

単結晶電極をもつ強磁性トンネル接合のトンネル磁気抵抗効果

Tunnel Magnetoresistance of Magnetic Tunnel Junctions with Single-Crystal Electrodes

長浜太郎・湯浅新治・鈴木義茂・田村英一 産業技術総合研究所エレクトロニクス部門・CREST-JST

T. Nagahama, S. Yuasa, Y. Suzuki, and E. Tamura, Nano-electronics Research Institute, AIST and CREST-JST

We studied the TMR effect of magnetic tunnel junctions (MTJs) with a single-crystal electrode. As a result, the crystal orientation dependence of the TMR effect was observed in MTJs with a single-crystal Fe electrode. In the case of MTJs with an ultrathin Fe (001) electrode, the tunnel spectra showed oscillatory behavior as a function of the bias voltage in the positive bias region, and the differential magnetoresistance also showed oscillations. For MTJs with an ultrathin Cu(001) insertion layer, very large oscillation of the MR as a function of the thickness of the Cu layer was observed. These oscillations are the first observations of the quantum size effect in TMR. They provide new physical information on spin-dependent tunneling, and encourage the creation of new voltage-controlled spin-functional devices.

Key words: tunnel magnetoresistance (TMR), magnetic tunnel junction (MTJ), quantum-well effect, spin-dependent tunneling, tunnel spectroscopy

1. はじめに

巨大磁気抵抗効果の発見から20年、「スピントロニクス」という言葉が広く認知され、各国でプロジェクトが立ち上がるなど、活発なデバイス開発競争が行われている。中でも、トンネル磁気抵抗(TMR)^{1), 2)}素子は代表的なスピントロニクス素子であり、例えば米国では、TMR素子を用いたMRAM (Magnetoresistive Random Access Memory)の実用化の目処が、ほぼ立ちつつあるといわれている。しかし、TMR素子の性能は十分とはいえず、磁気抵抗比(MR比)・バイアス特性・均一性・熱安定性などの特性改善が求められている。さらに、電圧駆動・増幅機能など高機能TMR素子(スピンバルブトランジスタ^{3), 4)}などの開発も活発である。

これらスピントロニクスの発展をしっかりと地に足つけたものにするには、TMRの物理をよく理解することが不可欠である。スピン依存トンネリングの物理の理解を目指した研究は理論・実験の双方で精力的に行われているが、未解決の問題が多々ある。結果として、いまだに30年前に提唱されたJulliereによる式⁵⁾を実験結果の解釈に用いているのが現状である。Julliereの式は、後述するよう

にTMR比が両電極の状態密度のスピンの偏極度で決まるシンプルなものだが、その状態密度がどういった状態に対応するものか明確ではない。一方、現在トンネルバリアには主としてアモルファス AlO_x が用いられるが、そのトンネル過程での運動量保存も明らかではなく、解明すべき点は多い。このような、電子状態に直接関係する情報を得るには、電子状態が規定された単結晶試料を用いた実験が有効であると考えられる。さらに、非常に薄い単結晶電極を作ることができれば、電極中に量子井戸準位が生成されると考えられ、電極中の電子状態をある程度制御することができると考えられる。TMRの量子サイズ効果を目的とした研究はいくつかのグループにより試みられているが⁶⁾、いずれも試料の品質に問題があり実現されていない。

我々は、単結晶金属薄膜作製技術を用いて、種々の結晶方位の単結晶Fe電極をもつ強磁性トンネル接合を作製し、そのTMR効果の結晶方位依存性について調べた。ついで、非常に薄い単結晶電極をもったTMR素子を作製し、強磁性トンネル接合における量子サイズ効果を観測することに成功した。本稿では、我々の一連の研究結果と、その延長として考えられるスピントロニクスの発展について述べる。

2. トンネル磁気抵抗効果

トンネル磁気抵抗効果とは、強磁性トンネル接合で観測される磁気抵抗効果である。すなわち、非磁性トンネルバリアを強磁性金属で挟んだトンネル接合において、電極の磁化が反平行に配列したときの抵抗が、平行にそろった状態の抵抗より数十%も大きくなるという現象である。TMR効果の研究は1975年のJulliereによる報告⁵⁾に端を発するが、1995年、東北大学の宮崎グループ¹⁾およびMITのグループ²⁾により、室温で数十%という大きな磁気抵抗効果が報告され、一気に脚光を浴びた。物理的な興味はもちろん、スピントロニクス材料として大きな期待を集め、現在ではMRAMとして製品化を目前に控えている状況である。

TMR素子の研究において最も重要な値はMR比である。MR比を決定する式としてJulliereは次の式を提案した。

$$\text{TMR} = \frac{R_{\text{AP}} - R_{\text{P}}}{R_{\text{P}}} = \frac{2P_1 P_2}{1 - P_1 P_2}, \quad (1)$$

$$P = \frac{D_{\uparrow} - D_{\downarrow}}{D_{\uparrow} + D_{\downarrow}} \quad (2)$$

$R_{\text{AP(P)}}$ は反平行(平行)磁気配列のトンネル抵抗値, $P_{1(2)}$ は左(右)の電極のスピンの分極率である. スピン分極率 P は(2)式のように表せる. $D_{\uparrow(\downarrow)}$ はアップスピン(ダウンスピン)電子のフェルミエネルギーでの状態密度を表す. この式によると TMR 比は電極の状態密度で表せることがわかる. しかし, 第一原理計算によって求められたバルクの状態密度(すべての電子状態の和)を用いると, 実験結果を効果の正負すら説明することができない. したがって, 実験的に有効な“状態密度”を知る必要がある. 現在では, 全電子の状態密度か s 電子の部分状態密度か, バルクの電子状態か界面準位などの議論がなされているが, 結論は出ていない. 一方, 実験的には, これまでは多結晶膜を電極とする試料が用いられており, 電子状態の詳細に踏み込める実験がなされていなかった. そこで我々は, 単結晶膜を電極とする TMR 素子を作製し, 結晶方位を制御することによって, 理論との比較に耐える実験を行うことを目標とした. また, 単結晶電極を用いることで, MR 比の増大やバイアス特性の改善などの効果を期待した.

3. TMR 効果の下部電極結晶方位依存性

3d 遷移金属のフェルミ面は結晶方位に対して異方的な形状をしている (Fig. 1(a)). このような電極の電子状態の

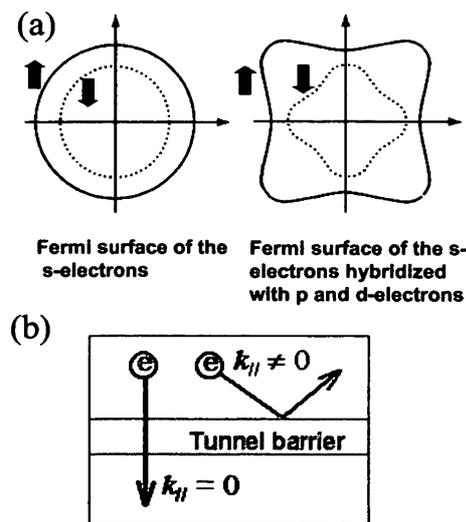


Fig. 1 (a) Fermi surfaces of spin-polarized electrons. For the s-orbital hybridized with p and d-electrons, the density of states is orientation-dependent according to its asymmetry. (b) The electrons with a wave vector k normal to the tunnel barrier ($k_{\parallel} = 0$) have the highest tunneling probability: this is the so-called forward focusing effect.

異方性は, TMR に影響を与えないのだろうか? トンネル過程においてトンネル電子の運動量 k が保存されていれば, トンネル伝導は電極の結晶方位を反映したものになるはずである. さらにトンネル接合においては, トンネルバリアに垂直に入射する ($k_{\parallel} = 0$) 電子のトンネル確率が最も高い (forward focusing 効果 Fig. 1(b)). 以上のような効果は, トンネル現象が結晶方位面に依存した異方性を持ち, 最適な結晶方位を選択することでより大きな MR 比を得られる可能性があることを意味する. また, 電極/バリア界面に凹凸があると, そこで散乱を受けて k が保存されず forward focusing 効果もぼかされてしまうので, この効果を確認するためには平滑な界面が必要である. 我々は, 異なる結晶方位をもつ単結晶 Fe 電極をもつ TMR 素子を作製し, TMR の結晶方位依存性について調べた⁷⁾.

Fe は適当な基板とバッファ層を選べば, 3種類の結晶方位の単結晶薄膜を作製することができる. 詳細は参考文献7にゆずるが, Fe(001), (110), (112)の結晶方位をもつ単結晶薄膜を下部電極として作製した. トンネルバリアを AlO_x とし, その上に上部電極として FeCo を用いた. AlO_x は純酸素雰囲気中での自然酸化および酸素雰囲気中反応性蒸着によって作製した. AlO_x はアモルファス, FeCo 上部電極は多結晶膜である. 以上のように作製した膜の断面 TEM 写真を Fig. 2 に示す⁷⁾. 下部電極の単結晶結晶格子および下部電極/トンネルバリア界面の原子層レベルの平滑さが確認できる. このように平滑な界面は下部電極を単結晶にした結果実現されたものであり, 界面での散乱は非常に少ないと考えられる. また, 各下部電極上に作製されたトンネルバリアについてトンネル抵抗のバリア膜厚依存性を調べることによってバリア高さを決定し, バリア高さが下部電極の結晶方位に依存せず一定であることを確認した.

以上のように作製した強磁性トンネル接合について磁気抵抗を測定した結果を Fig. 3 に示す⁷⁾. TMR 比は明確な結晶方位依存性を示した. 特に (112) 下部電極を用いた場合には 45% と最も大きい TMR 比を示したが, (001) 方向

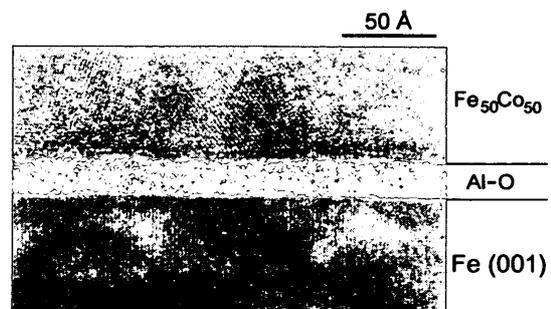


Fig. 2 Cross-sectional TEM image of a magnetic tunnel junction with a single-crystal Fe(001) electrode: Fe(001)/amorphous- AlO_x barrier/polycrystalline-FeCo.⁷⁾

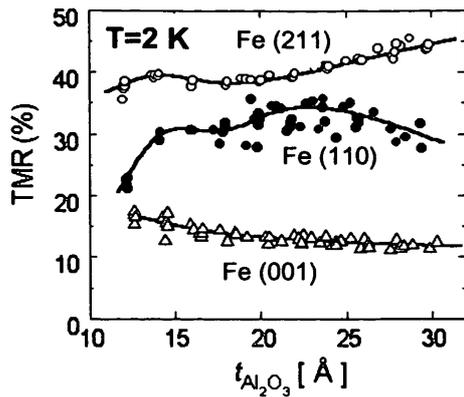


Fig. 3 Dependence of the TMR effect on the crystallographic orientation of Fe (at 2 K). The upper electrode is made of FeCo alloy with a (110) preferential orientation. The lower electrode is single-crystal Fe(112), (110), or (001).⁷⁾

に関しては10%前後のTMR比しか示さなかった。また、MR比のバリア膜厚依存性にも結晶方位に依存して違いが現れた。その他、MRのバイアス依存性についても結晶方位依存性が観測された。なお、バイアス依存性は電極の電子構造のエネルギー依存性に関する情報を含んでおり、微分伝導率などを用いた分光的研究⁸⁾も行われている。

以上のような結果から、TMRは電極の電子状態を反映していることが明らかになり、電子状態の制御がTMR素子の性能向上に効果的であることが示された。なお、ここで観測されたMRの結晶方位依存は、Fe電極内のバルク電子状態の結晶方位依存を反映したものであるという解釈と、界面に生成される界面電子状態が結晶方位に依存しているという解釈が可能である。両者を区別するには電子状態の明確な特徴をとらえることが必要である。

4. Fe(001) 超薄膜電極の量子井戸効果

電極を非常に薄くすることによって、さらに積極的に電極の電子状態を制御することができる。超薄膜電極中には量子サイズ効果によって量子井戸準位が形成され、膜厚が変化すれば量子井戸準位のエネルギー準位も変化する。量子井戸準位はバルクのバンド構造を反映して形成されるので、TMRへの影響が観測されれば、バルクの電子状態からの寄与が確認されたことになる。またTMR素子における量子サイズ効果の研究はあまり行われておらず、思いがけない効果も期待できる。そこで、非常に薄い単結晶Fe(001)電極をもつ強磁性トンネル接合を用いて量子井戸準位を観測することを試みた⁹⁾。

試料の作製はFe単結晶電極の場合と同様である。下部電極として、Cr(001)バッファ上には2原子層から9原子層のFe(001)層を製膜した。また、これらの試料は同一基板上に作成した。量子井戸準位を観測するための測定としてトンネル分光を行った。トンネル分光はバイアス電圧に

対する微分伝導率(dI/dV)の測定で、電極の状態密度の情報を直接的に得ることができる。単純なモデルによるとトンネル接合の微分伝導率は次の式で表される。

$$\frac{dI}{dV} \propto |t|^2 D_L(E_F) D_R(E_F + eV) \quad (3)$$

$|t|^2$ はトンネル確率、 D_L 、 D_R はそれぞれ左右の電極の状態密度、 E_F はフェルミエネルギー、 V はバイアス電圧を表す。このように微分伝導率は電極の状態密度の積であり、バイアス電圧を変化することによって上式でいえば右電極の状態密度のスペクトルを得ることができる。電極内に量子井戸準位が形成されていれば、 dI/dV スペクトルのバイアス電圧に対する振動が観測される。トンネル分光は状態密度自体のエネルギースペクトルであり、その意味で磁気抵抗の膜厚変化よりも直接的な量子井戸準位の観測といえる。

Fig. 4に各Fe(001)電極厚での dI/dV スペクトルを示す。測定は2K、平行磁化配列で行った。図に示すスペクトルは、 dI/dV 曲線の単調変化部分をSimmonsの式でフィッティングして取り除き、振動成分のみを取り出したものである。正バイアス電圧側で、明確な振動が観測されている。また、振動のピークはFe電極厚の増加とともに低バイアス電圧側にシフトした。

正バイアス電圧では、FeCo電極のフェルミ面の電子が、超薄Fe(001)電極の空き準位(フェルミ面よりeVだけ高いエネルギー)にトンネルする。つまり正バイアス電圧をスイープすることはFe(001)電極内の状態密度のエネルギースペクトルを取ることに相当する(Fig. 4下図)。振

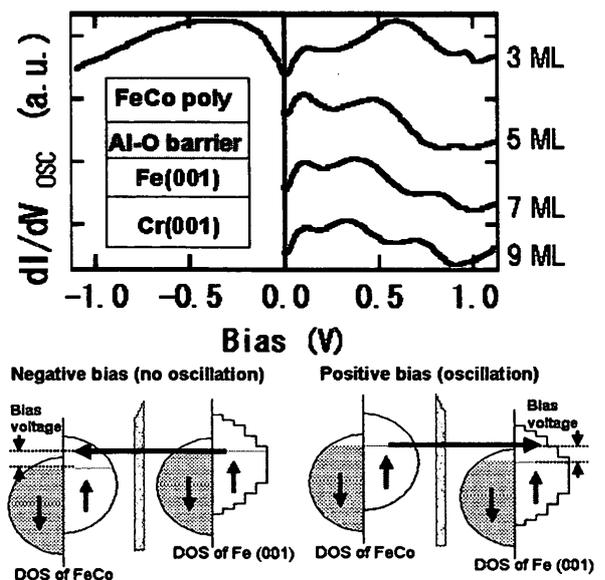


Fig. 4 Differential conductance (dI/dV) spectra for the Cr(100)/Fe(100) (n ML)/AlO/FeCo junctions. The background curve of $dI/dV-V$ obtained by fitting using the Simmons formula is subtracted from the raw data. Schematic images of tunneling in MTJs are shown at the bottom.

動の特徴から、この振動は Fe(001) 電極内に形成された量子井戸準位に起因すると考えられる。一方、負バイアス側では振動は観測されない。負バイアスでは Fe(001) 電極のフェルミ面の電子が FeCo 電極の空き準位にトンネルするので、バイアス電圧を変化させても Fe 電極での電子のエネルギーは一定値 E_F である。そのため、Fe(001) 電極内の量子井戸準位は反映されない。次に、平行磁化配置と反平行磁化配置で微分抵抗の測定を行い、その値から微分抵抗での磁気抵抗効果を求めた図を示す (Fig. 5)⁹⁾。ここでもやはり振動現象が観測され、さらに Fig. 4 の dI/dV スペクトルの振動と同位相であることがわかった。これらのことから、微分磁気抵抗の振動も量子井戸準位に起因するものであり、また、量子井戸準位はスピン偏極したものであることがわかる。なぜなら \uparrow 電子、 \downarrow 電子それぞれの状態密度が、量子井戸準位によって同じ割合で増加した (量子井戸準位がスピン偏極していない) 場合、トンネル磁気抵抗においてはその効果は相殺される。つまり、MR 比に量子井戸準位の影響が見られたということは、量子井戸準位がスピン偏極していることを示している。

さて、一般に量子井戸準位の分散関係は電極のバンド構造に一致する。また、forward focusing 効果により、 $k_{\parallel} = 0$ の電子が主に寄与していると考えられるので、観測された量子井戸準位は Fe の (001) 方向のバンドの分散と対応すると期待される。Fig. 6 に Fe とバッファー層である Cr の (001) 方向のバンド図を示す。Fe の少数スピン電子のバンドは Cr のバンドとよく似ているので、少数スピン電子はそのまま Fe/Cr 界面を通過する。一方、Fe 多数スピン電子のバンドは Cr バンドとはかなり異なる。その結果、多数スピン電子は Fe/Cr 界面で反射されて Fe 層内に閉じこめられ、スピン偏極した量子井戸準位を形成することが予想される。ところが、実験データから量子井戸準位の分散関係を求めると、Fe(001) 方向のバンドとは一致しなかった。上述の予想と合致しないが、次のように解釈できる。本実験で量子井戸準位を形成するのは Fe 層多数スピンの Δ_1 バンドだと考えられる。しかし Cr 層内の Δ_1 バン

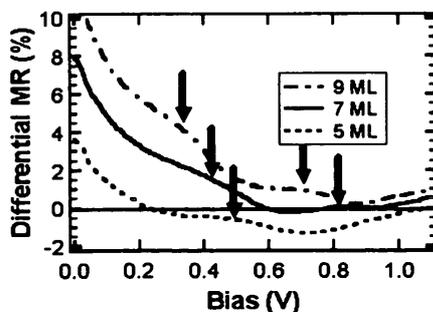


Fig. 5 Bias dependence of the differential MR observed for Cr(100)/Fe(100) (n ML; $n=5, 7, 9$)/AlO/FeCo. The arrows indicate the peak positions of the differential MR.⁹⁾

ドはフェルミエネルギー近傍 (0.9 eV まで) ではバンドギャップをもつ。そのためトンネル電子は Fe/Cr 界面で完全に反射され、トンネル電流として測定できない。多層膜などで見られる層間の磁氣的相互作用の場合は完全に閉じこめられた電子も全エネルギーの変化に影響を与え、層間相互作用として観測されるが、トンネル伝導では不完全に閉じこめられた量子井戸準位 (共鳴準位) のみが効果的にトンネル電流として観測される。なお、今回観測された量子井戸振動は、運動量空間の別の k 点に対応する共鳴準位ではないかと思われる。

この章の最後に、超薄 Fe 電極をもった TMR 素子の直流 MR 比を Fig. 7 に示す⁹⁾。測定温度は室温、バイアス電圧は 20 mV である。前章で示したように、(001) は MR 比が小さい結晶方位であるので、十分厚い Fe(001) 電極では 8% 程度の MR 比しか示さない。ところが図に見られるように、10 原子層以下の超薄 Fe(001) 電極では 25% にも達する MR 比が得られている。また、挿入図は Fe 8 原子層の場合の磁気抵抗曲線であるが、磁気抵抗は飽和していない

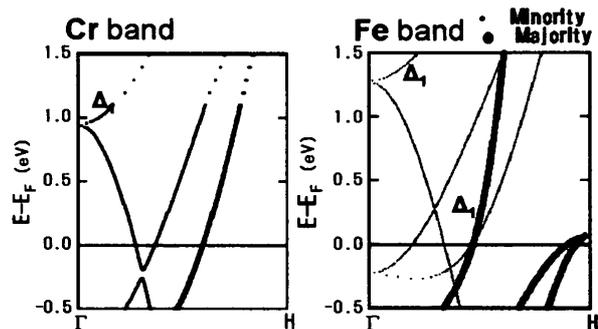


Fig. 6 Band structure of Cr and Fe in the direction of (001). For the Fe band, small dots show the minority spin band and large ones show the majority spin band.

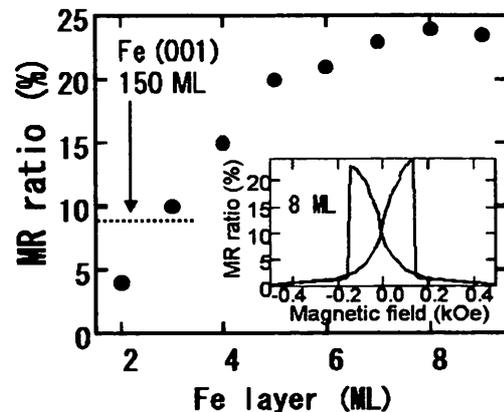


Fig. 7 MR ratio as a function of the thickness of the Fe(001) electrodes for Fe(001)(n ML)/AlO_x(1.7 Å)/FeCo(20 Å). The broken line at 8% shows the MR ratio observed for a magnetic tunnel junction with a thick Fe(001) electrode: Fe(001)(150 ML)/AlO_x(1.7 Å)/FeCo(20 Å).

い。これは、Fe(001)超薄膜の磁気異方性のために反平行磁気配列が不完全であるためで、Fe(001)層が薄いほど不完全度が大きい。つまり、図中では2, 3原子層の非常に薄いFe(001)電極のMR比は小さいが、実際はMR比はさらに大きくなる可能性がある。このMR比の増大の原因は現在では不明であるが、量子井戸準位が関与している可能性と、非常に薄い膜なので電子状態自体がバルクの状態から変化していてスピン分極率が増大している可能性がある。今後、Fe(112)などのもともとMR比の大きい結晶方位や、違う元素を用いた電極を超薄化することで、非常に大きなMR比を得ることができるかもしれない。このように電極を原子層単位で薄くすることで、バルクの物性値で与えられるMR比の限界値を超えることも不可能ではないことがわかった。

5. Cu(001) 超薄挿入層における量子井戸効果

非磁性金属を強磁性金属/トンネルバリア界面に挿入するとMR比はどのように変化するだろうか。十分に厚い非磁性層を挿入すれば、MR比は非磁性層のスピン分極率で決定されるため磁気抵抗効果を示さない。しかし、非磁性層が十分に薄ければ、トンネル電子はバリスティックに非磁性層を通り抜け、強磁性層のスピン分極率を感じるだろう。また、非磁性層中に量子井戸準位が形成されてその影響を受けることも考えられる。以上のような興味から、Co(001)電極とAlO_xバリアの間にCu(001)超薄層を挿入したTMR素子を作製し、その磁気抵抗効果について調べた¹⁰⁾。多結晶試料を用いた同様の実験はいくつか行われているが⁶⁾、いずれもMR比は単調に減少し、2~3原子層の非磁性層を挿入するとMRは消失する。これは非磁性層中のトンネル電子の寿命が短く、非磁性層にトンネルしてすぐに散乱されてしまうためと考えられる。

我々の試料では単結晶Cu(001)層を挿入層とした。この試料では次のようなことが期待される。Fig. 8はCuのフェルミ面を示している¹¹⁾。Co/Cu多層膜の層間相互作用の研究により、Cu層内には q_1 と q_2 の散乱ベクトルに

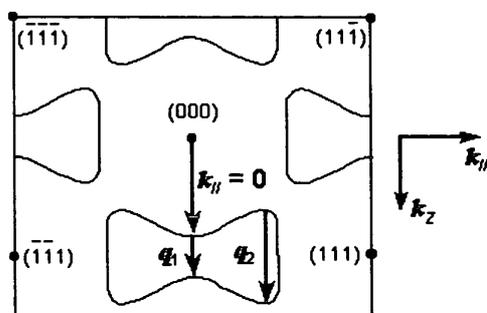


Fig. 8 Fermi surface of the fcc-Cu. q_1 and q_2 are the scattering vectors corresponding to the quantum-well oscillation for the electrons which are confined in the (001) direction.¹¹⁾

対応する振動周期をもつ二つの量子井戸準位が形成されることが知られている。さらにトンネル接合ではforward focusing効果によって膜面に垂直方向、すなわち(001)方向の k をもつ電子が主にトンネル電流に寄与する。これは q_1 ベクトルの方向と一致するため、 q_1 に対応した量子井戸振動が観測されると考えられる。この量子井戸準位のCu膜厚に対する振動周期は、層間相互作用の振動から約11 Åと求められている。また、Co/Cu界面での電子の反射率はスピンに依存するので、Cu層内にはスピン偏極した量子井戸準位が形成される。したがって、量子井戸準位の形成はTMR効果に影響を与えられられる。

試料の作製法は前述の試料と同様である。Cu膜厚が0~30 ÅのTMR素子を作製し、MR比のCu膜厚依存とそのバイアス電圧依存性を調べた。Fig. 9にバイアス電圧10 mVのMR比の膜厚変化を示す¹⁰⁾。測定温度は300 Kおよび2 Kである。驚くべきことに室温でもMRの符号までが反転する大きな振動が観測された。また、低温の方が振動振幅が大きくなる以外は特に顕著な温度変化は観測されなかった。この振動の振動周期は11.4 Åであり、層間の磁氣的相互作用の量子井戸振動の振動周期と一致する(q_1 に対応する)。振動周期はバイアス電圧によって変化する。その変化の様子をまとめたものがFig. 10(a)である¹⁰⁾。正バイアスではバイアス電圧の増加とともに振動周期は長くなり、負バイアス方向では余り変化しない。このような振動周期のバイアス変化は、Cuのバンド構造を考慮すると理解できる。Fig. 10(b)はCuの(001)方向のバンド図である。また図中の矢印は、Cuの量子井戸振動に対応する散乱ベクトル q_1 である。ゼロバイアスの場合は、振動周期はフェルミ面での q_1 で決定される。バイアス電圧がかかると q_1 はバイアス分だけ高エネルギーにシフトして、その長さは短くなっていく。振動周期は散乱ベクトルの逆数に比例するので、結果としてバイアス電圧がかか

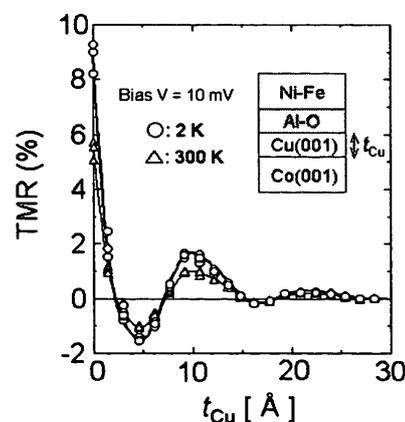


Fig. 9 MR ratio of magnetic tunnel junctions with Cu(001) insertion layers as a function of the thickness of the Cu layers. The bias voltage for the measurements is 10 mV.¹⁰⁾

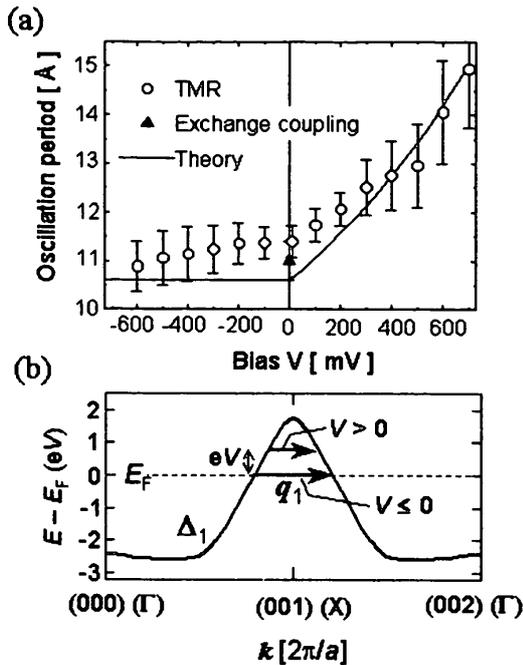


Fig. 10 (a) Bias voltage dependence of the oscillation period for $\text{Cu}(001)(t \text{ \AA})/\text{AlO}_x(1.8 \text{ \AA})/\text{NiFe}(20 \text{ \AA})$. The open circles represent the observed oscillation period. The solid line is a theoretical estimation obtained from the energy dispersion of the Δ_1 band of Cu. The close triangle at 0 mV is the oscillation period observed in interlayer exchange coupling in $\text{Co}(001)/\text{Cu}(001)/\text{Co}(001)$. (b) Energy dispersion of the Cu- Δ_1 band in the Γ -X direction. The arrows denote the scattering vector, q_1 , for the quantum-well oscillation in the (001) direction.¹⁰⁾

ると振動周期は長くなっていく。また、負バイアスでは、Fe(001) 超薄電極のときと同じ議論により、Cu 電極中のフェルミレベルの電子がトンネルする。したがって、振動周期も常にフェルミエネルギーでの値であり、バイアスには依存しない。Fig. 10(b) 中の実線は Cu のバンドの分散関係から計算された値であり、実験結果と非常によく一致している。以上のことからこの振動は Cu 中の量子井戸準位によるものと考えられる。特に、forward focusing 効果によって選択された (001) 方向の運動量をもつトンネル電子が、その運動量を失うことなく Cu 層の両界面で多重散乱された結果、電子の干渉効果である量子井戸振動が観測されたという点で、物理的に重要な意味をもつ実験である。この実験により、TMR 素子でのトンネルは（少なくとも単結晶電極を用いた TMR 素子においては）coherent なトンネリングであるということが示された。現在、名古屋大の伊藤らによって詳細な理論の構築が行われている¹²⁾。

6. 結 論

以上のように、単結晶電極を用いることによって、多くの物理現象を観測し、強磁性トンネル接合におけるスピン依存トンネルの理解を深めることができた。スピン依存トンネリングは電極の電子状態を反映し、十分平滑なトンネルバリアであれば、運動量を保存した coherent なトンネリングである。このような理想的なトンネリングの場合には、状態密度のスピン偏極度ではなく、透過率のスピン偏極度を用いた解析が必要である^{12), 13)}。このことは、電極の電子状態を制御することによって、MR 比の増大やバイアス依存性の改善などが可能であることを示しており、超薄膜化による量子サイズ効果を利用することにより、バルクでの物性値による限界を超える MR 比が実現する可能性があることを示している。

最後に、量子井戸準位を用いた新機能デバイスを紹介する。「共鳴トンネルスピントランジスタ」と呼ばれるもので、その構造を Fig. 11 に示した。図に見るように、二重バリア構造を有する三端子素子で、中央の層 (Gate 層) と左端の層 (Emitter 層) を強磁性体とする。Gate 層が十分薄ければ量子井戸準位が形成される。さらに、Gate 層は強磁性体であるため、形成された量子井戸準位はスピン偏極量子井戸準位となり、スピンに依存して量子井戸準位のエネルギー値が異なる。Gate 層のエネルギー準位を Gate 電圧をかけることによってコントロールすると、ちょうど量子井戸準位が左側の層 (Emitter 層) のフェルミエネルギーと一致したところで、スピン偏極共鳴トンネリングが起これ、スピン偏極電流が流れる。すなわち Gate 電圧によるスイッチングができる。また、量子井戸準位はスピンに依存しているので共鳴トンネルする電子のスピンを Gate 電圧によって選択することもできる。もう一つの機能として、Emitter 層の磁化の方向を制御することによって情報を記録することができる。すなわち、メモリ機能である。このデバイスの実現の鍵は、Gate 層のスピン偏極量子井

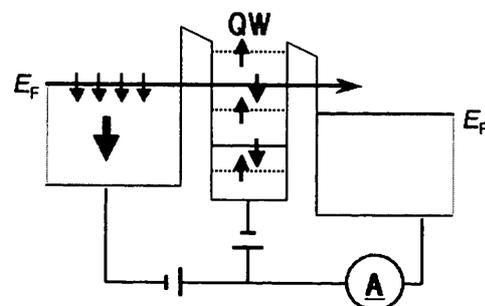


Fig. 11 Schematic diagram of a resonant tunnel spin-transistor. The emitter (left) and gate (center) are ferromagnetic. The gate should be thin enough to create spin-polarized quantum well states inside.

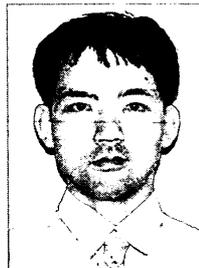
戸準位の形成である。そのためには、Gate 層は結晶性がよく十分に薄いことが必要であり、またトンネルバリアとの界面はできるだけ平滑であることが望まれる。また、トンネル電子の寿命を長くするために、トンネル電子が s 電子であり、フェルミエネルギー付近に d 電子の準位はなるべくない方がよい。通常、強磁性金属は遷移金属であるため最後の条件は難しいが、例えば Fe よりは Co の方が Gate 層に適しているであろう。二光子光電子分光¹⁴⁾ などからも Co の方が Fe よりも電子寿命が長いことが示されている。このように、電極の電子状態や量子サイズ効果を用いた新デバイスはほかにも考えられるであろうし、スピン依存トンネルの理解が深まったことによって既存のスピントロンクスデバイスの機能向上にもつながるだろう。今後の、TMR 素子・スピントロンクスの展開が期待される。

謝辞 これらの研究を行うに当たって、名古屋大学の井上先生、伊藤先生には、理論的な立場から有益な議論をいただきました。ここに感謝の意を表します。

参考文献

- 1) T. Miyazaki and N. Tezuka: *J. Magn. Magn. Mat.*, **139**, L231 (1995).
- 2) J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey: *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3273 (1995).
- 3) D. J. Monsma, R. Vlutters, and J. C. Lodder: *Science*, **281**, 407 (1998).
- 4) R. Sato and K. Mizushima: *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 1157 (2001).
- 5) M. Julliere: *Phys. Lett., A*, **54**, 225 (1975).
- 6) J. S. Moodera, J. Nowak, L. R. Kinder, and P. M. Tedrow: *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3029 (1999).
- 7) S. Yuasa, T. Sato, E. Tamura, Y. Suzuki, H. Yamamori, K. Ando, and T. Katayama: *Europhys. Lett.*, **52**, 344 (2000).
- 8) P. LeClair, J. T. Kohlhepp, C. H. van de Vin, H. Wieldraaijer, H. J. M. Swagten, W. J. M. de Jonge, A. H. Davis, J. M. MacLaren, J. S. Moodera, and R. Jansen: *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 107201 (2002).
- 9) T. Nagahama, S. Yuasa, Y. Suzuki, and E. Tamura: *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 4381 (2001).
- 10) S. Yuasa, T. Nagahama, and Y. Suzuki: *Science*, **297**, 234 (2002).
- 11) P. Bruno and C. Chappert: *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1602 (1991).
- 12) H. Ito and J. Inoue, submitted to *Phys. Rev. Lett.*
- 13) 鈴木義茂, 田村英一, 長浜太郎, 湯浅新治: 第 26 回日本応用磁気学会学術講演会, 17pB-12 (2002).
- 14) M. Aeschlimann, R. Burgermeister, S. Pawlik, M. Bauer, D. Oberli, and W. Weber: *J. Electr. Spectr. Relat. Phenom.*, **88-91**, 179 (1998).

(2002 年 9 月 17 日受理)



長浜太郎 ながはま たらう

平 12 京都大学大学院理学研究科修了, 同年 科技団科学技術特別研究員, 平 14 (独)産業技術総合研究所入所 研究員, 現在に至る。

専門 磁性材料

博士(理学)



湯浅新治 ゆあさ しんじ

平 3 慶應義塾大学理工学部物理学部物理学卒業, 平 5 慶應義塾大学大学院理工学研究科修士課程修了, 平 8 慶應義塾大学大学院理工学研究科博士課程修了, 同年 工業技術院電子技術総合研究所入所, 平 13 (独)産業技術総合研究所, 現在に至る。

専門 固体物理, 磁性材料, 金属薄膜

博士(理学)



鈴木義茂 すずき よししげ

昭 59 筑波大学大学院理工学研究科修了, 同年 電子技術総合研究所入所 研究員, 平 2 工学博士, 平 13 (独)産業技術総合研究所に組織替え, エレクトロニクス研究部門 主任研究員, 現在に至る。

専門 材料科学

博士(工学)



田村英一 たむら えいいち

昭 56 早稲田大学理工学研究科博士課程中退, 同年 ドイツ国ユーリッヒ市原子核研究所 客員研究員, 平 4 米国立ローレンス・リヴァモア研究所 主任研究員, 平 7 工業技術院産業技術融合領域研究所アトムグループ 主任研究官, 平 12 オンダストロームテクノロジー研究機構 研究員, 平 14 産業技術総合研究所 客員研究員, 現在に至る。

専門 物性理論

博士(理学)