

Cu :KNSBN 晶体中光束散焦-收缩转换现象*

何国岗 王晓生 余卫龙† 陶梦仙 林励平

(中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室 广州 510275)

(2001 年 6 月 1 日收到 2001 年 7 月 16 日收到修改稿)

在存在着预置时变空间电荷场的 Cu :KNSBN 晶体中,在实验中观察到一种弱光束扩散-收缩过程,此过程随光强的增大而迅速加快.扩散-收缩过程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场在达到稳定之前共同影响所导致的结果.

关键词:散焦,光伏效应,空间电荷场

PACC:7240 A265J A265

1 引 言

几乎在所有的光折变晶体中都可以观察到光的散射现象.很早以前,人们就已经分别在 LiNbO_3 ^[1-7], LiTaO_3 ^[8], SrBaNbO_3 ^[9], BaTiO_3 ^[10,11] 和 SBN ^[12] 等光折变晶体中观察到光散射现象.并且,人们所观察到的散射现象也不尽相同. Ewbank 等人^[11] 在 BaTiO_3 中观察到锥形的散射; Zhang 等人^[7] 在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中用氦氖光(632.8 nm)观察到斑点状的对称散射光斑;而 Christodoulides 和 Carvalho^[12] 在 SBN 晶体中观察到各向异性散射.最近,江瑛等人^[13] 又在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中利用光折变效应和晶体中的两个通光面构成法布里-珀罗干涉腔实现光束从自散焦到自聚焦的转换.一般来说,过去在光折变晶体中观察到的光散射是由于入射光束在晶体内引起折射率改变而形成折射率光栅,然后入射的信号光在折射率光栅上散射造成的.在 SBN 和 KNSBN 晶体中扩散效应对这类散射起着重要作用.散射的强弱不仅由光强而且由光束在晶体内的大小所决定^[7].稳定的状态总是最强的散射状态.

近几年,人们又在一些光折变晶体中观察到光学空间孤子.光折变空间孤子一般分为三种基本类型,即准稳态孤子、屏蔽孤子和光伏孤子.其中,光伏空间孤子^[14-17]的形成起源于光伏效应诱导的空间

电荷场,所以,这种空间孤子可存在于光伏效应比较强的晶体,如 KNSBN 晶体和 LiNbO_3 晶体中.近年,人们发现光伏孤子也受外加电场的影响^[18-21].

最近,在实验中,我们观察到与以往光折变晶体中光散射不同,又与光伏空间孤子形成机制有密切联系的现象.当很低功率(25 μW)的光束入射到光折变晶体(Cu :KNSBN)中时,在一定的条件下,光斑首先向四周扩散,扩散到一定程度后会反过来收缩至一个稳定的状态,即出现一个散焦-收缩过程.而随着信号光光强的增大,此过程迅速变快.当功率增至 50 μW 时,肉眼已经不能分辨其过程了.此现象我们尚未见报道,而对此现象的研究,可以使我们能够进一步地认识光折变光散射现象的本质.

2 理 论

当光束经过光折变晶体时,可以利用带传输(band-transport)模型来分析晶体内空间电荷场的分布情况^[22].在光束的作用下,晶体内掺杂的杂质激发出自由载流子,由于光束在横截面(垂直于传播方向)上分布的不均匀性而引起自由载流子的迁移,从而形成电流和空间电荷场.在这个电荷场的作用下使晶体的折射率发生改变,反过来又作用于入射光束,使光束的传播状态产生改变.若入射光束为亮光束,当折射率改变为正时,会使亮的入射光束产生自聚焦;当折射率改变为负时,会使亮的入射光束产生

* 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资助(批准号 001192)资助的课题.

† 通讯作者

自散焦. 我们实验中所用的 Cu :KNSBN 晶体是一种光伏效应很强的晶体, 余卫龙等人已用它产生光伏亮孤子^[15]和全光准稳态孤子^[23], 在光伏场作用下, 其折射率改变是正的.

对 Cu :KNSBN 晶体, 在光伏效应的作用下晶体内部产生光伏场, 即晶体内部存在总空间电荷场, 此空间电荷场与光伏电流的方向相反(见(7)式). 由于空间电荷场使晶体的折射率改变为正的, 光束会产生一定的自聚焦. 当将光束撤去以后, 晶体中的空间电荷场并不会立刻消失, 它要通过一个放电过程逐步减弱, 因此可将其视为有一个随时间变化的等效电场 $E_0(t)$. 这个等效电场与原先有光束时晶体内部的空间电场方向相同, 它的大小随着时间增加逐渐减小(见以下分析). 在晶体的放电过程中, 如果我们又加入一束微弱的信号光, 在等效电场的作用下将使光束产生扩散. 但由于后面加入的信号光同时也具有一定的光伏效应, 也会形成光伏场, 它有使光束收缩的趋势. 于是等效电场和光伏场之间就存在竞争, 而且这个竞争是不断变化的. 可以设想只要后面加入的光束足够弱, 它所产生的光伏场小于等效电场, 在一定的时间范围内, 晶体内部的空间电场主要是由等效电场占优, 故光束主要是散焦的. 随着等效电场的不断减小, 情况将会会有一个转变. 即可以观察到经过晶体的光束会发生一个从散焦到收缩的转变过程. 下面具体来分析这一过程.

首先考虑让一束信号光 I_{s1} 形成光伏孤子. 由自由载流子的速率方程、电流方程和泊松方程, 在稳态时^[14]

$$(sI_{s1} + \beta)(N_d - N_d^i) - \gamma n_e N_d^i = 0, \quad (1)$$

$$q\mu n_e E_{sc} + k_B T \mu \nabla n_e + s_s \kappa_{\text{eff}}^e I_{s1} (N_d - N_d^i) = 0, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot E_{sc} = \frac{q}{\epsilon_s} (N_d - N_A - n_e), \quad (3)$$

其中, E_{sc} 为此时晶体内部的空间电荷场, I_{s1} 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, β 为暗产生率, γ 为载流子复合速率, κ_{eff}^e 为信号光的光伏常数, μ 为电子迁移率, q 为基本电荷, n_e 为电子密度, ϵ_s 为低频介电常数, μ 为电子迁移率, k_B 为 Boltzmann 常数, T 为绝对温度.

为方便起见, 我们做一维处理. 因此, 在 x 轴(c 轴)方向上, 方程(2)变为

$$q\mu n_e E_{sc} + k_B T \mu \frac{\partial n_e}{\partial x} + s_s \kappa_{\text{eff}}^e I_{s1} (N_d - N_d^i) = 0, \quad (4)$$

作载流子小量近似($n_e \ll N_d, N_A, N_d^i$)和慢变振幅近似($\left| \frac{\epsilon}{qN_A} \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} \right| \ll 1$), 由(3)式可以得到 $N_d^i \approx N_A$, 进一步由(1)式可以得到

$$n_e = \frac{s(I_{s1} + I_d)(N_d - N_A)}{\gamma N_A} = \frac{n_0}{I_0} I_1, \quad (5)$$

其中 $\frac{I_d}{s} = \beta \frac{n_0}{I_0} = \frac{s(N_d - N_A)}{\gamma N_A}$, $I_1 = I_{s1} + I_d$. 将(5)式代入(2)式, 可以得到 E_{sc} 和 I_1 的方程,

$$I_1 E_{sc} + E_p I_{s1} + \frac{k_B T}{q} \frac{\partial I_1}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

其中 E_p 为光伏场, $E_p = \kappa_{\text{eff}}^e \gamma N_A / q\mu$. 假设晶体宽度远大于光束, 在稳态的情况下, 可以得到 E_{sc} 关于 I_1 的表达式

$$E_{sc} = \frac{-E_p I_{s1}}{I_1} - \frac{k_B T}{q} \frac{I_1'}{I_1}, \quad (7)$$

其中 I_1' 为光强 I_1 对 x 的导数, 方程中的第二项表示为扩散场 E_D 的效应, $E_D = \frac{k_B T I_1'}{q I_1}$. 对光束线度不是很小的情况, 扩散场 E_D 可以忽略. 这时, 对有效电光系数 $\gamma > 0$ 的晶体, 例如 Cu :KNSBN 晶体, 由于晶体内部的空间电荷场为负, 它使折射率的改变量 $\Delta n = -\frac{1}{2} n_b^3 \gamma E_{sc}$ 是正的, 且在光强大的地方折射率变大, 故可形成光伏亮孤子.

之后, 撤去光束, 如前所述, 晶体中会产生随时间逐渐递减的等效空间电场 $E_0(t)$, 它的方向为负, 最大值即为 E_{sc} . 在 $E_0(t)$ 减小为零之前, 再加入一束信号光 I_{s2} , 此时(4)式应修正为(E_s 为此时晶体内部的空间电荷场)

$$J = q\mu n_e (E_s + E_0(t)) + k_B T \mu \frac{\partial n_e}{\partial x} + s_s \kappa_{\text{eff}}^e I_{s2} (N_d - N_d^i), \quad (8)$$

于是, 可以得到($I_2 = I_{s2} + I_d$, E_{ph} 区别于上面的 E_p , 表达式仍相同),

$$E_s = \frac{J/q\mu n_e - E_{ph} I_{s2}}{I_2} - \frac{k_B T}{q} \frac{I_2'}{I_2} - E_0(t). \quad (9)$$

在晶体内部的空间电场达到稳定之前, 将($J/q\mu n_e I_{s2}$)等效于一电场 $E_J(t)$, 即若晶体内部存在有电流密度时, 此电流密度可以用电场强度来表示, 而且电流密度的方向即为电场强度 $E_J(t)$ 的方向, 它的大小也是随时间变化的. 令 $u^2(x) = I_{s2}/I_d$. 则(9)式进一步可表示为

$$E_s = \frac{E_f(t) - E_{ph}}{1 + u^2(x)} - \frac{k_B T}{q} \frac{d \ln(u(x) + 1)}{dx} - E_0(t). \quad (10)$$

由(10)式可以看出,在形成晶体内的空间电荷场的过程中,等效电场 $E_0(t)$ 、 $E_f(t)$ 和光伏场 E_{ph} 之间是相互竞争的,但是 $E_0(t)$ 、 $E_f(t)$ 又是随时间变化的. 如果后入射的信号光光强小于孤子光束的光强,开始时,忽略扩散场 E_D (上式中的第二项),当 $E_0(t) > E_f(t) - E_{ph}$ (注意到 $\frac{1}{1+u^2(x)} \leq 1$)时,由于 $E_0(t) < 0$ (注意(7)式,在 $t=0$ 时, $E_0(0) = E_{sc} < 0$),使得晶体内总的空间电荷场 $E_s > 0$,即折射率的改变为负,使经过晶体的光束形成自散焦;当 $E_0(t)$ 和 $E_f(t)$ 逐渐减小,使得 $E_0(t) - (E_f(t) - E_{ph})$ 等于或接近于零时,就要考虑扩散场 E_D ;当 $E_0(t)$ 和 $E_f(t)$ 继续减小,使得 $E_0(t) < E_f(t) - E_{ph}$,特别是使得 $E_0(t) < \frac{1}{1+u^2(0)}(E_f(t) - E_{ph})$ 时,这时晶体内主要是有光伏场的存在,由于 $E_{ph} > 0$,使得晶体内总的空间电荷场 $E_s < 0$,即折射率的改变为正,使经过晶体的光束形成收缩. 直到 $E_0(t) - E_f(t)$ 减小到零,光束就保持稳定的状态或形成自聚焦(由 I_s/I_d 的值大小而定),只要 E_{ph} 足够大,它就能够使自聚焦效应完全补偿衍射效应,使光束形成孤子. 因此我们在分析晶体内光束的传播时,若在达到稳定态之前,可以通过改变信号光的光强或者改变信号光的波长,也就是改变光伏场的大小来控制光束在晶体内的传播状态.

3 实验与现象

实验装置图如图 1 所示. 实验中所用的光折变晶体 Cu :KNSBN 具有很强的光伏效应,其折射率改变为正. 一束经偏振器偏振后的光束(e光)以一定角度入射到晶体上,使电场的振动方向与晶轴方向平行,我们称这束光为信号光. 在晶体后约 1 m 的位置处放置一观察屏,我们用 CCD 观察信号光经晶体后的出射光斑.

首先,选用波长为 488 nm 的光作为信号光 I_{s1} 入射到晶体上. 当无外加作用时,我们观察到稳定的散射光斑. 然后,外加一束与信号光束 I_{s1} 重叠但波长为 514 nm 的光 I_b 入射到晶体上作为背景光,根据以往的知识^[14,15],我们观察到光伏亮孤子,同时在

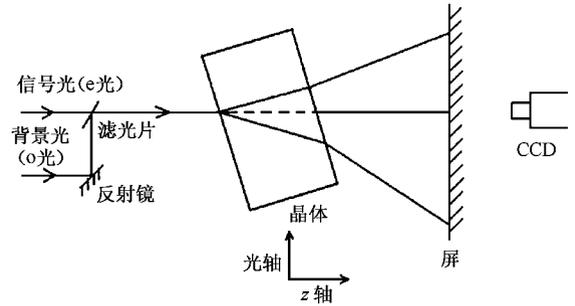


图 1 实验装置图

晶体内存在一很强的光伏场. 当我们将背景光 I_b 撤去以后,发现光斑很快向四周扩散,一段时间后又向中间收缩,其过程会随着光强的增加迅速加快. 这就意味着在背景光 I_b 撤去以后晶体内的空间电荷场并不是马上消失,它达到稳定平衡状态有一个过程. 经过反复多次的打开关闭背景光 I_b 的过程以后,我们发现在晶体内会存在很强的空间电场,此电场在晶体内会保持一段比较长的时间. 之后我们以一束很弱的光 I_{s2} (波长为 488 nm,功率为 25 μ W)入射到晶体上时,入射面处光斑直径为 50 μ m. 我们发现其出射光斑在达到最终的稳定状态之前会出现一个散焦-收缩的过程,如图 2(a)所示. 在信号光 I_{s2} 入射后 0.0 s 时,出射面光斑大小约为 70 μ m,之后光斑逐渐向两边散开,1 min 时散开至最大,此时的散射光斑强度非常弱,且光强分布几乎是均匀的. 然后光斑又向中央收缩,收缩过程极为缓慢,在 22 min 后光斑达到稳定状态. 为了漂白晶体内的空间电场,在距晶体 20 cm 的上方加上一功率为 40 W 的白炽灯照射晶体,与我们的预想不同的是,此时光斑竟然进一步收缩,在出射面处光斑直径约为 55 μ m,甚至出现了孤子.

然后在同样条件下,我们加强入射的信号光 I_{s2} 的功率至 35 μ W,发现此扩散-收缩过程极为迅速,在加入信号光 I_{s2} 后 10 s 时光斑已经散开至最大并在 10 min 后已完全收缩完毕,达到稳定状态,加入白炽灯后光斑稍有收缩,见图 2(b). 而后当信号光 I_{s2} 功率增至 50 μ W 时,此过程已经很快,由于仪器设备的限制,我们已无法用 CCD 拍摄到其散开-收缩的过程.

我们又用波长为 632.8 nm 的氦氖光作为信号光 I_{s3} (功率仍为 25 μ W)观察光斑的散射过程. 在晶体入射面处光斑直径为 45 μ m. 发现氦氖光 I_{s3} 的出射光斑也会出现扩散-收缩过程. 其扩散过程持续时

间很长,在 33 min 后光斑才扩散至最大,然后开始收缩,再过 1 h 以后光斑才逐渐收缩成与开始入射时差不多的大小. 然后用白炽灯照射晶体以漂

白晶体内的空间电场时,发现光斑也有一定的收缩,此时在晶体出射面处光斑的直径大小约为 $45 \mu\text{m}$,可以认为已经形成了光伏孤子.

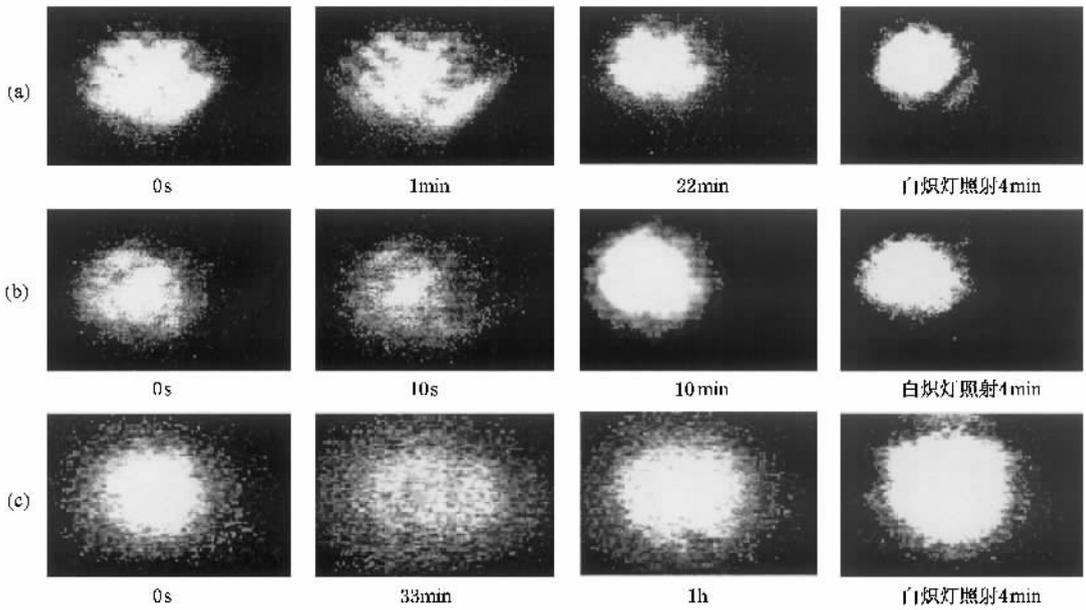


图 2 扩散-收缩光斑图 (a) $25 \mu\text{W}$ 488 nm 光 (b) $35 \mu\text{W}$ 488 nm 光 (c) $25 \mu\text{W}$ 632.8 nm 光在不同时间所形成的光斑

4 讨 论

当我们单独加入一束信号光 I_{s1} 时,晶体内只存在有信号光产生的光伏场 E_{ph} 和扩散场 E_D . 此时晶体内的空间电荷场为两者叠加,并保持稳定. 之后我们外加一束背景光 I_b 后,此时晶体内产生很强的空间电荷场 E_{sc} , E_{sc} 与 E_{ph} 的方向相反. 在 E_{sc} 的作用下 I_{s1} 会形成光伏空间孤子^[14], 如前所述. 然后撤去背景光 I_b 和信号光 I_{s1} 后,晶体内仍保持着一空间电荷场 $E_0(t)$. 在 $E_0(t)$ 减小到零之前,我们又单独加入一束微弱的信号光 I_{s2} , 晶体内存在着由信号光 I_{s2} 产生的光伏场 E_{ph} 、扩散场 E_D 和等效电荷场 $E_0(t)$ 以及电流密度的等效电场 $E_f(t)$ (见 (10) 式). 扩散场 E_D 相对于 E_{ph} 和 $E_0(t)$, $E_f(t)$ 来说很小,在 $E_0(t) - (E_f(t) - E_{ph})$ 相差较大时可以忽略,此时晶体内的空间电荷场就表现为 $E_0(t)$, $E_f(t)$ 与 E_{ph} 的相互竞争的结果,即 $E_s = (E_f(t) - E_{ph}) - E_0(t)$. 光伏场与入射光的光强和晶体的光伏系数有关. 用很弱的 488 nm 的光 I_{s2} 入射时,产生的光伏场 E_{ph} 很

弱. 在 $E_0(t)$ 的作用下,在满足 $E_0(t) > (E_f(t) - E_{ph})$ 时,晶体的折射率改变为负,使入射光 I_{s2} 产生自散焦,见图 2 中第一列. 但随着时间的增加,等效电荷场 $E_0(t)$ 和 $E_f(t)$ 慢慢减少,到了一定时刻后 $E_0(t)$ 与 $E_f(t) - E_{ph}$ 的大小大致相等,相互抵消后晶体内的空间电荷场主要是由扩散场 E_D 引起光束散射,就如同我们所观察到的出射光斑扩散到了最大的状态,如图 2 中的第二列. 之后 $E_0(t)$ 和 $E_f(t)$ 继续减小,当 $E_0(t) < (E_f(t) - E_{ph})$ 时,光伏场 E_{ph} 的效应逐渐加强,因此在光伏场的作用下光束逐渐收缩,直至到 $E_0(t)$ 和 $E_f(t)$ 减小为零,光斑也就收缩到最小的状态,出现自聚焦,如图 2 中的第三列. 之后我们在加入白炽灯时使得晶体的暗辐射 β 加大,而且白炽灯本身也有一定的光伏效应,从而使晶体内的光伏场加大,因此晶体中的光束出现自聚焦,当自聚焦效应完全补偿衍射效应时,就能形成光伏孤子. 如果我们加强信号光的光强,由光伏场 E_{ph} 的表达式可知光伏场 E_{ph} 变大,这样就会使得 $E_0(t)$ 满足方程 $E_s = E_0(t) - (E_f(t) - E_{ph}) \approx 0$ 的 t 值变小,因此我们观察到随着入射的信号光光强的增大而使得自散焦-收缩过程加快. 如图 2(b) 所示.

因为晶体含有多种陷阱能级,而将陷阱中的杂质激发到导带上形成自由载流子的能量与入射光的波长有关($E = \hbar\omega$),因此利用氩氦光作为信号光时,它就不能将 488 nm 光所有能激发的陷阱中的载流子激发到导带上,所以它所激发出的自由载流子数比用 488 nm 激发出的要少的多.所以由氩氦光形成的光伏场相对于 488 nm 的光所形成的要小,在相同的等效电场 $E_0(t) - E_j(t)$ 的作用下,在光伏场与等效电场的作用下光束的自散焦-收缩过程要慢很多.如图 3(c) 所示.但它们具体的物理过程还待进一步考究.

在这里,我们做简单的数值估计.对(10)式作无量纲分析,由(10)式以及线性电光效应(Pockels 效应) $\delta n_b = -0.5n_b^3 r E_s$,得到无量纲方程^[24]

$$E(\xi) = \frac{\left(N^2 - D \frac{d \ln(1 + u^2(\xi))}{d\xi} \right)}{1 + u^2(\xi)}, \quad (11)$$

其中 $N^2 = \frac{k^2 n_b^2 r L_s^2 [-(E_0(t) - \alpha E_j(t)) - \alpha E_{ph}]}{2}$, α

$= \frac{1}{1 + u^2(x)}$, $D = \frac{k^2 n_b^2 r L_s^2 k_B T}{2q}$, $\xi = x/L_s$, $L_s = 1/$

$(\pm 2kb)^{1/2}$, $b = (k/n_b) \frac{1}{2} n_b^3 \gamma_{\text{eff}} \times k_B T (qL_D)$, L_D

为德拜长度 $L_D = [k_B T \epsilon_s (q^2 N_A)]^{1/2}$. $k = 2\pi n_b / \lambda$ (λ 为真空中波长)为波数, n_b 为本底折射率, $A(x, z)$

为光束的振幅,它满足 $A(x, z) = u(x) \exp(i\Gamma z) \sqrt{I_d}$ (Γ 为孤子传播常数).

代入晶体的各项参数见文献[14],我们假设信号光为高斯光束,设 $u^2 = \exp(-x^2/4)$. 得到空间电荷场 E_s 和折射率变化 δn_b ($\delta n_b = -0.5n_b^3 r E_s$) 随 x 轴的分布,见图 3. 在刚刚加入很弱的 488 nm 光时,我们假设此时晶体内原先存在的等效电场 $E_0(t)$ 和由空间电流密度 J 形成的等效电场 $E_j(t)$ 有最大值,它们之差 $E_0(t) - E_j(t)$ 有最大值,约为 $2.8 \times 10^4 \text{ V/cm}$. 488 nm 产生的光伏场约为 $1.6 \times 10^4 \text{ V/cm}$, 计算得到的结果如图 3(a) 所示. 此时晶体内空间电场的分布 E_s 受 $E_0(t) - E_j(t)$ 和光伏场 E_{ph} 的作用,其分布情况与入射光的光强分布一致,而折射率变化的分布则刚好相反,对于亮光斑来说在光强越大的地方($x = 0$) 折射率变化 Δn 越小,此时光束发生自散焦;之后 $E_0(t)$ 逐渐减弱,当减弱至刚好与光伏

场 E_{ph} 相反时,这时空间电荷场主要受扩散场的控制,如图 3(b) 所示,此时光斑扩散至最大;然后 $E_0(t)$ 继续减弱直到等于零,晶体内的空间电荷场 E_s 逐渐重新回到稳定状态并只受光伏场 E_{ph} 的作用,如图 3(c),此时光束发生收缩.

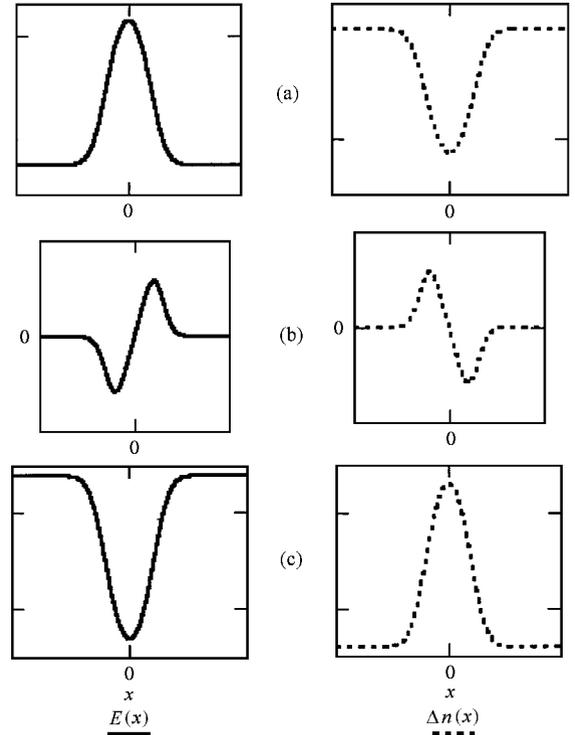


图 3 空间电荷场 $E(x)$ 与折射率改变 Δn 随 x 轴变化图 (a) 当 E_0 有最大值 ($2.8 \times 10^4 \text{ V/cm}$) 时晶体内的空间电荷场 $E(x)$ 与 Δn 随 x 轴变化 (主要受 E_0 和 E_{ph} 作用) (b) 当 E_0 减小至与光伏场 E_{ph} 相等时晶体内的空间电荷场 $E(x)$ 与 Δn 随 x 轴变化 (受扩散场作用) (c) 当 E_0 减小至零时晶体内的空间电荷场 $E(x)$ 与 Δn 随 x 轴变化 (主要受光伏场 E_{ph} 作用)

5 结 论

我们在 KNSBN 晶体中观察到一种光束先发生自散焦,然后再收缩的过程. 发生此现象要首先在晶体存在有一个随时间增大而减小的预置空间电荷场. 在实验中我们利用形成光伏孤子后的空间电荷场作为此预置电场. 此现象的出现为我们更进一步理解光散射的形成机理和光伏孤子的形成机制有参考作用.

- [1] Phillips W , Amodei J J and Staebler D L 1972 *RCA Rev.* **33** 94
- [2] Magnusson R and Gaylord T K 1974 *Appl. Opt.* **13** 1545
- [3] Avakyan E M , Alaverdyan S A , Belabaev K G , Kh Sarkisov V and Tumanyan K M 1978 *Sov. Phys. Solid State* **20** 1401
- [4] Kanaev L F , Malinovsky B K and Sturman B I 1980 *Opt. Commun.* **34** 95
- [5] Avakyan E M , Belabaev K G and Odulov S G 1983 *Sov. Phys. Solid State* **25** 1887
- [6] Liu S *et al* 1984 *Acta. Phys. Sin.* **33** 105
- [7] Zhang G , Li Q , Ho P , Liu S , Wu Z K and Alfano R R 1986 *Appl. Opt.* **25** 2955
- [8] Odoulov S , Belabaev D and Kiseleva I 1985 *Opt. Lett.* **10** 31
- [9] Voronov V V 1980 *Sov. J. Quantum Electron* **10** 1346
- [10] Feinberg J 1982 *J. Opt. Soc. Am.* **72** 46
- [11] Ewbank M D and Yeh P 1986 *Opt. Comm.* **59** 423
- [12] Christodoulides D N and Carvalho M I 1994 *Opt. Lett.* **19** 1714
- [13] Jiang Y , Liu S M , Wen H D *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 483 (in Chinese] 江瑛、刘思敏、温海东等 2001 物理学报 **50** 483]
- [14] Valley C , SEGEV M *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2948
- [15] She W L , Lee K K and Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
- [16] Ling Z F , Guo R , Liu S M and Zhang G Y , 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 455(in Chinese] 凌振芳、郭儒、刘思敏、张光寅 2000 物理学报 **49** 455]
- [17] 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]
- [18] Lu K Q and Tang T T 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2070(in Chinese] [卢克清、唐天同 1999 物理学报 **48** 2070]
- [19] Liu J S and Lu K Q 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1509(in Chinese] 刘劲松、卢克清 1998 物理学报 **47** 1509]
- [20] Liu J S (刘劲松) *et al* 2000 *Chin. Phys.* **9** 667
- [21] Hou C F *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1969(in Chinese] 侯春风等 2000 物理学报 **49** 1969]
- Liu J S 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 880(in Chinese] 刘劲松 2001 物理学报 **50** 880]
- [22] Tuller H L 1995 *Electronic Materials : Science and Technology* (Kluwer Academic ,Massachusetts) Chap 1
- [23] She W L , Lee K K and Lee W K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2498
- [24] Segev M , Valley G , Bashaw M , Taya M and Fejer M 1997 *J. Opt. Soc. Am.* **B14** 1772

Conversion phenomenon of defocusing-contract in Cu :KNSBN crystals *

He Guo-Gang Wang Xiao-Sheng She Wei-Long Tao Meng-Xian Lin Li-Ping

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

(Received 1 June 2001 ; revised manuscript received 16 July 2001)

ABSTRACT

We have observed that a weak light beam will experience a defocusing-contract process before it comes to steady state when passing through a Cu :KNSBN crystal with a transient spatial electric field. This process became fast by increasing intensity of the light beam. We believe that the defocusing-contract process results from both effects of the transient electric field in the crystals and the photovoltaic and refocusing fields generated by the beam itself.

Keywords : Defocusing , Photovoltaic effect , spatial electric fields

PACC : 7240 , 4265J , 4265

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10074082) , by the key program of Science and Technology Foundation from the Chinese Ministry of Education (Grant No. 99197) , and by the Natural Science Foundation of Guangdong Province , China (Grant No.0011192) .