第 56 卷 第 3 期 2007 年 3 月
1000-3290/2007/56(03)/1379-06

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.56,No.3,March,2007

有偏压光折变晶体中的高斯孤子*

陈守满[1)2)†] 石顺祥[1)] 董洪舟[1)]

1)(西安电子科技大学技术物理学院,西安 710071)

2)(安康学院光电子技术研究室,安康 725000)

(2006 年 6 月 17 日收到;2006 年 7 月 21 日收到修改稿)

利用变分方法求解了小光强光折变非线性薛定谔方程,得到了高斯光束在外加正偏压光折变晶体中的演化特性,以及高斯光束宽度压缩与展宽的动态振荡规律,给出了高斯光束的宽度、振幅和波前曲率的表达式,研究了势函数与光束宽度的关系.结果表明,小光强高斯光束在正偏压光折变晶体中传播时,其宽度和振幅将经历周期地变化或者展宽发散,在一定条件下高斯光束在晶体中可以形状不变地传播,形成"高斯孤子",这些特性在工程实践中具有很高的实用价值.

关键词:高斯孤子,高斯光束,变分方法,光折变非线性方程

PACC:4265,0340K

1. 引 言

对描述物理系统的非线性薛定谔方程的研究一直是热门课题[1—17],利用逆散射法[1,2]、Bäcklund 变换法[2—4]和齐次平衡法[2,4,5]等可以得到一些非线性薛定谔方程的解析解,绝大部分非线性薛定谔方程只能利用有限差分法、光束传播法和分步傅里叶变换法[1,2]等方法进行数值求解,进而研究满足方程的解随空间或时间变化的演化规律.对于光折变非线性光学系统中非线性薛定谔方程的研究,文献[6]给出利用逆散射法得到的小光强入射时的双曲正割解,文献[7—10]用数值方法研究了孤子的演化,文献[11,12]用数值的方法给出了高斯光束在晶体中的演化.文献[11,12]的结果表明,对于给定的晶体和高斯光束,选择适当的外加电场,能使此高斯光束演化成稳定的亮孤子.如果外加电场不合适,高斯光束在传播过程中就呈现出周期性的压缩和展宽现象.对于给定的与晶体参量匹配的高斯光束,晶体的扩散效应会引起高斯光束孤波演化的自偏转.

变分方法是解决复杂物理问题的有力工具,文献[13—15]证明了变分方法求解非线性方程是很有用的.本文利用变分法求解了小光强高斯光束在光折变晶体中演化的非线性薛定谔方程,给出了表征高斯光束的主要参数(复振幅、宽度和波前曲率)的表达式,研究了光束宽度、最大振幅以及波前曲率的变化规律,定性地分析了光束在光折变晶体中传播时衍射发散效应和非线性自聚焦效应动态相互作用的物理过程.结果表明,小光强高斯光束在正偏压光折变晶体中传播时,高斯光束的宽度和振幅将经历周期地变化,或者展宽发散,其振幅与宽度的平方根成反比,在一定条件下,高斯光束也可以在晶体中形状不变稳定地传播,形成"高斯孤子".这些特性在工程实践中具有很高的实用价值.

2. 非线性方程及其孤波解

在外加正偏压的光折变晶体这类非线性光学系统中,当相对光强 $|u|^2 \ll 1$ 时,光波归一化演化方程可以简化成[6]

$$\mathrm{i}u_{\xi} + \frac{1}{2}u_{ss} - \beta u + \beta|u|^2 u = 0, \tag{1}$$

其中,β 为晶体外加电场参数,下标 ξ,s 分别表示对纵向(传播维)和横向(衍射维)归一化坐标的微分.

文献[6]给出了用逆散射法得到的双曲正割孤波解,其表达式为

$$u = r_0 \operatorname{sech}(r_0\sqrt{\beta}s)\exp[\mathrm{i}\beta(r_0^2/2 - 1)\xi], \tag{2}$$

* 陕西省教育厅专项基金(批准号:04JK309)资助的课题.

† 通讯联系人.E-mail:chenshouman@sohu.com

其中，$r_0=\sqrt{I(0)/I_d}$ 为光束中心光强与暗辐射强度之比. 也就是说，对于外加电场参数为 β 的光折变晶体这类非线性光学系统中，如果用(2)式的孤波入射，该入射光束会形状不变地传播. 通常激光器产生的是高斯光束，那么对高斯光束入射到上述系统中的研究具有重要意义. 下面就来研究高斯光束在这样系统中的演化.

3. 非线性方程的高斯型解

假设方程(1)具有高斯型解，其表达式为

$$u(s,\xi)=r(\xi)\exp\left[-\frac{s^2}{2\sigma^2(\xi)}+\mathrm{i}w(\xi)s^2\right],\qquad(3)$$

其中 $r(\xi)$ 为高斯光束的复振幅，$\sigma(\xi)$ 为光束宽度，$w(\xi)$ 为光束的波前曲率.

通过构造欧拉-拉格朗日方程把(1)式表达为一个变分问题

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\frac{\partial L}{\partial X_\xi}\right)+\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\partial L}{\partial X_s}\right)-\frac{\partial L}{\partial X}=0,\qquad(4)$$

式中的 X 代表 u 或 u^*，上标 $*$ 表示复共轭，下标 ξ 和 s 表示与该变量有关的微分，其中拉格朗日密度由

$$L=\frac{\mathrm{i}}{2}\left(u\frac{\partial u^*}{\partial\xi}-u^*\frac{\partial u}{\partial\xi}\right)+\frac{1}{2}\left|\frac{\partial u}{\partial s}\right|^2+\beta|u|^2-\frac{\beta}{2}|u|^4\qquad(5)$$

给出. 若取 $X=u^*$ 方程(4)就变成(1)式. 对(5)式施行变分

$$\delta\iint L\mathrm{d}s\mathrm{d}\xi=0.\qquad(6)$$

把(3)式代入(5)式中并积分

$$\begin{aligned}\langle L\rangle&=\int_{-\infty}^{\infty}L\mathrm{d}s\\&=\frac{\sqrt{\pi}}{2}\Big\{\mathrm{i}\sigma\left[r\frac{\mathrm{d}r^*}{\mathrm{d}\xi}-r^*\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\xi}\right]+|r|^2\sigma^3\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}\xi}\\&\quad-\frac{\sqrt{2}}{2}\beta|r|^4\sigma+2\beta|r|^2\sigma\\&\quad+\frac{|r|^2}{2\sigma}(1+4w^2\sigma^4)\Big\}.\end{aligned}\qquad(7)$$

利用(6)式分别对高斯光束参数求变分得到

$$\begin{aligned}&\frac{\delta\langle L\rangle}{\delta r^*}=0\Rightarrow\\&\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\xi}(\mathrm{i}\sigma r)=-\mathrm{i}\sigma\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\xi}+r\sigma^3\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}\xi}-\sqrt{2}\beta|r|^2r\sigma\\&\qquad+2\beta r\sigma+\frac{r}{2\sigma}(1+4w^2\sigma^4),\end{aligned}\qquad(8)$$

$$\begin{aligned}&\frac{\delta\langle L\rangle}{\delta r}=0\Rightarrow\\&\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\xi}(-\mathrm{i}\sigma r^*)\\&=\mathrm{i}\sigma\frac{\mathrm{d}r^*}{\mathrm{d}\xi}+r^*\sigma^3\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}\xi}-\sqrt{2}\beta|r|^2r^*\sigma\\&\quad+2\beta r^*\sigma+\frac{r^*}{2\sigma}(1+4w^2\sigma^4),\end{aligned}\qquad(9)$$

$$\begin{aligned}&\frac{\delta\langle L\rangle}{\delta\sigma}=0\Rightarrow\\&\mathrm{i}\left[r\frac{\mathrm{d}r^*}{\mathrm{d}\xi}-r^*\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\xi}\right]+3|r|^2\sigma^2\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}\xi}\\&-\frac{\sqrt{2}}{2}\beta|r|^4+2\beta|r|^2+\frac{|r|^2}{2\sigma^2}\\&\times(12w^2\sigma^4-1)=0,\end{aligned}\qquad(10)$$

$$\frac{\delta\langle L\rangle}{\delta w}=0\Rightarrow\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\xi}(|r|^2\sigma^3)=4|r|^2w\sigma^3.\qquad(11)$$

(8)式两边乘以 r^* 和(9)式两边乘以 r 后再相加和相减得到

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\xi}(\sigma|r|^2)=0,\qquad(12)$$

$$\begin{aligned}&-\mathrm{i}\left[r\frac{\mathrm{d}r^*}{\mathrm{d}\xi}-r^*\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\xi}\right]\\&=|r|^2\sigma^2\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}\xi}-\sqrt{2}\beta|r|^4+2\beta|r|^2\\&\quad+\frac{|r|^2}{2\sigma^2}(1+4w^2\sigma^4).\end{aligned}\qquad(13)$$

由(12)式得到

$$\sigma(\xi)|r(\xi)|^2=\mathrm{const}=\sigma_0|r_0|^2.\qquad(14)$$

由(11),(14)式得到

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\xi}=2w\sigma.\qquad(15)$$

用(10)式减去(13)式得到

$$\sigma^2\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}\xi}+\frac{\sqrt{2}}{4}\beta|r|^2+2w^2\sigma^2-\frac{1}{2\sigma^2}=0.\qquad(16)$$

把(15)式代入(16)式中得到

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\xi^2}=\frac{1}{\sigma^3}-\frac{\sqrt{2}}{2\sigma}\beta|r|^2.\qquad(17)$$

利用(14)式消去(17)式中的 $|r|^2$ 并积分一次得到

$$\begin{aligned}\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\xi}\right)^2&=-\frac{1}{\sigma^2}+\frac{\sqrt{2}\beta\sigma_0|r_0|^2}{\sigma}+C\\&=P(\sigma).\end{aligned}\qquad(18)$$

上式中 C 为积分常数，由初始条件确定. 把 $P(\sigma)$ 定义为势函数，显然要求 $P(\sigma)\geqslant0$. 如果光束初始条件为 $\sigma(0)=\sigma_0$，$\left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\xi}\right|_{\xi=0}=0$，那么 $C=\frac{1}{\sigma_0^2}-$

$\sqrt{2}\beta|r_0|^2$，则(18)式变为

$$\pm\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\xi}=\sqrt{P(\sigma)}$$
$$=\frac{\sqrt{(1-\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2)\sigma^2+\sqrt{2}\beta\sigma_0^3|r_0|^2\sigma-\sigma_0^2}}{\sigma_0\sigma}.\tag{19}$$

如果求出了宽度 $\sigma(\xi)$ 的表达式利用(15)式可以得到波前曲率 $w(\xi)$ 的表达式，即

$$w(\xi)=\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}\ln[\sigma(\xi)]}{\mathrm{d}\xi}.\tag{20}$$

设高斯光束的复振幅 $r(\xi)=|r(\xi)|\exp[\mathrm{i}\phi(\xi)]$，其中 $\phi(\xi)$ 为复振幅的相位，利用(13)，(14)和(17)式得到

$$|r(\xi)|=\sqrt{\frac{\sigma_0|r_0|^2}{\sigma(\xi)}},\tag{21}$$

$$\frac{\mathrm{d}\phi(\xi)}{\mathrm{d}\xi}=-\frac{1}{2\sigma^2(\xi)}+\frac{5\sqrt{2}\beta\sigma_0|r_0|^2}{8\sigma(\xi)}-\beta.\tag{22}$$

由(21)，(22)式看出，高斯光束的振幅与其宽度的平方根成反比，复振幅的相位与光束的宽度以及晶体外加电场大小有关.

4. 高斯光束的动态宽度

通过分析，如果方程 $P(\sigma)=0$ 有两个正零值点，即 $\sigma_1=\dfrac{\sigma}{\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2-1}$ 和 $\sigma_2=\sigma_0$，很显然 $\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2>1$，若要保证 $P(\sigma)\geqslant 0$，即要求 σ 取 $\dfrac{\sigma_0}{\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2-1}$ 与 σ_0 之间的值.

4.1. 高斯孤子

当 $\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2=2$ 时，有 $P(\sigma)\equiv 0$，此时 $\sigma=\sigma_1=\sigma_2=\sigma_0=[\sqrt{2}/(\beta|r_0|^2)]^{1/2}$，表示高斯光束的宽度保持不变，由(21)式可知其振幅也保持不变，此时在晶体中维持"高斯孤子". 也就是说，对于给定的光折变晶体系统(给定 β)，振幅为 $|r_0|$ 的高斯光束入射到该系统中，如果入射光束的宽度为

$$\sigma_0=[\sqrt{2}/(\beta|r_0|^2)]^{1/2}$$

时，该光束就会在晶体中形状不变地传播. 反过来，对于一束确定的高斯光束(已知 $|r_0|$ 和 σ_0)，可以通过调整外加电场参数，使得

$$\beta=\sqrt{2}/(\sigma_0^2|r_0|^2),$$

则该高斯光束在晶体中就可以形状不变地传播.

对于 $P(\sigma)\equiv 0$ 的情形，利用(20)，(21)和(22)式可得到 $|r(\xi)|=|r_0|=r_0$，$w(\xi)=0$，$\phi(\xi)=\dfrac{3\sqrt{2}\beta|r_0|^2\xi}{8}=-\beta\xi+\phi_0$，则解为

$$u(s,\xi)=r_0\exp\left(-\frac{\sqrt{2}\beta r_0^2s^2}{4}\right)\times\exp\left[\mathrm{i}\left(\frac{3\sqrt{2}\beta r_0^2\xi}{8}-\beta\xi+\phi_0\right)\right].\tag{23}$$

上式表明，在一定的条件下，小光强高斯光束在晶体中传播时其强度包络的振幅和宽度保持不变，我们称为"高斯孤子". 该"高斯孤子"的归一化场、强度包络与双曲正割孤子归一化场、强度包络的比较如图 1 所示. 从图 1 可以看出，高斯孤子的半峰全宽(FWHM)略大于双曲正割孤子的半峰全宽，它们的归一化场包络曲线包围的面积比约为 0.949，归一化强度包络曲线包围的面积比约为 1.054. 图 2 给出了用光束传输方法，将(23)式作初始输入条件，数值

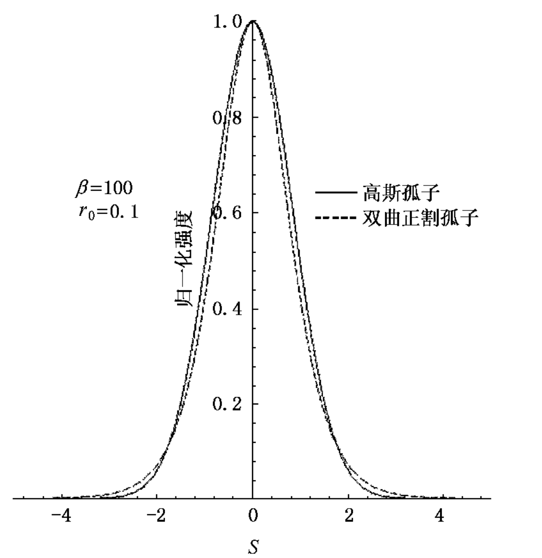


图 1　变分法得到的"高斯孤子"与双曲正割确切解的比较

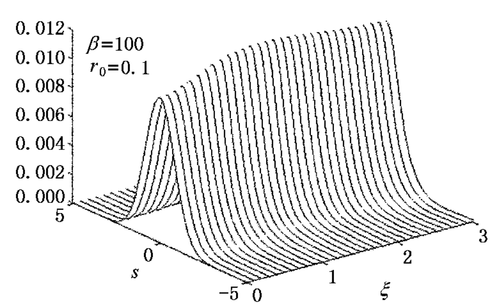


图 2　"高斯孤子"在晶体中的演化

给出这种‘高斯孤子’的在晶体中的演化,从演化结果看出,该‘高斯孤子’要经历一个过程才形成形状基本不变稳定地传播的光束(略有震荡).图1和图2表明,用变分法得到的近似解(即‘高斯孤子’)与(2)式表示的双曲正割确切解是比较符合的.当然,“高斯孤子’要更准确地与双曲正割确切孤子符合,还需要作进一步修正.从双曲正割孤子无量纲的强度的半峰全宽 $\mathrm{FWHM}\approx1.76/(r\sqrt{\beta})$ 和‘高斯孤子’无量纲的强度的半峰全宽 $\mathrm{FWHM}\approx1.98/(r\sqrt{\beta})$ 关系中很容易找到近似修正因子,即将高斯孤子的场宽度压缩到原来的8/9,修正后的‘高斯孤子’与文献[11]中的数据符合比较好.更准确的修正因子有待进一步研究.

4.2. 高斯光束的演化

对于其他情形,势函数 $P(\sigma)$ 与 σ 的定性关系如图3所示.

当 $0<\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2<1$ 时,$\sigma_1<0$,对应的 $P(\sigma)$ 与 σ 的关系如图3(a)所示,此时光束逐渐被展宽直到发散.

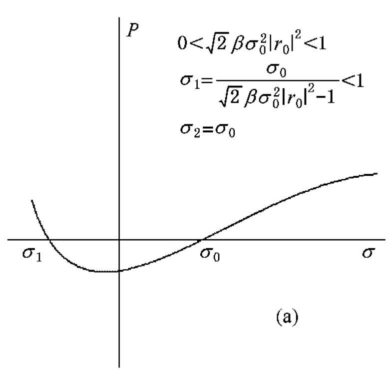
当 $\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2=1$ 时,$P(\sigma)$ 只有一个零值点,此时光束也逐渐被展宽直到发散.

当 $\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2>1$,且 $\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2\neq2$ 时,如图3(b)所示.当 $1<\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2<2$ 时,$\sigma_2<\sigma_1$,初始时非线性自聚焦作用小于衍射发散作用,光束被展宽,当光束展宽到最大宽度 σ_1 时,在非线性的作用下停止展宽,紧接着把光束压缩到初始宽度 σ_0,因此光束宽度在 σ_0 和 σ_1 之间振荡.当 $\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2>2$ 时,$\sigma_2>\sigma_1$,初始时非线性自聚焦作用大于衍射发散作用,光束被压缩.当光束被压缩到最小宽度 σ_1 时,在衍射发散作用下停止压缩,紧接着把光束展宽到初始宽度 σ_0,光束宽度也是在 σ_0 和 σ_1 之间振荡.

对(19)式积分得到

$$\pm\frac{\xi}{\sigma_0}+\xi_0=-\frac{\sqrt{-a\sigma^2(\xi)+b\sigma(\xi)-\sigma_0^2}}{a}+\frac{b}{2a^{3/2}}\arcsin\left(\frac{2a\sigma(\xi)-b}{\sqrt{b^2-4a\sigma_0^2}}\right),\quad(24)$$

其中 $a=\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2-1$,$b=\sqrt{2}\beta\sigma_0^3|r_0|^2$,积分常数 $\xi_0=\frac{b}{2a^{3/2}}\frac{\pi}{2}$.上式中的‘±’,取正号时光束处于展宽半振荡周期,取负号时光束处于被压缩半振荡周期.图4分别给出了 $1<\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2<2$ 和 $\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2>2$ 两种情况下的光束宽度随着传播距离变化的关系,从图中结果看出光束宽度在 σ_0 和 σ_1 之间振荡,与前述定性分析和文献[11]数值模拟结果一致.



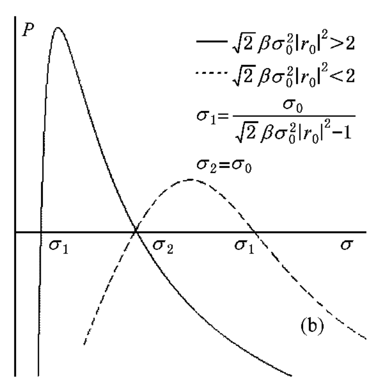


图3 $P(\sigma)$ 与 σ 的定性关系 (a) 对应 $0<\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2<1$ 的情况;(b) 对应 $\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2>1$ 的情况

把 $\sigma_1=\frac{\sigma_0}{\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2-1}$ 和 $\sigma_2=\sigma_0$ 代入(24)式得到振荡周期

$$T_\xi=\frac{b\sigma_0\pi}{a^{3/2}}=\frac{\sqrt{2}\beta\sigma_0^4|r_0|^2\pi}{(\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2-1)\sqrt{\sqrt{2}\beta\sigma_0^2|r_0|^2-1}}.\quad(25)$$

5. 结 论

本文利用变分法研究小光强高斯光束在外加正偏压光折变晶体中演化,给出了表征高斯光束主要参数(光束宽度,振幅和波前曲率)的解析表达式,定性地分析了势函数与光束宽度的关系,描述了衍射

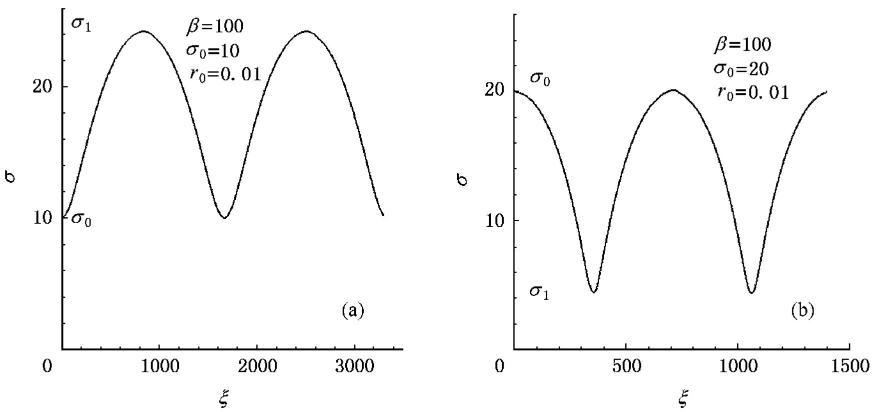


图 4　光束宽度与传播距离的关系（图中坐标为归一化坐标）　(a)对应 $1<\sqrt{2}\beta\sigma_0^2\,|\,r_0\,|^2<2$，先展宽后压缩；(b)对应 $\sqrt{2}\beta\sigma_0^2\,|\,r_0\,|^2>2$，先压缩后展宽

发散效应与非线性自聚焦效应的动态平衡过程. 研究表明，高斯光束在正偏压光折变晶体中传播时，其宽度和振幅将经历周期地变化或者展宽发散，选择合适的初始条件就可以在光折变晶体中维持"高斯孤子". 利用宽度和振幅周期地变化特性可以对高斯光束进行整形. 调整光束参数或者改变晶体外加电场可以在晶体中形成高斯孤子，在工程实践中具有很高的实用价值.

[1] Agrawal G P，Jia D F，Yu Z H (Trans) 2002 *Nonliner Fiber Optics & Applications of Nonlinear Fiber Optics* (Beijing: Electronics Industry Press)，33—37，94—95 [Agrawal G P 著，贾东方、余震虹 (译) 2002 非线性光纤光学原理及应用 (北京：电子工业出版社) 33—37，94—95]

[2] Chen L J，Liang C H 1997 *Theories and Applications of Solitons* (Xi'an: Xidian University Press) 15—61，83—85 (in Chinese) [陈陆君、梁昌洪 1997 孤立子理论及应用 (西安：西安电子科技大学出版社) 15—61，83—85]

[3] Zhang J F，Xu C Z，He B G 2004 *Acta Phys*. *Sin*. **53** 3652 (in Chinese) [张解放、徐昌智、何宝钢 2004 物理学报 **53** 3652]

[4] Fan E G 2000 *Acta Phys*. *Sin*. **49** 1409 (in Chinese) [范恩贵 2000 物理学报 **49** 1409]

[5] Fan E G，Zhang H Q 1998 *Acta Phys*. *Sin*. **47** 353 (in Chinese) [范恩贵、张鸿庆 1998 物理学报 **47** 353]

[6] Christodoulides D N，Carvalho M I 1995 *J*. *Opt*. *Soc*. *Am*. B **12** 1628

[7] Singh S R，Christodoulides D N 1995 *Opt*. *Comm*. **118** 569

[8] Liu J S，Zhang D Y 2001 *Acta Phys*. *Sin*. **50** 880 (in Chinese) [刘劲松、张都应 2001 物理学报 **50** 880]

[9] Ouyang S G，Jian D S，She W L 2004 *Acta Phys*. *Sin*. **53** 3033 (in Chinese) [欧阳世根、江德生、佘卫龙 2004 物理学报 **53** 3033]

[10] Liu J S，Zhang H L，Zhang G Y 2006 *Chin*. *Phys*. **15** 394

[11] Zhang D Y，Liu J S，Liang C H 2001 *Acta Opt*. *Sin*. **21** 647 (in Chinese) [张都应、刘劲松、梁昌洪 2001 光学学报 **21** 647]

[12] Zhang D Y，Liu J S，Liang C H 2002 *Acta Opt*. *Sin*. **22** 139 (in Chinese) [张都应、刘劲松、梁昌洪 2002 光学学报 **22** 139]

[13] Anderson D，Lisak M 1985 *Phys*. *Rev*. A **32** 2270

[14] Georges T，Favre E 1993 *J*. *Opt*. *Soc*. *Am*. B **10** 1880

[15] Chen L J，Liang C H，Wu H S 1992 *Acta Phys*. *Sin*. **41** 1745 (in Chinese) [陈陆君、梁昌洪、吴鸿适 1992 物理学报 **41** 1745]

[16] Hou C F，Pei Y B，Zhou Z X *et al* 2005 *Chin*. *Phys*. **14** 349

[17] Chen S M，Shi S X，Dong H Z 2006 *Acta Phys*. *Sin*. **55** 4695 (in Chinese) [陈守满、石顺祥、董洪舟 2006 物理学报 **55** 4695]

Guassian soliton in biased photorefractive crystal*

Chen Shou-Man[1)2)†] Shi Shun-Xiang[1)] Dong Hong-Zhou[1)]
1)(*School of Technological Physics, Xidian University, Xi'an 710071 China*)
2)(*Optoelectronic Technology Laboratory, Ankang College, Ankang 725000, China*)
(Received 17 June 2006; revised manuscript received 21 July 2006)

Abstract

Using a variational approach, the low intensity photorefractive nonlinear Schrödinger equation is solved. The evolution properties of Guassian beam propagating in photorefractive crystal biased with positive electric field are obtained. The dynamic variation of the beam width spread or compression is investigated by analyzing the potential function description for the variation of beam width. Solutions of the low intensity Guassian beam propagating in the positively biased photorefractive crystal are obtained for the beam width, beam amplitude, and the curvature of wave front. The results show that the amplitude and width of Guassian beam will exhibit a periodical oscillatory or deconcentration behavior when propagating in the positively biased photorefractive crystal. Under certain condition, the Guassian beam can steadily propagate with invariant shape, forming a Guassian soliton. These properties have a high practical value in engineering.

Keywords: Guassian soliton, Guassian beam, variational approach, photorefractive nonlinear equation
PACC: 4265, 0340K

* Project supported by the Special Fund of Education Department of Shaanxi Province, China (Grant No. 04JK309).
† Corresponding author. E-mail: chenshouman@sohu.com