

文章编号: 0253-2239(2004)07-941-6

双掺杂 LiNbO_3 微观光学参量对衍射效率的影响*

任立勇 刘立人 刘德安

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要: 通过联立两中心带运输物质方程和双光束耦合波方程,建立了双掺杂 LiNbO_3 晶体采用双色光(紫外敏化光和 He-Ne 记录光)实现非挥发性全息存储的动力学模型。理论上分析了深、浅两杂质中心的微观光学参量(包括敏化光的深中心和浅中心光激发系数、记录光的浅中心光激发系数以及深中心和浅中心的电子复合系数)对记录饱和衍射效率和固定衍射效率的影响。数值计算表明,在双掺杂 LiNbO_3 晶体的非挥发性全息存储中,为了得到高的固定衍射效率,应该选择复合系数较大、记录光激发系数较高、敏化光激发系数较低的浅杂质中心以及敏化光激发系数较高、复合系数最佳的深杂质中心。

关键词: 非线性光学; 体全息存储; 双掺杂 LiNbO_3 ; 非挥发性; 光学参量; 双光束耦合

中图分类号: O743⁺.1 文献标识码: A

Effect of Microcosmic Optical Parameters of Doubly Doped LiNbO_3 on Diffraction Efficiency

Ren Liyong Liu Liren Liu Dean

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 21 April 2003; revised 26 September 2003)

Abstract: By jointly solving the two-center material equations and the coupled-wave equations, a dynamic model to study the nonvolatile hologram realized by the two-color recording scheme (UV-light for sensitizing and He-Ne laser for recording) in doubly doped LiNbO_3 crystals is set up. The aim is to study the effects of the microscopic optical parameters of the deep and shallow doping centers on the saturation and fixed diffraction efficiencies. These parameters include the photo-excitation coefficients of deep and shallow centers for sensitizing-light, the photo-excitation coefficient of shallow center for recording light, and the electron recombination coefficients of deep and shallow centers. Numerical solutions show that, for the nonvolatile holographic storage in doubly doped LiNbO_3 crystals, in order to obtain high fixed diffraction efficiency, one should select the shallow center with large electron recombination coefficient, with high photo-excitation coefficient for recording light and with low photo-excitation coefficient for sensitizing-light; and select the deep center with high photo-excitation coefficient for sensitizing-light and with optimal electron recombination coefficient.

Key words: nonlinear optics; volume holographic storage; doubly doped LiNbO_3 ; nonvolatility; optical parameters; two-beam coupling

1 引 言

LiNbO_3 (LN) 晶体具有易于生长和掺杂修饰、

尺寸大、物理化学性能稳定、光折变效应强等优点,有望被应用于高密度体全息光数据存储^[1]、窄带滤波^[2]和光学集成^[3]。过渡金属如 Fe、Mn、Ce、Cu 等掺入 LiNbO_3 晶体后可以增强光折变效应和提高全息记录的灵敏度^[4]。为了克服光折变晶体中体全息光信息再现时的读出破坏效应(即挥发性),除了先

* 中国科学技术部(2002CCA03500)资助课题。

E-mail: renliy@mail.siom.ac.cn

收稿日期:2003-04-21;收到修改稿日期:2003-09-26

前的热固定^[5]和电固定^[6]方案外,近年来,Buse等^[7]提出了一种在双掺杂 LiNbO₃ 晶体中采用双色光实现非挥发性全息存储的光固定方案。其核心思想为:在 LiNbO₃ 晶体中同时掺入 Mn 和 Fe 分别作为深杂质中心和浅杂质中心,采用长波长光(如 633 nm He-Ne 红光)和短波长光(如 365 nm 紫外光)分别作为记录光和敏化光。记录阶段采用调制的双红光记录,同时加均匀紫外光敏化;读出阶段仅选择其中一束红光读出。经过充分读出后,浅中心的电子被转移到深中心,由于深陷阱中的电子对红光不敏感,从而实现了电子光栅被固定在深陷阱中的非挥发性全息存储。该技术以其原理简单、易于实现、全光性、实时实地等优点迅速得到了研究者的广泛关注^[8~15]。

在光折变晶体中,双光束(参考光和信号光)写光栅的同时又被实时实地的光栅自衍射,形成干涉光场的重新分布,该光场模式又会影响后继光栅的写入;在全息读出时,读出光和衍射光也会相互耦合而再次写入光栅。因而所记录的光栅是一种动态非均匀体相位光栅。1979年,Kukhtarev^[16]建立了研究光折变效应的带运输模型,并对本征 LiNbO₃ 晶体的动态光折变特性给出了很好的描述。借助该模型,研究者已建立了双掺杂 LiNbO₃ 晶体的物质方程,并对 LiNbO₃:Fe:Mn 晶体的光折变特性及其非挥发性全息存储的掺杂配方、氧化还原处理和实验

条件等进行了优化研究^[9,12]。需要说明的是,在双掺杂 LiNbO₃ 晶体光折变研究中,以往的研究者都忽略了晶体内的双光束耦合,假定所记录的光栅是均匀光栅,从而只需单独求解粒子的物质方程。这种近似只有在相位光栅较弱和晶体厚度较小时是允许的。

采用更一般的方法,本文同时考虑两中心物质方程和双光束耦合波方程,建立了研究双掺杂 LiNbO₃ 晶体动态体全息的理论模型。值得一提的是,类似于非均匀光栅衍射^[17],在该模型中衍射效率是通过求解动态非均匀体光栅的复振幅耦合波方程直接得到的,而不像以往理论中是采用均匀体光栅的 Kogelnik^[18]衍射公式计算出来的,所以更加具有普适性。采用该模型,我们理论上分析了双掺杂 LiNbO₃ 晶体中深、浅两杂质中心的微观光学参量(包括敏化光的深中心和浅中心光激发系数、记录光的浅中心光激发系数、以及深中心和浅中心的电子复合系数)对记录饱和衍射效率和固定衍射效率的影响,为生长新的双掺杂 LiNbO₃ 晶体提供理论指导。

2 理论模型

双掺杂 LiNbO₃ 晶体非挥发性全息存储研究中所涉及的物理量比较多,为了行文方便,有关物理量的含义及其取值专门给出在表 1 中。

Table 1 Description of the parameters used in the equations

Notation	Description	Value
$\gamma_{13}/(\text{m/V})$	Electro-optic coefficient of 633nm light	1.09×10^{-11}
ϵ	Dielectric coefficient	28
$\mu/(\text{m}^2/\text{Vs})$	Electron mobility in the conduction band	7.4×10^{-5}
n_o	Refractive index for ordinarily polarized 633 nm light	2.286
d/m	Thickness of crystal	5×10^{-4}
$\theta/(\text{°})$	Incident angle inside the crystal	6.5
K/m^{-1}	Spatial frequency of interference pattern	5.14×10^6
N_D/m^{-3}	Concentration of deep center	3.9×10^{24}
N_S/m^{-3}	Concentration of shallow center	2.6×10^{25}
$N_{D0}^-(0)/\text{m}^{-3}$	Initial electron concentration of deep center	2.1×10^{24}
$N_{S0}^-(0)/\text{m}^{-3}$	Initial electron concentration of shallow center	2.3×10^{23}
$I_H/(\text{W}/\text{m}^2)$	Initial intensity of UV light	200
$I_{L0}/(\text{W}/\text{m}^2)$	Initial total intensity of red light	5000
$\kappa_{D,H}/(\text{m}^3/\text{V})$	Photovoltaic coefficient of deep center for UV light	-1.1×10^{-32}
$\kappa_{S,L}/(\text{m}^3/\text{V})$	Photovoltaic coefficient of shallow center for red light	-7×10^{-34}
$\kappa_{S,H}/(\text{m}^3/\text{V})$	Photovoltaic coefficient of shallow center for UV light	-1.4×10^{-32}
$\gamma_D/(\text{m}^3/\text{s})$	Electron recombination coefficient of deep center	2.4×10^{-13}
$\gamma_S/(\text{m}^3/\text{s})$	Electron recombination coefficient of shallow center	1.65×10^{-14}
$S_{D,H}/(\text{m}^2/\text{J})$	Photo-excitation coefficient of deep center for UV light	3.6×10^{-5}

续表

Notation	Description	Value
$S_{S,H}/(\text{m}^2/\text{J})$	Photo-excitation coefficient of shallow center for UV light	3.8×10^{-5}
$S_{S,L}/(\text{m}^2/\text{J})$	Photo-excitation coefficient of shallow center for red light	3.3×10^{-6}
N_e	Electron concentration of conduction band	variable
m	Light modulation depth of red light	variable
$E_{sc}/(\text{V}/\text{m})$	Space-charge field	variable
η	Diffraction efficiency	variable
$\phi/(\circ)$	Spatial phase shift	variable
n_1	Amplitude of refractive-index grating	variable

2.1 两中心带运输物质方程

能带结构如图 1 所示。

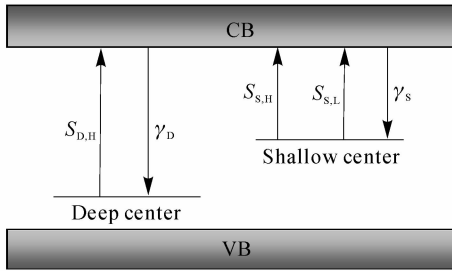


Fig. 1 Energy-band diagram for doubly doped LiNbO₃ crystals. CB and VB, conduction band and valence band respectively

为了实现非挥发性全息存储,人们在 LiNbO₃ 晶体中同时掺入了两种不同的杂质粒子,相对于导带而言,它们分别形成了深、浅两个杂质中心(分别用脚标 D 和 S 表示)。实验上采用双色光来记录全息,即采用长波长(低频)的相干双红光作为记录光,

短波长(高频)的均匀紫外光作为敏化光(分别用脚标 L 和 H 表示),红光只能从浅中心激发出电子到导带,而紫外光却能从深、浅两中心激发出电子。在漂移、扩散和光生伏特效应三种电荷输运机制作用下,电子在导带中迁移而后又被深、浅陷阱俘获,经过反复的激发—迁移—俘获后形成了电荷的重新分布,即产生了空间电荷场或电子相位光栅。与已有的理论相似^[9,12],我们采用一次谐波近似,即将每一个与光强有关的物理量都近似为其直流分量和基频分量之和(分别用脚标 0 和 1 表示),这样双掺杂 LiNbO₃ 晶体的动力学过程可表示为 0 级方程

$$\begin{cases} \frac{dN_{D0}^-}{dt} = -g_D N_{D0}^- + \gamma_D N_{e0} (N_D - N_{D0}^-), & (1a) \\ \frac{dN_{S0}^-}{dt} = -g_S N_{S0}^- + \gamma_S N_{e0} (N_S - N_{S0}^-), & (1b) \\ N_{e0} = \frac{g_D N_{D0}^- + g_S N_{S0}^-}{\gamma_D (N_D - N_{D0}^-) + \gamma_S (N_S - N_{S0}^-)}, & (1c) \end{cases}$$

和 1 级方程

$$\frac{dN_{D1}^-}{dt} = -g_D N_{D1}^- - S_{D,L} m I_{L0} N_{D0}^- + \gamma_D N_{e1} (N_D - N_{D0}^-) - \gamma_D N_{e0} N_{D1}^-, \quad (2a)$$

$$\frac{dN_{S1}^-}{dt} = -g_S N_{S1}^- - S_{S,L} m I_{L0} N_{S0}^- + \gamma_S N_{e1} (N_S - N_{S0}^-) - \gamma_S N_{e0} N_{S1}^-, \quad (2b)$$

$$\begin{aligned} N_{e1} = & \left\{ (g_D + \gamma_D N_{e0}) N_{D1}^- + (g_S + \gamma_S N_{e0}) N_{S1}^- - \frac{e\mu N_{e0}}{\epsilon\epsilon_0} (N_{D1}^- + N_{S1}^-) - \right. \\ & \left. \frac{iK}{e} [\kappa_D N_{D1}^- + \kappa_S N_{S1}^- + (\kappa_{D,L} N_{D0}^- + \kappa_{S,L} N_{S0}^-) m I_{L0}] + (S_{D,L} N_{D0}^- + S_{S,L} N_{S0}^-) m I_{L0} \right\} \times \\ & \left[\gamma_D (N_D - N_{D0}^-) + \gamma_S (N_S - N_{S0}^-) + \frac{e\mu N_{e0}}{\epsilon\epsilon_0} + \frac{K_B T \mu K^2}{e} \right]^{-1}, \quad (2c) \end{aligned}$$

式中 $g_D = S_{D,H} I_H$, $g_S = S_{S,L} I_{L0} + S_{S,H} I_H$, $\kappa_D = \kappa_{D,H} I_H$, $\kappa_S = \kappa_{S,L} I_{L0} + \kappa_{S,H} I_H$; e, ϵ_0, K_B, T 分别为电子电荷,真空中的介电常量,波尔兹曼常量,绝对温度。

根据线性电光效应,折射率光栅 n_1 可表示为

$$n_1 = n_o^3 \gamma_{13} |E_{sc}|/2, \quad (3)$$

式中 n_o 为 o 光的折射率, γ_{13} 为电光张量, E_{sc} 为空间

电荷场可表示为

$$E_{sc} = -i \frac{e}{\epsilon\epsilon_0 K} (N_{D1}^- + N_{S1}^- + N_{e1}). \quad (4)$$

2.2 耦合波方程

不管是在双光束全息记录阶段,还是在单光束全息读出阶段,光折变晶体中始终存在着相互耦合的两个相干光波,记录阶段为两个写入光波,读出阶

段为读出光波和衍射光波。它们可表示为

$$E_j = A_j \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r})], \quad j = 1, 2 \quad (5)$$

式中 A_j 和 \mathbf{k}_j 分别为光波的复振幅和波矢, ω 为角频率。假设上述两束光波为 s 偏振光, 并且对称入射到晶体上, 则晶体内干涉光场的光强可表示为

$$I_L = I_{L0} + \frac{1}{2} I_{L0} [m \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) + \text{c. c.}], \quad (6)$$

式中 $\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ 为光栅波矢, c. c. 表示复共轭。平均光强 I_{L0} 和复调制度 m 可分别表示为

$$\begin{cases} I_{L0} = A_1 A_1^* + A_2 A_2^*, & (7) \\ m = 2A_1 A_2^* / I_{L0}. & (8) \end{cases}$$

假定上述双光束在 xz 平面内传播, 在对称入射的透射型光栅配置下, 通常使得 x 方向平行于光栅波矢及光轴, z 方向沿晶体法线方向。为了看清衍射效率随掺杂粒子光学参量变化规律的物理本质, 不失一般性, 本文忽略了晶体对紫外光和红光的吸收, 因此晶体中双光束的耦合波方程可表示为^[18]

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} \cos \theta = -\frac{i\pi n_1}{\lambda} \exp(i\phi_{E_{sc}}) A_2, & (9a) \\ \frac{dA_2}{dz} \cos \theta = -\frac{i\pi n_1}{\lambda} \exp(-i\phi_{E_{sc}}) A_1, & (9b) \end{cases}$$

式中 λ 为相干光波的波长, θ 为晶体中的入射角。

3 数值计算

与以往处理方法相似^[12], 将晶体沿厚度方向 (z) 分成薄层(薄层厚度约为 0.01 mm), 采用四阶龙格-库塔方法数值求解, 耦合波方程的边界 ($z = 0$) 条件为: 记录阶段 $A_1(0) = A_2(0) \neq 0$ [假定两束记录光光强相等, 即初始调制度 $m(0) = 1$]; 读出阶段 $A_1(0) \neq 0, A_2(0) = 0$ [初始调制度 $m(0) = 0$]。在任意时刻, 求得了晶体内的空间电荷场和折射率光栅分布后, 采用弱光 [边界条件为 $A_1(0) = 1,$

$A_2(0) = 0$] 作为探测光, 再次单独求解耦合波方程就可得到衍射效率 $\eta = A_2(d)A_2^*(d)$, 式中 d 为晶体的厚度。计算中我们是以 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Mn}$ 晶体的参量为基础^[12], 在没有特别指出的情况下, 各个参量取表 1 中的值。

需要说明的是, 在双掺杂 LiNbO_3 晶体的光折变过程中, 由于敏化紫外光和记录红光共同作用, 通过光激发和复合实现了电子在深、浅两杂质中心的重新分布, 即分别在深、浅两中心形成了空间电荷场和折射率光栅。由于深、浅两中心的空间电荷场之间存在 π 的相位差^[12], 所以当大部分电子移向一个杂质中心时, 总的空间电荷场将较大, 从而折射率光栅将较强, 衍射效率也将较高; 而当两杂质中心的电子占有相当时, 总的空间电荷场将较小, 从而折射率光栅将较弱, 衍射效率也将较低。有了这些认识后, 我们就不难理解饱和及固定衍射效率随各个微观光学参量的变化规律。在本文中, 饱和衍射效率对应于全息记录结束时记录光栅的最大衍射效率, 而固定衍射效率对应于充分读出后非挥发性光栅的衍射效率。

饱和及固定衍射效率随紫外光的深、浅中心光激发系数 $S_{D,H}$ 和 $S_{S,H}$ 的变化如图 2 所示。可以看出紫外光对深中心光激发系数 $S_{D,H}$ 越大, 饱和及固定衍射效率越高。这主要是由于 $S_{D,H}$ 越大, 浅中心电子数就越多, 越有利于双红光记录电子光栅, 从而记录饱和及固定的光栅越强; 当 $S_{D,H}$ 较小时, 紫外光的浅中心光激发系数 $S_{S,H}$ 越大, 饱和及固定衍射效率越大。这种情况下电子光栅主要记录在深中心; 当 $S_{D,H}$ 较大时, $S_{S,H}$ 越大, 饱和及固定衍射效率越小, 这主要是由于随着 $S_{S,H}$ 的增大, 记录的空间电荷场逐渐从主要存在于浅中心向并存于两中心转化, 从而总的空间电荷场减小, 光栅减弱。

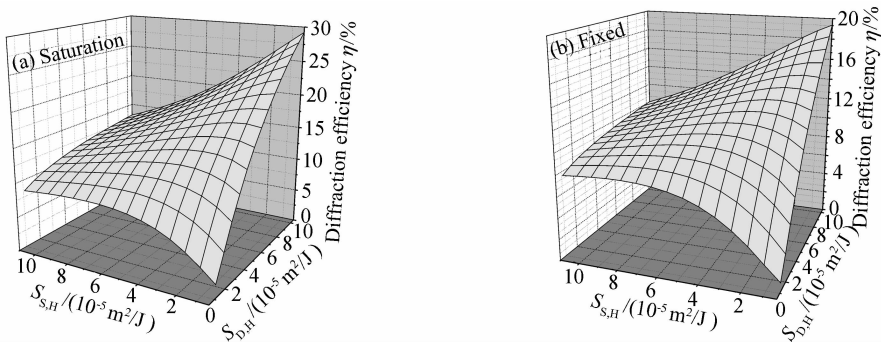


Fig. 2 Variations of (a) saturation diffraction efficiency, and (b) fixed diffraction efficiency with the photo-excitation coefficients of deep and shallow centers for UV-light $S_{D,H}$ and $S_{S,H}$

图 3 给出了饱和及固定衍射效率随深、浅中心电子复合系数 γ_D 和 γ_S 的变化。图 3 表明浅中心电子复合系数 γ_S 越大, 饱和及固定衍射效率越大。深中心电子复合系数 γ_D 越大, 饱和衍射效率越小。可见, 在记录阶段, 设法使电子转向浅中心, 并维持浅中心在较长时间内有足够的电子是形成强的饱和电子光栅(或大的饱和空间电荷场)的基础。在单红光读出时, 电子浓度大的位置激发到导带的电子多, 电子浓度小的位置激发到导带的电子少, 经过深中心的电子复合, 浅中心的电子光栅被拷贝到深中心中。因此, 获得强的固定电子光栅的先决条件是先要记

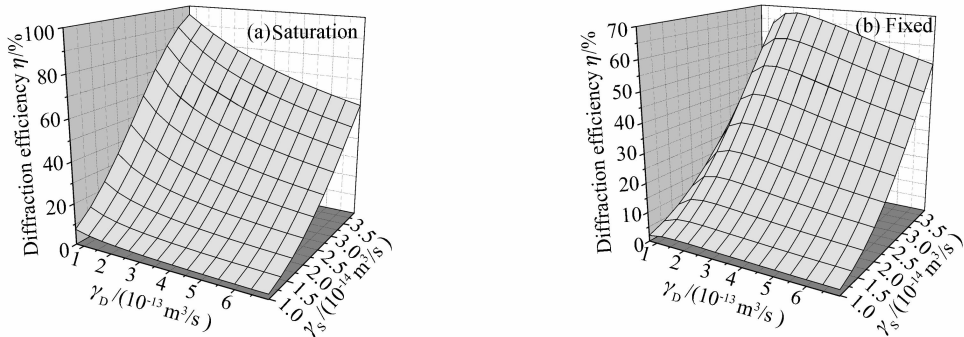


Fig. 3 Variations of (a) saturation diffraction efficiency, and (b) fixed diffraction efficiency with the electron recombination coefficients of deep and shallow centers γ_D and γ_S

对于浅中心的两个光激发系数 $S_{S,H}$ 和 $S_{S,L}$, 理论计算还表明, 红光的浅中心激发系数 $S_{S,L}$ 对衍射效率的影响占主导地位。 $S_{S,L}$ 越大, 饱和及固定衍射效率越低。在 $S_{S,L}$ 较小时, 衍射效率随 $S_{S,H}$ 的增大而减小; 随着 $S_{S,L}$ 的增大, $S_{S,H}$ 对衍射效率的影响越来越小。

结论 通过联立两中心带运输物质方程和双光束耦合波方程, 建立了双掺杂 LiNbO₃ 晶体采用双色光实现非挥发性全息存储的动力学模型。理论上分析了深、浅两杂质中心的微观光学参量对记录饱和及读出固定衍射效率的影响。数值计算表明, 饱和及固定衍射效率均随敏化光的深中心光激发系数和浅中心电子复合系数的增加而增加、随记录光的浅中心光激发系数的增加而减小、随敏化光的浅中心光激发系数存在最佳值; 饱和衍射效率随深中心电子复合系数的增加而减小, 而固定衍射效率存在最佳的深中心电子复合系数。研究表明: 在记录阶段, 设法使电子转向浅中心, 并维持浅中心在较长时间内有足够的电子是形成强的饱和电子光栅的基础, 也是得到高的固定衍射效率的关键。所以在双掺杂 LiNbO₃ 晶体的非挥发性全息存储中, 为了得到高

录一个强的饱和电子光栅。从图 3(b) 可知, 给定 γ_S , 固定衍射效率存在最佳的 γ_D 。我们还发现: 如果 γ_D 很大, 大部分电子将始终存在于深中心中, 浅中心中只有少数的电子参与全息记录, 因而浅中心内形成了较弱的电子光栅, 最终经读出而转移到深中心的电子光栅也较弱; 如果 γ_D 很小, 大部分电子将存在于浅中心中, 这样在浅中心中记录了很强的饱和电子光栅[如图 3(a) 所示], 但在全息读出时, 由于浅中心中的电子较难转移到深中心去, 经过长时间读出后, 电子光栅最终被部分平均掉了, 因而固定的电子光栅将较弱。

的固定衍射效率, 我们应该选择复合系数较大、记录光激发系数较高、敏化光激发系数较低的浅杂质中心; 选择敏化光激发系数较高、复合系数最佳的深杂质中心。

参 考 文 献

- 1 Chen F S, Lamacchia J T, Fracer D B. Holographic storage in lithium niobate. *Appl. Phys. Lett.*, 1968, **13** (7):223~224
- 2 Breer S, Vogt H, Nee I *et al.*. Low-crosstalk WDM by Bragg diffraction from thermally fixed refraction holograms in lithium niobate. *Electron. Lett.*, 1998, **34**(25):2419~2421
- 3 Becker C, Greiner A, Oesselke T *et al.*. Integrated optical Ti:Er:LiNbO₃ distributed Bragg reflector laser with a fixed photorefractive grating. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(15):1194~1196
- 4 Staebler D L, Phillips W. Hologram storage in photochromic LiNbO₃. *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **24**(6):268~270
- 5 Micheron F, Bismuth G. Electrical control of fixation and erasure of holographic patterns in ferroelectric materials. *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **20**(2):79~81
- 6 Amodei J J, Staebler D L. Holographic pattern fixing in electro-optic crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 1971, **18**(12):540~542
- 7 Buse K, Adibi A, Psaltis D. Non-volatile holographic

- storage in doubly doped lithium niobate crystals. *Nature*, 1998, **393**(18):665~668
- 8 Liu Youwen, Liu Liren, Zhou Changhe *et al.*. Photorefractive holographic storage in photochromic doubly doped $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Mn}$. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1999, **19**(10):1437~1438 (in Chinese)
- 9 Liu Youwen, Liu Liren, Zhou Changhe *et al.*. Prescription for optimizing holograms in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Mn}$. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(8):551~553
- 10 Liu Youwen, Liu Liren, Liu De'an *et al.*. Effect of intensity on properties of nonvolatile holographic recording in $(\text{Cu}, \text{Ce}):\text{LiNbO}_3$ crystal. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2001, **21**(10):1186~1189 (in Chinese)
- 11 Lim K S, Tak S J, Lee S K *et al.*. Grating formation and decay in photochromic $\text{Mn}, \text{Ce}:\text{LiNbO}_3$. *J. Luminescence*, 2001, **94~95**:73~78
- 12 Adibi A, Buse K, Psaltis D. Two-center holographic recording. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 2001, **18**(5):584~601
- 13 Liu De'an, Liu Liren, Liu youwen *et al.*. Experimental study on self-diffraction effect during photochromic nonvolatile holographic storage in $(\text{Fe}:\text{Mn}):\text{LiNbO}_3$ crystals. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2001, **21**(10):1190~1193 (in Chinese)
- 14 Ren Liyong, Liu Liren, Liu De'an *et al.*. Experimental and theoretical study of non-volatile photorefractive holograms in doubly doped $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Cu}$. *Opt. Mater.*, 2003, **23**(1~2):261~267
- 15 Ren Liyong, Liu Liren, Liu De'an *et al.*. Recording and fixing dynamics of nonvolatile photorefractive holograms in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Mn}$ crystals. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 2003, **20**(10):2162~2173
- 16 Kukhtarev N V, Markov V B, Odulov S G *et al.*. Holographic storage in electrooptic crystals. *Ferroelectrics*, 1979, **22**:949~964
- 17 Liu Liren, Liu Xiaoben. Matrixing coupled wave theory of photorefractive hologram recorded by two-beam coupling. *J. Modern Opt.*, 1993, **40**(11):2257~2265
- 18 Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *Bell Syst. Tech. J.*, 1969, **48**(9):2909~2947