



Title	トポロジカル絶縁体研究の進展
Author(s)	安藤, 陽一
Citation	大阪大学低温センターだより. 2011, 153, p. 1-12
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/9891
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

トポロジカル絶縁体研究の進展

産業科学研究所 安藤 陽一（内線8440）

E-mail: y_ando@sanken.osaka-u.ac.jp

1. はじめに

最近、トポロジカル絶縁体という物質が大きな注目を集めている。本稿では、この聞き慣れない物質についてその概要を解説すると共に、我々のグループで行ってきた研究を紹介する。このトポロジカル絶縁体とは、一言でいえば、バルクにはエネルギーギャップを持つ絶縁体だが、その“エッジ”（2次元系なら端、3次元系なら表面）にギャップレスの金属状態が生じている物質である^[1-3]。強磁場中で実現する量子ホール系でも似たような状況が生じているが、トポロジカル絶縁体の場合はゼロ磁場中でこのような状態が存在するので、金属でも絶縁体でもない「新しい種類の固体物質」を実現しているのがトポロジカル絶縁体、とすることができる。トポロジカル絶縁体がこのような特異な性質を示すのは、強いスピン軌道相互作用によって価電子帯の電子波動関数のパリティが奇になることに起因する。

この事情を少し詳しく説明しよう。量子状態のパリティは「 Z_2 数」というトポロジカル不変量で表現できるが、普通の絶縁体の価電子帯は偶パリティを持つので、その属する Z_2 トポロジカルクラスは「偶」である。真空のパリティも偶なので、真空は「偶」の Z_2 トポロジカルクラスに属する絶縁体と考えることができる。一方、トポロジカル絶縁体では強いスピン軌道相互作用の効果でバンド反転が起こることにより、 Z_2 トポロジエーに関して「奇」のクラスに分類される量子状態が実現している。このため、トポロジカル絶縁体のエッジ（つまり真空との界面）は、異なるトポロジカルクラスに属する絶縁体と接していることになる。このとき、一方から他方へ連続的に遷移することはできないので、その間で一度ギャップが閉じ、“絶縁体以外の状態”、つまり金属状態を経なければならない。これがトポロジカル絶縁体のエッジに金属的状态が現れる原理である。この原理は、例えばよく知られたメビウスの輪を考えると理解しやすい。つまり、メビウスの輪と普通の輪とは異なるトポロジカルクラスに属するため、一方から他方へ連続変形で遷移することは出来ない。メビウスの輪を普通の輪にするには、一度、輪を切断し、“輪でない状態”を経なければならない。輪が閉じている状態を絶縁体状態に対応させれば、トポロジカル絶縁体の場合との類似は明らかだろう。トポロジカル絶縁体におけるエッジ状態は、このようなトポロジカルな原理によってその存在が保証されているため、“連続変形”に対応するような摂動によって消失または局在することがない。普通の金属や半導体において、超高真空下の清浄表面にギャップレスの金属的表面状態が現

れることがある（例えば金やピスマスの表面に現れるRashba分裂した表面状態が最近注目を集めている^{〔4,5〕}）が、このような表面状態は、分子の吸着など周期ポテンシャルを乱す要因があると容易に局在してしまう。トポロジカル絶縁体の表面状態は、これらとは一線を画している。

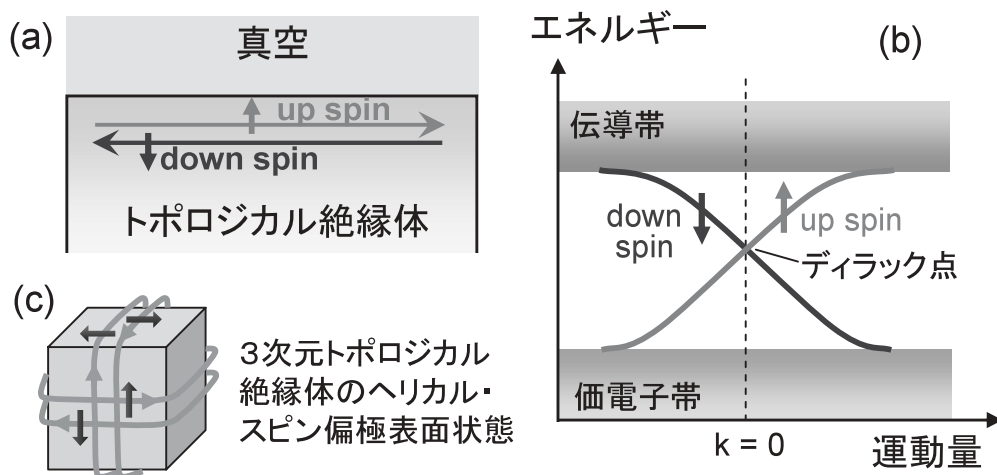
2．量子スピンホール効果

このトポロジカル絶縁体という概念が提唱されるに至ったきっかけは、「スピンホール効果」^{〔6,7〕}の研究にあった。スピンホール効果とは、非磁性体に流す電流によって直接スピン流を発生させることのできる現象で、古典的な「磁場」の代わりに量子力学的な「スピン軌道相互作用」がその原動力となる。理論的には1970年代から可能性が議論されていたが、2004年に実験で検証され^{〔8〕}、一気に脚光を浴びることになった。

ドーピングされた半導体や金属における通常のスピンホール効果は、バルクに電流を流すことによって生じさせる。このため、エネルギー散逸の発生が避けられない。これに対して、バルクには電流を流さずにゼロ磁場中でスピン流を発生させることができるかもしれないエキゾチックな物質として、価電子帯の電子波動関数が持つ量子力学的位相（ベリー位相）のために有限のスピンホール伝導度が現れる「スピンホール絶縁体」が村上・永長・Zhangによって提案され^{〔9〕}、大きな注目を集めた。しかし当初のスピンホール絶縁体の理論^{〔9〕}では、確かに価電子帯の性質として有限のスピンホール伝導度が出てくるものの、その物理的な意味があまり明確でなかった^{〔10〕}。その後、上記の Z_2 トポロジの原理で生じるエッジ状態を使えば、2次元のバルク絶縁体において量子化されたスピンホール伝導率が現れる「量子スピンホール効果」が実現できる、という画期的な提案がKaneとMeleによってなされ^{〔11〕}、そのような系は「量子スピンホール絶縁体」と名付けられた。その後、この系におけるエッジ状態のトポロジカルな起源を強調する意味で「トポロジカル絶縁体」という呼び名の方が一般的になってきたが^{〔1-3〕}、現在でも2次元系については、文脈によって量子スピンホール絶縁体とトポロジカル絶縁体の両方の呼び名が使われる。

この2次元系における量子スピンホール効果の起源は、エッジ状態の中で右へ進む電子と左へ進む電子が時間反転対称性の要請のためにそれぞれアップとダウンの異なるスピン状態を取る（これをヘリカルなスピン偏極と呼ぶ）ことにある（第1図a,b）。このようなヘリカルにスピン偏極したエッジ状態は、平衡状態において無散逸のスピン流を運んでいると考えることができる。その平衡を破って電流を流すと、無散逸スピン流のバランスが崩れて電流と垂直な方向にスピン偏極が現れ、これがスピンホール効果として観測されることが期待される。ヘリカルな1次元エッジ状態においては散乱が（スピンを保存する限り）禁止されるため、伝導はバリスティックになり、スピンホール伝導度が量子化される。

このような量子スピンホール絶縁体の具体例として、HgTeをCdTeで挟んだ量子井戸がBernevig・Hughes・Zhangによって理論的に提案され^{〔12〕}、実際にゼロ磁場中における量子化されたエッジ状態の存在がKönigらによって実験的に確認された^{〔13〕}。この2次元トポロジカル絶縁体におけるエッジ状態は、強磁場中の量子ホール系と同じように、基本的に無散逸で電流を運ぶことができると考えられており、今後の研究の発展が期待される。また、このような系における量子化さ



第 1 図 (a) トポロジカル絶縁体におけるヘリカルにスピン偏極したエッジ状態の実空間における概念図。
(b) 同じくトポロジカル絶縁体エッジ状態のエネルギー分散の概念図。(c) 3 次元トポロジカル絶縁体
における表面状態のスピン偏極の概念図。

れたスピンホール効果はまだ実証されていないので、今後の実験研究における重要な課題である。

3 . ディラック電子性

ヘリカルなスピン偏極をしたエッジ状態においては、一般の運動量 k においてスピンの自由度に関する縮退が解け、アップかダウンのいずれか一方のスピン状態しか取れない。運動量 k にはもう一方のスピン状態が対応する。では、表面状態の分散が $k=0$ を通るときは何が起こるだろうか？系が時間反転対称性を破っていないければ、 $k=0$ においてはクラマースの定理によりアップとダウンのスピン状態が縮退する。これはつまり、 $+k$ と $-k$ に分かれていたアップスピンとダウンスピンの 2 本の分散は、 $k=0$ では交わる（第 1 図 b 参照）ことを意味する。 $k=0$ の十分近くでそれぞれの分散が直線で近似できるなら、これは $k=0$ に電荷中性点（ディラック点）を持つディラック電子系と見ることができる。なおこのような原理によるディラック電子系の出現は $k=0$ の他にも、ブリルアン域の境界で $+k$ と $-k$ が等価になる点（このような点を時間反転不変運動量と呼ぶ）を表面状態の分散が通るときにも起こる。

このように、ヘリカルにスピン偏極したディラック錐がブリルアン域の中で時間反転不変運動量を囲むように存在する（第 1 図 b）のが、トポロジカル絶縁体の大きな特徴である。グラフェンにおけるディラック電子系はスピン縮退しているが、トポロジカル絶縁体のディラック電子系においてはスピンの「自由度」はなくなっており、スピンの向きが k によって決定されることに注意されたい。

4 . 3 次元トポロジカル絶縁体

Kane と Mele による絶縁体における Z_2 トポロジの発見の 2 年後、非自明な Z_2 トポロジは 2 次元系に限らず 3 次元系でも存在することが理論的に明らかになった^[14, 15]。3 次元系の場合は、価電子帯波動関数の位相幾何学的構造を分類するために 4 つの Z_2 不変量が必要になるが、その中で一

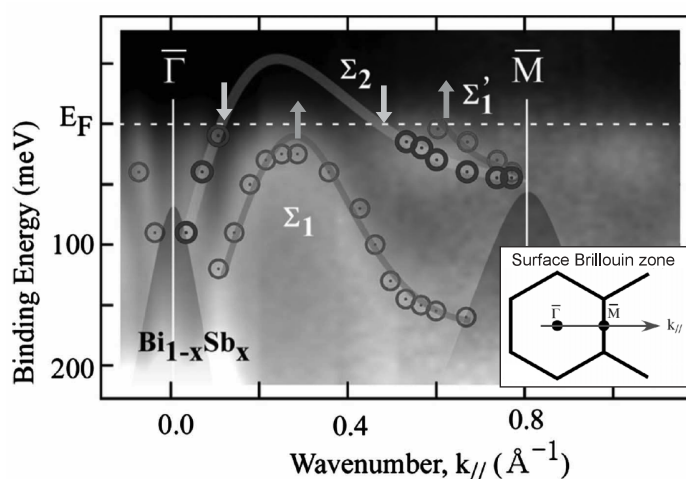
番重要な Z_2 と呼ばれる Z_2 不変量が奇であれば、その物質は「強いトポロジカル絶縁体」と呼ばれ、その“エッジ”状態である金属的表面状態はトポロジカルな原理によって存在が保証される。 Z_2 が偶でその他の Z_2 不変量のうち 1 つ以上が奇の場合を「弱いトポロジカル絶縁体」と呼ぶが、この場合には金属的表面状態の存在は必ずしも保証されない。

この 3 次元トポロジカル絶縁体の表面状態も、2 次元の場合のエッジ状態と同様、ヘリカルなスピン偏極をしている（第 1 図 c）。従って、前節で述べたのと同様の理由によってディラック電子系になっている。しかしその表面状態の中では、電子の散乱は $(\mathbf{k} - \mathbf{k})$ の後方散乱以外は）禁止されないで、量子スピンホール効果は起きない。その代わり 3 次元トポロジカル絶縁体は、電流とスピンの結合およびそれに起因するヘリカル・ディラック電子性に加えて、新奇な電気磁気効果^[16,17]、超伝導体との接合におけるマヨラナ型準粒子^[18] など、非常に興味深い物理を示すことが理論的に予想されており、いわば「新奇な量子現象の金鉱脈」として、いま世界的に大きな研究ブームが起きている^[1-3]。

5.3 3 次元トポロジカル絶縁体の検証

3 次元トポロジカル絶縁体の具体例として、 $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ 合金（ただしエネルギーギャップが開いて絶縁体になる $x = 0.07 - 0.22$ の組成範囲のみ）や、一軸圧力下における $-\text{Sn} \cdot \text{HgTe} \cdot \text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ などがあることを、Fu と Kane が 2007 年に提案した^[19]。彼らはその論文の中で、角度分解光電子分光（ARPES）で表面状態を測定すれば、 Z_2 トポロジが奇であることを反映して、表面フェルミ面は 2 次元ブリルアン域の中で奇数個の時間反転不変運動量を囲むだろうと予想した。これは言い換えれば、表面状態の分散は、2 つの時間反転不変運動量（例えば $\bar{\Gamma}$ 点から M 点、第 2 図の挿入図参照）の間で奇数回だけフェルミレベルを横切る、ということである。この予想を受けて、Hsieh らが実際に $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ の $x = 0.10$ の試料を測定した結果、ヘキ開面である (111) 面上で観測される表面状態の分散は $\bar{\Gamma}$ 点から M 点の間でフェルミレベルを奇数回横切ることが確認された^[20]。これにより、絶縁体組成の $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ が最初の 3 次元トポロジカル絶縁体として同定された。しかし Hsieh らのデータではブリルアン域境界の M 点近傍で表面状態が複雑に縮退しており、表面状態の詳細、特にどのバンドがトポロジカルな起源を持つものなのかが不明であった。

その後、Hsieh らはさらにスピン分解 ARPES 実験を行い、表面状態のスピン分極の様子を一部解明した

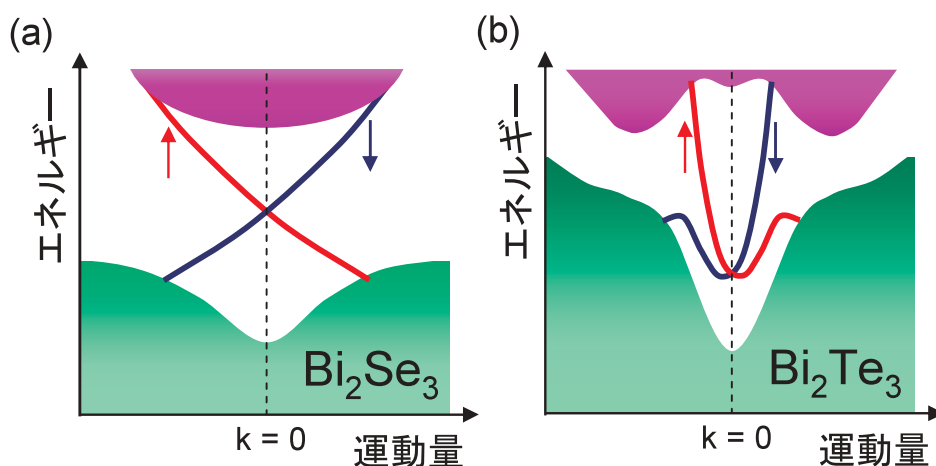


第 2 図 高感度スピン分解 ARPES 実験によって得られた、トポロジカル絶縁体 $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($x = 0.12 - 0.13$) 表面状態とそのスピン分極。挿入図は (111) 面の表面ブリルアン域と時間反転不変運動量の位置。[文献 [22] より。© American Physical Society (2009)]

が、肝心のM点近傍については感度不足でスピン分解ができなかった^[21]。我々は東大物性研の松田グループと共同で $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ の $x = 0.12 - 0.13$ の試料について高感度のスピン分解ARPES実験を行い、初めて表面状態のスピン分極の全容を解明することに成功した^[22]（第2図）。この測定により、 $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ の（111）面上表面状態のディラック点はM点にあることが明らかになったが、これは理論計算の予想^[23, 24]とは異なっており、今後、表面状態に関する精密な第一原理計算が望まれる。また後述するように、 $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ における量子振動効果の測定^[25]では（2,-1,-1）面上に堅固な表面状態の存在が示唆されており、この（2,-1,-1）面の方が（111）面よりも応用上有利であると考えられる。今後のARPES実験および理論計算によって、この（2,-1,-1）面上表面状態の詳細が解明されるのを待ちたい。

6．第2世代トポロジカル絶縁体

上記のように $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ の表面状態は比較的複雑であり、またトポロジカルな起源でないバンドも共存しているため、もっと単純な表面状態を持つトポロジカル絶縁体の探索が行われた。その結果、 $\text{Bi}_2\text{Se}_3 \cdot \text{Bi}_2\text{Te}_3 \cdot \text{Sb}_2\text{Te}_3$ の3つの物質が、一点に1つだけディラック点を持つトポロジカル絶縁体であろうと理論的に予測された^[26]。これらの物質に関するARPES実験はすぐに行われ、 Bi_2Se_3 と Bi_2Te_3 については理論予想通りの表面状態（第3図）が観測された^[27, 28]。 Sb_2Te_3 については、フェルミレベルが価電子帯中深くに位置する試料しかこれまでに得られておらず、表面状態は観測できていない^[29]。



第3図 (a) Bi_2Se_3 と(b) Bi_2Te_3 における表面状態のエネルギー分散とスピン分極の概略図。

Bi_2Se_3 と Bi_2Te_3 についてはスピン分解ARPES実験も行われ、共に第3図に示すようなディラック錐上でのヘリカルなスピン分極が確認されている^[30]。これら2つの物質を比べると、 Bi_2Se_3 では表面状態のディラック点がバルクのエネルギーギャップの中に位置しているのに対し、 Bi_2Te_3 ではディラック点の位置が価電子帯の上端よりも下になっている。このため、 Bi_2Te_3 においてはバルク絶縁体状態を実現した上で化学ポテンシャルを表面状態のディラック点に位置させることは不可能である。3次元トポロジカル絶縁体において期待される新奇現象の多くは、2次元ディラック電子系

である表面状態にギャップを開けて1次元のエッジを作ることを必要とする。このためには化学ポテンシャルが表面状態のディラック点に来るように調整した上で強磁性絶縁体との交換相互作用などによってディラック点にギャップを開けなければならない^[16]。Bi₂Se₃ならこれが可能だが、Bi₂Te₃の場合はこれが不可能であることは、両者の間の重要な違いである。

なお最近、筆者らは東北大学の高橋グループと共同で、理論予測に基づいてTlBiSe₂が新しいトポロジカル絶縁体であることを発見した^[31]。この物質の表面バンド構造は基本的にBi₂Se₃と似ていて、ディラック点は 点上に一つだけあり、しかもバルクのエネルギーギャップの中に位置している。さらにTlBiSe₂ではバルクのエネルギーギャップが約0.35 eVとこれまでに知られているトポロジカル絶縁体物質の中で最大であり、室温でトポロジカル量子現象を観測するのに最も有望な系といえる。

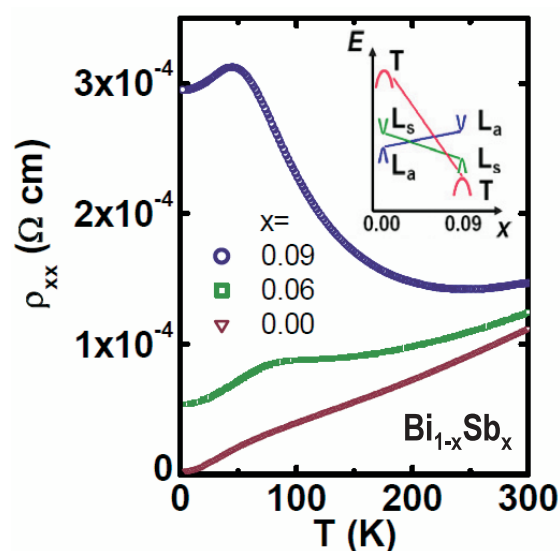
7.3 次元トポロジカル絶縁体の輸送現象による研究

トポロジカル絶縁体の表面状態に関わる輸送現象を観測するのは簡単ではない。これは、現在までに知られているトポロジカル絶縁体物質の単結晶試料には例外なくバルクのキャリアがドーブされており、電流の大半がバルクを流れてしまうためである。以下では、我々が高品質Bi_{1-x}Sb_x単結晶で行った表面状態に起因する輸送現象の観測について紹介する。

7.1 Bi_{1-x}Sb_xにおける表面電子系の量子振動の観測

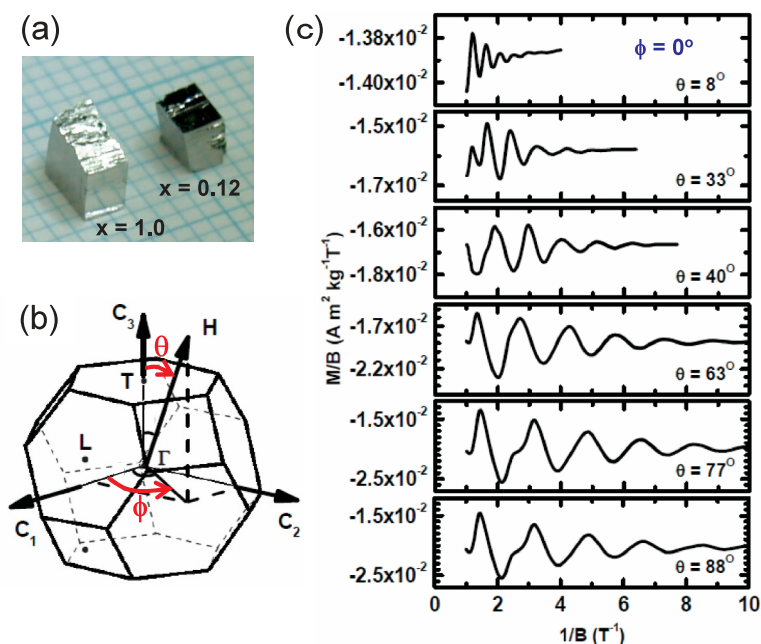
表面2次元電子系の移動度や有効質量など、電子系の詳細情報を得るには、磁化のde Haas-van Alphen (dHvA) 振動や抵抗率のShubnikov-de Haas (SdH) 振動などの量子振動効果を観測することが望ましい。我々のグループでは、Bi_{1-x}Sb_x単結晶中の組成の均一度を上げて高移動度を実現することによって、バルクキャリア濃度 $8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の試料において、トポロジカル絶縁体中の2次元電子系に起因する量子振動を観測することに初めて成功した^[25]。試料中では縮退電子系として3次元電子系と2次元電子系が共存しているが、量子振動の磁場方向依存性を詳細に測定することにより、両者の分離が可能になった。

第4図に我々が作製した高品質Bi_{1-x}Sb_x単結晶の抵抗率の温度依存性を $x = 0.00, 0.06, 0.09$ について示す。このうち $x = 0.09$ はバルク絶縁体組成であるため、抵抗率はエネルギーギャップの存在を反映して200 K以下で絶縁体的に上昇するが、50 K以下では上昇が止まって金属的な振舞いを示す。過去にも絶縁体組成のBi_{1-x}Sb_xにおいて、このように低温で金属的な抵抗率の振舞いが現れること



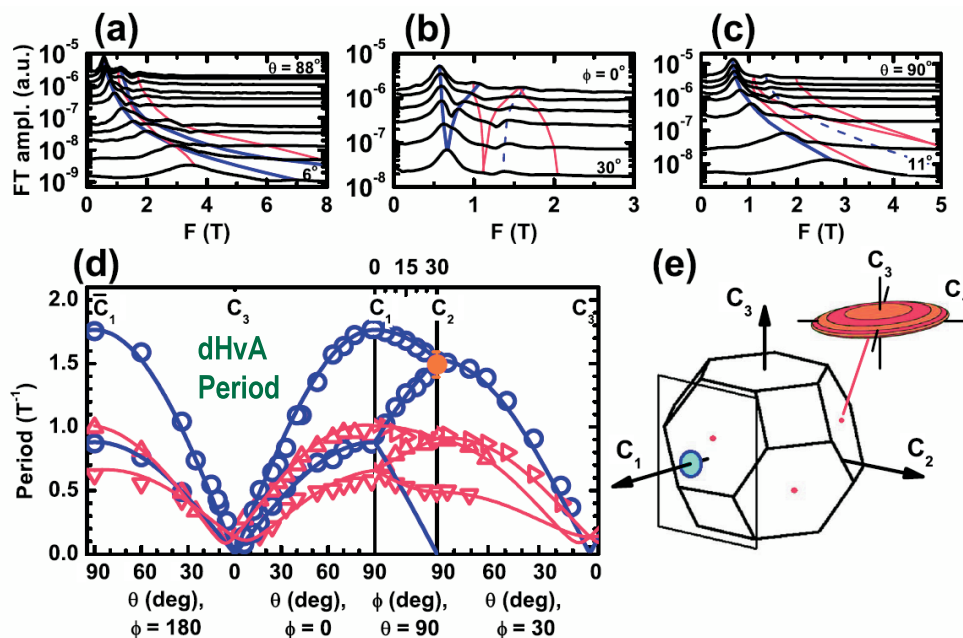
第4図 高品質Bi_{1-x}Sb_x単結晶が示す抵抗率の半金属組成 ($x = 0.00, 0.06$) と絶縁体組成 ($x = 0.09$) における温度依存性の比較。[文献[25]より。© American Physical Society (2009)]

は観測されていたが、当時は不純物バンドによる伝導だと考えられていた^[32]。第5図には $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ 単結晶の写真とブリルアン域の図、および $x = 0.09$ について磁場方向を系統的に変えながら2 Kで測定したdHvA振動の生データを示す。顕著な量子振動が観測されていることから、この試料中には明らかに縮退電子系が存在し、金属的な振舞いは不純物バンドによるものではないことがわかる。この試料について我々はdHvA振動周期の詳細な角度依存性の測定を行



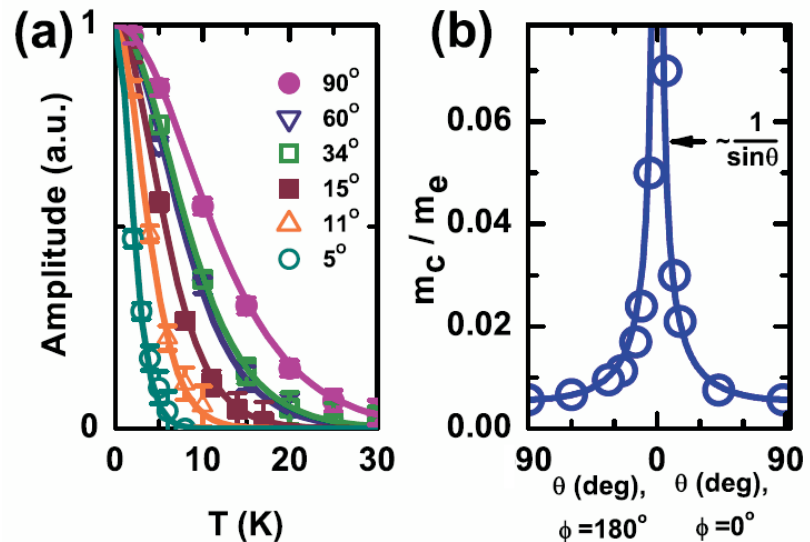
第5図 (a) $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ 単結晶の写真。(b) 3次元ブリルアン域と磁場方向の定義。(c) $x = 0.09$ について磁場方向を系統的に変えながら測定したdHvA振動の生データ。[(b),(c)は文献[25]より。© American Physical Society (2009)]

い、フェルミ面を決定した(第6図)。で示したブランチの角度依存性から、2次元的なフェル



第6図 (a-c) 磁場を(a) binary面、(b) trigonal面、(c) bisectrix面内で回転させたときに得られたdHvA振動をフーリエ変換して得られた振動周波数の変化の様子。(d) 観測されたdHvA振動周期(=周波数の逆数)の磁場角度に対する変化を、上記3つの高対称回転面について示したもの。青線(赤線)は、仮定した2次元(3次元)フェルミ面に起因する周期の計算結果。(e) 測定データから決定されたフェルミ面の概略図。3次元フェルミ面はブリルアン域中の3つの等価なL点の周りにあり、一方、2次元フェルミ面は C_1 面上に存在する。[文献[25]より。© American Physical Society (2009)]

ミ面が存在することがわかる。さらに第 7 図に示すように、dHvA振動の振幅の温度依存性をLifshitz-Kosevich公式^[33]を用いて解析してサイクロトロン質量 m_c を決定し、その角度依存性を求めた結果、 m_c が2次元フェルミ面に特徴的な $1/\sin\theta$ の角度依存性を示して $\theta = 0^\circ$ で鋭く発散することが明らかになった。これは、試料中に2次元電子系が存在することの確証を与えるものである。バルクの合金である $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ の結晶構造には2次元電子系の舞台となる



第 7 図 (a) $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ で観測されたdHvA振動における振幅の温度依存性と、そのLifshitz-Kosevich公式によるフィッティング。(b) 得られたサイクロトロン質量 m_c は2次元フェルミ面に特徴的な $1/\sin\theta$ の角度依存性を示して $\theta = 0^\circ$ で鋭く発散する。[文献[25]より。
© American Physical Society (2009)]

ようなユニットは存在しないので、観測された2次元フェルミ面の起源は表面金属状態であると考えるのが最も自然である。

ここで注意しておきたいのは、我々の実験では2次元フェルミ面は結晶の C_1 面 [rhombohedral の結晶軸で $(2,-1,-1)$ 面] 上にのみ観測されていることである。ヘキ開面である (111) 面には何も観測されていない。つまり、ARPESで観測されている複雑な表面状態は、dHvA効果では見えていない。この原因は、 (111) 面上の表面状態は吸着等の乱れによって移動度が低下してしまうためであろうと推測しているが、詳細は不明である。また興味深いことに、 C_1 面上で観測されたdHvA効果の振幅は通常の2次元電子系に期待されるものよりも数桁大きい。これはトポロジカル絶縁体の表面状態がディラック電子系であるため、1970年に福山と久保が示したように^[34]、バンド間遷移行列要素の影響によりディラック点近傍で磁場応答が巨大になることに関係しているのではないかと考えているが、詳細はまだ不明である。

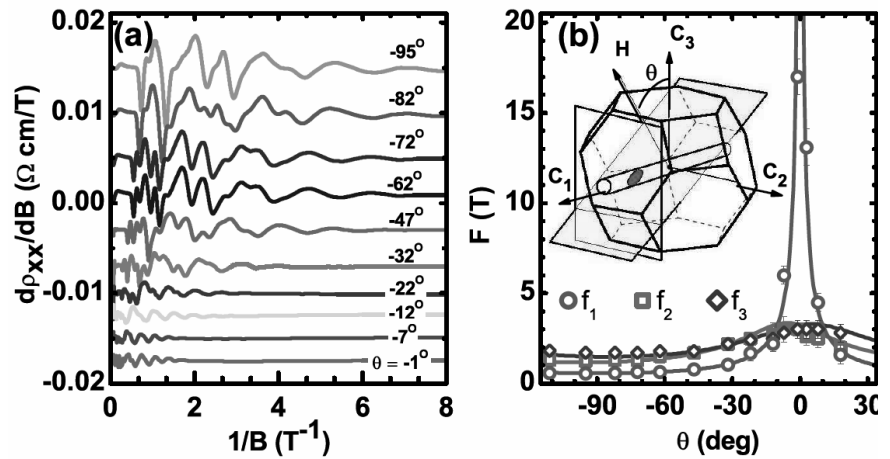
上記の試料よりさらに品質を改良したバルクキャリア濃度 $4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の試料では、抵抗率にも明確なSdH振動が観測された^[35]。第 8 図には抵抗率の磁場微分のデータと、これをフーリエ変換して得られる振動周波数の磁場角度依存性を示す。第 8 図の (b) に と で示した f_2 と f_3 は共に3次元的な電子ポケットに対応する振動周波数で、で示した f_1 が2次元電子系に対応するが、この2次元電子系が存在する C_1 面に平行な方向 (C_3 軸方向) に磁場が近づくにつれて f_1 が発散する様子がはっきり見て取れる。この試料では $\theta = 0^\circ$ の近傍で f_1 と f_2 の違いが非常に大きくなるので、両者の振幅の温度依存性を独立に解析することが可能で、これによりバルク電子系と2次元電子系の詳細を求めることができた。バルク電子系は $\theta = 3^\circ$ のときに $m_c = 0.033m_e$ (m_e は自由電子の質量)、平均自由行程16 nm、移動度11,200 cm^2/Vs であるのに対して、2次元電子系は垂直磁

場中で $m_c = 0.0057m_e$ (m_e は自由電子の質量)、平均自由行程150 nm、移動度 $55,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ と得られた。電子の平均自由行程を比べると、2次元電子の方がバルクよりも9倍も長いことは非常に特徴的である。これは、2次元電子系の起源が表面状態にあり、それがディラック電子系であるために有効質量が非常に軽く移

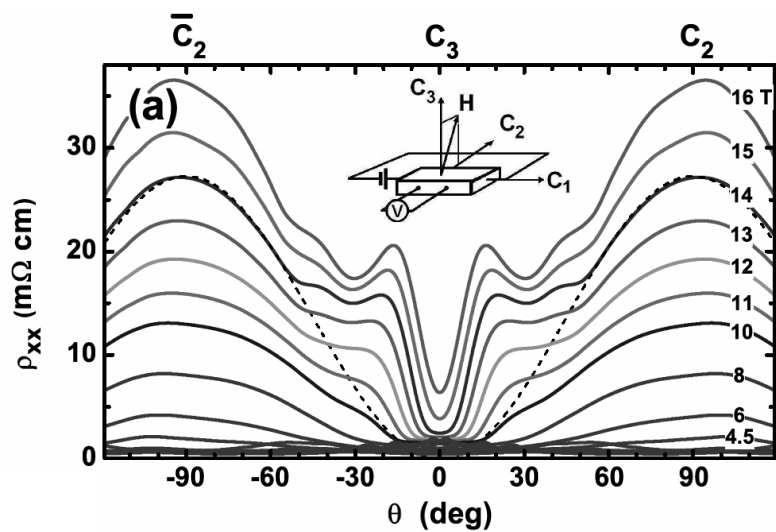
動度も大きくなっているため、と考えれば納得がいく。なおこの2次元電子系のフェルミ速度は $8.4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ と求められるが、これは Bi_2Se_3 や Bi_2Te_3 のARPES測定によって求められた表面状態のディラック点におけるフェルミ速度(約 $4 \times 10^7 \text{ cm/s}$)と同程度である。

7.2. $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ における特異な角度依存磁気抵抗振動現象

ごく最近、我々は $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ における特異な角度依存磁気抵抗振動現象を発見した^[35]。上で紹介したバルクキャリア濃度 $4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の高品質 $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ 単結晶において、一定磁場中で試料を回転させながら抵抗率を測定したところ、第9図に示すように高磁場で特徴的な振動現象が観測された。低磁場領域でも抵抗率の角度依存振動が見られるが、これは基本的にSdH振動が形を変えて現れているものである。これに対して高磁場で見える振動はSdH効果では説明できない。またこの振動現象はホール抵抗率 ρ_{yx} でも観測され、 ρ_{yx} の生データから通常のホール抵抗率に対して期待される $R_H B \cos \theta$ の成分をバックグラウンドとして差し引くと、第10図に示すように非常に顕著な振動が現れる。磁気抵抗の角度依存振動現象としては擬2次元系や擬1次元系における「梶田振動」(または「山地振動」と呼ばれる現象^[36-39])が有名だが、その

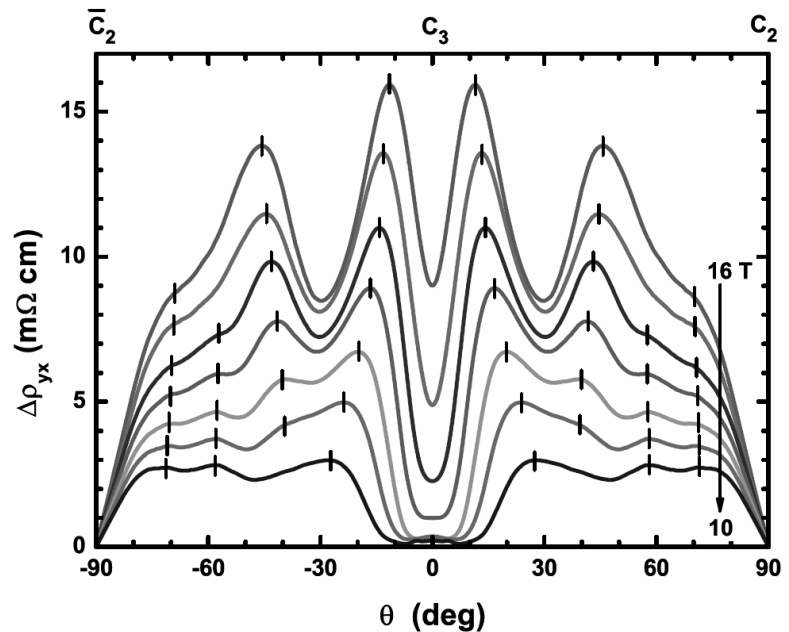


第8図 バルクキャリア濃度 $4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ 試料の抵抗率において観測されたSdH振動。(a)は抵抗率の磁場微分を $1/B$ に対してプロットしたものの、(b)はこれをフーリエ変換して得られた3つのSdH振動周波数の磁場角度依存性。[文献[42]より]



第9図 高品質 $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ 単結晶において、一定磁場中で試料を回転させながら測定することによって観測された磁気抵抗の角度依存振動現象。測定温度は1.5 K。[文献[42]より]

際にはピークを与える「魔法角」は磁場によって変化しない。これに対して $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ で観測された磁気抵抗振動現象においては、第10図のデータから明らかなように、ピークが現れる角度は外部磁場を変えると非自明な変化をしているので、明らかに梶田振動とは別の起源を持つものであり、新奇な現象と考えられる。純粹な2次元系の物理としてはこのような角度依存振動効果が現れることは考えにくいので、おそらくトポロジカル絶縁体における表面2次元電子系とバルク3次元電子系の間



第10図 第11図のデータと同時に測定したホール抵抗率 ρ_{yx} の生データから、通常のホール抵抗率に対して期待される $R_H B \cos \theta$ の成分を差し引いたもの。縦抵抗よりも顕著な角度依存振動現象が見える。[文献[42]より]

の結合が起源になっているのではないかと推測しているが、詳細はまだ不明である。また、この角度依存振動の振幅が $H \parallel C_3$ 軸の付近で最も大きいことから、この振動に関与しているのは(111)面上の2次元電子系である可能性が高い。

8. 今後の展望

トポロジカル絶縁体の研究はまだ始まったばかりの新しい分野である。本稿では詳しく触れなかったが、3次元トポロジカル絶縁体の表面に存在するヘリカルな2次元ディラック電子系に対しては様々な新しい量子現象が理論的に予想されている。例えば、超伝導を接合したときに近接効果でトポロジカル絶縁体表面に誘起される超伝導はトポロジカルな性質を持つと考えられており、そのエッジモードとしてマヨラナ型準粒子の出現^[18, 40]が予想されている。このマヨラナ型準粒子はトポロジカル量子計算の量子ビットになると考えられており、応用上も重要である。また、表面状態がヘリカルなスピン偏極をしていることに起因する磁気抵抗効果^[41]や電気磁気効果^[42]も議論されており、当然、このスピン偏極を利用したスピントロニクス素子も考えられるだろう。さらに、フェルミレベルがディラック点に来るように制御した上で強磁性絶縁体との交換相互作用などによって表面状態にギャップを開けることができれば、そのときの電磁応答を記述する方程式には $B \cdot E$ の交差項が現れ、これが「トポロジカル電気磁気効果」を生むと予想されている^[16, 17]。この場合に期待される現象として、半整数量子ホール効果^[16]、点電荷に対する鏡像磁気モノポールの出現^[17]、電場による磁場の直接誘起とその係数の微細構造定数(e^2/hc)による量子化^[16]、などが挙げられる。

このような新奇現象の検証・解明はこれからであるが、その実現において最も重要なのが、バルク絶縁性を確保した試料である。これまでのところ残念ながら、そのようなトポロジカル絶縁体試料は存在せず、バルクの伝導チャンネルが表面状態と共存している。そのため今後しばらくは、バルク絶縁性を上げつつ表面状態の高い移動度を確保できるトポロジカル絶縁体試料を作製するための材料研究が重要になる。しかしその壁を突破した先には、ワクワクするような新発見が待っていると期待できる。我々のグループではこれからも、このテーマに注力していく予定である。

なお、ここで紹介した筆者らによる研究は科研費の若手研究（S）と新学術領域研究「対称性の破れた凝縮系におけるトポロジカル量子現象」、およびAFOSR（AOARD-10-4103）の補助を受けて行われた。

〔参考文献〕

- [1] X. L. Qi and S.-C. Zhang: Physics Today 63 (2010) 33.
- [2] J. E. Moore, Nature 464 (2010) 194.
- [3] M. Z. Hasan and C. L. Kane: arXiv:1002.2895 (to be published in Rev. Mod. Phys.)
- [4] M. Hoesch, M. Muntwiler, V. N. Petrov, M. Hengsberger, L. Patthey, M. Shi, M. Falub, T. Gerber, and J. Osterwalder: Phys. Rev. B 69 (2004) 241401 (R)
- [5] Ph. Hofmann: Prog. Surf. Sci. 81 (2006) 191.
- [6] N. Nagaosa: J. Phys. Soc. Jpn 77 (2008) 031010.
- [7] 村上修一：日本物理学会誌 62 (2007) 2.
- [8] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom: Science 306 (2004) 1910.
- [9] S. Murakami, N. Nagaosa, and S.-C. Zhang: Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 156804.
- [10] 永長直人：固体物理 43 (2008) 73.
- [11] C. L. Kane and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 146802.
- [12] B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang: Science 314 (2006) 1757.
- [13] M. Köenig, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X.-L. Qi, S.-C. Zhang: Science 318 (2007) 766.
- [14] L. Fu, C. L. Kane, and E. J. Mele: Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 106803.
- [15] J. E. Moore and L. Balents: Phys. Rev. B 75 (2007) 121306 (R)
- [16] X.-L. Qi, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang: Phys. Rev. B 78 (2008) 195424.
- [17] X.-L. Qi, R. Li, J. Zang, and S.-C. Zhang: Science 323 (2009) 1184.
- [18] L. Fu and C. L. Kane: Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 096407.
- [19] L. Fu and C. L. Kane: Phys. Rev. B 76 (2007) 045302.
- [20] D. Hsieh, D. Qian, L. Wray, Y. Xia, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan: Nature 452 (2008) 970.
- [21] D. Hsieh, Y. Xia, L. Wray, D. Qian, A. Pal, J. H. Dil, J. Osterwalder, F. Meier, G. Bihlmayer, C. L. Kane, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan: Science 323 (2009) 919.

- [22] A. Nishide, A. A. Taskin, Y. Takeichi, T. Okuda, A. Kakizaki, T. Hirahara, K. Nakatsuji, F. Komori, Y. Ando, and I. Matsuda: Phys. Rev. B. 81 (2010) 041309 (R)
- [23] J. C. Y. Teo, L. Fu, and C. L. Kane: Phys. Rev. B. 78 (2008) 045426.
- [24] H.-J. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi, X.-Y. Deng, X. Dai, S.-C. Zhang, and Z. Fang: Phys. Rev. B 80 (2009) 085307.
- [25] A. A. Taskin and Y. Ando: Phys. Rev. B 80 (2009) 085303.
- [26] H.-J. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi, X. Dai, Z. Fang, and S.-C. Zhang: Nat. Phys. 5 (2009) 438.
- [27] Y. Xia, D. Qian, D. Hsieh, L. Wray, A. Pal, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan: Nat. Phys. 5 (2009) 398.
- [28] Y. L. Chen, J. G. Analytis, J.-H. Chu, Z. K. Liu, S.-K. Mo, X. L. Qi, H. J. Zhang, D. H. Lu, X. Dai, Z. Fang, S. C. Zhang, I. R. Fisher, Z. Hussain, and Z.-X. Shen: Science 325 (2009) 178.
- [29] D. Hsieh, Y. Xia, D. Qian, L. Wray, F. Meier, J. H. Dil, J. Osterwalder, L. Patthey, A. V. Fedorov, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan: Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 146401.
- [30] D. Hsieh, Y. Xia, D. Qian, L. Wray, J. H. Dil, F. Meier, J. Osterwalder, L. Patthey, J. G. Checkelsky, N. P. Ong, A. V. Fedorov, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan: Nature 460 (2009) 1101.
- [31] T. Sato, K. Segawa, H. Guo, K. Sugawara, S. Souma, T. Takahashi, and Y. Ando: Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 136802.
- [32] B. Lenoir, M. Cassart, J.-P. Michenaud, H. Scerrr, and S. Scherrer: J. Phys. Chem. Solids 57 (1996) 89.
- [33] D. Shoenberg: Magnetic Oscillations in Metals (Cambridge Univ. Press, 1984)
- [34] H. Fukuyama and R. Kubo: J. Phys. Soc. Jpn. 28 (1970) 570.
- [35] A. A. Taskin, K. Segawa, and Y. Ando: Phys. Rev. B 82 (2010) 121302 (R)
- [36] K. Kajita, Y. Nishio, T. Takahashi, W. Sasaki, R. Kato, H. Kobayashi, A. Kobayashi, and Y. Iye: Solid St. Comm. 70 (1989) 1189.
- [37] K. Yamaji: J. Phys. Soc. Jpn. 58 (1989) 1520.
- [38] G. M. Danner, W. Kang, and P. M. Chaikin: Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 3714.
- [39] B. K. Cooper and V. M. Yakovenko: Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 037001.
- [40] J. Linder, Y. Tanaka, T. Yokoyama, A. Sudbø, and N. Nagaosa: Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 067001.
- [41] T. Yokoyama, Y. Tanaka, and N. Nagaosa: Phys. Rev. B 81 (2010) 121401 (R)
- [42] S. Mondal, D. Sen, K. Sengupta, and R. Shankar: Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 046403.