

早稲田大学リーディング  
理工学博士プログラム  
「エネルギー・ネクスト概論」



早稲田大学

リーディング  
理工学博士  
プログラム

# スピントロニクスがもたらすエネルギー革新

佐藤勝昭

東京農工大学名誉教授

国立研究開発法人 科学技術振興機構

研究広報主監・CRDSフェロー



早稲田大学

リーディング  
理工学博士  
プログラム

# CONTENTS

- はじめに

1. 磁性学超入門

1. こんなところにも磁性体が
2. 磁性体をどんどん小さくすると
3. 鉄はなぜ強磁性になるのか
4. 磁気ヒステリシスのなぞ

2. スピントロニクス

1. 磁気を電気に変える
2. 電気を磁気に変える

3. スピン流のもたらす新しい物理

1. 絶縁体中をスピンの電気を運ぶ
2. 熱スピン流が電気を  
つくる

4. スピンと光

# はじめに

「エネルギー・ネクスト」では、エネルギーを作る、運ぶ、ためる、そして少ないエネルギーで高度の機能を実現するということが含まれています。

スピントロニクスは、たくさんの情報量を少ないエネルギーで操作することに役立つだけでなく、微小エネルギーを作り出すところにも寄与します。

スピントロニクスは、今も進展しつつある概念です。

これを学ぶ前に既に確立している「磁性学」を復習しておかねばなりません。

## スピントロニクスと磁性学の違い

- 物質の磁氣的性質は電子のもつ軌道運動とスピンのもたらしていますが、磁性学(magnetism)は物質の磁氣的性質のみを対象とし、電気伝導などの輸送現象との関係はあまり重視してきませんでした。
- 電子スピンの電気輸送現象に及ぼす効果が磁気抵抗効果です。電気輸送を通じて電子スピンの磁性に及ぼす効果がスピントランスファートルクです。スピントロニクスはこの両者を含めた概念です。
- さらに、電荷の流れを伴わない純粹スピン流の概念は、従来の磁性学になかった概念です。

# 1. 磁性学超入門



## 1.1 こんなところにも磁性体が

# クルマと磁性体

- エコカーとして電気自動車EVやハイブリッドカーHVが注目されています。EV, HVでは動力源にモーターが使われます。EVに限らず自動車には、図1.1に示すようにたくさんのモーターが使われています。

窓の開閉, パワーステアリング, ワイパー, ブレーキ, ミラー等々, 高級車では100個ものモーターが使われています。

このほかにも磁性体は, センサー, トランスミッション, バルブなどにも使われています。

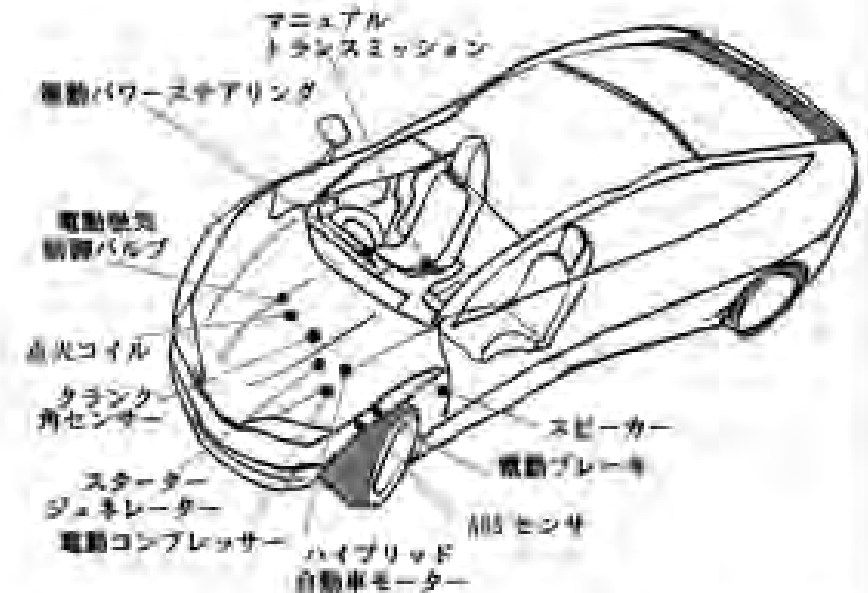


図 1.1 ハイブリッドカーには多数の磁性体が使われている

日立金属のサイト

[<http://www.hitachi.co.jp/environment/showcase/solution/materials/neomax.html>] を参考に作図

# モーターと磁性体

- 図 1.2はブラシレス・モーターの仕組みを模式的に描いたものです。中央には永久磁石という磁性体が回転子として使われています。回転子を多数の固定子を取り囲んでいます。固定子は磁性体にコイルを巻いた電磁石です。電磁石に流す電流を、隣の電磁石に電子回路によって次々に切り替えることによって電磁石が発生する磁界を移動させ、磁界に回転子がついていくことで回転します。

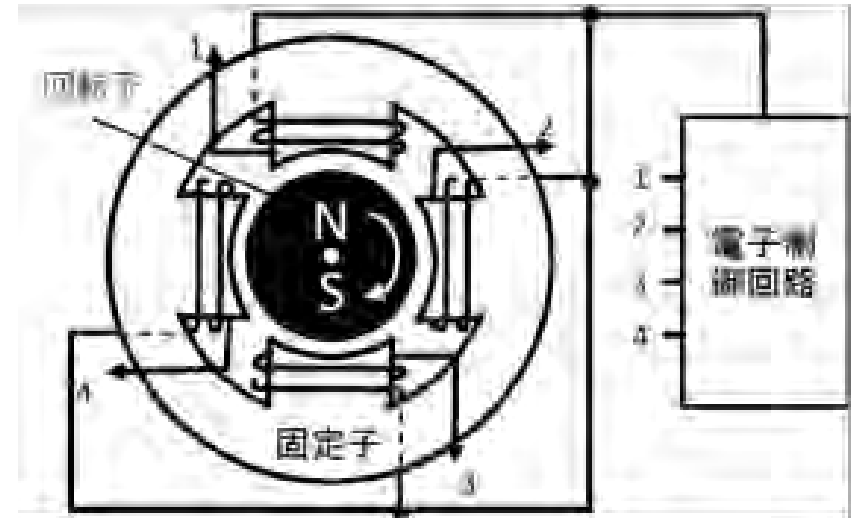


図 1.2 ブラシレス DC モーターの仕組みの模式図  
TDK のサイト  
[<http://www.tdk.co.jp/techmag/ninja/daa00253.htm>] を参考に  
作図



# モーターの永久磁石

- 永久磁石としては、日本で開発されたネオジム磁石がつかわれています。この磁石は、レアアースであるネオジム(Nd)と鉄(Fe)の化合物 $\text{NdFe}_2\text{B}_{14}$ を主成分とするもので、温度特性を改善する目的でディスポロシウム(Dy)など他のレアアースが添加されています。磁力の強さを表すエネルギー積 $\text{BH}_{\text{max}}$ が一番高く、小型で性能のよいモーターが作れるのです。近年、世界最大の供給国である中国の生産調整によってレアアースが高騰して、マスコミを賑わせていることはご存じだと思います。

# ネオジム磁石はどれほど強いのか。

- 磁石(永久磁石)を販売しているある会社の製品一覧をみると、ネオジム $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 、サマコバ $\text{SmCo}_5$ 、フェライト( $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ )、アルニコ( $\text{FeAlNiCo}$ )というのが書かれています。ネオジム磁石はレアアースNdと鉄とホウ素の金属間化合物、フェライトは鉄の酸化物です。サマコバの主成分は鉄ではありません。
- 図1.3は、永久磁石の性能指数であるエネルギー積 $BH_{\text{max}}$ (磁石が給えることのできる最大の磁気エネルギーで、B-Hヒステリシス曲線の面積に相当)変遷を表すグラフです。ネオジム磁石の登場でいかに飛躍的に向上したかがわかるでしょう。

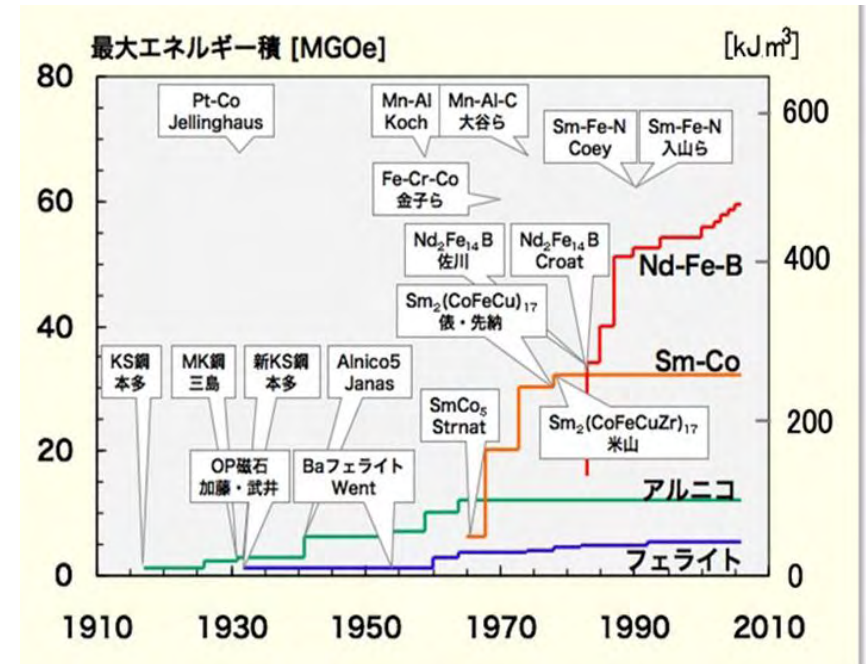
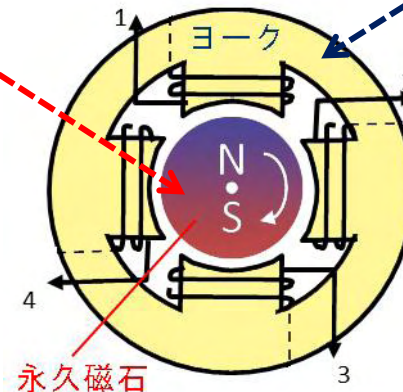


図1.3 永久磁石のエネルギー積 $BH_{\text{max}}$ の変遷

佐藤勝昭「理科力をきたえるQ&A」(ソフトバンククリエイティブ、2009) p.95の図「磁石特性の推移」に加筆

# 硬い磁性体と軟らかい磁性体

- 回転子には永久磁石が使われています。モーターの性能は、永久磁石で決まると言っても過言ではありません。
- 永久磁石にちょっとやさっと外部磁界を加えてもN・Sをひっくり返すことができませんよね。このように磁化反転しにくい磁性体をかたい磁性体(ハード磁性体)といいます。
- 磁性体のかたさを表す尺度として、N・Sを反転させるために必要な磁界の強さ『保磁力 $H_c$ 』を使います。
- 一方、固定子の電磁石においてコイルを巻くための磁心(コア)は、モーターの外枠(ヨーク)に取り付けられています。コアやヨークに使う磁性体は、電流によって発生する磁界によって直ちに大きな磁束密度が得られる磁性体でなければなりません。このためには、やわらかい磁性体(ソフト磁性体)が求められます。



# かたい磁性、やわらかい磁性

- 磁性体に磁界を加えたとき、弱い磁界でも磁化の反転(N・Sのひっくり返し)が起きるなら「やわらかい」、強い磁界を与えないと磁化が反転しないとき「かたい」と表現します。これを説明するには磁気ヒステリシスの知識が必要です。
- 図1.4は、磁性体を特徴付けるヒステリシス曲線です。横軸は、外部磁界Hの強さ、縦軸は磁化Mの大きさを表しています。くわしくは第3回に説明しますが、磁化Mが反転する磁界Hを保磁力 $H_c$ と呼び、磁性体の「かたさ」を表します。

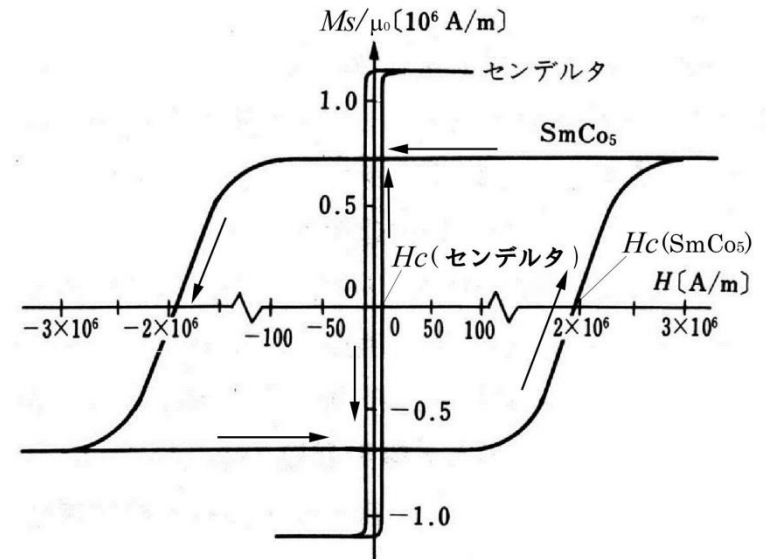


図1.4 ハード磁性体 $\text{SmCo}_5$ とソフト磁性体センデルタの磁気ヒステリシス曲線(佐藤勝昭編著「応用物性」(オーム社)p.208図5.10による)

図において、永久磁石材料であるハード磁性体 $\text{SmCo}_5$ は磁化を反転させるのに200万A/m(約25 kOe)もの磁界が必要なのでかたいのですが、ソフト磁性体センデルタでは地磁気の大きさより小さい10 A/m(約0.13 Oe)で簡単に反転するくらい軟らかいことがわかります。

# コンピュータと磁性体

- コンピュータの大容量記憶を受け持つハードディスク(HDD)には、図1.5に掲げるように多数の磁性体が活躍しています。
- このうち回転する磁気記録媒体では、デジタルの情報をNSNS・・・という磁気情報の列(トラックと呼ばれる)として円周上に記録されています。
- 一度NSの向きを記録したら、永久磁石のようにいつまでも変わらないことが必要ですから、磁気的にかたい磁性体(ハード磁性体)が使われます。ただし、永久磁石とちがって、磁気ヘッドの磁界によってNSの向きを反転できないと記録できませんから、適当な保磁力をもつ磁性体が使われます。
- よく使われるのは、コバルト(Co)とクロム(Cr)と白金(Pt)の合金の多結晶薄膜です。磁性というと鉄が思い浮かびますが、HDDの記録媒体に鉄が使われていないのはビックリですね。

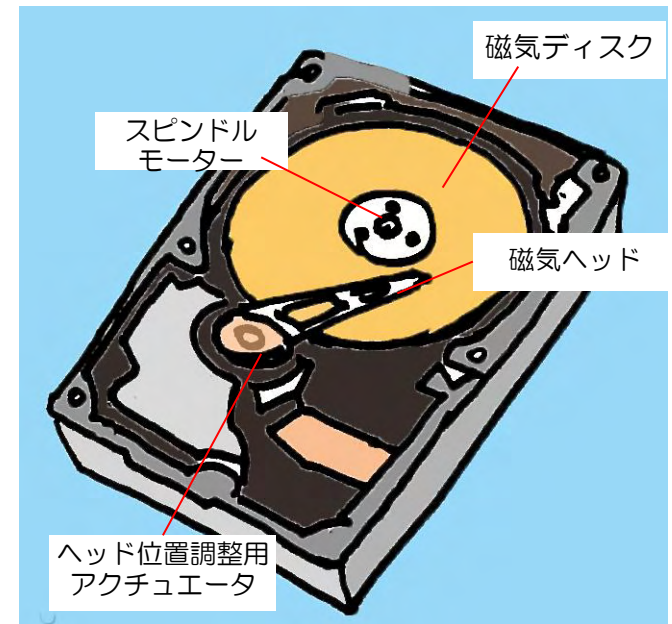


図1.5 パソコンのハードディスクドライブ(HDD)には、記録媒体としてハード磁性体が、記録ヘッドにはソフト磁性体が使われている

(図の出典：佐藤勝昭「理科力をきたえるQ&A」p101)

# 変圧器(トランス)

- 交流の電圧を上げたり下げたりするための仕掛けが変圧器です。トランスにおいては、コア(磁芯)と呼ばれる軟磁性体に1次コイルと2次コイルの2つのコイルが巻いてあります。
- 1次コイルに交流電圧を加えるとコア内に交流磁束が発生、2次コイルはこの交流磁束による磁気誘導で、巻き数比に応じた交流電圧を出力します。コアには、1次電流に磁束が追従するように磁氣的に軟らかいソフト磁性体が使われます。
- トランスでは磁性体のヒステリシスや渦電流によってエネルギーが熱として失われるので、保磁力が小さく、電気抵抗率の高い材料が好まれます。このため、積層珪素鋼板やフェライトが使われます。
- 電柱の上に灰色の円筒が乗っていますが、あの円筒の容器には油の中にトランスが入っています。油は絶縁を保つとともに、トランスの熱を外に逃がす

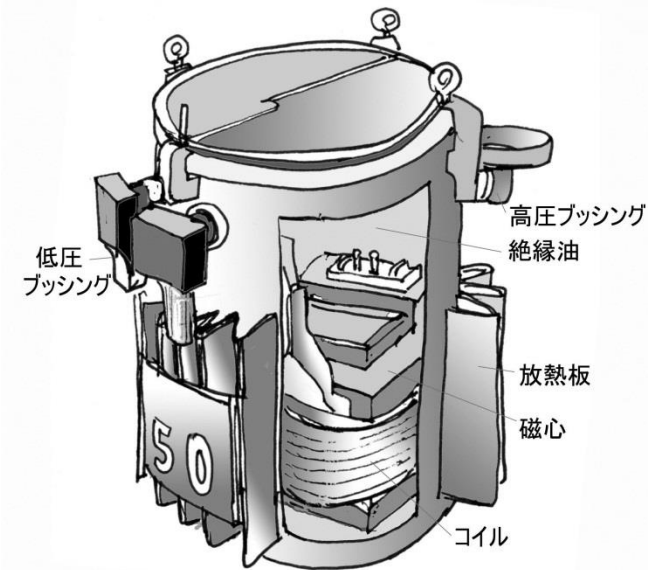


図1.6 柱上トランスには磁心としてソフト磁性体が使われている

中部電力のサイト  
([http://www.chuden.co.jp/kids/kids\\_denki/home/hom\\_kaku/index.html](http://www.chuden.co.jp/kids/kids_denki/home/hom_kaku/index.html))を参考に作図

# 光ファイバー通信と磁性体

- 家庭にまで光ケーブルが敷かれ、私たちは高速のインターネット通信やデジタルテレビジョン放送を楽しめるようになりました。光ケーブルには光ファイバーが使われ、大量のデジタル情報を光信号として伝送しています。光ファイバー通信の光源は半導体レーザー(LD)です。レーザー光はデジタルの電気信号のオンオフにしたがってピコ秒という短い時間で点滅しています。
- もし通信経路のどこかから反射して戻ってきた光がLDに入るとノイズが発生して信号を送ることができなくなります。これを防ぐために、使われるのが光を一方通行にして戻り光をLDに入らなくする光アイソレーターです。これには、通信用の赤外光を透過する希土類鉄ガーネットという磁性体の磁気光学効果(ファラデー効果)が使われています。

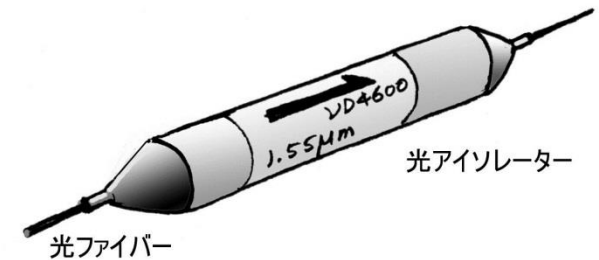
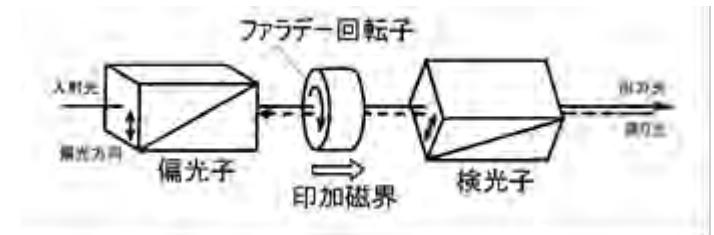


図17 光ファイバー通信において戻り光が半導体レーザーに入ること防ぐための光アイソレーターには、通信用赤外線に対して透明な磁性体YIGがファラデー回転子として使われている

# 磁化とは何か

- 磁性体に磁界 $H$ を加えたとき、図1.8 (a)に示すようにその表面には磁極が生じます。つまり磁性体は一時的に磁石のようになりますが、そのとき磁性体は磁化されたといえます。
- 磁性体の中には図1.8(b)に矢印で示す磁気モーメントがたくさんあります。磁気モーメントについてはQ1.6で説明しますが、矢の先がN、後ろがSであるような原子サイズの磁石だと考えてください。
- 単位体積内の磁気モーメントのベクトル和をとったものを磁化といえます。磁界を加える前に磁気モーメントがランダムに向いておれば、ベクトル和つまり磁化 $M$ はゼロですが、磁界を加えると磁化はゼロでない値をもち、(a)のようにN極とS極が誘起されるのです。
- $k$ 番目の原子の1原子あたりの磁気モーメントを $\mu_k$ とするとき、磁化 $M$ は式
$$M = \sum \mu_k \quad (1.5)$$
で定義されます。和は単位体積について行います。磁気モーメントの単位は $[\text{Wb}\cdot\text{m}]$ ですから、磁化の単位は体積 $[\text{m}^3]$ で割って $[\text{Wb}/\text{m}^2]$ となります。これは磁束密度 $B$ の単位である $[\text{T}] = [\text{Wb}/\text{m}^2]$ と同じです。

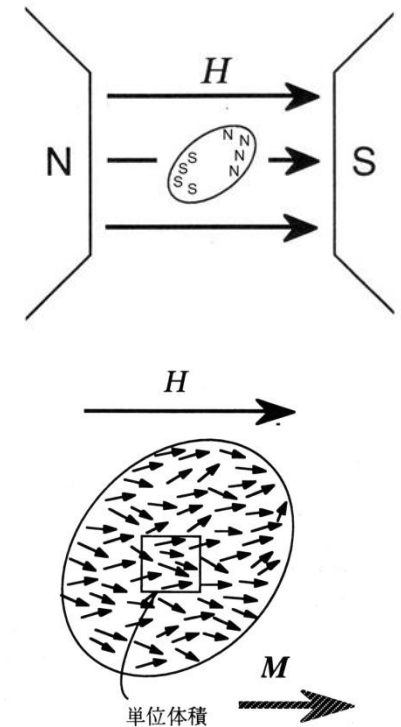


図1.8 磁化は単位体積あたりの磁気モーメントとして定義される  
出典：高梨弘毅「磁気工学入門」(共立出版, 2008) p10、図1.7、図1.8



# 磁気モーメントとは

- **電気**の場合、 $+q$ と $-q$ の電荷のペア距離 $r$ だけ離れているとき、電気双極子モーメントは $qr$ であらわされます。
- 一方、**磁気**については、電荷と違って単磁荷はありませんから、磁極は必ず、N・Sの対で現れます。そこで、仮想的な磁荷のペア $+q$ と $-q$ を考え、磁荷間の距離 $r$ を無限に小さくしても $m=qr$ は有限な値を保つと考えます。必ずN・Sが対で現れるなら

$$m=qr \quad (1.6)$$

というベクトルを磁性を扱う基本単位と考えることができます。これを磁気モーメントと呼び矢印で表します。単位は $[\text{Wb}\cdot\text{m}]$ です。

- 図1.9に示すように一様な磁界 $H$ 中の磁気モーメント $m=qr$ を置いたとき、磁気モーメントに働くトルク $T$ は磁界とモーメントのなす角を $\theta$ として次式で表されます。

$$T=qHr \sin\theta=mH \sin\theta \quad (1.7)$$

- 磁気モーメントのもつポテンシャルエネルギー $E$ は、トルクを $\theta$ について積分することにより

$$E=mH\cos\theta=E\cdot H \quad (1.8)$$

となります。

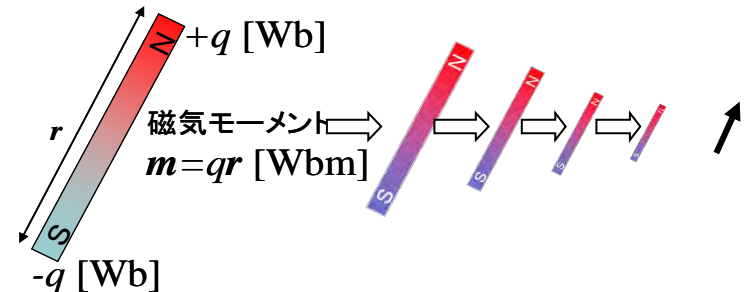


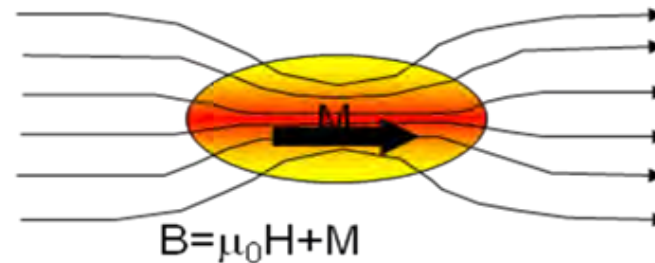
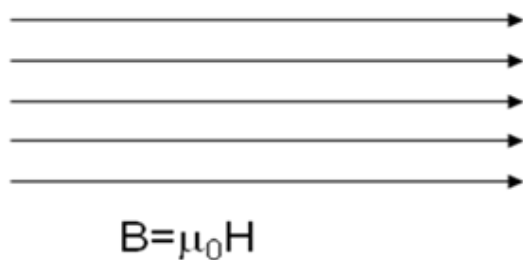
図1.9 仮想的な磁石の微細化の極限が磁気モーメントとなる

# 磁束密度 $B$ と磁化 $M$ の関係

- 図1.10(a)に示すように磁界 $H$ [A/m]のあるとき、真空中の磁束密度は $\mu_0 H$ [T]ですが、磁化 $M$ [T]の磁性体の中の磁束密度 $B$ [T]は、(b)に示すように真空中の磁束密度に磁化 $M$ による磁束密度 $M$ を加えたものになります。

すなわち、
$$B = \mu_0 H + M \quad (1.9)$$

と表されます。 $B = \mu_0 (H + M)$ という表し方もあります。この場合、 $M$ の単位は[A/m]です。



磁性体があると磁束密度が高くなる。

図1.10 (a) 真空中と (b) 磁化 $M$ の磁性体における磁束密度 $B$

# 磁化率と比透磁率

- 磁化 $M$ が外部磁界 $H$ に比例するとき、その比

$$\chi = M / \mu_0 H \quad (1.10)$$

- を磁化率(susceptibility)と呼びます。物理の分野では帯磁率と呼ぶことがあります。磁化率を使うと、上の式は $B = \mu_0(1 + \chi)H$ と書き直すことができます。一方、電磁気学で学んだように $B$ と $H$ の関係は比透磁率 $\mu_r$ を用いて $B = \mu_r \mu_0 H$ と表せますから、比透磁率は磁化率を用いて

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (1.11)$$

- と書けます。

# M-H曲線とB-H曲線では保磁力が異なる

- 磁化曲線にヒステリシスがあるときは、図1.11のようにM-H曲線とB-H曲線では保磁力が異なります。M-Hにおける保磁力を $MH_c$ 、B-Hにおける保磁力を $BH_c$ と区別して書くことがあります。

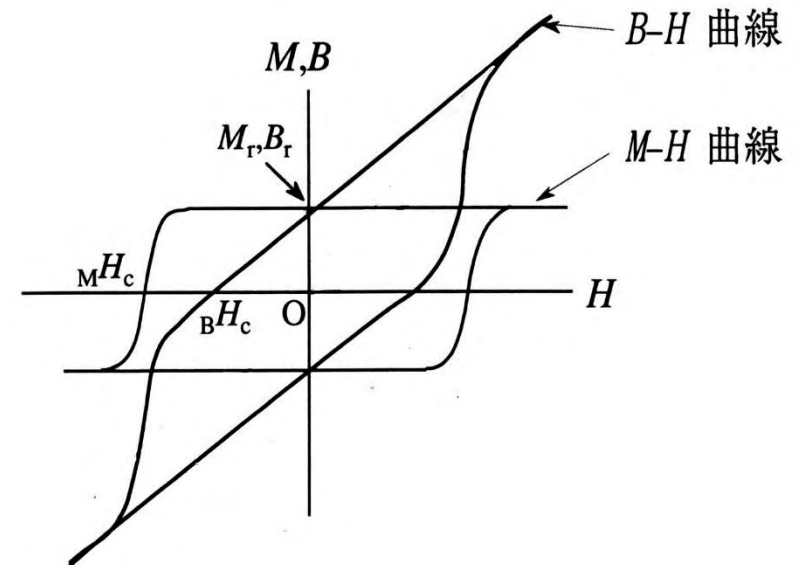


図1.11 B-H曲線とM-H曲線とは保磁力が異なる

出典：高梨弘毅「磁気工学入門」  
図2.8 p.45 (一部改変)

# 磁性とは？

- 磁性とは、物質が磁界の中に置かれたときにおきる磁気的な変化のしかたを表すことばです。どんな物質もなんらかの磁性を示します。たとえばヒトの体でも、水分子の $H^+$ (プロトン)の核磁気モーメントが強磁界中で磁気共鳴することを用いてMRIという診断が行われていることはご存じですね。強磁界中に置くとリンゴも浮き上がります。このように、**どんな物質も磁性をもつ**のです。
- 磁性は、反磁性、常磁性、強磁性、フェリ磁性、反強磁性、らせん磁性、SDW(スピン密度波)、傾角反強磁性などに分類されます。巨視的な磁化をもつのは、強磁性、フェリ磁性、傾角反強磁性です。
- 超伝導状態にある物質には磁束が侵入できません。これをマイスナー効果と呼びます。第2種の超伝導では磁束は磁束量子として侵入します。

# 自発磁化とは何か

- 磁界を加えなくても磁気モーメントの向きがそろっている状態です。これは、磁気モーメントどうしの中にそろえあう力が働いているためです。自発磁化は強磁性体において見られます。
- 反強磁性体でも、同じ磁気モーメントの向きの集団（副格子）の中では自発磁化があるが、もう一つの副格子の自発磁化と打ち消しあって、マクロの磁化が失われています。フェリ磁性体では、副格子磁化のバランスが崩れているために、差し引きの結果、正味の自発磁化が残っています。

## 1.2. 磁性体をどんどん小さくすると

# 磁石を切り刻むとどうなる

- 磁石は図2.1のようにいくら分割しても小さな磁石ができるだけです。両端に現れる磁極の大きさ(単位  $\text{Wb}/\text{cm}^2$ )はいくら小さくしても変わらないのです。N極のみ、S極のみを単独で取り出すことはできません。

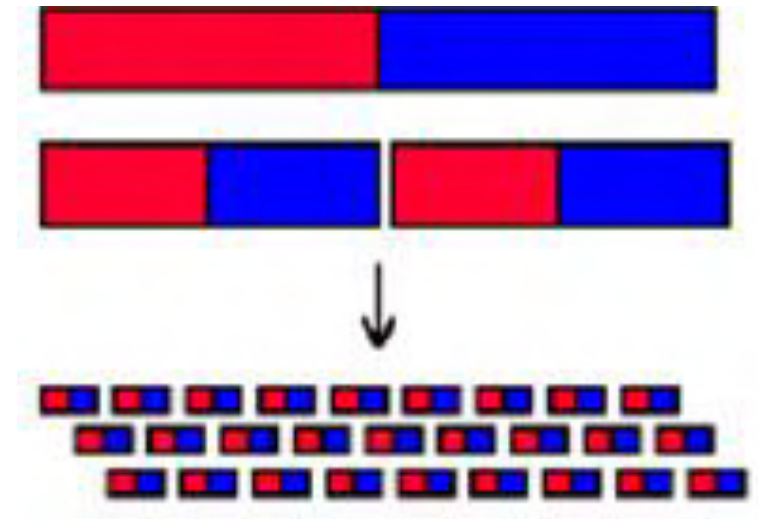
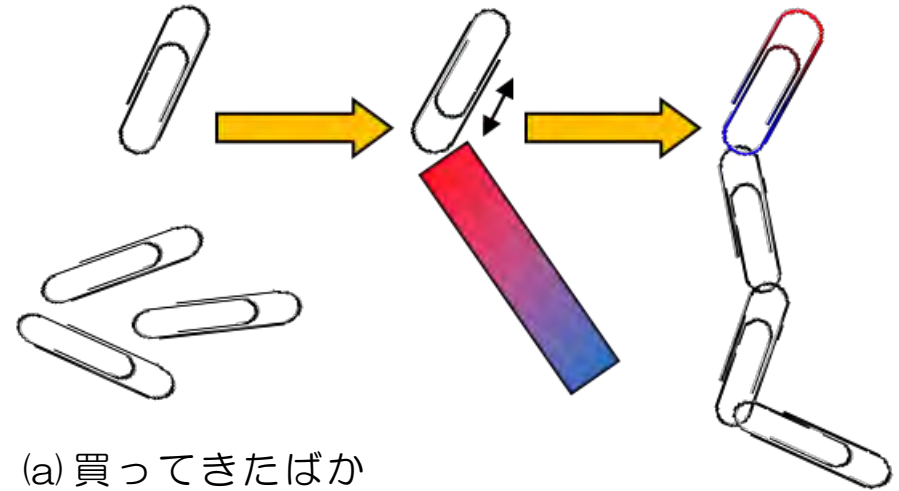


図2.1 磁石をいくら分割しても磁極の大きさはかわらない。



# 磁気を帯びるとは？

- 買ってきたばかりの鉄のクリップはほかのクリップをくっつけて持ち上げることができません。けれども、磁石をもってきて鉄クリップをこすると、クリップは磁気を帯び、磁石のようにほかのクリップをくっつけることができるようになります。どうしてこんなことができるのでしょうか。



(a) 買ってきたばかりのクリップは他のクリップをひきつけない

(b) 磁石でこすったクリップは他のクリップをひきつけるようになる

図2.2 鉄のクリップを磁石でこすると磁気を帯びる

# 磁区

- クリップの鉄を偏光顕微鏡で拡大して見ると図2.3に模式的に示すように磁石の向きが異なるたくさんの領域に分かれていることがわかります。図の場合は4つの方向を向いているので、磁気モーメントのベクトル和はゼロに成り、全体として磁化を打ち消しています。
- クリップを磁石でこすり磁界を加えると、磁界の方向を向いた磁気領域が大きくなり、磁界を取り去っても完全にはもとに戻らないため、クリップは磁石のように磁気を帯びます。こうなると別のクリップを引きつけることができます。
- 磁気モーメントが同じ方向を向いている領域のことを「磁区」と呼びます。磁石で擦る前のクリップが磁気を帯びていなかった理由は、磁性体が磁区に分かれていることで説明されました。

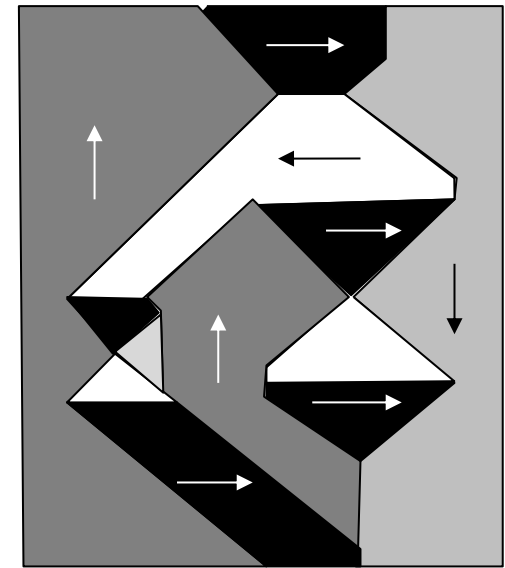
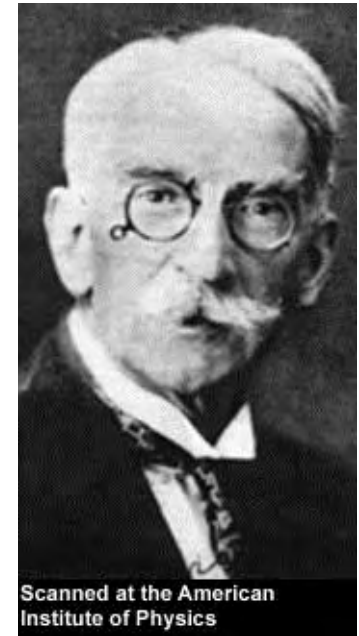


図2.3 磁化前の磁性体の磁区構造の模式図

磁区に分かれていることは誰が考えついたのですか？また、どうやって確かめたのですか？

- 磁区の内容念は、有名なワイスが1907年にその論文で指摘したのが最初だとされています。磁区が発見されたのは40年も後の1947年のことです。ウィリアムスが磁性微粒子を懸濁したコロイドを塗布し、顕微鏡で観察することによって、磁区の内容在を確かめました。



Pierre Weiss

# 反磁界の起源

- 磁性体の中にある原子磁石は図2.4のようにきちんと方位を揃えて配列されていて磁化 $M$ をもつと考えます。
- 磁性体の内部にある原子磁石に注目すると、1つの原子磁石のN極はとなりの磁性体のS極と接していますから、内部の磁極はうち消し合い、磁性体の端っこにのみ磁極が残ります。これは図2.1で磁石を微細化したときと逆の過程ですね。

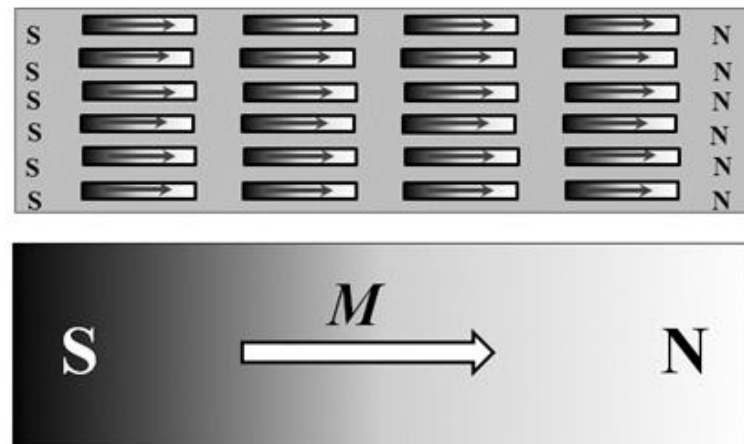


図2.4 磁性体の内部には多数の原子磁石があるが隣り合う原子磁石は打ち消しあい両端に磁極が生じる

# 反磁界は磁極から生じる

- 磁化 $M$ と磁束密度 $B$ は連続なので、 $B$ の流れを表す磁束線は図2.5のように外部と内部がつながっています
- これに対して、 $N$ 、 $S$ の磁極がつくる磁界による磁力線は磁性体の外も中も関係なく図2.6の線のように $N$ 極から湧きだし $S$ 極に吸い込まれます。磁性体の外を走る磁界は $H=B/\mu_0$ なので、磁力線は磁束線と同じ向きですが、磁性体の内部の磁界の向きは磁化の向きと逆向きなのです。この逆向き磁界 $H_d$ のことを反磁界と呼びます。

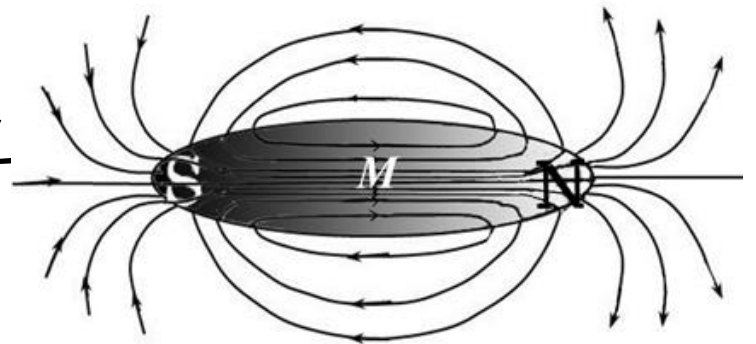


図2.5 磁束線は磁化と連続

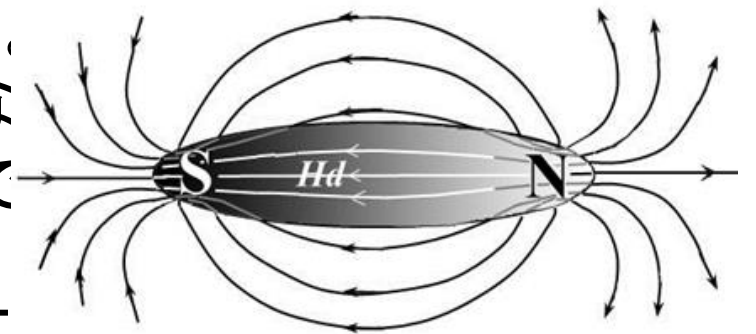


図2.6 磁力線はN極からS極に向かって流れている

# 反磁界係数は磁性体の形で異なる

- 反磁界 $H_d$ [A/m]は磁化 $M$ [T]がつくる磁極によって生じるのですから磁化に比例し、

$$\mu_0 H_d = -NM \quad (2.1)$$

- と書くことができます。この比例係数 $N$ を反磁界係数とよびます。実際には、反磁界、磁化はそれぞれ $H_d$ 、 $M$ というベクトルなので、反磁界係数はテンソル $\tilde{N}$ で表さなければなりません。成分で書き表すと

$$\mu_0 \begin{pmatrix} H_{dx} \\ H_{dy} \\ H_{dz} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

- となります。

# 反磁界係数は 磁性体の形と向きで異なる

- 球形の磁性体の場合どの方向にも1/3なので反磁界は $\mu_0 H_{dx} = \mu_0 H_{dy} = \mu_0 H_{dz} = -M/3$  (2.4) となります。

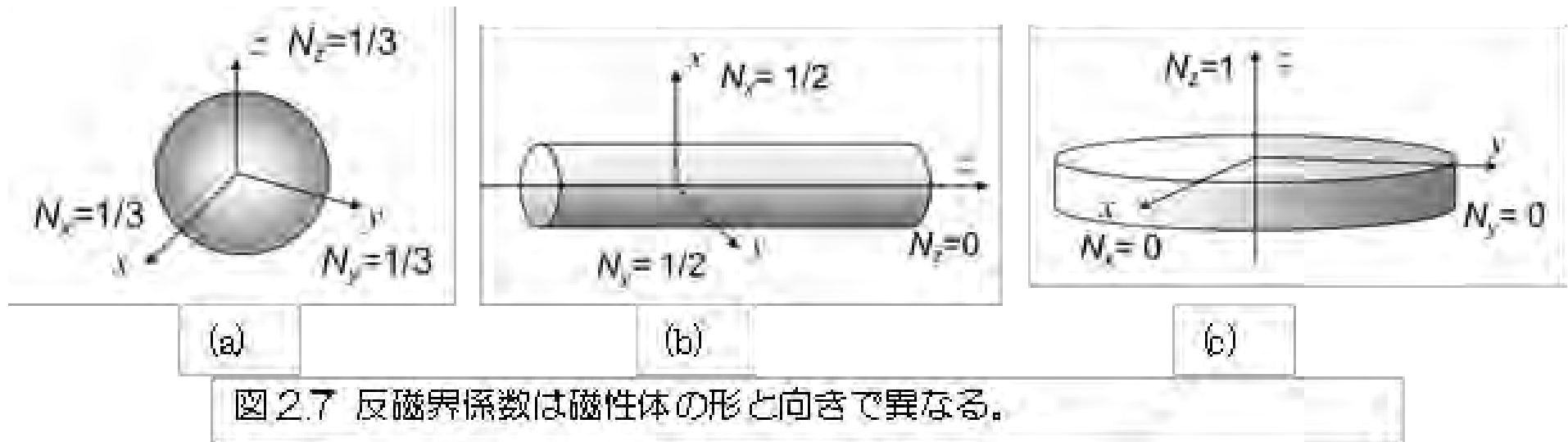


図 2.7 反磁界係数は磁性体の形と向きで異なる。

## z方向に無限に長い円柱

- 長手方向には反磁界が働きませんが、長手に垂直な方向の反磁界係数は1/2です。この場合の反磁界は、
- $\mu_0 H_{dx} = -M_x/2$ 、 $\mu_0 H_{dy} = -M_y/2$ 、 $\mu_0 H_{dz} = 0$  (2.5)
- となります。従って棒状の磁性体では長手方向に磁化すると安定です。

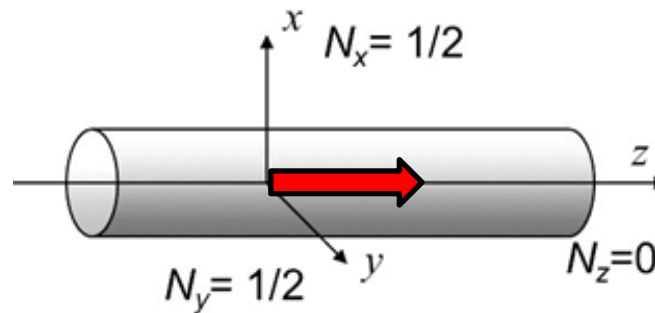


図2.7.b 円柱の反磁界係数



## z方向に垂直方向に無限に広い薄膜

- 面内方向には反磁界が働きませんが、面直方向には1となります。
- $\mu_0 H_{dx}=0$ 、 $\mu_0 H_{dy}=0$ 、 $\mu_0 H_{dz}=-M_z$  (2.6)
- 従って、磁性体薄膜では $M_z$ 成分があると不安定になるので面内磁化になりやすいのです。最近のハードディスクは垂直記録方式を使っていますが、面直に磁化をもつためには記録媒体に使われる磁性体が強い垂直磁気異方性を持つことが必要です。

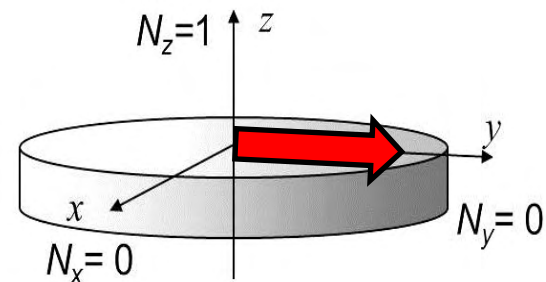


図2.7.c 円盤の反磁界係数

# 磁区に分かれるわけ

- 磁性体内部の原子磁石に注目すると、図2.8に示すように原子磁石のNは磁性体のN極のほうを向き、Sは磁性体のS極の方を向いているため静磁エネルギーを損しています。つまり原子磁石は逆向きの磁界の中に置かれているので不安定なのです。
- そこで、図2.9に示すように右向きの磁化をもつ領域と左向きの磁化をもつ領域とに縞状に分かれると、反磁界が打ち消しあって静磁エネルギーが低くなって安定化します。これが磁区にわかれる理由です。

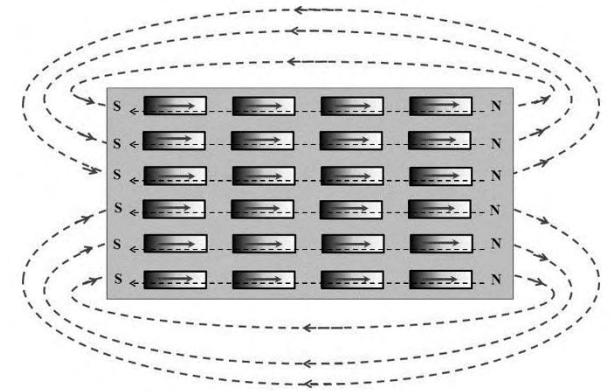


図2.8 磁性体内部の原子磁石は反磁界を受けて静磁的に不安定

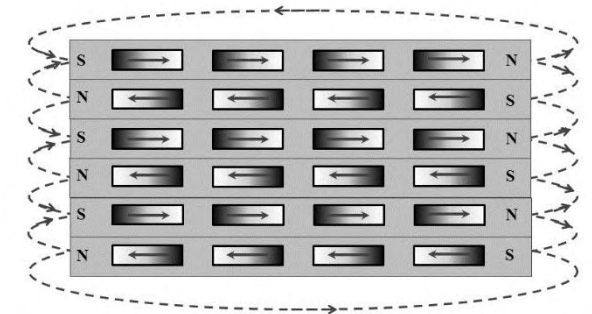


図2.9 右向きの磁化をもつ領域と左向きの磁化をもつ領域とに縞状に分かれると反磁界は打ち消しあって安定になる

# 縞状磁区

- 縞状に分かれた磁区のことを縞状磁区 (stripe domain) といいます。図2.10は磁気力顕微鏡を使って観測した縞状磁区です。明るい部分と暗い部分の面積は等しいので、この磁性体の磁化はゼロになります。

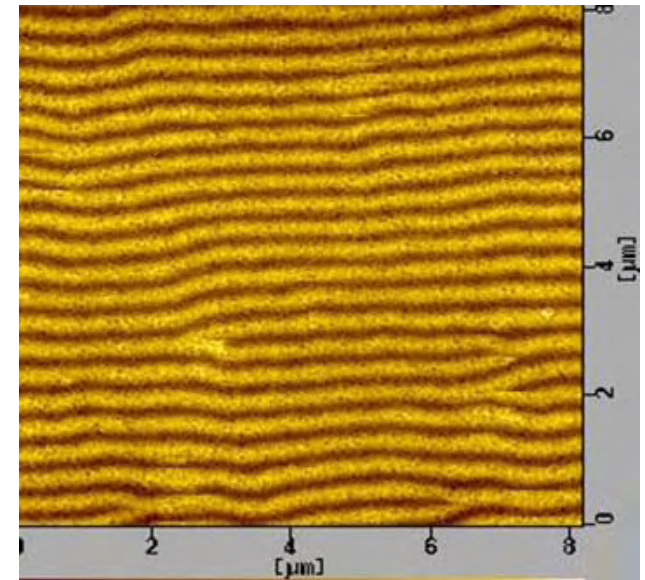


図2.10 磁気力顕微鏡(MFM)で見た縞状磁区の像

# さまざまな磁区

- 環流磁区: 磁性体には、磁気異方性と称して磁化が特定の結晶方位に向こうとする性質を持ちます。立方晶の磁性体では(100), (010), (001), (-100), (0-10), (00-1)の6つの方位が等価です。図2.11のように磁化が等価な方向を向き、磁束の流れが環流する構造をとると、磁極が外に現れず静磁的に安定になります。
- ボルテックス: 磁気異方性の小さな磁性体では、あるサイズより小さな構造を作ると、図2.12に示すように渦巻き状の磁気構造をとります。これをボルテックスとよびます。

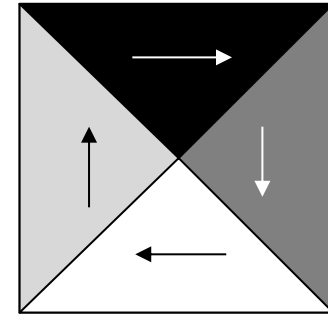


図2.11 環流磁区構造

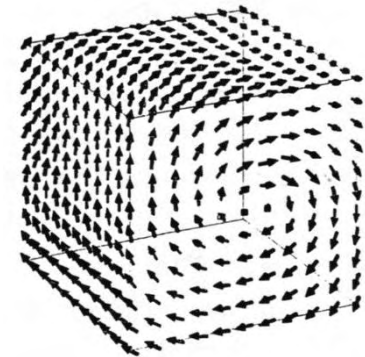


図2.12 ボルテックス構造

# MFMで観測された磁区像

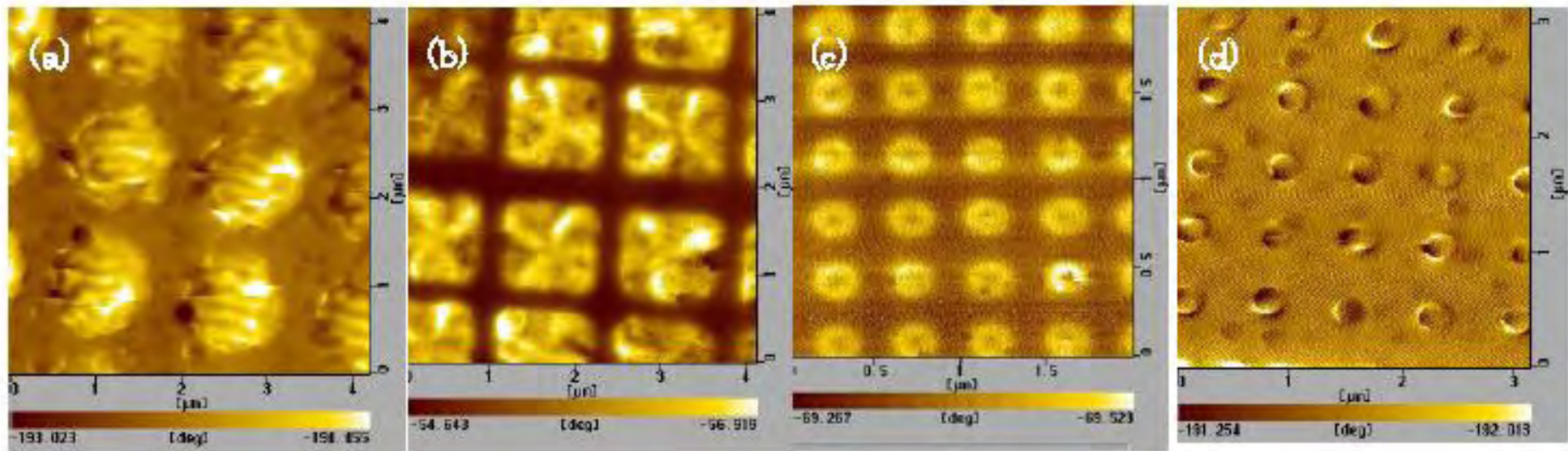


図2.13 微細ドットの磁気構造 (a) 縞状磁区(Co 円形ドット $1.2\mu\text{m}\phi$ ), (b) 環流磁区(パーマロイ正方ドット $1.2\mu\text{m}$ ), (c) ボルテックス(パーマロイ円形ドット $300\text{nm}\phi$ ), (d) 単磁区(Co 円形ドット $100\text{nm}\phi$ )

# 電子軌道がつくる磁気モーメント

- 電子軌道の古典論、量子論の導入

## ➤ 電子軌道の古典論

- 原子においては、電子が原子核の周りをぐるぐる回っています。電荷 $-e$ [C]をもつ電子が動くと電流が生じますが、この環流電流が磁気モーメントをつくるのです。周回電流のつくる磁気モーメントが、磁極のペアがもつ磁気モーメントと等価であることは、両者を静磁界中においた時に同じ形のトルクを受けることから証明できます。

## ➤ 環状電流によるトルク

- $-e$ [C]の電荷が半径 $r$ [m]の円周上を線速度 $v$ [m/s]で周回すると、1周の時間は $t=2\pi r/v$ [s]となるので、電子が一周するときには流れる電流は $i=-e/t=-ev/2\pi r$ [A] (2.7)となります。

- この環状電流を図2.15に示すように、一様な静磁界 $H$ [A/m]の中に置いてみると、円周上の微小な円弧 $ds$ [m]に働く力のベクトル $dF$ [N]=[m kg/s<sup>2</sup>]は、フレミングの左手の法則から

$$dF = i ds \times \mu_0 H \quad (2.8)$$

となり  $r$ の位置に働くトルク $dT$ は $r \times dF$ これを円周にわたって積分するとトルク $T$ [Nm]が

$$\begin{aligned} T &= \oint dT = (i/2) (\oint r \times ds) \times \mu_0 H \\ &= i S \times \mu_0 H \quad (2.9) \end{aligned}$$

と求まります。

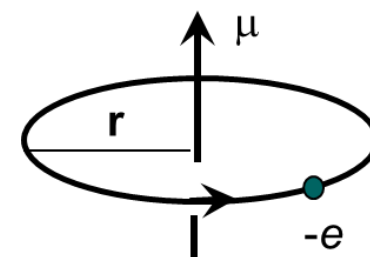


図2.14 原子内の電子の周回運動は磁気モーメントを生じる

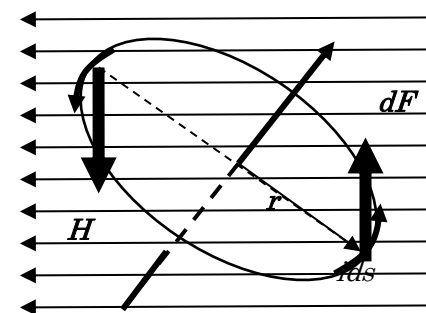


図2.15 磁界中に置かれた円電流に働く力



## ➤ 磁化のペアのつくる磁気モーメントが磁界 $H$ の中に置かれたときのトルク

- 一方、仮想的な磁化のペア  $+Q$  [Wb]、 $-Q$  [Wb] のつくる磁気モーメント  $\mu = Qr$  [Wbm] が磁界  $H$  の中に置かれたときのトルク  $T$  [Nm] は

$$T = Qr \times H = \mu \times H \quad (2.10)$$

と表されます。(2.10)式は(2.9)式  $T = iS \times \mu_0 H$  とは同じベクトル積の形ですから、比較することによって、電流がつくる磁気モーメント  $\mu$  [Wbm] は、電流値  $i$  [A] に円の面積  $S = \pi r^2$  [m<sup>2</sup>] とを  $\mu_0$  をかけることにより

$$\mu = \mu_0 i S n \quad (2.11)$$

と求めことができます。この式は環状電流があると電流および電流が囲む面積に比例する磁気モーメントが生じること、その向きは電流が囲む面の法線方向であることを示しています。

# 原子の軌道と量子数

- 原子内の電子の状態は、主量子数 $n$ と軌道角運動量 $l$ 、さらに量子化軸に投影した軌道角運動量の成分があり、磁気量子数 $m$ で指定されます。主量子数 $n$ が決まると軌道角運動量量子数 $l$ は、0から $n-1$ までの1ずつ増える値をとることができます。例えば、 $n=1$ だと $l$ は0しかとれません。 $n=2$ のときは、 $l$ は0と1の2値をとります。
- 軌道角運動量量子数を $l$ とすると、その量子化方向成分(磁気量子数) $m=l_z$ は、 $1, 1-1 \cdots -1+1, -1$ の $2l+1$ とおりの値を持つことができます。

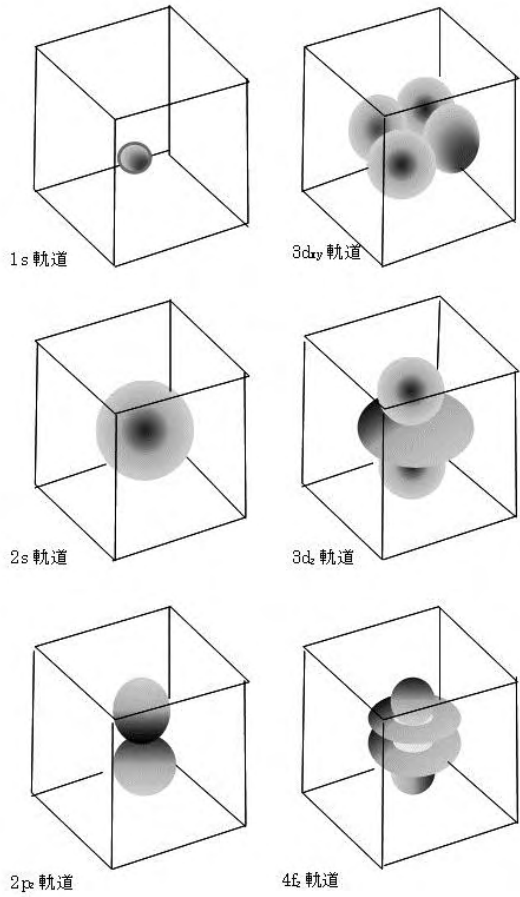
# 表2.1 主量子数と軌道角運動量量子数

n	l	m							軌道	縮重度
					0					
1	0				0				1s	2
2	0				0				2s	2
	1			1	0	-1			2p	6
3	0				0				3s	2
	1			1	0	-1			3p	6
	2		2	1	0	-1	-2		3d	10
4	0				0				4s	2
	1			1	0	-1			4p	6
	2		2	1	0	-1	-2		4d	10
	3	3	2	1	0	-1	-2	-3	4f	14

## ➤ 軌道角運動量量子と電子分布の形

- 表2.1の  $s, p, d, f$  は軌道の型を表し、それぞれが軌道角運動量量子数  $l=0, 1, 2, 3$  に対応しています。図2.16は  $1s, 2s, 2p_z, 3d_{xy}, 3d_z, 4f_z$  軌道の電子の空間分布の様子を模式的に表したものです。図に示すように  $s$  軌道には電子分布のくびれが0ですが、 $p$  軌道には1つのくびれが、 $d$  軌道には2つのくびれが存在します。このように、軌道角運動量量子数  $l$  は電子分布の空間的なくびれを表しています。
- 実験から得られた原子磁気モーメントの値は、上の軌道角運動量だけ導いた式では十分ではありません。なぜなら、電子は軌道角運動量に加えて、スピン角運動量を持つからです。スピンについては次節で述べます。

# 図2.16 電子軌道の電子分布の形:くびれに注目



# スピン角運動量

- 電子は電荷とともにスピンをもっています。スピンはディラックの相対論的量子論の解として理論的に導かれる自由度なので、古典的なアナロジーはできないのですが、電子の自転になぞらえて命名されたいきさつがあるので、一般に説明する場合は電子がコマのように回転していて、回転を表す軸性ベクトルが上向きか下向きかの2種類しかないと説明されています。
- 1個の電子のスピン角運動量量子 $s$ は $1/2$ と $-1/2$ の2つの固有値しかもちません。

# 電子がスピン角運動量をもつ

- 電子がスピン角運動量をもつという考え方は、NaのD<sub>1</sub>発光スペクトル線(598.6nm:  $3s_{1/2} \leftarrow 3p_{1/2}$ )が磁界をかけると2本に分裂するゼーマン効果を説明するために導入されました。
- また、磁界中を通過する銀の原子線のスペクトルが2本に分裂するというシュテルン・ゲルラッハの実験からもスピンの存在を支持しました。

## 1.3. 鉄はなぜ強磁性になるのか

鉄は金属磁性体なので、スピン偏極バンドの考えを使って強磁性を説明します。ついで、絶縁性磁性体の強磁性を分子場理論で説明します。



# 原子磁石

- 磁石をどんどん小さくしていくと、最後は原子磁石に到達します。そして、原子磁石の磁気のもとには電子の周回運動(軌道角運動量)と電子の自転(スピン角運動量)です。
- 原子磁石どうしの中にそろえあう力が働かなければ、原子磁石の向きはランダムになって自発磁化をもちません。磁界を加えると少しずつ磁化が磁界の方を向いて磁化が誘起されます。これを常磁性といいます。
- 4f希土類イオンを含む常磁性体の磁化率の温度依存性は、軌道角運動量とスピン角運動量の両方が寄与するとしてよく説明できますが、3d遷移金属イオンを含む常磁性体の磁化率はスピン角運動量のみが寄与するとしてよく説明できます。

# 交換相互作用

- もし、隣接する原子磁石の間に磁石の向きを同じ方向にそろえあう力が働いたら、この物質は強磁性になり、隣接する原子磁石を逆方向にそろえ合う力が働いたら、反強磁性になります。原子磁石をそろえ合う力は、電子が担っており、交換相互作用といいます。強磁性体にはキュリー温度があり、この温度を超えると自発磁化を失うのですが、熱揺らぎが交換相互作用に打ち勝ったため自発磁化を失うのだと考えることができます。

# Fe原子あたりの磁気モーメント

- 鉄の強磁性が、原子磁石が方向をそろえていることによって生じているとしたら、鉄の1原子あたりの磁気モーメントの大きさはいくらになるでしょうか。
- 鉄原子は、アルゴンArの閉殻  $[1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6]$  の外殻に  $3d^6 4s^2$  という電子配置をもちます。閉殻はスピン角運動量も軌道角運動量もゼロなので、外殻電子のみが磁性に寄与します。
- 3d遷移金属では軌道角運動量が消失しているので、磁気モーメントはスピンのみから生じます。2個の4s電子のスピンは打ち消しています。
- 3d電子が6個なのでフントの規則によって、図3.1に示すように全スピン角運動量は  $S=4 \times 1/2=2$  です。従って、原子あたりの磁気モーメントの大きさは  $\mu=2S\mu_B=4\mu_B$  であるはずですが。
- ところが、実験から求めた鉄1原子あたりの磁気モーメントは  $2.219\mu_B$  しかないのです。鉄だけでなく、コバルトCo( $1.715\mu_B$ )やニッケルNi( $0.604\mu_B$ )でも磁気モーメントは原子磁石から期待される値よりずっと小さくなっています。

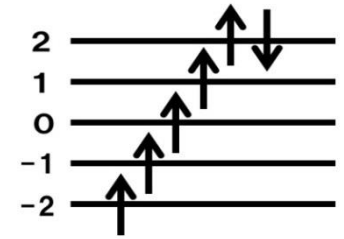


図3.1 フントの規則による  $3d^6$  電子系のスピンの配置

# 遍歴電子モデル

- 電子が原子の位置に束縛されていない金属磁性体では、原子磁石では説明できない現象が起きています。
- 金属では、電子が原子位置に束縛されないで金属全体に広がって「金属結合」に寄与しています。このように、金属全体に広がった電子という考えに沿って磁気モーメントを考える立場を「遍歴電子モデル(itinerant electron model)」または「バンド電子モデル(band electron model)」といいます。

# 鉄のバンド構造

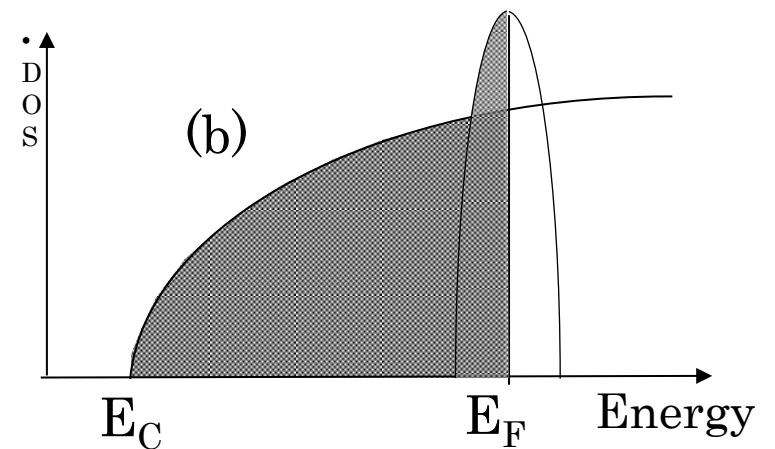
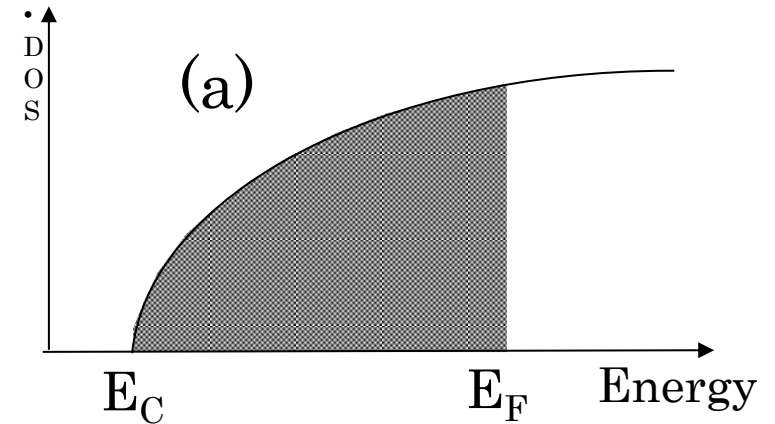
- 磁性体といえ、だれもが鉄Feを思い浮かべます。Feは金属です。
- 一般に金属であればエネルギーバンドモデルでは伝導帯の電子状態の一部が占有され残りが空いているような電子構造を持つはずはです。

# 非磁性金属のバンド構造と磁性金属のバンド構造

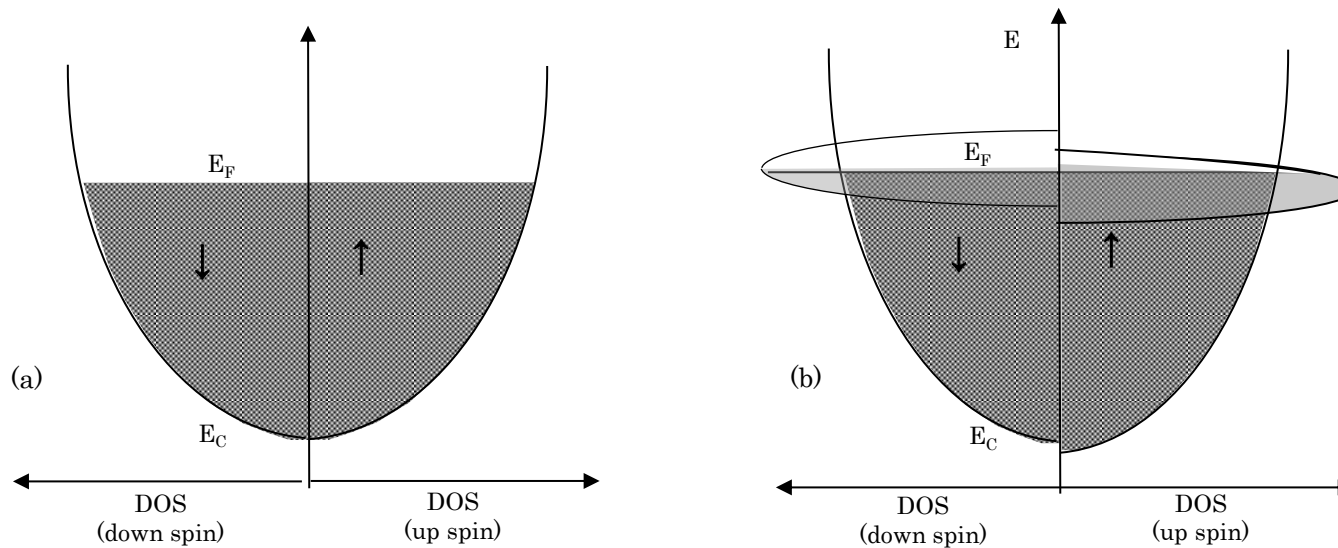
金属においては、一般に伝導帯の電子状態の一部が電子で占有され、残りが空いているような電子構造をもちます。電子が占有された最も上のエネルギーはフェルミエネルギー $E_F$ といいます。

(a)はアルカリ金属(Na,Kなど)のs電子に由来するバンド状態密度である。

(b)は、磁性をもたない遷移金属のバンド状態密度である。s電子帯に加えて、狭く状態密度の高いd電子帯が重畳している。



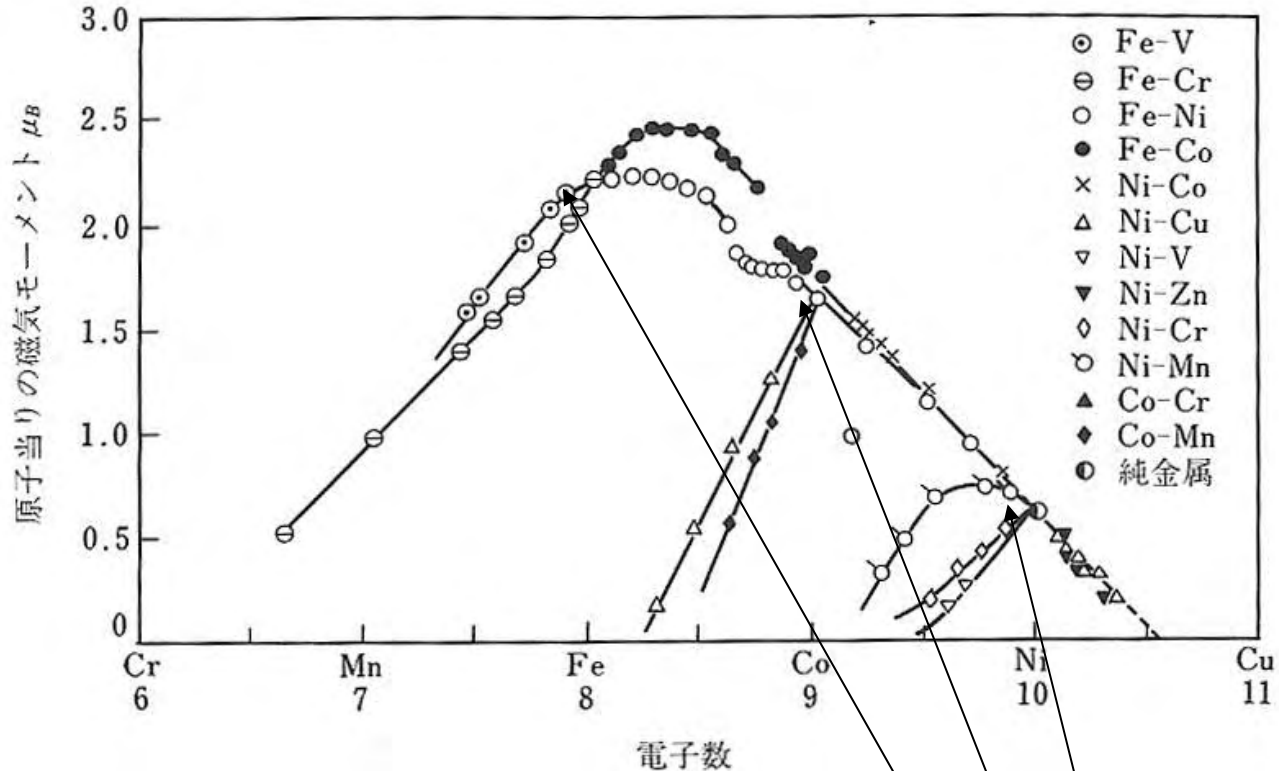
# 常磁性金属と強磁性遷移金属



- 磁性がある場合のエネルギーバンドを考えるに当たっては、電子のスピンのごとくにバンドを考えなければならない。右側が上向きスピン、左側が下向きスピンを持つ電子の状態密度である。
- 普通の非磁性金属では図(a)のように、左右対称となる。これに対し、強磁性体では、図(b)に示すように上向きスピンのバンドと下向きスピンのバンドとに分裂する。分裂は、狭い3dバンドで大きく、広いspバンドでは小さい。この分裂を交換分裂という

# 鉄の磁気モーメントはバンドモデルで説明できる スレーター・ポーリング曲線

- 種々の遷移金属合金について1原子あたりの原子磁気モーメントと平均電子数の関係を示した曲線。
- Crから始まって45°の傾斜で上昇する半直線か、Fe<sub>30</sub>Co<sub>70</sub>付近からNi<sub>60</sub>Cu<sub>40</sub>に向かって-45°で下降する半直線のいずれかに載っています。



Fe, Co, Niの磁気モーメントはそれぞれ2.2, 1.7, 0.6 $\mu_B$ 、この値はフント則から期待される値より小さい。



# 強磁性金属のスピンの偏極バンド構造

↑スピンバンドと↓スピンバンドの占有状態密度の差によって磁気モーメントが決まる

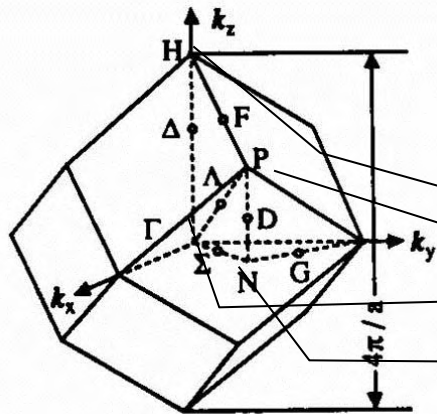
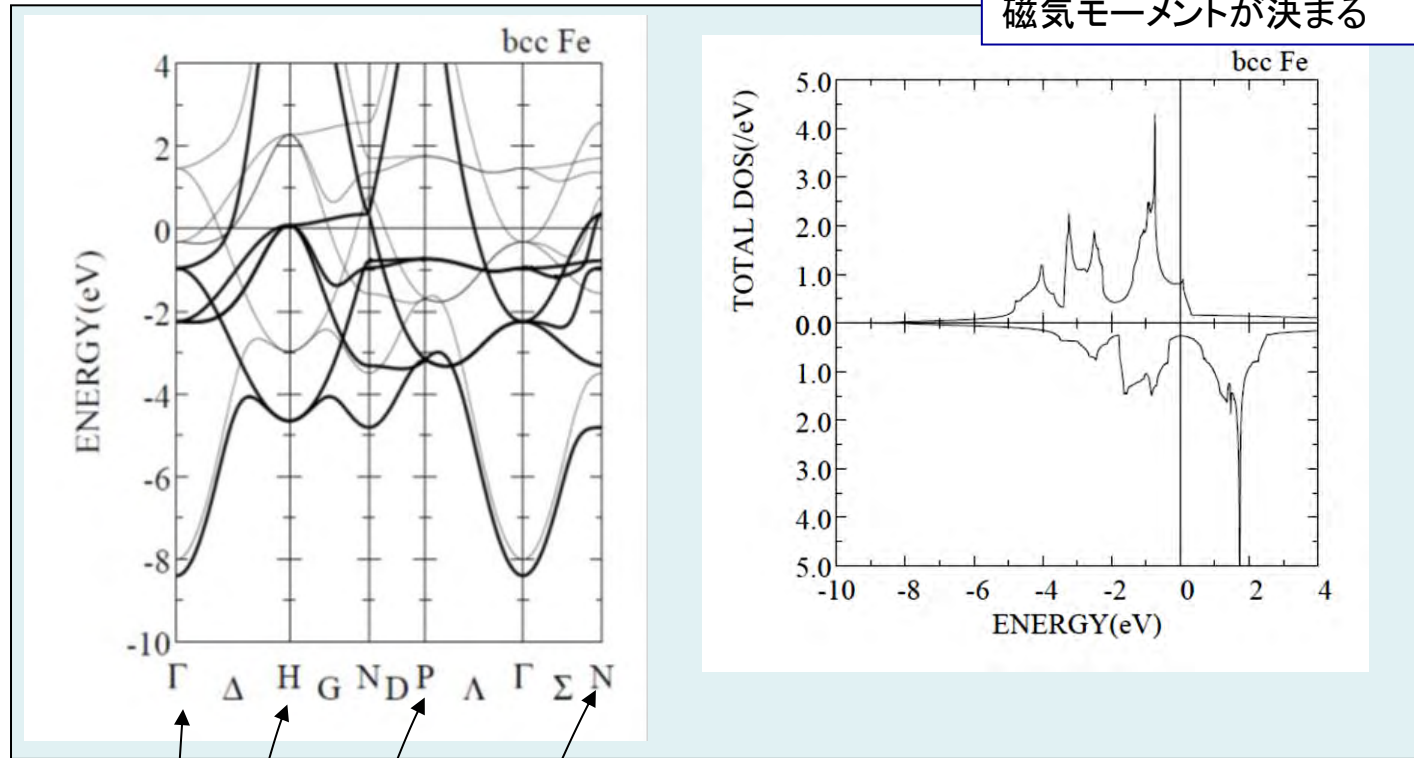
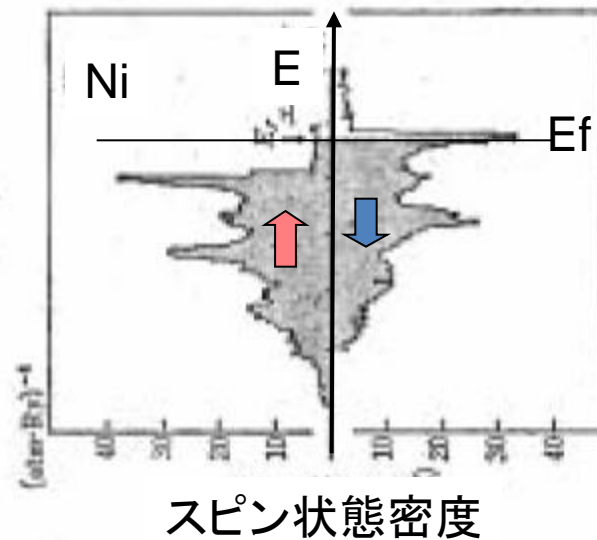
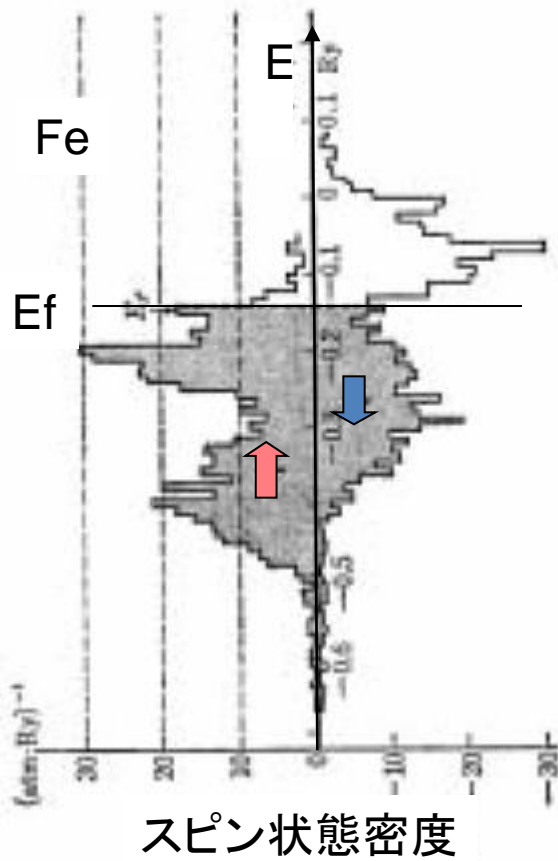


図 3.5 (a)Fe のスピン偏極バンドの分散曲線。太線 上向きスピン、細線 下向きスピン。b) スピン偏極状態密度曲線 (小口多美夫氏のご厚意による)

# FeとNiのバンド状態密度

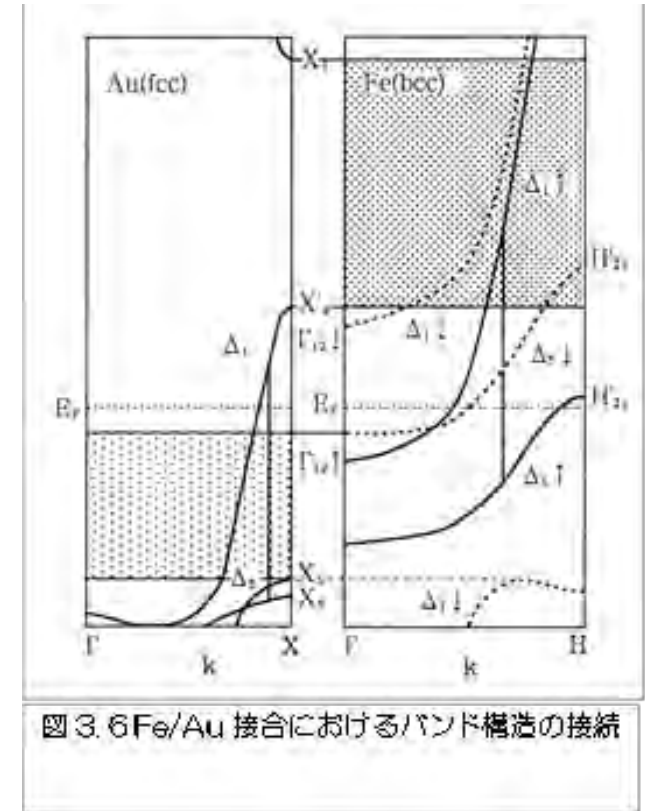
- Feは↑スピンバンドに比し↓バンドの状態密度がかなり小さい。 $n_{\uparrow}-n_{\downarrow}=2.2$
- Niは↑スピンバンドは満ち、↓バンドにはわずかな正孔しかない。 $n_{\uparrow}-n_{\downarrow}=0.6$



↓バンドに0.6個の空孔があると、Cuからs電子が流れこみ、Cuが40%合金したときモーメントを失う。

# バンド分散曲線って何に役立つのですか

- 私の知るところでは、Feの $\Gamma$ - $\Delta$ -Hに沿っての分散曲線は、(1) Fe/Au多層膜の磁気光学スペクトルを理解するときおよび、(2) Fe/MgO/Fe TMR素子を設計するときにはたいそう役立つということです。
- 図3.6は、Fe/Au接合においてバンド構造がどのように接続するかを表したものです。Feのバンドで網をかけた範囲には、Auのバンド分散曲線がありませんから、この範囲に励起された電子は、Feの内部に閉じ込められ、Auに進むことができません。一方、Auのバンド構造で網をかけた範囲には、対応する下向きスピンのバンドの分散がないので、AuからFeに上向きスピンの電子は進むことができるけれども、下向きスピンの電子はFeに向かって進めず、Au内に閉じ込められ量子準位をつくります。



## 自発磁化が生じるメカニズム:局在電子モデル

- 金属の強磁性の発現は、スピン偏極したバンドにおける上向きスピン電子と下向きスピン電子の数の差によって説明されました。
- 一方、鉄の酸化物など絶縁性の磁性体では、原子磁石(磁気モーメント)が向きをそろえて並ぶならば、自発磁化の大きさが説明できます。なぜそろえあうのでしょうか?これに回答を与えたのはワイスでした。ここでは、ワイス(Weiss)による現象論的な理論である「分子場理論」を紹介します

# ワイスの分子場理論

- ワイスは、図3.7(a)に示すように、強磁性体の中から1つの磁気モーメント(図では○で囲んである)を取り出し、その周りにおけるすべての磁気モーメントから生じた有効磁界 $H_{eff}$ によって、考えている磁気モーメントが常磁性的に分極するならば自己完結的に強磁性が説明できると考えました。これがワイスの分子場理論です。このとき磁気モーメントに加わる有効磁界を分子磁界(molecular field)と呼びます。

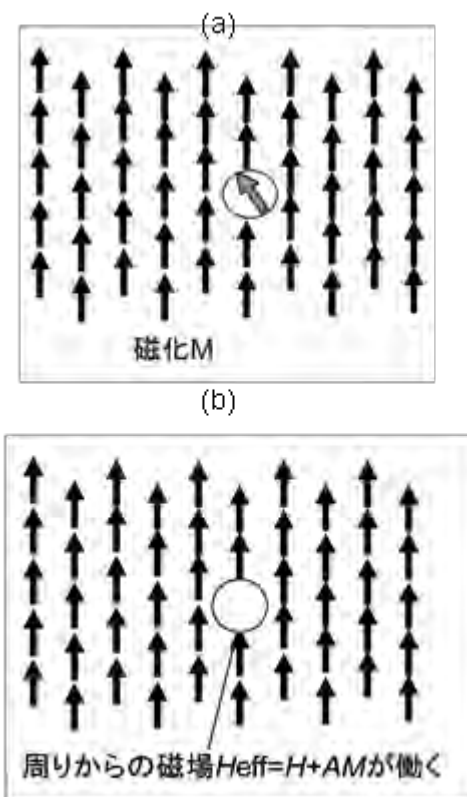


図 3.7 ワイスの分子磁界の考え方

# 磁化の温度依存性を説明する

磁化 $M$ をもつ磁性体に外部磁界 $H$ が加わったときの有効磁界は $H_{\text{eff}}=H+AM$ と表されます。 $A$ を分子場係数と呼びます。量子力学によれば、 $A$ は $A=2zJ_{\text{ex}}/(N(g\mu_{\text{B}})^2)$ で与えられます。ここに $J_{\text{ex}}$ は交換相互作用、 $z$ は配位数です。

この磁界によって生じる常磁性磁化 $M$ は、すべての磁気モーメントが整列したときに期待される磁化 $M_0=Ng\mu_{\text{B}}J$ で規格化して、

$$M/M_0=B_J(g\mu_{\text{B}}H_{\text{eff}}J/kT) \quad (3.1)$$

という式で表されます。ここで、 $B_J(x)$ という関数は、全角運動量子数 $J$ をパラメータとするブリルアン関数という非線形関数です。

強磁性状態では外部磁界がなくても自発磁化が生じるので、 $H=0$ のときの有効磁界 $H_{\text{eff}}=AM$ を(3.1)に代入し

$$M/M_0=B_J(g\mu_{\text{B}}AMJ/kT)=B_J((2zJ_{\text{ex}}J^2/kT) M/M_0) \quad (3.2)$$

が成立しなければなりません。

# 自発磁化が存在する条件

ここで左辺を $y$ とおき( $y=M/M_0$ )、 $BJ$ の引数を $x$ と置くと、(3.2)式は

$$y = (kT/2zJ_{ex}J^2)x \quad (3.3)$$

$$y = B_J(x) \quad (3.4)$$

の連立方程式となります。これを図解したのが図3.8です。図3.8の曲線は式(3.4)を $J=1/2, 3/2, 5/2$ の場合についてプロットしたものです。一方、図3.8の細い直線は、式(3.3)を表します。その勾配は $T$ に比例するので、温度が高いほど急に立ち上がります。

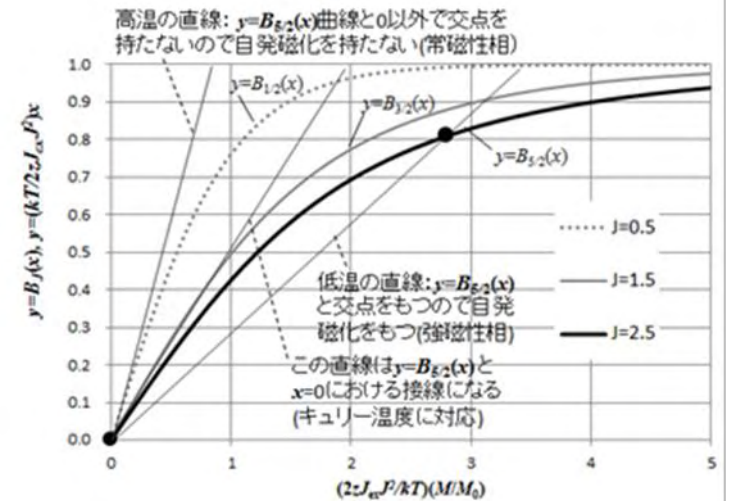


図3.8 分子場近似による自発磁化の求め方。横軸は $kT$ で規格化した磁化。曲線はブリルアン関数。

自発磁化が生じるのは、直線(3.3)と曲線(3.4)の交点がある場合です。低い温度( $T_1$ )では交点があるので自発磁化が存在しますが、高い温度 $T > T_c$ では交点がなく、自発磁化は存在しません。

# 自発磁化の温度変化

- 図3.9は、両者の交点から自発磁化 $M$ の大きさを温度 $T$ の関数として求めた曲線です。多くの強磁性体の磁化の温度依存性の実験値は、FeやNiのような金属であっても分子場理論によってよく説明できます。

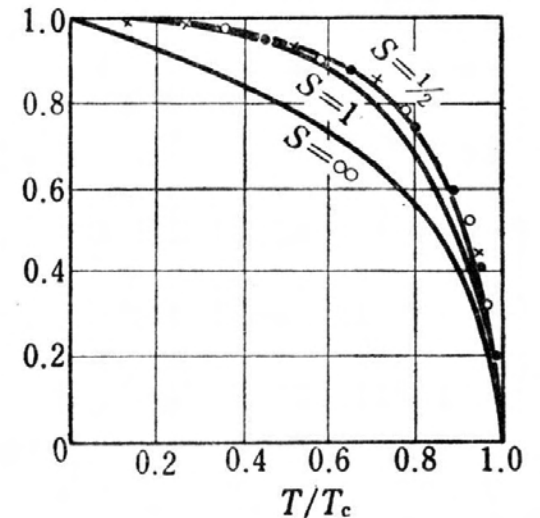


図3.9 自発磁化の温度変化  
×は鉄、●はニッケル、○はコバルトの実測値、実線はJとしてスピン $S=1/2, 1, \infty$ をとったときの計算値



# キュリーワイスの法則

磁気モーメント間に相互作用がない場合、常磁性体の磁化率 $\chi = M/H$ の温度変化は、キュリーの法則に従い、

$$\chi = C/T \quad (3.5)$$

で与えられます。もし、 $1/\chi$ を $T$ に対してプロットして図3.10の上の直線のように原点を通れば常磁性です。

強磁性体のキュリー温度以上では、磁気モーメントがランダムになり常磁性になります。このときの磁化率は、キュリーワイスの法則

$$\chi = C/(T - \theta_p) \quad (3.6)$$

で与えられます。 $\theta_p$ のことを常磁性キュリー温度と呼びます。 $1/\chi$ を $T$ に対してプロットしたとき図3.10の下の直線のように、外挿して横軸を横切る値が $\theta_p$ です。この値が正であれば強磁性、負であれば反強磁性です。

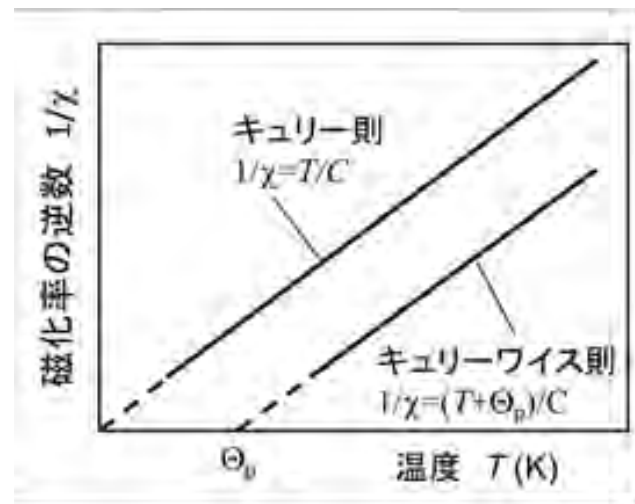


図 3.10 キュリーの法則とキュリーワイスの法則

# キュリーワイス則

- キュリーワイス則はワイスの分子場理論にもとづいて説明されます。有効磁界は  $H_{\text{eff}} = H + AM$  で与えられます。一方、 $M$  と  $H_{\text{eff}}$  の間にはキュリー則が成立するので、 $M/H_{\text{eff}} = C/T$  と表せます。これらを連立して解くと、
- $M = CH / (T - AC)$  が得られます。 $\Theta_p = AC$  とすれば、
- $\chi = M/H = C / (T - \Theta_p)$  (3.7)
- となって、キュリーワイス則が導かれました。

## 4. 磁気ヒステリシスのなぞ

まぐねの国の探索。この回は、磁気記録を入口として、磁性体を特徴づけている磁気ヒステリシス曲線について学びます。

# 磁性体を特徴づける磁気ヒステリシス

- 磁性体を特徴づけるのが、磁気ヒステリシス曲線です。磁気記録はヒステリシスを利用しています。半導体の分野から磁性の分野に入った方が最初に戸惑うのが磁気ヒステリシスです。半導体デバイスでも電荷の蓄積によって起きるヒステリシス現象も見られるのですが、半導体そのものの物性にはヒステリシスは見られません。
- バルクの磁性体の磁化曲線は磁区を考えて初めて説明できます。しかし、磁性薄膜の場合、単磁区磁性体のナノ粒子から構成されると、磁区に分かれていなくてもヒステリシスが見られるのです。実際、ハードディスクには、単磁区ナノ粒子からなる記録媒体が使われています。
- 実は、ヒステリシスのもとになっているのは磁気異方性なのです。特に最近のハードディスクは垂直磁気記録方式なので、垂直磁気異方性をもつ媒体材料が求められます。
- 磁性体の「かたさ(磁化反転のしにくさ)」を表すのが保磁力で、保磁力が大きいとハード磁性体、小さいとソフト磁性体になります。保磁力には磁気異方性が関わっているのですが、それだけでは説明できません。磁壁の核発生や、磁壁移動のピン止め(ピニング)などが関わっているのです。磁気記録媒体や永久磁石の開発では、磁気異方性の高い材料を探索するとともに核発生や磁壁移動を抑えるための技術的な工夫が行われています。

# 磁気記録とヒステリシス

- コンピュータのストレージやテレビの録画に用いられているハードディスクでは、磁気ディスクという円盤状の記録メディア上の磁性薄膜に情報が記録されます。
- 図4.1は磁気ディスクの円周に沿ってどのように記録されているかを磁気力顕微鏡(magnetic force microscope)によって画像化した映像です。図を見ると、白黒の縞模様が見られますが、これは記録メディアの表面にN、Sの磁極が配列している様子を表しています。
- 模式的に描くと図4.2のように、NSの向きが異なるたくさんの永久磁石が円周に沿ってならんで磁気のパターンを作っています。
- ハードディスクではどうやって、このような磁気のパターンを記録できるのでしょうか。それを説明するキーワードが磁気ヒステリシスです。

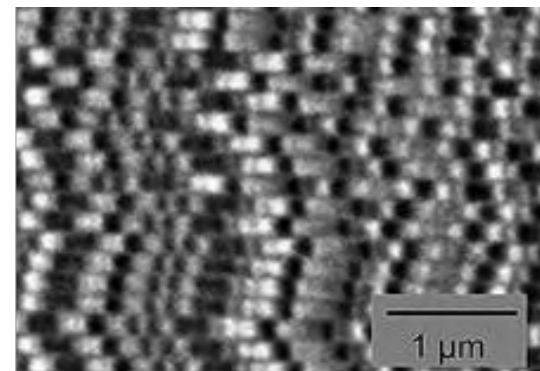


図 4.1 垂直磁気記録された記録磁区のMFM 像(中央大学二本正昭先生のご厚意による)

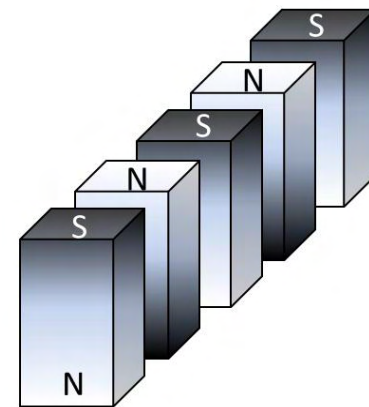


図4.2 垂直磁気記録の模式図

# 磁気ヒステリシス曲線

- 図4.3は、磁性体の磁化 $M$ を磁界 $H$ に対して描いた磁化曲線です。消磁状態( $H=0, M=0$ )に磁界 $H$ を加え増加したときの磁化 $M$ の変化を初磁化曲線と呼びます。4.4にくわしく述べるように、磁化はこの曲線に沿って増加し、ついには飽和します。いったん飽和したあと、磁界を減じるともとには戻らず、図の矢印で示すようなループを描きます。
- このように、外場をプラスからマイナスに変化させたときとマイナスからプラスに変化させたときで径路が異なりループが生じる現象をヒステリシスといいます。ヒステリシスループがあると、磁界が0の時に正負2つの磁化状態をもちますから、この2つの値を1と0に対応させれば不揮発性の磁気記録ができるのです。

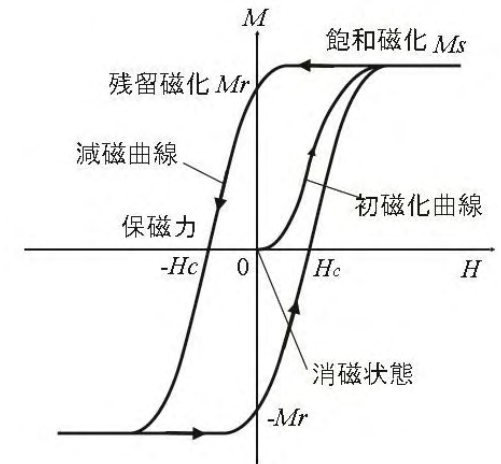


図4.3 強磁性体の典型的な磁化曲線

# 磁性以外にもあるヒステリシス

- ヒステリシスは強誘電体の電界 $E$ と分極 $P$ の間にも見られます。図4.4は硫酸グリシン(TGS)という強誘電体の誘電ヒステリシスループです。ここでは電束密度 $D = \epsilon_0 E + P$ を縦軸に、 $E$ を横軸にとっています。強誘電メモリ(FeRAM)は強誘電体の残留分極 $P_r$ を用いて情報を記録しています。
- このように、安定な2つの状態があって、両者の間にはポテンシャルの障壁があり、閾(しきい)値を超えないと応答しない系を双安定系といいます。このような系ではヒステリシスを示します。

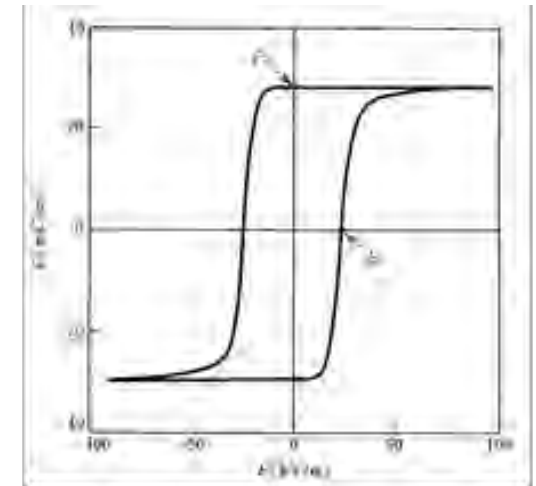


図 4.4 強誘電体硫酸グリシンのD-Eヒステリシス曲線  
(佐藤勝昭編著：応用物性(オーム社1991)p.134による)

# 機械系のヒステリシス

- ヒステリシス現象は、機械系にも見られます。図4.5のように2つの歯車がかみ合っているとき、歯車1を左方向に回すときには歯車2はついてきますが、逆に右方向に回そうとすると、バックラッシュの角度だけ回転しないと、歯車2に回転が伝わりません。
- この場合も、歯車1が歯車2の右の壁にくっついた状態と、左の壁にくっついた状態という2つの安定状態があって、応答にバックラッシュという閾値動作があるためにヒステリシスが生じます。

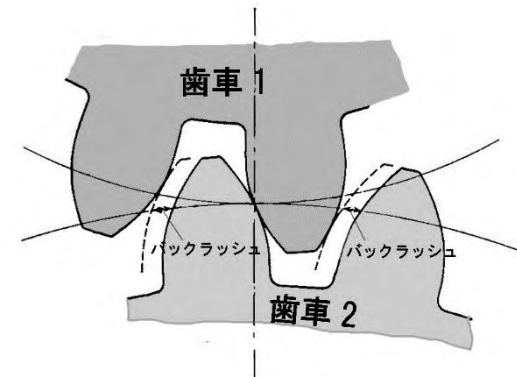


図4.5 歯車もヒステリシスをもつ

”hysteresis”の語源は、ギリシャ語で「遅れ」を表すことばで、外界の変化に対して応答が遅れることを意味しています。磁気ヒステリシスを磁気履歴ということがありますが、これは、hysteresisとhistoryを混同した誤訳に基づくものだといわれています。



# 初磁化曲線と磁区

- 図のAにおいては、第2章に紹介したように反磁界による静磁エネルギーを小さくしようとして磁区に分かれ全体の磁化がゼロになっています。
- いま、磁化容易方向に磁界を加える場合を考えます。図4.6の初磁化曲線のB点に相当する磁界 $H_B$ より弱い磁界を加えた場合、磁化は磁界とともに緩やかに増加していきます。磁化曲線A→Bの変化(初磁化範囲)は可逆的で、磁界をゼロにすると磁化はゼロに戻ります。
- $H_B$ より大きな磁界を加えると、磁化曲線は急に立ち上がります。この領域では、磁化は非可逆的に変化します。磁壁がポテンシャル障壁を越えて移動すると磁界を減じてても元に戻れないのです。この領域(図4.6のB→C)を**不連続磁化範囲**といいます。
- 磁界が $H_C$ を超えると、磁化の増加が緩やかになります。この領域では磁区内の磁化が回転しているので、回転磁化範囲といいます。

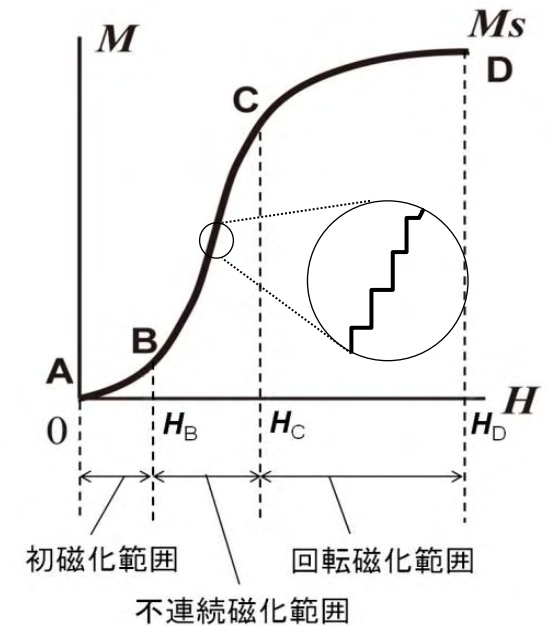


図4.6 初磁化曲線

# カー効果で見る磁区の変化

- 初磁化状態では磁区に分かれ全体の磁化がゼロになっています。これを磁気光学効果による磁区イメージで表したのが図4.7(a)です。
- 磁化曲線A→Bの変化(初磁化範囲)は図4.7(b)に示すように磁壁が動いて、磁界の方向の磁区が広がるとして説明できます。
- B→Cの磁化曲線の急な立ち上がりの領域では、図4.7(c)に示すように磁壁は非可逆的に移動します。
- 磁界が $H_c$ を超える領域では図4.7(d)に示すように磁区内の磁化が回転します。
- 磁化の飽和は、図4.7(e)に示すような単一磁区になったことに対応します。
- 初磁化曲線をたどっていったん飽和したあと、磁界を取り去っても、図4.3に示すように磁化は0に戻りません。磁化は有限の値をもちます。このときの磁化を残留磁化といい、 $M_r$ と書きます。

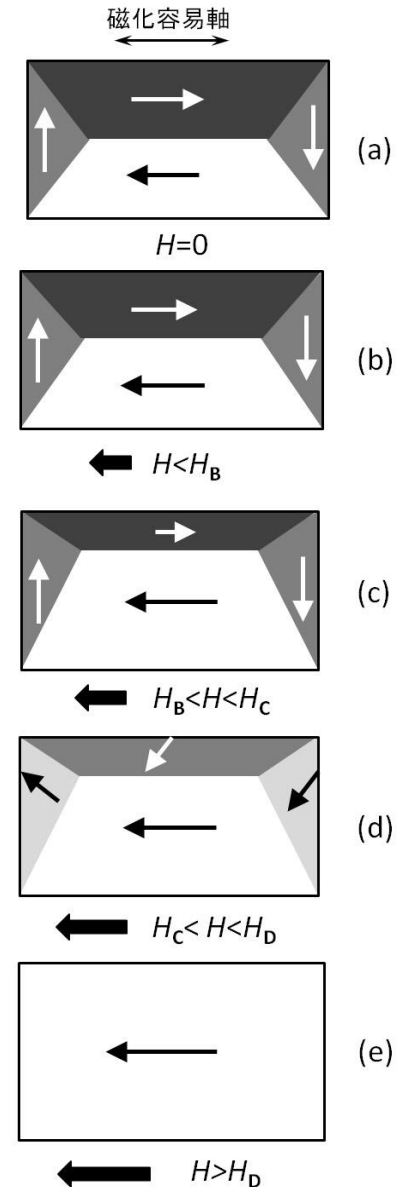


図4.7 初磁化曲線の磁壁移動・磁化回転による説明

# 磁気異方性

- 磁性体が初磁化曲線や磁気ヒステリシス曲線のような不可逆な磁化過程を示す原因のうち最も重要な原因は磁気異方性(magnetic anisotropy)です。強磁性体は、その形状や結晶構造・原子配列に起因して、磁化されやすい方向(磁化容易方向)を持ちます。これを磁気異方性と呼びます。

# 形状磁気異方性

- 第2章で、形状によって反磁界の大きさが変わるということを示しました。針状結晶は長軸方向と短軸方向で反磁界が異なることによって、長軸方向が磁化容易方向になります。薄膜では面内方向には反磁界がありませんが、面直方向には大きな反磁界が働きます。このため、面内が磁化容易方向になります。

# 結晶磁気異方性

- 結晶において、特定結晶軸が磁化容易方向になる性質を結晶磁気異方性といいます。Coは六方晶なので、c軸が容易軸となる一軸異方性を示します。一方、Feは立方晶なので、誘電率や導電率については等方性ですが、磁化に関しては図4.9に示すように異方性をもち、 $\langle 001 \rangle$ が容易方向、 $\langle 111 \rangle$ が困難方向です。

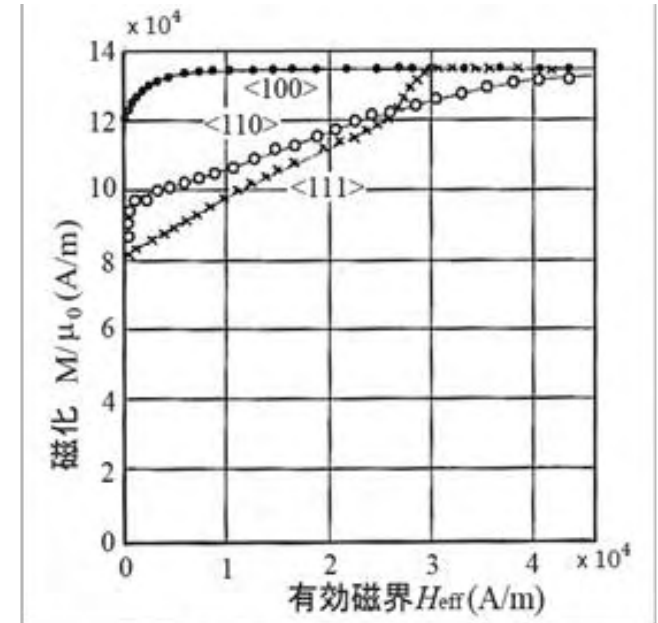


図 4.9 Fe の磁化曲線の結晶方位依存性 (Kaya による。佐藤勝昭編著 応用物性 p.209)

# Feは立方晶で等方的なのに、図4.9の磁化曲線はなぜ結晶方位によって折れ曲がりかたが違うのですか？

- 磁壁移動のしかたが方位によって異なるのです。 $[100]$ 方向に磁界を加えると、図4.10に示すように磁界方向に磁化を向けている磁区の体積が増加するように $180^\circ$ 磁壁や $90^\circ$ 磁壁が移動して、ついに単磁区になって飽和磁化状態になります。磁壁移動を妨げるエネルギー障壁がなければ、この磁壁移動は極めて弱い磁界で終了します。これが図4.9の $[100]$ 方向の磁化曲線に対応します。
- 一方、磁界を $[100]$ 方位から $45^\circ$ に傾いた $[110]$ に加えた場合、図4.11のように $[100]$ およびそれに垂直な $[010]$ 方向の磁化をもつ磁区は等価ですから、両磁区の体積を増加するよう磁壁が移動し、極めて弱い磁界によってこの2種類の磁区のみで埋められます。このときのH方向の磁化成分は飽和磁化 $M_s$ の $1/\sqrt{2}=0.71$ です。磁界を増加すると磁化は縦軸から離れ磁化回転しながら飽和に向かいます。

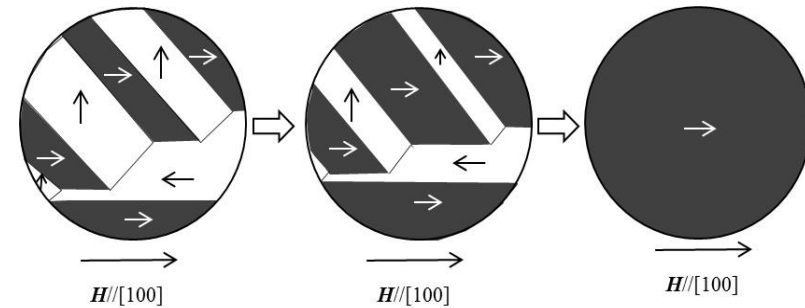


図4.10 Fe $[100]$ 方向に磁界を印加した時の磁壁移動と磁気飽和。弱い磁界で飽和磁化に達する

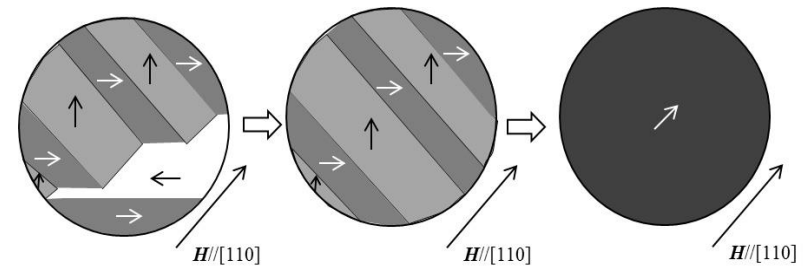


図4.11 Fe $[110]$ 方向に磁界を印加した時は、磁壁移動によって $[100]$ 磁区と $[010]$ 磁区が埋め尽くし磁化が $M_s/\sqrt{2}$ をとった後、磁化回転が起きて飽和磁化状態に達する。

# 磁気異方性エネルギー

磁化容易方向を向いている磁気モーメントを磁化困難方向に向けるのに必要なエネルギーのことを異方性エネルギーとよびます。

一軸異方性の磁性体に磁化容易方向から角度 $\theta$ だけ傾けて外部磁界を加えたときの異方性エネルギー $E_u$ は、

$$E_u = K_u \sin^2 \theta \quad (4.1)$$

で与えられます。 $K_u$ は異方性定数で、単位は $[J/m^3]$ です。異方性エネルギーを $\theta$ の関数として表したのがFig.10です。 $K_u > 0$ のとき異方性エネルギーは $\theta = 0^\circ, \pm 180^\circ$  ( $[100]$ 方向)のとき極小値を取り、 $90^\circ, -90^\circ$  ( $[110]$ 方向)で極大値をとります。

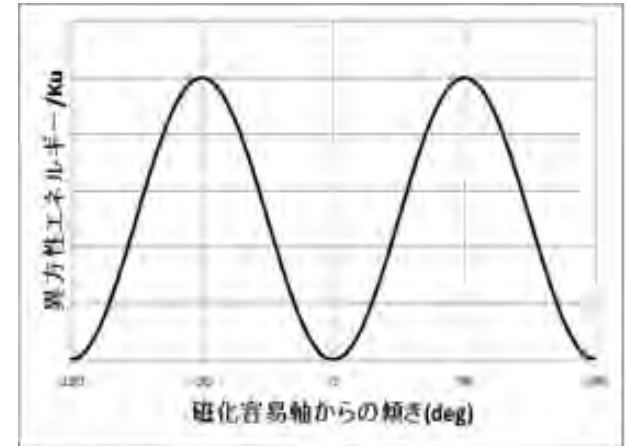


図4.12 磁化容易軸からの傾きと磁気異方性エネルギーの関係

# 異方性磁界 $H_K$

いま、磁化容易軸から磁界を小角度 $\Delta\theta$ だけ傾けたときの復元力を求めると $F = \partial E_u / \partial \theta = K_u \sin 2\Delta\theta \sim 2K_u \Delta\theta$  となります。磁化 $M_0$ に対して磁化容易軸から $\Delta\theta$ だけ傾けた方向に磁界を印加して異方性と同じ復元力を与えるとき、この磁界 $H_K$ を異方性磁界といいます。このときの力は

$$F = \partial E / \partial \theta = - \partial M_0 H_K \cos \Delta\theta / \partial \theta = M_0 H_K \sin \Delta\theta \sim M_0 H_K \Delta\theta$$

となりますから両者を等しいと置いて、

$$H_K = 2K_u / M_0 \quad (4.2)$$

が得られます。

異方性磁界の実際の値はどれくらいでしょう。六方晶のCoの単磁区微粒子では、磁化容易方向の磁気異方性エネルギーは $K_u = 4.53 \times 10^5$  [J/m<sup>3</sup>]、磁化は $M_0 = 1.79$  [Wb/m<sup>2</sup>]なので、 $H_K = 5.06 \times 10^5$  [A/m]となります。cgs-emu単位系では6.36 [kOe]です。



# 誘導磁気異方性

- 磁性体の成長時に誘導される磁気異方性です。磁界中で成膜する場合、基板結晶と格子不整合のある薄膜を成膜する場合、スパッタ成膜の際に特定の原子対が形成される場合などがあります。
- たとえば、光磁気記録に用いるアモルファス希土類遷移金属合金薄膜(たとえばTbFeCo)は、垂直磁気異方性を示します。アモルファスは本来等方的なのに異方性が生じるのは、スパッタ時に面直方向に希土類の原子対が生じることが原因とされます。さらに、希土類を系統的に変えると軌道角運動量に対応して磁気異方性に変化が見られることから単一原子の磁気異方性も重要な働きをしていると考えられます。

# 結晶磁気異方性はなぜ起きるのですか

- スピン軌道相互作用があるためです。結晶磁気異方性があるということは、スピンの結晶の対称性を感じているということの意味します。そのメカニズムには、古典的な磁気双極子間に働く静磁的な相互作用と、スピン角運動量と軌道角運動量の間で働く量子的なスピン軌道相互作用のいずれかが考えられますが、多くの研究の結果、磁気双極子相互作用は実測値の1/100以下の大きさであり、磁気異方性発現の原因にはなり得ないことが明らかになっています2)。
- 遷移金属の軌道磁気モーメントは消失しているとされていますが、実際にはわずかながら生きています。hcp構造のCoについて、XMCD(X線磁気円二色性)を使って求めた軌道磁気モーメントの実験値はおよそ $0.15\mu_B$ です。第1原理(近似や経験的なパラメータ等を含まない)バンド計算から求めた理論値はおよそ $0.08\mu_B$ で実験値の約半分となっていますが、軌道が生き残っていることを示しています。
- 第1原理計算で磁気異方性を求めることは大変むずかしいとされます。Ry(リドベリ=13.6eV)単位のエネルギー固有値の差をとって $\mu\text{eV}$ の異方性を求めなければならないからです。

# 保磁力のなぞ

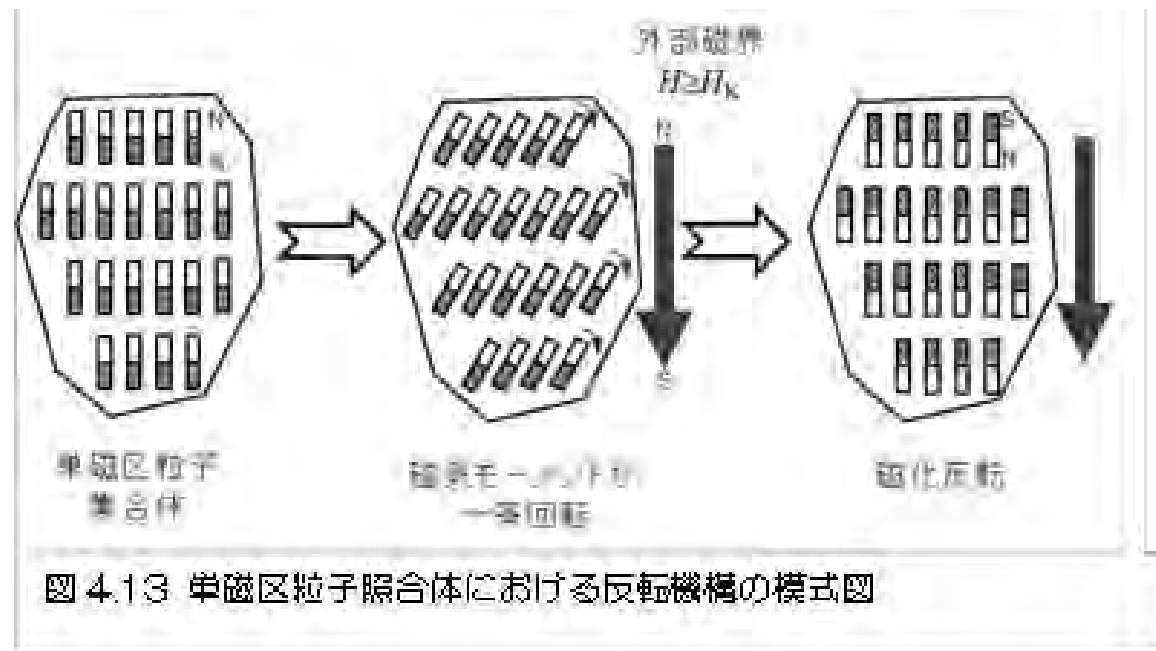
- 残留磁化状態から逆方向に磁界を加えると、図4.3の第2象限のように、磁化は急激に減少します。これを減磁曲線といいます。減磁曲線が横軸と交わる(磁化が0になる)ときの磁界を保磁力といい、 $H_c$ と書きます。添字cは保磁力を表す英語(coercivity)の頭文字です。Coerciveとは強制的なという意味で、磁化をゼロにするために無理矢理加えなければならない磁界という意味です。
- 単純に考えると、大きな磁気異方性をもつ磁性体では異方性磁界 $H_K$ が大きいので、保磁力 $H_c$ も大きいと考えられるのですが、実際に観測される保磁力は磁気異方性から期待されるものよりかなり小さいのです。保磁力は作製法に依存する構造敏感な量で、その機構は現在に至るまで完全には解明されていないのです。ここでは保磁力についての考え方を紹介するにとどめます。

# 単磁区ナノ粒子集合体の保磁力

第2章で、ナノサイズの磁性微粒子では単磁区になっていると述べました。このような単磁区微粒子の集合体の系を考えます。単磁区粒子では、磁壁移動がないので磁化過程は磁化回転のみによります。図4.13に示すように、材料内のすべての磁気モーメントが一齐に回転する場合の磁化過程を記述するのがストーナー・ウォルフアースのモデルです。この場合、磁化容易軸に反転磁界を加えたときの保磁力 $H_c$ は4.5節の異方性磁界 $H_K$ に等しいと考えられ、

$$H_c = \frac{2K_u}{M_0} \quad (4.3)$$

で与えられます



# 磁壁の核発生がある場合の保磁力

異方性の大きな磁性体でも、いったん磁壁が導入されると、外部磁界で容易に動くことができ、磁化反転が起きやすくなります。図4.14にこの場合の磁区の様子を示します。

反転核が発生する外部磁界は、理想的には異方性磁界 $H_K$ に等しいはずですが、粒界の一部で異方性磁界が低下していたり、反磁界が局所的に大きくなっていたりすることで、 $H_c$ は $H_K$ よりも小さくなっています。

式で書くと、

$$H_c = \alpha H_K - N M_0 \quad (4.4)$$

ここに $\alpha$ は異方性磁界の局所的低下を表す因子( $\alpha < 1$ )、 $N$ は第2章で述べた反磁界係数ですが、隣接する結晶粒からの影響も受けた値になっています。

ハード磁性材料にとっては磁壁の核発生をいかに抑えるかがキーになります。ネオジム磁石(Nd-Fe-B)では、結晶粒界付近での反転核の発生を抑えるために結晶粒間に異方性磁界の大きなDyを拡散させて界面の異方性を高めて、核発生を抑えています。

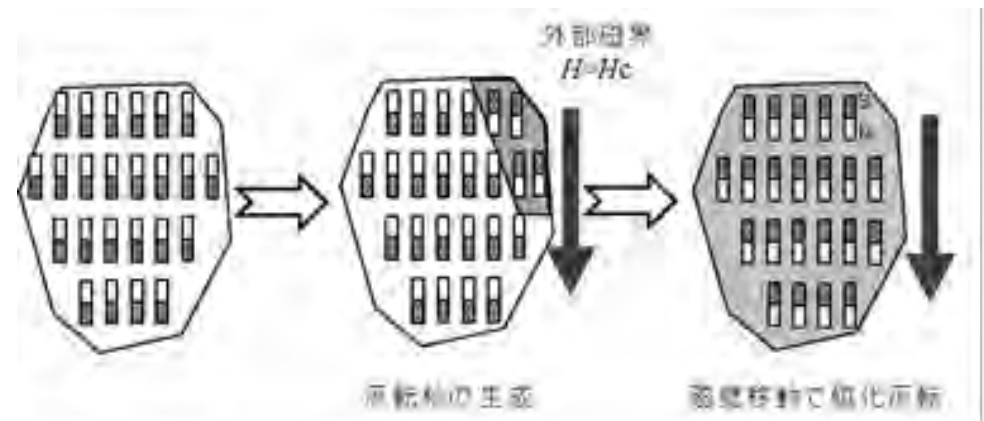


図 4.14 核生成型磁性体における反転機構の模式図

# 磁壁移動を妨げるサイトがある場合の保磁力

- ピニングサイトがあると、図4.15に示すように、磁壁はそこにトラップされていますが、いったんそのサイトから脱出すると磁化反転が進行し、第2のピニングサイトで磁壁がトラップされて止まります。ピニングサイトと周りとの磁壁のエネルギーに差があることがトラップされる原因です。このエネルギーの差は異方性エネルギーの差であると考えられます。
- SmCo磁石はこのタイプであるとされています。ピニングサイトは結晶粒界、格子欠陥や不純物などによってもたらされるため、材料作製プロセスに依存します。

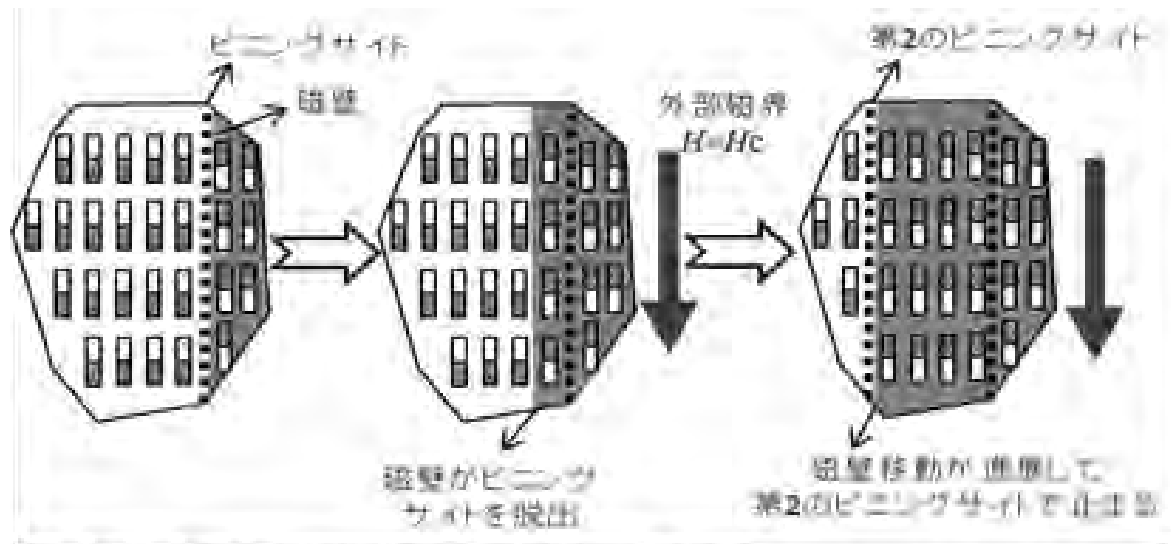


図 4.15 ピニング型磁性体の反転機構の模式図

# 残留磁化のなぞ

磁気ヒステリシスにおいて飽和に達したのち磁界をゼロにしても残っている磁化を残留磁化といいます。飽和磁化に対する残留磁化の比を角形比と呼び、磁気記録においても永久磁石においてもこれが1に近いほどよいとされます。残留磁化状態とはどんな状態なのでしょう。

磁氣的に飽和した単磁区の状態から磁界を減じるときの磁区の様子を模式的に表したのが図4.16です。図4.16(a)の単磁区状態は磁極が生じ反磁界によって静磁エネルギーが高く不安定なのですが、外部磁界によって無理やり単磁区にされているのです。

従って、外部磁界を減じると、反磁界を減じるさまざまな磁化方向の磁区が核発生しようとしませんが、4.6に述べたように磁気異方性が強いと核発生が抑制されます。

いったん核ができると磁壁移動と磁化回転によって図4.16(b)のような状態になります。ここで、磁壁のピンングサイトがあると逆方向の磁区は十分に成長できず、磁界をゼロにしても図4.16(c)のような磁化は打ち消されないで残ると考えられます。これが残留磁化です。

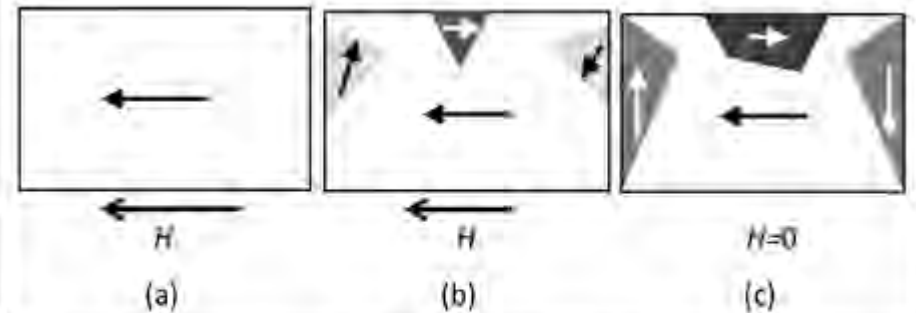


図 4.16 磁気飽和状態から磁界を減らしていくと、さまざまな磁化方向の磁区が核発生し、成長するが、もとの状態には戻れない。

## 磁化の緩和現象：HDDの記録はだいじょうぶ？

- 磁気記録の高密度化はとどまるところを知りません。現在では、実験室レベルで $1[\text{Tb}/\text{in}^2]$ すなわち1インチ四方に $10^{12}$ ビットの面内記録密度が実現しています。この記録密度を1ビットあたりのサイズになおすと、なんと、1辺 $25[\text{nm}]$ の正方形に1ビットとなります。
- 普通の記録媒体に使われる磁性体の薄膜は、図4.20に示すような互いに分離された直径数nmの結晶粒の集合体で、黒と灰色で示すように磁気記録されています。1つのビットに数個の結晶粒が含まれていることがわかります。結晶粒の1つ1つは非常に小さい体積しか持ちません。たとえば結晶粒の直径が $2\text{ nm}$ で高さが $5\text{ nm}$ の円柱だとすると、 $V \sim 63[\text{nm}^3] = 6.3 \times 10^{-26}[\text{m}^3]$ の体積しかありません。磁気異方性定数がCoの値 $0.41[\text{MJ}/\text{m}^3]$ としますと、 $K_u V \sim 2.58 \times 10^{-20}[\text{J}] \sim 161[\text{meV}]$ の異方性エネルギーしかありません。



# 超常磁性限界

- 室温の熱擾乱 $kT \sim 25\text{meV}$ があると、強磁性磁化があたかも常磁性体の磁気モーメントのように揺らいで減磁します。これが超常磁性状態です。図の黒いモザイクのピースが、歯が抜けるように1つずつ反転していき記録は保持できないのです。これを超常磁性限界とび、記録密度向上に立ちはだかる大きな障壁になっています。
- 磁気記録が10年間安定であるためには、 $K_u V/kT$ が60以上ほしいといわれています。 $K_u$ の大きなCoでも $K_u V/kT \sim 6.4$ ですから記録の保持には不十分であり、もっと異方性の大きなFePtなどの開発が進められているのです。

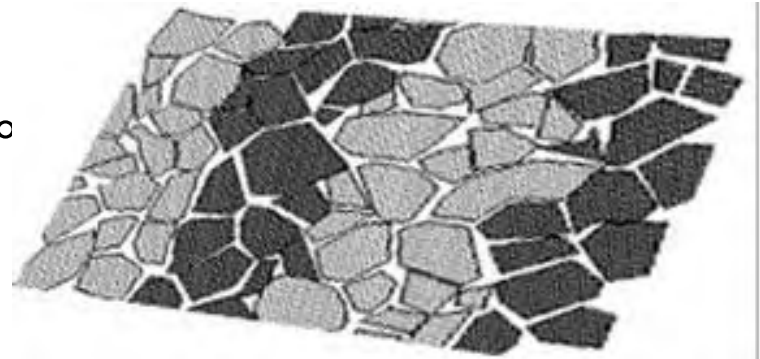


図 4.20 ハードディスクの媒体は多数の磁性ナノ粒子からできている。

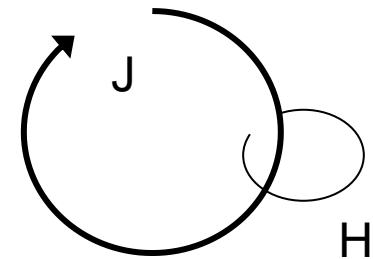
## 2. スピントロニクス超入門

## 電気と磁気の相互変換

- これまで、電気→磁気、磁気→電気の変換にはいずれも電磁気学、したがって、コイルが使われておりました

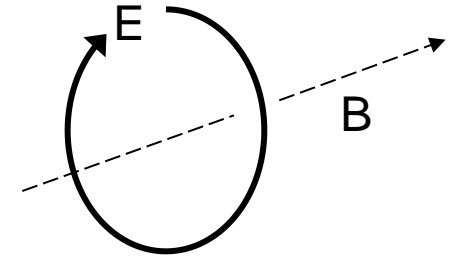
- 電気→磁気：アンペールの法則

$$\nabla \times \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t + \mathbf{J}$$



- 磁気→電気：ファラデーの電磁誘導の法則

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$$



- スピントロニクスは  
電気と磁気の相互変換から  
コイルを追放します。

## 2.1スピントロニクス(I)磁気を電気に変える

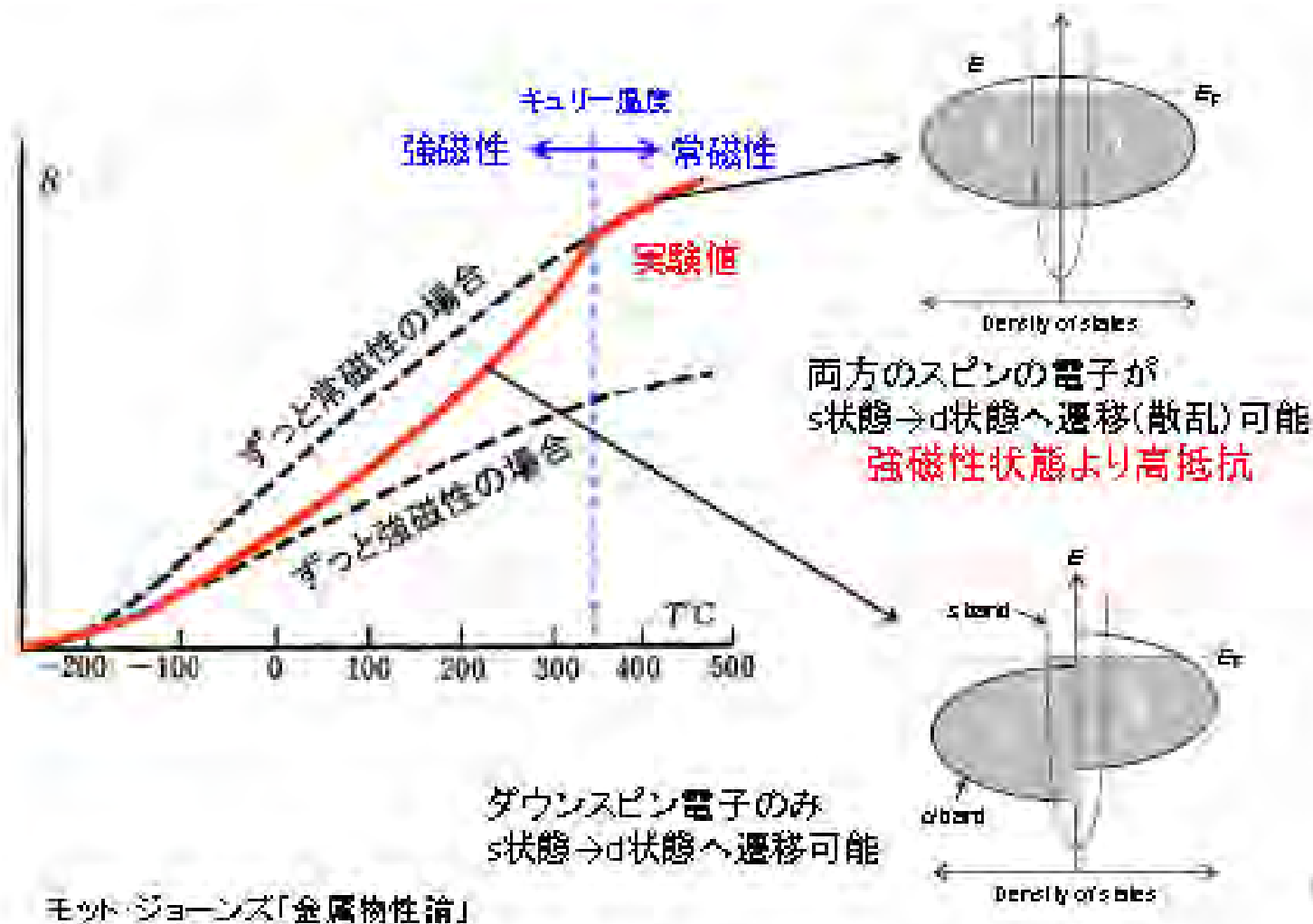
磁気→電気抵抗

# 1960年代から知られていた電気輸送と磁気の関係

- Niの $T_c$ 直下での抵抗の温度係数の増大: スピン2流体モデルとスピン散乱で説明されていました。
  - A. Fert and I.A. Campbell: Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 1190.
- 強磁性体のAMR(異方性磁気抵抗効果)や異常ホール効果も1950年代から知られていました。
  - R.Karplus and J.M. Luttinger: Phys. Rev. 95 (1954) 1154
- 磁性半導体 $CdCr_2Se_4$ 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、磁界を加えると揺らぎが抑えられて電気抵抗が下がることがわかっていました。
  - C. Haas: Phys. Rev. 168, 531–538 (1968)
- しかし、そのころの認識では、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もしていませんでした。

# スピン依存散乱

## ～Niの電気抵抗率の温度依存性～

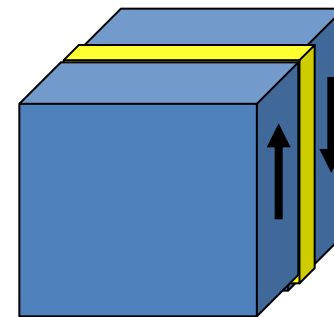
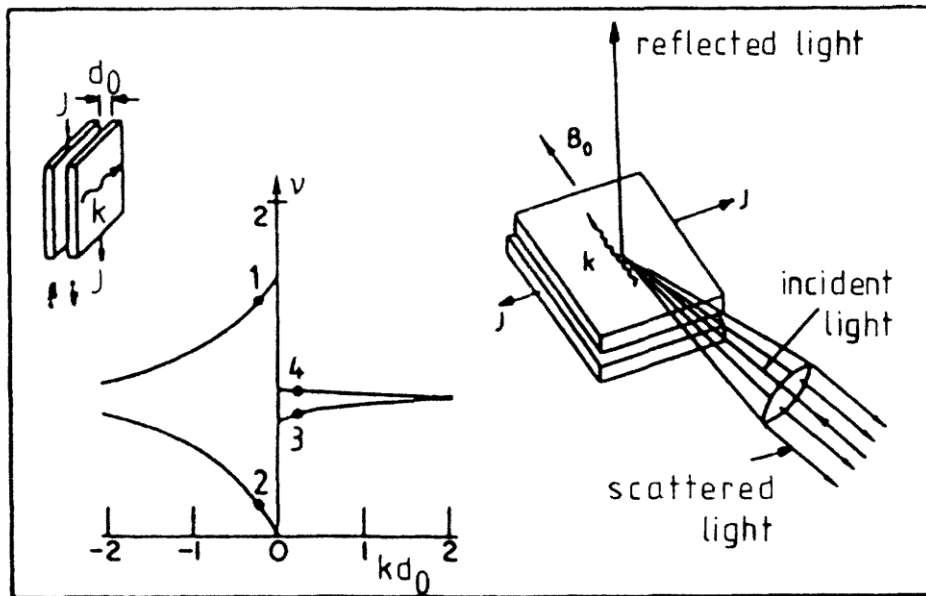


# ナノサイエンスと磁性電子の出会い(1)

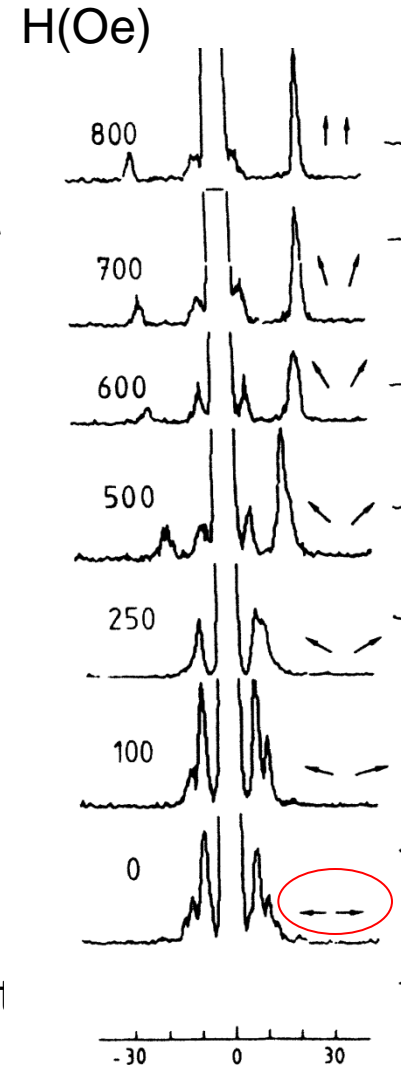
- 江崎によって拓かれた半導体超格子をはじめとするナノテクノロジーは、半導体における2次元電子ガス、量子閉じこめ、バンド構造の変調など半導体ナノサイエンスを切りひらき、HEMT, MQW レーザなど新しい応用分野を拓きました。
- 電子のドブロイ波長は半導体においては10nmのオーダーと長い  
ため、比較的大きなサイズの構造の段階で量子効果が現れましたが、磁性体の3d電子はnm程度の広がりしか持たないため、nm以下の精密な制御が可能になった80年代まで待たねばなりませんでした。
- さらに、↑スピンと↓スピンの流れの差で定義されるスピン流は、せいぜい数nmの距離で消滅するので、ナノ構造が実現するまでは無視できる量だったのです。

# ナノサイエンスと磁性電子の出会い(2)

- 1986年ドイツのグリーンベルグのグループは、Fe/Cr(8 Å)/Feの構造において、Feの2層の磁化が途中の非磁性金属を通して反強磁性的に結合していることを(光散乱法を使って)発見しました。



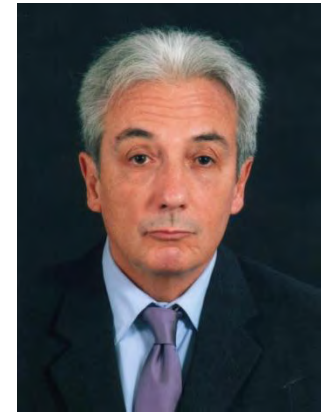
P. Grünberg, R. Schreiber and Y. Pang: Phys. Rev. Lett 57 (1986) 2442.



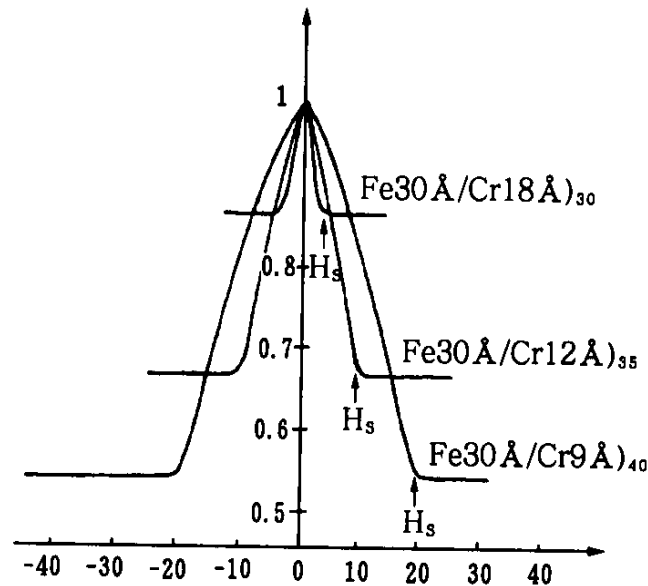
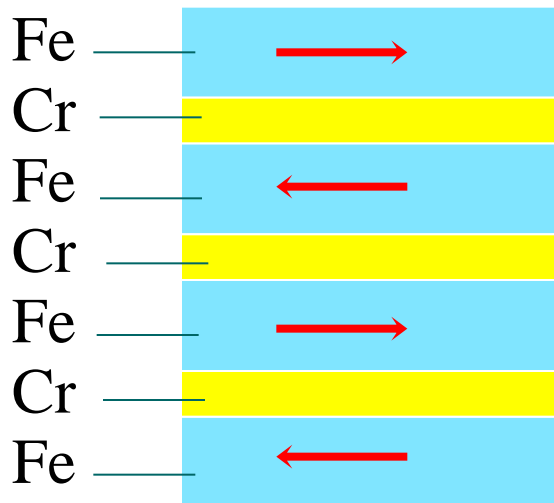


# 巨大磁気抵抗効果(GMR)の発見(1)

- フランスのフェールは、Fe/Cr/Fe<sub>3</sub>層膜での反平行結合の実験結果を受けて、磁界印加で電気抵抗が低下するはずと確信。
- 1988年、Fe/Cr人工格子において電気抵抗値の50%もの大きな抵抗変化を発見し巨大抵抗効果GMRと名付けました。



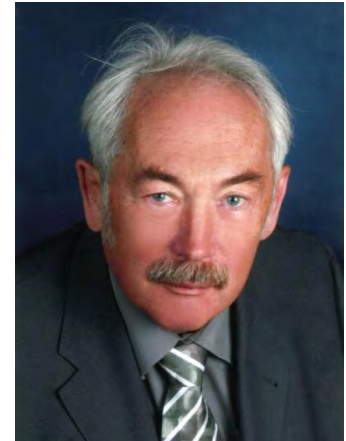
アルベール・フェール博士



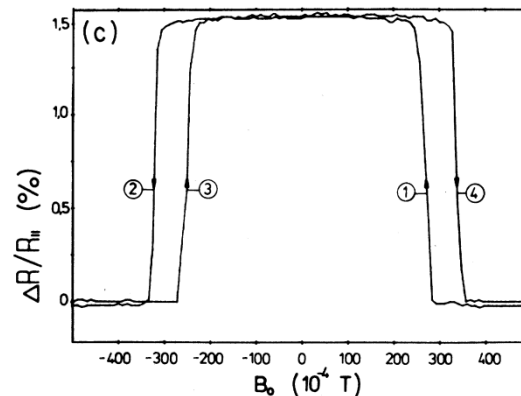
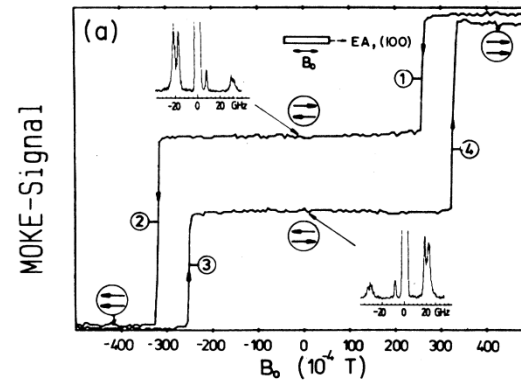
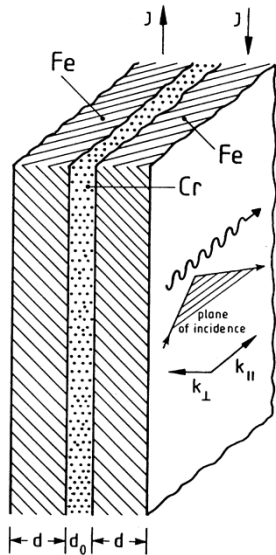
M.N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friedrich, J. Chazelas: Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 2472.

## 巨大磁気抵抗効果(GMR)の発見(2)

- 同じ時期、グリーンベルグのグループも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。



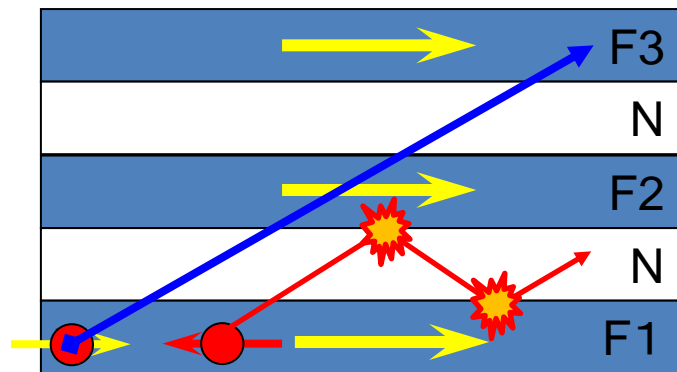
ペーター・グリーンベルク博士



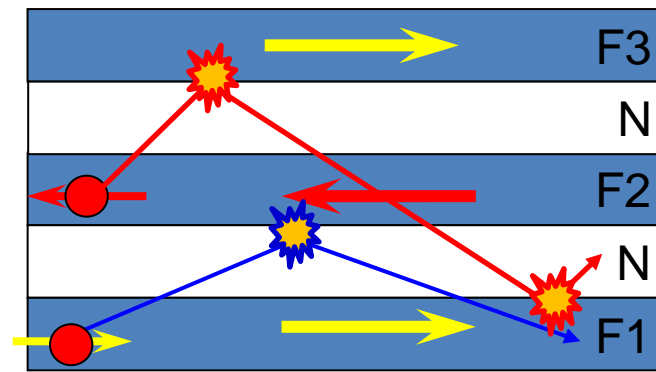
G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbad, W. Zinn: Phys. Rev. B 39 (1989) 4828.

# 巨大磁気抵抗効果GMRの原理

- フェールはGMRについて次のように説明しました。
- 強磁性体(F)/非磁性金属(N)/強磁性(F)/・・・の構造を考えます。



F層同士の磁化が平行なら多数スピン電子は散乱を受けず、少数スピン電子のみ散乱されますから低抵抗です。



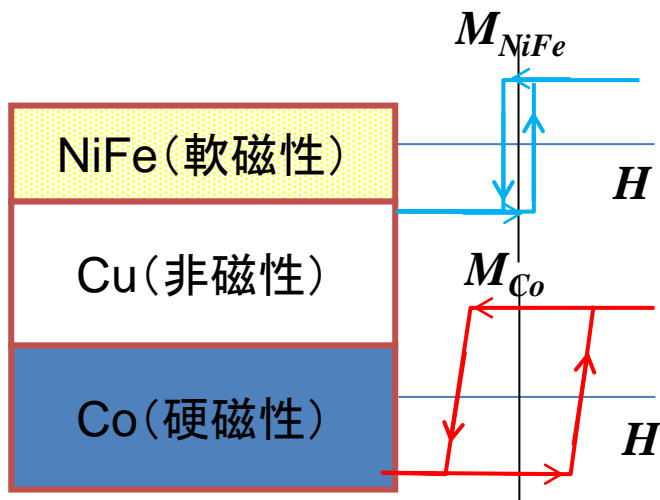
隣り合うF層の磁化が反平行だとどちらのスピンを持つ電子も散乱を受けるので高抵抗です。

# 非結合系でも保磁力が異なればGMRが出る

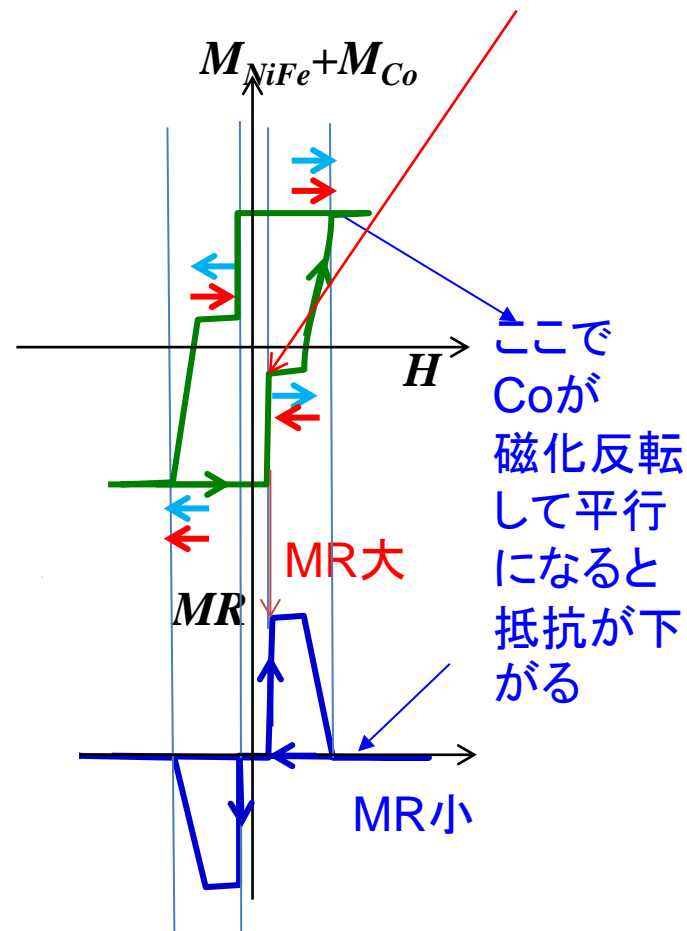
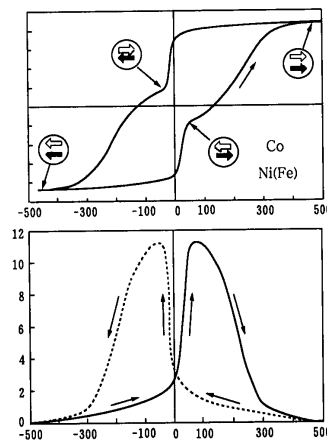
- 新庄らは、ソフト磁性体とハード磁性体との3層構造を作れば、弱い磁界でも反平行状態をすることができ、大きな磁気抵抗効果が得られることを見いだしました。1990年のことです。

ここでNiFeは磁化反転するがCoは反転しないので反平行→抵抗高い。

フリー層  
(わずかな磁界で磁化反転する)



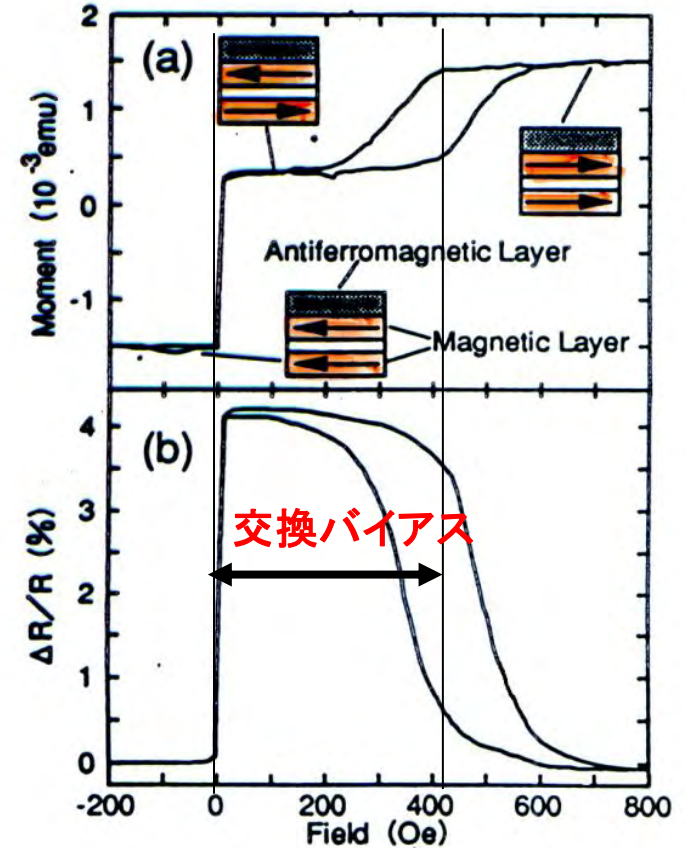
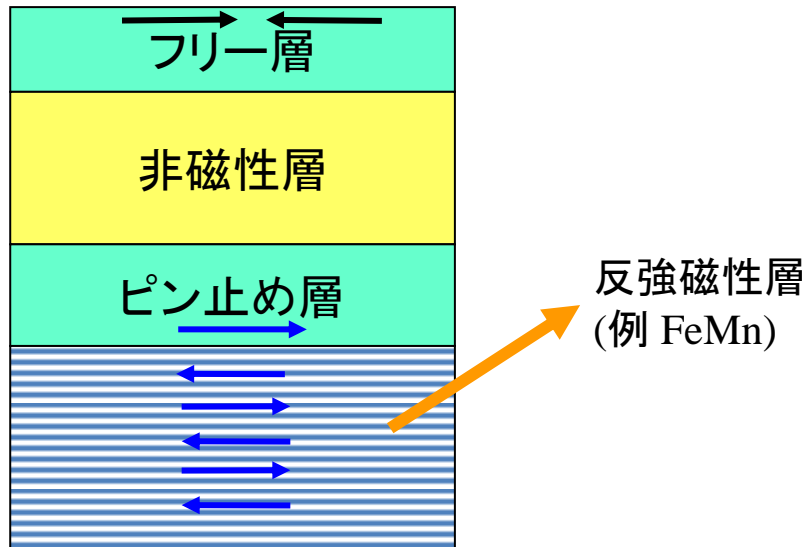
(強い磁界をかけないと磁化反転しない)



ここでCoが磁化反転して平行になると抵抗が下がる

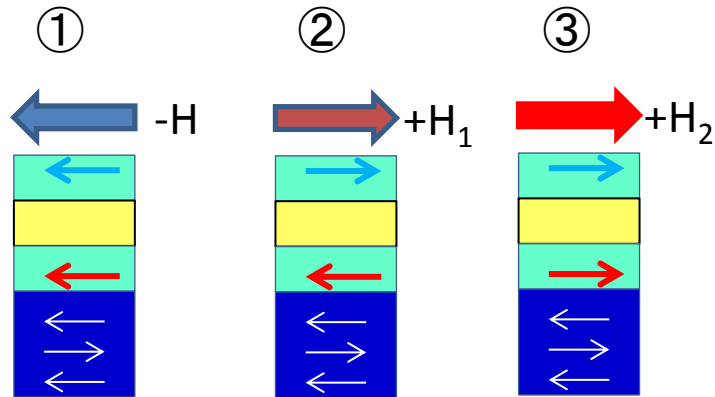
# スピンバルブ

- IBMのParkinらは、非磁性層を挟む二つの磁性層に同じパーマロイを用いながら、片方だけに反強磁性体をつけることで、ピン留め層としたNiFe/Cu/NiFe/FeMnの非結合型サンドイッチ構造をつくりスピンバルブと名付けました。
- 反強磁性体と強磁性体の交換結合による交換バイアスを用いることにより、わずかな磁界でフリー層が反転する高感度なセンサーが実現しました。

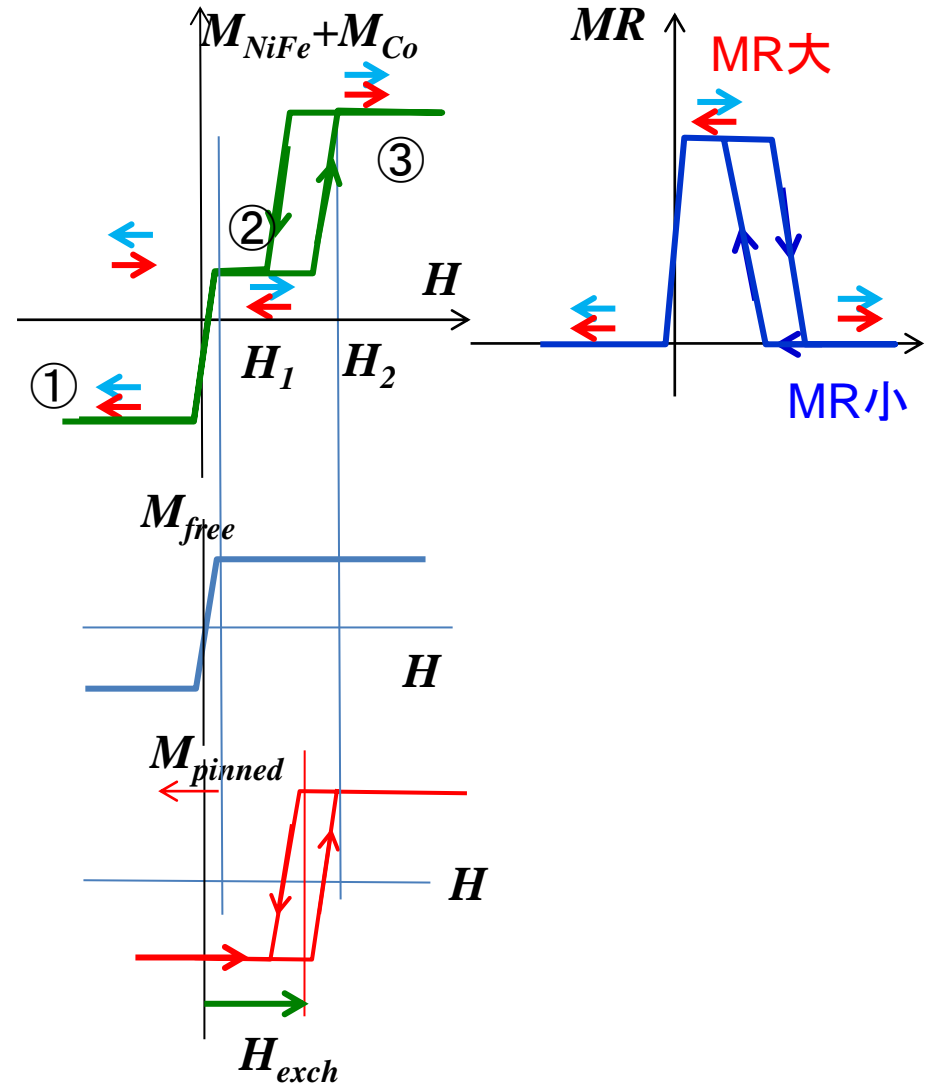


S. S. P. Parkin, Z. G. Li and David J. Smith: Appl. Phys. Lett. 58 (1991) 2710.

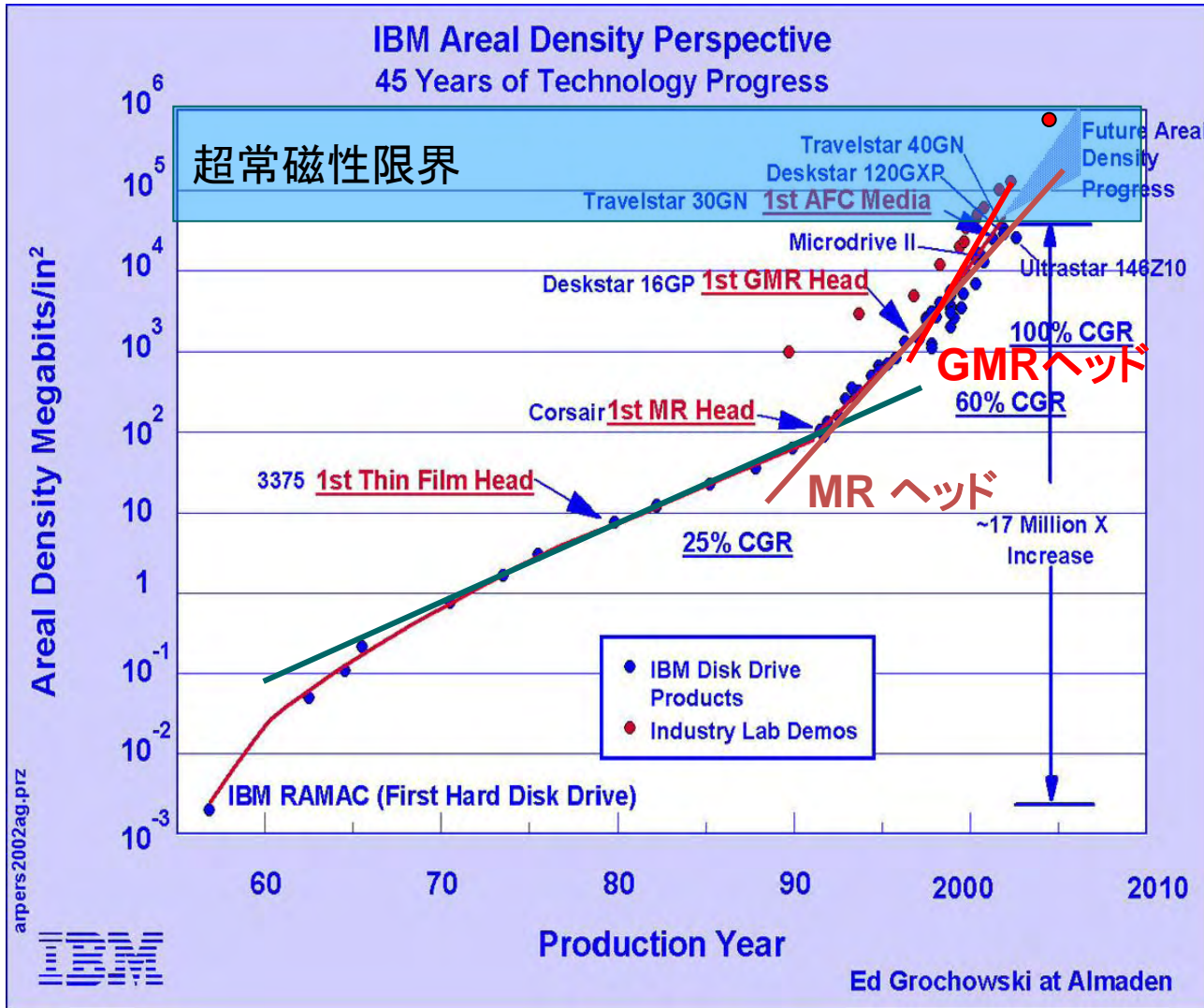
# スピンバルブのキモは交換バイアス



交換バイアスとは、強磁性体が反強磁性体と界面で交換結合しているために見かけ上働く磁界のこと。



# スピバルブがハードディスクを変えた



Spin Valveの導入によって、微細な磁区から生じるわずかな磁束の検出が可能になり、HDDの高密度化が非常に加速された。

# HDの記録密度の状況



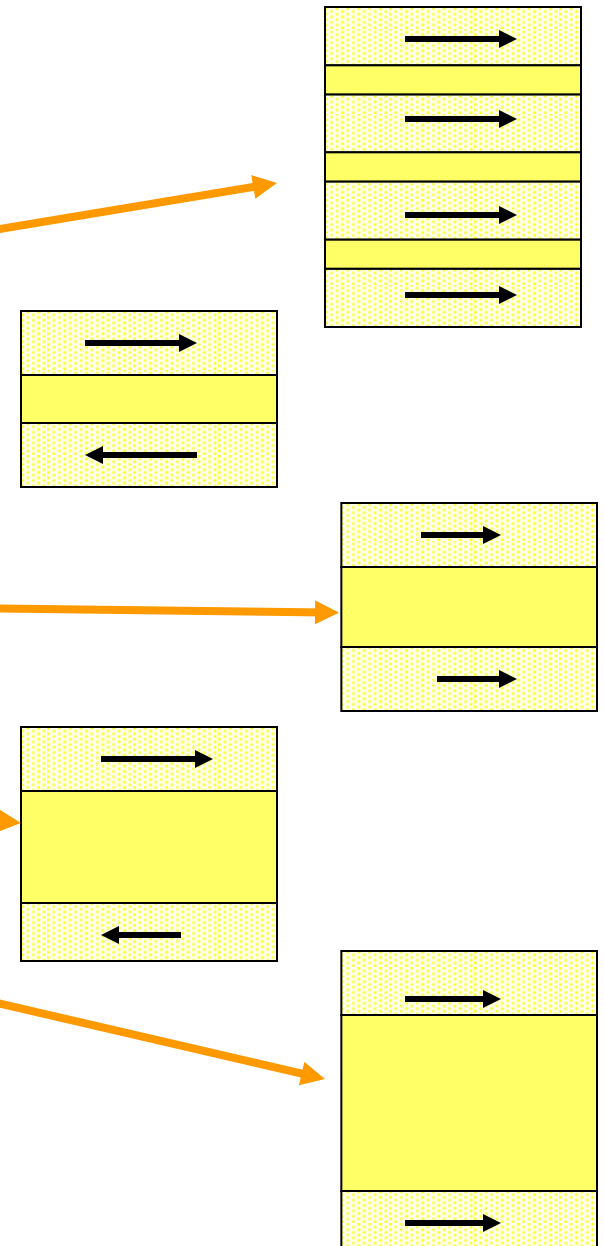
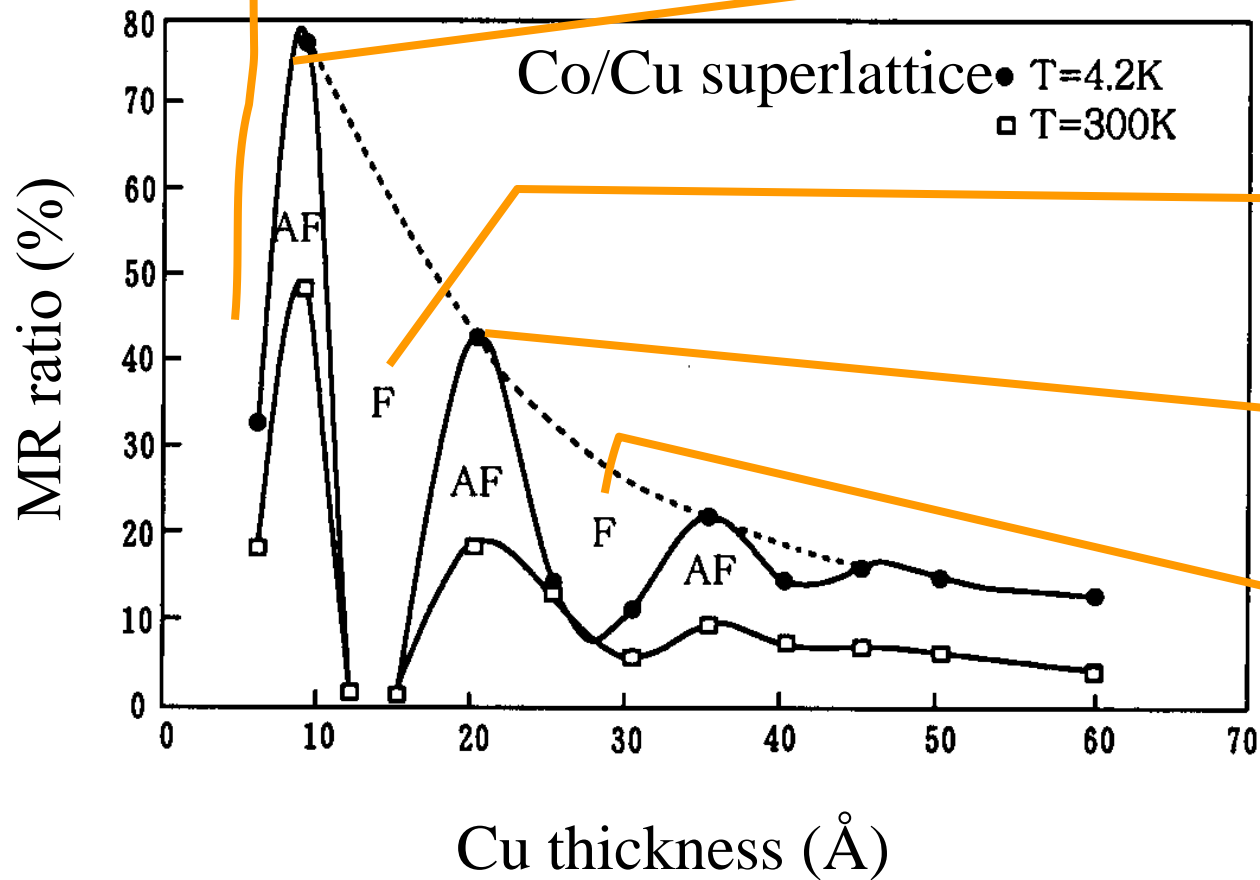
- HDの記録密度は、1992年にMRヘッドの導入によりそれまでの年率25%の増加率(10年で10倍)から年率60%(10年で100倍)の増加率に転じ、1997年からは、GMRヘッドの登場によって年率100%(10年で1000倍)の増加率となっています。
- **超常磁性限界**は、40Gb/in<sup>2</sup>とされていたが、AFC(反強磁性結合)媒体の登場で、これをクリアし、実験室レベルの面記録密度は2003年時点ですでに150 Gb/in<sup>2</sup>に達しました。しかし、面内磁気記録では十分な安定性を確保できず、市場投入された133Gb/in<sup>2</sup>を超える高密度記録は、**垂直磁気記録**によって実現しました。その後、200Gb/in<sup>2</sup>のHDDが投入され、1Tb/in<sup>2</sup>に向けて開発が進んでいます。
  - Y.Tanaka: IEEE Trans Magn. 41 (2005) 2834.



## 交換相互作用さえも人工的に制御

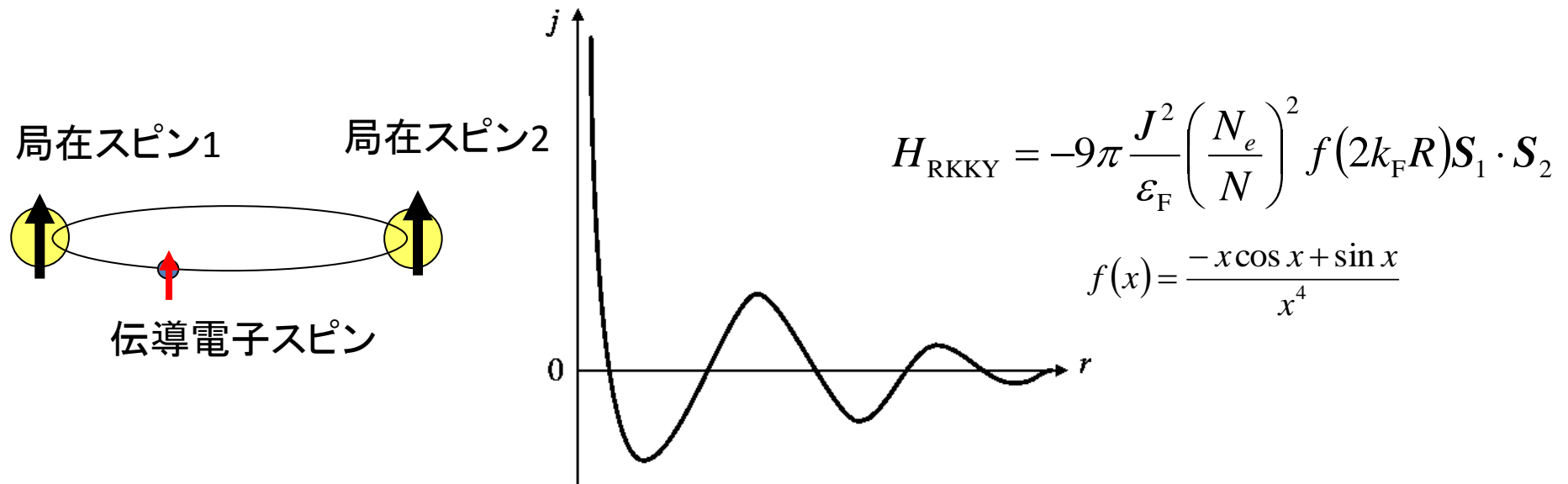
- 同じ時期に、磁性／非磁性の人工格子において、磁性層間に働く交換相互作用が非磁性層の層厚に対して数ナノメートルの周期で、強磁性→反強磁性→強磁性→・・・と振動的に変化することが発見されました<sup>[i]</sup>。
- ナノテクノロジーの確立によって、人類は、ついに交換相互作用さえも人工的に制御する手段を手にしたのです。
  - <sup>[i]</sup> S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche: Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 2304.

# GMR 振動と層間結合



# 間接交換(RKKY)相互作用

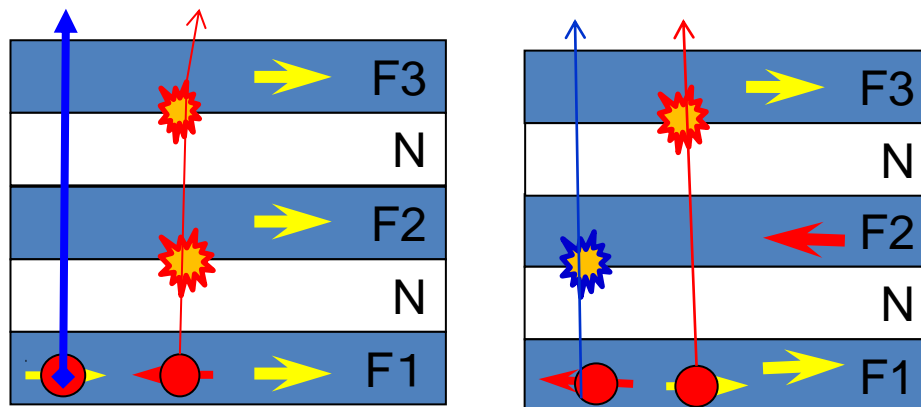
- 伝導電子を介した局在スピン間の磁氣的相互作用は、距離に対して余弦関数的に振動し、その周期は伝導電子のフェルミ波数で決められる。これをRKKY (Rudermann, Kittel, Kasuya, Yoshida)相互作用という。



# CPP-GMR

(電流を層に垂直に流す配置での巨大磁気抵抗効果)

- 電流を層に垂直に流すので、磁気抵抗効果が顕著になる。
- 低抵抗なので次世代読み出しヘッドに使われる。



# 室温での大きなトンネル磁気抵抗効果の発見

- 磁性と伝導の關係にさらなるブレークスルーをもたらしたのは、Miyazakiによる1995年の磁気トンネル接合(MTJ)における室温での大きなトンネル磁気抵抗効果(TMR)の発見で、TMR比[1]は18%におよびました[2]。
  - [1] TMR比は、向かい合う2つの磁性層の磁化の向きが磁化の向きが平行のときの抵抗 $R_{\uparrow\uparrow}$ と反平行のときの抵抗 $R_{\uparrow\downarrow}$ との差を平行の抵抗で割った百分比で表されます。 $TMR(\%) = (R_{\uparrow\uparrow} - R_{\uparrow\downarrow}) / R_{\uparrow\uparrow} \times 100$
  - [2] T. Miyazaki, N. Tezuka: J. Magn. Magn. Mater. 139 (1995) L231.

# 磁気トンネル素子(MTJ)とMRAM

- 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、磁化が平行と反平行とで電気抵抗が大きく異なる現象です。スピン偏極トンネリング自体は、1980年代から知られていたおり[i]、磁性層間のトンネルについて先駆的な研究[ii]も行われていたのですが、トンネル障壁層の制御が難しく、再現性のよいデータが得られていなかったのです。Miyazakiら[iii]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**したことがブレークスルーとなりました。この発見を機にTMRは、世界の注目するところとなり、直ちに固体磁気メモリ(MRAM)および高感度磁気ヘッドの実用化をめざす研究開発が進められました。

- [i] R. Meservey, P.M. Tedrow, P. Flulde: Phys. Rev. Lett. 25 (1980) 1270.
- [ii] S. Maekawa, U. Gäfvert: IEEE Trans. Magn. MAG-18 (1982) 707.
- [iii] T. Miyazaki, N. Tezuka: J. Magn. Magn. Mater. 139 (1995) L231



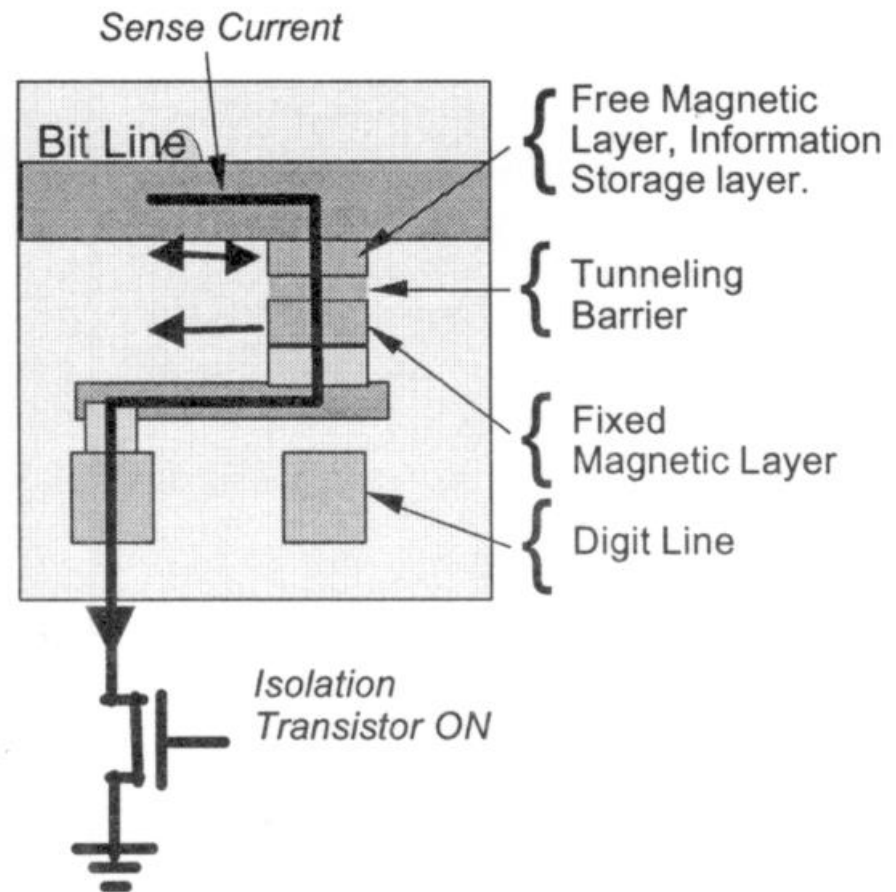
# MRAM(磁気ランダムアクセスメモリ)

- 記憶素子に磁性体を用いた不揮発性メモリの一種です。
- MTJとCMOSが組み合わされた構造となっています。
- 直交する2つの書き込み線に電流を流し、得られた磁界が反転磁界 $H_K$ を超えると、磁気状態を書き換えることができます。しかし、電流で磁界を発生している限りは高集積化が難しいという欠点があります。
- MRAMは、アドレスアクセスタイムが10ns台、サイクルタイムが20ns台とDRAMの5倍程度でSRAM並み高速な読み書きが可能です。また、フラッシュメモリの10分の1程度の低消費電力、高集積性が可能などの長所があり、SRAM(高速アクセス性)、DRAM(高集積性)、フラッシュメモリ(不揮発性)のすべての機能をカバーする「ユニバーサルメモリ」としての応用が期待されています。
- このため、FeRAM(強誘電体メモリ)、OUM(カルコゲナイド合金による相変化記録メモリ)とともに、「ユニバーサルメモリ」としての応用が期待されています。



# TMRを用いたMRAM

- ビット線とワード線でアクセス
- 固定層に電流の作る磁界で記録
- トンネル磁気抵抗効果で読出し
- 構造がシンプル



# MRAMの回路図

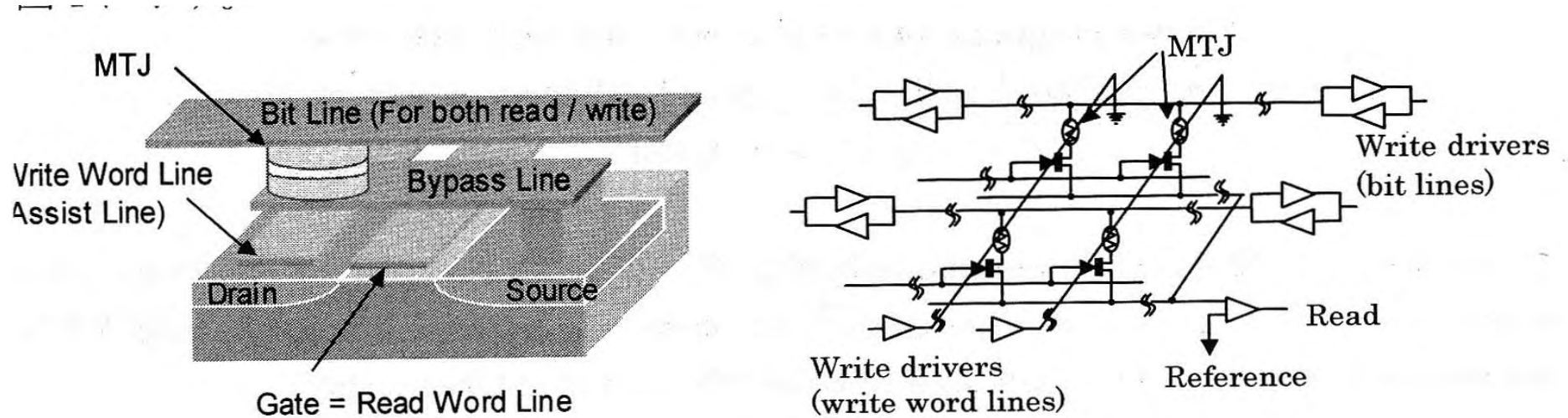


Fig. 1 Schematic of 1T1J type MRAM

- 鹿野他: 第126回日本応用磁気学会研究会資料p.3-10

# MRAM と他のメモリとの比較

	SRAM	DRAM	Flash	FRAM	MRAM
読出速度	高速	中速	中速	中速	中高速
書込速度	高速	中速	低速	中速	中高速
不揮発性	なし	なし	あり	あり	あり
リフレッシュ	不要	要	不要	不要	不要
セルサイズ	大	小	小	中	小
低電圧化	可	限	不可	限	可

# MgO単結晶バリアの採用でブレークスルー

•2004年、TMRは革命的なブレークスルーを迎えます。Yuasaらはそれまで用いられてきたアモルファスAl-Oに代えてMgO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比を実現しました。その後もTMRは図1のように伸び続け、最近では600%に達しています。

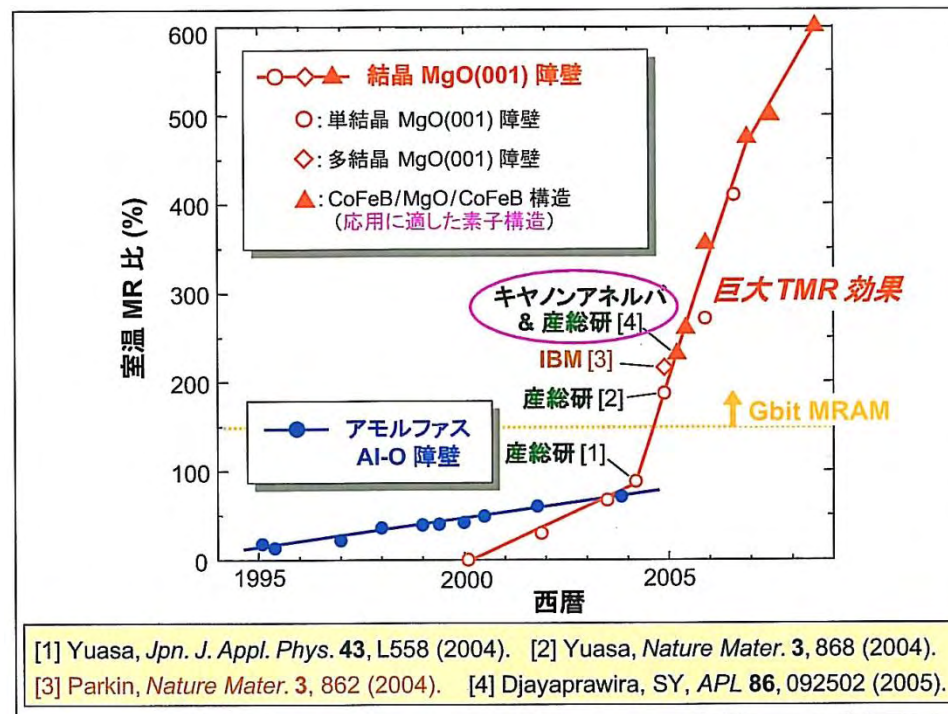


図1. トンネル磁気抵抗効果の進展のグラフ  
[産総研資料2011による]

# 散漫散乱トンネルとコヒーレント・トンネル

•通常、トンネルする際スピンは保存され、散漫トンネルの場合TMRは一般に強磁性電極のスピン分極率 $P$  ( $i = 1, 2$ )を用いて次のようなJullierの式で表されます。[1]

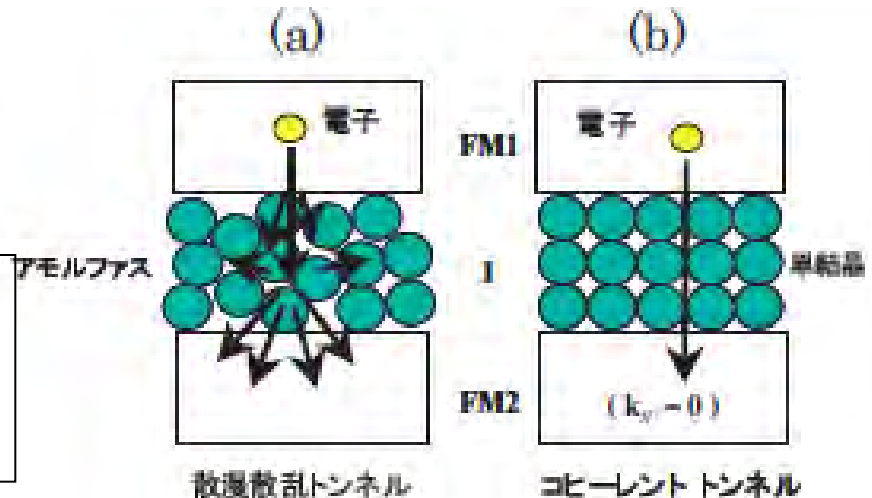
$$-TMR = 2P_1P_2 / (1 - P_1P_2)$$

•MTJにおけるスピン分極率は磁性体固有のものではなく界面電子状態と関係し、バリア材料や界面性状に依存します。

•コヒーレントトンネルではエネルギーのほかに運動量が保存されるため、MRは電極のバンド構造を反映し、磁化が平行のときはトンネルできるが反平行のときはトンネルできません。そのため、1000%という巨大TMRが理論的に予測されました。[2]

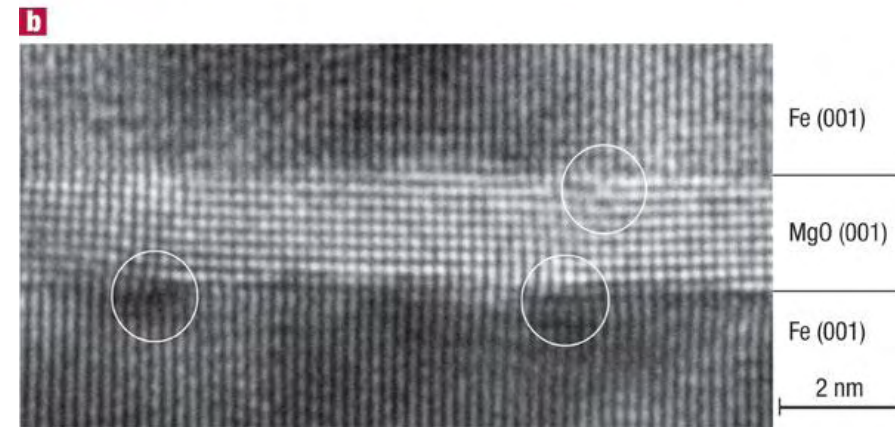
[1] M. Jullier, Phys. Lett. 54A, 225 (1975).

[2] W. H. Butler et al., Phys. Rev. B 63 (2001) 054416, J. Mathon and A. Umeski, Phys. Rev. B 63 (2001) 220403R



# Fe/MgO/Fe構造のTEM像

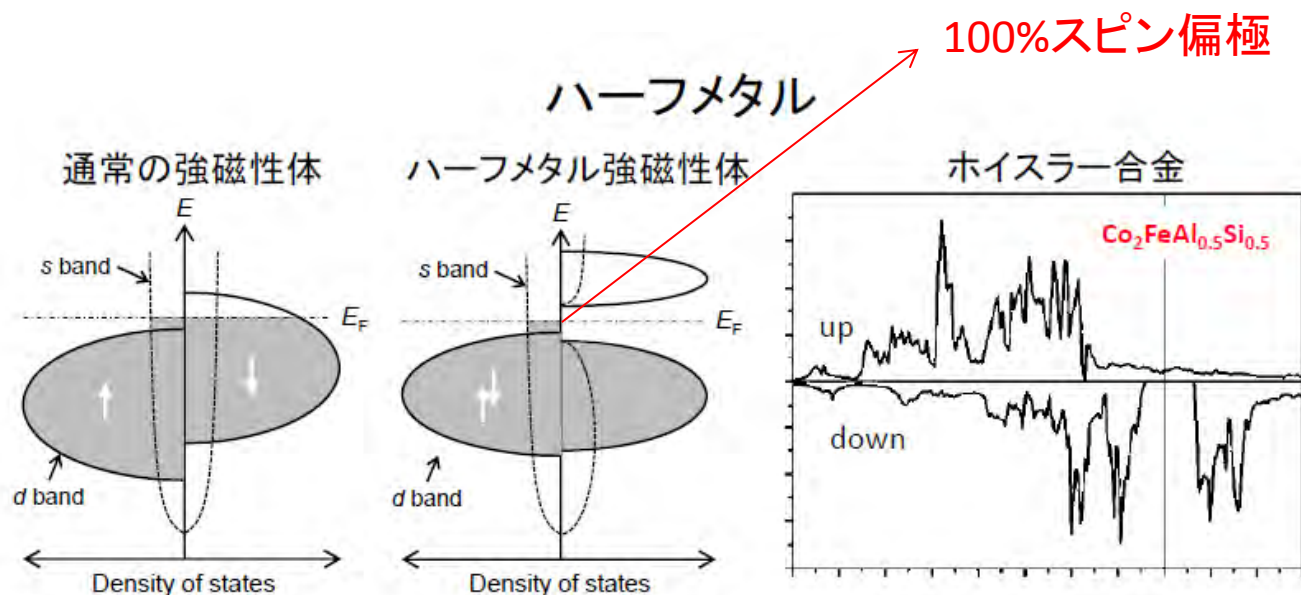
- 理論の予測を受けて多くの研究機関が挑戦しましたが、成功しませんでした。
- YuasaらはFe(001)/MgO(001)/Fe(001)のエピタキシャル成長に成功し、トンネル層の乱れがほとんどない構造を得ています。また、界面でのFe酸化層も見られていません。
- 結晶性のよいMgOの成膜技術の確立があって初めてブレークスルーが得られたのです。まさに結晶工学の成果と言えるでしょう。



*Nature Materials* **3**, 868–871 (2004)

Yuasaのこの結果は、JSTさきがけ神谷領域(ナノと物性)の第2期(2002-2005)における課題「超Gbit-MRAMのための単結晶TMR素子の開発」の成果です。

# ハーフメタル電極の採用



1983年 ハーフホイスラー合金NiMnSb  
において理論的に予言

$\text{CrO}_2$ ,  $\text{LaSrMnO}$ ,  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ の低温での  
ハーフメタル性が実験的に示されている。

フェルミレベル近傍  
アップスピン: s-like  
ダウンスピン: 状態無し

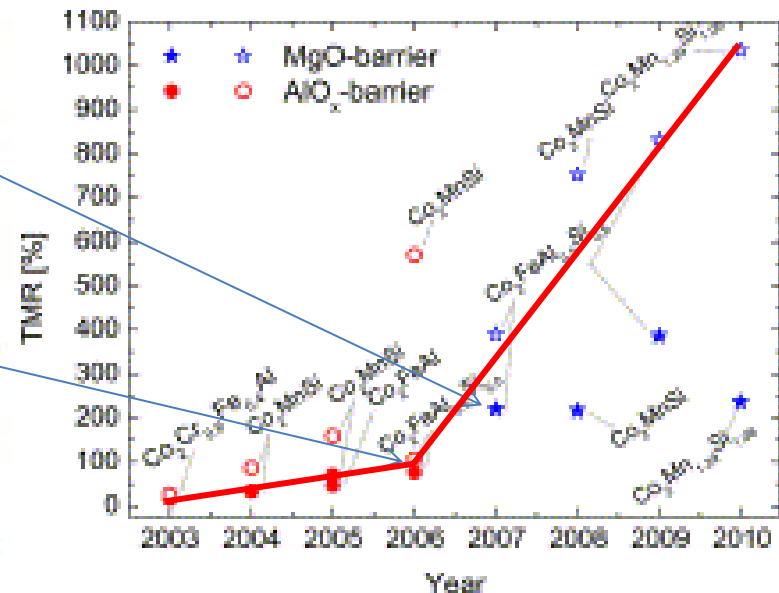
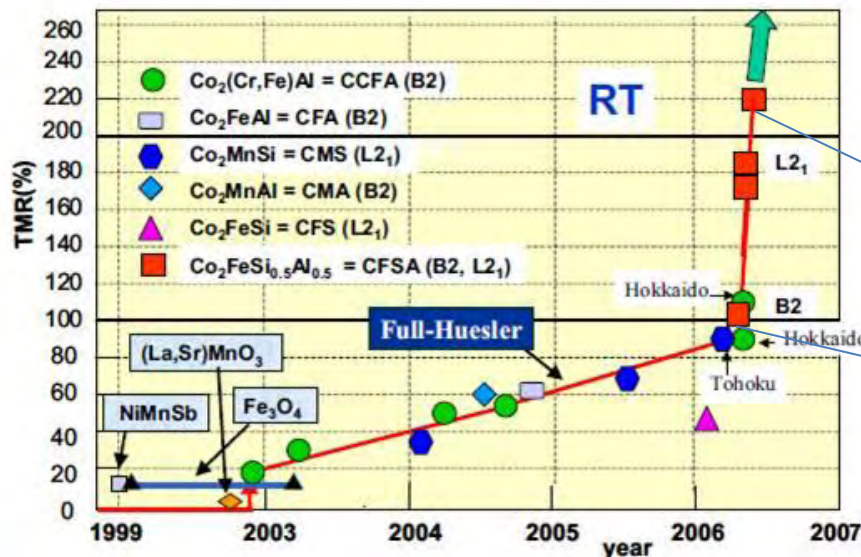


高いスピン分極率  
理想的には,  $P=1$

- ハーフメタルとは、↑スピンに対しては金属、↓スピンに対しては半導体のようなバンド構造をもつ物質です。
- このためフェルミ準位においては、100%スピン偏極していることが特徴です。
- TMR用ハーフメタルとしては、ホイスラー合金が最適候補とされています。

# フルホイスラー合金とTMR

- ホイスラー合金をTMR電極として用いる試みは、多く行われました。実際に高いTMRが得られるようになったのは精密な結晶構造制御が行われるようになった2006年頃からです。今ではMgO絶縁層を用いて1000%を超えるTMRが報告されています。



Tanja Graf, Claudia Felser, Stuart Parkin:  
 Simple rules for the understanding of Heusler compounds;  
 Progress in Solid State Chemistry 39 [1] (2011) 1–50



## 2.2 スピントロニクス(II)電気を磁気に変える 電流→磁化反転

# 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分野としてスピン注入磁化反転のアイデアがSlonczewski[i]およびBergerら[iii]によって提案され、実験的に検証されました[iii]。強磁性電極FM1からスピン偏極した電流を、傾いたな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、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。

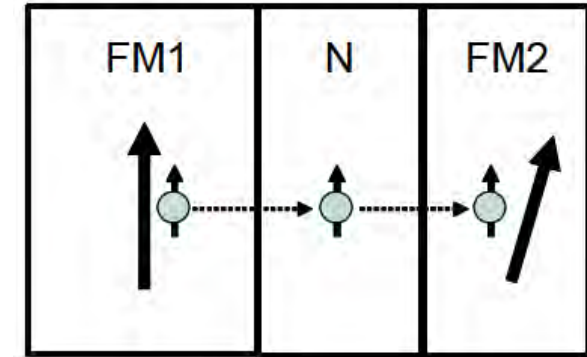


図7 スピン注入磁化反転の概念図

- [i] J. Slonczewski: J. Magn. Magn. Mater. 159 (1996) L1.
- [iii] L. Berger: Phys. Rev. B 54 (1996) 9353.
- [iii] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, R. A. Buhrman: Science 285 (2000) 865.

$$\frac{d\mathbf{M}_2}{dt} = \gamma \mathbf{M}_2 \times \mathbf{H}_{eff} + \alpha \mathbf{m}_2 \times \frac{d\mathbf{M}_2}{dt} - g(\theta) \frac{\hbar I_e}{2e} \underline{\mathbf{m}_2 \times (\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1)}$$

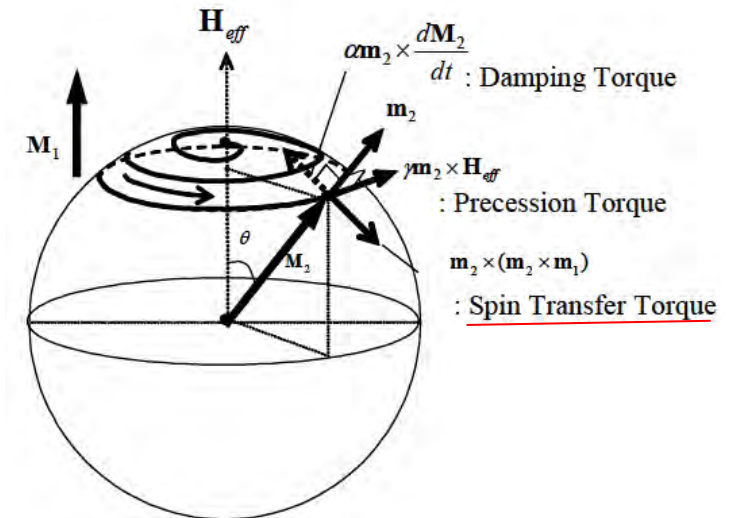


図8 スピン注入磁化反転のダイナミクス

# スピン注入磁化反転の実例

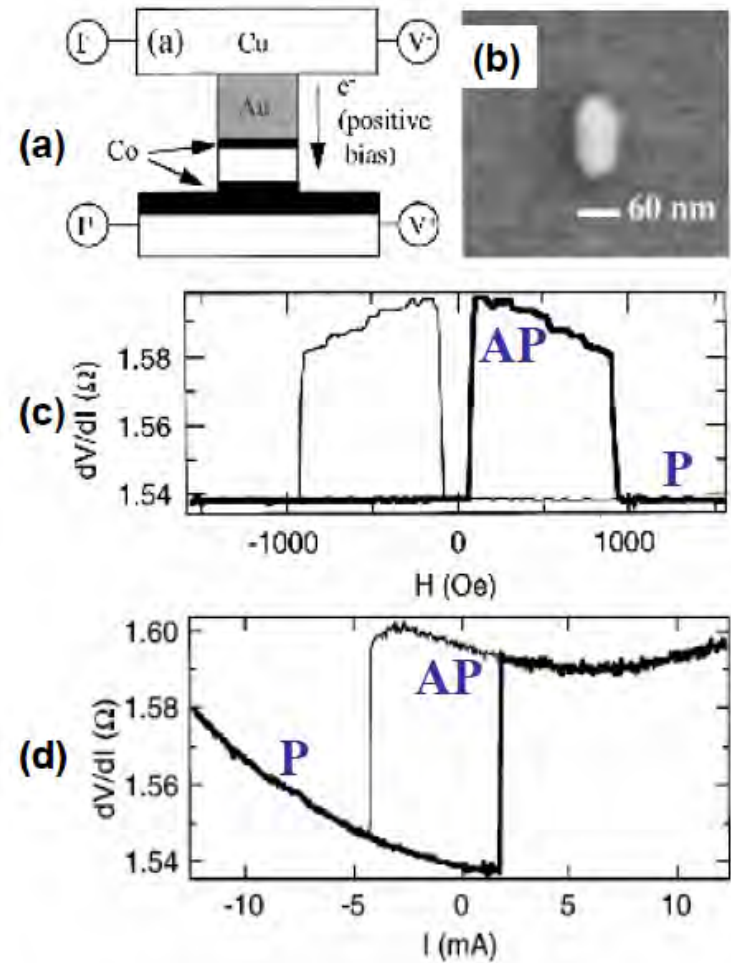
•スピン注入磁化反転を実現するための代表的な素子は図 (a)のような非常に小さな断面(60nm×130nm)を持つ柱状素子である。素子は2層の強磁性層(Co)とそれを隔てる非磁性層(Cu)からなる。

•この素子において膜面に垂直に電流を流して電気抵抗の磁場依存性を測定した結果が図(c)である。二つのCo層の磁化の平行(P)・反平行(AP)に応じて明瞭な抵抗変化が得られている。

•図 (d)は外部磁界がない状態で測定した**電気抵抗の測定電流依存性**である。+2mA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る。

•この状態は電流をゼロにしても安定であり、-4mA程度で再び平行配置へ戻る。すなわち、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る。

•サブナノ秒で磁化反転ができることから、磁気ランダムアクセスメモリ(MRAM)の新しい書き込み方式として期待され、既に、スピン注入書き込みを利用したMRAM(スピンRAM)の試作もなされている。



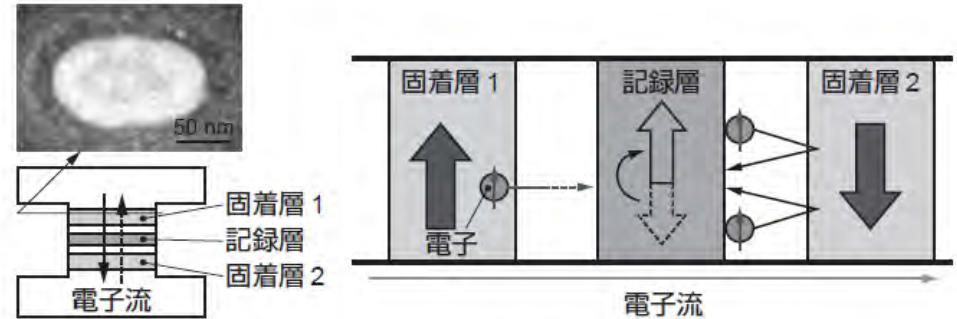
す

図9 スピン注入磁化反転の実験例[40]

F.J. Albert et al., Appl. Phys. Lett. 77(2000) 3809.

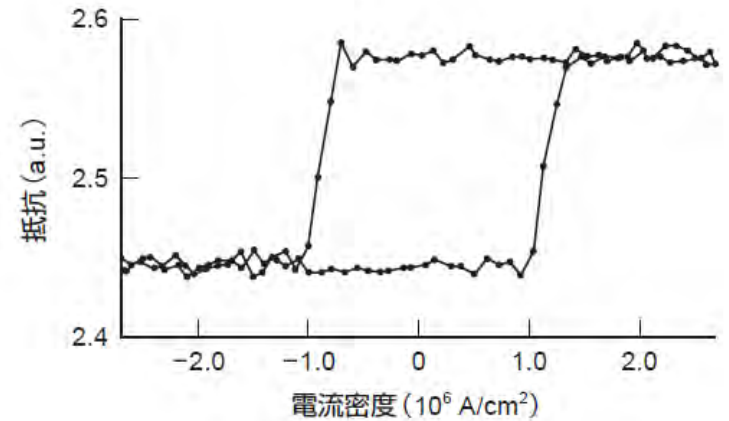
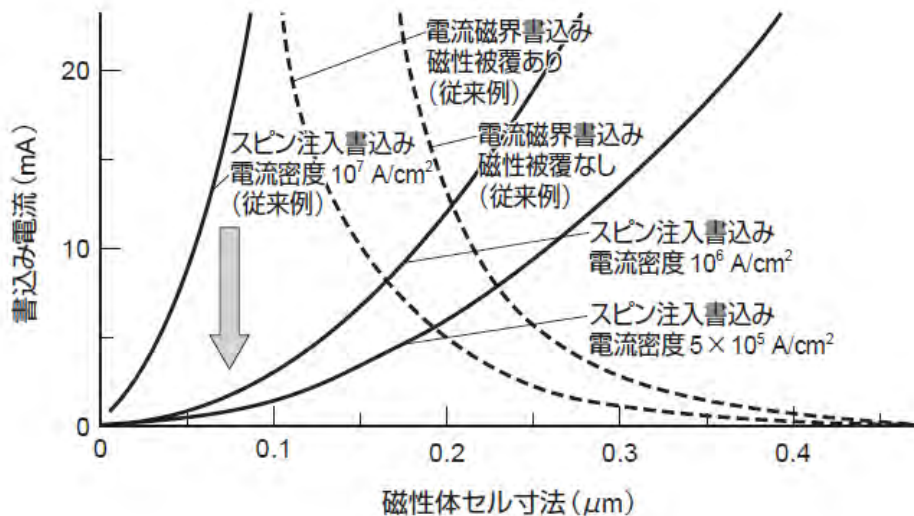
# スピン注入磁化反転のメリット

- スピン注入磁化反転は、反転電流は素子面積に比例し、素子面積が小さいほど低電力化が可能になる。
- 素子寸法が $0.2\mu\text{m}$ 以下になると、電流磁界書き込みよりも書き込み電流が小さくなる。



(a) 素子構造と素子断面の走査型電子顕微鏡 (SEM) 像

(b) スイッチングメカニズム



# スピントランスファーによる磁壁移動

- Ono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。
- 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。

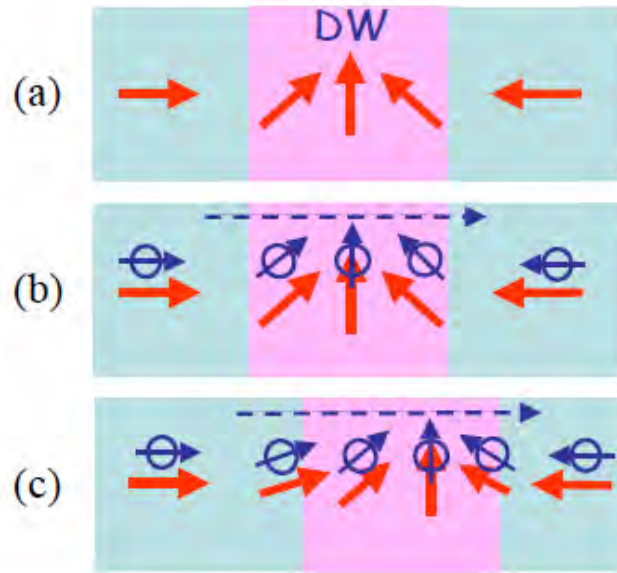


図5 スピントランスファー効果による磁壁の電流駆動の説明図

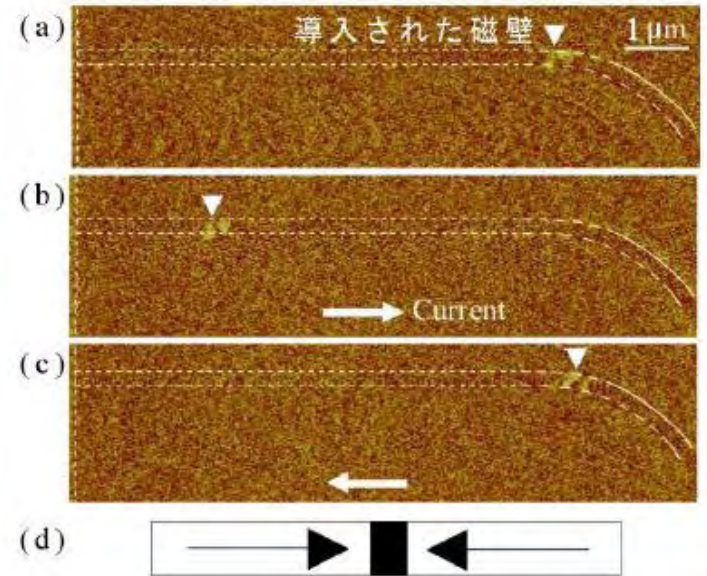


図6 磁気力顕微鏡による電流駆動磁壁移動の観察結果

A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, Phys. Rev. Lett., 92 (2004) 077205.

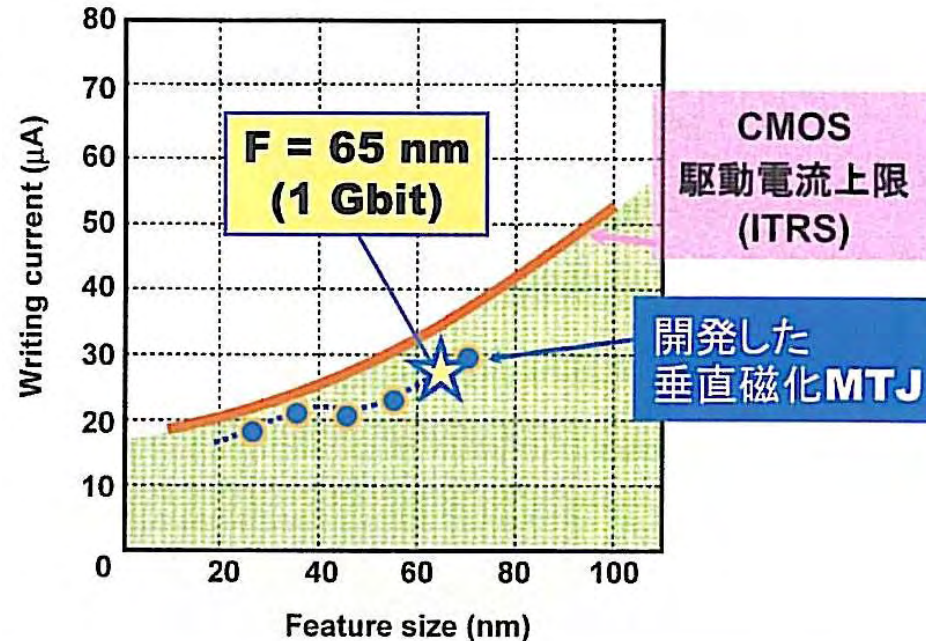
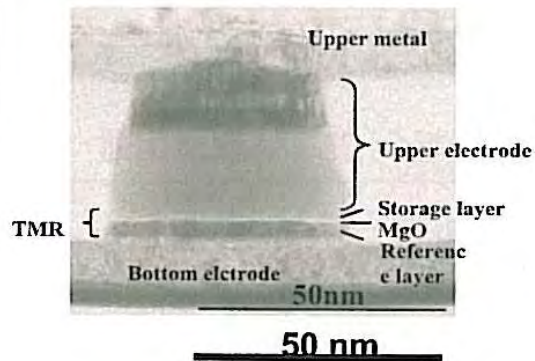


# ここまで来たスピン注入磁化反転技術

## 垂直磁化MTJの開発: 第1世代(東芝)

IEDM 2008(岸, 薬師寺, 他)

50nmサイズ垂直磁化MTJ素子  
1 kbit CMOS集積回路における評価



開発した垂直磁化**MTJ**により**1 Gbit**対応可能な書込電流を達成  
(同時に、**50k<sub>B</sub>T**以上の記録保持と**10ns**以下の高速書込も達成)

# コイルによらず電流を磁気に変換

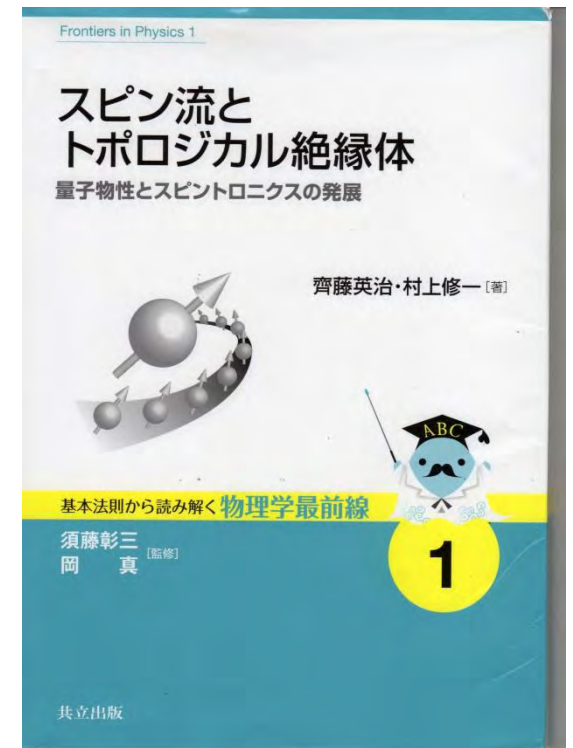
- 当初はGMR素子によって $10^7$ - $10^8$ A/cm<sup>2</sup>という大電流密度を必要としたので実用は無理であろうと言われましたが、現在ではMgO-TMR素子を用いて $10^6$ A/cm<sup>2</sup>台の実用可能な電流密度にまで低減することができるようになりました<sup>[i]</sup>。
- これまではMRAMの記録のためには電流を流してそれが作る磁界で磁化反転をして記録していたので電力消費が集積化のネックでしたが、スピントルクを使うとMTJ素子に電流を流すことによって磁化反転できるので、高集積化が可能になります。
- かくして、ついに**人類は、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。**

<sup>[i]</sup> 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「スピントルク駆動デバイスの最前線」(2006.1)p.43



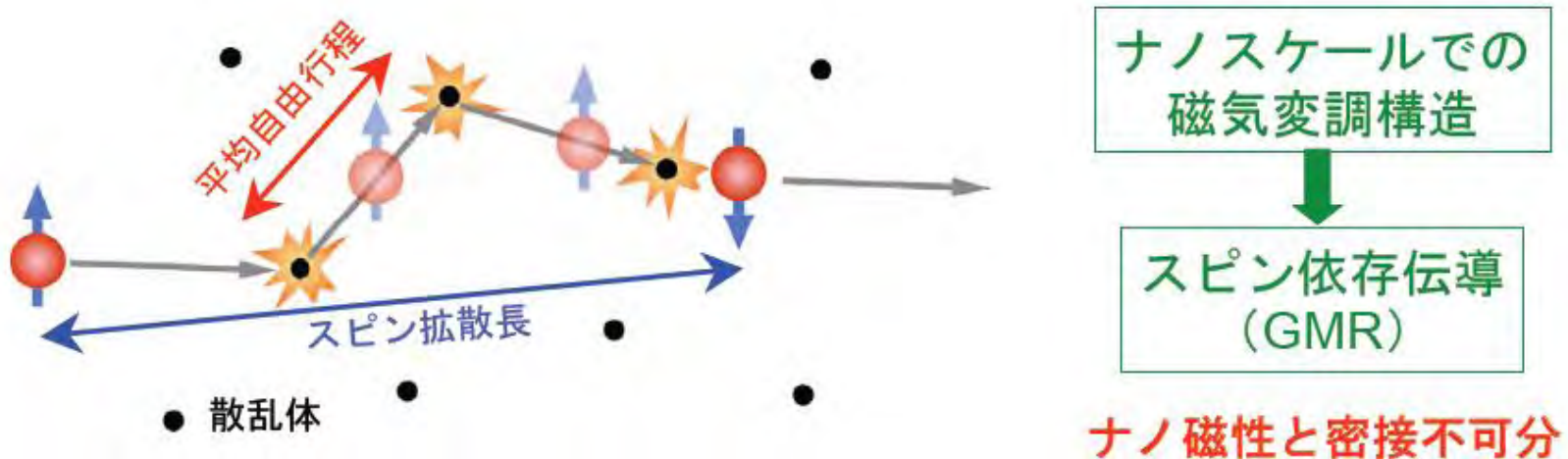
熱スピンの流が電気をつくる

## 3. スピン流のもたらす新しい物理



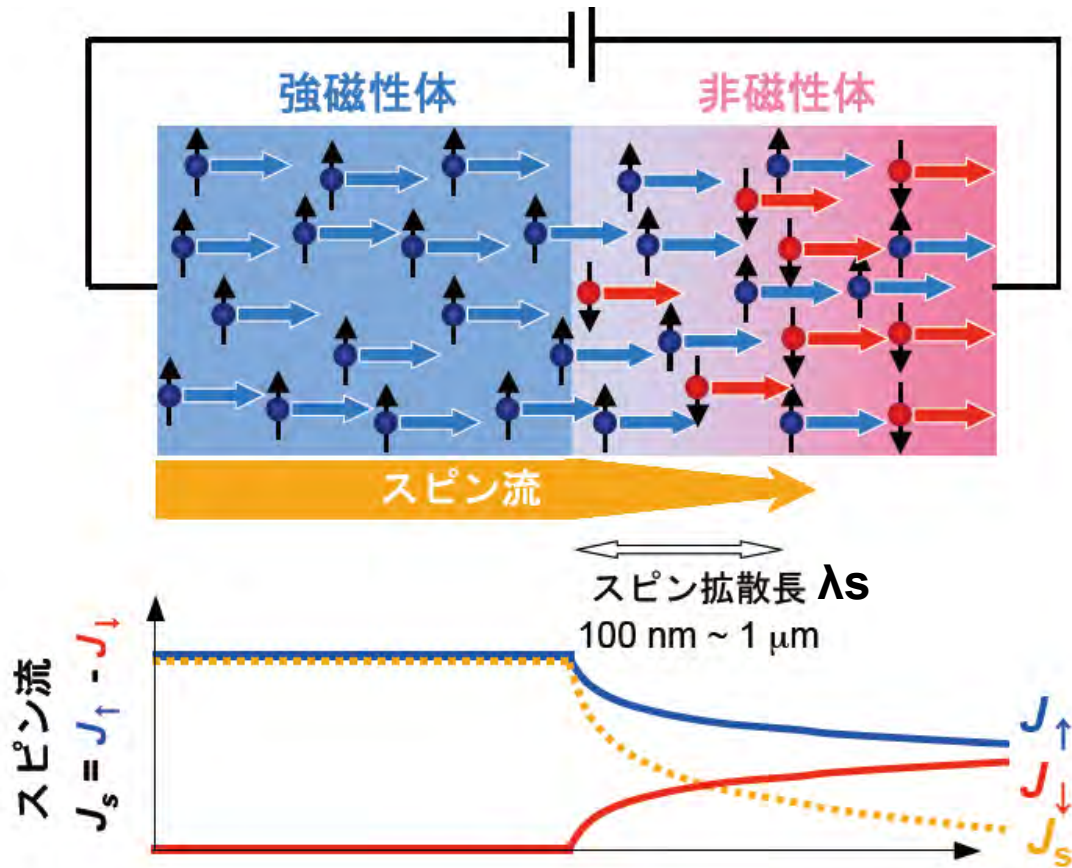
# 大きなトピックス:「スピン流」

- 電荷の流れとしての電流は、平均自由行程(1-10nm)で表される散乱を受けますが、スピンの流れは電子の不純物やフォノンとの衝突の際にあまり散乱を受けないためスピン拡散長は平均自由行程よりかなり長く、強磁性金属で5-10nm、非磁性金属では100nm-1 $\mu$ mもあります。
- 非磁性の誘電体ではmmに達するものもあります。



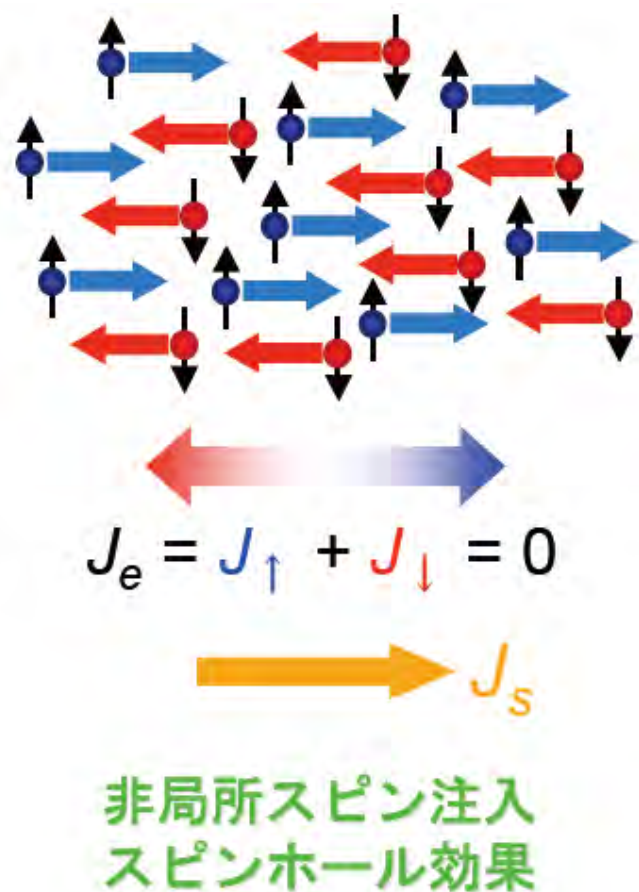
図は東北大高梨弘毅先生のご厚意による

# (1) 電流を伴うスピン流



- 非磁性体の中では本来 $\uparrow$ スピンと $\downarrow$ スピンの電子の数は等しいのです。
- 強磁性体から $\uparrow$ スピンをもつ電子が非磁性体への移動すると、界面からスピン拡散長 $\lambda_s$ 離れたところまでは $\uparrow$ スピンの数と $\downarrow$ スピンの数がアンバランスな状態が生じます。
- このことをスピン注入が起きているといいます。

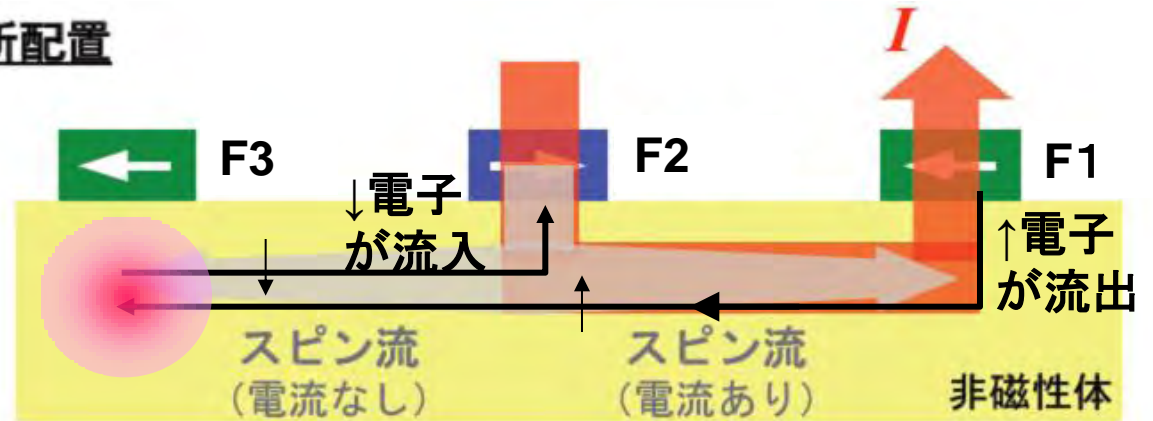
## (2) 電流を伴わないスピンの流れ



- $\uparrow$ スピンの電子が右方向に進み $\downarrow$ スピンの電子が左方向に進むとすれば、電荷の流れとしての電流は流れません。
- 一方、スピンだけを見ると、 $\uparrow$ スピンは右側に、 $\downarrow$ スピンは左側に流れますから、 $J_{\uparrow} - J_{\downarrow}$ で定義されるスピン流は右に向かって流れるのです。

# スピン流を作る

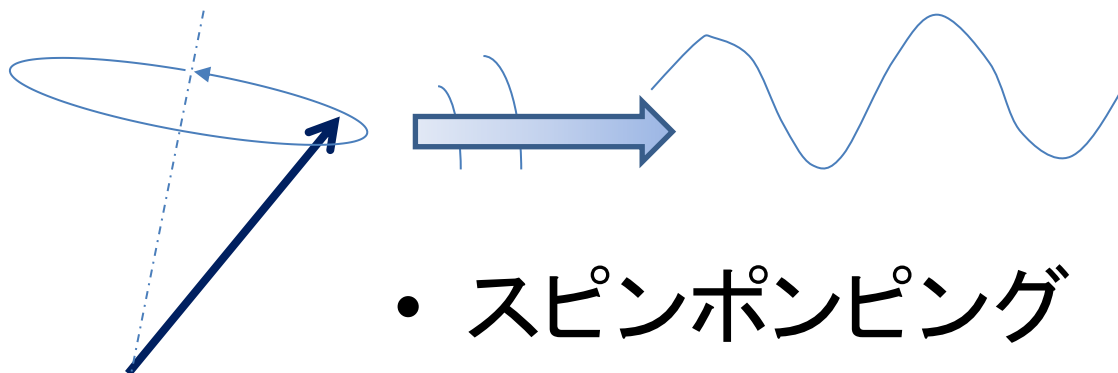
非局所配置



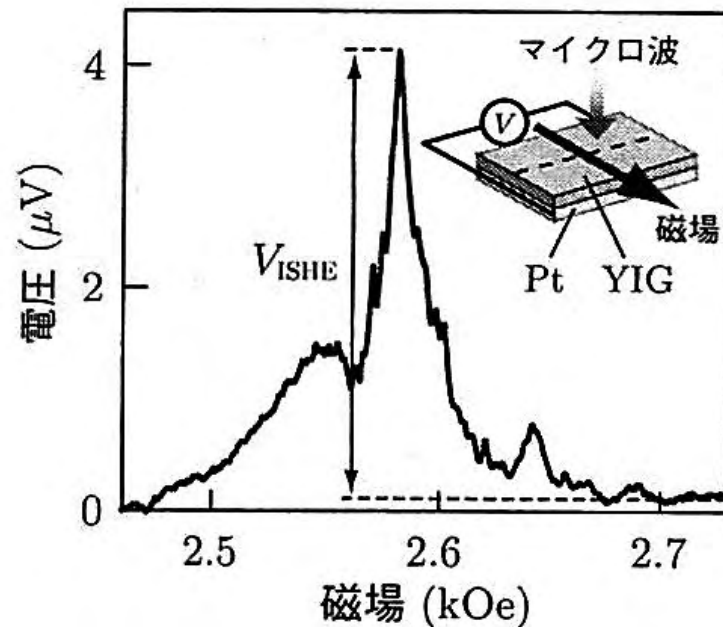
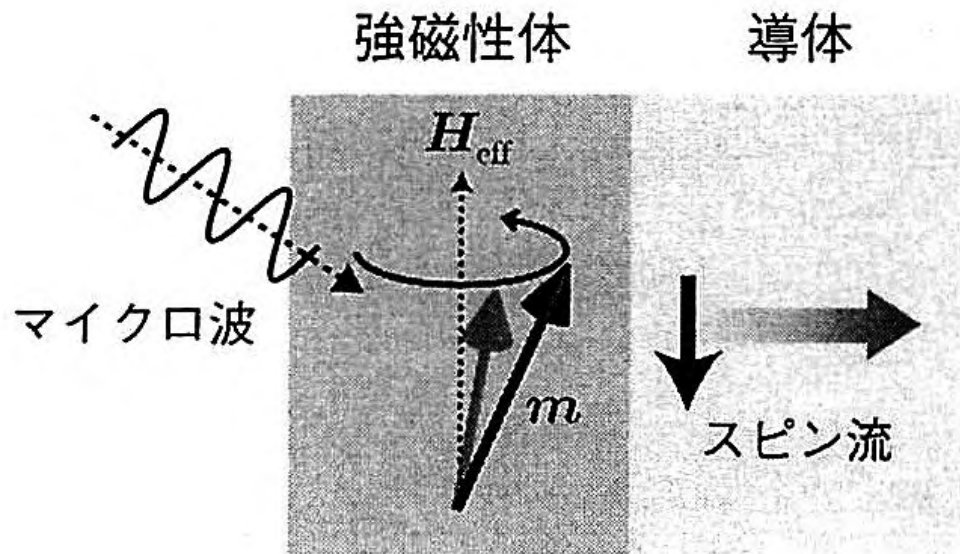
- 非磁性体に、3つの強磁性電極をつけて、F2の磁化はF1に反平行、F3の磁化はF1に平行としましょう。
- このとき、F2からF1に電流を流すと、F1から非磁性体に注入された $\uparrow$ スピン電子はF2には入れませんからF2・F3間に流れ出します。
- それでもF2からF1に電流を流さなければなりませんから、F2・F3間から $\downarrow$ スピン電子が流れ込みます。この結果、F2・F3間には正味の電流は流れませんが、スピン流( $J_{\uparrow} - J_{\downarrow}$ )は左に流れます。
- この結果、F3付近には**スピンの蓄積**が起きます。

東北大高梨弘毅先生の作られた図に書き加えました。

# スピン流を作る



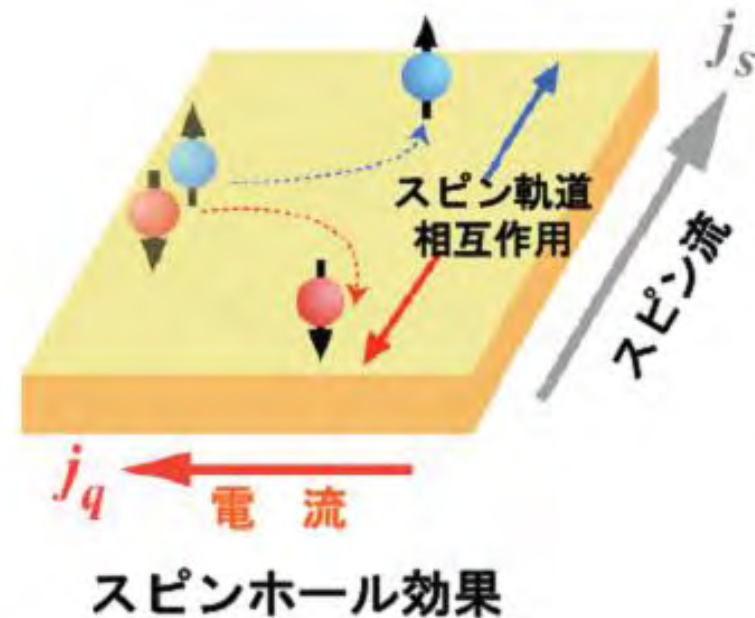
- スピンポンピング



# スピン流を観る

## (1) スピンホール効果

- スピン流の性質を端的に表しているのがスピンホール効果です。
- 普通のホール効果は磁界下に置かれたキャリアがローレンツ力で電流に垂直な方向に曲げられる効果です
- スピンホール効果では、電流が流れるだけスピン軌道相互作用の効果で↑スピンと↓スピンの左右に分離され、電流 $j_q$ と垂直方向にスピン流 $j_s$ を生じるのです。

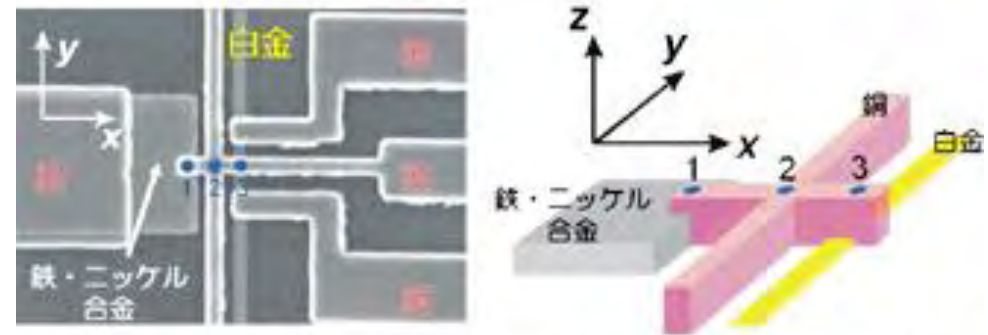
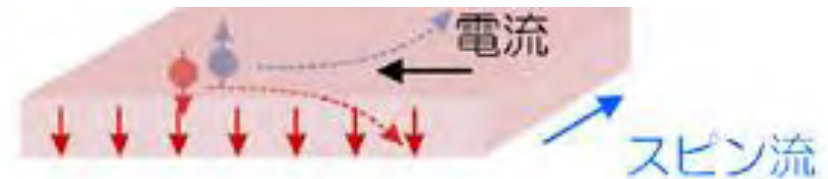


S. Murakami, N. Nagaosa, S.C.  
Zhang: Science 301 (2003) 1348.

図は東北大高梨弘毅先生のご厚意による

# スピンホール効果の実験

- 白金細線の長手方向(y方向)に沿って電流 $I_e$ を流すと、スピンホール効果により、基板面に対し垂直方向(z方向)にスピン流 $I_s$ が発生し、白金細線の上表面近傍に+x方向の上向き(青丸)スピン、そして下表面には-x方向の下向き(赤丸)スピンの掃き寄せられて蓄積します。
- このスピン蓄積を検出するため、白金細線の上部にスピン緩和の小さい銅細線をスピン蓄積情報の引き出し線として接続しました。このことで、銅細線内にもスピン蓄積が誘起されます。スピンの蓄積の大きさは、それぞれ蓄積した上向きスピンと下向きスピンの数密度で与えられる全エネルギー(電気化学ポテンシャル)の差に相当します。

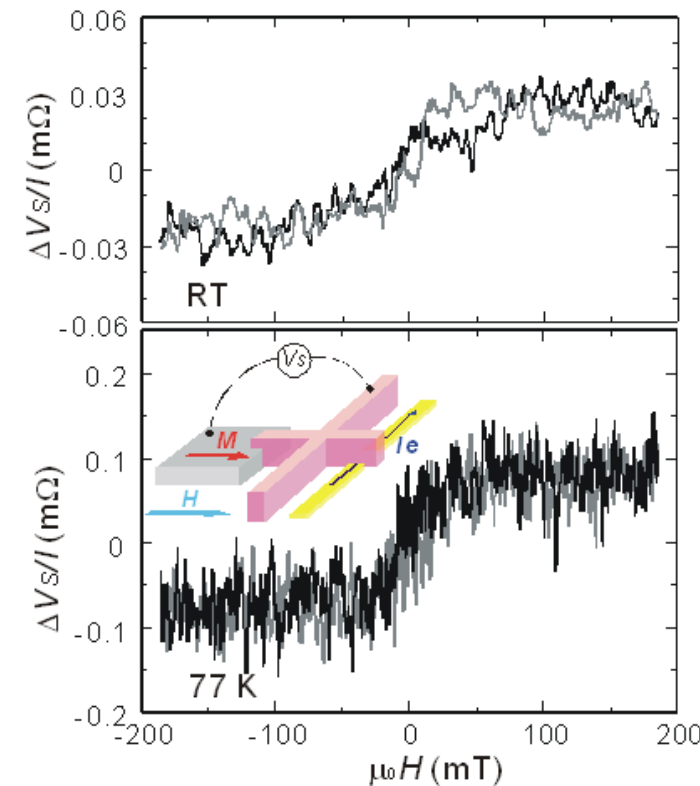
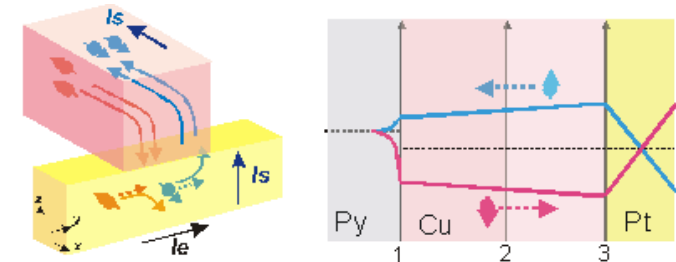


(図) スピン流(上)とスピンホール効果の計測システム(下)



# スピンホール効果の検出結果

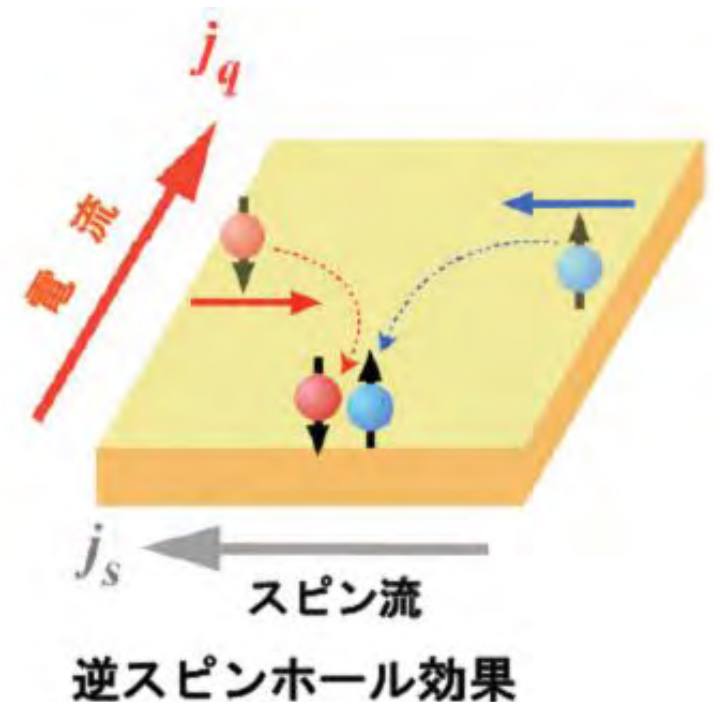
- 図2(b)に、室温、および77 K(ケルビン)での電圧の磁場依存性を示します。上述したようにスピン分極の大きさは電圧として測定されますが、その大きさは投入された電流の大きさ $I_e$ に依存してしまうので、ここで縦軸は、電圧 $\Delta V$ を白金細線内に流す電流 $I_e$ で除することで抵抗の単位( $\Delta V/I_e$ )に変換して示しています。
- また、横軸は外部から印加した磁場の大きさを表します。磁場をx軸正方向に加えてパーマロイの磁化をスピン分極と平行に配向させると抵抗が最大に、また室温負方向の磁場を加え磁化を反転させると抵抗が最小になりました。
- つまり、前述の通り、白金細線のスピンホール効果によって、銅細線にスピン分極が生じていることが確認できます。この抵抗変化の大きさから、電流からスピン流への変換の指標となるスピンホール伝導率を計算すると $2.4 \times 10^4 (\Omega\text{m})^{-1}$ となりました。この値は、これまでに報告されている半導体の値に比べて一万倍以上も大きい値であり、室温でこのような大きな値が得られたことは、スピンホール効果で発生するスピン流を、現実のスピンロニクス素子に将来的に十分適用できる可能性があることを示しています



# スピン流を観る

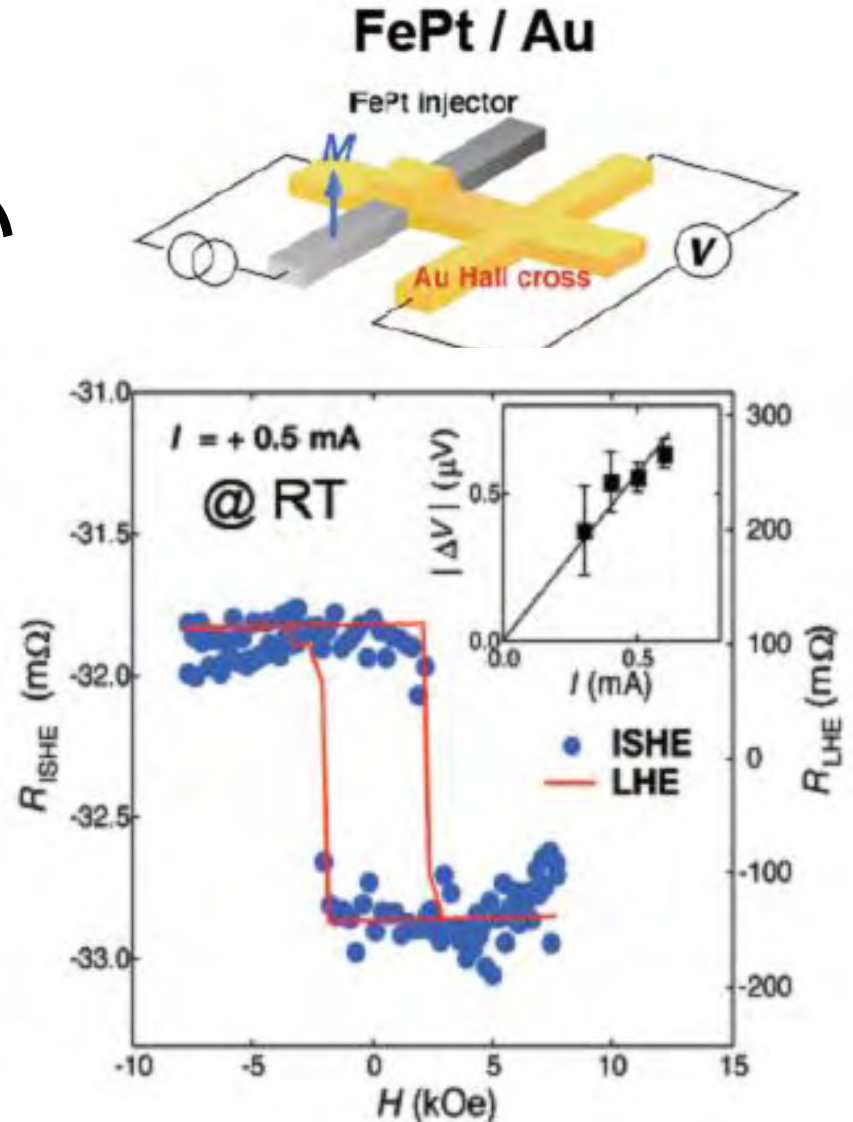
## (2) 逆スピンホール効果

- スピンホール効果と逆にスピン流  $j_s$  を流すと、垂直方向に電流  $j_q$  が流れる効果があります。
- スピン軌道相互作用の効果で  $\uparrow$  スピンは左に、 $\downarrow$  スピンは右に曲げられます。その結果、スピン流  $j_s$  と垂直方向に電流  $j_q$  が生じるのです。

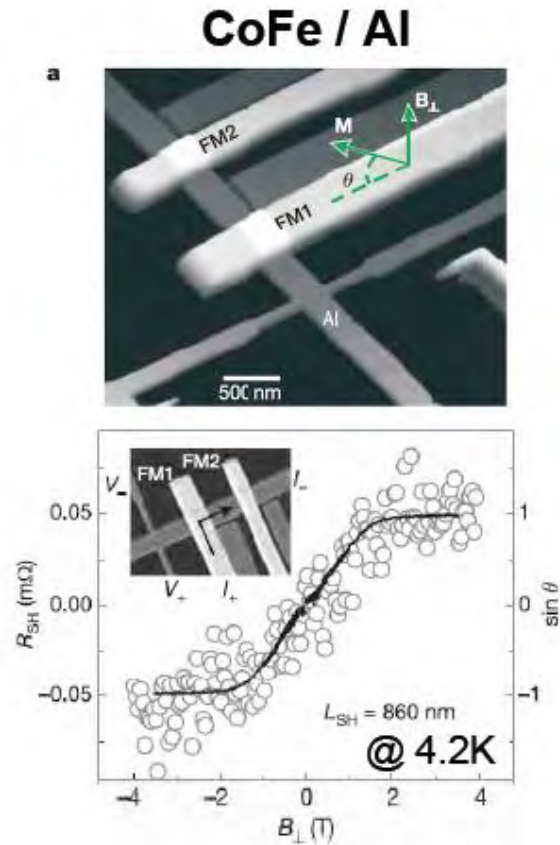


# 逆スピンホール効果の実験

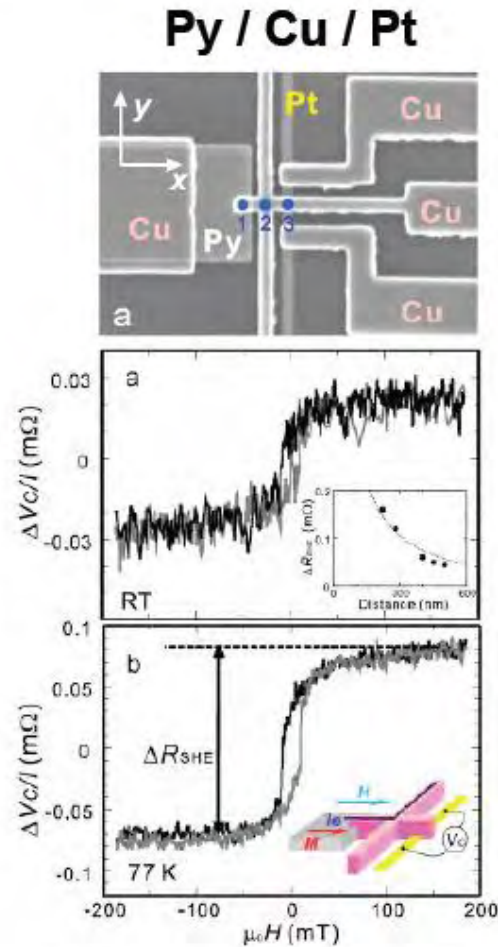
- 非局所配置において、磁性金属から非磁性金属にスピン流を流すと、逆スピンホール効果のために直交する金属の両端に電圧が生じる。



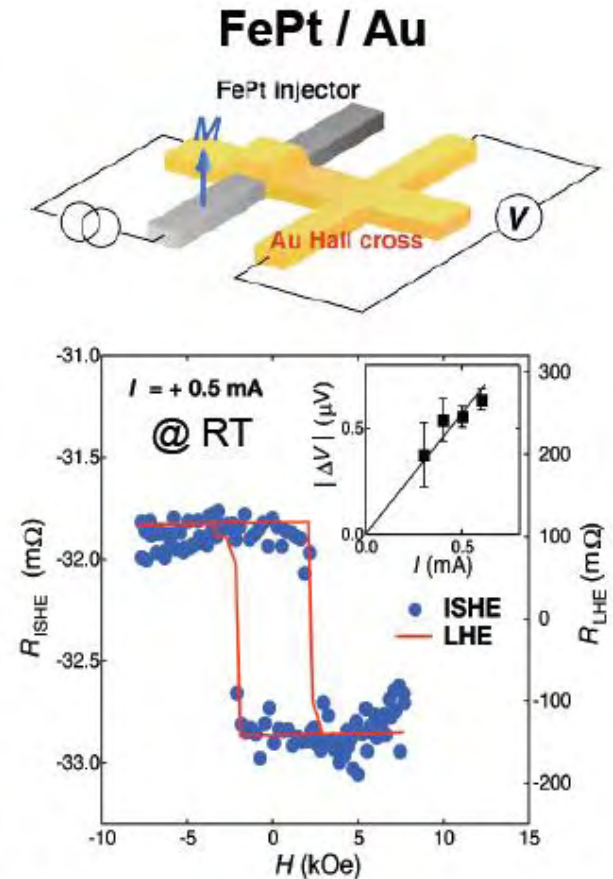
# スピンホール効果



S. O. Valenzuela, M. Tinkham,  
*Nature* **442**, 176 (2006).



T. Kimura *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*,  
**98**, 156601 (2007).

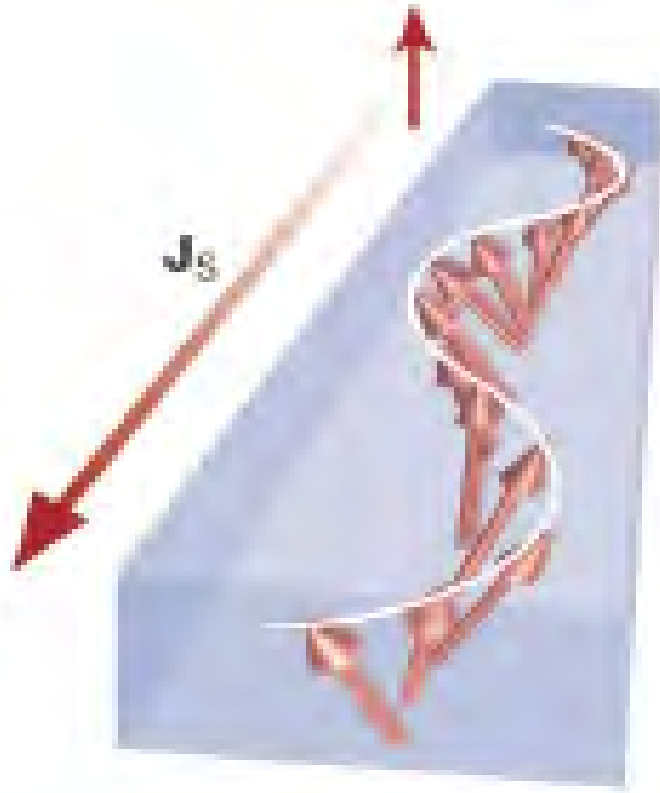


$\alpha_H \sim 0.1$

T. Seki *et al.*, **14pC-11**

**スピン波スピン流が電気を運ぶ**

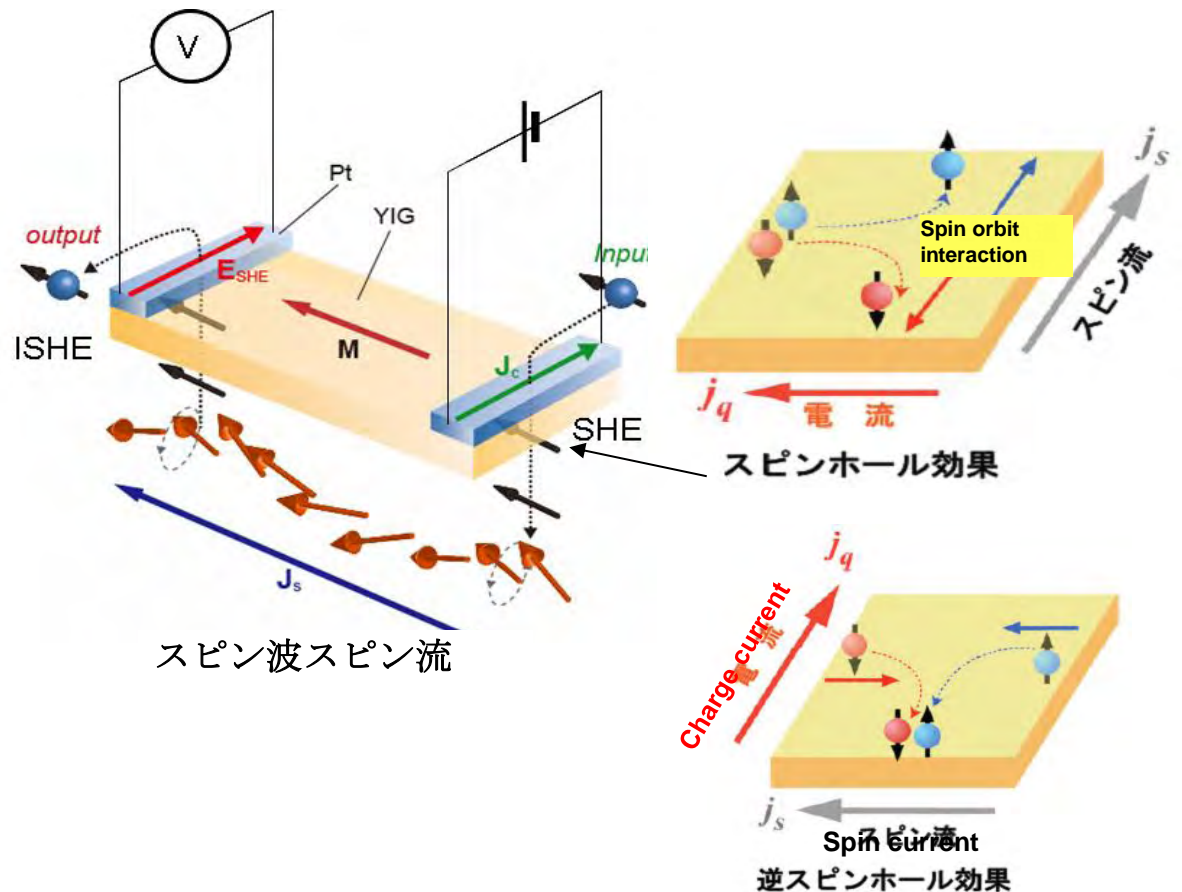
# スピン波スピン流



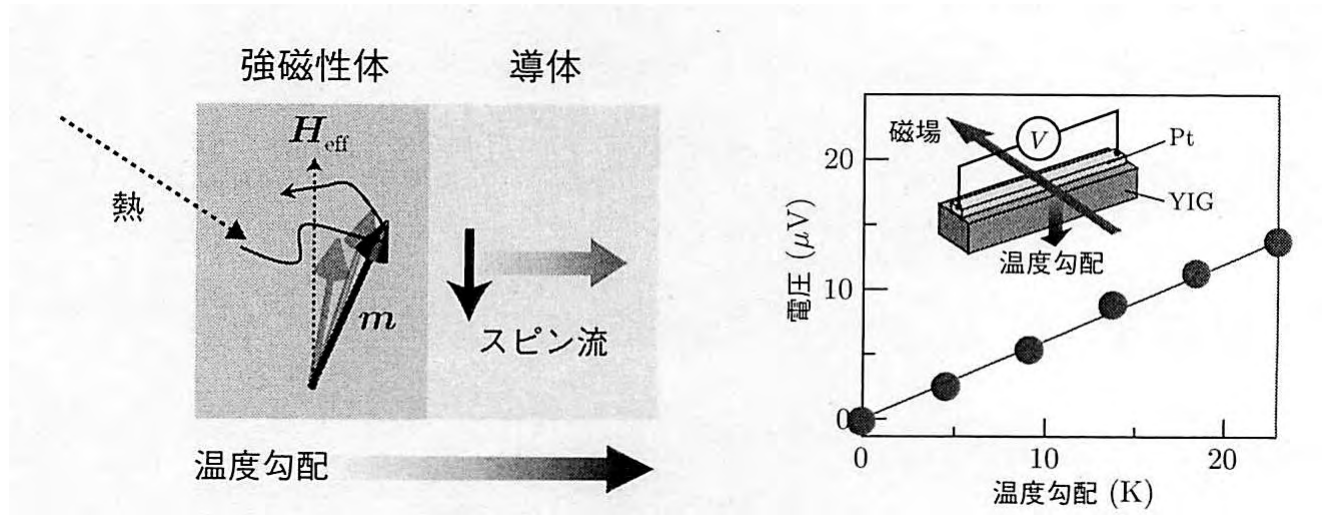
スピン波とは磁性体中の磁化の波であり、ある種のスピン波はスピン流（スピン角運動量の流れ）を運ぶことができる。

# 絶縁体が電気を通す？

白金電極に電流を流すと垂直方向にスピン流が発生、これが磁性絶縁体のスピン波を誘起、スピン波が伝搬して対抗電極にスピン流を起し、逆スピンホール効果で電流に変換



# 熱スピンの流が電気を起こす —スピンゼーベック効果—



## スピンゼーベック効果の概念図

磁性体に白金電極を取り付け、膜面に垂直に温度勾配をつけながら白金薄膜に生じる電圧を測定。

スピンゼーベック効果で白金にスピンの流が注入され次いで逆スピンホール効果によって電圧に変換される。



# スピンゼーベック効果の機構

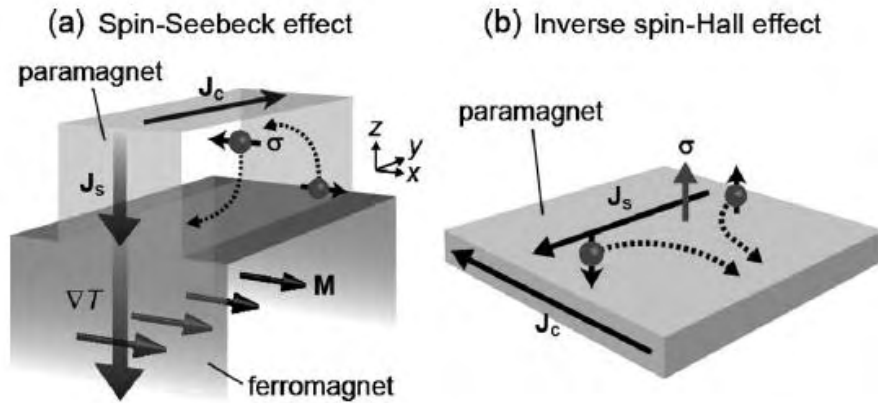
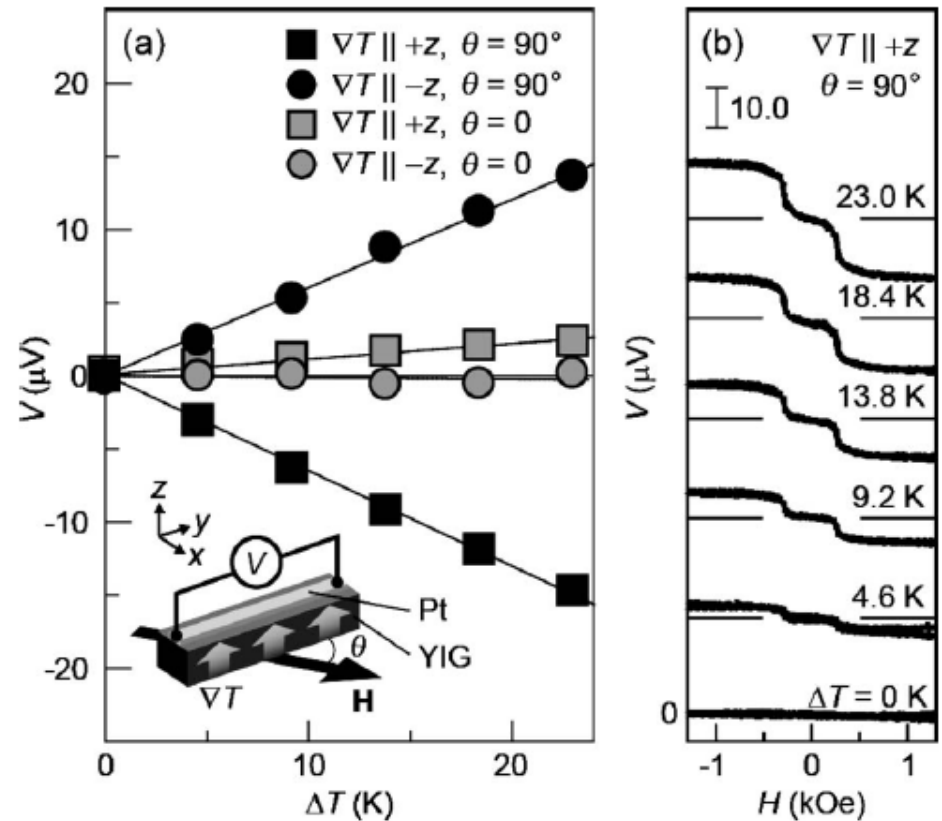
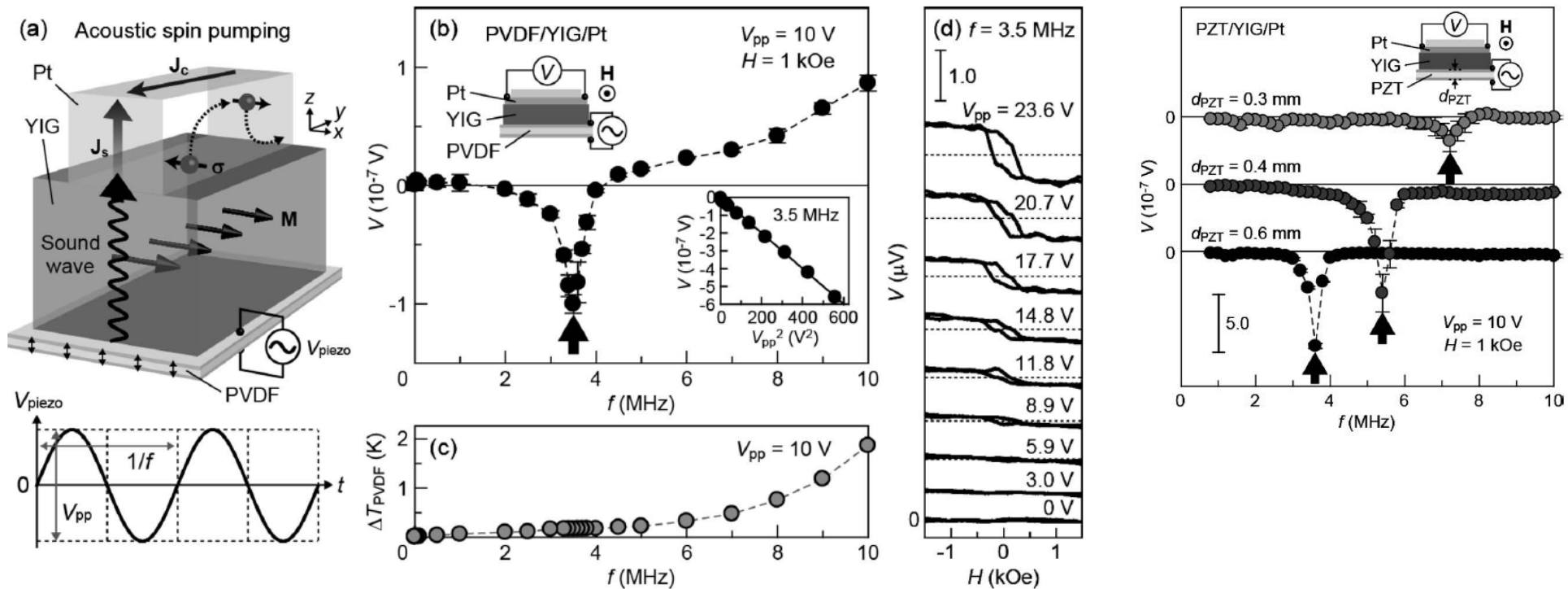


Fig. 1(a)に模式的に示したような強磁性体/常磁性体接合構造に温度勾配を付けた状況を考える. スピンゼーベック効果が発現すれば, 強磁性層に生じたスピン圧によって常磁性層にスピン流が誘起される. このスピン流の起源は, 強磁性中の局在スピン(マグノン)系と常磁性体中の伝導電子系との間に誘起される熱的非平衡性である



# 音響スピンプンピング



温度勾配を付ける代わりに、磁性絶縁体に音波を注入することでもマグノン有効温度を変調でき、スピンプを生成可能

K. Uchida, H. Adachi, T. An, T. Ota, M. Toda, B. Hillebrands, S. Maekawa, and E. Saitoh: Nature Mater., 10,737 (2011).

# 熱と音響の利用

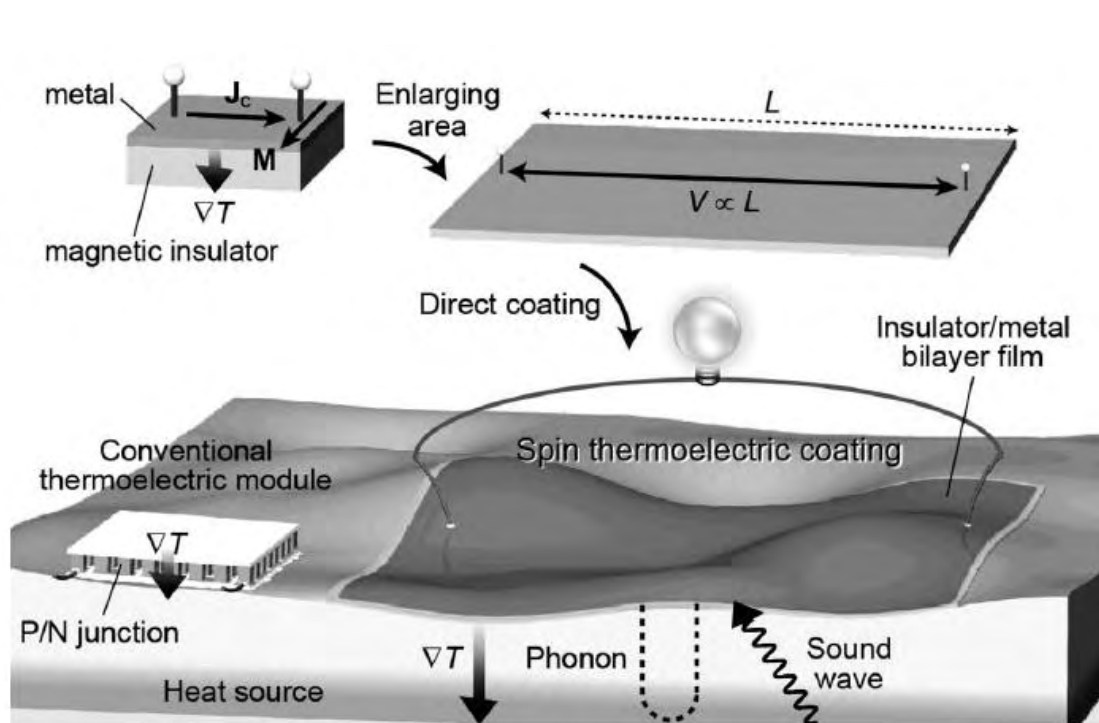


Fig. 6 Conceptual illustration of voltage generator based on SSE and ASP.

スピンゼーベック効果や音響スピンプンピングに基づくスピン流生成は、既存のエネルギー利用技術とは全く異なる原理に基づくものであり、

- (1) 絶縁体からもスピン圧・電圧を生成可能
- (2) 熱・音波を単一デバイス構造において同時利用可能
- (3) シンプルな二層構造であるので、大面積化・積層構造化が容易で低コストなどの希有な特性を有する。

このような新規性を活かしたスピン流発電を実現するための要素技術として、2012年にNEC社とわれわれは共同で、塗布プロセスにより作製したスピンゼーベック素子の動作実証実験を報告している

A. Kiriwara, K. Uchida, Y. Kajiwara, M. Ishida, Y. Nakamura, T. Manako, E. Saitoh, and S. Yorozu: Nature Mater., 11, 686 (2012).

# スピンの注入・蓄積の光学的観測

- 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 [\[i\]](#)、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 [\[ii\]](#)。
- 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 [\[iii\]](#)。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。

[i] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, D. D. Awschalom: Nature 402, 790 (1999).

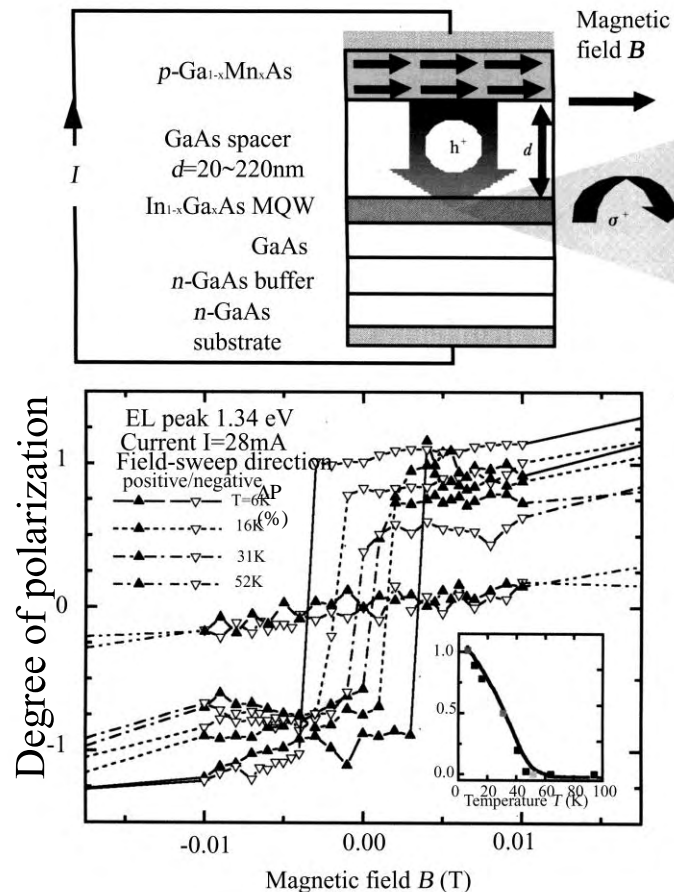
[ii] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom: Phys. Rev. Lett. 93, 176601 (2004)

[iii] A. Sinsarp, T. Manago, F. Takano, H Akinaga: J. Nonlinear Opt. Phys. Mater., 17, 105 (2008).

## 4. スピンと光

# Heterostructure devices of III-V DMS

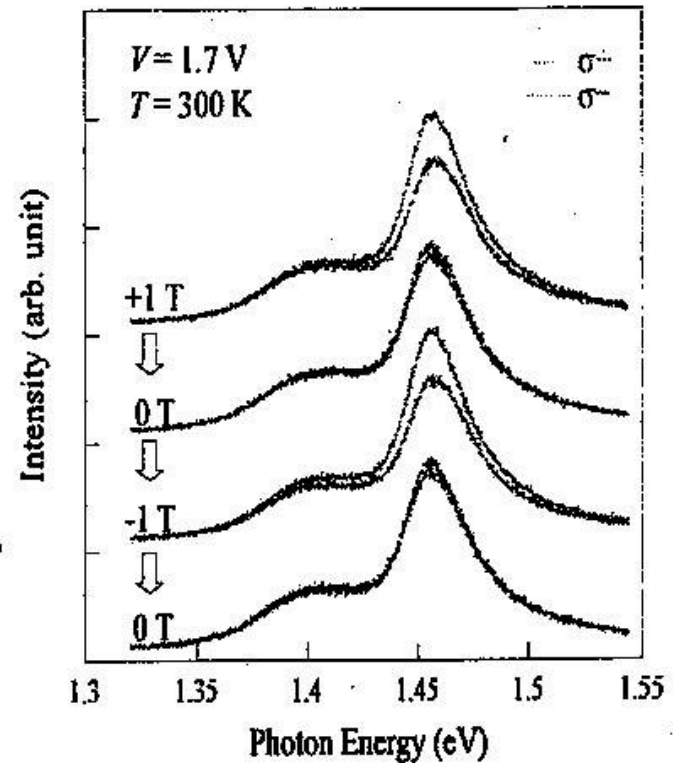
## Spin-injection through junction



- 磁性半導体からスピ  
ン偏極ホールを  
注入
- 発光の円偏光度が  
磁性半導体の磁化  
に応じて変化する。

# スピンLEDのスピン注入特性

- 真砂氏らは、FePt/MgO/LED構造を作製し、円偏光度の磁場依存性を測定した。
- ゼロ磁場でも1.5%の円偏光度が観測される。



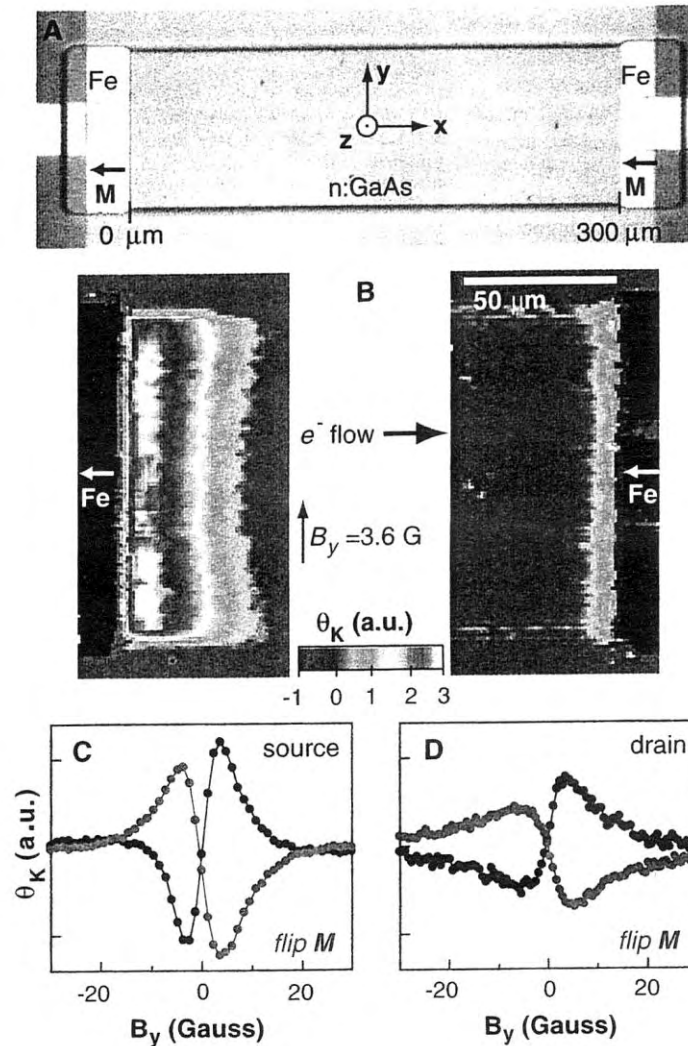
ELスペクトルの磁場依存

A. Sinsarp, T. Manago, F. Takano, H Akinaga:  
J. Nonlinear Opt. Phys. Mater., 17, 105 (2008).

# スピン注入の磁気光学的評価

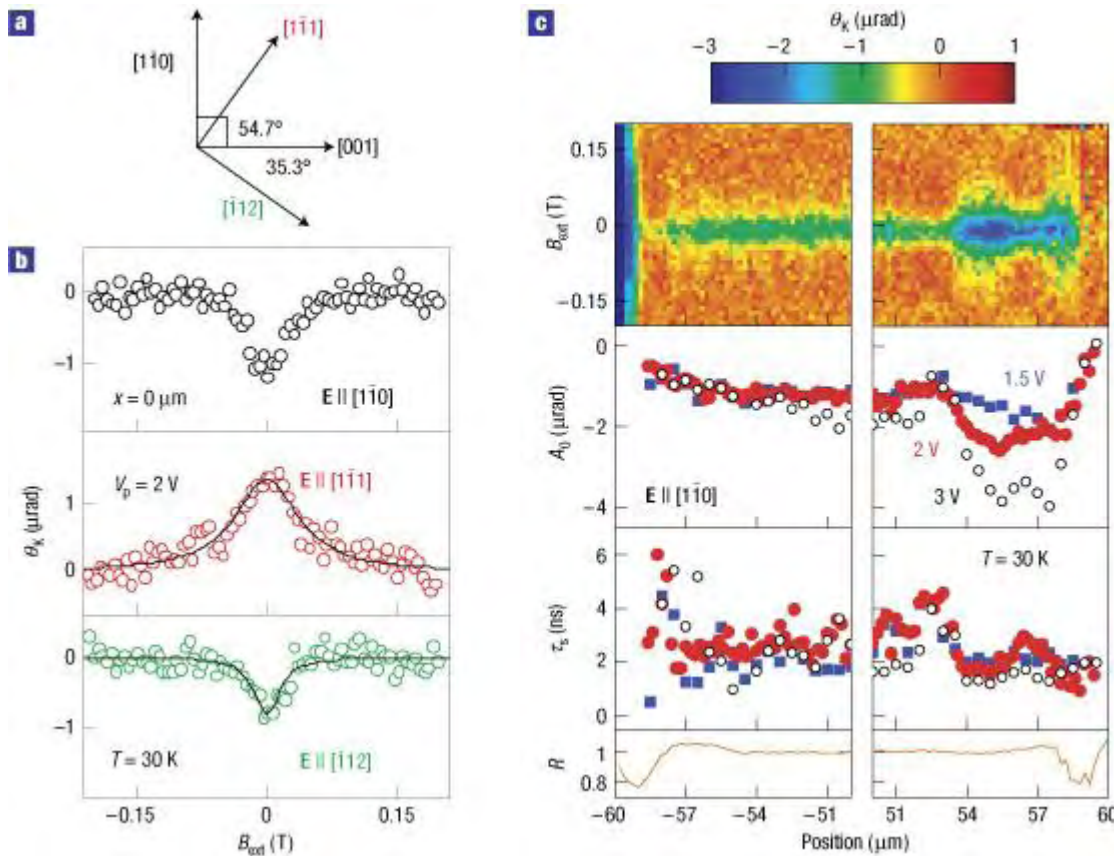
- Crookerらは、Fe/GaAs/Fe ラテラル構造において、Fe→GaAsのスピン注入が起きていることを磁気光学的に検証した。

S. A. Crooker et al.: Imaging Spin Transport in Lateral Ferromagnet/Semiconductor Structures; *Science* Vol. 309. no. 5744, pp. 2191 - 2195 (2005)





# スピンホール効果のカー効果によるイメージング



**a**, Relative orientations of crystal directions in the (110) plane. **b**, Kerr rotation (open circles) and fits (lines) as a function of  $B_{\text{ext}}$  for  $E \parallel [1\bar{1}0]$  (black),  $E \parallel [1\bar{1}1]$  (red) and  $E \parallel [1\bar{1}2]$  (green) at the centre of the channel. **c**,  $B_{\text{ext}}$  scans as a function of position near the edges of the channel of a device fabricated along with  $w=118 \text{ nm}$  and  $l=310 \text{ nm}$  for  $V_p=2 \text{ V}$ . Amplitude  $A_0$ , spin-coherence time  $\tau_s$  and reflectivity  $R$  are plotted for  $V_p=1.5 \text{ V}$  (blue filled squares),  $2 \text{ V}$  (red filled circles) and  $3 \text{ V}$  (black open circles).

[Spatial imaging of the spin Hall effect and current-induced polarization in two-dimensional electron gases](#)

V. Sih, R. C. Myers, Y. K. Kato, W. H. Lau, A. C. Gossard and D. D. Awschalom  
**Nature Physics** 1, 31 - 35 (2005)

# Spin transfer switchingの磁気光学観察

- NHK技研の青島らは、 $\text{Co}_2\text{FeSi}$ ハーフメタル電極を用いたCPP-GMR素子を作製し、電流誘起磁化反転を縦磁気光学効果を用いて観測することに成功した。(1)
- 垂直磁化膜GdFeCoを用いたCPP構造において、より大きな磁気光学信号を得ている。

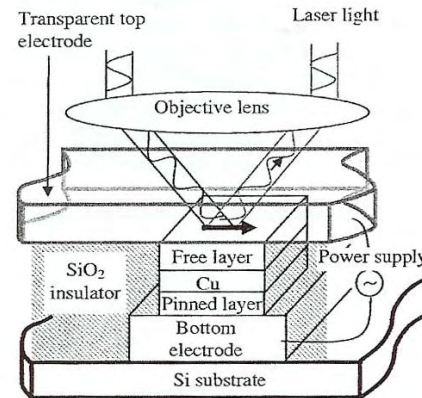


FIG. 1. Schematic illustration of spin-valve device with transparent electrode, and experimental setup. The plain arrow in the free layer indicates the direction of the magnetization. The device includes the bottom electrode of  $[\text{Ta}(3)/\text{Cu}(50)/\text{Ta}(3)/\text{Cu}(50)/\text{Ru}(5)]$ , the pinned layer of  $[\text{Ru}(5)/\text{Cu}(20)/\text{Ir}_{22}\text{Mn}_{78}(10)/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{34}(5)/\text{Ru}(0.9)/\text{Co}_{60}\text{Fe}_2\text{Co}_2\text{FeSi}(10)]$ , an intermediate layer of  $\text{Cu}(6)$ , and the free layer with pinning of  $[\text{Co}_2\text{FeSi}(6)/\text{Cu}(3)/\text{Ru}(3)]$ , all in nanometers.

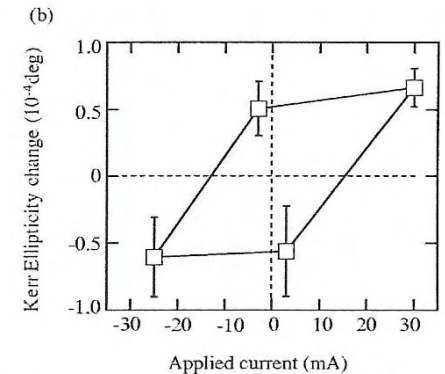


FIG. 4. (a) STS and the (b) Kerr ellipticity characteristics for three spin-valve elements. Open circles in (a) indicate resistance as a function of the applied current of  $\pm 30$  mA with an increment of 2 mA. (b) The changes are defined as  $[\eta_K - \langle \eta_K \rangle]$  in Kerr ellipticity for various applied currents of  $-3$ ,  $-25$ ,  $+3$ , and  $+30$  mA. Kerr measurements are synchronized with resistance measurements [solid squares in (a)]. Averaged values over 60 points at each current are plotted with error bars of standard deviation.

(1) K. Aoshima et al.: Spin transfer switching in current-perpendicular-to-plane spin valve observed by magneto-optical Kerr effect using visible light  
 Appl. Phys. Lett. 91, 052507 (2007);

# 熱い視線を浴びる発展途上分野

- このように、スピン注入、スピン蓄積、スピン緩和などスピン流の制御は、CMOSに代表されるSiのデバイスが限界を迎えつつあるいま、それに代わる新しい革新的次世代デバイス技術の芽として熱い視線を浴びているのです。
- 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>[i]</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、新しい世界が開かれる予感を感じます。

<sup>[i]</sup> 永長直人: 固体物理41 (2006) 877, 同42 (2007) 1, 同42 (2007) 487.