Magnetization Reversal and Switching Field of CoPt/Ru Patterned Films

K. Mitsuzuka, T. Shimatsu, H. Muraoka, N. Kikuchi*, and J. C. Lodder*

RIEC, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, 980-8577 Japan

*SMI, MESA+, University of Twente, Postbus 217, 7500 AE, Enschede, The Netherlands

Dot arrays with diameter $D = 80\text{--}245$ nm were made from $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ (20 nm) films with a large perpendicular anisotropy energy. Coercivity increases as D decreases, and reaches 7.6 kOe at $D = 80$ nm. The switching volume for the dot arrays, estimated from the field sweep-rate dependence of the coercivity, was very small in comparison with the dot volume: about 7% of the dot volume when $D = 140$ nm, for instance. However, the angular dependence of coercivity of these dots exhibits a typical rotational type of magnetization reversal. Moreover, MFM images revealed that all the dots show a single domain state during the magnetization reversal. Comparison of the coercivity and the anisotropy field suggests that the reversal process starts from a nucleation at the center of the dot followed by a propagation process. This possibility was confirmed by numerical calculation. It was estimated that the switching field distribution, *SFD*, of dot arrays was mainly due to the distributions of the c -axis of the hcp-CoPt lattice and the dot diameter. Calculated results indicate that the magneto-static coupling between the dot arrays must be a dominant factor in determining the *SFD* value when the dots are used for patterned media with a recording density of ~ 1 Tbits/inch².

Key words: CoPt films, patterned films, dot arrays, magnetization reversal mechanism, uniaxial anisotropy, coercive force, switching field distribution

CoPt/Ru パターン膜の磁化反転機構とスイッチング磁界

三塚 要・島津武仁・村岡裕明・N. Kikuchi*・J. C. Lodder*

東北大学 電気通信研究所, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

*SMI, MESA+, University of Twente, Postbus 217, 7500 AE, Enschede, The Netherlands

1. はじめに

垂直磁気ディスクの高密度化には結晶粒の微細化による転移ジッタの低減が不可欠であり¹⁾, 微細化に伴う磁気エネルギーの低下により生じる熱擾乱を抑制するため, 一軸磁気異方性 K_u の増加が必要となる. しかし, 飽和記録を維持するためには K_u の増加には限界があり, 現行の方式で 1Tbit/inch² を超える密度を実現することは容易ではない. 一方, 磁性薄膜を記録ビットの大きさに物理的に加工するパターン媒体では, ビットサイズはドットの大きさと規定されるため, 高密度化させた場合でも高い熱安定性が期待されている.

パターン媒体では, 一つのドットがビットに対応するため, ドット内では結晶粒間には強い交換相互作用が望まれる. また, その磁化機構は, ドットの形状, 大きさ, 磁化のコヒーレント長などに強く依存すると考えられ, 従来のハードディスクの媒体材料とは全く異なる性質が要求される. さらに, 記録の観点からは, 記録ヘッドの最大磁界と磁界勾配に対応した, 媒体の保磁力と保磁力分散の調整が必要となる. 記録し易く熱的に安定なパターン媒体の実現にあたっては磁化機構の明確化とドット径にあわせた材料設計が必要となる.

ここで, Ru シード層上に室温で形成した CoPt 膜は, 最大で $1.5 \times 10^7 \text{erg/cm}^3$ の K_u 値を有し, 且つ, 組成により K_u および飽和磁化 M_s の制御が可能である²⁾. また, 粒間の交換相互作用も比較的大きいと考えられることから, 我々は,

CoPt/Ru 膜を用いたパターン薄膜の基礎検討を行ってきた³⁾. その結果, CoPt/Ru ドットの磁気エネルギー障壁は, Co/Pt 人工格子ドット⁴⁾よりも 1 桁程度大きく, CoPt ドットが熱安定性に優れていること等を明らかにしてきた. 今回は, CoPt/Ru 膜を使ったパターン膜の, 保磁力, 磁区構造, 磁気異方性の評価を通してその磁化機構の明確化を図るとともに, 保磁力分散 (Switching Field Distribution, 以降 *SFD* と表記) の評価を行った. また, その結果を基に, CoPt/Ru ドットをパターン媒体に用いる場合の課題についても議論を行った.

2. 実験方法

CoPt/Ru 薄膜は, UHV-DC, RF マグネトロンスパッタリング装置 (ANELVA 社製) を用いて, 4inchφ の Si 基板上に成膜した. 成膜は全て非加熱で行った. 記録層の組成は, 20at%Pt-Co とし, 膜厚は 20 nm とした. また, シード層には Ru(20 nm) を用い, プレシード材料として Pt(10 nm)/Ta(5 nm) を用いた. パターン化する前の薄膜の構造解析には XRD および TEM を使用し, 磁化測定には振動試料型磁力計を用いた. 磁気異方性はトルク磁力計により評価した. 直径 80, 140, 245 nm のドットを有するパターン膜をレーザー干渉法により作製し³⁾, その磁気特性と構造解析を行った. パターン後の薄膜の磁化曲線は, 測定感度の高い異常ホール効果を利用して行った³⁾.

3. ドットの磁化反転機構と保磁力

3.1 構造, 保磁力ならびに磁区

構造解析の結果, 作製した CoPt 膜は膜面に垂直に c 軸が配向しており, その角度分散 $\Delta\theta_{50}$ は 2.8 度と優れた結晶配向性を有していた. Fig.1 には, 作製した CoPt 膜の平面 TEM 像 (暗視野像) を示す. 平均粒径が約 15 nm の緻密な多結晶薄膜である. 一方, 作製した CoPt 膜の K_u および M_s は, それぞれ, $1.24 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ および 1180 emu/cm^3 であった. この値は, 異方性磁界 $H_k=21.0 \text{ kOe}$ に対応する.

この薄膜を用いて, レーザー干渉法により作製したパターン膜の一例として, Fig.2 には, ドット径 D が 140 nm のサンプルの SEM 像を示す. ドット径によらず, ピッチ

Fig. 1. TEM dark field image of Co₈₀Pt₂₀ film.

Fig. 2. SEM image of CoPt dots ($D=140 \text{ nm}$).

Fig. 3. Values of H_c and H_r as a function of D . The magnetization curves of these dot arrays and CoPt continuous film³⁾ are also shown in the figure.

600 nm の周期でミリメートル領域に及ぶ広範囲にドットを形成した. ドット径に対して厚みが十分薄くピッチが十分に大きいため, ドット間にはたらく静磁気的な相互作用はほぼ無視できる. また, ドットの形状は, ほぼ円形である.

Fig.3 には, 作製した $D=80, 140, 245 \text{ nm}$ の各ドット膜の膜面垂直方向の保磁力 H_c および残留保磁力 H_r を, D に対して示した. 図中には, 各ドット膜およびドット加工前の連続膜の磁化曲線も示してある. これらの磁化曲線は, 多数のドットにわたる磁化変化を評価した値である³⁾. ドット膜の磁化曲線と残留磁化曲線は実験誤差の範囲で一致し, H_c と H_r の値は, ほぼ一致した³⁾. このことは, 個々のドットの磁化の非可逆反転を意味している. ドット径が小さくなるにつれて H_c が増加し, $D=80 \text{ nm}$ における H_c は 7.6 kOe に達していた. また, ドット加工の前の連続膜の磁化曲線に比べ, パターン化により H_c が 1 桁程度増加していることがわかる.

Fig.4 には, これらのドット膜の H_r の印加磁界角度 ϕ に対する依存性³⁾を示す. H_r の値は, 膜面垂直方向の値で規格化した. 図中には, c 軸の角度分散が, 今回の CoPt 膜に対応する 2.8 度の場合の Stoner-Wohlfarth 型 (S-W 型) 磁化反転を仮定した場合の H_r/H_k の値も示した. いずれのドット径においても, H_r は $\phi=45^\circ$ 付近に極小を示す磁化回転型の角度依存性を示している. また, その角度依存性は, D によらず定量的にもほぼ一致し, 明確な差が見られない. また, S-W 型の計算結果とも比較的良く一致しており, あたかも, ドット全体がコヒーレントな磁化反転を生じているように見える.

Fig.5 には, $D=245 \text{ nm}$ のドットの MFM 像を示す. 図中(a)は, 十分に大きな磁界を膜面垂直方向に印加してドット磁化を飽和させた後の像であり, (b)は, さらに H_r と等しい磁界を逆方向に印加した後の像である. H_r と等しい磁界を印加することにより, 半分の粒子の磁化が反転しているが, いずれも単磁区を示し, 多磁区構造は観察されなかった. しかし, ドットの大きさは CoPt のコヒーレント長よりもはるかに大きいため, このように大きなドット径の磁化全体がコヒーレントに反転しているとは考え難い.

Fig.6 には, ドット径 140 nm のサンプルの膜面に平行に十分に強い磁界 (20 kOe) を印加させた後で磁界を取り去った後の MFM 像を示した. いずれのドット也多磁区構造を示している. 即ち, 準安定状態として多磁区構造は存在するが, 磁化がスイッチングにより反転する際には, 多磁区は形成されないことを意味している.

このように, 直径が数百 nm に及ぶドットの場合でも, その H_r (あるいは H_c) の角度依存性が S-W 型に近い挙動を示すことは, Co 系の人工格子膜等の実験において既に報告されている⁵⁻⁹⁾. 特に, Co/Pd 膜を用いた実験^{8,9)}では, ここに示した結果と同様に, 角度依存性が S-W 型に近い挙動を示すドットにおいても単磁区のドットのみ観察され, 多磁区構造は観察されないことが報告されている.

Fig. 4. Values of $H_r/H_r(\phi=0)$ as a function of the angle between the applied field direction and the direction normal to the film plane³⁾.

Fig. 5. MFM images of CoPt dot films with $D = 245$ nm. (a) Saturation remanent, (b) after removal of an applied field equal to H_r .

Fig. 6. MFM images of CoPt dot films with $D = 140$ nm after removal of an applied field (20 kOe) parallel to the film plane.

3.2 異方性磁界と磁化反転の単位体積

このようなドットの磁化機構について明らかにするため、 $H_r(=H_c)$ と異方性磁界との関係について解析を行った。

Fig. 7(a)には、膜厚 δ を 20 nm に固定し、ドット径を 245, 140, 80 nm と変化させた際の、ドット内部の膜面垂直方向の反磁界係数 N_z の分布を示した。 N_z は、1 nm 四方の単位セルにドットを面内で分割し、表面磁極から受ける各セルの磁界の大きさを、膜厚の 1/2 の位置で積算することで求めた。図では、ドット中央を横切る垂直面内における N_z の変化を、ドット半径に対して示した。 N_z はドット中央部において最も大きく、 D が大きいほど、 N_z の絶対値が増加する。また、 D が大きいほど、ドット端部と中央部の差が大きくなることわかる。このような N_z で決まるドット内

の反磁界の大きさと、膜の持つ K_u の大きさから、ドット内部の実効的な異方性磁界 H_k^{eff} を下記のように求め、Fig. 7. (b)に示した。

$$H_k^{\text{eff}} = 2K_u/M_s - N_z 4\pi M_s \quad (1)$$

計算結果を見ると、ドット中央部の H_k^{eff} はドット端部における値よりも小さく、特に、 D が 100 nm 以上の場合には半分程度の大きさとなっている。ドット径の低下にともない、特にドット中央部の H_k^{eff} は増加し、ドットの端部との差が徐々に低下している。

Fig. 8 には、ドット中央とドット端部における H_k^{eff} の D に対する変化をそれぞれ示した。また、 D の小さな領域については、 N_z とドット面内の反磁界係数 $(1 - N_z)/2$ の差から求めた形状異方性 K_u^{shape} と、 K_u の大きさから、下記の式にしたがって求めた実効的な異方性磁界、 $H_k^{\text{eff}}(\text{shape})$ 、も示した。

$$H_k^{\text{eff}}(\text{shape}) = 2K_u/M_s - (3N_z - 1) 4\pi M_s \quad (2)$$

ドット径が小さくなると、ドット内の全磁化がコヒーレントにスイッチングするように磁化過程が変化すると考えられ、そのような領域における磁化機構を議論するための実効的な異方性磁界としては、 $H_k^{\text{eff}}(\text{shape})$ を用いた議論が適当である。

ここで、 H_r の D 依存性はドット中央部の H_k^{eff} の D 依存性と定性的に良く一致している。ドット径が小さくなると、 H_r とドット中央部の H_k^{eff} の差は小さくなり、 $D=80$ nm における H_r は、ドット中央部の H_k^{eff} の約 80% に達している。このことから、ドット中央部の H_k^{eff} の値が、 H_r を決める主因となっていることが推察される。なお、ドット径が大きくなるほど、 H_r とドット中央部の H_k^{eff} の差が広がるが、両者の定量的な関係については磁化機構の節で後述する。

Fig. 7. (a) Demagnetizing coefficients along the direction perpendicular to the film plane, N_z , for dots of $D = 245$, 140, 80 nm (20 nm thickness), respectively, (b) the H_k^{eff} values of these dots.

Fig. 8. Calculated values of H_k^{eff} at the dot-center and the dot-edge, respectively, and $H_k^{\text{eff}}(\text{shape})$ as a function of D . The H_r values of dots ($D = 245, 140$, and 80 nm) are also shown.

Table 1 Switching volume V_{sw} and switching diameter (nucleation diameter) D_{sw} for dots with $D = 140$ and 245 nm, respectively, which were calculated from the values of the energy barrier E_0 and the effective uniaxial magnetic anisotropy energy K_u^{eff} .

D (nm)	E_0 (erg)	K_u^{eff} (erg/cm ³)	V_{sw} (nm ³)	V_{sw}/V (%)	D_{sw} (nm)
140	1.0×10^{-10}	4.9×10^6	2.1×10^4	6.7	36
245	0.81×10^{-10}	4.3×10^6	1.9×10^4	2.0	35

一方、実効的な磁気異方性の大きさと、磁化反転のエネルギー障壁 E_0 の値から、磁化反転の単位体積を見積もった。Table1 には、 $D=140$ ならびに 245 nm の各ドット膜における反転単位あたりの E_0 の値³⁾と、Fig.8 の結果から求めたドット中央部における実効的な一軸磁気異方性 K_u^{eff} の値 ($=H_k^{\text{eff}} M_s/2$) を示した。 E_0 は、ドット膜の H_k の磁界変化速度に対する変化から求めた値である^{3,10)}。また、これらの値から求めたスイッチング体積 V_{sw} の値 ($V_{\text{sw}}=E_0/K_u^{\text{eff}}$ と近似) と、ドット体積 V との比の値、ならびに、 V_{sw} を膜厚 (20 nm) の円柱に置き換えた際のスイッチング径 (ニュークリエーション径) D_{sw} も示してある。 V_{sw} はドット体積の 7% 以下の値であり、磁化反転の基本体積は、ドットの僅か一部の大きさであることを意味している。 D_{sw} の値は、 D によらず約 35 nm 程度となっており、この値は、磁化のコヒーレント長に関係した値であると考えられる。なお、解析の結果、磁化の熱擾乱の影響を差し引いた残留保磁力 H_0 の値は、 H_r よりも 10% ほど高い値となることがわかった。

3.3 ドットの磁化機構

以上の結果から、Fig.9 には、予想されるドットの磁化反転について模式的に示した。印加磁界がある大きさ ($=H_r$) になると、反磁界の最も大きなドット中央部で磁化回転によるニュークリエーション (スイッチング) が生

じる (図中(a))。この磁化回転によるニュークリエーション領域の大きさは、上記の D_{sw} の大きさである約 35 nm の大きさと予想される。ドット内の磁化は交換相互作用で結合しているため、ニュークリエーションが生じると、それによる磁化反転は瞬時にドット内の全体に広がり (図中(b))、単磁区構造が得られる (同図(c)) と考えられる。今回実験を行ったドット径の範囲ではドット径に依らずこのような反転が生じているものと推察される。ここで、ニュークリエーションが瞬時に膜全体に広がるためには、磁化回転によるニュークリエーション磁界 $H_n (=H_r)$ に比べて、磁壁保磁力 H_w が十分に小さいことが必要となるが、Fig.3 に示したように、連続膜の H_r はパターン膜の H_r よりも 1 桁以上小さく、この仮定の妥当性を示している。今回のように、反転核のニュークリエーションと、その伝播という二つの連続したプロセスを伴う磁化過程の場合、二つのプロセスのうち支配的な磁化回転型の磁化機構が、Fig.4 に記したドットの H_r の角度依存性に現れていると考えられる。

この磁化反転モデルの可能性を理論的に検証するため、 $D=250$ nm のドットを仮定して磁気エネルギーの計算を行った。Fig.10 には、ドット内に生じたバブル磁区の大きさ D_0 に対して、磁気エネルギーの変化を示している。計算では、磁壁厚 δ_{wall} を 13 nm 一定 ($\delta_{\text{wall}}=2^{1/2} \pi(A/K_u)^{1/2}$, 交換定数 $A=1.0 \times 10^{-6}$ erg/cm, $K_u=1.2 \times 10^7$ erg/cm³ と仮定) と仮定し、静磁エネルギー、磁壁エネルギー、ゼーマンエ

Fig. 9. Magnetization reversal in CoPt dots assumed from experimental results.

Fig. 10. Calculated values of the total energy of dots as a function of the bubble domain diameter D_0 for each external field. (assumed $D = 250$ nm).

エネルギーの総和を算出した．ここで、ニュークリエーションにより形成される磁壁の単位面積辺りの磁壁エネルギーは、直径に依らず、磁壁幅と K_u から求めた 15 erg/cm^2 ($= \delta_{\text{wall}} K_u = 2^{1/2} \pi (AK_u)^{1/2}$) 一定と近似した．縦軸は $k_B T$ で規格化して示してある (k_B はボルツマン定数, T は絶対温度であり、ここでは 300K と仮定)．外部磁界が無い場合には、バブル磁区が無い単磁区状態 ($D_0=0$) からバブル磁区を有するような状態へは $850 k_B T$ を超えるエネルギー障壁が存在し、単磁区が安定である．しかし外部印加磁界の増加に伴いエネルギー障壁は低下し、 $3\sim 5 \text{ kOe}$ 程度の磁場により反転が生じ、逆向きの単磁区状態まで止まることなく瞬時に反転が進行することがわかった．このことから、実験的に推察した磁化反転モデルの可能性を裏付けている．なお、R. Dittrich 等は^{8,11)}、四角いドットの磁化機構についてシミュレーションによる解析を行っている．彼等の結果でも、ある磁界でドットの一部が磁化回転によるニュークリエーションを起こし、それが瞬時にドット内全体に広がる結果が得られており、我々の結果と定性的に一致している．ただし、彼らの計算では、ドットの角がニュークリエートポイントとなっており、ニュークリエーション位置が、ドット形状およびドットサイズに依存することを示唆している．

一方、これらのモデルに基づき、Fig.8 に記した H_k^{eff} と H_r の間の差について考察を加えた．ドット中央部で生じるニュークリエーションは磁化回転的な挙動を示すため、その反転磁界は c 軸の角度分散の影響を大きく受けることが予測される．Fig.11 には、 $D=80 \text{ nm}$ および 245 nm の2種類のドットを例に、スイッチング磁界 H_{sw} の値を、膜面垂直方向と c 軸のなす角度 θ に対して示した． H_{sw} は、ドット中央部の H_k^{eff} の値をもとに、S-W 型磁化反転を仮定して計算した結果であり、 $\theta=0$ における H_{sw} が H_k^{eff} に相当する． θ の増加にともない H_{sw} の値は急激に低下していくことがわかる．ここで、ドット形成に用いた CoPt 膜と同じ c 軸の角度分散 ($\Delta\theta_{50}=2.8$ 度) を仮定した場合、 θ と粒子の存在確立 p の関係は同図中に示した関係となる．これらの計算結果を用いて、 H_{sw} の値と p との関係を Fig.12 に示した．図中には、 $D=80 \text{ nm}$ および 245 nm のドット中央部の H_k^{eff} の計算値 (Fig.8)、および、 H_r の実験値を比較のため記した．また、横軸を H_k^{eff} で規格化した p の変化についても図中に示してある．

ここで、Fig.7(b)に示したように、直径 80 nm のドット内の H_k^{eff} はドット中央から離れることで急激に増加している．磁化回転によるニュークリエーション領域の大きさが約 35 nm (D_{sw} の大きさ) であることを考慮すると、ニュークリエーションは、ドットの中央から開始されると考えられる．ニュークリエーションがドット中央の一つの結晶粒の H_{sw} で生じるとすると、 80 nm ドットの H_{sw} の期待値は、Fig.12において p の最大値を与える 7.6 kOe となる．この値は、 H_k^{eff} の 0.78 倍に低下している．この H_{sw} は、実験から得られた H_r と比較的良く一致していることがわ

かる．ただし、実際には D_{sw} の大きさは結晶粒径よりも2倍程度大きく、隣接した数個の結晶粒の磁化が交換結合しながらほぼ一斉に回転すると考えられるため、本来の H_{sw} の分布は Fig.12 に記した H_{sw} の分布よりも狭く、また、 H_{sw} の期待値も変化するものと推察され、定量的な議論については、さらなる検討が必要である．

一方、 $D=245 \text{ nm}$ の場合には、 p の最大値を与える H_{sw} の値 (5.2 kOe) は H_k^{eff} の 0.71 倍に相当し、 $D=80 \text{ nm}$ の場合よりも、 H_k^{eff} に対する H_{sw} の低下率が高い．また、Fig.7(b)に示したように H_k^{eff} の値がドット中央近傍の広い範囲で緩慢な極小値を示しているため、ニュークリエーションは、この広い範囲内で最も H_{sw} の小さな結晶粒をニュークリエーションサイトとして開始することが予測される．したがって、 H_{sw} の期待値は、Fig.12において p の最大値を与える H_{sw} よりも低磁界側の裾に位置すると考えられ、 H_r の実験値 3.5 kOe と近い値となる．

Fig. 11. Values of H_{sw} calculated as a function of the angle between the c -axis of grains and the direction normal to the film plane, θ . The probability of the number of grains as a function of θ is also shown as an inset figure.

Fig. 12. Probability of H_{sw} calculated for the dots of $D = 80$ and 245 nm , respectively.

これらのことから、 c 軸の角度分散と、ドット内の反磁界の分布、および、ニュークリエーション領域の大きさの関係を検討すると、 H_r の値（磁化回転による反転核のニュークリエーション磁界に相当）はドット中央の H_k^{eff} の値でほぼ決定されているものと推察される。

これらの結果に基づき、ドット径を 80 nm よりも低下させた際の磁化反転について推察した結果を Fig.13 に示した。磁化のコヒーレント長に関係した大きさであると考えられる D_{sw} は、 D を変えてもほとんど変化しない。したがって、 D が D_{sw} (≈ 35 nm 程度) よりも十分小さくなると、ドット内の全磁化がコヒーレントな磁化反転となることが推察される。一方、1Tbpsi の記録密度は、単純計算では $25\text{nm} \times 25\text{nm}$ のドットピッチに対応し、その際のドット径は 10~20nm になると考えられる。したがって、CoPt/Ru ドットで 1Tbpsi の記録密度に対応するパターン媒体を作製した場合、ドット内の全磁化がコヒーレントに反転するようになる臨界的な大きさであると考えられる。なお、ドット径が小さくなると、 H_r の値は Fig.8 に示した $H_k^{\text{eff}}(\text{shape})$ の値にほぼ一致するように、急激に増加するものと考えられる。記録の観点から考えると、このような H_r の増大はパターン媒体としては望ましくないが、 H_r の抑制に関しては後述する。

4. ドットの保磁力分散

一方、これらのドットは一つ一つ孤立しているため、Fig.3 に示した磁化曲線の傾きは、ドット毎の H_c の分散 (SFD) に起因する。Fig.14 には、作製した $D=80, 140, 245$ nm の各ドット膜の SFD のドット径依存性を示す。ここで、 SFD は、残留磁化曲線の磁化の値がマイナス $M_s/2$ からプラス $M_s/2$ に相当する磁界範囲 ΔH_r を、 H_r の値で規格化して定義しており、図中には、 ΔH_r および H_r の値も示してある。 SFD は、 D の低下にともない徐々に低下し、 $D=80$ nm では 0.21 となった。 H_r の値は D の低下にともない増加するが、その増加率に比べて ΔH_r の増加率が小さいため、 SFD が低下している。

SFD が生じる原因として、まず c 軸の角度分散の影響が考えられる。ドット径が最も小さな 80 nm の場合には、Fig.12 に記した $D=80$ nm の H_{sw} の分布が、 c 軸の角度分散にともなう分布であると近似的に考えることができる。Fig.12 の曲線を H_{sw} に対して積分して得られる磁化曲線から、 ΔH_r と同じ定義で ΔH_{sw} を求め、 H_{sw} の期待値 (p が最大となる H_{sw}) で規格化することで SFD を求めたところ、その値は 0.15 となった。一方、直径が大きな 245 nm のドットでは、先に述べたように H_{sw} の期待値が p の最大値を与える H_{sw} よりも低磁界側の裾に位置し、それと共に、分布の幅も狭くなると考えられる。このことは、 D の増加にともない ΔH_r が低下する実験結果と矛盾しない。ただし、 SFD のドット径依存性を説明するためには、 H_r の変化率に比べて ΔH_r の変化率が小さい点について定量的に明らか

にする必要があり、その点については今後の課題である。

SFD に影響を与えるもう一つの原因として、 D の分散がある。Fig.3 に示すように、 H_r は D に依存するため、 D の分布は H_r 分布を与えることになる。これは、 D の分散によりドット中央部の H_k^{eff} に分散が生じるためである。平均ドット径 245 nm のドット膜について、AFM により 200 個のドットのサイズを測定した結果、平均ドット径 $\langle D \rangle = 245$ nm、標準偏差 $\sigma = 15$ nm、平均値に対する標準偏差の割合 $\sigma / \langle D \rangle = 0.06$ の結果を得た。Fig.3 の $H_r \sim D$ 曲線の傾きから、このドット径分散に起因する SFD は 10% 程度に対応する。

これらのことから、今回の CoPt/Ru ドット膜の SFD は、 c 軸の角度分散と、ドットサイズ分散の複合的な効果として、定量的にも説明可能な大きさであると推察されるが、詳細は、さらなる検討を要する。なお、Co/Pd ドット膜¹²⁾ では、ドット径が小さくなるほど SFD が大きくなっており、我々の結果とは全く逆であった。彼らは、その原因として、ドット内に H_n の分散を与えたモデルで説明しているが、それを引き起こす原因については明らかになっていない。このように、ドットの SFD を決める原因については不明な点も多く、さらなる検討が必要である。

Fig. 13. Schematic model to show the relation between the dot diameter D and the nucleation size D_{sw} .

Fig. 14. Values of SFD , H_r and ΔH_r measured for dots of $D = 245, 140, 80$ nm as a function of the dot diameter, D .

5. ドット間の静磁氣的相互作用と磁気特性に関する考察

一方、今回の実験ではドット間の静磁氣的な相互作用は極めて小さいが、パターン媒体のようにドット密度が高い場合には、ドット間の静磁氣的な相互作用が SFD に及ぼす影響を考慮する必要がある。ここでは、形状異方性だけでなく、静磁氣的な相互作用を粒子の H_k^{eff} に取り入れて考察を行なった。

そこで、1Tbpsi の記録密度に対応する 25 nm ピッチのドット配置を仮定して、 D を変化させた場合に、静磁氣的な相互作用が SFD に及ぼす影響を計算した。Fig.15 に示すように、計算は、 $D \times D$ nm の正方ドットが規則正しく配列した状態を仮定した。この時、粒子の H_k^{eff} の大きさは、周辺ドットの磁化状態に依存した静磁氣的相互作用により変化すると考えることができる。ドットの磁化反転がコヒーレントであると仮定すると、 H_r は H_k^{eff} に一致するため、磁化状態の違いによる H_k^{eff} の変化は、 H_r の変化に対応する。計算では、(a) 全ドットが一方向に飽和した状態における中央のドットの H_k^{eff} の大きさと、(b) 周囲のドットが全て反転した後に残った中央のドットの H_k^{eff} の大きさを計算した。それぞれ、 H_k^{eff} の最小値と最大値に対応するため、それぞれを、 $H_k^{\text{eff}}(\text{min})$ および $H_k^{\text{eff}}(\text{max})$ と定義した。また、両者の平均値を $H_k^{\text{eff}}(\text{ave})$ とした。 $H_k^{\text{eff}}(\text{ave})$ の値は、磁氣的に孤立したドットの H_k^{eff} と一致している。この値は、ドット膜の H_r の平均値を示すことになる。

Fig.16 には、計算により求めた $H_k^{\text{eff}}(\text{min})$ 、 $H_k^{\text{eff}}(\text{max})$ および $H_k^{\text{eff}}(\text{ave})$ の値を、 D に対して示した。ここで、ドットピッチは 25 nm 一定であるため、 D の低下はドットの充填率 $f (= (D/25)^2)$ の低下に対応する。 D が 20 nm の場合には、 $H_k^{\text{eff}}(\text{max})$ および $H_k^{\text{eff}}(\text{min})$ の差は 15 kOe にも達している。Fig.14 に示した SFD の定義にならい、 $H_k^{\text{eff}}(\text{max})$ と $H_k^{\text{eff}}(\text{min})$ の差の 1/2 を $H_k^{\text{eff}}(\text{ave})$ で規格化して SFD を算出すると、その値は 0.38 にも達する。この値は、Fig.14 の値よりも大きな値となる。 D の低下（ドット充填率の低下）により、 $H_k^{\text{eff}}(\text{max})$ および $H_k^{\text{eff}}(\text{min})$ の差は小さくなるが、これらの絶対値は増加しており、 $D=10$ nm では、 $H_k^{\text{eff}}(\text{max})$ は 25 kOe を超えている。

このように、1Tbpsi 相当のドット密度では、ドットの本質的な SFD とともに、ドット間の静磁氣的な相互作用が SFD に大きな影響を与えることになる。 SFD を低下するために D を下げると、今度は H_k^{eff} が増加し、ヘッド磁界で反転させることができなくなる。この SFD および H_k^{eff} の低下に効果的に作用するのはドット厚である。Fig.17 には、一例として、ドット厚を 5 nm に低下した際の、 $H_k^{\text{eff}}(\text{max})$ 、 $H_k^{\text{eff}}(\text{min})$ および $H_k^{\text{eff}}(\text{ave})$ の値を D 値に対して記した。図中には、コヒーレントな磁化反転を仮定した、 $K_u^{\text{eff}} V/kT$ の計算値も記してある。膜厚の低下により、 H_k^{eff} の絶対値ならびに H_k^{eff} の最大値と最小値の差が、大きく低下している。ただし、 D 値を 10 nm 以下にすると、 $K_u^{\text{eff}} V/kT$

が 100 以下に急激に低下している。これらのことから、ドットの膜厚の低下は H_k^{eff} および SFD を抑制する上で重要であるが、熱安定性を確保するためには、 D 値と膜厚との最適化を行うことが必要であることがわかる。

Fig. 15. Calculation models of dot arrays assuming an area density of 1 Tbpsi (dot pitch = 25 nm).

Fig. 16. Calculated values of H_k^{eff} for the dot arrays as a function of D . The thickness of the dots is 20 nm.

Fig. 17. Calculated values of H_k^{eff} and $K_u^{\text{eff}} V/kT$ for dot arrays as a function of D . The thickness of the dots is 5 nm.

6. まとめ

以上、ドット径 80~245 nm の CoPt(20 nm)/Ru ドット膜の磁気特性について検討した結果、ドット径に依らずスイッチングによる磁化反転を示し、 H_r の角度依存性は磁化回転型を示した。また、MFM 像の観察でも単磁区が安定であることが確認された。一方、磁化反転のエネルギー障

壁から推定される磁化反転単位は約 35 nm となり、ドット体積よりも 1 桁以上小さな値であった。磁気異方性の評価から、このような磁化機構を説明するモデルとして、ドット中央が磁化回転によりニュークリエーションすると瞬時にドット全体に磁化反転が広がるモデルを提唱し、数値計算からも本モデルの可能性を確認した。また、ドットの *SFD* は、*c* 軸の角度分散と、ドットサイズ分散の複合的な効果として、定量的にも説明可能な大きさであることを示した。一方、これらの結果から、1Tbpsi の密度に相当する 10~20 nm のドット径は、ドット全体がコヒーレントな磁化反転をする臨界的な大きさに対応すると考えられる。計算の結果、1Tbpsi 相当のドット充填率では、ドットの膜厚を適切に制御し、ドット間の静磁気的な結合を抑制することが、*H_c* および *SFD* の抑制に重要になることを示した。

謝辞 本研究の一部は、文部科学省平成 16 年度科学技術試験研究 (RR2002, 超小型・大容量ハードディスクの開発) の支援を受けて行われた。ここに深謝する。

References

- 1) K. Miura, H. Muraoka, Y. Sugita, and Y. Nakamura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **24**, 231 (2000).
- 2) T. Shimatsu, H. Sato, T. Oikawa, Y. Inaba, O. Kitakami, S. Okamoto, H. Aoi, H. Muraoka, and Y. Nakamura, *IEEE Trans. Magn.*, **40**, 2483 (2004).
- 3) N. Kikuchi, R. Murillo, J. C. Lodder, K. Mitsuzuka, and T. Shimatsu, *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 3613 (2005).
- 4) N. Kikuchi, R. Murillo, and J. C. Lodder, "AHE measurement study on Co/Pt nanosized dot", *J. Appl. Phys.*, to be published.
- 5) N. Bardou, B. Bartenlian, C. Chappert, R. Megy, P. Veillet, J. P. Renard, F. Rousseaux, M. F. Ravet, J. P. Jamet, and P. Meyer, *J. Appl. Phys.*, **79**, 5848 (1996).
- 6) S. P. Li, A. Lebib, Y. Chen, Y. Fu, and M. E. Welland, *J. Appl. Phys.*, **91**, 9964 (2002).
- 7) M. A. M. Haast, J. R. Schuurhuis, L. Abelman, J. C. Lodder, and Th. J. Popma, *IEEE Trans. Magn.*, **34**, 1006 (1998).
- 8) R. Dittrich, G. Hu, T. Schrefl, T. Thomson, Dieter Guess, B. D. Terris and J. Filder, *J. Appl. Phys.*, **97**, 10J705-(1-3) (2005).
- 9) G. Hu, T. Thomson, C. T. Rettner, S. Raoux, B. D. Terris, *J. Appl. Phys.*, **97**, 10J702-(1-3) (2005).
- 10) R. W. Chantrell, G. N. Coverdale, and K. O'Grady, *J. Phys. D*, **21**, 1469-1471, (1988).
- 11) R. Dittrich, T. Schrefl, Dieter Guess, W. Scholz, and J. Fidler: *IEEE Trans. Magn.*, **40**, 2507 (2004).
- 12) B. D. Terris, M. Albrecht, G. Hu, T. Thomson, and C. T. Rettner, *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 2822 (2005).

2005 年 10 月 19 日受理, 2006 年 1 月 16 日採録