

“Massless Dirac 電子系” α -(BEDT-TTF)₂I₃ の磁場中電子状態

近年、いくつかの低次元物質において“massless Dirac 電子系”の存在を実際に示す研究が進み、その電子状態に起因する特異な物性現象が報告されるようになってきた。その1つである単層グラファイト（グラフェン）については、マンチェスター大学のグループによる先駆的実験研究に対して2010年のノーベル物理学賞が授与された。このような電子系はグラフェン以外にも存在し、高圧下での有機導体 α -(BEDT-TTF)₂I₃ はその1つである。この論文では、磁場中でのこの物質の電気抵抗の温度変化に、“massless Dirac 電子系”の特徴が明確に現れていることが示された。

“Massless (質量ゼロ)”とか“Dirac 電子”とはどういう背景からそう呼ばれるのだろうか。Dirac の電子論によると、質量 m と運動量 p をもつフェルミ粒子のエネルギーは、静止エネルギーを含めて $E = \pm\sqrt{c^2(p^2 + m^2c^2)}$ であり、負符号は反粒子を表す。光速より十分遅い速さ、 $v = p/m = dE/dp \ll c$, に対しては、 $E = \pm(p^2/2m + mc^2)$, となる。通常の半導体などの電子についても、これに似たエネルギーと運動量の関係（分散関係）、 $E = \pm(p^2/2m^* + E_g/2)$, がバンドギャップ付近で成り立っている (m^* は有効質量、 E_g はバンドギャップで、エネルギー原点はギャップの中央)。ギャップ E_g が静止エネルギーの2倍に対応していると考えられることができる (図1左)。

“Massless Dirac 電子系”と呼ばれる物質では、この E_g がゼロ (つまり質量ゼロ) になり、上下のバンドが1点で接する状態が実現している。この $m \rightarrow 0$ の極限では、通常の p の二次式の分散関係は成り立たず、むしろ $E = \pm\sqrt{c^2(p^2 + m^2c^2)}$ で $m \rightarrow 0$ とした $E = \pm c|p|$ の形の線形分散をもつ (実際には c を固体中での電子の速さ v でおきかえた $E = \pm v|p|$ となる)。この線形分散は二次元では円錐状の Dirac cone と呼ばれるバンド構造となり、この状態にある電子を“massless Dirac 電子”と呼ぶ (図1左)。Dirac cone の分散関係は、運動量 p の値にかかわらず常に一定の速さ v で伝わる波を表し、まさしく質量ゼロの光子などと共通している。特に上下のバンドが点接触する Dirac cone の頂点にフェルミエネルギーがあるとき、“massless Dirac 電子”は一般の固体電子とは著しく異なった性質をもつ。たとえば、極めて高い移動度を持ち、温度や不純物にほとんど影響されない電気伝導性を示す。

磁場を印加すると、massless Dirac 電子系はさらに特異な性質を示す。二次元面に垂直に磁場 B をかけると、 $m > 0$ の電子の場合には、エネルギー・バンドの連続準位は等間隔に並んだ Landau 準位 $E_n = (e\hbar/m)(n + 1/2)$ に量子化され、その準位間隔は磁場の強さに比例する。ところが、Dirac cone が Landau 量子化されると、図1右に示すように Landau 準位 $E_n = \pm v_F \sqrt{2e\hbar B |n|}$ が非等間隔に現れる。重要な特徴は、Dirac cone 頂点上に $n = 0$ の準位が常に存在することと、 $n = 0$ の準位と $n = \pm 1$ の準位のエネルギー間隔 $\Delta E_{01} = v_F \sqrt{2e\hbar B}$ が、磁場の平方根 \sqrt{B} に比例した大きな値をとることで、磁場に非常に敏感になっている。この特徴のため、グラフェンでは半整数量子ホール効果や室温量子ホール効果などが観測された。

高圧下の α -(BEDT-TTF)₂I₃ は、わが国において東邦大学-理化学研究所グループの実験研究と名古屋大学グループの理論研究によって、バルク物質として初めて Dirac 電子系をもつことが発見された物質である。この物質は、有機分子 BEDT-TTF からなる伝導層と I₃ 陰イオン分子の絶縁層が交互積層した二次元性の強い系である。 α -(BEDT-TTF)₂I₃ の Dirac 電子状態は、グラフェンのものとやや異なっている。低い対称性のため二次元面内の伝導パスが異方的になっていて、Dirac cone は図のように傾いている (図1中央)。常圧下ではこの物質は、低温 (135 K 以下) で電子相関による電荷の配列秩序を形成し、絶縁体に相転移する。しかし約 1.5 GPa 以上に加圧してこの相転移を抑制すると、Dirac 電子系の性質が現れ

る。これまでに、電気抵抗測定やホール効果測定などの輸送測定を主とする実験から、Dirac cone の基本的特徴が明らかにされた。また、理研-東邦大グループの実験と京大基研グループの理論解析から、この物質の十分低温で観測される負の磁気抵抗が、 $n = 0$ の Landau 準位を起源とするものであることがわかってきた。 α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ では、二次元面に垂直な方向の抵抗は大きい、微弱な層間ホッピングによる電流が流れ、この層間輸送特性にも Dirac cone の特異性が反映される。グラファイトでは層間ホッピングが Dirac cone を歪めてしまうが、 α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ ではむしろ層内の特異な状態を探るプローブとして使えるという対照的状況が実現している。

最近、東京理科大学のメンバーを中心とする研究グループはこの点に着目して、この物質が低温で示す層間磁気抵抗の温度依存性がこの物質の Landau 準位構造を顕著に反映していることに気づき、層間磁気抵抗の温度依存性をいろいろな磁場の強さで詳細に調べた。その結果、この物質の Landau 準位間隔の特徴が実験的に初めて明らかになった。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の 2010 年 11 月号に掲載された。

本研究では、磁場方向を層に垂直に固定した状態で層間磁気抵抗の温度依存性を測定した。この磁場方向に対してはローレンツ力の影響はわずかで、層間磁気抵抗は Landau 準位の占有電子数や有限温度での幅を反映するという予想に基づいて実験が行われ、実際に Landau 準位の特徴を反映するような層間抵抗の温度依存性が観測された。高温側から温度を下げていくと、各 Landau 準位の幅が狭くなり、まず層間ホッピングに伴う $n = 0$ 準位と $n = \pm 1$ 準位との遷移が弱められて層間抵抗が上昇する。この領域では各準位の幅（温度に比例）と、 $n = 0$ 準位と $n = \pm 1$ 準位の差 ΔE_{01} (\sqrt{B} に比例) が競合し、正の磁気抵抗を示す。十分低温で $n = \pm 1$ 準位からキャリアがいなくなると、電気伝導は半占有された $n = 0$ 準位の寄与に支配され、負の磁気抵抗を示して抵抗値が減少する。このようにある温度領域を境に伝導機構が変化するので、磁場中での抵抗には極大が観測される。このピークが現れる温度は ΔE_{01} に依存しており、それを解析することによって ΔE_{01} の \sqrt{B} 依存性や準位の幅や間隔などの特徴が明らかになった。

本研究は、圧力下の有機導体を試料とした磁場中の電気抵抗測定により、Dirac cone 特有の Landau 準位構造を、初めて明らかにした。 α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ とその類縁物質の圧力下物性は、massless Dirac 電子系という観点から理解が進んでいる。またグラフェンやこれらの物質を舞台にした、未知の物性現象の発見や超高速デバイスなどへの応用を探るべく、今後の活発な研究展開が期待される。

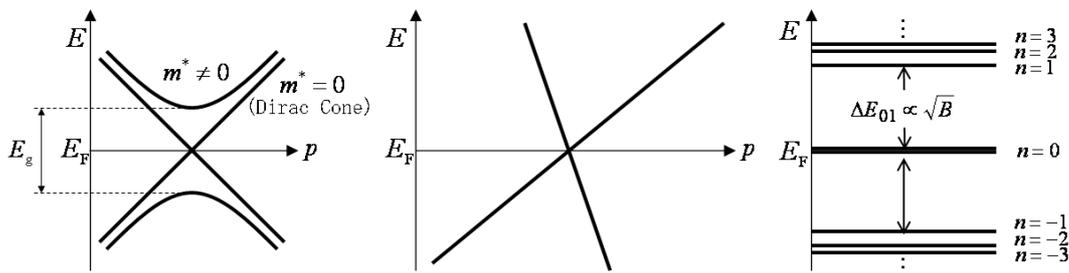


図 1 半導体中電子の分散関係とディラックコーン (左)、 α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ の傾斜したディラックコーン (中央)、質量ゼロディラック電子の Landau 準位 (右)

論文掲載誌 J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) No.11, p. 113704

電子版 <http://jpsj.ipap.jp/link?JPSJ/113704> (11月10日公開済)

<情報提供：菅原 滋晴（東京理科大学工学部物理学科）、
田村 雅史（東京理科大学工学部物理学科）>