

熱アシスト磁気記録用金属薄膜から放射される 近接場光の3次元FD-TD解析

貝瀬 達哉^{*}, 金井 靖^{**}, 丹下 裕^{***}, 大谷 忠生^{****}

(平成21年10月30日受理)

3-D FD-TD analysis of an optical near-field emitted by a metallic thin-film for thermally assisted magnetic recording

Tatsuya KAISE^{*}, Yasushi KANAI^{**},
Yutaka TANGE^{***} and Tadao OHTANI^{****}

Thermally-assisted magnetic recording is one of the possible candidates that achieve the areal densities of 1 terabit/inch². In the scheme, the recording layer is heated by the external, optical energy. The signal is recorded when the coercive force of recording layer is reduced, therefore, relatively small magnetic field is necessary to switch the medium.

In this report, the optical near fields from the metallic, thin film have been obtained for various structures with and without the aperture by using the three-dimensional finite-difference time-domain (FD-TD) method.

Key words: Thermally-assisted magnetic recording, Optical near-field, Metallic thin film, 3-D FD-TD analysis

1. はじめに

熱アシスト磁気記録方式は、記録時に記録媒体を加熱し保磁力が小さくなった状態で記録を行う。そのため強い記録磁界を発生させなくとも高異方性（保磁力）媒体への記録が可能であり、常温では保磁力が大きい状態で保存されるため熱的に安定した状態を保ち得る。

記録媒体の加熱方法としては、まずレーザー光が挙げられるが、回折限界により所望の

* 情報電子工学科 4年生(Department of Information and Electronics Engineering)

** 情報電子工学科 教授(Department of Information and Electronics Engineering, Professor)

*** 舞鶴工業高等専門学校 助教(Maizuru National College, Research Associate)

**** 三菱重工業株式会社(Mitsubishi Heavy Industries, Ltd.)

大きさまで収光できないため直接は使用できない．この回折限界を突破できる技術として近接場光^[1]がある．近接場光は物質に光を入射したときに物質の表面に発生するものであり，波長に比べ小さな開口に光を入射させると，開口と同程度の領域に生ずることが知られている．また，近接場光は開口から離れるにつれ，指数関数的に強度が低下するため，局所的な加熱が可能となれば高密度記録のための熱アシストを行い得る．

ここでは，熱アシスト磁気記録に用いる金属薄膜から発生する近接場光を 3 次元 FDTD 法^[2]により求める．本報告では金属薄膜として開口を持つ金属，開口を持たない金属を仮定し，いろいろな波長の入射波に対して得られる近接場光分布を求めた．

2. 基礎理論

2.1 FDTD 法

FDTD 法の基本概念は，波源や解析対象などを囲むように解析領域をとり，その解析領域を微小領域(セル)に分割，セルに対してマクスウェルの方程式を時間・空間的に差分化し適用していくことにある．本解析で用いる 3 次元 FDTD 法で電界 E ，磁界 H は次式で与えられる．

$$E^{n+1} = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E^n + \frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} \nabla \times H^{n+\frac{1}{2}} \quad (1)$$

$$H^{n+\frac{1}{2}} = H^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times E^n \quad (2)$$

2.2 PML 吸収境界条件

本解析では解析領域終端からの反射波を防ぐために，解析領域終端に PML (perfectly matched layer) 吸収境界条件を用いる．PML 内の電界 E_x ，磁界 H_z は次式で与えられる．

$$\begin{cases} E_{xy}^{n+1} = \frac{2\varepsilon_0 - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma_y \Delta t} E_{xy}^n + \frac{2\Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma_y \Delta t} \frac{\partial H_z^{n+\frac{1}{2}}}{\partial y} \\ E_{xz}^{n+1} = \frac{2\varepsilon_0 - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma_z \Delta t} E_{xz}^n - \frac{2\Delta t}{2\varepsilon_0 + \sigma_z \Delta t} \frac{\partial H_y^{n+\frac{1}{2}}}{\partial z} \\ E_x = E_{xy} + E_{xz} \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} H_{zx}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{2\mu_0 - \sigma_x^* \Delta t}{2\mu_0 + \sigma_x^* \Delta t} H_{zx}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{2\Delta t}{2\mu_0 + \sigma_x^* \Delta t} \frac{\partial E_y^{n+\frac{1}{2}}}{\partial x} \\ H_{zy}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{2\mu_0 - \sigma_y^* \Delta t}{2\mu_0 + \sigma_y^* \Delta t} H_{zy}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{2\Delta t}{2\mu_0 + \sigma_y^* \Delta t} \frac{\partial E_x^{n+\frac{1}{2}}}{\partial y} \\ H_z = H_{zx} + H_{zy} \end{cases} \quad (4)$$

E_x ， H_z 以外の成分についても同様に導くことができる．また，真空と PML のインピーダンス整合条件は次式で与えられる．

$$\frac{\sigma_x}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma_x^*}{\mu_0}, \quad \frac{\sigma_y}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma_y^*}{\mu_0}, \quad \frac{\sigma_z}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma_z^*}{\mu_0} \quad (5)$$

2.3. 金属膜の Drude 分散媒質モデル

本解析では, Drude 分散性媒質である金属に対して電子の運動方程式を結合した FDTD 法^{[3], [4]}を用いる. 分散性媒質中の電磁界は次式で与えられる.

$$\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{H} + n_0 e \mathbf{u} \quad (6)$$

$$\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (7)$$

$$m \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -e \mathbf{E} - m \nu \mathbf{u} \quad (8)$$

3. 解析モデル

3.1 開口を持つ金属薄膜モデル

図 1 および図 2 に開口を持つ金属薄膜 3 次元解析モデルの $x-y$ および $y-z$ 平面図を示す. ここでは開口構造を正方形, ボウタイ形, H 形および C 形として解析を行う. ただし, 金属薄膜の外形寸法はいずれも $845 \text{ nm} \times 845 \text{ nm}$ である. 金属薄膜として Ag を用い, 金属薄膜に対して単一波長の平面波 (波長 $\lambda = 450 \text{ nm} - 984 \text{ nm}$) を入射し, 膜底面から距離 $g \text{ nm}$ 離れた位置で電界分布を求める. 表 1 に解析に用いたパラメータを示す. 入射波は

$$H_x^n = H_x^{n-1} + A \sin(2\pi f n \Delta t) / Z_0 \quad (9)$$

で与えた. ただし, 定数 A は真空中で電界の振幅が 1 V/m となるよう定めた.

3.2 開口を持たない金属薄膜モデル

図 3 および図 4 に開口を持たない金属薄膜 3 次元解析モデルの $x-y$ および $y-z$ 平面を示す. 本解析では三角形金属薄膜モデルを用い, 三角形先端の形を変えて解析を行う. 金属薄膜として Ag を用い, 3.1 節と同様に膜底面から距離 $g \text{ nm}$ の位置での電界分布を求める. ここでは, 金属薄膜の厚さを 50 nm , $g = 10 \text{ nm}$ とした. なお, 解析領域は一辺が 5

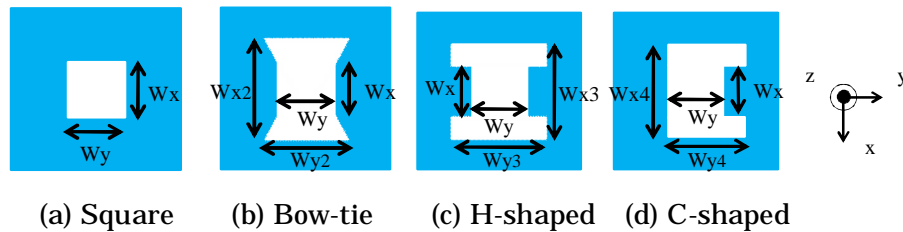


Fig. 1 Various 3-D metallic thin-film models with aperture ($x-y$ plane).

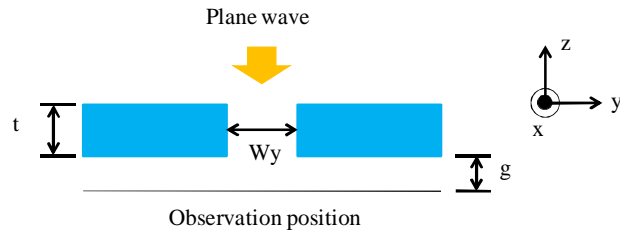


Fig. 2 3-D metallic thin-film model with aperture (y-z plane).

Table 1 Parameters of metallic thin film.

Width of an aperture W	W_x	100 nm
	W_y	100 nm
	W_{x2}	200 nm
	W_{y2}	200 nm
	W_{x3}	160 nm
	W_{y3}	160 nm
	W_{x4}	160 nm
	W_{y4}	130 nm
Refractive index of Ag	$\lambda = 450$ nm	0.04-2.657j
	$\lambda = 550$ nm	0.055-3.32j
	$\lambda = 650$ nm	0.07-4.2j
	$\lambda = 800$ nm	0.09-5.45j
	$\lambda = 984$ nm	0.04-6.922j
Thickness of a metallic film t		100 nm
Gap between a metallic film and an observation position g		10 nm

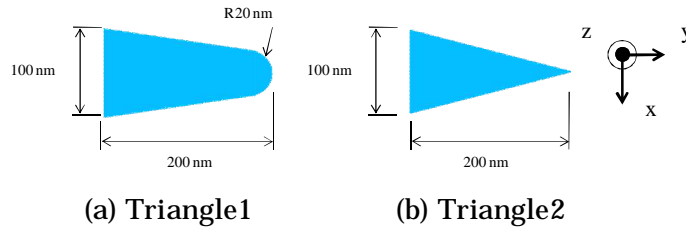


Fig. 3 Two 3-D metallic thin-film models without aperture (x-y plane).

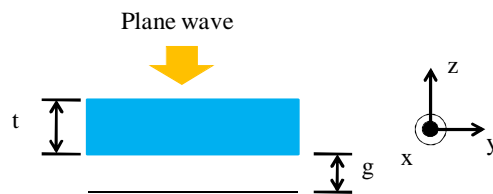


Fig. 4 3-D metallic thin-film model without aperture (y-z plane).

nm の立方体セルを用いて $201 \times 201 \times 201$ である。また、入射波は振幅 1 V/m の平面波であり、波長を 450 nm から 984 nm まで変えた。

4. 解析結果

4.1 開口を持つ金属薄膜の解析結果

図5にいろいろな開口のモデルで入射波長を変えて得られた電界強度を示す．同図で横軸は入射波長を，縦軸は開口中心の電界強度を示すが，波長を800 nmとしたときのボウタイ形が最も強い電界が得られる．

次に，図6に各開口で最も強い電界が得られた波長を入射した際の開口付近の $x - y$ 平面内電界分布を示す．また，図7に開口中心における x および y 方向の電界分布を示す．同図で横軸は開口中心を0とした開口中心からの距離であり，縦軸は電界強度である．また， x および y は図6の点線に沿った電界分布を表す．なお，図6および図7の電界は図6における点線 x と点線 y が交わる点の電界強度が最大となった時刻で得た．開口のあるモデルでは電界の各成分のうち， E_y が支配的である ($|E| = |E_y|$) ため， E_y のみを評価している．図6および図7より，いずれのモデルでも開口付近に強い電界が集中していることが分かるが，ボウタイ形の電界が最も強い．ただし，開口範囲付近の電界分布を比較した場合， y 方向の広がり（半値幅）に大差は見られないが， x 方向の広がりにはボウタイ形が大きい．検討した形状の中では，C形が局所領域に強い電界を集中させるのに適した開口であると言える．

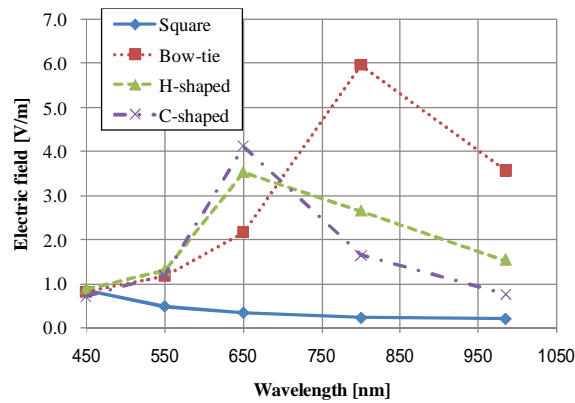


Fig. 5 $|E_y|$ vs. wavelength ($g = 10$ nm).

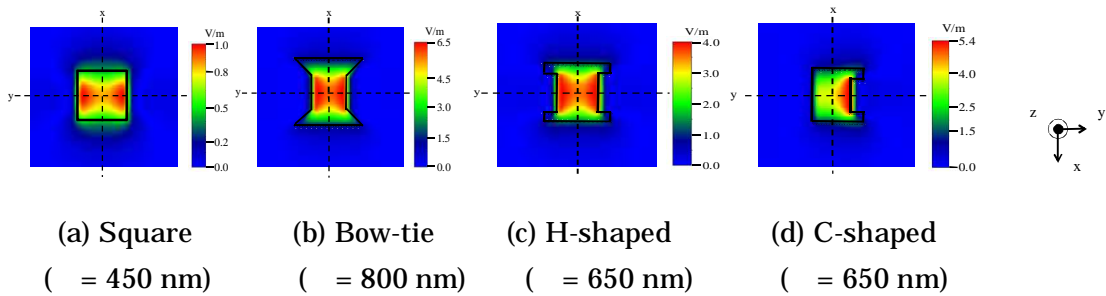


Fig. 6 $|E_y|$ distributions on $x-y$ plane for various models ($g = 10$ nm)

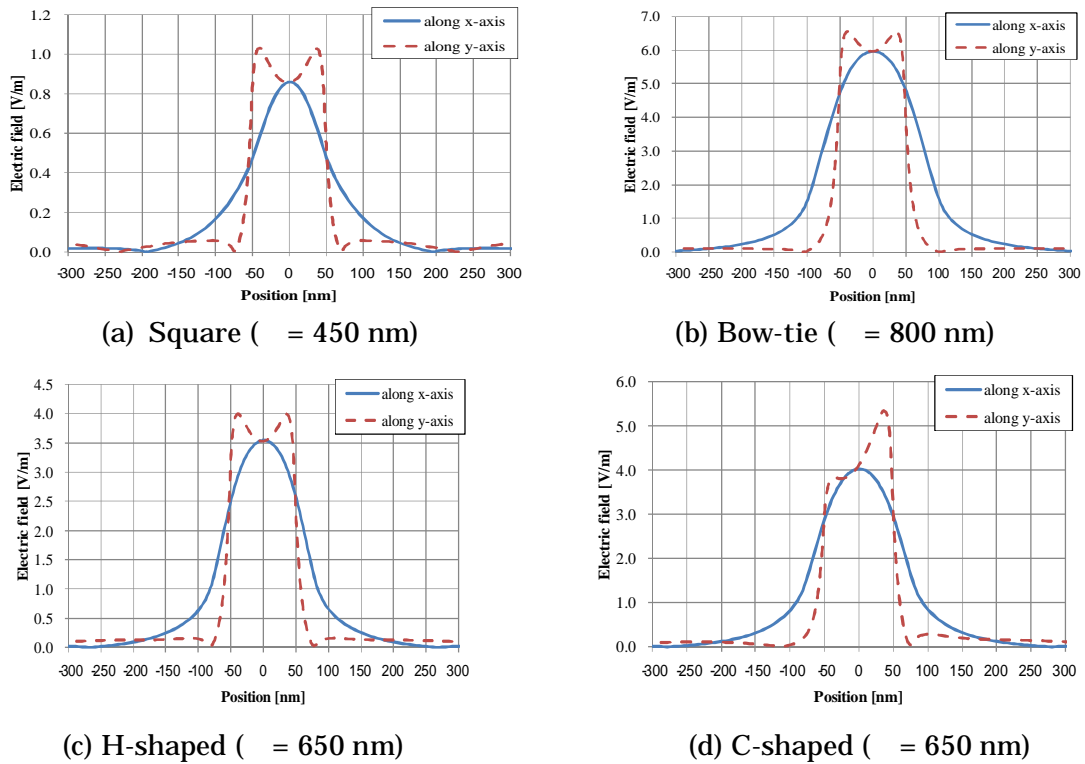


Fig. 7 | E_y | distributions along dotted line x and y for various models ($g = 10$ nm).

4.2 開口を持たない金属薄膜の解析結果

図 8 に入射波の波長を 450 nm から 984 nm まで変化したときの Triangle1 および Triangle2 から発生する電界強度を示す．同図よりいずれの先端形状でも入射波長が 800 nm のときに最も強い電界が得られる．図 9 に入射波長を 800 nm にした際の $x - y$ 平面における電界分布を示すが，いずれの形状でも三角形先端に強い電界が集中しており，先端形状を尖らせたときにわずかに強い電界が得られている．また，開口を持つ金属薄膜と比較した場合，先端を尖らせた三角形が最も電界が強く，広がりが少ないことが分かる．

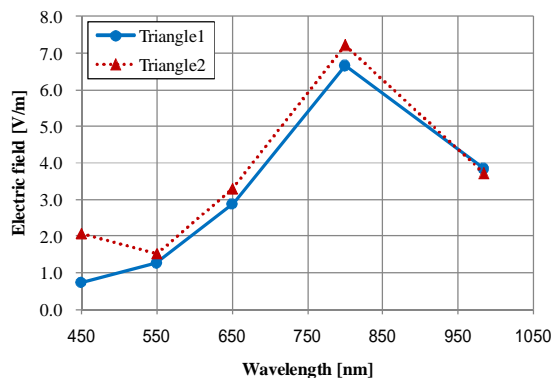


Fig. 8 | E_y | vs. wavelength ($g = 10$ nm).

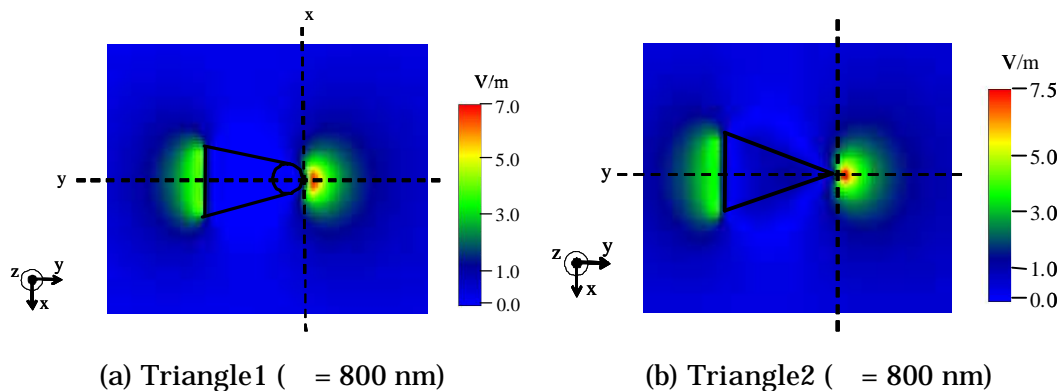


Fig. 9 $|E_y|$ distributions on x-y plane for two models ($g = 10$ nm).

5. おわりに

熱アシスト磁気記録に用いる金属薄膜から発生する近接場光の3次元FDTD解析を行った。解析対象として開口を持つ金属薄膜および開口を持たない金属薄膜を用いた。まず、開口形状として正方形、ボウタイ形、H形およびC形を仮定し、いろいろな波長の平面波を入射した際の電界分布を求めた。これらの開口形状のうちボウタイ形で入射波長を800 nmとしたときに最も強い電界強度が得られることを示した。また、局所領域に強い電界を集中させることができる開口としてはC形が適当であることを示した。

次に、開口を持たない三角形金属薄膜の電界強度を求め、波長800 nmで最も強い電界が得られることを示し、先端を尖らせた形状が局所領域に強い電界を集中させ得ることを示した。

なお、本報告は文献^[5]を学内紀要のために加筆・修正を行ったものである。

謝辞

本研究の一部は学術振興会科学研究費補助金（基盤研究(c)課題番号18560352）、情報ストレージ研究推進機構(Storage Research Consortium: SRC, Japan)および新潟工科大学学内共同研究「FD-TD(差分時間領域)法による電磁波加熱解析およびNS-FDTD(ノスタダト`差分時間領域)法の理論展開に関する研究」の補助金によった。静磁界解析計算に用いたソフトウェア *JMAG-Studio* は株式会社 JSOL にご提供いただいた。

研究を進めるに当たって SRC, Japan の皆様から有益な議論をいただいた。また、大阪電気通信大学情報通信工学部の何一偉講師には分散性媒質における PML 境界条件と高周波における誘電率の計算方法についてご教示いただいた。ここに記して深謝する。

文献

- [1] 大津元一, 小林潔: 近接場光の基礎 - ナノテクノロジーのための新光学 - ; オーム社, 2003.
- [2] 宇野亨: FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析; コロナ社, 1996.
- [3] 伊藤宏樹, 香川晋弥, 何一偉, 小島敏孝: 金属膜ナノ開口における近接場光の 3 次元 FDTD 法解析; 信学技報, MR2007-18, pp.37-42, 2007,7.
- [4] S. Kagawa, Y. He, and T. Kojima: Two-Dimensional FDTD Analysis of the Readout Characteristics of an Optical Near Field Disk; IEICE Trans. Electron., E91-C(9), pp.48-55, Jan. 2008.
- [5] 貝瀬達哉, 平澤和則, 金井靖, 丹下裕, 大谷忠生: 熱アシスト磁気記録用金属薄膜から発生する近接場光の 3 次元 FD-TD 解析; 電子情報通信学会技術研究報告, MR2009-10, pp.51-57, 2009, 6.