

アモルファス GdFeCo 膜におけるスピン軌道トルク

川上圭祐, 大島大輝, 加藤剛志, 岩田聡
(名古屋大学)

Spin orbit torques in amorphous GdFeCo films

K. Kawakami, D. Oshima, T. Kato, S. Iwata
(Nagoya Univ)

はじめに

Gbit を超える MRAM 開発およびその低消費電力化において、磁性薄膜の高効率な磁化反転手法の開発が求められている。スピンホール効果による純スピン流を利用した磁化反転は、スピントランスファートルク磁化反転に比べて低消費電力化の可能性があり、また書き込みマージンの確保が容易であるなどの利点があると指摘されている¹⁾。GdFeCo は、Gd と遷移金属の磁気モーメントが反平行に結合したフェリ磁性体であり、組成により磁気特性を制御することが可能な材料であるが、本研究では、組成の異なる GdFeCo 膜に隣接 Ta 層で生じたスピン流によるスピン軌道トルクについて調べたので報告する。

実験方法

超高真空マグネトロンスパッタ装置により、熱酸化膜付き Si 基板上に Ta (20 nm) / Gd_x(Fe₉₀Co₁₀)_{100-x} (5 nm) / SiN (3 nm) を成膜した。素子の加工には、電子ビームリソグラフィと Ar⁺イオンエッチングを用い、幅 1~8 μm のホールクロス構造を作製した。スピンホール磁化反転はパルス幅 10 μsec のパルス電流 I_{pulse} を通電後、読み出し電流 I_{read} で異常ホール (AHE) 電圧を測定することにより確認した。また、パルス電流と平行に磁界 H_{ext} を加えた。スピン軌道トルクは周波数 80 Hz の交流電流 J_c を流すことによる磁化の傾きの変化を、AHE の高調波電圧を検出することで見積もった。交流電流と平行および垂直方向に磁界 H_{ext} を加えることによって、ダンピングライクトルクおよびフィールドライクトルクによる磁界 H_{DL} , H_{FL} を得た。

実験結果

Fig. 1 は、Gd 組成 21, 23, 26 at.% の GdFeCo 膜におけるスピンホール磁化反転の臨界電流密度 J_{sw} の外部磁界 H_{ext} 依存性を示している。AHE の符号から、Gd26 at.% 以下は TM-rich, Gd28 at.% は RE-rich であることを確認した。 J_{sw} の H_{ext} 依存性は Gd₂₁(FeCo)₇₉ が最も大きく、正味磁化が大きいほど H_{ext} 依存性が大きくなる傾向が見られた。なお、 J_{sw} を $H_{\text{ext}} = 0$ Oe へ外挿した値は Gd 組成に大きく依存せず、10 MA/cm² 程度となった。Fig. 2 は Gd_x(FeCo)_{100-x} 膜の飽和磁化 M_s と $J_c = 2$ MA/cm² における H_{DL} , およびこれらから求められるスピンホール角 J_s / J_c の Gd 組成依存性を示している。 H_{DL} は GdFeCo の補償組成付近で大きくなるが、AHE と異なり、 H_{DL} の符号は TM-rich, RE-rich で変化がない。また、 J_s / J_c は全ての組成でおおよそ 0.1 程度となることが分かった。

参考文献

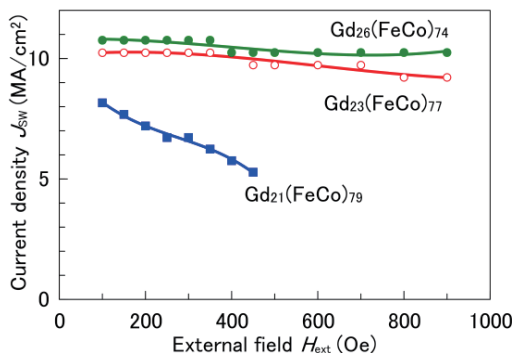
1) L. Liu *et al.*, Science, **336**, 555 (2012).

Fig. 1 External field H_{ext} dependence of switching current density J_{sw} of Gd_x(Fe₉₀Co₁₀)_{100-x}.

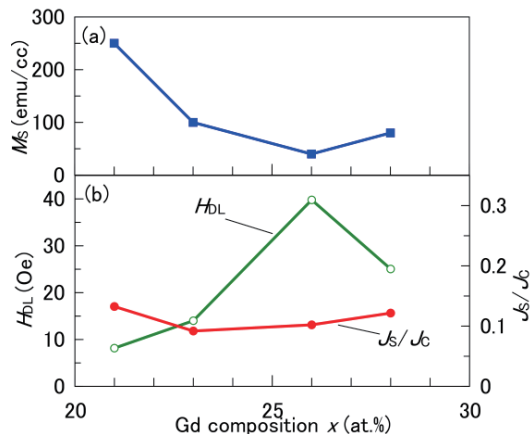


Fig. 2 Gd composition dependence of (a) net magnetization M_s , (b) damping-like field H_{DL} , and spin Hall angle J_s / J_c in Gd_x(Fe₉₀Co₁₀)_{100-x}

Gd_x-Fe_{1-x} 合金磁性細線における電流誘起磁壁移動特性の組成依存性

海老澤 遼¹, 青島 賢一², 加藤 大典², 船橋 信彦², 久我 淳², 秋山 泰伸¹, 町田 賢司²
(東海大工¹, NHK 技研²)

Current induced domain wall movement of magnetic wires with various composition of Gd_x-Fe_{1-x} alloy

Ryo Ebisawa¹, Kenichi Aoshima², Daisuke Kato², Nobuhiko Funabashi²,

Kiyoshi Kuga², Yasunobu Akiyama¹, Kenji Machida²

(Tokai University,¹ NHK STRL.²)

はじめに

広視域ホログラフィ表示用ディスプレイとして、高精細化を目指した磁気光学(MO)空間光変調器(SLM)の研究を行っている¹⁾。画素の高精細化に伴う画素選択トランジスタサイズ縮小による駆動電流低下のため、磁化反転に要する電流の低減が必須となっている²⁾。近年、アモルファス希土類遷移金属(RE-TM)合金を用いた磁性細線において、低電流での磁壁移動が報告されている³⁾。我々は電流誘起磁壁移動を用いた MOSLM 実現を目指し、RE-TM 合金である Gd_x-Fe_{1-x} に着目し、様々な組成の Gd-Fe 磁性細線素子を作製してきた。これまでに外部磁界での磁化反転特性、初期磁区形成方法および基本的な電流誘起磁壁移動特性について報告をした。今回、パルス幅や組成を変えたときの電流誘起磁壁移動特性について調べたので報告する。

実験方法

作製した磁性細線は Gd_x-Fe_{1-x} 磁性細線(幅:500nm、厚:15nm、x=0.204, 0.230, 0.244)、電極、初期磁区形成用ハード膜(0.5μm×3.0μm)からなる構成とし、ハード膜は細線下に埋め込む構造とした。これら素子はスパッタによる製膜、電子線描画、イオンミリング、リフトオフを用いて作製した。マイクロ Kerr 測定装置(λ:408nm)を用いて磁性細線の磁化反転特性を評価した。電流誘起磁壁移動実験では、外部磁界 8kOe を印加しハード膜と磁性細線の磁化方向を上向きに揃え初期化、磁界をゼロとして、(Gd_{0.244}-Fe_{0.756} では初期磁区をつくるための逆向きに電流注入)、パルス幅 50ns, 1μs の電流を注入した。その後、MO 顕微鏡で磁壁の移動を観察し電流注入前後の MO 差分像から移動速度を算出(5回の平均)した。各々の測定を5回繰り返し移動速度の平均および標準偏差(エラーバー)を求めた。

実験結果

Fig. 1 に磁性細線部の磁化反転特性をマイクロ Kerr にて測定した結果を示す。これまでの研究で報告したように、どのヒステリシスループもプラス磁界の反転磁界は大きく、マイナス磁界の反転磁界は小さいという非対称なループであった。プラス磁界側の反転は、一斉磁化反転、マイナス磁界での反転は磁壁移動による反転と、反転モードが異なるため非対称なループが得られたのだと考えられる。Gd が多い組成ほど、プラス側の反転磁界が大きかったが、マイナス磁界の反転磁界は組成依存性が見られなかった。また、Fig. 2 に電流誘起磁壁移動特性を示す。どちらのパルス幅でも Gd が多い組成ほど、閾電流密度が低く、電流密度を大きくすると磁壁移動速度は大きくなった。1μs では 21.3MA/cm²、50ns では 28.0MA/cm²以上の電流密度では、マルチドメインになった。また、1μs のパルス幅では、50ns のパルス幅よりも低電流密度で磁壁が動くことを確認できた。Gd_{0.244}-Fe_{0.756} の閾電流密度(J_c)は、1μs では 13.3MA/cm²、50ns では 16.0 MA/cm²であった。これはパルス幅が大きい程発熱が大きく、低電流で動いたためと考えている。反転磁界が大きい Gd が多い組成では J_c は小さく、移動速度は速かった。Gd_{0.25}Fe_{0.75} が本材料の補償組成であり、この補償組成に近い Gd_{0.244}-Fe_{0.756} においては、飽和磁化(M_s)が下がったため、閾電流密度が下がった⁴⁾のだと考えられる。

参考文献

- 1) K. Aoshima, et. al, *J. Display Technol.*, vol. 11, no. 2, pp. 129-135, (2015)
- 2) K. Aoshima, et. al, *J. Display Technol.*, vol. 12, no. 2, pp.1212-1217, (2016)
- 3) H. Awano, *J. Magn. Mater.*, vol. 383, pp.50-55 (2015)
- 4) S-W. Jung, et. al, *Appl. Phys. Lett.*, 92, 202508 (2008)

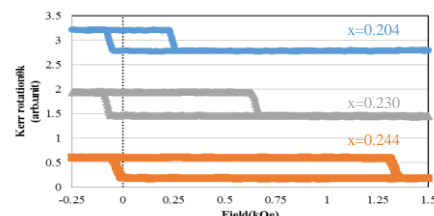


Fig.1 Kerr loop of Gd_x-Fe_{1-x}magnetic wire

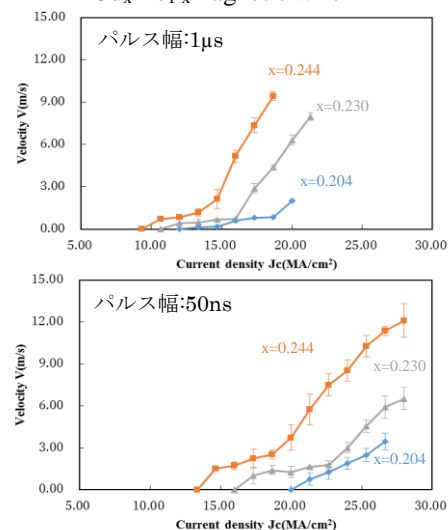


Fig. 2 Domain wall velocity

低キュリー温度 Co/Pd 系多層膜を用いたスピン注入磁化反転

木村匠, 董夏茵, 大島大輝, 加藤剛志, 園部義明*, 川戸良昭*, 岩田聡
(名大, *サムスン日本研究所)

Spin transfer torque magnetization switching of Co/Pd based multilayers with low Curie temperature

T. Kimura, X. Dong, D. Oshima, T. Kato, Y. Sonobe*, Y. Kawato*, S. Iwata
(Nagoya Univ., *Samsung R&D Institute Japan)

1. はじめに

スピン注入磁化反転は, 大容量 MRAM を実現する技術として開発が進められているが, 10 Gbit を超える容量の実現には, 高い熱安定性と低い臨界電流を両立させる高効率な磁化反転手法の開発が求められる. 我々は高効率な磁化反転を実現するメモリ層として, 低いキュリー温度 (低 T_C) と高い垂直磁気異方性 (高 K_u) を有する層と高 T_C , 低 K_u の層を交換結合させた積層型メモリ層に注目した¹⁾. 低 T_C 層として CoPd/Pd 多層膜, 高 T_C 層として Co/Pd 多層膜を用いた積層膜の磁化反転を検討し, 低 T_C 層の磁化反転が, 高 T_C 層の磁化方向との交換結合により制御できることを示してきた^{2),3)}. 今回は T_C を制御可能な Co/Pd 系多層膜へのスピン注入磁化反転を検討した.

2. 実験方法

熱酸化膜付 Si 基板上にマグネトロンスパッタ法により, Si sub./Ta (10)/Cu₇₀Ta₃₀ (150)/Pt (5)/[Pt (1.0)/Co (0.6)]₆/Cu (2.5)/[Co (0.3)/Pd (1.2)]₃/Cu (5)/Ta (2) (膜厚の単位は nm) を作製した. 素子の微細加工には, フォトリソグラフィ, ECR プラズマ Ar イオンエッチング, および電子ビームリソグラフィを用い, 直径 200 nm ϕ の接合を有する CPP-GMR 素子を作製した. 磁気抵抗特性は直流 4 端子法により評価し, スピン注入磁化反転はパルス幅 10 μ sec~10 msec のパルス電流を印加後, 1 mA の読み出し電流で接合抵抗を測定することで評価した. 未加工膜の磁気特性は, 交番磁界勾配型磁力計 (AGM) により測定した.

3. 実験結果

Fig.1 (a) は Co/Pd をメモリ層とする CPP-GMR 素子の MR 曲線を, Fig.1 (b) は外部磁界 $H_{ext} = -3$ kOe を印加してスピン注入磁化反転を確認した I - R 曲線を示している. 図(a)から, Co/Pt リファレンス層の保磁力が 3.5 kOe, Co/Pd メモリ層の保磁力が 5 kOe であることが分かった. 接合の MR 比は約 0.2% であった. Fig. 1 (b)は, 外部磁界-7 kOe を印加して平行状態にし, 次に 3.5 kOe を印加して反平行状態にした後, 外部磁界を-3 kOe 印加してスピン注入磁化反転を観察した結果である. パルス電流のパルス幅は 10 μ sec である. I - R 曲線より, $I = 18$ mA で反平行 (AP) から平行 (P) へ, また, $I = -20$ mA で P から AP へ磁化反転が起きていることがわかる. これから見積もられる反転電流密度はそれぞれ 6.0×10^7 A/cm², 6.7×10^7 A/cm² であった. 反転電流密度の平均値のパルス幅依存性から Co/Pd 多層膜の熱安定性指数 Δ を見積もったところ, $\Delta = 70$ という値が得られた. これはスピン注入によりメモリ層が一斉反転する場合に期待される Δ に比べ非常に小さく, Co/Pd 内に反転核が生成し, 磁化反転が進行しているものと考えられる.

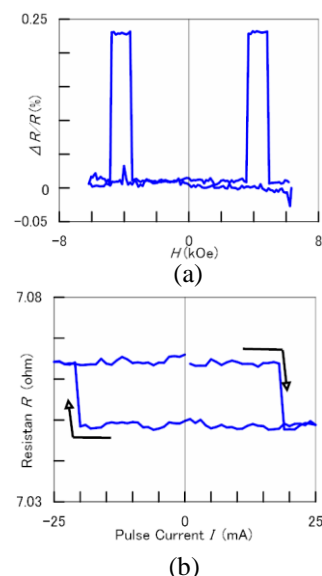


Fig. 1 (a) MR curve, and (b) I - R curve for the CPP-GMR junction with [Co/Pd]₃ memory layer. The I - R curve was taken at an external field of $H_{ext} = -3$ kOe.

- 1) Machida et al., DOI 10.1109/TMAG.2017.2711247, IEEE Trans. Magn. (2017).
- 2) 董ら, 第 40 回日本磁気学会学術講演会, 8pC-9 (2016).
- 3) X. Dong et al., 61st MMM conference, FT-03 (2016).

シミュレーションによるジャロシンスキー・守谷相互作用の測定法の検討

平野 安彦¹、山田 啓介²、仲谷 栄伸¹

¹電気通信大学 情報理工学研究所、²岐阜大学 工学部

Study on measurement method of Dzyaloshinskii-Moriya interaction by simulations

Yasuhiko Hirano¹, Keisuke Yamada², Yoshinobu Nakatani¹

¹Graduate school of Informatics and Engineering, University of Electro-Communications

²Faculty of Engineering, Gifu University

はじめに

近年、ジャロシンスキー・守谷相互作用(DMI)が働く強磁性体薄膜において、スカーミオンの生成[1]や特異な磁壁移動[2]などが観測されており、DMI が有効に作用する系での研究が注目されている。しかしながら、DMI の大きさを直接測る手法は、実験的に高度な測定方法を要する問題がある[3]。また他の DMI 値を測定する方法として、磁壁移動を用いる間接的な方法などがあるが、より簡易に DMI 値が測定できる方法が求められている。本研究では DMI 値を測定する方法として、垂直磁気異方性と DMI を持つ円盤状ディスクの反転磁界を用いる方法をマイクロマグネティックシミュレーションで検討した。

計算条件・手法

シミュレーションでは、CoFeB の材料定数を用いた：飽和磁化 1500 emu/cm^3 、交換スティフネス定数 $3.1 \mu \text{ erg/cm}$ 、磁気異方性定数 14 Merg/cm^3 、磁気回転比 $1.76 \times 10^7 \text{ rad/(s} \cdot \text{Oe)}$ 、損失定数 0.1 [4]。DMI 値は $0 \sim 3 \text{ erg/cm}^2$ の値とした。円盤状ディスク径は 50 nm 、膜厚 1 nm とした。磁界パルス幅 t_p は $0.1 \sim 3 \text{ ns}$ とした。シミュレーションでは、円盤状ディスクの初期磁化状態を面直上向きとし、面直下向きの外部磁界 (H^{EXT}) を t_p (s)間加え、磁化反転の有無を調べた。各条件に対し 1000 回の磁化反転シミュレーションを行い、反転確率を求めた。

結果

図 1 に $D = 0, 1, 2, 3 \text{ erg/cm}^2$, $t_p = 1 \text{ ns}$ の場合の、外部磁界による反転磁界の変化を示す。図より、DMI 値の増加と共に反転磁界が減少することがわかる。図 2(a)(b)に、 $D = 0, 1 \text{ erg/cm}^2$, $t_p = 0.1 \sim 3 \text{ ns}$ の場合の、規格化した磁界による反転確率の変化を示す。図より、パルス幅により反転磁界が変化することがわかる。また図 2(a),(b)の比較より、 $D = 0 \text{ erg/cm}^2$ では $t_p = 0.1 \sim 1.0 \text{ ns}$ での反転確率がほぼ一致するのに対し、 $D = 1 \text{ erg/cm}^2$ では $t_p = 0.1$ と 0.3 ns の反転確率が 0.1 以上の場合に限り一致するが、それ以上のパルス幅の結果は一致しないことがわかった。以上の結果より、パルス幅を変えて反転確率を求め、反転磁界を規格化した上で各パルス幅での重なりを調べることで DMI 値を測定できる可能性があることがわかった。

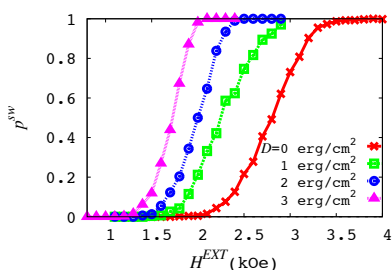


Fig 1. Effect of DMI and the magnetic field on the switching probability

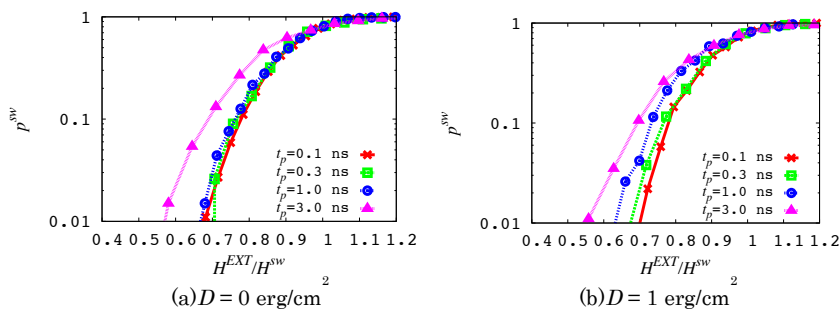


Fig 2. Effect of the pulse length and the normalized magnetic field on the switching probability

参考文献

- [1] X. Z. Yu, *et al.*, Nature. **465**, 901-904 (2010). [2] S. Emori, *et al.*, Nat. Mater. **12**, 611 (2013). [3] V. E. Dmitrienko, *et al.*, Nat. Phys. **2859**, 202-206 (2014). [4] S. Kanai, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **101**, 122403 (2012).

DMI を有する SpinRAM のシミュレーション解析

高松 駿一¹、山田 啓介²、仲谷 栄伸¹

¹電気通信大学 情報理工学研究所、²岐阜大学 工学部

Simulation Analysis of SpinRAM with Dzyaloshinskii-Moriya interaction

Shun-ichi Takamatsu¹, Keisuke Yamada², Yoshinobu Nakatani¹

¹Graduate school of Informatics and Engineering, University of Electro-Communications

²Faculty of Engineering, Gifu University

はじめに

磁気抵抗メモリ的一种である SpinRAM は、メモリセルサイズを小さくすると書き込み電流を小さくできるため、大容量メモリや省電力化の実現が期待されている。しかし、メモリセルサイズが小さくなると、熱安定性が保たれない問題がある。この問題を解決する方法として、近年注目されている Dzyaloshinskii-Moriya 効果(DMI)の適応が考えられる^{[1][2]}。DMI 効果により磁性体の磁化構造が変化するために、SpinRAM の記録層に DMI を考慮した場合、磁化反転機構が変化し、反転電流や熱安定性が変化することが考えられる。しかしながら、DMI によって熱安定性を保ったまま反転電流が減少するかは不明である。本研究では DMI 効果による反転電流の変化を、マイクロマグネティックシミュレーションを用いて検討した。

計算条件

シミュレーションでは、SpinRAM の記録層として円盤ディスクを用いた。シミュレーションで用いた材料定数は、飽和磁化 600 emu/cm^3 、磁気回転比 $17.6 \text{ Mrad/(s} \cdot \text{Oe)}$ 、交換スティッフネス定数 $1.0 \text{ } \mu\text{erg/cm}$ 、損失定数 0.01 とした。円盤ディスク径(D)は直径 $15 \sim 60 \text{ nm}$ 、膜厚 2 nm とした。スピン電流のパルス幅(t_p)は $0.1 \sim 10 \text{ ns}$ とした。シミュレーションでは、まず円盤ディスク状の磁性体に対し、熱安定性指数(Δ)が 60 ^[4]となる磁気異方性定数と DMI 定数による値の組み合わせ (DMI 定数は 0.0 erg/cm^2 から 1.0 erg/cm^2 の間で 0.2 erg/cm^2 刻み)を求めた。次に、得られた組み合わせを使って、円盤ディスク面に面直方向(z 方向)へスピン電流を加え、各条件に対するディスクの反転電流(J_{sw})を求め、DMI 定数と円盤ディスク径の依存性を調べた。

結果

図 1 の(a)-(c)に、DMI 定数、パルス幅、ディスクサイズによる反転電流の変化を示す。 $D=15, 30 \text{ nm}$ では短パルスの場合に、DMI 効果により反転電流が減少した(図 1 (a), (b))。反転電流は $D=15 \text{ nm}$ よりも $D=30 \text{ nm}$ の方が減少し、最も効果が見られたのは $t_p = 0.1 \text{ ns}$ のときで、 $33 \sim 48\%$ 減少した。 $D=60 \text{ nm}$ の場合は、DMI 効果によって反転電流が増加した(図 1. (c))。また、いずれのディスクサイズでも、長パルスの場合、DMI 定数の増加とともに反転電流は増加した。

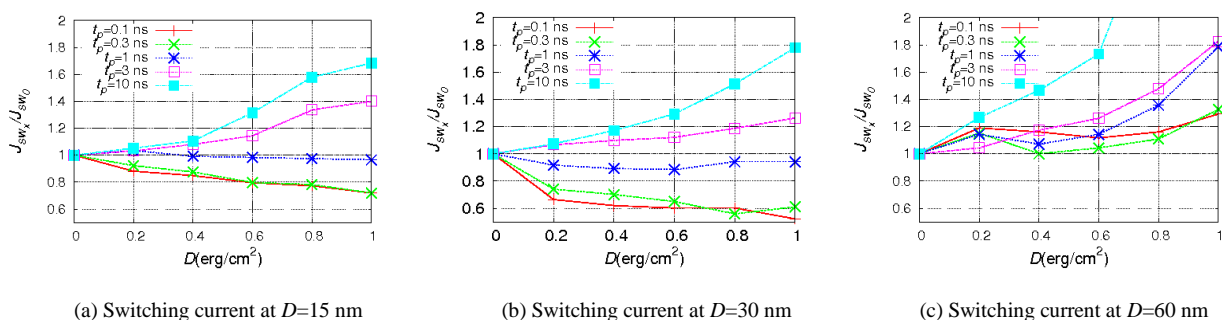


Figure1. Effect of DMI, pulse length, and the diameter of the disc on the switching current

参考文献

[1] T. Moriya, Phys. Rev. **120**, 91 (1960)

[2] I. E. Dzialoshinskii, Sov. Phys. **5**, 1259 (1957)

[3] S. Rohart and A. Thiaville, Phys. Rev. **88**, 184422(2013)

[4] K. Yamada *et al.*, Appl. Phys. Lett. **106**, 042402(2015)

マイクロマグネティックシミュレーションによる スピントルク発振素子の発振パワー解析

田中智大、古屋篤史、上原裕二、清水香壺、藤崎淳、安宅正、吉田親子、大島弘敬*、
(富士通株式会社、*株式会社富士通研究所)

Emission Power Analysis of Spin-Torque Oscillator: Micromagnetic Simulation Study

T. Tanaka, A. Furuya, Y. Uehara, K. Shimizu, J. Fujisaki, T. Ataka, C. Yoshida, H. Oshima*

(Fujitsu Limited, *Fujitsu Laboratories Limited)

はじめに

スピントルク発振素子 (STO) はスピントランスファートルクを利用したデバイスであり、ナノスケールにおけるマイクロ波発振器等への応用が期待されている。発振パワーは STO の性能指標の一つであり、フリー層の発振モードや歳差のコーンアングル等に影響されて増減する⁽¹⁾。マイクロマグネティクスは nm オーダーで磁化の運動を記述することができるため、STO の発振パワーや発振モードの解析に有効な手法である。今回、有限要素法とマイクロマグネティクスを用いて様々な素子サイズの STO について磁界と電流を変化させた場合の計算を行い、発振パワーの変化とその原因を解析する。

計算方法

計算に用いた STO はフリー層、リファレンス層、ピン層からなる素子であり、その構造を図 1 に示す。STO のフリー層とリファレンス層はスピントルクを考慮した以下の Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式に従って計算する⁽²⁾

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \mathbf{M} \times (\mathbf{H}_{eff} + H_s \alpha \mathbf{p}) - \frac{\gamma}{1+\alpha^2} \frac{1}{M_s} \mathbf{M} \times \{ \mathbf{M} \times (\alpha \mathbf{H}_{eff} - H_s \mathbf{p}) \},$$

$$H_s = \frac{p_0 \hbar J}{2e\delta(M_s - p_0^2 \mathbf{M} \cdot \mathbf{p})}.$$

ここで \mathbf{M} は磁化ベクトル、 \mathbf{p} は MgO 層を挟んで向かい合う層の規格化された磁化ベクトル、 \mathbf{H}_{eff} は有効磁界ベクトル、 γ はジャイロ磁気定数、 α はダンピング定数、 p_0 はスピン偏極因子、 J は電流密度、 δ は膜厚、 M_s は飽和磁化である。

結果

STO に対して様々な磁界と電流を印加し、発振パワーを計算した。図 2 に STO の直径が 200nm の場合における発振パワーのマップを示す。外部磁界が 2kOe から 3kOe にかけて、発振パワーは磁界の増大につれて減少するが、磁界が 4kOe に近づいたあたりから再度増大することが確認できる。当日は素子サイズによる影響も含めて、発振挙動の詳細な解析について報告する。

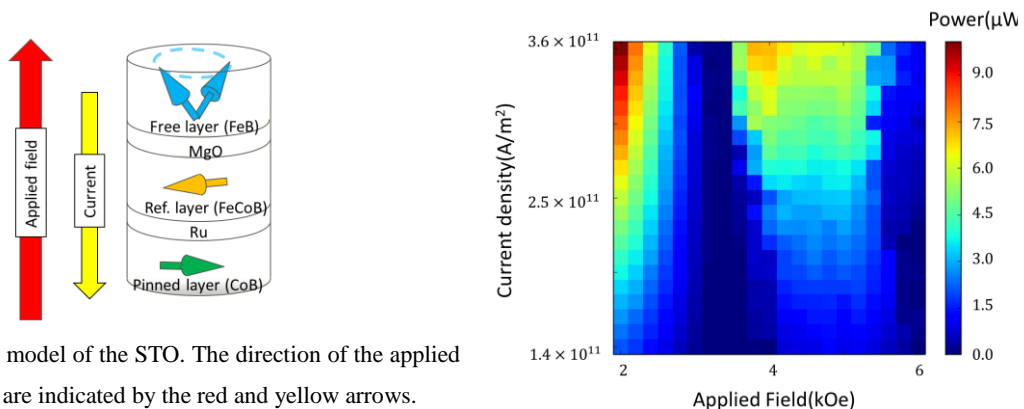


Fig.1 Simulation model of the STO. The direction of the applied field and current are indicated by the red and yellow arrows.

Fig.2 The map of the emission power of the STO, the diameter of which is 200nm.

参考文献

1) B. Wang. et al., Appl. Phys. Lett. (2016)

2) T. Taniguchi, et al., Appl. Phys. Express(2013)