

III. 磁性

# スピン偏極 STM/STS : 究極の磁性物理実験

学習院大学理学部 山田豊和・溝口 正

スピンの依存した固体表面の電子状態を原子スケールの分解能で探ることができるスピン偏極走査トンネル顕微分光法 (STM/STS) に関して、その原理と基本的な解析法を解説した後、実際にわれわれが行った実験の結果を紹介する。Fe ウィスカー単結晶上の層状 Mn(001) 膜を用いて室温で 0.5 nm の磁気分解能を確認した。Mn 膜上に Fe を蒸着し、non-collinear な磁気結合を確認した。スピンコントラストは探針のスピン偏極ベクトル  $P_t$  と試料のスピン偏極ベクトル  $P_s$  の内積に比例しているため、 $P_s$  を定量的に求めるには  $P_t$  を知る必要がある。われわれは、GaAs からの光励起スピン偏極電子を用いて磁性 Fe/W 探針の  $P_t$  をその場測定し、探針ごとに  $P_t$  が異なることがわかった。

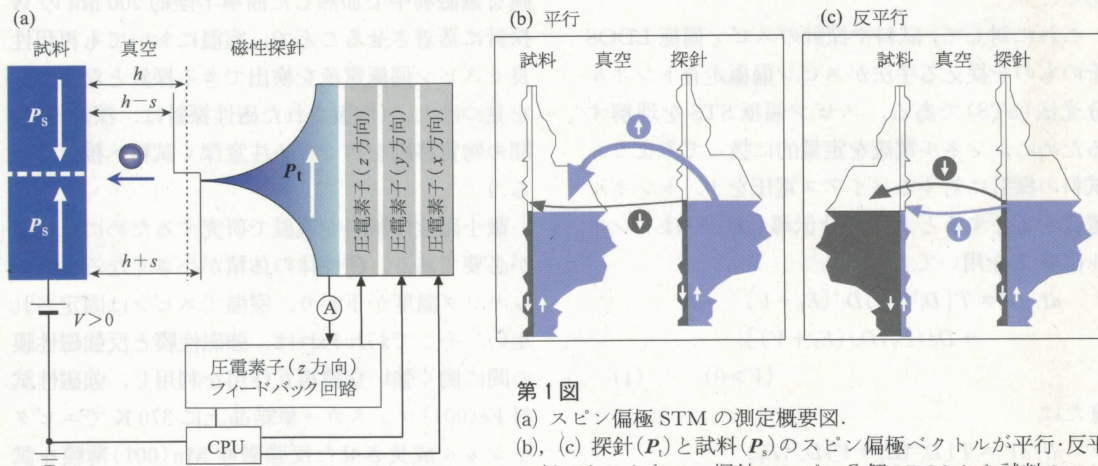
果によって流れるとき、スピンの反転は無視できる。磁性探針を用いた場合、探針の局所電子状態密度 (LDOS) はスピン偏極している。

第 1 図 (a) にスピン偏極 STM の測定概要図を示す。 $P_s$  は試料の、 $P_t$  は探針のスピン偏極度ベクトルである。平らな試料表面に  $P_t$  と平行・反平行な  $P_s$  を持つ磁区がある場合を考える。第 1 図 (a) では試料に正電圧がかかっている。その際、探針のフェルミ準位から試料の空準位へ電子がトンネル遷移する。探針からの電流量を検出し、フィードバック回路を通してトンネル電流量が一定となるように探針-試料間距離 ( $z$ ) を圧電素子を用いて制御できる機構となっている。

非磁性探針を用いてこの試料表面を走査する場合は、第 1 図 (a) 中の点線に沿って ( $z=h$ ) 走査する。しかし、磁性探針を用いた場合はトンネル電

## §1 スピン偏極 STM/STS の原理

最初にスピン偏極 STM の原理を第 1 図を用いて説明する。探針から試料に電子がトンネル効



第 1 図

(a) スピン偏極 STM の測定概要図。  
(b), (c) 探針 ( $P_t$ ) と試料 ( $P_s$ ) のスピン偏極ベクトルが平行・反平行であるときの、探針のスピン分解 LDOS から試料のスピン分解 LDOS へのトンネル遷移。黒色と ↓ は spin-down、青色と ↑ は spin-up を意味する。

流にスピン偏極が生じる。Slonczewski は 2 つの強磁性体間のトンネル接合のコンダクタンスは両者のスピン偏極度 ( $P$ ) の向きが平行か反平行かによって  $G_p = G_0(1+P)$  または  $G_a = G_0(1-P)$  となることを導いている<sup>1)</sup>。そのため同じトンネル障壁に対し強磁性接合のトンネル電流の値は 2 つの強磁性電極のスピン偏極度が平行か反平行かで異なってくる。そのトンネル遷移を磁性探針と磁性試料のスピン偏極 LDOS の模式図を用いて説明する。第 1 図(b),(c) 中で矢印の太さは遷移確率の大きさを示す。遷移確率は、探針のフェルミ準位での LDOS と試料のバイアス電圧位置の LDOS の積で決まる。第 1 図(b) のように  $P_s$  と  $P_t$  が平行である場合、spin-up 電子の遷移確率は非常に大きくなり spin-down 電子の遷移確率は小さくなるが、第 1 図(c) のように  $P_s$  と  $P_t$  が反平行である場合、spin-up 電子と spin-down 電子のトンネル遷移の量はともに小さくなる。その結果、 $P_s$  と  $P_t$  が平行な場合と反平行な場合でトンネル遷移する spin-up と spin-down の総電子数に変化が生じ、反平行の場合はトンネル電流が少なく、平行な場合は多くなる。第 1 図(a) に戻り、磁性探針でこの試料表面を走査すると、探針-試料間距離  $z$  は、 $P_s$  が  $P_t$  と平行な磁区上では  $z_1 = h+s$ 、反平行な磁区上では  $z_2 = h-s$  となり、あたかも表面に段差があるように観察される。このスピン偏極電流の変化を高さ情報として捉える手法がスピン偏極 STM である。

これに対して、試料や探針のスピン偏極 LDOS そのものを捉える手法がスピン偏極走査トンネル分光法 (STS) である。スピン偏極 STS を理解するためにトンネル電流を定量的に扱ってみよう。試料の探針に対するバイアス電圧を  $V$ 、トンネル電流を  $I$  とするとき、微分伝導 ( $dI/dV$ ) はトンネル確率  $T$  を用いて

$$\frac{dI}{dV} \propto T [D_t^\uparrow(E_F) D_s^\uparrow(E_F + V) + D_t^\downarrow(E_F) D_s^\downarrow(E_F + V)], \quad (V > 0) \quad (1)$$

または

$$\frac{dI}{dV} \propto T [D_t^\uparrow(E_F + V) D_s^\uparrow(E_F) + D_t^\downarrow(E_F + V) D_s^\downarrow(E_F)], \quad (V < 0) \quad (2)$$

と書ける。ここで  $D_t, D_s$  は探針と試料の LDOS,  $\uparrow, \downarrow$  はスピンの up または down 状態を示す。トンネル確率  $T$  は、探針-試料間距離  $z$  とバイアス電圧  $V$  の関数で

$$T(z, V) = a_1 \cdot \exp \left[ -bz \left( \Phi + \frac{V}{2} \right)^{1/2} \right] + a_2 \cdot \exp \left[ -bz \left( \Phi - \frac{V}{2} \right)^{1/2} \right] \quad (3)$$

と表わされる。ここで  $\Phi$  は仕事関数、 $a_1, a_2, b$  は比例係数とする。

式(1),(2)でわかるように  $dI/dV$  中にスピン偏極 LDOS が含まれているので、 $dI/dV$  値を画像化することで磁性試料の磁化の分布を白黒のコントラストとして直接観察できる。 $dI/dV$  像と STM 画像を同時に得て表面形状と磁化との相関もわかる。

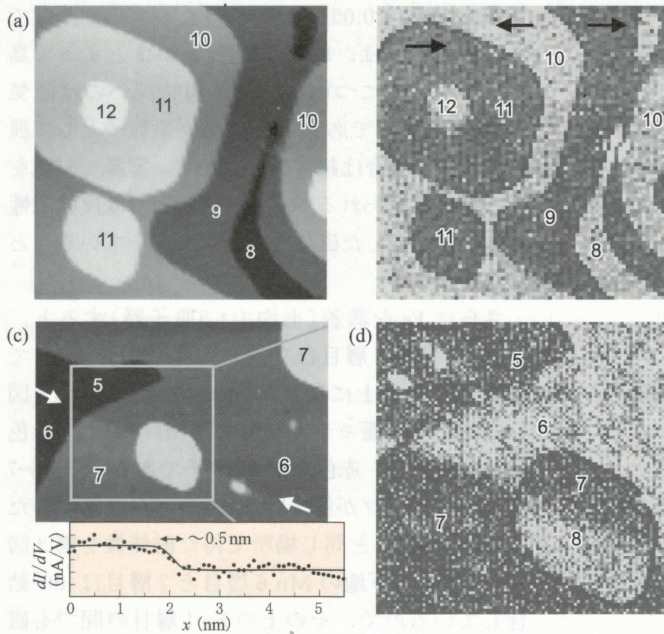
## §2 Mn(001) エピタキシャル膜のスピン偏極 STM/STS 観察

これよりわれわれのスピン偏極 STM/STS 研究について具体的な実験結果を示しながら述べていく。実験はすべて超高真空中、室温で行った。

スピン偏極 STM/STS を行う上で最も重要な鍵となるのが磁性探針である。比較的作製が容易で室温においても機能する磁性探針である Fe/W 探針を使用した。超高真空中で 2-10 nm の Fe 薄膜を無磁場中で加熱した曲率半径約 200 nm の W 探針に蒸着させることで、室温においても再現性良くスピン偏極電流を検出できる探針となることを見つけた。(作製された磁性探針は、探針-試料間の物質移動を防ぐため注意深く試料へ接近させる。)

微小磁性体試料を室温で研究するためには注意が必要である。磁性体の体積が小さくなるとプロッキング温度が下がり、室温でスピンは固定されない。そこでわれわれは、強磁性膜と反強磁性膜の間に働く強い交換相互作用を利用し、強磁性試料 Fe(001) ウィスカー単結晶上に 370 K でエピタキシャル成長させた反強磁性 Mn(001) 薄膜を試料として使用した<sup>2)</sup>。

Fe(001) ウィスカー単結晶は 500  $\mu\text{m}$  以上の単



## 第2図

Fe(001)-ウィスカー単結晶上のMn(001)膜でのスピン偏極STS. Fe/W探針を使用. 数字は各位置でのMn原子層の層数を示す. 平均で10原子層分のMn膜を370 Kで成長させた表面.

(a) 凹凸像(100×100 nm<sup>2</sup>).

(b) 図(a)と同時に得た  $dI/dV$  (磁気) 像. 図(b)中の矢印は各位置での相対的なスピン偏極度方向を示す.

(c) 凹凸像(140×140 nm<sup>2</sup>). 図(c)中の白矢印間に下地のFe単原子ステップが走っている.

(d) 図(c)の四角の範囲で得た  $dI/dV$  (磁気) 像. 下地のステップを挟んでスピンコントラストが反転している. ここでのラインプロファイルを図(c)に挿入する.

磁区を持ち、不純物も少なく、閉磁区を作っており漏れ磁場が小さいので、Mn膜の下地として適している. この単結晶を加熱・Ar<sup>+</sup>スパッタし、酸素不純物量を1%以下にした後、Mn(純度99.999%)を0.3原子層/分で370 Kで蒸着した.

STM原子像からMn膜はbcc-Fe(001)と同じ面内原子間距離を持ち、原子層間距離は4原子層目以上が一様に0.165 nmであったので、Mn膜はbcc構造をz方向に引き伸ばしたbct構造を持つことがわかった. また、4原子層目以上のMn膜にはFe混合原子はなく、表面に複数の層が析出し、STSより同じLDOSピーク(-0.5 Vと+0.8 V)を持つことがわかった<sup>3)</sup>.

以上のことから、4原子層以上のMn膜が磁気構造を探るのに適していると判断した. 第2図にFe/W探針を用いて超高真空中、室温で得たスピン偏極STM/STSの結果を示す. 第2図(a)は形状像を示す. 表面に8原子層目から12原子層目が析出している. STM像では明るいほど高さが高いことを示す. これ以降STM像と  $dI/dV$  像中にしばしば出てくる数字は各位置で積層している局所的なMn原子層の層数を示す. 第2図(a)と同時に得た  $dI/dV$  像を第2図(b)に示す. 第2図(a), (b)はどちらも75×75ピクセル(1.3 nm/ピク

セル)で測定した. 室温での測定であり、また§1で述べたように第2図(a)測定中はフィードバックがかかっているが、第2図(b)測定中はフィードバックを切っているため、ノイズは第2図(b)の方が大きくなる. 非磁性W探針を用いて得た  $dI/dV$  像は奇数と偶数層で全く差を示さなかったが、Fe/W探針で得た  $dI/dV$  像の奇数層と偶数層は明らかな差を示し、強い白黒コントラストが層間で確認できた. コントラストは2原子層周期で振動している. この振動するコントラストはちょうど4層目から始まっていることも確認した<sup>4-15)</sup>.

この  $dI/dV$  像中のコントラストはMn(001)膜の層状反強磁性磁化により生じていることを以下の点より結論づけた. (1)  $dI/dV$  像中のコントラストの生じている層(>3原子層)と周期(2原子層)は以前に他の非局所技術により得られた結果と一致する. (2) このコントラストは非磁性W探針では観察されず、磁性Fe/W探針で観察された. (3) コントラストの反転を異なる磁性Fe/W探針で観察した(これは探針磁化方向が無作為に決定されることを意味する). 表面において各Mn層は上下のMn層と反強磁性的に結合している<sup>4-15)</sup>.

Mnは表面を平らにする傾向があるため、下地のFe(001)表面の単原子ステップはMn表面で第

2 図(c)の2つの矢印の間に走っているような高さ0.02 nmのステップとして確認される。第2図(c)中の四角の位置での  $dI/dV$  像を第2図(d)に示す。この Fe ステップ位置で Mn スピンが  $180^\circ$  回転し磁気コントラストは反転している。この位置でのラインプロファイルを測定し、第2図(c)挿入図に示すように約0.5 nmで Mn スピンは反転していることがわかった。この値が室温で確認されたスピン偏極 STS の磁気分解能である<sup>8)</sup>。

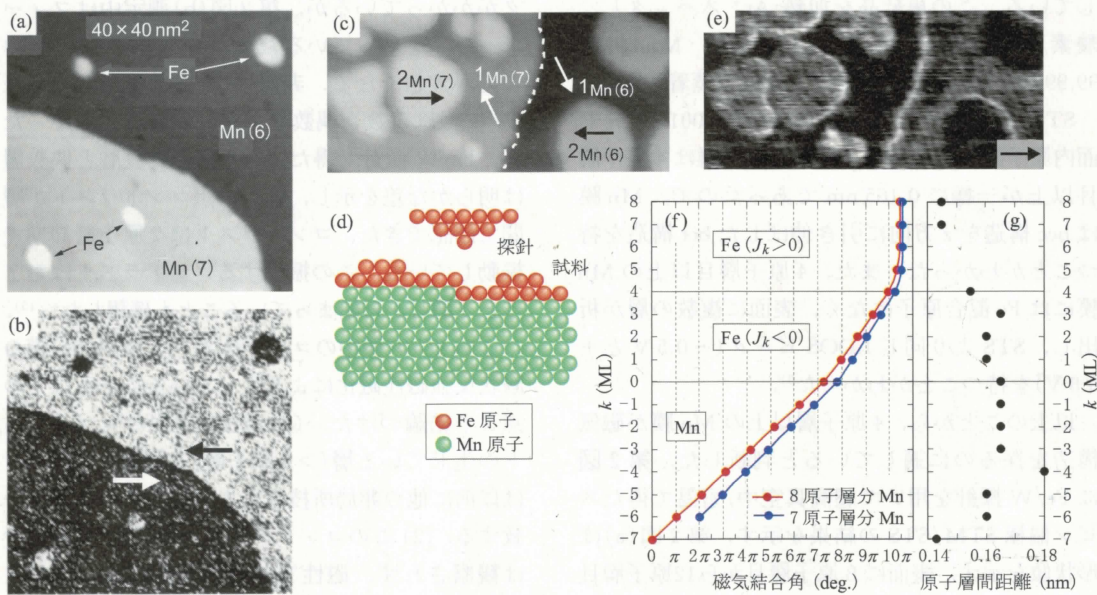
### §3 Mn(001)層の上の Fe(001)層の磁性

bcc-Fe の上に Mn をつけると、Mn は層ごとに反平行に磁気結合した反強磁性となった。さらにこの上に Fe を蒸着すると強磁性となるであろうか。実験結果は意外にも複雑で興味深い。

第3図(a)は Mn 6層目と7層目の上に Fe をご

く僅か(平均で0.05原子層)つけたときの凹凸像である。現実には、Fe 約50個ほどがまとまって島状に Mn の上についている。興味深いのは磁気像(第3図(b))である。Fe 50個が微粒子として孤立している場合は超常磁性となり、室温で磁化を示さないと思われるが、Mn 層の上では反強磁性的に交換結合した磁化をしっかりとっていることがわかる。

さらに Fe を蒸着(平均で1.5原子層)すると、Mn 6層目と7層目は完全に1原子層分の Fe で覆われ、その上に島状に Fe が堆積する(第3図(c))。その断面モデルを第3図(d)に示す。緑色丸が Mn 原子、赤色丸が Fe 原子である。Mn 6-7層目のステップが第3図(c)中の点線位置にあたる。第3図(c)と同じ場所で得た磁気像を第3図(e)に示す。下地の Mn 6層目と7層目は  $180^\circ$  結合しているの、その上の Fe 1層目の間でも磁気コントラストが確認できる。興味深いのは Fe



第3図 (a),(b) わずか0.05原子層分の Fe を6層目と7層目の Mn 膜に蒸着した際の凹凸像 ( $40 \times 40 \text{ nm}^2$ ) と  $dI/dV$  (磁気) 像である。

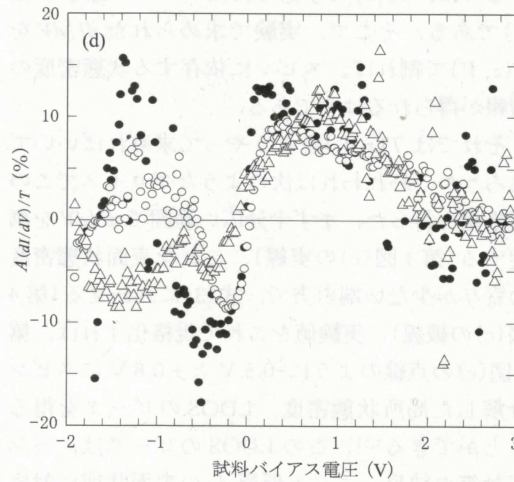
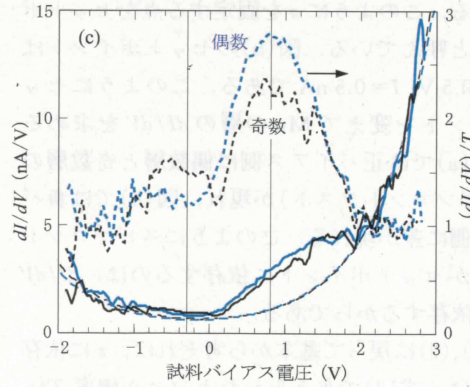
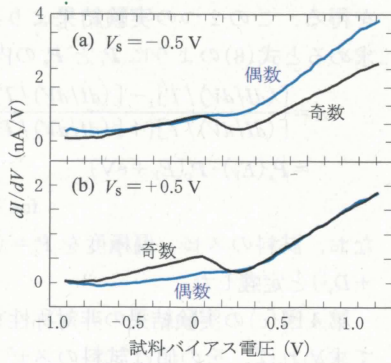
(c) 1.5原子層分の Fe を6層目と7層目の Mn 膜に蒸着した表面の凹凸像。

(d) 図(c)測定時の探針-試料の原子モデル。

(e) 図(c)と同じ場所で得た  $dI/dV$  (磁気) 像。

(f) Fe/Mn/Fe-ウィスカー系の原子層ごとの層間磁気結合角。

(g) 原子層ごとの層間距離。



第4図

(a), (b) 異なる探針-試料間距離で Mn(001) 膜で得た  $dI/dV$  曲線: 奇数層は黒色, 偶数層は青色.  
 (c)  $dI/dV$  曲線を  $T$  で規格化し  $(dI/dV)/T$  曲線を得た.  
 (d)  $(dI/dV)/T$  曲線より得た非対称性. 詳細は本文中.

1層目と Fe 2層目が磁気コントラストを示していることである. これは Fe 層が強磁性結合していないことを意味する.

磁気コントラストは, 上下の層の磁気モーメントのなす角度を  $\theta$  とすると,  $\cos \theta$  に比例する. 注意深い解析の結果, Mn 層と Fe 1層目は  $124 \pm 4^\circ$  で, Fe 1層目と Fe 2層目は  $116 \pm 15^\circ$  で磁気結合していることがわかった<sup>16)</sup>. Fe をさらに蒸着しては, 丹念に同様な解析を繰り返した結果を第3図(f)にまとめた. 第3図(f)のように Mn の上に Fe を蒸着していったとき, 突然強磁性 bcc-Fe が堆積するのではなく non-collinear な磁気結合層が介在し, 5層以上で強磁性になる.

第3図(g)にそれぞれの層の高さを測定した結果を示す. bcc-Fe は {001} 層間隔は 0.14 nm であるが, その上の bct-Mn 層は 0.16 nm, その上の Fe 層は bct から bcc に徐々に近づく<sup>13)</sup>. Fe 1層目では 12%, 2層目では 7% の Mn が混入していることが STM 原子像からわかる<sup>13)</sup>. この混入が層の平均厚さを決めているとも考えられる.

最隣接層間の交換相互作用のみを考えたのでは, その符号により平行, または反平行の磁気結合しか出てこない. Non-collinear な層間磁気結合は第2隣接原子層間の相互作用が負のとき現れる. 実験結果が示すのは, Mn の混入により層間距離が広がった所で non-collinear な層間磁気結合が実現していることである.

#### §4 スピン分解 LDOS

前節では各原子層の磁気モーメントの方向変化を直接求めた実験例を紹介した. これらの解析は, トンネル電流の微分コンダクタンス  $dI/dV$  の2次元像をもとに進めたのである. すなわち試料の原子像の各位置で, 探針の  $z$  方向のフィードバックを切って固定し, そこでバイアス電圧を変えながらトンネル電流を測定し, そのデータを数値微分して  $dI/dV$  を求めた. 第2図の bct-Mn の奇数層と偶数層に対して得た  $dI/dV$  曲線の実例を第4図(a), (b)に示す.  $dI/dV$  は  $z$  をいかに固定するかに依存する. 図に書き込んだ  $V_s$  がその条件を表わす. すなわち, 図(a)ではバイアス電圧  $-0.5$  V でトンネル電流が  $0.5$  nA になるように  $z$  を調整し, そこでフィードバックを切って  $z$  を固定し, バイアス電圧を変化させて  $dI/dV$  の変化を求

めている. このように  $z$  を固定する点をセットポイントと呼んでいる. 図(b)のセットポイントは  $V_s = +0.5 \text{ V}$ ,  $I = 0.5 \text{ nA}$  である. このようにセットポイントを変えて Mn の層の  $dI/dV$  を求めると, 図(a)では正バイアス側に偶数層と奇数層の差(スピコントラスト)が現れ, 図(b)では負バイアス側に差が現れる. このようにスピコントラストがセットポイントに依存するのは,  $dI/dV$  が  $z$  に依存するからである.

式(1),(2)に戻って基本から考えれば,  $z$  に依存するのは, 式(3)で与えられたトンネル確率  $T(z, V)$  である. そこで, 実験で求められた  $dI/dV$  を  $T(z, V)$  で割れば, スピンに依存する状態密度の情報が得られるはずである.

それでは  $T(z, V)$  をどうやって求めればいいのか. われわれは次のようなプロセスでこの規格化を行った. まず十分広い範囲で  $dI/dV$  を測定する(第4図(c)の実線). これを表面状態密度の寄与が少ない端の方で, 式(3)に合わせる(第4図(c)の破線). 実験値をこれで規格化すれば, 第4図(c)の点線のように  $-0.5 \text{ V}$  と  $+0.8 \text{ V}$  にスピン分解した局所状態密度, LDOS のピークを得ることができる<sup>3,5)</sup>. この LDOS のピークは, バンド計算の結果, スピン偏極  $d_z$  の表面状態に対応していることがわかった<sup>5,6)</sup>.

式(1)より, トンネル確率関数で規格化した微分伝導曲線は spin-up と spin-down の LDOS で書き表わせる.

$$(dI/dV)/T \propto [D_t^\uparrow D_s^\uparrow + D_t^\downarrow D_s^\downarrow] \quad (4)$$

$V > 0$  であれば  $D_t^\uparrow(E_F)$ ,  $D_t^\downarrow(E_F)$  は定数である. 探針のスピン偏極度を

$$P_t(E_F) = \frac{D_t^\uparrow(E_F) - D_t^\downarrow(E_F)}{D_t^\uparrow(E_F) + D_t^\downarrow(E_F)} \quad (5)$$

と表わせれば

$$[(dI/dV)/T]_1 \propto D[(1+P_t)D_s^\uparrow + (1-P_t)D_s^\downarrow] \quad (6)$$

と表わすことができる. ここで  $D$  は  $D_t^\uparrow$  と  $D_t^\downarrow$  の平均である. 探針の磁化の向きを反転して測定した場合

$$[(dI/dV)/T]_2 \propto D[(1-P_t)D_s^\uparrow + (1+P_t)D_s^\downarrow] \quad (7)$$

を得る. この2つの実験結果より非対称性  $A$  を求めると式(8)のように  $P_t$  と  $P_s$  の内積となる.

$$A = \frac{[(dI/dV)/T]_1 - [(dI/dV)/T]_2}{[(dI/dV)/T]_1 + [(dI/dV)/T]_2} = P_s(E_F) \cdot P_t(E_F + eV) \quad \text{for } V > 0 \quad (8)$$

なお, 試料のスピン偏極度を  $P_s = (D_s^\uparrow - D_s^\downarrow)/(D_s^\uparrow + D_s^\downarrow)$  と定義した.

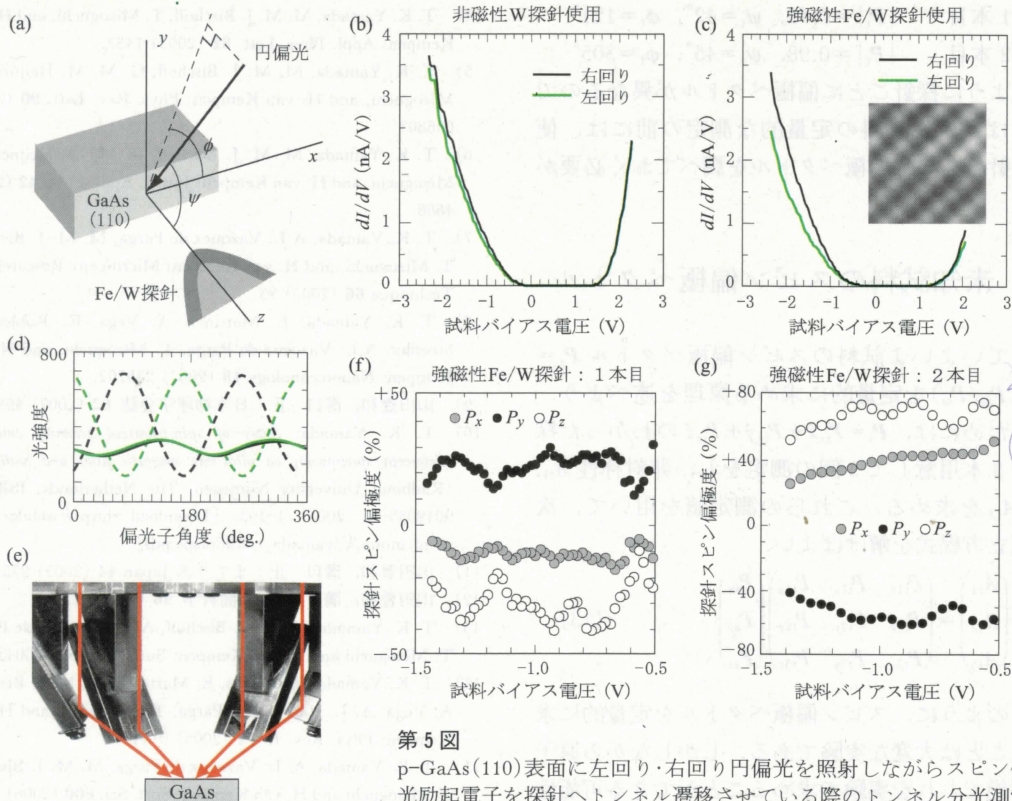
第4図(c)の実験結果の非対称性を(8)式によって求めれば, その値は試料のスピン偏極度  $P_s$  と探針の偏極度  $P_t$  の内積に等しい. ベクトル  $P_s$  と  $P_t$  のなす角を  $\theta$  とすれば, 内積は  $|P_s| |P_t| \cos \theta$  となる. 約70本の Fe/W 探針を用いて得られた  $|A|$  の最大値が,  $\theta = 0$  または  $\pi$  に対するものであるとみなして, 第4図(d)にその結果をバイアス電圧の関数として示した. セットポイントの違い, 探針の違いにかかわらず, フェルミ準位の直上で  $|P_s| |P_t| \approx 0.1$  が得られた. 計算による理論値  $|P_s| \approx 0.56$  を入れれば,  $|P_t| \approx 0.18$  となる. このようにスピコントラストを与えているのは  $P_s$  と  $P_t$  の積である. 試料のスピン偏極度を定量的に求めるためには, 探針の偏極度を知る必要がある.

## §5 探針のスピン偏極ベクトル

われわれは探針のスピン偏極度  $P_t$  を求めるために, 試料として超高真空中でへき開した GaAs (110)面を用い, これに円偏光を照射して得られる50%スピン偏極した伝導帯の電子を探針にトンネル注入させることを考えた\*1. この電子は円偏光の入射方向にスピン偏極する\*2. 第5図(a)のように座標軸をとって, GaAs(110)から探針に注入されるトンネル電子の偏極ベクトルは, 円偏光の入射方を  $(\psi, \phi)$  として,

\*1 GaAs を空気中でへき開した探針は van Kempen らのグループで試みられ[文献 17-21)], その後日本でも武笠らのグループでも追試されたが, 成功した報告はない. われわれは超高真空槽内でへき開し, 原子分解能でこれを観察した.

\*2 われわれは小さな鏡を超高真空槽内に設置し, 異なった方向から GaAs(110)に光を入射できるようにした. 円偏光は鏡で反射させると楕円偏光になってしまう. そこでわれわれは楕円偏光を鏡に入射し, 反射光が完全な円偏光となって GaAs(110)に入射するように調整した(第5図(d),(e)).



第5図

p-GaAs(110)表面に左回り・右回り円偏光を照射しながらスピンの偏極光励起電子を探針へトンネル遷移させている際のトンネル分光測定。

(a) Fe/W 探針, GaAs(110) 試料, 入射光の座標を示す。

(b), (c) 一方向より光入射した際のトンネル分光測定。

(b) 非磁性 W 探針. (c) 強磁性 Fe/W 探針。

図(c)の挿入図のような原子像が確認できるテラスで測定した。

(d)-(g) 3方向から光照射できる機構を用いての測定。

(d) 楕円偏光(点線)と鏡に反射後の円偏光(実線, >99%)。黒色は右回り, 緑色は左回り。

(e) 装置に取り付けた鏡の写真。矢印(赤線)は光の経路を示す。

(f), (g) Fe/W 探針に対して得られた  $P_t$  の3成分  $P_x, P_y, P_z$ 。

(f) 1本目, (g) 2本目。

$$P_s = \pm 0.5 [\sin \psi \cos \phi \hat{x} + \sin \psi \sin \phi \hat{y} + \cos \psi \hat{z}] \quad (9)$$

となる。  $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$  は座標軸方向の単位ベクトル, 符号  $\pm$  は照射する円偏光が右回りか左回りで決まる。これを外部で切り替えて

$$A = \frac{[dI/dV]_{\text{右回り}} - [dI/dV]_{\text{左回り}}}{[dI/dV]_{\text{右回り}} + [dI/dV]_{\text{左回り}}} = P_t \cdot P_s \quad (10)$$

の非対称性  $A$  を実験で求めることができる。

第5図(b)に W 探針, 第5図(c)に Fe/W 探針を用いたときの  $dI/dV$  のバイアス電圧依存性を示した。第5図(c)では  $V_s < 0$  のとき GaAs から探針へスピンの偏極した電子が注入されるので, 円偏光が右回りのときと左回りのときで差が生じている<sup>22)</sup>。

( $\psi, \phi$ ) を変えて, 非対称性  $A$  を求める実験を

少なくとも3回行い, 3元連立方程式

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \psi_1 \cos \phi_1 & \sin \psi_1 \sin \phi_1 & \cos \psi_1 \\ \sin \psi_2 \cos \phi_2 & \sin \psi_2 \sin \phi_2 & \cos \psi_2 \\ \sin \psi_3 \cos \phi_3 & \sin \psi_3 \sin \phi_3 & \cos \psi_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_{tx} \\ P_{ty} \\ P_{tz} \end{pmatrix} \quad (11)$$

を解けば, 探針のスピンの偏極ベクトル

$$P_t = P_{tx} \hat{x} + P_{ty} \hat{y} + P_{tz} \hat{z} \quad (12)$$

を求めることができる。われわれは今までに2本の Fe/W 探針に対してこのような実験を繰り返した結果, 以下のように異なるスピンの偏極ベクトルを得た。

1 本目  $|P_t| = 0.42$ ,  $\psi_t = 42^\circ$ ,  $\phi_t = 121^\circ$

2 本目  $|P_t| = 0.98$ ,  $\psi_t = 45^\circ$ ,  $\phi_t = 305^\circ$

このように探針ごとに偏極ベクトルが異なるのであれば、未知試料の定量的な測定の前には、使う探針のスピンの偏極ベクトルを調べておく必要がある。

## §6 未知試料のスピンの偏極ベクトル

さていよいよ試料のスピンの偏極ベクトル  $P_s = (P_{sx}, P_{sy}, P_{sz})$  を定量的に求める原理を述べよう。そのためには、 $P_t = P_{tx}\hat{x} + P_{ty}\hat{y} + P_{tz}\hat{z}$  のわかった探針を3本用意して3回の測定をし、非対称性  $A_{t1}$ ,  $A_{t2}$ ,  $A_{t3}$  を求める。これらの測定値を用いて、次の連立方程式を解けばよい。

$$\begin{pmatrix} A_{t1} \\ A_{t2} \\ A_{t3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{t1x} & P_{t1y} & P_{t1z} \\ P_{t2x} & P_{t2y} & P_{t2z} \\ P_{t3x} & P_{t3y} & P_{t3z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_{sx} \\ P_{sy} \\ P_{sz} \end{pmatrix} \quad (13)$$

このように、スピンの偏極ベクトルを定量的に求めることは大変な実験である。しかしながら原子分解能でこれを実験で求めることができる可能性を持つのはスピンの偏極 STM/STS のみである。これは磁性の実験研究の究極の手段といえるであろう。

### 【参考文献】

- 1) J. C. Slonczewski: J. Phys. C 8 (1988) 1629; Phys. Rev. B 39 (1989) 6995.
- 2) D. A. Tulchinsky, D. T. Pierce, A. D. Davies, J. A. Stroscio, J. Unguris, and R. J. Celotta: J. Magn. Magn. Mater. 212 (2000) 91; T. G. Walker and H. Hopster: Phys. Rev. B 48 (1993) 3563; S. Andrieu, M. Finazzi, Ph. Bauer, H. Fischer, P. Lefevre, A. Traverse, K. Hricovini, G. Krill, and M. Pieuch: Phys. Rev. B 57 (1998) 1985.
- 3) T. K. Yamada, M. M. J. Bischoff, T. Mizoguchi, and H. van Kempen: Surf. Sci. 516 (2002) 179.
- 4) T. K. Yamada, M. M. J. Bischoff, T. Mizoguchi, and H. van Kempen: Appl. Phys. Lett. 82 (2003) 1437.
- 5) T. K. Yamada, M. M. J. Bischoff, G. M. M. Heijnen, T. Mizoguchi, and H. van Kempen: Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 056803.
- 6) T. K. Yamada, M. M. J. Bischoff, G. M. M. Heijnen, T. Mizoguchi, and H. van Kempen: Jpn. J. Appl. Phys. 42 (2003) 4688.
- 7) T. K. Yamada, A. L. Vazquez de Parga, M. M. J. Bischoff, T. Mizoguchi, and H. van Kempen: Microscopy Research and Technique 66 (2005) 93.
- 8) T. K. Yamada, E. Martinez, A. Vega, R. Robles, D. Stoeffler, A. L. Vazquez de Parga, T. Mizoguchi, and H. van Kempen: Nanotechnology 18 (2007) 235702.
- 9) 山田豊和, 溝口 正: 日本物理学会誌 62 (2007) 499.
- 10) T. K. Yamada: Study of spin-polarized scanning tunneling microscopy/spectroscopy on ultra-thin magnetic films and multilayers (Radboud University Nijmegen, The Netherlands, ISBN90-9019035-X, 2005) 1-193. [Download→[http://webdoc.ubn.ru.nl/mono/y/yamada\\_t/studofsp.pdf](http://webdoc.ubn.ru.nl/mono/y/yamada_t/studofsp.pdf)]
- 11) 山田豊和, 溝口 正: まてりあ Japan 44 (2005) 975.
- 12) 山田豊和, 溝口 正: 表面科学 26 (2005) 2.
- 13) T. K. Yamada, M. M. J. Bischoff, A. L. Vazquez de Parga, T. Mizoguchi and H. van Kempen: Surf. Sci. 558 (2004) 201.
- 14) T. K. Yamada, R. Robles, E. Martinez, M. M. J. Bischoff, A. Vega, A. L. Vazquez de Parga, T. Mizoguchi and H. van Kempen: Phys. Rev. B. 72 (2005) 014410.
- 15) T. K. Yamada, A. L. Vazquez de Parga, M. M. J. Bischoff, T. Mizoguchi and H. van Kempen: Surf. Sci. 600 (2006) 1048.
- 16) T. K. Yamada, A. L. Vazquez de Parga, M. M. J. Bischoff, T. Mizoguchi and H. van Kempen: The 2005 IEEE International Magnetism Conference: Digest, AD02, p. 31.
- 17) M. W. J. Prins, M. C. M. M. van der Wielen, R. Jansen, D. L. Abraham and H. van Kempen: Appl. Phys. Lett. 64 (1994) 1207.
- 18) M. W. J. Prins, R. Jansen, R. H. M. Groeneveld, A. P. van Gelder, and H. van Kempen: Phys. Rev. B 53 (1996) 8090.
- 19) M. W. J. Prins, R. Jansen, R. H. M. Groeneveld, A. P. van Gelder, and H. van Kempen: Phys. Rev. B 53 (1996) 8105.
- 20) R. Jansen, M. W. J. Prins, and H. van Kempen: Phys. Rev. B 57 (1998) 4033.
- 21) R. Jansen, R. Schad, and H. van Kempen: J. Magn. Magn. Mater. 198-199 (1999) 668.
- 22) T. Matsuda, A. Tonomura, T. K. Yamada, D. Okuyama, N. Mizuno, A. L. Vazquez de Parga, H. van Kempen, and T. Mizoguchi: IEEE Transactions and Magnetism 41 (2005) 3727.

### 固体物理 購読の ご案内

小誌「固体物理」は、特集号も含めてすべて予約注文制をとっていますので、書店の店頭には並べておりません。書店からの注文があった分だけを出荷し、これにより返本などの無駄を無くし、余分な経費を削減し、効

率良く発行しているわけです。ご注文には多少の手間と時間がかかりますが、ご理解くださいますようお願い申し上げます。小誌のご購入は、お近くの書店に注文して取り寄せるか、当社に直接ご注文ください。