

第1章 磁性材料を正しく理解するために¹⁾

東京農工大学 名誉教授

佐藤 勝昭

1. はじめに

磁性材料は、エネルギー変換機器（モーター・発電機・アクチュエータなど）、音響機器（マイク・スピーカー・ヘッドホンなど）、情報記録装置（磁気テープ、磁気ディスクなど）、高周波機器（インダクター、電波吸収体など）、医療用機器（心磁計、MRI）など広い領域で私たちの暮らしを支えている。

磁性材料を正しく理解し、開発するには、物質の磁性がなぜ生じるかというマイクロな立場から出発して、軟質（ソフト）磁性・硬質（ハード）磁性など磁性体の応用につながるマクロな性質までを連続的に知る必要がある。

2項では、原子レベルから出発して、磁性のマイクロな起源を述べる。次いで、3項では、なぜマイクロな磁気がそろって強磁性・反強磁性などの磁気秩序を持つのか、磁化はなぜ温度変化するかなどに迫る。4項で、なぜ磁気ヒステリシスが生じるのか、なぜ磁区に分かれるのか、マクロな磁化過程はどのように起きるのかを説明し、ソフト磁性・ハード磁性の違いを述べる。

2. 磁性のマイクロな起源

磁石は図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、両端に現れる磁極の大きさ（磁荷の面密度；単位 Wb/m^2 ）はいくら小さくしても変わらない。N極のみ、S極のみを単独で取り出すことはできない。

磁性体を原子のレベルにまで微細化すると、原子があたかも磁石のような働きを持っていることが分かる。磁性の起源は原子磁石である。しかし、原子にN, Sという磁極はなく、量子力学によれば、電子が原子核の周りに雲のように分布しているという描像で表される。原子の磁気的な性質は電子雲が本来持つ磁性から生じているのだ。

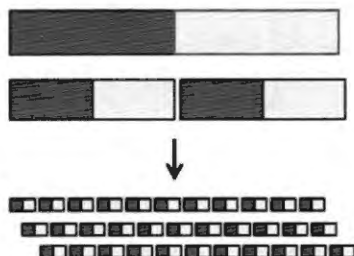


図1 磁石をいくら分割しても磁極の大きさは変わらない

この項では、原子核の周りに電子が回って環状電流を作り磁気をもたらすというボーア模型から出発し、必要に応じて量子論の言葉に置き換えることとする。まず、電子の軌道運動が作り出す磁気モーメントと磁極 NS の対がもたらす磁気モーメントが等価であることを古典力学の考え方で説明しよう。

(a) 電子軌道の古典論

原子の中では、図2のように、電子が原子核の周りをくるくる回っている。電荷 $-e[C]$ を持つ電子が動くとき電流が生じ、この電流が磁気モーメントを作る。そこで「電流が作る磁気モーメントは、磁極の対が持つ磁気モーメントと等価である」という仮説を立てる。

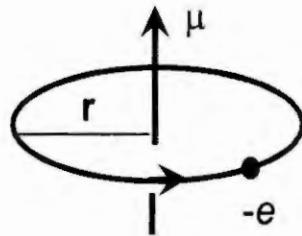


図2 原子内の電子の周回運動は磁気モーメントを生じる

これを証明するには、両者を静磁界中に置いたときに、同じ形で回転するトルクを受けるかどうかを見ればよい。周回電流による磁気モーメントを磁界中に置いたときのトルク T_{curr} を計算しよう。

$-e[C]$ 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 $t=2\pi r/v[s]$ なので、電子が1周するとき流れる電流 I は

$$I = -e/t = -ev/2\pi r [A] \tag{1}$$

となる。

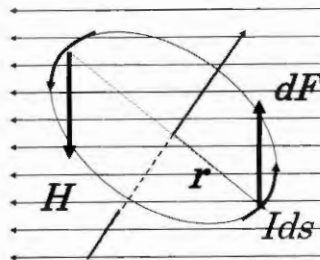


図3 磁界中に置かれた円電流に働く力

図3に示すように、この環状電流を一様な静磁界 $H[A/m]$ 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 $dF[N]=[m\text{ kg/s}^2]$ は、フレミングの左手の法則か

ら ($E-H$ 対応の SI 系)、 $dF=Ids \times \mu_0 H$ となり、 r の位置に働くトルクは

$$dT_{\text{curr}} = r \times dF = I(r \times ds) \times \mu_0 H \quad (2)$$

と r と H の外積で表される。トルク T_{curr} [Nm] は、この微小トルクを円周にわたって積分すると求めることができる。 S を環状電流の囲む面積 $S = \pi r^2$ 、 n を環状電流の法線の方向を向く単位ベクトルとして、環状電流があるときの静磁界中でのトルクは、

$$T_{\text{curr}} = \oint dT_{\text{curr}} = (I/2)(\oint r \times ds) \times \mu_0 H = \mu_0 I S n \times H \quad (3)$$

となる。

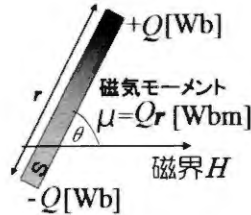


図4 磁界中に置かれた、磁極 NS 対に働くトルク

一方、図4に示すように、磁極 NS の対 +Q [Wb]、-Q [Wb] の作る磁気モーメント $\mu = Qr$ [Wbm] を磁界 H の中に置いたときに働くトルク T_m [Nm] は

$$T_m = Qr \times H = \mu \times H \quad (4)$$

と表される。

T_{curr} を表す (3) 式と T_m を表す (4) 式はどちらも磁界 H とのベクトル積の形であるから、電流が作る磁気モーメントと磁極の対が作る磁気モーメントは等価であることが分かる。したがって、電流が作る磁気モーメント μ [Wbm] は、(3) 式と (4) 式を比較することによって、

$$\mu = \mu_0 I S n \quad (5)$$

と求めることができる。この式から、環状電流 I および電流が囲む面積 S 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 n であることが分かる。

電流に $I = -e/t = -ev/2\pi r$ (式(1)) を、面積に $S = \pi r^2$ を代入して、電子の軌道運動による磁気モーメントを求めると、

$$\mu = -(\mu_0 e v r / 2) n = -\mu_0 (e/2) r \times v \quad (6)$$

となるが、角運動量は $\Gamma = r \times p = r \times mv$ と表されるので、これを使って式(6)を表すと

$$\mu = -\mu_0 (e/2m) \Gamma \quad (7)$$

となり、原子磁石の磁気モーメントは電子の持つ角運動量に比例することが示された。

(b) 量子論の導入

ここまでは、古典力学で記述したが、原子中の電子を表すには量子力学を使わなければならない。量子力学によれば、電子は古典的な周回運動をしているのではなく、原子核の周りに雲のように分布して運動していると考えられており、電子軌道の角運動量は \hbar を単位とするとびとびの値をとり、軌道角運動量を表す量子数を l とすると、 $\Gamma_{\text{orb}} = \hbar l$ と表すことができる。これを (7) 式に代入すると 軌道磁気モーメント μ_{orb} は、

$$\mu_{\text{orb}} = -\mu_0(e\hbar/2m)l = -\mu_B l \quad (8)$$

となり、軌道角運動量子数 l とボーア磁子 μ_B を使って記述される。ここにボーア磁子 $\mu_B = \mu_0 e\hbar/2m$ は原子磁気モーメントの基本単位で、その大きさは、 $\mathbf{E}-\mathbf{H}$ 対応の SI 系で、

$$\mu_B = 1.16 \times 10^{-29} [\text{Wbm}] \quad (9)$$

となる^{A)}。この値の導出には、 $\mu_0 = \pi \times 10^7 [\text{Wb}/(\text{Am})]$ 、 $e = 1.60 \times 10^{-19} [\text{As}]$ 、 $\hbar = 1.055 \times 10^{-34} [\text{Js}]$ 、 $m = 9.11 \times 10^{-31} [\text{kg}]$ を用いた。

(c) 原子の軌道と量子数

原子内の電子の状態は、量子力学の言葉で書くと、主量子数 n と軌道角運動量 l 、更に l を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 で指定される。主量子数 n が決まると軌道角運動量子数 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る。例えば、 $n=1$ だと l は 0 しかとれないが、 $n=2$ のときは、 l は 0 と 1 の 2 値をとれる。

軌道角運動量子数を l とすると、その量子化軸方向成分 (磁気量子数) $m = l_z$ は、 $l, l-1, \dots, -l+1, -l$ の $2l+1$ 通りの値を持つことができる。

表1 主量子数と軌道角運動量子数

n	l	M							軌道	縮重度
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

A) $\mathbf{E}-\mathbf{B}$ 対応の SI 系では $\mu_B = e\hbar/2m = 9.27 \times 10^{-24} [\text{Am}^2]$ と表され、cgs-emu 系では、 $\mu_B = e\hbar/2mc = 9.27 \times 10^{-21} [\text{emu}]$ と表される。

表1は、主量子数 $n=0$ から4までについて、軌道角運動量量子数 l のとり得る値、さらに各 l に対して磁気量子数 m のとり得る値を示している。また軌道の命名(s, p, d, f)も示してある。縮重度は、スピンを含めて示してある。3d遷移金属と4f希土類金属が主な磁性体に使われる元素である。

(d) 軌道角運動量量子と電子分布の形

表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 $l=0, 1, 2, 3$ に対応している。図5は1s, 2s, 2p, 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、電子分布のくびれは、s軌道では0、p軌道では1、d軌道では2である。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るといえる。

しかし、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を使って導いた式では十分に表すことができない。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ある。スピンについては次で述べる。

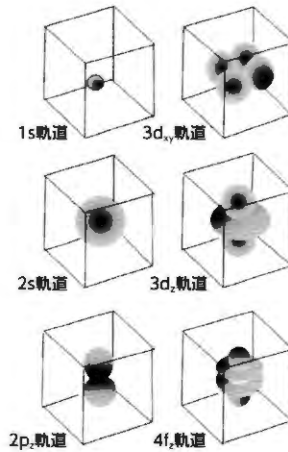


図5 電子軌道の型と軌道角運動量

(e) スピン角運動量

電子は電荷とともにスピンを持つ。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で、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る。1個の電子のスピン角運動量量子数 s は $1/2$ と $-1/2$ の2つの固有値しか持たない。

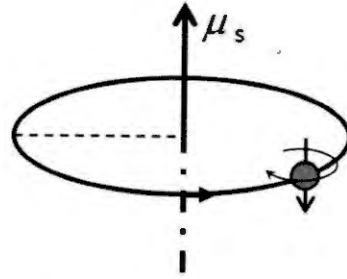


図6 電子軌道とスピンのイメージ

電子スピン量子数 s の大きさは $1/2$ なので、量子化軸方向の成分 s_z は $\pm 1/2$ の2値をとるので、スピン角運動量は \hbar を単位として

$$\Gamma_{\text{spin}} = \hbar s \quad (10)$$

となる。スピンによる磁気モーメントは軌道の場合に比べて係数が g 倍になる。

$$\mu_{\text{spin}} = -g(e/2m) \Gamma_{\text{spin}} \quad (11)$$

と表される。 g の値は自由電子の場合 $g=2.0023$ なのでほぼ2と考えて

$$\mu_{\text{spin}} = -(e/m)\hbar s = -2\mu_B s \quad (12)$$

電子がスピン角運動量をもつという考え方は、Na の D_1 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・ゲルラッハの実験もスピンの存在を支持した。

(f) スピンと軌道の合成

これまでの説明で、原子の磁気モーメントには、軌道量子数 l による寄与、および、スピン量子数 s の寄与があることが分かったので、ここではこれらの合成の仕方を述べる。まず原子は、多数の電子があるので、原子内の電子の軌道角運動量量子数の総和 $L = \sum_i l_i$ およびスピン角運動量量子数の総和 $S = \sum_i s_i$ を求め、次に、両者をベクトル的に足し合わせれば原子の全角運動量の量子数 $J = L + S$ が得られる。角運動量の総和と、磁気モーメントの総和は異なる手続きが必要だ。なぜなら、軌道角運動量による磁気モーメント μ_{orb} は

$$\mu_{\text{orb}} = -\mu_0(e\hbar/2m)L = -\mu_B L \quad (13)$$

であるのに対し、スピンによる磁気モーメントには

$$\mu_{\text{spin}} = -(e/m)\hbar S = -2\mu_B S \quad (14)$$

と2がつくからだ。合成磁気モーメント μ は

$$\mu = \mu_{\text{orb}} + \mu_{\text{spin}} = -\mu_B(L + 2S) \quad (15)$$

で表されるが、 J は運動の際に保存される量なので、 J の方向を一定とすると、 L と S は図7のように関係を保ちながら、 J を軸としてその周りを回転しているものと考えられ、磁気モーメント μ は、

$$\mu = -g_J \mu_B J \quad (16)$$

とあらわすことができる。 g_J はランダウの g 因子と呼ばれ、量子力学を使った少しめんどろな計算によって、

$$g_J = 1 + \{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)\} / 2J(J+1) \quad (17)$$

と与えられる。

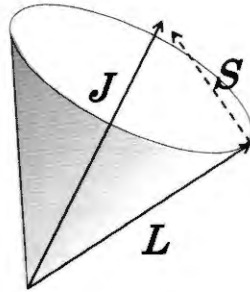


図7 L と S は、 J を軸としてその周りを回転している

(g) フントの規則

1つの原子に多数の電子があるときに原子磁石の軌道、スピンの値、さらには全角運動量を求めるのは簡単ではない。このためのガイドラインがフントによって示され、フントの規則と呼ばれている。前提となるのはパウリの排他律、すなわち、「原子内の同一の状態 (n, l, m_l, m_s で指定される状態) には1個の電子しか占有できない」ことである。

フントによると、多電子原子において電子が基底状態にあるときの合成角運動量量子数 L, S を決める規則は、次の2項目である。

1. フントの規則1 基底状態では、可能な限り大きな S と、可能な限り大きな L を作るように、 s と l を配置する。
2. フントの規則2 上の条件が満たされないときは、 S の値を大きくすることを優先する。

さらに基底状態の全角運動量 J の決め方は、

$$\text{占有が状態数の半分以下} \quad J = |L - S|$$

$$\text{占有が状態数の半分以上} \quad J = L + S$$

となっている。表1によれば、縮重度は p 電子が6、 d 電子が10、 f 電子が14なので、半分占有は、 p が3、 d が5、 f が7である。

多重項の記号

分光学では、多重項を記号で表す。記号は $L=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$ に対応して S, P, D, F, G, H, I... で表し、左肩にスピン多重度 $2S+1$ を書く。左肩の数値は、 $S=0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2$ に対応して、1, 2, 3, 4, 5, 6 となる。読み方 singlet, doublet, triplet, quartet, quintet, sextet である。さらに J の値を右の下付添え字にする。この決まりによると、水素原子の基底状態は $^2S_{1/2}$ (ダブルレット 에스 2分の1)、ホウ素原子は $^2P_{1/2}$ (ダブルレット 피어 2分の1) となる。

3d 遷移金属の場合、不完全内殻の d 電子軌道とスピンのみを考えればよく、例えば、 $Mn^{2+}(3d^5)$ では、 $S=5/2$ ($2S+1=6$), $L=0$ (→記号 S)、 $J=5/2$ なので、多重項の記号は $^6S_{5/2}$ (セクステット 에스 2分の5) となる。

(h) 3d 遷移金属イオンの電子配置と磁気モーメント

図 8 は、3 価の 3d 遷移金属イオンにおいて、フントの規則に従って 3d 電子の軌道にどのように電子が配置されるかを示している。各準位は、 $l_z=-2, -1, 0, 1, 2$ に対応する。ただし、孤立した原子においては、これらの軌道は同じエネルギーを持っているのであるが、分かりやすさのため分離した形で示してある。

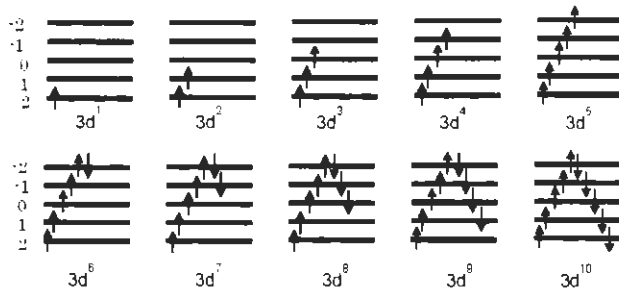


図 8 3 価の 3d 遷移金属イオンにおけるフントの規則に従う電子の配置

(i) 軌道角運動量とスピン角運動量の寄与

原子磁石の磁気モーメントの大きさは、常磁性磁化率の測定から検証することができる。常磁性は低濃度の遷移金属、希土類を含む固体や錯体において見られる磁性で、磁界のないとき、原子磁石は互いに相互作用を持たずにランダムに配向しているが、磁界を印加したときには各磁気モーメントが磁界の方向に向きを変えるので全体として磁界に平行な磁化が生じる現象である。

常磁性体の磁化率 χ はキュリーの法則が成り立ち温度 T に反比例する。すなわち

$$\chi = C/T \tag{18}$$

C はキュリー定数と呼ばれ、量子力学に基づいて考察すると、全角運動量量子数 J を用

いて

$$C = NgJ^2\mu B^2J(J+1)/3k \quad (19)$$

と表される。ここに N はイオンの数、 k はボルツマン定数である。磁化率にはモル磁化率、グラム磁化率、体積磁化率などがあり、それによって N が異なるので磁化率の表を見るときはどの磁化率であるかを見極める必要がある。

磁化率 χ がキュリーの法則に従う場合、(18) 式において χ の逆数をとると、 T に比例する。この傾斜から C が求まり、有効磁気モーメント $\mu = g_J\sqrt{J(J+1)}$ が求められる。

3d 遷移イオンの磁気モーメントの実験値と計算値は表 2 に掲げる。また実験値は図 9(a) の白丸で示してある。一方、 μ の値は L, S, J が分かれば計算できる。例えば表 2 の $V^{3+}(3d^2)$ の場合、 $L=3, S=1, J=2$ なので $g_J=2/3, \sqrt{J(J+1)}=\sqrt{6}$ なので $\mu=1.64$ となるが 3d 電子数 2 の実験値 2.8 を説明できない。もし、 $L=0$ と仮定すると $g_S=2, \sqrt{S(S+1)}=\sqrt{2}$ となり、 $\mu=2.83$ となり、実験結果を説明できる。他のイオンについても J を使って計算すると点線のように実験を再現できないが、 $J=S$ 、つまりスピンのみとして計算すると実線のように実験値をよく再現できる。このように 3d 遷移金属イオンでは軌道角運動量がゼロ、すなわち、消滅しているとされている。

これに対して 4f 希土類イオンの磁気モーメントの実験値は図 9 (b) の白丸で表されるように、全角運動量 J を使った計算値 (実線) が実験結果をよく再現する。このように希土類では、原子の軌道が生き残っている (ただし、4f 電子数 6 (Sm^{3+}) のときはバンプレックの常磁性を考慮しないと実験とは一致しない)。

表 2 3d 遷移金属イオンの LSJ 、多重項、磁気モーメント数

イオン	電子配置	L	S	J	μ_J	μ_S	exp.	多重項
Ti^{3+}	$[Ar]3d^1$	2	1/2	3/2	1.55	1.73	1.7	$^2D_{3/2}$
V^{3+}	$[Ar]3d^2$	3	1	2	1.64	2.83	2.8	3F_2
Cr^{3+}	$[Ar]3d^3$	3	3/2	3/2	0.78	3.87	3.8	$^4F_{3/2}$
Mn^{3+}	$[Ar]3d^4$	2	2	0	0	4.90	4.8	5D_0
Fe^{3+}	$[Ar]3d^5$	0	5/2	5/2	5.92	5.92	5.9	$^6S_{5/2}$
Co^{3+}	$[Ar]3d^6$	2	2	4	6.71	4.90	5.5	5D_4
Ni^{3+}	$[Ar]3d^7$	3	3/2	9/2	6.63	3.87	5.2	$^4F_{9/2}$

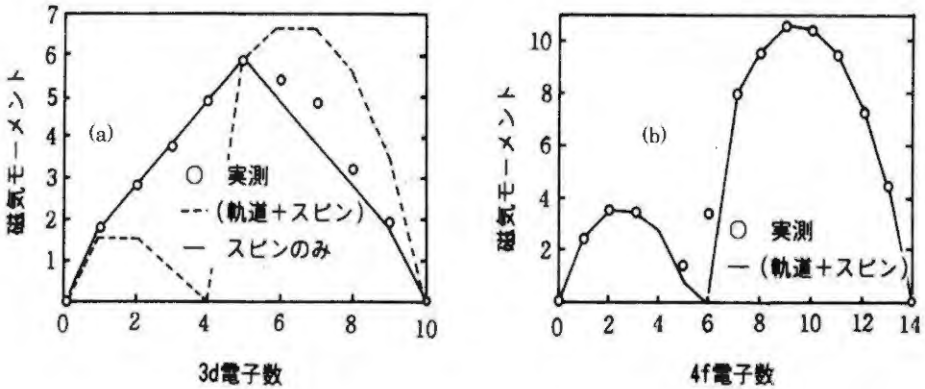


図9 磁性イオンの磁気モーメントの実測値と理論値
(a) 3d 遷移金属イオンの場合 (b) 4f 希土類イオンの場合

3. 磁気秩序の起源—強磁性・反強磁性などはなぜ生じるか—

(a) 磁性の分類

磁性とは、物質が磁界の中に置かれたとき生じる磁気的な変化の仕方を表す言葉である。どんな物質もなんらかの磁性を示す。例えばヒトの体でも、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。強磁界中に置くとリンゴも浮き上がる。

このように、どんな物質も磁性を持ち、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る。以下では、これらの磁性について簡単に紹介する。

・反磁性 (diamagnetism)

銅など導電性の物体に磁界を加えると、物質内に回転する電流が生じて、磁界の変化を弱めようとする。このような性質を反磁性と呼ぶ。導電体の多くは反磁性を示す。この現象には、原子磁石は関係していない。磁気秩序も持たない。

・常磁性 (paramagnetism)

ルビー (クロムを含む酸化アルミニウム) のように遷移金属を含む絶縁物の多くは、ランダムな方向を向く磁気モーメントを持っており、強い磁界を加えると磁界方向に向きを変えて、磁界に引きつけられる性質、常磁性を持つ。液体酸素も常磁性を持つので磁石に引き寄せられる。バナジウム、白金などの金属においては、自由電子が起源のパウリの常磁性と呼ばれる常磁性が見られる。常磁性体は磁気秩序がない状態である。

・強磁性 (ferromagnetism)

鉄やコバルトのように、磁界を加えなくても自発磁化を持っている物質は強磁性体と呼ばれる。ハードディスクや電気自動車のモーターに使われるのは強磁性体である。強磁性

には磁気秩序があり、原子磁石どうしが向きを揃えようとする「交換相互作用」が働いている。キュリー温度と呼ばれる温度を超えると、熱擾乱がこの力に勝って磁気秩序を失い、常磁性となる。

・反強磁性 (antiferromagnetism)

磁気秩序を持つが、隣り合う原子の磁気モーメントが逆向きに揃え合うように「交換相互作用」が働くため、全体では磁化が打ち消されている磁性を反強磁性と呼ぶ。磁化を持つ副格子 A と、逆向きの磁化を持つ副格子 B の重ね合わせと見ることができる。ネール温度と呼ばれる温度を超えると、磁気秩序を失い常磁性になる。

・フェリ磁性 (ferrimagnetism)

隣り合う原子磁石の向き（磁気モーメント）が逆向きで、一種の反強磁性体であるが、隣り合う原子の磁気モーメントの大きさが違うため、全体では正味の磁化が残っている磁性をいう。フェライトや磁性ガーネットはその代表格である。

・らせん磁性 (screw magnetism)

磁気モーメントが空間的に一定周期で回転しているような磁気秩序を持ち、全体として磁化を持たない。

・スピン密度波 (SDW :spin density wave wave)

電子のスピン大きさと向きが波状に分布している状態。全体として磁化が生じない場合 (Cr) と一つの向きのスピンの優勢で正味の磁化を持つ場合 (Mn_3Si) がある。スピン密度波の周期 λ は結晶格子の周期 a と一致しない。

・傾角反強磁性 (canted antiferromagnetism)

反強磁性において2つの副格子磁化が傾いたために、副格子磁化と垂直方向に正味の磁化が生じる場合を傾角反強磁性と呼ぶ。このような磁性は希土類オルソフェライトに見られる。

(b) 鉄の強磁性の起源: 遍歴電子モデル

隣接する原子磁石の間に磁石の向きを同じ方向に揃え合う力が働くと強磁性になり、隣接する原子磁石を逆方向に揃え合う力が働くと反強磁性になる。原子磁石を揃え合う力は、電子が担っており、交換相互作用という。温度を上げ、ある臨界温度を超えると熱揺らぎが交換相互作用に打ち勝って自発磁化を失い常磁性になる。この臨界温度を、強磁性体ではキュリー温度、反強磁性体ではネール温度と呼ぶ。

鉄の強磁性が、原子磁石が方向を揃えていることによって生じているとして、鉄の1原子あたりの磁気モーメントの大きさを見積もってみよう。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 $3d^6 4s^2$ という電子配置を持つ。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する。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る。2個の4s電子のスピンは打ち消しており、3d電子が6個なのでフントの規則によって、図9に示すように全スピン角運

動量は $S=4 \times 1/2=2$ となるので、原子あたりの磁気モーメント μ の大きさは $\mu=2S\mu_B=4\mu_B$ と見積もられる。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。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て、しかも整数でない値をとる。従って、金属においては、原子磁石のモデルが成り立たないのである。

金属においては、電子が原子位置に束縛されないで、金属全体に広がって結合に寄与していると考えられている。金属全体に広がった電子という考えに基づいて磁性を考える立場を「遍歴電子モデル (itinerant electron model)」と呼ぶ。これに対し、原子磁石の考えに立って話を進めるやり方を「局在電子モデル (localized electron model)」という。鉄の磁性は「遍歴電子モデル」で理解することができる。

図10にはスピンを考慮した状態密度曲線を模式的に示す。状態密度とは、単位エネルギー幅の中に電子状態がどれだけ入るかを表すものである。右半分が上向きスピン、左半分が下向きスピンを持つ電子の状態密度である。電子は、バンドの底からフェルミ・エネルギー E_F の位置まで詰まっていて、 E_F の上では空になっている。

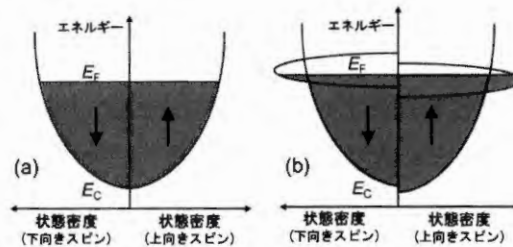


図10 スピンを考慮したバンドの状態密度曲線 (a) 非磁性金属、(b) 3d 遷移金属

通常非磁性金属では、図10(a)に示すように上向きスピンと下向きスピンの状態密度は等しいので、左右対称となる。一方、強磁性金属の場合の状態密度は図10(b)に示すように、エネルギー幅の狭い3dバンドが重なっており、上向きスピンの状態密度と下向きスピンバンドの状態密度のエネルギー位置が非対称になっている。このずれは、3dバンドにおいては大きく、spバンドでは小さいと考えられる。上向きスピンバンドと下向きスピンバンドのずれは、電子間の交換相互作用から生じ、交換分裂 (exchange splitting) と呼ばれる。3d電子系の方がsp電子系より大きな交換分裂を示すのは、3d電子系の電子雲の広がり方がsp電子系の広がり比べて小さいため電子同士の間クーロン相互作用が大きいことによる。

遍歴電子モデルでは、上向きスピンバンドと下向きバンドの占有電子密度の差 $n_{\uparrow} - n_{\downarrow}$ が正味の磁気モーメントをもたらす。すなわち $\mu = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow})\mu_B$ である。ここに、 μ_B はボーア磁子である。図11には、3d遷移金属および合金における原子あたりの磁気モーメントの大きさをボーア磁子を単位として、電子数に対してプロットした実測曲線 (スレーター・ポーリング曲線)²⁾を示す。

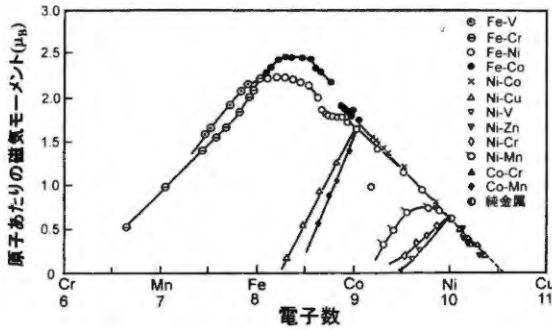


図11 スレーター・ポーリング曲線

図11に示すように、3d 遷移金属の原子あたりの磁気モーメントは整数ではない値をとる。Feでは $2.219\mu_B$ 、Coでは $1.715\mu_B$ 、Niでは $0.604\mu_B$ である。このような非整数の磁気モーメントは、上向きスピン電子と下向きスピン電子のバンド占有の差を使って $\mu = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow})\mu_B$ の結果として説明できる。このような考え方を、ストーナーモデル³⁾と呼ぶ。

Feは体心立方構造 (bcc)、Coは六方稠密構造 (hcp)、Niは面心立方構造 (fcc) と構造が異なりバンド構造の詳細も異なるので、同じバンド構造における占有を考えるのは正しくないが、現在では、それぞれのバンド構造を第1原理計算から導くことができ、交換分裂の大きさや、モーメントの大きさが理論的に求められている。

(c) 自発磁化が生じるメカニズム: 局在電子モデル

(b) では金属の強磁性の発現を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) が向きを揃え合うとして自発磁化の大きさを説明する。

なぜ揃え合うのか? これに回答を与えたのはワイスである。以下、ワイス (Weiss) による現象論的な理論である「分子場理論」を紹介する⁴⁾。

ワイスは、図12(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、その周りにある全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れば自己完結的に強磁性が説明できると考えた。これがワイスの分子場理論である。このとき磁気モーメントに加わる有効磁界を分子場 (molecular field) と呼ぶ。

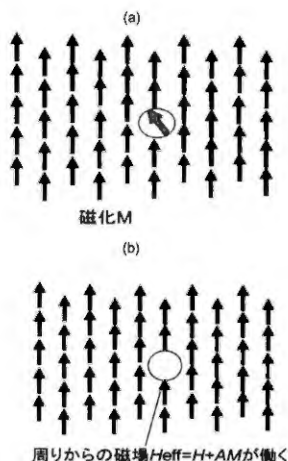


図 12 分子場の考え方

磁化 M を持つ磁性体に外部磁界 H が加わったときの分子場は $H_{\text{eff}} = H + AM$ と表される。 A を分子場係数と呼ぶ。量子力学によれば、 A は $A = 2zJ_{\text{ex}} / (N(g_m B)^2)$ で与えられる。ここに J_{ex} は交換相互作用、 z は配位数である。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 $M_0 = Ng_m B J$ で規格化して、

$$M/M_0 = B_J(g_m B H_{\text{eff}} / kT) \quad (20)$$

という式で表される。ここで、関数 $B_J(x)$ 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である。強磁性状態では外部磁界 H 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 (20) に代入し

$$M/M_0 = B_J(g_m B A M J / kT) = B_J((2zJ_{\text{ex}} J^2 / kT) M/M_0) \quad (21)$$

が成立しなければならない。

ここで $y = M/M_0$ 、 B_J の引数を x と置くとこの式は次の 2 つの式の連立方程式となる。

$$y = (kT / 2zJ_{\text{ex}} J^2) x \quad (22)$$

$$y = B_J(x) \quad (23)$$

これを図解したのが図 13 である。図 13 の曲線はブリルアン関数を $J=1/2, 3/2, 5/2$ の場合についてプロットしたものである。

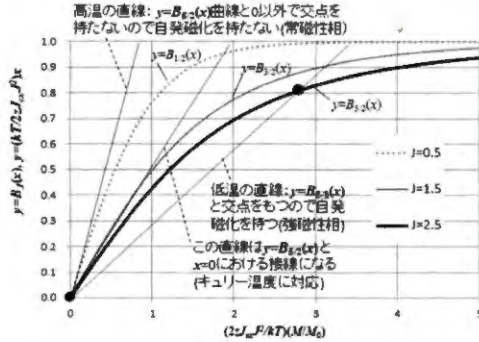


図13 分子場近似による自発磁化の求め方
横軸は kT で規格化した磁化、曲線はブリルアン関数

一方、図13の細い直線は、式(22)を表す。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る。自発磁化が生じるのは、直線(22)と曲線(23)の交点がある場合である。低い温度 (T_1) では交点をもつので自発磁化が存在するが、高い温度 $T > T_c$ では交点がなく、自発磁化は存在できず、常磁性になる。常磁性領域では、磁化率 χ と T の間に次ページに述べるキュリーワイスの法則が成立する。

図14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ある。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る。

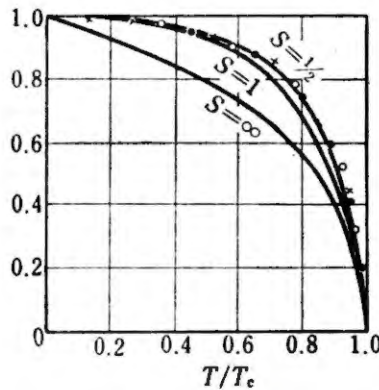


図14 自発磁化の温度変化
× は鉄、● はニッケル、○ はコバルトの実測値、
実線は J としてスピン $S=1/2, 1, \infty$ をとったときの計算値

(d) 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、

$$\chi = C/T \quad (24)$$

で与えられる。 $1/\chi$ を T に対してプロットしたとき図 18 の上の直線のように原点を通れば常磁性である。

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るが、このときの磁化率 χ は、キュリーワイスの法則

$$\chi = C/(T - \theta_p) \quad (25)$$

で与えられる。 θ_p のことを常磁性キュリー温度と呼ぶ。 $1/\chi$ を T に対してプロットしたとき、図 15 の下の直線のように、外挿して横軸を横切る値が θ_p である。この値が正であれば強磁性、負であれば反強磁性である。

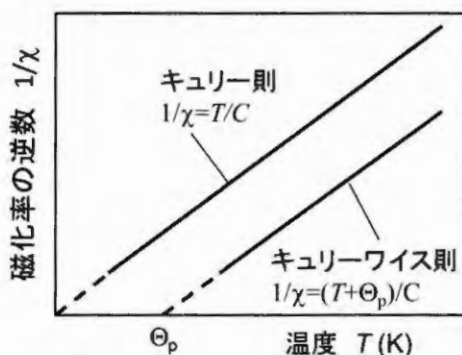


図 15 キュリーの法則とキュリーワイスの法則

キュリーワイスの法則はワイスの分子場理論にもとづいて説明される。前に述べたように有効磁界は $H_{\text{eff}} = H + AM$ で与えられる。一方、 M と H_{eff} の間にはキュリーの法則が成立するので、 $M/H_{\text{eff}} = C/T$ と表せる。これらを連立して解くと、 $M = CH/(T - AC)$ が得られる。 $\theta_p = AC$ とすれば、

$$\chi = M/H = C/(T - \theta_p) \quad (26)$$

となり、キュリーワイスの法則が導かれる。

鉄やニッケルの 3d バンドは、波数に対してエネルギーが大きく変化する広い 3d バンド（結晶中に広がった電子状態）と、波数を変えてもエネルギーがほとんど変化しない狭い 3d バンド（局在性の強い電子状態）から成り立っている。原子付近に振幅を持つ成分に関しては、局在電子的に振る舞うためキュリーワイスの法則が成立すると考えることができる。

4. 強磁性体のマクロな磁性—磁気ヒステリシス・磁区・磁化曲線^{5,6,7)}

(a) ハード磁性体、ソフト磁性体

強磁性体やフェリ磁性体など自発磁化を持つ磁性体に磁界を加えたとき、弱い磁界でも磁化の反転が起きるならソフト（やわらかい）磁性体、強い磁界を与えないと磁化が反転しないときハード（かたい）磁性体という。これを説明するのが磁気ヒステリシス曲線である。

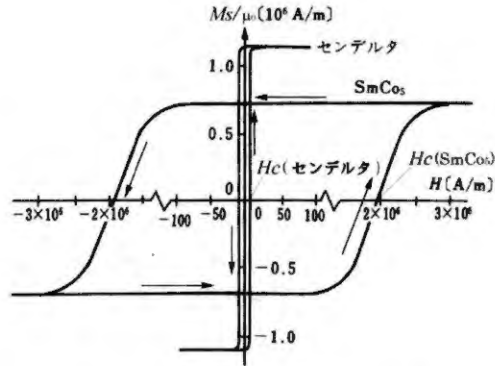


図 16 磁気ヒステリシス曲線

図 16 は、磁性体を特徴付けるヒステリシス曲線である。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る。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」を表す。図において、ハード磁性体 SmCo_5 は磁化を反転させるのに 200 万 A/m (約 25 kOe) もの磁界が必要であるが、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。

(b) 磁区と磁壁

強磁性体を偏光顕微鏡で見ると、図 17 に模式的に示すように磁気モーメントの向きが異なるたくさんの領域（磁区）に分かれていることが分かる。この図の場合は 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なり、全体として磁化を打ち消している。この磁性体に磁界を加えると、磁区と磁区の境目（磁壁）が移動して、磁界の方向を向いた磁区が大きくなり、磁界を取り去っても完全にはもとに戻らず磁気を帯びる。

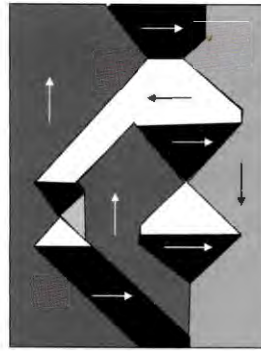


図 17 強磁性体の偏光顕微鏡像

磁区概念は、ワイスが1907年にその論文で指摘したのが最初であるが、実験的に見いだされたのは40年も後の1947年のことで、ウィリアムスが磁性微粒子を懸濁したコロイドを磁性体に塗布し顕微鏡で観察することによって磁区存在を確かめたといわれている。

磁性体が磁区に分かれることを説明するには、磁性体の中をつらぬく反磁界（磁化と逆向きの磁界）のことを考えなければならない。

磁性体の中の原子磁石は図18のようにきちんと方位を揃えて配列して磁化 M を持つと仮定しよう。

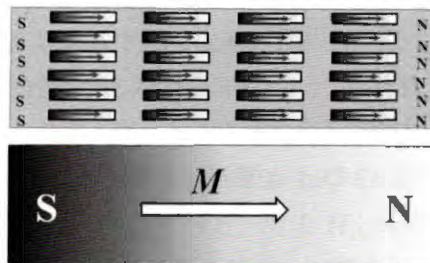


図 18 磁性体の内部には多数の原子磁石があるが隣り合う原子磁石の磁極は互いに打ち消し合い両端に磁極が生じる

磁性体の内部の原子磁石に注目すると、1つの原子磁石のN極は隣の磁性体のS極と接しているため、内部の磁極は打ち消し合い、磁性体の端にのみ磁極が残る。磁性体内部の磁束密度（磁化 M に等しい）と外部磁束密度 B は連続なので、 B の流れを表す磁束線は図19(a)のように外部と内部がつながっている。これに対して、N、Sの磁極が作る磁界による磁力線は磁性体の外も中も関係なく図19(b)の線のようにN極から湧きだしS極に吸い込まれる。磁性体の外を走る磁力線は磁束線と同じ向きなのに対し、磁性体の内部の磁力線の向きは磁化の向きと逆向きである。この逆向き磁界 H_d のことを反磁界と呼ぶ。

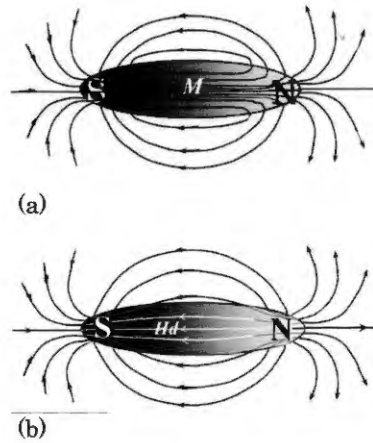


図19 磁性体を取り巻く (a) 磁束線と (b) 磁力線

・形で異なる反磁界係数

反磁界 H_d [A/m] は磁化 M [T] が作る磁極によって生じるので磁化に比例し、 $\mu_0 H_d = -NM$ と書くことができる。この比例係数 N を反磁界係数と呼ぶ。実際には、反磁界、磁化はそれぞれベクトルなので、反磁界係数はテンソル \tilde{N} で表さなければならない。すなわち、 $\mu_0 H_d = -\tilde{N}M$ となるが、成分で書き表すと

$$\mu_0 \begin{pmatrix} H_{dx} \\ H_{dy} \\ H_{dz} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \quad (27)$$

となる。任意の形の磁性体の反磁界係数を計算で求めるのは難しく図20に示すような単純な形状についてのみ解析的に数値が求められている。反磁界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 $\mu_0 H_{dx} = \mu_0 H_{dy} = \mu_0 H_{dz} = -M/3$ となる。
- ・z方向に無限に長い円柱では長手方向には反磁界が働かず、垂直方向の反磁界係数は $1/2$ である。すなわち、円柱反磁界は、 $\mu_0 H_{dx} = -M_x/2$ 、 $\mu_0 H_{dy} = -M_y/2$ 、 $\mu_0 H_{dz} = 0$ となる。したがって棒状の磁性体では長手方向には反磁界がなく磁化しやすい。
- ・z方向に垂直に無限に広い薄膜の場合、反磁界は面内方向では0、面直方向では1となる。すなわち $\mu_0 H_{dx} = 0$ 、 $\mu_0 H_{dy} = 0$ 、 $\mu_0 H_{dz} = -Mz$ となる。したがって、磁性体薄膜では面内磁化になりやすい。最近のハードディスクは垂直記録方式を使っているが、面直に磁化を持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（後述）を持つことが必要である。

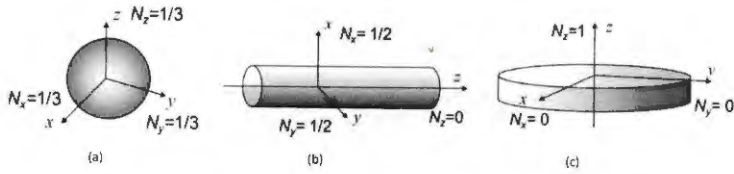


図 20 反磁界係数は磁性体の形と向きで異なる

・磁区に分かれるのはなぜか

磁性体内部の原子磁石に注目すると、図 21(a) 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 極のほうを向いているため静磁エネルギーを損している。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ある。そこで、図 21(b) に示すように右向きの磁化を持つ領域と左向きの磁化を持つ領域とに縞状に分かれると、反磁界が打ち消し合って静磁エネルギーが低くなって安定化する。これが磁区に分かれる理由である。図 21(b) のように縞状に分かれた磁区のことを縞状磁区 (stripe domain) と呼ぶ。

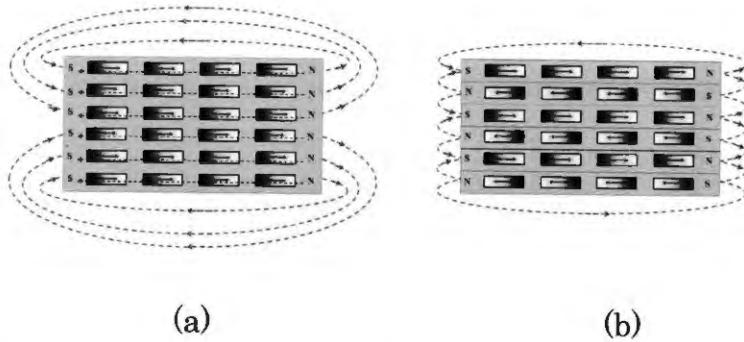


図 21 (a) 磁性体内部の原子磁石は反磁界を受けて静磁的に不安定
 図 21 (b) 右向きの磁化を持つ領域と左向きの磁化を持つ領域とに縞状に分かれると反磁界は打ち消し合って安定になる

磁区に分かれると静磁エネルギーを得するが、原子磁石を揃えようとする交換エネルギーでは損をする。したがって、原子磁石の向きが急に 180° 変わることはなく、実際には数原子層にわたって徐々に回転していく。この遷移領域のことを「磁壁」と呼ぶ。

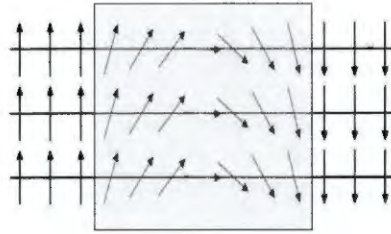


図22 磁壁内では原子磁石が徐々に回転して隣り合う磁区の磁化をつなぐ

・様々な磁区

環流磁区：磁性体には、磁化が特定の結晶方位に向こうとする性質（磁気異方性）がある。立方晶の磁性体では(100)，(010)，(001)，(-100)，(0-10)，(00-1)の6つの方位が等価である。図23(a)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る。

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では、図23(b)に示すようにボルテックスと呼ぶ渦巻き状の磁気構造をとる。さらに、直径が100nm以下の微細構造になると単磁区のほうが磁区に分かれるよりエネルギーが低いので単磁区になる。

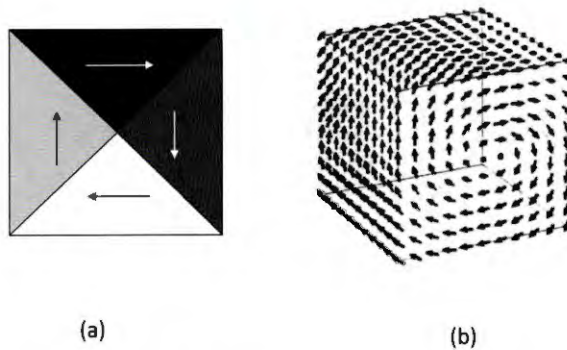


図23 (a) 環流磁区構造、(b) ボルテックス

図24は微小な磁性体で見られる様々な磁区構造の磁気力顕微鏡(MFM)像である。(a)は縞状磁区、(b)は環流磁区、(c)はボルテックス、(d)は単磁区である。

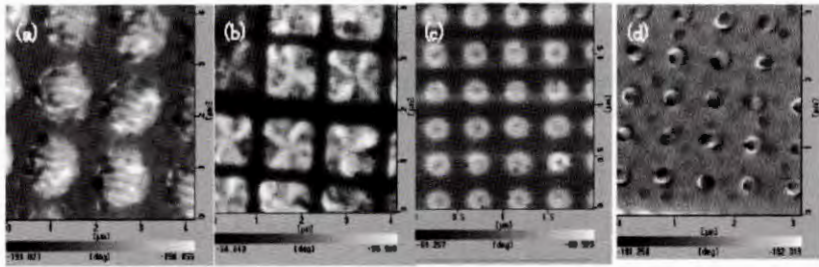


図 24 (a) 縞状磁区、(b) 環流磁区、(c) ボルテックス、(d) 単磁区

(c) 磁性体の特徴づける磁気ヒステリシス

図 25(a) は、磁性体の磁化 M を磁界 H に対して描いた磁化曲線である。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ぶ。磁界 H の印加によって磁化はこの曲線に沿って増加し、ついには飽和する。いったん飽和したあと、磁界を減じてもとには戻らず、図の矢印で示すようなループを描く。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う。

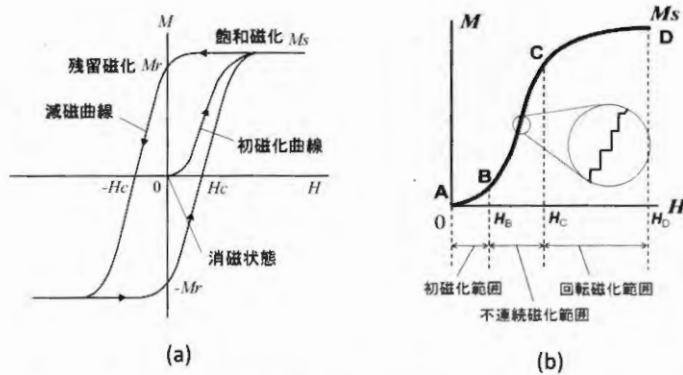


図 25 強磁性体の典型的な磁気ヒステリシス曲線 (a) と初磁化曲線 (b)

図 25(b) は初磁化曲線を示したものである。図の A は消磁状態である。ここでは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る。

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 26(a) である。いま、磁化容易方向に磁界を加える場合を考える。図 26(b) 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く。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る。この振る舞いは、図 26(c) に示すように磁壁が動いて、磁界の方向の磁化を持つ磁区が広がるとして説明で

きる。 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る。この領域では、磁化は非可逆的に変化する。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ももともに戻れない。この領域(図25(b)のB→C、図26(c))を不連続磁化範囲という。磁化曲線B→Cを拡大すると多数の小さい段差(バルクハウゼンジャンプ)が見られる。

このように、バルクの磁性体の磁化曲線は磁区と磁壁移動で説明できる。しかし、磁性薄膜の場合のように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。実際、ハードディスクには、単磁区ナノ粒子からなる磁気記録媒体が使われている。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ある。

磁界が H_C を超えると、磁化の増加が緩やかになる。この領域では図26(d)に示すように磁区内の磁化が回転しているので、回転磁化範囲という。そして、ついには図25(b)のDのように磁化は飽和する。これは、図26(e)に示すように単一磁区になったことに対応する。この磁化を飽和磁化と呼び M_s と書く。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25(a)に示すように磁化はゼロに戻らない。このときの磁化を残留磁化といい、 M_r と書く。

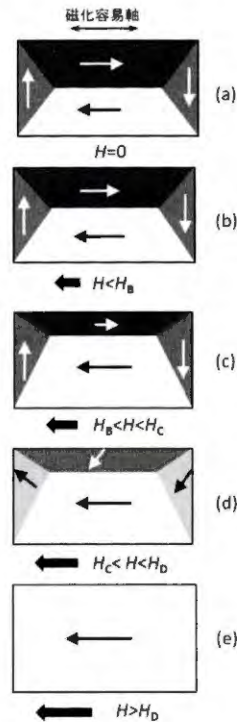


図26 磁区イメージによる初磁化曲線の理解

(d) 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) である。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) を持つ。これを磁気異方性と呼ぶ。

・形状磁気異方性

(b) の「磁区と磁壁」において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た。針状結晶は長軸方向と短軸方向で反磁界が異なるため長軸方向が磁化容易方向になる。薄膜では面内方向には反磁界がなく面直方向には反磁界が働くので面内が磁化容易方向になる。

・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う。Co は六方晶なので、c 軸が容易軸となる一軸磁気異方性を示す。

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呼ぶ。

一軸異方性の磁性体に磁化容易方向から角度 θ 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、

$$E_u = K_u \sin^2 \theta \quad (28)$$

で与えられる。 K_u は異方性定数で、単位は $[J/m^3]$ である。式 (28) によって異方性エネルギーを θ の関数として表したのが図 27 である。 $K_u > 0$ のとき異方性エネルギーは $\theta = 0^\circ, \pm 180^\circ$ ([100] 方向) のとき極小値をとり、 $90^\circ, -90^\circ$ ([110] 方向) で極大値をとる。

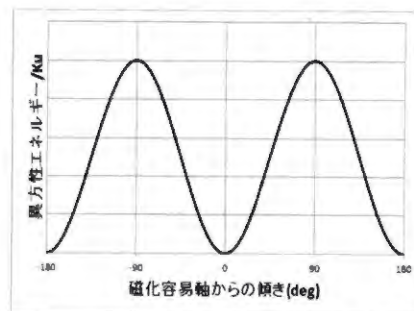


図 27 磁化容易軸からの傾きと磁気異方性エネルギーの関係

・異方性磁界

磁界を磁化容易軸から小角度 $\Delta\theta$ だけ傾けたときの復元力は

$$F = \partial E_u / \partial \theta = K_u \sin 2\Delta\theta \sim 2K_u \Delta\theta \quad (29)$$

となる。一方、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たときの磁界 H_K を異方性磁界という。このときの力は

$$F = \partial E / \partial \theta = -\partial M_0 H_K \cos \Delta \theta / \partial \theta = M_0 H_K \sin \Delta \theta \sim M_0 H_K \Delta \theta \quad (30)$$

となり、式(29)と(30)を等しいと置くと、異方性磁界として

$$H_K = (2K_u) / M_0 \quad (31)$$

が得られる。したがって、磁化と保磁力をともに大きくするには異方性定数 K_u を大きくしなければならない。

六方晶の Co の異方性磁界の値を見積もると、磁化容易方向の磁気異方性エネルギー $K_u = 4.53 \times 10^5 [\text{J}/\text{m}^3]$ 、磁化 $M_0 = 1.79 [\text{Wb}/\text{m}^2]$ を式(31)に代入して $H_K = 5.06 \times 10^5 [\text{A}/\text{m}]$ を得る。cgs-emu 単位系では 6.36 [kOe] となる。

・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ある。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る。例えば、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（例えば TbFeCo）は垂直磁気異方性を示す。アモルファスは本来等方的なのに異方性が生じるのは、希土類原子が持つ磁気異方性に加えて、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る。

(e) 保磁力⁸⁾

残留磁化状態から逆方向に磁界を加えると、図 25(a) の第 2 象限のように、磁化は急激に減少する。これを減磁曲線という。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呼び H_c と書く。保磁力の大きな磁性体をハード磁性体、小さな磁性体をソフト磁性体と呼ぶ。

磁気異方性 K_u の大きな磁性体では式(31)により大きな異方性磁界 H_K を持つので、保磁力 H_c も大きいと考えられるが、実際に観測される保磁力は異方性磁界よりかなり小さい。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が、基本的な考え方をまとめておく。

・単磁区ナノ粒子集合体の保磁力

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た。このような単磁区微粒子の集合体の系を考える。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る。図 28 に示すように、材料内の全ての磁気モーメントが一斉に回転する場合の磁化過程を記述するのがストーナー・ウォルファースのモデルである。

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 は上に述べた異方性磁界 H_K に等しいと考えられ、式(31)で与えられる。

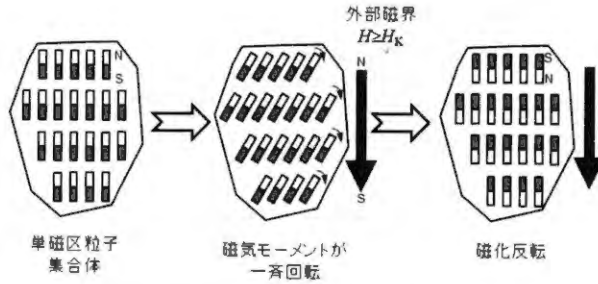


図 28 単磁区粒子集合体における反転機構の模式図

・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る。図 29 にこの場合の磁区の様子を示す。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 に等しいはずであるが、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により、 H_c は H_k よりも小さくなっている。式で書くと、

$$H_c = \alpha H_k - NM_0 \tag{32}$$

ここに α は異方性磁界の局所的低下を表す因子 ($\alpha < 1$)、 N は反磁界係数であるが、隣接する結晶粒からの影響も受けた値になっている。

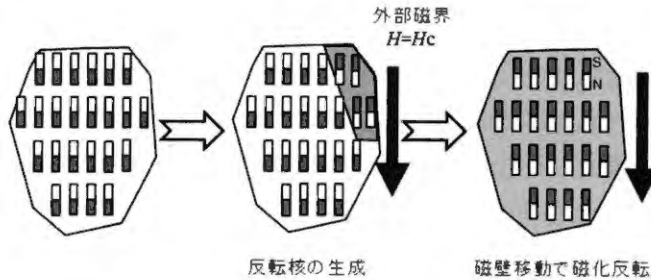


図 29 核生成型磁性体における反転機構の模式図

・磁壁移動を妨げるサイトがある場合の保磁力

ピンングサイトがあると、図 30 に示すように、磁壁はそこにトラップされるが、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 のピンングサイトで磁壁がトラップされて止まる。ピン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と考えられる。このエネルギーの差は異方性エネルギーの差であるとされている。ピン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する。

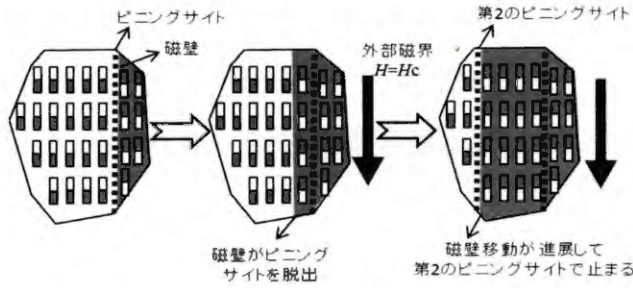


図 30 ピニング型磁性体の反転機構の模式図

(f) 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う。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る。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31である。

図31(a)の単磁区状態は、磁極が生じるので反磁界によって静磁エネルギーが高く不安定なのであるが、外部磁界によって強制的に単磁区にされていると考えられる。ここで、外部磁界を減じると、反磁界を減じようと、様々な磁化方向の磁区が核発生しようとするが、磁気異方性によって核発生が抑制される。いったん核ができると磁壁移動と磁化回転によって図31(b)のような状態になる。ここで、磁壁のピンニ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31(c)のように磁化は打ち消されずに残る。これが残留磁化である。永久磁石では、いかに強く磁壁をピン留めするかが残留磁化を高くするための技術課題となっている。

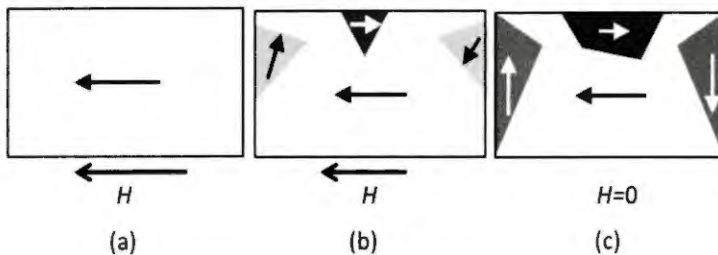


図 31 磁気飽和状態から磁界を減らしていくと、様々な磁化方向の磁区が核発生し成長するが、もとの状態には戻れない

参考文献

- 1) 佐藤勝昭：磁気工学超入門ーようこそ、まぐねの国へー（共立出版，2014）
- 2) J.C.Slater: Phys. Rev. 49, 537(1936) および L.Pauling:Phys.Rev.54, 899 (1938)
- 3) E.C. Stoner: Proc. Royal Soc. A165, 372(1938), 339(1939)
- 4) P.R. Weiss: Phys. Rev. 74, 1493 (1948)
- 5) 近角聰信著「強磁性体の物理（下）」，裳華房（1984）
- 6) 志村史夫監修／小林久理眞著「したしむ磁性」，朝倉書店（1999）
- 7) 高梨弘毅著「磁性工学入門ー磁気の初歩と単位の理解のためにー」，共立出版（2008）
- 8) 西内武司：ハード磁性材料（永久磁石の基礎と応用），第34回MSJサマースクールテキスト，日本磁気学会（2007）