

マイクロ集光 ARPES で解明する反強磁性トポロジカル絶縁体の Dirac 電子状態

本間飛鳥¹, 相馬清吾^{2,3}, 佐藤宇史^{1,2,3}¹ 東北大学 大学院理学研究科物理学専攻, ² 東北大学 材料科学高等研究所, ³ 東北大学 CSIS

Dirac electronic states of antiferromagnetic topological insulator revealed by micro-ARPES

Asuka HONMA¹, Seigo SOUMA^{2,3}, Takafumi SATO^{1,2,3}¹ Graduate School of Science, Tohoku University, ² WPI-AIMR, Tohoku University, ³ CSIS, Tohoku University

Abstract

希土類モノプニクタイト RXp (R = 希土類, Xp = プニクトゲン) は反強磁性秩序を有する半金属として知られている。近年この系が常磁性相でトポロジカル絶縁体となることが明らかとなり, 反強磁性トポロジカル絶縁体の候補物質として注目されている。本稿では $NdBi$ に対してマイクロ集光角度分解光電子分光 (マイクロ ARPES) 測定を行い, 試料表面の反強磁性ドメインを分離することで観測された Dirac 電子状態について報告する。

1. はじめに

これまで, トポロジカル絶縁体 (TI) に強磁性を導入することによって時間反転対称性を破り, 量子異常ホール効果のような特異な量子物性を実現されてきた [1]。その自然な拡張として予想される, 同じく時間反転対称性が破れた反強磁性 TI では, 量子化された電気磁気効果 [2-5], 巨大な磁気光学応答 [6,7], 動的アキソン場 [8] などエキゾチックな物性を示すことが期待され最近特に注目を集めている。さらに, 反強磁性 TI は, THz 領域の高速スピン応答やゼロ漏洩磁場などの特徴から, スピントロニクスデバイスに応用可能な有用なプラットフォームとなる [9,10]。このような反強磁性とトポロジーが織りなすエキゾチックな物質を実現するために反強磁性 TI の実験的実証が待望される。

反強磁性 TI は 2010 年に Mong らによって理論モデルが提案された [3]。反強磁性相では時間反転対称性 (θ) は破れるが, スピンを反転させるような並進操作 T_D と組み合わせた複合対称性 $S = \theta T_D$ は保存する [Fig. 1(a)]。ここで $\mathbf{D}$ ベクトルは逆向きのスピンへ向かうベクトルである。この S 対称性は時間反転不変の TI と同様に Z_2 トポロジカル不変量を定義することができ, 反強磁性相での Dirac 電子状態を保護する [3,11]。しかし, この S 対称性は時間反転対称性とは異なり, 特定の結晶表面で破れる場合がある。すなわち, S 対称性が保存する結晶面 ($\mathbf{D}$ ベクトルに平行な面) では Dirac 電子状態が保護され, そうでない場合はエネルギーギャップを形成する弱い TI 的な振る舞いを示す [3]。この性質はこれまで確立された強い TI やトポロジカル半金属にはない性質であり, 反強磁性 TI に特有の性質である。従って, S 対称性が保存している表面と破れている表面を区別し, 反強磁性 TI を分光学的に確立することが不可欠である。

この反強磁性 TI として初期に提案された物質として

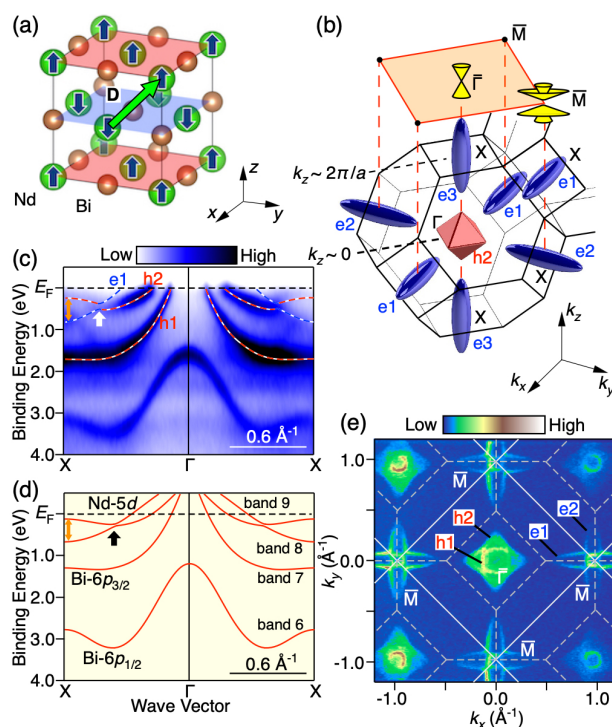


Figure 1 (a) Crystal structure of $NdBi$ with spin orientation. $\mathbf{D}$ vector is indicated by the green arrow. (b) Schematic Fermi surface (FS) and bulk fcc Brillouin zone (BZ) of $NdBi$, together with the surface BZ projected onto the (001) plane (orange rectangle) and Dirac-cone surface states (SSs) at the Γ and $\bar{M}$ points. (c) ARPES intensity at $T = 40$ K measured along the ΓX cut ($k_z \sim 0$) of bulk BZ with soft X-ray photons of $h\nu = 515$ eV. Red and blue dashed curves highlight the band dispersion for the Bi-6p ($h1, h2$) and Nd-5d ($e1$) orbital. The spin-orbit gap at the intersection of these bands and the band inversion at the X point are indicated by white and orange arrows, respectively. (d) Calculated bulk band structure in the paramagnetic state. The label of bands (6-9) is also indicated. (e) ARPES-intensity mapping at E_F as a function of k_x and k_y at $T = 35$ K measured at $h\nu = 60$ eV.

MnBi₂Te₄がよく知られている [12–16]。MnBi₂Te₄ に対する輸送特性からは反強磁性 TI 相の存在を支持する量子異常ホール効果が観測されており [12], Dirac 電子状態についても AF 秩序由来のエネルギーギャップを観測する数多くの報告がある [13–16]。しかし, MnBi₂Te₄ は層状物質であり, 側面の電子状態にアクセスすることが難しく, AF 構造と Dirac 電子の関係について深く議論することは難しい。この点, $T_N = 24$ K の Néel 温度以下でタイプ I の AF 秩序 [Fig. 1(a)] を示す希土類モノプニクタイト NdBi は, (i) 側面にアクセス可能な NaCl 型構造を有し, (ii) Dirac 電子に大きな相関をもたらすと考えられる Nd イオンの大きな磁気モーメント ($3 \mu_B$) と大きな組成比 (50%) など, 分光学的観点から優れたプラットフォームである。本研究ではマイクロ ARPES [17] を利用することで, NdBi の AF ドメインを分離し, S 対称性が保存する表面と保存しない表面のそれぞれにおいて Dirac 電子状態を測定した。本稿では Photon Factory BL-28A, BL-2A などで行った ARPES 実験結果 [18] を紹介する。

2. 反強磁性トポロジカル絶縁体 NdBi のマイクロ ARPES

2-1. 常磁性相における Z₂ トポロジカル絶縁体相

NdBi は, fcc ブリルアンゾーン (BZ) において, Γ 点にホール面 (h1, h2), X 点に電子面 (e1–e3) を有するキャリア補償半金属である [Fig. 1(b)]。常磁性相におけるトポロジカル性を明らかにすることは反強磁性トポロジカル絶縁体を実証する上で出発点となる。常磁性相 ($T = 40$ K) において BL-2A で行った軟 X 線 ARPES 測定の結果 [Fig. 1(c)] と第一原理計算 [Fig. 1(d)] の比較により, これらのフェルミ面を形成するバルクバンドが X 点において反転し, NdBi が常磁性相でバンドギャップが負の Z₂ トポロジカル絶縁体となることが示唆された。Fig. 1(e) に真空紫外光 (VUV) を用いて得られたフェルミ面マッピングの結果を示す。 $\bar{\Gamma}$ 点では Bi-6p ホールバンドに由来する内側の正方形形状 (h1) と外側のダイヤモンド状 (h2) のフェルミ面が観測され, $\bar{M}$ 点には縦長の e2 バンドと横長の e1 バンドのフェルミ面を k_z 方向に射影した手裏剣状のフェルミ面が観測されている。VUV は表面敏感なためトポロジカル表面状態を可視化することができるが, このように k_z -ブロードニングが同時に起こることに注意する必要がある。

Fig. 2(a),(b) に $T = 30$ K において $\bar{\Gamma}$ 点と $\bar{M}$ 点の周りで得られた VUV-ARPES の結果を示す。Fig. 2(a) では $\bar{\Gamma}$ 点において結合エネルギー $E_B \sim 0.2$ eV に Dirac 点をもつ Dirac 電子状態 (D1) が観測されている。一方で $\bar{M}$ 点 [Fig. 2(b)] では $E_B \sim 0.2, 0.4$ eV に Dirac 点を持つ 2 つの Dirac 電子状態 (D2, D3) が観測されている。これはバンド反転を有する 2 つの非等価な X 点が $\bar{M}$ 点に射影されていることに対応する。観測された奇数個の Dirac 電子状態 ($\bar{\Gamma}$ と $\bar{M}$ で合計して 3 個) は, 常磁性相の NdBi が負のバンドギャップを持つ Z₂ TI であることを示しており, 強い TI を支持するパリティ解析の結果 $(v_0; v_1, v_2, v_3) = (1; 0, 0, 0)$ と一致する。Dirac 電子状態 D1–D3 はスラブ計算でも再現され [Fig.

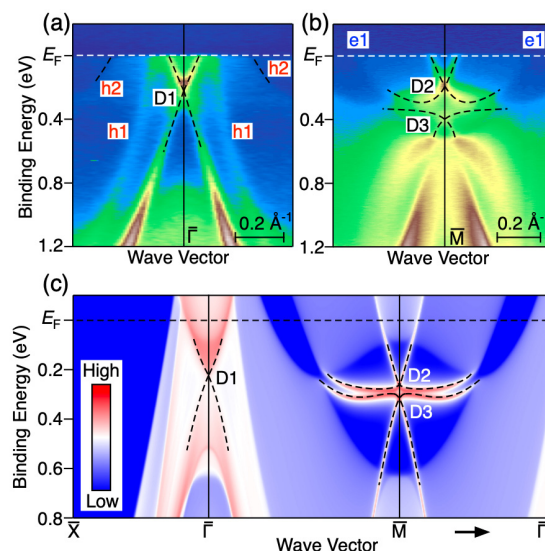


Figure 2 (a) ARPES intensity around the $\bar{\Gamma}$ point of surface BZ measured at $h\nu = 75$ eV. (b) Same as (a) but measured around the $\bar{M}$ point at $h\nu = 60$ eV. Black dashed curves in (a, b) are guides for the eyes to trace band dispersions. (c) Calculated surface spectral weight along the $\bar{\Gamma}X$ and $\bar{\Gamma}M$ cuts projected onto the (001) plane, obtained with the Green-function method for a semi-infinite slab of NdBi in the PM phase. Black dashed curves trace the band dispersion of D1–D3 SS.

2(c)], 実験結果と一致している。

2-2. AF 秩序に誘起された Dirac 電子状態

Fig. 3, 4 に反強磁性相 ($T = 5$ K) で観測されたトポロジカル電子状態の観測結果を示す。Fig. 3(a) に示すように常磁性相で観測されたフェルミ面は AF 相でも同様に観測されている。また D1 バンドも同様に観測されているが [Fig. 3(c)], Néel 温度以下では V 字型の D1U と Λ 型の D1L へと分裂し, ギャップが開いていることがわかる。このギャップはエネルギー分布曲線 (EDC) [Fig. 3(d)] でも明瞭な 2 ピーク構造として観測されており, EDC から見積もられた $\bar{\Gamma}$ 点における Dirac ギャップの大きさは 125 ± 5 meV であった。また Fig. 3(e) に示す $\bar{\Gamma}$ 点の EDC の温度変化測定結果は, この変化が AF 秩序起源であることを示している。

同様の測定を $\bar{M}$ 点近傍においても行った。フェルミ面の結果 [Fig. 4(a)] を見ると, 常磁性相での結果とよく似た形のフェルミ面が観測されている。しかし, D2 バンド [Fig. 4(c)] に注目すると Néel 温度以下では D1 バンドと同様に AF 相において Dirac 電子状態にギャップが形成され, D2U と D2L に分裂する様子がわかる。これは Fig. 4(d) に示す $\bar{M}$ 点の EDC から明らかで, 160 ± 5 meV のエネルギーギャップを形成している。また Fig. 4(e) に示す EDC の温度変化測定の結果からも, この分裂が AF 秩序由来のものであることがわかる。一方で D3 バンドについては強度が弱く, 明瞭に観測することはできなかったが, スラブ計算によってサポートされている。

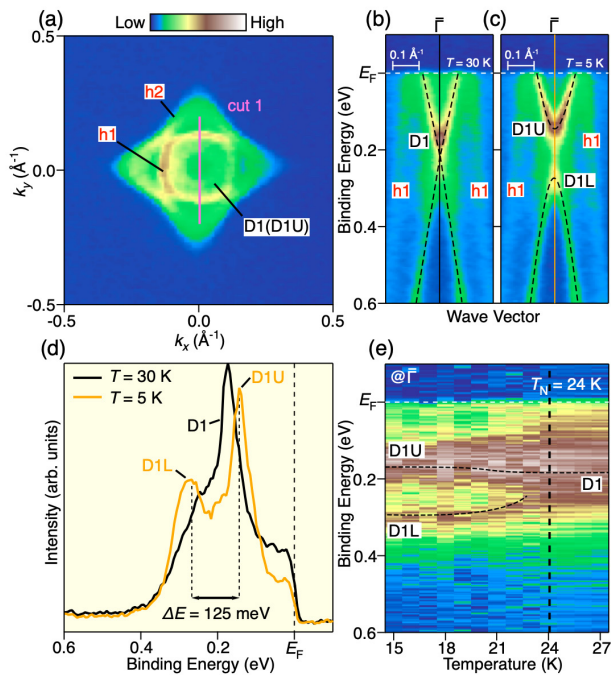


Figure 3 (a) FS mapping around the $\bar{\Gamma}$ point in the AF phase ($T = 5$ K) measured at $h\nu = 60$ eV. (b),(c) ARPES intensity around the $\bar{\Gamma}$ point in the paramagnetic phase ($T = 30$ K) and the AF phase ($T = 5$ K), respectively, measured at $h\nu = 75$ eV. (d) EDCs at the $\bar{\Gamma}$ point at $T = 5$ K (orange curve) and 30 K (black curve). (e) Temperature dependence of ARPES intensity at the $\bar{\Gamma}$ point.

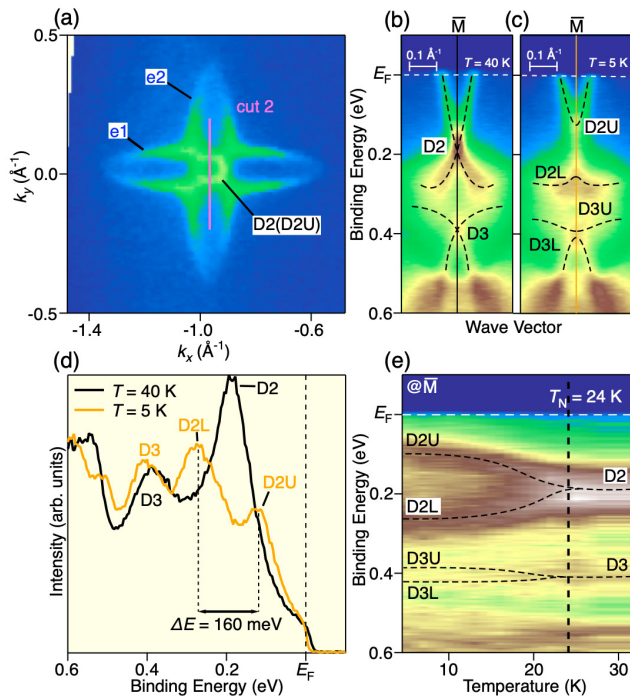


Figure 4 (a) FS mapping around the $\bar{M}$ point in the AF phase ($T = 5$ K) measured at $h\nu = 60$ eV. (b),(c) ARPES intensity around the $\bar{M}$ point in the paramagnetic phase ($T = 40$ K) and the AF phase ($T = 5$ K), respectively, measured at $h\nu = 60$ eV. (d) EDCs at the $\bar{M}$ point at $T = 5$ K (orange curve) and 40 K (black curve). (e) Temperature dependence of ARPES intensity at the $\bar{M}$ point.

2-3. AF ドメイン選択的電子状態

NdBi は立方晶構造であることから、無磁場下では複数の AF ドメインが存在することが予想される [Fig. 1(a)]。BL-28A のマイクロ集光ビームを走査して試料表面の AF ドメインごとに Dirac 電子状態を調べたところ、上述したドメイン (Domain A) とは明らかに異なるスペクトルを示す別のドメイン (Domain B) が存在することがわかった。Fig. 5(a) に示すように、Domain A では D1 バンド以外のバルクバンド (h1, h2) は E_F に向かって滑らかに分散している。一方 Fig. 5(b) に示すように、Domain B における E_F 近傍のエネルギーバンドは大きく再構成されている。h1 バンドは 2 つのドメインで同じような分散を示すが、h2 バンドは、 E_F を横切る 2 つのシャープな分散 (S1, S2; 白矢印) に変わる。さらに、Dirac 電子状態に注目すると、Domain A は 125 meV の Dirac ギャップを持つが、Domain B ではギャップは観測されない。これは、Domain B において Dirac 電子を保護する対称性が存在することを示唆している。

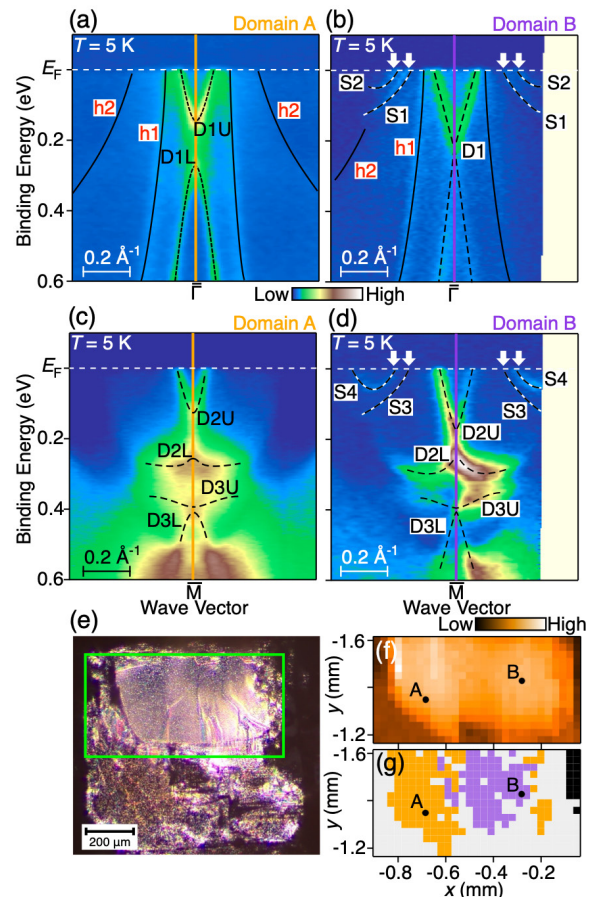


Figure 5 (a),(b) ARPES intensity around the $\bar{\Gamma}$ point for domains A and B, respectively. (c),(d) Same as (a),(b), but at the $\bar{M}$ point. (e) Optical microscope image for a cleaved surface of NdBi where domain-selective micro-ARPES measurements were performed. (f) Spatial mapping of the ARPES intensity integrated the (E, k) area around the $\bar{\Gamma}$ point, measured for the area enclosed by the green rectangle in (e). (g) Distribution of domains A (orange) and B (purple) estimated from the spatially resolved ARPES-derived band structure. Gray and black colors represent indistinguishable and very-weak-intensity areas, respectively.

一方、D2 バンドは Domain A [Fig. 5(c)] では 160 meV の Dirac ギャップを示し、Domain B [Fig. 5(d)] では約 80 meV のギャップ (D2U, D2L) を示している。ここで Z_2 の分類を考えると、奇数個の Dirac 電子状態が存在することが要求される。Domain B では D2 バンドにギャップが形成されるが D1 バンドがギャップレスなため全体として奇数個の Dirac 電子状態が存在している。従って、Domain B における D2 バンドのギャップは、 Z_2 のトポロジカルな保護に違反しているのではなく、脆弱なトポロジカル状態であることを示していると言える。また、劈開面上でマイクロ集光した VUV を走査し、実空間位置 (x, y) の関数としてバンド構造を観測した [Fig. 5(f)]。その結果、ARPES スペクトルは Domain A, Domain B, またはその他の区別できない領域のいずれかに分類され [Fig. 5(g)], 常磁性相ではこのような位置依存性が消失することからも AF 起源であることを確認した。

2-4. S 対称性に保護された Dirac 電子状態

Dirac 電子状態の特異な振る舞いの起源を明らかにするために、Fig. 6(a)–(d) に示すように、Domain A と B のフェルミ面形状を直接比較した。 $\bar{\Gamma}$ 点近傍 [Fig. 6(a),(c)], $\bar{M}$ 点近傍 [Fig. 6(b),(d)] 共に Domain B にのみ k_x 方向に伸びた電子面 e1 の両隅に白矢印で示す小さなポケット (S2) が存在することがわかる。この違いは Fig. 6(e),(h) に示すように、同じ表面における 2 種類の AF ドメインの存在と関連するバンドの再構成を考慮することで説明できる。

Domain A では AF の積層が面直方向に伝播し、最表面に Nd イオンの磁気モーメントが強磁性的に整列する [Fig. 6(g)]。その結果 AF 相に入ると k_z 方向にバンド折り返しが起こる [Fig. 6(e)]。Fig. 6(a),(c) の C_4 対称なフェルミ面形状も k_z 方向の折り返しを支持している。一方、Domain B では、AF 積層が面内方向に起こるため、最表面の磁気モーメントは反強磁性的に整列する [Fig. 6(h)]。その結果、 $\bar{\Gamma}$ 点と $\bar{M}$ 点の間にある磁気 BZ 境界に対して折り返しが生じる [Fig. 6(h)]。この AF 秩序は Dirac 電子状態の質量に対して重要な役割を果たしており、並進ベクトル ($\mathbf{D}$) が面内にあるとき [Domain B; Fig. 4(h)], 複合対称性 $S = \theta T_D$ は保存され、AF 相では時間反転対称性 (θ) が破れているにもかかわらず Dirac 電子状態は保護される。これは理論 [3] によって提案された AF TI 相そのものであり、BL-28A におけるマイクロ集光 ARPES の高い空間分解能により初めて明らかとなった成果である。

3. まとめ

反強磁性トポロジカル絶縁体候補物質 NdBi において、Photon Factory BL-28A などを用いてマイクロ集光 ARPES 測定することにより、反強磁性ドメインを分離して電子状態を決定した。その結果、ドメインに依存した Dirac 電子状態を観測し、フェルミ面の対称性と反強磁性ドメインの対称性を照らし合わせることでドメインを同定した。 S 対称性に保護された Dirac 電子状態の存在、すなわち反強磁性トポロジカル絶縁体を実証したと結論した。

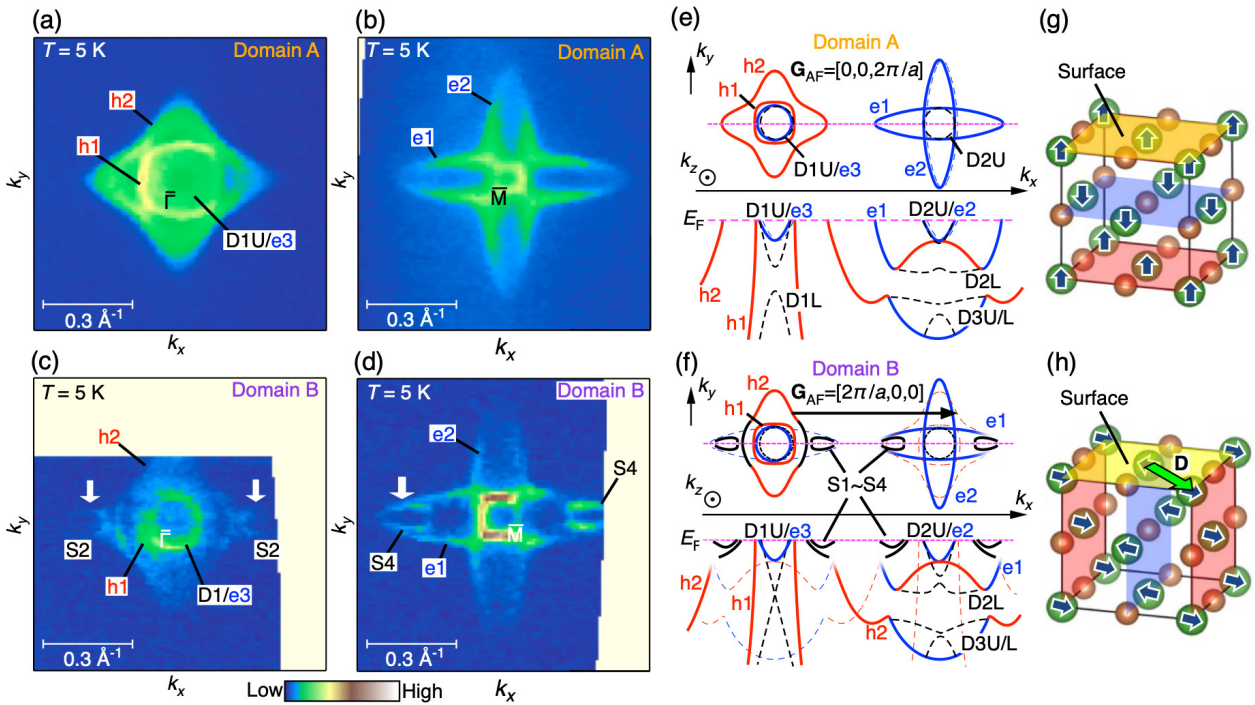


Figure 6 (a),(b) ARPES intensity around the $\bar{\Gamma}$ and $\bar{M}$ points, respectively, for domain A. (c),(d) Same as (a),(b) but for domain B. (e),(f) Schematics of the influence of AF structure to the folding of FS and band dispersion for domains A and B, respectively. $\mathbf{G}_{AF}$ is a reciprocal lattice vector of magnetic BZ for each domain. (g),(h) AF structure for domains A and B, respectively. $\mathbf{D}$ vector is indicated by the green arrow.

謝辞

本研究成果は、東北大学の高根大地、中山耕輔、菅原克明、組頭広志、高橋隆、大阪大学の山内邦彦、小口多美夫、ケルン大学の Yongjian Wang、安藤陽一、量子科学技術研究機構の北村未歩、堀場弘司、分子科学研究所の田中清尚、ダイヤモンド放射光施設の Timur K. Kim、Cephus Cacho の各氏との共同研究であり、この場を借りてお礼申し上げます。本研究は JST-CREST (No. JPMJCR18T1)、JST-PRESTO (No. JPMJPR18L7)、科学研究費補助金 (No. JP21H04435, JP19H01845, JP23KJ0210, JP18J20058)、KEK-PF (No. 2021S2-001, 2022G652)、UVSOR (No. 21-658, 21-847)、Deutsche Forschungsgemeinschaft (277146847 - CRC 1238 Subproject A04)、東北大学 GP-Spin の支援を受けて行われました。

引用文献

- [1] C.-Z. Chang, J. Zhang, X. Feng, J. Shen, Z. Zhang, M. Guo, K. Li, Y. Ou, P. Wei, L.-L. Wang, Z.-Q. Ji, Y. Feng, S. Ji, X. Chen, J. Jia, X. Dai, Z. Fang, S.-C. Zhang, K. He, Y. Wang, L. Lu, X.-C. Ma, and Q.-K. Xue, *Science* **340**, 167 (2013).
- [2] X.-L. Qi, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, *Phys. Rev. B* **78**, 195424 (2008).
- [3] R. S. K. Mong, A. M. Essin, and J. E. Moore, *Phys. Rev. B* **81**, 245209 (2010).
- [4] A. M. Turner, Y. Zhang, R. S. K. Mong, and A. Vishwanath, *Phys. Rev. B* **85**, 165120 (2012).
- [5] N. Varnava and D. Vanderbilt, *Phys. Rev. B* **98**, 245117 (2018).
- [6] R. Li, J. Wang, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, *Nat. Phys.* **6**, 284 (2010).
- [7] A. M. Essin, J. E. Moore, and D. Vanderbilt, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 146805 (2009).
- [8] D. J. E. Marsh, K. C. Fong, E. W. Lentz, L. Šmejkal, and M. N. Ali, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 121601 (2019).
- [9] L. Šmejkal, Y. Mokrousov, B. Yan, and A. H. MacDonald, *Nat. Phys.* **14**, 242 (2018).
- [10] A. Sekine, and K. Nomura, *J. Appl. Phys.* **129**, 141101 (2021).
- [11] C. Fang, M. J. Gilbert, and B. A. Bernevig, *Phys. Rev. B* **88**, 085406 (2013).
- [12] Y. Deng, Y. Yu, M. Z. Shi, Z. Guo, Z. Xu, J. Wang, X. H. Chen, and Y. Zhang, *Science* **367**, 895 (2020).
- [13] M. M. Otrokov, I. I. Klimovskikh, H. Bentmann, D. Estyunin, A. Zeugner, Z. S. Aliev, S. Gaß, A. U. B. Wolter, A. V. Koroleva, A. M. Shikin, M. Blanco-Rey, M. Hoffmann, I. P. Rusinov, A. Y. Vyazovskaya, S. V. Ereemeev, Y. M. Koroteev, V. M. Kuznetsov, F. Freyse, J. Sánchez-Barriga, I. R. Amiraslanov, M. B. Babanly, N. T. Mamedov, N. A. Abdullayev, V. N. Zverev, A. Alfonsov, V. Kataev, B. Büchner, E. F. Schwier, S. Kumar, A.

Kimura, L. Petaccia, G. Di Santo, R. C. Vidal, S. Schatz, K. Kißner, M. Ünzelmann, C. H. Min, Simon Moser, T. R. F. Peixoto, F. Reinert, A. Ernst, P. M. Echenique, A. Isaeva, and E. V. Chulkov, *Nature* **576**, 416 (2019).

- [14] Y.-J. Hao, P. Liu, Y. Feng, X.-M. Ma, E. F. Schwier, M. Arita, S. Kumar, C. Hu, R. Lu, M. Zeng, Y. Wang, Z. Hao, H.-Y. Sun, K. Zhang, J. Mei, N. Ni, L. Wu, K. Shimada, C. Chen, Q. Liu, and C. Liu, *Phys. Rev. X* **9**, 041038 (2019).
- [15] Y. J. Chen, L. X. Xu, J. H. Li, Y. W. Li, H. Y. Wang, C. F. Zhang, H. Li, Y. Wu, A. J. Liang, C. Chen, S. W. Jung, C. Cacho, Y. H. Mao, S. Liu, M. X. Wang, Y. F. Guo, Y. Xu, Z. K. Liu, L. X. Yang, and Y. L. Chen, *Phys. Rev. X* **9**, 041040 (2019).
- [16] P. Swatek, Y. Wu, L.-L. Wang, K. Lee, B. Schunk, J. Yan, and A. Kaminski, *Phys. Rev. B* **101**, 161109 (2020).
- [17] M. Kitamura, S. Souma, A. Honma, D. Wakabayashi, H. Tanaka, A. Toyoshima, K. Amemiya, T. Kawakami, K. Sugawara, K. Nakayama, K. Yoshimatsu, H. Kumigashira, T. Sato, and K. Horiba, *Rev. Sci. Instrum.* **93**, 033906 (2022).
- [18] A. Honma, D. Takane, S. Souma, K. Yamauchi, Y. Wang, K. Nakayama, K. Sugawara, M. Kitamura, K. Horiba, H. Kumigashira, K. Tanaka, T. K. Kim, C. Cacho, T. Oguchi, T. Takahashi, Yoichi Ando, and T. Sato, *Nat Commun* **14**, 7396 (2023).

(原稿受付：2024 年 4 月 29 日)

著者紹介

本間飛鳥 Asuka HONMA



東北大学 大学院理学研究科 博士後期課程 2 年

〒980-8578 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-3

e-mail: a.honma@arpes.phys.tohoku.ac.jp

略歴：2023 年東北大学大学院理学研究科博士前期課程修了，同博士後期課程進学。

最近の研究：角度分解光電子分光による反強磁性トポロジカル絶縁体の研究。

相馬清吾 Seigo SOUMA



東北大学材料科学高等研究所 准教授

〒980-8577 宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1

e-mail: s.souma@arpes.phys.tohoku.ac.jp

略歴：2005 年東北大学大学院理学研究科物理学専攻博士後期課程修了，2005 年日本学術振興会海外特別研究員，2006 年東北大学原子大学院理学研究科助手，2007 年東北大学原子分子材料科学高等研究機構助教，2014 年東北大学材料科学高等研究機構准教授，2017 年東北大学スピントロニクス学術連携研究教育センター准教授，2022 年東北大学原

子分子材料科学高等研究所准教授。博士（理学）。
最近の研究：光電子分光装置開発と電子スピン物性解明。

佐藤宇史 Takafumi SATO



東北大学材料科学高等研究所 教授
〒 980-8577 宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1
e-mail: t-sato@arpes.phys.tohoku.ac.jp

略歴：2002 年東北大学大学院理学研究科
物理学専攻博士後期課程修了，2002 年日
本学術振興会特別研究員（PD），2002 年

東北大学大学院理学研究科助手，2007 年同助教，2010 年
同准教授，2017 年同教授，2019 年東北大学材料科学高等
研究所教授。博士（理学）。

最近の研究：トポロジカル物質の電子状態。

*PF-UA 学生論文賞とは？

PF ユーザーアソシエーション（PF-UA）は，放射光科学の未来を担う優秀な若手研究者の輩出と，PF を活用している博士課程学生の研究の奨励を目的として，2022 年度より「PF-UA 学生論文賞」を創設しました。本賞は，PF を活用して得られた研究成果を含む論文を広く対象とします。PF における新規の測定法や解析法の開発に貢献した成果はもちろんのこと，既存の測定・解析法を用いて特定の分野で顕著な成果を挙げた研究も対象となります。

2023 年度は，PF を活用して当該年（2022 年 12 月～2023 年 12 月）に発表した査読付英文誌（accept 済のものに限る）で，原則として応募者が first author であり，以下の（1）または（2）のいずれかに該当する方を対象としていました。

- (1) 応募時点で博士後期課程学生であること
- (2) 対象となる論文を投稿した時点で博士後期課程学生であったこと

公募の詳細はこちらをご覧ください。 <http://pfwww2.kek.jp/pfua/gaiyo/ronbunsyoun.htm>