

利用相位共轭与色散配置实现 具有大占空比和大放大器间隔的 长距离光孤子传输*

曲林杰 曲 昕**

(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 天津 300072)

摘 要 在用光纤放大器补偿损耗的光纤传输线中, 用负色散光纤与正色散光纤或色散补偿器件交叉配置, 并使传输线中光纤的有效色散适当大于(与平均孤子对应的)理论值, 同时在传输线中周期地使用相位共轭器, 可以在把放大器间隔提高到与常规光纤通信相同的条件下有效地削弱孤子之间的相互作用。本文对实现速率为 25 Gbit/s、占空比为 1/2、光放大器间隔为 100 km、传输距离大于 6000 km 的光孤子传输作出了数值论证。

关键词 光孤子传输, 孤子相互作用, 色散配置, 相位共轭。

1 引 言

光孤子通信的特点是单信道的速率长度(无电子中继传输距离)积可以远远超过现有其它任何一种光纤通信技术(例如, 采用单纯色散补偿的线性光纤通信)所能达到的单信道速率长度积^[1]。长距离的光孤子通信中的光脉冲必须比同速率的线性光纤通信中的光脉冲窄得多。然而, 光孤子的各种传播效应都与脉宽有关。例如, 在长距离的光孤子通信系统中, 一般用光纤放大器周期补偿光纤损耗。光放大周期(即相邻两个光放大器的间隔)的大小直接影响通信系统的成本。为了保持光孤子在长距离传播中的动态的稳定, 光放大周期必须远小于孤子的周期, 而孤子的周期与孤子的脉宽的平方成正比。因此, 孤子的脉宽愈窄, 维持孤子长距离稳定传播所要求的放大器间隔就愈小。对于高速率长距离的光孤子通信来说, 要调和对放大器间隔的这两个相互矛盾的要求将是非常困难的。光纤放大器既引入了增益也引入了放大的自发辐射噪声, 在光孤子通信系统中, 光纤放大器的自发辐射噪声不仅造成接收端信噪比的恶化, 还导致孤子到达接收机时间的随机抖动, 后者被称为 Gordon-Haus 效应^[2]。已经证明, 单位传输距离内孤子飞行时间随机抖动的均方值与脉宽成反比, 即孤子的脉宽愈窄 Gordon-Haus 效应愈严重。此外, 光孤子的自喇曼效应导致孤子的自频移^[3], 而孤子的自频移速

* 国家自然科学基金 NO. 69477010。

** 现在航空医学研究所工作。

收稿日期: 1996 年 12 月 16 日

率与脉宽的四次方成反比。上述几种效应都说明,孤子的脉宽愈窄,它们的长距离传播愈不容易稳定。因此,如果能够在光孤子通信中使用与同速率归零码常规(线性)光纤通信一样宽的光脉冲,即把光孤子通信的占空比提高到与归零码常规通信一样的 1/2,就可以减弱或改善与窄脉冲相关的传播效应。所以,抑制孤子的互作用,提高光孤子传输的占空比是一个非常有意义的课题。

已经从理论和用数值方法证明,光学相位共轭可以用来抑制光孤子传输中的孤子互作用、喇曼自频移和 Gordon-Haus 效应^[4~7]。但是,仅当传输光纤无损耗或孤子在传播过程中的功率起伏不大(相当于放大器间隔很小)时,用光学相位共轭方法抑制孤子互作用才是有效的。当放大器间隔加大,使得光孤子在传播过程中的功率起伏加大时,单纯的光学相位共轭方法抑制孤子互作用的有效性会相应下降。本文就是要研究弥补这种不足的方法。

2 光学相位共轭技术对孤子互作用的抑制

孤子之间的互作用力是由于彼此的干涉而产生的。例如,当两个初相位相同的孤子相互靠近时,它们的强度由于相长叠加而提高。这导致脉冲的自相位调制效应与光纤的色散效应之间的平衡的破坏并使得在两个孤子之间的部分在传播过程中产生正的啁啾,从而前面孤子的中心频率下降而后面孤子的中心频率上升。由于孤子的频率是在光纤的负色散区,脉冲中心频率的下降必定伴随群速度的相应下降,反之亦然。这就造成了两个孤子之间的吸引力。

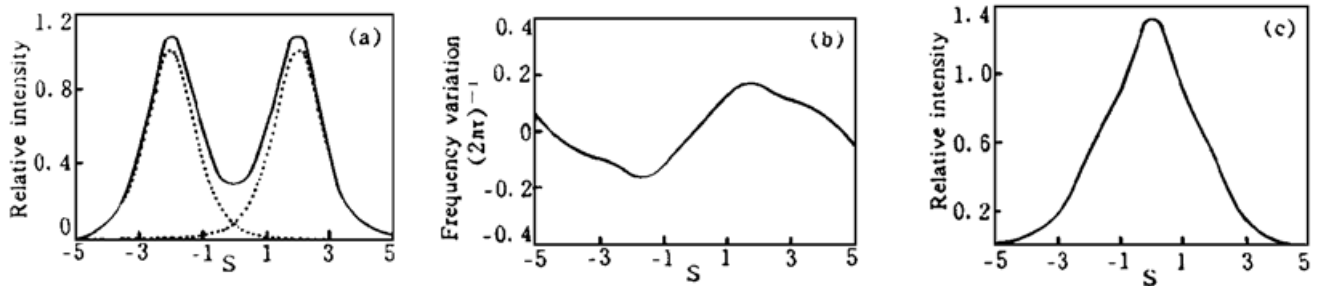


Fig. 1 Wave forms of a soliton pair with the initial separation $\sigma_0 = 4$ and the initial phaseshift $\theta_0 = 0$ at $z = 0$ (a) and at $z = 4z_c$ (c), and the transient frequency variation of the soliton pair at $z = z_c$ (b)

图 1(a) 所示是由下式

$$u(0, s) = q \operatorname{sech}(s + \sigma_0/2) + q \operatorname{sech}(s - \sigma_0/2) \exp(i\theta_0) \quad (1)$$

所描述的一对孤子当 $q = 1$ 、 $\sigma_0 = 4$ 和 $\theta_0 = 0$ 时的波形,其中 s 代表在无量纲的孤子单位制中的延时, θ_0 为两个孤子的初相位差。图中虚线所示是两个孤子单独存在时的波形。

对于脉宽大于 10 ps 的孤子对来说,忽略高阶色散及脉冲内的受激喇曼散射效应并用非线性薛定谔方程

$$-i \frac{\partial u}{\partial \zeta} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + |u|^2 u \quad (2)$$

数值模拟该孤子对在一无损耗光纤中的传播,其中 $\zeta = z/z_c$, z 为孤子在光纤中的实际传播距离,

$$z_c = 0.644 \pi c \tau^2 (\lambda^2 |D|)^{-1} \quad (3)$$

z_c 为孤子的特征长度,它的大小是孤子周期 z_0 的 $2/\pi$,式中, c 为真空中的光速, τ 为孤子的脉冲宽度, λ 为孤子脉冲的中心波长, D 为光纤的色散参数。图 1(b) 是用 (2) 式作为演化方程所模拟的该孤子对在一无损耗单模光纤中传播了 $z = z_c$ 距离后的瞬时频率变化。图 1(c) 为该

孤子对在 $z = 4z_c$ 处的波形, 由于两个孤子的相互吸引, 它们在 $z = 4z_c$ 处已经发生碰撞或重叠。

一般地说, 对于由(1)式所表示的孤子对, 当 $q = 1$ 和 $\theta_0 = 0$ 时, 两孤子的间隔随着 z 的增加从 σ_0 到零周期地变化, 其变化周期(按无量纲单位)为:

$$L_z = \pi \frac{\sinh(\sigma_0) \cosh(\sigma_0/2)}{[\sigma_0 + \sinh(\sigma_0)]} \quad (4)$$

基于四波混频原理的光学相位共轭可以使光脉冲的频谱发生共轭反转^[8, 9]。当一频率为 ω_0 的连续泵波与一由下式

$$\begin{aligned} E_{in} &= E_{in}(t) \exp[-i(\omega_0 + \delta)t] \\ &= \int F(\Omega) \exp(-i\Omega t) d\Omega \exp[-i(\omega_0 + \delta)t] \end{aligned} \quad (5)$$

所描述的中心频率为 $\omega_0 + \delta$ ($\delta \ll \omega_0$) 的光脉冲一同进入非线性媒质时, 通过四波混频过程, 会产生中心频率为 $\omega_0 - \delta$ 的另一脉冲:

$$E_{out} = \int KF^*(\Omega) \exp(i\Omega t) d\Omega \exp[-i(\omega_0 - \delta)t], \quad (6)$$

其中 K 是个复系数, $*$ 代表取复数共轭。在光脉冲的带宽范围内混频转换效率近似不变的条件下, K 可近似为一常数, 这时, 由混频产生的脉冲可近似表示为:

$$\begin{aligned} E_{out} &= K \int F(\Omega) \exp(-i\Omega t) d\Omega \exp[-i(\omega_0 - \delta)t] \\ &= K E_{in}^*(t) \exp[-i(\omega_0 - \delta)t]. \end{aligned} \quad (7)$$

可见, 混频输出脉冲与输入脉冲是相位共轭的。如果输入脉冲存在某种啁啾, 例如, $E_{in}(t) = \exp(-at^2) \exp(-ibt^2)$, 那么, 由于 $E_{out}(t) = K \exp(-at^2) \exp(ibt^2)$, 显然, 输出脉冲就是啁啾反转的。称具有上述相位共轭转换功能的器件为光学相位共轭器。为了简单起见, 在以后的数值模拟中取 $K = 1$ 和 $\delta = 0$ 。

利用光学相位共轭能够使光脉冲的啁啾反转的特性抑制在无损耗光纤中传播的孤子的相互作用。

假定无损耗光纤的结构参数或物理性质沿长度方向均匀一致, 并且假定光纤的折射率在 $\omega_0 \pm \delta$ 范围内没有变化。若在 $z = z_p$ 处插入一个光学相位共轭器, 这里 z_p 应远小于孤子碰撞的半周期, 那么, 两个孤子的啁啾由于在通过光学相位共轭器后发生了反转, 就会在它们沿光纤继续传播的过程中被逐渐抵销。所以在 $z = 2z_p$ 处的光脉冲应该基本上是无啁啾的, 脉冲间隔也应与在 $z = 0$ 处相同。取 $z_p = z_c$ 时该孤子对在 $z = z_c$ 处通过光学相位共轭器后

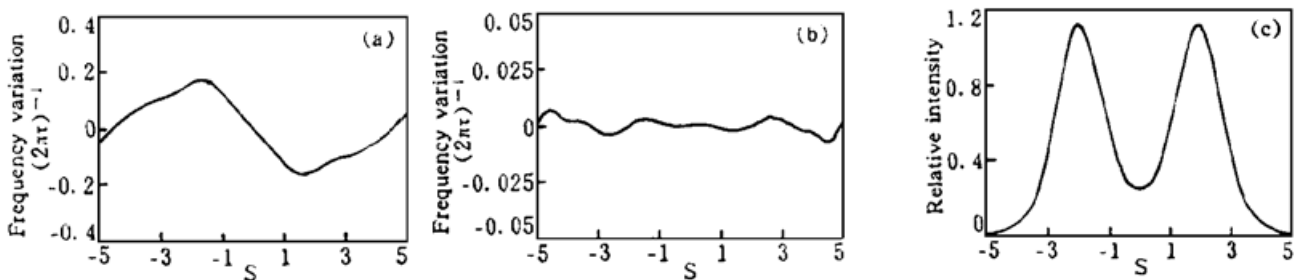


Fig. 2 The transient frequency variation of the soliton pair same as in Fig. 1 at $z = z_c$, where an optical phase conjugator is installed and the soliton pair has passed through that (a). The transient frequency variation at $z = 2z_c$ (b) and the wave form at $z = 4z_c$ of that soliton pair (c), another phase conjugator is installed at $z = 3z_c$

的瞬时频率变化,如图 2(a)所示。在 $z = 2z_c$ 处该孤子对的瞬时频率变化,如图 2(b)所示。当分别在 $z = z_c$ 和 $3z_c$ 处各插入一个光学相位共轭器时,用计算机模拟出的该孤子对在 $z = 4z_c$ 处的波形,如图 2(c)所示。图 2 说明,在无损耗光纤传输线中周期地插入相位共轭器可以十分有效地抑制孤子的相互作用。

3 在有损耗光纤中用单纯相位共轭方法抑制孤子相互作用的部分失效

在实际的用光纤放大器周期补偿损耗的光纤通信系统中,为了保证在接收端有较高的信噪比,要求信号具有较高的功率^[10];但是对 Gordon-Haus 效应的限制又要求孤子有较小的功率^[11]。由于,在脉宽一定的条件下,孤子的功率 P 与光纤的色散参数 D 的大小成正比:

$$P = A_{\text{eff}} \lambda^3 D / (0.322 \times 4 \pi^2 n_2 c \tau^2), \tag{8}$$

对上述两个相互矛盾的要求的平衡对应于一个最佳的 τ/D 值^[11]。在(8)式中, A_{eff} 为光纤的有效截面积, n_2 为光纤的非线性折射率。然而,对于光放大器间隔与常规光纤通信系统中的放大器间隔接近(约为 100 km)并且无电子中继传输距离大于几千公里的长距离光孤子通信,单纯作上述的平衡并不能得到满意的比特误差率,必须采取某种能够有效地抑制噪声以及 Gordon-Haus 效应的技术措施。本文不打算对此问题作进一步的讨论。在这里本文假定,光纤放大器的噪声未被抑制但 Gordon-Haus 效应已被限制,对孤子功率的要求完全按照保证信噪比的需要确定。根据(8)式和(3)式,较高的孤子功率对应于较大的 D 值和较小的 z_c 值,因而维持孤子长距离动态稳定传播所要求的放大器间隔就小。所以,讨论在放大器间隔较大的线路中具有较高功率的孤子的传播问题,实际上等于把对光孤子的传播的讨论置于较为不利的条件下。这样,如果在下文所提出的关于削弱孤子相互作用的方法在 z_c 较小的条件下能够对孤子的长距离传播有效,那么,在 z_c 较大(如在对光纤放大器的噪声加以抑制并对 Gordon-Haus 效应和信噪比作最佳平衡的情况中那样)的条件下就会更有效。

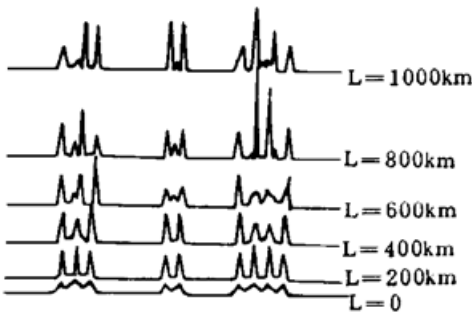


Fig. 3 The wave form evolution of the solitons pseudorandom coded as <000111000 11001111000>, propagating along a dispersion-homogeneous fiber transmission line with periodically compensated loss. The pulse duration of the solitons is 20 ns. the peak power of a single soliton is 4.1 mW, the pulse duty-ratio is 1/2 and the amplifier separation is 100 km

在光孤子传输系统中,光脉冲在相邻两个放大器之间的传输光纤中的平均强度等于基孤子的强度,此时要求输入到传输光纤中的(即从光纤放大器输出的)孤子的振幅 q (参看(1)式)满足下式:

$$\text{该孤 } q = \left[\frac{\alpha L_A}{1 - \exp(-\alpha L_A)} \right]^{2'} \tag{9}$$

其中 α 为光纤的损耗率, L_A 为相邻两个放大器的间隔。首先用含有损耗项的非线性薛定谔方程

$$-i \frac{\partial u}{\partial \zeta} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + |u|^2 u + i \gamma u \tag{10}$$

数值模拟 占空比为 1/2、伪随机编码为 <00011100011001111000>的孤子在这种周期补偿损耗的光纤传输线中的传播,其中 $\gamma = \alpha z_c / 2$ 。计算中取孤子的脉宽为 $\tau = 20$ ps, $L_A = 100$ km, $\alpha = 0.05/\text{km}$ 。在这个条件下,根据文献[10],信噪比为 200 总传输距离为 5000 km 所要求的光脉冲的探测

峰功率(即光纤放大器输出的光脉冲的峰功率)为 4.1 mW, 在光纤传输线中光脉冲的平均峰功率(即平均孤子的峰功率)为 0.8 mW, 从而光纤的色散参数为 $D = 0.3 \text{ ps/nm/km}$, 孤子的特征长度为 $z_c = 336.4 \text{ km}$ 。该伪随机码孤子在 1000 km 长的上述光纤传输线中传播时的波形变化如图 3 所示。计算中, 取放大器增益为常数即恰好抵销光纤损耗。图 4 是该随机编码孤子在同时周期插入光纤放大器和光学相位共轭器的上述光纤线路中传播的波形变化, 其中假定, 在 $z = (2m + 1)L_A$ 处各插入了一个光学相位共轭器, $m = 0, 1, 2, 3 \dots$ 。a) 是放大器增益为常数即恰好抵销光纤损耗的情况, b) 是适当选择放大器增益使得该编码孤子的最大峰值强度保持常数的情况。可以看到, 在上述光脉冲和光纤参数条件下, 不采用相位共轭技术时, 编码孤子传播不到 1000 km 就已经发生了严重畸变并造成码的混乱, 而采用相位共轭技术时, 编码孤子发生明显畸变的距离有所延长, 特别是如图 4(b) 的情况, 效果更加明显, 但是, 畸变仍然比较严重。

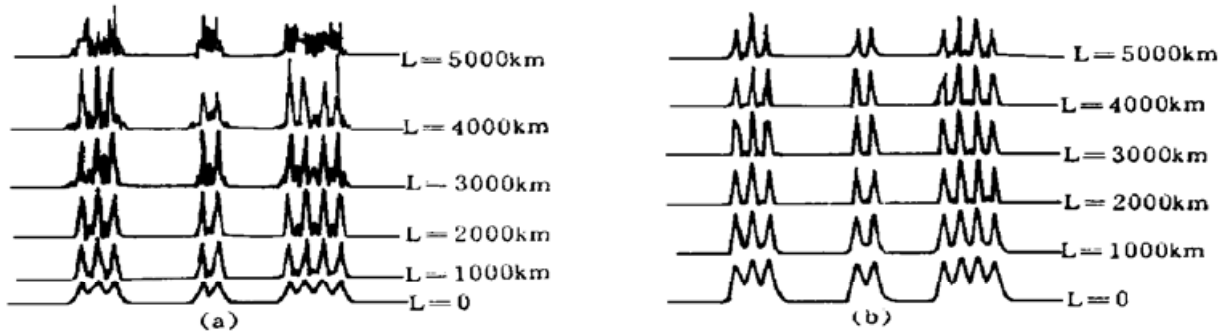


Fig. 4 The wave-form evolution of such pseudorandom coded solitons as in Fig. 3 when optical phase conjugators are installed periodically at $(2m + 1)L_A$ along the optical fiber transmission line, where $m = 0, 1, 2, 3 \dots$, $L_A = 100 \text{ km}$ is the amplifier separation, Where (a) is the situation of that the gain of every amplifier is a constant which just compensates the transmission loss and (b) is the situation of that the gain of each amplifier is choiced appropriately to contain the maximum peak power of that coded solitons as a constant

4 色散配置与相位共轭相结合抑制孤子相互作用的方案

作者认为, 在用光纤放大器周期补偿损耗并单纯使用相位共轭技术的光纤传输线中孤子波形仍发生严重畸变主要有两个原因。首先, 由于输入到每段传输光纤的孤子的强度远远大于基孤子的强度(例如, 当 $L_A = 100 \text{ km}$, $\alpha = 0.05/\text{km}$ 时, $q = 2.2436$), 孤子在每段光纤中传播时首先要发生强烈的高阶孤子效应和高阶孤子的相互作用效应。其次, 光脉冲在有损耗光纤中传播时, 它们的强度会由于损耗而逐渐减小, 光纤的非线性效应也相应地逐渐减弱。在这种情况下, 若在光纤传输线中的任何一处放置光学相位共轭器, 由于在相位共轭器之前和之后脉冲的光强变化并不成对称关系, 所以, 也就不可能使光脉冲在通过相位共轭器之前产生的啁啾被在后续的等距离传播中基本抵销。此外, 脉冲在传输线中的逐渐窄化说明, 输入光脉冲在这样的传输线中的总体传播行为象是振幅大于一的孤子的传播行为。因此, 只要适当安排传输光纤的色散值, 避免发生高阶孤子效应, 并且使传输光纤的有效色散值略大于与平均基孤子对应的理论值, 就有可能使孤子的波形得到显著的改善。这里, 作者提出两种方案。

一种方案是, 把相邻两个光纤放大器之间的传输光纤分为两段, 第一段是负色散光纤,

其色散参数值 D_1 应远大于与平均孤子对应的理论值 D_F (即在(8) 式中与平均孤子功率 P 对应的那个 D 值), 但需满足 $D_1 L_1 < D_F z_c$, 其中 L_1 是每段负色散光纤的长度。接下来是一段正色散光纤。

在另一种方案中也是把传输光纤分为两段, 但两段都是负色散光纤。对它们的色散值和长度的要求与在前一方案中对负色散光纤的要求相同。在每段光纤的末端接续一色散补偿器件, 例如光纤啁啾光栅。

在以上两种方案中, 整个传输段光纤的有效色散均大于 D_F , 并且, 沿光纤传输线在 $z = 3(2m + 1)L_A$ 处各插入一个光学相位共轭器。

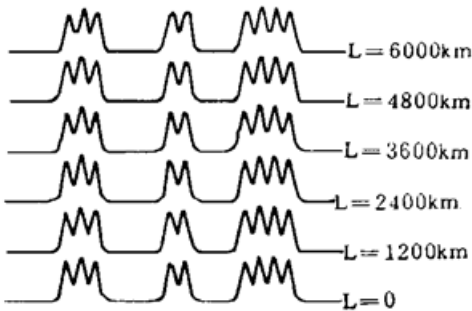


Fig. 5 The wave-form evolution of such pseudorandom coded solitons as in Fig. 4, where every part of the transmission line between two adjacent amplifiers is composed of a negative dispersion fiber and a positive dispersion fiber. While the optical phase conjugators are installed at $3(2m + 1)L_A$ along the line

在图 5 中, 给出了该伪随机码孤子在按第一种方案布置的线路中的波形演化。第二种方案的结果与之相同。计算模拟结果证明了本文提出的方案的可行性。

作为第一种方案的一个实例, 针对以下的情况用如(11) 式的非线性薛定谔方程计算模拟了上述占空比为 1/2 的伪随机码孤子在 6000 km 距离内波形的演化: $\tau = 20$ ps (相当于通信速率为 25 Gbit/s), $L_A = 100$ km, $\alpha = 0.05$ /km, $z_c = 280$ km, $D_F = 0.36$ ps/nm/km, $D_1 = 1.5$ ps/nm/km, 两段光纤的长度 $L_1 = L_2 = 50$ km, 第一段光纤的色散参数取为 $D_1 = 1.5$ ps/nm/km, 第二段光纤的色散参数取为 $D_2 = -0.54$ ps/nm/km。

$$-i \frac{\partial u}{\partial \zeta} = \frac{1}{2} \frac{D_j}{D_F} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + |u|^2 u + i \nu u \quad (11)$$

对第二方案也作了类似的计算模拟, 在第二个方案中取 τ 、 L_A 、 α 、 z_c 和 D_F 都与第一方案相同, 两段光纤的长度仍然是 $L_1 = L_2 = 50$ km。每个色散补偿器件所提供的色散值为 -51 ps/nm。

结束语 本文提出的联合使用色散配置与相位共轭技术抑制在放大器间隔与线性光纤通信相同的长距离光孤子传输中孤子互作用的方法是一种没有任何主动调制器件的纯光学方法。在假定光纤放大器的噪声完全没有被抑制, 并保证在接收器端有较高信噪比因而光脉冲的峰值功率较高的条件下, 数值模拟证明了, 用这种方法可以实现脉宽为 20 ps、速率为 25 Gb/s (占空比为 1/2)、光纤放大器间隔与常规光纤通信相同(100 km)、无电子中继传输距离大于 6000 km 的高速率长距离光孤子通信。如果进一步考虑在系统中采用某种抑制噪声的技术 (包括考虑含有滤波器的相位共轭器组件本身抑制噪声的作用), 使得能够在不增加孤子功率的条件下增大无电子中继传输距离而保持满意的误码率, 那么, 用本方法实现的占空比为 1/2 的光孤子通信的速率长度积也会相应增大。由于相位共轭方法已被证明能够抑制 Gordon-Haus 效应, 所以本方案可望是实现超高速率超长距离光通信的一种十分可行的光学技术。

参 考 文 献

- [1] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, M. N. Islam, Soliton propagation in long fibers with periodically compensated loss. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1986, **QE-22**(1): 157~ 173
- [2] J. P. Gordon, H. A. Haus, Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(10): 665~ 667
- [3] J. P. Gordon, Theory of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(10): 662~ 664
- [4] W. Forsysiak, N. J. Doran, Conjugate solitons in amplified optical fiber transmission systems. *Electron. Lett.*, 1994, **30**(1): 154~ 155
- [5] Senfar Wen, Sien Chi, Reduction of the soliton interaction and the Gordon-Haus effect by optical phase conjugation. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(9): 976~ 978
- [6] L. Qu, X. Qu, Suppression of soliton interaction and soliton self-frequency shift by means of phase conjugation. *in Tech. Digest., IOOC' 95*, paper WP-26
- [7] 曲林杰, 曲 昕, 频谱共轭反转法对超短孤子对演化的改善. *物理学报*, 1996, **45**(5): 580~ 586
- [8] D. M. Papper, Nonlinear optical phase conjugation. *Opt. Engng.*, 1982, **21**(2): 155~ 183
- [9] A. Yariv, D. Fekete, D. M. Papper, Compensation for channel dispersion by nonlinear optical phase conjugation. *Opt. Lett.*, 1979, **4**(1): 52~ 54
- [10] R. W. Tkach, System implications of optical fiber nonlinearities. *in Tech. Digest., OSA 1992 Annu. Meeting.*, paper WX1
- [11] J. P. Gordon, L. F. Mollenauer, Effects of fiber nonlinearity and amplifier spacing on ultra-long distance transmission. *J. Lightwave Technol.*, 1991, **9**(1): 170~ 173

Long-Distance Optical Soliton Transmission with Large Pulse-Duty-Ratio and Large Amplifier Spacing Using Phase Conjugation and Dispersion Allocation

Qu Linjie Qu Xin

(College of Precision Instrument and Opto-Electronic Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072)

(Received 26 December 1996)

Abstract In an optical fiber transmission line, which employs optical fiber amplifiers to compensate the transmission loss and is composed of alternatively allocated negative-dispersion fibers and positive-dispersion fibers or dispersion compensators, making the efficient dispersion of the transmission line properly higher than the theoretical value corresponding to the average soliton and using phase conjugators periodically along the line, the interaction among the solitons can be reduced effectively under the amplifier spacing is increased as same as in the ordinary linear optical fiber communication. The soliton transmission with pulse-duty-ratio of 1/2, amplifier spacing of 100 km and transmission distance of 6000km or more is demonstrated numerically.

Key words optical soliton transmission, soliton interaction, dispersion allocation, phase conjugation.