

匹配高斯光束在耗散晶体中的孤波演化 及偏转特性^{*}

刘时雄 刘劲松[†] 王 程 郑子薇 张光勇 张绘蓝

(武汉光电国家实验室光电子科学与工程学院, 华中科技大学, 武汉 430074)

(2006 年 12 月 5 日收到, 2007 年 2 月 5 日收到修改稿)

研究了匹配的高斯光束在加外电场的耗散型光伏折变晶体中的动态演化及其偏转特性. 结果表明, 对于给定的耗散系统, 若该系统能支持某一特定的耗散全息屏蔽光伏明孤子, 也可能找到与之相匹配的高斯光束, 则该匹配的高斯光束能在此给定的耗散系统中演化成稳定的屏蔽光伏空间孤子. 同时, 考察了扩散效应对此匹配的高斯光束的影响. 结果显示, 扩散效应将造成此匹配的高斯光束孤波在演化过程中产生偏转现象, 而且其偏转过程与之相对应的明孤子的偏转过程具有极其类似的特征. 通过比较研究匹配的高斯光束与耗散全息屏蔽光伏明孤子的偏转特征曲线, 我们发现, 对于匹配的高斯光束, 其空间偏转的数值计算结果与明孤子偏转的解析计算结果非常接近. 总之, 在耗散系统中, 匹配的高斯孤波的动态演化特性(包括偏转过程)与耗散全息屏蔽光伏明孤波的演化特性是相符合的. 因此, 人们往往可直接用匹配的基模高斯光束代替耗散全息屏蔽光伏明孤波, 为理论分析和实验研究提供了便利.

关键词: 匹配的高斯光束, 耗散全息屏蔽光伏明孤子, 演化及偏转特性, 耗散系统

PACC: 4265J, 7240, 7820

1. 引 言

空间光孤子作为非线性光学的一个重要分支, 具有重要的学术价值^[1,2]. 同时, 通过调节系统参数来控制孤子的状态, 有望实现开关、互连、逻辑等功能, 得到一类空间孤子驱动的新型光子器件, 在信息处理方面有着广泛的应用前景. 近年来得到了日益广泛的研究^[3-6], 并成为孤子物理中最为活跃的研究领域之一^[7-11]. 到目前为止, 稳态空间孤子按其形成的机理可分为两大类: 一类是由自相位调制自聚焦效应机理而形成的光折变孤子, 其中包括屏蔽孤子^[12-15], 光伏孤子^[16-18], 以及屏蔽光伏孤子^[19-21]; 另一类是由交叉相位调制自聚焦机理形成的全息孤子^[22], 这引起了广泛的关注, 特别是在耗散系统中的全息孤子更引人注目^[23-25].

作为两种机理共同的结果——全息屏蔽光伏孤子, 被预测能存在于非线性放大或吸收的光伏光折变晶体中^[25], 该系统包含相互耦合的两束光, 光折

变双光束耦合允许抽运光向信号光传递能量. 在抽运光为空间均匀分布且强度远大于信号光条件下, 信号光在这样的光折变系统中能够演化成稳态全息孤子. 此时的光折变系统已经成为一种耗散系统^[23-25], 其中包含了增益和损耗的影响, 信号光在耗散系统中要形成稳态孤子, 就必须满足以下两个平衡: 衍射和自陷平衡, 增益和损耗平衡. 以往对光折变孤子的研究都是在忽略了损耗的系统中进行的, 这种不包含增益和损耗的系统属于哈密顿系统, 其中孤子的形成只需要衍射和自陷的平衡, 平衡过程的这种差异在本质上导致耗散系统中的空间孤子具有固定的振幅和宽度, 完全取决于系统参数. 孤子的这种具有固定振幅和宽度的特性通常被称为“刚性”^[26]. 耗散全息孤子又称为刚性全息孤子. 孤子的这种刚性能有效抑制系统的噪声, 又因为光束的损耗影响被克服, 耗散系统中的光折变孤子可望广泛应用于孤子驱动的孤子器件.

对于一块给定的耗散光伏光折变晶体, 将相互耦合的两束入射光中的一束扩展为空间均匀分布的

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10574051, 10174025)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: jsliu4508@vip.sina.com

光,作为抽运光,另一束入射光作为信号光.在适当的外加电场和合理的系统参数下,抽运光向信号光提供能量增益.当入射到该耗散晶体上的光波就是它能支撑的这孤子波时,它在该耗散晶体中自然能形成一个稳定的屏蔽光伏孤子.但在实际工作中,入射的光束往往不是这种系统所要求的孤子波,常常可能是一种高斯型光束,在现实生活中,经常有人用激光器输出的基模高斯光束作为类明孤子光来入射到晶体上来研究孤子的形成以及演化特性.那么,此高斯光束在耗散晶体中将如何演化?这样的替代能否行得通?这样做有无理论依据?本文探讨并解决了这些问题,通过数值和解析方法求解了光波在耗散系统中的演化方程,研究了高斯光束在光伏光折变晶体中的演化及其偏转特性,并着重研究外加电场和光伏电场的共同作用(即 $\alpha + \beta$)对匹配的高斯光束在耗散光伏光折变晶体中演化特性的影响.同时,由于扩散效应的影响,孤子在传播过程中将偏离原来的轨道,从而改变其传输方向,这也是一个非常重要的问题.在哈密顿系统中,人们从理论和实验上对各种情况进行了广泛探讨^[20-28-31],在此,我们也研究了与耗散系统所支持的耗散全息屏蔽光伏明孤子相匹配的高斯光束在此耗散晶体中传播时是否会发生偏转及其偏转所呈现出的新现象.

2. 基本理论及公式

如图 1 所示,将耗散光伏光折变晶体 KNSBN 的 c 轴方向取为 x 方向.信号光和抽运光都是线偏振 e 光,他们的传播方向与 z 方向的夹角都为 θ .抽运光具有二维均匀的空间分布,偏振方向与 x 轴成一夹角 φ .外电场施加于 y 方向.抽运光与信号光在耗散光伏光折变晶体中发生耦合作用,使得信号光从抽运光获得能量增益^[27].此时,信号光与抽运光在慢

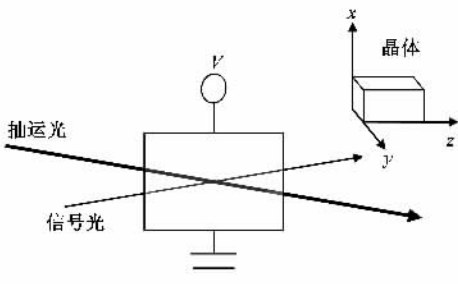


图 1 在外加电场的耗散光伏光折变晶体中通过双光束耦合实现耗散全息屏蔽光伏孤子的示意图.其中 V 表示加在晶体两极间的电压

变包络近似下满足的傍轴方程为

$$\frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial x^2} + i \cos \theta \frac{\partial \phi_s}{\partial z} - k_0 \frac{n_e^3}{2} r_{33} E_{sc} \phi_s + i \frac{1}{2} \vartheta_0 \phi_s + \left(\Gamma_0 - \frac{i}{2} \Gamma \right) \frac{|\phi_p|^2}{|\phi_s|^2 + |\phi_p|^2} \phi_s = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \phi_p}{\partial x^2} + i \cos \theta \frac{\partial \phi_p}{\partial z} - k_0 \frac{n_e^3}{2} r_{33} E_{sc} \phi_p + i \frac{1}{2} \vartheta_0 \phi_p + \left(\Gamma_0 + \frac{i}{2} \Gamma \right) \frac{|\phi_s|^2}{|\phi_s|^2 + |\phi_p|^2} \phi_p = 0, \quad (1b)$$

其中 ϕ_s 和 ϕ_p 为信号光、抽运光光波的电场分量的慢变包络, Γ 和 Γ_0 分别是双光束耦合过程中的强度和相位耦合系数, ϑ_0 为耗散光伏光折变晶体的吸收系数.当信号光光强远远弱于抽运光光强时($I_s \ll I_p$),抽运光的光强可视为常量,并作近似处理($1 + |U|^2$)⁻¹ $\approx 1 - |U|^2$,且不考虑扩散效应,方程组(1)便可以简化为文献[25]中的方程(3),即小信号方程.

此时,空间电荷场^[20]为

$$E_{sc} = E_0 \frac{I_\infty + I_b}{I_s + I_b} + E_{ph} \frac{I_\infty - I_b}{I_s + I_b} - \frac{k_B T}{e} \frac{1}{I_s + I_b} \frac{\partial I_s}{\partial x}, \quad (2)$$

其中, E_0 为外加电场, E_{ph} 为光伏场常数, $I_\infty = I_s(x \rightarrow \pm \infty, z)$, $I_s = I_s(x, z)$ 是信号光的光强, k_B 是波耳兹曼常数, e 是电子电荷, T 是绝对温度, I_b 为背景光强度,在此文的结构中有 $I_b = I_p + I_d$,而 I_p 是抽运光光强, I_d 是耗散晶体暗辐射光强.在本文考虑的此耗散系统中,当 $I_d \ll I_p$,可近似认为 $I_b = I_p$.

采用下列无量纲变量,得到归一化的耦合光波包络的动态演化方程:

$$i \frac{\partial U_s}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U_s}{\partial s^2} - [\alpha(\rho + 1) |U_p|^2 + \alpha(\rho |U_p|^2 - |U_s|^2) - \chi(|U_s|^2)_{ps}] \frac{U_s}{|U_p|^2 + |U_s|^2} + (g_0 - ig) \frac{|U_p|^2}{|U_p|^2 + |U_s|^2} U_s + i \vartheta U_s = 0, \quad (3a)$$

$$i \frac{\partial U_p}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U_p}{\partial s^2} - [\alpha(\rho + 1) |U_p|^2 + \alpha(\rho |U_p|^2 - |U_s|^2) - \chi(|U_s|^2)_{ps}] \frac{U_p}{|U_p|^2 + |U_s|^2}$$

$$+(g_0 + ig) \frac{|U_s|^2}{|U_p|^2 + |U_s|^2} U_p + i\vartheta U_p = 0, \quad (3b)$$

其中 $\rho = I_\infty/I_p$, $\beta = \chi r_{33} E_0$, $\alpha = \chi r_{33} E_{ph}$, $\gamma = \chi r_{33} k_B T(x_0)$, $g_0 = z_0 \Gamma_0$, $g = z_0 \Gamma/2$, $\chi = (k_0 x_0)^2 (n_e^4/2) (\partial |U|^2 / \partial s)$.

对此耗散系统,有效电光系数为 $r_{\text{eff}} = [\bar{n}^3 r_{33} \cos\theta \cos(\theta/2) + \bar{n} r_{42} \sin\theta \sin(\theta/2)] \cos\varphi$ ^[25 27], 这里 $\bar{n} = n_e/n_0$, n_e 和 n_0 分别为晶体非常光折射率和晶体寻常光折率, r_{33} 和 r_{42} 是两个电光系数. 耦合系数 g 和 g_0 分别是

$$g = \chi r_{\text{eff}} \frac{E_{\text{sa}}(E_0^2 + E_d E_{\text{sa}})}{E_{\text{ds}}^2 + E_0^2}, \quad g_0 = \chi r_{\text{eff}} \frac{E_0 E_{\text{sa}}^2}{E_{\text{ds}}^2 + E_0^2},$$

其中 $E_{\text{ds}} = E_d + E_{\text{sa}}$.

在非抽空抽运近似且忽略抽运光非线性自聚焦效应条件下,也就是说,在小信号近似条件下, $U_p(x, z)$ 可视为一常数^[25]. 这样,双光束耦合方程(3)退化为小信号波方程:

$$i \frac{\partial U_s}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U_s}{\partial s^2} - [Q - \chi |U_s|^2]_{\text{ps}} + iG U_s + [P - \chi |U_s|^2]_{\text{ps}} + ig |U_s|^2 U_s = 0, \quad (4)$$

其中 $G = g - \vartheta$, $Q = (1 + \rho)\beta + \rho\alpha - g_0$ 及 $P = (1 + \rho)(\beta + \alpha) - g_0$.

当不考虑扩散项,即 $\gamma = 0$ 时,小信号波方程(4)的明孤子解($\rho = 0$)是^[25 26]

$$U(s, \xi) = F \text{sech}(Bs) \exp\{i b \ln[\text{sech}(Bs)]\} \exp(i\nu \xi), \quad (5)$$

其中 $F = [3G(2g)]^{1/2}$, $B = (G/b)^{1/2}$, $b = [-3P_b + (9P_b^2 + 8g^2)^{1/2}]/(2g)$, $\nu = (b^2 - 1)G/(2b) + Q_b$. 对

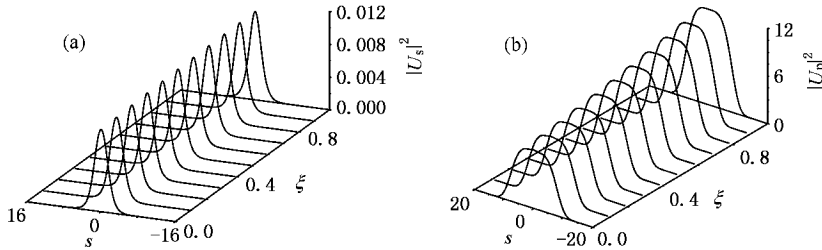


图2 (a)在不考虑扩散效应 $\gamma = 0$ 时,通过双光束耦合方程来描述的耗散全息屏蔽光伏明孤子在加外电场的耗散光伏折变晶体中的动态演化特性. 其中系统参数分别为: $\theta = 2^\circ$, $\varphi = 87^\circ$, $E_0 = 1460 \text{ V/cm}$, $E_{\text{ph}} = 2000 \text{ V/cm}$, $\beta = 13.774$, $\alpha = 18.8684$, $\gamma = 0$ 和 $\vartheta_0 = 0.78 \text{ cm}^{-1}$. 而此时的明孤子参数是: $F = 0.103859$, $B = 0.588357$, $b = 0.00523765$ 和 $\nu = 13.0495$ (b)抽运光波在加外电场的耗散光伏折变晶体中的动态演化特性,其形式如 $U_p(s, \xi = 0) = I_p^{1/2} \exp[-(s/b_0)^2]$ 而 $b_0 = 10 \mu\text{m}$ 其无量纲参量 $I_p = 12$

于明孤子,此时用下标 b 表示,则有 $Q_b = \beta - g_0$, $P_b = \beta + \alpha - g_0$.

3. 小信号方程与双光束耦合方程的等价性

以耗散全息屏蔽光伏明孤子光波(即方程(5)),作为入射光波,分别通过对小信号方程(4)和双光束耦合方程(3)运用数值方法来对比研究它们在耗散光伏折变晶体中的动态演化特性.就双光束耦合方程而言,有必要引入超宽高斯光束作为抽运光,其相关表达式形如: $U_p(s, \xi = 0) = I_p^{1/2} \exp[-(s/b_0)^2]$, 其中, I_p 是被 I_0 归一化后的峰值强度, b_0 为表示光束宽度的参数.我们将证明,在小信号近似(即信号光强度远小于抽运光强度)条件下,不管考虑扩散效应与否,小信号方程(4)和双光束耦合方程(3)所描述的同一种耗散全息屏蔽光伏明孤子入射到耗散晶体后,其在此耗散系统中的动态演化行为是基本一致的.

为了给出具体生动的例子,对于耗散光伏折变晶体 KNSBN 系统,其能支持耗散全息屏蔽光伏明孤子的某一整套系统参数可取如下: $E_{\text{ph}} = 2000 \text{ V/cm}$, $\alpha = 18.8684$, $E_0 = 1460 \text{ V/cm}$, $\beta = 13.774$, $\theta = 2^\circ$, $\varphi = 87^\circ$, $x_0 = 15 \mu\text{m}$, $\vartheta_0 = 0.78 \text{ cm}^{-1}$, $n_e = 2.27$, $n_0 = 2.35$, $\epsilon_r = 500$, $r_{33} = 200 \text{ pm/V}$ 和 $r_{42} = 800 \text{ pm/V}$, 当 $\lambda_0 = 0.5 \mu\text{m}$, $N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 和 $T = 300 \text{ K}$.

当不考虑扩散效应($\gamma = 0$)时,分别根据小信号方程和双光束耦合方程数值模拟而描述的同一种入射耗散全息屏蔽光伏明孤子($\rho = 0$),其在该耗散光伏折变 KNSBN 系统中的强度演化分别如图 2(a)和

图 3 所示,数值结果表明,在小信号近似条件下,两个方程所揭示的强度演化结果一致.在此同样的耗散系统参数条件下,考虑扩散效应 $\gamma \neq 0$ 时,两方程所揭示的强度演化结果如图 4 所示,同时,它们分别对应的空间偏转量 Δs 如图 5 所示,结果显示,两方程所描述的强度演化结果和空间偏转结果仍然能基本一致.

不失一般性,我们在很大范围内分别对小信号方程(4)与双光束耦合方程(3)反复进行了数值模拟,两者结果都能很好地符合,从而表明,在小信号近似条件下,用小信号方程来替代双光束耦合方程是可行且有效的.总之,在耗散系统中,当满足小信号近似条件时,小信号方程(4)与双光束耦合方程(3)用来描述耗散全息屏蔽光伏明孤子的动态演化、

偏转等特性是等价的.这为我们提供了一种研究耗散系统中孤子特性的便利方法.

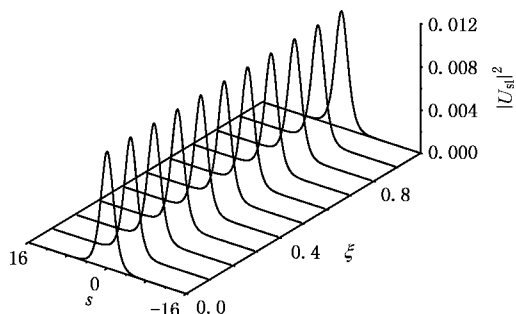


图 3 在不考虑扩散效应时,通过小信号方程来描述的耗散全息屏蔽光伏明孤子在加外电场的耗散光伏光折变晶体中的动态演化特性,其系统参数与图 3(a) 相同

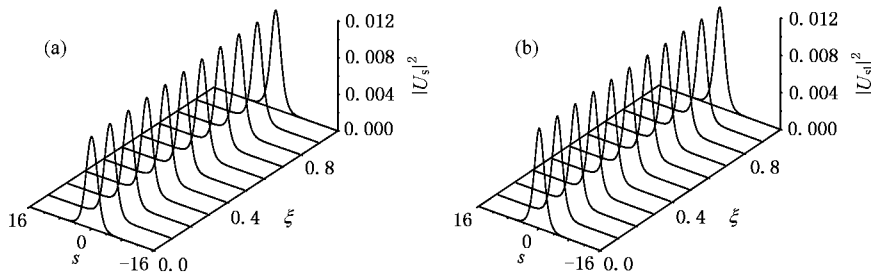


图 4 考虑扩散效应时,分别通过小信号方程和双光束耦合方程来揭示的耗散全息屏蔽光伏明孤子在加外电场的耗散光伏光折变晶体中的动态演化特性,其系统参数除 $\gamma = 0.162596$ 之外,与图 3(a) 相同.(a)根据小信号方程而得到,(b)根据双光束耦合方程而得到

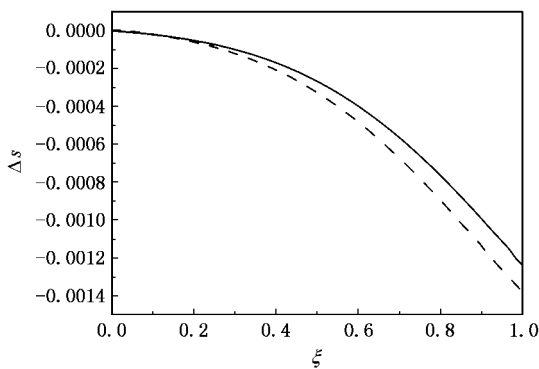


图 5 耗散全息屏蔽光伏明孤子在加外电场的耗散光伏光折变晶体中的归一化空间自偏转量 Δs 随传输距离 ξ 变化的关系,其系统参数与图 4 相同,实线表示基于双光束耦合方程的结果,虚线表示基于小信号方程的结果

4. 匹配的高斯光束与耗散全息屏蔽光伏明孤子的动态演化特性

当在某特定的加外电场的耗散光伏光折变晶体

中,其能支持和稳定传播某一耗散全息屏蔽光伏明孤子时,对于这一既定耗散系统而言,它能否也支持和传输某一高斯形式的光波呢?假设由 $U = \sqrt{r} \exp(-s^2/w^2)$ 所描述的高斯光束入射到那给定耗散晶体的入射面,式中的 w 为描述高斯光束束腰的特征参数,其光强的动态演化可通过数值求解双光束耦合方程(3)和小信号方程(4)分别得到.因在小信号近似条件下,小信号方程与双光束耦合方程等价,在下面的讨论过程中,对于匹配的高斯光束的演化特性(包括不考虑和考虑扩散项的情况)的研究,我们采用的是通过数值方法既求解双光束耦合方程又求解小信号方程,共同得到了一致结果.对于匹配的高斯光束的偏转特性,是通过数值和解析的方法求解小信号方程而获得.当然,我们在讨论匹配高斯光束的动态演化和偏转特性的过程中,仍然引入了对应明孤波时的同一超宽高斯光束作为抽运光.

下面研究当入射光波是以方程(4)式给出的耗散全息屏蔽光伏明孤子(即如方程(5))所描述的形式时,它能在此耗散晶体内稳定地传播.具体地说,

选定好一组给定系统参数 g, g_0 和 ϑ_0 , 由此得到一组与之相适应的(该耗散系统能支持的)耗散全息屏蔽光伏明孤子的参数 F, B, b 和 ν . 这样, 由方程(4)可以得到一个“刚性”耗散全息光伏光折变明孤子 $U(s, \xi)$. 将其作为入射光束, 它就能在给定的耗散晶体中稳定传播. 若在同一组给定的系统参数 g, g_0 和 ϑ_0 , 且既定的耗散系统的相应参数也确定不变的条件下, 以某一高斯光束作为入射光束, 然后再来数值求解双光束耦合方程(3)和小信号方程(4), 即可通过数值模拟的方法给出这一高斯光束在该给定的耗散光伏光折变晶体内的动态演化传播过程. 不同形式的高斯光束会表现出不同的演化特性, 有些高斯光束能演化成稳定的孤子波, 可称这样的高

斯光束为与此耗散光伏光折变晶体匹配的高斯光束, 而另一些不能演化成稳定的孤子波的高斯光束, 可称它们为与此耗散光伏光折变晶体失配的高斯光束. 考虑扩散效应, 高斯光束的孤波又呈现出新的特征. 本文也对比讨论了扩散效应对匹配的高斯光束孤波偏转现象的影响.

为了给出生动的例子, 对于 KNSRN 晶体来说, 当 $\lambda_0 = 0.5 \mu\text{m}$ 且 $T = 300 \text{ K}$ 时, 有 $n_e = 2.27, n_o = 2.35, \epsilon_r = 500, r_{33} = 200 \text{ pm/V}$ 和 $r_{42} = 800 \text{ pm/V}$. 取 $E_0 = 1110 \text{ V/cm}, E_{\text{ph}} = 1000 \text{ V/cm}, \theta = 3^\circ, \varphi = 87^\circ, x_0 = 15 \mu\text{m}, \vartheta_0 = 0.78 \text{ cm}^{-1}$ 以及 $N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. 图 6 给出了它们在耗散系统中相应的空间演化分布情况.

表 1 几种情况下的系统参数及其支持的耗散全息屏蔽光伏明孤子和匹配的高斯型孤波的参数

θ	φ	E_0	β	E_{ph}	α	g	g_0	F	B	b	r	w
3	87	1110	10.427	1000	9.43421	0.251477	0.373061	0.083343	0.368352	0.0085826	0.007	3.0
2	88	2040	19.2458	-800	-7.54737	0.253585	0.480036	0.139122	0.465999	0.0150679	0.019	2.5
2	87	-1460	-13.774	2000	18.8684	0.252126	-0.551336	0.103859	0.246834	0.0297582	0.0108	5.0

图 6 给出了 $E_0 = 1110 \text{ V/cm}$ ($\beta = 10.427$), $E_{\text{ph}} = 1000 \text{ V/cm}$ ($\alpha = 9.43421$) 时的耗散全息屏蔽光伏明孤子及另一与之匹配的高斯光束 $U = \sqrt{0.007} \exp(-s^2/3.0^2)$ 在那给定的 KNSBN 耗散晶体中的动态演化特性. 同时, 图 7(a) 对比了耗散全息屏蔽光伏明孤子和匹配的高斯型孤波分别在晶体中传播到 $\xi = 1$ 位置处的横截面空间光强分布情况.

为了更好地把握匹配的高斯光束与耗散全息屏蔽光伏明孤子的相互关系, 我们不局限于某一种晶体, 可对不同的耗散光伏光折变晶体加以探讨. 由于 α 的符号与晶体种类、入射光的偏振方向有关, 可正可负; 同样 β 的符号同外加电场的极性有关, 也可

正可负. 但要得到耗散全息屏蔽光伏明孤子都得保证 $\beta + \alpha > 0$. 我们在此又给出了几种讨论的实例, 表 1 同时列举出了几种不同耗散系统参数及其所能支持的耗散全息屏蔽光伏明孤子和与之匹配的高斯光束孤波的参数. 图 8 给出了 $\beta = 19.2458, \alpha = -7.54737$ 时的耗散全息屏蔽光伏明孤子, 匹配的高斯光束 $U = \sqrt{0.019} \exp(-s^2/2.5^2)$ 在耗散光伏光折变晶体中的动态演化特性; 图 9 给出了 $\beta = -13.774, \alpha = 8.8684$ 时的耗散全息屏蔽光伏明孤子, 匹配的高斯光束 $U = \sqrt{0.0108} \exp(-s^2/5.0^2)$ 在耗散光伏光折变晶体中的动态演化特性. 而且, 对应在耗散晶体中 $\xi = 1$ 处耗散全息屏蔽光伏明孤子和匹

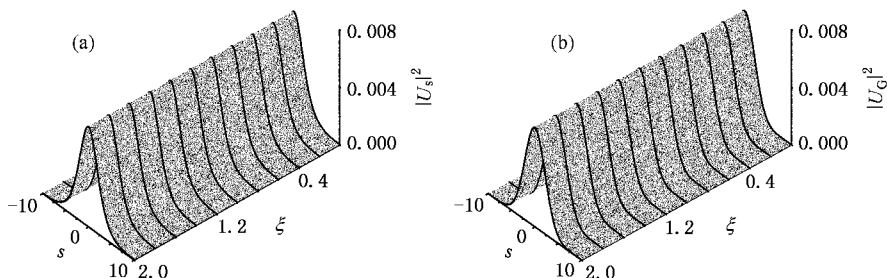


图 6 某一特定耗散系统所能支持的耗散全息屏蔽光伏明孤子和匹配的高斯型孤波的演化波形图. 相应的各参数可见表 1, $\alpha = 9.43421, \beta = 10.427$, 且 $\vartheta_0 = 0.78 \text{ cm}^{-1}$. (a) 耗散全息屏蔽光伏明孤子; (b) 匹配的高斯型孤波

配的高斯型孤波的空间光强分布情况分别如图 7 (b) 和 (c)。

从图 6—9 可以看出, 对于给定的能支持某一特定耗散全息屏蔽光伏明孤子的耗散系统, 存在与之相匹配的高斯光束, 该匹配的高斯光束能在此耗散光伏光折变晶体中演化成稳定的空间耗散全息屏蔽光伏明孤子, 同时, 对比各图可进一步得知, 匹配的

高斯光束的演化与外加电场 E_0 的大小、极性, 光伏电场常数 E_{ph} 的大小, 正负号都有关系, 但不是外加电场和光伏电场越强, 即 $\alpha + \beta$ 的值越大, 匹配的高斯光束孤波的振幅越大, 其宽度越窄, 其振幅和宽度也完全取决于系统参数, 这与耗散全息屏蔽光伏明孤子的振幅和宽度对其系统的依赖性是一致的, 这是“刚性”孤子的特征。

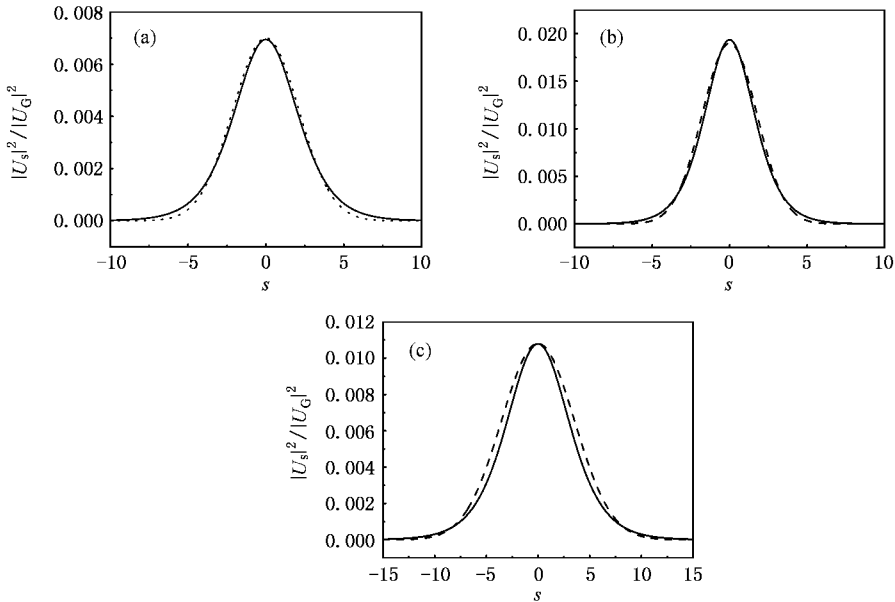


图 7 某一特定耗散系统所能支持的耗散全息屏蔽光伏明孤子和匹配的高斯型孤波在耗散光伏光折变晶体中传播到 $\xi = 1$ 处的空间光强分布。相关各参数见表 1 且 $\vartheta_0 = 0.78 \text{ cm}^{-1}$ 。实线表示耗散全息屏蔽光伏明孤子, 虚线表示匹配的高斯型孤波。(a) $\alpha = 9.43421$, $\beta = 10.427$ (b) $\alpha = -7.54737$, $\beta = 19.2458$ (c) $\alpha = 18.8684$, $\beta = -13.774$ 三种情况下的系统参数分别对应着表 1 中列出的第一、二、三行中的情况

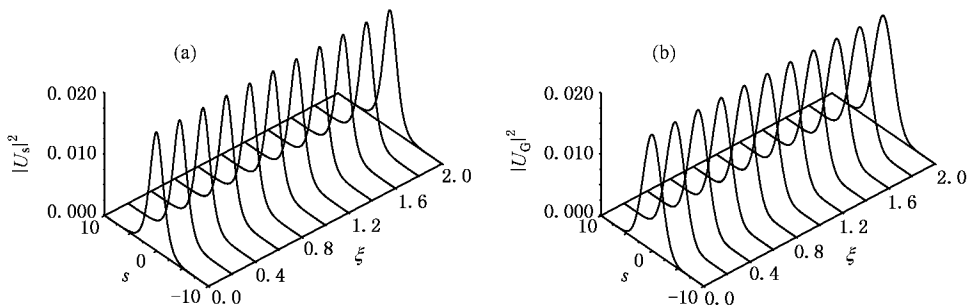


图 8 某一特定耗散系统所能支持的耗散全息屏蔽光伏明孤子和高斯型孤波的演化波形图。相应的各参数可见表 1, $\alpha = -7.54737$, $\beta = 19.2458$, 且 $\vartheta_0 = 0.78 \text{ cm}^{-1}$ 。(a) 耗散全息屏蔽光伏明孤子 (b) 匹配的高斯型孤波

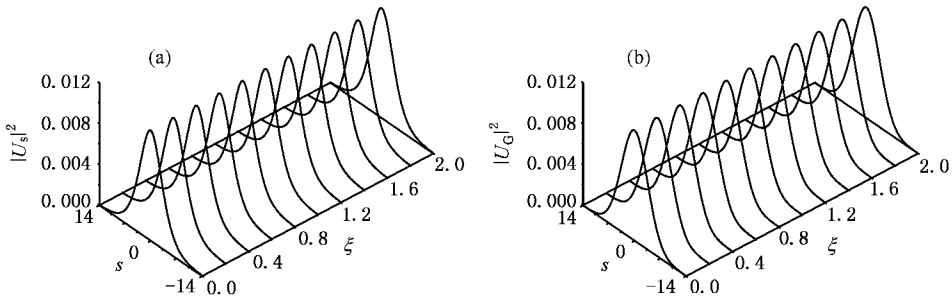


图9 某一特定耗散系统所能支持的耗散全息屏蔽光伏明孤子和高斯型孤波的演化波形图 相应的各参数可见表1 $\alpha = 18.8684$, $\beta = -13.774$, 且 $\varphi_0 = 0.78 \text{ cm}^{-1}$. (a)耗散全息屏蔽光伏明孤子 (b)匹配的高斯型孤波

5. 匹配的高斯光束与耗散全息屏蔽光伏明孤波的偏转特性

接着,我们来研究与耗散系统所支持的耗散全息屏蔽光伏明孤子和与其相匹配的高斯光束在此耗散晶体中传播时是否同样会发生偏转及其偏转所呈现出的现象.图10描述了某一既定耗散系统所能支持的耗散全息屏蔽光伏明孤子和与之相匹配的高斯光束孤波演化过程的偏转现象,同时,我们对比了耗散全息屏蔽光伏明孤子和与之相匹配的高斯孤波的偏转情况,如图11所示.可以发现耗散全息屏蔽光伏明孤子和与之相匹配的高斯光束的偏转具有极其相似的特性.为了更好了解耗散全息屏蔽光伏明孤子和与之相匹配的高斯孤波的偏转情况,在很大范围内通过数值方法分别求解了双光束耦合方程(3)和小信号方程(4),进一步论证了匹配的高斯光束孤波和耗散全息屏蔽光伏明孤子极为相似的演化和偏转特性.从而,匹配的高斯光束可以演化成稳定的明孤子.值得注意的是,在小信号条件近似下,匹配的高斯光

束孤波在耗散系统中的偏转程度很弱,其偏转率完全取决于耗散系统的参数,正像其振幅和宽度取决于耗散系统参数一样,这就是其称之为“刚性”孤子之所在.这与耗散全息屏蔽光伏明孤子也是一致的.

下面,采用非线性光纤中常用的“微扰法”^[32]来进一步对比研究耗散全息屏蔽光伏明孤子和与之相匹配的高斯孤波在耗散系统中的偏转情况.

在前面的推导和计算耗散全息屏蔽光伏明孤子过程中,以 $U(s, \xi) = P^{-1/2} V(s) \exp(i\nu\xi)$ 作为小信号方程(4)的稳态孤波解($\gamma = 0$).为了考察扩散项对明孤波演化特性的影响,采用微扰的方法来重新定义 U 为

$$U(s, \xi) = P^{-1/2} [s + \mu(\xi)] \times e^{[i\nu\xi + \omega(\xi)s + \mu(\xi) + \alpha(\xi)]}, \quad (6)$$

其中 $\mu(\xi)$ 表示波束中心位置的偏移, $\omega(\xi)$ 表示中心波矢与传播轴 ξ 之间的夹角, $\alpha(\xi)$ 为传播过程中相位因子.将方程(6)代入(4)式并通过计算得到

$$\frac{\mu(\xi)}{d\xi} = -\omega(\xi), \quad (7a)$$

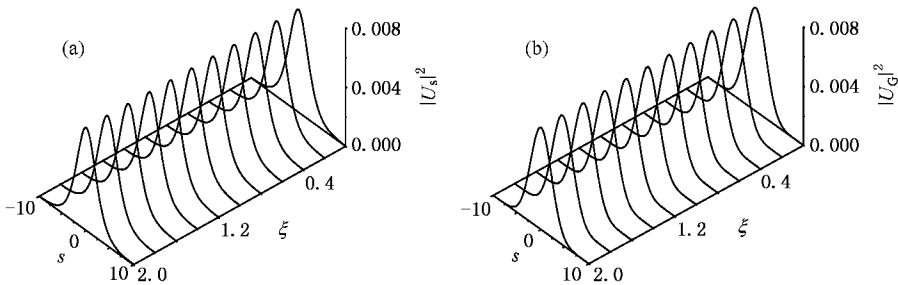


图10 某一特定耗散系统所能支持的耗散全息屏蔽光伏明孤子和匹配的高斯型孤波演化的偏转 各参数同图6, $\alpha = 9.43421$, $\beta = 10.427$, 且扩散项 $\gamma = 0.162596$. (a)耗散全息屏蔽光伏明孤子 (b)匹配的高斯型孤波

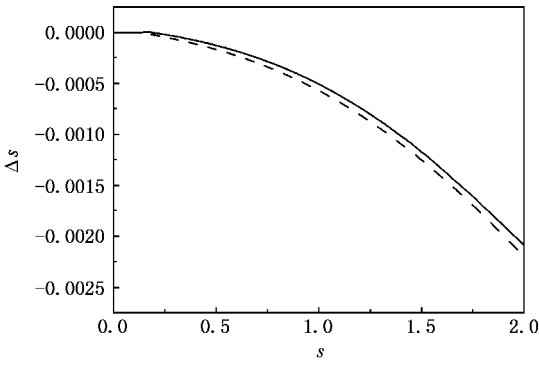


图 11 耗散系统所能支持的耗散全息屏蔽光伏明孤子和高斯孤波演化的偏转情况对比 实线表示耗散全息屏蔽光伏明孤子， $\alpha = 9.43421$ ， $\beta = 10.427$ 和 $\gamma = 0.162596$ 。虚线表示高斯孤波， $r = 0.007$ ， $nv = 3.0$

$$\frac{\omega(\xi)}{d\xi} = 4\gamma K_p, \quad (7b)$$

其中

$$\begin{aligned} K_p &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} (b - i)^2 B^2 F^2 \sinh^2(Bs) \right. \\ &\quad \left. \times \operatorname{sech}(Bs)^{4+2ib} [F^2 \operatorname{sech}(Bs)^{2+2ib} - 1] ds \right| \\ &= \left| \frac{1}{16} (b - i) B F^2 \left\{ \frac{12 + 4ib}{b - 2i} - 4i F^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{2\sqrt{\pi} (b - i) \Gamma(3 + ib)}{\Gamma\left(\frac{7}{2} + ib\right)} \right\} \right| \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \frac{\sqrt{\pi} b \Gamma(5 + ib)}{(b - 2i)^2 \Gamma\left(\frac{7}{2} + ib\right)} \\ &+ (b - i) e^{b\pi} [4^{3+ib} B_{-1}(5 + ib, -5 - 2ib) \\ &+ 2^{8+4ib} e^{b\pi} F^2 B_{-1}(4 + 2ib, -5 - 4ib)] \\ &- \frac{8\sqrt{\pi} (b - i) F^2 \Gamma(3 + 2ib)}{\Gamma\left(\frac{7}{2} + 2ib\right)} \\ &- \frac{2\sqrt{\pi} i F^2 \Gamma(4 + 2ib)}{\Gamma\left(\frac{7}{2} + 2ib\right)} \\ &- \frac{4^{3+ib} \Gamma(2 + ib) \Gamma(5 + ib)}{(b - 2i) \Gamma(6 + 2ib)} \Bigg|, \quad (8) \end{aligned}$$

这里 $B_z(a, b)$ 是不完全 Beta 函数， $\Gamma(z)$ 为 Euler Gamma 函数 即 $B_z(a, b) = \int_0^z t^{a-1} (1-t)^{b-1} dt$ ， $\Gamma(z) = \int_0^{+\infty} t^{z-1} e^{-t} dt$ ，这样 K_p 就是一个确定的常数。对 (7a) 和 (7b) 式进行积分可得到

$$\omega(\xi) = 4\gamma K_p \xi, \quad (9)$$

$$\mu(\xi) = -2\gamma K_p \xi^2. \quad (10)$$

由 (10) 式表明，考虑耗散光伏光折变晶体的扩散效应后，耗散全息屏蔽光伏明孤波演化过程中，波束中心位置会沿一抛物线移动。

在此基础上，通过数值法和“微扰法”分别对表 1 中的三种情况进行了对比，结果如图 12 所示，图中由 (10) 式计算出耗散全息屏蔽光伏明孤波波束中

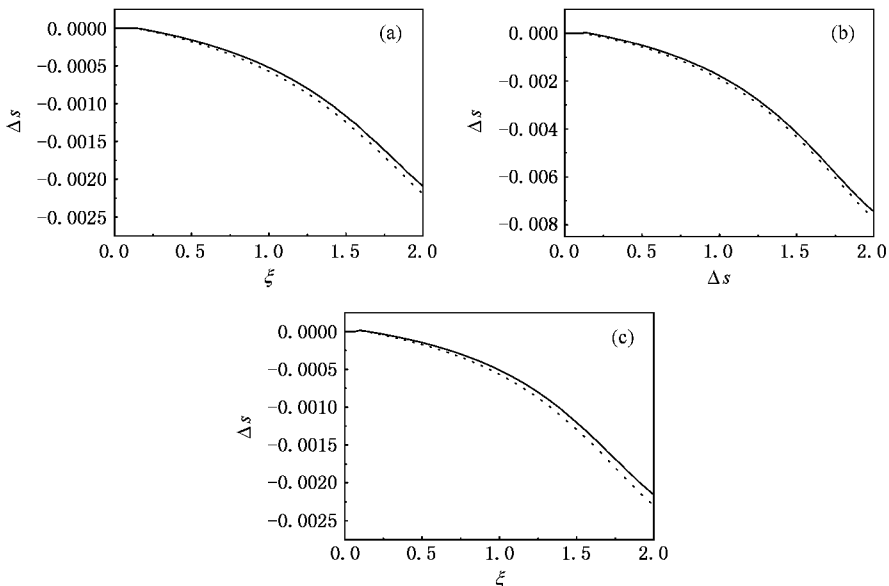


图 12 耗散系统所能支持的耗散全息屏蔽光伏明孤子和匹配的高斯孤波演化的偏转情况对比 实线表示耗散全息屏蔽光伏明孤子，虚线表示高斯孤波。(a) $\alpha = 9.43421$ ， $\beta = 10.427$ (b) $\alpha = -7.54737$ ， $\beta = 19.2458$ (c) $\alpha = 18.8684$ ， $\beta = -13.774$

心位置的偏移用实线表示,而通过数值计算得到的匹配的高斯光束孤波演化过程中光束中心位置的偏移由点线表示.可以看出,解析结果和数值结果非常接近.这就说明匹配的高斯光束与对应的空间耗散全息屏蔽光伏明孤波的演化特性是基本一致的(包括考虑扩散效应的情况).以上各种结果进一步表明,匹配的高斯光束孤波的偏转程度与外加电场和光伏电场($\alpha + \beta$ 的值)有关,但并不是随 $\alpha + \beta$ 值的增大而增大,偏转程度也仍是完全取决于系统参数,同时,在小信号条件下,匹配的高斯光束孤波的偏转程度总是很微小,如此轻微的偏转不至于破坏双光束耦合过程,匹配的高斯光束孤波在耗和系统中能形成,而且仍能被支持.

6. 结 论

对给定的耗散光伏光折变晶体,若其系统参数能支持某一耗散全息屏蔽光伏明孤波,且可找到与之相匹配的高斯光束,此高斯光束能在该给定的耗

散系统中演化成稳定的“刚性”屏蔽光伏明孤波;同时,扩散效应也会造成此匹配的高斯光束孤波在演化过程发生偏转.而且,匹配的高斯光束孤波的演化过程(也包括偏转过程)与同一系统参量下的耗散全息屏蔽光伏明孤子的演化过程具有极其相似的特性.通过对匹配的高斯光束孤波演化过程的偏转与耗散全息屏蔽光伏明孤子偏转的解析计算结果进行比较,对于匹配的高斯光束,两者的计算结果非常接近.可见其演化和偏转过程都完全决定于系统参数.这样,在不太严格的条件下,可以直接用与之相匹配的高斯光束来替代耗散全息屏蔽光伏明孤波,这为实验带来了很大方便,这也正是实验中直接采用从激光器出来的高斯光束的原因所在.而且,在小信号近似条件下,匹配的高斯孤波与耗散全息屏蔽光伏明孤波的偏转程度都很小,如此小的偏转不会破坏双光束耦合过程,使得孤子波能在此耗散系统中形成,不必担心匹配的高斯孤波与耗散全息屏蔽光伏明孤波因其偏转而遭到毁坏,这为理论分析和实验提供了保证.

- [1] Snyder A W , Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [2] Shen Y R 1997 *Science* **276** 1520
- [3] Conti C , Peccianti M , Assanto G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113902
- [4] Peccianti M , Conti C , Assanto G 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3335
- [5] Ouyang S G , She W L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3042 (in Chinese)
[欧阳世根、余卫龙 2004 物理学报 **53** 3042]
- [6] Guo Q , Xu C B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3025 (in Chinese) 郭旗、许超彬 2004 物理学报 **53** 3025]
- [7] Geisler A , Homann F , Schmidt H J 2004 *Opt. Commun.* **238** 351
- [8] DelRe E , Ciattoni A , Palange E 2006 *Phys. Rev. E* **73** 017601
- [9] Hou C F , Yao F F , Zhou Z X , Pei Y B , Sun X D 2004 *Chin. Phys.* **13** 1738
- [10] Shih M F , Segev M , Valley G C , Salamo G , Crosignani B , Di Porto P 1995 *Electron. Lett.* **31** 826
- [11] Chen Z , Segev M , Wilson D W , Muller R E , Maker P D 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2948
- [12] Shih M F , Leach P , Sergeev M , Garret M H , Gsalamo , Valley G C 1995 *Opt. Lett.* **21** 324
- [13] Singh S R , Christodoulides D N 1995 *Opt. Commun.* **118** 569
- [14] Montemezzani C , Gunter P 1997 *Opt. Lett.* **22** 451
- [15] Christodoulides D N , Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1628
- [16] Segev M , Valley G C , Bashaw M C , Taya M , Fejer M M 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1772
- [17] She W L , Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
- [18] Valley G C , Segev M , Crosignani B , Yariv A , Fejer M M , Bashaw M C 1994 *Phys. Rev. A* **50** R4457
- [19] Taya M , Bashaw M C , Fejer M M , Segev M , Valley G C 1996 *Opt. Lett.* **21** 943
- [20] Liu J S , Lu K Q 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 550
- [21] Liu J S , Zhang D Y 2000 *Chin. Phys.* **9** 667
- [22] Cohen O , Cartoon T , Segev M , Odoulov S 2002 *Opt. Lett.* **27** 2031
- [23] Liu J S 2003 *Phys. Rev. E* **68** 026607
- [24] Liu J S , Du Z M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2739 (in Chinese) 刘劲松、杜泽明 2005 物理学报 **54** 2739]
- [25] Liu J S , Eichler H J 2004 *Europhys. Lett.* **65** 658
- [26] Akhmediev N N , Afanasjev V V , Soto-Crespo J M 1996 *Phys. Rev. E* **53** 1190
- [27] Oda I , Qtani Y , Liu L , Yoshizawa T 1998 *Opt. Commun.* **48** 95
- [28] Singh S R , Carvalho M I , Christodoulides D N 1996 *Opt. Comm.* **130** 288
- [29] Chauvet M , Coda V , Maillotte H , Fazio E , Salamo G 2005 *Opt. Lett.* **30** 1977
- [30] Krolkowski W , Akhmediev N , Luter-Davies B , Cronin-Golomb M 1996 *Phys. Rev. E* **54** 5761
- [31] Aleshkevich V , Kartashov Y , Vysloukh V 2000 *Phys. Rev. E* **63** 016603
- [32] Blow K J , Doran N J , Wood D 1988 *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 1301

Solitary evolution and deflection of matching Gauss beam in dissipative crystals^{*}

Liu Shi-Xiong Liu Jin-Song[†] Wang Cheng Zheng Zi-Wei Zhang Guang-Yong Zhang Hui-Lan

(*Wuhan National Laboratory for Optoelectronics , School of Optoelectronics Science and Engineering ,
Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China*)

(Received 5 December 2006 ; revised manuscript received 5 February 2007)

Abstract

The solitary evolution and deflection of matching Gauss beam have been investigated in biased dissipative photovoltaic-photorefractive crystals. For a given dissipative system that supports a determinate dissipative screening-photovoltaic soliton (DHSP), one can find a corresponding Gauss beam which matches with the system parameters , which will evolve into a steady-state spatial soliton and propagate steadily in the given dissipative crystal. At the same time , we have investigated the impact of diffusion on the propagation (or solitary evolution) of the matching Gauss beam in the dissipative system. It is indicated that the diffusion effect can cause deflection of the matching Gauss beam during the transmission , and the deflection process is extremely similar to that of the corresponding DHSP soliton. By comparing the two deflection results , we found that for the matching Gauss beam , the numerical result of deflection is close to the analytical result of the bright DHSP soliton. In a word , the solitary evolution and propagation (including the deflection) of the matching Gauss beam is quite close to those of the DHSP in the dissipative system. So the matching Gauss beam can be used as the incident beam to replace the bright DHSP beam , which is more convenient in theory and experiment.

Keywords : matching Gauss beam , dissipative holography bright screening-photovoltaic soliton , evolution and deflection , dissipative system

PACC : 4265J , 7240 , 7820

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10574051 , 10174025).

[†] Corresponding author. E-mail : jslu4508@vip.sina.com