. 1(b)より界面垂直磁気異方性エネルギー  $K_i$  は  $0.2 \text{ erg/cm}^2$  となる。一方、デッドレイヤーモデルの対極として、一様磁化を仮定したモデル場合には、概ね  $H_k \sim 4\pi M_s$  の関係も得られ、磁化測定の結果は  $K_i$  の存在の明確な証拠にはなっていないことも分かった。上記2つのモデルはある種の極限ケースであるため、実際の界面垂直磁気異方性の大きさは、0 と  $0.2 \text{ erg/cm}^2$  の間にあると考えられる。

## 参考文献

- [1] K. Kondou, H. Sukegawa, S. Mitani, K. Tsukagoshi and S. Kasai, Appl. Phys. Express **5** (2012) 073002.
- [2] F. J. A. den Broeder, W. Hoving and P. J. H. Bloemen, J. Magn. Mater. **93** (1991) 562.
- [3] M. S. Gabor, C. Tiusan, T. Petrisor, Jr. and T. Petrisor, IEEE Trans. Magn. **50** (2014) 2007404.

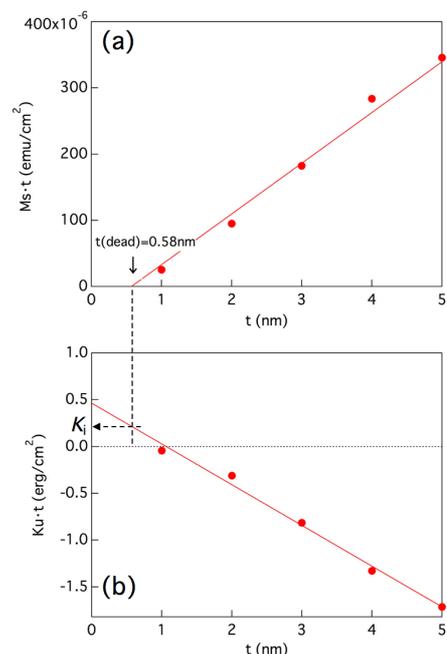


Fig. 1. (a)  $M_s t$  and (b)  $K_u t$  as a function of  $t$  for Ta/NiFe/Pt trilayers. From the linear dependence in (a), the dead-layer thickness was determined to be 0.58 nm. By assuming the 0.58 nm thick dead-layer in (b),  $K_i$  is evaluated to be  $\sim 0.2 \text{ erg/cm}^2$ .

# Underlayer-dependent perpendicular magnetic anisotropy of $\text{Co}_2\text{Fe}_{0.4}\text{Mn}_{0.6}\text{Si}$ Heusler alloy ultra-thin films

○Mingling Sun<sup>1,2</sup>, Shigeki Takahashi<sup>3</sup>, Takahide Kubota<sup>2,4</sup>, Arata Tsukamoto<sup>5</sup>,  
Yoshiaki Sonobe<sup>3</sup>, and Koki Takanashi<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>. Grad. School of Eng., Tohoku Univ., <sup>2</sup> IMR, Tohoku Univ., <sup>3</sup> Samsung R&D Institute Japan,  
<sup>4</sup> CSRN, Tohoku Univ., <sup>5</sup> Dept. Electronic Eng., Nihon Univ.)

## Introduction

Spin transfer torque magnetoresistive random access memory (STT-MRAM) is being developed as a candidate for the next generation non-volatile memories. For the development of giga-bit-class STT-MRAM, perpendicularly magnetized films with high spin polarization are required [1]. Some Co-based Heusler alloys, such as  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ ,  $\text{Co}_2(\text{Fe-Mn})\text{Si}$ , are known as half-metallic compounds and their ultra-thin films with perpendicular magnetic anisotropy (PMA) have been investigated [2-4]. Our group has been studying PMA in  $\text{Co}_2\text{Fe}_{0.4}\text{Mn}_{0.6}\text{Si}$  (CFMS) ultra-thin films with a Pd underlayer [3, 4], showing perpendicular magnetization. However, the underlayer dependence of PMA in CFMS ultra-thin films is unclear. In this work, we have systematically investigated PMA in CFMS ultra-thin films with different kinds of underlayers.

## Experimental methods

The stacking structure of samples was as follows: MgO (100) substrate / underlayer(s) / CFMS ( $t_{\text{CFMS}}$ ) / MgO (2 nm) / Ta (5 nm), in which the CFMS layer thickness,  $t_{\text{CFMS}}$  was changed in the range from 0.6 to 1.4 nm. Pd, Ru and Cr were chosen as underlayers. For Pd and Ru underlayers, Cr was first deposited on the substrate as a buffer layer in order to get a smooth surface. The metallic layers were deposited using an ultrahigh-vacuum sputtering system with a base pressure less than  $2 \times 10^{-7}$  Pa, and the MgO layer was deposited using electron beam evaporation system. *In-situ* post-annealing process was done after the deposition of Cr buffer at 700°C for 1 hour. The deposition temperature for the Pd layer was 350°C, and other layers were deposited at an ambient temperature. After the deposition of all layers, the samples were annealed in a vacuum furnace. The annealing temperatures ( $T_{\text{anneal}}$ ) were 200°C, 300°C, 400°C and 500°C. Hysteresis loops of all samples were measured by superconducting quantum interference device-vibrating sample magnetometer (SQUID-VSM) at 300 K. The maximum applied magnetic field was 30 kOe.

## Results

Perpendicularly magnetized films were achieved in the samples with  $t_{\text{CFMS}} = 0.6$  and 0.8 nm using the Pd underlayers and  $T_{\text{anneal}} = 400^\circ\text{C}$ . However, all films exhibited in-plane magnetization in the samples using the Ru and Cr underlayers, regardless of the annealing temperatures. The maximum value of PMA energy ( $K_{\text{u}}$ ) were  $1.7 \times 10^7$  ( $t_{\text{CFMS}} = 0.6$  nm),  $7.3 \times 10^6$  ( $t_{\text{CFMS}} = 1.0$  nm) and  $7.1 \times 10^6$  ( $t_{\text{CFMS}} = 0.8$  nm) erg/cm<sup>3</sup> for Pd, Ru and Cr underlayers, respectively.  $T_{\text{anneal}}$  for the optimum condition was 400°C for all. The maximum value of interface anisotropy energy ( $K_{\text{s}}$ ) were 1.2, 0.3 and 0.2 erg/cm<sup>2</sup> for the Pd, Ru and Cr underlayers, respectively at the optimum  $T_{\text{anneal}}$ . It is suggested that the differences in the dead layer thickness and the amount of the interdiffusion possibly result the underlayer dependence of the PMA in CFMS ultra-thin films.

## Acknowledgment

This work was partially supported by MEXT-Supported Program for the Strategic Research Foundation at Private Universities, 2013–2017.

## References

- [1] H. Yoda, *et al.*, *Curr. Appl. Phys.* **e10**, 387 (2010).
- [2] Z. Wen *et al.*, *Adv. Mater.* **26**, 6483–6490 (2014).
- [3] T. Kamada *et al.*, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 2600304 (2014).
- [4] T. Kubota *et al.*, *Mater. Trans.* **57**, 773 (2016).

## 有機金属分解法を用いて作製した磁性ガーネット薄膜の磁気異方性

齊藤日菜、芦澤好人、中川活二  
(日本大学)Magnetic anisotropy of garnet films fabricated by metal organic decomposition method  
H. Saito, Y. Ashizawa, and K. Nakagawa  
(Nihon University)

## はじめに

酸化物フェリ磁性体である磁性ガーネットはダンピング定数が小さいため、スピン波伝搬用材料として注目されている。我々は高機能化・高性能化を目指して種々の元素を置換した磁性ガーネット<sup>1)</sup>の検討を行っている。一般的に Liquid Phase Epitaxy (LPE)法で作製した薄膜の結晶性は優れているが、多種の組成のガーネット膜作製には効率が悪い。そこで我々は、幅広く組成の異なる薄膜作製試作が比較的容易な有機金属分解 (MOD)法によるガーネット膜作製を行い、まず基本特性を求め、その後 LPE 法による成膜へのステップを考えた。MOD 法で作製した磁性ガーネット薄膜は、その結晶性の不十分さからスピン波の散乱等の欠点も予想され、この点もクリアしていきたい。本報告では、ガラス基板上、Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (GGG)単結晶基板上に MOD 法による磁性ガーネット薄膜を作製・評価した。

## 実験方法

試料には、Y<sub>1.5</sub>Bi<sub>1</sub>R<sub>0.5</sub>Fe<sub>4</sub>Ga<sub>1</sub>O<sub>12</sub> (R = Dy, Eu)を用いた。Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (YIG)をホストガーネットとし、磁気光学効果が大きい Bi を置換し、また磁気歪み定数が異なる Dy, Eu を置換した。コーニング社製ガラス基板、GGG (111)単結晶基板上にそれぞれ MOD 溶液を塗布、スピコートし、有機溶媒を蒸発させるために 100 °C で 10 分間、乾燥させた。次に有機物を分解し揮発させるために 450 °C で 10 分間、仮焼成を行った。スピコートから仮焼成までの工程を 1 回行うことで膜厚は 40 nm 程度である<sup>2)</sup>。この工程を 4 回繰り返したため膜厚は 160 nm 程度である。最後に試料を結晶化させるために 750 °C で 3 時間、本焼成を行った。試料の磁気特性を磁気ファラデー効果により評価した。薄膜の歪み誘導磁気異方性エネルギー  $K_u$  は次のように表される<sup>1)</sup>。

$$K_u = -\frac{3}{2}\lambda\frac{E_f}{1-\nu_f}\left[(1-\eta)\frac{a_s-a_f}{a_f} + \eta(\alpha_f-\alpha_s)\Delta T\right] \quad (1)$$

ここで  $\lambda$  は薄膜の磁気歪み定数、 $E_f$ ,  $\nu_f$  はそれぞれ薄膜のヤング率、ポアソン比、 $a_f$ ,  $a_s$  はそれぞれ薄膜、基板の格子定数、 $\alpha_f$ ,  $\alpha_s$  はそれぞれ薄膜、基板の熱膨張係数、 $\Delta T$  は成長温度と室温の差である。また、 $\eta$  は薄膜が受ける基板の結晶格子による歪みの開放度であり、その膜応力は  $\eta = 0$  では格子定数差で決定され、 $\eta = 1$  では熱膨張力差で決定されることを意味する。

## 実験結果

ガラス基板上 Y<sub>1.5</sub>Bi<sub>1</sub>R<sub>0.5</sub>Fe<sub>4</sub>Ga<sub>1</sub>O<sub>12</sub> (R = Dy, Eu)薄膜は、XRD から多結晶であることを確認した。磁気トルク測定より、ガラス基板上 Dy, Eu 置換薄膜の  $K_u$  はそれぞれ  $3.92 \times 10^3$  erg/cc、 $5.63 \times 10^3$  erg/cc であった。一方、 $\lambda$  を R<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (R = Y, Dy, Eu)の磁気歪み定数<sup>1)</sup>の加重平均値とし、 $\eta = 1$  での  $K_u$  を式(1)より算出すると、Dy, Eu 置換薄膜の  $K_u$  は  $3.72 \times 10^4$  erg/cc、 $-7.40 \times 10^3$  erg/cc となり磁気トルク測定結果と一致しない。これより、熱膨張係数差だけの議論は不十分であり、歪み緩和等の考慮も必要だと考えられる。

GGG 単結晶基板上 Y<sub>1.5</sub>Bi<sub>1</sub>R<sub>0.5</sub>Fe<sub>4</sub>Ga<sub>1</sub>O<sub>12</sub> (R = Dy, Eu)薄膜は XRD からエピタキシャル成長が確認され、それぞれの格子定数は 12.45 Å、12.43 Å であった。GGG 基板上に作製した Dy, Eu 置換薄膜の膜面垂直の磁気ファラデーヒステリシスを Fig. 1 に示す。これより Eu 置換薄膜の有効磁気異方性が Dy 置換薄膜の場合より大きいと考えられる。前述同様に加重平均した  $\lambda$  を用いて、格子定数差と熱膨張係数差の寄与を考えるために、 $\eta = 1$ , 0 のときの GGG 基板上の  $K_u$  を求め、Table 1 に示す。基板との格子定数差から歪み誘導磁気異方性が誘起される条件である  $\eta = 0$  のとき、Dy, Eu 置換薄膜の  $K_u$  はそれぞれ負、正となり、Fig. 1 の傾向と一致し、XRD の結果とも整合した。

## 謝辞

本研究の一部は、平成 25~29 年度文部科学省私立大学戦略的研究基盤形成支援事業 (S1311020) の助成を受けて行った。

## 参考文献

- 1) K. Matsumi, "Magnetic bubbles", edited by S. Iida and H. Kobayashi (Maruzen, Japan, 1977), pp. 84-92. [in Japanese]
- 2) T. Ishibashi, A. Mizusawa, N. Togashi, T. Mogi, M. Houchido, K. Sato: J. Crystal Growth, **275**, e2427-e2431 (2005).

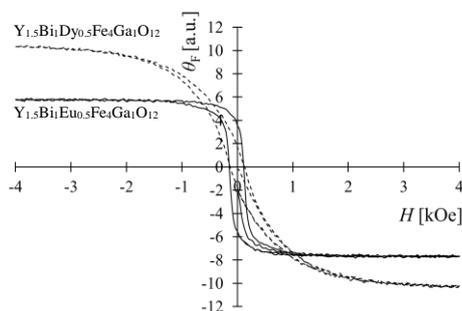


Fig. 1 Magnetic Faraday loop of Y<sub>1.5</sub>Bi<sub>1</sub>R<sub>0.5</sub>Fe<sub>4</sub>Ga<sub>1</sub>O<sub>12</sub> (R = Dy, Eu) garnet films on Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> substrates.

Table 1 Magnetic anisotropy energy  $K_u$  of Y<sub>1.5</sub>Bi<sub>1</sub>R<sub>0.5</sub>Fe<sub>4</sub>Ga<sub>1</sub>O<sub>12</sub> (R = Dy, Eu) garnet films on Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> substrates calculated from Eq. 1.

R	$K_u$ [erg/cc]	
	$\eta = 0$	$\eta = 1$
Dy	$-14.45 \times 10^4$	$2.21 \times 10^4$
Eu	$2.57 \times 10^4$	$-0.66 \times 10^4$

## スピネルフェライト薄膜の一軸異方性と軌道角運動量

井上順一郎<sup>1,2</sup>、田結庄健<sup>1</sup>、松本光玄<sup>1</sup>、柳原英人<sup>1</sup>、喜多英治<sup>1</sup>

(筑波大学理工学域<sup>1</sup>、東北大学応用物理学専攻<sup>2</sup>)

Uniaxial magnetic anisotropy and orbital angular momentum of spinel-ferrite thin films

J. Inoue<sup>1,2</sup>, T. Tainosho<sup>1</sup>, M. Matsumoto<sup>1</sup>, H. Yanagihara<sup>1</sup>, and E. Kita<sup>1</sup>

(Inst. Appl. Phys., Univ. of Tsukuba<sup>1</sup>, Dept. Appl. Phys. Tohoku University<sup>2</sup>)

### はじめに

CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>およびNiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>などのスピネルフェライトはよく知られた酸化物磁性体である。最近スパッタ法を用いてエピタキシャル成長させたこれらのスピネルフェライト薄膜において、良好な磁気特性が発現する。特に、MgO(001)基板上的コバルトフェライトは 10Merg/cm<sup>3</sup> 以上の一軸異方性を示す[1]。さらに MgAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>(001)基板上的 CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>およびNiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>薄膜も面内磁気異方性ながら大きな磁気異方性を示す[2,3]。このよう大きな磁気異方性はスピネルフェライトの格子定数が(001)基板により変調されるため生じると理解され、現象論を用いて定式化されている[4]。しかしながら、その現象論では異方性エネルギーと格子定数  $c/a$  との関係が不明瞭のままとなっている。そこで本研究では電子論を用いて、磁気異方性と  $c/a$  との関係を明らかにする。併せて、磁性イオンの軌道角運動量の  $c/a$  依存性を求め、実験と比較する。

### モデル

磁性イオンとその周りの再隣接酸素イオンを含むクラスターに、p-d 混成とスピン軌道相互作用 (SOI) を取り入れた 1 電子モデルを採用する。電子状態の計算には既存の tight-binding 法を採用する。SOI としては原子内 SOI を採用する。磁化方向を変化させたときの基底状態のエネルギーから磁気異方性エネルギーを求める。

### 計算結果

スピネルフェライト内 Fe<sup>2+</sup>, Co<sup>2+</sup>, Ni<sup>2+</sup>イオンの面直・面内磁気異方性エネルギーの  $c/a$  依存性をそれぞれ Fig. 1 (a), (b), (c)に示す。緑色で示した領域が実験値に対応する。SOI の値を 0.01-0.02 eV/atom とすると実験結果をよく説明できる。また現象論の結果も再現している。

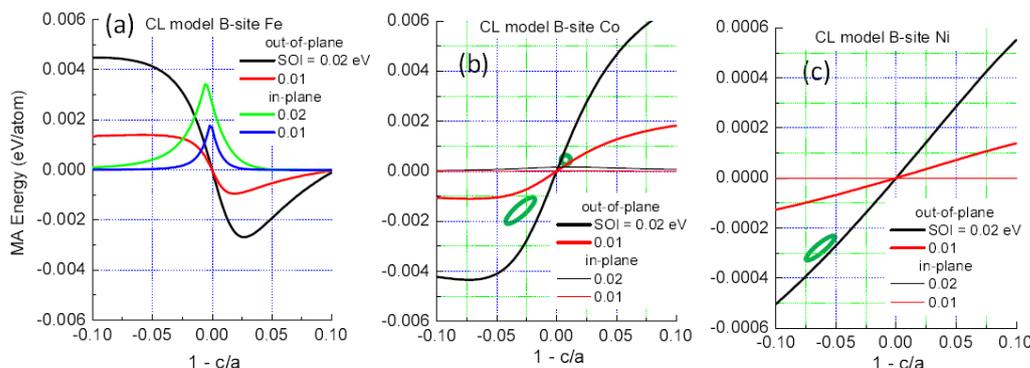


Fig.1 (a) Fe<sup>2+</sup>, (b)Co<sup>2+</sup>, (c) Ni<sup>2+</sup>における面直・面内磁気異方性の  $c/a$  依存性。緑枠領域が実験値。

**参考文献** : [1] T. Niizeki et al., APL103, 162409(2013), [2]田結庄ら、日本磁気学会 8pB14 (2015)、[3]松本ら、日本磁気学会 8pB12 (2015)、[4] J. Inoue et al., Matr. Res. Exp. 1, 046106 (2014).