磁気超解像再生層の磁区構造

Magnetic Domain Structure in the Readout Layer of MSR Media

金子正彦・中沖有克・小林 正*

ソニー(株)ホームネットワークカンパニー, 東京都品川区北品川 6-7-35 (☎141-0001)

*三重大学工学部, 津市上浜町 1515 (☎514-8507)

M. Kaneko, A. Nakaoki, and T. Kobayashi*

Sony Corporation Home Network Company, 6-7-35 Kitashinagawa, Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001

*Dept. of Physics Engng., Mie Univ., 1515 Kamihama, Tsu, Mie 514-8507

The stripe domain structure in a readout layer with a small perpendicular anisotropy in CAD media was calculated on the basis of three proposed stripe domain models. Without a magnetic field, the triangular-cross-section stripe domain appears only in the narrow range of $Q = K_u / (2\pi M_s^2)$, but when a leakage field of 100 Oe is applied from the memory layer, it becomes stable for a wide range of Q values below a critical value. For Q values above a critical value, the trapezoidal-cross-section stripe domain is stable. The distribution of the stable domain structure in the readout light spot was calculated, using the temperature profile and temperature dependence of magnetic parameters, on the basis of molecular field theory. The results show that a single domain in the perpendicular direction is stable in the spot's center for a leakage field of 100 Oe, and that triangular stripe domain area is expanded in the spot's circumference for a leakage field of 200 Oe. The result is discussed in relation to the copying process and the gray masking phenomenon.

Key words: stripe domain, magnetic domain structure, perpendicular anisotropy, CAD, readout layer, leakage flux

1. はじめに

磁気超解像 MSR (Magnetically induced Super Resolution) メディアでは磁性多層膜によって, その機能が実現されているが, 基板を通して光が入射する側の再生層には, GdFeCo が共通して使われている. これはこの材料が, 再生のための磁気カー回転角が大きく, 小さな垂直磁気異方性と小さな保磁力のために情報を記録保持するメモリー層からの, 転写をさせやすいからである.

MSR の中で CAD (Center Aperture Detection) は高温での転写特性のほかに, 室温において再生層が面内磁化膜である特性により, アパーチャーを小さく制限するマスク効果をもたせている¹⁾. したがって, 低温で面内磁化膜, 高温で転写が容易な垂直磁化膜というのが概略の設計指針であるが, その重要性にもかかわらず, 小さな垂直磁気異方性をもつ膜の安定な磁区状態の理論的な解析の報告は少ない.

本論文では静磁結合磁性 2 層膜 CAD メディアの再生層を想定して, メモリー層からの転写磁界も考慮して, 再生層の安定な磁区状態をシミュレーションで求め, 光スポット内の磁区の分布を議論した.

Fig. 1 Possible domain states for a magnetic film with weak perpendicular magnetic anisotropy.

2. 磁区構造モデル

安定な磁区構造を求めるために, Fig. 1 に示したように, 垂直磁化状態, 面内磁化状態, ストライプ磁化状態のエネルギーを比較することが行われる²⁾. 代表的な GdFeCo 再生層の磁気パラメータは膜厚 $t = 30$ nm, 磁化 $M_s = 100 \sim 300$ emu/cm³, 磁気異方性 $K_u = 1 \times 10^5$ erg/cm³ 程度であり, 規格化された磁気異方性 $Q = K_u / (2\pi M_s^2)$ は 1 前後の値となる. このような膜における磁区構造を分析するため, ストライプ磁区を 3 種類に分類して以下のようにモデル化して考えることにする. 共通することとして, z 方向上向き磁区と下向き磁区が周期 $2d$ にて面内 x 方向に繰り返されている構造を想定する. 面内 y 方向と膜厚 z 方向には一様な構造とする.

2.1 矩形波ストライプ磁区

磁気バブルのように Q 値の大きな材料ではストライプ磁区構造をとることが知られている. $Q \gg 1$ の極限のモデルとして, 磁壁幅はゼロとしているので, y - z 平面内の磁化の向きを y 方向からの角度 θ で表すと, Fig. 2a のようになる. 文献 2 においてはこのモデルのみが扱われている.

2.2 台形波ストライプ磁区

実際の再生層の Q 値は 1 に近い値なので, 磁壁厚みは無視できない. そこで磁壁厚み $\pi\delta$ 内で磁化の向きが $-\pi/2$ から $\pi/2$ まで線形に変化する Fig. 2b のモデルを考えた.

$$\theta = \frac{\pi}{2} \quad \text{for} \quad 0 \leq x \leq \frac{d}{2}$$

$$\theta = \frac{x}{\delta} \quad \text{for} \quad 0 \leq x \leq \frac{\pi\delta}{2}$$

$$\theta = \frac{\pi}{2} \quad \text{for} \quad \frac{\pi\delta}{2} \leq x \leq \frac{d}{2}$$

$$\theta = \frac{2\theta_0 x}{d} \quad \text{for} \quad 0 \leq x \leq \frac{d}{2}$$

Fig. 2 Models for stripe domains with relatively small anisotropy energy.

2.3 三角波ストライプ磁区

Q 値が 1 より小さい極薄膜では、磁壁厚みがストライプ幅 d と同等になった結果として、Fig. 2c のような構造をとりうる。垂直異方性のあるパーマロイ膜で、実験的、理論的に検証されている³⁾。 θ は x に対して、最大値 θ_0 まで線形に変化する。

3. 磁区のエネギー

単位体積当たりの磁区のエネギーは、周期 $2d$ にわたる平均値が、対称性から $0 < x < (d/2)$ での平均で与えられることから以下になる。

磁気異方性エネギー:

$$E_a = \frac{2}{d} \int_0^{d/2} K_u \cos^2 \theta \, dx \quad (1)$$

交換エネギー:

$$E_{ex} = \frac{2}{d} \int_0^{d/2} A \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 dx \quad (2)$$

ここで A は交換エネギー定数である。

静磁エネギー:

Fig. 2 から与えられる膜厚 t の上面 $z=0$ 、下面 $z=-t$ における磁荷によるスカラーポテンシャルをそれぞれ ϕ_1, ϕ_2 とすると周期性より

$$\phi_1 = \sum_n A_n \sin \frac{n\pi x}{d} \exp \left(\frac{n\pi z}{d} \right) \quad (3)$$

$$\phi_2 = \sum_n B_n \sin \frac{n\pi x}{d} \exp \left(-\frac{n\pi(z+t)}{d} \right) \quad (4)$$

と記述できる。境界条件は

$$\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z} \right)_{z=0} = 2\pi M_s \sin \theta \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial \phi_2}{\partial z} \right)_{z=-t+0} = -2\pi M_s \sin \theta \quad (6)$$

で与えられる⁴⁾ので、係数は奇数項だけが残る、

$$A_{2n-1} = -B_{2n-1} = \frac{8M_s}{(2n-1)} \int_0^{d/2} \sin \theta \sin \left(\frac{(2n-1)\pi x}{d} \right) dx \quad (7)$$

と求められる。静磁エネギーは

$$E_s = \frac{1}{2t} \frac{2}{d} \int_0^{d/2} [M_s \sin \theta (\phi_1 + \phi_2)_{z=0} - M_s \sin \theta (\phi_1 + \phi_2)_{z=-t}] dx$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8(2\pi M_s^2)}{td(2n-1)\pi} \left[\int_0^{d/2} \sin \theta \sin \left(\frac{(2n-1)\pi x}{d} \right) dx \right]^2$$

$$\times \left(1 - \exp \left(-\frac{(2n-1)\pi t}{d} \right) \right) \quad (8)$$

と表される。

転写磁界との相互作用エネギー:

静磁結合タイプの CAD では Fig. 3 のように、再生層には非磁性層を介して、磁区長 d_m のメモリー層から周期 $2d_m$ の転写磁界が印加される。Fig. 3 は転写磁界により、再生層が $d=d_m$ とそろった場合を示している。磁界は振幅 H_l の矩形波で近似すると、転写磁界との相互作用エネギーは以下のように表される。

$$E_l = \frac{2}{d} \int_0^{d/2} (-M_s H_l \sin \theta) dx \quad (9)$$

$d \neq d_m$ の場合は平均として転写磁界との相互作用エネギーはゼロとなる。

それぞれのモデルについて、各エネギーは以下のように表わされる。

Fig. 3 Leakage field from the memory layer to the readout layer.

垂直磁化単磁区状態

$$E_s = 2\pi M_s^2 \quad \text{その他はゼロ} \quad (10)$$

面内磁化単磁区状態

$$E_a = K_u \quad \text{その他はゼロ} \quad (11)$$

矩形波ストライプ磁区

$$E_a + E_{ex} = \frac{4\sqrt{AK_u}}{d} \quad (12)$$

$$E_s = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8(2\pi M_s^2)d}{t(2n-1)^3\pi^3} \left(1 - \exp\left(-\frac{(2n-1)\pi t}{d}\right) \right) \quad (13)$$

$$E_l = -M_s H_l \quad (14)$$

台形波ストライプ磁区

$$E_a = \frac{K_u \pi \delta}{2d} \quad (15)$$

$$E_{ex} = \frac{A\pi}{d\delta} \quad (16)$$

$$E_s = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8(2\pi M_s^2)d}{t(2n-1)^3\pi^3} \times \left[\left(\frac{d^2}{(d^2 - \delta^2(2n-1)^2\pi^2)} \right) \cos\left(\frac{(2n-1)\pi^2\delta}{2d}\right) \right]^2 \times \left(1 - \exp\left(-\frac{(2n-1)\pi t}{d}\right) \right) \quad (17)$$

$$E_l = -M_s H_l \left(1 - \frac{(\pi-2)\delta}{d} \right) \quad (18)$$

三角波ストライプ磁区

$$E_a = \frac{K_u}{2} \left(1 + \frac{\sin 2\theta_0}{2\theta_0} \right) \quad (19)$$

$$E_{ex} = A \left(\frac{2\theta_0}{d} \right)^2 \quad (20)$$

$$E_s = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2d(2\pi M_s^2)\theta_0^2 \cos^2 \theta_0}{t(2n-1)\pi \left\{ \left(n - \frac{1}{2} \right)^2 \pi^2 - \theta_0^2 \right\}^2} \times \left(1 - \exp\left(-\frac{(2n-1)\pi t}{d}\right) \right) \quad (21)$$

$$E_l = -M_s H_l \left(\frac{1 - \cos \theta_0}{\theta_0} \right) \quad (22)$$

4. 計算結果

室温を想定して $A = 3 \times 10^{-7}$ erg/cm, $M_s = 150$ emu/cm³ を固定し, Q 値と膜厚 t を変えて安定な磁区を求めた.

$$E_{\text{total}} = E_a + E_{ex} + E_s + E_l \quad (23)$$

を最小にするように, 台形波磁区では δ, d を, 三角波磁区では θ_0, d を変化させた. それぞれの最小値を比較して, 最もエネルギーの低い状態を安定磁区状態とした.

まず, 計算の妥当性をチェックするため, 変分法を用いて磁化方向の分布を厳密に求めた報告例⁵⁾と比較した. $Q=1, t=39$

Fig. 4 Stable domain structure region calculated for (a) $H_l=0$, and (b) $H_l=100$ Oe.

nm のときの台形波ストライプ磁区のエネルギーは $E_{\text{tot}} = 0.902 (2\pi M_s^2)$ となり, 変分法による結果と 3% 以内で一致する. 変分法では膜厚方向の θ の変化も求めているが, 用いた膜厚では結果的に膜厚方向の変化は少なく, 用いたモデルの妥当性が検証された.

次に求めた安定磁区状態を Fig. 4 に示した. a) は $H_l=0$ の場合で, $t=30$ nm のとき, $Q > 0.93$ では台形波ストライプ磁区, $0.85 < Q < 0.93$ では三角波ストライプ磁区, $Q < 0.85$ では面内磁区が安定である. 考慮した範囲では矩形波ストライプ磁区および垂直磁区状態は現れない. 膜厚が厚くなるほどストライプ磁区になりやすくなる. b) は $H_l=100$ Oe の場合であり, 常に $d=d_m$ を保ったままエネルギーが最小となる状態を求めた結果である. $t=30$ nm のとき, $Q > 0.85$ では台形波ストライプ磁区, $Q < 0.85$ では三角波ストライプ磁区が安定となり, 面内磁区状態は現れない. これは転写磁界によって三角波ストライプ磁区のエネルギーが下がるからである. 三角波ストライプ磁区状態はメモリー層の情報が不完全に転写されているいわゆる灰色マスク状態と考えることができ, 矩形波ストライプ磁区状態で規格化したときの再生出力は次式の S で与えられる.

$$S = 20 \log \left(\frac{2}{d} \int_0^{d/2} \sin \left(\frac{2\theta_0 x}{d} \right) dx \right) = 20 \log \left[\frac{1}{\theta_0} (1 - \cos \theta_0) \right] \quad (24)$$

灰色マスクの目安として, $S = -10$ dB, -20 dB の境界線を Fig. 4b に示してある. 対応する θ_0 は $S = -10$ dB に対して $\theta_0 = 37.5^\circ$, -20 dB に対して $\theta_0 = 11.5^\circ$ となる.

以後は $A = 3 \times 10^{-7}$ erg/cm, $M_s = 150$ emu/cm³, $t = 30$ nm

Fig. 5 Domain width d as a function of Q calculated for $H_l=0$ and $H_l=100$ Oe.

の場合に各磁気パラメータの Q 依存性を調べてみる。Fig. 5 は磁区長 d の Q 依存性を $H_l=0$ および 100 Oe の場合に対して示している。 $H_l=100$ Oe では、メモリー層の磁区長 d_m が高密度記録の代表例である 240 nm に固定されている場合と、 $d=d_m$ を保って d_m を可変にした場合 (natural d) を計算した。 $d_m=240$ nm のときは再生層の d も 240 nm となるのが安定であるが、 d_m が可変のときと $H_l=0$ のときは、台形波ストライプ磁区の d は Q が大きくなると急速に広がるのが安定である。Fig. 6 には $E_{\text{tot}}/(2\pi M_s^2)$ の Q 依存性を示す。 $H_l=100$ Oe, natural d の場合は、メモリー層の磁区長も $d=d_m$ となるように都合よく変わることを前提にしているので、エネルギーが最も低い。 $H_l=100$ Oe, $d_m=240$ nm 固定の場合は、 $d=240$ nm のときのエネルギーは可変 d_m のときよりも高くなるが、 $d \neq d_m$ のときのエネルギー ($H_l=0$ のエネルギーに等しい) および垂直単磁区状態の $E_{\text{tot}}/(2\pi M_s^2)=1$ よりも小さいので、Fig. 6 の $Q > 0.93$ では $d=d_m$ となる台形波ストライプ磁区が安定である。なお、 $Q > 1.94$ において $d \neq d_m$ のときのエネルギーが $d=240$ nm のときのエネルギーより低くなる。

Fig. 7 には三角波ストライプ磁区の θ_0 の Q 依存性を示している。台形波ストライプ磁区との境界から Q が下がると θ_0 は

Fig. 6 Energy normalized by $2\pi M_s^2$ as a function of Q calculated for $H_l=0$ and $H_l=100$ Oe.

Fig. 7 θ_0 in the triangular stripe domain as a function of Q .

Fig. 8 Wall width parameter δ in the trapezoidal stripe domain as a function of Q .

減少するが、減少の仕方は $H_l=0$ のときよりも $H_l=100$ Oe のときのほうが緩やかである。

Fig. 8 は磁壁幅パラメータ δ の Q 依存性を示している。台形波ストライプ磁区の磁壁エネルギーに関する項 (15)+(16) は

$$\delta = \sqrt{\frac{2A}{K_u}} \quad (25)$$

のときに最小値

$$\frac{\pi}{d} \sqrt{2AK_u} \quad (26)$$

をとるので、Fig. 8 には (25) の値も示してある。 Q が小さくなってきたときに特に、 δ は (25) よりもはるかに大きな値となり、静磁エネルギーを下げる構造をとることがわかる。

5. 光スポット内の磁区構造分布

光ディスクの再生過程においては、媒体にフォーカスされた光スポット内に温度分布を生じ、磁気特性の温度依存性によって、光スポット内に安定磁区構造の分布ができるはずである。以下の手順で、計算を行い分布を求めた。

まず線速 4 m/s で移動している媒体に、 $\lambda=405$ nm, $NA=0.6$ の光学系で 3 mW のレーザを照射したときの温度分布を計

Fig. 9 Temperature dependence of A , K_u , and M_s obtained by using molecular field theory.

Fig. 10 Temperature dependence of the total energy calculated for the stable domain state.

算した⁶⁾。次に再生層の室温での M_s , K_u とキュリー温度の実験値を用いて、分子場近似にて A , K_u , M_s の温度依存性を Fig. 9 のように求めた。分子場の計算は、疑似二元系で行った^{7), 8)}。計算パラメータは、Gd の磁気モーメントを $7\mu_B$, Fe-Co の平均の磁気モーメントを $1.98\mu_B$, Gd と Gd の間の交換積分を 5.0×10^{-16} erg, Gd と Fe-Co の間の交換積分を -1.5×10^{-15} erg, Fe-Co と Fe-Co の間の交換積分を 6.07×10^{-15} erg とした。異方性係数は、 7.12×10^{-20} erg とした。

各温度における安定な磁区状態は前章までの手法で計算することができる。各温度における K_u , $2\pi M_s^2$, および最も安定なストライプ磁区のエネルギーを Fig. 10 に示す。結果は $d = 240$ nm に固定したメモリー層から $H_l = 100$ Oe の転写磁界を受けているときは $204^\circ\text{C} \leq T$ では垂直磁化状態が、 $197^\circ\text{C} \leq T \leq 203^\circ\text{C}$ では台形波ストライプ磁区が、 $T \leq 196^\circ\text{C}$ では三角波ストライプ磁区がそれぞれ安定である。三角波磁区で $S = -10$ dB となるのは 170°C , -20 dB となるのは 123°C である。同様に $H_l = 200$ Oe のときは、 $229^\circ\text{C} \leq T$ では垂直磁化状態が、 $183^\circ\text{C} \leq T \leq 228^\circ\text{C}$ では台形波ストライプ磁区が、 $T \leq 182^\circ\text{C}$ では三角波ストライプ磁区がそれぞれ安定である。三角波磁区で $S = -10$ dB となるのは 149°C , -20 dB となるのは 59°C である。

最後に光スポット内の温度に対応する安定磁区状態の分布を計算した。 $H_l = 100, 200$ Oe の結果をそれぞれ Fig. 11, 12 に示

Fig. 11 Region of the stable domain state in the optical spot for $H_l = 100$ Oe.

Fig. 12 Region of stable domain state in the optical spot for $H_l = 200$ Oe.

す。白い円は $1/e^2$ 強度の光スポットを表し、濃度の異なる領域の境界線は Fig. 10 で示した臨界温度の等温線になっている。 $H_l = 100$ Oe の場合は光スポットの中央部に垂直磁化領域ができる。これはメモリー層の磁区の向きにかかわらず、一方向を向くのが安定なことを意味するので、転写が不安定になることを示唆している。一方、 $H_l = 200$ Oe の場合には、光スポット中央部に台形波ストライプ磁区の安定領域ができ、良好な転写特性が期待されるが、その周りに $S > -20$ dB の三角波ストライプ磁区が光スポット全面に広がっている、いわゆる灰色マスク状態となっており、クロストーク特性の悪化が懸念される。このように、メモリー層からの転写特性とアパーチャーの周りのマスク特性のバランスを考慮した膜設計が重要であることがわかる。

6. 結 び

CAD メディアの再生層のように、小さな垂直磁気異方性をもつ薄膜の磁区構造を、ストライプ磁区のモデル化により計算した。メモリー層からの転写磁界がないときは、三角波ストライプ磁区は限定された条件でしか実現されないが、100 Oe 程度の転写磁界があると、広い範囲で安定になる。

光スポット内の安定磁区分布を再生パワーによる温度分布と、磁気特性の温度依存性よりシミュレートした。計算した静磁結合磁性 2 層膜の例では、転写特性とマスク特性の両立が難しいという結果になったが、これは再生層と非磁性層の間に再

生補助層またはマスク層と呼ばれる層を挿入することで、解像度を改善するような手法⁹⁾が有効であることを示唆しているとも言える。いずれにしても、本論文で示した計算手法は超解像動作と関連づけることが可能であり、膜設計に有用と考えられる。磁性3層膜の取り扱いは今後の課題である。

文 献

- 1) Y. Murakami, N. Iketani, J. Nakajima, A. Takahashi, K. Ohta, and T. Ishikawa: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **17** (Suppl. No. S1), 201 (1993).
- 2) 桜井良文編集: 磁性薄膜工学, p. 103 (丸善, 東京, 1977).
- 3) N. Saito, H. Fujiwara, and Y. Sugita: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **19**, 1116 (1964).
- 4) 近角聰信: 強磁性体の物理 (下), p. 193 (裳華房, 東京, 1984).
- 5) Y.-O. Tu: *J. Appl. Phys.*, **52**, 3130 (1981).
- 6) O. W. Shih: *J. Appl. Phys.*, **75**, 4382 (1994).
- 7) 田畑正浩: 重希土類-3d 遷移金属合金交換結合多層膜の熱磁気特性および磁気光学特性に関する研究 (博士論文, 三重大学, 1998), pp. 26-33.
- 8) M. Mansuripur and M. F. Ruane: *IEEE Trans. Magn.*, **22**, 33 (1986).
- 9) 広兼順司, 高橋 明: 日本応用磁気学会誌, **21**, 1076 (1997).

2001年1月31日受理, 2001年4月17日採録