



# 一般化したゾーンプレートを用いたホログラフィック レーザースキャナ\*

小野 雄 三

日本電気(株)光エレクトロニクス研究所 〒213 川崎市宮前区宮崎 4-1-1

(1984年7月2日受理)

## Holographic Laser Scanners Using Generalized Zone Plates

Yuzo ONO

Opto-Electronics Research Laboratories, NEC Corporation,  
4-1-1, Miyazaki, Miyamae-ku, Kawasaki 213

### 1. はじめに

ホログラフィックレーザースキャナは、ホログラフィックに製作した回折格子を、照射レーザービームに対して移動させることで回折角を変化させて光走査をするデバイスである。このうち、ゾーンプレート型の干渉縞分布をもつホログラムは、走査機能とともに、レーザービームを走査面上に収束する機能があり、走査光学系が簡単になるという特徴を有している。これに加え、ホログラムが複製により容易に製作できることから、スーパーマーケットにおけるPOS (point-of-sale, 販売時点管理) システムのバーコード読取り装置やレーザービームプリンタの走査光学系へ応用されはじめて<sup>1-7)</sup>。

本稿では、ホログラフィックレンズの基本であるゾーンプレートを用いたホログラフィックスキャナについて著者の行なった研究を中心に紹介させていただく<sup>2,8)</sup>。その他のホログラフィックスキャナについては、すでに本誌に解説が見られるのでそちらも参照されたい<sup>9)</sup>。

ホログラフィックレンズの基本的なものは、発散球面波と参照平面波の干渉で製作したインターフェロメトリックゾーンプレート (IZP) であり、IZP を平行光で照射する限り走査ビームに収差は生じない。しかし実際の応用では、限られたホログラムサイズで必要な走査幅を得るために、走査面をホログラムの焦点面より遠方に設

定し、走査光が走査面上に収束するように発散波でホログラムを照射する。この場合には、照射波の波面の曲率半径が記録時の波面の曲率半径と異なるために、共役再生の関係は保たれず、走査ビームに収差を生じる。最も問題になるのは非点収差であり、特定の場合についての補正法の提案はなされている<sup>1,10)</sup>。

本稿では、ホログラフィックゾーンプレートをレーザースキャナに用いる場合の一般化した収差補正方法を概説する。まず、複数の球面波の位相を合成したホログラフィックゾーンプレートを導出し、その収差補正特性、走査特性と製作方法について述べ、最後に POS スキャナへの応用について述べる。

### 2. ホログラフィックゾーンプレートの収差特性

#### 2.1 IZP とジオメトリックゾーンプレート (GZP)

最初に IZP の収差特性を解析する。IZP は図1の光学配置で作られる。このとき、ホログラム面上の位相差分布は次式で表わされる。

$$\phi_1(r) = (2\pi/\lambda)(\sqrt{r^2 + F^2} - F) \quad (1)$$

ここに  $F$  は焦点距離、 $\lambda$  は光の波長、 $r$  はホログラム上の座標である。

図2に、スキャナとして使用する場合の光学配置を示す。点Sから発散する球面波をホログラムに垂直に照射すると、球面波は干渉縞の周期方向である  $r$  方向に回折される。非点収差は、この方向の収束距離の変動で発生

\* 本稿は光学論文賞受賞記念講演 (1984年3月29日, 明治大学工学部) を骨子として、まとめたものである。

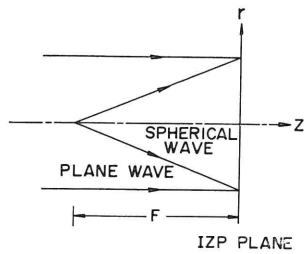


図 1 IZP ホログラムの記録光学配置

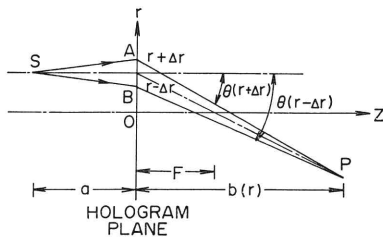


図 2 スキャナとしての再生光学配置

するので、1次元の光線追跡で収差特性を解析すればよい。収束点Pは点Aと点Bで回折した光線の交点として求められる。ホログラムと点Pとの距離を収束距離  $b(r)$  とすると、応用上重要なパラメータである走査倍率  $M$  は、

$$M = b(0)/F \quad (2)$$

と定義される。また、IZP は通常の凸レンズと等価であるから、軸上の結像関係は、

$$1/a + 1/b(0) = 1/F \quad (3)$$

である。IZP の格子ベクトルの  $r$  成分  $K_I(r)$  は、(1) 式を微分して、

$$K_I(r) = (2\pi/\lambda)(r/\sqrt{r^2 + F^2}) \quad (4)$$

となる。点AおよびBでの回折角  $\theta(r \pm \Delta r)$  は、

$$\theta(r \pm \Delta r) = \sin^{-1} [\sin \{\tan^{-1} (\pm \Delta r/a)\} - (\lambda/2\pi)K_I(r \pm \Delta r)] \quad (5)$$

与えられ、収束距離  $b(r)$  は次式で求められる。

$$b(r) = 2 \cdot \Delta r / \{\tan \theta(r + \Delta r) - \tan \theta(r - \Delta r)\} \quad (6)$$

走査倍率  $M = 1 \sim 8$  の場合について(4)~(6)式から収束距離の変化をビーム中心光線の回折角に対して計算した結果を図3に実線で示す。IZP 上のビーム半径  $\Delta r$  を決めるために、走査面上のビーム半径を  $100 \mu\text{m}$  とした。ここに収束距離の変化  $\Delta b(r) = b(r) - b(0)$  は、焦点距離  $F$  で規格化した。走査倍率が大きくなると、収束点は回折角の増加とともに急激に遠くなる。このことは、IZP の実効的なフォーカルパワーが  $r$  方向に減少していることを意味する。中心から第  $n$  番目の干渉縞半径は  $\phi_I(r) = 2\pi n$  から次式となる。

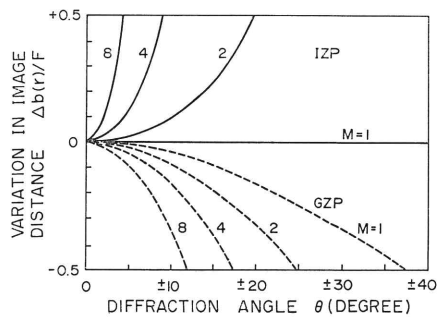


図 3 IZP (実線) および GZP (破線) の収束距離の変化

$$r_I(n) = \sqrt{2n\lambda F + (n\lambda)^2} \quad (7)$$

フォーカルパワーの変化を補正するためには、焦点距離  $F$  を変えることなく、干渉縞密度を(7)式よりも大にすることが必要である。一つの考え方としては(7)式の根号内第2項を小さくすることである。その極限の場合、 $r(n)$  は

$$r_G(n) = \sqrt{2n\lambda F} \quad (8)$$

となる。(8)式で表わされるゾーンプレートは、ジオメトリックゾーンプレート (GZP) と呼ばれている<sup>11)</sup>。GZP 上の位相差分布は、

$$\phi_G(r) = \pi r^2 / (\lambda F) \quad (9)$$

与えられ、格子ベクトルは

$$K_G(r) = 2\pi r / (\lambda F) \quad (10)$$

となる。GZP に対して収束距離の変化を計算した結果を図3に破線で示す。IZP とは反対に、収束距離は回折角の増加とともに減少する。

以上の結果から、走査ビームの収差を補正するためには、(7)式の根号内の第2項はゼロより大きく  $(n\lambda)^2$  より小さくしなければならないと結論することができる。

### 2.2 一般化したホログラフィックゾーンプレート

ホログラフィックゾーンプレートは、回折素子であるという点を除けば、通常のレンズと等価であり、IZP は平凸レンズに対応する。したがって、レンズ設計で複数の球面レンズを組み合わせて収差を補正するのと同様に、ホログラフィックゾーンプレートの場合も、複数の球面波の位相を用いて収差補正ができると考えられる。この考察から、一般化したホログラフィックゾーンプレートの位相分布 (位相伝達関数) は次の形であることが導かれる<sup>2)</sup>。

$$\phi_N(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \sum_{k=1}^N (\sqrt{r^2 + f_k^2} - f_k) \quad (11)$$

$f_k$  はおのおのの球面波の焦点距離 (球面波の収束点とホログラム面との距離) で、合成焦点距離は次式で与え

られる。

$$\frac{1}{F} = \sum_{k=1}^N \frac{1}{f_k} \quad (12)$$

$f_k = NF$  のとき, (11)式のゾーンプレートの中心から  $n$  番目の干渉縞半径は, 次式となる。

$$r_N(n) = \sqrt{2n\lambda F + (n\lambda/N)^2} \quad (13)$$

IZP と GZP はおのおの(13)式で  $N=1$  と  $N=\infty$  の場合に対応している。したがって, 半径  $r_N(n)$  は上で述べた条件, すなわち, 根号内第2項がゼロより大きく  $(n\lambda)^2$  より小さいという条件を満たしている。(13)式は, IZP に似た干渉縞分布が, IZP の  $1/N^2$  の焦点距離のホログラムで得られることを意味している。このことは, 収差補正に非常に有益な指針となる。すなわち, 図3に示されるように IZP では無収差の走査倍率は  $M=1$  であるから, 一般化したホログラフィックゾーンプレートでは収差補正された走査倍率として  $M=N^2$  が期待される。

上で導いた一般化したホログラフィックゾーンプレートのスキャナとしての収差特性を次に解析する。格子ベクトルの  $r$  成分  $K_N(r)$  は(11)式を微分して次式となる。

$$K_N(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \sum_{k=1}^N \frac{r}{\sqrt{r^2 + f_k^2}} \quad (14)$$

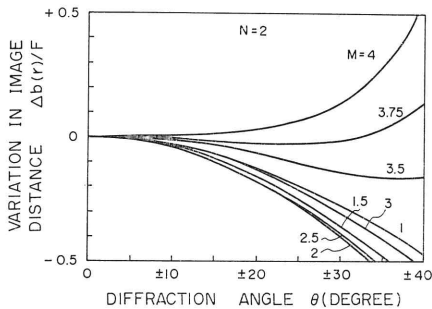


図4  $N=2$  のホログラム ( $f_1=f_2=2F$ ) の収束距離の変化

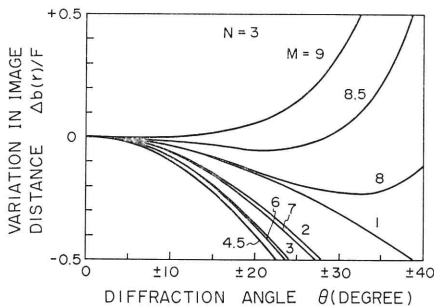


図5  $N=3$  のホログラム ( $f_1=f_2=f_3=3F$ ) の収束距離の変化

(5), (6), (14)式を用いて収束距離の変化を,  $N=2$  ( $f_1=f_2$  の場合) および  $N=3$  ( $f_1=f_2=f_3$  の場合) のホログラムについて計算した結果を, おのおの図4, 図5に示す。これらの結果において, 走査倍率が  $N^2$  以下では収差は過補正になっている。しかし図3に示したGZPの場合とは対照的に, 走査倍率が  $N^2/2$  以上では収束距離の負方向の変動は, 走査倍率の増加に対して減少している。収差は走査倍率  $N^2$  の近傍でよく補正されていることがわかる。図6, 図7には, 走査倍率  $M=4$  および9の結果を示す。ここで収束距離  $b(r)$  は  $b(0)$  で規格化してある。おのおの  $b(r)$  の変化が最小になる  $f_k$  の組合せをとった。

以上の結果から, 走査ビームの収差は  $f_k$  の組合せの選択により補正できることがわかる。最適な  $f_k$  の組合せを走査倍率  $M$  に対して計算した結果を図8に示す。図8の結果は  $M \leq N^2$  の範囲で収差を補正できることを示し, 先の理論予測と一致する。

### 2.3 異なる使用波長に対する収差補正

波長  $\lambda_1$  で製作した焦点距離  $F_1$  のゾーンプレートを

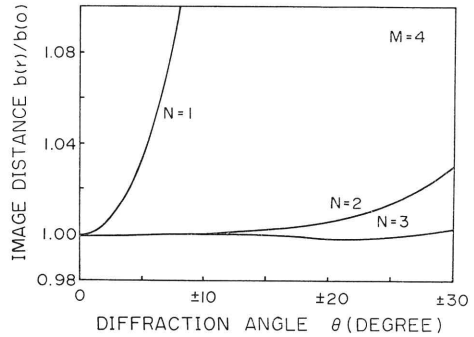


図6  $M=4$  での収差補正特性 ( $N=2$  は  $f_1=f_2=2F$ ,  $N=3$  は  $f_1=1.625F$ ,  $f_2=f_3=5.2F$ )

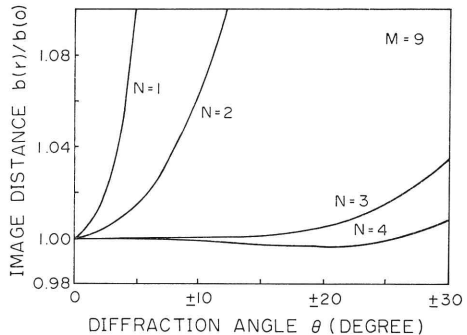


図7  $M=9$  での収差補正特性 ( $N=2$  は  $f_1=f_2=2F$ ,  $N=3$  は  $f_1=f_2=f_3=3F$ ,  $N=4$  は  $f_1=f_2=2.69F$ ,  $f_3=f_4=7.8F$ )

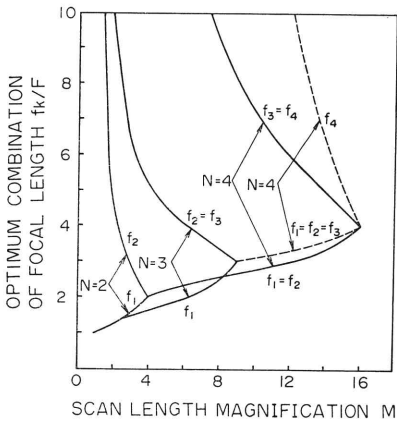


図 8 収差補正のための最適な球面波の組合せ

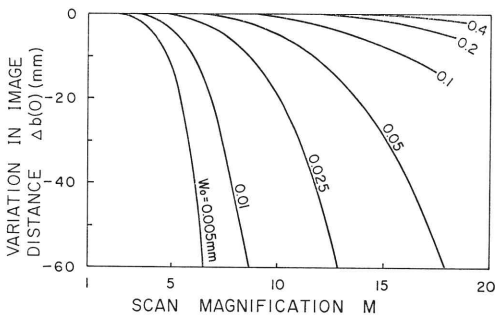


図 9 走査ビーム径に対する最外郭光線の収束点変化

波長  $\lambda_2$  で使用した場合の焦点距離  $F_2$  は、

$$F_2 = F_1 \lambda_1 / \lambda_2 \quad (15)$$

となる。(13)式で表わされる干渉縞半径を  $F_2, \lambda_2$  を用いて書き直すと、

$$r_N(n) = \sqrt{2n\lambda_2 F_2 + \{n\lambda_2 / (N\lambda_2 / \lambda_1)\}^2} \quad (16)$$

となる。(16)式は波長  $\lambda_1$  で製作したホログラムが、波長  $\lambda_2$  で  $N\lambda_2 / \lambda_1$  個の球面波の位相を合成して製作したゾーンプレートと等価であることを意味する<sup>2)</sup>。したがって、波長  $\lambda_2$  では走査倍率  $M_2 \leq (N\lambda_2 / \lambda_1)^2$  の範囲で収差補正できることが予測される。この結果、スキャナの光源波長に合わせて収差補正した設計が可能である。

#### 2.4 収差補正限界

上の数値解析では、走査面上で半径  $100 \mu\text{m}$  に収束するべきビームの最外郭の2光線についてのみ光線追跡した。しかし、走査面上のビーム半径を小さくするために、または走査倍率を大きくするためにホログラム上のビーム径を増大させると、ビーム内側の光線は所定の走査面に収束するのに対して、ビーム外側の光線は走査面よりもホログラム寄りに収束するようになる。これ

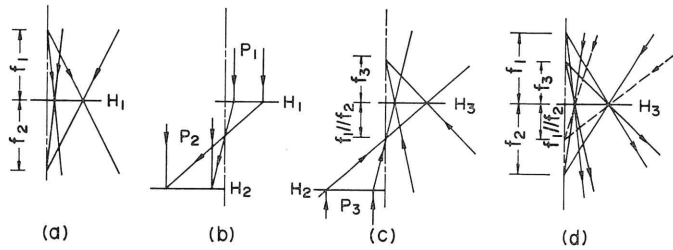


図 10  $N=3$  のホログラムの製作プロセス  
(a)第1ステップ, (b)第2ステップ, (c)第3ステップ, (d)使用球面波。

は、コマ収差が無視できなくなるため、ゾーンプレートの収差補正限界はコマ収差で決まる<sup>2,10)</sup>。一例として、 $F=100 \text{ mm}$  のホログラムについて走査ビーム半径をパラメータにとったときの走査倍率と最外郭光線の収束距離の変化の関係を図9に示す。図9から、コマ収差を無視できる最小ビーム半径は、走査倍率  $M=4, 9, 16$  に対して、おのおの約  $20, 50, 100 \mu\text{m}$  と推定される。

### 3. 一般化したホログラフィックゾーンプレートの製作方法

#### 3.1 光積演算による位相減算

ホログラムのよく知られた特徴である光積演算機能が、一般化したホログラフィックゾーンプレートに必要とされる位相分布の生成に応用できる。二つの波面  $g_1$  と  $g_2$  でホログラムを作成すると、次式の干渉縞が記録される。

$$h(g_1, g_2) = g_1^* \cdot g_2 + g_1 \cdot g_2^* \quad (17)$$

このホログラムを平面波  $c$  で照射すると、次式のように二つの記録波面の差の位相をもつ波面が再生される。

$$\phi_{R1} = -(\phi_{g1} - \phi_{g2}) + \phi_c \quad (18)$$

$$\phi_{R2} = (\phi_{g1} - \phi_{g2}) + \phi_c \quad (19)$$

したがって、二つの波面の共役積、位相で見れば差の位相を作り出せるので、この積演算を  $N$  個の球面波に対して順次繰り返すと(11)式で表わされる位相分布のホログラムを製作できる。

製作プロセスを図10に示す。第1ステップでは、図10(a)に示すように、焦点距離  $f_1$  の発散球面波と焦点距離  $f_2$  の収束球面波の干渉縞が乾板  $H_1$  に記録され、 $N=2$  のホログラムとなる。図10(b)に示すようにホログラム  $H_1$  が平面波  $P_1$  で照射されると、(11)式で  $N=2$  の位相分布をもつ波面がホログラム  $H_1$  上に再生される。

第2ステップでは、他の次数の回折波から再生波を分離するために再生波と平面波  $P_2$  を干渉させて、他の回




SCAN ANGLE (DEGREE)	-20 -16 -12 -8 -4 0 4 8 12 16 20
SCAN LENGTH (cm)	-18.2 -14.3 -10.6 -7.0 -3.5 0 3.5 7.0 10.6 14.3 18.2
CONVENTIONAL IZP (N=1)	
THIS METHOD (N=2)	

図 11 走査面上のビーム断面写真 (上: IZP, 下:  $N=2$  のホログラム)

SCAN ANGLE (DEGREE)	-22.6 -18.4 -14.0 -9.5 -4.8 0 4.8 9.5 14.0 18.4 22.6
SCAN LENGTH (cm)	-25 -20 -15 -10 -5 0 5 10 15 20 25
THIS METHOD (N=3)	

← 200 μm

図 12 走査面上のビーム断面写真 ( $N=3$  のホログラム)

折波と重ならない面でホログラム  $H_2$  を記録する。図 10(c)に示すようにホログラム  $H_2$  を裏面から平面波  $P_3$  で照射すると,  $H_1$  の再生波の逆進波面が再生される。

第3ステップでは, この再生波を仮想的  $H_1$  面上, 焦点距離  $f_3$  の第3の収束球面波と干渉させ,  $N=3$  のホログラム  $H_3$  が記録される。図 10(d)には, このプロセスに用いた球面波を同時に示す。このプロセスで製作されたホログラムは, 一般化されたホログラフィックゾーンプレートの軸外し部である。第2, 第3のステップを, ホログラム  $H_1$  を第3ステップでできたホログラムにかえて繰り返すことで, (11)式で表わされる任意の  $N$  のホログラムを製作できる。上では, 1次回折光を用いる場合について述べたが, 他の次数の回折波を用いても同様に位相を合成できる。

### 3.2 製作例

一般化したホログラフィックゾーンプレートによる収差補正を確認するために  $N=1, 2, 3$  のホログラムを製作した。記録再生には He-Ne レーザー ( $\lambda=632.8\text{nm}$ ) を用いた。

$N=1$  のホログラムは,  $F=100\text{mm}$  の発散球面波と平面波を用いて製作した。同じ  $F=100\text{mm}$  の  $N=2$  のホログラムは, 図 10(a)の配置で  $f_1=f_2=200\text{mm}$  で製作した。走査倍率  $M=5$  の走査面上のビーム断面写真を図 11に示す。 $N=3$  のホログラムは図 10のプロセスに従い,  $f_1=f_2=f_3=200\text{mm}$  で製作し, 焦点距離は  $F=66.7\text{mm}$  であった。 $M=9$  の走査面上のビーム断面写真を図 12に示す。これらの実験においては, 走査中心でのオフ軸の回折角  $15^\circ$  のホログラムを製作, 使用した。

図 11に示すように  $N=1$  のホログラムでは, 走査角の増加とともに走査スポットは非点収差のために走査方向に伸びた楕円となる。これに対して  $N=2, 3$  のホログラムではおのおの  $36.4, 50\text{cm}$  の走査幅にわたり均一なスポットが得られている。この実験から, 本方法による収差補正が可能であることが確認された。

## 4. ディスク型スキャナの走査特性

### 4.1 直線移動するゾーンプレートの走査軌跡

ホログラフィックスキャナを構成するためのホログラムの移動方法としては, 駆動および製作の容易さからホログラムをディスク円周上に配置してディスクを回転する方法が適している。ディスク型スキャナでは走査線の湾曲が生じる。ゾーンプレートの中心をディスクの外側に配置してディスク化することにより湾曲を小さくできるので, POS スキャナ用にはそのような構成がとられる。しかし, レーザービームプリンタ等では真直線の走査線が必要とされる。本節では, ディスク型スキャナの直線走査条件を考察する。そのために, まず直線運動するゾーンプレートの走査軌跡を解析する。解析的取扱いの容易さから IZP と GZP について考察し, 一般化したゾーンプレートは, その後で数値解析を行なう。

ゾーンプレートを垂直入射のレーザービームで照射すると, ゾーンプレートの干渉縞は同心円であるから, ビームはゾーンプレートの動径方向に回折される。干渉縞の動径方向の波数は, IZP, GZP おのおのに対して, (4)および(10)で与えられるので, 回折角  $\theta_1$  および  $\theta_G$  はおのおの次式となる。

$$\sin \theta_1 = -r/\sqrt{r^2 + F^2} \quad (20)$$

$$\sin \theta_G = -r/F \quad (21)$$

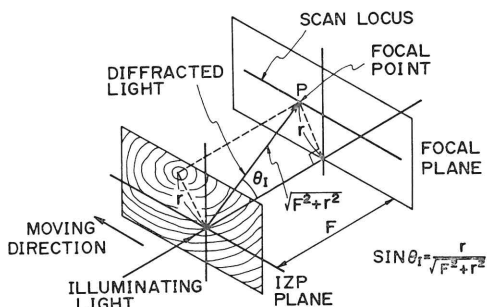


図 13 IZP の回折光の幾何学的関係

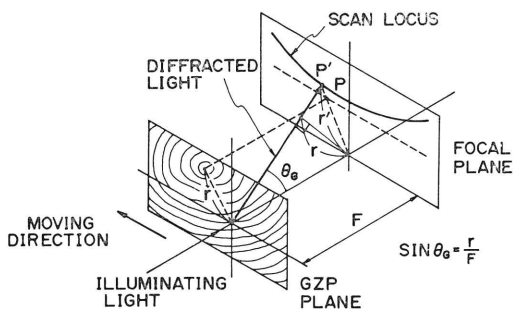


図 14 GZP の回折光の幾何学的関係

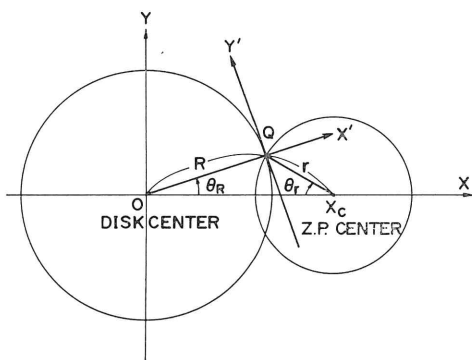


図 15 ディスク上のゾーンプレートの幾何学配置

IZP および GZP の格子と関係づけた回折光の幾何学的な関係を、おのおの図 13, 図 14 に示す。図 13 に示す IZP では、回折光はつねに焦平面上の点 P に到達する。P 点は IZP 上の  $r=0$  に対応する点であるから、IZP が直線移動すると点 P の軌跡は直線となる。このことは、IZP を用いたディスク型のスキャナでは走査線は湾曲することを意味する。一方、図 14 に示す GZP では、回折光は P 点ではなく P' 点に到達する。焦平面上の直接透過光の到達点と P' 点との距離を  $r'$  とする。  $r'/r$  の比は  $1/\cos \theta_e$  であるから、回折角  $\theta_e$  の増加とともに増加する。したがって、GZP が直線的に移動すると、

比  $r'/r$  が変化し湾曲した走査軌跡が形成される。しかし、湾曲の方向は、ディスクの回転によって発生する湾曲の方向と反対に設定できるので、GZP を用いたディスク型スキャナは、走査線湾曲を補償するように構成できる可能性をもっている。IZP と GZP の中間の特性をもつ一般化したゾーンプレートも同じ可能性をもっているといえる。

4.2 ディスク型スキャナの走査軌跡

図 15 に、ディスク型スキャナのディスク上のゾーンプレートの幾何学配置を示す。X-Y 座標の原点がディスクの回転中心で、ゾーンプレートの中心は  $X=X_c$  に位置している。レーザービームは、ディスク上の半径 R の点を照射する。ディスクを回転する代わりに、照射ビームと走査面を同時に回転して走査軌跡を求める。ビームが角度  $\theta_R$  回転したとき照射するゾーンプレートの半径  $r$  は、

$$r^2 = R^2 + X_c^2 - 2R \cdot X_c \cdot \cos \theta_R \quad (22)$$

で表わされる。ビームは Q 点でゾーンプレートの中心方向に向かって回折される。その方向  $\theta_r$  は次式で与えられる。

$$\theta_r = \cos^{-1} \{ (r^2 + X_c^2 - R^2) / (2rX_c) \} \quad (23)$$

一般化したゾーンプレートの回折光の、焦平面上への射影の長さ  $l$  は、

$$l = -F \cdot \tan \theta_N \quad (24)$$

ここに、 $\theta_N$  は一般化したゾーンプレートの回折角で (14) 式から求められる。照射ビームとともに回転した座標系  $X'-Y'$  では、焦平面上の走査点は、

$$X' = l \cdot \cos(\theta_R + \theta_r) \quad (25)$$

$$Y' = l \cdot \sin(\theta_R + \theta_r) \quad (26)$$

と表わされる。

(22)~(26) 式に基づいて走査軌跡を数値解析した。ディスクの規格化半径  $R/F$  が増加すると、ディスクの回

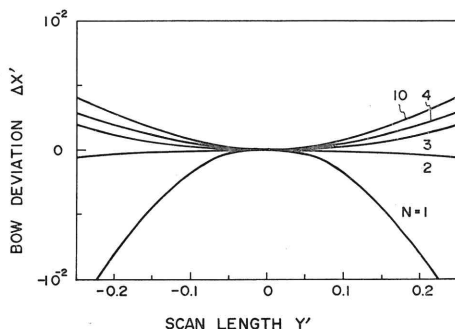


図 16 N をパラメータとして計算した走査軌跡 ( $R/F=2, (X_c-R)/F=0.5$ )

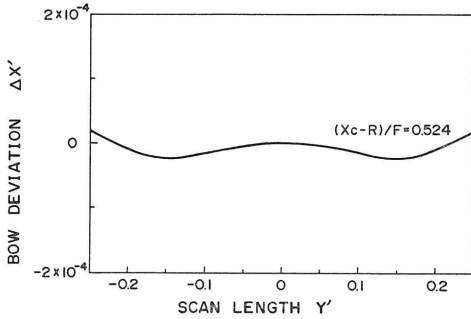


図 17 湾曲を補正した走査軌跡の計算結果 ( $N=4$ ,  $R/F=1.5$  のディスク)

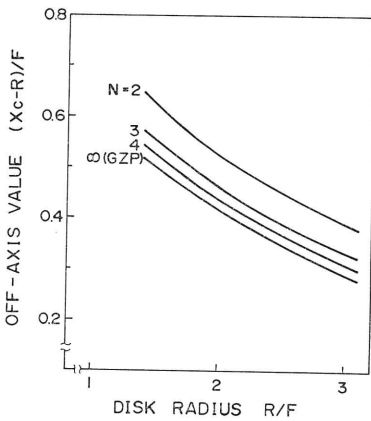


図 18 湾曲補正条件

転に起因する走査線湾曲は減少する<sup>9)</sup>。ゾーンプレートの規格化軸外し量  $(X_c - R)/F$  が増加すると反対方向の湾曲が増加し、補正効果が増加する。図 16 には、 $R/F=2$ ,  $(X_c - R)/F=0.5$  としたときの走査軌跡を、 $N$  をパラメータにして計算した結果を示す。位相を合成する球面波の数  $N$  が増加すると、湾曲の補正効果が増加しており、 $N \geq 3$  では反対に湾曲している。このことは適切なパラメータの選定によって湾曲を補正できる可能性を示している。図 17 には、一例として  $N=4$ ,  $R/F=1.5$  のディスクについて、湾曲を補正したときの走査軌跡の計算値を示す。図 18 には、 $N$  をパラメータとして規格化半径  $R/F$  と、規格化軸外し量  $(X_c - R)/F$  の間の湾曲補償条件を示す。三つのパラメータの間の直線走査条件は、ほぼ次式で表わされる。

$$(X_c - R)X_c(N^2 - 1) \approx (FN)^2 \quad (27)$$

4.3 製作例

ホログラムディスクの設計では、パラメータ (軸外し量  $X_c - R$ , 走査倍率  $M$ , ディスク半径  $R$ , 焦点距離  $F$ , 合成球面波数  $N$ ) の間の相関と収差、製作上の容易

表 1 ホログラムディスクの設計値

Parameter	Design value
$N$	4
$F$	50 mm
$R$	75 mm
$b(0)$	800 mm
$(X_c - R)/F$	0.524
$ \Delta X' $	$\leq 3.125 \times 10^{-5}$
Bow	$\leq 25 \mu\text{m}$
$ Y' $	0.25
Scan angle	$\pm 14^\circ$
Scan length	$\pm 200 \text{ mm}$

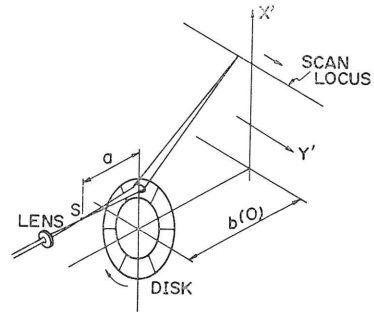


図 19 レーザービームスキャナとしての使用配置

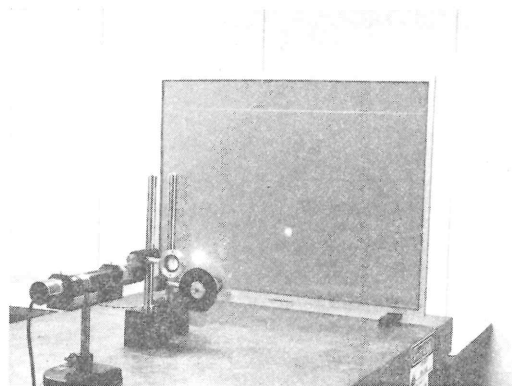


図 20 直線走査の実験光学系

さ等を勘案してパラメータの割り振りを行なう必要がある。レーザービームプリンタへの応用を念頭に置いて、湾曲変位  $|\Delta X'| \leq 25 \mu\text{m}$  として、表 1 のパラメータで実験した。 $N=4$  のホログラムは、図 10 (b) で 2 次回折光を用いて、図 10 (c) で第 3 の球面波の代りに平面波を干渉させて製作した。

図 19 に、スキャナとしての光学配置を示す。S から発散する球面波でホログラムを垂直に照射する。照射波はホログラムディスクで回折され、走査面上に収束する。ディスクの回転のみで直線走査線が発生する。

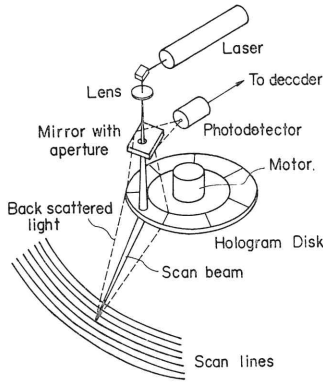


図 21 POS スキャナの光学系の構成

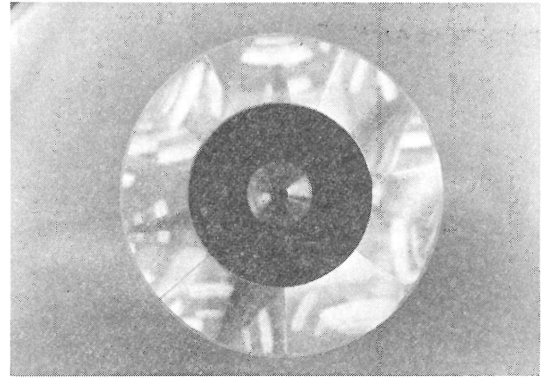


図 22 複製ホログラムディスク

図 20 に、実験光学系の写真を示す。走査長 40 cm にわたり湾曲変位が  $\pm 100 \mu\text{m}$  以下の走査線が得られ、本方法により走査線の直線化が可能であることが確認された。

### 5. POS スキャナへの応用

POS 用バーコード読取り装置のレーザーキャナには次の性能が必要とされる。①バーコードシンボルの全方向読取りのために 2 次元の走査パターンが発生できること。② 2.5 m/s で移動するシンボルを読み取れる走査速度があること。③シンボルからの散乱反射光を高い  $S/N$  比で集光できること。④量産性にすぐれ安価であること。これらの要求はディスク型ホログラフィックスキャナを応用することで満たされる。

ホログラムディスクを用いた POS スキャナの構成を図 21 に示す。発散波となったレーザービームがホログラムに入射し、ディスクの回転により走査される。走査ビームはホログラムの収束作用により、所定の走査面上にバーコード読取りに必要なスポット径に収束される。バーコード面で反射されたレーザー光はシンボルの濃淡に比例した強度をもった散乱光となり、走査にあずかっているホログラム全体に入射し、ホログラムの収束作用により前面に絞りを有する受光器上に収束され、光電変換される。このような逆経路集光方式<sup>12)</sup>を採った結果、ディスクの回転によらず大きな走査幅にわたり、シェーディングの少ない安定した読取りが可能である。また、室内照明光等の外乱光はホログラムで回折分光され、絞り内へはほとんど達しないので  $S/N$  の高い読取りが可能である。

ホログラムディスクにはディスク直径方向の空間周波数が異なる、すなわち軸外し量の異なる 7 個のホログラフィックゾーンプレートが円周上に配置されており、デ

ィスクの回転のみで 7 本のパラレル走査を行なう。ディスクと走査面の間には補助ミラーが配置されており、走査線を分割反射して交差性のある走査パターンにすることにより、シンボルの全方向読取りを可能にしている。

ホログラムとしては、合成する球面波数  $N$  が大きいほど、小さなホログラムで長い走査線が得られるので走査速度を大きくできるが、散乱光の受光量がホログラムの面積に比例することを勘案して、 $N=2$  のホログラムを走査倍率  $M=4$  で使用している。

ホログラムには量産性にすぐれた透過型の表面レリーフホログラムを採用している。ホログラムは、まず乾板に濃淡ホログラムとして記録し、これをマスクにしてホトレジスト膜に密着露光する手法で表面レリーフホログラムにする<sup>13)</sup>。次にホトレジストホログラムを母型として、ニッケル電鍍法でスタンパーを製作する。このスタンパーを用いて、透明な熱可塑性樹脂へ熱プレスすればホログラムディスクが完成する。ホトレジストホログラムのレリーフの溝深さを制御することで、約 35% の回折効率の複製ホログラムを得ている。図 22 に、このようにして製作したホログラムディスクを示す。

### 6. む す び

ホログラフィックゾーンプレートをを用いたレーザービームスキャナの収束、走査特性を述べるとともに、収差補正のために導出された一般化したホログラフィックゾーンプレートについて、その理論、特性、製作方法について概説した。また、POS スキャナに应用されたホログラフィックスキャナを紹介した。

ここで述べた収差補正法では、ホログラフィックな光積演算により波面の位相を合成して、ホログラムの位相分布すなわち位相伝達関数を最適化することが基本になっている。このような手法をホログラフィック光学素子



の製作に応用することで、ホログラフィック光学素子の  
応用範囲がさらに広がることを期待したい。

### 文 献

- 1) H. Ikeda, M. Ando and T. Inagaki: Appl. Opt., **18** (1979) 2166.
- 2) Y. Ono and N. Nishida: Appl. Opt., **21** (1982) 4542.
- 3) L. D. Dickson, G. T. Sincerbox and A. D. Wolfheimer: IBM J. Res. Dev., **26** (1982) 228.
- 4) 大和真二, 妹尾俊彦, 西 和郎, 倉橋浩一郎: 三菱電機技報, **56** (1982) 345.
- 5) C. J. Kramer: Laser Focus (1981, June) 70.
- 6) D. Doggett, S. Barasck and M. J. Wegner: Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., **299** (1981) 151.
- 7) H. Funato: Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., **390** (1983) 174.
- 8) Y. Ono and N. Nishida: Appl. Opt., **22** (1983) 2132.
- 9) 池田弘之, 稲垣雄史: 光学, **8** (1979) 18.
- 10) W.-H. Lee: Appl. Opt., **16** (1972) 972.
- 11) M. Young: J. Opt. Soc. Am., **62** (1972) 972.
- 12) R. V. Pole, H. W. Werlich and R. J. Krusche: Appl. Opt., **17** (1978) 3294.
- 13) M. Nakano and N. Nishida: Appl. Opt., **18** (1979) 3073.