

2013 年度 基研研究会

「固体中におけるディラック電子系物理の新展開」

2013 年 6 月 19 日 (水) ~21 日(金)

共催：科学研究費基盤研究(A) 「固体中のディラック電子」(代表 小形正男)

6 月 19 日 (水)

◆session 1

- ・ 13:00-13:10 はじめに
- ・ 13:10-14:00 越野 幹人 (東北大理)
(チュートリアル講演) Emergence of massless Dirac electrons in graphene and related materials
- ・ 14:00-14:20 土屋 俊二 (東理大) ディラックフェルミオン超流体におけるヒッグスモード
- ・ 14:20-14:40 青野 友祐 (茨城大) ディラック電子中の磁性不純物による電気伝導・熱電特性

◇coffee break

◆session 2

- ・ 15:10-15:40 浅野 建一 (阪大) (招待講演) 二次元格子における Dirac 点の設計
- ・ 15:40-16:10 佐藤 昌利 (名大)
(招待講演) 超伝導体中のマヨラナフェルミオン・ディラックフェルミオン
- ・ 16:10-16:40 鴻池 貴子 (東大物性研) (招待講演) 有機ディラック電子系の熱物性測定
- ・ 16:40-17:00 Igor Proskurin (東大理)
Thermoelectric transport coefficients for massless Dirac electrons in quantum limit

■poster session 1 16:50-19:00

- ・ [PA1]河野 浩 (阪大基礎工) Feedback effects in Dirac and Rashba ferromagnets
- ・ [PA2]酒井 章雄 (阪大基礎工) ラシュバ型スピン軌道相互作用を伴う系でのスピントルク
- ・ [PA3]濱 祐介 (東大) 傾角反強磁性相におけるスピンジョセフソン超電流
- ・ [PA4]藤本 純治 (阪大基礎工) ディラック強磁性体の輸送係数
- ・ [PA5]水田 耀ピエール (金沢大) 熱電効果におけるベリー曲率の寄与
- ・ [PA6]溝口 知成 (東大理) ディラック分散を持つ電子系の超伝導と"スピン"輸送
- ・ [PA7]山内 貴弘 (東邦大) Quantum Hall Effect in Molecular Dirac fermion systems
- ・ [PA8]小澤 拓弥 (東邦大) Dirac fermion systems in α -(BEDT-TTF)₂I₃: intermediate and high pressures Quantum Hall Effect in Molecular Dirac fermion systems

6月20日(木)

◆session 3

- ・ 9:00-9:30 伏屋 雄紀 (電通大) (招待講演) ビスマスにおける巨大スピンホール効果
- ・ 9:30-10:00 白石 誠司 (阪大)
(招待講演) 磁化ダイナミクスを用いたディラック電子系へのスピン注入
- ・ 10:00-10:20 遠山 貴己 (京大基研)
鉄系超伝導体反強磁性相のディラック電子と反強磁性と超伝導の共存
- ・ 10:20-10:40 鈴村 順三 (名大理) 有機導体 α -(BEDT-TTF)₂I₃ のディラック点の振舞い

◇coffee break

◆session 4

- ・ 11:10-11:40 田嶋 尚也 (東邦大)
(招待講演) 分子性ディラック電子系における量子伝導現象と
新奇ディラック電子の発見
- ・ 11:40-12:10 高橋 利宏 (学習院大)
(招待講演) ¹³C-NMR からみた α -(ET)₂I₃ と α -(BETS)₂I₃
- ・ 12:10-12:30 宮川 和也 (東大工) 有機ディラック電子系における NMR 測定

◇lunch

◆session 5

- ・ 14:00-14:30 長田 俊人 (東大物性研)
(招待講演) 有機多層ディラック電子系の量子ホール強磁性相と表面状態
- ・ 14:30-15:00 江澤 雅彦 (東大工)
(招待講演) シリセンにおけるディラック電子とトポロジカル相転移
- ・ 15:00-15:20 佐藤 光幸 (東大物性研)
多層ディラック電子系におけるヘリカル表面状態の検証実験
- ・ 15:20-15:40 森 健彦 (東工大) Honeycomb 格子をもった有機伝導体におけるゼロギャップ状態

■poster session 2 15:40-18:00

- ・ [PB1]金尾 太郎 (東大理) 有機ディラック電子系 α -(BEDT-TTF)₂I₃ における
欠陥誘起ゼロエネルギー局在状態
- ・ [PB2]岸木 敬太 (熊本大) ハチの巣格子の強束縛モデルにおけるディラック点についての
理論研究

- ・ [PB3]佐々木 和子 (京大人環) π フラックスを伴うディラック電子状態
- ・ [PB4]杉本 高大 (京大基研) 鉄系超伝導体反強磁性相に現れるディラック分散と電荷輸送の
面内異方性
- ・ [PB5]松浦 弘泰 (東大理) 表面にキャリアドーブされた有機ディラック電子系
 α -(BEDT-TTF)₂I₃における層ごとの電荷分布
- ・ [PB6]松野 元樹 (名大理) 傾斜ディラックコーンをもつ2次元電子系におけるエッジ状態と
束縛状態、およびクライン・トンネリング
- ・ [PB7]宮原 和之 (名大理) Possible Massless Dirac Electron and Edge State in Molecular
Two-Orbital Model
- ・ [PB8]松井 楽徳 (京大基研) 鉄系超伝導体における反強磁性と超伝導の共存
- ・ [PB9]大野木 哲也 (阪大理) 蜂の巣格子上のディラックフェルミオンの実空間定式化

◇懇親会(18:30-20:30)

6月21日(金)

◆session 6

- ・ 9:00-9:50 村上 修一 (東工大)
(チュートリアル講演)トポロジカル絶縁体とワイル半金属におけるディラックコーン
- ・ 9:50-10:10 山影 相 (名大工)
ドーブされたトポロジカル絶縁体の超伝導体における 表面状態と輸送現象
- ・ 10:10-10:30 関根 聡彦 (東北大)
格子ゲージ理論に基づいた3次元トポロジカル絶縁体における電子相関効果の研究
- ・ 10:30-10:50 小林 浩二 (上智大)
3次元トポロジカル絶縁体におけるコンダクタンスの量子化

◇coffee break

◆session 7

- ・ 11:20-11:50 花栗 哲郎 (理研)
(招待講演)トポロジカル絶縁体における Dirac 表面状態の Landau 準位
- ・ 11:50-12:20 瀬川 耕司 (阪大) (招待講演)トポロジカル結晶絶縁体の実験研究
- ・ 12:20-12:40 石井 史之 (金沢大)
空間反転対称性の破れた系におけるワイル点近傍のスピンの構造
- ・ 12:40-13:00 荻宿 俊風 (筑波大)
Shastry-Sutherland 格子上的フェルミオンモデルにおけるディラック電子
- ・ 13:00-13:10 結びの挨拶

Emergence of massless Dirac electrons in graphene and related materials

Mikito Koshino

Department of Physics, Tohoku University, Sendai, 980-8578, Japan

We review recent theoretical studies on the emergence of massless Dirac electrons in graphene and related materials. The band structure of graphene monolayer is equivalent to a relativistic massless particle where the conduction band and valence band with linear dispersion touch each other at the so-called Dirac point [1]. The band touching at the Dirac point is protected by the time-reversal symmetry and the space inversion symmetry [2], and it is robust against perturbations unless either symmetry is broken. In a graphene multilayer composed of two or more graphene layers, the interlayer coupling drastically changes the band structure in a manner depending on the number of layers and the stacking configuration. Nevertheless the band touching and the Dirac-spectrum appear when the lattice structure has the space inversion symmetry, such as in ABA-stacked even-layered graphenes, and also in arbitrary ABC-stacked graphenes [3,4].

A massless Dirac spectrum can also occur for different symmetrical reason. Our recent study [5] shows that the ABA-stacked odd-layered graphene with a perpendicular gate electric field exhibits a number of emergent Dirac cones touching at zero energy, even though the system obviously lacks the special inversion symmetry. The band-touching points are then protected by the chiral symmetry hidden in the Hamiltonian.

The Dirac point is a singular point in k -space around which the Berry phase rotates by angle π . This singularity is closely related to the emergence of the edge modes which is localized to the boundary of the system [6]. In the multi Dirac cone system mentioned above, we show that the edge state channels appear to connect different Dirac points, and then the system exhibits a nontrivial valley Hall state where chiral edge modes propagating in opposite directions between two valleys (K, K') in Brillouin zone [5].

[1] J. W. McClure, Phys. Rev. 104, 666 (1956).

[2] J. L. Mañes, F. Guinea, and María A. H. Vozmediano, Phys. Rev. B 75, 155424 (2007).

[3] M. Koshino and E. McCann, Phys. Rev. B 80, 165409 (2009)

[4] M. Koshino and E. McCann, Phys. Rev. B 81, 115315 (2010).

[5] T. Morimoto and M. Koshino, Phys. Rev. B 87, 085424 (2013).

[6] S. Ryu and Y. Hatsugai, Phys. Rev. Lett. 89, 077002 (2002).

ディラックフェルミオン超流体におけるヒッグスモード

東理大理, 土屋俊二

最近, ETH のグループにより蜂の巣状の光格子が実現され, ディラックフェルミオンが観測された[1]. この系はグラフェンを含む様々なディラック電子系の研究の進展と相まって注目を集めている. 特に, 蜂の巣光格子中におけるフェルミオンの超流動状態は, 未だ実現されていないバルクにおけるグラフェンの超伝導状態の可能性を調べる上で有用である. 本研究では, 蜂の巣格子中の引力フェルミ気体を考え, s 波超流動状態における集団モード, 特に Higgs モードに注目して解析を行った[2].

蜂の巣格上の引力ハバード模型は half-filling において, 引力の強さを大きくすると半金属から超流動相へと量子相転移を示す[3]. 本研究では蜂の巣格子上の引力ハバード模型から出発し, 一般化乱雑位相近似により, 量子相転移点近傍における集団モードの振る舞いについて詳しく解析した. その結果, 超流動相において, 秩序パラメタの位相の揺らぎに伴う Anderson-Bogoliubov (AB) モードに加え, 振幅の揺らぎに伴う Higgs モードが安定に存在することがわかった. 通常の超伝導体では, Higgs モードは準粒子対に分解し減衰するため, 安定な集団モードとして存在することができない. しかしこの系では, Higgs モードは準粒子の連続体よりも低いエネルギーを持ち(図 1), そのため準粒子対への崩壊が起きない. このような準粒子対への崩壊に対して安定な Higgs モードの例は他に知られていない. 更に, 転移点近傍で Higgs モードと AB モードは混成し, exciton と Cooperon と呼ばれる 2 種類の集団モードに変化しノーマル相においても生き残ることを発見した. 本研究では, Higgs モードが Bragg scattering と呼ばれる手法によって冷却原子系において観測可能であることを提唱する.

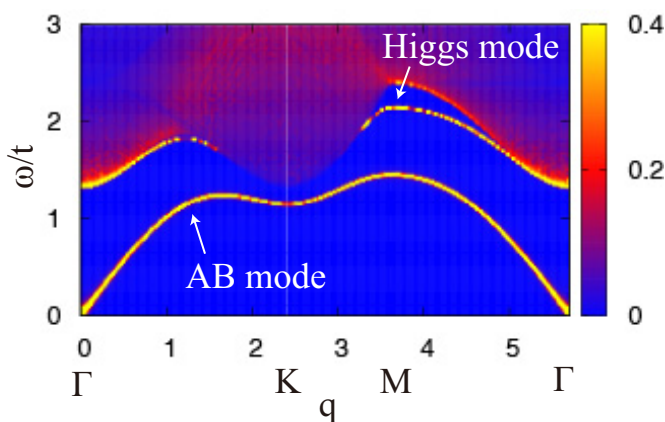


図 1 超流動相における対相関関数に対する動的構造因子

[1] L. Tarruell et al., Nature (London) 483, 302 (2012).

[2] S. Tsuchiya, R. Ganesh, and T. Nikuni, arXiv:1303.3343.

[3] E. Zhao and A. Paramekanti, Phys. Rev. Lett. 97, 230404 (2006).

ディラック電子中の磁性不純物による電気伝導・熱電特性

茨城大学 工学部 青野友祐

グラフェン中や3次元のトポロジカル絶縁体の表面状態 [1] としてあらわれるディラック電子中における磁性不純物効果による電気伝導と熱電特性について考える。ディラック電子の状態密度 $\rho(\omega)$ は、電子のエネルギー ω に比例する: $\rho(\omega) \propto \omega$ 。フェルミ面付近の伝導電子の状態密度がゼロになる磁性不純物問題は、擬ギャップ近藤問題 [2] として研究されてきており、通常の近藤効果にはみられない、磁性不純物量子相転移が起こることが知られている [3]。グラフェン中の近藤効果については、格子欠陥による近藤効果 [4] が見つかかり、擬ギャップ近藤問題の観点からの解析 [5] が進められた。また、トポロジカル絶縁体の表面状態の磁性不純物効果についても研究が進んでいる。

本研究では、擬ギャップアンダーソン模型をもちいて、擬ギャップトンネル接合をもつ電極の間に、磁性不純物の役割をはたす量子ドットをおいた系を考え、量子ドットを介した電気伝導特性と熱電特性について考察する。フェルミ準位がディラック点にあるときは、コンダクタンスのゲート電圧依存性はカusp構造を示し、カuspにおいてゼーベック係数が符号を変える。フェルミ面がディラック点からずれているときには、そのずれによって、近藤温度が変化し、不純物相転移が起こる。コンダクタンスは、この転移点近傍において、ピーク構造を示す。ゼーベック係数の大きさは、 k_B/e を超え、また無次元性能指数 ZT は1を超える。

参考文献:

- [1] M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. 82, 3045 (2010).
- [2] D. Withoff and E. Fradkin, Phys. Rev. Lett. 64, 1835 (1990).
- [3] M. Vojta, Philosophical Magazine 86, 1807 (2006).
- [4] J.-H. Chen, L. Li, W. G. Cullen, E. D. Williams, and M. S. Fuhrer, Nature Phys. 7, 535 (2011).
- [5] T. Kanao, H. Matsuura, and M. Ogata, J. Phys. Soc. Jpn. 81, 063709 (2012).

二次元格子における Dirac 点の設計

浅野建一（大阪大学大学院理学研究科物理学専攻）

最近二次元格子系で様々な Dirac 電子系が見つかった。グラフェンはもちろん、例えば有機導体系の α -ET₂I₃ や鉄ヒ素系超伝導体 LaOFeAs でも Dirac コーン型の分散が現れる。特に α -ET₂I₃ で見つかった Dirac 点は、Brillouin ゾーン内部の一般点（特別な対称性を持たない \mathbf{k} 点）に位置する。これは Dirac 点が偶然縮退として現れることを示している。以上の事実を踏まえ、本講演では (1) Dirac 点が現れる格子系の候補を（具体的に固有方程式を解くことなしに）選別する方法、(2) Dirac 点の位置を効率よく特定する手法の二点について述べる。

ここで興味があるのは「実現可能」なバンドの縮退である。理論的に設計された系を、実験で厳密に再現することはできないから、バンドパラメータを精密に調節しないと実現しないような縮退にはあまり意味が無い。つまり、系が満たす制約（主に空間的対称性）を満足する限りにおいて、バンドパラメータ（格子模型で言えば、サイトのポテンシャルや、サイト間のホッピングの値）を僅かに変えても縮退が解けてはいけない。 m 重縮退点 m が、Brillouin ゾーン内で n_d 次元の \mathbf{k} 点の集合を成している状況が、上記の意味で「実現可能」となるには、一般化された von-Neumann-Wigner 条件

$$n_d = n_u - m^2 + 1 + n_c \quad (1)$$

が満たされなければならない。ここで、 n_c はハミルトニアンが満たすべき制限の数、 n_u はその制限が成立している \mathbf{k} 点の集合の次元である。ハミルトニアンに課される制限の数は、系の対称性を考察するだけで分かることが多く、例えば最も重要な二重縮退 ($m = 2$) を考えた場合、ユニタリ演算子で表現される対称性は 2 個の制限、反ユニタリ演算子で表現される対称性は 1 個または 3 個の制限を与える。

実際に、二次元系において、Brillouin ゾーン内の一点 ($n_d = 0$) で、バンドの二重縮退 ($m = 2$) が「実現可能」となる例を考えよう。まず、系が時空間反転対称性を持つ場合を挙げることができる。この対称操作は反ユニタリ演算子で表され、ハミルトニアンに $n_c = 1$ 個の制限を与える。対称操作があらゆる \mathbf{k} 点を不変に保つ（制限があらゆる \mathbf{k} 点で成立する）ため、 $n_u = 2$ であり、式 (1) が満たされる。もう一つの例として、系が時空間反転対称性を持たず鏡映対称性だけを持つ場合がある。この場合は対称操作がユニタリ演算子で表されるため $n_c = 2$ であり、対称操作が対称軸上の \mathbf{k} 点だけを不変に保つので $n_u = 1$ となって、やはり式 (1) が満たされる。

我々は、バンド縮退が起こる \mathbf{k} 点の位置を効率良く探索する手法も開発した。これは $m \times m$ 行列形式の Green 関数（縮約された $m \times m$ 有効ハミルトニアン）に着目し、縮退を持つエネルギー固有値のみを選択的に求めるものである。この方法は大変有用なものであり、簡単な格子模型であれば、この手法を使って解析的に Dirac 点の位置を特定したり、縮退点が見れるバンドパラメータの範囲を特定することが可能である。

参考文献:

Kenichi Asano and Chisa Hotta, Phys. Rev. B **83**, 245125 (2011).

超伝導体中のマヨラナフェルミオン・ディラックフェルミオン

名大工 佐藤昌利

Department of Applied Physics, Nagoya Univ.

M. Sato

トポロジカル超伝導体の表面・エッジに生成されるアンドレーエフ束縛状態はクーパ対の影響により自分自身が反粒子であるマヨラナフェルミオンになるということが知られている[1]。ところが、非可換統計性などマヨラナフェルミオン特有の振る舞いは、すべてのアンドレーエフ束縛状態が示すわけではない。特に、多くの異方的超伝導体では、スピン自由度に対応してアンドレーエフ束縛状態が2個現れ、見かけ上マヨラナフェルミオンをディラックフェルミオンに書き換える事が可能であるため、どのような場合に本当の意味でマヨラナフェルミオンが実現されるか明らかでない。本講演では、結晶対称性を使って、どのような場合にアンドレーエフ束縛状態がマヨラナフェルミオン特有の振る舞いをするか、あるいはディラックフェルミオンとして振る舞うかを幾つかの具体例を含めて議論する[2]。

[1] Y. Tanaka, M.Sato, N. Nagaosa, JPSJ, 81, 011013 (2012).

[2] Y. Ueno, A. Yamakage, Y. Tanaka, M. Sato, arXiv:1303.0202.

有機ディラック電子系の熱物性測定

東京大学物性研究所 鴻池貴子

Thermal properties of organic Dirac fermion system
Univ. of Tokyo, ISSP T. Konoike

擬2次元有機導体 α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ では15kbar以上の静水圧下においてバルク結晶としては初めて質量ゼロのディラック電子系が形成されることが知られている[1]. 我々はこの系のバルク結晶としての特徴を利用して特にグラフェンでは測定困難な比熱・熱起電力・ネルンスト効果の測定を行い、ディラック電子系の熱物性に関する実験的研究を行っている[2].

α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ の圧力下比熱測定では、低温での比熱の温度依存性が $\propto T^{1.8}$ となり、線形分散を仮定した場合に期待される比熱の温度依存性 $\propto T^2$ と良く一致する結果が得られた. また垂直磁場下においては低温での比熱ははじめ上昇した後減少に転じ、その後飽和する様子が観測された(図1). 低温での比熱はフェルミエネルギーでの状態密度を反映するが、この系は低温で容易に量子極限に達することが知られており、この振る舞いはディラック電子系特有の $N=0$ のランダウ準位(ゼロモード)とそのスピン分離を反映したものであると考えられる [2].

また高圧下の熱起電力においてもディラック電子系の形成を反映した非常に特異な現象が観測された. 特に垂直磁場下では量子極限領域でゼーベック効果を上回る巨大なネルンスト効果が観測された(図2). これは、電子とホール両方の寄与から形成されるゼロモードの本質的な特異性を表わすものと考えられ、観測されたネルンスト効果の温度・磁場依存性は、最近の計算結果とも定性的に一致している[3]. また、今回観測されたシグナル強度はグラフェンと比較して非常に大きいですが、これはこの系のクリーンな電子系を反映したシャープなランダウ準位幅とゼーマンギャップに起因すると考えられる. 講演ではネルンスト効果の温度依存性から見積もったゼーマンギャップの磁場依存性やホール効果の結果とも比較しながら議論する.

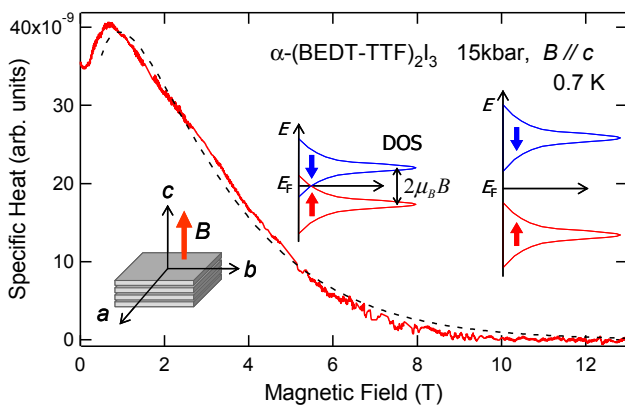


図1. 比熱の磁場依存性.

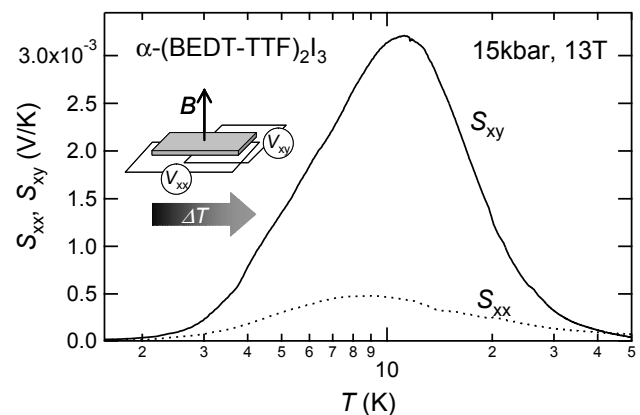


図2. 磁場下の熱起電力の温度依存性.

[1] S. Katayama *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 054705 (2006), N. Tajima *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 051010 (2006).

[2] T. Konoike *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 043601 (2012).

[3] P. Igor and M. Ogata, to be published in J. Phys. Soc. Jpn.

Thermoelectric Transport Coefficients for Massless Dirac Electrons in Quantum Limit

Igor Proskurin and Masao Ogata

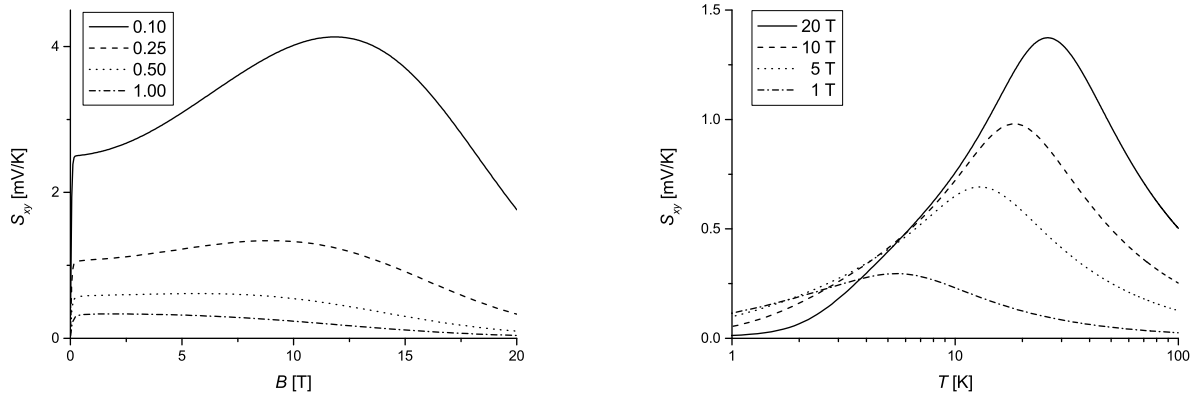
Department of Physics, The University of Tokyo, Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku Tokyo 113-0033

email: iprosk@hosi.phys.s.u-tokyo.ac.jp

Unusual thermoelectric properties of graphene have recently attracted considerable interest. In quantizing magnetic field, when chemical potential μ is close to zero, Nernst and Seebeck coefficients in graphene show anomalous behaviour, while for large μ their behaviour is consistent with early theoretical predictions for non-relativistic two-dimensional electron gas [1].

While the μ -dependence of thermoelectric coefficients for massless Dirac electrons is now rather well understood [2,3], the magnetic field and temperature dependences in quantum limit are less studied. The aim of the present work is to clarify the magnetic field and temperature dependencies for the Nernst coefficient in quantum limit for the case when μ is close to the Dirac point. For this purpose we perform an analytical calculation of the thermoelectric coefficients for massless Dirac fermions using the approach based on the Kubo–Středa formula and generalized Mott’s relation. In the case when the broadening of Landau levels due to the impurity scattering, Γ , is weak in comparison with temperature broadening, we obtain an analytic formulae which can be useful for qualitative analysis. In order to compare our results with recent experiments in α -(BEDT-TTF)₂I₃ organic conductor [4], we also include Zeeman splitting of Landau level which is important for understanding of experimental data in quantizing magnetic fields.

The figure shows calculated magnetic field (a) and temperature (b) dependencies for the Nernst coefficient at $\mu = 0$ for Fermi velocity $v_F = 0.5 \times 10^5$ m/s and g -factor $g = 2$.



(a) Magnetic field dependence of the Nernst coefficient for different Γ at 1.5 K (b) Temperature dependence of the Nernst coefficient at different magnetic fields.

References:

1. M. Jonson, S. M. Girvin, Phys. Rev. B **29**, 1939 (1984).
2. V.P. Gusynin, S. G. Sharapov, Phys. Rev. B **73**, 245411 (2006).
3. V. Ugarte, V. Aji, C. M. Varma, Phys. Rev. B **84** 165429 (2011).
4. T. Konoike, M. Sato, K. Uchida, T. Osada, submitted to JPSJ.

Feedback effects in Dirac and Rashba ferromagnets

大阪大学基礎工学部 河野 浩, 酒井章雄, 藤本純治, 川端 優
東洋大学理工学部 柴田 絢也

強磁性体をベースにしたスピントロニクス現象のひとつに、電流に駆動された磁化ダイナミクスがある。これは、電流に伴うスピン流が、磁化にトルク（スピントルクとよばれる）を及ぼすことにより生じる現象である。また、その逆過程として、磁化の運動によりスピン流が誘起されるが、これはスピンに依存した起電力（スピン起電力とよばれる）の発生による。このように、スピン流と磁化ダイナミクスは、スピントルクとスピン起電力によって互いに影響を及ぼしあう。したがって、磁化の運動またはスピン流が互いに相手を誘起することにより、自分の作用が自分自身にはね返ってくる、いわゆるフィードバック効果が期待される。たとえば、磁化の運動がスピン流を誘起し、そのスピン流が逆に磁化にトルクを及ぼすことにより「フィードバック・トルク」が生じる。通常の（スピン軌道相互作用の効果の弱い）強磁性体では、このトルクは（intrinsicな）Gilbert 減衰トルクへの gradient 補正を与える [1]。

最近、磁性体スピントロニクスの分野でも、界面や非対称構造に由来する Rashba 型スピン軌道相互作用の効果が話題となっている。また、これに類似した系として、トポロジカル絶縁体表面に実現する 2 次元 Dirac 電子系に強磁性体を近接させた系が理論的に考察され、実験もなされつつある。このような系（Rashba 強磁性体、Dirac 強磁性体）では、新しい型のスピントルクとスピン起電力が存在することが知られている。本発表では、これらによるフィードバック効果について報告する。

まず、フィードバック・トルクは、通常の Gilbert 減衰トルクの形をとり [2,3]、intrinsic な（フィードバック効果を考えずに計算した）Gilbert 減衰トルクに一致することが分かった [3,4]。これは、この系においてフィードバック・トルクは intrinsic な Gilbert 減衰トルクそのもの（付加的寄与でなく）を与えることを意味する。これにより、Gilbert 減衰定数が電気伝導度に比例するという（少し変わった）性質が、そのトルクの異方性も含めて、自然に理解できることになる。

さらに、もうひとつのフィードバック効果として、磁化ダイナミクスによる電気伝導度の変調（“magnon-drag conductivity”）を考えることができる [3]。これは、電流が磁化の運動を誘起し、それがスピン起電力を発生させることによる。特に、2 次元 Dirac 電子（トポロジカル絶縁体の系）の量子ホール状態における散逸（Joule 熱）の発生や、ホール伝導度の量子化の破れなど「低周波交流に対する量子ホール状態の脆弱性」について議論する [3]。これは、量子ホール状態を保証するギャップの原因である磁化がそれ自身ダイナミクスをもつことに起因する。

[1] S. Zhang and S. S.-L. Zhang, Phys. Rev. Lett. **102**, 086601 (2009).

[2] K.-W. Kim, J.-W. Moon, K.-J. Lee and H.-W. Lee, Phys. Rev. Lett. **108**, 217202 (2012).

[3] A. Sakai and H. Kohno, submitted to Phys. Rev. B.

[4] S. Kawabata, A. Sakai, J. Fujimoto, J. Shibata and H. Kohno, in preparation.

ラシュバ型スピン軌道相互作用を伴う系でのスピントルク

阪大基礎工 酒井章雄、河野 浩

Spin torque for a system with Rashba spin-orbit coupling

Grad. School of Eng. Science, Osaka Univ. A. Sakai and H. Kohno

電子の持つ電荷とスピンを利用し新しい電気磁気現象の実現を目指すスピントロニクスでは、電流による磁化の直接操作が一つの課題となっている。これは伝導電子が交換相互作用を通じて磁化にスピントルクを与えることに起因する現象である。たとえば角運動量保存に基づくスピン移行効果というものが知られている。一方、現実の系の中にはスピン軌道相互作用の強い系があり、新しいトルクが存在することが知られている。

今回我々は、運動エネルギーが本質的にラシュバ型スピン軌道相互作用で与えられる（すなわちディラック分散を持つ）トポロジカル絶縁体表面電子系に着目した。トポロジカル絶縁体に強磁性絶縁体を貼り付けた系 [1-3] を考え、磁化の微小振幅の方法 [4] によりトルクを求めた。

結果として Gilbert damping、スピンのくりこみ、また unconventional な電流誘起トルクが得られている。（Conventional な電流誘起トルクであるスピン移行トルクやその散逸的補正の β -項は存在しないことが示される。）またこれらのトルクの係数に関して、特にヴァーテックス補正の効果と磁性及び非磁性不純物の効果について調べた [5]。

発表では、本研究の拡張としてラシュバ型スピン軌道相互作用を伴う 2 次元自由電子系によるトルクも示す予定である。

[1] I. Garate and M. Franz, Phys. Rev. Lett. **104**, 146802 (2010).

[2] K. Nomura and N. Nagaosa, Phys. Rev. B **82**, 161401 (2010).

[3] T. Yokoyama, J. Zang, and N. Nagaosa, Phys. Rev. B **81**, 241410 (2010).

[4] H. Kohno, G. Tatara, and J. Shibata, J. Phys. Soc. Jpn., **75**, 113706 (2006).

[5] A. Sakai and H. Kohno, Phys. Rev. B submitted.

傾角反強磁性相におけるスピンジョセフソン超電流

濱 祐介^{1,2}, George Tsitsishvili³, 江澤潤一²

¹東京大学大学院理学系研究科物理学専攻

²理化学研究所仁科加速器研究センター

³Department of Physics, Tbilisi State University,

二層量子ホール系において電子はスピン・層（擬スピン）の4自由度を持ち、それらの競合によってスピンコヒーレンスや層間コヒーレンスといった豊富な物理現象が生じる。例えばランダウ準位占有率 $\nu=1$ の二層量子ホール系の場合、ゼロトンネルギャップ極限において、線形分散を持つ擬スピン波としてのゴールドストーンモードによる、位相（層間）コヒーレンス及びそれに伴う面内ジョセフソン超電流が生じ、それがホール抵抗に異常な振る舞い（縦抵抗のみならずホール抵抗も消失する等）をもたらす[1, 2]。一方 $\nu=2$ の二層量子ホール系の場合、基底状態の構造は、ゼーマンギャップとトンネルギャップの相対強度によって、スピン3重項相、スピン1重項相、および傾角反強磁性相の3相を成す。傾角反強磁性相はスピンのコヒーレントに傾いており、二層間で反強磁性的相関をもつ相で、まさにスピン・擬スピンの結合によって生じる新奇な層である[3]。

$\nu=2$ におけるゴールドストーンモードスペクトルの解析はこれまで十分になされておらず、そこで本研究では、SU(4)低エネルギー有効理論に基づき、その詳細な解析を行った。その結果 $\nu=1$ の場合のように、ゼロトンネルギャップ極限下の傾角反強磁性相においても、線形分散を持つゴールドストーンモード粒子が出現することがわかった。更に上の線形分散を持つゴールドストーンモード粒子によってスピン・擬スピンが絡み合った位相コヒーレンス及び、カウンターフロー実験（それぞれの層において同じ大きさの電流を反対方向に流す）とドラッグ実験（片方の層にのみ電流を流す）の、それぞれの条件下における面内ジョセフソン超電流のホール抵抗への影響を調べた。特にカウンターフロー実験において、二層量子ホール系に流れる全電流は、スピン自由度のみをもつ非散逸電流、スピンジョセフソン超電流が生じることがわかった(図1)。

これらはいずれも二層の電荷密度が不均一な状況下において生じる現象である。

<参考文献>

- [1]M. Kellogg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 126804 (2002); M. Kellogg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 036801 (2004).
- [2]Z. F. Ezawa *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 045307 (2007); Z. F. Ezawa *et al.*, Eur. Phys. J. B (2012) **85**, 270.
- [3]S. Das Sarma *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 917 (1997).
- [4]Y. Hama *et al.*, Eur. Phys. J. B **85**, 368 (2012).
- [5]Yusuke Hama *et al.*, Phys. Rev. B **87**, 104516 (2013); Prog. Theor. Exp. Phys, 053I01 (2013).

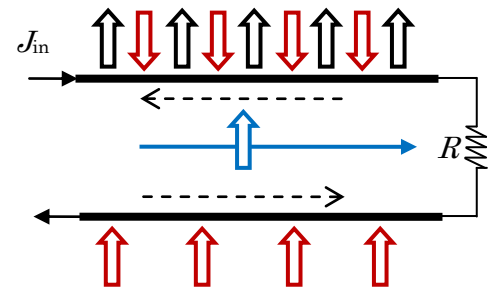


図 1: スピンジョセフソン超電流

ディラック強磁性体の輸送係数

阪大院 基礎工 藤本 純治, 河野 浩

強磁性体を用いたスピントロニクスは、磁気輸送現象や電流による磁化操作など現在盛んに研究されている。これらを引き起こす最も基本的な機構はスピン軌道相互作用 (SOC) を必要としないが、SOC は質的に新しい効果を生むため、重要な研究対象となっている。そこで強磁性体におけるスピン軌道相互作用の効果を統一的な視点から解明するべく、我々は SOC が相対論的効果であることに着目し、強磁性状態を 3 次元ディラック方程式に基づいてモデル化し、その解析を行っている。

現在、相対論的強磁性体を記述するモデルは 2 種類 (以下の (i) と (ii) に相当) が考えられている [1, 2] が、我々は強磁性の秩序変数は自発的対称性の破れによってダイナミカルに決定されるという観点から、より一般的な以下のモデルハミルトニアンを扱う。

$$\mathcal{H} = \rho_1 \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k} + m\rho_3 - \rho_3 \mathbf{M} \cdot \boldsymbol{\sigma} - \mathbf{S} \cdot \boldsymbol{\sigma} + V_{\text{imp}} - \mu,$$

ここで m は電子の質量、 \mathbf{k} は波数ベクトル、 ρ_i ($i = 1, 2, 3$) は電子・陽電子の自由度に関するパウリ行列、 σ^j ($j = x, y, z$) はスピンに関するパウリ行列、 μ は化学ポテンシャル、 V_{imp} は不純物ポテンシャルである。光速、プランク定数を 1 とした ($c = \hbar = 1$)。 \mathbf{M} および \mathbf{S} は強磁性の秩序変数で、 \mathbf{M} を ‘磁化’、 \mathbf{S} を ‘スピン’ に相当する。

本発表では主に典型的な 3 つの場合 (i) $\mathbf{M} = M\hat{z}$, $\mathbf{S} = 0$, (ii) $\mathbf{M} = 0$, $\mathbf{S} = S\hat{z}$, (iii) $\mathbf{M} = \mathbf{S} = M\hat{z}$ に対して異方性磁気抵抗効果 (AMR) と異常ホール効果 (AHE) を議論する [3, 4]。線形応答理論に沿って電気伝導度 σ_{ij} ($i, j = x, y, z$) を求めると、縦伝導度 σ_{ii} の異方性から AMR が、横伝導度 σ_{ij} , ($i \neq j$) の反対称部分から AHE が得られる。

AMR の結果を図 1 に示す。(i) と (ii) とで AMR 比の符号が逆であるが、これはフェルミ面の变形による電子の速度の異方性によって理解できる。(iii) においてはフェルミ面は等方的であり、この場合は減衰定数の異方性によって AMR が生じている。

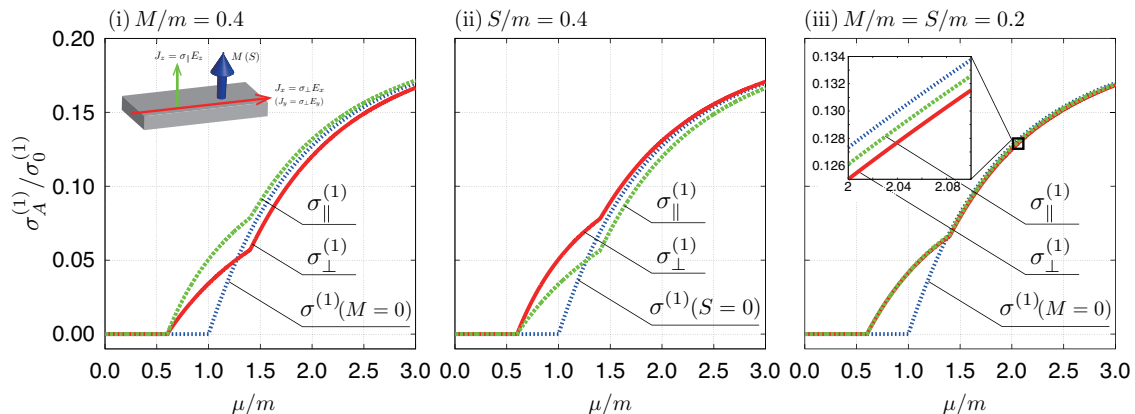


図 1: 縦伝導度 $\sigma_A^{(1)}$ の化学ポテンシャル依存性。(i) ~ (iii) で $M + S = 0.4m$ となるようにそれぞれ固定している。(i) の挿入図は秩序変数と電流の相対的な方向の関係を表す。

- [1] A.H. MacDonald and S.H. Vosko, J. Phys. C **12**, 2977 (1979).
- [2] M.V. Ramana and A.K. Rajagopal, J. Phys. C **14**, 4291 (1981).
- [3] (i) のモデルに対して非相対論的極限との比較を行ったものとして A. Crépieux and P. Bruno, Phys. Rev. B **64**, 094434 (2001); **64**, 014416 (2001).
- [4] (i) のモデルを用いた第一原理的なアプローチは H. Ebert *et al.*, Rep. Prog. Phys. **74**, 096501 (2011).

熱電効果におけるベリー曲率の寄与

金沢大 水田耀ピエール、石井史之

①クリーンなエネルギー源として熱電変換システムの普及が期待されているが、そのためには変換効率のより良い材料が必要である。効率を左右する量の1つに Seebeck 係数 S がある。一方、②固体中電子が外場の摂動を受けるとき、その速度 \mathbf{v} には従来から知られるバンド群速度に加えて、Berry 曲率と呼ばれる波数空間に生じた仮想磁場 $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k}) \equiv i\langle \partial_{\mathbf{k}} u | \times | \partial_{\mathbf{k}} u \rangle$ を伴う補正項がつく ($|u(\mathbf{k})\rangle$ は Bloch 状態の周期部分) [1]。また、電流 \mathbf{j} の半古典的表式にもやはり $\mathbf{\Omega}$ を伴う項が付加する [2]。

②の結果は異常 Hall 効果 (伝導度 σ_{xy})、異常 Nernst 効果 (伝導度 α_{xy}) の内因性機構を説明してきたが、 \mathbf{v}, \mathbf{j} を用いて計算される S に異常効果がどの程度寄与するかは①の観点からも興味深い。Boltzmann の半古典輸送理論に基づき、また Berry 曲率を考慮した場合、無磁場下の xy 面内に置かれた2次元系の Seebeck 係数は以下のように表される。

$$S \equiv \frac{E_y}{(-\partial_y T)} = \frac{1}{eT} \frac{1}{1 + \beta^2} (\alpha - \beta\gamma) \quad (1)$$

(ただし α, β, γ は定数因子を除き、それぞれ $\alpha_{xx}, \sigma_{xy}, \alpha_{xy}$ を縦伝導度 σ_{xx} で割ったものである。) 一方、Berry 曲率を考慮しない扱いから見積もられるのは、 $S_0 \equiv S|_{\beta=0=\gamma} = \alpha/(eT)$ である。 S と S_0 の値がどの程度違い得るのかを知るべく、以下の磁化した Rashba 型2次元電子ガス (R2DEG) モデルで計算を行った。

$$H(\mathbf{k}) = \frac{k^2}{2m^*} + \lambda(\mathbf{e}_z \times \mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\sigma} - \Delta\sigma_z \quad (2)$$

図1および、 $T = 1\text{K}$, $\Delta = 10^{-5}$ を固定し化学ポテンシャル μ と $\eta \equiv m^*\lambda^2/\Delta$ をパラメータとして S_0 および $r \equiv (S - S_0)/S_0$ を計算した結果から分かったことのいくつかを挙げる。

1. Δ が温度に比して大きくなりすぎると、 S_0 自体が小さくなるとともに $|r|$ も減少する。
2. 図1とは逆に異常効果が S_0 を強める ($r > 0$) 領域もあり、 $r \leq 0$ で $|r|$ が最大となるのは μ がそれぞれ ε_{\pm} バンド端 (Ω が互いに逆符号で大きい) にあるとき。

これらは、定性的には R2DEG 系固有の Berry 曲率の分布特徴 (図1) から理解できる。また、式(1)からも分かることであるが、緩和時間 τ がある程度以上に長くなると r は小さくなる。たとえば図1のうち $\Delta = 10^{-5}$ の場合、 $\tau < 0.1\text{ps}$ では $|r| \sim 0.2$ だが、 $10\text{ps} < \tau$ では $|r| < 0.01$ となった。しかしどの程度までの散乱強度なら Berry 曲率が明確な意味をもって半古典論が適用可能か、という問題は検討を要する。ひとまずの重要な結論は、条件次第で Berry 曲率は Seebeck 係数に無視できないほど寄与する可能性がある という点である。

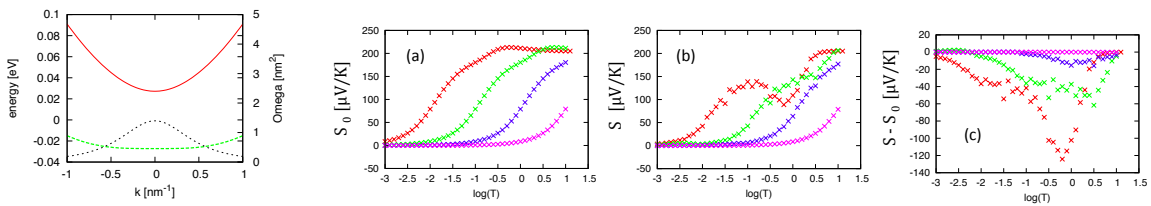


図1 (2) の2つのバンド (最左図左軸) と $|\Omega|$ (黒破線、同図右軸)、右3図は (a) S_0 , (b) S , (c) $S - S_0$ の温度 (対数) 依存性。赤、緑、青、ピンクがこの順に $\Delta = 10^{-6}, 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}$ に対応。
 $T = 1\text{K}$, $m^* = 1$, $\tau = 10^4$, $\eta \equiv m^*\lambda^2/\Delta = 1$, $\mu = -0.9\Delta$ (※明示しない限り原子単位)

[1] G.Sundaram and Q.Niu, Phys. Rev. B **59**, 14915 (1999).

[2] Di Xiao *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 026603 (2006).

ディラック分散を持つ電子系の超伝導と“スピン”輸送

東大理 溝口知成、小形正男

”Spin” transport of Dirac electrons in superconducting state

University of Tokyo T. Mizoguchi and M. Ogata

近年、線形分散を持つディラック電子の特異な輸送現象が盛んに研究されている。ディラック電子の特異な輸送現象に関する先行研究の例として、ビスマスのスピンホール効果が挙げられる。[1] この先行研究においては、ビスマスのエネルギー分散のある波数点近傍のディラック電子のスピンホール効果に対する影響を調べるため、軌道とスピンの自由度を持つ 4×4 のディラックハミルトニアンを用いて、スピンホール効果を議論している。そして、ディラック電子はバンド間励起としてスピンホール効果に寄与することが示されている。

一方で、ディラック電子は、常伝導状態から超伝導状態に転移してエネルギー分散にギャップが生じたとしても、元々の線形なエネルギー分散が部分的に保持されるため、超伝導状態のディラック電子も特異な輸送現象を示すことが予想される。

我々は、超伝導状態のディラック電子について、次の2点に着目した。

1. マイスナー効果を示すかどうか。

超伝導状態を特徴づけるマイスナー効果は、通常は電子のエネルギー分散の波数の2乗に比例する項から生じる。エネルギー分散が波数に対して線形なディラック電子がマイスナー効果を示すかどうかは非自明である。

2. スピンホール応答を示すかどうか。

超伝導状態では静的な電場は排除されるため、超伝導状態のスピンホール応答は、常伝導状態のような電場に対する応答ではなく、ベクトルポテンシャルに対する応答として計算する必要がある。それゆえ、常伝導状態のディラック電子が有限のスピンホール応答を示すが、超伝導状態に転移した場合に有限のスピンホール応答を示すかは非自明である。

本ポスター発表では、軌道とスピンの自由度を持つ 4×4 のディラックハミルトニアンに s 波超伝導を平均場で導入し、超伝導状態のディラック電子のマイスナー効果とスピンホール応答について議論する。

[1] Y. Fuseya, M. Ogata and H. Fukuyama: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 093704.

Quantum Hall Effect in Molecular Dirac fermion systems

^a T. Yamauchi, ^{a, b} N. Tajima, ^c M. Suda, ^b Y. Kawasugi, ^{b, c} H. M. Yamamoto,
^b R. Kato, ^a Y. Nishio and ^a K. Kajita

^a Department of Physics, Toho University, Funabashi, Chiba 274-8510, Japan

^b RIKEN, wako, Saitama 351-0198, Japan

^c IMS, Okazaki, Aichi 444-8585, Japan

First bulk (multilayered) two-dimensional (2D) zero-gap state with massless Dirac particles was realized in an organic conductor α -(BEDT-TTF)₂I₃ under pressure [1-3]. The Shubnikov-de Haas oscillations (SdHO) or the quantum Hall effect (QHE) originated from the Dirac particle, however, have not been observed yet until now because Fermi level always locates at the Dirac point. Thus, we have succeeded in detecting the zero-mode Landau level and its spin-split levels in this system probed by inter-layer magnetoresistance [3]. Quite recently, we made a breakthrough in the detection of SdHO and QHE in this system [4]. The hole-doping was successful by only fixing a crystal on a substrate weakly negatively charged by contact electrification. The QHE plateaux for $\nu = 6, 10, (14 \text{ and } 18)$ were detected in the magnetic field up to 7 T at the temperature below 2 K. Those steps are essence of 2D Dirac fermion systems.

In this work, SdHO and QHE were investigated in the magnetic field up to 14 T. We succeeded in detecting the QHE plateau for $\nu = 4$ which is the spin-splitting state of $N=1$ Landau level. In this state, the $\nu = 4$ quantum Hall ferromagnetic state is anticipated. This multilayered Dirac fermion system is characterized further from the detection of SdHO and QHE and its interpretation.

[1] S. Katayama, et al., J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 054705 (2006).

[2] N. Tajima, et al., EPL **80**, 47002 (2007).

[3] N. Tajima, et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 176403 (2009).

[4] N. Tajima, et al., to be submitted.

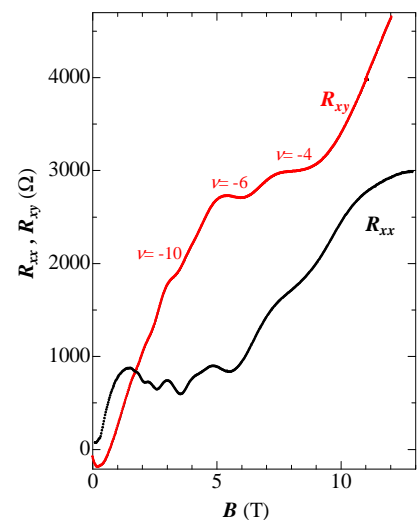


Fig.1. SdHO and QHE

α -(BEDT-TTF)₂I₃ の中間圧力域と高圧力域における Dirac 電子状態

東邦大理^A, 理研^B

小澤拓弥^A, 山内貴弘^A, 田嶋尚也^{A, B},
加藤礼三^B, 西尾豊^A, 梶田晃示^A

Dirac fermion systems in α -(BEDT-TTF)₂I₃: intermediate and high pressures

Toho Univ.^A, RIKEN^B

T. Ozawa^A, T. Yamauchi^A, N. Tajima^{A, B},

R. Kato^B, Y. Nishio^A and K. Kajita^A

高圧下にある α -(BEDT-TTF)₂I₃は質量ゼロのDirac電子系であることが明らかになってきた。質量ゼロのDirac電子系は最近グラフェンで大変話題になっているが、これはグラファイトを一層だけにした特殊物質である。それに対し、 α -(BEDT-TTF)₂I₃は最初のバルクなDirac電子系である。また小林ら(名大)のバンド計算によると、 α -(BEDT-TTF)₂I₃のDirac電子系はグラフェンとは異なり、Dirac coneが大きく傾いている。従って、新しいタイプのDirac電子系が期待できる。

一方で、この物質は低圧下の低温では電荷秩序絶縁体状態であることが知られている。従って、この物質のDirac電子系は電荷秩序絶縁相と隣接した点でも、グラフェンにはない新しい物理展開が期待される。

そこで本研究では、この2つの状態の間の電子状態(中間圧力状態: 1~1.3GPa)を明らかにすることを目的に、磁気抵抗とホール効果を調べた。最近小林ら、わずかにエネルギーギャップがある電子状態を理論的に指摘し、スピンホール効果やバレーホール効果などの興味深い物理現象観測を提案しているのである。

しかし、我々の実験結果は小林らの理論結果とは異なり、電荷秩序からDirac電子系へは一次転移であり、その中間圧力状態はDirac電子相と電荷秩序絶縁相とが相分離した状態であることを示唆する。

本講演では、以上のこの物質の中間圧力状態について詳しく議論し、さらに2GPa以上の高圧力下についても議論する予定である。

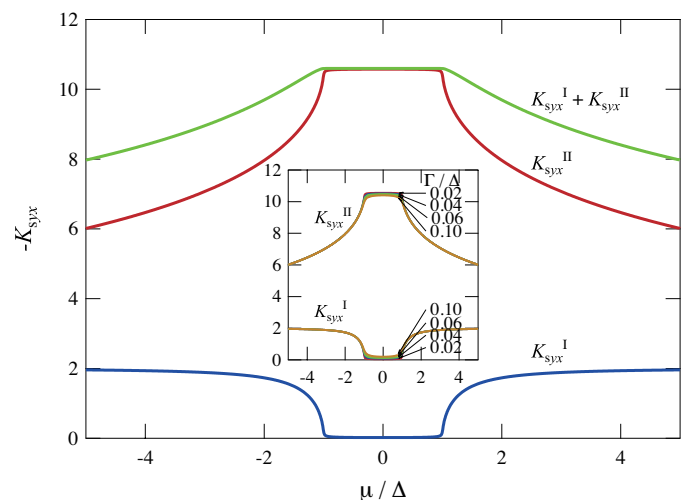
ビスマスにおける巨大スピンホール効果

伏屋雄紀（電通大・先進理工）

スピンホール効果（SHE）はスピン軌道相互作用に起因する現象であり、基礎科学的興味はもちろん、将来的なスピントロニクスへの応用も期待され、半導体や遷移金属など様々な系で熱心な研究が進められている。本研究では、スピン軌道相互作用が非放射性元素中最大（ ~ 1.5 eV）のビスマスやその合金を念頭に、完全に相対論的な（ 4×4 行列の）ディラック電子におけるSHEを久保公式に基づいて調べた[1,2]。その結果、ディラック電子は大きなSHEを生むことが明らかとなった。ディラック電子のSHEには2種の異なる寄与がある。一つはフェルミ準位近傍のみからくる項（下図 $K_{\text{syx}}^{\text{I}}$ ）で、もう一つはフェルミ準位以下の全ての占有状態からくる項（下図 $K_{\text{syx}}^{\text{II}}$ ）である。後者は通常無視できるほどの小さい寄与しか得られないが、ディラック電子の場合、むしろ前者を上回り、非常に大きなスピンホール伝導度を与えることが分かった。しかも絶縁体状態になっても残ることから、「スピンホール絶縁体」が実現することも分かった。スピンホール絶縁体の実現すれば、散逸を伴わない純スピン流のみを生成することができる。

更に驚くべきことに、 $K_{\text{syx}}^{\text{II}}$ 項の化学ポテンシャル依存性は、軌道磁化率（反磁性）と厳密に等しくなることが示された。この“双対性”は、「輸送係数と軌道磁化率は如何に係っているか」という長年の問題[3,4]を解決するための重要な糸口を与える。

本結果は完全に相対論的な枠組みにおけるSHEの理論を与え、絶縁体領域から金属領域まで、一つの理論手法で統一的に取り扱った最初の理論である。（従来研究では半導体や金属はそれぞれ別々に取り上げられていた）これによって、固体中のディラック電子系はSHEを研究するための非常に理想的な舞台となりうるということが分かった。特にビスマスは、単純な模型で実験と定量的に非常によく一致する理論を提供できるため[5,6]、SHEを研究する恰好の物質といえる。



ディラック電子におけるスピンホール効果の化学ポテンシャル依存性。 $K_{\text{syx}}^{\text{II}}$ は軌道磁化率と厳密に一致する。

[1] Y. Fuseya, M. Ogata, and H. Fukuyama: J.

Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 093704.

[2] Y. Fuseya, M. Ogata, and H. Fukuyama: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 013704.

[3] R. Kubo and H. Fukuyama: Proc. 10th Int. Conf. Physics of Semiconductors, 1970.

[4] Y. Fuseya, M. Ogata, and H. Fukuyama: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 066601.

[5] Z. Zhu, B. Fauque, Y. Fuseya, and K. Behnia: Phys. Rev. B **84** (2011) 115137.

[6] Z. Zhu, B. Fauque, L. Malone, A. B. Autunes, Y. Fuseya, and K. Behnia: Proc. Natl. Acad. Sci. USA **102** (2012) 14813.

磁化ダイナミクスを用いたディラック電子系へのスピン注入

阪大院基礎工・白石誠司

グラフェンや Bi、トポロジカル絶縁体などいわゆるディラック電子系が固体中で実現する材料群に大きな関心が集まって久しい。スピントロニクスの視点から見た場合、ディラック電子系は高速でのスピンキャリアの移動が可能であることは大きな魅力である上、近年ではこれらの材料群においてスピン軌道相互作用を積極的に用いた純スピン流＝電流変換の有する興味深い物性が発現するという意味でも大きな魅力である。純スピン流とは電荷の移動を伴わないスピン角運動量のみの流れであり新たな情報伝播の手段として注目を集めているが、その意味でディラック電子系における純スピン流輸送また純スピン流＝電流変換は基礎物理だけでなく応用面からも重要な研究テーマになりつつある。

我々の研究グループでは 2007 年からグラフェンへの電气的スピン注入及び純スピン流の室温生成実験を行いグラフェン中のスピン輸送物性の研究を続けているが[1-3]、純スピン流生成手法として YIG 中のスピン波スピン流生成の強力な武器である磁化ダイナミクスを用いた動力的スピンプンピング[4]に着目してディラック電子系へのスピン注入と純スピン流輸送実験を試みている。2013 年にはこの手法を用いて世界初の p 型 Si 中の純スピン流輸送に成功したが[5]、同様の手法を用いて CVD 成長した大面積単層グラフェンでも室温スピン輸送に成功したのでまずこの結果について報告する[6]。またこの手法による Bi への室温スピン注入と純スピン流＝電流変換についても最近成功し[7]、先行研究[8]と異なるスピンホール角の振る舞いを見出した。本講演ではこれら最近の磁化ダイナミクスを用いたディラック電子系へのスピン注入実験の詳細を議論したい。

References: [1] M. Ohishi, M. Shiraishi et al., JJAP 2007. [2] M. Shiraishi et al., Adv. Fuc. Mat. 2009. [3] M. Shiraishi, K. Muramoto et al., APEX 2009. [4] Y. Kajiwara, E. Saitoh et al., Nature 2011. [5] E. Shikoh, M. Shiraishi et al., PRL 2013. [6] Z. Tang, M. Shiraishi et al., PRB(R) (2013). [7] H. Emoto, Y. Fuseya, M. Shiraishi et al., in preparation. [8] D. Hou, E. Saitoh et al., APL 2012.

鉄系超伝導体反強磁性相のディラック電子と 反強磁性と超伝導の共存

京都大学 基礎物理学研究所 遠山 貴己¹

鉄砒素系高温超伝導の母物質は反強磁性金属相であり、反強磁性ベクトル $Q = (\pi, 0)$ で特徴付けられる。反強磁性相のバンド構造の特質すべき特長は、反強磁性ベクトルに沿う波数上でディラック型の分散関係が現れることである [1]。この起源は、グラフェンやトポロジカル絶縁体のディラック分散とは異なり、軌道自由度に起因していることが簡単な考察からわかる。現実の系のフェルミ面は、ディラック分散によるものだけでなく、複数のホール面や電子面からなっている。しかし、反強磁性秩序が強くてもディラック分散のフェルミ面は生き残ることを考えると、伝導特性 [2] や超伝導との共存に何らかの効果を及ぼしていると考えるのが自然である。

まず、反強磁性金属相における電気抵抗の異方性に対するディラック分散の効果を議論する。5軌道ハバード模型に対する平均場近似で得られたバンド構造に記憶関数法による散乱確率計算を適用して電気抵抗の異方性を求める。実験を再現するような異方性を得るためには、ディラック分散によるフェルミ面形状とともに、他のフェルミ面との相対的な関係が重要であることがわかる。

次に、反強磁性と超伝導の共存相に対するディラック分散の効果について報告する。反強磁性状態でディラック分散を示す2軌道模型に対して、軌道内・軌道間の超伝導相互作用を考慮した平均場近似計算を行い、 s^\pm 波対称性では共存相が実現し、 s^{++} 波対称性では実現しないという結果を得た。これは、軌道成分を無視した2バンド模型と同じ結果であり、共存相の有無にディラック分散が寄与していないことを示唆している。一方、3軌道以上の模型では、 s^{++} 波対称性でも共存相が実現する場合もある。これらの結果を含めて、反強磁性と超伝導の共存相に対するディラック分散の効果について議論する。

本研究は、杉本高大、松井楽徳（京大基研）、森成隆夫（京大人環）各氏との共同研究である。

[1] T. Morinari, E. Kaneshita, and T. Tohyama, Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 037203.

[2] K. Sugimoto, E. Kaneshita, and T. Tohyama, J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 033706.

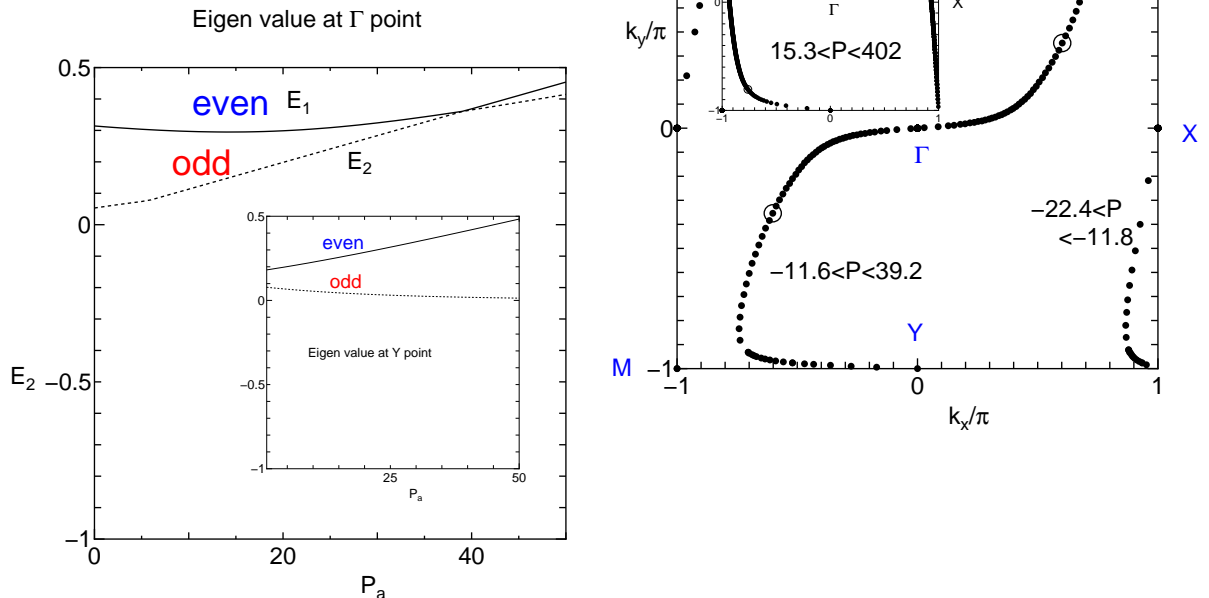
¹E-mail: tohyama@yukawa.kyoto-u.ac.jp

有機導体 α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ のディラック点の振舞い

名大理 鈴村順三

有機導体 α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ では第1バンド E_1 と第2バンド E_2 が偶然の波数 $\pm k_0$ (ディラック点) で縮退し、圧力変化とともに k_0 が変化する。単位胞は4分子 A, A', B and C から構成され A と A' の間に空間反転対称点が存在する。ディラック点は、分子間の飛び移りエネルギー (分子積層方向の a_1, a_2, a_3 および垂直方向の b_1, b_2, b_3, b_4 の7種類) により決定される。ディラック点が存在するかどうかは、波数空間の対称点 (Γ, X, Y, M) の波動関数の空間反転対称の parity により決定されることを具体的に示す (Y.S., T. Morinari, F. Piechon: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 023708; F. Piechon and Y.S.: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 033703)。第1バンドの parity の固有値を $E_P(G/2) = \pm 1$ とすると4個の固有値の積が負、つまり、 $P(E_P(\Gamma), E_P(X), E_P(Y), E_P(M)) = -1$ の場合にディラック点が存在することを右図に示す。実際 $-11.6 \text{ kbar} < P < 39.2 \text{ kbar}$ では $P(+, -, +, +)$ でディラック点が存在し、圧力増加とともに、Y点から出現し、 Γ 点で2つのディラック点の merging が起きる。電子相関を考慮するとY点の代わりにM点から出現するが、これは有効的なサイトポテンシャルが生じるためである。 $a_j = 0$ の場合はMoriにより (J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) 014703) 存在条件が解析的に得られている。 $a_j = 0$ の場合の特徴として、圧力依存性を挿入図に示すように、出現および merging はM点、Y点のみで、 Γ 点、X点では生じない。P=39.2kbar でディラック点が Γ 点で merging する際、異なる parity を持った E_1 と E_2 が交差する様子を左図に示す (挿入図は $P=-11.6 \text{ kbar}$ でのY点での merging を示唆している)。したがって merging は対称点の E_1 、 E_2 の圧力依存性から理解できる。

図: Γ (Y)点における固有値(左図)およびディラック点(右図)の一軸圧力依存性



分子性ディラック電子系における量子伝導現象と新奇ディラック電子系の発見

東邦大理 田嶋尚也

高圧下にある α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ （及び類塩物質）に見られる特徴的な現象は、伝導帯と価電子帯との間のエネルギーギャップがゼロ、つまり点（ディラック点と呼ぶ）で接しているゼロギャップ電気伝導体の描像からよく理解できる。このようにディラック電子系が実現したことから最近この分野への参加者が増えてきたこともあり、この系の物理、特にグラフェンには無い、あるいは観測困難な物理現象が急速に進展してきている。その中で、本講演では以下2つの最近の目覚ましい成果について議論したい。

1. この系では、フェルミ準位が常にディラック点にあるために、磁場下でゼロモード以外のランダウ準位を観測できていなかった。そのために、ディラック電子系に特徴的なランダウ準位の観測、量子ホール効果の観測が大きな課題の1つであった。この物質に適した担体注入法が今まで確立していなかったためである。ところが最近、我々はブレークスルーを起こし、担体注入に成功し、特別なランダウ準位構造に起因した、量子抵抗振動と量子ホール効果の観測に初めて成功した（図1）。高圧下にある α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ がディラック電子系であることを直接証明する成果である。最近では、この系の低温状態およびスピン構造が特殊であることが判明してきている。

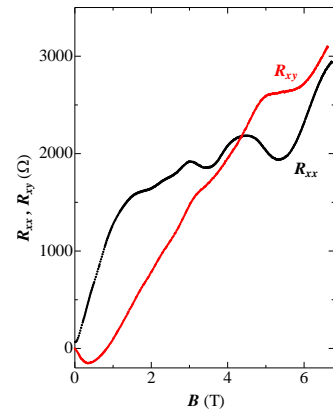


図 1: SdH と量子ホール効果

2. 0.5 GPa 以上の圧力下にある θ -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ は新しいタイプのディラック電子系であることを見出した。常圧力下では典型的な擬2次元金属であるが、0.5 GPa 以上の圧力でディラック電子系へ相転移する。高圧下では α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ と同様ディラック電子系に特徴的な電気伝導性を示す。層間抵抗にはゼロモードの縮重度による負の磁気抵抗も観測されるのである。従って、フェルミ準位はディラック点にあると推察される。ところが驚くべきことに、低温で量子磁気抵抗振動が観測されるのである。振動の位相解析から、量子振動の起源はディラック電子ではなく通常の電子である。ディラックコーンと独立に通常フェルミ面をもつことが明らかである。

このような多バンド系におけるディラック電子は、鉄系超伝導体でホットな話題として注目されている。しかし、鉄系超伝導体ではディラック点はフェルミ準位から離れており、複雑な構造をしている。それに対して、 θ -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ はゼロモードの観測からディラック点がちょうどフェルミ準位に位置している。従って、この物質を舞台にして多バンド系におけるディラック電子の理解が発展するだろう。

$^{13}\text{C-NMR}$ からみた $\alpha\text{-(ET)}_2\text{I}_3$ と $\alpha\text{-(BETS)}_2\text{I}_3$

学習院大理 高橋 利宏

バルクのディラック電子系としての理解が進んでいる $\alpha\text{-(ET)}_2\text{I}_3$ 、および、同一の結晶構造を持つ $\alpha\text{-(BETS)}_2\text{I}_3$ について、最近の NMR による知見についてレビューする。

$\alpha\text{-(ET)}_2\text{I}_3$ は常圧、135K で金属-絶縁体転移し、低温で電荷秩序を伴う絶縁相になる。この電荷秩序相は高压の引加によって抑圧され、いわゆるゼロ・ギャップ相（ディラック電子系）と呼ばれる状態が出現する。 $^{13}\text{C-NMR}$ は、常圧での電荷秩序相の存在、圧力下でのゼロ・ギャップ状態の出現の確認に役割を果たした。

ディラック電子系は周知の通り、純 2 次元電子系であるグラフェンで見いだされ注目を集めたが、バルクの物質において観測されることはまったく予想外のことであった。ディラック電子系を示すバルクの物質は、はたして $\alpha\text{-(ET)}_2\text{I}_3$ 以外にも存在するのか、さらに常圧でのディラック電子系は実現できるかは、有機分子性導体を対象としたディラック電子系の研究における大きな課題である。

我々は、 $\alpha\text{-(ET)}_2\text{I}_3$ （ET 塩と略称）とほとんど同一の結晶構造を持ち類似した電子構造をもつと期待される $\alpha\text{-(BETS)}_2\text{I}_3$ （BETS 塩）について、ET 塩との系統的な比較を行っている。BETS 塩は、常圧、約 50K 以下で金属絶縁体転移を示すことから、加圧下の ET 塩に対応する状態にあると考えられてきた。事実、 $^{13}\text{C-NMR}$ によって観測された金属領域での局所磁化率のサイト依存性は ET 塩の結果をよく再現する。ただし、磁化率の温度依存性については、金属領域ですでに温度の降下とともに指数関数的に急速に減少し、ディラック電子系に期待される T -linear の振る舞いの余地は残されていないように思われる。

さらにこのほど、絶縁相での $^{13}\text{C-NMR}$ の角度依存性の解析からサイト毎の電荷の偏りを調べたところ、ET 塩で観測されたような反転対称性の破れが見いだされなかった（A、A'-サイトの分裂が見られない！）。このことは BETS 塩の絶縁相は電荷秩序相ではない可能性が高いことを示す。

これらの事実は、BETS 塩は、ET 塩と類似したバンド構造が期待されるにもかかわらず、ディラック電子系にはならない可能性を示唆しているように思われる。ディラック電子系を与えるバンド構造の条件について、より詳細な検討が求められると考えている。

有機ディラック電子系における NMR

東京大学 大学院工学系研究科 宮川 和也

有機ディラック電子系 θ および α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ は加圧下においてゼロギャップ状態が出現する。グラフェンなどと比較すると、(1)ディラックコーンが傾斜している、(2)電荷秩序相(α -I $_3$)や金属相(θ -I $_3$)が圧力をパラメータにディラック電子相に隣接している、(3)バルク結晶であるため磁気共鳴実験が可能 という特徴を有している。

我々は、この有機導体を単結晶 ^{13}C NMR 測定によって調べている [1]。

α -I $_3$ 塩において、反強磁性的揺らぎをともなった強相関電子系となっていること、この電子相関によってフェルミ速度は k -依存性がさらに強調され、バンド計算よりも大きく傾いていることを見出した。さらに 15T を超えるまでの磁場依存性の実験から、ゼロモード Landau レベル、スピン分裂、さらに高磁場ではスペクトルの変化を観測した。このスペクトルの変化は高磁場での対称性の変化を表している可能性がある。

もう一つのディラック電子系 θ -I $_3$ 塩は常圧で金属であり2次元的なフェルミ面を持つことからディラック電子系になるには構造相転移が必要となると考えられていた。加圧下 NMR 実験によって構造変化を観測したので時間が許せば報告する。

この研究は、平田倫啓氏(東大、現グルノーブル)、谷口智隆氏(東大)、佐田洋太氏(東大)、鹿野田一司氏(東大) および田村雅史氏(東理大)との共同研究である。

[1] K. Miyagawa, M. Hirayama, M. Tamura and K. Kanoda, JPSJ **79**, 063703 (2010)

M. Hirata, K. Miyagawa, M. Tamura, K. Kanoda, PRB **85**, 195146 (2012)

M. Hirata, K. Ishikawa, K. Miyagawa, M. Tamura, K. Kanoda, PRB, **84**, 125133 (2011)

有機多層ディラック電子系の量子ホール強磁性相と表面状態

東京大学物性研究所 長田俊人

強磁場量子極限下の 2 次元 massless Dirac 電子系では、スピンとカイラリティ（バレー）について 4 重縮退した $n = 0$ の Landau 準位がゼロエネルギーに存在する。この縮退は Zeeman 効果や相互作用によって破れ、4 つの Landau 準位に分裂し、十分低温強磁場では中央の移動度ギャップ（局在領域）内に Fermi 準位が位置する $\nu = 0$ 量子 Hall 状態が実現する。これにはスピン分裂とバレー分裂の大小に応じ、完全にスピン偏極した量子 Hall 強磁性相と、スピン偏極がなく空間変調を伴う量子 Hall 絶縁相の可能性があり、両者はエッジ状態の有無で区別される。グラフェンにおける強磁場極限の基底状態は量子 Hall 絶縁相であるとされる。圧力下の有機導体 α -(BEDT-TTF)₂I₃ の伝導電子系は、2 次元 massless Dirac 電子系が弱く層間結合した多層 Dirac 電子系であるが、本講演ではこの系の強磁場電子状態について論ずる。

多層 Dirac 電子系の量子 Hall 強磁性状態では、試料内部は電子局在のため絶縁性であるが、試料側面は各層の逆向き・逆スピンの $n = 0$ エッジ状態が層間結合して試料を取り巻くヘリカル表面状態を形成して金属的になる。これはトポロジカル絶縁体の表面状態と似ているが、時間反転対称性がないためトポロジカルに保護されておらず、スピン反転後方散乱による拡散的な金属状態となる。このとき表面層間伝導は隣接層のエッジ状態間の単トンネル過程により支配される。このトンネル伝導は、隣接層のエッジ状態間を貫く磁束（試料側面に垂直な磁場成分）によって抑制される。すなわち磁場を傾斜させると層間抵抗が増大する。

α -(BEDT-TTF)₂I₃ の層間磁気抵抗は数 T 以上で指数関数的増大を示した後、強磁場で飽和傾向を示すことが知られている。この指数関数的増大は Fermi 準位が移動度ギャップ内にあることを意味し、系が $\nu = 0$ 量子 Hall 状態に移行していることを強く示唆する。強磁場での抵抗の飽和は量子 Hall 絶縁相の可能性を排除し、ヘリカル表面状態による金属的表面伝導が残る量子 Hall 強磁性相の発現を示唆する。

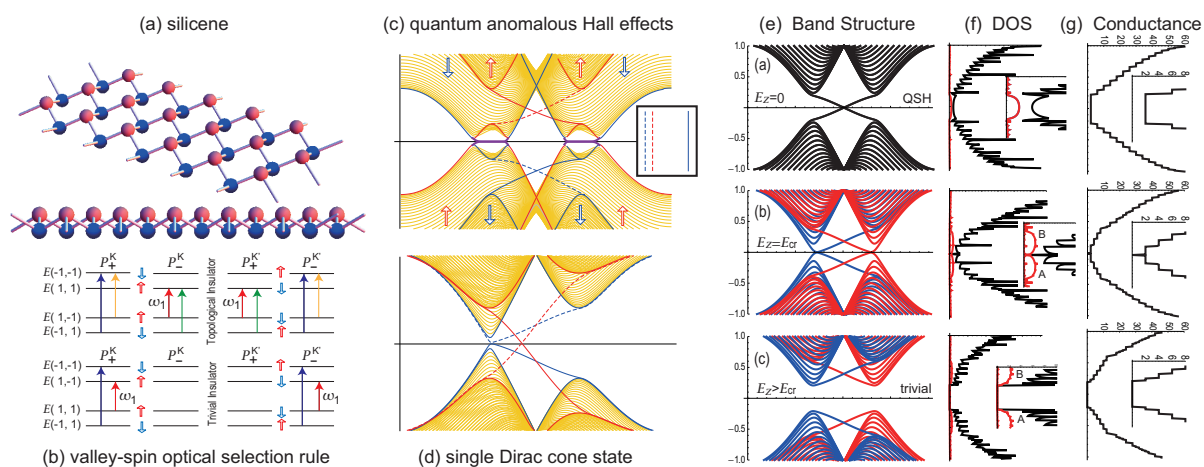
上の推論を検証するために、 α -(BEDT-TTF)₂I₃ の層間磁気抵抗の実験を行った。その結果、飽和領域の層間磁気抵抗は試料の断面積ではなく周長によりスケールされることを見出した。これは層間伝導が一般的なバルク伝導ではなく表面伝導によって担われていることの証拠である。また飽和領域の層間磁気抵抗の磁場方位依存性は特定の磁場方位（試料側面に平行）から傾けると増大することを見出した。これはヘリカル表面状態の層間トンネル伝導の描像と良く整合する。

以上の実験結果により、有機 Dirac 電子系 α -(BEDT-TTF)₂I₃ では、グラフェンで実現したバレー分裂による量子ホール絶縁相の可能性が排除され、ヘリカル表面状態による拡散的表面伝導を伴う量子 Hall 強磁性相が発現することが確認された。 $n = 0$ Landau 準位では擬スピン自由度はバレー自由度と同一視できる。グラフェンでは擬スピンの A・B サイトの副格子自由度となるため、有機系に比べサイト間の短距離相互作用がより有効にバレー分裂を引き起こすのではないかと考えられる。

シリセンにおけるディラック電子とトポロジカル相転移

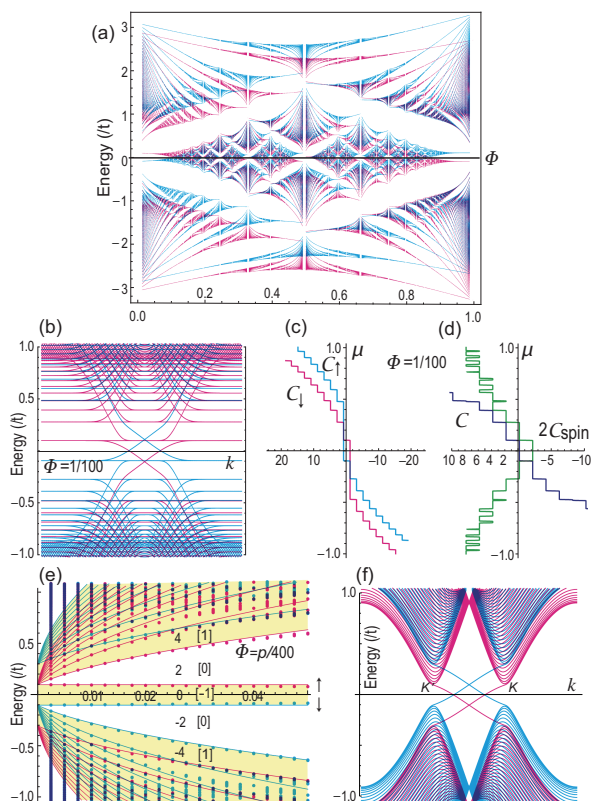
東大工, 江澤 雅彦

シリセンとはシリコンがハニカム格子を組んだ二次元物質である。2012年に相次いで実験的に合成され、着目を浴びている。グラフェンと同様に低エネルギー励起はディラック方程式で記述される。しかし、シリセンにはスピン軌道相互作用があるので、量子スピンホール効果を示す。また、電場 [1] や磁性体 [2,3]、光照射 [4] など外場でディラック質量を自由に制御する事が出来、トポロジカル相転移を制御出来る。量子異常ホール効果や混成トポロジカル絶縁体などの様々なトポロジカル絶縁体を実現する。局所状態密度、伝導度 [5]、反磁性 [6]、光吸収 [7] などの測定に基づき、これらトポロジカル相転移の観測出来る。また、電界誘起トポロジカル・トランジスターなどのトポロジカル量子デバイスへの応用なども紹介する [5]。量子ホール効果もシリセンの様々な相に応じて特徴的な振る舞いをするを紹介する [8,9]。また単一ディラック・コーン状態や単一バレー状態などの新奇な状態も実現できる。シリセン超構造 [10] や二層シリセン [11]、シリコン・ナノチューブ [12] などのシリセン派生物についても紹介する。シリセンはシリコンで出来ているために、従来のシリコン・デバイスとの相性も良く、将来的な応用への期待が大きい。最近のSTMやARPESなどの実験の動向を説明すると共に、今後の展望についても解説したい。



References

- [1] M. Ezawa, *New J. Phys.* **14** (2012) 033003.
- [2] M. Ezawa, *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 055502
- [3] M. Ezawa, *Phys. Rev. B* **87** (2012) 155415
- [4] M. Ezawa, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 026603
- [5] M. Ezawa, *Appl. Phys. Lett.* **102** (2013) 172103
- [6] M. Ezawa, *Euro. Phys. J. B* **85** (2012) 363
- [7] M. Ezawa, *Phys. Rev. B* **86** (2012) 161407(R)
- [8] M. Ezawa, *J. Phys. Jpn.* **81** (2012) 064705.
- [9] M. Ezawa, in preparation
- [10] M. Ezawa, *Euro. Phys. J. B* **86** (2011) 139
- [11] M. Ezawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** (2012) 104713
- [12] M. Ezawa, *Europhysics Letters* **98** (2012) 67001



有機ディラック電子系 α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ における 欠陥誘起ゼロエネルギー局在状態

東大理 金尾太郎、松浦弘泰、小形正男

近年、擬2次元分子性導体 α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ (α -(ET) $_2$ I $_3$) が質量ゼロのディラック電子系として注目を集めている [1, 2]。 α -(ET) $_2$ I $_3$ 中に格子欠陥などが入ると、ディラック電子系に特有の状態が出現する可能性がある。そこで本研究では、欠陥周辺における電子状態を微視的に調べた [3]。手法として第一原理計算に基づいた強束縛模型 [4] の実空間における対角化を用いた。その結果、単位胞子中のあるサイト (A, A' サイト) に欠陥が存在するときのみ、局在状態がゼロエネルギー (ディラック点) に現れることを見出した。さらに、スーパーセル法を用いて A サイトに欠陥のある場合のスピンド磁率を求めた。その結果、フェルミ準位付近での状態密度の変調のため、スピンド磁率に特徴的な振る舞いが現れることがわかった。これは、理想的な質量ゼロの2次元ディラック電子系の場合とは異なっている。

- [1] N. Tajima, S. Sugawara, M. Tamura, Y. Nishio, and K. Kajita, J. Phys. Soc. Jpn. **75** (2006) 051010.
- [2] S. Katayama, A. Kobayashi, and Y. Suzumura, J. Phys. Soc. Jpn. **75** (2006) 054705.
- [3] T. Kanao, H. Matsuura, and M. Ogata, in preparation.
- [4] H. Kino and T. Miyazaki, J. Phys. Soc. Jpn. **75** (2006) 034704.

ハチの巢格子の強束縛モデルにおけるディラック点についての理論研究

熊本大教育, 兵庫県物質理^A 岸木敬太, 長谷川泰正^A

Theoretical study of Dirac points in the tight-binding model on the generalized honeycomb lattice

Kumamoto University, Faculty of Education

K. Kishigi

University of Hyogo, Graduate School of Material Science

Y. Hasegawa

グラフェン [1,2] は, フェルミ準位で2つのバンドが点 (Dirac 点) で接しており, ゼロギャップ半導体と呼ばれている. グラフェンの結晶構造は図1のようなハチの巣格子をしている. 強束縛モデルでの重なり積分は三次近接まで導入すると第一原理バンド計算と全体的なバンド構造がよい一致することが知られている [3]. その場合, 最近接重なり積分 (t_a, t_b, t_c) が 2.79~2.97 eV, 次近接重なり積分 ($t'_a, t'_b, t'_c, t''_a, t''_b, t''_c$) が 0.073~0.68 eV, 三次近接重なり積分 (t_{3a}, t_{3b}, t_{3c}) が 0.3~0.33 eV と見積もられている.

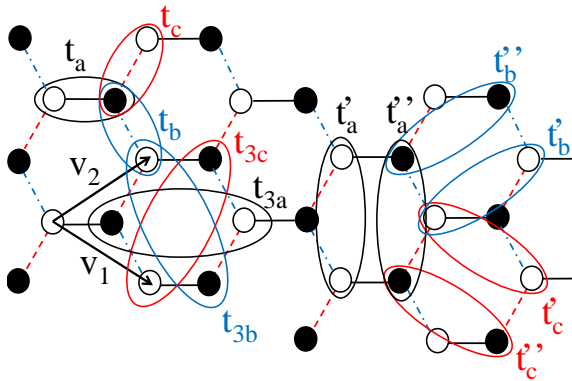


図 1: 副格子 A が \circ であり, 副格子 B が \bullet である.

系に反転対称があるときは, A と B の副格子が同等となるため, 次近接重なり積分は, バンドの傾きに寄与するだけで, バンドギャップや Dirac 点の位置に影響を与えない [4]. Bena と Simon [5] は重なり積分の異方性は無視し (最近接は $t = t_a = t_b = t_c$ とし, 三次近接は $t_3 = t_{3a} = t_{3b} = t_{3c}$ とする), t_3 を大きくしたとき, Dirac 点とバンドギャップがどのように変化するかを理論的に研究している [5]. 彼らは $t_3/t = 1/3$ のとき, Dirac 点の数が 2 点から 5 点になり, $1/3 < t_3/t < 1/2$ のとき Dirac 点の数が 8 点になることなどを明らかにした.

光格子上の超冷却原子 [6] や, グラフェンで強い一軸圧力が働く場合, 異方的な重なり積分が実現される可能性がある. それゆえ, 異方性を導入して, Dirac 点の数と状態密度とトポロジカル絶縁体とについて

理論的な研究を行った [7]. 例えば, 図 2 のような相図が得られた. Dirac 点が 3 点重なるという特異なパラメーター (P_1, P_2, P_3) が存在することがわかった. P_1, P_2, P_3 においては, 波数とエネルギーの関係式が $\epsilon \propto \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ から $\epsilon \propto \sqrt{k_x^2 + \alpha k_y^6}$ となることで状態密度が

$$D(\epsilon) \propto |\epsilon| \quad (1)$$

から

$$D(\epsilon) \propto |\epsilon|^{1/3} \quad (2)$$

へと変化することもわかった.

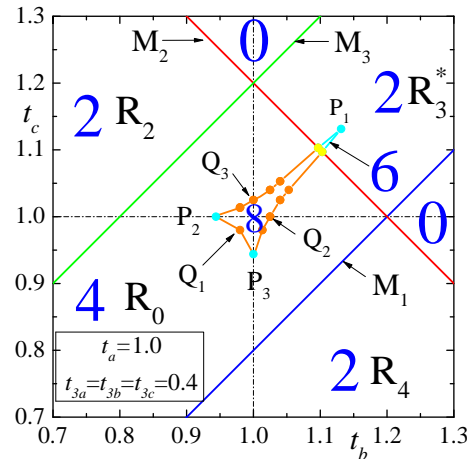


図 2: 横軸を t_b , 縦軸を t_c とした場合の相図. 図中の数字は Dirac 点の数である.

- [1] K. S. Novoselov, *et al.*, Science **306** (2004) 666.
- [2] Y. Hasegawa, *et al.*, Phys. Rev. B **74** (2006) 033413.
- [3] S. Reich, *et al.*, Phys. Rev. B **66** (2002) 035412.
- [4] M. O. Goerbig, *et al.*, Phys. Rev. B **78** (2008) 045415.
- [5] C. Bena and L. Simon, Phys. Rev. B **83** (2011) 115405.
- [6] L. Leticia, *et al.*, Nature **483**, 302 (2012).
- [7] Y. Hasegawa and K. Kishigi, Phys. Rev. B **86** (2012) 165430.

π フラックスを伴うディラック電子状態

京大人環 佐々木和子

近年、擬二次元有機導体 α -(BEDT-TTF)₂I₃ が高圧下においてゼロギャップ状態を示すことが発見された [1, 2]。 α -(BEDT-TTF)₂I₃ は、フェルミ面近傍ではディラックコーンが傾斜した形のバンド構造を為すことが第一原理計算からも示されている [3, 4]。また、層間抵抗の磁場依存性の測定により、質量ゼロのディラック電子特有のエネルギーゼロのランダウ準位の存在が示唆されている [5, 6]。

有機導体では、特別な対称性を持たない一般の点にディラック点が位置している。そのため、有機導体におけるディラック点は accidental degeneracy [7] であると考えられている。我々は、有機導体においてディラック点が存在し、安定化する候補の一つとして、各単位格子を貫く実空間上のフラックスが時間反転対称性を破らない π をとる状態を考えた [8]。ディラック点の存在はフラックスが π の場合に限られたことではないが、 π フラックス状態の場合には、より安定的であることがわかった。

二次元正方格子模型において最近接原子間でのみホッピングを持つような系を考え、あるコンタクトポイントが存在する場合に、その近傍でハミルトニアンを展開する。ディラック点まわりでのベリー位相は π になることが知られているが、 π となるか否かを示す指標となる値が存在する。この値は4つのホッピングの大きさ及びフラックスに依存しており、この指標により、(i) コンタクトポイントが存在しない場合、(ii) コンタクトポイントは存在するが線形分散とならない場合、(iii) ディラック点が存在する場合の3つに分けることができる。

上に述べた指標によって、フラックスが π の場合にディラック点を持つホッピングの組み合わせの集合と、フラックスが0の場合の同様な集合とでは、後者は前者の部分集合となっている。また、ディラック点が存在する場合においてもディラック電子として記述されるエネルギー範囲を比べることにより、 π フラックス状態におけるディラック電子のほうがより安定であると考えられる。

- [1] A. Kobayashi, S. Katayama, K. Noguchi, and Y. Suzumura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73**, 3135 (2004).
- [2] S. Katayama, A. Kobayashi, and Y. Suzumura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **75**, 054705 (2005).
- [3] S. Ishibashi, T. Tamura, M. Kohyama, and K. Terakura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **75**, 015005 (2006).
- [4] H. Kino and T. Miyazaki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **75**, 034704 (2006).
- [5] T. Osada, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 084711 (2008).
- [6] N. Tajima, S. Sugawara, R. Kato, Y. Nishio, and K. Kajita, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 176403 (2009).
- [7] C. Herring, *Phys. Rev.* **52**, 365 (1937).
- [8] I. Affleck and J. B. Marston, *Phys. Rev. B* **37**, 3774 (1988).

鉄系超伝導体反強磁性相に現れるディラック分散と 電荷輸送の面内異方性

京大基研、ヨゼフ・ステファン研^A、仙台高専^B
杉本高大、Peter Prelovšek^A、兼下英司^B、遠山貴己

鉄系超伝導体母物質の一つで、鉄原子が二次元正方格子状に並んで層状構造をなす BaFe₂As₂ (122 系) はネール温度以下で反強磁性を示す。このときほぼ同時に構造相転移も起こり、磁気構造は Fe-Fe 結合長の短い方に強磁性的で、それに垂直な方向に反強磁性的なストライプ状になる。このとき、反強磁性によるバンドの折りたたみによりディラック分散が現れ、物性に影響を与えると考えられている。この BaFe₂As₂ 単結晶に一軸圧力を加えて非双晶化すると、それぞれの結晶軸方向の抵抗に異方性が現れることが知られている。結合長の違いはおよそ 1% 程度で、出現する異方性の大きさと比べて非常に小さいので、構造相転移が異方性の原因とは考えにくい。ところで、この試料をアニールするとこの異方性はほとんどなくなるが、Fe サイトを Co に置換していくと異方性が単調に増加する。これは不純物による散乱が抵抗の異方性の主要な寄与であることを示唆している[1,2]。

鉄系超伝導体では、フェルミ面に鉄の 3d 電子に含まれる複数の軌道の成分が顔を出している。我々はメモリー関数法[3]を多軌道電子系でも使えるように拡張し、不純物を導入した際のドルーデ緩和時間の計算と解析を進めている。計算に当たって、まずストライプ様の反強磁性秩序が生じている状態を考え、5 軌道ハバード模型の平均場近似にスピンの秩序を考慮し、秩序パラメータを自己無撞着に解くことで基底状態の波動関数とエネルギーバンド分散を数値的に導出する。この基底状態を用いてメモリー関数を計算し、緩和時間を得る。

伝導度はフェルミ速度と密接に関係していて、四回対称性の破れたフェルミ面の形状が伝導度の異方性に直結する。「点のホール面の周りに現れるディラックコーンおよび電子面はフェルミ速度が大きく、これらのフェルミ面の大きさや形状が伝導度の異方性に寄与していると考えられる。

不純物散乱によって生じる伝導度の異方性が実験事実と整合することを示し、磁気モーメントの大きさによって伝導度の異方性がどのように変化するかについて議論する。

[1] M. Nakajima *et al.*, Phys. Rev. Lett. 109, 217003 (2012).

[2] S. Ishida *et al.*, Phys. Rev. Lett. 110, 207001 (2013).

[3] W. Götze and P. Wölfle, Phys. Rev. B 6, 1226 (1972).

多層ディラック電子系 α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ における電場効果： 遮蔽効果と電荷分布

東大理 松浦弘泰、金尾太郎、小形正男

外部電場により表面付近に電荷がドーピングされた多層 2 次元ディラック電子系 α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ において、量子ホール効果が観測され、注目を集めている [1]。この量子ホール効果を理解する上でドーピングされる層の数が重要であるが、この物質の実際の電子構造に基づいた電荷分布の理論的見積もりはこれまでなされていない。そこで本研究ではこの物質の第一原理計算に基づいた強束縛模型 [2] とポアソン方程式を自己無撞着に解くことにより [3]、伝導電子による電場の遮蔽効果を明らかにし、各層ごとの電荷分布を見積もることを目的とした。

また、こうした表面・界面デバイスの特性を理解する上で重要な要素として、表面状態の有無がある。本研究では上述の強束縛模型に基づき、表面状態の有無を明らかにする。

- [1] N. Tajima, T. Yamauchi, T. Yamaguchi, M. Suda, Y. Kawasugi, H. M. Yamamoto, R. Kato, Y. Nishio, and K. Kajita, arXiv:1211.3185v1.
- [2] H. Kino and T. Miyazaki, J. Phys. Soc. Jpn. **75** (2006) 034704.
- [3] M. Koshino, Phys. Rev. B, **81** (2010) 125304.

傾斜ディラックコーンをもつ2次元電子系におけるエッジ状態と束縛状態、およびクライン・トンネリング

名大理 津村卓弥 松野元樹 小林晃人

2次元ディラック電子系において並進対称性を破ると多くの場合、束縛状態が現れる。試料端では端に局在したエッジ状態が現れ [1,2]、1次元的なポテンシャル障壁を設定した場合には障壁に局在した1次元束縛状態が出現する [3]。またポテンシャル障壁に平面波を入射した場合には、特定入射角において完全透過するクライン・トンネリングが指摘されている [4]。分子性導体 α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ のエッジ状態は長谷川ら [2] により調べられているが、ポテンシャル障壁による束縛状態やクライン・トンネリングの性質は解明されていない。そこで本研究では大きく傾斜したディラックコーンをもつ α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ の2次元電子系を念頭において、エッジ状態と束縛状態、およびクライン・トンネリングを調べた。

1次元束縛状態に関しては、はじめに連続体近似においてディラックコーンの傾斜効果を取り入れた。その結果、ブリルアンゾーン内に2つあるディラックコーンによるバレーの自由度に関する縮退が解け、異なるフェルミ速度を持つことを見出した。この状況における Tomonaga-Luttinger 模型を用いた解析についても言及する。次に、a 軸あるいは b 軸方向に周期境界条件を課した強束縛模型 (リボン) を数値計算し、1次元束縛状態のエネルギー分散関係と波動関数の性質を調べ、エッジ状態との比較を行う。図1は細かいポテンシャル障壁を設定した場合のエネルギー分散関係であり、エッジ状態と束縛状態があらわれている。図2は波数 $ka=3\pi/4$ における各エネルギー固有状態の波動関数の空間分布 ($|\Psi|^2$) であり、伝導電子バンドと価電子バンドの間にエッジ状態とは別に束縛状態が現れている。さらに、並進対称性が破れているという観点では電荷秩序相とゼロギャップ相の境界も同様である。ここでの束縛状態についても報告する予定である。

また、ディラックコーンの傾斜を取り入れてクライン・トンネリングの入射角依存性を計算した。その結果、傾斜により完全透過の方向が非対称になることを見出した。 α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ では互いに逆方向に傾斜したディラックコーンが二つ存在するため、バレー分極したトンネル効果が期待される。

- [1] M.Kohmoto and Y.Hasegawa, Phys. Rev. B 76, 205402 (2007)
- [2] Y.Hasegawa and K.Kishigi, Journal of the Physical Society of Japan 80, 054707 (2011)
- [3] T.Yokoyama et al, Phys. Rev. Lett. 104, 246806 (2010)
- [4] M.I.Katsnelson et al, Nature Physics 2, 620-625 (2006)

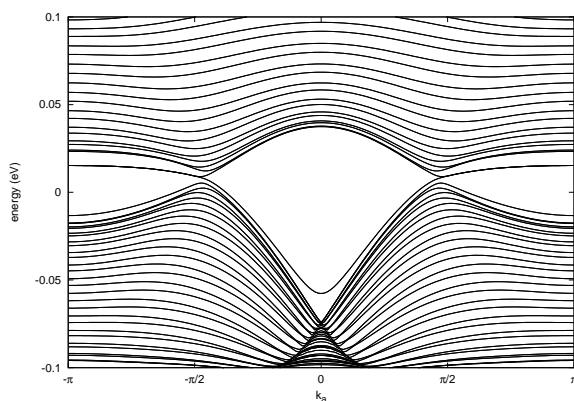


図1 1212 エッジの系の中心に $V=0.03$ [eV] の1次元ポテンシャルをかけた場合のバンド図。

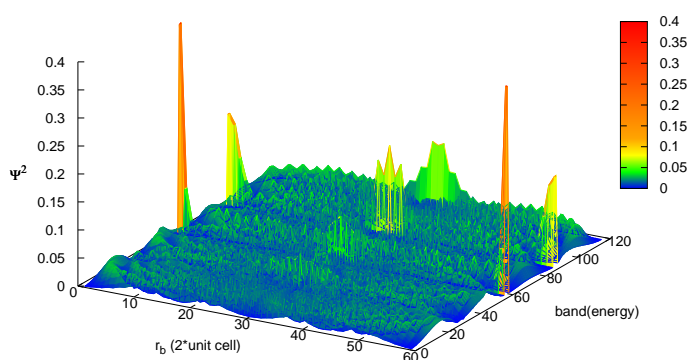


図2 図1と同じ状態、 $ka=3\pi/4$ における確率密度の空間分布。エッジ状態と束縛状態は異なるバンドに属する。

Possible Massless Dirac Electron and Edge State in Molecular Two-Orbital Model

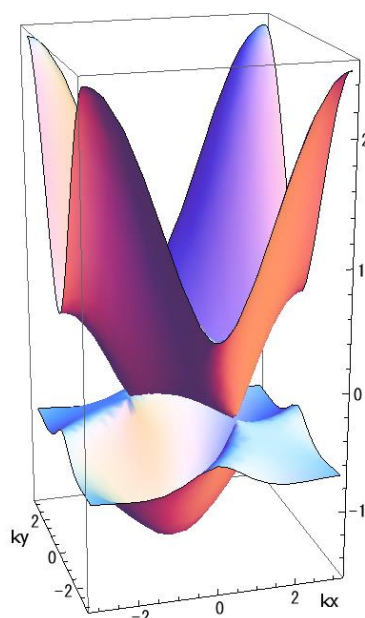
K. Miyahara, M. Tsuchiizu, and A. Kobayashi

分子二軌道系における新規ディラック電子の可能性とエッジ状態

名大理 宮原和之, 土射津昌久, 小林晃人

固体中のディラック電子はグラフェン, ビスマス, 分子性導体 α -(BEDT-TTF)₂I₃ など様々な物質で見出され, その存在条件や安定性, 特異な物性のメカニズムが研究されている。

本研究では分子二軌道系[1,2]を想定して, TTM-TTP 分子で見られる対称性の異なる 2 種類の π 軌道が(擬)縮退しているモデルを解析した(単位胞に 1 分子)。2 種類の π 軌道の対称性からハミルトニアンは σ_y と σ_z のみの線形結合で表せる。結果, このような分子二軌道モデルにおいて飛び移り積分の次元性を擬 1 次元から 2 次元に変化させることで 1 組(2 点)のディラック点が時間反転対称点から出現することが分かった。右図はパラメータを 2 次元的に設定した場合のバンド構造である。加えて, 次近接の飛び移り積分の値を考慮するとディラック点が非整合な波数でさらに 2 組対生成する可能性があることを指摘する。この系におけるゼロ磁場でのエッジ状態を計算も行い, バルク・エッジ対応の観点から異方的グラフェンなどの場合と比較する。



また, 固体中のディラック電子系に円偏光を照射すると動的な光誘起ギャップが開くことが知られている[3]。本発表では分子二軌道系のモデルにおける光誘起ギャップの性質も報告する予定である。

参考文献

- [1] M. Tsuchiizu, Y. Omori, Y. Suzumura, M.-L. Bonnet, V. Robert, S. Ishibashi, and H. Seo, J. Phys. Soc. Jpn., **80**, 013703 (2011)
- [2] M. Tsuchiizu, Y. Omori, Y. Suzumura, M.-L. Bonnet, and V. Robert, J. Chem. Phys., **136**, 044519 (2012)
- [3] T. Oka and H. Aoki, Phys. Rev. B **79**, 081406 (2009)

鉄系超伝導体における反強磁性と超伝導の共存

松井 楽徳¹ 森成 隆夫² 遠山 貴己¹

¹京都大学基礎物理学研究所 ²京都大学人間環境学研究所

鉄系超伝導体の母物質は反強磁性金属相であり、 $\mathbf{Q}=(\pi,0)$ のネスティングベクトルで特徴づけられている。この反強磁性相での特徴としてフェルミ面上のネスティングベクトルに沿う波数において軌道自由度に起因したディラック分散が出現する。そこで本研究ではディラック分散の電子状態を伴う反強磁性相と超伝導相がどのように関係しているのかを調べた。まず鉄系超伝導体2軌道強束縛模型に反強磁性相互作用を取り入れた模型に対して、オンサイトまたは次最近接サイトでのペアホッピング項を超伝導相互作用として取り入れることにより s_{++} 波または s_{+-} 波のペアリング対称性を導入し、平均場近似を用いて解析をした。まず s_{++} 波を仮定した場合、電子数を調節することによって反強磁性相でのフェルミ面上に現れるディラック分散が消失したときに反強磁性と超伝導の共存が出現し、ディラック分散がフェルミ面上に残る場合には共存は出現しなかった。さらに3軌道以上の模型において同様の解析を行うとディラック分散がフェルミ面上に残った状態であっても反強磁性が s_{++} 波超伝導と共存する可能性があることがわかった。このことから s_{++} 波超伝導と反強磁性の共存はディラック分散と軌道の数に依存していると考えられる。また s_{+-} 波を仮定した場合にはフェルミ面上のディラック分散のあるなしに関係なく、反強磁性と共存するという結果を得た。これらの結果をふまえて共存相において s_{+-} 波と s_{++} 波を実験的に区別できる可能性についても議論する。

講演要旨：「蜂の巣格子上的ディラックフェルミオンの実空間定式化」
 弘津晶輝（阪大）、大野木哲也（阪大）、新谷栄悟（理研BNL）

蜂の巣格子上のフェルミオンから実空間定式化にもとづいてディラックフェルミオンの新しい導出を議論する。蜂の巣格子上の強結合模型のハミルトニアンに現れるフェルミオンは、格子点の自由度をうまく「内部自由度」と「空間自由度」に分割すると6成分の内部自由度をもつディラックフェルミオンとして再定式化できる（図1）。この定式化ではDirac点は、運動量空間の原点のみと単純化されnext-to-neighborのホッピング項を加えた場合のディラック点の安定性も容易に理解できる。（具体的には最近接のホッピングパラメータを t , next-to-neighborのホッピングパラメータを t' とするとき、 $t'/t < 3$ ならば安定）

我々の定式化では実空間表示でのDiracフェルミオン作用との対応も直接みえるため、副産物として、有限格子間隔での厳密なカイラル対称性の具体的表式も得られた。連続極限で存在する2つのカイラル対称性のうち一方は有限格子間隔であらわに破れ、もう一方は厳密に保たれている。

我々の定式化は、より一般の場合にも（2層グラフェンなど）ディラックスピンのフリー構造の起源や厳密なカイラル対称性の有無についてより明確な見方を与えるであろうと期待される。また、格子ゲージ理論で知られているスタガードフェルミオンにおける実空間定式化との類似性についても言及する。

文献：M.~Hirotsu, T.~Onogi and E.~Shintani, "Position space formulation for Dirac fermions on honeycomb lattice," arXiv:1303.2886 [hep-lat]

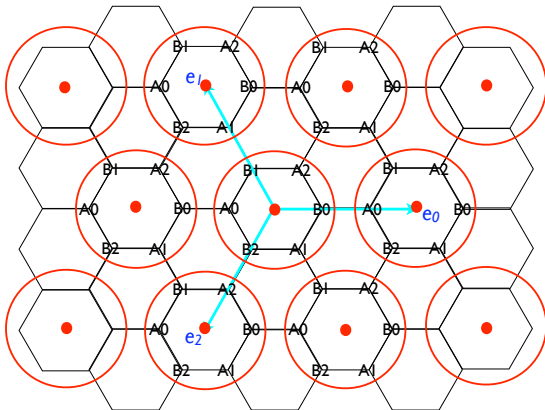


図1：実空間における「内部自由度」と「空間自由度」の分離

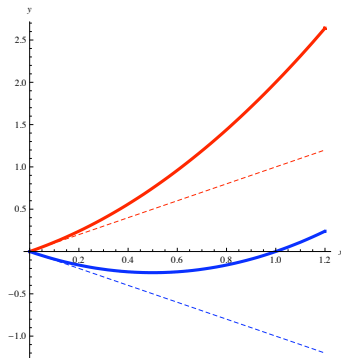


図2：next-to-neighbor hopping項がある場合のエネルギー。縦軸yはエネルギー $E(k)$ 、横軸xは運動量kのある関数

トポロジカル絶縁体とワイル半金属における ディラックコーン

村上 修一

東京工業大学大学院理工学研究科物性物理学専攻
東京工業大学元素戦略研究センター

3次元トポロジカル絶縁体はバルクでは非磁性絶縁体であるが、表面にはギャップレスの状態があり、純スピン流を運んでいる。なぜトポロジカルと呼ばれるかというと、 Z_2 トポロジカルナンバーと呼ばれる整数値の組でその相が指定されるためであり、それらについてはさまざまな興味深い性質が分かっている。典型的にはこの表面状態はディラックコーンと呼ばれる円錐状の分散を持っており、 $\text{Bi}_2\text{Se}_3, \text{Bi}_2\text{Te}_3$ など様々なトポロジカル絶縁体物質で観測されている。

また一方で、バルクのバンド分散がディラックコーンを持つワイル半金属やディラック半金属と呼ばれる系も提案されている。例えばグラフェンもそうした（2次元）ワイル半金属の一つとみなすことができるが、2次元ディラックコーンと3次元ディラックコーンとはトポロジーに関して大きな違いがある。3次元ディラックコーンはベリー曲率に関するモノポールとみなせて、モノポール電荷というトポロジカルナンバーがあるため、電場やゼーマン磁場などの外的な摂動を加えても波数空間でディラックコーンが移動するだけで、それ自身で生まれたり消えたりすることはない。モノポールと反モノポールとの対消滅や対生成によってのみ消えたり生まれたりすることになり、これは摂動に対するバンド構造の変化に質的な影響をもたらす。なお、こうしたディラックコーンには、ブリルアンゾーンの高対称点に現れ空間群の高次元既約表現に由来するものと、そうでない一般の点に現れるものと2通りに分類されるが、トポロジカルな性質としては共通である。

このチュートリアル講演では、トポロジカル絶縁体表面やワイル半金属に現れるディラックコーンについて、その性質やトポロジカルな特徴を述べた後に、そうした性質がどのように物性現象に現れるかを議論する。例えば、あるパラメータを変化させることによりトポロジカル絶縁体と通常の絶縁体との間に相転移が起こる場合に、どこでギャップが閉じて Z_2 トポロジカルナンバーがどう変化するかについて、物質の例を交えて紹介する[1-4]。さらにその相転移点直上でワイル半金属相が実現することなども紹介し、時間があれば超格子の例も紹介する。

[1] S. Murakami, S. Kuga, Phys. Rev. B 78, 165313 (2008).

[2] S. Murakami, New J. Phys. 9, 356 (2007) [Corrigendum: ibid. 10, 029802 (2008)].

[3] S. Murakami, Phys. Rev. Lett. 97, 236805 (2006).

[4] S. Murakami, Physica E 43, 748 (2011).

ドーピングされたトポロジカル絶縁体の超伝導体における 表面状態と輸送現象

名大工 山影相

近年、ドーピングされたトポロジカル絶縁体 $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ における超伝導が発見された [1]. その後、ポイントコンタクトを用いた $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ のトンネルコンダクタンスが零電圧ピークを示すことが明らかにされ、表面にマヨラナ粒子をもつトポロジカル超伝導体であることが指摘されている [2]. しかし一方で、二次元の場合と違い、三次元超伝導体の場合には、表面マヨラナ粒子の存在が直ちに零電圧コンダクタンスピークを帰結するわけではない. 実際、二次元のディラックコーンの状態密度はエネルギーの一次に比例するから、三次元トポロジカル超伝導体の表面の状態密度もエネルギーの一次に比例し、NS 接合のトンネルコンダクタンスはむしろ零電圧でディップになると考えられていた.

本研究は、トポロジカル絶縁体を母物質とするトポロジカル超伝導体におけるトンネルコンダクタンスは零電圧でピークになることを明らかにする. ディップにならないのは、母物質が既に持っている表面ディラック粒子のためである. これに起因して、零運動量のみでなく有限の運動量において超伝導体の表面マヨラナ粒子のエネルギーが零になることや、分散が運動量の三次に比例し、表面状態密度が発散することがあり [3, 4], トンネルコンダクタンスは零電圧でピークを示しうる. 母物質のトポロジカルな非自明性がその超伝導状態の表面輸送現象に本質的な影響を与えることを強調したい [5, 6].

- [1] L. Wray, *et al.*, Nature Physics **6**, 855 (2010)
- [2] S. Sasaki, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 217001 (2011)
- [3] L. Hao and T. K. Lee, Phys. Rev. B **83**, 134516 (2011)
- [4] T. H. Hsieh and L. Fu, Phys. Rev. Lett. **108**, 107005 (2012).
- [5] A. Yamakage, K. Yada, M. Sato, and Y. Tanaka: Phys. Rev. B **85**, 180509(R) (2012).
- [6] A. Yamakage, M. Sato, K. Yada, S. Kashiwaya, and Y. Tanaka, Phys. Rev. B **87**, 100510(R) (2013).

格子ゲージ理論に基づいた 3 次元トポロジカル絶縁体における電子相関効果の研究

関根聡彦¹, 中野高士², 荒木康史³, 野村健太郎¹

¹ 東北大学金属材料研究所

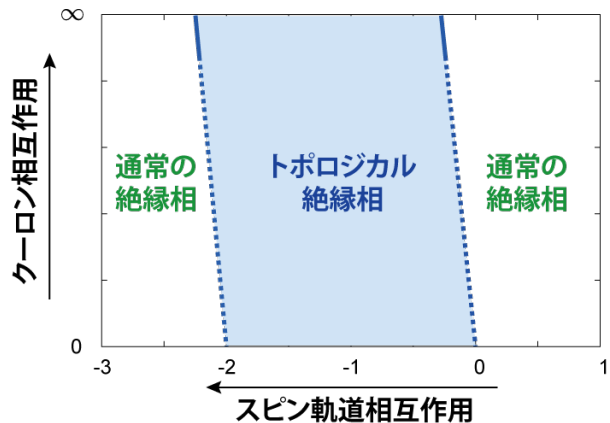
² 株式会社 構造計画研究所

³ テキサス大学オースティン校

近年注目を集めている 3 次元トポロジカル絶縁体は、系の強いスピン軌道相互作用によって生じる表面状態によって特徴付けられる。Bi₂Se₃などの 3 次元トポロジカル絶縁体のバルクの有効ハミルトニアンは、massive な 4 成分 Dirac フェルミオンによって、表面状態は massless な 2 成分 Dirac フェルミオンによって表されることが知られている[1]。このバルクの Dirac フェルミオンは、強いスピン軌道相互作用のために「負」の質量を持っていることが特徴である。

また近年、イリジウム酸化物などの（スピン軌道相互作用の強い）強相関電子系において、Weyl 半金属[2]や量子スピン Hall 相[3]などのトポロジカル相の存在が予言されている。これらの研究結果は、トポロジカル相が電子相関の強いパラメータ領域においても存在していることを示唆している。Bi₂Se₃などの 3 次元トポロジカル絶縁体においては電子相関は弱いと考えられるが、本研究では上記の結果を動機として、3 次元トポロジカル絶縁体における電子相関効果を調べた。

模型として、Wilson フェルミオン（格子上の Dirac フェルミオン）にバルク電子間の $1/r$ の Coulomb 相互作用を加えたものを採用した。これはまさに、U(1)格子ゲージ理論によって記述されるものである。格子ゲージ理論において用いられている強結合展開を適用し、Coulomb 相互作用が無限に強い極限から解析を行った。まず、強結合展開により有効作用を導出し、それを用いて拡張 Hubbard-Stratonovich 変換によって絶対零度における自由エネルギーを導出した。そして自由エネルギーの停留点を求めることにより、基底状態の相図を得た（右図）。その結果、この模型における Coulomb 相互作用の効果は、Wilson フェルミオンの質量の繰り込みであることが分かった。また、Z₂ 不変量を計算することにより、強結合極限においてもトポロジカル絶縁相が存在することが分かった[4]。



References

- [1] H. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi, X. Dai, Z. Fang & S.-C. Zhang, Nat. Phys. **5**, 438 (2009).
- [2] X. Wan, A. M. Turner, A. Vishwanath & S. Y. Savrasov, Phys. Rev. B **83**, 205101 (2011).
- [3] A. Shitade, H. Katsura, J. Kuneš, X.-L. Qi, S.-C. Zhang & N. Nagaosa, Phys. Rev. Lett. **102**, 256403 (2009).
- [4] A. Sekine, T. Z. Nakano, Y. Araki & K. Nomura, Phys. Rev. B **87**, 165142 (2013).

3次元トポロジカル絶縁体におけるコンダクタンスの量子化

上智大理工 小林浩二

近年注目を集めているトポロジカルに非自明な系で見られる量子輸送現象の特徴として、乱れに対する頑強さが挙げられる。しかし、有限の乱れの下での具体的な振る舞いなどは明らかになっておらず、興味深い問題として残されている。本講演では数値計算により得られた、乱れのある3次元トポロジカル絶縁体において見られる2端子コンダクタンスの振る舞いを紹介する。

一般に3次元系の数値計算は技術的困難を伴うため、強いトポロジカル絶縁体(STI相)、もしくは弱いトポロジカル絶縁体(WTI相)どちらかの表面状態のみを対象とした2次元モデルが用いられることも多いが、本研究では3次元格子モデルを採用し、乱れのあるSTI相とWTI相の両方、およびそれらの相境界を含む“グローバルな”相図を得た(図1)。トポロジカル絶縁相においては、表面状態のディラック電子に起因するコンダクタンスの量子化が見られるが、乱れを導入するとSTI相とWTI相で異なる振る舞いを示す。また、バルクのトポロジカル相境界においても、3次元的なディラック電子(ワイルフェルミオン)によってやはりコンダクタンスが量子化される。

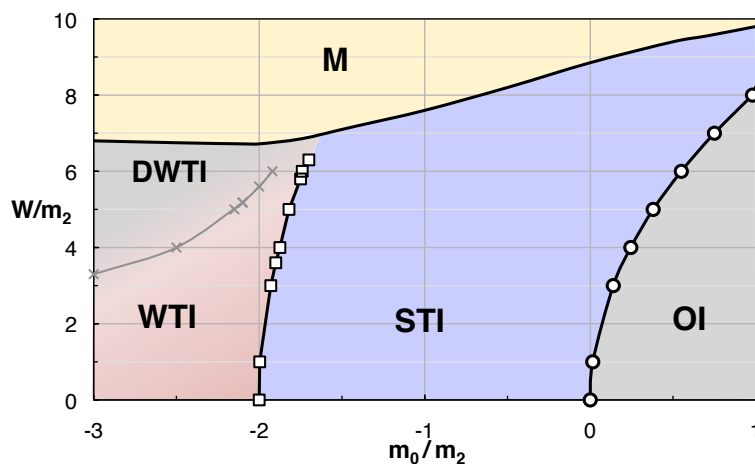


図1. 3次元トポロジカル絶縁体の相図
縦軸は乱れの強さ。

参考文献

K. Kobayashi, T. Ohtsuki, and K.-I. Imura, arXiv:1210.4656 (2012)

トポロジカル絶縁体における Dirac 表面状態の Landau 準位

理研 創発物性科学研究センター 花栗哲郎

トポロジカル絶縁体表面におけるヘリカルにスピン偏極した Dirac 電子は、Majorana 粒子の発現や、非自明な電気磁気結合効果など、様々な興味深い物性発現の舞台となることが期待されている。しかし、これまでに知られている現実のトポロジカル「絶縁体」は、欠陥によってドーパされたバルクキャリアが巨視的な物性を支配してしまうため、Dirac 表面状態の性質を実験的に明らかにすることは容易では無い。

我々は、表面敏感な STM/STS を用いて、磁場中における Dirac 表面状態の研究を行っている。磁場中の電子は半古典的サイクロトロン運動によって Landau 量子化され、通常の質量を持つ電子の場合、Landau 準位のエネルギーは準位指数を n 、磁場を B として $(n+1/2)B$ に比例する。一方、質量を持たない Dirac 電子の場合、準位エネルギーは、準位指数 n と磁場 B の平方根に比例し、Dirac 点に磁場に依存しない $n=0$ の準位を持つという際立った特徴を持つことが期待される。典型的なトポロジカル絶縁体である Bi_2Se_3 のトンネルスペクトルを測定したところ、Landau 量子化に起因するピーク構造が磁場中のスペクトルに現れ、ピークエネルギーの n 依存性や B 依存性は、Dirac 電子に期待されるものと一致することが分かった [1,2]。

STM/STS を用いた分光イメージングを行うことにより、等ポテンシャル線に沿ってドリフト運動する Landau 軌道の波動関数を、状態密度分布として直接可視化することができる。 Bi_2Se_3 でこのような実験を行ったところ、ドリフト運動と垂直方向の状態密度分布は、 $n=0$ の準位では単一のピークを示し、 $n \neq 0$ の準位では2つのピークを持つことが分かった。通常の電子であれば、 n 番目の準位は n 個の節を持つため [3]、ピークの数 $n+1$ 個であることが期待されるので、 n によらず2つのピークを持つ振る舞いは興味深い。ポテンシャルの効果を取込みとして取り入れたモデル計算を行ったところ、Dirac 電子系に特有の2成分波動関数のそれぞれの成分の節が打ち消しあい、状態密度分布として観測される全体の波動関数の振幅には、2つのピークのみが残ることが分かった。また、モデル計算の結果、磁場とポテンシャル分布が存在する場合、エネルギーに依存したスピンの空間分布が現れることが分かった。この現象は、電気的なポテンシャルがスピンに影響を与える非自明な電気磁気結合効果であり、スピン偏極 STM の実験によって検出できると考えられる [4]。

本研究は、付英双、川村稔(理研)、高木英典(東大、MPI)、五十嵐九四郎、笹川崇男(東工大)の各氏との共同研究である。

[1] T. Hanaguri *et al.*, Phys. Rev. B **82**, 081305(R) (2010).

[2] P. Cheng *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 076801 (2010).

[3] K. Hashimoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 116805 (2012).

[4] Y. Fu, M. Kawamura *et al.*, *in preparation*.

トポロジカル結晶絶縁体の実験研究

大阪大学産業科学研究所 瀬川耕司

近年、トポロジカル絶縁体がさかんに研究されているが、時間反転対称性で守られた表面状態を持つ Z_2 トポロジカル絶縁体の他に新しく、結晶構造の鏡面対称性によって特徴付けられる「トポロジカル結晶絶縁体」が発見された。

Z_2 トポロジカル絶縁体はそのほとんどが菱面体構造の物質であったが、トポロジカル結晶絶縁体 SnTe とその関連物質($\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$) は NaCl 型の立方晶構造をとる。これらの物質においては(110)面に関する鏡面对称性によって守られる表面状態が現れることが理論的に予言され [1,2]、昨年3グループによって独立に、実験的に確かめられた [3-5]。この系で興味深いのは {001} 面の表面状態を見ると逆空間での L 点2点が二次元の k 空間の同一の点に重なって投影されるためにディラック錐が隣接して2つ現れることである。これは実際に実験でも観測され、組成を変えると2つのディラック錐の間隔が系統的に変わることがわかっている [6]。最近になって薄膜による輸送特性の測定からも SnTe の表面状態のディラック電子的特性が明らかになったので講演ではその結果も含めて報告する。

[1] L. Fu, Phys. Rev. Lett. **106**, 106802 (2011).

[2] T.H. Hsieh *et al.*, Nature Communications **3**, 982 (2012).

[3] Y. Tanaka *et al.*, Nature Physics **8**, 800 (2012).

[4] P. Dziawa *et al.*, Nature Materials **11**, 1023 (2012).

[5] S.-Y. Xu *et al.*, Nature Communications **3**, 1192 (2012).

[6] Y. Tanaka *et al.*, Phys. Rev. B **87**, 155105 (2013).

空間反転対称性の破れた系における Weyl 点近傍のスピ構造

石井史之¹, 小鷹浩毅²

¹ 金沢大学 理工研究域 数物科学系

² 金沢大学大学院 自然科学研究科 数物科学専攻

時間反転対称性を示し、空間反転対称性をもつ空間群の結晶では、そのブロッホ状態の固有値はその対称性からそれぞれ $E(\mathbf{k}, \uparrow) = E(-\mathbf{k}, \downarrow)$, $E(\mathbf{k}, \uparrow) = E(-\mathbf{k}, \uparrow)$ の関係を満たす。その結果、 $E(\mathbf{k}, \uparrow) = E(\mathbf{k}, \downarrow)$ と、全ての \mathbf{k} 点でスピ縮退を起こす。一方で、空間反転対称性を破った系では、 $\mathbf{k} = 0$ ならびに時間反転操作によって $\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k} \pm \mathbf{G}$ へと変換される時間反転不変な \mathbf{k} 点を除いては、 $E(\mathbf{k}, \uparrow) \neq E(\mathbf{k}, \downarrow)$ となりスピ分裂を生ずる。特に物質の表面ではこれらは Rashba 効果として知られており、近年研究が盛んにおこなわれている。我々はこれまで、ビスマス薄膜について Rashba 効果、すなわちスピ分裂と二次元 \mathbf{k} 空間におけるスピ構造について、密度汎関数法に基づく第一原理計算手法によって調べてきた [1, 2]。特に、フェルミ線上のスピ構造を詳しく解析するプログラムの開発をおこない [2, 3]、高山らのビスマス多層膜のスピ角度分解光電子分光の実験結果を説明した [4, 5]。

このように表面系、すなわち二次元系におけるスピ分裂とスピ構造の第一原理的研究は多くなされてきたが、3次元系における同様の研究は第一原理計算手法によって殆どおこなわれてこなかった。本発表では、反転対称性を破った系におけるスピ分裂とスピ構造について系統的に調べたのでそれらについて報告する。その中で特に興味深い系として、Weyl ハミルトニアンで記述できるバンド分散とスピ構造をもつ系がある。すなわち、系の有効ハミルトニアンが $H_{eff} \propto (k_x \sigma_x + k_y \sigma_y + k_z \sigma_z)$ で与えられる系である。ここで $\mathbf{k} = 0$ の縮退点は Weyl 点と呼ばれる。そのような系の一例として、空間群 P2₁3 (No. 198) の結晶についてスピ軌道相互作用を考慮した電子状態計算をおこない、そのバンド構造、スピ分裂、スピ構造を明らかにした。図に、実空間でスキルミオン相が発見されている FeGe と同じ結晶構造である B20 型 CoSi のバンド構造とその Γ 点近傍のフェルミ面上のスピ構造を示した。図 (a) のバンド構造より、フェルミ準位 ($E = 0$ eV)、 Γ 点近傍で線形分散をもった分裂したバンドが在ることがわかる。また図 (b) に示したフェルミ面上のスピ構造からスピ方向はフェルミ面から外向きに向かっている。また、図には示さないが、分裂したバンドに対応する反対向きのスピをもつフェルミ面も存在する。これらの結果から、系は Weyl ハミルトニアンで記述できると考えられる。同じ空間群をもつ他物質や、他の Weyl 点のある空間群についても系統的に調べたので、それらについて紹介する。

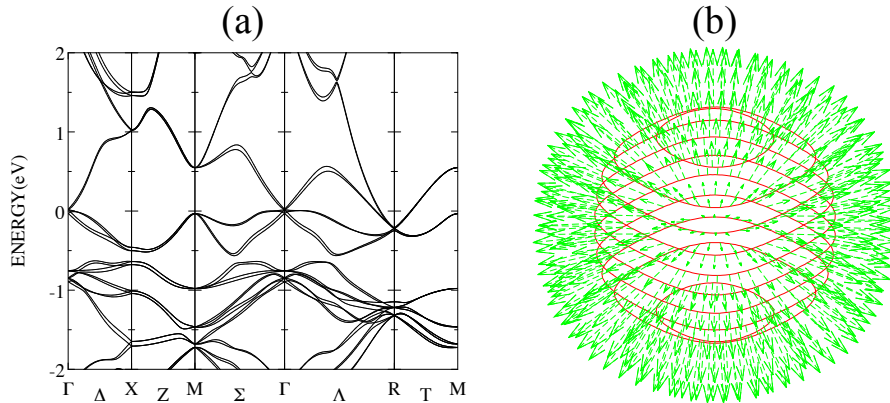


Figure 1: B20 型 CoSi の (a) バンド構造。フェルミエネルギー (E_F) は $E_F = 0$ eV としてある。(b) Weyl 点近傍のフェルミ面とフェルミ面上のスピ構造。

References

- [1] H. Kotaka, F. Ishii, M. Saito, T. Nagao and S. Yaginuma, Jpn. J. Appl. Phys. **51**, (2012)025201.
- [2] H. Kotaka, F. Ishii, M. Saito, Jpn. J. Appl. Phys. **52**, (2013)035204.
- [3] T. Ozaki et al., [http:// www.openmx-square.org/](http://www.openmx-square.org/)
- [4] A. Takayama, T. Sato, S. Souma and T. Takahashi, Phys. Rev. Lett. **106**, (2011)166401.
- [5] H. Kotaka, F. Ishii, M. Saito, in preparation.

Shastry-Sutherland 格子上的フェルミオンモデルにおけるディラック電子

Dirac Cone in the Fermionic Model on Shastry-Sutherland Lattice

筑波大物理 荻宿俊風

スピン系の Shastry-Sutherland モデルについてはこれまでに精力的な研究がなされているが [2], フェルミオンの Shastry-Sutherland モデルの研究はあまりなされていない. 今回は, フェルミオン Shastry-Sutherland モデルが, ディラックコーンの存在する相を含め多彩な電子相図を持つことを示す. 加えて, 主にディラックコーンを持つ相を対象に, エッジ状態の出現とバルクのベリー位相の関係についても議論する [1].

解析には移動積分を図 1(a) のように定義したタイトバインディングモデルを用いた. 単位胞には 4 つのサイトが含まれ, 今回は half-filled の場合を考える. まず対称性が高い場合 ($t_0^+ = t_0^- = t_0, t_x = t_y = t_1$), $t_1 < 0.5t_0$ では系は trivial な絶縁相にあるが, $t_1 > 0.5t_0$ では系は parabolic な電子バンドとホールバンドが一点で接する (quadratic bandcrossing point (QBCP[3]) を持つ) 半金属相となる. また, 両者が切り替わる点 ($t_1 = 0.5t_0$) では線形分散と 3 重縮退で特徴付けられる “スピン 1” のワイルフェルミオン [4] が生じる. 一方, QBCP を持つ相を出発点として対称性を破る摂動 ($t_0^+ \neq t_0^-, t_x \neq t_y$) を加えると, ちょうどフェルミエネルギーの位置にディラックコーンが生じる相になる. $t_0^+ \neq t_0^-$ か $t_x \neq t_y$ のいずれかのみ摂動を加えた場合には, ディラック点の位置はブリルアンゾーンの対称性の高い線上となるが, $t_0^+ \neq t_0^-$ と $t_x \neq t_y$ の両方の摂動を同時に加えた場合には, ディラック点をブリルアンゾーンの一般点へと動かすことができる. なお, フェルミオンの Shastry-Sutherland モデルが実現された際には, $t_0^+ \neq t_0^-, t_x \neq t_y$ といった摂動は, 異方的な圧力をかけることで誘起できると考えられ, ディラックコーンの制御という観点から興味深い.

エッジ状態とベリー位相の関係については, 1) ブリルアンゾーン内でエッジと垂直な経路上でベリー接続を積分した値とエッジ状態が密接に関係すること [5], 2) 単位胞の取り方の変更によりエッジ状態が影響を受ける場合とベリー位相のゲージ変換の関係, 3) ベリー位相の量子化条件, 4) 量子化しない場合のベリー位相とエッジ状態の関係, などについて述べる.

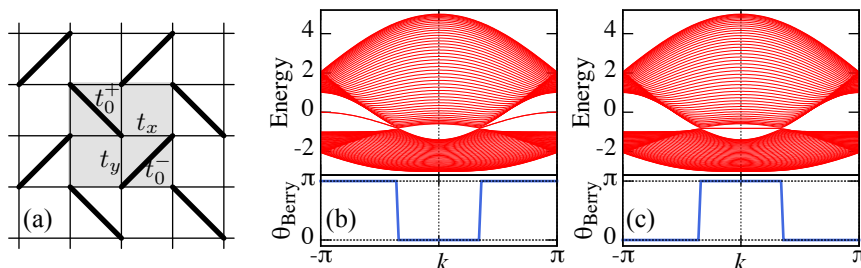


図 1 (a) Shastry-Sutherland モデル. 灰色部分が単位胞. (b,c) エッジスペクトルとバルクのベリー位相.

- [1] T. Kariyado and Y. Hatsugai, in preparation.
- [2] B. S. Shastry and B. Kumar, Prog. Theor. Phys. Supplement **145**, 1 (2002).
- [3] K. Sun, H. Yao, E. Fradkin, and S. A. Kivelson, Phys. Rev. Lett. **86**, 195129 (2012).
- [4] E. Dagotto, E. Fradkin, and A. Moreo, Phys. Lett. **172**, 383 (1986); Z. Lan, N. Goldman, and P. Öhberg, Phys. Rev. B **85**, 154451 (2012).
- [5] S. Ryu and Y. Hatsugai, Phys. Rev. Lett. **89**, 077002 (2002); Y. Hatsugai, Solid State Commun. **149**, 1061 (2009); P. Delplace, D. Ullmo, and G. Montambaux, Phys. Rev. B **84**, 195452 (2011).