

有源光放大器链路中交叉相位调制的不稳定性^{*}

李齐良^{1,2)} 朱海东¹⁾ 唐向宏¹⁾ 李承家³⁾ 王小军¹⁾ 林理彬²⁾

¹⁾ 杭州电子工业学院通信学院, 杭州 310037)

²⁾ 四川大学物理科学与技术学院, 成都 610064)

³⁾ 杭州电子工业学院理学院, 杭州 310018)

(2003 年 12 月 30 日收到, 2004 年 3 月 23 日收到修改稿)

利用两种方法研究了有源放大器波分复用系统光纤链路中交叉相位调制的不稳定性. 首先利用非线性薛定谔耦合方程, 在小幅度扰动下, 研究了正常色散和反常色散光纤中的交叉相位调制不稳定性. 由于相位噪声涨落, 利用分裂步长傅里叶变换法与 Monte-Carlo 法, 模拟了有源放大器链路中反常色散和正常色散情况下的调制不稳定性. 两种方法得到的结论基本一致.

关键词: 调制不稳定性, 交叉相位调制, 斯托克斯带, 反斯托克斯带

PACC: 4225B, 4265, 4230Q

1. 引 言

光脉冲在具有色散(时间域)或者衍射(空间域)的媒质中传输时被展宽, 而介质中的非线性会导致光束自陷(self-trapped), 即自聚焦效应, 当介质的色散(或衍射)与介质非线性效应平衡时, 就会产生孤子, 而这种孤子的前身是调制不稳定性. 国内外有许多文献对孤子进行相关研究^[1-8]. 在具有非线性和色散光纤中, 连续波的幅度和相位在微小的扰动下, 其幅度呈指数变化, 称之为调制不稳定性. 对这种现象的研究始于 1961 年, 并在流体^[9, 10]、等离子体^[11, 12]、非线性光学^[13, 14]中被预言和研究. 调制不稳定性使连续或者准连续波破缺成具有很高重复频率的超短脉冲串, 因此利用调制不稳定性可以产生高重复率的超短脉冲光. 基于调制不稳定性的潜在用途, 在理论和实验上对它进行了大量的研究. 但是, 对高速传输系统, 调制不稳定性也有害处.

掺铒光纤放大器(EDFA)的发明, 使得超长距离的通信得以实现. 随着密集波分复用(DWDM)技术在光通信中的应用, 需要用 EDFA 同时对多个信号进行放大, 再通过级联的方法, 可以使信号传输得更远. 光通信系统中光纤放大器有集总式和分布式两种情况. 对于分布式情况, 一般而言, 光纤的色散长

度比两相邻放大器之间的距离大, 那么周期放置的放大器和用来均衡增益的滤波器可以看作均匀分布, 从而忽略它们分布的离散性.

对于相干光, 幅度或者相位小的周期扰动就能导致调制不稳定性. 而对于非相干光, 要产生调制不稳定性, 光功率存在阈值, 并且信号的相关长度越小, 阈值就越大^[15]. DWDM 系统中, 各信道的光脉冲为部分非相干光. 幅度或者相位小的扰动, 是由于具有放大器链路中存在噪声光子, 使得四波混频相位匹配条件得到满足, 继而产生调制不稳定性. 文献^[16]已经研究了具有放大器链路的单脉冲包络中的调制不稳定性. 对于无源情况下, 由交叉相位调制引起的调制不稳定性也有研究^[17-19].

本文研究有源链路中交叉相位调制引起的调制不稳定性. 首先介绍波分复用系统中光包络脉冲耦合理论模型. 其次利用有源的复系数非线性薛定谔耦合方程, 研究 DWDM 系统具有放大器链路中, 在小的幅度扰动情况下存在交叉相位调制时的调制不稳定性特性. 然后将链路中的噪声视作乘性相位噪声场, 其相位噪声的分布满足高斯分布, 利用分裂步长傅里叶变换和 Monte-Carlo 方法, 研究具有放大器链路输出端光脉冲包络的频谱和光脉冲包络的瞬时光功率, 并将模拟结果与计算结果进行了比较, 两者基本一致.

^{*} 浙江省教育厅科研基金(批准号 20030627)资助的课题.

2. 复系数非线性薛定谔耦合方程

光纤放大器链路中,波分复用系统两个相邻慢变包络 u 和 v 满足有源复系数薛定谔耦合方程^[20]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial Z} + \frac{i}{2}(\beta_{21} + ig_0 T_{21}^2) \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} \\ &= i\gamma_1 |u|^2 u + i2\gamma_1 |v|^2 v \\ &+ \frac{1}{2}(g_0 - \alpha)u, \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v}{\partial Z} + \frac{i}{2}(\beta_{22} + ig_0 T_{22}^2) \frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \\ &= i\gamma_2 |v|^2 v + i2\gamma_2 |u|^2 u \\ &+ \frac{1}{2}(g_0 - \alpha)v, \end{aligned} \quad (1b)$$

式中, $Z = z$, $T = t - \beta_1 z$, β_1 是一阶色散系数, z , t 分别表示空间的位置和时间坐标; $\beta_{21} \approx \beta_{22} = \beta_2$ 是群速度色散(GVD)系数, $\beta_2 > 0$ 和 $\beta_2 < 0$ 分别对应正常色散和反常色散光纤; g_0 是增益系数; $T_{21} \approx T_{22} = T_2$ 是极化弛豫时间,它与光纤放大器有限增益带宽有关,对频率具有依赖性; α 为链路的损耗,忽略了双光子吸收效应; $\gamma_1 \approx \gamma_2 = \gamma = n_2 \omega_0 / (cA_{\text{eff}})$ 为非线性系数,其中 n_2 为非线性折射率, A_{eff} 为光纤有效面积, c 为光速, ω_0 为光波的中心频率. 这就是有源的复系数非线性薛定谔耦合方程,如果对方程进行归一,就变成两慢变包络 Ginzburg-Landau 耦合方程. 如果链路中没有损耗则不需要放大器,耦合方程变成无源链路中双包络耦合方程,在色散和非线性平衡时存在稳定解,文献[3]对此已有研究.

3. 解的稳定性分析

在分布式放大器链路中忽略双光子吸收,连续波或者准连续波在光纤中传输的稳态解为

$$u = \sqrt{P_1} \exp(i\phi_1), \quad (2a)$$

$$v = \sqrt{P_2} \exp(i\phi_2), \quad (2b)$$

式中, P_1 , P_2 分别是两包络中光波的功率, ϕ_1 , ϕ_2 为

$$\phi_1 = \frac{1}{2} \int_0^Z (g_0 - \alpha) dZ + i\gamma(P_1 + 2P_2)$$

$$\times \int_0^Z \exp[(g_0 - \alpha)Z'] dZ',$$

$$\phi_2 = \frac{1}{2} \int_0^Z (g_0 - \alpha) dZ + i\gamma(P_2 + 2P_1)$$

$$\times \int_0^Z \exp[(g_0 - \alpha)Z'] dZ'.$$

由于 ϕ_1 和 ϕ_2 为复数,一般有 $g_0 > \alpha$, 那么信号 u 和 v 被得到放大,并且通过自相位调制和交叉相位调制获得一个非线性相移.

假定幅度受到微小的扰动,两相邻波包为

$$u = (\sqrt{P_1} + a_1) \exp(i\phi_1), \quad (3a)$$

$$v = (\sqrt{P_2} + a_2) \exp(i\phi_2). \quad (3b)$$

将(3a)(3b)式代入方程(1a)(1b),由于 a_1, a_2 本身为小量,忽略更高阶小量,得到关于 a_1, a_2 的线性化方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial a_1}{\partial Z} + \frac{i}{2}(\beta_2 + ig_0 T_2^2) \frac{\partial^2 a_1}{\partial T^2} \\ &= i\gamma P_1(a_1 + a_1^*) \exp[(g_0 - \alpha)Z] \\ &+ i2\gamma \sqrt{P_1 P_2}(a_2 + a_2^*) \exp[(g_0 - \alpha)Z], \end{aligned} \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial a_2}{\partial Z} + \frac{i}{2}(\beta_2 + ig_0 T_2^2) \frac{\partial^2 a_2}{\partial T^2} \\ &= i\gamma P_2(a_2 + a_2^*) \exp[(g_0 - \alpha)Z] \\ &+ i2\gamma \sqrt{P_1 P_2}(a_1 + a_1^*) \exp[(g_0 - \alpha)Z]. \end{aligned} \quad (4b)$$

再将 a_1, a_2 分解成实部和虚部, $a_1 = (\varphi_1 + i\psi_1)$, $a_2 = (\varphi_2 + i\psi_2)$, 这样,得到四个耦合方程

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial Z} - \frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial T^2} - \frac{1}{2}g_0 T_2^2 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial T^2} = 0, \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \psi_1}{\partial Z} + \frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial T^2} - \frac{1}{2}g_0 T_2^2 \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial T^2} \\ &= 2\gamma P_1 \exp[(g_0 - \alpha)Z] \varphi_1 \\ &+ 4\gamma \sqrt{P_1 P_2} \exp[(g_0 - \alpha)Z] \varphi_2, \end{aligned} \quad (5b)$$

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial Z} - \frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial T^2} - \frac{1}{2}g_0 T_2^2 \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial T^2} = 0, \quad (5c)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \psi_2}{\partial Z} + \frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial T^2} - \frac{1}{2}g_0 T_2^2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial T^2} \\ &= 2\gamma P_2 \exp[(g_0 - \alpha)Z] \varphi_2 \\ &+ 4\gamma \sqrt{P_1 P_2} \exp[(g_0 - \alpha)Z] \varphi_1. \end{aligned} \quad (5d)$$

对 φ_1, ψ_1 和 φ_2, ψ_2 作傅里叶变换,即

$$\hat{\varphi}_1(Z, \Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_1(Z, T) \exp(i\Omega T) dT,$$

$$\hat{\psi}_1(Z, \Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_1(Z, T) \exp(i\Omega T) dT,$$

$$\hat{\varphi}_2(Z, \Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_2(Z, T) \exp(i\Omega T) dT,$$

$$\hat{\psi}_2(Z, \Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_2(Z, T) \exp(i\Omega T) dT.$$

这样,耦合方程(5a)–(5d)化为

$$\frac{\partial \hat{\varphi}_1}{\partial Z} + \frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2 \hat{\varphi}_1 + \frac{1}{2} g_0 T_2^2 \Omega^2 \hat{\varphi}_1 = 0, \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{\varphi}_1}{\partial Z} - \frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2 \hat{\varphi}_1 + \frac{1}{2} g_0 T_2^2 \Omega^2 \hat{\varphi}_1 \\ & = 2\gamma P_2 \exp[(g_0 - \alpha)Z] \hat{\varphi}_1 \\ & + 4\gamma \sqrt{P_1 P_2} \exp[(g_0 - \alpha)Z] \hat{\varphi}_2, \quad (6b) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \hat{\varphi}_2}{\partial Z} + \frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2 \hat{\varphi}_2 + \frac{1}{2} g_0 T_2^2 \Omega^2 \hat{\varphi}_2 = 0, \quad (6c)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{\varphi}_2}{\partial Z} - \frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2 \hat{\varphi}_2 + \frac{1}{2} g_0 T_2^2 \Omega^2 \hat{\varphi}_2 \\ & = 2\gamma P_1 \exp[(g_0 - \alpha)Z] \hat{\varphi}_2 \\ & + 4\gamma \sqrt{P_1 P_2} \exp[(g_0 - \alpha)Z] \hat{\varphi}_1. \quad (6d) \end{aligned}$$

将它们写成矩阵的形式

$$\frac{\partial X}{\partial Z} = MX. \quad (7)$$

这里 $X = (\hat{\varphi}_1, \hat{\varphi}_1, \hat{\varphi}_2, \hat{\varphi}_2)^T$, M 是一个 4×4 矩阵, 其中各矩阵元分别为

$$\begin{aligned} m_{11} &= -\frac{1}{2} g_0 T_2^2 \Omega^2, \\ m_{12} &= -\frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2, \\ m_{13} &= 0, \\ m_{14} &= 0; \\ m_{21} &= \frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2 + 2\gamma P_1 \exp[(g_0 - \alpha)Z], \\ m_{22} &= -\frac{1}{2} g_0 T_2^2 \Omega^2, \\ m_{23} &= 4\gamma \sqrt{P_1 P_2} \exp[(g_0 - \alpha)Z], \\ m_{24} &= 0; \\ m_{31} &= 0, \\ m_{32} &= 0, \\ m_{33} &= -\frac{1}{2} g_0 T_2^2 \Omega^2, \\ m_{34} &= -\frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2; \\ m_{41} &= 4\gamma \sqrt{P_1 P_2} \exp[(g_0 - \alpha)Z], \\ m_{42} &= 0, \\ m_{43} &= \frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2 + 2\gamma P_2 \exp[(g_0 - \alpha)Z], \\ m_{44} &= -\frac{1}{2} g_0 T_2^2 \Omega^2. \end{aligned}$$

现在,求矩阵 M 的本征值,假定其本征值为 λ ,得到下列方程:

$$(\lambda I - M)X = 0. \quad (8)$$

这里, I 是 4×4 单位矩阵. 由(8)式得到 λ 的表达式,

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= -\left(K_1 + \frac{1}{2} \sqrt{2\sqrt{K_2} - K_3}\right) \Omega^2, \\ \lambda_2 &= -\left(K_1 - \frac{1}{2} \sqrt{2\sqrt{K_2} - K_3}\right) \Omega^2, \\ \lambda_3 &= -\left(K_1 + \frac{1}{2} \sqrt{-2\sqrt{K_2} - K_3}\right) \Omega^2, \\ \lambda_4 &= -\left(K_1 - \frac{1}{2} \sqrt{-2\sqrt{K_2} - K_3}\right) \Omega^2, \end{aligned}$$

其中

$$K_1 = \frac{1}{2} g_0 T_2^2,$$

$$K_2 = 14\beta_2^2 \Omega^{-4} \gamma^2 P_1 P_2 \exp[\chi(g_0 - \alpha)Z] + \beta_2^2 \Omega^{-4} \gamma^2 (P_1^2 + P_2^2) \exp[\chi(g_0 - \alpha)Z],$$

$$K_3 = 2\beta_2 \Omega^{-2} \chi (P_1 + P_2) \exp[(g_0 - \alpha)Z] + \beta_2^2.$$

λ 的实部在很长的距离上是正值的时候,则不稳定性就会发生. 对于单脉冲包络的情况,假定方程(5a)(5b)中 $P_2 = 0$, $P_1 = P$, 则方程(5a)(5b)本征值变为

$$\begin{aligned} \lambda &= -\frac{1}{2} g_0 T_2^2 \Omega^2 \\ &\pm \frac{1}{2} \sqrt{-\beta_2 \Omega^4 - 4\gamma \beta_2 P \Omega^2 \exp[(g_0 - \alpha)Z]}. \end{aligned}$$

显然只有在 $\beta_2 < 0$ 反常色散情况,才可能有 $\lambda > 0$, 光放大器链路中才能产生调制不稳定性,与文献[12]得到的结果一致.

对于两个慢变包络的情况,下面将分别讨论 $\beta_2 > 0$ 正常色散和 $\beta_2 < 0$ 反常色散情况.

(1) $\beta_2 > 0$, 正常色散情况.

在这种情况下, λ_1, λ_3 和 λ_4 实部都不可能为

正. λ_2 为正的条件的 $\sqrt{2\sqrt{K_2} - K_3} > 2K_1$. 由于 λ_2 沿着 Z 变化,在频率 Ω 处,如果只定义某一个位置的 λ_2 不为调制不稳定性增益,在毫瓦级甚至更小的光功率情况下其增益很小,因此不稳定性的增益定义为 λ_2 对 Z 的积分

$$G = \int_0^L \text{Re}[\lambda_2] dZ. \quad (9)$$

这里 L 是放大器的长度. 从分析可知,在有源放大器链路中,这种多波长耦合系统存在着交叉相位调制,在正常色散区存在着调制不稳定性. 这种情况与单个脉冲包络传输的情况不同,单个脉冲包络传输的情况,只有在反常色散光纤放大器链路中才能产生调制不稳定性.

在正常的 GVD 下, $\beta_2 = 60 \text{ ps}^2/\text{km}$, 光脉冲的宽度为 10 ps , 相邻脉冲包络间隔 25 ps , 传输速率为 40 Gb/s 的高速系统, 放大器的增益为 30 dB 分布在 10 km 长的光纤上, 非线性系数 $\gamma = 15 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, 光纤的损耗 0.2 dB/km , 光波的中心波长为 $1.55 \mu\text{m}$. 由这些参数通过 (9) 式, 可以计算调制不稳定性的增益如图 1、图 2 所示. 从图 1、图 2 可以看出, 当交叉相位调制效应比较明显时, 在光波的中心频率处出现两个边带, 对应斯托克斯带和反斯托克斯带, 两入射光波包络的功率为 4 和 2 mW , 产生了调制不稳定性. 这是因为链路中存在放大器, 使得信道中的光功率不断得到放大, 从而较低的入射光功率就能产生调制不稳定性. 图 1 为积分增益、重复频率和光功率的三维图. 图 2 表示在 $P_1 = 4, 8$ 和 12 mW 相应 $P_2 = P_1/2$ 光功率下, 积分增益与重复频率的关系. 由图 1 和图 2 可以看出, 入射端的光功率越大调制不稳定性的最大积分增益越大, 调制不稳定性产生短脉冲的重复频率就越高. 与无源链路中交叉相位调制不稳定性所需要的入射光功率相比^[13-15], 有源链路中所需要的入射光功率要小, 原因将稍后分析.

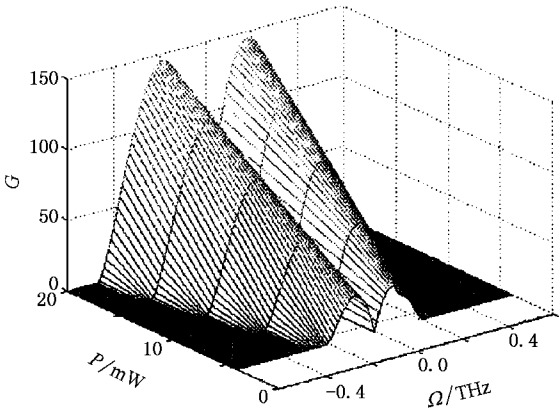


图 1 $\beta_2 > 0$ 时, 调制不稳定性增益与光功率、重复频率的关系

(2) $\beta_2 < 0$, 反常色散情况.

在此条件下, λ_1, λ_3 实部都不可能为正, λ_2, λ_4 可以为正. 比较 λ_2 和 λ_4 , 不稳定性的积分增益为 λ_2 对 Z 的积分, λ_2 为条件的仍然为 $\sqrt{2\sqrt{K_2} - K_3} > 2K_1$. 对于 $\beta_2 > 0$ 和 $\beta_2 < 0$ 的情况, 如果其他相应参数不变, $\beta_2 < 0$ 的情况, 产生调制不稳定性的临界光功率更小. 由于 λ_2 沿着 Z 变化, 在频率 Ω 处, 具有放大器链路调制不稳定性积分增益为

$$G = \int_0^Z \text{Re}[\lambda_2] \text{Hz}' \quad (10)$$

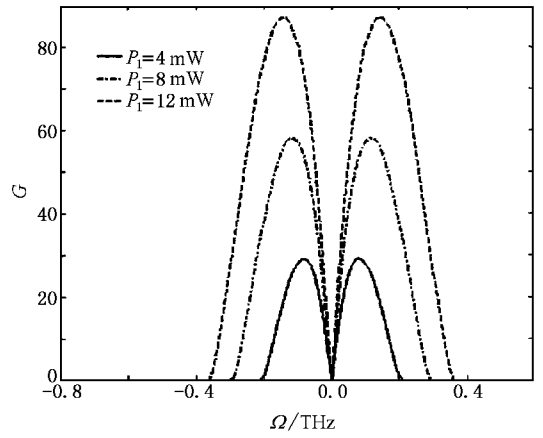


图 2 $\beta_2 > 0$ 时, 不同的光功率下调制不稳定性增益与重复频率的关系

对于反常 GVD 的情况, 群速度色散系数 $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, 光脉冲的宽度假定为 10 ps , 相邻脉冲的间隔为 25 ps , 系统的传输速率为 40 Gb/s , 放大器的增益为 30 dB 分布在 10 km 长的光纤上, 非线性系数 $\gamma = 15 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, 光纤的损耗 0.2 dB/km , 光波的中心波长为 $1.55 \mu\text{m}$. 根据 (10) 式就能得到链路中的积分增益. 图 3 是积分增益、光功率和重复频率的三维图, 图 4 是光功率 P_1 为 $1, 2$ 和 3 mW 相应 $P_2 = P_1/2$ 时光功率与重复频率之间的关系. 由图 3、图 4 可以看出, 在光波的中心频率附近出现两个边带, 对应斯托克斯带和反斯托克斯带. 比较正常色散情况, 产生调制不稳定性所需要的光功率更小. 与文献 [12] 中单脉冲包络调制不稳定性相比较, 由于交叉相位调制的贡献, 产生调制不稳定性所需要的光功率相差不多.

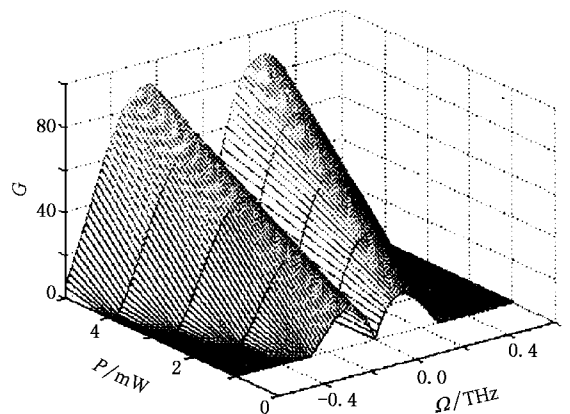


图 3 $\beta_2 < 0$ 时, 调制不稳定性增益与光功率、重复频率的关系

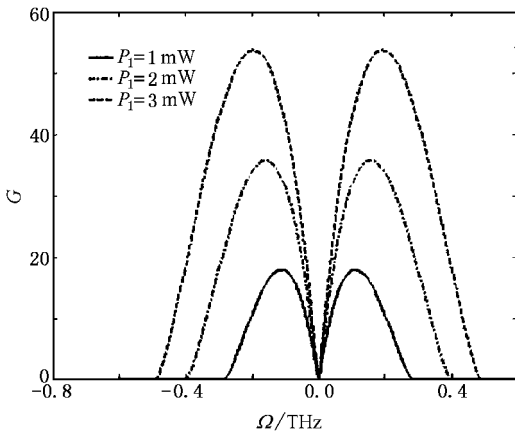


图 4 $\beta_2 < 0$ 时,不同的光功率下调制不稳定性增益与重复频率的关系

4. 数值模拟

链路中存在噪声光子,使得幅度和相位受到扰动.假定方程(1a)(1b)中多出乘性相位噪声项,令

$$u = A_1 \exp\left[\frac{1}{2}(g_0 - \alpha)Z\right], \quad (11a)$$

$$v = A_2 \exp\left[\frac{1}{2}(g_0 - \alpha)Z\right]. \quad (11b)$$

将(11a)(11b)式代入(1a)(1b)式,利用分裂步长傅里叶变换法得到

$$\frac{1}{2} \frac{\partial A_1}{\partial Z} = [\gamma |A_1|^2 + 2\gamma |A_2|^2] A_1 \times \exp[(g_0 - \alpha)Z], \quad Z \in (Z, Z + \Delta Z/2), \quad (12a)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial A_1}{\partial Z} = -\frac{i}{2}(\beta_2 + ig_0 T_2^2) \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} - i\Gamma A_1, \quad Z \in (Z + \Delta Z/2, Z + \Delta Z) \quad (12b)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial A_2}{\partial Z} = [2\gamma |A_1|^2 + \gamma |A_2|^2] A_2 \times \exp[(g_0 - \alpha)Z], \quad Z \in (Z, Z + \Delta Z/2), \quad (13a)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial A_2}{\partial Z} = -\frac{i}{2}(\beta_2 + ig_0 T_2^2) \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} - i\Gamma A_2, \quad Z \in (Z + \Delta Z/2, Z + \Delta Z) \quad (13b)$$

这里, Γ 为乘性相位噪声,它的自相关函数为 δ 函数.在 $Z \in (Z, Z + \Delta Z/2)$,先对方程(12a)(13a)求解,得到

$$A_1(T, Z + \Delta Z/2) = \exp(iE) A_1(T, Z) \quad (14a)$$

$$A_2(T, Z + \Delta Z/2) = \exp(iD) A_2(T, Z) \quad (14b)$$

式中,

$$E = 2[\gamma |A_1|^2 + 2\gamma |A_2|^2] \int_{g_0 - \alpha}^{g_0} \times [e^{(g_0 - \alpha)\Delta Z/2} - 1] (g_0 - \alpha),$$

$$D = 2[2\gamma |A_1|^2 + \gamma |A_2|^2] \int_{g_0 - \alpha}^{g_0} \times [e^{(g_0 - \alpha)\Delta Z/2} - 1] (g_0 - \alpha).$$

对(14a)和(14b)式作关于 T 的傅里叶变换,得到

$$\hat{A}_1(\omega, Z + \Delta Z/2) = F[\exp(iE) A_1(T, Z)], \quad (15a)$$

$$\hat{A}_2(\omega, Z + \Delta Z/2) = F[\exp(iD) A_2(T, Z)]. \quad (15b)$$

对(12b)和(13b)式作关于 T 的傅里叶变换,再在 $Z \in (Z + \Delta Z/2, Z + \Delta Z)$ 上求解,得到

$$\hat{A}_1(\omega, Z + \Delta Z) = \exp(i\omega^2 C \Delta Z/2) \exp(-i\delta\phi) \times \hat{A}_1(\omega, Z + \Delta Z/2), \quad (16a)$$

$$\hat{A}_2(\omega, Z + \Delta Z) = \exp(i\omega^2 C \Delta Z/2) \exp(-i\delta\phi) \times \hat{A}_2(\omega, Z + \Delta Z/2). \quad (16b)$$

这里, $C = \frac{1}{2}(\beta_2 + ig_0 T_2^2)$, $\delta\phi$ 为噪声相位项.将(14a)(14b)式代入(15a)(15b)式,再将其代入(16a)(16b)式,作傅里叶逆变换,得到

$$A_1(T, Z + \Delta Z) = F^{-1}[\exp(i\omega^2 C \Delta Z/2) \exp(-i\delta\phi) \times F[\exp(iE) A_1(T, Z)]], \quad (17)$$

$$A_2(T, Z + \Delta Z) = F^{-1}[\exp(i\omega^2 C \Delta Z/2) \exp(-i\delta\phi) \times F[\exp(iD) A_2(T, Z)]]. \quad (18)$$

在每一个空间步长 ΔZ 内,将相位噪声当作一个高斯过程,采用 Box-Muller 产生随机样值的方法(即 Monte-Carlo 方法)进行计算^[21,22].根据 Box-Muller 算法,在每一个频率附近,相位噪声的涨落为

$$\delta\phi(Z, \omega_j) = \sqrt{-\sigma_\phi^2 \Delta Z \ln(U_{1j})} \sin(2\pi U_{2j}). \quad (19)$$

这里 U_{1j}, U_{2j} 是计算机产生的(0,1)之间的随机样值, σ_ϕ^2 为均方相位噪声值.在 $z = 0$ 处,假定输入的脉冲为高斯信号,

$$A_1(T, 0) = \sqrt{P_1} \exp[-(t - T_1)^2 / (2T_0^2) + j\omega(t - T_1)],$$

$$A_2(T, 0) = \sqrt{P_2} \exp[-(t + T_2)^2 / (2T_0^2) + j\omega(t - T_2)],$$

式中, P_1, P_2 分别为两邻近光脉冲的光功率, T_0 为两脉冲的均方根宽度, T_1 和 T_2 为初始时间位置, ω 为脉冲波包的频率.

对正常色散光纤,取 $\beta_2 = 60 \text{ ps}^2/\text{km}$, $P_1 = 2 \text{ mW}$,

$P_2 = 1 \text{ mW}$, $T_0 = 10 \text{ ps}$, $T_1 = T_2 = 4 \text{ ps}$, 脉冲包络的变化频率为 0.4 THz , 它是由于不同激光器产生激光波长不同造成的. 根据 Hart 等^[23, 24]的研究结果, 取 $\sigma_\phi^2 = 6.7 \text{ km}^{-1}$, 具有放大器链路中光纤长 10 km , 利用 Monte-Carlo 方法, 计算得到出射端光脉冲的频谱和时域光功率变化图如图 5 和图 6 所示. 由于 (19) 式中噪声相位项是随机的, 因此, 每一次计算值都会有一些区别, 但是频谱图的计算差别不大. 由图 5 可以看出, 在脉冲包络变化的频率 0.4 THz 附近存在两个边带甚至更高阶的边带, 模拟的光功率比较小, 重复频率在 0.1 THz 左右. 图 6 中的 $|A(T)|^2$ 乘以 $\exp[(g_0 - \alpha)Z]$, 即为瞬时光功率. 从图 6 可以看出, 脉冲包络破缺成更短的脉冲. 模拟的结果与上述计算得到的结果基本一致.

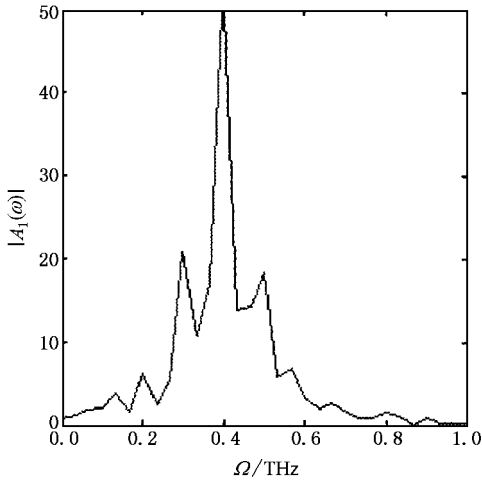


图 5 $\beta_2 > 0$ 时 输出端光脉冲包络频谱图

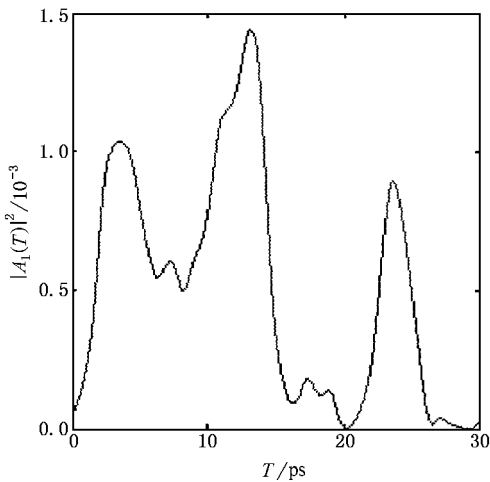


图 6 $\beta_2 > 0$ 时 输出端脉冲包络瞬时光功率图

对反常色散光纤, 取 $\sigma_\phi^2 = 6.7 \text{ km}^{-1}$, $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $P_1 = 1 \text{ mW}$, $P_2 = 0.5 \text{ mW}$, $T_0 = 10 \text{ ps}$, $T_1 = T_2 = 4 \text{ ps}$, 脉冲包络的变化频率为 0.4 THz , 具有放大器链路中光纤长 10 km , 利用 Monte-Carlo 方法, 计算得到输出端光脉冲的频谱和瞬时光功率如图 7、图 8 所示. 从图 7 可以看出, 在主峰的附近存在两个边带, 产生的短脉冲重复频率在 0.1 THz 左右. 图 8 中的 $|A(T)|^2$ 乘以 $\exp[(g_0 - \alpha)Z]$ 即为瞬时光功率. 由图 8 可以看出, 脉冲的包络也破缺成更短的脉冲, 模拟的结果与计算得到的结果基本一致.

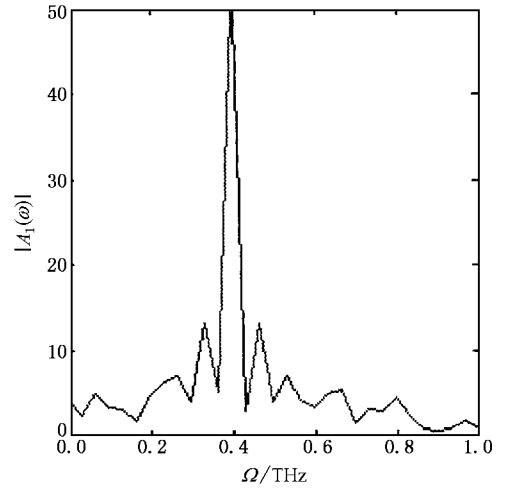


图 7 $\beta_2 < 0$ 时 输出端光脉冲包络频谱图

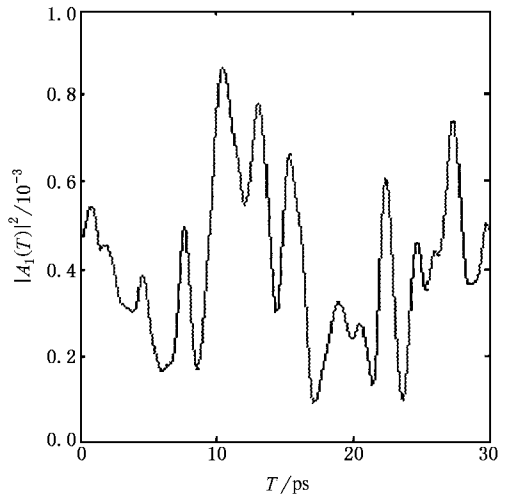


图 8 $\beta_2 < 0$ 时 输出端脉冲包络瞬时光功率图

5. 总 结

我们利用有源的复系数非线性薛定谔耦合方

程研究了 DWDM 系统具有放大器链路中,在小的幅度扰动情况下交叉相位调制不稳定性特性.数值模拟中再将链路中的噪声视作乘性相位噪声场,其噪声相位的分布满足高斯分布,利用分裂步长傅里叶变换法和 Monte-Carlo 方法,研究具有放大器链路输出端光脉冲包络的频谱和光脉冲包络的瞬时光功率.由这两种方法得到如下的结论:

正常色散情况下具有光放大器的波分复用链路中,存在交叉相位调制时,输入为毫瓦级光功率就能产生调制不稳定性.这一点与无源链路中正常色散情况交叉相位调制^[17-19]产生调制不稳定性不同.在无源链路中正常色散情况,交叉相位调制不稳定性所需要的光功率要大.原因是因为在有源放大器链

路中,满足四波混频相位匹配条件的噪声光子能量会不断被放大,相位噪声的涨落使得四波混频的相位匹配条件更容易满足,产生斯托克斯带和反斯托克斯带,引起调制不稳定性.

反常色散情况下的有源放大器光纤链路中,在交叉相位调制的情况下产生调制不稳定性所输入的光功率更小,更容易产生调制不稳定性.

由分析计算可知,噪声光子的作用使得相位发生涨落,从而加剧了交叉相位调制引起的调制不稳定性.如果产生的斯托克斯带和反斯托克斯带与信道之间的间隔可以比拟,就会引起信道之间串话、信噪比下降、误码率增加,影响通信系统的性能.这方面的实验研究可参见文献 [25].

-
- [1] Zhou Z J , Li Z B 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 262 (in Chinese) [周振江、李志斌 2003 物理学报 **52** 262]
- [2] Liu X Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 186 (in Chinese) [刘新芽 2000 物理学报 **49** 186]
- [3] Li Q L , Zhu H D , Tang X H *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1623 (in Chinese) [李齐良、朱海东、唐向红等 2004 物理学报 **53** 1623]
- [4] Desaix M , Helczynski L , Anderson D *et al* 2002 *Phys. Rev. E* **65** 56602
- [5] Zhang S Q , Xu G Q , Li Z B 2002 *Chin. Phys.* **11** 993
- [6] Bai C L 2001 *Chin. Phys.* **10** 1091
- [7] Zhang J F 2002 *Chin. Phys.* **11** 651
- [8] Huang W H , Zhang J F 2002 *Chin. Phys.* **11** 1
- [9] Benjamin B , Feir J E 1967 *J. Fluid Mech.* **27** 417
- [10] Whitham G B 1967 *J. Fluid Mech.* **27** 399
- [11] Taniuti T , Washimi H 1968 *Phys. Rev. Lett.* **21** 209
- [12] Hasegawa A 1970 *Phys. Rev. Lett.* **24** 1165
- [13] Bespalov V I , Talanov V I 1966 *JEPT Lett.* **3** 307
- [14] Karpman V I 1967 *JEPT Lett.* **6** 277
- [15] Soljacic M , Segev M , Coskun T *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 467
- [16] Agrawal G P 1992 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4** 562
- [17] Agrawal G P 1987 *Phys. Rev.* **59** 880
- [18] Yu M , Mckinstrie C J , Agrawal G P 1993 *Phys. Rev. E* **48** 2187
- [19] Ganapathy R , Kuriakose V C 2001 *Pramana J. Phys.* **57** 743
- [20] Agrawal G P 1991 *Phys. Rev. A* **44** 7493
- [21] Press W H , Teukolsky S A , Vetterling W T *et al* 1992 *Numerical Recipes in Fortran : The Arts of Scientific Computing* (London : Cambridge University Press)
- [22] Khubchandani B , Guzdar P N , Roy R 2002 *Phys. Rev. E* **66** 6609
- [23] Hart D L , Judy A F , Roy R *et al* 1998 *Phys. Rev. E* **57** 4757
- [24] Hart D L , Judy A F , Roy R *et al* 1994 *Phys. Rev. A* **50** 1807
- [25] Saunders R A , Patel B A , Garthe P 1997 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9** 535

Cross-phase modulational instability in fiber link with an active optical amplifier^{*}

Li Qi-Liang^{1,2)} Zhu Hai-Dong¹⁾ Tang Xiang-Hong¹⁾ Li Cheng-Jia³⁾ Wang Xiao-Jun¹⁾ Lin Li-Bin²⁾

¹⁾(College of Communication , Hangzhou Institute of Electronics Engineering , Hangzhou 310037 , China)

²⁾(Institute of Physics Science and Technology , Sichuan University , Chengdu 610064 , China)

³⁾(College of Science , Hangzhou Institute of Electronics Engineering , Hangzhou 310018 , China)

(Received 30 December 2003 ; revised manuscript received 23 March 2004)

Abstract

In this paper , analytical and numerical methods are used to study cross-phase modulational instability. Firstly , by use of coupled nonlinear Schrödinger equation , we have studied the cross-phase modulation instability in the normal and anomalous dispersion fiber links of wavelength division multiplexed system with an active amplifier , when the amplitude is perturbed. Secondly , making use of the split step Fourier transform and Monte-Carlo method , we simulated the cross-phase modulation instability in active normal and anomalous dispersion fibers with fluctuation of phase noise. Comparison between the above methods shows that the results agree with each other.

Keywords : modulational instability , cross-phase modulation , Stokes band , anti-Stokes band

PACC : 4225B , 4265 , 4230Q

^{*} Project supported by the Science Research Foundation of the Education Department of Zhejiang Province , China (Grant No. 20030627).