

研究

ジオデシックレンズにおける媒質の異方性の影響

島野 健・有本 昭*

(株)日立製作所中央研究所 〒185 国分寺市東恋ヶ窪 1-280

(1992年7月1日受付, 1992年10月27日受理)

Optical Anisotropic Effect on Geodesic Lenses

Takeshi SHIMANO and Akira ARIMOTO*

Central Research Laboratory, Hitachi Ltd.,
1-280, Higashi-koigakubo, Kokubunji 185

(Received July 1, 1992; Accepted October 27, 1992)

Optical anisotropic effects on geodesic waveguide lenses were examined theoretically and experimentally. The conventional ray tracing calculation method based on Fermat's principle was expanded to the lenses on anisotropic waveguide. Focal length f of the lens which was designed $f=21.5$ mm for isotropic waveguide and fabricated on Ti:LiNbO₃ waveguide (Y-cut, X-propagate) was measured for TE mode (extraordinary ray) as 23.08 ± 0.07 mm and TM mode (ordinary ray) as 21.56 ± 0.07 mm. These experimental results showed good correspondence with the calculated value of 23.165 mm and 21.500 mm for TE and TM modes, respectively.

1. はじめに

光ディスクのアクセス速度向上を目指して, 筆者らは表面弾性波(SAW)光偏向素子を用いた光ピックアップを提案し, Fig. 1に示す光学系において実際に再生専用光ディスクのトラッキングを行うことに成功した¹⁾. ここでは光学系の小型化のため end-coupling を採用しており, 入射光は発散光となるためジオデシックレンズをコリメートレンズとしている. ジオデシックレンズは光導波路基板上に適切な形状のくぼみを加工し, その表面に作製された光導波層を通る波面の遅延が光軸付近と周辺付近で異なることによってレンズ作用をさせる. 通常のレンズの波面の遅延分布が屈折率の波長分散で変化して色収差を生じるのに対し, ジオデシックレンズでは幾何学的に固定されているため, 等方的な媒質ならば原理的に色収差を生じない. これは温度や注入電流で発振波長の変化する半導体レーザーを用いる場合に有利とな

る. しかも同様に色収差のない反射型レンズがアッペの正弦条件を満たさず, 許容される加工, 調整誤差がきわめて厳しいのに対して, ジオデシックレンズは通常のレンズ同様アプラナティックなレンズであり許容収差の厳密な光学系にも適用することが可能と考えられる. そこで筆者らはこれまでその設計²⁾および加工方法³⁾, 形状の非回転対称化などについて検討してきた⁴⁾.

しかし実際に用いた LiNbO₃ が等方媒質ではなく, SAW光偏向のために異常光を用いるため, レンズ焦点距離が設計値と異なるという問題があった. そこでこれまではレンズ作製後に焦点距離を実測し研磨によってレンズ-入射端面間の距離を実測焦点距離に合わせていた. 従来ジオデシックレンズ設計^{5,6)}に用いられている光線追跡法は等方的な媒質を前提としており, 異方性の効果を計算することができない. ジオデシックレンズにおける光導波路の異方性の影響としては, これまで主に leaky-mode loss と呼ばれる導波光の漏洩損失が報告され, ある程度定量的に見積られている⁷⁾. しかし異方性媒質中での光線追跡法はあまり検討されていないように思われる. 筆者らの知る範囲ではレンズ形状を等価な平面屈折率分布に置き換えて計算するものがある⁸⁾. 置き

* 現在: (株)日立製作所日立研究所 〒319-12 日立市久慈町 4026

Present address: Hitachi Research Laboratory, Hitachi Ltd., 4026, Kuji-machi, Hitachi 319-12

換えに際して常屈折率と異常屈折率の比が一定という仮定で異常屈折率を決め、スネルの法則によるバルク光線追跡を行う。実験とも比較的よく一致しているが、それらの仮定にあまり確かな裏付けがないように思われる。そこで今回筆者らは、非回転対称ジオデシックレンズ光線追跡方法⁴⁾を異方性媒質に拡張した光線追跡法を考案したのでその計算結果、および実験との比較について報告する。

2. 異方性媒質中でのジオデシックレンズ光線追跡

異方性媒質中の光線の屈折率は、屈折率楕円体における主軸屈折率と光線方向および偏光方向によって決定される。従来のジオデシックレンズ光線追跡には円筒座標が用いられているが、屈折率楕円体はデカルト座標系で与えられているため、デカルト座標系での光線追跡法⁴⁾を異方性媒質に拡張するのが適切と考えられる。そこで **Fig. 2** に示すような座標系を設定し、レンズの形状を

$$z = g(x, y) \quad (1)$$

とする。このときレンズ上の光線

$$y = y(x) \quad (2)$$

の微小区間の光路長は、光線に対する屈折率 n_r と幾何学的長さの積であることより

$$\begin{aligned} n_r dL &= n_r (dx^2 + dy^2 + dz^2)^{1/2} \\ &= n_r(x, y, y') \{1 + y'^2 + (g_x + g_y y')^2\}^{1/2} dx \end{aligned}$$

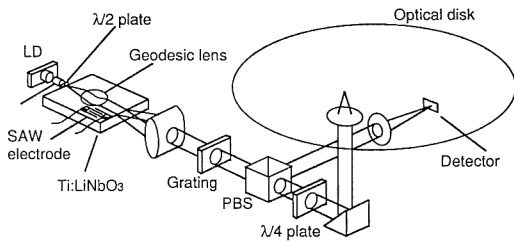


Fig. 1 The experimental setup for optical disk tracking using integrated SAW deflector.

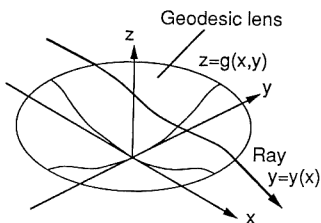


Fig. 2 Cartesian coordinates for ray tracing on geodesic lenses on anisotropic waveguide.

$$= n_r(x, y, y') K(x, y, y') dx \quad (3)$$

となる。ただし

$$y' = dy/dx \quad (4)$$

$$g_x = \partial g / \partial x \quad (5)$$

$$g_y = \partial g / \partial y \quad (6)$$

$$K(x, y, y') = \{1 + y'^2 + (g_x + g_y y')^2\}^{1/2} \quad (7)$$

とする。ここで屈折率 n_r は等方媒質では定数であるが、異方性媒質では一般に光線方向の関数である。微小光路長を積分し、フェルマの原理から光路長の変分をゼロとおくことにより

$$\delta \int n_r dL = \delta \int n_r(x, y, y') K(x, y, y') dx = 0 \quad (8)$$

が成り立つ。これから以下のオイラーの微分方程式が導かれる。

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\partial n_r}{\partial y'} K + n_r \frac{\partial K}{\partial y'} \right) = \frac{\partial n_r}{\partial y} K + n_r \frac{\partial K}{\partial y} \quad (9)$$

この左辺の微分を実行することにより光線の微分方程式が以下のように求められる。

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dx} \frac{\partial n_r}{\partial y'} \right) K + \frac{\partial n_r}{\partial y'} \frac{dK}{dx} + \frac{d n_r}{dx} \frac{\partial K}{\partial y'} + n_r \left(\frac{d}{dx} \frac{\partial K}{\partial y'} \right) \\ = \frac{\partial n_r}{\partial y} K + n_r \frac{\partial K}{\partial y} \end{aligned} \quad (10)$$

この微分方程式を y について解けば光線の軌跡を求めることができる。

異方性媒質中のジオデシックレンズ曲面を伝播する光に対する屈折率を光線追跡計算に用いられる形式で解析的に表現することは難しい。導波路を伝播する光に対する屈折率としては等価屈折率を用いるべきであるが、これは導波路の構造、結晶方位、導波光の偏光状態などに依存する。スラブ導波路やチャンネル導波路など通常の導波路構造はこれらが一樣であるが、ジオデシックレンズの場合は光線の伝播に伴ってこれらすべてが変化してしまう。場所により曲面の曲率は異なり、曲面の法線方向も異なる結晶方位を向く。偏光状態も光線の伝播に伴い、徐々に導波路面が結晶主軸方向からずれることにより誘電率テンソルの非対角成分が現れるため、TE-TM結合モード状態となると考えられる。しかし以下の考察ではこれらの詳しい検討を避け、簡単のため屈折率の表式をバルク異方性媒質の式で近似する。さらに曲面内の偏光方向については次章でバルク光線の偏光方向と実験とを比較し、近似の有意性を確認する。

バルク異方性媒質中での屈折率 n_r は **Fig. 3** に示すような屈折率楕円体を用いて決定される。波面法線ベクトル k に対して垂直で中心を通る断面の楕円の主軸方向

が電束密度ベクトル D の固有方向となり、その長さ n_1, n_2 が波面法線に対する屈折率である。しかしさらに Fig. 4 に示すように、異方性媒質では光線方向は波面法線と一般には一致しない。ポインティングベクトル S で定義される光線方向は、波面法線に直交し楕円体に接する接点の方向となり、光線に対する屈折率 n_r は電束密度ベクトル方向の屈折率楕円体の交点での接平面に原点から引いた垂線の長さで与えられる。またこの垂線の方向が電界ベクトル E の方向であり、本論文では以下これを偏光方向と呼ぶことにする（本来の定義によれば磁気ベクトル方向を偏光方向と呼ぶ⁹⁾が、現在では電界ベクトルの振動面を偏光面とするのが通例¹⁰⁾である）。これらの性質から、ポインティングベクトル S の方向の単位ベクトルを (t_x, t_y, t_z) とすると屈折率 n_r はフレネルの光線方程式

$$\frac{t_x^2}{n_x^2 - n_z^2} + \frac{t_y^2}{n_y^2 - n_z^2} + \frac{t_z^2}{n_z^2} = 0 \quad (11)$$

で与えられる。これを n_r^2 について解くことにより

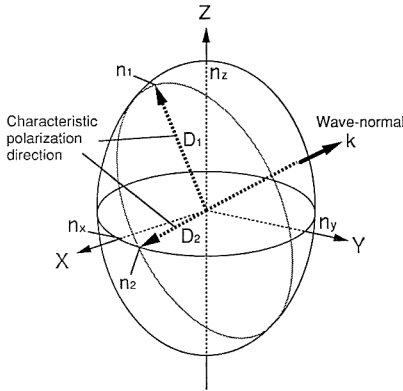


Fig. 3 The index ellipsoid for an optically anisotropic medium.

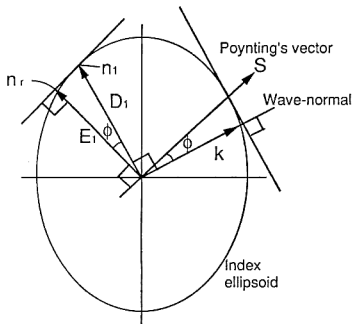


Fig. 4 The relation between wave normal and its Poynting's vector in the cross section of the index ellipsoid for an optically anisotropic medium.

$$n_r^2 = \left[\{ (n_y^2 + n_z^2)t_x^2 + (n_x^2 + n_z^2)t_y^2 + (n_x^2 + n_y^2)t_z^2 \pm \sqrt{ \{ (n_y^2 + n_z^2)t_x^2 + (n_x^2 + n_z^2)t_y^2 + (n_x^2 + n_y^2)t_z^2 \}^2 - 4 \{ n_y n_x t_x^2 + (n_z n_x t_y)^2 + (n_x n_y t_z)^2 \} } \right] / 2 \quad (12)$$

と表せる。ここで簡単のため以下の計算では結晶主軸方向は光線追跡座標系と一致するものとする。ただしこの x, y, z 軸は結晶軸の x, y, z 軸と同一である必要はなく、主軸屈折率の値の入れ替えでどのカット方向、光線伝播方向の計算も可能である。 (t_x, t_y, t_z) は単位ベクトルであるため

$$t_x^2 + t_y^2 + t_z^2 = 1 \quad (13)$$

を満たすとする。また

$$t_x : t_y : t_z = dx : dy : dz = 1 : y' : g_x + g_y y' \quad (14)$$

であるから

$$t_x = 1 / \sqrt{1 + y'^2 + (g_x + g_y y')^2} \quad (15)$$

$$t_y = y' / \sqrt{1 + y'^2 + (g_x + g_y y')^2} \quad (16)$$

$$t_z = (g_x + g_y y') / \sqrt{1 + y'^2 + (g_x + g_y y')^2} \quad (17)$$

である。屈折率 n_r は正であるから、(12)式右辺の平方根をとって n_r を求めるときは正の解のみをとる。複号はそれぞれ対応する二つの屈折率を表し、1軸性結晶では n_o を常屈折率、 n_e を異常屈折率として $n_o < n_e$ のとき + が異常光線、- が常光線、 $n_o > n_e$ のとき、+ が常光線、- が異常光線である。

(12)式を用いて(10)式中の n_r に関する微分係数を求めるために以下の置き換えをする。

$$\alpha = 1 + y'^2 + (g_x + g_y y')^2 = K^2 \quad (18)$$

$$\beta = (n_y^2 + n_z^2) + (n_x^2 + n_z^2)y'^2 + (n_x^2 + n_y^2)(g_x + g_y y')^2 \quad (19)$$

$$\gamma = n_y^2 n_x^2 + n_z^2 n_x^2 y'^2 + n_x^2 n_y^2 (g_x + g_y y')^2 \quad (20)$$

$$A = (g_x' + g_y' y') g_y + (g_x + g_y y') g_y' \quad (21)$$

$$B = (g_x + g_y y')(g_x' + g_y' y') \quad (22)$$

$$C = (g_x + g_y y') g_y \quad (23)$$

$$D = n_x^2 + n_y^2 \quad (24)$$

$$E = n_y^2 + n_z^2 \quad (25)$$

$$F = n_x^2 + n_z^2 \quad (26)$$

$$G = \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\gamma} \quad (27)$$

$$I = F y' + D C \quad (28)$$

$$J = n_x^2 (n_z^2 y' + n_y^2 C) \quad (29)$$

$$L = y' + C \quad (30)$$

$$M = \beta I - 2L\gamma - 2\alpha S \quad (31)$$

$$N = \beta \pm G \quad (32)$$

$$P=1+g_v^2 \tag{33}$$

$$Q=(g_x+g_v y')g_v' \tag{34}$$

$$S=n_x^2 n_y^2 \tag{35}$$

$$T=D\beta-2\gamma-2\alpha S \tag{36}$$

$$U=I\pm M/G \tag{37}$$

$$V=F+Dg_v^2 \tag{38}$$

$$W=D\pm T/G \tag{39}$$

$$X=\alpha n_x^2(n_x^2+n_y^2g_v^2) \tag{40}$$

これより (12) 式は

$$\begin{aligned} n_r^2 &= (\beta \pm \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\gamma}) / (2\alpha) \\ &= N / (2\alpha) \end{aligned} \tag{41}$$

と表され、 n_r に関する微分係数が

$$\partial n_r / \partial y' = (U - NL/\alpha) / (2n_r\alpha) \tag{42}$$

$$\partial n_r / \partial y = Q(W - N/\alpha) / (2n_r\alpha) \tag{43}$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \frac{\partial n_r}{\partial y'} &= \frac{1}{2n_r\alpha} \left[y'' \left[V - \frac{NP}{\alpha} - \frac{U^2}{N} - \frac{2LU}{\alpha} + \frac{3NL^2}{\alpha^2} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{G} \left\{ \beta V + 2 \left(I^2 - P\gamma - 4LJ - X - \frac{M^2}{G^2} \right) \right\} \right] \right. \\ &\quad \left. + A \left(D - \frac{N}{\alpha} \right) + \frac{B}{\alpha} \left(U - \frac{3NL}{\alpha} \right) - \frac{BW}{N} \left(U \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{NL}{\alpha} \right) \pm \frac{1}{G} \left\{ \beta DA - 2A(\gamma + \alpha S) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2B \left(ID - 2LS - 2J - \frac{MT}{G^2} \right) \right\} \right] \end{aligned} \tag{44}$$

$$\begin{aligned} dn_r/dx &= \{ y''(U\alpha - NL) \\ &\quad + B(W\alpha - N) \} / (2n_r\alpha^2) \end{aligned} \tag{45}$$

のように求められる。また

$$K' = (Ly'' + B)/K \tag{46}$$

$$\partial K / \partial y = Q/K \tag{47}$$

$$\partial K / \partial y' = L/K \tag{48}$$

$$\frac{d}{dx} \frac{\partial K}{\partial y'} = \frac{1}{K} \left\{ y'' \left(P - \frac{L^2}{\alpha} \right) + A - \frac{LB}{\alpha} \right\} \tag{49}$$

より (10) 式から光線の 2 階微分 y'' が

$$\begin{aligned} y'' &= \left[QW - DA + \frac{2B}{\alpha} \left(U - \frac{NL}{\alpha} + WL \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{BWU}{N} \pm \frac{1}{G} \left[-\beta DA + 2 \left\{ A(\gamma + \alpha S) \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + B \left(2LS + 2J - ID + \frac{MT}{G^2} \right) \right\} \right] \right] / \left[V \right. \\ &\quad \left. - \frac{U^2}{N} \pm \frac{1}{G} \left\{ \beta V - 2 \left(P\gamma + 4LJ + X - I^2 \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(\frac{M}{G} \right)^2 \right\} \right] \end{aligned} \tag{50}$$

のように求められる。この式は $y'' = y''(x, y, y')$ で表される 2 階微分方程式であるのでルンゲ-クッタ法により、数値的に解くことができる⁴⁾。

3. 光導波実験

3.1 ジオデシックレンズ曲面内での偏光方向確認実験

1 軸性結晶の場合に (12) 式から求められる常屈折率と異常屈折率はバルク結晶の固有偏光に対する屈折率であり、その偏光方向はレンズ曲面方向に関係なく光線方向によって常光と異常光で一意的に決まってしまう。その方向と TE-TM 結合モード状態の合成偏光方向とを実験的に比較する。

まず 1 軸性結晶についてバルクの常光線と異常光線の偏光方向を調べる。Fig. 5 において y 軸を光学軸とする 1 軸性結晶中をポインティングベクトル S の方向に進む光線を図のように角度 ϕ, θ, φ で表すと、 E_o, E_e 方向の単位ベクトルは S, E_o, E_e が互いに直交することから

$$\frac{\vec{E}_o}{|\vec{E}_o|} = \begin{pmatrix} \cos\theta \sin\phi \cos\varphi + \sin\theta \sin\varphi \\ \sin\theta \sin\phi \cos\varphi - \cos\theta \sin\varphi \\ \cos\phi \cos\varphi \end{pmatrix} \tag{51}$$

$$\frac{\vec{E}_e}{|\vec{E}_e|} = \begin{pmatrix} \cos\theta \sin\phi \sin\varphi - \sin\theta \cos\varphi \\ \sin\theta \sin\phi \sin\varphi + \cos\theta \cos\varphi \\ \cos\phi \sin\varphi \end{pmatrix} \tag{52}$$

と表せる。ここで常光線に対する電界ベクトル E_o は光線方向 S によらず xz 面内にあるから

$$\tan\varphi = \tan\theta \sin\phi \tag{53}$$

が成り立つ。 φ が異常光線の偏光方向が xy 面となす角である。これはバルク結晶光学の結果であるから、光線方向と結晶主軸方向だけに依存し、曲面の法線ベクトル

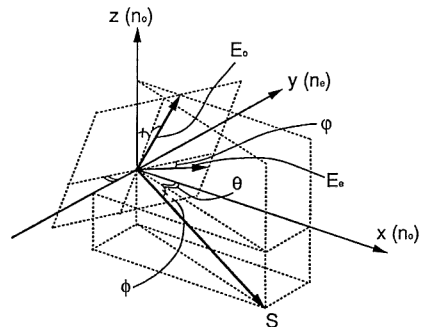


Fig. 5 Three dimensional vector diagram of the electric field vectors for ordinary and extraordinary ray of Poynting's vector S in the coordinates for ray tracing.

には依存しない. バルク結晶光学の屈折率の表式 (12) を光線追跡に用いるため, 実際のジオデシックレンズ内での光線の偏光方向の合成偏光方向を実験で確認する.

Fig. 6 に実験系, **Table 1** に実験構成仕様を示す. 基板をジオデシックレンズの途中で切断, 端面研磨し, プリズムカップリングによって結合した TE モードの HeNe レーザー光を切断面から出射させている. この光を偏光板を通して, 偏光板を回転させながら相対回転角による消光の様子をみた. これを **Fig. 7** に示す. ここで図中 (a) はレンズの中央部付近に光導波させた場合, (b) はレンズ周辺よりに光導波させた場合である. これによると (a), (b) とともに導波範囲全域にわたって, 同じ偏光板角度で消光しており, 偏光方向はレンズ曲面方向によらず一定であることがわかる. (a) の場合には消光位置でモニタテレビでの目視により光量にあまり変化の見えない偏光板角度の誤差範囲 $\pm 1^\circ$ に対して, 領域全体の接線の偏角は 10° 程度ある. つまり導波路接線方向の偏角 10° の範囲で誤差 $\pm 1^\circ$ 以内で偏光方向が同じになっていると言える. (b) については偏角 27° に対

し, 誤差 $\pm 3^\circ$ 以内で消光角位置が同じである. さらにこれらの消光位置は平面光導波路部分における入射光線の消光位置とも誤差範囲内で一致している. したがって Y 板 LiNbO_3 導波路への TE モード入射光のジオデシックレンズ曲面内での合成偏光方向はほぼ基板方向にな

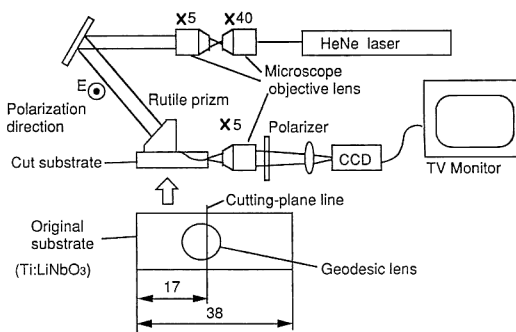


Fig. 6 The experimental setup for investigating polarization direction of guided light in the surface layer of a geodesic lens. The substrate was cut in the middle of the geodesic lens and polished.

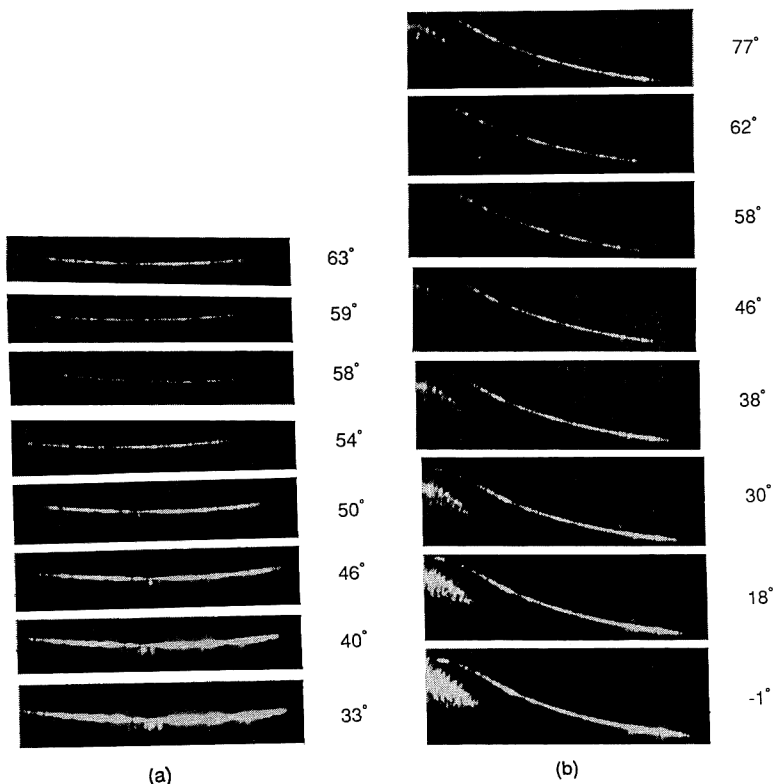


Fig. 7 The output lights from the cross section of the geodesic lens due to relative rotating angle of a polarizer. (a) The center region of the lens. (b) The region near the rim of the lens.

っている。

これに対して Fig. 6 のレンズ切断位置において

$$\phi = 5^\circ$$

$$\theta = 3^\circ$$

と見積れば (53) 式から

$$\varphi = 0.26^\circ$$

となり、本実験ではほぼ誤差の範囲内となる。

3.2 ジオデシックレンズ集光位置変化測定実験

異方性の影響による焦点距離変化を知るために TE₀ 次モードと TM₀ 次モードの集光位置の差を測定した。1 軸結晶である LiNbO₃ 光導波路において筆者らは Y 板 X 光伝播の構成を用いるため、導波路面に垂直な方向が結晶軸の Y 軸、光伝播方向が X 軸である。したがって TE モードの場合、偏光方向が結晶 Z 軸を含む面内の方向となるため、この光が異常光に相当し光線進行方向によって屈折率が異なる。一方 TM モード導波光は結晶 Y 軸方向に偏光するため常光線となって光線伝播方向によらず屈折率が一定となり、等方媒質中と同じになる。つまり TE モードと TM モードを比較すれば、

Table 1 The detail specifications of the experiment of investigating polarization direction in the geodesic lens.

Substrate	
Material	Y-cut LiNbO ₃
Size	17 mm × 3 mm × 18 mm
Waveguide	
Structure	Slab
Method	Ti diffusion
Ti thickness	350 Å
Atmosphere	wet N ₂
Diffusion temperature	1000°C
Diffusion time	4.5 hours
Geodesic lens	
Design focal length	21.5 mm
Diameter	10 mm
Effective diameter	7.1 mm
Depression depth	1.247 mm
NA	0.35
Shape	Aspherical
Cut position	2 mm from center
Guided light	
Source	He-Ne laser (0.633 μm)
Power	1 mW
Coupling	Prism (Rutile)
Guide mode	TE ₀
Propagating direction	X crystal axis

異方性の影響だけを知ることができる。

Fig. 8 に実験系を示す。用いた試料は偏光方向確認実験に用いた素子の切断前のものであり、素子サイズが 38 mm × 3 mm × 18 mm であること以外は Table 1 に示した仕様と同じである。HeNe レーザー出射光を λ/2 板を通してプリズムカップリングにより導波路に結合する。λ/2 板は導波路、レーザーなどを動かさず、光軸ではなく偏光方向を 90° 回転させるために用いる。ただしここで用いた λ/2 板は 830 nm 用であったが、この波長ずれによって偏光面の回転と同時に生じる楕円偏光の影響は、プリズム結合での偏光方向選択性によって無視できる。

Table 1 に示した条件によって作製される導波路は計算によれば TE, TM 各々 **Table 2** に示すような仕様となると考えられる。ここでプリズム結合におけるプリズムの屈折率を n_p 、頂角を α 、光線入射角 θ' 、クラッド層屈折率を n_c 、プリズム底面での入射角を θ とすると

$$n_c \sin(\theta' - \alpha) = n_p \sin(\theta - \alpha) \quad (54)$$

の関係があるから¹³⁾、プリズム底面でのエバネッセント波の伝播定数が導波モードの伝播定数と等しい条件より、等価屈折率 N として

$$N = n_p \sin \theta \quad (55)$$

が成り立つ。したがって、

$$\theta' = \alpha + \sin^{-1} \left\{ \frac{n_p}{n_c} \sin \left(\sin^{-1} \left(\frac{N}{n_p} \right) - \alpha \right) \right\} \quad (56)$$

となって、ルチルプリズムの場合、屈折率 $n_c = 1.0$ (空気クラッド)、 $n_o = 2.584$ 、 $n_e = 2.872$ (HeNe)、 $\alpha = 50^\circ$ として波長 $0.6328 \mu\text{m}$ のとき、 θ' が TE モード 50° 、TM モード 83° となる。これによって TE モードと TM モードは明らかに区別することができる。

ジオデシックレンズによって導波路端面付近に集光された光は顕微鏡対物レンズで CCD カメラ撮像面に拡大結像される。ここで導波路は微動台に乗せられており、

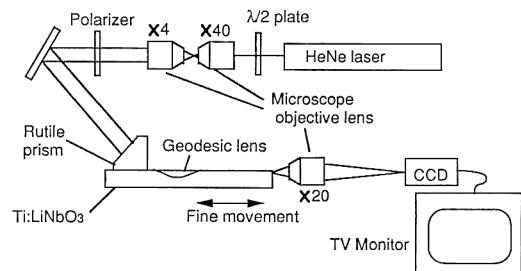


Fig. 8 The experimental setup to measure the difference of focal length between ordinary ray (TM-mode) and extraordinary ray (TE-mode).

まず導波路端面を CCD に結像する微動台位置を測定し、しかるのちに導波路出射光が導波路に平行な方向に最も集光される位置を測定する。これを TE 導波光と TM 導波光について行えば、導波路端面を基準とした集光位置のずれが測定できる。

このようにして測定した結果を **Table 3** に示す。端面からのずれは+が基板外、-が基板内を表す。誤差はマイクロメーターなどの測定器の読み取り誤差を見積った値である。このように焦点距離は設計焦点距離 21.5 mm に対し、TM 21.56 mm, TE 23.08 mm であり、1.518 mm TE モードのほうが長くなった。

TM モード導波光は前述のように常光線となるはずであるから、レンズ形状が設計値どおりであれば焦点距離は設計値どおりとなるはずである。この点焦点距離測定

値は測定誤差範囲を含めて設計値に一致している。したがって TE モード導波光の焦点距離ずれは、形状誤差によるものではないため結晶の異方性の影響のみによるものと考えられる。

4. 光線追跡結果

2章の計算式を用いて異常光線の焦点距離の変化量を計算し、3章の実験結果と比較する。結果を **Table 4** に示す。屈折率 n_x, n_y, n_z の値としては **Table 2** に示した HeNe レーザー波長におけるバルク結晶での屈折率 n 、導波層での屈折率 $n + \Delta n$ 、平面異方性導波路における等価屈折率 n_{eff} の三つの場合について計算した。各々について n_x, n_z を常屈折率、 n_y を異常屈折率とし、TE モード光は異常光線、TM モード光は常光線として

Table 2 Specifications of the waveguides used in the experiment. These values are obtained by calculation from the fabrication conditions.

Wavelength (μm)	0.6328		0.7800	
	TE ₀	TM ₀	TE ₀	TM ₀
Refractive index n	$n_e=2.20240$	$n_o=2.28647$	$n_e=2.1745$	$n_o=2.2571$
Δn	$\Delta n_e=0.0117$	$\Delta n_o=0.0070$	$\Delta n_e=0.0117$	$\Delta n_o=0.0070$
$n + \Delta n$	2.2141	2.29347	2.1862	2.2641
Diffusion depth (μm)	2.02	2.02	2.02	2.02
Effective index n_{eff}	2.2076	2.2886	2.1782	2.2584
Turning point (μm)	1.82	2.19	2.17	2.61
Normalized frequency	4.56	3.60	3.68	2.90

Table 3 The focal length difference between the ordinary ray (TM-mode) and extraordinary ray (TE-mode).

Propagation mode	TE ₀	TM ₀
Edge position (mm)	1.945±0.005	2.961±0.005
Focus position (mm)	1.808±0.005	3.491±0.005
Edge-focus distance (mm)	in air	-0.138±0.007
	in crystal	-1.213±0.007
Lens-edge distance (mm)	22.78±0.07	
Focal length (mm)	23.08±0.07	21.56±0.07
Focal length difference (mm)	1.518±0.002	—

Table 4 The comparison of the focal length of a geodesic lens between ray tracing calculation and the experiment.

Designed f (mm)	21.5		—	
Propagation mode	TE ₀	TM ₀	TE ₀ -TM ₀	
Experimental f (mm)	23.08±0.07	21.56±0.07	1.518±0.022	
Calculated f (mm)	n	23.284	21.500	1.784
	$n + \Delta n$	23.165	21.500	1.665
	n_{eff}	23.218	21.500	1.718

いる。これによれば焦点距離の計算結果は TM モードでは常光線であるため実験値に誤差範囲で一致しているが、TE モードではどの屈折率を用いた場合でもやや実験値より長くなっている。中で最も実験に近いのは導波層屈折率 $n + \Delta n$ を用いた場合であった。これについても焦点距離計算値は実験値に比べて 0.15 mm, 約 10% 大きい。

Fig. 9 に導波層屈折率 $n + \Delta n$ を用いた場合の光線追跡結果を示す。TM モードの場合には焦点距離は設計値のとおり、21.5 mm となる。一方 TE モードについては焦点距離は Table 4 にも示したとおり 23.165 mm であり、TM モードとの差は 1.665 mm となった。

ここで回折限界の性能が要求される光学系において焦点距離に許される誤差 δf は、レンズの開口数 (NA) と波長 λ から

$$\delta f = \frac{\lambda}{2(NA)^2} \quad (57)$$

で決まるから、この場合最終的に使用する波長を 0.78 μm とすれば、Table 1 より NA を 0.35 として、 $\delta f = 3 (\mu\text{m})$ となる。したがって上記のような実験値と計算値のずれの大きさではまだ設計の実用には不十分であ

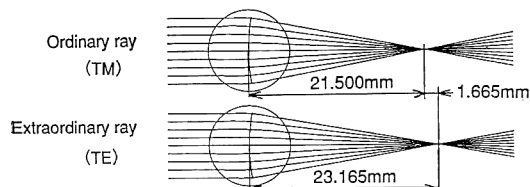


Fig. 9 The result of ray tracing for the ordinary (TM-mode) and extraordinary ray (TE-mode) on the designed geodesic lens shape.

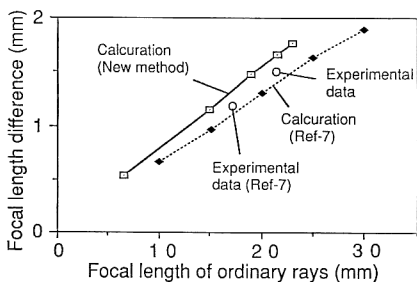


Fig. 10 The difference of focal length between the extraordinary ray and the ordinary ray corresponding to the focal length of an ordinary ray. The solid line is the calculation result by the new method. The dotted line is by reference 7. The open circles are experimental datum by the authors and reference 7.

ることがわかる。原因は光線の伝播につれて徐々に変化する軸はずし異方性媒質導波路の等価屈折率をバルク結晶光学のフレネルの光線方程式による屈折率で近似した影響と考えられる (したがって屈折率の値として必ずしも平面異方性導波路の等価屈折率を用いた場合が最も妥当であるとは限らない)。しかしそれを正確に考慮して光線追跡に導入するのは非常に困難であると考えられるため、今後はフレネルの光線方程式を基礎とした、軸はずし異方性導波路の等価屈折率のモデル化を引続き検討する必要がある。

ここで文献⁷⁾に示されているレンズ焦点距離設計値に対する焦点距離ずれの関係を、本計算方法によるものと **Fig. 10** において比較する。屈折率は導波層屈折率 $n + \Delta n$ を用いている。実線が本方法による計算値、破線が文献で示されている計算値である。さらに丸印が各々、今回の実験値および、文献⁷⁾に示されている実験値である。これによるとやや文献⁷⁾の計算が実験より小さめとなるのに比べ、本方法は大きめの値となっている。

5. 結 言

光導波路光学系に用いるジオデシックレンズにおいて、媒質の光学的異方性がレンズを伝播する光線に及ぼす影響について検討した。フェルマーの原理に基づく従来のジオデシックレンズ光線追跡方法を異方性媒質中に拡張した新しい光線追跡法を考案した。計算においては導波光の屈折率としてバルク異方性媒質中でのフレネルの光線方程式を用いた。このとき TE モード導波光の合成偏光方向が、結晶軸から傾いた曲面内でもバルク結晶の固有偏光方向をほぼ保持していることを実験で確認した。さらに Ti: LiNbO₃ 光導波路 (Y cut, X 光伝播) 上の設計焦点距離 21.5 mm, 口径 10 mm のジオデシックレンズで、TE 0 次モード (異常光線) の焦点距離が TM 0 次モード (常光線) に対して 1.52 mm 長くなることを実験的に確認した。この実験結果に対する計算結果として焦点距離ずれ 1.67 mm を得た。

文 献

- 1) T. Shimano and A. Arimoto: "Integrated surface acoustic wave deflector and optical disk tracking experiment: Development," *Appl. Opt.*, **31** (1992) 5269-5275.
- 2) T. Shimano, A. Arimoto and K. Muraoka: "New design for geodesic lenses," *Appl. Opt.*, **29** (1990) 5060-5063.
- 3) T. Shimano, K. Muraoka, A. Arimoto, F. Uchida and M. Yamaoka: "Fabrication of geodesic lenses for integrated optical disk pickups," *Gradient-Index*

- Optical Systems Topical Meeting* (Opt. Soc. Am., Monterey, California, 1991) pp. 168-171.
- 4) T. Shimano, C. Blacklo and A. Arimoto: "Rotationally asymmetrical geodesic lenses," J. Opt. Soc. Am. A, **9** (1992) 1568-1573.
 - 5) J. C. Bradley, *et al.*: "Theory of geodesic lenses," Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., **176** (1979) 75-84.
 - 6) S. Sottini, *et al.*: "Theoretical analysis of a new family of geodesic lenses," J. Opt. Soc. Am. A, **4** (1987) 346-351.
 - 7) W. Jiang, *et al.*: "Study of anisotropy effect in planar lenses for integrated optics," J. Mod. Opt., **35** (1988) 849-862.
 - 8) D. W. Vahey, *et al.*: "Effects of anisotropic and curvature losses on the operation of geodesic lenses in Ti:LiNbO₃ waveguides," Appl. Opt., **19** (1980) 270-275.
 - 9) M. ボルン, E. ウォルフ: 光学の原理 I (東海大学出版会, 東京, 1985) p. 48.
 - 10) 辻内順平: 光学概論 I (朝倉書店, 東京, 1985) p. 13.
 - 11) 西原 浩, 春名正光, 栖原敏明: 光集積回路 (オーム社, 東京, 1985) pp. 237-243.