

皮秒脉冲在色散缓变光纤中的 孤子效应压缩

曹文华* 姚爱民 廖常俊 李明智 郭旗 刘颂豪

(华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

摘 要 本文给出了描述皮秒脉冲在色散缓变单模光纤中孤子效应压缩过程的数学模型. 通过数值求解, 首次对该孤子效应压缩进行了全面的计算和分析. 结果表明, 与常规光纤相比, 采用色散缓变程度合适的光纤压缩皮秒脉冲, 不仅能显著地提高压缩后脉冲的峰值功率和脉冲压缩比, 而且能有效地消除压缩后脉冲的次峰和脉座. 对于确定的脉冲输入, 发现, 当光纤的色散缓变程度取某一最佳值时, 能获得最佳的压缩效果. 进一步研究表明, 色散的这一最佳变化与输入脉冲的峰值功率和脉冲宽度有关.

关键词 色散缓变单模光纤, 皮秒脉冲, 孤子, 脉冲压缩.

1 引 言

近年来, 利用光纤非线性和群速色散的相互作用来压缩光脉冲已变得相当普遍^[1~4]. 根据脉冲在光纤中经历的群速色散的正负特性, 可将这一基于光纤的脉冲压缩技术分为两类: 光纤-光栅对压缩^[3,4]和孤子效应压缩^[5]. 其中孤子效应压缩技术是利用高阶孤子在光纤中的初始变窄过程来压缩光脉冲. 许多作者对这一压缩过程进行过计算^[5~8], 但这些研究均是在常规光纤中进行的. 文献[8]的结果表明, 当脉冲波长不靠近光纤的最低损耗处时, 常规光纤的损耗对皮秒脉冲孤子效应压缩的影响不可忽略. 在光纤孤子通信中, 有人提出可通过逐渐减小光纤色散的办法来避免光纤损耗引起的脉冲展宽^[9], 由于牵涉到的是非常规光纤, 并且不同的具体情况对光纤色散变化的要求也不相同, 因此, 目前这方面的研究大部分集中在数值计算上^[9~13], 而且都是研究如何利用色散的变化来补偿损耗, 以达到延长通信系统中继距离的目的. 至于用色散缓变光纤来压缩皮秒脉冲, 至今还未见有详细计算. 本文在对文献[9]的数学模型作合理简化的基础上, 对皮秒脉冲在色散缓变光纤中的孤子效应压缩过程进行了详细的计算和分析, 其目的是研究如何通过调节光纤的色散缓变程度来获得更大的脉冲压缩比和更高的脉冲峰功率. 大量可靠的数据不仅为特种光纤的设计和今后这方面的实验提供了定性和定量的依据, 而且还提示人们将色散缓变光纤用于其它有关场合.

收稿日期: 1993年3月29日; 收到修改稿日期: 1993年5月11日

* 中国科学技术大学博士研究生.

2 理论模型及计算方法

皮秒脉冲在单模光纤中传输的非线性薛定谔方程为

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i r |A|^2 A \quad (1)$$

式中 z 为脉冲在光纤中传输的距离; t 为时间; $1/\beta_1$ 和 β_2 分别为脉冲的群速度和群速色散; α 、 r 分别为光纤的损耗和非线性; $A(z, t)$ 为脉冲的慢变振幅. 若作如下变换:

$$\tau = (t - \beta_1 z)/T_0, \quad \zeta = z/\eta, \quad u = e^{(\alpha z/2)} (r\eta)^{1/2} A, \quad \alpha' = \eta\alpha \quad (2)$$

其中 T_0 为脉冲初始宽度, $\eta = T_0^2/|\beta_2(z=0)|$, 则方程(1)等效于

$$i \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{|\beta_2|}{2} \frac{\eta}{T_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + e^{-\alpha' \zeta} |u|^2 u = 0 \quad (3)$$

(3)式左边的第二项代表脉冲的群速色散, 第三项代表考虑光纤损耗后的自相位调制. 对于一阶孤子输入, 光纤损耗引起的非线性项的指数衰减使得群速色散与自相位调制逐渐失去平衡, 从而导致脉冲不断展宽; 对于高阶孤子输入, 损耗导致脉冲压缩比和压缩后脉冲峰值功率下降.

若光纤沿脉冲传播方向的群速色散以指数方式变化

$$\beta_2(\zeta) = \beta_2(0)e^{-\zeta/\theta} \quad (4)$$

式中 θ 为色散缓变参数, 它表示光纤色散沿脉冲传输方向减小的快慢程度. 则(3)式中的第二项和第三项的绝对值同时减小, 即使考虑了损耗, (3)式也有近似的孤子解. 对于高阶孤子脉冲的压缩, 则有可能通过选择合适的 θ 值来获得最佳的压缩效果. 对光纤群速色散的控制已有相当成熟的技术, 其中之一是通过控制光纤芯径的变化来获得所需光纤色散的变化^[14].

在常规光纤中, 高阶孤子压缩到最窄时所需的光纤长度远小于其孤子周期, 即 $\zeta \ll \pi/2$, 对于色散缓变光纤, 可以假定其色散减小得很缓慢, 则有 $|\zeta/\theta| \ll 1$. 因此, (4)式和(3)式可相应简化为

$$\beta_2(\zeta) = \beta_2(0)(1 - \zeta/\theta) \quad (5)$$

$$i \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\zeta}{\theta}\right) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + e^{-\alpha' \zeta} |u|^2 u = 0 \quad (6)$$

式中 $\alpha' = \alpha T_0^2/|\beta_2(0)|$, 描述光纤损耗引起的非线性随传输距离的指数衰减. 需说明的是, (6)式忽略了光纤芯径逐渐减小引起的光束聚焦效应, 由此导致的脉冲自相位调制效应的增强, 它等效于在(6)式的左边加一增益项

$$i \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{i}{R} \frac{dR}{d\zeta} u + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\zeta}{\theta}\right) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + e^{-\alpha' \zeta} |u|^2 u = 0 \quad (7)$$

式中 $R(\zeta)$ 为光纤的有效芯径. 但对于本文所考虑的具体问题, 光纤色散(芯径)的减小很缓慢, 且涉及的光纤长度远小于相应脉冲在常规光纤中的孤子周期, 因而等效增益项的贡献可以忽略不计^[10].

(6)式用数值法求解, 采用分步傅里叶变换法. 具体地, 将(6)式写为

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = (\hat{D} + \hat{N}) u \quad (8)$$

$$\hat{D} = \frac{1}{2} i \left(1 - \frac{\zeta}{\theta}\right) \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}, \quad \hat{N} = i e^{-\alpha' \zeta} |u|^2 \quad (9)$$

脉冲在光纤中由 ζ 传输到 $\zeta + \Delta\zeta$ 可分两步计算. 先假设只有光纤的非线性作用于脉冲而令 $\hat{D} = 0$, 然后再考虑色散的作用, 令 $\hat{N} = 0$. 这样, 对(8)式两边在 $[\zeta, \zeta + \Delta\zeta]$ 上求积分得

$$u(\zeta + \Delta\zeta, \tau) \approx \exp \left[\frac{i}{2} (\Delta\zeta - \frac{\zeta\Delta\zeta}{\theta} - \frac{\Delta\zeta^2}{2\theta}) \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right] \exp \left[\int_{\zeta}^{\zeta+\Delta\zeta} \hat{N}(\zeta') d\zeta' \right] u(\zeta, \tau) \\ \approx \exp(\Delta\zeta \hat{D}) \exp(\Delta\zeta \hat{N}) u(\zeta, \tau) \quad (10)$$

式中代表非线性和损耗的指数算符运算直接在时域进行, 代表色散的指数算符运算在频域中进行. 令 $v(\zeta, \tau) = \exp(\Delta\zeta \hat{N}) u(\zeta, \tau)$, 则(10)式可表示为

$$u(\zeta + \Delta\zeta, \tau) \approx \exp(\Delta\zeta \hat{D}) v(\zeta, \tau) = \{F^{-1} \exp[\Delta\zeta \hat{D}(i\omega)] F\} v(\zeta, \tau) \quad (11)$$

式中 F 和 F^{-1} 分别为傅里叶变换和逆傅里叶变换; $\hat{D}(i\omega) = -i\omega^2(1 - \zeta/\theta)/2$. 由于光纤色散的变化, 使得频域中的 $\hat{D}(i\omega)$ 不再为常数.

实际计算中为提高精度, 常采用下述对称的分步傅里叶变换算法

$$u(\zeta + \Delta\zeta, \tau) \approx \exp\left(\frac{\Delta\zeta}{2} \hat{D}\right) \exp(\Delta\zeta \hat{N}) \exp\left(\frac{\Delta\zeta}{2} \hat{D}\right) u(\zeta, \tau) \quad (12)$$

对于任意给定的初始脉冲 $u(o, \tau)$, 由(12)式可计算其在光纤中的压缩情况.

3 计算结果及分析

3.1 初始脉宽相同情况

通过改变光纤色散沿脉冲传输距离减小的快慢程度来计算脉冲在这些光纤中第一次压缩到最窄时的情形. 图 1(a)~(d)是在初始脉宽相同的情况下, 对三种不同的初始输入峰值功率所计算出的光纤色散缓变程度与脉冲压缩比、最佳光纤长度、压缩后脉冲相对于输入脉冲的峰值功率和压缩后的脉冲质量的关系. 这里的压缩比是指入射脉冲与压缩后脉冲的全宽度之比; 最佳光纤长度指脉冲在光纤中第一次压缩到最窄时的光纤长度; 脉冲质量定义为压缩后脉冲半功率点间的能量占整个脉冲能量的百分比. 计算中选取输入脉冲宽度 T_{FWHM} (半功率点处的全宽度) 为 30 ps, 并假设输入脉冲为无啁啾的双曲正割形脉冲, 即 $u(o, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau)$, 其中 N 可以是非整数. 则参数 T_0 可由 $T_{FWHM} \approx 1.76 T_0$ 算出为 17 ps. 在光纤的输入端, 采用常规光纤在波长 1.32 μm 处的曲型参数值, $\alpha = 0.092 \text{ km}^{-1}$, $\beta_2 = -4.6 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\tau = 1.3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, 则由(2)式求得 $\alpha' = 5.78$.

图 1(a)和图 1(c)表明, 1) 随着光纤色散缓变程度的变化, 压缩比 F_c 和压缩后脉冲相对于输入脉冲的峰值功率 P_{com}/P_0 具有相似的变化形式. 当 θ 趋于无穷大, 即光纤趋于常规光纤时, F_c 、 P_{com} 各自趋于恒定值, 这相当于文献[8]的计算结果. 2) 随着 θ 的减小, 即光纤色散缓变程度的增大, F_c 和 P_{com} 渐渐增大, 达到某一最大值后, 若再减小 θ 值, 二者均迅速下降, 说明对确定初始峰功率和初始宽度的输入脉冲的最佳压缩, 光纤的色散缓变程度存在一最佳值. 这一结果可作如下解释: 随着 $|\beta_2(\zeta)|$ 减小速度的加快, 光纤非线性相对于群速色散对脉冲起支配地位的程度也愈来愈大, 这相当于在常规光纤中传输的孤子阶数 N 增大得愈来愈快, 而对常规光纤脉冲压缩的分析表明, 脉冲压缩比和压缩后脉冲的峰值功率随输入脉冲孤子阶数的增大而增大. 当压缩比和压缩后脉冲的峰值功率随 θ 的减小达到某一最大值后, 再继续减小 θ 会导致 F_c 和 P_{com} 迅速下降. 这是由于, 光纤色散缓变程度愈大, 随着传输距离的增加, 脉冲的群速色散相对于非线性引起的自相位调制愈来愈弱, 由于脉冲在光纤中的孤子效应压缩是非线性与负群速

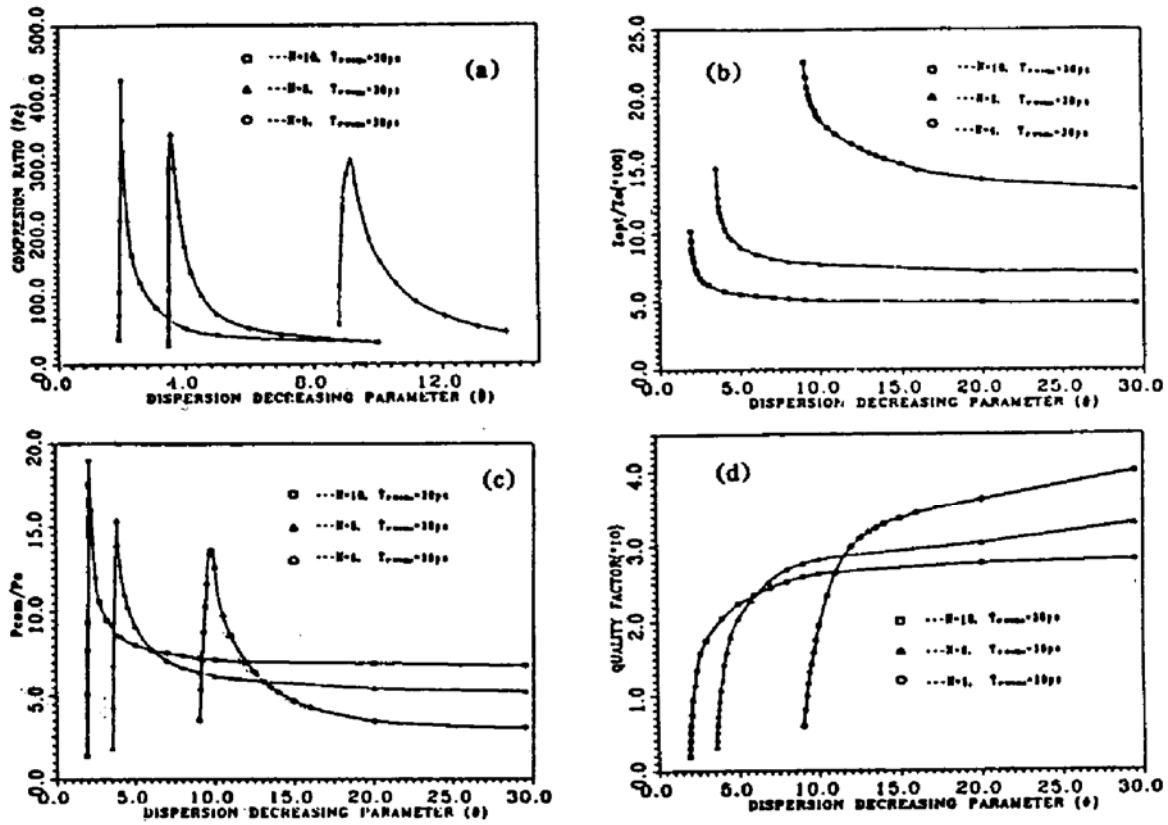


Fig. 1 Calculated properties of the first optimal narrowing of the input pulses in fibers with different dispersion variations

色散相互作用的结果,在只有非线性起作用时,脉冲的形状将保持不变,加上损耗的影响,脉冲的振幅不断衰减,这就导致了 F_c 和 P_{com} 的迅速减小。

图 1(b)表明,随着光纤色散缓变程度的增大,脉冲在光纤中第一次压缩到最窄时所需的光纤也随之增长。这是因为,在常规光纤中,高阶孤子的演化周期 $[z_0 = \pi T_0^2 / (2|\beta_2|)]$ 随群速度色散绝对值的减小而增大,对于色散缓变光纤, $|\beta_2|$ 减小得愈快,相当于脉冲的演化愈慢,因此脉冲在光纤中第一次压缩到最窄时所需的光纤也愈长。

图 1(d)示出压缩后脉冲半功率点间的能量占整个脉冲能量的比值随色散缓变程度的增大而下降,这是由于最佳光纤长度愈来愈长(图 1(b)),而光纤越长,损耗对脉冲的影响也就越大。图 1 同时还定性地表明,光纤色散的最佳变化与输入脉冲的初始峰功率有关。初始峰功率愈高,对应于 F_c 和 P_{com} 峰值位置处的 θ 值愈小[图 1(a)和图 1(c)],表明光纤的色散缓变程度愈大。这可以作如下解释:在常规光纤脉冲压缩的情况下,脉冲的初始峰值功率愈高意味着其孤子阶数愈高,而孤子阶数愈高,脉冲在常规光纤中第一次演化到最窄时所需的光纤长度愈短。色散缓变光纤实际上可看成是一段段常规光纤的相加,因此,在色散缓变光纤的情况下,脉冲第一次压缩到最窄时所需的光纤长度随初始峰功率的增加而减小(图 1(b))。在色散沿脉冲传输距离减小到与非线性相比可忽略的情况下,光纤长度愈短,光纤的色散缓变程度就愈大。

3.2 初始脉宽不同的情况

为研究初始宽度不同的脉冲在色散缓变光纤中的压缩情况,图 2(a)~(d)给出了对初始宽度分别为 30 ps 和 40 ps 的 10 阶孤子脉冲在色散缓变光纤中的压缩结果。由于在常规光纤的情况下,脉冲的初始宽度愈大,其演化周期愈长 $[z_0 = \pi T_0^2 / (2|\beta_2|)]$,而色散缓变光纤可看成许多短距离常规光纤的相加,因此,在色散缓变光纤的情况下,脉冲压缩到最窄时所需的最

佳光纤长度随初始脉宽的增加而增大[图 2(b)]. 在色散沿脉冲传输方向减小到与非线性相比可忽略的情况下, 最佳光纤长度愈长, 光纤的色散缓变程度就愈小. 这就导致了图 2(a)和图 2(c)中的曲线峰值位置随初始脉宽的变化.

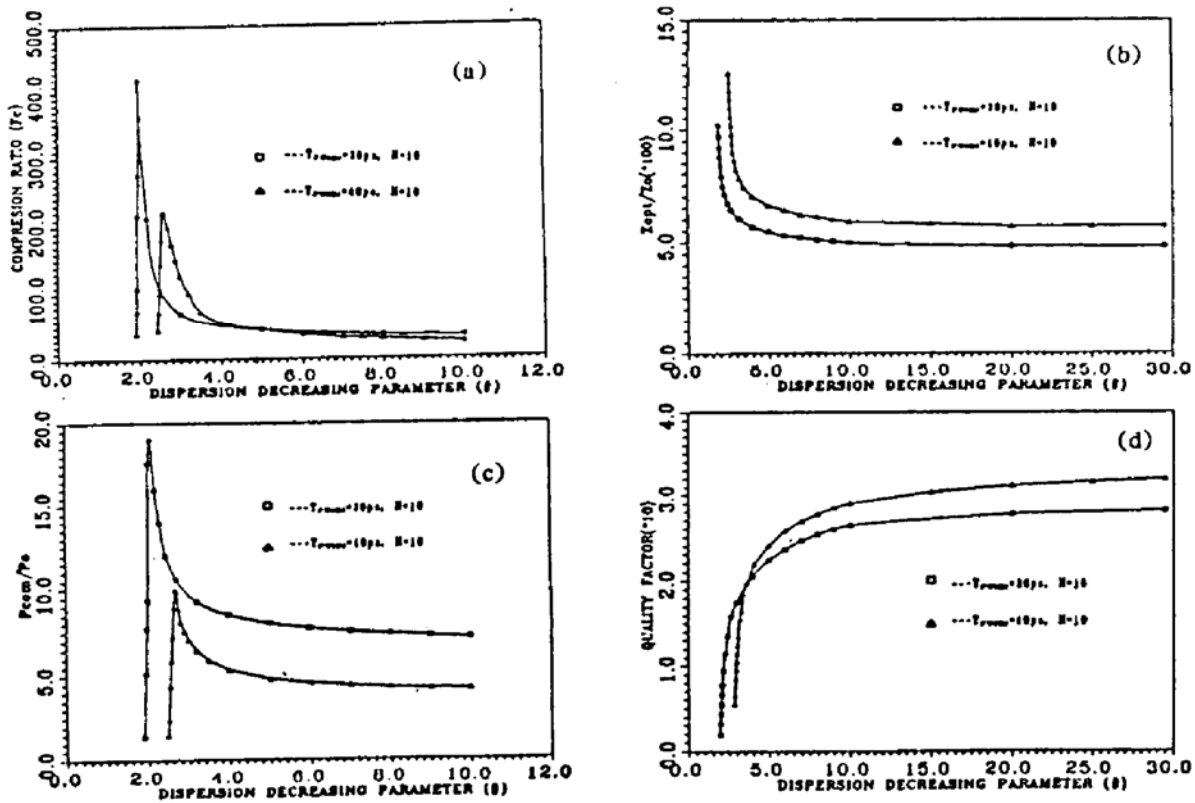


Fig. 2 Same as in Fig. 1 except that the input pulses have the same soliton order but different initial pulse width

3.3 两种光纤中的压缩过程

为直观起见, 图 3(a)和图(b)分别示出了 初始宽度为 40 ps 的 10 阶孤子脉冲在常规光纤和色散缓变光纤中的压缩过程. 色散缓变光纤的色散变化参数 θ 取值 2.67, 即对应于图 2(a)中 $T_{PWHM} = 40 \text{ ps}$ 曲线的峰值位置(此时脉冲压缩比最大). 图 3 表明, 与常规光纤相比, 色散缓变光纤可显著地提高脉冲压缩比和压缩后脉冲的峰值功率. 更重要的是, 由色散缓变光纤压缩后的脉冲几乎不带次峰和脉座(脉座平坦且幅度低). 而由常规光纤压缩后的脉冲通常带着很大的脉座, 且主峰两旁的次峰和整个脉座随孤子阶数的增大而增大, 这在实际应用中是很不利的. 图 3(b)中, 脉冲在色散缓变光纤中压缩到最窄时所传输的距离为 $\zeta = z/z_0 = 0.096$, 由(5)式可算出光纤输出端的群速色散系数 $\beta_2 \approx -4.4 \text{ ps}^2/\text{km}$. 群速色散的变化不是很大, 表明输出端光纤芯径不至太细, 这在工艺上是可以做到的.

需要说明的是, 虽然以上的计算是对无啁啾的孤子脉冲进行的(出于论述方便的考虑), 但本文的模型和计算方法同样适用于有啁啾的其它形状的脉冲压缩. 另外, 由于本文计算时选取的孤子阶数较低(受计算机速度和内存所限), 因而计算出的最佳光纤长度较长. 在实际情况中, 耦合进光纤的脉冲峰功率可比 10 阶孤子脉冲的峰功率高得多, 这样, 最佳光纤长度就会随输入脉冲峰功率的增加而减小. 例如, 若耦合入光纤的脉冲宽度为 30 ps, 初始峰功率为 200 W, 则相应的孤子阶数 $N \approx 128$, 在理想常规光纤中的演化周期为 $z_0 = \pi T_0^2 / (2|\beta_2|) \approx 100 \text{ km}$,

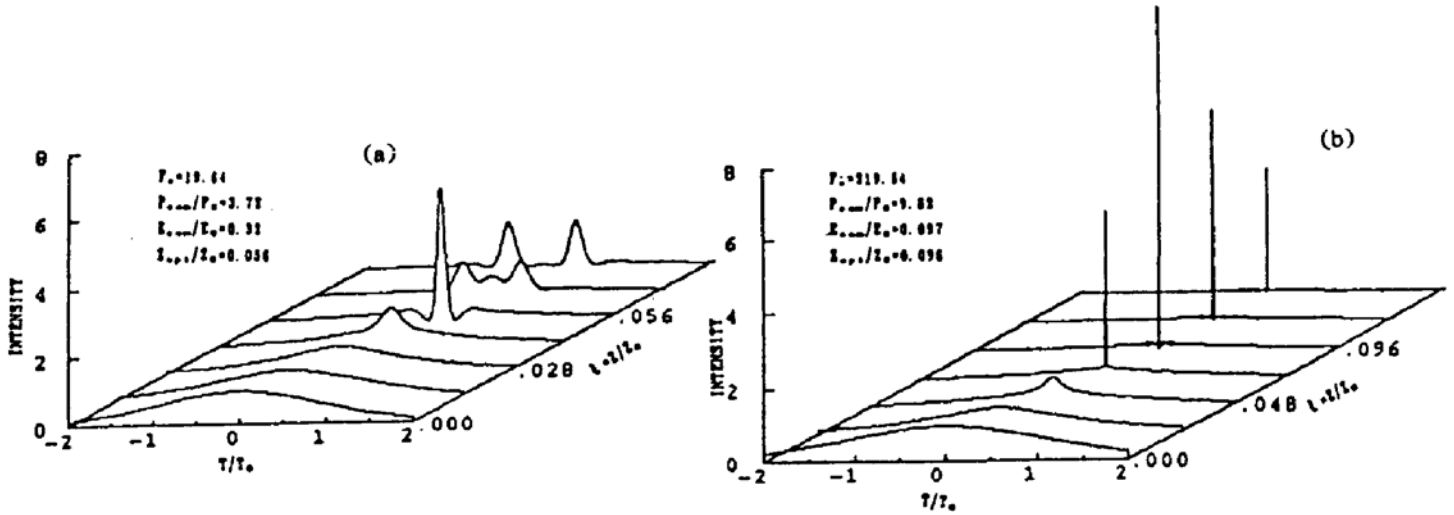


Fig. 3 Compression of the tenth-order soliton with initial duration of $T_{FWHM} = 40$ ps in (a) conventional fiber and (b) fiber with slowly decreasing dispersion. The fiber dispersion parameter in (b) is $\beta_2(\zeta) = \beta_2(0) (1 - \zeta/2.67)$

脉冲第一次压缩到最窄时的光纤长度约为 $1.2 \text{ km}^{[5]}$. 这远小于上面计算出的 10 阶孤子在常规光纤中压缩到最窄时的光纤长度。

另外, 方程(3)仅适用于描述皮秒脉冲 ($T_0 \geq 0.1 \text{ ps}$) 在单模光纤中的传输. 在本文已计算的结果中, 得到的最短脉冲(对应于图 1(a)中的第一个峰值位置)刚好在 0.1 ps 附近, 因而方程(3)是有效的. 若进一步减小输入脉冲的初始宽度或进一步提高输入脉冲的峰值功率, 则由于经色散缓变光纤得到的压缩比会进一步增大, 脉冲将压缩到飞秒量级, 这时方程(3)必须用更一般的形式代替^[11]. 对于从 $1.32 \mu\text{m}$ 连续锁模 Nd: YAG 激光器输出的脉冲来说, 其脉宽一般在 100 ps 左右, 因此, 即使初始峰功率较高, 在计算脉冲压缩时, (3)式也是有效的.

4 结 论

本文建立了描述皮秒脉冲在色散缓变光纤中孤子效应压缩过程的理论模型. 利用这一模型, 首次对皮秒脉冲在色散缓变光纤中的孤子效应压缩进行了全面的计算和分析. 结果表明, 采用色散缓变程度合适的光纤压缩皮秒脉冲不仅能获得比常规光纤更高的峰值功率和更大的脉冲压缩比, 而且能有效地消除压缩后脉冲的次峰和脉座; 对于确定初始条件的脉冲压缩, 发现光纤色散沿脉冲传输方向的缓变程度存在一最佳值; 而且, 色散的这一最佳变化与输入脉冲的峰值功率和脉冲宽度有关. 大量可靠的计算结果不仅为特种光纤的设计和今后的脉冲压缩实验提供了定性和定量的依据, 而且还提示人们将色散缓变光纤应用于其它有关场合. 例如, 当人们研究 $1.32 \mu\text{m}$ 连续锁模 Nd: YAG 激光脉冲在单模光纤负群速色散区的受激喇曼散射时, 若采用合适的色散缓变光纤, 则有可能减小喇曼阈值, 这对于克服激光器本身输出功率较低或输出脉宽; 较大等不利因素无疑是非常有效的手段.

参 考 文 献

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. 1th edition, Boston: Academic Press, Inc., Harcourt Brace Jovanovich, Publishers, 1989: 125
- [2] 刘颂豪, 廖常俊, 金怀诚等, 孤子激光器及其发展. *物理学进展*, 1989, 9(3): 323~361

- [3] 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
- [4] 段春立,赵庆春,陆雨田等, 皮秒超短脉冲的光学压缩. 光学学报,1991,11(5): 390~395
- [5] 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
- [6] E. M. Dianov, Z. S. Nikonova, A. M. Prokhorov *et al.*, Optimal compression of multi-soliton pulses in optical fibers. *Sov. Tech. Phys. Lett.*, 1986,12(6): 311~313
- [7] Govind P. Agrawal, Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fibers. *Opt. Lett.*, 1990,15(4): 224~226
- [8] 曹文华,廖常俊,郭旗等, 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
- [9] Kazuhito Tajima, Compensation of soliton broadening in nonlinear optical fibers with loss. *Opt. Lett.*, 1987,12(1): 54~56
- [10] E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov *et al.*, Generation of a train of fundamental solitons at a high repetition rate in optical fibers. *Opt. Lett.*, 1989,14(18): 1008~1010
- [11] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, Ultrashort-pulse propagation in optical fibers. *Opt. Lett.*, 1990,15(19): 1076~1078
- [12] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, E. M. Dianov, Generation of fundamental soliton trains for high bit rate optical fiber communication lines. : *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991,27(10): 2347~2355
- [13] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, P. V. Mamyshev *et al.*, Generation of soliton pulse train in optical fiber using two CW singlemode diode lasers. *Electron. Lett.*, 1992,28(10): 931~932
- [14] H. Murata, N. Inagaki, Low-loss single-mode fiber development and splicing research in Japan. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1981,17(6): 835~849

Soliton-Effect Compression of Picosecond Pulses in Optical Fibers with Slowly Decreasing Dispersion

Cao Wenhua Yao Aaimin Liao Changjun Li Minzhi
Guo Qi Liu Songhao

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

(Received 29 March 1993; revised 11 May 1993)

Abstract A mathematic model is obtained for the description of soliton-effect compression of picosecond pulse in optical fibers with slowly decreasing dispersion. Numerical simulations show that, as compared with the case of conventional soliton-effect compressor, the compressed pulse from this kind of compressor is much shorter with a much higher peak power when the decrement velocity of the fiber dispersion is appropriately controlled. Furthermore, the compressed pulse is pedestal free. Given input pulse, we found that the highest peak power and the highest compression ratio correspond to an optimal decrement velocity of the fiber dispersion which relates not only to the initial peak power but also to the initial pulse width of the input pulse.

Key words single-mode fiber with slowly decreasing dispersion, picosecond pulses, solitons, pulse compression.