

文章编号: 0258-7025(2003)08-0726-05

LiNbO₃ 晶体中引入 π 位相差实现 选择性擦除

周元林¹, 谢敬辉¹, 孙 萍¹, 张 颖¹, 徐玉恒², 徐悟生²

(¹ 北京理工大学光电工程系, 北京 100081; ² 哈尔滨工业大学应用化学系, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘要 在晶体中进行大容量多重体存储, 需要对晶体中记录数据进行修改, 这就使得选择性擦除必不可少。介绍了铌酸锂晶体中实现选择性擦除的原理, 着重介绍了在物光和参考光中引入 π 位相差的几种方法, 通过引入 π 位相差来记录互补全息图, 利用全息图及其他的互补全息图的非相干叠加来消除原全息图对晶体折射率的调制, 从而实现对未定影全息图的选择性擦除。实现了在晶体中某一数据页面内部分数据的擦除, 并从理论上对实验结果进行了分析。并给出了在某一数据页面内进行部分擦除的实验结果。

关键词 信息光学; 体全息存储; 选择性擦除; LiNbO₃ 晶体

中图分类号 O 438.1 **文献标识码** A

Selective Erasure of Photorefractive Holograms in Fe:LiNbO₃ by Introducing π Phase Shift on the Reference Wave

ZHOU Yuan-lin¹, XIE Jing-hui¹, SUN Ping¹, ZHANG Ying¹,
XU Yu-heng², XU Wu-sheng²

¹Department of Optical Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

²Department of Applied Chemistry, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150001, China

Abstract With the development of multiplexing holographic storage in Fe:LiNbO₃, it's absolutely necessary to modify or reedit the data stored in the crystal, so selective erasure is indispensable. In this paper, the principle of selective erasure and some methods for introducing π phase shift is reported, by recording the complementary hologram which leads to the complementary refractive index changes, the process of selective erasure can be realized. At the same time, some experiment results are also demonstrated and the analysis of these results are given.

Key words information optics; volume holographic storage; selective erasure; LiNbO₃ crystal

1 引 言

随着计算机和互联网技术的快速发展, 人们需要存储大量的集图像、文字、声音于一体的多媒体图像及运动景物信息, 超大容量、快速存取的晶体存储器将发挥它无可比拟的优势。与现有的磁存储和光盘存储技术相比, 晶体体全息存储具有以下几个明显的优点: 存储容量大、数据存取速度快、具有内容寻址功能、存储冗余度高。这就使得大容量、超快速

的晶体体存储有着广阔的应用前景。

在晶体体全息信息存储中, 为了最大限度地增大存储容量, 通常采用各种复用技术, 在晶体的共同体积中存储大量的全息图。多重存储的出现, 就必然会带来对某一幅全息图或某一幅全息图中的部分信息进行修改的要求, 这就使得选择性擦除必不可少。虽然体全息存储技术具有许多超越磁盘和光盘的优势, 如果不解决信息的选择性擦除和重写的

收稿日期: 2002-05-13; 收到修改稿日期: 2002-06-27

作者简介: 周元林(1979—), 男, 北京理工大学光电工程系硕士研究生, 主要从事光折变晶体中信息存储的研究。E-mail: zhou_yuanlin@sohu.com

问题,它的应用范围将受到极大的限制。

选择性擦除分两种:1)对定影前的全息图进行选择性的擦除,2)对定影后的全息图进行选择性的擦除。晶体中定影前全息图是以电子光栅的形式存在,它对光照敏感,可直接进行选择性的光擦除。定影后全息图的选择性擦除则比较困难,因为不同的定影方法决定着电子光栅的不同变化,就需要采用不同的方法来实现。

目前,选择性擦除的研究在国内还未有过相关报道,在国外开展的也比较少。对于未定影的全息图的擦除,国外已经取得了很好的结果,但对于定影后的全息图还仅限于理论研究,还未得到较好的实验结果。

本文重点研究未定影全息图的选择性擦除和重写,特别介绍了在记录互补全息图时,实现 π 位相差的几种方法,同时提出了实现定影后全息图选择性擦除的解决方案。

2 未定影全息图的选择性擦除

由于每个信息页的体全息图是一个三维位相光栅,在多重全息信息存储的情况下,各个体全息光栅作非相干叠加,在晶体中形成复杂的三维光栅。要从中选择某一个全息图进行擦除,或者擦除某一个全息图记录的一部分数据位,只有利用在原位记录补偿全息图的方法^[1]。假设在晶体的某一区位已经利用角度复用记录了 M 个全息图,记为 H_1, H_2, \dots, H_m , 其中第 i 个全息图的物光波 $O_i(\vec{r}) = a_o \exp[j\varphi_{O_i}(\vec{r})]$, 参考波 $R_i(\vec{r}) = a_R \exp[j\varphi_{R_i}(\vec{r})]$, 对晶体曝光光强为

$$I(\vec{r}) = I_0 \{1 + m_i(\vec{r}) \cos[\varphi_{O_i}(\vec{r}) - \varphi_{R_i}(\vec{r})]\} \quad (1)$$

其中, (\vec{r}) 为晶体体全息图的位置坐标, $m_i(\vec{r})$ 为调制度。在光激发下,光折变晶体中自由电子将发生定向迁移,在晶体中形成电场光栅,电场分布与曝光光强的分布相对应

$$E_i(\vec{r}) = E_0 + \Delta E_i(\vec{r}) \cos[\varphi_{O_i}(\vec{r}) - \varphi_{R_i}(\vec{r}) - \psi] \quad (2)$$

式中 ψ 为由载流子迁移引起的相位移。由于电光效应,上述电场分布将在晶体中产生对应的折射率分布,形成体积型位相光栅

$$n_i(\vec{r}) = n_0 + \Delta n_i(\vec{r}) \cos[\varphi_{O_i}(\vec{r}) - \varphi_{R_i}(\vec{r}) - \psi] \quad (3)$$

为了擦除第 i 个全息图,可用原始物光波

$O_i(\vec{r})$ 和引入了 π 附加相位差的原参考波 $R_i'(\vec{r}) = a_R \exp[j\varphi_{R_i}(\vec{r}) - \pi]$ 在原位置记录一个新的体全息图 H_i' , 按前面类似的分析,形成 H_i' 的电场分布 $E_i'(\vec{r})$ 和折射率分布 $n_i'(\vec{r})$ 可分别表示为

$$E_i'(\vec{r}) = E_0 + \Delta E_i(\vec{r}) \cos[\varphi_{O_i}(\vec{r}) - \varphi_{R_i}(\vec{r}) - \psi - \pi] = E_0 - \Delta E_i(\vec{r}) \cos[\varphi_{O_i}(\vec{r}) - \varphi_{R_i}(\vec{r}) - \psi] \quad (4)$$

$$n_i'(\vec{r}) = n_0 - \Delta n_i(\vec{r}) \cos[\varphi_{O_i}(\vec{r}) - \varphi_{R_i}(\vec{r}) - \psi] \quad (5)$$

如果记录 H_i' 和 H_i 的曝光量相同,两次曝光时晶体的光折变性能没有显著的变化,则 H_i' 和 H_i 的分布相同,只是在空间上错开了半个周期,所以称 H_i' 为原全息图 H_i 的互补全息图。 H_i' 和 H_i 非相干叠加的结果,将消除原全息图 H_i 产生的折射率调制变化。上述补偿原理也可以用晶体中电荷的带运输模型来解释^[2]。在记录补偿全息图 H_i' 时,原全息图 H_i 的低曝光区中部分被俘获的电子将被光激发而离开俘获区,并与邻近高曝光区的空穴中和,载流子重新分布的结果,实现了选定全息图的擦除。在以二元数据页为单位的全息存储中,每个数据位都可以看作是一个子物体,在 90° 记录光路中,由于可以不考虑各子物体之间的互调制,可以认为各子物体与参考光形成的子全息图是非相干叠加的。按前面相同的分析,可以实现同一数据页中按信息位的部分选择性擦除。

3 π 相移技术

应用互补全息图实现选择性擦除的技术关键是如何在参考光中精确地引入 π 位相延迟。下面介绍几种在实验中提出并采用的方法。

3.1 倾斜位相板法

如图 1 所示,位相板 P 是一块折射率为 n_1 , 厚

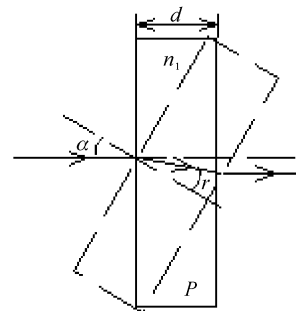


图 1 利用位相板引入 π 位相差

Fig. 1 Use phase plate to introduce π phase shift

度为 d 的平行平面玻璃板,它的初始位置与光轴垂直.应用几何光学原理可以导出,位相板 P 倾斜 α 角所引入的附加位相延迟为

$$\varphi = \frac{2\pi n_1 d}{\lambda} \left(\frac{n_1}{\sqrt{n_1^2 - \sin^2 \alpha}} - 1 \right) \quad (6)$$

由位相板的转角误差 $d\alpha$ 引起的位相延迟误差 $d\varphi$ 可表示为

$$d\varphi = \frac{\pi n_1^2 d \sin 2\alpha}{\lambda (n_1^2 - \sin^2 \alpha)^{3/2}} d\alpha \quad (7)$$

假设 $n_1 = 1.5, d = 10 \text{ mm}, \lambda = 532 \text{ nm}$,如果要求 $d\varphi = \pi/50$,则 $d\alpha = 0.0052^\circ$.由此可见,倾斜位相板法对角度控制的精度要求很高.

3.2 电光晶体位相调制法

如图 2,在未加半波电压的情况下,电光晶体相当于透明的平行玻璃板,线偏振光通过它后,不改变偏振方向,通过偏振式分束镜后,分为 p 分量和 s 分量两束光, s 分量直接作为参考光, p 分量通过 $\lambda/2$ 波片改变振动方向成为 s 分量作为物光.当加入半波电压后,即在 s 分量和 p 分量之间引入了 π 位相差,再通过偏振式分束镜,就会在相应的物光和参考光之间引入 π 的附加位相差.

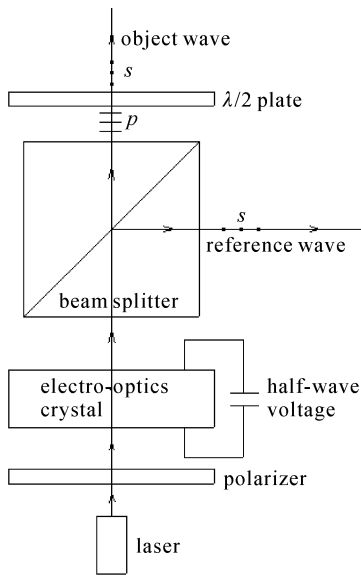


图 2 利用电光晶体引入 π 位相差
Fig. 2 Use electro-optics crystal to introduce π phase shift

3.3 巴比内补偿器法

如图 3 所示,巴比内补偿器由两块光轴方向互相垂直的楔形双折射晶板组成.当光束沿图中方向传播时,垂直于图平面的振动分量和平行于图平面的振动分量之间的位相差是

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (h_2 - h_1) (n_e - n_o) \quad (8)$$

因为巴比内补偿器的不同位置(如 A, B, C, D 等点)具有不同的 $(h_2 - h_1)$ 值,这样,通过移动巴比内补偿器,可以在 s 和 p 分量之间引入需要的位相差.

3.4 利用半波损失引入 π 位相差

利用 s 分量的线偏振光在光疏到光密介质界面反射时产生位相跃变的原理也可在参考光和物光之间引入 π 位相差.

具体装置如图 4 所示,通过平移虚线框部分的棱镜、反射镜组件,可使参考光相对于物光产生 3π 的附加位相差.

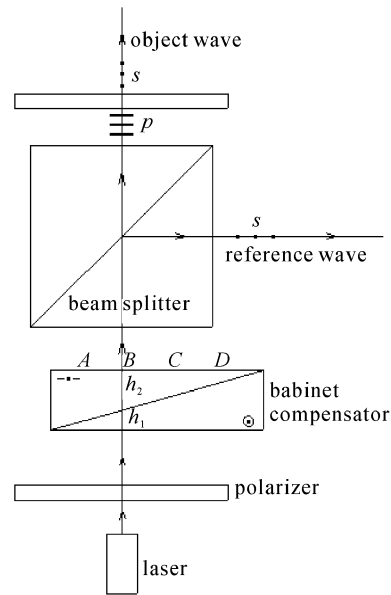


图 3 利用巴比内补偿器引入 π 位相差
Fig. 3 Use Babinet compensator to introduce π phase shift

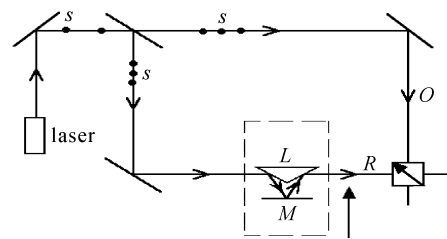


图 4 利用半波损失引入 π 位相差
Fig. 4 Use half-wave loss method to introduce π phase shift

比较以上 4 种方法,其中利用位相板引入 π 位相差原理比较简单,但对调整相位板的机械装置的精度要求苛刻.利用纵向电光效应,能精确控制 π 位

相差的引入,缺点是需要稳定性较好的半波高压(一般在 5000 V 以上)。利用索列尔或巴比内补偿器,对位相的调整同样要求较高的精度,但只作一维方向的平移,比起旋转位相板法的调节精度更高。对于半波损失法,能较准地引入 π 位相差,但增加参考光的反射次数会增大参考光和物光之间的光程差,并增加光能损失,影响所记录全息图的质量。综上所述,应用倾斜位相板或巴比内补偿器来引入 π 位相差将是比较实用的方法。

4 对定影全息图进行选择性擦除

在目前提出的光折变晶体体全息图的 3 种主要定影方法中,热定影(包括后补偿法和同时补偿法)的机制是利用高温下晶体中氢离子的游离性,通过离子光栅对电子光栅的补偿,以及常温下对电子光栅的光擦除,最后全息图以离子光栅的形式保留下来^[3, 4]。由于离子光栅只对温度敏感,而对光照不敏感,因此,利用互补全息图原理对热定影全息图选择性擦除和重写必须在高温下进行。但是对晶体的加热难于实现对某确定全息图的选择性。比较好的方法是利用一对晶体之间的动态刷新原理来实现选择性擦除。即在晶体 A 中固定了 N 幅全息图,如果选择第 i 幅全息图擦除,只需将第 i 幅以外的全息图复制到晶体 B 中,同时对晶体 B 进行原位重写和热固定。最后通过加热和均匀光照对晶体 A 进行刷新处理。

电定影的基本原理是对预极化的已记录多重全息图的单畴晶体施加强瞬时的外加电场,使晶体的

极化强度发生与全息光栅相同的空间周期性变化,形成极化强度光栅^[5]。由于它对光照不敏感,所以通过对电子光栅的光擦除,全息图就以极化强度光栅(或电偶极子光栅)的形式固定下来。因此,利用互补全息图原理对电定影全息图进行选择性擦除和重写必须在强的瞬时外加电场的作用下进行。但是,瞬时电脉冲难以选择性地作用于某一全息图,因此对电定影全息图的选择性擦除尚未找到可行的方法。

光定影是利用晶体掺杂元素的双光子吸收特性,长波长 λ_1 为记录光,短波长 λ_2 为选通光。单独用 λ_1 的双光束干涉强度照射晶体时,由于 λ_1 光子能量低,不能形成电子光栅,只有在波长 λ_2 的选通光的同时作用下,才能把处于基态的电子激发到导带,形成光折变光栅^[6]。读出时用单光子读出,由于双光子材料对 λ_1 不敏感,所以是无衰减的。由此可以设想,对双色晶体中多重全息图的选择性擦除和重写可以在选通光 λ_2 参与下实现。即在选通光参与下记录选定全息图的互补全息图,实现选择性的擦除和重写。

比较上述 3 种不同原理的定影方法,其中热定影对晶体材料的选择性稍宽一点,包括掺铁、掺镁、掺铜的多种铌酸锂晶体都适用。所需的设备较简单,实现的技术关键是提高存储系统的自动化程度,缩短操作时间。电定影对晶体材料要求较严,在原理上难以实现选择性擦除。双光子选通是很有前途的方法,但对材料的要求也比较高,仅看到在掺锆和掺铜的铌酸锂晶体实现了双色记录的报道。

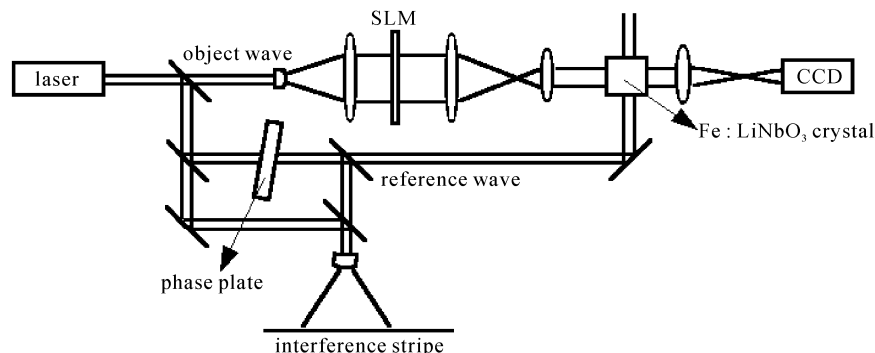


图 5 选择性擦除系统

Fig. 5 Selective erasure system

5 实验结果

实验采用哈尔滨工业大学应用化学系提供的

Fe:LiNbO₃ 晶体作记录材料,掺 Fe 浓度为 0.03%,未作氧化还原处理(生长态)。采用 90° 记录光路(如图 5),记录原全息图和互补全息图的二元数据

页均是用计算机生成的二维随机阵列,通过电寻址的液晶空间光调制器(SLM)产生的。光源为波长532 nm的半导体固体激光器,在记录面处的参考光和物光的功率分别为11.5 mW和2.2 mW,曝光时间为2 s。图6(a)为全息记录的原始图像,图6(b)为全息图的再现图像。为了验证利用互补全息图进行选择性擦除的原理,并掌握选择性擦除的规律,设

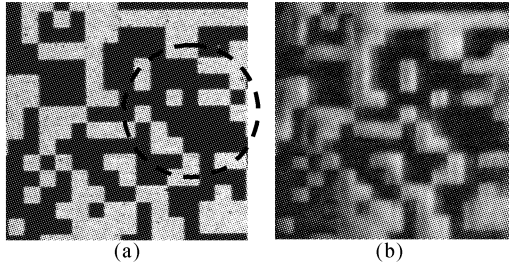


图6 原始图像(a)和再现图像(b)

Fig. 6 Original data plane (a) and reconstruction of the data plane (b)

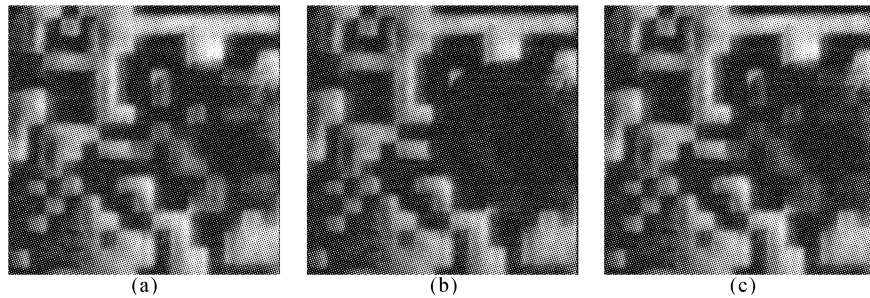


图7 选择性擦除的结果

Fig. 7 Results of selective erasure

以上实验充分说明,利用记录互补全息图实现光折变全息图的选择性擦除是完全可行的。但是要真正做到完全的补偿和擦除,必须保证两个关键技术要点:1)在记录互补全息图时,必须精确控制参考光束相对于物光束的 π 位相延迟。在实验中未能做到对原始图像的完全擦除,正是由于相位调节误差所致。由机械转台控制相位板的转角系统的角度误差和相位板的厚度测量误差引起的相位误差可达 0.08π ,为了实现完全的擦除,相位误差应控制在 0.02π 以内。2)互补全息图的写入时间是实现完全选择性擦除的又一关键。必须掌握适当的写入时间,使得互补全息图与原全息图具有相同的电子光栅强度,才能实现完全的擦除。

参 考 文 献

1 J. P. Huignard, J. P. Herriau, F. Micheron. Coherent

计了针对某一数据页中的部分数据进行选择性擦除的实验方案,即利用同一数据页面中的一部分数据作为物(如图6(a)中圆环内的数据),原记录光路保持不变,并改变图5中的位相板,使干涉条纹平移半个周期的奇数倍,使参考光相对于物光产生 π 的附加位相延迟,记录原始全息图的互补全息图。图7(a)~(c)为采用不同擦除时间(即互补全息图的写入时间)选择性擦除的实验结果。图7(a)的擦除时间为0.6 s,由图看出,圆环内图像的反衬度已经降低,说明这部分数据已被部分擦除,但显然擦除时间不足。图7(b)的擦除时间为0.9 s,圆环区图像的反衬度进一步降低,基本上完全擦除。图7(c)的擦除时间为1.2 s,圆环区域图像的反衬度不但没有进一步降低,反而较图7(b)有所增加,这说明了互补全息图的写入时间过长,出现了对原始图像的过补偿,图像反衬度的增大是由于互补全息图的衍射所致。

- selective erasure of superimposed volume holograms in LiNbO₃[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **26**(5):256~258
- 2 Liu Simin, Guo Ru, Ling Zhenfang. Photorefractive Nonlinear Optics [M]. Beijing: Chinese Standard Publishing House, 1992. 7~19 (in Chinese)
- 3 Xin An, Demetri Psaltis, Geoffrey W. Burr. Thermal fixing of 10,000 holograms in LiNbO₃:Fe [J]. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(2):386~393
- 4 Ammon Yariv, Sergei S. Orlov. Holographic storage dynamics in lithium niobate: theory and experiment [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1996, **13**(11):2513~2523
- 5 Jian Ma, Tallis Chang, John Hong. Electrical fixing of 1000 angle-multiplexed holograms in SBN:75 [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(14):1116~1118
- 6 H. Guenther, G. Wittmann, R. M. Macfarlane. Intensity dependence and white-light gating of two-color photorefractive grating in LiNbO₃[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(17):1305~1307