

单模光纤中受激喇曼散射对调制不稳定性影响^{*}

张华 韩文 文双春^{**} 苏文华 傅喜泉

(湖南大学计算机与通信学院通信与电子工程系,长沙 410082)

摘要 基于修正的非线性薛定谔方程,利用线性扰动理论和数值方法研究了单模光纤中的调制不稳定性.由于受激喇曼散射的作用,使得喇曼增益谱叠加到光纤中的调制不稳定性增益谱上.这样,原本调制稳定的光纤正常色散区也出现了调制不稳定性;而在反常色散区,随着初始功率的增加,常规的调制不稳定性增益谱的增益和频谱范围均增大,而喇曼增益谱的增益增大但其频谱范围基本不变,这样导致常规的不稳定区域逐渐侵入并最终掩盖喇曼增益区.数值模拟验证了解析结果的正确性,并证明了利用反常色散情形下的调制不稳定性可以产生超短脉冲序列,但这种脉冲序列的进一步传输将会出现喇曼孤子自频移现象.

关键词 调制不稳定性;受激喇曼散射;超短脉冲;单模光纤

中图分类号 TN25 **文献标识码** A

0 引言

调制不稳定性是指连续波通过非线性色散介质产生幅度和频率的自调制,使叠加在连续波上的扰动成指数增长的一种非线性过程.光纤中的调制不稳定性是由于非线性效应和色散效应两者共同作用而产生,它与孤子脉冲的形成有着密切的联系^[1].理论和实验都已证实,连续波或准连续波由于调制不稳定性可以分裂成超短脉冲序列^[1-4],利用这种特性可以得到主动锁模技术所无法实现的具有高重复率的超短光脉冲源^[5].自从 Tai 等人首次利用实验发现光纤中的调制不稳定性现象以来^[2],人们对调制不稳定性已经做了大量的理论和实验研究^[3-12].这些研究主要是基于非线性薛定谔方程,也有少数几篇文献研究了四阶色散和高阶非线性效应如自陡峭和喇曼效应的影响^[3,6-10].

随着通信技术的飞速发展,通信系统需要更短的脉冲和更高的功率来提升通信容量;此外,光纤技术的发展,使目前的新型光纤如光子晶体光纤具有异常的色散和极强的非线性等特性^[13,14].为适应这些发展,必须使用更精确的物理模型来描述光在光纤中的传输特性.一个被广泛接受的精确模型是如第1节所述的修正的非线性薛定谔方程^[1,14,15],它不仅包含了任意高阶色散,还使用精确的受激喇曼散射模型.本文基于这个模型,利用线性扰动理论研究了光纤中的调制不稳定性,得到了调制不稳定性增益谱的较普遍的表达式,在此基础上重点分析了

受激喇曼散射对调制不稳定性影响.以前的研究主要是基于瞬时喇曼响应的假设,认为输入脉冲的宽度远大于非线性响应时间^[1].这种假设对飞秒量级脉冲不再成立.虽然也有一些文献研究了喇曼延迟响应对调制不稳定性影响,但是它们使用了 Taylor 展开近似或简化的响应函数^[7,8].这种简化会得出与实际不符的结论,如我们下面所要证明的.

1 理论模型

单模光纤中超短脉冲的传输满足如下修正的非线性薛定谔方程^[1,14,15]

$$\partial_z A = i \sum_{m=2}^{\infty} \frac{\beta_m}{m!} (i\partial_t)^m A + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \partial_t \right) \cdot [A \int_{-\infty}^{+\infty} R(t') |A(z, t-t')|^2 dt'] \quad (1)$$

式中 ∂_j 表示对变量 j 的偏微分, $A(z, t)$ 是脉冲的复包络, z 是脉冲传输距离, γ 是非线性系数, ω_0 是脉冲中心频率, $i\partial/\omega_0 \partial_t$ 对应自陡峭效应, 响应函数 $R(t)$ 包括了电学的和振动的(喇曼)影响. 假设电学的影响几乎是瞬时的, $R(t)$ 可以写成

$$R(t) = (1-f)\delta(t) + fh(t) \quad (2)$$

式中 f 表示喇曼响应对非线性极化的贡献, $h(t)$ 是喇曼响应函数, 表达式如下^[1]

$$h(t) = \frac{1 + (\omega_r \tau_r)^2}{\omega_r \tau_r^2} \exp(-t/\tau_r) \sin(\omega_r t) \quad (3)$$

式中 τ_r 是喇曼响应时间, 通常 $\tau_r = 32 \text{ fs}$, $\omega_r \tau_r = 2.62 \text{ fs}^{-1}$. 这样, 式(1)中既包括了任意高阶色散项, 也包括了自相位调制、自陡峭、受激喇曼散射等非线性项, 在即使不满足慢变包络近似条件下也是成立的, 可以适用于只有几个光学周期的超短

^{*} 国家高技术 863 计划资助项目(编号:2003AA84ts01)

^{**} Tel:0731-8821715 Email:scwen@vip.sina.com

收稿日期:2003-11-20

脉冲^[1].

2 调制不稳定性增益谱

利用标准的线性稳定性分析来研究关于式(1)的调制不稳定性. 在连续波条件下, 振幅 A 在光纤的输入端 $z=0$ 处与 t 无关. 假设 $A(z, t)$ 在光纤内传输时仍保持与时间无关, 式(1)很容易获得稳态解 $A(z, t) = \sqrt{P_0} \exp(i\phi_{NL})$, 其中 P_0 是初始功率, $\phi_{NL} = \gamma P_0 z$ 是自相位调制引起的非线性相移. 微扰该稳态解

$$A(z, t) = \sqrt{P_0} [1 + \alpha(z, t)] \exp(i\phi_{NL}) \quad (4)$$

式中 $\alpha(z, t)$ 是加入的微扰. 将式(4)代入式(1)中并只保持 α 的一阶项(线性处理), 得到

$$\begin{aligned} \partial_z \alpha = & i \sum_{m=2}^{\infty} d_m (i\partial_t)^m \alpha + i2\rho(1-f) \operatorname{Re}\{\alpha\} - \frac{\rho}{\omega_0} \partial_t \alpha - \\ & \frac{2\rho(1-f)}{\omega_0} \operatorname{Re}\{\partial_t \alpha\} + i2\rho f \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \partial_t\right) \int_{-\infty}^{\infty} h(t') \cdot \\ & \operatorname{Re}\{\alpha(z, t-t')\} dt' \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $d_m = \beta_m/m!$, $\rho = \gamma P_0$. 令 $\alpha = u + iv$, 并引入傅氏变换 $\tilde{\chi}(\tilde{\omega}) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi(t) \exp(i\tilde{\omega}t) dt$, 其中 χ 可以表示 u, v 和 h . 利用卷积定理, 式(5)可转换成频域内的偏微分方程组

$$\begin{pmatrix} \partial_z \tilde{u} \\ \partial_z \tilde{v} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{v} \end{pmatrix} \quad (6)$$

式中 $m_{11} = -i \sum_{j=1}^{\infty} d_{2j+1} \tilde{\omega}^{2j+1} - i\rho(3-2f) \tilde{\omega}/\omega_0 - i2\rho f \tilde{h}(\tilde{\omega})(3-2f) \tilde{\omega}/\omega_0$, $m_{12} = -\sum_{j=1}^{\infty} d_{2j} \tilde{\omega}^{2j}$, $m_{21} = -m_{12} + 2\rho f \tilde{h}(\tilde{\omega})$, $m_{22} = -i \sum_{j=1}^{\infty} d_{2j+1} \tilde{\omega}^{2j+1} - i\rho \tilde{\omega}/\omega_0$, 系数矩阵的特征值大于零的实部对应调制不稳定性的增长率. 因此不稳定性的增长率 g 满足下面的方程

$$\begin{aligned} g^4 - \frac{4\rho \tilde{h}_I(\tilde{\omega}) \tilde{\omega}}{\omega_0} g^3 + \{D(D+2\rho\xi) + \frac{\rho^2 \tilde{\omega}^2}{\omega_0^2} [5f^2 \tilde{h}_I^2(\tilde{\omega}) + \xi^2]\} g^2 - \frac{2\rho f \tilde{h}_I(\tilde{\omega}) \tilde{\omega}}{\omega_0} \{D(D+2\rho\xi) + \frac{\rho^2 \tilde{\omega}^2}{\omega_0^2} [f^2 \tilde{h}_I^2(\tilde{\omega}) + \xi^2]\} g + \left(\frac{\tilde{\omega}^2}{\omega_0^2} - 1\right) \rho^2 f^2 D^2 \tilde{h}_I^2(\tilde{\omega}) = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

式中 $D = D(\tilde{\omega}) = \sum_{j=1}^{\infty} d_{2j} \tilde{\omega}^{2j}$, $\tilde{h}_R(\tilde{\omega})$ 和 $\tilde{h}_I(\tilde{\omega})$ 分别表示 $\tilde{h}(\tilde{\omega})$ 的实部和虚部, $\xi = 1 - f + f \tilde{h}_R(\tilde{\omega})$. 式(7)是我们得到的单模光纤中调制不稳定性增益谱的一般表达式.

3 受激喇曼散射的作用

文献[16]对高阶色散的影响作了一般性分析,

本文重点讨论受激喇曼散射对调制不稳定性的影响. 为简单起见并突出受激喇曼散射的作用, 我们忽略高阶色散和自陡峭效应, 这样式(7)变成

$$g^4 + d_2 \tilde{\omega}^2 (d_2 \tilde{\omega}^2 + 2\rho\xi) g^2 - \rho^2 f^2 \tilde{h}_I^2(\tilde{\omega}) (d_2 \tilde{\omega}^2)^2 = 0 \quad (8)$$

通过数值求解式(8)来直观地了解调制不稳定性增益谱的特性, 所取参量来源于文献[17]中关于光子晶体光纤中超短脉冲传输的参量. 图1是在正常色散条件下, 不同初始功率值对应的调制不稳定性增益谱, 其中 $\beta_2 = 2.5 \text{ ps}^2/\text{km}$. 众所周知, 单模光纤中, 在正常色散条件下不存在调制不稳定性, 但是, 由于受激喇曼散射的作用使得在光纤的正常色散区也能出现调制不稳定性. 进一步考察不稳定性增益谱表达式(8), 可以看出, 不论色散的符号如何, 喇曼响应函数都对增长率 g 提供一个大于0的实部, 这就说明在有受激喇曼散射作用的情况下, 调制不稳定性总能出现. 在正常色散情形下, 我们所看到的不稳定增益谱, 实际上就是喇曼增益谱. 从图1可以看出大约在 13 THz 处不稳定增益达到最大值, 这个数值与喇曼增益谱中的最大值符合得非常好^[1]. 还可看出, 随着入射功率的增加, 不稳定增益也会增大, 但是调制不稳定性的谱范围没有发生明显变化.

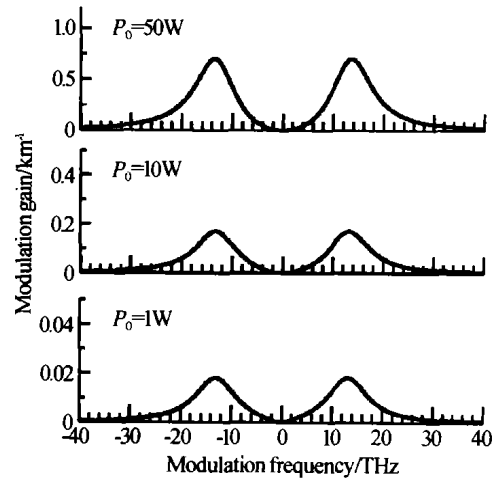


图1 正常色散条件下不同初始功率值对应的调制不稳定性增益谱. 其中 $\beta_2 = 2.5 \text{ ps}^2/\text{km}$, $f = 0.18$, $\gamma = 70 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$

Fig. 1 Modulation instability gain spectra for different values of initial power in the case of normal dispersion, where $\beta_2 = 2.5 \text{ ps}^2/\text{km}$, $f = 0.18$ and $\gamma = 70 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$

在反常色散条件下, 调制不稳定性也出现了新的特点. 图2是在 $\beta_2 = -2.5 \text{ ps}^2/\text{km}$ 的反常色散条件下, 有受激喇曼散射 ($f = 0.18$) 和无受激喇曼散射 ($f = 0$) 时的调制不稳定性增益谱, 其中初始功率 $P_0 = 1 \text{ W}$, 其它参量与图1相同. 在光纤反常色散区域总会出现调制不稳定性^[1]. 在没有受激喇曼散射的情况下, 调制不稳定性的出现是由于自相位调

制和群速度色散之间的相互作用,为表述方便,我们把这种不稳定性叫做常规不稳定性.当存在受激喇曼散射时常规不稳定性区域仍存在,同时在高频处产生了新的不稳定区域.新区域不稳定性增长率虽不如常规区域大,但它的不稳定增益谱的范围却远大于常规不稳定区域.很显然,与正常色散情况一样,这个新区域实际上是受激喇曼散射增益谱.所以,在反常色散条件下,调制不稳定性增益谱由常规不稳定性增益谱和喇曼增益谱两部分组成.

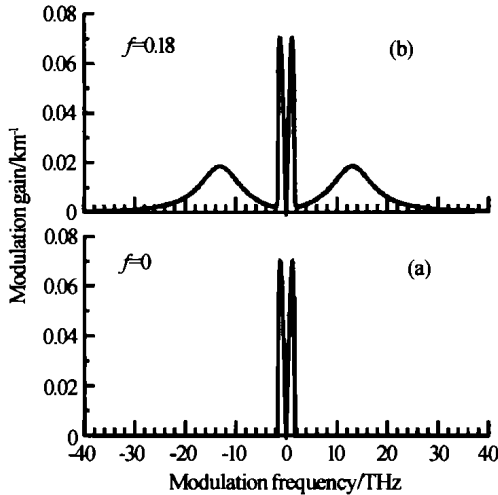


图2 反常色散条件下无受激喇曼散射(a)和有受激喇曼散射(b)时的调制不稳定性增益谱

Fig.2 Modulation instability gain spectra (a) with and (b) without stimulated Raman scattering in the case of anomalous dispersion

图3显示了在光纤反常色散区,不同初始功率值的情况下,受激喇曼散射对调制不稳定性的影响.从图中可以看到,随着入射功率的增加,常规不稳定性增益谱和喇曼增益谱的增长率均增大;同时,常规不稳定性增益谱的范围不断扩大而喇曼增益谱的范

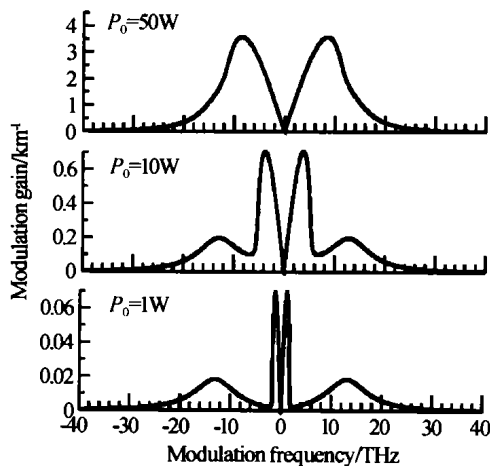


图3 反常色散条件下,存在受激喇曼散射时,不同功率值对应的调制不稳定性增益谱,其中 $P_0 = 1\text{ W}, 10\text{ W}, 50\text{ W}$, 其它参量与图2相同

Fig.3 Modulation instability gain spectra for different power values with stimulated Raman scattering in the case of anomalous dispersion, where $P_0 = 1\text{ W}, 10\text{ W}, 50\text{ W}$, the other parameters are the same as those in Fig.2

围基本不变,导致常规不稳定性增益谱逐渐侵入喇曼增益谱并最终将其掩盖.这些结果与以前基于受激喇曼散射的近似模型得到的结果截然不同^[8],以前的结论是,受激喇曼散射导致线性发散的调制不稳定性增益谱,即高频成份无限制增长,这与实际显然是相悖的.

4 数值模拟

式(1)稳态解的线性稳定性分析,仅仅提供了由式(7)给出的弱微扰的初始的指数增长,当微扰的幅度增长到足以和连续波本身的幅度相比拟时,这种线性稳定性分析就不再成立,这时式(1)需要用数值求解.采用分步傅里叶算法^[1]对式(1)进行数值模拟.由于我们关心的是受激喇曼散射的作用,所以模拟时不考虑高阶色散和自陡峭效应.对式(1)右边的积分项利用卷积定理计算.在下面的数值模拟中,对式(1)进行了归一化处理,取归一化时的参考脉冲宽度 $T_0 = 60\text{ fs}$,初始幅度 $A_0 = 1$,归一化传输长度 $\zeta = Z/L_D$,其中 $L_D = T_0^2/\beta_2$ 是色散长度.

4.1 高斯白噪声的增益谱

首先数值模拟叠加在均匀本底场上的随机噪声的增益谱来验证前面的理论分析结果.图4是正常色散和反常色散条件下数值计算和理论分析得到的高斯白噪声的增益谱对比图.输入光波采用叠加了高斯白噪声之后的平面波,所取高斯噪声最大幅度占平面波幅度的5%,初始功率为1 W.数值计算的增益谱是根据文献[1]中描述的增益谱定义而获得,即首先分别计算出在光纤输入端($\zeta = 0$)和输出端($\zeta = 30$)的强度,将后者与前者对应频率处的强度

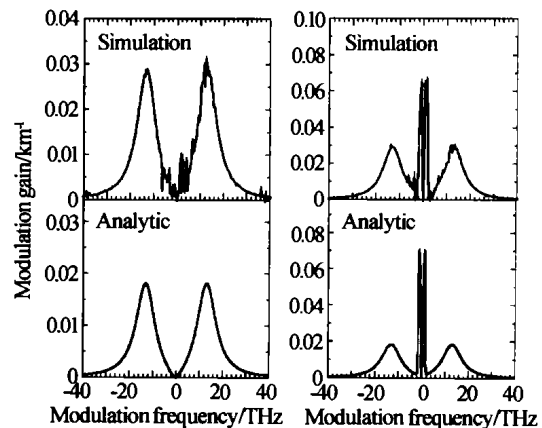


图4 正常色散条件(左图)和反常色散条件(右图)下通过模拟计算(上图)和理论分析(下图)所得到的调制不稳定性增益谱.参量 $\beta_2 = \pm 2.5\text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 70\text{ W}^{-1}\text{ km}^{-1}$, $P_0 = 1\text{ W}$

Fig.4 Modulation instability gain spectra obtained numerically (up row) and theoretically (down row) in the case of normal (left column) and anomalous (right column) dispersion, where $\beta_2 = \pm 2.5\text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 70\text{ W}^{-1}\text{ km}^{-1}$, $P_0 = 1\text{ W}$

相除并对比值取自然对数, 然后对计算结果取绝对值并除以实际的传输长度 $z = 30L_D$ 即可得到相应的增益谱图. 通过比较可以发现, 无论是最大增长率还是谱范围, 数值模拟和理论分析的结果均比较吻合.

4.2 利用调制不稳定性产生超短脉冲

调制不稳定的主要用途之一是利用其产生超短脉冲串^[1-4]. 利用前面的线性稳定性分析的结果讨论在正常色散和反常色散区利用调制不稳定性产生超短脉冲的情况. 取光纤输入端的初始场分布是一个正弦调制平面波, 即

$$A(t, z=0) = A_0 [1 + \alpha_1 \cos(\tilde{\omega}_{1m}t) + \alpha_2 \cos(\tilde{\omega}_{2m}t)] \quad (9)$$

式中 $\tilde{\omega}_{1m}, \tilde{\omega}_{2m}$ 分别是常规不稳定性增益谱和喇曼增益谱最大增益对应的归一化最快增长频率, α_1, α_2 分别是其调制振幅.

图 5 是正常色散条件下, 初始功率 $P_0 = 50 \text{ W}$, $\zeta = 1.1$ 处的波形. 由前面的理论分析知, 在此条件下, 只有喇曼放大提供不稳定性增益, 所以, 取调制波参量为 $\alpha_1 = 0, \tilde{\omega}_{1m} = 0, \alpha_2 = 0.05, \tilde{\omega}_{2m} = 5.115$. 从图中可以看到, 原始的正弦调制平面波的振幅得到了放大, 但是波形并未发生显著变化. 幅度放大是因为存在喇曼增益, 但是由于处于正常色散区, 传输中不满足孤子产生条件, 所以未能产生孤子脉冲序列.

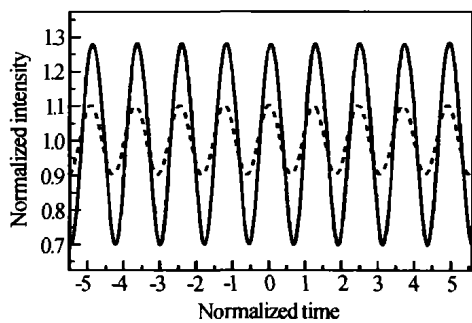


图 5 正常色散条件下, 正弦调制平面波在输入(虚线)和 $\zeta = 1.1$ 处(实线)的强度分布. 其中 $P_0 = 50 \text{ W}, \beta_2 = 2.5 \text{ ps}^2/\text{km}$

Fig. 5 Temporal distribution of the field intensity of a sinusoidally modulated plane wave at input (dashed line) and in a normalized propagation distance $\zeta = 1.1$ (solid line) in the case of normal dispersion, where $P_0 = 50 \text{ W}, \beta_2 = 2.5 \text{ ps}^2/\text{km}$

与正常色散区域不同, 在光纤反常色散区出现了新的情况. 如线性稳定性分析所预言的, 在此情形下, 不稳定性增益谱由常规不稳定性增益谱和喇曼增益谱组成. 当输入功率较低时, 与两个增益谱对应的有两个最快增长频率; 而当功率较高时, 如图 3 中 $P_0 = 50 \text{ W}$ 的情形, 则喇曼增益谱被常规不稳定性增益谱所掩盖, 导致只有一个最快增长频率. 首先研究利用高入射功率条件下的调制不稳定性产生超短脉冲串的情况. 图 6 是初始功率为 $P_0 = 50 \text{ W}$, 传输距

离 $\zeta = 1.2$ 处的输出波形, 这时调制参量为 $\alpha_1 = 0.05, \tilde{\omega}_{1m} = 3.21, \alpha_2 = 0, \tilde{\omega}_{2m} = 0$. 如我们所预期的一样, 输入平面波分裂成了规则的孤子脉冲串, 脉冲重复周期与原来的正弦调制信号的周期相同.

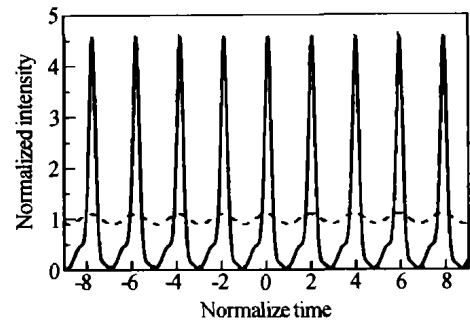


图 6 反常色散情况下, 正弦调制平面波在输入(虚线)和 $\zeta = 1.2$ 处(实线)的强度分布. 其中 $P_0 = 50 \text{ W}, \beta_2 = -2.5 \text{ ps}^2/\text{km}$

Fig. 6 Temporal distribution of the field intensity of a sinusoidally modulated plane wave at input (dashed line) and at a normalized propagation distance $\zeta = 1.2$ (solid line) in the case of anomalous dispersion, where $P_0 = 50 \text{ W}, \beta_2 = -2.5 \text{ ps}^2/\text{km}$

接着研究入射功率较小(如图 3 中 $P_0 = 10 \text{ W}$ 情形)时, 叠加在初始平面波上的两个分别位于常规不稳定性增益谱和喇曼增益谱的最快增长调制波的演化情况. 图 7 示出了在不同传输距离处, 初始功率 $P_0 = 10 \text{ W}$ 的平面波在时域和频域上的场强分布, 调制参量为 $\alpha_1 = 0.05, \tilde{\omega}_{1m} = 1.425, \alpha_2 = 0.05, \tilde{\omega}_{2m} = 4.845$. 图 3 给出的线性理论预示这两个频率成份应该具有不同的增长率, 其中频率为 $\tilde{\omega}_{1m}$ 的常规调制的增长要快于频率为 $\tilde{\omega}_{2m}$ 的喇曼调制. 图 7 的数值结果印证了这一点, 图 7 右边的谱图表明, 尽管初始时($\zeta = 0$)两个频率分量的强度相同, 但随着传输距离的增加($\zeta = 2$), 常规不稳定性增益谱的最快增长

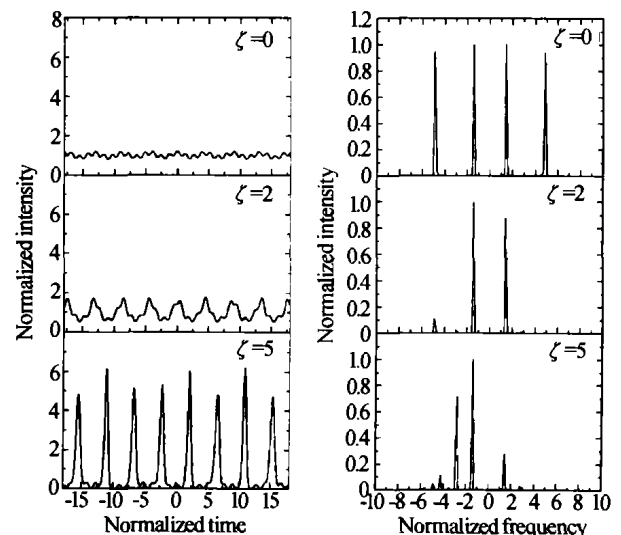


图 7 反常色散条件下, 不同传输距离处的时域(左图)和频域(右图)强度分布

Fig. 7 Temporal (left column) and spectral (right column) distribution of intensity at different normalized propagation distances in the case of anomalous dispersion

频率的强度远远大于喇曼增益的最快增长频率的强度. 与图 6 的单一调制频率情况不同, 这时由于存在两个频率成分之间的竞争, 输出波形不再是规则的序列, 而是不规则的脉冲分布, 但由于常规不稳定性频率成份占压倒优势, 所以脉冲序列的周期基本上与常规不稳定性正弦调制信号的周期相同. 值得一提的是, 由于在光纤反常色散区的超短脉冲受喇曼孤子自频移效应的影响, 脉冲的高频成份的能量将随着传输距离的增加逐渐被转移给低频分量, 导致频谱的非对称, 这一点从图 7 右边 $\zeta = 5$ 时的谱图可清楚地看出. 该图中新出现的频率成份是由于强非线性作用而导致的原有的两种频率之间的差频与和频及其倍频, 在这种情况下, 前面的线性稳定性分析已经失效.

5 结论

根据修正的非线性薛定谔方程, 利用线性扰动理论推导出了具有任意高阶色散项和受激喇曼散射项情形下的调制不稳定性增益谱表达式. 线性理论分析结果表明, 由于受激喇曼散射的存在, 使得在原来稳定的光纤正常色散区也产生了调制不稳定性, 而在反常色散区除了常规的不稳定性区域外, 又出现了由受激喇曼散射引入的新的不稳定区域, 并且随功率的增加, 两者有不断融合的趋势. 利用数值模拟进一步证实了理论分析的正确性. 数值模拟结果还表明, 尽管在光纤正常色散区因为受激喇曼散射也能出现调制不稳定性现象, 但利用它不能产生超短脉冲序列, 只能使调制波有些许增长; 而在光纤的反常色散区, 利用位于常规不稳定性增益谱范围的最快增长调制波可以产生超短脉冲串, 但由于受激喇曼散射的作用, 脉冲串会出现喇曼孤子自频移现象.

感谢范滇元院士和钱列加教授的指导和富有启发性的讨论.

参考文献

- 1 Agrawal G P. Nonlinear Fiber Optics. 2nd Ed. San Diego: Academic Press, 1995. 133 ~ 192
- 2 Tai K, Hasegawa A, Tomita A. Observation in modulation instability in optical fibers. *Phys Rev Lett*, 1986, **56**(2): 135 ~ 138
- 3 Agrawal G P. Modulation instability in erbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Photon Technol Lett*, 1992, **4**(6): 562 ~ 564
- 4 Xu Z Y, Li L, Li Z H, *et al.* Modulation instability and solitons on a cw background in an optical fiber with higher-order effects. *Phys Rev E*, 2003, **67**(2): 026603-1 ~ 026603-7
- 5 Coen S, Haelterman M. Continuous-wave ultrahigh-repetition-rate pulse-train generation through modulational instability in a passive fiber cavity. *Opt Lett*, 2001, **26**(1): 39 ~ 41
- 6 Nakazawa M, Suzuki K, Kubota K. Higher-order solitons and the modulational instability. *Phys Rev A*, 1989, **39**(11): 5768 ~ 5776
- 7 Cavalcanti S B, Lyra M L. Modulation instability of ultrashort pulses via generalized nonlinear Schrödinger equation with deviating argument. *Phys Lett A*, 1996, **211**: 276 ~ 280
- 8 Potosek M J. Modulation instability in an extended nonlinear Schrödinger equation. *Opt Lett*, 1987, **12**(11): 921 ~ 923
- 9 Cavalcanti S B, Gressoni J C, Cruz H R, *et al.* Modulation instability in the region of minimum group-velocity dispersion of single-mode optical fibers via an extended nonlinear Schrödinger equation. *Phys Rev A*, 1991, **43**(11): 6162 ~ 6165
- 10 Höök A, Karlsson M. Ultrashort solitons at the minimum-dispersion wavelength: effects of fourth-order dispersion. *Opt Lett*, 1993, **18**(17): 1388 ~ 1390
- 11 贾维国, 杨性愉. 非线性双折射色散光纤中极化调制不稳定性分析. *光子学报*, 2002, **31**(6): 693 ~ 696
Jia W G, Yang X Y. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **31**(6): 693 ~ 696
- 12 贾维国, 杨性愉. 强双折射光纤中单一频率传输区域的调制不稳定性. *光子学报*, 2003, **32**(1): 97 ~ 100
Jia W G, Yang X Y. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(1): 97 ~ 100
- 13 Knight J C, Arriaga J, Birks T A. Anomalous dispersion in photonic crystal fiber. *IEEE Photon Technol Lett*, 2000, **12**(7): 807 ~ 809
- 14 Dudley J M, Coen S. Coherence properties of supercontinuum spectra generated in photonic crystal and tapered optical fibers. *Opt Lett*, 2002, **27**(13): 1180 ~ 1182
- 15 Gaeta A L. Nonlinear propagation and continuum generation in microstructured optical fibers. *Opt Lett*, 2002, **27**(11): 924 ~ 926
- 16 Wen S C, Fan D Y. Spatiotemporal instabilities in nonlinear Kerr media in the presence of arbitrary higher-order dispersions. *J Opt Soc Am B*, 2002, **19**(7): 1653 ~ 1659
- 17 Washburn B R, Ralph S E, Windeler R S. Ultrashort pulse propagation in air-silica microstructure fiber. *Opt Exp*, 2002, **10**(13): 575 ~ 580

Influence of Stimulated Raman Scattering on Modulation Instability in Single-mode Fibers

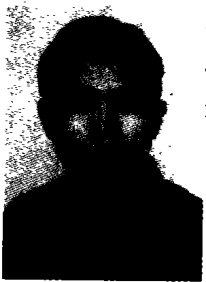
Zhang Hua, Wen Shuangchun, Han Wen, Su Wenhua, Fu Xiquan

Department of Communication and Electronic Engineering, School of Computer and Communication, Hunan University, Changsha 410082

Received date: 2003-11-20

Abstract Modulation instability (MI) in single-mode optical fibers is investigated analytically and numerically using a modified nonlinear Schrödinger equation. Due to the role of stimulated Raman scattering, Raman gain spectrum is superposed over the conventional MI gain spectrum in optical fibers. As a result, MI occurs in the normal dispersion region where MI does not appear otherwise; in the anomalous dispersion region, as initial power increases, the spectral range and gain of the conventional MI gain spectrum increase, while the spectral range of the Raman gain spectrum remains unchanged even though its gain increases. Thus the conventional instability region gradually intrudes and eventually screens Raman gain region. Numerical simulations confirm the analytical results and demonstrate that ultrashort pulse trains can be generated by MI in the anomalous dispersion regime, but Raman soliton self-frequency shift appears as the pulse train propagates further.

Keywords Modulation instability; Stimulated Raman scattering; Ultrashort pulse; Single-mode fiber



Zhang Hua was born in 1981. He received the B. Sc. degree from Hunan University in 2002 and now he is a master student of School of Computer and Communication, Hunan University. His research interest is in optical fiber communication.