

# 高密度体全息存储性能与几何组态的关系

王小怀<sup>1,2</sup>, 李卓凡<sup>1</sup>, 忽满利<sup>2</sup>

(1. 韩山师范学院 实验中心, 广东 潮州 521041; 2. 西北大学 物理学系, 陕西 西安 610069)

**摘要:** 讨论了影响高密度体全息存储性能的动态范围、衍射效率均匀性及布拉格选择灵敏度等三个参量与几何组态之间的关系, 强调三者均衡考虑在光路配置中的重要性。利用该均衡原则对 LiNbO<sub>3</sub> 晶体进行分析, 指出采用 O 光耦合的 90° 写入光路为其最佳的几何配置。

**关键词:** 体全息; 动态范围; 衍射效率; 角度选择性; 几何组态

**中图分类号:** TP333.4<sup>+</sup>; O572.25 **文献标识码:** A

## The Relation Between Property of High-density Volume holographic Storage

WANG Xiao-HUAI<sup>1,2</sup>, LI Zhuo-fan<sup>1</sup>, HU Man-li<sup>2</sup>

(1. Experiment Center, Hanshan Normal University, Chaozhou 521041, China;

2. Department of Physics, Northwest University, Xi'an 710069, China)

**Abstract:** The relation between parameters (including dynamic range, uniformity of diffraction efficiency and Bragg selectivity), Which will affect the performance of high-density volume holographic storage, and geometric configuration is discussed. The importance of the three parameters of balanced consideration in the beam-path configuration is emphasized. According to the analysis of LiNbO<sub>3</sub> crystal with the principle of the balance, it is pointed out that the 90° writing beam-path with O-light coupling is the best geometric configuration.

**Keywords:** volume holography; dynamic range; diffraction efficiency; angle selectivity; geometric configuration

## 引言

自 1966 年贝尔实验室的 Askin<sup>[1]</sup> 等人首次发现光折变效应及此后 Chen<sup>[2]</sup> 等人提出将这种性质用于全自光学记录以来, 光折变材料应用于光学数据存储的研究便在世界范围内迅速开展起来。光全息存储作为一种新型的光学信息存储技术, 同时具有存储密度高(理论上可达  $1/\lambda^3$ ,  $\lambda$  为采用的光波波长)、数据传输速率高、随机存储时间短和可实现并行读取的优点, 被认为具有与传统磁性存储技术竞争的潜力, 可望在未来的数字数据存储领域发挥巨大的作用。

体全息图像灵敏的角度和波长选择性是光全息存储实现高密度和大容量存储的依据。采用角度

复用、波长复用和相位编码等复用技术可在同一存储介质中存入大量的全息图。然而, 由于光擦除效应, 当一幅全息图被记录下来之后, 接下来记录过程中的每次曝光都会对它造成部分擦除。记录材料的折射率调制在写入和擦除过程中的变化可分别表达为<sup>[3]</sup>

写入:

$$\Delta n = \Delta n_s [1 - \exp(-t/\tau_w)] \quad (1)$$

擦除:

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp(-t/\tau_e) \quad (2)$$

式中,  $\tau_w$  和  $\tau_e$  分别表示写入和擦除时间常数;  $\Delta n_s$  是饱和折射率调制度;  $\Delta n_0$  是擦除开始时的折射率调制值, 它将导致衍射效率  $\eta$  随记录的全息图

数目  $N$  的增加而下降。假设各幅全息图的写入过程一样,擦除过程也一样,则用图 1 可形象地描述这一过程。由图 1 可见,当第 3 幅全息图写入结

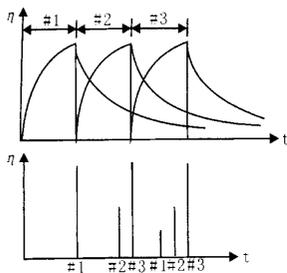


图 1 衍射效率随时间的变化

束时,3 幅全息图的衍射效率均不相同。虽然可以通过时间递减曝光法来补偿这种不均匀性,但却造成了每幅全息图均衡衍射效率的下降,即有:

$$\eta = \left( \frac{M/\#}{N} \right)^2 \quad (3)$$

式中,  $M/\#$  为记录介质的动态范围。

由此可见,布拉格选择灵敏度的高低决定着存储密度及容量的大小。对于一定的存储容量,提高动态范围可获得更高的衍射效率,以保证每幅全息图有足够的读出信号强度;而射效率的不均匀可导致全息图的扭曲,影响图像的质量。因此,动态范围、布拉格选择性和衍射效率均匀性成为影响高密度全息存储性能的 3 个重要的指标。下面以常用的  $\text{LiNbO}_3$  晶体为例,通过分析上述指标与耦合光路的关系,讨论如何从优化几何配置方面来提高高密度存储系统的综合性能。

### 1 动态范围 $M/\#$

F. H. Mok<sup>[k]</sup> 等人首先引入动态范围  $M/\#$  的定义,即:

$$M/\# = \frac{A_0}{\tau_w} \tau_e \quad (4)$$

式中,  $A_0$  为全息光栅的饱和光栅强度;  $\tau_w$  和  $\tau_e$  分别为写入时间常数和擦除时间常数。按照(4)式的定义,动态范围  $M/\#$  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的增长速率  $A_0/\tau_w$  与时间常数  $\tau_e$  的乘积。由于晶体的吸收及光束之间的耦合,晶体内光波的振幅也不再恒定,从而使全

息光栅的增长速率  $A_0/\tau_w$  及擦除常数均为空间坐标的函数。根据线性偏振波的耦合理论,通过计算  $A_0/\tau_w$  及  $\tau_e$  两个参数在作用区内的空间平均值,可导出如图 2 所示的全息存储系统中光折变晶体动态范围的解析表达式<sup>[5]</sup>:

$$M/\# = \frac{2k}{\alpha/\cos\theta} \cdot e^{-\frac{ad}{2\cos\theta}} \cdot e \tanh\left(\frac{ad}{2\cos\theta}\right) \quad (5)$$

式中,  $\alpha$  为吸收系数;  $d$  为晶体的厚度;  $\theta$  为光波与  $x$  轴的夹角;  $k$  为耦合常数,且

$$k = \frac{\pi}{2\lambda\epsilon_0\cos\theta} \frac{\hat{e}_R \cdot \epsilon_1 \cdot \hat{e}_S}{\sqrt{n_R n_S}} \quad (6)$$

式中,  $\hat{e}_R$  和  $\hat{e}_S$  分别表示两作用光波偏振态的单位矢量;  $n_R$  和  $n_S$  分别为两作用光波的折射率;  $\epsilon_1$  为光栅的介电张量调制度。

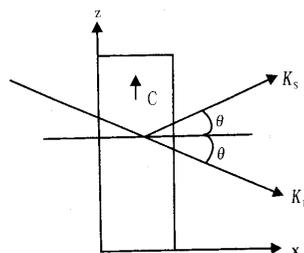


图 2 存储光路

Fig. 2 The recording beam-path

由(5)式可作出  $\text{LiNbO}_3$  晶体 O 光合时的动态范围  $(M/\#)_O$  及 e 光耦合时的动态范围  $(M/\#)_e$  随角度  $\theta$  的变化曲线(如图 3 所示)<sup>[5]</sup>。

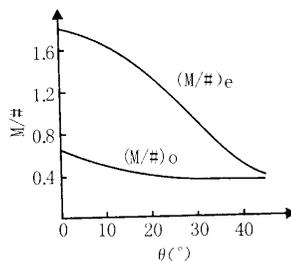


图 3  $M/\#$  随  $\theta$  的变化曲线

Fig. 3 The variation of the dynamic range with angle  $\theta$

由图 3 可见,  $(M/\#)_e$  和  $(M/\#)_O$  均随  $\theta$  的增大而下降,而且  $(M/\#)_e$  下降得较快;入射角较小时,  $(M/\#)_e$  大于  $(M/\#)_O$ ;入射角较大时,  $(M/\#)_e$

#)e 反而小于(M/#)O。

## 2 衍射效率均匀性

根据Kogelnik<sup>[6]</sup>耦合波理论,无吸收体全息图的衍射效率为

透射:

$$\eta_t = \sin^2 \left[ \frac{\pi \Delta n d}{\lambda \sqrt{\cos \theta_R \cos \theta_s}} \right] \quad (7)$$

反射:

$$\eta_r = \tan^2 \left[ \frac{\pi \Delta n d}{\lambda \sqrt{\cos \theta_R \cos \theta_s}} \right] \quad (8)$$

式中,  $\Delta n$  为折射率调制度;  $d$  为晶体的厚度;  $\lambda$  为作用光在真空中的波长;  $\theta_R$  和  $\theta_s$  则对应于读出角和衍射角。由(7)式和(8)式可知,要使各幅全息图有均匀的衍射效率,须使它们的光栅幅度  $\Delta n$  均等,而  $\Delta n$  的表达式为

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_0^3 r_{\text{eff}} E_{SC} \quad (9)$$

式中,  $E_{SC}$  为光折变效应产生的空间电荷场;  $r_{\text{eff}}$  为晶体的有效电光系数,其表达式为

$$r_{\text{eff}} = \hat{e}_R \cdot \epsilon_1 \cdot \hat{e}_S / n_0^3 n_\lambda \quad (10)$$

上式中介电张量调制度  $\epsilon_1$  为

$$\epsilon_1 = \epsilon \cdot (\vec{r} \tau \hat{e}^{SC}) \cdot \epsilon \quad (11)$$

式中,  $\hat{e}^{SC}$  为空间电荷场的单位矢量;  $\hat{e}_R$  和  $\hat{e}_S$  分别为两作用光波的偏振态矢量;  $n_\lambda$  是  $n_o$  或  $n_e$ , 取决于作用光波的偏振态;  $\vec{r}$  为电光系数张量;  $\epsilon$  为介电常数张量。由此可见,要获得均匀的衍射效率,各幅全息图的  $r_{\text{eff}}$  和  $E_{SC}$  的大小也必须一致。然而,由于  $r_{\text{eff}}$  和  $E_{SC}$  均与耦合光路的几何配置有关,这就成为除擦除效应外另一造成全息图衍射效率不均匀的重要因素。

### 2.1 $r_{\text{eff}}$ 与几何组态的关系

如图4所示,常温下的LiNbO<sub>3</sub>晶体具有3m点群对称性,它的电光系数张量为

$$\vec{r} = \begin{bmatrix} 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

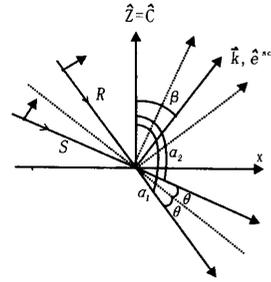


图4 记录结构示意图

Fig.4 Schematic diagram of recording configuration

介电张量:

$$\epsilon = \begin{bmatrix} n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 \end{bmatrix} \quad (13)$$

与图4组态对应的空间电荷场可表示为

$$E_{SC} = \begin{bmatrix} E_{SC} \sin \beta \\ 0 \\ E_{SC} \cos \beta \end{bmatrix} \quad (14)$$

将(12)、(13)和(14)式代入(11)式可得:

$$\epsilon_1 = E_{SC}^{-1} \begin{bmatrix} n_o^4 r_{13} \cos \beta & -n_o^4 r_{22} \sin \beta & n_o^2 n_e^2 r_{51} \sin \beta \\ -n_o^4 r_{22} \sin \beta & n_o^4 r_{13} \cos \beta & 0 \\ n_o^2 n_e^2 r_{51} \sin \beta & 0 & n_o^4 r_{33} \cos \beta \end{bmatrix} \quad (15)$$

对于O光耦合

$$\hat{e}_R = (0 \ 1 \ 0), \quad \hat{e}_S = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (16)$$

将(15)和(16)式代入(10)式,可得:

$$r_{\text{eff}} = r_{13} \cos \beta \quad (17)$$

对于e光耦合,则有:

$$\hat{e}_R = (-\cos \alpha_1 \ 0 \ \sin \alpha_1), \hat{e}_S = \begin{bmatrix} -\cos \alpha_2 \\ 0 \\ \sin \alpha_2 \end{bmatrix} \quad (18)$$

将(15)和(18)式代入(10)式,可得:

$$\begin{aligned} r_{\text{eff}} &= [n_o^4 r_{13} \cos \beta \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 - n_o^2 n_e^2 r_{51} \sin \beta \sin(\alpha_1 \\ &\quad + \alpha_2) + n_e^4 r_{33} \sin \alpha_1 \sin \alpha_2] / n_o^3 n_e \\ &= \left( \frac{\cos \beta}{2 n_o^3 n_e} \right) [n_o^4 r_{13} (\cos 2\theta - \cos 2\beta) \\ &\quad + 4 n_o^2 n_e^2 r_{51} \sin^2 \beta + n_e^4 r_{33} (\cos 2\beta \\ &\quad + \cos 2\theta)] / n_o^3 n_e \end{aligned} \quad (19)$$

由(17)和(19)式可分别作出 $r_{\text{eff}}$ 随 $\theta$ 和 $\beta$ 变化的关系图(如图5所示)。

2.2  $E_{SC}$ 与几何组态的关系<sup>[7]</sup>

稳态空间电荷场  $E_{SC}$ 可表示为

$$E_{SC} = \sqrt{\frac{E_0^2 + E_d^2}{\left(1 + \frac{E_d}{E_s}\right)^2 + \left(\frac{E_0}{E_s}\right)^2}} \quad (20)$$

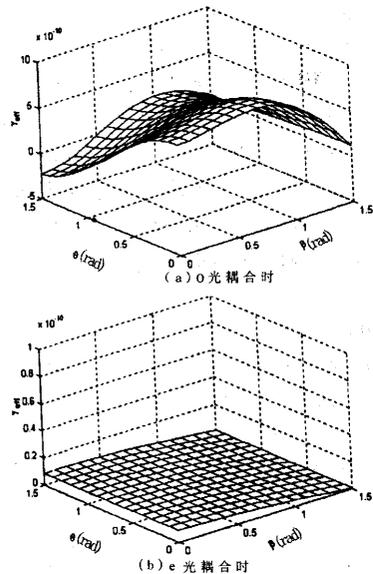


图5 O和e光耦合时 $r_{\text{eff}}$ 随 $\theta$ 和 $\beta$ 变化的关系图

Fig. 5 Variation of effective electrooptic coefficient with angles  $\theta$  and  $\beta$

式中,  $E_0$  包括外加电场和内电场;  $E_d$  和  $E_s$  分别指扩散电场和饱和电场,两者均与光栅矢量 $\vec{K}$ 的大小有关,且:

$$E_d \propto K = A \sin \theta \quad (21)$$

其中,

$$A = 4\pi n k_B T / e \lambda, \quad B = e N_A \lambda / 4\pi n \epsilon_0 \quad (22)$$

式中,  $k_B$  为玻尔兹曼常数;  $T$  为绝对温度;  $e$  为电子电量;  $N_A$  为受主数密度;  $\epsilon_0$  为真空介电常数;  $\epsilon$  为质中沿 $\vec{K}$ 方向的有效介电常数,且 $\epsilon$ 为

$$\epsilon = \epsilon_{//} \cos^2 \beta + \epsilon_{\perp} \sin^2 \beta \quad (23)$$

式中,  $\epsilon_{//}$  和  $\epsilon_{\perp}$  分别为光折变材料平行和垂直于C轴的介电张量元。由以上各式可推导出在没有外加电场的情况下  $E_{SC}$  的表达式:

$$E_{SC} = \sqrt{\frac{E_{\text{oph}}^2 \cos^2 \beta + A^2 \sin^2 \theta}{\left(1 + \frac{\epsilon A \sin^2 \theta}{B}\right)^2 + \left(\frac{\epsilon E_{\text{oph}} \cos \beta \sin \theta}{B}\right)^2}} \quad (24)$$

由(24)式可分别作出 $E_{SC}$ 随 $\beta$ 和 $\theta$ 变化的曲线,如图6所示。由图可见, $\theta$ 取得太小不利于衍射效率的均匀性。用于计算LiNbO<sub>3</sub>晶体的各参数如表1所示。

表1 参考值及参考文献

Table. 1 Reference values and references

参数	参数值	参考文献	参数	参数值	参考文献
$r_{13}$	$8.6 \times 10^{-12} \text{m/V}$	[8]	A	$1.5 \times 10^6 \text{V/m}$	[7]
$r_{33}$	$30.8 \times 10^{-12} \text{m/V}$	[8]	B	$8 \times 10^6 \text{V/m}$	[7]
$r_{51}$	$28 \times 10^{-12} \text{m/V}$	[8]	$N_A$	$2 \times 10^{22} \text{m}^{-3}$	[7]
$n_o$	2.285	[8]	$\lambda$	$6.33 \times 10^{-7} \text{V/m}$	[7]
$n_e$	2.2	[8]	$\epsilon_{//} / B$	32	[7]
$E_{\text{oph}}$	$1.5 \times 10^6 \text{V/m}$	[7]	$\epsilon_{\perp}$	78	[7]

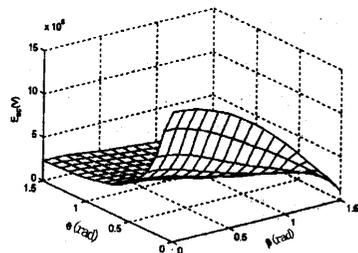


图6  $E_{SC}$ 随 $\beta$ 和 $\theta$ 变化的曲线

Fig. 6 Dependence of  $E_{SC}$  on angles  $\theta$  and  $\beta$

3 Bragg 选择灵敏度

当不满足Bragg条件读出时,(7)式和(8)式应改为<sup>[9]</sup>

透射:

$$\eta_t = \frac{\sin(v^2 + \xi^2)^{1/2}}{1 + (\xi/v)^2} \quad (25)$$

反射:

$$\eta_r = \frac{\sinh^2(v^2 - \xi^2)^{1/2}}{\sinh(v^2 - \xi^2)^{1/2} + [1 - (\xi/v)^2]} \quad (26)$$

其中

$$v = \frac{\pi \Delta n d}{\lambda (\cos \theta_R \cos \theta_s)^{1/2}} \quad (27)$$

Bragg 失配量:

$$\xi = \frac{\delta d}{2 \cos \theta_s} \quad (28)$$

相位失配量:

$$\delta = \Delta \theta \sin(\Phi - \theta_0) - \Delta \lambda K^2 / 4\pi n_0 \quad (29)$$

式中,  $\Phi$  为光栅的倾斜角;  $\Delta \theta$  为入射光波入射角对布拉格入射角  $\theta_0$  的偏离;  $\Delta \lambda$  为其波长对布拉格波长  $\lambda_0$  的偏移量;  $K$  为光栅矢量的大小。

由于体全息图的衍射效率对 Bragg 失配量  $\xi$  十分敏感, 较小的  $\Delta \theta$  或  $\Delta \lambda$  都会导致  $\eta$  的迅速下降。对于纯角度复用 (即  $\Delta \lambda = 0$ ), 当角度偏离值  $\Delta \theta$  达到某一值时,  $\eta$  下降至零。由 (25) 式可知, 这时有:

$$v^2 + \xi^2 = \pi^2 \quad (30)$$

将 (27) 式和 (28) 式代入 (30) 式可求得透射光栅选择角的表达式:

$$\Theta_t = \frac{2(\pi^2 - v^2)^{1/2} \lambda}{\pi n d} \cdot \frac{\cos \theta}{|\sin 2\theta|} \quad (31)$$

式中,  $2\theta$  为参考光与物光之间的夹角。同理, 可求出反射光栅的选择角:

$$\Theta_r = \frac{2(\pi^2 + v^2)^{1/2} \lambda}{\pi n d} \cdot \frac{\cos \theta}{|\sin 2\theta|} \quad (32)$$

由 (31) 式和 (32) 式可以看出, Bragg 角度选择灵敏度也与写入光路的几何组态有关。要使系统有较高的角度选择灵敏度, 就必须使物光和参考光的夹角  $2\theta$  尽量接近  $90^\circ$  (此时  $\Theta$  的值最小)。

## 4 讨论与结论

在高密度全息存储中, 大的动态范围, 高的选择灵敏度以及均匀的衍射效率都有助于提高系统的存储性能。由以上分析可知, 可以通过优化几可配置来达到改善性能的目的。然而, 这 3 者之间往往存在着相互影响和相互制约的关系。例如, 由图 2 可以看出, 保持物光和参考光之间的小夹角入射, 有利于动态范围的提高, 可是在减小夹角、提高动态范围的同时, 却也降低了系统选择的灵敏度。可见, 动态范围与选择灵敏度之间存在着矛盾。此外, 通常情况下采用 e 光耦合的组态可获得较大的动态范围, 但是却带来了比 O 光耦合更不均匀的衍射效率。动态范围与衍射效率均匀性方面也相互制约着。所以, 在考虑几何组态的时候, 不能单纯强调某个方面而忽略其它方面可能造成的负面影响, 必须针对具体情况多方面均衡甚至折衷进行考虑。对

于本文所讨论的  $\text{LiNbO}_3$  晶体而言, 基于上述均衡考虑的原则, 分析可得出采用 O 光耦合的  $90^\circ$  光路为其多重存储的最佳几何配置。理由如下: (1) 参考光与物光之间的夹角  $2\theta$  为  $90^\circ$  时, 具有最高的角度选择灵敏度; (2) 由图 5 也可以看出, O 光耦合时曲面相对较为平坦, 变化规律也比较简单, 有利于衍射效率均匀性的控制; (3) O 光耦合与 e 光耦合所获得的动态范围在  $\theta = 45^\circ$  时差别很小; (4) e 光耦合使晶体内相交的两写入光束的相干度会严重下降, 不能有效地干涉而写入全息图; (5) O 光耦合的光路可使系统的实现得到简化。这样的配置具有最高的选择灵敏度、较好的衍射效率均匀性和相对简洁的系统, 同时又能兼顾动态范围的差别, 使得矛盾三方得以有效地调和, 从优化几何组态方面最大限度地提高系统的综合存储性能。

参考文献:

- [1] Ashkin A, Bord G D, Dziedzic J M. Optically-induced refractive index inhomogeneities in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$  [J]. Appl Phys Lett, 1966, (9): 722-727.
- [2] F S Chen, J T Lamacehia, D B Fraser. Holographic storage in lithium niobate [J]. Appl Phys Lett, 1968, (13): 223-228.
- [3] 李铭华, 杨春晖, 徐玉恒. 光折变晶体材料科学导论 [M]. 北京: 科学出版社, 2003.
- [4] F H Mok, G W Burr, D Psaltis. System metric for holographic memory system [J]. Opt Lett, 1996, 21 (12): 896-903.
- [5] 李晓春. 晶体大容量体全息数据存储 [D]. 北京: 清华大学精密仪器与机械学系, 1998.
- [6] H Kogelnik. Coupled wave theory for thick holograms gratings [J]. Bell Syst Tech J, 1969, 48: 2909-2947.
- [7] Hanying Zhou, Feng Zhao, Francis T S Yu. Angle-independent diffraction efficiency in a thick photorefractive hologram [J]. Applied Optics, 1995, (4): 1303-1309.
- [8] 刘思敏, 郭儒, 凌振芳. 光折变非线性光学 [M]. 北京: 中国标准出版社, 1992.
- [9] 陈家璧, 苏显渝. 光学信息技术原理及应用 [M]. 北京: 高等教育出版社, 2002.