

博士学位論文要約（平成29年3月）

# ナノスケール重金属/強磁性金属ヘテロ構造における スピン軌道トルク誘起磁化反転に関する研究

張 超亮

指導教員：大野 英男

## Spin-orbit torque induced magnetization switching in nanoscale heavy metal/ ferromagnetic metal heterostructures

Chaoliang ZHANG

Supervisor: Hideo OHNO

Spin-orbit torque induced magnetization switching has attracted great attention as a new scheme to write information to three-terminal spintronics devices. The mechanism governing threshold current density  $J_{th}$  of SOT-induced switching and possible routes to reduce it are studied. Measurement of  $J_{th}$  in nanoscale Ta/CoFeB/MgO devices reveals that previously-observed discrepancy in  $J_{th}$  between the experiment and theory can be largely explained by considering spatial inhomogeneity during switching in employed micrometer-sized devices. The value in single-domain-scale device can be explained with the macrospin model, where both field-like and Slonczewski-like components of SOT are taken into the consideration. It is also shown that the SOT-switching efficiency is strongly related to the structure and resistivity of the material of heavy-metal channel. Effective spin Hall angle obtained from SOT-induced switching in nanoscale W/CoFeB/MgO devices is found to increase by a factor of 2-3 and reaches 0.4-0.5 as the resistivity increases by decreasing sputtering power and increasing sputtering gas pressure.

### 1. はじめに

スピントロニクスメモリデバイスは不揮発に情報を記憶することができ、また書き換え回数に制限がないことから、現在微細化限界や待機時消費電力の問題に直面している集積回路中のワーキングメモリの代替として期待されている。その中で3端子スピントロニクスデバイスは書き込みと読み出しで電流経路が異なることから、高い信頼性が要求される高速メモリの置き換えが期待される。近年、重金属/強磁性金属ヘテロ構造に電流を印加すると、スピンホール効果やラシュバ効果などのスピン・軌道相互作用によって強磁性体の磁化にトルク(スピン軌道トルク)が働くことが示された。これを利用したスピン軌道トルク誘起磁化反転は、3端子スピントロニクスデバイスの新たな書き込み手法として注目され、近年盛んに研究が行われている。<sup>1, 2</sup>本研究では、スピン軌道トルク誘起磁化反転機構の理解の促進と特性の向上を目的として、磁化反転の閾値電流密度を決める因子の理解及びその低減に向けた実験と考察を行った。

### 2. ナノドットの磁化反転測定と閾電流密度を決める因子の解析

スピン軌道トルク誘起磁化反転の閾値電流密

度 ( $J_{th}$ ) を決める因子を理解することは、当磁化反転を三端子スピントロニクス素子の書き込み手法に適用して集積回路に応用する上で非常に重要である。先行研究で観測されている  $J_{th}$  は、既存の理論から導かれる解析式<sup>3)</sup>に基づいた計算値と大きくかけ離れた値になることが報告されていた。例として、Ta/CoFeB/MgO を用いた研究において報告されている  $J_{th}$  は  $10^{10} \sim 10^{11}$  A/m<sup>2</sup> の範囲に分布している<sup>2, 4-6)</sup>。一方で既存の理論から予測される値は  $1.4 \times 10^{13}$  A/m<sup>2</sup> 程度であり、これと比べると実験で観測されている値は 2~3 桁小さい。この不一致の原因として磁化反転の際のニュ

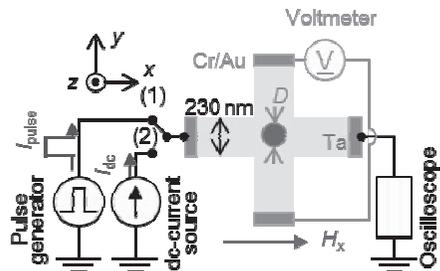


図1: 本研究で用いたサンプルと測定のセットアップ。

ークリエーションや磁壁移動などの空間的にインコヒーレントな挙動が考えられる。この影響を明らかにするためには、 $J_{th}$ のデバイスサイズ依存性を系統的に調べる必要がある。また、ナノスケールの素子の  $J_{th}$  がどのように決まるかを明らかにすることは集積回路応用上非常に重要である。本研究では、DC/RF マグネトロンスパッタリング法を用いて、Si 基板上に Ta(5 nm)/CoFeB(1.2 nm)/MgO(1.5 nm)/Ta(1 nm)からなる積層膜を成膜し、図1に示されたようなナノスケールのホールデバイスに加工した。加工後に、垂直磁化容易軸を得るために 300°C で 1 時間熱処理を行った。CoFeB/MgO ドットの直径  $D$  の最小値は 30 nm であり、このような素子は磁化反転時に単磁区的に振る舞うことがパルス磁界誘起磁化反転確率の測定で確認できた。図1に示した測定系を用いて、作製したホールデバイスにおけるスピントルク誘起磁化反転を調べた。スピントルク磁化反転を誘起するため、図1のスイッチをまず回路(1)に繋いで、チャンネルと平行方向に面内外部磁界  $H_x$  を印加しながら、パルス幅  $\tau$  の面内電流パルスをデバイスのチャンネルに印加する。続いて、CoFeB 層の磁化方向を検出するため、スイッチを回路(2)に繋ぎ換えた後、直流電流原で微弱な DC 電流  $I_{DC} = 10 \mu A$  を印加したときに生ずるホール起電力を電圧計で読み、ホール抵抗を測定する。スピントルク誘起磁化反転の測定結果の一例を図2(a), (b) に示す。ここでは  $D = 30 \text{ nm}$  の素子に対して  $\tau = 5 \text{ ns}$  の電流パルスを導入したときのホール抵抗と印加電流の関係が示されている。ある大きさ以上の電流を印加したときにホール抵抗が変化しており、また反転方向は面内方向に印加する外部磁場の符号に応じて変化している。

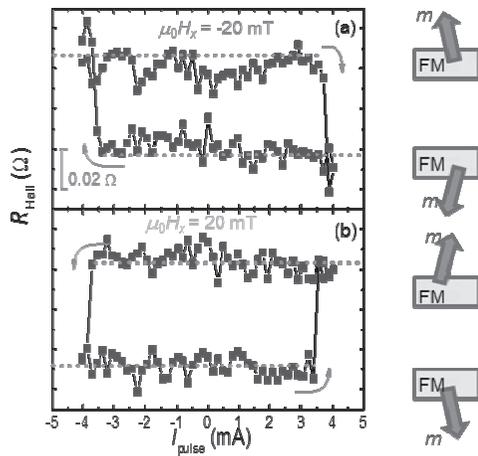


図2: 外部磁界は (a)  $\mu_0 H_x = -20 \text{ mT}$  と (b)  $\mu_0 H_x = 20 \text{ mT}$  の場合のスピントルク誘起磁化反転。

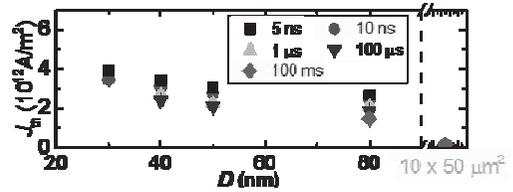


図3:  $J_{th}$ のデバイスサイズ依存性。

これは磁化反転がスピントルクによって誘起されていることを意味している。本研究では、スピントルク誘起磁化反転の確率  $P_{SW}$  を評価し、 $P_{SW} = 50 \%$  の場合の電流密度の大きさを  $J_{th}$  と定義した。

この方法を用いて、閾値電流密度のデバイスサイズ依存性を  $\tau = 5 \text{ ns} - 100 \text{ ms}$ 、 $D = 30 - 80 \text{ nm}$  の範囲で評価した結果を図3に示す。 $\tau = 100 \text{ ms}$  の場合、 $10 \times 50 \mu m^2$  における  $J_{th}$  は  $1.5 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$  となっている。これは同じ  $\tau$  で比較したとき、 $D = 80 \text{ nm}$  の  $J_{th}$  より約 1 桁小さい値である。詳細な測定からこの差は主にはミクロンスケールの素子で顕在化する磁化反転の際のニュークリエーションと磁壁移動によるものであることがわかった。次に  $D = 30 - 80 \text{ nm}$  の領域に着目する。この領域では、 $J_{th}$  は  $D$  が減少するにつれて増加するが、増加量は 30% 程度と小さい。 $D = 30 \text{ nm}$ 、 $\tau = 5 \text{ ns}$  の場合、 $J_{th} = 4 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  程度となっている。これは、既存の理論式を用いた計算値  $J_{th} = 1.4 \times 10^{13} \text{ A/m}^2$  (異方性磁界  $\mu_0 H_K^{eff} = 0.25 \text{ T}$ ,  $\theta_{SH} = 0.03$ ) の、1/4-1/3 程度の値である。この不一致は理論モデルでは考慮されていない因子が磁化反転に寄与していることを示唆している。そこで単磁区的な挙動を仮定したマクロスピシミュレーションを行った。様々なパラメータで計算を行い実験結果と比較することで、残りの不一致は既存の理論で考慮されていなかったスピントルクの磁場的な対称性を持つ成分と関係していることが示された。本章の研究により、スピントルク誘起磁化反転の閾電流密度が決まるメカニズムが明らかになった。<sup>7)</sup>

### 3. 成膜条件による重金属層の構造・抵抗率の制御と磁化反転効率への影響

W は安定な  $\alpha$  構造と準安定な  $\beta$  構造をとりうるということが知られている。また先行研究では、W の厚さが 5 nm から 15 nm に厚くなると抵抗率の高い  $\beta$  相から抵抗率の低い  $\alpha$  相となり、スピントルク角  $\theta_{SH}$  は 0.3 程度から 0.07 以下となることが報告されている<sup>8)</sup>。つまり、高い  $\theta_{SH}$  を得るためには、W の結晶構造や抵抗率を制御する必要がある。この方法の一つとして W の成膜条件を制御すること

が考えられる<sup>9-13</sup>). 本研究ではスパッタリング法で成膜した W の結晶構造と抵抗率が成膜時の投入パワー $P_W$ と Ar ガス圧 $p_{Ar}$ に対してどのように変化し、それがナノスケール W/CoFeB/MgO 素子におけるスピン軌道トルク誘起磁化反転の効率にどのように影響するかを調べた。本研究で用いたヘテロ構造は DC/RF マグネトロンスパッタリング法で成膜した W( $t_W$ )/CoFeB(1.1 nm)/MgO(2 nm)/Ta(1 nm)である。すべての試料は 300°C で 1 時間熱処理を行った。X 線回折、及びシート抵抗の測定には、 $t_W = 2-20$  nm、( $P_W$  (W),  $p_{Ar}$  (Pa)) = (30, 0.04-0.17), (10-100, 0.17)とした連続膜を用いた。 $P_W$ の低減、及び $p_{Ar}$ の増大に伴い、高抵抗な準安定  $\beta$  構造が形成されやすくなることがわかった。次にスピン軌道トルク誘起磁化反転を調べるため、 $t_W = 5$  nm、( $P_W$  (W),  $p_{Ar}$  (Pa)) = (100, 0.06), (100,

0.17), (30, 0.17) の三種類のヘテロ構造を用いて、第 3 章で用いた方法でホールデバイスを作製し、 $J_{th}$ の測定を行った。 $P_W$ が 100 W から 30W に減少、 $p_{Ar}$ が 0.06 Pa から 0.17 Pa に増加したとき、 $I_{th}$ は 2.4 mA から 1.4 mA まで減少した。W の実効スピンホール角を評価するため、 $D = 120$  nm のホールデバイスを用いて、 $\tau = 10$  ns、 $\mu_0 H_x = 20-100$  mT の範囲で  $J_{th}$ を調べた結果を図 4 (a) に示す。異なる形のプロットはそれぞれ異なる成膜条件に対応する。これらの結果を解析式でフィットし、 $H_K^{eff}$ と  $\theta_{SH}$ を導出した結果を図 4 (b),(c) に示した。 $P_W$ が 100 W から 30W に低減、 $p_{Ar}$ が 0.06 Pa から 0.17 Pa に増加すると、 $\mu_0 H_K^{eff}$ は 0.2 から 0.4 T 程度まで増加している。また  $\theta_{SH}$ の大きさは  $P_W$ の低減、 $p_{Ar}$ の増加により、2-3 倍の程度で変化し、最大で 0.4-0.5 程度の値になっている。このように本研究によって W を成膜する際の条件を制御することにより結晶構造や抵抗率を変えることができ、それによって  $J_{th}$ を低減できることが分かった<sup>14</sup>).

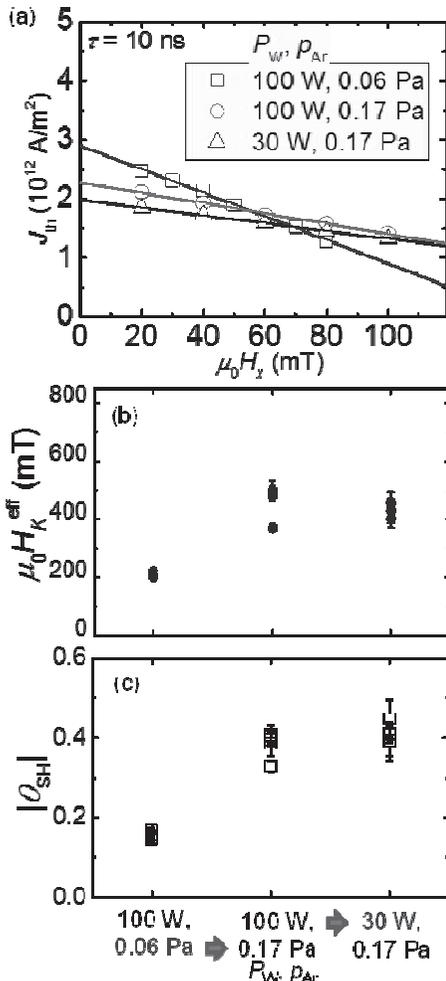


図 4: (a)  $J_{th}$  の  $H_x$  依存性。 (b)  $H_K^{eff}$  と (c)  $|\theta_{SH}|$  の成膜条件依存性。

#### 4. まとめ

本研究では、スピン軌道トルク誘起磁化反転機構の理解の促進と特性の向上を目的として、磁化反転の閾電流密度を決める因子の理解及びその低減に向けた実験と考察を行った。閾電流密度を決める因子の理解を深めるため、単磁区領域まで微細化した素子を作製してナノ秒パルスで磁化反転を測定した。その結果、磁化反転時に単磁区的に振る舞う 30 nm 程度の素子において  $4 \times 10^{12}$  A/m<sup>2</sup> 程度の閾電流密度が得られた。また従来の閾電流密度の報告値の分布、及び理論値との不一致の大部分は磁化の空間的に不均一な振る舞いに起因していることが明らかになった。また、単磁区的な振る舞いを仮定した数値計算から、残りの不一致は既存の理論で考慮されていなかったスピン軌道トルクの磁場的な対称性を持つ成分と関係していることが示された。これらにより、スピン軌道トルク誘起磁化反転の閾電流密度が決まるメカニズムが明らかになった。次に、閾電流密度を低減するため、W/CoFeB/MgO におけるスピン軌道トルク誘起磁化反転の W スパッタリング条件依存性を系統的に調べた。投入パワーの低減、及びガス圧の増大に伴い、高抵抗な準安定  $\beta$  構造が形成されやすくなることが X 線回折とシート抵抗の測定からわかった。またそれと同時に、素子の熱安定性を決める異方性磁界は大きくなり、閾電流密度は小さくなることがナノスケール素子の測定から明らかになった。異方性磁界と閾

電流密度の比から計算される実効スピホール角は  $W$  の抵抗率の増加と共に増加し、最大で 0.4 ~ 0.5 程度となった。本研究で得られた知見は三端子スピントロニクス素子の書き込み方法にスピ軌道トルク誘起磁化反転を適用し、半導体集積回路と融合して低消費電力な情報処理を実現していく上で極めて重要であり、スピ軌道トルク及びスピントロニクス物理の発展に寄与するとともに、電子デバイス産業の発展にもつながるものと期待される。

## 文献

- 1) I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P. J. Zermatten, M. V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl and P. Gambardella, *Nature* 476, 189 (2011).
- 2) L. Q. Liu, C. F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph and R. A. Buhrman, *Science* 336, 555 (2012).
- 3) K.-S. Lee, S.-W. Lee, B.-C. Min and K.-J. Lee, *Appl. Phys. Lett.* 102, 112410 (2013).
- 4) C. Zhang, M. Yamanouchi, H. Sato, S. Fukami, S. Ikeda, F. Matsukura and H. Ohno, *J. Appl. Phys.* 115, 17C714 (2014).
- 5) M. Cubukcu, O. Boulle, M. Drouard, K. Garello, C. O. Avci, I. M. Miron, J. Langer, B. Ocker, P. Gambardella and G. Gaudin, *Appl. Phys. Lett.* 104, 042406 (2014).
- 6) R. Lo Conte, A. Hrabec, A. P. Mihai, T. Schulz, S. J. Noh, C. H. Marrows, T. A. Moore and M. Klaui, *Appl. Phys. Lett.* 105, 122404 (2014).
- 7) C. Zhang, S. Fukami, H. Sato, F. Matsukura and H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.* 107, 012401 (2015).
- 8) C. F. Pai, L. Q. Liu, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph and R. A. Buhrman, *Appl. Phys. Lett.* 101, 122404 (2012).
- 9) D. C. Paine, J. C. Bravman and C. Y. Yang, *Appl. Phys. Lett.* 50, 498 (1987).
- 10) I. A. Weerasekera, S. I. Shah, D. V. Baxter and K. M. Unruh, *Appl. Phys. Lett.* 64, 3231 (1994).
- 11) S. M. Rossnagel, I. C. Noyan and C. Cabral, *J. Vac. Sci. Technol. B* 20, 2047 (2002).
- 12) K. Salamon, O. Milat, N. Radic, P. Dubcek, M. Jercinovic and S. Bernstorff, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46, 095304 (2013).
- 13) K. U. Demasius, T. Phung, W. F. Zhang, B. P. Hughes, S. H. Yang, A. Kellock, W. Han, A. Pushp and S. S. P. Parkin, *Nat. Commun.* 7, 10644 (2016).
- 14) C. Zhang, S. Fukami, K. Watanabe, A. Ohkawara, S. DuttaGupta, H. Sato, F. Matsukura and H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.* 109, 192405 (2016).