

## 科学研究費助成事業 研究成果報告書

平成 27 年 6 月 5 日現在

機関番号：82110

研究種目：基盤研究(B)

研究期間：2012～2014

課題番号：24310072

研究課題名(和文) スピン偏極陽電子消滅の基礎構築と新奇スピン現象の解明

研究課題名(英文) Establishment of spin-polarized positron annihilation and its application to noble spin phenomena

研究代表者

河裾 厚男 (Kawasuso, Atsuo)

独立行政法人日本原子力研究開発機構・原子力科学研究部門 先端基礎研究センター・研究員

研究者番号：20354946

交付決定額(研究期間全体)：(直接経費) 10,900,000円

研究成果の概要(和文)：3d及び4f強磁性金属のスピン偏極陽電子消滅実験を通じて、その手法の基礎を構築した。さらにその応用研究の結果、(i)ホイスラー合金Co<sub>2</sub>MnSiとNiMnSbが高いハーフメタル性を持っていること、(ii)Pd, Pt, Ta, W及びBi/Ag最表面において電流駆動によるスピン偏極が起こること、(iii)ZnOとSnO<sub>2</sub>中のカチオン空孔に外部磁場で揃う磁気モーメントが付随すること、などを見出した。

研究成果の概要(英文)：We found that the electron momentum distributions of 3d and 4f ferromagnets show that (i) asymmetry upon magnetic field reversal, (ii) the asymmetry is proportional to their magnetizations, (iii) the asymmetry vanishes above the Curie temperatures. Furthermore, we found that the differential spectrum of electron momentum distribution between majority and minority spin bands of Fe is well reproduced by the first principles band calculation. From the spin-polarized electron momentum distributions of full and half Heusler alloys (Co<sub>2</sub>MnSi(Al) and NiMnSb), we found higher half-metallicity of Co<sub>2</sub>MnSi and NiMnSb. Through spin-polarized positronium annihilation measurement, we found the appearance of surface spin polarizations on nonmagnetic Pd, Pt, Ta, W and Bi/Ag bilayer due to application of DC current. From spin polarized positron annihilation measurements for ZnO and SnO<sub>2</sub>, we found that cation vacancies have magnetic moment.

研究分野：物性物理、陽電子

キーワード：スピン 陽電子 スピントロニクス 磁性 表面 ハーフメタル 原子空孔 ポジトロニウム

### 1. 研究開始当初の背景

弱い相互作用におけるパリティ非保存のため、 $\beta^+$ 崩壊により生ずる陽電子は進行方向にスピン偏極している。この性質を利用したスピン偏極陽電子消滅法(図1)は1970年頃まで強磁性体の研究に使われた。1979年にはスピン偏極陽電子ビームが開発され、磁性体表面のスピン偏極率が決定できることが示された。ところが以後全く研究は進展していなかった。

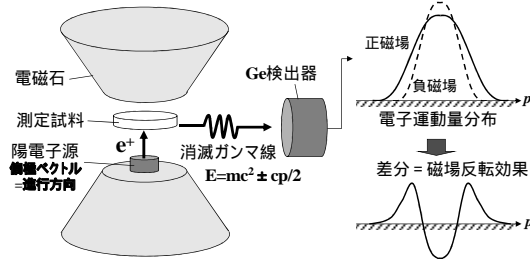


図1 スピン偏極陽電子消滅の基本原則。磁場方向に縦偏極した陽電子を磁性体材料に注入し、電子運動量分布の磁場反転効果を観測する。

近年スピントロニクス分野では、巨大磁気抵抗効果のためのハーフメタルや、電磁場により強磁性制御可能な磁性半導体に加えて、非磁性体最表面においてスピン蓄積・スピン流を生じるスピンホール効果・ラシュバ効果、通常の表面伝導とは全く異なる原理で表面スピン流を生じるトポロジカル絶縁体、原子空孔が起源となる「 $d^0$ 」強磁性体など、新しい物質や現象にも注目が集まっている。本研究開発当初、研究代表者らはスピン偏極陽電子消滅法のスピントロニクス研究における有用性に着目し、高強度・高スピン偏極陽電子ビームを開発していた。

### 2. 研究の目的

スピン偏極陽電子ビームを用いて、強磁性体中の電子運動量分布と消滅寿命の磁場反転効果を実験・理論の両面から解明し、スピン偏極陽電子消滅法の基礎を構築する。その上で、ハーフメタル開発で期待されるホイスラー合金のスピン偏極電子運動量分布、巨大スピンホール効果や巨大ラシュバ効果を発現する金属表面の電流誘起スピン偏極効果、非磁性体中の原子空孔が誘起する「 $d^0$ 」強磁性効果に関する研究を推進し、スピン偏極陽電子消滅法のスピントロニクス研究における有用性を実証する。

### 3. 研究の方法

#### (1) スピン偏極陽電子消滅法の基礎構築

3d電子系及び4f電子系の磁性体にスピン偏極陽電子を打ち込み、電子運動量分布の磁場反転効果を観測する。正負磁場中での一次元電子運動量分布は以下で与えられる：

$$N_{+(-)}(p_z) = \sum_{i=1}^{occ} \left[ \frac{(1 \pm P_+) N_i^\downarrow(p_z)}{\lambda^\uparrow} + \frac{(1 \mp P_+) N_i^\uparrow(p_z)}{\lambda^\downarrow} \right] \quad (1)$$

$i$  はバンド指数、 $\downarrow$ と $\uparrow$ は多数・少数スピン電子、 $P_+$ は陽電子偏極率、 $\lambda^{\uparrow(\downarrow)}$ は上・下向きスピンの陽電子の消滅速度である。陽電子偏極と磁場方向が同じとき正磁場(+)、反対の場合を負磁場

(-)とする。図1に示す正磁場と負磁場の電子運動量分布の差分は以下で与えられる：

$$N_+(p_z) - N_-(p_z) = \frac{P}{2} \sum_{i=1}^{occ} \left[ \frac{N_i^\downarrow(p_z)}{\lambda^\uparrow} - \frac{N_i^\uparrow(p_z)}{\lambda^\downarrow} \right] \quad (2)$$

多数・少数スピンバンドの差分は以下：

$$\sum_{i=1}^{occ} [N_i^\downarrow(p_z) - N_i^\uparrow(p_z)] \propto \left[ \Delta N + P \frac{\lambda^\uparrow - \lambda^\downarrow}{\lambda^\uparrow + \lambda^\downarrow} \Sigma N \right] \cong \Delta N + P^{3\gamma} \Sigma N \quad (3)$$

$\Delta N = N_+(p_z) - N_-(p_z)$ ,  $\Sigma N = N_+(p_z) + N_-(p_z)$ ,  $P^{3\gamma} = (N_+^{3\gamma} - N_-^{3\gamma}) / (N_+^{3\gamma} + N_-^{3\gamma})$  (三光子消滅強度の磁場反転効果)である。従って、式(3)を得るためには、三光子または二光子の消滅寿命の磁場依存性を決定する必要がある。そこで、磁場中において強磁性体の消滅寿命測定から、 $\lambda^{\uparrow(\downarrow)}$ を決定する。実験で得られた電子運動量のスピン依存性と第1原理計算の比較からバンド構造に関する知見を得る。

#### (2) ホイスラー合金のスピン偏極陽電子消滅

スピン注入電極材料として有望なホイスラー合金にスピン偏極陽電子消滅法を適用し、得られた電子運動量分布と第1原理計算を比較することで、バンド構造に関する知見を得る。試料は、 $C1_b$ 型のNiMnSb(NMS)、 $L2_1$ 型の $Co_2MnSi$ (CMS)と $Co_2MnAl$ (CMA)である。

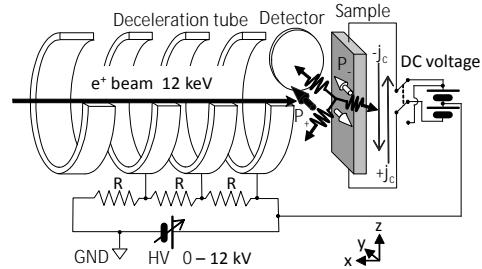


図2 電流誘起スピン蓄積効果の実験概略図。陽電子エネルギーを50eVに減速して通電下の試料表面に打込み、表面でのPs消滅強度の電流反転効果を観測し、表面スピン偏極率を決定する。

#### (3) 金属表面の電流誘起スピン偏極効果

Cu, Au, Pd, Pt, Ta, W 薄膜や Bi/Ag 二重層の試料の端部に電極を設け、図2のように、直流電圧を印加した状態で、表面近傍に陽電子を注入しポジトロニウム(Ps)消滅強度を観測する。Psには、スピン三重項のパラ状態(合成スピン $S=0$ , 磁気量子数 $M_S=0$ :  $|S M_S\rangle=|00\rangle$ )と、三重項のオルソ状態( $S=1$ ,  $M_S=0$ ,  $\pm 1$ :  $|S M_S\rangle=|10\rangle$ ,  $|11\rangle$ ,  $|1-1\rangle$ )があり、それぞれ二光子と三光子に崩壊する。ここでは、Psを経ない二光子消滅から分離されているオルソPsの三光子消滅を観測する。オルソPsの強度は、陽電子・電子のスピン偏極方向が同じであると高くなり、反対であると低くなる。その結果、オルソPsの生成割合のスピン反転に対する非対称度は以下となる。

$$A^{3\gamma} = \frac{2\varepsilon(1) - \varepsilon(0)}{2\varepsilon(1) + \varepsilon(0)} P_+ P_- \cos \varphi \quad (4)$$

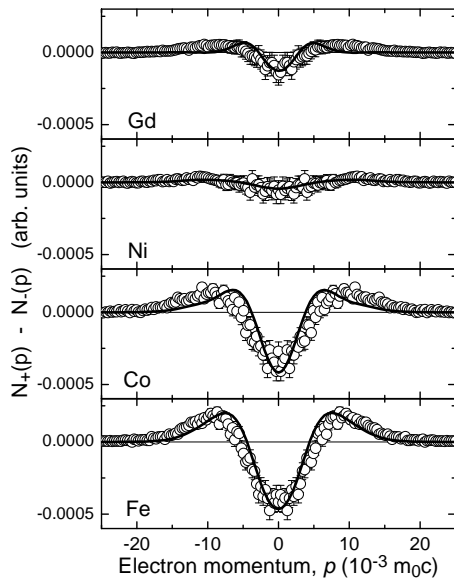


図4 多結晶 Fe, Co, Ni, Gd について得られた電子運動量分布の磁場反転効果 (正磁場と負磁場の差分)。測定温度は室温である。

陽電子スピン偏極率と検出効率 $\varepsilon$ が既知であるので、電子スピン偏極率が決定される。

#### (4) 原子空孔誘起強磁性効果

酸化亜鉛 (ZnO) と酸化スズ (SnO<sub>2</sub>) 単結晶の表層にイオン照射により原子空孔を導入する。これらを図 1 と同様の磁場中に入れて縦スピン偏極陽電子を打ち込み、電子運動量分布の磁場反転効果を観測する。磁場は最大 1 テスラである。原子空孔にある陽電子と電子のスピンの反平行であれば二光子消滅が起こるが、平行の場合は禁制となる。このため電子運動量分布の磁場反転効果からスピンの検出ができる。

### 4. 研究成果

#### (1) スピン偏極陽電子消滅法の基礎構築

図 4 は多結晶 Fe, Co, Ni, Gd の室温での電子運動量分布の正負磁場の差分である。差分絶対値を磁場反転非対称度と呼ぶ。Fe, Co, Ni の磁場反転非対称度を比較すると Fe > Co > Ni の大小関係にあり、概ね磁化に比例 (2.2 $\mu_B$ , 1.7 $\mu_B$ , 0.6 $\mu_B$ ) している。Gd の磁場反転非対称度は、その飽和磁化 7  $\mu_B$  に相当していない。これは、Gd の 4f 電子が内殻にあるため陽電子との消滅確率が低く、陽電子は主に 5d 電子と 6s 電子の偏極効果を見ているためである。

図 5 に示すようには Gd, Tb, Dy の磁場反転非対称度はキュリー点を境に減少し消失する。実験結果は強磁性相転移を記述する Weiss の式:  $M/M_0 = B_J [g_J \mu_B J (H + \lambda_M M)] / (k_B T)$  ( $M_0$ : 絶対零度での磁化,  $B_J$ : ブリュアン関数,  $g_J$ : 全磁気モーメント,  $J$ : 全角運動量,  $\lambda_M$ : 分子場係数) により再現されている。

下表はアップ・ダウンスピン陽電子の消滅寿命である。Fe と Co についてはアップスピン陽電子の方がダウンスピン陽電子よりも寿命が短い。これは多数スピン電子が数的に優越しているからである。Ni でも多数・少数スピン電子の数的関係は同じであるが、少数スピン電子の波動関数の空間的拡がりによりこの逆転現象が起こる。

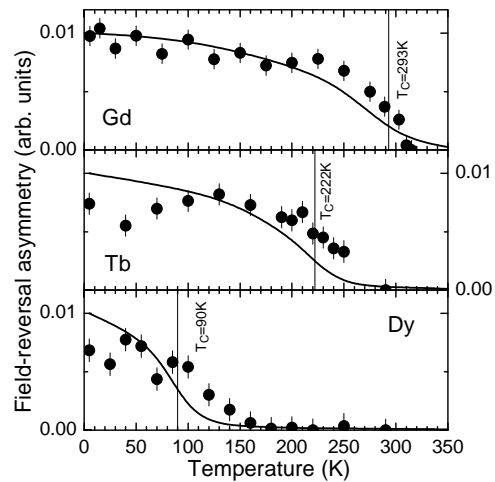


図5 Gd, Tb, Dy について得られた電子運動量分の磁場反転非対称度の温度依存性。

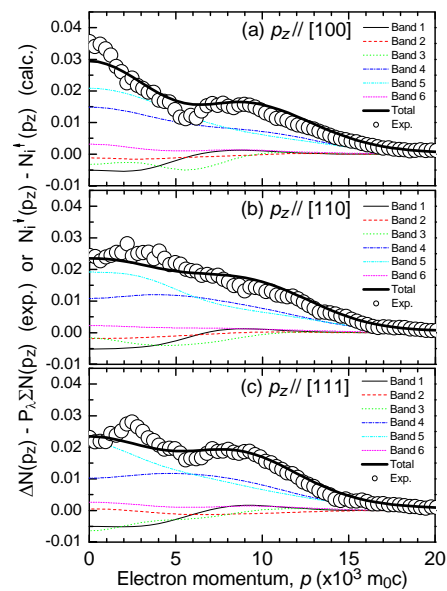


図6 スピン依存陽電子寿命を用いて Fe 単結晶について得られた多数スピン電子と少数スピン電子の運動量分布の差分スペクトル。

	$\lambda^{\uparrow}$ (psec)	$\lambda^{\downarrow}$ (psec)
Fe	109	120
Co	100	114
Ni	106	100

図6は式(3)から得られたFe単結晶の多数・少数スピンバンドの電子運動量分布の差分である。[001]軸に沿う差分は低運動量域に狭小成分を持ち、高運動量域では幅広成分を持っている。[110]と[111]軸の差分では低運動量領域の幅の狭い成分は弱くなり、全般的に幅広である。スペクトル全体形状は第1原理計算の結果と良く一致している。これは、各バンド差分も精度良く計算されていることを保証している。第1~3バンドは負に、第4及び5バンドは正にスピン偏極している。第6バンドも正にスピン偏極しているが状態密度が少なくスペクトルへの寄与は殆どない。sバンドの負のスピン偏極性は中性子散乱の研究と一致している。図7は多結晶 Co, Ni, Gd の電子運動量分布の差分と、第1原理計算結果である。Coでは、第1~6バンドが負にスピン偏

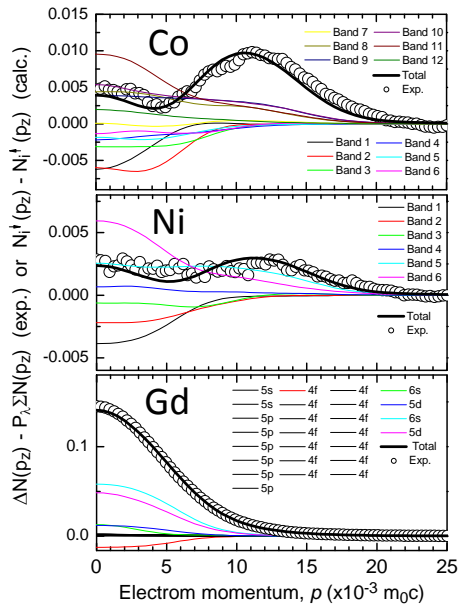


図7 Co, Ni, Gd多結晶の多数スピン電子と少数スピン電子の運動量分布の差分スペクトル。

極していることで中心部分の強度が大幅に減少している。Ni では、第 1~3 バンドの負のスピン偏極と第 4~6 バンドの正のスピン偏極が拮抗してフラットな分布になっている。Gd では、4f バンドの 1 本だけが負にスピン偏極しているが 5d と 6s バンドはともに正にスピン偏極していることで、上に凸の狭小な分布となっている。

以上、古典的な強磁性体の電子運動量分布や消滅寿命が、第 1 原理バンド計算によって良く再現できることなどが解明された。これはスピン偏極陽電子消滅法が電子スピンの研究に利用できることを示している。

## (2) ホイスラー合金のスピン偏極陽電子消滅

第 1 原理計算の結果、多数スピンバンドの本数は 19 本(CMS)、17 本(CMA)、14 本(NMS)であった。CMS と CMA では第 13 バンド以降、NMS では第 10 バンド以降がフェルミ準位以上にありギャップを形成していた。CMS と NMS の少数スピンバンドはフェルミ準位に接触しておらずハーフメタルであるが、CMA では第 10~12 バンドがフェルミ準位に接触していた。なお、磁化測定から、飽和磁化が 4.7 $\mu_B$  (CMS)、3.8 $\mu_B$  (CMA)、3.2 $\mu_B$  (NMS)であり、従来の報告値と良く一致していた。X 線回折の結果、CMS と CMA には L2<sub>1</sub> 構造が支配的で僅かに B2 構造が混在しており、NMS は C1<sub>b</sub> 構造であった。

図 8 は各試料の多数-少数スピンバンドの電子運動量分布の差分である。 $\lambda^{\uparrow}$ と $\lambda^{\downarrow}$ は以下であった： $(\lambda^{\uparrow}=6.82 \text{ ns}^{-1}, \lambda^{\downarrow}=6.59 \text{ ns}^{-1} : \text{CMS})$ 、 $(\lambda^{\uparrow}=6.75 \text{ ns}^{-1}, \lambda^{\downarrow}=6.63 \text{ ns}^{-1} : \text{CMA})$ 、 $(\lambda^{\uparrow}=6.17 \text{ ns}^{-1}, \lambda^{\downarrow}=4.93 \text{ ns}^{-1} : \text{NMS})$ 。CMS の実験スペクトルは低運動量域の狭小成分と高運動量域の幅広い成分からなっている。CMA では、低運動量域の強度が劇的に落ち込んでいる。NMS では、低運動量域の狭小成分が CMS よりも増強されている。これらより、CMS と NMS では正にスピン偏極した s 的及び d 的なバンドが存在していること、CMA では s 的バンドの状態が少ないか、負にスピン偏極していることが推測される。

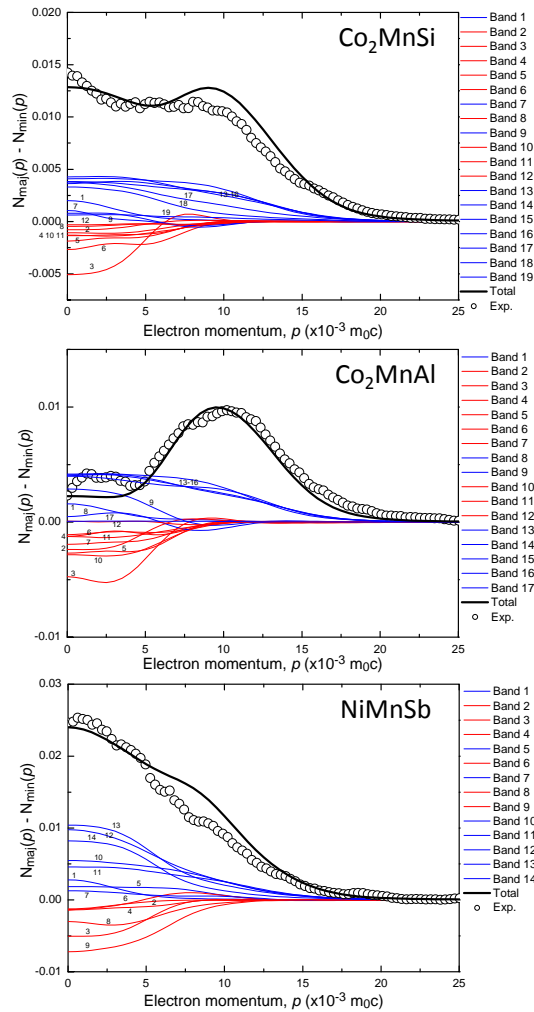


図 8 Co<sub>2</sub>MnSi, Co<sub>2</sub>MnAl, 及び、NiMnSb について得られた多数スピンバンドと少数スピンバンドの電子運動量分布の差分スペクトル。青線と赤線は各々正と負のスピン偏極を示している。

第 1 原理計算による結果と比較すると、全体形状は非常に良く一致している。CMS については、第 13~17 バンドが全て正に偏極している。これは、これらの少数スピンバンドがフェルミ準位以上にあるためである。第 1~12 バンドの中で正に偏極しているものは第 1, 7, 9 バンドだけで、その他は全て負に偏極している。全体としては正のスピン偏極状態が優越し、d 的な第 13~16 バンドによる幅広い特徴と、sd 的な第 17~19 バンドによる中心付近の狭小成分からスペクトル形状が作られている。CMA についても同様であるが、sd 的な第 17~19 バンドがフェルミ面上に殆ど状態を持たないためにスペクトル中心部分の強度が下落していることが CMS と大きく異なる。これは CMA の低いハーフメタル性の原因である。NMS については、第 10~14 バンドの少数スピンバンドがフェルミ面以上にあり全て正に偏極している。第 1~9 バンドで正に偏極しているのは第 1, 5, 7 バンドだけで、それ以外は負に偏極している。全体としては sd 的な第 12~13 バンドが強いことで、狭小なスペクトルが形成される。

実験で得られた多数・少数スピンバンドの電子運動量分布の差分が第 1 原理計算で非常に良く説明できることは、実験で扱っている系に対

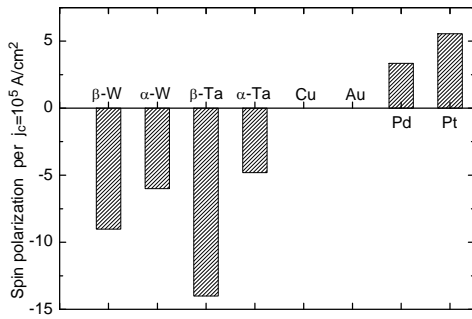


図9 図15に示した金属表面について得られた電流誘起スピン偏極率。同一の入力電流密度で規格化している。

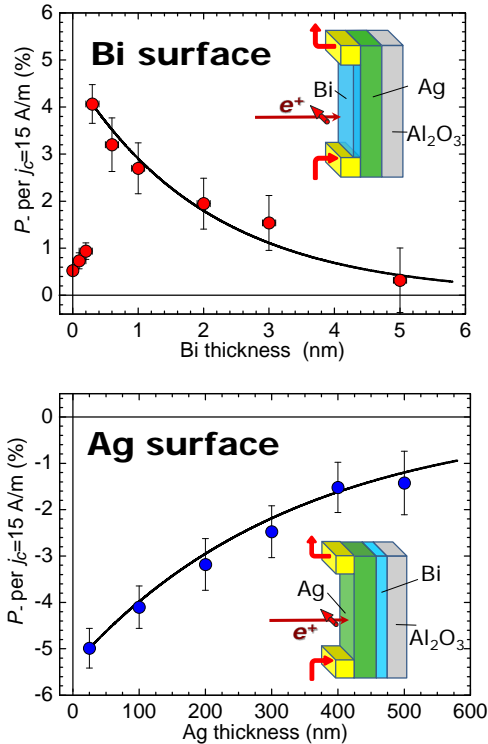


図12 通電下にあるBi/Ag二層膜のBi最外層(上)とAg最外層(下)の最表面で観測されたスピン偏極率の膜厚依存性。

する理論モデルが妥当であることを示している。この結果から、フェルミ面のスピン偏極率や少数スピンバンドのギャップは分からないが、少なくともCMSとNMSがCMAよりも高いハーフメタル性を持つという理論予測を支持している。

### (3) 金属表面の電流誘起スピン偏極効果

図9は、Au, Cu, Pt, Pd,  $\alpha(\beta)$ -Ta,  $\alpha(\beta)$ -W 薄膜について得られた電流誘起スピン偏極である。AuとCuのスピン偏極が検出限界(1%)以下であるのに対して、それ以外の金属では大きなスピン偏極が誘起されており、PtとPd対TaとWでは符号が逆である。これは、AuとCu以外の金属が強いスピンホール効果を示し、PtとPd対TaとWではその符号が反転する事実と一致している。スピンホール角の符号反転は、最外殻  $d$  バンドの占有状態に応じて  $sd$  混成によるスピン軌道相互作用の向きが反転するためである。従って、ここで観測された電流誘起スピン偏極もスピン軌道相互作用に起因するものと考えられる。

スピンホール効果に伴うフェルミ準位のシフト

量は  $\theta_{SHE}$ :スピンホール角、 $\lambda_S$ :スピン拡散長、 $j_C$ :電流密度、 $\rho$ :抵抗率から  $\Delta\mu=2\theta_{SHE}\lambda_S j_C \rho$  である。Ptの場合、 $\theta_{SHE}=10\%$ 、 $\lambda_S=10\text{ nm}$ 、 $j_C=10^5\text{ A/cm}^2$ 、 $\rho=50\Omega\text{cm}$  から  $\Delta\mu\sim 10^{-6}\text{ eV}$  となり、フェルミ準位近傍での状態密度が  $\text{DOS}\sim 10^{23}\text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$  であり準位幅  $1\text{ eV}$  の電子がPs形成に与るとすると、三次元スピン密度は  $\Delta\mu\times\text{DOS}\sim 10^{17}\text{ cm}^{-3}$  である。Psは低電子密度の表面二次元電子系で形成されるので、電子密度  $10^{13}\text{ cm}^{-2}$ 、バンド幅  $100\text{ meV}$  程度と見積もられ、 $\text{DOS}\sim 10^{14}\text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$  となる。二次元スピン密度は  $(10^{17})^{2/3}\sim 10^{11}\text{ cm}^{-2}$  だから、スピン偏極率は%オーダーとなり、実験値を説明し得る。即ち、バルクで生じた電子スピンの、最表面に蓄積することで増幅されて観測される。

ラシュバ効果の場合、二次元スピン密度は

$$n_{spin} = eD_{2D}E\tau\alpha/\hbar \quad (5)$$

である。 $e$ :素電荷、 $D_{2D}$ :二次元状態密度、 $E$ :電場、 $\tau$ :緩和時間、 $\alpha$ :ラシュバ定数、 $\hbar$ :プランク定数である。 $\alpha=3\times 10^{-10}\text{ eVm}$ 、 $D_{2D}=10^{14}\text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$ 、 $\tau=10\text{ ps}$ 、 $E=1\text{ kV/m}$  とすると、 $n_{spin}\sim 3\times 10^{11}\text{ cm}^{-2}$  となる。この結果、スピン偏極率はやはり数%オーダーとなり実験結果を説明できる。ここでは緩和時間がバルクのそれ( $10^{-15}\text{ s}$ )よりも非常に長いと仮定している。これは、Psが低電子密度領域で形成されるからである。低電子密度で電子のフェルミ波長が長くなると、波数  $q=0$  付近の音響フォノンとの相互作用が重要になるが、フォノンの状態密度自体が低いため緩和時間が伸びる。

このように上の観測結果は、スピンホール効果とラシュバ効果の何れでも説明がつく。そこで、ラシュバ系であるBi/Ag二層膜の結果を図12に示す。Bi膜厚が  $0.3\text{ nm}$  のときスピン偏極率は急峻に増加し、その後膜厚とともに緩やかに減少する。Bi膜厚ゼロの僅かなスピン偏極はAg自身による。Ag表面では膜厚  $25\text{ nm}$  のとき負のスピン偏極率が得られ、膜厚とともに減少する。以上は、Bi/Ag界面で生じたスピンのBiとAg層内を伝搬して最表面に到達ためである。スピン偏極率の膜厚依存性に  $\exp[-d_{Bi(Ag)}/\lambda_{Bi(Ag)}]$  ( $d$ :膜厚、 $\lambda$ :スピン拡散長)をフィットしたのが図中の実線である。これよりBiとAgのスピン拡散長は  $\lambda_{Bi}=2.1\text{ nm}$ 、 $\lambda_{Ag}=357\text{ nm}$  となる。これらは文献値と一致している。(5)式は以下の様にも書ける。

$$n_{spin} = m_e^* \alpha j_C^{2D} / (e\hbar E_F) \quad (6)$$

$m_e^*$ :伝導電子の有効質量、 $j_C^{2D}$ :二次元電流密度、 $E_F$ :フェルミエネルギーである。Bi/Ag系では  $m_e^*=0.35 m_0$ 、 $\alpha=3\times 10^{-10}\text{ eVm}$  である。またフェルミ波数  $k_F=0.13\text{ \AA}^{-1}$  と  $m_e^*$  から  $E_F=0.18\text{ eV}$  となる。Psは電子密度  $10^{13}\text{ cm}^{-2}$  の領域で形成される。Bi表面の電子密度は  $0.5\sim 4\times 10^{13}\text{ cm}^{-2}$  であり、この条件となっている。Ag表面の場合は表面真空側でPsが形成される。以上から  $j_C^{2D}=15\text{ A/m}$  あたり数%のスピン偏極率となり、観測結果を説明できる。式(5)と式(6)は等価である。式(5)では長大な緩和時間を要請する必要があったが、これは式(6)では  $E_F$  を通じて反映されている。

以上、スピン偏極Ps消滅法により、金属表面における電流誘起スピン偏極が検出された。本手法は非常に小さいスピン偏極を感度良く検出できるものであり、さらなる応用に期待が持てる。

#### (4) 原子空孔誘起強磁性効果

磁化測定により、酸素イオン照射で原子空孔を導入した ZnO が強磁性を示すことが確認された。また 1000 熱処理により強磁性は消失することも分った。これまでの研究で、酸素イオン照射により導入された亜鉛空孔と酸素空孔はそれぞれ 200 付近と 800-1000 の熱処理で消失することが分かっている。以上より、原子空孔の導入と同時に強磁性が誘起されている。しかし、この状況証拠だけで原子空孔が強磁性を誘起していると直ちに結論することはできない。

図 13 は酸素イオン照射前後に得られた ZnO と SnO<sub>2</sub> に対する電子運動量分布の正・負磁場間の差分である。どちらも未照射では正・負磁場間の違いはないが、照射後には明瞭な違いが出る。非磁場中の測定から、照射後の陽電子捕獲中心はカチオン空孔 (Zn 空孔と Sn 空孔) であった。上の結果はこれらカチオン空孔に磁気モーメントがあり、それが外部磁場に応答して配列していることを示している。図中の実線は、第 1 原理計算によるカチオン空孔に付随する電子運動量分布である。中心付近の強度減少と  $p = 7 \times 10^{-3} m_0c$  付近の強度増加が良く再現されている。カチオン空孔の第一隣接位置には酸素原子が配位しており、分子軌道は  $2p$  電子の結合による。 $2p$  電子は  $3d$  電子と似通った動径成分を持っており、運動量分布は酸素  $2s$  電子や Sn の  $5s5p$  電子それよりも広い。このため、中心付近の強度減少と  $p = 7 \times 10^{-3} m_0c$  付近の強度増加が生じている。

以上、ZnO と SnO<sub>2</sub> 中にはカチオン空孔に磁場で配列するスピンの存在が直接示された。

#### 5. 主な発表論文等

(雑誌論文) (計 12 件)

Charge-to-spin conversion and spin diffusion in Bi/Ag bilayers observed by spin-polarized positron beam, H. J. Zhang, S. Yamamoto, B. Gu, H. Li, M. Maekawa, Y. Fukaya, and A. Kawasuso, Phys. Rev. Lett. 114(2015)166602 -1-5. DOI:10.1103/PhysRevLett.114.166602

Current-induced spin polarization on metal surfaces probed by spin-polarized positron beam, H. J. Zhang, S. Yamamoto, Y. Fukaya, M. Maekawa, H. Li, A. Kawasuso, T. Seki, E. Saitoh, K. Takanashi, Sci. Rep. 4 (2014)04844-1-4. DOI:10.1038/srep04844

Spin-polarized positron annihilation measurements on polycrystalline Fe, Co, Ni and Gd based on Doppler broadening of annihilation radiation, A. Kawasuso, M. Maekawa, Y. Fukaya, A. Yabuuchi and I. Mochizuki, Phys. Rev. B83 (2011)100406(R). DOI:10.1103/PhysRevB.83.100406

(学会発表) (国内外 計 49 件)

Current-induced spin polarization in transitional metals and Bi/Ag bilayers observed by spin-polarized positron beam, H. Z. Zhang, S. Yamamoto, H. Li, Y. Fukaya, M. Maekawa, A. Kawasuso, T. Seki, E. Saito, K. Takanashi, 2015 March meeting of American Physical Society, San Antonio, Texas, USA, March 3, 2015

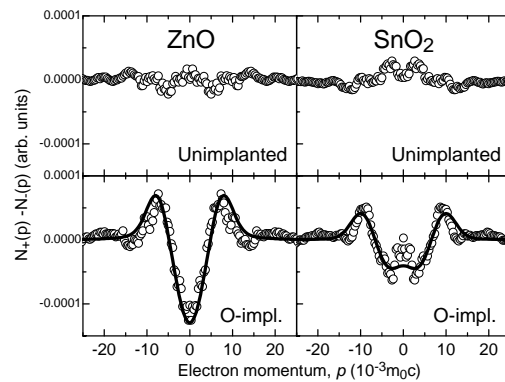


図 13 ZnO と SnO<sub>2</sub> について得られた電子運動量分布の正・負磁場 ( $\pm 1T$ ) の間の差分スペクトル。実線は、Zn 空孔 (ZnO) と Sn 空孔 (SnO<sub>2</sub>) に対して第 1 原理計算により求めたスペクトル。

表面の電子、スピン、構造 - 光と陽電子を用いた相補的研究 - (招待講演)、河裾厚男、深谷有喜、前川雅樹、望月出海、和田健、兵頭俊夫、関剛斎、斎藤英治、高梨弘毅、物構研サイエンスフェスタ 2013 (茨城県つくば市、つくば国際会議場)、平成 25 年 3 月 14 日

Positron annihilation spectroscopy as a probe for spintronics (Invited), A. Kawasuso, M. Maekawa, Y. Fukaya, E. Saitoh, K. Takanashi, CMSI topical meeting, 石川県金沢市、金沢大学、平成 25 年 2 月 18 日

(図書) (計 0 件) (産業財産権) (計 0 件)

(プレス発表) (計 2 件)

非磁性体の電子スピンをありのままに観測、平成 27 年 4 月 13 日

世界最高のスピン偏極率を持った陽電子ビームの開発に成功、平成 25 年 5 月 17 日

(ホームページ) (計 1 件)

[http://www.taka.jaea.go.jp/asrc/positron/index\\_j.html](http://www.taka.jaea.go.jp/asrc/positron/index_j.html)

#### 6. 研究組織

(1) 研究代表者

河裾 厚男 (KAWASUSO, Atsuo)、独立行政法人日本原子力研究開発機構・原子力科学研究部門 先端基礎研究センター・研究員、研究者番号: 20354946

(2) 研究分担者

前川 雅樹 (MAEKAWA, Masaki)、独立行政法人日本原子力研究開発機構・原子力科学研究部門 先端基礎研究センター・研究員、研究者番号: 10354945

(3) 研究分担者

深谷 有喜 (FUKAYA, Yuki)、独立行政法人日本原子力研究開発機構・原子力科学研究部門 先端基礎研究センター・研究員、研究者番号: 40370465

(4) 連携研究者

境 誠司 (SAKAI, Seiji)、独立行政法人日本原子力研究開発機構・原子力科学研究部門 先端基礎研究センター・研究主幹、研究者番号: 10354929

(5) 連携研究者

齋藤 英治 (SAITOH, Eiji)  
東北大学金属材料研究所・教授  
研究者番号: 80338251