

垂直磁化 MTJ ナノドットのマイクロ波アシスト磁化反転 — 強磁性共鳴との対応 —

首藤 浩文、永澤 鶴美、工藤 究、水島 公一、佐藤 利江
(東芝研究開発センター)

Microwave-Assisted Switching of Perpendicular MTJ Nanodot
- Correlation with Ferromagnetic Resonance -

H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, K. Mizushima, and R. Sato
(Corporate Research & Development Center, Toshiba Corporation)

はじめに

磁性体にマイクロ波磁界を印加することにより反転磁界を低減させる「マイクロ波アシスト磁化反転」は磁気記録における次世代の書き込み技術として注目されている。[1-3] 本研究では、垂直磁化膜と面内磁化膜の2層の磁性体からなる TMR 膜をドットに加工した素子を用いて、マイクロ波磁界印加下における反転磁界測定、素子の磁化振動に起因する高周波信号測定をおこない、アシスト効果と磁化振動の関連を調べた。マイクロ波磁界の周波数と反転磁界の関係は、熱励起 FMR 信号の外部磁界依存性とほぼ対応し、アシスト効果が FMR 振動の励起によるものであることを明確にした。発表では、ドットのサイズとアシスト効果の関連についても述べる。

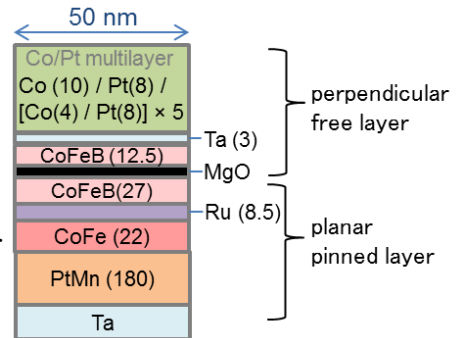


Fig. 1. Schematic configuration of sample. All thicknesses are given in angstroms.

実験方法・結果

サファイア基板上に成膜した、Fig. 1 に示す膜構造をピラー状に加工し、素子を作製した。この素子に電流を印加し測定した、高周波信号の面直磁界 H^z 依存性を Fig. 2(a) に示す。熱によって励起された磁化振動 (TE-FMR) に対応したいくつかの信号が確認された。垂直磁化膜の FMR 周波数は H^z に対しおよそ 2.8 GHz/kOe の傾きで線形に変化することを考慮すると、3つの FMR モード (f_1 , f_2 , f_3) がフリー層起因と考えられる。また、これと異なり、 H^z が変化しても周波数がほぼ一定となる信号はピン層起因であると考えられる (p_1)。 $H^z = 2500$ Oe 付近でスペクトルが大きく変化しているが、これは磁化反転が起きたためである。磁界を $H^z = 1575$ Oe に固定し、マイクロ波磁界 ($h^{rf} = 116$ Oe) を印加しながらスペクトル測定をおこない、 f_1 モードの周波数、およびその2倍の周波数のマイクロ波磁界により、磁化振動が励起されることを確認した。(Fig. 2(b)) 反転磁界のマイクロ波磁界周波数依存性を、TE-FMR 測定結果 (Fig. 2(a) の軸を入れ替えたもの) の上にプロットした。(Fig. 3) アシスト効果は、周波数が高くなるにつれ強くなり、8 GHz で最大となった後、いったんアシスト効果はほぼなくなった。その後、12 GHz をピークとする周波数帯で再びアシスト効果が表れた。8 GHz をピークとするアシスト効果は、 f_1 モードとほぼ対応した。12 GHz をピークとするアシスト効果は、 f_1 モードの2倍の周波数を持つマイクロ波磁界による磁化励起に起因すると考えられる。

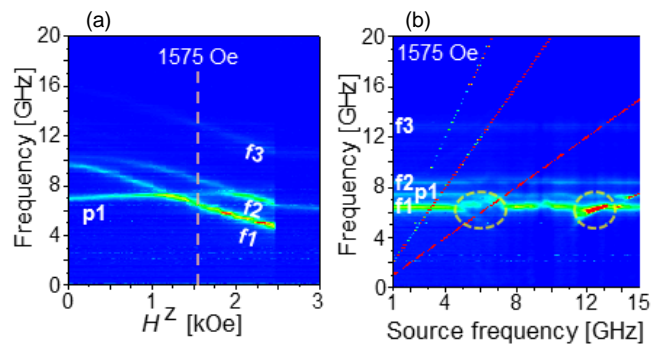


Fig. 2. (a) H^z dependence of TE-FMR spectra obtained by applying current $I = 100$ μ A. (b) FMR spectra under microwave magnetic field.

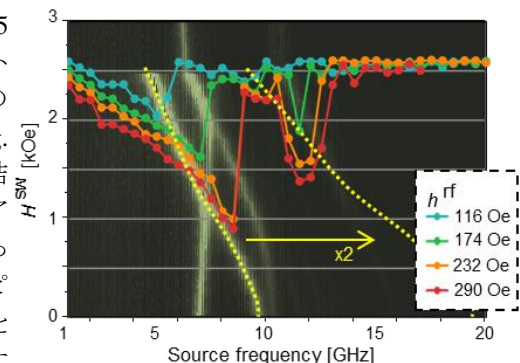


Fig. 3. Frequency dependence of switching field under microwave magnetic field. Corresponding TE-FMR spectra are shown in background. Yellow dotted line shows f_1 mode and its double frequency.

参考文献

- [1] C. Thirion, W. Wernsdorfer, and D. Mailly, *Nature Mater.* **2**, 524 (2003). [2] J.-G. Zhu, X. Zhu, and Y. Tang, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 125 (2008). [3] S. Okamoto, N. Kikuchi, M. Furuta, O. Kitakami, and T. Shimatsu, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 237209 (2012).

本研究は(独)科学技術振興機構(JST)の研究開発事業「戦略的イノベーション創出推進プログラム(S-イノベ)」の支援によっておこなわれた。

ナノ秒幅インパルス信号を重畳したマイクロ波磁場による マイクロ波アシスト磁化反転実験

岡野元基, 能崎幸雄
(慶大理工)

Experiment on microwave-assisted magnetization reversal using microwave field
combined with ns-wide impulse field

G. Okano and Y. Nozaki
(Keio Univ.)

はじめに

HDDの面記録密度増加に伴い垂直媒体のハード化が進んでいる。その結果 1 Tbps を超える次世代媒体では、エネルギーアシスト記録が必須と考えられている。MAMR(マイクロ波アシスト磁化反転)はマイクロ波磁場を媒体に印加し歳差運動を誘引することにより、小さな外部磁場での磁化反転を可能にするエネルギーアシスト方式である。これまでの研究では、マイクロ波の周波数や強度に対する磁化スイッチング特性の変化が主に調べられてきた。一方、高強度マイクロ波磁場による強励起がどのように磁化反転に至るののかに関するダイナミクスを研究した例はほとんどない。そこで、本実験では従来の MAMR 研究で用いられたマイクロ波磁場と同時に、ns 幅のインパルス信号を印加しながら磁化反転磁場の変化を測定する事により MAMR の磁化ダイナミクスを調べた。

実験方法

Si 基板上に、超高真空蒸着器を用いて膜厚 50 nm の $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (Py) 薄膜を成膜した。次に、レーザー描画装置と Ar^+ ミリングを用いて幅 2 μm 、長さ 100 μm の細線形状に微細加工し、 SiO_2 絶縁膜(100 nm)をスパッタ成膜した後、Ti(5 nm)/Au(120 nm)からなるコプレーナ線路(幅 6 μm)を作製した。細線長軸方向から $\theta = 0^\circ \sim 45^\circ$ の方向に外部磁場を印加し、マイクロ波インパルスを加えながら任意の磁場でコプレーナ線路のマイクロ波反射係数(S_{11})の周波数依存性を測定した。Py 細線の磁化が反転するとその FMR 周波数が不連続に増加することを利用して、マイクロ波インパルスの印加条件などを変化させながら Py 細線の磁化反転磁場がどのように変化するかを詳しく調べた。

実験結果

Fig.1 は、 $\theta = 30^\circ$ で測定した Py 薄膜の FMR 周波数の外部磁場依存性である。 -77.7 Oe で FMR 周波数が不連続に増加しており磁化反転していることがわかる。反転磁場の磁場印加角依存性より、直流磁場では磁壁移動による磁化反転が支配的なことがわかった。次に、マイクロ波インパルス(15 dBm, 1 μs 幅)を加えながら同様な測定を行った。その結果、 $\theta = 0, 10^\circ$ ではマイクロ波インパルスの印加による反転磁場の減少は見られなかったが、 $\theta = 30^\circ$ では、4 GHz で極小値を示す MAMR 効果が見られた(Fig.2)。これは、 θ の増加に伴い、磁壁移動による反転が抑制された結果、細線の磁化回転に対するマイクロ波アシスト効果が顕在化することを示している。当日は、MAMR 効果が現れる θ において、ナノ秒インパルス信号を重畳したマイクロ波磁場による反転磁場の変化についても報告する。

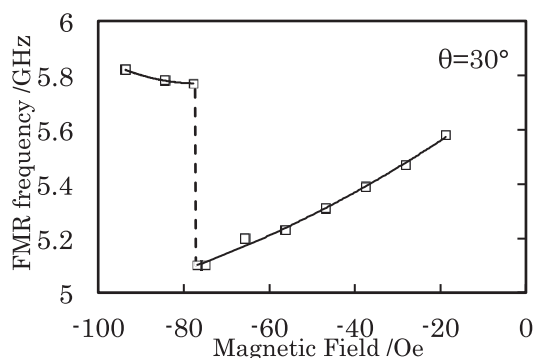


Fig.1 Magnetic field dependence of FMR frequency of NiFe wire

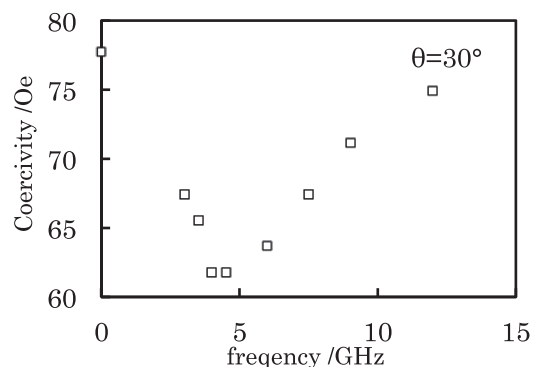


Fig.2 Switching field of NiFe wire as a function of rf field frequency

マイクロ波アシスト記録における発振磁界の振幅増大方法の検討

古賀理樹, 赤城文子, 吉田和悦
(工学院大)

Method for Increasing AC-Field Amplitude in MAMR

R. Koga, F. Akagi, and K. Yoshida
(Kogakuin Univ.)

1 はじめに

現在, 磁気記録装置の高記録密度化を阻む原因として, 記録媒体の熱揺らぎ, 雑音, 記録ヘッドの磁界強度限界のトリレンマがある. このうち磁界強度限界の問題を解決しトリレンマを解決する方法をとって, 磁界発生層 (FGL) 及びスピントルク注入層からなるスピントルク発振素子 (STO) の高周波発振磁界による磁気共鳴を用いたマイクロ波アシスト磁気記録 (MAMR) 方式が提案されている¹⁾. この方式では STO から記録媒体へ強い発振磁界を与えることが必要である. 本研究では, ヘッド, 媒体及び STO の相互作用を考慮したシミュレータを用いて, 発振磁界強度の増大方法について検討した.

2 計算モデルと計算条件

記録ヘッドはトレーリングシールドを有する単磁極ヘッドとした. 記録媒体は記録層上部が軟磁性体, 下部が硬磁性体で構成されている ECC (Exchange Coupled Composite) 媒体とした. STO の計算は FGL のみとしてヘッドのトレーリング側に配置した. 磁化挙動の計算には (1) 式で示すスピントルク項を加えた Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式を用いた²⁾.

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times (\mathbf{H}_{eff} - \alpha \mathbf{H}_{st}) - \frac{\gamma}{M_s} \mathbf{M} \times \left\{ \mathbf{M} \times (\alpha \mathbf{H}_{eff} + \mathbf{H}_{st}) \right\} \quad (1)$$

\mathbf{M} は磁化ベクトル, γ はジャイロ磁気定数, α はダンピング定数, M_s は飽和磁化, \mathbf{H}_{eff} は実効磁界ベクトルとする. \mathbf{H}_{st} は, STO へ電流を流すことでスピントルク注入層から FGL に注入される偏極スピンのによる磁界 (スピントルク磁界) であり, (2) 式によって求めた.

$$\mathbf{H}_{st} = a_j \mathbf{M}_p = \frac{\hbar \eta J}{2e M_s F d} \mathbf{M}_p \quad (2)$$

M_{sF} は FGL の飽和磁化, \hbar はプランク定数を 2π で割った値, J は注入電流密度, e は電気素量, η はスピン分極率, d は FGL の膜厚, \mathbf{M}_p は \mathbf{H}_{st} の方向ベクトルである. FGL のパラメータとして M_{sF} は 2.0 T, 交換定数 A は 2.0×10^{-11} J/m, 時間刻み幅 ΔT は 2.0×10^{-14} s, ダンピング定数 α_F は 0.05 とした. 発振磁界の振幅を増大する目的で, FGL のダウントラック方向の膜厚 t_m を 10 nm 及び 20 nm の場合について発振磁界の検討を行った. 発振磁界の観測面は FGL 直下 9 nm (記録層中心) に設け, アシスト記録に有効なクロストラック方向の平均磁界 $\langle H_y \rangle$ を評価した.

3 計算結果

Fig.1 に発振磁界の膜厚依存性を示す. Fig.1(a) が膜厚 10 nm 時の発振である. FGL のパラメータは異方性定数 K_u は 5.0×10^5 J/m³, ヘッドへの励磁電流 I は 0.12 A, H_{st} は 40 kA/m とした. このとき $\langle H_y \rangle$ は 40 kA/m となった. 膜厚 10 nm 時の磁気特性を用いて 20 nm に増大したときの発振が Fig.1(b) である. 図より, 単に膜厚を増加させるだけでは十分な発振が得られないことから膜厚を変化させた場合の FGL の磁気特性を検討した. その結果, 膜厚 20 nm では K_u を 5.0×10^3 J/m³, I を 0.18 A, H_{st} を 80 kA/m としたところ Fig.1(c) の発振が得られた. このとき $\langle H_y \rangle$ は 80 kA/m となり膜厚を 2 倍にすることで発振磁界も 2 倍となった. 即ち, 発振磁界の振幅を増大させるためには膜厚増加するとともに低 K_u にすることが必要である.

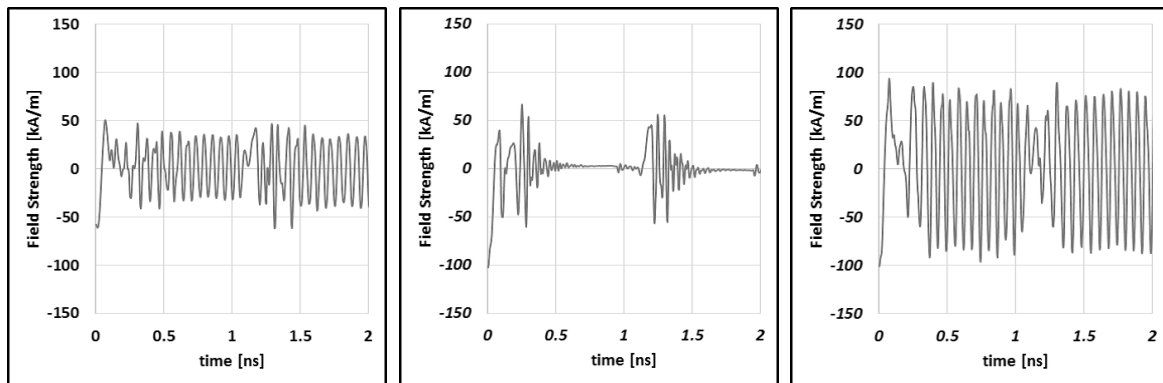
(a) $t_m = 10$ nm, $K_u = 5.0 \times 10^5$ J/m³(b) $t_m = 20$ nm, $K_u = 5.0 \times 10^5$ J/m³(c) $t_m = 20$ nm, $K_u = 5.0 \times 10^3$ J/m³

Fig. 1 FGL Thickness Dependence of AC-Field

References

- 1) Y. Tang, and J.G. Zhu, "Narrow Track Confinement by AC Field Generation Layer in Microwave-Assisted Magnetic Recording" IEEE Trans. Magn. Vol.44, no. 11, pp.3376-3379, 2008.
- 2) S. Asaka, T. Hashimoto, K. Yoshida, Y. Kanai, "Effect of Magnetostatic Interactions between the Spin-Torque Oscillator and the SPT Writer on the Oscillation Characteristics of the Spin-Torque Oscillator," IEICE TRANS. ELECTRON., vol. E96-C no. 12, pp1484-1489, 2013.

積層磁性ドットにおけるマイクロ波アシスト磁化反転

古田 正樹, 岡本 聡, 菊池 伸明, 北上 修, 島津 武仁 (東北大学)

Microwave assisted magnetization switching of layered magnetic nanodot

Masaki Furuta, Satoshi Okamoto, Nobuaki Kikuchi, Osamu Kitakami, and Takehito Shimatsu
(Tohoku University)

はじめに

マイクロ波アシスト磁化反転 (MAS: Microwave Assisted magnetization Switching) は次世代超高密度磁気記録技術の有力候補として注目を集めている。我々の研究グループは、垂直磁化ナノドットを用いた MAS 実験をこれまでに報告しており⁽¹⁾⁻⁽³⁾, MAS 効果はナノドットのサイズに強く依存することを明らかにしている⁽³⁾。ドット径が 50 nm の場合, MAS 効果はマクロスピンの予測と定量的に一致したものの⁽²⁾, ドット径が 100 nm 以上ではマクロスピンモデルの予測を著しく上回る MAS 効果が発現した。LLG シミュレーションの結果, ドット径が 100 nm 以上では, ドット内で高次の同心円状スピン波が励起されており, この非一様な歳差運動モードが大きな MAS 効果に寄与していることが分かった⁽³⁾。一方, 上述の結果は, 磁性体サイズが小さくなると, 交換エネルギーの増大によって高次モードのスピン波励起が困難となり, 大きな MAS 効果が期待できないことを意味している。実用上の観点から, 磁性体中において歳差運動モードの制御し, 大きな MAS 効果の発現手法の開発が重要な課題といえる。本研究では, 微小サイズの磁性体における非一様な歳差運動の誘起手法として, 磁気特性の異なる複数の磁性層を交換結合させた積層磁性ドットに着目し, 積層ドット内に誘起される歳差運動モードと MAS 挙動を LLG シミュレーションにより検討する。

解析モデルと結果

LLG シミュレータには Mumax3 を用い, Fig.1 に示す積層ドットモデルを用いて計算を行なった。モデルの直径は 50 nm であり, 5 nm 厚の磁性層を 2 層積層した構造となっている。セルサイズは $1 \times 1 \text{ nm}^3$ とした。各層の異方性磁界は $H_{k1} = 9 \text{ kOe}$, $H_{k2} = 10 \text{ kOe}$ であり, 飽和磁化 M_s , ダンピング定数 α , 交換定数 A は各層共に 1000 emu/cc , 0.05 , $1 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ とした。外部磁場は z 軸方向に直流磁場 H_{dc} , x 軸方向に 500 Oe の交流磁場 h_{rf} を印加した。Fig.2 に層間の交換定数 J_{ex} を 1 erg/cm^2 , 交流磁場周波数 $f_{rf} = 14 \text{ GHz}$, $H_{dc} = 6 \text{ kOe}$ とした場合の, 磁化反転直前の磁化分布を示す。図中のコントラストは磁化の z 成分に対応している。Fig. 2(a) より, 積層ドットにおいてもドット面内方向に同心円状の歳差運動モードが励起されていることが確認できる。また, Fig. 2(b) より, ドット断面方向において各層ごとに磁化分布に差が生じており, 膜厚方向にも非一様な歳差運動を励起できていることが確認でき, 従来の単層ドットとは異なる歳差運動モードが励起されていることが分かった。今後は, 積層ドットの MAS 効果を詳細に評価すると共に, サイズ依存性や界面の交換定数依存性なども検討する予定である。

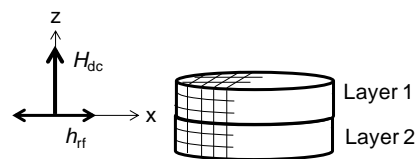


Fig.1 Schematic illustration of simulation mode.1

謝辞 本研究の一部は, 文科省「ナノマクロ物質・デバイス・システム創製アライアンス」, 科学技術振興機構(JST)「戦略的イノベーション創出推進プログラム(S-イノベ)」, 科研費ならびに情報ストレージ推進機構 (SRC)の援助の下行われた。

参考文献

- 1) M. Furuta *et al.*, *J. Appl. Phys.* **115**, 133914 (2014).
- 2) M. Furuta *et al.*, *Appl. Phys. Express* **5**, 053006 (2013).
- 3) S. Okamoto *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 237209 (2012).

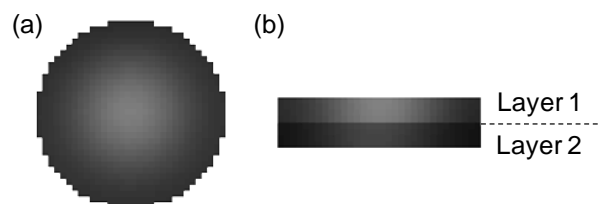


Fig.2 Snapshots of 2D magnetization images of the dot just before the switching.

超短パルスレーザーによる局所プラズモン効果を用いた 熱アシスト磁気記録

眞野敬史, 吉川大貴, 芦澤好人, 塚本新, 佐々木有三*, 斉藤伸*, 高橋研*, 大貫進一郎, 中川活二
(日本大学, *東北大学)

Thermally Assisted Magnetic Recording using Plasmon Antenna with Ultra Short Laser Pulse

H. Mano, H. Yoshikawa, Y. Ashizawa, A. Tsukamoto, Y. Sasaki*,

S. Saito*, M. Takahashi*, S. Ohnuki, and K. Nakagawa

(Nihon University, *Tohoku University)

はじめに

近年、磁気記録の高密度化の手法として、近接場光を利用した熱アシスト磁気記録に注目が集まっている。これまで我々は、記録媒体上に棒状のプラズモンアンテナを直接積層した構造を用いて、超短パルスレーザーでの記録実験による $166 \text{ nm} \times 122 \text{ nm}$ の反転磁区の形成を報告している (Fig. 1)¹⁾。しかし、アンテナ周りにも反転磁区が存在し、近接場記録の確たる実証はできておらず、さらに数 Tbit/inch² の高密度磁気記録を実現するためには、さらに微小な磁化反転磁区の形成が必要である。そこで本稿では従来のアンテナよりも記録媒体への加熱効率が高い四角形型アンテナを用いた近接場光記録によって局所記録磁区が生成できた事を示す。

実験方法

記録媒体上に積層するアンテナの熱伝導解析により、以前の棒状アンテナではアンテナが無い領域に比べて 1.92 倍、四角形アンテナでは 4.96 倍とアンテナがあると媒体の加熱効率が向上する事を報告している²⁾。今回の実験では四角形アンテナを用いて表面プラズモンを効率よく生成することで、従来よりも低レーザーパワーで記録し、アンテナの無い部分で記録が起らない条件下での記録を行った。試料は Si 基板上に磁性層として $\text{Co}_{55}\text{Pt}_{30}\text{Cr}_{15}$ グラニューラ膜、さらに SiN 誘電体層を積層し、電子線リソグラフィを用いたリフトオフ法で金のアンテナを作製した。リソグラフィプロセスの最適化をすることで、作製した四角形アンテナにおいて以前の棒状アンテナよりも、先端曲率半径を約 50 nm から 25 nm へと改善した (Fig. 2)。これによりアンテナ先端部での光増強効果がより向上される事を期待した。

フェムト秒パルスレーザーによる熱アシスト磁気記録

作製した四角形アンテナを用いてフェムト秒パルスのレーザーによる熱アシスト磁気記録を行った。飽和磁界 H_s 以上である 15 kOe の磁界を試料に印加し磁化を一方向に飽和し、次にその方向と逆方向に本試料における室温での反転核生成磁界 H_n 以下である 300 Oe の磁界を印加した状態で記録媒体にレーザーを照射した。レーザーの条件はパワー 0.77 mW、パルス幅 90 fs、繰り返し周波数 1 kHz とした。その後、アンテナ周囲の磁区構造を磁気力顕微鏡によって観察した。磁気像を Fig. 3 に示す。ここでレーザーの電界振動方向は両矢印で示している。Fig. 3 左上の四角形が作製したアンテナであり、その先端部のみに局所化された反転磁区を得た。これにより最小 $62 \text{ nm} \times 67 \text{ nm}$ の微小磁気記録を達成した。

謝辞 本研究の一部は科学研究費補助金基盤研究(C)No.23560413, 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), 情報ストレージ研究推進機構, 及び日本大学 N 研究プロジェクトの助成を受けて行った。

参考文献

- 1) A. Tajiri, K. Tamura, S. Toriumi, Y. Ashizawa, K. Nakagawa, A. Tsukamoto, A. Itoh, Y. Sasaki, S. Saito, M. Takahashi and S. Ohnuki, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 119-122 (2013).
- 2) 林慶彦, 田村京介, 眞野敬史, 芦澤好人, 大貫進一郎, 中川活二, 日本磁気学会学術講演概要集, Vol.37, P18, (2013).

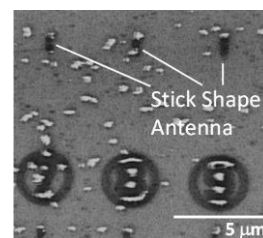
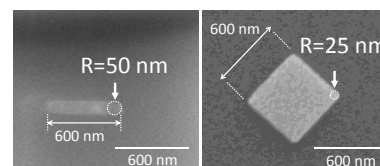


Fig. 1 MFM micrograph after thermal recording around stick shape antennas.¹⁾



(a) Stick Antenna (b) Square Antenna

Fig. 2 SEM images of fabricated plasmon antennas. (a) stick type and (b) square type.

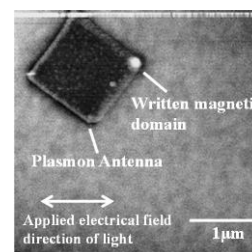


Fig. 3 MFM micrograph after thermal recording around a square plasmon antenna.

金属薄膜端部における表面プラズモンの伝搬解析 およびプラズモニック導波路への応用

林慶彦, 田村京介, 芦澤好人, 大貫進一郎, 中川活二
(日本大学)

Electromagnetic analysis of surface plasmon propagation along an edge of a metallic thin film
and application to a plasmonic waveguide for thermally assisted magnetic recording
Yoshihiko Hayashi, Kyosuke Tamura, Yoshito Ashizawa, Shinichiro Ohnuki, and Katsuji Nakagawa
(Nihon University)

はじめに

磁気記録において数 Tbit/inch² の高記録密度を実現する手法として、近接場光を用いた熱アシスト磁気記録が注目されている。我々は、伝搬型表面プラズモンを利用するプラズモニック導波路により、磁性媒体上 10 nm×10 nm の領域に光を局所化できることを報告している¹⁾。しかし、記録媒体を記録温度まで加熱すると、エネルギー伝送の効率が十分でないため、むしろプラズモニック導波路先端に設置した近接場光アンテナが高温になる問題が発生する。そこで本報告では、プラズモニック導波路から記録媒体に効率的にエネルギーを伝送可能なプラズモニック導波路の金属薄膜形状を検討した。

シミュレーションモデル

電磁界解析には時間領域差分(Finite-Difference Time-Domain: FDTD)法を用いた。プラズモニック導波路付き磁気ヘッドを Fig. 1 に示す。Fig. 1 の右図に示した金属薄膜 (Au) の面内形状を検討した。シミュレーションモデルを Fig. 2 に示す。誘電体クラッド (Al₂O₃) 中に誘電体コア (Ta₂O₅) を配置し、誘電体コアに沿ってギャップ 190 nm をあけて厚さ 100 nm の金属薄膜を配置している。真空波長 780 nm、電界の振幅 1 V/m の *p* 偏光の光をクラッドとコアの境界で入射角 60° で全反射させた。金属薄膜の面内の寸法 (3,000 nm×2,000 nm) は金属薄膜先端角度 ϕ によらず常に一定とした。Fig. 1 に示すプラズモニック導波路の面内形状に注目し、金属薄膜 (Au) の先端角度 ϕ に対する先端部の表面プラズモンの収束度合いを電界強度 2 乗値で評価した。

局所化した近接場光強度の金属薄膜先端角度依存性

先端角度 ϕ を変化した際の金属薄膜先端部における表面プラズモン強度 (コア側表面) を Fig. 3 に示す。先端角度 ϕ が 60° から 20° では、 ϕ の減少と共に電界強度 2 乗値は増大していき、20° 以下では急激に電界強度 2 乗値が減少した。

先端角度 ϕ が減少すると先端へ誘導される表面プラズモンが増大するが、表面プラズモンを励起する面積が減少する。この 2 つの効果の兼ね合いにより金属薄膜先端において最適な表面プラズモン励起条件が存在する。

Fig. 1 の右図に示した金属薄膜形状では媒体を記録温度まで加熱した際に、金属薄膜先端部が約 2200°C まで温度上昇するが、プラズモニック導波路の金属薄膜先端角度を 20° とすることで、金属薄膜先端部の温度上昇を約 400°C にまで低減することができた。

謝辞 本研究の一部は、科研費基盤研究(C) No. 23560413, 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), および情報ストレージ研究推進機構の助成を受けて行われた。

参考文献 1) Kyosuke Tamura, Yoshito Ashizawa, Shinichiro Ohnuki, and Katsuji Nakagawa, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **38**, 131-134 (2014).

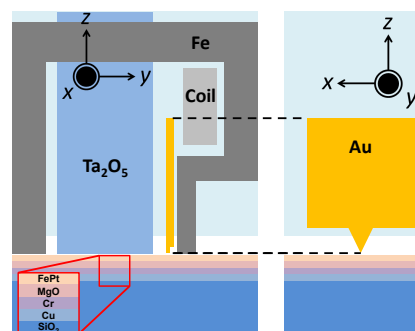


Fig. 1 A model of magnetic head with a plasmonic waveguide.

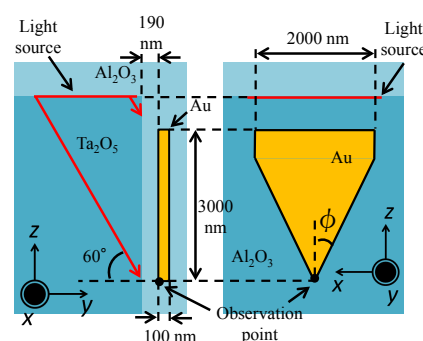


Fig. 2 Simulation model of a plasmonic waveguide to analyze confinement effect at the tip of metal as a function of tip angle ϕ .

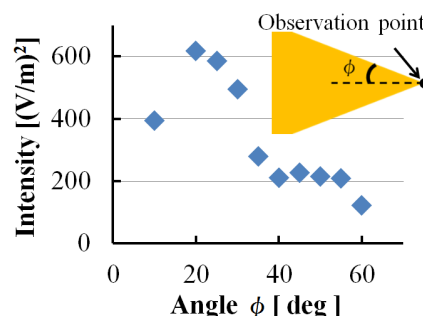


Fig. 3 Intensity depending on angle ϕ at the tip of the metal.

GdFeCo 二層膜における超短パルス光照射 極短時間加熱・熱拡散過程の誘電体中間層厚依存性

佐藤哲也, 吉川大貴, 塚本新*, 伊藤彰義*

(日本大学大学院理工学研究科, *日本大学理工学部)

Dielectric Interlayer Thickness Dependence of Ultrashort Laser-induced
Ultrafast Thermalization and Thermal Diffusion Process in GdFeCo Double-layered Films

Tetsuya Sato, Hiroki Yoshikawa, Arata Tsukamoto*, Akiyoshi Itoh*

(Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ., *College of Science and Technology, Nihon Univ.)

はじめに

磁性多層膜における磁化ダイナミクスの理解及び制御法の確立は、磁気記録、スピントロニクス両分野において重要な要求である。我々は、超短パルス光照射による GdFeCo 薄膜の~ps 領域での減磁が主に電子温度上昇に対応すること¹⁾、誘電体中間層を有する GdFeCo 二層構造試料の各磁性層における減磁量が光吸収差によって異なり、その後の層間の格子温度平衡化には時間を要すること²⁾を報告している。本報告では、超短パルス光による極短時間加熱を積極的に利用するための媒体熱設計指針を実験的に明らかとするため、多層膜内各層の減磁及びその後の歳差運動を伴う熱拡散過程について、誘電体中間層厚依存性の検討を行った。

実験方法・結果

測定試料はマグネトロンスパッタ法にて作製した SiN (60 nm) / A 層: Gd₂₇Fe_{63.9}Co_{9.1} (10 nm) / SiN (x nm) / B 層: Gd₂₂Fe_{68.2}Co_{9.8} (10 nm) / SiN (5 nm) / glass sub.を用いた。中心波長 800 nm, パルス幅 90 fs (半値全幅) のレーザーを光源としたポンプ・プローブ法により、膜面法線から 65° 傾けた外部磁界 H_{ext} を印加し、磁化応答を室温にて測定した。なお、各層の正味飽和磁化が平行・反平行の条件で測定した Faraday 回転角 $\Delta\theta_F$ を加減算し、各層の応答に分離できる²⁾。ポンプ光エネルギー密度 $F_p = 0.39 \text{ mJ/cm}^2$, $H_{\text{ext}} = 54 \text{ mT}$ で測定した $x = 5 \text{ nm}$ 試料内各層の応答を Fig. 1 に示す。 Δt はポンプ光照射からの遅延時間, $\Delta\theta_F / \theta_F$ はヒステリシスループにおける各層の変化量 θ_F で規格化したものである。磁化の応答は、主に電子温度上昇に対応する~ps 領域の減磁過程と、電子・格子系平衡化後数 100 ps にわたり歳差運動を伴う熱拡散過程の、2つの時間領域に区分でき、 $x = 3, 5, 10 \text{ nm}$ の各試料における減磁量は、A 層が B 層の 1.3 倍, 1.4 倍, 1.7 倍程度であった。A 層では歳差運動に相当する減衰振動を確認できないが、磁化補償状態に近く振幅が小さいためであると考えられる。一方、B 層では周波数 $f \sim 6.9 \text{ GHz}$, 実効 Gilbert ダンピング定数 $\alpha_{\text{eff}} \sim 0.075$ である事を確認できる。歳差運動を示す時間域での多層膜中の温度評価のため、B 層の $H_{\text{ext}} = 54 \text{ mT}$ における f の x 依存性を測定した結果を Fig. 2 に示す。試料内実効磁界は低印加磁場域では実効的異方性磁界が主となるため、 f の変化は主に B 層の温度状態に対応すると考えられる。上記観点から、同一 F_p での f の x 依存性は 15 % 程度であり、初期減磁量の x 依存性に比べ小さい。これらは、 x により電子・格子系平衡化後の温度への影響を抑えつつ、二層間の電子温度上昇比を大きく変化可能なことを示す。

謝辞

本研究の一部は、文部科学省私立大学戦略的基盤形成支援事業 (S1311020) の助成により行った。

参考文献

- 1) T. Sato, S. Toriumi, R. Shimizu, A. Tsukamoto, and A. Itoh: *J. Magn. Soc. Jpn.* **36**, 82 (2012).
- 2) T. Sato, R. Shimizu, A. Tsukamoto, and A. Itoh: *J. Magn. Soc. Jpn.* **38**, 115 (2014).

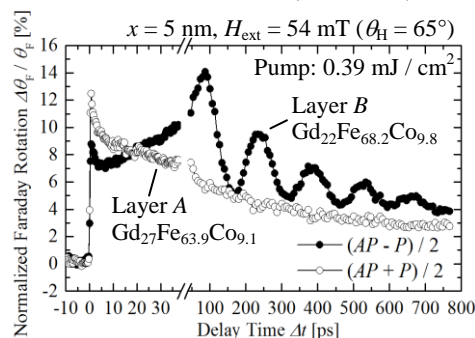


Fig. 1 The time evolution of normalized Faraday rotation $\Delta\theta_F / \theta_F$ in each magnetic layer of GdFeCo double-layered film with 5 nm-thick SiN interlayer.

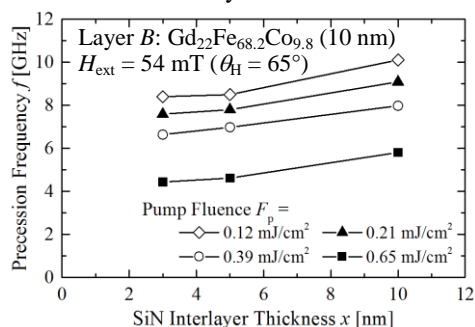


Fig. 2 SiN interlayer thickness dependence of precession frequency in Gd₂₂Fe_{68.2}Co_{9.8} layer of GdFeCo double-layered films.

全光型磁化反転応答特性の試料多層構造依存性

吉川大貴, 佐藤哲也, 塚本新*, 伊藤彰義*

(日本大学大学院理工学研究科, *日本大学理工学部)

All-optical magnetization switching property depends on multi layered structure

Hiroki Yoshikawa, Tetsuya Sato, Arata Tsukamoto*, Akiyoshi Itoh*

(Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ., *College of Science and Technology, Nihon Univ.)

はじめに

数十フェムト秒程度の極短時間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) 及び熱磁気的多磁区形成現象 (Thermo-Magnetically created Multi domain area: TMM) を誘起することができる。AOSはTMMとは原理が異なり、各副格子毎のスピンドイクミクスの差異に起源を有し、外部磁場を要せず偏光に一意に対応した磁区を形成する現象¹⁾や、単一パルス光を照射した場合、照射範囲の磁化が多磁区構造であっても初期構造に対し反転した磁区が形成する現象²⁾がある。AOSの反転可否は主としてフェリ磁性体に吸収される照射エネルギー密度 W_R に強く依存し、ほぼ被照射薄膜の正味の磁化に依存しない³⁾。同様にTMM領域も照射光強度に依存して拡大し、AOSよりも高エネルギー密度領域で形成される。本項では照射光エネルギーの吸収・拡散構造が大きく異なる層構造に超短パルス光を照射することで、超短時間の電子・格子系熱応答特性の違いを利用してAOS・TMM反転応答特性制御を試みた。

実験方法

GdFeCo 薄膜に中心波長 800nm パルス幅 90fs(半値全幅)のレーザー光照射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を用い、磁気光学像にて観察する。試料に Magnetron Sputtering 方式により作製した SiN (60 nm) / $Gd_{22}Fe_{68.2}Co_{9.8}$ (n nm) / SiN (m nm) / AlTi (l nm) / glass sub. ($\{n, m, l\} = \{20, 5, 10\}, \{20, 0, 10\}, \{20, 5, 0\}$) を使用した。

実験結果

Fig.1 に上記超短単一パルス光を各媒体(横軸)に照射し形成される磁区サイズ(円面積)を各照射光エネルギー毎(縦軸)に示す。形成磁区は Fig. 1 中磁気光学像の様になり、AOS 領域及び TMM 領域の二領域が存在する。AOS・TMM 形成磁区サイズは共に照射エネルギーに一意に対応するが、各層構造での AOS・TMM 磁区形成可否エネルギー閾値差は大きく異なる。照射エネルギーの吸収・散逸が大きく異なる層構造を有する試料に超短パルス光磁化反転を誘起することで、AOS・TMM の反転閾値等応答特性に異なる層構造依存性を見出した。これらは AOS・TMM が電子・格子温度の到達温度及び到達時定数に強く依存することを示唆する。

謝辞

本研究の一部は文部科学省私立大学戦略的基盤形成支援事業(S1311020)の助成を受けて行ったものである。

参考文献

- 1) C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing: *Phys. Rev. Lett.* **99**, 047601 (2007).
- 2) 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).
- 3) H. Yoshikawa, S. Kogure, T. Sato, A. Tsukamoto, and A. Itoh: *J. Magn. Soc. Jpn.* **38**, 139 (2014).

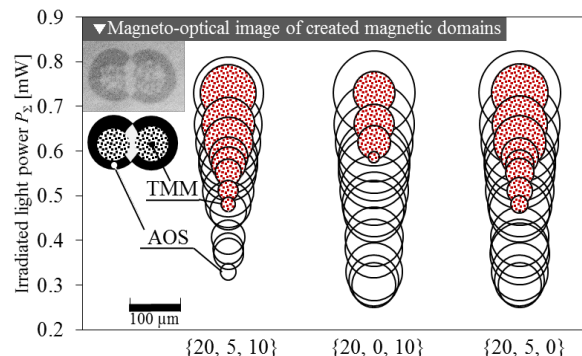


Fig. 1 The layer dependence of created domain sizes by AOS and TMM in the films of SiN (60 nm) / $Gd_{22}Fe_{68.2}Co_{9.8}$ (n nm) / SiN (m nm) / AlTi (l nm) / glass sub. ($\{n, m, l\} = \{20, 5, 10\}, \{20, 0, 10\}, \{20, 5, 0\}$). Inset: Magneto-optical image of created magnetic domains.

BPM を用いた熱アシスト磁気記録において ビットエラーレートに及ぼすヘッド磁界の立上り時間の影響

田村尚也, 赤城文子
(工学院大学)

Effect of Rise-Time of Head Field on Bit Error Rate for Heat Assisted Magnetic Recording with BPM

N. Tamura, and F. Akagi
(Kogakuin Univ.)

はじめに

現在, 磁気ディスク装置 (Hard Disk Drive:HDD) では, 媒体雑音, 熱揺らぎ, ヘッド磁界強度不足といったトリレンマがある. そこで, この問題を解決するために熱アシスト磁気記録方式 (Heat Assisted Magnetic Recording:HAMR) が提案され, 研究されている¹⁾. これは, 媒体の微小な記録領域を記録の瞬間だけ暖めて, 異方性磁界 H_k を下げることによりヘッド磁界が低くても記録を可能にするという方式である. また, 高密度記録を達成するためにビットパターン媒体 (Bit Patterned Media:BPM) が HAMR と組み合わせられて研究されている²⁾. BPM 媒体は1粒子に1ビットを記録しているのでヘッド磁界と熱分布を制御できないと隣の粒子に影響を及ぼしビットエラーを引き起こしてしまう. 即ち, クオドリレンマによるビットエラーレートが問題となる. 従って, 本研究ではヘッド磁界の立上り時間がビットエラーレートに及ぼす影響について検討を行った.

計算モデルと計算条件

媒体の記録磁化パターンは Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式 (LLG 方程式) を解いて求めた. 飽和磁化と異方性定数の温度特性は Brillouin function を用いて求めた. 記録時の熱分布は最大上昇温度 250 K ($T_c = 600$ K) のガウス分布を仮定した. 本研究で用いた媒体の H_k は 2914 kA/m とした. ヘッド磁界強度は 880 kA/m であり H_k よりも低い熱アシストすることにより記録可能になる. 媒体は, ドット径が 12.8 nm, ドット間の隙間が 6.4 nm の BPM を用いた. ヘッド磁界の立上り時間を 0.3~1.6 nsec に変化させて検討を行った. ヘッド媒体間の周速は 10 m/sec とした.

計算結果

fig. 1 にヘッド磁界の立上り時間をパラメータとしたビットエラーレートのヘッド磁界依存性を示す. ここで, ビットエラーレートの定義は, 記録したビット数 128 個に対してエラーしたビット数の割合とした. 図よりヘッドの立上り時間が長くなるとグラフは右にシフトする. これは, 立ち上がり時間が長くなると記録に必要なヘッド磁界強度が増加するためである. また, ヘッドの立上り時間が長くなるとビットエラーレートが0になるヘッド磁界強度の範囲が狭くなる.

謝辞 本研究で用いたヘッド磁界は, 秋田県産業技術センターの山川氏から提供して頂いたものであり, ここに感謝いたします.

参考文献

- 1) 赤城文子・廣常朱美・根本広明・松本拓也・大倉康孝・向尾将樹・牛山純子・宮本治一, “面記録密度 $1\text{Tb}/\text{in}^2$ - $2.5\text{Tb}/\text{in}^2$ を達成するための熱アシスト磁気記録計算シミュレーション”, EICE Technical Report MR2012-17 (2010-7)
- 2) J.Ushiyama, F.akagi, A.Ando, and H.Miyamoto, “8Tbit/inch²-class Bit patterned Media for Thermally Assisted Magnetic Recording”, IEEE Trans., on Magn., 49 7 3612-3615 (2013)

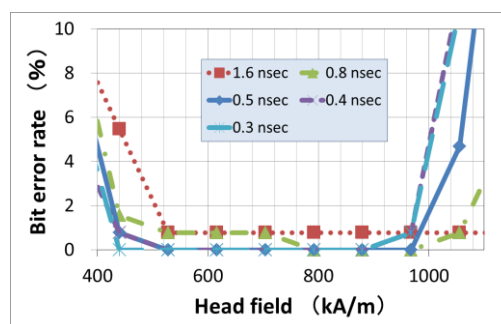


Fig. 1 Head field dependence of bit error rate with different rise-times of head field intensity.

急速加熱処理による L1₀ 規則化鉄白金ナノ粒子薄膜の形成

相川健一郎¹, 藤平誉樹¹, 蜂巢琢磨², 杉山敦史², 逢坂哲彌^{1,2}, 茂智雄³, 山根明³, 坂脇彰³
 (¹ 早大院先進理工, ² 早大ナノ理工学研究機構, ³ 昭和電工株式会社)

Formation of L1₀-FePt Nanoparticles Film by Rapid Thermal Annealing

Kenichiro Aikawa¹, Yoshiki Fujihira¹, Takuma Hachisu², Atsushi Sugiyama², Tetsuya Osaka^{1,2}, Tmoo Shige³, Akira Yamane³, and Akira Sakawaki³

(¹ Graduate School of Advanced Science and Engineering, ² Institute for Nanoscience and Nanotechnology, Waseda Univ, ³ Showa Denko K.K.)

はじめに

膨大な情報量を長期保管可能なハードディスクドライブ (HDD) は市販レベルで面記録密度が 744 Gbit/in² に到達している。しかしながら情報化社会の発展は更なる HDD の高容量化を要請し、テラビット級の記録密度を達成するためには記録層材料、膜構成の改善が必須となっている。我々は予め化学合成した数ナノメートル径の鉄白金 (FePt) ナノ粒子を用いたビットパターンメディアの開発を目的に、粒子均一配列の成膜プロセスの改善に取り組んでいる。しかしながら、FePt の L1₀ 規則化相転移を目的とした高温アニール過程時の焼結によるナノ粒子配列の不均一化が課題となっている。ここでは、急速加熱 (rapid thermal anneal: RTA) 条件の選定により焼結低減を図り、加えて、非磁性材料を保護膜として成膜し、基板上で物理的に孤立した L1₀-FePt ナノ粒子薄膜の形成プロセスについて検討した結果を報告する。

実験・評価方法

金属前駆体として鉄ペンタカルボニル (Fe(CO)₅)、白金アセチルアセトナート (Pt(acac)₂)、分散剤としてオレイン酸とオレイルアミンを用いて A1 構造 FePt (A1-FePt) ナノ粒子を合成し、遠心精製後に平均粒径 4.6 ± 1.2 nm の良好に分散した粒子をトルエン中に回収した。FePt ナノ粒子分散トルエン溶液を Si 基板上に塗布した A1-FePt ナノ粒子薄膜サンプルを赤外線ランプによる急速加熱が可能な卓上型急速加熱処理装置 (RTA 装置) を用いて熱処理を行った。RTA 条件は、昇温速度に 156 °C/min もしくは 1560 °C/min を選定し、800 °C に到達後 0h もしくは 1h 保持した。冷却はランプへの通電を停止することで行った。RTA 処理前後の FePt ナノ粒子薄膜の物性評価には、電界放出走査型電子顕微鏡 (FE-SEM)、X 線回折装置 (XRD)、透過型電子顕微鏡 (TEM)、磁気光学 Kerr 効果測定、超電導量子干渉計 (SQUID) を用いた。

結果

昇温速度 1560 °C/min で 800 °C に到達後、0h 保持の条件により RTA 処理した FePt ナノ粒子薄膜サンプルについて、FE-SEM 観察像より求めた粒径は 4~5 nm であり、粒子同士の焼結は確認されなかった。同サンプルの RTA 処理前後の XRD パターンを Fig.1 に示す。Fig.1(b)より、RTA 処理後の A1-FePt ナノ粒子は L1₀ 規則相へ相転移し、また XRD パターンの半値幅より導出した結晶子サイズは 3.6 nm であった。この値からも RTA 条件を選定することにより、L1₀ 規則相転移時の粒子の焼結低減が確認され、物理的に分断した L1₀-FePt ナノ粒子群からなる薄膜の形成が示唆された。一方で、同サンプルを Kerr 効果測定した結果、熱揺らぎによる超常磁性的振る舞いを示したため、FePt ナノ粒子内における L1₀ 規則化相への体積変化率の向上が改善点として挙げられた。

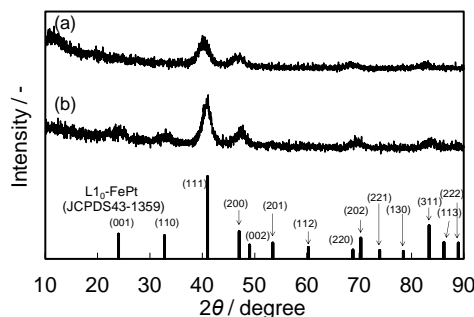


Fig.1 XRD pattern of dispersed FePt nanoparticle films. (a) before RTA, (b) after RTA. RTA condition: the rate of rising temperature was 1560 °C/min. The heating lamp was turned off immediately after the temperature reached 800 °C.

ビットパターン媒体に用いる MnGa (001) 配向膜の作製

根来 翼, 谷本 昌大, 大島 大輝, 加藤 剛志, 岩田 聡
(名古屋大学)

Fabrication of MnGa (001) Films for Application to Bit Patterned Media

T. Negoro, M. Tanimoto, D. Oshima, T. Kato, S. Iwata
(Nagoya Univ.)

はじめに

局所的にイオンを照射することで磁気パターン構造を作製する手法は、ほとんど表面形状に影響を与えないため、物理エッチングなどのプロセスと比べて低コストでビットパターン媒体(BPM)を作製できる技術であると考えられている。我々は、このイオン照射型ビットパターン媒体に適する材料として大きな垂直磁気異方性を有する L1₀-MnGa 規則合金膜に注目した。L1₀-MnGa 膜は低ドーズの Kr⁺イオン照射により L1₀規則相から A1 不規則相へ相変化して、非磁性化する。この性質を利用してこれまでに MnGa を利用したビットパターン膜の作製を報告してきた¹⁾。しかし、これまでは MnGa 膜を MgO(001)単結晶基板上に作製しており、応用上はこれをガラス等におきかえる必要がある。本報告では、熱酸化膜付きの Si 基板上に(001)配向した L1₀-MnGa を成長することを試みた結果について述べる。

実験方法

L1₀-MnGa 規則合金膜の作製は、マグネトロンスパッタリング法にて行い、膜構成は Cr(2 nm) / MnGa(15 nm) / Cr(20 nm) / MgO(20 nm) / Co₄₀Fe₄₀B₂₀(5 nm) / Ta(5 nm) / Si sub. とした。ただし、MgO 層のみ超高真空蒸着により室温で成膜した。MgO 層上の Cr バッファ層は室温でスパッタ成膜後、600°C で 60 分間、真空中で熱処理を行った。その後 100°C 付近まで徐冷した後 MnGa 膜を成膜し、成膜後 L1₀規則化のため 500°C で 30 分間、真空中で熱処理を行った。なお、マグネトロンスパッタ室と真空蒸着室は真空中で繋がれており、試料を大気暴露することなく成膜した。

実験結果

Fig. 1 は、Si 基板上に作製した MnGa 膜の X 線回折プロファイルである。MgO 002 ピークが見られ、Si 基板上に(001)配向した MgO 層が成長していることが分かる。さらに Cr および MnGa の 002 ピークが見られ、MgO 層の上に Cr と MnGa が(001)配向を受け継いで成長していることを示している。しかし、規則相の存在を示す MnGa 001 の明瞭な回折線は見られず、規則度は高くないと考えられる。

Fig.2(a)は、磁気光学測定によって得られた MnGa 膜の膜法線方向のヒステリシスループである。Kerr ループは膜表面側から測定しているため下地の CoFeB 層からの情報は重畳されず MnGa のみのループを反映している。Fig.2 より作製した MnGa 膜は垂直磁化膜になっていると考えられ、規則度は低いながらも(001)配向した L1₀-MnGa が Si 基板上に成長していることが確認された。この結果を MgO 基板上に成膜した MnGa 薄膜の Kerr ループ(図 2(b))と比較すると、Si 基板上の膜は Kerr 回転角の値が小さいが、保磁力は大きい。これは試料の結晶性、配向性の分散が大きいことを反映していると考えられ、今後成膜条件の更なる検討が必要であることを示している。

参考文献

- 1) D. Oshima et al., IEEE TRANSACTION ON MAGNETICS, VOL. 49, NO 7, JULY 2013

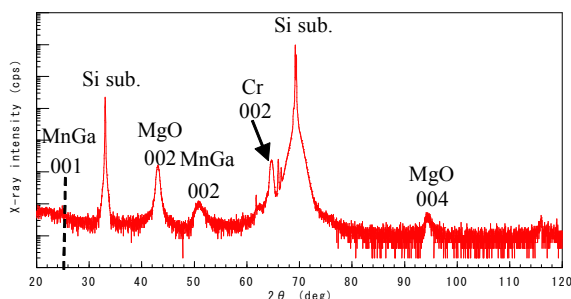


Fig. 1 X-ray diffraction profile of MnGa films grown on Cr(2 nm) / MnGa(15 nm) / Cr(20 nm) / (MgO20 nm) / Co₄₀Fe₄₀B₂₀(5 nm) / Ta(5 nm) / Si substrate.

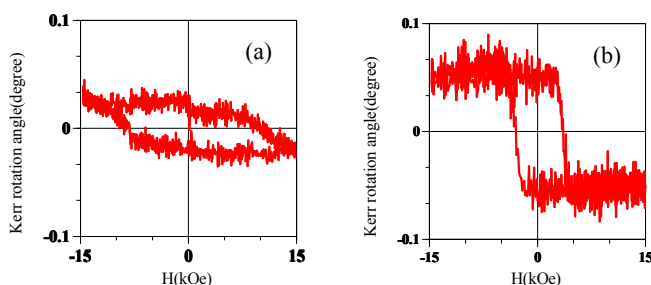


Fig. 2 Polar Kerr loop of MnGa films grown on (a) Cr(2 nm) / MnGa(15 nm) / Cr(20 nm) / (MgO20 nm) / Co₄₀Fe₄₀B₂₀(5 nm) / Ta(5 nm) / Si substrate and (b) Cr(2 nm) / MnGa(15 nm) / Cr(20 nm) / MgO substrate.

イオン照射された MnGa 膜の磁気円二色性

大島大輝, 谷本昌大, 加藤剛志, 藤原裕司*, 中村哲也**, 小谷佳範**, 綱島滋***, 岩田聡
(名古屋大, *三重大, **高輝度光科学研究センター, ***名産研)

Magnetic circular dichroism of ion irradiated MnGa film

D. Oshima, M. Tanimoto, T. Kato, Y. Fujiwara*, T. Nakamura**, Y. Kotani**, S. Tsunashima***, S. Iwata
(Nagoya Univ., *Mie Univ., **JASRI, ***NISRI)

はじめに

我々はこれまでに, MnGa 合金を用いてイオン照射型のビットパターン媒体 (BPM) が作製できることを示してきた¹⁾. この合金は, L1₀規則相のときに強磁性となり, 大きな垂直磁気異方性を示すが, 低ドーズのイオンを照射すると, A1 不規則化して非磁性化するため, BPM への応用が可能である. 今回, その非磁性化の機構を詳細に調べるため, イオン照射された MnGa 膜の磁気円二色性 (MCD) の測定を行ったので報告する.

実験方法

単結晶 MgO (001)基板上に RF マグネトロンスパッタにより Cr (2) / MnGa (15) / Cr (20) / MgO sub.の膜構成で成膜した. ()内は膜厚で単位は nm である. 全ての層は基板温度 100 °C 以下で成膜し, Cr 下地層と MnGa 層の成膜後にはそれぞれ 600 °C で 60 min, 450 °C で 30 min のポストアニールを行った. 作製した膜に対し, イオン注入装置を用い, 30 keV の Kr⁺イオン照射を行った. 照射量は $5 \times 10^{12} \sim 2 \times 10^{14}$ ions/cm² の範囲で変化させた. MCD測定は, Spring-8 のビームライン BL25SU にて行った. X 線入射方向と磁界印加方向を同一とし, その角度は, 膜法線方向からの角度を θ として $\theta = 0 \sim 70^\circ$ の範囲で変化させた. また, 測定中の印加磁界は ± 19 kOe とした.

実験結果

Fig. 1 に MnGa 膜の飽和磁化 M_s 及び垂直磁気異方性 K_u のイオン照射量依存性を示す. 照射量を多くするとともに, M_s , K_u が消失していく様子が見られ, イオン照射により, MnGa 膜の非磁性化が可能であることを示している. これは, MnGa 膜が L1₀規則相から A1 不規則相へと変化したためであることを X 線回折より確認している. Fig. 2 にイオン照射された MnGa 膜の MCD スペクトルを示す. 図には, 膜法線方向に磁界を印加した場合 ($\theta = 0^\circ$) と, 膜面内方向に磁界を印加した場合 ($\theta = 70^\circ$) を示している. 膜法線方向に磁界を印加した場合には, 図中の矢印で示す部分に多重項のピークが見られるが, 膜面内方向に磁界を印加した場合には見られず, L1₀-MnGa 膜の電子構造に磁化方向依存性があることを示している. L1₀-MnGa 膜の大きな垂直磁気異方性はこの電子構造の異方性に関係があると考えられる. 照射量を多くしても, この異方性に変化は見られず, MCD スペクトルの強度のみが小さくなっており, L1₀規則相と A1 不規則相の中間相が存在している様子はない. このことから, イオン照射により作製した BPM では磁気異方性の低下した中間相はほとんど存在していないと考えられ, MnGa 合金を用いることで, ダメージ領域の少ない媒体が作製できる可能性がある.

参考文献

- 1) D. Oshima et. al., IEEE Trans. Magn., vol. 49, 3608 (2013)

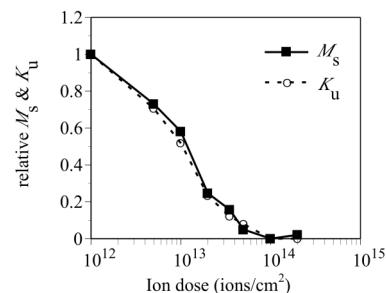


Fig. 1 Ion dose dependences of M_s and K_u of MnGa film.

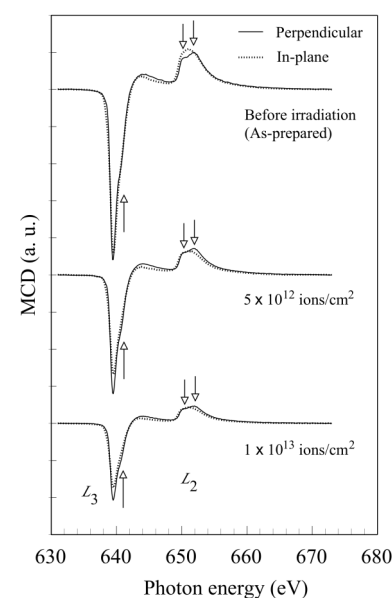


Fig. 2 MCD spectra of ion irradiated MnGa films for the case of applying field perpendicular and parallel to the film plane.

自己組織化 Au 下地層を用いた Sr-ferrite 薄膜の作製及び磁気特性

白石 聡 劉 小晰

信州大学

Magnetic properties of Sr-ferrite film by using Au self-assembly underlayer

Satoshi Shiraishi Xiaoxi Liu

Shinshu University

はじめに

2012年に全世界で生成、複製されたデジタル情報量は2.8ゼットバイトとなり、2020年には40ゼットバイトになると言われている。¹⁾そのためより大容量の記録媒体の開発が急務となっている。次世代の記録媒体としてビットパターンメディア(BPM)が注目されている。これは1つ1つの磁区を独立させ規則的に配列させ高密度の磁気記録媒体とするものである。

本研究室ではAu下地層とのエピタキシャル成長が期待でき²⁾、垂直磁気記録に適した六方晶フェライト SrFe₁₂O₁₉(SrM)を利用しBPMを作製することを目標としている。今回は自己組織化Au下地層上のSrM薄膜の特性について報告する。

実験方法

試料は基板上にマグネトロンスパッタリング法で成膜した。成膜時の基板加熱温度は、Auを100℃~500℃、SrMを500℃とした。またAuをDC及びRF電源、SrMをDC電源で成膜した。酸素とアルゴンの混合ガス雰囲気、酸素分圧を1%とし、ガス圧を2.0×10⁻³Torrでスパッタを施した。

成膜後、試料の表面形態を電界放射型電子顕微鏡(FE-SEM)で観察し、表面形状を原子間力顕微鏡(AFM)、磁区構造を磁気力顕微鏡(MFM)で観察した。

実験結果

Fig.1にSrMの膜厚依存性について示す。膜厚が30nmの際は、垂直方向、面内方向の保磁力に大きな差異は確認できなかった。膜厚を40nm、50nmにした際は、垂直方向に面内方向のおよそ2倍の保磁力が確認できた。しかし、SrMのM_sが380(emu/cc)程であるにもかかわらずその値を下回ることや、面内方向の保持力が出てしまっていることから結晶化が不十分だと考察した。Fig.2にSrM/Au二層膜のAFM(A)、MFM(B)像を示す。AFM像から自己組織化したAu層の影響を受け微細化したSrM層が観察できた。MFM像からは独立した磁区の観察はできなかったが自己組織化したAuがSrM層へ影響していることが画像から確認できた。

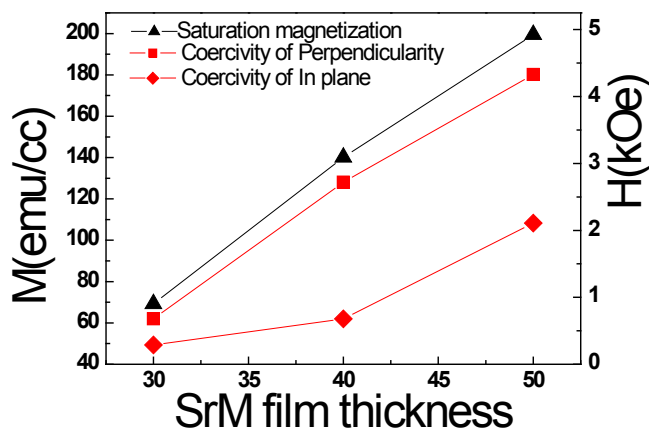


Fig.1 Magnetic properties of SrM/Au thin films.

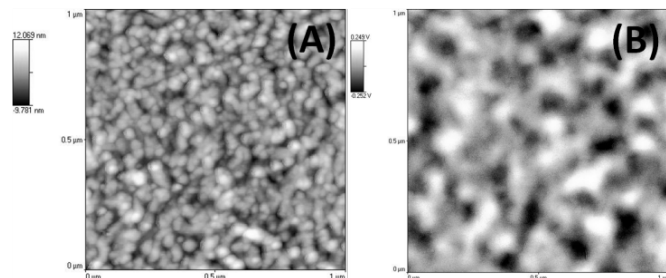


Fig.2 (A)AFM and (B)MFM images of SrM/Au thin films.

参考文献

- 1) IDC, "The Digital Universe in 2020".
- 2) Arkom, Kaewrawang, Ali Ghasemi, Xiaoxi Liu, and Akimitsu Morisako Journal of Alloys and Compounds 492,44,(2010).

Ultrafast manipulation of spin and orbital angular momenta by light pulses

Takuya Satoh

(Department of Physics, Kyushu University)

All-optical magnetization switching has been studied extensively in recent years. A typical form of non-thermal magnetization control is the inverse Faraday effect (IFE). It involves rotation of the linear polarization of a probe pulse induced by a circularly polarized pump pulse in a transparent medium. Spin precession accompanied by the IFE has been reported by Kimel *et al.* in iron compounds ¹⁾. Spin precession is also observed with a linearly polarized pump pulse, in particular, a pulse polarized in a direction nonparallel to the crystal axes. This phenomenon is called the inverse Cotton-Mouton effect ²⁾.

The IFE has also been observed even in pure antiferromagnetic (AFM) NiO with no net magnetic moment in the ground state ³⁾. The resonance frequencies of AFM materials reach the terahertz range, which is several orders of magnitude higher than that of FM materials. For that reason, AFM materials attract much attention in the context of ultrafast spin control. However, the mechanism of the observed spin oscillation by circularly polarized pulses remains unclear because of birefringence in the material. Here we discuss detailed mechanism using an NiO single domain which is optically isotropic ⁴⁾.

Moreover, we report on the observation of coherent spin oscillations in AFM CoO in a pump-probe experiment. The orbital momentum of the Co²⁺ ion is not fully quenched by the crystalline field. We show that spin-orbit interaction as well as exchange interaction plays an important role for low-lying magnetic excitation ⁵⁾.

This work has been performed in collaboration with R. Iida, K. Otani, T. Shimura, K. Kuroda, T. Higuchi, H. Ueda, V. I. Butrim, and B. A. Ivanov. Support by JST-PRESTO and KAKENHI (23104706) is acknowledged.

Reference

- 1) A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev, *et al.*: Nature, **435**, 655 (2005).
- 2) A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev, *et al.*: Phys. Rev. Lett., **99**, 167205 (2007).
- 3) T. Satoh, S.-J. Cho, R. Iida, *et al.*: Phys. Rev. Lett., **105**, 077402 (2010).
- 4) T. Satoh, K. Otani, R. Iida, *et al.*: to be submitted.
- 5) T. Satoh, R. Iida, T. Higuchi, *et al.*: to be submitted.

Ultrafast spin manipulation of sub-lattice magnetic system with light

Arata Tsukamoto

College of Science and Technology, Nihon University, Chiba 274-8501, Japan

The speed limits for magnetization reversal are of vital importance for spintronic devices, not only for storage media. For ultrafast manipulation of magnetization, optical laser pulses could serve as an alternative stimulus to trigger magnetization reversal. An ultrashort laser pulse allows excitation of magnetic systems at time scales much shorter than fundamental quantities such as spin precession or spin-lattice relaxation times. In particular, the laser excitation brings the magnetic medium into a strong non-equilibrium state¹⁾, where a conventional description of magnetic phenomena in terms of equilibrium thermodynamics and adiabatic approximations is no longer valid. Consequently ultrafast laser-induced magnetization dynamics is a new and rather unexplored topic at the frontier of modern magnetism.

Here our recent experimental studies of metallic multi-sublattice magnets are summarized. In particular, we focus on magnetization dynamics triggered by an ultrashort laser pulse in ferrimagnetic amorphous rare earth (RE)-transition metal (TM) alloys. The inequivalency of the magnetic sublattices, on the one hand, and a fine balance of their angular momenta on the other, lead to a very peculiar dynamic behavior. This becomes particularly obvious at short time scales, such as the appearance of a ferromagnetic-like state²⁾ at time scales below a few picoseconds. The laser-induced ultrafast demagnetization of ferromagnets, already demonstrated in 1996³⁾ to occur at a subpicosecond time scale, is still a subject of hot debate. Whether the angular momentum is dissipated into the lattice via phonons and defects, or whether it is carried away by hot electrons or the photons — are still questioned at the forefront of ultrafast magnetism. The element-specific XMCD measurements were performed²⁾ to study transient regime of spin dynamics. In order to trigger ultrafast spin dynamics in GdFeCo alloy, the reversal of the magnetizations of the two sublattices is initiated by ultrafast heating of the sample using a 60 fs laser pulse in opposite orientations of the external magnetic field of 0.5 T. However, whereas the net magnetization of Fe has collapsed within 300 fs, the demagnetization of Gd takes as long as 1.5 ps. Remarkably, in spite of the strong antiferromagnetic (AFM) exchange coupling between the Gd and Fe sublattices, they apparently lose their net magnetizations independently, then surprisingly, within the time scale between the zero crossings of the Fe and Gd moments (that is, between 300 fs and 1.5 ps), the net Fe and Gd moments are aligned parallel along the z axis despite the AFM coupling of their spins in the ground state. This state is followed by an inter-sublattice relaxation of the angular momentum, leading to a deterministic switching of the magnetization driven by ultrafast laser-induced heating. We found deterministic magnetization reversal⁴⁾ in same GdFeCo driven by an ultrafast heating of the medium resulting from the absorption of a sub-picosecond laser pulse without the presence of a magnetic field. From the theoretical discussion⁵⁾, the reversal happens because of the interplay of these different demagnetization rates with the exchange interaction coupling the sublattices. These results demonstrate all-optical switching depends only on the amount of energy absorbed by the magnetic system, independent of the wavelength or helicity of the laser pulse. The role of the light helicity in this process is clarified as well. Because of different absorption coefficients for right- and left-handed circularly polarized light in GdFeCo, the switching threshold is helicity dependent. This explanation is consistent with all the experimental findings on all-optical light helicity-dependent magnetic switching⁶⁾ so far, varying from single- to multiple-shot experiments.

Reference

- 1) K. Vahaplar, A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Ultrafast Path for Optical Magnetization Reversal via a Strongly Nonequilibrium State, *Phys. Rev. Lett.*, **103** (2009) 117201.
- 2) I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H. A. D'urr, T. A. Ostler, J. Barker, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A. V. Kimel, Transient ferromagnetic-like state mediating ultrafast reversal of antiferromagnetically coupled spins, *Nature*, **472** (2011) 205.
- 3) E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel, *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 4250.
- 4) T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, 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, J. Mentink, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, Ultrafast heating as a sufficient stimulus for magnetization reversal in a ferrimagnet, *Nature Communications*, **3** (2012) 666.
- 5) J. H. Mentink, J. Hellsvik, D. V. Afanasiev, B. A. Ivanov, A. Kirilyuk, A. V. Kimel, O. Eriksson, M. I. Katsnelson, and Th. Rasing, Ultrafast Spin Dynamics in Multisublattice Magnets, *Phys. Rev. Lett.*, **108** (2012) 057202.
- 6) C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing, All-Optical Magnetic Recording with Circularly Polarized Light, *Phys. Rev. Lett.*, **99** (2007) 047601.

Laser induced THz spin dynamics in magnetic alloys

S. Mizukami¹, S. Iihama², Q. L. Ma¹, A. Sugihara¹, K. Suzuki¹, X. M. Zhang¹, Y. Ando², and T. Miyazaki¹
(¹WPI-AIMR, Tohoku Univ., ²Dept. of Appl. Phys., Tohoku Univ.)

Films of ordered magnetic alloys having uniaxial magnetic anisotropy show a perpendicular magnetic anisotropy, which are of quite importance for recent spintronics applications. On the other hand, a large perpendicular magnetic anisotropy causes very fast spin angular momentum precession because the Larmor frequency f is proportional to the magnetic anisotropy field H_k^{eff} . When magnetic films have both a large perpendicular magnetic anisotropy K_u^{eff} and small saturation magnetization M_s , those films can exhibit precession with frequency of $f=100\text{-}1000$ GHz owing to the large $H_k^{\text{eff}}=2K_u^{\text{eff}}/M_s$. This frequency region overlaps THz wave band, so that it could be expected that new phenomena are emerged from the mutual coupling between various THz excitations and spin dynamics. As a first step of exploring such new field, it is necessary to investigate materials exhibiting THz spin dynamics and its way of manipulation. THz spin precession can be accessed by ultrashort pulse laser, which is also interesting for terahertz wave applications from the practical points of view, such as ultrashort pulse laser driven GaAs THz emitter. While, there are few researches on THz spin dynamics in magnetic alloys, since there are not so much materials having enough large H_k^{eff} .

We, so far, reported various Mn based magnetic alloy films with a large perpendicular magnetic anisotropy of 5-15 Merg/cm³, such as $D0_{22}$ Mn₃Ga [1], $L1_0$ MnGa [2], C38 MnAlGe [3], and $D0_{22}$ Mn₃Ge [4,5]. Those also have small magnetization of 100-500 emu/cm³ as well as relatively small Gilbert damping constant. Fig. 1 shows the typical all-optical pump-probe time-resolved Kerr rotation measured in the MnGa epitaxial film using a pulse laser with low laser fluence. After strong ultrafast demagnetization at zero delay time, rapid precession is observed. Similar data were obtained in the other Mn-based alloys films and those frequency values of precession are summarized in Fig. 2 as a function of normal component of applied magnetic field. Precession frequency f linearly increases with increasing field, which was reasonably account as very fast Larmor precession owing to the large H_k^{eff} . The maximum f is 0.55 THz in case of Mn₃Ge epitaxial films. In order to obtain into the insight the physical mechanism behind the laser-induced precession, we investigated laser fluence and field dependence of dynamics and analyzed them using some physical models including thermally induced torque. The dynamics at low fluence region can be well explained by the calculation of one dimensional micromagnetic simulation based on the modified three temperature model taking into account of gradient of electron and lattice temperature (Fig. 1) [6].

This work was supported by a KAKENHI (No. 24686001) and the Development of an infrastructure for normally-off computing technology project (NEDO).

References

- 1) F. Wu *et al.*, Appl. Phys. Lett. **94**, 122503 (2009).
- 2) S. Mizukami *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 117201 (2011).
- 3) S. Mizukami *et al.*, Appl. Phys. Lett. **103**, 142405 (2013).
- 4) S. Mizukami *et al.*, Appl. Phys. Express **6**, 123002 (2013).
- 5) A. Sugihara *et al.*, Appl. Phys. Lett. **104**, 132404 (2014).
- 6) S. Mizukami *et al.*, *in preparation*.

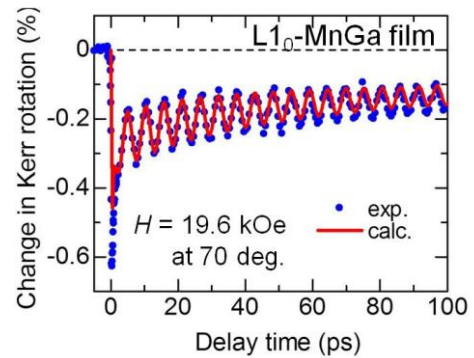


Fig. 1 Laser-induced spin dynamics of MnGa films. Solid curve is fitted to the experimental data.

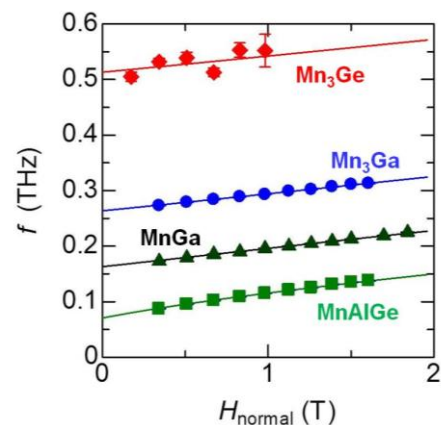


Fig. 2 Laser-induced spin precession frequency as a function of magnetic field for the various Mn-based alloy films. Solid lines are fitted to the data.

Manipulation of ordered spins with light

– new photonic materials with magnetism –

H. Munekata

(Imaging Science and Engineering Laboratory, Tokyo Institute of Technology)

Owing to its high-speed, selective, non-linear, contactless, and quantum characteristics, light has the latent power of producing new functionality and paradigm, when combined with novel materials. This presentation reviews the frontier of research concerning a study of interaction between light and ordered spin (magnetization) with ultra-short light pulses and magnetic materials. A personal perspective as to new applications in the field of information processing and transmission is also discussed in view of photonics materials.

At the present stage, it is very important to establish reliable techniques for manipulating spins in magnetic materials with photons, and demonstrate prototype devices for mutual conversion between photons and ordered-spins. To this end, author, with his colleagues, studies experimentally the photo-excited precession of magnetization (PEPM) with various III-V ferromagnetic semiconductors [1,2] and metals [3] (Fig. 1), a concept of new photonic device consisting of those materials and existing optical components [4], and circularly polarized light emitters/detectors [5] (Fig.2). At the time of presentation, I plan to review experimental results on PEPM with Co/Pd ultra-thin multi-layers in the regime of weak excitation ($< 1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$) and a concept of all-optical signal modulation, added with experimental demonstration of electrical helicity switching.

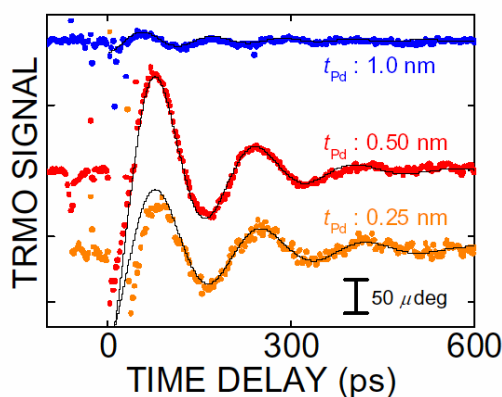


Fig. 1: Temporal profiles of PEPM data for three samples with different Pd layer thicknesses. Pump fluence $11 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. The Co layer thickness was fixed at $t_{\text{Co}} = 0.78 \text{ nm}$. Solid lines are fit to the experimental data.

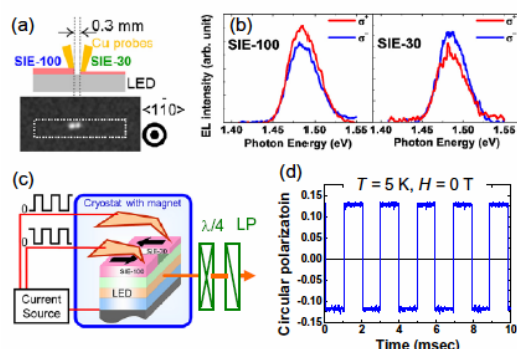


Fig.2: (a) a diagram of the spin LED with dual spin-injection electrodes (SIE) and its far-field image of EL emission, (b) EL spectra with current sent through each SIE, (c) a diagram of experimental setup, and (d) demonstration of electrical helicity switching at 1 kHz.

Reference

- 1) Y. Hashimoto, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 067202 (2008).
- 2) Y. Hashimoto and H. Munekata: Appl. Phys. Lett. **93**, 202506 (2008).
- 3) K. Yamamoto, *et al.*, IEEE Trans. Mag. **49**, 3155 (2013).
- 4) H. Munekata, (Japanese) Oyobutsuri, July issue, 2014, in print.
- 5) N. Nishizawa *et al.*, Appl. Phys. Lett. **104**, 111102 (2014) ; N. Nishizawa and H. Munekata, J. Appl. Phys. **114**, 033507 (2013).

Gilbert damping in magnetic multilayers with perpendicular anisotropy

T. Kato¹, K. Adachi², Y. Kusanagi³, S. Okamoto³, N. Kikuchi³, O. Kitakami³, S. Iwata⁴

¹ Department of Electrical Engineering and Computer Science, Nagoya Univ., Nagoya 464-8603, Japan

² Department of Quantum Engineering, Nagoya Univ., Nagoya 464-8603, Japan

³ Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku Univ., Sendai 980-8577, Japan

⁴ Eco-Topia Science Institute, Nagoya Univ., Nagoya 464-8603, Japan

The magnetic materials with large perpendicular magnetic anisotropy (PMA) and low Gilbert damping constant are quite attractive since they not only have sufficient thermal stability but enable efficient writing in microwave assisted magnetic recording (MAMR) and spin transfer torque based magnetic random access memory (STT-RAM). Recently, we have studied the relationship between Gilbert damping α and PMA of Co-based multilayers, and reported that the α is closely related with thickness ratio of the multilayers, while almost independent of their PMA^{1,2)}, suggesting the possibility to obtain the multilayers with high PMA and low damping. In this talk, we summarize the Gilbert damping and anisotropy field of the Co-based multilayers which were evaluated independently by time resolved magneto-optical Kerr effect (TRMOKE) and coplanar waveguide ferromagnetic resonance (CPW-FMR), and discuss systematically the variation of the PMA and Gilbert damping with their layered structures.

Co / Ni, Pd, Pt multilayers with various layered structure were prepared on thermally oxidized Si substrates by a DC magnetron sputtering system. TRMOKE spectra were measured by pump-probe method using high-power fiber laser with $\lambda = 1560$ nm. During the measurements, an external field H_{ext} up to 8 kOe was applied in the direction of 45 deg from the film normal. For CPW-FMR measurements, rf current was fed into CPW by a vector network analyzer, and the complex scattering parameter S_{21} was recorded varying an rf frequency under an static field along film normal direction to estimate the resonance frequency f_{res} and linewidth Δf .

Figure 1 (a) shows $t_{\text{NM}} / t_{\text{Co}}$ dependence of H_{keff} estimated from the TRMOKE and CPW-FMR measurements, where t_{Co} is the thickness of Co and t_{NM} is the thickness of Pt or Pd. Closed and open circles represent the data of the Co/Pt multilayers estimated by TRMOKE and CPW-FMR, respectively, and closed squares are the data of Co/Pd by TRMOKE. From Fig. 1 (a), the H_{keff} was confirmed to be roughly proportional to $1/t_{\text{Co}}$ at a constant t_{NM} . Although there are slight deviations between H_{keff} estimated from TRMOKE and CPW-FMR, overall tendency was similar to each other. The TRMOKE and CPW-FMR also show the similar results on $t_{\text{NM}} / t_{\text{Co}}$ dependence of α as shown in Fig. 1 (b). The Gilbert damping α of the multilayers are proportional to $t_{\text{NM}} / t_{\text{Co}}$ although the H_{keff} is independent of $t_{\text{NM}} / t_{\text{Co}}$. The linear tendency of α on $t_{\text{NM}} / t_{\text{Co}}$ is considered to be explained by the spin pumping model³⁾. The slope of α was dependent on the noble metal as shown in Fig. 1 (b). The Co/Pt has larger slope than Co/Pd, which may reflect the difference of the spin diffusion length between Pt and Pd.

Reference

- 1) T. Kato *et al.*, IEEE Trans. Magn., **47**, 3036 (2011).
- 2) T. Kato *et al.*, IEEE Trans. Magn., **48**, 3288 (2012).
- 3) Y. Tserkovnyak *et al.*, Phys. Rev. Lett., **88**, 117601 (2002).

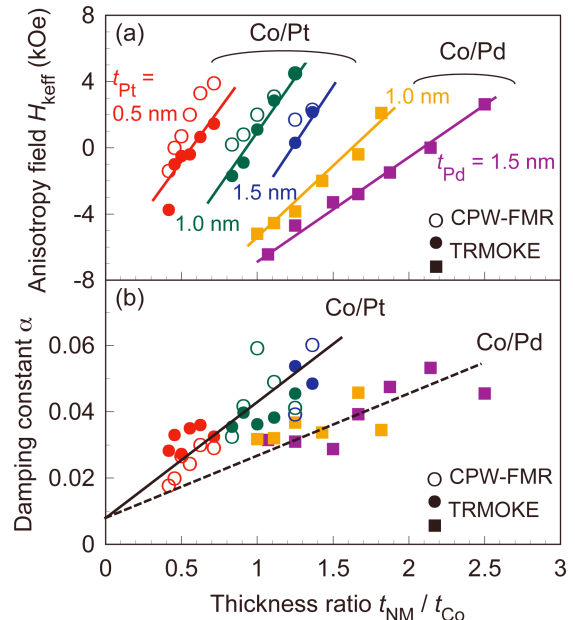


Fig. 1 Dependences of (a) H_{keff} and (b) α on the thickness ratio $t_{\text{NM}}/t_{\text{Co}}$. Closed and open symbols are the data estimated by TRMOKE and CPW-FMR, respectively.

Surface Plasmon Techniques for Ultra-High Density Magnetic Recording

Katsuji Nakagawa

College of Science and Technology, Nihon University, Chiba 274-8501, Japan

Magneto-Optical (MO) recording is one of the primitive techniques to apply spin manipulation using light to change the temperature of magnetic films. MO recording itself is very simple to locally heat the magnetic film to change the magnetization M , but the mechanism of MO recording is more sophisticated than expected. The distribution of M caused by light absorption affects spin manipulation, such as Direct Over Write (DOW)¹⁾, Magnetic Super Resolution (MSR)²⁾, MAMMOS³⁾, and 3D-MAMMOS⁴⁾, because each magnetic layer which has different characteristics on temperature is layered over a substrate. Some functional layers take roles by changing its stray field and/or exchange coupling between layers depending on temperature distribution in DOW, MSR, and MAMMOS.

Recently, we also use a heat technique on magnetic recording, so called Thermally Assisted Magnetic Recording (TAMR)⁵⁾. Since the TAMR technique is just assisting magnetic recording by heat, it is simpler than the MO recording technique. The most improved key point in TAMR, compared with MO recording, is an extremely small spot size of light. Almost 10 nm in diameter is the spot diameter of light is the tentative goal for TAMR, even though sub-micron in diameter was the smallest spot size for MO recording. Sub-micron limit is caused by the diffraction limit for visible light, but we need around 10 nm spot in diameter for TAMR. Beyond the diffraction limit, we have chosen the near-field optical light which is generated by localized surface plasmon⁶⁻⁹⁾. A light spot of 10 nm in diameter is available by applying the near-field. It was confirmed not only by simulation but also by the experimental result¹⁰⁾ that some magnetic domains were written by the local heat which was generated by surface plasmon antennas as well as femto-second laser.

How to deliver light power into a small plasmon antenna tip close to magnetic core is also an important key issue to create a heat spot on magnetic layer for TAMR. Some hybrid magnetic head systems with optics have been proposed^{5, 11)}. Planar Solid Immersion Mirror (PSIM)^{11, 12)} as well as plasmonic waveguide applying surface plasmon polaritons¹¹⁾ have a high potential to effectively deliver light power in a hybrid magnetic head.

As the possibility that magnetization can be controlled by the helicity of ultra-short laser pulse was reported¹³⁾, the idea of all optical magnetic recording has been carried out. The method applying the helicity of light has a potential to accelerate magnetic recording speed, but its recording density is limited by the spot size of the circularly polarized light. Surface plasmon antenna for circularly polarized light was also studied¹⁴⁾. It was revealed by a simulation that a circularly polarized light in a magnetic particle of 15 nm in diameter was able to be confined by a surface plasmon technique.

Spin manipulation using light is a new idea as well as an old idea. If we learned from the historical MO recording techniques, and applied them to current issues, we could improve the techniques beyond TAMR.

Reference

- 1) Y. Nakagi, T. Fukami, T. Tokunaga, M. Taguchi, and K. Tsutsumi, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **14**, 165-170 (1990).
- 2) M. Kaneko, M. Ohta, and A. Fukumoto, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **15**, 838 (1991).
- 3) H. Awano, S. Ohnuki, H. Shiroi, N. Ohta, J. Yamaguchi, S. Sumi, K. Torasawa, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **21**, 1187 (1996).
- 4) A. Itoh, *Optical Review*, **32**, 536-541 (2003).
- 5) M. H. Kryder, E. C. Gage, T. W. McDaniel, W. A. Challener, R. E. Rottmayer, G. Ju, Y.-T. Hsia, and M. F. Erden, *Proceedings of the IEEE*, **96**, 1810-1835 (2008).
- 6) R. D. Grober, R. J. Schoelkopf, and D. E. Prober, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1354 (1997).
- 7) T. Matsumoto, Y. Anzai, T. Shintani, K. Nakamura, and T. Nishida, *Opt. Lett.* **31**, 259 (2006).
- 8) K. Nakagawa, J. Kim, and A. Itoh, *J. Appl. Phys.*, **99**, 08F902 (2006).
- 9) K. Nakagawa, J. Kim, and A. Itoh, *J. Appl. Phys.*, **101**, 09H504 (2007).
- 10) K. Nakagawa, A. Tajiri, K. Tamura, S. Toriumi, Y. Ashizawa, A. Tsukamoto, A. Itoh, Y. Sasaki, S. Saito, M. Takahashi, and S. Ohnuki, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 119-122 (2013).
- 11) Y. Ashizawa, T. Ota, K. Tamura, and K. Nakagawa, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 111-114 (2013).
- 12) M. A. Seigler, W. A. Challener, E. Gage, N. Gokemeijer, B. Lu, K. Pelhos, C. Peng, R. E. Rottmayer, X. Yang, H. Zhou, X. Zhu, and T. Rausch, *Proc. Opt. Data Storage Conf.*, 2007.
- 13) C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 047601 (2007).
- 14) K. Nakagawa, Y. Ashizawa, S. Ohnuki, A. Itoh, and A. Tsukamoto, *J. Appl. Phys.*, **109**, 07B735 (2011).

Polarization Properties of a-SNOM

○ T. Ishibashi¹, Q. Meng¹, Y. Cai¹, S. Ikeda¹, H. Ono¹, A. Emoto², T. Shioda³

(¹Nagaoka Univ. Tech., ²Doshisha Univ., ³Saitama Univ.)

The aperture less scanning near-field optical microscopy (a-SNOM) is a promising technique to control spins using light in nano-scale, because a near-field light utilized in a-SNOM is enhanced several orders stronger than an incident light and could have a diameter of < 10 nm. However, controlling of polarization of near-field light in a-SNOM is the most important issue to be solved. In order to control the polarization of the light in the a-SNOM, we need to understand polarization properties of a-SNOM first.

The a-SNOM developed in this study is based on a commercial scanning probe microscope (SPI3800N probe station and SPA300 unit, Seiko Instrument Inc.)¹⁾. A cantilever (SI-DF3P2, SII NanoTechnology Inc.) made of silicon having an extremity's radius of 7 nm with a resonant frequency Ω of ~ 80 kHz is used. A laser diode (TC20-4030-4.5/15, Neoark corp.) with a wavelength of 408 nm is used as a light source. The laser beam is focused on the top of the probe by using a plate-type lens with an incident angle of 45 degrees. A scattered light from the sample's surface in the near-field close to the tip apex is measured by a photomultiplier tube placed after the beam splitter. Signals were measured by the lock-in detection method for reference frequencies of Ω and 2Ω . Polarization properties were measured by using a set of polarizers. FDTD simulation was carried out to analyze distribution and polarization of lights around probes.

Figure 1(a) shows intensities measured for a Cr film plotted as a function of the angle of the analyzer θ_a , where the azimuth angle of the incident light, θ_i , is 40 degrees. We found that the shape is like a four-leaves clover, while a linearly polarized light gives a curve expressed by $\cos^2\theta$. We have decomposed the result by assuming that it is a superposition of signals from the top of the probe and the background as shown in Fig.1(b), where the background signals were calculated as an intensity of light reflected by a probe and a Cr film. Consequently, we obtained azimuth angles of SNOM signals for each θ_i as shown in Fig.2. A result of FDTD simulation is also plotted in Fig.2, which agrees well with the measured data. We also find that the a-SNOM act as wave plate expressed by Jones matrix, indicating that the polarization property of the a-SNOM is maintained.

This research was supported in part by the National Institute of Information and Communications Technology (NICT) and KAKENHI, Grant-in-Aid for Scientific Research (B) (26286023).

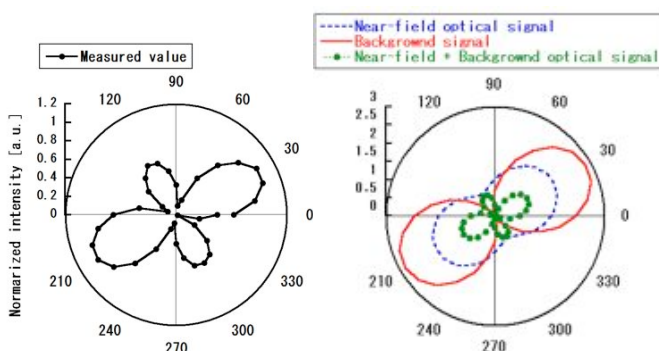


Fig.1 (a) Intensities measured for a Cr film with $\theta_i = 40^\circ$, plotted as a function of θ_a , (b) a result of fitting.

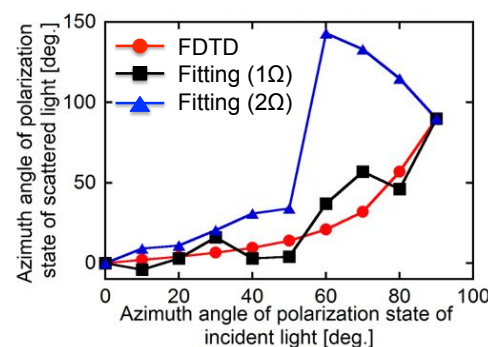


Fig.2 Azimuth angles of SNOM signals for each θ_i .

Reference

- 1) M. Aoyagi, S. Niratisairak, T. Sioda, and T. Ishibashi, IEEE Trans. Magn. **48**, (2012) 3670.

(Nd_{1-x}Dy_x)₂Fe₁₄B ($x = 0.125, 0.5$) における Dy イオンのサイト選択性

齊藤耕太郎, 井波暢人, 上野哲朗*, 武市泰男, 佐賀山遼子, 熊井玲児, 矢野正雄**, 加藤晃**,
庄司哲也**, 真鍋明**, 金子裕治***, Thomas Hansen****, 小野寛太
(高エネ研, * 物材機構, ** トヨタ自動車, *** 豊田中央研究所, **** ILL)

Site preference of Dy ion in (Nd_{1-x}Dy_x)₂Fe₁₄B ($x = 0.125, 0.5$)

K. Saito, N. Inami, T. Ueno*, Y. Takeichi, R. Sagayama, R. Kumai, M. Yano**, A. Kato**, T. Shoji**, A. Manabe**, Y. Kaneko***, T. Hansen****, K. Ono
(KEK, *NIMS, **TOYOTA Motor Corp., ***TOYOTA Central R&D Labs. Inc., ****ILL)

1 はじめに

希土類永久磁石 Nd₂Fe₁₄B を高温環境で用いる場合、保磁力を確保するために Dy 添加や結晶粒微細化あるいは結晶粒の磁的分断をするための作製プロセスが必要である。中でも Dy 添加は最も高い保磁力を得られる手法として広く使われているが、希少元素である Dy の使用量は国家の元素戦略上できるだけ少なくすることが望ましい。我々は、保磁力機構の解明を目的として主にバルク内部の平均構造の基礎研究に注力しており、本発表では添加した Dy が結晶学的に片寄って存在するサイト選択性について、中性子及び放射光を相補的に用いた実験で得られた結果を報告する。

2 実験方法

粉末状の (Nd_{1-x}Dy_x)₂Fe₁₄B ($x = 0.125, 0.5$) を用いて、フランス ILL の大強度粉末中性子回折計 D20 及び Photon Factory の IP 回折計 BL-8B にて中性子及び放射光 X 線粉末回折実験を行った。 $x = 0.125$ については ¹⁰B による中性子線の吸収を避けるために高純度の ¹¹B で置換した。

3 結果および考察

Fig. 1 は中性子回折により得られた $x = 0.5$ 試料の測定結果及び Rietveld 解析の結果である。放射光 X 線粉末回折実験で得られた原子位置を初期値として解析している。 $x = 0.125$ 試料では Nd 単体のピークも観測されたため置換率を精密化したところ $x = 0.15$ とすることで $x = 0.5$ 試料と同水準の Rietveld 解析結果が得られた。Rietveld 解析により得られた Nd³⁺ と Dy³⁺ のサイト占有率の変化を Fig. 2 に示す。 $x = 0.5$ 試料において、Nd³⁺ よりも半径の小さい Dy³⁺ は二つの希土類イオンサイトのうち周辺原子との平均距離が短い 4f サイトに多く存在するという結果が得られた。これは定量的にも Yelon らの報告と一致している¹⁾。一方、 $x = 0.125$ 置換試料においては Fig. 2 の破線で示した均一な分布からの偏りが $x = 0.5$ 置換試料よりも大きいという結果が得られた。これは低置換率の試料では 4f サイトがより優先的に Dy によって置換されることを示唆している。

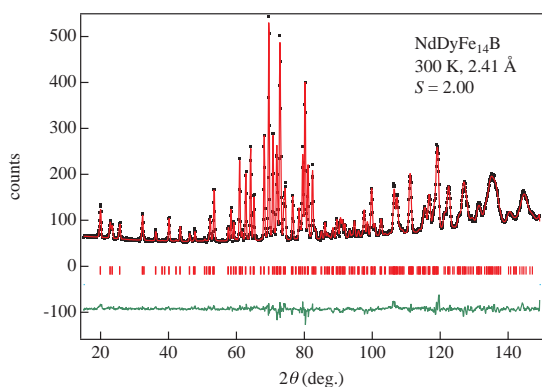


Fig. 1 Diffraction profile and Rietveld analysis of $x = 0.5$ sample.

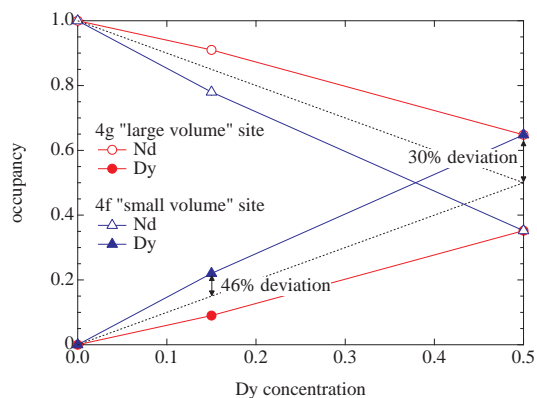


Fig. 2 Dy concentration dependence of site occupancies for two rare earth sites in (Nd_{1-x}Dy_x)₂Fe₁₄B. Broken lines show the uniformly distributed case.

4 謝辞

本研究の一部は、文部科学省の委託事業である元素戦略磁性材料研究拠点 ESICMM の支援を受けて遂行された。

References

- 1) W. B. Yelon, B. Foley, C. Abache, and H. Oesterreicher: *J. Appl. Phys.*, **60**, 2982 (1986).

Nd-Fe-B 系焼結磁石のトポロジカル欠陥に基づく磁区解析

小野寛太、三俣千春、岩野薫、塚原宙、矢野正雄、庄司哲也、真鍋明、加藤晃
(高エネルギー加速器研究機構、物質材料研究機構、トヨタ自動車)

Magnetic domains analysis of Nd-Fe-B sintered magnet using topological defect model

Kanta Ono, Chiharu Mitsumata, Kaoru Iwano, Hiroshi Tsukahara, Masao Yano, Tetsuya Shoji,
Akira Manabe, Akira Kato
(KEK, NIMS, TOYOTA Motor Co.)

Nd-Fe-B 系焼結磁石の高保磁力化は持続可能な社会を実現する上で重要な課題であり、高保磁力磁石の開発には永久磁石の保磁力メカニズムの解明が不可欠であるとわれわれは考えている。焼結磁石の保磁力メカニズムを考える上で、磁化反転核の生成および結晶粒間の磁氣的結合の分断は重要な概念であるが、磁化反転核の生成過程や、結晶粒間での磁壁の連続性について実験的に直接観察することは難しい。

われわれは高空間分解能の X 線顕微鏡を用いた磁区観察により、薄片化した Nd-Fe-B 系焼結磁石の観察を行った[1]。X 線顕微鏡を用いた磁区観察の特徴としては、高い空間分解能で元素選択的な磁気イメージを観察できることや、得られた磁化分布像から磁気双極子エネルギー密度の分布を得られることなどが挙げられる[2]。Nd-Fe-B 系焼結磁石薄片の磁区構造は複雑な迷路状の構造をしている。これまで行った磁区の解析では、磁区幅と試料の厚さとの関係から磁壁エネルギーを求めることができた。本研究では、トポロジカル欠陥の理論に基づく磁区解析を行い、焼結磁石の磁区を特徴付けるパラメータを明らかにすることを目的とした。

2次元の強磁性体に現れる磁壁はトポロジカル欠陥であることが知られている[3,4,5]。X 線顕微鏡を用いて観測した磁区の形状を解析することにより、巻き数(トポロジカルチャージ) k の異なるトポロジカル欠陥を見いだした。観察されたトポロジカル欠陥は2種類存在し、図1に示すように $k=+1/2$ のエンドポイント(磁区の終端点)と、 $k=-1/2$ のブランチポイント(磁区の分岐点)で特徴付けられることが分かった。トポロジカル欠陥の理論では磁区中で巻き数の和は保存するため、このモデルを仮定することにより、結晶粒内の磁化反転核の密度は(エンドポイントの数 - ブランチポイントの数) / 2 により求めることができる。講演では Nd-Fe-B および(Nd,Dy)-Fe-B 焼結磁石の磁区についての解析結果の詳細を報告する。焼結磁石薄片のトポロジカル欠陥理論に基づく磁区解析により、磁化反転核の生成過程や、結晶粒間での磁壁の連続性に関する情報が得られることが期待される。

本研究は、(独)科学技術振興機構(JST)による産学共創基礎基盤研究「革新的次世代高性能磁石」の支援を受けて行われたものである。

参考文献

- 1) K. Ono *et al.*, IEEE Trans. Mag., **47**, 2672 (2011).
- 2) H. Ohtori *et al.*, J. Appl. Phys. **115**, 17A717 (2014).
- 3) P. M. Chaikin and T. C. Lubensky, Principles of Condensed Matter Physics, Cambridge Univ. Press (2000).
- 4) O. Tchernyshyov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 197204 (2005).
- 5) M. Seul *et al.*, Science **254**, 1616 (1991).

endpoint branch point
 $k = -1/2$ $k = 1/2$

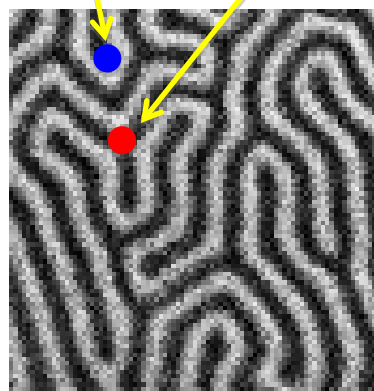


Fig. 1 End point and branch point in magnetic domains of Nd-Fe-B sintered magnet

マイクロマグネティックシミュレーションによる Nd-Fe-B 磁石の磁化反転過程と SANS パターンの解析

塚原宙、岩野薫、井波暢人、三俣千春¹、矢野正雄²、上野哲朗、斉藤耕太郎、庄司哲也²、真鍋明²、加藤晃²、小野寛太
(高エネ研,¹ 物材機構,² トヨタ自動車)

Analysis of SANS patterns in magnetization reversal process on Nd-Fe-B magnet using micromagnetics simulation

H. Tsukahara, K. Iwano, N. Inami, C. Mitsumata¹, M. Yano², T. Ueno, K. Saito, T. Shoji², A. Manabe², A. Kato² and K. Ono
(KEK, ¹NIMS, ²TOYOTA Motor Corporation)

はじめに

永久磁石に求められる高保磁力と大きな磁化を実現するためには、保磁力機構の解明が不可欠であり、われわれは中性子小角散乱 (SANS : Small Angle Neutron Scattering) 実験により得られるバルク内部の磁区情報から Nd-Fe-B 磁石の保磁力機構を明らかにすることを目的として研究を行っている。SANS からバルク内部での磁区や組織構造の平均情報が得られるが、SANS パターンからバルク内部の磁区構造を推定することは容易ではない。そこで本研究では、マイクロマグネティックシミュレーションを用いて計算した Nd-Fe-B 内部の磁化分布から SANS パターンを求め、磁石内部の磁化分布と SANS パターンの関連を調べた。

計算手法

Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式を用いて Nd-Fe-B 磁石の磁化分布を外部磁場を変化させながら計算した。磁石のモデルは Nd-Fe-B 結晶粒を半径を変えた球として取扱い、セルに詰めて作成した。シミュレーションでは磁石内部の状態を再現するため周期的境界条件を用いて磁化分布を計算した。われわれの計算では反磁場も含め各相互作用を正確に求めている。SANS パターンを計算するためには大きな系が必要となるので KEK のスーパーコンピュータを使用した。Nd-Fe-B については飽和磁化 1.61 T、交換スチフネス定数 8.7 pJ/m および磁気異方性定数 4.3 MJ/m³ を用いた。また中性子散乱理論に基づき磁化分布に対応する SANS パターンを以下の式を用いて計算した [1]

$$\frac{d\Sigma}{d\Omega}(\mathbf{q}) = \frac{8\pi^3}{V} b_H^2 \left(\frac{|\tilde{N}|^2}{b_H^2} + |\tilde{M}_x|^2 + |\tilde{M}_y|^2 \cos^2 \theta + |\tilde{M}_z|^2 \sin^2 \theta - (\tilde{M}_y \tilde{M}_z^* + \tilde{M}_y^* \tilde{M}_z) \sin \theta \cos \theta \right). \quad (1)$$

ここで \tilde{N} , \tilde{M} は核散乱長密度および磁化のフーリエ成分であり、 V は系の体積で $b_H = 2.9 \times 10^8 \text{ A}^{-1} \text{ m}^{-1}$ である。また小角散乱の実験配置から $\mathbf{q} \simeq (0, \sin \theta, \cos \theta)$ となる。

結果

シミュレーション結果から計算された SANS パターンを Fig. 1 (a) および (b) に示す。この計算では 640³ nm³ の系を 5 nm³ の正方メッシュで分割し、結晶方位がランダムな平均半径 25 nm の Nd-Fe-B 結晶粒を 700 個充填した。消磁状態で磁化方向がランダムな場合に SANS パターンは等方的な分布を示すが、c 軸方向に完全着磁した場合には q_y 方向 (縦方向) に分布が伸びる。この傾向は実験結果と定性的に一致する。講演では実験で得られた SANS パターンとの比較について議論する予定である。

謝辞

本研究は、(独) 科学技術振興機構 (JST) による産学共創基礎基盤研究「革新的次世代高性能磁石」の支援を受けて行われたものである。スーパーコンピュータシミュレーションは、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の大型シミュレーション研究 (課題番号 13/14-08) により行われた。

[1] D. Honecker, C. D. Dewhurst, K. Suzuki, S. Erokhin and A. Michels, PRB **88** 094428 (2013).

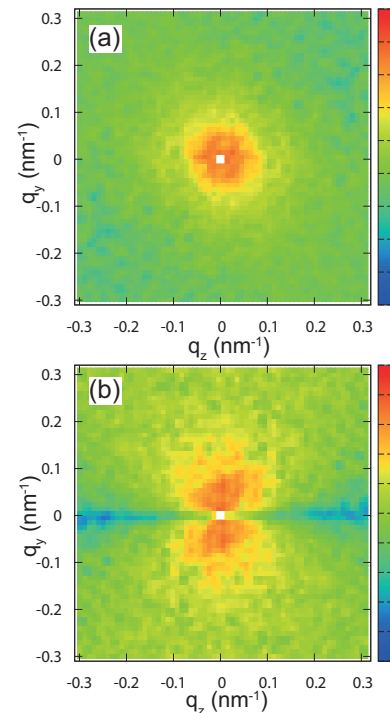


Fig 1: The Calculated SANS patterns of Nd-Fe-B magnets in (a) randomly magnetized and (b) fully magnetized state.

Nd-Fe-B 磁石への希土類添加による保磁力変化の定量的解釈

加藤宏朗, 佐川真人* (山形大, *インターメタリックス)

Quantitative explanation of coercivity change in rare-earth added Nd-Fe-B magnets

H. Kato and M. Sagawa* (Yamagata Univ., *Intermetallics)

Nd-Fe-B 磁石に Dy を添加することで保磁力が上昇することはよく知られている。この現象の解釈として、主相 Nd₂Fe₁₄B の Nd サイトの一部を、より大きな結晶磁気異方性を有する Dy が置換することで系の磁気異方性が向上するため、という説明がよくなされる。しかし (Nd_{1-x}Dy_x)₂Fe₁₄B 系における異方性磁場の Dy 置換による増加の割合 [1] に比べて、Nd-Fe-B 焼結磁石に Dy を添加したときの保磁力上昇率の方が遙かに大きいという問題がある。また、Nd よりも大きな結晶磁気異方性をもつ希土類としては、Dy や Tb の他に Pr 等もあるが、何故に Dy と Tb 添加の場合のみで保磁力が上昇するのか、という疑問についてもこれまできちんとした説明がなされていないのが現状である。そこで本研究では、文献 [2] の結晶場計算モデルと Kronmüller の式 [3] を組み合わせることで、Nd-Fe-B 磁石への希土類添加による保磁力変化についての定量的解釈を行った結果について報告し、Dy 添加以外の方法で保磁力を上昇させる可能性について議論する。

一般に三価の希土類イオン R³⁺ のもつ結晶磁気異方性定数 K₁(ion) は、スティーブンス因子 α と全角運動量 J の二乗、および 4f 軌道の平均二乗サイズ $\langle r^2 \rangle$ の積に比例する。下表第 2 列には、Nd³⁺ の値を基準とした K₁(ion) の相対値を示す。Dy³⁺, Tb³⁺ の K₁(ion) は Nd³⁺ の 2 倍の大きさをもつが、Pr³⁺ では更に大きな値をとることがわかる。結晶磁気異方性の一般的な定義は、試料を容易軸および困難軸方向に各々完全に磁化させた時のエネルギー差であるので、両方向の磁化曲線で囲まれる領域の面積に対応する。この領域は単純な一軸異方性をもつ強磁性体の場合には、三角形になり、その面積 K₁ は、飽和磁化 M_s と異方性磁場 H_A を用いて $K_1 = M_s H_A / 2$ と書ける。しかし Dy₂Fe₁₄B のようなフェリ磁性体では、特に低温においては Fe と Dy のモーメントが non-collinear な配列をとりながら磁化するので、異方性磁場の定義が困難になる。一方、室温以上では Fe と Dy のモーメントが反平行結合を維持したまま collinear な状態で磁場方向に回転するという描像が成り立つことがわかった。そこで我々は有効異方性 K_{eff} を

$$K_{\text{eff}} = \int_0^{H_A} (M_{001} - M_{100}) dH$$

と定義し、R₂Fe₁₄B 単結晶の室温での磁化曲線とその計算値を比較しながら K_{eff} の値を見積もった。その結果、下表第 4 列に示すように、K_{eff} の値は R³⁺ の種類に依らずほぼ同じ値になることがわかった。一方、フェリ磁性体である R=Tb, Dy では M_s が半分以下に減少しているため、有効異方性磁場 H_A* は、下表第 6 列のように R=Nd に比べて 2 倍以上大きくなる。ここで、Kronmüller の式が、 $H_c = \alpha H_A^* - N_{\text{eff}} M_s$ と書けることを考慮すると、R=Tb, Dy においてフェリ磁性結合によって M_s が減少していることは、第一項だけでなく、局所反磁場を表す第二項においても H_c 上昇に大きく寄与していることがわかる。

[1] D.W. Lim, H. Kato, M. Yamada, G. Kido, and Y. Nakagawa, Phys. Rev. B44 (1991) 10014.

[2] M. Yamada, H. Kato, H. Yamamoto, and Y. Nakagaw Phys. Rev. B38 (1988) 620.

[3] H. Kronmüller, K.-D. Durst, and M. Sagawa, J. Magn. Magn. Mater. 74 (1988) 291.

	single R ³⁺ ion	R ₂ Fe ₁₄ B at room temp.				
R ³⁺	K ₁ (ion)	K _i (MJ/m ³)	K _{eff} (MJ/m ³)	M _s (T)	H _A * ≡ 2K _{eff} /M _s (T)	H _A (exp) (T)
Pr ³⁺	2.8	37.6	6.60	1.56	8.46	7.5
Nd ³⁺	1.0	11.1	5.35	1.60	6.69	7.3
Tb ³⁺	2.1	27.7	6.51	0.7	18.6	~22
Dy ³⁺	2.0	26.1	5.08	0.71	14.3	~15

Nd-Fe-B 磁石中の非磁性相が磁化反転核発生磁界に及ぼす影響

堀 亮祐*, 柳井 武志, 中野 正基, 福永 博俊(長崎大学)
加藤 龍太郎, 中澤 義行 ((株)本田技術研究所)

Effect of non-magnetic phases in Nd-Fe-B magnets on nucleation of reversed domains
Ryousuke Hori*, Takeshi Yanai, Masaki Nakano, Hirotohi Fukunaga (Nagasaki University)
Ryutaro Kato, Yoshiyuki Nakazawa (Honda R&D Co., Ltd.)

背景

Nd-Fe-B 磁石は民生用途から産業用途まで広く使用されているが、その保磁力は $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ の異方性磁界に比べ低い値にとどまっております[1]、その改善が急務である。本研究では複数の結晶に接する非磁性相（以後、三重点相と呼ぶ）に着目し、磁石中に存在する三重点相がその磁化反転核の発生に及ぼす影響についてマイクロマグネティクス理論に基づく計算機シミュレーションを用いて検討した。その結果、三重点相のサイズの減少が核発生磁界を増加させることが明らかになった。

解析モデル

三重点相の影響を検討するため、Fig. 1 に示す立方体結晶モデルを作成した。モデルは、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 結晶（主相、サイズ L ）と四面体非磁性相（三重点相、サイズ T ）から構成されており、 $32 \times 32 \times 32$ の立方体要素に分割されている。解析では x, y, z 方向に対して周期境界条件を設定し、無限に大きな磁石を仮定した。さらに、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 結晶表面には磁気異方性の低下した磁気劣化層（厚さ 3 nm）を配置し、結晶表面での磁気異方性の低下が磁化反転過程に及ぼす影響を加味できるように配慮した。また、結晶の最表面には非磁性粒界相を配置し、結晶粒界からの磁化反転がスタートすることを抑制した。

解析結果及び考察

結晶サイズ L を 96 nm に固定し、三重点サイズ T を 0~72 nm（体積分率:0~7%）の範囲で変化させて保磁力 H_c の変化を調べた（Fig. 2）。図中の K_{ud} は劣化層の結晶磁気異方性定数の値を示している。図に示されるように、 H_c の変化は、 T の大きさにより 3 つの領域に分けることはできる。 T が 10 nm より小さいとき（以後、領域 I とよぶ）には、 H_c は T に依存しない。 T が 10~40 nm の範囲（以後、領域 II とよぶ）では、 T の増加とともに H_c が減少する。さらに、 T が 40 nm を超える領域 III（以後、領域 III とよぶ）では、磁化劣化層が無い場合を除いて、 H_c が一定となる。領域 I 及び II では、Fig. 1 の○印付近で逆磁区が発生して結晶全体に広がり、各発生磁界と H_n と H_c が一致した。一方、 H_c が一定となる領域 III では、発生した逆磁区は劣化相付近にピンされ、 H_c はピンング力によって決定された。 T の増加による局所反磁界の増加にもかかわらず、 H_c が変化しない領域 I の存在は、磁化反転の生じる最小体積（活性化体積）と関係していると考えている。結晶サイズ L を変えた際の H_c の振る舞いを Fig. 3 に示している。領域 I では、 L の近いによる、 H_c の差は小さい、 $H_c (=H_n)$ の差は小さいが、領域 II では、 L の減少により $H_c (=H_n)$ が大きく増加する。 $L=48$ および 96 nm における局所反磁界の大きさはほぼ等しいので、この差は反磁界の大きさに依るものではなく、反磁界の分布の広さに起因するものである。

以上の結果は三重点相サイズを小さくすることにより H_n を改善できる可能性を示唆するものである。

参考文献

[1] S. Sugimoto, *J. Jpn. Soc. Powder and Powder Metallurgy* **57**, 395(2010).

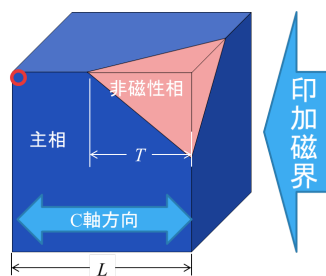


Fig.1 Simulation model.

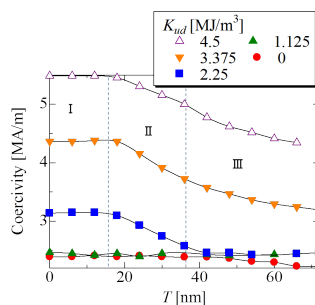


Fig.2 Dependence of coercivity H_n on size of non-magnetic phase, T .

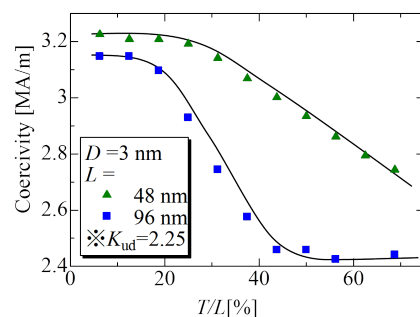


Fig.3 Effect of grain size L on coercivity H_c .

局在基底波動関数を用いた結晶場計算

-Nd₂Fe₁₄B への適用-

吉岡匠哉, 土浦宏紀, Pavel Novák*

(東北大学大学院工学研究科, *Institute of Physics of ASCR)

Crystal field parameters based on Wannier functions: Application to Nd₂Fe₁₄B

Takuya Yoshioka, Hiroki Tsuchiura, Pavel Novák*

(Tohoku University, *Institute of Physics of ASCR)

緒言

Nd-Fe-B 焼結磁石の保磁力機構を解明する上で、主相 Nd₂Fe₁₄B の磁気的性質を微視的な立場から明らかにする必要がある。一方で、保磁力の評価を行うためには、電子論的計算手法は現在のところ不十分であり、マイクロ磁気学シミュレーションの手法に頼ることになる。したがって、本研究では微視的・電子論的計算から得られた情報を最大限取り入れたマイクロ磁気学シミュレーションモデルを構築し、それを用いて保磁力評価を行う。この目的のためには、各イオンのもつ磁気モーメントをはじめ、Nd サイト、Fe サイトの局所的磁気異方性、Nd-Fe 間および Fe-Fe 間の交換相互作用といった情報を第一原理計算に基づき評価する必要がある。本講演では、近年新たに開発された局在基底波動関数を用いた計算手法¹⁾を用いて Nd の結晶場係数 B_{l^m} を高次まで微視的に評価した結果について報告し、実験との比較を行う。

計算手法

希土類永久磁石の結晶磁気異方性は、主に希土類イオンの 4f 電子に働く結晶電場によってもたらされる。結晶電場を定めるのは 4f 電子の周囲にある電荷分布であり、これは第一原理計算を用いることにより正確に計算することが出来る。ここではまず、第一原理計算コード WIEN2k を用いて Nd₂Fe₁₄B の電子状態を解析し、4f 軌道の局在基底波動関数を用いて結晶電場ハミルトニアン H_{CF} を評価する。

$$H_{CF} = \sum_{l,m} B_l^m \hat{C}_l^m$$

ここで、 \hat{C}_l^m は球面テンソル演算子である。この手法では局在波動関数を用いるため従来の手法で問題となったマフィンティン半径依存性が軽減されることが知られている。

結果

Nd₂Fe₁₄B の f サイトおよび g サイトにおける結晶場係数 B_{l^m} の主要な寄与を下表に示す。本講演では、Nd₂Fe₁₄B のより高次結晶場係数について報告し、実験的に知られているこれらの物質における磁気異方性の特徴について議論する。また、低温において実現するスピン再配列の再現可能性について議論する。

TABLE: Crystal field parameters

	B ₂ ⁰	B ₂ ^{±2} /i	B ₄ ⁰	B ₄ ^{±2} /i	B ₄ ^{±4}
Nd (f)	1224 K	±159 K	-218 K	∓101 K	55 K
Nd (g)	950 K	∓691 K	-199 K	±49 K	-93 K

参考文献

- 1) P. Novák, K. Knížek, and J. Kuneš: Phys. Rev. B **87**, 205139 (2013).

Nd₂Fe₁₄B(100)/ α -Fe 界面における負の交換結合

小川大介, 小池邦博, 水野善幸, 宮崎孝道*, 安藤康夫*, 加藤宏朗
(山形大, *東北大)

Negative exchange coupling in Nd₂Fe₁₄B(100)/ α -Fe interface
D. Ogawa, K. Koike, Y. Mizuno, T. Miyazaki*, Y. Ando* and H. Kato
(Yamagata Univ., *Tohoku Univ)

はじめに

Nd₂Fe₁₄B/ α -Fe 系ナノコンポジット磁石は, Nd-Fe-B 磁石の最大エネルギー積(BH)_{max}を上回る次世代磁石の候補として期待されているが, その磁気特性は未だに低い値に留まっている. 高(BH)_{max}のためには hard/soft 界面の交換結合定数 J_{ex} が正であることが不可欠であるが, 第一原理計算では Nd₂Fe₁₄B/ α -Fe 界面の結晶方位によっては, 負の値もとり得るとい報告¹⁾もあることから, Nd₂Fe₁₄B/ α -Fe 界面の交換結合定数 J_{ex} を実験的に評価することが必要である. 我々は以前, Nd₂Fe₁₄B(001)/ α -Fe(100)モデル界面を薄膜プロセスにより作製し, その交換結合が FMR 測定より正であることを報告²⁾した. 本講演では, 負の交換結合が予測されている Nd₂Fe₁₄B(100)/ α -Fe モデル界面試料について, FMR およびマイクロ Kerr 効果測定を行ない, その結果をモデル計算との比較によって解析したところ, 確かに J_{ex} が負であることを確認したので, その結果を報告する.

実験方法

モデル界面試料 Nd₂Fe₁₄B(100)/ α -Fe (以後 NFB/Fe と呼ぶ)は, FZ 法で育成したバルク単結晶 Nd₂Fe₁₄B から形状を 2 mm × 1 mm × 250 μ m とした(100)面基板を切り出し, その上に UHV スパッタ装置を用いて膜厚 10 nm の α -Fe を, 基板温度 300°C, Ar ガス圧 0.2 Pa, 投入電力 RF 30W の製膜条件で成長させることで作製した. 一方, 交換結合を decouple させるために, Nd₂Fe₁₄B(100) 基板と α -Fe 層(10 nm)の間に, 膜厚 10 nm の Mo 層を挿入した参照試料(NFB/Mo/Fe)も作製した. もし 2 つの磁性層が反平行結合している場合には, 外部磁場による α -Fe モーメントの反転過程を観測することで, その確認が可能になる. しかし, バルク単結晶 Nd₂Fe₁₄B(100)基板の厚み(250 μ m)に比べて Fe 層の膜厚(10 nm)が遙かに小さいため, 通常の磁化測定によって Fe 層の磁化反転を評価するには困難が予想される. そこでレーザー光の侵入長がおよそ 20 ~ 40 nm, ビームサイズ 10 μ m のマイクロ Kerr 効果測定装置を用い, 界面近傍での磁化過程を評価した.

実験結果

図 1 はモデル界面試料 NFB/Fe, および参照試料 NFB/Mo/Fe の縦 Kerr 回転角の磁場依存性である. 前者では 約 2.5 kOe, 後者では 約 1 kOe で磁化の異常増加が観測されている. これらの結果を解析するため, 交換結合の他に, 静磁結合や結晶磁気異方性を取り入れた 2 層モデルによる磁化過程のシミュレーションを行った. その結果, $J_{ex}=0$ の場合には, α -Fe 層のスピンフリップ磁場が $H_{sf}=1.3$ kOe となり, NFB/Mo/Fe の実験とほぼ一致すること, 一方 $J_{ex}=-0.65$ erg/cm² の場合には, $H_{sf}=2.15$ kOe となり, NFB/Fe の実測値と一致することがわかった. 更に, これらの試料について, FMR 共鳴磁場の面内角度依存性を系統的に測定したところ, 共鳴磁場 H_r は角度に依存して周期的に変化し, 最大値では NFB/Fe の方が NFB/Mo/Fe に比べて大きいことがわかった. それらの結果についても, 上記と同モデル計算による H_r との比較から, J_{ex} の値は同じく $J_{ex}=-0.65$ erg/cm² となり, 負の交換結合になることが実験的に示された.

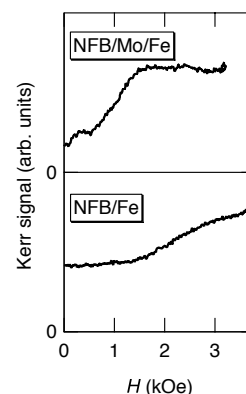


Fig.1 Local magnetization process for the Nd₂Fe₁₄B(100) / α -Fe(10nm) and Nd₂Fe₁₄B(100)/Mo(10nm)/ α -Fe(10nm) interfaces measured by micro-Kerr apparatus.

謝辞

本研究は JST 産学共創基礎基盤研究プログラムの支援を受けて行われた.

参考文献

- 1) Y. Toga, H. Moriya, H. Tsuchiura, A. Sakuma: *J. Phys: Conf. Ser.*, **266**, 012046 (2011)
- 2) D. Ogawa, K. Koike, S. Mizukami, M. Oogane, Y. Ando, T. Miyazaki, and H. Kato, *J. Magn. Soc. Jpn.* **36**, 5 (2012)

Nd₂Fe₁₄B の結晶磁気異方性定数の温度依存性の理論的研究佐々木良, 三浦大介, 佐久間昭正
(東北大学)A theoretical study on the temperature dependence of magnetic crystalline anisotropy constants in Nd₂Fe₁₄BR. Sasaki, D. Miura, and A. Sakuma
(Tohoku Univ.)

1 はじめに

ネオジム磁石は飽和磁化が大きく優れた永久磁石であるが、高温では保磁力が著しく低下するという問題がある。保磁力には結晶磁気異方性が大きく影響するため、結晶磁気異方性の温度依存性は温度上昇に伴う保磁力低下の機構に大きく関わると考えられる。本研究は、結晶磁気異方性定数 K_1, K_2 の温度依存性の計算手法と温度依存性に影響する要因を調べることを目的とする。

Nd₂Fe₁₄B の結晶磁気異方性は Nd イオンの 4f 電子が主であると考えられている¹⁾。この考えに基づき、4f 電子に働く周囲のイオンからの結晶電場と交換磁場を取り入れた計算によって、Nd₂Fe₁₄B の磁化曲線を再現した研究²⁾がある。本研究でも同様のハミルトニアンを用い、結晶電場を摂動論で扱うことで (1) 式の自由エネルギーを求め、(2) 式の異方性エネルギーの現象論的な表式と比較することで K_1, K_2 の温度依存性を求めた。

$$F(\theta) = -k_B T \ln \text{Tr} \exp \left[-\frac{\hat{H}(\theta)}{k_B T} \right] \quad (1)$$

$$E_A(\theta) = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^4 \theta \cos 4\phi + K_4 \sin^6 \theta + K_5 \sin^6 \theta \cos 4\phi + \dots \quad (2)$$

このとき、周りのイオン配置を表す結晶場パラメータと、鉄イオンと希土類イオンの交換相互作用の強さをパラメータとして、実験値を再現するようにこれらの値を求めた。さらにパラメータを変化させることで温度依存性に与える影響を調べた。

2 結果および考察

図 1 に K_1, K_2 の温度依存性の変化を示す。破線が実験値³⁾で、実線が計算結果である。 K_1 に関しては実験値を比較的よく再現しているといえる。この時用いた結晶場パラメータ A_2^0, A_4^0, A_6^0 と交換相互作用の強さ H_m は、それぞれ $A_2^0 = 515[\text{K}/a_B^2]$, $A_4^0 = -48[\text{K}/a_B^4]$, $A_6^0 = -0.06[\text{K}/a_B^6]$, $H_m = 364[\text{K}]$ だった (a_B : ボーア半径)。

図 2 は、上記のパラメータのうち、交換相互作用の強さ H_m を半分の 182 にした結果である。図から交換相互作用が弱くなると K_1 が著しく低下することが分かる。逆に強くなれば、高温での K_1 が増加することが確認できた。Nd₂Fe₁₄B の (001) 表面では、結晶場パラメータ A_2^0 が大きく変化するという理論計算の結果⁴⁾が示されているが、表面において交換相互作用が弱まることも表面の結晶磁気異方性の低下に影響している可能性が考えられる。結晶場パラメータは 4f 電子の周りのイオンの位置と電荷により決まるので、構造が決まれば A_2^0, A_4^0, A_6^0 もそれぞれ決定される。したがって今後、第一原理計算によって現実的な結晶場パラメータの値が与えられれば、結晶磁気異方性定数の温度依存性について更に進んだ議論を行うことができる。講演では詳しい計算手法についても説明する予定である。

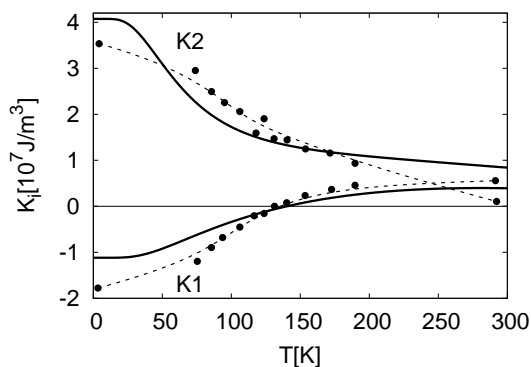


Fig. 1 The temperature dependence of magnetic crystalline anisotropy constants in Nd₂Fe₁₄B (the solid curves are theoretical results, the dashed are experimental).

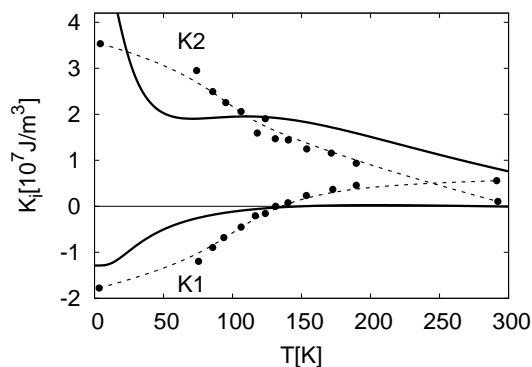


Fig. 2 The temperature dependence of magnetic crystalline anisotropy constants calculated using the same parameters as Fig.1 except $H_m=182$.

References

- 1) J.F. Herbst : *Rev. Mod. Phys.*, **63**, 819 (1991).
- 2) M. Yamada, H. Kato, H. Yamamoto, and Y. Nakagawa : *Phys. Rev. B*, **38** 620 (1988).
- 3) O. Yamada, H. Tokuhara, F. Ono, M. Sagawa : *J. Magn. Magn. Mater.*, **54-57**, 585 (1986).
- 4) H. Moriya, H. Tsuchiura, and A. Sakuma, : *J. Appl. Phys.*, **105** 07A740 (2009)

First-Order-Reversal-Curve 測定による Nd-Fe-B 磁石の特性評価

井波暢人¹、上野哲朗²、塚原宙¹、橋本愛¹、斉藤耕太郎¹、小野寛太¹

(¹高エネルギー加速器研究機構、²物質・材料研究機構)

First-Order-Reversal-Curve Measurements of Nd-Fe-B Magnets

Nobuhito Inami¹, Tetsuro Ueno², Hiroshi Tsukahara¹, Ai Hashimoto¹, Kanta Ono¹

(¹High Energy Accelerator Research Organization (KEK), ²National Institute for Materials Science (NIMS))

1. はじめに

磁化曲線の測定は、飽和磁化や保磁力など磁性材料の磁気特性を知る基本的なツールの一つである。磁化曲線からは磁性材料の全体の特性が求められるが、粒間の相互作用や保磁力分布などの磁気特性を調べることは難しい。Nd-Fe-B のような磁石材料では、主相自体の磁気特性に加え、主相間の相互作用などを知ることが重要である。われわれは、磁石の主相間での磁氣的相互作用を明らかにし、保磁力機構を解明するため、中性子小角散乱(SANS)、大規模マイクロ磁気シミュレーションなどの手法を総合的に利用した研究を行っている。First-Order-Reversal-Curve(FORC)は、結晶粒サイズの分布や磁石内部での磁気双極子相互作用、交換相互作用に関する情報を得ることができる¹⁾。現実の磁石材料の FORC 解析ではマイクロ磁気シミュレーションとの比較が不可欠であるとわれわれは考えている。本研究では、FORC 測定による Nd-Fe-B 磁石の特性評価を行うとともに、マイクロ磁気シミュレーションおよび SANS との比較を行った。

2. FORC 測定とシミュレーション

FORC 測定は、LakeShore 製 7410 VSM (最大印加磁場は室温 3 T、高温では 2.4T) を使用した。FORC 測定では試料を飽和磁場 H_{sat} で着磁し、磁場を反転磁場 H_a まで下げた後、 H_{sat} までの磁化曲線 $M(H_b)$ を測定する。これを FORC 曲線の 1 ループとし、反転磁場 H_a を変更して複数の FORC 曲線を測定することにより $M(H_a, H_b)$ 分布が得られる。FORC ダイアグラム $\rho(H_a, H_b)$ は $\rho(H_a, H_b) = -\frac{\partial^2 M(H_a, H_b)}{\partial H_a \partial H_b}$ を用いて計算することにより得られる。実験とあわせて、マイクロ磁気シミュレーション²⁾を用いた FORC のシミュレーションも行った。シミュレーションでは結晶粒径変化および双極子相互作用の有無と FORC ダイアグラムの関連について調べた。

講演では FORC 測定の詳細と、マイクロ磁気シミュレーション、SANS 実験結果との比較について報告する。これらの実験およびシミュレーション結果を総合的に解析することで、磁石材料の磁化反転過程を詳細に調べることが可能となり、今後の磁石開発に役立つことが期待される。

本研究の一部は、(独)科学技術振興機構(JST)による産学共創基礎基盤研究「革新的次世代高性能磁石」の支援を受けて行われたものである。スーパーコンピュータシミュレーションは、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の大型シミュレーション研究(課題番号 13/14-08)により行われた。

参考文献

- 1) T. Schrefl, T. Shoji, M. Winklhofer, H. Oezelt, M. Yano, and G. Zimanyi: *J. Appl. Phys.*, **111**, 07A728 (2012).
- 2) N. Inami, Y. Takeichi, C. Mitsumata, K. Iwano, T. Ishikawa, S.-J. Lee, H. Yanagihara, E. Kita, and K. Ono, *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 140304 (2014).

Nd-Fe-B ドットのナノ秒パルス磁場による磁化反転

門ノ沢 和也, 東 佑, 菊池伸明, 後藤龍太, 岡本 聡, 北上 修
(東北大)

Magnetization reversal of Nd-Fe-B dots by nanosecond pulse fields
K. Kadonosawa, Y. Azuma, N. Kikuchi, R. Goto, S. Okamoto, O. Kitakami
(Tohoku Univ.)

はじめに

Nd-Fe-B 磁石は、その大きな最大エネルギー積を特徴とし、モーター・発電機をはじめとして様々な分野で用いられている。しかしながら、得られる保磁力はその磁気異方性定数から期待される値の 10~20%程度にとどまっているという問題があり、その改善が望まれている。Nd-Fe-B 磁石の磁化反転過程は、反転核の生成とその成長というプロセスで進行していると考えられている。しかしながら、これまでの研究では反転核の生成サイトの特定やその成長の様子の観察などは報告されていない。その理由としては、反転核そのものが微小な領域であることに加えてその成長も早いため、通常の静的な測定においては十分に成長した磁区のみが観察されるということが挙げられる。そこで、我々はナノ秒領域のパルス磁場を用いて反転核の成長を抑制することで、反転核サイトに関する情報を得ることを目指すことにした。これまでに、保磁力が 1kOe 程度と比較的小さな Co/Pt 多層膜ドットの反転核の成長の様子の検出には成功しており[1]、保磁力のさらに大きな Nd-Fe-B 薄膜に対応するためにパルス発生器の改良等を行ってきた[2]。本研究では、Nd-Fe-B 薄膜を実際にドット状に加工し、マイクロコイルを用いてパルス磁場を印加した際の挙動についての解明を試みる。

実験方法および結果

Nd-Fe-B 薄膜は、MgO(100)基板上に 3 元 DC マグネトロンスパッタリングによって成膜した。膜の構成は MgO sub./Mo(30 nm)/Nd-Fe-B(50 nm)/Mo(10 nm)である。Nd-Fe-B 層の成膜温度は 500°Cである。X 線回折の結果、Nd-Fe-B 層は c 面が優先配向した多結晶であることが分かった。この薄膜を、フォトリソグラフィと Ar イオンによるエッチングを用いて直径 3 μm の円形ドットに加工した。Fig. 1(a)に原子間力顕微鏡(AFM)像を、Fig. 1 (b)に磁気力顕微鏡 (MFM) 像をそれぞれ示す。MFM 像の観察は成膜・加工後、着磁をしない状態で行った。ドット内部は 2~300 nm 程度の磁区に分かれているが、形状の凹凸とは明瞭な対応が見られず、複数の粒子が集団で磁区を形成しているものと考えられる。また、各々の磁区は周縁部まで連続しており、加工によるダメージの影響は小さいことが示唆された。加工前後に磁気特性の顕著な変化が見られないことは、Si 基板上に作製したドットアレイで行った異常 Hall 効果測定からも確認している。当日は、パルス磁場印加用のマイクロコイルの実装と、パルス磁場による Nd-Fe-B ドットの磁化挙動についても報告する予定である。

謝辞 本研究の一部は、文部科学省の委託事業である元素戦略磁性材料研究拠点および文部科学省科学研究費補助金 (No. 24360261) により行われた。

参考文献

- 1) N. Kikuchi *et al.*, J. Appl. Phys. **109**, 07B904 (2011)
- 2) 門ノ沢 他, 第 37 回 日本磁気学会学術講演会 3pD-13 (2011)

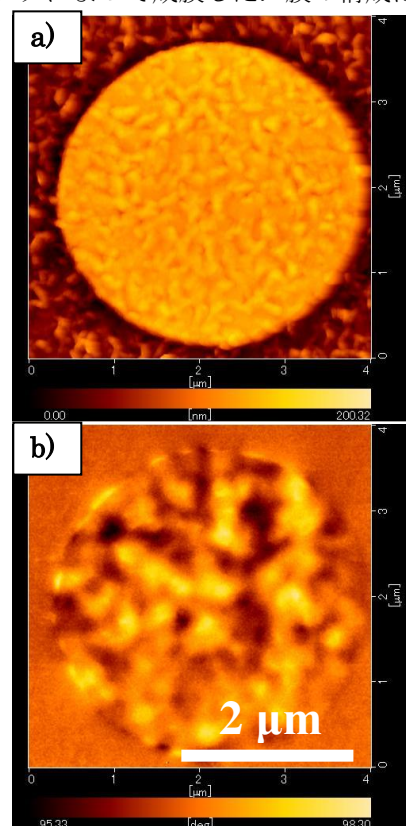


Fig. 1 (a) AFM and (b) MFM images of Nd-Fe-B dot of 3 μm in diameter

基板温度が Nd-Fe-B 薄膜の構造に及ぼす影響

鈴木中・野口陽平・大竹充・二本正昭・桐野文良*・稲葉信幸**

(中央大, *東京藝大, **山形大)

Influence of Substrate Temperature on the Structure of Nd-Fe-B Alloy Thin Film

Ataru Suzuki, Youhei Noguchi, Mitsuru Ohtake, Masaaki Futamoto, Fumiyoshi Kirino*, and Nobuyuki Inaba**

(Chuo Univ., *Tokyo Univ. Arts, **Yamagata Univ.)

はじめに Nd₂Fe₁₄B 合金は(BH)_{max} が極めて高い磁性材料であり、その薄膜はマイクロモータや MEMS などへの応用に向けて研究されている。これまで、ガラス基板、金属基板や単結晶基板を用いて Nd₂Fe₁₄B 薄膜が形成され、構造や磁気特性が調べられている¹⁻⁴⁾。薄膜構造は形成温度により敏感に影響されることが考えられる。本研究では、単結晶基板上にヘテロエピタキシャル成長させた Fe 下地層上に温度を変えた条件で Nd-Fe-B 膜を形成し、基板温度が磁性膜構造に及ぼす影響を系統的に調べた。

実験方法 表面構造のその場観察が可能な反射高速電子回折 (RHEED) 装置付きの超高真空 RF マグネトロンスパッタリング装置を用いて、膜形成を行った。単結晶基板として MgO(001)を用い、その上に 20 nm 厚の Fe(001)下地層を形成した。下地層上に室温から 600 °C の一定基板温度で、20 nm 厚の Nd-Fe-B 膜を形成した。ターゲットとして直径 3 インチの Nd₁₂Fe₈₂B₆ (at. %) 合金を用い、ターゲット-基板間距離を 150 mm, Ar ガス圧を 0.67 Pa, RF 電力を 40 W とした。このとき、製膜速度は 0.02 nm/s であった。構造評価には RHEED および XRD を用いた。

実験結果 Fig. 1(a)および(b)に、それぞれ、基板温度 400 および 600 °C で形成した Nd-Fe-B 膜の RHEED パターンを示す。400 °C の場合、ハロー状の回折パターンが観察されており、アモルファス構造を持つ膜が形成されていることが確認できる。基板温度を 600 °C まで上昇させると、鮮明な回折パターンが観察されている。このことから、結晶化が起こりエピタキシャル膜が形成されていることが分かる。RHEED 解析により結晶方位関係を Nd-Fe-B(001)[100] || Fe(001)[110]と決定した。Fig. 2 に 400 および 600 °C で形成した膜の面内および面外 XRD パターンをそれぞれ示す。400 °C で形成した膜に対しては、アモルファス構造を持っているため、Nd-Fe-B 結晶からの XRD 反射を確認できなかった。一方、600 °C で形成した膜の面外パターンにおいては、MgO(002)、Fe(002)反射に加え、Nd-Fe-B(004)反射が明瞭に観察されている。また、面内パターンにおいても、MgO(200)、Fe(110)反射に加え、Nd-Fe-B(400)反射が認められ、RHEED により決定した方位関係を確認できる。

参考文献 1) T. Okumoto, K. Yamasawa, X. Liu, M. Mastumoto, and A. Morisako: *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 3139 (2005). 2) M. Nakano, H. Takeda, T. Yanai, M. Itakura, F. Yamashita, and H. Fukunaga: *J. Phys.: Conf. Ser.*, **200**, 082021 (2010). 3) D. Ogawa, K. Koike, S. Mizukami, M. Oogane, Y. Ando, T. Miyazaki, and H. Kato: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **36**, 5 (2012). 4) T. Sato, H. Kato, T. Shima, T. K. Takahashi, and K. Hono: *J. Magn. Magn. Mater.*, **323**, 163 (2011).

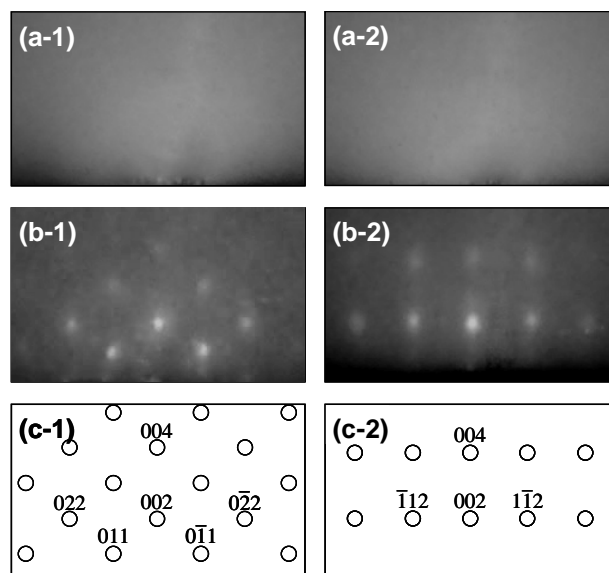


Fig. 1 [(a), (b)] RHEED patterns observed for Nd-Fe-B films deposited on Fe(001) underlayers at (a) 400 and (b) 600 °C. (c) Schematic diagrams of RHEED patterns simulated for a tetragonal Nd-Fe-B(001) crystal. The incident electron beam is parallel to [(a-1), (b-1)] Fe[110] (|| MgO[100]), [(a-2), (b-2)] Fe[100] (|| MgO[110]), (c-1) Nd-Fe-B[100], or (c-2) Nd-Fe-B[110].

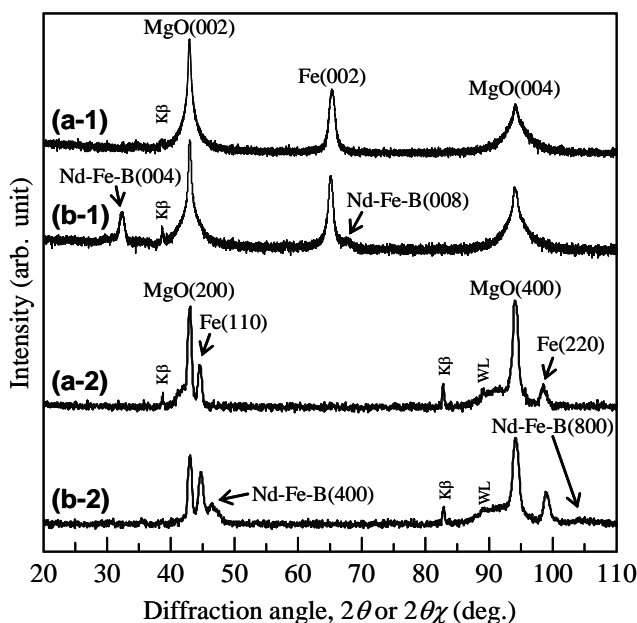


Fig. 2 [(a-1), (b-1)] Out-of-plane and [(a-2), (b-2)] in-plane XRD patterns of Nd-Fe-B films deposited on Fe(001) underlayers at (a) 400 and (b) 600 °C.

(001)単結晶金属下地層上における エピタキシャル Nd-Fe-B 合金薄膜の形成

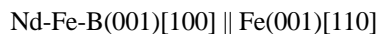
野口陽平・鈴木中・大竹充・二本正昭・桐野文良*・稲葉信幸**
(中央大, *東京藝大, **山形大)

Preparation of Nd-Fe-B Alloy Epitaxial Thin Films on (001) Single-Crystal Metal Underlayers
Youhei Noguchi, Ataru Suzuki, Mitsuru Ohtake, Masaaki Futamoto, Fumiyoshi Kirino*, and Nobuyuki Inaba**
(Chuo Univ., *Tokyo Univ. Arts, **Yamagata Univ.)

はじめに Nd₂Fe₁₄B 合金は、現在、最も $(BH)_{\max}$ が高い磁性材料であり、その薄膜はマイクロセンサーやマイクロモーターなどへの応用に向けて研究されている。薄膜基本特性を把握するためには、膜の結晶方位が基板方位により制御されたエピタキシャル膜を用いることが有効である。これまで、エピタキシャル Nd-Fe-B 膜の形成が試みられ、磁気特性などが調べられている¹⁻⁴⁾。エピタキシャル薄膜成長は下地層材料によって変化することが考えられる。本研究では、同様な条件下で、bcc もしくは fcc 構造を持つ種々の(001)単結晶金属下地層上に Nd-Fe-B 膜を形成し、構造解析を行った。

実験方法 膜形成には、反射高速電子回折 (RHEED) 装置付きの超高真空 RF マグネトロンスパッタリング装置を用いた。基板として MgO(001)を用い、その上にヘテロエピタキシャル成長させることにより bcc もしくは fcc 構造を持つ(001)単結晶下地層 (Cr, Fe, Au, など)を形成した。下地層上に基板温度 600 °C で 20 nm 厚の Nd-Fe-B 膜を形成した。ターゲットとして、直径 3 インチの Nd₁₂Fe₈₂B₆ (at. %) 合金を用い、ターゲット-基板間距離を 150 mm, Ar ガス圧を 0.67 Pa, RF 電力を 40 W とした。このとき、製膜速度は 0.02 nm/s であった。構造評価には RHEED および XRD を用いた。

実験結果 Fig. 1(a)および(b)に、それぞれ、bcc-Cr(001)および bcc-Fe(001)下地層上に形成した Nd-Fe-B 膜の RHEED パターンを示す。Cr 下地層上に形成した膜に対しては、リング状の回折パターンが観察されており、多結晶膜が形成されていることが分かる。一方、Fe 下地層上に形成した膜に対しては、規則的な鮮明な回折パターンが観察されており、膜がエピタキシャル成長していることが分かる。RHEED 解析から決定したエピタキシャル方位関係は以下の通りである。



(001)格子が Fe 下地層に対して 45 度回転した方位関係で、単結晶 Nd-Fe-B 膜が形成されていることが分かる。Fig. 2 に面外および面内 XRD パターンを示す。ここで、面内パターンは、散乱ベクトルが MgO[100] (\parallel Fe[110]方位)と平行になるように測定を行っている。Cr 下地層上に形成した膜に対しては、多結晶 Nd-Fe-B 膜からの複数の反射を確認できる。一方、Fe 下地層上に形成した膜に対しては、面外パターンで Nd-Fe-B(400)反射が観察されており、RHEED 解析により決定した方位関係を確認できる。当日は、fcc(001)単結晶基板上に形成した Nd-Fe-B 膜の結果についても報告する。

参考文献 1) U. Hannemann, S. Fahler, V. Neu, B. Holzapfel, and L. Schultz: *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 3710 (2003). 2) A. R. Kwon, V. Neu, L. Schultz, and S. Fahler: *J. Appl. Phys.*, **101**, 09K506 (2007). 3) T. Sato, H. Kato, T. Shima, Y. K. Takahashi, and K. Hono: *J. Magn. Mater.*, **323**, 163 (2011). 4) D. Ogawa, K. Koike, S. Mizukami, M. Oogane, Y. Ando, T. Miyazaki, and H. Kato: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **36**, 5 (2012).

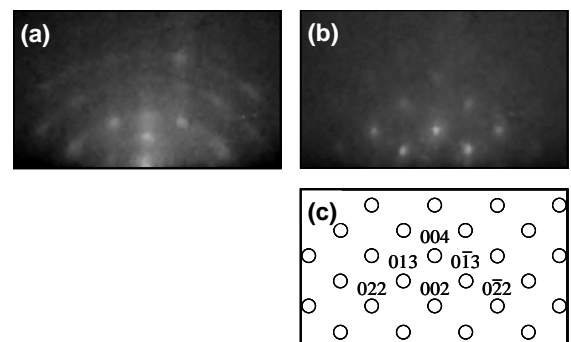


Fig. 1 RHEED patterns observed for Nd-Fe-B films deposited on (a) Cr(100) and (b) Fe(100) underlayers at 600 °C. (c) Schematic diagram of RHEED pattern simulated for an Nd-Fe-B(001) single-crystal. The incident electron beam is parallel to (a) Cr[110], (b) Fe[110], or (c) Nd-Fe-B[100].

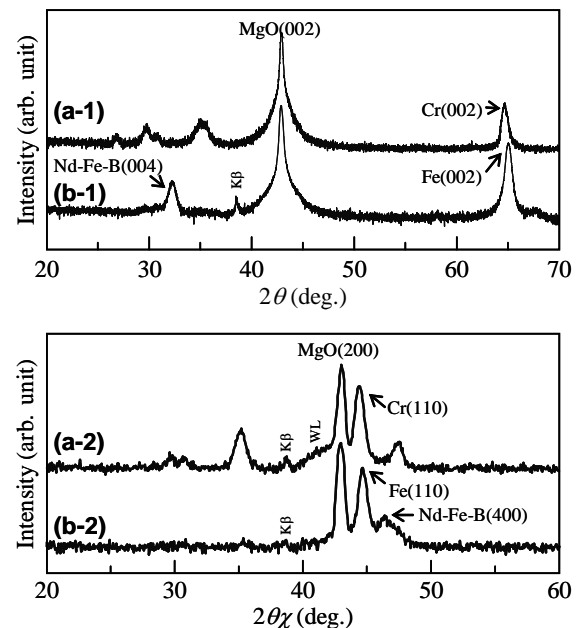


Fig. 2 [(a-1), (b-1)] Out-of-plane and [(a-2), (b-2)] in-plane XRD patterns measured for Nd-Fe-B films deposited on Cr(001) and Fe(001) underlayers at 600 °C. The scattering vector of in-plane XRD is parallel to MgO[100]. The intensity is shown in a logarithmic scale.

金属層で拘束した Nd₂Fe₁₄B 膜の保磁力の温度係数

佐藤 岳、金子 裕治
(豊田中央研究所)

Temperature coefficient of coercivity of Nd₂Fe₁₄B film improved by covering metal layer

T. Sato and Y. Kaneko
(Toyota Central R&D Labs., Inc.)

はじめに

ハイブリッド車(HV)・電気自動車(EV)モータ用の Nd-Fe-B 系磁石には、耐熱性を確保するためにジスプロシウム(Dy)が使用されている。しかし、希少元素である Dy の使用量の低減が強く要求され、これまでに微粒子化や粒界改質などにより保磁力を向上させる Dy 代替技術が検討されている。本研究では、Nd-Fe-B 系磁石の耐熱性を改善する手法として保磁力の温度依存性に着目した。Nd-Fe-B 系磁石は温度上昇に伴い保磁力が減少するため、保磁力の温度変化を抑制すれば耐熱性の向上が可能と考えられる。

保磁力の温度変化の要因の 1 つは、温度上昇による Nd₂Fe₁₄B 合金の異方性磁界の減少¹⁾である。その異方性磁界の起源である Nd₂Fe₁₄B の結晶格子は温度変化によって熱膨張する²⁾。そのため、Nd₂Fe₁₄B の結晶格子を拘束することで異方性磁界の温度変化を抑制できる可能性がある。本研究では、Nd₂Fe₁₄B 結晶格子の熱膨張の抑制による異方性磁界の温度変化の低減を期待して、Nd₂Fe₁₄B 膜を線膨張率の異なる金属層で被覆した場合の保磁力の温度係数を検討した。

実験方法

試料は、超高真空スパッタ装置(到達真空度 5×10^{-8} Pa 以下)にて作製し、膜構成は MgO(100)単結晶基板/ Ta 10 nm/ Nd₂Fe₈₁B₇ 100 nm/ 被覆層 X 100 nm とした。Nd-Fe-B 層の成膜時には 650°C の基板加熱を行い、被覆層 X は 50°C 以下に冷却した後に Nd-Fe-B 層上に成膜した。作製した Nd-Fe-B 層の表面は負の線膨張率を持つ Nd₂Fe₁₄B 相の c 面であるため、その被覆層 X には正の線膨張率を持つ Mo、Ta、Cr、Cu、Al を用いて熱膨張の低減を図った。磁気特性の評価には、SQUID 磁束計(最大印加磁場 50 kOe)、VSM(最大印加磁場 18 kOe)および磁気トルク計を用いた。また、構造解析は XRD(Cu K α 線源)、微細組織の解析は STEM/EDX にて行った。

実験結果

試料の室温での保磁力はいずれも約 8 kOe であったが、高温の保磁力では被覆層 X により差異が見られた。Fig.1 に、被覆層 X に用いた金属の線膨張率に対する保磁力の温度係数を示す。線膨張率の小さい Mo の場合には、温度係数は -0.43 %/°C であったが、線膨張率の増加と共に -0.30 %/°C まで向上した。この被覆金属による温度係数の変化は、被覆層 X の線膨張率の増加により Nd₂Fe₁₄B 結晶格子の拘束がより強くなったためと推察される。

金属被覆により保磁力の温度係数が変化した要因を明らかにするため、200°C での異方性磁界の評価を行った。温度係数への効果が小さい Mo では 22 kOe であったが、改善が見られた Cu では 30 kOe と約 1.5 倍の値を示し、保磁力の温度係数への金属被覆の効果が高温での異方性磁界の向上に起因することがわかった。

以上のように、Nd₂Fe₁₄B 結晶粒に熱膨張差の大きい金属を被覆することで保磁力の温度係数の向上が確認された。

参考文献

- 1) S. Hirose et al., *J. Appl. Phys.*, **59**, 873(1986).
- 2) A.V. Andreev et al., *Sov. Phys. Solid State*, **27**, 987 (1985).

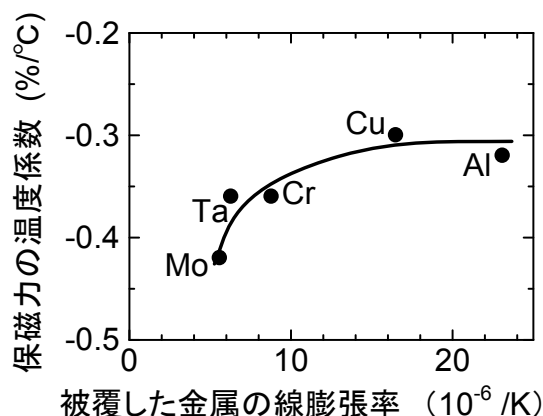


Fig.1 Nd-Fe-B/X(= Mo, Ta, Cr, Cu, Al)膜の被覆した金属 X の線膨張率(27°Cにおける値)に対する保磁力の温度係数の変化.

Nd-Fe-B 薄膜磁石の作製および磁気特性

馬闌、王斯遠、劉小晰
(信州大学)

Fabrication and magnetic properties of Nd-Fe-B thin films
Chuang Ma, Siyuan Wang, Xiaoxi Liu
(Shinshu University)

はじめに

Nd₂Fe₁₄B 化合物を主相とする Nd-Fe-B 磁石は鉄を主成分とし、比較的豊富に存在する希土類金属である Nd と微量な B を添加することによってその他の磁石より保磁力が大きく、価格面にもメリットがある。Nd-Fe-B 磁石は機械的強度に優れ、磁束密度が高く、非常に強い磁力を持つため、ハイブリッド自動車や電気自動車用のモータを初めとする省エネルギー機器などに使われている。本研究では、下地層に W/Ti 二層膜を用いて Nd-Fe-B 薄膜を作製し、その磁気特性、結晶構造の評価を行った。

実験方法

薄膜磁石形成には対向ターゲット式スパッタリング装置と DC マグネトロンスパッタリング装置を用いた。スパッタ時の真空到達圧力は 2.0×10^{-6} Torr 以下とした。スパッタ時の Ar ガス圧を 1.2 mTorr~2.0 mTorr で 0.2 mTorr ずつ変化させる。W/Nd-Fe-B/W/Ti の薄膜を熱酸化シリコン (SiO₂/Si) 基板上に作製した。下地層形成時の基板温度を 300 °C に設定し、Ti を膜厚 5 nm で形成後、W を膜厚 20 nm で形成した。磁性層の Nd-Fe-B を基板温度 $T_s=100$ °C~400 °C で 100 °C ずつ変化させ膜厚 50 nm で形成した。酸化防止膜として W を膜厚 20 nm で作製した。薄膜形成後に真空熱処理装置を用いて 800 °C で 5 分間真空中熱処理を施し、その時の到達圧力は 1.6×10^{-6} Torr 以下とした。

真空熱処理を施した試料を振動試料型磁力計 (VSM) で初磁化曲線およびヒステリシスループによる磁気特性を測定した。その時の最大印加磁場は 24 kOe とした。X 線回折装置 (XRD) を用いた試料の結晶構造の解析を行った。

実験結果

Fig.1 に基板加熱を 400 °C で、Nd-Fe-B 層を 25 nm と 50 nm をそれぞれ成膜した W/Nd-Fe-B/W/Ti 四層膜の M-H ループを示す。膜厚を増加させると、膜厚が 25 nm の試料の初期磁化曲線ではピンニング効果が見られたが、50 nm の試料では見られなかった。Fig.2 に膜厚を 50 nm とし、スパッタ温度を 100 °C、200 °C で作製した時の M-H ループを示す。これらの実験からは磁性層の膜厚が一定で、スパッタ温度を変化させると、温度の上昇に伴って垂直方向の保磁力がほぼ同じ値となったが、面内方向の保磁力が減少する。基板温度の上昇によって結晶配向が促進した。400 °C 付近で 50 nm を成膜した場合は垂直磁気異方性を有していることが分かる。

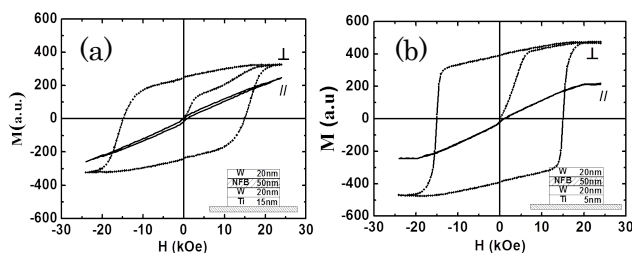


Fig.1 Hysteresis loop of Nd-Fe-B Film
with thickness of (a) 25 nm, (b) 50 nm

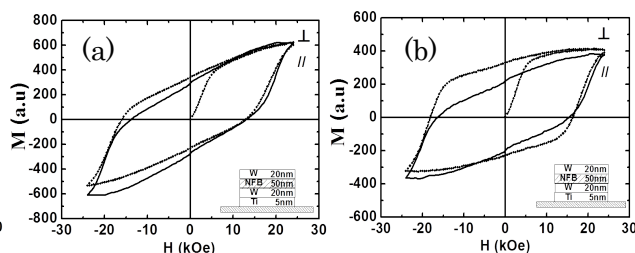


Fig.2 Hysteresis loop of Nd-Fe-B Film prepared of
substrate temperature of (a) $T_s = 100$ °C, (b) $T_s = 200$ °C

Nd₂Fe₁₄B/M (M = Nd, Mo)/Fe 薄膜の磁気特性に与える中間層効果

○小池邦博¹, 大平悠介¹, 小川大介¹, 水野善幸¹, 宮崎孝道², 安藤康夫², 加藤宏朗¹
(¹山形大学, ²東北大学)

Effect of interlayer on magnetic properties of Nd₂Fe₁₄B/M (M = Nd, Mo)/Fe thin films

○K. Koike¹, Y. Ohira¹, D. Ogawa¹, T. Miyazaki², Y. Ando², and H. Kato¹
(¹Yamagata Univ., ²Tohoku Univ.)

はじめに

大きな最大エネルギー積(BH)_{max}をもち、且つレアメタルフリー磁石を実現する候補として異方性ナノコンポジット型ネオジウム永久磁石^[1]が提案されている。しかしこのナノコンポジット磁石が従来型のネオジウム磁石特性を越えた結果はわずかであった。近年この原因を説明可能な計算や実験としてNd₂Fe₁₄B最表面と接するFe層のスピンの配置が接合面によって異なる面方位依存性を持つことが報告されている^{[2],[3]}。一方、Nd₂Fe₁₄B単層の(BH)_{max}を越えるNd₂Fe₁₄B/Ta/Fe-Co積層膜が作製され、高い H_c と(BH)_{max}の同時実現にはTa層の導入が必須であると報告されている^[4]。そこで本研究では、単結晶Mo(111)下地層上へ成長させた高 c 軸配向Nd₂Fe₁₄B層とFe層の間に数nmのM(M = Nd, Mo)中間層を挿入し、その磁気特性に与える影響を検討する。

実験方法

UHV同時スパッタ法を用いてAl₂O₃(0001)基板上へMo(20 nm)/Nd-Fe-B($t_{\text{NFB}} = 40$ nm)/M($t_M = 1$ nm)/Fe(5 nm)/Mo(10 nm)の膜構成で、中間層のM元素をNdおよびMoとした試料を作製した。Mo層とNd-Fe-B層、ならびにNd層のArガス圧を各々0.07 Paと0.2 Pa, 0.065 Paとした。Mo(111)下地層上に600°CでNd₂Fe₁₄B層を成長させた後、室温まで冷却して中間層、Fe層の順で各層を堆積し、最後に保護層としてMo層を堆積した。磁化曲線はVSM, SQUIDを用いて測定した。結晶構造と配向状態ならびに膜断面構造はXRDおよびTEMで評価した。また、AFMおよびSEMで表面形態を評価し、組成をEDSで分析した。

結果

Fig.1の減磁曲線からNd-Fe-B単層膜が高い c 軸配向状態を反映した高角形性を有しており、このNd-Fe-B膜へFe層を直接堆積したNd-Fe-B/Fe膜の角形性や残留磁化 M_r 、また保磁力 H_c の値は、Nd-Fe-B膜の値よりも低下していることが分かる。一方、MoおよびNd中間層を導入した試料について12 kOeでの磁化値を見ると、Mo中間層を持つ膜に比べてNd中間層を持つ膜が単層膜の値よりも増加しており、 H_c は中間層を持つ両膜とも単層膜の値よりも大きく、特にMo中間層膜は単層膜の値にほぼ回復していることが分かる。このように1 nmの薄い中間層であっても元素の違いが、Nd-Fe-B/M/Fe薄膜の磁気特性に影響を与えることが明らかとなった。講演ではこの原因について微細構造観察と合わせた考察した結果も合わせて報告する予定である。

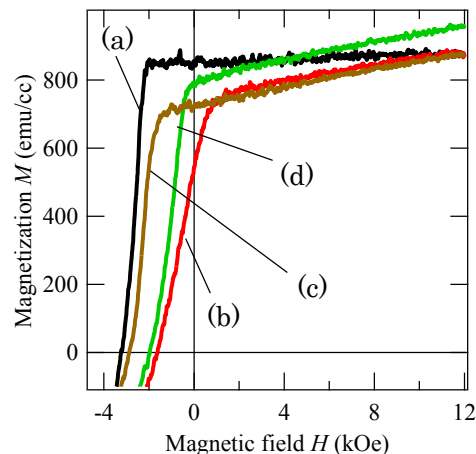


Fig.1 Demagnetization curves for (a)Nd-Fe-B, (b)Nd-Fe-B/Fe, (c) Nd-Fe-B/Mo/Fe, and (d) Nd-Fe-B/Nd/Fe thin films.

謝辞

本研究の一部はJST 産学共創基礎基盤研究プログラムおよびSUZUKI財団の支援を受けた。

参考文献

- 1) R. Skomski and J.M.D. Coey, *Phys. Rev. B* 48, **1993**, 15812.
- 2) Y. Toga, H. Moriyama, H. Tsuchiura, A. Sakuma, *J. Phys. Conf. Ser.*, 266, **2011**, 012046.
- 3) D. Ogawa, K. Koike, S. Mizukami, M. Oogane, Y. Ando, T. Miyazaki and H. Kato, *J. Mag. Soc. Jpn.*, 36, **2012**, 5.
- 4) W. B. Cui, Y.-K. Takahashi, and K. Hono, *Adv. Mater.* 2012 doi: 10.1002/adma.201202328.

Nd-Fe-B 薄膜および Nd-Fe-B/Nd 薄膜の磁気粘性測定

後藤龍太, 岡本聡, 菊池伸明, 北上修
(東北大学 多元物質科学研究所)

Magnetic viscosity measurements of Nd-Fe-B and Nd-Fe-B/Nd thin films

R. Goto, S. Okamoto, N. Kikuchi, and O. Kitakami
(IMRAM, Tohoku Univ.)

諸言

Nd-Fe-B 系焼結磁石は, Dy 等の希少な重希土類元素を添加し, 保磁力を高めることで, 耐熱性を高め, ハイブリッド自動車などの駆動用モーターに応用されている. 重希土類の添加量削減と高い磁気特性を同時に実現するためには, Nd-Fe-B 系磁石の磁化反転挙動の理解が不可欠である. 有限温度下における磁化反転は熱活性プロセスに従い, その反転確率を決めるパラメータがエネルギー障壁 ($E_b(H)$) である. エネルギー障壁は, 磁場の関数 $(1-(H/H_0))^n$ として与えられ, そのべき乗数 n は一斉回転において 2, 磁壁ピンニング (weak pinning) において, 1 となることが知られている. ここで, H_0 は熱揺らぎの影響がない場合の保磁力である. したがって, 反転過程のエネルギー障壁の関数形を実験的に評価できれば, 磁化過程機構における重要な知見が得られるものと期待している. 本研究では, Nd-Fe-B 系薄膜の磁気粘性測定から揺らぎ場 (H_f) を求め, また, 保磁力の時間依存性との比較により E_b の関数形に関する考察を行った.

実験方法

c 軸が基板面直方向に配向した Nd-Fe-B 薄膜は, 超高真空マグネトロンスパッタ装置を用いて Mg(001) 単結晶基板上に作製した. Nd-Fe-B 薄膜は, 3 元同時スパッタリングにより作製し, 設計組成は $\text{Nd}_{12.5}\text{Fe}_{78.4}\text{B}_{9.1}$ (at%) とし, 試料の構造は, MgO sub./Mo(30)/Nd(0.25)/Nd-Fe-B(50)/(Nd(t_{Nd}))/Mo(10) (単位: nm) とした. t_{Nd} は Nd 層の膜厚で, $t_{\text{Nd}} = 0$ (Nd-Fe-B 薄膜) または 1 nm (Nd-Fe-B/Nd 薄膜) とした. 磁気粘性計測は異常ホール効果により行い, 各磁場における測定は試料を完全に飽和させるため, 4 T で着磁した後, 所定の磁場で 3600 秒保持することにより行った.

実験結果

Nd-Fe-B(Nd)薄膜は, とともに高い角型性を示し, 保磁力は, $t_{\text{Nd}} = 0$ nm および $t_{\text{Nd}} = 1$ nm でそれぞれ 0.5 T および 1.0 T であった. Nd-Fe-B 薄膜試料の磁気粘性測定結果の例を Fig. 1 に示す. 磁気粘性曲線の傾きより, H_f を求めた¹⁾ところ, 概ね 7 mT 程度であった. 磁気粘性曲線の $M/M_s = 0$ との交点から, H_c の時間依存性を得た. これを熱揺らぎの解析式である Sharrock モデル²⁾を用いたフィッティング結果と比較することにより, E_b の磁場依存性におけるべき乗数 n の値を評価した. その結果, $t_{\text{Nd}} = 0$ nm では, $n = 1.2_{-0.20}^{+0.40}$, $t_{\text{Nd}} = 1$ nm では, $n = 1.2_{-0.30}^{+0.50}$ となった. このことは, Nd 被覆の有無により関数形がほぼ変化しないことを示しており, Nd 被覆の結果, 保磁力が増大した場合でも, 反転過程自体は同様の機構である可能性を示唆するものである.

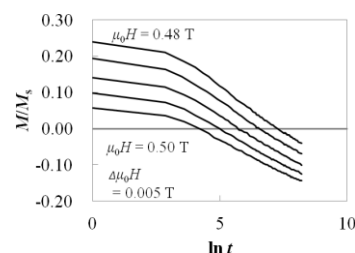


Fig.1 An example of magnetic viscosity measurements for a Nd-Fe-B film.

参考文献

- 1) El-Hilo *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **248** (2002) 360.
- 2) M. P. Sharrock, IEEE Trans. Magn. **26** (1990) 193.

謝辞

本研究の一部は, 文部科学省の委託事業である元素戦略磁性材料研究拠点および文部科学省科学研究費補助金 (No. 24360261) により行われた.

NCMR trilayer 素子を用いたゼロ磁場での高周波発振

戸田裕介、塩川陽平、坂本圭弥、Al-Mahdawi Muftah、佐橋政司
(東北大学大学院 工学研究科)

High frequency oscillation with NCMR trilayer device at zero field
Y. Toda, Y. Shiokawa, K. Sakamoto, M. Al-Mahdawi and M. Sahashi
(Department of Electronic Engineering, Tohoku University, Sendai, Japan)

はじめに

スピン偏極を用いた磁気多層膜におけるマイクロ波発振素子が近年注目されている。この発振は、小型化・低消費電力等の利点があり、チップ間の無線通信など各種応用が期待されている。最近の報告では、実用化にはゼロ磁場または低磁場での高周波発振が必要であることから、CPP-GMR の trilayer における低磁場での高周波発振が報告されている¹⁾。我々は、 $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{-AlO}_x$ NOL 中に強磁性メタルナノコンタクトを有す Nano-contacts Magnetoresistance (NCMR)を用い、MR が 13 %とあまり大きくないにも関わらず、Vortex モード発振において低半値幅 3.8MHz で高出力 0.3 μW の発振が得られたのは、強磁性ナノコンタクトによる効果だと考えている²⁾。本研究では、NCMR-Trilayer から成る発振素子を作製し、低磁場及びゼロ磁場での 10 GHz 以上の高周波発振を観測することができたので、その結果について報告する。

実験方法

測定試料の膜構成は under-layer/ $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}$ (5nm)/ AlO_x -NOL/ $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}$ (5nm)/capping-layer、素子サイズは $120 \times 240 \text{ nm}^2$ の楕円ピラーで、under-layer までミリングしたピラー形状となっている。マイクロ波測定は測定範囲 0.1~26.5 GHz のスペクトラムアナライザを用いて直流電流 12 mA、磁場を -1000~1000 Oe の範囲で 20 Oe 刻みで印加させて測定した。

実験結果

0 Oe では周波数 13.3 GHz、半値幅 128.2 MHz、積分出力 0.26 nW の発振、220 Oe で周波数 15.7 GHz、半値幅 10.2 MHz、積分出力 0.10 nW の発振を観測した(Fig.1)。Fig.2 に長軸方向+220 Oe の外部磁界を印加した際の電流依存性を示す(Fig.2)。10.8 mA で周波数 14.8 GHz 半値幅 27.4 MHz、約 1.0 nW の積分出力の発振が観測された。この発振はダイポール磁場に加え、強磁性ナノコンタクトによる層間結合磁界の影響を受けているものと考えられる。

謝辞 本研究の一部は総務省 SCOPE(000212629)の助成を受けたものである。

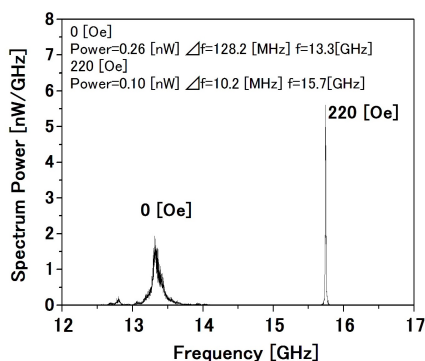


Fig.1: Spectrum output with 0 Oe and 220 Oe

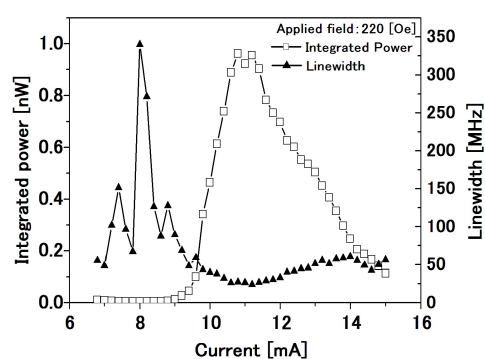


Fig.2: Current dependence of integrated power (square line) and linewidth(triangle line) at 220 Oe

参考文献

- 1) P. M. Braganca, K. Pi, R. Zakai, J. R. Childress, and B. A. Gurney, Appl. Phys. Lett., 103, 232407 (2013).
- 2) Y. Toda, Y. Shiokawa, M. Sahashi et al, IEEE INTERMAG Conference, Dresden, Germany May 6, 2014

NCMR-STO 素子における発振特性のフリー層膜厚依存性

坂本圭弥、塩川陽平、戸田裕介、春日聡志、Muftah Al-Mahdawi、佐橋政司
東北大学

Free layer thickness dependence of microwave features in NCMR-STO
K.Sakamoto, Y.shiokawa, Y.Toda, S.Kasuga, M.Al-Mahdawi, M.Sahashi
Tohoku University

はじめに

スピントランスファートルクを用いて磁化が歳差運動し GHz 帯のマイクロ波発振を誘起させるスピントルクオシレータ(STO)は次世代の高周波発振素子としてセンサや通信モジュールへの応用が期待されている。主にこのマイクロ波発振には、uniform モードと Vortex モードの二つの発振モードが存在し、一般的には前者は面内中心軸で高周波かつ低出力、後者は低周波かつ高出力という特性がある。一方で Gaslienko らによると、単磁区と Vortex 磁区は磁性ドットの膜厚と半径によって制御できるという報告がある [1]。本研究では、ナノ接点磁気抵抗(NCMR)素子を用いた STO のフリー層膜厚を変化させ、膜厚ごとの発振特性を評価した。

実験方法

膜構成は SiO_x 基板/Ta/Ru₂/FeCo t/Al_{1.3}/IAO/Al_{0.3}/FeCo_{2.4}/IrMn₇/Cap(nm)[t=2.4,5,10,15]とした。ナノ接点作製手法は Ion-Assisted-Oxidation(IAO)法を用い、成膜後に磁界中で熱処理を行った。VSM にて面内容易軸である事を確認している。素子形状は半径 80~300nm の円形ピラーに電子線リソグラフィとイオンミリング法を用いて加工した。素子抵抗の評価には直流 4 端子を用い、MR, RA は膜厚に対してほぼ変化せず MR が 10~13%、RA が 0.4~0.6 Ω μm² となった。直流電流印加によるマイクロ波発振にはスペクトルアナライザで計測した。外部磁場はピン方向に対して水平に印加し、フリー層がピン層と反平行となる方向を正の向きとした。

実験結果

フリー層膜厚 2.4,10,15nm における発振出力および発振周波数の結果を Fig.1(a)(b)に示す。

フリー層膜厚 2.4nm では 6GHz 付近 0.03nW 程度で高周波かつ低出力な uniform-mode-like な発振が、10,15nm では低周波かつ高出力な Vortex-mode-like な発振が得られ最大出力のものでは 0.4GHz 付近で 297nW の発振が得られ、膜厚によって発振モードのコントロールが出来た事を示唆する結果となった。講演ではそれぞれの膜厚での発振モード、出力、発振周波数、線幅の変化を議論する。

謝辞 本研究の一部は総務省 SCOPE(000212629)の助成を受けています。

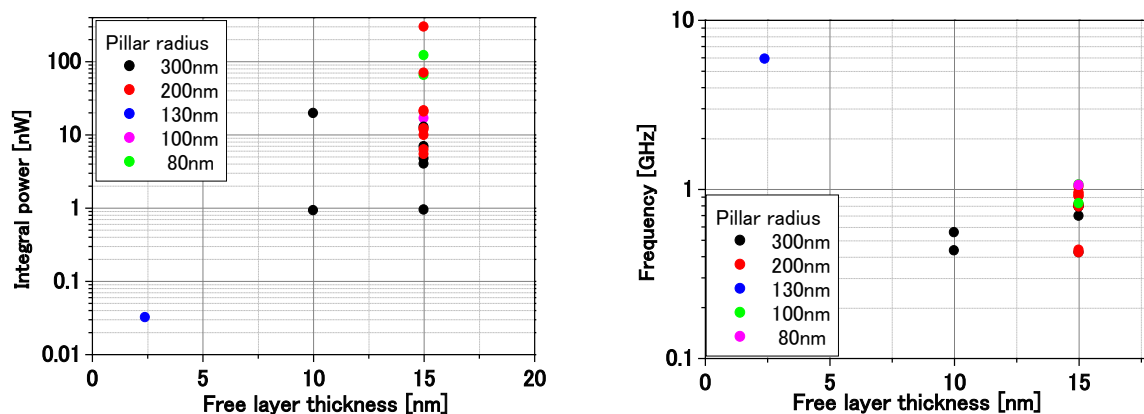


Fig.1 The (a) integrated power (left) and (b) frequency (right) dependence on free layer thickness

参考文献

- 1) K.Yu.Guslienko, J.Nanosci.Nanotechnol. 8,2745-2760(2008)

NCMR マイクロ波発振による無線伝送

春日聡志、塩川陽平、坂本圭弥、戸田裕介、Muftah Al-Mahdawi、鈴木健司*、鈴木英治*、佐橋政司
 東北大学大学院 工学研究科 *TDK(株)

Wireless transmission by oscillation of NCMR-STO

S. Kasuga, Y. Shiokawa, K. Sakamoto, Y. Toda, M. Al-Mahdawi, T. Suzuki*, E. Suzuki*, M. Sahashi

Electronic Engineering Department, Tohoku Univ., *TDK Corp.

はじめに

近年、磁気抵抗素子に直流電流を印加した際に生じるマイクロ波発振や、高周波電流を印加した際に生じる整流効果が注目を集めており、チップ間無線通信など各種応用が期待されている。我々は、FeCo-AlO_x NOL中に強磁性メタルナノコンタクトを有する Nano-Contacts-Magnetoresistance (NCMR) を用いた高周波無線伝送の実現を目指している[1]。本研究では NCMR によるマイクロ波発振器と電磁界共鳴アンテナを用いた無線伝送について報告する。

実験方法

NCMR マイクロ波発振器の膜構成は、熱酸化 Si 基板(Si(100)/SiO₂ 200nm)/Ta 5/Cu 200/Ta 40/Ru 2/FeCo 15/Al 1.3/IAO 20sec/Al 10.3/Fe_{0.5}Co_{0.5} 2.4/IrMn 7/Cu 10/Ru 10 (nm)である。直流電流印加によるマイクロ波発振をスペクトラムアナライザで測定し、電磁界共鳴アンテナの特性をネットワークアナライザで測定した。さらに、直流電流により励起されたマイクロ波発振を電磁界アンテナに導入し、スペクトラムアナライザで伝送特性を評価した。電磁界共鳴アンテナは共鳴周波数を 1GHz にもつ直径 9mm φ の λ/4 共振アンテナを作製した。

実験結果

Fig.1 に、本実験で用いたアンテナの伝送特性を示す。1GHz 近傍で帯域 0.31GHz、最大伝送効率-0.91dB(81%)の特性が得られている。Fig.2 にアンテナで無線伝送した場合の発振スペクトルを示す。無線伝送前は出力 41.9nW、線幅 5.6MHz、Q 値 188 の発振が、無線伝送後、出力 5.18nW と伝送前の 12%に低下しており、アンテナの伝送効率より低下している。ネットワークアナライザの理想的なスペクトルと比べてマイクロ波発振の Q 値が低いことが影響しているものと考えられる。

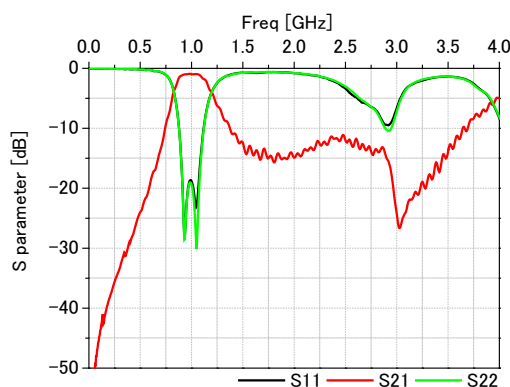


Fig.1 Transmission characteristics of antenna

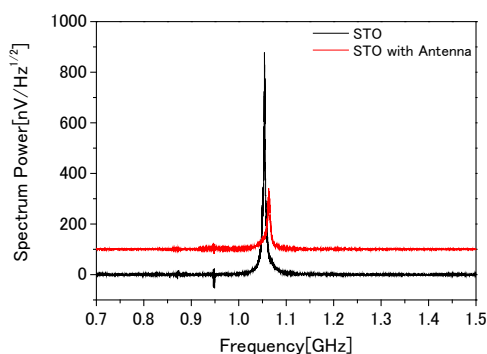


Fig.2 Spectrum output through antenna

謝辞

本研究の一部は総務省 SCOPE(00212629)の助成を受けています。

参考文献

- 1) IEEE International Magnetism Conference, Dresden, Germany May 6, 2014

Beating field 方式高周波 MFM による コプレーナ伝送線路の GHz 帯近傍磁界分布評価

遠藤 恭, 荒井 薫, 大西真輝, 柳 邦雄, 島田 寛, 山口正洋 (東北大工)

Estimation of GHz range magnetic near field distribution on a CPW using beating field type HF-MFM

Y. Endo, K. Arai, M. Onishi, K. Yanagi, Y. Shimada, M. Yamaguchi (Tohoku Univ.)

はじめに 携帯情報端末内部の RFIC チップ上ではデジタル回路規模の増大にともない、デジタル回路で発生した電磁ノイズがアナログ回路に混入して電磁干渉問題が深刻化する恐れがある。この問題の対策として、チップ内で発生した電磁ノイズの発生源、伝搬経路、混入先の特が重要であり、微細な信号線等を通る電流が作り出す近傍磁界を検出する高空間分解能を有する新たな計測法の開発が望まれている。

我々は、検出センサとして磁気力顕微鏡 (MFM) 探針に着目し、場のうなり (Beating field) 方式高周波 MFM の開発を行ってきた^{1), 2)}。これまでに、周波数帯がわずかに異なる 2 つの正弦波信号を CPW に同時に入力し、その線路上で擬似的に Beating field を発生させて、MFM 探針で高周波近傍磁界計測が可能であることを明確にした。本研究では、提案した Beating field 方式高周波 MFM を用いて CPW 上で発生する GHz 帯近傍磁界分布を評価した結果について報告する。

実験方法 Beating field 方式高周波 MFM では、2 台の信号発生器を用いて搬送波信号を CPW へ、また搬送波信号の周波数とわずかにずらした周波数の参照信号を MFM 探針直上に設置した励磁コイルへそれぞれ入力し、CPW と励磁コイルとの間で Beating field を発生させた。この CPW 上に MFM 探針を置くと、探針は Beating field の勾配に応答して振動し、参照信号の周波数をわずかに掃引して搬送波信号の周波数との差分が探針の機械的共振周波数とほぼ一致すると、探針の振動振幅が最大となった (図 1)。このときの振幅値を計測した。

本計測に用いた MFM 探針は、軟磁気特性を有する Ni-Fe 膜 (50 or 100 nm 厚) を DC マグネトロンスパッタでコートした Si 探針 (Ni-Fe コート探針) である。CPW は一端を終端させた 1 ポート型形状である。その寸法に関しては、信号線、グラウンド線、両線間のギャップ幅、線路長は 5, 50, 6, 8000 μm である。CPW の特性インピーダンスは 189 Ω である。また、MFM 探針直上に設置した励磁コイルは直径 100 μm の半ターンコイルである。

結果 CPW に 1.6 GHz の搬送波信号を、また励磁コイルに 1.600025 GHz の参照信号をそれぞれ入力し、Ni-Fe コート探針を基板表面から 0.50 μm の高さに固定ながら CPW の幅方向に走査させて、共振時における探針の振動振幅値を計測した。その結果を図 2 に示す。その振動振幅値は CPW の幅方向のすべての範囲で観測でき、 $x = 0 \sim 2.5 \mu\text{m}$ で極大、 $x = -6.5 \sim -2.8 \mu\text{m}$ および $4.5 \sim 7.5 \mu\text{m}$ で極小となった。この振動振幅値の極大および極小領域は、それぞれ CPW の信号線中央およびギャップ中央の位置と対応している。この結果は、振幅変調型高周波 MFM で観測された結果とは異なり、主に CPW 上で発生する高周波近傍磁界の平行成分を反映したものであり、Beating field 方式高周波 MFM を用いると CPW 上で発生する GHz 帯近傍磁界分布の検出が可能であることを表わしている。

謝辞 本研究の一部は、科研費 (No. 26630119)、総務省電波利用料制度による電波資源拡大のための研究開発「高速・高品質な無線通信実現のための IC チップレベルの低ノイズ化技術の研究開発」および科学技術振興調整費 (先端融合領域イノベーション創出拠点の形成「マイクロシステム融合研究開発拠点」) の支援を受けて行われた。

参考文献 1) 遠藤恭, 福嶋正昭, 荒井薫, 島田寛, 山口正洋, 電気学会マグネティック研究会資料, MAG-13-162, 41 (2013). 2) Y. Endo, M. Fukushima, K. Arai, Y. Shimada, and M. Yamaguchi, J. Appl. Phys. **115**, 17D120 (2014)他。

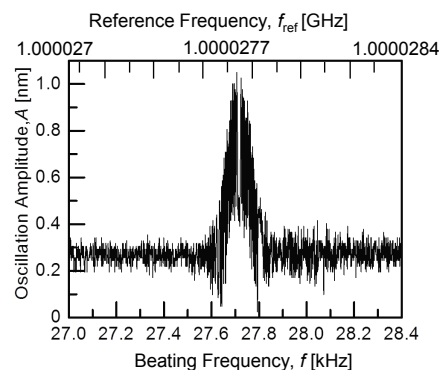


Fig. 1. Oscillation amplitude of MFM tip measured at 0.4 μm above the CPW surface on the center-line of the gap between the signal and ground lines as a function of the reference frequency (or beating frequency) for the signal frequency of 1.0 GHz.

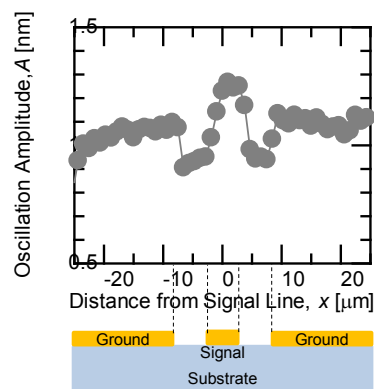


Fig. 2. Dependence of oscillation amplitude of MFM tip on the center of the signal line in the CPW for the signal frequency of 1.6 GHz.

マイクロストリップ型プローブによる極薄膜透磁率計測

楠 洸介, 藪上 信*, 小澤哲也*, 植竹宏明*, 山田 洋, 宮澤 安範**, 島田 寛***

(仙台高等専門学校, *東北学院大学, **東栄科学産業, ***東北大学)

Permeability measurement of magnetic thin film by microstrip probe

K. Kusunoki, S. Yabukami*, T. Ozawa*, H. Uetake*, H. Yamada, Y. Miyazawa**, Y. Shimada***

(Sendai National Collage of Technology, *Tohoku Gakuin University, **Toei Scientific Industrial co., ltd, ***Tohoku University)

1 はじめに 磁性薄膜を用いたセンサデバイスには一層あたり数 nm 程度のスパッタがなされる。ここではインピーダンス整合を考慮したマイクロストリップ型プローブを磁性薄膜に近接させることで非破壊に極薄膜透磁率評価を試みた。

2 透磁率計測方法 Fig. 1は計測システム構成及び評価する磁性薄膜を模式的に示した図である。プローブは2本のセミリジッドケーブルとマイクロストリップ線路で構成されている。マイクロストリップ導体を磁性薄膜に近接配置することで透磁率を評価する。マイクロストリップ線路に流れる高周波電流は幅方向に高周波磁界を励磁することになるため、困難軸方向の透磁率が高周波インピーダンスに対応する。プローブは同軸ケーブルを介してネットワークアナライザ(アジレントテクノロジー製 8722ES)に接続し、薄膜の容易軸方向へ約1000 Oeの直流磁界を加えて飽和させた状態でネットワークアナライザをキャリブレーションする。その後強磁界を解除して透過係数(S_{21})を測定し、(1)式よりインピーダンスを算出する。膜厚方向へ電流が表皮効果で偏ることでインピーダンス Z_s が決定されることを仮定し、(2), (3)式を用いてNewton - Raphson法により、複素透磁率を最適化する¹⁾。

$$Z_s = 50(1 - S_{21})/S_{21} \quad (1)$$

$$Z_s = \frac{k_s \rho l}{2w} \coth\left(\frac{k_s t}{2}\right) \quad (2)$$

$$k_s = \frac{(1+j)}{\sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu_r \mu_0}}} \quad (3)$$

ただし、 ρ は抵抗率、 l は試料長さ、 w は試料幅、 t は膜厚、 f は周波数、 μ_r は複素比透磁率である。

3 計測結果 Fig. 2にアモルファスCoNbZr薄膜(25 mm × 25 mm, 厚み3 nm)における透磁率計測結果を示す。CoNbZr薄膜はRFスパッタ法により成膜した。磁化容易軸へ約120 Oeの直流磁界を印加して、強磁性共鳴周波数を3 GHz付近にしている。BW

は100 Hz、平均化回数は16回とした。●○は最適化法により求めた測定値であり、実線および破線はLLG方程式と渦電流を考慮した理論値²⁾である。低周波では膜厚が薄いためSN比が悪化しているものの、3 GHz付近の強磁性共鳴を含めて、大まかな評価が出来ていることが了解される。

謝辞 本研究の一部はJST復興促進プログラムの成果である。

参考文献 1) T. Kimura, S. Yabukami, T. Ozawa, Y. Miyazawa, H. Kenju, and Y. Shimada, *Journal of the Magnetics Society of Japan*, **38**, 87 (2014). 2) Y. Shimada, J. Numazawa, Y. Yoneda and A. Hosono, *J. Magn. Soc. Jpn.* **15**, 327 (1991).

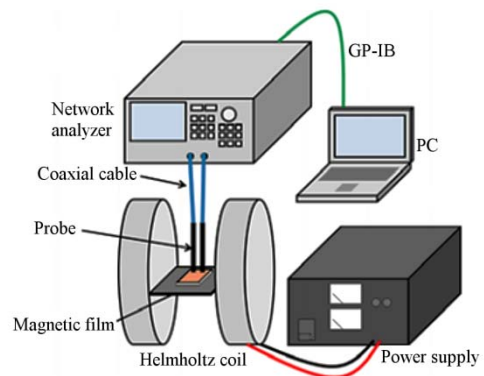


Fig.1 Structure of measurement system.

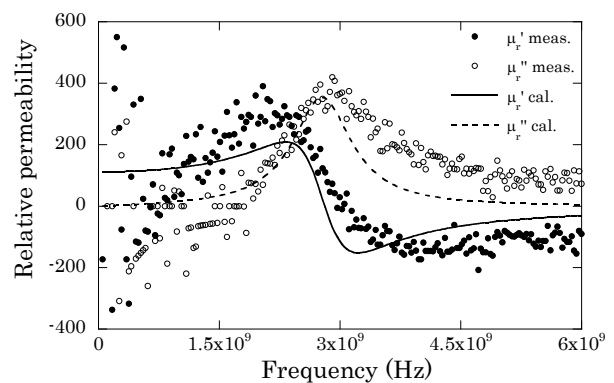


Fig.2 Measured permeability of CoZrNb film(3nm thick).

Electromagnetic analysis of FMR performance on multilayered Co-Zr-Nb film integrated on MSL

J. Ma, Y. Shimada, S. Muroga, Y. Endo, M. Yamaguchi
(Tohoku Univ.)

1. Introduction

A new method for noise suppression using magnetic film was proposed. With this magnetic film implemented with RF IC chip, good noise suppression was demonstrated¹⁾. In order to understand the mechanism of this magnetic film, this paper discussed the IC chip level noise suppressor model consisting of MSL (microstrip line) covered with a multilayered Co-Zr-Nb film on the top by using a finite element method full wave electromagnetic simulation.

2. Approach

Fig. 1 shows a simulation model of a MSL covered with a magnetic film on the top. The signal line was 160 μm wide and 20 mm long. The magnetic film was 10 \times 10 mm in sizes and set 10 μm above the signal line of MSL. The film was composed of a stack of SiO₂ (50 nm) / [Co-Zr-Nb (250 nm)/Air (5 nm)] \times 4 and the film's easy axis (e.a.) was set running parallel to the length direction of MSL (hereafter MSL//e.a.). The full wave electromagnetic simulation model (HFSS, Ansys Co) had the same structure and dimension of MSL and magnetic film as experiment we have done before²⁾. The model area is noted as the part in the dotted line in Fig. 1.

3. Results and discussion

Fig. 2 shows the calculated and measured results. They agreed in both magnetic near field probe output and conduction losses $P_{\text{loss}}/P_{\text{in}}$ ($P_{\text{loss}}/P_{\text{in}} = 1 - (|s_{11}|^2 + |s_{21}|^2)$). At 1.1 GHz the shielding effectiveness became the highest. Comparing with blank (without film), a 16 dBm near field intensity dip was observed. The peak of conduction noise suppression $P_{\text{loss}}/P_{\text{in}}$ was in 2 GHz which should include magnetic and eddy current losses, indicating that FMR frequency shifted to 2 GHz and led to the peak of $P_{\text{loss}}/P_{\text{in}}$. The demagnetization factor N_d was determined by the shape of magnetic film where the effective film's length l_{eff} depended on the film relative permeability μ . That was $(1/N_d) \propto l_{\text{eff}} \propto \mu$. Therefore FMR frequency $f_{rd} = \gamma / (2\pi) \sqrt{M_s(H_k + N_d M_s) / \mu_0}$ ³⁾ depends on the frequency profile of permeability. In simulation we calculated the effective film length l_{eff} and corresponding FMR frequencies as shown in Fig. 3. The calculated FMR frequencies were around 2 GHz and approximately independent of the frequency profile of the permeability.

4. Conclusion

A full wave electromagnetic simulation that corresponded to the experiment was built. Based on this simulation setup it's possible to analyze the noise suppression mechanism of the Co-Zr-Nb magnetic film. It's clear that the FMR happened in the frequency of 2 GHz and caused the peak of conduction losses $P_{\text{loss}}/P_{\text{in}}$.

References

- 1) S. Muroga, Y. Shimada, Y. Endo, S. Tanaka, M. Yamaguchi, M. Murakami, K. Hori, N. Azuma, M. Nagata, S. Takahashi, *EMC Compo 2013*, pp. 47-50 (2013).
- 2) Y. Shimada, J. Ma, T. Ito, K. Yanagi, Y. Endo, S. Muroga, M. Yamaguchi, "Performance of crossed anisotropy multilayered CoZrNb films as IC chip level electromagnetic noise suppressor," *IEEE Trans. Magn.*, Vol.50, (Oct. 2014 in press).
- 3) C. Kittel: "固体物理学入門", 丸善出版 (2005).

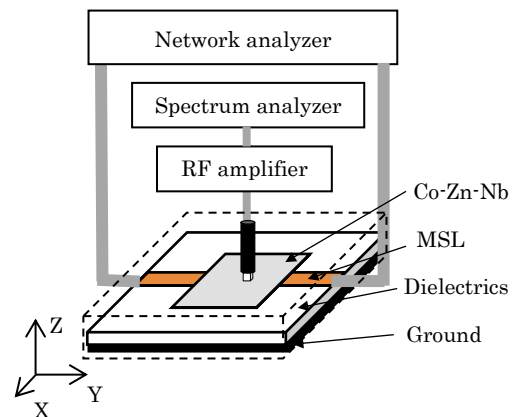


Fig. 1 Experimental setup: magnetic film 10 μm above the MSL with input power -5 dBm.

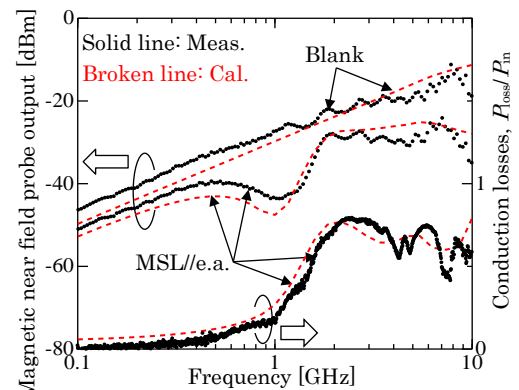


Fig. 2 Simulation results compared with experiment results: magnetic near field probe output and conduction losses $P_{\text{loss}}/P_{\text{in}}$

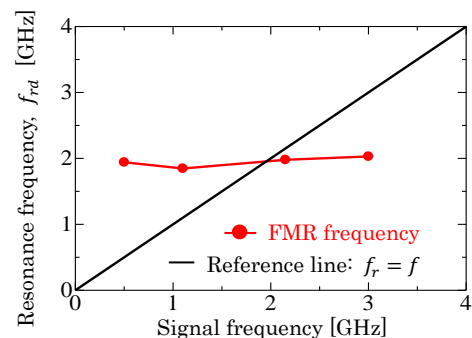


Fig. 3 Calculated FMR frequency f_{rd} in each signal frequency

面内等方性を有する Co-AlN 膜の高ノイズ抑制効果

木嶋英恵¹、大沼繁弘^{1,2}、島田寛¹、増本博¹、遠藤恭¹、山口正洋¹

¹東北大、²電磁研

High noise suppression effects of magnetically isotropic Co-AlN films

H. Kijima¹, S. Ohnuma^{1,2}, Y. Shimada¹, H. Masumoto¹, Y. Endo¹ and M. Yamaguchi¹

¹Tohoku univ. and ²RIEM

はじめに

次世代のワンチップ電源および無線通信用 RFIC チップ等では、高周波帯域における配線中を伝播する電磁ノイズが問題となっている。これらの有害なノイズ抑制を目的とした、チップへの軟磁性薄膜の適用においては、膜が面内のいずれの方向にも等しく、高い電磁波抑制効果を有することを前提とする。しかしながら、実際の薄膜の磁氣的性質に起因したノイズ抑制効果は、膜の面内方向の一軸磁気異方性により使用方向が制限されるという問題がある。そこで、最近では高いノイズ抑制効果の実現を目指して、異なる異方性軸を有する磁性層の多層複合化などの、面内等方性の付与が試みられている¹⁾。これらの膜は、面内全方向に比較的大きな高周波透磁率およびノイズ抑制効果を示すが、成膜時に基板回転を必要とするため工業的生産性に課題がある。我々は、これまでに膜面内に磁氣的等方性を有し、かつ数 GHz まで高い透磁率を有する軟磁性膜を見出し、かつ、高周波特性が膜の垂直磁化に起因することを報告してきた²⁾。今回、面内等方性を有する Co-AlN 膜について GHz 帯における高い電磁ノイズ抑制効果を見出したので報告する。

実験方法

Co-AlN 膜(膜厚 1-20 μm)は、RF マグネトロンスパッタ法を用いて作製した。得られた膜のノイズ抑制効果を、伝導損失および近傍磁界損失の二つについてそれぞれ評価した。伝導損失($P_{\text{loss}}/P_{\text{in}}$)は、磁性膜を装荷した信号線幅 47 μm のマイクロストリップライン(MSL)において、散乱行列の反射係数 S_{11} および透過係数 S_{21} を測定した³⁾。近傍磁界強度は、検出コイル(NEC エンジニアリング社製、CP-1S)の高さが MSL から 600 μm の場合の誘導磁場を検出した。MSL の長さ方向に対して 90° の方向に外部磁界(~ 900 Oe (72 kA/m))を印加した場合における誘導磁場の評価も行った。

実験結果

最も厚い 20 μm の膜では、飽和磁化 12.5 kG (1.25 T)、飽和磁界 82 Oe (6.5 kA/m)を有し、面内に磁氣的等方性を有する。この膜の電気比抵抗は 100 $\mu\Omega\text{cm}$ であった。図 1 に、厚さ 20 μm の Co-AlN 膜について、0.01-5 GHz までの近傍磁界強度の測定結果を示す。磁性膜を MSL に対して 90° 回転させた結果から、膜面内に試料を回転させても近傍磁界強度にほとんど差が見られなかった。外部磁界を印加した場合(点線)、100 MHz までの近傍磁界強度が増加し、膜の軟磁気特性に起因することが示唆される。一方、右辺の $P_{\text{loss}}/P_{\text{in}}$ では、数 100 MHz 以上において渦電流が主な原因と考えられる値の増加が見られた。0.1-5 GHz の非常に広い周波数帯域において、-20 dBm のノイズ抑制効果が得られた。

参考文献

- 1) 菅原英州 他, 日本応用磁気学会誌, 28-2 (1994) 397.
- 2) H. Kijima et al., J. Magn. Soc. Jpn., 36 (2012) 287.
- 3) S. Yoshida et al., IEEE. Trans. Magn., 37-4 (2001) 2401.

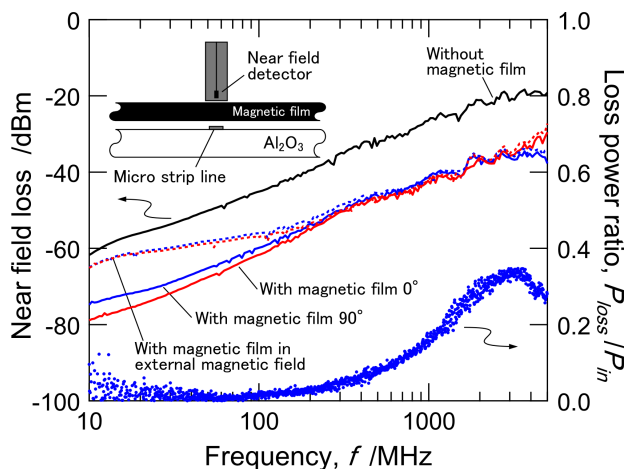


図 1 Co-AlN 膜(20 μm)の伝導損失(●)および近傍磁界損失の周波数依存性。

軟磁性扁平微粒子コンポジットのインダクタへの配列方法の検討

佐藤 寛之¹, 遠藤 恭¹, 宮崎 孝道¹, 山口 正洋¹,
鎌田 博², 高橋 正仁², 坂元 真彦², 米田 茂², 加藤 直也² (¹東北大工, ²光電子(株))

Study on the fabrication of inductors with magnetically soft flakes composite

Hiroyuki Sato¹, Yasushi Endo¹, Takamichi Miyazaki¹, Masahiro Yamaguchi¹,

Hiroshi Kamada², Masahito Takahashi², Masahiko Sakamoto², Shigeru Maita² and Naoya Kato²

(¹Tohoku Univ., ²Hikaridenshi Co., LTD)

はじめに 近年, 小型携帯端末に内蔵されている LSI の低電圧大電流化が進み, 配線損失を減少させるため, DC-DC コンバータのワンチップ化が求められている¹⁾. そのためには, 小型・低背化したインダクタの開発に加えて, 高いインダクタンス密度が必要であり, 高飽和磁化の磁心材料を用いることが重要である. 我々のグループでは, 磁心材料として扁平形状の磁性微粒子に着目し, マイクロインダクタの試作・評価を行い²⁾, 高インダクタンス密度を得るためには磁束の向きに対して扁平微粒子の様な配列が重要であることがわかった. したがって, 本研究では, 磁性扁平微粒子をインダクタ (空心コイル) の周りに一様に配列させる方法について検討した.

実験方法 本研究におけるマイクロインダクタの設計指針は, 定格電流 1 A においてインダクタンス 0.5 μH 以上および直流抵抗 100 $\text{m}\Omega$ 以下, 寸法は高さ 0.5 mm 以内および外径 3.0 mm 以内とし, まず磁気回路を用いてインダクタの設計を行った. インダクタの素線には直流抵抗低減のためにリッツ線または平角線を, また, 磁性扁平微粒子には平均粒径 50 μm , 厚さ 3 μm の Co 系扁平微粒子を選択した. この磁性扁平微粒子とエポキシ系樹脂のコンポジットを治具に滴下し, コイルを埋め込み, 熱硬化させて成形してインダクタを試作した. 試作に際して, 磁性扁平微粒子を一様に配列させるために, インダクタへの電流印加によって生じる磁界を利用する方法 (磁力配列) とインダクタの上部から応力を加える方法 (応力配列) に関して形状および電気特性から比較検討した. なお, マイクロインダクタの電気特性評価に関してはインピーダンスアナライザ(4294A, Agilent Co.)を用いた.

実験結果 磁力および応力配列させた場合に微粒子 1 個あたりに加わるトルクを計算したところ, 磁力配列の場合には $5.9 \times 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}$ となった. 一方, 応力配列の場合にはトルク量は $1.84 \times 10^{-5} \text{ N} \cdot \text{m}$ と求まり, 磁力配列に比べてはるかに大きくなった. このことから, 応力配列を用いれば微粒子の様な配列が可能であることを示唆している. 次に, 磁力および応力配列させて試作した磁性扁平微粒子を用いたインダクタの形状を評価した. それらの断面 SEM 観察像を Fig. 1 に示す. 磁力配列の場合には, 素線近傍の磁性扁平微粒子はコイル周りに沿って 1, 2 列程度は並んでいるものの, 一様性が不十分となった. 一方, 応力配列の場合には, コイルに沿って十分に並んでいて, 密に一様配列している. これらの結果は計算による予測とおおむね一致した. さらに, 配列形状の違いがインダクタの電気特性に影響を与えることを確認するために, この 2 種類の配列により試作したインダクタの 6 MHz における電気特性を Table 1 にまとめた. 磁力および応力配列を比較した場合, インダクタンスは 10 %程度応力配列の方が高くなったが, 抵抗も同程度増大したため Q 値はわずかしき差がなかった. インダクタンスの差異は, 応力配列により微粒子がコイル周りで一様配列した効果である. 以上より, インダクタの試作時に応力配列が有用であることを実証し, 設計指針を満足させる電気特性が得られることを明らかにした.

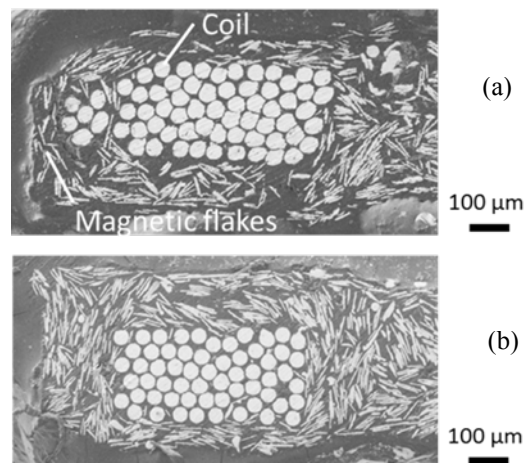


Fig.1 SEM images of inductor with
(a) Arrangement in magnetic force
(b) Arrangement in stress

Table 1. Comparing of the results of trial inductors

	L [nH]	R _{ES} [mΩ]	R _{DC} [mΩ]	Q値
空心コイル	140	251	83	19.8
磁力配列	510	786	97	21.5
応力配列	564	927	99	22.1

謝辞 ご助言いただきました同大学島田寛名誉教授, 株式会社リコー中央研究所安井隆氏に感謝する. 本研究の一部は, JST 復興促進プログラム(マッチング促進)「次世代個人情報端末に有用な超小型電源の開発」による支援を受けて行われた.

参考文献 1) Mathuna et al., *IEEE Trans. Power Electron.*, **38**, 585 (2005)

2) 古田正樹他: 電気学会研究会マグネティクス研究会 MAG-11-092 (2011)

軟磁性扁平微粒子コンポジットを用いた マイクロインダクタの試作と電気特性評価

佐藤 寛之¹, 遠藤 恭¹, 宮崎 孝道¹, 山口 正洋¹,
鎌田 博², 高橋 正仁², 坂元 真彦², 米田 茂², 加藤 直也² (¹東北大工, ²光電子(株))
Study on the electrical characteristics of micro inductors with magnetically soft flakes composite
Hiroyuki Sato¹, Yasushi Endo¹, Takamichi Miyazaki¹, Masahiro Yamaguchi¹,
Hiroshi Kamada², Masahito Takahashi², Masahiko Sakamoto², Shigeru Maita² and Naoya Kato²
(¹Tohoku Univ., ²Hikaridenshi Co., LTD)

はじめに 近年, 小型携帯端末に内蔵されている LSI の低電圧駆動化が進み, 集積化や高機能化に伴い消費電流は増大している。そこで, 電源-配線間の損失を減少させるため, DC-DC コンバータのワンチップ化が求められている¹⁾。しかしながら, インダクタは半導体素子と比べて寸法が大きいため, 小型・低背化したインダクタの開発が重要となる。そのためには高いインダクタンス密度が必要であり, 高飽和磁化の磁心材料を用いる指針が考えられる。本研究では, 高飽和磁化 M_s を有する Fe-B-Si-C 扁平微粒子を用いたマイクロインダクタを試作し, その電気特性を評価した結果を報告する。

実験方法 本研究におけるマイクロインダクタの設計指針は, 定格電流 1 A においてインダクタンス 0.5 μH 以上および直流抵抗 100 m Ω 以下, 寸法は高さ 0.5 mm 以内および外径 3.0 mm 以内とした。設計・試作を行うにあたりインダクタの素線には直流抵抗低減のために平角線を, また, 磁性扁平微粒子には平均粒径 50 μm , 厚さ 3 μm の Fe-B-Si-C 扁平微粒子を選択した。この微粒子は球形から扁平加工を行う際に応力がかかるために, 良好な軟磁気特性を得つつ表面の絶縁性の保持のために, Ar ガス加圧下での熱処理を行った。

インダクタの設計には磁気回路を用いた。空心コイルの巻数および幅ならびにインダクタ上下の磁性扁平微粒子厚を変化させて解析した。なお, 解析において必要なパラメータである, 磁性扁平微粒子の比透磁率および損失項についてはフェライトヨーク法を用いて実測した。インダクタの試作に関しては扁平微粒子とエポキシ系樹脂のコンポジットを治具に滴下し, コイルを埋め込み, 圧力配列²⁾により扁平微粒子を一様に並べた上で, 熱硬化させて成形した。試作したインダクタの寸法は設計指針を満足している。インダクタの電気特性は, 電磁界シミュレータ (Maxwell 3D ver. 15.0, Ansys 社製) による予測およびインピーダンスアナライザ (4294A, Agilent Co.) による実測をもとに周波数 10 MHz まで評価した。

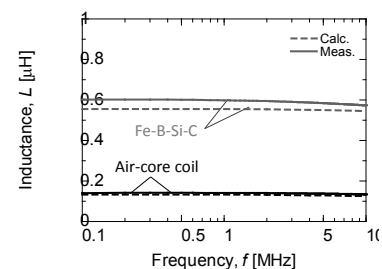
実験結果 空心コイルおよび磁性扁平微粒子を塗布したインダクタにおける電気特性の測定結果を Fig. 1 に示す。空心コイルの場合, 図中の実線に示すように, インダクタンスは周波数に依存せずほぼ一定となり, 抵抗は周波数の増加とともに増大した。これらの結果は, いずれも解析結果と概ね一致した。

Fe-B-Si-C 扁平微粒子を用いたインダクタの場合, インダクタンスは周波数に依存せず一定となった。その値は, 空心コイルと比べて 3.5~4 倍程度高く, 0.6 μH となった。また, 直流抵抗は約 93 m Ω となり, 抵抗は周波数の増加とともに増大した。これらの結果は, Fe-B-Si-C 扁平微粒子内の磁気損失および巻線内の渦電流によると考えられる。さらに, 周波数 1 MHz における直流重畳特性測定からインダクタンスの変化率を検討した。変化率はおよそ 15~19 % であり, 以前に検討した Co-Fe-B-Si の場合²⁾ に比べて半分程度減少した。この結果から, 直流重畳時に Fe-B-Si-C 扁平微粒子を用いたマイクロインダクタでは高インダクタンスを得られたことがわかった。以上より, Fe-B-Si-C 扁平微粒子コンポジットを用いたインダクタが定格電流 1 A の設計指針を満足していることを表している。

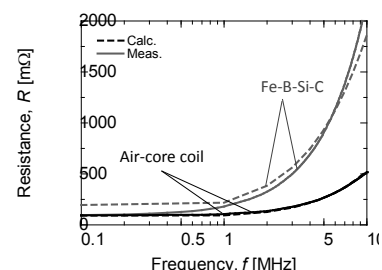
謝辞 ご助言いただきました同大学島田寛名誉教授, 株式会社リコー中央研究所安井隆氏に感謝する。本研究の一部は, JST 復興促進プログラム(マッチング促進)「次世代個人情報端末に有用な超小型電源の開発」による支援を受けて行われた。

参考文献 1) Mathuna et al., *IEEE Trans. Power Electron.*, **38**, 585 (2005)

2) 佐藤寛之他: , 第 38 回日本磁気学会学術講演概要集 (2014) 掲載



(a) Frequency dependence of inductance.



(b) Frequency dependence of resistance.

Fig. 1 Frequency dependence of inductance and resistance in the air coil and the coil coated with magnetically soft flakes.

偏極パルス中性子を用いた交流磁場イメージング手法の開発

廣井孝介、篠原武尚、林田洋寿*、及川健一、原田正英、甲斐哲也、新井正敏
(原子力機構 J-PARC センター、*総合科学研究機構)

Development of AC magnetic field imaging technique using polarized pulsed neutrons

K. Hiroi, T. Shinohara, H. Hayashida, K. Oikawa, M. Harada, T. Kai and M. Arai
(J-PARC center, JAEA, *CROSS Tokai)

はじめに

現在我々は偏極パルス中性子を用いた定量的な磁場の可視化手法の開発を行っている。この手法では、中性子の高い物質透過性を生かし、物質内部の磁場強度・方向の空間分布を取得可能である。そのため、従来の磁気イメージング手法において困難であった稼働中の工業製品（モーターやトランス等）内部の磁場の定量評価を可能とする技術として期待されている。このような磁場を観測するためには時間的に変化する動的磁場を検出できる必要がある。本発表では現在開発中である偏極パルス中性子を用いた磁気イメージング法を交流磁場の解析に拡張する手法とその検証実験の結果を報告する。

実験方法

偏極パルス中性子を用いたイメージング実験は、J-PARC 物質・生命科学実験施設(MLF)内の BL10 において行った[1]。本手法では中性子スピンの磁場中でのラーモア歳差回転角を偏極度の変化として観測し、偏極度の中性子波長依存性からビーム経路中の磁場の強度を求める。パルス中性子の波長は飛行時間法により決定されるが、J-PARC の繰返し周期 (25Hz) の整数倍の周波数の交流磁場の場合には中性子波長 (飛行時間) と交流磁場の位相の関係が一意に決まってしまうため、偏極度の波長依存性を正確に把握することができない。そこで、磁場の周期を 25Hz の整数倍から一定の割合でずらして測定する手法を考案した。測定試料としては小型のソレノイドコイルを用意し、そのコイルに対して信号発生器と電流増幅器を用いて正弦波電流を印加し、コイル内に生じる交流磁場の測定を試みた。

実験結果

検証実験として、50.5Hz の正弦波電流を位相を変えながらコイルに印加し、交流磁場強度の評価を行った。このとき、磁場の位相と中性子の飛行時間の関係をあらかじめ把握するために、印加電流をパルス中性子の発生時刻に同期させた。図 1 (a) に実験により得られた偏極度分布像を示す。コイル部分に交流磁場により誘起された偏極度の変化が明確に観測された。中性子が検出された飛行時間から、その中性子が試料を通過した際の交流磁場の位相を求め、各位相に関して中性子偏極度の波長依存性を調べた。交流磁場の各位相に関して磁場強度を見積もった結果を図 1 (b) に示す。位相 0 から 2π で一周分分の正弦波波形が再現されていることが確認できた。また、得られた磁場強度の値も印加した電流から予想される値とほぼ一致しており、交流磁場強度の定量評価が可能であることを確認した。

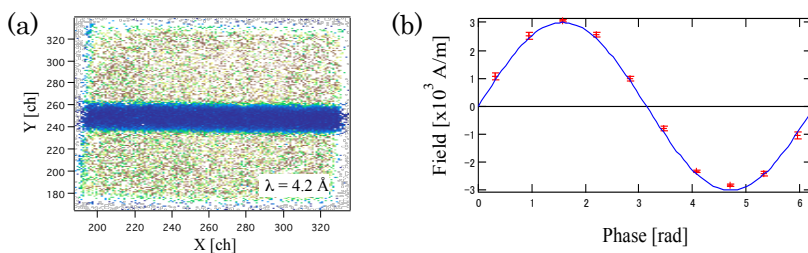


図 1 (a) 得られた偏極度分布像
(b) 偏極度解析により見積もられた交流磁場強度。実線は印加した電流からの予想値

参考文献

- [1] T. Shinohara, et al., Nucl. Instr. and Meth. A **651**, 121 (2011).

J-PARC 大強度中性子小角・広角散乱装置「大観」

大石一城, 鈴木淳市, 高田慎一*, 岩瀬裕希, 篠原武尚*, 奥隆之*, 中谷健*, 稲村泰弘*,
伊藤崇芳, 吉良弘, 森川利明, 佐原雅恵, 細谷倫紀*, 鈴谷賢太郎*, 相澤一也*,
新井正敏*, 大友季哉*, 杉山正明**
(CROSS 東海, *J-PARC センター, **京大炉)

Current Status of Small and Wide Angle Neutron Scattering Instrument “TAIKAN” in J-PARC

K. Ohishi, J. Suzuki, S. Takata*, H. Iwase, T. Shinohara*, T. Oku*, K. Nakatani*, Y. Inamura*,
T. Ito, H. Kira, T. Morikawa, M. Sahara, T. Hosoya*, K. Suzuya*, K. Aizawa*,
M. Arai*, T. Otomo*, and M. Sugiyama**
(CROSS-Tokai, *J-PARC Center, **KUR)

はじめに

大強度陽子加速器施設 J-PARC は、線形加速器、3 GeV シンクロトロン及び 50 GeV シンクロトロンからの加速器から構成されている。ハドロン実験施設及びニュートリノ実験施設では、50 GeV シンクロトロンから生成される K 中間子及びニュートリノビームを用いた原子核・素粒子実験が行われている。また、物質・生命科学実験施設(MLF)では、3 GeV シンクロトロンから生成される中性子ビームとミュオンビームを用いた物質・生命科学研究が行われている。今回の発表では、MLF に設置されている大強度中性子小角・広角散乱装置「大観」について紹介する。

中性子小角・広角散乱実験装置「大観」

中性子小角・広角散乱実験装置「大観」は、パルス中性子(入射中性子の波長: 0.05~0.8 nm)の飛行時間分析法を活用した幅広い q 領域(約 $5 \times 10^{-2} \text{ nm}^{-1} \leq q \leq 100 \text{ nm}^{-1}$)を一度の測定で観測することができる実験装置である。2011B 期より共用利用が始まり、すでに金属、磁性体、超伝導体、ソフトマター、生体高分子などの様々な対象のサブナノからミクロンスケールの平均構造や構造揺らぎを高効率・高精度に観測している。現在のところ、非偏極中性子の利用が大多数を占めるが、「大観」では 3 種類の特徴的な中性子ビーム(非偏極ビーム、偏極ビーム、偏極・集光ビーム)を利用するため、様々な上流光学機器が設置されている。現在、非偏極ビーム及び偏極ビームを用いた実験が可能であり、例えば、磁性体の実験では、10 T 超伝導磁石と 1,100 °C の高温炉を組み合わせた偏極実験及び 1 T 電磁石と冷凍機を組み合わせた偏極実験などが行われている。今年の夏期シャットダウン中、四極磁石及び六極磁石を上流光学機器内にインストールする計画で、2014B 期より偏極・集光ビームの利用が始まり、3 種類のすべてのビームを用いた実験が可能となる。

講演では、「大観」の特徴及び試料環境機器の紹介に加えて、これまでに行われた実験の一例を紹介する。

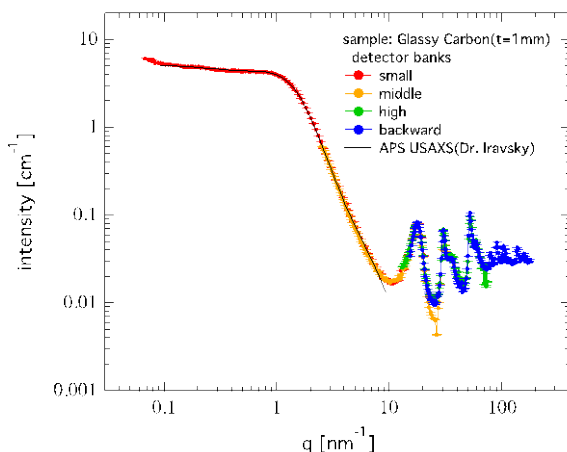


図 1: 標準試料 Glassy Carbon の測定結果。複数の検出器バンクを用いることで一度の測定で幅広い q 領域の観測が可能。

FPGA による高感度集積型磁気インピーダンスセンサの動作検証

奥田有記浩、呉鵬、田島真吾、渡辺高元*、内山剛
(名大、* (株) デンソー)

Operation inspection of the high sensitive Magneto-impedance sensor by FPGA

Y. Okuda, P. Wu, S. Tajima, T. Watanabe*, and T. Uchiyama,
(Nagoya Univ., *DENSO CORP.)

はじめに

近年、スマートフォンやウェアラブル機器によりセンシング技術はより重要になり、センシングシステムの集積化が求められている。磁気インピーダンスセンサ (MI センサ) はアモルファスワイヤによる磁気インピーダンス効果 (MI 効果) を利用した磁気センサであり、現在 CMOS で集積化された MI センサ (MIIC) が実現されている。我々のグループではピコテスラ (10^{-12}T) オーダーまで測定可能な MI センサを開発し、さらに TAD (Time A/D converter) と組み合わせることにより高分解能、低ノイズ化させることを検討している¹⁾。現在研究室で試作している高感度 MI センサの駆動回路は CMOS IC、抵抗およびキャパシタのディスクリート素子により構成されている。抵抗およびキャパシタを含めた回路は集積化した場合の動作の検証が難しくなってしまうため、本研究では、高感度な MI センサの ASIC 化に向けて FPGA (Field Programmable Gate Array) により回路を構成し動作確認を行った。

実験方法

従来パルスを生成するため基板上に配置されていた CMOS IC、抵抗、キャパシタを省き、FPGA によるパルスで動作する MI センサ回路の構築を行い、動作の確認、感度の測定を行った。生成したパルスはアモルファスワイヤへ通電するためのパルス、ワイヤに巻かれたコイルの誘起電圧検出用スイッチの制御信号である。

実験結果

Fig.1 にディスクリート素子と FPGA それぞれにより生成された波形を示す。それぞれのパルス波形にほぼ差異は見られない。Fig.2 にディスクリート素子による駆動と FPGA 駆動の MI センサそれぞれに外部磁界を印加したときの電圧出力特性を示す。FPGA 駆動の場合についても、従来と同レベルの感度を得ることができている。また、ディスクリート素子による駆動時は上に凸であるのに対し、FPGA 駆動時は線形性を得ることができた。

まとめ

FPGA により駆動回路を構成することにより高感度 MI センサの集積化した場合の動作検証を行った。その結果、従来と比べ更に高い線形性を得られた。

今後、TAD を用いてセンサ駆動回路のスイッチ不要の検波回路の検討を行っていく予定である。

参考文献

- 1) Shingo Tajima, et al., "High Resolution Magneto-impedance Sensor with TAD for Low Noise Signal Processing," *Proc. IEEE INTERMAG*, 2014.

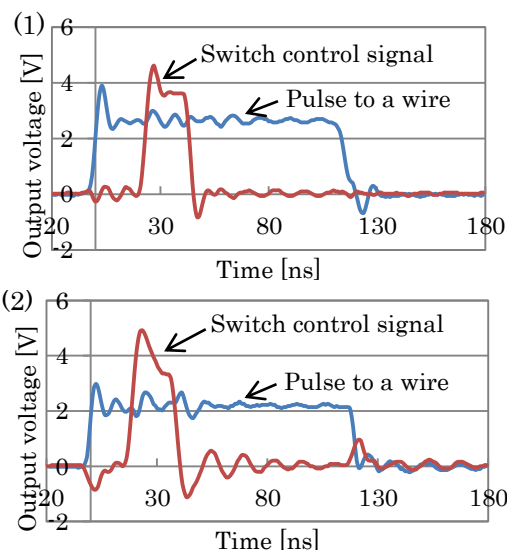


Fig.1 (1) Waveform by CMOS (74AC04, LMC555).
(2) Waveform by FPGA.

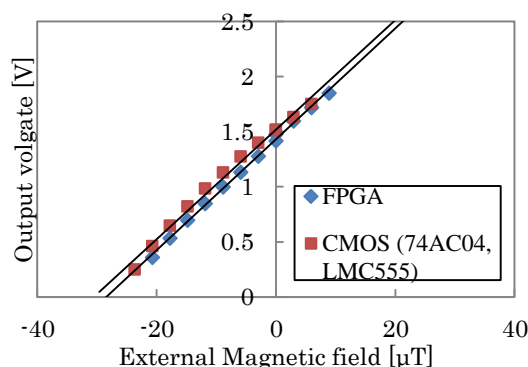


Fig.2 Relations of the sensitivity of CMOS (74AC04, LMC555) drive circuit and the FPGA drive circuit.

FPGA を用いた磁気マーカ高速位置検出システムの試作

高橋和輝, 藪上 信, 小澤哲也, 藤岡 修* 栢修一郎**, 金高弘恭***

(東北学院大学, *日本ナショナルインスツルメンツ, **東北大学電気信研究所, ***東北大学大学院歯学研究科)

Position Sensing System of Wireless Magnetic Marker using FPGA board

K. Takahashi, S. Yabukami, T. Ozawa, O. Fujioka*, S. Hashi**, H. Kanetaka***

(Tohoku Gakuin Univ., *Japan National Instruments, **RIEC Tohoku Univ., ***Grad. Sch. Dentistry Tohoku Univ.)

1. はじめに 高速 AD コンバータのデータを FPGA によりインライン処理することで磁気マーカの高速位置検出システムを試作した。

2. 実験方法 Fig. 1 は本システムの構成図である。本システムは励磁コイル(線径 1.0 mm, 200 mm×200 mm, 50 ターン)、検出コイルアレイ(線径 0.2 mm 直径 23 mm, 125 ターン, 40 チャンネル)、磁性リボンマーカ、FPGA を搭載した AD コンバータ(NI 5734 120 MS/s, 4 チャンネル×10 台)、DA コンバータ(NI 5402)およびアンプ(AD8021)から構成される。既報¹⁾に対して本システムは AD コンバータのサンプリング周波数を約 100 倍高速化するとともに、FPGA により 40 チャンネル分の正弦波から振幅および位相を FPGA 上で高速演算処理することで、システム全体の処理速度を高速化した。また、FPGA で一部演算を行うことで CPU の負荷も低減された。DA コンバータから励磁コイルへ約 60 kHz の交流磁界を発生させ、磁性リボンの機械的振動による誘導磁界を検出コイルアレイで計測した。マーカの中心位置および方向はマーカから発生する誘導磁界がダイポール磁界に近似できることを仮定して Gauss-Newton 法により最適化処理したり。マーカには防犯 IC タグ(高千穂交易社製 DR ラベル)を加工して使用した。

3. 実験結果 Fig. 2 はマーカを Z 方向(検出コイルアレイ面に垂直方向)および X 方向(検出コイルアレイ面に平行方向)へそれぞれ 100 mm マイクロメータにより移動させたときの、マーカ軌跡を示したものである。測定速度は最適化処理を含めて 10 Hz とした。100 mm の移動に対して、Z 方向および X 方向ともにマーカ位置はほぼ正確に計測されていることが分かり、FPGA を用いた高速制御が所望の通り正しく行われていることが示された。

謝辞 DR ラベルをご提供いただきました高千穂交易瀬澤外茂幸様に感謝いたします。本研究の一部は文科省平成 24 年度私立学校施設整備費補助金による成果である。

参考文献 1) S. Yabukami, T. Chiba, K. Takahashi, H. Kanetaka, S. Nogami, S. Hashi, K. Yamauchi, and T. Ozawa, *J. Magn. Soc. Jpn.*, vol. 38, No. 2-1, pp. 29-32 (2014).

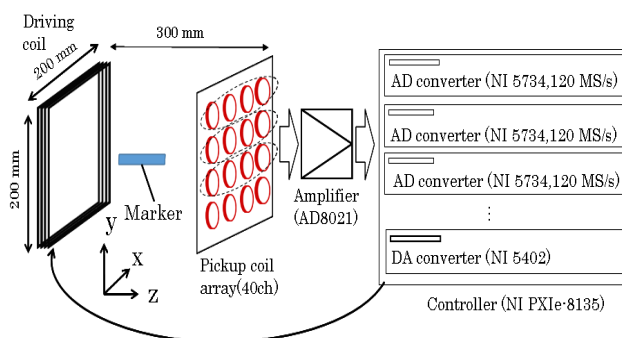


Fig. 1 Schematic diagram of a position sensing system.

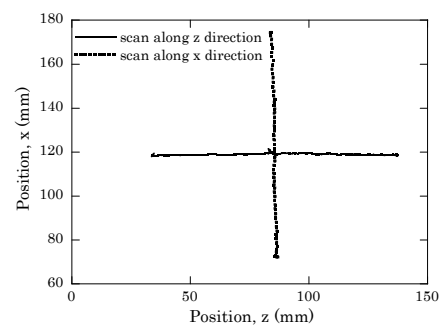


Fig. 2 Marker position during 100 mm scanning.

引張応力下における ΔE 効果

滝谷貴史、沓澤伸明、石井修
(山形大学)

The ΔE effect under Tensile Stress
T. Takiya, N. Kutsuzawa and O. Ishii
(Yamagata Univ.)

はじめに

幅方向に異方性を付与した高磁歪磁性リボンの機械共振周波数, f , は、磁性リボンの湾曲(応力印加)によって変化することが報告されている¹⁾。 f は磁性リボンのヤング率, E , の平方根に比例するため、 ΔE 効果が f の変化を引き起こすと考えられるが¹⁾、応力と f の関係は不明である。また、磁性リボンに引張応力, σ_x , を印加した場合、磁性リボンの異方性磁界, H_a , が減少し、 ΔE 効果が増すと推察される¹⁾。本稿では、磁性リボンに σ_x を印加した場合の f を測定し、応力下の磁性リボンの ΔE 効果を検討した。

実験方法

Fig.1 に共振周波数測定系を示す。ピックアップコイル内に $5 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 24 \mu\text{m}$ の形状の磁性リボンを配置した。磁性リボンは、幅方向に異方性を付与するため 100 Oe の磁界を印加しつつ窒素気流中 $410 \text{ }^\circ\text{C}$ で 10 分間熱処理を施した。ヘルムホルツコイルを用いて直流バイアス磁界, H_{dc} , を磁性リボン長手方向に印加した。磁性リボンに 0.156 g ($\sigma_x = 12.2 \text{ kPa}$) 及び 8.33 g ($\sigma_x = 681 \text{ kPa}$) の重りを吊り下げ、 $f - H_{dc}$ 特性を測定した。

実験結果

Fig.2 に磁性リボンの $f - H_{dc}$ 特性を示す。 H_a は、 f が最小となる H_{dc} である¹⁾。 $\sigma_x = 12.2 \text{ kPa}$ の場合 $H_a = 7.2 \text{ Oe}$ であり、 $\sigma_x = 681 \text{ kPa}$ の場合 $H_a = 6.2 \text{ Oe}$ であった。したがって、 σ_x を 669 kPa 増加させた場合の異方性磁界の変化量, ΔH_a , は 1.0 Oe である。次に、(1)式¹⁾を用いて ΔH_a の理論値を求める。

$$\Delta H_a = \frac{3\lambda_s \sigma_x}{M_s} \dots (1)$$

ここで、 M_s は磁性リボンの磁化 (1.34 T)、 λ_s は磁性リボンの飽和磁歪定数 (30×10^{-6}) である²⁾。 (1)式より $\Delta H_a = 1.0 \text{ Oe}$ となるために必要な σ_x は 1.18 MPa となり、重りの質量, m , に換算すると約 14.5 g となる。 Fig.2 で、 $\Delta H_a = 1.0 \text{ Oe}$ とするために必要な m は 8.17 g であるため、理論値と実験値では 6.33 g の差が生じる。これは、磁界中熱処理に伴う H_a の変動が主因と推察する。

以上の結果より、磁性リボンに σ_x を印加した場合 H_a は減少し、 ΔE 効果による f の変動量が増大することを明らかにした。この現象は、高感度応力センサ等への応用が期待される。

参考文献

- 1) O. Ishii *et al.*: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 250-254 (2013)
- 2) "Technically Superior Data" from Allied Signal Co., Ltd.

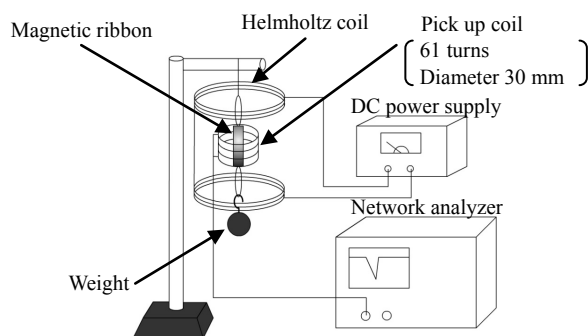


Fig.1 Resonant frequency measurement setup

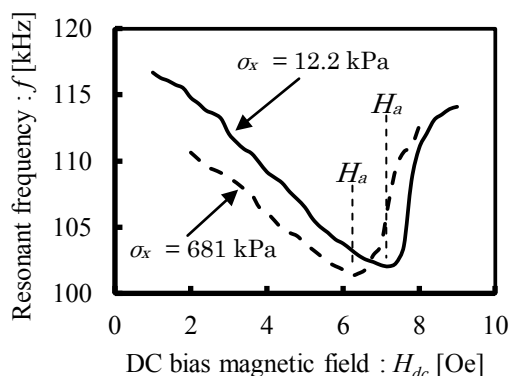


Fig.2 DC bias magnetic, H_{dc} , vs resonant frequency, f ,

磁壁によるスピン波の位相制御とロジックインメモリへの応用

今村謙汰, 浦塚泰夫, 田中輝光, 松山公秀
(九州大学大学院 システム情報科学府)

Successive logic-in-memory operation in spin wave based devices with domain wall data coding scheme

K. Imamura, Y. Urazuka, T. Tanaka, K. Matsuyama

(Graduate School of Information Science and Electrical Engineering, Kyushu University)

はじめに

スピン波の位相情報を利用した電荷レス情報伝送によるスピン波干渉型論理演算デバイスが提案されている 1). 近年, 磁壁通過によりスピン波の位相シフトが生じることが発見されており 2), 磁壁の有無を論理動作における入力値に対応させたスピン波干渉による論理演算の可能性が示されている 3). 本研究では, スピン波導波路を流れるスピン偏極電流の STT 効果および外部局所磁界の制御により, このデバイス中における磁壁の選択的転送を利用した論理入力値の書き換えをマイクロマグネティックシミュレーションで解析した. さらに, 論理入力の書き換え動作から論理演算動作に至る連続機能動作をシミュレーションにより検証した.

計算方法

垂直磁化細線を想定した論理演算デバイスの計算モデルを Fig. 1 (a) に, デバイス左部の詳細図を Fig. 1 (b) に示す. 磁性細線中の磁壁位置制御およびスピン波による論理演算動作を LLG 方程式の数値計算により解析した. Fig. 1 (a) に示すように, 2本の導体線 (GE1, GE2) によりスピン波の励起を行い, 中央に配置した誘導検出器により干渉波を検出し論理動作を行った. スピン波の π rad 位相シフトを引き起こすネール磁壁対の有 (“1”) 無 (“0”) により, 論理入力の符号化を行った. 磁性細線中の磁壁位置規定は, 幅 230 nm の磁気異方性局所変調(ピンングサイト(PS))により行っている. スピン偏極電流による STT 効果と Fig. 2 (b) に示すヘアピン状導体線が作る電流磁界を用いて PS1 中のネール磁壁対を PS0 へ転送し論理入力値 “11” から “01” への書き換えを行った.

計算結果

Fig. 2 (a) にスピン波励起時の出力電圧波形を示す. 初期入力値 “11” で磁壁が安定している場合の小さな出力電圧は論理出力値 “0” に対応している. この後, スピン波導波路を流れるスピン偏極電流による STT 効果, およびピンングサイト上に配置されたヘアピン状導体線が生じる電流磁界を用いて磁壁のディピンングとピンングを行った. Fig. 2 (b) に磁壁位置の時間遷移を示す. 1 対のネール磁壁対が PS1 から PS0 へ制御性よく転送されていることが確認された. データ書き換え後の論理入力値 “01” 時の出力電圧は, 初期論理入力 “11” の出力電圧値に比べ 18 倍程度大きな値となっている. この論理入力値 “01” 時の出力は論理出力値 “1” に対応する. 以上の結果より, 磁壁転送による論理入力の書き換えと, スピン波干渉による排他的論理和動作との連続動作の可能性が示された.

参考文献

- 1) A. Khitun, *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **111**, 054307 (2012)
- 2) R. Hertel, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 257202 (2004)
- 3) Y. Urazuka, *et al.*, *J. Appl. Phys.* **115**, 17D505 (2014)

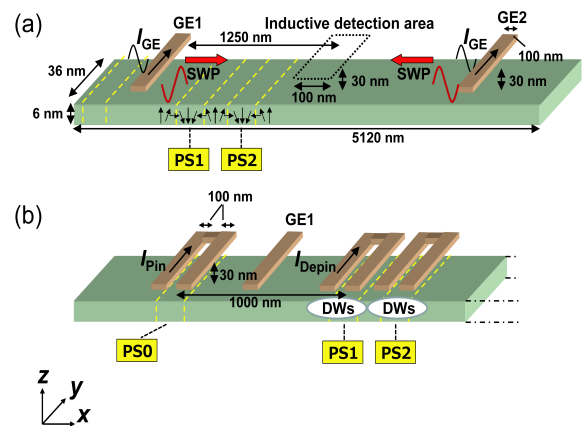


Fig. 1. (a) Schematic figure of perpendicularly magnetized nanowire with spin wave generator and detector. (b) Schematic figure of domain wall pinning sites (PS0, PS1, PS2) located at the left side of the perpendicularly magnetized nanowire

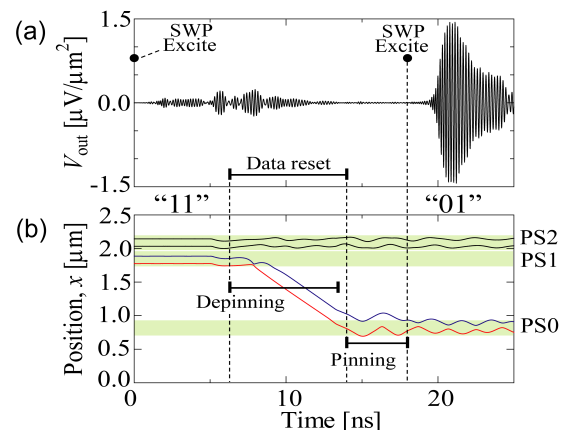


Fig. 2. (a) Inductively detected output voltage of interferometric spin wave packets. (b) Time transient of the two DW pairs driven by spin polarized currents.

[Co/Pd]磁性細線における電流駆動磁区の磁気抵抗変化による検出

奥田光伸^{1,3}、宮本泰敬^{1,2}、宮下英一¹、斎藤信雄¹、林直人¹、中川茂樹³
 (¹NHK、²(一財)NHK エンジニアリングシステム、³東京工業大学)

Detection of Current Driven Magnetic Domains in [Co/Pd] Nanowire by Magneto-Resistive Change

M. Okuda^{1,3}, Y. Miyamoto^{1,2}, E. Miyashita¹, N. Saito¹, N. Hayashi¹ and S. Nakagawa³

(¹NHK, ²NHK Engineering System, inc., ³Tokyo Institute of Technology)

はじめに

近年、磁性細線における磁壁の電流駆動に関する研究¹⁾に注目が集まり、レーストラックメモリ²⁾に代表されるような新しい原理のメモリなどが提案されている。この磁性細線を並列に複数配置し、それぞれの磁性細線を HDD のデータトラックのように扱うことができれば、並列アクセスによる超高速磁気記録デバイスを実現することが期待される³⁾。そこで我々は[Co/Pd]垂直磁化磁性細線中の磁区をパルス電流により駆動させることによって記録・再生を実現する研究を進めている。今回、TMR センサを用いた表面磁区観察装置である nano-MDS (Magnetic Domain Scope for wide area with nano order resolution)⁴⁾を用いて、TMR センサ直下を移動する磁区の磁化方向をリアルタイムに検出することができたので報告する。

実験方法

イオンビームスパッタ法および電子線リソグラフィにより、表面熱酸化 Si 基板上に[Co/Pd]垂直磁化多層膜を堆積し、磁性細線の上部が基板より 40 nm 程度露出した構造の試料を作製した。細線幅は 150 nm、細線長は 20 μm とした。作製した磁性細線の保磁力はおよそ 630 Oe であった。細線の両端には Cu 電極を形成し、電流を印加できるようにした。その後、作製した細線について nano-MDS により表面の磁区状態の観察を行うとともに、パルス電流を印加することにより磁区を駆動させ、細線上 30 nm にオントラックさせた TMR センサにより細線の磁化方向の変化を観察した。

実験結果

Fig.1 は作製した磁性細線の(a)残留磁化状態での nano-MDS 像と(b)パルス電流印加後の nano-MDS 像である。試作した磁性細線に平行して、測定位置原点マーカ (長さ 1 μm) が図示してある。明領域 (赤) が上向きの磁化方向の磁区、暗領域 (青) が下向きの磁化方向の磁区を表しており、+15 mT ~ -9 mT の磁束密度を持つ磁区が形成されていた。この細線にパルス幅 50 ns、電流密度 $6.3 \times 10^7 \text{ A/cm}^2$ のパルス電流を右側から左側に向かって複数回印加することにより、(b)に示すように細線中の複数の磁区をまとめて移動させることができた。磁区は電流の向きとは反対方向に約 200 nm 移動した。左側から右側に向かって電流を印加したときには磁区はそれぞれ左に向かって動いた。

さらにこの磁性細線上に nano-MDS の TMR センサをオントラックさせパルス電流を印加したところ、センサ直下を横切る磁区の磁化方向の変化に伴って磁気抵抗値が変化し、その磁化状態を推定できることがわかった。講演では磁化方向のリアルタイム検出についても報告する。

参考文献

- 1) H. Tanigawa *et al.* : *Appl. Phys. Express*, **2**, 053002 (2009).
- 2) S. S. P. Parkin, M. Hayashi and L. Thomas : *Science*, **320**, 190 (2008).
- 3) Y. Miyamoto, M. Okuda and E. Miyashita : *J. Inst. Image Inform. TV. Engnr.*, **68**, 1, J34 (2014).
- 4) T. Chikamatsu, A. Ogawa and T. Mizuno : *Magnetics Japan*, **6**, 6, 357 (2011).

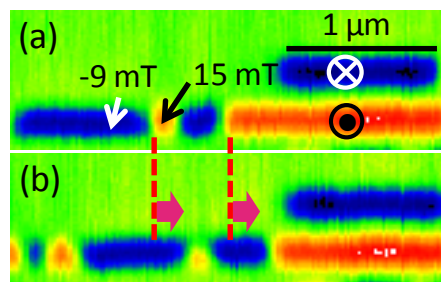


Fig.1 (a) Remanent nano-MDS image and (b) nano-MDS image after application of pulse current, for [Co/Pd] nanowire.

傾斜電界印加による磁壁駆動シミュレーション

村山 創、山田 啓介、仲谷 栄伸
電気通信大学、情報理工学研究科

Computer simulation of a Domain Wall Motion by a Slope Electric Field

Soh Murayama, Keisuke Yamada, and Yoshinobu Nakatani

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

はじめに

現在、磁壁駆動型デバイスは、省電力化を担う磁気記録装置として注目されている[1]。磁壁駆動型デバイスでは、磁壁駆動の制御に外部磁界を印加する手法や、スピン偏極した電流を注入する手法が用いられている。これらの手法は、磁壁駆動のための閾電力が多く、その低減が課題となっている。近年、閾電力を低減する新たな手法として、電界印加による磁壁駆動方式が提唱されている[2, 3]。本研究では、磁性細線に傾斜電界を加えた時の磁壁駆動について、マイクロマグネティックシミュレーションより調査した。

実験結果

磁性細線のサイズは、 $200 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 3.9 \text{ nm}$ とした。材料定数はCo/Ni多層膜の値を用い、飽和磁化 660 emu/cm^3 、異方性定数 4.1 M erg/cm^3 、交換スティフネス定数 1.0×10^6 、損失定数 0.02 とした[4]。電界効果は、異方性定数が変調する効果とした[5]。傾斜電界効果は、図1のように、磁性細線に対し異方性定数を線形に減少させることで実現し、線形減少量を ΔK_u ($\text{erg/cm}^3/\text{nm}$)と定義した。図1は、 $\Delta K_u = 1000 \text{ erg/cm}^3/\text{nm}$ の場合で、左端($x = 0 \text{ nm}$)で磁気異方性の減少率を 0% とし、右端($x = 200 \text{ nm}$)で減少率 5% を表している。磁壁の初期位置は、細線中心 ($x = 100 \text{ nm}$)とした。

シミュレーションの結果、傾斜電界印加 ($\Delta K_u = 500 \text{ erg/cm}^3/\text{nm}$)によって、磁壁が異方性減少方向 ($x > 100 \text{ nm}$)へ移動することを確認した。この時、磁壁移動速度は 1100 cm/s であった。図2は、各 ΔK_u における磁壁移動速度を示す。 ΔK_u が $500 \text{ erg/cm}^3/\text{nm}$ までは磁壁の移動速度が単調に増大した。それ以後は、磁壁の移動速度が急激に減少する Walker breakdown と同様の現象が見られた。図2に、各外部磁界印加 (H_{ext})による磁壁移動速度を示す。それぞれの磁壁移動速度を比較すると、 $\Delta K_u = 500 \text{ erg/cm}^3/\text{nm}$ の傾斜電界は、 $H_{\text{ext}} = 2 \text{ Oe}$ の磁界に相当することが分かった。

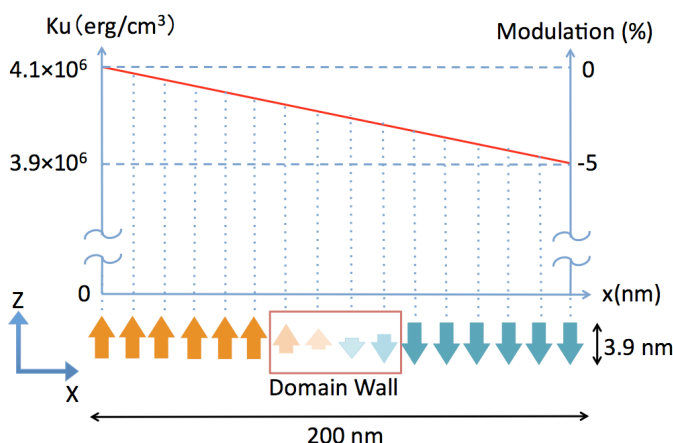


Fig. 1 Schematic of the slope electric field at $\Delta K_u = 1000 \text{ erg/cm}^3/\text{nm}$

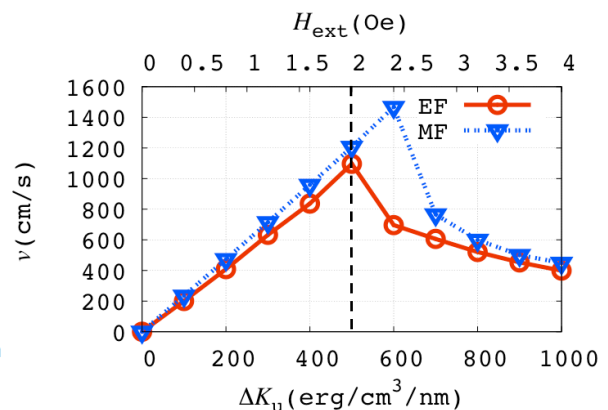


Fig. 2 Domain-wall velocity as a function of the magnetic field and the slope electric field

参考文献

- [1] S. S. P. Parkin, *et. al.*, Science **320**, 190 (2008). [2] A. J. schellekens, *et. al.*, Nat. Commun. **3**, 848 (2011).
[3] D. Chiba, *et. al.*, Nat. Commun. **3**, 888 (2012). [4] T. Koyama, *et. al.*, Appl. Phys. Exp. **1**, 101303 (2008).
[5] M. Weisheit, *et. al.*, Science **315**, 349 (2007)

磁性多層膜を有する微小ドットの磁気力顕微鏡による磁化状態操作

岩城圭亮、野村光、中谷亮一

(大阪大学大学院工学研究科マテリアル生産科学専攻)

Magnetization manipulation method for nanodots with magnetic multilayer by magnetic force microscopy

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

(Department of Materials Science and Engineering, Graduate School of Engineering, Osaka University)

近年、磁性量子セルラーオートマタ(MQCA: magnetic quantum cellular automaton)をはじめとする微小磁性体を用いたデバイスは、次世代を担う情報処理デバイスの有力な候補として注目を集めている。MQCA等の基礎的研究では、各磁性体の磁化情報を任意に制御することが不可欠となる。我々はこれまでに、磁気力顕微鏡(MFM: magnetic force microscope)を利用し、磁性体の磁化状態を制御する手法を提案してきた[1]。しかしながら、これまでの手法では、基板表面に二次元的に配置された微小磁性体のみを磁化状態の制御対象としており、磁性多層膜を有する微小磁性ドットへの磁化状態制御手法は未だ確立されていない。そこで、本研究では、磁気力顕微鏡を用い、磁性多層膜からなる磁性ドットの各磁性層の磁化状態を制御する手法を確立することを目的とする。

磁気力顕微鏡には、日立ハイテクサイエンス社製の

MFM(SPA-300HV)へLabVIEW FPGA/Real Time OSを用いて開発した独自の制御装置を追加したものを用いた。また、磁気力探針には、市販のSI-MF40を用いた。磁化状態制御の対象として、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、Si基板上にNi-20at.%Fe(20 nm)/SiO₂(40 nm)/Ni-20at.%Fe(20 nm)/Au(3 nm)からなる磁性ドットを作製した(Fig. 1)。この試料に対し、任意のx-y座標において、探針・基板表面間距離 d_z を制御することで磁化状態制御を実施した。磁性ドットの磁化状態の初期化ならびに、磁化状態制御のための補助磁場として、外部磁場をy軸に沿って印加した[Fig. 1(b)]。磁性ドットの磁化状態の画像化には、磁性ドットの磁化への影響を十分に抑えるため、高さ一定モードMFMを用いた。

Figure 2 (a), (b)に、磁性状態制御前後の磁気力顕微鏡像を示す。Fig. 2 (a)で得られていた明瞭なコントラストが、Fig. 2 (b)では消失している。このことから、上部磁性層の磁化の向きと、下部磁性層の磁化の向きが反平行となり、互いに漏洩磁場を打ち消し合っていると考えられる。また、Fig. 2 (c)に磁化状態制御の際に取得された、MFMの位相遅れ信号の探針・基板表面間距離依存性を示す。Fig. 2 (c)から、上部の磁性層が反転した後も、下層の磁性層の磁化の向きは反転していないことがわかる。

以上の結果より、MFMを用いることで、磁性多層膜からなる磁性ドットの各磁性層の磁化を任意に制御できることが明らかとなった。本手法は、近い将来実現が期待されている、磁性多層膜からなる三次元MQCAに関する研究において欠かすことのできないツールとなる。

1) H. Nomura and R. Nakatani, *Appl. Phys. Express*, **4**, 013004 (2011).

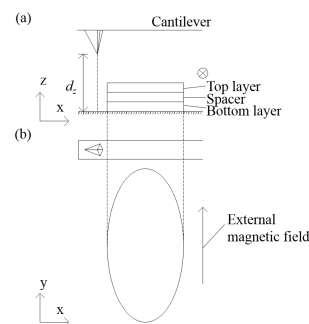


Fig.1 Schematic (a) front view and (b) top view of cantilever and nano dot.

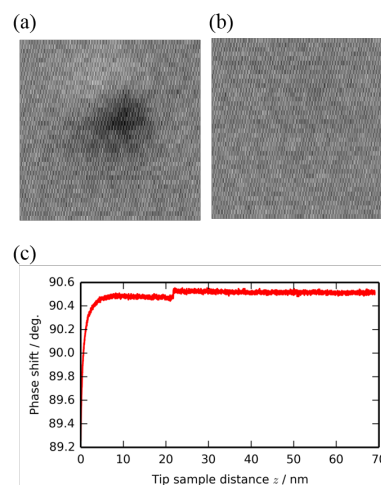


Fig. 2 MFM images of (a) initial state and (b) magnetization manipulation result of nano dot. (c) Force curve measurement result during the magnetization manipulation.

グラフェンナノリボンの炭素空孔によるヤーンテラー変形と磁性

太田 憲雄
(筑波大数理物質)

Jahn-Teller distortion and magnetism of carbon void defect on graphene-nano-ribbon

Norio Ota

Pure and applied sciences, University of Tsukuba

はじめに

グラフェンやグラファイトで報告されている室温強磁性¹⁾ やリチウムイオン電池における触媒反応の起因は炭素の抜けた空孔が一因ではないかと考えられている。最近STMを用いた炭素配置の観察がなされるようになってきた²⁻³⁾。しかし、安定炭素配置やそれにとまなう多重スピン配置の計算によりさらに詳細なメカニズム解明が必要である。ここでは第一原理計算による予測をおこないSTM実験との照合を行った。無限長のABスタック2層グラフェンリボンを対象に、ガウシアンパッケージでの密度汎関数法計算をおこなった。GGA近似で6-31Gd基底関数系を用いた。

Yahn-Teller 変形と安定スピン配置

図1の初期の空孔配置は、まわりの3個の炭素が正三角形(一辺2.48Å)である。6個の不安定電子をもつが交換相互作用によるエネルギー上昇を避けるため、Yahn-Teller変形を引き起こす。図2が計算結果で、空孔のまわりの炭素は2等辺三角形(長辺2.59Å, 短辺2.14Å)となって安定する。多重スピン状態として S_z が6/2から0/2にいたる4個が可能であるが、安定なスピン状態は $S_z = 2/2$ であった。スピン密度を見ると、長辺端の炭素にUp-Spinが最も密に集中する。シグマ電子とパイ電子が混合した形状である。

サイトと安定スピン配置

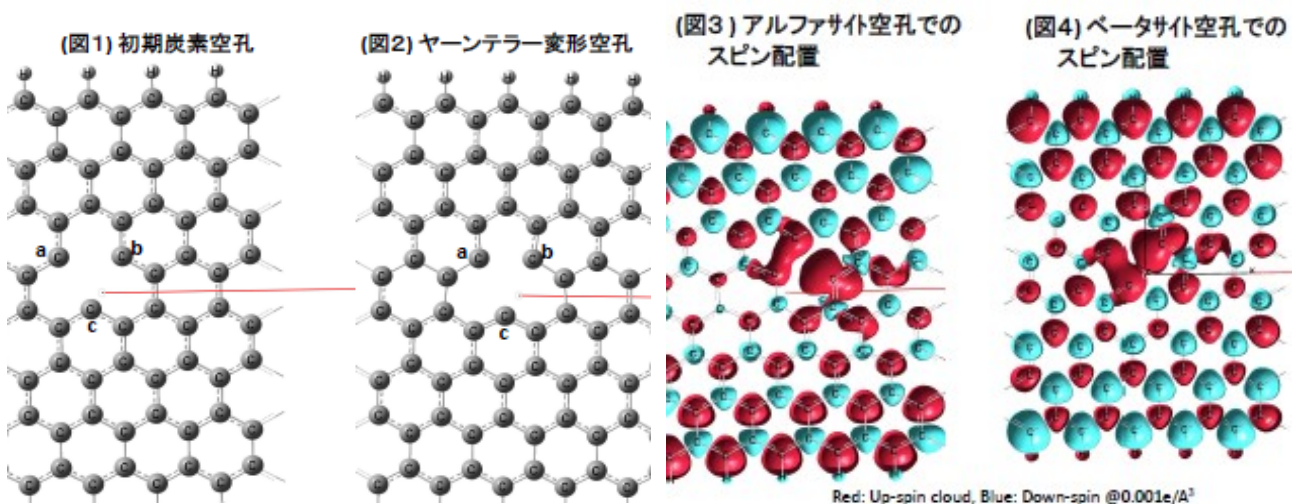
ABスタック2層グラフェンでは、格子ベクトルに対応し2種(アルファ、ベータ)の位置の炭素がある。アルファ位置空孔での安定スピン配置は図3となった。またベータ位置の場合は図4である。この二つの空孔付近の電荷およびスピン密度配置をくらべると互いに60度異なる回転対称となった。

実験との比較

M. Ziatdinovらによる最近のSTM観察³⁾では、ABスタックグラファイトの最表面をアルゴンでたたいた空孔で互いに60度配置が異なる2種の欠陥が見出されている。今回の計算でのふたつの安定スピン配置に対応すると推測される。ただし、欠陥中心の詳細(Yahn-teller変形)やスピン密度分布はまだ観察されていない。今後の実験に期待したい。

参考文献

- 1) J. Cervenka et al, Nature Physics, **5**, 840 (2009)
- 2) T. Kondo et al, Phys. Rev. B, **86**, 035436(2012)
- 3) M. Ziatdinov et al, Phys. Rev. B, **89**, 155045(2014)



表面ナノ金属構造を有する基板の作製と 高密度 FePt 孤立微粒子形成

今里真之¹, 塚本新²

(¹日本大学大学院理工学研究科, ²日本大学理工学部)

Fabrication of surface nano metallic structure and high density isolated FePt particles

M. Imazato¹, A. Tsukamoto²

(¹Graduate School of Nihon University, ²College of Science and Technology, Nihon University)

はじめに

本研究は BPM (Bit Patterned media) 等において重要となる, 高密度に配列した磁性微粒子形成手法を得ることを目的とする. 我々は高分子ポリマーの自己組織化/集積化現象を利用した周期的表面ナノ凹部を有する基板 (Nano dent Array :NDA) の作製¹⁾, 配列したナノシリカ粒子間に Au を充填した構造を作製することで, Au と SiO₂ の表面エネルギー差により Au 上部へと FePt 孤立微粒子形成位置誘導の可能性を報告している²⁾. 本報告では, 双対の関係となる粒径 10 nm 以下の孤立配列した Au 粒子形状の形成を目的とし, 上記 NDA 上に成膜した金属薄膜に傾斜 Ar⁺エッチングを行い形成した基板を用い高密度 FePt 孤立微粒子群を作製した.

実験

最終的な基板での表面構造スケールを決定する NDA 凹部間隔として 12 nm 程度とすることを目標とし, 分子量 8400 g/mol の両媒親性トリブロックコポリマーの自己組織化/集積化現象を用いて作製した. NDA の表面 SEM 像を Fig. 1 に示す. 凹部は稠密構造である六方細密構造状に配列し, 平均凹部径は約 5 nm, 凹部配列の間隔は 11.2~14.0 nm である下地を形成した.

DC magnetron sputter 法にて Au(2.5 nm)/Fe(1.0 nm)/NDA の順に成膜した. SEM 観察により表面に連続した金属膜が形成されたことを確認し, 膜面から 5° の低入射角度にて傾斜 Ar⁺ドライエッチングを行った. Fig. 2 に表面 SEM 像を示す. 平均粒径約 9.5 nm, 下地構造を反映していると考えられる領域の Au 粒子群の配列の間隔は 12.7~15.0 nm である. 膜面全体にわたって均一な Au ナノ粒子群の形成には至らなかったが, 明らかに下地構造とエッチング方向を反映したと思われる粒径 10 nm 以下の粒子群が形成された.

FePt 孤立微粒子の高密度化及び微細化を期待し, (A):表面ナノ金属構造上, (B):熱酸化平坦 Si 基板上にそれぞれ同条件にて FePt 孤立微粒子を形成し比較, 検討を行った. まず(A)の場合につき, 組成比が Fe₅₀Pt₅₀ となるように Pt (1.05 nm)/Fe(0.83 nm)/sub の順に成膜し, 急速昇降温熱処理 (Rapid Thermal Annealing :RTA)¹⁾ により最高到達温度 ($T_M = 406$ °C), 昇温速度 ($T_R = 107$ °C/s) として FePt 孤立微粒子を作製した. Fig. 3(a) に表面 SEM 像を示す. 表面ナノ金属構造上に作製した孤立微粒子群の平均粒径 ($D_a = 7.63$ nm), 粒子数密度が 3.82 T particle/in² となる領域を観察した. 次に比較対象となる(B)について同条件で Pt/Fe/sub の順に成膜し RTA により $T_M = 672$ °C, $T_R = 112$ °C/s として FePt 孤立微粒子を作製した. Fig. 3(b) に表面 SEM 像を示す. 熱酸化平坦 Si 基板上に作製した微粒子群の $D_a = 14.1$ nm, 粒子数密度は 0.76 T particle/in² である. 以上より表面ナノ金属構造上において熱酸化平坦 Si 基板上では得られなかった高密度な微細粒子群が生じたことを確認した.

まとめ

表面凹部間隔 11.2 ~ 14.0 nm の NDA を用いて Au 粒子が孤立配列した粒径 10 nm 以下の下地形状を得ることを目的とし検討を行い, 平均 Au 粒径約 9.5 nm の表面ナノ金属構造を形成した. 形成した基板を用い FePt 孤立微粒子を形成することで熱酸化平坦 Si 基板上では観察されなかった高密度な微細粒子群の存在を確認した.

謝辞 本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構, 文部科学省私立大学戦略的研究基盤支援事業 (S1311020) の助成により行ったものである.

参考文献 1) A,Itoh J, A.Tsukamoto. Magn. Soc. Jpn. 33, 6-2, pp507-512 (2009).

2) 藤井翔太,水澤謙太,塚本新,伊藤彰義 自己集積ナノシリカを利用した金属/誘電体ナノ構造基板の作製 日本磁気学会学術講演会 (2011).

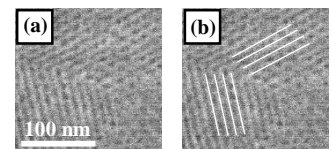


Fig. 1 SEM planer view image of NDA (b) guide to eye.

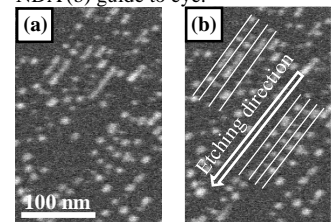


Fig. 2 SEM planer view image of etched Au/Fe/NDA thin film (b) guide to eye.

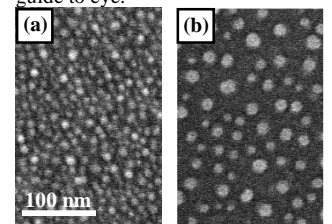


Fig. 3 SEM planer view images of FePt isolated grain. (a) on etched Au/Fe/NDA thin film, (b) on SiO₂/Si sub.

強磁性金属カイラルメタ分子における磁気共鳴

児玉俊之, 富田知志, 澤田桂*, 細糸信好, 柳久雄

(奈良先端大物質, *理研 SPring-8)

Magnetic Resonance of Ferromagnetic-Metal Chiral Meta-Molecules

T. Kodama, S. Tomita, K. Sawada*, N. Hosoi, and H. Yanagi

(GSMS-NAIST, *RIKEN SPring-8 Center)

1 はじめに

我々はこれまで、薄膜応力を利用してコバルト (Co) の螺旋構造-Co カイラルメタ分子-を作製し、磁気共鳴を調べてきた^{1,2)}。角度分解電子スピン共鳴 (ESR) 測定の結果、Co カイラルメタ分子に対して印加する磁場の角度を変えても、共鳴磁場がシフトしない特異な共鳴が得られた。この共鳴の起源として、Co 薄膜の Kittel モードの強磁性共鳴が考えられた。しかしながら、リフトオフされていない Co 残留膜からの共鳴信号と重なっていたため、詳細な検討は難しかった。そこで本研究では作製工程を改良し、残留膜の無い試料の作製を試みた。

2 結果および考察

改良した作製工程では、まずシリコン基板上にレジスト SU8 を短冊状にパターニングする。次にパーマロイ ($\text{Fe}_{21.5}\text{Ni}_{78.5}$, Py) 薄膜をマグネトロンスパッタリング装置で成膜する。そして N-メチル-2-ピロリドンに浸けると短冊は基板から剥がれる。このとき、Py 薄膜が誘起する応力のため自発的に巻き上がり、自立した Py カイラルメタ分子が形成される。これらのメタ分子の内、14 個を別のシリコン基板に移し、配向させた上でグリスで固定した。この試料に対し、Fig. 1(a) に示すように印加磁場 (H_{ext}) の角度 (θ_H) を変えて、角度分解 ESR 測定を行った。

Py カイラルメタ分子の ESR スペクトルを Fig. 1(b) に示す。 $\theta_H = 0^\circ$ のとき、115 mT に大きな共鳴ピークが見える。このピークは θ_H が 90° に近づくにつれて、強度は低下するが、共鳴磁場はほとんどシフトしない。一方で、 θ_H が 45° になると、128 mT や 150 mT に新たな共鳴が現れる。これらの共鳴は θ_H が 90° に近づくにつれて、高磁場にシフトしていく。このシフトしない共鳴とシフトする共鳴の起源は共に、Py 薄膜の三次元構造での Kittel モードの強磁性共鳴であると考えられる。講演では、Py 以外の金属カイラル構造での磁気共鳴についても報告する予定である。

References

- 1) T. Kodama, S. Tomita, N. Hosoi, H. Yanagi, submitted.
- 2) 児玉俊之, 富田知志, 細糸信好, 柳久雄, 第 37 回日本磁気学会学術講演概要集, p368, 6aD-1(2013)

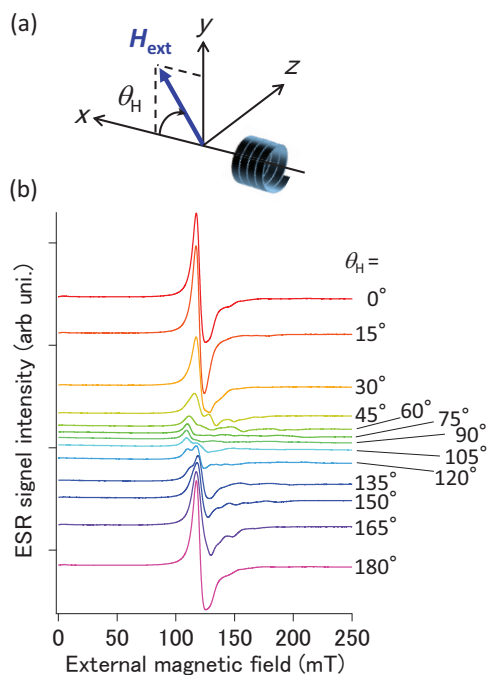


Fig. 1 (a) Schematic illustration of sample configuration in angle-resolved ESR measurements. (b) Angular dependence of ESR spectra of Py CMMs.

Co/Pt ナノドットの強磁性共鳴測定

菊池伸明, 古田正樹, 岡本 聡, 北上 修, 島津武仁
(東北大)

FMR measurement on Co/Pt multilayer nanodots

N. Kikuchi, M. Furuta, S. Okamoto, O. Kitakami, and T. Shimatsu
(Tohoku Univ.)

はじめに

スピントルクオシレータやマイクロ波アシスト磁化反転など, 磁化の共鳴現象と密接に関係するデバイスが注目を集めている. これらのデバイスでは, 大振幅の非線形領域での挙動の理解が必要であるが, 通常の強磁性共鳴 (FMR) 測定においては安定点付近の微小振動の範囲の測定にとどまっている. また, ナノ構造の FMR 測定には, トンネル接合などを利用して磁気抵抗効果による検出が広く用いられている. しかしながら, これらの手法では参照層の磁化との相対位置が信号として検出されるため, 参照層の磁化も変化するような大きな磁場のもとでは, 解析が非常に複雑となる. そこで, 本研究においては, マイクロ波帯域の交流磁場下における磁化の挙動の異常 Hall 効果による検出を試みた. 異常 Hall 効果では参照層等の複雑な構造は不要である. 今回は, 垂直に磁化した Co/Pt 多層膜ナノドットについて測定した結果を報告する.

実験方法および結果

Co/Pt 多層膜は, DC マグネトロンスパッタリングにより, SiO_2 sub./Ta(2)/Pt(25)/[Co(1.3)/Pt(0.5)]₄/Pt(10) という構成で成膜した. 括弧内の数字は nm 単位での膜厚である. 薄膜の状態での有効異方性磁界 $H_{\text{keff}}^{\text{film}}$ は -1 kOe であった. この多層膜を直径 $d = 400 \sim 3000$ nm のドット状に加工し, 異常 Hall 効果計測用の電極およびマイクロ波交流磁場印加用の Cu 線路をあわせて形成した. Fig. 1 に試料の光学顕微鏡写真の一例を示す. Cu 線路の太さは $5 \mu\text{m}$ であり, その直下に Co/Pt 多層膜ドットが配置してある. FMR の測定は, dc は膜面に垂直に, マイクロ波交流磁場を膜面内に印加した状態で行った. この配置では, 磁化は膜面に垂直な軸を中心に歳差運動を行うため, それに伴い磁化の垂直成分が減少する. その磁化の変化を Hall 効果の変化量として検出した. なお, 本研究では, 得られる信号が微弱であるため, 交流磁場強度を約 10 kHz で振幅変調し, 同期した Hall 効果の変化をロックインアンプで検出した. Fig. 2 に, 周波数 $f_{\text{rf}} = 7$ GHz, 振幅 $H_{\text{rf}} = 80$ Oe のマイクロ波交流磁場下で測定した直径 400 ~ 3000 nm の Co/Pt ドットの異常 Hall 効果の変化量 ΔV_{AHE} を dc 磁場 H_{dc} の関数として示す. いずれの場合にも, 共鳴に伴う磁化の垂直成分の減少によるディップがみられた. 直径の減少に伴い, ディップの位置は反磁界の減少に対応して低磁場側にシフトした. また, 直径 400 nm の場合には, 明瞭に分離した複数のディップが観測された. これは, 波数の異なる定在波間のエネルギー差が増加したことに対応する.

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

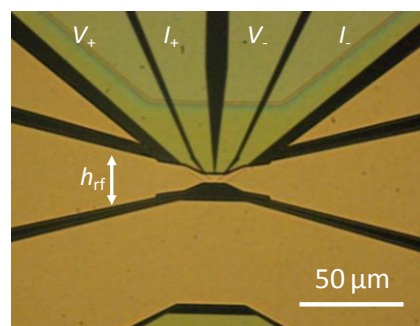


Fig. 1 Optical microscope image of AHE measurement device with a Cu coplanar waveguide for rf field application.

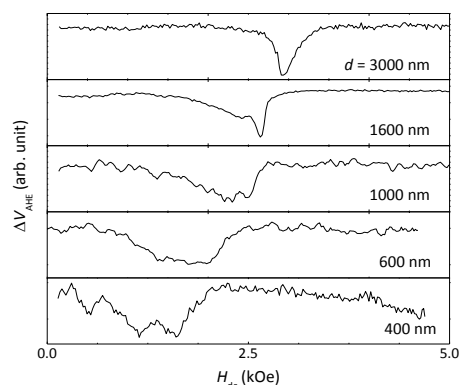


Fig. 2 AHE voltage change ΔV_{AHE} of single Co/Pt multilayer dots with diameters $d = 400 - 3000$ nm as a function of dc field H_{dc} . ($f_{\text{rf}} = 7$ GHz, $h_{\text{rf}} = 80$ Oe)

W/Fe/W (001)エピタキシャル 3 層膜の 巨大な負の垂直磁気異方性

松本勇輝¹, 岡本聡¹, 菊池伸明¹, 北上修¹, 三浦良雄²
(¹東北大, ²京都工芸繊維大)

Large negative magnetic anisotropy in epitaxial trilayer of W/Fe/W (001)
Y. Matsumoto¹, S. Okamoto¹, N. Kikuchi¹, O. Kitakami¹, and Y. Miura²
(¹Tohoku Univ, ²Kyoto Institute of Technology)

はじめに

負の一軸異方性を発現する物質としては、これまでに CoIr 合金[1]や Fe/Co 多層膜[2]などが知られており、その値は -0.8×10^{-7} erg/cc (CoIr), -1×10^{-7} erg/cc (Fe/Co)に達する。これらは垂直記録媒体の裏打ち層やスピントルク発振器のフリー層などへの応用が期待されている。本研究では新たな材料として、W/Fe/W(001)において大きな負の垂直磁気異方性が観測されたので報告する。

実験方法

分子線エピタキシー(MBE)によって、MgO sub./W (10)/Fe (t_{Fe})/W (3)3 層膜を作製した。()内は各層の膜厚(単位 nm)である。基板は MgO (001)とし、到達真空度は 3×10^{-7} Pa 以下である。まず 800°Cで基板をフラッシング後、同温度に保ったまま W 下地を製膜、その後室温まで冷却後に Fe, W の製膜を順次行った。構造評価には RHEED および XRD, 磁気特性の評価には VSM および異常ホール効果(AHE)測定を行った。

実験結果

Fig.1に W/Fe/W3 層膜の RHEED 像を示す。解析の結果、以下の方角関係でエピタキシャル成長していることが確認出来た。

MgO (001)[100] || W (001)[110] || Fe (001)[110]
|| W (001)[110]

なお、下地膜 W (10 nm)の RHEED 像では (2×2)の表面再構成が確認でき、また XRD においてはメインピークの周囲にフリンジ回折が確認でき、平滑かつ結晶性に優れた下地膜が得られているものと判断できる。格子歪として c/a を評価したところ、 $t_{\text{Fe}} \sim 1$ nm を境界にして緩和が生じており、 $t_{\text{Fe}} < 1$ nm では $c/a \sim 0.96$ であった。Fig.2に垂直磁気異方性 K_u の Fe 膜厚(t_{Fe}) 依存性を示す。 t_{Fe} の減少に伴い、 K_u が大きな負の値をとり、 $t_{\text{Fe}} = 0.5$ nm において -2×10^{-7} erg/cc (300K), -3.5×10^{-7} erg/cc (10 K)であり、著者らの知る範囲では、これまでに報告されている中で最大の負の垂直磁気異方性が得られた。当日は第一原理計算の結果も併せて報告する。

参考文献

- 1) N. Kikuchi et al, J. Phys.: Condens. Matter **11** L485 (1999).
- 2) S. Okamoto et al, J. Magn. Soc. Jpn. **33**, 451 (2009).

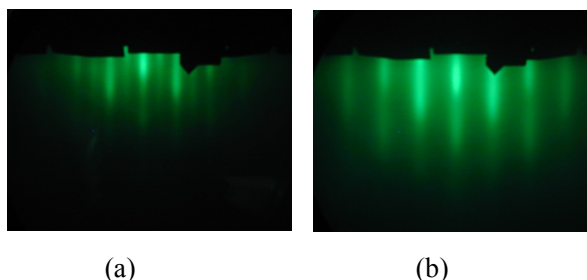


Fig. 1 RHEED patterns of MgO/W (a) and MgO/W/Fe (b). E-beam is parallel to MgO[110].

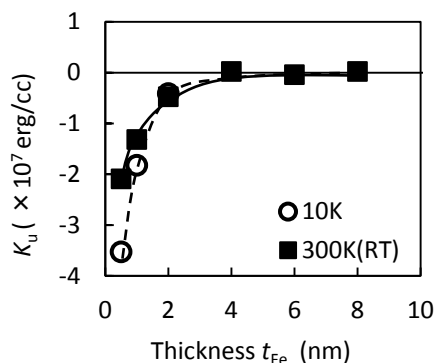


Fig. 2 Fe layer thickness (t_{Fe}) dependence of perpendicular magnetic anisotropy K_u for W/Fe/W trilayer

結晶粒内で反強磁性的結合を有する CoCrPt グラニューラ 垂直磁気記録媒体の磁気特性と磁化反転機構

中山湧稀, 堀田明良, 島津武仁, 菊池伸明, 岡本 聡, 北上 修
(東北大学)

Magnetic properties and magnetization reversal for CoCrPt granular perpendicular media consisting of anti-ferromagnetic coupling grains

Y. Nakayama, A. Hotta, N. Kikuchi, S. Okamoto, T. Shimatsu, and O. Kitakami
(Tohoku University)

はじめに MAMR (Microwave Assisted Magnetic Recording) は, 将来の高密度磁気ハードディスクの有望な記録方式である. グラニューラ垂直磁気記録媒体では粒子間の静磁的な相互作用 (双極子相互作用) が磁化の反転磁界分散を引き起こす. そのため, 結晶粒内で磁化を反強磁性的に結合させることで双極子相互作用を低減させた媒体を MAMR 記録に用いて, 強磁性共鳴により再生する方法が検討されている^{1,2)}. 反強磁性的な結合を取り入れた垂直媒体は熱安定性向上のために検討されたことがあるが³⁾, 従来の記録方式では再生出力が低下する等の理由から応用に至らなかった. 本研究では, 結晶粒内で反強磁性的結合を有する CoCrPt-TiO₂ グラニューラ垂直媒体を作成し, その磁化機構と MAMR へ向けた同媒体の課題を議論した.

実験方法 CoCrPt-TiO₂ グラニューラ媒体は DC マグネトロンスパッタ法により焼結ターゲット用いて形成した. 薄膜は 2.5 インチディスクを 10mm 角にカットした基板の上に, Ru 下地膜を用いて室温で形成した. CoCrPt-TiO₂ 層内部に設けた Ru 層の厚みにより, 上下の CoCrPt の反強磁性的な磁化結合強さを調整した.

結果および考察 Fig.1 は, CoCrPt(15 nm) 単層媒体, ならびに, 上から CoCrPt(3 nm)/Ru(0.7 nm)/CoCrPt(12 nm) の反強磁性結合媒体 (AFC 媒体) の磁化曲線と, ΔM プロット⁴⁾の結果を示した. AFC 媒体の残留磁化は 360 emu/cm³ と単層媒体の残留磁化の約 60% であり, AFC 媒体の上下層が反強磁性結合した際の見かけの磁化量に比例している. AFC 媒体の ΔM プロットの最大値 ΔM^{\max} (190 emu/cm³) ならびに図中に示した反転磁界分散 ΔH (約 4.0 kOe) も, 見かけの磁化量に比例して単層媒体の約 60% に低下していた. このことは, 粒子分離度を始めとするグラニューラ構造を大きく変化させずに, 結晶粒内に AFC 構造が実現できていることを示唆している. Fig.2 には, 見かけの磁化量がゼロとなる CoCrPt(3 nm)/Ru(0.7 nm)/CoCrPt(3 nm) AFC 媒体の磁化曲線を示した. 残留磁化状態から磁界を増加させた際の磁化反転は非常にシャープになっており, 磁化の反転磁界分散が, 見かけの磁化量に比例して低下することを示している.

参考文献

- 1) T. Yang, T. H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, K. Mizushima and R. Sato, *J. Appl. Phys.*, **114**, 213901 (2013).
- 2) H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, K. Mizushima and R. Sato, *Nanotechnology*, **25**, 245501 (2014).
- 3) Erol Girt and H. J. Richter, *IEEE Trans Magn.*, **39**, 2306 (2003).
- 4) P. E. Kelly, K. O'Grady, P. I. Mayo, R. W. Chantrell, *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 3881 (1989),

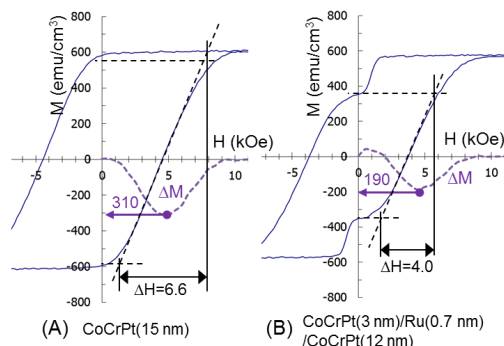


Fig.1 Magnetization curves for (A) single layer medium and (B) AFC medium.

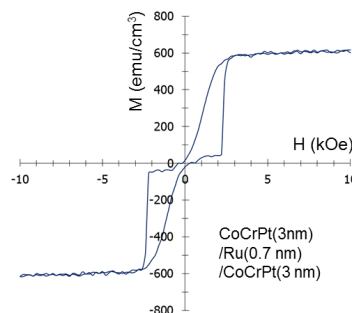


Fig.2 Magnetization curve for CoCrPt(3nm)/Ru(0.7nm)/CoCrPt(3nm) AFC medium.

$L1_0$ -FePt 多結晶垂直磁化膜の Pt 表面偏析と規則度の Pt 組成依存性

堀田明良*, 小野拓也***, 島津武仁*, 菊池伸明*, 岡本 聡*, 北上 修*
(*東北大学, **富士電機)

Pt surface segregation and ordering of $L1_0$ -FePt perpendicularly magnetized polycrystalline films

A. Hotta*, T. Ono***, T. Shimatsu*, N. Kikuchi*, S. Okamoto*, and O. Kitakami*
(*Tohoku University, **Fuji Electric Co., Ltd.)

はじめに $L1_0$ -FePt は 7×10^7 erg/cm³ 程度の大きな一軸磁気異方性 K_u を有し^{1,2)}, $L1_0$ -FePt グラニューラ垂直磁化膜は次世代磁気記録媒体の有力候補である。我々は、超清浄雰囲気中のスパッタ法を用いることで、成膜温度 300°C でも $K_u = 3.5 \times 10^7$ erg/cm³ を有する $L1_0$ -FePt 多結晶膜が形成できることを報告している³⁾。しかし、MgO 基板に形成した単結晶膜では、膜厚を 2 nm まで低下させると規則度および K_u が低下しており⁴⁾、これは多結晶膜でも同様であった。 $L1_0$ -FePt の膜面垂直方向への規則化挙動に関する解析の結果、Pt の表面偏析現象が観察されたので、本研究では、 $L1_0$ -FePt 多結晶膜の Pt の表面偏析と規則度の Pt 組成依存性について議論した。

実験方法 試料は、超高真空性能を有するマグネトロンスパッタ装置を用いて形成した。FePt の組成は、RBS により分析した。多結晶垂直磁化膜は、2.5 インチガラスディスク上に、(001)配向した MgO 多結晶膜等の下地膜を形成し、その上にエピタキシャル成長させた。 K_u は異常ホール効果を用いた磁化方位検出法を利用して磁気トルク法により求めた (最大印加磁界 7T)。

結果及び考察 Fig.1 は、Cs(球面収差補正)-STEM で観察した $L1_0$ -FePt 多結晶膜の HAADF 像である。膜の最表層において Pt が 2 層連続で形成されており、単結晶膜でも同様に観察された。このことは、NiPt 等の薄膜堆積過程で観察されている Pt の表面偏析^{5,6)}が FePt 薄膜の堆積中にも生じており、膜面垂直方向に規則化を促す要因の一つになっていることを示唆している。Fig.2 には、膜厚 2nm および 10nm の FePt 多結晶膜における K_u の Pt 組成依存性を示した。いずれの膜厚でも K_u は 50at.% Pt において最大値を示し、46at.%Pt 組成を除き、膜厚 2 nm の K_u は 10 nm よりも低い。薄膜堆積初期から Pt 表面偏析が生じている場合、膜厚 2 nm の膜中 Pt 組成は設計組成よりも低下し、 K_u が最大となる組成が高 Pt 側にシフトすると考えられるが、そのような結果は得られていない。このことから、薄膜堆積初期段階では Pt 表面偏析が生じず、膜厚 2 nm での規則度の低下に結びついているものと考えられる。一方、46at.%Pt 組成では、膜厚 2 nm の K_u は比較的高いものの、膜厚 10 nm になると K_u が低下した。構造解析の結果、膜厚の増加にともない膜面内方向のバリエーションが生じているためであり、低 Pt 組成域におけるバリエーションの形成は、厚い薄膜における先行検討の結果⁷⁾と定性的に一致した。

参考文献 1) R. F. C. Farrow, et al., *JAP*, **79**, 5967 (1996), 2) S.

Okamoto, et al., *PRB*, **66**, 024413 (2002), 3) T. Shimatsu, et al., *JAP*, **109**,

07B726 (2011), 4) A. Hotta, et al., *JAP*, **115**, 17B712 (2014), 5) Y.

Gauthier, et al., *PRB*, **31**, 6216(1985), 6) G. Treglia and B. Legrand, *PRB*,

35, 4338(1987), 7) K. Barmak, et al, *JAP*, **95**, 7501 (2004).

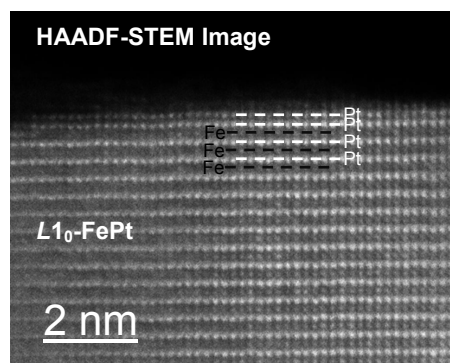


Fig.1 HAADF-STEM cross sectional image of $L1_0$ -FePt polycrystalline film.

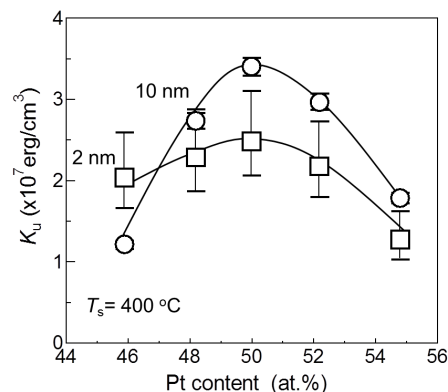


Fig.2 K_u of $L1_0$ -FePt polycrystalline film as a function of Pt content.

稠密面配向 CoPt 合金スパッタ薄膜の原子積層構造および一軸結晶磁気異方性 (I)

○斉藤伸, 野沢直樹, 日向慎太郎, 高橋研 (東北大学)

Atomic Layer Stacking Structure and Uniaxial Magnetocrystalline Anisotropy of CoPt Alloy Sputtered Films with Close-packed Plane Orientation (I)

S. Saito, N. Nozawa, S. Hinata, and M. Takahashi (Tohoku Univ.)

1. はじめに

次世代のエネルギーアシスト磁気記録媒体では、室温での高い熱擾乱耐性が求められ、 10^7 erg/cm^3 を越える高い一軸結晶磁気異方性 (K_u) を備えた材料の開発が必須である。我々は、六方晶 (hcp) Co-Pt 系合金を次世代媒体に適用することが、現行の成膜プロセスや結晶配向制御用下地材料についての知見を引き継げるため有益であると考え、本合金の稠密面配向薄膜の材料探索を続けている。Co-Pt 合金の結晶構造と磁性に関する研究の歴史は古いですが、スパッタ法により作製される薄膜では、新たな規則相や積層欠陥 (SFs) 等、平衡状態図に記載されない準安定構造が形成され、またそれらに対応する K_u は $10^6 \sim 3 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ 程度の様々な値が報告されており、未だ構造と K_u の系統的な理解に至っていない。一般に Co 基合金の K_u はスピン-軌道相互作用によってもたらされることが知られており、六方晶の格子定数比 (c/a) や SFs, 異種原子の配列周期性により大きく影響を受けると考えられるため、スパッタ薄膜についてもこれらを定量的に評価する必要がある。

一方で我々は、稠密面配向薄膜中の SFs の導入度合いをインプレーン X 線回折装置により定量評価する解析法を確立しており、これを種々の非磁性遷移金属合金スパッタ薄膜 (host; Ru, Rh, Ir, Ni, Pd, Pt, Cu, Au Additional; Cr, Mo, W, Ta, Ti) について適用した結果、合金の平均価電子数 9 が hcp と面心立方構造 (fcc) との臨界であることを見出している。このような観点からも 9 族元素と 10 族元素との合金である強磁性 Co-Pt 合金薄膜中の SFs の導入量には興味を持たれる。そこで本講演では、種々のプロセス条件にて作製した c 面配向 CoPt 合金薄膜の原子積層構造を評価した結果を説明する。

2. 実験結果

Fig. 1 および Fig. 2 に種々の基板温度 T_{sub} にて作製した hcp $\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x$ 薄膜の SFs の導入度合い P_{fcc} と格子定数比 c/a を Pt 濃度 x に対して示す。横軸副軸には合金の平均価電子数も付した。Fig. 1 によると $T_{\text{sub}} \geq 300^\circ\text{C}$ では、 P_{fcc} は純 Co 薄膜の 0.7% 程度から $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ 薄膜の 100% に向け x に対して単調に増加している。Fig. 2 によると、 c/a は T_{sub} に依らず $x < 50 \text{ at}\%$ では剛体球モデルの理論値 1.633 より小さく、 $x = 50 \text{ at}\%$ 付近でほぼ 1.633 となっている。すなわち Co-Pt 合金薄膜は、hcp-fcc の共有結合をもたらす混成軌道の安定性が拮抗している材料系であり、その原子積層構造は $T_{\text{sub}} \geq 300^\circ\text{C}$ では、概して平均価電子数に対応して、軸比と SFs 導入度合いとが決定づけられていることがわかった。

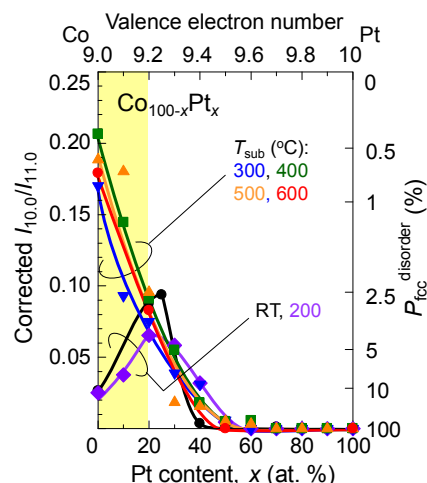


Fig. 1 Integral intensity ratio of $I_{10.0}$ to $I_{11.0}$ in in-plane XRD corrected by Lorentz and polarization factors for $\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x$ sputtered films. The second vertical axis corresponds to fcc-like stacking faults probability.

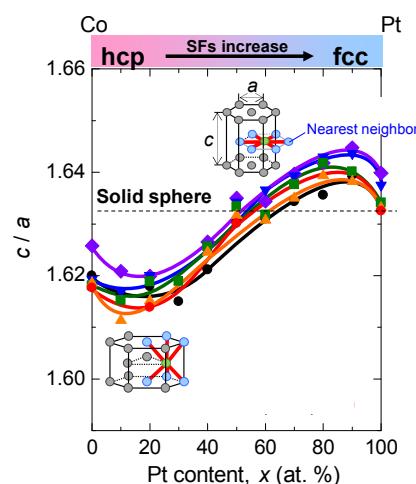


Fig. 2 Lattice constant ratio, c/a for $\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x$ sputtered films. The theoretical value of c/a (1.633) for solid sphere model is also shown by a broken line.

稠密面配向 CoPt 合金スパッタ薄膜の原子積層構造および一軸結晶磁気異方性 (II)

○齊藤伸, 野沢直樹, 日向慎太郎, 高橋研, 澁谷一成*, 星野和哉*, 栗屋聡*
(東北大学, *材料科学技術振興財団)

Atomic Layer Stacking Structure and Uniaxial Magnetocrystalline Anisotropy of CoPt Alloy Sputtered Films with Close-packed Plane Orientation (II)

S. Saito, N. Nozawa, S. Hinata, M. Takahashi, K. Shibuya*, K. Hoshino* and S. Awaya* (Tohoku Univ., MST)

1. はじめに

高い一軸結晶磁気異方性 (K_u) を備えた材料開発の一つの指針として, 規則相の探索が有望視されている. 稠密面配向 Co-Pt 合金スパッタ薄膜においては, 平衡状態では形成されないスパッタ膜特有の構造として $\text{Co}_{75}\text{Pt}_{25}$ 組成近傍で $m\text{-D0}_{19}$ 型構造, $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ 組成近傍で $L1_1$ 型構造の存在が超格子回折線の観測を根拠として報告されている. しかしながらこれらの実験報告によると試料の規則度は大きくても 0.6 程度であり, 各サイトの原子まで特定した構造解析は行われていない. 著者らは稠密面配向 Co-Pt 合金薄膜では, 膜面と平行に積層欠陥が導入されやすいこと, すなわち fcc 原子積層と hcp 原子積層との形成安定性が拮抗していることを別途見出ししており, そのような合金系でも規則相が存在するのか興味を持たれる. 本研究では, 超格子回折線が観測される Co-Pt 合金スパッタ薄膜に形成される原子積層構造について, プローブ径 1\AA 以下の走査型透過電子顕微鏡の高角散乱環状暗視野法 (HAADF 法) にて直接評価したので報告する.

2. 実験結果

Fig. 1 に基板温度 400°C で作製した $\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x$ 薄膜の out-of-plane X 線回折プロファイルを示す. 純 Co 薄膜において 44.5° 付近に観測された hcp (00.2) 回折線は x の増加に伴い, 純 Pt 薄膜で 39.8° 付近に観測される fcc (111) 回折線へと滑らかに低角側にシフトしている. これを基礎線とすると, $10 \leq x \text{ (at\%)} \leq 50$ の薄膜では基礎線の 2 倍の面間隔に相当するブラッグ角に超格子線が観測されていることがわかる. この超格子線に注目すると, 積分強度が $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 薄膜で最大となっていること, 並びに $x \geq 20 \text{ at\%}$ ではブロードニングを起こしていることが特筆される.

Fig. 2 に $T_{\text{sub}} = 300^\circ\text{C}$ で作製した $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 薄膜の断面方向の HAADF 像を示す. 各結像点は奥行き方向に連なる原子群に対応する. 結像点の位置関係に注目すると, ほぼ hcp 原子積層していることがわかる. またコントラストに着目すると, 明点と暗点は概して層状かつ交互に配列しており, 同一原子層内では結像点にコントラストがついていない. これらのことから本薄膜では, 原子稠密面内では Pt と Co がランダムにサイトを占めており, 膜厚方向には Pt リッチ, Pt プア層が交互積層された原子層組成変調構造が形成されていることがわかった. この CoPt 合金スパッタ薄膜中にみられる原子層組成変調構造は, 最隣接原子が上下の稠密面内に存在すること (交互積層), Co-Pt 原子対を可能な限り多く形成すること (層状配列) という配列原理により形成されたものと推察している.

講演では, 積層欠陥の導入度合い, 並びに組成変調度合いに対する K_u の変化について, 結晶磁気異方性の高次項の発現についても触れながら説明する.

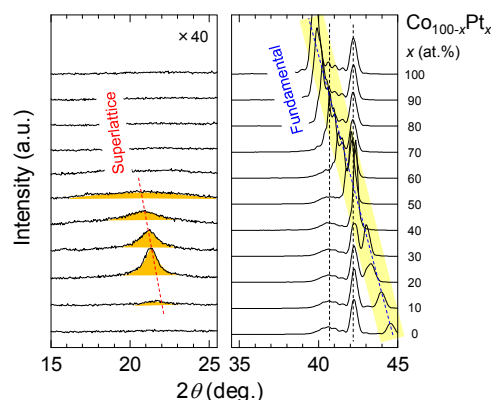


Fig. 1 Out-of-plane XRD for $\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x$ sputtered films with $(00.2)_{\text{hcp}}$ and/or $(111)_{\text{fcc}}$ sheet texture sputtered under $T_{\text{sub}} = 400^\circ\text{C}$.

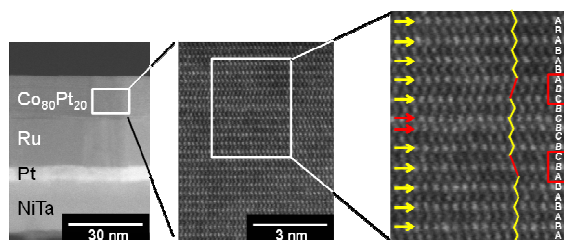


Fig. 2 HAADF image for a $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ sputtered film fabricated under $T_{\text{sub}} = 300^\circ\text{C}$.

原子層積層制御した Ni / Co 人工格子の磁気特性

塩田明弘、島田淳平、関剛斎、高梨弘毅

(東北大金研)

Magnetic property of Ni / Co multilayers prepared by atomic layer control

A. Shioda, J. Shimada, T. Seki, and K. Takanashi

(IMR, Tohoku Univ.)

はじめに 磁気記録媒体や磁気記憶メモリなどの高密度化には、ナノサイズでの磁化の熱安定性を確保するために、高い一軸磁気異方性(K_u)を有する材料が必要となる。FePt や FePd などの $L1_0$ 型規則合金は高 K_u 材料の代表格であるが、Pt 等の貴金属が含まれるため高価であることが問題となっている。これまで、Co-Fe 系[1]、Fe-Ni 系[2]において規則構造の形成による一軸磁気異方性の増大が検討されてきた。一方で、Ni-Co 系では、多層膜における垂直磁気異方性の発現は多く報告されているものの[3]-[5]、規則構造を形成させる試みは少ない。そこで本研究では、貴金属や希土類元素を含まない材料系として Ni-Co 合金に着目する。Ni および Co 層厚を原子層レベルで制御し、Ni / Co 人工格子において各層厚と磁気特性との相関を系統的に調べた。

実験方法 分子線エピタキシー (MBE) 法を用いて、サファイア基板 a 面上に V(110) を 10 nm、Au(111) を 10 nm 成長した後に、Ni 層と Co 層を交互に積層させて人工格子を作製した。本研究では、およそ 0.20 nm が一原子層に相当すると計算した。X 線回折により構造解析を行い、原子間力顕微鏡で表面形態を評価した。磁気特性の評価には極カー効果および振動試料型磁束計を用いた。

実験結果 図 1 に、(a)[Ni(0.6 nm) / Co(0.2 nm)]₁₀ 膜と (b)[Ni(0.2 nm) / Co(0.2 nm)]₂₀ 膜の磁化曲線をそれぞれ示す。いずれも膜面垂直磁場を印加した磁化曲線の角形性が高く、垂直磁化膜となっている。 K_u の値は、それぞれ 8.4×10^6 (erg / cc) および 6.8×10^6 (erg / cc) であり、Ni 膜厚の減少に伴い K_u は減少することが分かった。しかしながら、一原子層レベルで交互積層させた試料においても、垂直磁化が得られたということは、各層が平坦に成長しており、原子層積層制御の効果が現れていることを示唆している。発表では、界面磁気異方性の大きさについても議論する予定である。

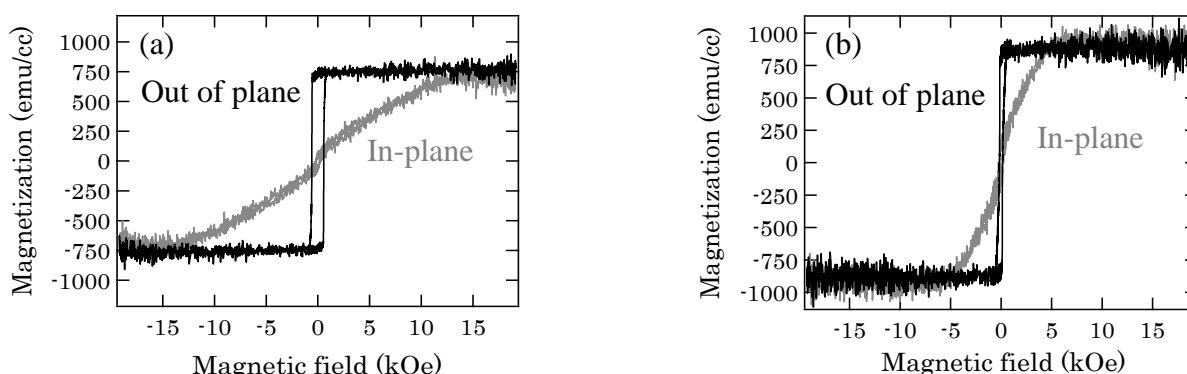


Fig. 1. Magnetization curves of (a) [Ni(0.6nm) / Co(0.2nm)]₁₀ and (b) [Ni(0.2nm) / Co(0.2nm)]₂₀.

謝辞 本研究は、科研費 基盤研究(S) (No. 25220910)による支援を受けて行われた。

- 参考文献** [1] T. Burkert *et al.* PRL **93**, 027203 (2004) [2] T. Kojima *et al.* JJAP **51**, 062601 (2012).
 [3] G. H. O. Daalderop *et al.* PRL **68**, 682-685 (1992) [4] S. Girod *et al.* APL **94**, 262504 (2009)
 [5] S. Fukami *et al.* APEX **6**, 073010 (2013)

柔軟鋼板の湾曲浮上制御 (浮上確率に関する基礎的考察)

米澤暉、丸森宏樹、成田正敬*、加藤英晃、長谷川真也、押野谷康雄
(東海大、*諏訪東京理科大)

Bending levitation control for flexible steel plate
(Fundamental consideration on levitation probability)

H.Yonezawa, H.Marumori, T.Narita*, H.Kato, S.Hasegawa, Y.Oshinoya
(Tokai Univ., * Tokyo Univ. Sci. Suwa)

はじめに

当研究グループは、切板の磁気浮上に関する検討を継続的に行っている¹⁾。薄鋼板を対象とする場合、鋼板を塑性変形しない範囲で曲げた状態で浮上させることを提案し、安定した浮上状態の実現を確認している²⁾。しかし、制御理論の違いが浮上のしやすさに及ぼす影響に関して十分な検討が行われていない。そこで、本報告では異なる制御理論に対する浮上確率について比較検討するために、0.30mm 鋼板を使用し湾曲浮上実験を行なった。

浮上実験

Fig.1 に装置の概略図、Fig.2 に制御システムを示す。浮上対象は長さ 800mm、幅 600mm、厚さ 0.30mm の長方形重鉛めっき鋼板とする。鋼板を 5 箇所電磁石により非接触支持するために、鋼板の変位を 5 個の渦電流式非接触変位センサにより検出する。さらに、電磁石コイル電流を検出する。ここで、鋼板の自然たわみ角は中央で支持しない鋼板を両端突出梁とみなし、重力による分布荷重が作用したときの支持点のたわみ角と定義する。本報告で扱う 0.30mm 鋼板における自然たわみ角は 6.9° である。また、浮上制御に最適制御理論、スライディングモード制御理論を適用し、鋼板を浮上させた際の浮上確率の測定を行った。浮上確率は鋼板の浮上が 30 秒間続いたものを浮上成功とし、50 回の浮上実験のうち浮上が成功した回数を百分率により算出した。

まとめ

Fig.3 に電磁石角度に対する浮上確率の結果を示す。実験結果より、自然たわみ角を超えた角度における浮上においてもスライディングモード制御を適用することにより、高い浮上性能を示した。

参考文献

- 1) 押野谷他, 日本機械学会論文集 C 編, 62-95 (1996), 127-133.
- 2) 中村他, 第 15 回 MAGDA コンファレンス講演論文集, (2006), 417-418.

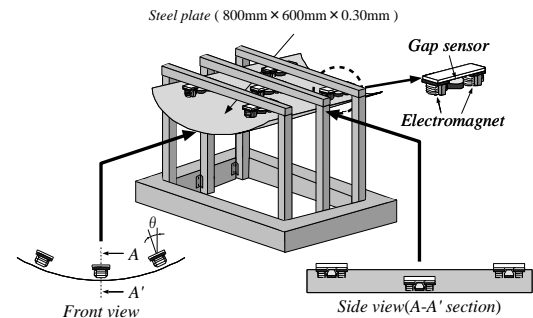


Fig. 1 Schematic illustration of experimental apparatus

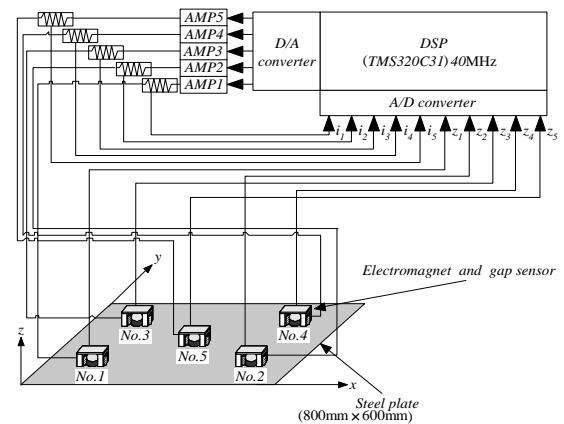


Fig. 2 Electromagnetic levitation control system

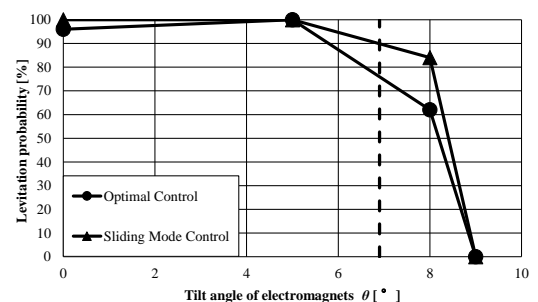


Fig. 3 Experimental result of levitation probability

柔軟鋼板の湾曲浮上制御 (外乱入力時の浮上安定性に関する実験的検討)

丸森宏樹、米澤暉、成田正敬*、加藤英晃、長谷川真也、押野谷康雄
(東海大、*諏訪東京理科大)

Bending levitation control for flexible steel plate
(Experimental study on levitation stability under disturbance)

H.Marumori, H.Yonezawa, T.Narita*, H.Kato, S.Hasegawa, Y.Oshinoya
(Tokai Univ., *Tokyo Univ. Sci. Suwa)

はじめに

当研究グループは、切板の磁気浮上に関する検討を継続的に行っている¹⁾。薄鋼板を対象とする場合には、鋼板を曲げた状態で浮上させることを提案し²⁾、安定した浮上状態の実現を確認している³⁾。しかし、浮上中の薄鋼板に外乱を入力した検討はなされていない。そこで本報告では、外乱入力時の湾曲浮上性能について検討を行った。

制御実験

Fig.1 に制御システム、Fig.2 に装置の概略図を示す。浮上対象は長さ 800mm、幅 600mm、厚さ 0.18mm の長方形亜鉛めっき鋼板とする。鋼板を 5 箇所の電磁石により非接触支持するために、鋼板の変位を 5 個の渦電流式非接触変位センサにより検出する。また検出した変位をデジタル微分により速度に変換する。さらに、電磁石コイル電流を測定用の外部抵抗より検出する。浮上制御に最適制御理論を適用し、鋼板を浮上させた際の変位標準偏差を測定した。入力外乱は、全ての電磁石ユニット (No. 1 ~ No. 5) に対して帯域制限したパワー一定のランダムノイズ (ノイズ電流の標準偏差 0.007A) を採用した。

まとめ

Fig.3 に外乱入力時の電磁石角度 0° 、 15° における浮上結果を示す。電磁石角度 15° では鋼板が安定した浮上状態を保つ事が確認でき、電磁石角度 0° よりも優れた浮上性能を有することを確認した。

参考文献

- 1) 押野谷, 小林, 丹野, 日本機械学会論文集 C 編, 62-95 (1996), 127-133.
- 2) 中村, 長谷川, 押野谷, 石橋, 粕谷, 第 15 回 MAGDA コンファレンス講演論文集, (2006), 417-418.
- 3) 丸森, 成田, 長谷川, 押野谷, 第 37 回日本磁気学会学術講演概要集, (2013), 71.

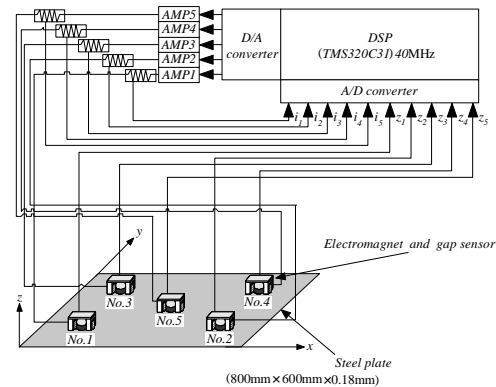


Fig. 1 Electromagnetic levitation control system

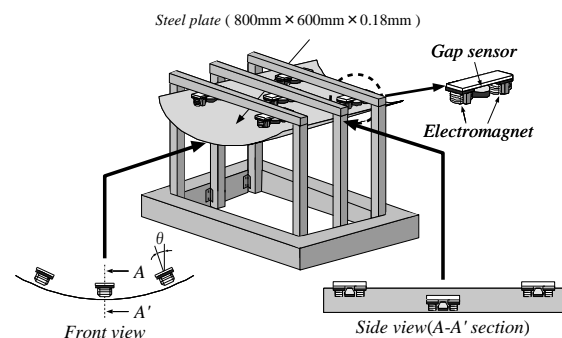
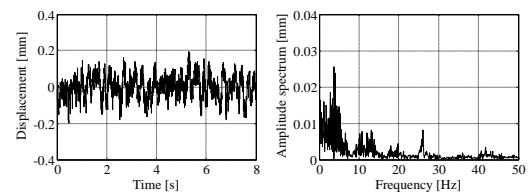
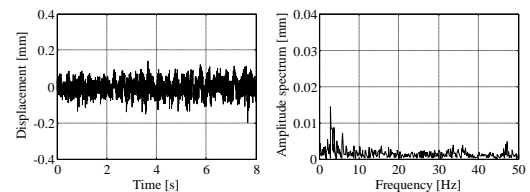


Fig. 2 Schematic illustration of experimental apparatus



(a) Tilt angle of electromagnets $\theta = 0^\circ$



(b) Tilt angle of electromagnets $\theta = 15^\circ$

Fig. 3 Standard deviation of displacements and amplitude spectrums

水平方向からの磁場が磁気浮上鋼板に与える影響 (FDM を用いたたわみの評価)

栗原岳、成田正敬*、加藤英晃、長谷川真也、押野谷康雄
(東海大、*諏訪東京理科大)

Effect of a magnetic field from the horizontal direction on a magnetically levitated steel plate
(Evaluation of deflection using the FDM)

T.Kurihara, T.Narita*, H.Kato, S.Hasegawa, Y.Oshinoya
(Tokai Univ., *Tokyo Univ. Sci. Suwa)

はじめに

薄鋼板の製造工程において、ローラーと鋼板が接触することにより表面品質の劣化が問題点として挙げられるが、その解決策として電磁力による鋼板の浮上・搬送制御が考えられている^{1,2,3}。これまでに電磁石によって水平方向から浮上中の鋼板形状を差分法により導出し、エッジに印加した磁場に関する鋼板のたわみ抑制効果について検討している⁴。しかし、電磁石の定常電流値を変化させた際については未だ詳細な検討が行えていない。そこで本報告では、定常電流値を変化させた際の浮上中の鋼板に発生するたわみ量に関する評価について検討を行った。

制御システムおよび解析方法

磁気浮上システムの概略を Fig.1 に示す。浮上対象は長さ 800mm、幅 600mm、厚さ 0.24mm の長方形垂鉛めっき鋼板 (材質 SS400) とする。電磁場解析を行い鋼板に印加される吸引力分布を算出し、水平方向から磁場が印加された浮上中の鋼板形状を差分法により導出し、得られた鋼板形状の平均たわみ量 J_z と評価値 J を式(1)のように定義した。

$$J_z = \frac{\sum_{i=1}^N |z_i|}{N}, \quad J = \frac{J_z}{J_{z0}} \quad (1)$$

まとめ

Fig.2 に電磁石定常電流値と評価値 J の解析結果を示す。評価値 J は 1 から低い値をとるほど水平方向から磁場を印加することにより鋼板の形状が平坦に改善されていることを示す。解析結果より電流値を上げていくに伴い、評価値が減少する傾向が見られた。また、電流値を 0.025A 加えた際に評価値 (たわみ量) が急激に低下することも確認できた。このことから、シミュレーションにより水平方向からの磁場を強くすることで薄鋼板の浮上安定性が向上することが確認できた。

参考文献

- 1) 川田, 森井, 片山, 高橋, 第 2 回電磁力関連のダイナミックスシンポジウム, (1990), 59-62.
- 2) 押野谷, 下郷, 日本機械学会論文集(C編), Vol. 56, No.531(1990), 2911-2918
- 3) 押野谷, 日本機械学会ロボティクス・メカトロニクス講演会講演論文集, (1996), 1277-1278
- 4) 成田他, 第 22 回 MAGDA コンファレンス講演論文集, (2013), 71-72.

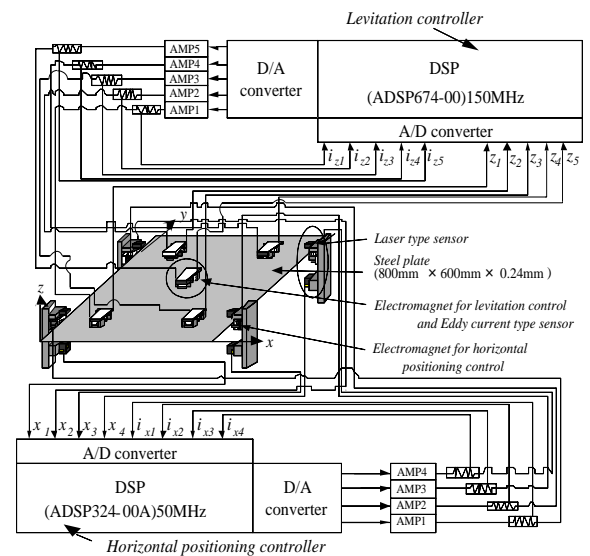


Fig. 1 Electromagnetic levitation control system

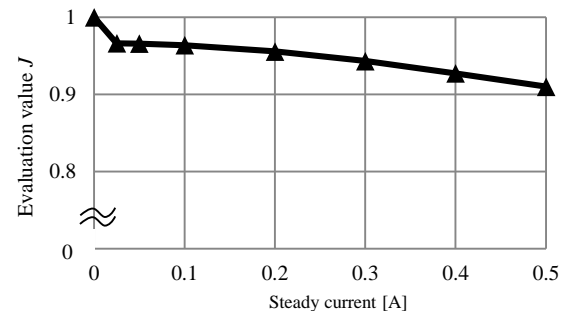


Fig. 2 Relationship of the evaluation value and steady current

水平方向からの磁場を用いた 柔軟鋼板の磁気浮上装置に関する基礎的検討

成田正敬、大塚友貴、大島政英、押野谷康雄*
(諏訪東京理科大、*東海大)

Fundamental consideration on electromagnetic levitation system for flexible steel plate
using magnetic field from horizontal direction
T. Narita, Y. Ootsuka, M. Ooshima, Y. Oshinoya
(Tokyo Univ. Sci. Suwa, *Tokai Univ.)

緒言

薄鋼板は各種工業製品に広く用いられているが、搬送工程におけるローラの接触によるメッキの不良や表面品質の劣化が生じている。この問題の解決方法として、電磁力による鋼板の非接触搬送が考えられている^{1,2)}。著者らは支持方向だけでなく水平方向に電磁石を設置し、位置決め制御を行うことで浮上安定性が向上することを確認している³⁾。本報告ではこの水平方向の磁場のみを用いて浮上制御を行う磁気浮上装置を検討する。しかしこれまでの報告では鋼板は電磁石コアの中心付近で制御され、鉛直方向にほぼ変位しないとして検討を行っており、コアの中心から大きく変位した際に鋼板に加わる吸引力について詳細な検討は行われていない。そこで電磁石中心から鋼板が大きく変位した際に、水平方向からの磁場によって鋼板に加わる吸引力特性について電磁界解析を行い、得られた解析結果について検討を行った。

水平方向から磁場を加えた際の電磁界解析

幅 50mm、長さ 400mm、板厚 0.3mm の薄鋼板(SS400)が浮上し、水平方向は電磁石の E 型フェライトコア表面から 5mm の位置で制御されているとする。コア中心から鋼板中心までの鉛直方向の変位 z を 2mm から中央凸部のエッジの高さである 8mm まで変化させた際に、鋼板に発生する鉛直方向の吸引力 F_z について、FEM による電磁界解析を行った。 $z = 8\text{mm}$ とした時の解析モデルを Fig.1 に示す。なお電磁石に流す定常電流 I_x は 0.1A から 2.0A まで 0.1A 刻みで変化させた。

解析結果から得られた定常電流 I_x と鉛直方向の吸引力 F_z の関係を Fig.2 に示す。鉛直方向の変位に比例して吸引力 F_z が全体的に増加する傾向が得られた。なおこのモデルの鋼板重量は 0.23N であり、鉛直方向に変位させることにより鋼板の重量を支持できる吸引力が発生できることが解析的に得られた。

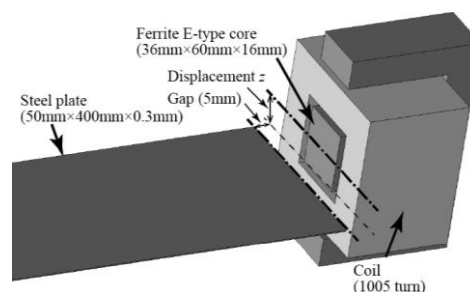


Fig.1 Analysis model ($z = 8\text{mm}$)

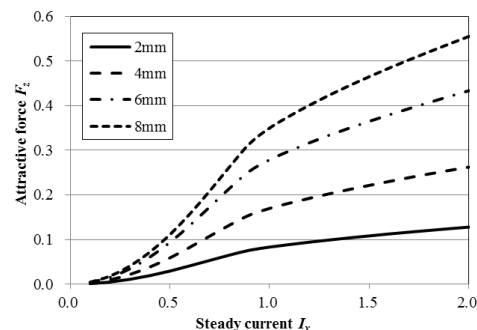


Fig.2 Analysis result

結言

水平方向から磁場を加えた際に鋼板に発生する吸引力について電磁界解析を用いて検討を行った。その結果、鉛直方向に変位させることで鋼板重量を支持できる吸引力を発生でき、水平方向からの磁場のみで鋼板を非接触支持する磁気浮上システムの実現の可能性を示した。今後は得られた解析結果を元に装置を製作し、浮上実験を行う予定である。

参考文献

- 1) 押野谷他, 日本機械学会論文集 C 編, 62-95, (1996), 127-133.
- 2) F. Kubota et al., Proceedings of IECON 2013 - 39th Annual Conference of the IEEE, (2013), 3439-3444.
- 3) 成田他, 第 22 回 MAGDA コンファレンス講演論文集, (2013), 71-72.

ボイスコイルモータを用いた超小型車両用シートの制御 (段差降下時の頸部負担低減に関する検討)

増野将大、石田勝樹、加藤英晃、長谷川真也、押野谷康雄
(東海大)

Active control of an ultra-compact vehicle seat with a voice coil motor
(Examination on reduction of cervix burden when fall from the bump)

M. Masahiro, M. Ishida, H. Kato, S. Hasegawa, Y. Oshinoya
(Tokai Univ.)

はじめに

近年、環境問題や高齢社会問題の影響から需要が高まっている超小型電気自動車 (Fig.1) の乗り心地を改善するため、当研究グループではアクチュエータにボイスコイルモータ (VCM) を使用したアクティブシートサスペンション (ASS) を提案している¹⁾。これまでに段差降下時において過渡的な振動を受けた際、ASS による乗員の頭部に受ける衝撃の低減効果について報告している²⁾。しかし、ASS を用いたシート制御により乗員の負担がどの程度軽減するかについての検討を行っていない。そこで本研究では歩車道境界の段差など過渡的な振動を受けた際、乗員の頭部を支える頸部の筋活動から評価を行い、頸部の負担低減効果について検討を行った。



Fig. 1 Ultra-compact electric vehicle

制御システムおよび実験方法

Fig.2 に ASS の制御システムを示す。制御に用いる座面の絶対変位、絶対速度は加速度ピックアップからの信号をコンピュータ内でデジタル積分することで検出している。さらに VCM に流れる電流を検出し、これらの観測量を用いて制御電圧をコンピュータで計算し、VCM を駆動して制御力を発生する。制御手法はこれまでと同様に最適制御を用いた。実験は歩車道境界の段差を想定した高さ 50mm の硬質ゴム板を用いて行った。走行中に乗員が予期せず外乱を受けた場合を想定し、乗員に段差を降下するタイミングは教示しないものとした。本研究では頭部を保持しようとする際に筋活動をする胸鎖乳突筋の表面筋電位の計測を行った。計測した筋電位より二乗平均平方根 (RMS) を算出した。

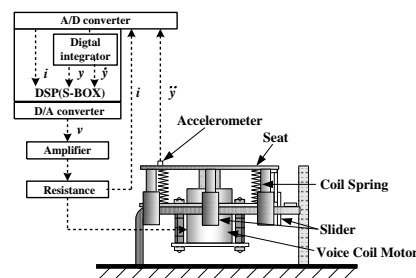


Fig. 2 ASS control system

実験結果

Fig.3 にシート変位の最大振幅値に対する頸部筋電位を未制御 (変位が 76mm のとき) と比較して示した。各プロットは供給エネルギーに対する負担低減効果について考察するために、シートの制御力を変化させて実験を行った結果である。シート最大変位が低減することで筋電位が低減していることが確認できる。未制御と比較して最高性能時 (変位が 49mm のとき) では筋電位は約 50% に低減した。以上によりシート変位を低減させることで頸部の負担低減を確認することができた。

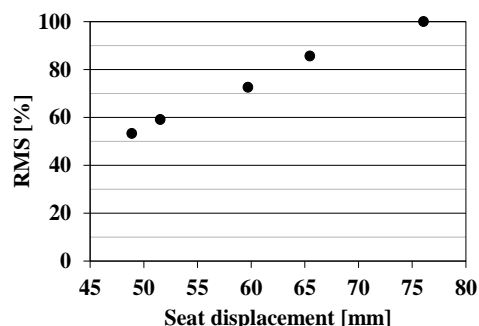


Fig. 3 Relation between seat displacement and RMS

参考文献

- 1) 阿部, 新井, 押野谷, 石橋, 日本機械学会年次大会講演会論文集, Vol.7, No.02-1, (2002), 175-176.
- 2) 石田, 須永, 蘭, 加藤, 長谷川, 押野谷, 第 37 回日本磁気学会学術講演概要集, (2013), 72.

電磁石シフトユニットのエネルギー評価制御

山本康 (いすゞ中央研究所)、長谷川真也*、押野谷康雄* (*東海大)

An electromagnet shift unit control using energy evaluation control

Y. Yamamoto (ISUZU Advanced Engineering Center Ltd.), S. Hasegawa*, Y. Oshinoya* (*Tokai Univ.)

はじめに

商用車の自動変速装置としては乗用車に用いられる AT よりも燃費性能に優れる AMT (Automated Manual Transmission) と呼ばれる自動変速装置が一般に採用されている。AMT はマニュアル変速機においてドライバーが行うクラッチ及びシフトレバの操作をアクチュエータで自動的に行う自動変速装置である。筆者らは AMT においてシフトレバ操作を自動化するためのシフトユニットを開発した¹⁾。同シフトユニットは電磁石で直接駆動する構造であるため、構造が簡単でかつ壊れにくくコストも安いという特徴があり、信頼性とコストが重要視される商用車に適している。しかしながら使用した電磁石のインダクタンスが大きくアクチュエータとしては応答性が劣るという問題がある²⁾。一方、筆者らは制御中のエネルギー状態を元に制御を行う方法 (EEC: Energy Evaluation Control) を考案した。本報告では EEC の概要を述べると共に、上記のシフトアクチュエータに対し EEC を適用し、その有用性を検証する。

制御対象とシミュレーション結果

Fig.1 に制御対象であるシフトユニットの構成を示す。シフトユニットにはシフトアクチュエータ用に最適化された電磁石 2 個を向かい合せに配置しており、これらの電磁石を交互に駆動することでギアイン、ギアアウトの動作を行う³⁾。またシフト操作では前後のギアイン位置と中央のニュートラル位置の 3 位置に位置決めする必要がある。

同シフトユニットに対し PDC と EEC を適用した制御結果を Fig.2 に示す。PDC ではギアイン位置 (同図 (a)) への制御時にオーバーシュートが大きく、制御の収束にも時間がかかるのに対し EEC ではオーバーシュートはあるものの、制御の収束は早かった。一方ニュートラル位置 (同図 (b)) への制御では共にオーバーシュートは発生しないものの、EEC は PDC よりも目標への到達、収束共に早かった。

まとめ

電磁石シフトユニットの制御には PDC よりも EEC の方がより適した制御則であることが分かった。

参考文献

- 1) 林暢彦, 山崎淳, 成田裕正, 江原達彦, 山本康, 自動車技術会論文集 Vol. 36, No. 6, (2005), pp. 175-180
- 2) 山本康, 長谷川真也, 押野谷康雄, 第 25 回電磁力関連のダイナミクス, (2013), pp.348-349
- 3) Y. Yamamoto, K. Terashima, S. Hasegawa and Y. Oshinoya, ICEE CD No. P-EM-38, (2012)

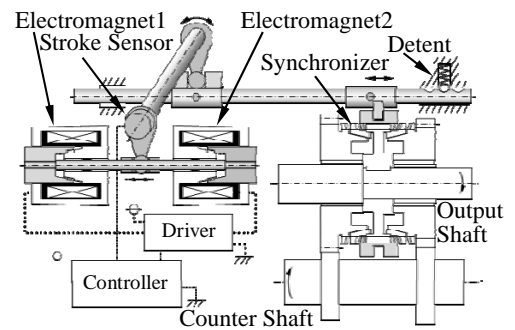
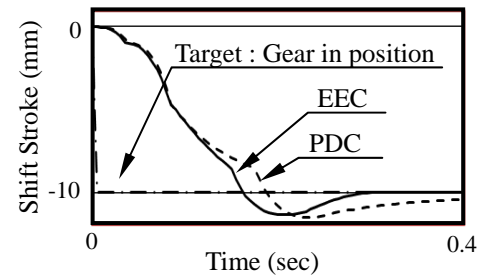
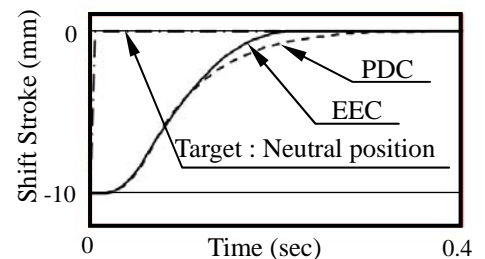


Fig. 1 Structure of the electromagnet shift unit



(a) Target is Gear in position



(b) Target is Neutral position

Fig. 2 Control result of EEC and PDC

熱音響発電機用ムービングコイル型リニア発電機の研究

佐藤一成、長谷川真也、木村英樹、押野谷康雄
(東海大学)

Study on moving coil-type linear generator for thermoacoustic electric generator

I. Sato, S. Hasegawa, H. Kimura, Y. Oshinoya
(Tokai University)

はじめに

近年開発された熱電変換システムとして熱音響発電機がある。これは熱音響機関とリニア発電機で構成されており、熱音響機関は熱流を音響パワーに変換し、リニア発電機にて音響パワーを電力に変換する。最初の進行波型熱音響発電機は2004年にS. Backhausらによって作成された。彼らの装置はムービングコイル型リニア発電機を用いて発電しており、最大出力58Wを達成した¹⁾。また、2013年D. M. Sunらの熱音響発電機は最大電力345Wを達成した²⁾。彼らの装置はムービングマグネット型リニア発電機を用いて発電しており、前者の装置より最大電力は高いが、可動子が重いという欠点を有する。熱音響発電機を構築する上で可動子質量は重要なパラメータである。可動子質量の増加は機械系共振周波数の低下を招き、且つ可動周波数域が制限される。その為、熱音響発電機の構成に制約を受ける。本研究では高い共振周波数で発電を行う為に、可動子の軽いムービングコイル型リニア発電機を作成した。また発電機の出力増加の為、磁気回路を最適化した。最適化に際して、磁場解析ソフトは(株)JSOL製JMAG-Designerを使用した。

計算モデルの基本構造

Fig. 1 に計算モデルを示す。円柱状コア(SUS304)に銅線コイル(0.2×0.3 mmの平角線)が2個取り付けられ、コイルが永久磁石(N36Z)の生む磁界中を往復運動する事で発電を行う。可動子は60 Hzで片側12 mm振幅する。また、ムービングコイル方式を採用している為、本質的に磁石の吸引力によるコギングが無い。さらに磁束の方向が一定である為、ヨーク(S10C)のヒステリシス損、渦電流損である鉄損が少ない。なお外部抵抗は内部抵抗の95%に設定した。

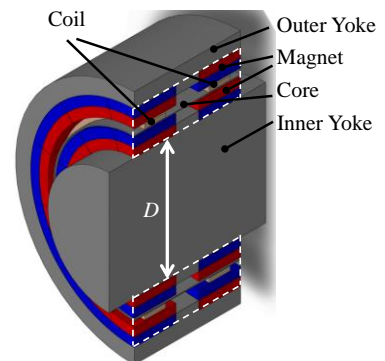


Fig. 1 Model of numerical simulation for moving coil-type linear generator

計算モデルの最適化

磁気回路の最適化は装置を設計する上で重要な課題の一つである³⁾。最適化条件として、外径を136 mmと固定し、Fig. 1の破線部の磁石、エアギャップおよびコイルの径方向の幅を保持する。その際、内側ヨークの径方向の幅D [mm]を変化させて出力への影響を調べた。

Fig. 2に可動子の単位質量当たりの出力P/M [W/kg]と出力P [W]の内側ヨーク幅依存性を示す。ここでM [kg]は可動子質量である。Dが68 mmの際、P/Mが最も高く、その際、外部抵抗から取り出せる出力は319 Wで、可動子質量は0.291 kgであることが分かった。

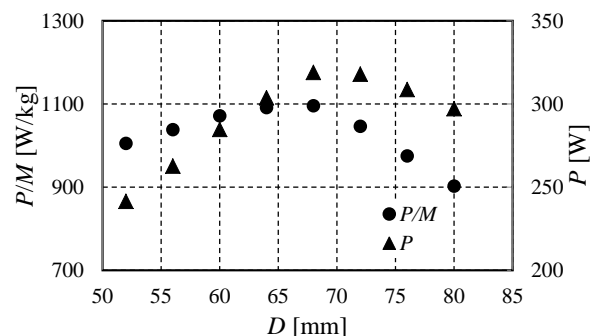


Fig. 2 Electric Power-to-mass ratio, and Electric Power vs Yoke Inner diameter

参考文献

- 1) S. Backhaus, E. Tward and M. Petach: Applied Physics. Lett., 85, pp. 1085-1087(2004).
- 2) D.M. Sun, K. Wang, X.J. Zhang, Y.N. Guo, Y. Xu, L.M. Qiu: Applied Energy. 106, pp. 377-382(2013).
- 3) I. Fazal, M. N. Karsiti, S. A. Zulkifli, T. Ibrahim, K.S. R. Rao: IEEE. pp. 1-5 (2010).

インホイール型磁気ギアードモータの基礎特性

中村健二, 秋本一輝, 竹前俊明, 一ノ倉理
(東北大学)

Basic Characteristics of In-Wheel Magnetic-Gearing Motor
Kenji Nakamura, Kazuki Akimoto, Toshiaki Takemae, Osamu Ichinokura
(Tohoku University)

1. はじめに

近年、低背・高出力なモータとして、アキシヤルギャップ型永久磁石 (PM) モータが注目されている。先に筆者らは、アキシヤルギャップ型 PM モータの大トルク化を目的として、モータと磁気ギアを組み合わせた磁気ギアードモータについて検討し、同体格のモータと比較して、2倍以上のトルクが得られることを明らかにした¹⁾。

そこで本稿では、磁気ギアードモータについて、移動支援機用のインホイールモータへの適用可能性を検討したので報告する。

2. 磁気ギアードモータのトルク特性

Fig. 1 に、アキシヤルギャップ型磁気ギアードモータの基本構成を示す。モータ部は、3相12スロット集中巻の固定子と PM rotor (4極対) で構成され、固定子鉄心の材質は無方向性ケイ素鋼板、磁石材料は Nd-Fe-B 焼結磁石である。ギア部は、PM rotor (4極対)、PM stator (19極対)、ポールピースロータ (PP rotor: 23極) で構成され、ポールピースの材質は圧粉磁心、磁石材料は Nd-Fe-B 焼結磁石である。同図に示すように、PM rotor がモータ部とギア部で共有されることで、動力が伝達される。

上述の構成で、固定子巻線に3相交流電流を入力すると、回転磁界に同期して PM rotor が回転し、これがギア部で $1/5.75$ に減速されて、PP rotor から機械出力が得られる。Table 1 に、アキシヤルギャップ型磁気ギアードモータの諸元を示す。体格や回転数などは、適用を想定している移動支援機の要求仕様から決定した。目標トルクは巻線電流密度が 5 A/mm^2 時に $0.93 \text{ N}\cdot\text{m}$ 以上である。

Fig. 2 に、3次元有限要素法 (3D-FEM) を用いて算定した、 5 A/mm^2 時のアキシヤルギャップ型磁気ギアードモータのトルク波形を示す。この図を見ると、電気入力により生じる入力トルクの平均値は $0.444 \text{ N}\cdot\text{m}$ 、PP rotor から得られる出力トルクは $2.546 \text{ N}\cdot\text{m}$ であり、ほぼギア比通りのトルクが得られ、かつ目標トルクを上回ることが了解される。今後は、実機の試作と実証実験を行う予定である。

なお、本研究の一部は、科研費挑戦的萌芽 (26630103) の交付を得て行った。

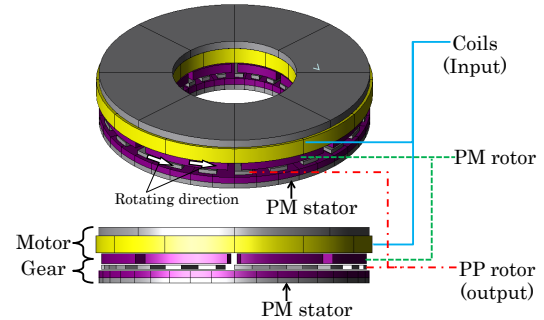


Fig. 1 Basic configuration of an axial-gap magnetic-gearing motor.

Table 1 Specifications of the axial-gap magnetic-gearing motor.

Diameter	100 mm
Axial length	20 mm
PM rotor	690 rpm
PP rotor	120 rpm
Number of turns/pole	67 turns/pole
PM rotor magnet pole pairs	4
PM stator magnet pole pairs	19
PP rotor number of poles	23
Gear ratio	5.75
Gap length	$0.5 \text{ mm} \times 3$
Material of magnet	Sintered Nd-Fe-B
Material of PP	Soft magnetic composite
Material of yoke and stator	Non-oriented Si steel

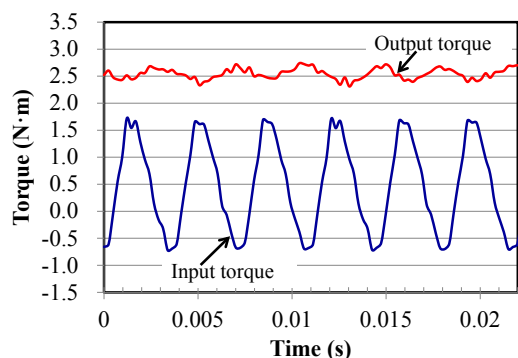


Fig. 2 Calculated torque waveforms of the axial-gap magnetic-gearing motor at 5 A/mm^2 .

参考文献

1) 竹前俊明, 中村健二, 一ノ倉理, 電気学会回転機研究会資料, RM-13-140 (2013)

外部磁界で駆動するマイクロインピーダンスポンプの開発

中島 翼、本田 崇
(九工大)

Development of micro impedance pump driven by external magnetic field

T. Nakashima, T. Honda
(Kyushu Inst. of Tech.)

はじめに

インピーダンスポンプとは、弾性管を周期的に圧迫することで管内の流体を流したり、流量を調整したりすることのできるポンプのことである。バルブレス構造で小型化に適しており、高い耐久性と信頼性が期待できる。本研究では、外部磁界で駆動可能なマイクロインピーダンスポンプを作製し、圧迫箇所を変更することで双方向の送液を確認したので報告する。

素子構成と動作原理

インピーダンスポンプは、軟質チューブの両端に硬質チューブを接続し構成される。軟質チューブの中心からずれた位置を周期的に圧迫すると、波の干渉による圧力の勾配が生じ、流れが生じる。Fig. 1に作製したインピーダンスポンプの素子構成を示す。本実験で用いた軟質チューブは、厚さ0.05mmの極薄シリコンゴムフィルムを2枚のスライドガラスで挟み込んで内径2mm、長さ30mmのチューブ状に加工したものである。本加工法は基板上にチューブを構成できるため、 μ -TASとの一体化も期待される。両端の硬質チューブにはアルミニウム管(外径2mm、肉厚0.2mm)を使用した。

軟質チューブを圧迫するアクチュエータには、永久磁石を有するシーソー型機構を採用した。厚さ75 μ m、長さ10mmのPIフィルムを、2つのNdFeB磁石($\phi 3 \times 3$ mm)で挟み込み、その両端をアルミニウム管に固定した。動作原理図をFig. 2に示す。磁石の磁化は水平方向であり、鉛直方向に交流磁界を印加すると、磁気トルクによってアクチュエータが回転振動を行う。ここで、正方向に直流バイアス磁界を印加すると、Fig. 2(a)のように回転が偏り片方だけを周期的に圧迫することができる。逆に負方向に直流バイアス磁界を印加すると、Fig. 2(b)のように逆側だけを圧迫することができる。直流バイアスにより圧迫位置を変化させることで、双方向への送液が行われる。

実験結果

Fig. 3に作動流体を水としたときの流量の周波数特性を示す。駆動磁界強度は300e、直流バイアス磁界は ± 16.60 eとし、開回路における圧力差0時の結果である。ここで、正の直流バイアスを印加したときの圧迫部側への流れを正方向、逆の流れを負方向への流れと定義した。対称性はよいとは言えないが、直流バイアスの符号によって双方向への送液を確認することができた。

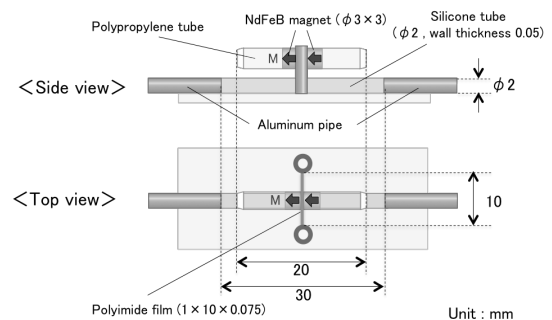


Fig.1 Structure of micro impedance pump

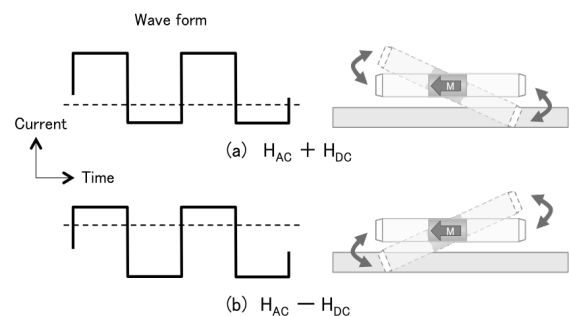


Fig.2 Actuation principle of pumping actuator

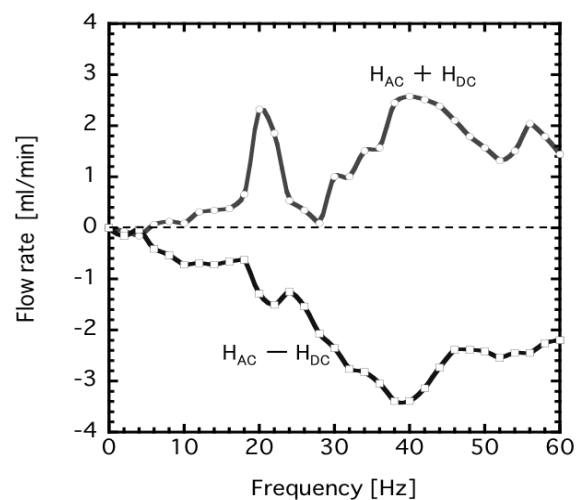


Fig.3 Frequency dependence of flow rate of impedance pump

弾性フィルムの振動を利用した 液冷システム用磁気駆動マイクロポンプの基礎特性

溝口 菜月、本田 崇
(九工大)

Basic properties of magnetic drive micropumps for liquid-cooling system using oscillating elastic films

N. Mizoguchi, T. Honda
(Kyushu Inst. of Tech.)

はじめに

著者らは、ノート PC 等に内蔵する小型液冷システムへの応用を目指し、配管内にポンプ可動子を構成できる磁気駆動マイクロポンプの開発を進めている。本報告では、外径 4mm のポンプを複数個直列配置した場合の基礎特性を評価したので報告する。

素子構成と動作原理

Fig.1 にマイクロポンプの構成を示す。可動子は、厚さ $50\mu\text{m}$ のポリイミドフィルム(長さ 4mm、幅 2.5mm)を、高さ方向に着磁された 2 個の円柱状 NdFeB 磁石 ($\phi 3\text{mm} \times 1\text{mm}$) の間に挟んだものである。これを PP 製円筒(内径 3mm、外径 4mm)の固定子内に挿入し、ポンプを構成する。可動子と固定子の固定にはアラミド繊維(外径 0.25mm)を用い、磁石間に挟んだアラミド繊維の両端を固定子に取り付けた。固定子のパイプの中に可動子の回転軸を挿入し取り付けた従来型に比べ、静音化と小型化が期待できる。

Fig.2 に動作原理を示す。管長手方向に交流磁界を印加すると、磁石は磁気トルクによって回転軸を中心に首振り運動する。それに伴い、弾性板が揺動することで流体を押し出し、ポンプとして機能する。配管にソレノイドコイル巻くことで駆動できるため、励磁部の小型化も可能である。

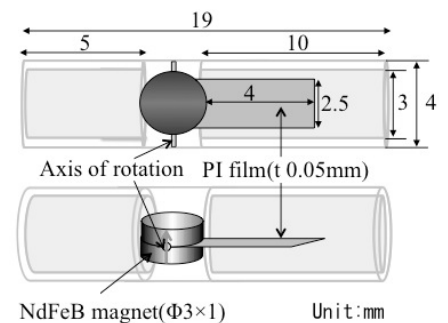


Fig. 1 Schematic view

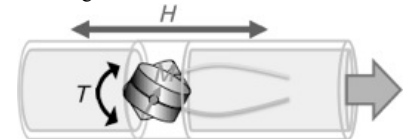


Fig. 2 Principle of actuation

実験方法と実験結果

作動流体には不凍液 (60%ナイブライン) を使用し、ソレノイドコイルによる駆動で無負荷流量と最大吐出圧力の周波数特性を測定した。ポンプは単体、及び 7 個まで直列接続した場合について評価を行った。

Fig.3 と Fig.4 に 50Oe(4kA/m)印加時における無負荷流量と最大吐出圧力の周波数特性をそれぞれ示す。流量、圧力とも 250Hz 付近で最大値を示した。単体の流量の最大値は 27ml/min、圧力の最大値は 0.37kPa であったが、ポンプの接続数を増やしていくと流量・圧力ともに増加した。その際、流量は頭打ち傾向になったのに対し、吐出圧力は接続数に対しほぼ比例して増加する傾向が見られた。

この結果を受け、今後 CPU 用水冷ジャケットと放熱用配管に本ポンプを組み込んだ小型液冷システムの構築を行い、液冷システムの設計と冷却性能についての検証を行う予定である。

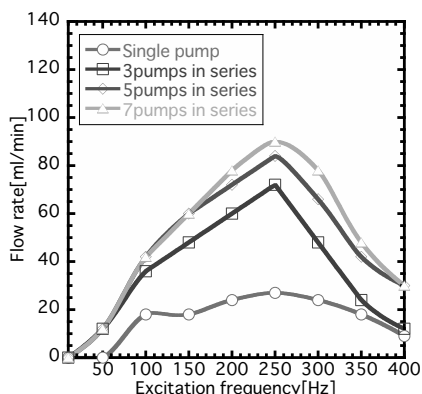


Fig. 3 Relation between flow rate and excitation frequency for serially connected micropumps.

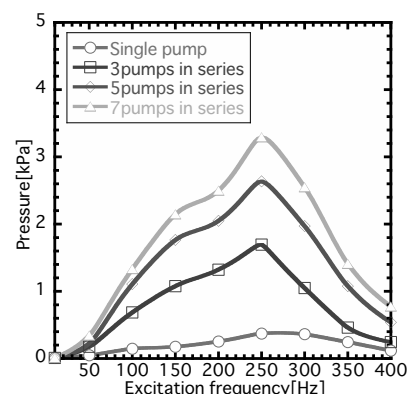


Fig. 4 Relation between pressure and excitation frequency for serially connected micropumps.

磁気ギアと機械式ギアの実機特性の比較

福岡道成, 中村健二, 一ノ倉理
(東北大学)

Experimental Comparison of Magnetic Gear with Conventional Mechanical Gear

M. Fukuoka, K. Nakamura, O. Ichinokura
(Tohoku University)

はじめに

磁気ギアは非接触でトルクを伝達できるため、機械式ギアと比べて振動、騒音が小さく、保守性に優れるなどの特長を有する。その中でも磁束変調型磁気ギアは、他の磁気ギアに比べてトルク密度が高く¹⁾、実用化が期待される。本稿では、先行研究²⁾において試作した磁気ギアを減速・増速動作させた際の特性について、機械式ギアと比較を行ったので報告する。

磁気ギアと機械式ギアの特性比較

Fig. 1 に、現有の試作磁気ギアの諸元を示す。内外の磁石回転子の極対数は、それぞれ 3 と 31 であり、その間に配置されたポールピースの極数は 34 である。磁気ギアのギア比は、内外の回転子の極対数の比で決まることから、10.333 である。永久磁石の材質は Nd-Fe-B 焼結磁石であり、ポールピースおよび両回転子のバックヨークの材質は、それぞれ圧粉磁心と無方向性ケイ素鋼板である。

Fig. 2 に実験装置の外観を示す。サーボモータを用いて、磁気ギアまたは機械式ギアを任意の速度で回転させ、出力側にはヒステリシスブレーキを接続して、所望の負荷トルクを印加する。ギアの入力・出力電力を測定するため、ギアの入力側、出力側の両方にトルクメータを接続した。

Fig. 3(a)に、磁気ギアおよび機械式ギアを減速ギアとして動作させた場合の効率および損失を示す。このときの負荷トルクは 12 N・m であり、磁気ギアの最大トルクの 88 % に相当する。一方、同図(b)に、磁気ギアおよび機械式ギアを増速ギアとして動作させた場合の効率および損失を示す。このときの負荷トルクは 1.0 N・m であり、最大の 74 % に相当する。これらの図を見ると、低速領域において磁気ギアが機械式ギアよりも高い効率を示していることがわかる。これは、機械式ギアでは歯同士の接点でのクーロン摩擦が主な損失であるため、速度にほぼ比例して増加するのに対し、磁気ギアの損失は、主に鉄心の鉄損および永久磁石の渦電流損失であり、速度の 2 乗にほぼ比例するためである。

なお、本研究の一部は、科学研究費補助金基盤研究(B) (24360102) および特別研究員奨励費 (24・4456) の交付を得て行った。

参考文献

- 1) K. Atallah and D. Howe, *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2844 (2001).
- 2) M. Fukuoka, K. Nakamura and O. Ichinokura, *IEEJ Trans. FM*, **134**, 416 (2014).

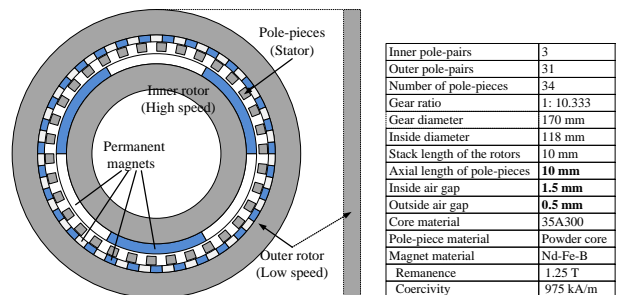


Fig. 1. Specifications of magnetic gear.

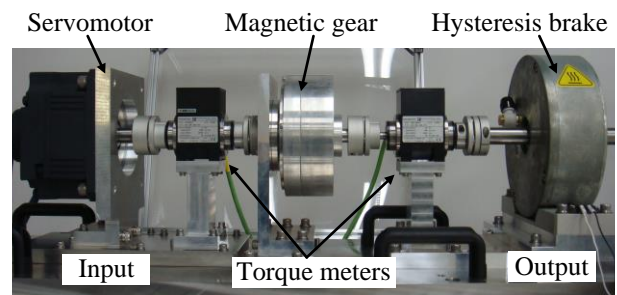
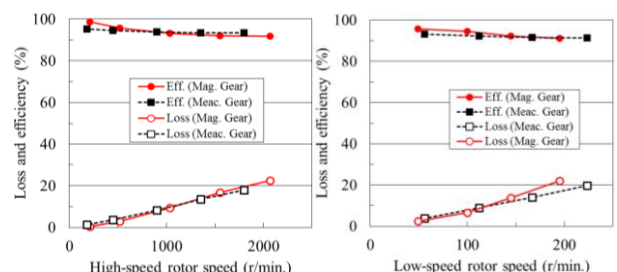


Fig. 2. General view of the experimental system.



(a) Step-down.

(b) Step-up.

Fig. 3. Comparison of loss and efficiency.

ボイスコイルモータを用いた超小型車両用シートの制御 (心拍変動による切り換え制御に関する基礎的考察)

石田勝樹、増野将大、加藤英晃、長谷川真也、押野谷康雄
(東海大)

Active control of an ultra-compact vehicle seat with a voice coil motor
(Fundamental consideration on switching control using heart rate variability)

M. Ishida, M. Mashino, H. Kato, S. Hasegawa, Y. Oshinoya
(Tokai Univ.)

はじめに

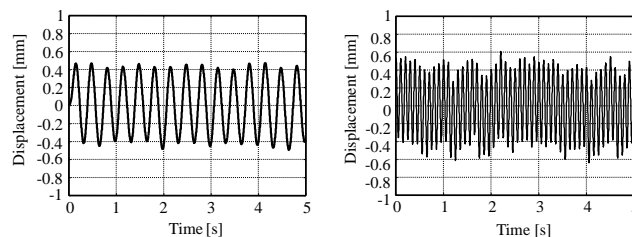
当研究グループでは環境問題や高齢化の進行によりますます需要の増大が予想される超小型電気自動車 (Fig.1) の乗り心地改善のために、ボイスコイルモータを用いたアクティブシートサスペンション (以下 ASS と称する) を提案している¹⁾。これまでに運転者の心拍変動をフィードバックすることにより制御の切り替えを行う R-R Interval Switching 制御 (以下、RRI-SW 制御) を提案し、加速度の制御により乗り心地の改善を検討している²⁾。しかし、ふわふわ感などの乗り心地感覚に対する運転者の生体情報への影響は明らかにできていない。そこで、本報告では運転者の乗り心地感覚に影響する振動周波数に着目し、周波数帯域の異なる 3Hz と 10Hz の振動を切り替える RRI-SW 制御の有用性について検討を行った。



Fig. 1 Ultra-compact electric vehicle

実験方法

本実験では車両の ASS 部分を加振させることで 10 分間の未走行加振実験を行った。定常的な振動状態における乗り心地評価基準として 8~20Hz をばたつき感、0.2~3Hz をふわふわ感により表せるという報告がある³⁾。そこで本報告では異なる乗り心地として 3Hz 加振車両、10Hz 加振車両および RRI-SW 制御車両の 3 車両を設定した。なお、シート変位の時刻歴波形の一例を Fig.2 に示す。また、運転者の心拍変動解析により交感神経機能の指標とされる LF/HF により評価を行った。



(a) 3Hz

(b) 10Hz

Fig. 2 Time histories of seat displacement

実験結果

Fig.3 に被験者 1 名の LF/HF を 10Hz 加振車両に対する各加振車両の値として示す。LF/HF は値が低いほどリラックス状態を示す。同図において LF/HF は 10Hz 加振車両に対して 3Hz 加振車両は 22% 低減、RRI-SW 制御車両は 42% 低減しており、一被験者からの結果ではあるが RRI-SW 制御車両にて最も運転者がリラックス状態になる可能性を示すことができた。

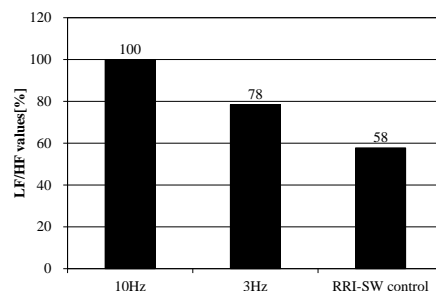


Fig. 3 LF/HF values

参考文献

- 1) 阿部, 新井, 押野谷, 石橋, 日本機械学会年次大会講演会論文集, Vol.7, No.02-1, (2002), 175-176.
- 2) 石田, 加藤, 長谷川, 押野谷, 日本機械学会第 25 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム講演論文集, No.13-4, (2013), 312-313.
- 3) 武井, 石黒, 豊田中央研究所 R&D レビュー, Vol.30, No.3, (1995).

高リップル・フォワードコンバータによる有線通信システム用送信器

甲木昭彦、舛巴一史*、森田洗介*、前山繁隆**

(長崎大学、*九州工業大学、**TDK)

Signal Transmitter Using High-Ripple Forward Converter in Wire Communication System

A. Katsuki, K. Masutomo*, K. Morita*, S. Maeyama**

(Nagasaki University, *Kyushu Institute of Technology, **TDK Corporation)

はじめに

有線通信システムでは通信線を電源線としても使う。従来のシステムは、1台の主電源がすべての端末装置に給電するが、主電源が動作停止するとシステムダウンするので信頼性に問題がある。そこで筆者らは、小型スイッチング電源を持つ給電端末を導入し、並列接続による冗長電源システムを構成してこの問題を解決した²⁾。本稿では、フォワードコンバータを送信器として用いた場合の特性を検討する。

送信器としての特性

実験回路を Fig. 1 に示す。キャパシタ C_1 について、受信時は静電容量を大きくして出力電圧リップルを小さくし、送信時は静電容量を小さくして同リップルを大きくする。出力電圧リップルの振幅特性を Fig. 2 に示す。キャパシタンス C_1 を小さくしていくと、振幅が数 V と大きくなると共にその波形は正弦波に近くなる。更に C_1 を小さくすると、振幅の変化が少なくなるが、波形は歪むので注意を要する。振幅が交流負荷 R_{ac} の影響を受けるが、システム動作中に交流負荷はほとんど変動しない。直流負荷 R_{dc} はシステム動作中にある程度変動するが、リップルの大きさにほとんど影響を与えない。入力電圧 V_{in} は 141 V、スイッチング周波数 f_s は 200 kHz とした。

送受信特性例

実用に際しては、歪に留意して C_1 を選び、変復調の忠実性の観点からリップル電圧振幅変動の影響を受けにくい通信方式を選ぶことが重要である。デジタル通信の例として、変調波(10 kHz の対称方形波)を Fig. 3(a)に、FSK(マーク周波数 240 kHz、スペース周波数 200 kHz)による FM 波(R_{ac} の端子間電圧)を Fig.3(b)に、PLL IC による復調波を Fig. 3(c) に示す。

参考文献

- 1) J. Pest, *United States Patent*, 3649769, March 1972.
- 2) A. Katsuki, et al., *Proc. of INTELEC'99*, No. 13-1, June 1999.

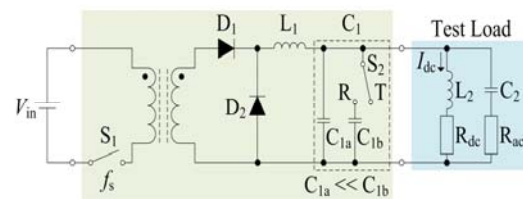


Fig. 1. Experimental circuit for transmitter.

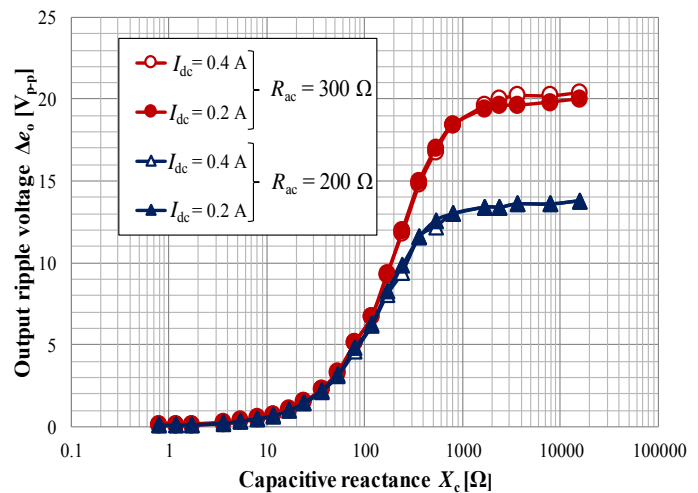


Fig. 2. Relations between the amplitude of output ripple voltage Δe_o and the reactance X_c of capacitor C_1 .

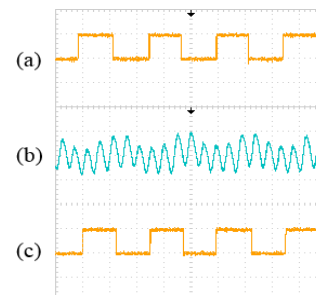


Fig. 3. Example of observed FSK waveforms; (a) Modulating signal, (b) FM wave, and (c) Demodulated signal. (Vertical: 5 V/div., Horizontal: 10 μ s/div.)

重ね巻型 3 相一体可変インダクタの小型軽量化

中村健二, 本間航也, 大日向敬*, 有松健司*, 白崎隆*, 一ノ倉理
(東北大学, *東北電力)

Size and Weight Reduction of Lap-Winding type Three-Phase Variable Inductor

K. Nakamura, K. Honma, T. Ohinata*, K. Arimatsu*, T. Shirasaki*, O. Ichinokura
(Tohoku University, *Tohoku Electric Power Co., Inc.)

1. はじめに

可変インダクタは, 制御巻線からの直流励磁により交流主巻線の実効的なインダクタンスを任意に調整できるため, 電力用コンデンサと組み合わせて系統に並列に接続することで, 無効電力補償型の電圧安定化装置として応用できる。先に筆者らは, 電力系統用に特化した 3 相一体構造の可変インダクタ¹⁾について, 直流制御巻線を交流主巻線に重ねて巻く, いわゆる重ね巻型の 3 相一体可変インダクタを提案し, 良好な制御特性と低電流歪み特性を有することを明らかにした²⁾。

本稿では, 重ね巻型 3 相一体可変インダクタの小型軽量化を目的として, 磁心直径と脚幅について検討を行ったので報告する。

2. 重ね巻型 3 相一体可変インダクタの小型軽量化

Fig. 1 に, 初期設計の重ね巻型 3 相一体可変インダクタを示す²⁾。Fig. 1 の可変インダクタを基準として, 磁心窓面積, 積み厚 (60 mm), 内外の環状ヨークの幅 (15 mm および 25 mm) を一定の条件下, Table 1 に示すように脚幅と磁心直径を減らし, 小型軽量化させた際の基礎特性について比較を行った。なお, 基礎特性の算定には, 筆者らが提案するリラクタンスネットワーク解析 (RNA) を用いた。

Fig. 2 に単位重量当たりの無効電力, Fig. 3 に主巻線電流の定格換算歪み率を示す。Fig. 2 を見ると, 脚幅が小さくなるほど軽量化するため, 単位重量当たりの無効電力は増加することがわかる。一方, Fig. 3 を見ると, 脚幅が小さくなるほど, 磁脚部の磁束密度が高くなり, 歪み率が悪化していることがわかる。ここで, 系統における電流歪み率は 5% 以下である必要があることから, 本検討の範囲では脚幅 40 mm のモデルが最も良い特性を有することがわかる。また初期設計に対して約 16% の軽量化と約 6% の磁心直径の小型化が期待できる。

なお, 本研究は JST 研究成果展開事業 A-STEP の支援を受け行った。

参考文献

- 1) 中村, 久田, 大日向, 有松, 佐藤, 一ノ倉, 日本磁気学会誌, **32**, 415 (2008)
- 2) K. Nakamura, K. Honma, T. Ohinata, K. Arimatsu, T. Shirasaki, O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **38** (2014) (in press)

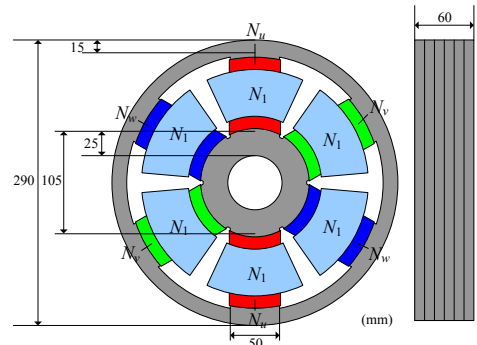


Fig. 1 Lap-winding type three-phase variable inductor.

Table 1. Specifications of five lap-winding type three-phase variable inductors.

Leg width (mm)	Core diameter (mm)	Total weight (kg)
50	290	29.2
42.5	276	25.7
40	272	24.6
37.5	268	23.5
35	264	22.2

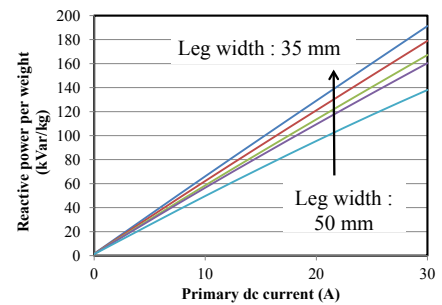


Fig. 2 Reactive power per weight characteristics.

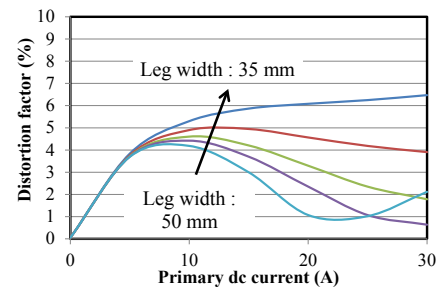


Fig. 3 Normalized distortion factor of the main winding current.

有機インターポージャー内蔵フェライトインダクタを用いた CMOS スイッチ降圧 DC-DC コンバータ

萩田和洋¹, 矢崎裕一郎¹, 近藤雄太¹, 曾根原誠¹, 佐藤敏郎¹, 藤井朋治², 小林和貴², 中澤信司²,
清水浩², 渡辺哲朗³, 清野裕斗³, 松下伸広³, 柳原裕貴⁴, 染谷晃基⁴, 更田裕司⁴, 桜井貴康⁴

(¹信州大学, ²新光電気工業株式会社, ³東京工業大学, ⁴東京大学)

CMOS switch DC-DC buck converter using ferrite core inductor embedded in organic interposer

K. Hagita¹, Y. Yazaki¹, Y. Kondo¹, M. Sonehara¹, T. Sato¹, T. Fujii², K. Kobayashi², S. Nakazawa²,

H. Shimizu², T. Watanabe³, Y. Seino³, N. Matsushita³, H. Yanagihara⁴, T. Someya⁴, H. Fuketa⁴, T. Sakurai⁴

(¹Shinshu Univ., ²SHINKO Electric Industries Co. Ltd., ³Tokyo Inst. of Tech., ⁴Univ. of Tokyo)

1 はじめに パッケージレベル DC パワーグリッドの基盤技術として、筆者らは有機インターポージャーへの電源インダクタ内蔵¹⁾と併せて、インターポージャーへの電源集積化の検討を進めている。本稿では、フェライトインダクタを内蔵した有機インターポージャー表面に CMOS スイッチを実装して構成した降圧型 DC-DC コンバータの試作と電源特性の評価結果を報告する。

2 Zn-Fe フェライトインダクタ Fig. 1 は、有機インターポージャーのビルドアップ層に内蔵した Zn-Fe フェライト 2 ターンスパイラルインダクタの断面を示すものであり、10 μ m 厚 Zn-Fe フェライトはビルドアップ層の表面平坦化のためにポリイミド層を下地としてスピンスプレー法で作製している²⁾。内蔵インダクタの 50MHz におけるインダクタンスは 4.6nH、 Q 値は 12.6、インダクタンスが 10%低下する直流重畳電流は 2A である。

3 CMOS スイッチ降圧 DC-DC コンバータの試作と評価

インダクタ特性と電源のスイッチング周波数、2V 入力-1V・1A 出力の電源仕様に合せて 180nm-CMOS の P-MOS と N-MOS FET のゲート幅 W_p 、 W_n を決定した。同期整流 180nm-CMOS スイッチと有機インターポージャーにフリップチップ実装した様子を Fig. 2 に示す。CMOS チップは電源出力平滑用の MOS キャパシタを内蔵するため 2.5mm 角サイズを有する。ハイサイド P-MOS FET のオン時比率 D を 0.5 一定にして電力変換効率の出力電流依存性を測定した結果を Fig. 3 に示す。Zn-Fe フェライトインダクタを用い、スイッチング周波数 50MHz で動作させた場合は 1A 出力で 70% 弱の効率を示すのに対し、2 ターン空心スパイラルインダクタを用い、スイッチング周波数 90MHz で動作させた場合の効率は 10% 程度低い。有機インターポージャー内部配線抵抗などを考慮して行った電源特性シミュレーション結果に対し、実測の電源効率は 3~4% 程度低い結果となった。

参考文献 1) Y. Yazaki et al., *IEEE Trans. Magn.*, 50 (11), (2014), to be published., 2) K. Hagita et al., *The 11th International Conference on Ferrites (ICF11)*, 17pP-51 (2013).

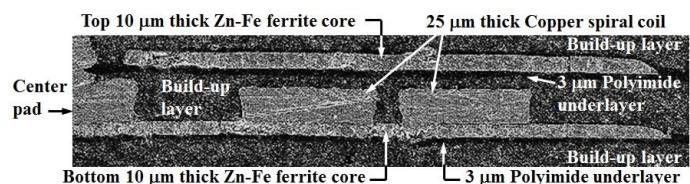


Fig. 1 Zn-Fe ferrite core planar spiral inductor embedded in organic interposer.

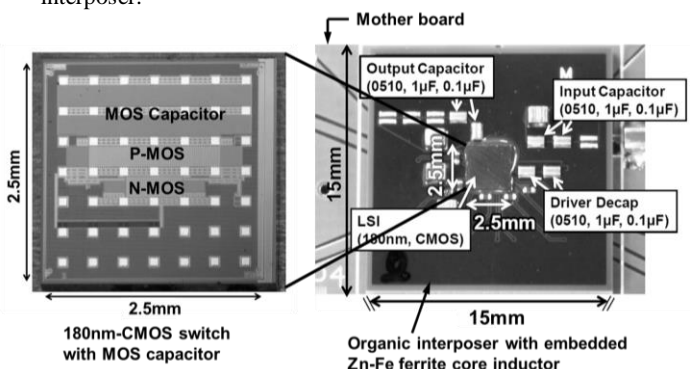


Fig. 2 180nm-CMOS switch and buck DC-DC converter integrated in organic interposer.

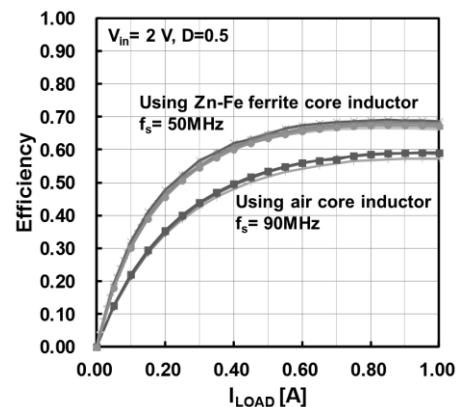


Fig. 3 Conversion efficiency vs. output current in 180nm-CMOS switch buck DC-DC converter.

MEMS 応用に向けた Si 基板上への厚膜磁石の成膜

押領司 学, 山下 昂洋, 柳井 武志, 中野 正基, 福永 博俊 (長崎大学)
松本 信子, 藤井 泰久 ((株) KRI)

Thick film magnets deposited on Si substrates for MEMS applications

Manabu Oryoshi, Akihiro Yamashita, Takeshi Yanai, Masaki Nakano, Hirotohi Fukunaga (Nagasaki University)

Nobuko Matsumoto, Yasuhisa Fujii(KRI corp.)

1. はじめに

電子機器の内部に使用される永久磁石の小型化が求められる中, MEMS(Micro-electromechanical system)への応用を鑑み, Si 基板上へ優れた磁気特性を持つ Nd-Fe-B 系磁石膜の成膜が検討されている。これまで, スパッタリング法を用い, Si 基板と Nd-Fe-B 層の間にバッファ層を利用する事により, 数 μm ~20 μm 厚の範囲の異方性 Nd-Fe-B 系磁石膜の成膜が報告されてきた⁽¹⁾⁽²⁾。我々は, Fe や Ta 等の金属基板上であるものの, 数 10 $\mu\text{m}/\text{h}$ の成膜速度を有する PLD(Pulsed Laser Deposition)法を用い, 10~1200 μm の広い膜厚の範囲で等方性 Nd-Fe-B 系厚膜磁石を成膜し, 数種類のデバイスに応用してきた⁽³⁾。更に我々は, 上記の PLD 法を用いて Si 基板上に Ta バッファ層を使用した Nd-Fe-B 系磁石膜の成膜を報告した⁽⁴⁾。しかしながら, 熱処理時における「基板と磁石膜の間での剥離・乖離」・「Si 基板の破壊」等の問題や, 磁石膜にダイシング加工を施すと, 機械的破損が生じることが確認された⁽⁴⁾。

本稿では, Nd-Fe-B 系厚膜磁石の組成に着目し, 上述の破壊の抑制や, 再現性に課題が残るものの, Si 基板上に 100 μm 厚程度までの厚膜化を実現した結果を報告する。

2. 実験方法

$\text{Nd}_x\text{Fe}_{14}\text{B}$ ($X=2.0, 2.6, 3.0$)合金ターゲットを回転させながら Nd-YAG パルスレーザーを照射することにより, ターゲットを構成する分子や原子, イオン等を解離・放出させ対面に設置した 5 mm 角の(100)単結晶 Si 基板上に堆積させた。レーザーパワーは 4 W で固定し, ターゲットと基板間の距離は 10mm とした。更に, 成膜直後の試料は軟磁気特性を示したため, PA(Pulse annealing)法を用いて保持時間 3.0 sec で熱処理を施し, 硬磁気特性を発現させた。磁気特性の測定は VSM, 膜組成を SEM-EDX を用い測定した。

3. 実験結果

本実験では, Ta バッファ層を施さず, Nd-Fe-B 系厚膜磁石を Si 基板上に直接成膜する手法を試みた。その際, Si 基板との熱膨張係数を考慮し, 様々な Nd 含有量を有する試料を準備し, 熱処理後の試料の破壊の様子を検討した。結果を Fig. 1 に示す。全ての試料の破壊は, 磁石膜の剥離ではなく, Si 基板自身の破壊であることを確認した。厚膜磁石の膜厚が 60 μm 以上の範囲では, ばらつきが見られるものの, それ以下の膜厚範囲においては, Nd 含有量を 15 at.%以上にする事により, その破壊を抑制できることが明らかとなった。この原因の一つとして, Nd 含有量の増加に伴い, Si 基板と厚膜磁石の熱膨張係数の差が小さくなったことが考えられるものの, 今後詳細な検討が必要である。得られた試料の中で, 膜厚: 約 113 μm , 保磁力: 1160 kA/m 程度, 残留磁

化: 0.5 T 程度の試料(Fig.2(a)参照)にダイシング加工を施したところ, Fig. 2(b)に示すように綺麗に切断でき, ダイシング後の磁気特性の劣化も小さいことを確認した。Ta バッファ層を用いない手法が, ダイシング等の試料の加工に有利であることが確認された。

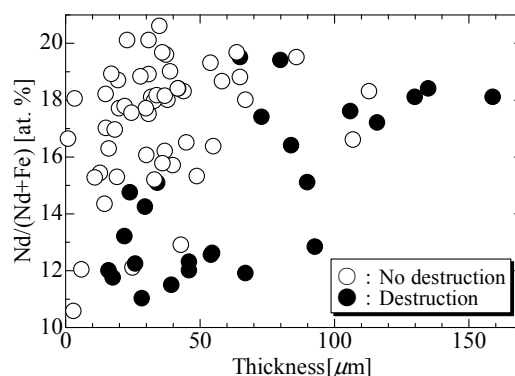


Fig.1 Relationship between Nd contents and thickness of Nd-Fe-B films deposited on Si substrates.

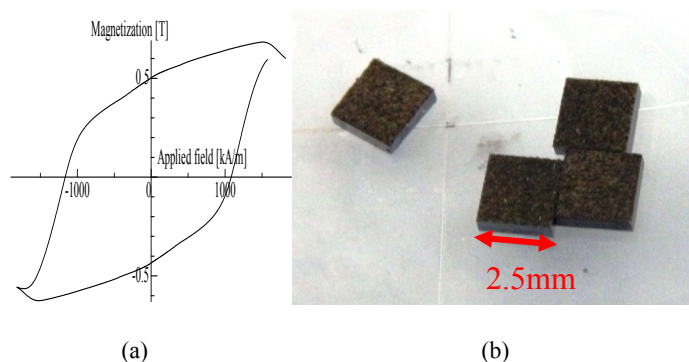


Fig. 2 M-H loop of a sample for dicing and four samples after dicing.

参考文献

- (1) Y. Zhang *et al.*, *Acta Materialia*, **60**, 3783(2012).
- (2) 小峠ら, 電気学会マグネティクス研究会資料, MAG-12-170(2012).
- (3) M. Nakano *et al.*, *IEEE Trans. Magn.*, **43**, 2672(2007).
- (4) 押領司ら, 電気学会マグネティクス研究会, **2-131**(2013).