

文章编号 : 0253-2239(2001)12-1409-08

# 一种基于非线性光纤环境开关特性的 超短光孤子产生方法\*

曹文华<sup>1)</sup> 刘颂豪<sup>2)</sup> 郭 旗<sup>2)</sup>

(1), 五邑大学电子与信息工程系, 江门 529020  
(2), 华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

摘要: 提出了一种利用非线性光纤环境的开关特性将连续波同时转化为亮孤子和暗孤子的新方法, 即让连续波和另一波长的调制脉冲串共同耦合入光纤环境, 交叉相位调制使得一部分连续波被环境透射, 其余部分被反射; 再让透射波和反射波分别在反常色散光纤和正常色散光纤中传输, 自相位调制和群速度色散之间的相互作用使得透射波和反射波分别演化为亮、暗孤子。数值计算表明, 该方法不仅可产生脉宽比调制脉冲窄、重复频率比调制脉冲高的亮孤子和暗孤子, 而且几乎可将全部的连续波能量转化为孤子能量。

关键词: 非线性光纤环境; 交叉相位调制; 连续波; 亮孤子; 暗孤子

中图分类号: TN25 文献标识码: A

## 1 引 言

光纤孤子由于具有保形传输特性, 被认为是适合于高码率、远距离光纤通信的理想光源<sup>[1]</sup>。光纤孤子包括两类, 即分别位于光纤反常色散区和正常色散区的亮孤子和暗孤子<sup>[2]</sup>。后者虽不如前者那样容易被产生, 但却具有更适合于远距离通信的传输特性, 如耐损耗、抗噪声<sup>[3]</sup>、较慢的孤子自频移<sup>[4]</sup>以及较弱的孤子间相互作用<sup>[5]</sup>。

近年来, 利用光纤非线性效应直接由连续波产生亮孤子或暗孤子的技术方法倍受人们重视。与传统的锁模技术相比, 该类方法不仅技术上相对简单, 而且可产生超高重复率的超短孤子脉冲。主要方法包括: 1) 利用相位调制的马赫-曾德尔干涉仪<sup>[6]</sup>或相位调制的线性光纤环镜<sup>[7]</sup>对连续波进行直接调制; 2) 利用光纤中的诱导调制不稳定性直接由连续波产生亮孤子<sup>[8,9]</sup>或暗孤子<sup>[10,11]</sup>; 3) 让窄线宽、双频连续波的拍频信号在增益光纤<sup>[12,13]</sup>或梳齿型色散光纤<sup>[14,15]</sup>中传输。方法 1) 较容易获得稳定的孤子脉冲, 但由于受到相位调制器电子带宽的限制, 输出的脉冲重复率较低(通常在 GHz 量级)。方法 2) 较容易产生亮孤子, 但产生暗孤子的技术相当复杂。方法 3) 是近年来倍受重视的一种亮、暗孤子产生方

法, 主要特点是能产生超高重复率(约 THz)<sup>[16]</sup>、超窄脉宽(约 200 fs)<sup>[17]</sup>、高输出功率以及脉宽和重复率均可调谐的亮孤子或暗孤子, 但由于涉及到两个分立的激光器或单个激光器中的两个纵模, 激光器或模式之间不相关的相位起伏会导致输出脉冲的不稳定。

本文提出一种由连续波产生亮孤子和暗孤子的简易方法。该方法利用了非线性光纤环境的开关特性, 可分两步同时获得亮、暗孤子。首先, 将连续波(信号波)和另一波长的调制脉冲串共同耦合入环境的一个输入端, 交叉相位调制(XPM)效应使得在环境中沿顺时针和逆时针方向传输的两部分连续波之间产生一定的相位差, 当两者各自绕环一周重回耦合端口时, 相互之间的干涉使得一部分信号波被环境透射, 其余部分被反射。其次, 将透射波和反射波分别耦合入反常色散光纤和正常色散光纤, 由于自相位调制(SPM)和群速度色散(GVD)之间的相互作用, 使得透射波和反射波分别演化为亮孤子和暗孤子。计算表明, 由此产生的亮、暗孤子不仅具有比调制脉冲更窄的宽度和更高的重复率, 而且几乎可将全部的连续波能量转化为孤子能量。应提及的是, 虽然工作于双波长状态的非线性光纤环境已经获得了许多应用, 如超快速光开关<sup>[18]</sup>、全光解复用器<sup>[19]</sup>、光学逻辑门<sup>[20]</sup>、以及波长转换器<sup>[21,22]</sup>等等, 但据我们所知, 利用类似结构的光纤环境由连续波同时产生亮、暗孤子还未见有报道。

\* 广东省自然科学基金(990831)资助课题。

收稿日期: 2000-08-14; 收到修改稿日期: 2000-11-20

## 2 理论模型

图 1 为工作原理图。连续信号波  $u_s$  和另一波长的调制脉冲串  $u_p$  通过光循环器 (OC) 共同耦合入长度为  $L$  的光纤环路。环路耦合器对信号波和调制波的耦合比分别为 50:50 和 100:0 (当两波波长不相同是可以做到的<sup>[18,19,21]</sup>),使得输入信号波被分为相等的两部分,各自沿环路的顺、逆时针方向传输,而调制波只能沿顺时针方向传输。故只有沿顺时针方向传输的信号波与调制波通过交叉相位调制效应发生相互作用。当两部分信号波回到耦合器端口时,交叉相位调制效应使得两者之间产生一定的相位差,干涉结果使得一部分信号波( $u_{s1}$ )被透射,其余部分信号波( $u_{s2}$ )被反射。透射端连接一个滤波器,用以滤除调制波,仅让信号波通过。再将透射信号波耦合入一段反常色散光纤(DSF<sub>1</sub>),与此同时,反射信号波通过光循环器耦合入另一段正常色散光纤(DSF<sub>2</sub>)。两段光纤的唯一区别是,在信号波长处的群速度色散系数符号相反(大小相等),其余各项参数均相同。

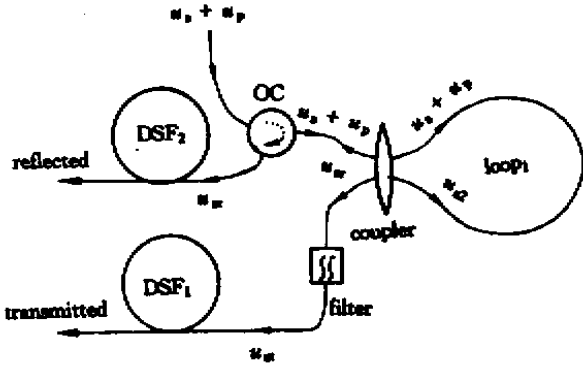


Fig. 1 Setup for the generation of bright and dark soliton trains from CW light. OC: optical circulator; DSF: dispersion-shifted fiber

根据环路的耦合方程有<sup>[23]</sup>:

$$u_{s1} = \sqrt{\alpha} u_s, \quad (1)$$

$$u_{s2} = i\sqrt{1-\alpha} u_s. \quad (2)$$

其中  $u_s$ 、 $u_{s1}$  和  $u_{s2}$  分别代表耦合器各端口的归一化光场振幅(如图 1),  $\alpha$ ( $1-\alpha$ )为功率耦合系数,对于信号波和调制波,  $\alpha$  值分别为 0.5 和 1。

若调制脉冲宽度远小于其绕环一周所需的时间,则可认为  $u_{s2}$  在绕环传输过程中不受调制波的影响,其演化过程可由非线性薛定谔方程描述

$$\frac{\partial u_{s2}}{\partial \xi} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u_{s2}}{\partial \tau^2} = i |u_{s2}|^2 u_{s2}. \quad (3)$$

沿顺时针方向传输的信号波和调制波的归一化振幅  $u_{s1}$  和  $u_p$  由下述耦合方程组描述

$$\frac{\partial u_p}{\partial \xi} + \text{signt}(\beta_{2p}) \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u_p}{\partial \tau^2} = i (|u_p|^2 + 2|u_{s2}|^2) u_p, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u_{s1}}{\partial \xi} - \delta \frac{\partial u_{s1}}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\beta_{2s}}{|\beta_{2p}|} \frac{\partial^2 u_{s1}}{\partial \tau^2} = i r (|u_{s1}|^2 + 2|u_p|^2) u_{s1}. \quad (5)$$

其中  $\beta_{2p}$  和  $\beta_{2s}$  分别为调制波和信号波的群速度色散系数,  $r = \lambda_p/\lambda_s$  为两波波长之比,  $\xi$ 、 $\tau$  分别为归一化传输距离和归一化时间,  $\delta$  为归一化离散参数。  $u_p$ 、 $u_{s1}$ 、 $u_{s2}$ 、 $\xi$ 、 $\tau$  以及  $\delta$  均为归一化无量纲参数,分别由以下各式给出

$$\left. \begin{aligned} u_p &= (\gamma_p T_0^2 / |\beta_{2p}|)^{1/2} A_p, \\ u_{s1} &= (\gamma_p T_0^2 / |\beta_{2p}|)^{1/2} A_{s1}, \\ u_{s2} &= (\gamma_p T_0^2 / |\beta_{2p}|)^{1/2} A_{s2}, \\ \xi &= z |\beta_{2p}| / T_0^2, \\ \tau &= (t - z/v_{gp}) / T_0, \\ \delta &= T_0 (v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1}) \beta_{2p}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

其中  $A_p$ 、 $A_{s1}$  和  $A_{s2}$  分别表示调制脉冲和信号波在归一化之前的实际振幅,  $z$  为调制脉冲在环路中传输的实际距离,  $T_0$  表示初始调制脉冲在  $1/e$  功率处的半宽度,  $\gamma_p$  为光纤非线性参数,  $v_{gp}$  及  $v_{gs}$  分别为调制波和连续波的群速度。(4)式、(5)式右边第一、二项分别表示各波的自相位调制及交叉相位调制效应(5)式左边第二项表示由于调制波和信号波的群速度不等而引起的相互离散。由于在以下计算中环路长度均远小于光纤的 3 dB 损耗长度,故方程(3)式、(4)式、(5)式中忽略了光纤损耗对光波传输的影响。

不失一般性,设调制脉冲为高斯脉冲。初始调制脉冲和沿顺时针方向传输的信号波初始值表示为

$$u_p(0, \tau) = A_1 \exp(-\tau^2/2), \quad (8)$$

$$u_{s1}(0, \tau) = A_2. \quad (9)$$

其中参数  $A_1$  和  $A_2$  分别决定初始调制脉冲的归一化峰值振幅和沿顺时针方向传输信号波的初始归一化振幅。如上所述,在环路中沿顺、逆时针方向传输的两部分信号波具有相同的功率,则根据耦合方程(1)(2),沿逆时针方向传输的信号波的初始值可表示为

$$u_{s2}(0, \tau) = i A_2. \quad (10)$$

方程(3)、方程(4)和方程(5)可通过分步傅里

叶变换方法进行数值求解。当两部分信号波各自绕环一周重回耦合器时,可利用耦合器的逆向耦合方程<sup>[23]</sup>求出透射波和反射波,即

$$u_{st} = \sqrt{\alpha} u'_{s1} + i\sqrt{1-\alpha} u'_{s2}, \quad (11)$$

$$u_{sr} = i\sqrt{1-\alpha} u'_{s1} + \sqrt{\alpha} u'_{s2}, \quad (12)$$

其中  $u'_{s1}$  和  $u'_{s2}$  分别表示  $u_{s1}$  和  $u_{s2}$  各自绕环一周后返回耦合器时的归一化振幅。最后,透射波和反射波分别在反常色散光纤和正常色散光纤中的演化由非线性薛定谔方程描述。

### 3 计算结果及分析

#### 3.1 亮、暗孤子产生

先考虑一种比较简单的情况。设调制脉冲波长  $\lambda_p$  位于光纤环镜的正常色散区,信号波长  $\lambda_s$  位于环镜反常色散区,它们与环镜零色散波长  $\lambda_0$  的关系可表示为

$$\lambda_s - \lambda_0 = \lambda_0 - \lambda_p. \quad (13)$$

若群速度色散系数  $\beta_2$  在  $\lambda_0$  附近随波长线性变化,则有  $\beta_{2p} \approx -\beta_{2s}$ ,即可认为调制波与信号波的群速度相等,从而可忽略方程(5)中的离散项。例如,可选择  $\lambda_p = 1.45 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_s = 1.55 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_0 = 1.50 \mu\text{m}$ 。色散位移光纤在上述波长处的典型参数值为:  $\gamma_p \approx \gamma_s = 3 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ ,  $\beta_{2p} \approx -\beta_{2s} = 5 \text{ ps}^2/\text{km}$ 。在(8)式、(9)式和(10)式中设  $A_1 = 10$ ,  $A_2 = \sqrt{2}$ 。若初始调制脉冲宽度  $T_{\text{FWHM}}$ (半功率点之间的全宽度)为

$5 \text{ ps}$  ( $T_0 \approx 3 \text{ ps}$ ) 则由(6)式可估算出初始调制脉冲峰值功率约为  $18.5 \text{ W}$ ,沿顺、逆时针方向在环镜中传输的两部分信号波的平均功率均为  $0.37 \text{ W}$ 。

图2分别示出在上述初始条件下,由环镜透射(实线)和反射(虚线)的信号波形状、相位以及频率啁啾情况。在所有情况中,环镜长度均为  $26.8 \text{ m}$ 。图2(a)表明,与调制脉冲重叠的那部分沿顺时针方向传输的信号波,在耦合器输出端口与沿逆时针方向传输的信号波发生干涉之后,使得部分信号波被环镜透射,其余部分被反射,从而在环镜的透射端和反射端分别输出一个亮、暗信号脉冲,它们宽度相等,形状与调制脉冲相同(注:本文所述的透射脉冲和反射脉冲均指信号脉冲,调制脉冲在绕环一周后已完成其使命,可用图1中的滤波器滤除)。图2(b)中的实线和虚线分别示出透射亮脉冲和反射暗脉冲的相位,它们均具有高斯形状,显然是由于调制脉冲的交叉相位调制效应引起的。由于沿顺、逆时针方向传输的两部分信号波受群速度色散效应影响程度不同(原因是有一方受交叉相位调制效应的影响)从而决定了亮脉冲和暗脉冲的相位存在微小差异。图2(c)示出透射及反射脉冲的频率啁啾情况,可见在脉冲峰值附近的啁啾近似为零并且随时间线性变化。啁啾较小的一个主要原因是这里使用的环镜长度较短,远短于光纤的色散长度  $L_D = T_0^2/\beta_{2p} \approx 1.8 \text{ km}$ ,这对于透射及反射脉冲随后分别在反常色散光纤和正常色散光纤中演化为亮孤子和暗孤子是至关重要的。

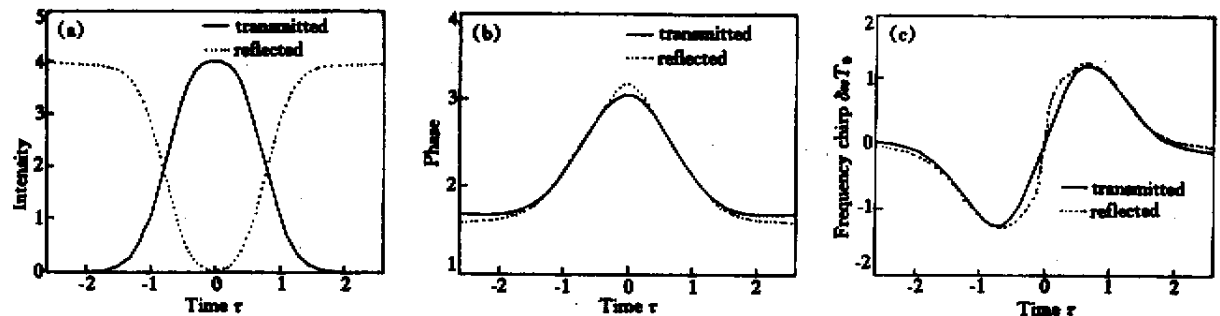


Fig. 2 Temporal variation of (a) the shapes, (b) the phases, and (c) the frequency chirps of the transmitted (solid curves) and reflected (dashed curves) signals. The initial pump width  $T_{\text{FWHM}}$  is  $5 \text{ ps}$  with peak power of  $18.5 \text{ W}$  ( $A_1 = 10$ ), the initial signal power is  $2 \times 0.37 \text{ W}$  ( $A_2 = \sqrt{2}$ ), and the loop length is  $26.8 \text{ m}$

图3(a)所示为上述透射亮脉冲在反常色散光纤中的演化情况。这里以  $L_D$  作为传输距离的基本单位。图3(a)表明,由于透射脉冲具有一定程度的正啁啾[如图3(c)所示],因而在反常色散光纤中会经历一初始变窄过程,然后又逐渐展宽。自相位调制与负群速度色散之间的相互作用使得亮脉冲在上

述脉宽重复变化的过程中啁啾愈来愈小,形状愈来愈稳定,最终演化为基本孤子,这与文献[2]中第五章第四节描述的线性啁啾脉冲演化为基本孤子的情形很相似。

图3(b)所示为图2(a)中的反射暗脉冲在正常色散光纤中的演化情况,这里暗脉冲经历正常群速

度色散。为此,须采用零色散波长为  $1.60 \mu\text{m}$  的色散位移光纤。在这种情况下,  $\beta_{2s} = 5 \text{ ps}^2/\text{km}$  (反常色散光纤与其大小相等,符号相反)。图 3(b)表明,当暗脉冲进入正常色散光纤后,很快便分裂为两个振幅相等、宽度相同的暗脉冲,与此同时,在脉冲两边出现较强的振荡现象。随着传输距离的进一步增加,两个暗脉冲逐渐分离,其形状和脉宽也愈来愈稳定,两旁的振荡逐渐远离和减弱。显然,最初的暗脉冲已演化为两个完全相同的暗孤子。由于它们是由单个调制脉冲产生的,因此,当暗孤子演化稳定后,若在输出端采取再定时技术将孤子间隔均匀化,便可得到两倍于调制脉冲重复率的暗孤子。在  $\xi = 16$  处,暗孤子宽度比初始调制脉冲稍窄,对比度  $\eta$  约 0.75,  $\eta = (P_{\text{CW}} - P_d) / P_{\text{CW}}$ , 其中  $P_{\text{CW}}$  为背景功率,

$P_d$  为暗孤子谷值功率)。有时也称对比度小于 1 的暗孤子为灰孤子<sup>[21]</sup>。

图 3(b)所示的演化结果是由于初始暗脉冲所具有的偶对称性[即图 2(b)示出的相位对称性]所决定的。已有数值计算表明<sup>[24]</sup>,具有偶对称的暗脉冲在正常色散光纤中总是演化为两个完全相同的、对比度小于 1 的暗孤子,这一结论已被随后的实验证实<sup>[25]</sup>。必须说明的是,暗脉冲的演化使得靠近其两旁的背景强度较远处高[如图 3(b)中的振荡],群速度色散又使得背景在传输过程中不断展宽,从而带动两个暗孤子的逐渐分离,这显然不利于获得稳定输出的孤子序列。实际应用中,可采用孤子开关技术<sup>[26]</sup>或强度鉴别技术<sup>[27]</sup>消除背景中的不均匀部分,从而达到稳定孤子输出的目的。

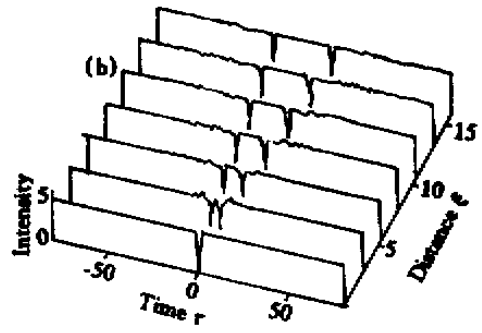
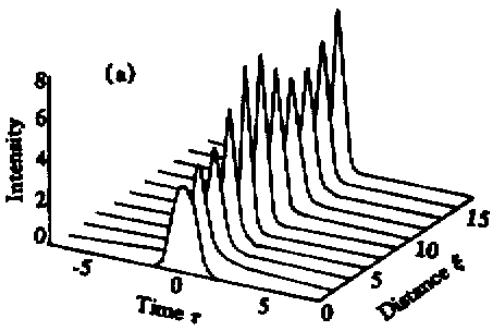


Fig. 3 (a) Evolution of the transmitted signal of Fig. 2(a) in an anomalously dispersive fiber with parameters identical to those of the loop. (b) Evolution of the reflected signal of Fig. 2(a) in a normally dispersive fiber

### 3.2 亮、暗孤子的产生与初始条件的关系

图 4 所示为改变调制脉冲初始峰值功率时,由环境透射(实线)和反射(虚线)的信号波形。三种情况下,其初始条件(包括信号波初始平均功率、调制脉冲宽度以及环境长度)均与图 2(a)中相同。

图 4(a)表明,在调制脉冲初始峰值功率较低的情况下,由于调制脉冲作用于信号波的交叉相位调

制效应较弱,使得在环境中沿顺、逆时针方向传输的两部分信号波在到达耦合器输出端口时的相位差较小(在  $\tau = 0$  处的相位差小于  $\pi$ ),干涉结果导致信号波的不完全透射。

相反,在调制脉冲初始峰值功率较高的情况下[图 4(b)及图 4(c)],两部分信号波的相位差较大,导致透射及反射波出现多峰结构。

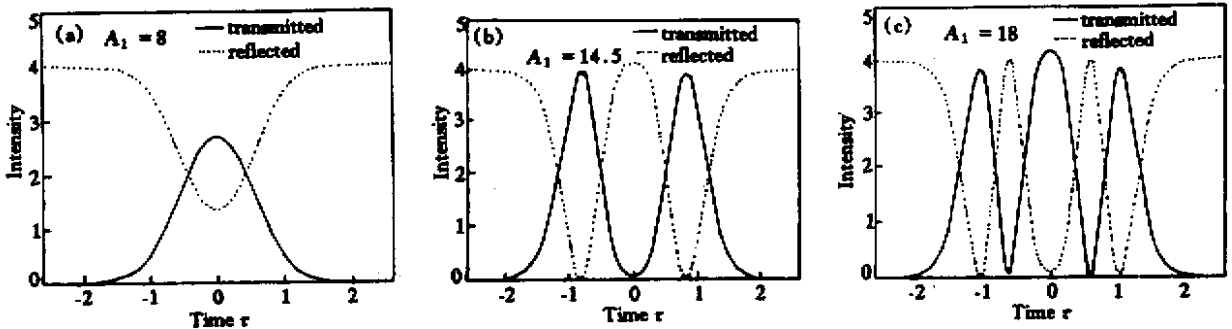


Fig. 4 Transmitted (solid curves) and reflected (dashed curves) signals under conditions identical to those of Fig. 2(a) except that the pump peak power is varied with (a) 11.9 W ( $A_1 = 8$ ), (b) 38.9 W ( $A_1 = 14.5$ ), and (c) 60 W ( $A_1 = 18$ )

图 5 所示分别为图 4 中的透射波在反常色散光纤中的演化情况。在透射脉冲较弱的情况下[图 5

(a)],由于自相位调制效应较弱,使得透射波演化出的基本孤子脉宽较大、峰值功率较小。在图 5(b)

中,具有对称双峰结构的信号波最终演化为两个脉宽和振幅完全相同的基本孤子。若在输出端采取再定时技术,同样可得到两倍于调制脉冲重复率的亮孤子。与图 5(a)相比,虽然对应于图 5(b)的入射信号脉冲峰值功率较高,但演化后的孤子反而更宽,强度更低,主要原因是:由于两个入射峰均不处于  $\tau = 0$  的中心位置,即在时间上与调制脉冲峰值位置不重叠,因而入射峰的啁啾较严重,且不呈线性变化,正是这种较严重的不对称频率啁啾导致了演化后的孤子峰值功率较低。与图 3(b)中的情形相似,图 5(b)又一次表明背景的扩散导致两个孤子的逐渐分离,对此,同样可采用孤子开关或强度鉴别技术,以达到稳定孤子输出的目的。在图 5(c)的三峰演化过程中,两旁的入射峰由于离原点( $\tau = 0$ )更远,其啁啾更为严重和复杂,以至于形成不了孤子而逐渐消失。只有位于中间的入射峰最终演化为基本孤子,但由于这部分入射峰所包含的能量比图 3(a)中要小,因而演化后的孤子强度也较图 3(a)低。综观图 5 及图 3(a)可见,对于给定的环境长度和输入信

号功率,调制脉冲峰值功率存在一最佳值,由此产生的亮孤子峰值功率最高、脉宽最小。

图 6 所示分别为图 4 中的反射波在正常色散光纤中的演化情况。

在调制脉冲峰值功率较低的情况下[图 6(a)],产生的暗孤子较宽,对比度较小。图 6(b)中,由于两个入射暗脉冲均不具有偶对称性,故只能各自演化为一个暗孤子[即不会出现图 3(b)中一分为二的情形]。图 6(c)中,入射波包含三个暗脉冲,只有中间的暗脉冲具有偶对称性,因而演化为两个对比度较大的暗孤子。而入射波两旁的暗脉冲只能各自演化为一个暗孤子,且对比度较小,这是因为初始入射脉冲远离原点位置从而使初始啁啾较大所致。图 6(b)及图 6(c)还表明,非偶对称的暗脉冲在演化过程中会引起背景的强烈振荡。因此,综观图 6 及图 3(b)可见,对于暗孤子的产生,在给定的环境长度和输入信号功率的情况下,调制脉冲峰值功率也存在一最佳值,由此产生的暗孤子脉宽最小、对比度较大、背景振荡最弱。

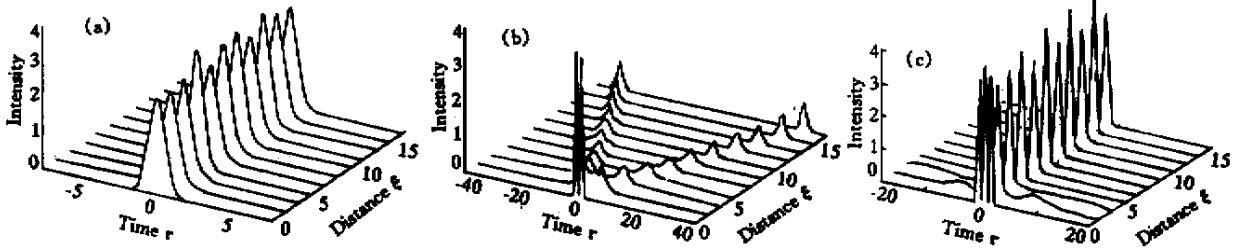


Fig. 5 Evolution of the transmitted signals corresponding to the solid curves of Fig. 4(a)~ Fig. 4(c) in an anomalously dispersive fiber

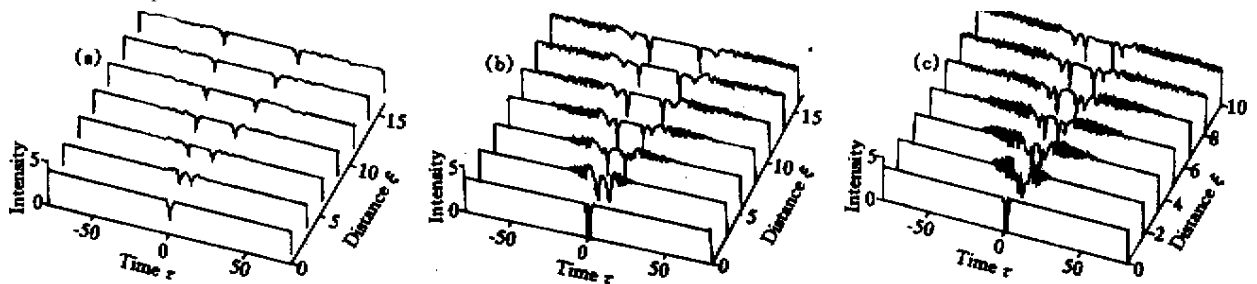


Fig. 6 Evolution of the reflected signals corresponding to the dashed curves of Fig. 4(a)~ Fig. 4(c) in a normally dispersive fiber

图 7(a)所示为在初始信号强度较弱的情况下,由环境透射(实线)和反射(虚线)的信号波形。这里的环境长度及初始调制脉冲均与图 2 中的相同,仅仅是初始信号功率由图 2 中的  $0.37 \text{ W}$  减小到  $0.21 \text{ W}$  [相当于(9)式、(10)式中的参数  $A_2$  由  $\sqrt{2}$  减小为  $0.75 \times \sqrt{2}$ ]。图 7(a)表明,降低输入信号功率并不影响环境透过率。这是由于初始调制脉冲未变,

因而由交叉相位调制效应引起的环境中两部分信号波的相位差也未变。但是,当透射及反射信号分别进入反常色散光纤和正常色散光纤后,由于入射信号强度较弱,因而自相位调制效应也较弱,由此演化的亮、暗孤子脉宽较大,强度(或对比度)较小,如图 7(b)及图 7(c)所示。进一步的研究表明,输入信号功率愈高,产生的孤子宽度愈小,强度(或对比度)愈大。

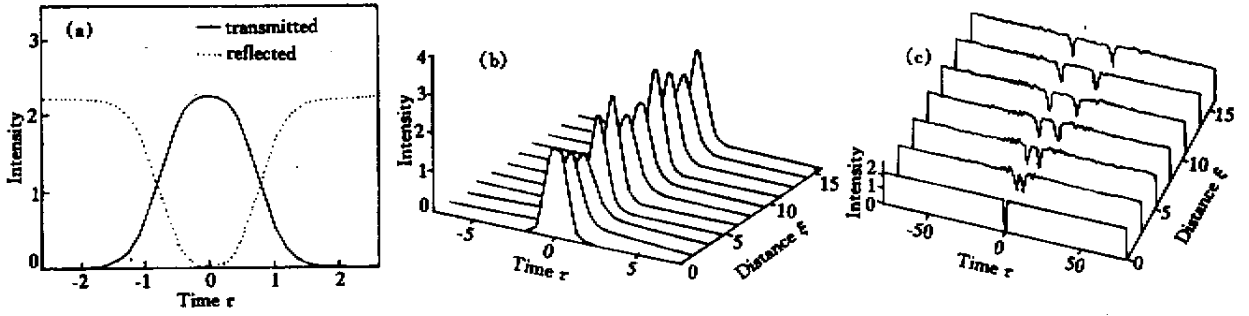


Fig. 7 (a) Transmitted (solid curve) and reflected (dashed curve) signals under conditions identical to those of Fig. 3(a) except that the incident CW power is decreased to  $2 \times 0.21 \text{ W}$  ( $A_2 = 0.75 \times \sqrt{2}$ ). (b) Evolution of the transmitted signal in an anomalously dispersive fiber. (c) Evolution of the reflected signal in a normally dispersive fiber

### 3.3 离散效应对亮、暗孤子产生的影响

在上述计算中均认为环境的零色散波长位于调制波长和信号波长之间的中点位置,因而可忽略调制脉冲和沿顺时针方向传输的信号波在绕环传输过程中的相互离散。对于给定的光纤环境,通过适当调谐信号波及调制波波长,上述条件不难满足。但实际工作中总希望不受这一条件的严格限制(即应允许有一定的偏差),这时就需要考虑离散效应对孤子产生的影响。

图 8(a)所示为当离散参数  $\delta = 100$  时,由环境透射(实线)和反射(虚线)的信号波形。这里除了(13)式给出的条件不满足外,其余条件如调制脉冲初始宽度、峰值功率、环境长度以及初始信号功率均与图 2(a)中相同。由(7)式知, $\delta = 100$  对应于

$1/v_{gp} - 1/v_{gs} = 166.7 \text{ ps/km}$ 。再根据关系式  $d(1/v_g)/d\lambda = -2\pi c\beta_2/\lambda^2$  (详见参考文献 [2] 的第 1 章第 2.3 节),  $\delta = 100$  相当于  $\lambda_0$  偏离  $\lambda_p$  和  $\lambda_s$  的中点位置 40 nm。图 8(a)表明,与我们以前研究过的利用光纤中交叉相位调制效应由连续波产生超短脉冲的方法相比<sup>[28~30]</sup>,尽管这里离散参数  $\delta$  取值很大,离散效应对环境透射和反射的影响却相对较小,原因是这里环境长度很短(只有 26.8 m),远小于离散长度  $L_W = T_0 \mathcal{K}(|1/v_{gp} - 1/v_{gs}|) \approx 180 \text{ m}$ 。图 8(b)及图 8(c)分别为透射及反射波在反常色散光纤和正常色散光纤中的演化过程,表明亮、暗孤子的产生受离散效应的影响较小。与图 3 中不存在离散的情况相比,离散效应仅仅是导致孤子宽度有所增大、强度(或对比度)稍微降低。

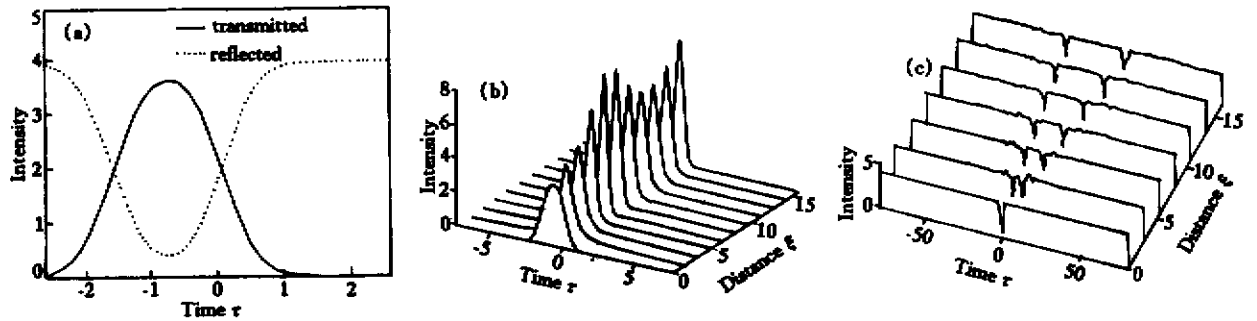


Fig. 8 Bright and dark soliton generation when there is group-velocity mismatch between the pump and the signal. The initial conditions are identical to those of Fig. 3 except with  $\delta = 100$ . (a) Transmitted (solid curve) and reflected (dashed curve) signals. (b) Evolution of the transmitted signal in an anomalously dispersive fiber. (c) Evolution of the reflected signal in a normally dispersive fiber

应该说明的是,以上所有计算均是针对同一个环境长度(26.8 m)进行的,即在给定初始调制脉冲和初始信号波的情况下[如图 2(a)],引起信号波最佳透射的最短环境长度。这里最佳透射是指图 2(a)中  $\tau = 0$  位置的完全透射,表明处于该点沿顺、逆时针方向传输的两部分信号波在耦合器输出端发生干涉之前的相位差正好为  $\pi$  (而保证  $\tau = 0$  位

置完全透射的必要条件是上述相位差为  $\pi$  的奇数倍)。显然,在保证上述  $\pi$  相位差的前提下,可通过提高调制脉冲功率来减小环境长度,从而进一步减小离散效应对孤子产生的影响,因为相位差是由于交叉相位调制效应引起的,调制脉冲峰值功率愈高,交叉相位调制效应愈强,引起  $\pi$  值相位差所需的环境长度便愈短。相反,有些情况下调制脉冲峰值功

率不够高或较弱,这时可通过增大环境长度的办法来保证信号波的最佳透射。但若存在调制波与信号波之间的相互离散,增大环境长度显然对孤子产生不利。

结论 本文提出了一种利用非线性光纤环境的开关特性将连续波转化为超短亮、暗孤子的新方法。与已有的直接在光纤中由连续波产生光孤子的技术方法相比,本方法具有以下特点:1)可将连续波同时转化为亮孤子和暗孤子,而且所要求的技术条件相对简单(尤其是对于暗孤子的产生);2)可产生脉宽比调制脉冲窄、重复频率比调制脉冲高的亮孤子和暗孤子,能将几乎全部的连续波能量转化为孤子能量;3)由于构成环境的光纤长度较短,而且可通过提高调制脉冲峰值功率的办法进一步缩短环境长度,因而该方法受离散效应的影响很小,这对于光源波长及光纤零色散波长的灵活选取是非常有利的。

本文的理论及数值模型部分是第一作者在香港中文大学电子工程系进行博士后研究期间完成的。感谢该系刘海峰教授(访问教授)以及李嘉旋和赵东晖两位博士关于非线性光纤环境开关特性的有益讨论。

### 参 考 文 献

- [1] Agrawal G P. *Fiber-Optic Communication Systems*. 2nd ed., New York: John Wiley & Sons, Inc., 1997. 467 ~ 533
- [2] Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics*. 2nd ed., San Diego, Boston, New York: Academic Press, 1995. 133 ~ 200
- [3] Zhao W, Bourkoff E. Propagation properties of dark solitons. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(13):703 ~ 705
- [4] Zhao W, Bourkoff E. Generation, propagation, and amplification of dark solitons. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9**(7):1134 ~ 1144
- [5] Zhao W, Bourkoff E. Interactions between dark solitons. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(23):1371 ~ 1373
- [6] Nakazawa M, Suzuki K. Generation of a pseudorandom dark soliton data train and its coherent detection by one-bit-shifting with a Mach-Zehnder interferometer. *Electron. Lett.*, 1995, **31**(13):1084 ~ 1085
- [7] Okhotnikov O G, Araujo F M. Pulse generation through optical switching in phase driven loop mirror. *Electron. Lett.*, 1995, **31**(25):2197 ~ 2198
- [8] Tai K, Tomita A, Jewell J L *et al.*. Generation of subpicosecond solitonlike optical pulses at 0.3 THz repetition rate by induced modulational instability. *Appl. Phys. Lett.*, 1986, **49**(5):236 ~ 238
- [9] Mamyshev P V, Chernikov S V, Dianov E M *et al.*. Generation of a high-repetition-rate train of practically noninteracting solitons by using the induced modulational instability and Raman self scattering effects. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(23):1365 ~ 1367
- [10] Millot G, Seve E, Wabnitz S *et al.*. Dark-soliton-like pulse-train generation from induced modulational polarization instability in a birefringent fiber. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(7):511 ~ 513
- [11] Seve E, Millot G, Wabnitz S *et al.*. Generation of vector dark-soliton trains by induced modulational instability in a highly birefringent fiber. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1999, **16**(10):1642 ~ 1650
- [12] Mamyshev P V, Chernikov S V, Dianov E M. Generation of fundamental soliton trains for high-bit-rate optical fiber communication lines. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1991, **QE-27**(10):2347 ~ 2355
- [13] Richardson D J, Chamberlin R P, Dong L *et al.*. Experimental demonstration of 100 GHz dark soliton generation and propagation using a dispersion decreasing fiber. *Electron. Lett.*, 1994, **30**(16):1326 ~ 1327
- [14] Chernikov S V, Taylor J R, Kashyap R. Comblike dispersion-profiled fiber for soliton pulse train generation. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(8):539 ~ 541
- [15] Atieh A K, Myslinski P, Chrostowski J *et al.*. Generation of multigigahertz bright and dark soliton pulse trains. *Opt. Commun.*, 1997, **133**(1 ~ 6):541 ~ 548
- [16] Chernikov S V, Taylor J R, Kashyap R. Experimental demonstration of step-like dispersion profiling in optical fibre for soliton pulse generation and compression. *Electron. Lett.*, 1994, **30**(5):433 ~ 434
- [17] Chernikov S V, Dianov E M, Richardson D J *et al.*. 144 Gbit/s soliton train generation through Raman self-scattering of a dual frequency beat signal in dispersion optical fiber. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **63**(2):293 ~ 295
- [18] Nelson B P, Blow K J, Constantine P D *et al.*. All-optical Gbit/s switching using nonlinear optical loop mirror. *Electron. Lett.*, 1991, **27**(9):704 ~ 705
- [19] Blow K J, Doran N J, Nelson B P. Demonstration of the nonlinear fiber loop mirror as an ultrafast all-optical demultiplexer. *Electron. Lett.*, 1990, **26**(14):962 ~ 964
- [20] Jinno M, Matsumoto T. Ultrafast all-optical logic operations in a nonlinear Sagnac interferometer with two control beams. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(4):220 ~ 222
- [21] Blow K J, Doran N J, Nayar B K *et al.*. Two-wavelength operation of the nonlinear fiber loop mirror. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(4):248 ~ 250
- [22] Lee H K, Kim K H, Jeon M Y *et al.*. All-optical wavelength conversion using cavity dumped fiber laser with nonlinear optical loop mirror. *Electron. Lett.*, 1997, **33**(9):791 ~ 792
- [23] Doran N J, Wood D. Nonlinear-optical loop mirror. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(1):56 ~ 58
- [24] Blow K J, Doran N J. Multiple dark soliton solutions of the nonlinear Schrödinger equation. *Phys. Lett. (A)*, 1985, **107**(2):55 ~ 58
- [25] Krokul D, Halas N J, Giuliani G *et al.*. Dark-pulse

propagation in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **60**(1):29~32

- [26] Islam M N, Sunderman E R, Stolen R H *et al.*. Soliton switching in a fiber nonlinear loop mirror. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(15):811~813
- [27] Stolen R H, Botineau J, Ashkin A. Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers. *Opt. Lett.*, 1982, **7**(11):512~514
- [28] 曹文华 刘颂豪. 光纤中基于拉曼放大与脉冲压缩的

- 超短光孤子产生. *光学学报*, 1999, **19**(3):374~381
- [29] 曹文华 张有为 郭旗等. 脉冲离散效应对光纤中基于交叉相位调制的脉冲压缩的影响. *光学学报*, 1996, **16**(12):1737~1744
- [30] Cao Wenhua, Chan Kamtai. Cross-phase modulation induced ultrashort pulse train generation from CW light in the normal-dispersion regime of optical fibers. *Opt. Commun.*, 1999, **163**(1~3):285~291

## Generation of Bright and Dark Soliton Trains from Continuous-Wave Light Using the Switching Characteristics of a Nonlinear-Optical Loop Mirror

Cao Wenhua<sup>1)</sup> Liu Songhao<sup>2)</sup> Guo Qi<sup>2)</sup>

(1), Department of Electronic & Information Engineering, Wuyi University, Jiangmen 529020)

(2), Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou 510631

(Received 14 August 2000; revised 20 November 2000)

**Abstract:** A novel technique for the simultaneous generation of bright and dark soliton trains from continuous-wave (CW) light is proposed and demonstrated numerically. It is based on the optical switching characteristics of a nonlinear-optical loop mirror (NOLM) through which the CW signal is switched by a pump pulse train at another wavelength by the creation of cross-phase modulation induced phase bias between the counter-propagating CW components. The transmitted and reflected signals exiting from the NOLM can then evolve, respectively, into bright and dark soliton trains in fibers with the appropriate group-velocity dispersion at the signal wavelength. Numerical simulations indicate that the generated solitons can be narrower than the pump pulse and that the repetition rate of the soliton trains can be higher than that of the pump pulses. Moreover, this technique permits the conversion of nearly all of the CW energy into the soliton train energy without generating pulse pedestals.

**Key words:** nonlinear-optical loop mirror; cross-phase modulation; continuous wave; bright soliton; dark soliton