

# 自散焦向自聚焦转换中背景光作用的理论分析\*

康轶凡<sup>1,4</sup>, 忽满利<sup>1</sup>, 王超<sup>2</sup>, 康晓辉<sup>3</sup>, 卢克清<sup>4</sup>, 张美志<sup>4</sup>, 高春燕<sup>5</sup>

(1 西北大学 物理系, 西安 710069)

(2 西安交通大学 电子科学与技术系, 西安 710049)

(3 西安电子科技大学 计算机学院, 西安 710071)

(4 中国科学院西安光学精密机械研究所 瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

(5 陕西青年职业学院 自动化与信息工程系, 西安 710068)

**摘要:**理论分析了背景光辐照在光折变晶体中从自散焦向自聚焦特性转化过程中的作用,得到了  $R > 1$  是不同类型 ( $\Delta n < 0$  和  $\Delta n > 0$ ) 晶体中这种转变的条件. 实验观察到了铌酸锂晶体中这种转变的现象. 并依据 Glass 常量的光伏打效应表征意义, 提出了光伏孤子形成过程中载流子的竞争效应模型. 基于此, 分析了折射率变化为负的光生伏打晶体在背景光和信号光 Glass 常量比大于 1 条件下的载流子竞争效应, 得到了与实验现象和已知理论分析相一致的结论. 研究表明, 背景光引起的载流子竞争效应是影响晶体自散焦向自聚焦特性转换的内在物理本质.

**关键词:**光生伏打效应; 载流子竞争效应; 背景光辐照; 自散焦; 自聚焦

**中图分类号:** O437.5

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1004-4213(2008)12-2404-5

## 0 引言

自从 1992 年 Segev 等人提出利用光折变非线性补偿光在传播中的衍射效应从而产生光折变空间孤子以来, 对光折变空间孤子研究引起了人们极大的兴趣. 作为三种基本类型光折变空间孤子(准稳态孤子<sup>[1]</sup>、屏蔽孤子<sup>[2-4]</sup>、光生伏打孤子<sup>[5-12]</sup>)之一的光伏孤子, 其形成不需要外加电场, 只要求所用的光折变晶体有足够强的光伏效应. 对光伏孤子, 背景光的光伏效应不可忽略<sup>[9-10]</sup>. 而对背景光在光伏孤子形成过程中的作用, 让人感到遗憾的是, 以前的研究仅从其作用结果——光致非线性折射率分布的变化——入手<sup>[9]</sup>, 而对有助于更好理解光伏孤子形成物理过程的背景光作用的微观物理机制有所忽略.

本文从理论上分析了背景光辐照在光折变晶体从自散焦向自聚焦转化过程中的作用, 得到了不同类型 ( $\Delta n < 0$  和  $\Delta n > 0$ ) 晶体中这种转变的条件为  $R > 1$ . 并从实验上观察到了折射率改变为负的铌酸锂晶体中的这种转变. 依据 Glass 常量的光伏打效应表征意义, 提出了光伏载流子的竞争效应模型. 基于此, 分析了由背景光所引起的载流子竞争而导致的折射率非线性分布变化, 阐明了光伏晶体中自散焦向自聚焦转换的内在物理机制.

## 1 理论分析

在光致折射率改变的光伏晶体中, 除了信号光外, 为了加快孤子的形成速度, 一般都加上一束均匀背景光. 背景光的光伏效应不可忽略, 所以在下面的理论中, 考虑了背景光光伏效应的贡献. 一般选取信号光为 e 光, 背景光为均匀 o 光. 忽略扩散效应<sup>[11]</sup>, 理论分析从下面所及的描述光折变的速率方程、电流方程和空间电荷场的泊松方程出发

$$(I_s S_s + I_b S_b + \beta)(N_d - N_d^i) - \gamma n N_d^i = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \hat{J} = \nabla \cdot [q\mu \hat{n} \hat{E} + (\kappa_{\text{eff}}^e I_s S_s + \kappa_{\text{eff}}^o I_b S_b) \cdot (N_d - N_d^i)] \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \hat{E} + (q/\epsilon_s)(\hat{n} + N_A - N_d^i) = 0 \quad (3)$$

这里  $\kappa_{\text{eff}}^e$  和  $\kappa_{\text{eff}}^o$  分别为晶体对信号光和背景光的有效 Glass 常量;  $I_s, I_b$  为信号光和背景光的光强;  $S_s, S_b$  为晶体对这两种光的吸收截面;  $\hat{n}$  为电子数密度;  $N_d$  为总的施主密度;  $N_d^i$  为已电离的施主密度;  $N_A$  为补偿已电离的电荷受主密度;  $\beta$  为暗辐射率;  $\gamma$  为复合率系数;  $\hat{J}$  为电流密度;  $\hat{E}$  为空间电荷场;  $\mu$  为电子迁移率;  $\epsilon_s$  为低频介电常量;  $-q$  为电子电量. 把方程转化成无量纲的形式, 设  $a' = I_b S_b / \gamma N_A, u^2(\xi) = I_s S_s(\xi) / I_b S_b, R = \kappa_{\text{eff}}^e / \kappa_{\text{eff}}^o$ . 其他未及的物理量与文献[8]相同. 由于暗辐射相对于背景光而言很小, 则  $\beta \approx I_b S_b$ . 将式(1), (2), (3)无量纲化为

$$n = [1 + u^2(\xi)](1 - N) / (rN) \quad (4)$$

$$J = nE + [R + u^2(\xi)](1 - N) \quad (5)$$

\* 国家自然科学基金(60337030)及陕西省教育厅专项科研计划(04jk338)资助

Tel: 029-88306242 Email: yifan440@126.com

收稿日期: 2007-08-16

$$(N - \frac{1}{r} - a'n) - \epsilon_1 \frac{dE}{d\xi} = 0 \tag{6}$$

式中,  $\epsilon_1 = \epsilon_s \kappa_{\text{eff}}^2 \gamma N_A / q^2 \mu d N_d$ . 利用条件<sup>[8]</sup>  $N \ll 1/r \ll 1$  及  $N \approx 1/r$ , 结合上述式(4)~(6)可得到

$$E = \frac{J - [R + u^2(\xi)]}{1 + u^2(\xi)} \tag{7}$$

对开路情况  $J=0$ , 式(7)可简化为

$$E = -\frac{R + u^2(\xi)}{1 + u^2(\xi)} \tag{8}$$

把  $E = \hat{E}/E_p$  代入方程(8)得

$$\frac{\hat{E}}{E_p} = -\frac{R + u^2(\xi)}{1 + u^2(\xi)} = -\left[1 + \frac{R-1}{1 + u^2(\xi)}\right] \tag{9}$$

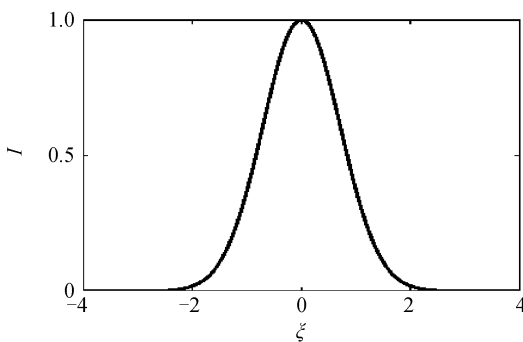
这里特别指出, 式(9)中右边的负号表征的是空间电荷场  $\hat{E}$  与  $E_p$  的相对方向, 其空间的变化规律可表示为

$$\hat{E} \propto \frac{R-1}{1 + u^2(\xi)} \tag{10}$$

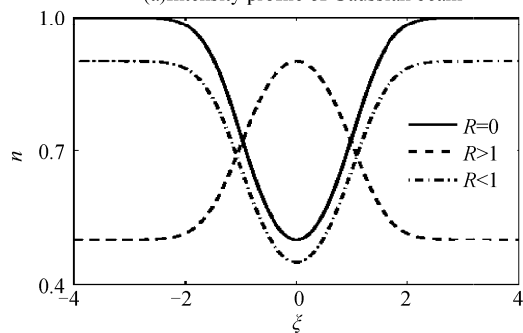
对式(10)分四种情况讨论:

1) 当  $\Delta n < 0$  时

a) 信号光  $I_s(\xi)$  为一高斯光束, 也即  $u^2(\xi)$  满足高斯分布. 因  $\Delta n \propto -\hat{E}$ , 则晶体折射率  $n = n_0 + \Delta n$  与  $\Delta n$  满足同样的空间变化规律. 那么对于  $R > 1$  和  $R < 1$  两种条件下空间折射率的相对分布可由式(10)得出(这里取正比例系数为 1).  $R > 1$ ,  $R < 1$  及  $R = 0$  的情况如图 1. 图中  $u^2(\xi) = \exp(-\xi^2)$ . 由图



(a) Intensity profile of Gaussian beam



(b) Refractive index distribution of crystal

图 1 高斯光束光强轮廓和晶体折射率分布,  $\Delta n < 0$   
Fig. 1 Intensity profile of Gaussian beam and refractive index distribution of crystal,  $\Delta n < 0$

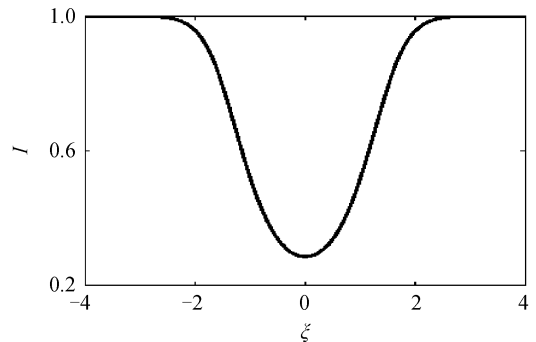
可知, 在  $R > 1$  的条件下就可导致空间折射率相对分布的反转, 实现自散焦向自聚焦的转化, 而这恰是形成亮光伏孤子的必要条件.

b) 信号光  $I_s(\xi)$  为一带有暗迹的高斯光束. 类比上面的分析可得,  $R < 1$  是形成暗光伏孤子的必要条件.

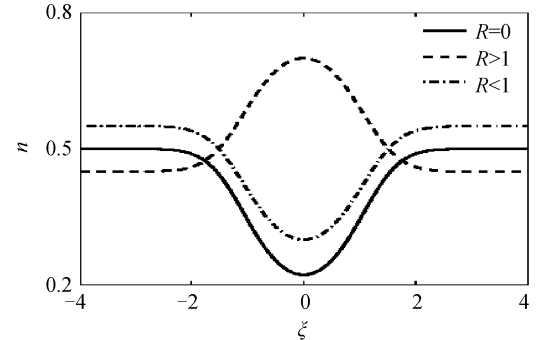
2) 当  $\Delta n > 0$  时

a) 信号光  $I_s(\xi)$  为一带有暗迹的高斯光束. 此时  $\Delta n \propto \hat{E}$ . 晶体折射率  $n$  满足同样的变化规律.  $R > 1$ ,  $R < 1$  及  $R = 0$  的情况如图 2. 图中, 高斯光束空间分布取满足其条件的形式之一:  $u^2(\xi) = 0.4 / (0.4 + \exp(-\xi^2))$ . 由图可知,  $R > 1$  时可实现自散焦向自聚焦的转化, 是形成暗光伏孤子的必要条件.

b) 信号光  $I_s(\xi)$  为一高斯光束. 对比可知,  $R < 1$  是形成亮光伏孤子的必要条件.



(a) Intensity profile of beam with dark notch



(b) Refractive index distribution of crystal

图 2 带暗迹光束的光强轮廓和晶体折射率分布,  $\Delta n > 0$   
Fig. 2 Intensity profile of beam with dark notch and refractive index distribution of crystal,  $\Delta n > 0$

## 2 实验验证

实验所用晶体为光致折射率改变为负的 Fe : LiNbO<sub>3</sub>, 其通光厚度为 8 mm. 实验装置如图 3. 532 nm 信号光通过一半波片后变成基本垂直于台面振动的线偏振光, 经透镜 L<sub>1</sub> 后成为平行光, 再经一焦距为 20 cm 透镜 L<sub>2</sub> 聚焦到 LiNbO<sub>3</sub> 晶体上, 晶体入射面处于透镜焦点后约 2 mm 处. 信号光经过透镜 L<sub>2</sub> 后, 在入射晶体前还经过一偏振分光棱镜 PBS, 该偏振分光棱镜进一步确保 532 nm 光为垂直

于台面振动线偏振光,488 nm 的光为一平行于台面振动的线偏振光,并使这两种光共线传输.488 nm 的光经扩束器扩展成一平行光束,经高反镜 BS,偏振分光棱镜 PBS 后和信号光共线传播成为背景光.背景光在晶体入射面处光斑直径约为 5 mm,远大于信号光的宽度.这样背景光可看成是均匀的.晶体后加滤波器的目的是不让背景光进入 CCD,便于信

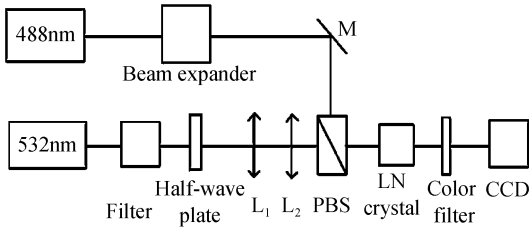


图3 实验装置  
Fig.3 Experiment setup

号光的观察.实验中,晶体的光轴沿垂直于实验平台的方向,这样信号光相对于晶体来说是 e 光,背景光为 o 光.所选的背景光和信号光的 Glass 常量比大于 1,所以根据这样的实验条件恰能验证上述理论分析的结论 1) 中的情况 a).

实验中,信号光在晶体入射面处光强分布曲线半高宽(下同)为  $96\ \mu\text{m}$ ,不加背景光时信号光由于衍射在出射面处的半高宽为  $255\ \mu\text{m}$ ,打开背景光后让其和信号光同时辐照在  $\text{LiNbO}_3$  晶体上,这时信号光开始缩小,达到稳态时信号光的半高宽为  $158\ \mu\text{m}$ .其实验结果如图 4.图 4(a)~(c)为信号光光斑图,图 4(d)~(f)为信号光束竖直横截面的光强分布曲线.由图中实验现象可看出,在折射率为负的晶体中,若加一束 Glass 常量相对大于信号光的背景光,便可在晶体中出现自散焦向自聚焦转化的物理现象.

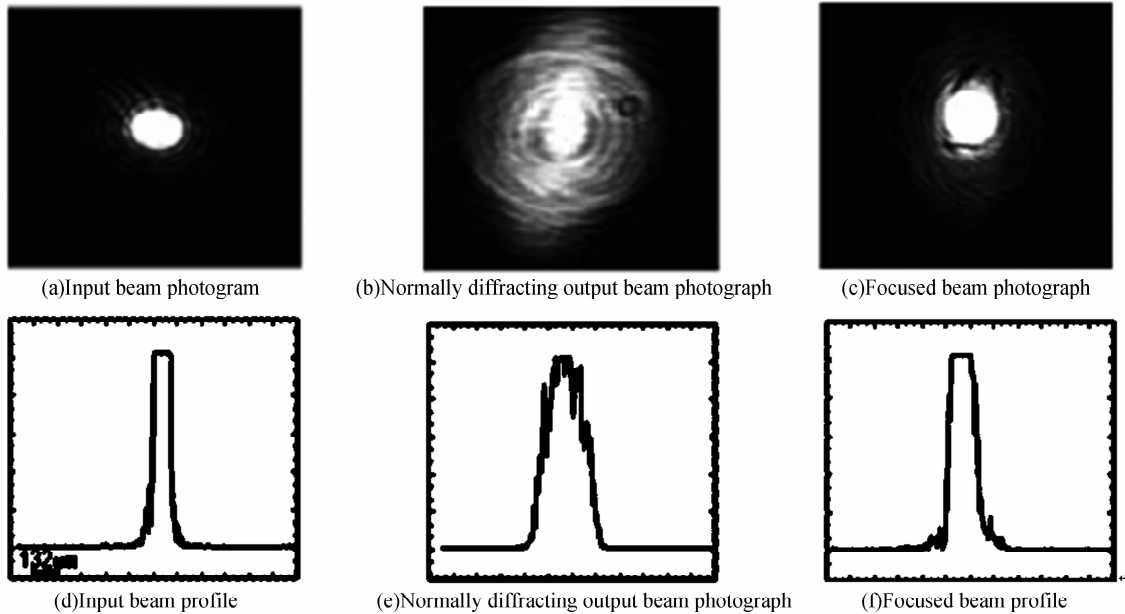


图4  $\text{LiNbO}_3$  晶体中自散焦向自聚焦转换的实验结果  
Fig.4 Beam photographs and profiles of the input beam, the normally diffracting output and the focused beam

### 3 微观模型及定性分析

根据光折变效应的物理机制,晶体折射率的变化正是由分离的空间电荷所建立的空间电荷场通过线性电光效应而引起的.因而,分离电荷在空间相对分布的变化将导致晶体折射率的空间分布的最终改变.理论分析及实验均说明,背景光的引入将引起晶体折射率分布的改变,而这样的改变由背景光和信号光相对 Glass 常量决定.本文作者认为,从微观的机制考虑,这种变化的本质是背景光引入所引起的载流子竞争效应,正是这种竞争效应导致了分离电荷在空间相对分布的变化;同时,由于 Glass 常量是反映材料光生伏打效应强弱的一个物理量,因而竞

争效应的强弱由 Glass 常量决定.

为了与前面的实验结果对照,这里特以光致折射率改变为负的光伏晶体为例.

若所加背景光和信号光的 Glass 常量比大于 1,那么背景光在光激发载流子的竞争效应中占优势,其将受到信号光的屏蔽抵消作用,作用的强弱分布与信号光的光强分布相同.倘若信号光为一高斯光束,而背景光光强相对信号光而言均匀,信号光光伏效应所引起的载流子迁移将会导致与之垂直偏振的背景光所迁移载流子数目的减少,两者对载流子竞争的结果是,沿背景光的偏振方向晶体截面中间俘获的载流子较两边少,这将导致空间电荷场为一中间弱两边强的非均匀电场.而由

$$\Delta n = -n_b^3 r_{\text{eff}} E / 2 \quad (11)$$

知,折射率由未加背景光之前的中间小两边大的分布转化为中间大两边小的分布. 折射率分布如图 5.

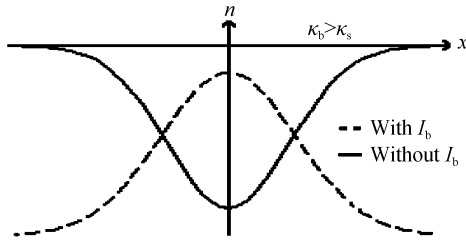


图 5 有无背景光时折射率变化的相对分布,  $k_b > k_s$

Fig. 5 The relative spatial distribution of refractivity perturbation with or without background beam,  $k_b > k_s$

由图 5 可明显看出:在  $\Delta n < 0$  晶体中,若入射一高斯光束,并同时加一束 Glass 常量大于信号光的正交偏振的均匀背景光,就可以实现自散焦向自聚焦的转换. 这与上述的实验结果和理论分析的结论相吻合. 至此,所提出的载流子竞争模型也得以验证.

## 4 结论

理论上详尽分析了背景光辐照在光折变晶体从自散焦向自聚焦特性转化过程中的作用,得到了不同类型( $\Delta n < 0$  和  $\Delta n > 0$ )晶体中这种转变的条件均为  $R > 1$ . 这也是  $\Delta n < 0$  的晶体中形成亮光伏孤子与  $\Delta n > 0$  晶体中形成暗光伏孤子的必要条件. 依据 Glass 常量的光伏打效应表征意义,提出了光伏孤子形成过程中由背景光的引入所引起的载流子的竞争效应模型. 基于此,分析了折射率变化为负的光生伏打晶体在背景光和信号光 Glass 常量比大于 1 条件下的载流子竞争效应,得到了与实验现象和已知理论分析相一致的结论. 由此得出,背景光引起的载流子竞争效应是影响晶体自散焦向自聚焦特性转换的内在物理本质. 此理论也将有助于更好地理解光伏孤子形成物理过程中背景光作用的微观物理机制.

### 参考文献

[1] MORIN M, DUREE G, SALAMO G, *et al.* Waveguides formed by quasi-steady-state photorefractive spatial solitons [J]. *Optics Letters*, 1995, **20**(27): 2066-2068.

[2] SHIH M F, LEACH P, SEGEV M, *et al.* Two-dimensional steady-state photorefractive spatial solitons [J]. *Optics Letters*, 1996, **21**(5): 324-326.

[3] LI Jin-ping, LU Ke-qing, ZHAO Wei, *et al.* Screening solitons in based centrosymmetric photorefractive media [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(2): 257-260.

李金萍, 卢克清, 赵卫, 等. 有偏压中心对称光折变晶体中的屏蔽孤子[J]. *光子学报*, 2006, **35**(2): 257-260.

[4] LU Ke-qing, ZHU Jing-ping, ZHANG Yan-peng, *et al.* Gray spatial solitons in photovoltaic photorefractive crystals in an external bias field [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(5): 546-549.

卢克清, 朱京平, 张彦鹏, 等. 有偏压的光伏光折变晶体中的空间灰孤子[J]. *光子学报*, 2001, **30**(5): 546-549.

[5] ZHANG Peng, YANG De-xing, ZHAO Jian-lin, *et al.* Fabrication of waveguides with arbitrary index profiles in LiNbO<sub>3</sub>: Fe crystal by white light irradiation [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(10): 1456-1460.

张鹏, 杨德兴, 赵建林, 等. 白光在 LiNbO<sub>3</sub>: Fe 晶体中写入的任意折射率分布光波导[J]. *光子学报*, 2005, **34**(10): 1456-1460.

[6] SHE W L, LEE K K, LEE W K. Observation of two-dimensional bright photovoltaic spatial solitons [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, **83**(16): 3182-3185.

[7] LU Yi, LIU Si-min, GUO Ru, *et al.* One-dimensional photovoltaic dark spatial solitons with fully incoherent white light [J]. *Acta Physica Sinica*, 2003, **52**(12): 3075-3081.

陆漪, 刘思敏, 郭儒, 等. 完全非相干白光一维光生伏打暗空间孤子[J]. *物理学报*, 2003, **52**(12): 3075-3081.

[8] LI Jin-ping, LU Ke-qing, ZHAO Wei, *et al.* Experimental study on dark photovoltaic solitons [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(8): 1225-1228.

李金萍, 卢克清, 赵卫, 等. 暗光伏孤子的实验研究[J]. *光子学报*, 2006, **35**(8): 1225-1228.

[9] ANASTASSIOU C, SHIH M F, MITCHEW M, *et al.* Optically induced photovoltaic self-defocusing-to-self-focusing transition [J]. *Optics Letters*, 1998, **23**(12): 924-926.

[10] SHE Wei-long, WANG Xiao-sheng, HE Guo-gang, *et al.* One-dimensional dark solitons in photovoltaic media with a positive perturbation refractive index [J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, **50**(11): 2166-2171.

余卫龙, 王晓生, 何国岗, 等. 折射率改变为正的自折变晶体中形成一维光伏暗孤子[J]. *物理学报*, 2001, **50**(11): 2166-2171.

[11] VALLEY G C, SEGEV M, CROSIGNANI B, *et al.* Dark and bright photovoltaic spatial solitons [J]. *Phys Rev A*, 1994, **50**(6): R4457-R4460.

[12] SEGEV M, ALLY G C, ASAW M C, *et al.* Photovoltaic spatial solitons [J]. *J Opt Soc Am B*, 1997, **14**(7): 1772-1781.

## Theoretical Analysis of Background Light Effect in Transition from Self-Defocusing to Self-Focusing

KANG Yi-fan<sup>1,4</sup>, HU Man-li<sup>1</sup>, WANG Chao<sup>2</sup>, KANG Xiao-hui<sup>3</sup>,  
LU Ke-qing<sup>4</sup>, ZHANG Mei-zhi<sup>4</sup>, GAO Chun-yan<sup>5</sup>

(1 Department of Physics, Northwest University, Xi'an 710069, China)

(2 Department of Electronics Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(3 Department of Computer, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(4 State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China)

(5 Department of Automatic and Information Engineering, Shaanxi Youth Vocational College, Xi'an 710068, China)

Received date: 2007-08-16

**Abstract:** The influence of background illumination on the transition from self-defocusing to self-focusing characteristics in photorefractive crystal was analyzed theoretically and testified experimentally in lithium niobate crystal, which resulted in the concrete transiting conditions by  $R > 1$  for crystal with different photorefractive property of  $\Delta n < 0$  and  $\Delta n > 0$ . Based on the sense of Glass constant in photovoltaic effect, a theoretical model for carriers competition effect in photovoltaic solitons forming process was established, on which the relative spatial refractive perturbation in photovoltaic LN crystal was discussed, with a bigger Glass constant for background beam, and the same result as the in the experiment was obtained. So the conclusion that the carriers competition effect is just the intrinsic physical mechanism of the dynamical evolution from self-defocusing characteristics to self-focusing one was achieved eventually.

**Key words:** Photovoltaic effect; Carriers competition effect; Background illumination; self-defocusing; Self-focusing



**KANG Yi-fan** was born in 1980. She received the B. S. degree in 2003 from Northwest University. Now she is pursuing the for M. S. degree at Department of Physics of Northwest University and Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics of Chinese Academy of Sciences. Her research interest includes optics communication and photorefractive holographic storage.