

专题: 非线性系统理论及其前沿应用

耦合饱和非线性薛定谔方程的多极矢量孤子*

温嘉美 薄文博 温学坤 戴朝卿†

(浙江农林大学, 临安 311300)

(2022 年 11 月 30 日收到; 2022 年 12 月 23 日收到修改稿)

本文构造了耦合自散焦饱和非线性薛定谔方程, 通过改变势函数参数再利用功率守恒的平方算符法, 得到偶极-偶极、三极-偶极以及偶极-三极矢量孤子解. 随着孤子功率的增大, 这 3 类矢量孤子均能存在, 它们的存在性明显受到势函数的调制. 本文给出了 3 类矢量孤子由势函数调制的存在区域. 3 类矢量孤子的稳定区域受每个分量的孤子功率调制. 随着两分量孤子功率的增大, 3 类矢量孤子的稳定域均逐渐扩大. 当饱和非线性强度增大时, 三极-偶极和偶极-三极矢量孤子由稳定状态到不稳定状态临界点对应的孤子功率值逐渐降低. 而偶极-偶极矢量孤子由稳定状态到不稳定状态临界点对应的孤子功率值并不会因为饱和非线性强度增大而变化.

关键词: 耦合非线性薛定谔方程, 多极矢量光孤子, 饱和非线性**PACS:** 05.45.Yv, 42.65.Tg**DOI:** 10.7498/aps.72.20222284

1 引言

近几年来, 由于具有重要的理论和实际意义, 孤子的研究受到人们越来越多的关注^[1-3]. 在非线性光学中, 和单个非线性薛定谔方程^[4,5]相比, 耦合非线性薛定谔方程能够描述更为广泛的物理情况下模式之间的相互作用^[6]. 耦合非线性薛定谔方程可以产生单极、偶极和多级矢量孤子, 这些多峰结构可以提高通信容量, 在全光控制^[7]和全光信息存储^[8]方面具有应用价值. 因此, 在非线性介质中构造出多极矢量孤子一直是研究人员想要解决的问题.

有学者报道了具有一维宇称时间对称光学晶格^[9]的非线性分数阶薛定谔方程的矢量孤子. 当莱维指数减小时, 这些矢量孤子的存在域和稳定域都减小. 学者们从理论和实验两方面研究了含有多种成分的矢量孤子^[10-12], 它们在实光晶格(周期势)^[13]、

非局域介质^[14,15]、宇称-时间对称复光晶格^[16-19]和非宇称时间对称复势^[20]中都可以稳定演化.

然而, 目前关于耦合自散焦饱和非线性薛定谔方程的矢量多极孤子的研究较少, 这类孤子的存在性、稳定性和传播性质尚不清楚. 而结构更为复杂的多极孤子会增大通信容量, 在全光通信和全光信息存储等方面都有很广泛的应用. 因此, 本文通过引入双驼峰外势耦合自散焦非线性薛定谔方程模型, 利用数值方法研究矢量多极孤子存在性、稳定性和传播性质, 以便在更广泛的物理环境中构造和应用多极矢量孤子, 实现良好的全光通信以及全光信息存储.

2 理论模型

在近轴区域, 两个不相干光束在具有自散焦饱和和非线性的平面梯度折射率波导中的传播由以下(1+1)维归一化耦合非线性薛定谔方程控制^[21]:

* 国家自然科学基金(批准号: 12075210)、浙江省自然科学基金(批准号: LR20A050001)、浙江农林大学科研发展基金(批准号: 2021FR0009)和浙江农林大学国家级创新创业计划(批准号: 202210341038)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dcq424@126.com

$$i\frac{\partial\psi_1}{\partial z} + \frac{\partial^2\psi_1}{\partial x^2} + U(x)\psi_1 + \frac{\sigma(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2)\psi_1}{1+S(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2)} = 0, \quad (1)$$

$$i\frac{\partial\psi_2}{\partial z} + \frac{\partial^2\psi_2}{\partial x^2} + U(x)\psi_2 + \frac{\sigma(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2)\psi_2}{1+S(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2)} = 0, \quad (2)$$

其中, $\psi_{1,2}(z, x)$ 是光场的慢变包络, z 和 x 分别为归一化的纵向传输距离和横向空间坐标. 系统外势 $U(x)$ 表征线性折射率调制. $\sigma = \pm 1$ 分别表征自聚焦和自散焦非线性, 系数 S 定义了饱和非线性强度. 本文选取 $\sigma = -1$ 的自散焦非线性情况. 因而耦合方程 (1) 和方程 (2) 描述了耦合的双光束在近轴具有自散焦饱和非线性介质中的传输.

为了获得该模型支持的矢量光孤子, 选取如下形式的定态解:

$$\psi_1(x, z) = \phi_1(x)e^{ib_1z}, \quad \psi_2(x, z) = \phi_2(x)e^{ib_2z}, \quad (3)$$

其中, $\phi_{1,2}$ 是实值函数, $b_{1,2}$ 分别是矢量孤子两个分量的实值传播常数. 通过将 $\psi_{1,2}(x, z)$ 代入方程 (1) 和方程 (2), 可得

$$\frac{\partial^2\phi_1}{\partial x^2} + (U - b_1)\phi_1 + \frac{\sigma(|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2)\phi_1}{1+S(|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2)} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2\phi_2}{\partial x^2} + (U - b_2)\phi_2 + \frac{\sigma(|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2)\phi_2}{1+S(|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2)} = 0. \quad (5)$$

选取如下形式的势函数:

$$U(x) = V_0 \left\{ \text{sech} \left[-\left(\frac{x+x_0}{w_0} \right)^2 \right] + \text{sech} \left[-\left(\frac{x-x_0}{w_0} \right)^2 \right] \right\}, \quad (6)$$

其中, V_0 表征势函数的调制强度, x_0 表征势函数两峰之间的间距, w_0 表征势函数的单峰宽度.

为了验证矢量孤子的稳定性, 在稳定解 $\phi_1(x)$ 和 $\phi_2(x)$ 中加入微小扰动 $u_{1,2}(x)$ 和 $v_{1,2}(x)$:

$$\psi_1(x, z) = e^{ib_1z} \left[\phi_1(x) + u_1(x)e^{\delta z} + v_1^*(x)e^{\delta^*z} \right], \quad (7)$$

$$\psi_2(x, z) = e^{ib_2z} \left[\phi_2(x) + u_2(x)e^{\delta z} + v_2^*(x)e^{\delta^*z} \right], \quad (8)$$

其中 “*” 表示复共轭. 通过将方程 (7) 和方程 (8) 分别代入方程 (1) 和方程 (2) 并线性化, 可得到本征值方程组:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + U - \beta_1 + \frac{M}{A} \right) u_{11} + \sigma \frac{\phi_1^2 v_{11} + \phi_1 \phi_2 u_{21} + \phi_1 \phi_2 v_{21}}{A} = -i\delta u_{11}, \\ -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + U - \beta_1 + \frac{M}{A} \right) v_{11} - \sigma \frac{\phi_1^2 u_{11} + \phi_1 \phi_2 u_{21} + \phi_1 \phi_2 v_{21}}{A} = -i\delta v_{11}, \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + U - \beta_2 + \frac{M}{A} \right) u_{21} + \sigma \frac{\phi_1 \phi_2 u_{11} + \phi_1 \phi_2 v_{11} + \phi_2^2 v_{21}}{A} = -i\delta u_{21}, \\ -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + U - \beta_2 + \frac{M}{A} \right) v_{21} - \sigma \frac{\phi_1 \phi_2 u_{11} + \phi_1 \phi_2 v_{11} + \phi_2^2 u_{21}}{A} = -i\delta v_{21}, \end{cases} \quad (9)$$

其中, $M = (|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2)^2 S + |\phi_1|^2 + 2|\phi_2|^2$, $A = 1 + S(|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2)$. 方程组 (9) 可以通过傅里叶配置法进行数值求解 [22]. 如果特征值 δ 的实部 $\delta_r > 0$, 则说明矢量孤子是线性不稳定的, 反之则稳定. 特征值实部 δ_r 的最大值 $\text{Max}\delta_r$ 被定义为最大不稳定增长率.

3 数值结果

在本节中, 目标是通过功率守恒的平方算符法 [22] 构造出不同类型的矢量孤子, 并研究它们的

物理性质. 矢量孤子两分量的孤子功率分别定义为

$$P_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} |\phi_1(x)|^2 dx, \quad P_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} |\phi_2(x)|^2 dx.$$

首先, 引入双驼峰外势, $x_0 = 1.5$ 时势函数图像如图 1(a) 所示. 势函数表征非线性系统的折射率调制. 通过改变势函数的参数来调制非线性系统的折射率导致耦合矢量孤子态的不同, 因此, 选取饱和非线性参数 $S = 1$, 分量 $\psi_2(x, z)$ 的孤子功率 $P_2 = 3.3$, 势函数参数为 $V_0 = 2.8$, $w_0 = 1.1$, $x_0 = 1.7 - 1.5$, 使用平方算符法获得了偶极-偶极矢量孤子、三极-

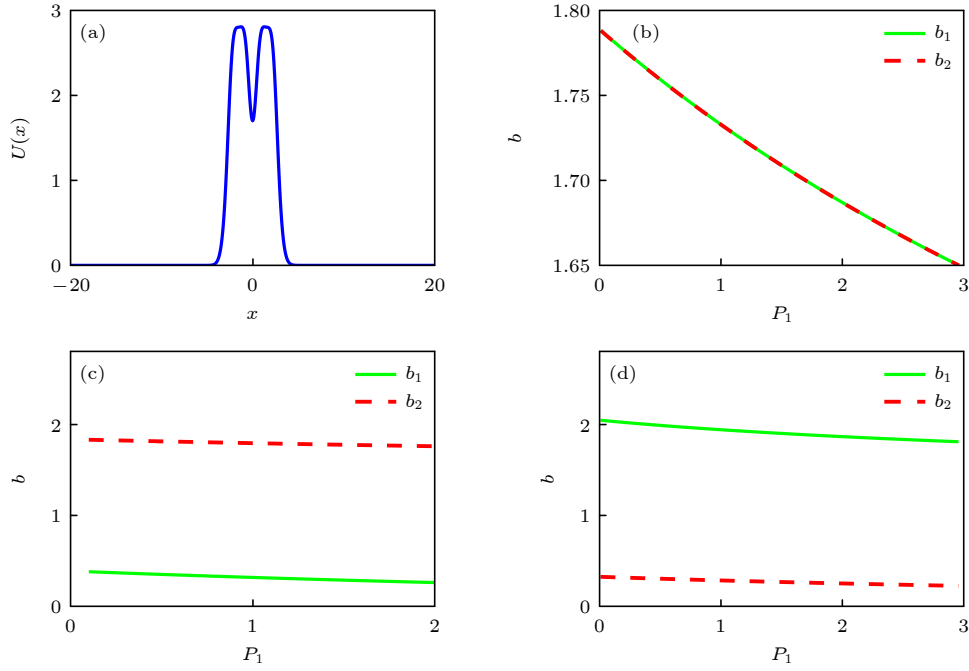


图 1 (a) $x_0 = 1.5$ 时势函数图像. 分量 $\psi_1(x, z)$ 孤子功率 P_1 与两分量传播常数 $b_{1,2}$ 的关系 (b) $x_0 = 1.7$ 时偶极-偶极矢量孤子; (c) $x_0 = 1.6$ 时三极-偶极矢量孤子; (d) $x_0 = 1.5$ 时偶极-三极矢量孤子. 其他参数为 $V_0 = 2.8$, $w_0 = 1.1$, $S = 1$, $\sigma = -1$, $P_2 = 3.3$

Fig. 1. (a) Time potential function image when $x_0 = 1.5$. The relation between the power of component $\psi_1(x, z)$ and the propagation constant $b_{1,2}$; (b) dipole - dipole vector soliton when $x_0 = 1.7$; (c) tripole-dipole vector soliton when $x_0 = 1.6$; (d) dipole-tripole vector soliton when $x_0 = 1.5$. Other parameters are $V_0 = 2.8$, $w_0 = 1.1$, $S = 1$, $\sigma = -1$, $P_2 = 3.3$.

偶极矢量孤子以及偶极-三极矢量孤子和相关的孤子功率-传播常数曲线. 如图 1(b)–(d) 所示, 随着分量 $\psi_1(x, z)$ 的孤子功率 P_1 的增大, 三类矢量孤子的两个分量的传播常数 $b_{1,2}$ 均保持下降的趋势. 此外, 对于自散焦饱和和非线性, 孤子功率-传播常数曲线具有负斜率, 即 $db/dP < 0$. 这符合 Vakhitov-Kolokolov 判据^[23], 是产生具有自散焦饱和和非线性的稳定孤子的必要条件. 图 2 展示了偶极-偶极矢量孤子、三极-偶极矢量孤子和偶极-三极矢量孤子的孤子轮廓, 其中 $P_1 = 1.5$, $P_2 = 3.3$.

研究发现, 矢量孤子的存在性主要由势函数调制. 图 3 展示了由势函数调制强度参数 V_0 和势函数双峰之间间距参数 x_0 共同调制的偶极-偶极、三极-偶极和偶极-三极矢量孤子的存在域图像. 可以看出, 随着 x_0 的增大, 偶极-偶极、偶极-三极矢量孤子的 V_0 存在域大体上保持增大的趋势, 而三极-偶极矢量孤子则表现出明显不同的变化趋势. 如图 3(b) 所示, 随着 x_0 的增大, 三极-偶极矢量孤子的存在域表现出先增大后减小的趋势.

通过求解特征方程 (9) 发现, 三类矢量孤子的稳定性受到两分量孤子功率 P_1 , P_2 和饱和非线性

强度 S 的调制. 首先, 图 4 展示了由矢量孤子两分量孤子功率 P_1 , P_2 调制的偶极-偶极、三极-偶极和偶极-三极矢量孤子的稳定域图像. 可以看出, 随着矢量孤子两分量孤子功率 P_1 , P_2 的增大, 三类矢量孤子的稳定域均保持增大的趋势, 并且偶极-偶极矢量孤子的稳定域远大于三极-偶极和偶极-三极矢量孤子的稳定域. 这是由于三极-偶极和偶极-三极矢量孤子更为复杂的两分量结构影响了两分量耦合的稳定性.

选择 $P_2 = 3$, 通过求解特征方程 (9), 得到由偶极-偶极、三极-偶极、偶极-三极矢量孤子分量功率 P_1 和饱和非线性强度 S 调制的最大不稳定增长率 $\text{Max}\delta_r$ 的变化规律. 如图 5(a) 和图 5(c) 所示, 随着分量 $\psi_1(x, z)$ 的孤子功率增大, 偶极-偶极矢量孤子和偶极-三极矢量孤子均保持由稳定状态到不稳定状态的变化. 但是不同的是, 饱和和非线性的增强并不会改变偶极-偶极矢量孤子由稳定状态到不稳定状态临界点的孤子功率值, 但降低了偶极-三极矢量孤子的稳定性. 从图 5(c) 中可以看出, 随着饱和和非线性强度的增大, 偶极-三极矢量孤子由稳定状态到不稳定状态临界点的孤子功率值逐渐降低.

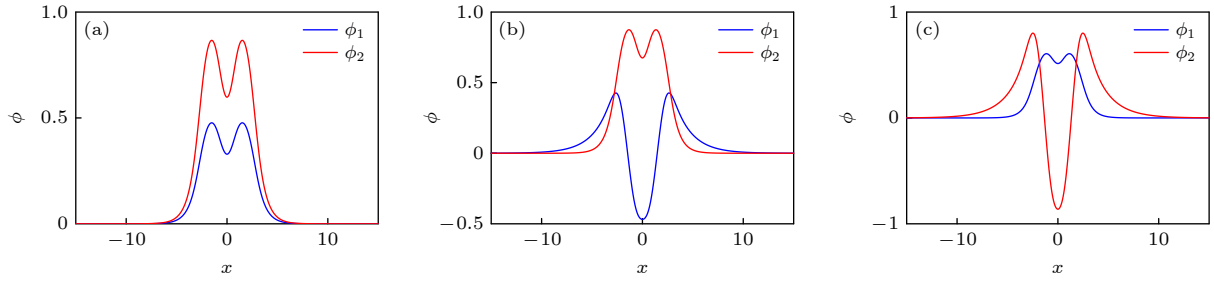


图 2 (a) $x_0 = 1.7$ 时偶极-偶极矢量孤子剖面; (b) $x_0 = 1.6$ 时三极-偶极矢量孤子剖面; (c) $x_0 = 1.5$ 时偶极-三极矢量孤子剖面. 其他参数为 $V_0 = 2.8$, $w_0 = 1.1$, $S = 1$, $\sigma = -1$, $P_1 = 1.5$, $P_2 = 3.3$

Fig. 2. (a) The profile of dipole-dipole vector soliton when $x_0 = 1.7$; (b) the profile of tripole-dipole vector soliton when $x_0 = 1.6$; (c) the profile of dipole-tripole vector soliton when $x_0 = 1.5$. Other parameters are $V_0 = 2.8$, $w_0 = 1.1$, $S = 1$, $\sigma = -1$, $P_1 = 1.5$ and $P_2 = 3.3$.

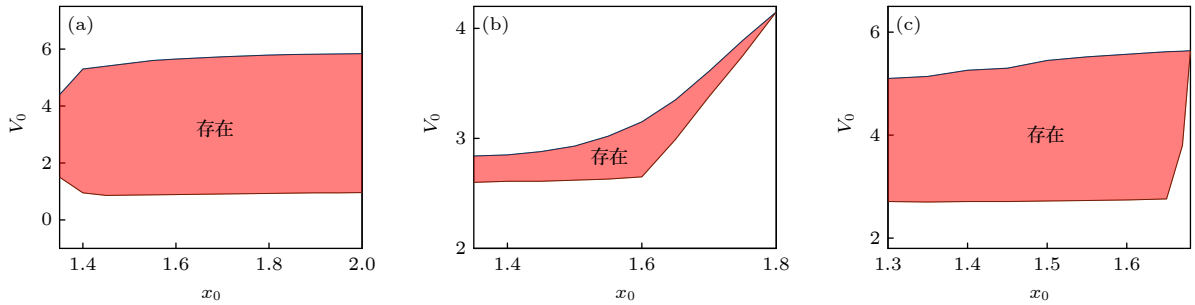


图 3 由势函数参数 V_0 , x_0 共同调制的 (a) 偶极-偶极、(b) 三极-偶极、(c) 偶极-三极孤子存在域. 其他参数为 $S = 1$, $\sigma = -1$, $w_0 = 1.1$, $P_1 = 1.5$, $P_2 = 3.3$

Fig. 3. Existence modulated by the potential parameters V_0 and x_0 of (a) dipole-dipole, (b) tripole-dipole and (c) dipole-tripole solitons. Other parameters are $S = 1$, $\sigma = -1$, $w_0 = 1.1$, $P_1 = 1.5$, $P_2 = 3.3$.

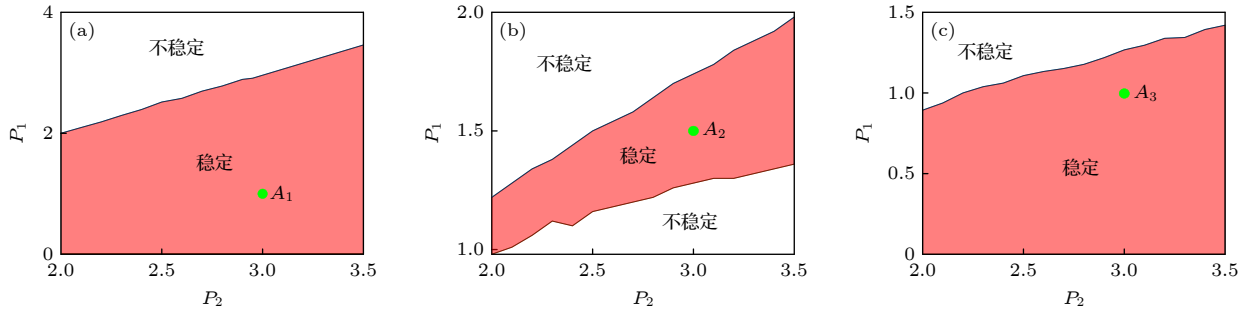


图 4 (a) 偶极-偶极、(b) 三极-偶极和 (c) 偶极-三极孤子的两分量孤子功率 P_1 , P_2 共同调制的矢量孤子稳定域. 参数为 $V_0 = 2.8$, $w_0 = 1.1$, $S = 1$, $\sigma = -1$, $x_0 = 1.7 \sim 1.5$

Fig. 4. Stability modulated by the two-component power P_1 and P_2 of (a) dipole-dipole, (b) tripole-dipole and (c) dipole-tripole solitons. Parameters are $V_0 = 2.8$, $w_0 = 1.1$, $S = 1$, $\sigma = -1$, $x_0 = 1.7$ to 1.5 .

如图 5(b) 所示, 弱饱和和非线性强度条件下的三极-偶极矢量孤子通过吸收外部能量从不稳定的边界过渡到稳定的平衡态, 并随着孤子功率的增大再次失稳, 但是饱和和非线性强度的增大使得三极-偶极矢量孤子在低功率条件下也能稳定. 与偶极-三极矢量孤子相同的是, 随着饱和和非线性强度的增大, 三极-偶极矢量孤子由稳定状态到不稳定状态临界点的孤子功率值逐渐降低.

为了更准确地验证偶极-偶极、三极-偶极、偶极-三极矢量孤子的稳定性, 在三类矢量孤子的初始轮廓中加入 5% 的随机噪声, 分别对图 4(a)—(c) 中 A_1 , A_2 和 A_3 点进行了直接的数值模拟. 图 6 展示了偶极-偶极、三极-偶极、偶极-三极矢量孤子的两个分量在长距离上稳定传输到 $z = 800$ 处的动力学演化图以及相应的特征谱. 可以看出, 图 6(a), (c) 和 (e) 的分量 $\psi_1(x, z)$ 与图 6(b), (d) 和 (f) 的分量 $\psi_2(x, z)$ 均能稳定传输且具有较强的鲁棒性.

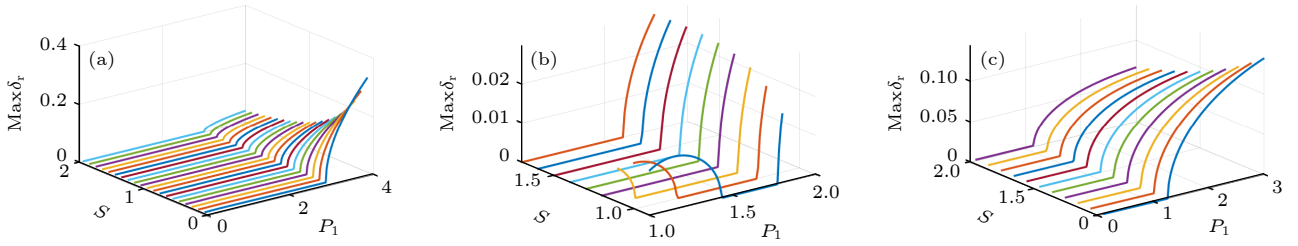


图 5 不同饱和非线性强度 S 和功率 P_1 值的 (a) 偶极-偶极、(b) 三极-偶极和 (c) 偶极-三极矢量孤子的最大不稳定增长率 $\text{Max}\delta_r$. 参数为 $P_2 = 3$, $V_0 = 2.8$, $w_0 = 1.1$, $\sigma = -1$, $x_0 = 1.7-1.5$

Fig. 5. The maximum unstable growth rate $\text{Max}\delta_r$ of (a) dipole-dipole, (b) tripole-dipole and (c) dipole-tripole vector solitons with different saturated nonlinear strengths S and power values P_1 . Parameters are $P_2 = 3$, $V_0 = 2.8$, $w_0 = 1.1$, $\sigma = -1$, $x_0 = 1.7$ to 1.5.

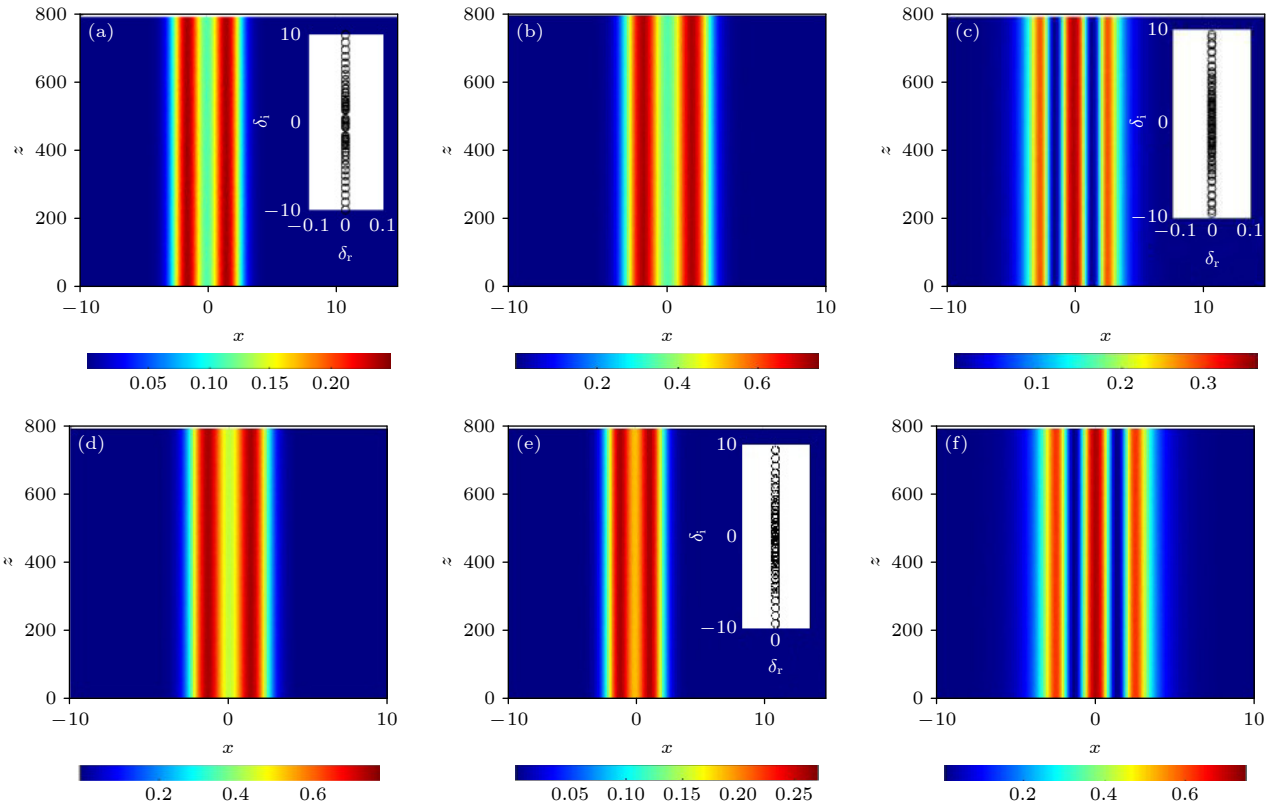


图 6 动力学演化图像及相应的特征谱图像 (a), (b) 偶极-偶极矢量孤子 ($P_1 = 1, P_2 = 3$); (c), (d) 三极-偶极矢量孤子 ($P_1 = 1.5, P_2 = 3$); (e), (f) 偶极-三极矢量孤子 ($P_1 = 1, P_2 = 3$). 参数为 $V_0 = 2.8$, $w_0 = 1.1$, $S = 1$, $\sigma = -1$, $x_0 = 1.7-1.5$

Fig. 6. Dynamic evolution image and corresponding characteristic spectrum image: (a), (b) Dipole-dipole vector solitons with $P_1 = 1, P_2 = 3$; (c), (d) tripole-dipole vector soliton with $P_1 = 1.5, P_2 = 3$; (e), (f) dipole-tripole vector solitons with $P_1 = 1, P_2 = 3$. Parameters are $V_0 = 2.8$, $w_0 = 1.1$, $S = 1$, $\sigma = -1$, $x_0 = 1.7$ to 1.5.

4 结 论

本研究小组引入了一种有外势的耦合自散焦饱和非线性薛定谔方程, 通过改变势函数参数再利用功率守恒的平方算符法得到偶极-偶极、三极-偶极、偶极-三极矢量孤子解. 三类矢量孤子的存在域由势函数调制强度的参数 V_0 和双峰之间间距的参

数 x_0 共同调制. 随着 x_0 的增大, 偶极-偶极、偶极-三极矢量孤子存在域大体上保持逐渐增大的趋势, 而三极-偶极矢量孤子存在域则表现出先增大后减小的趋势. 三类矢量孤子的稳定域受到两分量孤子功率 P_1 , P_2 和饱和非线性强度 S 的调制. 随着矢量孤子两分量孤子功率 P_1 和 P_2 的增大, 三类矢量孤子的稳定域均保持增大的趋势, 并且偶极-偶极矢量孤子的稳定域远大于三极-偶极和偶极-三极矢量

孤子的稳定域. 随着分量 $\psi_1(x, z)$ 孤子功率的增大, 偶极-偶极矢量孤子和偶极-三极矢量孤子均保持由稳定状态到不稳定状态的变化, 而三极-偶极矢量孤子只在强弱饱和和非线性强度条件下出现同样的现象. 在弱饱和和非线性强度条件下三极-偶极矢量孤子低功率区域也会出现不稳定性现象. 随着饱和和非线性强度 S 增大, 三极-偶极、偶极-三极矢量孤子由稳定状态到不稳定状态临界点的孤子功率值逐渐降低, 而偶极-偶极矢量孤子由稳定状态到不稳定状态临界点的孤子功率值并不会因为饱和和非线性强度增强而改变. 这些结果有助于在更广泛的物理环境中构造和应用多极矢量孤子, 实现更好的全光通信以及全光信息存储. 通过选择不同类型的外势结合分数阶衍射来控制更多极的矢量孤子态也是未来要研究的方向.

参考文献

- [1] Wang T Y, Zhou Q, Liu W J 2022 *Chin. Phys. B* **31** 020501
- [2] Yan Y Y, Liu W J 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 094201
- [3] Wang H, Li X, Zhou Q, Liu W 2023 *Chaos Soliton. Fract.* **166** 112924
- [4] Kivshar Y S, Luther-Davies B 1998 *Phys. Rep.* **298** 81
- [5] Cao Q H, Dai C Q 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 090501
- [6] Bo M X, Tian H P, Li Z H, Zhou G S 2002 *J. Quantum* **31** 030006
- [7] Shen Z, Zhang Y L, Chen Y, Sun F W, Zou X B, Guo G C, Zou C L, Dong C H 2018 *Nat. Commun.* **9** 1797
- [8] Su S W, Gou S C, Chew L Y, Chang Y Y, Liao W T 2017 *Phys. Rev. A* **95** 061805
- [9] Xie J, Zhu X, He Y 2019 *Nonlinear Dyn.* **97** 1287
- [10] Christodoulides N D, Joseph I R 1988 *Opt. Lett.* **13** 53
- [11] Desyatnikov A S, Kivshar Y S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 033901
- [12] Yang J, De P 2003 *Phys. Rev. E* **67** 016608
- [13] Kartashov Y V, Zelenina A S, Vysloukh V A, Torner L 2004 *Phys. Rev. E* **70** 066623
- [14] Xu Z, Kartashov Y V, Torner L 2006 *Phys. Rev. E* **73** 055601
- [15] Kartashov Y V, Torner L, Vysloukh V, Mihalache D 2006 *Opt. Lett.* **31** 1483
- [16] Wang R R, Wang Y Y, Dai C Q 2022 *Optik* **254** 168639
- [17] Bo W B, Liu W, Wang Y Y 2022 *Optik* **255** 168697
- [18] Kartashov Y V 2013 *Opt. Lett.* **38** 2600
- [19] Bo W B, Wang R R, Fang Y, Wang Y Y, Dai C Q 2022 *Nonlinear Dyn.* **111** 1577
- [20] Zhu X, He Y 2018 *Opt. Express* **26** 26511
- [21] Yang J, Lakoba T I 2007 *Stud. Appl. Math.* **118** 153
- [22] Li P F, Mihalache D, Malomed, A. B 2018 *Philos. Trans. R. Soc. Math. Phys. Eng. Sci.* **376** 2124
- [23] Kartashov Y V, Malomed B A, Torner L 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 247

SPECIAL TOPIC—Nonlinear system theory and its frontier applications

Multipole vector solitons in coupled nonlinear Schrödinger equation with saturable nonlinearity^{*}

Wen Jia-Mei Bo Wen-Bo Wen Xue-Kun Dai Chao-Qing[†]

(*Zhejiang A&F University, Lin'an 311300, China*)

(Received 30 November 2022; revised manuscript received 23 December 2022)

Abstract

We construct the coupled self-defocusing saturated nonlinear Schrödinger equation and obtain the dipole-dipole, tripole-dipole and dipole-tripole vector soliton solutions by changing the potential function parameters and using the square operator method of power conservation. With the increase of soliton power, the dipole-dipole, tripole-dipole and dipole-tripole vector solitons can all exist. The existence of the three kinds of vector solitons is obviously modulated by the potential function. The existence domain of three kinds of vector solitons, modulated by the potential function, is given in this work. The stability domains of three vector solitons are modulated by the soliton power of each component. The stability regions of three kinds of vector solitons expand with the increase of the power of two-component soliton. With the increase of saturation nonlinear strength, the power values of the tripole-dipole and dipole-tripole vector solitons at the critical points from stable state to unstable state decrease gradually, and yet the power of the soliton at the critical point from the stable state to the unstable state does not change.

Keywords: coupled nonlinear Schrödinger equation, vector optical soliton, saturable nonlinearity

PACS: 05.45.Yv, 42.65.Tg

DOI: 10.7498/aps.72.20222284

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12075210), the Zhejiang Provincial Natural Science Foundation of China (Grant No. LR20A050001), the Scientific Research and Developed Fund of Zhejiang A&F University, China (Grant No. 2021FR0009), and the National Training Programs of Innovation and Entrepreneurship for Undergraduates of China (Grant No. 202210341038).

[†] Corresponding author. E-mail: dcq424@126.com

耦合饱和非线性薛定谔方程的多极矢量孤子

温嘉美 薄文博 温学坤 戴朝卿

Multipole vector solitons in coupled nonlinear Schrödinger equation with saturable nonlinearity

Wen Jia-Mei Bo Wen-Bo Wen Xue-Kun Dai Chao-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 100502 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222284

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222284>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

非线性薛定谔方程的高阶分裂改进光滑粒子动力学算法

Numerical study of nonlinear Schrödinger equation with high-order split-step corrected smoothed particle hydrodynamics method

物理学报. 2019, 68(9): 090203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190169>

四阶色散非线性薛定谔方程的明暗孤立波和怪波的形成机制

Study on the generation mechanism of bright and dark solitary waves and rogue wave for a fourth-order dispersive nonlinear Schrödinger equation

物理学报. 2020, 69(1): 010502 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191384>

非局域高次非线性介质中的多极暗孤子

Multi-pole dark solitons in nonlocal and cubic-quintic nonlinear medium

物理学报. 2018, 67(21): 214207 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180786>

基于图形处理器加速数值求解三维含时薛定谔方程

Numerical solution of three-dimensional time-dependent Schrödinger equation based on graphic processing unit acceleration

物理学报. 2020, 69(23): 234202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200700>

非局域非线性耦合器中暗孤子的传输

Propagation of dark soliton in nonlocal nonlinear coupler

物理学报. 2021, 70(18): 184206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210275>

非线性光学中的暗孤子分子

Dark soliton molecules in nonlinear optics

物理学报. 2020, 69(1): 014208 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191347>