

磁性ワイル半金属におけるスピンと電荷の関係

野村 健太郎 / 東北大学金属材料研究所 准教授 / 研究分担 C01

1. ワイル半金属

近年、スピン軌道相互作用がもたらす新奇量子状態としてトポジカル絶縁体の研究が進められてきたが [1]、これに加え最近では、ワイル半金属 [2] と呼ばれる強いスピン軌道相互作用に起因する新奇ゼロギャップ半導体が注目を集めている。この系は伝導帯と価電子帯の間に、ハミルトニアン $H = \pm v_F (p_x \sigma_x + p_y \sigma_y + p_z \sigma_z)$ によって特徴付けられる、縮退の無い線形分散をもつ。ここで v_F はフェルミ速度、 $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ はパウリ行列である。バンドが交差する点 ($p=0$) はブリリュアン域に複数存在し、ワイルノードと呼ばれる。

初期の研究では空間反転対称性を破ったワイル半金属状態が理論的に提案され [3]、最近実験によって検証された [4]。一方、時間反転対称性を破るワイル半金属はイリジウム酸化物 [5]、磁気ドーピングしたトポジカル絶縁体 [6,7] などで理論的に実現が提案されている。特に時間反転対称性を破るワイル半金属は、異常ホール効果に代表される、波数空間のトポロジーに起因する現象の実現が予想され、今後の研究の発展が期待できるテーマである。本稿では最近我々のグループで明らかにしたスピン磁化と電荷自由度が非自明に絡みあう現象として電荷誘起スピントルクの理論的提案について紹介する。

磁性ワイル半金属を実現すると提案されている系で最もシンプルと言えるのは、トポジカル絶縁体に磁性不純物をドーピングした系である。例えば Bi_2Se_3 や $\text{Bi}_2(\text{Se}_x\text{Te}_{1-x})_3$ などに Cr や Mn などの磁性元素がドーピングされると、スピン軌道相互作用が弱まりバルクギャップが消失する領域が存在する。非磁性でかつ時間反転対称性と空間反転対称性を持つ場合は、ギャップレス線形分散が二重縮退しており、ディラック半金属と呼ばれる (図 1 (a) 参照)。一方、低温で磁性不純物の局在スピンの秩序化して強磁性状態になるとバンド縮退が解け、ワイル半金属が実現する (図 1 (b) 参照)。図 2 には Bi_2Se_3 を母物質にした Mn をドーピングした場合の温度・ギャップ相図を示す [7]。実験的には Cr をドーピングした $\text{Bi}_{2-y}\text{Cr}_y(\text{Se}_x\text{Te}_{1-x})_3$ においてギャップの消失および強磁性秩序が観測されている [8]。

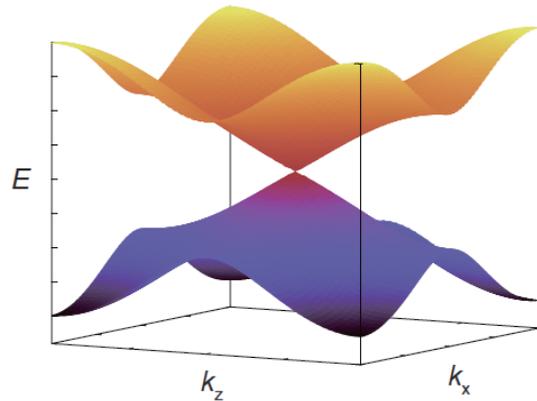


図 1 (a) : ディラック半金属の分散。

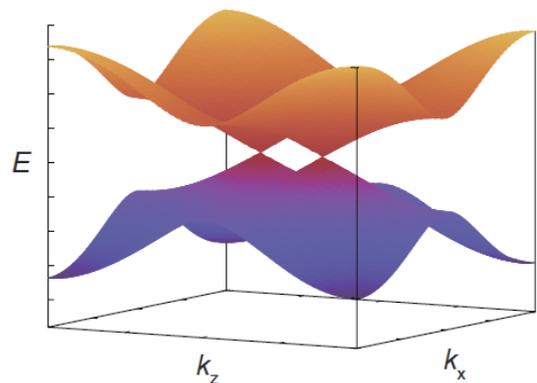


図 1 (b) : ワイル半金属の分散。

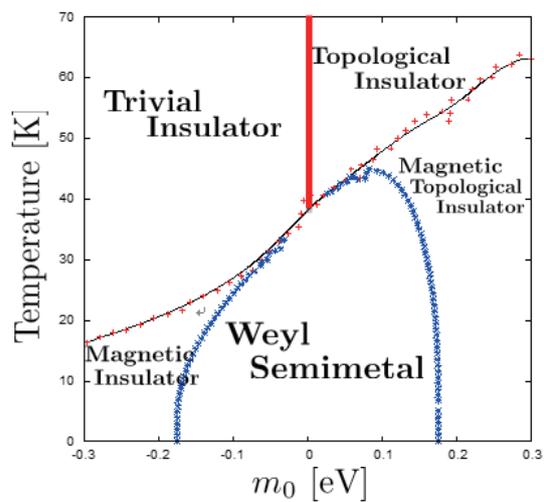


図 2 : 磁気ドーピングしたトポジカル絶縁体の温度 - ギャップ相図。トポジカル絶縁体と通常絶縁体とのディラック半金属状態は強磁性秩序が発生するとワイル半金属となる。

2. 異常ホール効果

スピン軌道相互作用および強磁性秩序を有する事からこの系ではゼロ磁場下におけるホール効果、すなわち異常ホール効果、が生じる事が期待される。実際、**図 1 (b)**にあるような2つのワイルノードを有する系に対し、ベリー曲率を計算すると、2つのワイルノードは、波数空間の中で、プラスおよびマイナスの「磁荷」をもった磁気モノポールの構造を有する (**図 3** 参照)。これらを波数空間で積分したものは異常ホール伝導率に対応する [1,9]。電場を印加すると、電場と磁化に垂直な電流成分が発生する。

$$\mathbf{j}_{\text{AHE}} = \sigma_{\text{AHE}} \hat{\mathbf{M}} \times \mathbf{E} \quad (1)$$

一方で、磁場を印加した場合には磁化と平行 (反平行) な成分が電荷密度を生成する。

$$\rho_{\text{AHE}} = \sigma_{\text{AHE}} \hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{B} \quad (2)$$

ここで \mathbf{E} は電場、 \mathbf{B} は磁場、 $\hat{\mathbf{M}}$ はドーブされた磁性不純物の磁化の方向を向く単位ベクトル、 σ_{AHE} は異常ホール伝導率の大きさである。

最近我々は異常ホール効果が生じる強磁性体の平衡状態における電磁応答を記述する熱力学ポテンシャル：

$$\Omega_{\text{CS}} = \int d^3x \sigma_{\text{AHE}} A_0 \hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{B} \quad (3)$$

を提案した。ここで A_0 は静電ポテンシャルである。(3) 式を $\rho_{\text{AHE}} A_0$ のように電荷密度と静電ポテンシャルの結合項と見なせば (2) が得られ、一方、 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ を (3) に代入して、部分積分によって $\mathbf{j}_{\text{AHE}} \cdot \mathbf{A}$ の形に変形すると (1) の関係式が得られる。

3. 電荷誘起スピントルク

熱力学ポテンシャル (3) は局所磁化 \mathbf{M} とそれに共役な有効磁場 \mathbf{B}_{eff} の結合項と見なす事もできる。このことは静電ポテンシャルの変化によって磁化の方向ベクトルの向きをスイッチすることが可能である事を示唆する。実際ゼーマン項から得られるトルクが

$\mathbf{T}_{\text{Zeeman}} = g\mu_B \mathbf{S} \mathbf{B} \times \hat{\mathbf{M}}$ と書けるように、(3) 式から電荷誘起スピントルク

$$\mathbf{T}_{\text{CS}} = \frac{\sigma_{\text{AHE}} A_0}{\rho_s} \mathbf{B} \times \hat{\mathbf{M}} \quad (4)$$

が得られる。ここで ρ_s は磁性元素の数密度である。静電ポテンシャル A_0 は例えばワイル半金属薄膜をつくってゲート電極を付ければ自由に变化させることが出来るであろう。このようにしてスピントルクの電氣的な生成が磁性ワイル半金属では理論的に予測された

[10]。実際にはゼーマン項や、電荷密度 ρ_{AHE} の発生による静電エネルギー項、磁気異方性項なども存在する。どのようにして磁化ベクトルの方向をスイッチするか、スピンプンピングによるスピン流を発生できるかなど、今後計画研究を進め明らかにしていきたい。本稿は東北大学博士課程大学院生の紅林大地氏との共同研究に基づく。

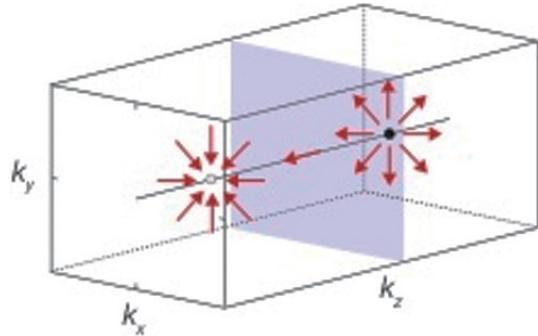


図 3：ワイル半金属におけるベリー曲率の様子。

参考文献

[1] 「トポロジカル絶縁体入門」安藤陽一著 (講談社)
 [2] ワイル半金属状態は教科書 (例えば「基礎の固体物理学」斯波弘行著) で定義されている従来の半金属とは異なった状態である。また「トポロジカル半金属」という用語については [1] を参照されたい。
 [3] S. Murakami, New J. Phys. **9**, 356 (2007).
 [4] S.-Y. Xu et al., Science **349**, 613 (2015).
 [5] X. Wan et al., Phys. Rev. B **83**, 205101, (2011).
 [6] A. A. Burkov and L. Balents, Phys. Rev. Lett. **107**, 127205 (2011).
 [7] D. Kurebayashi and K. Nomura, J. Phys. Soc. Jpn. **83**, 063709 (2014).
 [8] J. Zhang, et al., Science **339**, 1582 (2013).
 [9] N. Nagaosa, et al., Rev. Mod. Phys. **82**, 1539 (2010).
 [10] K. Nomura and D. Kurebayashi, Phys. Rev. Lett. **115**, 127201 (2015).

著者紹介



のむら けんたろう

1974年神奈川県生まれ。2003年東京大学総合文化研究科広域科学専攻相関基礎科学系博士課程修了。テキサス大学でポスドク、東北大学助教、理化学研究所研究員を経て現職。ディラック電子の深遠な物理に魅了されて10年になります。この分野の今後益々の発展に微力ながら貢献したいと思います。