

文章编号: 0253-2239(2004)12-1629-4

光横向传播的光折变体全息透镜设计 及其衍射性质*

闫爱民 刘立人 刘德安 周煜 栾竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所信息光学实验室, 上海 201800)

摘要: 提出了一种新型的可用于光束横向传播的光折变体全息透镜。该透镜是由入射方向相互垂直的一束平面波和一束球面波在双掺杂的铌酸锂晶体平板上记录形成的, 它可以将垂直入射晶体平板的输入光束产生横向传输并聚焦, 或对输入光点产生横传并准直输出。该透镜除了具有一般体全息透镜的稳定性好、可靠性高的特点外, 特别具有光束横向传播的功能, 因而具有空占比小、更易于整个光学透镜系统的微小化集成的优点。利用局域体全息的耦合波理论, 计算了该透镜衍射光的振幅分布和衍射效率。计算了该透镜的焦面上的强度分布, 并与理想球面波照射矩形孔径时焦面上的强度分布进行了比较。

关键词: 信息光学; 光折变体全息透镜; 耦合波理论; 衍射效率

中图分类号: O438.1 文献标识码: A

Design of a New Type Lateral-Spread Photorefractive Volume Holographic Lens and Its Diffraction Properties

Yan Aimin Liu Liren Liu Dean Zhou Yu Luan Zhu

(*Information Optics Laboratory, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800*)

(Received 13 January 2004; revised 24 May 2004)

Abstract: A new device of lateral-spread photorefractive volume holographic lens is presented. It is recorded holographically by the interference of a plane wave and a spherical wave in a double-doped LiNbO₃ crystal. The lens can laterally spread and focus the plane wave which perpendicularly incident crystal planar, and vice versa. The lens has the advantages of light weight, high reliability that the general volume holographic lens possesses. Moreover, it has the particular properties of lateral-spread, small duty ratio and easy of minimized integration. On the basis of the coupled-wave theory of local volume holography, the amplitude distribution and the diffraction efficiency of the diffracted beams are calculated. The normalized intensity profile at the focal plane is given and compared with that of an ideal convergent spherical wave.

Key words: information optics; photorefractive volume holographic lenses; coupled-wave theory; diffraction efficiency

1 引 言

在激光及其应用系统中, 光学透镜系统是关键器件之一, 主要用于激光准直、激光发射、激光接收等。传统的光学透镜系统主要采用球面或者非球面

透镜来实现, 但透镜的聚焦作用必定需要一段传播距离来实现, 因此这类透镜系统占有很大的空间体积, 在激光总体应用中也占最大的尺寸。此外, 传统透镜的光学玻璃的比重高, 透镜包括机械支撑结构的重量也很大。随着空间激光通信、激光雷达和测距, 微小化卫星等领域的高速发展都需要使用并发展小型、可集成化的三维光学元件。其中光学透镜系统的微小化是一个难点, 因此研究和发展新的方法, 有效减小透镜系统的体积是很有应用前景的, 而

* 国家自然科学基金(60177106)、国家科学技术部(2002CCA03500)资助课题。

E-mail: yanaimin@mail.siom.ac.cn

收稿日期: 2004-01-13; 收到修改稿日期: 2004-05-24

且是前沿性的课题之一。在集成光学技术中,用光栅耦合器^[1,2]、波导衍射透镜^[3]等器件来转换光束方向对光束进行聚焦。波导衍射器件是用全息记录方法或者电子束蚀刻方法在波导表面形成光栅透镜,当光栅的应用面积增大时衍射效率很低。体全息光栅由于其衍射效率高、以及对机械震动、温度变化不敏感等优点,在光信息处理、光计算和光互联等方面得到了广泛的应用。

本文提出一种新型的可用于光束横向传播的光折变体全息透镜。该透镜可以在光折变晶体平板内将垂直入射平板的输入光束产生横向传输并聚焦,或对输入光点产生横传并准直输出,从而大大地减少整个光学系统的体积。基于局域体全息的耦合波理论,以矩形边界的横向传播体全息透镜为例,计算了该透镜的衍射效率和衍射光的振幅分布。利用近场的瑞利-索末菲理论,讨论了该体全息透镜的聚焦性质。

2 基本原理

光折变体全息透镜的记录如图 1 所示。

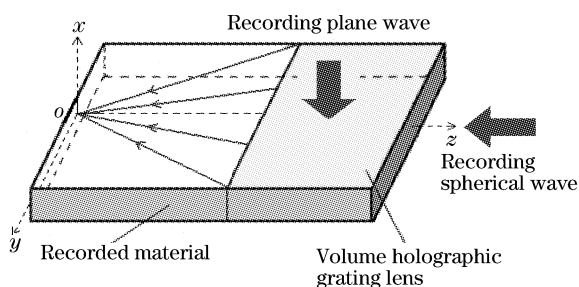


Fig. 1 The recording of lateral-spread volume holographic lens

一束平行记录光束(平面波)和一束会聚记录光束垂直正交入射到光折变晶体平板上并相互干涉,在晶体平板内以局域体全息光栅的结构形成一个横向传播的透镜区域。透镜区域的形状可以根据需要来选择。由于双掺杂的铌酸锂光折变材料具有灵敏度高,作用区域大,易于大尺寸生长和高衍射效率等诸多优点,成为体全息存储的首选对象。在本文的光折变体全息透镜的设计中,光折变晶体平板采用双掺杂的 $\text{LiNbO}_3:\text{Ce}:\text{Cu}$ 晶体材料,其为长方体的薄板形状,晶体材料的厚度远大于入射光波的波长。横向传播体全息透镜的记录采用空间双光束干涉全息记录法,同时考虑到这种全息透镜器件的实用化,则需对形成的体全息光栅进行固定,采用局域全光固定的方法^[4,5]。在光折变晶体平板上形成体全息透镜后,就可以进行再现来实现透镜的横向传播和

对光束波面的转换。根据体全息的原理,布拉格匹配条件满足时,用原参考光波或者共轭参考光波读出时可以将物光波或共轭物光波再现。当平行读出光束入射到该透镜上,衍射的会聚球面波在光折变晶体平板内传播并聚焦到一点。同理激光光源在 o 点发射的发散光束入射到该透镜上,经过体光栅的衍射后,衍射光束垂直光折变晶体平板平行射出。

3 光折变体全息透镜的衍射性质

对于无限边界的体全息光栅衍射问题,可以用严格耦合波理论^[6,7]和模式理论^[8]来分析。这两种方法是严格准确的,而且在某种程度上被证明是等价的^[9],需要非常复杂的计算机产生解。Kogelnik^[10]首先将两光束的近似耦合波理论用于分析体光栅的衍射问题,这一理论,不仅能给出定量的解析结果,而且与严格耦合波理论相比,计算速度快。随后 Solyman 等^[11,12]发展了两维、三维耦合波理论,拓宽了耦合波理论在处理体全息光栅衍射问题的应用范围。本文设计的光折变体全息透镜,其光栅调制是在三维空间变化,而且光栅是有限边界的,是三维局域体全息光栅的衍射问题。本文以矩形边界体全息透镜为例,利用局域体全息的耦合波理论给出了耦合波方程的半解析解,对其衍射性质和聚焦性质进行计算和讨论。

采用的坐标系如图 1 所示。平面波沿着 $-x$ 轴方向垂直入射光折变晶体平板,另一束光波是以 z 轴为中心轴向 o 点会聚的球面波

$$E_1 = A_{10} \exp(-j\beta p_1), \quad (1)$$

$$E_2 = A_{20} \frac{r_0}{r} \exp(-j\beta p_2), \quad (2)$$

其中 A_{10} , A_{20} 和 p_1 , p_2 分别为平面波和球面波的相对振幅和相位函数, r_0 为归一化常量, β 为传播常量。 $p_1 = x$, $p_2 = r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ 。于是,介质的相对介电常量可以写为,

$$\epsilon_r = \epsilon_{r0} + \epsilon_{r1} \frac{r_0}{r} \cos \beta(r - x), \quad (3)$$

其中 ϵ_{r0} 为平均介电常量, $\epsilon_{r1} = 2A_{10}A_{20}$ 。设再现光和衍射光的复振幅为 R 和 S ,光栅内的总电场强度为

$$E = R \exp(-j\beta x) + S \exp(-j\beta r), \quad (4)$$

将(4)式代入亥姆霍兹方程,并且假设再现光和衍射光的振幅是缓慢变化的函数,忽略它们的二阶偏导数,只是保留 0 级和 -1 级布拉格衍射项,可以得到以下耦合波方程:

$$\begin{cases} \frac{\partial R}{\partial x} + j\kappa \frac{r_0}{r} S = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial x} \frac{x}{r} + \frac{\partial S}{\partial y} \frac{y}{r} + \frac{\partial S}{\partial z} \frac{z}{r} + j\kappa \frac{r_0}{r} R = 0, \end{cases} \quad (5)$$

相应的边界条件为

$$R = 1, \text{ 在 } x = x_0, y_0 < y < y_1, z_0 < z < z_1 \text{ 上,} \quad (6)$$

$$S = 0, \text{ 在 } z = z_0, y_0 < y < y_1, x_0 < x < x_1 \text{ 上,} \quad (7)$$

其中 $\kappa = \frac{\epsilon_{r1}\beta}{4\epsilon_{r0}} = \frac{\pi n_1}{\lambda}$ 为耦合系数, $x = x_0$ 和 $z = z_0$

入射边界面, $x = x_1$ 和 $z = z_1$ 为出射边界面。

上述边界条件和耦合波方程(5)式构成了多变量的二次偏微分方程的边值问题^[13]。这种有限边界的局域体光栅的耦合波方程可以类似文献[14]给出无限求和的半解析解。于是(5)式经过坐标变换 $\xi = \sqrt{y^2 + z^2}, \eta = x/y, \zeta = z/y$ 并消去包含复振幅 R 的项, 变为

$$\partial^2 S / (\partial \xi \partial \eta) = \Gamma(\xi, \eta, \zeta) S, \quad (8)$$

其中 $\Gamma(\zeta, \eta, \xi) = \kappa^2 r_0^2 / (\xi \sqrt{1 + \eta^2 + \zeta^2})$ 。边界条件变为: $S = 0$ 在边界 $\xi = g_1(\eta, \zeta)$ 上; $\partial S / \partial \xi = f(\xi, \eta, \zeta)$ 在 $\eta = g_2(\xi, \zeta)$ 上。

$$f(\xi, \eta, \zeta) = -j\kappa r_0 (1/\xi),$$

$$g_1 = x_0 (1 + \zeta^2)^{1/2} / \xi,$$

$$g_2 = z_0 (1 + \xi^2)^{1/2} / \zeta.$$

根据文献[14]中对二阶偏微分方程的解法, 方程(8)的解可以表示为

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} S^{(n)}, \quad (9)$$

其中

$$S^{(0)} = \int_{\xi_1(\eta, \zeta)}^{\xi} \left(-j\kappa r_0 \frac{1}{\xi} \right) d\mu,$$

$$S^{(n)} = \int_{\xi_1(\eta, \zeta)}^{\xi} \int_{\xi_2(\mu, \zeta)}^{\eta} d\nu \Gamma(\mu, \nu, \zeta) S^{(n-1)},$$

n 为正整数, μ, ν 为自由变量。利用类似的方法可以给出透射波振幅 R 的表达式。因此, 求得透射振幅和衍射振幅后, 可根据下面公式计算整个该透镜的衍射效率:

$$\eta_{DE} = P_d / (P_d + P_t), \quad (10)$$

其中 P_d 和 P_t 分别为衍射和透射的总能量。

图 2 给出了出射面 $z = 10 \text{ mm}$ 上衍射波的振幅分布情况。其中 $n_1 = 5 \times 10^{-5}, \lambda = 632.8 \text{ nm}$ 。从图 2 可以看出衍射光的振幅出现了一定程度的失真, 不再是理想的球面波振幅。根据(10)式衍射效

率的定义, 经过计算衍射效率 $\eta_{DE} \approx 78.6\%$ 。

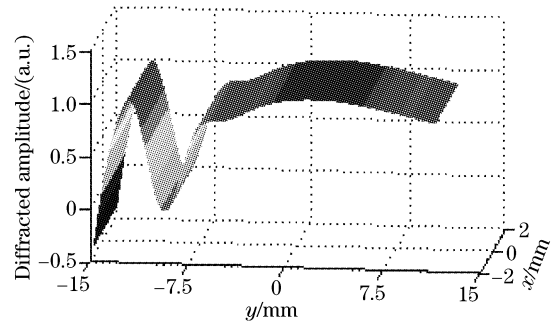


Fig. 2 The amplitude distribution of the diffracted beam at the output boundary

4 光折变体全息透镜的聚焦

本文设计的光折变体全息透镜的重要功能是可以将垂直入射到晶体平板的平行光束产生横向传播, 并聚焦到一点 o , 从而实现该透镜的聚焦功能。我们把从透镜的局域体光栅出射面衍射后的光场 $S(x, y)$ 在晶体平板内没有体光栅存在时的传播, 近似看作光场 $S(x, y)$ 照明矩形孔径的近场标量衍射, 来讨论该体全息透镜的聚焦性质。其示意图如图 3 所示。 $E_p(x, y)$ 代表照明矩形孔径的场振幅, $E_o(x_0, y_0)$ 为接收屏上的场振幅, a 和 b 分别矩形孔径在 x 和 y 方向的宽度。根据标量的瑞利-索末菲衍射公式^[15], 接收屏上光场的振幅为

$$E_o(x_0, y_0) = \iint_{\Sigma} h(x_0, y_0; x, y) t(x, y) E_p(x, y) dx dy, \quad (11)$$

其中

$$h(x_0, y_0; x, y) = \frac{n_0 \exp(j\kappa r)}{r} \cos(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}),$$

$\cos(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r})$ 为倾斜因子, n_0 为晶体的平均折射率,

$t(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x}{a}\right) \text{rect}\left(\frac{y}{b}\right)$ 为衍射孔径函数。

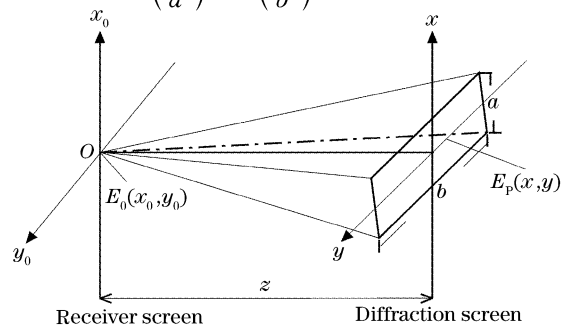


Fig. 3 The abstract diagrammatic sketch with the diffraction screen illuminated by a convergent spherical wave

图 4 给出了当电场 $E_p(x, y)$ 等于局域体光栅衍射振幅 $S(x, y)$ 时焦平面上的光强分布曲面。为了便于比较,图 5 给出了当衍射屏被理想会聚球面波照明时,焦平面上的光强分布曲面, $a = 4 \text{ mm}$, $b = 30 \text{ mm}$, $\lambda = 633 \text{ nm}$, $z = 10 \text{ mm}$, $n_0 = 2.28647$ 。

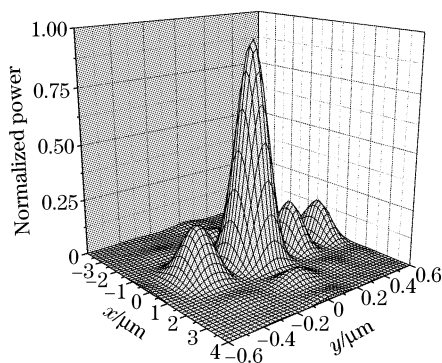


Fig. 4 The normalized intensity profile of diffraction wave amplitude output from the designed lens at focal plane

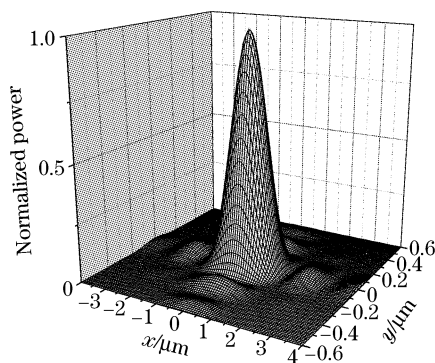


Fig. 5 The normalized intensity profile of ideal spherical wave amplitude at focal plane

从图 5 可以看出理想会聚球面波照明矩形孔时焦平面上的强度分布接近 $\text{sinc}(x, y)$ 函数曲线的形状。在这种情况下,最大的归一化能量可以达到 1,理想球面波电场的绝大部分能量会聚到接收屏的焦点 o 处,表现了极好的聚焦效应。同样从图 4 中也可以看出,从光折变体全息透镜出射的衍射光场 $S(x, y)$ 的大部分能量也会聚到了焦点处,也呈现了较好的聚焦效应。然而最大的归一化能量减小为 0.87。这是因为从透镜边界衍射出的光场的失真导致了中心光强的小部分能量转移到了其他衍射级次上,使得接收屏上焦点的像差增大。这可以采用对光束进行波面像差的补偿、提高该透镜的衍射光的光束质量等手段,来获得低像差的接收焦点。

结论 设计了一种新型的用于光束横向传播的光学器件—光折变体全息透镜。该透镜根据有限体积光

折变体全息原理,在光折变晶体平板内可以对输入光束产生横向传输并聚焦,或对输入光点产生横传的准直。该横向传输透镜结构简单可靠、空间体积小、抗环境干扰能力强,易于光学系统的微小化集成和优化,在集成光学、激光通信、激光雷达等领域的激光准直、发射、接收等领域将有广泛的应用前景。用三维局域体全息的耦合波理论给出了耦合波方程和它们的半解析解,讨论了出射面上的振幅分布和衍射效率。计算了该透镜焦面上的强度分布。计算结果表明,本文设计的光折变体全息透镜有较好的聚焦性质。关于光折变体全息透镜的这些理论计算,可以在实验室设计和制作这种类型的体全息透镜及其相关器件提供了很好的理论参考依据。

参 考 文 献

- Schultz S M, Glytsis E N, Gaylord T K. Design, fabrication, and performance of preferential-order volume grating waveguide couplers. *Appl. Opt.*, 2000, **39**(8): 1223~1232
- Chen Zheng, Yi Qingsheng. Study of photorefractive functional waveguide grating. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1999, **19**(7): 909~914 (in Chinese)
- Hatakoshi G, Fujima H, Goto K. Waveguide grating lenses for optical couplers. *Appl. Opt.*, 1984, **23**(11): 1749~1753
- Buse K, Adibi A, Psalfis D *et al.*. Nonvolatile holographic storage holograms in doubly doped lithium niobate crystals. *Nature*, 1998, **393**(7): 665~668
- Liu Youwen, Liu Liren, Zhou Changhe *et al.*. Nonvolatile photorefractive holograms in $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu} : \text{Ce}$ crystals. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(12): 908~911
- Gaylord T K, Moharam M G. Analysis and applications of optical diffraction by gratings. *Proc. IEEE*, 1985, **73**(5): 894~937
- Li Lifeng. Bremmer series, R -matrix propagation algorithm, and numerical modeling of diffraction gratings. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1994, **11**(11): 2829~2835
- Burckhardt C B. Diffraction of a plane wave at a sinusoidally stratified dielectric grating. *J. Opt. Soc. Am.*, 1966, **56**(11): 1502~1509
- Magnusson R, Gaylord T K. Analysis of multiwave diffraction by thick gratings. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**(9): 1165~1170
- Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *Bell Syst. Tech. J.*, 1969, **48**(9): 2909~2947
- Solymar L. A general two-dimensional theory for volume holograms. *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **31**(12): 820~822
- Cooker D J, Solymar L, Sheppard C J R. A three-dimensional vectorial theory for volume holograms. *Int. J. Electron.*, 1979, **46**(4): 337~356
- Myint-u T. *Partial Differential Equations of Mathematical Physics*. New York: American Elsevier Pub. Co., 1973. 62~68
- Parry W E, Cooker D J, Solymar L. Solutions of the vector differential equations of volume holography. *Int. J. Electron.*, 1979, **46**(4): 357~365
- Goodman J W. *Introduction to Fourier Optics*. New York: McGraw-Hill, Second Edition, 1996. 63~89