

文章编号:1004-4213(2010)10-1875-6

随机双折射对光孤子传输影响的研究

汪仲清^a, 罗 习^b, 刘志伟^b, 曹昶^b, 郭墨家^b

(重庆邮电大学 a. 数理学院; b. 光电工程学院, 重庆 400065)

摘 要:利用对称分步傅里叶法,数值模拟了光孤子在双折射光纤中的传输特性,分析了孤子脉冲两正交偏振分量的群速度失配对孤子传输产生的影响.结果表明,当光纤的双折射较小时,两偏振分量的脉冲强度变化不大,孤子基本能够保形传输;当光纤的双折射较大时,两偏振分量脉冲很快展宽,强度迅速减小,孤子不能够保形传输;如果光纤的双折射具有随机性,孤子传输的两偏振分量脉冲强度会随着传输距离有强弱不规则的变化,但是两偏振分量的强度变化互相补充,合成强度没有太大的变化,孤子能够稳定的传输;孤子间没有相互作用影响的传输距离随着光纤随机双折射偏振分量群速失配的增大而变小;通过选择恰当的振幅比,传统的不等振幅法仍然能够有效地抑制孤子间的相互作用.

关键词:随机双折射;光孤子;群速度失配;相互作用;不等振幅法

中图分类号: TN929.11

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20103910.1875

0 引言

单模光纤并非真正意义上的单模,因为它能维持具有相同空间分布的两个正交模式.在光纤的形状为严格的圆柱形和材料为各向同性的理想条件下,这两种模式是简并的^[1],或者说它们的有效折射率相等.但对实际的光纤,由于沿光纤存在纤芯形状的意外改变和各向异性应力等因素,破坏了模式简并,造成模传输的两个正交方向偏振模稍有不同,产生了光纤双折射现象^[2-3],光纤的这个性质称为模式双折射.由于两个模式之间有轻微的传输速度差,从而形成偏振模色散(Polarized Mode Dispersion, PMD).如果没有采取特殊的预防措施,这种沿两正交方向的模式双折射在约 10 m 长度上是随机变化的^[4].

在比特率比较低的情况下,PMD 的影响可以忽略不计.随着光纤通信系统的飞速发展,传输的速率越来越高,当系统的比特率达到 10 Gbit/s 以上时,偏振模色散的影响就显现出来^[5].在数字通信系统中,PMD 的影响造成脉冲失真变形,使相邻孤子之间的相互作用变得十分复杂,误码率增高,降低光纤系统的传输距离,限制系统的传输带宽.正是这些问题的出现使对偏振模色散的研究成为热点问题之一.1995 年 NTT 的 Nakazawa 等人就进行了 160 Gb/s、200 km 的光孤子实验^[6],相对常规通信

系统,孤子通信系统的比特率要高得多,码率可高达 100 Gb/s 以上,而常规通信系统的码率极限为 10 Gb/s^[7],因此孤子通信系统中 PMD 的影响更值得研究.近年来,人们对光孤子传输过程中 PMD 的影响进行了许多研究^[8-13],Zhang X 等研究了光纤中 PMD 存在和孤子传输的稳定性^[8],Xie C 等人研究了光纤的随机双折射对常规和色散管理孤子传输的能量损失以及其它孤子作用的影响^[9],强双折射光纤中色散对偏振模传输^[10]、偏振相关的集总放大^[11]、非线性光纤环境微波光子开关^[12]和波分复用系统中^[13] PMD 的影响也得到研究.本文利用对称分步傅里叶法,数值求解双折射光纤中两偏振分量耦合的非线性薛定谔方程,研究光孤子在双折射光纤中的演化特性,着重分析孤子脉冲两正交偏振分量的群速度失配对孤子传输产生的影响.

1 理论模型

研究 ps 量级的光脉冲传输,考虑光纤的衰减、色散(二阶色散、三阶色散和 PMD)以及非线性效应,光脉冲沿双折射光纤两主轴传输的两个正交偏振分量的演化可用耦合非线性薛定谔方程描述^[4]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_x}{\partial z} + \beta_{1x} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2x} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_{3x} \frac{\partial^3 A_x}{\partial t^3} + \\ \frac{\alpha}{2} A_x = i\gamma \left[|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right] A_x + \\ \frac{i\gamma}{3} A_x^* A_y^2 \exp(-2i\Delta\beta z) \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} + \beta_{1y} \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2y} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_{3y} \frac{\partial^3 A_y}{\partial t^3} +$$

$$\frac{\alpha}{2}A_y = i\gamma \left[|A_y|^2 + \frac{2}{3}|A_x|^2 \right] A_y + \frac{i\gamma}{3}A_y^* A_x^2 \exp(2i\Delta\beta z) \quad (1b)$$

式中, A_x, A_y 表示 x, y 方向偏振慢变化振幅, z 是传输距离, t 表示时间, β_{1x}, β_{1y} 为光纤的群速度色散系数, $\beta_{2x}, \beta_{2y}, \beta_{3x}, \beta_{3y}$ 分别为光纤的二阶、三阶群速度色散系数, α 为光纤衰减系数, γ 是非线性系数, $\Delta\beta = \beta_{ax} - \beta_{ay} = 2\pi/L_B$ 是与模式双折射有关的波矢失配, L_B 为双折射拍长. 方程右边的 $2/3$ 因子项为交叉相位调制, 体现了两偏振模之间的耦合作用. 在双折射不是太小的情况下, 方程等号右边含有指数的最后一项快速振荡, 对脉冲包络演化的平均贡献很小, 所以这两项可以忽略, 则式(1)变为

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \beta_{1x} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2x} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_{3x} \frac{\partial^3 A_x}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A_x = i\gamma \left[|A_x|^2 + \frac{2}{3}|A_y|^2 \right] A_x \quad (2a)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} + \beta_{1y} \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2y} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_{3y} \frac{\partial^3 A_y}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A_y = i\gamma \left[|A_y|^2 + \frac{2}{3}|A_x|^2 \right] A_y \quad (2b)$$

对方程(2a)、(2b)归一化处理, 令 $\xi = z/L_D, \tau = (t - \beta_1 z)/T_0, u = A_x/\sqrt{P_0}, v = A_y/\sqrt{P_0}$. 其中 $\beta_1 = (\beta_{1x} + \beta_{1y})/2, L_D = T_0^2/|\beta|^2$ 是色散长度, T_0 为入射脉冲初始半宽度 ($1/e$ 峰值强度处脉宽), P_0 为入射脉冲初始峰值功率. 则方程(2)变为

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} + \delta \frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \text{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} - \delta_p \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + \Gamma u = iN^2 \left[|u|^2 + \frac{2}{3}|v|^2 \right] u \quad (3a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \xi} - \delta \frac{\partial v}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \text{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} - \delta_p \frac{\partial^3 v}{\partial \tau^3} + \Gamma v = iN^2 \left[|v|^2 + \frac{2}{3}|u|^2 \right] v \quad (3b)$$

式中, $\delta = L_D(\beta_{1x} - \beta_{1y})/2T_0 = T_0(\beta_{1x} - \beta_{1y})/2|\beta_2|$ 代表两偏振分量的群速度失配. 化简中已经假设 $\beta_{2x} = \beta_{2y} = \beta_2, \beta_{3x} = \beta_{3y} = \beta_3$, 则 $\delta_p = \beta_3 L_D/(6T_0^3) = \beta_3/(6|\beta_2|T_0)$ 为三阶色散参量, $\Gamma = \alpha L_D/2$ 为损耗参量, $N^2 = L_D/L_{NL}$ 表示孤子的阶数, $L_{NL} = 1/(\gamma P_0)$ 为非线性长度. 方程(3a)、(3b)中的 u, v 分别表示沿 x, y 方向归一化慢变振幅. 这就是单模光纤中两垂直偏振分量所满足的归一化非线性耦合方程, 一般情况下方程没有解析解, 大都需要采用数值方法.

2 数值方法

在光纤通信系统中, 用短性双折射光纤段级联模型来模拟真实的随机双折射光纤. 假设一段长光

纤是由许多恒定双折射光纤段级联而成, 并且每一段光纤具有相同的长度和不变的双折射率差 Δn , 在每段光纤结合处双折射方向是随机的. 光脉冲在每段光纤的结合处输入和输出的两正交偏振分量的关系满足^[9]

$$\begin{bmatrix} u_{out} \\ v_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta e^{i\varphi} \\ -\sin \theta e^{-i\varphi} & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{in} \\ v_{in} \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中 $u_{in}(u_{out})$ 和 $v_{in}(v_{out})$ 是光纤段的连接处输入(输出)归一化正交偏振主态分量, θ 和 φ 分别是光纤段双折射光轴的随机变化角度和在光纤段的连接处归一化正交偏振主态分量间的附加随机相位, 这样脉冲的偏振态是穿过庞加莱球(Poincare Sphere)的, 并且在后面的数值模拟中, θ, φ 分别在 $[-\pi, \pi]$ 和 $[-\pi/2, \pi/2]$ 间随机变化.

采用分步傅里叶变换法求方程的数值解, 假设每一段光纤长度为 Z_h , 即每传输 Z_h 后加一个式(4)的随机变化. 假设光纤损耗可由周期放大器提供的增益正好抵消, 则式(3a)、(3b)中的 $\Gamma = 0$; 在光纤的反常色散区 ($\beta_2 < 0$). 则方程(3)的解由式(5a)和(5b)得到^[4]

$$u(\xi + \Delta\xi, \tau) = \exp\left(\frac{\Delta\xi}{2}\hat{D}_1\right) \exp\left[\int_{\xi}^{\xi+\Delta\xi} \hat{N}_1(\xi') d\xi'\right] \cdot \exp\left(\frac{\Delta\xi}{2}\hat{D}_1\right) u(\xi, \tau) \quad (5a)$$

$$v(\xi + \Delta\xi, \tau) = \exp\left(\frac{\Delta\xi}{2}\hat{D}_2\right) \exp\left[\int_{\xi}^{\xi+\Delta\xi} \hat{N}_2(\xi') d\xi'\right] \cdot \exp\left(\frac{\Delta\xi}{2}\hat{D}_2\right) v(\xi, \tau) \quad (5b)$$

式中 $\hat{D}_1 = -\delta \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \delta_p \frac{\partial^3}{\partial \tau^3}, \hat{D}_2 = \delta \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \delta_p \frac{\partial^3}{\partial \tau^3}$, 为差分算符, 表征了光纤介质的色散; $\hat{N}_1 = i(|u|^2 + \frac{2}{3}|v|^2), \hat{N}_2 = i(|v|^2 + \frac{2}{3}|u|^2)$ 为非线性算符, 它表征了脉冲传输过程中的非线性效应.

3 结果与分析

3.1 双折射光纤中单孤子的传输

光脉冲以基本孤子包络在双折射光纤中沿光纤的两个偏振主轴传输, 设入射脉冲初始半宽度 $T_0 = 5\text{Ps}$, 光纤双折射两偏振分量的群速度失配 δ 分别取为 0.2 和 0.5, 二阶色散系数 $\beta_2 = -20 \text{Ps}^2/\text{km}$, 三阶色散系数 $\beta_3 = 0.1 \text{Ps}^3/\text{km}$. 偏振角为 θ (相对于慢轴) 的初始入射单孤子脉冲为

$$u(0, \tau) = N \cos \theta \text{sech } h(\tau),$$

$$v(0, \tau) = N \sin \theta \text{sech } h(\tau) \quad (6)$$

式中 N 为孤子阶数, 对于基态孤子 $N=1$. 设入射脉

冲的偏振态为自然光, 两个偏振主轴传输的光振幅相等, 则式(6)中 $\theta = \pi/4$.

3.1.1 双折射对孤子传输的影响

首先取基态孤子作为研究对象, 分析两偏振分量间的群速度失配 δ 的变化对两孤子的偏振分量传输及光脉冲整体的影响. 当 $\delta = 0.2, 0.5$ 时, 单孤子的 u 偏振分量沿光纤传输 120 个色散长度的归一化脉冲强度(用 $|u|^2$ 表示)演化如图 1. 可以看出, 当光纤的双折射较小($\delta = 0.2$)时, u 偏振分量的脉冲强度变化不大, 孤子基本能够保形传输; 当光纤的双折射较大($\delta = 0.5$)时, u 偏振分量很快展宽, 脉冲强度迅速减小, 直到 60 个色散长度后, 脉冲强度又稍有增加, 孤子传输过程极不稳定, 不能够保形传输.

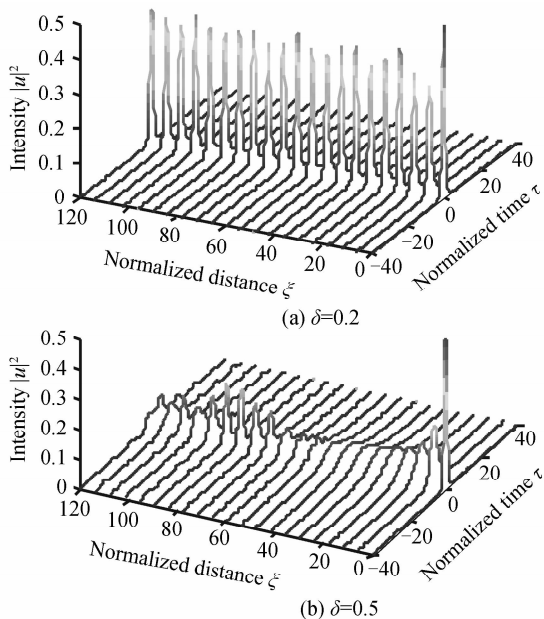


图 1 双折射光纤中单孤子 u 偏振分量的演化
Fig. 1 Evolution of the u -component for single soliton pulse in birefringent optical fibers

在数值模拟中, 发现双折射对孤子脉冲 v 偏振分量的影响几乎与 u 偏振分量一样. 图 2 是单孤子沿光纤传输 120 个色散长度的脉冲合成强度 ($|u|^2 + |v|^2$) 演化图形, 它们的形状与图 1 一样, 只是强度在图 1 的基础上增大了一倍. 这表明, 只要初

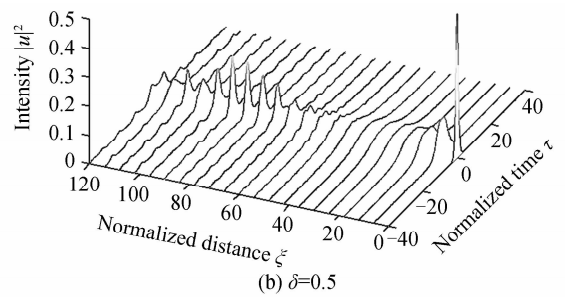
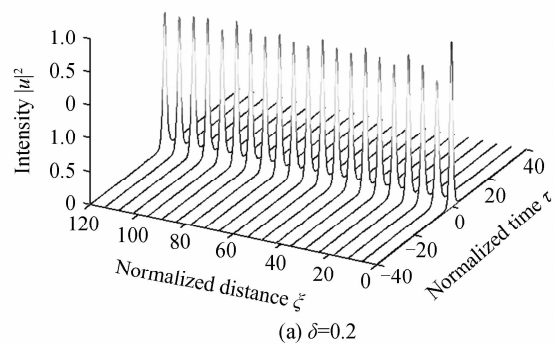


图 2 双折射光纤中单孤子的演化
Fig. 2 Evolution of the single soliton pulse in birefringent optical fibers

始孤子的振幅大于阈值^[4], 两偏振分量的主峰就能够相互俘获, 形成较为稳定的孤子一起传输.

3.1.2 随机双折射对单孤子传输的影响

由于实际的光纤可能存在纤芯形状的意外改变和各向异性应力等因素, 造成沿两正交方向的模式双折射在约 10 m 长度上随机变化^[4]. 根据式(4)的随机双折射光纤段级联模型, 通过模拟得到单孤子的 u 偏振分量在随机双折射光纤中传输 120 个色散长度的归一化脉冲强度演化如图 3. 由图 3 可看出, 单孤子传输的 u 分量脉冲强度会随着传输距离有明显的强弱不规则变化, 有些地方孤子脉冲的强度几乎为零, 这一现象对偏振复用的信息传输是极为不利的. 在模拟计算中, 发现随机双折射对孤子脉冲 v 偏振分量的影响与 u 偏振分量呈现互补的趋势. 图 4 是单孤子沿光纤传输的脉冲强度峰值随距离的变化情况. 图中虚线表示 u 分量的变化, 点划线表示 v 分量的变化, 实线则表示 u, v 分量合成强度的变化. 可以看出, u, v 分量的最大强度的变化互相补偿, 但

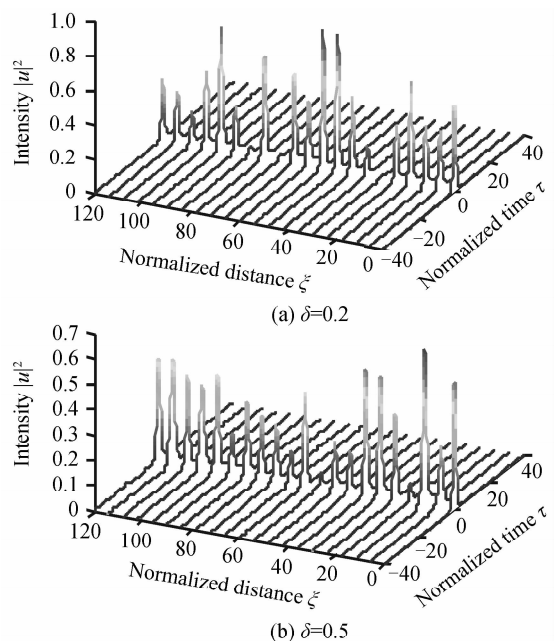


图 3 随机双折射光纤中单孤子 u 偏振分量的演化
Fig. 3 Evolution of the u -component for single soliton pulse in randomly varying birefringent fibers

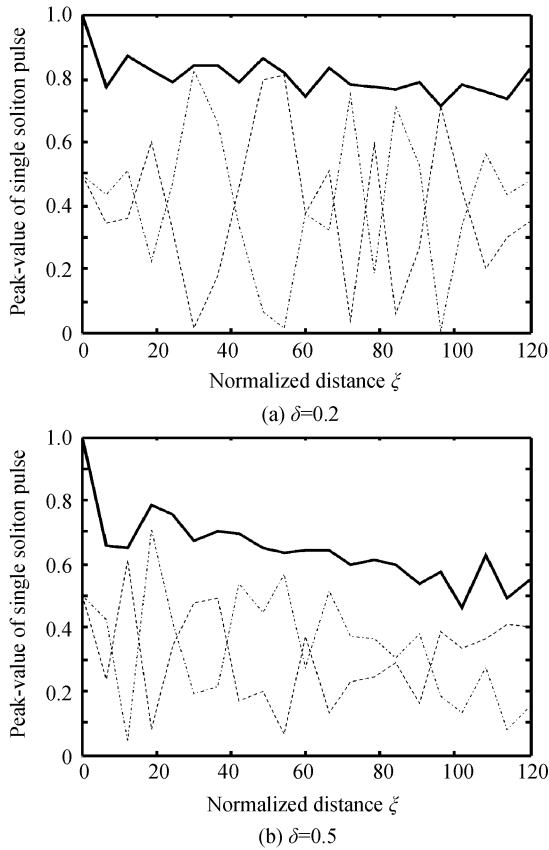


图4 随机双折射光纤中孤子脉冲峰值随距离的变化
Fig. 4 Peak-value of the single soliton pulse varying with normalized distance

u 、 v 分量合成振幅的最大强度变化不大,能够很好地进行信息传输.另一方面,偏振色散的群速度失配 δ 对脉冲的传输也有较大的影响,随着 δ 的增大,孤子在传输过程中会形成更多的色散波而使脉冲能量被损失,脉冲振幅衰减和不规则程度变大,在孤子的振幅大于阈值的情况下,两偏振分量相互俘获,仍然形成稳定的孤子传输.

图5是单孤子沿随机双折射光纤传输120个色散长度的脉冲合成强度 ($|u|^2 + |v|^2$) 演化图形.可以看出,它们的脉冲强度没有太大的变化.由于 u 分量和 v 分量的强度变化是相互补充的,即当 u 分量强度大时, v 分量强度就相应减少,若单独检测 u 分量或 v 分量的强度可能出现信息检测错误,如果检测 u 、 v 分量的合成总强度,就不会出现这种情况.比较图2(b)和图5(b)可以看出,当光纤的双折射较大 ($\delta=0.5$) 时,随机双折射光纤中的孤子脉冲更能够稳定的传输,这表明光纤双折射的随机性能够抑制偏振分量群速失配引起的脉冲展宽,使得孤子在传输过程中保持形状,在一定程度上可以说光纤的随机双折射有利于信息的传输.

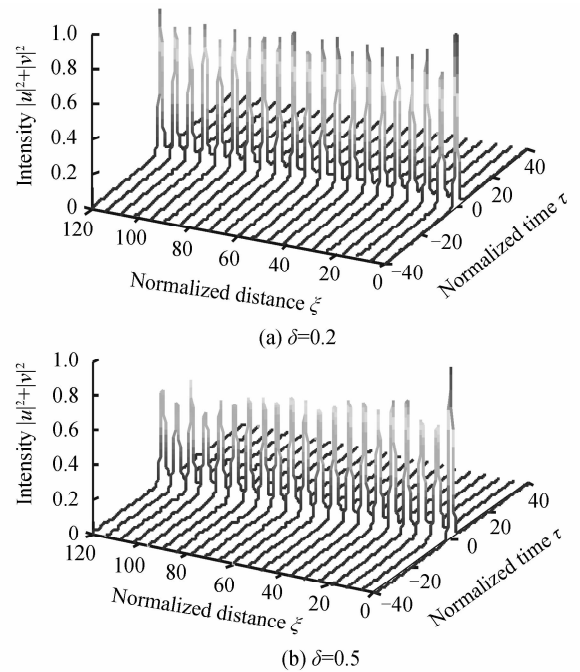


图5 随机双折射光纤中单孤子的演化
Fig. 5 Evolution of the single soliton pulse in randomly varying birefringent fibers

3.2 随机双折射光纤中两孤子的传输

对于同相位基态两孤子的情况,入射脉冲表达式为

$$\begin{aligned} u(0, \tau) &= \cos \theta \{ \sec h(\tau - \tau_0) + R \sec h[R(\tau + \tau_0)] \}, \\ v(0, \tau) &= \sin \theta \{ \sec h(\tau - \tau_0) + R \sec h[R(\tau + \tau_0)] \} \end{aligned} \quad (7)$$

式中, τ_0 为两孤子脉冲的半间距, R 为两孤子脉冲的相对振幅.对于偏振态为自然光的入射脉冲,选取式(7)中 $\theta = \pi/4$.

3.2.1 光纤随机双折射对孤子间相互作用的影响

在式(7)中,取 $\tau_0 = 5.0$ 、 $R = 1.0$,应用式(5a)和式(5b)进行数值模拟,仍然观察到两孤子传输的 u 分量和 v 分量脉冲强度随着传输距离有明显的强弱不规则变化,一些地方孤子脉冲的强度接近于零;而 u 、 v 分量的强度变化相互补充,图6是两孤子沿随机双折射光纤传输120个色散长度的脉冲合成强度 ($|u|^2 + |v|^2$) 演化图形.可以看出,与没有双折射光纤中孤子脉冲传输的情形一样,两孤子呈现相互吸引和排斥的现象,随着两偏振分量群速失配 δ 值的变大,两孤子脉冲交叉后分离的幅度也越来越大,相互作用的距离越来越短,这将严重影响信息的不失真传输.图6(a)对应于 $\delta=0.2$ 的情况,两孤子在归一化距离 $\xi = 78$ 个色散长度时发生交叠;图6(b)对应于 $\delta=0.5$ 的情况,两孤子交叠发生在 $\xi =$

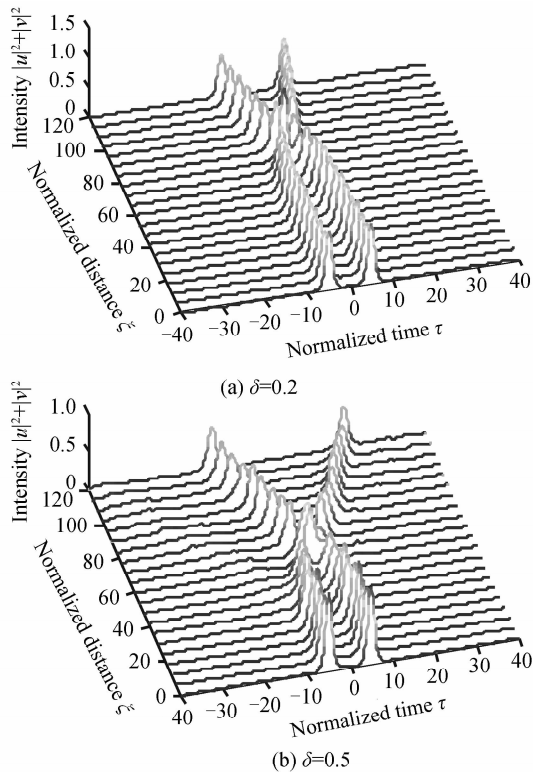


图6 随机双折射光纤中两孤子的演化

Fig. 6 Evolution of the two-soliton pulse in randomly varying birefringent fibers

60 个色散长度处,并且孤子的两偏振分量各自传输时,交叠发生的距离也大致在同一个位置.总的来说,光纤的随机双折射越大,两孤子间无相互作用影响的传输距离越小,需要在更近的距离采取措施避免相邻信号脉冲的相互影响.

3.3.2 孤子相互作用的抑制

对于光纤随机双折射影响下的皮秒孤子脉冲,其相互作用对光通信系统的影响较大,必须进行有效抑制.由于孤子相互作用已有的抑制方法中不等初始振幅注入法是一种很有效的抑制方法,该方法是在输入时使不同孤子振幅稍有偏差,所以本文也利用该方法来抑制光纤随机双折射影响下两孤子间的相互作用.大量的研究表明,式(7)中 R 取不同值时对孤子间相互作用的抑制效果不尽相同.取 $R = 1.15$ 来模拟光孤子在偏振分量群速失配分别为 $\delta = 0.2$ 和 $\delta = 0.5$ 时的传输情况,图7是两孤子偏振分量脉冲合成强度 ($|u|^2 + |v|^2$) 的演化图形.从图中可以清楚地看出,此时的两孤子相互作用得到了有效地抑制,其传输特性也得到了很大程度的改善,所以初始不等振幅注入法仍能有效地抑制光纤中随机双折射影响下孤子间的相互作用.

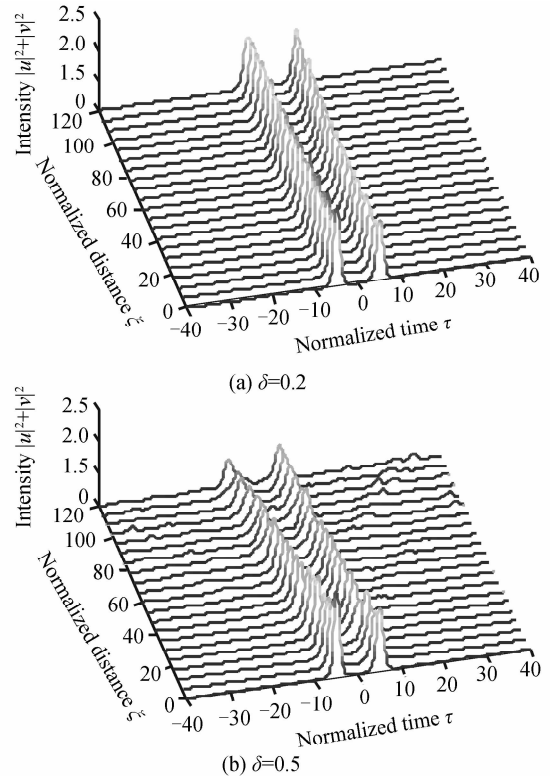


图7 随机双折射光纤中两不等振幅孤子的演化

Fig. 7 Evolution of the two-soliton pulse with different amplitude in randomly varying birefringence fibers

4 结论

本文采用对称分步 Fourier 方法,数值求解光孤子在双折射光纤中演化的耦合非线性薛定谔方程,对随机双折射光纤中单孤子的传输特性和两孤子间的相互作用进行了研究,并且应用不等振幅法对孤子间的相互作用进行了有效的抑制.结果表明,当光纤的双折射较小时,两偏振分量的脉冲强度变化不大,孤子基本能够保形传输;当光纤的双折射较大时,两偏振分量很快展宽,脉冲强度迅速减小,孤子不能够保形传输.如果光纤的双折射具有随机性,虽然孤子传输的两偏振分量脉冲强度会随着传输距离有强弱不规则变化,但是两偏振分量的强度变化互相补充,合成强度没有太大的变化,孤子能够稳定的传输.仿真计算的结果还表明,若光纤的随机双折射偏振分量的群速失配越大,孤子间无相互作用影响传输的距离越小;通过选择恰当的振幅比,传统的不等振幅法仍然能够有效地抑制孤子间的相互作用.由于实际用于通信的光纤多为无偏振保持特性、非强双折射的光纤,因此,本文的研究结果可为实际光孤子通信提供参考.

参考文献

- [1] TRILLO S O, WABNITZ S, STLEN R H *et al.* Experimental observation of polarization instability in a birefringent optical fiber[J]. *Appl Phys Lett*, 1986, **49**(19): 1224-1226.
- [2] WABNITZ S. Modulational polarization instability of light in a nonlinear birefringent dispersive medium[J]. *Phys Rev A*, 1988, **38**(4): 2018-2021.
- [3] MENYUK C R. Nonlinear pulse propagation in birefringent optical fiber[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1987, **23**(2): 174-176.
- [4] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics & applications of Nonlinear fiber optics [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002.
- [5] SHIEH W. Principal states of polarization for an optical pulse [J]. *IEEE Photo Technol Lett*, 1999, **11**(6): 677-679.
- [6] NAKAZAWA M, SUZUKI K, YOSHIDA E, *et al.* 160Gbit/s soliton data transmission over 200 km [J]. *Electronics Letters*, 1995, **31**(7): 565-566.
- [7] CHEN Lu-jun, LIANG Chang-hong. Soliton theory and applications—theory of optical Soliton & Soliton communications[M]. Xian: Xidian university press, 1997: 186.
陈陆君, 梁昌洪. 孤子理论及其应用—光孤子理论及光孤子通信[M]. 西安电子科技大学出版社, 1997:186.
- [8] ZHANG X, KARLSSON M, ANDREKSON P A *et al.* Soliton stability in optical fibers with polarization-mode dispersion[J]. *IEEE Photonics Technol Lett*, 1998, **10**(3): 376-378.
- [9] XIE C, KARLSSON M, ANDREKSON P A *et al.* Influences of polarization-mode dispersion on soliton transmission systems [J]. *IEEE J Sel Topics Quantum Electron*, 2002, **8**(3): 575-590.
- [10] CHEN Wei-cheng, XU Wen-cheng, ZHANG Shu-min, *et al.* Dispersion effects on polarization modes transmission in strongly birefringent fibers [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(6): 695-698.
陈伟成, 徐文成, 张书敏, 等. 强双折射光纤中色散效应对偏振模传输的影响[J]. 光子学报, 2001, **30**(6): 695-698.
- [11] CHEN Wei-cheng, XU Wen-cheng, LIANG Zhan-qiang, *et al.* Polarization-dependent lamped amplification in birefringent fibers[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(2): 252-257.
陈伟成, 徐文成, 梁湛强, 等. 双折射光纤中偏振相关的集总放大研究[J]. 光子学报, 2007, **36**(2): 252-257.
- [12] YUAN Ming-hui, ZHANG Ming-de, SUN Xiao-han. Impact and compensation of PMD in the microwave photonic switching based on NOLM[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(7): 1008-1012.
袁明辉, 张明德, 孙小茜. 偏振模色散对非线性光纤环镜微波光子开关的影响及其补偿[J]. 光子学报, 2006, **35**(7): 1008-1012.
- [13] LIU Xiu-min, YANG Bo-jun, ZHANG Xiao-guang. Study on the characteristic of polarization mode dispersion in WDM systems[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2001, **28**(12): 1103-1107.
刘秀敏, 杨伯君, 张晓光. 波分复用系统中偏振模色散特性的研究[J]. 中国激光, 2001, **28**(12): 1103-1107.

Influence of Optical Soliton Transmission in a Random Birefringent Optical Fiber

WANG Zhong-qing^a, LUO Xi^b, LIU Zhi-wei^b, CAO Chang^b, WU Mo-jia^b

(a. College of Mathematics and Physics; b. College of Optical and Electronic Engineering, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, China)

Abstract: Symmetrical slit-step Fourier numerical method is used to simulate the soliton transmission properties in the fibers presenting birefringence. The inferences of the group velocity mismatch (GVM), which denotes the magnitude of the birefringence, on the soliton transmission are analyzed. It is shown that the intensity of the two polarization component of the soliton are hardly varying when the GVM is small, and the soliton is undeformed on the whole in the transmission process. When the GVM is greater, the wider the width and the weaker the intensity of the soliton pulse become rapidly, and the soliton can not undeform transmission. If the birefringence of the fiber is randomly varying, the intensity of the two polarization component of the soliton is changed irregularly with the transmission distance, and the composite intensity of the soliton pulse is hardly varied as the two polarization component compensates each other. The interaction of solitons is influenced by the magnitude of the birefringence; the greater the GVM is, the shorter distance of the soliton with no-interaction. If amplitude rate is chosen appropriately, using the traditional unequal amplitude imputing method, it can still restrain the interaction of the solitons effectively.

Key words: Random birefringence; Soliton; Group velocity mismatch; Interaction; Unequal amplitude method



WANG Zhong-qing was born in 1956. Now he is a professor of Chongqing University of Posts and Telecommunications, and his research interests focus on nonlinear optics and optical communications, quantum optics, etc.