

光致折变晶体全息存贮中的最大衍射效率

岳学锋 邵宗书 陈焕鑫 王应素
(山东大学)

1988 年 3 月 15 日收到

本文从理论上分析了光致折变晶体全息存贮中的衍射效率与记录光光强比的关系, 求得了获得最大衍射效率的条件, 并用实验进行了验证.

一、引 言

光致折变晶体如 BaTiO_3 , LiNbO_3 , BSO , SBN 等已被广泛应用于全息存贮^[1], 其基本原理是两相干光在晶体中的相干迭加形成了周期分布的光场, 导致晶体中电荷的分离与迁移, 从而形成了很强的空间电荷场, 而这一电场又通过电光效应导致晶体折射率的空间调制, 从而记录了相应的信息. 而挡掉物光之后, 折射率光栅对读出光的衍射便出现了携有物光信息的衍射光. 一般情况下, 光场在晶体中的分布与相应的折射率光栅存在一定的相位差, 导致了记录光在晶体中的互相耦合, 使得光栅的调制度成为入射深度的函数, 从而使光致折变晶体中的全息存贮特性与一般的体全息存贮特性存在着一定的差别. 本文从耦合波方程出发, 系统讨论了光致折变晶体中体全息的记录与读出, 给出了相应衍射效率的表达式, 分析了对应于不同的耦合强度衍射效率与入射光强比的关系, 求得了衍射效率最大值的表达式, 并用计算机绘出了相应的关系曲线. 指出采用适当的人射光强比不仅可以得致最大的衍射效率, 而且同时可以使物光信息得到放大. 我们用掺铈铌酸铯进行了全息存贮的实验. 其实验结果与理论基本相符.

二、全息光栅的记录

如图 1 所示, 两相干光以 θ 角对射入射到晶体表面上, 其光场复振幅可表示为

$$A_{1,2}(z) = [I_{1,2}(z)]^{1/2} \exp[i\varphi_{1,2}(z)]. \quad (1)$$

为方便起见, 设在晶体表面 $z = 0$, 其初相位均为 0, 即 $A_{1,2}(0) = [I_{1,2}(0)]^{1/2}$. 两光光强比为 $m_0 = I_2(0)/I_1(0)$, 忽略晶体的吸收, 应有 $I_0 = I_1 + I_2$, 采用与 Koglnik 相似的方法^[2], 得到两记录光波在晶体中的耦合波方程

$$A_1'(z) = i\gamma [I_1(z)I_2(z)]^{1/2}/I_0 \cdot \exp[i(\varphi + \varphi_1(z) + \varphi_2(z))] \cdot A_2(z), \quad (2a)$$

$$A_2'(z) = i\gamma [I_1(z)I_2(z)]^{1/2}/I_0 \cdot \exp[-i(\varphi + \varphi_1(z) + \varphi_2(z))] \cdot A_1(z), \quad (2b)$$

式中 γ 为耦合系数, $\gamma = \omega\gamma_{\text{eff}}E/(2cn\cos\theta)$; γ_{eff} 为有效电光系数, 一般与晶体的对称点群及入射光的偏振方向有关; E 为空间电荷场, 可表示为

$$E = (k_B T/e)mk/[1 + (k/k_0)^2]^{1/2},$$

k_B 为玻耳兹曼常数, $k = |k_1 - k_2|$, $k_0 = (Nq^2/\epsilon\epsilon_0 k_B T)^{1/2}$.

将(1)式代入(2)式并分别取其实部与虚部,得

$$(I_1^{\frac{1}{2}})' = -\gamma \sin \phi \cdot (I_1 I_2)^{\frac{1}{2}} \cdot I_2^{\frac{1}{2}}/I_0, \quad (3a)$$

$$(I_2^{\frac{1}{2}})' = \gamma \sin \phi \cdot (I_1 I_2)^{\frac{1}{2}} \cdot I_1^{\frac{1}{2}}/I_0; \quad (3b)$$

$$\varphi_2' = -2\gamma \cos \phi \cdot I_1/I_0, \quad (4a)$$

$$\varphi_1' = 2\gamma \cos \phi \cdot I_2/I_0. \quad (4b)$$

解方程(3)得

$$I_1(x) = I_0/(1 + m_0 \exp(2\gamma \cdot x \sin \phi)), \quad (5a)$$

$$I_2(x) = I_0 m_0 \exp(2\gamma x \sin \phi)/(1 + m_0 \exp(2\gamma x \sin \phi)). \quad (5b)$$

将上两式代入方程(4), 依据前面的假设 $\varphi_1(0) = 0$, $\varphi_2(0) = 0$ 求解方程(4)得

$$\varphi_1 = \text{ctg } \phi \cdot \ln [(1 + m_0 \exp(2\gamma z \sin \phi))/(1 + m_0)], \quad (6a)$$

$$\varphi_2 = \text{ctg } \phi \cdot \ln [(1 + m_0 \exp(2\gamma z \sin \phi))/((1 + m_0) \exp(2\gamma z \sin \phi))]. \quad (6b)$$

从而得

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = -2\gamma z \cos \phi. \quad (7)$$

由(5)式可求得光栅的调制度

$$k(x) = \frac{2m_0^{\frac{1}{2}} \exp(\gamma z \sin \phi)}{1 + m_0 \exp(2\gamma z \sin \phi)}. \quad (8)$$

当 $\phi = 0$ 时, $k(x) = 2m_0^{\frac{1}{2}}/(1 + m_0)$ 为常数, 这便是普通体全息的情况. 而在光致折射晶体中, 一般情况下 $\phi \neq 0$, 这就使得相应光栅的调制度成为入射深度的函数, 正是由于这个原因, 在入射表面的调制度 $k(0) = 1$ (对应 $m_0 = 1$) 时, 并不对应于光栅衍射效率的极大值. 在一般的光致折变晶体(如 BaTiO_3 , SBN 等)中, 无外加电场时 $\phi = \pi/2$, 下面我们仅就以扩散机制为主的情况(即 $\phi = \pi/2$) 做进一步的讨论.

三、全息光栅的读出

仍如图 1, 设读出光沿原 1 光方向, 此时读出光与相应衍射光的光场分别为

$$R(x) = [I_R(x)]^{\frac{1}{2}} \exp(i\varphi_R), \quad (9a)$$

$$S(x) = [I_S(x)]^{\frac{1}{2}} \exp(i\varphi_S). \quad (9b)$$

忽略读出光与衍射光的耦合作用对折射率光栅的影响, 采用与上节相同的方法, 得到光衍射的耦合波方程

$$R'(x) = \frac{1}{2} i\gamma k(x) \exp(i\phi) \cdot S(x), \quad (10a)$$

$$S'(x) = \frac{1}{2} i\gamma k(x) \exp(-i\phi) \cdot R(x). \quad (10b)$$

显然在光衍射时 $\varphi_S - \varphi_R = \Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$, 代入方程(10), 并令 $\phi = \pi/2$, 整理得到

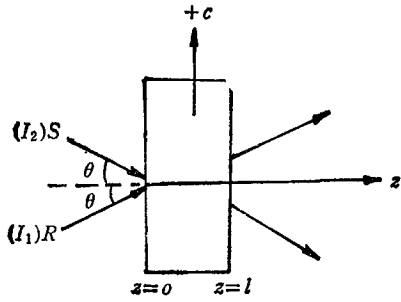


图 1 全息存储与读出的光路

$$I'_R = -2\gamma \frac{m_0^{\frac{1}{2}} \exp(\gamma z)}{1 + m_0 \exp(2\gamma z)} \cdot I_S^{\frac{1}{2}} I_R^{\frac{1}{2}}, \quad (11a)$$

$$I'_S = 2\gamma \frac{m_0^{\frac{1}{2}} \exp(\gamma z)}{1 + m_0 \exp(2\gamma z)} \cdot I_R^{\frac{1}{2}} I_S^{\frac{1}{2}}. \quad (11b)$$

采用边界条件 $I_R(0) = 1, I_S(0) = 0$ 求解方程,得

$$I_S = \frac{1}{2} \{1 - \cos[2(\arctg(m_0^{\frac{1}{2}} \exp(\gamma l)) - \arctg m_0^{\frac{1}{2}})]\}. \quad (12)$$

由衍射效率的定义^[2],得

$$\eta = \frac{1}{2} \{1 - \cos[2(\arctg(m_0^{\frac{1}{2}} \exp(\gamma l)) - \arctg m_0^{\frac{1}{2}})]\}. \quad (13)$$

下面求解在给定晶体样品及光的偏振入射方向的条件下 ($\gamma l =$ 定值), 入射光光强比的最佳值, 以使之得到高大的衍射效率.

令 $\eta' = 0$, 求解

$$m_0 = \exp(-\gamma l), \quad (14)$$

代入 (13) 式, 得

$$\eta_{opt} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \cos \left[2 \arctg \left(\exp \left(\frac{1}{2} \gamma l \right) \right) - \arctg \left(\exp \left(-\frac{1}{2} \gamma l \right) \right) \right] \right\}. \quad (15)$$

依据 (13), (15) 式, 绘出了不同耦合强度及不同的人射光强比条件下的衍射效率及最大值. 见图 2.

从图 2 可见, 在光致折变晶体中, 当 $m_0 = 1$ 时, 其衍射效率不为极大值, 这与一般的体全息不同. 随着耦合强度 (γl) 的增加, 应逐渐减小 m_0 的值, 才能使其衍射效率达到极大值.

下面分析光致折变晶体中的全息存贮在读出过程中对原物光的放大作用. 设读出光的光强与原 1 光相同, 由 (14), (15) 两式得到不同耦合强度下最佳的放大倍数

$$\begin{aligned} I_S/I_2 &= I_R \cdot \eta_{opt}/I_2 = (I_1/I_2) \eta_{opt} \\ &= \frac{1}{2} \exp(\gamma l) \cdot \left\{ 1 - \cos \left[2 \left(\arctg \left(\exp \left(\frac{1}{2} \gamma l \right) \right) - \arctg \left(\exp \left(-\frac{1}{2} \gamma l \right) \right) \right) \right] \right\}. \quad (16) \end{aligned}$$

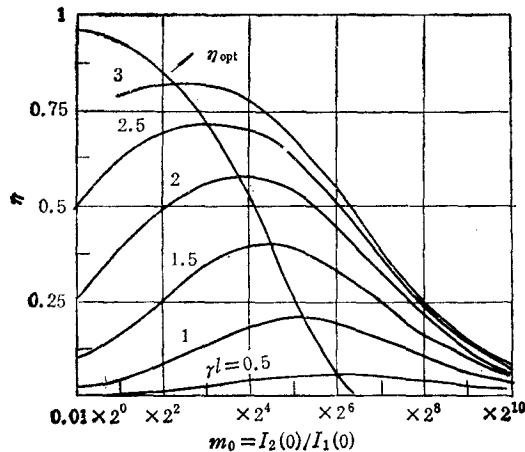


图 2 衍射效率 η 与 m_0 的关系

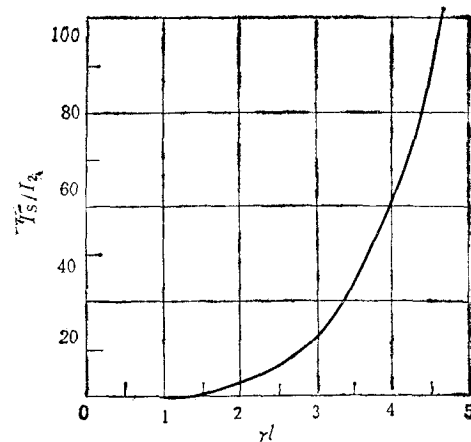
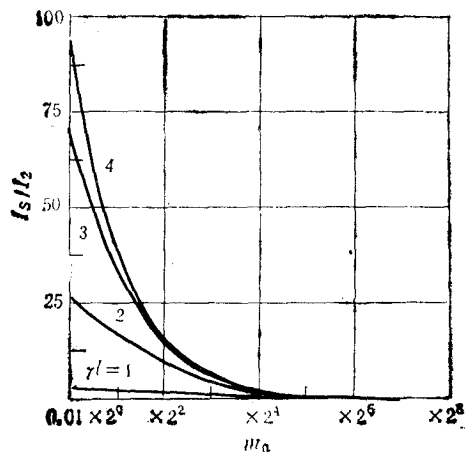


图 3 放大倍数与耦合强度 γl 的关系

图 4 放大倍数与 m_0 的关系

如图 3 所示,这种放大作用是随 γl 的增加而增加的,然而这种放大作用并非线性,由 (12) 式得

$$I_s/I_2 = m_0^{-1} \cdot \frac{1}{2} \left\{ 1 - \cos \left[2 \left(\text{arctg} \left(m_0^{\frac{1}{2}} \exp(\gamma l) \right) - \text{arctg} m_0^{\frac{1}{2}} \right) \right] \right\}. \quad (17)$$

图 4 给出了 γl 为定值条件下 I_s/I_2 随 m_0 的变化关系。

四、实验结果

我们用掺铈铌酸锶钡单晶 ($\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$, $x = 0.6$) 进行了全息存贮的实验。样品中 CeO_2 的含量为 0.1wt%, 样品经过极化处理, 切割加工成 $2 \times 5 \times 10$ mm 的薄片, 其厚度(通光方向)为 2 mm, 光轴平行于 5 mm 的稜, 使用 He-Ne 激光作为记录光及读出光, 记录及读出光均为 e 光。在不入射光光强比的情况下, 记录了相应衍射效率的值。见

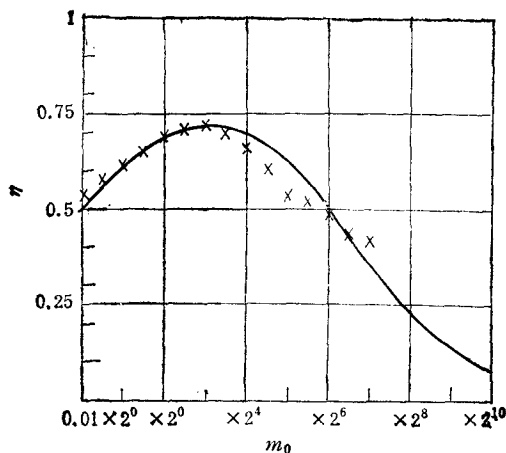


图 5 衍射效率与 m_0 的关系 \times 为实验值; 实线为理论拟合曲线, 对应 $\gamma l = 2.55$

图 5, 图 5 中同时绘出了对应于 $\gamma l = 2.55$ 的理论拟合曲线, 其变化的趋势基本一致。

总之, 上述的分析讨论突出了光致折变晶体中的全息存贮不同于一般体全息的特性, 得到了其衍射效率取得最佳值的条件, 以便在实验中得到较大的衍射效率。

[1] P. Günter, *Phys. Rep.*, **93**(4) (1982), 199.

[2] H. Kogelnik, *Bell. Syst. Tech. J.*, **48**(9) (1969), 2909.

[3] J. Feinberg, *Optical Phaseconjugation*, Academic Press, (1983), p. 417.

THE MAXIMUM DIFFRACTION EFFICIENCY FOR HOLOGRAPHIC STORAGE IN PHOTOREFRACTIVE CRYSTALS

YUE XUE-FENG SHAO ZONG-SHU CHEN HUAN-CHU WANG YING-SU

(Shandong University, Jinan)

ABSTRACT

In this work, the relations between the diffraction efficiency of recorded holograms in photorefractive crystals and the ratio of writing beam intensities are analyzed, the condition corresponds to the maximum diffraction efficiency is obtained and an experiment is carried out to prove the conclusions.