

频谱共轭反转法对光纤中 超短孤子对演化的改善^{*}

曲林杰 曲 昕

(天津大学精密仪器系, 天津 300072)

(1994年11月22日收到)

通过理论分析并用数值模拟证明, 沿光纤周期地使孤子的频谱发生共轭反转可以有效地抑制孤子的自频移和相互作用对超短孤子对传播的影响.

PACC: 4265

1 引 言

用光孤子作为信息载体已被证明可以实现长距离无再生中继的光纤通信. 对于光孤子通信而言, 信息的传送速率取决于孤子的脉宽和相邻孤子之间的间隔, 要提高通信速率, 必须压缩孤子的脉宽和相邻孤子之间的间隔. 然而, 孤子间隔与脉宽之比直接与孤子的相互作用相关, 仅当这个比值接近10时相互作用才可忽略. 另一方面, 孤子在传播过程中的自频移与脉宽的四次方成反比^[1], 而较大的频移会改变与孤子中心频率相应的光纤色散参数, 从而破坏孤子原来所满足的稳定条件. 故光孤子的相互作用与自频移是限制光孤子通信速率提高的两个重要因素.

与多孤子相互作用相比, 孤子对中两个孤子的相互作用最为突出, 而超短孤子对(脉宽小于10ps)的传播则集中反映了自频移(当然, 还有其它高阶效应)和相互作用对孤子传播的共同作用及自频移与相互作用的相互影响.

本文讨论超短光孤子对在传播过程中的演化, 简要介绍由四波混频实现频谱共轭反转的原理, 并对频谱共轭反转法可以抑制孤子的自频移及孤子的相互作用作出分析, 给出两个数值模拟结果.

2 超短孤子对在传播过程中的演化

根据非线性薛定谔方程(NLSE)得到的理论结果指出^[2], 对于初始条件为

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

的孤子对, 当两个孤子的初相相同即 $\theta_0 = 0$ 时, 它们的相互作用是相互吸引的, 随着传播距离 z 的增大, 间隔 σ 从初值 σ_0 到零周期性地变化, 变化周期(按孤子单位)为

^{*} 国家自然科学基金资助的课题.

$$L_{\zeta} = \pi \sinh(\sigma_0) \cosh(\sigma_0/2) / [\sigma_0 + \sinh(\sigma_0)]. \quad (2)$$

L_{ζ} 与孤子的特征长度

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

的乘积是这个周期在实际单位中的长度. 式中 τ 是脉冲的宽度, λ 是脉冲的中心波长, c 是真空中光速, D 是光纤的色散参数. 当 $\theta_0 = \pi$ 时, 孤子的相互作用是相互排斥, 两个孤子的间隔随着传播而逐渐加大. 而当 θ_0 的值介于零和 π 之间时, 除间隔的变化介于上述两种情况之间外, 更重要的是, 还发生了两个孤子之间的能量转移. 研究表明, 能量转移的程度不仅与 θ 的值有关, 而且随孤子间隔的减小而加剧. 图 1 和图 2 示出用数值模拟得到的初始间隔 σ_0 分别为 6 和 3, θ_0 分别为 $\pi/4$ 和 $\pi/2$ 时孤子对波形在归一化传播距离 z/z_c 为 60 之内的变化.

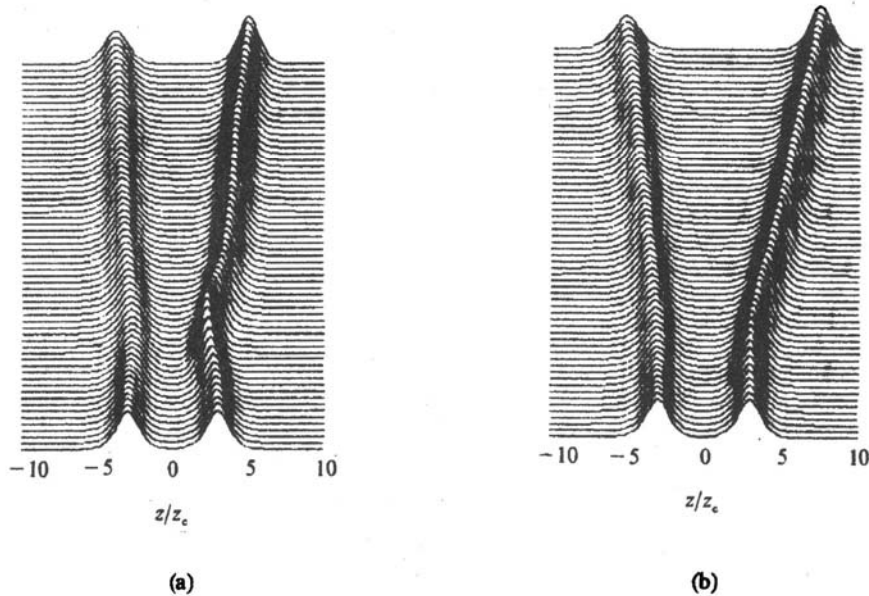


图 1 初始间隔 $\sigma_0 = 6$, 初始相位差分别为 $\theta_0 = \pi/4$ (a), $\theta_0 = \pi/2$ (b) 的孤子对在归一化传播距离 $z/z_c = 60$ 之内波形的变化

1987 年, Mitschke 和 Mollenauer 发表了关于脉宽为 1 ps 量级的孤子的相互作用的实验结果^[3]. 他们发现, 当从光纤一端输入的两个孤子的间隔小于四倍的脉宽时, 从光纤另一端输出的两个孤子的间隔远大于根据 NLSE 计算出的值. 我们根据改善的非线性薛定谔方程(MNSE)利用数值方法对脉宽为不同数量级、初始间隔与脉宽之比不同的各种情况所作的考察表明, 超短孤子的相互作用普遍地与由 NLSE 得出的规律不同.

我们所采用的 MNSE 形式如下:

$$-i \frac{\partial u}{\partial \zeta} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} - i\beta_1 \frac{\partial^3 u}{\partial s^3} + (1 + i\beta_2 \frac{\partial}{\partial s}) [u(s) \int d\tau f(\tau) |u(s - \tau)|^2], \quad (4)$$

式中 $f(\tau)$ 是石英光纤的喇曼极化响应函数.

图 3 示出初始间隔 $\sigma_0 = 4$ 即初始间隔与脉宽之比为 $\sigma_0/1.763 = 2.27$ 、两个孤子的初

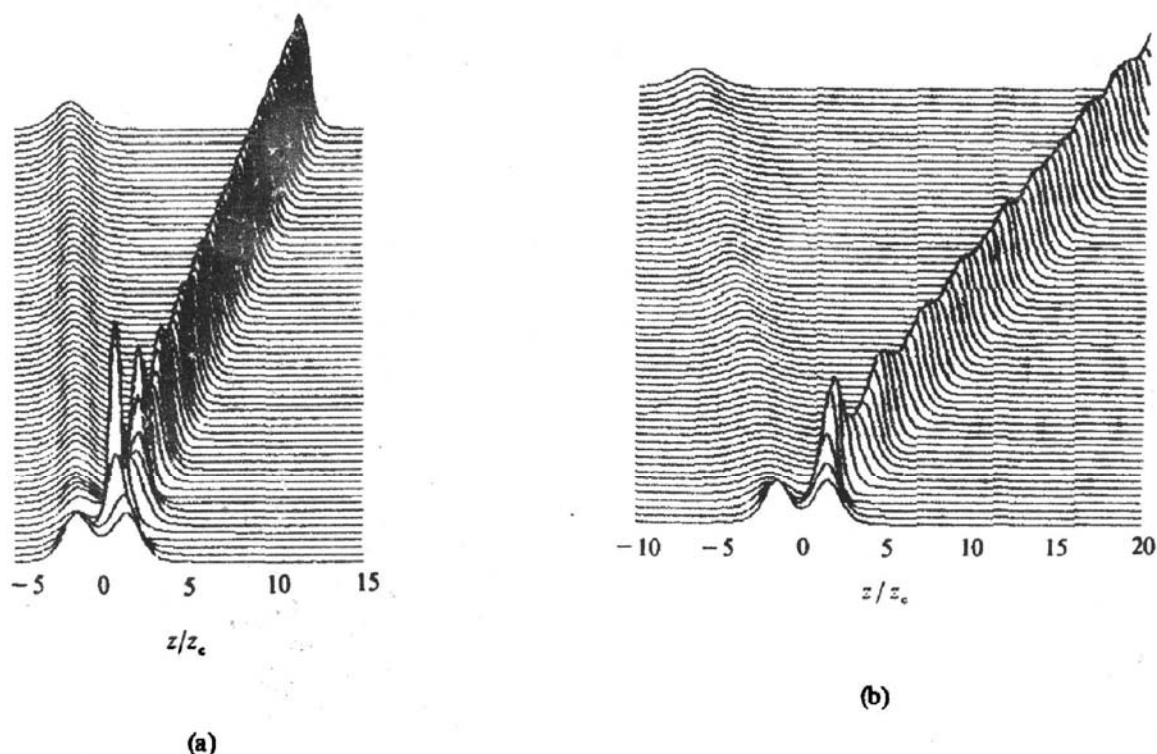


图2 初始间隔 $\sigma_0 = 3$, 初始相位差分别为 $\theta_0 = \pi/4$ (a), $\theta_0 = \pi/2$ (b)的孤子对在归一化传播距离 $z/z_c = 60$ 之内波形的变化

始相位差 $\theta_0 = 0$ 时孤子间隔 σ 随归一化传播距离 ζ 即 z/z_c 变化的情况. 根据 NLSE, 在 $\theta_0 = 0$ 时, 两个孤子的间隔应该由最大值 σ_0 到零周期变化, 其周期按照(2)式可以算出是 $L_\zeta = 10.3$, 也就是说, 两个孤子应该分别在 $z/z_c = 5.15, 15.45$ 等处发生重叠. 但是图3表明, 两个孤子在发生了第一次重叠之后间隔迅速增加下去, 不再发生另外的重叠. 图4是其中脉宽 $\tau = 2$ ps 的波形. 从图4可见, 孤子间隔的迅速增大是与第一个孤子的强度减小脉宽增大和第二个孤子的强度增大脉宽减小伴随发生的. 需要注意的是, 由于特征长度 z_c 与脉宽的平方成反比, 当脉宽差一个数量级时, 图3中相同的归一化传播距离 z/z_c 对应的实际传播距离差了二个数量级.

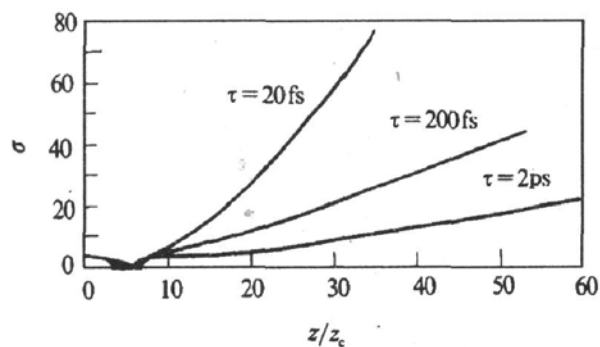


图3 $\sigma_0 = 4$, $\theta_0 = 0$, τ 分别为 2 ps, 200 和 20 fs 的孤子对中两个孤子的间隔 σ 随 z/z_c 的变化.

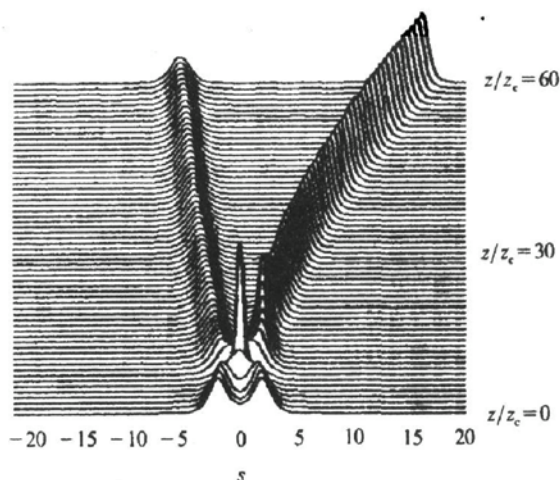


图4 $\sigma_0 = 4$, $\theta_0 = 0$, τ 为 2 ps 的孤子对的波形随 z/z_c 的变化.

按照(2)式,当 $\sigma_0 = 8$ 时, $L_\zeta = 85.3$,但是从图 5 可以看出,脉宽为 ps 量级或更窄的两个孤子此时已不再发生重叠.图 6 则是 $\theta_0 = 0$, $\sigma_0 = 6$ ($L_\zeta = 30.7$), $\tau = 20$ fs 的孤子对波形变化的情况.

上述的超短孤子对的演化特征主要起因于孤子的自频移.孤子的自频移 $\Delta\nu$ 与传播距离成正比^[1].共同的频移 $\Delta\nu$ 使间隔为 σ 的两个孤子之间产生了附加相移 $\Delta\theta = 2\pi \Delta\nu \times \sigma\tau / 1.763$ (这里,由于 $\Delta\nu$ 是负值, $\Delta\theta$ 也是负的).而相移一旦产生,它就会随传播距离指数地增长^[3]: $\theta = \theta_0 \exp[2 \times 2^{1/2} \exp(-\sigma/2) z/z_c]$.当孤子的脉宽较大且间隔较小时,例如图 4 的情况,由自频移产生的相移很小,对孤子互作用的改变也很小,两个孤子在 z/z_c 大致等于 $L_\zeta/2$ 处发生重叠.但是,就在发生重叠的前后,由于 $\sigma \approx 0$,相移以很大的速率变化,同时能量转移加剧.在重叠前, $-\theta \ll \pi$,能量从后面的孤子轻微向前转移,能量的增加使得前面的孤子幅度增高而脉宽减小,从而加大了自频移并使其群速度变得比后面孤子的群速度小,这种情况促使两个孤子的靠近.两个孤子彼此越过对方后,它们的位置彼此交换,相移 θ 也相应变号,能量继续从前面的孤子向后面的孤子转移.这以后的情况与图 2 有类似之处.而且由于后面孤子的脉宽比前面孤子的脉宽窄,群速度慢,又加剧了两个孤子的分离.此后,由于间隔已经很大,不论相移如何变化,大趋势不可能有明显的改变.

当初始间隔较大时,由自频移造成的相移相应增大,如果脉宽很窄,两个孤子之间的相移就会随传播距离的加大而迅速增长.但是由于孤子的重叠周期比较大,在原来要发生重叠的距离内,相移的值可能已经改变了(甚至会多次改变)互作用的性质.此外,由于间隔较大,两个孤子之间能量的转移比较轻微.结果两个孤子既不会重叠,也不会像图 3 所示那样间隔发生剧烈的变化.

3 频谱共轭反转技术对超短孤子对的作用

根据非线性光学中的四波混频理论^[4],参与混频的四个波的频率满足如下条件:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4. \quad (5)$$

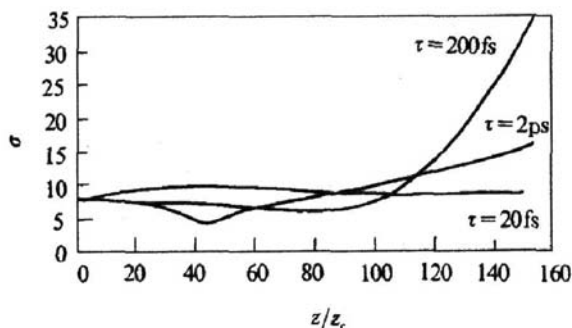


图 5 $\sigma_0 = 8$, $\theta_0 = 0$, τ 分别为 2 ps, 200 和 20 fs 的孤子对中两个孤子的间隔 σ 随 z/z_c 的变化

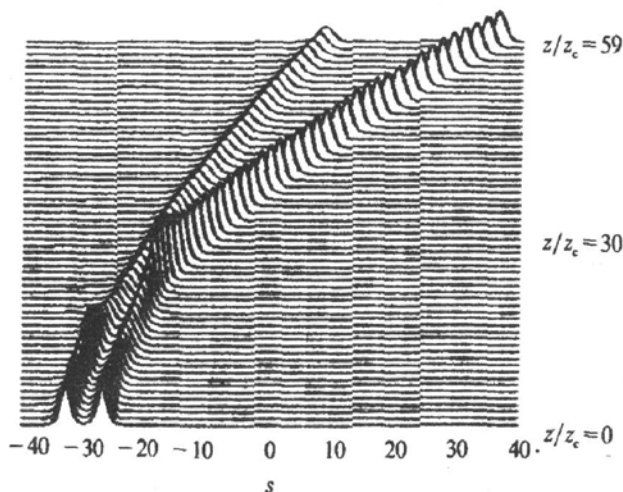


图 6 $\sigma_0 = 6$, $\theta_0 = 0$, τ 为 20 fs 的孤子对的波形随 z/z_c 的变化

当两个泵浦波的频率为 $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$, 复振幅为 E_{03} 的探测波的频率 $\omega_3 = \omega_0 - \delta$ 时, 由四波混频产生的信号波的频率为 $\omega_4 = \omega_0 + \delta$, 其复振幅 E_{04} 与 E_{03} 的复共轭成比例: $E_{04} = \Gamma E_{03}^*$, 其中 Γ 是与增益及相位失配等因素有关的系数.

设两个泵浦波仍是频率为 ω_0 的连续波, 但探测波是中心频率为 $\omega_0 - \delta$ 的脉冲:

$$E_3 = E_{03}(t) \exp[-i(\omega_0 - \delta)t], \quad (6)$$

可以把探测脉冲展开成各傅里叶谱的叠加:

$$\begin{aligned} E_3 &= \int F(\Omega) \exp(-i\Omega t) d\Omega \exp[-i(\omega_0 - \delta)t] \\ &= \int F(\Omega) \exp[-i(\omega_0 - \delta + \Omega)t] d\Omega. \end{aligned} \quad (7)$$

在这种情况下, 由混频产生的信号波脉冲为

$$E_4 = \int \Gamma F^*(\Omega) \exp[-i(\omega_0 + \delta - \Omega)t] d\Omega. \quad (8)$$

设在脉冲的带宽范围内 Γ 与频率无关, 则(8)式可以写成

$$\begin{aligned} E_4 &= \Gamma \int F^*(\Omega) \exp[-i(-\Omega)t] d\Omega \exp[-i(\omega_0 + \delta)t] \\ &= \Gamma \left[\int F(\Omega) \exp(-i\Omega t) d\Omega \right]^* \exp[-i(\omega_0 + \delta)t] \\ &= \Gamma E_{03}^*(t) \exp[-i(\omega_0 + \delta)t], \end{aligned} \quad (9)$$

即

$$E_{04}(t) = \Gamma E_{03}^*. \quad (10)$$

(9)式说明, 信号波脉冲的中心频率是 $\omega_0 + \delta$, 它的频谱中比中心频率大 Ω 的傅里叶成份的复振幅与探测波脉冲频谱中比中心频率小 Ω 的傅里叶成份的复振幅的复共轭成比例, 也就是说, 信号波脉冲的频谱相对于探测波脉冲的频谱发生了共轭反转. 以下我们不妨把具有上述功能的四波混频器件称为频谱共轭反转器.

现在来考察在超短孤子对的传输线上周期地使用这种频谱共轭反转器会发生什么情况.

第一个反转器放在离开起点的距离为 z_1 处, z_1 必须远小于孤子重叠周期的一半. 设孤子的初始中心频率是 ω_0 , 传播了 z_1 距离后中心频率下移变成 $\omega_0 - \delta$. 为了简单起见, 设反转器的泵浦波的频率也是 ω_0 , 经反转器转换后的孤子对的中心频率变成了 $\omega_0 + \delta$. 下一个反转器放在前一个反转器后的 $2z_1$ 距离处. 从前一个反转器出来的中心频率是 $\omega_0 + \delta$ 的孤子对传播到这里时中心频率又变成了 $\omega_0 - \delta$. 如此重复下去, 孤子的中心频率始终在 $\omega_0 \pm \delta$ 的范围内.

我们知道, 孤子的互作用是由于一个孤子的稳定条件部分地被旁边的孤子干扰而产生的. 例如, 当 $\theta_0 = 0$ 时, 两个孤子中间部分的强度由于相互叠加而提高, 这使得在这个区域内脉冲的自相位调制效应减弱并产生正啁啾, 从而使得前面孤子的中心频率下降而后面孤子的中心频率上升. 由于是在负色散区, 脉冲的中心频率下降必定伴随群速的相应下降, 反之亦然. 这就造成了两个孤子之间的吸引力.

根据(10)式, 从反转器输出的脉冲的啁啾恰好与输入脉冲的啁啾反号^[5], 使本来相

互吸引的两个孤子通过反转器后变成了相互排斥. 但是, 孤子对从反转器出来时具有的啁啾会在继续传播时被一定程度地抵消, 然后又象一开始那样, 重新产生造成相互吸引的啁啾. 如此循环下去, 两个孤子的间隔实际上不会发生变化. 同样根据(10)式, 两个孤子每通过一次反转器, 它们之间的相移就改变一次符号. 因此, 在这种周期使用反转器的传输线中, 由自频移引起的相移和自频移本身一样, 也始终限制在一个很小的范围内.

在上面的分析中我们没有考虑到孤子在传播过程中波形的变化. 事实上由于 MNSE 中的高阶项的作用, 超短孤子的波形在传播过程中是有变化的, 脉宽愈窄, 波形的变化愈剧烈. 例如脉宽为 20 fs 的孤子在传播时除了波形会发生畸变外, 强度也迅速降低. 频谱共轭反转法对各种高阶项的作用还有待进一步研究, 但一般不会消除它们的影响. 这样, 对于脉宽为 20 fs 的孤子而言, 由于脉冲幅度的逐渐减小, 在任何两个相邻的反转器之间传输线的一半处都还有一些残余的频移. 互作用的情况也是这样, 孤子在每个反转器之前产生的、通过反转器后变了号的啁啾不能被在后继的传输线的前半段所产生的啁啾完全抵消, 结果是互作用只是被减弱, 而没有消除.

图 7 和图 8 是我们用数值方法得到的超短孤子对在这种周期使用频谱共轭反转器的光纤中传播的波形. 图 7 是 $\sigma_0 = 4$, $\theta_0 = 0$, $\tau_0 = 2$ ps 的情况. 图 8 是 $\sigma_0 = 6$, $\theta_0 = 0$, $\tau_0 = 2$ fs 的情况. 这里取从起始点到第一个反转器之间光纤的长度为 $z_c/2$, 相邻两反转器之间光纤的长度为 z_c . 数值结果基本证实了我们的分析. 图 7 中两个孤子的间隔基本上没有什么变化, 而图 8 中能明显地看出孤子的间隔逐渐变小. 从图中还可以看出, 频谱共轭反转器的引入在暗背景上产生了一定的扰动.

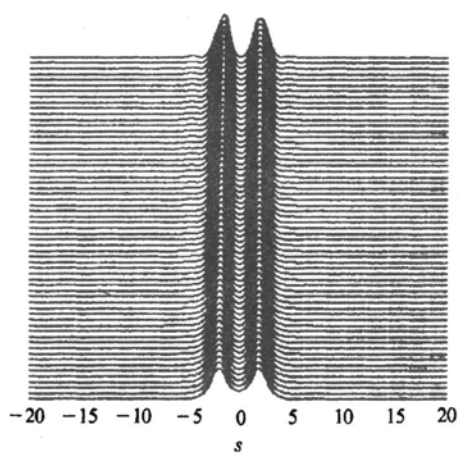


图 7 $\sigma_0 = 4$, $\theta_0 = 0$, $\tau_0 = 2$ ps 的超短孤子对在周期使用频谱共轭反转器的光纤中传播的波形.

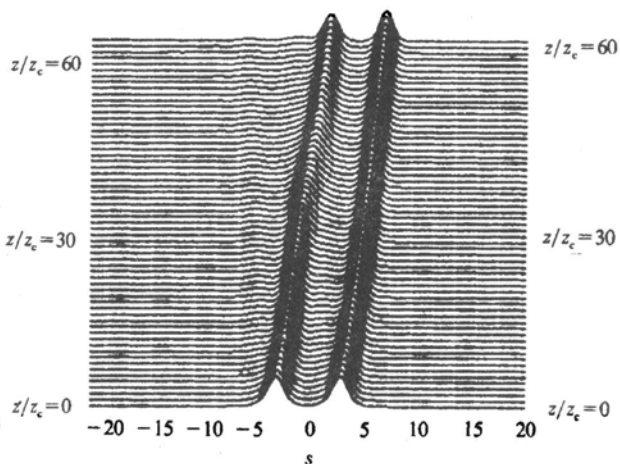


图 8 $\sigma_0 = 6$, $\theta_0 = 0$, $\tau_0 = 20$ fs 的超短孤子对在周期使用频谱共轭反转器的光纤中传播的波形.

4 结 论

我们从理论和数值上证明了, 在光孤子的传输线中周期地使用频谱共轭反转器可以

有效地克服互作用与自频移对孤子传播的影响. 孤子的脉宽愈宽, 这个方法愈有效. 利用这个方法至少可使脉宽为 ps 量级的孤子在实际的间隔脉宽比比通常所允许的间隔脉宽比小得多的条件下, 长距离稳定传播, 从而预示, 这可能是提高长距离光孤子通信速率的有效途径.

- [1] J. P. Gordon, *Opt. Lett.*, **11**(1986), 662.
- [2] J. P. Gordon, *Opt. Lett.*, **8**(1983), 596.
- [3] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.*, **12**(1987), 355.
- [4] 曲林杰等, 通信学报, **12**(1991), 37.

MODIFICATION OF ULTRA-SHORT SOLITON-PAIR EVOLUTIONS IN FIBERS BY MEANS OF FREQUENCY SPECTRUM CONJUGATE INVERSION

QU LIN-JIE QU XIN

(Department of Precision Instrument, Tianjin University, Tianjin 300072)

(Received 22 November 1994)

ABSTRACT

In this paper we demonstrate theoretically and numerically that the conjugate inversion of the frequency spectra of solitons, periodically along the optical fiber lines, can restrain effectively both the interactions among the solitons and the influence of the self-frequency shift of the solitons on the ultra-short soliton-pair propagations.

PACC: 4265