

グラフェン/コバルト接合の電子状態と磁気抵抗効果

圓谷 志郎, 檜本 洋, 境 誠司

(日本原子力研究開発機構 先端基礎研究センター)

Electronic structure and magnetotransport properties of graphene/cobalt junctions

Shiro Entani, Hiroshi Naramoto, Seiji Sakai

(Advanced Science Research Center, Japan Atomic Energy Agency)

近年, グラフェンなどのナノ炭素や有機分子を用いた分子スピントロニクスが注目されている。これらの材料ではスピン-軌道相互作用が小さいこと等により長いスピン拡散長など優れたスピン輸送特性の発現が期待されている。我々はスピン注入過程などに関与する分子やナノ炭素質と磁性金属との界面に注目し, 物性・分光的アプローチにより分子スピントロニクス素子の動作機構を探索している¹⁾。グラフェンと磁性金属の界面では, グラフェン/Ni(111)やグラフェン/Co(0001) 界面においてスピンフィルター効果が発現することが理論的に指摘されているが²⁾, グラフェン/磁性金属ヘテロ接合を用いた垂直通電 (CPP) スピンバルブ素子では大きな磁気抵抗効果は実験的には観測されていない³⁾。

本研究では, Co/グラフェン/Co 接合を用いた CPP スピンバルブ素子においてグラフェンの層数による磁気伝導特性の変化を調べた。層数制御したグラフェンは化学気相蒸着法で作製⁴⁾し, Co 電極間に挿入することで素子を作製した。グラフェン層数の異なる一連の素子において, オーミック接触が形成されるとともに, 室温において正の磁気抵抗が観測された。磁気抵抗比は単層と3層グラフェンを用いた素子でそれぞれ 0.1 - 0.2%および 0.7 - 0.8%であることが分かった。

グラフェン層数によるグラフェン/Co 界面の電子状態の変化を顕微ラマン分光で調べたところ (図), 単層と2層以上のグラフェンでは, 界面における Co との相互作用の様相が異なることが分かった。2層以上のピークシフトは Co からの電荷 (電子) のドーピングにより説明することができる。一方, 単層グラフェンで観察された低波数側への大きなシフトは電荷移動のみでは説明できない強い界面相互作用に由来する⁵⁾。このことから, 単層グラフェンを用いた素子では, Co 界面における強い相互作用によりグラフェンの電子状態が変調しスピン注入効率が低下したことが考えられる。

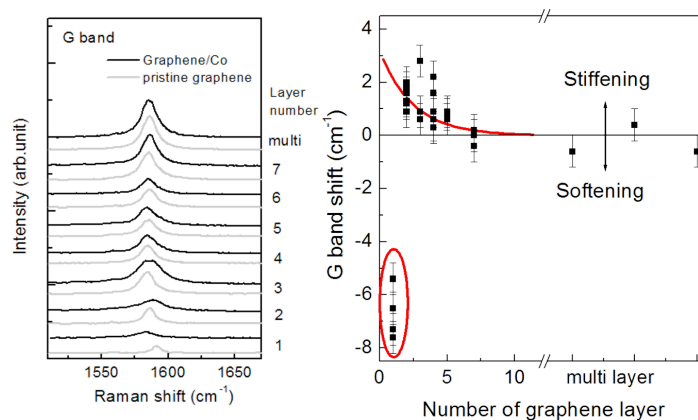


Figure: A pair of G band Raman spectra obtained from the graphene/Co heterostructure and pristine graphene with different graphene layers number (left). Graphene layers number dependences of the Raman G band shifts by Co depositions (right).

参考文献

- 1) S. Sakai et al., Appl. Phys. Lett. 91 (2007) 242104. Y. Matsumoto et al., Chem. Phys. Lett. 470 (2009) 244.
- 2) Karpan et al., Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 176602.
- 3) T. M. G. Mohiuddin et al., IEEE Trans. Magn. 33 (2008) 2624. M. Z. Iqbal et al., Nano Res. 6 (2013) 373.
- 4) S. Entani et al., J. Appl. Phys. 111 (2012) 064324.
- 5) S. Entani et al., J. Phys. Chem. C 114 (2010) 20042.

グラフェンナノリボンにおけるエッジ状態を介した伝導の水素付加による影響

犬塚恒平, 本多周太, 佐野伸行
(筑波大・電物)

Effect of Hydrogenation on Spin Transports via the Edge States in Graphene Nano-Ribbon

Kouhei Inuzuka, Syuta Honda, and Nobuyuki Sano
(Univ. Tsukuba)

はじめに

グラフェンは数 μm 以上の非常に長いスピン緩和長を持つことが実験的に確認されており、スピン伝導素子への利用が提案されている。また、グラフェンのエッジにはスピン分極したエッジ状態に起因する磁性が現れるという結果が計算により報告されている¹⁾。伝導方向にジグザグエッジを持つ幅の狭いグラフェンナノリボン(GNR)ではスピン分極した σ 軌道の少数スピンのエッジ状態($\text{ES}\sigma$)がフェルミエネルギー近傍に形成される。片方のエッジのみ水素化された GNR においては、 $\text{ES}\sigma$ を介した伝導を利用することで大きくスピン偏極した伝導を得られた。しかし、ジグザグエッジが水素化されることにより $\text{ES}\sigma$ は消滅する。部分的に水素化された場合、 $\text{ES}\sigma$ が存在する領域と消滅した領域が混在する。ただし一部でも水素が付加されていない領域があれば、 $\text{ES}\sigma$ を介した電気伝導は起こりうる。そこで、本研究では、微視的理論を用いた伝導計算により、水素付加が $\text{ES}\sigma$ を介した伝導にどのように影響を与えるかを調べる。

計算方法

グラフェンと正方格子の金属リード接合を用いる。グラフェンの幅は 8 chains, 伝導方向の長さ(L)は 50.5 chains であり、金属リードは半無限平面である。グラフェンは伝導方向にジグザグエッジを持っており、アームチェアエッジで金属リードと接合する。また、向かい合ったジグザグエッジのうち片側を完全に水素化し、もう片方をランダムに水素化した場合、部分的に水素化した場合(Fig1)を考慮する。電子状態、電気伝導の計算にはタイトバインディングモデル、線形応答理論に基づく久保公式を用いる²⁾。

計算結果

ランダムに水素化した構造においては、 $\text{ES}\sigma$ のコンダクタンス $\Gamma\sigma$ のサンプル平均は水素付加の量に対し指数関数的に減衰した。また、水素が Fig.1(a)のように中心から連続で N_H 個付加された場合(I)は、水素付加に対して $\Gamma\sigma$ は急峻に減衰した(Fig.2 実線)。Fig.2(b)のように N_H 個の水素付加と一つ空きが連続的になっている構造(II)における $\Gamma\sigma$ は $\Gamma\sigma$ と近い値となった(Fig.2 破線)。つまり、水素が多く付加した場合においても σ 軌道のエッジ状態を介した伝導が起こることが明らかとなった。

参考文献

- 1) N. Ota: J. Mag. Soc. Jpn., **37**, 3 (2013).
- 2) Yamamura, et., al.: J. Mag. Soc. Jpn., **34**, 34 (2010).

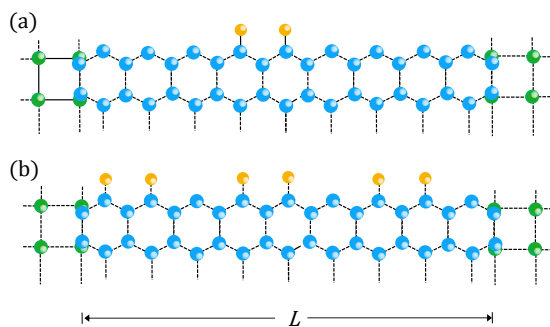


Fig. 1 Structure of one-edge-side of the metal/GNR/metal junction for (a) hydrogenated type I and (b) type II with $N_H=2$ and $L=9.5$ chains.

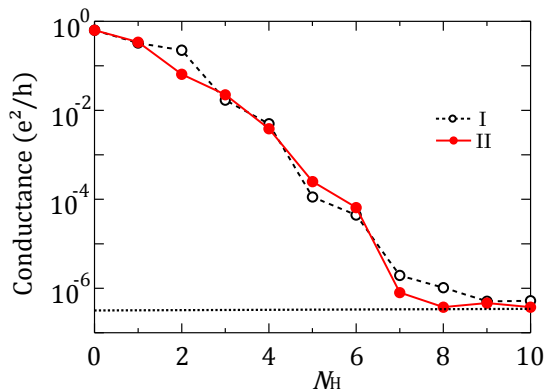


Fig. 2 conductance via $\text{Es}\sigma$ of the junction with $L=50.5$ chain. Dotted line is the conductance of the junction with all-hydrogenated GNR.

MBE による ZnTe/ZnMnTe エピタキシャル膜の発光条件の検討

今村正明、藤村優貴
(福岡工大)

Luminescence conditions for ZnTe/ZnMnTe films grown on sapphire substrates by MBE
Masaaki Imamura, Yuuki Fujimura
(Fukuoka Institute of Technology)

はじめに

直接遷移型の II-VI 化合物半導体は発光を示すことが知られている。図 1 に II-VI 化合物半導体 CdTe、ZnTe、ZnSe、ZnS の室温での禁制帯エネルギーの II 族置換磁性元素 Mn 濃度依存性を示す。ZnTe のバンドエネルギーは 2.28eV ($\lambda = 544 \text{ nm}$) であり、緑色 LD の発光波長 532 nm (2.33 eV) に非常に近い。われわれは ZnTe/ZnMnTe をサファイア基板 C 面で MBE により作成した単結晶膜の発光を調べることにした。最終的な目標はその超格子膜の発光と磁性半導体膜の発光が磁界 (Zeeman 効果) と関係するかを実験的に調べることであるが、まず ZnTe および ZnMnTe 単層膜の発光条件を把握する必要があり、基礎的実験を積み上げていくことにした。

実験方法

ZnTe/ZnMnTe 膜は MBE 装置により基板温度 300°C、ZnTe セル温度 470°C、MnTe セル温度 670-690°C で、8 時間蒸発させて約 2 μm の膜を作成した。蒸着速度は約 1 $\text{\AA}/\text{s}$ である。発光スペクトル測定装置は Vortran の 405nm、100mW LD 光源、波長駆動可能な Jobin Yvon H-20 モノクロメータと浜松ホトニクス の PMT により構成した。モノクロメータ入射側に 450nm のロングパス・フィルタを使って 405nm LD 光を遮光している。

実験結果

図 2(a) に参照試料 ZnTe バルク単結晶板の XRD による回折スペクトルを示す。試料厚は 0.3mm である。2 $\theta = 25.2$ 度に強い (111) 回折スペクトルを観測した。図 (b) はサファイア基板 C 面に成長させた ZnTe 膜であるが同じように (111) 面の強いスペクトルを観測した。発光は図 3(a) と (b) に示すように、バルクでは室温でも強い発光が観測できるが、薄膜試料では明確なスペクトルは観測できていない。膜の RHEED パターンは図 4 に示すようにハローに近いものであったことから、XRD パターンと併せて、膜は柱状結晶の多結晶と推察される。今後、サファイア面の仕上げ研磨をさらに行い、熱リン酸による基板表面研磨ひずみ除去を行うなど、表面処理を充分に行って、バルク単結晶試料と同程度の結晶性を有する ZnTe/ZnMnTe 膜を得たい。

発光スペクトル測定について及び ZnTe 単結晶板の提供を頂いた石川高専の瀬戸悟教授に感謝します。

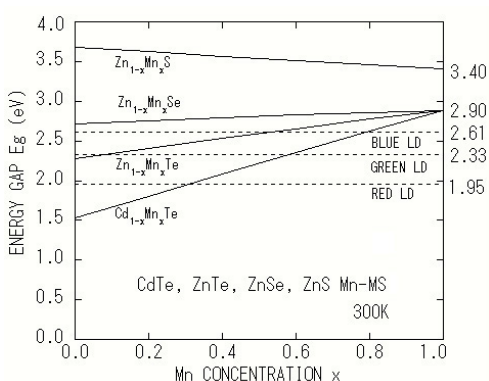


Fig. 1. Mn concentration dependence of E_g

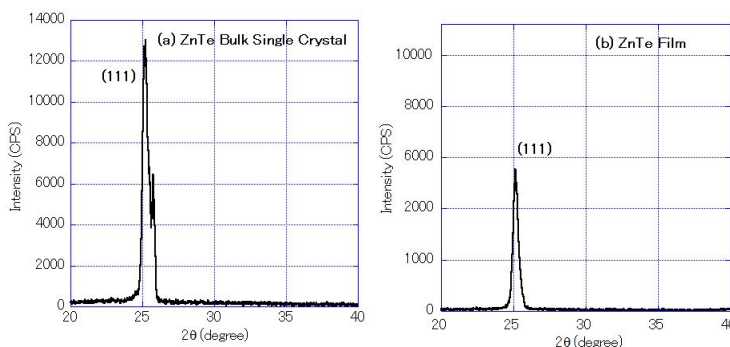


Fig. 2. X-ray diffraction spectra

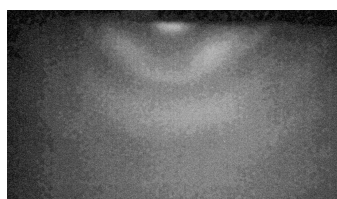
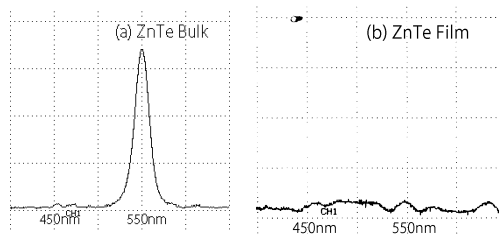


Fig. 4. RHEED pattern.

Fig. 5. Photo-luminescence.



反応性スパッタ法で作製した Mn_4N 薄膜の磁気特性 ~窒素量依存性~

鹿原 和樹, 角田 匡清
(東北大学)

Magnetic properties of Mn_4N films fabricated by reactive sputtering method ~dependence of N content~

Kazuki Kabara and Masakiyo Tsunoda
(Tohoku Univ.)

はじめに

垂直磁気異方性(PMA)を有する磁性薄膜の用途は数多く挙げられる。その中で低飽和磁化を有する材料は、低反転磁界分布を有する HDD 用垂直磁気記録媒体材料[1]、低磁化反転電流密度のスピ注入書込型ランダムアクセスメモリ素子材料として期待されている。フェリ磁性で低飽和磁化を有する Mn_4N 薄膜が PMA を示すことが知られ [2][3]、分子線エピタキシー法により作製した試料では $2.2 \times 10^6 \text{ erg/cc}$ の PMA が近年報告されている[4]。 Mn_4N は fcc Mn の体心位置に窒素が侵入した構造を持つことから、窒素が Mn_4N 薄膜の磁気特性に果たす影響を明らかにすることを目的に、 Mn_4N 薄膜の作製時窒素流量比依存性について検討を行った。

実験方法

MgO 単結晶基板上に 100 nm の Mn-N を作製した。Mn-N 薄膜は、Mn ターゲットを用いて Ar+0-14% N_2 の混合ガスによる反応性マグネトロンスパッタ法で形成し、堆積直後に成膜装置内で赤外線加熱処理を施した。また、試料冷却後、酸化防止層として Ta 薄膜を 2 nm 堆積させた。作製した薄膜の結晶構造を X 線回折法(XRD)で、磁気特性を振動試料型磁力計および磁気トルク計を用いて測定した。

実験結果

Fig.1 に窒素流量比を変化させた Mn_4N 薄膜の in-plane XRD プロファイルを示す。全ての窒素流量比において Mn_4N の(200),(220)の回折線が観測された。また、MgO 基板と Mn_4N 薄膜の間に Mg O[200](002) \parallel Mn_4N [200](002)のエピタキシャル関係があることが確認できる。さらに Mn_4N の規則線である(100),(110)回折線が確認できることから良質な Mn_4N 薄膜ができています。しかしながら、窒素流量比 2%において α, β -Mn、14%において Mn_3N_2 の回折線が観測されたことから、 Mn_4N 単相を得るためには窒素流量比の制御が重要であることが分かった。

Fig.2 に磁気特性の窒素流量比依存性を示す。上部には構造解析から得られた薄膜中の結晶相に関する情報を付記している。窒素流量比 8%において飽和磁化(110 emu/cc)、垂直磁気異方性エネルギー($9 \times 10^5 \text{ erg/cc}$)共に最大値を示している。窒素流量比を 8% \rightarrow 5%へと小さくすると、 Mn_4N 単相にも関わらず飽和磁化、垂直磁気異方性エネルギーどちらも急激に減少している。XRD による構造解析の結果からは、窒素流量比の低下に伴って体心位置の窒素が欠損していることが示唆された。すなわち窒素が欠損した単位胞近傍では、フェリ磁性配列した Mn の磁気モーメントが反強磁性配列に変化したために飽和磁化および PMA が減少したものと考えられる。

参考文献

- 1) H.Nemoto, *et al.*, J. Magn. Mag. Mater. **320** (2008) 3144-3150.
- 2) K. Ching *et al.*, Appl. Surf. Sci. **92** (1996) 471.
- 3) S. Nakagawa *et al.*, J. Magn. Mag. Mater. **140-144** (1995) 715-716.
- 4) Y. Yasutomi *et al.*, J. Appl. Phys. **115** (2014) 17A935

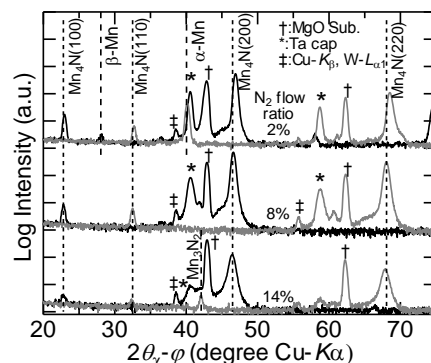


Fig.1. In-plane XRD profile of Mn_4N films. The scattering factor (Q) was set along MgO[200](black line) and MgO[220](gray line).

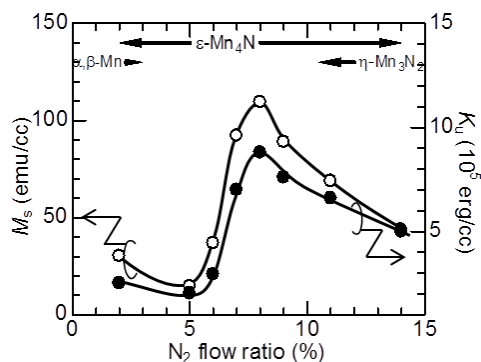


Fig.2. Magnetic property of Mn_4N films as a function of N_2 flow ratio.

対向ターゲット式スパッタ法を用いた垂直磁気異方性を有する Co₂FeSi/MgO 及び MgO/Co₂FeSi 構造の作製と評価

鈴木 隆寛, 篠原 光貴, 高村 陽太, 中川 茂樹
(東京工業大学 理工学研究科 電子物理工学専攻)

Co₂FeSi/MgO and MgO/Co₂FeSi structures with perpendicular magnetic anisotropy formed by facing targets sputtering method

T. Suzuki, K. Shinohara, Y. Takamura, and S. Nakagawa
(Dept. of Physical Electronics, Tokyo Institute of Technology)

はじめに

垂直磁気異方性を有するハーフメタル強磁性体(HMF)は、垂直磁化型磁気トンネル接合(MTJ)に適用可能な高スピン分極材料として重要である。Co₂FeSi(CFS)や Co₂FeSi_{1-x}Al_xなどの Co₂Fe 系フルホイスター合金は MTJ のトンネル磁気抵抗(TMR)比の温度依存性が小さな HMF 材料として期待されている。また、CoFe 系合金は MgO との界面において界面磁気異方性が誘起され、垂直磁気異方性を持つことが報告されている。1)これまで我々は、対向ターゲット式スパッタ法により CFS と MgO 薄膜の積層構造を作製し、HMF として期待される CFS においても垂直磁気異方性が発現することを示してきた。2)本研究では、CFS の MTJ 構造への適用可能性について検討を行った。

試料作製と評価方法

試料は対向ターゲット式スパッタ法を用いて作製した。試料の構造は、MTJ の下部電極を想定した MgO(001)単結晶基板/Pd バッファ(20 nm)/CFS(1 nm)/MgO(2 or 0 nm)/Ta と、上部電極を想定した MgO 基板/Pd(20 nm)/MgO(2 nm)/CFS(1 nm)/Ta とした。全ての層は基板温度 300°C で成膜した。CFS 層の成膜条件は、Ar 雰囲気(分圧 0.13 Pa)、成膜レート:0.05 nm/s とした。MgO 層は Mg ターゲットと酸素による反応性スパッタにより作製した。結晶構造評価には X 線回折(XRD)を、磁気特性評価には試料振動型磁力計(VSM)を用いた。

実験結果

Fig. 1 に CFS 層が MgO 層の下部に位置する下部電極型構造試料の面直磁場に対する磁化曲線を示す。明瞭な角型比を持ったループが得られ、作製した試料が垂直磁気異方性を有していることが分かった。一方、MgO 層を堆積しない試料では困難軸の様なループを確認した。これは、垂直磁気異方性の起源が CFS 層と MgO 層の界面によるものであることを示している。Fig. 2 に CFS 層が MgO 層の上部に位置する上部電極型構造試料の磁化曲線を示す。MgO 上に CFS を形成した場合、垂直磁気異方性は確認できなかった。これは CFS の膜質の違いによるものと考えられる。講演では、バッファ層や CFS 層、MgO 層の作製条件を調節し、MgO と CFS の積層構造において垂直磁気異方性が得られる条件について議論したい。

参考文献

- 1) Z. C. Wen, H. Sukegawa, S. Mitani, and K. Inomata, J. Appl. Phys. **98**, 242507 (2011).
- 2) Y. Takamura, T. Suzuki, Y. Fujino, and S. Nakagawa, J. Appl. Phys. **115**, 17C732 (2014).

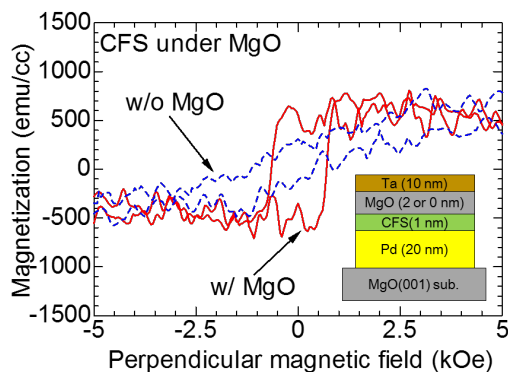


Fig. 1. M-H loops of CFS films under an MgO film and w/o an MgO film

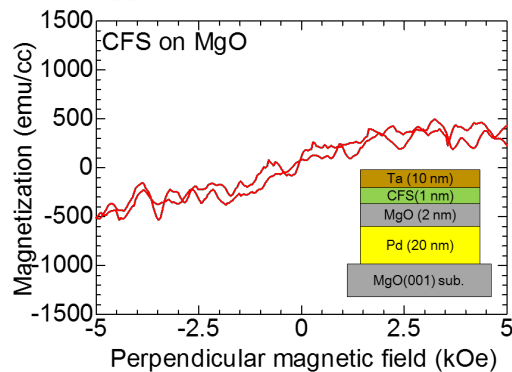


Fig. 2. An M-H loop of a CFS film on an MgO film

遠赤外円偏光を用いたホイスラー合金薄膜のバンドギャップ測定

タリク・アルフウェイメル¹、ランジダー・アブドラ¹、オリバー・ウィアー¹、テオ・ヒュミニウク¹、
ロバート・カーペンター¹、モハメッド・エル・ゴマティ¹、廣畑貴文^{1,2}
(¹ヨーク大、²JST さきがけ)

Band-gap measurements of Heusler alloy films using circularly-polarised infrared light

T. F. Alhuwaymel¹, R. M. Abdullah¹, O. Whear¹, T. Huminiuc¹, R. Carpenter¹, M. El-Gomati¹
and A. Hirohata^{1,2}

(¹ Univ. of York and ² JST-PRESTO)

はじめに

スピントロニクス素子の効率を向上させるために、スピン分極率が 100%となるハーフメタル強磁性体薄膜の開発が急務である。特に室温ハーフメタルとして期待されているホイスラー合金薄膜においては、その規則度とスピン分極率の実験的な関連づけが望まれる。そこで、本研究では遠赤外線を用いたバンドギャップ測定手法を提案し、室温ハーフメタルの実現に向けたフィードバックを確立する。

実験方法

図 1 に示すように遠赤外円偏光を用いて、ホイスラー合金薄膜中の電子スピンを励起し測定した¹⁾。まず円偏光をチョッパーにより 17 Hz のパルスとして、薄膜表面に 45°の角度で入射した。薄膜底面に永久磁石を固定し、その磁場の向きを N 極(S 極)上向きに反転させることで、マジョリティーもしくはマイノリティー電子スピンのみを励起した。この際マイノリティースピンのみがフェルミ面近傍にバンドギャップを有するため、バンドギャップの大きさに応じた遠赤外線の吸収が起きると期待される。従って磁場の向きに依存した反射光強度の差を測定することで、バンドギャップの大きさを見積もることが可能となる。なお反射光は遠赤外光用に設計した検出器を用いて、ロックイン増幅器を介して測定した。

実験結果

2 nm 厚 Ru 層で保護された 23 nm 厚の多結晶 Co₂FeSi 薄膜を室温測定した結果を図 2 に示す。成膜直後の試料及び 400°C で 3~6 時間熱処理した試料共に、13.2 μm の波長で約 200 mV の反射強度の低減(遠赤外光の吸収)が測定された。これは約 0.094 eV のバンドギャップに対応する。このように室温でもバンドギャップを測定することが可能であることがわかり、今後のハーフメタル合金評価に非常に有用であると期待される。

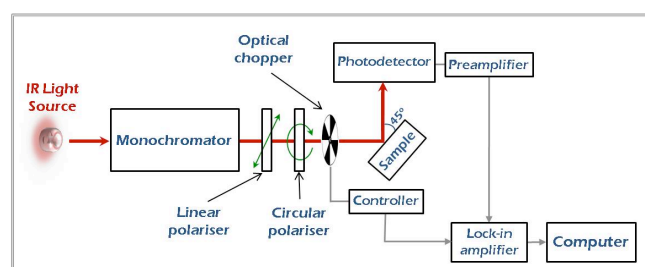


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental setup.

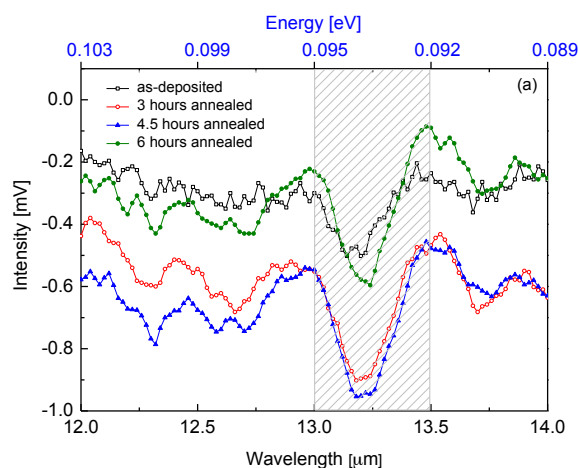


Fig. 2 Difference in intensity between the fields with the N-/S-pole upwards for Co₂FeSi/MgO as-deposited and after annealing at 400°C for < 6 h.

参考文献

- 1) A. Hirohata *et al.*, *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.* **10**, 93 (2006).
- 2) T. F. Alhuwaymel *et al.*, *IEEE Trans. Magn.* (in press).

ホイスラー合金 Mn-Co-V-Ga 薄膜の磁気特性

土屋朋生, 杉山知子, 窪田崇秀, 成田一生, 水口将輝, 上野哲朗*, 井波暢人**, 小野寛太**, 高梨弘毅
(東北大金研, *NIMS, **KEK)

Magnetic properties of Mn-Co-V-Ga Heusler alloy thin film

T. Tsuchiya, T. Sugiyama, T. Kubota, I. Narita, M. Mizuguchi, T. Ueno*, N. Inami**,
K. Ono**, and K. Takashi
(IMR, Tohoku Univ., *NIMS, **KEK)

はじめに

Mn 基のフルホイスラー合金は、一部の組成がフェリ磁性であり、また、伝導電子スピンの完全に偏極したハーフメタル材料であるとされている。¹⁾ Mn_2VAl , Mn_2VGa はその代表的な組成であり、バルク試料、薄膜試料それぞれの分野でこれまでに数多くの研究結果が報告されている。²⁻⁵⁾

フェリ磁性ハーフメタルホイスラー合金は強磁性ホイスラー合金と比較して磁化が小さいため、スピントルクを利用した磁化反転における電流密度の低減に有効であると考えられる。更に、Galanakis らの理論計算に依れば、 Mn_2VZ (Z=Al 等) ホイスラー合金の Mn サイトを Co で置換することで、Mn の磁気モーメントが Co のモーメントによって補償され、ある組成で磁化ゼロのハーフメタル材料となるとされており⁶⁾、自在に磁化の大きさを制御できるハーフメタル材料として興味深い組成である。

本研究では、 $(\text{Mn-Co})_2\text{VGa}$ 薄膜の Co 組成を系統的に変化させたエピタキシャル薄膜を作製し、その磁気特性を明らかにすることを目的とした。

実験方法

試料は超高真空マグネトロンスパッタ装置を用いて作製した。基板は MgO (100) 単結晶基板を用いた。成膜前に Ar イオンで基板表面をミリングし基板表面の不純物を除去したのちに薄膜試料を下地層を用いずに成膜した。成膜時には基板温度を室温から 700°C の間で変化させた。試料の成膜は Mn, Co, V-Ga の 3 種の金属ターゲットを用いた同時スパッタにより行い、薄膜組成は各々のターゲットへの投入電力を変化させることで調整した。薄膜の組成分析は電子プローブマイクロアナライザー (EPMA) を用い、結晶構造、磁気特性をそれぞれ、X 線回折装置 (XRD)、振動型磁力計 (VSM) を用いて評価した。

実験結果

XRD による結晶構造解析の結果、基板温度を 700°C とすることで Co 組成 0–35at.% の範囲で $L2_1$ 規則構造を有するエピタキシャル薄膜が得られた。Fig. 1 に室温で測定した飽和磁化の Co 組成依存性を示す。Co 組成の増大に伴い磁化は線型的に減少を示し、Co 25at.% 以上の組成ではほぼゼロとなる。磁化がゼロとなる組成は文献 6) の計算結果と一致するものの、磁化が理論予測通り補償しているかどうかについてはさらなる調査が必要である。講演では、低温での磁化測定、磁気円二色性による磁気モーメントの測定結果についても議論する予定である。

謝辞：本研究の一部は JST 国際科学技術共同研究推進事業 (SICORP-EU, HARFIR) の助成により行われた。

参考文献

- 1) I. Galanakis, *et al.*: Phys. Rev. B **66**, 174429 (2002).
- 2) Y. Yoshida, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **50**, 2003 (1981).
- 3) K. Ramesh, *et al.*: J. Mag. Mag. Mater. **320**, 2737 (2008).
- 4) T. Kubota, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **95**, 22503 (2009).
- 5) C. Klewe, *et al.*: J. Phys. Cond. Matt. **25**, 076001 (2013).
- 6) I. Galanakis, *et al.*, Phys. Rev. B **75**, 092407 (2007).

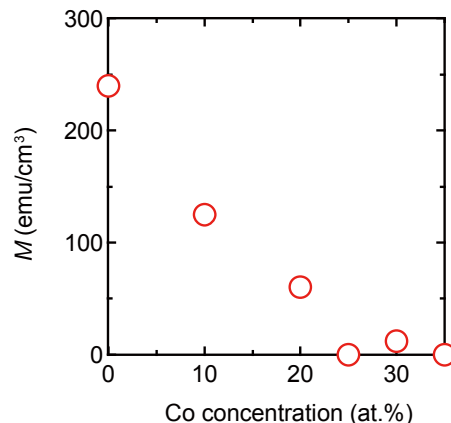


Fig. 1 Co-concentration dependence of saturation magnetization (M) for the Mn-Co-V-Ga films

MnCoGa 合金薄膜における異常ネルンスト効果

水口将輝、井上政己、杉山知子、窪田崇秀、高梨弘毅
(東北大金研)

Anomalous Nernst effect in MnCoGa alloy thin films
M. Mizuguchi, M. Inoue, T. Sugiyama, T. Kubota, K. Takanashi
(IMR, Tohoku Univ.)

はじめに

MnGa 合金には、組成の異なるいくつかの規則合金が存在する。L1₀型 MnGa および D0₂₂型 Mn₃Ga 規則合金は、比較的大きな結晶磁気異方性を示す一方、そのギルバート緩和定数が他の垂直磁化材料と比較して小さいため、様々なスピントロニクスデバイスへの応用が期待されている。特に、D0₂₂型 Mn₃Ga 規則合金は、Co 原子を添加することにより、磁気異方性の大きさを容易に変化させられることが知られており、この系の様々な磁気効果を調べることは興味深い^[1]。我々は、これまでに L1₀型 FePt 合金薄膜を中心として、その異常ネルンスト効果の測定を行い、磁気異方性との関連などを明らかにしてきた^[2]。そこで、本研究では MnCoGa 合金薄膜の熱磁気効果を明らかにすることを目的として、その異常ネルンスト効果を調べた。Co の添加量を調整することにより磁気異方性を変化させた試料について、異常ネルンスト効果の温度依存性などを詳細に調べた。

実験方法

超高真空マグネトロンスパッタリングにより試料を成膜した。MnGa ターゲットおよび Co ターゲットを用いて、MgO(001)基板上に基板温度 500°C で MnCoGa 薄膜を同時蒸着した。試料の膜厚は 30 nm とした。作製した薄膜の磁気特性の評価を超伝導量子干渉計 (SQUID) を用いて行った。異常ネルンスト効果の測定は、薄膜面内方向に温度勾配を付与した状態で、物理特性測定装置 (PPMS) により試料面直方向の磁場を掃引し、薄膜面内で温度勾配と垂直方向に発生する異常ネルンスト電圧を測定することにより行った。

実験結果

XRD による結晶構造解析の結果、Co 原子の添加にともない、Mn₃Ga ピーク強度は減少し、Mn₂CoGa ピーク強度が増加することが分かった。これは、添加された Co 原子が Mn 原子を置換していることを示す結果である。これらの試料について、異常ネルンスト効果の測定を行った。図 1 に Co を添加していない Mn₃Ga 薄膜および Co を 18% 添加した MnCoGa 薄膜について、異常ネルンスト電圧の外部磁場依存性を室温で測定した結果を示す。双方の試料ともに明確な電圧のヒステリシスが観測されたが、その形状は異なるものであった。それぞれについて磁化曲線と良く一致する形状が観測されており、これらが異常ネルンスト効果を反映したヒステリシスであることが示唆された。発表では、磁気異方性と異常ネルンスト効果の関係や、温度依存性についても詳細に議論する。

本研究の一部は、科学研究費補助金・基盤(S) (25220910)の支援を受けた。

[1] T. Kubota *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **113**, 17C723 (2013).

[2] M. Mizuguchi *et al.*, *Appl. Phys. Express*, **5**, 093002 (2012).

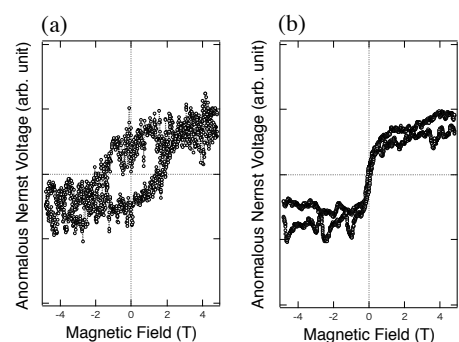


Fig. 1 Anomalous Nernst voltage measured at room temperature for (a) Mn₃Ga thin film and (b) MnCoGa (Co = 18%) thin film.

微細加工素子を用いた非磁性物質へのスピンプンピング効果の評価

山本 竜也、関 剛斎、小野 新平*、三輪 一元*、高梨 弘毅

(東北大金研、*電力中央研究所)

Characterization of spin pumping effect in microfabricated devices with nonmagnetic materials

T. Yamamoto, T. Seki, *S. Ono, *K. Miwa, and K. Takanashi

(IMR, Tohoku Univ., *Central Research Institute of Electric Power Industry)

緒言

電子の電荷とスピンを同時に利用する「スピントロニクス」がさらなる発展を遂げるためには、様々な物質に対して効率良くスピン注入を行う手法の確立が不可欠である。特に半導体におけるスピンの制御は、スピントロニクスデバイスの多機能化に向けた重要な課題の一つであり、近年では無機半導体だけでなく有機半導体におけるスピン注入・スピン輸送も注目を集めている。有機半導体は、軽元素で構成されていることから長距離スピン輸送が期待され、高性能かつ柔軟という高い付加価値を持ったデバイスが実現できると考えられる^[1]。既に有機半導体においてスピン注入を試みたという報告はいくつか存在するが、有機半導体-強磁性金属間におけるインピーダンス不整合に起因したスピン注入効率の低下が原因で、スピン注入およびスピン輸送に関して統一的な見解は未だ得られていない。

インピーダンス不整合の問題を回避し、有機半導体へ高効率にスピン注入を行う手法の候補としてスピンプンピング効果が挙げられる。スピンプンピング効果とは、強磁性体/非磁性体接合において磁化の歳差運動を励起することによりスピン角運動量が非磁性体の伝導電子へと移行される現象である^[2]。スピンプンピングにより生成されたスピン流は界面における電荷の移動を伴わないため、インピーダンス不整合の影響を受けないとされる^[3]。そこで本研究では、スピンプンピングを用いて、現在有機半導体において最も高い移動度が報告されているルブレン単結晶、および非磁性金属 Cu へのスピン注入を試みた。

実験方法

Fig. 1 に作製した素子の模式図を示す。コプレーナ導波路(CPW)上にスピン注入源となるパーマロイ(Py)矩形電極、および Pt 細線を配置し、Py-Pt 間をルブレン単結晶もしくは非磁性 Cu 細線で架橋した。ルブレン単結晶についてはイオン液体フィルム(ILF)でカバーし、ゲート電圧(V_G)を変化させながら Py の強磁性共鳴(FMR)スペクトルを測定することでルブレン中におけるスピンプンピング効果の評価を行った。

実験結果

Fig. 2a に Cu 細線を有するデバイスの FMR スペクトルを示す。ここでは Pt 細線有り と Pt 細線無しの素子を作製し、Pt 細線有りの素子においては Py-Pt 間を 200 nm とした。2つの素子において共鳴周波数に変化は見られなかったが、スペクトル線幅に若干の増大が見られた。この線幅の増大は、Pt 細線を接続したことによって、Cu 細線中のスピンプンピング由来のスピン蓄積が変化したことによって起因すると考えられる。Fig. 2b はルブレン単結晶を有する素子において V_G を変えて測定したスペクトルである。 $V_G = 0$ V の場合に比べて $V_G = \pm 1$ V において共鳴線幅の若干の増大が観察され、 V_G の印可によりルブレン中のキャリア濃度が変化し、スピンプンピングの効率が変化したことを示唆する結果が得られた。

参考文献

- [1] V. A. Dediu *et al.*, Nat. Mater. **8**, 707 (2009).
- [2] K. Ando *et al.*, Nat. Mater. **10**, 655 (2011).
- [3] Y. Tserkovnyak *et al.*, Phys. Rev. Lett. **43**, 117601 (2002).

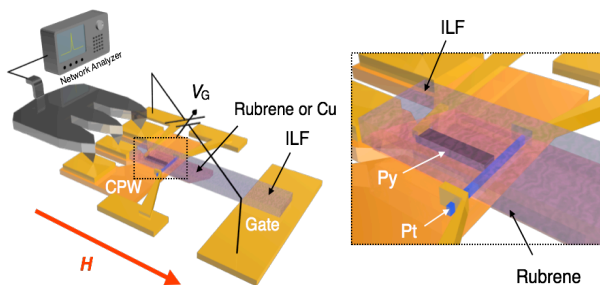


Fig. 1: Schematic illustration of the experimental setup. A Rubrene crystal or a nonmagnetic Cu wire was placed as a bridge between the Py element and the Pt wire. An ILF was put on the rubrene crystal to apply V_G to the device during the FMR measurements.

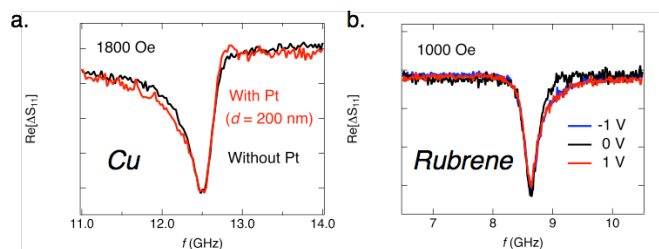


Fig. 2: a. FMR spectra measured for the device with Cu. **b.** FMR spectra measured for device with rubrene under various V_G . The measurements for **a.** and **b.** were performed with applying $H = 1800$ Oe and 1000 Oe, respectively.

非磁性ナノ細線の形状効果を用いた純スピンの増幅

ランジダー・アブドラ¹、アンディー・ヴィック¹、ベン・マーフィー¹、廣畑貴文^{1,2}
(¹ヨーク大、²JST さきがけ)

Spin-current amplification by geometrical effects in a lateral spin-valve

R. M. Abdullah¹, A. J. Vick¹, B. A. Murphy¹ and A. Hirohata^{1,2}

(¹ Univ. of York and ² JST-PRESTO)

はじめに

将来のスピン트로ニクス素子の一翼を担うと期待されている面内スピバルブにおいては、非局所手法を用いると、非磁性体中にスピン偏極電流が注入され、電子の流れとしての電流は生じない。このためジュール熱などを低減できるという利点がある。ところが、スピン注入子からの距離に応じてスピン偏極電流の大きさが指数関数的に減衰することが問題となっている。そこで本研究では、非磁性体の形状をラチェット状に変更することで、検出子・注入子側に流れるスピン偏極電流の抵抗率に差をつけて、検出子側への電流のみを増幅することを目指す¹⁾。

実験方法

図1に示すような強磁性 NiFe ナノ細線(線幅: 200 nm)と非磁性 Cu ナノ細線(線幅: 100 nm)からなる面内スピバルブ素子を、電子線描画と電子ビーム蒸着を組み合わせることで作製した。NiFe 細線間距離は 200 nm とし、その中央に底辺 100 nm・高さ h nm ($0 \leq h \leq 60$ nm) 直角三角形ラチェット構造を有する Cu 細線を配置した。なお、NiFe 細線の長さは 6 μm とし、一方のみ両端を鋭角に加工することで磁化反転磁場に差をつけている。測定は室温で 45 μA の電流を印加して、非局所 DC reversal 法を用いて行った²⁾。

実験結果

図2の通り、面内スピバルブに起因する非局所磁気抵抗(V/I)が得られた。通常の Cu ナノ細線($h=0$ nm)では、NiFe 細線の磁化が平行と反平行配置をとる場合の V/I の差($\Delta V/I$)が (2.81 ± 0.04) m Ω であった。それに対し、 $h=60$ nm の Cu ラチェット細線では、 $\Delta V/I = (21.5 \pm 0.85)$ m Ω となり、7 倍以上の信号増幅を達成した。このような非磁性体の形状制御によるスピン偏極電流増幅は全く新たな概念であり、スピン트로ニクス素子設計及び応用上で非常に大きな可能性を秘めている。

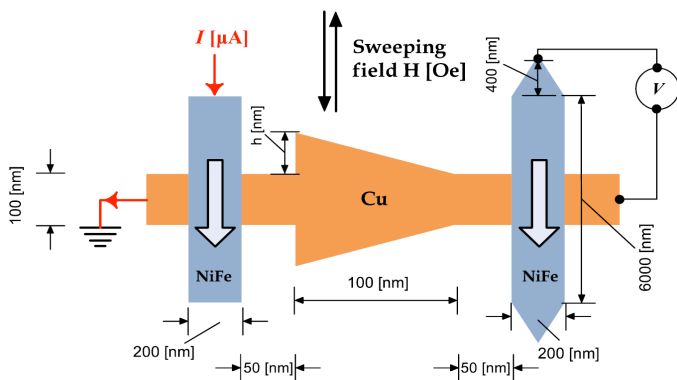


Fig. 1 Schematic diagram of the lateral spin-valve (LSV) with a triangular ratchet.

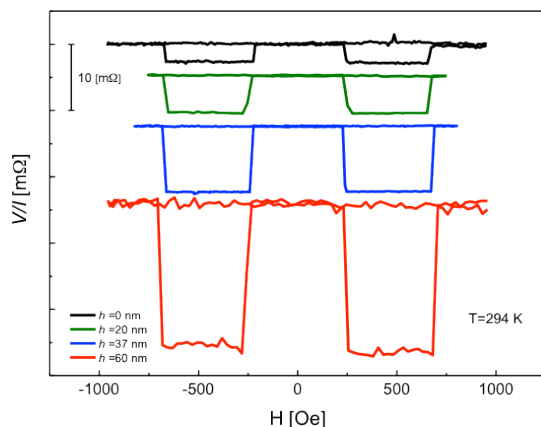


Fig. 2 Non-local signals for the LSV with triangular ratchets with heights (0 ~ 60 nm).

参考文献

- 1) 廣畑貴文、スピンバルブ素子 (特願 2012-246581、PCT/JP2013/079599).
- 2) R. M. Abdullah *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* (submitted).

単層グラフェンを用いたスピン流-電流変換の観測とその評価

大島諒¹、酒井敦¹、安藤裕一郎^{1,2}、新庄輝也^{1,2}、浜屋宏平¹、
河原憲治³、吾郷浩樹³、白石誠司^{1,2}
(¹阪大院基礎工、²京大院工、³九大先導研)

Observation and evaluation of spin-charge conversion in single-layer graphene

R. Ohshima¹, A. Sakai¹, Y. Ando^{1,2}, T. Shinjo^{1,2}, K. Hamaya¹, K. Kawahara³, H. Ago³, and M. Shiraishi^{1,2}
(¹Osaka Univ., ²Kyoto Univ., ³Kyushu Univ.)

はじめに

その高い移動度と長いスピン拡散長から、単層グラフェン (SLG) を用いたスピンドバイスへの期待が高まっている[1]。そこで、最近軽元素で構成された高分子材料でのスピン流-電流変換現象の観測が報告された[2]ことを踏まえて、同様にスピン軌道相互作用の小さい物質でありスピン物性の明らかな単層グラフェンにおける逆スピンホール効果を利用したスピン流-電流変換現象の観測とその評価を行ったので報告する。

実験方法

強磁性絶縁体である $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) 基板に CVD 法を用いて合成した大面積単層グラフェンを転写プロセスにより形成した。その後、検出用電極として金電極を真空蒸着法により形成した。試料サイズは YIG 基板が $1.5 \times 3 \text{ mm}^2$ 、電極幅が 1 mm となっている。測定には電子スピン共鳴 (ESR) 装置を用いて強磁性共鳴を誘起し、ナノボルトメータを用いてそのときの電圧の変化を観察した。

実験結果

Fig. 1 に強磁性共鳴下の電圧の変化を示す。共鳴磁場周りでの明瞭な電圧の変化が観測された。これは逆スピンホール効果による起電圧を示唆する信号である。また、Fig. 2(a), (b) に電圧値のマイクロ波のパワー依存性および磁場の印加角度依存性をそれぞれ示す。磁場の印加角度依存性は逆スピンホール効果によって得られる起電圧 E_{ISHE} は

$$E_{\text{ISHE}} \propto \mathbf{J}_s \times \boldsymbol{\sigma} \quad (1)$$

の関係と一致する。ここで、 \mathbf{J}_s は注入されるスピン流、 $\boldsymbol{\sigma}$ はスピン偏極ベクトルである。さらにスピン流の大きさはマイクロ波のパワーに比例することから Fig. 2 の結果は理論とよい一致を示しており、得られた信号が単層グラフェンの逆スピンホール効果による信号であることを支持するものとなっている。また、以上の結果から単層グラフェンにおけるスピン流-電流変換効率を示すスピンホール角の値が 6.1×10^{-7} と見積もることができた[3]。

参考文献

- 1) M. Shiraishi and T. Ikoma, *Physica E* **43**, 1295 (2011).
- 2) K. Ando *et al.*, *Nature Mater.* **12**, 622 (2013).
- 3) R. Ohshima, M. Shiraishi *et al.*, *Phys. Rev. B*(R), submitted

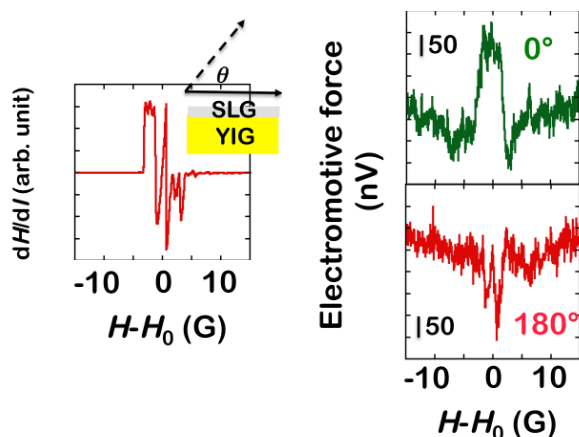


Figure 1: The FMR spectrum of the YIG at $\theta=0^\circ$ (the left panel) and the electromotive force in SLG/YIG at $\theta=0^\circ$ and $\theta=180^\circ$ (the right panel).

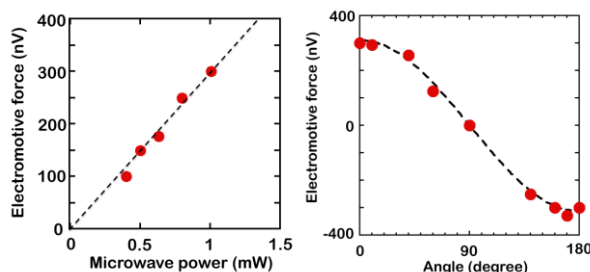


Figure 2: (a) The microwave power dependence of the electromotive force. (b) Angular dependence of the electromotive forces under 1 mW. The filled circles are experimental data.

微小強磁性スピントジョセフソン接合の純スピンの流分布

米田守重、小畑修二*、丹羽雅昭**

(日本電子専門学校、*電機大理工、**電機大工)

Distribution of pure spin current in the small ferromagnetic spin Josephson junction

M.Yoneda, S.Obata, M.Niwa

(Japan Electronics College, *Tokyo Denki University.& School of Science & Engineering, **Tokyo Denki University.& School of Engineering)

はじめに

最近のスピンエレクトロニクス分野で、電荷の流れを伴わない、スピン自由度のみの流れである純スピンの流に関する研究が注目されている。我々は、純スピンの流による強磁性トンネル接合として、超伝導に於けるジョセフソン接合のアナログとして、微小強磁性スピントジョセフソン接合のモデルを導入し、これを解析するための理論的を構築した。本講演では、微小強磁性スピントジョセフソン接合に於いて、純スピンの流の分布について、理論解析した結果を報告する。

モデルと結果

我々は Fig.1 に示すような、厚さ d の非磁性体薄膜の両脇を微小強磁性体でサンドイッチ状に、FM(強磁性)/NM(非磁性)/FM 接合ように挟んだ微小強磁性スピントジョセフソン接合モデルを考案した。

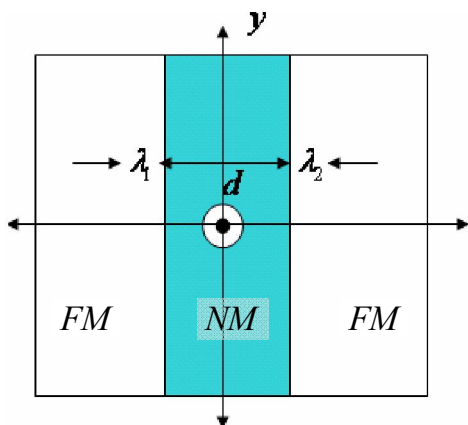


Fig. 1. Schematic of FM / NM / FM junction

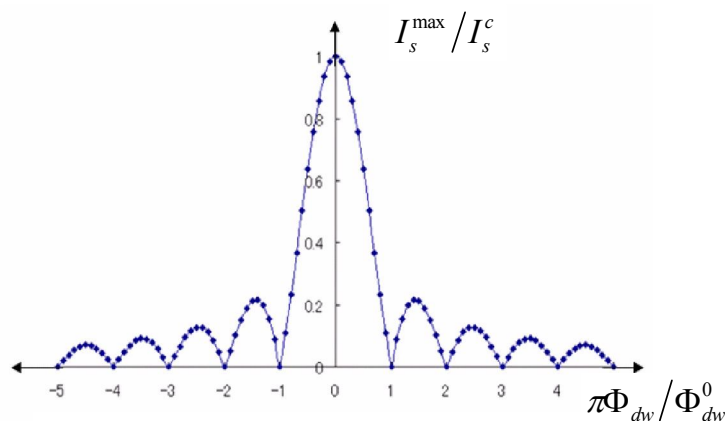


Fig. 2. Dependence of the critical spin current intensity by the number of quantum domain wall

ここで、 λ_1 は左側の強磁性 1 の spin 磁場(電位の次元)の侵入長、 λ_2 は右側の強磁性 2 の spin 磁場の侵入長である。我々の定義した微小強磁性スピントジョセフソン接合とは、接合の最大長 L が、これらの侵入長より小さい場合、 $L > \lambda_1, \lambda_2$ である。このような系について研究するため、我々はスピン磁気モーメントを粒子的に取り扱う理論を提案し、強磁性スピントジョセフソン接合に適した形式に理論を再構築した。我々の理論を用いて計算した結果の一つとして、Fig.2 に、量子磁壁の数による臨界スピンの流強度の依存性を示した。

参考文献

- 1) F. S. Nogueira and K.-H. Bennemann: Europhys. Lett. 67 (2004) 620-626

磁性合金薄膜におけるスピン波伝搬の全光学的検出

○水上成美¹, 飯浜賢志², 窪田崇秀¹, レザ・ランジバル^{1,2}, 杉原敦¹, 安藤康夫², 宮崎照宣¹
 (1)東北大学・原子分子材料科学高等研究機構, (2)東北大学院・工学研究科)

All-optical detection of spin wave propagation in magnetic alloys films

S. Mizukami¹, S. Iihama², T. Kubota¹, R. Ranjibar^{1,2}, A. Sugihara¹, Y. Ando², T. Miyazaki¹

(¹WPI-AIMR, Tohoku Univ., ²Dept. Appl. Physics, Tohoku Univ.)

はじめに スピン波を用いた情報処理デバイスが最近いくつか提案され、いわゆるマグノニクスという分野を形成している¹⁾。スピン波デバイスではスピン波を情報のキャリアとして用いるため、スピン波モードに固有の位相速度、群速度、寿命、導波路端での反射・散乱等の研究などが主に面内膜を中心に精力的に進められてきた。その際のスピン波の評価の手段として、マイクロ波導波路を局所アンテナとして用いたマイクロ波検出法²⁾、更にそれにブリルアン散乱を併用した検出法³⁾、パルスレーザーを用いたポンプ・プローブ全光学検出法⁴⁾などが報告されている。他方、垂直磁化薄膜のスピン波伝搬の評価はあまり報告例がない。垂直磁化膜の場合には、異方性磁場が大きいためスピン波の才差が最大で 100 GHz - 1 THz に及び、また十分な振幅のスピン波を発生させるのも難しい。これまで我々は、パルスレーザーを用いた全光学的ポンプ・プローブ時間分解磁気光学カー効果を用い、様々な垂直磁化膜の磁化才差と緩和のダイナミクスを報告してきた⁵⁾。本研究ではこれを発展させ、レーザー励起したスピン波の伝搬⁴⁾を顕微磁気光学カー効果で評価することを試みた。

実験方法 Ti: Sapphire レーザーを光源とした標準的なポンプ・プローブ光学系を構築した。対物レンズ (N/A=0.65) を用いてレーザー光を試料上に集光し、プローブとポンプ光のスポット径を各々 ~ 1 および $\sim 3 \mu\text{m}$ とした。また、ポンプならびにプローブ光スポット距離 L を可変とした (Fig. 1)。反射したプローブ光のカー回転角を検光子とバランスダイオードでロックイン検出し、磁場は電磁石を用いて膜面直方向に印加した。試料には、FeNi 薄膜、ならびに垂直磁化と面内磁化を積層した MnGa(30 nm)/Co(20 nm)膜を用いた。

実験結果 距離 L を変えた際の積層薄膜における時間分解磁気光学カー効果を図 2 に示す。 $L=0 \mu\text{m}$ の場合、遅延時間がゼロのところでも超高速減磁による鋭いカー回転角の変化が見られ、その後 MnGa と Co 層の才差運動に対応した非常に速い才差ならびに遅い才差運動が観測されている。距離 L が大きくなると、波形は指数関数的な時間変化から、波束的な時間変化に連続的に移行する。これは局所的に励起された磁化才差運動がスピン波として伝搬していると解釈される。MnGa に起因する周波数の早いスピン波は $L=4 \mu\text{m}$ では既に観測できず、伝搬距離が小さい可能性がある。

謝辞 本研究は NEDO 若手研究 Grant(11B07010d)ならびに科研費補助金若手(A)(24686001)の支援により行われた。

参考文献

- 1) V. V. Kruglyak *et al.*, J. Phys. D **43**, 264001 (2010).
- 2) K. Sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 017203 (2012).
- 3) T. Sebastian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 067201 (2013).
- 4) T. Satoh *et al.*, Nature Photonics **6**, 662 (2012).
- 5) S. Mizukami *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 117201 (2011)等.

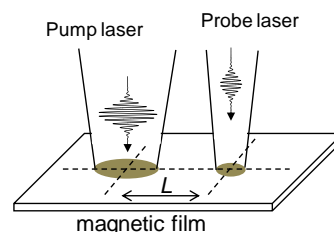


Fig. 1 全光学ポンプ・プローブ磁気光学顕微鏡を用いた非局所的測定の模式図。

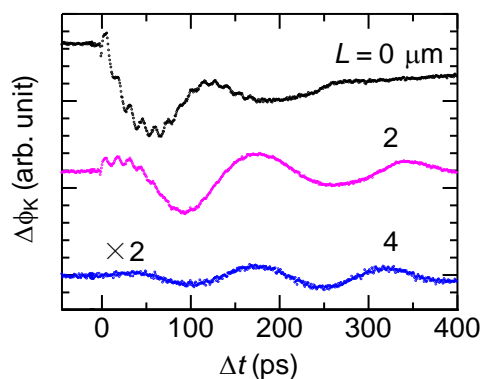


Fig. 2 MnGa/Co 積層膜のスピン波伝搬のポンプ・プローブ光スポット間距離依存性。

エピタキシャル Fe 薄膜を伝搬するスピン波の実時間観測

石田尚子*, 関口康爾**, 介川裕章***

(* 慶大理工, **JST さきがけ, *** 物質・材料研究機構)

Time-domain measurement of propagating spin waves in an epitaxial Fe film

N. Ishida*, K. Sekiguchi**, and H. Sukegawa***

(*Keio Univ., **JST PRESTO, ***NIMS)

1. はじめに

強磁性薄膜に交流磁場を印加するとスピン波が励起され伝搬する。結晶磁気異方性を有する強磁性薄膜ではダンピング定数 α が結晶方位に依存すると計算されており [1]、スピン波減衰長と結晶軸の関係は興味深い。本研究では、エピタキシャル成長させた Fe 単結晶薄膜の容易軸方向を伝搬するスピン波の電氣的検出を試みた。

2. 実験方法

Fe 単結晶薄膜 (100) 面を MgO(100) 基板上に成膜した。Fe 薄膜は Cr をバッファー層として膜厚 25 nm エピタキシャル成長させた [2]。この Fe 薄膜を電子線描画及び Ar イオンミリング法により $120 \times 200 \mu\text{m}^2$ に加工した。SiO₂(80 nm) を成膜し Fe 薄膜を絶縁した後、SiO₂ 上に Fig. 1 に示すシグナル線 (S) とグランド線 (G) からなるアンテナ 2 組を Ti(5 nm)/Au(200 nm) で作製した。左と右のアンテナはスピン波励起用、検出用のアンテナであり、両アンテナ間の距離 (Gap, g) はスピン波の伝搬距離に対応する [3]。外部磁場 500 Oe を y 方向に印加した状態で、励起用アンテナ (左側) にパルス電圧 V_{in} を印加しスピン波を励起した。スピン波が Fe 薄膜を伝搬して検出アンテナ直下を通過すると、磁化振動による磁束変化が生じ、検出アンテナに誘導起電力が生じる。この誘導起電力をスピン波信号としてオシロスコープで検出した。

3. 実験結果および考察

伝搬距離を変化させたときのスピン波信号の時間変化を Fig. 2 に示す。図に示すようにパケット状のスピン波信号が観測され、パケット中心から到達時間 (t_s) がわかる。スピン波の群速度は $v_g = g/t_s$ から 10 km/s とわかった。外部磁場強度を 10 Oe に低減させ v_g を測定すると、13 km/s となり 30% 増加した。これは、スピン波の分散関係から計算される v_g の傾向と定性的に一致する。Fe 単結晶薄膜において Py に匹敵する高速スピン波伝搬が実現することがわかった。

参考文献

- [1] K. Gilmore *et al.*, Phys. Rev. B **81**, 174414 (2010).
 [2] H. Sukegawa *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 184401 (2012).
 [3] K. Sekiguchi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **97**, 022508 (2010).

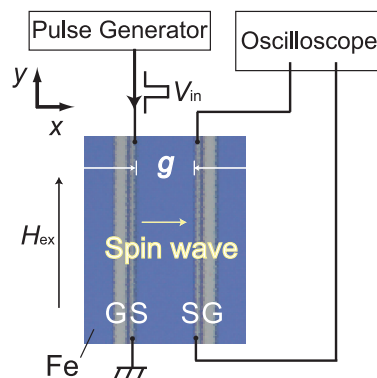


Fig. 1 Schematic illustration of a measurement setup. The widths of the signal line and the ground line are $1 \mu\text{m}$ and $3 \mu\text{m}$, respectively.

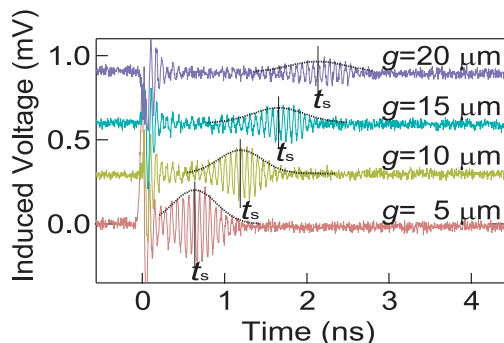


Fig. 2 Spin wave signals with different gap distances (g). Spin wave packets are fitted by the Gaussian function (broken lines).

NiFe 細線におけるスピン波干渉の Brillouin 散乱分光測定

佐藤奈々*, 関口康爾*,**

(* 慶大理工, **JST さきがけ)

Brillouin light scattering spectroscopy of spin wave interference in a NiFe wire

N. Sato* and K. Sekiguchi*,**

(*Keio Univ., **JST-PRESTO)

1. はじめに

近年、スピン波を利用した論理演算回路が提案され¹⁾、スピン波干渉が注目を集めている²⁾。集積回路への応用を考慮すると試料を微小化する必要があるが、試料線幅とスピン波波長が同程度になると、線幅方向の波数量子化に代表されるエッジ効果が大きな寄与を示すと考えられる。そこで本研究では、細線試料におけるスピン波干渉を詳細に調べた。

2. 実験方法

Fig. 1(a) に試料の原子間力顕微鏡像を示す。Si 基板上に膜厚 35 nm、線幅 $w = 2.5 \mu\text{m}$ の $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 細線を電子線描画およびリフトオフ法によって加工した。膜厚 40 nm の SiO_2 によって絶縁層を成膜した後、Ti (5 nm)/Au (125 nm) でアンテナ EX1 と EX2 を作製した。 x 方向に 300 Oe の外部磁場を印加した状態で、EX1 と EX2 に周波数 7.13 GHz のマイクロ波を入射し、EX1 と EX2 から互いに逆向きに伝搬するスピン波を励起した。対向するスピン波が干渉したときのスピン波強度分布を micro-Brillouin 散乱 (BLS) 分光法によって測定した³⁾。

3. 実験結果および考察

Fig. 1(b) は BLS 強度の測定結果を示し、白色部分はスピン波強度が強く、黒色部分はスピン波強度が弱いことを表す。図に示すように y 方向に沿って定在波が励起され、BLS 強度の明暗パターンが $1.0 \mu\text{m}$ 間隔で周期的に現れた。分散関係から計算するとスピン波の波数は $3.0 \mu\text{m}^{-1}$ となり、波長は $2.0 \mu\text{m}$ と導出される。定在波の腹と腹の間隔は波長の 2 分の 1 ($= 1.0 \mu\text{m}$) になるので、BLS 強度の明暗パターンが波の強め合い、弱め合いのスピン波干渉に対応することが分かった。 x 方向の BLS 強度は細線の中央部において最大となり、細線エッジ近傍においては BLS 強度が中央部の 25% に低下した。一方、micro magnetics 計算を行なうと、細線エッジでは反磁場が大きいいため磁化が飽和しないことが示された。従って細線試料におけるスピン波干渉では試料内の反磁場による有効幅を考慮する必要があり、線幅 $2.5 \mu\text{m}$ の細線においては有効幅は $w_{\text{eff}} = 2.2 \mu\text{m}$ であることが分かった。

参考文献

- 1) T. Schneider *et al.*, Appl. Phys. Lett. **92**, 022505 (2008).
- 2) N. Sato *et al.*, Appl. Phys. Express **6**, 063001 (2013).
- 3) P. Pirro *et al.*, Phys. Status Solidi B **248**, 2404 (2011).

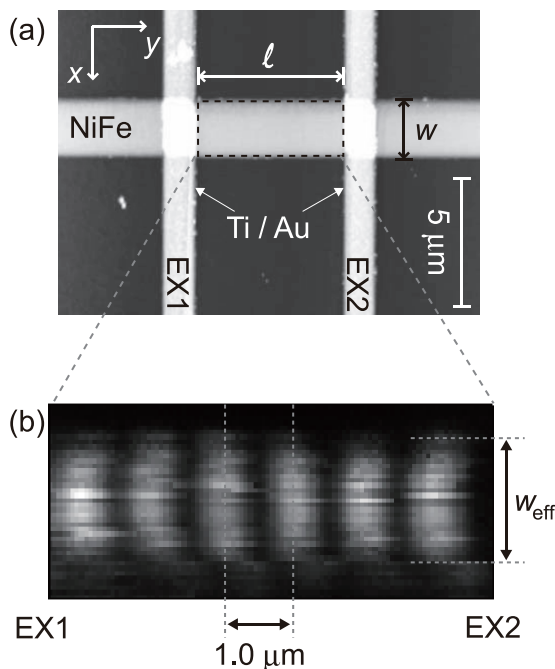


Fig. 1 (a) Atomic force microscope image of the sample. The distance between the antennas (EX1 and EX2) was set to be $l = 5.8 \mu\text{m}$. (b) BLS intensity mapping between the antennas.

高周波電圧アシスト磁化反転

野崎隆行^{1,2}, 荒井礼子¹, 薬師寺啓^{1,2}, 田丸慎吾¹, 久保田均^{1,2}, 今村裕志¹, 福島章雄^{1,2}, 湯浅新治^{1,2}

1. 産総研 ナノスピントロニクス研究センター 2. CREST-JST

High-frequency voltage-assisted magnetization reversal

T. Nozaki^{1,2}, H. Arai¹, K. Yakushiji^{1,2}, S. Tamaru¹, H. Kubota^{1,2}, H. Imamura¹, A. Fukushima^{1,2}, and S. Yuasa^{1,2}

1. AIST, Spintronics Research Center, 2. CREST-JST

はじめに

高周波磁界やスピントルクにより誘起される強磁性共鳴ダイナミクスを利用した反転磁界の低減は、磁気記録や固体磁気メモリの書き込みアシスト技術として注目されている。通常これらの共鳴ダイナミクス励起には大きな電流印加が必要となり、抵抗損失による不要な電力消費が懸念される。

本発表では超薄膜金属磁性層における電圧誘起磁気異方性変化[1]を利用した共鳴ダイナミクス励起[2]による電圧駆動型アシスト磁化反転の実証について紹介する。

実験方法および結果

分子線エピタキシー、およびスパッタリングを組み合わせた成膜プロセスにより、MgO(001)基板上にCr/Fe (0.7 nm) / MgO (2.5 nm) / Fe(t nm) / FeB (1.5 nm) / Ta/Ru からなる多層構造を作製し、断面積 $2 \times 6 \mu\text{m}^2$ のトンネル磁気抵抗素子に微細加工を施した。FeB(1.5 nm)層が電圧印加により垂直磁気異方性制御を行うフリー層であり、2cm角基板上で垂直磁気異方性を系統的に制御するためにFeウエッジ層 ($t = 0 \sim 0.7$ nm)との2層構造とした。トンネル磁気抵抗素子のバイアス電圧依存性、およびホモダイン検波測定[2]により、電圧誘起磁気異方性変化による強磁性共鳴ダイナミクス励起が支配的であることを確認した。

図1(a)にFe(0.26 nm) / FeB (1.5 nm)の垂直磁化フリー層を有するトンネル磁気抵抗素子に対して、さまざまな周波数の高周波電圧($V_{\text{rms}} = 316$ mV)を印加しながら測定した規格化MR曲線(マイナーループ)の例を示す。外部磁界は面内からの仰角50度方向に印加している。特定の周波数において、反転磁界(H_{sw})が明瞭に減少していることが分かる。より詳細に周波数依存性を調べた結果を図1(b)に示す。約1GHzにピーク構造を有する反転磁界の低減効果が確認された。高周波電圧を印加していない場合($H_{\text{sw},0}$: 黒点線)と比較して、最大で80%以上の低減率が得られた。講演では印加電圧強度、および磁界印加仰角依存性についても議論する。

参考文献

- 1) T. Maruyama *et al.* Nature Nanotech. **4**, 158 (2009)
- 2) T. Nozaki *et al.* Nature Phys. **8**, 491 (2012)

謝辞

本研究の一部は産総研 STAR 事業「高電力効率大規模データ処理イニシアチブ」の支援の下行われた。

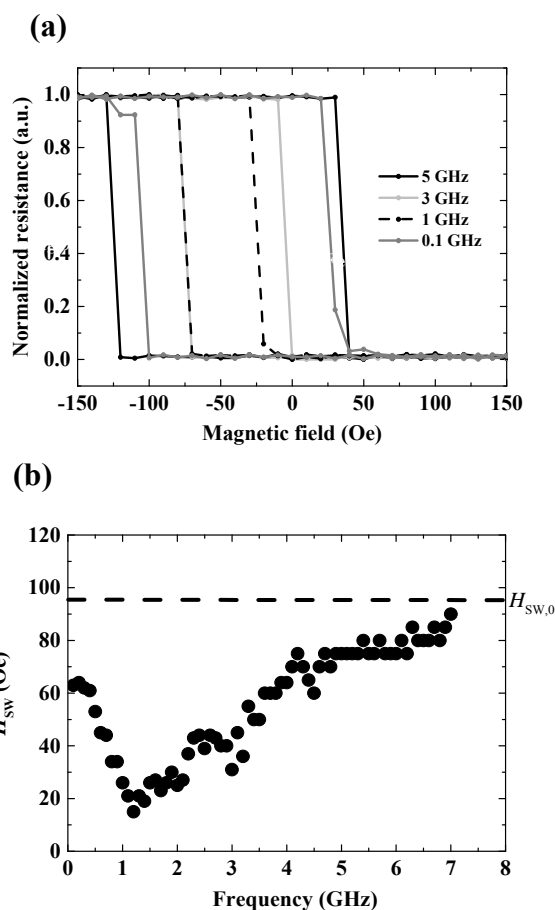


図 1 (a) さまざまな周波数の高周波電圧 ($V_{\text{rms}} = 316$ mV)印加下における規格化トンネル磁気抵抗曲線の例。(b) 反転磁界 (H_{sw})の高周波電圧周波数依存性。 $H_{\text{sw},0}$ (黒点線)は静磁界のみの反転磁界を示す。

$L1_0$ -FePt 薄膜のレーザー誘起超高速減磁過程

佐々木悠太, 水上成美*, 飯浜賢志, 永沼博, 大兼幹彦, 宮崎照宣*, 安藤康夫
(東北大院工, *東北大 WPI-AIMR)

Laser-induced ultrafast demagnetization in $L1_0$ -FePt films

Y. Sasaki, S. Mizukami*, S. Iihama, H. Naganuma, M. Oogane, T. Miyazaki*, and Y. Ando
(Dept. of Appl. Phys., Tohoku Univ., *WPI-AIMR, Tohoku Univ.)

はじめに

超短パルスレーザー照射の際に見られる磁性体の超高速減磁現象は、基礎的観点から興味深いと同時に、レーザーアシスト磁化反転に代表されるような応用上もその物理的な理解が重要である。幾つかの理論によれば、超高速減磁における磁化の減少は、スピン・軌道相互作用によるスピントリプル散乱に起因すると考えられ、その減磁時間はダンピング定数に反比例する¹⁾。しかしながら、応用上重要な垂直磁化薄膜に対しての磁化ダイナミクスに関する研究はあまり行われておらず、詳細な研究が望まれる。これまで我々は、 $L1_0$ -FePt 合金薄膜の磁化歳差ダイナミクスとギルバートダンピング定数について報告した²⁾が、ここでは $L1_0$ 規則度の異なる FePt 薄膜における超高速減磁過程を調べ、ダンピング定数との比較を行った。

実験方法

試料は超高真空マグネトロンスパッタ法を用いて作製し、MgO 単結晶基板上に Cr/Pt バッファを介して様々な基板加熱温度で厚み 20 nm の FePt 薄膜を製膜した。光学測定には、中心波長 800 nm, パルス幅 210 fs, のチタンサファイアレーザーを用いて、ポンプ・プローブ法で測定した。パルス周波数は 1 kHz であり、ポンプ光は 365 Hz に変調した。プローブ光のカー回転角はウォラストンプリズムを用いた差動方式により測定した。

実験結果

Fig. 1 に、300 度で製膜した $L1_0$ -FePt 薄膜において様々なポンプ光強度で計測した超高速減磁過程の測定結果を示す。ポンプ光強度が弱い場合には、遅延時間が 500 fs 付近で急峻に磁化が減少した後、10 ps までには磁化の回復が見られる。ポンプ光強度が高くなるにつれて、減磁量が増大する。しかし高強度のポンプ光では、減磁量の増加が鈍くなっている。これらのデータを三温度モデルによって解析し、超高速減磁時間 τ_M を評価した。Fig. 2 に、 τ_M のポンプ光強度依存性を示す。参照のため Ni 薄膜の同様の結果を併せて示した。いずれの試料の τ_M もポンプ光強度に対し類似の依存性を示している。FePt 薄膜のダンピング定数は Ni よりも大きいものの、減磁時間は FePt 薄膜の方が二倍程度大きく、理論の示すダンピング定数と減磁時間の反比例関係は見られない事が分かった。

参考文献

- 1) B. Koopmans *et al.*, Phys. Rev. Lett. 95, 267207 (2005).
- 2) S. Mizukami *et al.*, Appl. Phys. Lett. 98, 052501 (2011). S. Iihama *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. Jpn. 52, 073002 (2013).

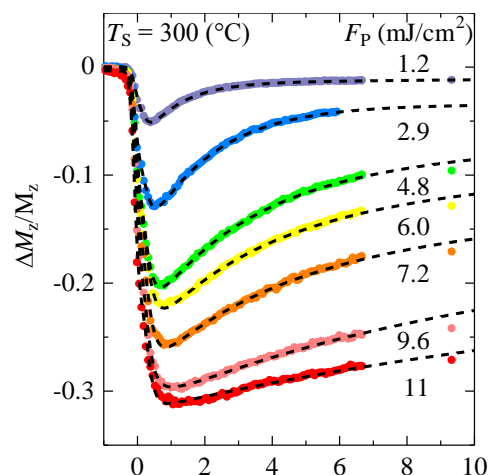


Fig.1 $L1_0$ -FePt のポンプ光強度に対する超高速減磁シグナルの変化.

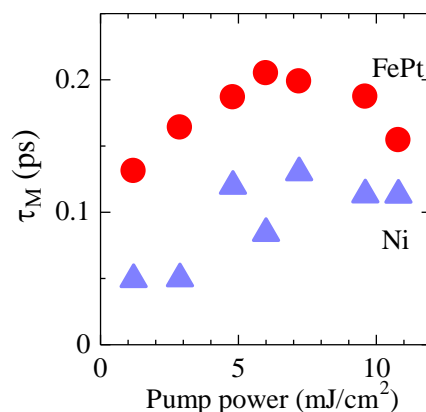


Fig.2 FePt ならびに参照用 Ni 試料の減磁時間のポンプ光強度依存性.

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 とする組成を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の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).

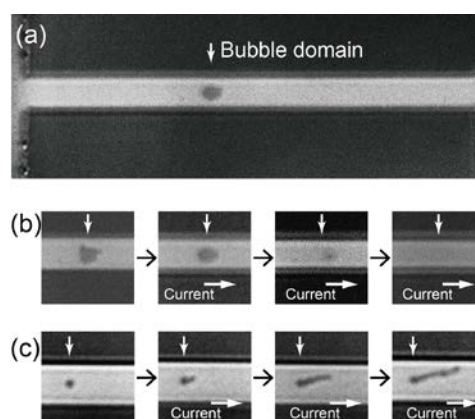


Fig. 1 (a) A Kerr image of a bubble domain in a TbFeCo wire. Current-induced dynamics of bubble domains in TbFeCo wires; (b) $M_S = 90 \text{ emu/cc}$. (c) $M_S = 150 \text{ emu/cc}$.

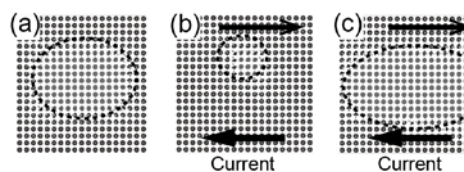


Fig. 2 Micromagnetic simulation of current-induced dynamics of bubble domains. (a) an initial state. (b) $M_S = 350 \text{ emu/cc}$ in a current. (c) $M_S = 450 \text{ emu/cc}$ in a current.

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).

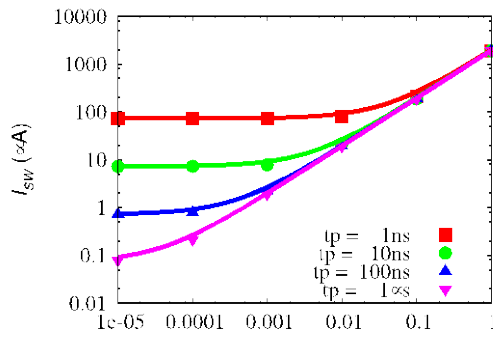


Fig.1 Effects of α and t_p on I_{sw} .

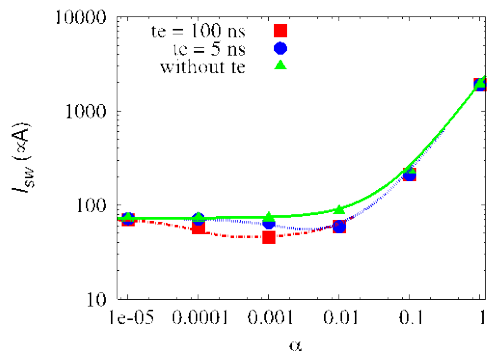


Fig.2 Effects of α and t_e on I_{sw} at $t_p=1 \text{ ns}$.

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).

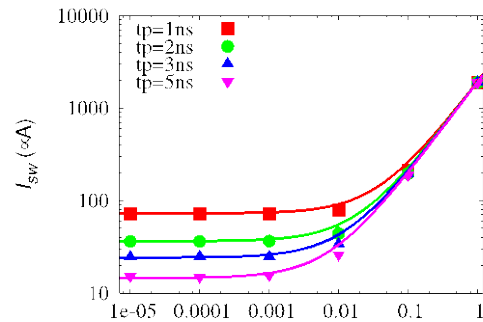


Fig.1 Effects of α and t_p on I_{sw} at $D = 30$

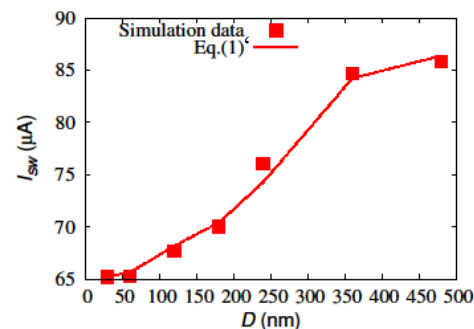


Fig.2 Effect of D on I_{sw} at $t_p = 1 \text{ ns}$ and $\alpha = 1 \times 10^{-5}$.

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).

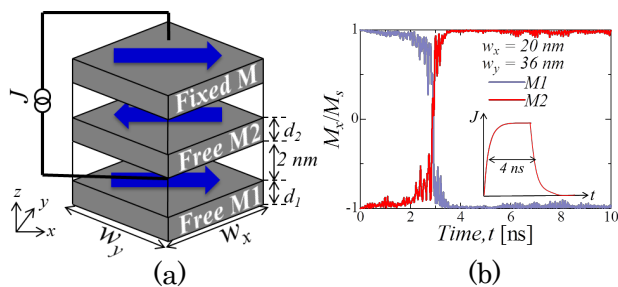


Fig.1. (a) Simulation model of synthetic-ferrite free layer, (b) Time transient of magnetization reversal process.

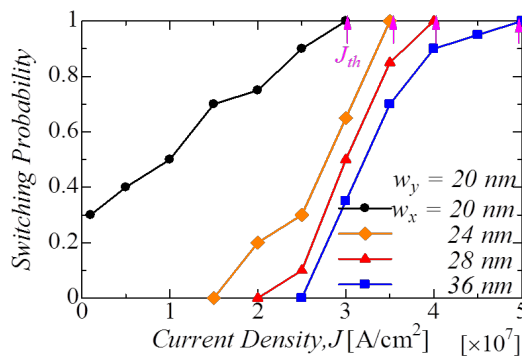


Fig. 2. Magnetization switching probability as a function of spin injection current density, taking the lateral aspect ratio as a parameter.

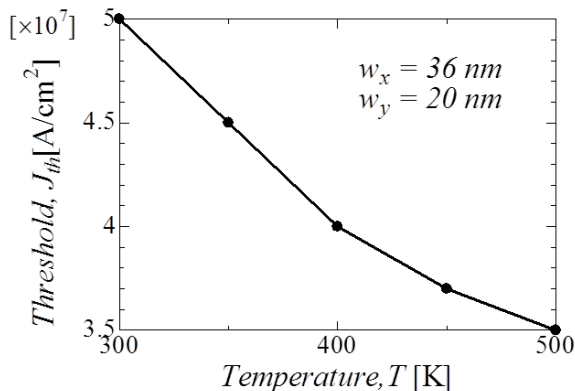


Fig. 3. Temperature dependence of the threshold current density for steady magnetization reversal.