

表面系の Rashba 効果 (Rashba Effect at Surfaces)

Published in *Journal of the Vacuum Society of Japan* **52**, 577–581(2009).

有賀 哲也 (Tetsuya ARUGA)^{1,2}, 八田 振一郎 (Shinichiro HATTA)^{1,2}

¹ 606-8502 京都市左京区北白川追分町 京都大学大学院理学研究科化学専攻
Department of Chemistry, Graduate School of Science, Kyoto University, Kyoto
606-8502, Japan

² 332-0012 埼玉県川口市本町 JST CREST
JST CREST, Saitama 332-0012, Japan

E-mail: aruga@kuchem.kyoto-u.ac.jp

Abstract. Recent studies on the Rashba effect on surfaces are reviewed. The Rashba effect refers to the k -dependent spin-splitting of valence bands due to spin-orbit coupling in two-dimensional systems under out-of-plane electric field. After the physical mechanism of the Rashba effect is briefed, experimental and theoretical studies since the surface Rashba effect was first demonstrated for Au(111) in 1996 are surveyed with an emphasis placed on the microscopic origin of the giant Rashba spin splitting on surfaces covered with monolayer films of heavier elements. Most recently, giant Rashba spin-splitting was realized on the surface of semiconductors, which indicates a possibility of spintronic application of the surface Rashba effect.

1. はじめに — Rashba 効果とスピントロニクス

これまでのエレクトロニクスは電子の電荷に基礎をおくことにより、その精密かつ壮大な技術体系を確立してきた。電子には、電荷のほかにスピンの自由度があり、これを利用すれば新たな技術—スピントロニクスが可能になる。2007年のノーベル物理学賞の対象となった巨大磁気抵抗 (GMR) 効果 [1, 2] や、トンネル磁気抵抗 (TMR) 効果 [3, 4] により、ハードディスクの容量が飛躍的に増大し、また、不揮発性、高速、低消費電力などのすぐれた特徴をもつ磁気抵抗メモリ (MRAM) が実現されたのは、スピントロニクスの一例である。

強磁性体と半導体を結合した素子についても興味深い提案がなされているが、強磁性体から半導体に電子を注入する際に、界面の乱れ等によりスピン偏極が失われるという問題がある。この問題については活発に研究が進められているが、他方、強磁性体を使わずに電子のスピンを識別、制御することができれば、既存の半導体工学との親和性が高まるとともに、より多彩な応用が可能になると考えられる。

強磁性体を使わずに電子のスピンを識別、制御する手だてとして、スピン軌道相互作用が考えられる。本稿で主題とする *Rashba* 効果とは、2次元電子系に電界を印加した際に生じるスピン軌道相互作用のことである [5]。半導体ヘテロ接合における *Rashba* 効果を利用して、スピン・トランジスタ [6]、スピン・フィルタ [7] などの新しい素子の提案がなされるなど、活発に研究されている。近年、表面において *Rashba* 効果によりきわめて大きなスピン分裂が生じることが明らかになり、注目を集めている。この分野ではわが国の若手表面科学研究者が大きく寄与している。本稿では、これまでの研究の流れを概観することに重心を置いて、表面における *Rashba* 効果について解説することにする。

2. *Rashba* 効果とは

反転対称性を有する結晶中の電子状態は、空間反転対称性から $E(\mathbf{k}, \uparrow) = E(-\mathbf{k}, \uparrow)$ が要請され、一方、時間反転対称性から $E(\mathbf{k}, \uparrow) = E(-\mathbf{k}, \downarrow)$ となるので、結局、 $E(\mathbf{k}, \uparrow) = E(\mathbf{k}, \downarrow)$ となり、上向きと下向きのスピン状態は縮退している。他方、空間反転対称性が破れた系では、同じ $\mathbf{k}$ で指定される状態であっても、スピンの向きによってエネルギーが異なる ($E(\mathbf{k}, \uparrow) \neq E(\mathbf{k}, \downarrow)$)。つまり、スピン分裂することになる。

空間反転対称性の破れは、スピン軌道相互作用を通して電子状態に影響する。自由電子のハミルトニアンは、スピン軌道相互作用を考慮すると次のように表すことができる。

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{SO} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + \frac{\hbar}{4m^2c^2}\sigma \cdot (\nabla V \times \mathbf{p})$$

ここで、 σ はスピン演算子である。もし、空間反転対称性があれば、ポテンシャル $V(r)$ の対称性から、スピン軌道相互作用 $\hat{H}_{so}$ の平均はゼロになる。ところが空間反転対称性がない場合は有限の値になる。つまり、ポテンシャル勾配（電界） ∇V 中を、運動量 $\mathbf{p}$ で動く電子のスピンに対して、 $\nabla V \times \mathbf{p}$ の項が実質的な磁場として作用することになり、その結果、スピン分裂が生じるのである。

表面上を運動する2次元自由電子について考えてみよう。表面の2次元状態（表面状態）を占有する電子が、運動量 $\mathbf{p}$ で動くとする (図 1(a))。この電子は、表面垂直方向の

大きなポテンシャル勾配 $\nabla V = (0, 0, E_z)$ (図 1(b)) を感じながら運動する. このとき, ベクトル積 $\nabla V \times \mathbf{p}$ は, 表面に平行で, $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$ に直交する方向を向くので, 電子のスピンは, 面内で波数ベクトル $\mathbf{k}$ に垂直な方向に量子化されることになる. スピン分裂の大きさは波数 $k = |\mathbf{k}|$ に比例し, 自由電子のエネルギーは, そのスピン状態に応じて,

$$E(k) = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 \pm \frac{\hbar^2 E_z}{4m^2 c^2} k = E_{no-so}(k) \pm \alpha_R k$$

で表される 2つのエネルギーバンドに分裂することになる. 原子に束縛された内殻電子のスピン軌道相互作用とは異なり, $k = 0$ で縮退し, k に比例して分裂が大きくなることに注意されたい. また, k の正負に応じて, 上向きと下向きのスピン状態のエネルギーが反転する. よって, 強磁性体におけるスピン分裂とは異なり, 平衡状態において k 空間全体で平均すれば, スピンの偏りは全く生じないことになる. 結晶全体としてみればスピンの偏り (磁化) はないにも関わらず, k 空間ではスピン構造が非対称になるのである.

通常の金属結晶での平均的な表面垂直電場は $E_z = 1$ eV 程度なので, 表面状態電子を 2次元自由電子とみなすと, スピン分裂の大きさを表す Rashba パラメータ $\alpha_R \approx 10^{-6}$ eV Å となる. ブリュアン・ゾーン端 ($k \approx 1$ Å⁻¹) でも, 分裂は μ eV 程度であることになる. しかし, 実際には次項で示すように, これよりはるかに大きなスピン分裂が観測さ

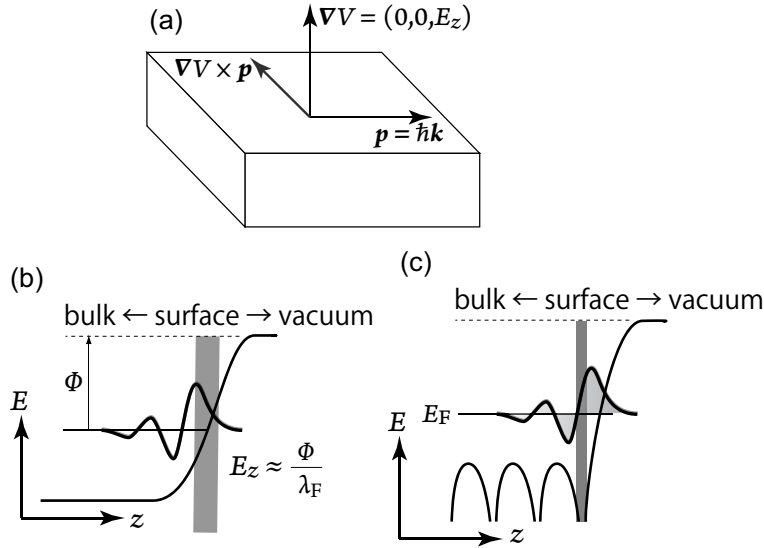


Figure 1. (a) Schematic of the effective magnetic field $\nabla V \times \mathbf{p}$ due to the surface normal potential gradient ∇V and surface parallel electron momentum $\mathbf{p}$ induced by spin-orbit coupling. (b) Schematic of the surface normal potential gradient that is exerted onto free-electron wave function at the surface. (c) Potential at real surfaces, where the potential gradient is largest in the close proximity of nuclei. Surface state wavefunction is schematically shown.

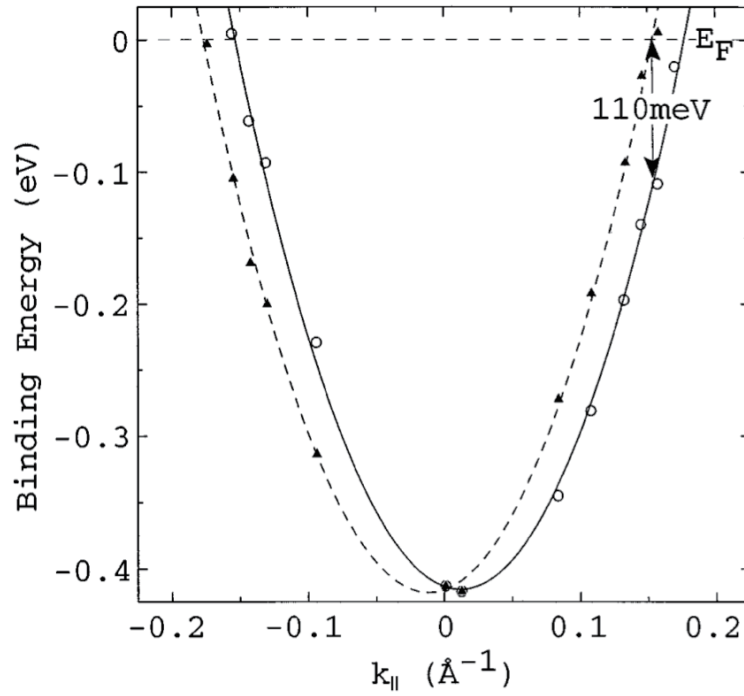


Figure 2. Band dispersion of the surface-state band on Au(111) as determined by angle-resolved photoelectron spectroscopy. Reproduced with permission from Ref. 8. Copyright (1996) by the American Physical Society.

れる。自由電子モデルは、*Rashba* 効果の起源を定性的に理解するのには有用だが、実際の結晶表面における分裂の大きさを説明できないことに注意されたい。

3. 単体表面における *Rashba* 効果

表面において最初に *Rashba* 効果が観測されたのは、Au(111) 表面である [8]。Au(111) 表面では、 $\bar{\Gamma}$ 点付近の射影ギャップ内に表面状態バンドが存在し、2次元自由電子的な放物線状の分散を有することが知られている。LaShell らは、この表面状態バンドを、当時としては高いエネルギー分解能で測定し、それまで考えられていた1本のバンドではなく、2本の近接したバンドからなることを見いだした (図2)。2本のバンドは $\bar{\Gamma}$ 点で縮退し、エネルギー差は $|k|$ に比例する。この特徴から、この分裂は *Rashba* 効果によるものと考えられた。しかし、これが *Rashba* 効果であるとする、*Rashba* パラメータ $\alpha_R = 0.33 \text{ eV \AA}$ にもなり、自由電子モデルの予想よりも5桁も大きいことになる。

その後、フルポテンシャル法による電子状態計算にスピン軌道相互作用を取り入れることによって、このバンド分裂が再現されることがわかった [9]。Au(111) 表面状態バン

ドは2次元面内で等方的な分散を有する。これが *Rashba* 効果によりスピン分裂すると図3(a)に示すような、 $\bar{\Gamma}$ 点でのみ互いに接する2つの2次元バンドに分裂し、フェルミ面は図3(b)のように同心円状になると予想される。フェルミ面上の電子のスピンは表面内で、かつ円周方向に配向している。2つの円状フェルミ面のスピンは互いに逆向きに配向することになる。これが、スピン分解光電子分光によって確かめられた[10]。これらの研究により、表面において非常に大きな *Rashba* 分裂が生じることが現実となった。

ちなみに、InSb MOS (metal-oxide-semiconductor) 反転層における *Rashba* パラメータは、 $|k| < 5 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ では $\alpha_R \approx 0.2 \text{ eV \AA}$ であるが、 $|k|$ が大きくなると急速に減少する[11]。半導体ヘテロ界面の2次元電子系では、 $k_F \approx 0.01 \text{ \AA}^{-1}$ 程度なので、フェルミ準位付近のスピン分裂は高々数 meV である。Au(111)における分裂 110 meV がいかに大きいものかがわかる。

自由電子モデルよりも5桁も大きな *Rashba* 分裂が生じるのはなぜだろうか? Petersen と Hedegård は、Au(111) 表面を、面直方向の電場にさらされた Au(111) 単原子層で近似し、Au 6*p* 由来の電子状態をスピン軌道相互作用を考慮した強束縛近似で計算した[12]。このモデルでは、最近接原子間ベクトルを $\mathbf{R}$ とした時の強束縛パラメータ $\gamma \equiv \langle p_z(\mathbf{r}) | V | p_x(\mathbf{r} + \mathbf{R}) \rangle$ が、空間反転対称性の破れを反映する。 γ は面直方向の電場による隣接原子間の p_z と p_x (あるいは p_y) の共鳴を表すので、面直方向の電場がゼロであれば(つまり、反転対称な系では) $\gamma = 0$ になる。この理論によると、*Rashba* パラメータ α_R は、原子のスピン軌道相互作用パラメータ α と γ との積に比例する。つまり、空間反転対称性が保たれていれば、 $\gamma = 0$ より $\alpha_R = 0$ となる。ひとたび空間反転対称性が破れると、分裂の大きさは、 γ だけではなく、原子のスピン軌道相互作用パラメータ α にも比例することになるのである。Au(111)の表面状態バンドは自由電子的な分散を示すが、それは、波動関数の長波長成分(エンベロープ)が自由電子的な性質を有することを示しているだけであって、原子スケールで見ると、Au 原子付近では急峻な核ポテンシャルにより波動関数が激しく振動しており、原子的な p 軌道の性質を強く残しているのである。

つまり、実在物質においては、空間反転対称性の破れによって *Rashba* 効果が生じる一方で、スピン分裂の大きさは、自由電子モデルでは説明できず、原子のスピン軌道相互作用に大きく依存する。すなわち、*Rashba* 効果は重原子ほど大きくなるといえる。先に述べた自由電子モデルと対比させて Nagano ら[13]の説明を紹介しよう。*Rashba* パラメータの大きさは、表面垂直方向のポテンシャル勾配 $E_z = \partial V / \partial z$ と、表面バンドの

波動関数 ψ によって

$$\alpha \propto \int \frac{\partial V}{\partial z} |\psi|^2 d\tau \quad (1)$$

と表される。自由電子モデルであれば、 $E_z = \partial V / \partial z$ が最大になるのは、表面の「井戸の縁」のところである (図 1(b))。しかし、このモデルが実際の *Rashba* 分裂の大きさを再現できないことはすでに見た。実在の物質で E_z が最大になるのは、構成原子の核近傍である (図 1(c))。重原子であれば核のごく近傍 ($|r| \leq 0.1a_0$) でのクーロンポテンシャルは非常に大きくなり、これが式 (1) で主要な寄与をすることになる。

核近傍のポテンシャルは z 軸に沿ってほぼ反対称であるから、式 (1) で α_R が大きな値を取るためには、 $|\psi|^2$ が z 軸に沿って非対称でなくてはならない。Nagano らは、実際にさまざまな表面系における *Rashba* 効果についてフルポテンシャル法第一原理電子状態計算に基づき検討し、*Rashba* スピン分裂の大きさが、表面の重原子核近傍における波動関数の非対称性に大きく依存することを示した。このことは、*Rashba* 分裂の大きさは単に原子のスピン軌道相互作用だけで決まるわけではなく、同じ元素であっても、構造や化学結合により波動関数の表面垂直方向での歪みが異なれば、*Rashba* スピン分裂の大きさも異なることを示唆している。

まとめると、大きな *Rashba* スピン分裂が生じる要因としては、(1) 表面における重原子の存在、(2) 表面重原子核周辺への表面バンド波動関数の集中 (式 (1) より、重原子核周辺での波動関数の振幅が小さければ分裂が小さいのは明らかである)、(3) 重原子核近傍における表面バンド波動関数の表面垂直方向の非対称性 (歪み) の大きさ、などが重要である。

また、自由電子モデルでは、*Rashba* スピン分裂したバンドは $k = 0$ でのみ縮退するが、結晶ではそれ以外の対称点でも縮退が起こる。 $\mathbf{G}$ を逆格子ベクトルとすると、時間反転対称性より $E(\mathbf{k}, \uparrow) = E(\mathbf{G} - \mathbf{k}, \downarrow)$ が成り立ち、たとえば、六方格子の $\bar{M}$ 点のように $\mathbf{k} = \mathbf{G}/2$ となる点ではスピン縮退する。一般的な扱いについては、 k 群にもとづく考察を参照されたい [14, 15]。

その後、重金属表面における *Rashba* 効果として、H, Li が吸着した W(110) 表面について光電子分光による観測が報告された [16, 17, 18]。さらに、非放射性元素としては最も原子番号の大きな Bi 表面においても、表面 *Rashba* 効果が観測された [19, 20]。バルク Bi では、ほぼ p^3 混成した Bi 原子間の共有結合性が強く、フェルミ準位付近の状態密度が小さい半金属となる。ところが表面では複雑な分散を示す金属的表面状態バンドが形成される。あまりに複雑なバンド構造のため解釈が難しかったが、スピン軌道相互作用を考慮した電子状態計算により、(111), (110), (100) の全てについて実験結果を良

く説明することができたのである。Bi 表面における *Rashba* 分裂は非常に大きく、(111) 表面の *Rashba* パラメータ $\alpha R = 0.73 \text{ eV \AA}$ に達する。

Bi と同族で同じ結晶構造を有する Sb の (111) 表面でも同様のバンド分裂が観測され [21]、スピン分解光電子分光により *Rashba* スピン分裂であることが確認された [22]。バルク Bi 結晶の表面における *Rashba* 効果の研究は、その後、Bi 超薄膜における *Rashba* 効果と量子サイズ効果が絡んだ興味深い現象の研究へと発展していくことになった [23, 24, 25]。これについては、本特集号の平原による解説を参照されたい。

4. 吸着表面における *Rashba* 効果

Bi は非放射性元素としては最も重い元素であり、これが最大の *Rashba* 効果であるかと思われた。ところが、2007 年になって、単体 Bi 表面の数倍の大きさの *Rashba* 効果が、Bi/Ag(100)、Bi/Ag(111) 吸着表面において報告された [26, 27]。図 4 に両表面の構造モデルと角度分解光電子分光の結果を示す。Ag(100) 表面上では Bi のみからなる単原子層、Ag(111) 表面上では Bi と Ag の 2 次元合金層が形成されるが、互いによく似た、上に凸の放物線上バンドが形成され、*Rashba* 効果により大きくスピン分裂する。いずれも Bi 6s, 6p 軌道の性質を有するバンドであると考えられる [28]。*Rashba* パラメータも、Ag(100) では $3.6 \text{ eV \AA}$ 、Ag(111) では $3.1 \text{ eV \AA}$ と、ほぼ同程度であり、単体の Bi 表面にくらべて数倍にも上る巨大な *Rashba* スピン分裂が生じている。あまりにも大きな分裂のため、*Rashba* 効果によるものとは直ちには納得しがたいほどだが、スピン軌道相互作用を考慮した第一原理電子状態計算により確かめられている [28]。Bi/Ag(111) 表面ではこのバンドは、バンド上端付近 (図 4(c) で光電子強度が強い部分) だけが表面状態 (バルクの電子状態と混成していない 2 次元状態) で、大部分は射影バルクバンド内にある。Bi/Ag(100) 表面では全て射影バルクバンド内にあり、表面共鳴となっている (これは Bi/Ag(100) の光電子分光スペクトルがブロードであることにも反映されている)。つまり、純粋な表面状態でなくても、表面重原子核に大きな振幅を有する表面バンドでは巨大な *Rashba* 効果が発現しうるのである。Bi/Ag 系の *Rashba* 効果に関しては、Bi/Ag 超薄膜系に展開し、Ag 超薄膜中の量子井戸状態でのスピン分裂効果の観測がなされている [29, 30]。

スピントロニクスへの応用を考える場合、Au(111)、Bi/Ag 系のような金属表面ではなく、半導体表面の表面状態バンドにおいて *Rashba* 効果が生じることが重要である。半導体表面における *Rashba* 効果が報告された例としては、Au/vicinal-Si(111) におけるバンド対が *Rashba* 効果によるものであると推定した研究があるが [31]、直接的な証拠は

ない. Tl/Ge(111) 系について, 角度分解光電子分光とフルポテンシャル第一原理電子状態計算による研究が行われ, Tl 原子に由来する表面バンドにおいて Rashba スピン分裂が報告されている [32, 33, 34]. Tl 原子の $6p$ 価電子軌道と表面 Ge 原子のダングリング結合との間でイオン性を有する共有結合が作られ, 結合性軌道の性質を持ち, Ge 側で振幅の大きな被占有バンドと, 反結合性軌道の性質で Tl 層に局在した空バンドが形成される. Rashba スピン分裂はどちらのバンドでも生じるが, 特に Tl 原子層に局在した空バンドで大きな分裂が生じ, Tl 重原子核による効果を反映している. Tl/Ge(111)-(1x1) とほぼ同一の原子配列を有する Tl/Si(111)-(1x1) では, スピン分解・角度分解光電子分光が行われ, 被占有バンドの Rashba 分裂が直接観測されている [35].

これらの結果より, Si や Ge のような軽元素半導体表面であっても, Tl などの重原子を単原子層吸着させることにより, Rashba スピン軌道分裂を発現させることが示された.

以上で述べてきた Au/Si(111), Tl/Ge(111), Tl/Si(111) 系では, 被占有表面バンドの Rashba パラメータは $0.2 \text{ eV } \text{\AA}$ 程度であり, Bi/Ag 系の $1/10$ 程度の分裂しかない. これに対し, 最近の Bi/Ge(111) 系の角度分解光電子分光と第一原理計算に基づく研究によると, $\alpha_R = 1.8 \text{ eV } \text{\AA}$ の Rashba スピン分裂が観測されている [36]. これは, Bi/Ag 系には及ばないものの, 単体 Bi 表面の 2 倍ほどの大きさであり, 半導体表面においても巨大 Rashba 効果が可能であることを明確に示している.

5. おわりに

以上, 本稿では, 主に電子構造研究の立場から, 表面系における Rashba 効果について概説した. 一方, 表面 Rashba 効果は, 伝導現象においてもスピンの依存した興味深い現象をもたらすと考えられ [37], 今後はこのような観点からも新たな研究が進展するものと期待される.

[文献]

- [1] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sowers: Phys. Rev. Lett., 57 (1986) 2442.
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friedrich and J. Chazelas: Phys. Rev. Lett., 61 (1988) 2472.
- [3] T. Miyazaki and N. Tezuka: J. Magn. Magn. Mater., 139 (1995) L231.
- [4] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong and R. Meservey: Phys. Rev. Lett., 74 (1995) 3273.
- [5] E. I. Rashba: Fiz. Tverd. Tela (Leningrad) 2 (1960) 1224 [Sov. Phys. Sol. St. 2 (1960) 1109]; Y. A. Bychkov and E. I. Rashba: J. Phys., C 17 (1984) 6039.

- [6] S. Datta and B. Das: Appl. Phys. Lett., 56 (1990) 665.
- [7] T. Koga, J. Nitta, H. Takayanagi and S. Datta: Phys. Rev. Lett., 88 (2002) 126601.
- [8] S. LaShell, B. McDougall and E. Jensen: Phys. Rev. Lett., 77 (1996) 3419.
- [9] G. Nicoley, F. Reinert, S. Hüfner and P. Blaha: Phys. Rev. B, 65 (2002) 033407.
- [10] M. Hoesch, M. Muntwiler, V. N. Petrov, M. Hengsberger, L. Patthey, M. Shi, M. Falub, T. Greber and J. Osterwalder: Phys. Rev. B, 69 (2004) 241401.
- [11] R. Winkler: Phys. Rev., B 62 (2000) 4245.
- [12] L. Petersen and P. Hedegård: Surf. Sci., 459 (2000) 49.
- [13] M. Nagano, A. Kodama, T. Shishidou and T. Oguchi: J. Phys.: Condens. Matter, 21 (2009) 064239.
- [14] T. Oguchi and T. Shishidou: J. Phys.: Condens. Matter, 21 (2009) 092001.
- [15] 小口多美夫, 獅子堂達也: 固体物理, 44 (2009) 79.
- [16] E. Rotenberg and S. D. Kevan: Phys. Rev. Lett., 80 (1998) 2995.
- [17] E. Rotenberg, J. W. Chung and S. D. Kevan: Phys. Rev. Lett., 82 (1999) 4066.
- [18] M. Hochstrasser, J. G. Tobin, E. Rotenberg and S. D. Kevan: Phys. Rev. Lett., 89 (2002) 216802.
- [19] S. Agergaard, Ch. Søndergaard, H. Li, M. B. Nielsen, S. V. Hoffmann, Z. Li and Ph. Hofmann: New J. Phys., 3 (2001) 15.
- [20] Yu. M. Koroteev, G. Bihlmayer, J. E. Gayone, E. V. Chulkov, S. Blügel, P. M. Echenique and Ph. Hofmann: Phys. Rev. Lett., 93 (2004) 046403.
- [21] K. Sugawara, T. Sato, S. Souma, T. Takahashi, M. Arai and T. Sasaki: Phys. Rev. Lett., 96 (2006) 046411.
- [22] T. Kadono, K. Miyamoto, R. Nishimura, K. Kanomaru, S. Qiao, K. Shimada, H. Namatame, A. Kimura and M. Taniguchi: Appl. Phys. Lett., 93 (2008) 252107.
- [23] T. Hirahara, T. Nagao, I. Matsuda, G. Bihlmayer, E. V. Chulkov, Y. M. Koroteev, P. M. Echenique, M. Saito, and S. Hasegawa: Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 146803.
- [24] T. Hirahara, T. Nagao, I. Matsuda, G. Bihlmayer, E. V. Chulkov, Yu. M. Koroteev, and S. Hasegawa: Phys. Rev. B 75 (2007) 035422.
- [25] T. Hirahara, K. Miyamoto, A. Kimura, Y. Niinuma, G. Bihlmayer, E. V. Chulkov, T. Nagao, I. Matsuda, S. Qiao, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi, and S. Hasegawa: New. Jour. Phys., 10 (2008) 083038.
- [26] T. Nakagawa, O. Ohgami, Y. Saito, H. Okuyama, M. Nishijima and T. Aruga, Phys. Rev., B 75 (2007) 155409.
- [27] C. R. Ast, J. Henk, A. Ernst, L. Moreschini, M. C. Falub, D. Pacil?, P. Bruno K. Kern and M. Grioni: Phys. Rev. Lett., 98 (2007) 186807.
- [28] G. Bihlmayer, S. Blügel and E. V. Chulkov: Phys. Rev. B, 75 (2007) 195414.
- [29] K. He, T. Hirahara, T. Okuda, S. Hasegawa, A. Kakizaki and I. Matsuda: Phys. Rev. Lett., 101 (2008) 107604.
- [30] E. Frantzeskakis, S. Pons, H. Mirhosseini, J. Henk, C. R. Ast and M. Grioni: Phys. Rev. Lett., 101 (2008) 196805.
- [31] I. Barke, F. Zheng, T. K. Røghmeier and H. J. Himpsel: Phys. Rev. Lett., 97 (2006) 226405.

- [32] S. Hatta, C. Kato, N. Tsuboi, S. Takahashi, H. Okuyama, T. Aruga, A. Harasawa, T. Okuda and T. Kinoshita: Phys. Rev., B 76 (2007) 075427.
- [33] S. Hatta, T. Aruga, C. Kato, S. Takahashi, H. Okuyama, A. Harasawa, T. Okuda and T. Kinoshita: Phys. Rev., B 77 (2008) 245436.
- [34] 八田振一郎, 有賀哲也: 表面科学, 30 (2009) 16.
- [35] K. Sakamoto, T. Oda, A. Kimura, K. Miyamoto, M. Tsujikawa, A. Imai, N. Ueno, H. Namatame, M. Taniguchi, P. E. Eriksson and R. I. Uhrberg: Phys. Rev. Lett., 102 (2009) 096805.
- [36] S. Hatta, Y. Ohtsubo et al., unpublished.
- [37] M.-H. Liu, S.-H. Chen and C.-R. Chang: Phys. Rev. B, 78 (2008) 195413.