

拉曼增益对双折射光纤中孤子传输特性的影响*

乔海龙[†] 贾维国 王旭东 刘宝林 门克内木乐 杨军 张俊萍

(内蒙古大学物理科学与技术学院, 呼和浩特 010021)

(2013年11月26日收到; 2013年12月19日收到修改稿)

本文采用考虑拉曼增益的耦合非线性薛定谔方程, 利用分步傅里叶方法求解并仿真模拟了光孤子脉冲在不同性质的双折射光纤中传输时的演化过程. 结果表明, 拉曼增益可以有效抑制非线性耦合导致的孤子漂移, 同时会导致光孤子脉冲峰值在传输时不断增大, 产生拉曼放大效应. 拉曼增益也可以有效抑制双折射光纤中传输的相邻光孤子之间的相互作用.

关键词: 拉曼增益, 孤子, 孤子相互作用, 耦合非线性薛定谔方程

PACS: 42.65.Dr, 42.65.Tg, 02.30.Nw

DOI: 10.7498/aps.63.094208

1 引言

当输入脉冲峰值功率达到一定的阈值时, 脉冲在双折射光纤传输过程中, 不仅会和轨道电子相互作用, 同时也要和光学声子发生相互作用, 产生受激拉曼散射效应(SRS), SRS是非线性光学中的一个重要的非线性过程, 利用SRS物理机理制成的光纤拉曼激光器、光纤拉曼放大器已成为了光纤通信领域的重要应用^[1,2]; 同时考虑电子的非线性效应和拉曼散射效应时, SRS会改变孤子脉冲的调制不稳定性增益特性, 影响斯托克斯波和反斯托克斯波的增益谱^[3-5].

理想单模光纤的横截面是各向均匀的圆形, 在光纤中传输的基模是由两个互相垂直的简并模组成, 两简并模在两个正交的方向上具有相同的传输常数, 但在实际中, 由于光纤制作达不到以上理想的效果, 且受外部环境中扭曲、温度、各向异性应力等因素的影响, 两正交模失去简并, 传输过程中以不同的速度传输, 到达光纤的另一端时会产生时延, 即所谓的偏振模色散(PMD), 在这种情况下,

光脉冲在传输过程中偏振方向是随机变化的, 对于那些对光偏振态不敏感的接收器件的信息识别影响是不大的^[6,7]. 然而对于像光纤干涉传感器、光纤耦合器、相干光通信系统等器件来说, 要求输出光脉冲的偏振态有严格的要求, 保偏光纤就是人为地引入各向异性, 其固有双折射要比由于应力和纤芯形状变化引起的随机双折射大的多, 从而可以长距离保持光脉冲偏振态^[8,9].

在社会信息化的加速进程中, 通信容量需求的日益增加, 光纤通信一直向着高速率、大容量、长距离的方向快速发展, 随着单信道传输速率的提高, 相邻光孤子的时间间隔减小, 孤子之间会产生相互作用, PMD限制通信传输码率的问题越来越突出, 它能损害系统的传输性能, 成为限制高速光纤传输容量和距离的最终因素^[10], 同时, 输入脉冲的峰值功率的不断增大引起SRS的影响也不容忽略, 因此研究SRS和PMD之间的相互作用就成了不可避免之势. 本文利用分步傅里叶法模拟了存在拉曼增益时, 光孤子在双折射光纤中传输时的脉冲演化图, 分析拉曼增益对双折射光纤中光孤子传输特性的影响.

* 国家自然科学基金(批准号: 61167004)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: qiaoh1986@163.com

2 理论模型

当双折射光纤的双折射不是太小的情况下, 包含拉曼效应的光场两垂直偏振分量满足的耦合非线性薛定谔方程可用下式描述:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_x}{\partial z} + \beta_{1x} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2x} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} \\ & = i \left[\left(\gamma - \frac{ig_0^{//}(\Omega)}{8} \right) |A_x|^2 \right. \\ & \quad \left. + \left(\frac{2}{3} \gamma - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right) |A_y|^2 \right] A_x, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_y}{\partial z} + \beta_{1y} \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2y} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} \\ & = i \left[\left(\gamma - \frac{ig_0^{//}(\Omega)}{8} \right) |A_y|^2 \right. \\ & \quad \left. + \left(\frac{2}{3} \gamma - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right) |A_x|^2 \right] A_y, \end{aligned} \quad (2)$$

式中, 忽略了光纤损耗的影响, 其中 A_x, A_y 为沿 x, y 方向的偏振慢变化振幅, β_{1x}, β_{1y} 为相应的一阶色散系数; β_{2x}, β_{2y} 是二阶色散系数, γ 是非线性系数, $g_0^\perp(\Omega)$ 的虚部为垂直拉曼增益, 其值取常数 0.1 m/W , $g_0^{//}(\Omega)$ 的虚部为平行拉曼增益, 其常采用洛伦兹模型模拟^[3].

假设 $\beta_{2x} = \beta_{2y} = \beta_2$, 引入归一化距离 $\xi = z/L_D$, 归一化时间 $\tau = (t - \bar{\beta}_1 z)/T_0$ 和归一化振幅: $u = A_x/\sqrt{P_0}$, $v = A_y/\sqrt{P_0}$. 其中 $\bar{\beta}_1 = (\beta_{1x} + \beta_{1y})/2$, $L_{NL} = 1/\gamma P_0$, $N^2 = L_D/L_{NL}$, $\bar{\beta}_1$ 为色散长度, L_{NL} 为非线性长度, N 为孤子阶数. T_0 为入射脉冲初始半宽度, P_0 为入射脉冲初始峰值功率. 则方程 (1), (2) 变为

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial \xi} &= -\delta \frac{\partial u}{\partial \tau} - \frac{i}{2} \text{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} \\ &+ N^2 i \left[\left(1 - \frac{ig_0^{//}(\Omega)}{8\gamma} \right) u^2 \right. \\ & \quad \left. + \left(\frac{2}{3} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4\gamma} \right) v^2 \right] u, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial \xi} &= \delta \frac{\partial v}{\partial \tau} - \frac{i}{2} \text{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} \\ &+ N^2 i \left[\left(1 - \frac{ig_0^{//}(\Omega)}{8\gamma} \right) v^2 \right. \\ & \quad \left. + \left(\frac{2}{3} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4\gamma} \right) u^2 \right] v, \end{aligned} \quad (4)$$

式中, $\delta = L_D(\beta_{1x} - \beta_{1y})/2T_0$ 为群速度失配系数. 方程 (3), (4) 即为双折射光纤中两垂直偏振分量所满足的归一化耦合非线性薛定谔方程, 利用方程 (3), (4) 可采用分步傅里叶法进行数值模拟计算.

3 数值模拟

除保偏光纤外, 对普通双折射光纤, 模式双折射在大约 10 m 的长度尺度内是随机变化的, 主轴自身沿光纤以随机方式旋转, 为了将这个随机旋转考虑在内, 我们假设光纤是由许多较短的光纤段级联而成, 并且每一段的长度和折射率差是相同的, 并且在数值模拟中, 在每一段光纤末端通过旋转矩阵 R 进行变换.

$$R = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta e^{i\phi} \\ -\sin \theta e^{-i\phi} & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (5)$$

式中, θ, ϕ 分别在 $[-\pi, \pi]$ 和 $[-\pi/2, \pi/2]$ 内随机变化^[1,6].

在光纤的反常色散区 $\text{sgn}(\beta_2) = -1$, 方程的数值解可由下式得到:

$$\begin{aligned} & u(\xi + \Delta\xi) \\ & = \exp\left(\frac{\Delta\xi}{2} \hat{D}_1\right) \exp\left[\int_\xi^{\xi+\Delta\xi} \hat{N}_1(\xi') d\xi'\right] \\ & \quad \times \exp\left(\frac{\Delta\xi}{2} \hat{D}_1\right) u(\xi, \tau), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & v(\xi + \Delta\xi) \\ & = \exp\left(\frac{\Delta\xi}{2} \hat{D}_2\right) \exp\left[\int_\xi^{\xi+\Delta\xi} \hat{N}_2(\xi') d\xi'\right] \\ & \quad \times \exp\left(\frac{\Delta\xi}{2} \hat{D}_2\right) v(\xi, \tau), \end{aligned} \quad (7)$$

式中

$$\begin{aligned} \hat{D}_1 &= -\delta \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}, \\ \hat{D}_2 &= \delta \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}, \\ \hat{N}_1 &= i \left[\left(1 - \frac{ig_0^{//}(\Omega)}{8\gamma} \right) u^2 + \left(\frac{2}{3} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4\gamma} \right) v^2 \right], \\ \hat{N}_2 &= i \left[\left(1 - \frac{ig_0^{//}(\Omega)}{8\gamma} \right) v^2 + \left(\frac{2}{3} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4\gamma} \right) u^2 \right]. \end{aligned}$$

\hat{D}_1, \hat{D}_2 为表示介质色散的微分算符, \hat{N}_1, \hat{N}_2 为非线性算符, 决定脉冲传输过程中光纤非线性效应的影响^[11,12].

4 结果讨论与分析

本文中, 设初始输入脉冲为基阶孤子, 其输入初始半宽度 $T_0 = 3.5$ ps, 相对于慢轴的入射偏振角为 $\theta = 30^\circ$. 二阶色散系数 $\beta_2 = -20$ ps²/km, 非线性系数 $\gamma = 0.1$ W⁻¹/km. 两偏振分量合成振幅 $U = (|u|^2 + |v|^2)^{\frac{1}{2}}$. 输入基阶孤子脉冲方程表示为

$$u(0, \tau) = \cos \theta \operatorname{sech}(\tau), \quad (8)$$

$$v(0, \tau) = \sin \theta \operatorname{sech}(\tau). \quad (9)$$

4.1 不考虑随机双折射的情况

以保偏光纤为例, 保偏光纤中的模式双折射是保持不变的, 分别取群速度失配系数 $\sigma = 0.3$ 和 $\sigma = 0.5$, 通过仿真可得保偏光纤两偏振分量传输 60 个归一化长度单位的演化过程. 图 1 (a) 和 (b) 为不考虑拉曼增益时光孤子在光纤中的传输演化

过程, 图 1 (c) 和 (d) 为考虑拉曼增益时光孤子在光纤中的传输演化过程.

从图 1 可以看出, 不考虑拉曼增益时, 孤子在传输过程中, 其脉冲形状保持不变, 其峰值产生了漂移, 增大群速度失配系数时, 孤子峰值漂移程度增大, 当考虑拉曼增益时, 孤子脉冲峰值在传输过程中迅速增大, 且漂移消失. 这说明在保偏光纤中, 当入射光偏振主轴振幅不相等时, 由于双折射光纤的 PMD 的影响, 两偏振分量的交叉相位调制引起的非线性耦合会导致孤子的传输群速度增大, 且 PMD 越大, 影响越大. 当考虑拉曼增益时, 随着孤子的传输, 孤子峰值不断的增大, 漂移消失, 且与 PMD 的大小无关. 这说明在拉曼增益的影响下, 抽运波功率完全转移给斯托克斯波 (不计损耗), 产生拉曼放大效应 [1,13], 提高了信号的信噪比, 同时有效抑制由非线性耦合带来的群速度增大, 消除 PMD 对信息传输造成的不良影响.

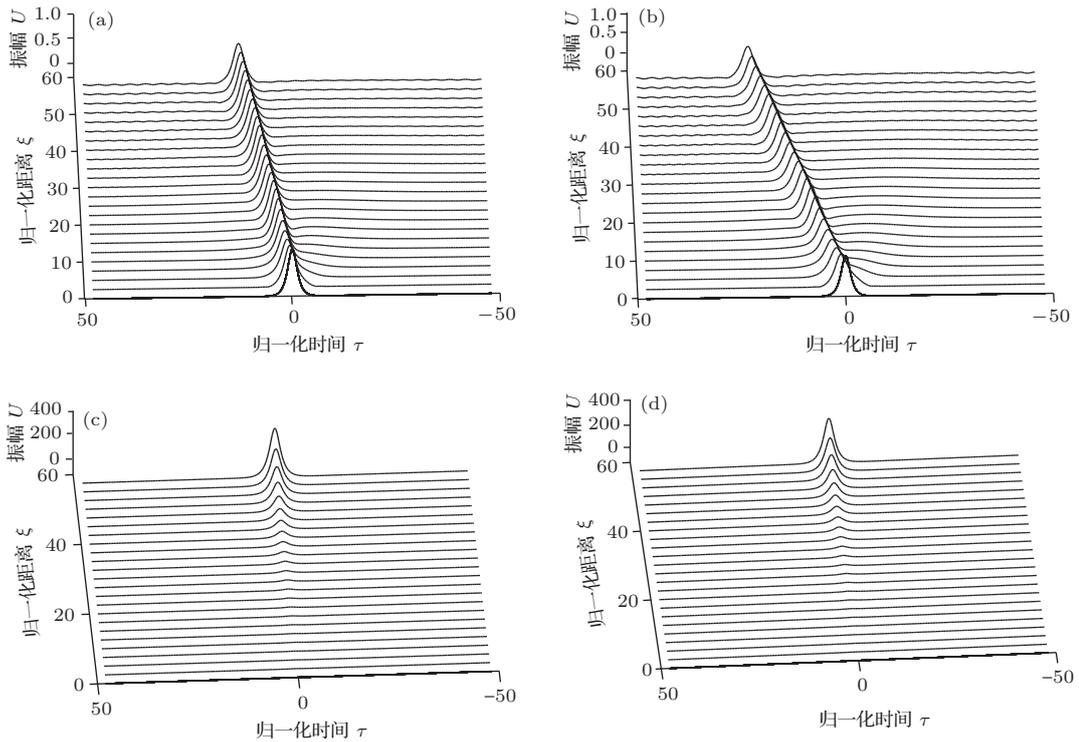


图 1 保偏光纤中单孤子在不同条件下的演化过程 (a) $\sigma = 0.3$; (b) $\sigma = 0.5$; (c) $\sigma = 0.3$; (d) $\sigma = 0.5$

4.2 考虑随机双折射的情况

一般的光波系统所用光纤的双折射都是随机变化的, 所以研究随机双折射的情况是非常重要的, 下面就在考虑随机双折射的情况下, 研究拉曼增益对孤子传输演化的影响. 取群速度失配系数

$\sigma = 0.3$ 和 $\sigma = 0.5$, 仿真模拟光孤子在传输 60 个归一化传输距离时的演化过程. 图 2 (a) 和 (b) 为不考虑拉曼增益时光孤子在光纤中的传输演化过程, 图 2 (c) 和 (d) 为考虑拉曼增益时光孤子在光纤中的传输演化过程.

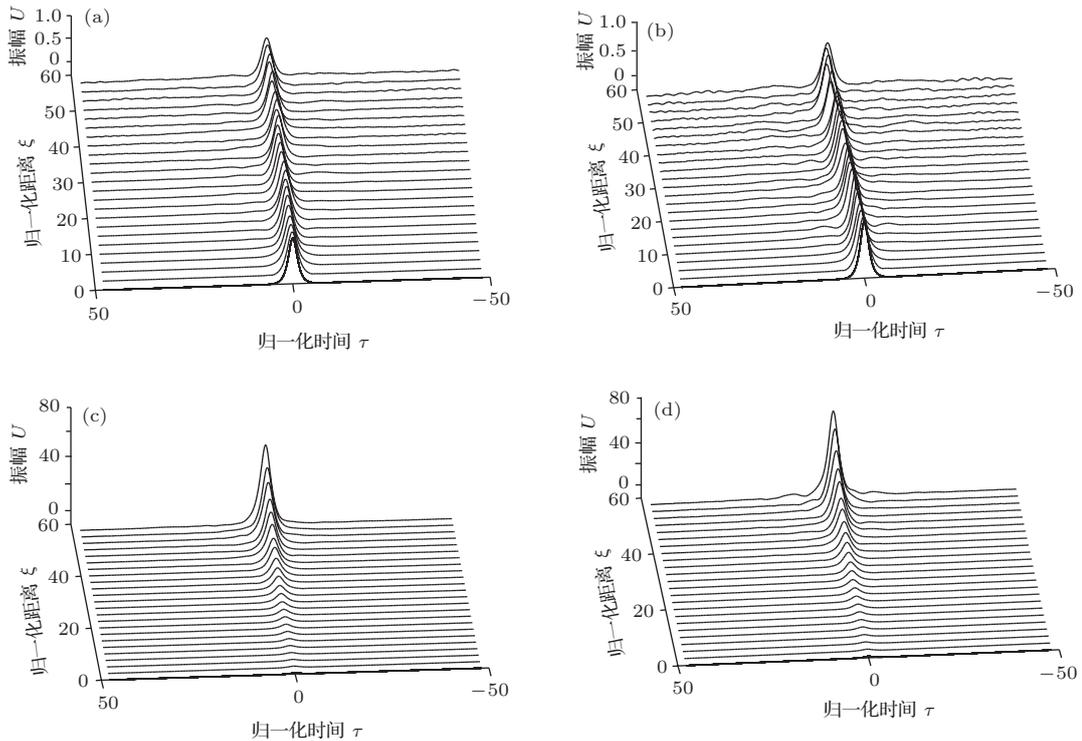


图2 随机双折射光纤中单孤子在不同重要条件下的演化过程 (a) $\sigma = 0.3$; (b) $\sigma = 0.5$; (c) $\sigma = 0.3$; (d) $\sigma = 0.5$

从图2可以看出,在随机双折射的影响下,孤子在60个归一化传输距离上,孤子可以稳定传输,增大偏振模色散时,孤子的振幅略呈不规则,并略有抖动,考虑拉曼增益时,孤子振幅不断增大,且孤子形状比较稳定,较没有随机双折射时,振幅增加缓慢,这是因为光脉冲在随机双折射光纤中传输时,孤子的偏振方向是随机变化的,即抽运波和斯托克斯波之间的相对偏振混乱,使得拉曼增益系数减小^[14].说明拉曼增益和随机双折射都可以抑制PMD引起的孤子漂移,但随机双折射抑制孤子的漂移后,孤子仍有轻微抖动.受随机双折射的影响,拉曼增益引起的孤子峰值增益变缓.

4.3 孤子的相互作用

对于基阶两孤子,入射脉冲表达式为

$$u(0, \tau) = \cos \theta \{ \operatorname{sech}(\tau - \tau_0) + R \operatorname{sech}[R(\tau + \tau_0)] e^{i\alpha} \}, \quad (10)$$

$$v(0, \tau) = \sin \theta \{ \operatorname{sech}(\tau - \tau_0) + R \operatorname{sech}[R(\tau + \tau_0)] e^{i\alpha} \}, \quad (11)$$

τ_0 为两孤子脉冲的半间距, R 为两孤子脉冲的相对振幅, α 为初始相位差. 选取 $\tau_0 = 4.5$, $R = 1.0$. 两

孤子相位相同时,取 $\alpha = 0$ ^[15,16].图3(a)和(b)为双折射光纤中同相位的两孤子在120个归一化传输距离上,在不同光纤的传输演化图,图4为考虑拉曼增益时,相应孤子振幅随传输距离的变化关系.从图3(a)中可以看出,保偏光纤中,由于交叉相位调制引起的非线性耦合的影响,同相位相邻两孤子的群速度增大,孤子发生漂移,且前孤子较后孤子的群速度增大的值较大,孤子漂移程度较大.当加入拉曼增益时,相邻两孤子的漂移消失,孤子的峰值增大,从图4(a)可以看出,前孤子的峰值(实线表示)较后孤子的峰值(虚线表示)增加 $\tau_0 = 4.5$ 略大;随机双折射光纤中,两孤子在传输到一定距离后会发发生交叠,随后两孤子分离,随着传输,两孤子之间还会产生相互交叠的现象,且两孤子在时间轴上产生漂移,到达光纤另一端时会出现时间抖动,这种不稳定的现象会影响信息的识别,当考虑拉曼增益时,拉曼增益使两孤子的脉冲峰值迅速增大,同时会抑制两孤相互作用,且两孤子波形稳定,从图4(b),可以看出,前面的孤子(实线表示)较后面孤子的峰值(虚线表示)略小.说明拉曼增益效应抑制两孤子相互作用的同时,会让孤子间的能量发生转移.

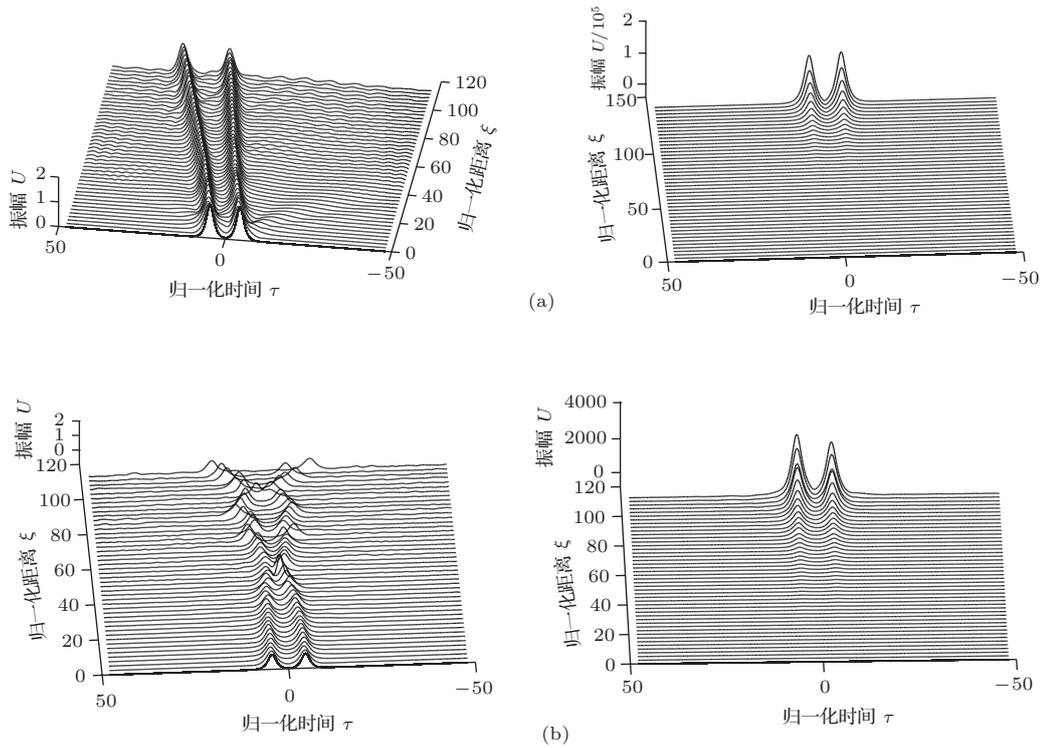


图3 $\tau_0 = 4.5$ 时两孤子在不同光纤中的传输演化过程 (a) 保偏光纤中两孤子的演化过程 (左图不考虑拉曼增益, 右图考虑拉曼增益); (b) 随机双折射光纤中两孤子的演化过程 (左图不考虑拉曼增益, 右图考虑拉曼增益)

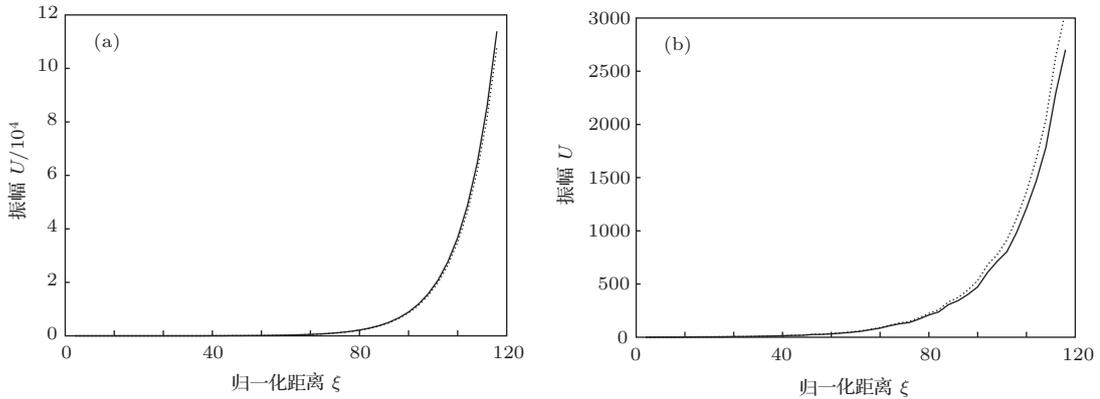


图4 $\tau_0 = 4.5$ 时 (考虑拉曼增益) 孤子振幅随传输距离的变化关系 (实线表示前孤子, 虚线表示后孤子) (a) 保偏光纤; (b) 随机双折射光纤

当减小两孤子间的半间距, 取 $\tau_0 = 3$, 可得光孤子在两种光纤中传输时的演化图, 如图 5 所示.

从图 5(a) 中可以看出, 减小两孤子间距后, 保偏光纤中, 前后两孤子都会产生漂移, 前面的孤子的传输群速度较后面孤子的群速度增大较快, 随着传输距离的增加, 两孤子间的距离也不断的加大. 考虑拉曼增益后, 两孤子的漂移消失, 传输过程中峰值迅速增大, 且前孤子较后孤子的峰值增加较多, 如图 6(a) 所示, 实线表示前孤子的峰值, 虚线表示后孤子的峰值; 从图 5(b) 可以看出, 在随机双

折射光纤中, 孤子产生相互作用的距离缩短, 随后孤子出现了强烈的抖动, 加入拉曼效应后, 孤子间的相互作用消失, 同时, 孤子的强烈抖动也消失, 两孤子沿各自时间槽向前传输, 峰值迅速增大, 前孤子较后孤子的峰值增大较小, 如图 6(b) 所示, 实线表示前孤子的峰值变化, 虚线表示后孤子峰值的变化. 从图中可以看出, 当减小孤子间距后, 拉曼增益可以抑制两孤子的相互作用, 但拉曼增益也可让两孤子之间产生能量交换, 孤子间距越小, 能量交换越明显.

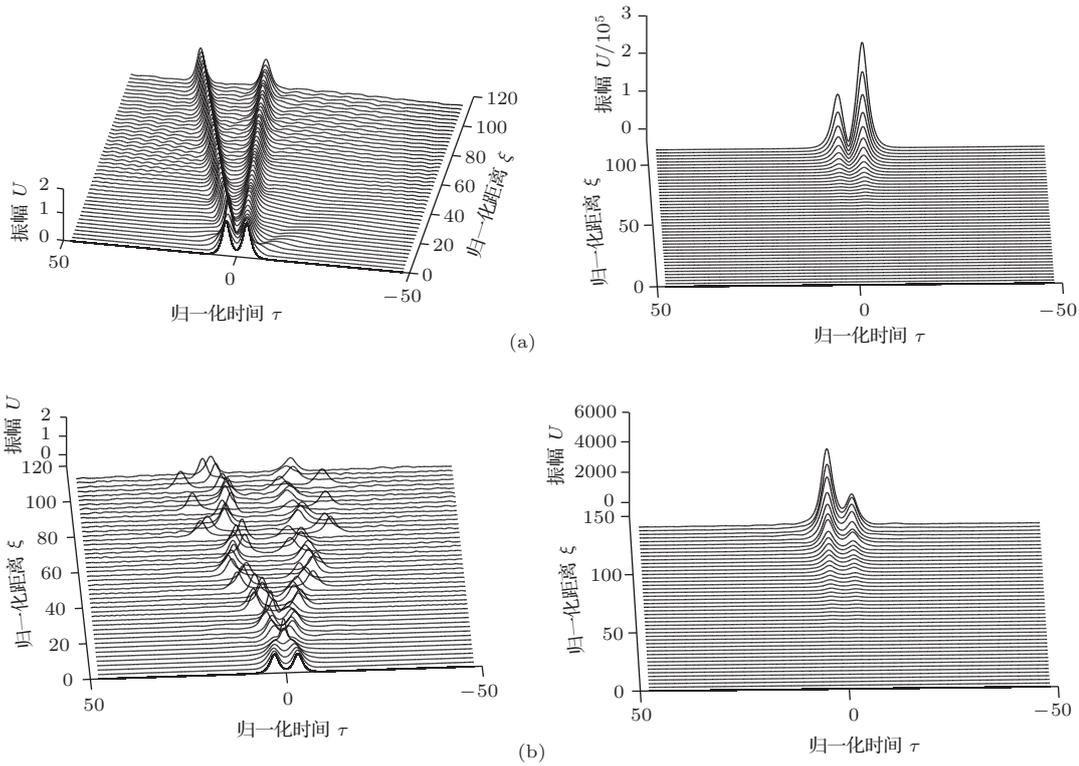


图5 $\tau_0 = 3$ 时两孤子在不同光纤中的传输演化图 (a) 保偏光纤中两孤子的演化过程 (左图不考虑拉曼增益, 右图考虑拉曼增益); (b) 随机双折射光纤中两孤子的演化过程 (左图不考虑拉曼增益, 右图考虑拉曼增益)

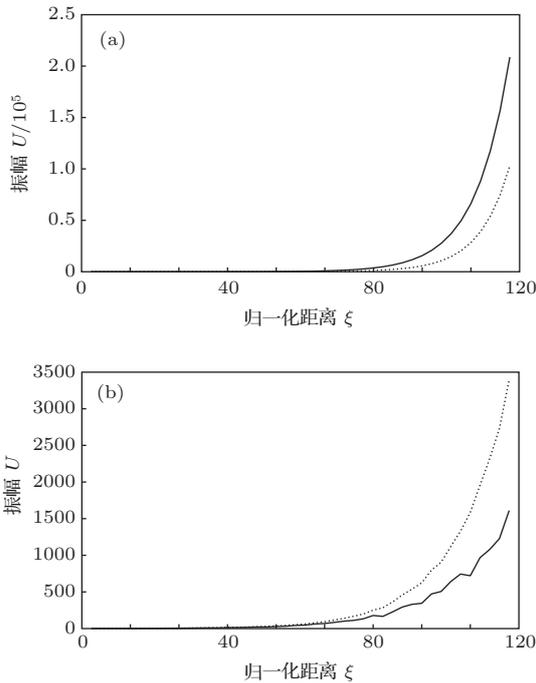


图6 考虑拉曼增益时孤子振幅随传输距离的变化关系 (实线表示前孤子, 虚线表示后孤子) (a) 保偏光纤; (b) 随机双折射光纤

5 结 论

在双折射光纤中, 当入射光两偏振分量不相等时, 由于交叉相位调制引起的非线性耦合会导致

孤子的群速度增大, 孤子在传输过程会发生漂移, PMD 越大, 现象越明显, 当光纤两偏振主轴发生旋转时, 这种随机双折射会有效抑制 PMD, 孤子漂移现象消失. 入射的光孤子作为抽运波输入, 当脉冲峰值功率达到一定值时, 光孤子脉冲就会和光学声子产生相互作用, 产生拉曼散射, 拉曼散射在整个拉曼增益谱的带宽内产生光子, 光脉冲被放大, 随着传输, 光脉冲又会作为新的抽运波输入, 脉冲继续被放大, 不考虑其他因素影响下, 光孤子的峰值功率会出现非常迅速的增长. 拉曼效应也会消除 PMD 的影响, 将孤子严格的限制在时间槽内; 当相邻两孤子在光纤中传输时, 由于拉曼增益的影响, 两孤子各自沿自己的时间槽传输, 所以两相邻孤子的相互作用被抑制, 当光纤不是保偏的, 则由于在抽运波和斯托克斯波之间的相对偏振混乱, 使得拉曼增益系数减小, 所以随机双折射导致拉曼增益变小. 拉曼增益会导致相邻两孤子之间产生能量交换, 且两孤子间距离越近, 能量交换越明显.

当入射孤子脉冲峰值功率取合适值时, 合理利用拉曼增益效应, 消除由于 PMD 带来的孤子漂移, 补偿脉冲传输中的光纤损耗, 抑制相邻孤子间的相互作用, 可减小信息传输的误码率, 提高传输距离. 相邻孤子间的时间间隔应取合适值, 在提高光纤传

输容量的同时要避免拉曼增益导致的孤子间能量交换.

参考文献

- [1] Agrawal G P 2010 *Nonlinear Fiber Optics* (2nd Ed.) (Boston: Academic Press)
- [2] Sharping J E, Okawachi Y, Gaeta A L 2005 *Opt. Express* **13** 6092
- [3] Jia W G, Qiao L R, Wang X Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 094215 (in Chinese) [贾维国, 乔丽荣, 王旭颖 2012 物理学报 **61** 094215]
- [4] Jia W G, Qiao L R, Wang X Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 194209 (in Chinese) [贾维国, 乔丽荣, 王旭颖 2012 物理学报 **61** 194209]
- [5] Chai H Y, Jia W G, Han F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 044215 (in Chinese) [柴宏宇, 贾维国, 韩凤 2013 物理学报 **62** 044215]
- [6] Gordon J P, Kogelnik H 2000 *Pnas* **97** 4541
- [7] Rashleigh S C, Ulrich R 1978 *Opt. Lett.* **3** 60
- [8] Noda J, Okamoto K, Sasaki Y 1986 *J. Lightwave Technol.* **4** 1071
- [9] Katsuaki I, Kuniharu H, Yukihiro S, Tatsuya I 2007 US Patent 7289687
- [10] Mitra P P, Stark J B 2001 *Nature* **411** 1027
- [11] Qin M Z, Wang Y S 2011 *Structure-preserving algorithm for partial differential equation* (Hangzhou: Zhejiang Science and Technology Publishing House) p387–410 (in Chinese) [秦孟兆, 王雨顺 2011 偏微分方程中的保结构算法 (杭州: 浙江科学技术出版社) 第 387—410 页]
- [12] Qiao H L, Jia W G, Liu B L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 104212 (in Chinese) [乔海龙, 贾维国, 刘宝林 2013 物理学报 **62** 104212]
- [13] Smith R G 1972 *Appl. Opt.* **11** 2489
- [14] Stolen R H 1979 *IEEE J. Quantum Electron* **15** 1157
- [15] Chen Z G, Segev M, Christodoulides D N 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 086401
- [16] Liu W J, Tian B, Lei M 2013 *Laser Phys.* **23** 095401

Effect of Raman gain on the characteristic of soliton transmission in birefringence optical fiber*

Qiao Hai-Long[†] Jia Wei-Guo Wang Xu-Dong Liu Bao-Lin Menke Neimule
Yang Jun Zhang Jun-Ping

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

(Received 26 November 2013; revised manuscript received 19 December 2013)

Abstract

The coupled nonlinear Schrödinger (CNLS) equation including Raman gain has been utilized for birefringence fiber. Evolution process of the optical soliton pulse has been simulated by the fractional Fourier method when the optical soliton pulse transmission in a birefringence fiber has a different nature. Results show that the drift of soliton caused by nonlinear coupling effect can be suppressed by Raman gain, at the same time, the soliton pulse peak in the transmission is enhanced. The interaction between optical solitons can be effectively restrained by Raman gain in the birefringence fiber.

Keywords: Raman gain, soliton, soliton interaction, CNLS

PACS: 42.65.Dr, 42.65.Tg, 02.30.Nw

DOI: 10.7498/aps.63.094208

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61167004).

[†] Corresponding author. E-mail: qiaohl1986@163.com