

# 低キュリー温度 CoPd/Pd 多層膜を用いた ハイブリッドメモリ層の STT 磁化反転の温度依存性

趙望臻、加藤剛志、大島大輝、園部義明\*、高橋茂樹\*、岩田聡

(名古屋大学, \*サムスン日本研究所)

Temperature dependence of STT switching of hybrid memory layer using low Curie temperature CoPd/Pd multilayer

W. Zhao, T. Kato, D. Oshima, Y. Sonobe\*, S. Takahashi\*, S. Iwata

(Nagoya Univ., \*Samsung R&D Institute Japan)

## 1. はじめに

スピントランスファートルク (STT) 磁化反転方式は磁気ランダムアクセスメモリ (MRAM) の書き込み手段として利用されているが、10 Gbit 級の大容量の MRAM を実現するには、高い熱安定性 $\Delta$ と低い臨界電流密度 $J_{sw}$ の両立と、より高効率な磁化反転手法の開発が求められている。大容量 MRAM を実現する熱アシスト STT 磁化反転のメモリ層として、異なるキュリー温度の磁性層を交換結合したハイブリッドメモリ層が提案されている[1]。これまでに我々は、高キュリー温度 ( $T_C$ ) の Co/Pd 多層膜 (ML) と低  $T_C$  の CoPd/Pd ML の交換結合二層構造ハイブリッドメモリ層を作製し、CoPd/Pd ML の  $T_C$  以上である 170°C から冷却する過程で CoPd/Pd ML の磁化方向が、交換結合により高  $T_C$  Co/Pd ML の磁化方向に支配されることを報告した[2]。今回我々は、(低  $T_C$  CoPd/Pd ML)/(高  $T_C$  Co/Pd ML)の交換結合した二層ハイブリッド構造の STT 磁化反転について報告する。また、STT 磁化反転の熱アシスト効果を検証するため、その温度依存性を調べた。

## 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) / Cu<sub>70</sub>Ta<sub>30</sub> (150) / Pt (5) / [Pt (1.0) / Co (0.6)]<sub>6</sub> ML / Cu (2.5) / [Co (0.4) / Pd (1.2)]<sub>3-N</sub> ML / [Co<sub>48</sub>Pd<sub>52</sub> (0.4) / Pd (1.2)]<sub>N</sub> ML / Cu (5) / Ta (5) ( $N=0-3$ , 層厚の単位は nm) という GMR 構造を作製した。光露光, EB 露光により, GMR 膜を微細加工し, 接合部の直径が 120 nm から 300 nm までの CPP-GMR 接合を作製した。STT 磁化反転は CPP-GMR 接合に電流パルスを加した後の抵抗値を測定することで観測した。

## 3. 実験結果

Fig. 1 は [Co/Pd]<sub>2</sub> / [CoPd/Pd]<sub>1</sub> 層をメモリ層とする CPP-GMR 接合の STT 磁化反転の臨界電流密度のパルス幅依存性である。接合直径は 180 nm であり, Fig. 1 には反平行状態 (AP) から平行状態 (P) への電流密度 ( $J_{AP-P}$ ), P から AP への電流密度 ( $J_{P-AP}$ ), およびその平均値 ( $J_{av}$ ) を示している。臨界電流密度はパルス幅  $\tau$  の増大により減少している。 $\tau=1$  ns のときの  $J_{av}$  の値を  $J_{c0}$  とし,  $J_{av}$  のパルス幅依存性の傾きから熱安定性指標  $\Delta = K_u V / k_B T$  を見積もった。Fig. 2 は積層回数の異なるハイブリッドメモリ層 [Co/Pd]<sub>3-N</sub> / [CoPd/Pd]<sub>N</sub> の臨界反転電流密度  $J_{c0}$  の温度依存性である。 $N=2$  のハイブリッドメモリ層では  $N=0$  の高  $T_C$  メモリ層と比べ, 室温では同程度であった  $J_{c0}$  が, 高温では半分程度の  $J_{c0}$  が得られた。熱安定性  $\Delta$  も  $J_{c0}$  と似た温度依存性を示している。なお, この結果はシミュレーションと定性的に一致し[2], 今回の結果は STT 磁化反転の熱アシスト効果によると考えられる。

## 4. 参考文献

- [1] Machida et al., IEEE Trans. Magn., **53**, 2002205 (2017).  
[2] W. Zhao et al., IEEE Trans. Magn., **54**, 3450405 (2018).

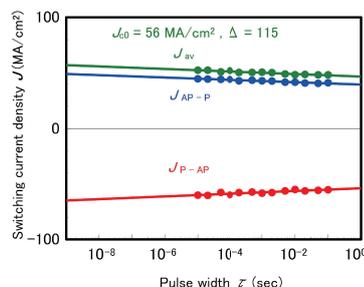


Fig. 1 Pulse width dependence of the STT switching current densities of the hybrid memory layer of [Co/Pd]<sub>2</sub> / [CoPd/Pd]<sub>1</sub> with a pillar diameter of 180 nm.

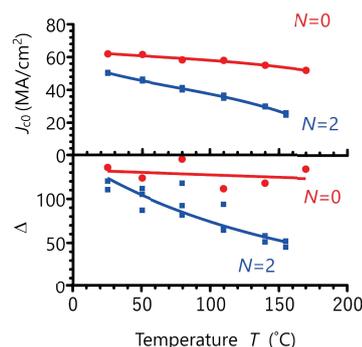


Fig. 2 Temperature dependence of  $J_{c0(av)}$  for the STT switching of the 2 different hybrid memory layers

# Inducing out-of-plane precession of magnetization for microwave-assisted magnetic recording with an oscillating polarizer in a spin-torque oscillator

W. Zhou<sup>1</sup>, H. Sepehri-Amin<sup>1</sup>, T. Taniguchi<sup>2</sup>, S. Tamaru<sup>2</sup>, Y. Sakuraba<sup>1</sup>, S. Kasai<sup>1</sup>, H. Kubota<sup>2</sup> and K. Hono<sup>1</sup>

<sup>1</sup>National Institute for Materials Science (NIMS), Tsukuba 305-0047, Japan

<sup>2</sup>National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Tsukuba 305-8568, Japan

Microwave-assisted magnetic recording (MAMR) is one of the promising technologies for maintaining the continuous increase of the recording density of hard disk drives. One major challenge for MAMR is to generate high frequency ( $f$ ), large amplitude ac magnetic field ( $h_{ac}$ ) within a nanosized area, which is expected to be realized with a spin-torque oscillator (STO). Previous studies used a perpendicularly magnetized polarizer to apply spin-transfer torque (STT) to another magnetic layer (field generating layer; FGL), in order to induce the out-of-plane precession (OPP) mode oscillation for  $h_{ac}$  generation.<sup>1)</sup> However, this design usually leads to a thick structure that is difficult to be embedded in the narrow gap of the recording head. Recently, Zhu *et al.* proposed a novel design of STO, where only a soft magnetic thin layer is exploited as the polarizer.<sup>2)</sup> The polarizer first has its magnetization reversed to the direction opposite to the magnetic field ( $H$ ) within the gap due to STT (Fig. 1(b)), then spin-polarizes the current to induce the OPP mode oscillation of FGL (Fig. 1(c)).<sup>3)</sup> In this study, we experimentally demonstrate the OPP mode oscillation using the aforementioned design.

A 7-nm-thick Fe<sub>67</sub>Co<sub>33</sub> (FeCo) layer was used as the FGL while a 7-nm-thick Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> (NiFe) layer was used as the polarizer, which were separated by 5-nm-thick Ag spacer. For characterization of the microfabricated STO devices, the resistance and the power spectral density (PSD) of the device were measured with increasing bias DC voltage ( $U$ ) under a constant  $H$ . The positive  $U$  was defined as the electrons flowing from the NiFe layer to the FeCo layer.

The experimental results shown here were measured from a device with a diameter of  $\sim 28$  nm. The magnetoresistance (MR) ratio of the device is  $\sim 6.2\%$ . Under  $H$  to align the magnetization of both the FeCo and NiFe layers to the perpendicular direction, as  $U$  increased, we observed signals of the resistance indicating the reversal of the NiFe layer, followed by the emergence of multiple microwave signals. Figure 2 shows the mapping of PSD under  $\mu_0 H = 0.81$  T tilted  $2^\circ$  from the perpendicular direction. When  $U > 30$  mV, both the NiFe and FeCo layers are in OPP mode oscillation at  $f_{NiFe}$  and  $f_{FeCo}$ , respectively. And the strong microwave signal marked  $f_{MR}$  is due to the MR effect with a unique relationship of  $f_{MR} = f_{NiFe} - f_{FeCo}$ , as indicated by Fig. 1(d).<sup>4)</sup> Such dynamics were well reproduced by micromagnetic simulation.

## References

- 1) S. Bosu *et al.*, Appl. Phys. Lett., **108**, 072403 (2016).
- 2) J.-G. Zhu, Joint MMM-Intermag Conference (2016), AB11.
- 3) H. Sepehri-Amin *et al.*, J. Magn. Magn. Mater., **476**, 361 (2019).
- 4) W. Zhou *et al.*, Appl. Phys. Lett., **114**, 172403 (2019).

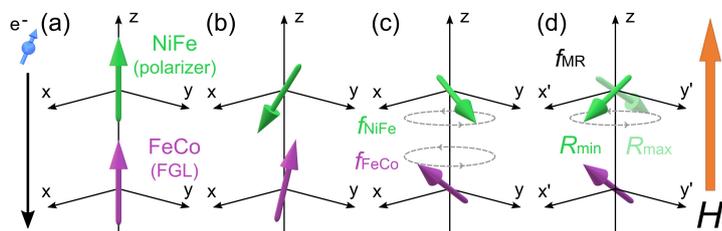


Fig. 1 (a) Schematic illustration of magnetization of both NiFe and FeCo aligned along  $H$ . (b) NiFe is reversed by STT. (c) Both NiFe and FeCo are in OPP mode oscillation. (d) If the  $xy$ -plane rotates with FeCo at  $f_{FeCo}$  around the  $z$ -axis, in this coordinate system ( $x'$ ,  $y'$ , and  $z$ ), FeCo stays still, while NiFe oscillates with  $f$  equal to  $f_{NiFe} - f_{FeCo}$ , which is also  $f$  of the change in resistance due to the MR effect ( $f_{MR}$ ).

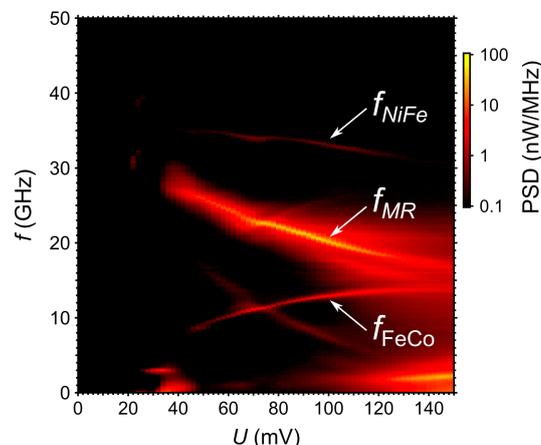


Fig. 2 Mapping of PSD under  $\mu_0 H = 0.81$  T tilted  $2^\circ$  from the perpendicular direction.

# 垂直磁化型 MRAM における 電圧パルス時間幅の許容範囲が広い電圧書き込み方式

松本利映<sup>1</sup>、佐藤智幸<sup>1,2</sup>、今村裕志<sup>1</sup>  
(1. 産総研、2. 千葉工大)

Voltage-driven switching with long tolerance of voltage-pulse duration in a perpendicular MRAM  
R. Matsumoto<sup>1</sup>, T. Sato<sup>1,2</sup>, and H. Imamura<sup>1</sup>  
(1. AIST, 2. Chiba Inst. Tech.)

## 背景

電圧書き込み<sup>1-5)</sup>は磁気ランダムアクセスメモリー(MRAM)の低消費電力書き込みを可能にする方式として注目を集めている。しかし、 $1 \times 10^{-3}$ 未満の低い書き込みエラー率(WER)が得られる電圧パルス時間幅( $t_p$ )の許容範囲(便宜上、これを $t_p$ の許容範囲と呼ぶ)は数百ピコ秒程度と狭い。<sup>4,5)</sup>パルス電圧源ごとの $t_p$ のばらつきやMRAM素子間の磁化の歳差時間のばらつきを考慮すると、 $t_p$ の許容範囲は広い方が好ましい。

## 結果

本研究<sup>6)</sup>では、Fig. 1(a)に示す垂直磁化型MRAM素子において、 $t_p$ の許容範囲が広い電圧書き込み方式<sup>1)</sup>を理論的に検討した。Fig. 1の計算では電圧パルスの印加前(後)に有効垂直磁気異方性定数 $K_{\text{eff}}^{(\text{pre})} = 70 \text{ kJ/m}^3$  (と $K_{\text{eff}}^{(\text{post})} = 40 \text{ kJ/m}^3$ )で自由層磁化( $\mathbf{m}$ )を緩和させた。Fig. 1(b)は温度0 Kにおける $t_p$ の間の磁化ダイナミクスのタイプを $t_p$ の間の $K_{\text{eff}}^{(+V)}$ とギルバート・ダンピング定数( $\alpha$ )によって分類したものである。ダンピングトルクを利用することによって、マゼンタとシアン色の曲線の間領域において、 $t_p$ の許容範囲が広い電圧書き込み方式が可能である。温度300 Kにおける、WERの $t_p$ の依存性の一例をFig. 1(c)に示す。 $10^{-3}$ を切るWERが $0.5 \text{ ns} \leq t_p \leq 10 \text{ ns}$ の広い範囲で得られることがわかる。

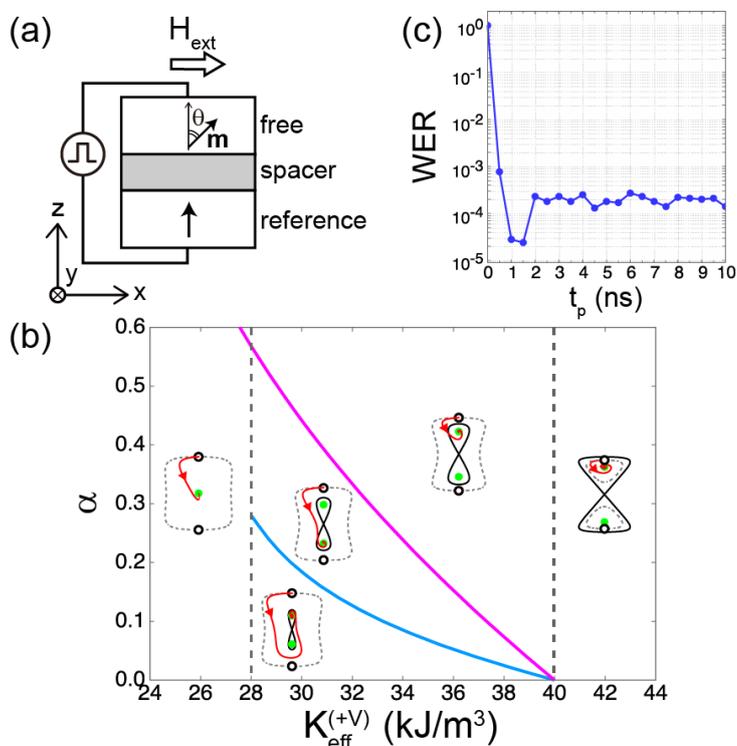


Fig. 1 (a) MRAM cell and definitions of  $(x, y, z)$  and  $\theta$ . (b) Types of the magnetization dynamics. In each schematic illustration, red curve with triangle represents trajectory of magnetization ( $\mathbf{m}$ ) during  $t_p$  viewed from  $+x$  direction, and open and solid circles represent equilibrium directions of  $\mathbf{m}$  at  $K_{\text{eff}}^{(\text{pre})}$  and  $K_{\text{eff}}^{(+V)}$ . (c)  $t_p$  dependence of WER.

## 謝辞

本研究の一部は革新的研究開発推進プログラム(ImPACT)とJSPS 科研費JP16K17509の助成を受けたものです。

## 参考文献

- 1) Y. Shiota *et al.*, Nat. Mater., Vol. 11, p. 39 (2012).
  - 2) S. Kanai *et al.*, Appl. Phys. Lett., Vol. 101, p. 122403 (2012).
  - 3) C. Grezes *et al.*, Appl. Phys. Lett., Vol. 108, p. 012403 (2016).
  - 4) Y. Shiota *et al.*, Appl. Phys. Express, Vol. 9, p. 013001 (2016).
  - 5) T. Yamamoto *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 52, p. 164001 (2019).
  - 6) R. Matsumoto *et al.*, Appl. Phys. Express, Vol. 12, p. 053003 (2019).
- 自由層飽和磁化は1400 kA/m, 印加外部磁界( $H_{\text{ext}}$ )は31.83 kA/m (= 400 Oe). Fig.1(c)においてはさらに $K_{\text{eff}}^{(+V)} = 33 \text{ kJ/m}^3$ ,  $\alpha = 0.17$ , 体積 $140^2 \pi \times 2 \text{ nm}^3$ を仮定した。

# 非局所スピン注入による垂直磁化ナノドットの磁化反転

首藤 浩文、永澤 鶴美、金尾 太郎、山田 健一郎、水島 公一  
(東芝研究開発センター)

Magnetization switching of a perpendicular magnetic nanodot induced by nonlocal spin injection

H. Suto, T. Nagasawa, T. Kanao, K. Yamada, and K. Mizushima  
(Corporate Research & Development Center, Toshiba Corp.)

## はじめに

電荷電流を伴わないスピン流の生成方法である非局所スピン注入は、デバイス構造の自由度が増す、発熱などの電荷電流に起因した問題を回避できる、といった利点を持ち、磁気メモリやスピントルク発振素子等のスピントロニクスにおける磁化の制御方法として注目されている[1]。同様に電荷電流を伴わないスピン流の生成手法であるスピン軌道トルク (SOT) [2]と比較すると、SOTでは界面に平行な成分のスピンが注入可能であるのに対し、非局所スピン注入では、スピン注入側の磁性体に垂直磁化膜を用いることで界面に垂直な成分のスピンも注入可能である。この特性のため、非局所スピン注入ではスピン注入のみによる垂直磁化膜の磁化反転が可能であり、応用上有利であると考えられる。本研究では、垂直磁化膜からの非局所スピン注入による垂直磁化ナノドットの磁化反転を実験的に実証した。また、直接通電によってスピン注入した場合の磁化反転と比較した。

## 素子構造・結果

Fig. 1a に素子構造の模式図を、Fig. 1b にその断面 TEM 像を示す。直径 150 nm のコンタクトを持つ下部電極の上に垂直磁化膜/Cu スペーサ/垂直磁化膜の GMR 膜を成膜し、上部磁化膜を直径 80 nm のナノドットに加工し素子を作製した。下部電極 (BE)、Cu スペーサにつながっている中間電極 (ME)、上部電極 (TE) を通じて通電が可能である。

Fig. 2a に、BE から TE に 1 ms のパルス電流を印可した後に測定した BE-TE 間の抵抗のパルス電流依存性を示す。MR 効果のため磁化の平行配置と反平行配置に対応した抵抗状態が得られ、スピン注入による垂直磁化ナノドットが磁化反転したことがわかる。Fig. 2b

に、BE から ME に 1 ms のパルス電流を印可し、同様の測定を行った結果を示す。平行配置と反平行配置に対応した抵抗状態が得られ非局所スピン注入によって垂直磁化ナノドットの磁化反転が起きることが示された。磁化反転に必要な電流量は直接通電の場合と同等であった。

参考文献 [1] T. Yang, et al., Nature. Phys. 4, 851-854 (2008).

[2] I. M. Miron, et al., Nature Mater. 9, 230-233 (2010).

本研究の一部は科学技術振興機構(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)」の支援によって行われた。

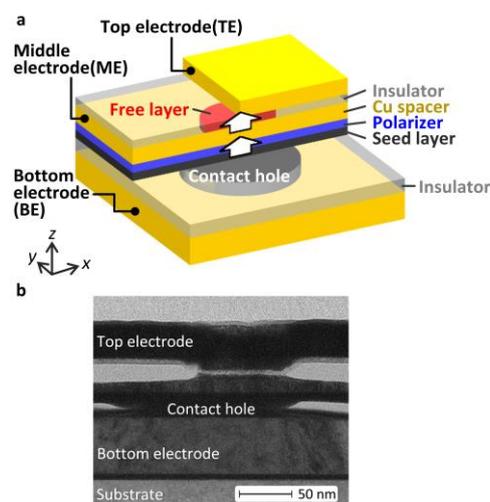


Fig. 1. a 素子の模式図. b 素子の断面 TEM 像。

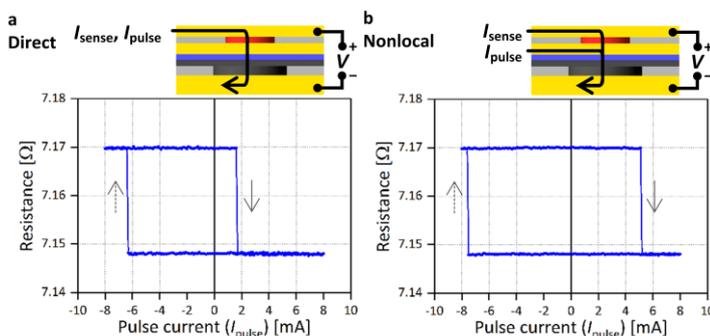


Fig. 2. a 直接通電及び b 非局所スピン注入における BE-TE 間抵抗のパルス電流依存性。

# 反強磁性結合した強磁性多層膜細線上の磁区の電流駆動における 非磁性中間層膜厚依存性の評価

田中雅章, 大政達郎, 鈴木隆文, 本田俊輔, 本多周太\*, 栗野博之\*\*, 壬生攻  
(名古屋工業大学, \*関西大学, \*\*豊田工業大学)

Study on current-induced domain-wall motions of antiferromagnetically  
coupled layered magnetic wires with various nonmagnetic interlayer thickness

Masaaki Tanaka, Tatsuro Ohmasa, Takahumi Suzuki, Shunsuke Honda,  
Syuta Honda\*, Hiroyuki Awano\*\*, Ko Mibu

(Nagoya Institute of Technology, \*Kansai University, \*\*Toyota Technological Institute)

垂直磁化を持つ強磁性(FM)層と重金属層の積層細線において, FM層にネール磁壁が形成されている場合, 磁壁の電流駆動現象は重金属層のスピンホール効果に起因するスピン流の影響を受ける. そのためネール磁壁を安定化することでスピンホール効果による効率的な磁壁駆動が期待できる<sup>1,2</sup>. 本研究では非磁性(NM)中間層としてRuを用いたFM/NM/FM反強磁性結合多層膜に重金属Ptキャップ層を付けた細線内の磁区の電流駆動現象を調べ, 反強磁性結合によるネール磁壁の安定性のNM層膜厚依存性を調べた.

上下のFM層をTb/Co多層膜とする{Tb/Co}<sub>4</sub>/Ru/{Co/Tb}<sub>4</sub>/Pt構造の反強磁性結合細線を電子線描画装置とスパッタ装置を用いたリフトオフ法で作製した. Fig. 1(a)挿入図のように細線に磁区を生成し, 両側の磁壁をDW1, DW2と定義した. 細線長手方向へ磁場を印加した状態でパルス電流印加前後の磁区の位置を極カー効果顕微鏡で調べ, 電流印加による磁壁の移動量から速度を見積もった.

Fig. 1(a)に膜厚0.63 nmのRuを中間層とする反強磁性結合細線の磁壁速度の面内磁場依存性を示す. 磁壁の速度は面内磁場に依存して変化し, DW1およびDW2は面内磁場 $H_{L1}$ と $H_{L2}$ で速度がゼロになった. この $H_{L1}$ と $H_{L2}$ からネール磁壁の安定性の指標になる有効磁場 $H_L = (H_{L2} - H_{L1})/2$ を求めた. 膜厚を変えた試料に対して $H_L$ の大きさを評価した結果をFig. 1(b)に示す. Ru層の膜厚に依存して $H_L$ が系統的に変化して, 反強磁性結合が最も強くなる0.6 nm付近で $H_L$ が最大の値になることがわかった. このことからネール磁壁の安定性は反強磁性結合と相関関係があり, 強い反強磁性結合を持つ試料ではネール磁壁が安定することがわかる. 発表では中間層としてRhを用いた反強磁性結合細線との比較を行う予定である.

## 参考文献

1) P. P. J. Haazen et al., Nature Matter. 12, 299 (2013). 2) S. -H. Yang et al., Nat. Nanotechnol. 10, 221 (2015).

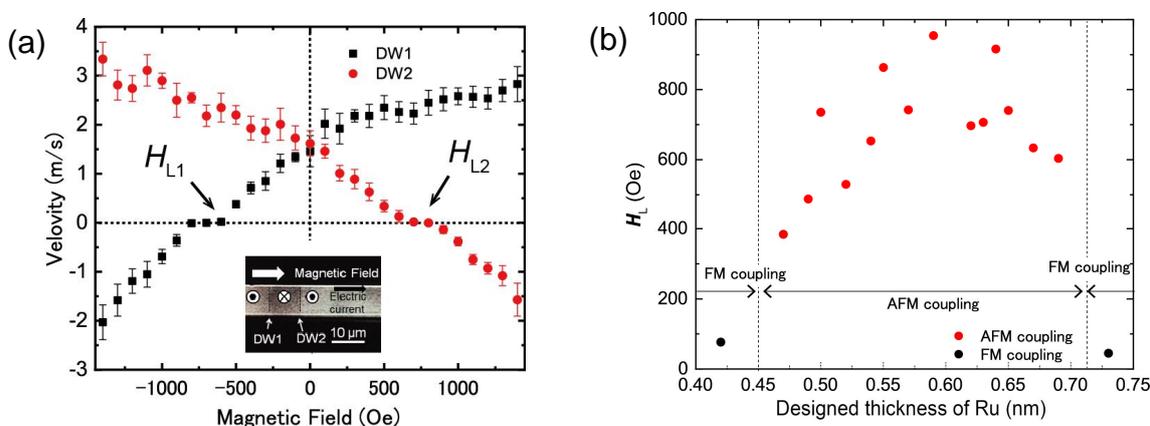


Fig. 1. (a) In-plane magnetic field dependence of DW velocity of {Tb/Co}<sub>4</sub>/Ru/{Co/Tb}<sub>4</sub>/Pt wires. (b) Dependence on the designed Ru thickness of the effective longitudinal magnetic field  $H_L$  in {Tb/Co}<sub>4</sub>/Ru/{Co/Tb}<sub>4</sub>/Pt wires.

# スピニアイス・リザーバーコンピューティング

楯開雄規, 野村光, 鈴木義茂, 中谷亮一  
(阪大)

Spin ice reservoir computing  
Y. Kuwabiraki, H. Nomura, Y. Suzuki, R. Nakatani  
(Osaka Univ.)

## はじめに

近年, リカレントニューラルネットワーク (RNN) はディープラーニングへの応用もあり非常に注目されているが, 膨大な消費電力が問題視されている. そこで, 我々はナノ磁性体の静磁気相互作用を利用して, RNN の一種であるリザーバーコンピューティング (RC) を実現する方法を研究・提案している. 昨年度は垂直磁化膜のナノ磁性ドットを格子状に配列した RC を提案した. 今回は人工スピニアイスに注目した. スピニアイスはフラストレーションによって多様な磁化分布を取りうる. 磁化の遷移先は直前の磁化の分布によって変化すると考えられるので, スピニアイスを利用したリザーバーは情報の短期記憶と非線型演算能力を持つと予想できる. そこで, 面内磁化膜のナノ磁性ドットをハニカム構造となるように配列したスピニアイス・リザーバーを提案し, シミュレーションによる磁化挙動の検証と性能評価の結果を報告する.

## 手法

本研究では Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式にもとづいて Fig 1 に示した素子構造の磁化の挙動を計算した. 磁性ドットの寸法は  $80 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 20 \text{ nm}$  の楕円柱とし, 飽和磁化は  $800 \text{ kA/m}$  とした. 磁性ドットは形状磁気異方性を有しドット間に磁気双極子静磁気相互作用が働くことを仮定した. RC における情報の入力では中央の 6 個のドットの磁化を操作して行った. 情報の入力後はリザーバーの状態を更新するために素子全体に Fig 1 の矢印に示した方向に順に  $30 \text{ kA/m}$  の磁界を印加した. 出力はすべてのドットの磁化の重み付き和とした. ただし, 重みは線形回帰を用いてトレーニングした.

## 結果

シミュレーション結果の一つを Fig 2 に示した. ここでは error rate とは教師関数とリザーバーの出力の差の絶対値とした. RC が入力値を無視して常に一定値を出力する場合, AND と OR タスクの error rate は 0.25 となり, XOR タスクの error rate は 0.5 となる. しかし, 本素子の error rate は遅延 2 以下でそれらの値より小さくなった. したがって, 本素子は遅延 2 までのタスクを計算できたと考えられる. また, 同じ入力が続いても一部のドットの磁化は異なる状態に変化したのを確認した. このヒステリシスの存在により, RC の短期記憶が実現されたと考えられる. また, 外部磁界の強度がリザーバーの性能に大きな影響を与えることがわかった. 今後, 本素子の性能を向上させるためには, 素子構造やリザーバーの入力・更新方法などを変更し, 短期記憶能力を向上させる必要がある.

## 謝辞

本研究は総務省による委託研究「次世代人工知能技術の研究開発 II 人間の脳の演算処理メカニズムに倣った脳型演算処理技術の研究開発」のもと実施されました.

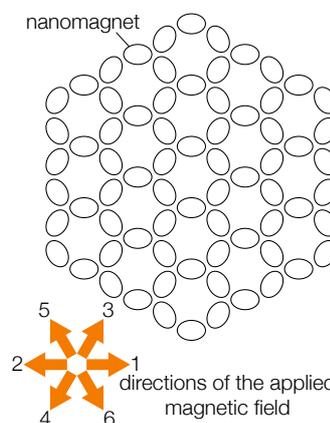


Fig 1. Schematic of a spin ice reservoir.

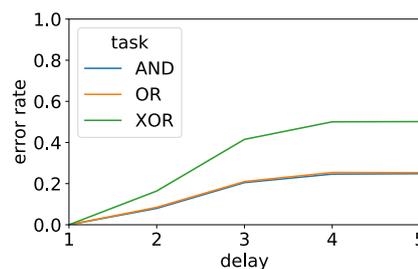


Fig 2. Error rate of binary tasks.

## Co/Pt 界面への酸化層挿入によるスピン軌道トルクの巨大変調

長谷川顕登, 小山知弘<sup>\*\*\*</sup>, 千葉大地<sup>\*\*\*</sup>

(東大, \* 阪大産研, \*\* 阪大 CSRN)

Significant modulation of spin-orbit torque by inserting oxidation layer into Co/Pt interface

K. Hasegawa, T. Koyama<sup>\*\*\*</sup>, and D. Chiba<sup>\*\*\*</sup>

(The Univ. of Tokyo, \*ISIR, Osaka Univ., \*\*CSRN, Osaka Univ.)

## はじめに

強磁性金属 / 重金属接合膜におけるスピン軌道トルク (SOT) 磁化反転は次世代の情報書き込み手法として磁気メモリへの応用が期待されているが、本格的な実用化に向けてはトルク生成の高効率化が必要とされている。これまでに強磁性金属層もしくは重金属層の酸化に伴う SOT の巨大変調が報告されており<sup>1,2)</sup>、界面における酸化が重要と考えられている。しかしながら、一方の層全体が酸化されていたために界面酸化による影響は不明瞭だった。そこで本研究では強磁性金属 (Co) / 重金属 (Pt) 界面に薄い酸化層 (CoO) を挿入することで界面酸化の効果を直接検証した<sup>3)</sup>。

## 実験手法

まず、Ta/Pd/Co 層を熱酸化 Si 基板上に RF スパッタリングを用いて製膜した。次に試料を大気暴露することで最上層である Co 層の表面を酸化させ、CoO 層を形成した。最後にその上から Pt 層を製膜し、これを界面酸化試料 (Ta/Pd/Co/CoO/Pt) とした。比較用に単位面積あたりの磁気モーメントが界面酸化試料と同程度の非酸化試料 (Ta/Pd/Co/Pt) も作製した。SOT 有効磁場は面直磁化容易試料における高調波ホール測定法によって求めた<sup>4)</sup>。

## 結果および考察

界面酸化試料および非酸化試料におけるダンピング (フィールド) ライク SOT 有効磁場  $H_{DL(FL)}$  の大きさを Fig. 1 に示す。横軸は Pt 層中の電流密度  $J_{Pt}$  である。界面酸化試料では金属 Co 層とスピン流源である Pt 層の電気的な結合は絶縁体の CoO によって遮断されているにも拘らず、非酸化試料に比べて  $H_{DL(FL)}$  が約 4 (10) 倍に増大している。

SOT 増大の起源としては、電荷密度分布の変化に起因した Co/Pt 界面におけるラシュバ・エデルシュタイン効果の増大が考えられる。ラシュバ・エデルシュタイン効果は主にフィールドライクトルクに寄与するとされ、 $H_{FL}$  の方が  $H_{DL}$  よりも顕著に増大したという実験結果とも矛盾しない。

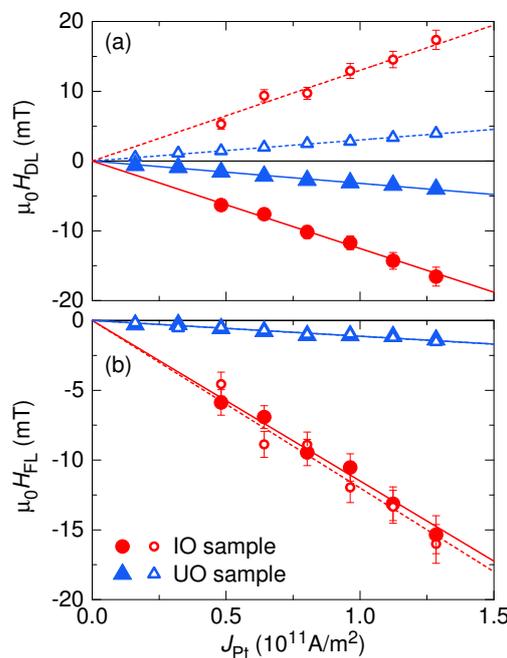
本研究により、SOT デバイスの開発における界面酸化の有用性が示された。

## 謝辞

本研究は JSPS 科研費および Spin-RNJ による援助の元に行われた。

## 参考文献

- 1) X. Qiu et al.: *Nat. Nanotechnol.*, **10**, 333 (2015).
- 2) K.-U. Demasius: *Nat. Commun.*, **7**, 10644 (2016).
- 3) K. Hasegawa et al.: *Phys. Rev. B*, **98**, 020405(R) (2018).
- 4) M. Hayashi et al.: *Phys. Rev. B*, **89**, 144425 (2014).



**Fig. 1** (a) The damping- and (b) field-like effective fields as a function of current density in the Pt layer for the interface-oxidized (IO) and unoxidized (UO) samples.

## SiN / GdFeCo / Ta 三層膜のスピン軌道トルクの Gd 組成依存性

川上圭祐, 門脇圭佑, 大島大輝, 加藤剛志, 岩田聡  
(名古屋大)

Gd content dependence of spin orbit torques of SiN / GdFeCo / Ta trilayers

K. Kawakami, K. Kadowaki, T. Kato, D. Oshima, 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。スピン軌道トルク (SOT) を利用した磁化反転は、スピントランスファートルク (STT) 磁化反転に比べて高速化、低消費電力化が可能であり、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<sup>1)</sup>。本研究では、組成の異なる GdFeCo 膜に隣接 Ta 層から印加されるスピン軌道トルクの Gd 組成依存性を調べたので報告する。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るため、組成によって正味磁化と FeCo の磁気モーメントを平行、反平行とすることができる。

## 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<sub>x</sub>(Fe<sub>90</sub>Co<sub>10</sub>)<sub>100-x</sub> (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<sup>+</sup>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。GdFeCo 膜の SOT は周波数 310 Hz の交流電流  $I_{AC}$  をホールクロスに流すことで現れる異常 Hall 効果 (AHE) 電圧の高調波成分より見積もった<sup>2)</sup>。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  $\tau_{DL}$  およびフィールドライクトルク  $\tau_{FL}$  を磁界に換算したもの (それぞれ,  $H_{DL}$ ,  $H_{FL}$ ) を得た。

## 実験結果

Fig. 1 は SiN / GdFeCo / Ta 三層膜の正味磁化  $M_{net}$ ,  $H_{DL}$ ,  $H_{FL}$ ,  $\tau_{DL}$ ,  $\tau_{FL}$  の Gd 組成依存性を示している。ここで、 $\tau_{DL}$ ,  $\tau_{FL}$  は高調波法により得られる  $H_{DL}$ ,  $H_{FL}$  に  $M_{net}$  を乗じることで見積もった。GdFeCo の補償組成は AHE の符号および  $M_{net}$  の Gd 組成から Gd 24.8 at.% 付近と見積もられる。Gd 組成が補償組成に近づくにつれ、 $|H_{DL}|$ ,  $|H_{FL}|$  は増加している。しかしながら、これに  $M_{net}$  を乗じた  $|\tau_{DL}|$ ,  $|\tau_{FL}|$  は Gd 組成  $22 \leq x \leq 28$  でおおむね一定値となっている。これはスピン Hall 効果により Ta 層より流入するスピン流の角運動量が  $M_{net}$  に移行しているためと考えられる。 $H_{FL}$ ,  $\tau_{FL}$  は補償組成で符号が反転している。このような傾向は  $H_{DL}$ ,  $\tau_{DL}$  には現れていない。 $\tau_{DL}$ ,  $\tau_{FL}$  はそれぞれ、 $\mathbf{m} \times \mathbf{m} \times \mathbf{s}$ ,  $\mathbf{m} \times \mathbf{s}$  に比例する。ここで、 $\mathbf{m}$  は磁気モーメント、 $\mathbf{s}$  は流入するスピン流のスピン方向である。 $\tau_{FL}$  は  $\mathbf{m}$  の一次に比例し、補償組成で符号が反転することから、スピン流は FeCo のモーメントにトルクを与えると考えられる。

## 参考文献

- 1) L. Liu *et al.*, Science, **336**, 555 (2012).
- 2) M. Hayashi *et al.*, Phys. Rev. B **89**, 114425 (2014).

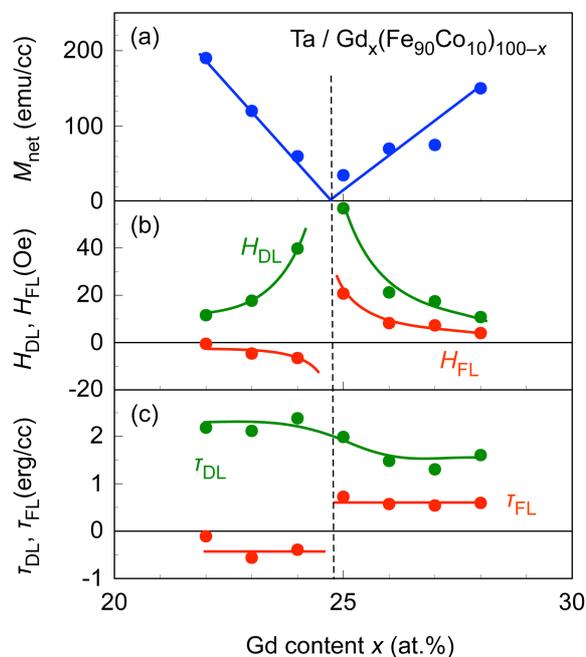


Fig. 1 Gd composition dependence of (a) net magnetization  $M_{net}$ , (b) damping- and field-like fields,  $H_{DL}$  and  $H_{FL}$ , respectively, and (c) damping- and field-like torques,  $\tau_{DL}$  and  $\tau_{FL}$ , respectively, in SiN / Gd<sub>x</sub>(Fe<sub>90</sub>Co<sub>10</sub>)<sub>100-x</sub> / Ta trilayers.

# NiAl バッファ上に成長した極薄 MnGa 垂直磁化膜の スピン軌道トルク磁化反転

下橋史明, グエンビエットバオ, 山ノ内路彦, 植村哲也  
(北海道大学)

Spin-orbit-torque induced magnetization switching for an ultra-thin MnGa grown on NiAl buffer layer  
Fumiaki Shimohashi, Nguyen Viet Bao, Michihiko Yamanouchi, and Tetsuya Uemura  
(Hokkaido University)

## 1. はじめに

スピン軌道トルク(SOT)磁化反転は次世代スピントロニクスデバイスの重要な基盤技術として最近注目されている。MnGa は比較的強い垂直磁気異方性を有すること、飽和磁化が比較的小さいこと、スピン偏極率が比較的高いことなどの特徴を持つことから、SOT デバイスの有望な電極材料として期待されている。しかしながら、SOT 磁化反転に必要な、厚さ数 nm 以下の良質な極薄膜の作製は容易ではなく、これまで SOT 磁化反転の実証は、MgO 基板上的 CoGa バッファ層上 [1]や GaAs 基板上 [2]に形成した MnGa に限られている。今回我々は、NiAl バッファ層を用い、厚さ 1 nm の極薄 MnGa に対し、良好な垂直磁化特性を確認するとともに、SOT 磁化反転を実証したので報告する。

## 2. 実験方法

MgO(001)単結晶基板上に、(基板側から) MgO buffer (10 nm)/NiAl buffer (3 nm)/MnGa (1 or 2 nm)/Ta (5 nm)/MgO cap (2 nm) からなる積層構造を成長した。NiAl (MnGa)は室温で堆積後、540 (400)°C でアニールを施した。成膜した層構造をホールバー形状に加工し、SOT 磁化反転特性を室温で測定した。

## 3. 結果及び考察

Fig. 1 に、成膜した素子の異常ホール効果測定結果を示す。厚さ 1 nm のにおいても明瞭な垂直異方性を示し、NiAl バッファ層は良好な垂直磁化特性を有する MnGa 極薄膜の形成に有効であることが分かった。Fig. 2 に厚さ 1 nm の MnGa に対する SOT 磁化反転の結果を示す。図の縦軸は規格化した異常ホール信号、横軸はホールバーに流したパルス電流  $I_p$  の大きさである。また、Deterministic switching のため、電流方向に補助磁場を  $\mu_0 H_x = \pm 0.1$  T 印加した。 $I_p \approx \pm 15$  mA で、異常ホール抵抗の明瞭な変化が観測され、これは、Ta 中で生成されたスピン流による MnGa の SOT 磁化反転を明瞭に示す結果である。

### 参考文献

- 1) R. Ranjbar et al., Jpn. J. Appl. Phys. **55**, 120302 (2016).
- 2) K. Meng et al., Sci. Rep. **6**, 38375 (2016).

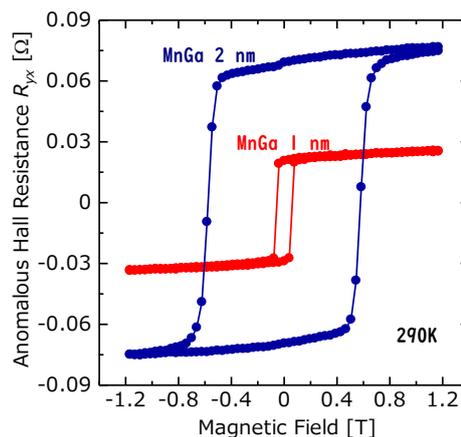


Fig. 1. Anomalous Hall resistance  $R_{yx}$  for NiAl/MnGa/Ta stack as a function of out-of-plane magnetic field.

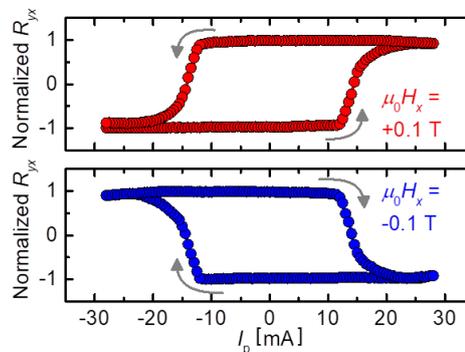


Fig. 2. Normalized  $R_{yx}$  as a function of pulse current  $I_p$  with the duration of 1 s under  $\mu_0 H_x = \pm 0.1$  T.

## MgO/Co/Pt 積層膜における電界アシストスピン軌道トルク磁化反転

國島 和哉, 周 興, 大島 大輝, 加藤 剛志, 岩田 聡  
(名古屋大学)

Electric-field-assisted spin orbit torque switching in MgO/Co/Pt trilayers

K.Kunishima, X.Zhou, D.Oshima, T.Kato, S.Iwata  
(Nagoya University)

## はじめに

次世代不揮発性メモリとして注目されている磁気ランダムアクセスメモリ(MRAM)には、書き込み時の消費電力が大きいという欠点があり、新たな磁化反転の手法として、スピンホール効果を用いた磁化反転が検討されている<sup>1)</sup>。しかし、この手法でも純スピン流を生成するために、重金属膜に  $10^6 \sim 10^7$  A/cm<sup>2</sup> 程度の大きな電流密度を必要とする。近年、磁性層に電界を印加することにより界面異方性を制御し、スピン軌道トルク(Spin-Orbit-Torque, SOT)磁化反転の反転電流密度を制御することが報告されている<sup>2)</sup>。ここでは、垂直磁気異方性を示す MgO/Co/Pt 積層膜において、電界による磁気特性の制御と電界アシストスピン軌道トルク磁化反転について調べた。

## 実験方法

超高真空マグネトロンスパッタリング装置を用いて、MgO (10 nm) / Co (0.4 nm) / Pt (3 nm) / SiN (5 nm) / (熱酸化膜付き) Si 基板を成膜した。電子線露光装置と Ar<sup>+</sup>イオンエッチング装置を用い、異常ホール効果測定用の幅 3 μm、6 μm の十字パターンに加工した。その後、電圧を印加して測定を行うため、フォトリソグラフィとスパッタリングにより絶縁層パターン HfO<sub>2</sub> (100 nm) と電極パターン Al (100 nm) を形成した (Fig. 1)。なお、HfO<sub>2</sub> 成膜時の Ar 圧  $P_{Ar,HfO_2}$  は 0.1 ~ 4 Pa とした。異常ホール効果は、膜面法線方向に 1 kOe の外部磁界を印加して測定した。SOT 磁化反転は、面内パルス電流 (パルス幅 10 μs ~ 1 ms) を印加後にホール抵抗を測定することで行った。このとき、電流方向に外部磁界を 200 Oe 印加した。これらの測定時に、Al 電極にゲート電圧  $V_G = -20$  V ~ +20 V を印加し、電界印加効果を調べた。

## 実験結果

Fig. 2 はゲート電圧  $V_G = -20$  V, +20 V を印加した場合の SOT 磁化反転の結果である。電流パルス幅は 0.1 ms であり、反転電流密度  $J_c$  は  $V_G = +20$  V のとき  $3.95 \times 10^7$  A/cm<sup>2</sup>,  $V_G = -20$  V のとき  $3.66 \times 10^7$  A/cm<sup>2</sup> と 20 %/(V/nm) 程度の  $J_c$  の変化が確認された。Fig. 3 は SOT 磁化反転における、 $J_c$  の変化率の電流パルス幅  $\tau$  依存性を示している。 $P_{Ar,HfO_2}$  が 0.4 Pa のものと 1 Pa のものについて  $J_c$  の変化率を比較したところ  $P_{Ar,HfO_2} = 1$  Pa の方が大きいことが確認された。また、 $P_{Ar,HfO_2} = 0.4$  Pa, 1 Pa いずれも  $J_c$  の変化率は  $\tau = 0.1$  ms で最大となった。

## 参考文献

- 1) L.Liu et al., Phys. Rev. Lett., **109**, 096602 (2012).
- 2) T. Inokuchi et al., Appl. Phys. Lett., **110**, 252404 (2017).

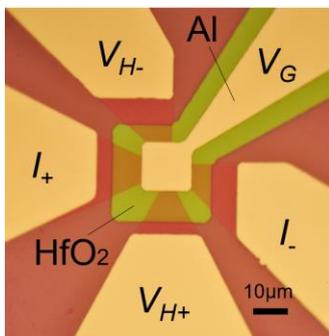


Fig. 1 Optical microscope image of the microfabricated MgO / Co / Pt trilayers.

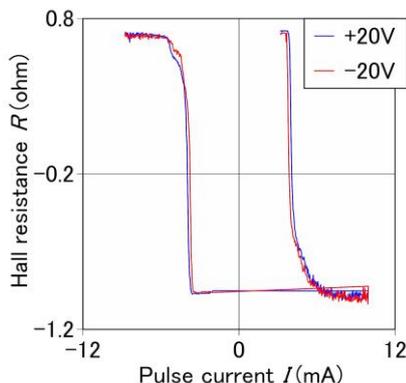


Fig.2 SOT switching of microfabricated MgO / Co / Pt measured under  $V_G = \pm 20$  V (Current pulse width 0.1 ms,  $P_{Ar,HfO_2} = 1$  Pa).

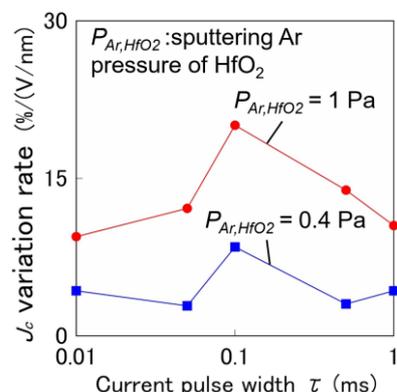


Fig.3 Pulse width dependence of  $J_c$  variation rate of SOT switching of MgO / Co / Pt trilayers ( $P_{Ar,HfO_2} = 0.4$  and 1 Pa).

## Domain wall propagation by spin-orbit torques in in-plane magnetized systems

Ryuhei Kohno<sup>1</sup>, João Sampaio<sup>1</sup>, Stanislas Rohart<sup>1</sup> and André Thiaville<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Physique des Solides, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, Orsay, France

E-mail: ryuhei.kohno@u-psud.fr

The effect of damping-like spin-orbit torque (DL SOT) on in-plane domain walls (DWs) in tracks was studied by micromagnetic simulations and analytically. We considered a magnetic thin film on a heavy metal layer and investigated the situation where spin polarized current from the heavy layer is injected to the magnetic layer (Fig. a). We find that DL SOT can drive vortex DWs (VDWs) more efficiently than spin-transfer torque (STT) in a comparable system, whereas transverse DWs (TDWs), the other typical DW structure in soft tracks, are not driven in the absence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI). The trajectories of VDWs with different core polarities and windings have different propagation directions and dissipations toward the edge (Fig. b). Our analysis based on the Thiele equation shows that the driving force for the vortex DW is associated with a distortion from the perfect vortex configuration due to geometrical confinement. This distortion is higher, and the SOT DW driving is more efficient, in narrower, thinner tracks. Also it is revealed that the propagation direction depends on the core polarities, and the dissipation depends on the windings. In the presence of DMI, this distortion is also enhanced only in a certain direction, leading to faster movements with one core polarity and slower movements with the other. Interestingly DMI enhances the distortion of TDWs as well and it produces the driving force. In the end TDWs can propagate even faster than VDWs by SOT if the system has the DMI. We show also that it is possible to determine the relative amplitudes of STT and DL SOT by comparing the motion of different vortex DW structures in the same track.

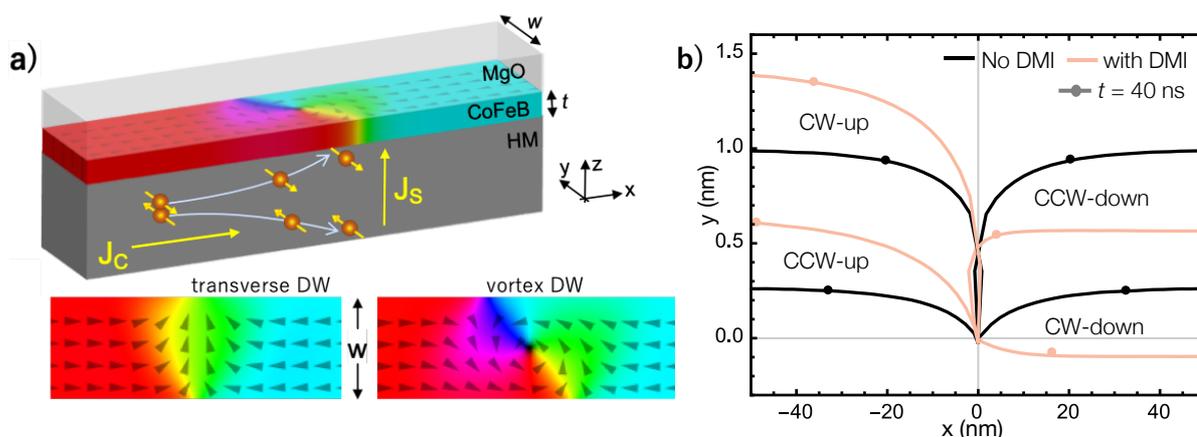


Fig. a: Schematic of SOT in a track of HM/CoFeB/MgO with in-plane DW structures. A charge current  $J_C$  flows mainly in the HM layer and induces a spin accumulation in the CoFeB layer

Fig. b: Trajectories of VDW cores with (black) and without (brown) DMI ( $J = 10 \text{ GA/m}^2$ ,  $t=5 \text{ nm}$ ,  $w=150 \text{ nm}$ ).

# Co<sub>2</sub>Fe(Ga,Ge)を用いた電流面直型スピバルブ素子の磁気抵抗特性に及ぼす Co<sub>2</sub>Fe(Ga,Ge)薄膜の Ge 組成の影響

近惣祐輝<sup>1</sup>, 谷本哲盛<sup>1</sup>, 井上将希<sup>1</sup>, 犬伏和海<sup>2</sup>, 中田勝之<sup>2</sup>, 植村哲也<sup>1</sup>  
(<sup>1</sup>北海道大学, <sup>2</sup>TDK 株式会社)

Influence of Ge composition in Co<sub>2</sub>Fe(Ga,Ge) films on magnetoresistance characteristics of Co<sub>2</sub>Fe(Ga,Ge)-based current-perpendicular-to-plane spin valves

Y. Chikaso<sup>1</sup>, T. Tanimoto<sup>1</sup>, M. Inoue<sup>1</sup>, K. Inubushi<sup>2</sup>, K. Nakada<sup>2</sup>, and T. Uemura<sup>1</sup>  
(<sup>1</sup>Hokkaido University, <sup>2</sup>TDK Corporation)

## 1. はじめに

ハーフメタル材料の一種である Co 基ホイスラー合金は、そのスピン偏極率の高さから、電流面直型巨大磁気抵抗(CPP-GMR)素子に用いた際に大きな磁気抵抗(MR)比が期待されるため、現在、盛んに研究が進められている<sup>1-5)</sup>。最近、我々は Co<sub>2</sub>MnSi(CMS)を用いた CPP-GMR 素子において、Mn 組成を化学量論組成よりも過剰にすることで、CMS のハーフメタル特性を低下させる Co<sub>Mn</sub> アンチサイトが抑制され、MR 比が向上することを実証した<sup>4)</sup>。このことから、Co 基ホイスラー合金のハーフメタル特性の向上には、組成制御が有効であると考えられる。最近、Co<sub>2</sub>Fe(Ga,Ge)(CFGG)を用いた CPP-GMR 素子において比較的高い MR 比が報告されたが<sup>5)</sup>、CFGG の組成制御に対する MR 特性への影響は明らかになっていない。本研究の目的は、CFGG を用いた CPP-GMR 素子の MR 特性に対する組成制御の影響を明らかにすることである。

## 2. 実験方法

CFGG 電極と Ag spacer を有する保磁力差型 CPP-GMR 素子において、CFGG の Ge 組成を系統的に変化させた素子を作製した。層構造は MgO(001)単結晶基板上に、MgO buffer (10 nm)/Co<sub>50</sub>Fe<sub>50</sub> seed (10)/Ag buffer (100)/CFGG lower electrode (10)/Ag spacer (5)/CFGG upper electrode (8)/Ru cap (5)の順とした。尚、MR 比の向上を図るため、Ag spacer と上下 CFGG 電極間に厚さ 0.21 nm の NiAl 極薄層を挿入した素子も作製した<sup>5)</sup>。CFGG 電極の組成制御は CFGG ターゲットと Ge ターゲットの同時スパッタ法により行い、Co<sub>2</sub>Fe<sub>1.03</sub>Ga<sub>0.41</sub>Ge<sub>α</sub>において α = 0.24 から 1.06 まで変化させた。CFGG 電極の結晶性向上のため、上部 CFGG 電極を室温にて堆積後、in-situ で 550°C のアニールを行った。上記の層構造に対して、微細加工を施し、CPP-GMR 素子を作製した。素子の MR 特性は、室温において直流 4 端子法により測定した。MR 比は  $(R_{AP} - R_P)/R_P$  により定義した。ここで、 $R_{AP(P)}$  は磁化反平行(平行)時の素子抵抗である。

## 3. 結果および考察

Fig. 1 に作製した CPP-GMR 素子の室温における MR 比の Ge 組成 α に対する依存性を示す。α の増加に対し、MR 比はほぼ単調に上昇し、NiAl 極薄層を持つ素子において、α = 1.06 にて最大 55.6% の MR 比が得られた。これは、Ge rich 組成による Co アンチサイトの抑制等が原因と考えられる。以上の結果より、Ge-rich CFGG の CPP-GMR 素子における有用性を実証した。

### 参考文献

- 1) Y. Sakuraba et al., Appl. Phys. Lett. **101**, 252408 (2012).
- 2) H. Narisawa et al., Appl. Phys. Express **8**, 063008 (2015).
- 3) Y. Du et al., Appl. Phys. Lett. **107**, 112405 (2015).
- 4) M. Inoue et al., Appl. Phys. Lett. **111**, 082403 (2017).
- 5) J. W. Jung et al., Appl. Phys. Lett. **108**, 102408 (2016).

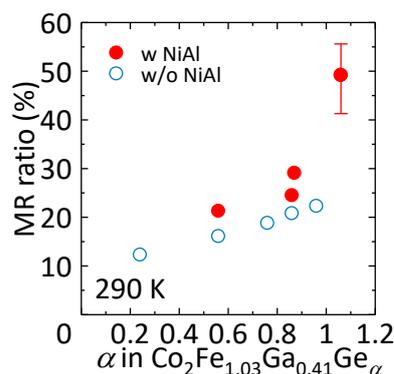


Fig. 1. MR ratio at 290 K for CFGG/NiAl/Ag/NiAl/CFGG CPP-GMR devices as a function of Ge composition α in Co<sub>2</sub>Fe<sub>1.03</sub>Ga<sub>0.41</sub>Ge<sub>α</sub> electrode with NiAl thickness of 0 and 0.21 nm.

# Ag-In:Mn-Zn-O ナノコンポジットスペーサーを有する

## CPP-GMR 素子の微細構造とスピン依存伝導

中谷 友也, 佐々木 泰祐, 桜庭 裕弥, 宝野 和博  
(物質・材料研究機構)

Microstructure and spin-dependent electronic transport in CPP-GMR devices with Ag-In:Mn-Zn-O spacer  
Tomoya Nakatani, Taisuke Sasaki, Yuya Sakuraba, Kazuhiro Hono  
(National Institute for Materials Science)

### はじめに

Cu:AlO<sub>x</sub>などのナノコンポジットをスペーサー層に用いることで、電流が nm サイズの金属パスに狭窄され、CPP-GMR 比が増大することが知られている<sup>1)</sup>。我々は昨年、ホイスラー合金 Co<sub>2</sub>(Mn<sub>0.6</sub>Fe<sub>0.4</sub>)Ge (CMFG)を強磁性体層に用いた CPP-GMR 素子に、Ag-In-Zn-O (AIZO)をスペーサーとして用いることで 50%を超える高い MR 比が得られることを報告した<sup>2)</sup>。これは、CMFG 中の Mn と IZO 中の In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>の間の酸化還元反応により、Mn-Zn-O マトリックス中に Ag-In 合金のパスが析出したナノコンポジットが形成され、Ag-In パス電流が狭窄する効果によると考えられる。すなわち AIZO 層は Ag-In:Mn-Zn-O ナノコンポジットの前駆体として機能する。しかしながら、Ag/IZO 2 層構造をスペーサーの前駆体に用いた場合に得られる MR 比は AIZO を用いた場合に比べて小さい。本研究では、これら 2 種類の系における MR 比の違いを決定するメカニズムを、微細構造解析の結果を元に考察した。

### 実験方法

CPP-GMR 素子の積層構造は、Cu 電極/Ta(2)/Ru(2)/CoFe(0.5)/CoFeBTa(1.5)/CMFG(5)/CoFe(0.4)/スペーサー/CoFe(0.4)/CMFG(5)/CoFeBTa(1.5)/Ru(8) (膜厚は nm) であり、スペーサーの前駆体として 1.2 nm 厚の AIZO (公称 Ag 濃度 29 at. %)と、Ag(0.4 nm)/IZO(1.3 nm)を用いた。成膜後に 280 °C で 3 h の熱処理をおこなった。これらの CPP-GMR 膜の微細構造を、走査透過電子顕微鏡 (STEM)によって解析した。

### 実験結果

室温での  $RA$  と MR 比は、AIZO 前駆体に対しては  $0.08 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ , 50%, Ag/IZO 前駆体に対しては  $0.1 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ , 30%と、同等の  $RA$  に対して大きな MR 比の違いがある。図 1 に STEM による高分解能 HAADF 像を示す。いずれの試料においてもスペーサーは、Mn-Zn-O マトリックスに fcc 構造の Ag-In が分散したナノコンポジット構造であり、Ag-In 析出相は電流狭窄路 (CCP)として機能すると考えられる。Ag-In CCP の大きさは、AIZO 前駆体の場合、直径 5-10 nm 程度 (広範囲視野の低倍観察より測定)、厚さ約 1.8 nm であるのに対し、Ag/IZO 前駆体の場合直径約 3 nm, 厚さ約 2.4 nm と違いが見られる。

2 流体モデルに基づいた CCP-CPP-GMR の理論<sup>3)</sup>によると、強磁性体層と CCP のスピン抵抗の整合性の観点から、MR 比が最大になる CCP の直径が存在する。AIZO, Ag/IZO 前駆体のそれぞれについて、スピン抵抗を見積もったところ、AIZO 前駆体による Ag-In CCP の方が Ag/IZO 前駆体の場合よりも、CMFG 強磁性体層とのスピン抵抗の整合性がよいことが示唆された。

参考文献 1) Fukuzawa *et al.* IEEE Trans. Magn. 40, 2236 (2004).

2) 中谷ら, 第 42 回日本磁気学会学術講演会 13-aB-7. 3) Sato *et al.* IEEE. Trans. Magn. 44, 2608 (2008).

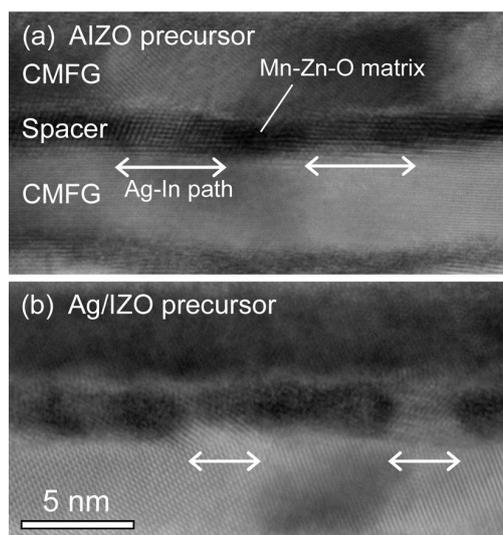


図 1 (a) AIZO および (b) Ag/IZO スペーサー前駆体を用いた CPP-GMR 膜の HAADF-STEM 像。

# L1<sub>0</sub>型磁性合金のスピンの異常ホール効果に関する第一原理計算

三浦 良雄, 名和 憲嗣, 増田 啓介  
(物質・材料研究機構)

A first-principles study on spin anomalous Hall effect of L1<sub>0</sub>-type magnetic alloys  
Yoshio Miura, Kenji Nawa, and Keisuke Masuda  
(NIMS)

## [背景]

近年、スピン軌道相互作用に起因するトルク(スピン軌道トルク:SOT)を用いた電流誘起の磁化反転がスピンメモリにおける有効な書き込み手段として盛んに研究されている[1]。SOTは磁気接合の強磁性層に隣接した非磁性金属層にスピンホール効果(SHE)によってスピン流を生じさせ、強磁性層にスピン注入することにより強磁性体の磁化にトルクを与える。SOTによる磁化反転は、スピントランスファートルクによる磁化反転よりも高速な磁化反転が期待できる一方で、強磁性層に注入されるスピン量子化軸の向き、及び強磁性層の磁化に与えるトルクの向きが電流方向や強磁性層の磁気異方性などに依存するため、デバイス構造に制約を受ける。そこで、強磁性金属におけるスピンホール効果(スピン異常ホール効果:SAHE)を利用した新しいスピン軌道トルクを用いた磁化反転が理論的に提案されている[2,3]。この手法では、強磁性層に電流を流してその垂直方向に発生するSAHEによって、非磁性層を挟んだもう一方の強磁性層にスピン流を注入し、トルクを発生させて磁化反転を行う。SAHEを用いた磁化反転の利点は、注入するスピン流のスピン量子化軸の向き、及び他方の強磁性層の磁化に与えるトルクの向きがSAHEを発現する強磁性層の磁化の向きによって制御可能なことである。先行の理論研究[2]では、SAHEによって大きなSOTを得るためには、強磁性層のスピン異常ホール伝導度(SAHC:  $\sigma_{xy}^{\text{spin}}$ )と異常ホール伝導度(AHC:  $\sigma_{xy}$ )の比  $\zeta = \sigma_{xy}^{\text{spin}}/\sigma_{xy}$  を大きくすることが重要であると指摘されている。そこで本研究では第一原理計算により内因性のSAHCとAHCを理論解析し大きな  $\zeta = \sigma_{xy}^{\text{spin}}/\sigma_{xy}$  を得るための指針を明らかにする。

## [結果]

内因性のSAHCおよびAHCは線形応答理論に基づいて第一原理計算を行い、強磁性層として大きな磁気異方性を有するL1<sub>0</sub>型のFePtおよびFeAu合金に着目した。この計算では磁化はz軸方向に固定し、通常の電流はx方向、ホール電流はy方向に流れるものとしている。Fig. 1にスピン分解したホール伝導度の計算結果を示す。

ここで、AHCは  $\sigma_{xy} = \sigma_{xy}^{\uparrow\uparrow} + \sigma_{xy}^{\downarrow\downarrow} + \sigma_{xy}^{\uparrow\downarrow} + \sigma_{xy}^{\downarrow\uparrow}$  で、SAHCは  $\sigma_{xy}^{\text{spin}} = \sigma_{xy}^{\uparrow\uparrow} - \sigma_{xy}^{\downarrow\downarrow}$  で与えられる。Fig.1よりL1<sub>0</sub>-FePtのAHCは  $\sigma_{xy} = 761$  [S/cm], SAHCは  $\sigma_{xy}^{\text{spin}} = 498$  [S/cm]であるため、その比  $\zeta = \sigma_{xy}^{\text{spin}}/\sigma_{xy}$  は1より小さい。これはFePtの↓スピン電子がPtの大きなスピン軌道相互作用によりスピン反転散乱を受けて  $\sigma_{xy}^{\downarrow\downarrow}$  が負に減少し、代わりに  $\sigma_{xy}^{\uparrow\uparrow}$  が正に増加したためと考えられる。一方FeAuのSAHCは  $\sigma_{xy}^{\text{spin}} = 472$  [S/cm]でありこれはAHC  $\sigma_{xy} = 79$  [S/cm]より大きく、よってその比は  $\zeta = 5.9$  と1を大きく超える。これはFeAuの↑スピン電子の状態密度がフェルミ準位付近で小さいためスピン反転散乱が抑制され  $\sigma_{xy}^{\downarrow\downarrow}$  が負に増加したためであると考えられる。本研究は、文部科学省 科学研究費補助金 基盤研究(S) (JP16H06332)の助成を受けて行われた。

## 参考文献

- 1) Miron, *et al.*, Nature **476**, 189 (2011).
- 2) Taniguchi, *et al.*, Phys. Rev. Appl. **3**, 044001 (2015).
- 3) S. Iihama, *et al.*, Nature electronics **1**, 120-123 (2018).

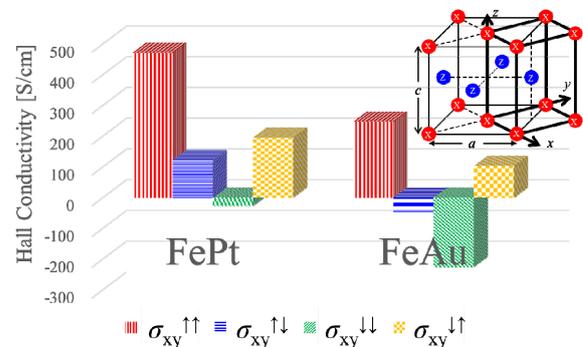


Fig.1: Spin-resolved anomalous Hall conductivity of L1<sub>0</sub>-FePt and FeAu.

## L1<sub>0</sub>-FePt におけるスピン異常ホール効果

関剛斎<sup>1,2</sup>、飯浜賢志<sup>3</sup>、谷口知大<sup>4</sup>、高梨弘毅<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup>東北大金研、<sup>2</sup>東北大 CSRN、<sup>3</sup>東北大材料科学高等研、<sup>4</sup>産総研)

Spin anomalous Hall effect in L1<sub>0</sub>-FePt

T. Seki<sup>1,2</sup>, S. Iihama<sup>3</sup>, T. Taniguchi<sup>4</sup> and K. Takanashi<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup>IMR, Tohoku Univ., <sup>2</sup>CSRN, Tohoku Univ., <sup>3</sup>WPI-AIMR, Tohoku Univ., <sup>4</sup>AIST)

### はじめに

スピン軌道相互作用は、スピントロニクスが新しい展開を見せるための重要なキーワードである。例えば、スピン軌道相互作用を起源とするスピンホール効果(SHE)を用いれば、電流( $\mathbf{J}_c$ )と直交方向にスピン角運動量の流れであるスピン流( $\mathbf{J}_s$ )を作り出すことができ、その  $\mathbf{J}_s$  により隣接する強磁性体の磁化( $\mathbf{M}$ )にトルクを加えることも可能となる。SHE はこれまで非磁性体を中心に調べられてきたが、最近になって強磁性体における類似の電流-スピン流変換も報告されるようになってきた<sup>1,2)</sup>。

強磁性体では、 $\mathbf{M}$  と  $\mathbf{J}_c$  の外積方向に異常ホール効果(AHE)による電圧が生じる。強磁性体内では  $\mathbf{J}_c$  が既にスピン偏極電流であり、AHE により生じる横方向電流もスピン偏極すると考えられる。縦伝導度に対する偏極率を  $\beta$ 、横伝導度に対する偏極率を  $\zeta$ 、および異常ホール角を  $\alpha_{AH}$  とした場合、AHE により生じる横方向スピン流は  $\mathbf{J}_s \propto (\zeta - \beta) \alpha_{AH} [\mathbf{M}/|\mathbf{M}| \times \mathbf{J}_c]$  で与えられる。これがスピン異常ホール効果(SAHE)である<sup>3)</sup>。本研究では、大きな AHE を示す L1<sub>0</sub>-FePt 合金が大きな SAHE を示す可能性に着目し、L1<sub>0</sub>-FePt のスピン異常ホール角および SAHE の対称性を調べ、さらに SAHE を用いた磁化反転を試みた。

### 実験結果

図1に模式的に示した L1<sub>0</sub>-FePt | Cu | Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> の巨大磁気抵抗(GMR)膜において、電流を膜面内に流したときの Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> 層の磁化( $\mathbf{m}$ )に作用するトルクを評価することで、L1<sub>0</sub>-FePt 層の SAHE による  $\mathbf{J}_s$  を定量評価することができる。本研究では、スパッタ法を用いて SrTiO<sub>3</sub> (110)基板上に L1<sub>0</sub>-FePt (30 nm) | Cu (3 nm) | Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> (20 nm) をエピタキシャル成長させた。ここで、L1<sub>0</sub>-FePt 層は膜面内に一軸磁気異方性を有する面内磁化膜となっている。この薄膜試料に微細加工を施すことにより、FePt 層の磁化( $\mathbf{p}$ )と  $\mathbf{J}_c$  が直交した素子(Orthogonal configuration-device)、および  $\mathbf{p}$  と  $\mathbf{J}_c$  が平行の素子(Parallel configuration-device)の二種類の素子を作製した。これらの素子について直流電流( $I_{dc}$ )を印加しながら強磁性共鳴スペクトルを測定したところ、 $I_{dc}$  に依存した共鳴線幅の変調が観測され、L1<sub>0</sub>-FePt のスピン異常ホール角が  $0.25 \pm 0.03$  と見積もられた。この値はこれまでに CoFeB で報告されている値<sup>4)</sup>よりも大きい。さらに、Orthogonal configuration-device と Parallel configuration-device の結果を比較することで、観測された電流-スピン流変換は SAHE の対称性で説明できることが確認された。講演時には SAHE を用いた磁化反転についても議論する。

### 参考文献

- 1) B. F. Miao *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 066602 (2013).
- 2) T. Seki *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 092401 (2015).
- 3) T. Taniguchi *et al.*, *Phys. Rev. Applied* **3**, 044001 (2015).
- 4) S. Iihama *et al.*, *Nature electronics* **1**, 120-123 (2018).

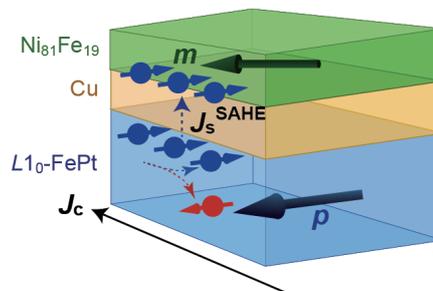


Fig. 1 Schematic illustration of current-in-plane giant magnetoresistance stack with L1<sub>0</sub>-FePt | Cu | Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> for the evaluation of spin anomalous Hall effect.

## Cu-Ir スピンホール層を有する人工反強磁性構造の創製

増田啓人<sup>1</sup>、関剛斎<sup>1,2</sup>、窪田崇秀<sup>1,2</sup>、高梨弘毅<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup> 東北大学金属材料研究所、<sup>2</sup> 東北大学 CSRN)

Fabrication of artificial antiferromagnetic structure with Cu-Ir spin Hall layer

H. Masuda<sup>1</sup>, T. Seki<sup>1,2</sup>, T. Kubota<sup>1,2</sup>, and K. Takanashi<sup>1,2</sup>

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

### はじめに

低い磁場感受率、漏れ磁場の抑制及び高い磁気共鳴周波数など多くの利点を有する反強磁性体がスピントロニクス分野で注目を集めている<sup>1)</sup>。反強磁性スピントロニクスの課題の1つが、反強磁性磁気構造を効率的に制御する手法の確立である。低磁場感受率の反強磁性体に対して有効になると考えられているのが、スピンホール効果によって生じるスピン軌道トルク (SOT) の活用である。これまで、バルク反強磁性体とスピン軌道相互作用の大きな Pt などの非磁性層を組み合わせた系において、SOT と反強磁性磁気構造の相互作用が調べられてきた<sup>2,3)</sup>。しかし、バルク反強磁性体では磁区や反強磁性結合強度を制御することが難しく、反強磁性体に作用するスピン軌道トルクの系統的な研究には不向きである。これに対して、反強磁性結合した金属人工格子を用いれば非磁性層または強磁性層の膜厚を変えることによって反強磁性結合強度を制御することが可能である。加えて、多数ある界面の効果によって大きなスピン軌道トルクが発現する可能性があり、系統的なスピン軌道トルクの研究に適した研究対象であると言える。

したがって、本研究の最終目的は、強い反強磁性結合及び大きなスピン軌道トルクを両立できる金属人工格子の探索である。この目的を達成するために、本研究では、Co/Cu-Ir/Co 人工格子に着目した。Co/Co 系は反強磁性結合を示す代表的な金属人工格子であり、加えてその大きな巨大磁気抵抗効果は電気的な手法によって磁化方向を評価する際に有利となる。一方、Cu はスピンホール効果をほとんど示さないが、Cu に Ir を添加することによって  $\theta_{SH} = 2.1 \pm 0.6\%$  のスピンホール角を得られることが報告されている<sup>4)</sup>。しかしながら、Co/Cu-Ir/Co における反強磁性結合についての報告はない。そこで、本研究では Co/Cu-Ir/Co が反強磁性結合とスピンホール効果を両立できる非磁性中間層材料であるかを調べた。

### 実験結果

薄膜試料として、マグネトロンスパッタリング装置を用いて Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001) 基板 / バッファー層 (Cr (10 nm) / Au (5 nm) / Cu (35 nm) を熱処理によって合金化したもの) / Co (2 nm) / Cu、Ir、または Cu-Ir ( $t$  nm) / Co (2 nm) / Cu (2 nm) / Cr (5 nm) を作製した。ここで Cu-Ir の組成比は、Cu : Ir = 95 (at%) : 5 (at%) である。

振動試料型磁力計を用いて作製した試料の磁化曲線を測定し、反強磁性結合強度の中間層厚  $t$  依存性を調べたところ、Co/Cu/Co 及び Co/Cu-Ir/Co は  $t \approx 0.75$  (nm) の試料、Co/Ir/Co は  $t \approx 0.5$  (nm) の試料において反強磁性結合強度が最大となることが分かり、Cu-Ir 中間層を用いて人工反強磁性構造を形成できることが明らかとなった。

次に、Cu-Ir の  $\theta_{SH}$  を定量的に見積もるため、Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001) 基板 / Co (2 nm) / Cu-Ir ( $t$  nm) / Cr (5 nm) の 3 層構造におけるスピンホール磁気抵抗効果を調べた。その結果、スピンホール角  $\theta_{SH} \approx 4.3\%$  という値が得られ、本研究で用いた Cu-Ir 非磁性中間層が反強磁性結合とスピンホール効果を両立できる材料であることが確認された。

### 参考文献

- 1) T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, Nat. Nano. 11, 231 (2016).
- 2) W. Zhou et al., Phys. Rev. Mater. 2, 094404 (2018).
- 3) T. Moriyama et al., Sci. Rep. 8, 14167 (2018).
- 4) Y. Niimi et al., Phys. Rev. Lett. 106, 126601 (2011).

## $\beta$ 相および $\alpha$ 相 W-Ta 合金/CoFeB 積層系のスピントール磁気抵抗効果

斉藤好昭<sup>1</sup>、手束展規<sup>2,4</sup>、池田正二<sup>1,3,4,5</sup>、佐藤英夫<sup>1,3,4,5</sup>、遠藤哲郎<sup>1-5</sup>  
 (東北大<sup>1</sup>CIES、<sup>2</sup>工学研究科、<sup>3</sup>CSIS、<sup>4</sup>CSRN、<sup>5</sup>RIEC)

Spin Hall magnetoresistance in  $\beta$ - and  $\alpha$ -phase W-Ta alloy/CoFeB stack systems

Y. Saito<sup>1</sup>, N. Tezuka<sup>2,4</sup>, S. Ikeda<sup>1,3-5</sup>, H. Sato<sup>1,3-5</sup> and T. Endo<sup>1-5</sup>

(Tohoku Univ. <sup>1</sup>CIES, <sup>2</sup>Graduate School of Engineering, <sup>3</sup>CSIS, <sup>4</sup>CSRN, <sup>5</sup>RIEC)

### はじめに

スピントールトルク(SOT)-MRAM, skyrmion, domain wall デバイスの実現を目指し、重金属/強磁性接合系のスピントールトルクの研究開発が盛んに行われている。特に、磁化反転の効率、つまり、ある電流( $J_C$ )を流したときのスピントール流( $J_S$ )の生成効率であるスピントール角( $|\theta_{SH}|=|J_S/J_C|$ )を増加させるため、多くの重金属材料や重金属/強磁性界面の研究が行われ、 $|\theta_{SH}|$ が日に日に増加している。しかし、 $|\theta_{SH}|$ が大きくなると多くの重金属材料は、比抵抗が大きいのが現状である。LSI などの大規模回路中で大きな比抵抗材料を配線として用いると、消費エネルギーの増大、スピードの遅延、大きな電圧降下をもたらす好ましくない。これらの課題を解決するためには、比抵抗の増大に起因する $|\theta_{SH}|$ の増大に頼らず、本質的なスピントール効果(intrinsic SHE)を増大することが重要である。今回、第一原理計算<sup>1)</sup>で intrinsic SHE の増大が予想されている  $\beta$  相  $W_{100-x}Ta_x$  および  $\alpha$  相  $W_{100-x}Ta_x$  において、スピントール角の Ta 組成依存性を調べたので報告する<sup>2)</sup>。

### 実験方法

超高真空スパッタを用いて、その成膜条件を変えることにより、様々な Ta 濃度( $x$ )を有する  $\beta$  相  $W_{100-x}Ta_x$  および  $\alpha$  相  $W_{100-x}Ta_x$ /CoFeB/MgO/Ta 積層薄膜を作製した。それらを微細加工しホールバー形状に加工し、スピントール磁気抵抗効果(SMR)を測定した。測定は 305 K、-4 Tesla ~ +4 Tesla で行った。得られた結果から、拡散方程式を用いて $|\theta_{SH}|$ 、スピントール拡散長を求め、それらの Ta 濃度依存性を調べた。

### 実験結果

Fig. 1 に様々な Ta 濃度を有する  $\beta$  相  $W_{100-x}Ta_x$ /CoFeB 系の SMR ( $\Delta R_{XX}/R_{XX}^{H=0}$ ) の結果を示した。図に示すように、SMR の絶対値はある Ta 濃度で増大し最大値をとることがわかる。最大値をとる  $W_{100-x}Ta_x$  膜厚も変化している。また、ここでは示さないが、Ta 濃度を増大すると  $\alpha$  相  $W_{100-x}Ta_x$ /CoFeB 系の場合も同様の SMR の絶対値の増加が観測された。

$\beta$  相および  $\alpha$  相  $W_{100-x}Ta_x$ /CoFeB 系の SMR の結果を、拡散方程式を用いて解析した。Fig.2 に、解析結果であるスピントール角の絶対値( $|\theta_{SH}|$ )の Ta 濃度依存性を示す。 $\beta$  相、 $\alpha$  相ともにある Ta 濃度で $|\theta_{SH}|$ は最大値を示すことが明らかとなった。 $\beta$  相に関しては、Ta 濃度を増大すると  $W_{100-x}Ta_x$  の比抵抗の絶対値は単調減少するため、観測された $|\theta_{SH}|$ の最大値は、第一原理計算で予想された intrinsic SHE の増大に起因していると考えられる。本研究は JST-OPERA、科研費(15H05699, 19H00844)の支援のもとで行われた。

### 参考文献

- 1) X. Sui et al., Phys. Rev. B **96**, 241105(R) (2017).
- 2) Y. Saito et al., Appl. Phys. Exp. **12**, 053008 (2019).

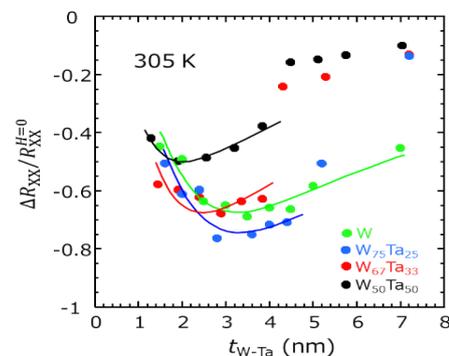


Fig. 1 SMR plotted against the heavy metal (HM) layer thickness  $t_{W-Ta}$  for the devices with  $\beta$ -phase W-Ta HM.

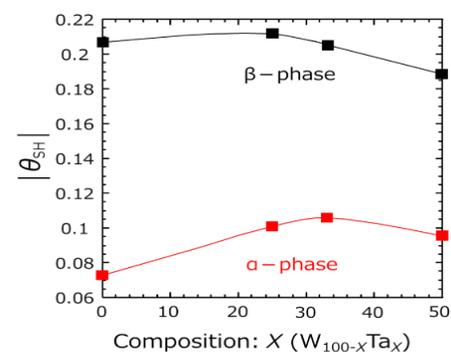


Fig. 2 Estimated magnitude of the  $|\theta_{SH}|$  as a function of Ta concentration  $x$  in the  $W_{100-x}Ta_x$  alloy HMs.

## CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>/Pt 界面における磁気近接効果の電圧制御

○野土翔登<sup>1</sup>、山本匠<sup>1</sup>、柳瀬隆<sup>2</sup>、島田敏宏<sup>2</sup>、長浜太郎<sup>2</sup>  
(北大院総化<sup>1</sup>、北大院工<sup>2</sup>)

Voltage control of magnetic proximity effect at CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>/Pt interface

○S. Nodo<sup>1</sup>, T. Yamamoto<sup>1</sup>, T. Yanase<sup>2</sup>, T. Shimada<sup>2</sup>, T. Nagahama<sup>2</sup>  
(Hokkaido Univ., Graduate school of Chemical Sciences and Engineering<sup>1</sup>  
Hokkaido Univ., Graduate school of Engineering<sup>2</sup>)

### はじめに

近年、Pt/CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>のような非磁性重金属、強磁性絶縁体から成る界面(HM/FMI)における諸現象が広く研究されている。特に磁気近接効果は、非磁性材料のスピン制御技術として注目されている。PtはHM/FMIのHMとして用いられることが多く、Stoner条件に近い電子構造[1]のため磁気近接効果によって磁性が誘起されやすいと言われている。したがって、Ptへの電圧の印加でFermi準位を変化させることでPtに誘起される磁性が変化することが期待される。そこで本研究では、イオン液体を用いた電圧の印加[2]によって、Ptの磁気近接効果を制御することを試みた。

### 実験方法

薄膜試料は反応性分子線エピタキシー(MBE)法によって作製した。膜構成はMgO(001)基板/NiO(5 nm)/CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>(50 nm)/Pt(0.5-3.5 nm)である。製膜後はフォトリソグラフィ、Arイオンミリングによる微細加工を施し、Hallバー構造の素子を作製した。またイオン液体[EMI]<sup>+</sup>[TFSI]<sup>-</sup>のゲルシート(TA210:EMI-TFSI=1:1)を素子に貼り付け、ゲート電極とした。

### 実験結果

CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>/Pt(2.5 nm)から成る素子にイオン液体を介したゲート電圧の印加によってFigure 1(a)に示すような電気抵抗の変化が得られた。これはゲート電圧の印加によってPtのFermi準位が変化したためだと考えられる。Figure 1(b)にはゲート電圧によるHall測定の変化を示す。Hall抵抗率はヒステリシスな変化(異常Hall効果)を示し、これは磁気近接効果によってPtに磁性が誘起されていることを反映している。また、ゲート電圧によって異常Hall効果の大きさが変化する結果が得られた。これは電圧の印加によって、Ptの磁気近接効果が変化したためだと考えられる。

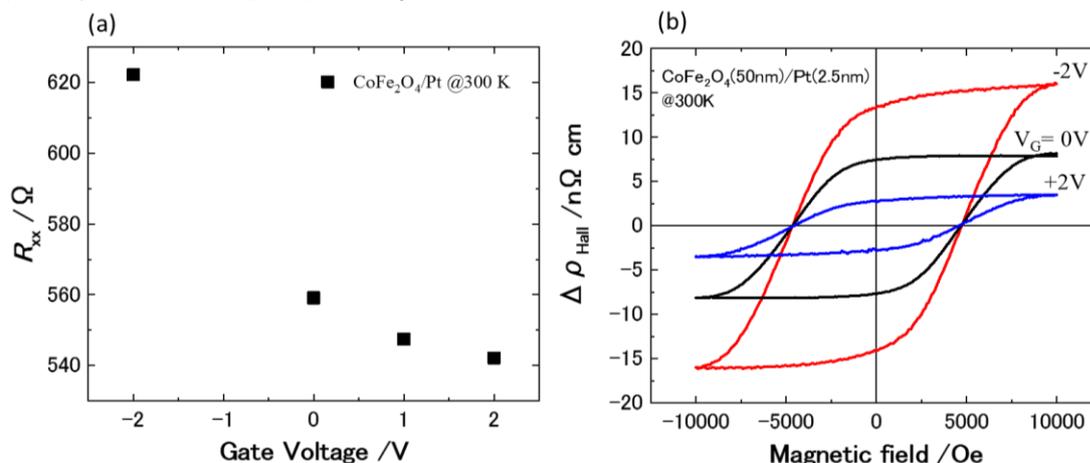


Figure 1 (a)  $V_G$  variation of the electrical resistance for CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>/Pt(2.5 nm). (b)  $V_G$  variation of Hall resistivity for CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>/Pt(2.5 nm) at room temperature.

### 参考文献

- [1] A. H. MacDonald *et al.*, *Phys. Rev. B* **23**, 6377 (1981).  
[2] S. Dushenko *et al.*, *Nat. Commun.* **9**, 3118 (2018).

## 準安定 bcc Cu 中間層を用いた CIP-GMR 素子における巨大磁気抵抗効果

K. B. Fathoni<sup>1,2</sup>, 桜庭裕弥<sup>1</sup>, 佐々木泰祐<sup>1</sup>, 三浦良雄<sup>1</sup>, 中谷友也<sup>1</sup>, 宝野和博<sup>1,2</sup>  
(<sup>1</sup> 物材機構<sup>1</sup>, 筑波大学<sup>2</sup>)

Giant magnetoresistance effect in CIP-GMR device using meta-stable bcc Cu spacer

K. B. Fathoni, Y. Sakuraba, T. Sasaki, Y. Miura, T. Nakatani, K. Hono  
(<sup>1</sup> NIMS<sup>1</sup>, Univ. of Tsukuba<sup>2</sup>)

### [背景]

スピントロニクスの代表的現象である面内電流型巨大磁気抵抗(CIP-GMR)効果は、HDD のリードヘッドとしてその記録密度に飛躍的な向上をもたらし、現在でも位置や回転等検出用磁気センサーとして幅広く利用されている。昨今では、常温での脳磁気計測までも可能にする超高感度磁気センサーの研究開発が加速しているが、TMR 素子よりも低周波ノイズが小さく[1]、素子構造の簡便さから電気・磁気的设计がしやすい CIP-GMR 素子には大きな利点がある。しかし一方で、CIP-GMR 素子の MR 比は、リードヘッドとして役割を終えた頃よりほぼ更新が見られず、スピナルブ構造では 18%程度に留まっており[2]、センサーとしての検出感度の向上のためには、MR 比向上が強く求められる。CIP-GMR 素子の MR 比には、(1)電子の平均自由行程・(2)界面格子整合・(3)界面電子バンド整合の三要素が重要であるため、(1)の要件から材料の選択肢は電気抵抗率の低い材料に律速される。そこで本研究では、Fe 上に成長が報告される準安定 bcc Cu を中間層とし[3]、CoFe と組み合わせた CIP-GMR 素子に注目した。

### [実験方法]

MgO(001)単結晶基板上に、 $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x/\text{Cu}/\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x/\text{IrMn}$  構造のスピナルブ(SV)型 CIP-GMR 素子を Co:Fe の組成比を変えて作製し、その結晶構造や磁気抵抗効果の評価と TEM による微細組織観察を行った。Cu 膜厚は傾斜膜として 0-5nm まで変化させた。また TEM 観察による構造をベースとし、第一原理計算によって  $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x/\text{Cu}/\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x$  界面透過率の面内波数依存性の計算を行った。

### [実験結果]

図 1 に示す MR 比の Co:Fe の組成比依存性から、 $x$  が 25,50,66at.% では最大 25%前後となる SV 型素子として過去最高の MR 比を得た。TEM 観察の結果、bcc 構造の CoFe 上では、準安定相として bcc Cu が成長しており、界面転位が全くない理想的な格子整合状態が得られていることが分かった。Fe/Cu/Fe においても同様の bcc Cu の成長と界面格子整合が確認されたが、MR 比は 5%に留まった。第一原理計算によるスピン依存の電子の透過率計算の結果、Fe と bcc Cu では多数スピンバンドの整合性が悪いが、価電子数の多い  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  では整合性が大きく改善し、特にブリルアンゾーン境界近傍の波数を持つ面内方向に伝搬する電子の整合性が高いことが、Fe と  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  の MR 比の大きな差の起源であることが分かった。bcc Cu と  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  との極めて高い格子整合性と多数スピンバンド整合により、IrMn を除き bcc Cu を介した層間反強磁性結合を利用したスペキュラー反射型素子では、3 層 CIP-GMR 構造で最高となる室温で 40.5%の MR 比が実現された。

### 参考文献

[1]K. B. Klaassen, et al, IEEE Trans. Magn. 42, 108-113 (2006) [2]R. Sbiaa and H. Morita, Appl. Phys. Lett. 84, 5139-5141 (2004). [3]B. Heinrich et al., Phys. Rev. Lett. 64, 673-676 (1990)

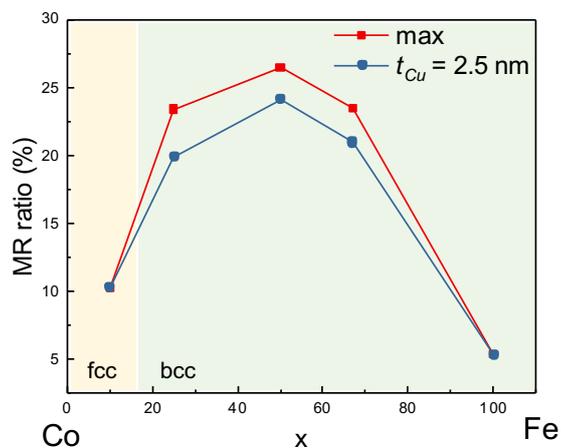


図 1  $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Cu}/\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x/\text{IrMn}$  CIP-GMR 素子の室温磁気抵抗比の Co:Fe 組成比依存性

## 強磁性体/半導体スピノ素子の性能と界面磁性の相関

山田道洋<sup>1</sup>, 白土優<sup>2</sup>, 塚原誠人<sup>1</sup>, 神部広翔<sup>1</sup>, 工藤康平<sup>1</sup>, 山田晋也<sup>3,1</sup>  
 澤野憲太郎<sup>4</sup>, 中谷亮一<sup>2,3</sup>, 浜屋宏平<sup>3,1</sup>

(<sup>1</sup>阪大基礎工, <sup>2</sup>阪大工, <sup>3</sup>阪大基礎工 CSRN, <sup>4</sup>都市大総研)

Correlation between spintronic properties and ferromagnetism of ferromagnet/semiconductor interfaces

M. Yamada<sup>1</sup>, Y. Shiratsuchi<sup>2</sup>, M. Tsukahara<sup>1</sup>, H. Kambe<sup>1</sup>, K. Kudo<sup>1</sup>, S. Yamada<sup>3,1</sup>,  
 K. Sawano<sup>4</sup>, R. Nakatani<sup>2</sup>, K. Hamaya<sup>3,1</sup>

(<sup>1</sup>Grad. Sch. Eng. Sci., Osaka Univ., <sup>2</sup>Grad. Sch. Eng., Osaka Univ.,

<sup>3</sup>CSRN, Osaka Univ., <sup>4</sup>Advanced Research Laboratories, Tokyo City Univ.)

我々はこれまで、強磁性ホイスラー合金  $\text{Co}_2\text{FeAl}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$ (CFAS)と半導体 Ge のヘテロ界面を有する横型スピバルブ素子を用いて、室温でもスピ信号取得することに成功している[1, 2]が、その信号強度は非常に小さいという課題があった。一方、この素子を  $300^\circ\text{C}$  でアニール処理すると、ヘテロ界面の反応の影響で低温でのスピ信号が約 90%減少することを観測し、スピ信号と界面品質の関係は明らかになり始めている[3]。本研究では、CFAS/Ge 界面に Fe 終端層挿入することで界面近傍の品質を改善し、明瞭なスピ信号の増大を観測したので報告する。また、磁気特性の観点からも界面品質を評価し、スピ信号との相関を評価した。

Fig.1(a)に示すような  $\text{Co}_2\text{FeAl}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$ (CFAS)/*n*-Ge 横型スピバルブ素子を作製し、Fe 終端後の室温スピ信号を測定した結果、従来の素子[1]と比べて信号強度が約 60 倍に増大することが判った[Fig.1(b)]. HAADF-STEM 観察より、従来 CFAS/Ge 界面で見られていた組成のゆらぎ[3]は、Fe 終端を行うことで大幅に改善されていることを確認した[4]。一方、ヘテロ界面の磁性を評価するために、スピ注入電極構造の界面近傍の状態を模擬するための Ge(111)基板上の CFAS(5 ML)/Fe(5 ML)薄膜と CFAS(10 ML)薄膜をそれぞれ作製し、室温で面内磁気光学 Kerr 効果測定を行った。その結果、Fe 5ML を挿入した薄膜では、Kerr 回転角が 10 倍程度になっており(Fig.2), 界面近傍の磁性が大きく改善されていることが示唆された。

講演では、スピ信号の温度依存性と Kerr 効果信号の温度依存性の相関も併せて議論する。

本研究の一部は、JSPS 科研費(Grant No. 16H02333, 17H06832, 17H06120, 18J00502)の支援を受けた。

### 参考文献

- [1] M. Yamada *et al.*, Appl. Phys. Exp. **10**, 093001 (2017).  
 [2] K. Hamaya *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 393001 (2018).  
 [3] B. Kuerbanjiang *et al.*, Phys. Rev. B **98**, 115304 (2018).  
 [4] M. Yamada *et al.*, (in preparation).

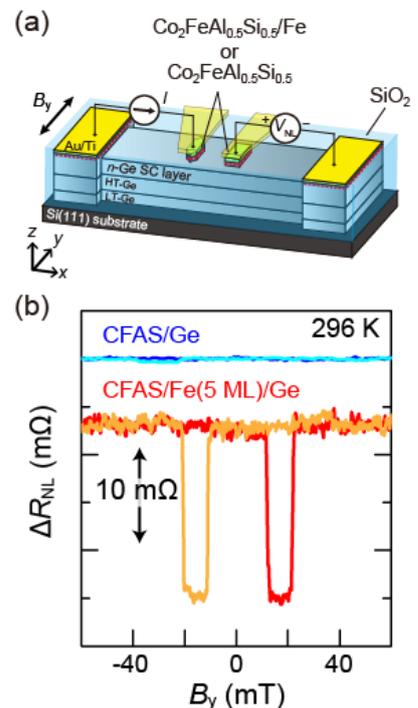


Fig. 1. (a) Schematic of a lateral spin valve device with  $\text{Co}_2\text{FeAl}_{0.5}\text{Si}_{0.5}/\text{Ge}$  electrodes. (b) Room temperature nonlocal spin signal for devices with CFAS/Ge and CFAS/Fe(5 ML)/Ge contacts.

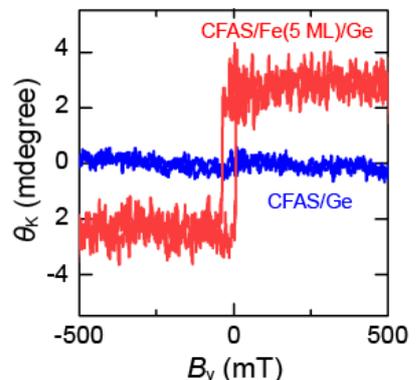


Fig. 2. In-plane magneto-optical Kerr effect loops for CFAS/Ge and CFAS/Fe(5 ML)/Ge films at room temperature.

# 強磁性体/半導体スピン素子におけるスピン蓄積信号の非線形バイアス依存性

藤田裕一<sup>1</sup>, 山田道洋<sup>1</sup>, 塚原誠人<sup>1</sup>, 内藤貴大<sup>1</sup>, 山田晋也<sup>2,1</sup>  
 澤野憲太郎<sup>3</sup>, 浜屋宏平<sup>2,1</sup>

(<sup>1</sup>阪大基礎工, <sup>2</sup>阪大基礎工 CSRN, <sup>3</sup>都市大総研)

Nonlinear bias dependence of spin accumulation signals in ferromagnet/semiconductor devices

Y. Fujita, M. Yamada<sup>1</sup>, M. Tsukahara<sup>1</sup>, T. Naito<sup>1</sup>, S. Yamada<sup>2,1</sup>, K. Sawano<sup>3</sup>, K. Hamaya<sup>2,1</sup>

(<sup>1</sup>Grad. Sch. Eng. Sci., <sup>2</sup>CSRN, Osaka Univ., <sup>3</sup>Advanced Research Laboratories, Tokyo City Univ.)

我々は、強磁性ホイスラー合金  $\text{Co}_2\text{FeAl}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$ (CFAS)と半導体 Ge のヘテロ界面を有する横型スピンバルブ素子を用いて、スピン信号を室温で取得することに成功している[1, 2]が、その2端子磁気抵抗(MR)比は未だ小さい[3]。一方、半導体スピン素子における2端子MR信号に関するこれまでの研究では、バイアス電圧印加によりスピンドリフト効果が増大することでスピン信号が増強されると報告されてきたが[4]、最近の詳細な研究では、スピン検出電極側の非線形なスピン変換効率を考慮することが重要であるとの指摘もある[5]。本研究では、半導体横型スピンバルブ素子において2端子MR信号のバイアス依存性を詳細に評価した結果、バイアス電圧に対してスピン蓄積電圧( $\Delta V_L$ )が非線形に変化する現象を観測したので報告する。

Fig.1(a)に示すようなCFAS(FM)/n-Ge横型スピンバルブ素子を作製し、2つのFM端子間に直流電流( $I$ )を印加することでスピン信号を測定した。Fig.1(b)には、様々な印加電流下でのスピン蓄積電圧( $\Delta V_L$ )信号を示す。興味深いことに、 $I$ の極性が同符号の条件であっても、スピン信号の符号が反転する現象が観測されている。ここで、電極間距離の異なる別々の素子をDevice A, Device Bとし、 $\Delta V_L$ と $I$ の関係をまとめたのがFig. 1(c)である。 $\Delta V_L$ はFertとJaffrèsのモデル[6]にあるような $I$ に対する単調な変化を示すのではなく、 $\sin$ カーブのような非線形な変化を示している。また、 $I > 0$  ( $I < 0$ )の領域でも負(正)の $\Delta V_L$ が観測されている[7]。このことは、半導体スピン素子における2端子スピン信号が、印加電流 $I$ のみで記述できるものではなく、何らかの効果が重畳されて非線形性を発現したことを示唆している。

講演では、同じ素子で測定される非局所4端子スピン信号を詳細に考察することに加え、スピン検出電極側のスピン検出電極側の非線形なスピン変換やスピンドリフトの影響などを併せて議論し[7]、上記の現象を定性的に理解する。

本研究の一部は、JSPS 科研費 (Grant No. 16H02333, 17H06832, 17H06120, 18J00502)の支援を受けた。

### 参考文献

[1] M. Yamada *et al.*, Appl. Phys. Express **10**, 093001 (2017).  
 [2] K. Hamaya *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 393001 (2018).  
 [3] M. Tsukahara *et al.*, Appl. Phys. Express **12**, 033002 (2019).  
 [4] T. Sasaki *et al.*, Appl. Phys. Lett. **98**, 262503 (2011).  
 [5] R. Jansen *et al.*, Phys. Rev. Appl. **10**, 064050 (2018).  
 [6] A. Fert and H. Jaffrès, Phys. Rev B. **64**, 184420 (2001).  
 [7] Y. Fujita *et al.*, (submitted).

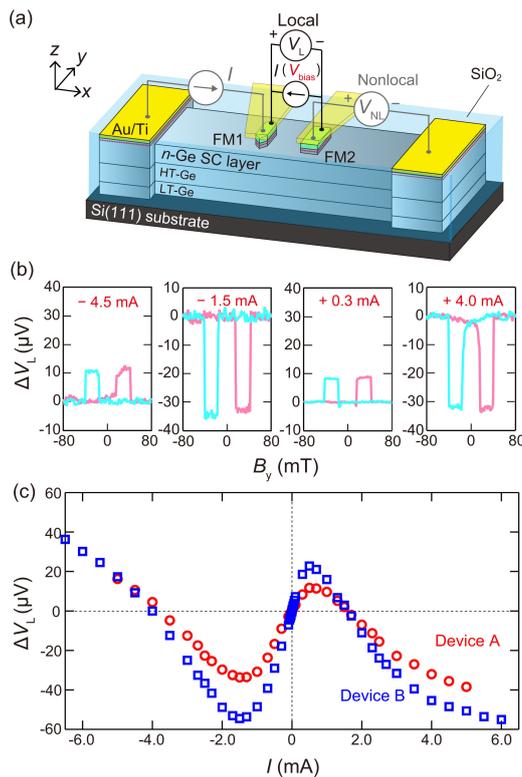


Fig. 1. (a) Schematic illustration of a lateral ferromagnet/semiconductor device. (b) Local spin accumulation signals at 8 K at various  $I$  for devices A. (c) Bias  $I$  dependence of  $\Delta V_L$  at 8 K for devices A (open circles) and B (open squares).

## 表面弾性波の渦度を用いて生成したスピン流の定量解析

栗宗 勇貴<sup>A</sup>, 松尾 衛<sup>B,C</sup>, 前川 禎通<sup>C,B</sup>, 能崎 幸雄<sup>A,D</sup>  
 (慶大理工<sup>A</sup>, 国科大カブリ研<sup>B</sup>, 理研<sup>C</sup>, 慶大スピン研<sup>D</sup>)

Quantitative analysis of spin current generated using vorticity in surface acoustic waves

Yuki Kurimune<sup>A</sup>, Mamoru Matsuo<sup>B,C</sup>, Sadamichi Maekawa<sup>C,B</sup>, Yukio Nozaki<sup>A,D</sup>

(<sup>A</sup>Dept. of Phys. Keio Univ., <sup>B</sup>KITS, UCAS, <sup>C</sup>RIKEN, <sup>D</sup>Keio Spintronics Center)

### はじめに

磁性体やスピン軌道相互作用(SOI)の大きな貴金属を用いずにスピン流を生成することは、スピントロニクスデバイス研究における大きな挑戦である。2013年に松尾らは、スピン角運動量と力学的回転による渦度の結合(spín vorticity coupling, SVC)を用いて、表面弾性波(SAW)からスピン流を生成する手法を理論提案した[1]。この理論では渦度の時間微分がスピン流源となり、スピン流強度がスピン緩和時間に比例するため、SOIの弱いCuやAlがスピン流生成に有利と考えられていた。これに対し、水銀の流体運動に含まれる定常的な渦度も直流スピン流を生成することが実験検証され[2]、理論的にも2つの生成機構が存在することが示された[3]。このように流体運動によるスピン流は実験・理論の両面で生成機構に関する研究が進んでいる一方、SAWを用いたスピン流生成に関しては、NiFe/Cu二層膜におけるスピン波共鳴の実験検証が報告されたのみであり[4]、デバイス応用の観点からもSAWによるスピン流生成機構の解明が不可欠である。そこでSVC効果の微視的理論に基づき、非磁性体に生成されるスピン流の材料・周波数依存性を詳しく調べた。さらに、強磁性体内の渦度による磁気弾性効果とバーネット効果についても調べ、二層膜にSAWを注入した際に生じるスピン波共鳴を定量的に解析した。

### 実験方法

図1に示すようなSAWフィルター素子を作製し、SAWを生成、検出するすだれ状電極(IDT)の間にNiFe(20 nm)/Cu(200 nm), NiFe(20 nm)及びNi(20 nm)を成膜した。CuにSAWが注入されると、SVC由来の交流スピン流が強磁性層へ流れ、磁化にスピントランスファートルクを与えることでスピン波共鳴が励起される。このときの透過マイクロ波の減衰を、ベクトルネットワークアナライザを用いて測定した。なお、IDTの幅と配列周期を変化させることにより、誘引されるSAWの固有周波数を制御した。

### 実験結果

図2は各素子について測定したスピン波共鳴に伴うマイクロ波吸収強度のSAW周波数依存性である。NiFe/Cu二層膜では吸収強度が周波数の7乗に比例する変化を示した一方で、NiFe及びNi単層ではそれぞれ周波数の3乗と1乗に比例する変化が見られた。前者はSAWのSVCによってCu内で生成されるスピン流のトルクによって、後者はバーネット磁場と磁気弾性効果が磁性体の磁化に与える磁気トルクによって、予想されるスピン波共鳴の強度の式で良くフィッティングされた。このスピン波共鳴強度の周波数依存性の違いは、CuにおいてSAWのSVCがスピン流を生成したことを示す実験的な証拠であり、SVC効果の微視的機構の理解に向けた重要な知見である。

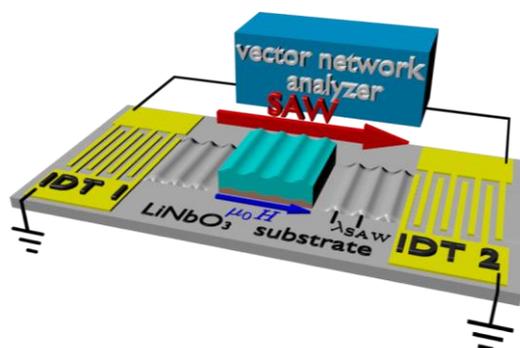


図1 SAWによって生成されたスピン流によるスピン波励起の測定系。

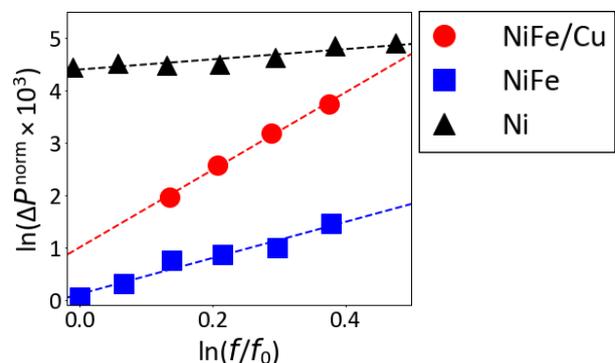


図2 NiFe/Cu二層膜、及びNiFe, Ni単層でのマイクロ波吸収強度の周波数依存性。

### 参考文献

- [1] M. Matsuo *et al.*, Phys. Rev. B87, 180402(R) (2013). [2] R. Takahashi *et al.*, Nat. Phys. 12, 52 (2015).  
 [3] M. Matsuo *et al.*, Phys. Rev. B96, 020401(R) (2017). [4] D. Kobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett 119, 077202 (2017)

## 常磁性重金属界面におけるスピンの吸収とスピン変換

伊藤大樹<sup>1</sup>, 木村崇<sup>1,2</sup>  
(九大理<sup>1</sup>, 九大スピンセ<sup>2</sup>)

Spin absorption and spin conversion at paramagnetic heavy metal interfaces

D. Ito<sup>1</sup>, T. Kimura<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup> Dept. of Physics, Kyushu University, <sup>2</sup> Research Center for Quantum Nano-Spin Sciences)

Pt や Bi などの非磁性重金属体の界面では、高いスピン軌道相互作用に伴う高効率なスピン-電気変換が期待されるため、精力的に研究されてきた。これまで、このような界面スピン軌道相互作用を有する物質系へのスピン注入法として、専らスピンプンピング法が用いられているが、この手法では、強磁性近接効果や異常 Nernst 効果のような擬似的な信号が重畳するため、純粋なスピン-電気変換信号の解析を困難にしている。一方で、横型スピンバルブ構造における非局所スピン注入法を用いれば、拡散スピン流のみを、非磁性重金属界面に注入できるため、系の特性を決定付けるのに適した方法である。そこで、本研究では、非磁性重属界面におけるスピン-電気変換信号の定量評価のための新規横型構造を開発した。

図 1 に本研究に使用されたデバイスの SEM 像及び、測定機構について示す。このサンプルでは、Bi/Ag 界面に生じる inverse Rashba-Edelstein effect (IREE) にフォーカスした。IREE は、Rashba 効果が存在する 2 次元会系において、スピン流が電流へと変換される現象である。CoFeAl 細線から非局所的に注入されたスピン流は Bi/Ag 界面へと著しく吸収され、IREE によって電流へと変換され、Bi/Ag 細線に沿った電圧として検出できる。Bi/Ag 中のスピン流は強いスピン吸収によって急速に減衰されるが、高いスピン分極を持つ CoFeAl を注入電極に適用することによって数十 nm にわたり信号の検出を可能となる。

本発表では、Bi/Ag 界面以外の種々の常磁性重金属界面についての適用結果も示す。

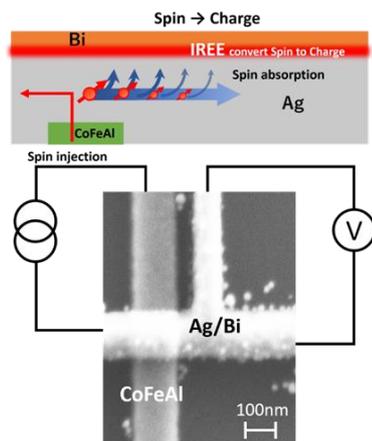


図 1 デバイスの SEM 像と IREE 検出の概念図。

### 参考文献

- 1) T. Kimura, Y. Otani, et al.: Phys. Rev. Lett. **98**, 156601(2007)
- 2) J. C. Rojas Sánchez, L. Vila, G. Desfonds, et al.: Nature Communications **vol.4**, Article number: 2944 (2013)

# Fe 薄膜の Ga 置換による異常ネルンスト効果の増大機構

中山裕康<sup>1</sup>, 増田啓介<sup>1</sup>, 三浦飛鳥<sup>1</sup>, 内田健一<sup>1</sup>, 村田正行<sup>2</sup>, 桜庭裕弥<sup>1</sup>  
(<sup>1</sup> 物材機構, <sup>2</sup> 産総研)

Mechanism of strong enhancement of anomalous Nernst effect in Fe by Ga substitution  
H. Nakayama<sup>1</sup>, K. Masuda<sup>1</sup>, A. Miura<sup>1</sup>, K. Uchida<sup>1</sup>, M. Murata<sup>2</sup>, and Y. Sakuraba<sup>1</sup>  
(<sup>1</sup>NIMS, <sup>2</sup>AIST)

## はじめに

熱電変換現象に基づいた熱電発電技術は基礎物理のみならず環境発電手法という応用の観点からも着目されている。特に近年、異常ネルンスト効果の応用が期待されており、応用上、異常ネルンスト効果の大きな材料の開拓が求められている。<sup>1,2)</sup> これまでに FeGa 合金である Galfenol において比較的大きな異常ネルンスト効果が報告されているものの、そのメカニズムは明らかになっていない。<sup>3)</sup> 異常ネルンスト効果の増大には異常ホール効果と横ペルチェ係数が重要な役割を果たすことから、<sup>4)</sup> 本研究では、系統的な輸送測定と第一原理計算を併用することで、Fe 薄膜の Ga 置換による異常ネルンスト効果の増大機構について検討を行った。

## 実験方法

MgO(001)基板上にコスパッタ法により膜厚 50 nm の  $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x$  ( $x = 0 - 0.44$ ) 薄膜を作製した。作製した薄膜試料について XRD, VSM, XRF により、構造および磁気特性を調べた。これらの薄膜試料について、フォトリソグラフィおよびアルゴンイオンエッチングを用いてホールバー形状に加工した。加工した試料を用いて異常ネルンスト効果、異常ホール効果および電気抵抗の測定を行った。

## 実験結果

図 1(b) に異常ネルンスト効果の Ga 濃度  $x$  依存性測定結果を示した。Fe を Ga に置換したことで、Fe から構造が変わっていないにもかかわらず異常ネルンスト効果の大きさが劇的に増大することが分かった。同一の薄膜において異常ホール効果およびゼーベック効果の測定を行うことで決定された横ペルチェ係数が図 1(c)に示した。横ペルチェ係数の  $x$  依存性は振動的な振る舞いを示しているが、これは Fe の電子構造と Ga 置換による電子ドーピング効果を反映しているものと考えられる。<sup>5)</sup> 横ペルチェ係数は  $x = 0.1$  および  $0.3$  近傍でピークを持つが、Ga 濃度を増大させると電気抵抗率が単調に増大するため、異常ネルンスト効果の大きさは  $x = 0.3$  近傍において最大の値をとることが明らかとなった。

## 参考文献

- 1) M. Mizuguchi *et al.*, Appl. Phys. Express **5**, 093002 (2012).
- 2) Y. Sakuraba *et al.*, Scr. Mater. **111**, 29 (2016).
- 3) Y. Yang *et al.*, AIP Advances **7**, 095017 (2017).
- 4) Y. Sakuraba *et al.*, arXiv: 1807.02209.
- 5) J. Weischenberg *et al.*, Phys. Rev. B **87**, 060406(R) (2013).

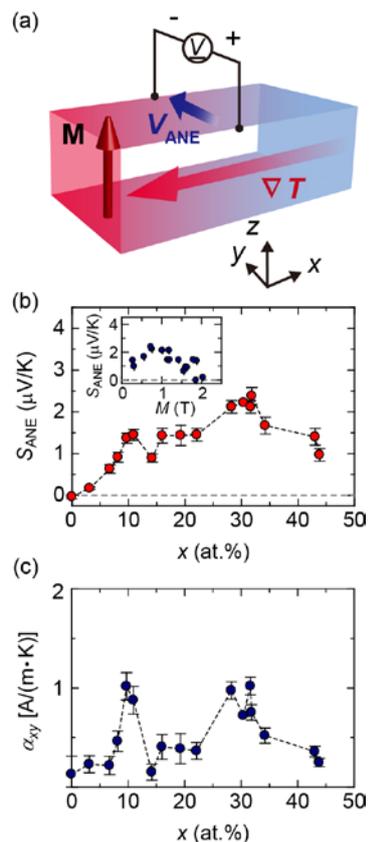


FIG. 1. (a) Schematic of experimental configuration for the anomalous Nernst effect (ANE). (b) The Ga composition  $x$  dependence of the magnitude of the ANE  $S_{\text{ANE}}$  in  $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x$  thin films. The inset shows  $M_s$  dependence of the  $S_{\text{ANE}}$ . (c)  $x$  dependence of the transverse Peltier coefficient  $\alpha_{xy}$  in  $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x$  thin films.

## レーザー加熱による異常ネルンスト効果の時間分解測定

水口将輝<sup>1,2,3</sup>、齊藤真博<sup>1,4</sup>、飯浜賢志<sup>5</sup>、Himanshu Sharma<sup>1,2</sup>、小嗣真人<sup>4</sup>、水上成美<sup>3,5,6</sup>  
 (1) 東北大金研、(2) JST-CREST、(3) 東北大 CSRN、(4) 東京理科大、(5) 東北大 WPI-AIMR、(6) 東北大 CSIS)

Time-dependent measurements of the anomalous Nernst effect using a laser heating

M. Mizuguchi<sup>1,2,3</sup>, M. Saito<sup>1,4</sup>, S. Iihama<sup>5</sup>, H. Sharma<sup>1,2</sup>, M. Kotsugi<sup>5</sup>, S. Mizukami<sup>3,5,6</sup>

(<sup>1</sup>IMR, Tohoku Univ., <sup>2</sup>JST-CREST, <sup>3</sup>CSRN, Tohoku Univ., <sup>4</sup>Tokyo Univ. Sci.,

<sup>5</sup>WPI-AIMR, Tohoku Univ., <sup>6</sup>CSIS (CRC), Tohoku Univ.)

### はじめに

熱磁気効果の一つである異常ネルンスト効果は、熱電変換素子などのエネルギーハーベスティング技術への応用が期待されている<sup>1)</sup>。我々は、これまでに主に薄膜について、異常ネルンスト効果の系統的な測定を行ってきた。その結果、 $L1_0$ 型規則合金 FePt が比較的大きな異常ネルンスト効果を示すことを見出し<sup>2)</sup>、異常ネルンスト効果を用いた熱電素子への応用の可能性について報告した<sup>3)</sup>。また、様々な規則合金における異常ネルンスト効果と磁気異方性の相関<sup>4)</sup>や、ハーフホイスラー合金における異常ネルンスト効果の低温特異性<sup>5)</sup>についても報告した。実際に、異常ネルンスト効果の応用を見据えた場合、熱流に対する高速時間応答が重要な知見となる。そこで、本研究では、熱スピン流から異常ネルンスト電圧への変換過程についてさらに考察を深めるため、パルスレーザーを用いて試料を加熱し、異常ネルンスト効果の時間分解測定を行った。特に、試料の膜厚や磁気異方性と時間分解異常ネルンスト効果の関係について、詳細な検討を行った。

### 実験方法

超高真空マグネトロンスパッタリングにより、 $L1_0$ 型規則合金 FePt 薄膜を作製した。膜厚が 1 - 500 nm の範囲で複数の膜厚の試料を作製した。振動試料型磁力計を用いて作製した薄膜の磁気特性の評価を行った。異常ネルンスト効果の測定時には、波長 800 nm の Ti: Sapphire レーザーを光源とするパルス幅 120 fs のレーザーパルスを繰り返し周波数 1 kHz で試料に照射した。光源から発振されたレーザー光は、ポンプ光とプローブ光に分割され、それぞれ光学パスを通過して試料に照射した。レーザー光は、光チョッパーを介して 800 Hz に変調した。薄膜面内方向に 15 kOe の磁場を印加した。磁場方向と直交する方向に端子を取り付け、ストレージオシロスコープで電圧をモニタした。

### 実験結果

いずれの試料についても、パルスレーザーの照射後に、電圧が急激に増加する振る舞いが見られた。レーザー強度を増加すると、観測される電圧が比例して大きくなった。また、印加する磁場の角度を変化すると、電圧も系統的に変化した。これらの結果から、レーザーパルスにより FePt 薄膜面直方向に熱勾配が生じ、これによる異常ネルンスト効果から電圧が生じていると考えられる。膜厚を変えた試料で測定を行ったところ、ネルンスト電圧の膜厚依存性が大きいことが分かった。これは、薄膜内に生じる熱勾配の分布が、膜厚に強く依存しているためと考えられる。当日は、磁気異方性との相関や、有限要素法による熱勾配の分布の計算結果と実験結果の比較などについても議論する。

本研究の一部は、科学研究費補助金・基盤研究(A) (17H01052) および JST-CREST 研究 (JPMJCR1524) の支援を受けた。

### 参考文献

- 1) M. Mizuguchi and S. Nakatsuji, *Sci. Tech. Adv. Mater. (review)*, **20**, 262 (2019).
- 2) M. Mizuguchi *et al.*, *Appl. Phys. Express*, **5**, 093002 (2012).
- 3) Y. Sakuraba, M. Mizuguchi *et al.*, *Appl. Phys. Express*, **6**, 033003 (2013).
- 4) K. Hasegawa, M. Mizuguchi *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 25245 (2015).
- 5) H. Sharma, M. Mizuguchi, *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **58**, SBBI03 (2019).

## 非磁性重金属における熱流—スピンの変換の実験的観測

松田亮<sup>A</sup>, 須小遼河<sup>A</sup>, 伊藤大樹<sup>A</sup>, 有木大晟<sup>A</sup>, 木村崇<sup>A,B</sup>  
(九大理<sup>A</sup>, 九大スピッセ<sup>B</sup>)

Experimental observation of a conversion of spin and heat currents in nonmagnetic heavy metals

R. Matsuda<sup>A</sup>, R. Suko<sup>A</sup>, D. Ito<sup>A</sup>, T. Arika<sup>A</sup>, T. Kimura<sup>A,B</sup>

(Dept. of Phys. Kyushu Univ.<sup>A</sup>, Research Center for Quantum Nano-Spin Science, Kyushu Univ.<sup>B</sup>)

### 背景

近年、スピントロニクス分野の発展に伴い、スピン流と熱の相互作用に起因する諸現象を扱うスピントロニクスという分野が新たな発展を見せている。電子の電荷とスピンの相互作用によって生じるスピンホール効果と、電子の熱とスピンの相互作用によって生じるスピネルンスト効果では、発現の仕方が物質によって異なることが報告された<sup>1</sup>。物質の構造のさらなる理解のために両分野の研究がより重要になることが示唆され、注目を集めている。

一方で、熱電現象は古くから知られており、様々な研究成果が報告されている。それらの熱電現象の中には、熱流と磁化の相互作用に起因する磁気熱電効果をはじめ、熱と電子スピンのホール効果<sup>1</sup>や熱流自身のホール効果なども存在し、各現象は極めて類似の磁場依存性や電流依存性を引き起こすため、実験的に観測された信号の真の起源を見分けることは容易ではない。さらに、強磁性/常磁性遷移金属の界面は、強磁性近接効果などの効果が競合し<sup>2</sup>、現象をますます複雑にしている。

今回は、非磁性重金属細線と強磁性細線を架橋した構造における熱流とスピン流の変換について、常磁性重金属細線の膜厚依存や物質依存(Pt, Ta, Nb)の観点から実験結果を比較し議論する。

### 実験方法

電子線リソグラフィによる微細加工のパターニング、および金属成膜において、SiO<sub>2</sub> (1 μm)/Siの基板の上に測定素子を作成した。金属成膜にはマグネトロンスパッタリング法と電子ビームおよび抵抗加熱蒸着法を用いた。

測定は、外部磁場を試料面内方向に印加し、第一高調波電圧の磁場依存性をロックイン検波することで、電気的に生成されたスピン流の特性を、また、第二高調波も同様にロックイン検波することで、熱的に生成されたスピン流の特性を評価した。

試作した素子の電子顕微鏡像を図1、および図2に示す。各素子において、第一高調波を用いてスピンホール効果を測定することで、スピン流の伝搬特性を評価した。次に、熱によるスピン流生成に関して、図1の素子では、スピネルンスト効果によって生成されるスピン流を強磁性電圧端子を用いて検出し、図2の素子では、スピン吸収効果によって生じる逆スピネルンスト効果による温度変化を、ゼーベック効果を用いて検出した。

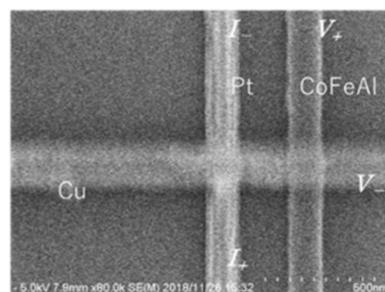


図1:熱流からスピン流への変換の測定素子

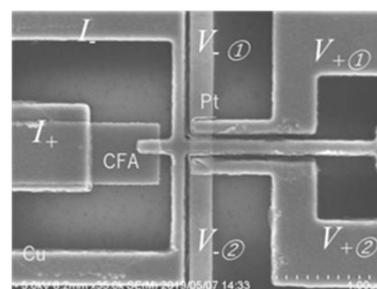


図2:スピン流からスピン流への変換の測定素子

### 参考文献

- 1 Sheng, P. et al. Science Advances 3, 7, doi:10.1126/sciadv.1701503 (2017).
- 2 Suzuki, M. et al. Physical Review B 72, 8, doi:10.1103/PhysRevB.72.054430 (2005).

# 横型スピバルブを用いたスピン依存ペルチェ効果の観測

須小遼河、松田亮、伊藤大樹、有木大晟、大西紘平\*、木村崇\*  
(九大理、\*九大スピンセ)

Observation of the spin-dependent Peltier effect in lateral spin valve  
R.Suko,R.Matsuda,D.Ito,T.Ariki,K.Ohnishi\*,T.Kimura\*  
(Kyushu Univ., \*Spin Research Center of Kyushu Univ.)

## はじめに

異なる金属の接合面に電流を流すことでその界面に放熱又は吸熱現象が発生するペルチェ効果は広く知られているが、近年この効果が電流だけでなくスピン流を流すことでも生じることが知られている。我々は、特にスピン依存型のペルチェ効果について、興味を持っている。既に、熱スピン注入の実験において、強磁性体 CoFeAl(CFA) が非常に大きなスピン依存ゼーベック係数を持つことを報告しており、オンサーガーの相反定理から、CFA は高いスピン依存ペルチェ係数を持つと考えられる。今回はこの CFA を用いて、より効果的なスピン依存ペルチェ係数の観測を期待するべく実験を行ったので報告する。

## 実験方法

今回の実験では Cu と CFA の二つの金属細線からなる横型スピバルブ構造を電子線リソグラフィにより Si/SiO<sub>2</sub> 基板上に作成し、測定を行った。Fig.1 試作した素子の電子顕微鏡写真とスピン依存ペルチェ効果測定時の端子配置を示す。電気的非局所スピン注入とスピン吸収効果により、Cu1-CFA2 界面に純スピン流を注入し、その際に生じた発熱(吸熱)効果を、熱電対として付加した Cu2 および CFA2 電極のゼーベック電圧により評価した。測定には交流電源を用い、外部磁場を付加した上で、ロックインアンプによって信号検出をおこなった。

また測定温度を室温から 2.4K まで変化させ、測定温度と得られた信号の相関にも着目した。

## 実験結果

Fig.2 は、Fig.1 の端子配置において測定温度 20K で観測された電圧の磁場依存性である。得られた曲線は、横型スピバルブにおけるスピン流検出の際に観測されるスピン信号に類似している。この結果から、CFA2 内部の磁化方向と電子スピン流の持つスピン方向の関係が CFA2-Cu2 検出端子の温度変化に関係していることがわかり、これはスピン依存ペルチェ効果によって発生した熱流が検出端子の温度変化を誘発していることを強く示唆している。得られた信号と CFA-Cu の相対ゼーベック係数のデータから検出端子の温度変化は 0.5mK 程度であることが分かった。

加えて発表では他の強磁性金属でのスピン依存ペルチェ信号とその温度依存性について報告する。

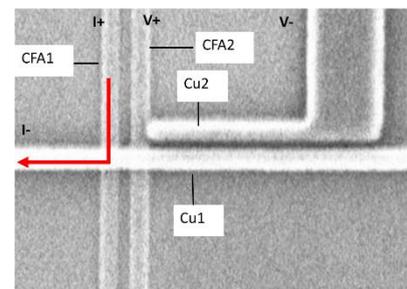


Fig.1 the lateral spin valve structure

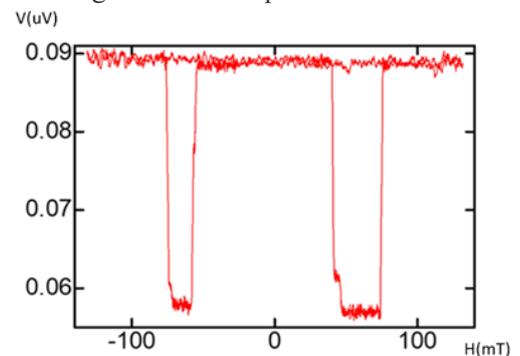


Fig.2 spin-dependent Peltier signal on 20K

## 参考文献

- J. Flipse, F. L. Bakker, A. Slachter, nature nanotechnology, Vol.7, p.166-168 (2012)  
A. Slachter, F. L. Bakker, B. J. van Wees, Phys. Rev. 84, 174408 (2011)