

連載講座

超入門 ようこそ、まぐねの国に  
第6回 スピントロニクスのでほどき

Ultra-Primer: Welcome to Land of Magnetics  
Chapter 6. Introduction to Spintronics

佐藤勝昭 (独)科学技術振興機構

K. Sato, Japan Science and Technology Agency  
Tel: +81-3-3512-3547, Fax: +81-3-3512-3548, E-mail: katsuaki.sato@nifty.com

The sixth chapter is dedicated to provide the first-step course for spintronics, which connects magnetism and electronics leading to "coil-free conversion" between electricity and magnetism, such as spin-dependent transport and current-induced magnetization reversal.

はじめに

まぐねの国の探索。いよいよ最終回です。今回は、初学者のためのスピントロニクス入門講座です。スピントロニクスは、磁性学とエレクトロニクスを結びつけ、スピン依存電気輸送、電流誘起磁化反転など、コイルなしの電気・磁気間相互変換を実現し、まだ発展途上の分野です。ここでは、スピンと電気伝導の関係についての歴史を振り返りながら、スピントロニクスの世界をのぞき見します。

第6章 スピントロニクスのでほどき

6.1 電気と磁気の相互変換からコイルを追放

通常、電気と磁気の相互変換には電磁気学が使われます。すなわち、電気→磁気の変換にはアンペールの法則

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (1)$$

が、磁気→電気の変換にはファラデーの電磁誘導の法則

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2)$$

が使われます。このため、最近まで電気と磁気の相互変換にはコイルを使っていました。

電子スピンの電流輸送現象に及ぼす効果である磁気抵抗効果を使えばコイルなしに磁気を電気に変換できることは以前から知られていましたが、極めて小さな効果でした。1980年代になって「巨大磁気抵抗効果(GMR)」が見いだされ、コイルなし変換は一気に現実のものとなります。ハードディスクの再生ヘッドには1990年半ばまではコイルが使われていましたが、GMRを用いたコイルなしの再生磁気ヘッドが実現しました。さらに室温の「トンネル磁気抵抗効果(TMR)」が見いだされ、現行の磁気ヘッドは

ほとんどがこの方式に置き換わりました。さらに「磁気ランダムアクセスメモリ(MRAM)」という新たな応用が広がりました。

一方、電子スピンの輸送を通じて、磁化を反転させるのがスピントランスファートルクの概念です。この効果は、1980年代に理論的に予言され、2000年頃実証されましたが、磁化反転のために必要な電流密度が高く実用にはほど遠いものでした。しかし、垂直磁化磁気トンネル接合を使うことによって、電流密度を実用レベルにまで低下させることができ、スピンRAMとして実用化が進んでいます。

「スピントロニクス」とは、磁気抵抗効果、スピン注入磁化反転のように、電子のもつ電荷とスピンという二つの性質に着目し、電気輸送現象とスピンの関係を考える学問領域です。これによって、人類はついに、磁気→電気、電気→磁気の変換からコイルを追放することに成功したのです。

スピントロニクスの詳細については猪俣浩一郎先生による連載講座<sup>1)</sup>に譲り、ここでは、初学者のためののでほどきに限りしたいと思います。

6.2. 磁気依存電気輸送現象

6.2.1 正常ホール効果正常磁気抵抗効果

半導体や非磁性金属に電流を流し、電流に垂直に磁界を加えると、ローレンツ力によって電流と垂直の方向に起電

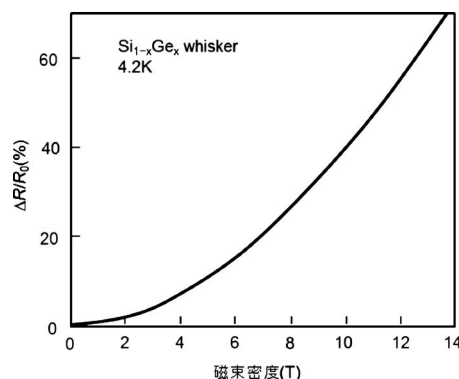


図1 Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> ウィスカーに見られる磁気抵抗効果.

力が生じます。これを(正常)ホール効果と呼びます。ホール電圧は磁界に比例します。同時に、電流に平行な方向の電気抵抗には磁界の2乗で増加する(正常)磁気抵抗効果が見られます。一例として、 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ウィスカーの低温での磁気抵抗効果を図1に示します<sup>2)</sup>。これらの効果は磁界中の電荷の運動さえ考えればよく、スピンを考慮する必要はありません。

### 6.2.2 強磁性体の電気抵抗率の温度依存性<sup>3)</sup>

強磁性体の電気輸送現象の研究は、かなり以前から行われていました。Mottはなんと1936年に強磁性体の電気抵抗率について論じています<sup>4)</sup>。Mottは図2に示すような単純化したバンド構造において、①電気伝導は主に、有効質量の小さいs電子が担う、②電気抵抗はs状態からd状態への散乱が主体のため、↑スピン電子の抵抗率は↓スピン電子の抵抗率より小さいと考えました。ここで2流体モデルが登場します。強磁性体の抵抗率は、↑スピンと↓スピンの抵抗率の並列回路の合成抵抗であるとするのです。強磁性状態では低抵抗の径路を電子が流れるのに対し、常磁性状態では、どちらのスピンの電子もs状態→d状態へ散乱できるため、常磁性状態の抵抗が高くなるとしました。これで図3に示すNiの $T_c$ 直下での抵抗の温度係数の増大が説明されました。

また、1960年代後半には、第1世代の磁性半導体Cd-Cr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>やEuOにおいて $T_c$ 付近ではスピンの揺らぎによる散乱が電気抵抗の増大をもたらすこと、磁界を加えると揺

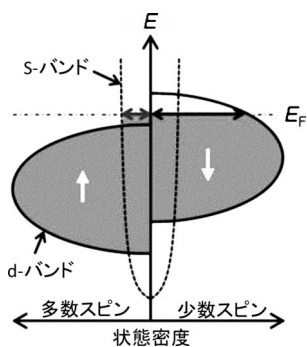


図2 強磁性体のスピン偏極バンド状態密度の模式図。

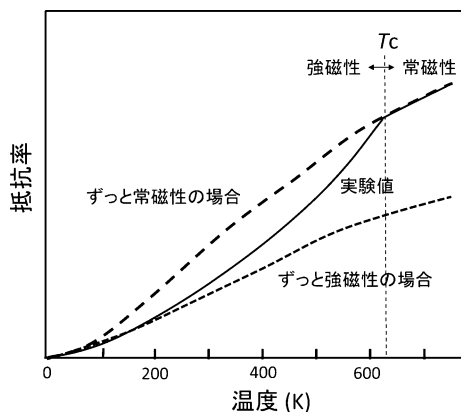


図3 Niの電気抵抗率の温度依存性。

らぎが抑えられて電気抵抗が下がる「負の磁気抵抗効果」があることなどがわかっていました<sup>5)</sup>。

しかし、そのころの認識、そして技術では、これらは「作りつけ」の効果であって、人間が制御できるとは考えられませんでした。

### 6.2.3 強磁性体の電気輸送現象<sup>6)</sup>

磁界中の導体における電界 $E$ と電流密度 $J$ の関係は、

$$E = \rho_{\perp}(\mathbf{B})\mathbf{J} + [\rho_{\parallel}(\mathbf{B}) - \rho_{\perp}(\mathbf{B})][\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{J}] \boldsymbol{\alpha} + \rho_H(\mathbf{B}) \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{J} \quad (3)$$

で表されます。ここに、 $\rho_{\parallel}(\mathbf{B})$ および $\rho_{\perp}(\mathbf{B})$ はそれぞれ磁化に平行および垂直な方向の抵抗率、 $\rho_H(\mathbf{B})$ はホール抵抗率、 $\boldsymbol{\alpha}$ は磁化 $\mathbf{M}$ の向きを表す単位ベクトルです。それぞれの抵抗率は、下の式(4)に示すように、磁化 $\mathbf{M}$ にのみ依存する項(異常係数)と実効磁束密度 $\mathbf{B}$ に依存する項(正常係数)にわけることができます。

$$\begin{aligned} \rho_{\perp}(\mathbf{B}) &= \rho_{\perp} + \rho_{\perp}^{(0)}(\mathbf{B}) \\ \rho_{\parallel}(\mathbf{B}) &= \rho_{\parallel} + \rho_{\parallel}^{(0)}(\mathbf{B}) \\ \rho_H(\mathbf{B}) &= \rho_H + \rho_H^{(0)}(\mathbf{B}) \end{aligned} \quad (4)$$

$\rho_{\parallel}$ は、電流が磁化に平行である場合の抵抗率の $\mathbf{B} \rightarrow 0$ 外挿値。 $\rho_{\perp}$ は、電流が磁化に垂直である場合の抵抗率の $\mathbf{B} \rightarrow 0$ 外挿値。 $\rho_H$ は異常ホール抵抗率です。

強磁性体がAMR(異方性磁気抵抗効果)や異常ホール効果を示すことは、1950年代から知られていました<sup>7)</sup>。ここではAMRについて述べます。式(4)の $\rho_{\parallel}$ と $\rho_{\perp}$ とは一般に異なっていますが、これは、抵抗が磁化 $\mathbf{M}$ と電流 $\mathbf{J}$ の相対的な向きに依存していることを表しています。図4に示すような配置を考え、 $\mathbf{M}$ と $\mathbf{J}$ のなす角度を $\theta$ とすると、

$$\lim_{B \rightarrow 0} \rho = \frac{\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp}}{3} + \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3}\right)(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \quad (5)$$

と書くことができます。AMR比は

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\frac{1}{3}\rho_{\parallel} + \frac{2}{3}\rho_{\perp}} \quad (6)$$

と定義されます。AMR比の符号は正負どちらもとることができます。大きさは2~3%程度に過ぎません。図5に強磁性金属の抵抗率の磁界依存性を模式的に示します。AMRの起源はスピン軌道相互作用です。AMR比はスピン軌道相互作用係数 $\gamma$ を用いて、

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} \approx \gamma \left( \frac{\rho_{\uparrow}}{\rho_{\downarrow}} - 1 \right) \quad (7)$$

と表されます。

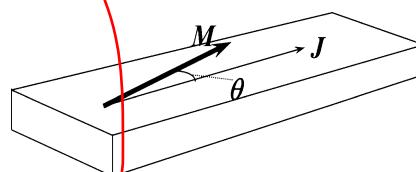


図4 異方性磁気抵抗効果説明のための電流と磁化の配置図。

、はそれぞれ スピンチャンネルと スピンチャンネルの抵抗率です。

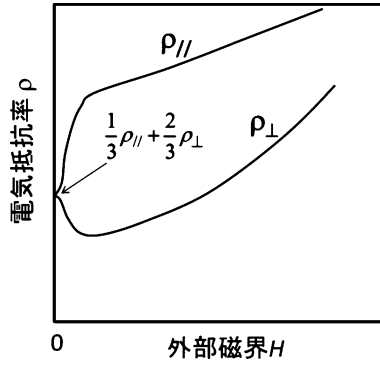


図5 強磁性金属の抵抗率の磁界依存性の異方性.

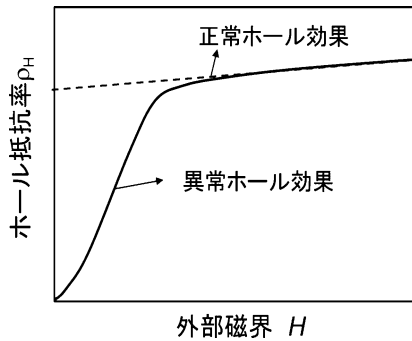


図6 強磁性体におけるホール抵抗の磁界依存性.

強磁性体のホール効果は、半導体や磁性体に見られる正常ホール効果と、磁化に比例する異常ホール効果から成り立っています。式(2)の $\rho_H$ は、図2の配置において $\mathbf{M}$ および $\mathbf{J}$ に直交する方向に異常ホール電圧

$$\mathbf{E}_H(\mathbf{B}=0) = \rho_H \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{J} \quad (8)$$

をもたらします。正常ホール係数 $R_0 = \rho_H^{(0)}/B$ とのアナロジーから、異常ホール係数は

$$R_s = \frac{\rho_H}{\mu_0 M} \quad (9)$$

によって定義されます。図6は強磁性体のホール抵抗率の典型的な磁界依存性を模式的に表したものです。磁気飽和前のホール抵抗率は異常ホール効果の振る舞いを示します。一方、飽和後の磁界依存性は正常ホール効果によるもので、ほぼ $\mathbf{H}$ に対し直線的に変化します。

異常ホール効果のメカニズムについては、Luttinger<sup>8)</sup>以来多くの研究があり、スピン軌道相互作用に基づくスキュー散乱とサイドジャンプが原因であるとされます。両散乱メカニズムにおける電子の軌跡を図7(a), (b)に示します。理論によれば、前者では $\rho_H$ は $\rho(T)$ に比例して温度変化するが、後者では $\rho(T)^2$ に比例するようです。Feなどの実験では、低温部を除き $\rho_H$ は $\rho(T)^2$ に比例することが知られているので、主としてサイドジャンプの機構が働いていると考えられています。

#### Q&A

Q1: なぜ「磁気抵抗」ではなく「磁気抵抗効果」という

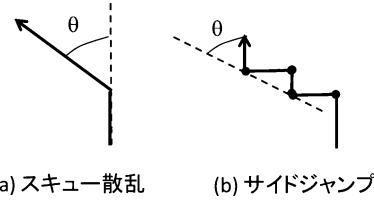


図7 異常ホール効果の二つのメカニズム.

のですか？

A1: 変圧器やモーターのヨークなどに使われる磁性体では磁束が電気回路の電流のように磁性体でできた順路を巡っています。これを磁気回路と呼びます。コイルによって発生する起磁力が、電気回路の起電力に対応、磁束が電流に、磁束の流れにくさを表す「磁気抵抗(magnetic resistance)」が電気抵抗に対応します。この磁気抵抗と区別するために、磁界によって電気抵抗が変化する効果のことを磁気抵抗効果(magnetoresistance)と呼んでいるのです。

Q2: 非磁性金属の正常磁気抵抗効果が磁界の2乗に比例することは、どのようにすれば導くことができますか？

A2: ホール効果で電子が曲げられることによって散乱が増え抵抗が高くなるのです<sup>8)</sup>。

詳細は、付録Aに記述しますが、MR比 $\Delta\rho/\rho_0$ は、散乱の緩和時間を $\tau$ とすると、

$$\rho/\rho_0 \approx (eB/m^*)^2 (\langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2) (\langle \tau \rangle^2 - \tau^2)$$

となります。ここに $\langle \rangle$ は電子の分布関数を使って平均をとることを表します。 $\tau$ が等方的ならば、 $\langle \tau \rangle^2 = \langle \tau^2 \rangle$ なのでMRは生じませんが、異方性があると0でない値をもち、 $B$ の2乗に比例します。

Q3: 第1世代の磁性半導体の「負の磁気抵抗効果」って何ですか？なぜ「負の」というのですか。

A3: Q2の回答に述べたように、金属や半導体の正常磁気抵抗効果では磁界によって抵抗が高くなります。これに対し、磁性半導体では、キュリー温度付近で磁界を加えると電気抵抗が低下し、電気が流れやすくなるのです。正常抵抗効果を正にとったので、磁性半導体の場合を負の磁気抵抗効果と呼びます。GMRも磁界とともに電気抵抗が低下するので負の磁気抵抗効果ですが、通常は「負の」と言うことはありません。

### 6.3 巨大磁気抵抗効果(GMR)<sup>9), 10)</sup>

#### 6.3.1 ナノサイエンスと磁性電子の出会い

江崎によって拓かれた半導体超格子をはじめとするナノテクノロジーは、半導体における2次元電子ガス、量子閉じ込め、バンド構造の変調など半導体ナノサイエンスを切り拓き、HEMT, MQW レーザなど新しい応用分野を拓きました。しかし、ナノテクノロジーは磁性分野にほとんど進出していませんでした。どうしてでしょうか？電子のドブロイ波長は半導体においては数十nmのオーダーと長い

ため、比較的大きなサイズの構造の段階で量子効果が現れましたが、磁性体の3d電子はnm程度の広がりしかもないため、当時の加工技術では、顕著な効果が観測されなかったのです。磁性への適用はnm以下の精密な制御が可能になった80年代まで待たねばなりません。

Grünbergらは、Fe/Cr/Feの3層膜の研究を行い、1986年にCrを介して二つのFe層間に反強磁性結合が存在することを見いだしました。その際、磁化が平行と反平行では電気抵抗に差があること、すなわち層間に反強磁性結合がある場合に、飽和磁界が大きくなるとともに磁気抵抗効果が大きくなることを報告しています<sup>11)</sup>。

### 6.3.2 巨大磁気抵抗効果(GMR)の発見

3層膜での反平行結合の実験結果を受けて、Fertらは、磁界によって電気抵抗が低下するはずと確信し、1988年、Fe/Cr人工格子において磁気抵抗効果を測定し、図8に示すように、電気抵抗値の50%もの大きな抵抗変化を発見し巨大抵抗効果GMRと名づけました<sup>12)</sup>。同じ時期、GrünbergのグループもFe-Cr-Feの3層膜で磁界印加による電気抵抗の低下を発見しましたが、その大きさは1.5%という小さなものでした<sup>13)</sup>。この後、同様のGMRは、Co/Cuのほか多くの磁性/非磁性金属人工格子、グラニューラー薄膜などで発見されました。

GMRが異方性磁気抵抗効果(AMR)と異なる点は、(1)磁気抵抗比が桁違いに大きい、(2)抵抗測定の際の電流と磁界の相対角度に依存しない、(3)抵抗は常に磁界とともに減少する、という3点です。

### 6.3.3 GMRはなぜ起きるか

磁性/非磁性金属人工格子におけるGMRの起源を説明する方法として、「2流体電流モデル」を使います。このモデルでは、↑スピン電子と↓スピン電子とが別々の伝導チャンネルをもち、スピンの向きを変えるような散乱はなく、それぞれの伝導チャンネルで散乱確率が異なるというモデルを考えています<sup>7)</sup>。

いま図9に示すような強磁性体(F)と非磁性体(N)の人工格子において、層に垂直に流れる電気伝導を考えます。この配置のGMRをCPP (current perpendicular to plane)-GMRとといいます。(a)のように磁性層どうしが強磁性に結合した系では、すべての層の磁気モーメントが平行なの

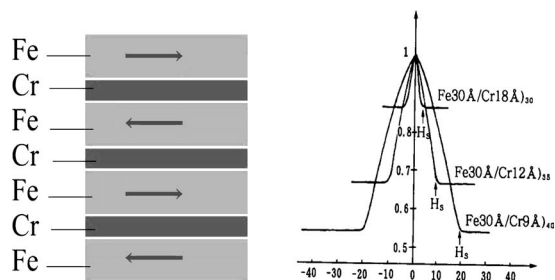


図8 Fe/Cr人工格子とGMR<sup>13)</sup>。

で、F1における多数スピン(白丸: ↑スピン)電子は散乱を伴うことなしにF2層、F3層を通過できますが、F1の磁化と反平行な少数スピン(灰色: ↓スピン)電子はF2層、F3層で強い散乱を受け、平均自由行程が短く、抵抗率が高くなります。多数スピン電子の電流経路と少数スピン電子の電流経路は並列結合になっているので、全体としての抵抗 $r_P$ は低抵抗率となるのです。

これに対して、(b)のように層間が反強磁性に結合した系では、F1における多数スピン電子(灰色)はF2層で散乱され、少数スピン電子(白色)はF3層で散乱され、どちらの経路も、弱い散乱と強い散乱を交互に受けるので、全体の抵抗 $r_{AP}$ は高くなります。

したがって、はじめ(b)の反平行配置であった人工格子に磁界をかけて(a)の平行配置にすると抵抗が下がるのです。

### Q&A

Q4: GMR比はどう定義されているのですか

A4: GMR比は、式(6)のAMR比と異なり、反平行磁化のときの抵抗 $r_{AP}$ から平行磁化のときの抵抗値 $r_P$ を引いたものを、 $r_P$ で割った式(10)で定義されます<sup>14)</sup>。

$$\text{GMR比} = (r_{AP} - r_P) / r_P \quad (10)$$

また、文献によっては、 $(r_{AP} - r_P) / r_{AP}$ で定義している場合もありますから注意が必要です。

Q5: どうやってGMR比を二流体モデルで導くのですか

A5: 抵抗の等価回路で考えると簡単です。

磁化が平行な場合(図9(a))の等価回路は図10(a)に与えられます。すべての磁性層を通じて、↑スピンは多数スピン、↓スピンは少数スピンなので、↑スピン電子と↓スピン電子のチャンネルは異なった電気抵抗をもちます。したがって、平行磁化の場合、並列回路の式で与えられます。

$$r_P = \frac{1}{\frac{1}{r_\uparrow} + \frac{1}{r_\downarrow}} = \frac{r_\uparrow r_\downarrow}{r_\uparrow + r_\downarrow} \quad (11)$$

ここで、 $2r_\uparrow, 2r_\downarrow$ としなかったのは単位長さあたりに規格化したからです。 $r_\uparrow$ は $r_\downarrow$ よりずっと小さいので、電流は $r_\uparrow$ によって短絡され、 $r_P \approx r_\uparrow$ となります。一方、反平行磁化(図9(b))の等価回路は図10(b)で与えられま

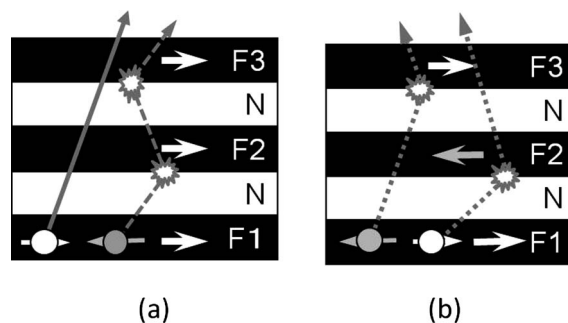


図9 CPP-GMRの説明図。(a)強磁性層の磁化がすべて平行の場合。(b)隣り合う強磁性層の磁化が反平行の場合。

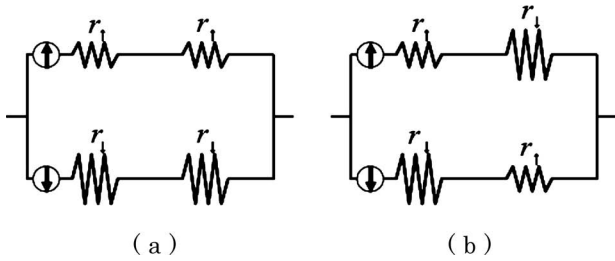


図10 CPP-GMRの等価回路. (a) 平行磁化の場合、 $r_{\uparrow}$ と $r_{\downarrow}$ の並列になるが、(b) 反平行磁化の場合は $r_{\uparrow}$ と $r_{\downarrow}$ の直列の並列になる。

す。↑スピン電子と↓スピン電子のチャンネルは層ごとに交互に多数スピンになったり、少数スピンになったりする。どちらかのチャンネルによる短絡はなくなります。その結果どちらのチャンネルも $r_{\uparrow}$ と $r_{\downarrow}$ の直列の抵抗値を長さで規格化して $(r_{\uparrow} + r_{\downarrow})/2$ で表されるので、両チャンネルの抵抗値 $r_{AP}$ は次式で表されます。

$$r_{AP} = \frac{r_{\uparrow} + r_{\downarrow}}{4} \quad (12)$$

$r_{\uparrow}$ は $r_{\downarrow}$ よりずっと小さいので $r_{AP} \approx r_{\downarrow}/4$ となります。 $(r_{AP} - r_P)/r_P$ で定義したGMR比は

$$\begin{aligned} \text{GMR} &= \frac{r_{AP} - r_P}{r_P} = \frac{(r_{\uparrow} + r_{\downarrow})^2 - 4r_{\uparrow}r_{\downarrow}}{4r_{\uparrow}r_{\downarrow}} \\ &= \frac{(r_{\uparrow} - r_{\downarrow})^2}{4r_{\uparrow}r_{\downarrow}} = \frac{(\alpha - 1)^2}{4\alpha} \end{aligned} \quad (13)$$

となります。ここで $\alpha$ は、↓スピン電子のチャンネルと↑スピン電子チャンネルの抵抗比 $\alpha = r_{\downarrow}/r_{\uparrow}$ です。 $\alpha$ が1より十分大きければGMR比は近似的に $\alpha/4$ で表されます。

Q6: CPP-GMRとCIP-GMRの違いはなんですか。

A6: 磁性/非磁性多層膜の面に沿って電流を流すのがCIP (current in plane)-GMRで、磁性/非磁性多層膜の面に垂直に電流を流すのがCPP-GMRです。本来、面直に流すのが自然なのですが、開発当初界面が平坦な多層膜を作るのが難しかったので、面直に電流を流しても大きなGMRが観測されませんでした。それで、面内方向に電流を流していましたが、サイズが大きく感度も低いため、その後開発された高感度のTMR (トンネル磁気抵抗) 素子に席を譲りました。

HDDの高密度化が進むにつれて、高い周波数に対応できるように読み出し磁気ヘッドの低抵抗化が求められています。このため、後述のTMRの次世代のヘッドには、電流を薄膜に垂直に流すため低抵抗なCPP-GMRが使われるものと考えられています。

### 6.3.4 非結合型GMRとスピンバルブ

新庄らは、層間に反強磁性結合がなくても、保磁力の差によって反平行磁化状態が作りだせれば大きなMR比が得られることに着目し、図に示すような軟磁性体/非磁性

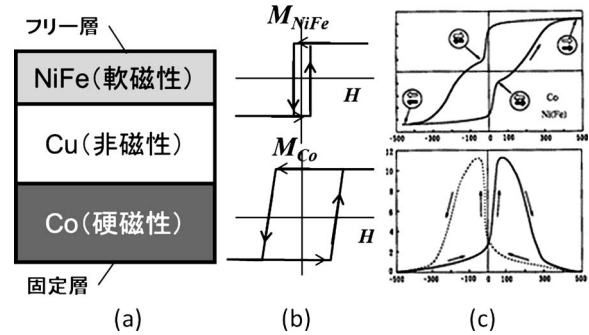


図11 保磁力の違いを用いた非結合型GMR。

体/硬磁性体人工格子 ([Co(30 Å)/Cu(50 Å)/NiFe(30 Å)/Cu(50 Å)] × 15) において室温で9.9%のGMRを報告し、非結合型GMRと名づけました<sup>15)</sup>。

Parkinらは、反強磁性体による交換バイアスを用いた非結合型3層膜のGMRを使いHDDの高感度再生磁気ヘッド用センサーを開発しスピンバルブと名づけました<sup>16)</sup>。それまでの磁気ヘッドでは、コイルを用いて電磁誘導でハードディスクからの漏れ磁界を検出していたのですが、スピンバルブの登場で回転速度を上げることなく弱い信号を読み出せるようになり、HDDの記録容量に大きな革新をもたらしました。スピンバルブの動作については、この連載の第5回に詳述したのでここでは省略します。

### 6.3.5 結合型GMRは非磁性層厚とともに振動する。

1991年になってParkinらは、図12(a)に示すようにFe/Crにおける層間相互作用の大きさがCr層の厚みに対し振動的に変化することを見だしました<sup>17)</sup>。同様の振動はFertのグループによって図12(b)に示すようにCo/Cu人工格子においても観測されました。いまでは、磁性/非磁性金属人工格子一般に見られています。ナノテクノロジーの確立によって、人類は、ついに交換相互作用さえも人工的に制御する手段を手にしたのです。

Q7: なぜ層間結合は非磁性層厚に対し振動するのですか

A7: 振動のメカニズムについては二つの考え方がありました。一つは、伝導電子が媒介して二つの層の磁化を結びつけるときにRKKY相互作用によって振動し、距離とともに結合が強磁性になったり反強磁性になったりと振動するモデル、もう一つは、電子波が磁性層で挟まれた非磁性層の量子井戸に閉じ込められるとき、層厚に特有のエネルギー間隔をもつ量子状態を作るといふ量子閉じ込めモデルです。いまでは、これらは同じ現象を別の面から見ているのだということがわかっています。これらの説明は初心者には難しいので、付録B-1、B-2に掲げます。

## 6.4 トンネル磁気抵抗効果(TMR)

### 6.4.1 TMRはGMRより以前から知られていた

スピン偏極トンネル磁気抵抗効果の研究の歴史は古く、1970年代にさかのぼります。Meserveyらは超伝導体と磁

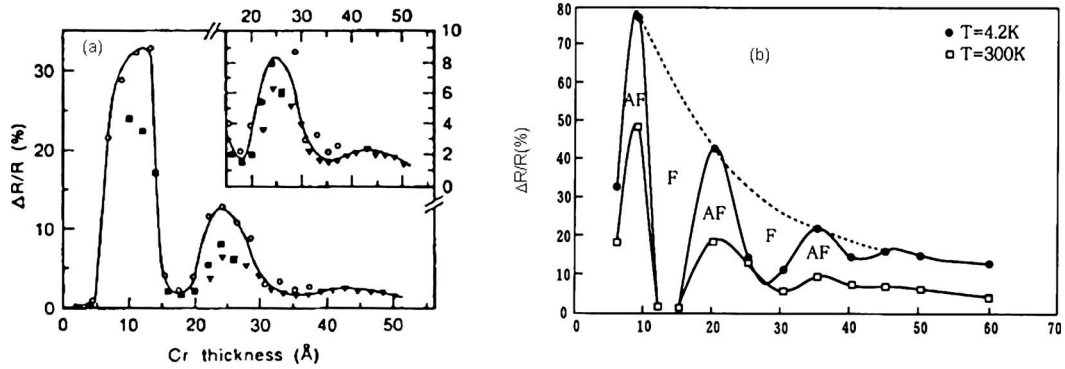


図12 GMR比は非磁性層の厚さに対して振動する<sup>17)</sup>. (a) Fe/Crの場合, (b) Co/Cuの場合.

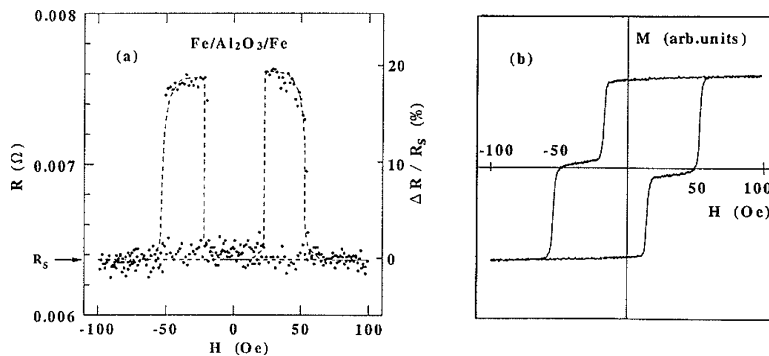


図13 Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Feトンネル接合における磁気抵抗効果<sup>22)</sup>. (a) トンネル電気抵抗の磁界依存性, (b) 対応する磁化曲線.

性体のトンネル接合においてトンネルコンダクタンスを測定しました<sup>18)</sup>. Julliereらは, Fe/GeO/Fe接合において, 4.2 Kで14%に上るMR比を報告し, 2流体モデルを使って理論的に説明しました<sup>19)</sup>. Maekawaらは, 超伝導体を介した磁性層間のトンネルについて先駆的な研究を行っています<sup>20)</sup>. しかし, 以前の研究では, トンネル障壁層の制御が難しく, 再現性の良いデータが得られていなかったのです.

#### 6.4.2 成膜技術の進歩が室温でのTMRをもたらした

1995年, 宮崎らは, 成膜技術を改良して, 平坦でピンホールの少ない良質のAl-O絶縁層の作製に成功した結果, 室温において大きなトンネル磁気抵抗効果(TMR)を見いだしたのです<sup>21)</sup>.

磁気トンネル接合(MTJ)とは2枚の強磁性体層で極めて薄い絶縁物を挟んだトンネル接合です. 図13には絶縁層として酸化アルミニウムAl<sub>2</sub>O<sub>3</sub>を用い, 強磁性体としてFeを用いたトンネル接合における(a)磁気抵抗曲線と(b)対応する磁化曲線を示しています. 図(b)に見られる段差のある磁化曲線は, 異なる保磁力をもつ二つの強磁性電極の磁化曲線が重なっていることを表しています. 磁界が15~50 Oeの間では, 二つの強磁性電極の磁化が反平行になっていますが, このとき図(a)の電気抵抗が大きく増大していることがわかります. 室温において, 18%に達する大きなMR比が得られ, 世界的に注目を集めることとなります. TMRはこの発見を機にMRAMおよび高感度磁気ヘッ

ドへと応用が展開しました.

#### 6.4.3 TMRはなぜ起きる? -Julliereモデル-

図14のMTJにおいて, 絶縁層を介しての強磁性電極1から強磁性電極2へのトンネル伝導率は, 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, 二つの強磁性電極の磁化が平行な場合,

$$\sigma_P \propto T(e^2/h)(N_{1\uparrow}N_{2\uparrow} + N_{1\downarrow}N_{2\downarrow}) \quad (14)$$

二つの強磁性電極の磁化が反平行な場合,

$$\sigma_{AP} \propto T(e^2/h)(N_{1\uparrow}N_{2\downarrow} + N_{1\downarrow}N_{2\uparrow}) \quad (15)$$

と表すことができます. TMR比は

$$\text{TMR比} = (R_{AP} - R_P) / R_P = \frac{\sigma_P - \sigma_{AP}}{\sigma_{AP}} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \quad (16)$$

で与えられます. ここに

$$P_1 = (N_{1\uparrow} - N_{1\downarrow}) / (N_{1\uparrow} + N_{1\downarrow})$$

および

$$P_2 = (N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow}) / (N_{2\uparrow} + N_{2\downarrow})$$

は, それぞれ, 強磁性電極1および強磁性電極2のスピン偏極度です.

$P_1$ および $P_2$ の評価はたいへん難しく, 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ます.

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%程度と見積もられます。

**Q&A**

**Q7:** 式(16)はどのように導くことができるのですか？

**A7:** 以下のようにして導くことができます。

$$\begin{aligned} \text{TMR} &= \frac{R_{\text{AP}} - R_{\text{P}}}{R_{\text{P}}} = \frac{\sigma_{\text{AP}}^{-1} - \sigma_{\text{P}}^{-1}}{\sigma_{\text{P}}^{-1}} = \left( \frac{\sigma_{\text{P}} - \sigma_{\text{AP}}}{\sigma_{\text{AP}}} \right) \\ &= \frac{N_{1\uparrow}(N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow}) - N_{1\downarrow}(N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow})}{N_{1\uparrow}N_{2\downarrow} + N_{1\downarrow}N_{2\uparrow}} \\ &= \frac{(N_{1\uparrow} - N_{1\downarrow})(N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow})}{\{(N_{1\uparrow} + N_{1\downarrow})(N_{2\uparrow} + N_{2\downarrow}) - (N_{1\uparrow} - N_{1\downarrow})(N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow})\}/2} \\ &= \frac{2\{(N_{1\uparrow} - N_{1\downarrow})/(N_{1\uparrow} + N_{1\downarrow})\}\{(N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow})/(N_{2\uparrow} + N_{2\downarrow})\}}{1 - \{(N_{1\uparrow} - N_{1\downarrow})/(N_{1\uparrow} + N_{1\downarrow})\}\{(N_{2\uparrow} - N_{2\downarrow})/(N_{2\uparrow} + N_{2\downarrow})\}} \\ &= \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \end{aligned}$$

**Q8:** Andreev 反射とは何ですか。Andreev 反射からスピン分極率を見積もるにはどうするのですか？

**A8:** Andreev 反射とは磁性体と超伝導体との接合界面で起きる特異な伝導現象です。以下には、Andreev 反射法(PCAR)でスピン偏極度の評価を行っている Takahashi らの解説に基づいて紹介します<sup>22)</sup>。

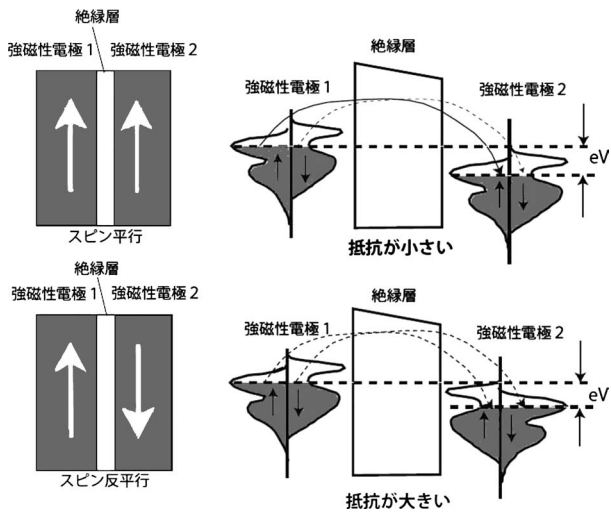


図14 スピン依存トンネル伝導のバンドモデルによる説明。

図15(a)には、金属と超伝導体の状態密度曲線を示します。図15(c)の破線は接合のコンダクタンスをバイアス電圧  $V$  に対して描いた曲線です。超伝導ギャップ以下のバイアス ( $|V| < \Delta$ ) では、クーパー対を作るため二つの電子が超伝導体に入射し伝導に寄与するので、 $|V| \geq \Delta$  で起こる常伝導-常伝導コンダクタンスの2倍となります。このように、あるスピンの電子が超伝導体に入射すると、クーパー対を作るために逆向きスピンの電子が使われ、金属にはホールが戻される現象を Andreev 反射と呼ぶのです。

スピン分極率 100% ( $P=1$ ) のハーフメタルと超伝導体の場合は、図15(b)のようにフェルミ準位において、 $\uparrow$  スピンのみが存在し、 $\downarrow$  スピンの状態が全く存在しないために、クーパー対が形成されず、ゼロバイアス状態ではハーフメタルから超伝導に電子が流れることができません。その結果、図15(c)の実線に示すように、 $(|V| < \Delta)$  ではコンダクタンスは0となります。磁性体のスピン分極率による  $|V| < \Delta$  での伝導度の変化を利用して分極率を測定する方法が、Andreev 反射法です<sup>23)</sup>。

Andreev 反射を観測するためには、伝導は弾道的でなければなりません。そのためには、電子の平均自由行程(数十 nm 程度) よりも小さい直径の点接触が必要となります。実際には超伝導体 Nb の針を磁性体に押し当て、酸化物層を破ることで、弾道的伝導を達成しています。

解析には、界面での酸化物層の影響などを考慮しなければならないので、現実的な界面状態をモデル化した拡張 BTK モデル<sup>24)</sup> でコンダクタンス-電圧曲線をフィッティングすることにより伝導電子のスピン分極率を求めています。

**6.4.4 MgO 単結晶バリアの採用でブレークスルー**

2001年、Butler ら<sup>25)</sup> および Mathon ら<sup>26)</sup> は、トンネル障壁層として単結晶 MgO を用いれば 1,000% という巨大 TMR 比が生じるであろうと理論的に予測しました。

これを受けて多くの研究機関で実証実験が行われました。ついに、2004年、TMR は革命的なブレークスルーを迎えます。Yuasa ら<sup>27)</sup>、および、Parkin ら<sup>28)</sup> は、独立に、それまで用いられてきたアモルファス Al-O に代えて MgO

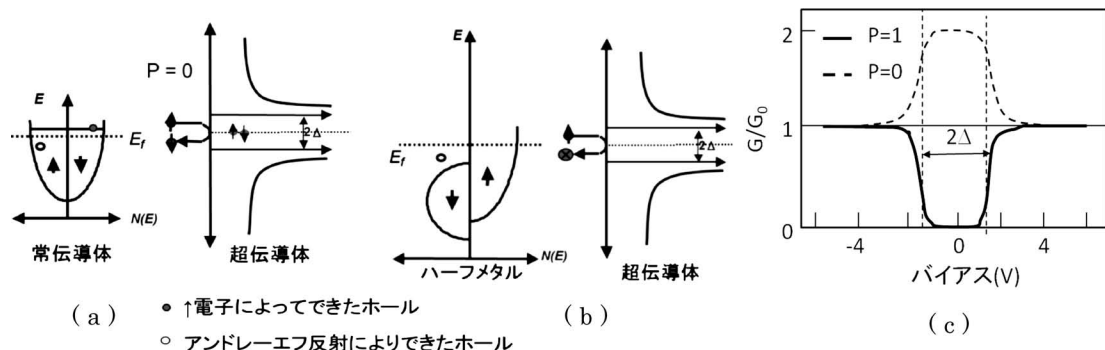


図15 Andreev 反射とスピン偏極コンダクタンス<sup>22)</sup>。

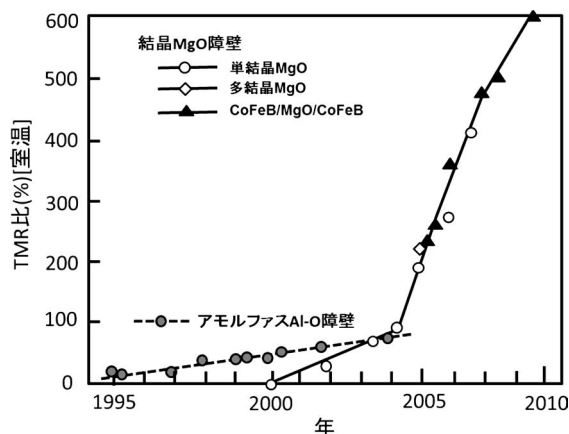


図16 室温におけるTMR比の変遷. 2004年MgO障壁の登場で革命を迎えた<sup>29)</sup>.

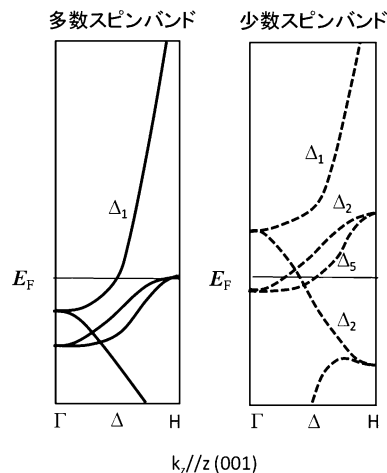


図18 Feのバンド構造の $k_z$ (001)方向の分散曲線.

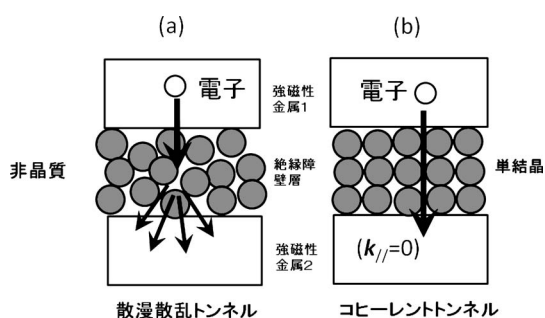


図17 二つのトンネル現象. (a) 散漫散乱トンネル, (b) コヒーレントトンネル.

単結晶層をトンネル障壁に用いることで、200%におよぶ大きなTMR比が出現することを実証しました。

その後もTMRは図16のように伸び続け、最近では600%に達しています<sup>29)</sup>。現在、市場に出ているハードディスクはすべてMgO障壁のTMR素子を用いています。

## Q&A

**Q9:** Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>をMgOに変えただけなのになぜそんなに大きな革新が起きたのですか

**A9:** Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>は非晶質(アモルファス)です。電子が図17(a)のように非晶質をトンネルするときには散漫散乱を受け、波数(運動量)は保存されません。これに対して(b)に示す結晶性のMgOでは散乱が起きず、コヒーレントに(位相をそろえて)トンネルすることができます。図18はFeのバンドの $z$ 方向の分散曲線です。Fe/MgO(001)/FeではFeの(001)方向のsp電子( $\Delta_1$ バンド)がトンネルに寄与しますが、フェルミ面のところで見ると、多数スピンドバンドには $\Delta_1$ バンドが存在しますが、少数スピンドバンドには $\Delta_1$ バンドが存在しません。したがって、磁化が平行のときはトンネルできますが、反平行のときはトンネルできないので、巨大TMRが理論的に予測されたのです。

## 6.5 スピントランスファートルク

### 6.5.1 スピン注入磁化反転の提案と実現

1996年、新たなスピントロニクス概念であるスピン注入磁化反転のアイデアが理論的にSlonczewski<sup>30)</sup>およびBerger<sup>31)</sup>らによって提案されました。

図19に示すように、強磁性電極FM1からスピン偏極した電子を、傾いた磁化をもつ対極強磁性電極FM2に注入すると、注入された電子のスピンの向きに傾けられるときの反作用として、電子のスピン角運動量のトルクが対極電極の磁化にトランスファーされて、それがきっかけで磁化反転をもたらすというのです。

提案を受けて、欧米で多くの研究者がこの効果の実現に取り組み、2000年になって、Myersらは、実験的にこれを確認しました<sup>32)</sup>。しかし、このとき必要とされた電流密度は $10^8$  A/cm<sup>2</sup>を超え、デバイスに用いられるレベルではありませんでした。

### 6.5.2 スピン注入磁化反転の実際例<sup>33)</sup>

スピン注入磁化反転を実現するための素子は図20(a)のような非常に小さな断面(60 nm×130 nm)をもつ柱状の素子です。素子は強磁性層(Co)2層とそれを隔てる非磁性層(Cu)からなるCPP-GMR構造です<sup>34)</sup>。

この素子の電気抵抗の磁界依存性が図20(c)に示されています。二つのCo層の磁化が平行(P)であるか反平行(AP)であるかに応じて明瞭な抵抗変化が得られています。図20(d)は外部磁界がない状態で、電流を変化させたときの電気抵抗の定電流依存性を示しています。+2 mA程度で磁化が平行配置から反平行配置にスイッチする様子が電気抵抗ジャンプとして現れています。電流密度に直すと $10^7$  A/cm<sup>2</sup>程度で、やや大きいですが、十分実用可能な数値です。この状態は電流をゼロにしても安定であり、-4 mA程度で再び平行配置へ戻ります。正の電流で反平行配置を、負の電流で平行配置を実現できます。

開発当初は $10^8$  A/cm<sup>2</sup>という大電流密度を必要としたの



で実用は無理であろうと言われましたが、現在では垂直磁化のMgO-TMR素子を用いて実用可能な電流密度にまで低減することができるようになりました<sup>35)</sup>。これまではMRAMの記録のためには電流を流してそれが作る磁界で磁化反転をして記録していたので電力消費が集積化のネックでしたが、スピントルクを使うとMTJ素子に電流を流すことによって磁化反転できるので、高集積化が可能になりました。

かくして、ついに人類は、コイルによらずに、電気を磁気に変換することに成功したのです。

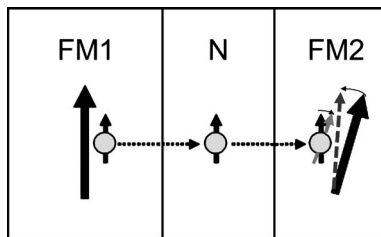


図19 スピン偏極した電子が対極の磁化FM2の方向に傾けられるとき、そのトルクをFM2に渡す。

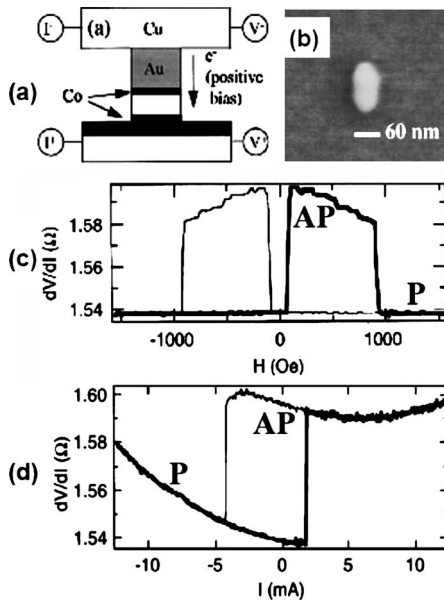


図20 スピン注入磁化反転<sup>34)</sup>。

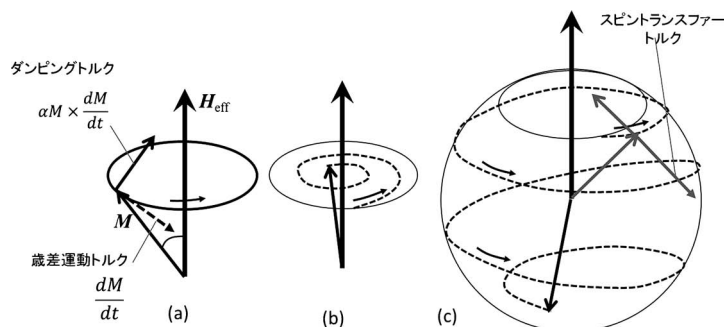


図21 スピン注入磁化反転の動的解析。

Q&A

Q10: 伝導電子のもつわずかなスピントルクだけで、相手の磁性体の磁気モーメントが反転できるのはなぜでしょうか。

A10: 磁性体の磁気モーメント  $M$  は、外部磁界  $H_{\text{eff}}$  を加えるとその外積  $M \times H$  で表されるトルクを受けて歳差運動を始めますが、 $M \times dM/dt$  に比例するダンピングトルクを受けて回転しながらだいに磁界方向に傾いていきます。もし、伝導電子スピンからダンピングトルクをちょうど打ち消すような方向のスピントランスファートルクを受け取ると、歳差運動はいつまでも続きます。これが、スピントルク振動子(STO)の原理です。

スピントランスファートルクがさらに大きくなると歳差運動が増幅され、ついには反転してしまうのです。このように歳差運動の助けを借りて反転するので少ない電流での磁化反転が可能なのです。

このようなスピンの動的な振る舞いは角運動量のトランスファーの項を付け加えたLandau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式によってよく説明できますが、しかるべき解説を読んでいただくこととし、ここでは触れません。

6.5.3 電流駆動磁壁移動<sup>36)</sup>

図21(a)のような磁性細線を考えます。磁区は、磁壁を隔てて左側が右向き、右側は左向きです。(b)に点線で示すように磁壁を横切って細線の右から左に電流を流したとします。電子は左から右に移動しますが、磁壁を横切るとき電子のスピンは磁気モーメントと交換相互作用をしてモーメントに沿って回転します。このとき、電子のスピン角運動量は磁気モーメントに吸収されます。その結果、磁気モーメントは回転し、図(c)のように磁壁が右のほうに移ります。

Yamaguchiらはスピントランスファー効果によって伝導電子スピンのトルクが磁壁に渡されることにより容易に磁壁移動が起きることを実験的に検証しました<sup>37)</sup>。図22に示すように、電流方向を反転すると移動方向が反転することが、温度ではなくスピン流によることを示しています。

図22 スピントランス  
ファー効果による磁壁の  
電流駆動の説明<sup>37)</sup>

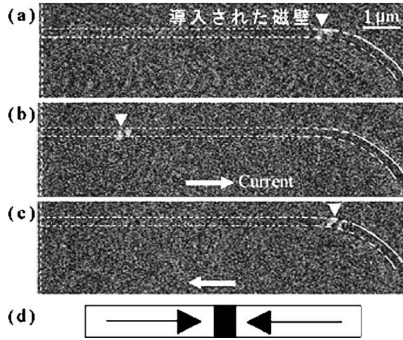
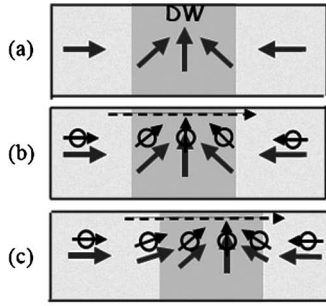


図22 MFMによる電流駆動磁壁移動の観察結果<sup>37)</sup>.

電流密度ベクトル  $\mathbf{J}$  の  $x, y, z$  成分を  $J_x, J_y, J_z$ , 電界ベクトル  $\mathbf{E}$  の  $x, y, z$  成分を  $E_x, E_y, E_z$  とし, 磁界  $\mathbf{B}$  が  $z$  方向に加わっているとすると

$$J_x = (ne^2/m^*)[E_x\{t/(1+w_c^2t^2)\} - E_y\{w_c t^2/(1+w_c^2t^2)\}]$$

$$J_y = (ne^2/m^*)[E_x\{w_c t^2/(1+w_c^2t^2)\} + E_y\{t/(1+w_c^2t^2)\}] \quad (\text{A-3})$$

と書けます. ここに  $\omega_c = eB/m^*$  はサイクロトロン角振動数です. 導電率テンソル  $\sigma_{ij}$  を使って表すと

$$J_x = \sigma_{xx}E_x - \sigma_{xy}E_y$$

$$J_y = \sigma_{yx}E_x + \sigma_{yy}E_y \quad (\text{A-4})$$

となり, 導電率テンソルの成分は次式で表されます.

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = (ne^2/m^*)\langle \tau / (1 + \omega_c^2 \tau^2) \rangle$$

$$\approx ne^2 \langle \tau \rangle (1 - \omega_c^2 \langle \tau^2 \rangle) / m^*$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = -(ne^2/m^*)\langle \omega_c \tau^2 / (1 + \omega_c^2 \tau^2) \rangle$$

$$\approx -ne^2 \omega_c \langle \tau^2 \rangle (1 - \omega_c^2 \langle \tau^2 \rangle) / m^*$$

$$(\text{A-5})$$

$\langle \rangle$  は電子分布関数を用いた平均を表します. ここで  $\omega_c \tau \ll 1$  としました.

ホール電圧測定端子が開放されていると  $J_y = 0$ , したがって,  $E_y = -(\sigma_{yx}/\sigma_{yy})E_x = (\sigma_{xy}/\sigma_{xx})E_x$  となるので, 式(A-3)の第1式は

$$J_x = \sigma_{xx}E_x - \sigma_{xy}(\sigma_{xy}/\sigma_{xx})E_x = (\sigma_{xx} + (\sigma_{xy}^2/\sigma_{xx}))E_x \quad (\text{A-6})$$

これより, 磁界を加えたときの導電率は

$$\sigma(B) = \sigma_{xx} + (\sigma_{xy}^2/\sigma_{xx})$$

$$= ne^2 \langle \tau \rangle / m^* + (ne^2 \omega_c^2 / m^*) (\langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle - \langle \tau \rangle \langle \tau^2 \rangle)$$

磁界0の導電率は  $\sigma_0 = ne^2 \langle \tau \rangle / m^*$  なので, 磁気導電比は

$$\Delta\sigma/\sigma_0 = (\sigma(B) - \sigma_0)/\sigma_0 = \sigma_0 \omega_c^2 \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2 (\langle \tau^2 \rangle - \langle \tau \rangle^2)$$

これより, MR比  $\Delta\rho/\rho_0$  は,

$$\Delta\rho/\rho_0 \approx -\Delta\sigma/\sigma_0 = \omega_c^2 \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2 (\langle \tau^2 \rangle - \langle \tau \rangle^2) \quad (\text{A-7})$$

となります.  $\tau$  が等方的ならば,  $\langle \tau^2 \rangle = \langle \tau \rangle^2$  なのでMRは生じませんが, 異方性があると0でない値をもちます.  $\omega_c$  は  $B$  に比例するのでMR比は  $B^2$  に比例します.

### 付録B-1 RKKY相互作用モデルによる振動の説明

RKKY相互作用とは, 図B-1(a)に示すように, 局在スピンの近くにきた伝導電子がスピン偏極を受け, スピン偏極した伝導電子がもう一つの局在スピンの向きをそろえるという間接交換相互作用です. この相互作用の符号は, 図B1(b)に示すように距離とともに正負に振動します.

この相互作用は希土類や遷移元素希薄合金の磁気秩序を説明するために考えられました. この振動は数式を使うと,

$$H_{\text{RKKY}} = -9\pi \frac{J^2}{\epsilon_F} \left( \frac{N_e}{N} \right)^2 f(2k_F R) \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 \quad (\text{B-1})$$

という式で表されます. 関数  $f(x)$  は

$$f(x) = \frac{-x \cos x + \sin x}{x^4} \quad (\text{B-2})$$

と書き表されます. この式から, 振動周期  $\lambda$  はフェルミ波数  $k_F$  を用いて,  $\lambda = \pi/k_F$  で与えられることがわかります.

### おわりに

本稿では, スピントロニクスをこれから学ぶ方々のための基礎となる事項について解説しました. スピンが電気輸送に関わる現象の研究の歴史は長く, 2流体モデルは1930年代に提唱されていることも学びました. 巨大磁気抵抗効果, トネル磁気抵抗効果の出現により, 磁気→電気の変換からコイルが消え, スピン注入磁化反転により電気→磁気の変換からもコイルが消えようとしています. スピントロニクスは, さらにスピン流という概念を得て, 大きく飛躍しようとしています.

スピン科学は, ナノという舞台を得て, 大きく育ちつつあります. Nagaosaは, 強磁性体における異常ホール効果をベリー位相という量子論の深淵のコンセプトで説明し, 彼は固体の中に宇宙論が成立すると言っています<sup>38)</sup>.

この分野は進歩が速すぎて一時も目が離せないほどです. 理論と実験がかみ合って, 新しいパラダイムが開かれる予感を感じます.

### 付録A 正常磁気抵抗効果の導出

磁界中の電子の運動を記述する運動方程式は,

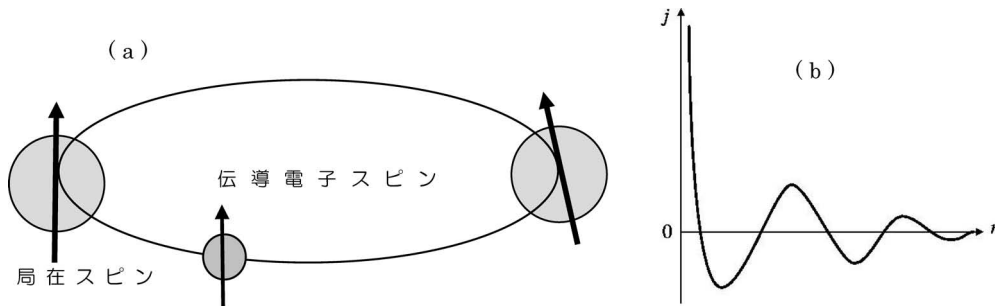
$$m^* dv/dt + m^* v/\tau = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{A-1})$$

静電界, 静磁界下での定常状態を考えると, 第1項は無視できるので,

$$\mathbf{v} = -(e\tau/m^*)(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

キャリア密度を  $n$  とし,  $\mathbf{J} = -nev$  によって電流密度に書き換えるとこの式は式(10)になります.

$$\mathbf{J} = -(ne^2\tau/m^*)\mathbf{E} + \mathbf{J} \times (e\tau/m^*)\mathbf{B} \quad (\text{A-2})$$



図B1 (a) RKKY相互作用と(b)フリーデル振動.

Grünbergのグループは、くさび形の厚さをもつCrを非磁性スペーサとするFe/Cr/Feサンドウィッチ膜を作り、磁気光学効果を用いて層間交換相互作用の大きさのCr層厚依存性を精密に測定した結果、層間相互作用の振動には約1.8 nmの長周期振動と周期約0.3 nmの短周期振動が重なっていることを見いだしました<sup>39)</sup>。これらの周期は、フェルミ波数 $k_F$ では説明できません。Bruno<sup>40)</sup>は、層間の振動周期は非磁性金属の $k$ 空間におけるフェルミ面上の2点間距離が極値をとるような2点を結ぶ波数ベクトル(停留ベクトル)によって決まるということを導きました。この停留波数ベクトルを $Q_s$ とすると、振動周期 $\lambda$ は $\lambda=2\pi/Q_s$ で与えられるというのです。実際、図B2に示すようにCuのフェルミ面には複数の停留ベクトルがあって、実験で見られた二つの振動周期を説明することができました。

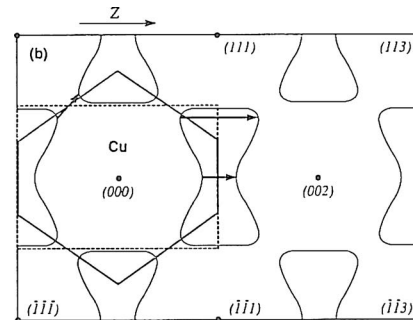
### B-2 量子閉じ込めモデル

もう一つのモデルは、非磁性金属の伝導電子が磁性金属との界面で反射され干渉することによって定在波を作って閉じ込められるとするモデルです。金属薄膜内に電子波が閉じ込められる現象は以前から知られていましたが、HimpselのグループはCo(100)上に成膜したCu超薄膜に閉じ込められた量子状態を逆光電子分光および逆光電子分光により見だし、フェルミ準位における状態密度が、GMR同様の振動構造を持つことを明らかにしました<sup>41)</sup>。

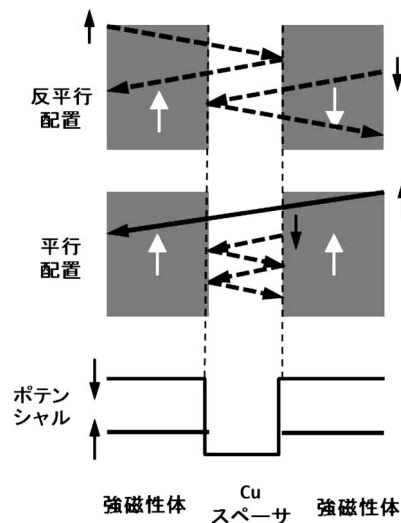
図B3に示すように、平行配置の場合、 $\uparrow$ スピン電子は実線のように境界面で反射されることなく通過し、量子閉じ込めは起きません。一方 $\downarrow$ スピン電子が感じる界面のポテンシャル障壁は高く、電子波は点線で示すようにCuスペーサ内に量子的に閉じ込められます。反平行配置では、 $\uparrow$ スピン電子も $\downarrow$ スピン電子も界面で反射されます

このように量子閉じ込めが起きると、電子状態はとびとびのエネルギー準位をもち、磁性層間の距離を変えると、そのエネルギー準位の位置が変化します。そのエネルギー位置が磁性層間の磁化が平行、反平行のどちらで低いかによって、が決まると考えるのです。

このように、磁性層間結合の振動現象は、RKKY振動、量子閉じ込めの両面から解釈できますが、Brunoは、両者



図B2 Cuの逆格子空間におけるフェルミ面の表示。矢印は停留ベクトル<sup>39)</sup>。



図B3 平行配置と反平行配置における電子波の閉じ込め効果。

が同じ物理現象を異なる断面から見ているものであることを明らかにしています。

### References and Notes

- 1) 猪俣浩一郎：日本磁気学会誌，6(1)～(6) (2011)に連載。
- 2) A. A. Druzhinin, I. P. Ostrovskii, Yu. M. Khoverko, N. S. Liakh-Kaguj, and Iu. R. Kogut: Mater. Sci. Semicond. Processing, Vol. 14, p. 18 (2011)のFig.1に基づき作図。
- 3) A. Fert and I. A. Campbell: *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1190 (1968).
- 4) N. F. Mott, H. Jones: "The Theory of the Properties of Metals and Alloys" (The Clarendon Press, 1936). [邦訳：吉岡正三，横家恭介訳：「金属物性論」(内田老鶴圃)]

準位の位置によって、磁化が平行、反平行のいずれが実現するか

- 5) C. Haas: *Phys. Rev.*, **168**, 531 (1968)
- 6) I. A. Campbell and A. Fert: "Transport Properties of Ferromagnets," in *Handbook of Magnetism*, Vol. 3, pp. 1–751 ed. E. P. Wohlfarth (North Holland, 1982).
- 7) R. Karplus and J. M. Luttinger: *Phys. Rev.*, **95**, 1154 (1954).
- 8) 浜口智尋, 谷口研二:「半導体デバイスの物理」, p. 48, (朝倉書店, 東京, 1990).
- 9) 藤森啓安, 新庄輝也, 山本良一, 前川禎通, 松井正顕編:「金属人工格子」(アグネ技術センター, 東京, 1995).
- 10) 藤森啓安, 高梨弘毅, 三谷誠司: 日本応用磁気学会誌, **19**, 4 (1995).
- 11) P. Grünberg, R. Schreiber, and Y. Pang: *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2442 (1986)
- 12) M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friedrich, and J. Chazelas: *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2472 (1988).
- 13) G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbad, and W. Zinn: *Phys. Rev. B*, **39**, 4828(1989).
- 14) A. Barthelemy, A. Fert, and F. Petroff: "Handbook of Magnetic Materials," Vol.12, K. H. J. Buschow (ed.) (North-Holland, Amsterdam, 1999), Chapter 1. "Giant Magnetoresistance in Magnetic Multilayers," p. 20.
- 15) T. Shinjo and H. Yamamoto: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **59**, 3061 (1990).
- 16) B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri: *Phys. Rev. B*, **43**, 1297 (1991).
- 17) S. S. P. Parkin, Z. G. Li, and D. J. Smith: *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 2472 (1991).
- 18) P. M. Tedrow, R. Meservey, and P. Fulde: *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 1270 (1970).
- 19) M. Julliere: *Phys. Rev. Lett.*, **54A**, 225 (1975).
- 20) S. Maekawa and U. Gäfvert: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-18**, 707 (1982).
- 21) T. Miyazaki and N. Tezuka: *J. Magn. Magn. Mat.*, **139**, L231 (1995).
- 22) [http://www.nims.go.jp/apfim/Andreev\\_j.html](http://www.nims.go.jp/apfim/Andreev_j.html)
- 23) R. J. Soulen, Jr., J. M. Byers, M. S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, S. F. Cheng, P. R. Broussard, C. T. Tanaka, J. Nowak, J. S. Moodera, A. Barry, and J. M. D. Coey: *Science*, **282**, 85 (1998).
- 24) G. J. Strijkers, Y. Ji, F. Y. Yang, C. L. Chien, and J. M. Byers: *Phys. Rev. B*, **63**, 104510 (2001).
- 25) W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess, and J. M. MacLaren: *Phys. Rev. B*, **63**, 054416 (2001).
- 26) J. Mathon and A. Umeski: *Phys. Rev. B*, **63**, 220403R (2001).
- 27) S. Yuasa, A. Fukushima, T. Nagahama, K. Ando, and Y. Suzuki: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43**(Part 2), L558 (2004).
- 28) S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S.-H. Yang: *Nature Mater.*, **3**, 862 (2004)
- 29) (独)産総研ナノスピントロニクスセンター Web site [http://unit.aist.go.jp/src/ci/teams/teams\\_metal.html](http://unit.aist.go.jp/src/ci/teams/teams_metal.html) の図に基づいて作図
- 30) J. Slonczewski: *J. Magn. Magn. Mater.*, **159**, L1 (1996).
- 31) L. Berger: *Phys. Rev. B*, **54**, 9353 (1996).
- 32) E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrman: *Science*, **285**, 865 (2000).
- 33) 小野輝男: スピントロニクス入門セミナーテキスト (2011.12.16)
- 34) F. J. Albert *et al.*: *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3809 (2000).
- 35) 久保田均, 福島章雄, 大谷祐一, 湯浅新治, 安藤功児, 前原大樹, 恒川孝二, D. Djayaprawira, 渡辺直樹, 鈴木義茂: 日本応用磁気学会第145回研究会資料「スピン流駆動デバイスの最前線」(2006.1), p. 43
- 36) 小野輝男, 矢野邦明, 谷川博信, 山口昭啓: 日本応用磁気学会第145回研究会資料「スピン流駆動デバイスの最前線」(2006.1) p. 37.
- 37) A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo: *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 077205 (2004).
- 38) 永長直人: 固体物理, **41**, 877 (2006); **42**, 1 (2007); **42**, 487 (2007).
- 39) S. Demokritov, J. A. Wolf, and P. Grünberg: *Europhys. Lett.*, **15**, 881 (1991)
- 40) P. Bruno and Chappart: *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1602 (1991)
- 41) J. E. Ortega, F. J. Himpsel, G. J. Mankey, and R. F. Willis: *Phys. Rev. B*, **47**, 1540 (1993).

(2012年11月25日受理)

佐藤勝昭 さとう かつあき

1966 京都大学大学院工学研究科修士課程修了工学博士, 1966 日本放送協会, 1984 東京農工大学助教授, 1989 同教授, 2005 同理事・副学長, 2007 同退職・名誉教授, 2007 科学技術振興機構 現在に至る.

主な著書 光と磁気, 応用物性, 金色の石に魅せられて, 理科力をきたえる Q & A, 太陽電池のキホン