

全光双准稳态空间孤子*

余卫龙

(中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室, 广州 510275)

李荣基

(香港中文大学物理系和材料科学技术研究中心, 中国香港)

(2000 年 11 月 20 日收到, 2000 年 12 月 25 日收到修改稿)

观察到一种双准稳态光折变空间孤子. 这种孤子是 $(1+1)$ 维的. 它的形成不需要外加电场, 是全光的. 孤子的形成过程具有全光开关效应.

关键词: 光折变空间孤子, 双准稳态, 全光开关

PACC: 4265S, 4265J

1 引 言

三十多年以前, 人们就开始对光学空间孤子进行研究^[1]. 近十年来, 由于光学空间孤子在全光开关方面有重要的应用前景^[2,3], 光学空间孤子又重新成为研究的热点. 克尔型光学空间孤子的形成需要 MW/cm^2 量级的光强^[4], 而且存在着不稳定性^[5]. 光折变空间孤子的形成只需 mW/cm^2 或更低的光强^[6], 且其形成过程包含着许多物理效应^[7], 所以它引起人们的研究兴趣^[7-9]. 现有三种基本类型的光折变空间孤子被报道. 即光伏空间孤子^[10-14]、屏蔽孤子^[15-18]、准稳态孤子^[6,19-25]. 这些孤子有些用相干光形成^[6,12,18], 有些用非相干光^[16]或部分非相干光^[26]形成, 而有些则用非相干白光^[27]形成. 屏蔽孤子的形成需要一个外加直流电场^[18,27], 光伏空间孤子的形成不需要外加电场, 但要求所用的介质具有足够强的光伏效应^[12,14]. 屏蔽孤子和光伏孤子都是稳态的. 准稳态孤子则是一种时变孤子. 已报道的准稳态孤子也需要一个外加直流电场^[6,19,24]. 准稳态孤子只存在于光折变光栅形成之后而外加电场被显著屏蔽之前的时间间隔里. 准稳态亮孤子所经历的折射率改变 (Δn) 是正的, 这刚好与屏蔽亮孤子所看到的折射率相反. 准稳态空间孤子起源于信号光束 I_s 中各平面波分量的相互耦合^[19,20]. 本文报道一种新

的准稳态光折变空间孤子, 它是 $(1+1)$ 维的, 且有两个准稳态. 这种孤子的形成不需要一个外加的直流电场, 但需要一束与信号光不相交叠的诱导光束 I_i . 这种孤子还有和已报道的准稳态孤子不同的其他特点, 例如它的形成依赖于信号光的光强. 这种孤子的形成过程具有全光开关的功能.

2 物理思想

众所周知, 除了 LiNbO_3 晶体外, BaTiO_3 ^[28] 和 KNSBN ^[29] 晶体均有较强的光伏效应, 而 KNSBN 晶体的光伏效应受掺杂的影响极大^[29]. 实际上, 我们已用 $\text{Cu}:\text{KNSBN}$ 晶体获得了亮光伏孤子^[14]. 在开路情况下, 若用一束光入射到晶体, 则瞬态总电流 $J = \sigma E + K_i S_i (N_d - N_d^i) I_i$ (忽略扩散效应, 这里 σ 为电导率, K_i, S_i, N_d 和 N_d^i 分别为晶体对入射诱导光的有效 Glass 系数、吸收截面、施主密度和离化施主密度) 将对晶体的两个 c 面充电, 使其带上符号相反的电荷. 这些电荷将在晶体中产生一个宏观的直流电场 E_0 (如图 1 所示). 在稳态 $|E_0| = K_i S_i (N_d - N_d^i) \sigma$, 它可使晶体两端产生一个高达 $10^3 - 10^5 \text{V}$ 的电压^[28]. 这个电场对光折变效应有显著的影响. 我们已利用这一效应, 在 $\text{Ce}:\text{BaTiO}_3$ 晶体中实现一束激光对另一束激光自抽运相位共轭的控制^[30]. 如前所述, 准稳态空间孤子的形成需要一外加直流电场, 那么, 就

* 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.

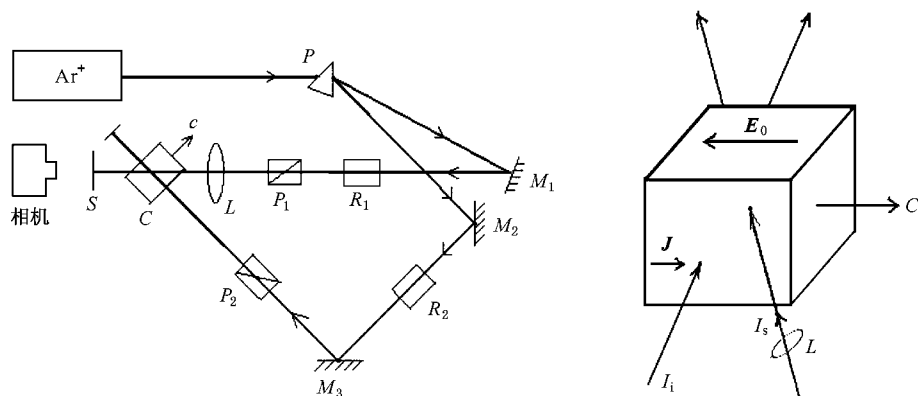


图1 实验装置

有可能利用这里所说的光诱导宏观直流电场 E_0 来代替外加的直流电场,从而获得准稳态空间孤子.下面的实验结果支持了这一想法.

3 实验及结果

实验装置如图 1 所示.光源是一个多模运转的全线 Ar^+ 激光器,其输出光垂直于台面(台面)偏振.输出光用一三角棱镜分光.其中 514.5nm 光经反射镜 M_1 、旋光器 R_1 和偏振器 P_1 后成为平行于台面偏振的线偏振光. 514.5nm 光再经一焦距为 5.6cm 的凸透镜聚焦,入射到一块 c 轴沿台面取向的,尺寸为 $6\text{mm} \times 6\text{mm} \times 6\text{mm}$ 的 $\text{Cu}:\text{KNSBN}$ 晶体上作为信号光 I_s ,它从晶体的一个面 a 面入射,所以 I_s 为 e 光.晶体的入射面落在透镜 L 的焦点后约 2mm 处.入射面处 I_s 的光强水平和垂直分布半高宽分别为 $23.5\mu\text{m}$ 和 $27\mu\text{m}$.不像已报道的准稳态孤子实验,需要一外加电场,本实验用一诱导光束 I_i 来产生准稳态孤子所需的宏观电场.已知晶体的光伏效应随入射光的波长变小而增大^[31],所以,我们选用 488nm 光作为诱导光束 I_i . 488nm 光经反射镜 M_2 反射,再经旋光器 R_2 ,反射镜 M_3 ,偏振器 P_2 最后到达晶体,成为 o 光. I_i 不加聚焦,它入射到晶体时光束直径约为 2.2mm .它既不与 I_s 共线入射,也不与 I_s 共点入射,即是说,它在晶体中与 I_s 不相交叠.在入射面处, I_s 和 I_i 相距约 3mm . I_i 的入射角约为 0° , I_s 的入射角可变.实验装置中的 R_1 和 R_2 用于调了 I_s 和 I_i 的光强,这是为了避免因增加或减少激光器的电流,改变激光器输出功率时改变激光的输出模式. I_i 用 o 光,目的是使光折变散射尽量地减弱,以免影响实

验结果.信号光通过晶体后投射到一块由描图纸做成的观察屏上.观察屏距晶体出射面约 21cm ,观察屏上的光斑变化用每秒 25 帧的摄像机进行实时摄像.

我们观察到,在我们所选的功率范围内 ($50\mu\text{W}$ — 50mW), I_s 本身不产生自聚焦,也没有可观察的光散开^[32].而当 I_s 先入射,随后让 I_i 突然入射, I_s 则被诱导产生自聚焦.自聚焦效应随 I_i 的增大而增强,对 $4\text{mW} \geq I_s \geq 50\mu\text{W}$, 当 I_i 达到 380mW 或更大时, I_s 发生自陷,形成空间孤子.若 $I_s \geq 10\text{mW}$, 即使 I_i 大至 480mW , 也未形成孤子,但发生自聚焦.另外,实验还观察到, I_s 的入射角从 5° 变到 50° , 对 $I_i = 380\text{mW}$, $4\text{mW} \geq I_s \geq 50\mu\text{W}$, 均有孤子出现.当入射角小于 5° 时,由于晶体两个 a 面的二次反射光与直接透射光干涉,出射光形成许多条纹,空间孤子未能观察到.这与已报道的,信号光束与 c 轴正交时可观察到孤子有所不同.如无特别说明,下面所给的实验结果,均是对应 30° 的入射角, $I_i = 380\text{mW}$.

图 2 给出准稳态空间孤子的实验结果.(a), (b) (c) (d) 分别对应 $I_s = 2\text{mW}$, $500\mu\text{W}$, $200\mu\text{W}$ 和 $57\mu\text{W}$.图中的光斑图是将录像用 Video blaster 配合计算机取出,再用图像处理软件处理给出的.图像处理时,只选用具有代表性的时间点上的照片而舍去其他的照片.所以,各幅照片之间的时间间隔不是相等的.每幅图中,时间零点是 I_i 刚射入的时刻,而对 (a) (b) (c) (d) 各图,挡去 I_i 的时刻,分别是 4.20s , 19.00s , 114s 和 128s .在 (a) 图中,孤子形成在 0.80s — 1.52s 这个时间间隔里.在 (b) 图中,则对应 2.00s — 7.50s .(c) 图和 (d) 图与前两个不同,每个图中各有两个时间区间出现准稳态孤子.在 (c) 图中,

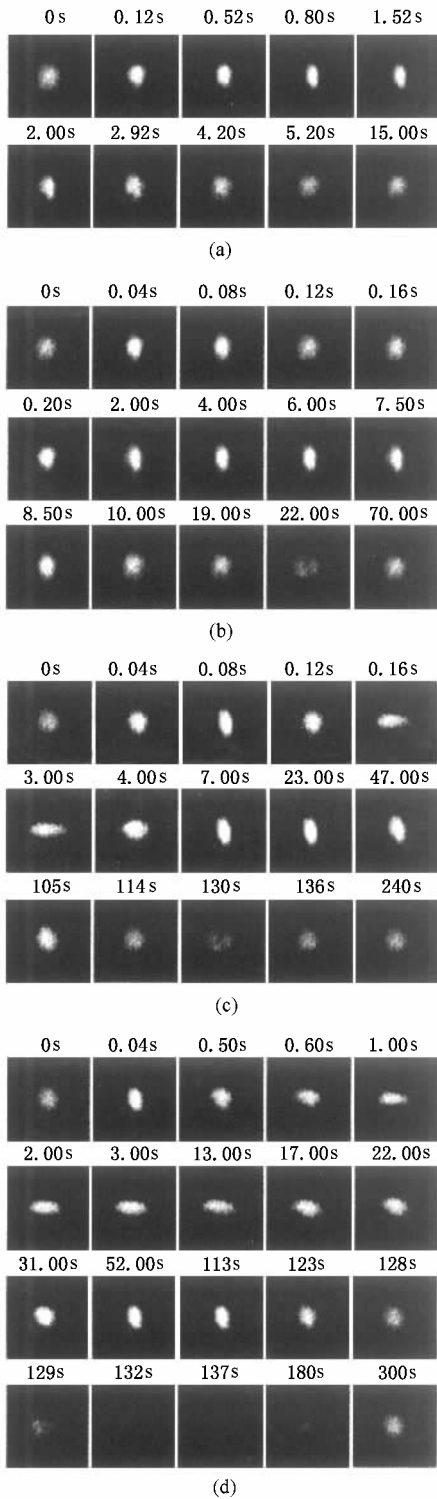


图2 全光双准稳态空间孤子 I_s 的入射角为 30° , $I_i = 380\text{mW}$. (a) $I_s = 2\text{mW}$ (b) $I_s = 500\mu\text{W}$ (c) $I_s = 200\mu\text{W}$ (d) $I_s = 57\mu\text{W}$ D_s 为 I_i 刚入射的时刻

出现孤子的时间分别是 0.08s, 7.00s—47.00s. 而在 (d) 图中, 出现孤子的时间则分别是 0.04s, 52.00s—113s. 为了说明已经观察到准稳态孤子, 我们注意图

(d), 在时间 0.60s—22.00s 之间, 由光折变效应引起的折射率改变 Δn 已经大于完全补偿 I_s 衍射效应所需的折射率改变量, 光束产生过聚焦, 而且过聚焦发生在水平方向上, 换句话说, 光束经历了一个等效的柱面透镜而产生聚焦. 容易看出, 这时光束的焦点落在晶体入射面到观察屏之间的某个点上. 因为折射率的改变 Δn 随时间而变, 到了 128s 处, 光束光斑又恢复到 $\Delta n = \alpha$ (自由衍射, 与 0s 相同) 的状态. 容易想像到, 在 22.00s 的过聚焦状态到 128s 的自由衍射状态之间, 必然存在着 Δn 刚好完全补偿衍射效应的状态, 也即是所谓准稳态空间孤子. 这就是上文所说的 52.00s—113s 所观察到的状态. 然后, 对比 0.04s 和 52.00s 两处的光斑, 知道 0.04s 处也是一个准稳态空间孤子形成时刻. 最后, 将各图的光斑进行比较, 就得出上述各时间区间存在着准稳态空间孤子的结论. 应该说明的是, 因为摄像机每秒拍 25 帧, 所以取像不可能连续, 对图 (c) 中的 0.08s 和图 (d) 的 0.04s, 只能说在这两个时刻观察到准稳态孤子, 而不能说出在这两个时刻附近孤子存在的时间间隔. 我们注意到, 图 (c) 和 (d) 均存在着两个孤子形成的时间区间, 而图 (a) 中只有一个. 介于这两种情况之间, 图 (b) 虽然只有一个孤子形成的时间区间, 但在 0.04s 处, 还有一个明显产生自聚焦的状态. 上面分析结果与我们的实验结果是一致的, 图 3 是用与文献 [6] 相类似的成像系统获得的结果. 取像所用的 $I_s = 57\mu\text{W}$, 时间区间在 60s—100s 之间, 图 3 上图分别是入射面和出射面光斑, 下图是对应上图的水平方向上的光强分布. 我们看到, 在水平方向上, 确实形成光学空间孤子, 其半高宽约为 $23\mu\text{m}$. 我们还注

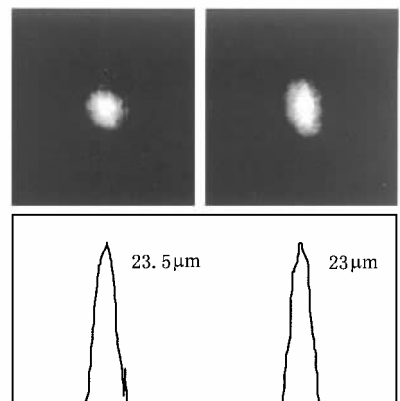


图3 (1+1) 维全光准稳态空间孤子 (上图从左至右分别为信号光在晶体入射面和出射面两处的光斑, 下图是对应上图的, 在水平方向上的光强分布)

意到,在图 2(a)(b)(c)(d)各图中,当准稳态孤子形成并恢复到自由衍射状态后,再挡去 I_i , I_s 产生自散焦,然后又恢复到自由衍射状态。

为了证明 I_i 所产生的光伏电流对两个 c 面充电,从而建立起所需的宏观场 E_0 。我们仍保持 514.5nm 为信号光,而分别用掺钛蓝宝石激光(790nm)和 514.5nm 作诱导光束 I_i 、 I_s 的入射功率分别选 100 μ W 和 4mW。结果发现,尽管 790nm 光增大到 500mW, I_s 都没有可观察的自聚焦效应。400mW 的 514.5nm 诱导光束所引起的 I_s 自聚焦,仅与 200mW 的 488nm 光的作用相近。我们对 380mW 的 488nm 光,测量其在晶体中诱导产生的光伏电压 $V = E_0 l$ (l 为晶体 c 轴方向的长度)结果为 16000 伏。等功率的 514.5nm 诱导光束,其产生的光伏电压约为 488nm 光的一半,而等功率的 790nm 光,产生的光伏电压比 488nm 光的小一个数量级。不同波长的诱导光束产生的光伏电压与 I_s 自聚焦的程度有明显的对应关系,这说明 I_i 产生的光伏电压乃至 E_0 在 I_s 形成孤子过程中起着关键的作用。为了进一步证明上述的宏观直流电场在孤子形成中起作用,我们将晶体放在一块抛光的石英玻璃上,然后紧靠两个 c 面放两个棉花小球,调节好光路,使之能产生准稳态孤子,然后用小滴管吸些自来水,慢慢地滴到两个棉花球上,再重复实验,就观察不到孤子了。这是因为两棉花球、晶体—玻璃之间的水层构成一条回路,将两个 c 面上的电荷给中和了,使 I_s 得不到形成准稳态孤子所需的电场。

4 讨 论

综上所述,我们已经察到一种新的准稳态空间孤子,这种孤子有五个与已报道的孤子不同的特点: 1)全光的,不需外加电场; 2)是(1+1)维的,而不是像所报道的是(2+1)维的; 3)孤子的形成与信号光的光强有关; 4)有两个准稳态,而不是只有一个准稳态; 5)具有全光开关的效应(I_i 使 I_s 的光束产生大小变化,在出射光路上外加一小孔,即可看到全光开关效应)。在这五个特点中,1)和 2)前文已有讨论,5)是明显的。现在来讨论 2)、3)和 4)。先讨论 2),设准稳态孤子沿 z 方向传播并设 q_1 和 q_2 为 I_s 的两个平面波分量的波矢在垂直于 z 方向上的投影,则有 $q_1 \cdot z = q_2 \cdot z = 0$ 。按照已有的理论^[19,20], Δn 只依

赖于 $q_1 - q_2$ 。对各向异性晶体, $q_1 - q_2$ 乃至 Δn 是各向异性的。所以,沿垂直于 z 方向上变化的 Δn 在一般情况下很难同时完善的补偿 I_s 的衍射效应,所以,准稳态空间孤子一般地应该是(1+1)维的。这与我们的实验结果是一致的。再讨论 3)和 4)。这由四方面的因素共同造成的。(i)光折变效应的响应时间依赖于光强^[33],光栅的形成时间随 I_s 的增大而加快。(ii) I_s 激发产生的载流子对宏观电场 E_0 的屏蔽随 I_s 的增大而加快^[17]。(iii) I_s 本身产生光伏场为

$$E_{pv} = [K_s S_s (N_d - N_d^i) I_s] \gamma \sigma, \quad (1)$$

这里 K_s 和 S_s 分别为晶体对信号光的有效 Glass 系数和吸收截面,这个光伏场恰好与 E_0 反向,而且 I_s 越大, E_{pv} 对 E_0 的削弱就越厉害。而对准稳态孤子,两个平面波分量引起的折射率改变量^[20]为

$$|\delta n| = \frac{n_b^3}{2} \gamma_{\text{eff}} E_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{E_0 \epsilon_0 \epsilon_r}{q P_d} \right)^2 (q_1 - q_2)^2}, \quad (2)$$

这里 $q_1 = |q_1|$, $q_2 = |q_2|$, n_b 为晶体本底折射率, γ_{eff} 为有效电光系数, $E_0 = |E_0|$, ϵ_0 , ϵ_r 和 P_d 分别为真空介电常数,相对静电介电常数和陷阱密度。可见,对给定 $|E_0|$, I_s 越大, $|\delta n|$ 越小,从而 Δn 也越小,反之亦然。(iv)上面只强调光伏效应对 E_0 的贡献,实际上,热释电效应^[34]在这里也起一定的作用,但要注意的是,热释电效应的弛豫时间很短。有了上面的了解后,我们就可以讨论 3)和 4)了。首先,因载流子对 E_0 的屏蔽随 I_s 的增大而加快,所以, I_s 越大,孤子存在的时间就越短。这是在图 2 中看到的情况。其次,因光栅的形成时间随 I_s 的增大而加快,而 I_s 的增大又将通过 I_s 本身产生的光伏场使 $|\delta n|$ 减小,注意到孤子的形成是在 Δn 恰好补偿光的衍射效应的时刻,将这几方面的因素进行综合考虑就可以看出,当 I_s 足够小时, Δn 有时将大于形成孤子所需的值,使孤子产生过聚焦,这就是图 2(c)和(d)中出现的情况,而当 I_s 没有小到足以使光束产生过聚焦的阈值时, I_s 越大,孤子出现的时刻就越早,这是在图 2(a)和(b)中出现的情况。对双准稳态及图 2(b)的 0.04s 处的状态,我们相信是热释电效应在其中起作用。因为热释电效应的弛豫时间很短,它对两个 c 面的充电时间也很短,所以,它对 E_0 的贡献较小。如果 I_s 较大,使 Δn 较小(注意(2)式)就很难观察

到它对孤子形成的影响(见图 2(a))或只能观察到它使 I_s 产生短暂的自聚焦(见图 2(b)) $0.04s$ 处)如果 I_s 足够小,使 Δn 足够大,那么,就可能形成孤子了(图 2(c)) $0.08s$ 处,图 2(d)) $0.04s$ 处)。

上文提到,当准稳态孤子形成并恢复到自由衍射状态后,再挡去 I_i , I_s 产生自散焦。这是因为, I_i 撤去后,聚集于两个 c 面上的电荷通过晶体进行放电,放电的方向刚好与 I_s 产生的光伏电流 $J_{\text{sph}} = K_s S_s (N_d - N_d^i) I_s$ 相反。我们知道,在 Cu:KNSBN 晶体中, J_{sph} 的作用是使晶体产生正的 Δn ,即使 I_s 产生自聚焦或形成亮光伏空间孤子^[14]。现在有一个比 J_{sph} 明显大的反向电流,必然地使 I_s 产生自散焦了。

5 结 论

我们首次在实验中观察到一种双准稳态光折变空间孤子,这种孤子是 $(1+1)$ 维的。它的形成不需要外加电场,但需要一束与信号光不相交叠的诱导光束。诱导光束通过光伏效应及热释电效应产生一个形成准稳态孤子所需的宏观电场。热释电效应和光伏效应在两个准稳态形成过程中分别起作用。这种孤子的形成过程具有全光开关效应。本文只限于对实验结果作出定性解释,有关现象的定量理论分析将是有意义的。

- [1] R. Y. Chiao, E. Gamire, C. H. Townes, *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964) 479.
- [2] T. T. Shi, S. Chi, *Opt. Lett.*, **15** (1990) 1123.
- [3] M. Shalaby, A. Barthelemy, *Opt. Lett.*, **16** (1991) 1472.
- [4] J. S. Aitchison et al., *Opt. Lett.*, **15** (1990) 471.
- [5] S. Maneut, R. Desailly, C. Froehly, *Opt. Commun.*, **65**(3) (1998), 193.
- [6] G. C. Duree Jr., J. L. Shultz, G. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di Porto, E. Sharp, R. R. Neurgaonkar, *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993) 533.
- [7] G. I. Stegeman, M. Segev, *Science*, **286** (1999) 1518.
- [8] Z. F. Ling, R. Guo, S. M. Liu, G. Y. Zhang, *Acta Physica Sinica* **49** (2000) 455 (in Chinese); 凌振芳等, *物理学报* **49** (2000) 455; Jing-song Liu, Du-ying Zhang, Chang-hong Liang, *Chinese Phys.* **9** (2000) 667; Ke-qing Lu, Tian-tong Tang, *Acta Physica Sinica* **48** (1999) 2070 (in Chinese); 卢克清、唐天同, *物理学报*, **48** (1999) 2070.
- [9] J. S. Liu, K. Q. Lu, *Acta Physica Sinica* **47** (1998) 1509 (in Chinese); 刘劲松、卢克清, *物理学报* **47** (1998) 1509; Chun-feng Hou, Bao-hong Yuan, Xiu-dong Sun, Ke-bin Xiu, *Acta Physica Sinica* **49** (2000) 1969 (in Chinese); 侯春风、袁保红、孙秀冬、许克彬, *物理学报* **49** (2000) 1969.
- [10] M. Segev, G. C. Valley, M. Bashaw, M. Tays, M. M. Fejer, *J. Opt. Soc. Am.*, **B14** (1997) 1772.
- [11] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, M. Bashaw, *Phys. Rev.*, **A50** (1994) R4457.
- [12] M. Taya, M. Bashaw, M. M. Fejer, M. Segev, G. C. Valley, *Phys. Rev.*, **A52** (1995) 3095.
- [13] M. Taya, M. Bashaw, M. M. Fejer, M. Segev, G. C. Valley, *Opt. Lett.*, **21** (1996) 943.
- [14] W. L. She, K. K. Lee, W. K. Lee, *Phys. Rev. Lett.*, **83** (1999) 3182.
- [15] M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani, P. Di Porto, A. Yariv, *Phys. Rev. Lett.*, **73** (1994) 3211.
- [16] Z. Chen, M. Segev, T. H. Coskun, D. N. Christodoulides, Y. S. Kivshar, V. V. Afanasjev, *Opt. Lett.*, **21** (1996) 1821.
- [17] M. Segev, M. F. Shih, G. C. Valley, *J. Opt. Soc. Am.*, **B13** (1996), 706.
- [18] M. F. Shih, P. Leach, M. Segev, M. H. Garret, G. Salamo, G. C. Valley, *Opt. Lett.*, **21** (1996) 324.
- [19] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, B. Fischer, *Phys. Rev. Lett.*, **68** (1992) 923.
- [20] B. Crosignani, M. Segev, D. Engin, P. Di Porto, A. Yariv, G. Salamo, *J. Opt. Soc. Am.*, **B10** (1993) 446.
- [21] M. Segev, B. Crosignani, P. Di Porto, A. Yariv, G. Duree, G. Salamo, E. Sharp, *Opt. Lett.*, **19** (1994) 1296.
- [22] G. Duree, G. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di Porto, E. Shap, *Opt. Lett.*, **19** (1994) 1195.
- [23] D. N. Christodoulides, M. I. Carvalho, *Opt. Lett.*, **19** (1994) 1714.
- [24] G. Duree, M. Morin, G. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di Porto, *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 1978.
- [25] M. Morin, G. Duree, G. Salamo, M. Segev, *Opt. Lett.*, **20** (1995), 2066.
- [26] Z. Chen, M. Mitchell, M. Segev, T. H. Coskun, D. N. Christodoulides, *Science*, **280** (1998) 889; M. Mitchell, Z. Chen, M. F. Shih, M. Segev, *Phys. Rev. Lett.*, **77** (1996) 490; D. N. Christodoulides, T. H. Coskun, M. Mitchell, M. Segev, *Phys. Rev. Lett.*, **78** (1997), 646; W. Krolikowski, N. Akhmediev, Luther-Davies, *Phys. Rev.*, **E59** (1999) A654.
- [27] M. Mitchell, M. Segev, *Nature*, **387** (1997) 880.
- [28] V. M. Frindkin, *Photoferroelectrics* (Spinger-Verlag, 1979), Chap. 7.
- [29] Y. H. Xu, *Ferroelectric Materials and Their Applications* (Elsevier Science Publisher B. V., North-Holland, 1991), Chap. 6.
- [30] W. L. She, Z. X. Yu, Hin-wa Ho, H. Chan, Wing-Ke Lee, *Opt. Commun.*, **139** (1997) 77.

- [31] A. M. Glass ,D. Van-der Linde ,T. J. Negran ,*Appl. Phys. Lett.* , **25** (1974) 233.
- [32] J. Feinberg ,*J. Opt. Soc. Am.* , **72** (1982) 46.
- [33] P. Yeh ,C. Gu ,*Intern. J. Nonlin. Opt. Phys.* , **1** (1992) 167.
- [34] A. G. Chynoweth ,*Phys. Rev.* , **102** (1956) 705.

ALL OPTICAL DOUBLE-QUASI-STEADY-STATE SPATIAL SOLITON*

SHE WEI-LONG

(*State Key Laboratory of Ultrafast Spectroscopy ,Zhongshan University ,Guangzhou 510275 ,China*)

LEE WING-KEE

(*Department of Physics and Materials Science & Technology Resarch Center ,The Chinese University of Hong Kong ,Shatin ,N. T. ,Hong Kong ,China*)

(Received 20 November 2000 ;revised manuscript received 25 December 2000)

ABSTRACT

We observed for the first time (to our knowledge) a new type of all optical double-quasi-steady-state photorefractive spatial soliton in a Cu :KNSBN crystal. The soliton was created without an applied electric field but with an inducing laser beam. An all optical switching effect was found in the formation of the soliton.

Keywords : photorefractive spatial soliton , double-quasi-steady-state , all optical switching

PACC : 4265S , 4265J

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