スピン SEM 法を用いた薄膜磁気ヘッドの磁化過程の評価

Evaluation of Magnetization Process in Thin Film Head by Spin-Polarized SEM

須藤修二・荒井礼子・西岡浩一・光岡勝也・成重真治・杉田 恒

(株)日立製作所・日立研究所, 茨城県日立市久慈町 4026 (〒319-12)

S. Sudo, R. Arai, K. Nishioka, K. Mitsuoka, S. Narishige and Y. Sugita

Hitachi Res. Lab., Hitachi Ltd., 4026, Kuji-cho, Hitachi 319-12

The magnetic domain structures of thin film head with NiFe films, driven by DC and AC currents, were investigated in order to evaluate the magnetization process under high frequency magnetic field using spin-polarized SEM. The image contrast under high frequency magnetic field was calculated as the time average component of the magnetization along the detection direction for the magnetization rotation and the reversible domain wall movement. From the relation between the observed domain images and the calculated distribution of the average magnetization about the domain wall, it was found that irreversible domain wall movement occurs in the overall magnitic core under the high frequency excitations. A domain wall moves slightly and reversibly until the direction of the magnetic field attains reverse under the high frequency excitation.

Key words: magnetic recording, thin film head, spin-polarized SEM, magnetization process, domain observation

1. はじめに

大容量磁気ディスク装置の高記録密度化, 高速転送化を実現するためには薄膜磁気ヘッドの搭載が必須である。高速転送に対応した薄膜磁気ヘッドを開発するためには, 薄膜磁気ヘッドの動作周波数状態で磁気コアの磁気特性を評価, 制御する必要がある。これまで高周波励磁下の磁気コア形状の透磁率^{1), 2)}および磁区構造^{3)~5)}が検討されてきた。高周波励磁下の磁区観察は主としてマイクロカー効果法が用いられている。最近開発されたスピン SEM 法は磁化方向を直接決定できるだけでなく高分解能であるので⁶⁾, これまで磁性膜の狭トラック領域の磁区構造を評価してきた⁷⁾。今回, 薄膜磁気ヘッド形状での磁化過程をコイルを励磁し, スピン SEM 装置を用いて評価した。特に, 高周波励磁状態での磁区像と磁化回転および可逆的磁壁移動が起こる場合の平均磁化の計算結果を比較することにより高周波磁化過程を考察した。

2. 実験方法

励磁状態下のスピン SEM 磁区観察法の構成を Fig. 1 に示す。試料は下部および上部磁気コアにパーマロイ膜を用い, 磁気コア先端部に磁気ギャップがない閉磁路素子である。磁路長は $130\mu\text{m}$, 最大磁路幅は $140\mu\text{m}$ である。コイルには 17 ターンの Cu 膜パターンを用いている。また, 上部磁気コア端部に Cu 膜をパターンニングして電子線のチャージアップを防止した。磁区構造は交流消磁状態, 直流励磁状態, 高周波励磁状態で観察した。交流消磁は 100 Hz, 595 mA_{eff} T 振幅漸減的方式で行った。測定起磁力は 35~510 mA_{eff} T の範囲とした。磁化過程は励磁波形に依存するため, 高周波励磁波形には, 矩形波, 正弦波, 三角波を用い, 周波数は 0.5, 1, 10 MHz とした。

3. 時間平均磁化分布の計算

本スピン SEM 装置の一画面観察時間は 21 分であり,

Fig. 1 Schematic diagram for domain observation in magnetic thin film heads driven by DC and AC currents.

Fig. 2 Model of the magnetization rotation with H_0 smaller than H_K .

Fig. 3 Model of the magnetization rotation with H_0 larger than H_K . (a) The rotation in which m_x has both plus and minus values. (b) The rotation in which m_x has only plus or minus values.

Fig. 4 The magnetic field dependence of the average magnetization for different drive wave forms. The value 'a' is ratio of one side rotation.

一画素当たりの観測時間は 4.9 ms である。本実験では一画素観察中に 2450~49000 周期励磁している。したがって、高周波励磁磁区像のコントラストは時間平均した磁化分布に比例する。磁化過程は磁化回転および磁壁移動からなる。高周波励磁磁区像から高周波磁化過程を考察するため、磁化回転および可逆的磁壁移動の場合の時間平均した磁化分布を計算した。

磁性膜は困難軸励磁では保磁力がなく、異方性磁界 H_K で飽和する理想的一軸異方性であると仮定した。

初めに磁化回転の場合について、最大印加磁界 H_0 が異方性磁界より小さい場合と大きい場合に分けて時間平均磁化を計算する。最大印加磁界が異方性磁界より小さい場合の磁化回転を Fig. 2 に示す。図の x 軸が磁化容易軸、 y 軸が磁化困難軸である。磁界 H は困難軸に印加し、図の 0 から 1, 2, ..., 6 と正弦波で変化する。磁区 A, B の磁化はそれぞれ各磁界に対応して図の 0 から 1, 2, ..., 6 と回転する。磁化の x 成分は磁区 A では必ずプラス、磁区 B ではマイナスである。この磁化回転を片側回転と定義する。

規格化した磁界を $h=H/H_K$ 、 $h_0=H_0/H_K$ 、規格化した磁化を $m_x=M_x/M_s$ 、 $m_y=M_y/M_s$ とおく。ここで M_s は飽

Fig. 5 The distribution of the average magnetization during the domain wall vibration. In (a), dotted lines are well positions without magnetic field and solid lines are wall positions with magnetic field. (a), schematic model for domain wall movement; (b), distribution of the average magnetization during the domain wall vibration.

和磁化、 M_x , M_y はそれぞれ x 成分、 y 成分である。磁区 A の m_x 、 m_y の励磁一周周期当たりの時間平均 $\bar{m}_x$, $\bar{m}_y$ は次式で表される。

$$m_y = h = h_0 \sin 2\pi ft \quad (1)$$

$$\bar{m}_y = 0 \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \bar{m}_x &= 2f \int_{-1/4f}^{1/4f} \sqrt{1 - m_y^2} dt \\ &= 2f \int_{-1/4f}^{1/4f} \sqrt{1 - h_0^2 \sin^2 2\pi ft} dt \end{aligned} \quad (3)$$

三角波励磁 $h = 4h_0 ft$ の場合は、

$$m_y = 4h_0 ft \quad (4)$$

$$\bar{m}_y = 0 \quad (5)$$

$$\bar{m}_x = (h_0 \sqrt{1 - h_0^2} + \sin^{-1} h_0) / 2 h_0 \quad (6)$$

となり、矩形波励磁 $h = \pm h_0$ の場合は、

$$m_y = \pm h_0 \quad (7)$$

$$\bar{m}_y = 0 \quad (8)$$

$$\bar{m}_x = \sqrt{1 - h_0^2} \quad (9)$$

となる。矩形波励磁の $\bar{m}_x$ は直流励磁の $\bar{m}_x$ に等しい。

最大印加磁界が異方性磁界より大きい励磁 ($h_0 \geq 1.0$) では、 $h < 1.0$ のときに磁化の回転は二つある。Fig. 3 に正弦波励磁による磁化回転の模式図を示す。図中の 1 で $+y$ 方向に磁化が飽和した後、磁界が 1 から 2 へと小さくなると Fig. 3(a) に示すように磁区 A の磁化は図中の 1 から 2 へと m_x がプラスに回転する場合と 1' から 2' へとマイナスに回転する場合が起こり得る。この二つの回転が等しく起こる磁化回転を両側回転と定義する。

磁化が $\pm y$ 方向に飽和後、 $h < 1.0$ のときに片側回転のみが起こる場合を Fig. 3(b) に示す。図中 1 から 6 へと変化する各磁界に対応して磁区 A の磁化は 1 から 6 へと m_x はプラスのみで、磁区 B の磁化は 1 から 6 へとマイナスのみで回転する。磁気コア端部では静磁エネルギー

Fig. 6 Domain images of thin film head driven by DC current.

ギーを下げるために片側回転が起こり得る、両側回転の場合の $\bar{m}_x, \bar{m}_y$ は共に零であるが、片側回転の場合 $\bar{m}_y$ は零であるが、 $\bar{m}_x$ は零にならない。そこで、片側回転の起こる割合を a ($0 \leq a \leq 1.0$) とすれば、 $h_0 \geq 1.0$ の正弦波励磁、三角波励磁の $\bar{m}_x$ は次式となる。

$$\bar{m}_x = (4a/\pi^2) \sin^{-1} 1/h_0 \quad (\text{正弦波励磁}) \quad (10)$$

$$\bar{m}_x = \pi a / 4 h_0 \quad (\text{三角波励磁}) \quad (11)$$

また、矩形波励磁では $\bar{m}_x, \bar{m}_y$ は共に零である。

上記計算結果を用いて各励磁波形での平均磁化 $\bar{m}_x$ を最大磁界 h_0 に対して図示したのが Fig. 4 である。正弦波励磁、三角波励磁では最大磁界 $\pm h_0$ 印加時に $\pm y$ 方向に磁化が飽和しても、片側回転が起これば x 成分の磁区像に磁区コントラストが生じることが分かる。磁界がなく磁化が容易軸を向いている場合のコントラストを 1.0 とすると、 $h_0 = 1.0$ で片側回転だけが起これば正弦波励磁で 0.64, 三角波励磁で 0.79 のコントラストが残る。また、正弦波励磁、三角波励磁において磁化回転で磁区コントラストがなくなるのは両側回転のみが起きた場合である。

次に可逆的磁壁移動の場合の時間平均磁化分布を計算する。Fig. 5(a) に示すように $\pm x$ 方向に最大磁界 H_0 で正弦波励磁、三角波励磁し、180 度磁壁が $\pm y$ 方向に振動する場合を考える。磁界 $H = 0$ の時の磁壁位置を $y = 0$ とし、磁壁位置 y は磁界 H に比例すると仮定する。最大磁界 H_0 印加時の磁壁位置を y_0 とすれば正弦波励磁の場合には、

$$H = H_0 \sin 2\pi ft \quad (12)$$

$$y = y_0 \sin 2\pi ft \quad (13)$$

である。時刻 t_1 に磁壁が通過する位置を y_1 とすると、位置 y_1 での平均磁化 $\bar{m}_x$ は、

$$\begin{aligned} \bar{m}_x &= 2f \left(\int_{-1/4f}^{t_1} (+1) dt + \int_{t_1}^{1/4f} (-1) dt \right) \\ &= (2/\pi) \sin^{-1} y_1 / y_0 \end{aligned} \quad (14)$$

Fig. 7 Schematic model for the domain wall movement.

三角波励磁の場合も同様に、

$$\bar{m}_x = y_1 / y_0 \quad (15)$$

となる。Fig. 5(b) は平均磁化 $\bar{m}_x$ を位置 y に対してプロットしたものである。磁壁間の距離 D の多磁区で可逆的磁壁振動が起これば、かつ磁壁の消滅、発生位置が同じ場合、磁壁は振幅 $D/2$ で振動することになる。可逆的磁壁振動では磁壁の振動している領域で x 成分の磁区像のコントラストは連続的に分布し、磁区間のコントラスト差は残る。磁区像のコントラストが消失するのは、平均磁化 $\bar{m}_x$ が零となるような、不可逆的磁壁振動が試料全面に均一に起きる場合である。

4. 実験結果およびその検討

4.1 直流励磁の磁区構造

交流消磁後から直流励磁で起磁力を大きくしたときの磁区像の変化を Fig. 6 に示す。交流消磁後の磁区像から各主磁区の磁化はほぼ $\pm x$ 方向を向き、各還流磁区の磁化はパターン端部に平行である。図中に示した $+y$ 方向に磁化が向くように励磁することにより、 y 成分像で端部の磁区コントラスト差が小さくなっていることが分かる。これはいずれの場所でも磁化の y 成分がほとんど同じになることを意味する。 x 成分の磁区像から起磁力が増すにつれ、i) 90 度磁壁および 180 度磁壁が移動する

Fig. 8 Schematic model for the change in domain images.

Fig. 9 Domain images corresponding to the M-H hysteresis for the maximum magnetomotive force of 510 mA turn.

Fig. 10 Domain images corresponding to the M-H hysteresis for the maximum magnetomotive force of 340 mA turn.

こと, ii) 磁気コアの左右で端部の磁区コントラストが異なることが分かる。

Fig. 6 の磁壁位置の変化を整理した結果を Fig. 7 に示す。なお、磁区内の磁化方向は定性的に示してある。パターン端部が励磁方向に平行でコア幅が広い磁気コア後部の磁壁 A は移動量が少ないが、パターン端部が励磁方向に平行でなくコア幅が狭い場所の磁壁 B, C は移動量が多い。コア幅が大きい磁気コア後部はコア幅の狭い先端側に比べて磁化の変化量は小さい。磁壁 B, C に比べて磁壁 A の移動量が小さいのは磁化変化量が小さく、端部が励磁方向に平行であるという形状効果の二つが原因している。

Fig. 6 の x 成分磁区像で 180 度磁壁が x 軸に対して傾く原因を Fig. 8 の模式図で説明する。Fig. 8 の (a) は

Fig. 11 Domain images for the excitations of different wave forms.

消磁状態の磁区構造, (b), (c) は励磁状態の磁区構造を示す。Fig. 8(a) に示すように磁気コア左側の還流磁区には A, B 二つの磁化方向がある。+ y 方向に励磁した場合には Fig. 8(b) に示すように A の領域は大きく, B は小さくなるように 90 度磁壁が移動し, 連動して 180 度磁壁が移動する。その結果, 左右でコントラストが異なり 180 度磁壁が x 軸に対して傾く。

Fig. 6 の起磁力 510 mA での x 成分磁区像では磁壁は観察されず, 磁気コア中央部はハーフコントラストとなり, 磁気コアはほぼ飽和している。一方, 磁気コア端部の左右でコントラストが逆になっているのは Fig. 8(c) に示すように, 磁気コア端部では磁化の x 成分がプラス, マイナス違うことを示している。端部で磁化が励磁方向を向かないのは反磁界のためである。

薄膜磁気ヘッドは書込直後の読出状態で媒体の信号磁界とは関係なくノイズ信号が生じることがある⁸⁾。この現象は書込後の磁区構造変化が関係している。そこで、磁気コア中央部が飽和した後、残留磁化状態に移る途中の磁区構造の変化を調べた。交流消磁後の x 成分磁区像の境界履歴を Fig. 9 に示す。a が交流消磁状態の磁区像で, b, c, d と起磁力を増加した後, e, f, g と減少して観察した。起磁力が 510 mA から減少する過程の磁区構造は交流消磁状態から起磁力が増加する過程の磁区構造と比較して磁区が細分化している。書込直後の読出状態で生じるノイズ信号の原因の一つとしては、残留磁化状態に移る途中で磁壁のピンニングが起これ、残留磁化状態でピンニングから磁壁が外れて移動することが考えられる。

次に磁区が細分化し始める場所を調べるため、最大起磁力を 340 mA に小さくして磁区観察した。その結果を Fig. 10 に示す。交流消磁状態より起磁力が増加する過程の磁区像と起磁力 340 mA から減少する過程の磁区像は同一起磁力で磁気コア中央部の磁区がほぼ同じ大きさなのに対して、磁区像 f の矢印で示すように磁気コア端部は磁区が細分化している。端部から磁区の細分化が起これる原因の一つとしては端部に生じる逆磁区の影響が考えられる。

Fig. 12 Domain images for 1 and 10 MHz sinusoidal wave excitations.

Fig. 13 Domain images for excitations of triangular wave at 0.5 MHz with and without DC bias.

4.2 高周波励磁での磁区構造

510 mAT の直流励磁および 1 MHz, 510 mA_{o-p}T で
の矩形波, 正弦波, 三角波励磁での x 成分磁区像の違い
を Fig. 11 に示す. 矩形波励磁では磁気コア全体にコン
トラスト差はない. 直流励磁の磁気コア端部は左右にコン
トラスト差が生じるが, 励磁方向の反転する矩形波励
磁では時間平均の磁化は零となりコントラスト差はなくな
る. 正弦波励磁, 三角波励磁では磁気コア中央部で y
軸にコントラスト差がなく, 端部は y 軸に小さく分割し
たコントラストが生じている. 510 mAT 直流励磁で磁
気コア中央部はほぼ飽和していることから, 高周波でも
510 mAT の起磁力では磁気コア中央部がほぼ飽和して
いると考えられる.

高周波励磁磁区像のコントラストの計算から, x 成分
磁区像で磁区間のコントラスト差がなくなるのは次の二
つの場合である. (1) 磁化の両側回転のみが起こる, (2)
不可逆的磁壁移動が一樣に起こる. そこで正弦波励磁,
三角波励磁の場合, 磁気コア中央部で y 軸にコントラ
スト差がなくなるのが磁化回転によるのか磁壁移動によ
るのかを考察する.

直流励磁で端部は飽和しないことから, 正弦波励磁,
三角波励磁でも端部は飽和しない. 正弦波励磁, 三角波
励磁で端部の y 軸にコントラスト差があることから, 端

部では片側回転と磁壁移動が起こっていることが分か
る. もし, 磁気コア中央部で磁化の両側回転のみが起
こっているとすれば, y 軸にコントラストがある端部と
中央部との境界で磁化過程中に磁極が多数発生し, 静磁
エネルギーが大きくなる. このような磁化過程が起きる
とは考えにくい. したがって, 磁気コア中央部では不可
逆的磁壁移動が起こっていると考えられる. また, 励磁
により磁化にトルクが作用することから, 磁壁移動とと
もに磁化回転も起こっている.

Fig. 12 は周波数 1 MHz と 10 MHz で最大起磁力を
85~510 mA_{o-p}T と変えたときの x 成分磁区像である.
最大起磁力 85 mA_{o-p}T では二つの磁区の境界のコント
ラストが連続的に変化していることから, 磁壁移動が起
きていることが分かる. 最大起磁力 170 mA_{o-p}T では磁
気コア全体にコントラスト差が小さく, 340 mA_{o-p}T で
再びコントラスト差が生じている. Fig. 6 より, 直流励
磁 170 mAT では磁気コアは飽和しないことから, 最大
起磁力 170 mA_{o-p}T でコントラスト差が消失するのは不
可逆的磁壁移動が全面に一樣に起きていることを意味す
る.

最大起磁力 170 mA_{o-p}T に比べて 340 mA_{o-p}T の方が
コントラストが大きいのは磁壁の移動が不可逆的から可
逆的に変わることが考えられる. 起磁力が大きい場合に

Fig. 14 Hysteresis in domain wall position dependent on magnetomotive force.

可逆的磁壁移動が起こりやすくなる理由は不明である。1 MHz と 10 MHz とでも磁区境界のコントラストが連続的に変化しており、10 MHz でも磁壁移動が生じていることが分かる。同一起磁力では 10 MHz の方が磁区コントラスト差があることから、磁壁の移動量が少なくかつ磁壁移動が可逆的になっていると思われる。

前述の計算結果から、三角波励磁の方が正弦波励磁よりも同じ h_0 に対して磁化回転による磁区像のコントラスト低下が小さく、磁壁移動による磁区間境界のコントラストの連続的な変化が判別しやすい。そこで、三角波励磁を用いて磁壁移動が起こる原因を調べた。

Fig. 13 は直流バイアスを印加しないで、 $\pm y$ 方向の両側に励磁した場合と最大起磁力が同じで $+y$ 方向にのみ励磁するように直流バイアスを重畳した場合の x 成分磁区像である。周波数は 0.5 MHz である。直流バイアスなしでは正弦波励磁と同様に 170 mA_{op}T で不可逆的磁壁移動が起こっている。一方、励磁方向が反転しないように直流バイアスを重畳した励磁では磁区境界のコントラストはシャープに変化しており、磁壁移動量が小さく、可逆的であることが分かる。

励磁方向が反転する励磁と反転しない励磁における磁壁移動の違いを以下説明する。Fig. 14 は磁界履歴に対する 180 度磁壁の $\pm y$ 方向への移動を定性的に示す。磁壁の保磁力を F_0 とすると、交流消磁状態 a から起磁力を増加しても F_0 までは磁壁移動せず磁化回転だけが起る。 F_0 から F_1 の間に、Fig. 8 に示したように 90 度磁壁の移動に連動して 180 度磁壁が移動する。 F_1 は 90 度磁壁がほぼ移動しなくなる起磁力である。 F_1 より大きい起磁力では 180 度磁壁の移動量は小さい。最大起磁力 c から起磁力を減少して零にすると残留磁化 d に移動する。 c と d の間での磁壁移動量は小さい。励磁方向の反転しない励磁では c と d の間を往復するので磁区境界のコントラストはシャープになる。残留磁化 d からマイナスの起磁力が大きくなると Fig. 8 に示したように磁気コア左側端部の安定な還流磁区は A から B に変わり、

90 度磁壁が大きく移動し、90 度磁壁に連動して 180 度磁壁も大きく移動する。励磁方向の反転する励磁では c, d, e, f, c を繰り返すため磁壁移動量が大きくなり、磁区境界コントラストが連続的に変化する。また、移動量が大きいために磁壁移動が不可逆的になっていると思われる。

5. 結 言

スピン SEM 法を用いた高周波励磁下の磁区像のコントラストを計算し、直流励磁および高周波励磁磁区像の変化を観察した。直流励磁で飽和した後の残留磁化状態の磁区は交流消磁後の磁区に比べて細分化する。細分化は磁気コア端部から始まることより、逆磁区が影響していると考えられる。直流励磁および高周波励磁磁区像の変化をコントラストの計算結果と比較して、高周波励磁の磁化過程について以下の結果を得た。磁壁移動は 10-MHz の高周波励磁でも起きているが、磁壁移動量は 1 MHz よりも小さくなる。励磁方向が反転しないように直流バイアスを重畳した三角波励磁では磁壁移動は可逆的であり移動量は小さい。

謝 辞 本研究を推進するに当たりご指導、ご協力頂いた日立・小田原工場の林将章氏、辻義一氏、川上寛児氏、斎藤翼生氏に深く感謝いたします。また、スピン SEM 装置を開発するに当たりご指導、ご協力頂いた北海道大学の早川和延教授、日立・基礎研究所の小池和幸氏、松山秀生氏に深く感謝いたします。

文 献

- 1) W. F. Druyvesteyn, E. L. M. Raemaekers, R. D. J. Verhaar, J. de Wilde, J. H. J. Fluitman and J. P. Groenland: *J. Appl. Phys.*, **52**, 2462 (1981).
- 2) 西岡浩一, 光岡勝也, 相原 誠, 成重真治, 杉田 信: 日本応用磁気学会誌, **13**, 327 (1989).
- 3) P. Kasiraj, P. M. Shelby, J. S. Best and D. E. Horne: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-22**, 837 (1986).
- 4) 由比藤 勇, 瀬尾洋右, 佐々木 忍, 浜川佳弘, 椎木一夫: 日本応用磁気学会誌, **13**, 519 (1989).
- 5) P. L. Trouilloud, B. E. Argyle, B. Petek and D. A. Herman: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-25**, 3461 (1989).
- 6) K. Koike, H. Matsuyama, H. Todokoro and K. Hayakawa: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **24**, L833 (1985).
- 7) K. Mitsuoka, S. Sudo, N. Narishige, M. Hanazono, Y. Sugita, K. Koike, H. Matsuyama and K. Hayakawa: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-23**, 2155 (1987).
- 8) K. B. Klaassen and J. C. L. van Peppen: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-25**, 3212 (1989).

1990 年 1 月 16 日受理, 1990 年 3 月 13 日採録