

光ディスクの案内溝および記録マークによる 光ビーム散乱の数値解析

小嶋 敏孝*・何 一 偉**

光ディスクに記録される情報量の増大化，すなわち，記録密度の向上を図るための方法として，使用するレーザービームのスポットサイズをより縮小し，それに対応して記録マークおよび案内溝の形状および寸法を最適化することが試みられている。これは，例えば安定で廉価な短波長レーザーの開発等による高密度化と比べ，現状の技術で実現可能である。しかし，実験的に試行錯誤することによって適当なサイズと形状のピットや案内溝をもつ光ディスク原盤をレーザーカッティングによって作り，その都度光信号検出特性を実測し，望ましい特性が実現されているかどうかを検証しようとしても，最適化に多大な時間と費用がかかる。そこで，ピット・エンボスマークや案内溝を最適設計するためのシミュレーション技法が模索され，特に最近では，光ディスクの案内溝および記録マークからの光ビーム散乱特性を計算機シミュレーションによって理論的に評価しようとする試みがなされてきた。

まず第1の方法としては，スカラー解析を用いる方法が提案されているが^{1,2)}，この方法は記録マークからの反射光の行路差による干渉と垂直入射に対するフレネル反射係数のみを考慮するという近似，いわゆる幾何光学近似を用いており，もちろん溝や記録ピット内部の多重反射の影響を考慮していない。したがって，光の波長と同程度かそれ以下の散乱体に対してスカラー解析は大きな誤差を伴い，甚だしい場合には全く無意味な結果を与え得る。

これに対して，ベクトル解析は散乱体境界面で光波が厳密に境界条件を満たすような解を与える。特別な形状，例えば方形のピットや案内溝に対して固有モード展開法によ

って厳密な解析解が得られているが³⁻⁶⁾，実際の光ディスクでは，方形のようなきれいな形状の記録マークが刻まれているわけではなく，それからかなり変形したものになっている。形状とサイズの最適化を図るためには，任意形状の境界面をもつ案内溝や記録マークからの散乱特性を理論解析する必要があり，そのためには計算機解法に頼らざるを得ない。計算機による数値解法としては，現在のところ，境界要素法 (boundary element method: BEM)，FDTD法 (finite difference time domain method) 等が提案されている。これまで，2次元モデルに対する解析が多く行われてきたが⁷⁻¹¹⁾，実際の光ディスクは3次元構造でありレーザービームも3次元的広がりをもっているので，3次元任意形状記録マークからの光ビーム散乱および検出信号特性の解析を行う必要がある。

本稿では，簡単な3次元モデルを対象として，境界要素法およびFDTD法による解析手法について述べる。まず，方形あるいは円形ピットと案内溝が混在する3次元モデルに対する境界要素法解析において得られたシミュレーション結果の一例を示す。さらに，円柱および円錐台状のピットおよびエンボスマークモデルに対するシミュレーション結果についても言及する。次に，MOディスクモデルの3次元FDTD法解析について述べ，散乱特性の数値例を示す。

1. 境界要素法

1.1 ベクトル積分方程式

閉曲面 S で囲まれた散乱体の内部領域を V_1 ，外部領域を V_2 ，それらの境界面を S とする (図1参照)。2次元における定式化と同じように，領域 V_1 および V_2 内の任意の観測点における電界および磁界を S 上の電磁界の接線成分とグリーン関数の面積分で与えることができる¹²⁾。境界 S

*関西大学工学部電子工学科 (〒564-8680 吹田市山手町 3-3-35)
E-mail: kojima@ipcku.kansai-u.ac.jp

**大阪電気通信大学工学部通信工学科 (〒572-8530 寝屋川市初町 18-8)
E-mail: heyiwei@emt.osakac.ac.jp

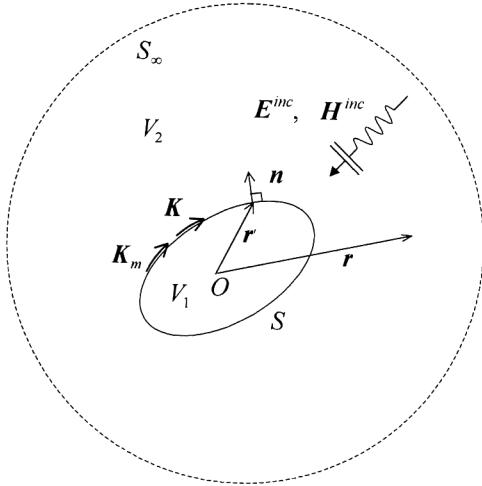


図1 積分領域.

上の電界および磁界の接線成分は面上の等価電磁流密度 \mathbf{K} および \mathbf{K}_m で置き換えられる. 簡単のため領域 V_1 が完全導体であると, 観測点を境界面に近づける極限をとれば, $\mathbf{K}_m=0$ より, \mathbf{K} を未知ベクトルとする次のような積分方程式が得られる¹³⁾.

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}^{\text{inc}} = \mathbf{n} \times \int_s \left\{ j\omega\mu_2 \mathbf{K} G_2 + \frac{j}{\omega} (\mathbf{K} \cdot \nabla') \nabla' G_2 \right\} dS' \quad (1)$$

$$\mathbf{n} \times \mathbf{H}^{\text{inc}} = \frac{\mathbf{K}}{2} - \mathbf{n} \times \int_s \mathbf{K} \times \nabla' G_2 dS' \quad (2)$$

ここで, プライムは積分点に関する量を表している. \mathbf{E}^{inc} および \mathbf{H}^{inc} はそれぞれ入射波の電界および磁界ベクトルである. また, 電磁界の時間依存項は角周波数を ω として $\exp(j\omega t)$ のように仮定されている. さらに, G_2 は次のようなグリーン関数である.

$$G_2 = \frac{\exp\{-jk_2|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|\}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \quad k_2 = \omega\sqrt{\epsilon_2\mu_2} \quad (3)$$

ただし, ϵ_2 および μ_2 は外部領域 V_2 の誘電率および透磁率である. また \mathbf{n} を境界に垂直な外向き単位ベクトルとすれば, $\mathbf{K} = \mathbf{n} \times \mathbf{H}$ で与えられる. 式(1)の右辺における被積分項にはグリーン関数の2次微分が含まれており計算処理が煩雑になるので, ここでは式(2)を用いることにする.

入射ビームとして3次元ガウスビームを考える. ただし, 入射ビームを最初に記述するための座標系を (x_1, y_1, z_1) として, その原点は $x=x_0, y=y_0, z=z_0$ にある. また, 入射波は次のように x 方向の磁界成分をもつものとする.

$$H_x^{\text{inc}} = \frac{W_0}{W(z_1)} \exp\left[-j\left\{k_2 z_1 + \frac{\pi r^2}{\lambda_2 R(z_1)} - \tan^{-1}\left(\frac{\lambda_2 z_1}{\pi W_0^2}\right)\right\}\right] - \left(\frac{r^2}{W^2(z_1)}\right) \quad (4)$$

ただし, $R(z_1)$ および $W(z_1)$ は z_1 における波面の曲率半径およびスポットサイズであり, $r^2 = x_1^2 + y_1^2$ である. W_0



図2 4分割型光信号検出系.

はビームウエストにおけるスポットサイズ, $\lambda_2 = 2\pi/k_2$ は外部領域 V_2 における波長である.

1.2 和および差信号出力

散乱界は式(2)の解 \mathbf{K} を用いて積分表示され, 原点から十分遠方において散乱界の角度分布 $\mathbf{H}^{\text{scat}}(\theta, \phi)$ を求めることができる¹³⁾.

光信号検出系として, 4分割型を用いるとすれば, それぞれの検出器の信号出力は対物レンズの次のような領域で集光される光強度によって与えられる(図2参照).

$$I_m = \frac{1}{I_{\text{inc}}} \int_0^\alpha \sin\theta \int_{(m-1)\pi/2}^{m\pi/2} (|H_\theta^{\text{scat}}|^2 + |H_\phi^{\text{scat}}|^2) d\phi d\theta, \quad m=1,2,3,4 \quad (5)$$

ただし, m は検出器の番号を表し, I_{inc} は完全導体平面による和信号出力である. また, 対物レンズの開口数(NA)を η とすれば, $\alpha = \sin^{-1}\eta$ で与えられる. いま, 光ディスクのラジアル方向が x 方向に一致するとすれば, 再生和信号 I_{sum} およびトラッキング誤差信号 I_{dif} は次式によって定義される.

$$I_{\text{sum}} = I_1 + I_2 + I_3 + I_4, \quad I_{\text{dif}} = (I_1 + I_4) - (I_2 + I_3) \quad (6)$$

1.3 積分の離散化

計算機で積分方程式を解くためには, 積分方程式を離散化して行列方程式に変換する必要がある. 式(2)は面積分であるが, この積分を実行する境界面 S を微小面素 $s_{(j)}$ を用いて分割すると, 観測点 i における離散化方程式は次のように表される.

$$\mathbf{n}_{(i)} \times \mathbf{H}_i^{\text{inc}} = \frac{\mathbf{K}_{(i)}}{2} - \mathbf{n}_{(i)} \times \sum_{j=1(N \neq i)}^N (\mathbf{K}_{(j)} \times \nabla_{(i,j)} G_{(i,j)}) s_{(j)} \quad (7)$$

ただし, 添え字 j は面素 $s_{(j)}$ における量を, 添え字 i は観測点 i における量を表している. またここで面素の形状として三角形要素を選ぶことにする. 面素上での電流密度は一定であると仮定し, 各三角形要素の重心における電流値

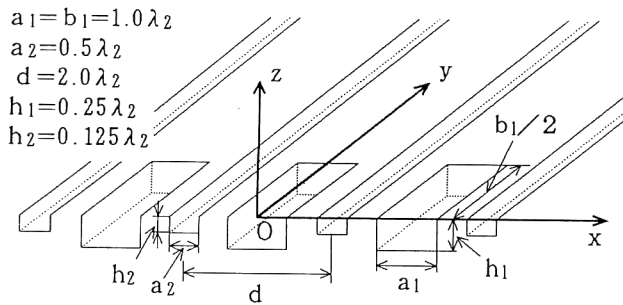


図3 ピット・案内溝混在モデル。

で代表させることにする。

1.4 シミュレーション結果

1.4.1 計算精度のチェック

積分領域の範囲，分割パターンおよび面素の大きさ等に計算精度がどのように依存するかを詳しく検討した結果は文献13)にすでに示した。それによれば，積分領域は一般に入射ビームのスポットサイズに依存するが，1波長程度のビーム半径とすれば， $6\lambda \times 6\lambda$ の矩形領域をとれば実用精度は得られる。また，分割パターンのとり方の原則として，入射ビームに強く照射される原点近傍を細かくとり，周辺に離れるに従って粗くとするようにする。ちなみに最小要素の大きさは底辺×高さ $=0.25\lambda \times 0.125\lambda$ ，最大の要素のそれは $1.0\lambda \times 0.5\lambda$ である。もちろん，各分割要素の配置の仕方は，記録マークの形状や大きさによって変わってくる。さらに，積分領域の総分割要素数は計算機資源の性能によって制限される。ここで開発したソフトウェアはワークステーションで計算できるようにしている。スーパーコンピュータや並列処理を用いれば，さらに高精度の計算が可能であろう。

1.4.2 ピット・案内溝混在モデル

すでに，単一の方角あるいは円形ピット，隣接する3個の方角および円形ピットによる検出信号特性のシミュレーションを行った¹⁴⁾。ここでは，ピット・案内溝混在モデルについてどのような検出信号特性が得られるかを示そう。

図3に解析モデルを示す。この図は方形ピットと方答案内溝が混在する場合であり，円形ピット・方答案内溝モデルの図は省略した。ただし，両モデルで案内溝の寸法は同じであるが，円形ピットの半径はその断面積が方形ピットのそれに等しいように選ばれており，その中心は方形ピットの中心と一致する。

図4は両モデルにおける和信号特性を描いたものである。光ビームのトレース方向へのずれ y_0 をパラメータとして，トラッキングエラー x_0 を横軸にとっている。この図から，和信号レベルの変動幅は方形ピットのほうが大きく，

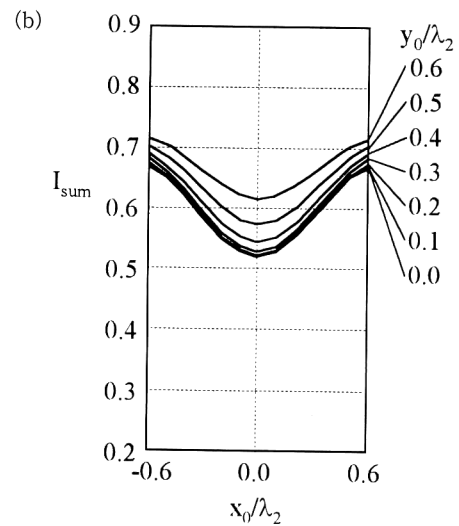
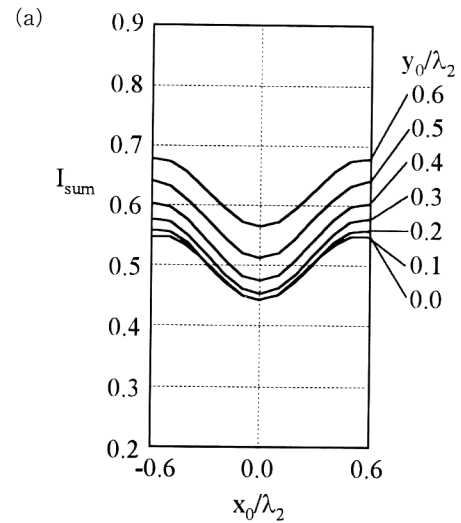


図4 再生和信号特性。(a) 方形ピット，(b) 円形ピット。

すぐれているといえる。しかし，図5の差信号特性においては，円形ピットのほうがすぐれた微分特性を示している。また $y_0/\lambda_2 = 0.5, 0.6$ に対する差信号特性は著しく劣化している。今の場合，入射ビームのほぼ半分がピット部分を照射し，残りは案内溝部分を照射しているので，この両者による微分特性が相殺されて差信号の劣化を引き起こしている。事実， $y_0/\lambda_2 = \infty$ に対応する破線はピットの存在しないランド部分からの反射光のみによるので微分特性が逆転している。光スポットは案内溝に沿ってディスク上を移動するので，光ビームのトレース方向の隣接ピット間の距離が長ければその途中でトラッキング特性が劣化する可能性がある。

案内溝の形状が方形から台形，V字形と変形した場合のシミュレーションも行っているが，紙面の都合で割愛する。

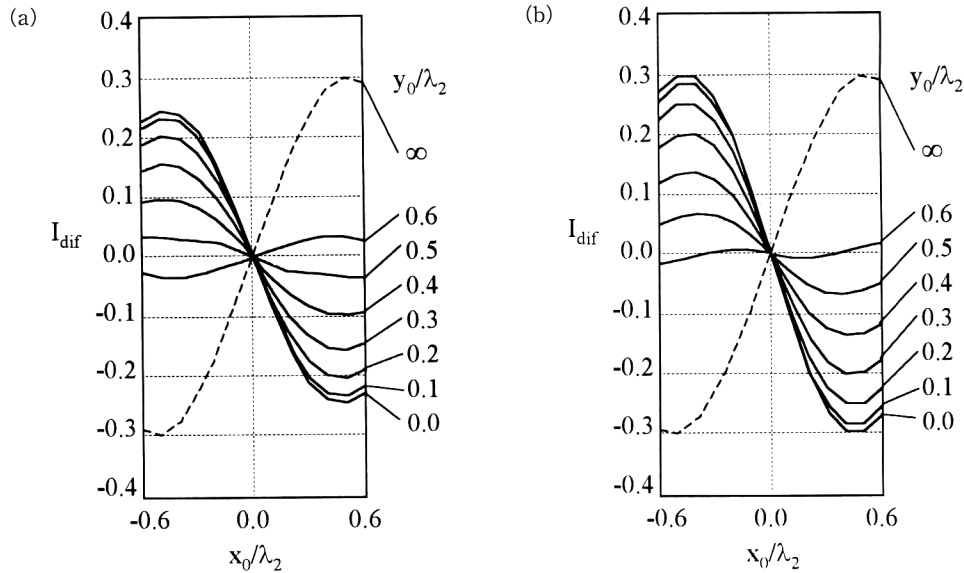


図5 トラッキング誤差信号特性。(a) 方形ピット, (b) 円形ピット。

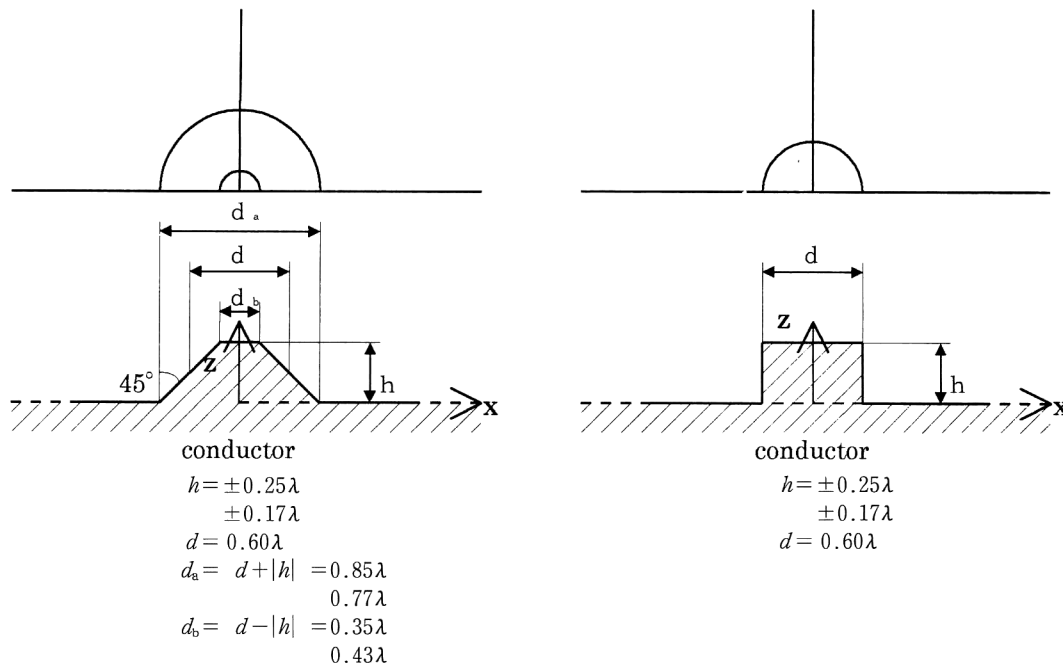


図6 ピットおよびエンボスマークモデル。

1.4.3 ピットおよびエンボスマークモデル

DVD-ROM は従来の CD-ROM とのコンパティビリティを保つために、ピットおよびエンボスを記録マークとして使い、記録層の2重張り合わせ構造で片面から光ビームを照射して再生する構造である。

記録密度を上げるために、記録マークサイズおよびビーム径の縮小化を図っている。しかし同じ再生系でピットとエンボスの両方から信号を読み取らなければならない。従来よく用いられてきたスカラー解析では、同一形状、同一

サイズのピットとエンボスは同一の光散乱特性を与えることが示されている。したがって、ピットかエンボスのどちらか一方の最適化を図れば、焦点の移動だけでピットおよびエンボスマークからの信号検出が可能となる。しかし、境界条件を厳密に考慮したベクトル解析では、たとえ同一形状、同一サイズであってもピットとエンボスでは正反対の信号検出特性が得られる場合がある。以下に、そのシミュレーション結果の一例を示す^{15,16)}。

考察の対象とするピットとエンボスマークの構造を図6

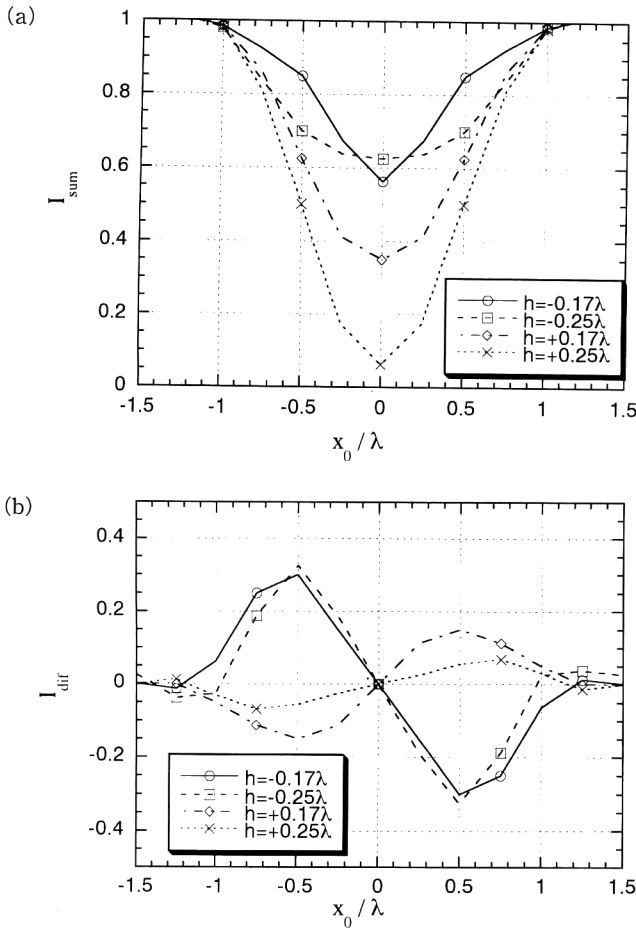


図7 和および差信号特性。(a) 和信号, (b) 差信号。

に示す。ここでは記録マークの構造としては円柱と円錐台を考えている。この図で h が正值のときは凸構造のエンボスを表し、負値のときは凹構造のピットを表している。図7に4種類の異なる h の値に対する円柱状記録マークからの和および差信号特性の計算例を示す。横軸は x 軸に沿った入射ビームの中心軸のずれ x_0 を表している。また、スポットサイズ $W_0 = 0.55\lambda$, 対応する対物レンズの開口数 $NA = 0.6$ とし、入射ビームは x 軸方向の磁界成分をもち、その焦点面はランド面 ($z = 0$) にあるとしている。ただし、波長 λ は $0.683 \mu\text{m}$ とする。

和信号 I_{sum} は $h = 0.25\lambda$ のエンボスマークに対して最良の特性が得られているが、その差信号 I_{dir} は4つの特性のうちで最悪になっている。一方、同じサイズのピットマークに対する差信号は最良になっているが、その和信号は最悪な特性を与えている。すなわち、この解析例から、同一形状、同一サイズのピットとエンボスマークの検出信号特性は大幅に異なり得ることがわかる。一方の最適サイズは他方の最悪条件になり得ることが示唆されており、もはやスカラー解析では現実を反映することは不可能でベクト

ル解析が正しい結果を与え得ることがわかる。

2. FDTD 法

光磁気ディスクは多層の誘電体から構成される。上から、誘電体基板、保護層、MO層、保護層となっている。基板に案内溝が形成されている。なお、保護層とMO層の厚さは波長の数分の一程度である。

2.1 光磁気ディスク中の FDTD 法

光磁気材料は異方性誘電体媒質である。式(8)に光磁気材料におけるマクスウェル方程式を示す。

$$\begin{cases} \bar{\bar{\epsilon}} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} = -\bar{\bar{\sigma}} \mathbf{E} + \nabla \times \mathbf{H} \\ \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} \end{cases} \quad (8)$$

ただし、導電率と誘電率は次式のように、テンソルである。

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{bmatrix} \epsilon & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{bmatrix} \quad \bar{\bar{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma & \sigma_{xy} & 0 \\ -\sigma_{xy} & \sigma & 0 \\ 0 & 0 & \sigma \end{bmatrix} \quad (9)$$

異方性媒質中の FDTD 法に関して、いくつかの方法¹⁷⁻¹⁹⁾が提案されている。等方性媒質に対する FDTD 法に比べ、定式化はやや複雑となっている。なお、FDTD 法の基本的な考え方は本号解説²⁰⁾を参照されたい。

通常の散乱問題において、FDTD セルの一辺の長さを波長の十分の一程度にすれば十分な計算精度が得られる。しかし、MO ディスクは波長に比べて微細な構造をもつため、セルの大きさを細かくとる必要がある。したがって、垂直方向に誘電体保護層や MO 層を数セル程度に分割する。案内溝の斜面や、記録マークの形状などをより正確に表すため、水平方向に波長の $1/10 \sim 1/20$ 程度で分割する。計算範囲に関して、水平方向の計算領域は入射ビーム幅の数倍をとる。また、垂直方向には基板が無限に広がっていると考え、適当な位置で吸収境界によって終端する。

2.2 ビームの入射

式(4)のガウスビームを FDTD 計算領域に印加するにはホイゲンス・フレネルの原理を用いる。図8に等価電磁流を示す。Yee セル²¹⁾上の電磁界成分の位置がそれぞれ半セル分ずれているため、等価電流を $z = (k_s + 1/2)\Delta z$ の面、等価電流を $z = k_s\Delta z$ の面に配置する。なお、 k_s は等価電磁流の位置を与える整数である。等価電磁流は解析領域の上部吸収境界のすぐ下に配置する。入射波を角周波数 ω の正弦波とすると、等価電磁流は次式のように与えられる。

$$\mathbf{J}^e(x, y, k_s) = \text{Re} \left\{ \tilde{\mathbf{H}}^{\text{inc}}(x, y, k_s \Delta z) \times \hat{\mathbf{z}} \exp \left(j\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) \Delta t \right) \right\} \quad (10)$$

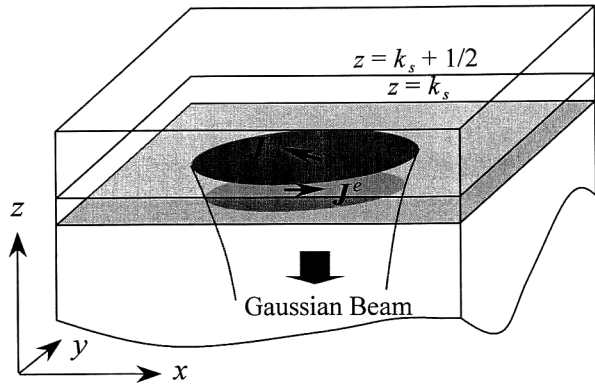


図8 等価電磁流.

$$\mathbf{J}^m(x, y, k_s + \frac{1}{2}) = \text{Re} \left\{ \hat{z} \times \tilde{\mathbf{E}}^{\text{inc}}(x, y, (k_s + \frac{1}{2})\Delta z) \exp(j\omega n \Delta t) \right\} \quad (11)$$

2.3 数値解析例

まず、MO ディスクに設けられる案内溝構造による光ビームの散乱を解析した結果を示す¹⁷⁾。案内溝は幅 2λ 、深さ 0.125λ の方形溝である。光ビームの波長は $\lambda = 680 \text{ nm}$ 、スポットサイズは $2W_0 = 2\lambda$ である。また、MO の誘電率を $\epsilon = 2.0\epsilon_0$ 、 $\epsilon_{xy} = 0.1\epsilon_0$ とし、導電率を $\sigma = \sigma_{xy} = 0$ とする。FDTD の計算において、セルサイズを $\Delta x = \Delta y = \lambda/15$ 、 $\Delta z = \lambda/32$ とし、計算範囲を x と y 方向に 151 セル、 z 方向に 121 セルとした。計算範囲は PML²²⁾ 吸収境界より終端されている。図 9(a) に x - z 面と y - z 面内の入射光と同じ偏光をもつ主偏光成分の散乱パターン、図 9(b) には、入射光に垂直に偏光する交差偏光成分の散乱パターンを示す。同図面に境界要素法の結果²³⁾ がプロットされている。FDTD の結果と BEM の結果がよく一致していることはわかる。

図 10 に、深さ方向に半無限の MO 表面に設けられた円形記録マークから反射された交差偏光成分の強度と記録マークの半径との関係を示す。MO の材質と光ビームのパラメータは前の計算例と同じである。記録マークの半径が十分に大きいとき、反射光はほとんど記録マークによるものと考えられるので、交差偏光成分の強度はほぼ一定となっている。記録マークの半径が小さくなるにつれて、記録マークと周辺領域の両方が反射光に寄与する。記録マークと周辺領域の磁化方向が逆となっているので、この 2 つの領域から反射する交差偏光成分が互いに打ち消し合う。したがって、その相殺する効果が最大になる半径において反射強度が最小になることが示されている。

光ディスクの案内溝および記録マークモデルからの光信

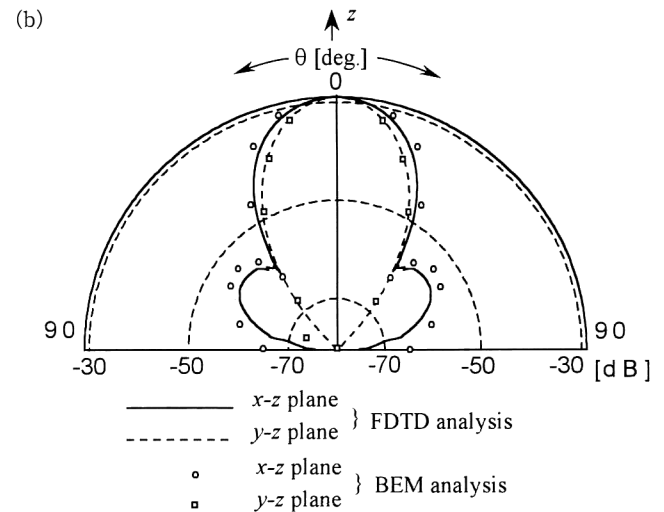
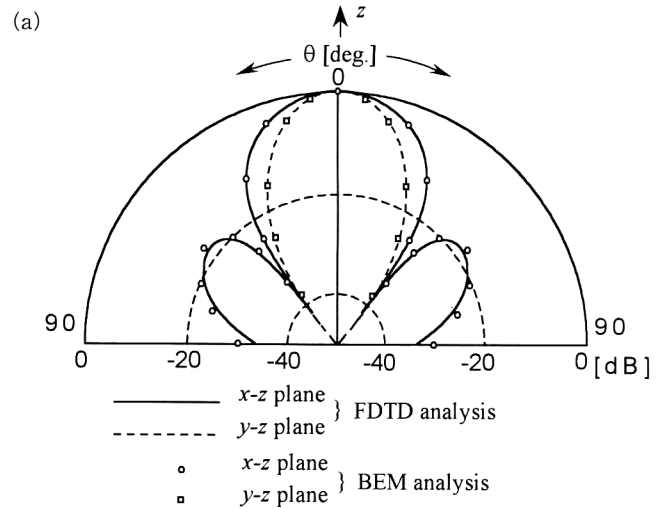


図9 散乱パターン。(a) 主偏光成分、(b) 交差偏光成分。

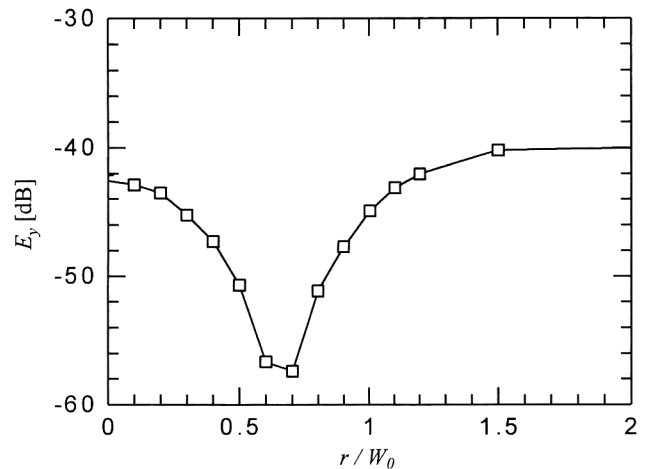


図10 円形記録マークから反射された交差偏光成分。

号検出特性の境界要素法および FDTD 法によるシミュレーションについて述べた。境界要素法と FDTD 法の比較については、同一モデル、同一計算機資源、および同一精度

に対するデータが現在のところ十分に得られていないので、詳しい議論はできない。しかし、境界面形状のモデリングは境界要素法のほうがFDTD法より正確に行うことができる。FDTD法においては境界部分を立体要素(セル)で分割せざるを得ないので、斜面や曲面部分の分割に注意を要する。また、境界面の数が少ない場合には、境界要素法のほうがFDTD法に比べ計算時間は数分の一ですむ。しかし、境界面の数が増える、いわゆる多層構造になれば、境界要素法ではメモリーおよび計算時間が境界面の数の2乗で増加する。一方、FDTD法では、層数には関係なく対象とする解析領域をどれだけ多くのセルによって分割するか、計算時間およびメモリーが依存する。多層構造の光磁気ディスクや相変化ディスクのように、記録マーク部分の媒質定数が局所的に異なる異方性媒質および不均質媒質モデルに対する境界要素法による解析例がほとんどない現状である。したがって正確には言及できないが、このようなモデルに対してはマクスウェルの式を直接差分化するFDTD法のほうが定式化は容易でプログラミングも簡単になると思われる。

文 献

- 1) H. H. Hopkins: "Diffraction theory of laser read out systems for optical video discs," *J. Opt. Soc. Am.*, **69** (1979) 4-24.
- 2) 村上照夫: "回折光解析による光ディスク上の案内溝形状の検討", 電子情報通信学会論文誌(C), **J67-C** (1984) 219-226.
- 3) P. Sheng: "Theoretical consideration of optical diffraction from RCA Video Disc," *RCA Rev.*, **39** (1978) 512-555.
- 4) 吉富邦明: "導電性基板上に刻んだ方形の溝によるビーム波散乱", 電子情報通信学会論文誌(B), **J68-B** (1985) 722-728.
- 5) 宮崎 滋, 船引祐司, 小嶋敏孝: "方形ピットからの光ビーム散乱における和及び差信号出力特性の解析", 電子情報通信学会論文誌(C), **J70-C** (1987) 1557-1560.
- 6) K. Kobayashi: "Vector diffraction modeling: Polarization dependence of optical readout/servo signals (Part 1)," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32** (1993) 3175-3184.
- 7) 田中孝明, 宮崎保光: "境界要素法を用いた光ディスク上のピットによるビーム波の散乱特性の解析", 電子情報通信学会論文誌(C), **J69-C** (1986) 740-745.
- 8) 船引祐司, 小嶋敏孝: "任意形状およびボスからの光ビーム散乱と和及び差信号特性の解析", 電子情報通信学会論文誌(C), **J71-C** (1988) 944-952.
- 9) 真鍋克也, 宮崎保光, 田中孝明: "境界要素法を用いた一般形状の光ディスクピットによるビーム波の近傍散乱界および誘起電界の解析", 電子情報通信学会論文誌(C), **J72-C** (1989) 86-92.
- 10) 小嶋敏孝, 井戸 純: "追記型光ディスクモデルによる光ビーム散乱と和及び差信号特性の境界要素法解析", 電子情報通信学会論文誌(C), **J73-C-I** (1990) 531-558.
- 11) H. Ito and T. Kojima: "Analysis of higher information density pregroove model by boundary-element method," *Electron. Lett.*, **27** (1991) 1511-1512.
- 12) 熊谷信昭, 森田長吉: 電磁波と境界要素法(森北出版, 1987) pp. 54-60.
- 13) 小嶋敏孝, 森川征勇, 吉田幸一: "3次元光ディスクピットモデルからの光ビーム散乱と検出信号特性の境界要素法解析", 電子情報通信学会論文誌(C), **J77-C-II** (1994) 453-461.
- 14) T. Kojima, Y. Morikawa and K. Yoshida: "Three-dimensional analysis of light-beam scattering from pit models of optical discs by the boundary-element method," *Abstracts of Progress in Electromagnetic Research Symposium* (1994) p. 213.
- 15) T. Kojima and K. Wakabayashi: "Three-dimensional analysis of light-beam scattering from pit and emboss marks of optical disk models," *IEEE AP-S International Symposium 1997 Digest, 2* (1997) pp. 882-885.
- 16) 小嶋敏孝, 何 一偉: "光ディスクピット・エンボスマークモデルによる光ビーム散乱と検出信号特性の3次元境界要素法解析", *Optics Japan '97* (1997) pp. 129-130.
- 17) Y. He and T. Kojima: "Three-dimensional analysis of light-beam scattering from magneto-optical structure by FDTD method," *IEEE AP-S International Symposium 1997 Digest, 4* (1997) pp. 2148-2151.
- 18) 何 一偉, 小嶋敏孝: "3次元FDTD法による光磁気ディスクからの光ビーム散乱の解析", *Optics Japan '97* (1997) pp. 127-128.
- 19) J. Schneider and S. Hudson: "The finite-difference time-domain method applied to anisotropic material," *IEEE Trans. Antennas Propog.*, **41** (1993) 994-999.
- 20) 市川裕之: "時間領域差分法—光学分野への応用を期待して—", *光学*, **27** (1998) 647-654.
- 21) K. Yee: "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas Propog.*, **14** (1966) 302-307.
- 22) Y. He, T. Uno and S. Adachi: "PML absorbing boundary condition for dielectric anisotropic media," *Proc. 1998 URSI International Symposium on Electromagnetic Theory, II* (1998) pp. 713-715.
- 23) 小川雅嗣, 中田正文, 岡田満哉, 伊藤雅樹: "磁性体からの光散乱の3次元境界要素法解析", 電子情報通信学会論文誌(C), **J79-C-II** (1996) 15-23.

(1998年7月14日受理)