高分解能スピン分解光電子分光装置の開発と 表面ラシュバ効果の研究

高山あかり¹・相馬清吾²・高橋 隆^{1,2}

¹東北大学大学院理学研究科 ☎ 980-8578 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-3

²東北大学原子分子材料科学高等研究機構 (WPI-AIMR) ☎ 980-8577 宮城県仙台市青葉区片平 2 丁目 1-1

(2011 年 12 月 5 日受付 ; 2012 年 1 月 19 日掲載決定)

Development of High-resolution Spin-resolved Photoemission Spectrometer and Its Application for Study of Surface Rashba Effects

Akari TAKAYAMA¹, Seigo SOUMA² and Takashi TAKAHASHI^{1,2}

¹Department of Physics, Tohoku University, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8578

²WPI-AIMR, Tohoku University, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8577

(Received December 5, 2011 ; Accepted January 19, 2012)

We have developed an ultrahigh-resolution spin-resolved photoemission spectrometer equipped with a highly efficient mini Mott detector and an intense xenon plasma discharge lamp. Three-dimensional spin-polarization is determined by using a 90° electron deflector situated between the hemispherical electron-energy analyzer and the Mott detector. The spectrometer achieves the energy resolution of 0.9 and 8 meV for non-spin-resolved and spin-resolved modes, respectively. By using the newly developed spectrometer, we have performed spin-and angle-resolved photoemission spectroscopy of bismuth thin film on Si(111) to investigate the spin structure of surface states. Unlike the normal Rashba splitting, the magnitude of the in-plane spin polarization is asymmetric across the zone center between the two elongated surface hole pockets. More surprisingly, we observed a giant out-of-plane spin polarization as large as the in-plane counterpart which switches the sign across the $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ line. We discuss the present finding in terms of the breaking of time reversal symmetry and the many-body effects.

KEYWORDS : spin-resolved photoemission spectroscopy, bismuth, Rashba effect

1. は じ め に

角度分解光電子分光 (ARPES) は, 外部光電効果により, 固体中の電子のエネルギーと運動量を直接観測できる点から, 新機能物質の物性研究に非常に貢献してきた実験手法である。特に 1986 年の高温超伝導体の発見とその後の爆発的な研究展開に触発されるように, 光電子分光のエネルギー分解能は 20 年ほど前の 0.3 eV から二桁以上も向上し, 現在は 1 meV 以下という超高分解能測定が可能となった。このような装置の高性能化が進んできた一方で, 電子のもう一つの重要な自由度である

「スピン」を観測する実験は, その検出手法の本質的な難しさにより, あまり活発とは言えない状況であった。これは, 従来型の電子スピン検出器の検出効率が悪く, 十分な統計精度を得るために分解能を大幅に犠牲にせざるを得ず, 微細なスピン構造を議論することが困難であったためである。

一方で, 電子のスピンを利用した超高速・超低消費電力デバイス (スピントロニクス) の開発が, 基礎研究・応用研究の両面において大きな注目を集めているが, より高性能なスピントロニクス材料を開発するためには, 物質のスピン構造を正確に把握することが重要である。最近では, 表面や界面におけるラシュバ分裂やトポロジカル絶縁体のエッジ状態など, 非磁性体においてもスピ

ン軌道相互作用により電子の運動量とスピン偏極度が密接に結びつくことが指摘されている。このような系では電場によりスピン信号の制御ができることから、次世代スピントロニクスへの応用が期待され、現在精力的に研究が行われている。

我々は、このような新しいスピン物性の機構を解明するために、固体中の電子のもつ全自由度、すなわち、「エネルギー」「運動量」「スピン」を、高効率かつ超高分解能で決定できるスピン分解光電子分光装置を開発した。開発した装置のエネルギー分解能は、従来の 100 meV から 1 桁以上向上し、世界最高水準の 8 meV である。本稿では、この装置の詳細について紹介する。また、本装置を用いて、ラシュバ型のスピン構造を持つビスマス (Bi) 薄膜について高分解能スピン分解光電子分光を行ったので、その結果についても併せて報告する。

2. 高分解能スピン分解光電子分光装置の開発

2.1 スピン検出方法

現在、スピン分解光電子分光装置で主流となっているスピン検出器は、高速電子によるモット散乱を用いるモット検出器¹⁻³⁾と、強磁性体薄膜を用いる低速電子散乱 (VLEED) 検出器⁴⁾の二つである。低速電子 (10 eV) の散乱を扱う VLEED は、検出効率が比較的高いという特徴をもつが、散乱ターゲット (強磁性 Fe 単結晶表面) の劣化速度が非常に速く、装置を安定して使うことが難しいという問題がある。一方モット検出器は、高速散乱を用いるので安定性が非常に高く、一つのターゲットを永続的に使用できる。高分解能測定には装置の長時間の安定性が重要となることから、我々はスピン検出器として高分解能電子分析器と比較的相性の良いミニモット検出器を採用し、従来の欠点を克服する様々な工夫を行って、高効率・高分解能スピン分解光電子分光装置の建設を行った。

Fig. 1 にモット散乱の模式図を示す。高速の電子を Au などの重原子ターゲットで散乱させると、 θ 方向に散乱される確率が電子のスピン偏極度によって変化する。

Fig. 1. (color online). Principle of Mott scattering.

る。散乱する前の電子のスピン偏極度を P とする。ここで P は、

$$P = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} + N_{\downarrow}) \quad (1)$$

で与えられる。 $N_{\uparrow}$, $N_{\downarrow}$ は、散乱平面に対し垂直方向のスピンアップ/ダウンの電子の個数である。これに対し、ターゲットからの左右の後方散乱電子強度 N_L, N_R を Fig. 1 のように定義すると、散乱電子の非対称性因子 A は、

$$A = (N_L - N_R) / (N_L + N_R) \quad (2)$$

となる。モット散乱法において、直接測定される量は A で、これは電子のスピン偏極度 P と次の式で関係付けられる。

$$P = A / S_{\text{eff}} \quad (3)$$

ここで S_{eff} は有効シャーマン関数と呼ばれ、各装置に固有の値をとる。また、ターゲットに入射する総電子数を I_0 、散乱されて検出器で検出される電子数を I とすると、検出器の検出効率 (ε : figure of merit) は、

$$\varepsilon = S_{\text{eff}}^2 \cdot I / I_0 \quad (4)$$

で表されるため、 S_{eff} と I / I_0 を大きくすることが、高効率化の達成に必要であることがわかる。

2.2 装置の建設・性能評価

従来のモット検出器におけるスピン検出の困難は、高速電子散乱した電子を集めることに起因する。重原子による散乱は後方 120° で最も大きな非対称性をもつが⁵⁾、電子は高速 (10–100 keV) でターゲットに衝突するため、そのほとんどは透過するか、他の原子に多重散乱されてしまう。我々は、電子スピンの検出効率を上げるために、装置のシャーマン関数が低くならない範囲で、できるだけ多くの散乱電子を取込めるように、 120° を中心に $\pm 15^\circ$ の立体角で電子を検出するフォーカス電極を、ターゲットとチャンネルトロン検出器の間に設置して、散乱電子の軌道を調整した。その結果、散乱電子強度 (I / I_0) として、従来のモット検出器を上回る 4.6×10^{-2} を達成した。また、重原子で散乱された電子は、ターゲットから脱出するまでのあいだに他の原子による多重散乱や、周囲の電子による非弾性散乱を受けて、元のスピン情報を失ってしまう可能性がある。このような非弾性散乱電子をそのまま検出すれば、 S_{eff} の大幅な減少のみならず、得られたデータの信用性も失われてしまう。この問題を極力軽減するため、ターゲットとチャンネルトロンの間に印可する阻止電圧を調整して、弾性散乱した電子をより多く検出できるようにした。

高分解能・高効率を達成するため、光電子分光装置自体にも様々な要素を取り入れている。**Fig. 2** に、建設した装置の概要を示す。検出効率を上げるためには、光電効果によって放出される光電子の数を増やすことも効果的であるため、光源には高輝度キセノンプラズマ放電

管⁶⁾を用いた。試料から脱出した光電子のエネルギー分析を行う静電半球型電子分析器の分解能は、半球の半径に比例して向上するため大型分析器 ($2R=40$ cm) を用いた。この電子分析器とモット検出器を接続することで、スピン分解 ARPES が可能となる。

モット検出器は、電子の入射方向に対して直交する二成分までのスピン偏極度の決定が可能である。本装置では、Fig. 2 のように電子分析器とモット検出器を電子偏向器を通して接続した。この場合測定できるスピン方向は y (面内) と z (面直) である。本装置のマニピュレータには、試料を z 軸中心に面内回転させる機構が備わっており、試料を面内方向に 90° 回転させれば、面内測定方向が y から x になるため、一つの試料で三方向のスピン偏極度を決定することが可能となる。

本装置では、通常角度分解測定とスピン分解測定の両立、すなわち、波数を精密に指定したスピン分解 ARPES を可能にするため、ARPES 装置において二次元的に電子分布を測定する Multi Channel Plate (MCP) を、従来よりも 1 cm ほど内球側にずらし、空いたスペースに電子偏向器への電子取り込み口 (スピンエントランス) を配置した。スピンエントランスに入射した電子を 90° 偏向させてモット検出器に移送する際に、電子偏向器内において電子の損失や軌道のぶれが生じてしまうとスピンの検出効率が落ちてしまう。これを克服するため、電子偏向器内の各電極の電圧や位置の最適調整を行った。その結果、 $\phi 4$ mm のスピンエントランスに入射した電子を、ほぼ 100% の透過率で、加速電圧 25 kV、 $\phi 1$ mm でターゲット上に収束させることに成功した。

モット検出器は通常の光電子分光装置に比べて遥かに高電圧 (本装置では 25 kV) で動作する装置であるため、装置建設時には、種々の放電問題にも直面した。光電子分光は本来、カウント数が nA~pA のオーダーの現象であり、モット検出器においてカウントされる電子数はさらに数桁低いものとなる。放電によるバックグラウンドノイズが多いほど、試料から放出された光電子本来の情報が失われてしまうので、電子のカウントレートが少なくなる高分解能測定ほど、ノイズの影響は大きくなる。我々は、スパークを伴う放電現象からスパークを伴わない暗電流放電まで、放電箇所の特定からその対策に至るまで非常に多くの時間と労力を費やしたが、当初は 18 kV 印可で 100000 cps 以上であった暗電流放電を、25 kV 印可時で 0.1 cps 以下まで低減させることに成功した。このノイズレベルは、従来の装置に比べ遙かに低く、高分解能測定に不可欠な高い統計精度の測定が可能となった。

モット検出器におけるエネルギー分解能を評価するた

Fig. 2. (color online). Schematic diagram of the ultrahigh-resolution spin-resolved ARPES spectrometer.⁷⁾

Fig. 3. (color online). High-resolution near- E_F PES spectrum of polycrystalline gold measured with the Xe I line using the mini Mott detector at 10 K.

めに、蒸着した金の測定を行った。Fig. 3 に、測定したフェルミ準位近傍の光電子スペクトルを示す。測定にはキセノンプラズマ放電管⁶⁾を用い、電子分析器のパスエネルギー (E_P) は 1 eV に設定した。得られたフェルミ端構造について、フェルミディラック分布関数で温度の効果を取り入れて数値フィッティングを行った結果、エネルギー分解能 8 meV を得た⁷⁾。また、通常高分解能 ARPES 測定においても、従来の装置以上のエネルギー分解能 0.9 meV を達成し、MCP の移動による分解能低下の問題が解決されていることを確認した。また、装置の有効シャーマン関数は、Au(111) 表面のショックレー準位のラシュバ分裂バンドを用いて測定・解析を行い、 $S_{\text{eff}}=0.07$ の値を得た。

3. Bi(111) 表面のラシュバ効果

3.1 表面ラシュバ効果

二次元表面や界面における強いスピン軌道相互作用により生じる「ラシュバ効果」⁸⁾は、電場を用いてスピンを

制御する次世代スピントロニクスへの応用が有望視されている。非磁性体のバルク結晶においては、結晶の並進対称性により、時間反転対称性 $E(k, \uparrow) = E(-k, \downarrow)$ と空間反転対称性 $E(k, \uparrow) = E(-k, \uparrow)$ が成立しているので、

$$E(k, \uparrow) = E(k, \downarrow) \quad (5)$$

が成立する。そのため、上向きスピンと下向きスピンの間に縮退したバンド構造を持つ (Kramers 縮退)。一方で表面や界面では、面に垂直な方向に対して空間反転対称性が破れており、(5) 式が成立しない。電子は固体表面に垂直な電場ベクトルと運動方向に垂直な有効磁場を感じるため、スピン縮退が解け、運動量空間でバンドが分裂する。この現象をラシュバ効果と呼び、特に原子内スピン軌道相互作用が強くなる原子番号の大きな物質でその効果が顕著であることが知られている。この場合、スピンの向きは波数に対して垂直方向をとるため、各波数でのスピンの向きが異なる。そのため、ラシュバ効果を理解するには、電子の運動量を指定してスピンを直接観測できるスピン分解 ARPES が非常に有効な手法となる。

V 族半金属の Bi はラシュバ効果を示す物質として良く知られており、これまでにスピン分解 ARPES も含めた様々な実験・計算が行われてきた⁹⁻¹³⁾。しかし、Bi の表面バンドの形状は、Au(111) のラシュバ分裂で見られるような単純な二重円構造¹⁴⁻¹⁶⁾とは違い、異方的であり、通常のラシュバ構造とどの程度一致するのか未だ明らかではない。

本研究では、Si(111) 上に作成した Bi 薄膜について、開発した装置を用いてスピン分解 ARPES 測定を行った。本測定によって、これまでに報告されていなかった、(1) 面内方向のスピン偏極度に非対称性があること、(2) 面直方向も大きなスピン偏極度をもつことを見出した¹⁷⁾。これらの結果について次節以降で詳細に紹介する。

3.2 実験

Bi 薄膜試料は 1×10^{-10} Torr 以下の超高真空中で作成した。Bi 薄膜の基板となる Si(111) 表面は、 $[11\bar{2}]$ 方向を基準にウエハーから切り出し、 1000°C でフラッシングすることで 7×7 清浄表面を得た。Bi を室温で蒸着した後、 150°C で基板をアニールし表面の平坦性を高めた。Si- 7×7 清浄表面の確認および Bi- 1×1 表面の評価は、低速電子線回折 (LEED) を用いた。また、今回作成した試料は水晶発振式膜厚計と量子井戸準位の間隔から 80 原子層と見積もった。作成した試料は、スピン分解光電子分光装置まで *in situ* 輸送し、 2×10^{-11} Torr の超高真空中で測定を行った。励起光には Xe I (8.437 eV) 共鳴線を用い、エネルギー分解能はバンドの形状と測定

効率を考慮して、スピン分解/非分解時でそれぞれ 40/6 meV に設定した。

3.3 特異な表面スピン状態の観測

Fig. 4 (a) に、ARPES によって決定した Bi/Si(111) の表面ブリルアンゾーンの $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 方向のフェルミ面とバンド分散を示す。過去の報告と同様に、バンド分散の形状から、 $\bar{\Gamma}$ 点を中心とした小さな電子面、その周りを取り囲むような細長いホール面、 $\bar{M}$ 点付近の楕円形の電子面と三種類のフェルミ面が確認できる⁹⁻¹²⁾。ここでは便宜上、それぞれを S_1 , S_2 , S_3 と定義する。これらのフェルミ面を作るバンドは全て表面由来であり、ラシュバ分裂によってスピン偏極したバンドであることが報告されている^{11,12)}。本稿では、特に興味深い結果の得られた S_2 ホール面に焦点を絞って報告する。Fig. 4 (b) は、フェルミ面上で今回測定した波数領域 (A-N) をプロットしたものである。スピン構造の詳細な議論を行うため、一つのフェルミ面に対して、建設した装置の性能を最大に利用し、通常の ARPES によって測定波数を正確に決定した上でスピン分解測定を行った。

Fig. 4 (c) に波数領域 A-J の E_F 付近で測定した面内 (y) 方向のスピン分解エネルギー分布曲線 (EDC) を示す。どのスペクトルも、おおよその形状は良く似ており、結合エネルギー 0.15 eV を谷として、高結合側ではスロープ状の、また、 E_F 近傍でなだらかな構造をもっている。Fig. 4 (a) のバンド構造と照らし合わせると、後者が S_2 バンド部分に対応している。本稿ではこの部分のスピン構造に着目する。通常のラシュバ効果の場合、このホール面のスピンは Fig. 4 (b) の矢印で示したような構造をもつと予測される。事実、今回の測定では、A と B ではどちらもアップスピンの、C と D ではどちらもダウンスピンの示す割合が大きく、確かにスピンの方向は通常のラシュバ効果と良く対応している。しかし、Fig. 4 (d) に示した各領域のスピン偏極度の大きさ $|P_y|$ を詳細に見ると、A, B では $|P_y| = 0.5-0.7$ であるのに対し、C, D では $|P_y| = 0.2-0.3$ と明らかに小さく、 $+k$ と $-k$ で偏極度が同じであるという通常のラシュバ描像と異なっている。A-D で得られた結果が本質的かどうかを判断するため、E-H および $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 軸上を中心とする I, J においても測定を行った。その結果、E, F, I ではダウン、G, H, J でアップと、スピン方向は通常のラシュバ描像と同じであるが、その大きさは前者が 0.1-0.3、後者が 0.4-0.5 と非対称であった。励起光の偏光や試料表面の影響を考慮し、上記の試料の向き ($[11\bar{2}]$ 方向) を 180° 反転させて配置した試料でも測定を行ったが、同様な結果を得た。このことから、Bi におけるスピン偏極度の非対称性は本質的であることがわ

Fig. 4. (a) 3D plots of near- E_F ARPES intensity of Bi/Si(111) around the $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ cut of the surface Brillouin zone as a function of the in-plane wave vector and E_B , measured at $T = 30$ K. (b) Near- E_F ARPES intensity as a function of k_x and k_y around the $\bar{\Gamma}$ point. Red lines are a guide for the Fermi surface of the surface bands. (c) Corresponding spin-resolved EDCs and (d) their spin polarizations for y-spin component for regions A-J in Fig. 5 (b). (e) Spin-resolved EDCs for z-spin component for regions A-J. (f) Corresponding spin-resolved EDCs for regions K-N.

かる。

装置建設の項で述べたように、本装置では面内方向の測定時に、面直 (z) 方向のスピ分解測定も同時に行うことができる。この面直成分の解析を行ったところ、Fig. 4 (e) に示すように、A-H のスペクトルが z 方向にもスピ偏極しているという予想外の結果が得られた。しかも、その大きさ $|P_z|$ は 0.4-0.7 と、面内方向のスピ偏極 $|P_y|$ と同じかそれ以上という非常に大きな値を示し、面内成分のみが存在するという一般的なラシュバ描像とは大きくかけ離れている¹⁸⁾。各スペクトルの偏極方向について詳細に見てみると、A-D ではアップスピが、E-H ではダウンスピが優勢であることがわかる。つまり、 P_z の方向は、単一フェルミ面上で $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 軸を境にして反転していることになる。このことは、I と J で測定した結果からも明らかである。この波数領域では、枠内のスピを積分して検出、すなわち逆向きスピ同士を同時に検出したことで偏極度が打ち消され、 z 方向のスピがほとんど観測されなかったと考えられる。

$\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 方向の他に、もう一つの対称軸である $\bar{\Gamma}$ - $\bar{K}$ 方向についての実験結果を Fig. 4 (f) に示す。面内 (x)・面直方向ともに、K と N ではアップ、L と M ではダウンスピが優勢であり、面内偏極は通常のラシュバ描像と同様の傾向を示している。一方、面直方向のスピの向きは、 $\bar{\Gamma}$ - $\bar{K}$ 軸では反転しておらず、 $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 軸でのみで変化している。

以上の結果を、試料の結晶対称性を考慮して模式的に示したものが Fig. 5 (a) である。今回の実験によって、

Fig. 5. (a) Schematic view of the spin structure of the S_2 hole pocket in Bi/Si(111). Size (length) of arrows roughly scales with the observed spin polarization. Definition of the Fermi surface angle is also shown. We symmetrized the data by taking into account the crystal symmetry. (b) Structure of bismuth bilayer and the LEED pattern. (c) Schematic view of P_θ and P_z as a function of θ .¹⁷⁾

Bi 表面バンドのスピ偏極度は、面内方向はラシュバ的な渦状を示すものの、偏極度の大きさが非対称であること、面直方向にも大きなスピ成分をもち、その向きは $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 軸で反転することが明らかになった。Fig. 5 (b) に示した結晶構造や LEED 像からもわかるように、Bi 単結晶は三回対称であるため、偏極度の大きさや向きは、それを反映した周期で変化していると考えられる。そこで、フェルミ面上のスピ偏極度を $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ 軸からの角度 θ の関数でプロットしたところ、Fig. 5 (c) のよう

な結果を得た。ここでは、面内方向のスピン偏極度の大きさを P_θ で表しているが、 P_θ 、 P_z とともに周期的に振動していることがわかる。

以下、この Bi 表面の電子スピンの異常な振る舞いの起源について議論する。はじめに、面内方向で観測されたスピン偏極度の非対称性について考察する。非対称性を生じさせる原因の一つとして考えられるのは、時間反転対称性 $E(\mathbf{k}, \uparrow) = E(-\mathbf{k}, \downarrow)$ の破れである。一般的に、時間反転対称性は磁気秩序によって破られる。しかし、Bi も基板に使用した Si も非磁性物質であるので、この可能性は低い。他の可能性として、試料の表面状態による時間反転対称性の破れ、すなわち、欠損や原子の吸着、表面のステップなどによる影響がある。しかし、数多く作成したどの試料においても実験結果に再現性が見られたことから、この可能性も考えにくい。今回の実験結果を説明する一つの可能性として、表面におけるスピン密度波 (SDW) の発現による時間反転対称性の破れがある¹¹⁾。これは、運動量に依存したスピン偏極を示す表面では、局所的に SDW が安定化し、ネスティングベクトル $\mathbf{Q}$ によってフェルミ面がネストする波数領域でも、スピンの向きに依存してスピン偏極が抑制され、その結果として、面内スピンに非対称性が現れるというものである。

次に面直方向のスピン偏極の発現について考える。ラッシュバ効果における面直スピンの観測や反転現象については、いくつかの報告例がある^{19~24)}。Bi/Ag (111) 合金表面においては、Ag と Bi 原子が z 方向に凹凸をもった配置をとるため、面内にポテンシャル勾配が生じ、その結果、面直成分が誘起されたと主張している¹⁹⁾。また、トポロジカル絶縁体 $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ や Bi_2Te_3 の表面状態についても、今回の Bi 表面の結果と類似のスピン偏極構造が議論されているが^{22~24)}、特に Bi_2Te_3 ではフェルミ面のワーピングによって P_z が発現すると指摘されている^{23, 24)}。Bi 薄膜表面は、Fig. 5 (b) に示したように、結晶の面内方向に凹凸があること、また、異方的なフェルミ面をもつことから、面直成分が生じたのではないかと考えられる。しかし、他の実験や理論でこれまでに報告されている面直方向の $|P_z|$ は、ラッシュバ表面である Au (111) 表面や Bi/Ag の計算実験では 10% 程度の偏極度であるのに対し^{19, 20)}、今回の結果で得られた値は 40-70% と非常に大きな値を示している。一方で、トポロジカル絶縁体 Bi_2Te_3 においては、理論で予測されている $|P_z|$ に対し、実験ではその 4 分の 1 程度 (10%) であることが報告されている^{23, 24)}。 P_z の起源を解明するためには、今後、様々な系で詳細な実験、理論の構築を行い、包括的に議論する必要がある。

4. ま と め

本稿では、我々が開発した高効率ミニモット検出器を装着した高分解能スピン分解光電子分光装置について紹介した。さらに、その装置を用いて、スピントロニクスへの応用が期待される Bi 薄膜表面のラッシュバ効果を研究した結果について解説した。25 年前の高温超伝導体の発見が光電子分光装置の性能向上を促進させたように、現在のスピントロニクスへの高い関心から、世界各地で高分解能スピン分解光電子分光装置の開発が急速に進められている。この装置の高分解能化によって、ラッシュバ効果や巨大磁気抵抗物質、近年相次いで報告されているトポロジカル絶縁体など、特異なスピン構造をもつ物質について、これまでは観測できなかった微細な電子スピン構造の観測とその解明が、今後急速に進むことが期待される。

謝 辞

本研究は、東北大学の佐藤宇史氏との共同研究です。装置開発においては、P. Baltzer 氏に多大な協力・助言を頂きました。Bi の電子状態については、大阪大学の小口多美夫先生に多くの助言を頂きました。本研究は、JST-CREST および科学研究費補助金による援助のもとに行われました。

文 献

- 1) G.C. Burnett, T.J. Monroe and F.B. Dunning : Rev. Sci. Instrum. **65**, 1893 (1994).
- 2) S. Qiao, A. Kimura, A. Harasawa, M. Sawada, J. -G. Chung and A. Kakizaki : Rev. Sci. Instrum. **68**, 4390 (1997).
- 3) M. Hoesch, T. Greber, V.N. Petrov, M. Muntwiler, M. Hengsberger, W. Auwärter and J. Osterwalder : J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. **124**, 263 (2002).
- 4) T. Okuda, Y. Takeichi, Y. Maeda, A. Harasawa, I. Matsuda, T. Kinoshita and A. Kakizaki : Rev. Sci. Instrum. **79**, 123117 (2008).
- 5) S.R. Lin : Phys. Rev. **133**, A965 (1964).
- 6) S. Souma, T. Sato, T. Takahashi and P. Baltzer : Rev. Sci. Instrum. **78**, 123104 (2007).
- 7) S. Souma, A. Takayama, K. Sugawara, T. Sato and T. Takahashi : Rev. Sci. Instrum. **81**, 095101 (2010).
- 8) Y.A. Bychkov and E.I. Rashba : J. Exp. Theor. Phys. Lett. **39**, 78 (1984).
- 9) Ph. Hofmann : Prog. Surf. Sci. **81**, 191 (2006).
- 10) C.R. Ast and H. Höchst : Phys. Rev. Lett. **87**, 177602 (2001).
- 11) Y.M. Koroteev, G. Bihlmayer, J.E. Gayone, E.V. Chulkov, S. Blügel, P.M. Echenique and Ph. Hofmann : Phys. Rev. Lett. **93**, 046403 (2004).

- 12) 平原 徹 : J. Vac. Sci. Jpn. **52**, 582 (2009).
- 13) A. Kimura, E.E. Krasovskii, R. Nishimura, K. Miyamoto, T. Kadono, K. Kanomaru, E.V. Chulkov, G. Bihlmayer, K. Shimada, H. Namatame and M. Taniguchi : Phys. Rev. Lett. **105**, 076804 (2010).
- 14) S. LaShell, B.A. McDougall and E. Jensen : Phys. Rev. Lett. **77**, 3419 (1996).
- 15) G. Nicolay, F. Reinert, S. Hüfner and P. Blaha : Phys. Rev. B **65**, 033407 (2001).
- 16) J. Henk, M. Hoesch, J. Osterwalder, A. Ernst and P. Bruno : J. Phys. : Condens. Matter **16**, 7581 (2004).
- 17) A. Takayama, T. Sato, S. Souma and T. Takahashi : Phys. Rev. Lett. **106**, 166401 (2011).
- 18) 装置の配置上, z スピンのデータには僅かに x 成分が混ざっているが, 面直スピン偏極度の見積りへの影響はほぼ無視できる (S_2 ポケットにおいて, 面内成分の割合は面直成分の高々数 % 程度¹⁷⁾).
- 19) C.R. Ast, J. Henk, A. Ernst, L. Moreschini, M.C. Falub, D. Pacilé, P. Bruno, K. Kern and M. Grioni : Phys. Rev. Lett. **98**, 186807 (2007).
- 20) J. Henk, M. Hoesch, J. Osterwalder, A. Ernst and P. Bruno : J. Phys. : Condens. Matter. **16**, 7581 (2004).
- 21) K. Sakamoto, T. Oda, A. Kimura, K. Miyamoto, M. Tsujikawa, A. Imai, N. Ueno, H. Namatame, M. Taniguchi, P.E.J. Eriksson and R.I.G. Uhrberg : Phys. Rev. Lett. **102**, 096805 (2009).
- 22) H.J. Zhang, C.X. Liu, X.L. Qi, X.Y. Deng, X. Dai, S.C. Zhang and Z. Fang : Phys. Rev. B **80**, 085307 (2009).
- 23) S. Souma, K. Kosaka, T. Sato, M. Komatsu, A. Takayama, T. Takahashi, M. Kriener, K. Segawa and Y. Ando : Phys. Rev. Lett. **106**, 216803 (2011).
- 24) L. Fu : Phys. Rev. Lett. **103**, 266801 (2009).