

在反常色散区艾里脉冲与光孤子相互作用规律的研究

朱坤占 贾维国 张魁 于宇 张俊萍 门克内木乐

Research on the interaction of Airy pulse and soliton in the anomalous dispersion region

Zhu Kun-Zhan Jia Wei-Guo Zhang Kui Yu Yu Zhang Jun-Ping Ke Neimule

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 024208 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.024208

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.024208>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I2>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

拉曼增益对高双折射光纤中暗孤子俘获的影响

Raman effect on dark soliton trapping in high birefringence fiber

物理学报.2015, 64(18): 184211 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184211>

电磁诱导透明系统中的暗孤子

Dark soliton in the system of electromagnetically induced transparency

物理学报.2015, 64(6): 064202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064202>

微结构光纤近红外色散波产生的研究

Study of near-infrared dispersion wave generation for microstructured fiber

物理学报.2015, 64(3): 034215 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034215>

强时间非局域系统中自相位调制诱导的孪频啁啾

捏 nverted-image□ frequency chirp induced by self-phase modulation in highly noninstantaneous medium

物理学报.2015, 64(2): 024214 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024214>

负性介电各向异性向列相液晶中空间光孤子的理论研究

Theoretical investigation of spatial optical solitons in nematic liquid crystals with negative dielectric anisotropy

物理学报.2014, 63(18): 184207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184207>

在反常色散区艾里脉冲与光孤子相互作用规律的研究*

朱坤占 贾维国[†] 张魁 于宇 张俊萍 门克内木乐

(内蒙古大学物理科学与技术学院, 呼和浩特 010021)

(2015年7月21日收到; 2015年9月16日收到修改稿)

本文采用分步傅里叶法, 研究了在反常色散区孤子和艾里脉冲相互作用的规律, 并且对相互作用后的孤子和艾里脉冲各自的强度、时域和时移进行了 MATLAB 仿真. 通过仿真发现光孤子和艾里脉冲在光纤中相互重叠时, 交叉相位调制 (XPM) 就会建立并且这种调制会影响孤子和艾里脉冲的性质. 在相互作用过程中, 孤子的形状保持不变, 但是受到艾里脉冲自加速特性的影响孤子会发生偏移. 艾里脉冲受 XPM 的影响会转化为孤子, 传播方向也会发生偏移. 可见, XPM 使得艾里脉冲和孤子各自的性质都相互影响着对方. 艾里脉冲和孤子的时域也会受到 XPM 的影响, 使得原本不相同的脉冲形状都转变为含有一个主峰和一个次峰的相似结构, 并且主峰和次峰的位置和脉冲宽度也大致相同, 这也是艾里脉冲能够转换为孤子的一个依据. 另外本文还模拟了不同输入强度 r 下的孤子和艾里脉冲的变化情况, 模拟发现不管是艾里脉冲还是孤子时移都随着输入强度 r 的增大而增大, 并且它们的变化趋势都是一样的, 同时模拟还发现在相同的 r 值下, 时移也会随着 a 值的增大而增大.

关键词: 艾里脉冲, 孤子, 反常色散区, 交叉相位调制

PACS: 42.65.Tg, 42.65.Dr, 42.65.-K

DOI: 10.7498/aps.65.024208

1 引言

艾里波包^[1-6]是在量子力学的范畴内首次提出的, 是从非线性薛定谔方程^[7-9]中解出的一个无衍射的波包解^[10], 这个波包解具有无限的能量. 由于无限的能量在实际应用中受到实际条件的限制, 因此有限能量艾里脉冲在实际应用中受到人们的广泛研究. 人们利用截止的方法来获得有限能量艾里脉冲. 艾里脉冲以其独特的性质, 比如无衍射、自加速和自愈特性^[11]引起人们的极大兴趣. 特别是最近几年, 艾里激光束在等离子体通道^[12]、光子弹^[13]、大气通信^[14]、微粒操控^[15]以及其他领域发挥着重要的作用. 所以人们对艾里脉冲特性的研究越来越多, 对艾里脉冲这种奇异光束的认识也越来越深: Cai 等^[4]研究了不同中心频率下反常色散区的孤子和正常色散区的艾里脉冲相互作用情

况; Baldeck 等^[6]研究了同一中心频率下反常色散区的孤子和正常色散区的艾里脉冲相互作用情况; Fattal 等^[5]提到艾里脉冲在反常色散区通过改变不同的参数会变成光孤子. 本文主要探究的是: 如果艾里脉冲与光孤子同时处于反常色散区, 当这两个脉冲相互作用的时候, 会产生什么样的作用效果. 探究发现艾里脉冲与孤子相互作用后会转变成孤子.

2 理论和方法

2.1 理论基础

光脉冲在单模光纤中传输时满足非线性薛定谔方程

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial Z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial T^2} + \gamma |\varphi|^2 \varphi = 0, \quad (1)$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 61167004) 和内蒙古自然科学基金 (批准号: 2014MS0104) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: jwg1960@163.com

φ 为脉冲包络的慢变振幅, T 是随脉冲以群速度移动的参考系中的时间量度.

艾里脉冲是一种能够在单模光纤中传输且满足非线性薛定谔方程的无衍射光束解, 我们定义艾里脉冲为

$$\psi(T, Z=0) = Ai(T) \exp(aT), \quad (2)$$

a 是艾里脉冲的截止系数. 图 1 (a) 展示了艾里脉冲在反常色散区的传输情况.

基阶孤子也是非线性薛定谔方程(方程 (1)) 的一个解, 我们定义基阶孤子为

$$\psi(T, Z=0) = \text{sech}(T). \quad (3)$$

图 1 (b) 展示了基阶孤子的传输情况.

从图 1 (a) 可以得出, 艾里脉冲的传输轨迹是一种弹道轨迹并且具有自加速的特性. 而图 1 (b) 孤子的传输轨迹是一条直线并且与初始传输方向一致. 从图 1 还可得出孤子并不具有自加速的特性, 与下文 XPM 后的脉冲形成对比.

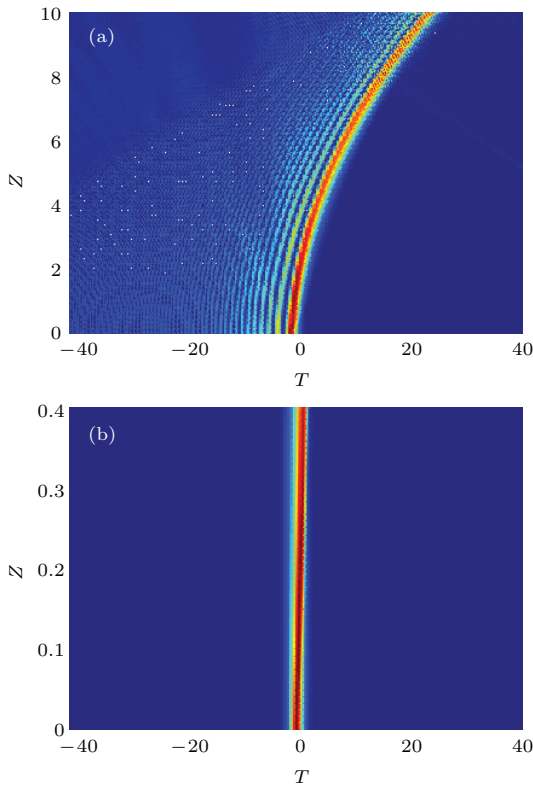


图 1 (网刊彩色)(a) 艾里脉冲和 (b) 孤子的传输情况
Fig. 1. (color online) Propagation of (a) Airy pulse and (b) soliton.

考虑到两种不同颜色的光脉冲在光纤中传播, 可以把慢变包络孤子脉冲作为信号波 ψ_s , 艾里脉冲作为抽运波 ψ_p . 忽略光纤损耗时, 它们满足一组耦

合非线性薛定谔方程^[4]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi_s}{\partial Z} + \frac{i}{2} \beta_s'' \frac{\partial^2 \psi_s}{\partial T^2} &= i \gamma_s \left[|\psi_s|^2 + 2 |\psi_p|^2 \right] \psi_s, \\ \frac{\partial \psi_p}{\partial Z} + \frac{i}{2} \beta_p'' \frac{\partial^2 \psi_p}{\partial T^2} - d \frac{\partial \psi_p}{\partial T} &= i \gamma_p \left[|\psi_p|^2 + 2 |\psi_s|^2 \right] \psi_p. \end{aligned} \quad (4)$$

方程组 (4) 中包含有自相位调制 (SPM) 和交叉相位调制 (XPM)、群速度色散 (GVD) 和走离长度 d . 式中, $Z = z/Ld$, $Ld = t_0^2 / |\beta_s''|$, $T = (t - Z/v_{gs})t_0^{-1}$, $d = v_{gs}^{-1} - v_{gp}^{-1}$, 其中, Z 是标准化的色散长度, T 是标准化时域坐标, d 两脉冲间的群速度失配量度, β_s'' 和 β_p'' 分别是与信号脉冲和抽运脉冲相关的群速度色散 (GVD) 系数. $\gamma_s = n_2 \omega_s / c A_{\text{eff}}$ 和 $\gamma_p = n_2 \omega_p / c A_{\text{eff}}$ 为信号脉冲和抽运脉冲相对应的非线性系数, A_{eff} 是有效场模面积.

考虑同时入射两种脉冲: 信号脉冲和抽运脉冲. 如下:

$$\psi_s(T, Z=0) = \text{sech}(T - T_s), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \psi_p(T, Z=0) &= r Ai(T - T_p) \exp(a(T - T_p)) \\ &\quad \times \exp(i\theta), \end{aligned} \quad (6)$$

其中, r 是抽运脉冲与信号脉冲的振幅比, T_s 和 T_p 信号脉冲和抽运脉冲的时间延迟, $0 < a \ll 1$ 是艾里脉冲的截止系数, θ 是抽运脉冲的相位.

2.2 模拟与结果分析

2.2.1 没有初始时间延迟时, $T_s = T_p$

图 2 为处于反常色散区的孤子和艾里脉冲同时入射时的脉冲演化情况, 取 $\beta_s'' = -0.3$, $\gamma_s = 1$ 和 $\beta_p'' = -0.5$, $\gamma_p = 4$. 当孤子和艾里脉冲同时入射时, 这时可认为他们的群速度是相同的, 一开始这两个脉冲就会重叠发生相互作用, 这时 XPM 就会形成, 并且两脉冲间的相互作用会随着传播过程一直进行下去. 由于艾里脉冲绝大部分能量分布在主叶瓣, 所以孤子和艾里脉冲的相互作用主要是孤子和艾里脉冲主叶瓣的相互作用. 艾里脉冲自身的加速特性在 XPM 中也会表现出来并且会影响到孤子, 正如图 2 (a₁) 所示孤子在与艾里脉冲发生作用的过程中也会随着艾里脉冲主叶瓣由于自加速引起的位置的改变而发生改变. 图 2 (b₁) 中艾里脉冲在与孤子发生作用的过程中, 自身的形状完全发生改变, 转化为孤子, 并且保留了本身的自加速特性.

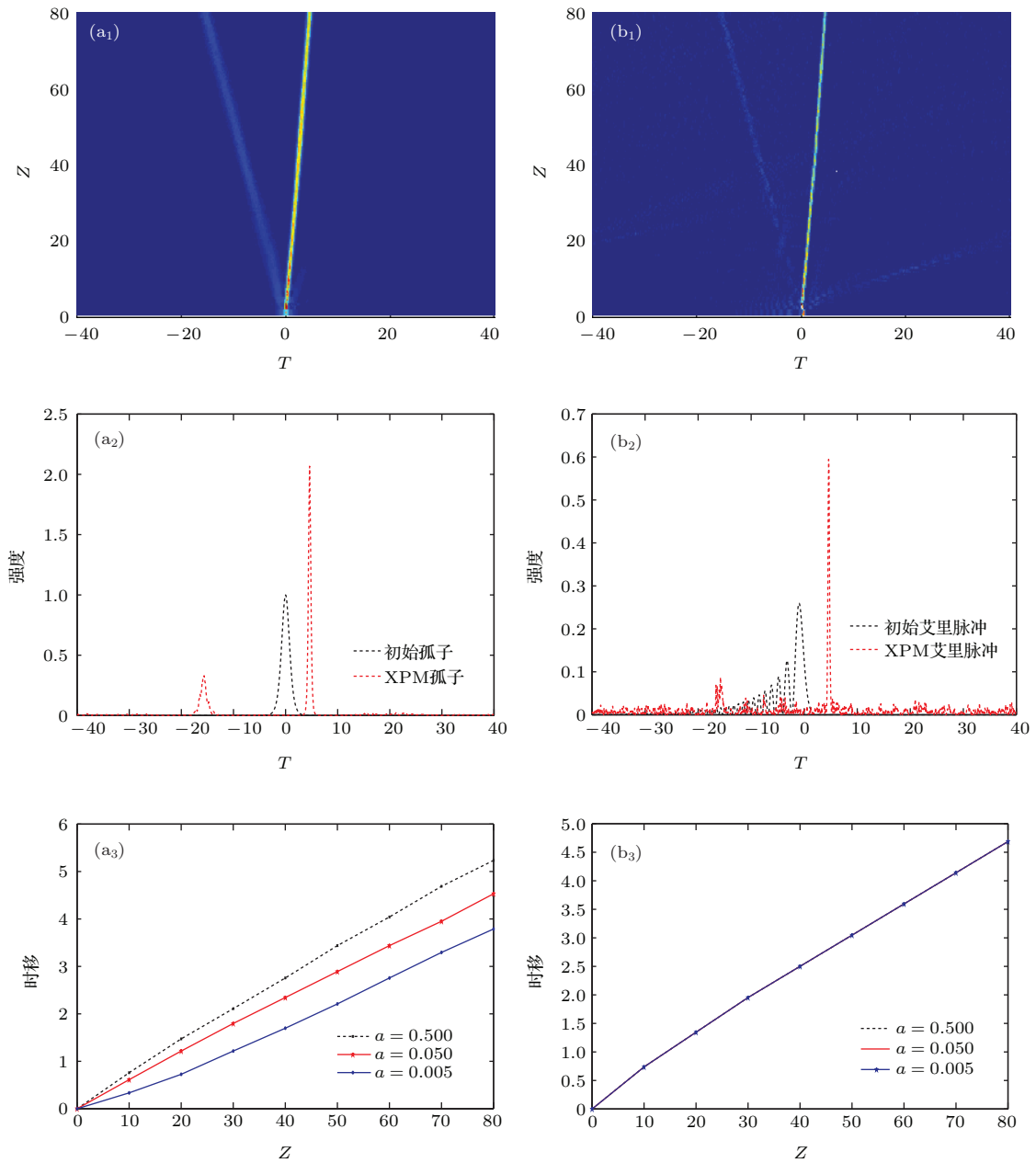


图2 (网刊彩色) 光脉冲的演化情况 左侧对应孤子, 右侧对应艾里脉冲; (a_i), (b_i) (i = 1, 2, 3); i = 1 是脉冲传输情况; i = 2 是时域变化; i = 3 是时移变化

Fig. 2. (color online) Evolution of the optical pulse. Left, soliton; right, Airy pulse. a_i, b_i (i = 1, 2, 3). i = 1: propagation of soliton and Airy pulse; i = 2: time-domain analysis of soliton and Airy pulse; i = 3: time shift of soliton and Airy pulse.

艾里脉冲之所以转化为孤子是因为艾里脉冲与孤子 XPM 的过程中也会受到孤子背景的调制 [16]. 由于孤子和艾里脉冲同处于反常色散区, 这样艾里脉冲与孤子的相互作用过程中孤子的背景作用促进了艾里脉冲转化为孤子的能力, 因此艾里脉冲能够转变成孤子. 从图 2(a₂) 和 (b₂) 中可以看出, 孤子和艾里脉冲相互作用后它们的形状发生了改变, 并且艾里脉冲的能量也比孤子低很多. 孤子和艾里脉冲 XPM 后都变成了一个主峰和次峰的

结构, 都发生了蓝移且脉宽也减小很多, 还可以看出两脉冲的主峰和次峰的位置也大致相同, 也就是为什么图 2(a₁), (b₁) 中两脉冲看起来一样的原因. 图 2(a₃), (b₃) 描述了不同截止系数下两脉冲的时移情况. 从图 2(a₃) 中可以看出孤子随着截止系数 a 的变化时移发生变化. 截止系数 a 减小, 孤子的时移也会减小. 这是因为截止系数 a 越小, 艾里脉冲的自加速也会越小, 孤子与艾里脉冲作用的过程中所受的影响也就越小, 因此时移会随着截止系数 a

的减小而减小. 从图 2(b₃) 中可以看出艾里脉冲并没有随着截止系数 a 的变化而变化. 这是因为艾里脉冲转化为孤子的过程中, 艾里脉冲是受到孤子的背景调制而变为孤子的, 截止系数 a 的变化并不影响孤子的背景调制, 因此时移不会发生变化.

2.2.2 有初始时间延迟时 $T_S \neq T_p$

图 3 为在反常色散区孤子和艾里脉冲不同时入射时脉冲的演化情况. 当抽运脉冲延迟 $10t_0$ (t_0 是避免两脉冲一开始就发生 XPM 的最小时间延迟差) 入射时, 由于群速度色散抽运脉冲会很快捕捉到信号脉冲, 两脉冲重叠时 XPM 就会建立. XPM

会减小中心频率的频移, 阻止抽运脉冲跨过信号脉冲, 这时信号脉冲就像一道障碍一样阻止抽运脉冲跨过, 因此 XPM 会随着两脉冲的相互作用一直存在. 图 3(a₁) 中, 在开始的一段时间内 ($10t_0$) 孤子会保持直线传播, 当艾里脉冲与孤子重叠时, 由于 XPM 的作用孤子改变了原来的传播方向呈现出与图 2(a₁) 相同的性质. 图 3(b₁) 中可以看出艾里脉冲在开始传播时按自身的弹道轨迹传播, 当与孤子发生 XPM 时, 艾里脉冲的强度发生震荡后又慢慢的转变为孤子. 从图 3(a₂), (b₂) 中可以看出, 孤子和艾里脉冲它们的时域变化同图 2(a₂), (b₂) 中的

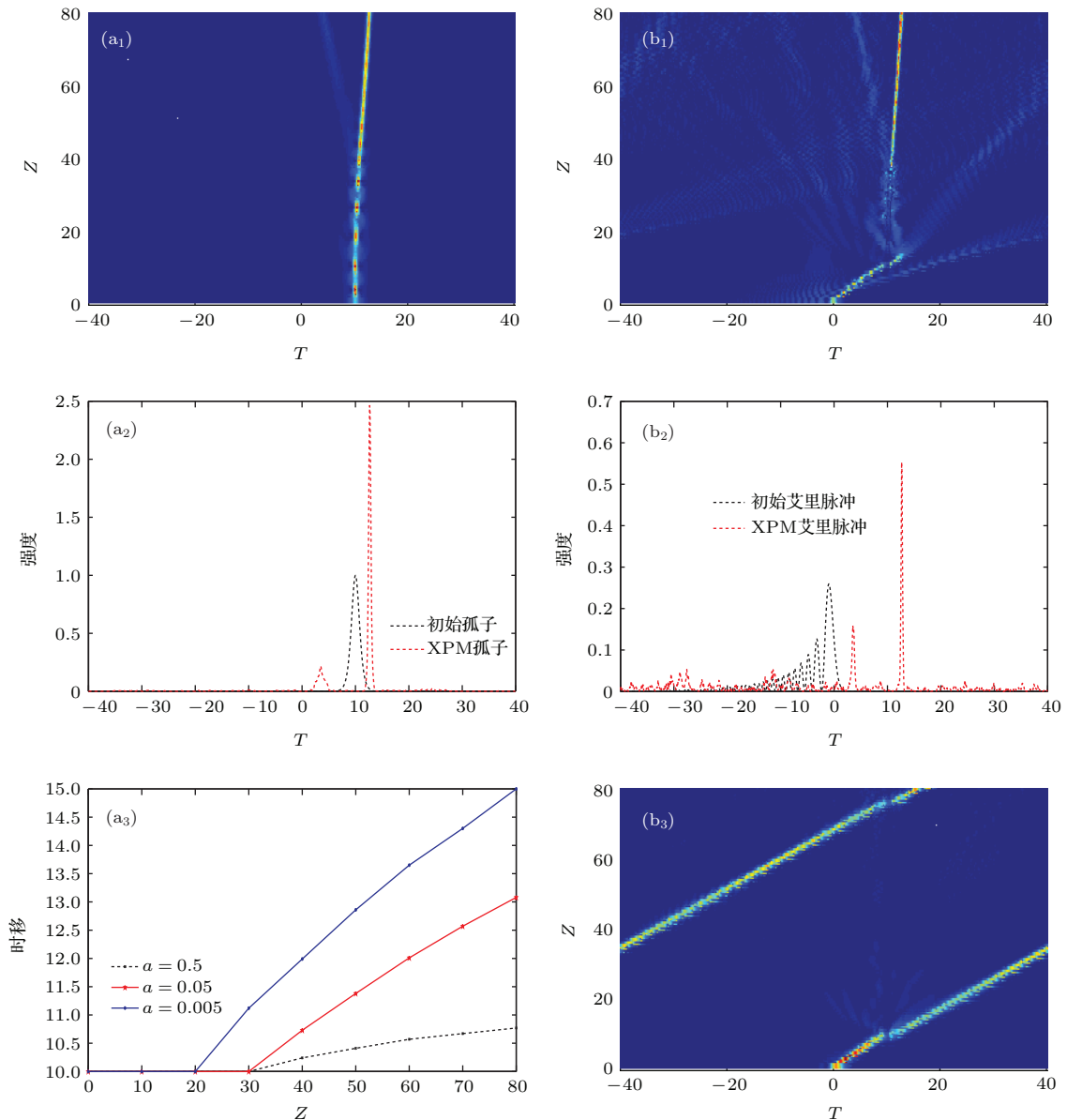


图 3 (网刊彩色) 光脉冲的演化情况. 左侧对应孤子, 右侧对应艾里脉冲; (a_i), (b_i) ($i = 1, 2, 3$); $i = 1$ 是脉冲传输情况; $i = 2$ 是时域变化; (a₃) 是孤子时移变化, (b₃) 是艾里脉冲传输情况.

Fig. 3. (color online) Evolution of the optical pulse. Left, soliton; right: Airy pulse. (a_i), (b_i) ($i = 1, 2, 3$). $i = 1$: propagation of soliton and Airy pulse; $i = 2$: time-domain analysis of soliton and Airy pulse. (a₃) Time shift of soliton; (b₃) propagation of Airy pulse.

时域变化相比不是很大,只是孤子受XPM的影响蓝移更小了,艾里脉冲受XPM的影响蓝移更大了.

在考虑到两脉冲的时移情况时,由于此时艾里脉冲会随着截止系数 a 的变化出现了分裂如图3(b₃),在这里我们不再研究艾里脉冲的时移变化,只研究孤子的时移情况.从图3(a₃)中可以看出,孤子的时移随着截止系数 a 的减小时移在变大,与图2(a₃)变现出来的性质完全相反.至于为什么会发生这么大的变化,还有待进一步的探究.

2.2.3 不同 r 值下的时移变化情况

当我们改变 r 值时,也就是改变输入抽运脉冲的振幅.孤子和艾里脉冲的时移都会发生变化如图3所示.我们取 r 值范围从0.3—1.5,这是因为艾里脉冲受 r 值影响比较强烈,如果 r 值过大脉冲形状会发生很大改变.我们可以从图4(a), (b)中得到,增大 r 值,不管是孤子还是艾里脉冲它们的时移都会变大并且变化趋势近似一样.从图4还可以得出不管 r 值取多少,它们的时移都受到截止系数 a 的影响,并随着截止系数 a 的减小而减小,同时 a 值变化对艾里脉冲的时移影响较为强烈,使得艾里脉冲出现一定程度的震荡.

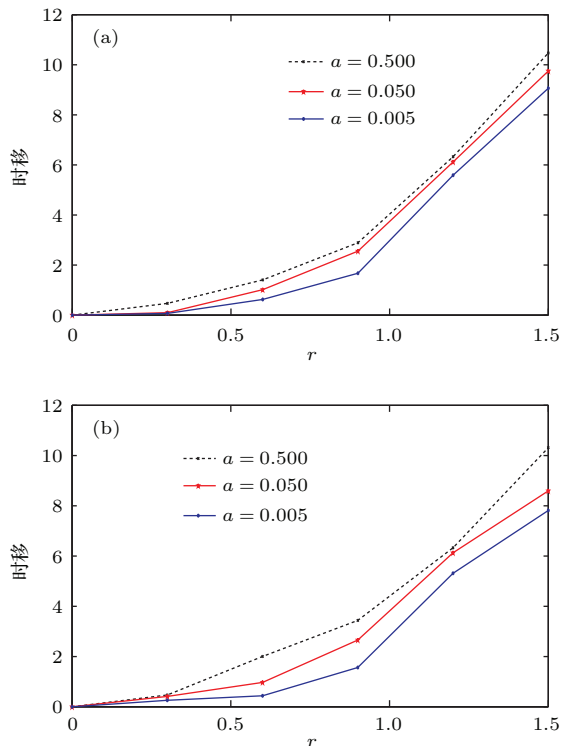


图4 (网刊彩色) 孤子和艾里脉冲随着 r 值的不同变化情况 (a) 孤子; (b) 艾里脉冲

Fig. 4. (color online) Soliton and Airy pulse time shift for different r coefficient: (a) Soliton; (b) Airy pulse.

3 结 论

在反常色散区,孤子和艾里脉冲在光纤中传输时会发生相互作用.在相互作用过程中孤子保留了它的直线传播的性质,但受到艾里脉冲自加速特性的影响传输轨迹会发生变化,使得孤子呈现出类似艾里脉冲自加速的特性.艾里脉冲由于受到XPM的影响,使得孤子的背景能够调制艾里脉冲从而促进了艾里脉冲转化为孤子的能力但是传播方向发生了变化.XPM使孤子和艾里脉冲发生蓝移,同时截止系数 a 和振幅 r 值的大小也使孤子和艾里脉冲的时移发生变化.XPM能够使孤子传播方向改变,使艾里脉冲转变为孤子,这样我们在用孤子通信的时候既可以通过XPM来改变孤子方向又能使用高强度的艾里脉冲转变来的孤子来提高信号强度.另外,艾里激光束在长距离、复杂介质中具有优良的传输特性和重要的应用价值,而孤子在长距离、大容量传输中具有重要的意义.如果艾里脉冲和孤子XPM后能够结合各自的优势,在未来的大数据、大容量、超复杂的环境或者在复杂军事通信环境的电磁干扰中,将会有不可估量的价值.最后,本文既研究了孤子和艾里脉冲发生XPM后的变化情况,也为艾里脉冲转变为孤子提供了一种方法,可以为更好地探究艾里脉冲转变为孤子提供借鉴.

参考文献

- [1] Siviloglou G A, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 979
- [2] Siviloglou G A, Brokly J, Dogariu A, Christodoulides D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 213901
- [3] Siviloglou G A, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 979
- [4] Cai W Y, Mills M S, Christodoulides D N, Wen S C 2014 *Optics Communications* **316** 127
- [5] Fattal Y, Rudnick A, Marom D M 2011 *Opt. Express* **19** 17299
- [6] Baldeck P L, Alfano R R, Agrawal G P 1988 *Appl. Phys. Lett.* **52** 1939
- [7] Yu Y, Jia W G, Yan Q, Menke Neimule, Zhang J P 2015 *Chin. Phys. B* **24** 084210
- [8] Yu Y, Jia W G, Yan Q, Menke N M L, Zhang J P 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 054207 (in Chinese) [于宇, 贾维国, 闫青, 门克内木乐, 张俊平 2015 物理学报 **64** 054207]
- [9] Wang M J, Jia W G, Zhang S Y, Menke N M L, Yang J, Zhang J P 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 034212 (in Chinese) [王美洁, 贾维国, 张思远, 门克内木乐, 杨军, 张俊平 2015 物理学报 **64** 034212]

- [10] Ren Z J, Wu Q, Zhou W D, Wu G Z, Shi Y L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 174207 (in Chinese) [任志君, 吴琼, 周卫东, 吴根柱, 施逸乐 2012 物理学报 **61** 174207]
- [11] Broky J, Siviloglou G A, Dogariu A, Christodoulides D 2008 *Opt. Express* **16** 12880
- [12] Polyn kin P, Kolesik M, Moloney J V, Sivilogou G A, Christodoulides D N 2009 *Science* **324** 229
- [13] Abdollahpour D, Suntsov S, Papazoglou D, Tzortzakis S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 253901
- [14] Chen C Y, Yang H M, Mohsen K, Zhou Z 2014 *Optics and Lasers in Engineering* **52** 106
- [15] Baumgartl J, Mazilu M, Dholakia K 2008 *Nat Photonics* **2** 675
- [16] Belanger N, Belanger P A 1996 *Opt. Commun.* **124** 301

Research on the interaction of Airy pulse and soliton in the anomalous dispersion region*

Zhu Kun-Zhan Jia Wei-Guo[†] Zhang Kui Yu Yu Zhang Jun-Ping Ke Neimule

(School of Physical Science and Technology, Inner Mongolia University, Hohhot 010021, China)

(Received 21 July 2015; revised manuscript received 16 September 2015)

Abstract

Based on the split step Fourier method, the interaction between soliton and Airy pulse is studied in the anomalous dispersion region. And after that the strength, time-domain, and time-shift are simulated by the software of MATLAB, respectively. Results show that cross phase modulation (XPM) builds up when soliton and Airy pulse begin to overlap, which affects the properties of the two pulses. The soliton keeps its original shape but the direction of propagation is deflected by the influence of Airy pulse's self-acceleration. Airy pulse converts to soliton and the direction of propagation changes due to XPM. Therefore, the properties of Airy pulse and soliton are interacted with each other because of XPM. The time-domain of the two pulses is also influenced by XPM and their different shapes will change so as to contain a main and a secondary peaks whose structures are similar and the location and pulse width of the main and the secondary peaks are also roughly the same, which is the basis for Airy pulse to convert to soliton. In addition, the change of Airy pulse and soliton is simulated for different input intensity value of r . Simulation shows that the time-shifts of Airy pulse and soliton increase with increasing input intensity r and their variation trends are the same.

Keywords: Airy pulse, soliton, anomalous dispersion region, cross phase modulation

PACS: 42.65.Tg, 42.65.Dr, 42.65.-K

DOI: 10.7498/aps.65.024208

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61167004) and the Natural Science Foundation of Inner Mongolia, China (Grant No. 2014MS0104).

† Corresponding author. E-mail: jwg1960@163.com