

超入門 ようこそ、まぐねの国に 第4回 磁気ヒステリシスのなぞ

Ultra-Primer: Welcome to Land of Magnetics Chapter 4. Mystery of magnetic hysteresis

佐藤勝昭 (独)科学技術振興機構

K. Sato, Japan Science and Technology Agency

Tel: +81-3-3512-3547, Fax: +81-3-3512-3548, E-mail: katsuaki.sato@nifty.com

The forth chapter is dedicated to understand the origin of the magnetic hysteresis curve which is characteristic of magnetic materials, referring to the magnetic recording as an example.

はじめに

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.

第4章 磁気ヒステリシスのなぞ

4.1 はじめに

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.

この連載講座の第2回に磁性体の磁気ヒステリシスは磁区を考えると説明できると書きました. 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, ヒステリシスの元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.

連載講座第1回に磁性体の「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ると述べました. 保磁力には磁気異方性がかかっているのですが, 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(ピンニング)などがかかっているのです.

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.

今回の講座では磁気異方性や保磁力の起源を解き明かす作業を通じて磁気ヒステリシスのナゾに迫ります.

4.2 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2のように, NSの向きの異なるたくさんの永久磁石が円周に沿って並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節に詳しく述べるように, 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, 磁界を減じると元には戻らず, 図の矢印で示すようなループを描きま

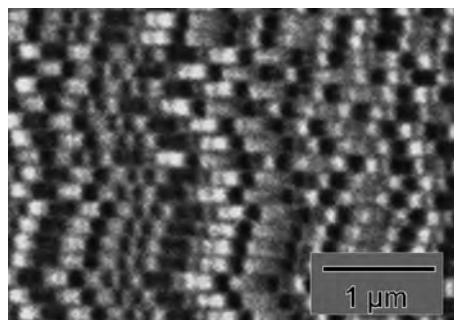


図1 垂直磁気記録された記録磁区のMFM像(中央大学の二本正昭先生のご厚意による).

この図にさしかえ

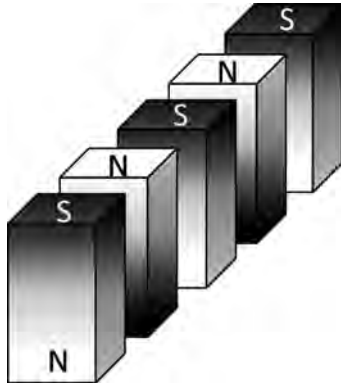


図2 垂直磁気記録の模式図.

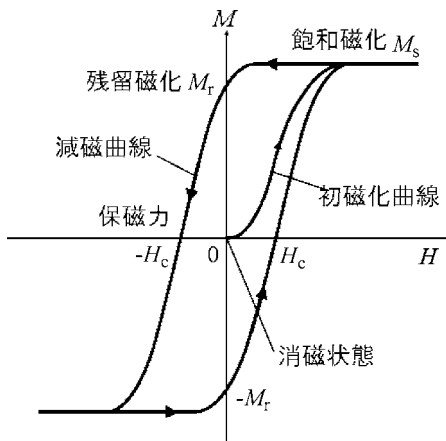


図3 強磁性体の典型的な磁化曲線.

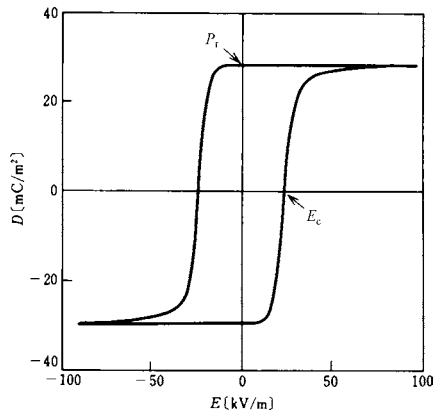


図4 強誘電体硫酸グリシンのD-Eヒステリシス曲線 (佐藤勝昭編著: 応用物性 (オーム社, 1991), p. 134 による).

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のときに正負二つの磁化状態をもちますから、この二つの値を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。

4.3 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

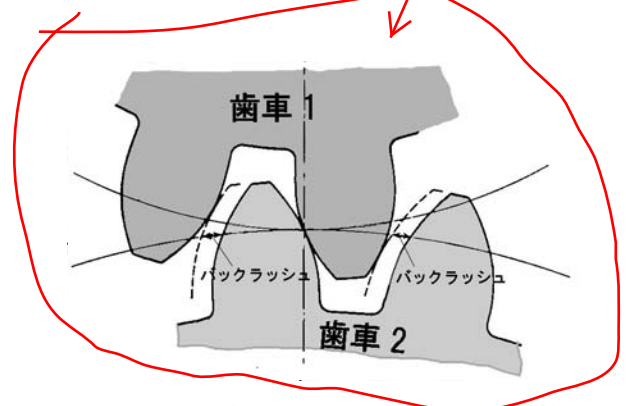


図5 歯車もヒステリシスをもつ.

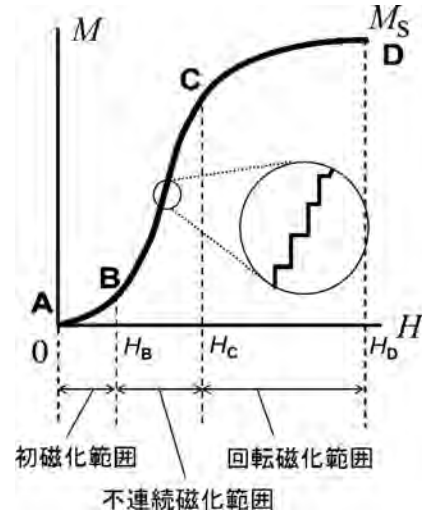


図6 初磁化曲線.

れます。図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 を横軸にとってあります。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、安定な二つの状態があって、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。

ヒステリシス現象は、機械系にも見られます。図5のように二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二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。

“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されています。

4.4 初磁化曲線と磁区⁴⁾

図6は、初磁化曲線を示したものです。

図のAにおいては、連載第2回で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。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7(a)です。

いま、磁化容易方向に磁界を加える場合を考えます。図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。この振る舞いは、図7(b)に示すように磁壁(domain wall: 磁区と磁区

この図に差し替え

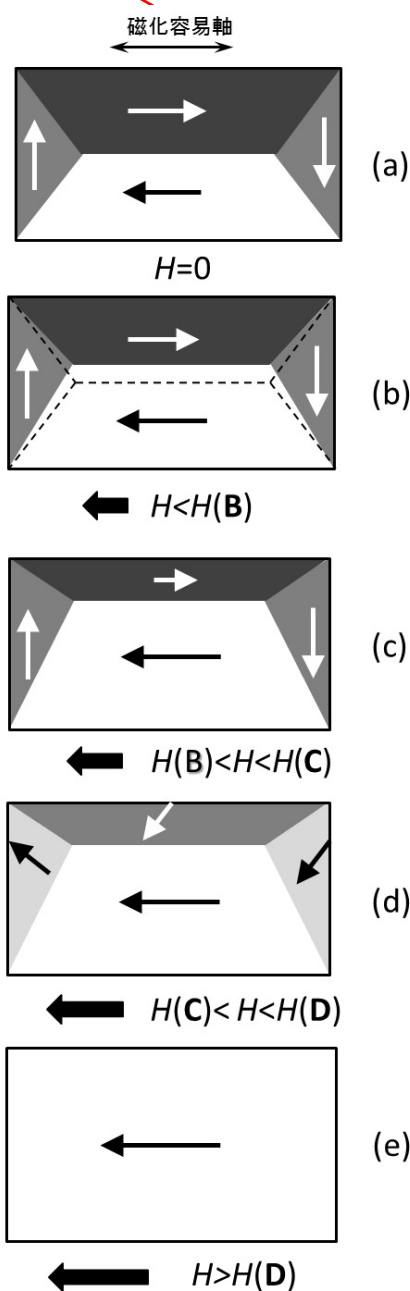


図7 初磁化曲線の磁壁移動・磁化回転による説明。

の境界)が動いて、磁界の方向の磁化をもつ磁区が広がる

として説明できます。
 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も元に戻れないのです。この領域(図6のB→C, 図7(c))を不連続磁化範囲といいます。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。この領域では図7(d)に示すように磁区内の磁化が回転しているので、回転磁化範囲といいます。そして、ついには図6のDのように磁化は飽和します。これは、図7(e)に示す単一磁区になったことに対応します。このときの磁化を飽和磁化と呼び、 M_s と書きます。添字sは飽和を意味する英語(saturation)の頭文字です。

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。添字rは残留磁化を表す英語(remnant)の頭文字です。

Q&A

Q1: 初磁化状態にあった磁性体をいったん飽和させると、磁界をゼロにしても元の状態に戻らないとありましたが、どうすれば元の状態に戻せるのですか。

A1: 交流消磁法によって戻すことができます。

交流磁界を加え、その振幅を徐々に小さくしていくと図8のように、ヒステリシスループがスパイラル状に小さくなり、ついには初磁化状態に戻るのです。

ブラウン管式のカラーモニターでは、電子ビームのガイドであるシャドウマスクが地磁気の影響を受けて磁化し色むらが生じるので、これを防ぐために、スイッチオンの際に画面の周辺に巻いたコイルに数msで漸減する

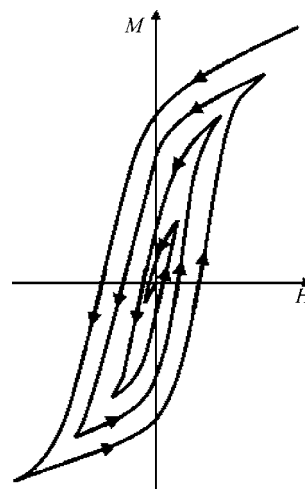


図8 交流消磁の消磁過程。

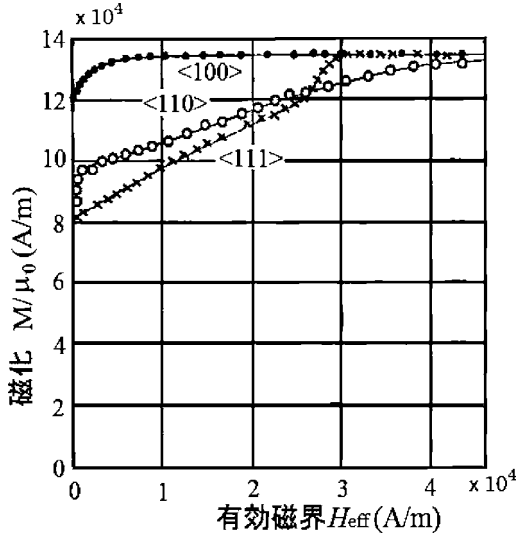


図9 Feの磁化曲線の結晶方位依存性 (Kayaによる. 佐藤勝昭編著: 応用物性, p. 209).

前頁におくりこむ

交流電流を流し消磁していました。

4.5 磁気異方性^{1)~3)}

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)をもちます。これを磁気異方性と呼びます。

行替え

・形状磁気異方性: 形状によって反磁界の大きさが変わるということは、連載第2回に示しました。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。

行替え

・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9に示すように異方性を持ち、<001>が容易方向、<111>が困難方向です。

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びます。

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、

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

で与えられます。 K_u は異方性定数で、単位は[J/m³]です。異方性エネルギーを θ の関数として表したのが図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

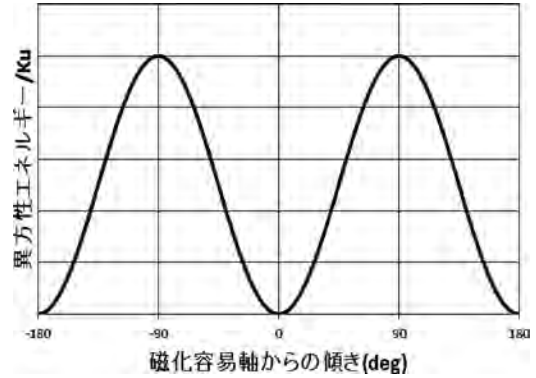


図10 磁化容易軸からの傾きと磁気異方性エネルギーの関係。

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。

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 $F = \partial E_u / \partial \theta = K_u \sin 2\Delta\theta - 2K_u \Delta\theta$ となります。磁化 M_0 に対して磁化容易軸から $\Delta\theta$ 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 H_k といいます。このときの力は

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

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 $K_u = 4.58 \times 10^6$ [J/m³]、磁化は $M_0 = 1.79$ [Wb/m²]なので、 $H_k = 5.06 \times 10^5$ [A/m]となります。cgs-emu単位系では6.86 [kOe]です。

4.1

5.7

4.6

行替え

・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があります。

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。

Q&A

Q2: 結晶磁気異方性はなぜ起きるのですか

A2: 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、スピンの対称性を感じているということを意味します。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に働く量子

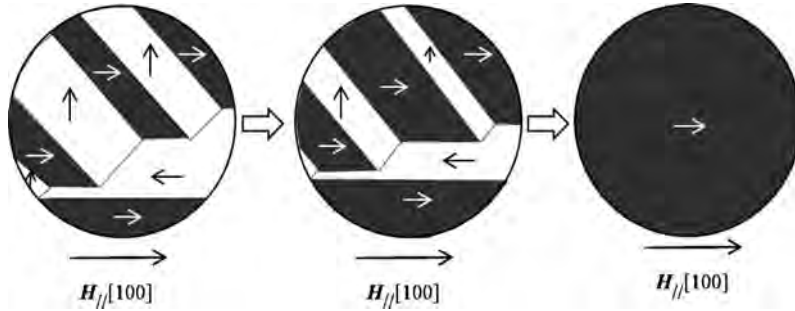


図11 Fe[100]方向に磁界を印加したときの磁壁移動と磁気飽和. 弱い磁界で飽和磁化に達する.

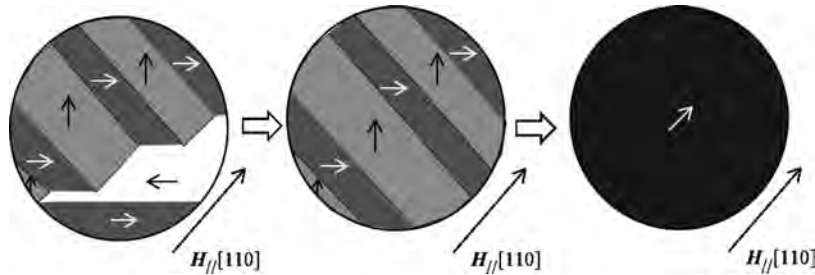


図12 Fe[110]方向に磁界を印加したときは, 磁壁移動によって[100]磁区と[010]磁区が埋め尽くし磁化が $M_s/\sqrt{2}$ をとった後, 磁化回転が起きて飽和磁化状態に達する.

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え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などを含まない) 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. 第一原理計算で磁気異方性を求めることはたいへん難しいとされます. Ry (リードベリ=13.6 eV) 単位のエネルギー固有値の差をとってmeVの異方性を求めなければならないからです.

垂直磁気記録材料として期待がかかる $L1_0$ 構造のFePtについては, $5 \text{ [MJ/m}^3\text{]}\rightarrow 0.8 \text{ [meV/Fe]}$ という大きな磁気異方性が実験から得られています. 第一原理計算から求めた理論値も 2.75 [meV/Fe] とやや大きい数値ながら傾向を説明できています. なお, hcp-Coの磁気異方性の値 $4.1 \times 10^5 \text{ [J/m}^3\text{]}\rightarrow 45 \text{ [meV/atom]}$ を第一原理計算から説明する試みはうまくいっていないようです⁵⁾.

Q&A

Q3: Feは立方晶で等方的なのに, 図9の磁化曲線はなぜ結晶方位によって折れ曲がり方が違うのですか?

A3: 磁壁移動の仕方が方位によって異なるのです¹⁾.

[100]方向に磁界を加えると, 図11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° 磁壁や 90° 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° に傾いた[110]に加えた場合, 図12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. これが, 図9の[110]方向の磁化曲線です.

磁界を[111]方向に加えた場合, [100], [010], [001]の3方向の磁化をもつ磁区で埋められます. この場合の図は省略しますが, 磁化が縦軸から離れ, 磁化回転に移るのは磁化が $M_s/\sqrt{3}$ のところまで.

4.6 保磁力のなぞ⁶⁾

残留磁化状態から逆方向に磁界を加えると, 図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.

むりやり

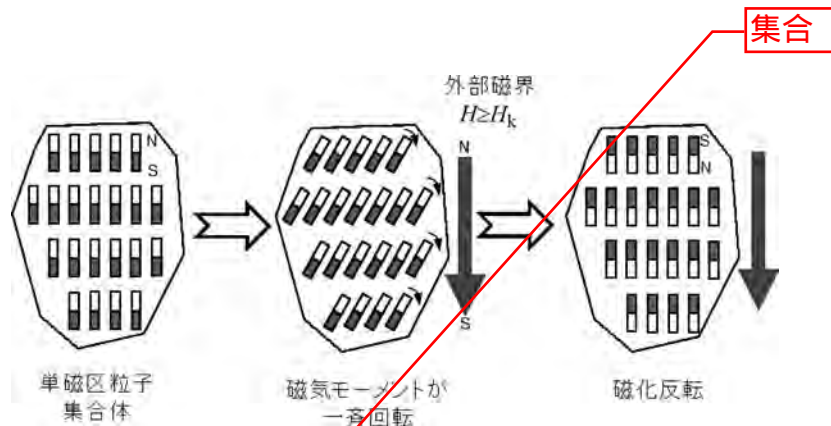


図13 単磁区粒子集合体における反転機構の模式図.

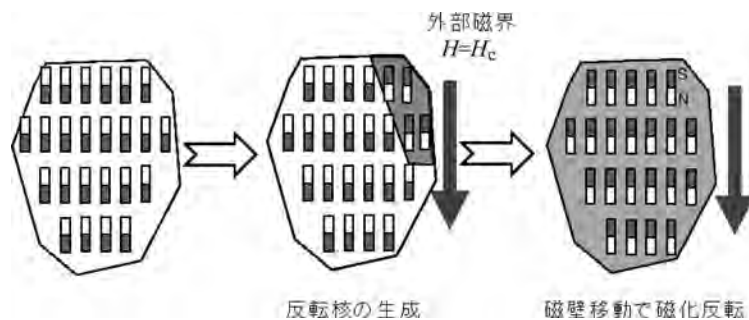


図14 核生成型磁性体における反転機構の模式図.

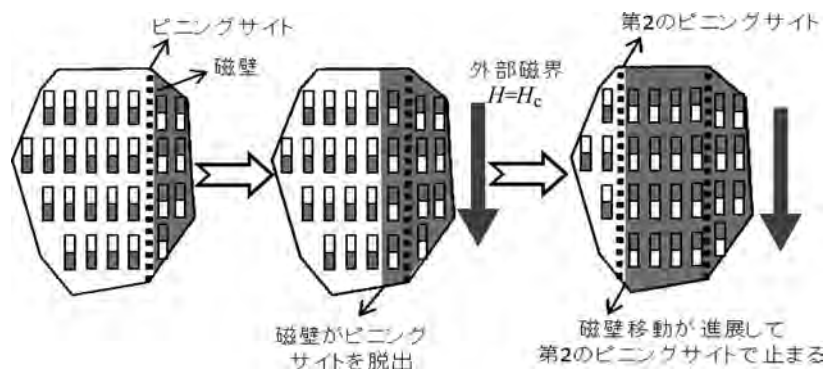


図15 ピニング型磁性体の反転機構の模式図.

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回に、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13に示すように、材料内のすべ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、

$$H_c = \alpha H_k - NM_0 \quad (4.4)$$

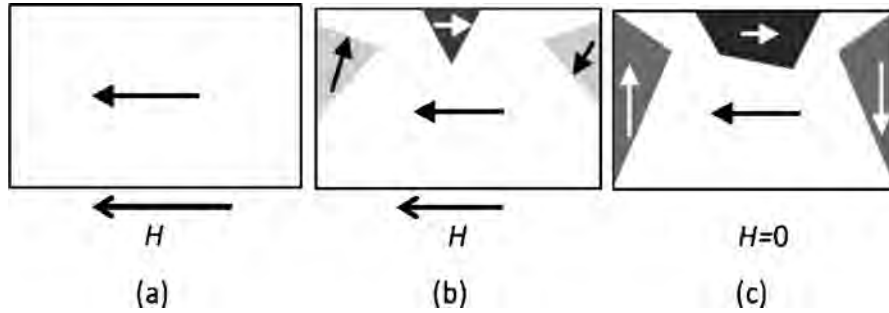


図16 磁気飽和状態から磁界を減らしていくと、さまざまな磁化方向の磁区が核発生し、成長するが、元の状態には戻れない。

ここに α は異方性磁界の局所的低下を表す因子($\alpha < 1$)、 N は第2回に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。

・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のピンングサイトで磁壁がトラップされて止まります。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します。

行替え

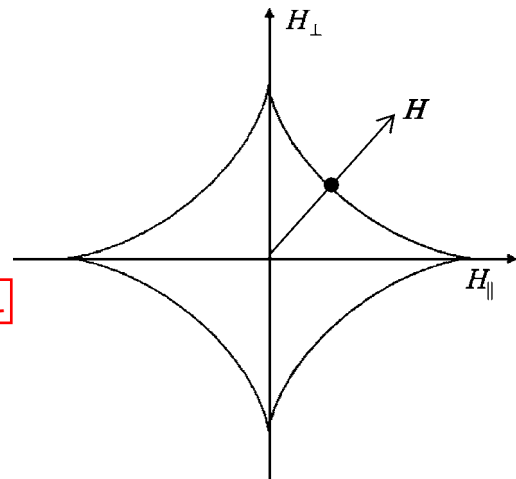


図17 磁化反転の臨界磁界曲線。

に

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16(c)のように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。

4.8 アステロイド曲線ってなに？

図17に示すのは、単磁区磁性体における磁化反転の臨界磁界曲線(いわゆるアステロイド曲線)です。

図17の横軸は磁界の磁化容易方向の成分 H_{\parallel} 、縦軸は磁化困難方向の成分 H_{\perp} です。この曲線は、

$$H_{\parallel}^{2/3} + H_{\perp}^{2/3} = H_k^{2/3} \quad (4.5)$$

で表され、アステロイド曲線と呼ばれます。

単磁区構造の磁性体において磁化反転が磁化回転によって起きるとして導かれます。印加磁界 H がこの曲線で囲まれた領域の内部であれば磁化は安定ですが、 H と曲線の交点(黒丸)では磁化が不安定になり、磁化反転が起きます。

むり

この曲線を最近よく見かけるのは、スピントロニクス分野で電流磁界型MRAMにおける反転磁界を求めるところに使われているからです。

図18に示すようにMRAMではビット線、ワード線の二つの線に電流を流して、その電流が作る磁界を利用してフリー層の磁化を反転させますが、ワード線に流す電流が作

4.7 残留磁化のなぜ

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ことは4.4節に述べました。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。

磁気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16です。

図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。

したがって、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節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。

削除

いったん核ができると磁壁移動と磁化回転によって図16(b)のような状態になります。ここで、磁壁のピン

この図にさしかえ

この図にさしかえ

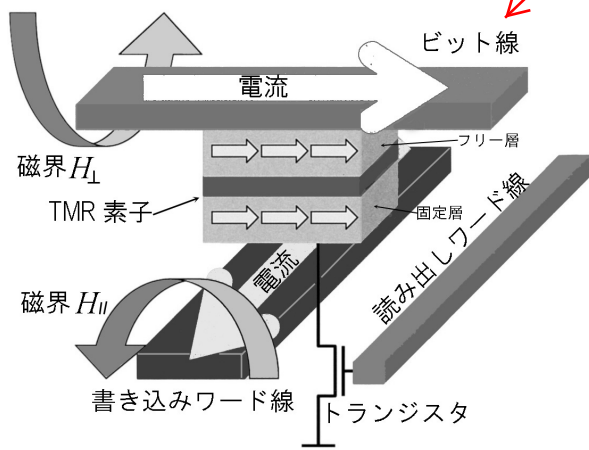


図18 MRAMの模式図.

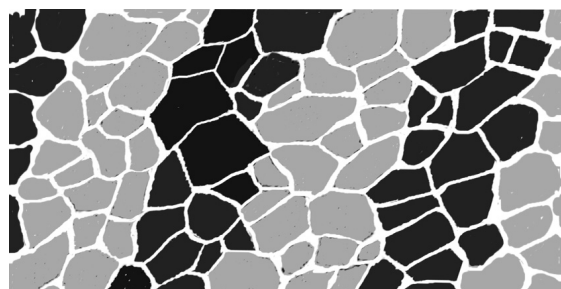


図20 ハードディスクの媒体は多数の磁性ナノ粒子からできている.

$$\frac{\partial E_u}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial^2 E_u}{\partial \theta^2} = 0$$

これより

$$(2K_u/M_s) \sin \theta \cos \theta - H_{||} \sin \theta - H_{\perp} \cos \theta = 0$$

および

$$(2K_u/M_s)(-\sin^2 \theta + \cos^2 \theta) - H_{||} \cos \theta + H_{\perp} \sin \theta = 0$$

を得ます.

ここで $H_k = 2K_u/M_s$ と置き、連立して解くことによって

$$H_{||} = -H_k \cos^3 \theta \quad H_{\perp} = -H_k \sin^3 \theta \quad (4.7)$$

が得られます. $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 0$ を用いると、式(4.5)が導かれました. これをプロットしたのが図17です.

4.9 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どころを知りません. 現在では、実験室レベルで $1 \text{ [Tb/in}^2\text{]}$ 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直すと、なんと、1辺25 [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. 一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. 結晶粒の一つひとつは非常に小さい体積しかありません. たとえば結晶粒の直径が2 nmで高さが5 nmの円柱だとすると、 $V \sim 63 \text{ [nm}^3\text{]} = 6.3 \times 10^{-26} \text{ [m}^3\text{]}$ の体積しかありません. 磁気異方性定数がCoの値 $0.41 \text{ [MJ/m}^3\text{]}$ 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.

トルツメ

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. 上の図の黒いモザイクのピースが、歯が抜けるように一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呼び、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.

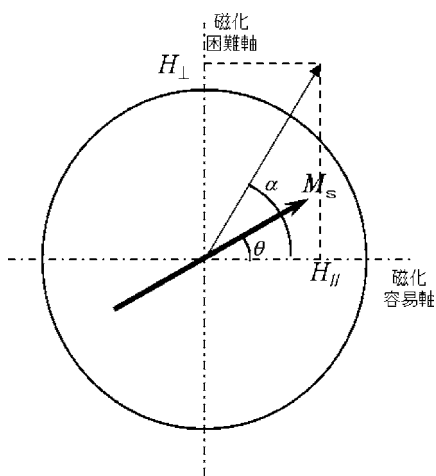


図19 単磁区磁性体の磁化回転メカニズムを理解するための模式図.

る磁界はTMR (トンネル磁気抵抗) 素子の磁化容易方向、ビット線の磁界は磁化困難方向に印加されます. 合成した磁界が図17の臨界磁界を超えれば磁化反転が起きるので.

Q&A

Q4: 磁化反転の臨界磁界はどうやって導くことができるのですか

A4: 磁気異方性エネルギーと磁界中の磁化のエネルギーの和が不安定になるときの磁界の値を計算します.

図19に示すように、x軸が磁化容易方向であるような磁性体を考え、磁化容易軸から α だけ傾いた方向に磁界を印加します. このとき、磁化 M_s は磁化容易軸から θ だけ傾いているとします. 磁性体のもつエネルギー E_u は次式で表されます.

$$E_u = K_u \sin^2 \theta + M_s H \cos(\alpha - \theta) \\ = K_u \sin^2 \theta + M_s H_{||} \cos \theta - M_s H_{\perp} \sin \theta \quad (4.6)$$

式(4.6)が極小になる条件および不安定になる条件は

おわりに

今回は、磁性体の特徴づけている磁気ヒステリシスのなごに迫りました。ヒステリシス現象は強誘電体の自発分極にも見られ、双安定な状態間の遷移に障壁があると生じる一般的な現象であることも学びました。

磁化曲線には、初磁化曲線、ヒステリシスループという非線形で非可逆な現象を伴っており、最も重要な物理量は磁気異方性であるが、磁壁移動のピンニングも重要であるということも学びました。

磁性体を応用するには、磁気ヒステリシスに伴う保磁力、残留磁化などを制御しなければなりません。形状・サイズ・作製法・加工法などに依存する構造敏感な量であるため、現在に至るまで完全にはなごが解けていないことも学びました。

磁区や磁壁の微視的な計測法が進み、理論的な解析法が開拓されれば、いつかこれらのなごが完全に解明される日がくると信じています。この分野に参入された若い研究者たちに期待します。

References

- 1) 近角聡信著：強磁性体の物理（下）（裳華房，1984）。
- 2) 志村史夫監修/小林久理眞著：したしむ磁性（朝倉書店，1999）。
- 3) 高梨弘毅著：磁気工学入門—磁気の初歩と単位の理解のために—（現代講座・磁気工学）（共立出版，2008）。
- 4) 佐藤勝昭編著：応用物性（オーム社，1991），第5章（高橋研執筆部分）
- 5) P. M. Oppeneer: Handbook of Magnetic Materials Vol. 13 (ed. by K. H. J. Buschow, North-Holland, 2001), Chap. 3.
- 6) 西内武司：ハード磁性材料（永久磁石の基礎と応用），第31回MSJサマースクール「応用磁気の基礎」テキスト（日本磁気学会，2007）。

(2012年6月27日受理)

佐藤勝昭 さとう かつあき

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

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