

超短艾里脉冲在单模光纤中相互作用规律的研究

张 魁 贾维国 朱坤占 于 宇 门克内木乐 张俊萍

内蒙古大学物理科学与技术学院, 内蒙古 呼和浩特 010021

摘要 运用分步傅里叶变换法对适用于超短艾里脉冲的高阶耦合非线性薛定谔方程进行了求解, 利用 Matlab 软件对超短艾里脉冲在单模光纤中传输时相互作用的演化过程进行了数值模拟。结果表明, 负三阶色散效应可加快波包的渗透速度, 超短脉冲可传输更远距离; 正三阶色散效应可减慢超短脉冲的传输, 当三阶色散系数足够大时脉冲前沿处的振荡转移到后沿处。自陡峭效应通过孤子分裂的形式使超短脉冲产生时域位移, 内拉曼效应导致脉冲在波长较长一侧产生拉曼自频移, 且超短脉冲的能量由前沿处转移到后沿处。自陡峭效应和内拉曼效应的共同作用导致超短脉冲产生时域位移且脉冲前沿处的能量会转移到后沿处。三阶色散效应、自陡峭效应、内拉曼效应三者同时存在时会显著影响超短艾里脉冲相互作用的自弯曲特性和自加速特性。

关键词 光纤光学; 相互作用规律; 超短艾里脉冲; 三阶色散效应; 自陡峭效应; 内拉曼散射效应

中图分类号 O437 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.0706006

Study of Interaction Law Between Ultra-Short Airy Pulses in Single Mode Fibers

Zhang Kui Jia Weiguo Zhu Kunzhan Yu Yu Menke Neimule Zhang Junping

School of Physical Science and Technology, Inner Mongolia University, Hohhot, Nei Monggol 010021, China

Abstract A high order coupled nonlinear Schrödinger equation suitable for ultra-short Airy pulses is solved by means of the split-step Fourier transform method, and the evolution of the interaction of ultra-short Airy pulses propagating in fibers is numerically simulated by Matlab software. The results show that the negative third-order dispersion effect accelerates the penetration of wave packets and makes ultra-short pulses propagate over a long distance. In contrast, the positive third-order dispersion effect slows down the propagation of ultra-short pulses, and if the third-order dispersion coefficient is large enough, the pulse oscillation is transferred from the leading edge to the trailing edge. The self-steepening effect makes ultra-short pulses generate time-domain shift in the form of soliton splitting. The intra-pulse Raman scattering effect results in a Raman self-frequency shift at the long wavelength side of the pulse, so that it can transfer the pulse energy from the leading edge to the trailing edge. Under the combined impact of the self-steepening effect and the intra-pulse Raman scattering effect, an ultra-short pulse shows a time-domain displacement and the energy at its leading edge is transferred to its trailing edge. The simultaneous existence of three effects of third-order dispersion, self-steepening and intra-pulse Raman scattering strongly influences the self-bending and self-acceleration characteristics possessed by the interaction between ultra-short Airy pulses.

Key words fiber optics; interaction law; ultra-short Airy pulses; third-order dispersion effect; self-steepening effect; intra-pulse Raman scattering effect

OCIS codes 060.2310; 060.4370; 190.5860; 190.5890

1 引 言

艾里 (Airy) 光束作为一种新的无衍射光束^[1], 不同于贝塞尔光束^[2], 它在传输过程中具有横向自加速

收稿日期: 2016-03-17; 收到修改稿日期: 2016-04-14

基金项目: 国家自然科学基金(61167004)、内蒙古自然科学基金(2014MS0104)

作者简介: 张 魁(1991—), 男, 硕士, 主要从事非线性光学方面的研究。E-mail: 2812113973@qq.com

导师简介: 贾维国(1960—), 男, 硕士, 教授, 硕士生导师, 主要从事非线性光学方面的研究。

E-mail: jwg1960@163.com(通信联系人)

(自由加速)、无衍射、自愈等传输特性^[3],近年来被广泛关注^[4-6]。最近,人们利用非线性效应对相位的调制作用制备了超短艾里脉冲,并对其传输特性进行了研究^[7]。飞秒艾里光束已被用于离子的曲线加速^[3]以及曲线表面等离子体波^[8]的制备。

超短艾里脉冲在光纤中传输时,三阶色散(TOD)效应、自陡峭(SS)效应和内拉曼(IR)效应不可忽略^[9]。对于在反常色散区内的传输,三阶色散效应的主要作用是使峰值随传输距离发生线性位移;正三阶色散效应可引起脉冲压缩,光强增加;负三阶色散效应则导致脉冲展宽,光强降低^[10-13]。自陡峭效应源于群速度对光强的依赖,它的存在导致了超短脉冲自相位调制(SPM)感应频谱展宽的不对称^[9],即红移峰峰值功率比蓝移峰强,同时蓝端比红端有更大的SPM感应频谱展宽^[14-16]。内拉曼效应通过拉曼增益过程将脉冲能量由高频端向低频端转移,这意味着脉冲在光纤内传输过程中产生了拉曼自频移^[17]。

Peng等^[18]研究了艾里光束与高斯光束在克尔介质中的相互作用,发现两者振幅的取值大小严重影响光束传输的稳定性,两者初始间距对光束传输影响较弱,可调参数 χ_0 对光束的强度和时移有明显的作用。Cai等^[19]研究发现,传输时孤子与高斯脉冲相互作用产生的时移比孤子与艾里脉冲相互作用产生的时移更加明显。Zhang等^[20]研究高阶效应对单个艾里脉冲影响时,发现截断系数的变化会改变拉曼感应频移,三阶色散效应和自陡峭效应均可抑制艾里脉冲的频移,三阶色散、自陡峭和内拉曼效应共同作用时能够拓宽频谱。本文从高阶耦合非线性薛定谔方程出发,推导出适用于超短脉冲的高阶耦合非线性薛定谔方程,并利用Matlab软件模拟了超短艾里脉冲在单模光纤中传输时相互作用的演化过程,分别讨论了三阶色散、自陡峭、内拉曼三种效应单独存在、后两者同时存在和三者同时存在时对超短艾里脉冲间相互作用的影响。

2 理论分析

超短抽运艾里脉冲和超短信号艾里脉冲在单模光纤中传输时,需要考虑三阶色散效应、自陡峭效应和内拉曼散射效应,满足的高阶耦合非线性薛定谔方程为^[9]

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{v_{gp}} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_p}{\partial t^3} &= i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_p} \frac{\partial}{\partial t} \right) \times \\ &\left\{ (1-f_R)(|A_p|^2 + 2|A_s|^2)A_p + f_R A_p \int_0^\infty h_R(t') [|A_p(z, t-t')|^2 + |A_s(z, t-t')|^2] dt' + \right. \\ &\left. f_R \int_0^\infty h_R(t') A_p(z, t-t') A_s^*(z, t-t') \exp(i\Omega t') A_s dt' \right\} \\ \frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{v_{gs}} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_s}{\partial t^3} &= i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_s} \frac{\partial}{\partial t} \right) \times \\ &\left\{ (1-f_R)(|A_s|^2 + 2|A_p|^2)A_s + f_R A_s \int_0^\infty h_R(t') [|A_s(z, t-t')|^2 + |A_p(z, t-t')|^2] dt' + \right. \\ &\left. f_R \int_0^\infty h_R(t') A_s(z, t-t') A_p^*(z, t-t') \exp(-i\Omega t') A_p dt' \right\} \end{aligned} \right. \quad (1)$$

式中忽略光纤损耗的影响, A_p 、 A_s 分别为超短抽运艾里脉冲和超短信号艾里脉冲的慢变振幅, A_p^* 、 A_s^* 分别为 A_p 、 A_s 的复共轭函数, v_{gp} 、 v_{gs} 分别为超短抽运艾里脉冲和超短信号艾里脉冲的群速度, $h_R(t')$ 为拉曼响应函数, γ 为脉冲的非线性系数, β_2 为二阶色散系数, β_3 为三阶色散系数, f_R 为拉曼效应对非线性极化的贡献, ω_p 、 ω_s 分别为超短抽运艾里脉冲和超短信号艾里脉冲的频率, 两脉冲间的频率差 $\Omega = \omega_p - \omega_s$ 。(1)式中 $(1-f_R)(|A_p|^2 + 2|A_s|^2)A_p$ 或 $(1-f_R)(|A_s|^2 + 2|A_p|^2)A_s$ 代表电子响应对SPM和交叉相位调制(XPM)的贡献, $f_R A_p \int_0^\infty h_R(t') [|A_p(z, t-t')|^2 + |A_s(z, t-t')|^2] dt'$ 或 $f_R A_s \int_0^\infty h_R(t') [|A_s(z, t-t')|^2 + |A_p(z, t-t')|^2] dt'$ 代表分子振动对SPM和XPM的贡献, $f_R \int_0^\infty h_R(t') A_p(z, t-t') A_s^*(z, t-t') \cdot$

$\exp(i\Omega t')A_s dt'$ 或 $f_R \int_0^\infty h_R(t')A_s(z, t-t')A_p^*(z, t-t')\exp(-i\Omega t')A_p dt'$ 代表因拉曼放大引起的两脉冲间的能量转移^[9]。

令 $\omega_p = \omega_s = \omega_0$, 拉曼响应函数 $h_R(t)$ 满足 $\int_0^\infty h_R(t)dt = 1$, 定义非线性响应函数的一阶矩 $T_R \approx f_R \int_0^\infty h_R(t)t dt$ 。将(1)式中的 $|A(z, t-t')|^2$ 项和 $A_p(z, t-t')A_s^*(z, t-t')$ 项进行泰勒展开

$$\begin{cases} |A_{p,s}(z, t-t')|^2 \approx |A_{p,s}(z, t)|^2 - t' \frac{\partial |A_{p,s}(z, t)|^2}{\partial t} \\ A_p(z, t-t')A_s^*(z, t-t') \approx A_p(z, t)A_s^*(z, t) - t' \frac{\partial [A_p(z, t)A_s^*(z, t)]}{\partial t} \end{cases}, \quad (2)$$

将(2)式代入(1)式可得

$$\begin{cases} \frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_p}{\partial t^3} = \\ \left\{ i\gamma \left(|A_p|^2 + 2|A_s|^2 \right) A_p + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial [(|A_p|^2 + 2|A_s|^2) A_p]}{\partial t} - T_R \left[A_p \frac{\partial (|A_p|^2 + |A_s|^2)}{\partial t} + A_s \frac{\partial (A_p A_s^*)}{\partial t} \right] \right\}, \\ \frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_s}{\partial t^3} - d \frac{\partial A_s}{\partial t} = \\ \left\{ i\gamma \left(|A_s|^2 + 2|A_p|^2 \right) A_s + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial [(|A_s|^2 + 2|A_p|^2) A_s]}{\partial t} - T_R \left[A_s \frac{\partial (|A_s|^2 + |A_p|^2)}{\partial t} + A_p \frac{\partial (A_s A_p^*)}{\partial t} \right] \right\} \end{cases}, \quad (3)$$

式中 $d = v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1}$ 为两脉冲间的群速度失配量度, T_R 为延迟拉曼响应时间。

为了便于数值求解, 引入归一化参量

$$\begin{aligned} U_p &= \sqrt{\frac{\gamma_p P_0 T_0^2}{|\beta_2|}} A_p, U_s = \sqrt{\frac{\gamma_s P_0 T_0^2}{|\beta_2|}} A_s, Z = \frac{z |\beta_2|}{T_0^2}, \\ \tau &= \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_{gp}}{T_0}, \delta_3 = \frac{\beta_3}{6|\beta_2|T_0}, s = \frac{1}{\omega_0 T_0}, \tau_R = \frac{T_R}{T_0} \end{aligned}, \quad (4)$$

式中 T_0 为超短抽运艾里脉冲初始半宽度, T 为延时系, P_0 为超短抽运艾里脉冲初始峰值功率, U_p 、 U_s 为归一化超短抽运艾里脉冲和超短信号艾里脉冲的慢变包络振幅, Z 为归一化传输距离, τ 为归一化时间, δ_3 为归一化三阶色散系数, s 为自陡峭效应参量, τ_R 为内拉曼效应参量, γ_p 、 γ_s 分别为超短抽运艾里脉冲和超短信号艾里脉冲的非线性系数。由(3)、(4)式可得

$$\begin{cases} \frac{\partial U_p}{\partial Z} = -\frac{i \operatorname{sgn}(\beta_2)}{2} \frac{\partial^2 U_p}{\partial \tau^2} + \delta_3 \frac{\partial^3 U_p}{\partial \tau^3} + \\ \left\{ i \left(|U_p|^2 + 2|U_s|^2 \right) U_p + is \frac{\partial [(|U_p|^2 + 2|U_s|^2) U_p]}{\partial \tau} - \tau_R \left[U_p \frac{\partial (|U_p|^2 + |U_s|^2)}{\partial \tau} + U_s \frac{\partial (U_p U_s^*)}{\partial \tau} \right] \right\}, \\ \frac{\partial U_s}{\partial Z} = -\frac{i \operatorname{sgn}(\beta_2)}{2} \frac{\partial^2 U_s}{\partial \tau^2} + \delta_3 \frac{\partial^3 U_s}{\partial \tau^3} + \delta \frac{\partial U_s}{\partial \tau} + \\ \left\{ i \left(|U_s|^2 + 2|U_p|^2 \right) U_s + is \frac{\partial [(|U_s|^2 + 2|U_p|^2) U_s]}{\partial \tau} - \tau_R \left[U_s \frac{\partial (|U_s|^2 + |U_p|^2)}{\partial \tau} + U_p \frac{\partial (U_s U_p^*)}{\partial \tau} \right] \right\} \end{cases}, \quad (5)$$

式中 δ 为归一化离散参数且 $\delta = (v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1})T_0/|\beta_2| = dT_0/|\beta_2|$, 表示超短信号艾里脉冲相对于超短抽运艾里脉冲的离散程度, $\frac{U_p \partial |U_p|^2}{\partial \tau^2}$ 和 $\frac{U_s \partial |U_s|^2}{\partial \tau^2}$ 为拉曼自散射的影响因子, $\frac{U_p \partial |U_s|^2}{\partial \tau^2}$ 和 $\frac{U_s \partial |U_p|^2}{\partial \tau^2}$ 为脉冲间的拉曼散射的影响因子, $\frac{U_s \partial (U_p U_s^*)}{\partial \tau^2}$ 和 $\frac{U_p \partial (U_s U_p^*)}{\partial \tau^2}$ 为受激拉曼散射的影响因子, $\operatorname{sgn}(\cdot)$ 为单位模函数。

3 讨论与分析

设输入超短抽运艾里脉冲 U_p 和超短信号艾里脉冲 U_s 的表达式分别为

$$\begin{cases} U_p(0, \tau) = A(\tau) \exp(a\tau) \\ U_s(0, \tau) = rA(\tau + q_0) \exp[a(\tau + q_0)] \exp(i\theta) \end{cases} \quad (6)$$

式中 $A(\cdot)$ 为艾里函数, a 为截断系数 ($0 < a \ll 1$), r 为振幅比, q_0 为初始间距, θ 为相对相位。取输入截断系数 $a = 0.05$, 初始半宽度 $T_0 = 50$ fs, 非线性系数 $\gamma = 0.1 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 初始间距 $q_0 = 2$ fs, 输入功率 $P_0 = 1$ kW, 二阶群速度色散系数 $\beta_2 = -1 \text{ ps}^2/\text{km}$, 振幅比 $r = 1.5$, 相对相位 $\theta = 30^\circ$, 对于短距离传输, 两脉冲间的离散效应可忽略, 即(5)式中 $\delta = 0$ 。通过分步傅里叶变换法, 利用 Matlab 软件对超短艾里脉冲在单模光纤中传输时相互作用的演化过程进行数值模拟。

3.1 三阶色散效应的影响

图 1 所示为不同 TOD 系数下超短艾里脉冲相互作用的演化过程, β_3 取正值和 β_3 取负值时, 超短艾里脉冲相互作用的演化情形不同。由图 1(a)~(c) 可以看出, 随着 TOD 系数的减小, 主瓣脉冲能保持艾里脉冲的形状传输到更远距离; 随着传输距离的增大, 其自加速和弯曲程度减弱, 而脉冲后沿的振荡更明显。这说明负 TOD 效应不仅加速了相互作用超短艾里脉冲的传输, 也加剧了脉冲后沿的振荡。由图 1(d)~(f) 可以看出, 相互作用的超短艾里脉冲能够分离出孤子, 随着 TOD 效应的增强, 分离出的孤子在传输过程中形状先保持不变后遭到破坏, 主瓣脉冲保持艾里脉冲的形状只能传输较短距离, 且其弯曲程度增大, 而脉冲的振荡由脉冲前沿逐渐转移到脉冲后沿, 这说明正 TOD 效应不仅减缓了相互作用超短艾里脉冲的传输, 还压缩了主瓣脉冲, 同时也导致了脉冲振荡的转移, 对分离出的孤子有破坏作用。

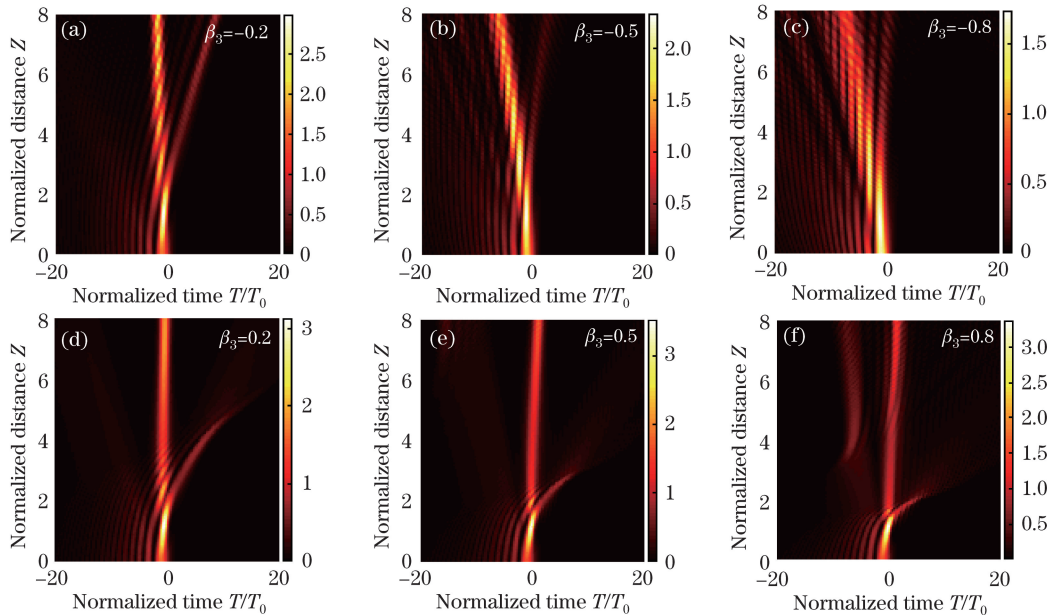


图 1 不同三阶色散系数下超短艾里脉冲相互作用的演化过程

Fig. 1 Evolution of interaction between ultra-short Airy pulses with different third-order dispersion coefficients

不同 TOD 系数和传输距离下超短信号艾里脉冲时域变化和超短艾里脉冲相互作用时域变化如图 2 所示。当 TOD 为负时, 随着 TOD 系数的减小, 超短信号艾里脉冲的主峰峰值功率减小且超前, 说明改变 TOD 系数能够使脉冲峰值功率发生偏移, 如图 2(a) 所示。当 $\beta_3 = -0.5$ 时, 随着 Z 的增大, 艾里脉冲主峰峰值功率逐渐减小且延后, 如图 2(b) 所示。当 TOD 为正时, 随着 TOD 系数的增大, 超短信号艾里脉冲的主峰峰值功率先增大后减小, 且脉冲前沿的振荡减弱, 如图 2(c) 所示。当 $\beta_3 = 0.5$ 时, 主峰峰值功率随 Z 的增大而减小且延后, 脉冲前沿振荡减弱, 如图 2(d) 所示。

随着 TOD 系数的减小, 相互作用超短艾里脉冲主峰峰值功率减小且超前, 次峰峰值功率先增大后减小, 脉冲前沿的振荡先增强后减弱, 如图 2(e) 所示。当 $\beta_3 = -0.5$ 时, 随着 Z 的增大, 相互作用超短艾里脉

冲主峰峰值功率减小且脉宽窄化,次峰峰值功率增大且脉宽展宽,脉冲能量由主峰转移到次峰且脉冲前沿的振荡减弱,如图 2(f)所示。当 TOD 系数为正时,随着它的增大,主峰峰值功率减小且脉冲宽度展宽,脉冲振荡由前沿转移到后沿。脉冲后沿随 TOD 系数的增大发生弥散,如图 2(g)所示。当 $\beta_3=0.5$ 时,随着 Z 的增大,相互作用超短艾里脉冲的主峰峰值功率先减小后保持不变,脉冲前沿振荡减弱而后沿振荡增强,如图 2(h)所示。

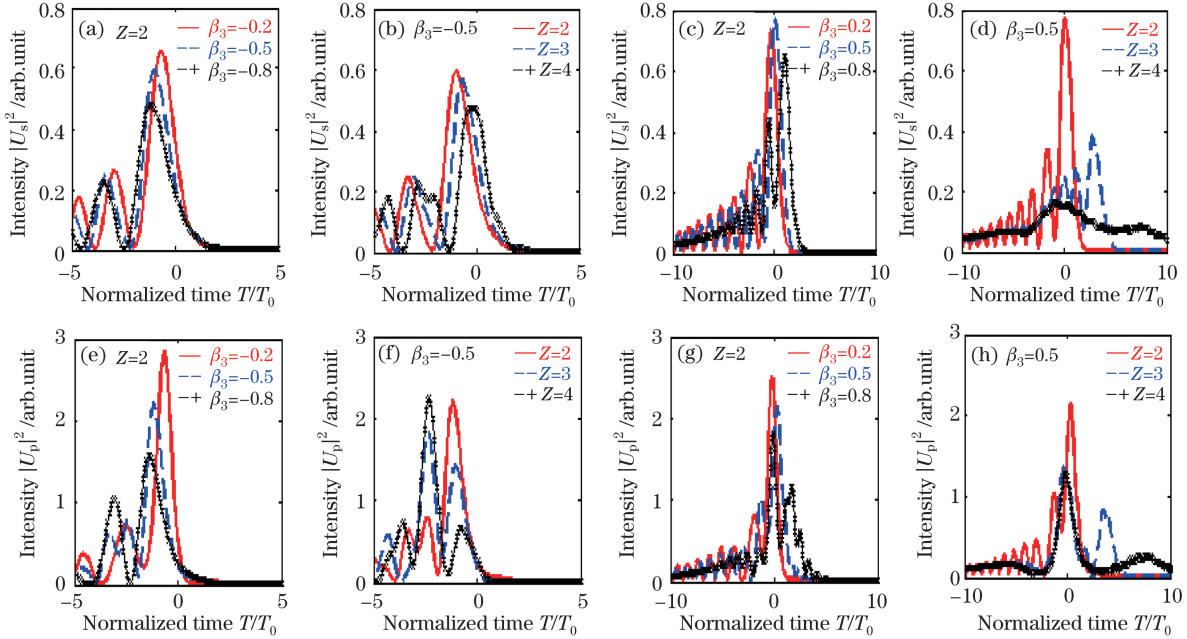


图 2 不同三阶色散系数和传输距离下超短信号艾里脉冲时域变化[(a)~(d)]和超短艾里脉冲相互作用时域变化[(e)~(h)]
Fig. 2 Time-domain variation of ultra-short signal Airy pulse [(a)-(d)] and interaction of ultra-short Airy pulse [(e)-(h)] for different third-order dispersion coefficients and transmission distances

3.2 自陡峭效应和内拉曼效应的影响

在高阶非线性效应中,自陡峭效应和内拉曼散射起主要作用。自陡峭效应最显著的性质是可以产生时域和频域位移,内拉曼散射能够产生拉曼自频移(RIFS)。对于包括艾里脉冲在内的几乎所有脉冲,以及不管脉冲是否是以孤子的形式传输,RIFS 都会存在^[17]。

当 $s=0.2, \tau_R=0$ 时,如图 3(a)所示,随着 Z 的增大,超短信号艾里脉冲的主峰峰值功率逐渐减小且延后;相互作用超短艾里脉冲的主峰峰值功率也是减小且延后,同时脉冲展宽,如图 3(b)所示。超短艾里脉冲相互作用使脉冲宽度窄化且主峰峰值功率延后更加明显,其原因是自陡峭效应使脉冲的群速度比两翼的群速度小,脉冲朝后沿方向漂移而出现延迟。当 $s=0.2$ 时超短艾里脉冲相互作用的演化过程如图 3(c)所示。

当 $s=0, \tau_R=0.1$ 时,图 3(d)、(e)所示分别为不同传输距离处的超短信号艾里脉冲和超短艾里脉冲相互作用的时域变化,图 3(f)所示为超短艾里脉冲相互作用的演化过程。比较图 3(a)与图 3(d)可以看出,内拉曼效应和自陡峭效应对超短信号艾里脉冲的影响相似,超短信号艾里脉冲峰值功率随 Z 的增大而减小且延后。比较图 3(d)与图 3(e)可以看出,超短艾里脉冲相互作用导致脉宽窄化,峰值功率先减小后保持不变,说明内拉曼效应使脉冲的能量由前沿转移到后沿。由图 3(e)、(f)可以看出,相互作用艾里脉冲峰值功率先减小后保持不变且脉宽展宽,说明在反常色散区,脉冲要经历一个先窄化再展宽的过程。

当 $s=0.2, \tau_R=0.1$ 时,超短信号艾里脉冲的峰值功率随 Z 的增大而减小且延后,如图 3(g)所示。相互作用超短艾里脉冲的峰值功率随 Z 的增大而减小且脉宽展宽,如图 3(h)所示。图 3(i)所示为对应的超短艾里脉冲相互作用的演化过程。结合图 3(c)和图 3(f)可以看出,相互作用超短艾里脉冲的主峰峰值功率延后且脉宽展宽,次峰峰值功率减小,说明自陡峭效应和内拉曼效应的共同作用对相互作用超短艾里脉冲的时移和峰值功率都有很大的影响。

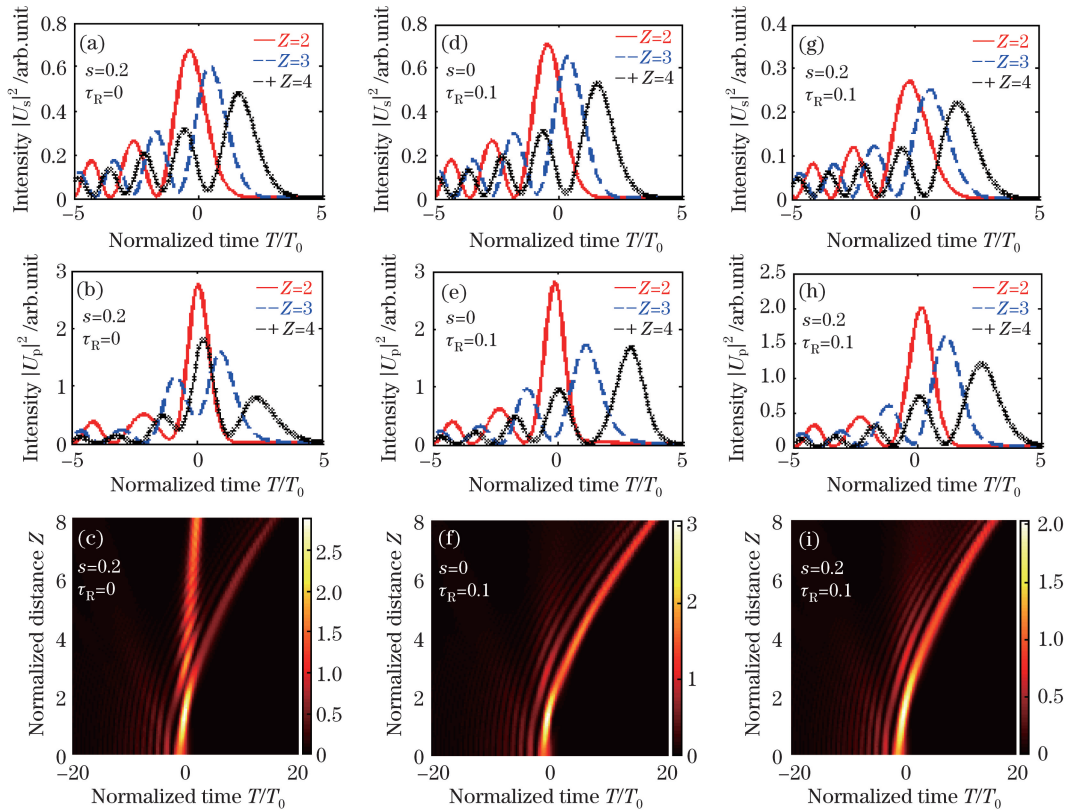


图 3 不同自陡峭系数和内拉曼系数下,不同传输距离下的超短信号艾里脉冲时域变化[(a),(d),(g)],不同传输距离下的超短艾里脉冲相互作用时域变化[(b),(e),(h)]及超短艾里脉冲相互作用演化过程[(c),(f),(i)]

Fig. 3 Time-domain variation of ultra-short signal Airy pulse at different transmission distances [(a), (d), (g)] and interaction between ultra-short Airy pulses at different transmission distances [(b), (e), (h)] as well as evolution of interaction between ultra-short Airy pulses [(c), (f), (i)] for different self-steepening coefficients and intra-pulse Raman scattering coefficients

3.3 三阶色散效应、自陡峭效应和内拉曼效应共同作用的影响

下面固定 $s=0.2$ 和 $\tau_R=0.1$, 考虑不同性质三阶色散和不同传输距离的脉冲演化。当 $\beta_3 = -0.5$ 时, 不同传输距离处的超短信号艾里脉冲时域变化、超短艾里脉冲相互作用的时域变化和超短艾里脉冲相互作用的演化过程分别如图 4(a)、(b)、(c) 所示。由图 4(a) 可以看出, 超短信号艾里脉冲的峰值功率随 Z 的增大而延后且大小保持不变。由图 4(b)、(c) 可以看出, 随 Z 的增大, 相互作用超短艾里脉冲主峰峰值功率先增大后减小, 且脉冲先窄化后展宽, 脉冲前沿峰值功率减小, 当 $Z=4$ 时脉冲前沿峰值功率出现不规则变化。

由图 4(c) 与图 1(b) 的对比可知, 相互作用超短艾里脉冲的前沿振荡减弱, 主瓣脉冲传输到更远的距离且弯曲程度增大; 由图 4(c) 与图 3(c) 对比可以看出, 在超短艾里脉冲相互作用的过程中分离出的孤子消失, 主瓣脉冲的能量由脉冲前沿向脉冲后沿转移, 脉冲经历了先窄化后展宽的过程; 由图 4(c) 与图 3(e) 对比可知, 主瓣脉冲的弯曲程度减小。

当 $\beta_3 = 0.5, \tau_R = 0.1$ 时不同传输距离处超短信号艾里脉冲的时域变化、超短艾里脉冲相互作用的时域变化和超短艾里脉冲相互作用的演化过程分别如图 4(d)、(e)、(f) 所示。随着 Z 的增大, 超短信号艾里脉冲峰值功率延后且峰值功率先增大后减小, 脉冲前沿振荡减弱, 如图 4(d) 所示。由图 4(e)、(f) 可以看出, 相互作用超短艾里脉冲主峰峰值功率先增大后减小, 且脉冲宽度先窄化后展宽, 脉冲前沿振荡减弱, 当 $Z=2$ 时脉冲后沿出现振荡。

对比图 4(f) 与图 1(e) 可看出, 在超短艾里脉冲相互作用的过程中分离出的孤子消失, 主瓣脉冲能量由前沿向后沿转移, 且后沿能量的弥散现象更加显著; 由图 4(f) 与图 3(c) 对比可看出, 相互作用超短艾里脉冲的主瓣脉冲传输距离减小, 且脉冲的弯曲程度增大, 脉冲后沿能量发生弥散; 由图 4(f) 与图 3(e) 对比可看

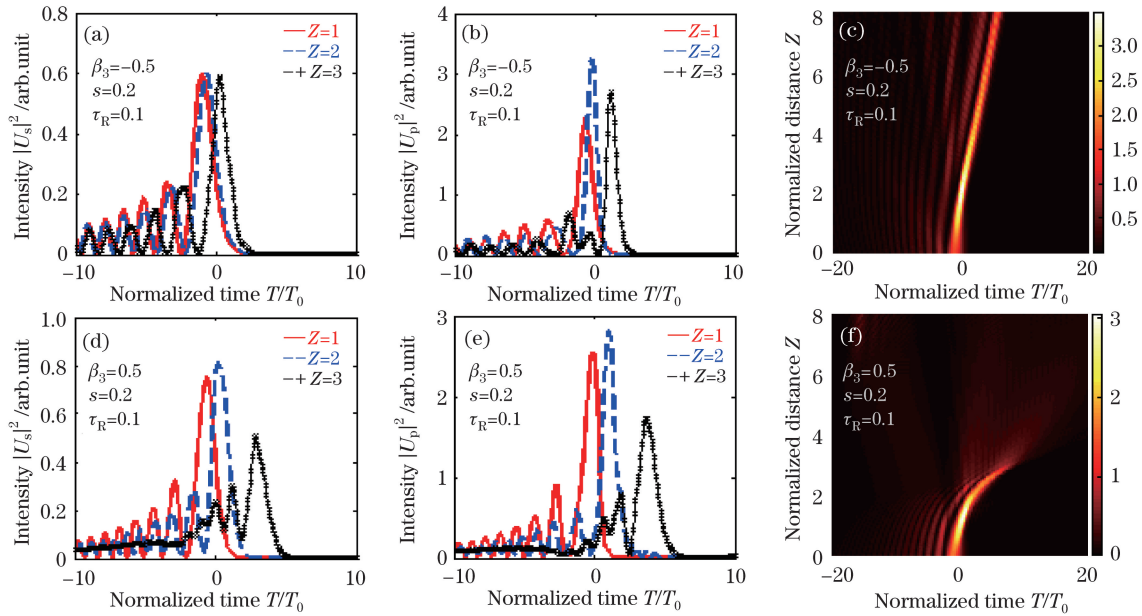


图 4 在不同三阶色散系数、自陡峭系数和内拉曼系数下,不同传输距离处超短信号艾里脉冲时域变化[(a),(d)]和不同传输距离下的超短艾里脉冲相互作用时域变化[(b),(e)]以及超短艾里脉冲相互作用的演化过程[(c),(f)]

Fig. 4 Time-domain variation of ultra-short signal Airy pulse at different transmission distances [(a), (d)] and interaction between ultra-short Airy pulses at different transmission distances [(b), (e)] as well as evolution of interaction between ultra-short Airy pulses [(c), (f)] for different third-order dispersion coefficients, self-steepening coefficients and intra-pulse Raman scattering coefficients

出,主瓣脉冲经历了初始压缩过程,传输距离减小,脉冲的弯曲程度增大,脉冲后沿能量发生弥散。

4 结 论

相互作用超短艾里脉冲能够分离出孤子且脉宽明显窄化。TOD效应能够控制相互作用超短艾里脉冲的自加速;负TOD效应加速了脉冲的传输并且对分离出的孤子产生了破坏;正TOD效应减缓了脉冲的传输,且 β_3 足够大时,脉冲前沿处的振荡转移到脉冲后沿,在脉冲相互作用过程中分离出来的孤子遭到破坏。自陡峭效应使相互作用脉冲产生时域位移,内拉曼效应导致了脉冲相互作用的能量由前沿处转移到后沿处。当自陡峭效应和内拉曼效应共同作用时,脉冲产生的时移和能量的转移现象更加显著。三者共同作用不仅能够改变脉冲的自弯曲特性还能够改变自加速特性,对主瓣脉冲的压缩和拓宽均可以通过改变参数来实现。

参 考 文 献

- Siviloglou G A, Christodoulides D N. Accelerating finite energy Airy beams[J]. Opt Lett, 2007, 32(8): 979-981.
- Zhu Kunzhan, Jia Weiguo, Zhang Kui, *et al.*. Influences of Raman gain and self-steepening on the propagation characteristic of Airy pulse[J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(7): 074204.
朱坤占, 贾维国, 张 魁, 等. 拉曼增益和自陡峭效应对艾里脉冲传输特性的影响[J]. 物理学报, 2016, 65(7): 074204.
- Li J X, Zang W P, Tian J G. Vacuum laser-driven acceleration by Airy beams[J]. Opt Express, 2010, 18(7): 7300-7306.
- Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, *et al.*. Ballistic dynamics of Airy beams[J]. Opt Lett, 2008, 33(3): 207-209.
- Ellenbogen T, Voloch-Bloch N, Ganany-Padovicz A, *et al.*. Nonlinear generation and manipulation of Airy beams[J]. Nature Photonics, 2009, 3(7): 395-398.
- Han Feng, Jia Weiguo, Chai Hongyu, *et al.*. Raman effect on gain spectrum in low-birefringence fiber[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(7): 0729002.
韩 风, 贾维国, 柴宏宇, 等. 低双折射光纤中拉曼效应对增益谱的影响[J]. 光学学报, 2013, 33(7): 0729002.

- 7 Dolev I, Arie A. Three wave mixing of Airy beams in a quadratic nonlinear photonic crystals[J]. Appl Phys Lett, 2010, 97(17): 171102.
- 8 Liu W, Neshev D N, Shadrivov I V, *et al.*. Plasmonic Airy beam manipulation in linear optical potentials[J]. Opt Lett, 2011, 36(7): 1164-1166.
- 9 Agrawal G P. Nonlinear fiber optics, fourth edition & applications of nonlinear fiber optics[M]. Jia Dongfang, Yu Zhenhong, Transl. 2nd edition. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2010: 81, 117-118, 186, 507.
阿戈沃. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方, 余震虹, 译. 2版. 北京: 电子工业出版社, 2010: 81, 117-118, 186, 507.
- 10 Chai Hongyu, Jia Weiguo, Han Feng, *et al.*. Raman effect on gain spectrum of different frequency propagation regimes in photonic crystal fibers[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(12): 1219001.
柴宏宇, 贾维国, 韩 风, 等. 光子晶体光纤不同频率区域拉曼效应增益谱[J]. 光学学报, 2013, 33(12): 1219001.
- 11 Zhao Han, Song Zhenming, Lin Yuxian. Dispersion effect on ultrashort Airy pulse propagation[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(s1): s132001.
赵 晗, 宋振明, 林俞先. 超短艾里脉冲传输过程中色散效应的分析[J], 光学学报, 2015, 35(s1): s132001.
- 12 Lin Yuxian, Song Zhenming. Study on the influence of dispersion and chip on femtosecond Airy pulse[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(s2): s232001.
林俞先, 宋振明. 色散与啁啾对飞秒艾里脉冲传输性质的影响研究[J]. 光学学报, 2014, 34(s2): s232001.
- 13 Ren Zhijun, Fan Changjiang, Zhou Weidong. Spatially induced group velocity dispersion of ultrashort pulsed Airy beams [J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(12): 1202005.
任志君, 范长江, 周卫东. 超短脉冲艾里光束的空间诱导群速度色散效应研究[J]. 中国激光, 2011, 38(12): 1202005.
- 14 Yu Y, Jia W G, Yan Q, *et al.*. Evolution of dark solitons in the presence of Raman gain and self-steepening effect[J]. Chin Phys B, 2015, 24(8): 084210.
- 15 Zhu Kunzhan, Jia Weiguo, Zhang Kui, *et al.*. Research on the interaction of Airy pulse and soliton in the anomalous dispersion region[J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(2): 024208.
朱坤占, 贾维国, 张 魁, 等. 在反常色散区艾里脉冲与光孤子相互作用规律的研究[J]. 物理学报, 2016, 65(2): 024208.
- 16 Cai W Y, Wang L, Wen S C. Evolution of Airy pules in the present of third order dispersion[J]. Optik-International Journal for Light and Electron Optics, 2013, 124(22): 5833-5836.
- 17 Yan Qing, Jia Weiguo, Yu Yu, *et al.*. Raman effect on dark soliton trapping in high birefringence fiber[J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(18): 184211.
闫 青, 贾维国, 于 宇, 等. 拉曼增益对高双折射光纤中暗孤子俘获的影响[J]. 物理学报, 2015, 64(18): 184211.
- 18 Peng Y L, Peng X, Chen B, *et al.*. Interaction of Airy-Gaussian beams in Kerr media[J]. Opt Commun, 2016, 359: 116-122.
- 19 Cai W Y, Mills M S, Christodoulides D N, *et al.*. Soliton manipulation using Airy pulses[J]. Opt Commun, 2014, 316: 127-131.
- 20 Zhang L F, Zhang J G, Chen Y, *et al.*. Dynamic propagation of finite-energy Airy pulses in the presence of higher-order effects[J]. J Opt Soc Am B, 2014, 31(4): 889-897.