

報告番号	甲 第 12289 号
------	-------------

主論文の要旨

論文題目 トポロジカル物質における超伝導
(Superconductivity in Topological Materials)

氏名 橋本 樹

論文内容の要旨

100 年以上におよぶ超伝導現象の研究の歴史のなかでも特筆すべき事項は異方的超伝導体の発見である。異方的超伝導体はクーパー対が有限の角運動量を持っているなど、他の多くの超伝導体とクーパー対の対称性が異なっている物質である[1]。これまでの研究でこれらの異方的超伝導体は超伝導ギャップ内にアンドレーエフ束縛状態と呼ばれる表面状態が存在する。これまで、アンドレーエフ束縛状態の存在は、各系を記述する Bogoliubov-de Gennes ハミルトニアンから散乱問題を解くことで、個別に理解されてきた[2]。しかし、最近になり、これら一連の異方的超伝導体がトポロジーの概念を用いて統一的に理解できることが明らかになってきた。それと同時にトポロジカル超伝導体の一部には、マヨラナ準粒子と呼ばれる特殊な統計性に従い量子演算に応用できる準粒子が存在することが予言され、これまでとは別の視点で興味を集めている[3,4]。

トポロジカル量子現象の研究は 1980 年の量子ホール効果の発見に始まる[5]。1982 年、Thouless らは初めて物性物理の分野に Hilbert 空間のトポロジーの概念を導入し、量子ホール効果を説明することに成功した[6]。そして、ここ数年、トポロジーを用いた物理現象の理解は急速に発展している。その中心に位置するのが 2005 年に理論的に提案されたトポロジカル絶縁体である[7]。トポロジカル絶縁体は、バルクは通常の絶縁体であるが、真空や他の物質との界面でヘリカルにスピン偏極した電子状態を持つ物質である。この物質の研究が急速に展開しているのは、単に理論考察だけではなく、実際の物質が数多く見つかったからである。また、ここ最近では、結晶の持つ鏡映対称性や磁気的対称性を使ったトポロジカル相の分類も行われており、実際に鏡映対称性に保護された表面状態も実験で観測されている。

2010 年、キャリアドーピングされたトポロジカル絶縁体 ($\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$) が超伝導転移すること

が報告された[8]. また, 2011年には大阪大学安藤グループによるポイントコンタクトによるトンネル分光の実験でこの物質がトポロジカル超伝導体であることが指摘された[9]. その後も, キャリアドープされた他のトポロジカル物質でも超伝導転移することが立て続けに報告され, 2018年現在では30種類程度のトポロジカル物質が超伝導転移することがわかっている. また, 理論的考察により, 一部のトポロジカル物質の特異なスピンや軌道構造が異方的超伝導(トポロジカル超伝導)を安定化することがわかり, トポロジカル物質は, 異方的超伝導を見つける最高のプラットフォームとして認識され始めている. さらに, 実際にいくつかの物質では, 異方的超伝導の実現を示唆する実験結果が報告されている. 上記のより詳しい内容は本論文の第1章に記した.

続く第2章は, トポロジカル絶縁体由来の超伝導体 $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ について著者が行った研究についてである[※1,※2]. 上記の通り $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ はポイントコンタクトの実験によるコンダクタンスの測定で, トポロジカル超伝導の実現が示唆されていた. これまで実験的に確立しているトポロジカル超伝導体の例は数少なく $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ がトポロジカル超伝導体であるということが確立されれば, 今後のトポロジカル量子現象の物理の発展に大きく寄与すると考えられる. しかし, 走査型トンネル顕微鏡によるトンネルコンダクタンスの測定では従来型 s 波超伝導を示唆する結果がでており[10], $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ で起こる超伝導の詳細は理解されていなかった.

このような状況下で, 我々は $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ の超伝導特性を理解する, 特に, $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ のペアポテンシャルの対称性を明らかにすることを目的に研究を行った. 矛盾した実験結果が出ている表面状態ではなく, バルクの電子状態に注目したのが本研究の特色である.

$\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ で実現しうるペアポテンシャルは弱相関の範囲で4種類あることがFuとBergによって示されている[11]. 4種類のペアポテンシャルは対称性が異なり, 1つは, 従来型 s 波超伝導体となるペアポテンシャルであり, 他の3つはそれぞれ性質の異なるトポロジカル超伝導体となるペアポテンシャルである. 実験にかかるバルクの物理量を理解するにはフェルミ面近傍の電子状態を理解する必要がある. そのため, フェルミ面近傍の超伝導ギャップ構造, クーパー対のスピン構造を解析的に導出した. その結果, 各ペアポテンシャルでそれぞれ特徴的なギャップ構造, スピン状態をもつことがわかった. 特に, クーパー対のスピン状態は各ペアポテンシャルによって完全に異なっていることを明らかにした.

一般的に, 超伝導ギャップ構造やクーパー対のスピン状態は, 熱力学量や外場に対する応答に反映されることが知られている. そこで, 我々は電子比熱, スピン帯磁率, 核磁気緩和率の温度依存性を数値計算により求めた. その結果, 各ペアポテンシャルでそれぞれ特徴的なふるまいをみせた. 特に, スピン帯磁率は各ペアポテンシャルで完全にふるまいが異なっていることを明らかにした. つまり, スピン帯磁率の測定で, 4種類のペアポテンシャルを区別できることを示した.

その後2016年10月には岡山大学を中心とするグループにより, 核磁気共鳴法によりス

ピン帯磁率の測定結果が報告された[12]. その報告では, 我々の理論計算をもとに実験の解釈が行われ, トポロジカル超伝導状態であることが示された. $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ の結晶は c 軸回りに 3 回の回転対称性を持つが超伝導転移に伴い, 超伝導ギャップの構造は 2 回回転対称に落ちることが指摘された. このような超伝導状態は液晶ディスプレイなどに使われる, ネマティック液晶とのアナロジーにより, ネマティック超伝導状態と呼ばれている.

第 3 章はトポロジカル結晶絶縁体にドーブした系($\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$)の超伝導状態について著者が行った研究をまとめている[※3]. トポロジカル結晶絶縁体 SnTe に In をドーブした系($\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$)での超伝導は SnTe がトポロジカル結晶絶縁体であると認識される以前から知られていた. 2010 年にポイントコンタクトによる(001)表面のコンダクタンスの測定でゼロバイアスコンダクタンスピークが観測されたのを期に $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ はトポロジカル超伝導体候補物質として注目を浴び始めた[13].

SnTe はブリルアンゾーン境界の L 点でバンド反転が起きており, キャリアがドーブされるとその周りにフェルミ面をもつ. SnTe の L 点回りの電子状態は $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ の Γ 点回りの電子状態と類似しており, バルク物理量は $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ の Γ 点近傍の有効モデルで記述できる. しかし, (001)表面を考えた場合, 以下の 3 点で $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ とは異なる. (i)フェルミ面が偶数個の時間反転対称点を囲んでいる(ii)2 つの L 点回りのフェルミ面が重なって表面ブリルアンゾーンに射影される. (iii)射影されたフェルミ面が表面ブリルアンゾーンの境界に現れる. このような点から, SnTe において仮に $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ と同じ超伝導状態が実現したとしても, その表面状態は大きく異なることが予想できる.

本研究では上の(i)-(iii)の影響を明らかにするためブリルアンゾーン全域を記述する強結合モデルを採用した. 超伝導状態としては比熱の実験で示唆されているフルギャップ超伝導状態として従来型超伝導であるペアポテンシャル(A_{1g})と奇パリティ超伝導ペアポテンシャル(A_{2u})を導入し, 各ペアポテンシャルを仮定した場合の超伝導状態における表面状態(アンドレーエフ束縛状態)を議論した.

その結果, 奇パリティのフルギャップの超伝導ペアを考えた場合, 表面に鏡映対称性に保護されたゼロエネルギー状態が現れることがわかった. これまでに知られている超伝導におけるアンドレーエフ束縛状態は, いずれも時間反転対称性や粒子正孔対称性に保護されたゼロエネルギー状態を持っていた. 鏡映対称性のみで保護されている超伝導ゼロエネルギー状態はこれまでになくこの意味で新しい. また, 超伝導状態において, 時間反転対称性や粒子正孔対称性を破ることは, 超伝導状態そのものを壊してしまう. そのためアンドレーエフ束縛状態を磁場等で制御し, 表面の超伝導熱流を操作するのは容易ではない. しかし, 我々が発見した鏡映対称性で守られたアンドレーエフ束縛状態は電場やストレインなど, 超伝導状態そのものへの影響が少ない外場でも表面の超伝導熱流を制御することができる. この発見は, これは将来の超伝導カロリトロニクスにつながると考える.

また, アンドレーエフ束縛状態が化学ポテンシャルを変えることで変化する様子を示し

た。フェルミ準位にバルク状態のみある場合は、常伝導状態同様なダブルコーン型の分散を持つが、フェルミ準位にバルクと表面状態がある場合はねじれた表面アンドレーエフ束縛状態があらわれることがわかった。トポロジカル絶縁体における超伝導のアンドレーエフ束縛状態はゼロエネルギー点が時間反転対称点に固定されているので、分散がねじれるときにフラットな分散をもち、ゼロ電圧コンダクタンスピークとなる[14]。一方でトポロジカル結晶絶縁体における超伝導のゼロエネルギー状態はミラー対称線上を動かすことができるので、ねじれるに状況でゼロエネルギー近傍にフラットな分散は出る必要がない。また、表面状態密度の測定でこのような超伝導状態が実現していることを確認できることを示した。

最後に第 4 章では、上記の結果をまとめ、トポロジカル物質における超伝導の研究の将来の展望について記す。

・本論文に関する出版論文

- [※1] T. Hashimoto, K. Yada, A. Yamakage, M. Sato and Y. Tanaka, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 044704 (2013).
- [※2] T. Hashimoto, K. Yada, M. Sato and Y. Tanaka, Supercond. Sci. Technol. **27**, 104002 (2014).
- [※3] T. Hashimoto, K. Yada, M. Sato and Y. Tanaka, Phys. Rev. B, **92**, 174527 (2015)

・参考文献

- [1] M. Sigrist and K. Ueda, Rev. Mod. Phys. **63**, 239 (1991).
- [2] S. Kashiwaya and Y. Tanaka, Rep. Prog. Phys. **63**, 1641 (2000).
- [3] Y. Tanaka, T. Yokoyama, and N. Nagaosa, Phys. Rev. Lett. **103**, 107002 (2009).
- [4] M. Sato and Y. Ando, Rep. Prog. Phys. **80**, 076501 (2017).
- [5] K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [6] D. J. Thouless, *et al*, Phys. Rev. Lett. **49**, 405 (1982).
- [7] C. L. Kane and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95**, 146802 (2005).
- [8] Y. S. Hor, *et al*, Phys. Rev. Lett. **104**, 057001 (2010).
- [9] S. Sasaki, *et al*, Phys. Rev. Lett. **107**, 217001 (2011).
- [10] N. Levy, *et al*, Phys. Rev. Lett. **110**, 117001 (2013).
- [11] L. Fu and E. Berg, Phys. Rev. Lett. **105**, 097001 (2010).
- [12] K. Matano, *et al*, Nat. Phys. **12**, 852 (2016).
- [13] S. Sasaki, *et al*, Phys. Rev. Lett. **109**, 217004 (2012).
- [14] A. Yamakage, K. Yada, M. Sato, and Y. Tanaka, Phys. Rev. B **85**, 180509 (2012).