



3次元熱アシスト磁気記録方式における記録層間の磁氣的相互作用の一検討

Study on Magnetic Interaction between Recording Layers for in 3D Heat-assisted Magnetic Recording

前田航弥^{a)†}・赤城文子^{a)}

^{a)}工学院大学大学院工学研究科, 電気・電子工学専攻, 東京都新宿区西新宿一丁目24番2号 (〒163-8677)

K. Maeda^{a)†}, and F. Akagi^{a)}

^{a)} Electrical Engineering and Electronics Program, Graduate School of Engineering, Kogakuin Univ., 1-choume 24-2 Nishishinjuku, Shinjuku-ku, Tokyo 163-8677, Japan

For 3D heat-assisted magnetic recording using a double-layer bit patterned medium with an upper recording layer of 4 nm and a lower recording layer of 3 nm, the possibility of recording and the effect of the magnetic interaction between the two layers were investigated using Landau-Lifshitz-Gilbert equation. The spacing between the upper and lower layers was changed to 3 nm and 4 nm, and the recording magnetization of the upper and lower layers was a pattern that recorded in opposite directions. As a result, when the upper layer was written, the difference in the maximum rise temperature between the optimum rise temperatures for the upper and the lower layers was about 10 to 15 K. Hence, a rise temperature where the *BERs* of the upper and lower layers were both within the allowable range was not obtained. When writing on the upper layer, the static magnetic field from the upper to the lower layer was added to the equivalent magnetic field due to thermal fluctuations, so the lower layer is overwritten even at a low rise temperature.

Key words: 3D heat-assisted magnetic recording, double-layer bit patterned medium, Landau-Lifshitz-Gilbert equation, thermal fluctuation, static magnetic field

1. はじめに

磁気ディスク装置(hard disk drive : HDD)は, 近年, データセンター向けにテラビットクラスの高記録密度化が求められている. しかし, 高記録密度化を妨げるトリレンマ問題がある. トリレンマ問題とは, 媒体雑音と熱揺らぎ, そして記録ヘッドの磁界強度の限界を同時に解決することができないという問題である. 媒体雑音は, 記録媒体の磁性粒子の大きさと位置にばらつきがあるために記録データの間の境界(磁化遷移領域)が広がることによって生じる. これによって, 再生エラーがおきる. この問題は磁性粒子を小さくすれば解決できる. しかし二つ目の熱揺らぎという問題が生じる. これは磁性粒子を小さくすることによって, 磁気エネルギー $K_u V$ (K_u : 異方性定数, V : 体積)が熱エネルギー $k_B T$ (k_B : ボルツマン定数, T : 温度)より小さくなることである. その結果, 意図しない磁化反転がおきて記録データが消失してしまう. これは, 異方性定数 K_u に高い材料を用いることで解決できるが, 三つ目の記録ヘッドの磁界強度の限界という問題が生じる. K_u を大きくした場合, 異方性磁界 $H_k = 2K_u/M_s$ (M_s : 飽和磁化)も高くなるが, 記録するためには, H_k よりも高いヘッド磁界が必要である. そのためには高飽和磁化をもつ材料か, もしくはヘッドを大きくすることが望まれる. しかし, 現在用いられているヘッド材料 (CoNiFe, CoFe 等) の飽和磁化は 2.5 T 以下であり, これより高い飽和磁化をもつ材料はまだない. また, ヘッドを大きくすることでヘッド磁界強度を高くすることができるが, 急峻な磁界が得られず磁化遷移領域が広がる. そのため, 最初の問題である媒体の雑音を引き起こしトリレンマ問題となってしまう.

上記トリレンマ問題を解決するため, 熱アシスト磁気記録方式 (heat assisted magnetic recording : HAMR) が提案され, 研究・開発が行われている^{1)~3)}. HAMR は, H_k を

一時的に低減させることで, 低ヘッド磁界でも記録できる記録方式である. また, さらに高記録密度化のためにビットパターン媒体 (bit-patterned media : BPM) が提案されている^{4),5)}. BPM とは 1 つの磁性粒子を 1 ビットとして記録する媒体である. 先行研究では HAMR と BPM を組み合わせた方法によりドットサイズ 4.9 nm, 面記録密度を 8 Tbps/μm² 程度まで実現できることが報告されている⁶⁾. しかしドットのばらつきを考慮すると, ドットを更に小さくすることは難しいと考えられる. そこで, 膜厚方向に記録層を増やし記録する 3D 熱アシスト磁気記録方式 (3DHAMR) が提案された^{7)~9)}. 先行研究⁹⁾では, 記録層が 2 層の場合について膜厚を上下層ともに 4 nm にした時, 上下層間のスペーシングを 6 nm から 4 nm に狭めても記録が行えることが示された. しかし, 記録層に印加される熱やヘッド磁界は, ヘッドから離れるほど減衰するため, ヘッドから媒体下層までの距離を短くすることが望まれる.

本研究では, 記録層が 2 層の場合について, 下層の記録層を 3 nm, 上下層間のスペーシングを 3 nm と 4 nm と変えた場合の記録の可能性, 及び記録層間の磁氣的相互作用の影響を調べることを目的に Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式を用いて解析を行った.

2. 二層記録の方法

多層記録を行う場合, 上下層の T_c を等しいとすると, どちらか一方に記録した際, もう一方に同じ記録をしてしまう可能性が生じる. そこで, 本検討では, Table 1 (3 章で詳しく説明する) に示すように, 上層のキュリー温度 T_c (= 550 K) を下層 (= 650 K) より低いと仮定した^{8),9)}. 上層に記録する場合, 上層の T_c である 550 K 近傍の熱を印加すれば異方性磁界が下がるため記録できる. この場合, 下層の T_c は上層より高いため異方性磁界が十分に下がらずデータは書き換えられない. しかし, 下層に記録をする場合, 下層の T_c である 650 K 近傍の熱を印加すると, 下層の T_c より上層の方が低いため, 上層の記録が意図せず書き換えら

Corresponding author: K. Maeda (e-mail: cm22038@ns.kogakuin.ac.jp).

れてしまうという問題が発生する．そこで Fig. 1 に示すように，高い T_c の下層を記録した後，低い T_c の上層を再記録する必要がある．上層の T_c を下層より高くする方法も考えられるが，それは今後の検討課題としたい．

3. 計算条件及び二層記録の計算方法

熱アシスト磁気記録の記録過程は，Landau – Lifshitz – Gilbert(LLG)方程式(1)式を解いて求めた．

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) \quad (1)$$

\mathbf{M} は粒子の磁化， t は時間， γ はジャイロ磁気定数， α はダンピング定数， M_s は飽和磁化， \mathbf{H}_{eff} は実効磁界(静磁界，交換磁界，異方性磁界，外部磁界の和)である．

また，熱揺らぎを考慮し，熱揺らぎによるエネルギーを磁界に置き換えた等価磁界 \mathbf{H}_t を(1)式の \mathbf{H}_{eff} に加えた． \mathbf{H}_t は(2)(3)式で定義した．

$$\langle \mathbf{H}_{ti}(t) \mathbf{H}_{tj}(t + \tau) \rangle = \frac{2k_B T \alpha}{\gamma V M_s} \delta(\tau) \delta_{ij} \quad (2)$$

$$\langle \mathbf{H}_{ti}(t) \rangle = 0 \quad (3)$$

ここで， i, j は磁界の x, y, z 成分のいずれかを表す． τ は時間ステップ， V はドットの体積， $\delta(\tau)$ は Dirac のデルタ関数， δ_{ij} はクロネッカーデルタである． $\langle \rangle$ は平均値を表す．飽和磁化 M_s の温度特性は Brillouin 関数(4)式を用いて求めた． J は全角運動量， T_c はキュリー温度である．また，室温は 298 K とした．実際の計算では， J は M_s の温度特性の傾斜を変えるためのパラメータとした．また， β は式(5)で定義した．

$$M_s(T) = M_s(0) \cdot \left[\frac{2J+1}{2J} \coth\left\{ \frac{2J+1}{2J} \beta \right\} - \frac{1}{2J} \coth\left\{ \frac{\beta}{2J} \right\} \right] \quad (4)$$

$$\beta = 3 \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) \quad (5)$$

飽和磁化は温度を上昇させると減少していき，キュリー温度で 0 となる．異方性定数 K_u の温度特性は(6)から求めた．

$$\frac{K_u(T)}{K_u(0)} = \left\{ \frac{M_s(T)}{M_s(0)} \right\}^n \quad (6)$$

指数 n を 2.1 とした．異方性磁界 H_k は(7)から求めた．

$$H_k = \frac{2K_u(T)}{M_s(T)} \quad (7)$$

(4)~(7)式から求めた飽和磁化，異方性定数，異方性磁界の温度依存性を Fig. 2~Fig. 4 に示す．上層と下層のキュリー温度はそれぞれ 550 K と 650 K とした．

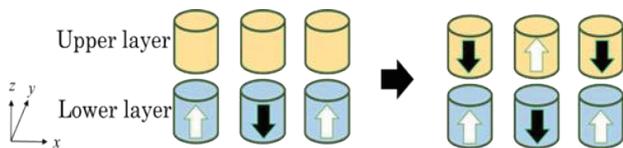


Fig. 1 Dual-layer recording procedure.

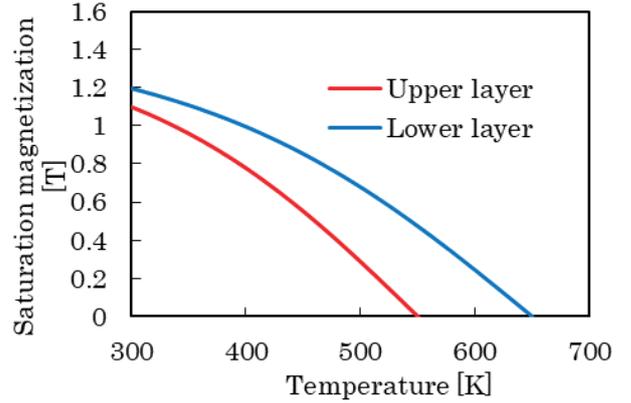


Fig. 2 Dependence of saturation magnetization on temperature.

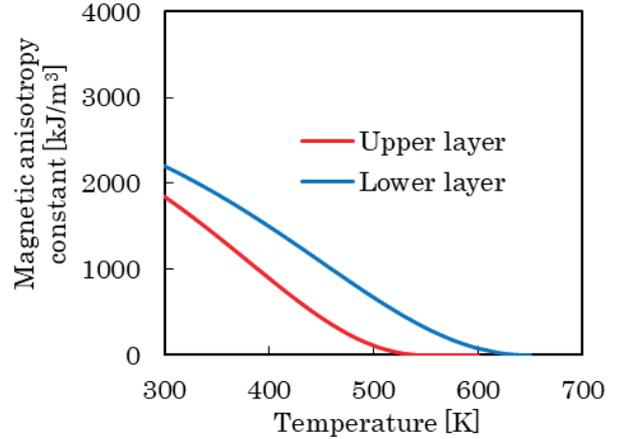


Fig. 3 Dependence of magnetic anisotropy constant on temperature.

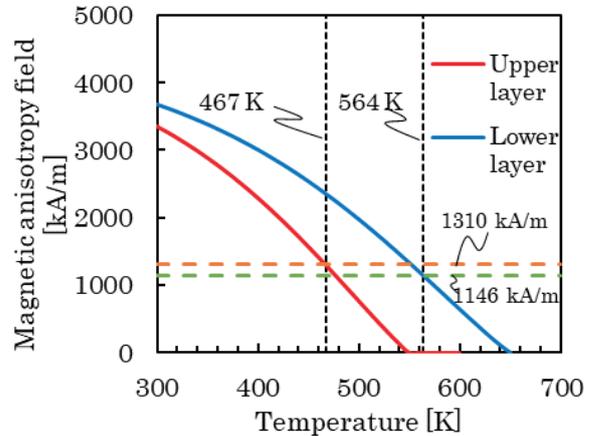


Fig. 4 Dependence of magnetic anisotropy field on temperature.

Fig. 5 は，記録密度 2.5 Tb/in² 達成のために，有限要素法により求めた上下層の実効ヘッド磁界分布である¹⁰⁾．記録ヘッドの主磁極(Main pole)の厚さは 60 nm，幅方向は先端が尖っていると仮定した．実効ヘッド磁界 H_{eff} は以下の式で求めた．

$$H_{\text{eff}} = \left[\left\{ \sqrt{H_x^2 + H_y^2} \right\}^{\frac{2}{3}} + |H_z|^{\frac{2}{3}} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (8)$$

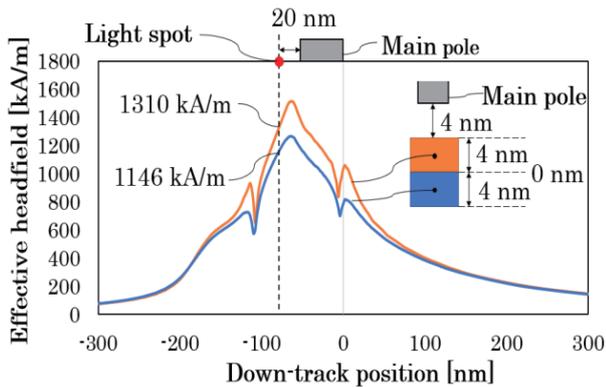


Fig. 5 Effective head field distribution.

H_x , H_y , H_z はそれぞれヘッド磁界の x, y, z 成分である。また、ヘッドからヘッドリーディング側に 20 nm 離れた位置を光スポットの中心とした⁶⁾。即ち、ヘッドリーディング側に 20 nm 離れた位置が記録位置となる。従って、ヘッドと媒体間のスペーシングを 4 nm とした時、媒体の上層中心位置で、かつ光スポットの中心位置に印加される実効ヘッド磁界は約 1310 kA/m となる。また、本研究では、下層中心位置に印加される実効磁界は、上下層間のスペーシングがなく膜厚 4 nm とした場合の 1146 kA/m を全ての条件について用いた。

Fig. 4, 5 から、記録するための温度 (H_k が実効ヘッド磁界以下になる温度) は、上層と下層をそれぞれ、467 K (上昇温度は 169 K) 以上と 564 K (上昇温度は 266 K) 以上にすればよい。

媒体モデルは、Fig. 6 のように磁性ドットを円柱とし、ドット直径は 8 nm、上層ドットの膜厚は 4 nm、下層ドットの膜厚は 3 nm、上下層のスペーシング (非磁性) は 3 nm と 4 nm の場合について検討を行った。ドットピッチとトラックピッチは 2.5 Tdot/in² (上下層合わせて 5 Tdot/in²) を仮定して 16 nm とした。

媒体の磁気特性を Table 1 に示す。材料は FePt を想定しているが、実際の FePt の異方性磁界 H_k (≈ 7000 kA/m) よりも低い値を用いた。これは、先行研究において、最大上昇温度 250 K で検討した結果、最適な H_k は $T = 298$ K で 3550 kA/m \sim 4000 kA/m となったためである⁸⁾。本研究では上層の H_k を 3374 kA/m、下層を 3965 kA/m とした。

隣接ドット及び上下層ドット間には十分に離れているため、交換スティーブネス定数は 0 と仮定した。また、上層ドットの熱安定性 ($T = 298$ K) の指標 $K_u V / k_B T$ は 90.9、下層ドットは 81.0 となり、常温における熱安定性は十分であると考えた。

本研究で用いた熱分布は、半値幅 (full width at half maximum: FWHM) を 25 nm とする 3 次元ガウス分布を仮定した。本研究で用いた媒体は 2 層構造であるが、上下層ともに同じ熱分布を用いた。また、この熱分布を定数倍することで媒体の上昇温度を変化させ検討を行った。

記録の評価方法には、BER (bit error rate) を用いた。1 トラック (128 ドット) の BER は、各層で所望の磁化方向に磁化しなかったドット (エラードット) の数として(9)式で定義した。最終的に評価する BER は、各上昇温度において、熱揺らぎによる等価磁界を乱数を用いて 4 \sim 8 回変えて記録計算を行い、BER の平均値が収束する値とした。また、BER は 0.1 % 以下を記録許容範囲とした。

$$BER = \frac{\text{エラードットの数}}{\text{1トラックのドット数 (128個)}} \times 100 (\%) \quad (9)$$

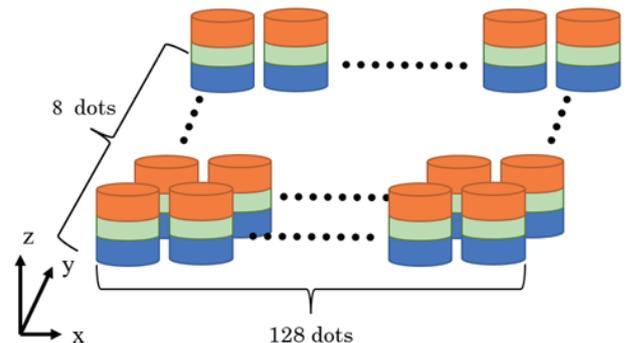
二層記録の計算方法について説明を行う。初めに下層を記録し、最適上昇温度 (BER が許容範囲内になる上昇温度) を検討した後、上層を記録して、上層の最適上昇温度を検討した。具体的には、始めに初期状態として全ての磁性ドットの磁化を上向き (DC イレーズ) にする。その後、周速 10 m/sec で記録トラック (y 方向の中心) 上の合計 128 個のドットに (1, 0) の信号 (1: 上向きに磁化, 0: 下向きに磁化) で下層に記録を行い、次に (0, 1) の信号で上層に記録を行う。すなわち、上下層の磁化が逆向きとなる記録パターンの検討を行った。

4. 計算結果

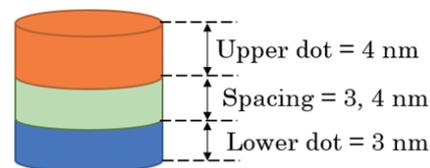
4.1 下層記録時の下層 BER と上昇温度の関係

本節では、下層記録時の下層 BER について計算した結果を示す。Fig. 8 は、下層の BER の上昇温度依存性である。上昇温度は、Fig. 4 から 240 \sim 290 K まで (室温 + 上昇温度が 564 K 前後) 変化させた。

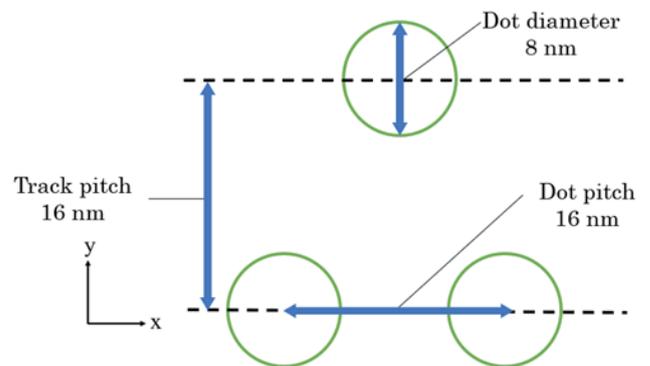
これより、スペーシングに関わらず、240 K では異方性磁界の低下が不十分であるため BER は高いが、上昇温度



(a) BPM model.



(b) Thickness of BPM model.



(c) The x-y sectional view of BPM

Fig. 6 Schematic of BPM simulation model.

Table 1 Magnetic characteristics of BPM ($T = 298$ K).

| Parameter | Upper dot | Lower dot |
|--|-----------|-----------|
| Saturation magnetization [T] | 1.102 | 1.198 |
| Magnetic anisotropy constant [kJ/m^3] | 1860 | 2210 |
| Magnetic anisotropy field [kA/m] | 3374 | 3965 |
| Exchange stiffness constant between in-plane dots [J/m] | 0 | 0 |
| Exchange stiffness constant between upper and lower dots [J/m] | 0 | |
| Curie temperature [K] | 550 | 650 |
| $K_u V/k_B T$ | 90.9 | 81.0 |

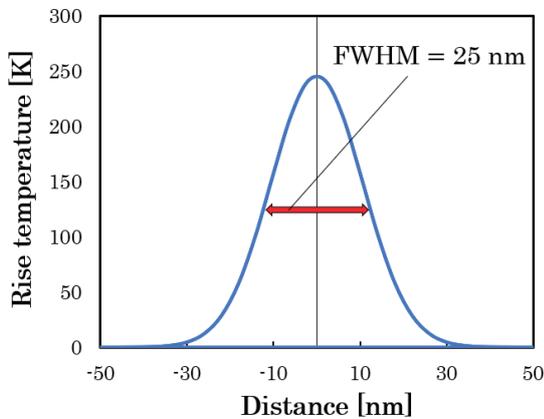


Fig. 7 Thermal distribution.

の増大とともに減少する。スペーシング 4 nm の BER は、上昇温度が 255 K で若干増大するが、260~270 K で 0% となりエラーなく記録することができた。スペーシング 3 nm の BER は、250~270 K で 0.1% 以内 (250~255 K は 0%, 260~270 K は 0.1%) となり記録許容範囲内となった。Table 2 にスペーシングと BER が記録許容範囲となる上昇温度をまとめた。これより、下層は Fig. 4 から予想される上昇温度 266 K よりも低い温度で BER が 0% となることがわかった。更に、スペーシング 4 nm より 3 nm の方が、より低い上昇温度で記録ができることがわかった。これは、上層が下層より低い上昇温度で記録されるため、スペーシングが狭まったことで、上層の記録磁化からの静磁界が下層の磁化反転を促進させたことが原因の一つである。Fig. 9 は、下層の、あるドットを記録している時の下層の磁化(z 軸方向成分 M_z/M_s)とその真上の上層の磁化と下層に印加される静磁界 H_s の記録過程(時間変化)である。下層のドットはプラスからマイナスに反転させた。図に示すように、同時に上層もマイナスに反転した。図より、上層ドットが下層より先に反転することによって、上層ドットからのマイナスの静磁界が下層に印加されることがわかった。従って、上層の記録磁化からの静磁界が下層の磁化反転を促進させたと考えられる。ここで静磁界の大きさ(絶対値)が反転前後で違うのは、下層の隣接ドットからマイナスの静磁界が加わっているためと考えられる。下層の磁化はプラスからマイナスに反転させるが、下層の記録ドットの隣接ドットは記録前も後もプラスのままであり、記録

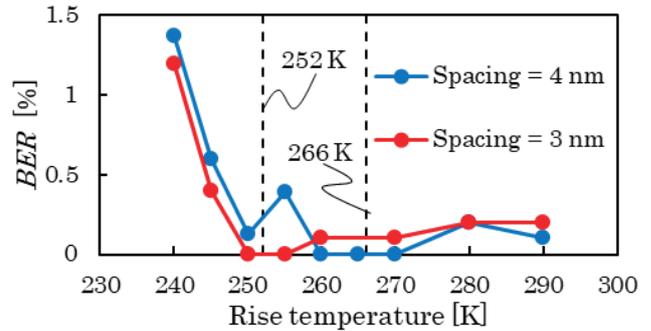


Fig. 8 Dependence of lower layer BER on rise temperature.

Table 2 Spacing between upper and lower layers and optimal rise temperature when writing on lower layer.

| Spacing [nm] | Optimal rise temperature in lower layer [K] |
|--------------|---|
| 3 | 250~270 |
| 4 | 260~270 |

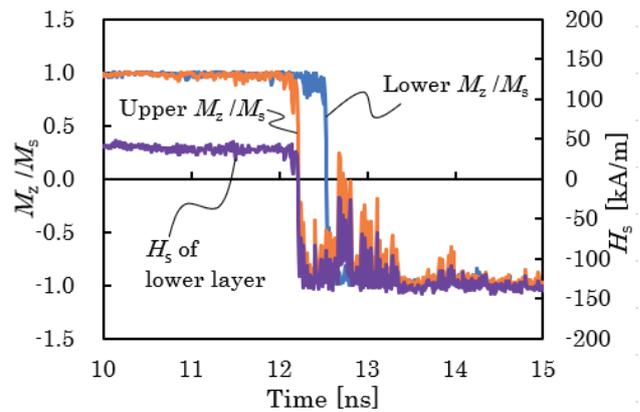


Fig. 9 Time dependence of M_z/M_s and H_s .

ドットには常にマイナスの静磁界が働いている。従って、反転前の静磁界の大きさよりも反転後の方が大きくなると考えられる。

更に、Fig. 8 において、 BER は最適上昇温度以上になると、スペーシングに関わらず増大し始める。これは熱揺らぎが原因である。詳細には、記録された磁化が、温度低下途中で、ヘッド磁界の反転によりヘッド磁界方向に磁化が向いてしまう erasure-after-write である。更に熱揺らぎが大きくなるとヘッド磁界ではなく熱揺らぎによる磁界で磁化方向が決まってしまう。

次に、各スペーシングにおける最適上昇温度で記録した BPM を用いて、上層を記録した。具体的には、スペーシング 4 nm では 265 K、スペーシング 3 nm では 250 K とした。

4.2 上層記録時の上下層の BER と上昇温度の関係

本節では、上層に記録を行う時の上下層の BER について検討した結果を示す。Fig. 10, 11 は、それぞれスペーシング 3 nm、及び 4 nm の条件における上下層 BER の上昇温度依存性である。ここで、下層の BER も調べた理由は、上層を記録した時に下層が再記録されないかどうか確認するためである。上昇温度は、Fig. 4 から 150~190 K まで(室温+上昇温度が 467 K 前後)変化させた。

これより、上層の BER は、下層を記録した場合と同様に、スペーシングが 3 nm の場合も 4 nm の場合も上昇温

度の増大とともに減少していった。そして、両スペーシングともに 170~175 K で 0.1 %以内となり、許容範囲を満たす温度条件が得られた。更に上昇温度を上げていくと、熱揺らぎによって BER は高くなった。

上層 BER をスペーシングの違いで比較すると、上昇温度が低い時も高い時も、3 nm の方が 4 nm よりも高い。これは上昇温度が低い時は下層から上層への静磁界が記録を妨害していることが原因と考えられる。上層には記録しようとしている磁化とは逆向きの静磁界が下層から加わるため、スペーシングが狭い方が磁化反転しづらくなると考えられる。また、上昇温度が高い時には、下層の静磁界が熱揺らぎによる磁化反転をアシストするため、スペーシングが狭いほど BER が高くなると考えられる。

一方、下層 BER については、スペーシング 3 nm では 160 K 以下、スペーシング 4 nm では 155 K 以下の低い上昇温度で、BER は 0 % であり記録は安定であるが、それ以上では上昇温度の増加とともに高くなっていった。Table 3 に、上層記録時における各スペーシングの上下層の最適上昇温度を示した。表より上層の最適上昇温度と下層の最適上昇温度の最大温度の差は 10~15 K ほどあり、上下層の BER がともに記録許容範囲内を満たす上昇温度は得られなかった。この要因は二つ考えられる。一つ目は上昇温度の増加にともない下層の異方性磁界が下がったことによる熱揺らぎである。下層のキュリー温度は 650 K であるため、160 K 程度上昇しただけで熱揺らぎが原因で磁化反転したとは一見考えにくい。Fig. 10 から、BER が上昇を始める 160 K では、 $K_u V/k_B T$ は 24.2 とかなり小さくなる。二つ目の要因として上層から下層への静磁界の影響を考えた。本節の結果より下層 BER をスペーシング 3 nm と 4 nm で比較すると、180 K 以上の上昇温度において、狭いスペーシングの方が高くなった。これは、上層の静磁界が熱揺らぎによる下層の磁化反転をアシストしたからだと考えられる。すなわち、下層 BER もまた上層 BER と同様に静磁界の影響を強く受けているのではないかと考えた。

4.3 上層記録時に下層ドットにエラーが起こる要因の検討

4.2 節より、上層記録時に下層ドットにエラーが起きた要因は、熱揺らぎと上層からの静磁界の 2 つの可能性が考えられる。本節では、まず、熱揺らぎに着目し、下層の熱揺らぎを考慮せず（上層は考慮する）、上層の記録計算を行った結果を示す。ただし、飽和磁化、異方性定数等の磁気特性が温度上昇に対し減衰する効果は考慮して計算を行った。上下層間のスペーシングは 3 nm とし、下層記録した BPM は 4.1 節の結果から上昇温度 250 K で記録した結果を用いた。結果を Fig. 12 に示す。これより、下層 BER は全ての上昇温度で 0 % となった。このことから、Fig. 10 と比較すると、下層にエラーが発生した大きな要因は、熱揺らぎであることがわかった。一方、上層 BER は下層に熱揺らぎがある場合とほとんど同じであるが、微小な差が見られた。このことから、BER に対して上下層間の静磁界による影響は 0 ではないということが考えられる。

従って、次に上層から下層への静磁界の影響について調べるために、下層 1 層のみの BPM を仮定して記録計算を行った。すなわち、ヘッドと下層 BPM 間のスペーシングは、ヘッドから上層までのスペーシング 4 nm と、上層の膜厚 4 nm と、上下層間のスペーシング 3 nm を足した値とした。そして、下層記録を上昇温度 260 K で記録した後（下層 BER は 0 となった）、上層記録と同じ (0,1) 記録を上昇温度を変えて計算した。Fig. 10 と合わせた結果を Fig. 13 のグラフに示す。これより、下層のみの場合、下層 BER

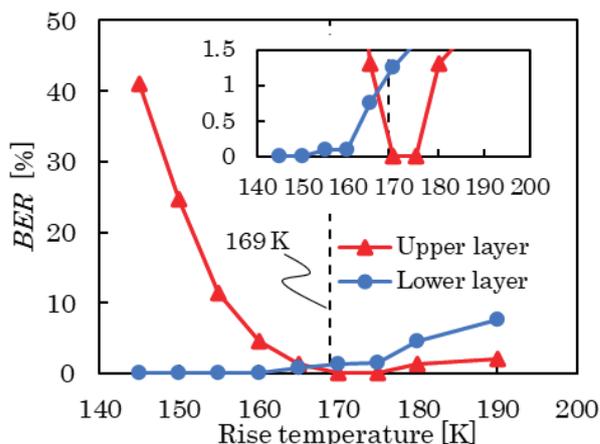


Fig. 10 Dependence of upper and lower BERs on rise temperature when writing on upper layer (spacing = 3 nm).

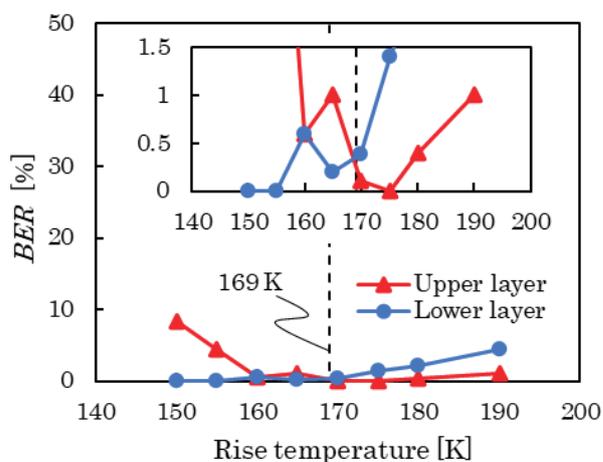


Fig. 11 Dependence of upper and lower BERs on rise temperature when writing on upper layer (spacing = 4 nm).

Table 3 Spacing between upper and lower layers and optimal rise temperature when writing on upper layer.

| Spacing [nm] | Optimal rise temperature in lower layer [K] | Optimal rise temperature in upper layer [K] |
|--------------|---|---|
| 3 | ≤ 160 | 170~175 |
| 4 | ≤ 155 | 170~175 |

は上昇温度 175 K まで 0 % となり、そこから上昇温度増加とともに増加した。つまり、下層一層のみの条件では二層よりも高い上昇温度まで下層 BER が劣化しない。以上の結果から、下層の異方性磁界と上層から下層に印加される静磁界及び下層の熱揺らぎによる等価磁界と下層 BER の関係を考察した。Fig. 13 の模式図に各上昇温度における各磁界の関係を示した。上段の図は、二層の場合、下段は下層のみの場合である。下層の磁化は上向き、上層の磁化は下向きを仮定した。下層の磁化は上向きであるため、異方性磁界（赤矢印）は上向き、上層は下向きに記録するとし、ヘッド磁界（青矢印）は下向き、熱揺らぎによる磁界（緑矢印）の向きはランダムであるが、今、磁化が反転する場合を考えて下向きとした。二層ではそこに下向きの静磁界（紫矢印）が加わる。図より、160 K 以下では熱揺らぎに

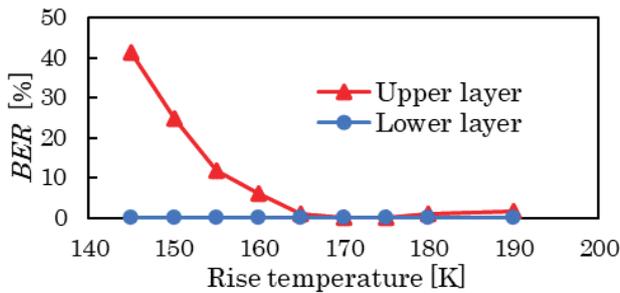


Fig. 12 Dependence of upper and lower BERs without thermal fluctuation in lower layer.

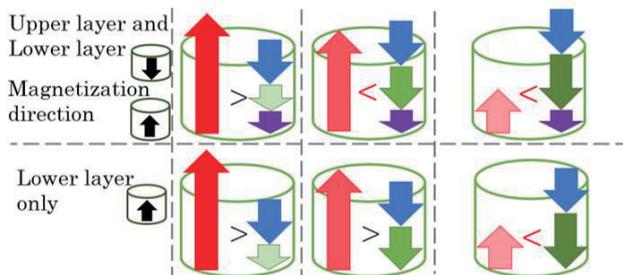
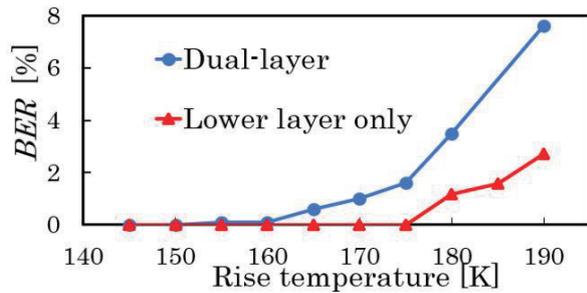


Fig. 13 Comparison of dependence of lower layer BER on temperature between dual-layer and lower layer recording and relation between magnetic anisotropy field, thermal field, and static magnetic field from upper to lower layer and temperature.

よる磁界が小さいため、二層でも下層のみでも、ヘッド磁界と静磁界の有無にかかわらずエラーは起きない。しかし、160~175 K では熱揺らぎが大きくなり、異方性磁界が小さくなる。そのため、二層の場合、ヘッド磁界と静磁界で記録のバリア高さが下がったところで熱揺らぎにより磁化が反転しエラーを起こす。下層のみの場合は、静磁界の影響がないため、異方性磁界を超えず磁化は反転しない。175 K 以上では異方性磁界が更に減少し、熱揺らぎによる磁界が高くなるため、下層のみでもエラーが発生する。

5. まとめ

上層の記録層を 4 nm、下層の記録層を 3 nm とする二層 BPM を用いた 3DHAMR について、上下層間のスペーシングを 3 nm と 4 nm と変えた場合の記録の可能性、及び記録層間の磁氣的相互作用の影響を調べることを目的に Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式を用いて解析を行った。

上下層の記録磁化は逆向きに記録するパターンとした。その結果、次の結論を得た。

- (1) 下層記録時の下層の最適上昇温度はスペーシングが 4 nm よりも 3 nm の方が低い。
- (2) 上層記録時において、上層の最適上昇温度と下層の最適上昇温度の最大温度の差は 10~15 K ほどの差があり、上下層の BER がともに許容範囲内となる上昇温度は得られなかった。
- (3) 上層記録時には、熱揺らぎの等価磁界に上層から下層への静磁界が加わるため、低い上昇温度でも下層の記録を書き換えてしまう。

以上より、ヘッドから媒体下層までの距離を短くするためには、上下層間のスペーシングに留意する必要がある。

今後、上層からの静磁界と熱揺らぎの影響を減らすための二層媒体の磁気特性と構造の検討を行う。また、ヘッド磁界と温度分布の膜厚方向の違いを本研究では考慮しなかったが、今後はこれらも含めて検討を行っていく。

謝辞 ヘッド磁界強度データは秋田県産業技術センターから提供して頂いた。LLG 計算プログラムは (株) 日立製作所より貸与させて頂いた。

References

- 1) H. Saga, H. Nemoto, H. Sueda, and M. Takahashi: *Jpn J. Appl. Phys. Pt 1*, **38**, 3B, 1839 (1999).
- 2) M. A. Cordle, D. M. Mader, S. D. Granz, A. S. Chu, Pu-Ling Lu, F. Martens, Y. Qi, T. Rausch, J. W. Riddering, K. Gao: *IEEE Trans. on Magn.*, **52**, 2 (2016).
- 3) S. Xiong, R. Smith, J. Xu, S. Nishida, M. Furukawa, K. Tasaka, K. Kuroki, Y. Yoon, Na Wang, S. Canchi, E. Schreck, Q. Dai, B. Stipe: *IEEE Trans. on Magn.*, **55**, 3 (2019).
- 4) R. Yamamoto, A. Yuzawa, T. Shimada, Y. Ootera, Y. Kamata, N. Kihara, and A. Kikitsu: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **51**, 046503-1, (2012).
- 5) T. R. Albrecht, D. Bedau, E. Dobisz, H. Gao, M. Grobis, O. Hellwig, D. Kercher, J. Lille, E. Marinero, K. Patel, R. Ruiz, M. E. Schabes, L. Wan, D. Weller, and Tsai-Wei Wu: *IEEE Trans. on Magn.*, **49**, 773 (2013).
- 6) F. Akagi, M. Mukoh, M. Mochizuki, J. Ushiyama: *JMMM*, **324**, 309 (2012).
- 7) F. Akagi, K. Yasui: patent application 2011-061220, patent publication number 2012-198951.
- 8) F. Akagi, Y. Sakamoto and N. Matsushima: *2021 IEEE International Magnetic Conference*, 10.1109/INTERMAG42984.2021.9580007 (2021).
- 9) F. Akagi and N. Matsushima: MORIS2022, Abstract We-01, (2022).
- 10) K. Yamakawa, K. Ise, F. Akagi, K. Watanabe M. Igarashi, and H. Miyamoto: ICAUMS2012, **4** (2012)

2022年12月16日受理, 2023年3月19日採録