トポロジカル絶縁体表面で高効率スピン流を生成

【背景】

電流とスピン流はスピンホール効果を通じて相互に変換 される。この効果は、1971 年に M. I. Dyakonov と V. I. Perel によって理論予測されていたが[1]、約 30 年後の 2004 年になって初めて実験的に検証された[2]。その後の 約10年間で金属薄膜の微細加工技術が著しく発展し、ス ピンホール効果を利用した磁化反転[3]やマイクロ波発振 [4]などの新しい磁化制御手法が次々と実現され、スピン ホール効果はスピントロニクス素子に必要不可欠な物理現 象のひとつとなった。特に、スピン流から電流が直交方向 に生成されるため、電流とスピン流の分離が容易となり、 素子構造の簡素化に直結している。さらに、最近ではスピ ン流を媒介させることで、熱や光から電流を取り出す手法 が開拓され環境発電の観点からも注目されている[3, 4]。 これらスピンホール効果を利用したスピントロニクス素子 では、スピン流と電流間の相互変換効率が素子性能を決定 付ける。さらなる低消費電力スピントロニクス素子を実現 し、かつデバイスの超薄膜化を目指すためには、これまで 以上に高効率な電流-スピン流変換現象の発見が求められ ている。

ここ数年、スピンホール効果に代わる新たなスピン流生 成の原理として、スピン分裂を伴う表面あるいは界面電子 状態におけるエデルシュタイン(Edelstein)効果が注目を 集めている[5-7]。この効果は、スピンホール効果と同様 に電流と垂直方向に偏極したスピン蓄積が生じる現象であ るが、その生成原理は全く異なる。トポロジカル絶縁体表 面や、ラシュバ効果が存在する界面では、空間反転対称性 が破れているためスピン軌道相互作用によって、スピン縮 退が解けたバンド構造が形成される。特に、トポロジカル 絶縁体表面では、電子スピンにはその進行方向に対して垂 直に仮想磁場が作用するため、"スピン運動量ロッキング" という特殊な電子状態が形成される。すなわち一方向に流 れる電流はすべてその流れの方向に垂直にスピンを向けた 電子 (スピン偏極電子)を運ぶことになり、理想的にはス ピン流の生成効率を 100%近くまで向上させることができ ると期待される。

近藤 浩太、大谷 義近

【トポロジカル絶縁体表面におけるスピン流生成】

トポロジカル絶縁体の伝導特性は、そのフェルミ準位の 位置に強く依存する。図 1(a)に示すように、ディラック コーン(Dirac cone)と呼ばれる二つの円錐形のエネルギー 分散の頂点が接するディラック点(Dirac point: DP)よりも 高いエネルギーにフェルミ準位があればキャリアが電子の N型トポロジカル絶縁体になり、低いエネルギー準位にあ ればキャリアが正孔のP型トポロジカル絶縁体になる。ま た、ディラック点からさらに離れた高いエネルギー準位で は、バルクの伝導帯、逆に低いエネルギー準位では、バル クの価電子帯の影響を受ける。

トポロジカル絶縁体(Bi_{1-x}Sb_x)₂Te₃ (BST)のフェルミ準位 $E_{\rm F}$ は、Sb 濃度(x)を調整することで、エネルギー分散の形 を保ちながら規則的に変化することが知られている。図 1(b)に示すように、Sb 濃度(x)が 0 < x < 0.82 の BST 薄膜で は、10K で測定したホール係数 $R_{\rm H}$ は負の値を取り、その 後、符合が反転し、0.88 < x < 1 では正の値を取る。このよ うに、 $E_{\rm F}$ はSb 濃度(x)に依存してN型からP型まで規則的 に変化し、x = 0.84 付近でほぼディラック点に一致する。



図 1 トポロジカル絶縁体(Bi_{1-x}Sb_x)₂Te₃(BST)薄膜の伝導特性 a,トポロジカル絶縁体(Bi_{1-x}Sb_x)₂Te₃の表面バンドとバルクバンド 構造 Sb 濃度が上昇するほどフェルミ準位は下がる b,ホール係数の Sb 濃度依存性 c, BST 薄膜のキャリア密度(左軸)と移動度(右軸)灰 色部分の組成比でフェルミ準位がディラック点近傍にある。

トポロジカル絶縁体から生成したスピン流を計測するた めに、図 2(a)に示す素子と測定回路を用いてスピントルク 強磁性共鳴測定を行った。素子はトポロジカル絶縁体 (BST)/非磁性金属(Cu)/強磁性金属(NiFe)の三層構造であ る。素子面内に交流電流印加すると、エデルシュタイン効 果により BST 表面にスピン蓄積(*&*So)が誘起され、スピン 蓄積は金属層(Cu/NiFe)へと拡散する。拡散スピン流は、 強磁性層の磁化にスピントルクを与える。このトルクによ る磁化の傾きを磁気抵抗の変化として検出することで、注 入されたスピン流密度を見積もることができる。今回用い た BST/Cu/NiFe 三層構造では、NiFe 層と BST 層の間に Cu 層が挿入されている。これにより、トポロジカル絶縁 体の表面電子状態は、強磁性体との直接交換相互作用と磁 性不純物の表面伝導層への混入から保護されている。

図 2(b)にスピントルク強磁性共鳴法により測定した共鳴 スペクトルを示す。赤で示すスペクトルが実験値である。 このスペクトルは対称成分 V^{Sym} (緑線)と非対称成分 V^{Anti} (青線)に分離することができ、V^{Sym} がスピン流による強 磁性共鳴である。つまり、強磁性層に注入されたスピン流 の偏極方向とその大きさは、それぞれ V^{Sym} の電圧符合と 大きさに対応する[8]。



図2スピントルク強磁性共鳴測定

a, スピントルク強磁性共鳴測定に用いた試料構造(BST(8 nm)/Cu(8 nm)/NiFe(10 nm))と測定回路 b, スピントルク強磁性 共鳴スペクトル c, V^{Sym}の Sb 濃度依存性 灰色部分の組成比で フェルミ準位がディラック点近傍にある. d, 電荷-スピン変換係 数 q_{ICS}の Sb 濃度依存性

フェルミ準位 E_F は、BST 薄膜の Sb 濃度を 0 から 1 ま で増加させると、徐々に減少する(図 1(a))。図 2(c)は、 V^{Sym} の E_F 依存性である。興味深いことに、検出された電 圧符合は常に正の値を取る。これは BST 薄膜の表面で生 成されたスピン流の偏極方向が、キャリアの種類(電子か 正孔)によらず、常に同じであることを意味する[9]。この 振舞いは、スピンホール効果では観測されないトポロジカ ル絶縁体特有の性質である。この特性は、フェルミ円のシ フトとキャリアが電子か正孔でスピン密度の増減が逆転す ることを考慮することで理解される。

ここで、トポロジカル絶縁体表面から生成されるスピン 流の大きさ(生成効率)に焦点をあてる。界面における電荷 -スピン変換係数は、印加した 2 次元の電流密度 jc (A/m) と、界面から生成した 3 次元のスピン流密度 Js (A/m²)を 用いて $q_{ICS} \equiv Js/jc$ と定義される。そのため q_{ICS} の単位 は長さの逆数(m⁻¹)となる。仮に有限の界面膜厚を t_{int} を仮 定すると、無次元数であるスピンホール角に相当する変換 効率は $q_{ICS} \times t_{int}$ と算出することができる。

図 2(d)にスピントルク強磁性共鳴法で求めた qics の Sb 濃度依存性を示す。まず Sb 濃度 x = 0.5, 0.7, 0.9 の BST 薄膜では、バルク内部は絶縁体で伝導は表面のキャリアの みが担っている。この BST 薄膜における qics を導出する と、0.45~0.57 とほぼ一定の値になる。次に、ディラック 点近傍の Sb 濃度 x = 0.82, 0.88 の BST 薄膜では、qics の 大きな減少が観測される。この原因については、ディラッ ク点近傍ではフェルミ面のスピン偏極度が無限小になるた めに、界面でのスピン蓄積量が消失することに起因してい ると考えられる。実際、ディラック点近傍におけるスピン 偏極度の減少は、光電子分光法[10]や走査型トンネル電子 分光法[11]による測定でも観測されている。最後に、バル ク内部の伝導バンドあるいは価電子バンドを含む BST 薄 膜(Sb₂Te₃(x = 0)とBi₂Te₃(x = 1))では、バルクバンドと表 面バンドの両方のキャリアが伝導に寄与する。しかし、バ ルクと表面の電気伝導度を、電気伝導測定から見積もるこ とができないため、表面伝導層の膜厚を 1 nm、バルクと 表面の伝導率が同じと仮定して gicsを算出すると、図 2(d) に示すようにバルク絶縁 BST 薄膜(x = 0.5, 0.7, 0.9)と同程 度から2倍程度の値が見積もられた。実際にはバルクの伝 導度は、表面に比べて非常に低いことが予想されるため、 この値は過大評価された値と考えられる。

次に、トポロジカル絶縁体表面における有効界面膜厚に ついて述べる。これまでに光電子分光を用いた先行研究に より、トポロジカル絶縁体(Bi2Se3)の表面状態の膜厚依存 性が調べられている。この研究によると、膜厚が 6 QL(~6 nm)で上下の表面状態同士の混成が始まり、ディラック コーンのギャップが開き始める。そして 2 QL(~2 nm)付近 で表面状態が消失することが報告されている[12]。このこ とから、上下の表面状態は 1 nm 程度の深さを持っている ことが予測される。そこで、界面有効膜厚 tint を 1 nm と 仮定した場合のバルク絶縁の変換効率を見積もると、バル ク絶縁 BST 薄膜(x=0.5, 0.7, 0.9)において 45~57%となっ た。この値は、これまで報告されている遷移金属における スピンホール効果よりも大きな変換効率である。

最後に、超低消費電力スピントロクスデバイスへの応用 という観点から、スピン流伝導度について述べる。スピン 流伝導度は(電気伝導度)×(変換効率)で定義され、この値 が大きいほど、小さな電流でスピン流生成ができる(=低 消費電力)ことを示している。今回測定したバルク絶縁 BST 薄膜(x = 0.5, 0.7)では、スピン流伝導度は18 ($\mu\Omega$ m)⁻¹ であった。この値はこれまでに遷移金属で報告されている スピン流伝導度(Pt 34 ($\mu\Omega$ m)⁻¹, β -Ta 0.8 ($\mu\Omega$ m)⁻¹, β -W 13 ($\mu\Omega$ m)⁻¹)[13]と近い値になることがわかった。さらに、 遷移金属(Pt, β -Ta, β -W)では、上記のスピン流伝導度を 得るためには、スピン拡散長(1~2 nm)よりも十分に厚い 必要があるため、遷移金属をBST薄膜の界面膜厚(~1 nm) と同程度の膜厚にすると、スピン流伝導度は 1/3 程度に減 少する。

以上から、トポロジカル絶縁体の表面を用いた電荷-ス ピン変換現象をスピンホール効果の代わりに用いることで、 スピントロニクス素子の超薄膜化と低消費電力化を同時に 実現する可能性が期待される。

【今後の展開】

本稿ではトポロジカル絶縁体表面状態を用いたスピン流 の生成およびスピン流検出に関する実験研究を紹介した。 この様な特殊な表面状態を用いることで、従来のスピン ホール効果と同等以上の効率でスピン流生成やスピン流の 電気的検出が実現できることが理論と実験の両面から解明 されてきた。前述したように、それらの変換効率は、フェ ルミ速度、スピン緩和時間が重要な物理因子となる。特に スピン緩和時間は、スピン分裂した界面に緩和時間の短い 金属などを接合した場合には、変換効率が大きく変化する ことが実験的にも示されている。これらの物理因子は、従 来のスピンホール効果の大きさを決定する物理要因とは異 なるものであり、これまでスピントロニクス分野で注目さ れてこなかった物質群へ目を向ける良いきっかけを与える。 ここでは触れなかったが、界面を用いる大きな利点は、外 部電界により界面近傍の電子状態を制御できることである。 そのため、今後電場による界面スピン流・電流変換機能の 制御に関する研究が一層盛んになることが予想される。

【謝辞】

本研究成果は、理化学研究所(理研)創発物性科学研究 センター強相関量子伝導研究チームの吉見龍太郎基礎科学 特別研究員、強相関界面研究グループの川﨑雅司グループ ディレクター(東京大学大学院工学研究科教授)、強相関物 性研究グループの十倉好紀グループディレクター(東京大 学大学院工学研究科教授)、東北大学金属材料研究所の塚 﨑敦教授らとの共同研究によるものである。

- M. I. Dyakonov and V. I. Perel, Sov. Phys. JETP 13, 467 (1971).
- [2] Y. K. Kato, et al.: Science 306, 1910 (2004). J.
 Wunderlich, et al.: Phys. Rev. Lett. 94, 047204 (2005).
- [3] K. Uchida, *et al.*: Nature 455, 778 (2008), Appl. Phys.
 Lett. 97, 172505 (2010)., H. Adachi, *et al.*: Phys. Rev.
 B 83, 094410 (2011).
- [4] K. Uchida, et al.: Nature Commun.s 6, 5910 (2015).
- [5] V. M. Edelstein, Solid State Commun. 73, 233–235 (1990).
- [6] C. H. Li, et al.: Nature Nanotech. 9, 218 (2014).
- [7] A. R. Mellnik, et al.: Nature 511, 449 (2014).
- [8] L. Liu, et al.: Phys. Rev. Lett. 106, 036601 (2011).
- [9] K. Kondou, et al.: Nature Phys. 12, 1027-1031 (2016).
- [10] M. Miyamoto, et al.: Phys. Rev. Lett. 109, 166802 (2012).
- [11] S. Souma, et al.: Phys. Rev. Lett. 109, 186804 (2012).
- [12] Y. Zhang, et al.: Nature Physcis 6, 584-588 (2010).
- [13] A. Hoffman, IEEE Transactions on Magnetics 49, 5172 (2013).