

双掺杂 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Mn}$ 体全息光栅的 时空衍射特性^{*}

任立勇 刘立人 刘德安 栾 竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

(2003 年 1 月 3 日收到, 2003 年 2 月 28 日收到修改稿)

通过联立求解两中心带运输物质方程和双光束耦合波方程, 建立了研究双掺杂 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Mn}$ 晶体采用双色光记录光折变体全息的时空特性的动力学模型. 数值计算表明, 该动态体全息光栅的时空衍射特性与晶体中的折射率光栅相对于干涉场的空间相移有关, 该空间相移的取值范围为 $(-\pi, \pi)$, 当空间相移的符号发生变化时, 双光束之间的能量耦合方向也相应地发生反转, 给出了晶体内的等相位线和光强的重新分布.

关键词: 动态体全息光栅, 时空衍射, 双掺杂 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Mn}$, 双光束耦合

PACC: 4240E, 7820W, 4280T, 4265

1. 引言

LiNbO_3 (LN) 晶体具有易于生长和掺杂修饰、尺寸大、物理化学性能稳定及许多优良的光学特性^[1]. 另外, LN 晶体强的光折变效应, 记录全息的可擦除重写性及体全息光栅良好的波长和角度选择性, 使其有望被应用于高密度光信息存储. 过渡金属掺入 LN 晶体后可以改变其全息记录的灵敏度和动态范围. 1974 年 Staebler 等人^[2]将杂质 Mn 掺入 LN:Fe 晶体中以提高记录灵敏度, 同时观察到 LN:Fe:Mn 的光色效应. 为了克服所记录全息的读出破坏效应, Buse 等人^[3]提出了一种双中心、双色光的非挥发性全息存储技术. 其核心思想为: 在 LN 晶体中同时掺入杂质 Mn 和 Fe 分别作为深中心和浅中心, 采用长波光(如 @633nm He-Ne 红光)和短波光(如 @365nm 紫外光)分别作为记录光和敏化光. 在记录时采用双红光记录, 同时加紫外光敏化, 在读出时只采用单一红光读出. 充分读出后浅中心的电子被转移到深中心中, 从而浅陷阱中的电子光栅被擦除, 深陷阱中的电子光栅被部分擦除, 由于深陷阱中的电子对红光不敏感, 因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、实时实地性等优点迅速得到了研究者的广泛关注^[4-12]. 合理地设计记录/擦除时间, 在双掺杂 LN 晶体中实现了角分复用^[13, 14]. 通过在晶体中有选择性地记录上局域体全息元件或功能元件, 有望实现光学三维集成^[15, 16].

1979 年, Kukhtarev 等人^[17]建立了描述铁电体光折变效应的带运输模型, 该模型至今仍是研究光折变效应的理论基础. 同时考虑电子的扩散、漂移和光生伏特效应这三种电荷运输机理, 在该模型的基础上, Liu 等人^[8, 9]建立了双掺杂 LN 晶体的两中心模型, 并且得到了小信号近似下空间电荷场的稳态解析解. 对 LN: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. 由于 LN:Fe:Mn 晶体对紫外光具有很强的吸收, 从而所形成的空间电荷场或电子光栅在厚度方向上不均匀, Adibi 等人^[18]通过把晶体分成薄层考虑了敏化光的吸收衰减对光折变性能的影响. 需要说明的是, Liu 和 Adibi 都忽略了光折变晶体内的双光束耦合效应, 即认为两束记录光在晶体内不发生能量交换, 从而光调制度沿厚度方向是恒定的, 因此只需单独求解粒子的物质方程就能描述光折变特性, 而不需考虑双光束的耦合波方程. 该方法属于小信号近似. 当折射率光栅较弱, 晶体厚度较小时, 小信号近似是允许的.

^{*} 国家自然科学基金(批准号 66177016)和国家科学技术部(批准号 2002CCA03500)资助的课题.

实际上,光折变晶体中所记录的全息是一个动态全息.双光束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干涉而再次写入光栅.所以更一般的方法是既要考虑光对物质的作用,又要考虑物质对光的作用,即应将两中心物质方程和双光束耦合波方程联立求解,我们称此方法为基波近似方法.要得到该非线性微分方程组的解析解是不可能的,只能求得数值解.需要强调的是,在基波近似模型中衍射效率是通过求解动态体光栅中的复振幅耦合波方程直接得到的,而不像小信号近似中是采用固定体光栅的 Kogelnik^[19]衍射效率公式计算出来的,所以更加具有普适性.本文建立了双掺杂 LN:Fe:Mn 晶体光折变过程的基波近似动力学模型,数值计算表明,该动态体全息光栅的时空衍射特性与晶体中的折射率光栅相对于干涉场的空间相移有关,当空间相移的符号发生变化时,双光束之间的能量耦合方向也相应地发生反转.

2. 理论模型

2.1. 两中心带运输物质方程

对于双掺杂 LN:Fe:Mn 晶体,相对于导带而言,

Mn 陷阱为深中心,Fe 陷阱为浅中心,他们分别以离子 $Mn^{2+/3+}$ 和 $Fe^{2+/3+}$ 的形式存在.通常采用长波长的相干双红光(分别为信号光和参考光)作为记录光,短波长的均匀紫外光作为敏化光,红光只能从浅中心激发出电子到导带,而紫外光却能有效地从深、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运输机理作用下,电子在导带中迁移而后又被深、浅陷阱俘获,经过反复地激发-迁移-俘获后形成电荷的重新分布,即产生空间电荷场或电子光栅.根据 Kukhtarev^[17]的带运输方程,并且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,两中心模型的动力学过程可表示为零级方程

$$\frac{dN_{D0}^-}{dt} = -g_D N_{D0}^- + \gamma_D N_{e0} (N_D - N_{D0}^-), \quad (1)$$

$$\frac{dN_{S0}^-}{dt} = -g_S N_{S0}^- + \gamma_S N_{e0} (N_S - N_{S0}^-), \quad (2)$$

$$N_{e0} = \frac{g_D N_{D0}^- + g_S N_{S0}^-}{\gamma_D (N_D - N_{D0}^-) + \gamma_S (N_S - N_{S0}^-)} \quad (3)$$

和 1 级方程

$$\begin{aligned} \frac{dN_{D1}^-}{dt} = & -g_D N_{D1}^- - S_{D,L} m I_{10} N_{D0}^- \\ & + \gamma_D N_{e1} (N_D - N_{D0}^-) - \gamma_D N_{e0} N_{D1}^-, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_{S1}^-}{dt} = & -g_S N_{S1}^- - S_{S,L} m I_{10} N_{S0}^- \\ & + \gamma_S N_{e1} (N_S - N_{S0}^-) - \gamma_S N_{e0} N_{S1}^-, \end{aligned} \quad (5)$$

$$N_{e1} = \frac{\left\{ (g_D + \gamma_D N_{e0}) N_{D1}^- + (g_S + \gamma_S N_{e0}) N_{S1}^- - \frac{e\mu N_{e0}}{\epsilon\epsilon_0} (N_{D1}^- + N_{S1}^-) - \frac{ik}{e} [\kappa_D N_{D1}^-] \right\} + \kappa_S N_{S1}^- + (\kappa_{D,L} N_{D0}^- + \kappa_{S,L} N_{S0}^-) m I_{10}}{\gamma_D (N_D - N_{D0}^-) + \gamma_S (N_S - N_{S0}^-) + \frac{e\mu N_{e0}}{\epsilon\epsilon_0} + \frac{k_B T \mu k^2}{e}}, \quad (6)$$

$$g_D = S_{D,L} I_{10} + S_{D,H} I_H, \quad (7)$$

$$g_S = S_{S,L} I_{10} + S_{S,H} I_H, \quad (8)$$

$$\kappa_D = \kappa_{D,L} I_{10} + \kappa_{D,H} I_H, \quad (9)$$

$$\kappa_S = \kappa_{S,L} I_{10} + \kappa_{S,H} I_H, \quad (10)$$

式中脚标 D 和 S 分别表示深中心和浅中心;脚标 0 和 1 分别表示各个物理量傅里叶级数的 0 级和 1 级分量;脚标 H 和 L 分别表示紫外敏化光(高频)和记录红光(低频);变量 $S, \gamma, I, \kappa, k, m, N, N^-$ 和 N_e 分别表示光激发常数、陷阱的电子俘获系数、光强、体光生伏特系数、波矢、复调制度、陷阱浓度、陷阱中的电子浓度和导带中的电子浓度; e, u, ϵ, T, k_B 分

别表示电子电荷、电子迁移率、介电常数、绝对温度、玻尔兹曼常数.根据上述定义,各个符号的物理含义就显而易见,例如, N_{S0}^- 表示浅中心电子浓度的零级分量; $S_{D,L}$ 表示记录光对深中心的光激发常数; $\kappa_{S,H}$ 表示敏化光对浅中心的体光生伏特系数; γ_D 表示深中心的电子俘获系数等等.

空间电荷场 E_{SC} 及其复角 ϕ_{SC} 可分别表示为

$$E_{SC} = -i \frac{e}{\epsilon\epsilon_0 k} (N_{D1}^- + N_{S1}^- + N_{e1}), \quad (11)$$

$$\phi_{E_{SC}} = \arg(E_{SC}). \quad (12)$$

根据线性电光效应,折射率光栅 n_1 可表示为

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

式中 n_o 为 o 光的折射率, γ_{13} 为 o 光的电光系数.

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.设这两个相干光波分别表示为

$$E_1 = A_1 \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})], \quad (14)$$

$$E_2 = A_2 \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})], \quad (15)$$

式中 $A_1, A_2, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ 分别为两束光波的复振幅和波矢, ω 为角频率.为简单起见,假设这两束光波垂直入射面偏振,晶体内干涉光场的光强可表示为

$$I_L = I_{10} + \frac{1}{2} I_{10} [m \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) + \text{c.c.}], \quad (16)$$

式中 $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ 为光栅波矢,在对称入射的透射型光栅配置下,光栅波矢平行于晶体的光轴,平均光强 I_{10} , 复调制度 m 及其复角 ϕ_m 可分别表示为

$$I_{10} = A_1 A_1^* + A_2 A_2^*, \quad (17)$$

$$m = \frac{2A_1 A_2^*}{I_{10}}, \quad (18)$$

$$\phi_m = \arg(m). \quad (19)$$

假定上述双光束在 xz 平面内传播, x 方向平行于光栅波矢及光轴, z 方向沿晶体厚度方向,在对称入射的透射型光栅配置下,晶体中的双光束耦合的耦合波方程可表示为^[19-21]

$$\cos(\theta) \frac{dA_1}{dz} = -\frac{i\pi n_1}{\lambda} \exp(i\phi_{E_{sc}}) A_2 - \frac{\alpha_{red}}{2} A_1, \quad (20)$$

$$\cos(\theta) \frac{dA_2}{dz} = -\frac{i\pi n_1}{\lambda} \exp(-i\phi_{E_{sc}}) A_1 - \frac{\alpha_{red}}{2} A_2, \quad (21)$$

式中 λ, α_{red} 和 θ 分别为相干光波的波长、吸收系数和晶体中的入射角.

折射率光栅和光波干涉场之间的空间相移 ϕ 可表示为

$$\phi = \phi_{E_{sc}} - \phi_m, \quad (22)$$

式中空间相移 $\phi_{E_{sc}}, \phi_m$ 和 ϕ 的取值范围均在 $-\pi$ 到 π 之间.

在双掺杂 LN:Fe:Mn 晶体中,晶体的氧化/还原

程度是影响光折变特性的一个很重要的参数,它取决于 Fe, Mn 掺杂浓度及陷阱中的电子浓度.为了行文方便,下面定义三个与氧化/还原程度有关的参数.第一,无光照时总的受主浓度 N_A ,它等于 Fe^{2+} 与 Mn^{2+} 的浓度之和,根据电荷守恒原理, $N_A = N_{\text{D}0}^-(0) + N_{\text{S}0}^-(0)$, 其中 $N_{\text{D}0}^-(0)$ 和 $N_{\text{S}0}^-(0)$ 分别表示无光照时 Mn, Fe 陷阱中的电子浓度.第二,临界氧化/还原程度 $x_c = \frac{N_s}{N_D + N_s}$. 第三,氧化/还原程度 $x = 1 - \frac{N_A}{N_D + N_s}$. 由以上定义可知,对于氧化晶体,有 $1 > x > x_c$ 或 $N_D > N_A > 0$, 对于还原晶体,有 $0 < x < x_c$ 或 $N_D < N_A < N_s + N_D$, 实验和理论都证明只有氧化晶体才能有效地实现非挥发性全息存储^[7-9, 18]. 因此,在下面的理论计算中只给出氧化晶体的数值模拟结果.

3. 样品及实验

双掺杂 LN:Fe:Mn 晶体是采用 Czochralski 方法从熔体中生长而成,其中 Fe_2O_3 和 MnO 在熔体中的参入量分别为 0.15wt%(相当于 Fe 的浓度为 $N_s = 5.2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$) 和 0.01wt%(相当于 Mn 的浓度为 $N_D = 3.9 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$),生长成的晶体在 900℃ 氧气环境下退火 6h 得到氧化态的样品,晶体切割并抛光为 $2.5\text{mm} \times 10\text{mm} \times 10\text{mm}$, 通光长度为 2.5mm. 实验装置如文献[12]所示,波长为 365nm 的非偏振均匀紫外光为敏化光,由 75W 的汞灯经滤波提供.波长为 633nm 的两束 He-Ne 寻常光以 30° 夹角对称入射到晶体上作为记录光.晶体光轴平行于光栅波矢放置.衍射效率定义为衍射光光强与入射读出光光强的比值.

图 1 给出所生长的氧化的 LN:Fe:Mn 晶体采用两步法记录/固定全息衍射效率的实验结果和理论模拟结果的对比.全息的记录阶段为 0—130min,全息的读出固定阶段为 130—300min.需要说明的是,除了氧化/还原程度这一参数很难准确把握外,其他物理参数完全取决于晶体成分配比、生长环境(包括后期处理)和全息记录/固定的实验条件,因而在实验上和理论计算上完全一致,具体参数见第 4 节.在此模拟计算中假定氧化/还原程度为 $x = 0.954$, 可以看到在该氧化/还原程度下,理论模拟结果较好地接近于实验曲线.

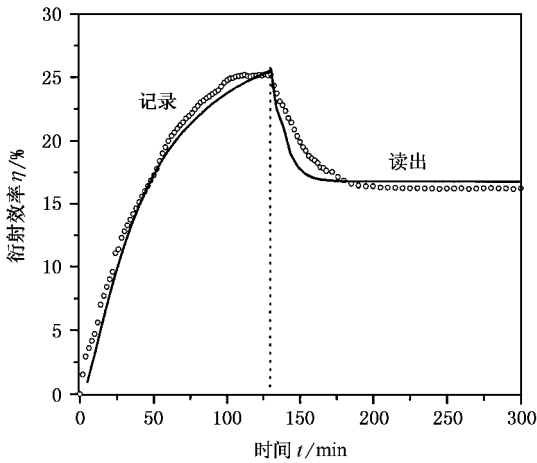


图1 氧化的 $\text{LN}:\text{Fe}:\text{Mn}$ 晶体衍射效率的时间演化 ○为实验结果, —为数值模拟结果

4. 数值计算

为了考虑紫外光的吸收效应,效仿 Adibi 的方法,将晶体沿厚度方向(z)分成薄层厚度约为 0.01mm ,近似认为在同一薄层中敏化光光强不变.红光的吸收已包含在耦合方程里.采用四阶龙格-库塔方法数值计算,耦合波方程的边界($z=0$)条件为:记录阶段 $A_1(0)=A_2(0)\neq\alpha$ (假定两束记录光光强相等,即初始调制度 $m(0)=1$);读出阶段 $A_1(0)\neq 0, A_2(0)=\alpha$ (初始调制度 $m(0)=0$).晶体中 z 处的衍射效率可表示为 $\eta = \frac{A_2(z)A_2^*(z)}{A_1(0)A_1^*(0)}$.对于氧化的

$\text{LN}:\text{Fe}:\text{Mn}$ 晶体,相关的物理参数取值如下^[18]:

$$\begin{aligned} N_D &= 3.9 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}, \\ N_S &= 5.2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}, \\ x_C &= 0.93, \\ N_A &= 3.5 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}, \\ x &= 0.937, \\ N_{D0}^-(0) &= 2.7 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}, \\ S_{D,H} &= 3.6 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{J}^{-1}, \\ S_{D,L} &= 0, \\ S_{S,H} &= 3.8 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{J}^{-1}, \\ S_{S,L} &= 3.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{J}^{-1}, \\ \kappa_{D,H} &= -1.1 \times 10^{-32} \text{ m}^3 \cdot \text{V}^{-1}, \\ \kappa_{D,L} &= 0, \\ \kappa_{S,H} &= -1.4 \times 10^{-32} \text{ m}^3 \cdot \text{V}^{-1}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \kappa_{S,L} &= -7 \times 10^{-34} \text{ m}^3 \cdot \text{V}^{-1}, \\ \gamma_D &= 2.4 \times 10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}, \\ \gamma_S &= 1.65 \times 10^{-14} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}, \\ n_o &= 2.286, \epsilon = 28, \\ \epsilon_0 &= 8.85 \times 10^{-12} \text{ A} \cdot \text{s} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}, \\ \mu &= 7.4 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}, \\ \gamma_{13} &= 1.09 \times 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}, \theta = 15^\circ, \\ T &= 300\text{K}, e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}, \\ \alpha_{UV} &= 3500 \text{ m}^{-1}, \\ \alpha_{\text{red}} &= 180 \text{ m}^{-1}, \\ I_H &= 200 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}, \\ I_{10} &= 5000 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1}. \end{aligned}$$

图2给出衍射效率 η 、光调制度 m 、空间相移 ϕ 的时空演化特性,记录阶段为 $t=0-200\text{min}$,读出阶段为 $t=200-350\text{min}$.

从图2(a)可知,在初始记录阶段,衍射效率随传输深度 z 的增加而单调增加,这主要是由于光栅逐渐建立并且较弱.随记录光栅的增强,沿厚度方向衍射效率逐渐增加到最大然后再逐渐减小.随全息记录的进行,衍射效率峰对应的位置逐渐从 $z=2.5\text{mm}$ 移到 $z=0.68\text{mm}$,并且峰值后的衍射效率下降速度越来越快,直到输出衍射效率接近于零.在读出阶段,沿厚度方向衍射效率从零增加到最大然后逐渐下降,相应的衍射效率峰缓慢地从 $z=0.68\text{mm}$ 移到 $z=1\text{mm}$.衍射效率沿厚度方向的空间分布应该解释如下:在衍射效率达到最大之前,在记录的体全息光栅作用下发生双光束耦合,能量从入射读出光 A_1 转向衍射光 A_2 ,在体全息光栅与光波干涉场之间的空间相移 ϕ 达到零时,衍射效率出现最大.紧接着随 ϕ 的符号的改变,光能量耦合方向发生反转,即逐渐从 A_2 转向 A_1 ,因而衍射效率开始下降.我们发现只要 ϕ 的符号改变一次,光能量耦合方向就要改变一次,从而衍射效率的增减趋势也就相应地改变一次.这一规律可以在图2(c)中空间相移 ϕ 的时空演化特性中清楚地看到.需要说明的是,只有在较厚的晶体和较强的体光栅中才能出现光波耦合方向的反转及衍射效率的增减变化.在 $z < 0.68\text{mm}$ 的较薄区域中,对于任意的位置 z ,可以看到衍射效率的典型的记录-读出变化曲线.该时空衍射分布也同时表明,在掺杂浓度、氧化/还原程度和记录与敏化光光强给定的情况下,存在最佳的晶体厚度使得衍射效率最大.

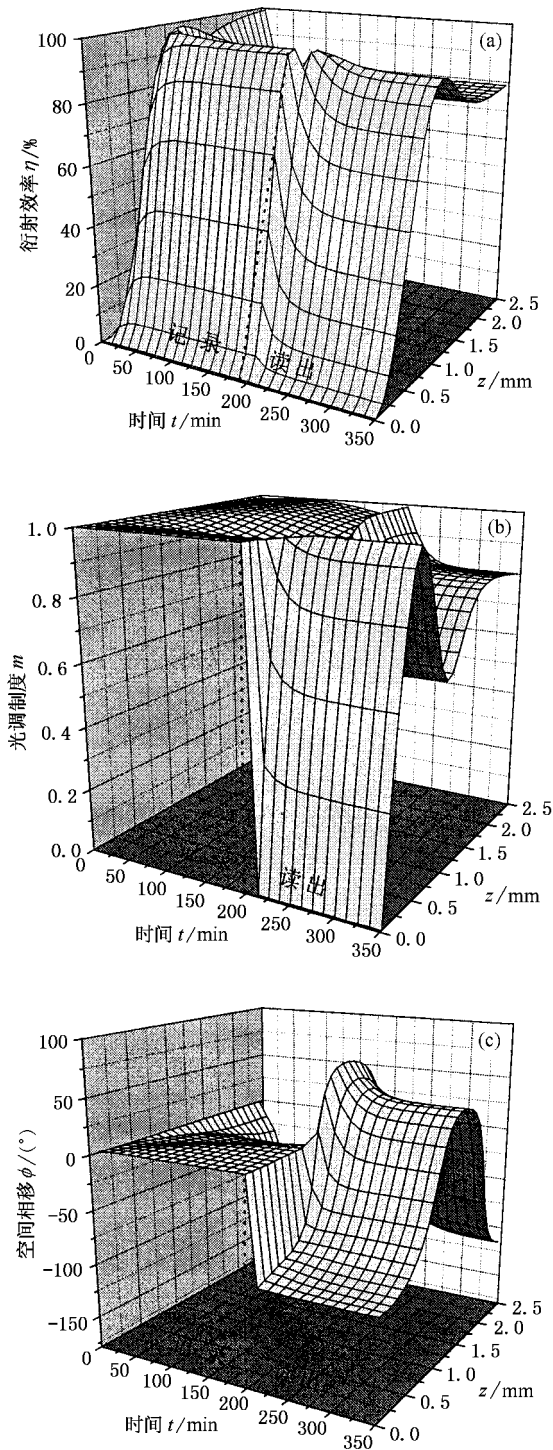


图2 氧化的LN:Fe:Mn晶体的衍射效率 η 、光调制度 m 、空间相移 ϕ 的时空演化特性

在动态光折变体全息中,由于双光束(记录阶段为两束记录光,读出阶段为读出光和衍射光)耦合,两光波复振幅从而光调制度就要随时间空间变化.图2(b)反映了晶体中光调制度 m 的时空特性.在记录阶段的任一时刻,沿厚度方向随光能量从一束记

录光转向另一束,光调制度 m 从1(初始两束记录光具有相等的光强)降到最小,随后又开始增加,该变化规律同样是由空间相移 ϕ 的符号的变化引起的.最小的光调制度($m=0.91$)出现在记录结束时刻的 $z=1.175\text{mm}$ 厚度处.此时此位置处的两束光的强度比为0.41.记录阶段,初始的光能量耦合方向取决于光轴的正方向和两束记录光相对于光轴正方向的取向.在读出阶段,随浅陷衍射光栅被逐渐擦除,在任一时刻,光调制度 m 沿厚度方向逐渐从0增加到1(此时衍射光与透射光光强相等),而后减小到最小后再逐渐增加.调制度的增减变化更直接地反映了双光束光能量耦合方向的变化.

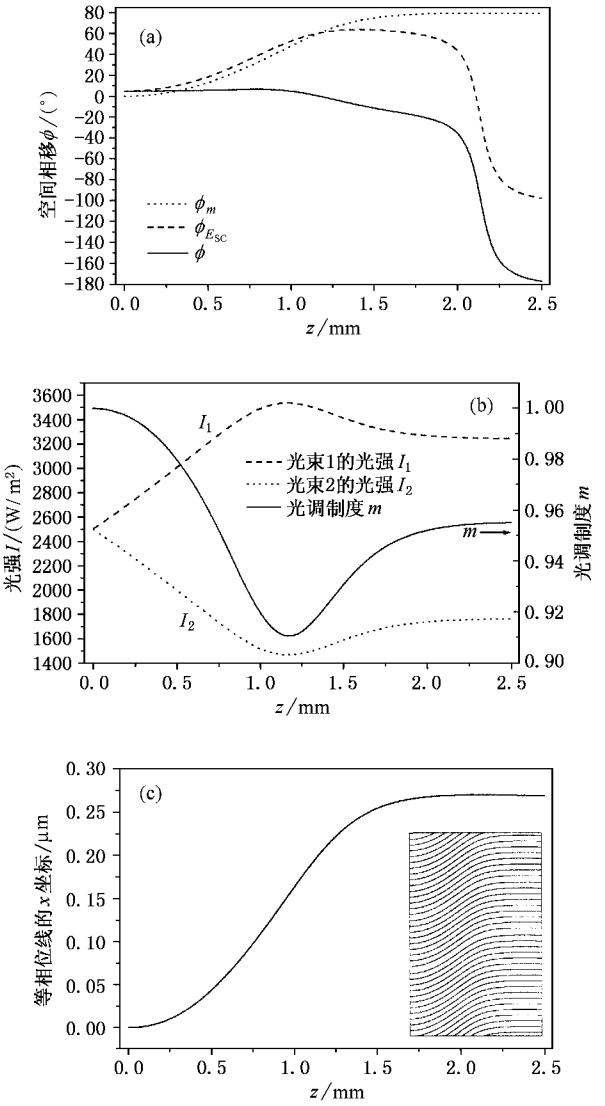


图3 记录结束时刻,空间相移、光强、光调制度和等相位线沿厚度方向的演化.光栅周期为 $\Lambda=1.22\mu\text{m}$

图2(c)给出空间相移 ϕ 的时空演化特性.在记

录初始阶段,沿厚度方向 ϕ 逐渐增加;在随后的记录过程中,记录光栅逐渐增强,在任一确定的时刻,空间相移 ϕ 的符号会在某一传输深度 z 处(该处 $\phi = 0$)发生反转,在该位置处衍射效率达到最大(如图 3(a)所示).在整个读出阶段,在任一时刻晶体中总存在两个传输深度(z_1 和 z_2),使得在这两个位置的空间相移 $\phi = 0$,即在 z_1 和 z_2 的左右, ϕ 的符号分别发生一次反转,从而读出光和衍射光之间的光能量耦合方向也发生一次反转.值得注意的是,在第二个反转点 z_2 的右边,照理衍射效率应该增加,但在图 2(a)中衍射效率的增加却并不明显,这主要受限于红光的光吸收.为了清楚地看到光能量耦合方向与空间相移 ϕ 的关系,忽略红光吸收的计算结果见图 3 和图 4.

根据定义, $\phi_{E_{SC}}$ 和 ϕ_m 分别表示 z 处的空间电荷场和干涉场相对于入射到晶体上的初始干涉场($z = 0$ 处)的空间相移, ϕ 则表示 z 处的空间电荷场相对于干涉场的空间相移.所以当 $\phi > 0$ 时,空间电荷场超前于干涉场;当 $\phi < 0$ 时,空间电荷场落后于干涉场.当两束相干光对称入射到晶体上时,对于小信号近似,双光束耦合可以忽略,因而晶体中的等相位线将始终垂直晶体的入射界面,干涉场的空间相移 $\phi_m = 0$,从而有 $\phi = \phi_{E_{SC}}$,并且不随 z 变化.但对于基波近似,必须考虑双光束耦合,此时等相位线将出现弯曲,空间相移 ϕ_m , $\phi_{E_{SC}}$ 和 ϕ 都将沿厚度方向变化.图 3 给出记录结束时刻,空间相移、光强、光调制度和等相位线沿厚度方向的演化.为了清楚地展现光能量耦合方向与空间相移的关系,这里忽略了红光的吸收.由图 3(a)可知,当 $z < 1.175\text{mm}$ 时, $\phi > 0$;当 $z > 1.175\text{mm}$ 时, $\phi < 0$.由图 3(b)可知,当 $z < 1.175\text{mm}$ 时,光能量从光束 2 转移到光束 1,此后,随空间相移 ϕ 的符号的反转,光能量耦合方向也发生反转.而光调制度 m 从初值 1 先减小后增大.在 $z = 1.175\text{mm}$ 处, m 值最小.图 3(c)给出晶体中干涉场等相位线沿厚度方向的分布.该曲线也对应于图 3(a)中的干涉场空间相移 ϕ_m .

当满足 Bragg 条件的单一相干红光读出已记录的体全息光栅时,入射光会与衍射光相互干涉而再次写入光栅.在这种全息写入和擦出同时作用下,最终实现全息被固定在深陷阱中.图 4 给出固定结束时刻,空间相移、光强、光调制度和等相位线沿厚度方向的演化.如图 4(a)所示,当 $z < 1.05\text{mm}$ 和 $z >$

1.895mm 时, $\phi < 0$;当位于这两点之间时(即 $1.05\text{mm} < z < 1.895\text{mm}$), $\phi > 0$.由图 4(b)可知,当 $z < 1.05\text{mm}$ 时,光能量从光束 1(读出光)转向光束 2(衍射光);在 $z > 1.05\text{mm}$ 和 $z < 1.895\text{mm}$ 之间,由于空间相移 ϕ 的反号,光能量耦合方向发生反转,即从光束 2 转向光束 1;而在 $z > 1.895\text{mm}$ 部分,光能量又从光束 1 转向光束 2,所以光强 I_1 出现略微减小.图 4(b)中读出光和衍射光的光调制度 m 沿厚度的变化较容易理解.图 4(c)给出晶体中干涉场等相位线沿厚度方向的分布.该曲线也对应于图 4(a)中干涉场空间相移 ϕ_m .

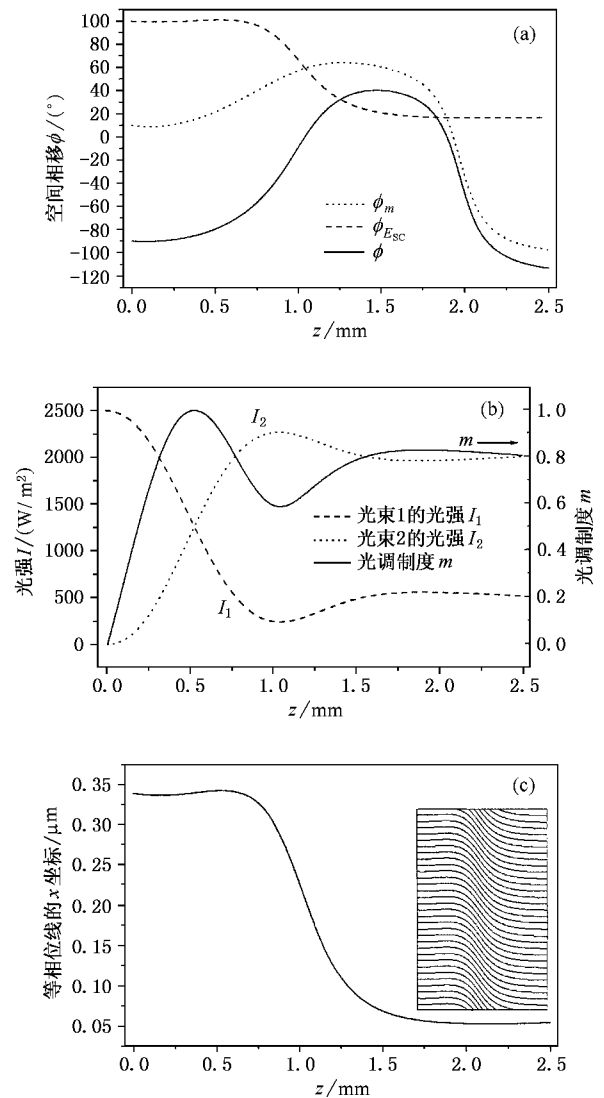


图 4 固定结束时刻,空间相移、光强、光调制度和等相位线沿厚度方向的演化.光栅周期同图 3

5. 结 论

同时考虑两中心带运输物质方程和双光束耦合波方程,本文建立了研究双掺杂 $\text{LN}:\text{Fe}:\text{Mn}$ 晶体光折变特性的时空动态理论.研究了 $\text{LN}:\text{Fe}:\text{Mn}$ 晶体体全息记录和读出过程中,衍射效率、光调制度和空间相移

的时空演化规律.发现双光束之间的光能量耦合方向取决于空间电荷场与光波干涉场之间的空间相移的符号.当空间相移的符号发生反转时,光能量耦合方向也相应地发生反转.在晶体较厚、电子浓度较大的氧化晶体中,考虑双光束耦合的基波理论很有必要.本文给出了双掺杂 $\text{LN}:\text{Fe}:\text{Mn}$ 晶体中考虑双光束耦合的等相位线和光强的分布.

- | | |
|---|---|
| [1] Weis R S and Gaylord T K 1985 <i>Appl. Phys. A</i> 37 191 | [11] Liu D A <i>et al</i> 2001 <i>Chin. Phys. Lett.</i> 18 1064 |
| [2] Staebler D L and Phillips W 1974 <i>Appl. Phys. Lett.</i> 24 268 | [12] Ren L Y, Liu L R, Liu D A and Zhou C H 2002 <i>Proc. SPIE</i> 4924 153 |
| [3] Buse K, Adibi A and Psaltis D 1998 <i>Nature</i> 393 665 | [13] Adibi A, Buse K and Psaltis D 1999 <i>Opt. Lett.</i> 24 652 |
| [4] Adibi A, Buse K and Psaltis D 1999 <i>Appl. Phys. Lett.</i> 74 3767 | [14] Kim I G <i>et al</i> 2000 <i>Japan. J. Appl. Phys.</i> 39 L1094 |
| [5] Adibi A, Buse K and Psaltis D 2000 <i>Opt. Lett.</i> 25 539 | [15] Li J L, Liu L R, Yin Y Z and Zhou C H 2000 <i>Proc. SPIE</i> 4114 221 |
| [6] Adibi A, Buse K and Psaltis D 2001 <i>Appl. Opt.</i> 40 5175 | [16] Liu L R <i>et al</i> 1999 <i>J. Opt. A</i> 1 220 |
| [7] Liu Y W, Liu L R, Guo Y C and Zhou C H 2000 <i>Acta Phys. Sin.</i> 49 880 (in Chinese) 刘友文、刘立人、郭迎春、周常河 2000 物理学报 49 880] | [17] Kukhtarev N V <i>et al</i> 1979 <i>Ferroelectrics</i> 22 949 |
| [8] Liu Y W, Liu L R and Zhou C H 2000 <i>Opt. Lett.</i> 25 551 | [18] Adibi A, Buse K and Psaltis D 2001 <i>J. Opt. Soc. Am. B</i> 18 584 |
| [9] Liu Y W, Liu L R, Zhou C H and Xu L Y 2000 <i>Chin. Phys. Lett.</i> 17 571 | [19] Kogelnik H 1969 <i>Bell Syst. Tech. J.</i> 48 2909 |
| [10] Liu D A <i>et al</i> 2001 <i>Opt. Commun.</i> 197 187 | [20] Jeganathan M, Bashaw M C and Hesselink L 1995 <i>J. Opt. Soc. Am. B</i> 12 1370 |
| | [21] Freschi A A and Frejlich J 1994 <i>J. Opt. Soc. Am. B</i> 11 1837 |

Time-space diffraction properties of volume holographic grating in doubly doped $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Mn}^*$

Ren Li-Yong Liu Li-Ren Liu De-An Luan Zhu

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

(Received 3 January 2003 ; revised manuscript received 28 February 2003)

Abstract

By jointly solving the two-centre material equations and the coupled-wave equations, we set up a dynamic model to study the time-space diffraction properties of the photorefractive volume holograms recorded by two colour light in doubly doped $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Mn}$ crystals. Numerical calculations show that the time-space diffraction properties of the dynamic volume grating are relevant to the relative spatial phase shift between the index grating and the interference field. The spatial phase shift is defined between $-\pi$ and π , the energy transferring direction between the two-coupled beams will be reversed with the reversion of the sign of the spatial phase shift. The winding of equal-phase line and the redistributed intensities of the two-coupled beams inside the crystal are given.

Keywords : dynamic volume holographic grating, time-space diffraction, doubly doped $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Mn}$, two-wave coupling

PACC : 4240E, 7820W, 4280T, 4265

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 66177016), and the Foundation from the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2002CCA03500).