

文章编号: 1001-5078 (2006) 04-0311-04

非线性递增光纤实现脉冲绝热压缩的数值研究

姜广东, 夏光琼, 陈海涛, 邓 涛, 吴正茂
(西南大学物理学院, 重庆 400715)

摘要:从脉冲绝热压缩的理论出发, 提出一种利用非线性递增光纤实现脉冲绝热压缩的新方案。数值研究的结果表明: 当选取合适的光纤参量时, 脉冲在非线性递增光纤中的压缩过程基本符合绝热脉冲压缩的要求; 但由于非线性系数随传输距离增大而不断增大, 使得高阶效应, 尤其是拉曼自频移作用得到加强, 从而出射脉冲相对于入射脉冲有明显的延时; 即使考虑到高阶效应的作用, 依然能得到很好的脉冲压缩效果。

关键词:非线性递增光纤; 绝热压缩; 拉曼自频移
中图分类号: TN253 **文献标识码:** A

Simulations of Adiabatic Optical Pulse Compression Using the Nonlinearity-increasing Fiber

J IANG Guang-dong, X I A Guang-qiong, C H E N Hai-tao, D E N G Tao, W U Zheng-mao
(School of Physics, Southwest University, Chongqing 400715, China)

Abstract: Based on the adiabatic compression theory, adiabatic pulse compression using the nonlinearity-increasing fiber is suggested and investigated. The numerical results show that the pulse compression process satisfies the adiabatic compression condition in the nonlinearity-increasing fiber by selecting the approximate parameters. Even when the higher order effects is involved as the increased nonlinearity, pulse can still be well compressed although with the time delay caused by the Raman self-frequency-shift.

Key words: nonlinearity-increasing fiber; adiabatic compression; Raman self-frequency-shift

1 前 言

目前, 随着通信容量的不断增加, 许多光脉冲源产生的光脉冲宽度往往不能满足要求, 需要进行进一步压缩, 因此脉冲压缩技术是光纤通信的关键技术之一。在众多脉冲压缩技术中, 绝热压缩以不需要高的脉冲功率, 且压缩后脉冲没有基座而成为研究热点之一。目前, 主要是利用色散渐变光纤来实现绝热压缩, 大量的理论和实验工作都围绕这一问题展开^[1-6]。本文提出了利用非线性递增光纤实现脉冲的绝热压缩。数值计算结果表明: 当选取合适的光纤参量时, 脉冲在非线性递增光纤中的压缩过程基本符合绝热脉冲压缩的要求; 但由于非线性系数随传输距离增大而不断增大, 使得高阶效应, 尤其是拉曼自频移作用得到加强, 从而出射脉冲相对于入射脉冲有明显的延时; 即使考虑到高阶效应的作

用, 依然能得到很好的脉冲压缩效果。

2 理论分析

绝热压缩是利用基孤子在光纤中传输时, 在微弱能量扰动情况下仍能保持稳定来达到脉冲压缩。在理想情况下, 由于群速度色散作用导致的脉冲展宽可被自相位调制作用补偿, 基孤子能够在光纤中无限传输而保持形状不变, 即使在某种微扰下而打破这种平衡, 孤子也可以通过自我调整而恢复到稳定状态。然而在实际情况中, 理想光纤并不存在, 增益、损耗、色散和非线性总是会对基孤子平衡态造成一定的扰动。

基金项目: 重庆市自然科学基金项目 (CSTC, 2005BB3099); 教育部科技重点项目和西南大学博士基金项目。

作者简介: 姜广东 (1981 -), 男, 硕士研究生, 研究方向为激光与光纤通信。

收稿日期: 2005-08-30

基孤子在扰动下的作用关系可作如下说明^[6]。首先,引入参量 L_d 、 L_{NR} 、 N , 则:

$$L_D = \frac{T_{FWHM}^2}{3 | \beta_2 |} \quad L_{NR} = \frac{1}{\eta_0} \quad N = \frac{L_D}{L_{NR}} = \frac{\eta_0 | \beta_2 |}{T_0^2} \quad (1)$$

其中, L_D 为色散长度; L_{NR} 为非线性长度; T_{FWHM} 表征初始光脉冲的半极大全宽度; β_2 为群速度色散系数, N 表示孤子阶数; η_0 表示入射脉冲峰值功率。对于一个具有峰值功率为 P_{PEAK} 的双曲正弦形脉冲, 所含能量为:

$$E = 2P_{PEAK} \frac{T_{FWHM}}{1.763} \quad (2)$$

其中, T_{FWHM} 为半极大全宽度。把 (1) 式中 η_0 带入 (2) 中, 基孤子所含能量为:

$$E = \frac{3.525 | \beta_2 |}{T_{FWHM}} \quad (3)$$

假设基孤子在微弱能量扰动下仍能保持稳态孤子传输, 则脉冲宽度随传输距离的变化可以从下式得到:

$$\frac{E(z)}{E(0)} = G = \frac{(z) (0) T_{FWHM} (0)}{(0) (z) T_{FWHM} (z)} \quad (4)$$

则:

$$T_{FWHM} (z) = \frac{(z) (0) T_{FWHM} (0)}{(0) (z) G} \quad (5)$$

其中, $G = e^{-\alpha z}$ 表示光纤中的损耗; α 为损耗系数。式 (5) 表示基孤子在具有损耗的光纤中传输的情况。当脉冲在具有恒定非线性系数 η_0 和群速度色散系数 β_2 的光纤中传输时, 脉冲将被展宽:

$$T_{FWHM} (z) = T_{FWHM} (0) e^{\alpha z} \quad (6)$$

此方程只有在低损耗的情况下, 即满足 $\alpha L \ll 1$ 的情况才成立。当传输距离较长或损耗较大时, 脉冲被展宽, 基孤子随传输距离的增加将被衰减直至消失。

在不采用外加增益的情况下, 从 (5) 式中可以发现, 利用 $\beta_2(z) = \beta_2(0) e^{-\alpha z}$ 或者 $r(z) = r(0) e^{\alpha z}$ 都可以补偿损耗引起的脉冲展宽。目前, 主要是利用色散渐变光纤中群速度色散系数的不断减小来补偿损耗引起的脉冲展宽, 至于利用非线性系数的增加来补偿损耗, 据我们所知, 目前尚未见报道。伴随光纤制作工艺的提高, 人们发现通过往纤芯中掺杂锗元素, 可使光纤的非线性系数得到增大^[7]。基于此, 当非线性系数随传输距离的增加而增大, 理论上其应当同样可以补偿损耗引起的脉冲展宽。并且由 (6) 式可知, 当其它各参数不变时, 脉冲在非线性递增光纤中传输可以达到的压缩因子为:

$$W_{\text{eff}} = r(L) / r(0) \quad (7)$$

文献 [7] 给出色散位移光纤中非线性系数随光纤中锗元素的含量的变化关系, 当锗元素含量从 0.5%

增加到 3% 时, 非线性系数从 2W/km 几乎线性增加到 22W/km。

引入压缩因子和基座能量比这两个表征脉冲压缩效果的重要参量, 分别表示为:

$$F_c = \frac{T_{FWHM} (0)}{T_{FWHM} (z)}, \quad R = \frac{|E_{\text{totle}} - E_{\text{sech}}|}{E_{\text{totle}}} \quad (8)$$

其中, E_{totle} 代表压缩后脉冲的总能量; E_{sech} 代表基孤子脉冲的能量, 可写为^[5]:

$$E_{\text{sech}} = 2P_{\text{peak}} \frac{T_{FWHM}}{1.763} \quad (9)$$

脉冲在非线性递增光纤中传输时, 可用非线性薛定谔方程 (NLSE) 来描述:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = i(z) \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \right] \quad (10)$$

其中, A 为脉冲包络慢变振幅; t 为时间量度; z 为脉冲在光纤中的传输距离; β_2 为群速度色散系数; β_3 为三阶色散系数; T_R 表征拉曼增益斜率; α 为光纤的衰减系数; ω_0 为脉冲的中心频率; $r(z)$ 表述非线性系数随传输距离的变化参量, 此处采用 $r(z) = z \times (r(L) - r(0)) / L$, 其中 $r(0)$ 为初始的非线性系数; $r(L)$ 为光纤末端的非线性系数, 通过数值求解该方程, 可以得知脉冲在光纤中的传输情况。

3 结果与讨论

3.1 利用非线性递增光纤实现脉冲绝热压缩的探讨

本文采用分步傅立叶方法数值分析了脉冲在非线性递增光纤中的传输过程, 此处不考虑损耗和高阶效应的影响。

绝热压缩要求系统参量缓慢变化, 以使基孤子能够在微弱能量扰动下仍旧保持孤子形状传输。图 1 给出基孤子在非线性递增光纤中的演变过程, 从中可见, 随传输距离的增加, 基孤子脉冲在保持其形状的前提下宽度缓慢减小, 峰值功率逐渐增大。计算中所采用的参数为: $r(0) = 3\text{W/km}$, $r(L) = 21\text{W/km}$, $\beta_2 = -2\text{ps}^2/\text{km}$, $L = 20L_D$, $\omega_0 = 1.550\mu\text{m}$, $T_{FWHM} = 15\text{ps}$ 。由 (7) 式可知, 当 $r(0) = 3\text{W/km}$, $r(L) = 21\text{W/km}$, 此处可得到的压缩因子为 7。图 2 为经非线性递增光纤压缩前后的脉冲图形, 对一宽度 $T_{FWHM} = 15\text{ps}$ 的入射脉冲经此压缩过程后, 脉冲宽度 $T_{FWHM} = 2.2\text{ps}$, 基座能量比 $R = 2.1\%$, 峰值功率 $P = 61.8\text{mW}$, 且压缩因子 $F_c = 6.9$, 这和先前的计算结果是一致的, 可见脉冲压缩很好地符合了绝热条件, 利用非线性递增光纤可以实现脉冲的绝热压缩。

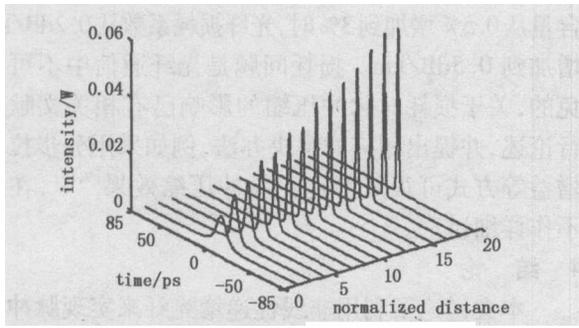


图 1 脉冲在非线性递增光纤中的演变过程

Fig 1 pulse evolution in the nonlinearity increasing fiber

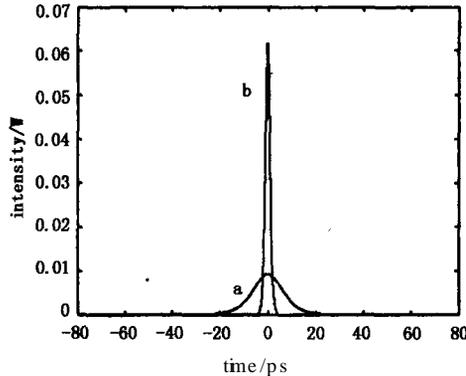


图 2 经非线性递增光纤压缩前 (a) 和后 (b) 脉冲图形
Fig 2 input (curve a) and the output (curve b) pulse from the nonlinearity increasing fiber

为说明脉冲在此过程中的压缩效果,图 3 给出了压缩因子(曲线 a)、归一化峰值功率(曲线 b)、基座能量比(曲线 c)随传输距离变化的关系曲线,纵坐标的左侧坐标显示了压缩因子和输出脉冲归一化峰值功率的数值,右侧显示了基座能量比的数值。从中可见:随着所选取的光纤长度的增加,压缩因子首先呈增大趋势,然后达到数值为 6.9 左右时基本保持稳定;基座能量比则逐渐减小,并最终稳定在 2% 左右;峰值功率也随光纤长度的增加而增大,并最终达到稳定状态。从图中还可看出,在初始阶段压缩因子、基座能量比和峰值功率曲线均存在一定的抖动,但当光纤长度达到 $10L_D$ 以后曲线基本趋于平稳。这主要是因为:理想的绝热压缩要求保证参量缓慢变化,以形成对基孤子的微扰,这就要求所用光纤要足够长。而在图中,由于初始阶段所用光纤长度较短,导致非线性系数变化不能很好的符合绝热压缩所要求的微扰状态,使得当非线性系数随传输距离增加时,脉冲并不能调整恢复成基孤子状态,这样初始入射的基孤子脉冲逐渐演变为高阶孤子,形成了高阶孤子压缩,于是出现了曲线的抖动现象。而当所用光纤长度较长时(大于 $10L_D$),非线性系数变化能较好地符合绝热压缩所要求的微扰状态,脉冲在传输过程中能及时地恢复到基孤子形状,基本保持基孤子的微扰状态,从而获得较好的脉冲输出,

得到高质量的压缩效果。

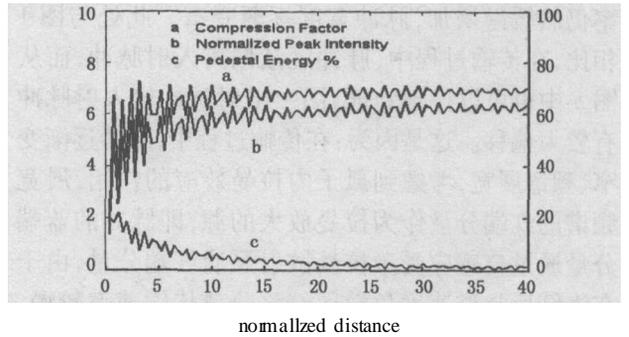


图 3 压缩因子(a)、峰值功率(b)和基座能量比(c)随传输距离的变化曲线

Fig 3 the dependence of the compression factor (curve a), the normalized peak intensity (curve b) and the pedestal energy ratio (curve c) on the normalized distance

3.2 高阶效应的影响

当脉冲宽度达到亚皮秒量级或者脉冲中心波长接近零色散波长时,高阶效应就不能忽略,尤其是拉曼自频移和三阶色散效应的影响比较显著。而此处采用非线性递增光纤,非线性系数随传输距离的增加而不断增大,可预知拉曼自频移作用将会更加显著。

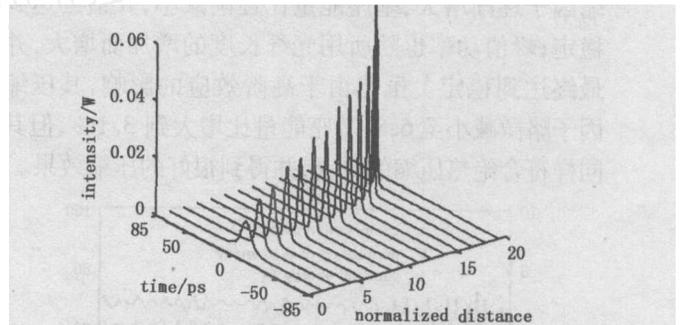


图 4 考虑到高阶效应影响时脉冲在非线性递增光纤中的演变过程

Fig 4 pulse evolution in the nonlinearity increasing fiber with the influence of higher order effect

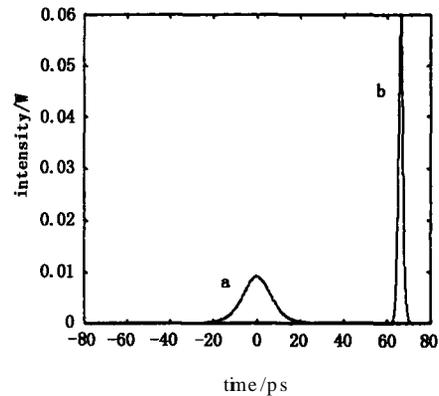


图 5 经非线性递增光纤压缩前 (a) 和后 (b) 脉冲图形

Fig 5 input (curve a) and the output (curve b) pulse from the nonlinearity increasing fiber with the influence of higher order effect

图 4 给出在考虑到高阶效应的情况下脉冲在非

线性递增光纤中的演化过程,从中可见脉冲峰值功率仍然缓慢增加,脉冲宽度逐渐变窄。此处与图 1 相比,在传输过程中,脉冲逐渐偏离入射脉冲,而从图 5 中也可以得到验证,图中出射脉冲较入射脉冲有较大偏移。这是因为:在传输过程中,脉冲逐渐变窄、频谱展宽,考虑到孤子内拉曼效应的作用,展宽频谱的红端分量作为拉曼放大的源,即脉冲的蓝端分量通过自感应受激拉曼散射泵浦红端分量,由于在光纤反常群速度色散区红移分量传输速率较慢,在时域上表现为相对于入射脉冲的延时。此时所得到的脉冲宽度 $T_{FWHM} = 2.25\text{ps}$,压缩因子 $F_c = 6.68$,基座能量比 $R = 3.04\%$,峰值功率 $P = 59.4\text{mW}$,可见考虑到高阶效应时,虽然出射脉冲相对于入射脉冲有一定的延时,但脉冲压缩过程仍很好的符合绝热压缩的条件。

图 6 同样给出压缩因子(曲线 a)、峰值功率(曲线 b)、基座能量比(曲线 c)随传输距离变化的关系曲线,纵坐标的左侧坐标显示了压缩因子和输出脉冲的峰值功率的数值,右侧显示了基座能量比的数值。从中可见:随所用光纤长度的增大,同样存在压缩因子逐渐增大,基座能量比逐渐减小,并最终达到稳定;峰值功率也随所用光纤长度的增加而增大,并最终达到稳定。虽然由于高阶效应的影响,其压缩因子略微减小至 6.8,基座能量比增大到 3.1%,但其同样符合绝热压缩的要求,并得到很好的压缩效果。

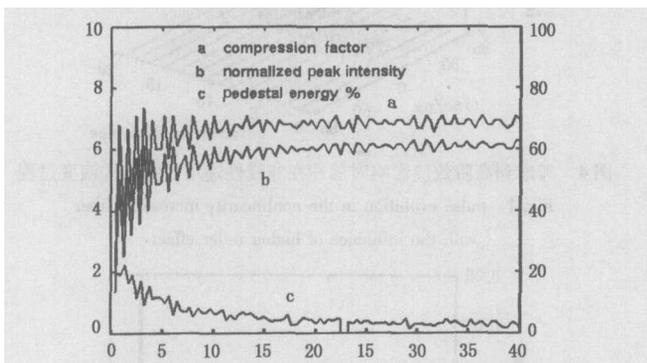


图 6 压缩因子 (a)、峰值功率 (b) 和基座能量比 (c) 随传输距离的变化曲线

Fig 6 the dependence of the compression factor (curve a), the peak intensity (curve b) and the pedestal energy ratio (curve c) on the normalized distance with the influence of higher order effect

3.3 损耗对压缩效果的影响

利用非线性递增光纤可以很好地实现脉冲的绝热压缩,同时也伴随着一个问题,即当纤芯中杂质的不断增多,光纤的损耗系数也不断增大,当所用光纤长度较长时,损耗对脉冲压缩的影响就不能简单地忽略。文献 [7] 给出本文所采用色散位移光纤的损耗系数随纤芯锗元素含量的变化关系。当锗元素

含量从 0.5% 增加到 3% 时,光纤损耗系数从 0.2 dB/km 增加到 0.5 dB/km。损耗问题是光纤通信中不可避免的,关于损耗对脉冲压缩的影响已有相关文献进行论述,并提出相应的解决办法,例如采用分步拉曼增益等方式可很好的优化脉冲压缩效果^[9,10],在此不作详细讨论。

4 结论

本文讨论了利用非线性递增光纤来实现脉冲的绝热压缩,并对其特性进行了分析。数值计算结果表明:当选取合适的光纤参量时,脉冲在非线性递增光纤中的压缩过程基本符合绝热脉冲压缩的要求;但由于非线性系数随传输距离增大而不断增大,便得到高阶效应,尤其是拉曼自频移作用得到加强,从而出射脉冲相对于入射脉冲有明显的延时;即使考虑到高阶效应的作用,依然能得到很好的脉冲压缩效果。

参考文献:

- [1] Chemikov S V, Dianov E M, Richardson D J, et al Soliton pulse compression in dispersion-decreasing fibers[J]. Opt Lett, 1993, 18(7): 476 - 478
- [2] Wai P K A, Cao Wen-hua Ultrashort soliton generation through higher-order soliton compression in a nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion-decreasing fiber[J]. J. Opt Soc Am. B., 2003, 20(6): 1346 - 1355.
- [3] Malomed B A. Ideal amplification of an ultrashort soliton in a dispersion-decreasing fiber[J]. Opt Lett, 1994, 19(5): 341 - 343.
- [4] Mostofi A, Hatami-Hanza H, Chu P L. Optimum dispersion profile for compression of fundamental solitons in dispersion decreasing fibers[J]. IEEE J. Quantum Electron., 1997, 33(4): 620 - 628.
- [5] Pelusi M D, Liu H F. Higher order soliton pulse compression in dispersion-decreasing optical fibers[J]. IEEE J. Quantum Electron., 1997, 33(8): 1430 - 1469.
- [6] 徐文成, 张书敏, 伍剑, 等. 色散渐变光纤中超短光脉冲的绝热压缩[J]. 光学学报, 2002, 22(4): 389 - 391.
- [7] Toshika O, Masashi O, Tomonori K, et al Silica-based functional fibers with enhanced nonlinearity and their applications[J]. IEEE J Selected Topic in Quantum Electron., 1999, 5(5): 1385 - 1391.
- [8] Agrawal G P. Nonlinear fiber optics[M]. California: Academic Press, Inc., 1995.
- [9] 陈海涛, 吴正茂, 杨文艳, 等. 基于拉曼放大对色散渐减光纤的绝热压缩效果的优化[J]. 激光技术, 已录用待发表。
- [10] Kogure T, Lee J H, Richardson D J. Wavelength and duration-tunable 10-GHz 1.3-ps pulse source using dispersion decreasing fiber-based distributed Raman amplification[J]. IEEE Photon Technol Lett, 2004, 16(4): 1167 - 1169.