

# CO<sub>2</sub> 激光加热局域热固定 LiNbO<sub>3</sub> 光折变 全息的温度影响\*

李建郎 刘立人 刘友文 周常河

(中国科学院上海光机所 上海 201800)

**提要** 利用 CO<sub>2</sub> 激光加热铌酸锂(LiNbO<sub>3</sub>)光折变晶体可局域固定体全息,但形成的温度场空间上是不均匀的。在对固定显影后空间电荷场幅度  $E_{sc}$  与固定温度  $T_f$  的关系进行理论分析的基础上,通过定义局域性系数和平均空间电荷场幅度两个判据,来评价不同的激光加热温度场的固定效果。这种方法也适用于对其他各类边界条件的 CO<sub>2</sub> 激光加热温度场局域热固定进行分析。

**关键词** CO<sub>2</sub> 激光热固定,局域性系数,平均空间电荷场幅度

## 1 引 言

由于光折变晶体在信号处理、相位共轭和全息存储等领域的应用,有关光折变的研究受到了广泛的关注<sup>[1]</sup>。掺铁铌酸锂是被研究得较为透彻的光折变材料之一。在掺铁铌酸锂晶体中,光激发施主(Fe<sup>2+</sup>)中的电子载流子,由于漂移、扩散或光伏特而在晶体中迁移被受主(Fe<sup>3+</sup>)俘获后建立起空间电荷场,经由电光效应导致形成折射率全息光栅。为避免读出光对光折变全息光栅的擦除,将晶体加热至高温(100~200℃)并保持一段时间使质子激活移动以充分补偿施主光栅。降至室温后用均匀光强擦除施主光栅使质子光栅显影。质子光栅在室温不能被读出光擦除,因此热固定可被用于实现光折变全息的永久性存储。把在室温记录而在高温固定全息的方法称作“后固定”,在高温下记录和固定全息同时进行的方法称“同时固定”。

利用 CO<sub>2</sub> 激光加热光折变掺铁铌酸锂晶体可实时实地对光折变全息进行空间局域和选择性固定,具有固定速度快和衍射效率高等优点<sup>[2]</sup>。固定的全息图仍可用 CO<sub>2</sub> 激光热局域擦除或重新固定刷新,这种可局域重构性使在单块光折变晶体实现三维微结构光学系统的集成成为可能<sup>[3]</sup>。进行空间局域性热固定的关键问题是必须使加热区升温后的固定温度局域在所需的空间范围内。而在加热区域以外,希望温度较低避免对相邻全息的不必要擦除或固定刷新。为达此目的,一是使加热激光束具有所需的局域要求,二是控制晶体边界传热条件。但是由于两个因素:光折变材料在远红外区的较大吸收(LiNbO<sub>3</sub>晶体在 CO<sub>2</sub> 激光波长处吸收系数  $\alpha$  约为 5000~10000 m<sup>-1</sup>)和边界晶体热扩散,热场分布总是不均匀的。本文首先分析了固定温度与固定光栅强度的关系,接着讨论了具体的 CO<sub>2</sub> 激光加热不均匀温度场对光折变内电场的

\* 国家自然科学基金(编号:69837020)、中国科学院和上海应用物理中心资助项目。

收稿日期:1999-07-13;收到修改稿日期:1999-09-13

影响,定义局域性系数和平均空间电荷场幅度以对这些温度场的局域固定效果进行评价。对于其他的局域加热模型,也可用这种方法分析。

## 2 局域加热模型

CO<sub>2</sub> 激光局域加热理论建立在对热传导方程的数值模拟基础上<sup>[2,4]</sup>。图 1 为一种 CO<sub>2</sub> 激光局域加热模型示意图。LiNbO<sub>3</sub> 晶体用吸热体(铜块)覆盖,覆盖层留有前后开孔以使 CO<sub>2</sub> 激光束通过,孔中心坐标  $(x_0, y_0, z)$ , 空间极坐标半径  $r = [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]^{1/2}$ 。室温为 20°C。铜块具有很高的热传导率,可被认为是恒温。 $C$  和  $K_c$  为晶体比热和热传导系数, $T(x, y, z, t)$  为晶体任一位置  $(x, y, z)$  处的温度, $g(x, y, z, t)$  为辐射至晶体单位体积中的激光功率。设  $I(x, y, z) = I_1 + I_2$  为  $(x, y, z)$  处激光功率

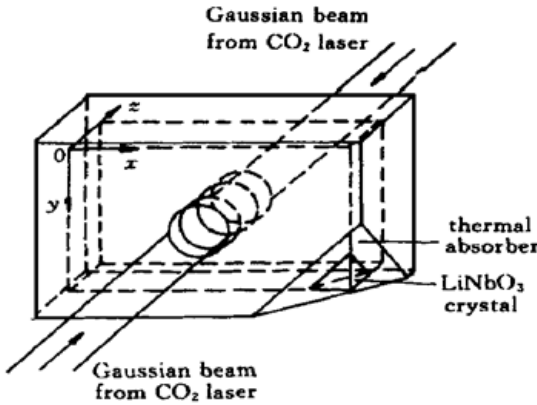


图 1 CO<sub>2</sub> 激光局域加热模型示意图

Fig. 1 Schematic of CO<sub>2</sub> laser local heating the LiNbO<sub>3</sub>

$I_1 = \frac{P_0}{\pi r_0^2} \exp[-\alpha z - (r/r_0)^2]$  (1)

$$I_2 = \frac{P_0}{\pi r_0^2} \exp[-\alpha(c - z) - (r/r_0)^2] \quad (2)$$

$$g(x, y, z, t) = -\partial(I_1 + I_2)/\partial z \quad (3)$$

可以用 A. D. I. 有限差分法<sup>[4]</sup>对热传导方程和边界条件

$$\nabla^2 T(x, y, z, t) + \frac{1}{C} g(x, y, z, t) = \frac{K_c}{C} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} \quad (4)$$

$$T[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 < r_1^2, z = 0 \text{ or } z = c, t] = \gamma(T - 20) \quad (5)$$

$$T[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 > r_1^2, z = 0 \text{ or } z = c, t] = 20 \quad (6)$$

$$T(x = 0 \text{ or } x = a, y = 0 \text{ or } y = b, z, t) = 20 \quad (7)$$

数值求解。计算时所用参数为: $n = 2.28$ ,  $C = 2.0 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{C}^{-1}$ ,  $K_c = 3.3 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{C}^{-1}$ , 对流换热系数  $\gamma = 0.29 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{deg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 。CO<sub>2</sub> 激光束高斯半径  $r_0 = 1 \text{ mm}$ , 孔半径  $r_1 = 1.5 \text{ mm}$ , 晶体尺寸  $a \times b \times c = 10 \text{ mm} \times 6 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ , 在 CO<sub>2</sub> 激光波长处吸收系数  $\alpha$  为 5000~10000  $\text{m}^{-1}$ 。数值模拟中吸收系数取最小值。给定激光功率  $P_0$ , 在晶体内将有相应的稳定温度场分布及最大温度  $T_{\max}$ 。通过改变  $P_0$ , 图 2 给出限定  $T_{\max}$  分别为 240°C, 220°C, 200°C, 180°C, 160°C, 140°C 时计算所得在晶体前表面  $z = 0, y = b/2$  的  $x$  方向上的温度场分布。当  $T_{\max} = 200^\circ\text{C}$  时, 图 3 给出  $y = b/2$  处不同半径上在晶体深度  $z$  方向上的温度分布。不同的  $T_{\max}$  对应着晶体内的不同稳定温度场分布。

## 3 固定显影后空间电荷场幅度 $E_{sc}$ 与固定温度 $T_f$ 关系

Kukhtarev 用带输运方程<sup>[5]</sup>描述了光折变材料中光或热激发诱导的载流子电荷(电子和质子)重新分布。当入射光强  $I = I_0 + \text{Re} \left[ \frac{1}{2} I_0 m \exp(-iKx) + c.c. \right]$ , 在小调制度( $m \ll 1$ ) 条件下对各空间变量作一阶傅里叶近似, 同时考虑慢变化复振幅近似和准稳态近似, 带输运方

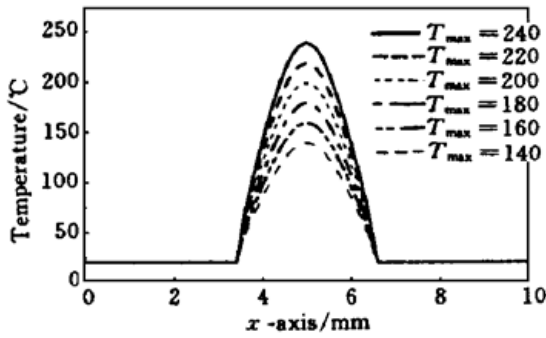


图 2 当不同最大温度  $T_{max}$  给定时晶体前(后)表面中心截线  $y = b/2$  上相应的温度分布

Fig. 2 Curves of the temperature verse  $x$  at  $z = 0$  or  $z = 2$  mm,  $y = b/2$  under different maximum temperature  $T_{max}$

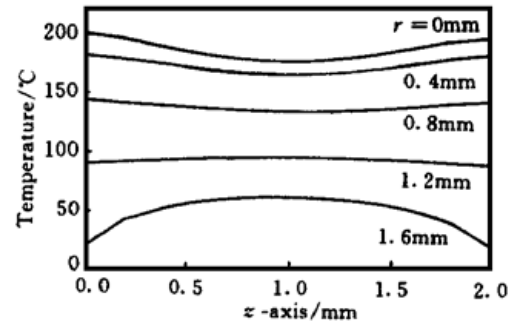


图 3 当最大温度  $T_{max} = 200^\circ\text{C}$  时截面  $y = b/2$  内不同极坐标半径位置处的温度分布

Fig. 3 Curves of temperature verse  $z$  at different radius of the profile,  $y = b/2$  when  $T_{max} = 200^\circ\text{C}$

程可被线性化为质子和施主载流子一阶光栅相互作用耦合及其合电场的一组偏微分方程

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \Gamma_e M + C_1 h + C_2 m \quad (8a)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \Gamma_h h + C_3 M \quad (8b)$$

$$E_{sc} = \frac{ie}{\epsilon\epsilon_0 K} (M + h) \quad (8c)$$

各系数定义如下

$$\Gamma_e = \frac{-\omega_e \gamma_e A_0 - (sI_0 + \beta) \frac{D_0 + A_0}{A_0} (D_e K^2 + i\mu_e K E_0) - iK s L_{ph} I_0 \gamma_e A_0}{\gamma_e A_0 + D_e K^2 + i\mu_e K E_0}$$

$$\Gamma_h = -(\omega_h + D_h K^2 - i\mu_h K E_0), \quad C_1 = \frac{-\omega_e \gamma_e A_0}{\gamma_e A_0 + D_e K^2 + i\mu_e K E_0}$$

$$C_2 = \frac{1}{2} \frac{sI_0 (D_e K^2 + i\mu_e K E_0) + iK s L_{ph} I_0 \gamma_e A_0}{\gamma_e A_0 + D_e K^2 + i\mu_e K E_0}, \quad C_3 = -\omega_h \quad (9)$$

式中  $A_0$  和  $D_0$  分别为电子受主和施主的初始浓度。 $h, M$  为质子光栅和施主光栅一阶傅里叶分量。 $\omega_e = e\mu_e n_0 / \epsilon$ ,  $\omega_h = e\mu_h H_0 / \epsilon$  ( $H_0$  为质子的初始浓度),  $D_e = D_{0e} \exp(-\epsilon_e / K_B T)$ ,  $D_h = D_{0h} \exp(-\epsilon_h / K_B T)$  为电子和质子扩散系数,  $\mu_e = eD_e / K_B T$  为电子迁移率,  $\mu_h = eD_h / K_B T$  为质子迁移率,  $\gamma_e$  为复合系数,  $L_{ph}$  为光伏输运长度,  $s$  为光电离横截面面积,  $\beta = \beta_0 \exp(-\epsilon_D / K_B T_f)$  为施主热电离激发电子几率。 $K = 2\pi / \Lambda$  为光栅波矢,  $\Lambda$  为光栅间距,  $K_B$  为玻尔兹曼常数,  $E_{sc}$  为晶体一阶空间电荷场电场强度,  $E_0$  为外加直流电场。针对不同的热固定情况以及显影,可分别对方程组(8a), (8b) 求解。对于高温  $T_f$  时同时固定过程,质子和施主光栅幅度初始值均为零,整个过程晶体保持记录光光照,  $I_0$  和  $m$  为常数,因此可以得到

$$h(t) = \frac{C_2 C_3 m}{\Gamma_e \Gamma_h - C_1 C_3} \frac{1}{\alpha_1 - \alpha_2} [\alpha_2 \exp(-\alpha_1 t)] + \frac{C_2 C_3 m}{\Gamma_e \Gamma_h - C_1 C_3} \quad (10)$$

$$M(t) = \left[ \frac{C_2 \Gamma_h}{\Gamma_e \Gamma_h - C_1 C_3} + \frac{C_2}{\alpha_1} m \right] \frac{1}{\alpha_1 - \alpha_2} [-\alpha_2 \exp(-\alpha_1 t) + \alpha_1 \exp(-\alpha_2 t)] - \frac{C_2 m}{\alpha_1} \exp(-\alpha_1 t) - \frac{C_2 \Gamma_h}{\Gamma_e \Gamma_h - C_1 C_3} \quad (11)$$

其中

$$\alpha_{1,2} = \frac{-(\Gamma_h + \Gamma_e) \pm [(\Gamma_h - \Gamma_e)^2 + 4C_1C_3]^{1/2}}{2} \quad (12)$$

根据(10), (11)两式,可看出同时记录固定过程中质子光栅和施主光栅的时间变化是双指数函数的叠加。质子光栅和施主电子光栅经历初始阶段的上升后缓慢衰减。

我们以空间电荷场来评价光折变全息光栅的强度。对于显影过程,在新初始条件下对方程(8)式求解,可得显影后的空间电荷场幅度<sup>[6]</sup>

$$E_{sc} = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0K} \frac{1}{1 + e^2/(\epsilon\Omega K_B T_f K^2)} h_s \quad (13)$$

式中  $\Omega = 1/D_0 + 1/A_0$ ,  $h_s$  为固定过程质子光栅最大幅度。

根据(13)式可得固定的光折变全息光栅强度与固定温度  $T_f$  的关系。固定效率定义为显影后全息光栅强度  $E_{sc}$  与室温时在同样条件下记录的光栅强度  $E_{sc}^0$  的比值,即  $\eta_F = E_{sc}/E_{sc}^0$ 。后面分析中,以高温  $T_f$  时同时固定的情形为例。分析时引用以下参数:  $A_0 = 8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $D_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $H_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\gamma_e = 1 \times 10^{-15} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ,  $s = 3 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ J}^{-1}$ ,  $L_{ph} = 5 \times 10^{-10} \text{ m}$ ,  $n_0 = 6.2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\epsilon = 29$ ,  $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ ,  $D_{0h} = 0.081 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $D_{0e} = 0.65 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $\epsilon_d = 1.0 \text{ eV}$ ,  $\epsilon_h = 1.2 \text{ eV}$ ,  $\epsilon_e = 0.2 \text{ eV}$ <sup>[6]</sup>,  $\beta_0 = 1.5 \times 10^9$ <sup>[7]</sup>,  $I_0 = 6000 \text{ W m}^{-2}$ , 外加电场  $E_0 = 0$ 。

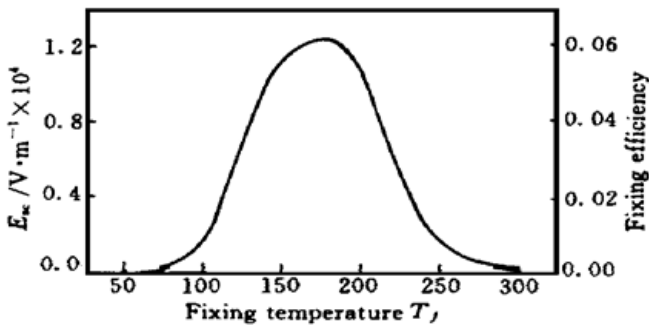


图4 LiNbO<sub>3</sub>光折变全息光栅热固定后显影所得空间电荷场  $E_{sc}$  与固定温度  $T_f$  的变化关系

Fig. 4 Curve of the fixed space charge field  $E_{sc}$  verse the fixing temperature  $T_f$

图4给出了LiNbO<sub>3</sub>晶体光折变光栅电荷场振幅  $E_{sc}$  及固定效率  $\eta_F$  与固定温度  $T_f$  曲线。光栅电荷场是固定温度  $T_f$  的非线性响应,在约180°C附近有最大值,即有最佳固定,在低于100°C时不可能固定光折变全息光栅,这同实验结论<sup>[8,9]</sup>完全一致。我们发现电流模型理论<sup>[8]</sup>得出的结论指出在低于50°C时甚至室温时也能对光折变全息进行固定,固定效率同180°C时的最大值相比拟(见文献[2]中的图6),这与实验有较大矛盾,该模型假定了在同时记录固定过程中质子和施主光栅趋于稳态值这样一个前提条件,但从我们的推导(10)和(11)两

式看出,这个前提假设并不成立。

## 4 结果和讨论

如图2和图3所示, LiNbO<sub>3</sub>晶体内有较大范围的温度分布,前表面(以及其他横截面)中心温度最高( $T_{max}$ ),在径向形成一个类似CO<sub>2</sub>高斯激光光束的梯度分布。在 $z$ 方向由于晶体吸收,CO<sub>2</sub>激光功率在较深处减弱,导致温度在深度方向上的差异。

为简化我们忽略光折变晶体内部热电场<sup>[10]</sup>的影响。利用CO<sub>2</sub>激光加热晶体形成的局域温度场  $T(x, y, z)$  固定光折变全息光栅,根据  $E_{sc} \sim T_f$  关系,在晶体局域空间内将固定一个较复杂的电荷场分布  $E_{sc}(x, y, z)$  (图5和图6)。若晶体表面中心区域温度  $T_{max}$  大于180°C,电荷场曲面出现“凹陷”。温度梯度越大,电荷场分布起伏越大。在  $r > r_0$  的区域(图6中  $r = 1.2 \text{ mm}$ ),尽管很弱,仍可固定全息。

由以上结果看出,CO<sub>2</sub>激光加热光折变晶体产生的不均匀较大范围的温度场固定的局域

全息光栅强度是一个较复杂的空间分布,但可以运用本文中第三部分的理论进行具体分析。设  $V$  为铌酸锂晶体的总体积,  $V_0$  为激光有效加热区即激光束高斯半径  $r_0$  所限定区域的体积。对于一定的激光加热局域场,我们进一步定义以下两个参数

局域性系数  $\Psi$  
$$\Psi = \frac{\iiint_{V_0} E_{sc}(x, y, z) dx dy dz}{\iiint_V E_{sc}(x, y, z) dx dy dz} \quad (14)$$

晶体内平均空间电荷场幅度  $E_{sc}^{ave}$  
$$E_{sc}^{ave} = \frac{1}{V_0} \iiint_{V_0} E_{sc}(x, y, z) dx dy dz \quad (15)$$

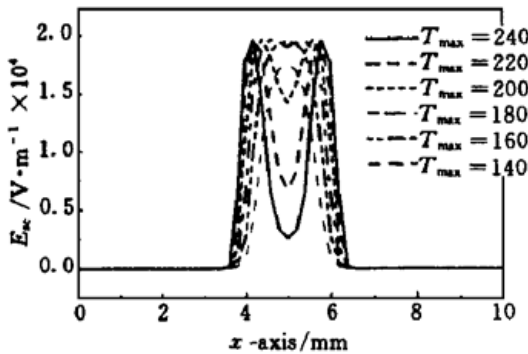


图 5 不同最大温度  $T_{max}$  所代表的温度场在晶体前(后)表面中心截线  $y = b/2$  上固定的全息空间电荷场幅度分布

Fig. 5 Curves of the fixed space charge field  $E_{sc}$  verse  $x$  at  $z = 0$  or  $z = 2$  mm,  $y = b/2$  under different maximum temperature  $T_{max}$

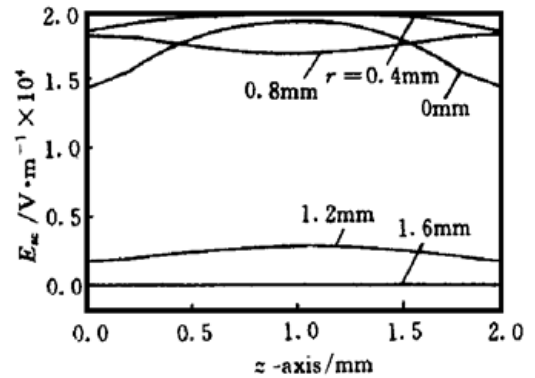


图 6 最大温度  $T_{max} = 200^\circ\text{C}$  所代表的温度场在截面  $y = b/2$  内不同极坐标半径位置处固定的全息空间电荷场幅度分布

Fig. 6 Curves of the fixed space charge field  $E_{sc}$  verse  $z$  at different radius of profile,  $y = b/2$  when  $T_{max} = 200^\circ\text{C}$

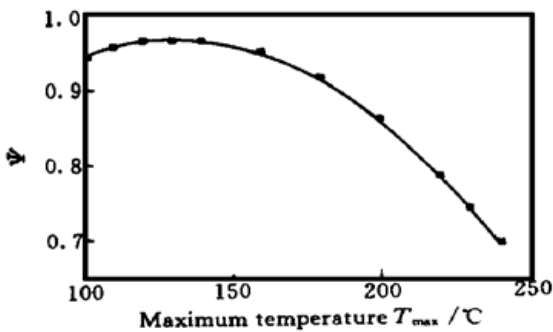


图 7 局域性系数  $\Psi$  与最大温度  $T_{max}$  的关系曲线

Fig. 7 Curve of the localization coefficient  $\Psi$  verse the maximum temperature  $T_{max}$  which represents the temperature field distribution caused by CO<sub>2</sub> laser heating the crystal

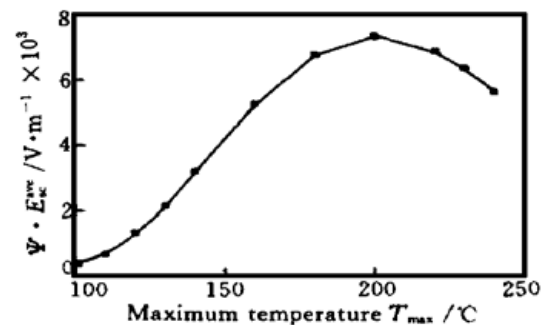


图 8 平均空间电荷场幅度  $E_{sc}^{ave}$  与最大温度  $T_{max}$  的关系曲线

Fig. 8 Curve of the fixed average space charge field  $E_{sc}^{ave}$  verse the maximum temperature  $T_{max}$  which represents the temperature field distribution caused by CO<sub>2</sub> laser heating the crystal

局域性系数  $\Psi$  代表有效加热区所固定的光折变全息幅度相对于该温度场在整个晶体内部所固定全息幅度的比率。 $\Psi$  值越大意味着激光加热固定全息的空间局域性越好,对相邻全息单

元的影响则越小。 $E_{sc}^{ave}$  是有效加热区所固定的光折变全息光栅空间电荷场幅度在该体积内的平均值, 代表激光加热所固定的局域全息的强度。

因此我们可以用这两个参数对处于 100~ 240°C 之间的不同  $T_{max}$  所代表的激光加热温度场所固定的掺铁铌酸锂光折变局域全息的效果进行评价。图 7 给出  $\Psi \sim T_{max}$  曲线。局域性系数

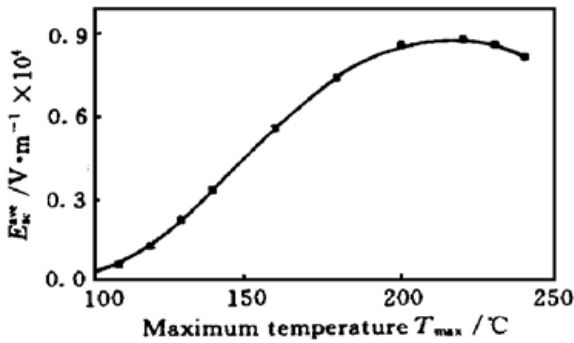


图 9 乘积  $\Psi \cdot E_{sc}^{ave}$  与最大温度  $T_{max}$  的关系曲线

Fig. 9 Curve of the  $\Psi \cdot E_{sc}^{ave}$  verse the maximum temperature  $T_{max}$  which represents the temperature field distribution caused by  $\text{CO}_2$  laser heating the crystal

从 100°C 开始有缓慢上升, 在约 130°C 时有最大值, 随后则随  $T_{max}$  的增大而减小。图 8 则示出随着  $T_{max}$  的增大所固定的全息的平均空间电荷场幅度  $E_{sc}^{ave}$  在 100 ~ 220°C 之间也相应增加并达到最大值, 随后则随  $T_{max}$  的增大而减小。对于不同  $T_{max}$  对应的温度场, 局域性系数大固定的全息强度小, 局域性系数小固定的全息强度大。要取得良好的局域性, 需要以牺牲全息强度为代价。

图 9 描述了乘积  $\Psi \cdot E_{sc}^{ave}$  随  $T_{max}$  的变化情况。当  $T_{max} \approx 200^\circ\text{C}$  时乘积  $\Psi \cdot E_{sc}^{ave}$  最大, 此时局域性系数  $\Psi \approx 0.86$ , 平均电荷场幅度  $E_{sc}^{ave} \approx 8.5 \times 10^3 \text{ eV/m}$ , 都有较大的可以被接受的取值。因此我们可以认为此时的温度场固定全息时能同时兼顾局域性和强度要求。当利用单块铌酸锂晶体实现

一个光折变全息互连系统时, 对光折变全息单元的局域性和强度有一定要求以减小串扰和获得较大的衍射输出, 可根据不同情况来选择确定相应的温度场分布及  $T_{max}$  同时满足对光折变全息光栅局域性和强度的要求。

## 5 结 论

本文对  $\text{CO}_2$  高斯激光束加热铌酸锂晶体的热传导方程进行了数值模拟, 得到铌酸锂晶体内部一系列稳定的不均匀温度场分布; 对 Kukhtarev 带输运方程简化求解, 得出对光折变全息固定显影后空间电荷场幅度  $E_{sc}$  与固定温度  $T_f$  关系, 这个关系同实验相符; 利用这一关系, 定义局域性系数  $\Psi$  和平均空间电荷场幅度  $E_{sc}^{ave}$  两个参数作为判据, 对  $\text{CO}_2$  激光加热形成的不同温度场所导致的固定效果进行了评价。对于本文第一部分提出的激光加热模型, 认为当  $T_{max} \approx 200^\circ\text{C}$  时固定光折变全息的局域性和强度同时达到最佳。这为进一步利用激光局域热固定光折变全息提供了依据。

$\text{CO}_2$  激光加热铌酸锂晶体所形成的温度场也因边界条件(吸热或绝热)和激光光束特性(高斯形或矩形, 连续或脉冲)而有所差异, 这里仅以吸热体边界条件和连续高斯激光光束为例, 对其他的情形可以用相似的方法来分析。

## 参 考 文 献

- 1 D. Psaltis, F. Mok. Holographic memories. *Sci. Ame.*, 1995, **273**(5): 52~ 59
- 2 B. Liu, L. Liu, L. Xu *et al.*. Local thermal fixing of a photorefractive  $\text{LiNbO}_3$  hologram by use of a  $\text{CO}_2$  laser. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(8): 1342~ 1349
- 3 X. Yan, L. Liu, B. Liu *et al.*. Single-block optical system using layer laser thermal fixed photorefractive

- holograms. *Opt. Comm.*, 1998, **154**(1/3): 87~ 92
- 4 M. Mansuripur, G. A. N. Connell, J. W. Goodman. Laser-induced local heating of multilayers. *Appl. Opt.*, 1982, **21**(6): 1106~ 1114
  - 5 N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov *et al.*. Holographic storage in electrooptic crystals in steady state. *Ferroelectrics*, 1979, **22**(3-4): 949~ 960
  - 6 M. Carrascosa, F. Agullo-Lopez. Theoretical modeling of the fixing and developing of holographic gratings in LiNbO<sub>3</sub>. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1990, **7**(12): 2317~ 2322
  - 7 M. Carrascosa, F. Agullo-Lopez. Kinetics for optical erasure of sinusoidal holographic gratings in photorefractive materials. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1986, **QE-22**(8): 1369~ 1375
  - 8 J. J. Amodei, D. L. Staebler. Holographic pattern fixing in electro-optic crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 1971, **18**(12): 540~ 542
  - 9 W. Meyer, P. Wurfel, R. Munser *et al.*. Kinetics of fixation of phase holograms in LiNbO<sub>3</sub>. *Phys. Status Solid A*, 1979, **53**(1): 171~ 180
  - 10 K. Buse, K. H. Ringhofer. Pyroelectric drive for light-induced charge transport in the photorefractive process. *Appl. Phys. A*, 1993, **57**(2): 161~ 165

## Temperature Dependence of the Photorefractive Hologram Locally Thermo-fixed by CO<sub>2</sub> Laser Heating LiNbO<sub>3</sub>

Li Jianlang Liu Liren Liu Youwen Zhou Changhe

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

**Abstract** CO<sub>2</sub> laser has been suggested to heat the LiNbO<sub>3</sub> for locally thermal fixing photorefractive hologram. Here a heating model is theoretically analysed and the stable temperature fields for demonstration aim are obtained. Based on the analysis of the relation between the fixed space charge field amplitude  $E_{sc}$  and the fixing temperature  $T_f$ , two parameters, the localization coefficient  $\Psi$  and the average space charge field amplitude  $E_{sc}^{ave}$ , are defined to evaluate the fixed local photorefractive hologram by CO<sub>2</sub> laser heating the LiNbO<sub>3</sub>. The same analysis can also be used when boundary conditions and laser beam profile are changed.

**Key words** thermal fixing by CO<sub>2</sub> laser, the localization coefficient, the average space charge field amplitude