

複合物理シミュレーションによるマイクロ波アシスト磁気記録の検討

Multiphysics Simulation for Microwave Assisted Magnetic Recording

○久間丹<sup>1</sup>, 高野祐太<sup>1</sup>, 大貫進一郎<sup>2</sup>, 塚本新<sup>3</sup>, 芦澤好人<sup>3</sup>, 中川活二<sup>3</sup>

\*Akira Kuma<sup>1</sup>, Yuta Takano<sup>1</sup>, Shinichiro Ohnuki<sup>2</sup>, Arata Tsukamoto<sup>3</sup>, Yoshito Ashizawa<sup>3</sup>, Katsuji Nakagawa<sup>3</sup>

Abstract: Studies of Bit-patterned media technology<sup>[1]</sup> and microwave assisted magnetic recording<sup>[2]</sup> receive much attention for high density magnetic recording. In this report, we estimate required magnetic fields to control magnetization direction by using multiphysics simulation.

1. はじめに

近年磁気記録の分野では、現在よりも高密度な記録システムを実現する方法として、粒子状の磁性体で構成されたビットパターンドメディア<sup>[1]</sup>や、マイクロ波アシスト記録<sup>[2]</sup>が注目されている。本文では、マイクロ波アシスト記録を複合物理モデルによりシミュレーションし、記録媒体中の磁化反転を検討する。

2. 解析手法

マイクロ波アシスト記録では、磁気ヘッドから印加する直流磁界と、記録媒体に照射したマイクロ波で磁化反転を制御する。Fig.1 に記録媒体の解析モデルを示す。粒子状の記録媒体に照射するマイクロ波は Maxwell 方程式に基づく電磁界解析、記録媒体中の磁化の運動は LLG 方程式に基づくマイクロマグネティクスモデルを用いる。これらを同時に解析することで複合物理シミュレーションを実行し、記録媒体中の磁化反転を検証する。

電磁界解析には FDTD 法を用いる。FDTD 法は、式(1)に示す Maxwell 方程式を差分化し、時間領域での電磁界計算を行う数値計算法である。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (1)$$

記録媒体の磁化ベクトルは次式に示す LLG 方程式により計算する。

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (2)$$

式(2)を変形し、差分化した次式より、時間変化する磁化ベクトル  $\mathbf{M}$  を求める。

$$\mathbf{M}^{n+1/2} = \mathbf{M}^{n-1/2} + C_1 \mathbf{M}^{n-1/2} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^{n-1/2} + C_2 \mathbf{M}^{n-1/2} \times (\mathbf{M}^{n-1/2} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^{n-1/2}) \quad (3)$$

ただし

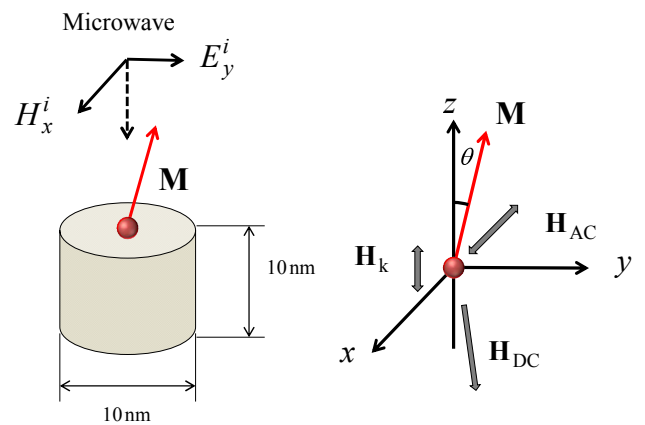


Figure 1. Computational model

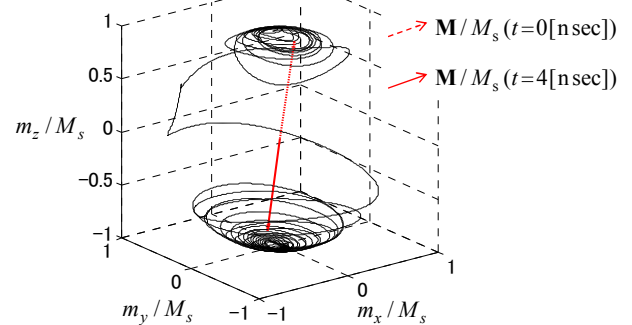
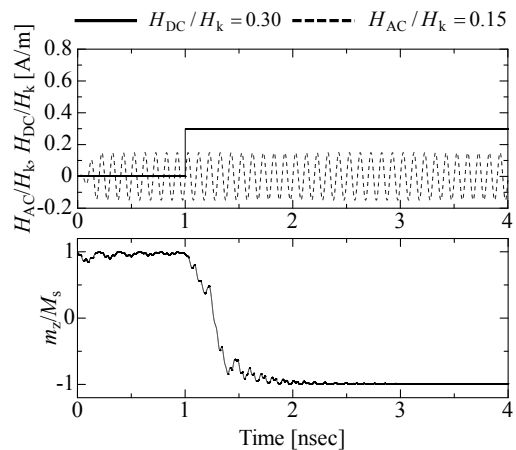


Figure 2. Time response of magnetization and magnetic fields ( $H_{AC}/H_k=0.15$ )

$$C_1 = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}, C_2 = -\frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)M_s} \quad (4)$$

ここで、 $M_s$  は飽和磁化、 $\gamma$  は磁気回転比、 $\alpha$  は減衰定数である。実効磁界  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  は、入射波により与えられる交流磁界  $\mathbf{H}_{\text{AC}}$ 、磁化反転のための直流磁界  $\mathbf{H}_{\text{DC}}$ 、磁気異方性磁界  $\mathbf{H}_k = H_k(m_z/M_s)\hat{a}_z$  で構成されている。ただし、 $m_z$  は磁化ベクトル  $\mathbf{M}$  の  $z$  方向成分を表す。

### 3. 解析結果

Fig. 1 に示した粒子状記録媒体内の磁化ベクトルの時間変化について検討する。外部から照射するマイクロ波は、 $-z$  方向へ伝搬する平面波とし、強度を  $H_{\text{AC}}/H_k = 0.15$ 、周波数を 10 GHz とする。ここで、磁気異方性磁界の最大値  $H_k = 4.6 \times 10^5$  A/m とした。反転のための直流磁界の強度を  $H_{\text{DC}}/H_k = 0.30$  とし、マイクロ波を照射してから 1 nsec 後に印加する。磁化反転の様子を、複合物理シミュレーションにより解析する。

Fig. 2 に、粒子媒体表面中心における、直流磁界  $H_{\text{DC}}/H_k$ 、交流磁界  $H_{\text{AC}}/H_k$ 、磁化ベクトルの  $z$  方向成分  $m_z/M_s$  の時間応答と、磁化ベクトルの軌跡を示す。直流磁界が加えられると、磁化ベクトルの  $z$  方向成分は  $m_z/M_s = 1$  から  $m_z/M_s = -1$  へと変化し、磁化反転を生じる。

これに対し、 $H_{\text{AC}} = 0.00$  とした Fig. 3 の場合、直流磁界を加えた後も、磁化ベクトルの  $z$  方向成分  $m_z/M_s$  はほぼ一定で、磁化反転は生じない。

Fig. 4 に、マイクロ波の周波数を 4~12 GHz と変化させた場合について、磁化反転の発生に必要な直流磁界の大きさ  $H_{\text{DC}}/H_k$  を示す。周波数 10 GHz では、交流磁界の強度を  $H_{\text{AC}}/H_k = 0.15$  とすることで、 $H_{\text{AC}}/H_k = 0.00$  の場合に比べ、約 30%の直流磁界で磁化反転が起きる。

### 4. まとめ

複合物理モデルにより磁化ベクトルの時間応答解析を行い、磁化反転に必要な直流磁界を検討した。マイクロ波を照射することで、記録に必要な直流磁界を、最小で約 30%まで低減することが可能であることを示した。

### 5. 謝辞

本研究の一部は、日本大学学術研究戦略プロジェクト及び私立大学戦略的研究基盤形成支援事業の援助を受けて行われた。

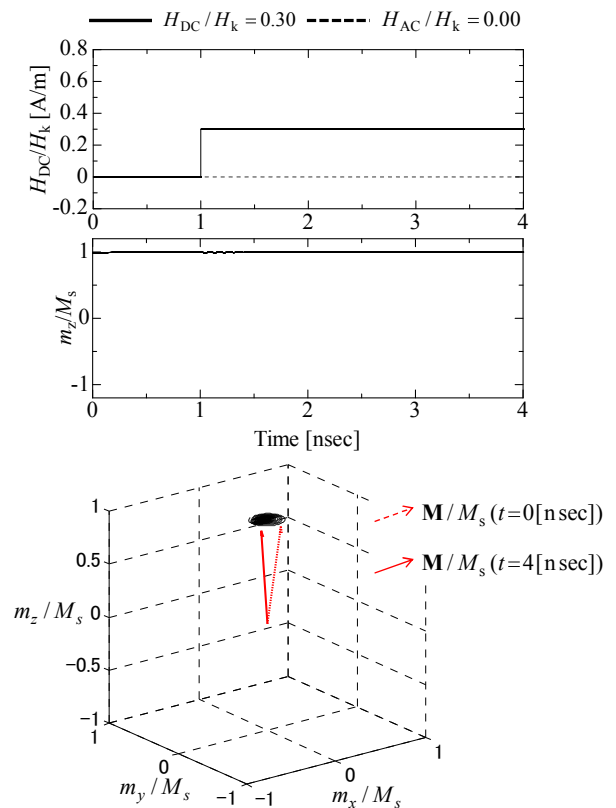


Figure 3. Time response of magnetization and magnetic field ( $H_{\text{AC}}/H_k=0.00$ )

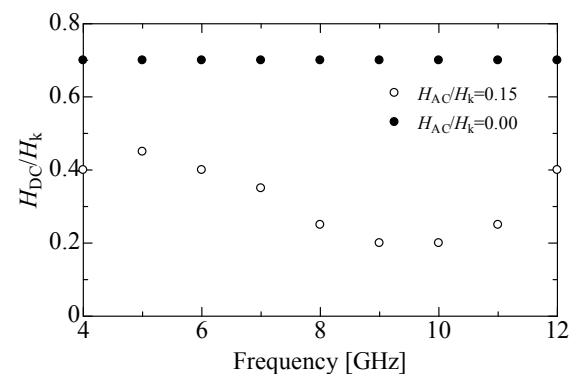


Figure 4. Switching field for varying the frequency

### 6. 参考文献

- [1]J. Zhu, X. Zhu, and Y. Tang : IEEE Trans. Magn, Vol. 44,pp125-131, 2008.
- [2]K. Nakagawa, Y. Ashizawa, S.Ohnuki, A.Itoh and A. Tsukamoto : J. Appl. Phys., Vol.109, No7, 07B735, 2011.
- [3]S.Ohnuki, Y.Takano, A.Kuma, Y.Ashizawa, A. Tsukamoto, and K.Nakagawa : IEICE Technical Report, October. 2013