

光致异构聚合物材料中暗条纹的 Y 型分裂研究*

黎扬钢 王晓生 余卫龙[†] 江德生

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2005 年 1 月 10 日收到, 2005 年 6 月 16 日收到修改稿)

用数值分析方法研究了对称轴两侧光场具有相位跃变的暗条纹在具有光致异构非线性的聚合物中的演化情况及一些有关性质. 结果表明, 两侧光场相位跃变不为 π 时, 入射暗条纹会向两边分开而形成 Y 型分裂, 相位跃变从 0 到 π 增大, 分裂程度变小. 发现相位超前一侧分出来的灰条纹与原传播方向之间的夹角对于不同相位跃变值基本保持不变, 而相位滞后一侧分出来的灰条纹与原传播方向之间的夹角则随相位跃变的增大而减小. 相同相位跃变、不同光强的光束分开角度基本保持不变. 数值模拟发现这种 Y 型分裂在材料中产生的折射率改变具有波导作用, 可以使入射高斯光束产生 Y 型分裂.

关键词: 光伏空间孤子, 光致异构, Y 型分裂, 分步傅里叶法

PACC: 4265S, 4265J, 4270J

1. 引言

自从 1992 年 Segev 等^[1]首次在理论上预言光折变空间孤子以来, 人们对光折变空间孤子进行了广泛的研究^[2-20]. 近来, Wang 等^[21]理论上预言可在具有光致异构非线性的聚合物中形成光学空间孤子, 进一步指出圆偏振光也可以在这种材料中形成孤子^[22], 并在实验上得到了验证^[23]. 光致异构非线性效应是一种光强饱和效应, 它与入射光波长、偏振等密切相关^[21, 24]. 具有光致异构非线性的聚合物在无外加电场情况下在较低入射光强就可诱导较大的折射率改变^[21], 而且这种折射率改变在某些聚合物材料^[25]中可保存较长时间, 可望在光控光开关、光波导等方面获得应用.

Garzia 等^[26]提出一种基于空间光孤子开关效应的相位调制技术. 近来, 已有利用空间相位调制技术控制高斯光束^[27]在晶体中传播的报道. 早在 1982 年, Masayuki 等^[28]提出了单模光波导的 Y 型分裂机制, 后来 Taya 等^[29]报道了无机晶体中的光学 Y 型分裂, Chen 等^[30]报道了光伏孤子诱导的 Y 型波导, Burak 等^[31]报道了时空亮孤子的 Y 型分裂, Klotz 等^[32]报道了铋酸锶钡晶体中的 Y 型二维孤子波导. 所谓光学 Y 型分裂, 就是利用材料的光学特性将一

束入射光分成两束光. 我们知道, 亮孤子复振幅在对称轴的两侧没有相位跃变, 而暗孤子复振幅在对称轴的两侧存在 π 相位跃变. 两侧相位跃变为零的暗条纹会出现对称的 Y 型分裂^[29, 30], 是否能够通过改变相位跃变来实现对 Y 型分裂的控制呢? 本文以具有光致异构非线性的聚合物为例研究了不同相位跃变对暗条纹 Y 型分裂的影响. 首先推出折射率改变与光强关系, 得到归一化的无量纲光学空间孤子演化方程, 然后采用分步傅里叶法^[33]分析了暗条纹在聚合物中的 Y 型分裂过程, 进一步讨论了光强、相位跃变对 Y 型分裂特性的影响, 最后模拟了在这种 Y 型分裂引起的折射率改变而形成波导对入射高斯光束(具有对聚合物光致异构不敏感的波长)的引导作用, 得到了一些有趣的结果.

2. 基本理论

含有偶氮苯等有机生色团的聚合物中生色团分子可以有两种异构体: 顺态(cis 态)和反态(trans 态)异构体. 在暗区, 生色团分子一般处于反态, 在适当波长的光照射条件下两者可以互相转化, 这就是光致异构. 对同一波长的光, 顺态和反态异构体对应不同的折射率, 因此, 可产生光诱导折射率改变.

在线偏振光激发下, 聚合物中光致异构动力学

* 国家自然科学基金(批准号: 30374121)和广东省自然科学基金(批准号: 031567)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: stils02@zsu.edu.cn

可由下列方程^[34]描述:

$$\frac{dT_1}{dt} = -q_{ts}\sigma_t I_s T_1 \cos^2 \theta + q_{cs}\sigma_c I_s (T_0 - T_1) + K_c (T_0 - T_1), \quad (1)$$

式中, T_0, T_1 分别表示无光照射和线偏振光照射情况下反态异构分子的浓度, θ 表示分子取向与信号光电场方向的夹角, q_{ts}, q_{cs} 分别表示反态转变成顺态、顺态转变成反态时信号光的量子产率, σ_t, σ_c 分别表示反态转变成顺态、顺态转变成反态时的吸收截面, I_s 为激发光光强, K_c 为顺态转变成反态的热弛豫系数. 在稳态情况下, $\frac{dT_1}{dt} = 0$. 由此可得

$$T = \frac{T_0(I+1)}{\beta I \cos^2 \theta + I + 1}, \quad (2)$$

式中,

$$I = \frac{I_s}{I_d} = \frac{I_s q_{cs} \sigma_c}{K_c},$$

$$I_d = \frac{K_c}{q_{cs} \sigma_c},$$

$$\beta = \frac{q_{ts} \sigma_t}{q_{cs} \sigma_c}.$$

相应折射率改变可以表示为^[34]

$$\Delta n = S \int (T - T_0) \cos^2 \theta d\Omega, \quad (3)$$

式中, Ω 是立体角, S 是与信号光波长、样品材料有关的参数. 与文献 21 类似, 在没有背景光时, 可以得到折射率改变和光强之间关系,

$$\Delta n = 4\pi S T_0 \left[\frac{I+1}{\beta I} \left(1 - \sqrt{\frac{I+1}{\beta I}} \arctan \sqrt{\frac{\beta I}{I+1}} \right) - \frac{1}{3} \right]. \quad (4)$$

由(4)式可见, 折射率改变与光强有直接的关系. 文献 21 已得出结论: 当 Δn 为负值且光强很大时, 折射率改变趋向某一定值, 即达到饱和. 这就有可能形成光学空间暗孤子或者灰孤子. 下面我们只考虑形成暗孤子的情况.

描述光束在介质中演化的一维非线性薛定谔方程为

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + k_0 \Delta n A = 0. \quad (5)$$

对于光学空间孤子, 可令

$$A = u(x) \sqrt{I_d} \exp(i\Gamma z), \quad (6)$$

式中, Γ 是孤子传播常数, 归一化光强 I 又可表示为 $I = u^2(x)$. 将(4)(6)两式代入(5)式并化简后得归一化无量纲孤子方程,

$$\frac{\partial^2 u(\xi)}{\partial \xi^2} = u \left\{ b - \left[\frac{u^2 + 1}{\beta u^2} \left(1 - \sqrt{\frac{u^2 + 1}{\beta u^2}} \right) \times \arctan \sqrt{\frac{\beta u^2}{u^2 + 1}} + \frac{1}{3} \right] \right\}, \quad (7)$$

式中,

$$b = \frac{u_\infty^2 + 1}{\beta u_\infty^2} \left[1 - \sqrt{\frac{u_\infty^2 + 1}{\beta u_\infty^2}} \times \arctan \left(\sqrt{\frac{\beta u_\infty^2}{u_\infty^2 + 1}} \right) \right] - \frac{1}{3},$$

$$u_\infty = u(\infty),$$

$$\xi = \frac{x}{x_0},$$

$$x_0 = (8n_0 k_0^2 \pi S T_0)^{-1/2}.$$

令

$$L = 4\pi S T_0 k_0 z,$$

$$\Delta N = \frac{\Delta n}{4\pi S T_0},$$

则(5)式可以改写成归一化的光场演化方程,

$$\frac{\partial A}{\partial L} = i \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + i \Delta N A. \quad (8)$$

由(7)式可以得到一暗孤子数值解, 以这个暗孤子的光强分布作为聚合物的入射暗条纹光强(8)式即为入射暗条纹在具有光致异构非线性聚合物中演化所遵循的方程. 对于(8)式, 无法求得解析解, 我们采用分步傅里叶法^[33]进行数值分析.

3. 数值模拟结果及分析讨论

3.1. 恒定光强不同相位跃变的光学 Y 型分裂

我们知道, 亮孤子复振幅在对称轴两边没有相位跃变, 而暗孤子复振幅则在对称轴两边存在 π 相位跃变. 下面, 令相位差在 $0-\pi$ 之间变化, 然后模拟具有暗孤子光强分布的暗条纹在光致异构聚合物中的演化情况.

我们只研究 Y 型分裂情况, 入射光半高宽为 5 μm . 所需各参数选取如下: 对暗孤子 $u_\infty = u(\infty) = 1$, $\beta = 2$, $I_d = 1 \text{ W/m}^2$. 由(7)式可以得到一暗孤子解, 将这一暗孤子光束对称轴一侧作相位延迟然后再入射到聚合物中, 光在聚合物中的演化遵循方程(8). 我们采用分步傅里叶变换的方法对演化结果进行数值模拟.

数值模拟发现, 入射光束一半相对于另一半的相位跃变为零时, 一束具有暗孤子光强分布的暗条

纹在聚合物中分裂成对称且灰度相等的两个灰条纹, 结果如图 1 所示. 从图 1 可看出, 两边的振荡相

对中间 Y 型分裂是很弱的, 因此本文只考虑中间的 Y 型分裂.

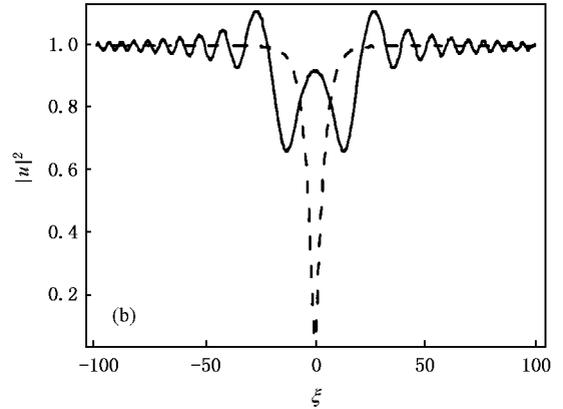
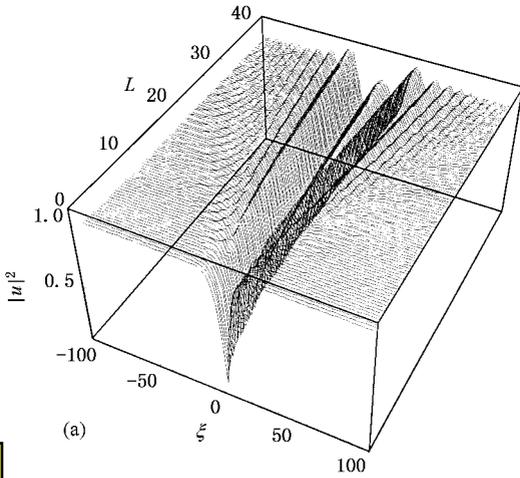


图 1 零相位跃变条件下暗条纹 Y 型分裂 (a) 零相位跃变暗条纹在聚合物中的演化 (b) 零相位跃变暗条纹经过一段距离演化后的光强分布(实线)和入射光强分布(虚线)

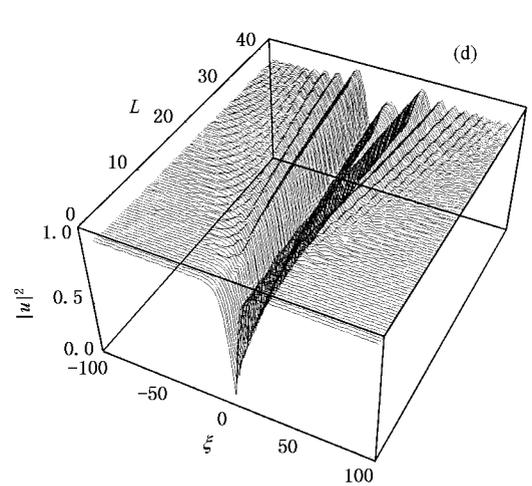
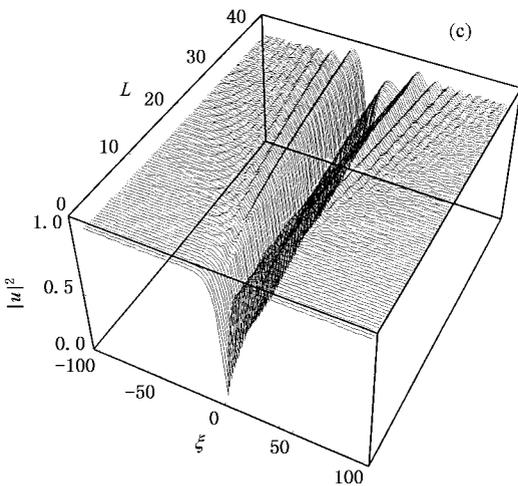
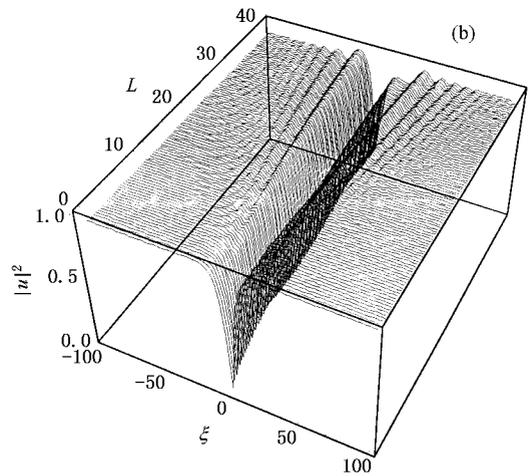
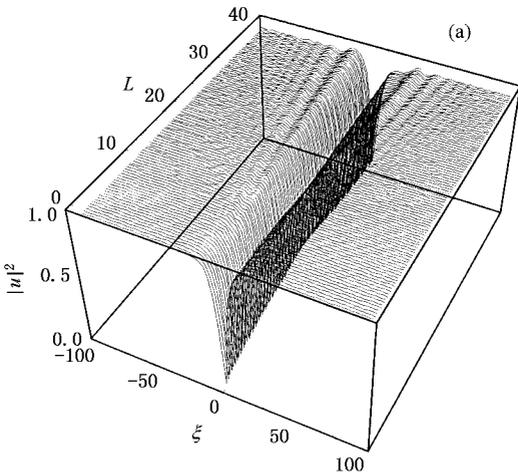


图 2 不同相位跃变对应的暗条纹演化 (a) $\frac{5\pi}{6}$ 相位跃变 (b) $\frac{2\pi}{3}$ 相位跃变 (c) $\frac{\pi}{2}$ 相位跃变 (d) $\frac{\pi}{6}$ 相位跃变

图 1(a) 表示零相位跃变的暗条纹演化情况. 横截面是光强分布, 光波沿纵向传播. 图 1(b) 两波形分别表示 $L = 0$ 和 $L = 40$ (约为几十个微米到几个毫米的量级, 视材料而定) 的横截面波形 (实线表示经过一段距离 (如 $L = 40$) 后的截面光强分布, 下同). 由图 1(a) 可以看到: 一束暗条纹分成了两束灰条纹. 随着传播距离的增大, 两束光分开变得明显. 由图 1(b) 可以看到分开的两束光是对称的, 说明零相位跃变的时候能量是均匀分开的. 这就是对称的光学 Y 型分裂. 实际上, 相位跃变和介质折射率改变共同决定光束分裂. 对于零相位跃变, 在光轴附近, 光强会因光场的干涉相干而加强, 形成一个凸峰, 暗条纹被分为两个灰条纹. 另一方面, 光强大的地方折射率改变也大, 对于自散焦介质, 这种效应会抑制光轴附近的光强进一步增大. 这两种机制互相竞争, 随着传播距离的增大两种效应逐渐达到平衡而形成 Y 型结分裂.

图 2 给出不同相位跃变的暗条纹演化. 由图 2 可以看出: 不同的相位跃变, 条纹分开程度不同. 在

π 到 0 相位跃变, 随着相位跃变的减小, 条纹分开会越来越明显. 另外, 分开的两束灰条纹灰度也是不同的. 下面给出相位跃变与两束灰条纹的夹角 (下面称为分开角度) 之间的关系. 为便于计算比较, 我们选取适当材料使 $\theta = \arctan \frac{x}{z} \approx \arctan \left(\frac{1}{10} \frac{\xi}{L} \right)$.

由图 3 可以看出, 分开角度随相位跃变 ($0 - \pi$)

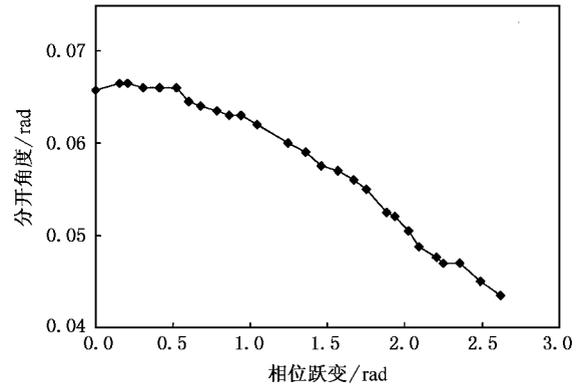


图 3 分开角度和相位跃变的关系

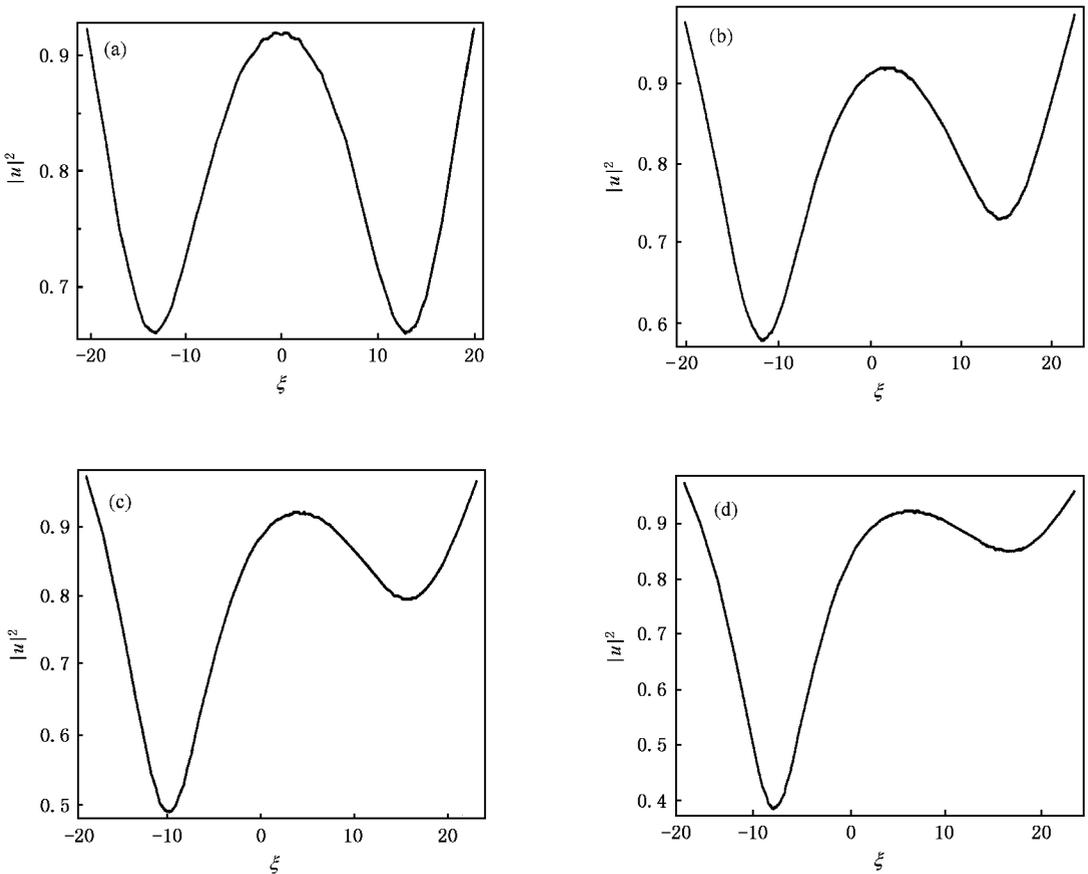


图 4 出射面的光强分布与相位跃变的关系 (a) 零相位跃变 (b) $\frac{\pi}{6}$ 相位跃变 (c) $\frac{\pi}{3}$ 相位跃变 (d) $\frac{\pi}{2}$ 相位跃变

增大而减小.不同的相位跃变,光在中间区域的相干干涉不同.相位跃变(0— π)越小,光在中间区域相干干涉越大,分开角度就越大.相位跃变不为 π 时两束灰条纹分开角度不一样,并且两束灰条纹灰度不同,这与相位跃变为 π 的情况不同,因此可以通过控制相位跃变来控制灰条纹的分开角度和灰度比.

图 4 为出射面的光强分布与相位跃变的关系.由图 4 可以看出,光强分布曲线右侧的峰谷对应的是相位超前一边,此处出射位置随相位跃变基本保持不变,而光强分布曲线左侧的峰谷对应的则是相位滞后一边,这里的出射位置随相位的跃变而改变.

我们的数值模拟结果还显示,由暗条纹分裂成两束灰条纹时,相位超前(0— π)一边的灰条纹与入射光波传播方向 z 轴的夹角(记为 ϕ)基本保持不变(图 5 曲线 a).而相位滞后一边分裂出的灰条纹与 z 轴夹角 ϕ 则随相位跃变而变化(图 5 曲线 b).

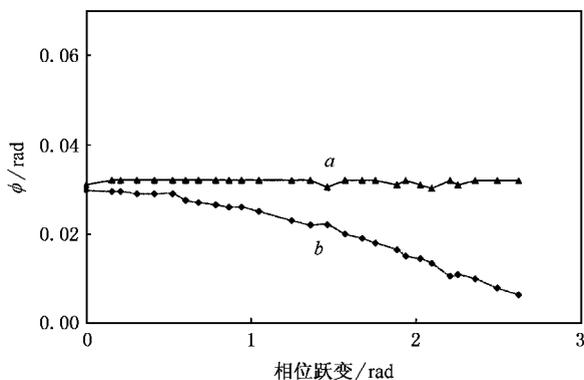


图 5 Y 型分裂灰条纹与 z 轴之间夹角 ϕ 和相位跃变的关系.曲线 a 为相位超前的灰条纹,曲线 b 为相位滞后的灰条纹

3.2. 恒定相位跃变(零相位跃变)不同光强的 Y 型分裂特性

以上的讨论都是在恒定入射光强情况下的 Y 型分裂特性.下面讨论在恒定相位跃变(零相位跃变)下,不同光强对光波演化特性的影响.

数值计算结果表明,零相位跃变时不同光强对应的分开角度基本不变(图 6).Y 型分裂时分开角度对光强不敏感.我们还模拟计算了在其他恒定相位跃变(0— π)不同光强下的分开角度,发现分开角度对不同光强还是基本保持不变.

3.3. 光致异构不敏感的入射高斯光束在暗条纹形成波导中的演化

数值模拟发现,暗条纹在光致异构聚合物中形

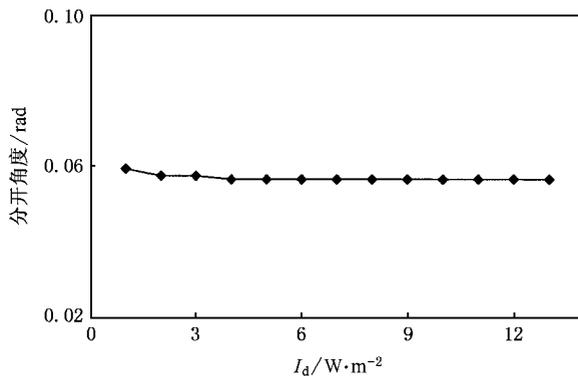


图 6 零相位跃变时分开角度与参数 I_d 之间的关系

成的折射率改变可以引导入射高斯光束(假设该波长的高斯光束在聚合物中传播时不产生光致异构,它所引起的材料折射率的变化可以忽略,下同).图 7 是相位跃变为 π 的暗条纹在光致异构聚合物中形成的折射率改变导向入射高斯光束传播的情况.

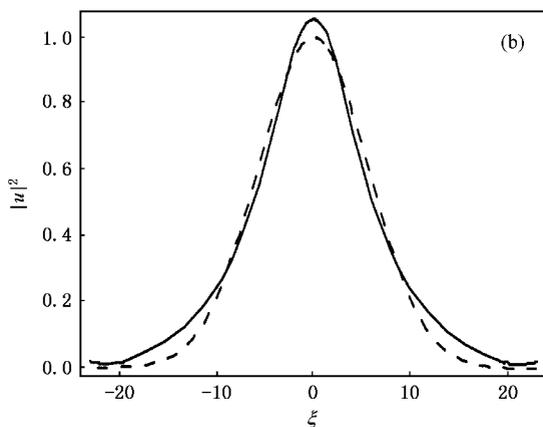
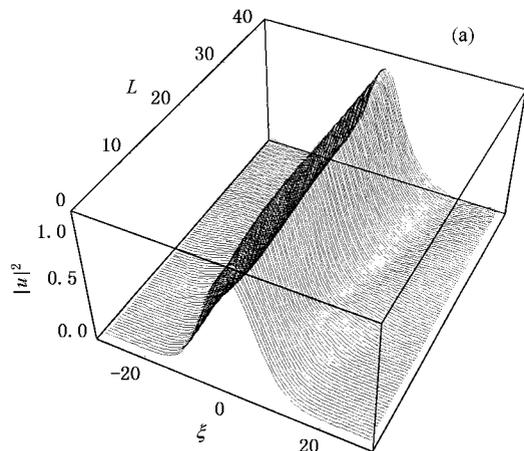


图 7 入射高斯光束在波导中形成的类孤子 (a)入射高斯光束在相位跃变为 π 的暗条纹形成的波导中传播 (b)入射光强分布(虚线)和出射光强分布(实线, $L = 40$)

由图 7 可知,入射高斯光束在暗孤子形成的波导中可以形成类孤子.图 7(a)为入射高斯光束在波导中的演化;图 7(b)为入射光和出射光的光强分布,它们形状有些差异.出射光强半高宽稍微变小,中心附近光强稍微变大.因此,暗孤子在光致异构聚合物中形成的折射率改变可以引导入射高斯光束形

成类孤子.数值模拟还发现:半高宽较小的入射高斯光束不能形成类孤子.因高斯光束半高宽越小,衍射效应就越明显,此时折射率改变效应已不能完全补偿光束衍射,所以不能形成类孤子.图 8 是其他一些相位跃变的暗条纹所形成的折射率改变引导入射高斯光束传播的情况.

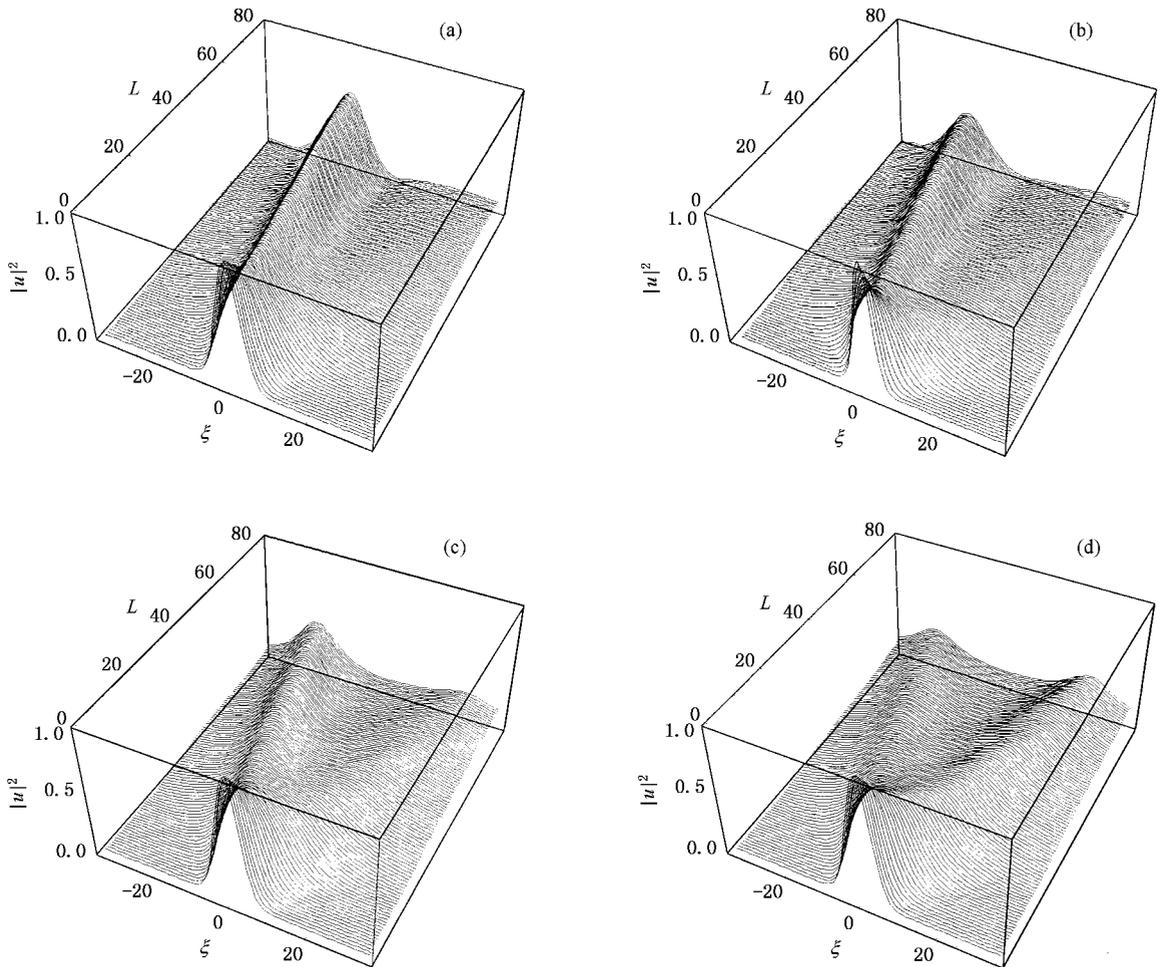


图 8 入射高斯光束在一些相位跃变的暗条纹形成的波导中传播 (a) $\frac{2}{3}\pi$ 相位跃变 (b) $\frac{1}{2}\pi$ 相位跃变 (c) $\frac{1}{4}\pi$ 相位跃变, (d) 零相位跃变

结合图 2 可知,入射高斯光束向着相位滞后 ($0-\pi$) 一边偏转,且光束有向两边分开传播的趋势.相位跃变在 $0-\pi$ 内变大,高斯光束向着相位滞后一边偏转就变得更明显,具有光开关效应.相位跃变较大,相位滞后一边形成的波导折射率改变就相对较小,对自散焦介质而言,相位滞后一边的折射率相对较大,光能大部分被耦合到相位滞后一边.相位跃变较小时,Y 型波导两边的折射率改变相当,两边的折射率比中间更大,光束能量大部分被耦合到两边,光束向两边分开明显.当相位跃变为零时,入射光分成

左右对称的两束光,展宽较为明显.说明暗条纹在聚合物中可以形成光波导,该波导可以引导入射高斯光束,可以形成 Y 型分裂产生分束效应.

4. 结 论

本文采用分步傅里叶法数值模拟了具有暗孤子光强分布的暗条纹在聚合物中的光学 Y 型分裂,表明一束暗条纹可以分裂成两束灰条纹,不同相位跃变 ($0-\pi$) Y 型分裂的分开角度不同.发现相位超前

一边的灰条纹分开角度与相位跃变无关,而相位滞后一边分出来的灰条纹与 z 轴的夹角随相位跃变的增大而减小;Y 型分裂分开角度对光强不敏感.暗条纹在聚合物中传播引起的折射率改变,可以形成光

波导.入射高斯光束在暗孤子形成的波导中可以形成类孤子,其他相位跃变的暗条纹形成的波导可以使入射高斯光束产生 Y 型分裂,具有光开关效应.

- [1] Segev M , Crosignani B , Yariv A *et al* 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 923
- [2] Dure G C Jr , Shultz J L , Salama G *et al* 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 533
- [3] Segev M , Valley G C , Crosignani B *et al* 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211
- [4] Duree G , Morin M , Salama G *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1978
- [5] Chen Z G , Mitchell M , Segev M *et al* 1998 *Science* **280** 889
- [6] Mitchell M , Segev M 1997 *Nature* **387** 880
- [7] She W L , Lee K K , Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
- [8] She W L , Lee K K , Lee W K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2498
- [9] She W L , Lee K K 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 886(in Chinese) [余卫龙、李荣基 2001 物理学报 **50** 886]
- [10] Wang X S , She W L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 573(in Chinese) [王晓生、余卫龙 2002 物理学报 **51** 573]
- [11] Lu Y , Liu S M , Guo R *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 3075(in Chinese) [陆 猗、刘思敏、郭 儒等 2003 物理学报 **52** 3075]
- [12] Lu K Q , Tang T T 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2070(in Chinese) [卢克清、唐天同 1999 物理学报 **48** 2070]
- [13] Stegeman G I , Segev M 1999 *Science* **286** 1518
- [14] Liu J S , Hao Z H 2002 *Chin. Phys.* **11** 254
- [15] Hou C F , Yuan B H , Sun X D *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1969 (in Chinese) [侯春风、袁保红、孙秀冬等 2000 物理学报 **49** 1969]
- [16] Wang X S , He G G , She W L *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **60** 496 (in Chinese) [王晓生、何国岗、余卫龙等 2001 物理学报 **60** 496]
- [17] Hao Z H , Liu J S 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 818(in Chinese) [郝中华、刘劲松 2002 物理学报 **51** 818]
- [18] Wen S J , Fan Z Y 2001 *Chin. Phys.* **10** 1032
- [19] Chen Z G , Asaro M , Ostroverkhova O *et al* 2003 *Opt. Lett.* **28** 2509
- [20] Chen Y Y , Wang Q , Shi J L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1070(in Chinese) [陈园园、王 奇、施解龙 2004 物理学报 **53** 1070]
- [21] Wang X S , She W L , Lee W K 2004 *Opt. Lett.* **29** 277
- [22] Wang X S , She W L 2005 *Opt. Lett.* **30** 863
- [23] Wang X S , She W L 2005 *Phys. Rev. E* **71** 026601
- [24] Natansohn A , Rochon P 2002 *Chem. Rev.* **102** 4139
- [25] Sabi Y , Yamamoto M , Watanabe H *et al* 2001 *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** 1613
- [26] Garzia F , Sibilia C 2001 *IEEE. J. Light. Tech.* **19** 1036
- [27] Wang H C , Wang X S , She W L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2595(in Chinese) [王红成、王晓生、余卫龙 2004 物理学报 **53** 2595]
- [28] Masayuki I , Nakai Y , Sueta T 1982 *Opt. Lett.* **7** 136
- [29] Taya M , Bashaw M , Fejer M M *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 943
- [30] Chen Z G , Mitchell M , Segev M 1996 *Opt. Lett.* **21** 716
- [31] Burak D , Binder R 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1458
- [32] Klotz M , Crosser M , Guo A *et al* 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 1423
- [33] Li J , Huang D X , Zhang X L 2003 *Opt. Tech. Infor.* **16** 9(in Chinese) [李 均、黄德修、张新亮 2003 光电子技术与信息 **16** 9]
- [34] Nikolova L , Markovsky P , Tomava N *et al* 1988 *J. Mod. Opt.* **35** 1789

Y-splitting of dark stripe in photoisomerization polymers^{*}

Li Yang-Gang Wang Xiao-Sheng She Wei-Long[†] Jiang De-Sheng

(State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technology ,Zhongshan University ,Guangzhou 510275 ,China)

(Received 10 January 2005 ; revised manuscript received 16 June 2005)

Abstract

In photoisomerization polymer ,the evolvement and some related properties of the dark stripe ,in which the light field has a phase jump on both sides of the summetrical axis ,are simulated by numerical method .The numerical results show that if the phase jump differs from π ,the incident dark stripe will split into two grey stripes called Y-splitting , and the larger the phase jump(from 0 to π) ,the smaller the Y-splitting . The numerical results also show that the angle between the phase-lead-branch and the direction of incidence is almost a constant for different phase jumps ,while that of the phase-lag-branch varies with the phase jump . The angle between the two branches is unchanged under the condition of the same phase jump and different incident intensity . Besides ,the numerical results also show that the refractive index change induced by Y-splitting in the material can act as a wave-guide ,which leads an incident Gauss beam to form a Y-splitting .

Keywords : photovoltaic spatial soliton ,photoisomerization ,Y-splitting , split-step Fourier method

PACC : 4265S , 4265J , 4270J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 10374121) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province , China(Grant No. 031567).

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