

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。

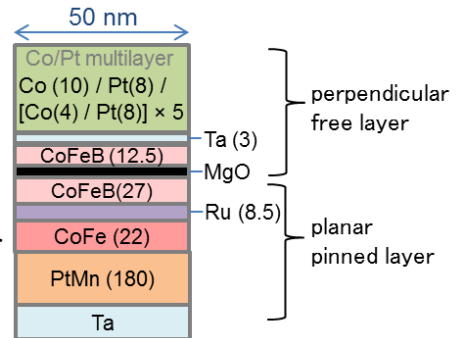


Fig. 1. Schematic configuration of sample. All thicknesses are given in angstroms.

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。

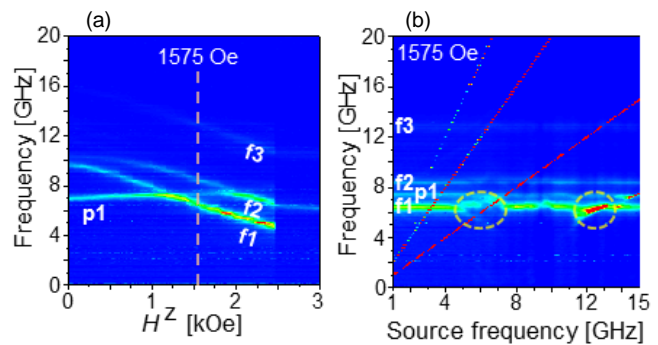


Fig. 2. (a) H^z dependence of TE-FMR spectra obtained by applying current $I = 100$ μ A. (b) FMR spectra under microwave magnetic field.

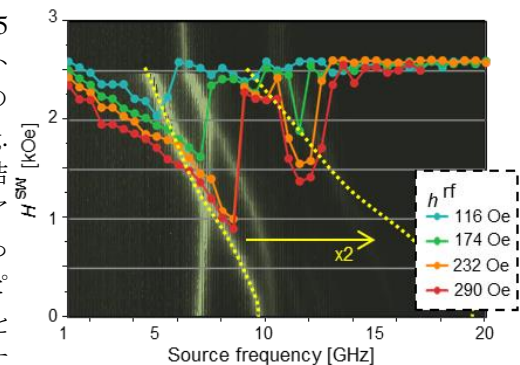


Fig. 3. Frequency dependence of switching field under microwave magnetic field. Corresponding TE-FMR spectra are shown in background. Yellow dotted line shows f_1 mode and its double frequency.

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)の研究成果展開事業「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。

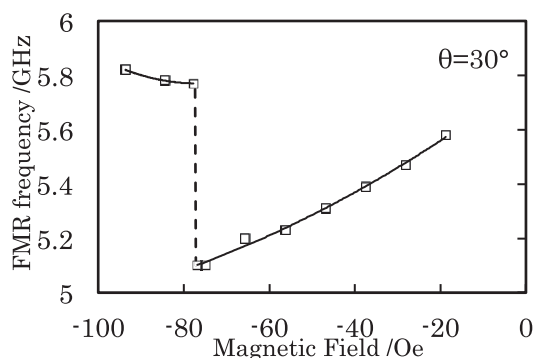


Fig.1 Magnetic field dependence of FMR frequency of NiFe wire

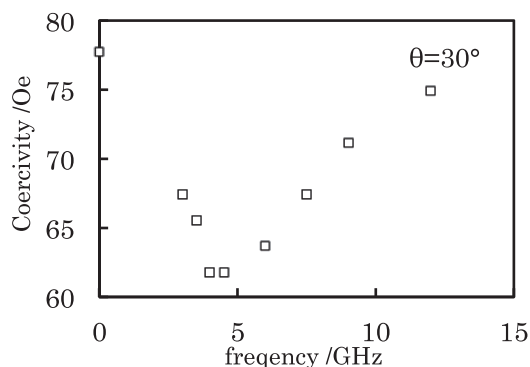


Fig.2 Switching field of NiFe wire as a function of rf field frequency

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.

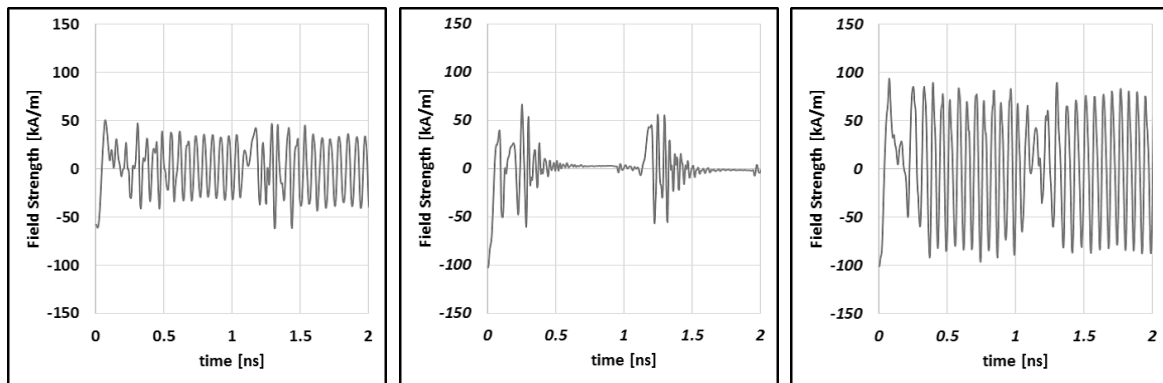
(a) $t_m = 10$ nm, $K_u = 5.0 \times 10^5$ J/m³(b) $t_m = 20$ nm, $K_u = 5.0 \times 10^5$ J/m³(c) $t_m = 20$ nm, $K_u = 5.0 \times 10^3$ J/m³

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。

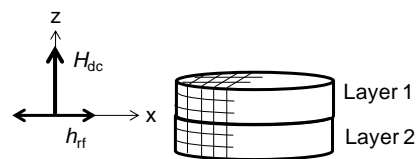


Fig.1 Schematic illustration of simulation mode.1

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).

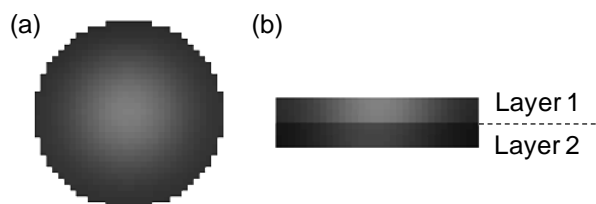


Fig.2 Snapshots of 2D magnetization images of the dot just before the switching.