

# 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).

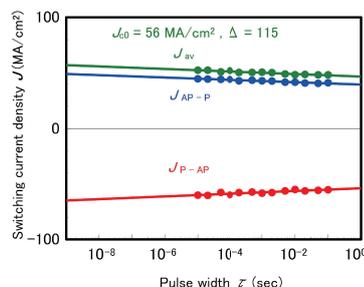


Fig. 1 Pulse width dependence of the STT switching current densities of the hybrid memory layer of [Co/Pd]<sub>2</sub> / [CoPd/Pd]<sub>1</sub> with a pillar diameter of 180 nm.

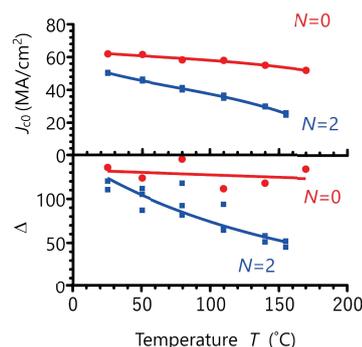


Fig. 2 Temperature dependence of  $J_{c0(av)}$  for the STT switching of the 2 different hybrid memory layers

# 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).

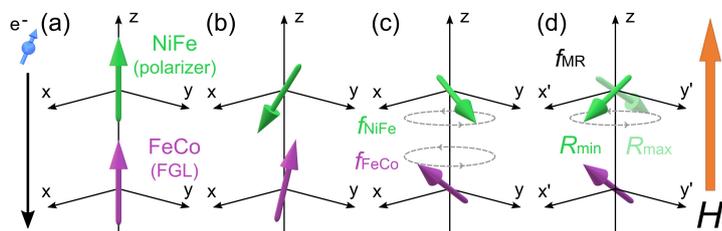


Fig. 1 (a) Schematic illustration of magnetization of both NiFe and FeCo aligned along  $H$ . (b) NiFe is reversed by STT. (c) Both NiFe and FeCo are in OPP mode oscillation. (d) If the  $xy$ -plane rotates with FeCo at  $f_{FeCo}$  around the  $z$ -axis, in this coordinate system ( $x'$ ,  $y'$ , and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

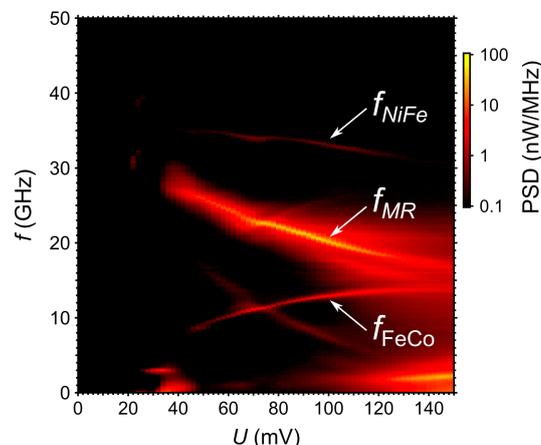


Fig. 2 Mapping of PSD under  $\mu_0 H = 0.81$  T tilted  $2^\circ$  from the perpendicular direction.

# 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。

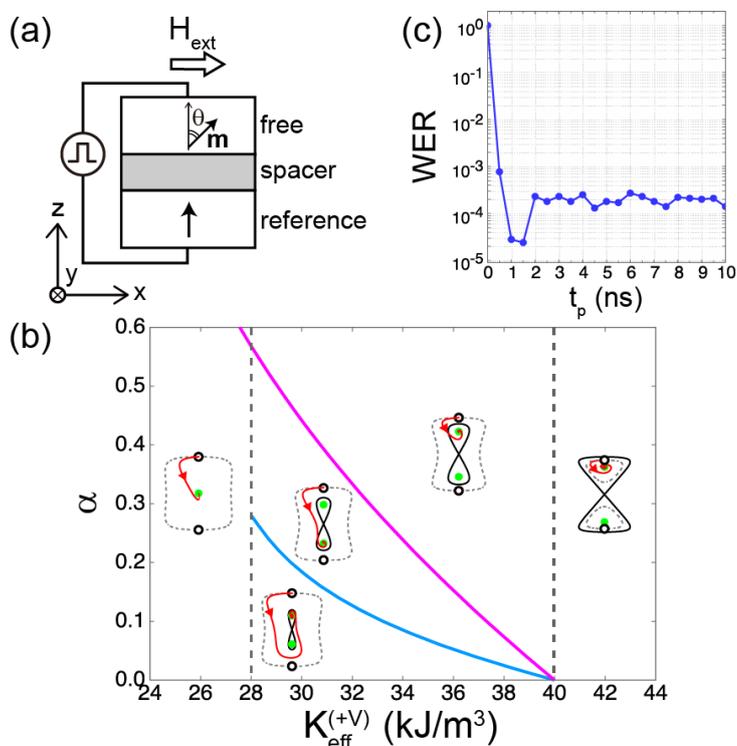


Fig. 1 (a) MRAM cell and definitions of  $(x, y, z)$  and  $\theta$ . (b) Types of the magnetization dynamics. In each schematic illustration, red curve with triangle represents trajectory of magnetization ( $\mathbf{m}$ ) during  $t_p$  viewed from  $+x$  direction, and open and solid circles represent 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。

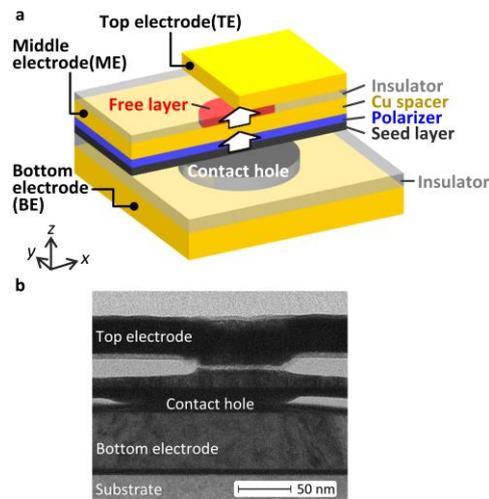


Fig. 1. a 素子の模式図. b 素子の断面 TEM 像。

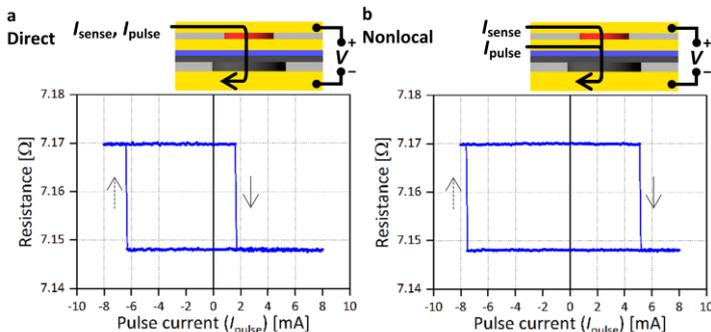


Fig. 2. a 直接通電及び b 非局所スピン注入における BE-TE 間抵抗のパルス電流依存性。

# 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).

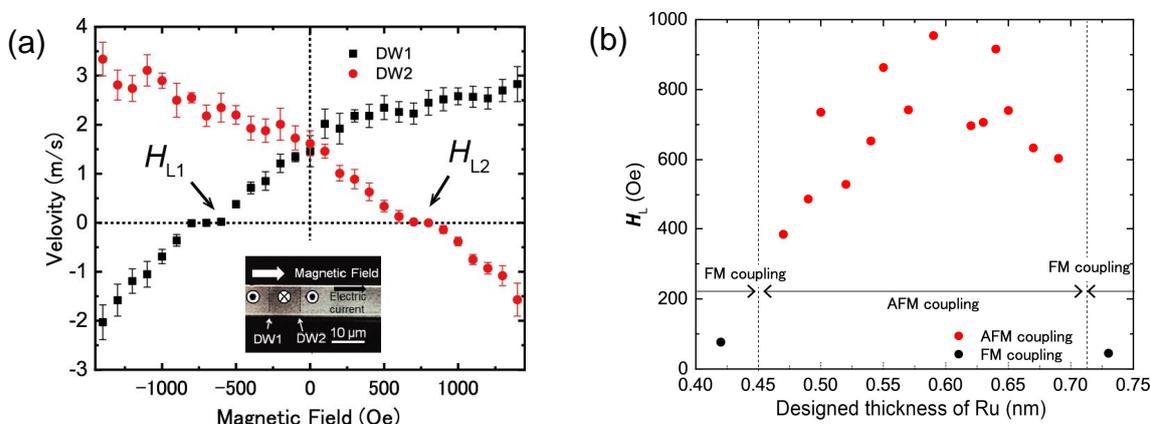


Fig. 1. (a) In-plane magnetic field dependence of DW velocity of {Tb/Co}<sub>4</sub>/Ru/{Co/Tb}<sub>4</sub>/Pt wires. (b) Dependence on the designed Ru thickness of the effective longitudinal magnetic field  $H_L$  in {Tb/Co}<sub>4</sub>/Ru/{Co/Tb}<sub>4</sub>/Pt wires.

# 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.

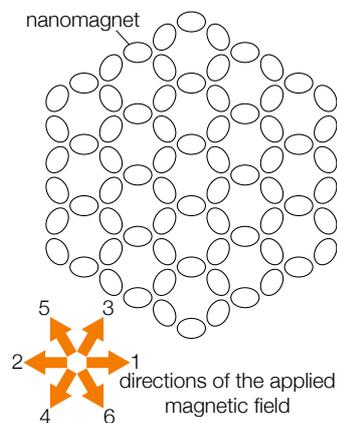


Fig 1. Schematic of a spin ice reservoir.

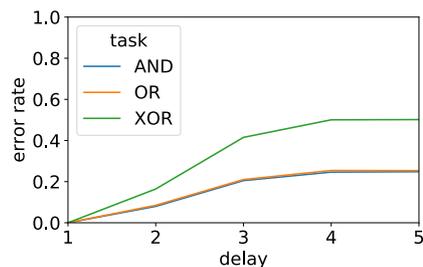


Fig 2. Error rate of binary tasks.