

## 磁気メモリと磁化の制御

その他のタイトル	Magnetic Random Access Memory and Magnetization Switching
著者	本多 周太
雑誌名	理工学と技術 : 関西大学理工学会誌 = Engineering & technology
巻	22
ページ	7-10
発行年	2015-11-20
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10112/9475">http://hdl.handle.net/10112/9475</a>

## 磁気メモリと磁化の制御

本 多 周 太\*

### Magnetic Random Access Memory and Magnetization Switching

Syuta Honda

#### 1. 記憶デバイス

スマートフォンやパソコンなどでは、一時記憶デバイスにSRAM、DRAMなどが利用されている。例えば、スマートフォンで入力した文字情報が画面に表示されるのは、情報をRAMに一時的に記憶しているからである。RAMは他の電化製品においても欠かすことができないデバイスである。RAMの中では情報を“0”と“1”で記憶している。SRAM・DRAMは高集積化や高速動作に優れている。SRAMでは複数個のトランジスタで記憶ビットが形成されており1ビットの回路が少し複雑である。また、記憶保持のために常時電圧を印加させる必要があり、消費電力は少ないのだが停電などで情報が失われる。DRAMではコンデンサーに電荷を貯めることで記憶を保持する。しかし、蓄積された電荷は時間と共に放出されるため、記憶を保持するためには電荷を貯め直すリフレッシュ動作を行わなければならない。このリフレッシュ動作を数ナノ秒に一回の頻度で行う必要があり、記憶の保持に多くの電力を消費することになる。したがって、記憶の保持に必要な電力の総量は少なくない。

記憶ビットにナノサイズの磁石を用いるMRAM (Magnetic random access memory) と名付けられた省電力記憶デバイスが提案・開発された。このメモリは磁石の磁化の向き(N極S極の向き)をメモリの“0”、“1”として記録する。磁化の向きは長時間放置しても比較的安定であり、記憶が保持されるためリフレッシュ動作を行う必要が無い。したがって、情報を

MRAMに記憶する時と情報を読み出すとき以外は電力が必要無く、省エネである。さらに、停電などで急に電気の供給が止まったとしても記憶が保持される不揮発性も有している。このような特徴から、現在MRAMは人工衛星や航空機など過酷な環境にさらされるコンピューターで使用されており、省電力で信頼性が高く高速動作するメモリとしてさらなる開発や大量生産化が期待されている。MRAMの動作には磁化を制御すること(記憶の書き込み)と磁化の向きを読み出すこと(記憶の読み出し)が必要となる。本稿ではMRAMの原理や磁石の中の磁化の計算方法について簡単に紹介する。

#### 2. MRAM

MRAMの記憶ビットにはトンネル磁気抵抗素子(TMR素子)と呼ばれるナノサイズの素子を用いる(ナノメートルは $10^{-9}$  m)。これはナノサイズの磁石(強磁性体)が二つ並んでおり、それらの間に非磁性絶縁膜が挟まれている構造である(図1)。現在、各層の厚さは数ナノメートル程度である。図1の矢印が磁化の向きであり、例えば、二つの磁石が同じ向きの場合

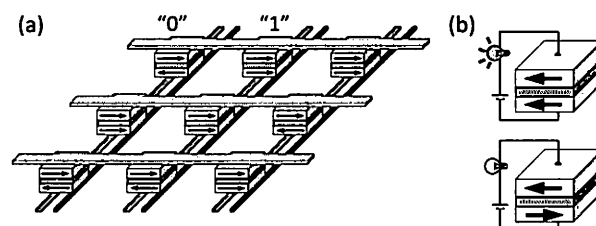


図1 (a)MRAMと(b)磁気抵抗素子のイメージ図。矢印が描いてある直方体が強磁性体(磁石)、矢印の向きが磁化の向き。

を記憶ビットの“1”、逆向きの場合を“0”とする。この磁化の向きの読み出しには磁気抵抗効果と呼ばれる現象を用いる。これは、二つの磁化の向きが同じか逆向きかで素子の電気抵抗が変わる現象である（図1(b)）。現在では二つの磁化の向きが平行時と反平行時とで電気抵抗が10倍以上変化する TMR 素子が開発されている。TMR 素子の場合、伝導電子は量子効果の一つであるトンネル効果によって非磁性絶縁膜を通過する。素子サイズが数十ナノメートル以下の場合に、磁気抵抗効果は出現する。磁気抵抗効果を用いた素子は、MRAM 以外にもハードディスク内で記録の読み取りヘッド部分に用いられている。

MRAM では、記憶ビットを形成する 2 層の強磁性体の磁化を平行か反平行かに制御する必要がある。二つの強磁性体に、磁化が変化しない固定層と磁化を変化させやすいフリー層を用いる。図 1 の場合は、下の層がフリー層となる。フリー層へ外部磁場を加えれば磁化の向きを変化させることができる。固定層と同じ磁化の向きになる方向へ磁場を加えればビットが“1”、逆向きになるように磁場を加えれば“0”になる。このような外部磁場は電流によって生成できる。導線に電流を流すと、電流の進行方向右回りに磁場が発生する。電流  $I$  が流れる直線の導線から  $r$  離れた位置での磁場の大きさ  $H$  は  $H=I/(2\pi r)$  となる。図 2 中の黒線で示される導線（書き込み線）に紙面手前方向へと電流を流せば、記憶ビットの周りには左向きの磁場が発生し、フリー層の磁化は左を向き（図 2 (a)）、逆向きの電流を流せば、右向きの磁場により、フリー層の磁化は右を向く（図 2 (b)）。少ない外部磁場で、速くフリー層の磁化を反転させることが出来れば、高性能になる。外部磁場と磁化の関係を次に説明する。

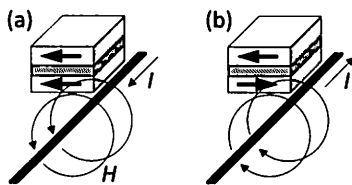


図 2 電流による磁気抵抗素子の磁化の向きの変化

### 3. 磁石の磁気構造とその計算方法

磁化は電子の持つ性質の一つによって出現する。電子の持つ物理量には、電流の基となる電荷の他に磁化の基なるスピンがある。スピンは上向きスピンと下向きスピンの 2 種類があり、単純には、それらが同量なら非磁性体となり、どちらかのスピンの多い場合は磁石（強磁性体）となる。二つの磁石の間では、N 極と

S 極との間には引力が働き、N 極と N 極もしくは S 極と S 極との間には斥力が働く。鉄クギやクリップなども強磁性体であるが、磁化しておらずそれぞれは繋がらない。しかし、磁石を近づけると磁石に付く。このとき磁石を近づけた鉄クギにも他の鉄クギが付く。磁石を近づける前は、鉄クギの内部の磁化は小さい領域に分かれており、それぞれが様々な向きを向いている（このような領域の一つ一つを磁区と呼ぶ）（図 3 (a)）。したがって、合計の磁化はゼロに近くなり、それぞれは付かない。磁石を鉄クギへ近づけると、磁石から発生される磁場の影響で、各磁区の磁化が同じ向きへと向く。その結果、最初に磁化していなかった鉄クギも磁石のように磁化する（図 3 (a)）。

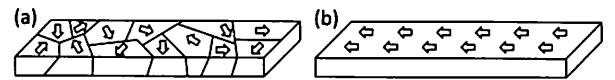


図 3 磁区構造のイメージ図。紙面左向きの外部磁場を与える (a) 前と (b) 後。矢印は磁化（磁気モーメント）の向き。

磁化の動きは、数値計算によりシミュレーションできる。磁化の向きの時間変化は飽和磁化で規格化された以下の時間微分方程式で記述される。

$$\frac{dm}{dt} = -|\gamma| m \times H + \alpha (m \times \frac{dm}{dt}), \quad (1)$$

ここで  $m$  は磁化の向きを表し大きさが 1 の 3 次元ベクトル、 $H$  は  $m$  が受ける磁場の 3 次元ベクトル、 $\gamma$  はジャイロ磁気定数で値は  $-2.21 \times 10^5 \text{ m/A.s}$  ( $= -1.76 \times 10^7 \text{ rad/s Oe}$ )、 $\alpha$  は外積である。 $H$  には物質自身が作る磁場や外部磁場が含まれる。この式はランダウリフシツギルバート方程式 (Landau-Lifshitz-Gilbert equation: LLG 方程式) と呼ばれる<sup>1)2)</sup>。右辺の第一項目は磁場に対して磁気モーメントが歳差運動することを表す項である。この項は  $m$  と  $H$  の外積のため  $m$  と  $H$  に垂直方向のベクトルになる。したがって、この項だけでは  $m$  が  $H$  を軸にクルクルと回るだけで  $H$  の方向を向かない。第二項目は磁化の緩和を表す項であり、 $m$  を  $H$  の方向へ向かせる運動を表す。第二項目の  $\alpha$  は  $m$  の  $H$  方向への向きやすさである。つまり  $\alpha$  が大きければ  $m$  が  $H$  の方向へ素早く向き、 $\alpha$  が 0 なら  $H$  の方向へは向かず歳差運動を続ける。各項のベクトルの向きを図 4 に示す。 $\alpha$  はダンピング定数と呼ばれる物質固有の定数であり、Fe (鉄) で 0.01 程度である。

(1) 式の微分方程式を解析的に解くことは困難であるため、数値解法を用いて近似的に解く。解法には数

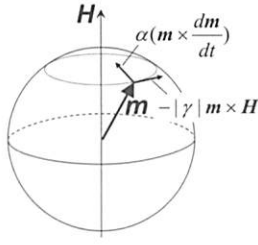


図4 LLG方程式での磁気モーメントの変化方向。点線は $\alpha = 0$ のときの歳差運動の軌跡。

値微分を離散化させたオイラー法や4次のルンゲクッタ法がよく用いられる。(1)式では、右辺と左辺共に時間微分の項が出現するので、数値解法ですら解くことが困難である。したがって、少し式変形を行う。右辺の時間微分の項に右辺自身を代入すると

$$\begin{aligned} \frac{dm}{dt} &= -|\gamma|m \times H + \alpha \left( m \times \left( -|\gamma|m \times H + \alpha \left( m \times \frac{dm}{dt} \right) \right) \right) \\ &= -|\gamma|m \times H - |\gamma|\alpha(m \times (m \times H)) + \alpha^2 m \times (m \times \frac{dm}{dt}) \end{aligned} \quad (2)$$

となる。ここで、 $\frac{dm}{dt}$  は  $m$  に垂直であるため、

$$\alpha^2 m \times (m \times \frac{dm}{dt}) = -\alpha^2 \frac{dm}{dt} \quad (3)$$

となる。これを左辺へ移項し式変形すると、時間微分の項が左辺のみにしか出現しない時間微分方程式

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{|\gamma|}{1+\alpha^2} (m \times H + \alpha m \times (m \times H)) \quad (4)$$

が得られる。(4)式では、最後の項が作るベクトルの向きが、単位球の接線方向かつ  $m$  を  $H$  の方向へ向かせる向きになっていることがわかり易い。

オイラー法を用いて(4)式を解く場合は、以下のようになる。時間を $\Delta t$ で離散化し  $m$  の時間微分  $dm/dt$  を  $(m_{\text{new}} - m)/\Delta t$  と近似する。ある磁気状態  $m$  から微小時間 $\Delta t$ 後の磁気モーメント  $m_{\text{new}}$  は

$$m_{\text{new}} = \left( -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} (m \times H + \alpha m \times (m \times H)) \right) * \Delta t + m \quad (5)$$

となる。求まった  $m_{\text{new}}$  を  $m$  として(5)式を繰り返し解くことで、 $m$  の時間発展が求まる。外部磁場などの外的要因が時間変化しない場合は、最終的に  $m$  の変化は収束する。オイラー法はそれほど精度の良い解法では無いため、 $\Delta t$  に0.1 ps ( $0.1 \times 10^{-12}$ 秒)以下の非常に小さな値を用いなければならない。

1つの磁気モーメントに外部磁場を働かせたときの磁気モーメントの動きをシミュレーションしてみる。初期の磁気モーメントの向きを  $m = (m_x, m_y, m_z) = (1/\sqrt{2}, 0, -1/\sqrt{2})$  とし、外部磁場を  $z$  方向に向いた500 Oeの外部磁場とする。 $m$  の軌跡を図5に示す。

磁気モーメントの初期向きは白丸で、 $\alpha = 0.02$ である。 $m$  が外部磁場の方向( $z$ 軸方向)の周りを回転しながら、次第に  $z$  軸方向へ向いた。

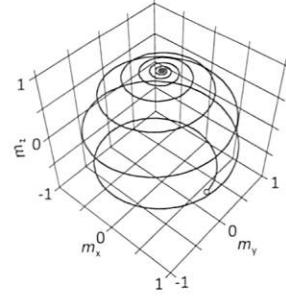


図5 磁気モーメントの軌跡の計算結果。

数ナノサイズと小さな磁石なら、上記の計算のように1つの磁気モーメントだけでシミュレーションしたとしても比較的良好な結果が得られるが、数十ナノメートル以上のサイズの磁石の場合は、磁石を数ナノメートルサイズの複数個のセルに分割して、各セルの  $m$  に対して(1)式を解く必要がある<sup>3)</sup>。その場合、セル間の相互作用や他のセルが作る磁場も  $H$  に含まれ、上記の例ほど  $m$  の動きは単純では無い。この磁性体を小さいセルに分割して行うシミュレーションはマイクロマグネティクスシミュレーションと呼ばれ<sup>4)</sup>、近年の磁性関係の研究においても多く用いられている。この一例として、薄膜Feの磁化状態と、その薄膜に紙面右向きに500 Oeの外部磁場を働かせたときの磁化状態のシミュレーション結果を紹介する。外部磁場無しで各磁気モーメントがランダムに様々な方向を向

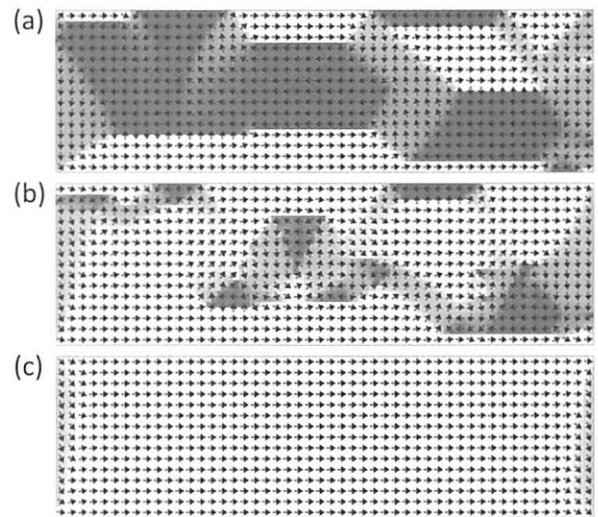


図6 強磁性薄膜内の磁化状態のシミュレーション結果。(a) 外部磁場無し。(b-c) (a)の状態に紙面右向きに500 Oeの外部磁場を加えたときの磁化の時間経過。矢印は磁気モーメントの向き。

いている状態からシミュレーションを開始し、磁化状態を収束させたところ、磁区が形成された(図 6 (a))。紙面右向きの外部磁場を加えると、磁区が壊れ、各磁気モーメントが外部磁場と同じ紙面右向きを向き始め(図 6 (b))、最終的にほとんどの磁気モーメントが右側を向いた(図 6 (c))。図 6 (c)の状態、外部磁場を止めたとしても、図 6 (a)の状態には戻らず、図 6 (c)に近い状態で収束する。紙面左向きの外部磁場を加えると図 6 (c)とは逆の向きの紙面左向きに磁気モーメントが向く。MRAM 内のフリー層の磁化の変化もマイクロマグネティクスシミュレーションでシミュレーションできる。

#### 4. 磁場以外での磁化の制御方法

MRAM が開発された当初は、電流による磁場で磁化の向きを制御していた。しかし、高集積化のために記憶素子を小さくすると、磁化制御に必要な外部磁場が大きくなり、書き込み線に流す電流値が大きくなる問題点があった。そこで、電流が持っているスピンを利用して磁化を制御する方法が提案された。導線を通れる電流と逆の向きに電子が流れている(図 7 (a))。電子は負の電荷 ( $-1.6 \times 10^{-16}$  C) を持っているため、電流の向き(正の電荷が動く方向)は電子の動きと逆向きとなる。この電子一つ一つが、それぞれアップかダウンのスピンを持っている。銅やアルミなどの非磁性金属中を電子が流れている場合、同じ量のアップスピンとダウンスピンが流れている(図 7 (b))。したがって、合計のスピンの流れはゼロである。ところが、鉄などの強磁性金属中では、アップスピンの電子の方がダウンスピンの電子よりも多い(図 7 (c))。したがって、スピンの流れが正になり(物質によってはダウンスピンが多く、スピンの流れが負になる場合もある)、電流が磁気モーメントを運ぶ。このように電流電子のスピンの割合に偏りがある磁化した電流のことをスピン偏極電流と呼ぶ。スピン偏極電流を磁化の制御に利用する。

例えば、図 2 の下から上向きに電流を流す。すると上の磁性体(固定層)からスピン偏極した電子流が下の磁性体(フリー層)へ流れ込む。流れ込んだ電子流の磁気モーメントはフリー層中で緩和され、次第にフリー層の磁化の向きと同じ方向を向く。角運動量保存の法則により、フリー層で緩和された磁気モーメントの変化量と逆向きの量をフリー層の磁化が受ける。このような回転力の受け渡しをスピントランスファートルク(STT)と呼び、このようにスピンの注入で磁化の向きを反転させることをスピン注入磁化反転と呼ぶ。STT の項を(1)式もしくは(5)式の右辺に加えることで、STT もシミュレーションに取り入れる事

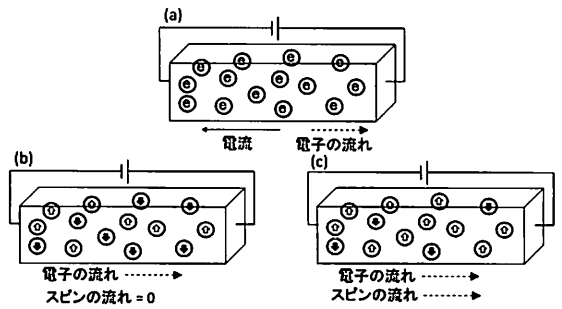


図 7 金属中の電子・スピンの流れ。丸が電子で、(b)(c)内の上向き・下向きの矢印は、それぞれアップスピン・ダウンスピンを表す。

が可能である<sup>5)</sup>。この STT を用いれば、電流が生成する磁場による磁化の制御よりも少ない電流で磁化が制御可能になる。さらに、TMR 素子を磁化制御素子に利用できるため、磁場を生成するための導線が不要となり、回路を簡略化できる。

STT による磁化の制御をより省エネで行うためには、スピン偏極電流のスピンの割合(スピン偏極率)を大きくする必要がある。そこで、伝導電子が完全にアップスピン(もしくはダウンスピン)になるハーフメタルと呼ばれる磁性材料や、アップスピンとダウンスピンが逆向きに流れる電流ゼロの純スピン流と呼ばれる特殊な電子流の生成など、MRAM の高性能化に向けた研究が盛んにおこなわれている。

#### 5. おわりに

本稿では、MRAM、磁化状態のシミュレーションの方法を紹介した。これには、比較的簡単な電磁気学や数値計算手法が用いられており、また、マイクロマグネティクスのシミュレーターも参考文献<sup>4)</sup>で紹介した Web ページで公開されている。是非、磁化状態のシミュレーションに挑戦して頂きたい。

#### 参考文献

- 1) L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Phys. Z. Sowjet., **8**, 153 (1935).
- 2) T. L. Gilbert, Phys. Rev., **100**, 1243 (1955).
- 3) Y. Nakatani, Y. Uesaka, and N. Hayashi: Jpn. J. Appl. Phys., **2**, 2485 (1989).
- 4) M.J. Donahue and D.G. Porter, The OOMMF code version 1.2a5, <http://math.nist.gov/oommf>.
- 5) S. Honda and T. Kimura, JPS Conf. Proc., **5**, 011017 (2015).
- 6) 井上順一郎, 伊藤博介, 共立出版, 現代講座・磁気工学【3】スピントロニクス - 基礎編 -.