分光イメージング STM による電子状態解析

幸坂 祐生・花栗 哲郎

理化学研究所創発物性科学研究センター ☎ 351-0198 埼玉県和光市広沢 2-1

(2017 年 5 月 29 日受付; 2017 年 6 月 28 日掲載決定)

Analyzing Electronic States by Spectroscopic-Imaging STM

Yuhki KOHSAKA and Tetsuo HANAGURI

RIKEN Center for Emergent Matter Science, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198

(Received May 29, 2017; Accepted June 28, 2017)

Spectroscopic-imaging scanning tunneling microscopy (SI-STM) has been developed as a powerful experimental tool to analyze electronic states in extreme conditions such as very low temperatures and high magnetic fields. A salient feature of SI-STM is that the tunneling spectrum, which reflects the local density of states, is measured at every pixel of the topographic image. The obtained three-dimensional (energy and position at the surface) data set contains rich information on the electronic state at the surface. The every-pixel spectroscopy of SI-STM enables us to acquire the momentum-space information through the Fourier analyses of the quasiparticle interference (QPI) patterns. The QPI imaging allows us to study not only the energy-momentum dispersions but also the nature of the quasiparticle scattering processes. As examples of SI-STM applications, we discuss the Zeeman effect in a topological surface state and the spin-orbit scattering in a polar semiconductor.

KEYWORDS : spectroscopic-imaging STM, Zeeman effect, quasiparticle interference

1. はじめに

物質機能の背景にある電子状態を実験的に解析する上で分光測定は欠かせない。なかでも、一粒子励起スペクトルを直接測定できる角度分解光電子分光法 (Angle-resolved photoemission spectroscopy, ARPES) と走査型トンネル顕微鏡法/分光法 (Scanning-tunneling microscopy/spectroscopy, STM/STS) は重要である。これらの手法はそれぞれ、波数、位置分解した情報を与えるので互いに相補的であるが、非占有状態や強磁場中の測定には ARPES を用いることが難しく、STM/STS の利用が必須となる。

STM/STS の技術は 2000 年頃から急速に進歩し、STM で得た凹凸像の中の代表的な点で局所状態密度を反映するトンネルスペクトルを測定するだけでなく、STM 像を観察すると同時に、数日以上長時間をかけ

てすべてのピクセルでスペクトルを取得することができるようになった。このような測定モードのことを分光イメージング STM (Spectroscopic-imaging STM, SI-STM) と呼ぶ。SI-STM を行くと、エネルギーと表面での位置の関数である三次元の分光データが得られ、その解析から、物質の電子状態に関する様々な情報を引き出すことができる。

近年 SI-STM の応用先は拡大し、物性実験の基本ツールとしての地位を確立しつつある。本稿では、SI-STM を使った最近の研究例として、トポロジカル絶縁体の表面 Dirac 状態における Zeeman 効果¹⁾と、準粒子干渉 (Quasiparticle interference, QPI) 効果から明らかになった極性半導体 BiTeI におけるスピン軌道散乱の重要性²⁾について紹介する。

2. トポロジカル表面状態の Zeeman 効果

トポロジカル絶縁体表面に形成される質量のない Dirac 電子状態は、新奇物性の舞台として、またスピントロニクスへの応用が期待されており、その制御は重要

E-mail : kohsaka@riken.jp

E-mail : hanaguri@riken.jp

Fig. 1. (color online). (a) Tunneling spectra of Bi_2Se_3 and $\text{Sb}_2\text{Te}_3\text{Se}$ taken in magnetic fields from 0 T to 11 T with 1 T interval. Arrows denote the $n=0$ Landau levels. Each curve is offset for clarity. (b) Scaling plots of Landau-level energies showing dispersion relations.

である。そこで、磁場を介した制御にとって重要な g 因子を評価することを試みた。自由空間での電子の g 因子はほぼ2であるが、物質中、特にトポロジカル絶縁体のようにスピン軌道相互作用が強い物質では2から大きくずれる可能性がある。実際、代表的なトポロジカル絶縁体 Bi_2Se_3 のバルク電子の g 因子は+32 と非常に大きな値が報告されている³⁾。しかし、トポロジカル表面状態の g 因子は知られていなかった。

2.1 SI-STM による g 因子の決定法

g 因子は、磁場 B を印加したときのエネルギー準位の Zeeman シフト $g\mu_B B$ から見積もることができる (g は g 因子, μ_B は Bohr 磁子)。マーカーとなる特徴的なエネルギー準位が磁場によってどのように変化するか STS で測定すれば、原理的には g 因子を決定できる。我々はマーカーとして Landau 準位を使うことにした。通常の質量を持つ電子では、すべての Landau 指数 n の準位エネルギー E_n が磁場に依存するのに対し、質量のない Dirac 電子では最低 Landau 準位 ($n=0$) のエネルギー E_0 は、線形分散が交差する Dirac 点のエネルギーに現れ、軌道運動の効果だけでは磁場依存しない。しかし、Zeeman 効果の影響は受けるので、 E_0 は g 因子を見積もる上での良いマーカーとなる。

現実の系では、Zeeman 効果以外にも E_0 に磁場依存性を与える要因がある。まず、Dirac 表面状態の分散関係は完全に線形ではなく、わずかに曲率 (有効質量) を持っており、これに起因して磁場依存性が生じる。また、欠陥等によってもたらされる不均一なポテンシャル分布も影響を与える。Landau 軌道はポテンシャルの等高線に沿って分布し、ポテンシャルの極大点、極小点近傍では局在する。Landau 軌道は磁気長程度の広がりを持ち磁場とともに小さくなるので、Landau 軌道を感じる実

効的ポテンシャルは磁場に依存し、その結果、準位エネルギーに余計な磁場依存性が現れる。

ポテンシャルの極大点または極小点近傍では、これらの効果を考慮に入れた E_0 は次式で与えられる¹⁾。

$$E_0 = E_D + \frac{1}{2} \left(\frac{2}{m^*/m_e} - g \right) \mu_B B + (\alpha_x + \alpha_y) \frac{\hbar}{eB} \quad (1)$$

ここで、 E_D は Dirac 点のエネルギー、 m^* は有効質量、 m_e は自由電子の質量、 α_x , α_y はポテンシャルの形状を $\alpha_x x^2 + \alpha_y y^2$ と近似したときの係数、 $\hbar$ は Planck 定数を 2π で割ったもの、 e は素電荷である。 g を決定するには、 m^* と α_x , α_y を実験的に求めなければならない。 m^* は分散関係から求められる。指数 n の Landau 準位のもつ特徴的な波数は $(nB)^{1/2}$ に比例するので、Landau 準位を観測し、 E_n を $(nB)^{1/2}$ に対してプロットすることで分散関係が求められ⁴⁾、 nB に比例する項の係数から m^* が決定できる。また、 E_0 の空間分布はポテンシャルを直接反映する E_D の分布を磁気長 $(\hbar/eB)^{1/2}$ 程度の範囲で平均したものなので、ポテンシャルの空間変化のスケールよりも磁気長が短くなるような強磁場下では SI-STM で E_0 のマッピングを行うことで α_x , α_y を得ることができる。すなわち、SI-STM という単独の手法で、(1)式に現れるパラメータをすべて決定でき、 g 因子を求めることが可能となる。

2.2 Bi_2Se_3 と $\text{Sb}_2\text{Te}_3\text{Se}$ の g 因子

代表的なトポロジカル絶縁体である、 Bi_2Se_3 と $\text{Sb}_2\text{Te}_3\text{Se}$ を試料として、超高真空中その場へき開で得た (111) 面に対して約 1.5 K あるいは約 4.5 K の低温で実験を行った。磁場は表面に垂直に印加した。

それぞれの物質において Landau 準位の観測を行った結果を Fig. 1 に示す。自然に入る欠陥により Bi_2Se_3 は n 型、 $\text{Sb}_2\text{Te}_3\text{Se}$ は p 型にドーピングされているため、Dirac 点

Fig. 2. (color online). Magnetic-field dependence of the lowest-Landau-level energies at the potential extrema. (a) and (b) are for Bi_2Se_3 and $\text{Sb}_2\text{Te}_3\text{Se}$, respectively. Left column depicts the potential landscape. Measurements were done at the crosses. Scale bars denote 10 nm and the full scale of the color map corresponds to 40 meV. Raw data are plotted in the middle column and the right column shows the data after removing the effects of effective mass and the potential variation.

はそれぞれ占有状態，非占有状態にある。様々な磁場で得た E_n は，波数に比例する $(nB)^{1/2}$ でスケールされ，スケール関数が分散関係を表す。Fig. 1 (b) から明らかのように，両物質で分散はほとんど同じである。スケール関数の nB に比例する項の係数が $\hbar e/m^*$ であることを利用し¹⁾，実線で示したフィッティングから m^* を求めたところ， m^*/m_e が Bi_2Se_3 では 0.12 ± 0.02 ， $\text{Sb}_2\text{Te}_3\text{Se}$ では 0.13 ± 0.03 となり，誤差の範囲で一致していることがわかった。

次にポテンシャル分布の効果を補正する。**Fig. 2** 左列に示すように E_0 の空間分布を 11 T (磁気長 7.7 nm) で測定し，ポテンシャルの極大点または極小点において E_0 の磁場依存性を測定した。ポテンシャル分布は定性的に次のような効果を与える。Landau 軌道は磁場増加によって収縮するので，ポテンシャルの極大点では E_0 は磁場の増加とともに上昇し，ポテンシャルの極小点では逆に下降する。Fig. 2 (a) 中列に示すように， Bi_2Se_3 ではまさにそのような振る舞いが観測されており，ポテンシャル分布の影響が支配的であることがわかる。極大

点，極小点近傍のポテンシャル分布を二次曲面 $\alpha_x x^2 + \alpha_y y^2$ でフィッティングして求めた α_x ， α_y と m^* を利用し，(1) 式から外因的効果に関する項を除いた E_0 の磁場依存性を Fig. 2 の右列に示す。データは直線に乗っており (低磁場でのずれは，Landau 軌道が広がり，ポテンシャル分布の二次曲面近似が成り立たないため)，極大点と極小点でその傾きはほぼ一致している。この結果は，(1) 式に基づく解析が妥当であることを意味し，Zeeman シフトが正しく見積もられていることを示している。直線の傾きから求められた g 因子は $+18 \pm 4$ となり，バルクの値 $+32$ とは大きく異なっている。

同様の実験と解析を $\text{Sb}_2\text{Te}_3\text{Se}$ でも行った (Fig. 2 (b))。その結果， g 因子は -6 ± 2 となり， Bi_2Se_3 とは，大きさだけでなく符号も異なることがわかった。分散関係は両物質でほとんど同じであることから，固溶体を作製することで，表面 Dirac 状態の g 因子を選択的に制御できると期待される。

3. スピン軌道散乱

電子はスピン角運動量と軌道角運動量の両方に依存して散乱される。スピン軌道散乱として古くから知られるこの効果は，電子散乱にかかわる様々な局面で現れる。よく知られた例は，Mott によって提案された電子二重散乱である⁵⁾。固体中では，弱反局在やスピンホール効果などにスピン軌道散乱の影響が現れる^{6,7)}。これらの現象に見られるスピン軌道散乱の主要な効果は，散乱に伴い電子スピンの向きが変わることである。したがって，QPI もまたスピン軌道散乱の影響を受けるはずであるが，現実の物質における両者の関係はまったく調べられてこなかった。我々は，極性半導体 BiTeI の (001) 面で観測される QPI にスピン軌道散乱が支配的な寄与をすることを見いだしたので紹介する。

3.1 QPI の表式

電子波が不純物やステップなどによって散乱されると，干渉効果により散乱体周囲の状態密度に空間変調が生じる。これが QPI であり，SI-STM では，エネルギー分散を持つ波状構造として dI/dV 像に観測される⁸⁾。QPI の波数 q は散乱の始状態・終状態の波数の差 $q = k_f - k_i$ で与えられるため，QPI の観測は SI-STM を用いた電子状態の波数分解手法として広く用いられている。散乱過程と電子状態を両方取り入れて QPI を統一的かつ定量的に議論するには， T 行列を用いた定式化が適している。それを用いると，状態密度 ρ の空間変調を与える項は，散乱行列 $\hat{V}$ の一次までの近似で

$$\rho(q, \omega) \approx -\frac{1}{\pi} \sum_k \sum_{m,n} \text{Im}\{g_n(k, \omega) g_m(k-q, \omega)\} \\ \times \langle \phi_n(k) | \hat{V}(k, k-q) | \phi_m(k-q) \rangle \\ \langle \phi_m(k-q) | \phi_n(k) \rangle \quad (2)$$

$$g_n(k, \omega) = \{\omega + i\eta - \varepsilon_n(k)\}^{-1} \quad (3)$$

と与えられる²⁾。 $|\phi_n(k)\rangle$, $\varepsilon_n(k)$ はそれぞれ非摂動ハミルトニアン固有関数と固有値である。 η は状態の寿命の逆数であり、状態密度 $-\text{Im } g_n(k, \omega)$ の幅を与える。ここで重要なことは、QPI はエネルギー項 (状態密度に関連した項)・散乱項 (散乱振幅)・干渉項 (波動関数の内積) の積となっていることである。式(2)を用いて QPI に関する性質を理解することができる。ここでは、QPI の選択則、および、スピンの向きと QPI 強度の関係、の二つの性質について述べる。

3.1.1 QPI の選択則

式(2)からの直接の帰結として、散乱振幅が 0 である二状態間、または、直交する二状態間からの QPI への寄与は 0 であることがわかる。QPI の選択則を与えるこれらの関係は、SI-STM を用いて電子状態の波数情報を得る上で非常に有用である。たとえば、直交する二状態として、時間反転対称な系における $\langle \phi_n(-k) | \phi_n(k) \rangle = 0$ がある。散乱体の種類によらず、これらの二状態からの QPI への寄与は 0 である。したがって、 $k \leftrightarrow -k$ 散乱に対応する QPI が観測されない場合は、 $\langle \phi_m(-k) | \phi_n(k) \rangle \neq 0$ となる m, n の組が存在しないことになる。つまり、系はスピン分裂しているとわかる。散乱振幅が 0 となる例としては、 $k \parallel k'$ である二状態間のスピン軌道散乱があげられる。BiTeI でスピン軌道散乱が観測されたのはこの選択則が存在するためである。

3.1.2 スピンの向きと QPI 強度の関係

デルタ関数的なポテンシャル形状を持った非磁性不純物が原点に存在する状況を考える。このとき、散乱行列は $\hat{V} = V_0 \hat{I}$ ($\hat{I}$ は単位行列) と表され、式(2)は

$$\rho(q, \omega) \approx -\frac{V_0}{\pi} \sum_k \sum_{m,n} \text{Im}\{g_n(k, \omega) g_m(k-q, \omega)\} \\ \times |\langle \phi_m(k-q) | \phi_n(k) \rangle|^2 \quad (4)$$

と散乱項と干渉項がまとめられた形になる。この項はスピン期待値 S を用いて

$$|\langle \phi_m(k-q) | \phi_n(k) \rangle|^2 = \{S_m(k-q) \cdot S_n(k) + 1\}/2 \quad (5)$$

と表される。ここで、 $S_n(k) = \langle \phi_n(k) | \hat{\sigma} | \phi_n(k) \rangle$ であり、 $\hat{\sigma}$ は Pauli 行列を成分とするベクトルである。(ここでは波動関数がスピニアップ・ダウンの二成分の場合を考えているが、一般の場合にも同様に計算できる。) したがって、始状態と終状態のスピンのなす角が 180° のときに QPI への寄与は最小 (0) となり、 0° のときに最大となる。スピンのなす角が 180° からずれることで QPI が

観測される例はトポロジカル絶縁体で報告されている⁹⁾。同様のことは、BiTeI のバンド内散乱においても生じている (後述)。

3.2 極性半導体 BiTeI

BiTeI は、Bi, Te, I がそれぞれ三角格子を組んで積層した極性構造を持つ (Fig. 3 (a))。Te 層と I 層の間でへき開し、終端面は Te 面と I 面の二種類となる。この極性構造のために、BiTeI の電子状態は二つの大きな特徴を持つ。一つは、バルクのバンド構造が Rashba 型のスピン分裂を示すことである。その大きさはこれまでに知られている中で最大級であることが ARPES により明らかにされている^{10~12)}。もう一つは、バルクの自発分極によって表面に量子井戸状態が形成されることである¹³⁾。自発分極の向きに対応して、キャリアの符号は I 面で正、Te 面で負となる。これらの表面状態はそれぞれ価電子帯、伝導帯に由来しており、やはり大きな Rashba 分裂を示す¹¹⁾。

QPI は Te 面、I 面の両方で観測される¹³⁾。特に Te 面

Fig. 3. (color online). (a) Crystal structure of BiTeI drawn with VESTA.¹⁴⁾ The arrow denotes the direction of the spontaneous electric polarization. (b) A 30 nm × 30 nm dI/dV image taken on a Te-terminated surface at 127 mV. The setup bias voltage is -0.2 V. (c) A Fourier transform of a dI/dV image taken at -10 mV. The setup bias voltage is 0.2 V. (d, e) Schematic figures of the band structures of the quantum well state at the Te-terminated surface. (d) A three-dimensional illustration of the band dispersion and (e) a constant energy contour. The blue and orange arrows denote in-plane components of spin directions.

においては, Fig. 3 (b) に示すように不純物周囲の波状構造として明瞭に観測され, 詳細な解析が可能である。Fig. 3 (c) に示されている Fourier 変換により, Te 面で観測される QPI パターンは主として三種類の波数成分からなることがわかる。(1) $\bar{\Gamma}$ 点を取り囲む六角形の輪 (ring), (2) $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 方向の強いピーク (peak), (3) $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 方向の一番外側にある弱い構造 (hump) である。($\bar{\Gamma}$ 点付近の構造は不純物のランダムな配置に起因し, 試料によって異なる副次的なものである。) このうち, (3) は測定パラメータに依存し, SI-STM に特有のいわゆるセットポイント効果によって生じる。残り二つの特徴と ARPES の測定結果を比較することで, 観測された QPI は Rashba 分裂した表面状態 (Fig. 3 (d)) に起因すること, および, 散乱チャンネルは Fig. 3 (e) に示されている以下のようなものであることがわかる。(1) 六角形の輪は, Rashba 分裂した二つのバンド間散乱に対応する。(2) $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 方向の強いピークは六角形に歪んだ外側バンドの角を結ぶバンド内散乱に対応する (角を結ぶ散乱ではスピンのなす角が 180° からずれて QPI が生じる)。

Te 終端面の表面状態は, 比較的単純な Rashba 分裂バンドであり, QPI の波数に関しては上記のように容易に理解できる。しかし, 強度に疑問が残る。Fig. 3 (e) に示されているように, 六角形の輪はスピンのなす角が 0° の状態に起因し, $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 方向の強いピークは約 120° の状態に起因する。したがって, 3.1.2 項で述べたように, この二つの特徴のうち六角形の輪がより強く現れるはずである。しかし実際の強度は逆であり, $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 方向のピークがいつも強く観測される。さらに現実には, ポテンシャルや探針の形状の効果により $|q|$ が大きなピークほど強度は抑制される。つまり, それを補って余りある, $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 方向のピークを増強する頑強で本質的な機構が存在することが示唆される。

QPI 強度に関するこの疑問を解く鍵が, スピン軌道散乱である。波動関数がスピンアップ・ダウンの二成分で表されるとき, スピン軌道散乱は

$$\begin{aligned}\hat{V}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') &= V_0 \{ \hat{I} + i c (\mathbf{k} \times \mathbf{k}') \cdot \hat{\sigma} \} \\ &= V_0 \{ \hat{I} + i c |\mathbf{k}| |\mathbf{k}'| \sin \theta_{kk'} \hat{\sigma}_z \} \quad (6)\end{aligned}$$

で与えられる。中括弧内の一項目がスカラー散乱, 二項目がスピン軌道散乱に対応し, 係数 c はスピン軌道散乱の強さを表す。 $\theta_{kk'}$ は $\mathbf{k}$ から $\mathbf{k}'$ へ角度である。二つ目の等号は, 表面状態について考えるので, z 成分が 0 であることを用いている。 $\theta_{kk'} = 0, \pi$ の場合にスピン軌道散乱は 0 となるため, 六角形の輪を与える散乱 ($\theta_{kk'} \sim \pi$) については, スカラー散乱のみが関与する。一方, $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 方向のピークは $\theta_{kk'} \sim 2\pi/3$ の散乱に起因しており,

Fig. 4. (color online). Numerical calculations of quasiparticle interference of BiTeI. (a) Only scalar scattering and (b) both scalar and spin-orbit scattering of $c=0.8 \text{ nm}^{-2}$ are considered. (c) Side-by-side comparison between the experimental result shown in Fig. 3 (c) and the numerical calculation shown in Fig. 4 (b). (d) Line profiles of (c) in the $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ direction. An exponential background is subtracted from the experimental data.

スピン軌道散乱とスカラー散乱の両方が寄与する。したがって, スピン軌道散乱が強ければ (c が大きければ) $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 方向のピークは六角形の輪よりも強くなる。

スピン軌道散乱のために $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 方向のピークが強くなることは, 数値計算によっても確かめることができる (Fig. 4)。Te 終端面の表面状態を記述するハミルトニアンとして, 結晶の三回対称性を考慮に入れた拡張 Rashba ハミルトニアンを用い, パラメータは ARPES^[12] と SI-STM^[13] の実験結果に対するフィッティングで決定する (波数依存する散乱行列の扱いなど計算の詳細については文献^[2]を参照)。散乱体としてスカラー散乱のみを用いた場合には, 六角形の輪が強く現れる (Fig. 4 (a))。一方, スピン軌道散乱も考慮に入れると, $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 方向のピークが強くなり (Fig. 4 (b)), ピークの波数・強度比ともに実験結果を非常によく再現する (Fig. 4 (c), Fig. 4 (d))。

数値計算における調節可能なパラメータはスピン軌道散乱の相対強さ c のみである。実験結果をよく再現する Fig. 4 の結果から $c \sim 0.8 \text{ nm}^{-2}$ が得られる。この値は GaAs で 0.053 nm^{-2} (理論値) と見積もられている^[7]。BiTeI での大きな c は, 強いスピン軌道相互作用を反映している。事実, c の比 $(0.8(\text{BiTeI})/0.053(\text{GaAs}) \sim 15)$ は, スピン軌道相互作用の計算値^[15] の比 $(106.83 \text{ mRy}(\text{Bi})/4.8602 \text{ mRy}(\text{Ga}) \sim 22)$ と比較的近い。この結果は

QPI からスピン軌道散乱の強さを半定量的に見積もることが出来る可能性を示している。

4. まとめと展望

SI-STM の持つ強磁場との組み合わせが容易である特徴と, QPI を利用して波数空間の電子状態や準粒子散乱過程にアクセス可能であるという特徴をそれぞれ利用した, トポロジカル表面状態の Zeeman 効果の研究と, 極性半導体におけるスピン軌道散乱の研究について概説した。準粒子散乱は, 電気抵抗をはじめとする輸送特性を司る重要な物理現象であるが, これまで巨視的な測定でしか研究できなかった。QPI による原子レベルでの準粒子散乱の素過程の研究は, 様々な今後の展開が期待できる。一方, QPI データの解析は一般に複雑であり, 実験結果との定量的な比較には, より精緻かつ実用的な理論手法の開発が望まれる。

物性研究手法としての STM の弱点は, 対象がへき開によって清浄表面が得られる物質にほぼ限られてしまうことであったが, 最近, 薄膜作製装置との連携や原子間力顕微鏡との融合によって, より広範な物質やデバイスの電子状態評価が試みられるようになってきている。今後, より多くのグループで SI-STM が行われることを期待したい。

謝 辞

本稿で紹介した研究は, 理化学研究所創発物性科学研究センターの付英双博士 (現華中科技大学教授), 川村稔博士, 岩谷克也博士, 町田理博士, 東京工業大学フロンティア材料研究所の笹川崇男准教授グループとの共同研究である。

文 献

- 1) Y.-S. Fu, T. Hanaguri, K. Igarashi, M. Kawamura, M.S. Bahramy and T. Sasagawa : Nat. Commun. **7**, 11747 (2016).
- 2) Y. Kohsaka, T. Machida, K. Iwaya, M. Kanou, T. Hanaguri and T. Sasagawa : Phys. Rev. B **95**, 115307 (2017).
- 3) H. Köhler and E. Wöchner : Phys. Status Solidi B **67**, 675 (1975).
- 4) T. Hanaguri, K. Igarashi, M. Kawamura, H. Takagi and T. Sasagawa : Phys. Rev. B **82**, 081305 (R) (2010).
- 5) N.F. Mott : Proc. R. Soc. A **124**, 425 (1929).
- 6) S. Hikami, A.I. Larkin and Y. Nagaoka : Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
- 7) J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back and T. Jungwirth : Rev. Mod. Phys. **87**, 1213 (2015).
- 8) Y. Hasegawa and P. Avouris : Phys. Rev. Lett. **71**, (1993).
- 9) T. Zhang, P. Cheng, X. Chen, J.-F. Jia, X. Ma, K. He, L. Wang, H. Zhang, X. Dai, Z. Fang, X. Xie and Q.-K. Xue : Phys. Rev. Lett. **103**, 266803 (2009).
- 10) K. Ishizaka, M.S. Bahramy, H. Murakawa, M. Sakano, T. Shimojima, T. Sonobe, K. Koizumi, S. Shin, H. Miyahara, A. Kimura, K. Miyamoto, T. Okuda, H. Namatame, M. Taniguchi, R. Arita, N. Nagaosa, K. Kobayashi, Y. Murakami, R. Kumai, Y. Kaneko, Y. Onose and Y. Tokura : Nat. Mater. **10**, 521 (2011).
- 11) A. Crepaldi, L. Moreschini, G. Autès, C. Tournier-Colletta, S. Moser, N. Virk, H. Berger, Ph. Bugnon, Y.J. Chang, K. Kern, A. Bostwick, E. Rotenberg, O.V. Yazyev and M. Grioni : Phys. Rev. Lett. **109**, 096803 (2012).
- 12) M. Sakano, M.S. Bahramy, A. Katayama, T. Shimojima, H. Murakawa, Y. Kaneko, W. Malaeb, S. Shin, K. Ono, H. Kumigashira, R. Arita, N. Nagaosa, H.Y. Hwang, Y. Tokura and K. Ishizaka : Phys. Rev. Lett. **110**, 107204 (2013).
- 13) Y. Kohsaka, M. Kanou, H. Takagi, T. Hanaguri and T. Sasagawa : Phys. Rev. B **91**, 245312 (2015).
- 14) K. Momma and F. Izumi : J. Appl. Crystallogr. **44**, 1272 (2011).
- 15) 柳瀬陽一, 播磨尚朝 : 固体物理 **46**, 229 (2011).

1) Y.-S. Fu, T. Hanaguri, K. Igarashi, M. Kawamura, M.S.