

全光准稳态空间孤子对波长的依赖性^{*}

何国岗 王晓生 余卫龙[†]

(中山大学光子材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2002 年 1 月 26 日收到, 2002 年 3 月 22 日收到修改稿)

在进行全光准稳态空间孤子的实验中, 发现在相同光强条件下, 利用不同波长的光作为信号光束, 准稳态孤子存在的时间不相同. 一般来说, 波长较长的光束形成准稳态孤子的时间区间较长. 特殊的, 当波长大至一定程度时, 将形成稳态的空间孤子, 这完全不同于以往所观察到的准稳态孤子.

关键词: 屏蔽效应, 光伏效应, 空间孤子

PACC: 4265J, 4265S, 7240

1. 引 言

自从 1992 年 Segev 等人^[1]提出利用光折变效应补偿光束在介质传播过程中的衍射效应, 从而形成光折变空间孤子的理论以来, 已有大量的理论和实验工作被报道. 由于形成光折变空间孤子所需的光强很低(mW 或 μ W 量级), 而且光折变空间孤子在光传输、光开关等方面有着潜在的应用前景, 近十年来逐渐成为研究的热点. 至今已报道的光折变空间孤子, 从形成机理来看主要有三种不同的类型: 准稳态孤子^[1-5, 30]、屏蔽孤子^[6-10]和光伏孤子^[11-17]. 这些孤子可以用相干光^[2, 13]形成, 也可用非相干光^[10]或部分非相干光^[19, 20]形成, 而有的也可用非相干白光^[21]形成. 随着理论和实验研究的深入, 最近有报道提出在光伏光折变晶体上外加电场的方法可以形成屏蔽-光伏孤子^[22-28].

一般情况下, 准稳态孤子的形成需要一外加电场, 它存在于晶体的折射率光栅形成之后, 而外加电场未被显著屏蔽之前的那段时间间隔之内, 因此它在时间上表现为瞬态的. 同时, 人们发现, 若用一束光入射到有较强光伏效应的晶体中, 例如 BaTiO₃ 和 KNSBN 等晶体, 能够在晶体中产生一个可观察的宏观直流电场, 在稳态时, 此电场可高达 10^3 — 10^5 V^[4]. 所以可以利用此光诱导宏观直流电场来代替形成准

稳态孤子时所需的外加电场, 从而获得全光准稳态孤子. She 等人已在实验中观察到全光准稳态空间孤子^[4, 5].

光折变材料是一种重要的非线性光学材料, 在入射光照下能激发出自由载流子(电子、空穴), 目前使用较多的是 LiNbO₃, BaTiO₃, SNB, KNSBN 等. 其中, 在对掺 Cu 的 KNSBN 晶体的研究中发现, 它具有较强的光伏效应, 其折射率改变为正, 已利用它实现了光伏孤子^[14-18]. 同时, Cu:KNSBN 晶体含有不同深度的能级中心, 其光激发载流子密度随温度的不同而不同^[29]. 载流子的密度又直接影响到晶体内空间电荷场的大小. 1996 年, Fressengeas 等人^[30]利用晶体内空间电荷场的分布情况分析了准稳态孤子的形成, 指出准稳态孤子存在的时间区间与晶体的性质和入射光束的光强有关, 光强越强孤子存在的时间区间越短.

最近, 我们发现, 在给定的光折变晶体时, 准稳态孤子存在的时间区间不仅与光束的光强有关, 而且与光束的波长有关, 入射信号光的波长越长, 准稳态孤子存在的时间区间越长. 例如当我们用波长较长的 He-Ne 光作为信号光, 进行全光准稳态孤子的实验时, 发现在很长的时间内(达 10min), 光束一直保持孤子状态, 并未发生扩散. 从一定意义上说, 在一定时间范围内, 这个孤子可以被看作是稳态的. 此现象不同于以往所观察到的准稳态空间孤子, 从形成

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10074082)、教育部科学技术重点项目基金(批准号:99197)、广东省自然科学基金(批准号:001192)资助的课题.

[†] 通讯作者

孤子的实验条件来看,它又明显不同于屏蔽孤子和光伏孤子.

2. 物理思想

由于准稳态孤子是形成于折射率光栅形成之后、而外加电场未被显著屏蔽之前的那段时间间隔之内,因此我们可以通过改变折射率光栅的形成时间或改变外加电场被屏蔽的时间来延长或缩短准稳态孤子的存在时间.一般而言,折射率光栅的形成时间只与介质的介电弛豫时间 $\tau = \epsilon_s / q\mu n_e$ 有关,所以当晶体给定后,折射率光栅的形成时间也基本保持不变.我们考虑外加电场被屏蔽的时间.当光束经过光折变晶体时,激发出自由载流子.如果晶体存在着外加电场,光激发的载流子在外加电场的作用下迁移,在晶体内部产生电荷分离,形成内建的空间电荷场.此内建空间电荷场的方向与外加电场的方向相反.随着载流子数的增多,内建的电荷场不断增大,一定时间后与外加电场达到平衡,即对外加电场产生屏蔽.此过程类似于电容充电的过程.由于内建电荷场是载流子的迁移所形成,所以光激发的载流子数量将关系到内建电荷场形成的快慢及强弱,进而对屏蔽效应的过程产生影响.对于一般的光折变晶体,所掺杂的杂质对晶体的性质有很大的影响,例如

对掺 Cu 的 KNSBN 晶体,含有不同深浅程度的能级中心,可以通过改变温度^[29],或者通过改变激发光子的能量来改变载流子的浓度.而激发光子的能量是与光波长($E = 2\pi\hbar/\lambda$, λ 为光波长)成反比,因此根据激发光波长不同,可以产生不同数量的自由载流子,从而形成不同时间间隔的准稳态孤子.特殊地,当激发光波长大到一定程度时,所激发的载流子密度较小,不足以完全屏蔽外加电场,将有可能得到稳定的“准稳态”孤子.

3. 实验与现象

在全光准稳态孤子的实验中,需要一束产生孤子的信号光束,还需要一束产生强光伏电场的诱导光束以代替外加电场.实验中,我们用经偏振器偏振后的 e 光作为信号光 I_s ,使其偏振方向与晶轴方向平行,用 514nm 光(o 光)作为诱导光束 I_i ,两束光不相重叠的入射到晶体上,实验装置如图 1 所示. I_s 经透镜聚焦后使其在入射面处的半高宽很小,以利于孤子的形成.实验所用的晶体为 Cu:KNSBN 晶体,它具有很强的光伏效应,经较强的诱导光入射后能够产生很强的光伏电场^[4,5],方向沿晶体的极化方向,因此可以将此光伏场看作是正向的外加电场.晶体位于透镜焦点后 2mm 处.

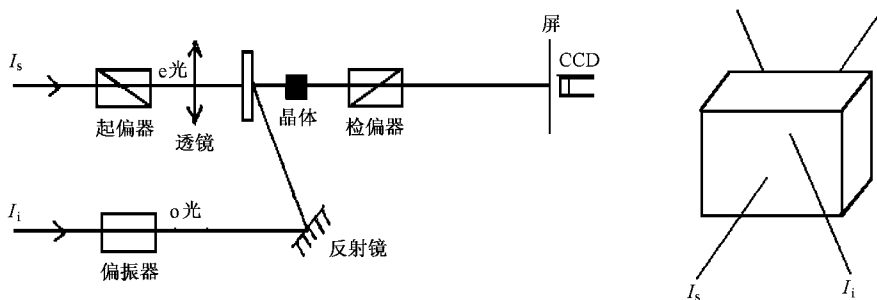


图 1 实验装置图

首先,我们利用波长为 488nm 的光作为信号光 I_s ,观察全光准稳态空间孤子.信号光功率为 $115\mu\text{W}$,在入射面处光束的半高度为 $33.05\mu\text{m}$,如图 2(a)所示.当 I_s 单独入射到晶体上,在无外加作用时,在出射面处我们观察到稳定的衍射光斑,如图 2(b)所示.然后,当我们外加一束波长为 514nm,功率为 150mW 的诱导光束 I_i (I_i 与 I_s 不相重叠),在很短的时间内(小于 0.1s),出射面处 I_s 的衍射光斑开始收缩,在约 1s 时形成孤子,如图 2(c)所示.孤子并

不是稳定的,3s 后光斑开始扩散,在约 1min 后达到稳定,此时光斑大小与衍射光斑大小大致相等,如图 2(d)所示.利用 488nm 的信号光可以明显地观察到全光准稳态空间孤子.

然后,在相同的条件下,将 488nm 的光改为 632.8nm 的 He-Ne 光作为信号光 I_s ,功率仍为 $115\mu\text{W}$,在入射面半高宽是 $32.55\mu\text{m}$,如图 3(a)所示.同样,当 He-Ne 光单独入射到晶体上时,在出射面处将出现明显的衍射光斑,如图 3(b)所示.加入

诱导光 I_i 后,出射面处 I_s 光斑逐渐收缩,直至形成孤子,如图 3(c)所示.在这之后,光束在晶体内一直保持孤子状态,而没有像 488nm 光那样再发生扩散.即使是在 10min 后,光斑仍然没有明显的扩散,见图 3(d).显然 10min 的这个范围已经远远超过以往准稳态孤子存在的时间范围,观察到的孤子可以看作是稳态的.

4. 理论分析

当光束经过光折变晶体时,利用带传输(band transport)模型来分析晶体内空间电荷场 E_{sc} 的分布情况.由 Kukhtarev 等人提出的描述光折变效应的动力学方程组开始,在傍轴近似和慢变振幅近似时,我

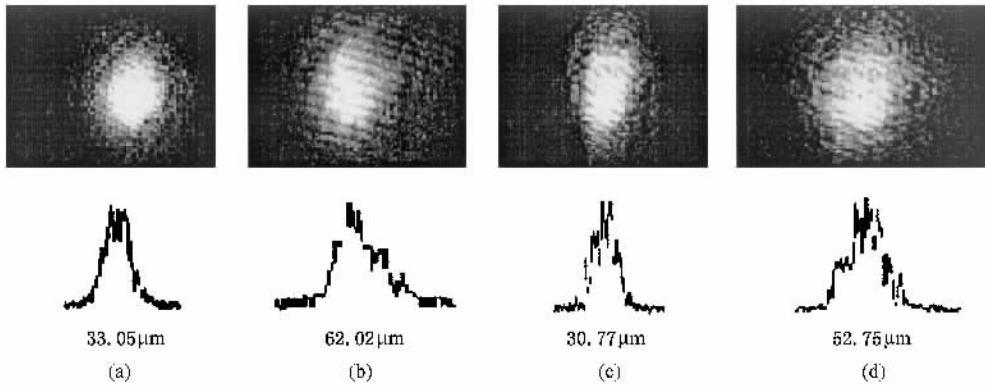


图 2 488nm 准稳态孤子 (a)信号光在入射面处光强分布,上图为光束光斑,下图为光斑中心水平方向的光强分布(下同)(b)信号光单独入射晶体后的衍射光斑(c)加入诱导光后形成准稳态孤子(d)孤子形成后光斑逐渐扩散,1min 后恢复为稳定的衍射光斑

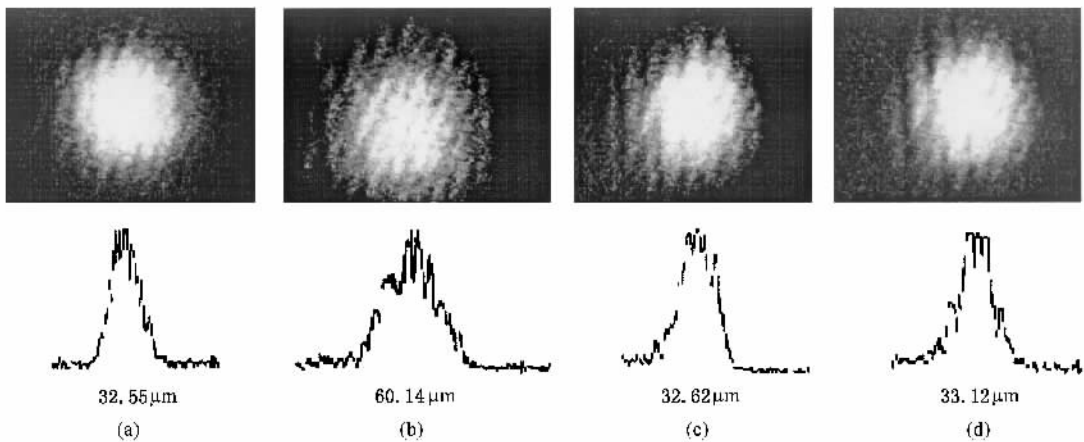


图 3 He-Ne 光形成稳定的孤子 (a)信号光在入射面处光斑(b)信号光单独入射晶体后的衍射光斑(c)加入诱导光后形成孤子(d)10min 后仍保持稳定的孤子状态

们考虑折射率光栅形成以后,即载流子被激发到导带($\partial N_d^i / \partial t = 0$)之后的那段时间.在垂直于信号光的传播方向上,空间电荷场一般是二维的,为了方便起见,我们作一维处理.同时忽略扩散效应的情况下,方程组为

$$(sI_s + \beta \chi(N_d - N_d^i)) - \gamma n_e N_d^i = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial x} J = 0, \quad (1b)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\epsilon_s E_{sc}) = \rho, \quad (1c)$$

$$\rho = q(N_d^i - N_A - n_e), \quad (1d)$$

$$J = q\mu_n E_{sc} + s\epsilon_{eff}^e I_s (N_d - N_d^i), \quad (1e)$$

其中 E_{sc} 为此时晶体内的空间电荷场 J 为晶体内的电流密度 I_s 为信号光的光强 N_d 和 N_d^i 分别为电离和未电离施主密度 N_A 为受主密度 n_e 为电子密度 s 为信号光的吸收截面 β 为暗产生率 γ 为载

流子复合速率, ρ 是电荷密度, κ_{eff}^e 为信号光的光伏常数, q 为基本电荷, ϵ_s 为低频介电常数, μ 为电子迁移率.

将方程组 (1) 进行合并, 可以化为一个电场强度和光强关于 x 和 t 的偏微分方程,

$$\frac{\partial [(s_s I_s + \beta) E_{\text{sc}}]}{\partial x} + E_{\text{ph}} \frac{\partial (s_s I_s + \beta)}{\partial x} + \epsilon_s \frac{\partial^2 E_{\text{sc}}}{\partial t \partial x} = 0, \quad (2)$$

其中, E_{ph} 为光伏场, $E_{\text{ph}} = \kappa_{\text{eff}}^e \gamma N_{\text{d}}^i / q \mu$. 令 $u^2 = s_s I_s / \beta$, $E = E_{\text{sc}} / E_{\text{ph}}$, $\xi = x / L_s$, L_s 为无量纲长度单位, $L_s = (\pm k^2 n_{\text{b}}^2 r_{\text{eff}} E_{\text{ph}})^{-1/2}$, “ \pm ” 对应折射率的改变, 本文中用 “+” 号, $k = 2\pi n_{\text{b}} / \lambda$ (λ 为真空中波长) 为波数, n_{b} 为本底折射率, r_{eff} 为有效电光系数. 将 (2) 式无量纲化, 可以得到

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t \partial \xi} + \frac{E_{\text{ph}} \beta}{\epsilon_s} \frac{\partial}{\partial \xi} [(u^2 + 1)E] = 0. \quad (3)$$

代入亮孤子的边界条件 $1) E(\infty) = E_{\text{ext}} / E_{\text{ph}}$. 注意到外场 E_{ext} 是由诱导光束 I_i 产生的, $E_{\text{ext}} = \kappa_{\text{eff}}^o \gamma N_{\text{d}}^i / q \mu$, N_{d}^i 为诱导光束产生的电离施主密度, 令 $E_{\text{ext}} / E_{\text{ph}} = \frac{\kappa_{\text{eff}}^o N_{\text{d}}^i}{\kappa_{\text{eff}}^e N_{\text{d}}^i} = R. 2) u^2(\infty) = 0$. 解方程 (3) 可以得到空间电荷场 E_{sc} 关于光强 I_s 和时间 t 的解析式:

$$E = E_0 \exp \left[- \frac{E_{\text{ph}} \beta}{\epsilon_s} (u^2 + 1)t \right] + \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{E_{\text{ph}} \beta}{\epsilon_s} (u^2 + 1)t \right] \right\} \frac{R}{u^2 + 1} \quad (4)$$

E_0 为 $t = 0$ 时晶体内原有的空间电荷场.

在傍轴近似、慢变振幅近似和吸收可略的情况下, 信号光场可由下式决定:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) A(x, z, t) = \frac{ik \Delta n}{n_{\text{b}}} A(x, z, t), \quad (5)$$

其中, $A(x, z, t) = u(x, t) \exp(i\Gamma z) \sqrt{\beta/s}$ 为信号光振幅, $\Delta n = -0.5 n_{\text{b}}^3 r_{\text{eff}} E_{\text{sc}}$ 为线性电光效应引起的折射率变化, Γ 为孤子传播常数. 由 (4) (5) 式联立可以得到

$$\frac{\partial^2 u(\xi)}{\partial \xi^2} = u(\xi) \left\{ \delta - E_0 \exp \left(- \frac{u^2 + 1}{\Sigma} t \right) + \left[1 - \exp \left(- \frac{u^2 + 1}{\Sigma} t \right) \frac{R}{u^2 + 1} \right] \right\} \quad (6)$$

其中, $\Sigma = \frac{\epsilon_s}{E_{\text{ph}} \beta}$, $\delta = \frac{\Gamma}{b}$, $b = \frac{1}{2} k n_{\text{b}}^2 r_{\text{eff}} E_{\text{ph}}$. (6) 式即为信号光束随时间变化的关系式.

在实验中, 当改变信号光束波长时, 相当于改变 (6) 式中 R 值的大小, 当信号光的波长小于诱导光的波长时, R 值小于 1, 而信号光波长大于诱导光波长时, R 值大于 1. 利用龙格库塔法对方程 (6) 进行数值求解, 在不同的时间 (t/Σ) 分别计算出对应的 u 值, 进而可以得到孤子半高宽随时间 (t/Σ) 的变化情况, 如图 4 所示. 计算中取 $E_0 = 1$, δ 的值由初始值而定.

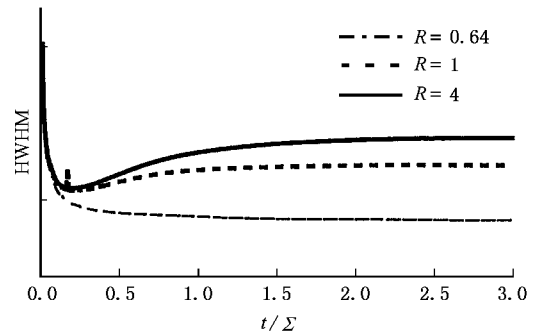


图 4 对不同 R 值的光束的半高宽 (HWHM) 随时间 (t/Σ) 变化的情况

由图 4 可以看出, 当 $R = 0.64$ 时, 光束半高宽随时间的变化而减小, 并逐渐趋向于稳定; 而当 R 等于或者大于 1 时, 在一定时间内, 光束半高宽随时间的增大而变小, 当时间增大至一定程度时, 光束半高宽开始增大, 在整个过程中光束有一极小值, 此时如果与衍射效应相抵消时, 将形成准稳态孤子.

5. 结 论

我们在实验中观察全光准稳态孤子时, 发现利用 He-Ne 光作为信号光时, 并未出现准稳态的过程, 光束形成孤子后不再发生扩散现象, 而保持一个稳定的孤子状态. 利用 488nm 的光束作为信号光时, 则观察到一个非常明显的准稳态孤子过程. 我们认为发生此现象主要是由于光折变材料含有不同深度能级的杂质所造成的, 利用波长较短的光束能够激发出较多的自由载流子, 能够对诱导光束形成的外加电场产生屏蔽效应, 因此形成准稳态过程. 对长波长的信号光, 其激发的自由载流子不足以屏蔽诱导光束所产生的外加电场, 所以形成稳定的空间孤子. 这与我们的理论结果相一致.

- [1] Segev M , Crosignani B , Yariv A and Fischer B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 923
- [2] Duree G C Jr , Shultz J L , Salamo G J , Segev M , Yariv A , Crosignani B , DiPorto P , Sharp E J and Neurgaonker R R 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 533
- [3] Duree G , Morin M , Salama G , Segev M , Crosignani B , DiPorto P , Sharp E and Yariv A 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1978
- [4] She W L , Lee K K and Lee W K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2498
- [5] She W L and Lee K K 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 886 (in Chinese) [余卫龙、李荣基 2001 物理学报 **50** 886]
- [6] Castillo M D I I , Aguilar P A M , Sanchez-Mondragon J J , Stepanov S and Vysloukh V 1994 *Appl. Phys. Lett.* **64** 408
- Shih M , Leach P , Segev M , Garrett M H , Salamo G and Valley G C 1996 *Opt. Lett.* **21** 324
- [7] Segev M , Shih M , Valley G C , Crosignani B , DiPorto P and Yariv A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211
- [8] Segev M , Shih M and Valley G C 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 706
- Christodoulides D N and Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1628
- [9] Kos K , Meng H , Salamo G , Shih M , Segv M and Valley G C 1996 *Phys. Rev. E* **53** R4330
- Ryf R , Wiki M , Montemezzani G , Guter P and Zozulya A A 1999 *Opt. Commun.* **159** 339
- [10] Chen Z , Segev M , Coskun T H , Christodoulides D N , Kivshar Y S and Afanasjev V V 1996 *Opt. Lett.* **21** 1821
- [11] Segrv M , Vally G C , Bashaw M C , Taya M and Fejer M M 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1772
- [12] Valley G C , Segev M , Crosignani B , Yariv A , Fejer M M and Bashaw M C 1994 *Phys. Rev. A* **50** R4457
- [13] Taya M , Bashaw M C , Fejer M M , Segev M and Valley G C 1995 *Phys. Rev. A* **52** 3095
- [14] She W L , Lee K K and Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
- [15] Wang X S , He G G , She W L and Jiang S J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 496 (in Chinese) [王晓生、何国岗、余卫龙、江绍基 2001 物理学报 **50** 496]
- [16] She W L , Chan C W and Lee W K 2001 *Opt. Lett.* **26** 1093
- [17] She W L , Wang X S , He G G *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** (in Chinese) [余卫龙、王晓生、何国岗等 2002 物理学报 **51** 待发表]
- [18] He G G , Wang X S , She W L *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 153 (in Chinese) [何国岗、王晓生、余卫龙等 2002 物理学报 **51** 153]
- [19] Chen Z , Mitchell M , Segev M , Coskun T H and Christodoulides D N 1998 *Science* **280** 889
- Mitchell M , Chen Z , Shih M F and Segev M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 440
- Christodoulides D N , Coskun T H , Mitchell M and Segev M 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 646
- Krolikowski W , Akhmediev N and Luther-Davies 1999 *Phys. Rev. E* **59** 4653
- [20] Wang X S and She W L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 573 (in Chinese) [王晓生、余卫龙 2002 物理学报 **51** 573]
- [21] Mitchell M and Segev M 1997 *Nature* **387** 880
- [22] Liu Jinsong and Lu Keqing 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 550
- [23] Liu J S , Lu K Q 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1509 (in Chinese) [刘劲松、卢克清 1998 物理学报 **47** 1509]
- [24] Hou C F , Yuan B H , Sun X D and Xu K B 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1969 (in Chinese) [侯春风、袁保红、孙秀东、许克彬 2000 物理学报 **49** 1969]
- [25] Lu K Q and Tang T T 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2070 (in Chinese) [卢春清、唐天同 1999 物理学报 **48** 2070]
- [26] Liu J S and Zhang D Y 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 880 (in Chinese) [刘劲松、张都应 2001 物理学报 **50** 880]
- [27] Hou C F , Li S Q , Li B and Sun X D 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1709 (in Chinese) [侯春风、李师群、李 斌、孙秀东 2001 物理学报 **50** 1709]
- [28] Liu J S , Zhang D Y and Liang C H 2000 *Chin. Phys.* **9** 667
- [29] Hu J G , Xu X G , Mu X D *et al* 2001 *Acta Opt. Sin.* **21** 228 (in Chinese) [胡居广、许心光、牟晓东等 2001 光学学报 **21** 228]
- [30] Fressengeas N , Maufoy J and Kuget G 1996 *Phys. Rev. E* **54** 6866
- Maufoy J , Fressengeas N , Wolfersberger D and Kugel G 1999 *Phys. Rev. E* **59** 6116

Wavelength dependence of all optical quasi-steady-state spatial solitons^{*}

He Guo-Gang Wang Xiao-Sheng She Wei-Long[†]

(*State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies , Sun Yet-Sen University , Guangzhou 510275 , China*)

(Received 26 January 2002 ; revised manuscript received 22 March 2002)

Abstract

A wavelength dependence phenomenon was observed in the experiments of all optical quasi-steady-state spatial solitons. Under the same condition of intensity, the longer the wavelength of signal beams, the longer the time duration of quasi-steady-state is. Particularly, when the wavelength of signal beams is long enough, such as 632.8nm, it was found that the soliton was a steady one which differs from that observed before. A theory is given for the phenomenon.

Keywords : screening effect , photovoltaic effect , optical spatial solitons

PACC : 4265J , 4265S , 7240

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10074082), Key project of Ministry of Education , China (Grant No. 99197) , by the Natural Science Foundation of Guangdong Province , China (Grant No. 001192).

[†] Corresponding author. E-mail : stils02@zsu.edu.cn