閉磁路構造を有する磁性メモリセル

中 谷 亮 一* 山 本 雅 彦**

1. は じ め に

磁性材料の磁化の向きを情報の単位とした磁性ランダムアクセスメモリ (Magnetic Random Access Memory, MRAM) ⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾ は、情報の不揮発性、高速書き込み・読み出し、耐衝撃性などの特徴を有するため、将来の情報メモリ素子として有望である。この情報の不揮発性という長所は、半導体メモリにはない。これは、半導体メモリ素子が、情報の記憶方法として、電荷(電子)をキャパシタに格納するという方式を用いているためである。情報を担う電荷は常にリークするため、半導体メモリでは情報を保持するために、常に電流をメモリに供給しなければならない。パーソナルコンピュータに問題が生じた際に、システムのリセットを行うと、作業していた情報が失われているのは、本質的に半導体メモリが揮発性メモリであることに起因する。これに対し、磁性メモリは情報の不揮発性を有するため、情報の保持に電力を消費しない。このため、コンピュータのシステムをリセットしても、それ以前の情報を取り出すことが可能である。また、現在はオペレーティングシステムのソフトウェアをハードディスク装置に蓄積しているが、これを磁性メモリに蓄積することにより、システムの電源を投入した瞬間にコンピュータが使用可能となるなどの従来にない機能も発現する。この機能により、実際にコンピュータを使用する時のみ、電源を入れれば良いことになり、省エネルギーという観点からも非常に重要である。

磁性メモリは、図1のように、記録用の磁性層の磁化の向き(SおよびNの磁極の向き)により情報を記憶する。2つの値をデジタル記録するために、メモリセルの平面形状はアスペクト比1:2程度の長方形またはそれに近い形状である。

読み出しは電気抵抗の測定により行う。この時、巨大磁気抵抗効果⁽⁶⁾⁽⁷⁾あるいは磁気トンネル効果⁽⁸⁾⁽⁹⁾を用いるため、反強磁性層により磁化の固定された参照用磁性層を有する構造が用いられる⁽¹⁰⁾。このような構造を有する長方形のメモリセルは、最も単純なメモリデバイス構造においては、図2の

図1 磁性メモリの説明図。

図2 磁性メモリセルの配置と選択(読み出し時)。

* 大阪大学教授；大学院工学研究科附属原子分子イオン制御理工学センター(〒565-0871 吹田市山田丘2-1)

** 大阪大学教授；大学院工学研究科材料科学専攻

Magnetic Memory Cells with Closed Circuits; Ryoichi Nakatani*, Masahiko Yamamoto** (*Science and Technology Center for Atoms, Molecules and Ions Control, Graduate School of Engineering, Osaka University, Suita. **Department of Materials Science and Engineering, Graduate School of Engineering, Osaka University, Suita)

Keywords: magnetic memory, magnetization reversal, asymmetric ring dots, vortical magnetization, in-plane magnetic fields, magnetic force microscopy

2004年6月7日受理

ように直交する上部と下部の2本の電流線の間に挟まれる。情報の読み出し時には、スイッチ回路の選択により、電流の流れる素子が選択される。また、情報の書き込み時にも、選択された電流線に電流が流れ、発生する磁界により、メモリセルの記録用磁性層が磁化され、情報が格納される。

上述のように、磁性メモリは今までの半導体メモリにない特長および構造を有するが、1チップ当たりの記憶容量を高くするという点に関しては、半導体メモリと同様に、小さなメモリセルを高密度に配列することが必要となる。メモリセルを小さくすることに関しては、種々の問題が指摘されており、その最も大きな問題は、情報の書き込みに要する磁界が増大することである。これに関しては、反平行に磁氣的に結合した積層膜を用いる方法⁽¹¹⁾、スピン情報を注入して磁化反転させる方法^{(12)–(15)}などが検討されている。一方、長方形メモリセルを高密度に配列することに関しては、隣接するメモリセルからの漏洩磁界により、メモリセルに情報を書き込むために必要な磁界にばらつきが生じ、素子を機能させることが回路的に困難になることが問題として考えられる。

上述の長方形メモリセルにおける漏洩磁界の問題を本質的に解決したリング状構造を有する磁性メモリセルの検討が行われている^{(16)–(22)}。その結果、リング型ドットは、ドットの外部に磁束を漏洩しないため、隣接するメモリセルに磁氣的な影響を与えないメモリセル形状であることがわかっていく。このリング型ドットでは、時計回り・反時計回りの2種類の磁化の向きを情報の「0」と「1」の2値に対応させる。従来の考えに基づくと、時計回り・反時計回りの磁化の向きを与えるためには、時計回り・反時計回りの磁界をドットに印加しなくてはならない。このような磁界は、膜面垂直方向に電流を流すことにより発生できる⁽¹⁶⁾。しかし、磁性メモリ材料としては、絶縁層を含む多層構造の適用が考えられており、絶縁層を含むために、膜面垂直方向に高い密度の電流を流すことはできない。従って、長方形メモリセルと同様の膜面内方向に設置する電流線による面内の方向の磁界による書き込みが行えるようなリング状メモリセルの構造を考案する必要があった。

上述のようなリング状メモリセルの問題を解決するために、筆者等は、種々の形状の磁性メモリセルについて、実験および計算による検討を行った^{(19)–(22)}。その結果、リング形状の外周の一部、直線化することにより、面内方向の磁界による書き込みが可能になることを明らかにした。本稿では、面内方向の磁界による書き込みを可能にしたリング型磁性メモリセルにおける磁化過程、磁化状態について述べる。

2. 非対称リングドットの磁化過程

外周の一部を直線化したリングドット(以下、非対称リングドット)の走査型電子顕微鏡(scanning electron microscopy, SEM)による形状観察結果を図3に示す⁽²²⁾。これらの平面構造は電子線リソグラフィを用いたイオンミリング法およびスパッタリング装置により作製した。非対称リングド

図3 非対称構造を有するTa(3 nm)/Ni-Fe(20 nm)/Ta(5 nm)ドットの形状。(a):ドットアレイA, (b):ドットアレイB, (c):ドットアレイC, (d):ドットアレイD。

ットを構成する積層膜構造は「Ta(3 nm)/Ni-20 at%Fe(20 nm)/Ta(5 nm)/基板」であり、基板としては、厚さ1.5 μm の熱酸化膜を有するSiウエハを用いている。下部のTa(5 nm)は、磁性層の結晶配向性および結晶性を制御し、磁性層の軟磁気特性を向上するためのバッファ層である⁽²³⁾。また、上部のTa(3 nm)は、磁性層の酸化防止層である。それぞれ、直線化によるドットの削り量、ドットの幅、ドットの大きさが異なる。このドットの構造では、磁化の時計回りと反時計回りの状態に対して、「0」および「1」の2つの値を与える。従って、外部磁界により、磁化の向きを時計回りと反時計回りとの間で制御することが要求される。

図3に示した構造のドットアレイの磁化過程を磁気光学効果測定装置により調べた結果を図4に示す。図4の縦軸は、厳密には磁性層の磁化を示すものではないが、ここでは単純に磁化に比例する量として考えて良い。なお、この測定においては、磁界を図3における直線化した辺と平行に印加した。図4(a)のように、直径が850 nmであり、削り量の多いドットアレイAは、 $32 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$ 程度の印加磁界(右向き)により、磁気飽和する。磁界を徐々に低下させると、 $16 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$ 程度から磁気光学効果の信号は低下し始める。さらに、磁界零の近傍において、急激に信号は低下し、ほぼ零になる。これは、磁化が円周に沿って還流している磁化還流構造(磁化のボルテックス構造)が生じており、磁化ベクトルの総和が零に近くなっているためと考えられる。磁界がさらに低下し、負の向き(左向き)になっても、 $-16 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$ 程度までは、信号はほぼ零のままである。これは、負の向きの磁界により、若干、磁化ベクトルの向きがかわっても、全体

図4 各ドットアレイの磁気光学効果曲線。

的には磁化が円周に沿って還流しているためである。-16 $\text{kA}\cdot\text{m}^{-1}$ よりも磁界が低下すると、急激に信号は低下する。これは、この磁界において、磁化還流構造が破壊され、磁化はほぼ左向きになったためと考えられる。また、印加磁界が負の-32 $\text{kA}\cdot\text{m}^{-1}$ から正の32 $\text{kA}\cdot\text{m}^{-1}$ に変化する過程は、上述の場合と対称であり、磁界零近傍から約16 $\text{kA}\cdot\text{m}^{-1}$ の間で磁化還流構造が生じているものと考えられる。

上述のような磁化が外周に沿って還流している状態は、図5に示すように、単純な円形のドットにおいても観測される⁽¹⁹⁾⁽²⁴⁾⁻⁽²⁶⁾。しかし、円形ドットでは、その中心部において磁化の回転半径が小さくなると、隣り合う磁性原子の磁化のなす角度が 0° より大きくなり、交換エネルギー E_e ($E_e = -2JS_iS_j \cos \theta$, ここで J は交換定数、 S_i, S_j は隣り合う磁性原子の磁気モーメント(スピン)、 θ は2つの磁気モーメントのなす角度)⁽²⁷⁾が高くなる。このため、円形ドット中心部では、少しでも磁化のなす角度を 0° に近づけ、交換エネルギー E_e を低減するために、磁化が膜面に対して垂直の成分を有するようになる。図5において、円形ドット中心部の白く見えている場所が、磁化が垂直成分を持っている部分であり、この領域をボルテックス構造の核と言う。しかし、磁化が垂直成分を持つようになり、交換エネルギー E_e を低減しても、反磁界による静磁エネルギー E_d ($E_d = -NI_s^2/2\mu_0$, ここで N は反磁界係数、 I_s は飽和磁化、 μ_0 は真空の透磁率)が増加してしまう。このため、いずれにしても、円形ドット中心部では、エネルギーの総和が高い。従って、円形ドットの直径が小さくなると、エネルギーの高い領域のみになってしまうので、結局、磁化のボルテックス構造を維持できなくなり、磁化は円周に沿わなくなり、一方向に向くようになる。これに対し、円形ドットの中心部を取り去った構造のリングドットでは、ボルテックス構造の核がないために、サイズが小さくなくても、それ程、エネルギーは増加せず、磁化還流構造を

図5 Ni-Fe(20 nm)/Hf(5 nm)の構造を有する円形ドットの磁化状態を示す磁気力顕微鏡像と磁化の向きを表す模式図。

維持することができる。従って、サイズの小さい場合は、円形ドットと比較して、リングドットの方が磁化還流構造を維持することに対して有利である。

さて、図4(b)に示すように、直径が850 nmであり、削り量が少ないドットアレイBにおいても、ドットアレイAとほぼ同様の信号変化過程が観測される。しかし、詳細に磁化過程を見ると、ドットアレイAとBとでは、磁化過程が微妙に異なる。例えば、図4(b)に示すように、ドットアレイBにおいては、印加磁界が正の32 $\text{kA}\cdot\text{m}^{-1}$ から負の-32 $\text{kA}\cdot\text{m}^{-1}$ に変化する過程において、磁界が零になる前に、急激な信号変化が生じ、磁化還流構造となる。このような零磁界になる前の磁化還流構造形成は、ドットアレイAでは観測されない。また、ドットアレイBでは、印加磁界が負の-32 $\text{kA}\cdot\text{m}^{-1}$ から正の32 $\text{kA}\cdot\text{m}^{-1}$ に変化する過程においても、磁界が零になる前に、急激な信号変化が生じ、磁化還流構造となる。このことは、ドットアレイAと比較して、ドットアレイBを構成する磁性ドットは、磁化還流構造がエネルギー的にさらに安定であることを示す。このエネルギーの違いによる磁化還流構造の形成する磁界の違いについては、以下のように考えられる。

一般的に、磁性体全体のエネルギーは磁化のエネルギー E_m ($E_m = -IH \cos \phi$, ここで I は磁化、 H は外部磁界、 ϕ は磁化と磁界のなす角度)、反磁界による静磁エネルギー E_d 、異方性エネルギー E_a 、交換エネルギー E_e 、磁壁のエネルギー E_w などの総和である⁽²⁷⁾。本稿で扱うドットアレイにおいては、異方性エネルギー E_a および磁壁のエネルギー E_w の寄与は小さいので、議論においてはこれらを無視する。また、紙面の関係上、複雑な議論は行わない。

まず、ドットアレイに高い正の外部磁界が印加されている時、磁化の飽和により有限の値しか取り得ない反磁界による静磁エネルギー E_d を高くしても、絶対値の大きな負の値を取り得る磁化のエネルギー E_m を低下させるために、それぞれのドットアレイは、磁界の向きの一方向の磁化状態になる(この時、交換エネルギー E_e も負の飽和値となる)。この状態から磁界を低下させ、磁界が零になると、どの向きに磁化が向いていても、 $E_m = 0$ となる。この時、ドットが完全な

リング形状を持っているとすると、一方向の磁化状態から磁化還流状態に遷移することにより、反磁界による静磁エネルギー E_d は零になり、交換エネルギー E_e も負の飽和値に近い値を維持する。ここで、ドットアレイ A と B について考えると、削り量が異なるため、ドットアレイ B の場合と比較して、ドットアレイ A の磁化還流状態における漏洩磁束は多く、反磁界による静磁エネルギー E_d は高くなる。従って、ドットアレイ B の場合と比較して、ドットアレイ A は、磁界が低減しても積極的に磁化還流状態には遷移しない。このため、ドットアレイ A では、磁界が零になる前には磁化還流状態には遷移しないものと考えられる。これに対し、ドットアレイ B は、磁化還流状態での静磁エネルギーが低いので、磁界が零になる前に、積極的に磁化還流状態に遷移し、エネルギーの総和を低減する。

幅の細いドットアレイ C および微小なドットアレイ D においても、図 4 のように、ドットアレイ A および B と同様の磁化過程が観測されるが、その詳細はやはり異なる。例えば、ドットアレイ C および D では、磁化還流状態から一方向磁化状態へ遷移する磁界が高い。これは、ドットアレイ C および D のリングの幅が狭いことに起因しているものと考えられる。すなわち、幅の狭いドットでは、磁化反転過程の時に磁化が幅方向に向くと、反磁界による静磁エネルギー E_d が高くなる。これは、磁化還流状態から一方向磁化状態へ遷移する時の障壁が高いことを示し、この高い障壁が遷移に要する磁界を高くしているものと考えられる。

3. 非対称リングドットの磁化状態

前述のように、ドットの上部を直線化した磁性ドットでは、磁界零近傍において、磁化還流構造がエネルギー的に安定である。しかし、磁気光学曲線の測定結果からは、磁化の向きの情報は得られない。磁化の向きの情報を得るのには、磁気力顕微鏡による観察が有効である。図 6(a) は、ドットアレイ A を右向きに磁気飽和させた後に、磁界を取り去った時の磁気力顕微鏡像である。図に示すように、直線化した外径の部分に黒と白のスポットが観測される。この黒と白のスポットは、この位置において漏洩磁束が存在することを示し、この磁気力顕微鏡のプロブの着磁の向きから、黒のスポットの位置ではドットに磁束が入っていき、白のスポットの位置では、ドットから磁束が漏洩していることがわかる。図に示すように、4 個のドットとも、黒と白のスポットの相対位置関係が同じであり、黒のスポットの右側に白のスポットが観測される。この相対的な位置関係は、図の左下のドット中に模式的に入れた矢印のように、磁性ドットが反時計回りの磁化環流状態を有することを示している。図 6(a) に示す領域よりも広い領域について観測しても、上述の状態は変わらず、観測した全てのドットにおいて、同様の磁化状態が観測される。これに対し、図 6(b) は、ドットアレイ A を左向きに磁気飽和させた後に、磁界を取り去った時の磁気力顕微鏡像である。図のように、直線化した外径の部分に黒と白

のスポットが観測され、黒のスポットの左側に白のスポットが観測される相対位置関係となっている。この相対位置関係は、図の左下のドット中に模式的に入れた矢印のように、磁性ドットが時計回りの磁化環流状態を有することを示す。この磁化状態も、図 6(a) の場合と同様に、観測した全てのドットにおいて、同様であった。なお、ドットアレイ B および C においても、同様の観察を行い、同様の結果が得られる(ドットアレイ C の結果については図 7 に示す)。

次に、ドットアレイ D に対する磁気力顕微鏡による磁化状態の観察結果を図 8 に示す。図 8(a) は、ドットアレイ D を右向きに磁気飽和させた後に、磁界を取り去った時の磁気力顕微鏡像である。図 6 および 7 とは異なり、図 8 では直線化した外径の部分の白のスポットは明瞭ではない。しかし、黒のスポットの位置から白のスポットの位置がわかる。図 8(a) に示すように、多数のドットでは黒のスポットの右側に白のスポットが存在し、磁性ドットが反時計回りの磁化環流状態になっている。しかし、4 個のドットでは、黒のスポットの左側に白のスポットが存在し、磁性ドットが時計回りの磁化環流状態になっていることがわかる。これに対し、図 8(b) は、ドットアレイ D を左向きに磁気飽和させた後に、磁界を取り去った時の磁気力顕微鏡像である。図のよう

図 6 ドットアレイ A の磁化状態を示す磁気力顕微鏡像。(a) 右向き磁界印加後、(b) 左向き磁界印加後。

図 7 ドットアレイ C の磁化状態を示す磁気力顕微鏡像。(a) 右向き磁界印加後、(b) 左向き磁界印加後。

図8 ドットアレイDの磁化状態を示す磁気力顕微鏡像。(a) 右向き磁界印加後、(b) 左向き磁界印加後。

に、多数のドットでは黒のスポットの左側に白のスポットが存在し、磁性ドットが時計回りの磁化環流状態になっている。しかし、3個のドットでは、黒のスポットの右側に白のスポットが存在し、磁性ドットが反時計回りの磁化環流状態になっていることがわかる。図8の(a)および(b)を比較すると、左上のドットのように、磁化の向きの変化のないドットがいくつか存在する。また、左下のドットに関しては、他の多数のドットとは、全く逆の磁化の向きの変化を示す。これらのドットでは、若干のドット形状の不規則性が磁化過程に影響を与えているものと思われる。しかし、形状の不規則性により、どのように磁化過程が変化するかについては、現在のところわかっていない。なお、図8(a)および(b)において、最も右の列の上から3番目のドットについては、複雑な磁区構造が観測される。このドットに関しても、形状の問題があり、複雑な磁区構造を発生しているものと思われるが、本実験では、故意に上記ドットをマーカーとして用いた。

4. シミュレーションによる磁化状態の解析

上述のように、ドットの上部を直線化した非対称リングドットでは、形状のゆがみなどの問題がない場合、磁気飽和した時の磁界の向きにより、磁界零の時の磁化の向きが制御される。この結果は、マイクロ・マグネティクス・シミュレーションにより解析できる⁽²¹⁾。図3におけるドットアレイA

図9 ドットアレイAの磁化過程の計算機シミュレーション結果。

の形状に対するシミュレーションの結果を図9に示す。計算においては、Ni-Feの飽和磁束密度を1 T、交換定数を 1.05×10^{-11} J/m、一軸磁気異方性定数を 100 J/m³とした。この一軸磁気異方性定数はNi-Fe薄膜の異方性磁界より求めた。シミュレーションにおけるセルサイズは $10 \text{ nm} \times 10 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$ である。図9(a)のように、右向きに $160 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$ の磁界を印加すると、ドットの磁化は右向きになり、ドットは磁気飽和する。図9(b)のように、磁界を $16 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$ まで低下すると、磁化の多くは反時計回りに配列するようになる。さらに、図9(c)のように磁界を除去すると、直線化した部分を除き、磁化は反時計回りになる。直線化した部分の磁化が反転しないのは、この部分の磁化反転過程における静磁エネルギーが高いためである。図9(d)のように磁化が $-18 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$ になると、磁化は全て反時計回りに配列する。

これに対し、図9(e)のように、左向きに $-160 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$ の磁界を印加すると、ドットの磁化は左向きになり、ドットは磁気飽和する。図9(f)のように、磁界を $-16 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$ まで低下すると、磁化の多くは時計回りに配列するようになり、さらに、図9(g)のように磁界を除去すると、直線化し

上述のように、リング形状の一部を直線化することにより、右向きの磁界を印加した場合には、反時計回りの磁化状態が、左向きの磁界を印加した場合には、時計回りの磁化状態が得られる。すなわち、印加磁界の向きにより、選択的に「0」あるいは「1」の情報を書き込むことができることが実験的に証明されている。上記の結果は、面内方向の磁界により選択的に「0」あるいは「1」の情報を書き込むことができる、新しいリング構造の磁性メモリセルが実現可能であることを示す。但し、情報の書き換えを行うためには、十分に高い磁界を印加し、磁化還流状態から一方向磁化状態へ遷移させる必要がある。この遷移が行われないと、磁化の回る向きを変えることができない。従って、メモリへの応用を考えると、磁化還流状態から一方向磁化状態へ遷移する磁界の高さが重要になる。前述のように、ドットアレイ C および D のような幅の狭いドットよりも、ドットアレイ A および B のような幅の広いドットの方が遷移に要する磁界が低く、メモリへの応用に適しているものと考えられる。

閉磁路構造を有するリング状磁性メモリセルでは、漏洩磁界がなく、超高密度配列が可能である。しかし、面内において対称な形状のメモリセルの場合、面内磁界では情報を書き込むことができない。これに対し、外径の一部を直線化したメモリセルでは、その非対称性のために、面内磁界による情報書き込みが可能であることが明らかになった。今後の課題は、参照用磁性層としての常時同じ磁化の向きを有する磁性層の作製方法を確立することである。なお、本研究で用いた試料は、三菱電機株式会社先端技術総合研究所で作製していただいた。紙面を借りて感謝致します。

- (1) 猪俣浩一郎：日本応用磁気学会誌，**23**(1999)，1826-1833.
- (2) 松山公秀：日本応用磁気学会誌，**25**(2001)，51-58.
- (3) 田原修一：日本応用磁気学会誌，**27**(2003)，167-171.
- (4) S. Tehrani, J. M. Slaughter, E. Chen, M. Durlam, J. Shi and M. DeHerrera: IEEE Trans. Magn., **35**(1999)，2814-2819.
- (5) S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, R. B. Beyers, R. E. Scheuerlein, E. J. O'Sullivan, P. L. Brown, J. Bucchigano, D. W. Abraham, Yu Lu, M. Rooks, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner and W. J. Gallagher: J. Appl. Phys., **85**(1999)，5828-5833.
- (6) G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn: Phys. Rev., B **39**(1989)，4828-4830.

- (7) M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas: Phys. Rev. Lett., **61**(1988), 2472-2475.
- (8) M. Jullière: Phys. Lett., **54A**(1975), 225-226.
- (9) T. Miyazaki and N. Tezuka: J. Magn. Magn. Mater., **151**(1995), 403-410.
- (10) B. Dieny, V. S. Speriosu, S. Metin, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, P. Baumgart and D. R. Wilhoit: J. Appl. Phys., **69**(1991), 4774-4779.
- (11) 手束展規, 猪俣浩一郎: 日本応用磁気学会誌, **27**(2003), 1053-1061.
- (12) J. C. Slonczewski: J. Magn. Magn. Mater., **159**(1996), L1-L7.
- (13) J. Z. Sun: J. Magn. Magn. Mater., **202**(1999), 157-162.
- (14) F. J. Albert, J. A. Katine, R. A. Buhrman and D. C. Ralph: Appl. Phys. Lett., **77**(2000), 3809-3811.
- (15) 屋上公二郎, 鈴木義茂: まてりあ, **42**(2003), 640-647.
- (16) J. Zhu, Y. Zheng and G. A. Prinz: J. Appl. Phys., **87**(2000), 6668-6673.
- (17) S. P. Li, D. Peyrade, M. Natali, A. Lebib, Y. Chen, U. Ebels, L. D. Buda and K. Ounadjela: Phys. Rev. Lett., **86**(2001), 1102-1105.
- (18) J. Rothman, M. Kläui, L. Lopez-Diaz, C. A. F. Vaz, A. Bleloch, J. A. C. Bland, Z. Cui and S. Speaks: Phys. Rev. Lett. **86**(2001), 1098-1101.
- (19) R. Nakatani, N. Takahashi, T. Yoshida and M. Yamamoto: Jpn. J. Appl. Phys., **41**(2002), 7359-7366.
- (20) R. Nakatani, H. Asoh, N. Takahashi, Y. Kawamura and M. Yamamoto: Jpn. J. Appl. Phys., **42**(2003), 5024-5029.
- (21) R. Nakatani and M. Yamamoto: Jpn. J. Appl. Phys., **42**(2003), 100-101.
- (22) R. Nakatani, T. Yoshida, Y. Endo, Y. Kawamura, M. Yamamoto, T. Takenaga, S. Aya, T. Kuroiwa, S. Beysen and H. Kobayashi: J. Appl. Phys., **95**(2004), 6714-6716.
- (23) R. Nakatani, K. Hoshino, S. Noguchi and Y. Sugita: Jpn. J. Appl. Phys., **33**(1994), 133-137.
- (24) T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto and T. Ono: Science, **289**(2000), 930-932.
- (25) K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima and K. Fukamichi: Appl. Phys. Lett., **78**(2001), 3848-3850.
- (26) A. Lebib, S. P. Li, M. Natali and Y. Chen: J. Appl. Phys., **89**(2001), 3892-3896.
- (27) 代表的な教科書としては, 太田恵三: 磁気工学の基礎 I および II, 共立全書, (1973).

山本雅彦