

キラルな結晶構造を有するテルル単体におけるスピン偏極したバンド構造

坂野昌人

東京大学 大学院工学系研究科 〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1

平山元昭

東京大学 大学院工学系研究科 〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1

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

笹川崇男

東京工業大学 科学技術創成研究院 〒226-8503 神奈川県横浜市緑区長津田4259

近藤 猛

東京大学 物性研究所 〒277-8581 千葉県柏市柏の葉 5-1-5

要旨

キラルな結晶構造は、鏡映対称性を持たない結晶構造として定義される。キラルな結晶では空間反転対称性が破れており、波数空間においてスピンと電子の運動量がスピン軌道相互作用を介して結合し得る。本研究ではキラルな結晶構造を有するテルル単体を研究対象とし、波長依存角度分解光電子分光およびスピン分解角度分解光電子分光を用いて、スピン偏極したバンド構造の精査を行った。価電子帯頂上付近のバンド分散においてスピン成分の3次元測定を行ったところ、電子の運動量に平行な放射状のスピン構造が観測され、それが結晶のキラリティに応じて反転すること実験的に示した。

1. はじめに

結晶の対称性を理解することは、その物質の物性を理解することにつながる。空間反転対称性が破れた物質では、スピン軌道相互作用によって波数空間においてスピンの縮退が解けうる。そのようなバルク結晶におけるスピン偏極した電子状態は、閃亜鉛鉱におけるドレッセルハウス効果¹⁾や、ウルツ鉱構造におけるラシュバ効果^{2,3)}として古くから研究されてきた。閃亜鉛鉱 ZnS では Zn 原子と S 原子がそれぞれ正四面体形状のネットワークを形成しており、一方ウルツ鉱 ZnO は Zn 原子と O 原子の配置によって c 軸方向に極性を有することから、それらの特徴的な対称性を絵に描くと Fig. 1(a) のような正四面体と矢印でそれぞれ表すことができる。確かにこれらは、空間反転操作 ($\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$) を行うと元の図形の形に重ねることができなくなり、空間反転対称性が破れている。近年では、スピン分解角度分解光電子分光 (スピン分解 ARPES) によって、そのようなスピン縮退が解けたバンド分散のスピン偏極度を3次元的に観測することが可能となっている⁴⁻⁷⁾。また、波数空間におけるスピン構造も、対称操作によって許されるものを考えることである程度予想することができる。例えば Fig. 1(b) では、鏡映操作によってスピンの向きがどのように変換されるかを示している。スピンや角運動

量といった軸性ベクトル (擬ベクトル) は、鏡映操作を行うと鏡映面に垂直な成分は不変であり、平行な成分は反転する。(仮想的にスピン磁気モーメントを作る“円電流”を考えて、それが鏡映操作によってどのように変換されるかを考えれば理解できる。) 波数空間の各波数における対称性を考慮すれば、許されるスピン構造を考察できる。一つの例として、結晶構造が矢印のようなモチーフ [Fig. 1(a)] で特徴づけられる z 軸方向に極性を有するウルツ鉱構造の波数空間におけるスピン構造を考える。 z 方向に鏡

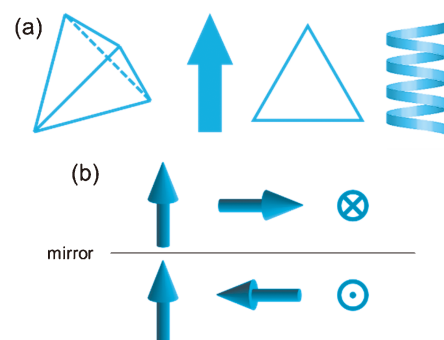


Fig. 1 (a) Various schematic motifs for noncentrosymmetric structures. (b) Pseudovectors on either side of a mirror-symmetry plane.

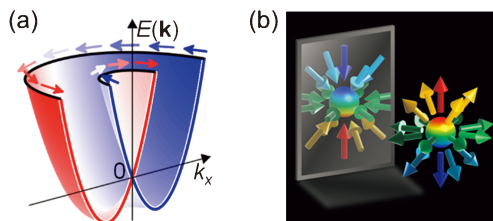


Fig. 2 (Color online) (a) Rashba-type spin-split band dispersions. (b) Possible spin texture for the chiral structure. The mirror operation turns the outward radial spin texture inward.

映対称性がないことによって、矢印に対して垂直な x - y 面内スピン成分を有する、いわゆる“ラシュバ型”のようなスピン構造⁶⁾ [Fig. 2(a)] が許されることが対称性の考察からわかる。同様に考えれば、例えばトポロジカル絶縁体の表面状態⁸⁾や、[Fig. 1(a)の正三角形に対応する] 三回対称性を有する単層 MoS_2 におけるスピン・バレー結合状態^{7,9)}なども、それぞれの対称性を反映したスピン構造となっていることを理解できる。

本研究ではキラルな結晶構造を有するテルル単体のスピン構造を研究対象とした。キラルな結晶構造は、[例えば、Fig. 1(a)の螺旋構造に対応するような] 鏡映対称性が無い結晶構造として定義される。その結果、鏡像関係にある2種類の非等価な結晶(右手系結晶, 左手系結晶)が存在することになる。1811年にアラゴによって、 α 石英(水晶)が自然旋光性を示すことが示されて以来、キラル結晶の内部では電気と磁気相结合して電気磁気効果を起こすことが広く知られている¹⁰⁾。さらに、近年ではキラルな結晶におけるスピン軌道相互作用の役割が注目され、スピンと電子の運動量が平行な電子状態が引き起こす物性現象が理論実験の両面から研究されている¹¹⁻¹⁶⁾。前述したような対称性の観点から波数空間におけるスピン構造を予想すると、例えば、ブリルアンゾーン中心(Γ 点)を囲むようなフェルミ面上に形成された中心から放射状のスピン構造を考えることができる [Fig. 2(b)]。このようなスピン構造は時間反転対称性や二回回転対称性などを保っているが、鏡映面の存在を仮定してしまうと逆向きのスピンと縮退してしまい、そのようなスピン偏極した電子状態が許されないことが確認できる。

2. 三方晶テルルの基礎物性

本研究では、半導体である三方晶テルルを研究対象とした。テルル単体の結晶構造は、単位胞の角において z 軸方向にテルルの原子鎖が螺旋状に積み重なった構造をとる¹⁷⁾。この螺旋が右向きか左向きかによって、鏡像関係にある2つの結晶構造、右手系結晶と左手系結晶が存在する。Fig. 3(a),(b)には右手結晶の構造を示した。テルル単体のバンド構造は1970年代までに理論¹⁸⁻²⁴⁾および実

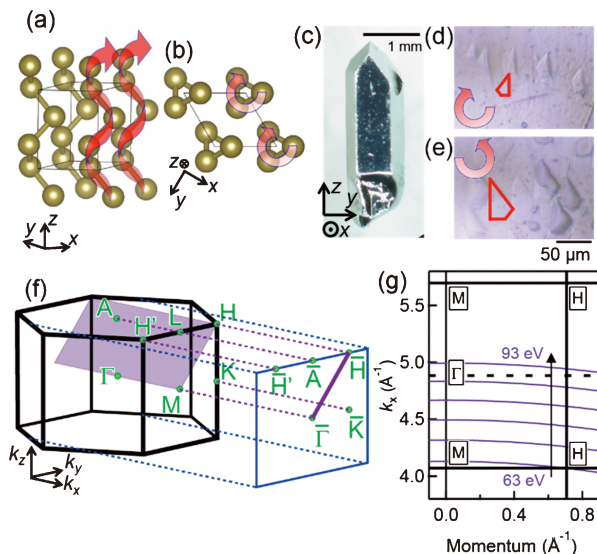


Fig. 3 (Color online) (a) Crystal structure with a right-handed screw axis (space group $P3_121$). (b) Bottom view of the right-handed crystal. (c) Picture of the single crystal. (d), (e) Optical micrograph images of etch pits represented by the red shapes for the right- and left-handed crystals, respectively. (f) The first Brillouin zone (thick black lines), and the corresponding two-dimensional one projected on the cleavage plane (thin blue lines). The purple line (Γ - H) in the cleavage plane indicates the orientation of measurement by ARPES in Fig. 4. The shaded region (H - M - T) can be traced by changing photon energies ($h\nu$ s) (g) Momentum cuts (purple lines) for various $h\nu$ s ($h\nu = 63$ - 93 eV) on the shaded plane in (f). The inner potential of $V_0 = 6.4$ eV was used to estimate the k_x values.

験²⁵⁻²⁸⁾の研究によって確立されており、バンドギャップの大きさが 0.32 eV^{25,29)}、価電子帯頂上が2つの非等価なブリルアンゾーンの角である H , H' 点 [Fig. 3(f)] からわずかに離れたところに形成されていることが知られている。それらの研究において日本の研究者たちが果たした役割は大きく、そのような歴史は文献^{30,31)}に詳しく書かれている。フェルミ準位を横切る価電子帯頂上付近を形成するバンド分散は、テルルの $5p$ 軌道のスピン軌道相互作用と空間反転対称性の破れによってスピンの縮退が解ける。このようなキラルな結晶構造を反映した電子状態が、電気光学効果^{32,33)}や電気磁気効果^{34,35)}を引き起こす。近年では平山らによって、静水圧下でブリルアンゾーン角において伝導帯と価電子帯が反転することによってトポロジカルに非自明なワイル半金属相が現れることが示されている²⁴⁾。そのようなトポロジカルに非自明な電子状態では、スピンと電子の運動量が結合した電子状態によって特異な物性現象が発現し得る。本研究では、テルル単体におけるスピンと電子の運動量が結合した電子状態を直接観測することを目的として、スピン分解ARPES実験を行った。結果として、キラルな結晶構造に特有な、スピンの向きが電子の運動量と平行な放射状のスピン構造を有することを実験的に明らかにした。

3. 実験条件

まず、3次元的な分散を示すバルクのバンド分散を直接観測するために波長依存 ARPES 実験 ($h\nu = 63\text{--}93\text{ eV}$) を、高エネルギー加速器研究機構フォトンファクトリー BL28 にて行った。エネルギー分解能は25–40 meV であった。また、ブリルアンゾーン角のバンド分散におけるスピン偏極度を3次元的に観測するために、広島大学放射光科学センター BL9B においてスピン分解 ARPES 実験 ($h\nu = 18\text{ eV}$) を行った^{4,5)}。角度分解能は $\pm 1.5^\circ$ 、エネルギー分解能は60 meV であった。高純度な単結晶試料は気相合成法によって作製した³⁶⁾。試料は $(10\bar{1}0)$ 面に沿って超高真空中にてへき開し、測定温度は20 K に設定した。ホール測定から見積もられた試料のキャリア数は $1.6 \times 10^{15}\text{--}6.0 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ であり、先行研究と同様の p 型半導体であった²⁵⁾。本研究に用いた密度汎関数理論に基づく第一原理バンド計算の計算条件は文献²⁴⁾ に詳しく書かれている。

テルル単体試料が右手系結晶か左手系結晶かを判別するために、熱濃硫酸を用いた硫酸痕（エッチピット）の観察を行った。テルル単体ではエッチピットの形状が非対称になり、それが右手系・左手系結晶に一対一対応していることが古くから知られている^{37–39)}。本研究ではスピン分解 ARPES 実験を行う前にエッチピットの観察を行い、右手系・左手系の区別をつけてから実験を行った [Fig. 3(c)–(e)]。Fig. 3(f) には、バルクのブリルアンゾーン（黒枠）とともに、へき開面に対応した射影された2次元ブリルアンゾーン（青枠）が示されている。後述する波長依存 ARPES 実験は、紫の線に沿った方向 ($\bar{\Gamma}\text{--}\bar{H}$ 方向) に対して行った。波長依存 ARPES では、試料表面の面直方向のバンド分散を測定可能である。Fig. 3(g) には、実験結果をもとに波長と測定領域の関係を示している。

4. 実験結果

4.1 波長依存 ARPES によるバルクのバンド構造の観測

Fig. 4(a)–(f) は、 $\bar{\Gamma}\text{--}\bar{H}$ 方向に沿って波長を変えて測定した ARPES 像である。これらは波長依存性（へき開面に対して垂直な方向である k_x 依存性）があるため、表面に局在した2次元的な構造ではないバルクにおける3次元的なバンド構造をとらえていることを示している。光子エネルギーが小さくなるにつれて \bar{H} 点における一番エネルギーの高いバンド分散が高エネルギー側へシフトし、 $h\nu = 63\text{ eV}$ においてフェルミ準位を横切る様子が観測された。我々は $h\nu = 63\text{ eV}$ において H 点を測定していると結論づけた²⁸⁾。Fig. 4(g)–(i) は、 $h\nu = 63\text{ eV}$ を用いて試料を傾けながら測定を行うことによって得られた等エネルギーマッピング像 ($E - E_F = 0, -0.15$ および -0.30 eV) であり、 H 点の周囲にはエネルギーが低くなるにつれて等エ

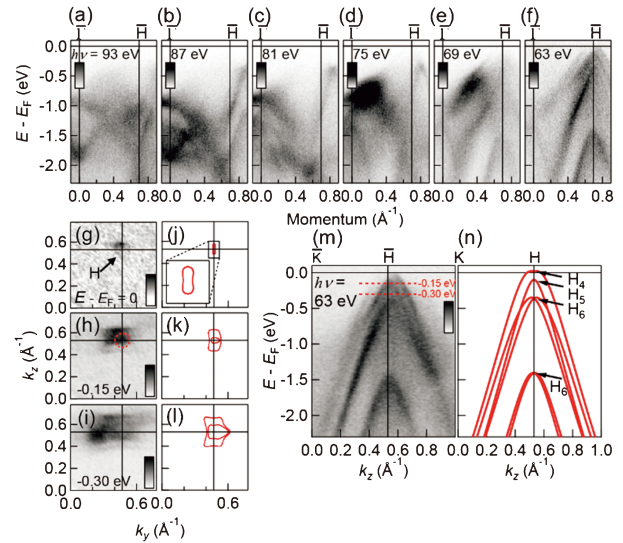


Fig. 4 (Color online) (a)–(f) The ARPES images along $\bar{\Gamma}\text{--}\bar{H}$ measured over a wide range of $h\nu = 93\text{--}63\text{ eV}$. The corresponding momentum cuts are represented in Fig. 3(g). (g)–(i) ARPES intensity map along $k_y\text{--}k_z$ at the constant energies of $E - E_F = 0, -0.15, \text{ and } -0.30\text{ eV}$, respectively. The data are recorded at $h\nu = 63\text{ eV}$, crossing the H -point [Fig. 3(g)]. (j)–(l) Energy contours of calculated valence bands corresponding to (g)–(i), respectively; here the Fermi level is set to 20 meV below VBM for the carrier number of $6.0 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$. The inset in (j) shows a magnified view of the Fermi surface. (m) $E\text{--}k_z$ ARPES image recorded at $h\nu = 63\text{ eV}$. (n) Calculated band dispersions along $K\text{--}H\text{--}K$.

ネルギー断面の形状が大きくなるような、ホール型の上凸のバンド分散が形成されていることがわかる。Fig. 4(j)–(l) は、それらに対応する第一原理バンド計算の結果であり、 $E - E_F = -0.15\text{ eV}$ あたりに頂上をもつような分散が現れる様子など、良い一致が見られる。第一原理計算のフェルミ準位は、実験で得られたキャリア数と一致するように価電子帯頂上から20 meV 下のところに設定した。Fig. 4(m) は k_z 方向に切り出した ARPES 像であり、それに対応する第一原理バンド計算の結果が Fig. 4(n) である。 $E - E_F = -2.0\text{ eV}$ にかけて第一原理バンド計算と ARPES 実験の結果に、エネルギー位置やバンドの分散形状に非常に良い一致が見られる。特に、 H 点における最もエネルギーの高いバンドとその次のバンドは、2重群 (H_4 と H_5) で表されるようなスピンの縮退の解けた2つの状態であることが古くから知られており^{11,20,25)}、そのような二つのバンド構造が ARPES によっても明瞭に観測できていることがわかる。 H 点の k 群は D_3 で表されるため、 H 点直上ではスピン偏極度がゼロであることが要求される。しかし、 H 点から離れたところでスピン縮退が解けたバンド分散においては、スピン偏極していることが予想される^{12,24,28,34)}。

4.2 スピン分解 ARPES による H 点の周囲におけるスピン構造の観測

この H 点の周囲におけるバンド分散のスピン偏極度を 3 次元的に測定するために $h\nu = 18$ eV を用いてスピン分解 ARPES 実験を行った。スピン分解 ARPES 実験を行う前に、 $h\nu = 18$ eV を用いて ARPES を行い、前述した H_4 と H_5 に対応するようなスピン縮退が解けたバンド分散が観測されることを確認した [Fig. 5(e)]. Fig. 5(b)–(d) は、左手系結晶に対して行ったスピン分解 ARPES 実験の結果であり、赤および青のスピン分解 ARPES スペクトルが、スピン磁気モーメント x, y, z 方向の上向き (赤太線) および下向き (青細線) 成分 (m_x, m_y, m_z) をそれぞれ示している。このスピン磁気モーメントの x, y, z 方向とは、結晶構造の x, y, z 方向 [Fig. 3(a), (b)] に平行な方向に対応している。#1~#13 の各スペクトルの測定点は Fig. 5(a) に表されており、およそ k_z 方向に沿って H 点の周囲を測定したことに対応している。一見して、スピン磁気モーメントの z 成分のみ上向きと下向きのスペクトルに明瞭な差があり、#7 の H 点を境にそれらが反転している様子が観

られる。最もエネルギーの高いバンドに注目すると、#1~#6 では下向き、#8~#13 では上向き成分が支配的になっている。Fig. 5(d) のマーカーはスペクトルのピーク位置を表しており、Fig. 5(e) はそれらを ARPES 像に重ねたものである。また、Fig. 5(f) はスピン分解角度分解光電子スペクトルから得られた分極度をカラーイメージにしたものである。これらの実験結果は、左手系結晶においてフェルミ準位を横切る最もエネルギーの高いバンド分散が、 k_z 方向に沿って外向きの放射状のスピン構造を有していることを示している。スピン分解 ARPES では観測される光電子のスピン成分が励起光の偏光に依存する場合もあるが、それらの傾向が放射光光源の偏光を s 偏光 p 偏光、左右円偏光を用いた場合に変わらないことも確認した。Fig. 5(g) は、実験結果と対応した領域における、第一原理バンド計算によって得られた k_z 方向のバンド分散であり、上向き (下向き) スピン磁気モーメントの分極度 (以降、スピン偏極度と呼ぶ) を赤太丸 (青細丸) で示している。第一原理計算の結果は、価電子帯頂上およびそこから 20 meV 低いフェルミ準位において、 $\pm 55\%$ および $\pm 90\%$ のスピン偏極度があることをそれぞれ示している。波数空間において H 点から 60 度異なる場所に位置する、非等価なブリルアンゾーン角である H' 点のスピン構造は、時間反転対称性と結晶の D_3 対称性によって、H 点と同様のものと予想される。実際に、左手系結晶において Fig. 5(a) において #5' と示された H' 点の周囲においてスピン分解 ARPES を行ったところ、H 点と同様のスペクトルが得られた [Fig. 5(h) 上段および中段]。一方、右手系結晶について、#5 と示された H 点の周囲において測定を行ったところ、左手系結晶の結果とはスピン偏極度が反転の様子が観測された [Fig. 5(h) 下段]。これは、右手系結晶と左手系結晶が鏡映操作によってつながっていることを考えれば、対称性の考察からも理解できる。以上のスピン分解角度分解光電子実験の結果から、フェルミ準位を横切る最もエネルギーの高い価電子バンドは、 z 軸方向に沿って左手系結晶では外向き、右手系結晶では内向きの放射状のスピン構造を有していることが実験的に明らかとなった^{12,34,35,40}。

Fig. 6(a), (b) は、第一原理計算によって得られた右手系および左手系結晶における、 k_y - k_z 面に対してのフェルミ面の断面である。断面に重ねられた矢印は y - z 平面に射影したスピン磁気モーメントの向きを、上段の数字は y - z 平面におけるスピン偏極度の大きさ ($|P_{yz}|$) を、下段の数字は x 方向に射影したスピン偏極度 (P_x) をそれぞれ示している。前述したように、H 点と H' 点の周囲のスピン偏極度は同じになることに注意されたい。右手系 (左手系) 結晶において、あたかも波数空間における磁気単極子のような、内向き (外向き) の放射状のスピン構造が形成されている様子がわかる。スピン偏極度は “ダンベル型” のフェルミ面の長手方向である z 方向には、およそ $\pm 90\%$ の z 方向にほぼ平行なスピン偏極度がみられる。一方、それと

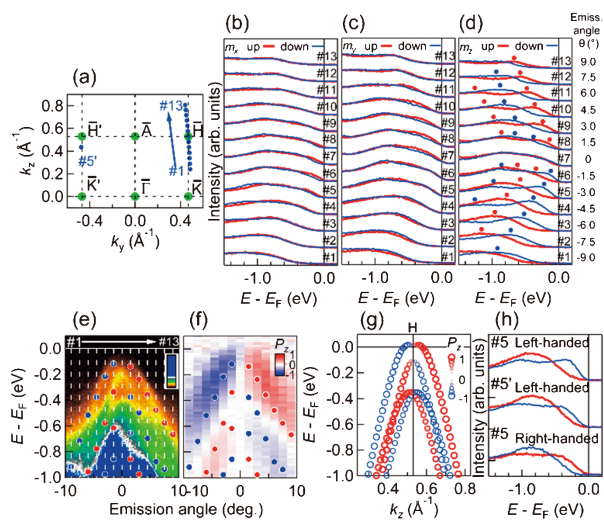


Fig. 5 (Color online) (a) Two-dimensional Brillouin zone in Fig. 1(f) with the k -points (#1–#13, and #5' marked by blue circles) measured by spin-resolved ARPES. (b)–(d) Spin-resolved energy distribution curves (EDCs) for the spin magnetic moments along the x, y , and z axes defined in Fig. 3(a) (m_x, m_y , and m_z), respectively, measured at $h\nu = 18$ eV for the left-handed crystal. Each EDC is labeled by #1–13 in (a). Hereafter, red (blue) color indicates the spin-up (down) component. The red and blue circles indicate the peak positions. (e) ARPES image recorded at $h\nu = 18$ eV. White lines represent the measurement cuts for the EDCs in (d). The markers indicate the peak positions plotted in (d). (f) Spin-resolved ARPES image for the z component (P_z) of spin polarization for the left-handed crystal. The markers are the same as those in (e), indicating the peak positions plotted in (d). (g) Calculated spin polarizations along k_z (P_z). (h) Spin-resolved EDCs at #5 and #5' (around H - and H' -point, respectively) for the left-handed crystal, and at #5 (around H -point) for the right-handed crystal.

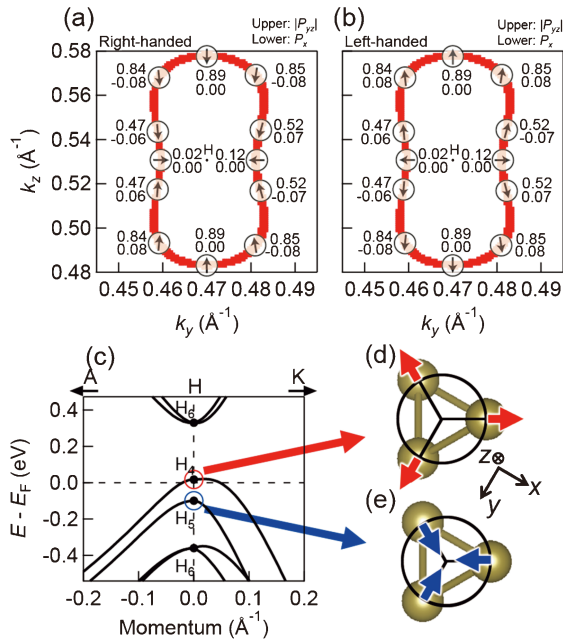


Fig. 6 (Color online) (a), (b) Calculated Fermi surfaces along k_y - k_z formed 20 meV below VBM around the H -point for the right- and left-handed crystals, respectively. The arrows represent the directions of the in-plane polarization of the spin magnetic moment. The upper and lower numbers nearby the arrows indicate the absolute values of the in-plane and out-of-plane polarization ($|P_y|$ and P_x) of the spin magnetic moment, respectively. (c) The calculated band dispersions around the H -point. (d), (e) Top views of the spiral tellurium-chain. Red and blue arrows represent the symmetrically allowed spin polarizations just at the H -point for the eigenstates H_4 and H_5 , respectively, mapped on the real space for the right-handed crystal. No net spin polarization is allowed at the H - and H' -points both in real- and k -space.

垂直な方向には、ゼロではないが小さいスピン偏極度しかみられない。この結果は、結晶構造においてテルル原子鎖が z 方向にソレノイド状に並んでいることと関係していると思われるが、スピン偏極度の符号までをそのようなシンプルな描像でとらえることは難しい。

5. 考察

これまでではブリルアンゾーン角の周囲のスピン構造について見てきたが、最後に H 点および H' 点の直上の電子構造について議論する。 H 点および H' 点の対称性は D_3 であり、波数空間におけるスピン偏極度は厳密にゼロになる。しかしながら、スピン軌道相互作用の効果によって H 点および H' 点ではスピン縮退が解けて2つの状態 [Fig. 6(c)の H_4 と H_5] になることが古くから知られている。この一見相いれないような2つの事実に対して、対称性から許される H 点および H' 点のスピン構造について考える。Fig. 6(d), (e)はテルル原子鎖を z 軸方向に沿って見たもの

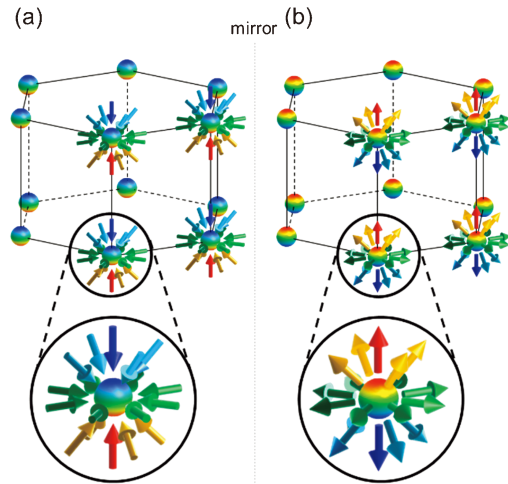


Fig. 7 (Color online) (a), (b) Schematic views of the spin and electronic structures in momentum space for the right- and left-handed crystals of the elemental tellurium.

であり、仮に右手系結晶の H 点における2つの電子状態 (H_4 と H_5) のみを選択して、それらを実空間に表したときに、局所的にテルル原子が持ち得る磁気モーメントの向きをそれぞれ赤と青の矢印で示したものである。このような x - y 平面内の外向きおよび内向きの局所的なスピン構造を考えれば、実空間において結晶点群 D_3 と矛盾せず、一方で波数空間においてはスピン軌道相互作用がスピンの縮退を解いているながらも H 点においてスピン偏極度の総和がゼロになることも整合する。 H 点と時間反転操作でつながる H' 点では、これらと逆向きの局所的なスピン構造が実現し得る。また、鏡像関係にある左手系結晶では、 H 点における最も高いエネルギーのバンドのスピン構造は内向き、といったような右手系結晶とは逆の関係が成り立つと考えられる。

6. まとめ

本研究では、テルル単体の結晶構造のキラリティをエッチピットの形状によって判別したうえで三次元スピン分解ARPESを行い、波数空間におけるスピン偏極した電子状態を精査した。その結果、ブリルアンゾーン角の H 点および H' 点においてフェルミ面上のスピン磁気モーメントが形成するスピン構造が、右手系結晶では内向き、左手系結晶では外向きの放射状のスピン構造 [Fig. 7(a), (b)] であることが実験から示された。

謝辞

本研究は、本記事の著者に加えて高橋敬成、明比俊太郎、中山充大、黒田健太、宮本幸治、奥田太一、小野寛太、組頭広志、井手上俊也、岩佐義宏、三石夏樹、石坂香子、三宅隆、村上修一、の各氏(敬称略)との共同研究に

よって行われました。古川哲也，伊藤哲明の両氏(敬称略)とは，有益な議論をさせていただきました。本研究は高エネルギー加速器研究機構放射光共同利用実験課題2016G559，広島大学放射光科学研究センター共同研究課題16BG021，18AG031のもと行われました。本研究は，日本学術振興会（JSPS）科学研究費補助金18H00651，18H01954，18H03678，19H00651およびJST，CREST，JPMJCR16F2，JPMJCR14F1の支援を受けて行われました。ここに感謝の意を表します。

参考文献

- 1) G. Dresselhaus: Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
- 2) E. I. Rashba: Sov. Phys. Solid State **1**, 368 (1959).
- 3) R. C. Casella: Phys. Rev. Lett. **5**, 371 (1960).
- 4) T. Okuda, K. Miyamoto, H. Miyahara, K. Kuroda, A. Kimura, H. Namatame and M. Taniguchi: Rev. Sci. Instrum. **82**, 103302 (2011).
- 5) T. Okuda: J. Phys. Condens. Matter **29**, 483001 (2017).
- 6) 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).
- 7) R. Suzuki, M. Sakano, Y. J. Zhang, R. Akashi, D. Morikawa, A. Harasawa, K. Yaji, K. Kuroda, K. Miyamoto, T. Okuda, K. Ishizaka, R. Arita and Y. Iwasa: Nat. Nanotechnol. **9**, 611 (2014).
- 8) M. Z. Hasan and C. L. Kane: Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
- 9) D. Xiao, G.-B. Liu, W. Feng, X. Xu and W. Yao: Phys. Rev. Lett. **108**, (2012).
- 10) L. D. Barron: Chirality **24**, 879 (2012).
- 11) G. Chang, B. J. Wieder, F. Schindler, D. S. Sanchez, I. Belopolski, S.-M. Huang, B. Singh, D. Wu, T.-R. Chang, T. Neupert, S.-Y. Xu, H. Lin and M. Z. Hasan: Nat. Mater. **17**, 978 (2018).
- 12) S. S. Tsirkin, P. A. Puente and I. Souza: Phys. Rev. B **97**, 035158 (2018).
- 13) A. Nakamura, H. Harima, M. Hedo, T. Nakata and Y. Onuki: J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 113705 (2013).
- 14) Y. Onuki, A. Nakamura, T. Uejo, A. Teruya, M. Hedo, T. Nakama, F. Honda and H. Harima: J. Phys. Soc. Jpn. **83**, 061018 (2014).
- 15) H. Harima, T. Goho and T. Tomi: J. Phys. Conf. Ser. **592**, 012040 (2015).
- 16) T. Yoda, T. Yokoyama and S. Murakami: Sci. Rep. **5**, 12024 (2015).
- 17) A. J. Bradley: Philos. Mag. **48**, 477 (1924).
- 18) J. R. Reitz: Phys. Rev. **105**, 1233 (1957).
- 19) M. Hulin: J. Phys. Chem. Solids **27**, 441 (1966).
- 20) T. Doi, K. Nakao and H. Kamimura: J. Phys. Soc. Jpn. **28**, 36 (1970).
- 21) J. D. Joannopoulos, M. Schluter and M. L. Cohen: Phys. Rev. B **11**, 2186 (1975).
- 22) H. Peng, N. Kioussis and G. J. Snyder: Phys. Rev. B **89**, 195206 (2014).
- 23) L. A. Agapito, N. Kioussis, W. A. Goddard, III and N. P. Ong: Phys. Rev. Lett. **110**, 176401 (2013).
- 24) M. Hirayama, R. Okugawa, S. Ishibashi, S. Murakami and T. Miyake: Phys. Rev. Lett. **114**, 206401 (2015).
- 25) R. S. Caldwell and H. Y. Fan: Phys. Rev. **114**, 664(1959).
- 26) D. Hardy and C. Rigaux: Solid State Commun. **5**, 889 (1967).
- 27) L. D. Laude, B. Fitton and M. Anderegg: Phys. Rev. Lett. **26**, 637 (1971).
- 28) K. Nakayama, M. Kuno, K. Yamauchi, S. Souma, K. Sugawara, T. Oguchi, T. Sato and T. Takahashi: Phys. Rev. B **95**, 125204 (2017).
- 29) V. B. Anzin, M. I. Eremets, Yu. V. Hosichkin, A. I. Nadezhdinskii and A. M. Shirokov: Phys. Status Solidi (A) **42**, 385 (1977).
- 30) 田中昭二：応用物理 **40**, 594(1971).
- 31) 上村洗：戦後物理をたどる：半導体黄金時代から光科学・量子情報社会へ，東京大学出版会（2019）。
- 32) E. L. Vorob'ev, E. L. Ivchenko, G. E. Pikus, I. I. Farbshtein, V. A. Shalygin and A. V. Shuturbin: JETP Lett. **29**, 441 (1979).
- 33) V. A. Shalygin, A. N. Sofronov, L. E. Vorob'ev and I. I. Farbshtein: Phys. Solid State **54**, 2362 (2012).
- 34) T. Furukawa, Y. Shimokawa, K. Kobayashi and T. Itou: Nat. Commun. **8**, 954 (2017).
- 35) T. Furukawa, Y. Watanabe, N. Ogasawara, K. Kobayashi and T. Itou: Phys. Rev. Research **3**, 023111 (2021).
- 36) T. Ideue, M. Hirayama, H. Taiko, T. Takahashi, M. Murase, T. Miyake, S. Murakami, T. Sasagawa and Y. Iwasa: Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **116**, 25530 (2019).
- 37) L. C. Lovell, J. H. Wernick and K. E. Benson: Acta Metall. **6**, 716 (1958).
- 38) J. S. Blakemore and K. C. Nomura: J. Appl. Phys. **32**, 745 (1961).
- 39) A. Koma, E. Takimoto and S. Tanaka: Phys. Status Solidi **40**, 239 (1970).
- 40) Y. Tanaka, S. P. Collins, S. W. Lovesey, M. Matsumami, T. Moriwaki and S. Shin: J. Phys. Condens. Matter **22**, 122201 (2010).

著者紹介

**坂野昌人**

東京大学大学院工学系研究科 助教

E-mail: sakano@ap.t.u-tokyo.ac.jp

専門：光電子分光，固体物理

【略歴】

2016年3月東京大学大学院工学系研究科博士後期課程修了。博士（工学）。2016年4月東京大学物性研究所特任研究員。2017年4月より現職。

**笹川崇男**

東京工業大学科学技術創成研究院 准教授

E-mail: sasagawa@msl.titech.ac.jp

専門：物質科学

【略歴】

2000年3月東京大学大学院工学系研究科博士後期課程修了。博士（工学）。2000年4月米国スタンフォード大学応用物理学博士研究員。2000年10月同工学系研究科・新領域創成科学研究科助手。2006年7月米国スタンフォード大学応用物理学研究職員。2007年4月より現職。

**平山元昭**

東京大学大学院工学系研究科 特任准教授

理化学研究所創発物性科学研究センター

ユニットリーダー（兼任）

E-mail: hirayama@ap.t.u-tokyo.ac.jp

専門：物性理論，第一原理計算

【略歴】

2013年3月東京大学大学院工学系研究科博士後期課程修了。博士（工学）。2013年4月産業技術総合研究所特別研究員，2015年4月東京工業大学特任助教，2017年4月理化学研究所研究員。2020年10月より現職。

**近藤 猛**

東京大学物性研究所 准教授

E-mail: kondo1215@issp.u-tokyo.ac.jp

専門：光電子分光，電子物性

【略歴】

2005年3月名古屋大学大学院工学研究科結晶材料工学専攻博士後期課程修了。博士（工学）。2005年4月日本学術振興会特別研究員PD。2006年4月アイオワ州立大学エイムズ研究所 博士研究員。2011年4月東京大学物性研究所 特任研究員。2014年2月より現職。

Spin-polarized band structure in elemental tellurium with chiral crystal structure

Masato SAKANOSchool of Engineering, The University of Tokyo
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan**Motoaki HIRAYAMA**School of Engineering, The University of Tokyo
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan
RIKEN Center for Emergent Matter Science (CEMS)
2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan**Takao SASAGAWA**Institute of Innovative Research, Tokyo Institute of Technology
4259 Nagatsuta, Midori-ku, Yokohama, Kanagawa 226-8503, Japan**Takeshi KONDO**Institute for Solid State Physics, The University of Tokyo
5-1-5 Kashiwanoha, Kashiwa, Chiba 277-8561, Japan

Abstract The chiral crystal is characterized by a lack of mirror symmetry and inversion center, resulting in the inequivalent right- and left-handed structures. In the noncentrosymmetric crystal structure, the spin and momentum of electrons are expected to be locked in the reciprocal space with the help of the spin-orbit interaction. To reveal the spin textures of chiral crystals, we investigate the spin and electronic structure in a p-type semiconductor, elemental tellurium, with the simplest chiral structure by using spin- and angle-resolved photoemission spectroscopy. Our data demonstrate that the highest valence band crossing the Fermi level has a spin component parallel to the electron momentum around the Brillouin zone corners. Significantly, we have also confirmed that the spin polarization is reversed in the crystal with the opposite chirality. The results indicate that the spin textures of the right- and left-handed chiral crystals are hedgehog-like, leading to unconventional magnetoelectric effects and nonreciprocal phenomena.