

# 磁性シフトレジスタを用いたファンアウト素子

野村 光, 吉岡 直倫, 中谷 亮一  
(大阪大)

Fan-out element based on nano-magnet shift register  
Hikaru Nomura, Naomichi Yoshioka, Ryoichi Nakatani  
(Osaka Univ.)

## はじめに

近年, 磁性量子セルラオートマタ (Magnetic quantum cellular automata : MQCA)<sup>1</sup> に代表される微小磁性体を利用した素子が低消費電力, 荷電粒子に対する高い耐性などの利点から注目を集めている. なかでもバイナリ演算が可能な磁性論理演算素子(magnetic logic gate : MLG)<sup>2</sup>は従来の半導体を基盤とした論理ゲートを代替する新規素子として期待されている. 我々はこれまでに, MLG を基盤とした NAND/NOR 論理ゲートや, 磁性シフトレジスタ<sup>3</sup>を提案してきた. しかし, 実用を考えた場合, 複数の論理ゲートを組み合わせなければならない. このためには, ファンアウト数 2 以上の素子が不可欠となる. そこで本研究では, 磁性シフトレジスタに基づくファンアウト数 2 の素子を提案する.

## 実験方法

図 1 に磁性シフトレジスタに接続された磁性ファンアウト素子の模式図を示す. 磁性ファンアウト素子として, Au(3 nm)/Ni-20 at.%Fe(20 nm)の膜構成を持つ微小磁性体を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て Si 基板上に作製した. また, 本素子の動作検証を行うため, 始めに磁気力顕微鏡法(magnetic force microscopy: MFM)による磁性マニピュレーションを用い情報の書き込みを行った. 続いて, 一様な外部磁場をトリガーとしてファンアウト操作を実行した. 最後に, 高さ一定モード磁気力顕微鏡法により素子のバイナリ状態を確認した. MFM には外部コントローラにより制御可能にした日立ハイテクサイエンス社製磁気力顕微(SII-A300)を用いた. MFM の外部コントローラには LabVIEW FPGA を用いて開発した独自のコントローラを, MFM 探針には市販のカンチレバー (SI-DL40) にイオンビームスパッタリング法を用いて Co-17 at.%Pt (80 nm)を製膜したものをを用いた.

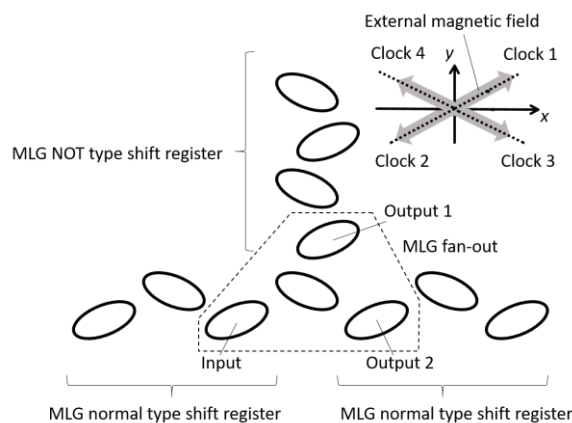


図 1 磁性シフトレジスタに接続された磁性ファンアウト素子の模式図.

## 実験結果

磁性ファンアウト素子に対し, Input = 1 を入力後, 図 1 中の Clock 1 ~ Clock 4 に示す向きに適切な強度の外部磁場を印加した結果, Input へ書き込まれた情報が, Output 1 と Output 2 へそれぞれ分岐した. Output 1 は NOT 型シフトレジスタであるため Output 1 = NOT(Input) = 0 の情報が出力された. Output 2 は通常のシフトレジスタであるため, Output 2 = Input = 1 の情報が出力された. このことから, 本素子は, 磁性シフトレジスタと組合せた状態でファンアウト数 2 の素子として動作することが示された. 本素子を用いることで, 近い将来, 複数の演算ゲートを接続した MQCA 回路が実証されるものと期待している.

## 参考文献

- 1) R. P. Cowburn and M. E. Welland, Science, 287, 1466 (2000).
- 2) H. Nomura and R. Nakatani, Applied Physics Express, 013004 (2011).
- 3) 野村 光, 森田陽大, 中谷亮一, 信学技報, vol. 113, no. 407, MR2013-39, pp. 35-40, 2014 年 1 月.

# 薄い Co 層を導入した Pt/Co/Tb-Co 多層細線の電流誘起磁壁移動

黒川雄一郎、鷺見聡\*、栗野博之\*  
(九州大学, \*豊田工業大学)

Current-induced domain wall motion in Pt/Co/Tb-Co multilayered wires with inserted thin Co layer  
Yuichiro Kurokawa, \*Satoshi Sumi, and \*Hiroyuki Awano  
(Kyushu Univ., \*Toyota Technological Inst.)

## 序論

電流による磁壁の駆動は、レーストラックメモリをはじめとした新規な磁気メモリや論理素子への応用が期待されるスピントロニクス of 新しい研究分野である。我々のグループでは希土類磁性細線を用いてこの電流誘起磁壁移動を観察してきた。最近の研究で、磁性体-重金属界面でスピンホール効果(SHE)とジャロシンスキー守谷相互作用(DMI)が発生し、それがトルクとして働き電流誘起磁壁移動に寄与することがわかってきた。この研究では、Pt/Tb-Co 磁性細線を作製し、Pt/Tb-Co 界面に薄い Co 層を挿入していくことで、Pt から受け取るトルクが変化することを期待し、実験を行った。

## 実験方法

試料の成膜はスパッタリング装置を用いて行った。Tb-Co 合金を積層し、3 nm-Pt 層を膜上部に堆積した。またその時、 $t = 0 - 0.3$  nm までの膜厚  $t$  を持つ Co 層を Pt と Tb-Co の間に挿入した。Tb-Co 層と Co 層は合計して膜厚が 6 nm になるように設計した。試料の細線への加工は電子ビームリソグラフィとリフトオフ法を用いて行った。加工した細線の幅は  $1.5\mu\text{m}$  である。この細線に  $1\mu\text{s}$  のパルス幅を持つパルス電流を印加することで電流誘起磁壁移動を観察した。電流誘起磁壁移動はカー効果顕微鏡を用いて観察した。

## 実験結果

Pt/Co( $t = 0 - 0.3\text{nm}$ )/Tb-Co( $6 - t\text{nm}$ )の電流誘起磁壁移動を観察したところ、全ての試料で磁壁が電流方向へ移動することが分かった。これは、Pt からのトルクによって磁壁が駆動されていることを示している。次に、印加電流密度に対する磁壁速度の変化を図 1 に示す。図によると、挿入 Co 層の膜厚を変化させていくと、Co 層の膜厚が大きくなるにしたがって低い電流密度でより速い磁壁速度に到達することがわかった。Pt からのトルクの受け取りやすさはスピンミキシングコンダクタンス  $G$  で決定される[1]。Co 層を挿入することで界面での  $G$  が変化することにより、Co 層を挿入した場合のほうがより磁壁が移動しやすくなったことが考えられた。

## 謝辞

本研究は私立大学戦略的研究基盤形成支援事業 : ミクロ・メソ構造制御による革新的グリーン電子素子・材料技術の基盤形成(2014-2019) および科研費 No.26630137 (2014-2016)の支援を受けて行ったものです。

## 参考文献

[1] W. Zhang, W. Han, X. Jiang, S-H. Yang, and S. S. P. Parkin, Nat. Phys. **27**, 496 (2015).

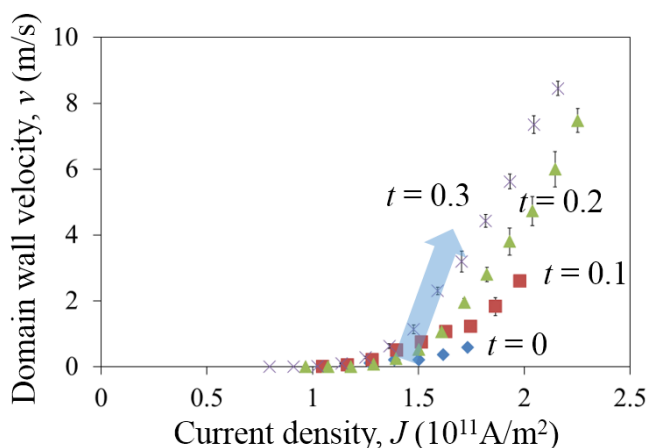


Fig. 1 Velocity ( $v$ ) of domain wall in Pt/Co( $t$  nm)/Tb-Co( $6 - t$  nm) wires as a function of current density ( $J$ ).

# Co<sub>2</sub>MnAl<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> 薄膜における高異常ネルンスト効果とその起源

桜庭裕弥<sup>1</sup>、兵頭一茂<sup>2</sup>、三谷誠司<sup>1</sup>、佐久間昭正<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 物材機構、<sup>2</sup> 東北大院工)

Large anomalous Nernst effect in Co<sub>2</sub>MnAl<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> Heusler thin film and its origin

Y. Sakuraba<sup>1</sup>, K. Hyodo<sup>2</sup>, S. Mitani<sup>1</sup> and A. Sakuma<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>NIMS, <sup>2</sup>Tohoku Univ.)

## 背景

異常ネルンスト効果は強磁性体に熱流が流れた際に、温度勾配と磁化の外積方向に電界が生じる現象である。一般的な熱電効果であるゼーベック効果では温度勾配と電界が同軸方向に現れる1次元的現象であるのに対し、異常ネルンスト効果は磁化・熱流・電界が3次元的に生じるため、熱電対列の構成が容易であり大面積熱源を利用した環境発電応用が期待できる[1,2]。試算によれば、 $\mu\text{W-mW}$ の発電力が目標とされる実用環境発電技術に向けては、最低でも $10\text{-}20\ \mu\text{V/K}$ 以上の熱電能が求められるが[1]、これまでに室温以上のキュリー温度を持つ強磁性体において観測されている異常ネルンスト効果による熱電能は、FePtやMnGaで報告されている $1\ \mu\text{V/K}$ が最大であり[3]、少なくとも一桁以上大きなネルンスト効果を示す材料を開拓する必要がある。大きな異常ネルンスト効果を示す材料探索の指針はまだ確立されていないが、電界の線形応答の表式から[4]、異常ホール角 $\theta_{\text{AHE}}$ 、ゼーベック効果 $S$ 、電気抵抗率 $\rho$ 、熱電気テンソル非対角項 $\alpha_{xy}$  ( $\propto d\sigma_{xy}/d\varepsilon$ )が大きい材料が有望であると考えられる。本研究では、これらの要素を合わせ持つ材料系としてCo<sub>2</sub>MnAl<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>(CMAS)系ホイスラー合金に注目した。Co<sub>2</sub>MnAlは高い内因性異常ホール効果を示すことが予測されるとともに、 $d\sigma_{xy}/d\varepsilon$ はフェルミ準位近傍で急峻である。従って、Al:Siの組成比を変え、フェルミ準位を制御することで、大きな異常ネルンスト効果が生じる可能性がある。

## 実験方法

エピタキシャルCMAS薄膜(50nm)はCo<sub>2</sub>MnSiとCo<sub>2</sub>MnAlターゲットを利用したコスパッタ法によってAl:Si組成比 $x$ を変化させた。成膜は室温で行い、成膜後に500-700°Cの熱処理を行った。異常ネルンスト効果は、面内方向に熱流を流し、面直磁場を印加する配置で測定した(図1挿入図)。

## 実験結果

作製したCMAS膜の異常ホール効果を測定した結果、Co<sub>2</sub>MnAl( $x=0$ )で最大の異常ホール伝導度が観測され、 $x$ 増大とともに単調減少した。一方、異常ネルンスト効果はCo<sub>2</sub>MnAlでは小さく $x$ 増大とともに大きくなり、 $x=0.37$ の試料で最大 $4\ \mu\text{V/K}$ が観測された(図1)。またこの試料を600°C以上の高温で熱処理し、 $L_2$ 規則度を高めることで出力は $6\ \mu\text{V/K}$ まで向上した。これは金属系強磁性材料としては最も大きな値である。この $x$ 依存性を解析した結果、 $x=0.37$ における大きな異常ネルンスト効果は、ゼーベック効果 $\times$ 異常ホール効果によって生じる寄与と $\alpha_{xy}$ の寄与の2つが相乗的に効いていることが分かった。第一原理計算により $\alpha_{xy}$ を算出した結果、実験結果と定量的に比較的良好な一致が見られた。

## 参考文献

- 1) Y. Sakuraba, Scripta Materialia 111, 29-32 (2016).
- 2) Y. Sakuraba et al., APEX 6, 033003 (2013)
- 3) K. Hasegawa et al APL 106, 252405 (2015)
- 4) K. Behnia J. Phys. Cond. Matt 21, 113101 (2009)

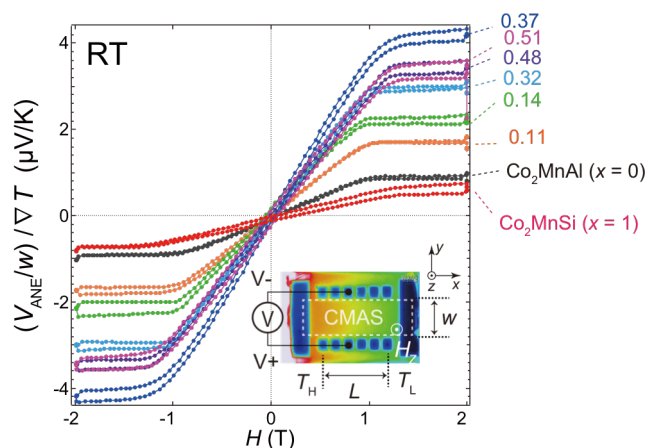


図1 作製したCMAS薄膜の異常ネルンスト電圧(温度勾配と試料幅で規格化)の磁場依存性

# 酸化物磁性体/非磁性金属界面への Ru 挿入による スピンゼーベック起電力の増加

中田記矢<sup>1</sup>、中村瞭平<sup>1</sup>、稲見翔<sup>1</sup>、湯浅裕美<sup>1,2</sup>

(1.九州大学、2.JST PRESTO)

Spin Seebeck voltage enhancement by inserting Ru layer into interface of oxidized magnetic material/nonmagnetic metal

F.Nakata<sup>1</sup>, R.Nakamura<sup>1</sup>, S.Inami<sup>1</sup>, H.Yuasa<sup>1,2</sup>

(1.Kyushu Univ. 2.JST PRESTO)

## はじめに

熱電発電の一種であるスピンゼーベック発電について、その起電力を決定付ける重要なパラメータの一つであるスピンホール角に着目し、スピンゼーベック発電の起電力向上を図った。Ta や W は Pt よりもスピンホール角が大きいにも関わらず<sup>1),2),3)</sup>、YIG と組み合わせたときの起電力は大きくない<sup>4)</sup>。この原因を YIG との界面の酸化によるスピンミキシングコンダクタンスの劣化と考えた。これを改善するため、Ta や W よりも酸化しにくいと報告されている Ta<sub>50</sub>W<sub>50</sub> 合金を非磁性層に採用したところ<sup>5)</sup>、酸化抑制によるスピンミキシングコンダクタンスの改善は見られなかったが、Ta<sub>50</sub>W<sub>50</sub> のスピンホール角が W よりも大きいことが分かった<sup>6)</sup>。本報告では、界面に酸化耐性の高い金属を挿入し、スピンミキシングコンダクタンスを改善する方針とした。

## 実験方法

磁性絶縁体として厚さ 1 mm のバルク焼結体 YIG を用い、その上に各種非磁性層をスパッタし試料を作成した。Fig.1 に示した熱付与機構を用いて試料に温度差を加え、起電力を測定し、スピンゼーベック係数を算出した。

## 実験結果

非磁性金属層の総膜厚 5 nm におけるスピンゼーベック係数の大きさを Fig.2 に示す。界面に何も挿入していない試料、界面の酸化を抑制すべく界面に Pt を 0.5 nm 挿入した試料、同じく界面に Ru を 0.5 nm 挿入した試料をそれぞれ作成した。ここで、Pt, Ru は Ta, W, Ta<sub>50</sub>W<sub>50</sub> とスピンホール角の符号が逆であることに留意が必要である。界面に Pt を挿入した試料では、スピンミキシングコンダクタンスが劣悪な Ta, Ta<sub>50</sub>W<sub>50</sub> では僅かにスピンゼーベック係数が増加したものの、大きな効果は得られなかった。次に、Ru を挿入した試料では、全ての試料でスピンゼーベック係数は増大し、バルク部分がスピンホール角の大きい Ta<sub>50</sub>W<sub>50</sub> の試料で、今回作成した試料の中で最も大きなスピンゼーベック係数を示した。さらに、YIG/Pt に比べて YIG/Ru/Pt の起電力が大きいことから、Ru のスピンミキシングコンダクタンスが Pt より高いことが分かった。

## 謝辞

この研究は、JST さきがけ (No. JPMJPR15R8)、立石科学技術振興財団の支援を受け行われました。

## 参考文献

- 1) L.Liu *et al.*: Phys. Rev. Lett. 106, 036601 (2011) etc,
- 2) L.Liu *et al.*: Science 336 555 (2012). etc,
- 3) Qiang Hao *et al.*: Phys. Rev. Appl. 3, 034009 (2015). etc,
- 4) Ishida *et al.*: arXiv:1307.3320,
- 5) Yoda *et al.*: J. Japan Inst. Met. Mater. 361121 (1972)
- 6) Nakata *et al.*: The 64<sup>th</sup> JSAP spring meeting 14p-P10-78 (2017)

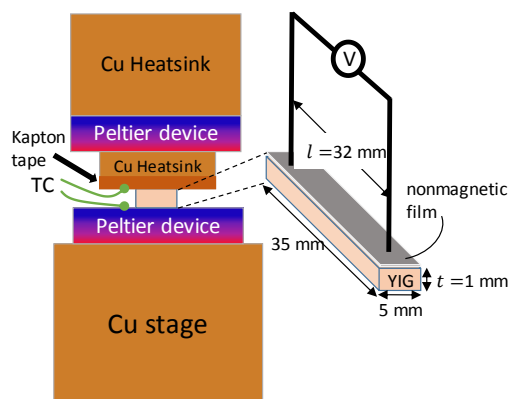


Fig1. Experimental structure.

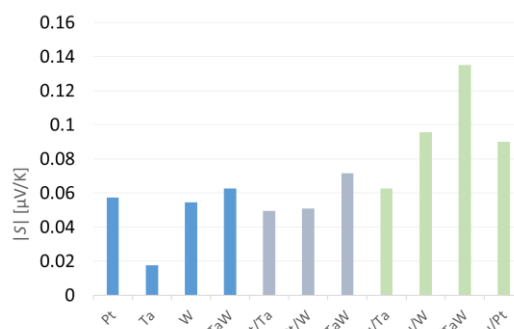


Fig2. Spin Seebeck coefficient dependence on materials.

## Spectroscopic generalized magneto-optical ellipsometry of Py/Ag/Bi trilayers

S. Tomita<sup>1</sup>, P. Riego<sup>2,3</sup>, K. Murakami<sup>1</sup>, T. Kodama<sup>1</sup>, N. Hosoito<sup>1</sup>, H. Yanagi<sup>1</sup>, and A. Berger<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>GSMS-NAIST, Japan, <sup>2</sup>CIC nanoGUNE, Spain, <sup>3</sup> Universidad del País Vasco, Spain)

Spin-orbit coupling (SOC) is a key phenomenon in modern magnetism and spintronics. Much attention has been paid recently to the Rashba-type SOC at interfaces. Large values of the Rashba coefficient have been found at interfaces between heavy elements with strong SOC, for example, bismuth (Bi), and non-magnetic metals, for example, silver (Ag). In transport measurements, the Ag/Bi interface with a ferromagnetic permalloy (Py) layer gives rise to a very large spin-charge conversion<sup>1</sup>, due to the Rashba-type SOC at the interface. From the microscopic point of view, SOC is relevant to magneto-optical (MO) properties as well as to electron transport. However, MO responses in the ferromagnetic Py in proximity to a Ag/Bi Rashba interface have not yet been explored. In this contribution, we study Py/Ag/Bi trilayers using spectroscopic generalized MO ellipsometry (S-GME)<sup>2</sup>.

Py, Bi, and Ag layers were deposited onto silicon substrates at room temperature using magnetron sputtering with an argon gas pressure of  $4.2 \times 10^{-3}$  Torr. The Py, Bi, and Ag deposition rates were 0.10, 0.15, and 0.25 nm/s, respectively. In the trilayer sample labeled PSB1, a Bi layer having 10 nm in thickness was deposited on the Si substrate first, after which a Ag layer of 5 nm and a Py layer of 30 nm thickness were sequentially deposited. The other trilayer sample, which is labeled PSB2, has an inverted structure, meaning that a 5 nm thick Ag layer was sputtered onto the initially deposited Py layer, which was furthermore covered by a Bi layer of 10 nm thickness. The control sample has only a Py layer with 30 nm thickness. All samples were coated by a 2 nm thick tantalum (Ta) layer to avoid oxidization of the functional layers.

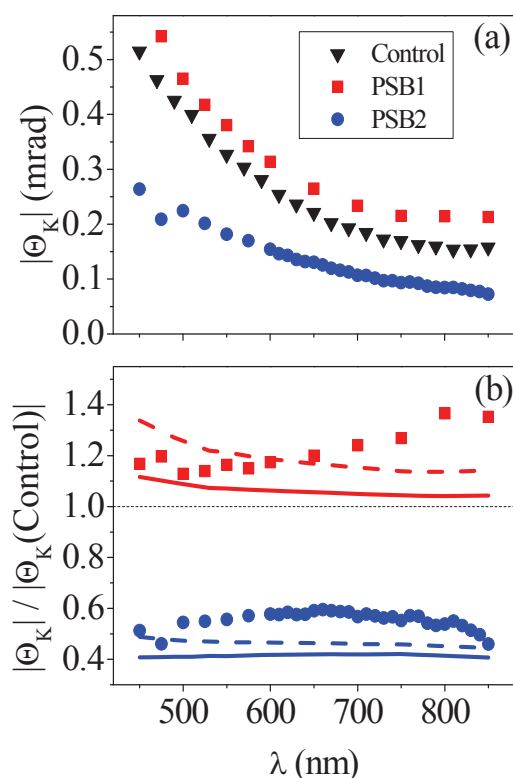
Our three samples have been characterized in detail using this S-GME setup at various wavelength  $\lambda$  in visible and near-infrared regions. A multiparameter least-squares fitting procedure<sup>2</sup> of the acquired data enables us to extract the reflection matrix. From the reflection matrix elements, we evaluate the Kerr rotation  $\theta_K$  and ellipticity  $\epsilon_K$  values, we have evaluated the Kerr amplitude  $|\Theta_K(\lambda)| = \sqrt{[\theta_K(\lambda)]^2 + [\epsilon_K(\lambda)]^2}$

In Fig. 1(a),  $|\Theta_K(\lambda)|$  of the three samples are plotted as a function of  $\lambda$ . Overall, the three samples show a decrease in  $|\Theta_K(\lambda)|$  at a longer  $\lambda$ . Experimental results in Fig. 1(a) demonstrate that the PSB2 sample (blue circles) has a smaller  $|\Theta_K(\lambda)|$  than the control sample (black triangles) over all the explored spectral range. This seems to be consistent with the fact that the ferromagnetic Py layer is buried below 5 nm of Ag and 10 nm of Bi, which are not magneto-optically active themselves, and thus the overall MO signal of the sample is reduced.

Contrastingly, the PSB1 sample (red squares), in which the Py layer has an Ag/Bi underlayer, shows an enhanced  $|\Theta_K(\lambda)|$  at every  $\lambda$  with respect to the reference sample. In order to make this enhancement clearer, we have normalized  $|\Theta_K(\lambda)|$  of the PSB1 and PSB2 samples to the one of the control Py sample. The experimentally observed “enhancement factor”  $|\Theta_K(\lambda)|/|\Theta_K(\lambda)|_{\text{Control}}$  is shown in Fig. 1(b) as a function of  $\lambda$  in red squares for PSB1 and blue circles for PSB2. For PSB1, the enhancement factor for  $|\Theta_K(\lambda)|$  is 1.2 at  $\lambda = 450$  nm and increases up to 1.4 at a longer  $\lambda$  in the near-infrared region ( $\lambda = 800$  nm). On the other hand, for PSB2, the enhancement factor is smaller than one for all values of  $\lambda$ , starting at approximately 0.5 at  $\lambda = 450$  nm and increasing modestly to 0.6 for a longer  $\lambda$ . We therefore conclude that the presence of the Ag/Bi bilayer enhances the MO response of adjacent Py layers, particularly in the near-infrared region<sup>3</sup>.

### References

- 1) Rojas Sánchez J C, Vila L, Desfonds G, Gambarelli S, Attané J P, De Teresa J M, Magén C and Fert A 2013 *Nature Comm.* **4** 2944
- 2) Berger A and Puffall M R 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 965
- 3) Riego P, Tomita S, Murakami K, Kodama T, Hosoito N, Yanagi H, Berger A 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 19LT01



**Fig. 1** (a) Kerr amplitude  $|\Theta_K(\lambda)|$  of PSB1 (red squares), PSB2 (blue circles), and control samples (black triangles). (b)  $|\Theta_K(\lambda)|$  of the PSB1 and PSB2 samples normalized to the control sample's  $|\Theta_K(\lambda)|$ .

# Microstructure dependent magnetization dynamics of polycrystalline YIG thin films

Satya Prakash Pati and Yasushi Endo  
(Tohoku University)

Studies on microstructure-dependent magnetization dynamics of yttrium iron garnet (YIG,  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) have received considerable attention after it was first studied by Lecraw *et al.*[1]. YIG has been proved to be an efficient material for magnonics and spintronics application after discovery of spin pumping [2], spin seebeck effect [3] and spin hall magnetoresistance [4] phenomena. Being a magnetic insulator, YIG often considered as the best medium for spin-wave propagation due to its very small intrinsic damping parameter in bulk  $\sim 3 \times 10^{-5}$ [5]. Moreover, for device application, it is required to fabricate YIG thin films over a metallic electrode without affecting its damping parameter. In this study, we report the use of a platinum electrode to control the microstructure as well as Gilbert damping parameter of polycrystalline YIG films.

Amorphous YIG films ( $t_{\text{YIG}}=400, 100$  and  $50\text{nm}$ ) were deposited on  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0001) substrates without and with a Pt (25 nm) buffer layer by RF magnetron sputtering at room temperature while maintaining a base pressure of  $\sim 4.0 \times 10^{-4}$  Pa. YIG deposition was performed at an RF power of 180 W in a mixed gas of Ar = 3.8 SCCM and  $\text{O}_2 = 1.2$  SCCM. The deposition rate was 2.17 nm/min. The as-deposited YIG films were post-annealed at various temperatures (973–1173 K) in air for three hours. X-ray diffraction (XRD) and X-ray fluorescence (XRF) were used to analyze the structure and composition, respectively. The surface morphology of the films was studied by atomic force microscopy (AFM). VSM was used to investigate the static magnetization properties while magnetization dynamics of films were estimated by the field domain ferromagnetic resonance (FMR) spectra using the coplanar waveguide (CPW).

Figure 1 compares the AFM image of 100-nm thick YIG films without and with the buffer layer exhibiting surface roughness 4.50 nm and 2.47 nm, respectively. The grain size of the YIG film with the buffer layer is much larger than that of the YIG film without the buffer layer, and the average values are several hundred nanometers. This result means that the Pt buffer layer improves the grain size and surface roughness of the post annealed YIG film. Figure 2 shows the thickness dependence of Gilbert damping parameter ( $\alpha$ ) in YIG films without and with the Pt buffer layer. In every case,  $\alpha$  increases as the film thickness decreases. Their values of the films with the buffer layer become lower than that of films without the buffer layer, and are very close to the bulk value [5]. For example 100-nm thick YIG film has  $\alpha \sim 3.5 \times 10^{-4}$  and  $11.4 \times 10^{-4}$  for the Pt-buffered and non-buffered cases, respectively. This result may be extrinsic in origin, as Pt-buffered films have both larger grain size and lower roughness, thus lower  $\alpha$ , however due to the high structural in-homogeneity in the films without the buffer layer have higher  $\alpha$ . On the basis of these results, it is revealed that the damping parameter can be significantly reduced by improving the surface morphology by using a Pt buffer layer which may act as a lower electrode in magnonics and spintronics applications.

This work was partly supported by JSPS KAKENHI Grant Number JP26289082, JP17H03226, JP17F17070 from MEXT, Japan and Murata Science Foundation and ASRC in Japan. S. P. Pati would like to thank JSPS for the international post-doctoral research fellowship (ID no: P17070).

## References

[1] R. C. Lecraw *et al.*, Phys. Rev.110, 1311( 1958).

[2] Y. Kajiwara *et al.*, Nature 464, 262 (2010).

[3] K. Uchida *et al.*, Nat. Mater. 9, 894 (2010).

[4] C. Hahn *et al.*, Phys. Rev. B 87, 174417 (2013).

[5] M. Sparks, Ferromagnetic-Relaxation Theory (McGraw Hill, New York,(1964).

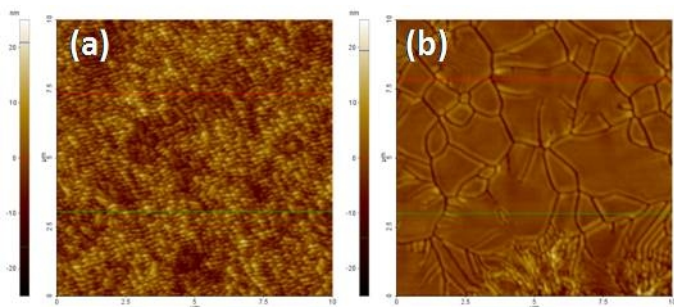


Fig. 1 AFM image of (a)  $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{sub})/\text{YIG}(100)$  and (b)  $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{sub})/\text{Pt}(25)/\text{YIG}(100)$  post annealed at 1173 K .

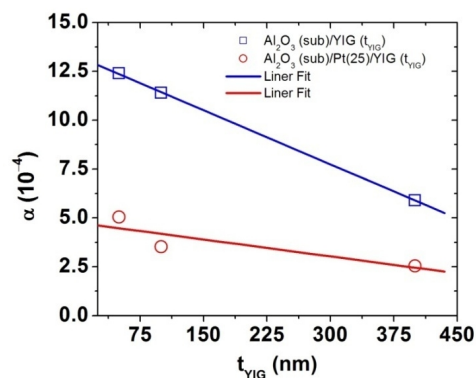


Fig. 2 Thickness ( $t_{\text{YIG}}$ ) dependent Gilbert damping parameter ( $\alpha$ ) of YIG film without and with a Pt buffer layer.