

单模光纤中基于暗孤子交叉相位调制的亮脉冲压缩*

曹文华** 刘颂豪 廖常俊 郭 旗

(华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

摘 要 对单模光纤正群速色散区中基于暗孤子交叉相位调制的亮脉冲压缩进行了定量计算和详细分析。结果表明,亮脉冲的压缩程度与暗孤子相对于亮脉冲的初始峰值功率有关。初始相对峰值功率愈高,亮脉冲的压缩比和压缩后的峰值功率愈高,同时所需的光纤长度愈短。对于给定的初始条件,光纤长度存在一最佳值。在最佳长度处,压缩后的亮脉冲峰值功率最高,宽度最窄。

关键词 暗孤子, 交叉相位调制, 脉冲压缩。

1 引 言

根据脉冲在光纤中经历的群速色散的正负特性,通常将脉冲压缩技术分为两类:光纤-光栅对压缩^[1,2]和孤子效应压缩^[3~6]。在第一类压缩中,脉冲在光纤中经历的是正群速色散,光纤的作用是使输入脉冲光谱展宽,并产生正的频率啁啾,从光纤输出的脉冲在通过光栅对后由于负群速色散而被压缩。孤子效应压缩器仅由一根单模光纤组成,脉冲在光纤中经历的是负群速色散,其压缩机制与高阶孤子的演化有关,即当输入脉冲的峰值功率高于基本孤子的峰值功率时,脉冲在光纤中由于自相位调制与负群速色散的相互作用而经历一初始变窄过程。该类脉冲压缩技术的主要特点是结构简单,不需另外的光学元件(如光栅对、棱镜等)就可实现脉冲压缩。但这类压缩仅适用于负群速色散区。在正群速色散区,亮脉冲不仅得不到压缩,而且会展宽。

然而,理论^[7~9]和实验^[10]均表明,在正群速色散区存在暗孤子。这使人们想到在正群速色散区利用暗孤子实现亮脉冲的稳定传输^[11]和压缩^[12]的可能性。Jin^[12]等人通过计算机模拟表明,在正群速色散区,若将中心频率相近的亮脉冲和暗孤子同时耦合入光纤,在适当条件下,交叉相位调制^[13,14]能使亮脉冲得到有效压缩。但Jin等人的研究仅是定性的,对亮脉冲压缩的物理机制也未做详细分析。本文在文献^[12]的基础上,通过计算机模拟,首次对这一脉冲压缩过程进行了定量计算,得出了一些新的结果,并对结果做了详细分析。

* 广东省自然科学基金资助项目。 ** 中国科技大学博士研究生。

收稿日期:1993年10月4日;收到修改稿日期:1994年3月21日

2 理论模型及原理

两个偏振方向相同、中心频率不同的光脉冲在单模光纤正群速色散区中同时传输,在忽略光纤损耗的情况下,它们的慢变包络由下列耦合非线性方程组描述^[15]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} = i\gamma_1(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} - d \frac{\partial A_2}{\partial T} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} = i\gamma_2(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2. \quad (2)$$

式中 $d = v_{g1}^{-1} - v_{g2}^{-1}$ 表示两脉冲的群速失配; V_{g1} 、 V_{g2} 为脉冲的群速度; $T = t - z/v_{g1}$ 为以脉冲 1 的群速度运动的坐标系中的局部时间; β_{21} (β_{22}) 和 γ_1 (γ_2) 为两脉冲各自的群速色散系数和非线性系数。若两脉冲的中心频率接近,且在光纤中传输的距离较短,(2)式中表示两脉冲的群速失配项可忽略不计,且群速色散系数的差异以及非线性系数的差异也可忽略。若作变换:

$$\zeta = z \frac{\beta_2}{T_0^2}, \quad \tau = \frac{T}{T_0}, \quad u_j = \left(\frac{\gamma T_0^2}{\beta_{2j}}\right)^{1/2} A_j, \quad (j = 1, 2), \quad (3)$$

则方程(1)、(2)可表示成下述无量纲形成:

$$\frac{\partial u_1}{\partial \zeta} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} = i(|u_1|^2 + 2|u_2|^2)u_1, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial \zeta} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} = i(|u_2|^2 + 2|u_1|^2)u_2. \quad (5)$$

上述耦合方程组中,左边的第二项表示脉冲的群速色散,右边的第一和第二项分别表示脉冲的自相位调制和由于与另一脉冲的非线性耦合而引起的交叉相位调制。这里,脉冲在光纤中的演化不再仅由正群速色散和自相位调制决定,而且与交叉相位调制有关。

不失一般性,令 u_1 、 u_2 分别表示暗脉冲和亮脉冲。所谓暗脉冲是指均匀的亮背景中一窄的凹陷,亮脉冲是指暗背景中一窄的具有一定强度的光波。若 $|u_1| \gg |u_2|$, 则 $u_1(\zeta, \tau) = \tan h(\tau) \exp(i\zeta)$ 是满足方程(4)的解,它就是正群速色散区中的基本暗孤子解,能在正群速色散区无畸变地传输。若将这一基本暗孤子解代入方程(5),则相当于在方程(5)的右边引入一个与传输距离无关的位能。实际上,亮脉冲的变窄效应正与这一位能的存在有关。方程组(4)、(5)就是描述亮脉冲由于受到另一脉冲交叉相位调制而变窄的数学模型。对于给定的初始值 $u_1(0, \tau)$ 和 $u_2(0, \tau)$, 用分步傅里叶变换算法^[4]可计算两脉冲在光纤中的演化。

3 计算结果与分析

首先,考虑没有暗孤子的情况下,亮脉冲在单模光纤正群速色散区中的演化情形。这相当于设 $u_1(0, \tau) = 0$ 后,对方程(5)求解的结果。设初始亮脉冲为 $u_2(0, \tau) = A_2 \text{sech}(\tau/t_2)$, 图 1(a)示出初始参数 $A_2 = 0.01$, $t_2 = 1$ 的亮脉冲在一个孤子周期^[16]内($\zeta = \pi/2$)的演化。图 1(a)表明,脉冲宽度随传输距离不断增大,同时峰值功率不断减小。由于脉冲初始峰值强度很小,脉冲在光纤中近似为线性传输。因此,脉冲的展宽是由群速色散引起的。图 1(b)示出初始值为 A_2 , $t_2 = 1$ 的亮脉冲在一个孤子周期内的演化。这里的脉冲比图 1(a)中展宽得更快。这是由于脉冲初始峰值功率的增加相当于方程(5)右边第一项的增大,即亮脉冲自相位调制效应的增强,此时亮脉冲在光纤中是非线性传输。由自相位调制引起的脉冲频率啁啾加快了脉冲展宽。

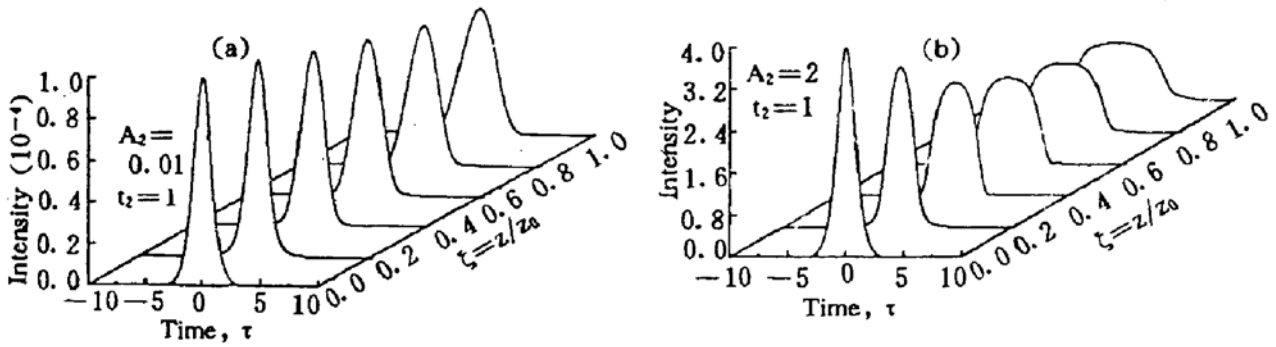


Fig. 1 (a) Evolution of a bright pulse over a soliton period in the normal dispersion region of a single-mode fiber showing pulse broadening induced by group-velocity dispersion. The parameters are $A_2 = 0.01$ and $t_2 = 1$ (b) under conditions identical to those of (a) except that $A_2 = 2$ showing that pulse broadening is enhanced by self-phase modulation

其次，计算在正群速色散区亮脉冲与暗孤子同步耦合入光纤后，亮脉冲的演化情况。理想的暗孤子表现为均匀连续的亮背景中一个窄的凹陷，如基本暗孤子形成 $u_1(\zeta, \tau) = \tanh(\tau) \exp(i\zeta)$ 。但实验中很难获得这样的理想暗孤子。实际所用的暗孤子通常具有有限的背景宽度。计算机模拟^[9]和实验^[10]均表明，即使是这种非理想暗孤子，虽然其背景宽度随传输距离不断增大，但背景内的孤子形态暗脉冲却能传输几十个孤子周期而维持其形状不变。因此，在以下的模拟中采用了这种背景宽度有限的暗脉冲作为理想暗孤子的近似。

设初始暗脉冲为 $u_1(0, \tau) = A_1 \tanh(\tau/t_1) \exp[-\tau/(Ct_1)^2]$ ，这里的常数 c 和 t_1 分别决定背景宽度和背景中暗脉冲的宽度。当 $A_1 = 1, t_1 = 1, C \rightarrow \infty$ 时， $u_1(0, \tau)$ 即为理想的基本暗孤子。图 2(a) 是取 $A_1 = 1, t_1 = 1, C = 10, u_2(0, \tau) = 0$ 后，通过求解方程(4)得出的暗脉冲在一个孤子周期内的演化。结果表明，经一个孤子周期的传输后，暗脉冲形状基本无变化，即接近理想基本暗孤子的传输特性。图 2(b) 示出 $A_1 = 8$ ，其余参数与图 2(a) 相同的情况下，暗脉冲在 1/5 个孤子周期内的演化，它类似于高阶暗孤子的演化情形。图 2(b) 表明，像负群速色散区中的高阶亮孤子一样，正群速色散区中的高阶暗孤子也存在一初始变窄过程。实际上，在正群速色散区与暗脉冲同步传输的亮脉冲的压缩正与暗脉冲的初始变窄过程有关。

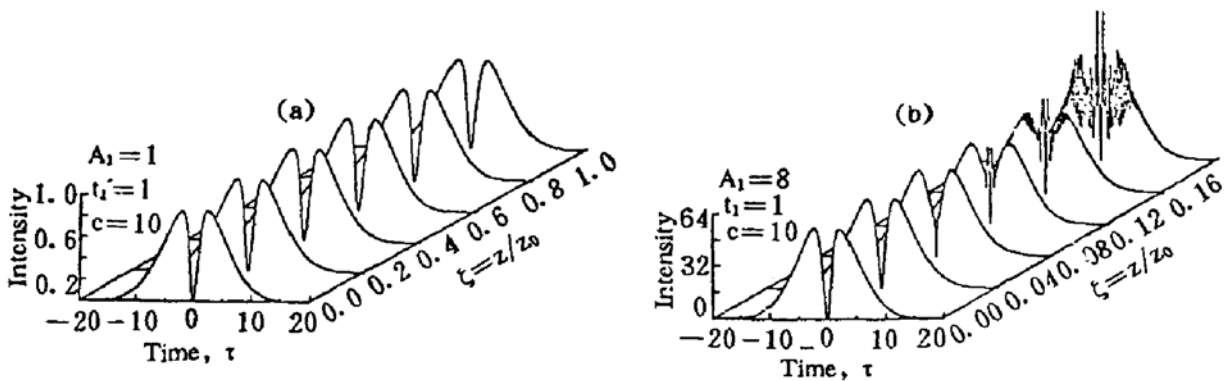


Fig. 2 (a) Evolution of a nonideal fundamental dark soliton (with finite-width background) over a soliton period showing the behavior of an ideal fundamental dark soliton. The parameters are $A_1 = 1, t_1 = 1$ and $C = 10$

(b) Evolution of a nonideal high-order dark soliton over 1/5 soliton period showing the initial narrowing stage of an ideal high-order dark soliton. The parameters are $A_1 = 8, t_1$ and $c = 10$

图 3(a) 和图 3(b) 分别示出在正群速色散区中亮脉冲与暗脉冲同步传输时，两个脉冲的

演化情形。亮脉冲初始取值同图 1(a)，暗脉冲初始取值同图 2(b)。图 3 表明，随着传输距离的增加，亮脉冲逐渐被压缩，且峰值功率逐渐增大。很重要的现象是光纤长度存在一最佳值，即处于这一位置的亮脉冲，其压缩程度最佳，峰值功率最高。在这一长度之后，亮脉冲逐渐

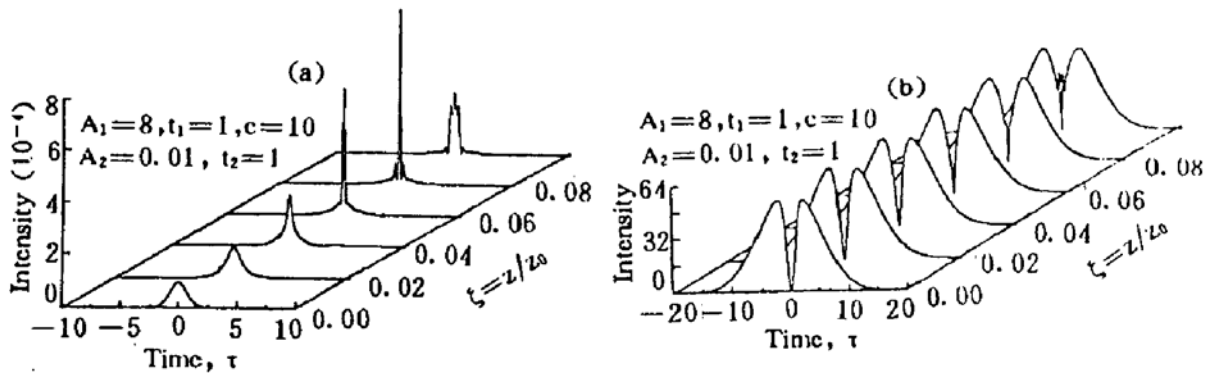


Fig. 3 (a) Compression of the bright pulse of Fig. 1(a) by the nonideal high-order dark soliton of Fig. 2(b) showing that there is an optimum fiber length at which the width of compressed bright pulse is minimum. (b) evolution of the nonideal high-order dark soliton under conditions of (a)

展宽，峰值功率逐渐下降。对亮脉冲的变窄过程可做如下解释：暗孤子的同步输入，相当于在方程(5)中右边引入一位能。在 $|u_1| \gg |u_2|$ 的情况下，对应于基本暗孤子的位能近似地不随传输距离而变化；对应于高阶暗孤子的位能则近似地遵循高阶暗孤子的周期性演化规律。随着两脉冲在光纤中的传输，这一位能使亮脉冲产生一不同于自相位调制引起的频率啁啾，即在亮脉冲的前沿产生正的频率啁啾，在后沿产生负频率啁啾。这就是由于另一脉冲的存在而引起的交叉相位调制的结果，它与脉冲本身自相位调制引起的频率啁啾相反。由(5)式知，即使在两脉冲强度相近的情况下，交叉相位调制效应也是自相位调制效应的两倍。因此，总的效果仍是在亮脉冲前沿产生正频率啁啾，在其后沿产生负频率啁啾，即相对于中心频率而言，亮脉冲前沿频率逐渐升高，后沿频率逐渐下降。由于在正群速色散区，群速度随脉冲频率的增加而减小，这就使得上述亮脉冲的前沿传输得愈来愈慢，后沿愈来愈快，从而导致了亮脉冲的压缩。在高阶暗孤子同步输入的情况下，暗孤子宽度的变化引起位能的变化，从而导致亮脉冲频率啁啾的变化，这与图 3 所示的结果相符，即亮脉冲与暗脉冲的变窄过程近似同步。

为对正群速色散区中由于暗孤子交叉相位调制引起的亮脉冲压缩进行定量分析，通过改变暗脉冲和亮脉冲的初始相对峰值功率，计算了亮脉冲压缩到最窄时，相对于初始入射时的峰值功率、压缩比以及压缩到最窄时所需的最佳光纤长度，结果如图 4 所示。这里的压缩比是指初始脉冲和压缩后脉冲半功率点间的宽度之比。亮脉冲与暗脉冲初始形状的选取分别与图 3(a)和图 3(b)中相同。图 4(a)是固定亮脉冲的初始峰值功率而改变暗脉冲的初始峰值功率所计算的结果；图 4(b)则对应于初始暗脉冲一定而改变亮脉冲初始峰值功率所计算的结果。图 4(a)和图 4(b)一个共同的特点是，随着暗脉冲相对于亮脉冲初始峰值功率的增大，亮脉冲的压缩程度以及压缩后的峰值功率不断增大，同时最佳光纤长度不断减小。这是由于交叉相位调制效应相对于自相位调制效应不断增强的结果。不同点是，图 4(a)表明，在初始亮脉冲确定的情况下，亮脉冲的压缩比和压缩后的峰值功率随暗脉冲初始强度的增大而增大，与此同时，最佳光纤长度不断减小；而图 4(b)表明，对于确定的初始暗脉冲，亮脉冲的压缩

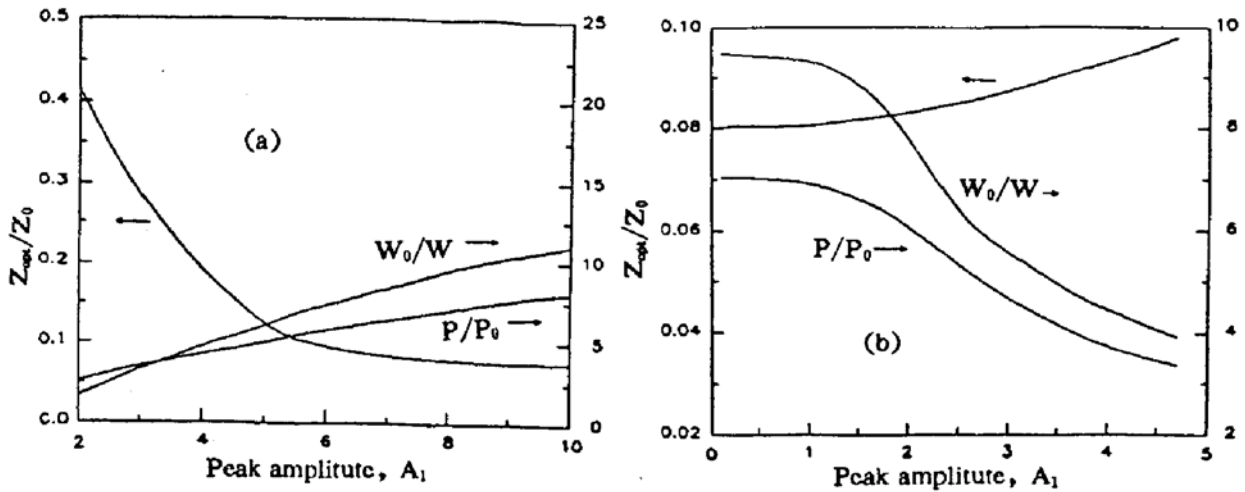


Fig. 4 (a) Variation of the compression ratio W_0/W , compressed relative peak power P/P_0 , and optimum fiber length z_{opt}/z_0 with the parameter A_1 . The initial bright pulse is the same as in Fig. 1(a), the other parameters of the initial nonideal high-order dark soliton are t_1 and $c = 10$
 (b) Variation of W_0/W , P/P_0 and z_{opt}/z_0 with the parameter A_2 . The initial nonideal high-order dark soliton is the same as in Fig. 2(b), the other parameter of the initial bright pulse is $t_2 = 1$

比和压缩后的峰值功率随亮脉冲初始强度的增大而下降，与此同时最佳光纤长度不断增加。这说明，在正群速色散区，暗脉冲对亮脉冲交叉相位调制的结果是使后者不断压缩(图 4(a))；而亮脉冲自相位调制的作用是导致其脉宽不断增加(图 4(b))，即起了抑制由于交叉相位调制效应引起的脉冲变窄作用。

最后以一个具体的亮脉冲压缩为例。在图 4(b)中，设初始值为 $A_1 = 8$, $A_2 = 1$, $t_1 = t_2 = 1$, $C = 10$ ，亮脉冲初始宽度为 2 ps，波长为 1.06 μm ，常规光纤在 1.06 μm 处的典型参数为 $\beta_2 = 20 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$, $\gamma = 1.3 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ 。则对应于基本孤子形态的亮脉冲其初始峰值功率为 3.8 W，初始宽度为 2 ps 的高阶孤子的演化周期为 314 m。由图 4(b)可看出，亮脉冲压缩到最窄时的压缩比约 9.4，压缩后的峰值功率大约是初始峰值功率的 7 倍，最佳光纤长度约 25 m。

必须指出的是，方程(4)、(5)只能用于描述皮秒脉冲压缩。对于飞秒亮脉冲的压缩，还必须考虑亮脉冲内部的受激拉曼散射。另外，在以上的计算中，选取亮脉冲的初始形状为双曲正割形，是出于习惯用法的考虑。计算表明，当亮脉冲的初始形状取为其它形式时，结果与初始形状取为双曲正割形的差别极小。同样，暗脉冲的初始形状也可取其它形式。

结 论 本文通过计算机模拟，对单模光纤正群速色散区中基于暗孤子交叉相位调制的亮脉冲压缩进行了定量计算，并对该类脉冲压缩的物理机制作了详细分析。结果表明，亮脉冲的压缩程度与暗孤子相对于亮脉冲的初始峰值功率有关。初始相对峰值功率愈高，亮脉冲的压缩比以及压缩后的峰值功率愈高，同时亮脉冲压缩到最窄时所需的单模光纤长度愈短。对于给定的初始条件，亮脉冲压缩到最窄时对应一最佳光纤长度值。这一新的脉冲压缩机制不同于单模光纤负群速色散区亮脉冲的孤子效应压缩，前者是亮脉冲的正群速色散与暗孤子交叉相位调制作用的结果；后者的压缩是由于负群速色散与自相位调制的相互作用。

参 考 文 献

- [1] 樊立明, 李士英, 王世杰等, 光纤-光栅对激光脉冲压缩. 光学学报, 1991, 11(5): 385~389
- [2] 段春立, 赵庆春, 陆雨田等, 微微秒超短脉冲的光学压缩. 光学学报, 1991, 11(5): 390~395
- [3] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in

- single-mode optical fibers. *Opt. Lett.*, 1983, 8(5) : 289~291
- [4] 曹文华, 廖常俊, 刘颂豪等, 光纤损耗对皮秒脉冲孤子效应压缩的影响. *光学学报*, 1993, 13(11) : 1003~1007
- [5] 曹文华, 郭旗, 刘颂豪等, 微微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
- [6] S. V. Chernikov, E. M. Dianov, Soliton pulse compression in dispersion decreasing fiber. *Opt. Lett.*, 1993, 18(7) : 476~478
- [7] A. Hasegawa, F. Tappert, Transmission of stationary nonlinear pulses in dispersive dielectric fibers. II. Normal dispersion. *Appl. Phys. Lett.*, 1973, 23(4) : 171~172
- [8] K. J. Blow, N. J. Doran, Multiple dark soliton solutions of the nonlinear schrodinger equation. *Phys. Lett. (A)*, 1985, A107(2) : 55~58
- [9] W. J. Tomlinson, R. J. Hawkins, A. M. Weiner *et al.*, Dark optical solitons with finite-width background pulses. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, 6(3) : 329~334
- [10] A. M. Weiner, J. P. Heritage, R. J. Hawkins *et al.*, Experimental observation of the fundamental dark soliton in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 61(21) : 2445~2448
- [11] S. Trillo, S. Wabnitz, E. M. Wright *et al.*, Optical solitary waves induced by cross-phase modulation. *Opt. Lett.*, 1988, 13(10) : 871~873
- [12] R. Jin, M. Liang, G. Khitrova *et al.*, Compression of bright optical pulses by dark solitons. *Opt. Lett.*, 1993, 18(7) : 494~496
- [13] G. P. Agrawal, Induced focusing of optical beams in self-defocusing nonlinear media. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 64(21) : 2487~2490
- [14] A. J. Stentz, M. Kauranen, J. J. Maki *et al.*, Induced focusing and spatial wave breaking from cross-phase modulation in a self-defocusing medium. *Opt. Lett.*, 1992, 17(1) : 19~21
- [15] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Boston, Academic Press, Inc., Harcourt Brace Jovanovich, Publishers, 1989 : 176
- [16] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, 45(13) : 1095~1098

Compression of Bright Optical Pulses by Dark Solitons in the Normal Dispersion Region of Single-Mode Fibers

Cao Wenhua Liu Songhao Liao Changjun Guo Qi

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

(Received 4 October 1993; revised 21 March 1994)

Abstract Through computer simulation, the compression of bright optical pulses by dark solitons in the normal group-velocity dispersion region of single-mode fibers is analyzed both qualitatively and quantitatively. The results show that the compression ratio and compressed peak power of the bright pulse depend upon the initial relative peak power of the dark pulse to the bright pulse. The higher the initial relative peak power is, the higher the compression ratio and compressed peak power of the bright pulse are. We found that, for given initial conditions, there exists an optimum fiber length at which the width of the compressed bright pulse is minimum and that the optimum fiber length decreases with the initial relative peak power.

Keywords normal group-velocity dispersion, dark solitons, cross-phase modulation, pulse compression.