日本応用磁気学会誌 21, 501-504 (1997)

# 強磁性トンネル接合・二重強磁性トンネル接合における透過率

Transmission Coefficients for Ferromagnetic Tunnel Junctions with Single and Double Barriers

> 岸 達也•猪俣浩一郎 (株)東芝基礎研究所,川崎市幸区小向東芝町1(☎210)

T. Kishi and K. Inomata Advanced Research Laboratory, Toshiba Corporation, 1 Komukai Toshiba-cho, Saiwai-ku, Kawasaki 210

One-dimensional ferromagnetic tunnel junctions with single and double barriers are studied, using the transfer matrix method, which is extended to spin-polarized systems. We obtain an analytical expression for the transmission coefficients. For single-barrier junctions, the transmission coefficient shows a deviation from a cosine dependence on the angle between the magnetizations. For doublebarrier junctions, resonant tunneling phenomena are induced.

**Key words:** spin-dependent tunneling, ferromagnetic tunnel junction, transfer matrix method, transmission coefficient, double barrier junction

## 1. はじめに

スピンに依存したトンネル伝導現象に関する研究の起源は 20 年以上前にさかのぼる<sup>1)</sup>. しかし,トンネル接合の作製上の 困難さや再現性の問題などによりこれまで十分に調べられては いなかった.一方,1988 年<sup>2)</sup> に磁性人工格子において巨大な磁 気抵抗が発見され,今日に至るまで基礎・応用の両面から膨大 な数の研究が行われてきた.この観点から強磁性トンネル接合 が見直され,最近ではいくつかのグループにより実験研究が行 われている<sup>3)~6)</sup>.

理論の観点からみると、Julliere<sup>7)</sup> と Maekawa ら<sup>8)</sup> により磁 性体の分極率を用いてトンネルコンダクタンスの変化が記述さ れ、一方、Slonczewski<sup>9)</sup> により自由電子近似のもとで、接合の コンダクタンスが  $1+P^2\cos\theta$  の形の依存性を持つことが示さ れた. ただし、ここでは絶縁障壁の厚さが無限大の極限を仮定 している.

我々は強磁性トンネル接合の電気伝導を調べることを目的と して、1次元強磁性トンネル接合の透過率(トンネル確率)を 理論的に求める. このために transfer matrix 法をスピン偏極 系に適用できるように拡張する. 特に、本研究では自由電子モ デルに基づき透過を正確に求める. これにより cosθ 依存性か らのずれがあることが示されている. また、「二重」強磁性トン ネル接合を提案し、この系における電気伝導を調べるために、 これについても透過率を正確に求める.

#### 2. 計算方法

角型ポテンシャル V に対する Schrödinger 方程式  $(-\nabla^2 + V - \boldsymbol{h} \cdot \boldsymbol{\sigma}) \Psi(\boldsymbol{x}) = E \Psi(\boldsymbol{x})$  (1) を考える. ここでh は磁場,  $\sigma$  はスピンを表す. 強磁性体と絶縁体の積層膜を考えるので, ポテンシャル V は 1 次元的な障壁となっていると仮定する. 各磁性体では, 座標をy 軸を共通にし, 磁化の方向にz 軸をとる. 各磁性体の磁化は, 互いに角度 $\theta$ をなして傾いているとする (Fig. 1).

さて Schrödinger 方程式 (1) の解は右向きに進む平面波と左 向きに進む平面波との線形結合となる.波動関数は全空間で連 続でなければならないので、各界面で連続である条件が必要と なる.また、両側の強磁性体で磁化方向が異るために、スピン の変換が必要になる.これらの条件を transfer matrix で表す と、二つの界面における連続性を表す行列  $M_1, M_2$  とスピンの 変換行列  $U(\theta)$  を用いて波動関数が接続される.具体的には以 下の式で表される.

$$\begin{pmatrix} I_{\uparrow} \\ R_{\uparrow} \\ I_{\downarrow} \\ R_{\downarrow} \end{pmatrix} = M_1 U(\theta) M_2 \begin{pmatrix} T_{\uparrow} \\ 0 \\ T_{\downarrow} \\ 0 \end{pmatrix}$$
(2)

ここで、transfer matrices<sup>10)</sup> は次で定義される.

$$U(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)Id & \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)Id \\ -\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)Id & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)Id \end{pmatrix}$$
(3)

$$M_{1}(k_{\uparrow}, k_{\downarrow}, q, d_{1}) = \begin{pmatrix} M(k_{\uparrow}, q, d_{1}) & 0\\ 0 & M(k_{\downarrow}, q, d_{1}) \end{pmatrix}$$
(4)

$$M_2(k_{\uparrow}, k_{\downarrow}, q, d_2) = \begin{pmatrix} M(q, k_{\uparrow}, d_2) & 0\\ 0 & M(q, k_{\downarrow}, d_2) \end{pmatrix}$$
(5)

$$egin{aligned} M(k_{1},\,k_{\mathrm{II}},\,d) &= rac{1}{2k_{\mathrm{I}}} \ imes & \left( egin{aligned} & (k_{1}\!-\!k_{\mathrm{II}})\mathrm{e}^{-i(k_{1}\!+\!k_{\mathrm{II}})d} & (k_{1}\!-\!k_{\mathrm{II}})\mathrm{e}^{-i(k_{1}\!+\!k_{\mathrm{II}})d} \ (k_{1}\!-\!k_{\mathrm{II}})\mathrm{e}^{i(k_{1}\!+\!k_{\mathrm{II}})d} & (k_{1}\!+\!k_{\mathrm{II}})\mathrm{e}^{i(k_{1}\!-\!k_{\mathrm{II}})d} \end{array} 
ight) \end{aligned}$$

ただし、入射波、反射波、透過波の係数をそれぞれ  $I_o, R_o, T_o$ とした.また、Id は単位行列、 $k_o$ はスピン $\sigma$ の運動量、q は絶縁体中の運動量、 $k_1, k_1$  は任意の運動量である.界面の座標を $d_1$ 、 $d_2$ で表している.この方程式を解くことにより波動関数の係数が決定される.

二重強磁性トンネル接合では2個の障壁がある.この障壁で 隔てられた三つの磁性層において,座標軸はy軸を共通にし, z軸を磁化の方向にとる.ここで,各磁性層の磁化の方向を次 のように仮定する.すなわち,左側と右側の磁性層の磁化は常

(6)



**Fig. 1** Potential for the ferromagnetic tunnel junction. The coordinates in regions I and III are shown. The coordinates have y axes with the same direction. The magnetizations are parallel to the z- and z'-axis in regions I and III, respectively, and form an angle  $\theta$  with each other.

に平行であるとし、この方向と中央の磁性層の磁化のなす角度 を $\theta$ とする (Fig. 2).

二重接合の場合には界面が四つあり、1 個の transfer matrix が各界面における波動関数の連続条件に対応すること から、transfer matrix は 4 個現れる. さらに、中央の磁性層の 磁化が $\theta$ だけ傾いているので、スピンの変換を 2 回行う必要が ある. したがって transfer matrix を用いると 6 個の行列によ り波動関数の連続条件が表現されることになる.

$$\begin{pmatrix} I_{1} \\ R_{1} \\ I_{4} \\ R_{4} \end{pmatrix} = M_{1}U(\theta)M_{2}M_{3}U(-\theta)M_{4} \begin{pmatrix} T_{1} \\ 0 \\ T_{4} \\ 0 \end{pmatrix}$$
(7)

これを解いて透過波の波動関数が決定される.以下では簡単の ために、2個の障壁高さと障壁厚さは等しいとし、中央の磁性 層の厚さは絶縁層の厚さの2倍とした場合を考える.

# 3. 計算結果と考察

# 3.1 強磁性トンネル接合

透過率  $\sigma$  は、前節で与えられた transfer matrix の方程式を 解いて得られる透過波の係数  $T_{\sigma}$ を用いて

$$\mathscr{T} = k_{\uparrow} |T_{\uparrow}|^2 + k_{\downarrow} |T_{\downarrow}|^2 \tag{8}$$

と与えられる. 特に  $\uparrow$  スピンをもつ単位の入射, すなわち,  $(I_{\uparrow}, I_{\downarrow})=(1/\sqrt{k_{\uparrow}}, 0)$ の場合には,透過率は次式で与えられる.

$$\mathcal{T} = \frac{\cos(\theta/2)^2}{|D|^2} \left\{ \frac{(k_{\perp}^2 + \kappa^2)^2}{4\kappa_{\perp}^2 \kappa^2} \sinh[\kappa d] + 1 \right\} \\ + \frac{\sin(\theta/2)^2}{|D|^2} \left\{ \frac{(k_{\perp}^2 - \kappa^2)(k_{\perp}^2 - \kappa^2)}{4k_{\perp}^2 \kappa^2} \sinh[kd] + \frac{k_{\perp}}{2k_{\perp}} \right\}$$
(9)

ここで  $q=i\kappa$ ,  $d=d_2-d_1$  である.

これを数値的に調べるために, k<sup>↑</sup> でスケールした次のパラ メータを定義する.



Fig. 2 Potential for the ferromagnetic tunnel junction with a double barrier. The interfaces divide the whole system into five regions. Regions I, III, and V are ferromagnets, and regions II and IV are insulators. The coordinates in regions I, III, and V are shown in the figure. The magnetizations of regions I and V are parallel and that of region III forms an angle  $\theta$  with them.



**Fig. 3** Density of states of the free electrons in a ferromagnet. In the free-electron approximation the density of states is parabolic. The lines  $E_{\rm F}^{\prime}$  and  $E_{\rm F}^{i}$  correspond to the energy with a real and a purely imaginary p, respectively.

$$p \equiv \frac{k_{\downarrow}}{k_{\uparrow}}, \quad x \equiv \frac{k}{k_{\uparrow}}, \quad \delta \equiv k_{\uparrow} d$$
(10)

ここで、 $p, x, \delta$  はそれぞれ磁性層の交換分裂,絶縁層の障壁高 さ、障壁厚さに対応する.交換分裂p は Fermi エネルギーの位 置により実数の場合(Fig. 3 の  $E_F$ )と純虚数の場合((Fig. 3 の  $E_F$ )がある.後者は Fermi エネルギーが↓スピンバンドの 底より小さい場合に対応し、このとき↓スピンをもつ進行波は 存在しない.パラメータx は、障壁ポテンシャル V が大きくな るとともに増大する量である.パラメータδは障壁の厚さに比 例している.

まず,交換分裂 *p* が純虚数の場合を考える. この場合は全空 間において↑スピンをもつ進行波のみが存在する. Fig. 4,5 に 障壁高さが異なる場合の透過係数の θ 依存性を示す. これらの 図を比較すると,障壁高さに依存して透過率の角度依存性が異 なることがわかる. 特に,障壁高さが低い場合には cos θ 依存

日本応用磁気学会誌 Vol. 21, No. 4-2, 1997



**Fig. 4**  $\theta$ -Dependence of the transmission coefficient for a higher barrier (x=1.0). The parameters are p = 0.01i and  $\delta = 1.0$ . A cosine function is also shown for reference.



**Fig. 5**  $\theta$ -Dependence of the transmission coefficient for a lower barrier (x=0.5). The parameters are p=0.01 and  $\delta=1.0$ . A cosine function is also shown for reference.

性からのずれが大きくなっていることがわかる.

一方, pが実数の場合の透過率を Fig.6 に示す. この場合に も, 図中には明示していないが, 障壁高さが低いときに cos  $\theta$ からのずれが顕著に見られることがわかる. また, 全透過率を  $\uparrow$ スピンと $\downarrow$ スピンに分けて描いた. ここでは $\uparrow$ スピンをもつ 電子が入射している場合を考えているので,磁性層の磁化が平 行(すなわち $\theta=0$ )のとき,透過波は $\uparrow$ スピンをもつものだけ からなり,磁性体が反平行(すなわち, $\theta=\pi$ )のときは,透過 波は $\downarrow$ スピンをもつものだけになることがわかる.

Fig. 4 と Fig. 5 から、 $\cos\theta$ 依存性からのずれは障壁高さが 低い時(例えば 1 eV 程度以下)に顕著に現れ、障壁高さが高い ときには非常に小さくなることがわかる.また、この傾向は障 壁厚さにほとんど依存しないことが示される.実験<sup>5),6)</sup>では 2 ~3 eV 以上の障壁が形成されており、障壁高さが高い場合に 相当するため、 $\cos\theta$ の依存性が測定されたと考えられる.



**Fig. 6**  $\theta$ -Dependence of the transmission coefficient for a lower barrier (x=0.1) with a real p. The parameters are p=0.01 and  $\delta=1.0$ .



**Fig. 7** *x*-Dependence of the transmission coefficient for a double-barrier junction with a purely imaginary p for  $\theta=0$ ,  $\pi/2$ , and  $\pi$ . The parameters are p=0.5i,  $\delta_0=2.0$ , and  $\delta_1=2.0$ .

# 3.2 二重強磁性トンネル接合

二重強磁性トンネル接合の場合には、透過率  $\mathcal{T}$  は行列 $A = M_1 U(\theta) M_2 M_3 U(-\theta) M_4$ を用いて

$$\binom{T_{\uparrow}}{T_{\downarrow}} = \frac{1}{D_{A}} \binom{A_{33} - A_{13}}{-A_{31} - A_{11}} \binom{I_{\uparrow}}{I_{\downarrow}}$$
(11)

と表される. ただし,

$$D_{\rm A} \equiv A_{11} A_{33} - A_{13} A_{31} \tag{12}$$

である.

二重強磁性トンネル接合の場合も式(10)で定義されたパラ メータを用いて透過率を数値的に調べる.

まず交換分裂パラメータpが純虚数の場合をみる. この場合 は Fig. 7 に示されるように、 $\theta=0$ の時、あるxに対し透透率が ちょうど1になることがわかる. スピンを含まない通常の二重 トンネル接合との類推から、これは「共鳴」を示していると考 えられる. 共鳴が生じるエネルギーxは $\theta$ に依存して変化して



**Fig. 8** *x*-Dependence of the transmission coefficient for a double-barrier junction with a real p for  $\theta = 0$ ,  $\pi/2$ , and  $\pi$ . The parameters are p = 0.5,  $\delta_0 = 2.0$ , and  $\delta_1 = 2.0$ .

いる.

 pが実数の場合を Fig.8 に示す. この場合にも透過率が1に なる x があり、やはり共鳴が生じることを示している. また、 p が純虚数の場合と同様に、θの変化とともに共鳴の起こる x の値が変化する. これらの結果は、中央の強磁性層にスピンに 依存した離散準位ができていることを示唆するものと考えられ る. すなわち、p が純虚数のときは↓スピンをもつ状態は存在 しないので、中央の強磁性層の磁化が反平行になると共鳴が起 こらず、p が実数のときはどちらのスピンをもつ状態も存在す るので、磁化が平行・反平行の両方の場合に中央の強磁性層中 のスピンに依存した離散準位を通して共鳴が生じると考えられる.

## 4. ま と め

強磁性トンネル接合について、自由電子モデルに基づき transfer matrix 法を用いて透過率を解析的に求めた. この結 果は障壁の厚さが無限大の極限で Slonczewski の結果に一致 する. また、正確な透過率は磁化の相対角度 $\theta$ について cos  $\theta$ 依存性からずれることが示された.

また、二重強磁性トンネル接合においても透過率を求め、解 析的な表式を与えた.透過率の解析により、この場合には共鳴 トンネル現象が引き起こされることが示された.さらに、この 共鳴現象は磁化の相対角度に依存することがわかった.

# 文 献

- 1) P. M. Tedrow and R. Meservey: Phys. Rev. Lett., 26, 192 (1971).
- M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, and F. Petroff: Phys. Rev. Lett., 61, 2472 (1988).
- J. Nowak and J. Rauluszkiewicz: J. Magn. Magn. Mat., 109, 79 (1992).
- Y. Suezawa and Y. Gondo: J. Magn. Magn. Mat., 126, 524 (1993).
- 5) T. Miyazaki and N. Tezuka: J. Magn. Magn. Mat., 139, L231 (1995).
- 6) J. S. Moodera and L. R. Kinder: J. Appl. Phys., 79, 4724 (1996).
- 7) M. Julliere: Phys. Lett., 54A, 225 (1975).
- 9) J. C. Slonczewski: Phys. Rev. B, 39, 6995 (1988).
- E. O. Kane: Tunneling Phenomena in Solids, ed. by E. Burstain and S. Lundqvist, p. 1 (Plenum Press, New York, 1969).

1996年10月14日受理, 1997年1月16日採録