

体全息存储系统中光折变晶体 动态范围的理论研究*

李晓春 邬敏贤 严瑛白 何庆声 金国藩
(清华大学精密仪器系, 北京 100084)

摘 要 基于晶体中线性偏振波的耦合波理论以及光折变效应的能带传输模型, 求出了体全息存储系统中光折变晶体动态范围的解析表达式。以 $\text{LiNbO}_3 \cdot \text{Fe}$ 和 BaTiO_3 晶体为例, 讨论了读写光束与晶体作用的几何结构形式、晶体掺杂量大小及其氧化还原状态等因素对动态范围的影响。研究发现, 对两种晶体来说, 掺杂浓度越大、氧化程度越深, 则可获得的动态范围越大。在 BaTiO_3 晶体中要获得最大动态范围, 则光栅矢量与晶轴 C 之间的最优夹角应随参考光与信号光之间夹角的不同而不同。

关键词 体全息存储器, 光折变晶体, 动态范围。

1 引 言

存储容量大是体全息存储最显著的特征之一。利用体积全息图的布拉格选择性, 采用角度多重、相位编码多重或波长多重等方法可在光折变记录介质中记录大量数目的全息图^[1], 通过对曝光过程的适当控制, 可对各全息图的衍射效率进行均衡^[2, 3]。在实际系统中, 限制存储容量的两个主要因素是各全息图之间存在的串音互扰以及记录光束对全息图的擦除作用。理论分析表明, 当存储的全息图数目 M 很大时, 全息图的均衡衍射效率近似正比于 $1/M^2$ ^[2, 3]。假设介质的散射噪声强度固定不变, 那么擦除作用将使系统信噪比 SNR 按 $1/M^2$ 规律降低, 而由串音引起的信噪比则反比于 M 的一次方^[4]。这说明, 互擦除作用是限制实际存储容量更关键的因素。当存储的全息图数目 M 较大时, 全息图的均衡衍射效率 η 可写为^[2]

$$\eta = [(A_0/\tau)(\tau_0/M)]^2 \quad (1)$$

式中 A_0 为全息光栅的饱和光栅强度, τ 为全息图记录时的指数时间常数, τ_0 为擦除时间常数。 $\text{Mok}^{[5]}$ 等人根据上式引入如下一个参数 $M/\#$, 其定义为

$$M/\# = (A_0/\tau)\tau_0 \quad (2)$$

这样(1)式可写成

$$\eta = (M/\# / M)^2 \quad (3)$$

可见, 提高 $M/\#$ 可获得更高的衍射效率, 或者说, 可以在晶体中存储更多的全息图。称

* 本课题得到国家自然科学基金(69673033)及国防预研基金(96J20.10.1.JW0118)资助。

收稿日期: 1996 年 9 月 15 日

$M/\#$ 为全息存储系统的动态范围性能指标。该参数可看作是在记录一幅全息图的初始时刻全息光栅强度随时间增长的斜率 A_0/τ 与光栅的擦除时间常数 τ_e 的乘积^[5]。

本文将根据晶体中严格的线性偏振波耦合波理论以及光折变效应的线性能带传输模型,先推导出 $M/\#$ 的解析表达式,再以两种常用光折变晶体 $\text{LiNbO}_3 \cdot \text{Fe}$ 和 BaTiO_3 为例,讨论光束在晶体中作用的几何结构形式、晶体的掺杂量大小及其氧化还原状态对 $M/\#$ 的影响。通过优化计算,给出最优材料参数及光与晶体作用的最佳结构形式。

2 动态范围 $M/\#$ 的理论计算公式

由于晶体存在吸收,作用光束强度沿传输方向逐渐减弱,因而全息光栅强度的增长速率 A_0/τ 及擦除时间常数 τ_e 均为空间坐标的函数。下面通过对这两个参数在作用区内的积分来获得有效的 $M/\#$ 值^[6]。如图 1 所示,设光栅记录时参考光与信号光对称射入晶体,因此形成的全息光栅波矢 \mathbf{k} 平行于 z 轴。假设全息图在 x 方向作用长度为 L ,在 z 方向无穷大。

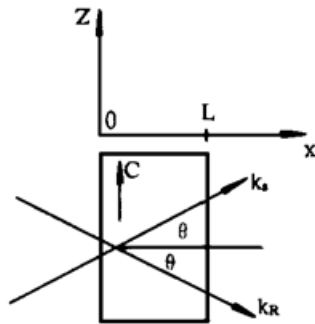


Fig. 1 Volume hologram in a photorefractive crystal. C denotes the optical axis

当光栅读出时,参考光以布拉格角 θ 入射到全息图上,通过衍射形成信号光。根据晶体中偏振波的耦合波理论,读出光与衍射光之间的饱和耦合常数 κ 为^[7]

$$\kappa = \frac{\pi}{2\lambda\epsilon_0 \cos \theta} \frac{\mathbf{P}_1 \cdot \epsilon_1 \mathbf{P}_2}{\sqrt{n_1 n_2}} \quad (4)$$

式中 \mathbf{P}_1 、 \mathbf{P}_2 分别为表示读出光与衍射光偏振状态的单位矢量, n_1 、 n_2 为两光波在晶体中的折射率, ϵ_1 为晶体介电张量调制振幅, ϵ_0 为真空介电常数, λ 为真空中光波波长。在晶体主轴坐标系中, ϵ_1 各分量可表示为

$$\epsilon_{lij} = -\epsilon_0 n_i^2 n_j^2 \sum_k \gamma_{ijk} E_k^{SC} \quad (5)$$

式中 n_i 、 n_j 为晶体主折射率, γ_{ijk} 为线性电光系数, E_k^{SC} 为形成折射率光栅的空间电荷场振幅分量。按照光折变效应的线性能带传输模型,当无外加电场时,空间电荷场振幅 E^{SC} 及光折变响应时间常数 τ 分别为^[8]

$$E^{SC} = m \frac{E_q \sqrt{E_{ph}^2 + E_d^2}}{E_q + E_d} \quad (6)$$

$$\tau(x) = \tau_{0i}(x) \frac{1 + (E_d/E_q)}{1 + (E_d/E_q) \exp(-\alpha x / \cos \theta)} = \frac{\tau_0}{I_0 \exp(-\alpha x / \cos \theta)} \quad (7)$$

其中 m 为全息光栅生成时两记录光干涉而形成的强度调制因子, I_0 为入射面处总光强, α 为晶体强度吸收系数,其余参数说明见表 1,参数 τ_0 由(7)式本身定义。表 1 中, ϵ 为有效介电常数, q 为电子电荷, μ 为电子迁移率, γ_R 为电子陷阱复合速率常数, s 为光电离截面, I_0 为平均光强, k 为光栅波矢, k_B 为玻曼兹曼常数, p 为光伏常数。注意由于假设参考光与信号光吸收系数相同,因而强度调制因子 m 不随传播距离而改变。

在距离 x 处,由于衍射之前的参考光及衍射之后的信号光振幅分别被衰减 $\exp(-\alpha x / 2 \cos \theta)$ 倍和 $\exp(-\alpha(L-x) / 2 \cos \theta)$ 倍,因而在光栅生成时,有效斜率应为

$$\begin{aligned} \left[\frac{A_0}{\tau_r} \right]^{\text{eff}} &= \left[\int_0^L \kappa \exp \left[- \frac{\alpha x}{2 \cos \theta} \right] \exp \left[- \frac{\alpha(L-x)}{2 \cos \theta} \right] dx \right] \left[\frac{1}{L} \int_0^L \frac{1}{\tau_i(x)} dx \right] \\ &= \frac{\kappa \exp \left[- \frac{\alpha L}{2 \cos \theta} \right] \left(1 - \exp \left(- \frac{\alpha L}{\cos \theta} \right) \right)}{\tau_0 / I_0 \alpha / \cos \theta} \end{aligned} \quad (8)$$

Table 1. List of parameters used

symbol	variable	definition
N_D	donor concentration	
N_A	acceptor concentration	
τ_{di}	dielectric relaxation time	$[\epsilon / (q\mu)] \{ \gamma_R N_A / [s I_0 (N_D - N_A)] \}$
E_d	diffusion field	$kk_B T / q$
E_q	saturation field	$q N_A (N_D - N_A) / (\epsilon k N_D)$
E_μ	drift field	$\gamma_R N_A / (\mu k)$
E_{ph}	photovoltaic field	$p \gamma_R N_A / (q \mu s)$

当用参考光与信号光记录某特定光栅时, 其它光栅则被部分擦除, 被擦除光栅强度随时间的变化 $G(t) \propto \int_0^L \exp \left[- \frac{\alpha x}{\cos \theta} \right] \exp \left[- \frac{t}{\tau_i(x)} \right] dx$ ^[6]。取 $t = 0$ 时的指数响应时间常数作为整个擦除过程响应时间常数的近似, 于是有

$$\frac{1}{(\tau_e)^{\text{eff}}} = \frac{-dG(t)/dt|_{t=0}}{G(0)} = \frac{1 + [\exp(-\alpha L / \cos \theta)] I_0}{2 \tau_0} \quad (9)$$

由(8)、(9)两式便可得

$$M/\# = \frac{2\kappa}{\alpha / \cos \theta} \exp \left[- \frac{\alpha L}{2 \cos \theta} \right] \tanh \left[\frac{\alpha L}{2 \cos \theta} \right] \quad (10)$$

这便是全息存储系统中光折变晶体动态范围 $M/\#$ 的解析表达式。

在下面计算中, 定义参数 $\rho = N_A / N_D$ 用以表示晶体的氧化还原状态, ρ 愈大即表示晶体氧化程度愈深, 同时假设晶体的吸收系数 α 正比于 $(N_D - N_A)$ ^[6, 8], 即

$$\alpha = C_{\text{asp}}(N_D - N_A) = C_{\text{asp}}(1 - \rho)N_D \quad (11)$$

式中 C_{asp} 为常数。

3 动态范围计算

分别以光折变晶体 LiNbO_3 及 BaTiO_3 为例, 根据(10)式对动态范围 $M/\#$ 进行研究。

3.1 LiNbO_3 晶体的 $M/\#$

室温下 LiNbO_3 晶体的晶格点对称性为 $3m$, 在掺铁 LiNbO_3 晶体中, 其最大电光系数为 γ_{33} ^[9], 有较强的平行于光轴 C 的光伏电场^[8, 9], 因而 LiNbO_3 晶体的使用通常均采用如图1所示的对称结构, 此时空间电荷场方向平行于晶体 C 轴(图中 z 轴), 所以

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 \begin{bmatrix} n_0^4 \gamma_{13} & 0 & 0 \\ 0 & n_0^4 \gamma_{13} & 0 \\ 0 & 0 & n_c^4 \gamma_{33} \end{bmatrix} E^{\text{SC}} \quad (12)$$

取光伏电场 E_{ph} 正比于施主浓度 N_A ^[6, 10], 即

$$E_{\text{ph}} = C_{\text{ph}} N_A \quad (13)$$

其中 C_{ph} 为常数。若读出时参考光与信号光均为 o 光, 则在图1所示主轴坐标系中

$$\mathbf{P}_1 = \mathbf{P}_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad n_1 = n_2 = n_o \quad (14)$$

按(10)式经几步运算, 可得晶体对 o 光的动态范围 $(M/\#)_o$ 为

$$(M/\#)_o = (M/\#)_c f_o \quad (15)$$

其中

$$(M/\#)_c = \frac{k_B T}{q} \frac{2\pi^2}{\lambda^2} mL \left[10^{-10} \frac{cm}{V} \right] \quad (16)$$

$$f_o = n_o^4 \gamma_{13} \frac{\sin \theta}{1 + Q \epsilon_c n_o^2 \sin^2 \theta / \rho (1 - \rho) N_D} \frac{\sqrt{1 + P^2 (N_A / n_o \sin \theta)^2}}{2 \exp(-\alpha L / 2 \cos \theta)} \tanh \left[\frac{\alpha L}{2 \cos \theta} \right] \quad (17)$$

$$P = \lambda q C_{ph} / 4\pi k_B T; \quad Q = 16\pi^2 \epsilon_0 k_B T / \lambda^2 q^2 \quad (18)$$

可见, 晶体参数及光与晶体的作用形式仅影响系数 f_o , 而 $(M/\#)_c$ 可看作一常量, 因此在下面计算动态范围 $M/\#$ 时, 可忽略 $(M/\#)_c$ 。注意在 f_o 定义式中, 电光系数 γ_{13} 的量纲 ($10^{-10} cm/V$) 被移至 $(M/\#)_c$ 中, 因而 γ_{13} 及 f_o 均是无量纲的。这种表示方法在下文同样有效。

当读出光为 e 光时,

$$\mathbf{P}_1 = \frac{1}{\sqrt{(\sin^2 \theta)/n_o^4 + (\cos^2 \theta)/n_e^4}} \begin{bmatrix} -(\sin \theta)/n_o^2 \\ 0 \\ (\cos \theta)/n_e^2 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{P}_2 = \frac{1}{\sqrt{\sin^2 \theta/n_o^4 + \cos^2 \theta/n_e^4}} \begin{bmatrix} (\sin \theta)/n_o^2 \\ 0 \\ (\cos \theta)/n_e^2 \end{bmatrix}$$

$$n_1 = n_2 = n_\theta = [(\sin^2 \theta)/n_o^2 + (\cos^2 \theta)/n_e^2]^{-1/2} \quad (19)$$

于是由(10)式可得

$$(M/\#)_e = (M/\#)_c f_e \quad (20)$$

$$f_e = \frac{\gamma_{33} \cos^2 \theta - \gamma_{13} \sin^2 \theta}{\frac{\sin^2 \theta}{n_o^4} + \frac{\cos^2 \theta}{n_e^4}} \frac{\sin \theta \left[1 + P^2 \left[\frac{N_A}{n_\theta \sin \theta} \right]^2 \right]^{1/2}}{1 + Q \frac{\epsilon_c n_\theta^2 \sin^2 \theta}{\rho (1 - \rho) N_D}} \frac{2 \exp \left[-\frac{\alpha L}{2 \cos \theta} \right]}{\alpha L} \tanh \left[\frac{\alpha L}{2 \cos \theta} \right] \quad (21)$$

$(M/\#)_c$ 由(16)式定义, P 、 Q 见(18)式。

取 $n_o = 2.344$, $n_e = 2.2446$, $\gamma_{13} = 8.6$, $\gamma_{33} = 30.8$, $\epsilon_c = 30^{[9]}$, $C_{asp} = 6.62 \times 10^{-18} cm^2$, $C_{ph} = 1.09 \times 10^{-14} V \cdot cm^{2[6]}$, $L = 1 cm$, $T = 300 K$ 。图2为系数 f_o 及 f_e 与角度 θ 之间的计算关系曲线。可见, f_e 通常总大于 f_o , 且两者均随 θ 角的增大而降低。这说明对记录的全息光栅进行读出时, 使用 e 光比使用 o 光通常可获得更大的动态范围。对于透射型体积全息图来说, 作用光束之间的夹角 2θ 越大, 则全息图的布拉格角度选择灵敏度越高, 全息图之间的串音干扰越小^[11]。 f_o 及 f_e 均随 θ 角增大而减小, 表明对光折变晶体 $LiNbO_3$, 在动态范围与全息图的布拉格角度选择灵敏度之间存在着矛盾。由下面的计算可知, 该结论同样适用于 $BaTiO_3$ 晶体。

当晶体总掺杂浓度 N_D 一定时, 若对晶体进行重氧化使得 ρ 很大, 那么饱和电场 $E_q \propto \rho(1 - \rho)$ 及空间电荷场 E^{SC} 都将变小, 因而系数 f_e 、 f_o 也将减小。相反, 若对晶体进行深还原处理使 ρ 过小, 则晶体吸收系数 $\alpha \propto (1 - \rho)$ 又将很大。因此, 必存在一最优参数 ρ_{opt} 使得晶体动态范围 $M/\#$ 最大。图3表示在固定浓度 N_D 及角 θ 时动态范围系数 f_e 与 ρ 之间的关系曲线, 清楚表明了适当的氧化还原处理对于改善晶体动态范围特性的重要性。

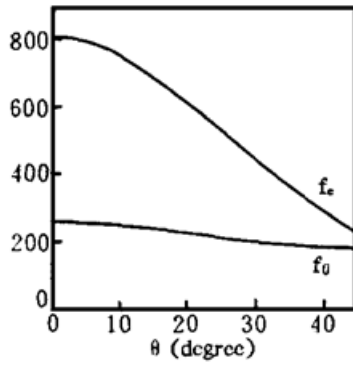


Fig. 2 Dependence of the dynamic range coefficients f_e and f_o for $\text{LiNbO}_3 \cdot \text{Fe}$ crystal on angle θ . $N_D = 1.89 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3[6]}$, $\rho = 0.96$

对于常用的具有最大布拉格角度选择灵敏度的 90° 全息记录结构 ($\theta = 45^\circ$), 晶体中信号光与参考光方向互相垂直, 因而记录光必须为 o 光。由图 2、图 3 可见, f_e 与 f_o 的差值随 θ 角的增大而减小, 当 $\theta = 45^\circ$ 时, 两者的差别达最小。这说明在 90° 全息记录结构中, 若读出光也采用 o 光, 则系统动态范围性能相对于采用 e 光时减小并不明显, 而系统的实现却可得到大大简化。

图 4 为系数 f_e 随掺铁总浓度 N_D 之间的关系曲线。可见, 在夹角 θ 及氧化还原状态参数 ρ 一定时, 也存在最佳的掺杂浓度。晶体掺杂越重, 氧化程度越深 (ρ 越大), 则可获得的动态范围越大。

3.2 BaTiO₃ 晶体的 $M/\#$

室温下, BaTiO_3 晶体的晶格点对称性为 $4mm$, 通常其光伏场很弱, 且 $\tau \approx \tau_c^{[12]}$ 。为简化分析, 取 $E_{ph} = 0$, $\tau = \tau_c$ 。该晶体中电光系数 $\gamma_{31} = \gamma_{42}$ 远大于其它系数, 因而可考虑如图 5 所示的倾斜作用结构形式, 其中光栅矢量 \mathbf{K} 与晶体光轴 C 不再平行, 其间有一夹角 ($90^\circ - \beta$)。仿照对 LiNbO_3 晶体的计算, 可得到类似于 (15) 式、(20) 式的动态范围表达式。系数 f_o 、 f_e 为:

$$f_o = n_o^4 \gamma_{13} \sin \beta \frac{\tan \theta \exp - \frac{\alpha L}{2} \cos \theta}{1 + Q [n_o^2 \sin^2 \theta / \rho (1 - \rho) N_D] (\epsilon_a \cos^2 \beta + \epsilon_c \sin^2 \beta)} \quad (22)$$

$$f_e = R \frac{n_c}{\sqrt{n_{10} n_{20}}} \frac{\tan \theta \exp - \frac{\alpha L}{2} \cos \theta}{1 + Q [n_c^2 \sin^2 \theta / \rho (1 - \rho) N_D] (\epsilon_a \cos^2 \beta + \epsilon_c \sin^2 \beta)} \quad (23)$$

其中 Q 由 (18) 式定义,

$$R = \frac{\gamma_{33} \sin \beta \sin (\beta + \theta) \sin (\beta - \theta) + \gamma_{13} \sin \beta \cos (\beta + \theta) \cos (\beta - \theta) + \gamma_{31} \sin 2\beta \cos \beta}{\sqrt{[\cos^2(\beta - \theta)]/n_o^4 + [\sin^2(\beta - \theta)]/n_c^4} \{[\cos^2(\beta + \theta)]/n_o^4 + [\sin^2(\beta + \theta)]/n_c^4\}} \quad (24)$$

取 $n_o = 2.458$, $n_c = 2.399$, $\gamma_{13} = 8$, $\gamma_{33} = 28$, $\gamma_{31} = 820$, $\epsilon_a = 4300$, $\epsilon_c = 106^{[9]}$, 其它参数同 LiNbO_3 。图 6 为动态范围系数与夹角 θ 之间的关系曲线, 可见, 在 BaTiO_3 晶体中动态范围系数 f_o 远小于 f_e , 因此, 当用 BaTiO_3 晶体作全息记录介质时, 读出光必需为 e 光才能

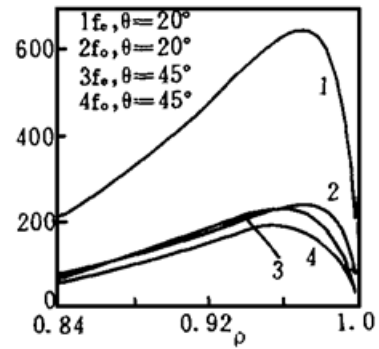


Fig. 3 Dynamic range coefficients as a function of oxidation-reduction parameter ρ for $\text{LiNbO}_3 \cdot \text{Fe}$ crystal. $N_D = 1.89 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3[6]}$

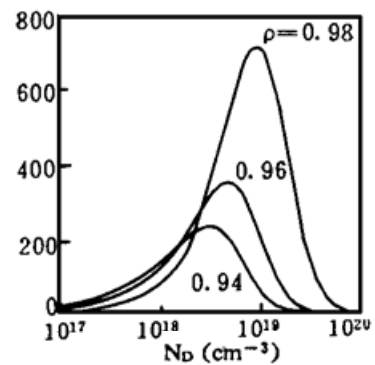


Fig. 4 The coefficient f_e varies with total Fe concentration N_D in a $\text{LiNbO}_3 \cdot \text{Fe}$ crystal. $\theta = 45^\circ$

获得较大的 $M/\#$ 值。另外还可看出, 倾斜角 β 不同时, 晶体可提供的最大 $M/\#$ 值及相应的最优 θ 角都不同。

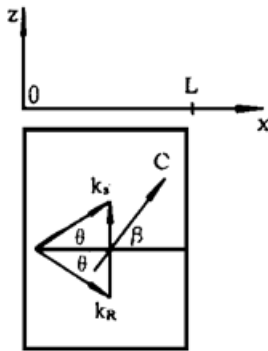


Fig. 5 Volume hologram in a BaTiO₃ crystal. Note that the optical axis C is not parallel to the wave vector K

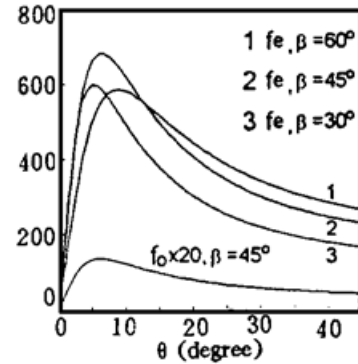


Fig. 6 Dependence of coefficients f_o and f_e on angle θ in a BaTiO₃ crystal. $N_D = 1.89 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3[6]}$, $\rho = 0.92$

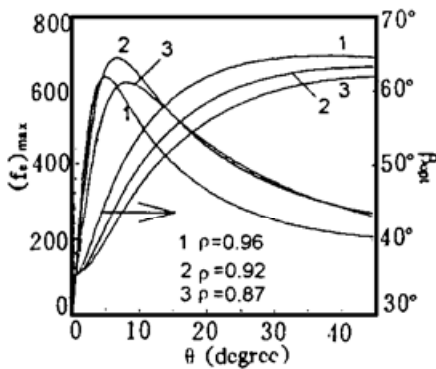


Fig. 7 The maximum possible coefficient f_{\max} and the corresponding optimum tilting angle β_{opt} vary with angle θ in a BaTiO₃ crystal. $N_D = 1.89 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3[6]}$

图7表示当夹角 θ 固定而改变倾斜角 β 时可获得的最大系数 f_{\max} 及相应的最优倾斜角 β_{opt} 。可见, 对于 90° 全息存储结构 ($\theta = 45^\circ$), 最优倾斜角应在 $62^\circ \sim 65^\circ$ 之间。也就是说, 要取得最大的动态范围, 应使光栅矢量与晶轴 C 间夹角在 $25^\circ \sim 28^\circ$ 之间。因而必须对 BaTiO₃ 晶体进行特殊形式的切割。当夹角 θ 减至 $4^\circ \sim 8^\circ$, 倾斜角 β 在 45° 附近时, BaTiO₃ 晶体可提供的动态范围最大, 约为 90° 全息存储结构时的两倍以上。

当倾斜角 β 及夹角 θ 固定时, 动态范围系数与掺杂浓度 N_D 及氧化还原系数 ρ 间的关系类似于 LiNbO₃ 晶体中的情况。亦即, 提高掺杂浓度 N_D 并相应提高氧化还原系数 ρ , 则晶体可提供的动态范围 $M/\#$ 值增大。

结 论 除动态范围外, 表征光折变晶体性能的, 还有全息灵敏度、响应速度、分辨率、散射光强弱等。不同的应用系统有不同的特性要求。本文对体全息存储系统中光折变晶体的重要特性参数——动态范围进行了研究, 求出了动态范围的解析表达式。以 LiNbO₃·Fe 晶体为例, 讨论了材料参数的优化问题; 以 BaTiO₃ 晶体为例, 讨论了光与晶体作用的最佳形式问题。所得结论对于晶体材料的生长制备与加工处理以及最优全息存储结构的确定具有实际指导意义。

参 考 文 献

- [1] L. Hesselink, M. C. Bashaw, Optical memories implented with photorefractive media. *Opt. Quantum. Electron.*, 1993, **25**: S611~ S661
- [2] D. Psaltis, D. Brady, K. Wagner, Adaptive optical networks using photorefractive crystals. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(9): 1756~ 1757
- [3] Y. Taketomi, J. E. Ford, H. Sasaki *et al.*, Incremental recording for photorefractive hologram multiplexing. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(22): 1774~ 1776
- [4] M. C. Bashaw, J. F. Heanue, A. Aharoni *et al.*, Cross-talk considerations for angular and phase-en-

- coded multiplexing in volume holography. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1994, **11**(9) : 1820~ 1836
- [5] F. H. Mok, G. W. Burr, D. Psaltis, System metric for holographic memory systems. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(12) : 896~ 898
- [6] G. W. Burr, D. Psaltis, Effect of the oxidation state of $\text{LiNbO}_3 \cdot \text{Fe}$ on the diffraction efficiency of multiple holograms. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(12) : 893~ 895
- [7] P. Yeh, Introduction to photorefractive nonlinear optics. New York, Wiley, 1993 : 42~ 77
- [8] P. Yeh, Introduction to photorefractive nonlinear optics. New York, Wiley, 1993 : 82~ 115
- [9] M. P. Petrov, S. I. Stepanov, A. V. Khomenko, Photorefractive crystals in coherent optical systems. Springer-Verlag, Berlin, 1991 : 223~ 230
- [10] D. L. Staebler, *Holographic Recording Materials*, Vol. 20 of Topics in Applied Physics, Berlin, Springer-Verlag, 1977 : 101~ 132
- [11] C. Gu, J. Hong, I. McMichael *et al.*, Cross-talk-limited storage capacity of volume holographic memory. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1992, **9**(11) : 1978~ 1983
- [12] J. E. Ford, Y. Fainman, S. H. Lee, Enhanced photorefractive performance from 45° -cut BaTiO_3 . *Appl. Opt.*, 1989, **28**(22) : 4808~ 4815

Study of the Dynamic Range performance of a Photorefractive Crystal in a Volume Holographic Memory

Li Xiaochun Wu Minxian Yan Yingbai He Qingsheng Jin Guofan
(Department of Precision Instruments, Tsinghua University, Beijing 100084)
(Received 15 September 1996)

Abstract Based on the coupled mode theory for polarized waves inside crystals and the linearized band transport model for photorefractive effect, the analytical expression of the dynamic range parameter, $M/\#$, of a photorefractive crystal in a volume holographic memory is derived. Taking $\text{LiNbO}_3 \cdot \text{Fe}$ and BaTiO_3 as examples, we discuss the influence of the impurity doping level, oxidation-reduction state and geometric configuration of coupling beams on the dynamic range performance. For both crystals we found that the denser the donor concentration and the higher the oxidation level, the larger the maximum possible dynamic range. For BaTiO_3 crystal the optimum angle between grating wave vector and optical axis should vary with the angle between signal and reference beams.

Key words volume holographic memory, photorefractive crystal, dynamic range.