

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。

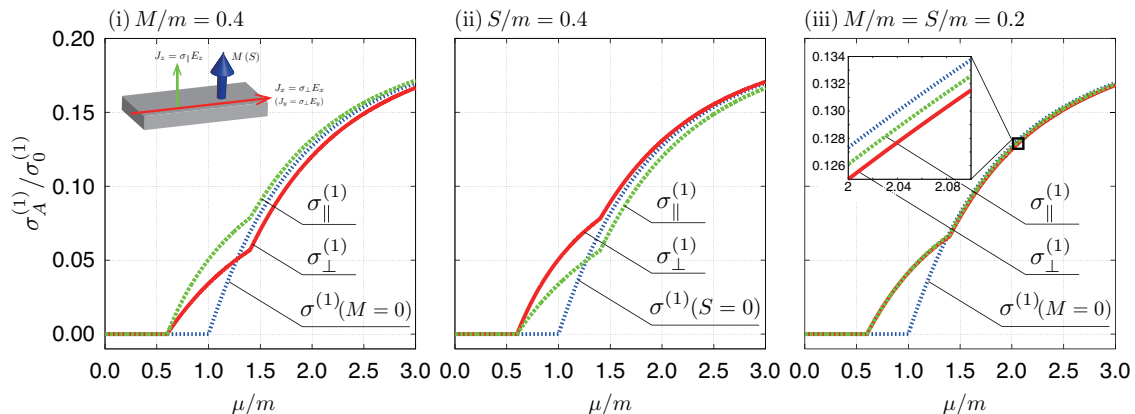


図 1: 縦伝導度 $\sigma_A^{(1)}$ の化学ポテンシャル依存性。(i) ~ (iii) で $M + S = 0.4m$ となるようにそれぞれ固定している。(i) の挿入図は秩序変数と電流の相対的な方向の関係を表す。

- [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な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).