

# 光纤中基于拉曼放大与脉冲压缩的 超短光孤子产生\*

曹文华\* \*

(五邑大学电子工程系, 江门 529020)

刘颂豪

(华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

**摘 要** 提出一种在单模光纤负群速色散区由弱脉冲产生高强度超短光孤子的新方法. 即让波长位于光纤负色散区的弱脉冲和波长位于光纤正常色散区的强泵浦脉冲在光纤中共同传输, 在光纤的零色散波长位于弱脉冲波长和泵浦脉冲波长中间附近的情况下, 拉曼放大与脉冲压缩的共同作用能使弱脉冲演化成若干个比其初始宽度窄得多的高强度基本孤子. 计算机模拟表明, 泵浦脉冲愈强, 由弱脉冲产生的基本孤子数目愈多、宽度愈窄、峰值功率愈高、而且所需的光纤愈短. 进一步研究表明, 即使在泵浦脉冲和弱脉冲具有不同的初始宽度、或两者的群速度存在一定差异的情况下, 上述产生超短光孤子的方法仍然有效.

**关键词** 拉曼放大, 脉冲压缩, 基本孤子.

## 1 引 言

高重复率超短光脉冲的产生, 尤其是超短光孤子的产生是实现高码率、长距离全光通信系统的技术关键. 利用光纤中的非线性效应获取超短光脉冲, 至今仍是非线性纤维光学的主要研究课题<sup>[1]</sup>. 在众多基于光纤的超短光脉冲产生方法中, 脉冲压缩方法以其技术上简单和容易获得高压缩比而受到人们的普遍重视<sup>[2-9]</sup>. 根据脉冲在光纤中传输时发生的非线性效应, 可将光纤脉冲压缩方法分为两大类: 一类是基于被压缩脉冲本身的自相位调制(SPM)效应<sup>[2-5]</sup>. 这类压缩方法较容易获得变换限制脉冲<sup>[2, 3]</sup>或孤子脉冲<sup>[4, 5]</sup>, 但其前提条件是被压缩脉冲的初始强度必须足够高, 对于孤子效应压缩, 要求初始脉冲的峰值功率达到高阶孤子的峰值功率<sup>[3, 4]</sup>或至少达到基本孤子的峰值功率<sup>[5]</sup>. 另一类是基于与被压缩脉冲共同传输的另一强脉冲的交叉相位调制(XPM)效应<sup>[6-9]</sup>. 这类方法尽管可以压缩弱脉冲, 但压缩后的脉冲总是带有严重的频率啁啾, 而且常常是很难消除的非线性频率啁啾, 因此, 由这类方法不能产生适合于高码率、长距离光纤通信系统所需的基本孤子.

\* 广东省自然(青年)科学基金资助项目(950694).

\* \* 现为香港中文大学电子工程学系博士后研究员.

收稿日期: 1997-05-20; 收到修改稿日期: 1998-03-27

本文提出一种在单模光纤负色散区利用拉曼放大与脉冲压缩的共同作用由弱脉冲产生超短光孤子的新方法. 即让波长位于光纤负色散区的弱脉冲和波长位于光纤正常色散区的强泵浦脉冲在色散位移光纤中同时传输, 在适当选择光纤零色散点的条件下, 弱脉冲最终能演化成若干个比其初始宽度窄得多的高强度基本孤子. 通过计算机模拟, 对不同初始条件下的基本孤子产生过程进行了大量计算, 并对产生基本孤子的物理机制及由此产生的基本孤子在光纤孤子通信系统中的应用进行了详细分析.

## 2 理论模型

在同时计及群速色散、自相位调制、交叉相位调制、以及拉曼放大时, 两个偏振方向相同、中心波长不同的脉冲在光纤中传输, 它们的慢变包络振幅由下述方程组描述<sup>[1, 11]</sup>,

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{v_{gp}} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} = i\gamma_p(|A_p|^2 + 2|A_s|^2)A_p - \frac{g_p}{2}|A_s|^2 A_p, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{v_{gs}} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2s} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} = i\gamma_s(|A_s|^2 + 2|A_p|^2)A_s + \frac{g_s}{2}|A_p|^2 A_s, \quad (2)$$

式中  $A_j(z, t)$  表示脉冲复振幅, 下标  $j$  分别代表泵浦脉冲和信号脉冲,  $v_{gj}$  表示脉冲的群速度,  $\beta_{2j}$  为群速色散系数,  $\gamma_j$  为非线性参数,  $g_j$  为拉曼增益参数. 非线性参数  $\gamma_j$  与非线性折射率系数  $n_2$  的关系为  $\gamma_j = 2\pi n_2 / (\lambda_j A_{\text{eff}})$ , 其中  $A_{\text{eff}}$  为光纤有效芯径面积,  $\lambda_j$  为脉冲中心波长. 拉曼增益参数  $g_j$  与实验测得的拉曼增益系数  $g_{Rj}$  的关系为  $g_j = g_{Rj} / A_{\text{eff}}$ . (1) 式、(2) 式左边的第三项代表各脉冲在传输过程中的群速色散效应, 右边的第一、二项分别代表各脉冲的自相位调制效应和交叉相位调制效应, 右边的第三项分别代表泵浦减损和拉曼放大. 若作以下变换:

$$\tau = \frac{t - z/v_{gp}}{T_0}, \quad \xi = \frac{z\beta_{2p}}{T_0^2}, \quad u_p = \left(\frac{\gamma_p T_0^2}{\beta_{2p}}\right)^{1/2} A_p, \quad u_s = \left[\frac{\gamma_p T_0^2}{\beta_{2p}}\right]^{1/2} A_s, \quad (3)$$

$$\text{还利用了关系}^{[11]} \quad \gamma_s = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \gamma_p, \quad g_s = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} g_p, \quad G = \frac{g_p}{\gamma_p} = \frac{\lambda_p g_{Rp}}{2\pi n_2}. \quad (4)$$

则(1)式、(2)式可表示成下述便于数值求解的无量纲形式:

$$\frac{\partial u_p}{\partial \xi} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u_p}{\partial \tau^2} = i(|u_p|^2 + 2|u_s|^2)u_p - \frac{G}{2}|u_s|^2 u_p, \quad (5)$$

$$\frac{\partial u_s}{\partial \xi} - \delta \frac{\partial u_s}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\beta_{2s}}{\beta_{2p}} \frac{\partial^2 u_s}{\partial \tau^2} = ir(|u_s|^2 + 2|u_p|^2)u_s + \frac{rG}{2}|u_p|^2 u_s, \quad (6)$$

其中  $T_0$  选取为泵浦脉冲在  $1/e$  强度处的初始半宽度,  $r = \lambda_p/\lambda_s$  表示泵浦脉冲和信号脉冲的中心波长之比. (6) 式左边第二项表示当两脉冲具有不同的群速度时在传输过程中的相互离散. 由(3)式知, 这里选取的坐标系以泵浦脉冲的群速度  $v_{gp}$  沿传输方向运动, 因而(6)式中的离散项表示信号脉冲相对于泵浦脉冲的离散, 其中归一化离散参数  $\delta$  的表示式为

$$\delta = T_0(v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1})/\beta_{2p}, \quad (7)$$

(5) 式和(6)式就是用于描述和计算两个脉冲在光纤中共同传输的理论模型. 对于给定的初始条件  $u_p(0, \tau)$  和  $u_s(0, \tau)$ , 可用分步傅里叶变换方法<sup>[11]</sup>对其进行数值求解.

不失一般性, 设初始泵浦脉冲和初始信号脉冲均具有高斯形状, 并将它们分别表示为

$$u_p(0, \tau) = A_1 \exp(-\tau^2/2t_1^2), \quad u_s(0, \tau) = A_2 \exp(-\tau^2/2t_2^2), \quad (8)$$

式中  $A_1$ 、 $A_2$  分别为泵浦脉冲和信号脉冲的初始峰值振幅,  $t_1$ 、 $t_2$  分别决定泵浦脉冲和信号脉冲的初始宽度, 它们均为无量纲参数. 计算机模拟中可通过改变上述参数值并求解(5)式和(6)式, 从而计算不同初始条件下的泵浦脉冲和信号脉冲的演化过程.

### 3 计算结果及分析

#### 3.1 超短光孤子产生

在求解超短光孤子的产生之前,有必要先考察一下比较简单的情况.作为例子<sup>[9]</sup>,信号脉冲(弱脉冲)波长 $\lambda_s$ 取值 $1.55\ \mu\text{m}$ ,泵浦脉冲波长 $\lambda_p$ 取值 $1.45\ \mu\text{m}$ ,则 $r = \lambda_p/\lambda_s = 0.94$ .若采用零色散波长 $\lambda_D$ 为 $1.5\ \mu\text{m}$ 的色散位移光纤<sup>[9, 13, 14]</sup>,则有 $\beta_{2s} \approx -|\beta_{2p}|$ ,因而可认为信号脉冲和泵浦脉冲在光纤中是同步传输,即(6)式中的 $\delta = 0$ .在(8)式中取 $A_1 = 10$ , $A_2 = 0.5$ ,且令 $t_1 = t_2 = 1$ (表示泵浦脉冲和信号脉冲的初始宽度相同).若取泵浦脉冲和信号脉冲的实际初始宽度均为 $T_{\text{FWHM}} = 7\ \text{ps}$ ,则由关系式 $T_{\text{FWHM}} = 1.665T_0$ ,有 $T_0 \approx 4\ \text{ps}$ .采用典型光纤参数值 $\gamma_p = 3\ \text{km}^{-1}\text{W}^{-1}$ , $\beta_{2p} = 5\ \text{ps}^2/\text{km}$ , $n_2 = 3.2 \times 10^{-20}\ \text{m}^2/\text{W}$ ,以及 $\lambda_p g_{\text{RP}} = 1 \times 10^{-19}\ \text{m}^2/\text{W}$ ,则由(4)式可算出 $G \approx 0.5$ ,由(3)式和(8)式可算出对应于 $A_1 = 10$ 的泵浦脉冲的初始峰值功率为 $10.4\ \text{W}$ ,以及对应于 $A_2 = 0.5$ 的信号脉冲初始峰值功率为 $26\ \text{mW}$ .

图1(a)、图1(b)分别示出对应于上述参数的信号脉冲和泵浦脉冲在光纤中共同传输时的演化情况.这里的传输距离以 $z_0 = \pi T_0^2/(2\beta_{2p})$ 为单位,对于 $T_0 = 4\ \text{ps}$ ,有 $z_0 \approx 5\ \text{km}$ .图1(a)表明,随着传输距离的增加,由于交叉相位调制和拉曼放大的共同作用,信号脉冲在被放大的同时还逐渐得到压缩,并在 $0.075z_0$ 处演化到最窄,此时实际光纤长度约 $375\ \text{m}$ ,压缩后的信号脉冲宽度约为其初始宽度的 $1/4.3$ ,峰值强度为初始峰值强度的 $132$ 倍.在这之后,尽管信号脉冲由于拉曼放大而导致其总能量继续增大,但宽度也随之增加,峰值强度随之下降,脉也随之增大.因此,从脉冲压缩的角度考虑<sup>[9]</sup>,传输距离似乎应该到 $0.075z_0$ 处为止.

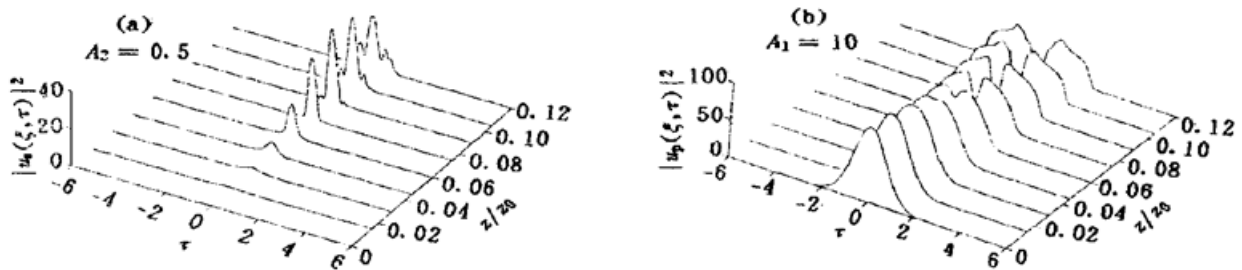


Fig. 1 Copropagation of a signal pulse with a pump pulse in an optical fiber. (a) Cross-phase modulation and Raman amplification induce the compression of the signal pulse; (b) Evolution of the pump pulse. The parameters of the pump and signal pulses are  $A_1 = 10$ ,  $A_2 = 0.5$ ,  $t_1 = t_2 = 1$

但是,上述压缩脉冲并非孤子脉冲,这可从图2可以看出.图中的实线分别示出图1(a)中的信号脉冲压缩到最窄时的脉冲形状、频率啁啾分布(其中 $\delta\omega = -\partial\phi/\partial\tau$ , $\phi$ 为相位)以及频谱分布.图2(a)中的虚线代表初始脉冲波形(为便于与压缩脉冲波形比较,将其强度乘以140),图2(b)中虚线表示初始脉冲为无啁啾脉冲,图2(c)中的虚线表示初始脉冲频谱分布(图中频谱强度已用初始峰值频谱强度归一化).图2表明,压缩脉冲不是基本孤子,因为基本孤子在传输的任何阶段都是无啁啾的,而图2(b)表明压缩脉冲的两翼出现很强的非线性频率啁啾,图2(a)和图2(c)也表明压缩脉冲的波形和频谱偏离了基本孤子应具有的双曲正弦形状.压缩脉冲也不是高阶孤子,这可从图2(a)中脉宽与峰值功率的关系看出:对于 $N$ 阶孤子( $N$ 为正整数),其 $1/e$ 功率处的半宽度 $T_N$ 与峰值功率 $P_N$ 必需满足 $N^2 = \gamma P_N T_N^2/|\beta_2|$ ,而由上述计算结果可估计出对应于图2(a)中压缩脉冲的 $N$ 值为 $1.3$ ,即不可能是二阶或二阶以上的高阶孤子.因此,上述压缩脉冲不适合于高码率、长距离的光纤孤子通信系统.

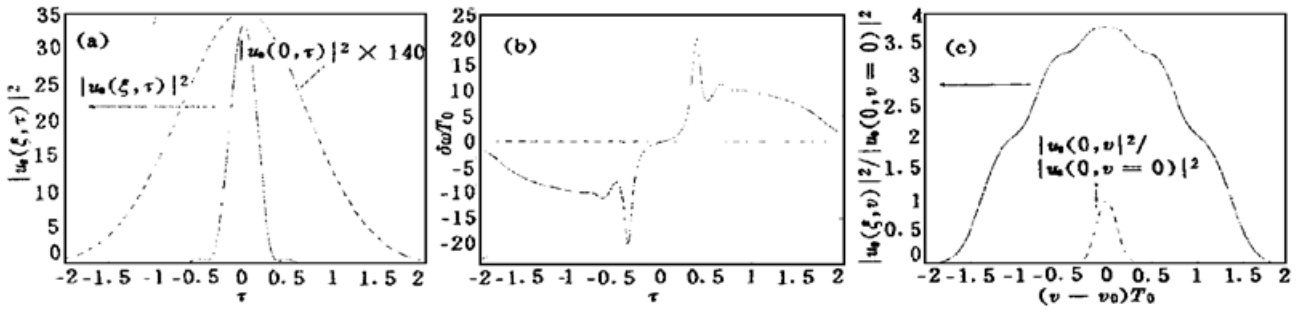


Fig. 2 (a) Pulse shape, (b) Frequency chirp, and (c) Normalized spectrum at the distance where the signal pulse in Fig. 1 is shortest. The dashed curves represent the initial cases

如果让图 1 中的信号脉冲和泵浦脉冲继续共同传输下去, 看看会有什么结果. 图 3 示出在初始条件与图 1 完全相同的情况下, 信号脉冲和泵浦脉冲在较长距离内的共同传输结果. 图 3(a) 表明, 在初始传输阶段, 信号脉冲的演化与图 1(a) 中完全相同, 但随着传输距离的进一步增加, 信号脉冲由于拉曼放大而逐渐分裂, 最终演化为若干个形状稳定的脉冲, 两边的脉冲强度最高、宽度最窄, 中间几个脉冲的强度较小、宽度较大. 在  $z = z_0$  处, 两边脉冲的峰值强度约为初始峰值强度的 417 倍(即 10.8 W), 脉冲宽度约为初始宽度的 1/10(即实际宽度  $T_{FWHM} \approx 0.7$  ps,  $T_0 \approx 0.4$  ps), 因而比图 1(a) 中压缩到最窄时的脉宽还要小得多, 峰值强度也高得多.

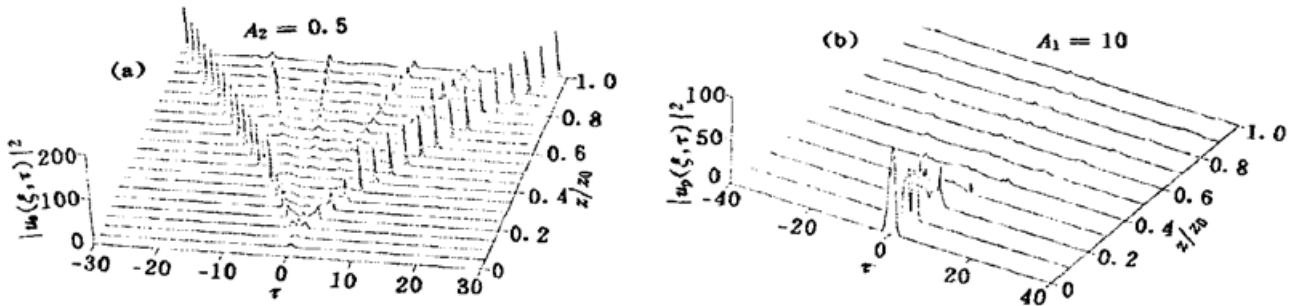


Fig. 3 Copropagation of (a) Signal pulse with (b) Pump pulse in Fig. 1 over a longer propagation distance

图 3(a) 中一个很重要的现象是, 信号脉冲序列演化到一定距离以后, 各脉冲的形状和宽度均保持稳定, 这只有基本孤子才能做到. 计算数据表明, 两边脉冲的宽度和峰值功率之间的关系确实很接近基本孤子应具有的关系(即利用上述计算出的峰值强度 10.8 W 和半宽度 0.4 ps, 可估计出孤子阶数  $N \approx 1.04$ ). 基本孤子的形成是由于拉曼放大和脉冲压缩的相互作用. 其中脉冲压缩分为两个阶段, 两个阶段中的物理机制也截然不同, 前一阶段的脉冲形成与压缩是由于交叉相位调制与群速色散的相互作用, 后阶段的脉冲压缩是由于自相位调制与群速色散的相互作用. 在信号脉冲形成的初始阶段, 信号脉冲一方面受到泵浦脉冲的拉曼放大作用, 另一方面还受到泵浦脉冲的交叉相位调制作用. 此时由于信号脉冲较弱, 因而相对于自相位调制来说, 交叉相位调制起主要作用. 交叉相位调制使信号脉冲产生正频率啁啾, 负群速色散使得正啁啾信号脉冲得到压缩. 在此之后(即第二阶段), 由于继续得到泵浦脉冲的拉曼放大, 信号脉冲逐渐分裂为若干个脉冲, 泵浦脉冲也由于能量的继续转移而导致其强度逐渐降低. 此时对于各信号脉冲来说, 交叉相位调制效应逐渐减弱, 自相位调制效应逐渐占优, 信号脉冲的演化基本上取决于自相位调制与负群速色散的相互作用. 在第二阶段的前半段, 由于自相位调制效应相对于群速色散效应较强, 从而导致信号脉冲各部分不同程

度的压缩，通常将这种由于自相位调制和负群速色散的相互作用引起的压缩称为孤子效应压缩<sup>[3, 4]</sup>。当压缩到一定程度后，由于脉宽变窄，负群速色散效应增强，最后达到自相位调制与负群速色散两种作用相互平衡的状态，从而形成了基本孤子。

在图 3(a) 中，随着传输距离的逐渐增加，孤子之间的距离也逐渐拉大，这是由于整个背景背景的演化造成的。这里的背景就是信号波中未形成基本孤子的那部分能量，整个背景相当于一个宽度很大(从最左边的孤子一直到最右边的孤子)而强度又很弱的脉冲，群速度色散使得整个背景逐渐扩散，从而造成了孤子之间的逐渐分离。随着传输距离的进一步增加，上述孤子之间的分离现象应该逐渐减弱，并最终达到稳定。实际应用中也可以通过消除背景的办法(如采用孤子开关技术<sup>[15]</sup>或脉种强度甄别技术<sup>[16]</sup>)来达到及时提取孤子的目的。

当然，对于如此窄的孤子，通常情况下应考虑孤子自频移效应。但是，基本孤子的自频移现象需要在较长的传输范围内才能体现，由于这里主要研究的是基本孤子产生问题(并非传输问题)，涉及到的光纤也不很长，因而在模型中未计及孤子自频移效应也是合理的。

### 3.2 基本孤子的产生与初始条件的关系

图 4 是在初始信号脉冲与图 3(a) 中相同、初始泵浦脉冲宽度和波长也与图 3(b) 中相同的情况下，通过改变泵浦脉冲的初始强度而计算出的信号脉冲的演化情况。结合图 3(a) 可以看出，泵浦脉冲初始强度愈高，由信号脉冲演化成的基本孤子数目愈多、峰值功率愈高、宽度愈窄、而且所需的光纤愈短。同时还可以看出，在传输过程中，孤子之间的分离速度随初始泵浦强度的增大而增大。这是由于初始泵浦强度愈大，信号波的背景也愈强，因而在传输过程中的扩散速度也愈快。图 4 中的结果还表明，对于一定的初始信号脉冲，泵浦脉冲的初始强度必须达到一定值，否则信号脉冲将不能演化为基本孤子。

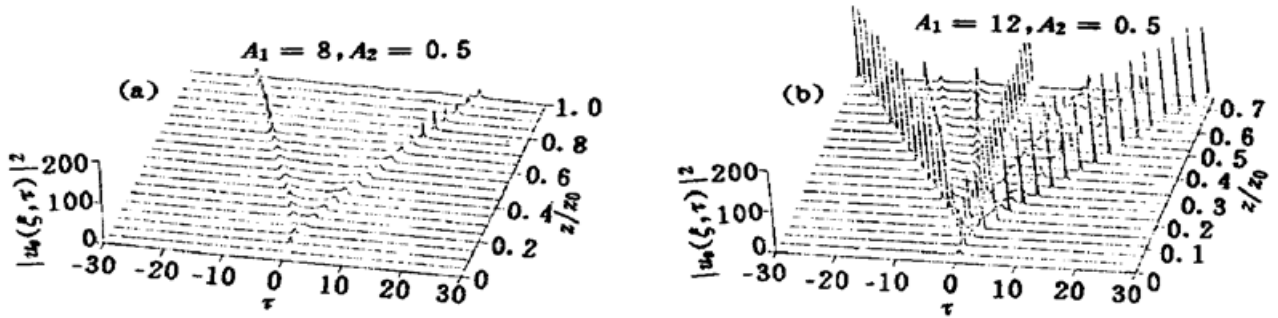


Fig. 4 Evolution of the signal pulses for different pump powers. In two cases, the initial signal pulse is identical to that of Fig. 3(a), and the initial widths and wavelengths of the pump pulses are identical to that of Fig. 3 (b) except that the intensity of the initial pump pulse corresponds to (a)  $A_1 = 8$ , and (b)  $A_1 = 12$

图 5(a) ~ (b) 是在初始泵浦脉冲与图 3(b) 中相同、初始信号脉冲的峰值强度和波长也与图 3(a) 中相同的情况下，假设信号脉冲具有不同于图 3(a) 中的初始宽度所计算出的信号脉冲的演化情况。在图 5(a) 和图 5(b) 中，初始信号脉冲宽度分别是图 3(a) 中的 2 倍和 6 倍。可见，信号脉冲的初始宽度愈大，演化后的基本孤子序列愈是趋向于均匀。可以预料，若初始信号为连续波(相当于宽度为无穷大的脉冲)，则最终将得到若干个宽度相同、振幅相同、而且间距相等的基本孤子。

### 3.3 离散效应对基本孤子产生的影响

在以上的计算中，均假设光纤的零色散波长位于泵浦脉冲波长和信号脉冲波长的中点位置上，这样两者在光纤中传输的群速度相等。对于给定的泵浦脉冲和信号脉冲，通过选择合

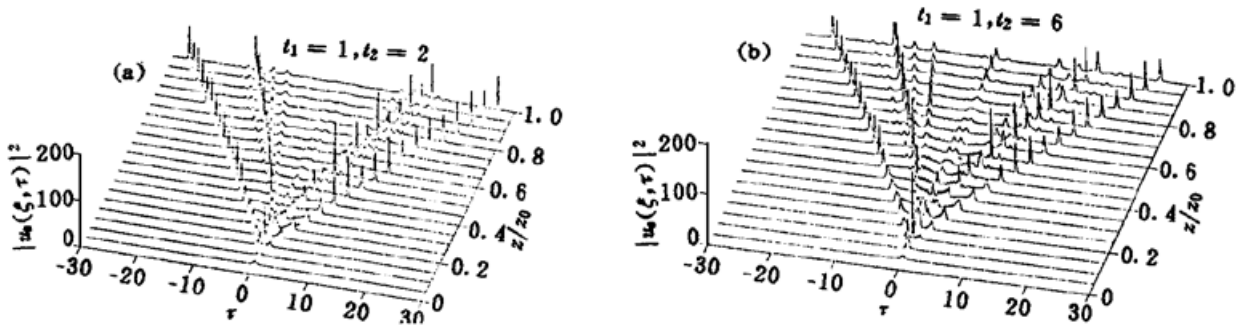


Fig. 5 Evolution of signal pulses for different initial widths. In two cases, the initial pump pulse is identical to that of Fig. 3(b), and the intensity and wavelength of the initial signal pulses are identical to that of Fig. 3(a) except that the initial signal pulse is (a) 2 times, and (b) 6 times wider than the initial pump pulse

适的色散位移光纤, 上述条件不难满足<sup>[9, 13]</sup>. 但实际工作中可能会出现一些偏差, 如泵浦脉冲或信号脉冲的波长可能发生漂移, 或者一时难以找到合适的色散位移光纤. 在这种情况下, 有必要研究离散效应对基本孤子产生的影响.

若令(6)式中离散参数  $\delta$  分别取值为 20 和 25, 则由(7)式并参考  $v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1}$  与  $\lambda_p - \lambda_s$  的关系曲线, 可估计出<sup>[9]</sup> 光纤的零色散波长大约偏离于中点位置分别为  $-9 \text{ nm}$  和  $-11 \text{ nm}$ . 图 6 分别示出在信号脉冲和泵浦脉冲的初始值均与图 3 中相同的情况下,  $\delta$  分别取值 20 和 25 后, 信号脉冲的演化结果. 与图 3(a) 中无离散的计算结果相比, 离散效应导致信号脉冲的演化呈现不对称性, 产生的基本孤子数目也大大减少. 由于信号脉冲的传输速度比泵浦脉冲快, 因而其后沿得到的放大也比前沿多, 结果是后沿产生的孤子强度很高、宽度很窄, 而前沿产生的孤子强度较低、宽度较大, 如图 6(a) 所示. 在离散程度较大的情况下, 如图 6(b) 所示, 则只能形成单个基本孤子. 计算结果还表明, 对于给定的泵浦脉冲和信号脉冲, 脉冲之间的离散程度不能太大(如图 6 中  $\delta$  值不能超过 30), 否则, 由于两脉冲群速度相差太大, 在传输过程中信号脉冲根本来不及放大, 因而最终也不能形成孤子.

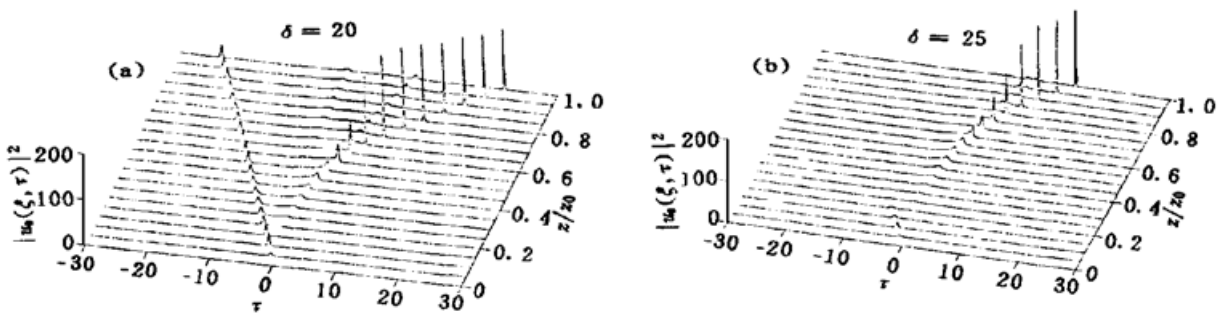


Fig. 6 Evolution of the signal pulses when there is walk-off between the signal and pump pulses. In two cases, the initial signal and pump pulses are identical to those of Fig. 3, except that the fibers have different zero-dispersion wavelengths which correspond to walk-off parameters of (a)  $\delta = 20$ , and (b)  $\delta = 25$

图 6(b) 中的情形有点类似于以前常规光纤中的超快受激拉曼散射过程<sup>[1, 11, 12]</sup>. 在那里, 泵浦脉冲和拉曼脉冲也具有不同的群速度, 在适当条件下, 几乎整个泵浦脉冲的能量都能转移到拉曼脉冲上, 使后者成为单个的基本孤子在光纤中无畸变地传输. 但图 6(b) 中的情况不完全相同: 首先是这里泵浦脉冲波长位于光纤正常色散区, 而在文献[1, 11, 12]中, 泵浦脉冲波长和拉曼脉冲波长均位于光纤负群速度色散区; 其次是这里的初始信号波为一弱脉冲, 而在通常的超快受激拉曼散射过程中<sup>[1, 11, 12]</sup>, 在光纤输入端只有泵浦脉冲, 产生拉曼孤子的种

子信号来源于自发拉曼散射. 因此可以预料, 在有弱信号脉冲输入的情况下, 最后产生的基本孤子应该具有较窄的宽度和较高的强度, 同时所需的光纤也较短.

### 3.4 在光纤孤子通信系统中的应用

对于高码率、长距离的光纤孤子通信系统来说, 获取高重复率的超短光孤子是技术关键. 目前普遍采用增益开关、分布反馈半导体激光器作为系统光源, 但主要存在两个问题: 一是从半导体激光器输出的脉冲总是带有一定程度的频率啁啾, 必须通过复杂的消啁啾技术来进一步获取变换限制脉冲. 另一个问题就是从半导体激光器获取的脉冲重复率有限, 因此, 单管半导体激光器难以满足通信系统所需的更高重复率要求, 必须采取多管时分复用方式, 既增加了成本, 也增加了系统的复杂程度.

显然, 本文提出的方法在一定程度上可以解决上述两个问题. 首先, 可以直接获得基本孤子, 其宽度比泵浦脉冲和信号脉冲都窄得多, 从而保证了通信系统对光源的窄脉冲和变换限制等要求; 其次, 由单个泵浦脉冲和单个信号脉冲可得到多个基本孤子, 而且, 初始信号脉冲不一定要很窄, 相反, 初始信号脉冲愈宽, 由上述方法获得的基本孤子数愈多, 这就意味着可以获得比泵浦脉冲和信号脉冲高得多的脉冲重复率. 当然, 通过该方法获取的基本孤子序列在时间上往往是不均匀的, 这可通过简单的再定时手段加以解决.

**结 论** 综上所述, 本文提出了一种在单模光纤负群速色散区利用拉曼放大与脉冲压缩的共同作用由弱脉冲产生超短光孤子的新方法, 并采用实际的工作参数, 通过大量的数值计算, 对这一方法进行了详细的考察和分析. 结果表明, 由该方法产生的基本孤子比初始泵浦脉冲和初始弱脉冲都窄得多, 峰值功率也比初始弱脉冲的峰值功率高得多, 而且具有更高的脉冲重复率. 该方法既不同于已有的基于拉曼放大的脉冲压缩方法, 也与通常意义上通过受激拉曼散射产生超短光孤子的方法有所不同.

### 参 考 文 献

- [1] Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics*. 2nd ed. Boston, Massachusetts: Academic, 1995. 336~ 341
- [2] Fork R L, Brito Cruz C H, Becker P C *et al.*. Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(7): 483~ 485
- [3] 曹文华, 姚爱民, 廖常俊等. 皮秒脉冲在色散缓变光纤中的孤子效应压缩. *光学学报*, 1994, **14**(2): 118~ 124
- [4] Agrawal G P. Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fibers. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(4): 224~ 226
- [5] Chernikov S V, Mamyshev P V. Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, **8**(8): 1633~ 1641
- [6] 曹文华, 刘颂豪, 廖常俊等. 单模光纤中基于暗孤子交叉相位调制的亮脉冲压缩. *光学学报*, 1995, **15**(3): 281~ 286
- [7] Cao Wen-hua, Zhang You-wei. The effect of pulse walk-off on the compression of bright optical pulses by dark solitons. *Opt. Commun.*, 1996, **128**(1-3): 23~ 29
- [8] 曹文华, 张有为, 刘颂豪等. 光纤正常色散区基于脉冲对交叉相位调制的亮脉冲压缩. *物理学报*, 1997, **46**(4): 88~ 97  
Cao Wen-hua, Zhang You-wei. Compression of bright optical pulses by pulse pairs in the normal-dispersion regime of optical fibers. *J. Opt. Commun.*, 1998, **19**(1): 15~ 18
- [9] Headley III C, Agrawal G P. Simultaneous amplification and compression of picosecond optical pulses

- during Raman amplification in optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1993, **10**(12) : 2383~ 2389
- [10] Ryan A T, Agrawal G P. Pulse compression and spatial phase modulation in normally dispersive non-linear Kerr media. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(3) : 306~ 308
- [11] 曹文华, 刘颂豪, 廖常俊等. 色散缓变光纤中的孤子效应拉曼脉冲产生. 中国激光, 1994, **21**(6) : 489~ 494
- [12] Gouveia-Neto A S, Gomes A S L, Taylor J R. High-efficiency single-pass soliton-like compression of Raman radiation in an optical fiber around 1.4  $\mu\text{m}$ . *Opt. Lett.*, 1987, **12**(12) : 1035~ 1037
- [13] Nishimoto H, Chikama T, Kuwahara H. Key technologies for 10 Gb/s optical fiber transmission systems. In *Proceedings of 1996 International Conference on Communication Technology* (Chinese Institute of Electronics, Beijing, China, May 5~ 7, 1996), 北京: 电子工业出版社, 1996. 72~ 75
- [14] Gottwald E, Felder A, Rein H M. Towards a 40 Gb/s electrical time division multiplexed optical transmission system. In *Proceedings of 1996 International Conference on Communication Technology* (Chinese Institute of Electronics, Beijing, China, May 5~ 7, 1996), 北京: 电子工业出版社, 1996. 60~ 63
- [15] 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
- [16] Stolen R H, Botineau J, Ashkin A. Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers. *Opt. Lett.*, 1982, **7**(9) : 512~ 514

## Ultrashort Soliton Generation Based on Raman Amplification and Pulse Compression in Optical Fibers

Cao Wenhua

(Department of Electronic Engineering, Wuyi University, Jiangmen 529020)

Liu Songhao

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

(Received 20 May 1997; revised 27 March 1998)

**Abstract** A novel method that can lead to generation of intense ultrashort optical solitons from weak pulses in the anomalous-dispersion regime of single-mode fibers is proposed. It consists of copropagating a weak pulse with an intense pump pulse in an optical fiber whose minimum-dispersion wavelength is chosen such that it falls between the pump and the signal wavelength. The interplay between Raman amplification and pulse compression induces the weak pulse to evolve into several fundamental solitons whose widths are much narrower than those of pump pulse and initial signal pulse. Numerical simulations show that, the higher the pump power is, the narrower and more intense the generated soliton is, and a shorter fiber is used. It is also shown that the method remains applicable even for different initial widths and for a small walk-off between the pump and the signal pulses. Finally, the mechanism for fundamental soliton generation and its application in optical soliton communication system are discussed.

**Key words** Raman amplification, pulse compression, fundamental soliton.