

文章编号:1004-4213(2010)03-0427-4

Compton 散射下多信道平面光波导的空间光孤子开关*

郝晓飞, 赵慧, 郝东山

(黄淮学院 信息工程系, 河南 驻马店 463000)

摘要:应用量子微扰理论和多光子非线性 Compton 散射模型,对 Compton 散射下多信道平面光波导的空间光孤子开关进行了研究.结果表明:在横向具有正弦形周期折射率调制的非线性平面光波导的多信道系统中,原先束缚在一个信道中的孤子可以靠由入射和散射光形成的耦合控制光点,通过交叉相位调制横向吸引孤子波束,使孤子从原信道切换到邻近信道,从而实现光孤子开关的功能.控制光点可由耦合光在势谷之间的横向聚焦来实现.散射既能使控制光点的有效强度的阈值和孤子的辐射损耗增大,势垒增高,幅度下降较小,有利于孤子开关的形成;又能使波束展宽较宽,并存在开关被破坏的危险.由此可见,Compton 散射下恰当控制入射激光强度是实现孤子开关的关键.

关键词:空间光孤子;平面光波导;光开关;耦合;多光子非线性 Compton 散射

中图分类号: TN252

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20103903.0427

0 引言

近几年来,光孤子在高频通信中得到了应用而备受关注^[1],其形成机制是由非线性光纤中的群速度色散和自相位调制的抗衡而产生稳定的包络脉冲.空间光孤子是自导引波束,衍射引起的波束展宽被非线性介质的自聚焦作用所补偿,波形在传输中保持不变,其存在和作用已被实验所证实^[2-5].空间光孤子的相互作用展示了可用来制造孤子开关的可能性,以及在多信道光数据传输与信号处理系统中有重要地位,尤其在全光开关器件方面有着巨大的应用前景,因此引起了人们的极大关注和深入研究^[6-9].

近期,王子华等人通过对非线性平面波导在 x 方向添加周期性折射率变化形成的势垒对孤子波束约束的研究^[10],指出了能在该波导中形成光孤子开关的可能性.应指出的是,这些研究均未考虑 Compton 散射的影响.实验指出,当入射光强度为 10^{16} W/cm² 数量级以上时,介质中就会发生非线性 Compton 散射并放出一个高频光子^[11].散射光与入射光耦合会产生新的传输模式.由此可见,Compton 散射的影响是不能忽略的.

1 耦合光子频率

当波导中发生多光子非线性 Compton 散射时,散射光子的频率为^[12]

$$\omega_s = \frac{N\omega_0(1+\beta_0\cos\theta_0)(1-\beta_f\cos\theta'_1)}{\xi^2 + \frac{\xi N\hbar\omega_0(1+\beta_0\cos\theta_0)}{m_0c^2(1-\cos\theta')^{-1}}} \quad (1)$$

式中 $\xi = |\gamma_0 - \gamma_f| / (\gamma_0 - 1)$ 为量度散射非弹性参量; $\gamma_0 = [1 - (v_0/c)^2]^{-1/2} = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ 和 $\gamma_f = [1 - (v_f/c)^2]^{-1/2} = (1 - \beta_f^2)^{-1/2}$, v_0 和 v_f 、 N 、 m_0 、 ω_0 、 c 、 \hbar 分别为电子散射前后的 Lorentz 因子、速度、与电子同时作用的光子数、电子的静止质量、入射光圆频率、真空中的光速、普朗克常数; θ_0 为电子和光子散射前的运动方向夹角; θ'_1 和 θ' 为电子静止系中电子与散射光子运动方向的夹角和光子散射角.本文仍取耦合光频为 $\omega_c = \omega_s - \omega_0$ ^[12],则有

$$\omega_c = \omega_0 \left[\frac{N(1+\beta_0\cos\theta_0)(1-\beta_f\cos\theta'_1)}{\xi^2 + \frac{\xi N\hbar\omega_0(1+\beta_0\cos\theta_0)}{m_0c^2(1-\cos\theta')^{-1}}} \right] \quad (2)$$

2 Compton 散射对空间光孤子开关的影响

人们用微扰法研究了在非线性 3 层平面 Kerr 介质波导中实现光孤子开关情况^[10],散射前,孤子传输满足的薛定谔方程为

$$iu_z + u_{xx}/2 + \epsilon\cos(qx)u + |u|^2u = 0 \quad (3)$$

式中 z 和 u 为沿 z 方向稳定传输的电磁场的传输距离和振幅;将 Kerr 介质的非线性系数归一化为 1; ϵ

* 河南省基础与前沿技术研究基金(092300130227)资助
Tel:0396-2823160 Email:haodongshan1948@126.com
收稿日期:2009-05-04 修回日期:2009-08-09

和 $q=2\pi$ 为调幅和周期.

耦合光会使 z 、 u 和 ϵ 产生改变量 Δz 、 Δu 和 $\Delta\epsilon$, 即有 $z_c = z + \Delta z$ 、 $u_c = u + \Delta u$ 和 $\epsilon_c = \epsilon + \Delta\epsilon$. 于是, 式(3)变为

$$\begin{aligned} & iu_z + u_{xx}/2 + \epsilon \cos(qx)u + |u|^2 u + [i\Delta u_2 + \\ & \Delta u_{xx}/2 + (\Delta\epsilon u + \epsilon\Delta u) \cos(qx) + \\ & 3|u|^2 \Delta u] = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

式(4)中, 等式左端方括号中的项为散射引起的附加项. 推导中, 忽略了 Δ^2 项(以下均如此). 由此可见, Compton 散射的影响不可忽略.

在波导的 x 方向加周期线性折射率调制信号, 可形成由平行势谷组成的势垒系统. 若光束横向照射波导, 耦合聚焦光打到 $x=x_0$ 和 $z=0$ 的两个势谷中间($0 < x_0 < 1$)的位置上, 通过交叉相位调制形成吸引中心, 其作用可用另一个局部微扰表示为

$$\begin{aligned} & iu_z + u_{xx}/2 + \epsilon \cos(qx)u + |u|^2 u + [i\Delta u_2 + \\ & \Delta u_{xx}/2 + (\Delta\epsilon u + \epsilon\Delta u) \cos(qx) + 3|u|^2 \Delta u] \approx \\ & -\mu\delta(x-x_0)\delta(z)u - [(\Delta\mu u + \mu\Delta u) \times \\ & \delta(x-x_0)\delta(z)] \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $\mu_c = \mu + \Delta\mu$ 为耦合光点强度, μ 和 $\Delta\mu$ 为散射前的光点强度及其增量. 式(5)中, 等号两端的方括号中的项为散射引起的附加项. 推导中, 忽略了 δ 函数中的 x 和 z 的变化. 由于 $\mu_c > \mu$, 因此, 与散射前相比, 吸引点有机会能将某一势垒所束缚的光孤子较容易地激发到邻近的势谷中去. 局部光点照射下, 光孤子的解可表示为

$$u_c(x, z) = u(x, z) + \Delta u(x, z) = a(x, z) \times \{\exp[i\phi(x, z)] + \exp[i\varphi(x, z)]\} \quad (6)$$

式中 a 、 ϕ 和 φ 为实数. 光点不引起孤子幅度的变化. 散射前后相位变化分别为

$$\Delta\phi(x, z) = \phi(x, z=0^+) - \phi(x, z=0^-) = \mu\delta(x-x_0) \quad (7)$$

$$\Delta\varphi(x, z) = \varphi(x, z=0^+) - \varphi(x, z=0^-) = \Delta\mu\delta(x-x_0) \quad (8)$$

耦合光所产生的总相位变化为

$$\Delta\phi(x, z) = (\mu + \Delta\mu)\delta(x-x_0) \quad (9)$$

将 ϵ_c 和 μ_c 看作微扰, 孤子看作准孤子^[11]. 无微扰时, 非线性薛定谔方程解为

$$a(x, z) = \sqrt{2k+v^2} \sec h[\sqrt{2k+v^2} \times (x-vz-\eta)] \quad (10)$$

式中, k 和 v 是传输常数和形式上的粒子速度; η 为 $z=0$ 的波束中心坐标. 孤子的动量矩为

$$P = i \int_{-\infty}^{+\infty} u_x^* u dx \quad (11)$$

式中“*”号代表复共轭. 受微扰的 p 具有速度 v , 孤子动量、动能及有效质量分别为

$$P = m_p v, E_k = P^2 / 2m_p \quad (12)$$

式中 $m_p = 2\sqrt{2k+v^2}$ 为光子的质量. 波束在 $z < 0$ 时被束缚在某一势谷中, 有 $v = \eta = 0$, 则局部光点产生的相位的瞬时改变将导致粒子的动量矩从 0 跳跃到某一数值, 其值为

$$\begin{aligned} P &= \int_{-\infty}^{+\infty} a^2(x) \Delta\Phi'(x) dx = (\mu + \Delta\mu) \times \\ & \int_{-\infty}^{+\infty} a^2(x) \delta(x-x_0) dx = -2\mu a(x_0) \times \\ & a'(x_0) - 2\Delta\mu a(x_0) a'(x_0) \end{aligned} \quad (13)$$

式中“'”表示对 x 求导; 等号右边的第二项为散射引起的动量增量. 由式(10)、(12)和(13), 可得到一阶微扰下的光子动能为

$$\begin{aligned} E_{ck} &= \mu^2 (2k)^{5/2} \text{sh}^2(\sqrt{2k}x_0) \text{sec} h^6(\sqrt{2k}x_0) \\ & + 2\mu\Delta\mu (2k)^{5/2} \text{sh}^2(\sqrt{2k}x_0) \text{sec} h^6(\sqrt{2k}x_0) \end{aligned} \quad (14)$$

式中, 等号右边第二项为动能增量. 可见, 散射后的局部微扰对孤子起更强的突然推动作用.

光孤子与周期调制的折射率之间的相互作用可用有效周期势垒 $W_c(\eta)$ 描述为^[13]

$$W_c(\eta) = -\frac{\pi^2 \cos(2\pi\eta)}{\text{sh}(\pi/\sqrt{2k})} (\epsilon + \Delta\epsilon) \quad (15)$$

公式适用于 $v=0$. 由式(10), 可得到将邻近势谷分开的势垒高度为

$$\Delta W_c = \frac{2\pi^2 \epsilon}{\text{sh}(\pi/\sqrt{2k})} + \frac{2\pi^2 \Delta\epsilon}{\text{sh}(\pi/\sqrt{2k})} \quad (16)$$

式(16)等号右边第二项为势垒高度增量. 可见, 虽散射使势垒高度增加, 使被某一势垒束缚的孤子跳跃到邻近势谷中的难度增大, 但由于散射也使孤子的能量增大, 因此跳跃的几率依然存在. 只要使 $E_k > \Delta W$, 孤子就会在突然的推动下而处于运动之中, 将越过势垒进入到邻近的势谷中去. 由式(14)、(16)和关系式 $E_k > \Delta W$, 可得到: 要想将孤子波束切换到邻近的信道, 必须保证横向控制光点的有效强度超过阈值

$$\mu_{\text{cthr}}^2 = \frac{2\pi^2 (\epsilon + \Delta\epsilon) \text{ch}^6(\sqrt{2k}x_0)}{(2k)^{5/2} \text{sh}^2(\sqrt{2k}x_0) \text{sh}(\pi/\sqrt{2k})} \quad (17)$$

μ_{cthr}^2 作为 x_0 的函数, 在 $\text{ch}^6(\sqrt{2k}x_0) = 3/2$ 的点上具有最小值. 由式(17)可知, 散射使得控制光孤子开关的光点有效强度的阈值增大. 须指出的是, 虽推导中未考虑碰撞出原势谷的孤子越过势垒时所产生的辐射损耗, 即未考虑因辐射损耗会重新俘获孤子而使邻近势谷的束缚效应增强的因素, 但因散射能使控制光点的有效强度大大增强, 也可完全满足式(17)的要求, 所以越过势垒的孤子会被邻近的势谷重新束缚, 从而实现光孤子开关的可能性是存在的.

3 数值模拟

由式(9)知式(5)满足的初始条件为

$$u_c(x, z=0) = a_0(x) \exp [i(\mu + \Delta\mu) \times \tilde{\delta}(x - x_0)] \quad (18)$$

式中 $a_0(x)$ 代表孤子束缚在原势谷中的稳态解. 因需用高斯型 $\tilde{\delta}$ 函数进行数值模拟, 将其定义为

$$\tilde{\delta}(x - x_0) = \sqrt{\frac{\Delta}{\pi}} \exp [-\Delta(x - x_0)^2] \quad (19)$$

式(5)与(4)是等效的, 用数值模拟法求解式(4), 对式(4)和(18)进行模拟.

设 $x_0 = 1/2$, 即光点恰在两势谷间. 取入射光强为 10^{16} W/cm^2 , $\epsilon = 0.9$, $\Delta\epsilon = 0.1$, $k = 2$, $\mu = 29$, $\Delta\mu = 1$, $\Delta = 100$, $z = 1, 4, 8$, $|u_c(x, z)|^2$ 随 x 的变化曲线如图 1, 图中虚线为 $z=0$ 处的光孤子波束的初始形状, 实线为散射后 $z=1, 4, 8$ 时光孤子波束形状. 式(19)中的归一化参量 $\Delta = 100$ 意味着与信道间隔为 1 相比较, 光点的大小为 0.1, $k=2$ 时孤子的大小也为 1. 由图 1 可知, $z=1$ 时, 与散射前的曲线幅值为 1.5 相比, 幅值明显增高, 幅展宽较宽, 幅度下降较小, 这是因散射使局部微扰和光子能量增强的缘故. 此外, 场在 $|x|$ 很大时还比较明显, 这表明有较强的辐射, 孤子还能存在并向右移动. $z=8$ 时, 与散射前的孤子波束形状相比, 波束幅值亦明显增高, 波束中心位置由原来的正好在 $x=1$ 处移到十分接近 $x=1$ 处, 说明波束的确转移到邻近的信道, 幅度较小跌落后又较快的恢复, 但开关有被破坏的危险. z 继续增加, 波束保持稳定并被束缚在近乎 $x=1$ 处. 可见, 散射既能增强邻近势谷的束缚效应, 有利于孤子开关的形成, 又存在开关被破坏的危险, 因此恰当控制入射光强是形成孤子开关的关键.

改变参数, 如选光点强度 $30 \leq \mu_c \leq 60$, 其它参数 ϵ_c, k, Δ 和 x_0 不变, 结果与图 1 的情况相仿. $\mu_c < 30$ 及 $\mu_c > 60$ 时, 波束不能转移到邻近的势谷, 有时波形甚至完全被破坏, 辐射被损耗掉了, 但产生开关的阈值存在; 接近 30 时, 与微扰理论预测的结果一致.

改变其它参数, 如选 $\Delta = 100 \sim 1000$ 进行模拟, 发现波束并未转移到邻近的势谷中, 形状亦未发生很大变化. 再如, 其它参数不变, 选 $k = 1 \sim 4$ 进行模拟, 发现 $k=1$ 时, 波形被破坏, 波束不产生从原先势谷向邻近势谷的移动; $k=4$ 时, 光点作用可忽略.

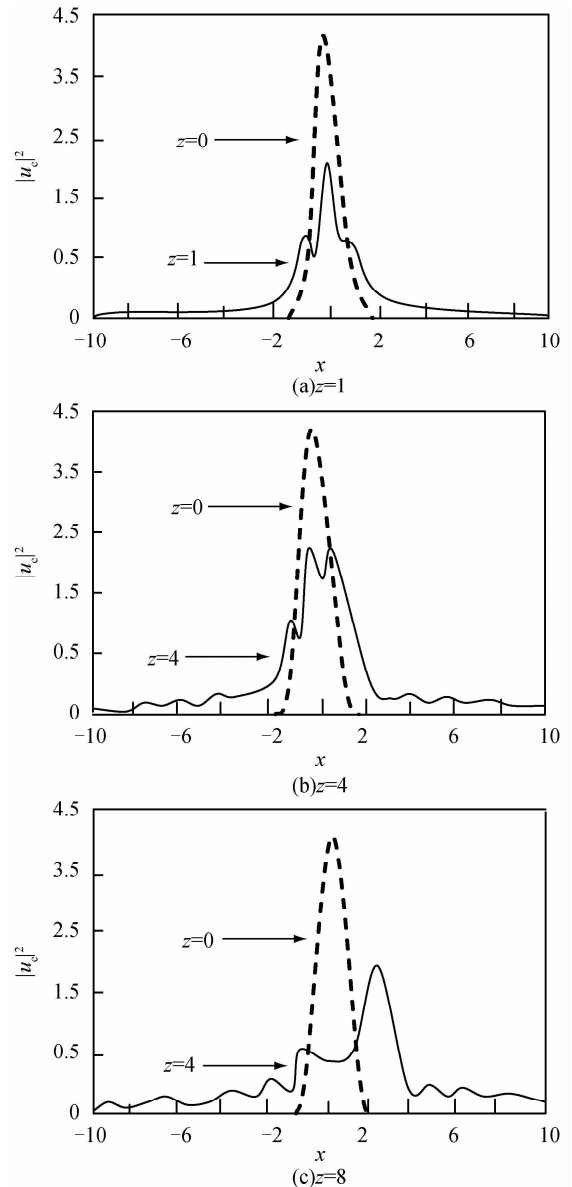


图 1 $|u_c(x, z)|^2$ 随 x 的变化曲线

Fig. 1 $|u_c(x, z)|^2$ versus x

4 结论

通过讨论可得出: 原先束缚在一个信道中的孤子, 可靠在局部加一个控制光点, 通过交叉相位调制来横向吸引孤子波束, 使孤子从原信道切换到邻近信道, 从而实现光孤子开关. 控制光点可用耦合光横向聚焦于势谷之间来实现. Compton 散射既能使控制光点的有效强度阈值和孤子辐射损耗增大, 势垒增高, 孤子波束幅度下降较小, 有利于开关的形成; 又能使展宽较宽, 存在开关被破坏的危险. 可见, 恰当控制入射光强是形成孤子开关的关键.

参考文献

- [1] SERIK V N, HASEGAWA A. Exactly integrable nonlinear Schrödinger equation models with varying dispersion, nonlinearity and gain; application for soliton dispersion managements [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2002, **8**(3):418-431.
- [2] KRUGLOV V I, PEACOCK A C, HARVEY J D. Exact self-similar solutions of the generalized nonlinear Schrödinger equation with distributed coefficients[J]. *Phys Rev Lett*, 2003, **90**(11):113902(1-4).
- [3] STRATMANN M, PAGEL T, MITSCHKE F. Experimental observation of temporal soliton molecules[J]. *Phys Rev Lett*, 2005, **95**(14):143902(1-4).
- [4] SHEN Yu-zhen, WANG Qing-yue, XING Qi-rong, et al. Self-phase modulation in chirped-pulse amplification [J]. *Acta Physica Sinica*, 1986, **13**(2):135-137.
沈玉贞, 王清月, 邢其荣, 等. 啁啾脉冲放大中的自相位调制 [J]. *物理学报*, 1986, **13**(2):135-137.
- [5] SNYDER A W, SHEPPARD A P. Collisions, steering and guidance with spatial solitons[J]. *Opt Lett*, 1993, **18**(7):482-484.
- [6] SHALABY M, BARTHELEMY A. Experimental spatial soliton trapping and switching[J]. *Opt Lett*, 1991, **16**(9):1472-1474.
- [7] LI Q Y, PASK C, SAMMUT R A. Simple model for spatial optical soliton in planar waveguides [J]. *Opt Lett*, 1991, **16**(14):1083-1085.
- [8] HAO Dong-shan, HAO Xiao-fei, HUANG Yan-xia. Motion of electron in a laser field around plasma interface under Compton scattering[J]. *Acta Photonics Sinica*, 2009, **38**(1):16021.
郝东山, 郝晓飞, 黄燕霞. Compton 散射下激光等离子体界面附近电子的运动[J]. *光子学报*, 2009, **38**(1):16-21.
- [9] HAO Dong-shan, HUANG Yan-xia. Energy conversion effect on multi-photon nonlinear Compton scattering [J]. *Acta Photonics Sinica*, 2003, **32**(4):441-443.
郝东山, 黄燕霞. 多光子非线性 Compton 散射的能量转换[J]. *光子学报*, 2003, **32**(4):441-443.
- [10] WANG Zi-hua, YI Fei-zhang. Optically controlled switching for spatial solitons in multichannel planar waveguide system [J]. *Journal of Optoelectronics · Laser*, 2002, **13**(1):23-26.
王子华, 易斐章. 多信道非线性平面光波导的空间光孤子开关 [J]. *光电子 · 激光*, 2002, **13**(1):23-26.
- [11] KONG Qing, ZHU Li-jun, WANG Jia-xiang, et al. Electron dynamics in the extra-intense stationary laser field[J]. *Acta Physics Sinica*, 1999, **48**(4):650-660.
孔青, 朱立俊, 王加祥, 等. 电子在超强激光场中的动力学特性 [J]. *物理学报*, 1999, **48**(4):650-660.
- [12] HAO Dong-shan, CHEN Xiang-dong, HAO Xiao-fei. Effect of modulation instability in the multi-photon nonlinear Compton scattering on wavelength-division multiplexing systems[J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2006, **23**(2):235-239.
郝东山, 陈向东, 郝晓飞. 多光子非线性 Compton 散射下的调制不稳定性对波分复用系统的影响[J]. *量子电子学报*, 2006, **23**(2):235-239.
- [13] KIVSHAR Y S, MALOMED B A. Dynamixs of solitons in nearly integrable systems[J]. *Rev Mod Phys*, 1989, **61**(4):763-915.

Spatial Soliton Switching in Multi-channel Planar Waveguide System under Compton Scattering

HAO Xiao-fei, ZHAO Hui, HAO Dong-shan

(Department of Information Engineering, Huanghuai University, Zhumadian, Henan 463000, China)

Abstract: Using the quantum perturbation theory and model of the multi-photon nonlinear Compton scattering, the optically controlled switching for spatial soliton in multi-channel planar waveguide system under Compton scattering is studied. The result shows that in the nonlinear planar optical waveguide with a sinusoidal modulation of the refractive index in the transverse direction, the soliton can be cut between a channel and near channel, through the pinch soliton wave beam effect in the transverse direction of the cross phase modulation between the soliton in the channel, and control optical point formed by the incident optical and scattered optical, and the function of the soliton switching is attained. The control optical point can be attained by the transverse direction focusing of the coupling optical between a potential valley and near potential valley. The threshold of the effective intensity of the control optical point and the radiation loss of the soliton can be increased by the scattered optical, the potential wall high is increased, and the littler extent is reduced. These are all beneficial to the soliton form, the wide unfolded by the scattering of the soliton wave beam is bigger, and the danger destroyed by the scattering to the soliton switching is existing too. Therefore, the control appropriate incident laser intensity is the key for the attaining soliton switching.

Key words: Spatial soliton; Planar optical waveguides; Optical switching; Coupling; Multi-photon nonlinear Compton scattering



HAO Xiao-fei was born in 1973. He is a lecturer at Huanghuai University, and his research interests focus on the basic theory about laser physics.