

LiNbO₃:Cu:Ce 晶体非挥发全息存储性能的理论研究*

申岩[†] 张国庆 于文斌 郭志忠 赵业权

(哈尔滨工业大学电气工程及自动化学院, 哈尔滨 150080)

(2012年2月8日收到; 2012年3月7日收到修改稿)

以双中心模型为基础, 理论研究了 LiNbO₃:Cu:Ce 晶体在稳态情况下的非挥发双光双步全息存储性能. 研究中考虑了在晶体深能级中心 Cu⁺/Cu²⁺ 与浅能级中心 Ce³⁺/Ce⁴⁺ 之间由隧穿效应引起的电荷直接交换过程. 结果表明, 总的空间电荷场大小主要由深能级上的空间电荷场所决定, 并且非挥发全息存储性能主要由隧穿效应引起的深能级中心 Cu⁺/Cu²⁺ 与浅能级中心 Ce³⁺/Ce⁴⁺ 之间的电荷直接交换过程所决定. 与隧穿效应相关的材料参数对于非挥发双光双步全息存储的性能起到了至关重要的作用.

关键词: 双中心模型, 全息存储, 空间电荷场, 隧穿效应

PACS: 42.40.Ht

1 引言

由于光折变材料在实现全息数据存储方面有着很高的存储能力、很短的响应时间和快速的数据传输等优越的性能, 因此用其实现非挥发双光双步全息存储早已成为热点. 在非挥发双光双步全息存储中, 材料在有着更短波长作为泵浦光的照射下才对记录光波长敏感. 因此, 去掉泵浦光时, 用一束记录光波长的参考光就能够不破坏存储的光栅去读出信息. 这样的全息存储技术依赖于在光折变材料中有两个不同能级 (分别作为深、浅能级) 的电子陷阱. 陷阱是由材料的本征缺陷或是往材料里参加适当的杂质 (例如掺铁铌酸锂) 所造成的^[1-4].

非挥发双光双步全息存储的早期研究工作是用高强度激光脉冲研究同成分 LiNbO₃^[5] 和 LiTaO₃^[5,6]. 但是为了应用的需要, 在低光强连续光条件下实现非挥发全息存储是十分有必要的. Bai 等^[7,8] 用低光强连续光证实了在 LiNbO₃ 晶体实现非挥发双光双步全息存储过程中有着中间能

级. 这个中间能级是由于从 Fe²⁺ 中心和/或双偶极子 Nb_{Li}⁴⁺Nb_{Nb}⁴⁺ 中心激发的电子被本征缺陷 Nb_{Li}⁵⁺ 所俘获从而形成小极化子 Nb_{Li}^{4+[1,2,9,10]}. 小极化子的寿命和双光双步全息存储的性能都是由晶体的组分、掺入的杂质和氧化还原程度所决定的^[1,2,9,10].

对于优化非挥发双光双步全息存储性能, 最重要的是搞清楚在全息记录过程中光激发载流子的输运过程. 为此, Jermann 和 Otten^[11] 利用一种双中心模型来解释在高光强下光强与光致折射率的变化之间的关系, 在模型中提到了在深浅能级之间电子的直接交换所引起的隧穿效应. 浅能级中心后来被证实为在 LiNbO₃ 晶体中的反位缺陷 Nb_{Li}^{5+[12,13]}. Berben 等^[14] 通过研究小极化子的暗衰减证实了在深能级 Fe²⁺/Fe³⁺ 与浅能级 Nb_{Li}⁴⁺/Nb_{Li}⁵⁺ 之间确实存在直接电子交换过程. 由于 LiNbO₃:Cu:Ce 具有高的衍射效率和低的散射噪声, 也已成为一种非常有前途的非挥发全息存储材料. 刘友文等报道了用两种照明方法在 LiNbO₃:Cu:Ce 晶体中实现非挥发全息存储并进行了记录和敏化光强的优化试验研究^[15,16].

* 国家自然科学基金 (批准号: 11004040)、“985”青年学者基础科研能力建设项目和哈尔滨工业大学科研创新基金资助的课题.

[†] E-mail: yanshen@hit.edu.cn

本文以双中心模型为基础, 从理论上研究 LiNbO₃:Cu:Ce 晶体稳态低光强连续光条件下非挥发双光双步全息存储的性能. 这里考虑了在深浅能级之间所有可能的电子交换过程, 包括深浅能级之间直接电子交换和电子经过导带进行交换. 结果表明, 在 LiNbO₃:Cu:Ce 晶体里, 深浅能级之间的直接电子交换过程在所有过程里对全息存储的性能影响最大, 与之相关的参数在存储性能方面也起着关键的作用.

2 理论模型

图 1 所示的能带图描述了 LiNbO₃:Cu:Ce 晶体全息存储时深能级 Cu⁺/Cu²⁺ 与浅能级 Ce³⁺/Ce⁴⁺ 之间所有可能的电子交换过程. 假定交换过程中有两种可能的途径: 一种是电子要经过导带进行交换, 另一种是由隧穿效应引起的电子在深浅能级之间直接交换. 过程中泵浦光能够把电子从 Cu⁺ 中心激发到导带或者直接到 Ce⁴⁺ 中心从而形成 Ce³⁺. 在 Ce³⁺ 中心的电子能够被泵浦光和记录光或是由热激发激发到导带. 同时在 Ce³⁺ 中心, 那些被俘获的电子也能够直接通过隧穿效应再次被 Cu²⁺ 俘获. 导电上的电子通过扩散、漂移和光伏效应最终被 Cu²⁺ 和 Ce⁴⁺ 中心所俘获. 这里需要说明的是泵浦光能够激发 Cu⁺ 和 Ce³⁺ 中心的电子, 而记录光的光子没有足够的能量激发 Cu⁺ 中心上的电子.

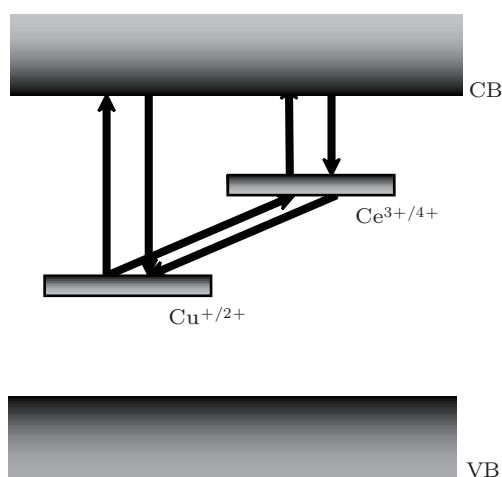


图 1 LiNbO₃:Cu:Ce 晶体中双中心模型的能级图

依据带运输模型, 下列方程描述 LiNbO₃:Cu:Ce

晶体里双光双步全息存储的电子运输过程:

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (S_{UD}I_U + \beta_D + S_{DS}I_U N_S^+)(N_D - N_D^+) - \gamma_D N_D^+ n_e - \gamma_{DS} N_D^+ (N_S - N_S^+), \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_S^+}{\partial t} = (S_{US}I_U + S_{RS}I_R + \beta_S + \gamma_{DS} N_D^+) \times (N_S - N_S^+) - \gamma_S N_S^+ n_e - S_{DS} I_U N_S^+ (N_D - N_D^+), \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (S_{UD}I_U + \beta_D)(N_D - N_D^+) - \gamma_D N_D^+ n_e + (S_{US}I_U + S_{RS}I_R + \beta_S)(N_S - N_S^+) - \gamma_S N_S^+ n_e + \frac{1}{e} \nabla \cdot J, \quad (3)$$

$$J = e\mu n_e E + k_B T \mu \nabla n_e + G_{UD} S_{UD} (N_D - N_D^+) I_U + G_{RS} S_{RS} (N_S - N_S^+) I_R + G_{US} S_{US} (N_S - N_S^+) I_U, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot E = \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} (N_D^+ + N_S^+ - n_e - N_A), \quad (5)$$

其中, N_D , N_S 和 N_A 分别表示 Cu 和 Ce 的总的数密度及保持晶体在暗条件下电中性的不动补偿电荷数密度; N_D^+ , N_S^+ 和 n_e 分别表示 Cu²⁺, Ce⁴⁺ 和导带电子的数密度; S_{UD} 和 S_{US} 是在泵浦光作用下的吸收截面, 与电子从 Cu⁺ 和 Ce³⁺ 离子中心被激发到导带有关; S_{RS} 是在记录光作用下的吸收截面, 与电子从 Ce³⁺ 离子中心被激发到导带有关; β_S 和 β_D 分别是电子从 Ce³⁺ 和 Cu⁺ 离子中心被激发到导带的热激发速率; γ_S 和 γ_D 分别是电子从导带到 Ce⁴⁺ 和 Cu²⁺ 离子中心的俘获系数; S_{DS} 和 γ_{DS} 描述的是在泵浦光激发下在 Cu⁺/Cu²⁺ 和 Ce³⁺/Ce⁴⁺ 之间直接进行电子交换的吸收截面和俘获系数; μ , k_B , T , E , J , ϵ 和 ϵ_0 是迁移率、玻尔兹曼常数、绝对温度、晶体里的电场和电流密度及晶体的相对介电常数和真空介电常数 G_{RS} 和 G_{US} 分别是 Ce³⁺ 在记录光和泵浦光照射下的 Glass 系数; G_{UD} 是 Cu⁺ 中心在泵浦光照射下的 Glass 系数; I_R 和 I_U 分别是记录光和泵浦光光强. 这里, 考虑了扩散、漂移和光伏机制. 需要指出的是, 在计算里, 分别用 390 和 633 nm 的激光作为泵浦光和记录光, 因此选用参数的值同文献 [17].

在非挥发双光双步全息存储过程中, 是用一束均衡的泵浦光和一束调制度为 m 的正弦调制记录

光辐照晶体,

$$I_U = I_{U0}, \quad (6)$$

$$I_R = I_{R0}(1 + m\text{Re}(\exp(ikx))), \quad (7)$$

其中, $q = 2\pi/\Lambda$, Λ 是光栅间距. 为了简化, 只考虑一维情况. 对于很小的光调制度 ($m \ll 1$), 经过线性化处理, N_D^+ , N_S^+ , n_e 和 E 表示如下:

$$N_D^+ = N_{D0}^+ + \text{Re}(N_{D1}^+ \exp(ikx)), \quad (8)$$

$$N_S^+ = N_{S0}^+ + \text{Re}(N_{S1}^+ \exp(ikx)), \quad (9)$$

$$n_e = n_{e0} + \text{Re}(n_{e1} \exp(ikx)), \quad (10)$$

$$E = E_0 + \text{Re}(E_1 \exp(ikx)). \quad (11)$$

对于每个量, “0” 和 “1” 分别表示它的零阶项在 $\exp(ikx)$ 中的一阶项. 把 (6)—(11) 式代到 (1)—(5) 式中, 就能得到描述零阶项和一阶项的两套方程. 在稳态情况下这两套方程是能够解的, 并且一阶项的量 N_{D1}^+ 和 N_{S1}^+ 能够被直接计算出来. 在文献 [18] 中, 给出了总的空间电荷场 E_1 的详细解析表达式, 其中, $E_{D1} = -ieN_{D1}^+/(q\epsilon\epsilon_0)$ 和 $E_{S1} = -ieN_{S1}^+/(q\epsilon\epsilon_0)$ 分别为深能级和浅能级空间电荷场. 由于在能达到的连续光强度范围内 n_{e1} 比 N_{D1}^+ 和 N_{S1}^+ 小得多, 因此忽略了导带电子对总空间电荷场的影响.

表 1 LiNbO₃:Cu:Ce 实现双光双步全息存储所涉及到的全部量的单位及取值

LiNbO ₃ :Cu:Ce 晶体中与 Cu 有关材料参数							
量 (单位)	N_D/m^{-3}	N_D^+/m^{-3}	$S_{UD}/(m^2/J)$	$\gamma_D/(m^3/V)$	$G_{UD}/(mJ/V)$		
数值	3.84×10^{24}	—	2.5×10^{-4}	5×10^{-15}	-1.1×10^{-33}		
文献	[17]	—	本文	本文	本文		
LiNbO ₃ :Cu:Ce 晶体中与 Ce 有关材料参数							
量 (单位)	N_S/m^{-3}	N_S^+/m^{-3}	$S_{US}/(m^2/J)$	$S_{RS}/(m^2/J)$	$G_{US}/(m^3/V)$	$G_{RS}/(m^3/V)$	$\gamma_S/(m^3/V)$
数值	1.44×10^{25}	—	2.7×10^{-4}	7×10^{-6}	-3×10^{-33}	-4.5×10^{-33}	5×10^{-16}
文献	[17]	—	本文	本文	本文	本文	本文
LiNbO ₃ :Cu:Ce 晶体中与 Cu 和 Ce 有关材料参数及其他参数							
量 (单位)	$S_{DS}/(m^5/J)$	$\gamma_{DS}/(m^3/V)$	$\mu/(m^2/V \cdot s)$	ϵ	m	$q/(m^{-1})$	T/K
数值	8×10^{-31}	2.5×10^{-22}	7.5×10^{-5}	28	0.1	2.9×10^6	293
文献	本文	本文	[11]	[11]	—	—	—

3 计算结果及讨论

以上边理论为基础, 通过不同连续光条件数值计算了 LiNbO₃:Cu:Ce 晶体中的电场 E_{S1} , E_{D1} 和 E_1 . 为了解在稳态非挥发双光双步全息存储中, 不同电子输运过程对总空间电荷场的影响, 这里除了考虑到了所有可能的电子跃迁过程, 还考虑到了两种特殊情况 $S_{DS}, \gamma_{DS} = 0$ 和 $S_{UD}, S_{US} = 0$. $S_{DS}, \gamma_{DS} = 0$ 这种情况描述的是电子经过导带在深浅能级之间进行交换 (不考虑电子在深浅能级之间直接进行交换), 而 $S_{UD}, S_{US} = 0$ 这种情况描述的是除了泵浦光激发深、浅能级上的电子到导带

之外所有的可能情况, 其主要部分是由隧穿效应所引起的电子在深浅能级之间直接进行交换. 在后一种情况下, 在 Cu⁺ 离子上的电子被泵浦光通过隧穿效应激发, 从而形成 Ce³⁺. 同时 Ce⁴⁺ 离子被记录光激发到导带或者直接被附近的 Cu²⁺ 所俘获. 导带上的电子经过漂移、扩散或者光伏效应被 Cu²⁺ 中心和 Ce⁴⁺ 中心俘获. 这时, 晶体总的空间电荷场在深能级 Cu⁺/Cu²⁺ 和浅能级 Ce⁴⁺/Ce³⁺ 上建立起来.

表 1 列出了在计算中用到的 LiNbO₃:Cu:Ce 材料参数, 部分参数取自董前民等的工作 [17], 部分参数取自 Jermann 等的工作 [11]. 需要指出的是, 由

于在 $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}:\text{Ce}$ 双光双步全息存储中没有外加电场, 所以 E_0 设为零. N_D^+ 的值在暗条件下是由晶体的氧化还原状态决定的, 在这里设为 $0.9 N_D$, 这基本上与事实相一致. 还假定 Ce 在暗状态下被电离, 晶体的暗电导忽略不计, 因此为了保持晶体在暗条件下的电中性, 设定 $N_A \equiv N_D^+ + N_S$. 此外, 因为热激发参数与光激发参数在计算的光强范围内相比较可忽略不计, 因此热激发参数 β_S 和 β_D 设为零. 在数值模拟过程中, 首先在近似条件 $n_{e0} \ll N_{D0}^+, N_{S0}^+$ 下计算了零阶项 N_{D0}^+, N_{S0}^+ 和 n_{e0} . 把它们代入到解析式 E_{S1}, E_{D1} 和 E_1 后, 就得到电荷场 E_{S1}, E_{D1} 和 E_1 的振幅.

图 2 描述了当考虑到所有可能的电子交换过程时, 在不同的记录光条件下空间电荷场的振幅 $|E_{S1}|$ (点线), $|E_{D1}|$ (虚线) 和 $|E_1|$ (实线) 的变化. 图 2(a) 表示在 $I_U = 1.0 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ 时 $|E_{S1}|, |E_{D1}|$ 和 $|E_1|$ 随 I_R 的变化. 在这张图中明显可以看到 $|E_{D1}|$ 明显大于 $|E_{S1}|, |E_1|$ 的值几乎等于 $|E_{D1}|$ 的值. 还可以看到, $|E_{S1}|, |E_{D1}|$ 和 $|E_1|$ 随 I_R 都有着相似的变化: 它们都是先线性增加, 然后达

到各自的最大值. 这是因为记录光在小极化子上的光激发速率 $S_{RS} I_R (N_S - N_{S0}^+)$ 在低光强下与小极化子的暗衰减速率相比可以忽略不计, 然而在高光强 I_R 下它又变成了一个重要的因素. 所以在低记录光光强时, 小极化子数量保持一个常数, 光激发速率 $S_{RS} I_R (N_S - N_{S0}^+)$ 随着 I_R 的增加而线性增长. 这导致了在低记录光光强时, 空间电荷场的振幅线性增加. 然而, 在高记录光光强条件下, 记录光光强的增加导致了小极化子浓度的降低, 在这种情况下, 光激发速率 $S_{RS} I_R (N_S - N_{S0}^+)$ 和空间电荷场的振幅逐渐饱和并最终下降. 图 2(b) 是 $|E_{S1}|, |E_{D1}|$ 和 $|E_1|$ 三个空间电荷场在 $I_R = 5.0 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ 时随 I_U 的变化. 可以看到, $|E_{D1}|$ 和 $|E_1|$ 在低泵浦光光强下都保持不变并几乎是一个值, 在高泵浦光光强下都线性下降. $|E_{S1}|$ 在低泵浦光光强下线性增长, 达到最大值后随着泵浦光光强的进一步增长而下降. 值得注意的是 $|E_{S1}|$ 在低泵浦光光强下比 $|E_{D1}|$ 小得多, 当 I_U 大于 10^5 W/m^2 时 $|E_{S1}|$ 和 $|E_{D1}|$ 的值基本一致, 由于位相的不同, 导致 $|E_1|$ 在高泵浦光光强下线性下降. $|E_{S1}|, |E_{D1}|$ 和 $|E_1|$ 的

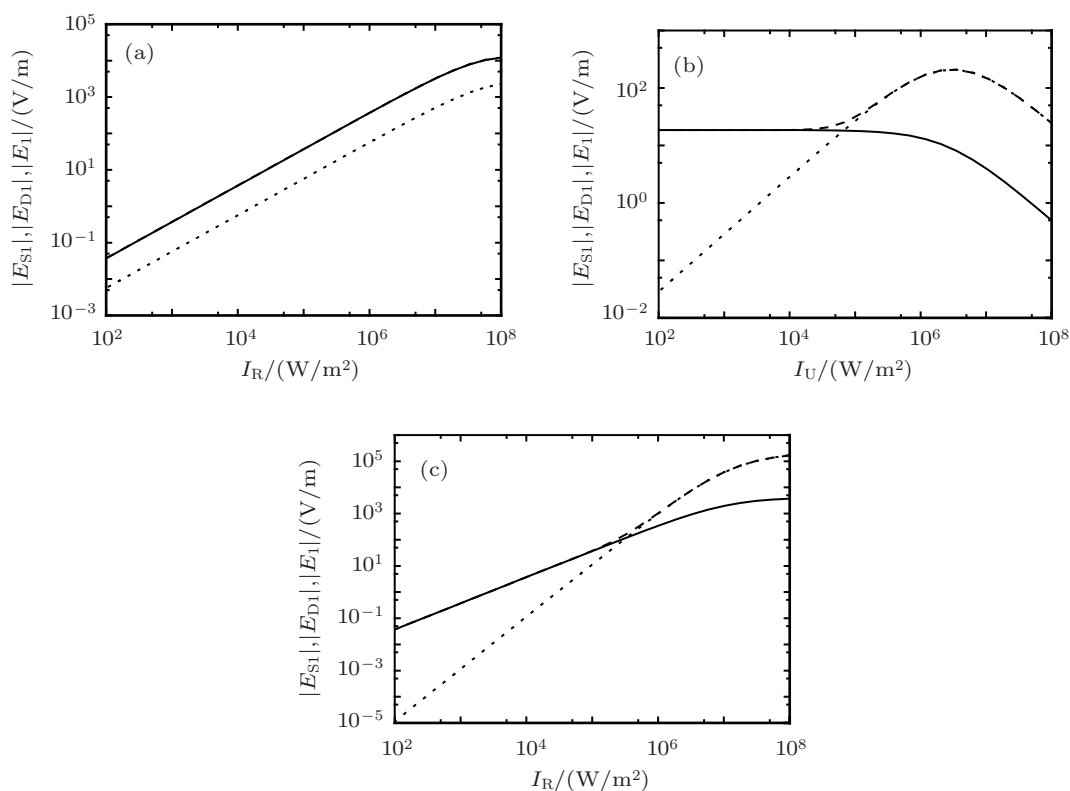


图 2 (a) 空间电荷场 $|E_{S1}|, |E_{D1}|$ 和 $|E_1|$ 随记录光光强 I_R 的变化; (b) 空间电荷场 $|E_{S1}|, |E_{D1}|$ 和 $|E_1|$ 随泵浦光光强 I_U 的变化; (c) 当 I_R/I_U 固定时, 空间电荷场 $|E_{S1}|, |E_{D1}|$ 和 $|E_1|$ 随记录光光强 I_R 的变化

这些性质是由泵浦光在双光双步全息存储中的两个互逆的效果所造成的: 泵浦光光强的增加导致了小极化子浓度的增长, 因此 $|E_{S1}|$, $|E_{D1}|$ 和 $|E_1|$ 随之增加. 另一方面, 泵浦光又部分地抹除了 $\text{Cu}^+/\text{Cu}^{2+}$ 能级和 $\text{Ce}^{3+}/\text{Ce}^{4+}$ 能级上的光栅. 在图 2(c) 中, 当 I_R 增加并且 I_R/I_U 的比值固定为 5 时, $|E_{S1}|$, $|E_{D1}|$ 和 $|E_1|$ 先增加然后达到饱和. 这些结果说明了空间电荷场在低光强下随着记录光的增加而线性增长, 并渐趋于饱和. 所以, 高的折射率变化不可以简单地通过增加记录光和泵浦光的光强来得到, 应该进一步考虑诸如优化材料和选择适宜的泵浦光和记录光波长等方法来提高非挥发双光双步全息存储性能.

图 3 意在比较不同电子交换过程在双光双步全息存储中对空间电荷场的影响. 在图 3(a), (b) 和 (c) 中分别描述了当 $I_U = 1.0 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ 时 $|E_{S1}|$, $|E_{D1}|$ 和 $|E_1|$ 随 I_R 变化的情况. 曲线 1、曲线 2 对应的分别是 $S_{DS}, \gamma_{DS} = 0$ 和 $S_{UD}, S_{US} = 0$ 这两种情况, 曲线 3 对应的情况是考虑到了所有

的电子交换过程. 可以看到 $|E_{S1}|$, $|E_{D1}|$ 和 $|E_1|$ 在这三种情况里都是先线性增加, 然后达到它们各自的最大值. 在 $S_{DS}, \gamma_{DS} = 0$ 这种情况里 (曲线 1), 高记录光光强下, 空间电荷场的振幅都明显下降或趋于饱和. 从图 3(b) 和 3(c) 中还可看到, 在 $S_{UD}, S_{US} = 0$ 这种情况 (曲线 2) 和所有电子交换过程都被考虑的情况里 (曲线 3), 深能级上空间电荷场 $|E_{D1}|$ 与总空间电荷场 $|E_1|$ 的变化基本一致, 由此可以说明晶体总的空间电荷场基本是由深能级上空间电荷场大小决定. 此外, 从图 3(c) 中可看到曲线 2 明显大于曲线 1, 同时曲线 2 能在更低的记录光强下达到它们的最大值. 由此说明在深浅能级之间的直接电子交换过程所导致的隧穿效应在 $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}:\text{Ce}$ 中的双光双步全息存储里起到了非常重要的作用, 与之相关的参数在存储性能方面也起着关键的作用. 所以曲线 2 描述的光折变材料所对应的能级构造和电子输运过程能够给出最好的非挥发全息存储性能.

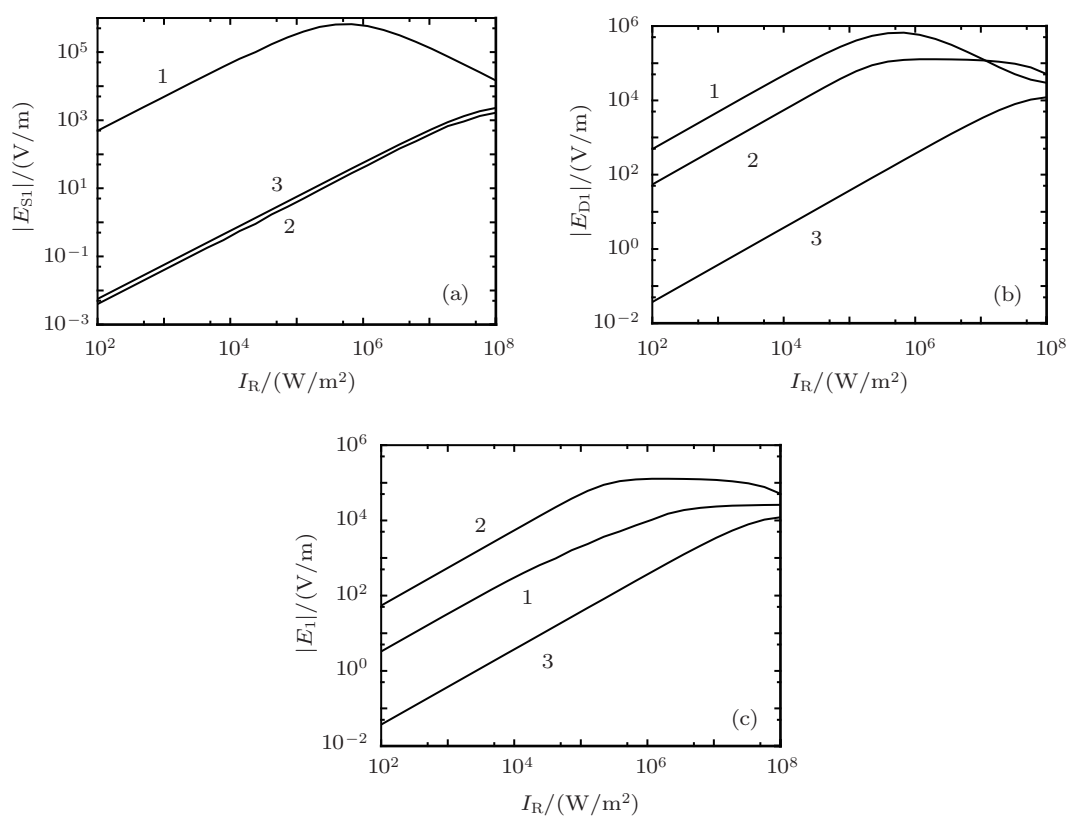


图 3 (a) 由不同的电子运输过程所产生的 $|E_{S1}|$ 随 I_R 的变化; (b) 由不同的电子运输过程所产生的 $|E_{D1}|$ 随 I_R 的变化; (c) 由不同的电子运输过程所产生的 $|E_1|$ 随 I_R 的变化

4 结论

本文从理论上研究了稳态低光强连续光条件下 $\text{LiNbO}_3\text{:Cu:Ce}$ 晶体的双光双步全息存储性能. 通过比较深浅能级空间电荷场的大小发现晶体总的空间电荷场主要由深能级上空间电荷场决定. 为了探讨晶体内部电子输运过程对其空间电荷场的

影响, 分解成三种不同的电子输运模型. 通过比较深浅能级之间这三种不同的电子交换过程对晶体总空间电荷场所造成的影响, 得到通过隧穿效应在深浅能级之间直接的电子交换过程在总的交换过程里起到了重要作用. 因此通过优化与隧穿效应有关的参数可为提高 $\text{LiNbO}_3\text{:Cu:Ce}$ 晶体双光双步全息存储性能提供巨大帮助.

-
- [1] Hesselink L, Orlov S S, Liu A, Akella A, Lande D, Neurgaonkar R R 1998 *Science* **282** 1089
- [2] Guenther H, Macfarlane R, Furukawa Y, Kitamura K, Neurgaonkar R R 1998 *Appl. Opt.* **37** 7611
- [3] Liu Y W, Liu Li R, Guo Y C, Zhou C H 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 880 (in Chinese) [刘友文, 刘立人, 郭迎春, 周常和 2000 物理学报 **49** 880]
- [4] Fu B, Zhang G Q, Liu X M, Shen Y, Xu Q J, Kong Y F, Chen S L, Xu J J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2946 (in Chinese) [付博, 张国权, 刘祥明, 申岩, 徐庆君, 孔勇发, 陈绍林, 许京军 2008 物理学报 **57** 2946]
- [5] Linde D V, Glass A M 1975 *Appl. Phys.* **8** 85
- [6] Linde D V, Glass A M, Rodgers K F 1976 *J. Appl. Phys.* **47** 217
- [7] Bai Y S, Neurgaonkar R R, Kachru R 1997 *Opt. Lett.* **22** 334
- [8] Bai Y S, Neurgaonkar R R 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2944
- [9] Ashley J, Jefferson C M, Bernal M P, Marcus B, Burr G W, Macfarlane R M, Coufal H, Shelby R M, Guenther H, Sincerbox G T, Hoffnagle J A 2000 *IBM J. Res. Develop.* **44** 341
- [10] Zhang G Q, Sunarno S, Hoshi M, Tomita Y, Yang C, Xu W 2001 *Appl. Opt.* **40** 5248
- [11] Jermann F, Otten J 1993 *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 2085
- [12] Jermann F, Simon M, Krätzig E 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 2066
- [13] Kostitskii S M, Sevostyanov O G 1997 *Appl. Phys. B* **65** 527
- [14] Berben D, Buse K, Wevering S, Herth P, Imlau M, Woike T J 2000 *Appl. Phys.* **87** 1034
- [15] Liu Y W, Liu L R, Zhou C H, Xu L Y 2000 *Opt. Lett.* **25** 908
- [16] Liu Y W, Liu L R, Liu D A 2001 *Opt. Commun.* **190** 339
- [17] Dong Q M, Liu L R, Liu D A, Dai C X, Ren L Y 2004 *Appl. Opt.* **43** 5016
- [18] Shen Y, Zhang G Q, Fu B, Xu Q J, Xu J J 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 5405

Theoretical studies on nonvolatile holographic recording for $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}:\text{Ce}$ crystals*

Shen Yan[†] Zhang Guo-Qing Yu Wen-Bin Guo Zhi-Zhong Zhao Ye-Quan

(School of Electrical Engineering and Automation, Harbin Institute of Technology, Harbin 150080, China)

(Received 8 February 2012; revised manuscript received 7 March 2012)

Abstract

The steady-state nonvolatile two-step, two-color holographic recording performance is studied theoretically for $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}:\text{Ce}$ based on the two-center model, with taking into account the direct electron transfer between the deep-trap center $\text{Cu}^+/\text{Cu}^{2+}$ and the shallow-trap center $\text{Ce}^{3+}/\text{Ce}^{4+}$ due to the tunneling effect. The results show that the total space-charge field is determined by the space-charge field on the deep-trap center, and the direct electron exchange between the $\text{Cu}^+/\text{Cu}^{2+}$ and the $\text{Ce}^{3+}/\text{Ce}^{4+}$ levels through the tunneling effect dominates the charge-transfer process in the two-step, two-color holographic recording. Therefore, the material parameters related to this direct tunneling process play a key role in the two-step, two-color holography performance.

Keywords: two-center model, holographic recording, space charge field, tunneling effect

PACS: 42.40.Ht

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11004040), "985" Young Scholars Foundational Scientific Research Ability Construction Project and the Scientific Research Innovation Fund of Harbin Institute of Technology, China.

[†] E-mail: yanshen@hit.edu.cn