

基于半导体光放大器和非线性光纤环镜的光脉冲压缩器的设计模型和理论分析*

吴建伟¹⁾ 夏光琼^{1,2)} 吴正茂^{1,2)}

¹⁾ 西南师范大学物理学院, 重庆 400715)

²⁾ 重庆大学教育部光电技术与系统重点实验室, 重庆 400044)

(2003 年 6 月 4 日收到, 2003 年 7 月 9 日收到修改稿)

提出了一个基于半导体光放大器和级联的非线性光纤环镜(NOLM)相结合的光脉冲压缩器的设计模型. 数值研究结果表明, 通过合理选取 NOLM 的长度, 利用该模型可将皮秒光脉冲压缩为无基座飞秒光脉冲.

关键词: 半导体光放大器, 非线性光纤环镜, 光脉冲压缩

PACC: 4280W, 4281D, 4280M

1. 引言

高速光通信的迅猛发展要求携带信息的光脉冲宽度越来越窄, 而一般的光脉冲源直接产生的光脉冲往往较宽, 因而必须采用脉冲压缩技术才能满足要求. 目前人们已探索出不同的方法来进行脉冲压缩. 例如: 采用色散位移光纤(DSF)中的高阶孤子效应来压缩脉冲宽度^[1-3]. 该方法的优点是结构简单、压缩倍率较大, 缺点是压缩后的脉冲具有较大的基座. 采用各种非线性光纤环镜(NOLM)压缩光脉冲^[4-6]. 此法可消除压缩后光脉冲的基座, 但结构较复杂. 结合半导体光放大器(SOA)和可调谐滤波器压缩光脉冲^[7], 该方案具有同时消基座和消啁啾的优点, 但是结构就更为复杂一些. 本文设计了一种利用 SOA 和级联的 NOLM 相结合来压缩光脉冲的方案. 尽管该方案与上述方法相比, 结构仍然较复杂, 但是由于入射光脉冲经 SOA 放大后脉冲的中心部分带上了较大的线性上啁啾^[8], 因而经 NOLM 后可

获得很高的压缩倍率. 数值研究结果表明, 利用此方案, 可将数十皮秒光脉冲压缩为约 200 fs 的无基座光脉冲, 而且压缩后的光脉冲具有较高的峰值功率. 使用这种脉冲作为信号脉冲将有利于降低码间干扰和增大传输距离.

2. 设计模型

图 1 为我们提出的一个光脉冲压缩器的设计模型, 该模型采用一个 SOA 和两级 NOLM. 光脉冲经 SOA 放大后, 再经功率耦合比不等的的第一级 NOLMC1(其长度为 L_1)进行第一步压缩. C1 采用常规单模光纤(SMF), 调节 C1 的长度可使输出的光脉冲得到较为理想的脉冲波形(通常有基座). 再让从 C1 输出的脉冲经功率耦合比不等的第二级 NOLMC2(其长度为 L_2)进行第二步压缩和消基座. C2 中采用 DSF, 调节 C2 的长度, 即可得到高质量的超短光脉冲.

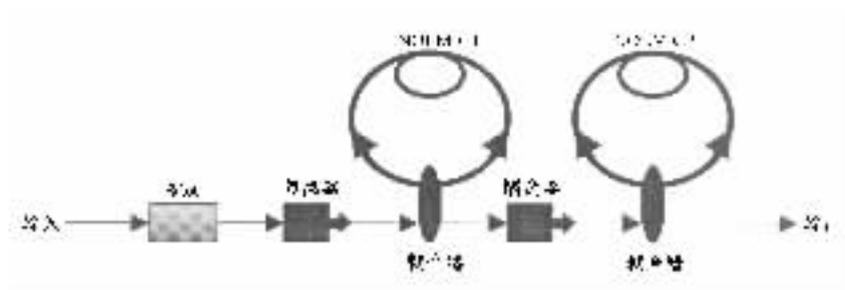


图 1 基于 SOA 和 NOLM 相结合的脉冲压缩器设计模型

* 教育部科学技术重点项目(批准号 03140)和重庆市应用基础研究项目(批准号 2002-7356, 2003-7983)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zmwu@swnu.edu.cn

3. 理论分析

3.1. 光脉冲在 SOA 中的传输

在 SOA 中传输的光脉冲的复振幅可表示为^[8]

$$A = \sqrt{P} \exp(i\phi), \quad (1)$$

式中 P, ϕ 分别为脉冲的光功率和相位. 考虑理想的行波半导体光放大器, 采用常用的分段模型, 在 SOA 的不同位置, 载流子密度 N , 光功率 P 以及相位 ϕ 满足以下方程^[9-11]:

$$\frac{\partial N_j}{\partial T} = \frac{I}{qV} - \frac{N_j}{\tau_c} - \frac{\Gamma g(N_j)}{\hbar\omega A_{\text{cross}}} \bar{P}_j, \quad (2)$$

$$\frac{\partial P_j}{\partial Z} = (\Gamma g(N_j) - \alpha_{\text{int}}) P_j, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial Z} = -\frac{1}{2} \Gamma \alpha_{\text{int}} g(N_j), \quad (4)$$

式中 j 表示 SOA 的第 j 区, N_j, P_j 和 ϕ_j 分别表示第 j 区的载流子密度、光功率和相位, $T(t = t - Z/v_g, v_g$ 为 SOA 中的群速度, Z 为 SOA 的不同位置) 是在随脉冲运动的参照系中所测得的时间, I 是 SOA 的注入电流, V 是 SOA 的体积, q 是电子电荷, τ_c 是载流子寿命, $\tau_c^{-1} = A + BN + CN^2$ (其中 A, B, C 分别表征无辐射复合、自发辐射以及俄歇过程), Γ 是模式限制因子, $\hbar\omega$ 是光子能量, A_{cross} 为有源区横截面积, α_{int} 为内部损耗, \bar{P}_j 为第 j 部分的平均光功率, 可由下式给出^[9]:

$$\bar{P}_j = \frac{1}{\Delta L} \int_{(j-1)\Delta L}^{j\Delta L} P_{j-1} e^{(\Gamma g(N_j) - \alpha_{\text{int}})\Delta L} dZ = \frac{G_j - 1}{\ln(G_j)} P_{j-1}. \quad (5)$$

这里 $G_j = e^{(\Gamma g(N_j) - \alpha_{\text{int}})\Delta L}$, ΔL 为 SOA 每一部分的长度, P_{j-1} 是第 $j-1$ 区的输出功率, $g(N_j)$ 为增益, 可表示为^[10, 11]

$$g(N_j) = a_1(N_j - N_0) - a_2(\lambda - \lambda_N)^2 + a_3(\lambda - \lambda_N)^3, \quad (6)$$

式中 a_1 是微分增益系数, N_0 是透明载流子密度, a_2, a_3 分别为表征增益谱的宽度和增益非对称性的经验常数, λ_N 是与载流子密度有关的增益峰值波长, 可表示为^[10, 11]

$$\lambda_N = \lambda_0 - a_4(N - N_0), \quad (7)$$

式中 λ_0 为 SOA 透明时的增益峰值波长, a_4 为表征增益峰值波长随腔内载流子密度发生漂移的经验常

数.

为简便起见, 本文假设入射脉冲为无啁啾的高斯光脉冲, 可表示为

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{t^2}{T_0^2}\right), \quad (8)$$

式中 P_0 为初始脉冲的峰值功率, T_0 为脉冲 $1/e$ 半宽度.

采用四-五阶变步长龙格-库塔法对方程(1)-(8)进行数值计算, 即可得到从 SOA 输出的光脉冲复振幅

$$A_{\text{out}} = \sqrt{P_{\text{out}}} \exp(i\phi_{\text{out}}), \quad (9)$$

式中 $P_{\text{out}}, \phi_{\text{out}}$ 分别为从 SOA 输出的光脉冲功率和相位.

3.2. 光脉冲在 NOLM 中的传输

在忽略耦合器的插入损耗以及 NOLM 中光纤损耗的情况下, 在 NOLM 中相向传输的光脉冲满足群延迟下的广义非线性薛定谔方程为^[12]

$$\frac{\partial A^+}{\partial Z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A^+}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A^+}{\partial T^3} = i\gamma [|A^+|^2 A^+ + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A^+|^2 A^+) - T_R A^+ \frac{\partial |A^+|^2}{\partial T}], \quad (10)$$

$$\frac{\partial A^-}{\partial Z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A^-}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A^-}{\partial T^3} = i\gamma [|A^-|^2 A^- + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A^-|^2 A^-) - T_R A^- \frac{\partial |A^-|^2}{\partial T}]. \quad (11)$$

初始条件为

$$A^+(0, T) = (1 - K)^{1/2} A_{\text{out}}(T), \quad (12)$$

$$A^-(0, T) = iK^{1/2} A_{\text{out}}(T). \quad (13)$$

这里 A^+, A^- 分别为在 NOLM 中沿顺时针 (CW) 和逆时针 (CCW) 方向传输的光脉冲复振幅, β_2 为群速度色散 (GVD) 参量, β_3 为三阶色散参量, $\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{\text{eff}}$ 为非线性系数 (n_2 为非线性折射率, A_{eff} 是光纤的有效芯截面积, ω_0 为光脉冲的中心频率, c 为真空中的光速), T_R 为拉曼增益的斜率, K 为 NOLM 中耦合器的耦合效率. 由于脉冲宽度远小于脉冲在环中传输的时间, 因此(10)和(11)式中忽略了由于两相向传输的脉冲之间的交叉相位调制的影响. 对于光脉冲在 C1 中传输, 由于在 C1 中传输的光脉冲的脉冲宽度为皮秒量级, 因此(10)和(11)式中等号左端第三项 (高阶色散项) 和等号右端括号中的第二、第三项 (高阶非线性项) 均可忽略. 而对于光脉冲在 C2 中传输, 由于 C2 中传输的光脉冲宽度已达到飞秒

量级, 因此不能忽略高阶色散和高阶非线性效应的影响.

4. 结果及讨论

对于给定的入射脉冲, 首先通过(1)–(8)式, 可得到经 SOA 放大后光脉冲复振幅 A_{out} , 代入(12)和(13)式, 分别求出在 C1 中沿顺时针和逆时针方向传输的光脉冲的初始值. 再利用分步傅里叶方法对(10)和(11)式分别进行数值求解, 得到两相向的光脉冲绕环境一周后到达耦合器的复振幅 $A^+(L_1, T)$, $A^-(L_1, T)$, 从而可通过下式计算出从环境 C1 的输出脉冲复振幅 $A_{L_1}(T)$:

$$A_{L_1}(T) = (1 - K)^{1/2} A^+(L_1, T) + iK^{1/2} A^-(L_1, T). \quad (14)$$

从 C1 出射的光脉冲作为 C2 的入射脉冲, 即可得到最后从 C2 出射的光脉冲的复振幅分布, 从而可对输出脉冲形状、峰值功率及脉冲宽度等进行研究.

图 2 给出了一中心波长为 1550 nm 的高斯光脉冲经过 SOA 后, 输出光脉冲的归一化波形(图 2(a)) 和相位曲线(图 2(b)). 图 3 给出了从 SOA 输出的光脉冲经环境 C1 和环境 C2 后的归一化波形(图 3(a)) 和相位曲线(图 3(b)). 图 3 中的曲线 a 和曲线 b 分别对应于经 C1 和 C2 的输出. 作图所用数据(其中 SOA 有关参数的取值大多来源于文献[9–11]) 为: $P_0 = 10 \text{ mW}$, $T_0 = 20 \text{ ps}$, SOA 的长度 $L = 500 \mu\text{m}$, 数值计算中 SOA 被分成 100 等分, $A_{\text{cross}} = 0.3 \mu\text{m}^2$, $V = 150 \mu\text{m}^3$, $I = 200 \text{ mA}$, $N_0 = 0.9 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$, $\Gamma = 0.4$, $A = 2.5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $B = 1.0 \times 10^{-16} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $C = 0.94 \times 10^{-40} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$, $\lambda_0 = 1605 \text{ nm}$, $a_1 = 2.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2$, $a_2 = 7.4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $a_3 = 3.155 \times 10^{25} \text{ m}^{-4}$, $a_4 = 3 \times 10^{-32} \text{ m}^4$, $\alpha_{\text{int}} = 20 \text{ cm}^{-1}$, $q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$, $c = 3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$, $A_{\text{eff}} = 20 \mu\text{m}^2$, $L_1 = 1105 \text{ m}$, $L_2 = 189 \text{ m}$, C1 中 SMF 的 $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$, C2 中 DSF 的 $\beta_2 = -1 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$, $\beta_3 = -0.1 \text{ ps}^3 \cdot \text{km}^{-1}$, $T_R = 3 \text{ fs}$, 两环境中耦合器的耦合效率 K 均取 0.4.

从图中可以看出, 入射光脉冲经 SOA 后, 输出脉冲前沿变陡, 后沿变缓. 在本文所取长度 L_1 下(由于从 C1 输出的光脉冲峰值功率和脉冲宽度与 C1 的长度密切相关, 因此本文所取长度 L_1 已作优化以

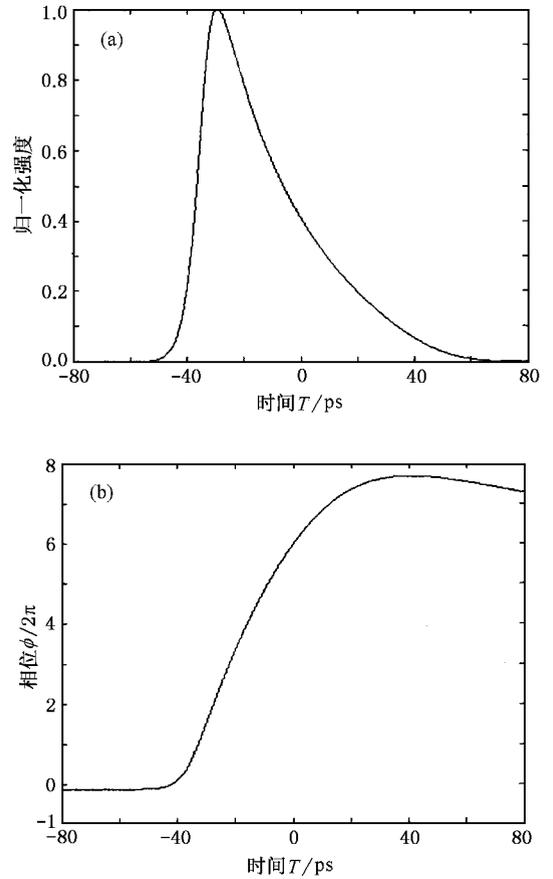


图 2 经 SOA 后归一化输出脉冲波形(a)和相位曲线(b)

使从 C1 输出的光脉冲具有较高的峰值功率和较小的脉冲宽度)从 C1 输出的脉冲波形相对于从 SOA 输出的脉冲波形而言, 脉冲宽度得到了急剧压缩, 脉冲后沿的拖尾也得到一定程度的抑制. 经 C2 进一步压缩后脉冲变得更加细锐, 其拖尾也被完全消除. 这是由于入射光脉冲经 SOA 时, 由于 SOA 的增益饱和效应, 从 SOA 输出的光脉冲将变得前沿陡而后沿平缓^[11], 同时光脉冲的中心部分带上了较大的线性上啁啾^[8]. 此光脉冲经环境 C1 的耦合器后, 将被分成功率不等的两光脉冲在环境 C1 中分别沿 CW 和 CCW 方向传输. 在自相位调制(SPM)和 GVD 的作用下, 光脉冲将有一急剧压缩的过程. 当 CW 光脉冲和 CCW 光脉冲在环境中绕行一周回到耦合器时, 将发生干涉作用. 由 NOLM 的传递函数可知^[13], 光脉冲的透率与两相向传输的光脉冲的非线性相位差的大小相关, 而非线性相位差的大小又与脉冲的强度和传输距离成正比. 对两相向传输的光脉冲的中心和边沿而言, 在环境中传输的距离是相同的. 但是由于脉冲中心具有比脉冲边沿较大的光功率, 从而导

致两相向传输的脉冲中心部分的非线性相位差大于脉冲边沿的非线性相位差.当脉冲的中心部分的非线性相位差接近于 π 时,脉冲中心的透过率比脉冲边沿的透过率高,脉冲边沿受到一定程度的抑制.但是由于从 SOA 输出的光脉冲后沿长而平缓(如图 2 (a)所示),因而经 C1 后,输出的光脉冲仍有少量拖尾(如图 3(a)中曲线 a 所示).从 C1 输出的脉冲到达 C2 后,通过合理选择 C2 的长度,可使从 C2 输出的光脉冲基本保持对称结构,脉冲的拖尾完全消除且得到进一步压缩.

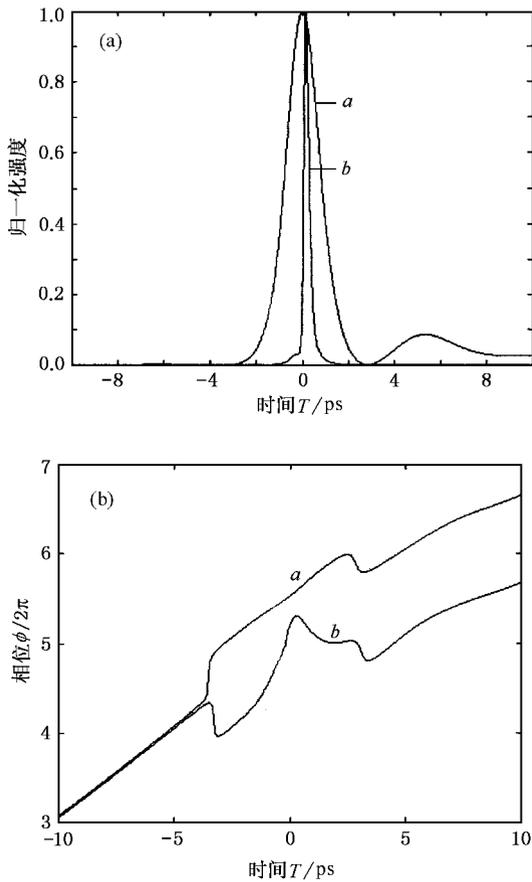


图 3 经 C1 和 C2 后的归一化输出脉冲波形 (a) 和相位曲线 (b) 曲线 a 和曲线 b 分别对应于经 C1 和 C2 的输出

当环镜 C1 的长度选定后, C2 的长度 L_2 的取值将极大地影响输出脉冲的质量.图 4 给出了在 $L_1 = 1105$ m 时,从 C2 输出脉冲的波形随 L_2 的变化情况.从图 4 可以看出,随着 L_2 的增大,输出脉冲的峰值功率将经历先增加后减小的演变过程,而脉冲宽度的演变与其相反.其原因可解释为:随着光纤长度的增加,脉冲在 C2 中的压缩程度逐渐加大,脉冲峰值功率逐渐提高,因而两相向传输的光脉冲回到耦

合器发生干涉作用后,从其输出的光脉冲峰值功率将逐渐增加,脉冲宽度将逐渐减小.但当 L_2 增加到一定程度时,此时光纤中的高阶色散和高阶非线性效应的影响将变得更加显著,从而导致在脉冲的前沿出现一些小的次峰,形成振荡结构(即色散波).随着 L_2 的增大,色散波强度将增大,脉冲能量向边沿扩散,从而导致输出脉冲峰值功率呈现下降趋势,脉冲宽度逐渐变大.脉冲的峰值功率和脉冲宽度随 L_2 的变化情况由图 5 给出.因此,为了得到高质量的输出脉冲波形(在保证较高的峰值功率的同时又具有较小的脉冲宽度且脉冲边沿不出现色散波), L_2 将有一个最佳取值范围,在其他参数按文中确定后, L_2 的最佳取值范围在 200 m 附近.

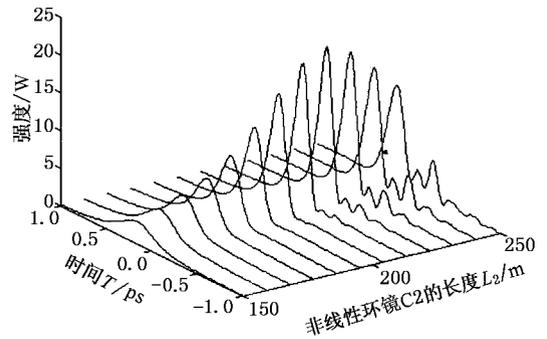


图 4 L_2 取不同值时输出脉冲的波形

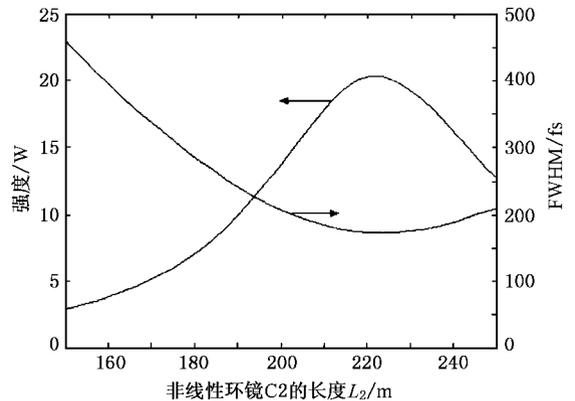


图 5 输出脉冲的峰值强度和脉冲宽度随 L_2 的变化

5. 结 论

本文提出了一个基于 SOA 和级联的 NOLM 相结合的光脉冲压缩器的设计模型,并进行了相关数值分析.结果表明:在给定的器件参数下,半高全宽

(FWHM)为 33.33 ps、峰值功率为 10 mW 的高斯光脉冲经此脉冲压缩器压缩后,脉冲峰值功率可达到 10 W 以上,而且脉冲的 FWHM 已压缩到 200 fs 左右且几乎无基座.使用这种脉冲作为信号脉冲将有利

于降低码间干扰和增大传输距离.进一步的研究还表明,通过合理选取压缩器中各参量,对任意具有皮秒量级的光脉冲经此压缩器后,都可得到具有飞秒量级的无基座的超短光脉冲.

- [1] Liu H F , Ogawa Y , Oshiba S 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 1284
- [2] Pelusi M D , Matsui Y , Suzuki A 1999 *Electron. Lett.* **35** 734
- [3] Wu J *et al* 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 619 (in Chinese) [伍 剑等 1998 物理学报 **47** 619]
- [4] Cao W H , Wai P K A 2003 *Opt. Lett.* **28** 284
- [5] Han M *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 751 (in Chinese) [韩 明等 2000 物理学报 **49** 751]
- [6] Pelusi M D , Matsui Y , Suzuki A 1999 *IEEE J. Quantum Electron.* 1999 **35** 867
- [7] Li Z H *et al* 2003 *Opt. Commun.* **217** 185
- [8] Agrawal G P , Olsson N A 1989 *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 2297
- [9] Yu J , Jeppesen P 2001 *J. Lightwave Technol.* **19** 614
- [10] Willner A E , Shieh W 1995 *J. Lightwave Technol.* **13** 771
- [11] Xia G Q , Wu Z M , Lin G R 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 490 (in Chinese) [夏光琼、吴正茂、林恭如 2004 物理学报 **53** 490]
- [12] Agrawal G P 1995 *Nonlinear Fiber Optics* (San Diego : Academic) p45
- [13] Doran N J , Wood D 1988 *Opt. Lett.* **13** 56

A designed model and related theoretical analysis on optical pulse compressor based on a SOA and cascaded NOLM *

Wu Jian-Wei¹⁾ Xia Guang-Qiong¹⁾²⁾ Wu Zheng-Mao^{1)2)†}

¹⁾(School of Physics , Southwest Normal University , Chongqing 400715 , China)

²⁾(Key Laboratory for Optoelectronic Technology and System of the Ministry of Education , Chongqing University , Chongqing 400044 , China)

(Received 4 June 2003 ; revised manuscript received 9 July 2003)

Abstract

A designed model of the optical pulse compressor , which is based on a semiconductor optical amplifier and cascaded nonlinear optical loop mirror , has been presented in this paper . The numerical simulations reveal that a ps optical pulse can be compressed into a fs pulse without pedestal .

Keywords : semiconductor optical amplifier , nonlinear optical loop mirror , optical pulse compression

PACC : 4280W , 4281D , 4280M

* Project supported by the Key Program of the Ministry of Education (Grant No. 03140) and the Applied Basic Research Program of Chongqing , China (Grant Nos. 2002-7356 and 2003-7983) .

† Corresponding author . E-mail : zmwu@swnu.edu.cn