

一个新(2+1)维非线性演化方程的相干孤子结构

张解放¹⁾ 黄文华¹⁾²⁾ 郑春龙¹⁾³⁾

¹⁾ 浙江师范大学非线性物理研究所, 金华 321004)

²⁾ 江西宜春学院物理系, 宜春 336000)

³⁾ 浙江丽水师范专科学校物理系, 丽水 323000)

(2002 年 3 月 22 日收到, 2002 年 5 月 15 日收到修改稿)

利用分离变量法研究了新(2+1)维非线性演化方程的相干孤子结构. 由于 Bäcklund 变换和变量分离步骤中引入了作为种子解的任意函数, 得到了新(2+1)维非线性演化方程丰富的孤子解. 合适地选择任意函数, 孤子解可以是 solitons, dromions, dromion 格子, 呼吸子和瞬子. 呼吸子不仅在幅度、形状, 各峰间距离, 甚至在峰的数目上都进行了呼吸.

关键词: 新(2+1)维非线性演化方程, 分离变量法, 孤子结构

PACC: 0230, 0340

1. 引言

(1+1)维孤子和孤波解无论在理论和实验方面都已得到广泛深入的研究^[1]. 在(2+1)维的情况下, 许多有实际物理意义的可积模型也已在非线性物理中建立^[2-5]. (2+1)维的非线性演化方程通常有着更为丰富的解, 而且从对称研究中发现(2+1)维可积模型的对称结构也远比(1+1)维可积模型丰富. 一些特殊类型的局域解, 已在许多(2+1)维可积模型中用不同的方法得到. 尤其是由 Boiti 等^[6]首先提出的 dromion 解, 由平面孤子在其附属域上行进相互作用形成, 在所有方向上都呈指数衰减, 引起了人们的极大关注. 近年来, 为寻找(2+1)维的非线性演化方程的这种奇异局域相干结构, 已经探索出许多可行的方法, 如双线性法^[7-10], 标准的 Painlevé 截断分析法^[11,12], 波数合并法^[13,14], 齐次平衡法^[15,16]等. 最近, 一种求解非线性偏微分方程特殊解的所谓非形式分离变量法已经建立, 并被成功地应用于许多(2+1)维模型中^[17-22].

对于 Maccari^[23]所讨论的一个新(2+1)维非线性演化方程

$$\begin{aligned} iA_t + A_{xx} + LA &= 0, \\ iB_t + B_{xx} + LB &= 0, \\ L_y = (AA^* + BB^*)_x, \end{aligned} \quad (1)$$

Uthayakumar^[24]就其可积性进行了研究, 张解

放^[25]、Lai 和 Chow^[14]用不同的方法分别获得了广义的 dromion 解和 2-dromion 解. 本文推广上述分离变量法, 重新研究方程(1), 获得更为丰富的相干孤子结构, 包括 solitons, dromions, dromion lattice, 呼吸子和瞬子等.

2. 方程(1)的变量分离步骤

为了利用分离变量法, 首先利用下列 Bäcklund 变换:

$$A = \frac{g_1}{f} + A_0, \quad B = \frac{g_2}{f} + B_0, \quad L = \chi(\ln f)_{xx} + L_{0x}, \quad (2)$$

式中 f 为实函数; g_1, g_2 为复函数; $\{A_0, B_0, L_0\}$ 为方程(1)的一个任意的已知解. 将(2)式代入方程(1), 得到该方程系统的双线性形式

$$(iD_t + D_x^2)g_1 f + A_0 D_x^2 f f + A_0 f^2 L_{0x} + f g_1 L_{0x} = 0, \quad (3)$$

$$(iD_t + D_x^2)g_2 f + B_0 D_x^2 f f + B_0 f^2 L_{0x} + f g_2 L_{0x} = 0, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} D_x D_x f f &= g_1 g_1^* + g_2 g_2^* - f^2 L_{0y} + A_0^* f g_1 \\ &+ A_0^* f g_1^* + B_0^* f g_2 + B_0^* f g_2^* \\ &+ (A_0 A_0^* + B_0 B_0^*) f^2, \end{aligned} \quad (5)$$

符号 D 为 Hirota 意义下的双线性算符^[26].

为了进一步深入讨论, 把种子解 $\{A_0, B_0, L_0\}$ 选为如下形式:

$$A_0 = 0, B_0 = 0, L_0 = p_0(x, t), \quad (6)$$

式中 $p_0 \equiv p_0(x, t)$ 为变量 $\{x, t\}$ 的任意函数. 因而 (3) (4) 和 (5) 式变为

$$(iD_t + D_x^2)g_1 f + fg_1 p_{0x} = 0, \quad (7)$$

$$(iD_t + D_x^2)g_2 f + fg_2 p_{0x} = 0, \quad (8)$$

$$D_x D_y f f = g_1 g_1^* + g_2 g_2^*. \quad (9)$$

与文献 [12, 21] 类似, 我们寻求下列形式的分离变量解:

$$f = a_1 p(x, t) - a_2 q(y, t) + a_3 p(x, t)q(y, t), \quad (10)$$

$$g_1 = p_1(x, t)q_1(y, t)\exp[i r_1(x, t) + s_1(y, t)], \quad (11)$$

$$g_2 = p_2(x, t)q_2(y, t)\exp[i r_2(x, t) + s_2(y, t)], \quad (12)$$

$\{a_1, a_2, a_3\}$ 为任意常数, $\{p, p_1, p_2, r_1, r_2\}$ 为变量 $\{x, t\}$ 的实函数, $\{q, q_1, q_2, s_1, s_2\}$ 为变量 $\{y, t\}$ 的实函数. 将 (10) (11) 和 (12) 式代入 (9) 式得到

$$-p_1^2 q_1^2 - p_2^2 q_2^2 + 2a_1 a_2 p_x q_y = 0. \quad (13)$$

对 (13) 式作如下处理, 引入一实数 λ 则

$$p_1^2 q_1^2 = \lambda a_1 a_2 p_x q_y, \text{ 即 } p_1 = \delta_1 \sqrt{\lambda a_1 a_2 c_{01}^{-1} p_x},$$

$$q_1 = \delta_2 \sqrt{c_{01} q_y}; \quad (14)$$

$$p_2^2 q_2^2 = (2 - \lambda) a_1 a_2 p_x q_y,$$

$$\text{即 } p_2 = \delta_3 \sqrt{(2 - \lambda) a_1 a_2 c_{02}^{-1} p_x}, q_2 = \delta_4 \sqrt{c_{02} q_y}, \quad (15)$$

式中 $c_{0i} \equiv c_{0i}(t) (i = 1, 2)$, 且有 $\delta_1^2 = \delta_2^2 = \delta_3^2 = \delta_4^2 = 1$. 由 (14) 和 (15) 式可知, 使 p 和 q 为实数则要求满足

$$\lambda a_1 a_2 c_{01}^{-1} p_x \geq 0, \quad c_{01} q_y \geq 0; \quad (16)$$

$$(2 - \lambda) a_1 a_2 c_{02}^{-1} p_x \geq 0, \quad c_{02} q_y \geq 0. \quad (17)$$

为求解变量 A , 将 (14) (10) 和 (11) 式代入 (7) 式, 令实部和虚部分别等于零, 得到

$$s_{1t} = 0, \quad (18)$$

$$-4p_{0x} p_x^2 + 4r_{1x}^2 p_x^2 + 4r_{1t} p_x^2 + p_{xx}^2 - 2p_x p_{xxx} = 0, \quad (19)$$

$$p_t + 2r_x p_x = c_1(-a_2 + a_3 p)^2 + c_2(-a_2 + a_3 p) - a_1 a_2 c_3, \quad (20)$$

$$q_t = -c_3(a_1 + a_3 q)^2 - c_2(a_1 + a_3 q) + a_1 a_2 c_1, \quad (21)$$

(20) 和 (21) 式中的 $c_i \equiv c_i(t) (i = 1, 2, 3)$ 为 t 的任意函数.

由于函数 p_0 的任意性, 方程 (1) 局域解有着相

当丰富的结构. 从 (18) 和 (20) 式可以看出函数 r_1 可由 p 表示, s_1 为 y 的任意函数. 而任意函数 p_0 通过 (19) 式又与 p 联系在一起. 实际上在这个问题中可将 p 看作任意函数, 由 (19) 式来固定 p_0 , 即

$$p_{0x} = (4p_x^2)^{-1}(-2p_x p_{xxx} + 4r_{1t} p_x^2 + p_{xx}^2 + 4r_{1x}^2 p_x^2). \quad (22)$$

由于 $c_i \equiv c_i(t) (i = 1, 2, 3)$ 为 t 的任意函数, 可以较为方便地给出方程 (21) 的普遍解. 若取 c_1, c_2 和 c_3 为

$$c_1 = \frac{-1}{a_1 a_2 a_3^2 H_1} [(a_1 + a_3 H_2)^2 H_{3t} + (a_1 a_3 + a_3^2 H_2) H_{1t} - a_3^2 H_1 H_{2t}], \quad (23)$$

$$c_2 = \frac{-1}{a_3^2 H_1} [\chi(a_1 + a_3 H_2) H_{3t} + a_3 H_{1t}], \quad (24)$$

$$c_3 = \frac{H_{3t}}{a_3^2 H_1}, \quad (25)$$

式中 $H_i \equiv H_i(t) (i = 1, 2, 3)$ 为 t 的任意函数, 那么 (21) 式成为

$$q_t = \frac{1}{H_1} [(H_{1t} + 2H_2 H_{3t})q - H_{3t} q^2 + H_1 H_{2t} - H_2 H_{1t} - H_2^2 H_{3t}]. \quad (26)$$

可以直接验证 (26) 式的普遍解具有以下形式:

$$q = \frac{H_1}{H_3 + F_1(y)} + H_2, \quad (27)$$

式中 $F_1 \equiv F_1(y)$ 为 y 的任意函数.

对于 B 求解, 以 (15) (10) 和 (12) 式代入 (8) 式, 令实部和虚部分别等于零, 可得到与 (18) — (21) 式相同的四个等式, 只是 (18) 和 (19) 式中的 r, s 的下标由 1 改为 2, 其余两式相同. 同样不难得到, s_2 为 y 的任意函数, p, r_2 的任意性可由 p_0 来固定, p_0 需满足

$$p_{0x} = (4p_x^2)^{-1}(-2p_x p_{xxx} + 4r_{2t} p_x^2 + p_{xx}^2 + 4r_{2x}^2 p_x^2), \quad (28)$$

而 q 具有以下形式的普遍解

$$q = \frac{H_1}{H_3 + F_2(y)} + H_2, \quad (29)$$

式中 $H_i \equiv H_i(t) (i = 1, 2, 3)$ 为 t 的任意函数, $F_2(y)$ 为 y 的任意函数.

现在将分别拥有 (18) — (21) 式的 (11) 和 (12) 两式和 (10) 式代入 (2) 式, 可以得到方程 (1) 变量 A, B, L 的普遍解

$$A = \frac{\delta_1 \delta_2 \sqrt{\lambda a_1 a_2 p_x q_y} \exp[i r_1 + i s_1]}{a_1 p - a_2 q + a_3 p q}, \quad (30)$$

$$B = \frac{\delta_3 \delta_4 \sqrt{(2 - \lambda)a_1 a_2 p_x q_y} \exp(ir_2 + is_2)}{a_1 p - a_2 q + a_3 pq}, \tag{31}$$

$$L = 2 \left(\frac{a_1 p_{xx} + a_3 p_{xx} q}{a_1 p - a_2 q + a_3 pq} - \frac{(a_1 p_x + a_3 p_x q)^2}{(a_1 p - a_2 q + a_3 pq)^2} \right) + (4p_x^2)^{-1} (-2p_x p_{xxx} + 4r_{11} p_x^2 + p_{xx}^2 + 4r_{1x}^2 p_x^2). \tag{32}$$

上述(30)–(32)式中,考虑到 $p_0(x, t)$ 需同时满足(22)和(28)式, r_1 和 r_2 可简单选取为

$$r_1 = r_2 = r. \tag{33}$$

最后可得到方程(1)场量 A 和 B 模的具体形式

$$U_A = |A|^2 = \frac{\lambda a_1 a_2 p_x q_y}{(a_1 p - a_2 q + a_3 pq)^2}, \tag{34}$$

$$U_B = |B|^2 = \frac{(2 - \lambda)a_1 a_2 p_x q_y}{(a_1 p - a_2 q + a_3 pq)^2}. \tag{35}$$

3. 一些特殊类型的相干孤子结构

函数 $p(x, t), F_1(y), F_2(y)$ 和 $H_i \equiv H_i(t)$ ($i = 1, 2, 3$) 的任意性,使(34)和(35)式拥有相当丰富的孤子结构.事实上从(34)和(35)式不难看出对于任意的 p 和 q ,只要满足边界条件 $p|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow D_1, p|_{x \rightarrow -\infty} \rightarrow D_2, q|_{y \rightarrow \infty} \rightarrow D_3, q|_{y \rightarrow -\infty} \rightarrow D_4, D_1, D_2, D_3$ 和 D_4 可以为无限大的任意常数, $|A|^2$ 和 $|B|^2$ 为一个所有方向都指数局域的相干孤子结构.下面以 $U_A = |A|^2$ 为例来看几个有趣的特殊例子.

3.1. 多 solitoff 解

在许多(2+1)维模型中,存在一种非局域的称之为 solitoff 的特殊类型解.除了在某一方面外,其他所有方向都呈指数衰减^[27, 28].对于方程系统(1),同样存在 solitoff 解.当 $a_2 = a_3$ 时,如果取

$$p = \sum_{i=1}^M \exp(K_i x + x_{0i}) + 1, q = \sum_{i=1}^N \exp(K_i y + y_{0i}), \tag{36}$$

式中 x_{0i}, y_{0i}, k_i, K_i 为任意常数; M, N 为任意正整数.这样就可得到第一种特殊类型的多 solitoff 解.图1所示为一 solitoff 解,图1中 p 和 q 选取为

$$p = \exp(x) + 1, q = \exp(y),$$

且

$$a_1 = a_2 = a_3 = 2\lambda = 1. \tag{37}$$

从图1中可以看出,两个直线孤子变成二半直线孤子而另二半直线孤子在相互作用中消失,即由于共振的影响二直线孤子变为一半直线孤子-solitoff 解.

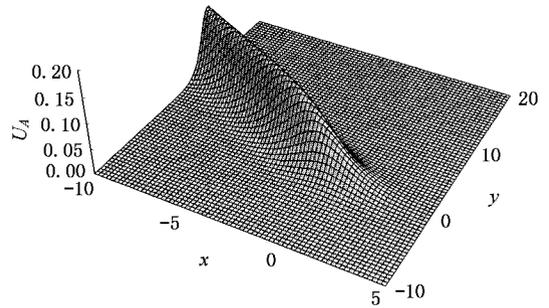


图1 由(37)式所确定的 solitoff 解

3.2. 多个直线隐形孤子形成的无色散关系的多 dromion 解

在文献[14]中, Lai 和 Chow 采用波数合并技巧获得了方程(1)的 $|A|^2$ 的 dromion 解.下面我们寻求由(34)式决定的 dromion 解.一般而言,多 dromion 解是由具有某种色散关系的多直线孤子所构成,并且 dromion 局域在直线的交叉点上.在 $a_2 < a_3$ 的情况下,若取 p 和 q 为下述形式:

$$p = \sum_{i=1}^M \exp(k_i x + \omega_i t + x_{0i}) + 1 \equiv \sum_{i=1}^M \exp(\xi_i) + 1, \tag{38}$$

$$q = \sum_{i=1}^N \exp(K_i y + y_{0i}) \sum_{j=1}^J \exp(\Omega_j t), \tag{39}$$

式中 $x_{0i}, y_{0i}, k_i, \omega_i, K_i$ 和 Ω_i 为任意常数; M, N, J 为任意正整数.这样就可得到特殊类型的多 dromion 解.(39)式的选择与任意函数

$$H_3(t) = 0, F_1^{-1} = \sum_{i=1}^N \exp(K_i y + y_{0i}), H_1 = \sum_{i=1}^J \exp(\Omega_i t), H_2 = 0 \tag{40}$$

的选取相对应.式中 k_i, ω_i, K_i 和 Ω_i 之间无任何色散关系.

3.3. 曲线隐形孤子形成的多 dromion 解

某些(2+1)维模型存在的 dromion 解不仅可由直线隐形孤子构成,也可由曲线隐形孤子形成.由(34)式可知,对于方程(1)的 dromion 解,也是既可以由直线孤子又可由曲线孤子形成.实际上(34)式可以写成

$$U_A = \lambda a_1 a_2 P_x Q_y \left(\sqrt{(a_1 - a_2 + a_3)a_3} \times \cosh(P + Q + \ln \sqrt{a_3 - a_2}) - \ln \sqrt{a_1 - a_2 + a_3} \right) + \sqrt{(a_1 + a_3)(a_3 - a_2)} \cosh(P - Q)$$

$$+ \ln \sqrt{a_1 + a_3} - \ln \sqrt{a_3 - a_2})^2, \quad (41)$$

式中 P, Q 与 p, q 之间的关系为

$$p = 1 + \exp(2P), q = 1 + \exp(2Q). \quad (42)$$

因此,由(41)式表示的该方程的多 dromion 平凡解由两组直线孤子和曲线孤子形成.形成 dromion 的一组直线孤子由因子

$$Q_y = \sum_{i=1}^N Q_i(y - y_{i0}) \quad (43)$$

确定,式中 $Q_i = Q_i(y - y_{i0})$ 为在直线 $y = y_{i0}$ 上有限,离开直线迅速衰减的直线孤子.另一组直线孤子由因子 P_x 确定.事实上任意 (1 + 1) 维可积模型的多 dromion 解均可选为 P_x .当然也可选 P_x 与(43)式相似的形式.曲线孤子可由因子

$$P + Q + \ln \sqrt{a_3} - \ln \sqrt{a_1 - a_2 + a_3} = \min(P + Q + \ln \sqrt{a_3} - \ln \sqrt{a_1 - a_2 + a_3}), \quad (44)$$

$$P - Q + \ln \sqrt{a_1 + a_3} - \ln \sqrt{a_3 - a_2} = \min(P - Q + \ln \sqrt{a_1 + a_3} - \ln \sqrt{a_3 - a_2}) \quad (45)$$

确定.(44)和(45)式的分枝数确定了曲线孤子的数量.dromion 位于直线孤子和曲线孤子的交叉点上.

图 2 为一幅静止 4-dromion 解,图 2 中

$$P = x^5 + 2x^3 + 0.2, Q = 2y^3 + 0.2y + 0.4, \quad \text{且} \quad a_1 = a_2 = a_3/2 = 2\lambda = 1. \quad (46)$$

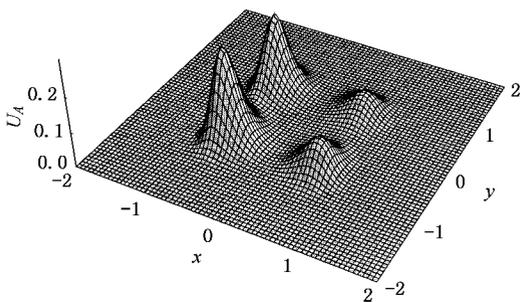


图 2 由(46)式所确定的 4-dromion 解

相应的曲线为

$$x^5 + 2x^3 + 2y^3 + 0.2y + 0.6 = 0, x^5 + 2x^3 - 2y^3 - 0.2y - 0.2 + \ln\sqrt{3} = 0. \quad (47)$$

若 P 和 Q 选取为

$$P = \sum_{n=-N}^N 0.1 \tan(x + 5n), Q = \sum_{m=-M}^M 0.1 \tan(y + 5m),$$

且

$$N = M = 3, a_1 = a_2 = a_3/2 = 2\lambda = 1 \quad (48)$$

则为 dromion 格子,如图 3 所示.

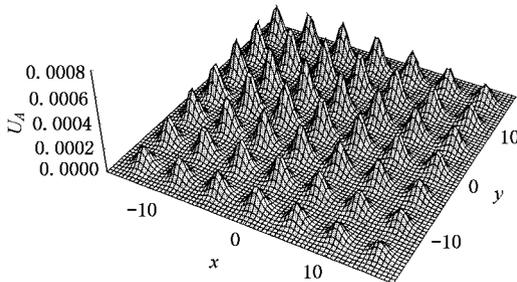


图 3 由(48)式所确定的 dromion 格子

3.4. 关于环孤子和多团解的不存在性

在研究其他 (2 + 1) 维可积模型的相干结构时,我们知道除了点状局域解外,存在一些其他类型的有意义的局域激发如环孤子解等^[12,19,20].对于方程系统(1),尽管从(34)式(或(41)式)等号右边看,不难构造出与 Nizhnik-Novikov-Veselov (NNV) 模型^[19] (2 + 1) 维 KdV 方程^[20]等类似的环状孤子解,但正如楼森岳在文献 [12] 中曾经指出 Davey-Stewartson (DS) 方程不存在环孤子和团 (lump) 解那样,由于要满足实数条件(16)和(17)式,我们不能从(34)式(或(41)式)得到类似的环孤子解,或者说这种解不存在.对于高维如 KP 方程称之为团 (lump) 解的另一种特殊的解,对该系统同样不存在,也即对于方程(1)不能通过选取合适的幂函数或有理函数来得到解析团解,尽管一些称之为 positons 解的有奇点的有理函数解能够得到.基于同样的理由,对于文献 [21] 中对 (2 + 1) 维非线性薛定谔 (NLS) 方程所构造的场量 U 模的可以为负值的环孤子,具有振荡尾部的 dromion 解,瞬子等实际是不存在的.

3.5. 静止和运动呼吸子

显然,若上面给出的局域解中含有时间 t 的周期函数,那么所有的这些解成为相应的呼吸子.图 4(a)~(e)为(34)式在 p 和 q 取

$$p = \exp(\alpha(x^3 + x + 0.6) \cos(2\pi t) + 1.2) + 1, q = \exp(\alpha(y^3 + y + 0.4) \cos(2\pi t) + 1.1) + 1 \quad (49)$$

和

$$a_1 = a_2 = a_3/2 = 2\lambda = 1 \quad (50)$$

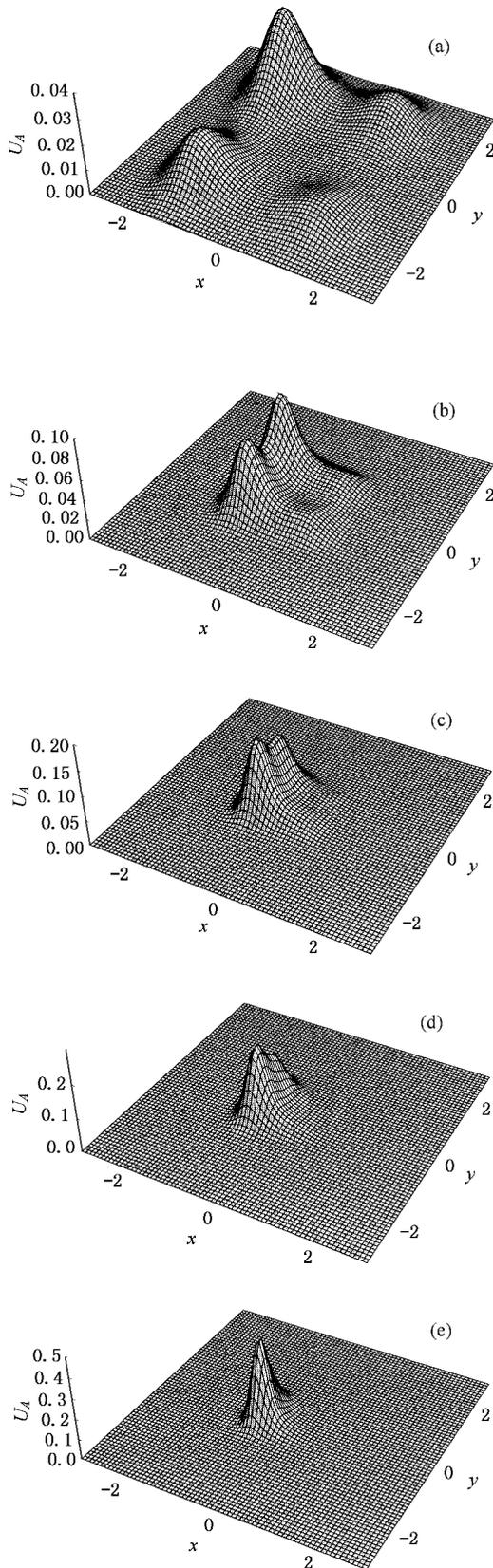


图 4 由(49)和(50)式所确定的呼吸子演化图 (a)为 $t = 1/2$ (b)为 $t = 1/3$ (c)为 $t = 1/4$ (d)为 $t = 1/5$ (e)为 $t = 0$

时的一特殊类型的静态呼吸子演化现象. 图 4 中时间 t 分别为 $\pm 1/2, \pm 1/3, \pm 1/4, \pm 1/5$ 和 0. 如果(49)式中的 x 和 y 改为 $x - v_1 t$ 和 $y - v_2 t$, 则含(49)式的(34)式成为运动呼吸子解.

从图 4(a)–(e)可看到呼吸子在许多方面进行了呼吸, 比如说峰(peak)的幅度(从 0.04–0.5), 形状, 峰间的距离, 甚至峰的数量(从 4 个到 1 个).

3.6. 瞬子

如果在(34)式的函数 p 和 q 中含有随时间增长而衰减的因子, 比如用 $\text{sech}(t)$ 去乘 p 或 q , 那么前面所讨论的所有局域结构都成为瞬子解. 图 5 显示了一种特殊类型的 dromion 瞬子解, 解由(41)式表示, 其中

$$P = 5\text{sech}(10t)\text{tanh}(x^3), Q = 5\text{tanh}(y),$$

$$\text{且 } a_1 = a_2 = a_3/2 = 2\lambda = 1. \quad (51)$$

图 5(a)(b)清晰地显示了瞬子随时间 $|t|$ 从 0 增加到 4 其幅度从 ~ 0.8 到 $\sim 1.5 \times 10^{-17}$ 显著衰减的现象.

以上我们讨论了方程系统(1)的 U_A 的多种孤子结构, 根据(34)和(35)式很明显 U_B 同样拥有包括以上所讨论的 U_A 所具有的各种孤子结构. 同时 $U_B/U_A = (2 - \lambda)/\lambda$, 即 U_A 与 U_B 之间的关系仅依存于 λ , 反映在各局域相干结构解幅度上存在差异, 当 $\lambda = 1$ 时, U_A 与 U_B 完全相等.

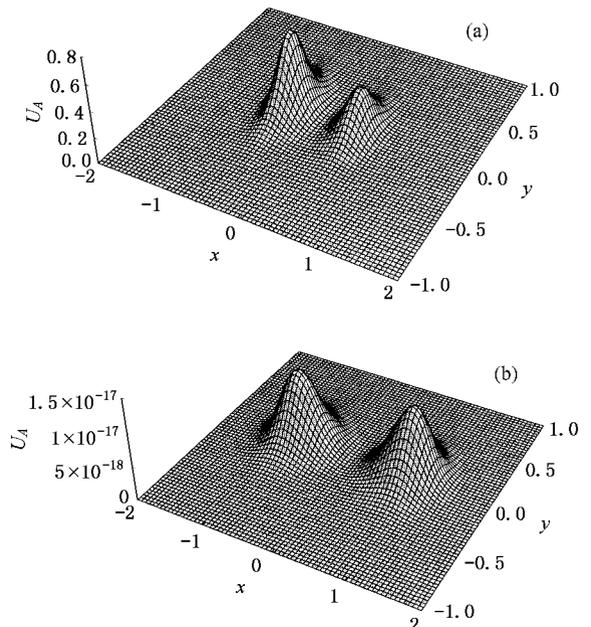


图 5 由(51)式所确定的瞬子解 (a)为 $t = 0$ (b)为 $t = 4$

4. 讨论与结论

将分离变量法应用于新(2+1)维非线性演化方程(1), 可以获得许多新的相干孤子结构. 由于种子解含有任意函数, 合适地选择任意函数, 方程(1)的孤子解可以是 solitons, dromions, dromion 格子, 呼吸子和瞬子等. 呼吸子不仅在幅度、形状、各峰间距离, 甚至在峰的数目上都进行了呼吸. 这将有助于我们

对方程系统(1)所描述的物理现象作进一步的了解和研究.

分离变量法不仅在线性物理而且在非线性物理中也是一种非常重要的方法. 这里我们用推广的分离变量法得到了新(2+1)维非线性演化方程的多种多孤子解, 说明该方法对于求解高维非线性模型的特殊解, 获得各种奇异孤子结构是十分有效的, 值得进一步应用推广.

- [1] Kivshar Y S and Melomed B A 1989 *Rev. Mod. Phys.* **61** 765 and references therein
Loutsenko I and Roubtsov D 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3011
Tajiri M and Maesono H 1997 *Phys. Rev. E* **55** 3351
Das G C 1997 *Phys. Plasmas* **4** 2095
Gedalin M, Scott T C and Band Y B 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 448
Lou S Y 2000 *Commun. Theor. Phys.* **33** 7
Lou S Y 1999 *Chin. Phys. Lett.* **16** 659
Lou S Y and Huang G 1995 *Mod. Phys. Lett. B* **9** 1231
Lou S Y, Yu J, Lin J, Huang G and Zhang T K 1999 *Mod. Phys. Lett. B* **106** 11
- [2] Kadomtsev B B and Petviashvili V I 1970 *Sov. Phys. Dokl.* **15** 539
[3] Davey A and Stewartson K 1974 *Proc. Roy. Soc. A* **338** 17
[4] Lou S Y 1997 *Commun. Theor. Phys.* **27** 249
[5] Nizhnik L P 1980 *Sov. Phys. Dokl.* **25** 706
Veslov A P and Novikov S P 1984 *Sov. Math. Dokl.* **30** 588
Novikov S P and Veslov A P 1986 *Physica D* **18** 267
- [6] Boiti M, Leon J J P, Manna M and Pempinelli F 1988 *Phys. Lett. A* **132** 432
- [7] Hietarinta J 1990 *Phys. Lett. A* **149** 113
- [8] Radha R and Lakshmanan M 1991 *Phys. Lett. A* **197** 7
Radha R and Lakshmanan M 1991 *J. Math. Phys.* **38** 292
- [9] Lou S Y 1995 *J. Phys. Math. Gen. A* **28** 7227
Lou S Y 1996 *Commun. Theor. Phys.* **26** 487
- [10] Ruan H Y and Lou S Y 1997 *J. Math. Phys.* **38** 3123
Ruan H Y 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1781(in Chinese) [阮航宇 1999 物理学报 **48** 1781]
- [11] Lou S Y 1995 *J. Phys. A* **28** 7227
Lou S Y 1996 *Commun. Theor. Phys.* **26** 487
- [12] Lou S Y, Lin J and Tang X Y 2001 *Eur. Phys. J. B* **22** 473
- [13] Lai D W C and Chow K W 1999 *J. Phys. Soc. Jpn.* **65** 1847
- [14] Lai D W C and Chow K W 2001 *J. Phys. Soc. Jpn.* **70** 666
- [15] Zhang J F 2002 *Commun. Theor. Phys.* **37** 277
- [16] Zhang J F and Han P 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 705(in Chinese) [张解放、韩平 2002 物理学报 **51** 705]
- [17] Lou S Y and Lu J Z 1996 *J. Phys. A: Math. Gen.* **29** 4209
- [18] Ruan H Y and Chen Y X 1999 *Acta Phys. Sin. (Overseas Edition)* **8** 241
- [19] Lou S Y 2000 *Phys. Lett. A* **277** 94
- [20] Lou S Y and Ruan H Y 2001 *J. Phys. A: Math. Gen.* **34** 305
- [21] Ruan H Y and Chen Y X 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 586(in Chinese) [阮航宇、陈一新 2001 物理学报 **50** 586]
- [22] Lou S Y 2001 *Phys. Scrip.* **64** 1
- [23] Maccari A 1997 *J. Math. Phys.* **38** 4151
- [24] Uthayakumar A, Nakkeeran K and Porsezia K 1999 *Chaos, Solitons and Fractals* **10** 1513
- [25] Zhang J F 2001 *Commun. Theor. Phys.* **35** 267
- [26] Gardner C S, Green J M, Kruskal M D and Miura R M 1967 *Phys. Rev. Lett.* **19** 1095
Hirota R 1971 *Phys. Rev. Lett.* **27** 1192
- [27] Chow K W 1996 *J. Phys. Soc. Jpn.* **65** 1971
- [28] Alagesan T, Uthayakumar A and Poredzian K 1997 *J. Phys. Soc. Jpn.* **66** 1288

Coherent soliton structures of a new (2 + 1)-dimensional evolution equation

Zhang Jie-Fang¹⁾ Huang Wen-Hua^{1 2)} Zheng Chun-Long^{1 3)}

¹⁾(*Institute of Nonlinear Physics , Zhejiang Normal University , Jinhua 321004 , China*)

²⁾(*Department of Physics , Jiangxi Yichun University , Yichun 336000 , China*)

³⁾(*Department of Physics , Zhejiang Lishui Normal College , Lishui 323000 , China*)

(Received 22 March 2002 ; revised manuscript received 15 May 2002)

Abstract

The variable separation approach is used to obtain coherent soliton structures of a new (2 + 1)-dimensional evolution equation. Applying the Bäcklund transformation and introducing the arbitrary functions of the seed solutions , the abundance of the soliton solutions of this model is obtained. Some special types of solutions : solitoffs , dromions , dromion lattice , breathers and instantons are derived by selecting the arbitrary functions appropriately. The breathers may breath in their amplitudes , shapes , distances between peaks and even the number of the peaks.

Keywords : new (2 + 1)-dimensional evolution equation , variable separation approach , soliton structure

PACC : 0230 , 0340