

トポロジカル絶縁体を活用した磁化ダイナミクスの電圧制御とその応用

Voltage-control of magnetization dynamics by using topological insulators and its application

千葉 貴裕¹、レオン アレハンドロ²、小峰 啓史³

Takahiro Chiba¹, Alejandro O. Leon², Takashi Komine³

福島工業高等専門学校¹、チリ首都工科大学²、茨城大学³

National Institute of Technology, Fukushima College¹,

Universidad Tecnológica Metropolitana², Ibaraki University³

Abstract

The voltage control of magnetic properties is both fundamentally and technologically important for next generation magnetic devices such as magnetoresistive random-access memories (MRAMs) and spin-wave-based logic devices. Voltage control of magnetic anisotropy (VCMA) in magnets promises energy-efficient reversal of magnetization in MRAMs by means of the so-called voltage torque. The voltage control of magnetic damping is also desirable to increase the performance of spin-wave-based logic gates and magnon-based transistors. Here, we theoretically study the voltage control of magnetic anisotropy and damping by using a contact of three-dimensional topological insulators (TIs). We formulate an uniaxial magnetic anisotropy and effective damping constant at the ferromagnet/TI interface as a function of an applied voltage. We also demonstrate a reversal of magnetization by using the TI-based voltage-control of magnetic properties.

1. はじめに

仮想空間と現実空間を高度に融合した超スマート社会を実現するためには、「大容量・高速・低消費電力」を兼ね備えた次世代ITデバイスの開発が必要不可欠である。この社会的な要請に対して磁気工学やスピントロニクスは、先の3条件を達成できるIT基盤技術として期待されている。これまで磁気情報の操作（磁化の方向やダイナミクスの制御）においては、磁場や電流（に誘起されるスピントルク）をベースとしたものが主流であったが、最近では低消費電力化の観点から「磁気物性の電圧制御」に大きな注目が集まっている^{[1]-[3]}。中でも電圧印加により磁気情報の操作を行う電圧駆動磁気ランダムアクセスメモリ（Magnetoresistive Random Access Memory, MRAM）の開発が精力的に行われている^[1]。電圧駆動MRAMにおける磁化反転の原理には、デバイスを構成する強磁性金属の磁気異方性を電圧により変調させる電圧制御磁気異方性（Voltage-Controlled Magnetic Anisotropy, VCMA）の効果が利用されている。この原理は磁化反転に電流を必要としないことから、ジュール熱によるエネルギー損失を大幅に低減できること期待されている。一方で、現状では電圧印加による強磁性金属の磁気異方性の変調幅が十分ではなく、また、磁化ダンピングにより磁化の歳差運動が減衰してしまうことから、熱擾乱等に起因して磁気書き込みのエラー率が大きくなってしまうという問題がある。さらに、磁化反転の際にバイアスとなる外部磁場を必要とすることもデバイスの微細化の観点において改善すべき課題となっている。

一方で、近年、イットリウム鉄ガーネット ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) を代表とする強磁性絶縁体でのスピノ波または

マグノンを情報担体とした次世代ITデバイスの研究も進んできてる。その代表的なデバイスとして、スピニ波論理演算回路やマグノントランジスタがある^{[4],[5]}。最近では、これらのデバイスに磁気物性の電圧制御を応用した事例が多数報告されている^{[2],[6]}。特に、先のVCMA効果を活用することで、スピニ波の周波数変調が実証されている^[5]。これはスピニ波の波動性を利用したリザバーコンピューティング(時系列データを扱う機械学習手法の一種)において非常に有効であり、物理現象に立脚した次世代AI開発の基盤技術として期待されている^[7]。しかし、ここでも電圧駆動MRAMと同様に磁化ダンピングによる磁化的歳差運動の減衰が学習効率を低下させる要因になっている。これまでに磁化ダンピングの電圧制御に関する報告が数件あるものの^{[8],[9]}、オーダーを変調するような大きな効果はまだ実現されていない。

上記の問題を動機として、著者らは近年物質科学の分野において大きな注目を集める3次元トポロジカル絶縁体(Topological Insulators, TIs)^[10]を活用した新たな磁気物性の電圧制御を理論的に提案する。3次元TIは、物質内部が絶縁体にも拘わらずその表面(界面)は金属的な性質を示す(Fig.1)。この特殊な表面(界面)には、高い移動度をもった2次元ディラック電子が存在し、さらに、スピニ運動量ロッキングと呼ばれる性質から効率的な電荷-スピニの相互変換が可能である。そこで、強磁性絶縁体と3次元TIの接合界面に形成される2次元ディラック電子系を活用することによって、電圧印加により界面状態に由来した垂直磁気異方性のスイッチング^[11]と磁化ダンピングのオーダー変調^[12]が可能になることを示す。本稿では、3次元TIを活用した界面垂直磁気異方性と界面磁化ダンピングの電圧制御のメカニズムを説明し、それらを応用した磁化反転手法について紹介する。また、最後に計算科学における磁性体/3次元TIの界面設計について今後の展望を述べる。

2. 強磁性絶縁体/3次元TI界面の数理モデル

まず初めに、3次元TIに由来した界面垂直磁気異方性と界面磁化ダンピングを定式化するための数理モデルについて述べる。強磁性絶縁体と3次元TIの接合界面に形成される2次元ディラック電子系は、以下に示す有効ハミルトニアンにより記述される。

$$\hat{H} = v_F \boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{p}} \times \hat{\mathbf{z}}) + \Delta \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{m} \quad (1)$$

ここで v_F は平衡状態のフェルミ速度、 \hbar をディラック定数として $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar \nabla$ は運動量演算子、 $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ はスピニに対するパウリ行列のベクトル標記、 Δ はディラック電子スピニと磁化との交換相互作用、 θ と φ をそれぞれ磁化方向の極角と方位角として $\mathbf{m} = (\cos \varphi \sin \theta, \sin \varphi \sin \theta, \cos \theta)$ は磁化方向に沿った単位ベクトルである。式(1)の第1項は、3次元TIの真空表面に形成される2次元ディラック電子系を記述する有効ハミルトニアンに相当する。式(1)の第2項は、強磁性絶縁体/3次元TI界面における磁気近接効果または後述する磁性トポロジカル絶縁体(磁性TI)の表面における伝導電子スピニと局在スピニの相互作用を反映したものである。

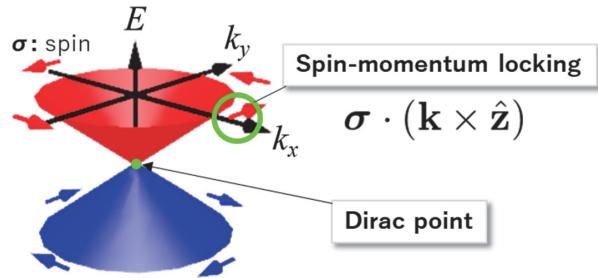


Fig.1 Energy dispersion of the surface state of a three-dimensional topological insulator, which has a helical spin configuration coupled with the momentum.

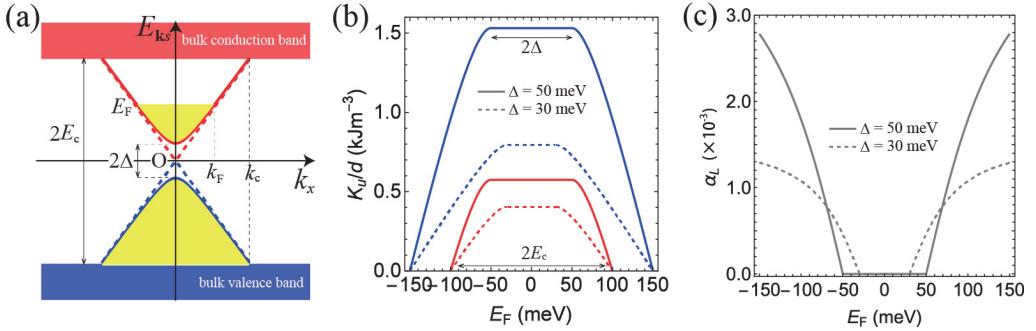


Fig.2 (a) Massless (dashed line) and massive (solid line) surface state dispersions at $k_y = 0$ in which E_F denotes the Fermi level measured from the original Dirac point (O). k_F corresponds to the Fermi wave vector. (b) Magnetic anisotropy energy K_u/d as a function of E_F for different values of E_c and Δ . (c) Interfacial damping constant α_L as a function of E_F for different values of Δ . The details of the calculations are described in the text.

2. 1 界面垂直磁気異方性の電圧制御

3次元 TI に由来した界面垂直磁気異方性を計算する^[11]。磁気異方性エネルギーは、磁化方向の変化に対応したエネルギーバンドの占有状態の和についての差分として以下のように定義できる。

$$U_{\text{MAE}} = \sum_{\mathbf{k}s}^{\text{occ.}} E_{\mathbf{k}s}(\theta) - \sum_{\mathbf{k}s}^{\text{occ.}} E_{\mathbf{k}s}(\theta = 0) \quad (2)$$

ここで

$$E_{\mathbf{k}s} = s \sqrt{(\hbar v_F k)^2 + \Delta^2 - 2\hbar v_F k \Delta \sin \theta \sin(\varphi - \varphi_k)} \quad (3)$$

は任意の磁化方向に対する式(1)のエネルギー分散関係であり、 $s = \pm$ は上下のバンド(Fig.1 参照)を区別する指標、 φ_k はブロッホ球上でのスピノールの方位角である。この式(3)を用いて式(2)を $\theta = 0$ の周りで $\sin \theta$ の最低次まで展開することにより、一軸性の磁気異方性エネルギーとして $U_{\text{MAE}} \approx K_u \sin^2 \theta$ を得る。ここで

$$K_u = - \sum_{\mathbf{k}s}^{\text{occ.}} s \frac{(\hbar v_F k)^2 \Delta^2 \sin^2(\varphi - \varphi_k)}{2 [(\hbar v_F k)^2 + \Delta^2]^{3/2}} \quad (4)$$

は一軸磁気異方性定数(単位 $[\text{J m}^{-2}]$)である。磁気異方性のタイプは K_u の符号により、垂直異方性($K_u > 0$)と面内異方性($K_u < 0$)に分けられる。注目すべきは部分的に占有されたエネルギーバンドに対して式(4)は常に $K_u > 0$ となり、強磁性絶縁体と3次元 TI の接合界面に形成される2次元ディラック電子系が垂直磁気異方性を誘起することが分かる。この界面垂直磁気異方性の起源は、2次元ディラック電子系が磁化と結合することでエネルギーの利得を得ることにある。このことは式(3)を基に次のように理解できる。まず、磁化方向が完全に面内を向いている場合、Fig.1 に示したエネルギーバンドは波数平面において原点からシフトするが、2次元ディラック電子の群速度に影響はない。つまり、電子系のエネルギーとしては不变である。一方、磁化が界面に垂直な方向を向いている場合、式(3)から分かるように Fig.1 のエネルギーバンドにはバンド接点(ディラック点)において 2Δ に相当するエネルギーギャップが開く(Fig.2(a)参照)。これは2次元ディラック電子の群速度が減少することを意味するので、運動エネルギーの減少分としてエネルギーの利得を得ることができる。つまり、電子系としてはエ

ネルギーギャップを開くことでより安定な状態へと移り変わる。このフィードバック効果として電子系と結合している局在スピン系(磁化)は垂直磁気異方性を得ることになる。

式(4)の界面垂直磁気異方性を解析的に計算するために、式(3)に3次元TIのバルクバンドギャップ($2E_c$ に相当)に対応する波数のカットオフ k_c を導入する。ここで E_c はバルクバンドにバンド反転を引き起こすスピン軌道相互作用の強さを反映することに注意されたい。フェルミエネルギー E_F が界面状態のエネルギーギャップよりも大きい場合($|E_F| > \Delta$)、式(4)は以下のような表式となる。

$$K_u = \frac{\Delta^2}{8\pi(\hbar v_F)^2} \left[E_c - E_F - \left(\frac{1}{E_F} - \frac{1}{E_c} \right) \Delta^2 \right] \quad (5)$$

一方で、フェルミエネルギーが界面状態のエネルギーギャップ中に位置する場合($|E_F| \leq \Delta$)には $K_u(E_F = \Delta)$ となる。式(5)の E_F に関する振舞いを Fig.2(b) に示した。ここで3次元TIに関する物性値として $v_F = 4.0 \times 10^5 [\text{m s}^{-1}]$ 及び 強磁性絶縁体の膜厚 $d = 10 [\text{nm}]$ を想定した。この図から分かるように界面垂直磁気異方性は、フェルミエネルギーが界面状態のエネルギーギャップ中に位置する(絶縁的)場合に最大となり、キャリア(電子またはホール)密度が増加するに連れて減少する。したがって、電気ゲートを用いて電界効果により界面のキャリア密度を変調することで、界面垂直磁気異方性を電圧制御することができる。3章では本原理を応用した電圧駆動磁化反転について紹介する。

2. 2 界面磁化ダンピングの電圧制御

3次元TIに由来した界面磁化ダンピングを計算する^[12]。磁性体と導電体(金属または半導体)の接合系がある場合、磁化ダイナミクスが起ると界面での交換相互作用を通じて磁性体層から導電体層へスピン角運動量が流出する。このフィードバック効果として磁化ダイナミクスは付加的な界面磁化ダンピングを得る。この現象はスピンポンピングと呼ばれている^[13]。一般に電子位相の時間変化によって系に流れが生じる現象は量子ポンピング効果として知られている。スピンポンピングの場合は、界面で導電体層の電子が散乱される際に磁性体層での磁化ダイナミクスによって電子の位相が時間変化することによりスピンの流れが生じる。ここで散乱される電子の位相にはスピン依存性があることを強調しておく。一方で、界面に強いスピン軌道相互作用がある場合、散乱された電子のスピンは保存されないため一般には先のスpinポンピングの描像は非自明なものになる。しかしながら、強磁性絶縁体と3次元TIの界面に形成される2次元ディラック電子系においては、スpin運動量ロッキングの性質によりハミルトニアンから直ちにスpinポンピングが起こることを理解できる。このことを見るためにまず式(1)を次のように変形する。

$$\hat{H} = v_F(\hat{\mathbf{p}} + e\mathbf{A}_{\text{eff}}) \cdot (\hat{\mathbf{z}} \times \boldsymbol{\sigma}) + \Delta m_z \sigma_z \quad (6)$$

ここで $-e$ ($e > 0$) と電気素量として $\mathbf{A}_{\text{eff}} = \Delta/(ev_F)\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{m}$ は界面での交換相互作用による有効ベクトルポテンシャルである。いま強磁性絶縁体に磁化ダイナミクスがあるとこと想定すると、 \mathbf{m} は時間変化するため \mathbf{A}_{eff} も時間変化することになる。量子力学においてベクトルポテンシャルは電子位相に影響を与えるため、先の量子ポンピング効果により $\mathbf{E}_{\text{eff}} = -d\mathbf{A}_{\text{eff}}/dt$ を有効電場として界面に電流 $\mathbf{J}_p = \sigma_L \mathbf{E}_{\text{eff}} + \sigma_{AH} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_{\text{eff}}$ が生み出される。ここで σ_L 及び σ_{AH} はそれぞれ磁化と結合した2次元ディラック電子の電気伝導率と異常ホール伝導率である。この電流はスpin運動量ロッキングにより直ちにスpinに変換されて緩和する。つまり、スpinポンピングに相当する現象が起こることが分かる。このとき2次元ディラック電子と結合している磁化は付加的な界面磁化ダンピングを得ることになる。以下にその具体的な表式を示す。

$$\mathbf{T}_{\text{SP}} = (-\alpha_{\text{AH}} m_z + \alpha_{\text{L}} \mathbf{m} \times) \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} - \frac{\partial m_z}{\partial t} \hat{\mathbf{z}} \right) \quad (7)$$

ここで

$$\alpha_{\text{L(AH)}} = \frac{\gamma \Delta^2}{e^2 v_F^2 M_s d} \sigma_{\text{L(AH)}} \quad (8)$$

は界面磁化ダンピング定数、 γ は磁気回転比、 M_s は強磁性絶縁体の飽和磁化、 d は強磁性絶縁体の膜厚である。式(7)の詳細な導出については引用文献 12 を参照されたい。注目すべきは式(7)の第 2 項が面内磁化成分のみに作用する異方的な磁化ダンピングとなっていることである。また、この界面磁化ダンピング定数が 2 次元ディラック電子の電気伝導率に直接比例するという特徴がある。

式(8)の E_F に関する振舞いを Fig.2(c) に示した。ここで 3 次元 TI 及び強磁性絶縁体に関する物性値として $v_F = 4.0 \times 10^5 [\text{m s}^{-1}]$ 、 $M_s = 1.56 \times 10^{-5} [\text{A m}^{-1}]$ 、 $d = 10 [\text{nm}]$ を想定した。この図から分かるように界面磁化ダンピング定数は、フェルミエネルギーが界面状態のエネルギーギャップ中に位置する(絶縁的な)場合に消失し、キャリア(電子またはホール)密度の増加に伴い増大する。したがって、電気ゲートを用いて電界効果により界面のキャリア密度を変調することで、界面磁化ダンピングを電圧制御することができる。Figure 2(c) の計算では強磁性絶縁体として $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ を想定したが、当該物質のようにバルクの磁化ダンピングが界面の寄与に比べて十分小さい場合には電圧による磁化ダンピングのオーダー変調が可能になる。本稿では紙面の都合で割愛したが、 $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ において先の磁化ダンピングのオーダー変調を応用した電圧駆動マグノントランジスタが提案されている^[12]。

3. 3 次元 TI を活用した電圧駆動磁化反転

ここまで 3 次元 TI に由来した磁気物性の電圧制御について紹介してきたが、本章ではそれらを応用した電圧駆動磁化反転について説明する^[11]。電圧駆動磁化反転の原理は、現在の MRAM で使用されているスピントルクをベースとした電流駆動磁化反転とは本質的に異なる。前者は磁化の歳差運動を活用した時限式の磁化反転であることに対し、後者はスピントルクにより磁化ダンピングの符号を実効的に変えることによって磁化反転を行っている。これらの詳細に关心のある読者は引用文献 1 を参照されたい。本稿で提案する磁化反転方式は、基本的に先の前者に対応するが外部磁場の代わりにスピ

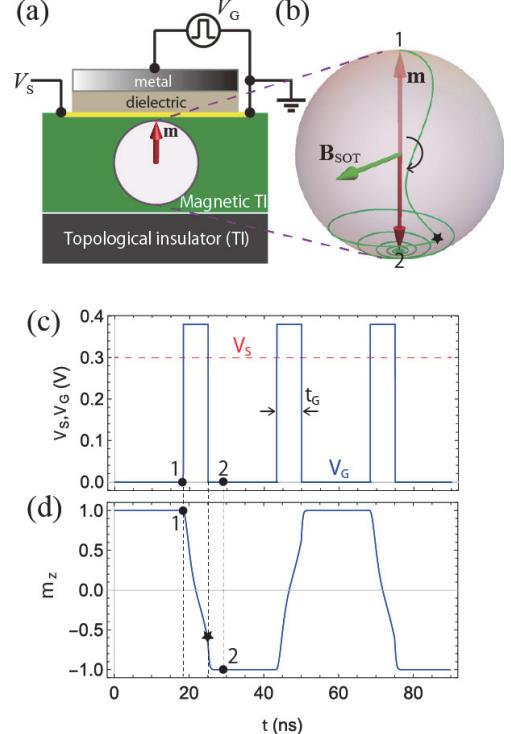


Fig.3 (a) Schematic geometry of field-effect transistor-based magnetic memory device. (b) Corresponding magnetization trajectories at $T = 20 \text{ K}$ during the duration from 1 to 2 in the lower panel (d). (c),(d) Time evolution of z -component of magnetization with a static source-drain voltage V_S and pulsed gate one V_G .

ン軌道トルク^[14]を活用する点において電圧駆動 MRAM の場合と異なる。

3 次元 TI に由来する界面垂直磁気異方性を応用した電圧駆動磁化反転を実現するための素子構造を Fig.3(a)に示す。この素子は電界効果トランジスタのチャネル層に磁性 TI を想定した構造から成る。磁性 TI は、 $\text{Cr}_x(\text{Bi}_{1-y}\text{Sb}_y)_{2-x}\text{Te}_3$ などの 3 次元 TI に磁性元素をドープしたものや MnBi_2Te_4 などの磁性原子層物質において実現されており、その表面状態は Fig.2(a)に示したようなギャップの開いた 2 次元ディラック電子系となっている^[14]。この磁性 TI の磁化ダイナミクスは以下の Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG) 方程式により記述される。

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mathbf{m} \times (\mathbf{B}_{\text{eff}} + \mathbf{B}_{\text{SOT}}) + \alpha_{\text{eff}} \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \quad (9)$$

ここで \mathbf{B}_{SOT} はスピントルク効果による有効磁場(2 次元ディラック電子によるスピントルクの寄与とも解釈できる)、 α_{eff} は磁性 TI 全体の実効的な磁化ダンピング定数である。また、 $\mathbf{B}_{\text{eff}} = -\delta U_M / (M_s \delta \mathbf{m})$ は界面垂直磁気異方性及び薄膜での形状磁気異方性の効果を含む有効磁場であり、以下のような磁気エネルギーにより与えられる。

$$U_M = \frac{1}{d} K_u (V_G) (1 - m_z^2) + \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 m_z^2 \quad (10)$$

ここで μ_0 は真空の透磁率である。式(10)における界面垂直磁気異方性を電圧制御するために電界効果によって磁性 TI の表面に誘起される電荷密度 $e\delta n$ を計算する。Figure 3(a)においてゲート電圧 V_G に対する Gauss の法則は以下のようになる。

$$\frac{V_G}{d_D} = \frac{e\delta n}{\epsilon} \quad (11)$$

ここで ϵ と d_D はそれぞれ誘電体の誘電率と膜厚である。式(11)の左辺における電荷密度は表面キャリア密度(E_F の関数)に付加的な寄与を与えるため、式(9)から式(11)を連立して解くことによって界面垂直磁気異方性を応用した電圧駆動磁化反転をシミュレーションすることができる。その結果を Fig.3(b) から(d)に示す。ここで磁性 TI の物性値として $\text{Cr}_x(\text{Bi}_{1-y}\text{Sb}_y)_{2-x}\text{Te}_3$ の $\alpha_{\text{eff}} = 0.1$ 、 $M_s = 8.5 \times 10^{-3} [\text{A m}^{-1}]$ 、 $\Delta = 30 [\text{meV}]$ 、 $E_c = 100 [\text{meV}]$ 、及び $d = 7 [\text{nm}]$ を想定した。また、誘電体は比誘電率 $\epsilon_r = 9.7$ 、 $d_D = 20 [\text{nm}]$ の Al_2O_3 を想定した。Figure 3(c)に示したようにゲート電極にパルス電圧 V_G が入ると一時的に界面垂直磁気異方性が消失する。また、ソース電極に入力された定常電圧 V_S によって \mathbf{B}_{SOT} が生じるため、Fig.3(b)に示したように磁化はその周りに歳差運動を始める(計算では \mathbf{B}_{SOT} も電圧制御されていることに注意されたい^[11])。このとき逆半球に磁化が向いたタイミング(図中の★)でパルス電圧を切ると再び界面垂直磁気異方性が復活するため、磁化ダンピングにより反対側の極へ向かって磁化反転が起こる。さらに、Fig.3(d)のように続けてゲート電極にパルス電圧が入ると先ほどとは逆方向の極へ一方向的に回転して磁化反転が起こる。このとき一回の磁化反転に要する電流密度は $J_S = 4.1 \times 10^4 [\text{A cm}^{-2}]$ であり、消費電力は素子サイズを数ミクロンとする数 fJ/bit のオーダーとなる。この消費電力は低温での素子動作ではあるものの現在の MRAM と比べて一桁程度低い値である。

4. まとめと今後の展望

本稿では、磁気物性の電圧制御に関する最近の研究動向とその次世代デバイスへの応用を背景として、3 次元トポロジカル絶縁体を活用した磁気異方性と磁化ダンピングの電圧制御の理論、及び、その電圧駆動磁化反転への応用について紹介した。強磁性絶縁体と 3 次元トポロジカル絶縁体の接合界面に形成される 2 次元ディラック電子系を活用することによって、電圧印加により界面状態に由來した

垂直磁気異方性のスイチングと磁化ダンピングのオーダー変調が可能になることを示した。さらに、磁性トポロジカル絶縁体をベースとした電界効果トランジスタ型の磁気メモリ素子を提案し、外部磁場を必要としない電圧駆動磁化反転をシミュレーションによって実証した。

最後に今後の展望について述べる。本稿では、電圧制御の対象として磁気異方性と磁化ダンピングに焦点を絞って議論したが、その他にも磁気抵抗効果^[16]、磁気熱電効果^[17]、スピントルク^[11]、磁気光学効果^[18]など様々な磁気物性の電圧制御が期待できる。また、工学応用においても電圧駆動磁化反転に限らず電圧駆動マグノトランジスタ^{[2],[6]}やスピンドリザバーコンピューティング^[7]などの次世代情報処理への展開が見込まれる。一方で、これらの物理現象や工学技術を実験的に実現するためには、磁性体/3次元トポロジカル絶縁体の界面状態を正確に理解し設計する必要がある。特に、界面における磁気近接効果の解明が急務となっており、2次元ディラック電子系を形成するs,p軌道と磁性を担うd軌道の軌道混成に基づいた理解が求められる。今後は、第一原理バンド計算やマテリアルズインフォマティクスのアプローチによって実際の材料に基づいて研究・開発が進展することを期待したい。

本研究を行うにあたり、小田洋平氏、三谷誠司氏、家田純一氏、小林浩二氏、山本竜也氏に有用な議論をしていただきました。御礼申し上げます。本研究はJPSJ 科研費 20K15163、20H02196 の助成を受けたものです。

【引用文献】

- [1] T. Nozaki, T. Yamamoto, S. Miwa, M. Tsujikawa, M. Shirai, S. Yuasa, and Y. Suzuki, *Micromachines* **10**, 327 (2019).
- [2] B. Rana and Y. Otani, *Commun. Phys.* **2**, 90 (2019).
- [3] K. Takiguchi, L. D. Anh, T. Chiba, T. Koyama, D. Chiba, and M. Tanaka, *Nat. Phys.* **15**, 1134 (2019).
- [4] P. Pirro, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, *Nat. Rev. Mater.* **6**, 1114 (2021).
- [5] N. Sato, K. Sekiguchi, and Y. Nozaki, *Appl. Phys. Express* **6**, 063001 (2013).
- [6] S. Choudhury *et al.*, *Sci. Adv.* **6**, 40 (2020).
- [7] R. Nakane, G. Tanaka, and A. Hirose, *IEEE access* **6**, 4462 (2018).
- [8] S.-J. Xu, X. Fan, S.-M. Zhou, X. Qiu, and Z. Shi, *J. Phys. D* **52**, 175304 (2019).
- [9] L. Wang, Z. Lu, J. Xue, P. Shi, Y. Tian, Y. Chen, S. Yan, L. Bai, and M. Harder, *Phys. Rev. Appl.* **11**, 044060 (2019).
- [10] Y. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **82**, 102001 (2013).
- [11] T. Chiba and T. Komine, *Phys. Rev. Appl.* **14**, 034031 (2020).
- [12] T. Chiba, A. O. Leon, and T. Komine, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 252402 (2021).
- [13] 齋藤英治・村上修一著：「スピントルクとトポロジカル絶縁体」、176 頃(共立出版、2014 年)。
- [14] A. R. Mellnik *et al.*, *Nature* **511**, 449 (2014).
- [15] Y. Tokura, K. Yasuda, and A. Tsukazaki, *Nat. Rev. Phys.* **1**, 126 (2019).
- [16] T. Chiba, S. Takahashi, and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. B* **95**, 094428 (2017).
- [17] T. Chiba, S. Takahashi, and T. Komine, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 083107 (2019).
- [18] W.-K. Tse and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 057401 (2010).

2022年11月11日受理