

文章编号: 0253-2239(2001)05-0513-05

飞秒光脉冲间相互作用的数值研究*

田慧平¹⁾ 李仲豪¹⁾ 王 钢¹⁾ 周国生^{1),2)}

(1), 山西大学电子系, 太原 030006

(2), 北京大学区域光纤通信网与相干光纤通信国家重点实验室, 北京 100871

摘要: 通过数值模拟对飞秒光脉冲间的相互作用进行了研究, 结果表明: 飞秒孤子的相互作用与常规的皮秒孤子间的相互作用不同。后者在孤子间距较小的情况下, 相互作用表现为周期性离合, 而前者的相互作用更严重, 在初始阶段其相互作用与皮秒孤子一致, 而当两孤子合二为一后, 一直处于排斥状态, 孤子间距随传输距离增加而增加。这在通信系统中将造成更大的误码率。传统的不等振幅法在一定程度上可有效地抑制飞秒孤子的相互作用。

关键词: 飞秒脉冲; 孤子; 相互作用; 数值模拟

中图分类号: TN012 文献标识码: A

1 引 言

光孤子在光纤中传输, 其相互作用一直都是研究的热点课题之一^[1-3]。在光通信中, 通过减小相邻孤子的间距, 可以提高传输的比特率, 但是此时孤子的相互作用更严重, 所以有必要研究其作用规律从而提出抑制方法, 来保证光通信中的无误码率传输。迄今为止, 人们对非线性薛定谔方程(NLSE)的孤子解(皮秒孤子)的相互作用结果及其抑制方法进行了大量研究^[4-6], 最近又得到了三阶色散影响下皮秒孤子间的相互作用结果及其抑制建议^[7]。

然而, 随着长距离、大容量光通信的要求, 迫切需要利用飞秒脉冲进行传输。但是对于脉宽小于 100 fs 的超短脉冲, 由于一系列非线性效应以及高阶色散对脉冲的影响, 传统的非线性薛定谔方程需要修正为高阶非线性薛定谔方程(HNLSE)方可描述飞秒脉冲在光纤中的传输^[8]。人们已经从各种不同的角度对高阶非线性薛定谔方程的解进行了研究, 得到了各种不同类型的精确解^[9-15, 19], 但是还没有人对这些解在光纤中传输时发生的相互作用进行研究。

本文针对最近文献^[15, 16]报告的高阶非线性薛定谔方程在任意参数条件下的亮孤波解, 通过数值模拟研究了其在光纤中传输时发生的相互作用, 并且对该相互作用进行了有效的抑制。

* 国家自然科学基金(10074041)、山西省自然科学基金(991004)资助项目。

收稿日期: 2000-03-15; 收到修改稿日期: 2000-04-27

2 高阶非线性薛定谔方程的孤波解及其数值模拟方法

对于脉宽小于 100 fs 的光脉冲, 其在光纤中的传输特性可由高阶非线性薛定谔方程描述^[8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial Z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{\alpha}{2} A = \\ i\gamma |A|^2 A + \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} - \\ a_1 \frac{\partial}{\partial \tau} (|A|^2 A) - a_2 A \frac{\partial |A|^2}{\partial \tau}, \quad (1) \end{aligned}$$

式中 Z 为脉冲在光纤中传输的距离, τ 为时间坐标, $1/\beta_1$ 和 β_2 分别为脉冲的群速度和群速度色散, α 和 γ 分别代表光纤的损耗和非线性克尔效应; 方程倒数第二项对应于脉冲沿的自陡峭; 最后一项对应于自频移效应, 其系数 a_2 一般为复数, 可写为 $a_2 = a_r + ia_i$, 其中由 a_i 引发的自频移效应可通过增益带宽限制或滤波器来抑制^[17], 实际的损耗可以由许多种方法(如掺铒光纤放大器)来补偿, 所以计算中取 $a_i = 0, \alpha = 0$ 。

为数值演化计算方便, 使方程无量纲化作如下变换:

$$\begin{aligned} T = \tau - \beta_1 Z, \quad E = A/\sqrt{P_0}, \\ t = T/T_0, \quad z = Z/L_0. \end{aligned}$$

其中 P_0, L_0, T_0 分别为归一化参量, 则变换后的方程可简写成:

$$\begin{aligned} iE_z + (\alpha_1 E_{2z} + \alpha_2 |E|^2 E) = \\ i[\alpha_3 E_{3z} + \alpha_4 (|E|^2 E)_z + \alpha_5 (|E|^2)_z E], \quad (2) \end{aligned}$$

其中

$$\alpha_1 = -\frac{1}{2} \operatorname{sgn}(\beta_2), \quad \alpha_2 = N^2, \quad \alpha_3 = \frac{\beta_3}{6|\beta_2|T_0},$$

$$\alpha_4 = -\frac{2}{\omega_0 T_0} N^2, \quad \alpha_5 = -\frac{\alpha_5}{\gamma T_0},$$

$L_D = T_0^2/|\beta_2|$ 为色散长度, $L_{NL} = 1/(\gamma P_0)$ 为非线性长度, $N^2 = L_D/L_{NL}$.

(2) 式在某些特定条件下的精确孤波解可参见 [9~14]。特别是最近研究发现(2)式对于任意参数亦可存在如下亮孤波解^[15,16]:

$$E(z, t) = A_0 \operatorname{sech}[\eta(t - \rho z)] \exp[i(qz - \Omega t)], \quad (3)$$

其中

$$|A_0| = [6\alpha_3/(3\alpha_4 + 2\alpha_5)]^{1/2} \cdot \eta, \quad (4)$$

$$\rho = 3\alpha_3\Omega^2 - 2\alpha_1\Omega - \alpha_3\eta^2, \quad (5)$$

$$q = (\Omega^2 - \eta^2)(\alpha_3\Omega - \alpha_1) + 2\alpha_3\Omega\eta^2, \quad (6)$$

$$\Omega = \frac{(3\alpha_4 + 2\alpha_5)\alpha_1 - 3\alpha_2\alpha_3}{6\alpha_3(\alpha_4 + \alpha_5)}. \quad (7)$$

式中, η 为脉冲宽的倒数, ρ 为脉冲的峰值移动, q 和 Ω 分别为传播常数和频率的移动。

本文采用数值演化的方法讨论(3)式孤波解的相互作用。为了提高精度,采用下述对称的分步傅里叶变换算法:

$$E(z + h, t) \approx \exp\left(\frac{hD}{2}\right) \exp(hN) \exp\left(\frac{hD}{2}\right) E(z, t),$$

其中:

$$D = i\alpha_1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \alpha_3 \frac{\partial^3}{\partial t^3},$$

$$N = i\alpha_2 |E|^2 + \alpha_4 E^* E_t + (\alpha_4 + \alpha_5) |E|^2.$$

计算中根据普通单模光纤的典型参数值取 $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = -0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$, $\gamma = 20 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, 取 $T_0 = 100 \text{ fs}$, $N^2 = 1$, 可得(2)式的系数值: $\alpha_1 = 0.5$, $\alpha_2 = 1$, $\alpha_3 = -0.0083$ 。另外为了计算方便使(7)式 $\Omega = 0$, 可取 $\alpha_4 = -0.0166$, $\alpha_5 = 0$ 。输入的双孤子可写作^[18]:

$$E(0, t) = A_0 \operatorname{sech}(t - q_0) + rA_0 \operatorname{sech}[r(t + q_0)], \quad (8)$$

其中 r, q_0 分别为两个孤子的相对振幅和初始间距。

3 计算结果及分析

为了考察飞秒孤子间的相互作用,首先将完全相同的两个孤子作为入射脉冲,即(8)式中取 $r = 1$, 当初始间距取 $q_0 = 5.0$ 时,数值结果表明两孤子

在 $z = 100$ 之内有相互吸引的趋势,表现为孤子间距随距离增大而减小,但作用效果不明显,为此减小孤子入射间距,取 $q_0 = 3.5$, 图 1 给出该情况下脉冲传输图。从图中可以清楚地看到,由于孤子间距的减小,其相互作用已完全表现出来。在前 25 个色散长度中,孤子作用表现为相互吸引,到第 26 个色散长度,两孤子完全作用合二为一,这种作用效果与已研究出的皮秒脉冲相互作用的初始阶段^[18] 类似。然而,由图 1 中可见,两孤子合二为一之后则一直处于排斥状态,图 1 的等高线也完全表明这点。这与皮秒孤子作用表现出的周期性离合完全不同,它将在更大程度上影响超短光孤子通信的可行性。所以说飞秒孤子的相互作用较皮秒孤子更严重。

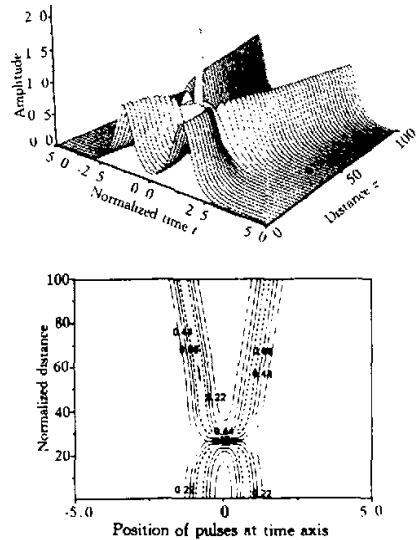


Fig.1 Soliton interaction with two equal amplitude and phase pulses. Initial pulse separation is $q_0 = 3.5$

另外从上面分析可知即使孤子间距相对较大,其相互作用也是不可忽略的。为了进一步比较不同间距孤子的相互作用,分别让上述不同间距的孤子对传播更远的距离 $z = 500$, 其传输结果如图 2 所示。图 2(a)表明,对于较小间距,在 100 个色散长度之内,孤子完成吸引作用开始排斥且 500 个色散长度之内一直处于排斥状态;对较大间距的孤子相互作用,从图 2(b)可见,孤子对完成吸引走向排斥是在第 200 个色散长度之内。所以说飞秒孤子在间距不同的情况下其相互作用的总趋势是类似的,只是随间距增大其相互作用有减弱的趋势。这与三阶色散影响下皮秒孤子的相互作用^[7] 效果是一致的。

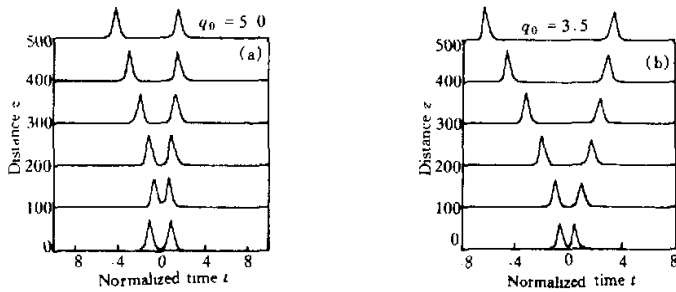


Fig. 2 Soliton interaction up to a distance of 500, under the condition of equal amplitude

以上分析说明对于飞秒脉冲,其相互作用对通信系统性能的影响更大,需要研究其抑制问题。对于皮秒孤子已有的抑制方法有不等振幅法、不等相位法以及不同偏振法等,其中采用相邻孤子不等振幅的传输方法目前被认为是较为可行的孤子作用抑制法^[18]。这种方法是在输入孤子对时让其振幅稍有偏差,看孤子对的传输情况。由于该方法被广泛用于研究孤子对的相互作用,而且均可起到一定的抑制效果,所以本文也用该方法抑制飞秒孤子的相

互作用。

图3(a)给出初始振幅之比为1.10:1,即(8)式中取 $r = 1.10$,初始间距 $q_0 = 3.5$,其他条件与图1完全相同情况孤子对在光纤中的传输情况。从图中可见,孤子作用发生了相当大的改变。具体地说,此时的相互作用已有很大程度的减弱,虽然仍表现出周期性离合,但这种离合既没有分离很远,也没有合二为一,所以说此时的相互作用在一定程度上得到了抑制。

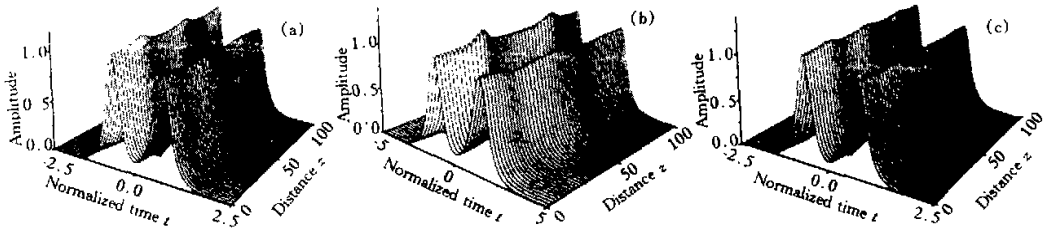


Fig. 3 Soliton interaction with two unequal amplitude pulses, where (a) $r = 1.10$, (b) $r = 1.05$, (c) $r = 1.15$, the other parameters are same to Fig. 2

但是,图中的周期性离合作用还是很明显的,大量计算结果表明,不同初始振幅的选取,对孤子相互作用的抑制程度不同。当振幅比减小为1.05:1时,传输结果如图3(b)所示。由图可知抑制效果没有改善。为此取振幅比较大时看其传输情况。图3(c)为振幅比取1.15:1时的孤子传输结果。可见较图3(a),其离合程度明显减小,同时产生离合的周期也相对减小。纵观上述三图的情况,可以看到,图3(c)抑制孤子相互作用的效果最好。当继续增大振幅比为1.20:1时结果与图3(c)类似,但随距离增加隐约有排斥趋势。为此进一步增大振幅比为1.50:1,此时结果已完全不同,具体如图4中等高线所示,孤子表现出与前面不同的强相互作用。

由上面的分析可见,不同振幅比对孤子相互作用的抑制效果不同,所以实际中应有一较合适的选

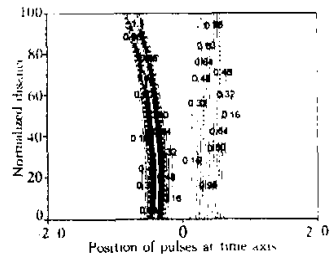


Fig. 4 Same as Fig. 3, but with $r = 1.50$

择。在本文的研究中1.15:1是相对最合适的。下面讨论在这种选择下孤子对传输较长距离后的情况。图5为在图3(c)的前提下传输距离为 $z = 500$ 时的结果。与等振幅传输500的图2(b)相比,可以看到孤子相互作用基本得到抑制。

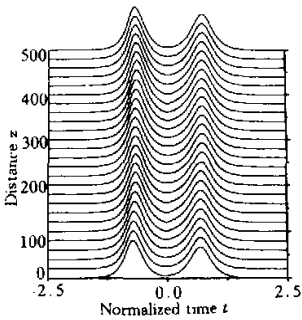


Fig. 5 Same as Fig. 3(c), but up to a longer distance of 500

最后,简单讨论多孤子间的相互作用。图 6(a)为等振幅下,孤子间距离 $q_0 = 3.5$ 时的三孤子、四孤

子传输图。由图可见,传输中孤子相互作用表现相当明显。对于四孤子的情况,其相互作用表现出对称性。而三孤子作用在初始阶段有对称表现。但在 100 附近,其相互作用又有不同结果。对于上述情况,用最佳抑制幅值比 1.15:1 来抑制。结果表明对于不同幅值分配抑制结果不同。图 6(b)、图 6(c)为三、四孤子相互作用被抑制后的结果。图中表明当两边孤子取较小幅值(1:1.15:1),三孤子相互作用只能在较小距离内得到抑制。而当两边孤子取较大幅值时(1.15:1:1.15),从图中可见其相互作用几乎得到完全抑制。对于四孤子取不同幅值其相互作用也在一定程度上有所抑制,而且抑制效果与不同幅值分配有关。

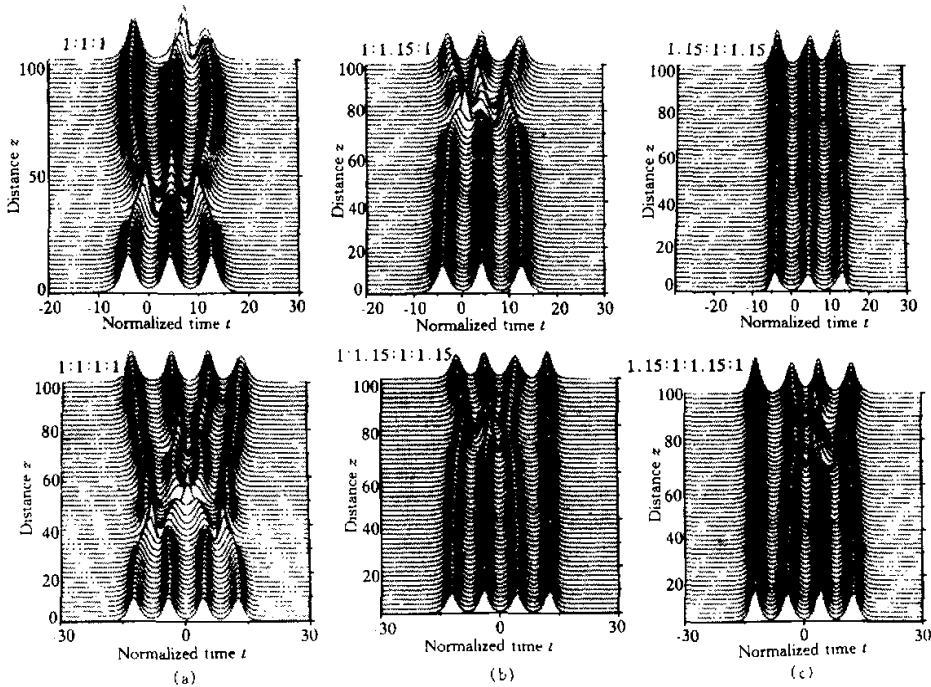


Fig. 6 Interaction of three and four solitons. (a) with equal amplitude; (b) and (c) with unequal amplitude, here $q_0 = 3.5$

结论 通过数值模拟对飞秒孤子间的相互作用及其抑制问题进行了研究,结果表明飞秒孤子相对于皮秒孤子其相互作用更为严重,表现为吸引一次后一直处于排斥状态,这种情况若用于通信系统中要想实现无误码传输是不可能的。数值计算结果表明传统的不等振幅法也可对飞秒孤子的相互作用进行有效的抑制,但需要选择合适的幅度比。

参 考 文 献

[1] Gordon J P. Interaction forces among solitons in optical

fibers. *Opt. Lett.*, 1983, 8(11):596-598

- [2] Afanasyev V V, Vysloukh V A, Serkin V N. Decay and interaction of femosecond optical solitons induced by Raman self-scattering effect. *Opt. Lett.*, 1990, 15(9):489-491
- [3] Yu T, Golovchenko E A, Pilipetskii A N *et al.*. Dispersion-managed soliton interactions in optical fibers. *Opt. Lett.*, 1997, 22(11):793-795
- [4] Anderson D, Lisak M. Bandwidth limits due to mutual pulse interaction in optical soliton communication systems. *Opt. Lett.*, 1986, 11(3):174-176
- [5] Kodama Y, Nozaki K. Soliton interaction in optical fibers. *Opt. Lett.*, 1987, 12(12):1038-1040

- [6] Sugawa T, Kubota H, Nakazawa M. Polarization dependence of femtosecond soliton-soliton interactions in dispersion-shift fiber. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(13):1453~1455
- [7] 曹文华, 刘颂豪, 郭旗. 三阶色散影响下皮秒孤子间的相互作用. *光学学报*, 1999, **19**(6):739~745
- [8] Kodama Y, Hasegawa A. Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987, **QE-23**(5):510~524
- [9] Porsezian K, Nakkeeran K. Optical solitons in presence of Kerr dispersion and self-frequency shift. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(21):3955~3958
- [10] Hirota R. Exact envelope-soliton solutions of a nonlinear wave equation. *J. Math. Phys.*, 1973, **14**(7):805~809
- [11] Liu Shanliang, Wang Wenzheng. Exact N -soliton solutions of the extended nonlinear Schroedinger equation. *Phys. Rev. (E)*, 1994, **49**(6):5726~5730
- [12] Xu Bingzhen, Wang Wenzheng. Traveling-wave method for solving the modified nonlinear Schroedinger equation describing soliton propagation along optical fibers. *Phys. Rev. (E)*, 1995, **51**(2):1493~1498
- [13] Sasa N, Satsuma J. New-type of solitons for a higher-order nonlinear Schroedinger equation. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 1991, **60**(2):409~417
- [14] Kim J, Park Q H, Shin H J. Conservation laws in higher-order nonlinear Schroedinger equations. *Phys. Rev. (E)*, 1998, **58**(5):6746~6751
- [15] Gedalin M, Scott T C, Band Y B. Optical solitary waves in the higher order nonlinear Schroedinger equation. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**(3):448~451
- [16] 李仲豪, 徐新民, 周国生. 飞秒脉冲在光纤中的无畸变传输孤子解. *光子学报*, 1997, **26**(z1):513~516
- Li Z H, Zou G S, Su D C. N -soliton solutions in the higher order nonlinear Schroedinger equation. *Proc. SPIE*, 1998, **3552**:226~231
- [17] Blow K J, Doran N J, Wood D. Suppression of the soliton self-frequency shift by bandwidth-limited amplification. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1988, **5**(6):1301~1304
- [18] Agrawal G P 著, 胡国栋, 黄超译. 非线性光纤光学. 天津: 天津大学出版社, 1992.
- [19] Li Zhonghao, Li Lu, Tian Huiping *et al.*. New types of solitary wave solutions for the higher order nonlinear Schroedinger equation. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(18):4096~4099

Numerical Research of Interaction Between Femtosecond Optical Pulses

Tian Huiping¹⁾ Li Zhonghao¹⁾ Wang Gang¹⁾ Zhou Guosheng^{1),2)}

{ 1), Department of Electronic and Information Technology, Shanxi University, Taiyuan 030006 }
 { 2), National Lab on Local Fiber-Optic Communication Networks and Advanced Optical }
 { Communication System, Peking University, Beijing 100871 }

(Received 15 March 2000; revised 27 April 2000)

Abstract: The interaction between femtosecond optical pulses is studied by using numerical simulation. The results show that the interaction is different from that between picosecond optical pulses. Under the circumstance of nearer separation between solitons, the later is periodic repulsion and attraction, but the interaction of the former is more serious. At the initial moment, the interaction of femtosecond optical pulses is the same as that of picosecond optical pulse, but after the soliton pair become one pulse, they keep the state of repulsion and the separation between solitons increases along the distance. These can cause larger error code rate. The results also show that unequal amplitude method can reduce the interaction between femtosecond soliton in a certain degree.

Key words: femtosecond pulse; soliton; interaction; numerical simulation