

# 構造不均一性を考慮した FePt グラニューラ薄膜の規則度ならびに垂直磁気異方性エネルギーの膜厚依存性の解析

○齊藤 節<sup>1</sup>, タム キム コング<sup>2</sup>, 櫛引 了輔<sup>2</sup>, 小川 智之<sup>1</sup>, 齊藤 伸<sup>1</sup>

(1. 東北大学, 2. 田中貴金属工業)

Analysis of film thickness dependence of degree of order and perpendicular magnetic anisotropy energy for FePt granular film with structural inhomogeneity

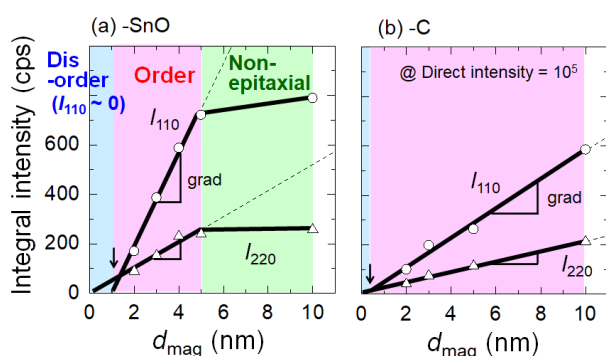
○Takashi Saito<sup>1</sup>, Kim Kong Tham<sup>2</sup>, Ryosuke Kushibiki<sup>2</sup>, Tomoyuki Ogawa<sup>1</sup>, and Shin Saito<sup>1</sup>

(1. Tohoku Univ., 2. TANAKA KIKINZOKU KOGYO K. K.)

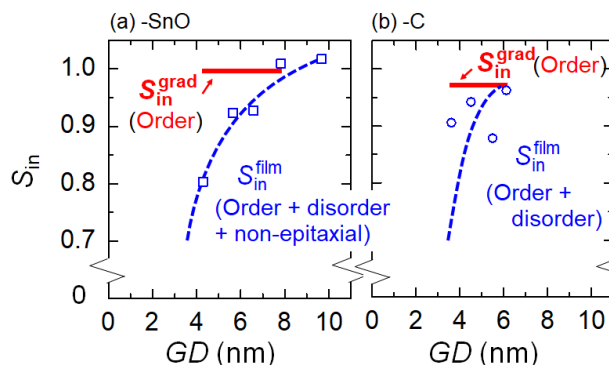
**はじめに** 熱アシスト磁気記録媒体の記録層では、室温で高い垂直磁気異方性エネルギーを有する L1<sub>0</sub> 型 FePt グラニューラ磁性層が有力な材料候補である。この FePt グラニューラ磁性層に関する先行研究では、FePt 結晶粒表面での Pt の偏析<sup>1)</sup>、結晶軸のランダムな配向<sup>2)</sup>、L1<sub>2</sub> 相<sup>3)</sup>、もしくは双晶<sup>4)</sup>の形成による構造不均一性が生じることが報告されている。しかしながら、このような構造不均一性を考慮して、FePt グラニューラ薄膜の規則度 ( $S_{in}$ ) や垂直磁気異方性エネルギー ( $K_{u\perp}$ ) を解析した報告は見当たらない。そこで、我々は種々の粒界材 (grain boundary material, GBM) を有する FePt グラニューラ薄膜の回折 X 線と垂直トルク曲線を膜厚ごとに評価し、膜厚方向の構造不均一性を考慮して規則度や  $K_{u\perp}$  を解析したので報告する。

**実験結果** 試料の層構成は FePt-30vol.%GBM (5 nm)/ MgO(5 nm)/ a-Co<sub>60</sub>W<sub>40</sub>(80 nm)/ Sub. とした。GBM は B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>、SnO、WO<sub>3</sub>、Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>、TiO<sub>2</sub>、MnO、MgO、C (カーボン) である。磁性層は L1<sub>0</sub> 型への規則化のため、基板温度を 550 °C として成膜した。XRD 測定により試料中には *c* 軸配向した FePt 結晶粒が存在していることがわかった。Fig. 1 には一例として GBM が (a) SnO、(b) C の FePt グラニューラ薄膜の L1<sub>0</sub> 相の (110)、(220) 面からの回折線の積分強度 ( $I_{110}$ ,  $I_{220}$ ) の膜厚 ( $d_{mag}$ ) 依存性を示す。SnO グラニューラ薄膜では、 $I_{110}$  と  $I_{220}$  は 5 nm までは  $d_{mag}$  に比例して線形に増加し、5 nm 以降では飽和した。一方、C グラニューラ薄膜では、 $I_{110}$  と  $I_{220}$  は  $d_{mag}$  が 2nm から 10nm まで直線的に増加した。また、線形部分の傾きは、GBM に依存している。外挿直線に注目すると、いずれの試料でも  $I_{110}$  は  $d_{mag}$  軸と交わり、 $I_{220}$  は原点座標と交わっていた。これらの結果から、グラニューラ薄膜には不規則、規則、非エピタキシャル部分が共存していることが示唆される。Fig. 2 には GBM が (a) SnO、(b) C のグラニューラ薄膜の規則度の FePt 結晶粒径 ( $GD$ ) に対する変化を示した。ここで、 $GD$  はシェラーの式を用いて評価したため、FePt 結晶粒の面内方向の並進性を表す。ここで、 $S_{in}^{film}$  は薄膜の平均的な規則度であり、 $S_{in}^{grad}$  (Order) は構造不均一性を考慮して算出した規則部分の規則度である。 $S_{in}^{film}$  は  $GD$  の増大に伴い増加し、やがて  $S_{in}^{grad}$  (Order) に漸近したように評価されるが、膜厚依存性から評価された  $S_{in}^{grad}$  (Order) は  $GD$  に対して一定である。このことから、薄膜平均で規則度を評価することが規則度の  $GD$  依存性をもたらす要因であることがわかった。講演では、構造不均一性が  $K_{u\perp}$  に及ぼす効果や GBM と構造不均一性との相関についても議論する。

**参考文献** 1) H. Sepehri-Amin et al., *Scripta Materialia*, **135**, 88 (2017). 2) B. Varaprasad et al., *IEEE Trans. Magn.*, **51**, 3200904 (2015). 3) S. Wicht et al., *J. Appl. Phys.*, **119**, 115301 (2016). 4) B. C. Lim et al., *IEEE Trans. Magn.*, **42**, 3017 (2006).



**Fig. 1** Integral intensity of L1<sub>0</sub> FePt phase derived from in-plane XRD plotted against  $d_{mag}$  for the typical granular film with (a) SnO and (b) C GBMs.



**Fig. 2** Degree of order ( $S_{in}$ ) plotted against  $GD$  for the typical granular films with (a) SnO and (b) C GBMs.

## $c$ 軸面内配向結晶粒を含む FePt グラニューラ薄膜における FePt 結晶粒の一軸結晶磁気異方性エネルギーの評価

○齊藤 節<sup>1</sup>, タム キム コング<sup>2</sup>, 櫛引 了輔<sup>2</sup>, 小川 智之<sup>1</sup>, 齊藤 伸<sup>1</sup>

(1. 東北大学, 2. 田中貴金属工業)

Evaluation of magnetocrystalline anisotropy energy of FePt grains in FePt granular film including FePt grains with  $c$ -axes parallel to the film plane

○Takashi Saito<sup>1</sup>, Kim Kong Tham<sup>2</sup>, Ryosuke Kushibiki<sup>2</sup>, Tomoyuki Ogawa<sup>1</sup>, and Shin Saito<sup>1</sup>

(1. Tohoku Univ., 2. TANAKA KIKINZOKU KOGYO K. K.)

**はじめに** 熱アシスト磁気記録媒体の記録層では、室温で高い一軸結晶磁気異方性エネルギー ( $K_u^{\text{grain}}$ ) を有し、 $c$  軸配向した  $L1_0$  型 FePt 結晶粒で構成されるグラニューラ磁性層が有力な材料候補である。この FePt グラニューラ磁性層に関する先行研究において、組織制御のため添加される粒界材料 (grain boundary material, GBM) 種によっては、 $c$  軸が膜面垂直を向いた  $c$  軸配向結晶粒に、膜面内を向いた  $c$  軸面内配向結晶粒が一部混ざってしまうことが報告されている<sup>1-3)</sup>。しかしながら、FePt 結晶粒の  $c$  軸配向の決定要因について、GBM の効果に着目して議論された報告は見当たらない。さらに、このような面内結晶粒の影響を鑑みて  $K_u^{\text{grain}}$  を算出した報告も見当たらない。そこで、我々は種々の粒界材を有する FePt グラニューラ薄膜中の  $c$  軸面内配向結晶粒の体積割合を算出し、 $K_u^{\text{grain}}$  を評価したので報告する。

**実験結果** 試料の層構成は FePt-30vol.%GBM (5 nm)/ MgO (5 nm)/ a- $\text{Co}_{60}\text{W}_{40}$  (80 nm)/ Sub. とした。GBM は  $\text{B}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SnO}$ ,  $\text{WO}_3$ ,  $\text{Nb}_2\text{O}_5$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{MnO}$ ,  $\text{MgO}$ ,  $\text{C}$  である。磁性層は  $L1_0$  型 FePt 相の規則化のため、基板温度を  $550^\circ\text{C}$  として成膜した。Out-of-plane 並びに In-plane XRD の結果から、 $c$  軸配向結晶粒と面内配向結晶粒は同様の格子定数と規則度を有することが推測される。 $c$  軸面内配向結晶粒の体積割合 ( $R_{\text{parallel}}$ ) は In-plane XRD 測定から得られる  $L1_0$  型 FePt 相の (200) と (002) 面からの回折線の積分強度の比によって、算出した。Fig. 1 には種々の粒界材料を有するグラニューラ薄膜の  $R_{\text{parallel}}$  と、構造不均一性を考慮して算出した規則部分の規則度 ( $S_{\text{in}}^{\text{grad}}$  (Order)) との相関を示した。 $R_{\text{parallel}}$  は  $S_{\text{in}}^{\text{grad}}$  (Order) と負の相関を有することがわかった。これは FePt 結晶粒の規則度が GBM 種に依存しており、規則化につれ、格子がより面内方向に伸びた構造 (面心正方晶、 $\text{fcc}$  構造) となることで、面内配向結晶粒の成長が抑制されることを示唆している。Fig. 2 には、FePt グラニューラ薄膜中の全結晶粒が  $c$  軸配向した ( $R_{\text{parallel}} = 0$ ) と仮定し算出した薄膜の垂直磁気異方性エネルギー ( $K_{u\perp}^{\text{normal}}$ ) ならびに  $K_u^{\text{grain}}$  と  $S_{\text{in}}^{\text{grad}}$  (Order) との相関を示した。なお、 $K_u^{\text{grain}}$  は体積割合比を考慮したグラニューラ薄膜中の FePt 結晶粒の一軸結晶磁気異方性エネルギーである。 $K_{u\perp}^{\text{normal}}$  ならびに  $K_u^{\text{grain}}$  は  $S_{\text{in}}^{\text{grad}}$  (Order) と正相関を有することがわかった。以上の結果より、 $S_{\text{in}}^{\text{grad}}$  (Order) = 1.0 のとき、 $K_u^{\text{grain}} = 3.4 (\times 10^7 \text{ erg/cm}^3)$  であることがわかった。

**参考文献** 1) T. Saito et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **59**, 045501 (2020). 2) T. Shiroyama et al., *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 3616 (2013). 3) J. Wang et al., *Acta Materialia*, **166**, 413 (2019).

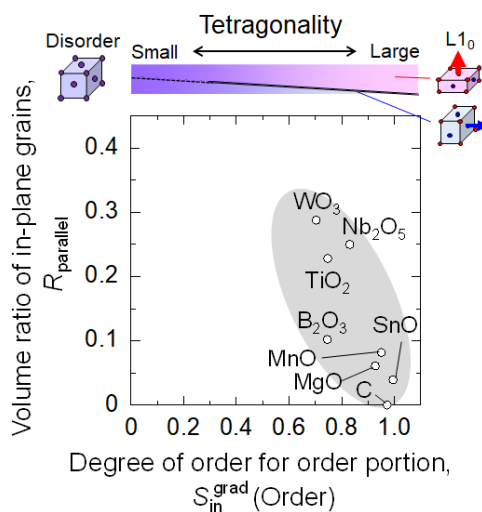


Fig. 1  $R_{\text{parallel}}$  plotted against  $S_{\text{in}}^{\text{grad}}$  (Order) in the granular films.

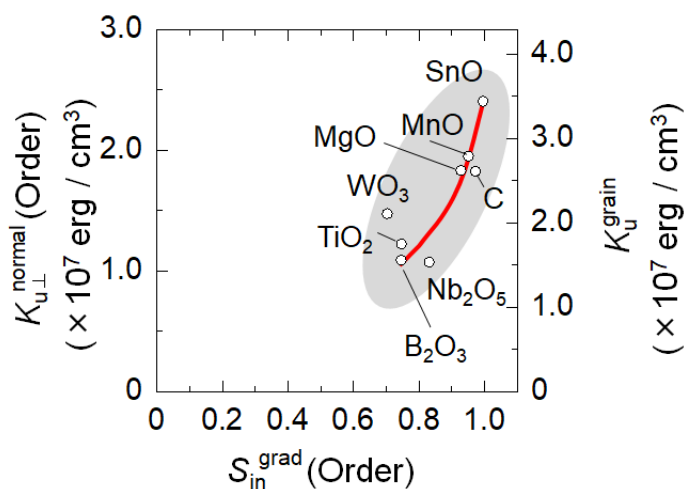


Fig. 2  $K_{u\perp}^{\text{normal}}$  and  $K_u^{\text{grain}}$  plotted against  $S_{\text{in}}^{\text{grad}}$  (Order).

## FePt-C / FePt-oxide 積層型グラニューラ媒体の $c$ 軸配向と垂直磁気異方性エネルギーに及ぼす FePt-C 核形成層の効果

°タム キム コング<sup>a)</sup>, 齊藤 節<sup>b)</sup>, 櫛引 了輔<sup>a)</sup>, 齊藤 伸<sup>b)</sup>  
(<sup>a)</sup>田中貴金属工業株式会社, <sup>b)</sup>東北大学)

### Effect of FePt-C nucleation layer on $c$ -axes orientation and perpendicular magnetic anisotropy energy for FePt-C / FePt-oxide stacked granular media

°Kim Kong Tham<sup>a)</sup>, Takashi Saito<sup>b)</sup>, Ryosuke Kushibiki<sup>a)</sup>, and Shin Saito<sup>b)</sup>  
(<sup>a)</sup>TANAKA KIKINZOKU KOGYO K.K., <sup>b)</sup>Tohoku University)

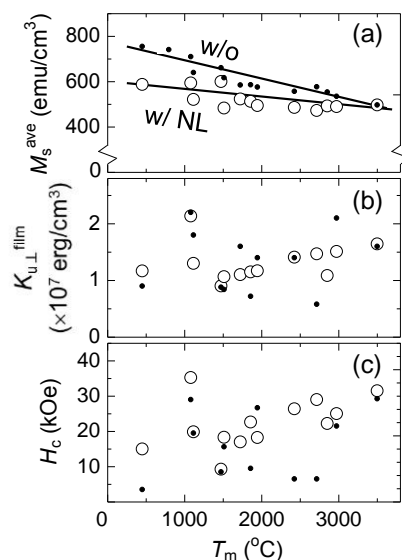
**はじめに**  $L1_0$  FePt 薄膜は、室温で $\sim 5 \times 10^7$  erg/cm<sup>3</sup>の高い磁気異方性エネルギーを備えているため、次世代磁気記録媒体として注目を集めている。製品化するためには、グラニューラ構造、垂直配向の  $c$  軸、高規則度を有する微細なコラム状磁性粒子の実現が必須である。これらの要件を達成するために、 $C^{1,2)}$ ,  $TiO_2^{3)}$ ,  $SiO_2^{4)}$  などの様々な粒界材 (GBM) を FePt 薄膜へ添加し、結晶粒の分離の促進による磁気交換結合の低減に関する研究が盛んに行われてきた。また、コラム状の結晶粒を形成するためには結晶粒が分離している FePt-C 核形成層 (NL) を用いる検討が広く研究されている<sup>5)</sup>。FePt-GBM グラニューラ膜を直接 MgO 下地膜の上に積層させると、(001)面内配向成分が発生することが報告された<sup>6)</sup>。面内配向成分を低減する一つの方法として、MgO 下地膜と FePt-GBM グラニューラ膜との間に NL を導入することが挙げられる。しかしながら、NL が FePt-GBM の磁気特性、特に磁気異方性エネルギーに及ぼす影響は明らかになっていない。本講演では、FePt-C NL 上に積層した FePt-GBM グラニューラ膜の結晶粒径、規則度、ヘテロエピタキシャル成長を調べたので報告する。

**実験結果** 媒体の膜構成は Sub./Co<sub>60</sub>W<sub>40</sub>(80 nm)/MgO(5 nm)/FePt-30vol% C(2 nm)/FePt-30vol% GBM(0-8 nm)/C(7 nm) とした。FePt-C と FePt-GBM は 550°C の温度で成膜した。GBM は B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SnO, GeO<sub>2</sub>, WO<sub>3</sub>, Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, SiO<sub>2</sub>, TiO<sub>2</sub>, MnO, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, ZrO<sub>2</sub> である。

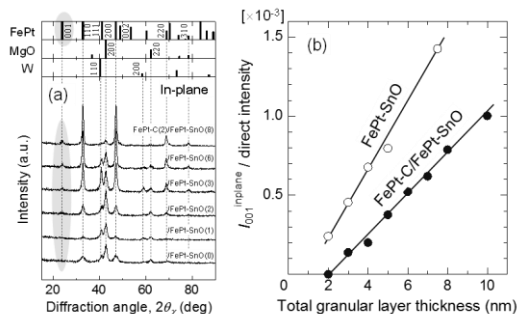
図 1 には、(a)飽和磁化 ( $M_s^{ave}$ ), (b)垂直磁気異方性エネルギー ( $K_{u\perp}^{film}$ ), (c)トータル膜厚が 5 nm 媒体の保磁力 ( $H_c$ ) の GBM の融点 ( $T_m$ ) の依存性を示す。NL を積層しない媒体では、FePt-oxide グラニューラ媒体 (GBM の  $T_m < 3500^\circ\text{C}$ ) が FePt-C グラニューラ媒体 (GBM の  $T_m: 3500^\circ\text{C}$ ) より高い  $M_s^{ave}$  を示している<sup>7)</sup>。FePt-C グラニューラ媒体の  $M_s^{ave}$  が低いのは、FePt 粒子に C が固溶したためと考えられる<sup>8)</sup>。 $T_m$  を  $3500^\circ\text{C} \sim 450^\circ\text{C}$  に変化させると、NL を積層した媒体の  $M_s^{ave}$  は  $500 \sim 600$  emu/cm<sup>3</sup> に変化している。一方、NL を積層しない媒体の  $M_s^{ave}$  は  $500 \sim 750$  emu/cm<sup>3</sup> になっている。NL を積層した媒体の  $M_s^{ave}$  における減少は、積層型媒体の  $M_s^{ave}$  が FePt-C NL および FePt-GBM の  $M_s^{ave}$  の体積平均であることを示唆している。 $M_s^{ave}$  は、GBM の  $T_m$  に対して直線的に変化しており、NL を積層しない媒体と同じ傾向を示している<sup>7)</sup>。これは、FePt 粒子と GBM との間の相分離の度合いが GBM の  $T_m$  に依存することを示している。NL を積層した媒体の  $K_{u\perp}^{film}$  と  $H_c$  は、 $T_m$  を  $3500^\circ\text{C} \sim 450^\circ\text{C}$  に変化させると、 $K_{u\perp}^{film}$  と  $H_c$  はそれぞれ  $0.9 \sim 2.1 \times 10^7$  erg/cm<sup>3</sup> と  $9 \sim 35$  kOe に変化する。NL を積層しない媒体と同様に、 $K_{u\perp}^{film}$  と  $H_c$  は、GBM の  $T_m$  と強い相関関係が見られない。

図 2 (a) に、典型的な FePt-GBM として、FePt-C (2 nm) NL の上に積層した FePt-SnO (0-8 nm) の面内 XRD プロファイルを示している。面内 XRD プロファイルでは、約  $33^\circ$  と  $69^\circ$  の回折角度で、それぞれ FePt(110) と FePt(220) の回折線が観察され、FePt 結晶粒が  $c$  面配向していることを示している。また、約  $24^\circ$  の回折角度で FePt(001) 回折線が観察され、(001)面内配向している結晶粒が存在していることがわかる。NL を積層したグラニューラ媒体の FePt(001) 回折線の積分強度を膜厚に対してプロットした結果は図 2 (b) に示す。参考として、NL を積層しない FePt-SnO グラニューラ媒体の FePt(001) 回折線の積分強度も図中に示している。NL を積層した FePt-SnO グラニューラ媒体の FePt(001) 回折線の積分強度は、膜厚に対して直線的に変化し、NL を積層しない媒体よりも傾きが小さくなっている。これは、NL の積層により(001)面内成分が低減されることを示唆している。

**参考文献** 1) J. S. Chen et al., *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 132506 (2007). 2) A. Perumal et al., *J. Appl. Phys.*, **105**, 07B732 (2009). 3) Y. F. Ding et al., *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 032506 (2008). 4) E. Yang et al., *J. Appl. Phys.*, **104**, 023904 (2008). 5) B. S. D. Ch. S. Varaprasad et al., *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 718 (2013). 6) J. Wang et al., *Acta Mater.*, **91**, 41 (2015). 7) T. Saito et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **59**, 045501 (2020).



**Fig. 1** Dependence of (a)  $M_s^{ave}$ , (b)  $K_{u\perp}^{film}$ , and (c)  $H_c$  for media with and without NL on melting point ( $T_m$ ) of the GBM. Total thickness all samples were fixed at 5 nm.



**Fig. 2** (a) In-plane XRD profile for Sub./CoW(80 nm)/MgO(5 nm)/FePt-C(2 nm)/FePt-SnO(0-8 nm)/C(7 nm) and (b) dependence of FePt(001) diffraction integral intensity of the films on the film thickness.



## X線2次元検出器を用いた 磁気記録媒体用薄膜の結晶軸配向の集積性の評価

○宮崎 大輝, 小川 智之, 田河 育也\*, 斉藤 伸  
(東北大学, 東北工業大学\*)

Evaluation of crystalline texture for thin film magnetic recording media  
utilizing two-dimensional X-ray Detector

°Daiki Miyazaki, Tomoyuki Ogawa, Ikuya Tagawa\*, Shin Saito  
(Tohoku Univ., Tohoku Inst. of Tech.\*)

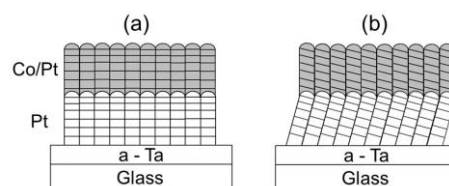
**はじめに** トリレンマ課題を解決する磁気記録媒体として、結晶配向軸を傾けた傾斜配向 Co/Pt 膜<sup>1)</sup>や Heat Assisted Magnetic Recording (HAMR) 用 FePt グラニューラ媒体が検討されている。これらの媒体では磁化容易軸を空間の特定方向に揃える必要があり、*c* 軸の方向やその集積性の制御が極めて重要である。これまで X 線回折法による結晶軸の方向や配向分散の評価法としては、In-plane、Out-of-plane、Rocking curve のプロファイルの計測が行われてきた。しかしながら、試料組織の結晶配向の状態によっては軸合わせが困難であり、上記3種のプロファイルを取得するのに時間を要する。そこで今回、平面内に微小ピクセルを多数配置しピクセル毎に独立に回折 X 線を計数できる2次元検出器を用いて極点計測を高速・高分解能で行い、結晶軸の方向や配向分散を評価したので報告する。

**実験方法** X線回折装置には9kWロータフレックス線源のSmartLab(リガク社製)を用いた。2次元検出器は有効検出面積が77.5×38.5mm、検出ピクセル数775×385=298,375ピクセルのHypix-3000(リガク社製)を用いた。この検出器は受光部面積を制限することにより0次元検出器として用いることも可能である。光学系は2次元検出器の場合は微小部光学系、0次元検出器として用いる場合は平行ビーム光学系とした。測定試料には傾斜配向 Co/Pt 膜<sup>1)</sup>を用いた。Fig. 1 に Pt 下地層上に作製した Co/Pt 膜の柱状組織と原子稠密面の模式図を示す。(a) は Pt と Co/Pt を膜面垂直方向に成長させた試料であり原子稠密面は基板面と平行である。一方 (b) は Pt を傾斜成長させた試料であり、Pt と Co/Pt の原子稠密面は基板面とは平行になっていない。

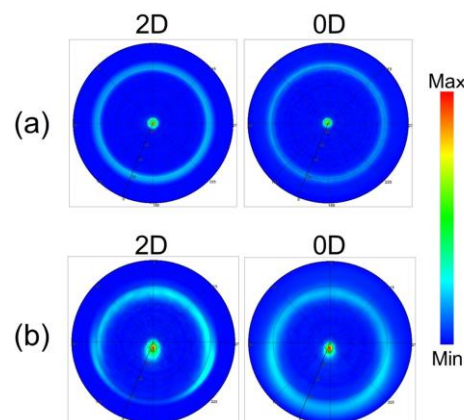
**実験結果** 一例として Fig. 2 には、Fig. 1 で紹介した試料に関して 0D あるいは 2D 検出器で計測した Pt(111)面 (ブラッグ角 39.70°) の極点図を示す。図中上段に示す試料 (a) では 0D と 2D とともに 90°で回折線強度が最大であり、等価面のリングも同軸状に観測されていることから、Pt 層は(111)面配向していることがわかる。一方、図中下段に示す試料 (b) では Pt(111)面の極点が基板法線方向から 8°程度傾斜しており等価面からの回折リングも中心が極点部分にずれている。111 方向が基板法線方向から傾斜していることが明らかである。測定に要した時間は、0D では 7.5 時間かかるのに対し、2D ではわずか 1.5 時間であった。このように、極点測定は媒体試料の結晶配向軸の解析に非常に有用である。当日は HAMR 用 FePt グラニューラ媒体の評価結果も報告予定である。

### 参考文献

- 1) D. Miyazaki, et al., *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **6**, (2021), in press.



**Fig. 1** Schematics of the measured sample of (a) vertical deposition of both Pt and Co/Pt layers and (b) inclined deposition of a Pt layer and vertical deposition of a Co/Pt layer, respectively.



**Fig. 2** Polar coordinate map of (a) vertical deposition of Pt (b) inclined deposition of Pt.

## Si 酸化物および Si 窒化物隣接 Fe 超薄膜における 急速昇降温熱処理生成ナノ微粒子の磁気特性

小松田恭祐<sup>1</sup>, 吉川大貴<sup>2</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)

Magnetic properties of nanoparticles produced by RTA  
from an ultra - thin Fe film sandwiched between SiO<sub>x</sub> and SiN

K. Komatsuda<sup>1</sup>, H. Yoshikawa<sup>2</sup>, A. 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** 次世代の超高密度磁気記録媒体の材料として L1<sub>0</sub>-FePt 孤立微粒子群が注目されている。我々は、熱酸化 Si 基板/Fe/Pt (Fe/Pt 総厚 < 5 nm) 二層膜を初期構造とし、赤外線照射型急速昇温熱処理 (RTA: Rapid Thermal Annealing) を行うことによる FePt 合金ナノ磁性微粒子群作製の可能性と手法自体の検討を報告してきた<sup>1)2)</sup>。また近年本微粒子作製プロセスにおいて、真空成膜段階での SiN 下地層導入により FePt 規則合金相生成収率大を報告しているが<sup>3)</sup>、RTA 過程で隣接 SiN が Fe 元素に及ぼす化学的影響は未知であった。本研究では、Si 系透明絶縁体に挟まれた Fe 薄膜に RTA を行い、Fe 微粒子形成前後の磁気特性から検討する。

**実験方法** Fe 層の成膜には DC マグネトロンスパッタ法、SiN の成膜には RF マグネトロンスパッタ法を用いた。大気下で形成した熱酸化 Si 基板表面を成膜段階でプラズマアッシング処理した後、連続して Si sub./Fe (1.18 nm)/SiN (3 nm) の順に積層した後、約 2 年経過した試料を (i) とする。この試料に対し、到達真空度 < 1.0 × 10<sup>-3</sup> Pa の雰囲気下で昇温速度約 70°C/sec., 目標到達温度 700°C の急速昇温後、窒素導入により降温速度 -90°C/sec. で急速降温処理を行ったものを試料 (ii) とする。試料 (ii) に対し走査型電子顕微鏡 (SEM) により表面形状像を、試料 (i) (ii) に対して超電導量子干渉素子式振動試料型磁力計 (SQUID - VSM) により磁化特性をそれぞれ測定し、形状と磁性の観点から評価する。

**実験結果** Fig.1 に示す試料 (ii) における表面 SEM 像から、RTA による孤立・微粒子化が確認された。次に SiO<sub>x</sub> および SiN 隣接構造を出発構造とし、急速昇温・高温加熱および大きな原子移動を伴う微粒子化前後において、Fe 化合物形成等に起因し磁気特性 (磁気モーメント量等) 変化が生じ得るか検証するため、試料 (i) (ii) に対し室温 (300K) で基板面内方向への磁場印加条件にて磁化曲線を測定した結果を比較した。Fig.2 に示す通り飽和磁化 M<sub>s</sub> 値はそれぞれ (i) 300 emu/cc, (ii) 330 emu/cc であり同水準の値を維持した。このことより、Fe 薄膜は Si 窒化物及び Si 酸化物いずれの元素に隣接した初期構造に対しても、高温急速加熱および大きな原子移動を伴う過程を経ても、磁気モーメント量が大きく減少するような Fe 化合物形成は生じず、原材料の Fe 元素から収率高く微粒子を得られるものと考えられる。

**謝辞** 本研究の一部は、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) Y. Itoh, T. Aoyagi, A. Tsukamoto, K. Nakagawa, A. Itoh and T. Katayama : Jpn. J. Appl. Phys., 43, 12, 8040(2004).
- 2) A. Itoh, et al : J. Magn. Soc. Jpn., 36, 62- 65 (2012).
- 3) K. Miyoshi, et al : IEEEJapan, Mag - 18 - 6 (2018).

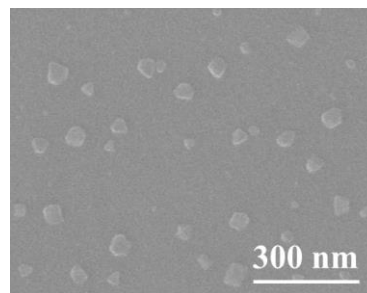


Fig.1 SEM image of sample (ii).

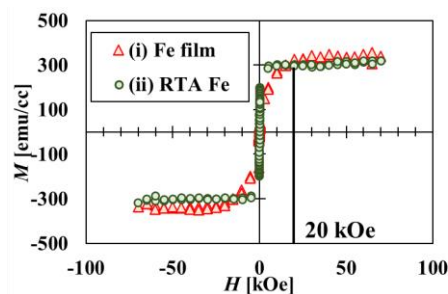


Fig.2 M - H Curve of sample (i) (ii).

## Co/Pt 多層膜ナノドットのマイクロ波アシスト磁化反転における熱活性

水谷聡志、菊池伸明、畑山正寿、島津武仁、岡本聡  
(東北大)

Thermal activation on microwave assisted magnetization switching in Co/Pt nanodot arrays

S. Mizutani, N. Kikuchi, M. Hatayama, T. Shimatsu, S. Okamoto  
(Tohoku Univ.)

## はじめに

マイクロ波アシスト磁化反転 (Microwave assisted magnetization switching : MAS) では, GHz 帯のマイクロ波磁場により磁化の歳差運動を励起し, 反転に必要な直流磁場を低減させる. MAS においてマイクロ波磁場の周波数と印加する磁場によって実効的なエネルギー障壁が複雑に変化することが報告されている<sup>1)</sup>. 本研究では, 形状, サイズによるエネルギー障壁の制御が容易なナノドットを用い, また, マイクロ波磁場の印加時間を幅広く変化させて MAS 実験を行って熱活性の影響を調べた.

## 実験方法

エネルギー障壁を実験的に調べるためには, 磁場の印加時間を幅広く変化させる必要がある. そこで, 本研究では熱伝導率の高い Si 基板上にマイクロ波磁場印加用の高周波線路を作製し<sup>2)</sup>, その上に絶縁層を介して異常ホール効果測定用の電極層及び Co/Pt 多層膜ナノドットアレイを作製した. Fig.1 に試料の模式図を示す. ドット直径は  $d = 40 \sim 200$  nm とした. MAS 実験は電磁石により膜面垂直方向に直流磁場, 面内方向にマイクロ波磁場を印加し, 異常ホール効果を検出することで測定した.

## 実験結果

Fig.2 に直径  $d = 70, 200$  nm のドットアレイの保磁力の実効時間依存性を示す. マイクロ波磁場周波数は  $f_{rf} = 4, 8$  GHz である. マイクロ波磁場は幅  $t_{pulse} = 20$  ns のパルス波として印加した. 実効印加時間  $t_{eff}$  はパルス周期  $t_{period}$  として  $t_{eff} = 10 \times (t_{pulse}/t_{period})$  と定義し,  $t_{eff} = 10^{-6} \sim 10^1$  の幅広い範囲で変化させた. いずれの試料でも, 実効時間の増加に伴い保磁力が低下し, 体積の大きなナノドットの MAS においても熱活性の影響が表れている. また,  $d = 70$  nm の方がその傾きが大きく, より熱活性の影響が顕著である. しかしながら, いずれのドット直径も 20 nm と見積もられる交換結合長よりは十分に大きく, ドットの一部からの反転が起きていると予想される<sup>3)</sup>. そのため, この違いについて一斉回転を仮定し, 直径によるドットの体積変化で説明することは難しい. 今後, ドット内部での有効場の分布による励起状態の違いや, 微細加工時のダメージなどの影響も含めて検討を行う.

謝辞 本研究の一部は ASRC の支援を受けて行われた.

## 参考文献

- 1) H. Suto et al. Phys. Rev. B., **91**, 094401 (2015).
- 2) N. Kikuchi et al. J. Appl. Phys., **126**, 083908 (2019).
- 3) H. Suto et al. Sci. Rep., **7**, 13804 (2017).

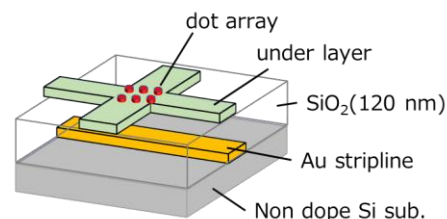


Fig.1 Schematic illustration of the sample structure.

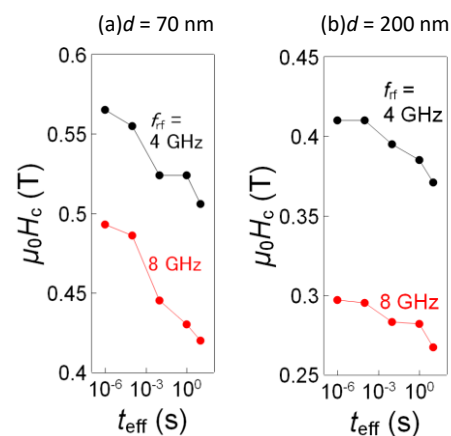


Fig.2 Effective time  $t_{eff}$  dependence of coercivity for Co/Pt nanodot array (a)  $d = 70$  nm, (b)  $d = 200$  nm.



## ビットパターンドメディアを用いた3次元熱アシスト磁気記録において 記録ドットの体積が記録に及ぼす影響

### Effect of Dot Volume on Recording Performance in 3D HAMR Bit Patterned Media

山根輝, Simon John Greaves, 田中陽一郎  
東北大学電気通信研究所

Hikaru Yamane, Simon John Greaves and Yoichiro Tanaka  
RIEC, Tohoku University

#### はじめに

磁気記録の更なる記録密度の向上のため、熱アシスト磁気記録 (HAMR) 技術が期待されている。本研究では、高い記録密度の実現のため、キュリー温度 ( $T_c$ ) の異なる2つの記録層をもった3次元 HAMR ビットパターンドメディア (BPM) を、マイクロ磁気シミュレーションを用いて検討を行い、記録層の体積変化が記録に及ぼす影響を調査した。

#### シミュレーションモデル

シリンダー型ドットが Down-track 上に 10nm 間隔で並べられた BPM を想定し、メディアの磁化を Landau-Lifshitz-Bloch (LLB) 方程式に基づいたマイクロ磁気モデルを用いて計算した。モデルの構成は、ドットの直径を  $d$  nm、深さ方向には下層から軟磁性層/非磁性層 (5nm)/記録層 1 (RL1) ( $h_1$ nm)/非磁性層 (2nm)/記録層 2 (RL2) ( $h_2$ nm) で、メディア上面とヘッドの間隔は 3 nm とした。各記録層の磁性パラメータには同じ飽和磁化  $M_s = 1138 \text{ emu/cm}^3$ 、異方性エネルギー定数  $K_u = 6.6 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ 、ダンピング定数  $\alpha = 0.1$  と設定し、キュリー温度はそれぞれ  $T_{c1}, T_{c2}$  とした。ここで、 $(T_c, d, h) = (460 \text{ K}, 5 \text{ nm}, 5 \text{ nm}), (460 \text{ K}, 6 \text{ nm}, 7 \text{ nm})$  の場合について、保磁力の温度依存性を調べた結果を図 1 に示す。保磁力が 10 kOe 以下になるには、それぞれ 410.3 K, 420.2 K まで加熱される必要があり、10K ほどの差があった。これは記録する際、記録層の体積が小さいと、書き込んだ後メディアが熱安定性を持つまで冷却するために、より長い時間を要することを意味する。

ヘッドは 10m/s でメディア表面上を動き、ビット長 10 nm で 3 ビット分磁界を印加し、上向きに磁化したターゲット層を下向きに反転させるよう設定した。Down-track 上で 8nm の記録窓を定義し、この範囲内で反転確率の平均が最大となるときの平均値を実効反転確率として評価した。 $d=6$  nm,  $h_1=h_2=5$  nm として、 $T_{c1}, T_{c2}$  をそれぞれ 450K~600K, 450K~750K の範囲で 10K ずつ変化させ、反転確率が高くなる組み合わせを調査した結果、 $(T_{c1}, T_{c2}) = (530 \text{ K}, 460 \text{ K}), (460 \text{ K}, 550 \text{ K})$  を中心に高い領域が得られた [1]。本研究ではこの2つの組み合わせに関して、ドットの直径や各記録層の高さを変化させて、その変化が記録に及ぼす影響を調査した。

#### 結果

$(T_{c1}, T_{c2}) = (530 \text{ K}, 460 \text{ K}), (460 \text{ K}, 550 \text{ K})$  の組み合わせに関して、記録層の高さを  $h_1=h_2=5$  nm のままドット径  $d$  を 5 nm および 7 nm に、 $d=6$  nm のまま ( $h_1, h_2$ ) を (6nm, 4nm) および (7nm, 3nm) にそれぞれ変化させて、記録および記録密度に与える影響を調べた。ドット径を変化させた結果、体積が小さくなると最小のトラックピッチが大きくなり、反転確率が小さくなった。特に  $d=5$  nm では実効的な反転確率が 0.95 程度と十分な反転確率が得られなかった。2層合わせた記録密度は、 $d=7$  nm のとき、8.5 Tbit/in<sup>2</sup> を超える非常に大きい値が得られた。記録層の高さを変化させた結果、RL1 の高さを大きくすると、反転確率が大きく得られた。最小トラックピッチは、(460K, 550K) では RL1 の体積増加に伴い小さくなった一方で、(530K, 460K) では RL2 の体積が小さくなるほど隣接トラックへの記録の影響を受けやすくなって、最小トラックピッチが大きくなった。記録密度は、(460K, 550K), ( $h_1, h_2$ ) = (7nm, 3nm) で最大の 8.34 Tbit/in<sup>2</sup> が得られた。それぞれの条件における保磁力が印加磁場に等しくなる温度から、その温度における異方性エネルギー定数  $K_u$  を計算し、熱安定性の指標となる  $K_u V$  と各記録層をターゲットとしたときの反転確率の関係を図 2 に示す。RL2 に関してはすべての条件で高い値を保っているが、RL1 では  $K_u V$  が小さいと反転確率が大きく低下することが確認できる。3D HAMR の記録には、印加磁場が小さくなる下層の RL1 の反転確率がボトルネックとなり、大きい反転確率を得るには RL1 の  $K_u V$  を大きくとることが求められる。

ドット径や記録層の高さをそれぞれ変化させた結果から、最良と思われる条件で  $(T_{c1}, T_{c2}) = (460 \text{ K}, 550 \text{ K}), (d, h_1, h_2) = (7 \text{ nm}, 7 \text{ nm}, 3 \text{ nm})$  としてシミュレーションした結果、今回調査した範囲で最小のトラックピッチ、最大の反転確率が得られた。記録密度は 9.0 Tbit/in<sup>2</sup> となった。

#### 参考文献

[1] Hikaru Yamane, Simon John Greaves, Yoichiro Tanaka, "Heat-Assisted Magnetic Recording on Dual Structure Bit Patterned Media", IEEE transactions on Magnetics, Vol. 57, No. 2, February 2021

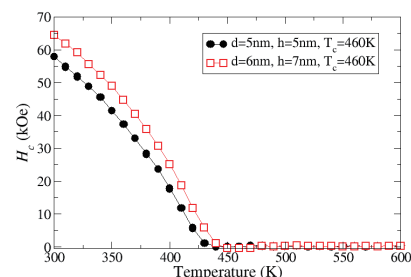


図1  $T_c=460 \text{ K}$  のとき、 $d=5 \text{ nm}, h=5 \text{ nm}$  と  $d=6 \text{ nm}, h=7 \text{ nm}$  の場合における保磁力の温度依存性

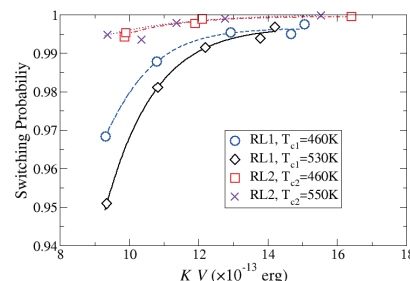


図2 反転確率と保磁力が印加磁場に等しくなる温度での各記録層の  $K_u V$

## MAMR 用のマイナススピンド分極3層STO

田河育也

東北工業大学電気電子工学科 仙台市太白区八木山香澄町 35-1

## Minus Spin-Polarization Tri-Layer STO for MAMR

Ikuya Tagawa

Electrical and Electronic Engineering, Tohoku Institute of Technology, Sendai, Japan

## 1. はじめに

マイクロ波アシスト磁気記録 (MAMR) において、スピントルク発振器 (STO) から強い高周波振動磁界を得ることは依然として課題である。一方で、東芝が FC (磁束制御型) -MAMR を提案したように [1]、STO の磁化振動がなくても準静的なヘッド磁界ゲインを得る可能性がある。ただし、STO 磁化がヘッド磁極の磁化と同方向を向いている場合、このゲインは負、つまり損失となってしまう。本論文では、強い高周波磁界を維持しつつ、この準静磁界損失を回避することの難しさを示し、その解決のため、負のスピンド分極率を有する 3 枚の磁性層から構成された新しい STO 設計を提案する。

## 2. マイクロ波磁界と準静磁界ゲイン

マイクロマグネティクスシミュレータ Examag (富士通) を用いて、STO 発振磁界を含むヘッド磁界を、媒体表面位置において計算した。Fig. 1 に示すように、マイクロ波発振磁界振幅 (MA field)、および、FC-MAMR 効果に起因するヘッド準静磁界ゲイン (DC field gain) を性能指数とした。ここで、後者は STO 有りおよび無しとの二つのヘッド磁界の差分から計算した。

Fig. 2 に示すように、ヘッド主磁極 (MP) およびトレーリングシールド (TS) を電極として使用する MAMR ヘッドでは、TS に負のスピンド分極材料 [2] を用いることにより (■)、弱い注入電流でも強い MA field が得られることは既に報告した [3]。磁極に接続されていない理想的な 2 層 STO と比べても (▲)、その優位性がわかる。しかし、DC field 利得を比較すると、負の分極 TS と組み合わせた 2 層 STO では DC field 損失が大きいがわかる。これに対して、負のスピンド分極率を有する 3 層 STO の場合 (○)、MA field はさらに弱い注入電流でピークを持つ特性となり、DC field gain は大幅に改善されることがわかる。

$J=4 \times 10^8$  A/cm におけるヘッド磁極先端付近の磁化分布を Fig. 3 に示す。スピンド注入層 (SIL) と磁界発生層 (FGL) の磁化は互いに反対のクロストラック方向に傾斜しているが、ダウトラック磁化成分がゼロではないため、DC field 損失を引き起こす。これは、FGL と TS の間の静磁気相互作用がスピンド伝達トルクよりも強いと考えられる。スピントルクを増大させるためには、FGL を二枚の SIL で挟み込んだ 3 層 STO 構造としたうえで [4]、全ての層の分極率を負とすることが必要である。磁化分布を計算すると、FGL 磁化が完全に膜面内にあつて SIL1 磁化が MP 磁化と反対向きとなるため、DC field 損失が解消される。

## 3. まとめ

従来の 2 層 STO では、極めて大きな注入電流を与えない限り、マイクロ波磁界 (MA field) を維持したまま準静的なヘッド磁界 (DC field) の損失を解消することは難しい。一方、負の分極を有する 3 層 STO によれば、低い注入電流でも DC field 損失を回避できることがわかった。しかし、注入電流が大きくなると MA field が急激に減少してしまうこともわかった。

## 文献

- [1] A. Takeo, The 31st Mag. Rec. Conf., C1 (2020)
- [2] M. Tsunoda, et al., Appl. Phys. Express 2, 083001 (2009)
- [3] I. Tagawa, J. Magn. Soc. Jpn., 43 (7), 1 (2020)
- [4] Y. Kanai, et al., MSJ 40th Annual Conf., 7pB-4 (2016)

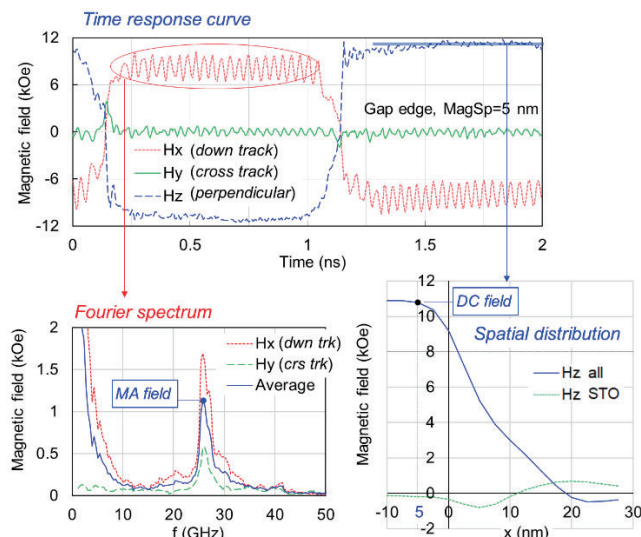


Fig. 1 (a) Time-response waveforms of the writing field including the STO oscillation field, and (b) its Fourier spectra and (c) the down track profile of the time-averaged perpendicular field.

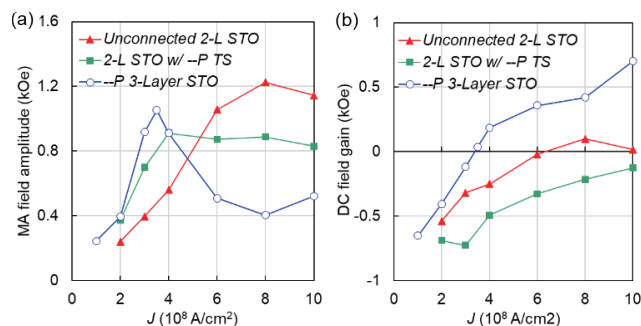


Fig. 2 Injection current dependencies of (a) the MA field amplitude and (b) the DC field gain, in the 2-layer STO unconnected to the head poles, the 2-layer STO with the minus-polarization TS, and the minus-polarization Tri-layer STO.

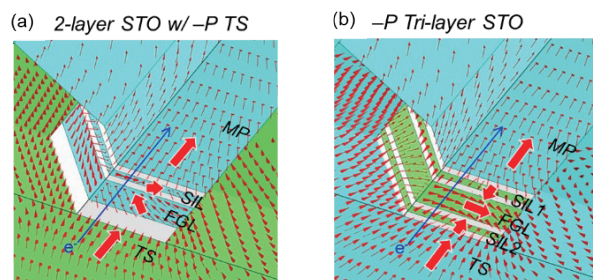


Fig. 3 Magnetization distributions near the head pole tip in the case of (a) the 2-layer STO with the minus-polarization TS and (b) the minus-polarization 3-layer STO, respectively, at the injection current of  $4 \times 10^8$  A/cm.



## Dual FGL STO のマイクロマグ解析

板垣諒、金井靖、Simon J. Greaves<sup>1</sup>

(新潟工科大、<sup>1</sup>東北大)

Micromagnetic analysis of Dual FGL STO

R. Itagaki, Y. Kanai, S. J. Greaves<sup>1</sup>

(Niigata Inst. of Tech., <sup>1</sup>Tohoku Univ.)

### はじめに

高周波アシスト磁気記録(MAMR)方式に用いられる高周波発振素子(STO)<sup>1)</sup>のマイクロマグ解析を行った。Takagishi らが提案した2つの高周波発振層(FGL)を持つSTO(Dual FGL STO)は、従来のMAMR用STOモデルと比べ、発振磁界面内成分がピークとなる位置で記録に有害な垂直成分が0となるなど優れた特性を持つ<sup>2)</sup>。本報告では、Dual FGL STOの良好な発振を目的として、いくつかの検討を行った。まず、FGLの発振が安定する寸法を確認した。次に、2つのFGL間の反強磁性結合( $J_{ex}$ )はSTOの発振に与える影響が大きいことを確認した。

### 解析モデルとソフトウェア

本報告では、Fig. 1に示すように、STOを記録ヘッドの主磁極(MP)とトレーリングシールド(TS)間のギャップ内に挿入したフルモデルを用いた。FGLの膜厚を5 nmとしているが、これは膜厚10 nmではFGLの発振が安定しにくいためである。Dual FGL STOは2つのFGLおよび1つのスピン注入層(nSIL)からなる。MP - FGL1およびnSIL - FGL2間のスピントルク、FGL1 - FGL2間の反強磁性結合を考慮した。軟磁性のnSILに負の分極率 $P_0 = -0.3$ を仮定した。マイクロマグ解析にはNumerics and Design, Inc.製のFastMag Micromagnetic Simulator v9を用いた。

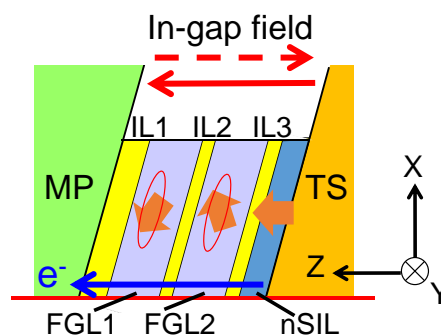


Fig. 1 Schematic of Dual FGL STO. Width  $\times$  height = 40 nm  $\times$  40 nm. Thickness: IL1 = 2 nm, IL2 = IL3 = 1 nm, FGL1 = FGL2 = 5 nm, nSIL = 3 nm.

### 計算結果

Fig. 2には、FGL1およびFGL2の平均磁化が面内で回転する割合(Min-plane/ $M_s$ : 全体の磁化の平均値をとり、さらに $4\pi M_s$ で割ったもの)であり、振幅が大きいほど磁化が面内で回転していることを示す。FGL1 - FGL2間の反強磁性結合として、(a)は $J_{ex} = -1.33$  erg/cm<sup>2</sup>を、(b)は $J_{ex} = -10.0$  erg/cm<sup>2</sup>を与えている。磁化が面内で回転する割合を0.0 nsec - 4.0 nsec間で平均したところ、(a)は64.6%、(b)は76.4%であった。以上から、2つのFGL間に与える $J_{ex}$ を変えることでFGLがより良好に発振することが分かる。また、正の値である $J_{ex} = +1.33$  erg/cm<sup>2</sup>や、 $J_{ex}$ を与えない場合、FGLの発振は振幅が小さく安定しない。

本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構(Advanced Storage Research Consortium)の補助金によった。

### 参考文献

- 1) J. Zhu, X. Zhu and Y. Tang: *IEEE Trans. on Magn.*, vol. 44, no. 1, pp. 125-131, Jan. 2008.
- 2) M. Takagishi, N. Narita, H. Iwasaki, H. Suto, T. Maeda, and A. Takeo: *IEEE Trans. on Magn.*, vol. 57, no. 3, 3300106, Mar. 2021.

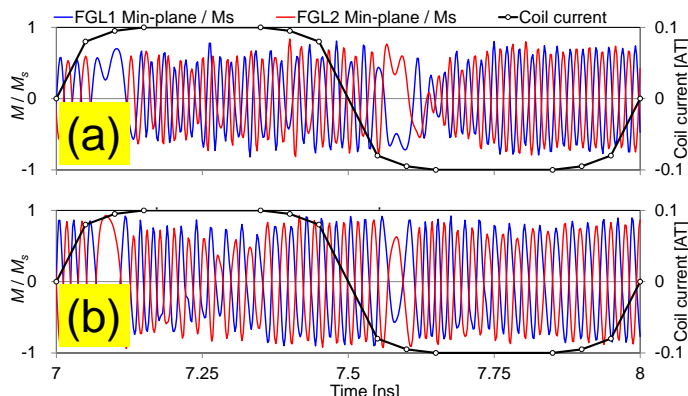


Fig. 2 In-plane component of volume-averaged FGL oscillation vs. time.  $J = 3.0 \times 10^8$  A/cm<sup>2</sup>, coil current = 0.2 AT<sub>pp</sub>. (a):  $J_{ex} = -1.33$  erg/cm<sup>2</sup>, (b):  $J_{ex} = -10.0$  erg/cm<sup>2</sup>.

# 多層媒体における MAS および信号記録特性の異方性磁界依存性

栗原幸佑<sup>1</sup>, 牙暁瑞<sup>2</sup>, 川上高輝<sup>1</sup>, 金井靖<sup>3</sup>, 田中輝光<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>九州大学大学院システム情報科学府, <sup>2</sup>九州大学マス・フォア・インダストリ研究所, <sup>3</sup>新潟工科大学工学部)

Dependence of MAS and signal recording characteristics on layer anisotropy structure for multilayer media

K. Kurihara<sup>1</sup>, X. Ya<sup>2</sup>, K. Kawakami<sup>1</sup>, Y. Kanai<sup>3</sup>, T. Tanaka<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>ISEE Kyushu University, <sup>2</sup>IMI Kyushu University, <sup>3</sup> Faculty of Eng. Niigata Institute of Technology)

## はじめに

マイクロ波アシスト磁気記録(MAMR: Microwave Assisted Magnetic Recording)は超高密度記録を可能にする技術の1つとして注目されている。MAMRについて様々な研究報告がされており<sup>[1-3]</sup>, 媒体異方性磁界構造として Notched 型や Graded 型などが提案されているが, その信号記録に最適と思われる異方性磁界構造はわかっていない。本研究ではメディアの異方性磁界構造とマイクロ波アシスト磁化反転(MAS: Microwave Assisted magnetization Switching)特性および信号記録特性の関係についてシミュレーションにより調査した。

## 計算方法

本研究では Fig.1 に示す 4 層構造媒体を想定した。各層における異方性磁界  $H_k$  と層間の交換定数  $A_{int}$  を変化させ, MAS 及び MAMR のシミュレーションを行った。信号記録特性は 200 kbpI のシグナルと 1600 kbpI のノイズの比率 (SNR: Signal to Noise Ratio) で評価した。LLG 方程式による数値計算では, 各層の飽和磁化を  $800 \text{ emu/cm}^3$ , ダンピング定数を 0.05 とした。またスピントルクオシレータの大きさを  $30 \text{ nm} \times 30 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$ , 飽和磁化を  $1600 \text{ emu/cm}^3$ , 周波数を 22 GHz とした。なお, 信号記録にはトラック幅 30 nm の単磁極ヘッドを想定して有限要素法によりその磁界分布を求め, 記録ヘッド磁界として用いた。

## 計算結果

$H_{k4}$  を 35 kOe とし  $H_{k1}$ ,  $H_{k2}$ ,  $H_{k3}$  を変化させ, マイクロ波アシスト磁化反転した点を Fig.2 に示す。同図から  $H_{k1}$ ,  $H_{k2}$ ,  $H_{k3}$  のいずれか 1 つが大きくなると磁化反転可能な媒体の平均異方性磁界( $H_{k,ave}$ )が大きくなるのが分かる。ここで  $H_{k1}$  が大きく,  $H_{k2}$ ,  $H_{k3}$  が小さい異方性磁界構造を Large $H_{k1}$  構造と定義する。同様に Large $H_{k2}$  構造, Large $H_{k3}$  構造とする。層間の交換定数( $A_{int12}$ ,  $A_{int23}$ ,  $A_{int34}$ ) を (0.5, 0.5, 0.7) ( $\mu\text{erg/cm}$ ) とし Large $H_{k1}$  構造, Large $H_{k2}$  構造, Large $H_{k3}$  構造および  $A_{int}$  を最適化した (0.5, 0.7, 0.7) ( $\mu\text{erg/cm}$ ) Large $H_{k1}$  構造の信号記録特性を Fig.3 に示す。同図から  $H_{k,ave} = 25 \text{ kOe}$  で Large $H_{k1}$  構造は SNR 15 dB 以上と比較的高く, 層間の交換定数を最適化することで 16.7 dB となるのが分かった。一方で Large $H_{k2}$  構造, Large $H_{k3}$  構造では SNR は非常に低い値となった。Large $H_{k2}$ , Large $H_{k3}$  構造媒体における  $H_{k,ave} > 20 \text{ kOe}$  の低い SNR は 200 kbpI 信号の記録が十分にできていないことに起因する。これは低線密度の信号記録時には周囲の磁化からの静磁気相互作用磁界が大きく分布することが信号記録過程に大きな影響を及ぼしていることが原因と考えられる。

## 参考文献

- [1] S. Li et al., *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 202509 (2009).
- [2] S. Okamoto et al. *J. Appl. Phys.*, **107**, 123914 (2010).
- [3] X. Bai et al. *IEEE Magn. Lett.*, **7**, 4507904 (2016).

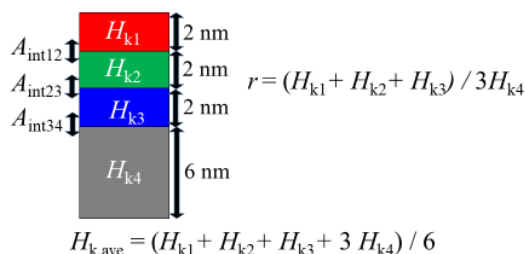


Fig.1. Schematic of medium layer structure and anisotropy fields.

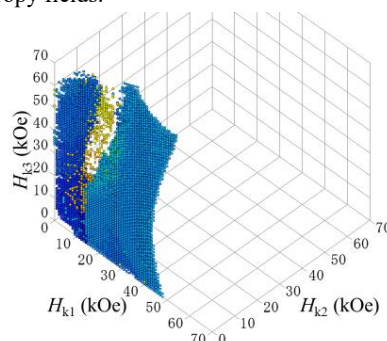


Fig.2. MAS plots for a multilayer with ( $A_{int12}$ ,  $A_{int23}$ ,  $A_{int34}$ ) = (0.5  $\mu\text{erg/cm}$ , 0.5  $\mu\text{erg/cm}$ , 0.7  $\mu\text{erg/cm}$ ).

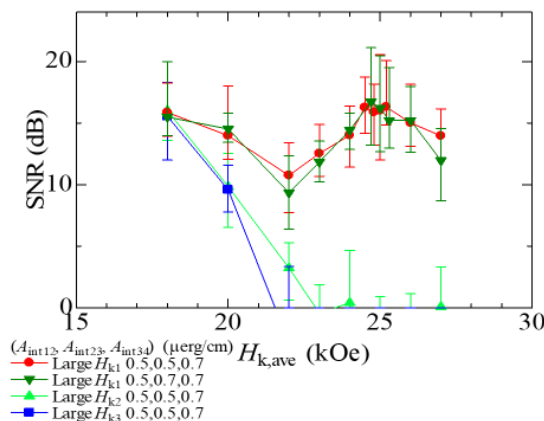


Fig.3. SNR comparison among three type of layer  $H_k$  structure media and SNRs for  $A_{int}$  optimized Large $H_{k1}$  structure media with  $r = 0.4$ .

## 静的エネルギー近似手法によるマイクロ波アシスト磁化反転解析

川上高輝<sup>1</sup>, 栗原幸佑<sup>1</sup>, 牙暁瑞<sup>2</sup>, 田中輝光<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>九州大学大学院システム情報科学府, <sup>2</sup>九州大学マス・フォア・インダストリ研究所)

Microwave-assisted magnetization reversal analysis based on static energy approximation method

K. Kawakami<sup>1</sup>, K. Kurihara<sup>1</sup>, X. Ya<sup>2</sup>, and T. Tanaka<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>ISEE Kyushu University, <sup>2</sup>IMI Kyushu University)

### はじめに

マイクロ波アシスト磁気記録(MAMR)は、超高密度記録を可能にする技術の一つとして注目されている。直流磁界  $H_{DC}$  が異方性容易軸に反平行方向に印加される場合の磁化反転条件は定式化されているが<sup>1, 2</sup>,  $H_{DC}$  が異方性容易軸に非平行な場合はマイクロマグネティックシミュレーションで求める必要があった。本研究では  $H_{DC}$  が異方性容易軸に非平行な場合の磁化反転条件を近似的に求める手法を提案し、本手法の数値解とマイクロマグネティックシミュレーションとを比較した。

### 近似手法

本研究で想定した単一磁化モデルと印加磁界の水平・垂直成分を Fig. 1(a)に示す。異方性軸を方向とし、直流磁界  $H_{DC}$  を  $z$  軸 (異方性容易軸) に対して  $\theta$  の角度で印加し、角周波数が  $\omega$  の円偏波交流磁界  $H_{AC}$  を  $xy$  面内方向に印加するものとした。本研究ではマイクロ波アシスト効果により  $\omega/\gamma$  の直流等価磁界が磁化の歳差運動軸に対して逆向きに作用すると仮定した。歳差運動軸と  $z$  軸との成す角を  $\varphi$  と定義した。なお、各磁界成分を異方性磁界  $H_k$  で規格化したものを  $h$  と表す。Fig. 1(a)により、各磁界の垂直成分 ( $h_z$ ) および面内成分 ( $h_{xy}$ ) は下記の式で表される。

$$h_{xy} = h_{DC} \sin \theta - \frac{\omega}{H_k \gamma} \sin \varphi + h_{AC}$$

$$h_z = h_{DC} \cos \theta - \frac{\omega}{H_k \gamma} \cos \varphi \quad (1)$$

マイクロマグネティックシミュレーションにより反転磁界  $h_{reverse}$  と  $\varphi$  を求め、(1)式を用いて得られた磁化反転磁界を Fig. 1(b)にプロットした結果、アステロイド曲線  $h_{xy}^{2/3} + h_z^{2/3} = 1$  (2) とほぼ一致していることが分かった。従って  $\omega/\gamma$  の直流等価磁界が磁化の歳差運動軸に対して逆向きに作用するという仮定は有効であると推測される。

### 計算方法と結果

本近似モデルの全エネルギー  $E$  はゼーマンエネルギーと異方性エネルギーの和で表される。(1)式を用いてゼーマンエネルギーを表し、安定状態である  $\partial E / \partial \varphi = 0$  から、

$$h_{DC} = \frac{0.5 \sin 2\varphi - h_{AC} \cos \varphi}{\sin(\theta - \varphi)} \quad (3)$$

が得られる。(3)式においてマイクロ波磁界強度および周波数、DC磁界印加角を固定し、 $\varphi$  を変化させながら  $h_{DC}$  を求め、これとアステロイド曲線の交点を求めることで  $h_{reverse}$  が得られる。マイクロマグネティックシミュレーションと近似手法で得られた  $h_{reverse}$  の  $H_{DC}$  印加角度依存性を Fig. 2 に示す。磁化容易軸と直流磁界のなす角が小さい場合は最大で8%程度の誤差があるが角度が増大すると近似計算結果とシミュレーション結果がほぼ一致することが分かった。

### 参考文献

- [1] Giorgio Bertotti, Claudio Serpico, and Isaak D. Mayergoyz, *PRL*. **86**(4), 724-727 (2001).
- [2] S. Okamoto, M. Igarashi, N. Kikuchi, and O Kitakami, *J. Appl. Phys.* **107**, 123914(2010).

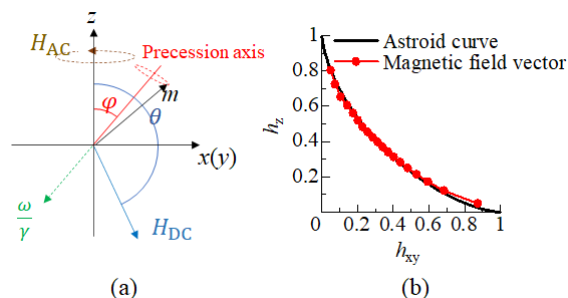


Fig. 1. (a) Components of DC and AC field vectors. (b) Comparison between Astroid curve and switching field components derived from the equation (1) and micromagnetic calculations.

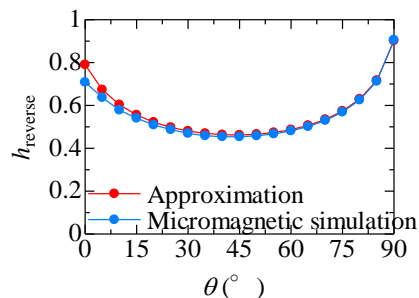


Fig. 2. Comparison between the approximation and micromagnetic simulation.



## STT-MRAMの反転確率シミュレーション

川上寛太、仲谷栄伸  
(電通大情報理工)

Simulation of the switching rate of STT-MRAM

K. Kawakami, Y. Nakatani  
(Univ. of Electro-Comm.)

## はじめに

STT-MRAMは、高密度化のための素子の微細化、高速書き込みのための反転電流の低減が必要とされている。以前我々はシミュレーション結果より、0 Kでの損失定数 $\alpha$ とパルス幅 $t_p$ による反転電流の実験式<sup>1)</sup>を示した。しかし現実の室温では磁化反転は熱揺らぎ<sup>2)</sup>の影響を大きく受けるため、電流に対して反転確率が変化する。反転確率はFP法<sup>4)</sup>により解析的に導くことができるが、大変複雑になる。そこで本研究では、電流に対する反転確率の簡易な実験式の作成を目標に、電流密度 $J$ 、 $\alpha$ 、 $t_p$ による反転確率の変化をシミュレーションにより調査した。

## 計算条件

シミュレーション対象は自由層のみとし、これをマクロスピンモデルでモデル化した。膜厚 $d = 2$  nm、体積 $V = 1.41 \times 10^{-18}$  cm<sup>3</sup>とし、材料定数は飽和磁化 $M_s = 600$  emu/cm<sup>3</sup>、異方性定数 $K_u = 1.76 \times 10^6$  erg/cm<sup>3</sup>とした。ここで材料定数はCoFeBの値を用い、異方性定数は熱安定性指数 $\Delta = 60$ となるように定めた。また、分極率 $\eta = 1.0$ 、スピンの方向ベクトル $\vec{p} = (0, 0, -1)$ 、室温 $T = 300$  Kと定めた。 $\alpha$ は0.0001~1で変化させ、 $t_p$ は1~100 nsで変化させた。磁化の反転基準の条件は熱平衡時の平均磁化角度<sup>3)</sup>より $\pi - 0.129$  radとした。以上の条件より、電流密度による反転確率の変化を求めた。

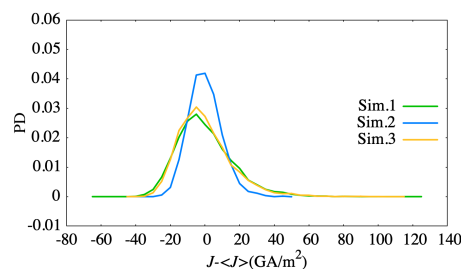
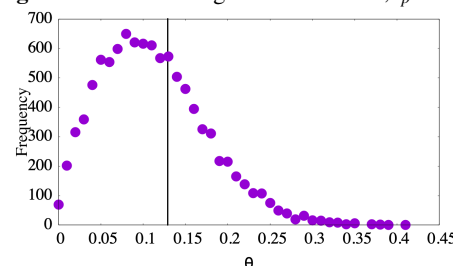
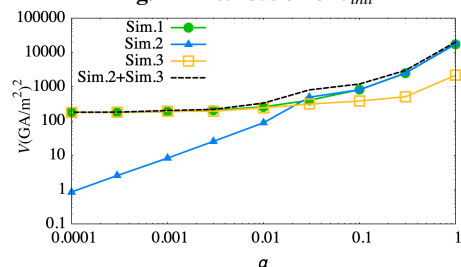
## 結果及び考察

熱平衡状態を初期状態とし、各電流密度に対し10000回の磁化反転シミュレーションを行い、確率密度分布を作成した。分布の形状を比較するため、各電流密度値の偏差を取った。結果を図1のSim.1に示す。結果より、この分布は正規分布よりも右裾が長いグラフとなることが分かった。そこで、熱平衡状態の磁化角度分布による反転確率の変化と、反転中の熱揺らぎによる反転確率の変化とを分けて考えることにした。磁化の初期状態を熱平衡時の平均磁化角度に固定し、反転中は $T = 300$  Kとした場合を図1のSim.2に、磁化の初期状態を熱平衡状態にし、反転中は $T = 0$  Kとした場合を図1のSim.3に示す。Sim.2は正規分布に近いグラフとなり、Sim.3は正規分布よりも右裾が長いグラフとなった。Sim.3の形状の原因を調べるため、初期磁化角度の分布を調べた(図2)。結果より、磁化角度が広く分布していることが分かった。小さい磁化の極角 $\theta$ から反転を行う場合、スピントルクが効き辛いため反転確率が低くなり、大きい場合はスピントルクが効きやすいため反転確率が高くなる。そのためSim.3の確率密度分布は右裾が長い分布となると考えられる。よってSim.3の影響があるSim.1の確率密度分布の非対称性の原因が熱平衡状態における磁化角度分布にあると考えた。

図3にSim.1、Sim.2、Sim.3の $\alpha$ による分散の変化を示す。Sim.1の分散は $\alpha$ が小さい場合殆ど変化がなく、 $\alpha$ が大きい場合には $\alpha$ の増加と共に増加している。Sim.2の分散は $\alpha$ 増加と共に増加しており、 $\alpha$ に比例していると考えられる。Sim.3の分散は $\alpha$ に依らず大凡一定である。Sim.1の分散がSim.2とSim.3の合計で表せると考え、Sim.2とSim.3の合計を求めた。結果を図3のSim.2+Sim.3に示す。Sim.2+Sim.3がSim.1とほぼ一致することが確認できた。Sim.2の分散は $\alpha$ に比例し、Sim.3の分散は定数で表現でき、Sim.1の分散はSim.2とSim.3の分散の和にほぼ一致する。よってSim.1の標準偏差は単純な式で表現できることが分かった。

## 参考文献

- 1) K. Yamada, K. Oomaru, S. Nakamura, T. Sato, and Y. Nakatani, Appl. Phys. Lett. 106, 042402, (2015)
- 2) Y. Nakatani, Y. Uesaka, N. Hayashi, H. Fukuyama, J. Magn. Magn. Mater. 168, p.347-351, (1997)
- 3) Y. Suzuki, et al., "Nanomagnetism and Spintronics", ELSEVIER, p.121, (2009)
- 4) W. H. Butler, et al., IEEE Trans. Magn., vol. 48, no. 12, p. 4684, (2012)

Fig. 1 PD of switching rate of  $\alpha = 0.01$ ,  $t_p = 1$  nsFig. 2 Distribution of  $\theta_{init}$ Fig. 3 Effect of  $\alpha$  on Variance

## 記録用金属線を用いた並列磁性細線メモリー素子の低電流記録に向けた検討

小倉 溪、中谷 真規、高橋 真央、石井 紀彦、宮本 泰敬  
(NHK 放送技術研究所)

A Study of Low Current Recording for Parallel Magnetic Nanowire Memory using Recording Metal Wires

K. Ogura, N. Nakatani, M. Takahashi, N. Ishii and Y. Miyamoto  
(NHK Science & Technology Research Labs.)

## はじめに

我々は将来の立体テレビに適用できる超高速かつ大容量な次世代ストレージとして、磁性細線メモリーを提案している<sup>1)</sup>。本メモリーでは、基本構成要素となる磁性細線1本に対して、直交配置した2本の金属線A、B(記録素子)により記録を行う。これまで、記録素子に互いに逆方向のパルス電流を印加し、そのギャップに発生する合成電流磁界を用いて磁区記録する手法についてシミュレーションにより検討してきた。その結果、記録素子に印加する2つのパルス電流に適切な遅延時間を設けることにより、従来よりも低電流で磁区記録が可能となることを見出した<sup>2)</sup>。今回、並列配置した磁性細線におけるクロストークの検証のため、4本を並列配置した磁性細線メモリー素子において上記の手法を適用し、同様に低電流で磁区記録が可能であるか解析を進めたので報告する。

## シミュレーション条件と解析結果

数値シミュレーションにはLLG(Landau-Lifshitz-Gilbert)方程式を用いて計算した。細線上の単位メッシュサイズは4nmの立方体とし、磁性細線と記録素子が導通しないよう両者の間に10nmの絶縁層を設けた(Fig.1)。磁性細線を4本並列配置した構造において2本の記録素子A、Bに対し逆向きのパルス電流 $I_A$ 、 $I_B$ に遅延時間 $T$ を設けて印加し、 $T=0\sim 0.19$  nsの範囲の超高速領域における磁区記録の様子を解析した。

$T=0.17\sim 0.19$  nsの範囲における磁区記録状態の変化をFig.2に示す。 $T=0\sim 0.17$  nsの範囲では4本すべての磁性細線で磁壁に揺らぎのない安定した磁区が記録素子ギャップ直下に形成されることがわかった。一方、 $T=0.18$  nsでは最下部の磁性細線のみ磁区が記録されず、 $T=0.19$  nsではすべての磁性細線で磁区の記録ができなかった。磁性細線1本の解析結果では、 $T=0.03\sim 0.08$  nsおよび $T=0.15\sim 0.18$  nsの範囲で磁区を記録できていたが、4並列細線では隣接細線からのクロストークの影響により、磁区記録可能な遅延時間 $T$ の範囲が拡張したものと考えられる。さらに、 $T=0.18$  ns以上では記録電流 $I_A$ 、 $I_B$ の遅延時間の差が大きいため、合成電流磁界が磁化反転に必要な十分な瞬時磁界強度とならず、核形成および磁壁伝搬が抑制されたため、一部もしくはすべての磁性細線で磁区記録できなかった。当日は、磁性細線の距離を変えた場合のクロストークの影響の変化や、磁性細線上の磁気モーメントの挙動解析など、詳細を報告する予定である。

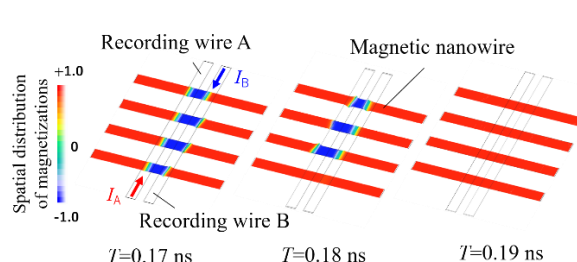
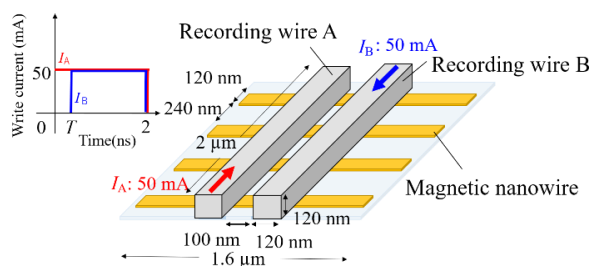


Fig. 1 Simulation model & applied write pulse diagrams

Fig. 2 Spatial distribution of magnetizations in four nanowires

## 参考文献

- 1) 宮本ほか: “磁性細線メモリーにおける磁区形成・駆動と磁気光学検出,” NHK 技研 R&D, No.181, pp. 20-31 (2020)
- 2) 小倉ほか: “磁性細線メモリー素子における磁区記録電流の低電流化に向けた検討,” 映像情報メディア学会年次大会, 15aC-7 (2020)

# ダブルマグネット型マスター媒体による磁気転写特性のマスター構造依存性

小峰啓史 (茨城大)

Master structure dependence of magnetic printing performance by utilizing double magnet mater media

Takashi Komine (Ibaraki Univ.)

## 1 はじめに

磁気転写は、サーボ信号を高速、安価に書き込む技術として期待されている。しかし、従来のマスター媒体<sup>1)</sup>では、高保磁力を有する次世代エネルギーアシスト磁気記録媒体に適用するのに十分な記録磁場を得ることが困難であった。最近、30 kOe 程度の高保磁力を有する媒体に対しても適用可能なダブルマグネット型マスター媒体 (Double Magnet Master, DMM) を提案し、従来マスター媒体に比べて磁気転写特性が著しく向上することを示した<sup>2)</sup> DMM 媒体では、2種類の磁性膜パターンにより記録磁場を増強することが出来るが、マスター媒体の構造が磁気転写特性に及ぼす影響は十分には明らかではない。

本研究では、マイクロマグネティックシミュレーションを用いて、DMM 媒体を用いた磁気転写特性のマスター構造依存性を調べた。

## 2 計算方法

マスター磁性膜の計算モデルを Fig.1 に示す。DMM 磁性膜には、ハード膜として  $L_{10}$ -FePt を想定し、ソフト膜に FeCo を用いたものを s-DMM、垂直磁気異方性を有する CoPt をソフト膜に用いたものを h-DMM とした。従来型マスター媒体において、FeCo を用いたものを soft conventional master (s-CM)、CoPt を用いたものを h-CM とした。磁性膜パターンとして、ライン/スペース (L/S) パターン、及び、チェッカーボードパターンを扱い、ダウトラック方向のパターン幅 20 nm、クロストラック方向のパターン幅 50 nm、膜厚を 20 nm とした。初めに、マイクロマグネティックシミュレーションにより、転写磁場  $H_p$  印加時のマスター磁性膜磁化を計算し、記録層に印加される記録磁場  $H^r$  を計算した。計算した記録磁場を用いて磁気転写シミュレーションを行い、転写された磁化状態を評価した。

## 3 結果および考察

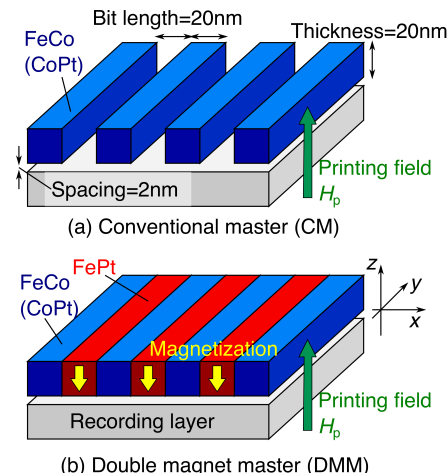
従来マスター媒体、及び、DMM 媒体による記録磁場分布を Fig. 2 に示す。転写磁場を 10 kOe、磁気的スペーシングを 2 nm とした。従来マスター媒体では、転写磁場印加時に磁性膜パターンで転写磁場  $H_p$  よりも記録磁場  $H_z^r$  が増加し、磁性膜パターンのない部分では減少する。記録性能は記録磁場の差  $\Delta H_z^r$  により決まるが、従来マスター媒体では  $\Delta H_z^r$  が 5 kOe 未満であり、高保磁力媒体への適用が困難であった。一方、DMM 媒体の場合、転写磁場印加時でも、ハード磁性膜の磁化が反転しないため、ソフト磁性膜とハード磁性膜の作る静磁場が重畳された記録磁場を得ることが出来る。このとき、記録磁場の差  $\Delta H_z^r$  は約 10 kOe と従来マスター媒体に比べて大幅に増強された。また、s-CM、s-DMM では、FeCo 磁性膜内の磁化分布を反映して、L 部における記録磁場が変化するが、磁場強度には大きな差が見られなかった。

媒体におけるスイッチング磁場の角度依存性を考慮して、Stoner-Wohlfarth 型の実効記録磁場  $H_{\text{eff}}^r = \left[ |H_x^r|^{2/3} + |H_z^r|^{2/3} \right]^{3/2}$  を見積もった結果を Fig. 3 に示す。磁気転写では、磁性膜パターンエッジ部に生じる面内磁場成分により実効記録磁場が増強されるが、DMM 媒体では面内成分も増強されていることがわかる。また、L/S パターン幅を等しくすると、L 部での実効磁場がより増強されることから、S 部に比べて L 部を狭く形成する必要がある。DMM 媒体では、ソフト膜、ハード膜の磁気分離膜形成に加えて、各種サーボパターンに応じた磁性膜パターン設計が必要となるが、実効記録磁場分布を考慮することで、磁性膜パターン寸法の最適設計が可能であることが明らかとなった。

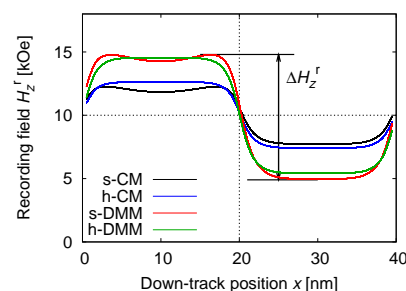
本研究の一部は、科研費、KDDI 財団の支援により行われました。ここに深謝致します。

**References:** 1) Nurul Sheeda *et al.*, *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 3676-3678 (2009).

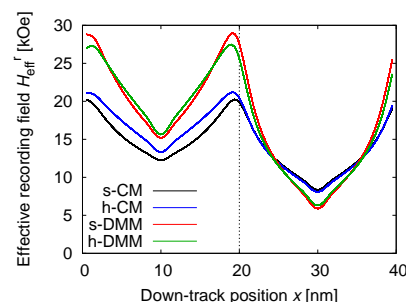
2) Takashi Komine, *IEEE Trans. Magn.* (2021) (*in press*).



**Fig. 1** Schematic illustrations of conventional master (h-CM) and double magnet master (h-DMM) media.



**Fig. 2** Recording field distributions of s-CM, h-CM, s-DMM, and h-DMM media.



**Fig. 3** Effective recording field distributions of s(h)-CM and s(h)-DMM media.