

# 零色散附近的交叉相位调制不稳定性分析\*

胡涛平<sup>1,2</sup> 颜森林<sup>3</sup> 罗 青<sup>3</sup>

(1 东南大学电子工程系光子学与光通信研究室, 南京 210096)

(2 南京林业大学信息科学技术学院, 南京 210037)

(3 南京晓庄学院物理系, 南京 210017)

**摘 要** 以三、四阶色散项的耦合非线性薛定谔方程为基础, 考虑光纤损耗及高阶色散, 研究了双光束在零色散附近的交叉相位调制不稳定性. 理论上导出描述交叉相位调制不稳定性的色散方程, 并进行数值模拟计算. 结果表明: 由于四阶色散的影响, 在光纤的正常、反常色散区, 交叉相位调制不稳定性均发生在两个频谱区. 如光脉冲工作在最小群速度色散附近时, 四阶色散对光纤的交叉相位调制不稳定性将起决定性作用, 可使增益谱出现一个新的峰值. 光纤损耗使增益的谱宽变窄. 对给定的传输距离, 随着光纤向零色散附近靠近, 两个频谱区谱宽增加直到相互重叠. 数值分析了两光波有差别时的交叉相位调制不稳定性.

**关键词** 交叉相位调制不稳定性; 四阶色散; 光纤损耗

**中图分类号** TN256 **文献标识码** A

## 0 引言

许多非线性色散关系呈现出调制不稳定性, 即色散与非线性间的相互作用导致连续微扰光波振幅指数增长的过程<sup>[1]</sup>. 由于调制不稳定性能使连续或准连续波分裂为孤立波<sup>[2,3]</sup>, 自 1986 年 K. Tai 等人首次在实验中观测到光纤中的调制不稳定性以来<sup>[4]</sup>, 调制不稳定性研究引起了广泛的关注<sup>[5~13]</sup>. 理论与实验均表明, 单束光在光纤中传输时, 调制不稳定性仅在反常色散区产生, 连续与准连续波将分裂为一系列 ps 至 fs 重复频率可调的脉冲串<sup>[5]</sup>. 当两束光在光纤中传输时, 双光束入射导致的交叉相位调制不稳定性既可以在光纤的反常色散区产生, 也可以在正常色散区产生<sup>[6]</sup>. 在零色散附近, 由于二阶色散很小, 且三阶色散对调制不稳定性不起作用, 因此四阶色散成为主要的色散项. 以往的文献或仅研究理想光纤中双光束导致的交叉相位调制不稳定性<sup>[7]</sup>, 或仅考虑单光束在零色散附近的调制不稳定性<sup>[8]</sup>. 实际上, 在考虑损耗的实际光纤中, 双光束在零色散附近导致的交叉相位调制不稳定性同样重要. 文献[12]从实验上观察到在单模光纤中由于四阶色散效应产生的一种新的调制不稳定. 当光脉冲工作在最小群速度色散附近时, 由于光纤波长不处于光纤的最低损耗处, 因而光纤损耗对调制不稳定性的影响就变得非常重要了, 同时, 传输距离对调制不稳定性的影响也不可忽视. 本文从同时考虑光

纤损耗及高阶色散的广义非线性薛定谔方程出发, 通过理论分析及数值模拟, 研究双光束在零色散附近的交叉相位调制不稳定性. 理论上得到了交叉相位调制不稳定性的色散关系式, 数值模拟研究了四阶色散、光纤损耗及传输距离对调制不稳定性的影响等.

## 1 理论

当考虑高阶色散和光纤损耗对光脉冲传输特性的影响时, 双光束在光纤中传输所满足的广义非线性薛定谔方程为<sup>[1]</sup>

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{g1}} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{\alpha_1}{2} A_1 = \frac{\beta_{31}}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial t^3} - \frac{i\beta_{41}}{24} \frac{\partial^4 A_1}{\partial t^4} + i\gamma_1 [ |A_1|^2 + 2|A_2|^2 ] A_1 \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g2}} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{\alpha_2}{2} A_2 = \frac{\beta_{32}}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial t^3} - \frac{i\beta_{42}}{24} \frac{\partial^4 A_2}{\partial t^4} + i\gamma_2 [ |A_2|^2 + 2|A_1|^2 ] A_2 \quad (2)$$

式中  $A(z, t)$  为慢变包络振幅,  $t$  是时间,  $z$  为传输距离,  $v_{gj}$  是群速度,  $\beta_j$  是第  $j$  束光波的  $i$  阶群速度色散系数,  $\alpha_j$  为光纤损耗系数,  $\gamma_j$  为非线性系数. 为了便于数学上区分两光束, 分别用下标 1、2 来标记这两束光波. 设  $A_1 = u_1 \exp(-\alpha_1 z/2)$ ,  $A_2 = u_2 \exp(-\alpha_2 z/2)$ , 并代入式(1)、(2), 得

$$\frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{g1}} \frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = \frac{\beta_{31}}{6} \frac{\partial^3 u_1}{\partial t^3} - \frac{i\beta_{41}}{24} \frac{\partial^4 u_1}{\partial t^4} + i\gamma_1 [ u_1^2 \exp(-\alpha_1 z) + 2u_2^2 \exp(-\alpha_2 z) ] u_1 \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g2}} \frac{\partial u_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = \frac{\beta_{32}}{6} \frac{\partial^3 u_2}{\partial t^3} - \frac{i\beta_{42}}{24} \frac{\partial^4 u_2}{\partial t^4} +$$

\* 南京林业大学科技创新基金(163070019)资助  
Tel: 025-85427388 Email: fox\_tphu@sina.com  
收稿日期: 2005-05-20

$$i\gamma_2 [u_2^2 \exp(-\alpha_2 z) + 2u_1^2 \exp(-\alpha_1 z)] u_2 \quad (4)$$

在连续及准连续波情况下, 振幅  $u_j$  在光纤的输入端  $z=0$  处与时间无关. 若设  $A_j(z, t)$  在光纤内传输时仍保持与时间无关, 方程(3)、(4)的稳态解为

$$\overline{u_1}(z, t) = \sqrt{P_1} \exp \{i\gamma_1 \int_0^z [P_1 \exp(-\alpha_1 z') + 2P_2 \exp(-\alpha_2 z')] dz'\} \quad (5)$$

$$\overline{u_2}(z, t) = \sqrt{P_2} \exp \{i\gamma_2 \int_0^z [P_2 \exp(-\alpha_2 z') + 2P_1 \exp(-\alpha_1 z')] dz'\} \quad (6)$$

式中  $P_1, P_2$  为  $z=0$  处的入射功率. 为了研究稳态解的稳定性, 微扰该稳态, 并设微扰项  $|a_1(z, t)| \ll P_1^{1/2}$ 、 $|a_2(z, t)| \ll P_2^{1/2}$ , 则有

$$u_1(z, t) = (\sqrt{P_1} + a_1) \exp \{i\gamma_1 \int_0^z [P_1 \cdot \exp(-\alpha_1 z') + 2P_2 \exp(-\alpha_2 z')] dz'\} \quad (7)$$

$$u_2(z, t) = (\sqrt{P_2} + a_2) \exp \{i\gamma_2 \int_0^z [P_2 \cdot \exp(-\alpha_2 z') + 2P_1 \exp(-\alpha_1 z')] dz'\} \quad (8)$$

将式(7)、(8)代入式(3)、(4), 并使  $a_1$  和  $a_2$  线性化, 得

$$\frac{\partial a_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{g1}} \frac{\partial a_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 a_1}{\partial t^2} = \frac{\beta_{31}}{6} \frac{\partial^3 a_1}{\partial t^3} - \frac{i\beta_{31}}{24} \frac{\partial^4 a_1}{\partial t^4} + i\gamma_1 [P_1 \exp(-\alpha_1 z)(a_1 + a_1^*) + 2(P_1 P_2)^{1/2} \cdot \exp(-\alpha_2 z)(a_2 + a_2^*)] \quad (9)$$

$$\frac{\partial a_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g2}} \frac{\partial a_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 a_2}{\partial t^2} = \frac{\beta_{32}}{6} \frac{\partial^3 a_2}{\partial t^3} - \frac{i\beta_{32}}{24} \frac{\partial^4 a_2}{\partial t^4} + i\gamma_2 [P_2 \exp(-\alpha_2 z)(a_2 + a_2^*) + 2(P_1 P_2)^{1/2} \cdot \exp(-\alpha_1 z)(a_1 + a_1^*)] \quad (10)$$

设该方程组的通解形式为

$$a_j = U_j \cos(kz - \Omega T_j) + iV_j \sin(kz - \Omega T_j) \quad (j=1, 2) \quad (11)$$

式中  $k$  是波数,  $\Omega$  是微扰的角频率,  $T_j = t - z/v_{gj}$  ( $j=1, 2$ ) 是延迟时间. 将式(11)代入式(9)、(10), 分别令每个方程的实、虚部为零, 可得关于  $U_1, V_1, U_2, V_2$  的四个齐次方程组. 要使该方程组有非零解的充要条件是它们的系数行列式为零, 即

$$\left[ \left( k - \frac{\beta_{31}}{6} \Omega^3 \right)^2 - f_1 \right] \left[ \left( k - \frac{\beta_{32}}{6} \Omega^3 \right)^2 - f_2 \right] = C_{\text{XPM}} \quad (12)$$

式中

$$f_j = \left( \frac{1}{2} \beta_{2j} \Omega^2 - \frac{1}{24} \beta_{4j} \Omega^4 \right) \left( \frac{1}{2} \beta_{2j} \Omega^2 - \frac{1}{24} \beta_{4j} \Omega^4 + 2\gamma_j P_j \exp(-\alpha_j z) \right) \quad (j=1, 2)$$

$$C_{\text{XPM}} = 16\gamma_1 \gamma_2 P_1 P_2 \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2)z] \cdot$$

$$\left( \frac{1}{2} \beta_{21} \Omega^2 - \frac{1}{24} \beta_{41} \Omega^4 \right) \left( \frac{1}{2} \beta_{22} \Omega^2 - \frac{1}{24} \beta_{42} \Omega^4 \right)$$

考虑损耗及三阶和四阶色散, 式(12)是一个复杂的四次方程. 为简化问题, 假设两束光波差别较

小, 有  $\beta_{21} \approx \beta_{22} = \beta_2, \beta_{31} \approx \beta_{32} = \beta_3, \beta_{41} \approx \beta_{42} = \beta_4, \gamma_1 \approx \gamma_2 = \gamma, \alpha_1 \approx \alpha_2 = \alpha$ . 式(12)的解为

$$\left( k - \frac{\beta_3}{6} \Omega^3 \right)^2 = \frac{1}{2} \{ (f_1 + f_2) \pm [(f_1 + f_2)^2 + 4(C_{\text{XPM}} - f_1 f_2)]^{1/2} \} \quad (13)$$

由式(13)可知, 当符号“ $\pm$ ”取负号且  $C_{\text{XPM}} > f_1 f_2$  时, 有  $\left( k - \frac{\beta_3}{6} \Omega^3 \right)^2 < 0$ ,  $k$  为虚数. 由式(11)可知, 此时微扰  $a_1, a_2$  按指数增长, 即导致调制不稳定现象, 其必要条件为  $C_{\text{XPM}} > f_1 f_2$ . 此时

$$k = \frac{\beta_3}{6} \Omega^3 + \frac{\sqrt{2}}{2} i \{ [(f_1 + f_2)^2 + 4(C_{\text{XPM}} - f_1 f_2)]^{1/2} - (f_1 + f_2) \}^{1/2} \quad (14)$$

由于  $\beta_3$  并不出现在  $k$  的虚部, 即三阶色散对交叉相位调制不稳定性不起作用, 这与过去的研究结论完全一致<sup>[7,8]</sup>. 为了进一步研究双光束导致的交叉相位调制不稳定性, 引入增益谱  $g(\Omega)$ , 其定义为:  $g(\Omega) = 2\text{Im}(k)$ , 由式(14)可得

$$g(\Omega) = \sqrt{2} \{ [(f_1 + f_2)^2 + 4(C_{\text{XPM}} - f_1 f_2)]^{1/2} - (f_1 + f_2) \}^{1/2} \quad (15)$$

将  $C_{\text{XPM}}, f_1, f_2$  的表达式代入  $C_{\text{XPM}} > f_1 f_2$  中, 调制不稳定性发生条件可写为

$$16\gamma^2 P_1 P_2 \exp(-2\alpha z) > \left( \frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2 - \frac{1}{24} \beta_4 \Omega^4 + 2\gamma P_1 \cdot \exp(-\alpha z) \right) \times \left( \frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2 - \frac{1}{24} \beta_4 \Omega^4 + 2\gamma P_2 \exp(-\alpha z) \right)$$

上式可写为

$$(\Omega^2 - \Omega_1^2)(\Omega^2 - \Omega_2^2)(\Omega^2 - \Omega_3^2)(\Omega^2 - \Omega_4^2) < 0 \quad (16)$$

当式(16)成立时, 调制不稳定性能够发生. 经过计算, 可得式(16)中四个参量分别为

$$\Omega_{1,2,3,4}^2 = \frac{6\beta_2}{\beta_4} \pm \frac{1}{\beta_4} \{ 36\beta_2^2 + 24\gamma\beta_4(P_1 + P_2) \cdot \exp(-\alpha z) \pm 24\gamma\beta_4 \exp(-\alpha z) \cdot [(P_1 + P_2)^2 + 12P_1 P_2]^{1/2} \}^{1/2} \quad (17)$$

式中前、后均取正号时为  $\Omega_1^2$ ; 前面取正号、后面取负号时为  $\Omega_2^2$ ; 前面取负号、后面取正号时为  $\Omega_3^2$ ; 前、后均取负号时为  $\Omega_4^2$ .

## 2 计算结果及分析

### 2.1 反常色散区四阶色散对交叉相位调制不稳定性的影响

在光纤的反常色散区, 有  $\beta_2 < 0, \beta_4 < 0$ . 在此条件下, 可知  $\Omega_2^2 < 0$  及  $\Omega_4^2 > 0$  恒成立. 要使  $\Omega_1^2 > 0$ , 由式(17)有

$$3\beta_2^2 - 2\gamma|\beta_4| \exp(-\alpha z) \{ (P_1 + P_2) + [(P_1 + P_2)^2 + 12P_1 P_2]^{1/2} \} > 0 \quad (18)$$

由式(17)及条件式(18), 可知  $\Omega_3^2 > 0$  恒成立. 可

见,在考虑光纤损耗及高阶色散项的影响时,要保证调制不稳定性的发生,必须要求光纤的二阶色散  $\beta_2$ 、四阶色散  $\beta_4$ 、非线性系数  $\gamma$ 、两入射光波的功率  $P_1$ 、 $P_2$  以及光纤损耗系数  $\alpha$  满足式(18)所确定的关系.

另外,由式(17)及反常色散区的条件,还可以得出:  $\Omega_4^2 > \Omega_3^2 > \Omega_1^2 > 0$ . 因此,当  $\Omega$  满足  $0 < |\Omega| < |\Omega_1|$  或  $|\Omega_3| < |\Omega| < |\Omega_4|$  时,式(16)成立,交叉相位调制不稳定性可发生在两个频谱区. 说明在反常色散区,四阶色散导致一个新的发生交叉相位调制不稳定性的频谱区.

为了数值模拟反常色散区零色散附近四阶色散对交叉相位调制不稳定性的影响,设  $P_1 = P_2 = 5W$ 、 $\gamma = 3W^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 、 $\alpha = 0.2 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$ 、 $z = 40 \text{ km}$ . 图 1(a) 是  $\beta_2 = -0.1 \text{ ps}^2/\text{km}$ 、 $\beta_4 = -0.0007 \text{ ps}^4/\text{km}$  (考虑四阶色散) 和  $\beta_4 = 0$  (不考虑四阶色散) 时,双光束导致的交叉相位调制不稳定性靠近零点的频谱区的增益谱曲线. 比较图 1(a) 中的曲线 *a* 和 *b* 可知,当  $|\beta_2|$  的值较大时,增益谱曲线主要由二阶色散决定,但四阶色散也拓宽了调制不稳定的频谱区,即使不稳定性更明显. 图 1(b) 中的  $\beta_2 = -0.5 \text{ ps}^2/\text{km}$ ,从图中可以看出,两曲线已经几乎重合,说明随着二阶色散的增大,四阶色散的作用越来越小.

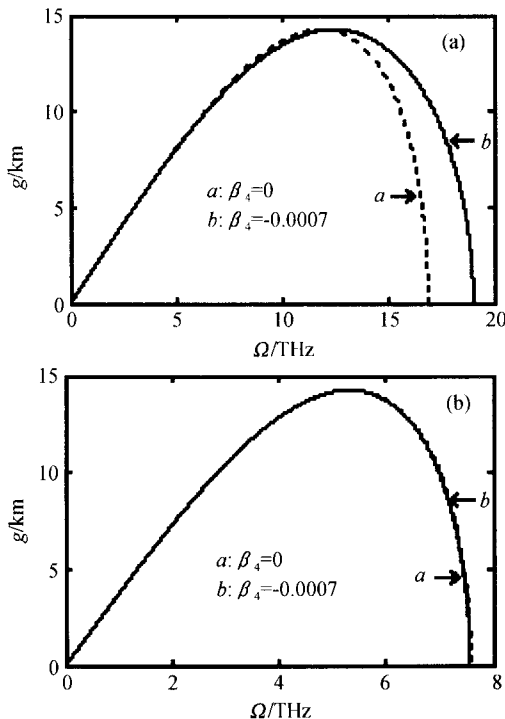


图 1 反常色散区远离零色散附近时的增益谱  
Fig. 1 Gain spectrum in the anomalous dispersion region far from the minimum group-velocity

图 2 给出的是由于四阶色散导致的新的远离零点的增益谱,发现:在此频谱区的增益谱出现了一高一低的两个峰值,且高峰值更靠近零点,说明在新导致的频谱区中在靠近零点一侧调制不稳定性更容易

发生. 与原来靠近零点的频谱区对比,新频谱区的宽度不及原来的宽度,说明新的调制不稳定性还是不如原来的明显.

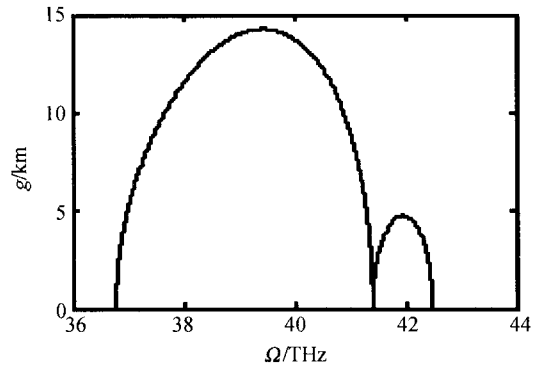


图 2 反常色散区远离零点的增益谱  
Fig. 2 Gain spectrum in the anomalous dispersion region far from zero point

图 3 反映了在与图 1 选取相同的参量条件下,二阶色散较小时,即在零色散附近,考虑及不考虑二阶色散时的调制不稳定性曲线. 对比图中两条曲线可知,在零色散附近时,调制增益谱主要由四阶色散决定. 且四阶色散导致在低频区出现一个新的峰值,增益谱在达到第一个峰值前更平缓,但在第二个峰值前更陡峭. 当  $\beta_2 = 0$  时,两峰合二为一,此时调制增益谱完全取决于四阶色散,进一步对比可以发现,此时频谱宽度比  $\beta_2$  取很小值时的宽度更小,即完全由四阶色散产生的调制增益谱还是没有原来的明显.

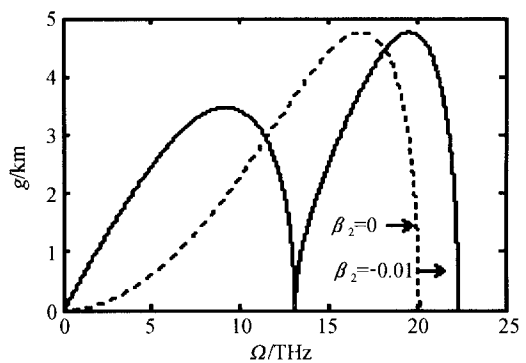


图 3 反常色散区零色散附近的增益谱  
Fig. 3 Gain spectrum in the anomalous dispersion region at the minimum group-velocity

### 2.2 正常色散区四阶色散对交叉相位调制不稳定性的影响

在光纤的正常色散区,有  $\beta_2 > 0, \beta_4 > 0$ . 在此条件下,可知有  $\Omega_1^2 > 0$  及  $\Omega_3^2 < 0$  恒成立. 同理要使  $\Omega_2^2 > 0$  和  $\Omega_4^2 > 0$ ,由式(17)可知须下式成立

$$3\beta_2^2 + 2\gamma\beta_4 \exp(-\alpha z) \{ (P_1 + P_2) - [(P_1 + P_2)^2 + 12P_1P_2]^{1/2} \} > 0 \quad (19)$$

在此条件下,有  $\Omega_1^2 > \Omega_2^2 > \Omega_4^2 > 0$ . 在  $0 < |\Omega| < |\Omega_1|$

和 $|\Omega_2| < |\Omega| < |\Omega_1|$ 两区间内产生交叉相位调制不稳定性. 说明在正常色散区, 四阶色散同样导致交叉相位调制不稳定性发生在两个离零点一近一远的频谱区.

对应 $\beta_2$ 和 $\beta_4$ 为正, 其他参量与作图1时选取相同条件下, 作出与反常色散区对应的图形. 从图中可以看出, 四阶色散对正常色散区的影响与反常色散区有同样的规律. 进一步对比图4(a)和图1(a), 四阶色散对反常色散区的影响更明显. 比较图5和图2发现, 尽管都出现高、低峰, 但出现的顺序不一致. 反常色散区远离零点的增益谱区间比正常色散区的宽, 且更靠近零点, 这些说明调制不稳定性更容易发生在反常色散区. 对比图6和图3, 尽管在零色散附近时,

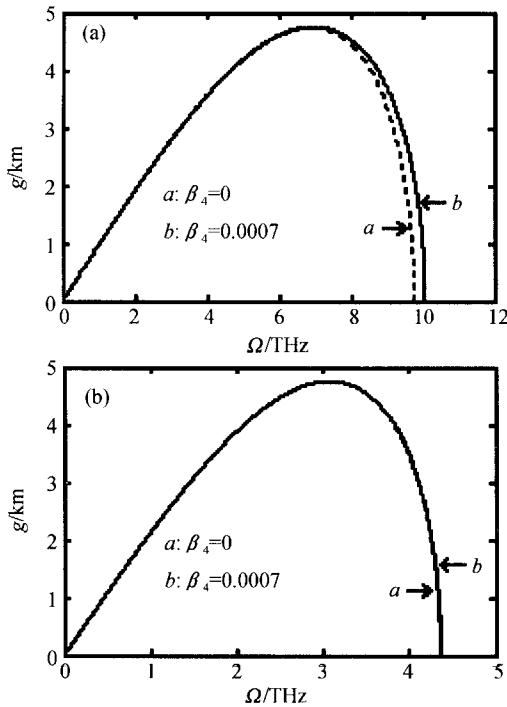


图4 正常色散区远离零色散附近时的增益谱  
Fig. 4 Gain spectrum in the normal dispersion region far from the minimum group-velocity

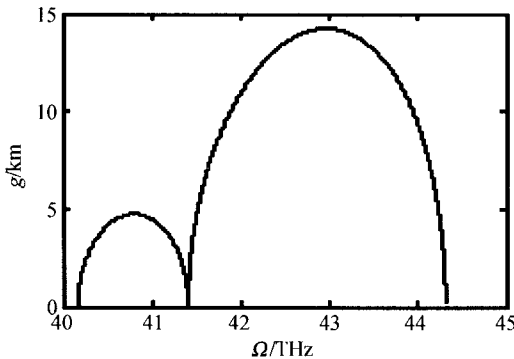


图5 正常色散区远离零点的增益谱  
Fig. 5 Gain spectrum in the normal dispersion region far from zero point

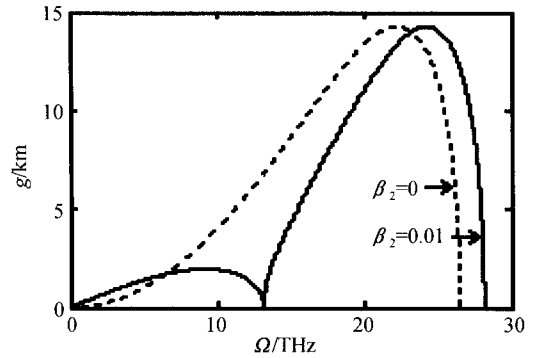


图6 正常色散区零色散附近的增益谱  
Fig. 6 Gain spectrum in the normal dispersion region at the minimum group-velocity

调制增益谱都主要由四阶色散决定, 但正常色散区中的第一个峰值相对小很多, 进一步说明四阶色散对反常色散区的影响更明显, 调制不稳定性更容易发生在反常色散区.

### 2.3 损耗对交叉相位调制不稳定性的影响

为了研究零色散附近损耗对交叉相位调制不稳定性影响, 由式(17)可以对理想光纤( $\alpha=0$ )与常规光纤( $\alpha \neq 0$ )中两色散区内产生的交叉相位调制不稳定性增益谱宽. 在令 $\beta_2=0$ 时, 设 $\Delta\Omega_1$ 为理想光纤的增益谱范围,  $\Delta\Omega_2$ 为常规光纤的增益谱范围. 由于损耗对正、反常色散区调制不稳定性影响有同样的规律, 不失一般性, 考虑正常色散区. 由式(17)可得

$$\Delta\Omega_1 = (24\gamma)^{1/4} \beta_4^{-1/4} \{ (P_1 + P_2) + [(P_1 + P_2)^2 + 12P_1P_2]^{1/2} \}^{1/4} \quad (20)$$

$$\Delta\Omega_2 = (24\gamma)^{1/4} \beta_4^{-1/4} \exp(-\alpha z/4) \{ (P_1 + P_2) + [(P_1 + P_2)^2 + 12P_1P_2]^{1/2} \}^{1/4} \quad (21)$$

由式(20)、(21)可得 $\frac{\Delta\Omega_2}{\Delta\Omega_1} = \exp\left(-\frac{\alpha z}{4}\right)$ , 因为 $\alpha$ 和 $z$ 恒大于零, 所以 $\Delta\Omega_2 < \Delta\Omega_1$ 恒成立, 即在初始峰值功率及传输距离相同的条件下, 光纤损耗大大缩小了产生调制不稳定性频谱范围, 且其影响程度随着传输距离的增加逐渐增大. 为了更清楚地了解其影响程度与初始峰值功率的关系, 图7(a)显示了在考虑光纤损耗和不考虑光纤损耗情况下, 临界微扰频率随初始峰值功率的变化曲线. 从图中可以看出, 随着初始峰值功率的增加, 损耗对谱宽(为临界微扰频率的2倍)的影响程度逐渐增大. 为了进一步对比零色散光纤和普通色散光纤(取 $\beta_2=20 \text{ ps}^2/\text{km}$ 、 $\beta_4=0.02 \text{ ps}^4/\text{km}$ )的差别, 图7(b)给出了普通色散光纤临界微扰频率随初始峰值功率的变化曲线. 对比两图发现: 尽管两种光纤有同样的规律, 但普通色散光纤损耗对谱宽的影响程度更大, 几乎是线性关系, 零色散光纤的则相对平缓.

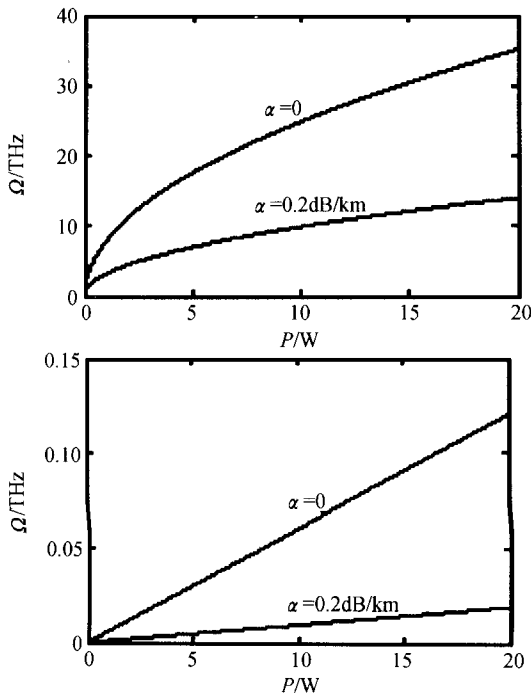


图 7 零色散光纤和普通色散光纤临界微扰频率随初始峰值功率的变化  
 Fig. 7 Critical frequency as a function of the incident power of fiber with the minimum group-velocity dispersion and ordinary fiber

2.4 传输距离对交叉相位调制不稳定性的影响

除光纤损耗外,传输距离对交叉相位调制不稳定性的影响也不容忽视. 为了清楚地看到其影响程度,分别选取了  $z=20\text{ km}$ 、 $z=30\text{ km}$  和  $z=40\text{ km}$ , 在零色散附近不同  $\beta_2$  的演化图进行对比,其他参量选取与前面一致. 从图中可以看出,随着距离的增加调制不稳定性的频谱宽度在逐渐减小,且由四阶色散导致的新频谱区与原来靠近零点的频谱区的间距在逐渐拉大,增益谱的幅度也在减小. 即说明由于光纤损耗的影响,随着传输距离的增加,调制不稳定性越来越不明显. 这主要是因为由于光纤损耗的影响,随着传输距离的增加,光的强度越来越弱,非线性效应也在减弱,由此引起的调制不稳定性现象也就不明显了. 进一步对比给定的传输距离随着  $\beta_2$  的变化演化图可以发现:随着光纤向零色散附近靠近,由交叉相位调制不稳定性产生的两个频谱区在逐渐靠拢直到相互重叠. 且对于给定的传输距离有一个对应的两个频谱区刚好相互重叠时的临界  $\beta_2$ , 通过计算,传输距离为  $20\text{ km}$ 、 $30\text{ km}$ 、 $40\text{ km}$  的临界  $\beta_2$  分别为  $0.075\text{ ps}^2/\text{km}$ 、 $0.059\text{ ps}^2/\text{km}$ 、 $0.047\text{ ps}^2/\text{km}$ , 即随着距离的增加临界二阶色散系数越来越小,图 8

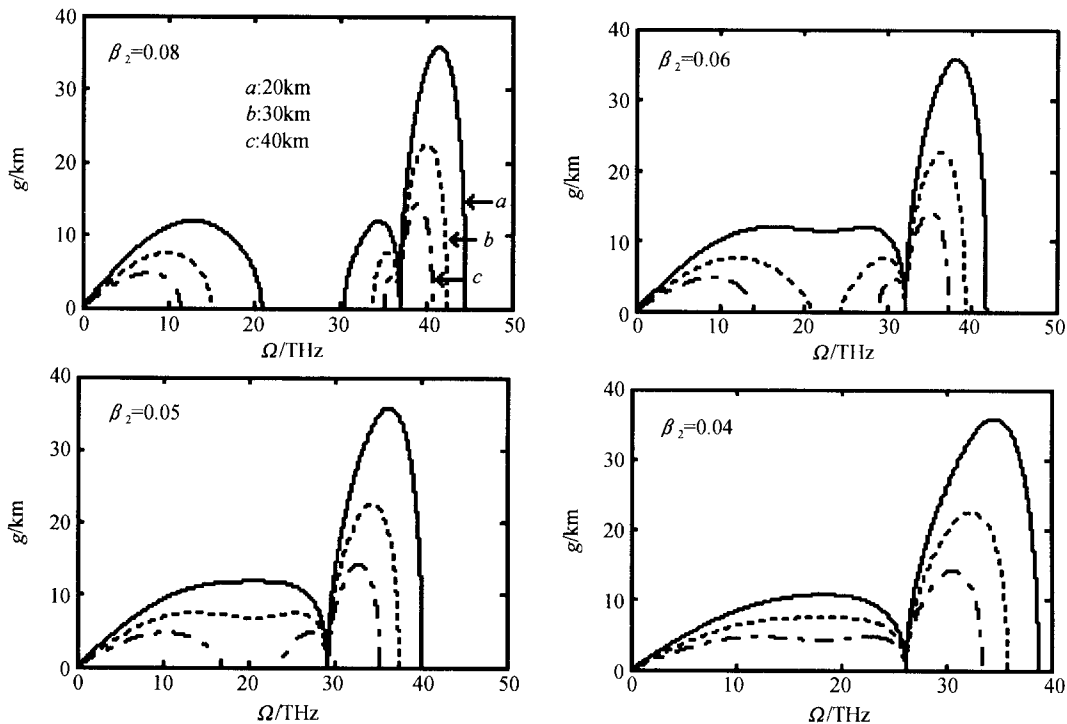


图 8 传输距离对交叉相位调制不稳定性的影响  
 Fig. 8 The influence of spreading distance to cross-phase modulational instability

非常清楚地显示了这一点. 同样对于给定的  $\beta_2$ , 也有一个两个频谱区刚好分开的临界传输距离. 显然,随着  $\beta_2$  的减小临界传输距离将变大.

2.5 两束光波有差别时数值分析讨论

当两束光波有差别时,方程(12)无法给出解析

解,故作数值讨论. 第一束光各参量选取同前,现讨论两束光各参量相差分别为  $10\%$ 、 $20\%$  及  $50\%$  的情况,数值计算结果是,当  $\Omega=2.5\text{ THz}$  时,对应的解分别为  $k=0.0003+0.0322i$ 、 $k=0.0003+0.0351i$ 、 $k=0.0003+0.0414i$ ,当  $\Omega=109.6\text{ THz}$  时,解分别

为  $k=21.9422+0.1220i$ 、 $k=21.9422+0.1302i$ 、 $k=21.9422+0.1520i$ ， $k$  为虚数，即有调制不稳定现象发生。进一步计算表明，在靠近零点的频谱区域分别为  $\Omega=0\sim 2.7860$  THz、 $\Omega=0\sim 2.8146$  THz、 $\Omega=0\sim 2.8730$  THz 以及在远离零点的频谱区域分别为  $\Omega=109.5091\sim 109.6505$  THz、 $\Omega=109.5084\sim 109.6527$ /THz、 $\Omega=109.5069\sim 109.6576$  THz 时， $k$  都存在虚数解，即有调制不稳定现象。

### 3 结论

本文研究了双光束在零色散附近的交叉相位调制不稳定性。结果表明：三阶色散对交叉相位调制不稳定性不起作用；由于四阶色散的影响，在光纤的正常和反常色散区，交叉相位调制不稳定性均发生在两个频谱区，但反常色散区远离零点的增益谱区间比正常色散区的宽，且更靠近零点。当二阶色散处于零色散附近时，四阶色散对光纤的交叉相位调制不稳定性起决定作用，它使增益谱出现了一个新的峰值。对比正常和反常色散区发现，四阶色散对反常色散区的影响更明显，调制不稳定性更容易发生在反常色散区。光纤损耗对增益谱的谱宽有较大影响，它使增益的谱宽变窄。对比零色散光纤和普通色散光纤，普通色散光纤损耗对谱宽的影响程度更大，几乎是线性关系，零色散光纤的则相对平缓。随着传输距离的增加，调制不稳定性的频谱宽度在逐渐减小，调制不稳定性越来越不明显。对给定的传输距离，随着光纤向零色散附近靠近，由交叉相位调制不稳定性产生的两个频谱区在逐渐靠拢直到相互重叠。对于给定的  $\beta_2$ ，也有一个两个频谱区刚好分开的临界传输距离，且随着  $\beta_2$  的减小临界传输距离将变大。

#### 参考文献

- 1 Agrawal G P. Nonlinear Fiber Optics (Second Edition). San Diego, London, Boston; Academic Press, 1995. 134
- 2 Hasegawa A. Generation of a train of soliton of pulses by induced modulational instability in optical fibers. *Optical Letter*, 1984, **9**(7): 288~290
- 3 Dianov E M, Mamyshev P V, Prokhorov A M, et al. Generation of a train of fundamental solitons at a high repetition rate in optical fibers. *Optical Letter*, 1989, **14**(18): 1008~1010
- 4 Tai K, Hasegawa A, Tomita A. Observation of modulation instability in optical fibers. *Phys Rev Lett*, 1986, **56**(2): 135~138
- 5 Mamyshev P V, Stanislav V, Dianov E M. Generation of fundamental soliton trains for high-bit-rate optical fiber communication lines. *IEEE J Quantum*, 1991, **QE-27**(10): 2347~2355
- 6 Agrawal G P. Modulation instability induced by cross-phase modulation. *Phys Rev Lett*, 1987, **59**(8): 880~883
- 7 任志君, 王辉, 金洪震, 等. 具有高阶色散项的交叉相位调制不稳定性分析. *光学学报*, 2005, **25**(2): 165~168  
Ren Z J, Wang H, Jin H Z, et al. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(2): 165~168
- 8 张书敏, 徐文成. 零色散附近的调制不稳定性. *半导体光电*, 2001, **22**(6): 390~393  
Zhang S M, Xu W C. *Semiconductor Optoelectronics*, 2001, **22**(6): 390~393
- 9 颜森林, 何龙庆, 吴海勇, 等. 双环掺铒光纤激光器混沌偏振控制方法研究. *光子学报*, 2005, **34**(2): 191~194  
Yan S L, He L Q, Wu H Y, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(2): 191~194
- 10 Agrawal G P 著. 非线性光纤光学原理及应用. 贾东方, 余震虹, 等译. 北京: 电子工业出版社, 2002. 88~93, 167~170  
Agrawal G P. Principle and Applications of Nonlinear Fiber Optics, Jia D F, Yu Z H, et al. trans. Beijing: Electrical Industry Press, 2002. 88-93, 167~170
- 11 田晋平, 何影记, 周国生. 高阶非线性薛定谔方程的一个新型孤波解. *光子学报*, 2005, **34**(2): 252~254  
Tian J P, He Y J, Zhou G S. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(2): 252~254
- 12 Stephane Pitois, Guy Millot. Experimental observation of a new modulational instability spectral window induced by fourth-order dispersion in a normally dispersive single-mode optical fiber. *Optics Communications*, 2003, **226**: 415~422
- 13 张华, 韩文, 文双春, 等. 单模光纤中受激喇曼散射对调制不稳定性的影响. *光子学报*, 2005, **34**(1): 32~37  
Zhang H, Han W, Wen S C, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(1): 32~37

## Cross-Phase Modulational Instability in the Region of Minimum Group-velocity Dispersion

Hu Taoping<sup>1,2</sup>, Yan Senlin<sup>3</sup>, Luo Qing<sup>3</sup>

*1 Lab of Photonics and Optical Communications, Department of Electronic Engineering, Southeast University, Nanjing 210096*

*2 College of Information Science and Technology, Nanjing Forestry University, Nanjing 210037*

*3 Department of Physics, Nanjing Xiaozhuang College, Nanjing 210017*

Received date: 2005-05-20

**Abstract** Cross-phase modulational instability created by two beams of lights in the region of minimum group-velocity dispersion is investigated based on extended nonlinear Schrödinger equation with the fiber loss and high-order dispersion considered. The dispersion equation which describes the cross-phase modulational instability is obtained, and the numerical simulation is done. It is shown that because of the fourth-order dispersion, cross-phase modulational instability occurs at two spectrum regions in both anomalous and normal dispersion regimes of fiber. When second-order dispersion approaches the minimum value at the so-called zero dispersion wavelength, fourth-order dispersion dominates the cross-phase modulational instability and makes a new crest in the gain spectrum. Research also shows that fiber loss reduces the frequency range of the gain spectrum. For a given dispreading distance, the widths of the two spectrum regions increase until overlay when second-order dispersion approaches zero. When two beams of lights have difference, the cross-phase modulational instability is analyzed numerically.

**Keywords** Cross-phase modulational instability; Fourth-order dispersion; Fiber loss



**Hu Taoping** was born in 1980 in Jiangxi Province, China. He received the B. S. degree from the Department of Physics, Gannan Teacher's College in 2000 and the M. S. degree from the Department of Physics, Nanjing Normal University in 2003. Now he is a teacher in College of Information Science and Technology, Nanjing Forestry University. His interest of research is nonlinear fiber optics.