

非相干辐照对 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体 光折变非线性的影响与控制作用*

汪大云¹⁾ 刘思敏¹⁾ 陈晓虎¹⁾ 赵红娥^{1,2)} 郭 儒¹⁾ 杨立森³⁾ 高垣梅¹⁾ 黄春福¹⁾ 陆 猗⁴⁾

¹⁾ 南开大学物理学院, 天津 300071)

²⁾ 北京师范大学物理系, 北京 100875)

³⁾ 内蒙古师范大学物理系, 呼和浩特 010022)

⁴⁾ 天津理工学院自动化系, 天津 300191)

(2002 年 5 月 17 日收到, 2002 年 7 月 9 日收到修改稿)

研究了非相干辐照对 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中从自散焦到自聚焦的动态转换过程的影响和控制作用. 无论是从前向还是从背向加入非相干辐照, 都能加快自散焦、自聚焦过程以及从自散焦到自聚焦的转换过程, 增大折射率的变化值. 当非相干辐照以一定的时间间隔重复辐照在晶体上时, 透射功率能迅速地上升和下降, 具有明显的开关效应. 这种在非相干辐照控制下折射率的迅速改变有望应用于全光学开关器件.

关键词: 非相干辐照, 光伏效应, 自散焦, 自聚焦

PACC: 4285F, 4280S

1. 引 言

$\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体是光生伏打效应占优势的光折变晶体, 光生载流子为电子, 因此在该晶体中光致折射率变化 Δn 是负的, $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体是自散焦介质. 所以, 在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中只能写入暗空间孤子^[1]. 近年来, 通过背景光控制光束在光折变介质中传播的问题受到了广泛地重视^[2-7]. 何国岗等人^[8] 在 $\text{Cu}:\text{KNSBN}$ 晶体中观察到一种弱光束扩散、收缩过程, 这是由晶体内预置时变电场以及弱光束本身产生的光伏和扩散空间电荷场在达到稳定之前共同影响所导致的结果. 我们在文献 [1] 中报道了在一定的实验条件下, 利用光折变效应及晶体自身构成的腔体, 可在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中实现从自散焦到自聚焦的动态转换. 这在具有自散焦性质的 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中写入亮空间孤子提供了可能.

本文研究了非相干辐照对该动态转换过程的影响和控制作用. 当聚焦的信号光束入射到 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$

晶体上时, 使用不同波长(532nm 和 488nm)及不同偏振(o 光或 e 光)的非相干辐照, 从两个不同的方向(前向——沿着信号光入射方向加入且与信号光共线, 和背向——与信号光方向反向且共线)和不同的辐照时间入射到该晶体上. 我们测量了信号光通过 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体后透射功率的变化, 发现非相干辐照能够加快自散焦、自聚焦过程, 从自散焦到自聚焦的转换过程. 当一定强度的非相干辐照以一定的时间间隔重复辐照在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体上时, 信号光的透射功率的改变具有明显的开关效应.

2. 实验结果

实验装置如图 1 所示. 非相干辐照来自功率约为 70mW 的半导体抽运 YAG 倍频激光光源($\lambda = 532\text{nm}$). 功率约为 30mW 的异常偏振的 He-Ne 激光束($\lambda = 632.8\text{nm}$)作为信号光, 它经透镜 L_1 ($f = 13.5\text{cm}$)聚焦后入射到晶体的入射面上. 该晶体位于透镜 L_1 焦平面后 1cm 处. 透镜 L_2 ($f = 13.5\text{cm}$)将晶

* 国家自然科学基金(批准号 60078013, 60278006)资助的课题.

体的输出面成像在探测器 D 上. 光阑的大小恰好让晶体后表面上信号光的初始光斑像通过, 滤色片滤去非相干辐照的光斑, 只让信号光通过. 图中的非相干辐照从背向加入, 经分束器 BS 和透镜 L_2 后入射

到晶体上. 计算机采集信号光的透射功率. 实验中使用的样品为块状 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体, 尺寸为 $1.5\text{cm} \times 1.2\text{cm} \times 1.0\text{cm}$, 掺铁浓度为 $0.03\text{wt}\%$.

为了与加入非相干辐照时的情形相比较, 我们

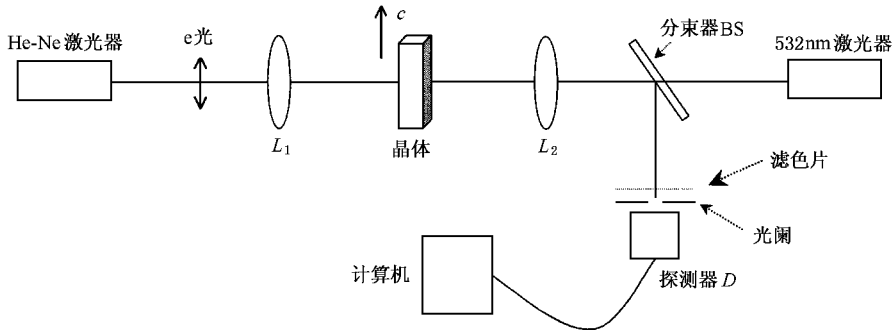


图1 实验装置示意图

首先测量了无非相干辐照时的透射功率的变化. 如图 2 所示. 透射功率从初始值(约 7.7mW)下降到最低值(约 1.5mW)约需 4min , 这是自散焦过程(AB 段); 从最低值上升到饱和值(约 5.5mW)超过了 30min , 这是自聚焦过程(BC 段). 可以看出, 在无非相干辐照的情形下, 正如文献 [1] 中所报道的那样, $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中确实存在着从自散焦到自聚焦的动态转换, 整个过程约需 40min .

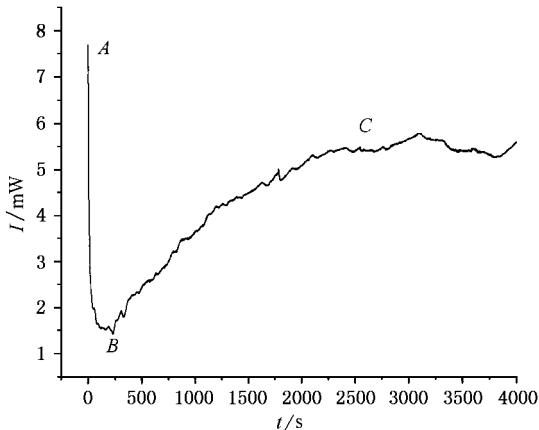


图2 无非相干辐照时 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体从自散焦到自聚焦的转换过程

实验发现, 从前向加入和从背向加入非相干辐照的实验结果基本一致, 所以下面只给出背向加入时的实验结果. 当非相干辐照为 \circ 光时:

1) 在自散焦过程中加入非相干辐照: 即, 从 $t = 0$ 时, 信号光和非相干辐照同时加入, 至透射功率最

低值时撤去非相干辐照. 透射功率曲线如图 3(a) 实线所示. 透射功率从初始值(约 7.5mW)下降到最低值(约 0.7mW)约需 50s . 由自散焦引起的透射功率下降的最低值约为无非相干辐照时的 $1/5$ (见图 2 的 B 点), 响应时间也缩短为无非相干辐照时的 $1/5$ 左右. 此时能观察到晶体的扇形光散射迅速达到最大. 撤去非相干辐照后, 与图 3(a) 中表示无非相干辐照时透射功率变化的虚线类似, 透射功率缓慢上升, 约 2500s 以后逐渐达到饱和值(约 6mW), 扇形光散射也相应地逐渐收缩到最小.

2) 在自聚焦过程中加入非相干辐照: 即在透射功率为最低值时加入非相干辐照至饱和值, 实验曲线如图 3(b) 所示. 透射功率最低值约为 1.2mW . 加入非相干辐照后透射功率迅速上升, 约 300s 左右达到饱和值(约 7.0mW). 与无非相干辐照时相比较 (见图 3(b) 中的虚线), 此时的饱和值比后者的饱和值约高出 1.5mW , 达到饱和值的时间约缩短为后者的 $1/10$. 在非相干辐照阶段, 扇形光散射减弱得比无非相干辐照时要快得多.

3) 在从自散焦到自聚焦转变的全过程都加入. 如图 4(a) 所示. 从辐照开始不到 20s , 透射功率就从初始值 A 点(约 7.9mW)急剧下降到最低值 B 点(约 0.7mW), 随后迅速上升, 200s 后逐渐达到饱和值 C 点(约 7.0mW). 从自散焦(AB 段)到自聚焦(BC 段)整个转换过程的时间不到 300s , 它约为无非相干辐照时的 $1/10$. 其实验现象等效于 1) 和 2) 中非相干辐照对自散焦和自聚焦过程影响的叠加.

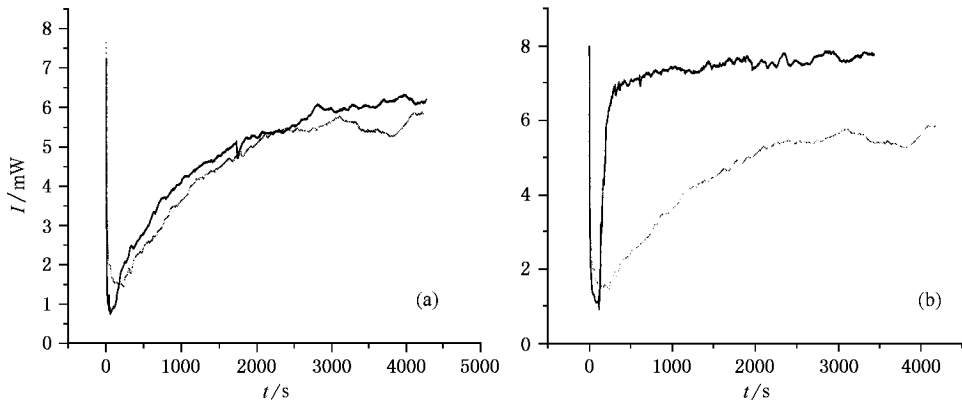


图3 (a)自散焦阶段加入非相干辐照(\circ 光)时的透射功率的变化曲线 (b)自聚焦阶段加入非相干辐照(\circ 光)时的实验曲线

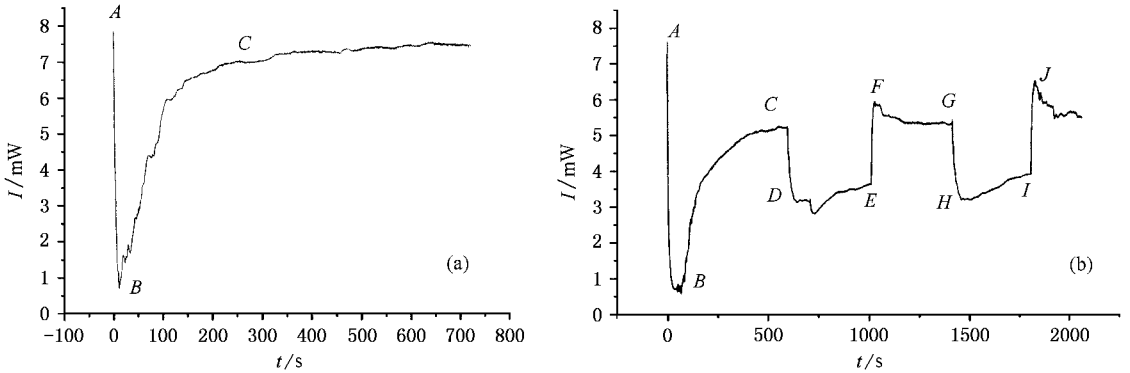


图4 (a)转换的全过程加入非相干辐照(\circ 光)时透射功率的变化曲线 (b)非相干辐照(\circ 光)以一定的时间间隔重复辐照在晶体上时的透射功率的变化曲线

4)非相干辐照以一定的时间间隔重复地辐照在晶体上.透射功率曲线的变化如图4(b)所示.在自散焦使透射功率达最低值的B点处加入非相干辐照,此时透射功率约0.7mW.约400s后,透射功率逐渐达饱和值(约5.2mW);C点撤去非相干辐照,透射功率迅速下降,约30s后达较低的饱和值D点(光强约为3.2mW).随着时间的推移,这较低的饱和值和光强有所上升,但幅度不大且很缓慢,400s的时间升到约3.6mW.在E点时重新加入非相干辐照,透射功率又迅速上升,不到30s即达较高饱和值F点(约6.0mW).一定时间后,透射功率有所下降,到G点(约5.4mW)撤去非相干辐照,透射功率下降至H点,I点又加入非相干辐照.从图中可以看出,G,H,I分别与C,D和E点类似(从G下降到H和从I上升到J点都约为30s).CD和GH段的透射功率平均下降了约2.3mW.我们观察到,B点时扇形光散射最强,随着非相干辐照的加入扇形光散射迅速减弱,当非相干辐照撤去时,扇形光散射迅速增强,再

加入时又迅速减弱.如此循环反复.

当非相干辐照为异常偏振光(e 光)时,重复以上实验.图5(a)为非相干 e 光辐照全过程加入时的实验曲线.图中的A点初始值约为7.8mW,最低值B点约为1.0mW,饱和值C点约为8.2mW,整个转换过程的完成时间(ABC段)不到300s.加入非相干辐照时的饱和透射功率超过了初始值.(b)图为非相干 e 光辐照以一定的时间间隔重复地加入时的实验曲线.加入和撤去非相干辐照时的饱和值分别约为6.6mW(B,E,F,I各点)和6.0mW(C,D,G,H各点),加入非相干辐照时透射功率上升到较高饱和值的时间(从D上升到E和从H到上升I)与撤去非相干辐照时透射功率下降到较低饱和值的时间(从B下降到C和从F下降到G)近似相等,约为70—100s.与非相干辐照时相比较,非相干辐照撤去时的透射功率平均只下降了约0.5mW,约为非相干辐照为 \circ 光时的1/4.与非相干辐照为 \circ 光时的测量曲线相比较(图4(b)),非相干辐照为 e 光时的透射功

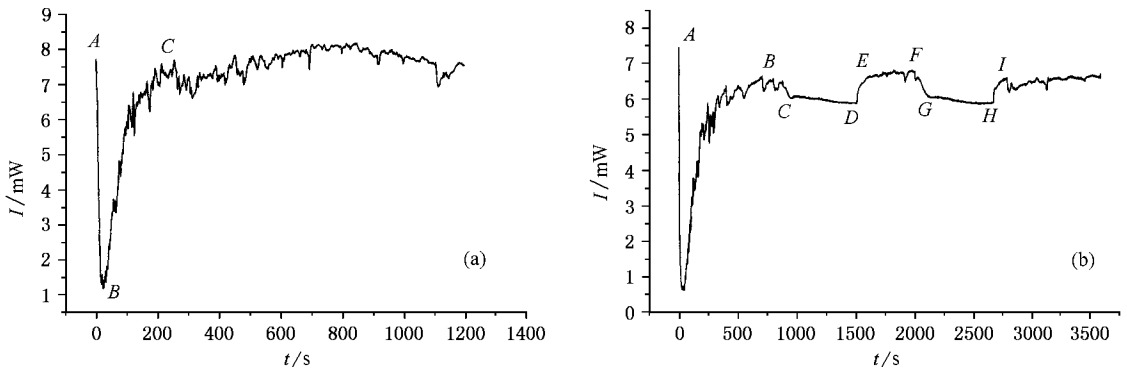


图 5 (a) 转换全过程加入非相干辐照(e 光)时透射功率的变化曲线 (b) 以一定时间间隔重复加入非相干辐照(e 光)时透射功率的变化曲线

率曲线有些振荡,但二者的变化趋势是相同的.所观察到的其他实验现象及测得的透射功率曲线也基本上和相应的 o 光情形类似.

在上述的所有实验中,入射在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体上的信号光强约为 $5 \times 10^6 \text{ W/m}^2$, 背向加入非相干辐照时的辐照光强约为 $2 \times 10^7 \text{ W/m}^2$. 当非相干辐照光强下降到约 $8 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ 时,无论 o 光还是 e 光,都没有观察到图 4(b) 和图 5(b) 所示的开关效应.

此外,我们还使用 488nm 的氩离子激光作为非相干辐照光源重复以上实验,实验现象基本类似.

3. 分析与讨论

从以上实验结果可以看出,在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体的从自散焦到自聚焦的转换过程中,非相干辐照能起到以下作用.

1) 缩短晶体的响应时间,加快自散焦过程和自聚焦过程以及从自散焦到自聚焦的转换过程.上述实验结果中,加入非相干辐照时的响应时间约为不加非相干辐照时的 $\frac{1}{5} - \frac{1}{10}$. 我们知道,在光折变晶体中,光电导为 $\sigma_{\text{ph}} \approx \epsilon_0 \epsilon / \tau$, 其中 ϵ_0, ϵ 分别为真空中的介电常数和介质中的介电常数, τ 为响应时间. 可见,光电导 σ_{ph} 越大,光折变效应的响应时间 τ 越短. 无非相干辐照时光电导 $\sigma_{\text{ph}} = S_1 I_1$ (S_1, I_1 分别为信号光束的光激发截面和光强), 而非相干辐照加入时的光电导 $\sigma'_{\text{ph}} = S_1 I_1 + S_2 I_2$ (S_2, I_2 分别为非相干辐照光束的光激发截面和光强). 显然, $\sigma'_{\text{ph}} > \sigma_{\text{ph}}$. 因此,非相干辐照的加入增大了 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体的光电导,缩短了晶体的响应时间,使 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体的自散焦过程,自聚焦过程和从自散焦到自聚焦的转

换过程都大大加快了.

2) 增大饱和折射率变化 Δn_s 的值,使自散焦和自聚焦程度都加大.从图 2 至图 5 都可以看出,非相干辐照加入时,自散焦阶段透射功率下降的最低值更低,自聚焦阶段透射功率上升的饱和值更高.这充分说明了因非相干辐照的加入使 $|\Delta n_s|$ 增大.

可以从空间电荷场的改变来理解自散焦阶段 $|\Delta n_s|$ 的变化.对于光伏效应占优势的 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体,信号光入射后,在光伏效应的作用下,载流子(电子)沿晶体的 c 轴方向迁移,从而在 c 轴两端形成了空间电荷场 E_{sc} ($E_{\text{sc}} = -E_{\text{ph}}$), E_{ph} 为光生伏打电场.非相干辐照的光强约为信号光的 5 倍,它的加入无疑会使更多的载流子沿晶体的 c 轴方向迁移,从而使晶体内的空间电荷场有增大的趋势.这与我们观察到的实验现象是一致的.由于晶体内的总空间电荷场的增大了使得 $|\Delta n_s|$ 增大.

从理论上分析,在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中,折射率的改变可写成^[9]

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_e r_{33} E_{\text{sc}} = \Delta n_s \frac{I}{I + I_d}, \quad (1)$$

其中 n_e, r_{33} 分别为 e 光入射时的异常光折射率、相应的电光系数.在饱和情形时, $I \gg I_d$, $\Delta n \approx \Delta n_s$.

在非相干辐照存在的情形下 ($I_2 \neq 0$), 空间电荷场为

$$E'_{\text{sc}} = -E'_{\text{ph}} = \frac{\kappa_1 S_1 I_1 (N_{1D} - N_{1D}^+) + \kappa_2 S_2 I_2 (N_{2D} - N_{2D}^+)}{S_1 I_1 + S_2 I_2 + \beta}, \quad (2)$$

其中 $\kappa_1, S_1, N_{1D}, N_{1D}^+$ 和 $\kappa_2, S_2, N_{2D}, N_{2D}^+$ 分别为信号光和非相干辐照的 Glass 常数、光激发截面、施主数密度、电离的施主数密度, β 为热激发速率.

令

$$r_1 = \frac{\kappa_2}{\kappa_1}, r_2 = \frac{S_2}{S_1},$$

$$r_3 = \frac{I_2}{I_1}, r_4 = \frac{N_{2D} - N_{2D}^+}{N_{1D} - N_{1D}^+},$$

则

$$E'_{sc} = \frac{\kappa_1(N_{1D} - N_{1D}^+) \chi (1 + r_1 r_2 r_3 r_4)}{1 + r_2 r_3 + \beta/S_1 I_1}$$

$$\approx \frac{\kappa_1(N_{1D} - N_{1D}^+) \chi (1 + r_1 r_2 r_3 r_4)}{1 + r_2 r_3}, \quad (3)$$

因为对于饱和情形, $\beta \ll S_1 I_1$.

同理可推得无非相干辐照($I_2 = 0$)时的空间电荷场

$$E_{sc} \approx -\kappa_1(N_{1D} - N_{1D}^+). \quad (4)$$

比较 $\Delta n'_s$ 和 Δn_s 的大小如下:

$$\left| \frac{\Delta n'_s}{\Delta n_s} \right| = \left| \frac{E'_{sc}}{E_{sc}} \right| \approx \frac{1 + r_1 r_2 r_3 r_4}{1 + r_2 r_3}$$

$$= 1 - \frac{(1 - r_1 r_4)r_2 r_3}{1 + r_2 r_3}. \quad (5)$$

由(4)式可知,当 $r_1 r_4 > 1$ 时, $|\Delta n'_s| > |\Delta n_s|$; 当 $r_1 r_4 < 1$ 时, $|\Delta n'_s| < |\Delta n_s|$. 我们的实验结果符合前一种情况. 背景光对自聚焦过程影响的进一步的理论和实验工作正在进行中.

3) 可以影响和控制透射功率的变化,使其具有

明显的开关效应. 从上述的分析中我们知道,加入非相干辐照后透射功率上升,撤去非相干辐照后透射功率下降. 如图 4(b) 和图 5(b) 所示. 这种效应有希望应用于全光学开关器件.

但从实验中也可以看出,在波长(频率)相同及光强相同的情形下,开关效应中非相干 o 光辐照对 Δn_s 的影响程度比 e 光辐照时要大. 我们认为,这可能是由于非相干辐照为 e 光时,扇形光散射比 o 光辐照时大得多,稳态时的光束尺寸也比后者大. 进一步的原因正在探讨中.

4. 结 论

我们通过实验研究了非相干辐照对 LiNbO₃:Fe 晶体的非线性的影响与控制作用. 观察到,非相干辐照可以缩短晶体的响应时间,加快自散焦过程,自聚焦过程以及从自散焦到自聚焦的转换过程. 同时,非相干辐照的加入可以增大饱和折射率变化 Δn_s 的值,使自散焦和自聚焦程度都加大. 另外,当一定强度的非相干光以一定的时间间隔重复地辐照在晶体上时,可以影响和控制 LiNbO₃:Fe 晶体的折射率,使透射功率的变化具有明显的开关效应. 可以预期这种效应在光学信息处理中将有重要的应用.

[1] Jiang Y, Liu S M *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 483 (in Chinese)
[江 瑛、刘思敏等 2001 物理学报 **50** 483]

[2] She W L, Lee K K *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3128

[3] Anasslassiou C, Shen M F *et al* 1998 *Opt. Lett.* **23** 924

[4] Bian S, Frejlich J *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4035

[5] Guo R, Ling Z F *et al* 2000 *Chin. Phys. Lett.* **17** 804

[6] Ling Z F, Guo R *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 455 (in Chinese) [凌振芳、郭 儒等 2000 物理学报 **49** 455]

[7] Guo R, Ling Z F *et al* 2000 *Opt. Commun.* **180** 147

[8] He G G, Wang X S *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 153 (in Chinese)
[何国岗、王晓生等 2002 物理学报 **51** 153]

[9] Liu J *et al* 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 1688

The influence and control of incoherent irradiation on photorefractive nonlinearity of $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystal^{*}

Wang Da-Yun¹⁾ Liu Si-Min¹⁾ Chen Xiao-Hu¹⁾ Zhao Hong-E^{1,2)}
Guo Ru¹⁾ Yang Li-Sen³⁾ Gao Yuan-Mei¹⁾ Huang Chun-Fu¹⁾ Lu Yi⁴⁾

¹⁾(Photonic Center , College of Physics , Nankai University , Tianjin 300071 , China)

²⁾(Department of Physics , Beijing Normal University , Beijing 100875 , China)

³⁾(Department of Physics , Inner Mongolia Normal University , Huhehaote 010022 , China)

⁴⁾(Department of Automatic Engineering , Tianjin Institute of Technology , Tianjin 300191 , China)

(Received 17 May 2002 ; revised manuscript received 9 July 2002)

Abstract

In this paper , we study the influence of incoherent irradiation on the conversion process from self-defocusing to self-focusing in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystal under the open-circuit condition. We observe that the incoherent irradiation can increase the refractive index change , fasten greatly the process of self-defocusing , self-focusing and the conversion from the former to the latter in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystal , whether it propagates along the direction of the incident light or the opposite direction. When the incoherent light illuminates the crystal in certain time intervals repeatedly , the transmissivity can rise up and fall down quickly , the obvious switching effect is observed. The change of the refractive index controlled by the incoherent irradiation can be applied in the all-optical switch.

Keywords : incoherent irradiation , photovoltaic effect , self-defocusing , self-focusing

PACC : 4285F , 4280S

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos 60078013 and 60278006).