

TbFeCo 細線中に生成したバブル磁区の電流下での挙動

田中雅章, 金沢大樹, 住友翔, 本多周太*, 壬生攻, 栗野博之**
(名古屋工業大学, *筑波大学, **豊田工業大学)

Study on current-induced dynamics of bubble domains in TbFeCo wires

M. A. Tanaka, H. Kanazawa, S. Sumitomo, S. Honda*, K. Mibu, H. Awano**

(Nagoya Institute of Technology, *University of Tsukuba, **Toyota Technological Institute)

はじめに

垂直磁気異方性を有する強磁性細線中の磁区を電流で移動させることで新たな強磁性デバイスへ応用する試みが行われている[1]. 細線の幅いっぱいに磁壁が形成されている場合, 細線上を磁区が移動する際に細線端部の凹凸が磁壁の動きをさまたげる場合がある. 垂直磁気異方性を有する強磁性体薄膜ではバブル磁区が形成でき, バブル磁区を用いることで細線の端の影響を受けない安定した電流駆動が期待できる. バブル磁区に電流を印加した際の挙動についての研究はこれまであまりない. 本研究では飽和磁化が異なる TbFeCo 細線上にバブル磁区を形成して飽和磁化の大きさと電流下での挙動を調べた.

実験方法

酸化膜付き Si 基板上に電子線描画装置を用いたリフトオフ法とスパッタリング法を用いて線幅 6~7 μm 程度の TbFeCo/Pt 構造の細線を作製した. TbFeCo として飽和磁化 90 emu/cc, 150 emu/cc となる組成を2つ選んだ. 細線全体の磁化を上向きに飽和させた後, 下向き磁場中で細線を中心をレーザーで加熱して細線上にバブル磁区を生成した. その様子を図 1(a)に示す. 無磁場中で細線に直流電流を流し, バブル磁区の様子をカー光学顕微鏡で観察した. また, 得られた結果を Landau-Lifshitz 方程式を用いたマイクロマグネティクス(MM)シミュレーションと比較した.

実験結果

図 1(b)に飽和磁化が 90 emu/cc と小さい試料に電流密度 $9.8 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ の電流を流したときのバブル磁区の様子を示す. バブル磁区はピン止めされてほとんど動かないまま電流方向に流れるように消失する. 飽和磁化が 150 emu/cc と大きい TbFeCo 細線に電流密度 $1.2 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ の電流を流した場合, 図 1(c)のように左端がピン止めされたまま右端が電流方向に成長している. 図 2 に MM シミュレーションによる結果を示す. 図 2(a)の初期状態から $M_S=350 \text{ emu/cc}$ の場合には図 2(b)のように電流によりバブルが縮小しながら電流と逆方向に動く. $M_S=450 \text{ emu/cc}$ の場合には図 2(c)のようにバブルは拡大しながら電流と逆方向に動く. 実験結果とシミュレーションでの移動方向の違いは, 上部の Pt 層によるスピンホール効果の影響によると考えられる[2]. 一方, 両者での飽和磁化の大きさとバブル磁区の形状変化の傾向は定性的に一致している. 飽和磁化が小さな試料では相対的に交換エネルギーが強く働きバブルを小さくする方に変化するが, 飽和磁化が大きな試料では相対的に静磁エネルギーが強く働きバブル磁区の周囲からの回り込み磁場がバブルの成長を助けていると考えられる.

[1] D. Chiba *et al.*, Appl. Phys. Express, **3**, 073004 (2010). [2] D. Bang *et al.*, Appl. Phys. Express, **5**, 125201 (2012).

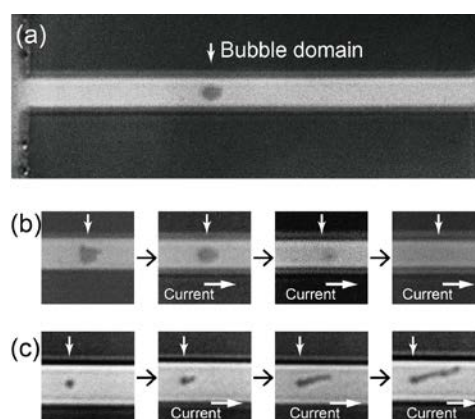


Fig. 1 (a) A Kerr image of a bubble domain in a TbFeCo wire. Current-induced dynamics of bubble domains in TbFeCo wires; (b) $M_S = 90 \text{ emu/cc}$. (c) $M_S = 150 \text{ emu/cc}$.

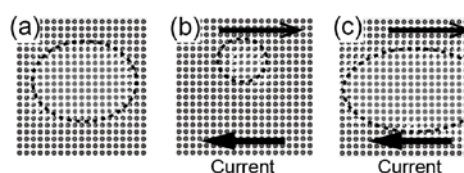


Fig. 2 Micromagnetic simulation of current-induced dynamics of bubble domains. (a) an initial state. (b) $M_S = 350 \text{ emu/cc}$ in a current. (c) $M_S = 450 \text{ emu/cc}$ in a current.

マクロスピンモデルによる スピン注入磁化反転における反転電流の損失定数依存性

中村 慧、佐藤 知徳、山田 啓介、仲谷 栄伸
(電気通信大学 情報理工学研究科)

Effect of the Gilbert Damping Constant on the Spin-Transfer Switching: a Macrospin Model Study
S. Nakamura, T. Sato, K. Yamada, and Y. Nakatani
(Graduate School of Informatics and Engineering, University of Electro-Communications)

はじめに

スピン注入磁化反転を利用した不揮発性メモリ (SpinRAM) の実用化にあたり、現在、反転電流(I_{sw})の低減が求められている¹。反転電流の低減には、損失定数(α)の低減が有効であると考えられている²。しかしながら、パルス幅(t_p)と α それぞれの変化に対して、反転電流の変化を調べた報告はない。本研究では、スピントルク磁化反転シミュレーションを行い、初めに α とパルス幅(t_p)に対する反転電流の変化について調べた。次に、パルス切断後の磁化の挙動による反転電流の変化を調べるため、パルス切断後の時間を放置時間(t_e)と定義し、各放置時間における反転電流について調べた。

実験方法

本シミュレーションでは、マクロスピンモデルを用いた。SpinRAMの記録層は、直径30 nm、膜厚2 nmを想定し、体積 $V=11.22^3 \text{ nm}^3$ の垂直磁気異方性を持つ材料として計算した。材料定数は、飽和磁化 $M_s=600 \text{ emu/cm}^3$ 、垂直磁気異方性定数 $K_u=1.76 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ を用いた。ここで K_u は、熱安定性指数 $\Delta=E/k_B T$ ($T=300 \text{ K}$) $=60$ より求めた。また今回のシミュレーションでは、スピン分極率 $P=1.0$ 、外部磁界 $H_{ext}=0 \text{ Oe}$ 、初期角度 $\theta_0=0.182 \text{ rad}$ 、磁化反転基準角度 $\theta=\pi - 0.43 \text{ rad}$ を用いた。

実験結果

Fig.1に、 $t_e=0, t_p=1 \sim 1000 \text{ ns}$ における α に対する反転電流のシミュレーション結果を示す。長いパルス幅の場合は、 α の減少に伴い反転電流が減少する。一方、短いパルス幅の場合は、ある α から反転電流は変化しなくなる。この変化しなくなる反転電流は、パルス幅に反比例することがわかった。このパルス幅に反比例する項を今までに報告されている反転電流の式³に加えたものが式(1)である。

$$I_{sw} = e \cdot 2S / (g \cdot \hbar) [\alpha(-\gamma)(H_{ext} + H_c) + C1 / t_p] \quad (1)$$

S : 記録層のスピン角運動量総和
 γ : 磁気回転比 \hbar : ディラック定数
 g : spin transfer efficiency
 e : 電気素量 H_c : 保磁力

Fig.1に示すように、各パルス幅に対する式(1)の曲線は、実験値とよく一致した。

Fig.2に、 $t_p=1 \text{ ns}, t_e=0, 5, 100 \text{ ns}$ における α に対する反転電流のシミュレーション結果を示す。反転電流は、 t_e を導入することで減少した。これは、パルス切断後では θ を満たしていない磁化が、 t_e 内で変化することで θ を満たすため、 $t_e=0$ の反転電流よりも小さい電流で磁化反転が起こるからである。Fig.2に示した曲線は、 t_e 依存の項を反転電流の式に加えた式で、実験値とよく一致した。

参考文献

- 1) S. Mangin, *et al.*, *Nature Mater.*, **5**, 210 (2006).
- 2) X. Zhu and J. -G. Zhu, *IEEE. Trans. Magn.*, **43**, 6, 2349(2007).
- 3) H. Tomita, *et al.*, *IEEE. Trans. Magn.*, **47**, 6, 1599-1602 (2011).

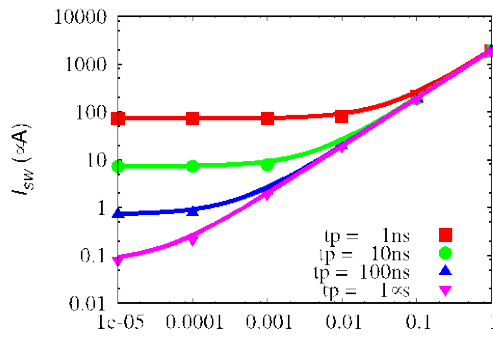


Fig.1 Effects of α and t_p on I_{sw} .

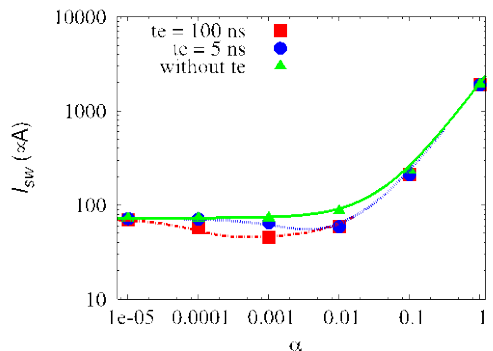


Fig.2 Effects of α and t_e on I_{sw} at $t_p=1 \text{ ns}$.

マイクロマグネティックモデルによる スピン注入磁化反転における反転電流の損失定数依存性

中村 慧、佐藤 知徳、山田 啓介、仲谷 栄伸
(電気通信大学 情報理工学研究科)

Effect of the Gilbert Damping Constant on the Spin-Transfer Switching: a Micromagnetic Model Study
S. Nakamura, T. Sato, K. Yamada, and Y. Nakatani
(Graduate School of Informatics and Engineering, University of Electro-Communications)

はじめに

前の報告¹では、マクロスピン(MS)モデルを用いて各パルス幅(t_p)の損失定数(α)に対する反転電流(I_{sw})の変化を調べた。しかしながら、この結果が現実的なモデルであるマイクロマグネティック(MM)モデルにより成り立つかは明らかではない。本研究では、MMモデルを用いてスピン注入磁化反転シミュレーションを行い、初めにMMモデルにおいても各パルス幅(t_p)の α に対する反転電流の変化は同様に成り立つかを調べた。次に、磁化構造の変化による反転電流の変化を調べるため、計算対象である SpinRAM の記録層の直径(D)を変えて、反転電流について調べた。

実験方法

本シミュレーションでは、MMモデルを用いた。SpinRAMの記録層は、直径30~480 nm、膜厚2 nmの垂直磁気異方性を持つ材料として計算した。材料定数は、飽和磁化 $M_s = 600 \text{ emu/cm}^3$ 、交換スティッフネス定数 $A = 1.0 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}^3$ を用いた。ここで K_u は、熱安定性指数 $\Delta = E/k_B T$ ($T = 300 \text{ K}$) = 60 より求めた。また今回のシミュレーションでは、スピン分極率 $P = 1.0$ 、外部磁界 $H_{ext} = 0 \text{ Oe}$ 、初期角度 $\theta_0 = 0.182 \text{ rad}$ 、磁化反転基準角度 $\theta' = \pi - 0.43 \text{ rad}$ を用いた。

実験結果

Fig.1 に、 $D = 30 \text{ nm}$, $t_p = 1 \sim 5 \text{ ns}$ における α に対する反転電流のシミュレーション結果を示す。MMモデルを用いた場合でも、各パルス幅の α に対する反転電流は、MSモデルと同様の振る舞いを示した。前の報告で示した式(1)における保磁力(H_c)を反転磁界(H_{sw})に変更した式を Fig.1 に曲線で示す。この曲線は、各パルス幅の実験値とよく一致した。ただし、 H_{sw} は $t_p = 2.5 \text{ ns}$ の外部磁界磁化反転シミュレーションより得られた実験値 5741 Oe を用いている。

Fig.2 に、 $t_p = 1 \text{ ns}$, $\alpha = 1 \times 10^{-5}$ における直径に対する反転電流のシミュレーション結果を示す。 $D = 30 \text{ nm}$ と $D = 480 \text{ nm}$ では、 I_{sw} が最大で約 30% 上がることがわかった。また、 $D \leq 60 \text{ nm}$ では磁化構造がほぼ一様に反転し、 $D > 60 \text{ nm}$ では磁化構造が非一様な状態で反転することをシミュレーションより確認した。直径を大きくすると、磁化構造の変化を伴って反転が起こるため、反転電流が増加することがわかった。この効果を表すために、磁化構造のばらつき具合を示すものとして、初期角度(θ_0)から反転基準角度(θ')に向くまでの平均の磁化の大きさを $\langle |m| \rangle$ と定義した。シミュレーションより得られた $\langle |m| \rangle$ の項を加えた I_{sw} の式(1)'を下に示す。なお、 $C2 = 5.5$ である。

$$I_{sw} = e \cdot 2S / (g \cdot \hbar) [\alpha(-\gamma)(H_{ext} + H_{sw}) + (C1 + C2(1 - \langle |m| \rangle)) / t_p]$$

$$C1 = \ln |\tan(\theta' / 2) / \tan(\theta_0 / 2)| \cdots (1)'$$

Fig.2 の実線に示すように、式(1)'は実験値とよく一致した。

参考文献

1) 中村慧、佐藤知徳、山田啓介、仲谷栄伸：第38回日本磁気学会学術講演 (2014).

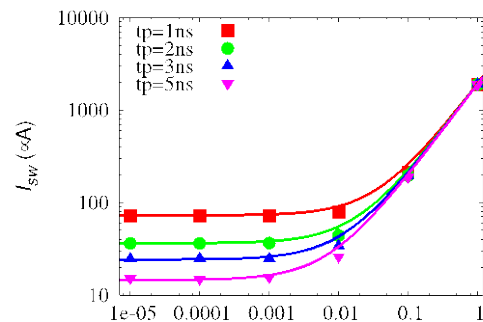


Fig.1 Effects of α and t_p on I_{sw} at $D = 30$

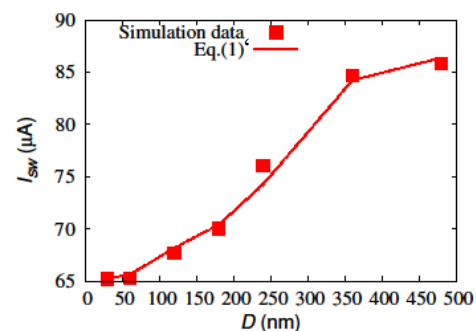


Fig.2 Effect of D on I_{sw} at $t_p = 1 \text{ ns}$ and $\alpha = 1 \times 10^{-5}$.

シンセティックフェリ MRAM 自由層における スピン注入磁化反転の計算機シミュレーション

沈杰*, 施敏捷*, 田中輝光*, 松山公秀*
(*九州大学大学院 システム情報科学府)

Numerical simulation on magnetization reversal in synthetic-ferrite MRAM free layer

J. Shen, M. Shi, T. Tanaka, K. Matsuyama

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

はじめに

微細加工したシンセティックフェリ膜(Sy-Ferri 膜)は、面直方向への磁性体堆積効果による記録磁化状態の熱安定性向上により、MRAM 自由層への応用に期待が持たれる¹⁾。また、漏洩磁界の少ない反平行磁化状態は、隣接記録セル間のクロストークの低減にも有効である。本研究では、Gbit 級スピントランスファートルク方式 MRAM(STT-MRAM)の記録ビットを想定した数 10nm サイズの Sy-Ferri 自由層のモデリングを行い、計算機シミュレーションにより磁化反転過程の詳細と、材料及び構造パラメータへの依存性について解析した。

シミュレーションモデル

Fig. 1(a)にシミュレーションで仮定した MRAM 記憶セルの構造を示す。記憶セルのパターン形状は長方形とし、各層の対角線方向を磁化容易軸とした ($K_u=4.3 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$)。薄膜パターンを 2 次元配列計算格子により要素分割し、スピントルク項、および有限温度計算のためランダム磁界項を導入した LLG 方程式の数値計算により、固定層(M)からのスピン注入による Sy-Ferri 自由層(M1, M2)の磁化反転過程についてシミュレーションを行った。

結果と考察

Fig. 1 (b) に示すように、M1 層と M2 層間の静磁気結合により磁化反転は反平行磁化状態を保持しつつ行われることが分かる。磁化反転に係わるスピントランスファートルクは、1) M1 層が受ける直接トルク、2) M2 層への透過トルク、M1 層への反射トルクである。透過トルクと反射トルクの効果は、相乗して磁化反転電流を 20%程度増大することが分かった。

種々の材料パラメータ、及び構造パラメータについてシミュレーションを行った結果、M2 層の磁化を M1 層より小さくすることにより効率的な磁化反転が実現できることが分かった。Fig.2 は、セル形状の面内アスペクト比を構造パラメータとして、20 回の試行に対する磁化反転確率の注入電流密度依存性を求めた結果である。自由層全体の磁気モーメントが補償するよう各層の磁化と膜厚を $M_{s,1}=1710 \text{ emu/sm}^3$, $d_1=1.25 \text{ nm}$, $M_{s,2}= 855 \text{ emu/sm}^3$, $d_2=2.5 \text{ nm}$ としている。Fig.3 に示されるように、磁化反転閾値電流 J_{th} は、温度上昇に伴い顕著に減少することから、スピン注入電流の昇温度を積極的に活用した書き込み電流低減の可能性が示唆される。

参考文献

1) K. Inomata et al., Appl. Phys. Lett., **81**, 312 (2002).

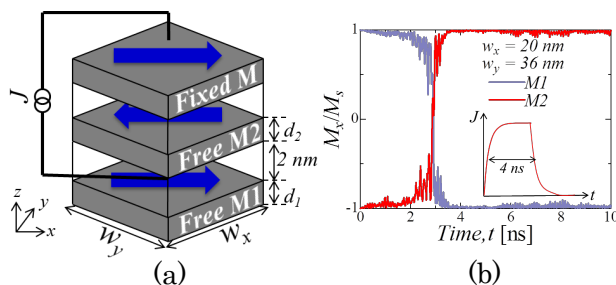


Fig.1. (a) Simulation model of synthetic-ferrite free layer, (b) Time transient of magnetization reversal process.

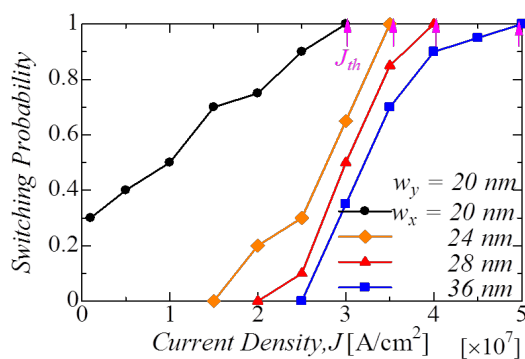


Fig. 2. Magnetization switching probability as a function of spin injection current density, taking the lateral aspect ratio as a parameter.

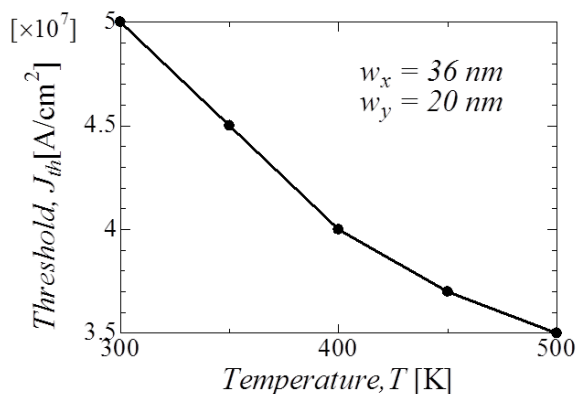


Fig. 3. Temperature dependence of the threshold current density for steady magnetization reversal.