

# 光と磁気のナノサイエンス

佐藤勝昭

東京農工大学/科学技術振興機構

## 1. はじめに—研究会のイントロダクトリーをかねて

今回の研究会は「光と磁気が織りなす現象の新展開」をテーマとしている。このあと、6件の興味深い研究成果が報告されるが、ここでは、簡単にその位置付けを紹介しておく。

光と磁気のつながりには、磁気が光学現象に与える効果である磁気光学効果と、光が磁気に与える効果である光磁気効果とがある。磁気光学効果の代表格がファラデー効果であるが、この効果は磁化をもつ物質における光学遷移の円偏光選択則から生じる非相反の現象である。最近、磁気をもたらす対称性の変化から生じる非相反な方向二色性現象が見出された<sup>1</sup>。この詳細については、本研究会の有馬氏の講演予稿を参照されたい。磁気光学効果の舞台となる物質のサイズが、ナノスケールになるとどのようなことが起きるであろうか。電磁波の波長よりも十分に小さいサイズの構造をもつ媒質に入射した電磁波は平均した誘電率と透磁率を感じる。媒質が磁性体／貴金属の多層膜または貴金属／磁性体／貴金属サンドイッチ膜においては、それぞれの層が十分厚ければ貴金属のバルクプラズモンのために誘電率の対角成分が負から正に変化するとき磁気光学効果がエンハンスされる効果が現れることが、1980年代に明らかにされた<sup>2</sup>。その後、原子層オーダーで制御された磁性体の超薄膜を貴金属でサンドイッチした構造において新たな遷移が生じることが見出され<sup>3</sup>、さらに精密な実験によってこの遷移が磁性体層厚に依存することが明らかになった<sup>4</sup>。さらに人工格子において組成変調周期を短くしていくと、新たなバンド構造が出現し、特有の磁気工学スペクトルが観測される。一方、媒質が貴金属微粒子の分散系であれば、微粒子の表面プラズモンによる磁気光学効果のエンハンスがおきる。3番目の富田氏の講演では、Au微粒子分散YIG薄膜における観測結果<sup>5</sup>が紹介される。誘電率、透磁率ともに負であるような系は「左手系」<sup>6</sup>と呼ばれ、このような系に電磁波が入射した場合、異常な光の伝搬現象が期待される。自然界にはこのような系は存在しないが、人工的に電磁波の波長より小さい金属と誘電体の複合構造が周期的に配置された物質（メタマテリアル）が、マイクロ波や赤外線領域で左手系の性質を示すことが示されている<sup>7</sup>。これについては、本研究会の最後に真田氏が紹介する。磁気光学効果は、光学遷移の円偏光選択則からもたらされていることから、電子の軌道状態のすぐれたプローブとなっている。必ずしも、ナノサイズという話ではないのであるが、磁性半導体の電子構造をさぐる手段として、赤外・可視・紫外領域の磁気光学スペクトルが有効であることは、第1世代の磁性半導体であるCdCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>、第2世代の磁性半導体であるCd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te、第3世代の磁性半導体GaAs:Mn、TiO<sub>2</sub>:Co、ZnTe:Crなどで実証されている。この研究会では、4番目の講演で、安藤氏がMCD分光法を用いた磁性半導体の電子構造の評価について紹介する<sup>8</sup>。非磁性体へのスピンの注入を光学的に観測することは、磁性半導体電極から注入されたスピン偏極電子のもたらす発光の円二色性について行われ<sup>9</sup>、さらには、非磁性体に注入されたスピンの空間的な分布を磁気光学効果によりイメージングする試みも行われている<sup>10</sup>。最近、FePt/MgO/GaAsの接合構造においてスピン注入現象を発光の円偏光度によって捉えることが真砂らによって行われた<sup>11</sup>。このことについては、5番目の講演において詳細な報告がある。

光磁気効果については、光磁気記録に使われる熱磁気効果がよく知られるが、純粋のフォトンモードによる光誘起の磁化も知られている。強い短パルス光を当てることによって光誘起の磁化の歳差運動が観測される<sup>12</sup>。この観測については、宗片氏が講演する。

小稿では、そのイントロダクションを兼ねて、ナノスケールの構造をもつ媒体における「光と磁気」の基礎を提供したい。

## 2. 磁性体の物理現象と特性長

微細化のさまざまな効果は、微細構造のサイズがその効果に対応する特性長(characteristic length)と比較して小さいときに出現する。特性長としては、物質中の電磁波の波長、スピン拡散長、磁気ポーラロンの直径、励起子の軌道直径、キャリアの平均自由行程、超伝導のコヒーレント長、層間相互作用の振動周期、トンネル絶縁層におけるスピン保持膜厚、磁壁のサイズなどさまざまなものが考えられる。高周波用途のソフト磁性材料においては、ある特性長以下の微粒子サイズになると粒径が小さいほど透磁率の向上が見られる。

これらの特性長と微細構造のサイズの相互作用は、閉じこめ効果、近接効果、規則構造、不規則性などによって影響を受けるとされる<sup>13</sup>。

### 2.1 磁性現象における特性長

#### (1) 低周波における磁気現象と特性長

直流～低周波における磁性現象に限ってみれば、宮島が磁気エネルギーの各項をスチフネス定数Aで規格化した式から導入した特性長がある<sup>14</sup>。磁気的全エネルギーは、交換エネルギー $E_{ex}$ 、磁気異方性エネルギー $E_{anis}$ 、静磁エネルギー $E_d$ 、外部磁界によるゼーマンエネルギー $E_h$ からなり、

$$E = E_{ex} + E_{anis} + E_d + E_h$$

$$= \int \left[ A(\nabla \mathbf{m})^2 + \mathbf{K} \cdot \mathbf{f}(\mathbf{m}) + \frac{1}{2\mu_0} M_s^2 \mathbf{m} \cdot \mathbf{h}_D - M_s H_{ex} \mathbf{m} \cdot \mathbf{h}_{ex} \right] dV \quad (1)$$

$$= \int \left[ A(\nabla \mathbf{m})^2 + \mathbf{K} \cdot \mathbf{f}(\mathbf{m}) - \frac{N}{2\mu_0} M_s^2 m^2 - \frac{1}{2} M_s H_{ex} \mathbf{m} \cdot \mathbf{h}_{ex} \right] dV$$

と表される。ここで、 $\mathbf{m}$  は磁化  $\mathbf{M}$  の方位を表す単位ベクトルで、 $M_s$  は磁化の大きさ、A は交換スチフネス定数、 $\mathbf{h}_D$  は反磁界、 $\mathbf{h}_{ext}$  は外部磁界の方位単位ベクトルをあらわす。また、 $\mathbf{K}$  は磁気異方性定数をベクトル化したもの、 $\mathbf{f}(\mathbf{m}) = \mathbf{f}(\theta, \varphi)$  は球面調和関数をベクトル化した関数である。

上の式を交換スチフネス定数 A でくくって積分の外に出すと、

$$E = A \int \left[ (\nabla \mathbf{m})^2 + \frac{\mathbf{K}}{A} \cdot \mathbf{f}(\mathbf{m}) + \frac{NM_s^2}{2\mu_0 A} m^2 - \frac{M_s H_{ext} \mathbf{h}_{ext}}{2A} \mathbf{m} \right] \quad (2)$$

と書けるが、積分の中の各項の次元を調べると、第1項の $(\nabla \mathbf{m})^2$ の次元は $[\text{m}^{-2}]$ 、 $\mathbf{f}(\mathbf{m})$ 、 $m$ は無次元なので、 $K/A$ 、 $NM_s^2/2\mu_0$ などの係数は、 $[\text{m}^{-2}]$ の次元をもつ。そこで次のように3つの特性長を定義する。

$$\xi_K = \sqrt{\frac{A}{K}}$$

$$\xi_N = \sqrt{\frac{2\mu_0 A}{NM_s^2}} \quad (3)$$

$$\xi_H = \sqrt{\frac{A}{M_s H_{ext}}}$$

$\xi_K$  は異方性特性長で Bloch 磁壁の幅に相当する。Fe においては、 $A=8 \times 10^{-12}$  J/m,  $K=5 \times 10^5$  J/m<sup>3</sup> である

から $\xi_k=4\text{nm}$ となる。 $\xi_N$ は静磁特性長で、これ以下でボルテックスになる半径に対応する。球形のFeにおいては、 $A=8\times 10^{-12}\text{J/m}$ 、 $M_s=2.15\text{T}$ 、反磁場係数 $N=1/3$ を代入すると $\xi_N=3.6\text{nm}$ 程度となり、鉄微粒子が単磁区構造をとる臨界直径 $4\text{nm}$ とほぼ一致する。また、Nèel磁壁におけるBloch lineのサイズがこれに相当する。 $\xi_H$ は強磁性共鳴の波長に相当する。 $H_{\text{ext}}=8\times 10^4\text{A/m}$ のとき、 $\xi_H=6.8\text{nm}$ となる。

メソスコピック構造のサイズ $l$ が静磁特性長 $\xi_N$ より小さいとボルテックスになり、磁壁のサイズ $\xi_k$ より小さいと単磁区になる。さらに小さくなって磁性粒子のもつ磁気異方性エネルギーが熱エネルギーよりも小さいと、超常磁性になる。

磁性に関するその他の特性長としては、磁歪の自己エネルギーが重要になるサイズがある。試料の厚さが特性長 $\sqrt{AK_u}/C\lambda^2$  ( $C$ は剪断弾性係数、 $\lambda$ は磁歪の大きさ)より小さくなると、磁壁のエネルギーが優勢となって、磁区パターンが起きやすいが、逆にこの特性長を超えると弾性力を打ち消して無応力になるように磁区が形成される。

## (2) 高周波用途のソフト磁気特性における特性長

多数の微結晶粒からなるソフト磁性体の高周波特性においては、粒径 $D$ の特性長 $D_c$ が $100\text{nm}$ 付近にあり、 $D$ が $D_c$ より大きい通常の軟磁性体の場合は、 $D$ の減少とともに初透磁率 $\mu_i$ が減少し、保磁力 $H_c$ も増大してソフト磁性が劣化するが、 $D$ が $D_c$ より小さいナノ結晶ソフト磁性材料になると、逆に $D$ を減少するとともに $\mu_i$ が増大し、 $H_c$ も減少し、ソフト磁性が向上することが知られている<sup>15,16</sup>。結晶磁気異方性がある程度大きな結晶材料でも、結晶粒がナノスケールまで微細化されると、実効的に磁気異方性が減少し、 $H_c$ は $D$ の減少とともにほぼ $D^6$ に比例し減少、 $\mu_i$ はほぼ $D^{-6}$ に比例し増加する。Herzerは、このような振舞いをランダム異方性モデルによって説明した。これによると交換結合したランダム配向のナノ結晶組織では、結晶磁気異方性が平均化されてゼロに近づくために、 $H_c$ が減少するとしている。従って、アモルファス合金の結晶化作用を利用すればソフト磁気特性が優れたナノ結晶軟磁性材料を得ることができる。

このほか、高周波用途の場合の特性長としては、表皮深さ(skin depth)がある。試料の厚さ $t$ が、表皮深さ $\delta=(2\rho/\omega\mu_0)^{1/2}$ より薄いと電磁波は試料内に均一に侵入するが、厚いと部分的にしか侵入することができない。 $\delta$ は $\omega$ が低いほど、 $\rho$ が高いほど長い。金属の連続膜に比べ絶縁体に金属磁性微粒子を埋め込んだナノ複合材料のように抵抗率が十分高い場合には表皮深さも長くなり、高周波用途に適していることがわかる。

## 2.2 光から見た特性長

金属磁性体・非磁性体積層構造について磁氣的性質を磁気光学効果という観点からみると、次のような特性長が浮かび上がってくる。まず、非固溶系においては、変調周期が物質中の光の波長程度であると、フォトニックバンドギャップなど光学的な多重干渉効果を考える必要があること、界面の構造的乱れの寸法程度になると、理想的な急峻な界面を仮定した取り扱いができなくなること、電子のドブロイ波長程度になると、量子閉じ込め効果が重要になること、さらに原子の寸法の程度になると、新たなバンド構造が現れ、新しい物質として考える必要があることがわかっている<sup>17</sup>。

### ・フォトニック結晶

屈折率を光の波長程度の周期で1次元に変調した積層構造はファブリペロー共振器に相当し、光の伝搬が禁止されるフォトニックバンドギャップが生じる。この積層構造において、1箇所、周期を乱す「不

純物」を挿入すると、光の強度はその不純物付近に局在化し、光を透過するギャップ内状態を作る。この不純物として磁気光学材料を用いれば、特定の波長において磁気光学効果がエンハンスされる。

#### ・ナノ構造におけるサイズ効果

ナノ構造における状態は、固体バルクと単一分子の中間の状態をとる。このため、その構造がもつ物理的・化学的性質は、構造の寸法を短くしていくにつれてバルク的な性質から分子的な性質へ徐々に変化していく。変化のようすは2つに大別できる。

1つは、構造体の要素が小さくなると表面・界面の体積に対する比率が増加し、表面・界面に原子の数は、構造体要素の内部の原子の数と同程度またはそれ以上になる。このため、表面状態・界面状態の寄与が内部に比べ無視できなくなる。ナノ微結晶の表面の電子状態は結合が飽和していないため反応性が強く、触媒作用などに寄与する。もう一つは、完全に電子的な効果で、バルクではバンドを形成していた電子波動関数がナノ構造（2次元：量子井戸、1次元：量子細線、0次元：量子ドット）の井戸型ポテンシャル中に閉じこめられ、離散的なエネルギー準位をとる。この結果、半導体のナノ粒子では、サイズが10 nm以下になると、価電子帯から生じた量子準位と伝導帯から生じた量子準位との間のエネルギーギャップがバルクのバンドギャップより高エネルギー側に生じ、サイズの現象とともにより高エネルギー側にシフトする。

金属においても、電子波はナノ構造に閉じこめられ、離散的な状態をもたらす。離散準位間の光学遷移が光スペクトルに現れることがある。磁性金属と非磁性金属の接合においては、多数スピンバンドと少数スピンバンドの量子準位の連続性が異なることによって、磁気光学スペクトルに異常がおきる。

図2は、Auのエピタキシャル膜の上に堆積したFe超薄膜の磁気光学スペクトル（最表面はAu超薄膜のキャップ層で覆われている）である<sup>18</sup>。このような系の磁気光学効果は、下地層（Au）の誘電率テンソルの対角成分を $\epsilon_{xx}^s$ 、Fe層の誘電率テンソルの非対角成分を $\epsilon_{xy}$ として、 $d$ が十分小さいとき

$$\theta_K + i\eta_K = \frac{2d\omega}{c} \cdot \frac{i\epsilon_{xy}}{1 - \epsilon_{xy}^s} \quad (2.4)$$

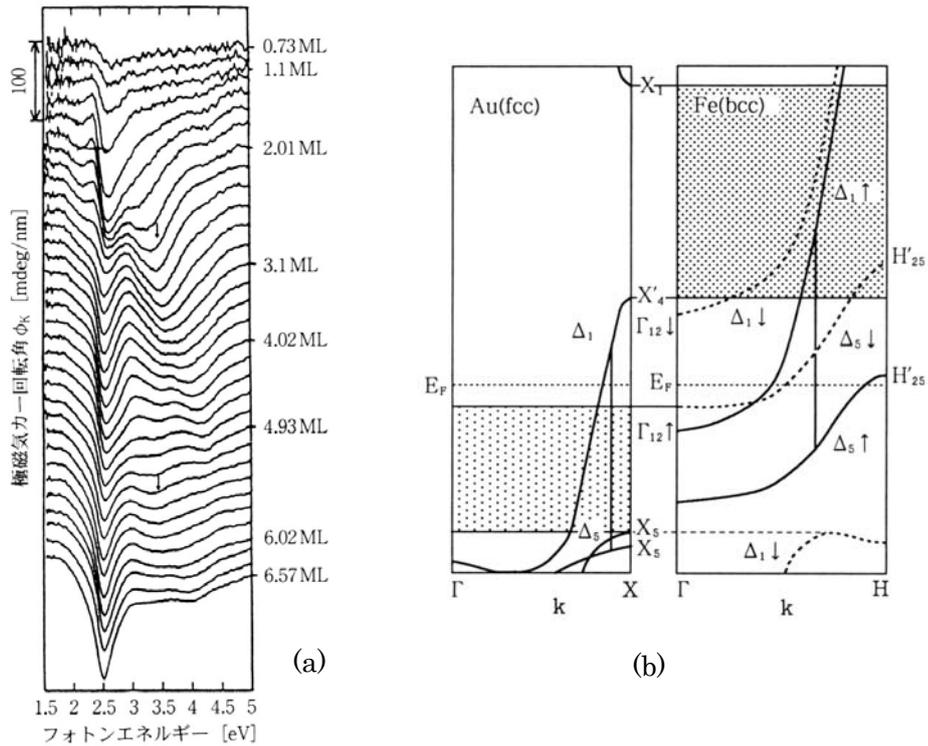


図2 (a) Auのエピタキシャル膜の上に堆積した Fe 超薄膜（最表面は Au 超薄膜のキャップ層で覆われている）の磁気光学スペクトル  
 (b) Fe と Au の接合におけるバンド構造

で表される。下地層 (Au) のプラズマ共鳴の周波数でこの式の分母が小さくなるため、磁気光学スペクトルに構造が現れる。さらに 3.5~4.5 eVにかけて、バルクのFeには観測されないようなピークが現れ、層厚が大きくなるに従って高エネルギー側にシフトする。FeとAuの接合における電子構造を図2 (b)に示す。Feの空いた多数スピンバンドの電子のエネルギーは、Auのバンドギャップに相当するため中には入り込めず、接合で電子波は反射されFe層内に定在波を作って閉じこめを受ける。これによって量子井戸準位が生じ新たな光学遷移を生じたものと解釈されている。同様の閉じこめ現象がFeに挟まれたAu超薄膜にも現れる<sup>19</sup>。

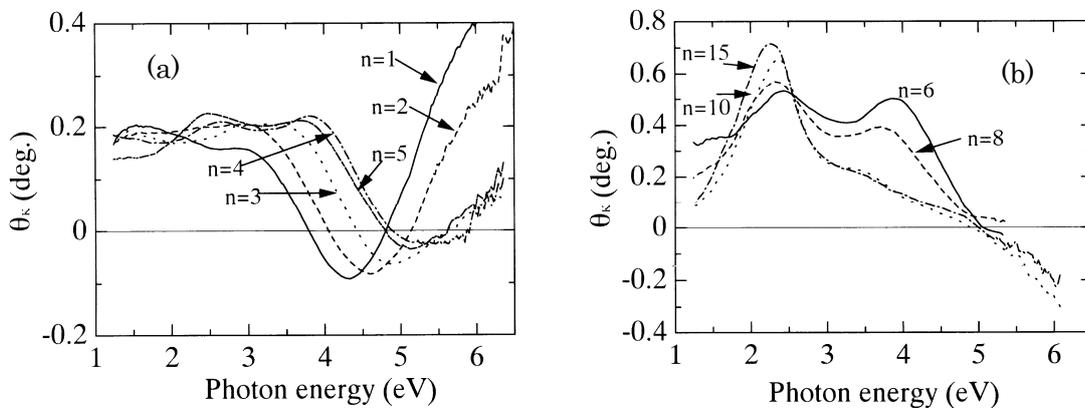


図3 Fe(nML)/Au(nML)人工格子の磁気カー回転スペクトル  
 (a) n が小さい場合、(b) n が大きい場合

図3は、原子層レベルで精密に積層されたFe/Au人工規則格子の磁気光学スペクトルが層厚とともにどのように変化するかを示している<sup>20</sup>。図3(b)は構成層が厚い場合で、 $n=10$  および  $15$  のときは、単純に鉄と金との積層膜と考えられ、 $2\text{eV}$ 付近にAuのプラズマ端でのエンハンスメントが明瞭に見えているが、 $n$ が小さくなり $n=8$ になると、新たな構造が $4\text{eV}$ 付近に現れ、さらに $n$ が小さくなると図3(a)のようにプラズマエンハンスメントはほとんど見られず、Fe/Au人工格子に由来する $4\text{--}6\text{eV}$ の新たなバンド間遷移が磁気光学スペクトルを支配するようになる。バンド計算に基づいて求めた磁気光学スペクトルは $4\text{eV}$ 付近の構造を予言し、実験結果をほぼ説明することができた。どの電子状態がどの光学遷移に対して寄与するかを見ることにより、 $4\text{eV}$ 付近のスペクトル構造は、Auの $\downarrow$ スピンの $5d$ バンドから、Feの $3d$ 軌道とAuの励起状態の $5f$ 軌道が混成した $\downarrow$ スピンのバンドへの遷移が主として寄与していることが明らかになった<sup>21</sup>。

### スピン依存電気伝導の特性長と磁気抵抗効果

次に、スピン依存電気伝導の特性長を考える。スピンの依存する電子輸送には、大別して拡散によるものと弾道的なものがある。前者は巨大磁気抵抗効果(GMR)に寄与し、後者は量子化抵抗やトンネル磁気抵抗効果(TMR)に寄与する。

#### ・拡散伝導

拡散伝導中の散乱に関わる特性長としては、平均自由行程 $\lambda_t$ 、スピン反転長 $\lambda_{SF}$ 、スピン拡散長 $l_{SF}$ の3つが重要である。平均自由行程 $\lambda_t$ は電子が散乱を受けるまでの拡散長で、一般の金属では不純物やフォノンによる散乱のため $100\text{nm}$ のオーダーである。スピン反転長 $\lambda_{SF}$ は、2回スピン反転が起きるまでの距離で、平均自由行程と比較してかなり長い。一方、スピン拡散長 $l_{SF}$ はスピンが散乱によってその向きを反転せずに拡散できる距離で、スピン拡散長は平均自由行程 $\lambda_t$ とスピン反転長 $\lambda_{SF}$ を使って、

$$l_{SF} = \sqrt{(1/3)\lambda_t\lambda_{SF}} \quad (2.5)$$

と表すことができる<sup>22</sup>。強磁性体の場合、電気伝導はスピンの向きに依存し、多数スピン( $\uparrow$ )と少数スピン( $\downarrow$ )のそれぞれのチャンネルで生じる散乱も非対称となり、各スピンに対する平均自由行程 $\lambda_{\uparrow}$ 、 $\lambda_{\downarrow}$ は異なる長さとなる。従って、スピン拡散長 $l_{SF}$ も $\uparrow$ スピンと、 $\downarrow$ スピンとで非対称になる。強磁性体のスピン拡散長は次式で定義される。

$$l_{SF}^F = \frac{1}{\sqrt{(1/l_{\uparrow}^F)^2 + (1/l_{\downarrow}^F)^2}} \quad (2.6)$$

スピン拡散長は強磁性金属Fe, Coでは $10\text{ nm}$ の程度であるが、Cuなど純度の高い非磁性金属では $\mu\text{ m}$ のオーダーになる。従って、周期が数nmの人工格子では電子はスピンの向きを保持したまま拡散し、スピンに依存した電気抵抗を示すのである<sup>23</sup>。

以下では、Valet, Fertの解析に従って、電流を界面に垂直に流すCPP配置における巨大磁気抵抗効果(GMR)を導出する<sup>24</sup>。彼らは、スピン依存散乱の非対称度 $\alpha_F$ を導入し、スピンに依存する平均自由行程

$\lambda_t^F = \lambda_t(1 - \alpha_F^2)$ を導いた。ここに $\alpha_F$ は、 $\uparrow$ スピン、 $\downarrow$ スピン両チャンネルの電気抵抗率 $\rho_{\uparrow}^F$ 、 $\rho_{\downarrow}^F$ を用い

て、 $\alpha_F = \frac{\rho_{\uparrow}^F - \rho_{\downarrow}^F}{\rho_{\uparrow}^F + \rho_{\downarrow}^F}$ と表されるので、強磁性体におけるスピン偏極度に対応する。これらのパラメータ

を用いると、強磁性体のスピン拡散長  $l_{SF}^F$  と非磁性体のスピン拡散長  $l_{SF}^N$  は、下の式のようにになる。

$$\text{強磁性体の場合： } l_{SF}^F = \sqrt{\frac{1}{6} \lambda_i^F \lambda_{SF}^F} = \sqrt{\frac{1}{6} (1 - \alpha_F^2) \lambda_i^F \lambda_{SF}^F} \quad (2.7)$$

$$\text{非磁性体の場合： } l_{SF}^N = \sqrt{\frac{1}{6} \lambda_i^N \lambda_{SF}^N} \quad (2.8)$$

となる。これらが、スピン依存伝導に関する重要な特性長である。強磁性/非磁性界面で伝導がスピンにどう依存するかを考える。以下の解析では↑スピンと↓スピンの状態密度に相当する化学ポテンシャル  $\mu_\uparrow$  と  $\mu_\downarrow$  を考える。

$$\begin{aligned} \nabla^2(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) &= (\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) / l_{SF}^2 \\ \nabla^2(\sigma_\uparrow \mu_\uparrow + \sigma_\downarrow \mu_\downarrow) &= 0 \end{aligned} \quad (2.9)$$

強磁性体と非磁性体の界面における各スピンチャンネルの化学ポテンシャルと電流の連続条件を仮定すると、式(2.9)の解として、図4に示すような電気化学ポテンシャルの変化が得られる。強磁性体には↑スピンと↓スピンの電子数に違いがあるので、拡散によって非磁性体に↑スピンの電子が流れ込み界面に蓄積し、電気化学ポテンシャルの分る。この分裂は対称に起きる。界面に蓄積はどこまで進むかという以上のポテンシャル分裂が進むとへの逆拡散が起きるので、スピン行が止まり、定常状態になる。スがない状態（電荷の流れ）に対応する化学ポテンシャルを点線で表すが、接合面体側と非磁性体側とはポテンシャルの違い  $\Delta\mu_0$  を生じる。これが、接合面、CPP 配置の GMR の起源となる抵抗  $R_{int}$  の具体的な表式は、

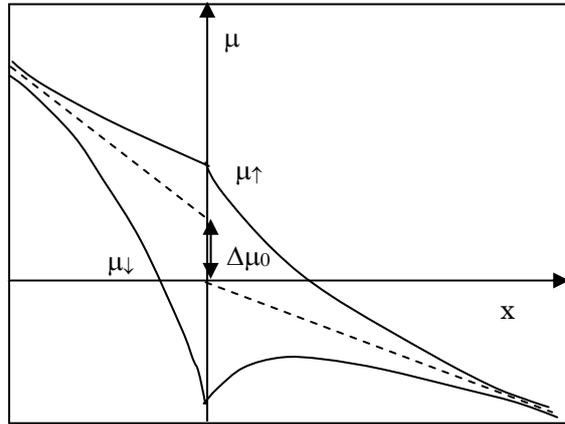


図4 強磁性/非磁性接合界面における電気化学ポテンシャルの分布図

裂がおき面へのス  
と、これ強磁性体蓄積の進  
ピン蓄積するポテ  
で強磁性  
ヤルとの  
合抵抗を  
る。界面

$$R_{int} = \frac{\Delta\mu_0}{ej} = \alpha_F^2 \frac{l_{SF}^N \rho_N}{1 + (1 - \alpha_F^2) (l_{SF}^F \rho_F / l_{SF}^N \rho_N)} \quad (2.10)$$

で与えられる<sup>22</sup>。

### ・弾道伝導

次に、弾道的な電子輸送を考える。素子の寸法が数 nm 以下になると、電子は拡散ではなく弾道的に伝導するようになる。その典型例が量子化抵抗である。断面方向に電子状態が量子化されるくらい細く、かつ散乱のない細線を考えると、その細線の2端子抵抗は長さによらず、一定値  $h/e^2$  という値をとる。これを量子化抵抗と呼ぶ。非磁性体ではスピンの縮退 2 を考慮して量子化抵抗は  $h/2e^2 = 12.9 \text{ k}\Omega$  になる。

弾道的な電子輸送のも  
がトンネル磁気抵抗効  
である。TMR の最近の  
では 2.4 節に詳しいので、  
2.4 節の基礎となる強磁  
／絶縁体／強磁性体電  
構造におけるスピン依  
ル現象についての  
デルを紹介する。このモ  
つの強磁性体電極に  
ルギーバンド構造のス  
態密度を用いて説明さ

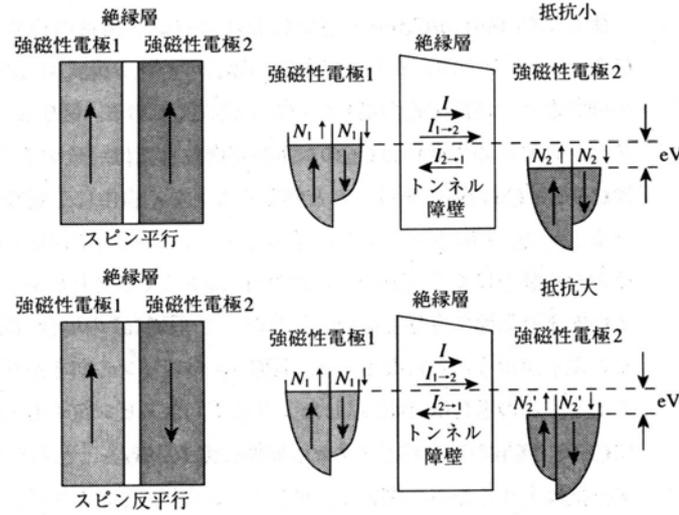


図5 スピン依存トンネル伝導説明の模式図

図5のトンネル接合に  
絶縁層を介しての強磁性  
強磁性電極2へのトン

は、絶縁層のポテンシャル障壁の透過率を一定値  $T$  とすれば、多数スピンバンドの Fermi 面における状態密度を  $N_{\uparrow}$ 、少数スピンバンドの Fermi 面における状態密度を  $N_{\downarrow}$  として、

2つの強磁性電極の磁化が平行な場合、

$$\sigma_P \propto T(e^2/h)(N_{1\uparrow}N_{2\uparrow} + N_{1\downarrow}N_{2\downarrow}) \quad (2.11)$$

2つの強磁性電極の磁化が反平行な場合、

$$\sigma_{AP} \propto T(e^2/h)(N_{1\uparrow}N_{2\downarrow} + N_{1\downarrow}N_{2\uparrow}) \quad (2.12)$$

と表すことができる。トンネル磁気抵抗比 TMR(%)は

$$\begin{aligned} TMR &= \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \times 100 = \frac{\sigma_{AP}^{-1} - \sigma_P^{-1}}{\sigma_P^{-1}} \times 100 = \left( \frac{\sigma_P - \sigma_{AP}}{\sigma_{AP}} \right) \times 100 \\ &= \frac{N_{1\uparrow}(N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow}) - N_{1\downarrow}(N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow})}{N_{1\uparrow}N_{2\downarrow} + N_{1\downarrow}N_{2\uparrow}} \\ &= \frac{(N_{1\uparrow} - N_{1\downarrow})(N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow})}{\{(N_{1\uparrow} + N_{1\downarrow})(N_{2\uparrow} + N_{2\downarrow}) - (N_{1\uparrow} - N_{1\downarrow})(N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow})\}/2} \times 100 \\ &= \frac{2\{(N_{1\uparrow} - N_{1\downarrow})/(N_{1\uparrow} + N_{1\downarrow})\}\{(N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow})/(N_{2\uparrow} + N_{2\downarrow})\}}{1 - \{(N_{1\uparrow} - N_{1\downarrow})/(N_{1\uparrow} + N_{1\downarrow})\}\{(N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow})/(N_{2\uparrow} + N_{2\downarrow})\}} \times 100 = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \times 100 \end{aligned} \quad (2.13)$$

という単純な式で表すことができる。この式を Julliere の式という<sup>25</sup>。

ここに

$$P_1 = (N_{1\uparrow} - N_{1\downarrow})/(N_{1\uparrow} + N_{1\downarrow}) \quad \text{および} \quad P_2 = (N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow})/(N_{2\uparrow} + N_{2\downarrow}) \quad (2.14)$$

は、それぞれ、強磁性電極 1 および強磁性電極 2 のスピン偏極度である。

$P_1$  および  $P_2$  の評価は大変むずかしく、現在のところ、超伝導体との接合を作ってその Andreev 反射を測定することによって推定する方法が最も信頼性が高いとされている。よく知られた強磁性金属では、そのスピン偏極度は 50% 程度であり、TMR は 70% 程度と見積られるが、このモデルでは、最近の MgO 障壁層を用いた巨大 TMR<sup>26</sup> を説明できないなど限界が指摘されている。詳細については、2.4 節を参照されたい。

う一つの例  
果 (TMR)  
発展につい  
以下には、  
性体電極 1  
極 2 の 3 層  
存のトンネ  
Julliere のモ  
デルは、2  
おけるエネ  
ピン依存状  
れている。  
おいて、絶  
電極 1 から  
ネル伝導率

- 
- <sup>1</sup> M. Saito, K. Taniguchi, and T. Arima: *J. Phys. Soc. Jpn.* 77, 013705 (2008).
  - <sup>2</sup> K. Sato, H. Kida and T. Katayama: *Jpn. J. Appl. Phys.* 27 L237 (1988).
  - <sup>3</sup> Y. Suzuki, T. Katayama, S. Yoshida, K. Tanaka and K. Sato: *Phys. Rev. Lett.* 68, 3355 (1992)
  - <sup>4</sup> 鈴木義茂、片山利一：応用物理 **63**, 1261 (1994)
  - <sup>5</sup> S. Tomita, T. Kato, S. Iwata, S. Tsunashima, M. Fujii, S. Hayashi: *Phys. Rev. Lett.* 96, 167402 (2006)
  - <sup>6</sup> V.G. Veselago: *Soviet Physics Uspekhi*, 10, 509 (1968)
  - <sup>7</sup> A. Sanada, C. Caloz and T. Itoh: *IEEE Microwave and Wireless Component Lett.*, 14, 68 (2004)
  - <sup>8</sup> K. Ando: *Science* 312, 1883 (2006).
  - <sup>9</sup> Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, D. D. Awschalom: *Nature* 402, 790 (1999).
  - <sup>10</sup> Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom: *Phys. Rev. Lett.* 93, 176601 (2004)
  - <sup>11</sup> A. Sinsarp, T. Manago, F. Takano, H. Akinaga: *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, 17, 105 (2008).
  - <sup>12</sup> H. Takechi, A. Oiwa, K. Nomura, T. Kondo and H. Munekata: *phys. stat. sol. (c)* 3, 4267 (2006).
  - <sup>13</sup> J. I. Martín, J. Nogués, Kai Liu, J. L. Vicent and Ivan K. Schuller: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 256 (2003) 449–501
  - <sup>14</sup> 宮島英紀、大谷義近：日本応用磁気学会第 89 回研究会「メゾスコピックな技術－磁化制御の将来への展望」資料(1995.3.7) pp.11-20.
  - <sup>15</sup> G. Herzer, *IEEE Trans. Magn.*, 25, pp.3327-3329, (1989).
  - <sup>16</sup> G. Herzer, *IEEE Trans. Magn.*, 26, pp.1397-1402, (1990)
  - <sup>17</sup> 佐藤勝昭：日本応用磁気学会第 122 回研究会「遷移金属・貴金属系磁気記録材料の磁気物性と磁区構造」資料(2002.1.18)pp.5-12.
  - <sup>18</sup> 鈴木義茂、片山利一：応用物理 **63**, 1261 (1994)
  - <sup>19</sup> 片山利一、鈴木義茂：日本応用磁気学会誌 **20**, 764 (1996)
  - <sup>20</sup> K. Sato, E. Takeda, M. Akita, M. Yamaguchi, K. Takanashi, S. Mitani, H. Fujimori, Y. Suzuki: *J. Appl. Phys.* **86** [9] 4985-4996 (1999)
  - <sup>21</sup> M. Yamaguchi, K. Takanashi, K. Himi, K. Hayata, K. Sato and H. Fujimori: *J. Magn. Magn. Mater.* **239** (2002) 255-260
  - <sup>22</sup> 大谷義近：日本応用磁気学会第 31 回 MSJ サマースクール「応用磁気の基礎」資料 pp.109-118
  - <sup>23</sup> 鈴木義茂：日本応用磁気学会第 30 回 MSJ サマースクール「応用磁気の基礎」資料 pp.93-106
  - <sup>24</sup> T. Valet and A. Fert: *Phys. Rev.* **B48** (1993) 7099.
  - <sup>25</sup> M. Julliere: *Phys. Lett.* **54A** (1975) 225
  - <sup>26</sup> S. Yuasa, A. Fukushima, T. Nagahama, K. Ando, Y. Suzuki: *Jpn. J. Appl. Phys.* 43 (2004) L588.