

布拉格光栅中微扰光声孤子*

李华星 林机†

(浙江师范大学非线性物理研究所, 金华 321004)

(2010年10月20日收到, 2011年8月9日收到修改稿)

研究了布拉格光栅中光波和声波的相互作用. 利用多重尺度方法, 将光声耦合方程约化为非线性薛定谔方程, 并给出了单光声孤子和双光声孤子近似解析解. 进一步讨论了光声孤子抑制光速的机理和双光声孤子的相互作用性质.

关键词: 布拉格光栅, 光声耦合, 多重尺度方法, 光声孤子

PACS: 42.25.-p, 42.65.-k

1. 引言

布拉格光栅^[1]具有周期性变化的中心折射率、较大的群速度色散和非线性效应, 光波在布拉格光栅中传播时可以形成孤子. 近几十年来人们对布拉格光栅中的孤子进行了大量的研究, 在实验上, 文献[2,3]分别研究了布拉格光孤子和带隙光孤子, 带隙光孤子是布拉格光孤子在光子带隙频谱中的特例; 在理论上, 文献[4]首先提出了带隙孤子的概念, 文献[5]给出了光波在布拉格光栅中传播所遵循的耦合方程组, 得到了相应的带隙光孤子解, 比较了带隙光孤子和其他光孤子速度的取值范围, 分析了带隙光孤子对微扰的敏感性, 并对带隙光孤子传播的稳定性进行了讨论. 布拉格光栅的色散效应使得带隙光孤子的速度可以远小于光速, 基于此带隙光孤子抑制光速的机理得到了深入的分析^[6-8]. 最近, 布拉格光栅的双稳性^[9,10]以及带隙光孤子传播稳定性^[11,12]也受到人们的广泛关注.

近年来, 光声相互作用已成为人们关注的一个热点问题^[13-15]. 在布拉格光栅中, 电致伸缩效应表现如下: 光强的变化可以改变介质的密度, 从而对声波产生影响; 声波也能够通过介质折射率的变化作用于光波. 因此在考虑电致伸缩效应的情况下^[16-19], 带隙光孤子与声波耦合, 形成一种新的带隙孤子——光声孤子. 文献[20]首先提出了光声孤

子的概念, 并给出了光声在布拉格光栅中传播所满足的耦合方程组, 发现光声孤子的速度可以减小到接近声速. 显然, 在这样的系统中, 光波传播速度可以被抑制. 然而, 文献[20]只是给出了单光声孤子解析解, 并用数值方法分析了孤子的稳定性. 考虑到光声耦合方程是不可积的, 直接寻找方程的解析解有较大的困难, 而多重尺度方法^[21]是寻找这些不可积方程的近似解析解行之有效的方法.

本文运用多重尺度方法将布拉格光栅中的光声耦合方程约化为标准的非线性薛定谔方程(NLSE), 利用NLSE是一个完全可积的方程, 给出了布拉格光栅中的近似光声孤子解析解, 如单光声孤子解和双光声孤子解. 并且研究了孤子解的演化性质, 讨论了孤子的宽度、振幅和中心位置随时间的变化, 给出了光声孤子速度的具体表达式, 并与声速作了比较.

2. 光声耦合方程约化

在布拉格光栅中, 光声耦合方程组为

$$ik'_0 u_t + iu_z + \kappa v + \frac{2\pi(\omega_0/c)^2}{k_0 A} \times (\chi_s |u|^2 + \chi_x |v|^2) u + \chi_{es} w u = 0, \quad (1)$$

$$ik'_0 v_t - iv_z + \kappa^* u + \frac{2\pi(\omega_0/c)^2}{k_0 A} \times (\chi_x |u|^2 + \chi_s |v|^2) v + \chi_{es} w v = 0, \quad (2)$$

* 国家自然科学基金(批准号:10875106)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: linji@zjnu.edu.cn

$$w_u - \Gamma w_{zz} - \beta_s^2 w_{zz} + \lambda(|u|^2 + |v|^2)_{zz} = 0. \quad (3)$$

这里 $u = u(z, t)$ 和 $v = v(z, t)$ 为相向传输的光波包络函数, 即光栅中前向和后向传播的光波振幅慢变包络函数; $w = w(z, t)$ 为声波区域介质的密度函数; u_t, v_t, w_{zz} 等表示函数 u, v, w 对时间变量 t 和空间变量 z 的导数; $k'_0 = \frac{dk}{d\omega}(\omega = \omega_0)$ 为光波的群速度; κ 为布拉格反射率; κ^* 为 κ 的复共轭, χ_s 和 χ_s^* 分别为交叉相位调制系数和自相位调制系数; A 为波导的有效横截面; λ 表示与能量密度相关的电致伸缩系数; $\chi_{es} = (\omega_0/c) \frac{dn}{d\omega}$ 表示与波矢变化相关的电致伸缩系数; β_s 为声速; Γ 为声波黏滞系数, Γ 在现有长度的布拉格光栅中是可以忽略的。

2.1. 线性部分分析

为了运用多重尺度方法得到耦合方程组(1)–(3)的近似解, 并且考虑到方程(1)和(2)线性部分的相似性, 故对其线性部分加以分析。

$$ik'_0 \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} = \begin{bmatrix} -i \frac{\partial}{\partial z} & -\kappa \\ -\kappa^* & i \frac{\partial}{\partial z} \end{bmatrix} \mathbf{F}, \quad (4)$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix}.$$

显然 \mathbf{F} 有如下形式的解:

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} f_+ \\ f_- \end{bmatrix} \exp(i(kz - \Omega t)). \quad (5)$$

相应的色散关系为

$$k'_0 \Omega_{\pm} = \pm \sqrt{k^2 + |\kappa|^2}. \quad (6)$$

正交的本征矢为

$$\mathbf{f}^{(+)} = \begin{bmatrix} \kappa \\ p_1 \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} f_+^{(+)} \\ f_-^{(+)} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

$$\mathbf{f}^{(-)} = \begin{bmatrix} \frac{\kappa(p_1^2 + |\kappa|^2)}{\kappa^2 + p_1^2} \\ \frac{2\kappa^2 \sqrt{k^2 + |\kappa|^2}}{\kappa^2 + p_1^2} \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} f_+^{(-)} \\ f_-^{(-)} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

其中

$$p_1 = k - \sqrt{k^2 + |\kappa|^2}.$$

由色散关系可知 $|\Omega| \geq |\kappa|/k'_0$, 故光子带隙的

宽度满足 $\Delta\Omega = 2|\kappa|/k'_0$. 由于布拉格光栅的非线性效应和群速度色散的平衡, 在光子带隙内可以形成带隙光孤子, 在电致伸缩作用下, 带隙光孤子与声波耦合, 从而得到光声孤子。

2.2. 多重尺度约化

首先引入新的时空慢变量

$$z_n = \mu^n z,$$

$$t_n = \mu^n t,$$

其中 $n = 0, 1, 2, \dots$, μ 为小参量. 根据线性部分分析, 假设 \mathbf{F} 和 w 有如下形式:

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &\equiv \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} = \mu(a(z_n; t_n)\mathbf{f}^{(+)} + \mu b_2(z_n; t_n)\mathbf{f}^{(-)} \\ &\quad + \mu^2 b_3(z_n; t_n)\mathbf{f}^{(-)} + \dots) \exp(i(kz_0 - \Omega_+ t_0)) \\ &= \mu \mathbf{F}_1 + \mu^2 \mathbf{F}_2 + \mu^3 \mathbf{F}_3 + \dots, \end{aligned} \quad (9)$$

$$w = \sum_j \mu^{2j} w_j(z_n; t_n). \quad (10)$$

通过确定 $a(z_n; t_n)$, $b_j(z_n; t_n)$ 和 $w_j(z_n; t_n)$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) 的具体形式, 找到方程(1)–(3)的近似解析解. \mathbf{F} 的本征矢 $\mathbf{f}^{(+)}$ 和 $\mathbf{f}^{(-)}$ 分别代表波包中心在光子带隙的上支和下支, 且由 $\mu \ll 1$ 可看出, \mathbf{F} 主要包含一个在光子带隙上支与不同时间、空间尺度有关的布洛赫函数和一些作为微扰的光子带隙下支的布洛赫函数。

将(9)和(10)式代入光声耦合方程组(1)–(3), 令 μ 的各阶系数等于零, 可分别得到

$$\left[O_0 + \begin{bmatrix} 0 & \kappa \\ \kappa^* & 0 \end{bmatrix} \right] \mathbf{F}_1 = 0, \quad (11)$$

$$\left[O_0 + \begin{bmatrix} 0 & \kappa \\ \kappa^* & 0 \end{bmatrix} \right] \mathbf{F}_2 + O_1 \mathbf{F}_1 = 0, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} &\left[O_0 + \begin{bmatrix} 0 & \kappa \\ \kappa^* & 0 \end{bmatrix} \right] \mathbf{F}_3 \\ &+ O_1 \mathbf{F}_2 + O_2 \mathbf{F}_1 + \mathbf{V} = 0, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} &\left(\frac{\partial^2}{\partial t_1^2} - \beta_s^2 \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} \right) w_1(z_n; t_n) \\ &+ \lambda (\mathbf{f}_+^{(+)} + \mathbf{f}_-^{(+)}) \frac{\partial^2 |a(z_n; t_n)|^2}{\partial z_1^2} = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

这里

$$O_n = ik'_0 \sigma^0 \frac{\partial}{\partial t_n} + i\sigma^3 \frac{\partial}{\partial z_n},$$

$$\begin{aligned} \mathbf{V} &= \chi_{es} w_1(z_n; t_n) a(z_n; t_n) \mathbf{f}^{(+)} \\ &+ \frac{2\pi(\omega_0/c)^2}{k_0 A} \mathbf{G} |a(z_n; t_n)|^2 a(z_n; t_n) \mathbf{f}^{(+)}, \end{aligned}$$

其中 σ^0 和 σ^3 是自旋泡利矩阵,

$$G = \begin{bmatrix} \chi_s \kappa^2 & \chi_x p_1^2 \\ \chi_s p_1^2 & \chi_x \kappa^2 \end{bmatrix}.$$

由方程(11), (12) 得到

$$b_2(z_n; t_n) k'_0 (\Omega_+ - \Omega_-) \sigma^0 f^{(-)} + O_1 a(z_n; t_n) f^{(+)} = 0, \quad (15)$$

然后把(15)式化为相应的标量方程, 引入两个新的变量

$$\xi_1 = z_1 - c_s t_1, \\ \tau_1 = t_1,$$

可得

$$c_s \frac{\partial a}{\partial z_1} + \frac{\partial a}{\partial t_1} = 0, \quad (16)$$

$$b_2(z_n; t_n) = -i \frac{k^2 - k \sqrt{k^2 + |\kappa|^2} + |\kappa|^2}{(k^2 + |\kappa|^2) k'_0 (\Omega_+ - \Omega_-)} \frac{\partial a}{\partial \xi_1}, \quad (17)$$

其中 c_s 是光子带隙上支的布洛赫函数波包的群速度,

$$c_s = \frac{\kappa^2 - p_1^2}{(\kappa^2 + p_1^2) k'_0}.$$

再由(16)式可清楚地看出 a 与 τ_1 无关, 故 $a = a(\xi_1; z_2, \dots; t_2, \dots)$.

对于 $w_1(z_n; t_n)$, 由(14)式和 ξ_1 , 可得

$$w_1(z_n; t_n) = \frac{-\lambda |a|^2}{c_s^2 - \beta_s^2} (\kappa^2 + p_1^2). \quad (18)$$

由方程(11), (13) 得到相应的标量方程. 再综合以上各式, 引进两个新的变量

$$\xi_2 = z_2 - c_s t_2, \\ \tau_2 = t_2,$$

可给出关于变量 a 的 NLSE

$$i \frac{\partial a}{\partial \tau_2} + B \frac{\partial^2 a}{\partial \xi_1^2} + \alpha |a|^2 a = 0, \quad (19)$$

式中

$$B = \frac{4\kappa^2 (kp_1 + |\kappa|^2)}{k'_0 (\Omega_+ - \Omega_-) (k^2 + |\kappa|^2) (\kappa^2 + p_1^2)},$$

$$\alpha = \frac{-\chi_{es} \lambda (\kappa^2 + p_1^2)}{c_s^2 - \beta_s^2} + \frac{2\pi (\omega_0/c)^2 \kappa}{k_0 A} \times (\kappa^2 (\kappa \chi_s + p_1 \chi_x) + p_1^3 (\chi_s + \chi_x)).$$

由微扰方法的本质^[22], (19)式可改写为

$$i \frac{\partial a}{\partial \tau} + B \frac{\partial^2 a}{\partial \xi^2} + \alpha |a|^2 a = 0, \quad (20)$$

其中

$$\xi = z - c_s t, \\ \tau = t.$$

进一步作如下变换:

$$a_s = \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/3} a,$$

$$\tau_s = \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/3} \tau,$$

$$\xi_s = \sqrt{\frac{\left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/3}}{B}} \xi,$$

(20)式化为

$$i \frac{\partial a_s}{\partial \tau_s} + \frac{\partial^2 a_s}{\partial \xi_s^2} + 2 |a_s|^2 a_s = 0. \quad (21)$$

由标准的 NLSE (21) 的解, 我们可以得到光声耦合方程组(1)–(3)的近似解析解.

3. 光声孤子解析解

方程(21)有如下单孤子解^[23,24]:

$$a_s = l \operatorname{sech}(2lh\tau_s - l(\xi_s - \xi_0)) \times \exp(i((l^2 - h^2)\tau_s + h\xi_s + \theta_0)). \quad (22)$$

再由(9)和(10)式得到耦合方程组(1)–(3)的单孤子

$$u = \left(\kappa - i\beta_1 \frac{\partial}{\partial z} \right) \exp(i(kz - \Omega_+ t)) \times \left(\frac{l \operatorname{sech}(2lh\tau_s - l(\xi_s - \xi_0)) \exp(i((l^2 - h^2)\tau_s + h\xi_s + \theta_0))}{\left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/3}} \right), \quad (23)$$

$$v = \left(k + \sqrt{k^2 + |\kappa|^2} - i\beta_2 \frac{\partial}{\partial z} \right) \exp(i(kz - \Omega_+ t)) \times \left(\frac{l \operatorname{sech}(2lh\tau_s - l(\xi_s - \xi_0)) \exp(i((l^2 - h^2)\tau_s + h\xi_s + \theta_0))}{\left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/3}} \right), \quad (24)$$

$$w = \frac{-\lambda l^2 (\kappa^2 + p_1^2) \operatorname{sech}^2(2lh\tau_s - l(\xi_s - \xi_0))}{(c_s^2 - \beta_s^2) \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{2/3}}, \quad (25)$$

式中

$$\begin{aligned} \xi_s &= \sqrt{\left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/3} B} (z - c_s t), \\ \tau_s &= \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/3} t, \\ \beta_1 &= \frac{\kappa(kp_1 + |\kappa|^2)(p_1^2 + |\kappa|^2)}{k'_0(k^2 + |\kappa|^2)(\Omega_+ - \Omega_-)(k^2 + p_1^2)}, \\ \beta_2 &= \frac{2\kappa^2(kp_1 + |\kappa|^2)}{k'_0 \sqrt{(k^2 + |\kappa|^2)(\Omega_+ - \Omega_-)(k^2 + p_1^2)}}. \end{aligned}$$

由孤子解形式可知, 孤子主要由以下参数表征: 孤子速度由 c_s 和 h 决定, 孤子宽度和高度由 α, B 和 l 确定, ξ_0 和 θ_0 为孤子的初始位置和相位. 由 ξ_s, τ_s 和孤子解可给出带隙光孤子速度的具体表达式

$$v_s = c_s + 2h \sqrt{\left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/3} B},$$

当声波速度 $\beta_s = 0.2$ 时, 其他参数的取值为 $k'_0 = 2\pi(\omega_0/c)^2(k_0A)^{-1}(\chi_x) = \chi_{es} = \kappa = 1$, $2\pi(\omega_0/c)^2(k_0A)^{-1}(\chi_x) = 0.5, \lambda = 0.01, k = 0.25$, $h = 1$ 时, 得出 $c_s = 0.24, \alpha = -2.37, B = 0.73$, 再结合带隙光孤子速度的表达式可知 $v_s = 1.76$. 图 1 所示为光声耦合方程组的单孤子解 (23)–(25) 式 (取 $l = 0.5, \theta_0 = 0.5, \xi_0 = 1$) 中的强度 $|u|^2 + |v|^2$ 和 w 随时间 t 的演化. 带隙光孤子和声波强度在传播过程中都没有变化, 孤子稳定地沿 z 轴传播, 其形状和传播速度不发生改变. 当声波速度 $\beta_s = 0.2$ 时, 带隙光孤子的速度 $v_s = 1.76$, 容易看出光波的速度与声波很接近, 即在考虑声波的情况下, 由于电致伸缩效应, 声波与光波作用使光速变慢. 光声孤子的相互作用可以产生抑制光速的效果.

同样地, 光声耦合方程组的双孤子解为^[23,24]

$$\begin{aligned} u &= \left(\kappa - i\beta_1 \frac{\partial}{\partial z}\right) \left(\frac{1}{\left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/3}} \frac{g}{h}\right) \\ &\quad \times \exp(i(kz - \Omega_+ t)), \quad (26) \\ v &= \left(k + \sqrt{k^2 + |\kappa|^2} - i\beta_2 \frac{\partial}{\partial z}\right) \end{aligned}$$

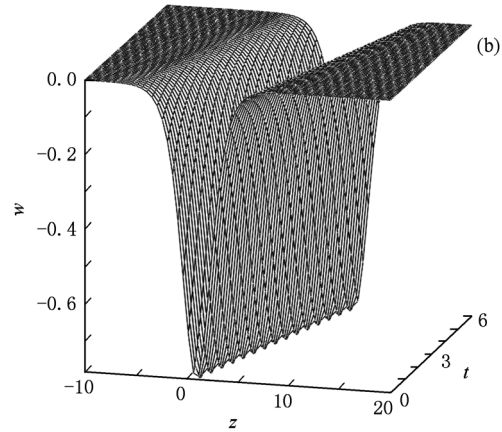
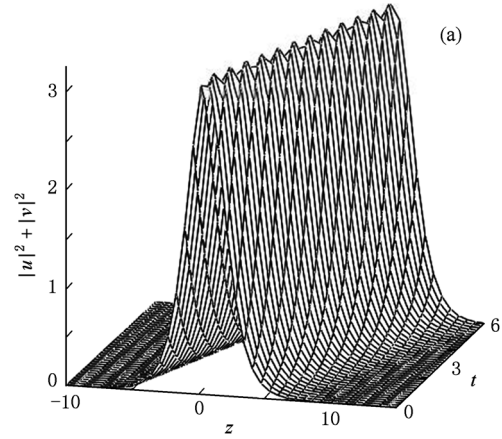


图 1 单光声孤子随时间的演化 (a) $|u|^2 + |v|^2$ 的演化, (b) w 的演化

$$\times \left(\frac{1}{\left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/3}} \frac{g}{h}\right) \exp(i(kz - \Omega_+ t)), \quad (27)$$

$$w = \frac{-\lambda(\kappa^2 + p_1^2)}{(c_s^2 - \beta_s^2)} \left|\frac{1}{\left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/3}} \frac{g}{h}\right|^2, \quad (28)$$

式中

$$\begin{aligned} g &= \frac{1}{2} (\exp(\eta_1) + \exp(\eta_2) + \exp(\eta_1 + \eta_2 \\ &\quad + \eta_1^* + \theta_{12} + \theta_{13} + \theta_{23}) \\ &\quad + \exp(\eta_1 + \eta_2 + \eta_2^* + \theta_{12} + \theta_{14} + \theta_{24})), \\ h &= 1 + \exp(\eta_1 + \eta_1^* + \theta_{13}) + \exp(\eta_1 + \eta_2^* + \theta_{14}) \\ &\quad + \exp(\eta_2 + \eta_1^* + \theta_{23}) + \exp(\eta_2 + \eta_2^* + \theta_{24}) \end{aligned}$$

$$+ \exp(\eta_1 + \eta_2 + \eta_1^* + \eta_2^* + \theta_{12} + \theta_{13} + \theta_{14} + \theta_{23} + \theta_{24} + \theta_{34}),$$

且

$$\begin{aligned} \exp(\theta_{12}) &= 2(k_1 - k_2)^2, \\ \exp(\theta_{34}) &= 2(k_1^* - k_2^*)^2, \\ \exp(\theta_{m,2+n}) &= \frac{1}{2(k_m + k_n^*)^2} \\ &\quad (m, n = 1, 2), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta_m &= \omega_m \tau_s + k_m \xi_s + \eta_m^{(0)} \\ &\quad (m = 1, 2). \end{aligned}$$

图 2 给出了光声耦合方程组的双光声孤子解 (26)–(28) 式 (取 $k_1 = 0.5 + 0.2i, k_2 = 0.5 - 0.5i, \eta_1^{(0)} = \eta_2^{(0)} = 0$) 中的强度 $|u|^2 + |v|^2$ 和 w 随时间 t 的演化. 从图 2 可以看出, 两个孤波均沿 z 轴稳定传播, 碰撞后不改变传播的速度和方向, 并且碰撞前后孤子的宽度、振幅不发生变化.

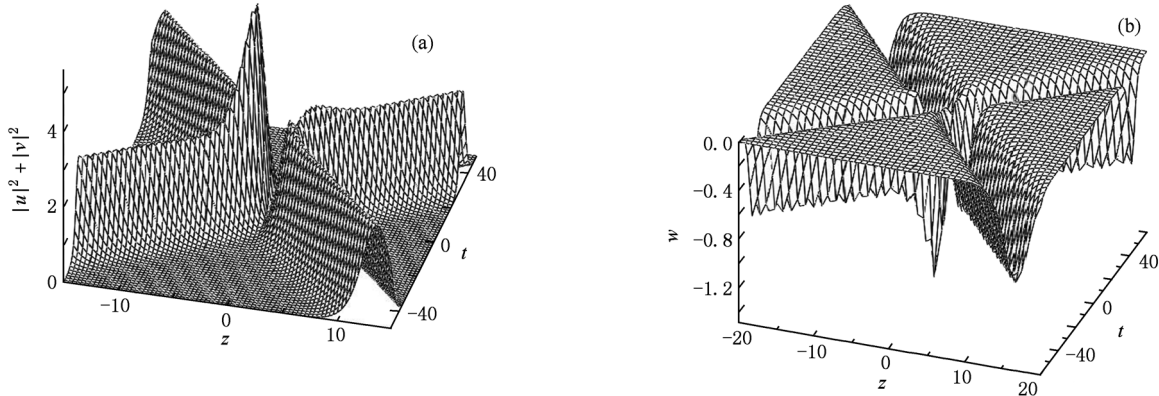


图 2 双光声孤子随时间的演化 (a) $|u|^2 + |v|^2$ 的演化, (b) w 的演化

4. 结 论

本文利用多重尺度方法将复杂的光声耦合方程组约化为标准的 NLSE, 得到了光声耦合方程组的近似单光声孤子解和双光声孤子解. 并且借助计算机描述了孤子解的图像, 演示了孤子稳定地沿 z

轴传播、碰撞后不改变传播的速度和方向、碰撞前后孤子的宽度和振幅不发生变化. 事实上, 我们还能得到方程 (1)–(3) 的近似多孤子解析解. 由于电致伸缩对光声传波的影响, 带隙光孤子可以与声波耦合形成光声孤子, 光传播的速度得到了抑制, 进一步认识到光声耦合的重要性.

[1] Kashyap R 1999 *Fiber Bragg Gratings* (San Diego: Academic Press) p10
 [2] Eggleton B J, Slusher R E, Sterke C M D 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 1627
 [3] Taverner D, Broderick N G R, Richardson D J 1998 *Opt. Lett.* **23** 328
 [4] Chen W, Mills D L 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 160
 [5] Sterke C M D, Sipe J E 1994 *Gap Solitons* (Amsterdam: Elsevier) p204
 [6] Winful H G, Raman V P 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3586
 [7] William C K M, Malomed B A, Chu P L 2003 *Phys. Rev. E* **68** 026609
 [8] Mok J T, Sterke C M D, Littler I C M 2006 *Nat. Phys.* **2** 775
 [9] Tian J F, Wu Z M, Xia G Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6419 (in Chinese) [田剑锋, 吴正茂, 夏光琼 2006 物理学报 **55** 6419]
 [10] Tian J F, Wu Z M, Xia G Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2256 (in Chinese) [田剑锋, 吴正茂, 夏光琼 2007 物理学报 **56** 2256]
 [11] Kazantseva E V, Maimistov A I 2009 *Phys. Rev. A* **79** 033812
 [12] Kalithasan B, Porsezian K, Senthilnathan K 2010 *Phys. Rev. A* **81** 053802
 [13] Zhao C, Ju L, Fan Y 2008 *Phys. Rev. A* **78** 023807
 [14] Fermann M E, Silva V D, Smith D A 1993 *Opt. Lett.* **18** 1505
 [15] Verluise F, Laude V 2000 *Opt. Lett.* **25** 575
 [16] Buckland E, Boyd R W 1997 *Opt. Lett.* **22** 676
 [17] Buckland E, Boyd R W 1996 *Opt. Lett.* **21** 1117
 [18] Gao J S, Zhang N 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8607 (in Chinese) [高剑森, 张宁 2009 物理学报 **58** 8607]
 [19] Zhou K Y, Ye H, Zhen H Y, Yin Y, Shen W D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 365 (in Chinese) [周可余, 叶辉, 甄红宇, 尹伊, 沈伟东 2010 物理学报 **59** 365]

- [20] Tasgal R S, Band Y B 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 243902
[21] Sterke C M D, Sipe J E 1990 *Phys. Rev. A* **42** 550
[22] Sterke C M D, Sipe J E 1988 *Phys. Rev. A* **38** 5149
[23] Cheng X P, Ye L J, Lin J 2007 *Commun. Theor. Phys.* **48** 227
[24] Ruan H Y, Chen Y X, Lou S Y 2001 *Commun. Theor. Phys.* **35** 641

The perturbed optoacoustic solitons in Bragg grating*

Li Hua-Xing Lin Ji[†]

(*Institute of Nonlinear Physics, Zhejiang Normal University, Jinhua 321004, China*)

(Received 20 October 2010; revised manuscript received 9 August 2011)

Abstract

We investigate the interaction between acoustic and optical signals in Bragg gratings. Using the multiple-scale method, we convert the optoacoustic coupled mode equations into a standard nonlinear Schrödinger equation. Thus, we obtain approximate solutions of the optoacoustic coupled mode equations, such as the single-soliton solutions and multiple-soliton solutions. Furthermore, we discuss the properties of slowing light of optoacoustic solitons and the interaction of two-soliton solutions.

Keywords: Bragg grating, optoacoustic coupling, multiple-scales method, optoacoustic solitons

PACS: 42.25.-p, 42.65.-k

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10875106).

[†] Corresponding author. E-mail: linji@zjnu.edu.cn