

## 研究

## 光ディスクの回折計算法

大木 裕史

(株)ニコン光学部 〒140 東京都品川区西大井 1-6-3

(1988年3月26日受理)

## Diffraction Calculation Method for Optical Disk Systems

Hiroshi Ooki

Optical Designing Department, Nikon Corp.,  
1-6-3, Nishi-Ohi, Shinagawa-ku, Tokyo 140

A simple method for calculating the diffraction from optical disk surfaces by vector theory is described. Perfect conductivity of the disk surface is assumed, and the boundary conditions are considered by point-matching method. The excellent convergence of the computational result is demonstrated, and the good agreement between the simulation and the experiments is confirmed.

## 1. はじめに

光ディスクの案内溝による回折は、サーボ光学系を考えるうえで重要な問題である。とくに、光磁気ディスクのように直線偏光を用いた系では、回折の偏光特性が考慮されなければならない。光ディスクにおけるベクトル回折については Sheng<sup>1)</sup> および Dil ら<sup>2)</sup> の報告があるが、前者はあくまで二次元問題の解を示したものであり、後者は位相ピットを三次元的に捉えてはいるが、実際の光スポットによる応答については言及していない。最新の報告である Zhou ら<sup>3)</sup> の論文は Sheng<sup>1)</sup> の手法を三次元的に拡張しているが、フーリエ光学で与えられるディスク上の光振幅分布と電界分布の関係について記述がなく、計算も煩雑である。本報告でわれわれは、光スポットのディスク表面での回折をポイントマッチング法で求め、その信頼性を確認するとともにいくつかの計算例を示した。この方法は、ディスク上の三次元領域を複数の二次元領域に分割し、各二次元領域でポイントマッチングを用いるもので、計算は簡単でありかつ迅速に結果が得られる。

## 2. 案内溝の回折計算法

われわれはすでに、NA=0.6 のガウスビーム入射系

において、焦点面での電場が入射ビームの電場と同一方向のベクトル成分のみで近似的に表現できることを示した<sup>4)</sup>。これによって光ディスク上に形成された光スポットは、入射光と同じ偏光方向をもつ垂直入射平面波と仮定できる。いま、ディスク上に刻まれた案内溝の形状を Fig. 1 のようにとる。

Z=0 がレンズの焦点面であるとき入射波  $F_i$  は上述の仮定から

$$F_i = u(x, y) \exp(ikz) \quad (1)$$

と書ける。ただし  $k=2\pi/\lambda$  は波数、 $\lambda$  は光の波長である。 $F_i$  は入射波の偏光方向が溝に平行な場合(これを E 偏光と呼ぶ)は電場ベクトル ( $\mathbf{E}$  ベクトル) の  $y$  成分  $E_y$  であり、垂直な場合 (H 偏光と呼ぶ) は磁場ベクトル ( $\mathbf{H}$  ベクトル) の  $y$  成分  $H_y$  である。ここで  $u(x, y)$  は  $E_y$  または  $H_y$  の振幅分布であるが、すでに報告したように NA $\leq$ 0.6 ではスカラー理論に従って

$$u(x, y) = \iint_{\xi^2 + \eta^2 \leq \text{NA}^2} \exp\left[-\frac{G}{\text{NA}^2}(\xi^2 + \eta^2)\right] \times \exp[-ik(\xi x + \eta y)] d\xi d\eta \quad (2)$$

としてもよい近似が成り立つ<sup>4)</sup>。ここで  $(\xi, \eta)$  は瞳座標、また  $G$  はガウスビームのけられ係数と呼ばれており次式で定義される。

$$G = \text{入射瞳径} / \text{入射ガウスビーム径} \quad (3)$$

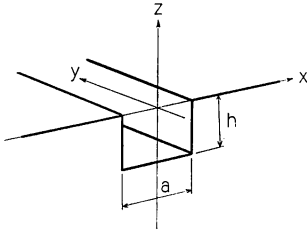


Fig. 1 Simulation model of guide groove. The coordinate system and the definitions of the quantities  $a$  and  $h$ .

ただし入射ガウスビーム径とは、強度が中心の  $e^{-2}$  となる点がつくる円の直径である。

次に溝中の固有関数を考えよう。ディスク表面が完全導体であるとする。E 偏光の場合の固有関数  $f_j^E(x, z)$  はマクスウェル方程式から簡単に導くことができ<sup>1)</sup>,

$$f_j^E(x, z) = \sin[(j\pi/a)(x + a/2)] \times \sin[k\sqrt{1 - (j\lambda/2a)^2}(z + h)] \quad (4)$$

ただし  $t$  を複素数として

$$\text{csin } t = \{\exp(it) - \exp(-it)\} / 2i \quad (5)$$

である。

境界条件は  $z=0$  における  $E_y$  と  $H_x$  の連続条件となり、後者は  $\partial E_y / \partial z$  の連続を考えればよいから反射波の電場を

$$F_r^E = v^E(x, y) \exp(-ikz) \quad (6)$$

とすれば

$$u(x, y) + v^E(x, y) = \sum_j a_j f_j^E(x, 0) \quad \left(-\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}\right) \quad (7)$$

$$u(x, y) - v^E(x, y) = -\frac{i}{k} \left[ \frac{\partial}{\partial z} \sum_j a_j f_j^E(x, z) \right]_{z=0} \quad \left(-\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}\right) \quad (8)$$

$$u(x, y) + v^E(x, y) = 0 \quad (\text{otherwise}) \quad (9)$$

が成り立つ。ここに(9)式はディスク表面が完全導体であることによる。われわれの求めたいのは  $v^E(x, y)$  であるから(7)~(9)式より

$$2v^E(x, y) = \sum_j a_j \left\{ f_j^E(x, 0) + \frac{i}{k} \left[ \frac{\partial}{\partial z} f_j^E(x, z) \right]_{z=0} \right\} \quad \left(-\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}\right) \quad (10)$$

$$v^E(x, y) = -u(x, y) \quad (\text{otherwise}) \quad (11)$$

次にH偏光の場合、溝中の固有関数  $f_j^H(x, z)$  は

$$f_j^H(x, y) = \cos[(j\pi/a)(x + a/2)] \times \text{ccos}[k\sqrt{1 - (j\lambda/2a)^2}(z + h)] \quad (12)$$

ただし  $t$  を複素数として

$$\text{ccos } t = \{\exp(it) + \exp(-it)\} \quad (13)$$

である。したがってE偏光の場合と同様に  $H_y, E_x$  の連続条件を求めるとディスク上での反射場  $v^H(x, y)$  は

$$u(x, y) - v^H(x, y) = \frac{i}{k} \left[ \frac{\partial}{\partial z} \sum_j b_j f_j^H(x, z) \right]_{z=0} \quad \left(-\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}\right) \quad (14)$$

$$u(x, y) + v^H(x, y) = \sum_j b_j f_j^H(x, 0) \quad \left(-\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}\right) \quad (15)$$

$$u(x, y) - v^H(x, y) = 0 \quad (\text{otherwise}) \quad (16)$$

ゆえに

$$2v^H(x, y) = \sum_j b_j \left\{ f_j^H(x, 0) - \frac{i}{k} \left[ \frac{\partial}{\partial z} f_j^H(x, z) \right]_{z=0} \right\} \quad \left(-\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}\right) \quad (17)$$

$$v^H(x, y) = u(x, y) \quad (\text{otherwise}) \quad (18)$$

よって、一定領域内で  $u(x, y)$  を求め、 $y$  を固定したひとつの  $x-z$  断面で上記の境界値問題をポイントマッチング法で解けば<sup>5)</sup>、解  $v(x, y)$  がある一つの  $y$  の値に対して得られ、これを順次  $y$  方向に計算してゆけば  $v(x, y)$  の全体が求まる。すなわち  $y$  を固定したある  $x-z$  断面を考えることで問題は二次元に帰着し、したがって二次元の固有関数((4)式または(12)式)を用いることができるわけである。ただしこのためにはディスク面上での電場(または磁場)が  $y$  成分のみで表わされなければならない。

さて、ポイントマッチングは明らかに区間  $-a/2 \leq x \leq a/2$  に限って行なえばよく、 $l$  番目のサンプル点座標を  $x_l$  とすれば、求める連立方程式はサンプル数を  $N$  とし、E偏光の場合

$$2u(x_l, y) = \sum_{j=1}^N a_j \left\{ f_j^E(x_l, 0) - \frac{i}{k} \left[ \frac{\partial}{\partial z} f_j^E(x_l, z) \right]_{z=0} \right\} \quad l=1, \dots, N \quad (19)$$

H偏光の場合

$$2u(x_l, y) = \sum_{j=0}^{N-1} b_j \left\{ f_j^H(x_l, 0) + \frac{i}{k} \left[ \frac{\partial}{\partial z} f_j^H(x_l, z) \right]_{z=0} \right\} \quad l=1, \dots, N \quad (20)$$

となる。これらを解いて未知数  $a_i, b_j$  を求めれば、 $v(x, y)$  は (10) 式または (17) 式から得られる。区間  $-a/2 \leq x \leq a/2$  以外では、 $v(x, y)$  は単に (11) 式または (18) 式から求めればよい。

最終的に得られる回折パターン (ディスクからの反射光のファーフィールドパターン) は  $v(x, y)$  をフーリエ変換して

$$g^E(\xi, \eta) = \iint v^E(x, y) \exp[ik(\xi x + \eta y)] dx dy \quad (21)$$

$$g^H(\xi, \eta) = \iint v^H(x, y) \exp[ik(\xi x + \eta y)] dx dy \quad (22)$$

である。 $g(\xi, \eta)$  が瞳面上での回折パターンの振幅分布を表わす。ここで  $v(x, y)$  から  $g(\xi, \eta)$  への変換が単なるフーリエ変換でよいのは、 $u(x, y)$  がスカラー理論通りに計算してもかまわないことと同一の根拠による。すなわち、案内溝の回折で重要なのは  $u(x, y)$  から  $v(x, y)$  への移行であり、 $v(x, y)$  から  $g(\xi, \eta)$  への移行ではない。

戻り光の全強度  $I_t$  はもちろん

$$I_t = \iint_{\xi^2 + \eta^2 \leq NA^2} |g(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta \quad (23)$$

であり、プッシュプル信号と呼ばれる瞳上での左右 (溝と直交する方向) の強度差  $I_d$  は

$$I_d = \iint_{\xi^2 + \eta^2 \leq NA^2, \xi > 0} |g(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta - \iint_{\xi^2 + \eta^2 \leq NA^2, \xi < 0} |g(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta \quad (24)$$

で与えられる。光スポットが溝を横断するように動くときは  $u(x, y)$  を順次  $x$  方向へずらしてゆけばよい。このとき  $I_t, I_d$  は  $x$  方向へのスポット移動量  $s$  の関数となる。

### 3. 計算結果

前節で紹介した方法には、数値計算上の制約が2点含まれる。第一に  $u(x, y)$  の値が離散的な  $(x, y)$  に対してしか得られないこと、第二に  $u(x, y)$  の値は有限な面積内でしか計算されないことである。第一の制約は標本化誤差、第二の制約はトランケーション誤差につながるものである。そこで、これらの制約が計算に及ぼす影響を見積るために、同一の光学系における回折を、異なる数値計算条件のもとでシミュレーションしてみた。

Fig. 2 は、Fig. 1 において  $a=0.4 \mu\text{m}$ ,  $h=\lambda/8$ , E 偏光,  $NA=0.6$ , けられ係数  $G=0.9$ , 波長  $\lambda=0.83 \mu\text{m}$

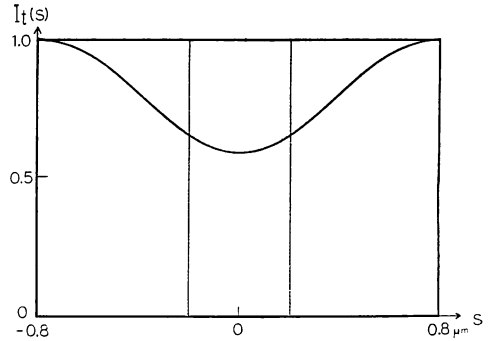
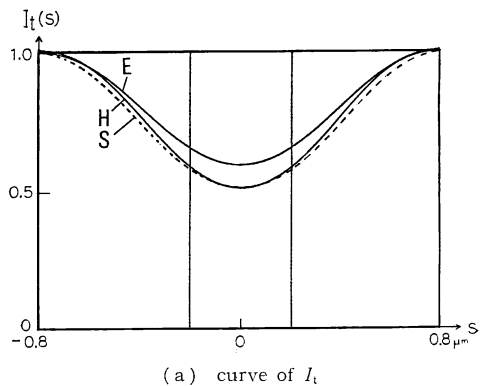
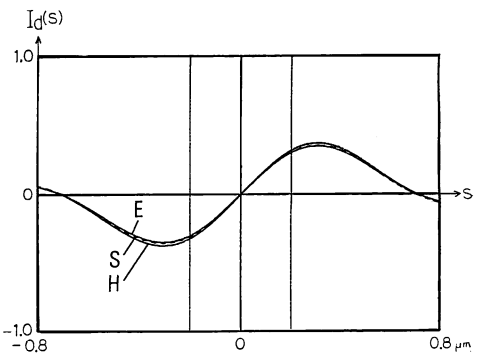


Fig. 2 Calculated  $I_t$  for the three different conditions.

としたときの  $I_t(s)$  のグラフである。横軸はスポット変位量  $s$ , 縦軸が入射光強度で規格化した  $I_t$  である。グラフ中央の2本の縦線は溝の領域を示す。横軸のフルスケールは  $\pm 0.8 \mu\text{m}$  であり、実際の光ディスクにおける案内溝の1ピッチ分に対応する。Fig. 2 は一見すると1本の曲線のように見えるが、実は下記の三つの計算条件から得られた結果を重ね合わせたものである。すなわち、 $L$  を計算領域 (正方形) の一辺の長さ、 $N$  を総サン



(a) curve of  $I_t$



(b) curve of  $I_d$

Fig. 3 Calculated  $I_t$  and  $I_d$  for  $a=0.4 \mu\text{m}$ , and  $h=\lambda/8$ .

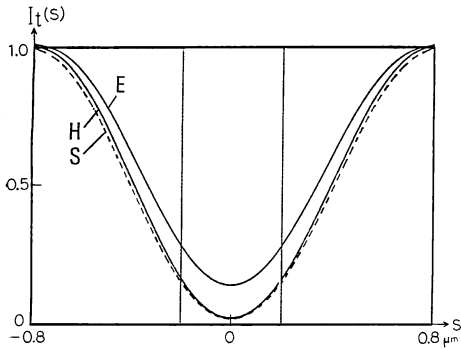
プル点数とすると

- イ)  $L=3.2\ \mu\text{m}$ ,  $N=1681$
- ロ)  $L=3.2\ \mu\text{m}$ ,  $N=5329$
- ハ)  $L=4.8\ \mu\text{m}$ ,  $N=3721$

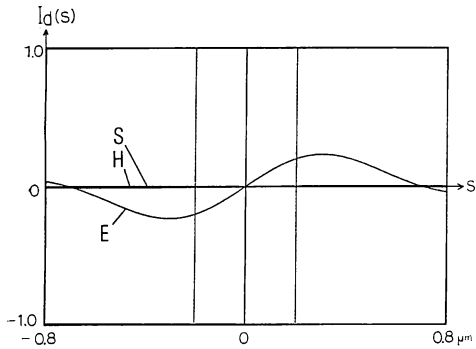
Fig. 2 より, 上記の条件では標準化誤差, トランケーション誤差がまったく無視でき, ほぼ完全に一致した結果が得られることがわかった.

次に, 溝深さが  $\lambda/8$  および  $\lambda/4$  のときの  $I_t(s)$ ,  $I_d(s)$  を Fig. 3, Fig. 4 に示す.

Fig. 3 は溝および光学系の条件は Fig. 2 と同一であり, 計算条件は上記イ) に示したとおりである. 三つのカーブ E, H, S はそれぞれ E 偏光, H 偏光, スカラ



(a) curve of  $I_t$



(b) curve of  $I_d$

Fig. 4 Calculated  $I_t$  and  $I_d$  for  $a=0.4\ \mu\text{m}$ , and  $h=\lambda/4$ .

Table 1 Comparison of the normalized signal amplitudes  $A$  obtained by simulations and experiments.

	E-pol		H-pol	
	Calc.	Exp.	Calc.	Exp.
Disk A	0.62	0.65	0.81	0.80
Disk B	0.51	0.48	0.67	0.64

一理論による結果を示す. 溝深さ  $\lambda/8$  では  $I_t(s)$  の振幅は E 偏光のほうが小さいが,  $I_d(s)$  の振幅は E, H 偏光ともにほとんど同じであることがわかる.

Fig. 4 は Fig. 3 と同じ条件で, 溝深さだけ  $h=\lambda/4$  にとったものである. スカラー理論によればこの溝深さに対して  $I_t(s)$  の振幅は最大となり, 一方  $I_d(s)$  の振幅はゼロになる. Fig. 4 (b) をみると, H 偏光では  $I_d(s)=0$  となっているが, E 偏光では  $I_d(s)$  もかなりの振幅をもっていることがわかる.

次に, 実験値との合致を示そう. 実験は 2 枚のディスクで行ない, 溝幅と溝深さは Fig. 5 に示した図において,

ディスク A :

$$a=1.14\ \mu\text{m}, W=0.46\ \mu\text{m}, h=0.102\ \mu\text{m}$$

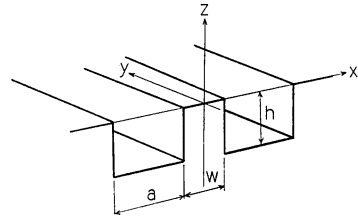


Fig. 5 Twin-groove model for simulation.

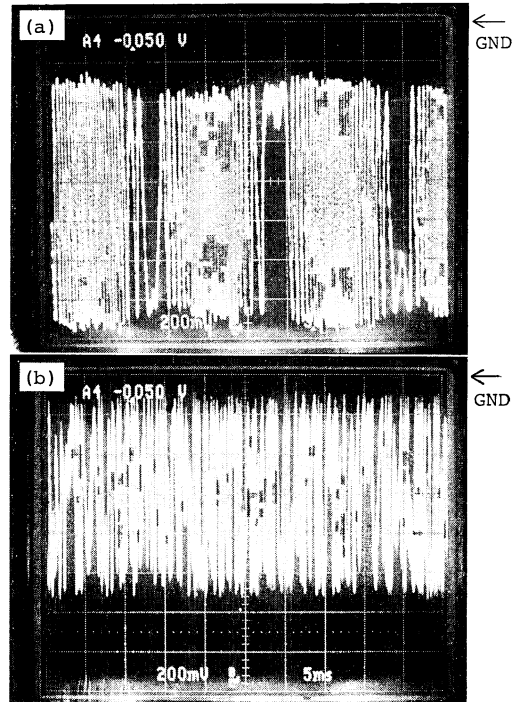


Fig. 6 Experimental result of  $I_t$  for Disk A with E-polarization (a) and H-polarization (b).

ディスク B :

$$a=0.4 \mu\text{m}, W=1.2 \mu\text{m}, h=0.12 \mu\text{m}$$

である。ただし溝深さは実寸であり、保護ガラスの屈折率は掛けていない。計算は Fig. 5 に従って 2 本溝を仮定し、それぞれの溝についてポイントマッチング法により反射場を求めた。

ただし光学系の条件は Fig. 2~4 と同じである。結果は Table 1 に規格化振幅  $A$  の数値で示す。ここに規格化振幅  $A$  は

$$A = \frac{I_{t \max} - I_{t \min}}{I_{t \max} + I_{t \min}} \quad (25)$$

で与えられ、 $I_{t \max}$ ,  $I_{t \min}$  はそれぞれ  $I_t(s)$  の最大値、最小値である。

Table 1 の結果から、われわれの計算方法がきわめて良い精度で実験値と一致することがわかった。なお、ディスク A の溝横断信号 ( $I_t(s)$  に相当) の実験結果を Fig. 6 に示す。Fig. 6 (a) は E 偏光, (b) は H 偏光の場合であり、信号振幅の大きさがわかる。

#### 4. ま と め

案内溝による光スポットの回折がポイントマッチング法により簡単に求められ、実験結果とのよい一致を得た。この計算が可能なのは、ディスク上の光スポットが形成する電場 (または磁場) が光軸に直交する単一のベクトル成分で近似的に表現しうるからである。これについてわれわれはすでに報告している<sup>4)</sup>が、今回の回折計算が実験とよく一致したことで、逆にこの単一ベクトル

成分による場の記述の正当性が証明されたともいえる。この事実は光磁気ディスクにおける光磁気ピットの回折問題でも重要である。われわれはこれについても報告<sup>6)</sup>しており、光磁気ピットの表現としては垂直入射光に対するカー効果のジョーンズ行列を考えている。現実のレンズ系は有限の NA をもつため垂直入射の仮定は無理があるように感じられるかもしれないが、前述のように焦点面の電場が近似的に光軸と直交する単一のベクトル成分で記述できる限りこの仮定は正当性をもつ。

本報告で紹介した計算法はきわめて簡潔なもので、偏光を考慮して溝の回折を見積る際に有力な手段となるであろう。

#### 文 献

- 1) P. Sheng: "Theoretical consideration of optical diffraction from RCA video disc signals," RCA Rev., **39** (1978) 512.
- 2) J.G. Dil and B.A.J. Jacobs: "Apparent size of reflecting polygonal obstacles of the order of one wavelength," J. Opt. Soc. Am., **69** (1979) 950.
- 3) Z. Zhou and Y. Ruan: "Optimization of information pit shape and read-out system in read-only and write-once optical storage systems," Appl. Opt., **27** (1988) 728.
- 4) H. Ooki: "Exact point spread function of an aplanatic optical system," Optik (to be published).
- 5) 大木裕史: "プロキシミティ像の計算法", 光学, **16** (1987) 62.
- 6) H. Ooki: "A simple diffraction calculation of magneto-optical disk systems," J. Mod. Opt. (to be published.).