

# スピン分解光電子フェルミ面マッピング

奥田太一 東京大学物性研究所 〒270-8581 千葉県柏市柏の葉 5-1-5

**要旨** スピン・角度分解光電子分光法は、電子のエネルギー、運動量、そしてスピンという固体内の電子状態を完全に決定できる優れた実験手法であるが、実際の実験はスピン検出器の効率が悪いことから非常に困難でもある。しかしながら高輝度放射光光源の出現によりスピン分解フェルミ面マッピングのようなこれまで難しかった実験が実現されるようになってきた。

そこで本稿では、光電子分光法によるスピン分解フェルミ面マッピングの方法を説明し、遍歴強磁性体である Ni(111)面のスピン分解した電子状態の観測や、Au(111)表面準位におけるラッシュバスピンスplitの観測などを例に、最近のスピン分解光電子分光を用いた表面研究の進展とその成果を解説する。またこれまでに実用化されているスピン検出器について概観するとともに、我々の開発中の新しい高効率スピン検出器についても紹介する。

## 1. はじめに

光電子分光法は、固体内部に束縛された電子を光により励起し、光電効果により真空中に放出された光電子を観測することにより、固体内部における電子状態を直接観察することができる優れた実験手法である。一般的な光電子分光実験では、光電子強度の運動エネルギー依存性や放出角度分布を観測することにより、固体内電子の束縛エネルギーや状態密度、エネルギー分散などを実験的に求めることができる<sup>1)</sup>。近年その実験手法の技術的進歩はめざましく、高精度な電子分光装置や、様々な偏光を発生できるアンジュレータと高分解能分光器を備えた高輝度放射光光源の出現も相まって、ますます物性研究においてその重要度が増してきている。例えば以前は数100 meV 程度であったエネルギー分解能は数10 meV 以下が実用となり、最新の放射光ビームラインやレーザーを励起光源として利用することにより、数 meV、さらにはサブ meV の高分解能測定も実現され、素励起や超伝導ギャップなどが明確に観測されるようになってきている<sup>2,3)</sup>。また光電子の放出角度の検出精度もマイクロチャンネルプレート (MCP) による二次元検出の手法が確立され、従来の $\pm 1^\circ$ 程度から $\pm 0.1^\circ$ 以下の高精度が実現されており<sup>1)</sup>、物質のバンド構造の精密な測定が容易に行えるようになってきている。

一方、固体内部の電子の自由度としてはスピンも重要な

パラメータの一つである。物質の磁性を探るという基礎科学的興味のみでなく、スピントロニクスなど応用面においてもスピン分析は注目されている。光電子放出過程においてスピンは保存するので、光電子のスピンを検出することができれば原理的には完全な電子状態（エネルギー、運動量、スピン）を決定することができ、いわば完全実験が実現可能となる。このようなスピン情報を露わに分解して光電子分光を行う手法をスピン偏極光電子分光 (spin-polarized photoemission) またはスピン分解光電子分光 (spin-resolved photoemission) とよぶが<sup>2)</sup>、その試みは1970年代に始まり90年代にかけて盛んに研究が行われた<sup>4)</sup>。しかしながら後に詳述するようにスピン検出の効率は非常に悪く、その測定は通常的光電子分光に比較して極めて困難である。そのため実際に測定を行う上では、エネルギー分解能と角度分解能を犠牲にして現実的な測定時間で測定する必要があった。その結果エネルギー分解能はせいぜい2-300 meV 程度で、 $\pm$ 数度以上の角度分解能で測定するのが普通であり、多数の角度で角度分解測定を行って通常的光電子分光のようにバンド分散を求めることはたとえ放射光を使ったとしても非常に困難であった。しかし最近、いわゆる第三世代高輝度放射光光源が世界に普及し、従来の放射光光源よりもさらに輝度の高い放射光が比較的容易に利用できるようになったことにより、スピン分解光電子分光実験の質も通常的光電子分光と同等とまでは行かないまでもかなり向上してきている。エネルギー分解能の向上だけでなく、後述するようにスピンの3次元解析やスピンを分解したバンド分散測定などが報告されるようになってきている。加えて新たな高効率スピン検出器の開発も各所

<sup>1)</sup> 波数で言うと  $h\nu = 21.2 \text{ eV}$  の光を使った場合、 $\pm 0.04 \text{ \AA}^{-1}$  から  $\pm 0.004 \text{ \AA}^{-1}$  に分解能が向上したことになる。これは一般的な金属のブリルアンゾーンの大きさ (数  $\text{ \AA}^{-1}$ ) に比べて十分小さいが、軟 X 線光電子分光 ( $h\nu > 500 \text{ eV}$ ) ではそれぞれ  $\pm 0.2 \text{ \AA}^{-1}$  から  $\pm 0.02 \text{ \AA}^{-1}$  以上となり、 $\pm 1^\circ$  の角度分解能では波数分解能が不十分である。

<sup>2)</sup> 本稿ではスピン分解光電子分光と呼ぶことにする。

で行われつつあり、スピントロニクスも後押しして今後さらに発展、普及していく予感がある。

そこで本稿では、角度分解光電子分光法によるフェルミ面マッピング、スピン分解光電子分光法などについて解説する。また、筆者が最近スイスの高輝度放射光光源；スイスライトソース（SLS），で利用してきた完全光電子分光実験装置（COPHEE: COmplete PHotoEmission Experiment）と呼ばれる装置を用いたスピン・角度分解光電子分光実験や、開発中の新しい高効率スピン検出器についても紹介する。

## 2. 角度分解光電子分光によるフェルミ面マッピング

原子核の周りを回る電子のうち最外殻電子が物質の性質（物性）を決定することは化学や固体物理の教えるところである。固体では隣り合った原子同士の最外殻電子が互いに相互作用することによりエネルギーバンドを形成する。エネルギーバンドの底から電子を充填して行った際に最も高いエネルギーを持つ電子のエネルギーをフェルミエネルギーと呼ぶが、このフェルミエネルギーをもった電子が運動量空間につくる等エネルギー面をフェルミ面という。

フェルミ面を観測することにより固体の物性について様々な情報を得ることができる。まず、フェルミ面が存在するか否かによりその物質が金属的であるかそれとも絶縁体（もしくは半導体）的であるかがわかる。またそのフェルミ面の形状や対称性からその物質の電子状態の対称性や電気伝導の異方性などがわかり、フェルミ面の大きさから電気伝導度の大きさを見積もることができる。さらに、フェルミ面の形状を詳しく観測することにより、いわゆるネスティングの起こりやすさやネスティングベクトル等を知ることができ、電荷密度波についての知見も得られる。このようにフェルミ面を観測することは物性を知る上で非常に重要である。

光電子分光を用いれば、このフェルミ面を直接観測する事ができる。光電子分光法でフェルミ面を観測することをフェルミ面マッピングと呼ぶが、フェルミ面マッピングを行うためには、角度分解光電子分光を行って固体内部の電子のエネルギーと運動量（波数ベクトル  $\mathbf{k}$ ）を観測してやればよい。

Fig. 1は固体内部の電子が光電子放出過程において真空中に放出される様子を示したものである。エネルギー保存則より、放出される光電子の運動エネルギー  $E_{kin}$  は、

$$E_{kin} = h\nu - \Phi - E_B \quad (2.1)$$

と書ける。ここで、 $h\nu$ ,  $\Phi$ ,  $E_B$  はそれぞれ、光のエネルギー、固体の仕事関数、およびフェルミエネルギー  $E_F$  から測った束縛エネルギーである。いわゆる3ステップモ

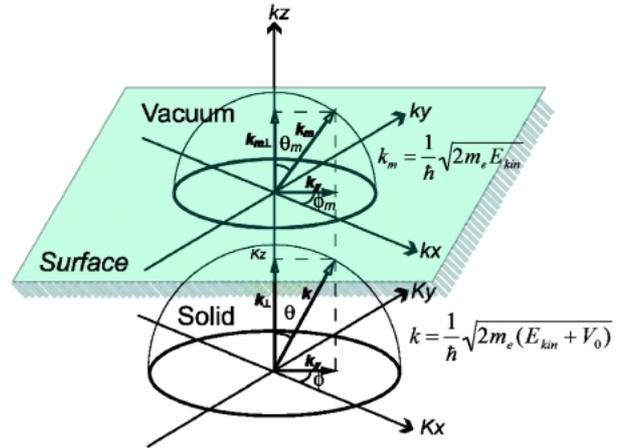


Fig. 1 Schematic view of the refraction of photoelectron at the surface potential step. From the relations described in (2.2) and (2.3) one can map the Fermi surface by observing the photoemission intensity with changing the azimuth and polar angles.

デルでは光電子放出過程を、光励起過程(1)、固体内部から表面への電子の伝搬(2)、表面ポテンシャルを介しての真空中への電子の放出(3)として扱う。光電子の終状態を自由電子状態と近似するとき、終状態の電子の波数と運動エネルギーの間には、 $k_m = (\sqrt{2m_e E_{kin}}/h)$  の関係が成り立つ ( $m_e$  は電子の質量)。真空中の光電子の波数ベクトル  $\mathbf{k}_m$  と過程(1)直後の  $\mathbf{k}$  の関係が角度分解光電子分光では重要である。Fig. 1のように(3)の過程では、表面で結晶の周期性が保たれるため表面に平行な波数ベクトル  $\mathbf{k}_{//}$  は保存する。一方、表面垂直方向では結晶の周期性が表面ポテンシャルステップにより断ち切られている。つまり真空中で電子の感じる平均のポテンシャルは、固体中に比べ内部ポテンシャル  $-V_0$  だけ上昇する。従って、表面に垂直な波数ベクトル  $\mathbf{k}_{\perp}$  は、表面ポテンシャル障壁により  $\mathbf{k}_{m\perp}$  に減衰され、かつぼやけさせられる。その結果、表面垂直方向からの光電子の放出角（極角）を  $\theta_m$  とするとき  $\mathbf{k}_{//}$ ,  $\mathbf{k}_{\perp}$  の大きさはそれぞれ

$$k_{//} = k_{m//} = \frac{1}{h} \sqrt{2m_e E_{kin}} \sin \theta_m \quad (2.2)$$

$$k_{\perp} = \frac{1}{h} \sqrt{2m_e (E_{kin} + V_0)} \cos \theta \quad (2.3)$$

となる。また(2.2), (2.3)より

$$\sin \theta = \sin \theta_m \sqrt{\frac{E_{kin}}{E_{kin} + V_0}} \quad (2.4)$$

の関係が成り立つことがわかる。これは、いわゆる Snell の関係式で、光電子が表面ポテンシャル障壁により表面で屈折することを示している (Fig. 1 参照)。

以上のように光電子放出の終状態を自由電子状態とする近似の下では、固体内電子のある特定の方位角  $\phi$  における波数ベクトルの大きさは(2.2)(2.3)の  $k_{//}$ ,  $k_{\perp}$  となる。表面や薄膜のような二次元系の場合は、電子は  $k_{\perp}$  方向にはエネルギー分散を持たないので  $k_{//}$  のみが意味のある量子数になる。従って  $k_{//}$  のみ考慮すればよく問題はより単純になる。

実際にフェルミ面マッピングを行うためには、 $E_B = E_F \pm \Delta E$  のエネルギー窓を開いた状態で光電子強度の波数空間分布  $I(k_x, k_y, k_z)$  つまり  $I(\theta_m, \phi_m)$  を  $0 < \theta_m < \pi/2$ ,  $0 < \phi_m < 2\pi$  にわたって観測すればよい。その結果  $\mathbf{k}_m = (k_{//} \cos \phi_m, k_{//} \sin \phi_m, k_m \cos \theta_m)$  の波数を持つ光電子を測定することができ、結局  $\mathbf{k} = (k_{//} \cos \phi, k_{//} \sin \phi, k_{\perp})$  の波数をもつ電子を測定したことになるから、(2.2)(2.3)の関係式から

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_e(E_{kin} + V_0)} \quad (2.5)$$

で定義される半径  $k$  の球面とフェルミ面の交点が観測できることになる。

その様子を fcc Ni の Ni(111) 面でのフェルミ面マッピングを例に具体的に示したのが Fig. 2 である。図中上向きが  $\langle 111 \rangle$  方向であり、逆格子空間での  $(\bar{1}10)$  面内の Ni のフェルミ面の断面を模式的に示してある。黒い太線で示したブリルアンゾーン内の赤線及び青線がそれぞれ多数スピン、および少数スピン状態のフェルミ面の断面図である。点線で示した円が(2.5)で定義される  $h\nu = 21.22 \text{ eV}$  のときの  $k$  の大きさの球の断面で、測定されるフェルミ面の形状

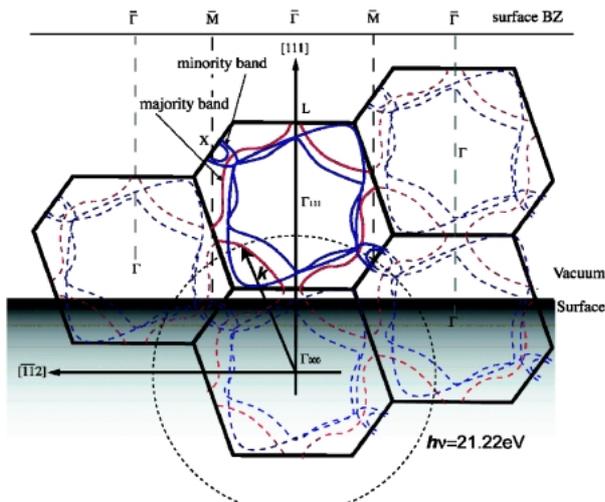


Fig. 2 Diagram for Fermi surface mapping experiments in the  $(\bar{1}10)$  plane in the reciprocal space of fcc Ni. The dotted circle is free-electron final state spheres for He I $\alpha$ . Red and blue curves are the Fermi surfaces of majority and minority states. The dark area in  $k$ -space is not accessible because of the refraction of the photoelectron. (from ref.5)

はこの球面によって切り取られたフェルミ面の形状となる。(2.4)の関係から光電子は表面で屈折するため、実際に観測できるのは図中で影をつけた部分より上の部分のみである。

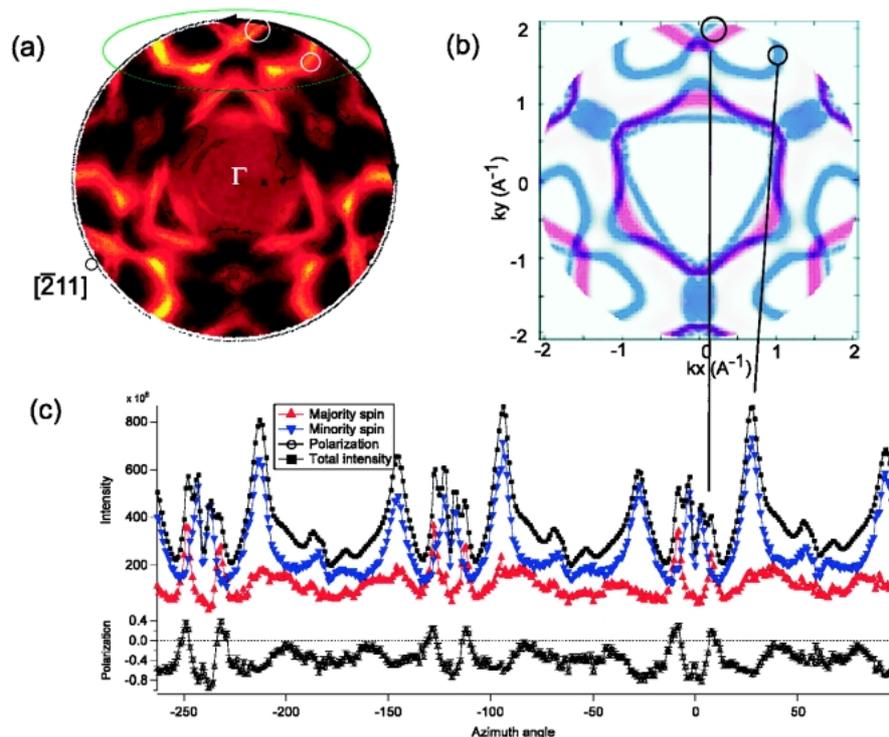
実際に Ni(111) 表面のフェルミ面マッピングを行った結果が Fig. 3(a) である。図中で明るいところが、観測されたフェルミ面に相当する。Ni(111) 面の対称性を反映して 3 回対称のフェルミ面が観測されている。Fig. 3(b) はバンド計算によって求められたフェルミ面の形状であるが、実験結果と非常によい一致を示していることが分かる<sup>5)</sup>。実験で観測された複雑な形状は多数スピンバンド (赤色) と、少数スピンバンド (青色) の重ね合わせからなることがバンド計算との比較でよく分かる。実際のスピン構造が計算と合うかどうかはスピン分解のフェルミ面マッピングをする必要があるが、それについては 5 章で述べる。

実際にフェルミ面マッピングを光電子分光で行う手法にはいくつかあるが、最も単純な方法は小さな取り込み角を持つ光電子アナライザーを用いて様々な方位に放出される光電子の強度を観測する方法である。小さなゴニオメータの上に設置された光電子アナライザーを試料周りで走査する方法とアナライザーは固定しておいて試料の極角と方位角を走査する方法がある。最近の高エネルギー分解能の大きな半径を持つ半球型アナライザーの場合はアナライザー自身を回転することは困難であるため試料を回転させる方が一般的である。フェルミ面マッピングのためには様々な角度でデータを取得することが必要であるため、実際の測定ではコンピュータ制御されたモータードライブによりマニピュレータを駆動して自動測定を行うのが普通である。

他の方法として、ディスプレイタイプと呼ばれる光電子アナライザーを用いて光電子の角度分布を一度に観測する方法<sup>6,7)</sup> やシエンタ (VG SCIENTA) に代表される半球型アナライザーと二次元検出を組み合わせたアナライザーを用いて角度分解能の良い高精度なフェルミ面マッピングを行う方法がある。これらの方法では上記の方法とは違いフェルミ面を一度に効率よく観測することができる。

光電子分光法ではド・ハース-ファン・アルフェン効果等の他の分析手法と異なり、フェルミ面を観測するために試料を極低温に冷却する必要がない。従ってフェルミ面の温度依存性などを測定することもできる。また表面敏感な手法であるため表面準位のフェルミ面の観察や、薄膜や多層膜、吸着系のフェルミ面の観察など他の手法では観測することが困難な情報にも容易にアプローチできる。これらの特徴を利用して最近では Cu(111) 面上の液体状の Pb 薄膜のフェルミ面が観測されたり<sup>8)</sup>、強磁性体 Ni(110) のフェルミ面の温度変化なども観測されている<sup>9)</sup>。またこれまで困難であったバルク電子状態のフェルミ面観察も軟 X 線や硬 X 線光電子分光を上記の二次元検出型光電子分光装置を用いて行うことにより可能になってきている<sup>10)</sup>。

このようなフェルミ面マッピングはこれまでほとんどの



**Fig. 3** (a) Fermi surface mapping of Ni(111) obtained by angle resolved photoemission with  $h\nu = 21.22$  eV. (b) the calculated spin-polarized surface states (red: majority spin band, blue: minority spin band). (from ref.5) (c) Angular distribution curve from Ni(111) along the path indicated by arrow in (a). Filled squares, red triangles, blue triangles, and open circles represent the total intensity, majority spin intensity, minority spin intensity and polarization, respectively.

場合スピン積分（つまりスピンを分解しない）で行われてきた。非磁性体の電子状態を理解するのにスピン分解する必要はないし、交換エネルギーの大きな強磁性体などでは、少数スピンバンドと多数スピンバンドをエネルギー的にはっきりと区別することができるため、理論計算と比較すればスピン積分であってもそのスピン情報についての知見を得ることはできる<sup>9)</sup>。しかしながら交換エネルギーの小さい表面準位の磁性や、スピントロニクスにおける電子注入材料として注目を集めているハーフメタルの磁性などを理解するためにはスピン分解した角度分解光電子分光、ひいてはスピン分解フェルミ面マッピングが不可欠である。また非磁性体であってもクラマース縮退の解ける表面準位ではスピン軌道相互作用によるスピン分裂が観測される可能性があり、これらの電子状態が最近注目されている。6章で述べるようにスピン分解のフェルミ面マッピングはこのような系についても威力を発揮している。

上述したいくつかの角度分解光電子分光の手法のうち、二次元検出的な分光手法は非常に効率がよいが、残念ながら今のところスピンを二次元的に検出する方法が実用化されておらず、スピン検出と組み合わせることは実現していない。従って上記のフェルミ面マッピングの手法のうちスピン検出と組み合わせ可能なのは、現在のところ通常の光電子アナライザーを用いた方法で、半球型アナライザーの

後方にスピン検出器を取り付けるタイプである。次章ではこれまでに開発されている主なスピン分解光電子分光装置について紹介する。

### 3. スピン分解光電子分光

スピンを検出する方法はこれまでいくつか考案されているが、主にスピン軌道相互作用を利用したものと、スピン交換相互作用を利用したものに大別される（Table 1 参照）。これまでに多くの解説があるので詳細はそれらに譲るが<sup>11-13)</sup>、ここではいくつかのスピン検出方法についてその特徴のみを簡単に述べる。

Table 1 に示すように、スピン軌道相互作用を利用した検出器としては、スピン偏極した電子が重元素でできたターゲットで散乱される際の散乱確率にスピンに依存した非対称性が現れること（モット（Mott）散乱）を利用するモット型検出器<sup>11,12)</sup>、単結晶タングステン(001)表面の低速電子線回折（LEED）パターンのスポット強度の非対称性を利用したスピンリード（SPLEED）<sup>13)</sup>、多結晶の金による散漫散乱を利用した検出器などが知られている<sup>14)</sup>。

なかでもモット型検出器は光電子分光のみならず電子エネルギー損失分光（EELS）や走査型電子顕微鏡などの手法と組み合わせた装置なども数多く開発されており、現在

Table 1 Comparison of different spin-polarimeters

	Principle	Operating Voltage	FOM	References
Mott detector	Spin-Orbit interaction	20~100 kV	$1\sim 5 \times 10^{-4}$	11, 12, 15, 16
SPLLED	Spin-Orbit interaction	~100 V	$\sim 2 \times 10^{-4}$	13
Diffuse scattering	Spin-Orbit interaction	150 V	$\sim 1 \times 10^{-4}$	14
VLEED	Spin-Exchange interaction	6~20 V	$10^{-3}\sim 10^{-2}$	17, 18

最も普及している検出器である。以前は電子の加速電圧が100 kVの大型装置が主流であったが、高電圧を取り扱うためその安全対策や信号読み出しが難しいことから、現在では20~60 kV程度の比較的小型な装置が開発されている<sup>15,16</sup>。国内でも東京大学物性研究所の共同利用ビームライン（KEK-PF, BL19A）や広島大学放射光科学研究センターなどで実際に稼働している。また国外ではドイツを中心に多くの装置が稼働中で、最近では高分解能の大型半球アナライザーと組み合わせた装置が建設され、実験室やドイツの BESSYII などの大型放射光施設で一般的に用いられている。また第5章で詳述するようにスイスの SLS には二台のモット検出器を用いたユニークな装置が建設され、新しい成果を上げている。

一般的なモット型検出器の場合、Fig. 4(a)に示すように重元素ターゲットで散乱されたスピンの強度をL, Rの二つのチャンネルトロンで観測し、その非対称性Aを

$$A = (I_L - I_R) / (I_L + I_R) \quad (3.1)$$

として得る。得られた非対称性からスピン偏極度Pはスピン検出器の検出能力を示すシャーマン関数Sを用いて

$$P = A/S \quad (3.2)$$

となり、スピンアップ、スピンドアウンの光電子強度をそれぞれ

$$I^{\uparrow} = I_{tot}(1+P)/2, I^{\downarrow} = I_{tot}(1-P)/2 \quad (3.3)$$

の関係から得ることができる。（ここで、 $I_{tot} = I_L + I_R$ ）

スピン検出器のスピン分析効率は一般に Figure of Merit (FOM),  $\epsilon = (N/N_0)S^2$  で与えられるが ( $N, N_0$  はそれぞれ散乱電子数, 入射電子数を表し  $N/N_0$  は散乱能を示す。), スピン軌道相互作用を用いた検出器では  $\epsilon = 1.0 \sim 5.0 \times 10^{-4}$  程度である。したがって  $10^{12}$  photon/s 程度の高フラックスをもつ最新の高輝度光源を利用したとしても、一スペクトルあたり数時間程度を要する。そのため通常の光電子分光なみの高エネルギー分解能で表面準位のスピン分解光電子スペクトルを観測したり、フェルミ面マッピング

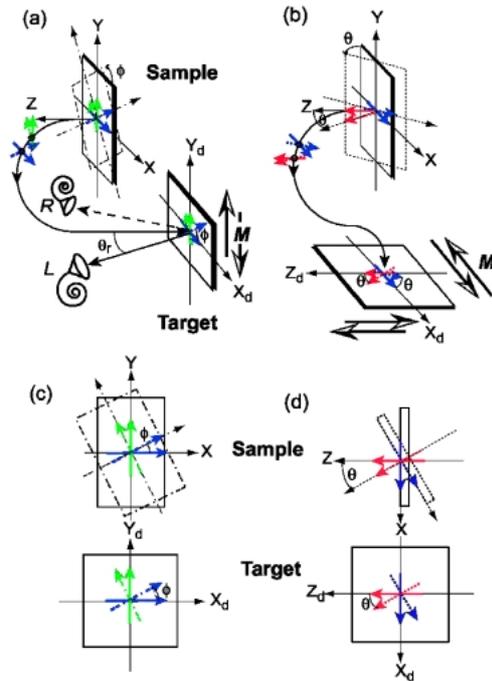


Fig. 4 Experimental geometries of spin-polarized photoemission measurements (a) without and (b) with 90 degree deflector. Spin polarization vectors at the sample and the target positions with sample rotation are illustrated in both (c) without and (d) with 90 degree deflector.

グなどを行うためには、表面汚染に強い試料や、電子構造が観測しやすい試料を選ぶ必要があるのが現状である。

一方、スピン交換相互作用を利用した VLEED (Very low energy electron diffraction) と呼ばれるスピン検出器が1989年に報告された<sup>17</sup>。この装置では、スピン偏極した低速電子 (6 eV~20 eV 程度) が磁化した強磁性体薄膜のターゲットで反射されると、電子のスピンの磁化と平行か反平行かによってその反射強度に非対称性が生じることを利用する。ターゲットの強磁性体の非占有準位のスピン交換分裂した多数スピン状態と少数スピン状態の状態密度の差によって、スピン偏極した電子の反射確率が異なることを利用している。例えば Fig. 4(a)で、反射電子の強度を一つのチャンネルトロン (例えば L) で観測し、ターゲットの磁化方向 M を反転した際の強度の変化分をアシンメトリー A として観測する。測定試料をプラスに磁化し、ターゲットをプラス (マイナス) に磁化した

際の反射強度を  $I_{++}$  ( $I_{+-}$ ) とするとアシンメトリーは  $A_+ = (I_{++} - I_{+-}) / (I_{++} + I_{+-})$  となる。同様に測定試料をマイナスに磁化し、ターゲットをプラス (マイナス) に磁化した際の反射強度を  $I_{-+}$  ( $I_{--}$ ) とするとアシンメトリーは  $A_- = (I_{-+} - I_{--}) / (I_{-+} + I_{--})$  となる。クロスアシンメトリー  $A_{cross} = (A_+ - A_-) / 2$  をとれば装置のアシンメトリーはキャンセルでき、試料のスピンのアシンメトリーだけを抽出することができる。

このタイプのスピン検出器のシャーマン関数  $S$  はモット型検出器と同程度 (0.1~0.2程度) であるが、電子の反射率はモット散乱における散乱能に比べ格段に大きい。その結果 FOM は数10~100倍に改善され、最近では  $\epsilon \sim 10^{-2}$  という値も報告されている<sup>18)</sup>。

#### 4. 新しい高効率スピン分解光電子分光装置の開発

上述のように VLEED 型の検出器ではスピン検出効率がモット型に比べ格段に高い。ところがターゲットとして通常用いられる Fe(001) 薄膜が酸化に弱く、安定性がモット型検出器に比べ劣るため、これまで余り普及してこなかった。しかし、最近イタリアの Bertacco らにより、Fe(001) 表面に純粋な酸素を吸着して Fe(001)-p(1×1)O 表面を作成するとその表面安定性が大幅に改善することが報告された<sup>19)</sup>。それによると超高真空中で数週間にわたり安定に使用することができ、たとえ表面が汚染されても約 600°C のアニールで性能が回復する<sup>20)</sup>。しかも、この Fe(001)-p(1×1)O 表面ではスピンアップとダウンに対する反射率の非対称性が Fe(001) 清浄表面よりも高いことが示され、スピン検出器のターゲットとして理想的であることが報告されている。

そこで、我々はこの VLEED 型検出器と高分解能角度分解光電子分光アナライザーを組み合わせた装置を現在開発中である。Fig. 5 は建設中のスピン検出器の概略図である。高エネルギー分解能の半球型アナライザー (PHOIBOS150, SPECS GmbH) の9つのチャンネルトロン (Channeltron) のうちの両端の各3チャンネル (Fig. 5 中の6 channeltrons) を残して中央部分をスピン検出チャンネルとして利用する。アナライザーでエネルギー分析された電子はレンズを介して  $\mu$  メタルで磁気シールドされたターゲットチャンバーに導かれ、ターゲットに  $E_k \sim 6$  eV で入射される (Fig. 5 赤矢印)。ターゲットで反射された電子はチャンネルトロン (Channeltron 1) によりカウントされる。電子の反射角 (Fig. 4(a) の  $\theta_r$ ) はターゲットをチルト及び前後することにより自由に調整できるようになっている。 $\theta_r$  は小さいほどアシンメトリーは大きくなるが、そのためにはチャンネルトロンまでの距離も遠くなるため最も効率の良い条件を探索して利用する。ターゲット脇にはコイルが設置されており、ターゲットの磁化方向 (Fig. 4(a) の

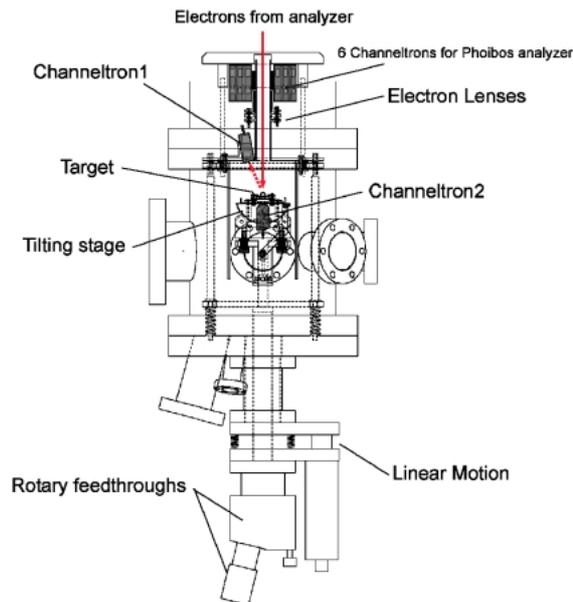


Fig. 5 Schematic diagram of newly developing spin detector (VLEED).

$M$ ) を *in-situ* で反転できるようになっている。ターゲットは回転導入器により面内回転することができ、面内スピンの X, Y 成分を観測することができる (Fig. 4(a) の配置)。面直成分を観測するためには90度ディフレクターを利用して Fig. 4(b) の配置で観測する必要がある。

この装置では、MgO(001) 基板上に Fe(001)-p(1×1)-O 表面を作成したものをターゲットとして用いる。これまで一般的だった Ag(001) 基板に Fe(001) 薄膜を成長する方法に比べ、下地基板のクリーニングが格段に容易であり基板結晶の値段も安価である。ターゲットは散乱チャンバーとは別のチャンバーで作製し、小型のイオンポンプを利用した真空封止型の搬送チャンバーで散乱チャンバーへ搬送する。ターゲットレセプターの下にはフィラメントが備えてあり、試料を *in-situ* で加熱してターゲットを再生することができる。またもう一つ別のチャンネルトロン (Channeltron 2) がレセプター内に埋め込んであり、ターゲットを抜けばスピン積分での光電子強度  $N_0$  を観測することができ、FOM を決定できるようになっている。

現在実証器を建設中であるが、計画通りモット型検出器の100倍近い FOM が実現されれば、高エネルギー及び角度分解能でのスピン・角度分解光電子分光によるバンドマッピングやフェルミ面マッピングも夢ではなくなるだろう。米国の放射光施設 ALS ではこの VLEED と TOF (Time of Flight) アナライザーを組み合わせてスピン・角度分解光電子分光を 10 meV の高エネルギー分解能で行う事を目指したプロジェクトも進行中である<sup>21)</sup>。また、W(001) 表面上に数原子層の Fe や Co 薄膜を成長させた表面では量子井戸準位による電子反射率のスピン依存性がさらに大きくなるという報告もある<sup>22)</sup>。今後高効率のターゲ

ットの探索が行われ、さらに効率の良い検出器ができるかもしれない。

### 5. 完全光電子分光実験装置 (COmplete PHotoEmission Experiment: COPHEE) によるスピン分解フェルミ面マッピング

これまでに開発されているスピン検出器 (Table 1) では入射電子の運動方向と垂直な方向のスピンしか検出できない。つまり Fig. 4(a)の実験配置では、試料面内二方向のスピン (青, 緑実線矢印) のみ, また90度ディフレクターを用いた Fig. 4(b)の配置では、面内一方向と面直方向のスピン (青, 赤実線矢印) のみしか同時に観測できない。今, 角度分解測定を行うために試料角度をアナライザーに対して変化させると試料面内の量子化軸とスピン検出器の量子化軸は一致しなくなる。そのため検出されるスピン偏極度は実際のスピン偏極度を検出器の量子化軸に射影したものになる。例えば(a)の破線で示した様に試料を面内で  $\phi$  回転すると、検出器の量子化軸  $X_d, Y_d$  に対し角度  $\phi$  傾いた状態でスピンが検出器に到達する (Fig. 4(c)破線矢印)。そのため実際に測定される偏極度  $P_{Xd}, P_{Yd}$  は試料の偏極度を  $P_X, P_Y$  とすると  $P_{Xd} = P_X \cos \phi, P_{Yd} = P_Y \cos \phi$  となる。同様に(b)のように試料を極角方向に回転すると、観測される偏極度は  $P_{Xd} = P_X \cos \theta, P_{Zd} = P_Z \cos \theta$  となる (Fig. 4(d))。フェルミ面マッピングを行う場合には、試料から放出されるあらゆる角度の光電子を観測する必要があるため、試料をアナライザーに対して様々な方位に回転する必要がある。そのためフェルミ面マッピングを実際に行う際には、試料の量子化軸は検出器の量子化軸に対して刻一刻変化することになる。通常のスピン分解光電子分光装置では一台のモット型検出器が光電子アナライザーに設置されており、ディテクターが(a)か(b)の様な配置になっている。そのため、 $P_X, P_Y, P_Z$  のうちの二成分のみしか観測することができず、スピン偏極ベクトルを正確に見積もることはできない。

そこでこの問題を解決し、スピン分解フェルミ面マッピングをスピン偏極ベクトルの三次元的な向きをも含めて正確に決定し、完全な光電子分光実験を行う事を目的に、その名も完全光電子分光実験装置 (COmplete PHotoEmission Experiment: 通称 COPHEE) と呼ばれる装置がチューリヒ大学により開発され SLS のビームラインに建設された<sup>5)3)</sup>。Fig. 6の概略図に示すように、この装置はマニピュレータと半球型光電子アナライザー、そして二台のモット型検出器からなっている。マニピュレータは市販のXYZステージと  $\theta, \phi$  の二回転軸をもつゴニオメータ<sup>24)</sup>からなっており、試料の方位を全立体角 ( $2\pi$  sr) にわり自由に選択できるようになっている。試料の加熱 (電子衝

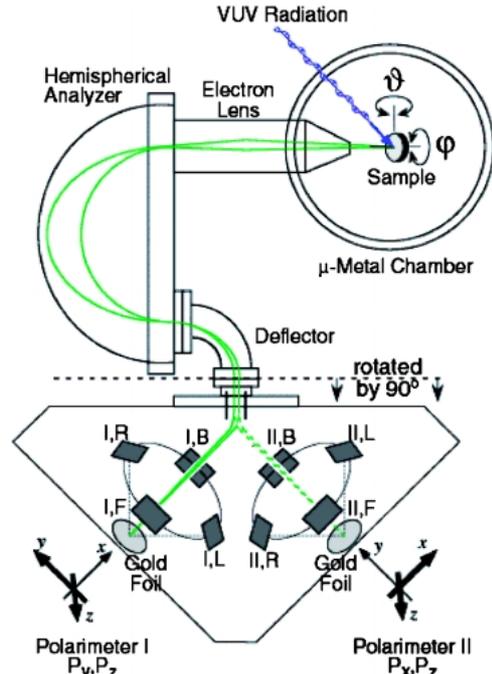


Fig. 6 Schematic view of the three-dimensional polarimeter; COmplete PHotoEmission Experiment system (COPHEE). (from ref. 5)

撃, 傍熱, 通電加熱), 冷却 (液体窒素, 液体ヘリウム), 磁化反転などが *in-situ* で可能で、真空を破らず試料交換も可能である。光電子アナライザーは市販のアナライザー (Omicron EA125) を改造したもので、7つのチャンネルトロンのうち3つを通常的光電子分光用に残し、スピン検出器に光電子を導く為の引き出しレンズを取り付けるため中央に開口部分がある。この引き出しレンズより引き出された光電子は、2台の小型モット検出器 (加速電圧60 kV)<sup>16)</sup>へ90度ディフレクター、ビームスプリッター、45度ディフレクター等を介して導かれる。光電子はビームスプリッターにより数分の一〜数ヘルツ程度の周期で二台のモット検出器に交互に送られスピン検出される。図のように二台のモット検出器はそれぞれ45°傾いており、互いに90°の角をなす。この配置により、偏極ベクトルの  $P_X, P_Y, P_Z$  成分を実験的に決定することができる。

もう少し詳しく述べると、図のように検出器の座標軸を  $x, y, z$  と定めるとモット検出器 I では  $y, z$  方向のスピン偏極度が、検出器 II では  $x, z$  方向のスピン偏極度が(3.1)の関係式から次のように求められる。

$$P_x = \frac{1}{S} \frac{(I_{II,B} - I_{II,F})}{(I_{II,B} + I_{II,F})}, P_y = \frac{1}{S} \frac{(I_{I,F} - I_{I,B})}{(I_{I,F} + I_{I,B})},$$

$$P_z = \frac{1}{S} \frac{(I_{I,L} - I_{I,R})}{(I_{I,L} + I_{I,R})} = \frac{1}{S} \frac{(I_{II,L} - I_{II,R})}{(I_{II,L} + I_{II,R})} \quad (5.1)$$

ここで、 $I_{m,n}$  は検出器  $m$  ( $m = I$  または  $II$ ) の  $n$  チャンネ

<sup>3)</sup> 同様のスピン検出装置が台湾のSRRCでも提案されている<sup>23)</sup>。

ル ( $n=R$  (右),  $L$  (左),  $F$  (前),  $B$  (後)) で検出される強度を示し,  $P_x, P_y, P_z$  はスピン偏極度の  $x, y, z$  成分をそれぞれ示す。

続いて, サンプルを回転する場合を考えると, 実際のサンプル上での偏極ベクトル  $\vec{P}_s$  は

$$\vec{P}_s = T\vec{P} \quad (5.2)$$

ここで,  $T$  は座標変換を示す行列で

$$T = \begin{pmatrix} \frac{\cos \theta \cos \phi + \sin \phi}{\sqrt{2}} & \frac{-\cos \theta \cos \phi + \sin \phi}{\sqrt{2}} & \sin \theta \cos \phi \\ \frac{\cos \theta \sin \phi - \cos \phi}{\sqrt{2}} & \frac{\cos \theta \sin \phi + \cos \phi}{\sqrt{2}} & -\sin \theta \cos \phi \\ \frac{-\sin \theta}{\sqrt{2}} & \frac{-\sin \theta}{\sqrt{2}} & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

である。

量子化軸の分かっている磁性体を考えるときには, その磁化ベクトルを  $\vec{M}$  とすると, 検出器上観測される磁化ベクトルを  $\vec{M}_D$  と書けば,

$$\vec{M}_D = T^{-1}\vec{M} = T'\vec{M} \quad (5.4)$$

である。従って今, 面内の  $X$  方向に磁化している試料を考え,  $\vec{M} = (1, 0, 0)$  とすると,

$$\vec{M}_D = T^{-1}\vec{M} = \begin{pmatrix} (\cos \theta \cos \phi + \sin \phi) / \sqrt{2} \\ (-\cos \theta \cos \phi + \sin \phi) / \sqrt{2} \\ \sin \theta \cos \phi \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

となる。この関係を用いて, 実際に測定された偏極ベクトルを  $\vec{P}_D$  とすると試料上での磁化方向の偏極度を

$$P = \vec{M}_D \cdot \vec{P}_D \quad (5.6)$$

と求めることができる。従って,  $\vec{M} = (0, 1, 0), \vec{M} = (0, 0, 1)$  に対して同様の処理を行えば, 各軸方向の偏極ベクトル  $P_x, P_y, P_z$  を求めることができる。このように, COPHEE では二台のモット検出器を用いることにより, スピン偏極ベクトル  $P$  をあらゆる試料方位において正確に決定することができる。

**Fig. 3(c)** に, この装置によるスピン・角度分解光電子分光の測定例を示す。**Fig. 3(a)** で観測された Ni(111) のフェルミ面のうち楕円で示した領域は **Fig. 3(b)** を見ても分かるように少数スピンのなす  $d$  バンドと, スピン分裂した  $sp$  バンドよりなる事が理論的に予想されている (小さい○と大きい○)。**Fig. 3(c)** は, (a) のフェルミ面マッピングにお

いて, 矢印に沿って測定したスピン偏極度の角度分布の結果 ( $h\nu = 21.22$  eV,  $\theta_m = 78^\circ, 0 < \phi_m < 360^\circ$ ) である。図中■がトータルの光電子強度, ○がスピン偏極度の  $\phi_m$  依存性をそれぞれ表す。方位角の変化とともに急峻にスピン偏極度が変化している様子が分かる。赤色▲と青色▼が(3.3)の関係から求めた多数スピンと少数スピン状態の  $\phi_m$  依存性である。これを見ると確かに  $d$  バンドが少数スピン状態からなり,  $sp$  バンドが多数スピンと少数スピんに分裂していることが明確に分かる。

このように, スピン・角度分解光電子分光により固体の電子状態をスピン構造も含めて詳細に決定できることが理解して頂けたと思う。磁性体の磁性を理解する上でこのようなスピンを分解した電子状態の観測が重要であることは言うまでもないが, 最近では非磁性体の表面でのスピン構造が脚光を浴びている。次章では COPHEE をもちいた非磁性体表面でのスピン分解フェルミ面マッピングを紹介する。

## 6. スピン分解フェルミ面マッピング (ラシュバ効果の観測)

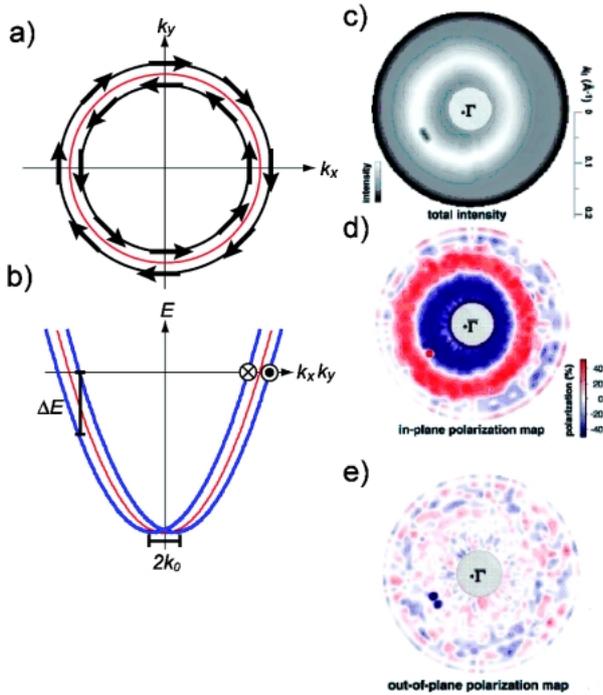
貴金属(111)表面の  $sp$ -バンドの作る表面準位はショックレー準位と呼ばれ, 表面数原子層に良く局在した二次元自由電子ガスのな振る舞いを示すことが知られている。そのためこの表面準位は面内方向に自由電子的なパラボラ状の分散をもつ。Au(111)表面ではこの二次元バンドが, 同一の有効質量と束縛エネルギーを持ち互いに運動量空間においてシフトした二つのサブバンドに分裂することが, LaShell らによって報告され (**Fig. 7(b)** 参照), このサブバンドは, スピン軌道相互作用によるものであると解釈された<sup>25)</sup>。通常バルクの電子状態ではスピン軌道分裂によるサブバンドはクラマース縮退により存在し得ない。つまり時間反転対称性から  $E^\uparrow(k) = E^\downarrow(-k)$ , 空間反転対称性から  $E^\uparrow(k) = E^\uparrow(-k)$  の要請があるため,  $E^\uparrow(k) = E^\downarrow(k)$  となるからである。しかしながら固体表面では空間反転対称性は破れているからこの縮退が解ける可能性がある。

表面に平行な運動量  $\vec{p}$  (波数  $\vec{k}$ ) で運動する電子に対するスピン軌道相互作用ハミルトニアンは

$$H_{\text{SOC}} = \frac{\hbar}{4m^2c^2} (\nabla V \times \vec{p}) \cdot \vec{\sigma} \quad (6.1)$$

と書ける<sup>26)</sup>。ここで,  $\nabla V$  は電子の感じるポテンシャルベクトル,  $\vec{\sigma}$  はスピンオペレータである。 $H_{\text{SOC}}$  は  $\vec{p}$  に比例つまり, 波数  $\vec{k}$  に比例するので分散は

$$E^{\uparrow,\downarrow}(k) = E_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \alpha k = E'_0 + \frac{\hbar^2 (k \pm k_0)^2}{2m} \quad (6.2)$$



**Fig. 7** Conceptual diagram of the (a) Fermi surface and (b) the dispersion of the sub-bands of Au(111) Shockley surface states. The sub-bands result from Rashba spin-orbit splitting. Red curves are the Fermi surface and band dispersion without Rashba effect. (c) Observed Fermi surface of the surface state on Au(111) by COPHEE. (d) In-plane and (e) out-of-plane spin-polarization map of (c). (from ref. 28)

とかける。

$$\left( \text{ここで, } \alpha = \frac{\hbar^2 k_0}{m}, E_0 = E_0 - \hbar^2 k_0^2 / (2m) \right)$$

近自由電子近似 (nearly free electron approximation) の下でスピン軌道相互作用ハミルトニアン(6.1)を摂動として固有値問題を解くことにより、(6.2)の様にバンドがエネルギースピリットングを起こすことが定性的には説明できる<sup>25)</sup>。このような二次元電子系でのスピン軌道相互作用によるバンドスピリットングははじめ Rashba により理論的に予想されラシュバ スピン分裂と呼ばれる<sup>27)</sup>。

(6.1)の様にハミルトニアンのスピン量子化軸は電子の運動方向  $\vec{p} \propto \vec{k}$  と電子の感じるポテンシャル  $\nabla V$  (表面垂直方向) にともに垂直であるから、スピンは面内に偏極し、その向きは常に電子の運動方向と垂直である事が予想される。つまりスピン偏極の向きは Fig. 7(a)の矢印のようになることが予想される。

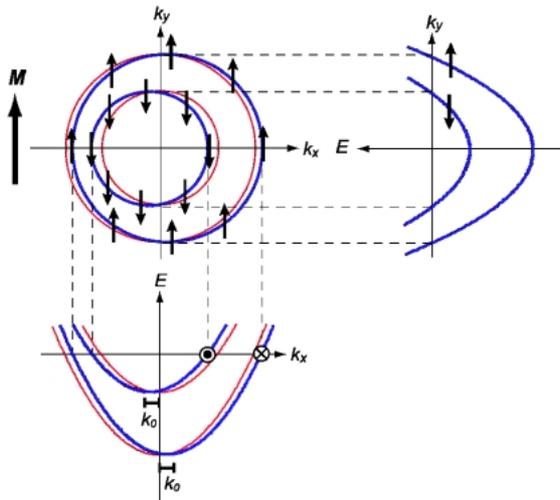
Fig. 7(c)~(e)は COPHEE で観測された、Au(111)表面準位のフェルミ面マッピングの結果である<sup>28)</sup>。スピン分解測定はエネルギー分解能120 meV, 角度分解能1.8度で行われた。そのためスピンを分解していないフェルミ面

(c)は一つのリング状に見える。スピン分解フェルミ面マッピングの結果は(d)と(e)で、それぞれ面内、面直のスピン偏極度の分布を示す。図中赤で示された状態がリングの接線に沿ってCW, 青がCCWのスピンを持つ状態である。面内では外側の大きなフェルミ面は常にCW, 内側の小さなフェルミ面は常にCCWのスピンベクトルを持つことが明瞭に観測されている。一方面直成分の(e)は測定誤差の範囲内でスピン偏極度が観測されず Au(111)の表面準位のサブバンドがラシュバスピン軌道分裂によるものであることが見事に証明された。

表面準位のラシュバスピン軌道分裂は Au(111)以外にも重元素の表面でいくつか確認されている。例えば、W(110)-1×1-H 表面の表面準位にサブバンドが見られ、隣り合う二つのサブバンドが互いに逆向きの面内スピン偏極度を持つことがスピン積分のフェルミ面マッピングとスピン分解光電子分光の組み合わせで観測されている<sup>29)</sup>。また Bi(001)薄膜でも大きなスピン軌道分裂が予想されていたが<sup>30)</sup>、スピン・角度分解光電子分光により、明瞭なラシュバスピン軌道分裂が最近観測されている<sup>31)</sup>。おもしろいことに、Bi(001)薄膜では薄膜に由来する量子井戸状態の分散も同時に観測されるが、この量子井戸状態と軌道混成する波数領域に於いてはラシュバスピン軌道分裂が抑制されるという結果が報告されている<sup>32)</sup>。

ラシュバスピン軌道分裂は空間反転対称性の破れた低次元系であれば原理的にはどんな系でも起こりうる。最近では、精密な角度分解光電子分光により、二次元的な表面バンドだけではなく Au/Si(557)など一次元的な電子状態に於いてもスピン積分の角度分解光電子分光によりラシュバスピン軌道分裂によると考えられるサブバンドが観測されたり<sup>33)</sup>、また Pb/Ag(001)合金表面<sup>34)</sup>や Bi/Ag(111)合金表面<sup>35)</sup>でもサブバンド構造が観測されている。このような合金系では重元素と軽元素間の軌道混成の状態が異なるバンド間で、ラシュバスピン軌道分裂の大きさも異なることが予想されている<sup>26,36)</sup>。従って、スピン・角度分解光電子分光ならびにスピン分解フェルミ面マッピングを行ってその可否やスピン偏極度の変化を観測することは大変興味深い。

ここまで非磁性体に現れるラシュバスピン軌道分裂によるスピン偏極した電子状態の観測について述べてきたが、磁性体でもこの効果はもちろん存在する。Fig. 8に磁性体の場合にラシュバスピン軌道分裂の効果がどのように現れるかを示した。磁性体では既に交換分裂によりスピンの縮退は解けておりスピンの向きは磁化の向きにそろっている。(6.1)より磁化の向き ( $M // \sigma$ ) と  $\nabla V \times \vec{p}$  が垂直のときには  $H_{SOC}$  は 0 になりラシュバ効果は現れない。一方磁化の向き ( $M // \sigma$ ) と  $\nabla V \times \vec{p}$  が平行 (反平行) となると  $H_{SOC}$  は最大 (最小) になりその効果が最も大きく現れることになる。従ってそのバンド分散は定性的には Fig. 8 のようになり、多数スピンバンドと少数スピンバンドでは



**Fig. 8** Schematic diagram of the Fermi surface and band structure of the magnetic materials modified by Rashba effect. Red curves are the Fermi surface and band dispersion without Rashba effect.

$k$ 空間で逆方向にそれぞれバンドがシフトすることが予想される。

最近この予想を支持する結果が Gd(0001)表面の角度分解光電子分光実験により報告された。この実験では試料の磁化を反転すると表面準位のバンドが磁化の向きに依存してシフトする事が報告されている<sup>37)</sup>。特に酸素を吸着した Gd(0001)p(1×1)O 表面ではそのシフト量が清浄表面に比べて大きく、また清浄表面とは逆方向にバンドがシフトするという興味深い結果が得られている。計算によると表面での電荷分布の勾配が酸素吸着面では反転していることが予想され、これが原因でシフトの向きが逆転するのではないかとされているが、スピン分解での実験により実際のスピン構造とシフトの関係を今後確認する必要がある。またスピン分解フェルミ面マッピングにより Fig. 8 の様なスピンに依存したフェルミ面の変化が見られるかどうか興味あるところである。

## 7. 終わりに

本稿では、角度分解光電子分光によるフェルミ面マッピングと、スピン分解光電子分光の方法を解説し、これらを組み合わせたスピン分解光電子分光実験の最近の進展について概観した。近年は高輝度放射光光源などの進歩もあり、一時下火になりかけた感のあったスピン分解測定が再び活発に行われるようになってきている。スピンを分解しない光電子分光実験の精度が非常に高くなり、バンド構造やフェルミ面などが非常に詳細に測定できるようになったために、逆にスピンの情報を露わに見てさらに物性を良く理解したいという要求が高まっているように感じる。本稿で紹介した完全光電子分光実験装置をはじめユニークな装

置が開発されたり、磁性体薄膜、ハーフメタルや、非磁性体のラシュバスピン分裂といった興味深い物質系の研究が報告されるなど、これからの発展が楽しみである。

また本稿では、現在開発中の新しいスピン検出器も紹介した。高い検出効率のスピン検出器が完成すれば、真空紫外線を用いた光電子分光に比べて圧倒的に電子の散乱断面積の小さな軟 X 線や硬 X 線の高エネルギー光電子分光においてもスピン検出を行いたくなる所である。なぜなら高エネルギー光電子分光とスピン分解フェルミマッピングが組み合わせられれば、高温超伝導体のバルク状態など興味深い電子状態がより深く解明される可能性があるからである。ただ VLEED 型の検出器では、原理上低エネルギー電子 (~6-20 eV 程度) を利用しなければならない。電子をターゲットに低エネルギーで収束するためには電子アナライザーのパスエネルギーも小さくする必要がある。従ってパスエネルギーを比較的大きくして測定する高エネルギー光電子分光とはややマッチングが悪い。逆に極端に低エネルギーの光を用いたレーザー光電子分光とは非常に相性が良いはずである。従ってレーザー光電子分光と VLEED 型のスピン検出器を組み合わせればバルク敏感のスピン・角度分解光電子分光が実現する可能性がある。ただし低エネルギーの電子だけに大きなブリルアンゾーンを持つ試料には不向であるという欠点は残る。今後スピフィルターなどのような新たなスピン検出方式が開発されれば 2 次元検出型の光電子アナライザーと組み合わせてスピン分解フェルミマッピングにも革命が訪れるかもしれない。

## 謝辞

本稿で紹介したスピン検出器の設計は M2 の武市泰男君と共同で行ったものである。また、紹介した内容の多くはチューリヒ大 Juerg Osterwalder 教授, Moritz Hoesch 博士らの研究成果である。本稿を執筆するにあたり図面などの引用を快諾して頂いたことに謝意を表す。

## 参考文献

- 1) 例えば高橋 隆：光電子固体物性，固体物理 29, 25 (1994) とそのシリーズ
- 2) M. Arita, K. Shimada, H. Namatame and M. Taniguchi: High-resolution and low-temperature photoemission spectroscopy at the HiSOR helical-undulator beamline, Surf. Rev. Lett. 9, 535 (2002).
- 3) T. Kiss, T. Shimojima, F. Kanetaka, K. Kanai, T. Yokoya, S. Shin, Y. Onuki, T. Togashi, C. Q. Zhang, C. T. Chen and S. Watanabe: Ultrahigh-resolution photoemission spectroscopy of superconductors using a VUV laser, J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom. 144-147, 953 (2005).
- 4) 例えば P. D. Johnson: Spin-polarized photoemission, Rep. Prog. Phys. 60, 1217 (1997).
- 5) J. Osterwalder: Spin-polarized photoemission, Lect. Notes Phys. 697, 95 (2006) and reference there in.
- 6) D. E. Eastman, F. J. Himpsel and J. J. Donelon: 2-dimen-

- sional display-type electron spectrometer for photoemission, LEED, and Auger-spectroscopy, *Bul. Amer. Phys. Soc.* 23, 363 (1978).
- 7) H. Daimon, Y. Tezuka, A. Otaka, N. Kanada, S. K. Lee, S. Ino, H. Namba and H. Kuroda: 2-dimensional photoelectron diffraction patterns by display-type spherical mirror analyzer, *Surf. Sci.* 242, 288 (1991).
  - 8) F. Baumberger, W. Auwärter, T. Greber and J. Osterwalder: Electron coherence in a melting lead monolayer, *Science*, 306, 2221 (2004).
  - 9) P. Aebi, T. J. Kreutz, J. Osterwalder, R. Fasel, P. Schwaller and L. Schlapbach: *k*-Space mapping of majority and minority bands on the Fermi surface of nickel below and above the Curie temperature, *Phys. Rev. Lett.* 76, 1150 (1996).
  - 10) T. Claesson, M. Månsson, C. Dallera, F. Venturini, C. De Nadai, N. B. Brookes and O. Tjernberg: Angle resolved photoemission from  $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$  using high energy photons: A Fermi surface investigation, *Phys. Rev. Lett.* 93, 136402 (2004).
  - 11) 木下豊彦: スピン偏極光電子分光, *放射光* 7, 1 (1994).
  - 12) 柿崎明人: スピン分解光電子スペクトル, *固体物理* 31, 679 (1996).
  - 13) 菅 滋正: スピン偏極電子分光, *固体物理* 22, 706 (1988).
  - 14) J. Unguris, D. T. Pierce and R. J. Celotta: Low-energy diffuse scattering electron-spin polarization analyzer, *Rev. Sci. Instrum.* 57, 1314 (1986).
  - 15) S. Qiao, A. Kimura, A. Harasawa, M. Sawada, J. G. Chung and A. Kakizaki: A new compact electron spin polarimeter with a high efficiency, *Rev. Sci. Instrum.* 68, 4390 (1997).
  - 16) V. N. Petrov, V. V. Grebenshikov, B. D. Grachev and A. S. Kamochkin: New compact classical 40 kV Mott polarimeter, *Rev. Sci. Instrum* 74, 1278 (2003).
  - 17) D. Tillmann, R. Thiel and E. Kisker: Very-low-energy spin-polarized electron diffraction from  $\text{Fe}(001)$ , *Z. Phys. B* 77, 1 (1989).
  - 18) F. U. Hillebrecht, R. M. Jungblut, L. Wiebusch, Ch. Roth, H. B. Rose, D. Knabben, C. Bethke, N. B. Weber, St. Mandler, U. Rosowski and E. Kisker: High-efficiency spin polarimetry by very-low-energy electron scattering from  $\text{Fe}(100)$  for spin-resolved photoemission, *Rev. Sci. Instrum.* 73, 1229 (2002).
  - 19) R. Bertacco, D. Onofrio and F. Ciccacci: A novel electron spin-polarization detector with very large analyzing power, *Rev. Sci. Instrum.* 70, 3572 (1999).
  - 20) R. Bertacco, M. Merano and F. Ciccacci: Spin dependent electron absorption in  $\text{Fe}(001)-p(1 \times 1)O$ : A new candidate for a stable and efficient electron polarization analyzer, *Appl. Phys. Lett.* 72, 2050 (1998).
  - 21) <http://www.physics.berkeley.edu/research/lanzara/development.html>.
  - 22) J. Graf, C. Jozwiak, A. K. Schmid, Z. Hussain and A. Lanzara: Mapping the spin-dependent electron reflectivity of Fe and Co ferromagnetic thin films, *Phys. Rev. B.* 71, 144429 (2005).
  - 23) D. J. Huang, W. P. Wu, J. Chen, C. F. Chang, S. C. Chung, M. Yuri, H.-J. Lin, P. D. Johnson and C. T. Chen: Performance of a Mott detector for undulator-based spin-resolved spectroscopy, *Rev. Sci. Instrum.* 73, 3778 (2002).
  - 24) T. Greber, O. Raetz, T. J. Kreutz, P. Schwaller, W. Deichmann, E. Wetli and J. Osterwalder: A photoelectron spectrometer for *k*-space mapping above the Fermi level, *Rev. Sci. Instrum.* 68, 4549 (1997).
  - 25) S. LaShell, B. A. McDougall and E. Jensen: Spin splitting of an  $\text{Au}(111)$  surface state band observed with angle resolved photoelectron spectroscopy, *Phys. Rev. Lett.* 77, 3419 (1996).
  - 26) L. Petersen and P. H. Edegrd: A simple tight-binding model of spin-orbit splitting of *sp*-derived surface states, *Surf. Sci.* 459, 49 (2000).
  - 27) E. Rashba: Properties of semiconductors with an extremum loop. I. Cyclotron and combinational Resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop, *Sov. Phys.-Solid State* 2, 1109 (1960).
  - 28) M. Hoesch, M. Muntwiler, V. N. Petrov, M. Hengsberger, L. Patthey, M. Shi, M. Falub, T. Greber and J. Osterwalder: Spin structure of the Shockley surface state on  $\text{Au}(111)$ , *Phys. Rev. B* 69, 241401R, (2004).
  - 29) M. Hochstrasser, J. G. Tobin, Eli Rotenberg and S. D. Kevan: Spin-resolved photoemission of surface states of  $\text{W}(110)-(1 \times 1)-\text{H}$ , *Phys. Rev. Lett.* 89, 216802 (2002).
  - 30) Yu. M. Koroteev, G. Bihlmayer, J. E. Gayone, E. V. Chulkov, S. Bluegel, P. M. Echenique and Ph. Hofmann: Strong spin-orbit splitting on Bi surfaces, *Phys. Rev. Lett.* 93, 046403 (2004).
  - 31) T. Hirahara, K. Miyamoto, I. Matsuda, T. Kadono, A. Kimura, T. Nagao, G. Bihlmayer, E. V. Chulkov, S. Qiao, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi and S. Hasegawa: Direct observation of spin splitting in bismuth surface states, *Phys. Rev. B*, submitted.
  - 32) T. Hirahara, T. Nagao, I. Matsuda, G. Bihlmayer, E. V. Chulkov, Yu. M. Koroteev, P. M. Echenique, M. Saito and S. Hasegawa: Role of spin-orbit coupling and hybridization effects in the electronic structure of ultrathin Bi films, *Phys. Rev. Lett.* 97, 146803 (2006).
  - 33) I. Barke, F. Zheng, T. K. Ruegheimer and F. J. Himpsel: Experimental Evidence for Spin-Split Bands in a One-dimensional chains structure, *Phys. Rev. Lett.* 97, 226405 (2006).
  - 34) D. Pacile, C. R. Ast, M. Papagno, C. Da Silva, L. Moreshini, M. Falub, A. P. Seitsonen and M. Grioni: Electronic structure of an ordered  $\text{Pb}/\text{Ag}(111)$  surface alloy: Theory and experiment, *Phys. Rev. B* 73, 245429 (2006).
  - 35) C. R. Ast, J. Henk, A. Earnst, L. Moreshini, M. Falub, D. Pacile, P. Bruno, K. Kern and M. Grioni: Giant spin splitting through surface alloying, *Phys. Rev. Lett.* 98, 186807 (2007).
  - 36) S. Hatta, C. Kato, N. Tsuboi, S. Takahashi, H. Okuyama, T. Aruga, A. Harasawa, T. Okuda and T. Kinoshita: Atomic and electronic structure of  $\text{Tl}/\text{Ge}(111)-(1 \times 1)$ , *Phys. Rev. B*, submitted.
  - 37) O. Krupin, G. Bihlmayer, K. Starke, S. Gorovikov, J. E. Prieto, K. Doeblich, S. Bluegel and G. Kaindl: Rashba effect at magnetic metal surfaces, *Phys. Rev. B* 71, 201403R (2005).

---

● 著者紹介 ●



**奥田太一**

東京大学物性研究所，軌道放射物性研究施設・助手

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

専門：表面物性，放射光，光電子分光

**【略歴】**

1997年大阪大学大学院基礎工学研究科物理系物性分野博士課程修了，理学博士。

1997年-1999年理化学研究所基礎科学特別研究員，表面界面工学研究室。1999年～現在，東京大学物性研究所軌道放射物性研究施設助手。その間2005年～2006年スイス，チューリヒ大学物理研究所表面物理研究室客員研究員。

---

## Spin-resolved Fermi-surface-mapping by means of spin- and angle-resolved photoelectron spectroscopy

**Taichi OKUDA** Institute for Solid State Physics, University of Tokyo,  
Kashiwanoha 5-1-5, Kashiwa, Chiba 277-8581, Japan

**Abstract** Spin- and angle-resolved photoemission spectroscopy provides “complete” information on an electronic state of a material, energy, momentum and spin. The detection of photoelectrons with spin- and angle-resolutions, however, has been a challenging issue due to the extremely low count rate at a spin detector. A photon source of the 3rd generation synchrotron radiation has shed light on this difficulty. With the high-brilliant beam, even time-consuming experiments, such as the spin-resolved Fermi surface mapping, are now being operable.

In this paper, methods and researches of spin-resolved Fermi surface mapping are presented, focusing on the Rashba spin-orbit splitting on Au(111) surface and itinerant electron magnetism of Ni(111) surface. Recent developments of spin detectors are also reviewed together with introduction of our new high-efficient spin-detector.

---