

文章编号: 0253-2239(2007)06-1090-6

联立薛定谔方程的不传播光孤子和传播光孤子*

马松华 方建平

(浙江丽水学院物理系, 丽水 323000)

摘要: 映射法是一种非常经典、有效而且非常成熟的一种求解非线性演化方程的方法, 其最大的特点是可以有无穷多个不同形式的设解, 使得最终求得的解丰富多彩。传统的方法是在行波约化的前提下, 即在常微分方程下进行映射。将这种方法进行扩展, 推广成变系数的非行波约化下的映射, 取得了成功, 并利用改进的里卡蒂(Riccati)方程映射法, 得到了联立薛定谔方程(负 KdV 方程)新的精确解。根据所得到的解模拟出了联立薛定谔方程的不传播光孤子(时间光孤子和亮-暗脉冲光孤子)和传播光孤子, 以及光孤子的中和现象。

关键词: 非线性光学; 联立薛定谔方程; 改进的映射法; 光孤子; 中和现象

中图分类号: O437 文献标识码: A

The Nonpropagating Light Soliton and Propagating Light Soliton for the Simultaneous Schrödinger Equation

Ma Songhua Fang Jianping

(Department of Physics, Zhejiang Lishui University, Lishui 323000)

Abstract: The mapping approach is a kind of classic, efficient and well-developed method to solve nonlinear evolution equations, the remarkable characteristics of which is that we can have infinitely different ansatzs and thus end up with the abundance of solutions. The traditional ways are to map on the basis of travelling wave reduction, i.e., on the basis of ordinary differential equations. Recently, we have successfully extended this method to the mapping on the variable-coefficients non-travelling wave reduction. Using an improved Riccati mapping approach, we obtain new exact solutions for the $(1+1)$ -dimensional related to Schrödinger equation. Based on the derived solutions, the nonpropagating light solitons (temporal light soliton and bight-dark pulse light soliton), propagating light solitons, and the neutralisation phenomena of light-solitons were constructed.

Key words: nonlinear optics; $(1+1)$ -dimensional related to Schrödinger equation; improved Riccati mapping approach; light soliton; the neutralisation phenomena

1 引言

对非线性科学的研究是自然科学各领域, 以及社会科学相关领域所关心的问题。尤其在物理学领域的流体力学、等离子体物理、凝聚态物理和非线性光学中, 现代孤子理论扮演了重要角色, 得到了广泛应用。寻求数学物理中的非线性偏微分方程的精确解, 尤其是孤波解, 是非线性科学中孤子理论研究的重要内容之一。众所周知, 每一个非线性偏微分方程都存在无穷多解, 寻求其精确解是一件非常困难

的工作。近年来, 随着对非线性理论研究的不断深入, 人们在实践中建立起了许多行之有效的求解非线性偏微分方程的方法, 如变量分离法^[1~3]、齐次平衡法^[4,5]、标准的潘立维-贝克隆(Painlevé-Bäcklund)变换法^[6~9]、双曲正切函数法^[10]、雅可比椭圆函数展开法^[11,12]和约化法^[13]等前不久, Fang 等^[14~16]提出了拓展的里卡蒂方程映射法, 并被成功的应用于许多非线性物理模型中。在此基础上, 我们对映射法作了进一步改进, 即在设解时加入了根

* 浙江省自然科学基金(Y604106)和浙江丽水学院重点扶持项目(FC06001, QN06009)资助课题。

作者简介: 马松华(1962—), 男, 浙江松阳人, 副教授, 主要从事非线性动力学相关理论方面的研究。

E-mail: msh6209@yahoo.com.cn

导师简介: 方建平(1962—), 男, 浙江丽水人, 教授, 主要从事非线性动力学相关理论方面的研究。

E-mail: zjlsfp@yahoo.com.cn

收稿日期: 2006-08-08; 收到修改稿日期: 2006-10-27

号项,获得了成功。

2 联立薛定谔方程的孤波解、周期波解和变量分离解

本工作是将改进的里卡蒂(Riccati)方程映射法运用到联立薛定谔方程

$$\lambda u - uv - u_{xx} = 0, \quad v_t - (u^n)_x = 0, \quad (1)$$

式中 λ 为常量,求得低阶低维情况下方程的精确解(取方程中的 $n=1$),然后根据解中所包含的任意函数构建出系统的一系列局域结构。改进的里卡蒂方程映射法的基本思想是:对于给定的一个非线性物理模型

$$P(u, u_t, u_{x_i}, u_{x_i x_j}, \dots) = 0, \quad (2)$$

设它有如下形式的解:

$$u = A(x) + \sum_{i=1}^n B_i(x) \phi^i[q(x)] + C_i(x) \phi^{i-1} q(x) \sqrt{\sigma + \phi^2[q(x)]}, \quad (3)$$

其中 ϕ 满足

$$\phi' = \sigma + \phi^2, \quad (4)$$

这里 $x = (x_0 = t, x_1, x_2, \dots, x_m), A(x), B_i(x), C_i(x)$ 为 $q(x)$ 为待定的任意函数。将(3)式和(4)式代入(2)式就可以得到一组 $A(x), B_i(x), C_i(x)$ 和 $q(x)$ 的约束方程,通过约束方程求得变量 $A(x), B_i(x), C_i(x)$ 和 $q(x)$,再根据里卡蒂方程解

$$f = \frac{3q_x^2 q_{xx}^2 \sigma - 2q_x^2 q_{xx} q_{xt} \sigma + q_{xxx} q_{xt} - 3q_{xt} q_{xx} q_{xxt} + 3q_{xx} q_{xt} - q_{xt} q_{xxx} q_{tt}}{q_x (q_x q_{xt} - q_{xx} q_{tt})},$$

$$g = -3q_{xt}, \quad h = -3q_x q_{tt}, \quad a = 3q_{xt}, \quad b = 3q_x q_{tt},$$

$$F = \frac{2q_x^3 q_{xt} q_{xx} \sigma - 3q_x^4 q_{xx} \sigma - 3q_{xx}^2 q_{xt} + q_x^2 q_{xx} \lambda + 3q_x q_{xxt} q_{xx} - q_x^2 q_{xxt} + q_{xxx} q_{tt} q_{xx} - q_x q_{tt} q_{xx} \lambda}{q_x (q_x q_{xt} - q_{xx} q_{tt})},$$

$$G = -3q_{xx}, \quad H = -3q_x^2, \quad A = 3q_{xx}, \quad B = 3q_x^2, \quad (7)$$

从所得到的方程中,发现存在如下变量分离形式的特解:

$$q = \chi(x) + \tau(t), \quad (8)$$

其中 $\chi = \chi(x), \tau = \tau(t)$ 分别是关于 x 和 t 的任意函数。

情形 1: 当 $\sigma = -1$ 时,可以得到联立薛定谔方程的孤波解:

$$u_1 = 3\chi_x \tau_t [\operatorname{sech}(\chi + \tau)^2 - i \operatorname{tanh}(\chi + \tau) \operatorname{sech}(\chi + \tau)], \quad (9)$$

$$v_1 = \frac{2\chi_x^3 - \chi_{xxx} + \chi_x \lambda}{\chi_x} + 3\chi_{xx} [\operatorname{tanh}(\chi + \tau) + i \operatorname{sech}(\chi + \tau)] - 3\chi_x^2 [\operatorname{tanh}(\chi + \tau)^2 + i \operatorname{tanh}(\chi + \tau) \operatorname{sech}(\chi + \tau)], \quad (10)$$

$$u_2 = -3\chi_x \tau_t [\operatorname{csch}(\chi + \tau)^2 + \operatorname{coth}(\chi + \tau) \operatorname{csch}(\chi + \tau)], \quad (11)$$

$$v_2 = \frac{2\chi_x^3 - \chi_{xxx} + \chi_x \lambda}{\chi_x} + 3\chi_{xx} [\operatorname{coth}(\chi + \tau) + \operatorname{csch}(\chi + \tau)] - 3\chi_x^2 [\operatorname{coth}(\chi + \tau)^2 + \operatorname{coth}(\chi + \tau) \operatorname{csch}(\chi + \tau)]. \quad (12)$$

(a) 孤波解:

$$\phi = -\sqrt{-\sigma} \tanh(\sqrt{-\sigma} q),$$

$$\phi = -\sqrt{-\sigma} \coth(\sqrt{-\sigma} q), \quad \sigma < 0$$

(b) 周期波解:

$$\phi = \sqrt{\sigma} \tan(\sqrt{\sigma} q),$$

$$\phi = -\sqrt{\sigma} \cot(\sqrt{\sigma} q), \quad \sigma > 0$$

(c) 变量分离解:

$$\phi = -1/q, \quad \sigma = 0 \quad (5)$$

就可以确定所求方程的解。

为了寻找联立薛定谔方程的新的精确解,将改进的里卡蒂方程映射法用于(1)式,并根据(3)式,设解为

$$u = f + g\phi(q) + h\phi^2(q) + a \sqrt{\sigma + \phi^2(q)} + b\phi(q) \sqrt{\sigma + \phi^2(q)},$$

$$v = F + G\phi(q) + H\phi^2(q) + A \sqrt{\sigma + \phi^2(q)} + B\phi(q) \sqrt{\sigma + \phi^2(q)}, \quad (6)$$

式中 $f, g, h, a, b, F, G, H, A, B$ 和 q 都是 (x, t) 的任意函数,将(6)式和(4)式代入(1)式,并按 ϕ 的同次幂合并,提取 $\phi^i (i = 1, 2, \dots)$ 前的系数,其中包含 $\sqrt{\sigma + \phi^2}$ 项,设 $K = \sqrt{\sigma + \phi^2}$,提取 K ,令 K 前的系数等于零,令不含 K 的系数也等于零,得到一系列方程,由这些方程可求得

情形 2: 当 $\sigma = 1$ 时,可以得到联立薛定谔方程的周期波解

$$q = \chi(x) + \tau(t), \quad (8)$$

其中 $\chi = \chi(x), \tau = \tau(t)$ 分别是关于 x 和 t 的任意函数。

情形 1: 当 $\sigma = -1$ 时,可以得到联立薛定谔方程的孤波解:

$$u_1 = 3\chi_x \tau_t [\operatorname{sech}(\chi + \tau)^2 - i \operatorname{tanh}(\chi + \tau) \operatorname{sech}(\chi + \tau)], \quad (9)$$

$$v_1 = \frac{2\chi_x^3 - \chi_{xxx} + \chi_x \lambda}{\chi_x} + 3\chi_{xx} [\operatorname{tanh}(\chi + \tau) + i \operatorname{sech}(\chi + \tau)] - 3\chi_x^2 [\operatorname{tanh}(\chi + \tau)^2 + i \operatorname{tanh}(\chi + \tau) \operatorname{sech}(\chi + \tau)], \quad (10)$$

$$u_2 = -3\chi_x \tau_t [\operatorname{csch}(\chi + \tau)^2 + \operatorname{coth}(\chi + \tau) \operatorname{csch}(\chi + \tau)], \quad (11)$$

$$v_2 = \frac{2\chi_x^3 - \chi_{xxx} + \chi_x \lambda}{\chi_x} + 3\chi_{xx} [\operatorname{coth}(\chi + \tau) + \operatorname{csch}(\chi + \tau)] - 3\chi_x^2 [\operatorname{coth}(\chi + \tau)^2 + \operatorname{coth}(\chi + \tau) \operatorname{csch}(\chi + \tau)]. \quad (12)$$

情形 2: 当 $\sigma = 1$ 时,可以得到联立薛定谔方程的周期波解

$$u_3 = 3\chi_x \tau_t [-\sec(\chi + \tau)^2 + \tan(\chi + \tau) \sec(\chi + \tau)], \quad (13)$$

$$v_3 = \frac{-2\chi_x^3 - \chi_{xxx} + \chi_x \lambda}{\chi_x} - 3\chi_{xx} [\tan(\chi + \tau) - \sec(\chi + \tau)] - 3\chi_x^2 [\tan(\chi + \tau)^2 - \tan(\chi + \tau) \sec(\chi + \tau)], \quad (14)$$

$$u_4 = -3\chi_x \tau_t [\csc(\chi + \tau)^2 + \cot(\chi + \tau) \csc(\chi + \tau)], \quad (15)$$

$$v_4 = \frac{-2\chi_x^3 + \chi_{xxx} - \chi_x \lambda}{\chi_x} + 3\chi_{xx} [\cot(\chi + \tau) + \csc(\chi + \tau)] - 3\chi_x^2 [\cot(\chi + \tau)^2 + \cot(\chi + \tau) \csc(\chi + \tau)]. \quad (16)$$

情形 3: 当 $\sigma = 0$ 时, 可以得到联立薛定谔方程的变量分离解:

$$u_5 = -6 \frac{\chi_x \tau_t}{(\chi + \tau)^2}, \quad (17)$$

$$v_5 = -\frac{\chi_{xxx}}{\chi_x} + \lambda + \frac{6\chi_{xx}(\chi + \tau) - 6\chi_x^2}{(\chi + \tau)^2}. \quad (18)$$

3 不传播光孤子、传播光孤子和光孤子的中和作用

由于(9)式~(18)式中都包含任意函数 χ 和 τ , 使得系统的解变得相当丰富。本文仅以孤波解 u_2 即(11)式为例, 讨论不传播光孤子(时间光孤子和亮-暗脉冲光孤子)、传播光孤子(传播时间孤子和传播脉冲光孤子), 以及亮、暗光孤子间的中和作用等。为了清楚、方便起见, 设:

$$U = u_2 = -3\chi_x \tau_t [\operatorname{csch}(\chi + \tau)^2 + \coth(\chi + \tau) \operatorname{csch}(\chi + \tau)]. \quad (19)$$

3.1 时间光孤子

对于(2+1)维的模型, 如果系统在空间的各个方向都局域, 就可得到其局域结构诸如钟状孤子、峰孤子、紧致子、环孤子、盘孤子、折叠子和泡孤子等。对于(1+1)维的情形, 因为只有一个方向, 所以只要这个方向局域就可得局域孤子。我们知道光纤中的短脉冲由于介质的色散使脉冲在时域展宽, 而介质的非线性效应会使脉冲变窄, 而当色散和非线性效应严格平衡时, 短脉冲就会以不变的形状在光纤中传播, 形成所谓的时间光孤子(Temporal light soliton)。例如, 在系统解 U (19)式中, 选取任意函数

$$\chi = 1 + 0.5 \exp(x), \quad \tau = 1 + 2 \exp(kt), \quad (20)$$

其中 k 为任意常量, 当取 $k = 0.001$ 时, 可以得到图 1 所示的时间光孤子。

3.2 亮-暗脉冲光孤子

如果系统在 x 方向局域, 并且时域也局域, 那就意味着物理量在一短时间内形成并消失, 所以这种结构尽管类似于(2+1)维模型下的局域结构, 但

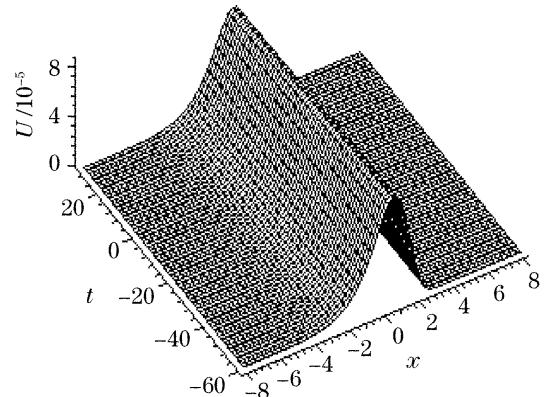


图 1 (19)式利用(20)式得到时间光孤子(取 $k=0.001$)

Fig. 1 A temporal light-soliton plot of the solution

Eq. (19) with the condition Eq. (20) at $k=0.001$

实际上应该是一种脉冲。我们知道, 光纤中的孤子是光纤色散与非线性相互作用的产物, 服从非线性薛定谔方程(NLSE)。因此, 可以利用上述系统的解构建出相应的脉冲光孤子。例如, 在系统解 U (19)式中, 选取任意函数

$$\chi = 1 + 10 \operatorname{sech}(x), \quad \tau = 1 + 10 \operatorname{sech}(kt), \quad (21)$$

其中 k 为任意常数, 取 $k = 0.6$ 时, 得到图 2(a)所示的亮-暗脉冲光孤子。从图中不难看到, 物理量 U 随着时域的扩展形成一个脉冲。此外, 该脉冲的时域宽度与常数 k 有着密切的关系, 图 2(b), 图 2(c)给出了当 $k=1$ 和 $k=10$ 时的脉冲光孤子。图 2(d)是 k 取不同值时时间光孤子脉冲的宽度曲线。从图中可以看到, k 值越大, 则脉冲宽度越短, 当孤子脉冲的宽度超短时可得到皮秒级(Pisecond, 10^{-12} s)和飞秒级(Femtosecond, 10^{-15} s)超短激光脉冲。由于超短脉冲在时间分辨率度、高峰值功率以及相干频谱宽等方面的优点, 在物理、化学、生物及医学等领域有重要的作用和广泛的应用前景。在光学领域本身, 超短光脉冲广泛应用于超高容量的光信息通信及光信息存储、处理等。

3.3 传播时间光孤子和传播脉冲光孤子

图 1 和图 2 中给出的孤子是不传播孤子, 只说明孤子在时域里的演化特性, 为得到孤子在空间的

演化(传播),将(19)式中的任意函数 χ, τ 取成如下形式:

$$\begin{cases} \chi = 2\exp(x+1) + 20\operatorname{sech}(2x-3), \\ \tau = 2\exp(2t), \end{cases} \quad (22)$$

此时可以得到一个传播时间光孤子模型,如图 3(a)所示。从图 3(a)看到,孤子随时间的改变发生了位

移。此外,如果取 χ, τ 为

$$\begin{cases} \chi = 10\exp(x+5) + 5\exp(x), \\ \tau = 2\operatorname{sech}(2t^3 - 3) + 7\exp(2t-2), \end{cases} \quad (23)$$

则可以得到一个等振幅、同频率的传播脉冲光孤子模型,如图 3(b)所示。

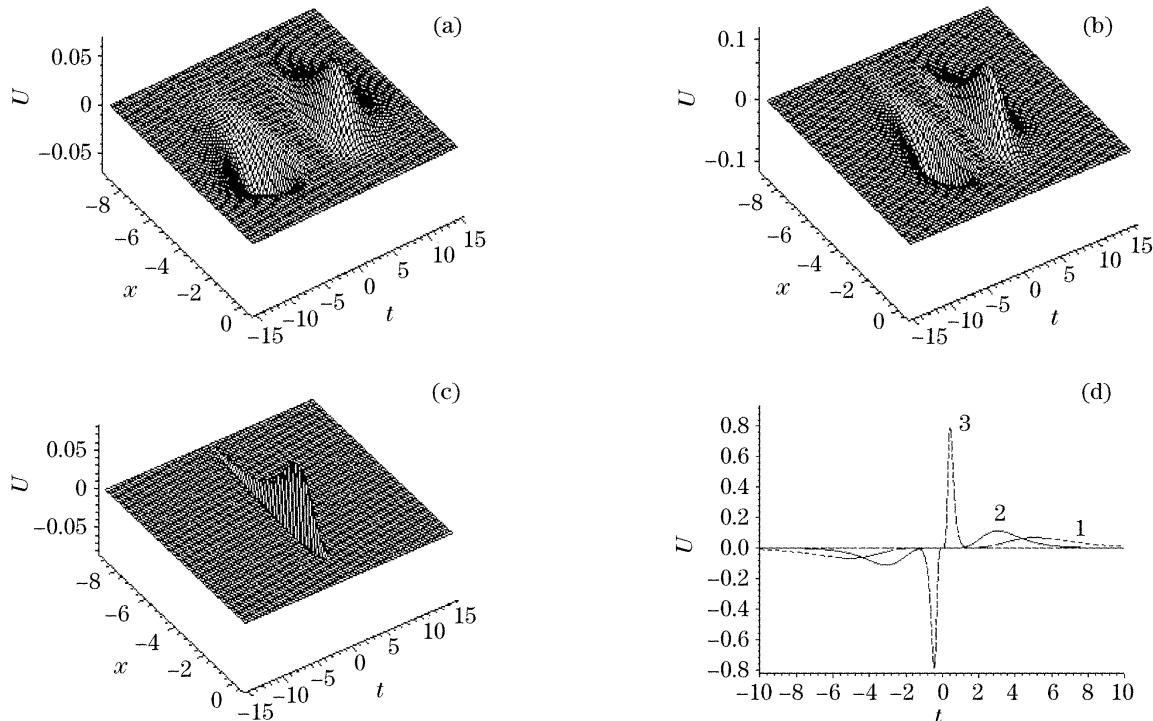


图 2 (a) (19)式利用(21)式得到的脉冲光孤子(取 $k=0.6$), (b) $k=1$ 时的脉冲光孤子, (c) $k=10$ 时的脉冲光孤子, (d) 与(a)、(b)、(c)三种情形相对应的光孤子脉冲宽度曲线

Fig. 2 (a) A pulse light soliton plot of the solution Eq. (19) with the condition Eq. (21) at $k=0.6$, (b) a plot of pulse light soliton at $k=1$, (c) a plot of pulsed light solution at $k=10$, (d) the pulse breadth curve of light soliton related to (a), (b), (c)

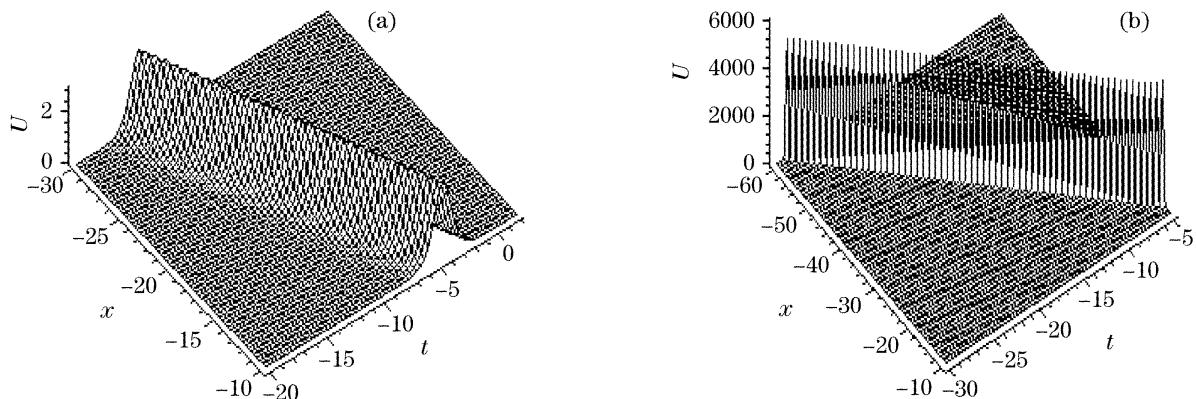


图 3 (a) (19)式利用(22)式得到传播光孤子, (b) (19)式利用(23)式得到脉冲传播光孤子

Fig. 3 (a) A propagating light soliton plot of the solution Eq. (19) with the condition Eq. (22), (b) a propagating pulse light soliton plot of the solution Eq. (19) with the condition Eq. (23)

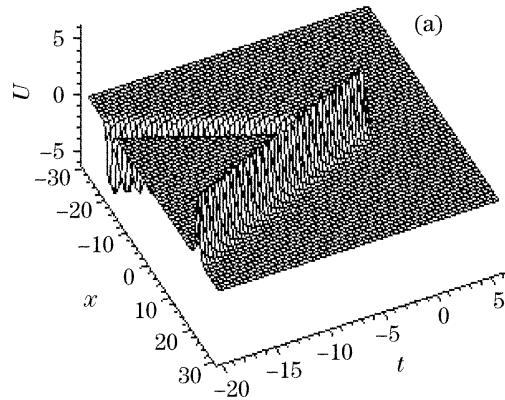
3.4 亮、暗光孤子的中和现象

两个传播孤子相遇时会发生相互作用,许多文献报道过孤子间的弹性作用和非弹性作用,前不久,我们也研究了(1+1)维情况下两个传播孤子的弹性

相互作用。现在的问题是,如果一个亮孤子和一个暗孤子在传播过程中相遇时会发生什么现象呢?下面来讨论这个问题。由于(19)式中的 χ, τ 的任意性,不妨取 χ 和 τ 为如下形式:

$$\begin{cases} \chi = 2\operatorname{sech}(3x^2 - 1) + 5\operatorname{sech}(2x), \\ \tau = 2\operatorname{sech}(3t^2 + 2) + 5\exp(2t), \end{cases} \quad (24)$$

于是,可以得到亮、暗孤子的中和现象,如图 4(a)所



示。从图中可以看到,两个等振幅的亮、暗光孤子相遇时能量相互抵消,作用后振幅为零。图 4(b)描述的是几个不同时间的截面图。

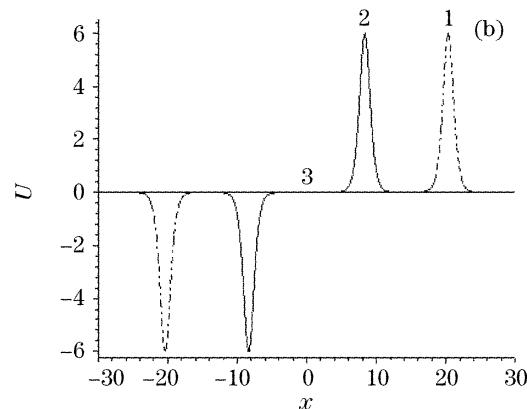


图 4 (a) (19)式利用(24)式得到亮-暗光孤子时间演化图,(b) 曲线 1、2、3 分别是时间为 $t=-20$, $t=-8$ 和 $t=0$ 时的三个时间截面图

Fig. 4 (a) The bright-dark light soliton temporal evolitional plot of the solution Eq. (19) with the condition Eq. (24),
(b) three temporal section curves related to 1, 2, 3 at times $t=-20$, $t=-8$ and $t=0$

4 结 论

前不久,作者利用改进的映射法,得到了改良的色散长水波方程的精确解^[17],本文进一步利用该方法得到了联立薛定谔方程丰富的孤波解、周期波解和变量分离解。然后利用得到的孤波解 u_2 构建出相对稳定的时间光孤子、脉冲光孤子及位移随时间改变的传播时间光孤子和传播脉冲光孤子,并构建出亮、暗时间光孤子间的相互作用情形。表明利用联立薛定谔方程能很好地描述光纤中孤子的光纤色散与非线性相互作用现象。此外在孤波解(9)式、(10)式中出现了虚数,这是因为在设解(3)式中加入了根号项的缘故,关于虚数解的物理意义,有待于作进一步深入的探讨。

致谢 作者对郑春龙教授的建议和讨论表示感谢。

参 考 文 献

- 1 Zhang Jiefang, Huang Wenhua, Zheng Chunlong. Localized soliton structures of a new $(2+1)$ -dimensional nonlinear evolution equations[J]. *Acta Physica Sinica*, 2002, **51**(12): 2676~2682 (in Chinese)
张解放, 黄文华, 郑春龙. 一个新的 $(2+1)$ 维非线性演化方程的相干孤子结构[J]. 物理学报, 2002, **51**(21): 2676~2682
- 2 Zhang Jiefang, Zheng Chunlong. Abundant localized coherent structures of the $(2+1)$ -dimensional generalized Nozhnik-Novikov-Veselov system[J]. *Chinese J. Physics*, 2003, **41**(3): 242~254
- 3 Zhang Jiefang, Huang Wenhua, Zheng Chunlong. Exotic localized coherent structures of new $(2+1)$ -dimensional soliton equation[J]. *Commun. Theor. Phys.*, 2002, **38**(5): 517~522
- 4 Zheng Chunlong, Chen Liqun. New localized excitations in a $(2+1)$ -dimensional generalized Nozhnik-Novikov-Veselov [J]. *Chinese J. Physics*, 2005, **43**(3): 393~399
朱加民, 马正义, 郑春龙. $(2+1)$ 维 Broek-Kaup 方程的局域分形结构[J]. 物理学报, 2004, **53**(10): 3248~3251
- 5 Zhu Jiamin, Ma Zhengyi, Zheng Chunlong. Localized fractal structure of the $(2+1)$ -dimensional Broek-Kaup equation[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(10): 3248~3251 (in Chinese)
朱加民, 马正义, 郑春龙. $(2+1)$ 维 Broek-Kaup 方程的局域分形结构[J]. 物理学报, 2004, **53**(10): 3248~3251
- 6 Zheng Chunlong, Fang Jianping, Chen Liqun. Bell-like and peak-like loop solitons in $(2+1)$ -dimensional Boiti-Leon-Pempinelli system[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(4): 1468~1475 (in Chinese)
郑春龙, 方建平, 陈立群. $(2+1)$ 维 Boiti-Pempinelli 系统的钟状和峰状圈孤子[J]. 物理学报, 2005, **54**(4): 1468~1475
- 7 Ma Zhengyi, Zheng Chunlong. Fission and fusion of localized coherent structures for a higher-order Broek-Kaup system[J]. *Commun. Theor. Phys.*, 2005, **43**(6): 993~997
- 8 Zheng Chunlong, Chen Liqun. Semifolded localized coherent structures in general $(2+1)$ -dimensional Korteweg de Vries system[J]. *The Physical Society of Japan*, 2004, **73**(2): 293~295
- 9 Zhang Jiefang, Zheng Chunlong. New multi-soliton solutions of the $(2+1)$ -dimensional breaking soliton equation [J]. *International Journal of Modern Physics B*, 2003, **17**(22~24): 4376~4381
- 10 Zhu Jiamin, Ma Zhengyi, Zheng Chunlong. Improved tanh-function method and the exact solutions for the Hybrid-Lattice and Ablowitz-Ladik-Lattice [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(2): 483~489 (in Chinese)
朱加民, 马正义, 郑春龙. Hybrid-Lattice 系统和 Ablowitz-Ladik-Lattice 系统的新解探索[J]. 物理学报, 2005, **54**(2): 483~489
- 11 Zhu Jiamin, Ma Zhengyi. An extended Jacobian elliptic function method for the discrete mKdV lattice[J]. *Chinese Physics*, 2005, **14**(1): 17~20
- 12 Zhu Jiamin, Ma Zhengyi, Fang Jianping et al.. General Jacobian elliptic function expansion method and its applications[J]. *Chinese Physics*, 2004, **13**(6): 798~804
- 13 Ma Songhua, Zhu Jiamin. The exact wave solutions of higher-order nonlinear Schrödinger equation[J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2006, **12**(3): 156~158 (in Chinese)

- 马松华,朱加民. 含高阶非线性效应的薛定谔方程的精确解研究[J]. 量子光学学报, 2006, 12(3): 156~158
- 14 Fang Jianping, Zheng Chunlong, Zhu Jiamin. New variable separation excitation, rectangle-like solitons and fractal solitons in the Boiti-Leon-Pempinelli system[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, 54(7): 2990~2995 (in Chinese)
- 方建平,郑春龙,朱加民. Boiti-Leon-Pempinelli 系统的新变量分离解及其方孤子和分形孤子[J]. 物理学报, 2005, 54(7): 2990~2995
- 15 Fang Jianping, Zheng Chunlong, Zhu Haiping et al.. New family of exact solutions and chaotic solitons of generalized Broek-Kaup system in (2+1)-dimensions ia an extended mapping approach [J]. *Commun. Theor. Phys.*, 2005, 44(2): 203~208
- 16 Fang Jianping, Zheng Chunlong. New exact excitations and soliton fission and fusion for the (2+1)-dimensional Broek-Kaup-Kupershmidt system [J]. *Chinese Physice*, 2005, 14 (4): 669~675
- 17 Ma Songhua, Wu Xiaohong, Fang Jianping et al.. Chaotic solitions for the (2+1)-dimensional modified dispersive water-wave system[J]. *Z. Naturforsch.*, 2006, 61A: 249~252

~~~~~

## 欢迎成为《中国光学期刊网》企业会员

中国光学期刊网(<http://www.opticsjournal.net>)是由中科院上海光学精密机械研究所主办、国内光学期刊界共同参与建设的光学期刊网络信息发布平台。自 2004 年 5 月开通以来,得到了广大科研工作者、企事业单位人士的好评。

为进一步提高服务水平,中国光学期刊网从 2006 年起在信息服务上实行会员制度,凡光电子、激光、光通信等相关的企业均可申请成为中国光学期刊网的企业会员,中国光学期刊网将为企业会员提供优质超值的专业服务。

### 一、会员企业享受的服务包括:

- 1) 企业名称在中国光学期刊网首页的会员企业栏目中出现,并链接到企业自己的网址。
- 2) 会员企业可获赠光学类期刊一份,全年 12 册,在《中国激光》《光学学报》《激光与光电子学进展》《Chinese Optics Letters》中任选一种。
- 3) 可免费在本站“特别推荐”栏目发布文字信息(含广告)10 条,每篇不过 2000 字。
- 4) 如在中国光学期刊网发布广告,可享受广告报价的 80% 优惠。
- 5) 优先或免费参加光学期刊网组织的各类学术和业务活动。
- 6) 可免费阅读本网站期刊全文 300 篇次。

### 二、会员义务:

- 1) 注册时向中国光学期刊网递交企业真实信息。
- 2) 每年交纳会员费 2800 元,会员资格从交费之日起计算,一年有效。
- 3) 不得将中国光学期刊网提供给会员的信息转给第三方使用。
- 4) 尊重并保护本网及论文作者的知识产权。
- 5) 在本网发布信息必须遵守中华人民共和国相关法律法规。

### 三、成为企业会员的步骤:

- 1) 注册成为中国光学期刊网的一般用户,也可以直接填写广告投放申请表单,说明您的意向。
- 2) 来信 mail@opticsjournal.net 告知您已经注册成功。并请告知选择何种期刊及收刊地址、联系人。
- 3) 银行汇款 2800 元至下列帐户:

开户行:工商银行上海嘉定支行营业部 户 名:中国科学院上海光学精密机械研究所  
帐号:1001700809026400195

- 4) 联系人:郑继承;电话:021-69918253;Email:expert@mail.siom.ac.cn