トポロジカル超伝導体における内因性逆スピンホール効果 水島健, 荻原惇, 松下太樹* (阪大院基礎工,*京大理)

Intrinsic inverse spin Hall effect in topological superconductors T. Mizushima, J. Ogihara, and T. Matsushita* (Osaka University, *Kyoto University)

1 はじめに

近年,トポロジーに基づく新しい物質観が広まり,新奇な量子現象を持つトポロジカル物質が発見されてきた.このトポロジカ ルな物質観は超伝導研究へも展開されている.通常の超伝導体では,準粒子励起のために有限のエネルギーが必要である.一方 で,トポロジカル超伝導では,バルクに内在する非自明なトポロジーを反映して,そのエッジ(端)にギャップレスな準粒子励起 が現れる。エッジを伝導する準粒子が量子熱ホール効果など新奇な輸送現象をもたらすと期待されている.様々なトポロジカル超 伝導の候補物質が明らかになる一方で,未だトポロジカルな特徴を反映した超伝導輸送現象の観測に至っていない.

一方で,超伝導体を用いたスピントロニクス,すなわち超伝導スピントロ ニクスが近年注目を浴びている^{1,2)}.超伝導を持つ特性をスピントロニクス と融合させることで,応用面での展開が期待されている.一方で,スピント ロニクスは,トポロジカル超伝導などを含む非従来型超伝導における新奇量 子現象を探求する上での重要な実験的手法となり得る.実際に,トポロジカ ル超伝導の候補物質の多くはスピン3重項超伝導であり,準粒子に加えて クーパー対もスピン自由度を有する.また,試料表面やエッジを伝導する準 粒子励起も,バルク超伝導のスピン自由度や対称性を反映して,特徴的なス ピン構造を有する.スピントロニクスの精錬された技術を用いることで,ト ポロジカル超伝導研究の新たな側面が切り開かれると期待される^{3,4)}.



Fig. 1 Schematic figure of a topological superconductor/normal-metal junction.

2 研究目的と結果

本研究ではトポロジカル超伝導へスピン流を注入することで、その対称性やトポロジーを反映したスピン輸送現象 を理論的に明らかにすることを目的とする.カイラル超伝導あるいはヘリカル超伝導と非磁性金属との接合系を考え、 非磁性金属側からスピン流を注入する状況を考える(Fig. 1).理論的な手法としては、Bogoliubov-de Gennes (BdG) 方程式や線形応答理論などを用いる.BdG 方程式は、超伝導状態での準粒子励起に対する Schrödinger 方程式であ り、幾何学的位相などといった系のトポロジカルな性質を正確に取り込んで輸送現象などを議論することができる.

トポロジカル超伝導体の典型例として、具体的に、カイラル超伝導状態と ヘリカル超伝導状態を考える.前者は、時間反転対称性を自発的に破った超 伝導状態であり、試料のエッジに、スピン城他に拘らず特定の方向にのみ伝 導するカイラルエッジ状態が現れる.後者は、時間反転対称性が保たれたト ポロジカル超伝導状態であり、エッジ伝導の方向が準粒子のスピンの向きに 依存する.このことから、カイラル超伝導体とヘリカル超伝導体は、それぞ れ、量子ホール状態と量子スピンホール状態に類似した性質を持つことがわ かる.本発表では、この非自明なトポロジーに由来したカイラル・ヘリカル エッジ状態がどのようにスピン輸送を担うのか議論する.ヘリカル超伝導で は注入されるスピン流と垂直な方向に電流が流れる「逆スピンホール効果」 が生じることを示す(Fig.2).一方で、カイラル超伝導体へスピン流を注入 すると垂直な方向にスピン流が流れる「スピンホール効果」が起こることを 示し、これがチャーン数で記述されるトポロジカル輸送現象であることを議 論する.



Fig. 2 Charge current density along the interface, where the spin current is injected into the interface from the normal metal.

References

- 1) J. Linder and J. W. A. Robinson, Nat. Phys. 11, 307 (2015).
- 2) T. Wakamura, H. Akaike, Y. Omori, Y. Niimi, S. Takahashi, A. Fujimaki, S. Maekawa, and Y. Ohtani, Nat. Mater. 14, 675 (2015).
- 3) T. Matsushita, J. Ando, Y. Masaki, T. Mizushima, S. Fujimoto, and I. Vekhter Phys. Rev. Lett. 128, 097001 (2022).

4) T. Matsushita, T. Mizushima, Y. Masaki, S. Fujimoto and I. Vekhter, arXiv:2404.02633.

空間反転対称性の破れた Ta/V/Nb 超伝導人工格子へのスピン注入

河原崎諒¹, 飯島諒¹, 所風伍¹, 成田秀樹¹, 久富隆佑^{1,2}, 輕部修太郎^{1,2}, 塩田陽一^{1,2}, 小野輝男^{1,2} (¹京大化研, ²京大 CSRN)

Spin Injection into a Noncentrosymmetric Ta/V/Nb Superconducting Artificial Lattice R. Kawarazaki¹, R. Iijima¹, F. Tokoro¹, H. Narita¹, R. Hisatomi^{1, 2}, S. Karube^{1, 2}, Y. Shiota^{1, 2}, T. Ono^{1, 2}

(¹ICR, Kyoto Univ., ²CSRN, Kyoto Univ.)

はじめに

空間反転対称性の破れた超伝導体は、順方向には電気抵抗ゼロの超伝導状態になる超伝導ダイオード効果 1)や、通常の超伝導体における臨界磁場の理論予測値であるパウリ極限を超える上部臨界磁場 2)などの特異 な性質を示すことから近年注目を集めている。空間反転対称性の破れた超伝導体では、クーパー対のスピン 一重項・三重項成分が混成することが期待されており、この混成が超伝導特性に与える影響について興味が 持たれている 3)。我々はこの混成状態を評価する方法として強磁性共鳴によるスピンポンピングに着目した 4)。スピンポンピングとは、試料にマイクロ波を照射して強磁性体の磁気モーメントの歳差運動を励起させ る (強磁性共鳴) と、その歳差運動が全体としてスピン流と呼ばれるスピン角運動量の流れとして隣接する 物質へと伝播する現象である (Fig.1)。スピン流が隣接する物質へと伝播すると強磁性体における磁化の歳 差運動の減衰が大きくなるため、共鳴スペクトルから強磁性体に隣接する物質におけるスピン拡散現象を評 価できる。スピン一重項超伝導体はクーパー対のスピン角運動量がゼロである一方で、スピン三重項超伝導 ではクーパー対がスピン角運動量を有するため、スピン一重項超伝導体の上に強磁性合金であるパーマロ イ (Py) を積層させた人工多層膜における減衰定数の温度依存性を調べた。

実験方法

空間反転対称性の破れた[Ta/V/Nb]超伝導人工格子の上 に Py を積層させた試料について、超伝導転移温度(T_c)前 後で強磁性共鳴測定をおこない、減衰定数(*a*)の温度依存 性から超伝導体へのスピン拡散現象を評価した。試料を 取り付けたコプレーナ導波路に外部からベクトルネット ワークアナライザーを用いて高周波電流を入力し、入力 した信号に対する透過した信号の割合を表す S₂₁パラメ ータの磁場依存性を各温度で測定した。得られた共鳴ス ペクトルから減衰定数を求めた。

実験結果

Fig.2 に減衰定数αの温度依存性を示す。 [Ta/V/Nb] 超 伝導人工格子の超伝導転移温度を下回るとギルバート減 衰定数が増大することが判明した。本発表では実験で得 られた Fig.2 の起源について議論する。

参考文献

- 1) F. Ando *et al.*, Nature **584**, 373-376 (2020).
- 2) M. Sigrist, AIP Conf. Proc. 1162, 55–96 (2009).
- 3) E. Bauer et al., Phys. Rev. Lett. 92, 027003 (2004).
- 4) Y. Tserkovnyak et al., Phys. Rev. Lett **88**, 117601 (2002).
- 5) KR. Jeon et al., Nat. Mater. 17, 499-503 (2018).
- 6) Y. Ominato et al., Phys. Rev. B 106, L161406 (2022).
- 7) Y. Ominato et al., Phys. Rev. B 105, 205406 (2022).



Fig.1. Schematic design of measurement setup





傾斜異方性を有する磁性薄膜における SOT 磁化反転シミュレーション

原田恭太郎¹、山田啓介²、仲谷栄伸¹ (¹ 電通大、² 岐阜大)

Simulation of magnetization switching by SOT with tilted perpendicular anisotropy thin film K.Harada¹, K.Yamada², Y.Nakatani¹ (¹ University of Electro-Communications, ² Gifu University)

はじめに

スピン注入磁化反転を利用した MRAM の中で、SOT-MRAM は高速化や消費エネル ギーの低減が実現できるとして近年注目されている¹⁾。しかし、垂直磁化反転方式の SOT-MRAM では SOT のみによる磁化反転の制御が困難であり、確実な磁化反転のためにはア シスト効果が必要である。アシスト効果としては磁界や DMI 等が提案されている²⁾が、本 研究では傾斜異方性 (Fig. 1) に注目した。計算対象の円形状磁性薄膜素子に、素子の左右 で異方性定数が線形変化する傾斜異方性を与え、マイクロマグネティックシミュレーショ ンにより傾斜異方性のアシスト効果を評価した。

計算条件

半径 15 nm、膜厚 2.0 nm の円形状磁性薄膜を計算対象とし、これを格子幅 1.875 nm で離散 化した。材料定数は、飽和磁化 $M_s = 600 \text{ emu/cm}^3$ 、異方性定数 $K_u = 0 \sim 6.877 \text{ Merg/cm}^3$ 、 交換スティッフネス定数 $A = 1.0 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ 、磁気回転比 $|\gamma| = 1.76 \times 10^7 \text{ rad/(s \cdot Oe)}$ 、 損失定数 $\alpha = 1.0$ 、スピンホール角 $\Theta = 1.0 \text{ rad}$ とした。ここで用いた異方性定数は熱安定 性指数が $\Delta = 60$ となる値 ³⁾ であり、磁性薄膜の左右での異方性定数の組 ($K_u^{\text{max}}, K_u^{\text{min}}$) は Eq. (1) を満たす値である。

$$K_{\rm u}^{\rm max} + K_{\rm u}^{\rm min} = 6.877 \,\,{\rm Merg/cm^3}$$
 (1)

スピンの方向ベクトルは \vec{p} = (-1, 0, 0) とした。電流密度を I_e = 0.5 ~ 3.5 TA/m²、電流パルス幅を t_p = 0.1 ~ 1.0 ns の間変化させ、傾斜異方性を有する磁性薄膜素子における SOT 磁化反転の変化をシミュレーションで調べた。

結果及び考察

傾斜異方性を有する磁性薄膜素子における SOT 磁化反転の様子として、異方性定数 の組を $(K_u^{\text{max}}, K_u^{\text{min}}) = (5.877, 1.0) \text{ Merg/cm}^3$ 、電流密度を $I_e = 1.0 \text{ TA/m}^2$ 、パルス幅を t_p = 1.0 ns とした場合の平均磁化極角 (θ) の時間変化を Fig. 2 に示す。図中では、紫線が 素子全体の磁化の平均極角の時間変化、緑線が素子の左半分 (-x 側)の磁化の平均極角の 時間変化、青線が素子の右半分 (+x 側)の磁化の平均極角の時間変化を表す。Fig. 2 より、 素子の右側の磁化が先に傾いた後に少し遅れて素子の左側の磁化が傾いており、素子の左 右で磁化の対称性が崩れていることが分かった。また、異方性エネルギーの大きい素子の 左側領域の磁化が 0.5π を超えて大きく傾いており、これを満たすパルス幅で電流を切断す ることで確実な磁化反転が実現すると考えられる。次に異方性が一様な磁性薄膜と傾斜異 方性を有する磁性薄膜について、電流密度とパルス幅を変化させた時の、電流切断 2 ns 後 の最終的な平均磁化極角の変化を Fig. 3,4 に示す。Fig. 3 は異方性が一様な磁性薄膜の結 果、Fig. 4 は傾斜異方性を有する磁性薄膜の結果であり、赤色領域が磁化反転の成功を、青 色領域が磁化反転の失敗を表す。Fig. 3より異方性が一様な磁性薄膜では、磁化反転の成 否が縞模様のように現れることが分かった。これに対し Fig. 4 より傾斜異方性を有する磁 性薄膜では、電流密度が比較的小さい場合にパルス幅によらず磁化反転を起こす領域が現 れることが分かった。また、最小反転電流密度は 0.9 TA/m² となっており、異方性が一様 な磁性薄膜の場合の 1.1 TA/m² に対して約 18 % 低減していた。この原因としては、傾斜 異方性によって生じた異方性エネルギーの小さい素子の右側領域の磁気モーメントが通常 よりも倒れやすくなっていたことが考えられる。

参考文献

2) J. Watanabe, K. Yamada and Y. Nakatani, IEEE Trans. Magn., 59, 11, 1 (2023).

3) T. Nozaki, NPG Asia Materials, 9, e451 (2017).



Fig. 1 Illustration of the thin film with tilted perpendicular anisotropy



Fig. 2 Change of θ in time



Fig. 3 Effect of I_e and t_p on θ (Uniformly anisotropy thin film)



Fig. 4 Effect of I_e and t_p on θ (Tilted anisotropy thin film)

¹⁾ F. Oboril, R. Bishnoi, M. Ebrahimi and M. B. Tahoori, IEEE Trans. CAD., 34, 3, 367 (2015).

DMI を有する楕円状磁性薄膜における SOT 磁化反転シミュレーション

角田諒¹,山田啓介²,仲谷栄伸¹

(電通大¹, 岐阜大²)

Simulation of magnetization switching by SOT in elliptical magnetic film with DMI R. Tsunoda¹, K. Yamada², and Y. Nakatani¹ (Univ.of Electro-Comm.¹, Gifu University²)

はじめに

近年、不揮発性メモリである MRAM において、スピントルクにより磁化反転を起こす STT-MRAM や SOT-MRAM の研究が 行われている。STT-MRAM は、素子に直接スピン電流を流すことで磁化反転を起こすために、絶縁層の耐久性が問題となってい る。一方、SOT-MRAM は、素子に隣接する重金属部分にのみスピン電流を流すため、STT-MRAM の耐久性の問題を解決してい る。しかしながら、SOT-MRAM では決定的な磁化反転を実現するために DMI¹⁾ などのアシスト効果が必要である。以前、本研 究室では、通電領域を調整することにより、磁性薄膜に非対称な構造を生じさせる手法を提案し、シミュレーションにより決定的 な磁化反転を実現できることを示した。²⁾。

本研究では、磁性薄膜の非対称性をさらに拡大することを目的とし、薄膜の形状を楕円形にすることによる手法を提案し、シ ミュレーションにより提案手法の有効性を調査した。

シミュレーション概要

本シミュレーションでは、マイクロマグネティックモデルを用いた。計算対象は、直径が 40 nm、膜厚が 2 nm の円形薄膜を 基準にしてアスペクト比を変化させた楕円形薄膜とした。材料定数は、飽和磁化 $M_s = 1000 \text{ emu/cm}^3$ 、交換スティッフネス定数 $A = 1.5 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ 、DMI 定数 $D = 1.0 \text{ erg/cm}^2$ 、損失定数 $\alpha = 0.1$ 、磁気回転比 $\gamma = -1.76 \times 10^7 \text{ rad/(Oe·s)}$ 、スピンホール角 $\Theta = 0.3 \text{ rad}$ とした。また、磁気異方性定数 K_u は、熱安定性指数 Δ が 60 程度となる値を用いた ³⁾。

シミュレーションでは、室温下 (*T* = 300 K) を想定した場合での反転電流密度および反転確率を、調査した。また、基準となる 円形薄膜の直径を変化させた場合においても同様に反転電流密度および反転確率を調査した。

結果および考察

アスペクト比が 1:1、通電領域が 100 %、 $D = 1.0 \text{ erg/cm}^2$ 、電流パルス幅 $t_p = 0.3 \text{ ns}$ の場合と、アスペクト比が 1:1、通電領域 が 75 %、 $D = 2.0 \text{ erg/cm}^2$ 、 $t_p = 0.2 \text{ ns}$ の場合、アスペクト比が 1:1.35、通電領域が 100 %、 $D = 1.0 \text{ erg/cm}^2$ 、 $t_p = 0.3 \text{ ns}$ の場合 の各薄膜での電流密度による反転確率の変化を Fig. 1 に示す。Fig. 1 より、通電領域が 75 % の円形薄膜と、アスペクト比 1:1.35 の楕円形薄膜では、反転確率が 100 % に到達することがわかった。さらに、通電領域を調整した場合に比べ、楕円形薄膜では、反転確率が 100 % に到達することがわかった。また、基準となる円形薄膜の直径を 20 nm や 60 nm にし た場合においても、アスペクト比や DMI 定数を調整することにより、幅広い反転電流密度で反転確率が 100 % に到達することが わかった。以上より、楕円形薄膜では、通電領域を調整することなく、円形薄膜よりも広い電流密度の範囲で反転確率が 100 % に 到達することがわかった。

ここで、アスペクト比が 1:1、通電領域が 100 % の場合と、アスペクト比が 1:1.35、通電領域が 100 % の場合の各薄膜での電流 切断時の様子を Fig. 2, 3 に示す。Fig. 2, 3 より、円形薄膜では、薄膜の上下で対称的な構造が現れていることがわかる。一方、楕 円形薄膜において、ほとんどの磁化は面内方向を向き、左下の一部の磁化がやや下方向を向いている。これにより、素子の左下か ら反転が始まり、それが素子全体に広がることで決定的な磁化反転が起こると考えられる。



Fig. 1: Effect of the current density on the switching probability (T = 300 K)



Fig. 2: Magnetization texture at t = 0.3 ns (x:y = 1:1, Wire width:100 %, D = 1.0 erg/cm², $t_p = 0.3$ ns, T = 0 K, $I_e = 6.0$ TA/m²)



Fig. 3: Magnetization texture at t = 0.3 ns (x:y = 1:1.35, Wire width:100 %, D = 1.0 erg/cm², $t_p = 0.3$ ns, T = 0 K, $I_e = 6.0$ TA/m²)

References

- 2) J. Watanabe, K. Yamada, and Y. Nakatani, IEEE Trans. Magn., 59, 1 (2023).
- 3) R. Sbiaa, S. Y. H. Lua, R. Law, H. Meng, R. Lye, H. K. Tan, J. Appl. Phys., 109, 07C707 (2011).

¹⁾ S. Rohart, and A. Thiaville, Phys. Rev. B 88, 184422 (2013).

SST による磁化反転のシミュレーション解析 渡邉智貴¹、山田啓介²、仲谷栄伸¹ (¹ 電気通信大学、² 岐阜大学)

Simulation of magnetization switching in thin film by SST T. Watanabe¹, K. Yamada², Y. Nakatani¹ (¹Univ. of Electro-Communications, ²Gifu University)

はじめに

現在、不揮発性メモリの一種である MRAM の研究が行われている。スピン注入磁化反転を利用する MRAM のうち、STT-MRAM の絶縁層劣化の問題や SOT-MRAM の磁化の制御の困難さといった課題を解決する MRAM として SST-MRAM が提案 されている。近年、下地膜に特殊な反強磁性体を用いることで面内成分に加えて垂直成分を持つスピンが生成されることが理論 的に予測され¹⁾、これを用いたアシスト効果無しでの磁化反転が実証された²⁾。しかし、SST による磁化反転の反転確率や反転 電流密度の低減効果などについては、まだ十分に明らかになっていない。

本研究ではシミュレーションにより SST による磁化反転の最小反転電流密度を求め STT や SOT のものと比較した。また、 SST のスピンの極角に対する磁化反転確率の変化も調べた。

計算条件

本シミュレーションでは直径 r = 30 nm、 膜厚 d = 2 nm の垂直磁気異方性を持つ円盤状薄膜を対象とし、マクロスピンモデルを用いて計算を行った。材料定数は飽和磁化 $M_s = 600$ emu/cm³、異方性定数 $K_u = 1.76$ Merg/cm³、損失定数 $\alpha = 0.1$ 、磁気回転比 $\gamma = -1.76 \times 10^7$ rad/(s·Oe)、スピンホール角 $\Theta = 1.0$ rad とした。ここで異方性定数は熱安定性指数 $\Delta = 60$ となる値を用いた。また、電流パルス幅 $t_p = 0.01 \sim 100$ ns、スピンの極角 $\theta_p = 90^\circ \sim 180^\circ$ で変化させた。最小反転電流密度の計算では温度 T = 0 K、反転確率の計算では T = 300 K とした。

結果及び考察

Fig. 1 に各スピンの極角 θ_p における電流パルス幅 t_p に対する最小反転電流密度 j_{sw} の変化を示す。図より、電流パルス幅 $t_p = 0.01$ ns では $\theta_p = 135^\circ$ 、 $t_p = 1$ ns では $\theta_p = 150^\circ$ 、 $t_p = 100$ ns では $\theta_p = 180^\circ$ のように、電流パルス幅により最小反転電流 密度が最も小さくなるスピンの極角が変化することが分かった。このような理想的なスピンの極角は電流パルス幅の増加ととも に増加するが、 $\theta_p = 150^\circ$ の場合は各電流パルス幅において最小反転電流密度が低く、全体的に優れた結果が得られることが分 かった。

Fig. 2 に電流パルス幅 $t_p = 0.02$, 1.0 ns、スピンの極角 $\theta_p = 105^\circ$ での電流密度 I_e に対する反転失敗確率 P_{err} の変化を示す。図 より、電流パルス幅 $t_p = 0.02$ ns では電流密度の増加とともに P_{err} は単調減少し、最終的に一定の値となることが分かった。一方、電流パルス幅 $t_p = 1.0$ ns では比較的小さい電流密度では P_{err} は単調減少するが、ある値を境に P_{err} は増加し始め、一定の値 に収束することが分かった。また、 P_{err} が収束する値は $t_p = 0.02$ ns と 1.0 ns で同じ値であった。

Fig. 3 にスピンの極角 θ_p に対する反転失敗確率 P_{err} の変化を示す。ここで、 P_{err} は図 2 に示すような一定となった値を用いた。図より反転失敗確率はスピンの極角の増加に伴い、指数的に減少することが分かった。







Fig. 1 Effect of current pulse width t_p and spin polar angle θ_p on minimum switching current density j_{sw}



Fig. 3 Effect of the spin polar angle θ_p on switching error rate P_{err} ($t_p = 0.02$ ns)

参考文献

- 1) R. González-Hernández, et al., "Efficient Electrical Spin Splitter Based on Nonrelativistic Collinear Antiferromagnetism" Phys. Rev. Lett., 126, 127701 (2021).
- 2) S. Karube, et al., "Observation of Spin-Splitter Torque in Collinear Antiferromagnetic RuO2." Phys. Rev. Lett., 129, 137201 (2022).

Low damping in $L1_0$ FePt by controlling the number of misfit dislocations

P. D. Bentley^{1,2}, Y. Sasaki¹, S. Isogami¹, I. Suzuki¹, Y. K. Takahashi¹ and H. Suto¹

¹National Institute for Materials Science, Tsukuba, Ibaraki, 305-0047, Japan

²Kansai Photon Science Institute, National Institutes for Quantum Science and Technology, 8-1-7 Umemidai,

Kizugawa, Kyoto 619-0215, Japan

THz spintronics is an emergent area of research aimed at bridging the gap between 5th (5G) and 6th Generation (6G) by utilising new spintronic devices such as magnetic spin torque oscillators as a source of low powered THz emission.¹⁾ The realisation of such devices using ferromagnetic metal thin films however requires magnetic materials with both large perpendicular magnetic anisotropy (PMA) and low Gilbert damping constants. $L1_0$ -ordered FePt is a ferromagnetic material with giant PMA making it a suitable candidate for magnetic recording applications. However, the damping constant of FePt is relatively large limiting its applications in conventional spintronic devices. Therefore, if the magnetization dynamics of this material can be characterized and the damping constant reduced, such a material could be used in applications in the THz wave range.

In this study, we used all-optical time-resolved magneto-optical Kerr effect (TRMOKE) to explore the ultrafast magnetization dynamics of continuous films of FePt deposited on single-crystalline MgO(001) and SrTiO₃(001) (STO) substrates. Using X-ray diffraction (XRD), and SQUID magnetometry, we examined the structural and magnetic properties of these two FePt thin films where a similar tetragonal distortion (c/a) of 0.97 was observed in both samples, the L10-ordering parameter of these films were 0.70 and 0.82 and the PMA of these films were 2.78 MJ m⁻³ and 1.79 MJ m⁻³, respectively. Performing TRMOKE with an optical setup described in Ref. [2] and a Quantum Design OptiCool system, we explored the ferromagnetic spectra of both samples at magnetic field angles of Fig. 1(a) 80° and Fig. 1(b) 45° at different magnetic field strengths. These spectra were fitted and resulting Fig. 1(c) precession frequency (f) and Fig. 1(d) effective damping constant (α_{eff}) determined. Using Kittel's formula and a least-squares approach, f and $\alpha_{\rm eff}$ were fitted where our results show for FePt/MgO and FePt/STO a minimum a_{eff} of 0.045 and 0.033, respectively. As seen in Fig. 2, we suggest that the smaller damping in FePt/STO originates from a smaller number of misfit dislocations and therefore reduced extrinsic damping due to two magnon scattering and other extrinsic effects. Importantly these results demonstrate the ability to engineer the damping in FePt by controlling the nanostructure at the interface.

This work was partially supported by JSPS KAKENHI (Grant Nos. JP21K14218 and JP18H03787), and JST CREST Grant No. JPMJCR22C3.

Reference

- 1) Y. Kurokawa et al., Sci. Rep., 12 (2022) 10849.
- 2) Y. Sasaki et al., ACS Appl. Nano Mater., 6 (2023) 5901.



Fig. 1 TRMOKE spectra for a continuous 30 nm FePt/STO film at magnetic field angles (a) 80 \degree and (b) 45 \degree . The solid red curves represent the fitting of the blue dot raw data. Calculated (c) precession frequency *f* and (d) effective damping constant α_{eff} .



Fig. 2 High resolution transmission electron microscopy of the (a) FePt/MgO and (b) FePt/STO sample where misfit dislocations are highlighted by the \bot marker.