## 2次元トポロジカル絶縁体の研究

村木康二/NTT物性科学基礎研究所/計画研究C01

よく知られているようにトポロジカル絶縁体が最初 に理論的に提案されたのも実験的に確認されたのも2 次元系であり、それがその後3次元系に拡張されたこ とでトポロジカル絶縁体の研究は大きく発展して現在 に至っている。3次元系では実に様々な物質がトポロ ジカル絶縁体であることが示されているのに対して、 2次元系で実験的に確認されているのは最初に報告さ れたトポロジカル絶縁体である HqTe/CdTe 量子井戸 [1] と、その数年後に報告された InAs/GaSb 量子井戸 [2] の 2 つだけである。(理論的には他にもいくつか提 案があり [3]、Bi バイレイヤーでは STM でエッジ状態 の存在を示す実験はあるが [4]、電気伝導が測定されて いるのは今のところ上記の2つの系だけである。)ま た、3次元トポロジカル絶縁体ではARPESによってディ ラック型のエネルギー分散やスピン - 運動量ロッキン グの様子が詳細に実験で調べられており、電気伝導で は表面ディラック電子特有の量子ホール効果が観測さ れているのに比べると、2次元系の研究の進捗状況は 分かりづらいかもしれない。ここでは2次元トポロジ カル絶縁体(あるいは量子スピンホール系)の実験に ついて研究の流れと現状を概説する。

HqTeとCdTeはいずれも II-VI 族の半導体である。 HgTe は伝導帯と価電子帯が反転したバンド構造をし ているが、CdTe はバンド反転のない通常の半導体で あり、HgTeをCdTeで挟むことでHgTeに量子準位 が形成され2次元のサブバンドが形成される。この量 子井戸の厚さがある閾値(6.3 nm)よりも厚い場合、 HqTe 内の s 軌道が作る量子準位は p 軌道の量子準位 よりもエネルギー的に下になるため、バンド反転が保 たれ、2次元トポロジカル絶縁体となる。一方、InAs と GaSb は III-V 族半導体であり、いずれもバンド反転 のない通常のバンド構造をもつ。これらをヘテロ接合 にすることでトポロジカル絶縁体となる理由は、バン ドのエネルギー配置が相対的にずれており、InAsの 伝導帯の底が GaSb の価電子帯の頂上よりも下にある ためである。これを両側からバンドギャップの大きい AlSb で挟むことで、s 軌道と p 軌道の量子準位がそれ ぞれ InAs と GaSb 中に形成される。これらがバンド反 転条件を満たすためには InAs と GaSb の厚さに条件が 加わるが、GaSb 中にサブバンドを形成する正孔の有 効質量はかなり大きいためその量子準位の影響は小さ く、実際にはほぼ InAs 層の厚さによって決まる。典型 的な厚さは GaSb が 8-10 nm、InAs が~ 12 nm である。 トポロジカル絶縁体となるためにはバンドギャップが 開く必要があるが、InAs と GaSb のヘテロ界面を通し て波動関数がしみ出して軌道が混成することによって 反交差ギャップが開く。この反交差ギャップの大きさ は理論計算によると 4 meV 程度と小さいが、極低温で あればバルクが絶縁化するには本来十分なはずの大き さである。s 軌道のサブバンドと p 軌道のサブバンド が空間的に離れていることは、ギャップが小さいとい う点ではデメリットであるが、ゲート電圧によってバ ンドオーバーラップを制御できるという点ではメリッ トとなる。

トポロジカル絶縁体では伝導帯と価電子帯を結ぶ線 形分散をもった特異なバンドが試料境界に現れる。3 次元トポロジカル絶縁体ではこれが2次元のディラッ ク電子として試料表面に現れるのに対し、2次元トポ ロジカル絶縁体では1次元のヘリカルエッジチャネル として試料端に現れる。これが「ヘリカル」と呼ばれ る理由は、通常の1次元電子系と異なり、右向き・左 向きの各運動量状態に対してそれぞれある決まったス ピンの向きをもった1つの状態しか存在しないことに よる。一方の試料端に注目すると、その端に存在する 右向きと左向きのエッジ状態は逆向きのスピンをもっ たクラマース対となっており、お互いに時間反転の関 係にある。ゼロ磁場で磁性不純物が存在しない場合、 時間反転対称性によって(非弾性)後方散乱が抑制さ れるのはそのためである。また、スピンの向きによっ て運動方向が決まっているため、電極から電子を注入 すると、あるスピンの向きの電子はその電極の右側の エッジチャネルへ、その逆向きのスピンをもつ電子は 左側のエッジチャネルに注入されることになる。これ はスピンホール効果の量子化版と言うことができ、2 次元トポロジカル絶縁体が量子スピンホール絶縁体と 呼ばれる所以である。

後方散乱がない場合、試料端のヘリカルエッジチャ ネルに Landauer-Büttker の公式を適用することで試料 の伝導度を予測することができる。通常の6端子ホー ルバー型試料の場合、4端子測定で得られる縦抵抗は h/2e<sup>2</sup>(~13kΩ)となる。ここで分母の因子2はスピ ン縮退によるものではなく、ソースとドレインを結ぶ エッジチャネルが試料の両端に存在することによる。 HgTe/CdTe 量子井戸において試料端の長さが1μmと 短い場合、ゲート電圧を掃引すると抵抗が h/2e<sup>2</sup>に近 い値でプラトーを示したことが最初のトポロジカル絶 縁体の証拠とされた [5,6]。しかし観測された抵抗の振

# TOPICS

る舞いは量子化と呼ぶにはほど遠く、期待される量子 化値からのずれが大きいだけでなく、ゲート電圧を掃 引した際の抵抗の揺らぎもかなり大きい。また抵抗が 量子化値に近い値をとるのは試料端が短い場合に限ら れており、端が長い試料では抵抗は増大する。HgTe/ CdTe 系については、試料作製の難しさもあってか、 その後に発表された論文においても抵抗の量子化に関 してはほとんど改善が見られていない。

一方、InAs/GaSb についてはゲート電圧を掃引した 場合にフェルミ準位がギャップ中にあっても試料の抵 抗があまり高くならないことはトポロジカル絶縁体 の予想以前から知られていた [7]。残留バルク伝導は 3次元トポロジカル絶縁体においても問題となってい るが、InAs/GaSb の場合も同様である。ただし InAs/ GaSb の場合、残留バルク伝導の起源は明らかではな い。ETH のグループは非常に高易動度の InAs/GaSb 試 料の作製に成功しているが、易動度の高い試料のほう がバルクの残留伝導度は大きいという結果になってい る [8]。Rice 大のグループは初期の研究において、残 留バルク伝導が大きい InAs/GaSb 試料において伝導度 の試料の長さと幅に対する依存性を調べることで試料 の幅に依存しない伝導度の成分を評価し、それが期待 される量子化値に近いことからエッジ伝導の存在を示 した [9]。3 次元トポロジカル絶縁体の場合、表面伝導 の寄与を評価するために試料の厚さ依存性を調べると いう手法がとられているが、それと同様の発想である。

InAs/GaSb系ではドーピングをしなくてもキャリア が存在し、通常はn型の伝導を示す。我々のグループ ではフェルミ準位をエネルギーギャップ領域に調節し やすいように Al<sub>0.7</sub>Ga<sub>0.3</sub>Sb のバリア中にアクセプタであ る Be を変調ドープした試料を作製したところ、この 試料において良好なバルク絶縁性が得られ、非局所伝 導によってエッジ伝導が支配的であることを示すこと ができた [10]。さらに InAs の厚さを 10, 12, 14 nm と 変えることで、通常の絶縁体からトポロジカル絶縁体、 半金属 (バンド反転しているが実効的にギャップがな くなっている状態) へと変化することを示した。

その後、Rice 大のグループは InAs/GaSb の界面に Siをドーピングした試料を作製し、この試料が良好 なバルク絶縁性を示し、かつかなり良好な抵抗の量子 化を示すことを報告している [11]。この試料において も抵抗はエッジの長さにほぼ比例して増大し、その比 例係数からエッジの非弾性散乱長が 4.4 µm と見積も られている。ヘテロ界面に Siをドーピングしたのは、 disorder によってバルクの電子状態を局在させるのが 目的であり、実験結果はその顕著な効果を示している。 一方、量子スピンホール系において抵抗が量子化せず にゲート電圧によって揺らぐ原因として、ポテンシャ ル揺らぎによって生じた電子・正孔の puddle を介し たエッジ状態の緩和が考えられている [12]。したがっ て Si ドープ試料においてバルク絶縁性だけでなく抵抗 の量子化も改善していることは注目に値するが、その メカニズムの詳細は必ずしも明らかではない。

2次元のトポロジカル絶縁体においてフェルミレベルがギャップ中にある場合に電流が試料端を流れていることは、HgTe/CdTe、InAs/GaSbの両方の系について、非局所伝導の測定[13,10]とscanning SQUIDによる電流の実空間マッピング[14,15]によって示されている。 一方、エッジチャネルのスピンに関する情報については、HgTe/CdTeのバルク領域の逆スピンホール効果を用いた実験[16]とInAs/GaSb系におけるAndreev反射の実験[17]がある。後者ではNb電極をつけたチャネル長0.5 µmの試料を用いている。normal反射ではスピンを反転せずに運動方向を変える必要があるが、ヘリカルエッジチャネルではそのようなモードが存在しないため100%の確率でAndreev反射が起きると予想される。実験ではAndreev反射による伝導度ピークの高さからこのことを示したとしている。

超伝導接合に関しては、その後、Harvard 大を中心 としたチームによって AI を電極としたチャネル長 0.8 µmの HgTe/CdTe 試料において超伝導電流が観測さ れている [18]。臨界電流が示す Fraunhofer パターンの フーリエ解析から電流の空間分布を調べ、フェルミ準 位がギャップ中にある場合に超伝導電流が試料端に集 中していることが示されている。InAs/GaSb について も AI を電極としたチャネル長 0.4 µmの試料において 同様の測定が Delft 大を中心としたチームによって報 告されている [19]。さらに Delft 大の実験ではあるゲー ト電圧の範囲で Fraunhofer 振動に通常の倍の周期をも つ振動成分が観測されており、マヨラナゼロモードと の関連の可能性が議論されているが、これについては 別の解釈も提案されている [20]。

また Delft 大のグループは InAs/GaSb 試料に横磁 場を加えることでバンド反転 - 非反転の遷移を観測し ている [21]。横磁場によって InAs の電子サブバンド と GaSb の正孔サブバンドは k 空間で相対的にずれる が、非バンド反転領域ではもともとバンドのオーバー ラップがないためバンドギャップは変化しないのに対 し、バンド反転領域ではエネルギー的にオーバーラッ プしたバンドが k 空間で分離するためミニギャップが 消失して半金属的になる。このように横磁場によって 異なる層に属するサブバンドを k 空間でずらす手法は InAs/GaSb 系でも以前から行われていたが、フロント ゲートとバックゲートを有するデュアルゲート構造を 用いてバンド反転領域から非反転領域への遷移を一つ の試料で見たのは初めてである。この実験で気が付く のは、非バンド反転領域においても試料の抵抗がかな り低いことである。バンド反転領域ではギャップが小 さいため、残留バルク伝導によって抵抗が低くなるこ とはあるが、非バンド反転領域ではエネルギーギャッ プが大きいためバルク伝導は抑制されるはずである。

この疑問に答えるように、最近になって Copenhagen 大を中心とした Delft 大を含む複数のグループによる チームは、InAs 層が薄くバンド反転していない InAs/ GaSb 試料においても試料端に伝導チャネルが存在し、 フェルミ準位がバンドギャップ中にある場合、電流が 試料端に沿って流れていることを伝導測定と scanning SQUID による電流の実空間マッピングの両面から示し ている [22]。伝導測定では試料の2端子抵抗は試料端 の長さにほぼ比例し、試料端 0.3 μm では抵抗が h/2e<sup>2</sup> よりもずっと小さい値まで下がっており、トポロジカ ルなエッジ状態とは別物の trivial なエッジチャネルが 存在することを示している。

実は InAs/GaSb 系においてエッチングによって作っ たメサの側面に伝導層ができる場合があることは以前 から知られており、赤外検出器においては暗電流とな るため、それを低減するための研究が行われている。 上記の研究チームは複数の研究機関でプロセスを行 い、結果が再現することを示しているが、一方、我々 のグループでは非バンド反転領域では試料は良い絶縁 性を示しており [10]、プロセスやウェハに対する依存 性が考えられる。特に InAs/GaSb 系の場合、InAs と GaSb で化学的な性質が異なるため、ウェットエッチ ングの場合は選択エッチが可能である反面、別の難し さがある。(一方、ドライエッチングの場合、試料へ の損傷が問題となる。)

我々のグループではバンド反転領域から出発し、 ゲート電圧によって残留バルク伝導を抑制することで エッジ伝導が支配的な領域に到達することができてい る [23]。原理的にはさらにゲート電圧を加えれば非バ ンド反転領域に到達するはずであるが、ゲートリーク の問題があり、まだそれには至っていない。より低い ゲート電圧でバンド反転領域と非反転領域を行き来で きるようにウェハ構造の改良が必要である。trivial な エッジ伝導のない試料においてバンド反転領域と非反 転転領域を行き来することができればゲート電圧に よってエッジチャネルの存在をon/off できることにな り、それを示すことは重要なステップである。

以上、2次元トポロジカル絶縁体の実験について HgTe/CdTeとInAs/GaSbに限っておおまかに紹介し た。3次元に比べて進展が遅かった2次元トポロジカ ル絶縁体の研究であるが、ここ数年でいろいろな展開 があったことが伝われば幸いであるが、実際に研究を している者としては大変な状況になってきたというの が正直なところである。

#### 参考文献

[1]B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006).

- [2] C. Liu et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 236601 (2008).
- [3] I. K. Drozdov et al., Nature Physics 10, 664 (2014).
- [4]「トポロジカル絶縁体入門」安藤陽一
- [5] M. König, et al., Science **318**, 766 (2007).
- [6] M. König, et al., J. Phys. Soc. Jpn. 77, 031007 (2008).
- [7] L. J. Cooper et al., Phys. Rev. B 57, 11915 (1998).

[8] C. Charpentier et al., Appl. Phys. Lett. **103**, 112102 (2013)

- [9] I. Knez et al., Phys. Rev. Lett. 107, 136603 (2011).
- [10] K. Suzuki et al., Phys. Rev. B 87, 235311 (2013).
- [11] L. Du et al., Phys. Rev. Lett. **114**, 096802 (2015).
- [12] J. I. Väyrynen et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 216402 (2013); Phys. Rev. B **90**, 115309 (2014).
- [13] A. Roth et al., Science 325, 294 (2009).

[14] K. C. Nowack et al., Nature Materials **12**, 787 (2013).

[15] E. M. Spanton et al., Phys.Rev.Lett. **113**, 026804 (2014).

- [16] C. Brüne et al., Nature Physics 8, 485 (2012).
- [17] I. Knez et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 186603 (2012).
- [18] S. Hart et al., Nature Physics 10, 638 (2014).

[19] V. S. Pribiag et al., Nature Nanotechnology **10**, 593 (2015).

[20] B. Baxevanis, V. P. Ostroukh, and C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. B **91**, 041409(R) (2015).

- [21] F. Qu et al., Phys. Rev. Lett. 115, 036803 (2015).
- [22] F. Nichelle et al., arXiv:1511.01728.
- [23] K. Suzuki et al. Phys. Rev. B 91, 245309 (2015).

### 著者紹介



### むらき こうじ

1965 年東京都出身 1994 年 東京大学大学院 工学系研究科 物理工学専攻 博士課程修了 同年 日本電信電話(株)(NTT) 基礎研究所 1999 年 NTT 物 性科学基礎研究所 現在 同研究所 量子電子物性

研究部 量子固体物性研究グ ループグループリーダ,上席 特別研究員(この間 2001~ 2002 ドイツ・マックスプラ ンク研究所 客員研究員を併 任)

分子線エピタキシーによる高 易動度2次元電子系の成長と 電気伝導測定を通して主に分 数量子ホール系の研究を行っ てきた。