

文章编号: 0253-2239(2005)08-1111-6

一维光伏空间灰孤子及其稳定性研究*

王红成 江德生 王晓生 余卫龙**

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

摘要: 从考虑背景光的光伏作用后的光束在光伏媒质中传播的方程出发,证明了在折射率改变为正的媒质中也可以形成灰孤子。光束以灰孤子状态在光伏晶体中传播时,其横向相位必须具有一个与光强分布有关的形式分布,表达式为 $\phi(s) = v \left[\eta - \int_0^{\eta} y^{-2}(\tilde{\eta}) d\tilde{\eta} \right]$ 。其中 v 是灰孤子的横向运动速度, η 是无量纲化坐标, $y(\eta)$ 是归一化的光场振幅。分别讨论了光束灰度、光强振幅、信号光与背景光的有效 Glass 系数之比 R 对一维的光伏空间灰孤子宽度、横向总相移和横向运动速度的影响,并分析了光伏灰孤子的稳定性。当光束的灰度 m 为 0 时,这一理论可直接退化为光伏暗孤子的理论。

关键词: 非线性光学; 光折变孤子; 光伏孤子; 灰孤子; 折射率改变

中图分类号: O437.5 文献标识码: A

Study on One-Dimensional Gray Photovoltaic Spatial Solitons and Their Stability

Wang Hongcheng Jiang Desheng Wang Xiaosheng She Weilong

(State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275)

Abstract: Based on the beam propagation dynamic equation with the photovoltaic effect of the uniform background illumination, it is theoretically demonstrated that gray photovoltaic spatial solitons can exist in photovoltaic media with positive refractive index perturbation. When the beam is gray, the transverse phase profile varies in the fashion of $\phi(s) = v \left[\eta - \int_0^{\eta} y^{-2}(\tilde{\eta}) d\tilde{\eta} \right]$, where v is the transverse velocity, η is a dimensionless coordinate, and $y(\eta)$ is a normalized optical field amplitude. The impact of the grayness parameter m , the normalized intensity at infinity, the ratio (R) of effective Glass constants of the background beam to that of the signal beam on the FWHM and transverse velocity of gray solitons are discussed. The analysis of stability properties of these solitons is also given. When the grayness $m=0$, these gray solitons degenerate to photovoltaic dark solitons automatically.

Key words: nonlinear optics; photorefractive solitons; photovoltaic solitons; gray solitons; refractive index perturbation

1 引 言

光折变空间孤子是指光折变非线性介质的自聚焦(或自散焦)效应与光束的衍射效应相平衡时,在光折变材料内无衍射地向前传播的光束。迄今为止,人们已经证明了在光折变晶体中能观察到屏蔽

孤子^[1~3]、光伏孤子^[4]以及屏蔽-光伏孤子^[5~7]等不同类型的折变稳态空间孤子。此外,人们还在半导体、有机聚合物等折变材料中观测到了空间孤子^[8,9]。折变空间孤子以很低的光功率(μW 量级)、较短的响应时间(最短可达到 ns 数量级)等特

* 国家自然科学基金(10074082, 10374121)和广东省自然科学基金(001192, 031567)资助课题。

作者简介: 王红成(1981~),男,湖南衡阳人,中山大学博士研究生,主要从事折变孤子及其应用方面的研究。

E-mail: hc_wang@126.com

** 通信联系人。E-mail: stils02@zsu.edu.cn

收稿日期: 2004-09-28; 收到修改稿日期: 2004-11-26

点,及其在全光开关、光波导等方面在应用上有其特殊的优点,成为了目前光折变非线性光学领域中的一个热门课题。

目前,针对灰孤子研究的论文主要集中在有外加电场的光折变晶体的情况^[10,11]。而且人们根据某些现有的理论预料到,如果要获得暗孤子或灰孤子,那么非线性折射率改变应该为负^[12],然而我们小组在实验中观察到在折射率改变为正的光伏非线性晶体中也可以观察到光伏暗孤子,并给出了理论解释^[13]。本文在文献[11]和[13]的基础上,对一维的光伏空间灰孤子的存在条件、半峰全宽及其特性做了较为深入的研究。

2 基本理论

假定晶体的 c 轴方向为 x 轴,并设信号光的真空波长为 λ ,波矢方向为 z 轴方向,光束只沿 x 方向衍射。一般地,光伏孤子的形成不需要外加电场,但需要加上一束与信号光同方向传播、并对信号光来说是均匀的背景光。而且信号光为 e 光,它沿 x 方向偏振,背景光为 o 光。为了计算的方便,只考虑一维的情况。在考虑背景光光伏效应且在外电路开路的情况下,信号光束在光伏晶体中传播的无量纲方程为^[14]

$$-i \frac{\partial u}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + \gamma \frac{\partial \ln(1 + |u|^2)}{\partial s} u + \beta \frac{R |u|^2 + 1}{|u|^2 + 1} u, \quad (1)$$

式中 $R = K_{\text{eff}}^e / K_{\text{eff}}^o$, $\xi = z / (kx_0^2)$, $s = x / x_0$, x_0 是横向无量纲化常量。 β 和 γ 分别同漂移过程和扩散过程相联系,它们的表达式分别是

$$\gamma = 0.5 k^2 x_0 n_b^2 \gamma_{\text{eff}} K_B T / e, \\ \beta = 0.5 k^2 x_0^2 n_b^2 \gamma_{\text{eff}} E_p,$$

其中 $E_p = \gamma_R N_A K_{\text{eff}}^o / (e\mu)$; $k = 2\pi n_b / \lambda$; n_b 是晶体本底折射率; $u(s, \xi)$ 是无量纲的信号光波慢变包络,它与光强 I_s 的关系是 $|u|^2 = s_s I_s / (s_b I_b)$; I_s 和 I_b 分别是信号光和背景光的光强; s_s 和 s_b 分别是晶体对信号光和背景光的吸收截面; e 为电子的电量; μ 为电子迁移率; k_B 是玻尔兹曼常量; N_A 为补偿已电离施主的电荷受主密度; γ_R 为复合率系数; γ_{eff} 为有效电光系数; K_{eff}^e 和 K_{eff}^o 分别是晶体对信号光和背景光的有效 Glass 常数; T 为温度。

扩散效应可以使得光束在晶体中发生自偏转,但是如果信号光光强 $I(x, z)$ 在 x 轴方向上变化比较平滑(这在一般情况下都是成立的),那么在光伏效应非常强的晶体中,扩散效应则可以被忽略^[15]。

折射率改变量的表达式为 $\Delta n = \frac{\beta}{x_0^2} \frac{R |u|^2 + 1}{|u|^2 + 1}$ ^[14],

因此,(1)式可以改写为

$$-i \frac{\partial u}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + \beta \frac{R |u|^2 + 1}{|u|^2 + 1} u, \quad (2)$$

下面证明在 Δn 为正和负的光伏晶体中都能存在一维的灰空间孤子。首先将(2)式做如下变换:

$$\eta = s - v\xi, \quad \zeta = \xi,$$

并令 $u(s, \xi) = A(\eta, \zeta) \exp(i v \eta) \exp(i v^2 \zeta / 2)$ 得

$$-i \frac{\partial A}{\partial \zeta} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \eta^2} + \beta \frac{R |A|^2 + 1}{|A|^2 + 1} A, \quad (3)$$

这里 v 是孤子的横向运动速度。(3)式应具有如下形式的灰孤子解:

$$A(\eta, \zeta) = r^{1/2} y(\eta) \exp \left\{ i \left[\Gamma \zeta + \int_0^\zeta B y^{-2}(\eta') d\eta' \right] \right\}, \quad (4)$$

这里 B 是一个待定的常数, $y(\eta)$ 是一个归一化的无量纲函数。与文献[11]类似,选取 $B = -v$ 。于是,可以求得光场具体表达式为

$$u(\xi, s) = r^{1/2} y(\eta) \exp \left\{ i \left(\Gamma + v^2 / 2 \right) \zeta + i v \int_0^\zeta [1 - y^{-2}(\tilde{\eta})] d\tilde{\eta} \right\}, \quad (5)$$

这里 r 是在无穷远处无量纲化的光强比, $\Gamma + v^2 / 2$ 为光束在晶体中传播时的附加相移。设光强灰度为 m , 也就是说 $y(\eta = 0) = \sqrt{m}$, 另外还要求 $y(\xi)$ 满足 $y'(0) = 0$, $y(\eta \rightarrow \infty) = 1$, $y'(\eta \rightarrow \infty) = 0$ 以及 $y''(\eta \rightarrow \infty) = 0$ 。利用这些关系式,(3)式可以被积分一次,并求出相应的各个参量,从而有

$$\left(\frac{dy}{d\eta} \right)^2 = 2\beta(R-1) \left[\frac{1-y^2}{1+r} - \frac{(y^2-1)^2 m}{(m-1)^2 y^2} \left(\frac{1}{r} \ln \frac{1+rm}{1+r} - \frac{m-1}{1+r} \right) + \frac{1}{r} \ln \frac{1+ry^2}{1+r} \right], \quad (4)$$

$$v = -B = \left[2\beta(R-1) \frac{m}{(m-1)^2} \left(\frac{1}{r} \ln \frac{1+rm}{1+r} - \frac{m-1}{1+r} \right) \right]^{1/2}, \quad (5)$$

$$\Gamma = \beta \frac{1+Rr}{1+r} - \beta(R-1) \frac{m}{(m-1)^2} \left(\frac{1}{r} \ln \frac{1+rm}{1+r} - \frac{m-1}{1+r} \right), \quad (6)$$

(4)式的另一种形式

$$[2\beta(1-R)]^{1/2}\eta = \pm \int_{\sqrt{m}}^{\tilde{y}} \left[\frac{\tilde{y}^2 - 1}{1+r} + \frac{(\tilde{y}^2 - 1)^2 m}{(m-1)^2 \tilde{y}^2} \left(\frac{1}{r} \ln \frac{1+rm}{1+r} - \frac{m-1}{1+r} \right) - \frac{1}{r} \ln \frac{1+r\tilde{y}^2}{1+r} \right]^{-1/2} d\tilde{y}, \quad (7)$$

这便是我们所要求的光伏媒质中的灰孤子方程。可以证明(7)式等号右边方括号内的量总是大于0的,从而得到灰孤子存在的条件是 $\beta(1-R) > 0$ 。如果光伏空间电荷场通过线性电光效应引起的折射率改变 Δn 为正,即 $\beta > 0$,那么要获得灰孤子解,就必须有 $R < 1$ 。反之,如果 $\Delta n < 0$,则应该满足 $R > 1$ 。在其他条件不变的情况下,可以合适地选择背景光和信号光的波长实现 $R < 1$ 和 $R > 1$ 的转换。

我们也可以从上面的分析得到暗孤子。一般地,暗孤子是一个中心包含暗区的光束,在轴向中心的相位有 π 的跃变,且中心光强为零,光伏暗孤子解可以从灰空间孤子的基础上令灰度 $m = 0$ 得到^[16]。令(5)式、(6)式和(7)式中的 $m = 0$,有

$$v = B = 0, \quad (8)$$

$$\Gamma = \beta \frac{1+Rr}{1+r}, \quad (9)$$

以及暗孤子所满足的方程:

$$[2\beta(R-1)]^{1/2}\eta = \pm \int_{\sqrt{m}}^{\tilde{y}} \left(\frac{1-\tilde{y}^2}{1+r} + \frac{1}{r} \ln \frac{1+r\tilde{y}^2}{1+r} \right)^{-1/2} d\tilde{y}, \quad (10)$$

可以看出,暗孤子不具有横向运动速度,这是它与灰孤子的区别所在。用这种方法所得到的暗孤子解和直接将暗孤子的边界条件代入(2)式中所得到的结

果^[13]相同。即我们的理论可以在 $m \rightarrow 0$ 时退化到暗孤子的情况,这一点在后面的分析中也有说明。

3 理论分析及讨论

为了叙述的方便,本文选用Cu:KNSBN作为光伏晶体^[13,14],用波长为 $\lambda = 488 \text{ nm}$ 的e光作为信号光,此时晶体具有下列参量值: $n_e = 2.25$, $E_p = 20 \text{ kV/cm}$ ^[14]。若将晶体的c轴沿x方向放置, $\gamma_{\text{eff}} = \gamma_{33} = 200 \text{ pm/V}$ ^[14]。我们选取无量纲化长度 $x_0 = 4 \text{ }\mu\text{m}$,从而通过计算得到 $\beta = 13$,根据这些参量和(7)式,可作出无量纲化后的灰孤子曲线。

图1(a)给出了 $R=0.85$, $r=30$, m 分别取0.1、0.45、0.6和0.8时的光伏灰孤子强度分布曲线。图1(b)为它们所对应的横向相位分布图,可以看出,和亮、暗孤子不同,他们的波前在横向方向上已经不再是一个常数,而是一个随强度分布变化的量。值得注意的是,在 $m=0.1$ 时孤子横向方向上总相移 $\Delta\phi$ 已经超过 π ,约为 1.1π 。人们也在屏蔽灰孤子中发现了相类似的结果^[11]。然而,这种“比暗孤子更暗”(即 $\Delta\phi$ 即大于 π)的现象并不是在所有的情况下都会出现。

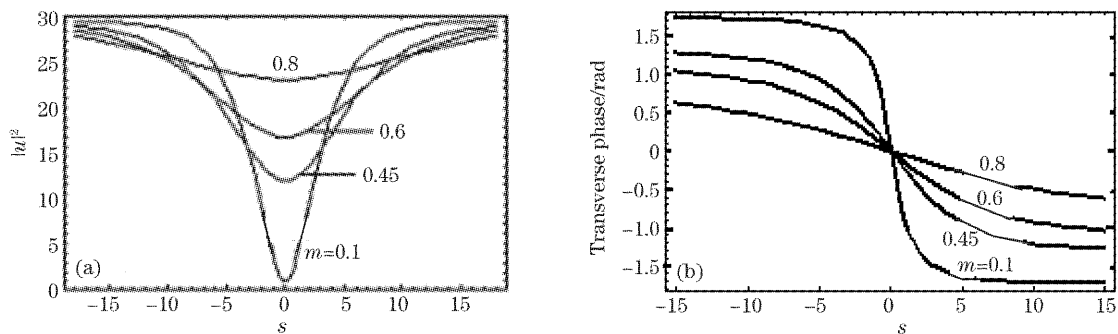


图1 $R=0.85$, $r=30$ 时不同灰度 m 的灰孤子曲线。(a)无量纲化的光强强度分布,(b)横向相位分布

Fig. 1 Gray soliton curves for various values of the grayness m when $R=0.85$, $r=30$. (a) Dimensionless intensity profiles, (b) transverse phase profiles

图2是 r 取不同值时横向总相移 $\Delta\phi$ 随灰度 m 的变化关系曲线。可以看出,只有在 $r \gg 1$ 且 m 较小时总相移才有可能大于 π ,但无论 r 取何值,在 $m \rightarrow 0$ 时孤子总相移总是趋近一个常数 π ,这正是暗孤子所要求的;而在 $m \rightarrow 1$ 时总相位差趋向于0。进

一步的研究表明总相移 $\Delta\phi$ 与参量 R 的取值无关。从图1中还可以粗略地看到,灰度 m 对孤子的半峰全宽存在重要的影响。对于相同的 r 值,灰度 m 值越大,则孤子的半峰全宽越宽,这一现象在图3中可以更清晰地得到体现。

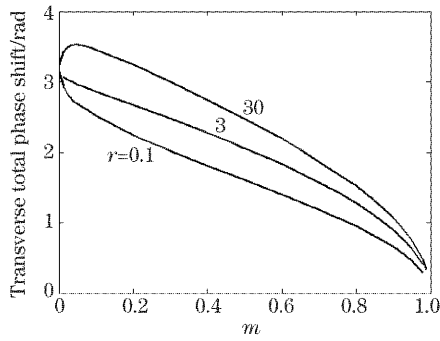


图 2 $R=0.85$, r 取不同值时横向总相移随灰度 m 的变化关系曲线

Fig. 2 Transverse total phase shift versus grayness m for various values of r when $R=0.85$

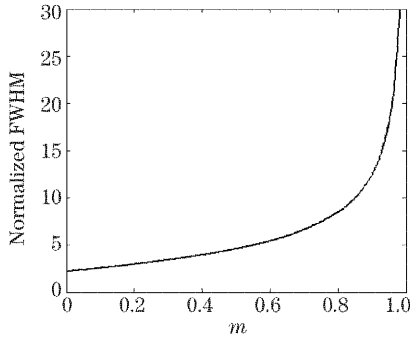


图 3 $R=0.85$, $r=3$ 时灰度 m 对孤子半峰全宽的影响
Fig. 3 Impact of grayness m on the normalized FWHM when $R=0.85$, $r=3$

图 4 给出了孤子半峰全宽随 r 的变化关系曲线。在计算时,选取 $m=0.16$, $R=0.85$ 。可以看出,在 $r < 1$ 时孤子的半峰全宽随光强的增大而增大,而在 $r > 1$ 时,半峰全宽随光强的增大而减小。另外,在计算中也发现,在 $r=[0.9, 1.1]$ 之间,孤子半峰全宽几乎不随 r 的改变而改变。并且对于不同的 R 值,图 4 中的半峰全宽曲线具有几何相似性,改变信号光对背景光的有效光伏系数之比 R 的值,

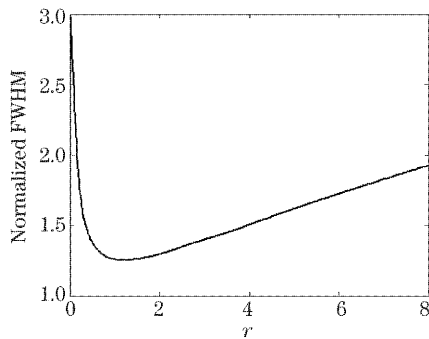


图 4 孤子半峰全宽随 r 的变化关系曲线, 计算时取 $m=0.16$, $R=0.85$

Fig. 4 Normalized FWHM of a gray photovoltaic soliton as a function of r when $m=0.16$, $R=0.85$

只会改变孤子半峰全宽的数值。因此,图 4 具有普遍的意义。图 5 给出了 $r=3$, $m=0.16$ 时孤子半峰全宽随 R 的变化曲线。正如所预期的那样,对于一定大小的 r 和 m ,随着 R 的增大,与折射率改变成正比的量 $(R|u|^2+1)/(|u|^2+1)$ 就越趋向平庸,光诱导的透镜效应减弱,能够束缚的光束宽度变大,在 R 接近于 1 时透镜效应越来越不明显,能发生自陷的光束半峰全宽变化非常剧烈,最终在 $R=1$ 时已无透镜效应,不能使光束发生自陷,孤子半峰全宽趋向无穷大,不能形成孤子。但在折射率改变为正的媒质中, R 不能取大于或等于 1 的数值,这是由光伏灰孤子的存在条件 $\beta(1-R) > 0$ 所限制的。

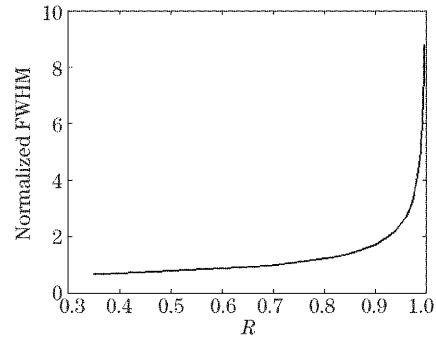


图 5 孤子半峰全宽随 R 的变化曲线,计算时取 $r=3$, $m=0.16$

Fig. 5 Normalized FWHM of a gray photovoltaic soliton as a function of R when $r=3$, $m=0.16$

对于灰孤子,横向运动速度也是一个非常重要的参量,它的大小由(5)式给出。图 6 给出了不同灰度情况下横向运动速度随 R 和 r 的变化关系。可以看出,在 $m \rightarrow 0$ 时孤子的横向速度趋向于 0,这是预料之中的,因为它对应着暗孤子的情形。对于一定的 R 值,横向运动速度在 $r \rightarrow 0$ 时为 0,并在 $r \approx 0$ 附近迅速增大,在达到一个有限的最大值之后缓慢减小,最终在 $r \rightarrow \infty$ 时趋向于 0。横向速度随着 R 值的增大而减小。

如果光束在横向方向上具有如图 1(b) 所示的相位分布,光束将以灰孤子的形式在光伏晶体中稳定传播,并具有一定的横向运动速度,如图 7(a) 所示。图 7(b) 给出了相对应入射光和出射光光强分布。可以看出,出射光与入射光具有相同的光强分布,只是出射光在横向上有一定的位移,这正是灰孤子具有横向速度所决定的。计算表明,在取 $R=0.85$ 时, $r=3$, $m=0.6$ 的灰孤子在纵向上经过 $10kx_0^2$ 距离(约为 4.6 mm)后在横向上的移动距离约 $5.3x_0$ (21.2 μm)。

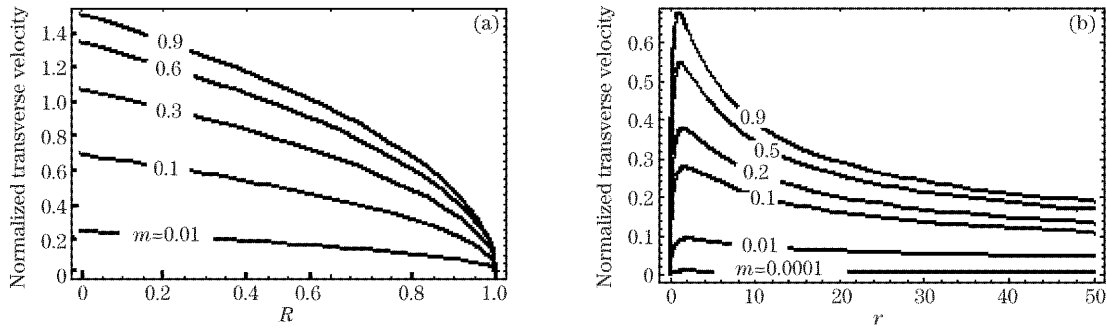


图 6 不同灰度情况下孤子的横向运动速度。(a)随 R 的变化关系,计算时取 $r=3$, (b)随 r 的变化关系,计算时取 $R=0.85$

Fig. 6 Normalized transverse velocity for various values of grayness m . (a) As a function of R when $r=3$, (b) as a function of r when $R=0.85$

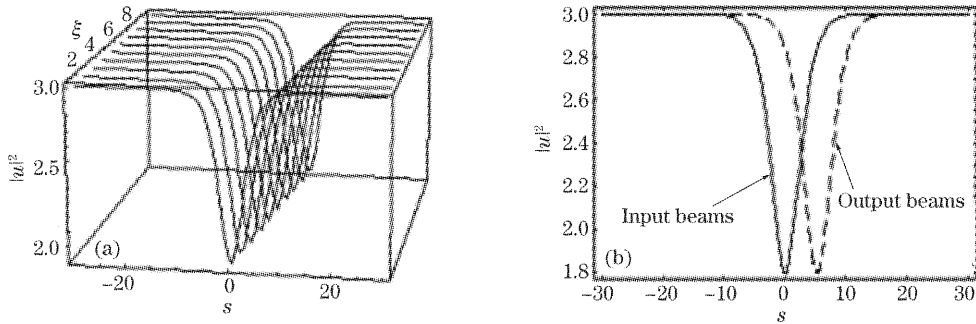


图 7 $R=0.85, r=3, m=0.6$ 时灰孤子稳定传播。(a)传播情况, (b)入射和出射光强分布

Fig. 7 Propagation behavior of a gray soliton of $r=3$ and $m=0.6$ in a photovoltaic media when $R=0.85$.

(a) Propagation dynamics, (b) intensity profiles of input and output beams

4 稳定性分析

设灰孤子的归一化动量为 Q , 则根据文献[17]可知, 其稳定条件为 $dQ/dv < 0$ 。由(2)式可知

$$Q = \frac{i}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(u \frac{\partial u^*}{\partial \eta} - u^* \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) \left(1 - \frac{r}{|u|^2} \right) ds, \tag{11}$$

将(5)式代入(11)式中, 有

$$Q = \rho v \int_{-\infty}^{+\infty} [y - y^{-1}]^2 ds, \tag{12}$$

图 8 给出了不同 r 值时 Q/r 与 v 的变化关系曲线。从图 8 可以清楚地看到, 当 $r < 30$ 时 dQ/dv 总小于 0, 从而孤子总是稳定的。而当 $r > 30$ 且 v 相对较小时出现了 $dQ/dv > 0$ 的情况, 孤子不再稳定。有趣的是这些不稳定解的 m 都非常小, 几乎是全暗的。例如 $r = 100$, 且 $v = 0.02$ 时, 孤子的灰度 $m = 0.005$ 。也就是说, 较大 r 值的暗孤子是不稳定的。从图 8 上还可以看到, 不论 r 取何值, 当 $v \rightarrow 0$ 时总有 $Q/r \rightarrow \pi$ 。

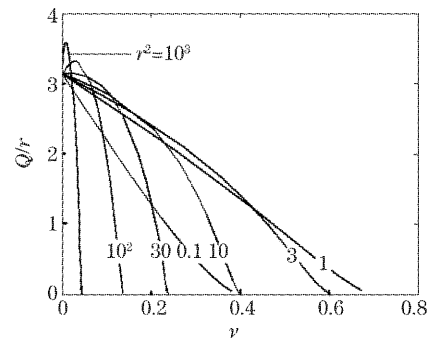


图 8 光伏灰孤子的 Q/r 与 v 的关系曲线

Fig. 8 Renormalized momentum Q/r of a gray photovoltaic soliton versus normalized velocity v

5 结 论

本文在考虑背景光的光伏作用下, 从理论上证明了在折射率改变为正的媒质中也可以形成灰孤子和暗孤子。结果表明, 如果要求光束以灰孤子状态在光伏晶体中传播, 其横向相位必须具有一个与光强分布有关的分布形式, 表达式为

$$\phi(s) = v \left[\eta - \int_0^{\eta} y^{-2}(\tilde{\eta}) d\tilde{\eta} \right].$$

我们还就孤子光强振幅、孤子灰度 m 、以及信号光与背景光的有效 Glass 系数之比 R 对孤子半峰全宽、横向总相移以及横向运动速度等特性的影响进行了详细的讨论,并对光伏灰孤子的稳定性做了较详细的分析。从我们的理论还可以简单地令光强灰度 $m = 0$,进而得到暗孤子解。

参 考 文 献

- 1 M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani *et al.*. Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**(24): 3211~3214
- 2 Keqing Lu, Xiangping Zhu, Wei Zhao *et al.*. Low-amplitude vector screening solitons[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2004, **2**(8): 483~485
- 3 Zhonghua Hao, Jingsong Liu. Self-deflection of bright soliton in a separate bright-dark screening soliton pair based on higher-order space charge field[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, **1**(6): 353~356
- 4 M. Taya, M. C. Bashaw, M. M. Fejer *et al.*. Observation of dark photovoltaic spatial solitons[J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **52**(4): 3095~3100
- 5 Lu Keqing, Zhang Yanpeng, Li Bo *et al.*. Self-deflection of steady-state spatial solitons in biased photorefractive-photovoltaic crystals[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(2): 134~138 (in Chinese)
卢克清,张彦鹏,李 博等. 有偏压的光伏光折变晶体中屏蔽光伏孤子的自偏转[J]. *光学学报*, 2002, **22**(2): 134~138
- 6 Tan Xin, Liu Jingsong. Self-deflection of bright photorefractive solitons[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(11): 1307~1311 (in Chinese)
谭 欣,刘劲松. 光折变明孤子的自偏转演化特性[J]. *光学学报*, 2002, **22**(11): 1307~1311
- 7 Lu Keqing, Zhao Wei, Qian Shixiong *et al.*. Incoherently coupled low amplitude soliton pairs in biased photorefractive-photovoltaic crystals[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(5): 563~566 (in Chinese)
- 8 Hou Chunfeng, Abdurusul, Du Chunguang *et al.*. Spatial solitons in photorefractive organic polymers[J]. *Acta. Physica Sinica*, 2001, **50**(11): 2159~2165 (in Chinese)
侯春风,阿不都热苏力,杜春光等. 光折变有机聚合物中的空间孤子[J]. *物理学报*, 2001, **50**(11): 2159~2165
- 9 Wang Xiaosheng, She Weilong. Pochromatic spatial solitons in photorefractive polymers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(4): 507~511 (in Chinese)
王晓生,余卫龙. 光折变有机聚合物中的双色光空间孤子[J]. *光学学报*, 2004, **24**(4): 507~511
- 10 D. N. Christodoulides, M. I. Carvalho. Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(9): 1628~1633
- 11 A. G. Grandpierre, D. N. Christodoulides, T. H. Coskun *et al.*. Gray spatial solitons in biased photorefractive media[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2001, **18**(1): 55~63
- 12 W. Krolikowski, B. Luther-Davies, C. Denz. Photorefractive solitons[J]. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 2003, **39**(1): 3~12
- 13 She Weilong, Wang Xiaosheng, He Guogang *et al.*. One-dimensional dark solitons in photovoltaic media with a positive perturbation refractive index[J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, **50**(11): 2166~2171 (in Chinese)
余卫龙,王晓生,何国岗等. 折射率改变为正的 光折变晶体中形成一维光伏暗孤子[J]. *物理学报*, 2001, **50**(11): 2166~2171
- 14 Wang Hongcheng, Wang Xiaosheng, She Weilong. Effect of spatial phase modulation on propagation of photovoltaic spatial solitons[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(8): 2595~2599 (in Chinese)
王红成,王晓生,余卫龙. 空间相位调制对光伏孤子传播的影响[J]. *物理学报*, 2004, **53**(8): 2595~2599
- 15 Ru Guo, Zhengfang Ling, Simin Liu *et al.*. Photovoltaic saturable nonlinearity in 2D in photorefractive crystals[J]. *Opt. Commun.*, 2000, **180**(1~3): 147~151
- 16 Wei Qing, Wang Qi, Shi Jielong. Analysis of the existence of one-dimensional dark and gray spatial solitons in logarithmically nonlinear media[J]. *Acta Physica Sinica*, 2003, **52**(7): 1645~1649 (in Chinese)
卫 青,王 奇,施解龙. 对数型非线性介质中一维空间暗、灰孤子的存在性分析[J]. *物理学报*, 2003, **52**(7): 1645~1649
- 17 I. V. Barashenkov. Stability criterion for dark solitons[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**(7): 1193~1197