

# 光束偏转器传输特性对系统定向准确度的影响\*

刘 劲 金 韬

(浙江大学信息与电子工程学系, 杭州 310027)

**摘 要** 基于光束在单轴晶体交界面处的折射理论和单轴晶体中的矢量传播理论, 研究了基模高斯光束通过铌酸锂光束偏转器后的电场变化, 计算得到了光束定向系统探测器输出的中频电流与光束失配角之间的关系曲线. 结果表明: 通过铌酸锂光束偏转器后的基模高斯光束的电场分布发生了细微的变化, 这种细微的电场变化将改变输出中频电流与光束失配角之间的对应关系. 借助该修正的数学模型, 可提高光束定向系统的角度测量准确度.

**关键词** 晶体学; 光束定向; 铌酸锂(LiNbO<sub>3</sub>)光束偏转器; 传输电场变化

**中图分类号** O734+.1 **文献标识码** A

## 0 引言

作为传统射频卫星通信系统替代技术的空间光通信系统, 具有传输容量大、功耗小以及系统结构轻小等优点, 但对瞄准、捕获和跟踪(PAT)系统提出了苛刻的要求. 文献[1]中首次提出了一种基于电光效应的空间相干检测技术, 可以获得极高的对准准确度和检测灵敏度. 文献[2]中根据实际系统情况, 使用基模高斯光束近似对文献[1]中的平面波相干数学模型进行了修正, 研究了高斯光束相干与平面波相干的差异. 由于系统中所采用的 LiNbO<sub>3</sub> 光束偏转器具有比较复杂的光学特性, 基模高斯光束通过其传输后的场分布有了较大的变化, 若要求严格就不能如文献[2]中那样对信号光以基模高斯光束的简单偏转来描述光束偏转器的传输特性. 因为

跟踪系统所需达到的测量准确度很高, 所以有必要对基模高斯光束经过 LiNbO<sub>3</sub> 光束偏转器后的场分布进行计算, 研究其对测量结果的影响.

本文以基模高斯光束为研究对象, 利用已有的单轴晶体交界面处的折射理论和单轴晶体中的传播理论, 借助数值计算的方法, 得到了相干检测星间跟踪系统探测器输出的相干中频电流与光束失配角的关系, 进一步提高了数学模型的准确性.

## 1 LiNbO<sub>3</sub> 光束偏转器的结构和原理

空间相干检测组件中所采用的 LiNbO<sub>3</sub> 光束偏转器的结构如图 1<sup>[1]</sup>, 前后两个棱镜组由两块 LiNbO<sub>3</sub> 棱镜合成. 在每个棱镜组中, 两块棱镜的光轴都与棱平行, 两块棱镜的  $x$  轴和  $y$  轴的方向相同, 但  $z$  轴方向相反.

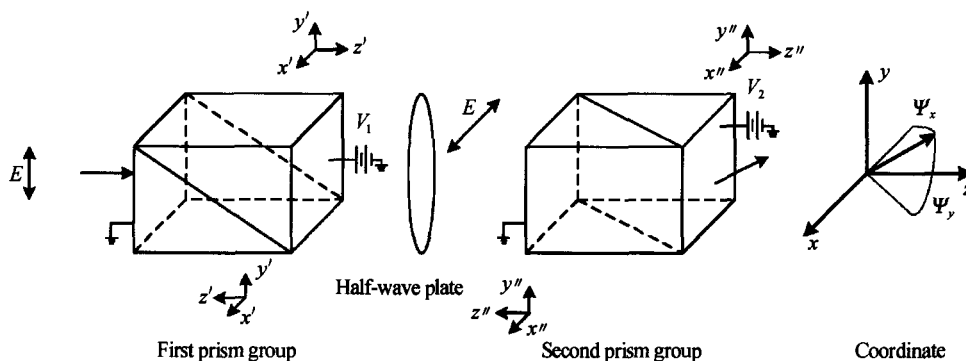


图 1 LiNbO<sub>3</sub> 光束偏转器结构  
Fig. 1 Structure of LiNbO<sub>3</sub> beam deflector

因为 LiNbO<sub>3</sub> 的电光系数中  $r_{33}$  数值最大, 可以由相对较低的电压获得较大的折射率改变, 所以外加电场加于  $z$  方向. 光束在 LiNbO<sub>3</sub> 光束偏转器中传播时, 光程长度与纵向位置有关<sup>[3]</sup>, 因此, 光束通

过第一棱镜组后会在垂直方向上附加偏角  $\Psi_y$ ; 经过半波片后, 光束的偏振方向改变为水平方向, 光束经过第二棱镜组后在水平方向上附加了偏角  $\Psi_x$ . 附加偏角  $\Psi_x$  和  $\Psi_y$  的大小与 LiNbO<sub>3</sub> 光束偏转器上的外加电压有关, 通过控制外加电压就可实现对入射光束传播方向的扰动, 为失配角空间方位的测量提供帮助.

\*国家自然科学基金(项目批准号 60307005)资助项目  
Tel: 0571-85981390 Email: draheart@zju.edu.cn  
收稿日期: 2005-01-26

### 2 单轴晶体交界面处的折射理论

如图 2, 两种介质的交界面位于  $z=z_0$  处, 在  $z \leq z_0$  的区域内为介质 1, 在  $z > z_0$  的区域内为介质 2. 入射电场在交界面  $z=z_0$  处的分布为  $E^i(k_i; z_0)$  (其中  $k_i = k_x \hat{e}_x + k_y \hat{e}_y$ ,  $k_x$  和  $k_y$  分别表示  $x$  和  $y$  方向的波矢,  $\hat{e}_x$  和  $\hat{e}_y$  分别表示  $x$  和  $y$  方向的单位矢量);  $\hat{s}_1$  和  $\hat{s}_2$  分别为两个介质中沿光轴方向的单位矢量 (对于均匀介质, 即为  $z$  方向上的单位矢量);  $\epsilon_j, \mu_j$  和  $\sigma_j$  ( $j=1, 2$ ) 分别为两个单轴晶体的介电张量、磁导率和电导率.

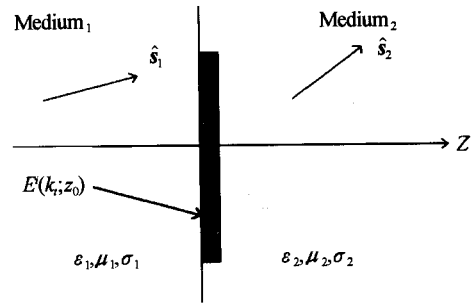


图 2 两介质的交界面  
Fig. 2 Interface of two media

根据 J. J. Stamnes 等对电磁波入射单轴晶体的研究结果, 光在两单轴晶体交界面处的折射、反射服从式(1)<sup>[4]</sup>

$$\begin{bmatrix} -(k_1^o)^2 \frac{c}{\omega} A^{or} & -(k_1^o)^2 b_1 & (k_2^o)^2 \frac{c}{\omega} A^{ot} & (k_2^o)^2 b_2 \\ -(k_1^o)^2 \frac{c}{\omega} b_1 k_{z1}^o & B^{er} & -(k_2^o)^2 \frac{c}{\omega} b_2 k_{z2}^o & -B^{et} \\ (k_1^o)^4 \frac{c^2}{\omega^2 \mu_1} b_1 & (k_1^o)^2 \frac{c}{\omega \mu_1} A^{er} & (k_2^o)^4 \frac{c^2}{\omega^2 \mu_2} b_2 & -(k_2^o)^2 \frac{c}{\omega \mu_2} A^{et} \\ (k_1^o)^2 \frac{c^2}{\omega^2 \mu_1} B^{or} & -(k_1^o)^2 \frac{c}{\omega \mu_1} b_1 k_{z1}^{e-} & -(k_2^o)^2 \frac{c^2}{\omega^2 \mu_2} B^{ot} & (k_2^o)^2 \frac{c}{\omega \mu_2} b_2 k_{z2}^{e+} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\alpha}^{or}(k_i; z_0) \\ \tilde{\alpha}^{er}(k_i; z_0) \\ \tilde{\alpha}^{ot}(k_i; z_0) \\ \tilde{\alpha}^{et}(k_i; z_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (k_1^o)^2 \frac{c}{\omega} A^{oi} \\ -(k_1^o)^2 \frac{c}{\omega} b_1 k_{z1}^o \\ (k_1^o)^4 \frac{c^2}{\omega^2 \mu_1} b_1 \\ -(k_1^o)^2 \frac{c^2}{\omega^2 \mu_1} B^{oi} \end{bmatrix} + \tilde{\alpha}^{ei}(k_i; z_0) \begin{bmatrix} (k_1^o)^2 b_1 \\ -B^{ei} \\ -(k_1^o)^2 \frac{c}{\omega \mu_1} A^{ei} \\ (k_1^o)^2 \frac{c}{\omega \mu_1} b_1 k_{z1}^{e+} \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中  $\tilde{\alpha}^{pq}(k_i; z_0)$  是与二维傅里叶变换后的  $\tilde{E}^{pq}(k_i; z_0)$  相联系的复电压;  $p=o, e$  (分别代表 o 光和 e 光);  $q=i, r, t$  ( $i$  代表入射,  $r$  代表反射,  $t$  代表折射); 其余各参量的定义详见文献[4].

### 3 单轴晶体中的近轴矢量传播理论

若单轴晶体的光轴沿  $z$  轴方向, 在  $z=0$  面上的电场矢量为  $E(r_{\perp}, 0)$ , 则在晶体中的任意  $z > 0$  位置的电场矢量  $E_{\perp p}(r_{\perp}, z)$  可表示为<sup>[5]</sup>

$$E_{\perp o}(r_{\perp}, z) = \exp(ik_0 n_o z) \int d^2 k_{\perp} \times \exp(ik_{\perp} \cdot r_{\perp} - \frac{ik_{\perp}^2}{2k_0 n_o} z) P_o \cdot \tilde{E}_{\perp}(k_{\perp}) \quad (2)$$

$$E_{\perp e}(r_{\perp}, z) = \exp(ik_0 n_e z) \int d^2 k_{\perp} \times \exp(ik_{\perp} \cdot r_{\perp} - \frac{in_o k_{\perp}^2}{2k_0 n_e^2} z) P_e \cdot \tilde{E}_{\perp}(k_{\perp}) \quad (3)$$

式中

$$\tilde{E}(k_{\perp}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2 r_{\perp} \exp(-ik_{\perp} \cdot r_{\perp}) E(r_{\perp}, 0) \quad (4)$$

$$P_o = \frac{1}{k_{\perp}^2} \begin{bmatrix} k_y^2 & -k_x k_y \\ -k_x k_y & k_x^2 \end{bmatrix}, P_e = \frac{1}{k_{\perp}^2} \begin{bmatrix} k_x^2 & k_x k_y \\ k_x k_y & k_y^2 \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$k_{\perp} = k_x \hat{e}_x + k_y \hat{e}_y, r_{\perp} = x \hat{e}_x + y \hat{e}_y \quad (6)$$

式中  $k_0 = \omega/c$  是真空中波数,  $n_o$  和  $n_e$  分别是单轴晶体的寻常折射率和非常折射率. 在近轴近似条件下, 电场矢量的纵向分量远远小于横向分量, 而图 1 中的光学系统符合近轴近似的条件, 因此, 可忽略电场矢量的纵向分量.

### 4 基模高斯光束在电光偏转器中的传输特性分析

基模高斯光束的电场矢量方程为<sup>[3]</sup>

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\{-i[kz - \eta(z)] - i \frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)} - \frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)}\} \quad (7)$$

式中

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2 n}\right)^2}, \eta(z) = \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2 n}\right),$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2 n}{\lambda z}\right)^2\right] \quad (8)$$

式中  $\omega(z)$  为光斑半径,  $\eta(z)$  为附加相移,  $R(z)$  为等相位面曲率半径,  $k = 2\pi n/\lambda$  是介质中的波数.

根据本文实际构建的试验系统, 取基模高斯光束的波长  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ , 束腰半径  $\omega_0 = 1.5 \text{ mm}$ , 从激光器出射至  $\text{LiNbO}_3$  光束偏转器的距离  $z_0 = 0.5 \text{ m}$ . 光束偏转器外加电压  $V_1 = V_m \cos \omega t, V_2 = V_m \sin \omega t$ . 另外, 不妨假定初始时入射光的偏振方向和失配角都沿  $y$  方向. 为计算方便, 分析在特殊偏压时刻的光传输特性, 即第一棱镜组上的外加电压最大, 第二棱镜组上的外加电压为  $0 \text{ V}$ , 其它时刻光束传输特性的计算方法完全相同. 利用式(1)可计算出进入第一棱镜组的电场分布, 再利用式(2) ~ (6) 计算出到达第一棱镜组中两块棱镜分界面上的电场分布. 由于上下两个棱镜的折射率差极为微小, 可忽略此分界面处的折射效应, 再利用式(2) ~ (6) 计算出到达第一棱镜组出射面内侧的电场分布, 最后利用式(1)计算得到从第一棱镜组出射的光束的电场分布. 对于第二棱镜组, 由于外加电压为  $0 \text{ V}$ , 可以通过一次折射、一次传播和再一次的折射计算得到从第二棱镜组出射的光束的电场分布.

图 3、图 4 和图 5 分别对应失配角为  $200 \mu\text{rad}$  时的入射光在第一棱镜组入射面、出射面和第二棱镜组出射面上的电场分布. 由图可见, 除了电场幅度上的衰减外, 图 4 和图 5 中的电场分布的形状也发生了细微的变化.

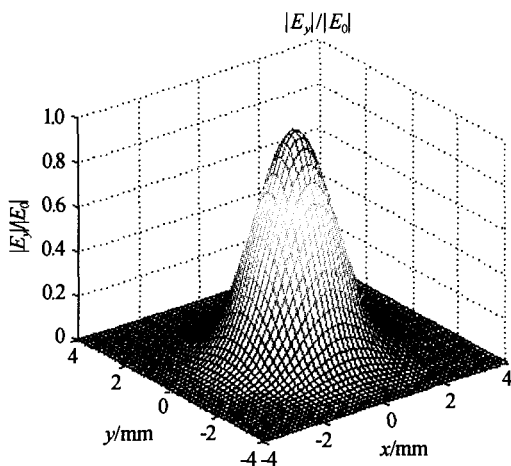


图 3 入射电场分布  
Fig. 3 Distribution of the incident electric field

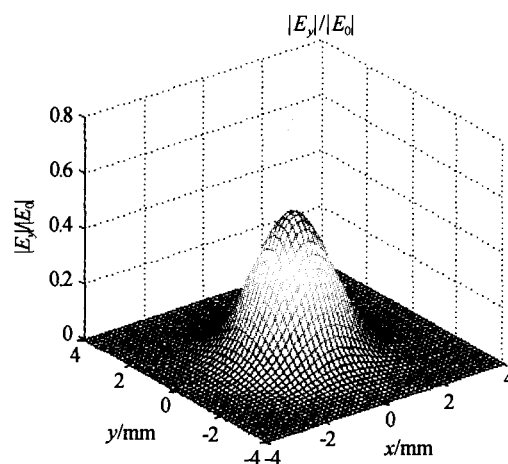


图 4 第一棱镜组出射的电场分布  
Fig. 4 Distribution of the electric field out of the first prism group

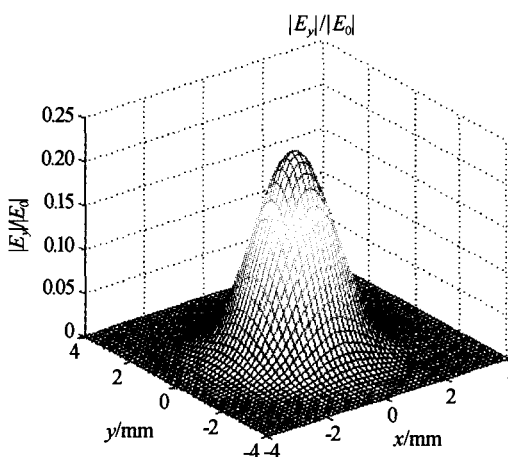


图 5 第二棱镜组出射的电场分布  
Fig. 5 Distribution of the electric field out of the second prism group

文献[2]中得出的相干检测星间跟踪系统探测器输出的中频电流公式为

$$I_{IF} = \iint_S G \beta [E_s(t) \cdot E_L(t)^* + E_L(t) \cdot E_s(t)^*] dS \quad (9)$$

式中  $G$  和  $\beta$  分别是光电探测器的增益和响应度,  $E_s(t)$  为信号光电场,  $E_L(t)$  为本振光的电场, 光探测器光敏面是边长为  $d$  的正方形, 其面积记为  $S$ .

将计算得到的第二棱镜组出射的电场分布作为信号光电场代入式(9), 就可求出归一化中频电流与失配角的关系曲线(见图 6), 其中虚线引自文献[2], 是对高斯光束在偏转器中的传播做简化处理的结果. 由图可见, 两条曲线存在一定的差异, 它正是由  $\text{LiNbO}_3$  光束偏转器导致的传输光束电场变化造成的. 本试验系统要求达到对失配角  $10 \mu\text{rad}$  的检测准确度, 必须考虑光束偏转器对归一化中频电流的影响, 这样才能得到比较满意的测量结果.

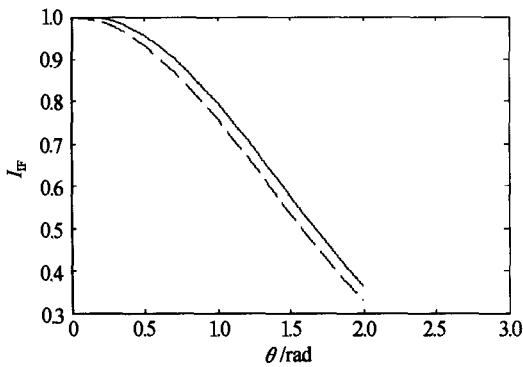


图6 中频电流与失配角的关系(虚线来源于文献[2])  
Fig. 6 Intermediate frequency current as a function of mismatched angle(The dashed curve is derived from Reference No. 2)

## 5 结论

本文研究了基模高斯光束经过 LiNbO<sub>3</sub> 光束偏转器后发生的光电场变化,计算了由此导致的检测系统探测器输出中频电流和失配角之间关系的改

变,有利于提高检测系统的测量准确度.

## 参考文献

- 1 金韬. 基于电光效应的相干检测星间跟踪技术. 光子学报, 2003, **32**(10): 1185~1188  
Jin T. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(10): 1185~1188
- 2 潘湖迪, 金韬. 相干检测星间跟踪技术方案的优化设计. 光子学报, 2005, **34**(5): 694~696  
Pan H D, Jin T. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(5): 694~696
- 3 Yariv A, Yeh P. *Optical Waves in Crystals*, USA: John Wiley & Sons, Inc., 1984
- 4 Stamnes J J, Jiang D Y. Focusing of electromagnetic waves into a uniaxial crystal. *Opt Commun*, 1998, **150**: 251~262
- 5 Ciattoni A, Crosignani B, Di Porto P. Vectorial theory of propagation in uniaxially anisotropic media. *J Opt Soc Am A*, 2001, **18**(7): 1656~1661

## Influence of Transmission Characteristics of Beam Deflector on Orienting Accuracy

Liu Jing, Jin Tao

*Dept. of Information & Electronic Engineering, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310027*

Received date: 2005-01-26

**Abstract** The distribution of base mode Gaussian beam's electric field through LiNbO<sub>3</sub> deflector is calculated based on the beam refraction theory in the media interface and the vectorial theory of propagation in anisotropic media. The model of the intermediate frequency current, from the detector of beam orienting system, versus beam mismatched angle is rebuilt. The computer simulation results demonstrate the effect of output electric field change on the intermediate frequency current as a function of mismatched angle. High beam orienting precision can be obtained based on the revised mathematical model.

**Keywords** Crystallography; Beam orienting; LiNbO<sub>3</sub> beam deflector; Electric field change



**Liu Jing** was born on October 24, 1976, in Hubei, P. R. China. He received the B. S. degrees in information technology from Zhejiang University. In 2003, he began his research for his M. S. degree in electromagnetics and microwave. His research work focuses on new technology for optical communication system.