

文章编号:1001-5078(2007)08-0773-04

随机双折射光纤中偏振模色散的抑制

梁齐爱, 曹文华

(五邑大学信息学院, 广东 江门 529020)

摘要:利用分步傅里叶方法数值解耦合非线性薛定谔方程组,研究了孤子脉冲和高斯脉冲在随机双折射光纤中的传输特性。研究结果表明:当脉冲的入射功率大于一定阈值时,两偏振分量能相互捕捉并以相同速度传输。这种现象就是俘获效应,它能有效地抑制偏振模色散。

关键词:偏振模色散;随机双折射光纤;孤子俘获效应;交叉相位调制

中图分类号: TN929.11

文献标识码: A

Polarization Mode Dispersion Repression in Randomly Varying Birefringence Fiber

LIANG Qi-ai, CAO Wen-hua

(Information school, Wuyi University, Jiangmen 529020, China)

Abstract: Split-step Fourier method is used to numerically solve coupled nonlinear Schrödinger equation, and to study the properties of pulse propagation in the fiber with randomly varying birefringence. It is found that when the incidence power of the pulse exceeds a certain value, two polarizing parts will catch each other and propagate with the same velocity. This phenomenon is called strapping effect, which can validly repress polarization mode dispersion.

Key words: polarization mode dispersion; randomly varying birefringence fiber; soliton trapping effect; cross-phase modulation

1 引言

由于模式双折射的存在,光纤中传输的信号实际上包含两个偏振分量。由于群速度不匹配,偏振模色散(PMD)会引起脉冲展宽,而且PMD诱发的色散波会严重损耗脉冲的能量。当单信道的速率为10Gbit/s时,就必须考虑PMD了,当单信道速率升级到40Gbit/s时,PMD更成为严重影响系统性能的主要因素。

目前提出的许多抑制PMD的方法都是在传输线路上采用光学设备或电学设备对PMD进行补偿,这些方法也只能一定程度上补偿PMD。另外,高阶PMD与频率有关,而且PMD是一个随机过程,受环境因素的影响,同时采用光学或电学设备

造价比较高,并受响应时间的限制,使得这些技术难以推广。

孤子俘获的发生是由于交叉相位调制(XPM)效应的存在。由于XPM的非线性耦合使在光纤中传输的两偏振孤子分别产生相反的中心频率漂移,而频移量刚好能补偿两者之间开始的群速度不匹配。线性双折射光纤中的孤子俘获效应是M. N. Islam等人发现的^[1],并在很长一段时间内被应用于

基金项目:广东省自然科学基金(No. 06029820, 04011761)资助。

作者简介:梁齐爱(1982-),女,五邑大学信息学院在读研究生,主要从事单模光纤中偏振模色散的研究。E-mail: pinky411@126.com

收稿日期:2007-01-31

逻辑门的研究^[2-4]。另外,线性双折射光纤中的孤子俘获效应也已经被广泛研究^[5-7],但关于随机双折射光纤中的孤子俘获效应的研究^[8-9]却很少,且只局限于研究孤子脉冲的俘获现象。本文通过数值计算表明,俘获效应能有效抑制 PMD 引起的脉冲展宽,但孤子的振幅、入射偏振态和光纤的双折射参数都会对孤子俘获产生影响,同时,文章指出,高斯脉冲在随机双折射光纤中传输也会发生俘获效应。文章最后还指出由于拉曼放大的存在,限制了孤子俘获效应对 PMD 的抑制作用。

2 理论模型

忽略光纤的损耗,沿双折射光纤两主轴传输的两个正交偏振的皮秒光脉冲的传输特性可用归一化的耦合非线性薛定谔方程组来描述,具体如下:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + i\delta \frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + (|u|^2 + \frac{2}{3}|v|^2)u + \frac{1}{3}v^2u^* \exp(-jR\delta\xi) = 0 \quad (1a)$$

$$i \frac{\partial v}{\partial \xi} + i\delta \frac{\partial v}{\partial \tau} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + (|v|^2 + \frac{2}{3}|u|^2)v + \frac{1}{3}u^2v^* \exp(jR\delta\xi) = 0 \quad (1b)$$

$$\xi = z/z_0, \delta = (\beta_{1x} - \beta_{1y})T_0/2|\beta_2|, \tau = (t - \beta_1 z)/T_0, R = 8\pi cT_0/\lambda_0$$

式中, u 和 v 分别为两偏振主轴分量; ξ 是以孤子周期 $z_0 = \pi^2 c^2/[D(\lambda)\lambda_0]$ 为单位的归一化传输距离; δ 为归一化光纤双折射参数; D 为群速度色散参量; τ 为相对于脉冲中心的归一化本地时间; β_{1x}, β_{1y} 分别为光纤两主轴的传播常数。对于一般的光纤系统, Δn 在 $10^{-6} \sim 10^{-5}$ 范围内,此时 $R\delta \gg 1$,方程左边的最后一项可以忽略。

本文采用短线性双折射光纤段级联的模型来模拟真实的随机双折射光纤。假设长光纤由无数段小光纤段组成,每一段小光纤具有相同的长度 z_h (这里取 $z_h = 250\text{m}$)和不变的双折射差 Δn ,脉冲在每一段光纤中传输满足方程(1)。在相邻两段光纤的结合处,输入和输出的两正交偏振分量满足的关系式为:

$$\begin{bmatrix} u_{\text{out}} \\ v_{\text{out}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \exp(i\psi) \\ -\sin\theta \exp(-i\psi) & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{\text{in}} \\ v_{\text{in}} \end{bmatrix} \quad (2)$$

其中 $u_{\text{out}}, v_{\text{out}}$ 分别是光纤段结合处的两输出偏振分量; $u_{\text{in}}, v_{\text{in}}$ 分别是结合处的两输入偏振分量。 θ, ψ 分别是光纤主轴的随机变化角度和光纤段的结合处偏振分量之间的附加随机相位,这样脉冲的偏振态是穿过邦加莱球的,并且在后面的数值计算中, θ 和 ψ 均在 $[-\pi, \pi]$ 之间随机变化。

3 数值模拟与结果分析

基于方程(1)和(2),利用分步傅里叶方法研究脉冲在随机双折射光纤中的传输特性。偏振角为 φ 的初始入射孤子脉冲的表达式如下所示:

$$u(0, \tau) = N \cos\varphi \text{sech}(\tau) \quad (3a)$$

$$v(0, \tau) = N \sin\varphi \text{sech}(\tau) \quad (3b)$$

偏振角为 φ 的初始入射高斯脉冲的表达式如下所示:

$$u(0, \tau) = N \cos\varphi \exp(-\frac{1}{2}\tau^2) \quad (4a)$$

$$v(0, \tau) = N \sin\varphi \exp(-\frac{1}{2}\tau^2) \quad (4b)$$

式(3)和式(4)中的 φ 决定了两个正交偏振分量的大小。 N 是脉冲的相对振幅,即脉冲的振幅与基态孤子振幅的比值。本文模拟了孤子脉冲和高斯脉冲传输 20 个孤子周期的演变情况。

图 1(a)、图 1(b)分别是 $\varphi = 30^\circ, \delta = 0.15, N = 0.7$ 时,孤子脉冲和高斯脉冲在随机双折射光纤中的传输情况。由于 XPM 的耦合作用使慢轴的偏振分量中心频率蓝移,快轴的偏振分量中心频率红移,导致慢轴偏振分量提速而快轴偏振分量降速,两偏振分量在传输了 20 个孤子周期后,相互走向不明显,但是由偏振模色散诱发的色散波使脉冲的能量大量衰减,没有发生俘获效应。因此,脉冲的俘获效应受传输参量的影响较大,若参量选择不当,俘获现象就不会发生。

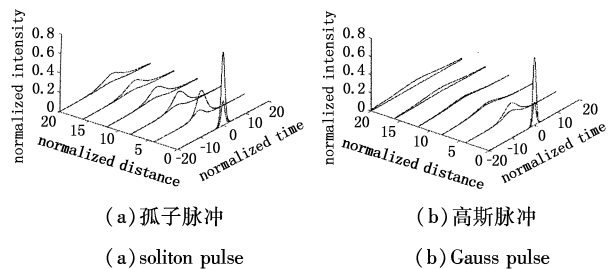


图 1 $\varphi = 30^\circ, \delta = 0.15, N = 0.7$ 时孤子脉冲和高斯脉冲的传输情况

Fig. 1 evolution of soliton pulse and Gauss pulse, when $\varphi = 30^\circ, \delta = 0.15, N = 0.7$

3.1 起始脉冲振幅及形状对孤子俘获的影响

图2中(a)、(b)、(c)图给出了当 $\varphi = 30^\circ$, $\delta = 0.15$, N 分别为0.8, 1.0和1.9时孤子脉冲两偏振分量在光纤中的传输情况。从这三个图可以看出, 当 $\delta = 0.15$ 时, 孤子发生俘获效应的阈值是 N 为0.8。当 $N \geq 0.8$ 时, 孤子在传输过程中两偏振分量的能量虽然由于随机模式耦合而互相转换, 但较小的偏振分量几乎被较大的偏振成分俘获, 大大减小了色散波引起的能量损耗。M. N. Islam 等人的实验^[1]观测到沿慢轴的偏振分量周期性地超前或落后快轴偏振分量, 两偏振分量形成了一对呼吸子。对比图2(a)和图2(b)可以得出, $N = 1.0$ 时, 俘获效果更佳, 脉冲传输更稳定, 这表明对PMD的抑制效果更好, 但不是入射脉冲的振幅越大越好。从图2(c)可以看出, 当 $N = 1.9$ 时, 尽管入射脉冲的振幅不达到高阶孤子的能量, 但仍然看到脉冲的畸变和抖动。其原因是尽管较高的脉冲振幅能增强非线性效应来抑制偏振模色散, 但是非线性效应同时也会使脉冲分裂, 就像只受到自相位调制(SPM)影响的高阶孤子的传输情况一样, 只是在这种情况下脉冲分裂所需的传输距离更长一些而已。所以, 一般情况下, 应取 N 略大于阈值, 就能抑制孤子的展宽, 实现稳定传输。

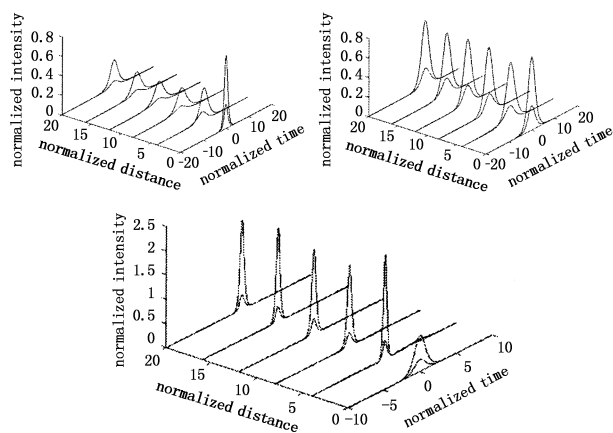


图2 当 $\varphi = 30^\circ$, $\delta = 0.15$, N 分别为0.8, 1.0和1.9时孤子脉冲的传输情况

Fig.2 evolution of soliton pulse, when $\varphi = 30^\circ$, $\delta = 0.15$, and $N = 0.8, 1.0, 1.9$ respectively
(a) $N = 0.8$; (b) $N = 1.0$; (c) $N = 1.9$

图3(a)、(b)是 $\varphi = 30^\circ$, $\delta = 0.15$, N 分别为0.8和0.9时高斯脉冲两偏振分量在光纤中的传输情况。当 $N = 0.8$ 时, 尽管高斯脉冲的两偏振分量的

走离并不严重, 但是色散波使脉冲的能量迅速下降, 当脉冲传输20个归一化周期后, 归一化强度减小到0.1以下。当 $N = 0.9$ 时, 发生俘获效应, 振幅较大的偏振分量几乎完全捕获较小的偏振分量, 色散波引起的能量损耗减小, 两偏振分量稳定地共同传输。这就意味着在抑制偏振模色散功能上孤子脉冲和高斯脉冲的功能是一致的, 只是高斯脉冲发生俘获的阈值要更大一些, 其原因在于当 N 一定时, 高斯脉冲的能量比孤子脉冲的能量小, 其XPM效应不如孤子脉冲的XPM效应强。事实上在光纤的非线性效应与色散相互作用下任何脉冲波形都会演化成类孤子脉冲, 因而, 非孤子脉冲基于孤子俘获效应都能自动地抑制偏振模色散。

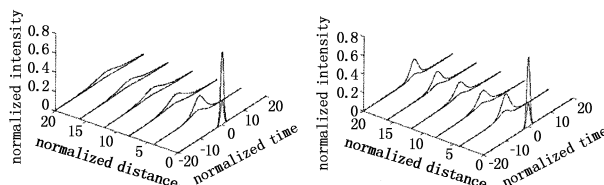


图3 当 $\varphi = 30^\circ$, $\delta = 0.15$, N 分别为0.8, 0.9时高斯脉冲的传输情况

Fig.3 evolution of Gauss pulse, when $\varphi = 30^\circ$, $\delta = 0.15$, and $N = 0.8, 0.9$ respectively
(a) $N = 0.8$; (b) $N = 0.9$

3.2 双折射参数对孤子俘获的影响

如上所述, 抑制PMD的原理是利用两个正交偏振分量之间的XPM和PMD的相互作用, 因此, 当PMD增加时, 就应该增加两偏振分量的幅值以增大它们之间的XPM效应才能有效地抑制PMD。如图4所示, 当 δ 这一表征PMD大小的参量由图2的0.15增加到0.5时, N 的阈值也由0.8增加到0.9。

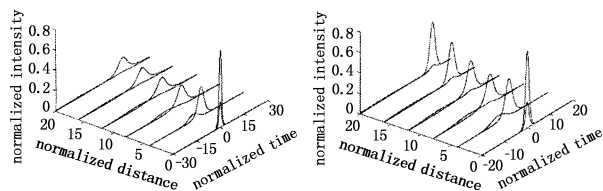


图4 当 $\varphi = 30^\circ$, $\delta = 0.5$, N 分别为0.8, 0.9时孤子脉冲的传输情况

Fig.4 evolution of soliton pulse, when $\varphi = 30^\circ$, $\delta = 0.5$, and $N = 0.8, 0.9$ respectively
(a) $N = 0.8$; (b) $N = 0.9$

3.3 入射偏振态对孤子俘获效应的影响

图5(a)、(b)、(c)、(d)给出了 $\delta = 0.15$, $N = 1$,

φ 分别为 $0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ 时孤子脉冲在随机双折射光纤中传输 20 个孤子周期的演化情况。比较图 5 中的 4 个图可看出, 当 $\varphi = 0^\circ$ 时, 传输效果最好, 脉冲能量稳定, 极少产生色散波, $\varphi = 30^\circ$ 和 60° 时的传输效果次之, $\varphi = 45^\circ$ 时传输效果最差, 脉冲能量严重耗损, 孤子传输 20 个孤子周期时, 振幅减小到 0.1 以下。根据 C. D. Poole 提出的偏振主态^[10]理论: 在忽略偏振相关损耗的情况下, 单模光纤中存在着一对正交的入射偏振态, 其对应的输出偏振态也正交, 并与频率无关。如果脉冲沿其中一主偏振态入射, 脉冲受 PMD 的影响最小, 传输效果最好, 反之当入射脉冲的两偏振分量相等时, 脉冲受 PMD 的影响最大, 传输效果最差。由式(3)可知, $\varphi = 0^\circ, 90^\circ$ 是脉冲的两个输入主偏振态, 而 $\varphi = 45^\circ$ 时, 入射脉冲的两个偏振分量相等, 因此, 图 5 所示的计算结果与理论一致。

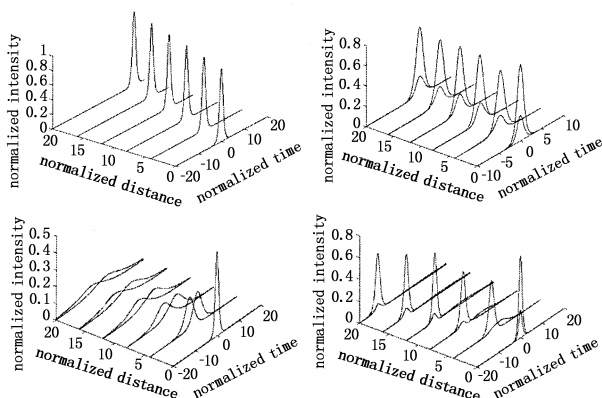


图5 当 $N=1.0, \delta=0.15$, φ 分别为 $0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ 和 60° 时孤子脉冲的传输情况

Fig. 5 evolution of soliton pulse, when $N=1.0, \delta=0.15$, and $\varphi=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ and 60° respectively
(a) $\varphi=0^\circ$; (b) $\varphi=30^\circ$; (c) $\varphi=45^\circ$; (d) $\varphi=60^\circ$

4 孤子俘获的局限性

脉冲沿光纤传输的过程中有许多因素, 例如脉宽、光纤的双折射和群速度色散都会引起 δ 的增加。当 PMD 增大时, 必须增大两偏振分量的幅值来增大 XPM 效应以便有效地对 PMD 进行抑制, 但是 XPM 在引起频移的同时也会产生另一种非线性效应—拉曼放大。偏振模色散数值越大, 要求与强度有关的 XPM 效应也越强, 这就以偏振分量的载频要有更大的频移为代价, 而孤子自频移等价于拉曼放大^[11], 因此, 在超短脉冲传输中拉曼放大会限制 XPM 能补偿的最大双折射。

5 结论

本文数值研究了随机双折射光纤中的孤子脉冲和高斯脉冲的俘获效应及其对 PMD 的抑制作用。输入脉冲的振幅、形状、光纤的双折射参数以及入射偏振态都对孤子俘获有影响。另外, 由于 XPM 诱导的偏振孤子自频移限制了俘获效应对 PMD 的抑制作用。

参考文献:

- [1] M N Islam, C D Poole, J P Gordon. Soliton trapping in birefringent optical fibers [J]. Opt. Lett., 1989, 14(18): 1011–1013.
- [2] M N Islam, C E Socclinch, D A B Miller. Low energy ultrafast fiber soliton logic gates [J]. Opt. Lett., 1990, 15(4): 909–912.
- [3] M N Islam, J R Sauer. GEO modules as a natural basis for all-optical fiber logic systems [J]. IEEE J. Quantum Electron., 1991, 27(3): 843–848.
- [4] J R Sauer, M N Islam, S P Dijaili. A soliton ring network [J]. J. Lightwave Technol., 1993, 11(2): 2182–2190.
- [5] Chen Weicheng, Xu Wencheng, Zhang Shumin, et al. PMD suppression in birefringent optical fibers [J]. Acta Photon. Sin., 2001, 30(7): 822–826.
- [6] N Akhmediev, J M Sotocrespo. Dynamics of solitonlike pulse propagation in birefringent optical fibers [J]. Phys. Rev. E, 1994, 49(6): 5742–5754.
- [7] B Huttner, N Gisin. Anomalous pulse spreading in birefringent optical fibers with polarization-dependent losses [J]. Opt. Lett., 1997, 22(5): 504–506.
- [8] N Matsumoto, Y Akagi, A Hasegawa. Propagation of soliton in fibers with randomly varying birefringence effects of soliton transmission control [J]. J. Lightwave Technol., 1997, 15(6): 584–589.
- [9] B Bakhshi, J Hansryd, P A Andrekson, et al. Experimental observation of soliton robustness to polarization dispersion pulse broadening [J]. Electron. Lett., 1999, 35(1): 65–66.
- [10] C D Poole, R E Wagner. Phenomenological approach to polarization dispersion in long single-mode fibers [J]. Electron. Lett., 1986, 22(19): 1029–1030.
- [11] Xu Wencheng, Guo Qi, Liao Changjun, et al. Suppression of Raman self-frequency shift of soliton propagation in single mode optical fiber [J]. Chin. Phys. Lett., 1995, 12(2): 113–115.