

基于 NOLF 双稳效应对经 DSF 压缩后的超短光脉冲进行消基座*

贾新鸿¹⁾ 吴正茂^{1)†} 夏光琼^{1)‡}

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 12 月 23 日收到, 2004 年 6 月 16 日收到修改稿)

基于非线性 FP 腔(NOLF)双稳效应, 提出一种利用掺铒光纤放大器(EDFA)及 NOLF 对经 DSF 压缩后的超短光脉冲进行消基座的方案. 利用耦合模方程, 分析了 NOLF 的消基座特性. 结果表明, 通过合理选择 NOLF 的反射率、入射脉冲的中心频率与 NOLF 的共振频率的失谐量及 EDFA 的增益, 可使脉冲的基座能量比减小一半.

关键词: 超短光脉冲, 消基座, 非线性 FP 腔, 光学双稳, 掺铒光纤放大器

PACC: 4280W, 4281W, 4265P

1. 引 言

目前, 随着通信容量的增加, 许多高重复率超短脉冲光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. 在众多的压缩方式中, 利用色散位移光纤(DSF)中的高阶孤子效应对光脉冲进行压缩这一方式因其结构简单同时压缩倍率大等优点而受到人们的广泛关注. 但利用该方法得到的光脉冲中含有较大的基座. 基座的存在一方面造成能量浪费, 另一方面会导致相邻脉冲的交叠, 加剧相邻码在传输过程中的干扰, 恶化光信号的传输特性. 因此有必要对压缩后的光脉冲进行消基座处理. 目前人们主要利用非线性光纤环镜(NOLM)^[1-3]、光纤的非线性双折射^[4]、半导体光放大器(SOA)^[5]等对脉冲进行消基座. 本文提出了一种利用掺铒光纤放大器(EDFA)和非线性 FP 腔(NOLF)相结合进行消基座的方案. 数值模拟的结果表明, 合理选择 NOLF 的端面反射率、EDFA 的增益以及调整入射脉冲的中心频率与 NOLF 腔的共振频率的失谐量, 可以使入射脉冲的基座得到较好的抑制. 由于 NOLF 具有体积小、易集成、易调谐、与偏振无关等优点, 因而利用 NOLF 对经 DSF 压缩后的超短光脉冲进行消基座将

具有一定的应用前景.

2. 理论模型

基于 NOLF 双稳效应的消基座系统结构如图 1 所示. 由光脉冲源(如常用的直接调制分布反馈式半导体激光器)产生的带有一定数量负啁啾的光脉冲, 通过色散补偿光纤(DCF)进行消啁啾及初步压缩, 再经 DSF 进一步压缩后输出含有基座的超短光脉冲. 然后由 EDFA 放大后入射到 NOLF 中, 利用 NOLF 的双稳效应, 通过调节 EDFA 的抽运水平, 可使脉冲前后沿处在 NOLF 双稳曲线的低透支态, 而主峰处于高透支态, 从而可对脉冲进行消基座.

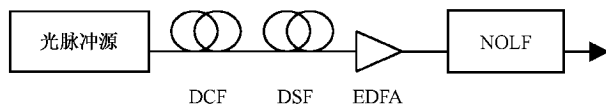


图 1 基于 NOLF 双稳效应的消基座系统结构示意图

为简化讨论, 忽略 NOLF 中介质的损耗及二阶色散、光纤中的高阶色散以及 EDFA 的功率饱和效应. 考虑到 NOLF 中介质的损耗可由 EDFA 来补偿, 脉冲在腔中往返的有效路程远小于介质二阶色散的有效距离, 文中所用的光纤长度远小于光纤高阶色

* 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资助的课题.

† E-mail: gqxia@swnu.edu.cn

散的有效距离,以及 EDFA 的入射脉冲能量远小于其饱和能量,因此上述假定是合理的。

假设由光脉冲源产生的入射脉冲为一具有负初始啁啾的高斯脉冲

$$A(t) = \sqrt{P_0} \exp\left[-\frac{(1+iC)t^2}{2T_0^2}\right], \quad (1)$$

式中 A 为脉冲的慢变振幅, P_0 为峰值功率, C 为初始啁啾参量, t 为时间, T_0 为强度下降到峰值的 $1/e$ 处的半宽度。

光脉冲在 DCF 及 DSF 中的传输满足非线性薛定谔方程(NLSE)^[6]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2}i\beta_2^j \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\alpha_j A}{2} = i\gamma_f^j |A|^2 A, \quad (2)$$

式中 $j=c,s$ 分别对应于 DCF 及 DSF, T 为延时系时间, β_2^j 为光纤的群速度色散, α_j 为损耗系数, γ_f^j 为光纤的非线性系数,它与光纤非线性折射率系数 n_2^j 的关系为

$$\gamma_f^j = \frac{n_2^j \omega_0}{cA_{\text{eff}}^j}, \quad (3)$$

式中 ω_0 , c 及 A_{eff}^j 分别为光脉冲的中心频率、真空中的光速及光纤的有效截面积。由于 DCF 的色散致啁啾(前沿红移,后沿蓝移)刚好与入射脉冲的初始啁啾相反,通过合理选择其长度 L_c ,可有效消除啁啾并使之得到初步压缩。利用 DSF 中的高阶孤子效应,合理选择 DSF 的长度 L_d ,可使脉冲得到进一步压缩。

从 DSF 中出射的光脉冲入射到 EDFA 中进行放大。脉冲在 EDFA 中的传输可用下列方程来描述^[6]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2}(1-ip)\beta_2^e \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\mu A}{2} = i\gamma_f^e |A|^2 A, \quad (4)$$

其中 β_2^e 及 γ_f^e 分别为掺铒光纤的群速度色散及非线性系数, p 为增益色散, μ 为传输过程中的净增益系数,分别可表示为

$$p = g_0 T_2^2 / \beta_2^e, \quad \mu = g_0 - \alpha_e, \quad (5)$$

式中 T_2 为偶极子的弛豫时间, g_0 及 α_e 分别为掺铒光纤的小信号增益系数及损耗系数。

从 EDFA 出射的光脉冲再入射到 NOLF。图 2 为 NOLF 中的光路图。图中 A_i , A_r 及 A_t 分别为入射波、反射波及透射波的慢变振幅; A_f , A_b 则分别表示内部前向波及后向波的慢变振幅,它们满足如下耦合模方程^[7]:

$$\frac{\partial A_f}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_f}{\partial t} = i\gamma_n(|A_f|^2 + 2|A_b|^2)A_f, \quad (6a)$$

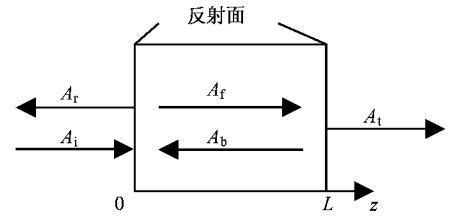


图 2 NOLF 中的光路图

$$\frac{\partial A_b}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_b}{\partial t} = -i\gamma_n(|A_b|^2 + 2|A_f|^2)A_b, \quad (6b)$$

式中 v_g 为光在非线性介质中的群速度, γ_n 为非线性系数,它与 n_2^j (介质的非线性折射率系数)的关系与(3)式类似。

慢变振幅满足下列边界条件:

$$z=0: A_f(0,t) = ttA_f(0,t) + rA_b(0,t),$$

$$A_b(0,t) = -rA_f(0,t) + ttA_b(0,t), \quad (7a)$$

$$z=L: A_f(L,t) = ttA_f(L,t),$$

$$A_b(L,t) = rA_f(L,t)\exp(i\phi_1), \quad (7b)$$

r , tt 分别为振幅反射及透射系数(假设两反射面相同), $\phi_1 = 2n\omega_0 L/c$ (n 为线性折射率)表示光在 NOLF 中往返一周引起的线性相移。

在(6)(7)式中,令对时间的偏导为 0,即可得到稳态时透射光功率 P_t 的解析表达式

$$P_t = \frac{P_i}{1 + F \sin^2\left(\frac{\phi_{nl} + \phi_1}{2}\right)}, \quad (8a)$$

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2}, \quad (8b)$$

$$\phi_{nl} = 3\gamma_n LP_i \frac{1+R}{1-R}, \quad (8c)$$

式中 R 为功率反射率, F 为腔的精细度, ϕ_{nl} 为光在 NOLF 中往返一周的非线性相移,且(8c)中 $P_i(1+R)(1-R)$ 表示内部光功率。

对于超短脉冲,当 T_0 与脉冲在腔内往返一周所用的时间相当时,必须考虑动态双稳效应。为此,我们用有限差分法(FDTD)^[8]对(6)(7)式进行数值求解,所用算法简介如下。

将腔长 L 及时间窗口分别分为 $N+1$ 及 K 等份,则空间点 z 及时间 t 可近似为 $z = z_n = nh$ ($n=0, 1, \dots, N, N+1$), $t = t_k = k\tau$ ($k = -K/2, -K/2+1, \dots, K/2-1, K/2$)。 h 和 τ 为步长, $n=0$ 和 $n=N+1$ 对应于边界结点。引入下列未知向量:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_k &= [A_{11,k} \quad A_{12,k} \quad \dots \quad A_{1N+1,k}]^T, \\ \mathbf{v}_k &= [A_{10,k} \quad A_{b1,k} \quad \dots \quad A_{bN,k}]^T. \end{aligned} \quad (9)$$

在内结点应用中心差分,左、右边界处应用三点差分,可得线性方程组

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_{k+1} \\ \mathbf{v}_{k+1} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_{k-1} \\ \mathbf{v}_{k-1} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} H_{uk} \\ H_{vk} \end{bmatrix} + \mathbf{G}, \end{aligned} \quad (10)$$

式中各矩阵定义如下:

$$\begin{aligned} A_{11} &= \begin{bmatrix} 1 & d & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ -d & 1 & d & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -d & 1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -d & 1 & d \\ 0 & 0 & 0 & \dots & d & -4d & 1+3d \end{bmatrix}, \\ A_{22} &= \begin{bmatrix} 1+3d & -4d & d & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & d & 1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & d & 1 & -d \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & d & 1 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (11a)$$

$$B_{11} = A_{11}(-d), B_{22} = A_{22}(-d), \quad (11b)$$

$$(A_{12})_{j,l} = -dr = -(B_{12})_{j,l},$$

$$(A_{21})_{N+1,N+1} = -d \exp(i\phi_l) = -(B_{21})_{N+1,N+1}, \quad (11c)$$

$$H_{u,k} = bf(A_{f,k}, A_{b,k}),$$

$$H_{v,k} = bf(A_{b,k}, A_{f,k}), \quad (11d)$$

$$\mathbf{G} = rd[A_{ik+1} + A_{ik-1}] \mathbf{1} [1 \quad 0 \quad 0 \quad \dots \quad 0]^T, \quad (11e)$$

其中,参数 $b = i\gamma_n v_g \tau$, $d = v_g \tau / 2h$ (11c) 式中四个矩阵的其余元素均为零,函数 f 定义为 $f(\xi, \eta) = (|\xi|^2 + 2|\eta|^2)\xi$. (9)–(11) 式的精度为 $O(\tau^2 + h^2)$. 由以上各式并结合初始条件 $A_i(z, -\infty) = 0$, $A_b(z, -\infty) = 0$ 即可模拟 NOLF 的动态响应.

脉冲通过 NOLF 的能量透过率 T_E 和基座能量比 η 是衡量输出脉冲质量的两个关键指标,定义为

$$T_E = \frac{E_t}{E_i} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} P_i(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} P_t(t) dt}, \quad (12a)$$

$$\eta = (E_{pt}/E_t) \times 100\%. \quad (12b)$$

E_t 和 E_i 分别为透射和入射脉冲的总能量, E_{pt} 为透

射脉冲的基座能量^[3].

3. 结果与讨论

计算时假定 NOLF 中的介质为 MQW(如 $\text{In}_{0.530}\text{Al}_{0.141}\text{Ga}_{0.329}\text{As}/\text{In}_{0.530}\text{Ga}_{0.470}\text{As}$ ^[9]). 由光脉冲源产生的中心波长位于 $1.55 \mu\text{m}$, $T_0 = 20 \text{ps}$, $P_0 = 65 \text{mW}$, $C = -2$ 的脉冲经长为 0.74km 的 DCF(其 $\beta_2^c = 217 \text{ps}^2/\text{km}$, $\alpha_c = 0.6 \text{dB/km}$) 得到消啁啾(脉宽谱宽积,即脉冲时域与频域的半值全宽之积为 0.45 ,接近傅里叶变换极限 0.44) 及初步压缩(半宽为 10ps , 峰值功率为 117mW), 再经长为 14.1km 的 DSF($\beta_2^s = -2 \text{ps}^2/\text{km}$, $\alpha_s = 0.2 \text{dB/km}$) 形成三阶压缩孤子. 三阶孤子的半宽为 1.4ps , 峰值功率为 331mW , 基座能量比约 24% . 此带有较大基座的光脉冲经 EDFA(其长度为 $L_e = 20 \text{m}$) 进行放大,最后垂直入射到 NOLF 表面,利用 NOLF 的双稳特性对脉冲进行消基座处理. 下面将着重讨论系统参量的取值对消基座效果的影响.

3.1. 反射率对消基座效果的影响

图 3 给出了经 DSF 压缩后的光脉冲通过 NOLF 的能量透过率、基座能量比随 NOLF 端面反射率的变化曲线(见图 3(a)) 以及在不同的端面反射率条件下出射脉冲的波形图(见图 3(b)). 作图所用数据为 $n_2^c = 2.8 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$, $A_{\text{eff}}^c = 20 \mu\text{m}^2$, $n_2^s = 3.2 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$, $A_{\text{eff}}^s = 50 \mu\text{m}^2$, $n_2^n = -3 \times 10^{-14} \text{m}^2/\text{W}$, $L = 15.1 \mu\text{m}$, $m = 3.5$, $\delta\phi$ (定义为 $|\chi(\omega_0 - \omega_c)nL/c|$, ω_c 为 NOLF 的共振频率) 为初始失谐量,且 $\delta\phi$ 取优化值,EDFA 的小信号增益 $G_0 = 10 \lg[\exp(\mu L_e)] = 12.6 \text{dB}$ (脉冲经过 EDFA 后其峰值功率达到 6W). 为便于理解,不同反射率条件下 NOLF 的稳态输入-输出曲线也在图 4 中给出. 由图 4 可知,稳态时 NOLF 双稳环高、低透支态的透过率均随反射率的增加而减小,而上跳阈值则随之增大. 原因在于 NOLF 的双稳效应起源于由腔内光功率、非线性折射率变化及共振频率构成的正反馈环,即输入功率的增大通过非线性折射率变化使 NOLF 的共振频率逐渐向入射光频率靠近,失谐量的减小又会引起腔内光功率的增大,结果,当腔内光功率超过某一阈值时, NOLF 与入射光处于共振态,出现上跳行为;反之,当输入功率在此基础上减小时,将以另一种路径出现下跳行为,即与历史记忆有关. 显然,若反射率较小,腔内

光反馈较弱, NOLF 不会表现出双稳效应; 当反射率超过一定值时, 由(8)式可知, 若 NOLF 处于偏离共振的状态(这正是形成双稳的必要条件, 见下文)线性情况下(即输入功率较小时)反射率越大, 则腔内光功率及透过率越小, 激发双稳所需的上跳阈值越大, 但是, 由于腔内光功率及上跳阈值的差别不大(见图 4), 高透支态的透过率差别主要由反射率决定, 表现出与低透支态相同的变化趋势. 上述结果可用来解释 NOLF 的动态响应. 由图 3 可知, 脉冲的能量透过率随反射率的增大而减小, 这与图 4 相一致. 另外, 图 3 显示透射脉冲的基座能量比随端面反射率的增大呈现先减小后增大的趋势, 这是由于当反射率较小时, 脉冲基座部分能量下降的速度较快, 而其中中心部分的能量变化较小, 使得基座能量比随反射率的增大而减小; 若反射率的选取能使得脉冲功率超过上跳阈值, 则 NOLF 表现出双稳特性, 此时高透支态和低透支态的透过率随反射率的增大都将减小, 只是低透支态的透过率减小的速度比高透支态快些, 从而使脉冲基座能量比呈减小趋势; 当反射率增大到一定程度, 双稳环的宽度明显增大, 脉冲中处于低透支态的范围也随之扩大, 此时随着反射率的增大, 能量透过率随入射能量的增大而增大的趋势越来越平缓, 从而导致出射脉冲基座能量比也相应增大, 但总会小于入射脉冲的基座能量比. 另外, 在 R 取 0.5 至 0.65 时双稳环的宽度较窄, 脉冲的形变较小, 基座能量比的变化也较平缓, 而在 R 超过 0.65 时, 双稳环的快速变化使脉冲基座能量比的变化也较快. 以上结果表明, 在初始失谐量、EDFA 的增益一定的条件下, NOLF 的端面反射率存在一最佳值. 在前面给定系统各参量的情况下, R 取 0.5 时可得到较好的效果, 此时基座能量比可降低到 12% 左右, 能量透过率约 0.6, 且脉冲的形状没有畸变.

3.2. 初始失谐量对消基座效果的影响

适当调整 NOLF 的长度, 可获得不同的初始失谐量. 图 5 给出了经 DSF 压缩后的光脉冲通过 NOLF 的能量透过率、基座能量比随初始失谐量的变化曲线(图 5(a))以及初始失谐量取不同值时出射脉冲的波形图(图 5(b)). 图 6 给出了初始失谐量取不同值时 NOLF 的稳态输入-输出曲线. 由图 6 可知, 当 $\delta\phi$ 较小时, 线性情况下 NOLF 已接近共振态, 不满足产生上跳的反馈条件, 因此不会出现双稳行为; 当 $\delta\phi$ 超过一定值时, 线性情况下 NOLF 随失谐量的增

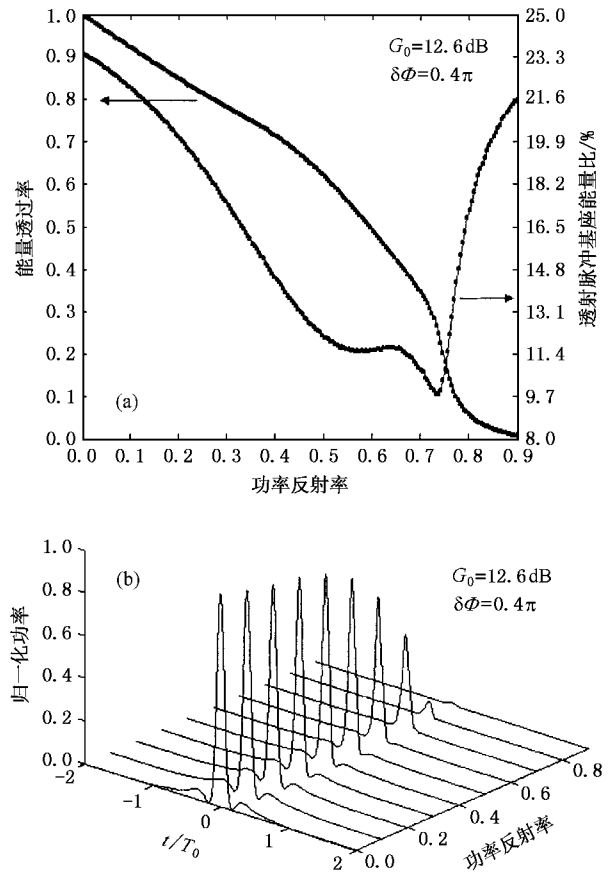


图 3 (a) 经 DSF 压缩后的光脉冲通过 NOLF 的能量透过率、基座能量比随端面反射率的变化曲线 (b) 不同的端面反射率条件下出射脉冲的波形图

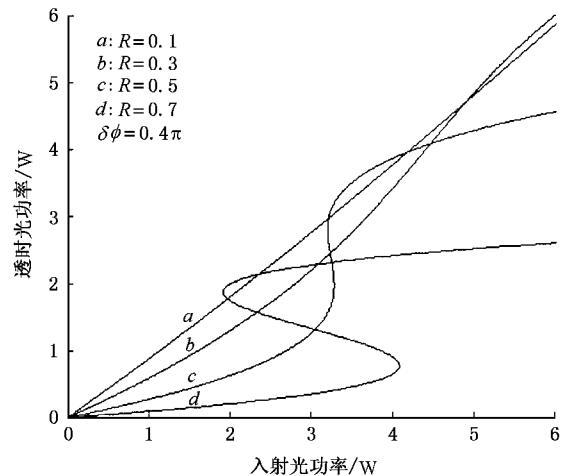


图 4 不同反射率条件下 NOLF 的稳态输入-输出曲线

大由共振向反共振过渡, 其腔内光功率及透过率逐渐减小, 因而激发双稳所需的上跳阈值逐渐增大; 一旦都处于高透支态, 在输入功率一定时, 其透过率将

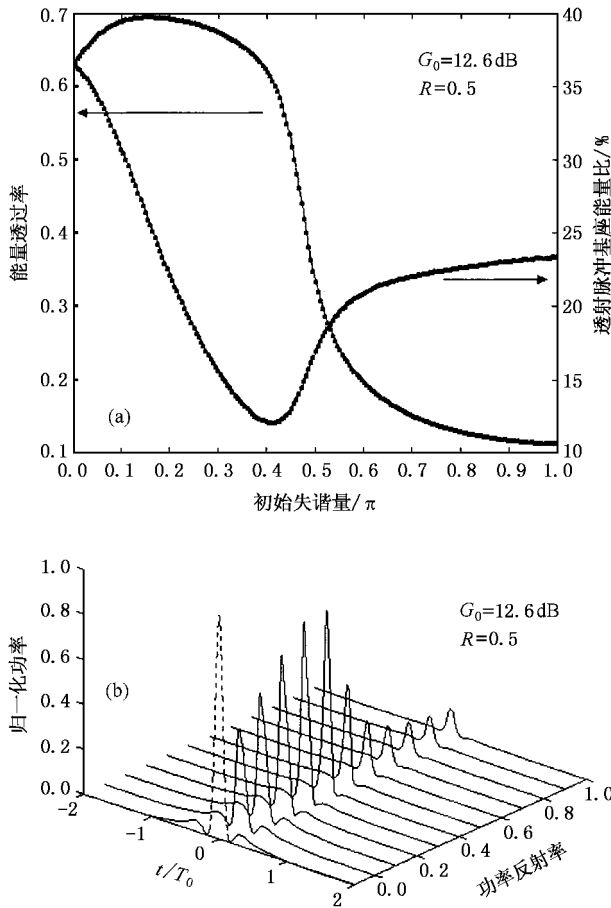


图 5 (a) 经 DSF 压缩后的光脉冲通过 NOLF 的能量透过率、基座能量比随初始失谐量的变化曲线 (b) 初始失谐量取不同值时出射脉冲的波形图 (虚线表示初始孤子)

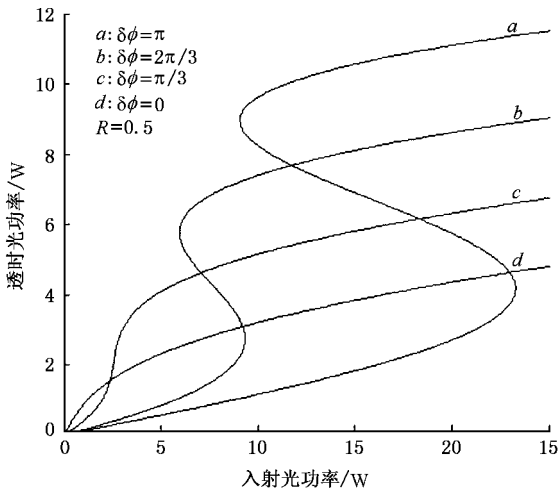


图 6 初始失谐量取不同值时 NOLF 的稳态输入-输出曲线

随失谐量的增大而增大. 这些特点可以解释其动态响应. 由图 5 可知, 脉冲的能量透过率随着失谐量的

增大呈现先增大后减小的趋势. 这可解释为当失谐量较小时, 随着失谐量的增大, 稳态时能量透过率大体表现为增大, 在能量较小的区域 (即脉冲的前后沿), 其能量透过率是随着失谐量的增大而减小的, 但是由于这段区域范围较小且包含的能量较少, 因此随着失谐量的增大脉冲的能量透过率将增加; 但是, 当失谐量的增加使 NOLF 表现出双稳特性后, 此时只有在脉冲的中心且功率大于上跳阈值的部分其透过率才会随着失谐量的增大而增大 (即处于高透支态), 而脉冲的大部分将处于低透支态. 随着失谐量的增大, 低透支态的透过率将减小, 而上跳阈值的增大将使脉冲中处于低透支态的部分增大, 从而导致脉冲的能量透过率随着失谐量的增大而下降. 从图 5 还可看出, 脉冲的基座能量比呈现出先减小后

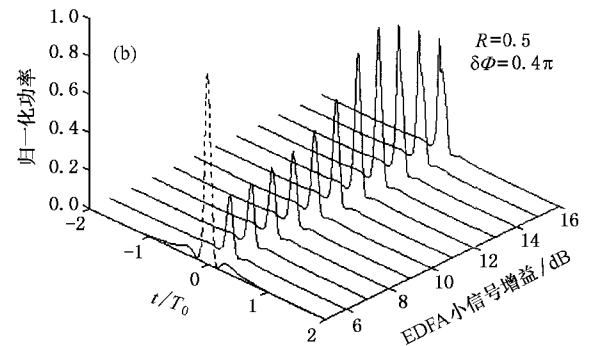
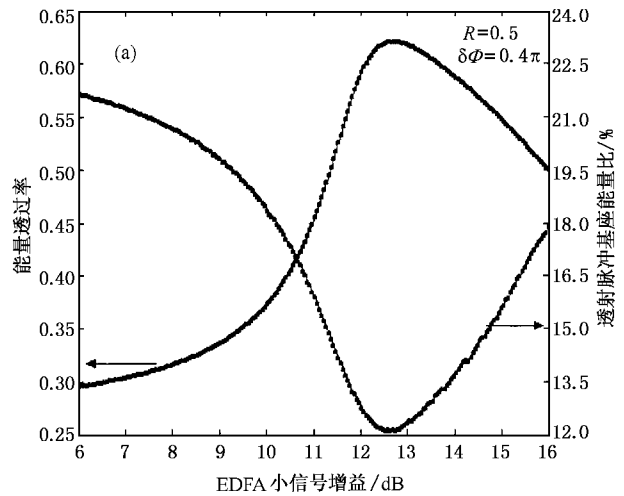


图 7 (a) 经 DSF 压缩后的光脉冲通过 NOLF 的能量透过率、基座能量比随 EDFA 增益的变化曲线 (b) EDFA 增益取不同值时出射脉冲的波形图 (虚线表示初始孤子)

增大的趋势, 这一现象也可从图 6 得到解释. 其原因与前面解释 NOLF 端面反射率引起脉冲基座能量比变化类似. 因此, 在其他参量确定后, 初始失谐量也存在一最佳值.

3.3. EDFA 的增益对消基座效果的影响

由上面的分析可知, NOLF 的入射脉冲峰值功率对消基座效果有明显的影响, 而它的大小可通过控制 EDFA 的增益进行调节. 图 7 给出了经 EDFA 放大后的光脉冲通过 NOLF 的能量透过率、基座能量比随 EDFA 增益的变化曲线(图 7(a))以及 EDFA 的增益取不同值时出射脉冲的波形图(图 7(b)). 从图中可以看出, 能量透过率随 EDFA 增益的增大呈现先增大后减小的趋势, 而基座能量比却相反, 在 EDFA 的小信号增益取 12.6dB 左右时为最佳. 此时, 能量透过率较大, 基座能量比最小. 如果继续增大 EDFA 的增益, 透射脉冲的能量透过率反而逐渐降低, 脉冲形状开始发生畸变(右翼略微凸起), 进一步增大增益, 脉冲主峰的振荡加剧, NOLF 的消基座能力大为降低. 若增益过大, 会导致 NOLF 内光功率过大, 并最终因反馈过强而达到混沌态^[10]. 由此可见, EDFA 的增益并不是越大越好, 必须根据不同的脉

宽及 NOLF 结构参数, 选择合适的增益, 才能获得较理想的消基座效果.

4. 结 论

本文基于 NOLF 双稳效应, 提出了利用 EDFA 及 NOLF 对经 DSF 压缩后的超短光脉冲进行消基座的方案. 利用耦合模理论, 分析了 NOLF 的端面反射率、入射脉冲的中心频率与 NOLF 腔的共振频率的失谐量及 EDFA 的增益对消基座效果的影响. 虽然本文只针对经 DSF 压缩后的超短光脉冲进行消基座处理, 但进一步的研究却表明, 对于任意形状的脉冲, 通过合理选择系统参量, 可以在保证脉冲的形状无较大畸变、有足够大的能量透过率的前提下, 使其基座得到有效抑制. 由于 EDFA 的增益比较容易控制、NOLF 的调谐也比较容易实现, 因而利用 EDFA 及 NOLF 对超短光脉冲进行消基座将具有一定的应用前景.

- [1] Cao W H and Wai P K A 2002 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14** 1427
- [2] Han M *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 751 (in Chinese) [韩 明等 2000 物理学报 **49** 751]
- [3] Wu J, Xia G and Wu Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1105 (in Chinese) [吴建伟 夏光琼 吴正茂 2004 物理学报 **53** 1105]
- [4] Liu H F *et al* 1991 *IEEE J. Quantum Electron.* **27** 1655
- [5] Li Z H *et al* 2003 *Opt. Commun.* **217** 185

- [6] Agrawal G P 1995 *Nonlinear fiber optics* (San Diego : Academic) p61
- [7] Winful H G, Zamir R and Feldman S 1991 *Appl. Phys. Lett.* **58** 1001
- [8] Prelinovsky D and Sargent E H 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 1873
- [9] Brzozowski L *et al* 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 4429
- [10] Gohman P A, Bambakidis G and Spry R J 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 40

Pedestal suppression of high-order soliton compressed optical pulse by DSF based on bistability of NOLF^{*}

Jia Xin-Hong¹⁾ Wu Zheng-Mao^{1,2)} Xia Guang-Qiong^{1,2)†}

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

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

(Received 23 December 2003 ; revised manuscript received 16 June 2004)

Abstract

Based on the bistability effect of nonlinear FP cavity (NOLF) , a method is suggested to suppress the pedestal of ultra-short optical pulse compressed by dispersion shift fiber (DSF). The coupled mode equation is applied to analyze the characteristics of the pedestal suppression of NOLF . The results show that the pedestal energy ratio of transmitted pulse can be decreased to half of incident pulse through reasonably selecting the facet reflectivity of NOLF , the initial phase detuning between the input pulse and NOLF , and the gain of Er-doped fiber amplifier .

Keywords : ultra-short optical pulse , pedestal suppression , nonlinear FP cavity , optical bistability , Erbium-doped fiber amplifier (EDFA)

PACC : 4280W , 4281W , 4265P

^{*} Project supported by the Foundation of Key Program for Scientific and Technology Research from Chinese Ministry of Education ,China(Grant No. 03140) , and the Applied Basic Research Project of Chongqing City , China .

[†]E-mail : gqxia@swnu.edu.cn