

# 环形光斑激光束在非线性克尔介质中的分束现象\*

苗润才 叶 青 沈常宇 滕晓丽

(陕西师范大学物理学与信息技术学院 西安 710062)

(2001 年 12 月 20 日收到 2002 年 3 月 18 日收到修改稿)

对于非线性克尔介质中的环形斑调制光束,通过数值求解非线性 Schrödinger 方程,发现当入射光强度超过一定值时,光束在传输过程中发生分束现象.对光分束的阈值、光分束与环半径及半宽度的关系、分束光的特点,以及自聚焦焦点上光强度的横向分布与光分束之间的关系进行了详细的讨论.

关键词:环形光斑,克尔介质,非线性传输,光分束

PACC: 0340K, 4260F

## 1. 引 言

自激光问世以后,非线性效应是常见的光学现象.在非线性克尔介质中,介质的折射率与光强度有关.如果传输激光束的功率超过临界功率,将出现许多与自聚焦有关的非线性光学效应,包括自聚焦、丝状聚焦、多焦点等<sup>[1-2]</sup>,同时也会出现其他一些非线性效应,例如非线性折射率的饱和效应<sup>[3]</sup>、非线性吸收<sup>[4]</sup>、非近轴衍射效应等<sup>[5]</sup>.对于纳秒量级的长脉冲光的传输,理论上通常采用稳态近轴模型进行处理,在这种模型中,大多数研究都是把光束看成是圆形高斯光束<sup>[6-9]</sup>.虽然对非圆形高斯光束在介质中的传输问题也有一些研究<sup>[10,11]</sup>,但整体看来,非近轴、非圆形高斯光束的自聚焦远没有近轴圆形高斯光束研究得深入细致.由于光通讯及光纤激光器等领域的飞速发展<sup>[12,13]</sup>,横向空间调制的非高斯光束的传输问题显得越来越重要,获得这类光束的传输规律十分必要.为此我们曾针对环形斑调制光束,考虑介质的非线性克尔效应和衍射效应,采用数值求解非线性 Schrödinger 方程,对这类光束的自聚焦问题进行了详细的研究<sup>[14]</sup>.在解决自聚焦问题的同时,我们发现:当入射光强度超过一定值时,传输光在介质中发生分束现象.本文将研究光分束现象、光分束的阈值、光分束与光束参数之间的关系、分束光的特点,以及自聚焦焦点上光强度的横向分布与光分束之间的关系,并详细报道研究结果.

## 2 基本方程

假定介质中光电场分量的形式为  $E = A(x, y, z) \exp(ikz)$ ,在慢变化包络近似条件下,非线性克尔介质中光束的传播可以用非线性 Schrödinger 方程来描述:

$$-2ik \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{2n_2}{n_0} k^2 |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

式中  $E$  为规范化电场强度,  $A$  为场振幅,与入射光强度的关系为  $I = |A|^2$ ,  $k$  为波矢量,其方向与传播方向  $z$  相同.本文讨论的是环形调制非高斯光束,为了方便起见,横向仅考虑  $x$  方向上的一维情况.非线性介质的折射率满足

$$n = n_0 + n_2 |A|^2, \quad (2)$$

式中  $n_0$  为介质的线性折射率,  $n_2$  为介质的克尔系数.

根据方程(1)可知,我们假设了  $E$  沿  $z$  方向慢变化并且介质是瞬时响应的,仅考虑了  $x$  方向上的衍射效应和介质中的克尔效应,忽略了群速度弥散以及高阶色散效应和高阶衍射效应.假定入射光束为环形调制光束,在一维情况下,入射面上初始光束的横向分布可描述为

$$A(x, 0) = A_0 \left[ \exp \frac{-(x-x_0)^2}{2\omega_0^2} + \exp \frac{-(x+x_0)^2}{2\omega_0^2} \right], \quad (3)$$

\* 国家教育部骨干教师基金(批准号 200065)资助的课题.

式中  $A_0$  为调制光束的幅度,  $x_0$  为常数, 表示环形光斑峰值位置的坐标,  $\omega_0$  为光束强度下降为  $e^{-1}$  时调制光峰值的半宽度, 此处不考虑入射面上光波的初相位. 对方程 (1) 在 (3) 式所示的调制入射光初始条件下进行数值计算. 数值计算根据 Mathematics 4 计算软件, 具体采用 (NDSOLVE) 偏微分方程求解程序, 列出方程 (1) 对应的偏微分方程. 横向边界条件考虑环形光斑的对称性, 纵向边界条件用 (3) 式进行耦合. 传输介质采用  $CS_2$ , 其参数值分别为  $n_0 = 1.62$ ,  $n_2 = 1.3 \times 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{W}$ , 入射光波长  $\lambda = 532 \text{ nm}$ . 进行数值计算时, 可以改变参数  $x_0$ ,  $\omega_0$ ,  $A_0$ . 分别计算各种不同初始条件下光束在介质中的传输情况.

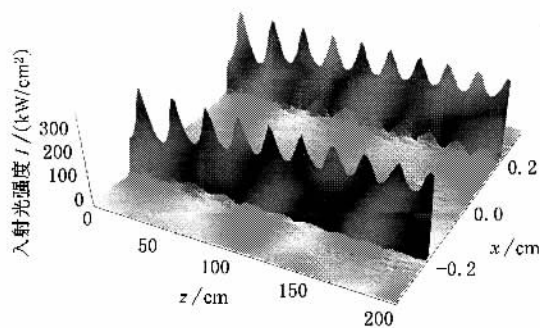
### 3 结果及分析

#### 3.1 光分束现象

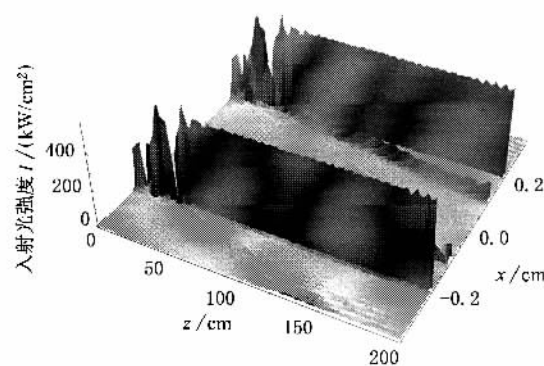
入射光束为环形斑调制光束, 其中  $x_0 = 2 \text{ mm}$ ,  $\omega_0 = 0.1 \text{ mm}$ , 通过改变振幅  $A_0$  来改变入射光的强度, 进而得到不同强度下光束在非线性介质中的传输情况. 图 1 为两种不同强度的入射光在介质中的传输, 其中图 (a) 和 (b) 分别代表入射光强度为  $144.4$  和  $250 \text{ kW/cm}^2$ . 由图 1(a) 可以看出, 当入射光强度为  $144.4 \text{ kW/cm}^2$  时, 环形光束在介质中传输时出现了多级自聚焦, 并且逐渐趋向丝状聚焦. 光束并未发生分裂, 光束的形状仍为环形, 半径基本保持在  $2 \text{ mm}$  附近. 当入射光强度达到  $250 \text{ kW/cm}^2$  时 (图 1(b)), 光束在介质中分别在  $z = 80.5$  和  $305.0 \text{ mm}$  处出现了两个自聚焦焦点, 两个焦点的半高宽分别为  $0.038$  和  $0.040 \text{ mm}$ , 两个焦点上的最大光强度分别为  $833$  和  $860 \text{ kW/cm}^2$ . 在第二个焦点后, 光束出现了分裂, 原光束一分为二, 其中一束沿原方向传输, 另一束光偏向轴心, 二者之间的夹角约为  $\theta = 0.0332^\circ$ . 分束后沿原方向的光束成为丝状聚焦, 光强度和半高宽分别为  $623 \text{ kW/cm}^2$  和  $0.055 \text{ mm}$ . 而偏折光的强度振荡变化, 没有出现自聚焦.

#### 3.2 光束分裂的阈值

从图 1 可以看出, 当入射光强度达到一定值后才出现了光分束效应, 为了寻找环形斑光束分束的强度阈值, 对给定环半径及半宽度的环形斑光束, 改变其入射光强度, 研究光分束与入射光强度之间的关系. 结果发现: 光束在非线性介质中传输时, 有可能发生光分束, 光分束对入射光强度存在一个阈值,



(a) 无分束



(b) 有分束

图 1 环形斑调制光的分束现象

只有超过这个值, 才会出现光分束. 对  $\omega_0 = 0.1 \text{ mm}$ ,  $x_0 = 2 \text{ mm}$  的环形斑光束, 产生分束现象的光强度阈值为  $157.6 \text{ kW/cm}^2$ .

图 2 示出入射光强度和环半径分别为  $I = 250 \text{ kW/cm}^2$ ,  $x_0 = 2 \text{ mm}$  的入射光束在介质中的传输, 它与图 1(b) 所示情况具有相同入射光强度和相同环半径, 但两种情况的半宽度不同, 图 1(b) 中  $\omega_0 = 0.1 \text{ mm}$ , 而图 2 中  $\omega_0 = 0.2 \text{ mm}$ . 对比二者可以看出: 图 2 中虽然有自聚焦效应, 但没有出现光束分裂现象. 图 1(b) 中既有自聚焦效应, 又有光束分裂效应. 两图所对应的入射光束参数中, 除了半宽度不同外, 其他参数均相同, 这说明光束分裂的阈值与半宽度有关. 对相同的环半径、半宽度大的光束, 出现光束分裂的强度阈值大.

#### 3.3 不同入射强度下的光分束

对于给定半径和半宽度的环形光束, 当入射光强度超过阈值时, 光束在介质中传输将出现分束现象. 当入射光强度超过阈值后, 对于不同的入射强度, 光分束的方式、分裂程度随入射光强度如何变化呢? 本文对此也进行了研究, 结果如图 3 所示, 其

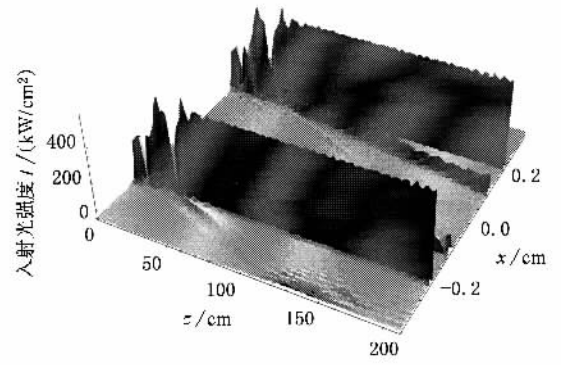
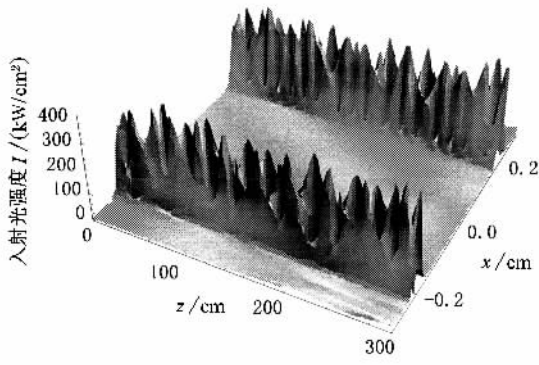
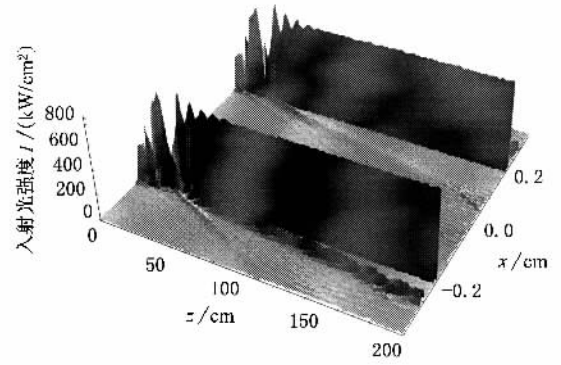


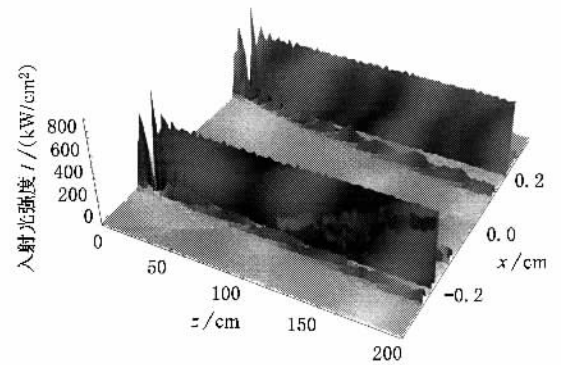
图 2 环形斑调制光束的传输  $I = 250\text{kW/cm}^2$ ;  $x_0 = 2\text{mm}$ ;  $\omega_0 = 0.2\text{mm}$

(a)  $I = 250\text{kW/cm}^2$

中图 (a) (b) 和 (c) 分别代表入射光强度为 250, 302 和  $360\text{kW/cm}^2$  环半径和半宽度均为 2 和 0.1mm 的入射光束. 当入射光强度为  $250\text{kW/cm}^2$  时, 光束出现了分裂, 光束一分为二, 其中一束沿原方向传输, 另一束偏向轴心, 二者之间的夹角为  $0.0332^\circ$  (图 3 (a)). 当入射光强度增加到  $302\text{kW/cm}^2$  时, 光束在介质中出现了两个自聚焦点, 其焦距分别为 72.0 和 243.0mm, 两个焦点的半高宽均为 0.04mm, 而第一个焦点的中心强度小于第二个焦点的. 从第二个焦点后光束出现了分裂, 不过此时光束一分为三, 其中一束沿原方向传输, 一束偏向轴心, 最后一束远离轴心, 分别定义偏向轴心的光束与原方向之间的夹角和远离轴心的光束与原方向之间的夹角为  $\theta_1$  和  $\theta_2$ .  $\theta_1 = 0.0524^\circ$ ,  $\theta_2 = 0.0222^\circ$ . 由图可以看出: 当入射光强度为  $302\text{kW/cm}^2$  时, 偏向轴心光束的强度非常小, 而此时出现了远离轴心的光束, 且这一束光的强度与偏向轴心的光束的强度相比要强得多. 就两种情况下偏向轴心的光束与原光束的夹角对比, 后一种情况要大于前一种. 当入射光强度为  $360\text{kW/cm}^2$  时, 环形光束的自聚焦只出现了一个焦点, 在焦点之后, 光束分裂, 且一分为三, 一束沿原方向, 这一束在环半径上成为丝状聚焦, 另外两束分别偏向轴心和远离轴心, 其夹角分别为  $\theta_1 = 0.0309^\circ$  和  $\theta_2 = 0.0159^\circ$ . 对比三种情况, 都出现了光束的分裂, 沿原方向上的光束均有自聚焦效应, 且为丝状聚焦, 而分束光均无自聚焦效应; 几种条件下, 光束分裂均在自聚焦点以后产生, 但前两种是在第二个焦点以后产生分束, 而后一种是从第一个焦点后分束.



(b)  $I = 302\text{kW/cm}^2$



(c)  $I = 360\text{kW/cm}^2$

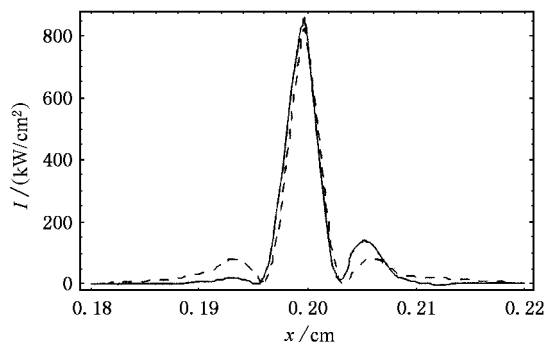
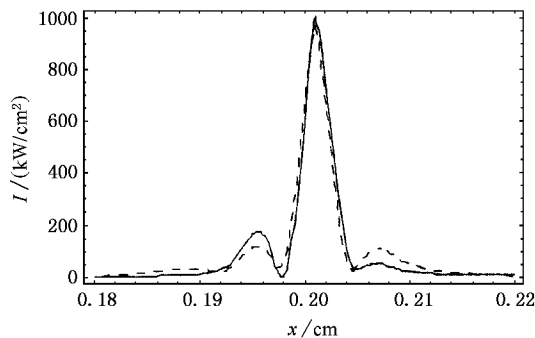
图 3 不同入射光强度  $I$  下的光分束

### 3.4 光束分裂与焦斑强度横向分布的对称性

对于半径及半宽度给定的环形斑光束, 当入射

光强度超过一定值后, 光束在介质中传输时出现分束. 入射光束的强度不同, 光分束的特点不同. 例如当入射光强度为  $250\text{kW/cm}^2$  时, 分束光偏向轴心, 而当入射光强度为  $302\text{kW/cm}^2$  时, 强度较强的分束光远离轴心, 光束均由第二个自聚焦点开始分裂. 为了了解光分束的机理, 我们计算了两个焦点上入射光强度的横向分布, 并进行对比, 结果如图 4 所示.

由图 4 可以看出:两种入射光强度下,第一个自聚焦点上光强度横向分布具有对称结构,环半径上对应中央亮斑,中央亮斑周围有次级亮纹,当入射光强度为  $250\text{kW}/\text{cm}^2$  时,次级亮纹的光强度最大值为  $83.7\text{kW}/\text{cm}^2$ . 当入射光强度为  $302\text{kW}/\text{cm}^2$  时,次级亮纹的光强度最大值为  $137\text{kW}/\text{cm}^2$ ,亮纹对称地分布在中央亮斑两侧.由第二个焦点开始,光束出现了分裂.第二个焦点光强度横向分布(实线)的对称性已经消失,不仅中央亮斑分布没有对称性,而且两侧的次级亮纹也没有对称性.当入射光强度为  $250\text{kW}/\text{cm}^2$  时,次级亮纹的光强度最大值分别为  $144$  和  $30\text{kW}/\text{cm}^2$ ,光强度大的次级亮纹位于环外侧.当入射光强度为  $302\text{kW}/\text{cm}^2$  时,次级亮纹的光强度最大值分别为  $181$  和  $65\text{kW}/\text{cm}^2$ ,光强度大的次级亮纹位于环内侧.对应上述两种条件,前者是分束光偏向轴心,而后者是分束光远离轴心,次级亮纹在光束偏折方向的异侧都较强.当分束光偏向轴心时,在环半径的外侧发现较强的次级亮纹;而当分束光远离轴心时,在环内侧发现较强的次级亮纹.

(a)  $I = 250\text{kW}/\text{cm}^2$ (b)  $I = 302\text{kW}/\text{cm}^2$ 图 4 焦点上入射光强度  $I$  的横向分布

## 4 机理分析

在稳态近似条件下,非线性介质中光传输满足方程(1)所描述的规律.在该方程中仅考虑了光束的衍射效应和克尔效应.衍射效应使光束发散,克尔效应使光束汇聚.在传输过程中两种效应相互竞争,只有当克尔效应大于衍射效应时才能出现光束的自聚焦.3.2节中讨论的自聚焦阈值,正好对应这两种效应相等时的入射光功率.当入射光功率超过阈值后,光束在介质中产生自聚焦,自聚焦的结果使光斑变小.由图 1 可见,焦斑半宽度比入射光半宽度小一个数量级.当光斑变小后,光束传输时横向受限增大,因而衍射效应增大.衍射效应又使得光束发散角增大,光束再继续传输时光斑又增大,光束横向受限减小,这样又使衍射效应减小.所以在光传输过程中,衍射效应的大小随传输距离振荡变化.在焦斑位置上衍射最大.衍射效应中可以产生高阶亮纹,光斑越小,衍射效应越明显.从这个角度分析,分束光应该是衍射场中的高阶亮纹.它最容易由光斑最小的位置处发生.图 1 和图 3 的结果也正好表明了分束光是由光束半径最小的焦斑上发生的.一般情况下,零级亮纹的光强度远大于高级亮纹.说明原光束强度远大于分束光的强度,这一点也与图 1 和图 3 的结果完全符合.由图 4 可以看出,光强度横向分布对称性消失,且次级亮纹均在分束光传输方向的异侧.当介质的折射率非均匀分布时,光传输会发生偏折现象,且向折射率大的方向偏折.根据克尔效应,光强度越大,折射率越大,由图 4 可见,零级亮纹上光强度最大,因而其折射率也最大.这样,分束光会向这个方向偏折.由于这个原因,造成了图 4 所示的次级亮纹在分束光传输方向的异侧.

## 5. 结 论

同时考虑介质的非线性克尔效应和衍射效应,通过数值求解非线性 Schrödinger 方程,讨论了环形斑调制光束在非线性克尔介质中的传输.得到:

1. 当入射光功率超过一定值时,环形斑调制光束在介质中传输出现分束现象.当入射光强度为  $250\text{kW}/\text{cm}^2$  时,环半径为  $2\text{mm}$ 、半宽度为  $0.1\text{mm}$  的光束在第二个焦点开始出现了分裂,原光束一分为二,其中一束沿原方向传输,另一束光偏向轴心,分束后

沿原方向的光束成为丝状聚焦,而分束光强度虽然振荡变化,但无自聚焦效应。

2. 光束在非线性介质中传输时,有可能发生光分束,光分束对入射光强度存在一个阈值,只有超过这个值,才会出现光分束.对半宽度为 0.1mm、环半径为 2mm 的环形光束,产生分束现象的强度阈值为  $157.6\text{kW}/\text{cm}^2$ .光分束阈值与半高宽有关.对相同的环半径和半宽度大的光束,出现光束分裂的强度阈值大。

3. 当入射光强度超过阈值后,光束传输过程中出现分束现象.分束的方式、分裂程度与入射光强度有关.入射光强度较小时,光束一分为二,其中一束沿原方向传输,另一束偏向轴心,二者之间有一定的夹角.入射光强度较大时,光束一分为三,其中一束

沿原方向传输,一束偏向轴心,最后一束远离轴心.沿原方向上的光束均有自聚焦效应,且为丝状聚焦,而分束光均无自聚焦效应.光束分裂均在自聚焦焦点以后产生,但分束光的强度、光束间的夹角、从第几个焦点开始分束,都与入射光强度有关。

4. 光分束与自聚焦焦点的光强度横向分布有关.对于不发生分束的焦点,焦点上光强度横向分布具有对称结构,在中心亮斑周围有次级亮纹,亮纹对称地分布在中央亮斑两侧,而对发生分束的焦点,其光强度横向分布的对称性消失,不仅中央亮斑分布没有对称性,而且两侧的次级亮纹也没有对称性,在光强度较强的分束光偏折方向的异侧次级亮纹较强。

- [ 1 ] Chiao R Y , Garmire E and Townes C H 1964 *Phys. Rev. Lett.* **13** 479
- [ 2 ] Marburger J H 1975 *Prog. Quantum Electron.* **4** 35
- [ 3 ] Dawes E L and Marrger J H 1969 *Phys. Rev.* **179** 862
- [ 4 ] Dyshko A L ,Lugovi V N and Prokhorov A M 1972 *Sov. Phys. JETP* **34** 1235
- [ 5 ] Fibich G 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4356
- [ 6 ] Wagner W G , Hans H A and Marburger J H 1968 *Phys. Rev.* **175** 256
- [ 7 ] Anderson D 1983 *Phys. Rev. A* **27** 3135
- [ 8 ] Kruglov V I and Valsov R A 1985 *Phys. Lett. A* **111** 401
- [ 9 ] Karlsson M , Anderson D and Desaix M 1992 *Opt. Lett.* **17** 22

- [ 10 ] Cornolti F , Luechesi M and Zamboni B 1990 *Opt. Commun.* **75** 129
- [ 11 ] Singh T , Saini N S and Kaul S S 2000 *Pramana J. Phys.* **55** 423
- [ 12 ] Wang L , Yu J L , Ma X H , Yang E Z , Zhang Y M , Chen C H , Huang C and Li S C 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 876 [ in Chinese ] 王林、于晋龙、马晓红、杨恩泽、张以谟、陈才和、黄超、李世忱 1999 物理学报 **48** 876 ]
- [ 13 ] Yan Z Y and Zhang H Q 1999 *Acta Phys. Sin. (Overseas Edition)* **8** 889
- [ 14 ] Miao R C , Shen C Y , Ye Q and Teng X L *Acta Phot. Sin.* ( to be published ) [ in Chinese ] 苗润才、沈常宇、叶青、滕晓丽 光子学报 待发表 ]

# Splitting effect of circular spot laser beam in a Kerr medium<sup>\*</sup>

Miao Run-Cai Ye Qing Shen Chang-Yu Teng Xiao-Li

( *College of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China* )

( Received 20 December 2001 ; revised manuscript received 18 March 2002 )

## Abstract

The transmission of circular spot laser beam in a Kerr-medium is investigated by solving the nonlinear Schrödinger equation numerically. The beam splitting and splitting variation are observed in the transmission process if the laser beam power is above a certain value. The threshold power is related with the radius and half width of the circular spot. It is also discovered that the beam splitting depends upon the intensity distribution at the focus point in the vertical direction.

**Keywords** : circular spot laser beam , Kerr-medium , nonlinear transmission , beam splitting

**PACC** : 0340K , 4260F

---

<sup>\*</sup> Project supported by the Foundation for University Key Teachers by the Ministry of Education ,China( Grant No.200065 ).