

基于复 Ginzburg-Landau 方程的双核光纤中 调制不稳定性的仿真研究

丁万山[†] 席 柳莲花

(南京航空航天大学自动化学院, 南京 210016)

(2007 年 12 月 13 日收到, 2008 年 10 月 5 日收到修改稿)

在双核光纤光学系统中, 应用复 Ginzburg-Landau 方程, 研究了连续波的不稳定性问题. 双核光纤光学系统是由一个非线性离散主核和一个线性附核构成的. 研究发现, 在线性微扰下存在调制不稳定性. 系统仿真结果表明: 如果充分考虑调制不稳定性, 则该系统将产生规则或者不规则的脉冲序列. 反之, 如果不考虑调制不稳定性它将产生一连串具有连续增长振幅的离散峰. 这表明在反常群速度色散情况下, 一串归零脉冲的峰值或者单一归零脉冲峰值仍然是增强的. 在光纤中产生归零序列脉冲源, 这一研究结果对全光纤通信有一定的价值, 对光纤光学及物理学其他领域的研究也有一定的参考价值.

关键词: 光孤子, 复 Ginzburg-Landau 方程, 双核光纤, 调制不稳定性

PACC: 4265S

1. 引 言

非线性系统存在的不稳定性问题, 是由非线性和色散效应之间的相互作用导致的对稳态的调制. 这种现象常被称为调制不稳定性(modulation instability, 简记为 MI), 它在流体力学、非线性光学、等离子体物理学等领域早有研究^[1,2].

光纤中的 MI 表现为将连续或准连续的辐射分裂成一系列超短脉冲^[1,2]. 为了研究光纤中的 MI 问题, 通常采用的方法是微扰一个线性稳态系统^[1,2]. 微扰技术包括绝热微扰法、扰动逆散射法、Lie 变换法和变分法^[2]. 近年来, 国内外许多学者在空心光子晶体光纤(hollow-core photonic crystal fiber)中孤子的传输、相位调制及稳定性等方面作了研究^[2-6]. 这些研究包括实验研究和数值模拟^[3-7], 采用的数学模型是非线性薛定谔方程及相应的分步傅里叶方法.

有人尝试用另一种数学模型: 复 Ginzburg-Landau 方程(CGL 方程)来研究非线性问题^[1,2]. CGL 方程不能用于扰动逆散射法. 从数学的角度看, CGL 方程没有孤子解, 却有孤子波解. 20 世纪 70 年代末, 有人用 CGL 方程求解流体力学领域中的孤立波

解^[1,2]. 后来, 人们试图用 CGL 方程来研究非线性光纤光学范畴内孤立波解^[1,2].

本文应用 CGL 方程描述有损非线性光纤中孤子脉冲的形成及相互作用. 当光脉冲在光纤中传输时, 一个无法回避的基本问题是脉冲的不稳定性. 在非线性光纤中, 补偿光纤损耗所需的线性增益常常导致了归零(return-to-zero, 简记为 RZ)脉冲的不稳定^[8-10].

本文讨论了在双核光纤中线性增益与三次方非线性对脉冲稳定性的影响. 根据文献 11, 12 提供的 CGL 方程的模型及由文献 13 提供的数学方法加以研究. 结果表明: 其中在主核中脉冲的增益是增加的, 而在附核中增益则是衰减的^[12,13]; 描述衰减核(附核)的方程是线性的, 提出了孤子脉冲的获取问题. 本文的结果将有助于脉冲动力学以及光孤子在多通道系统中的应用研究.

在连续波(CW)状态下, 由于群速度色散(GVD)引起的自调焦, 导致光脉冲在非线性情况下波的振幅调制不稳定^[8,13]. 在物理学的相关领域, 触发调制不稳定是由周期频移信号产生的. 在光纤光学问世之前, MI 问题在流体力学和等离子体物理学中已经存在^[1,2]. MI 不仅在 CW 状态中存在, 在延伸的波包络里也存在. 光纤中的 MI 提供了一种获取 RZ 脉冲

[†] E-mail: dws20022000@yahoo.com.cn

序列的方法,它可以作为孤子波序列的来源,适合高速率光学通信. CW 状态的研究及其稳定性,可由建立在 CGL 方程上的模型来描述,如光纤连接或光纤环形激光器中的损耗及有限带宽增益的研究^[14,15].

本文在分析了上述模型后,探讨了具有主核和附核的双核光纤中的 MI 问题. MI 是通过微扰获得的. 数值仿真演示了 MI 的发展,直接仿真揭示了规则以及不规则脉冲序列的构成. 这些脉冲分别具有有限的振幅增益,而增益主要取决于在主核中的 GVD 以及它在主核中的增长长度. 在非对称双核光纤(附核的增益是衰减的,主核的增益是增强的)模型中,讨论了 CW 状态及其不稳定性问题以及 RZ 脉冲序列的产生.

2. 线性稳定性分析

在双核非线性光纤中,光传播可由线性的 CGL 方程来描述,电磁波的振幅分别为 u 和 v ^[14,15],即

$$iu_z + \left(\frac{1}{2} - i\gamma_1\right)u_{\tau\tau} + (\sigma + i\gamma_2)|u|^2u - i\gamma_0u + v = 0. \quad (1)$$

$$iv_z + k_0v - icv_z + i\Gamma_0v + u = 0. \quad (2)$$

这里 z 表示光传播距离, $\tau = t - z/V_{gr}$ 反映孤子波衰减的时间,其中 V_{gr} 代表载波的波群速度;在反常 GVD 和正常 GVD 主核中, σ 分别为 -1 和 1 . 附核中的非线性特征可以忽略^[14]. 此外 γ 为非线性参数, $\gamma_0 > 0$ 表示在主核中有增益, $\gamma_1 > 0$ 和 $\gamma_2 \geq 0$ 分别表示色散和非线性损耗,系数 γ_0 和 γ_1 则共同反映了有效带宽,而在附核中, $\Gamma_0 > 0$ 表示损耗系数. 实参数 k_0 和 c 反映核间相速度和群速度的不匹配程度,而线性耦合常量规定为 1 .

方程 (1) 和 (2) 的 CW 解为

$$u = \sqrt{P_1}\exp(iQz + i\chi), \quad (3)$$

$$v = \sqrt{P_2}\exp(iQz),$$

式中 P_1, P_2 均为常数, Q 为常量; χ 则是从方程 (1)(2) 中获取的相移. 将 (3) 式代入 (2) 式, 消去 u , v 得

$$\sqrt{P_2}\exp(-i\chi) = \frac{\sqrt{P_1}}{Q - k_0 - i\Gamma_0}, \quad (4)$$

$$P_1 = \frac{(\Gamma_0 - \gamma_0)Q + k_0\gamma_0}{\sigma\Gamma_0 + \gamma_2(k_0 - Q)}. \quad (5)$$

Q 可表示为

$$Q^2 - k_0Q - (\sigma Q - \sigma k_0 + \Gamma_0\gamma_2)P_1 + \Gamma_0\gamma_0 - 1 = 0. \quad (6)$$

为了分析 CW 状态下的 MI, 由 (3) 式加微扰项, 即

$$u = (\sqrt{P_1} + u')\exp(iQz + i\chi), \quad (7)$$

$$v = (\sqrt{P_2} + v')\exp(iQz).$$

u' 和 v' 都是无穷小的合成扰动, 并服从线性方程

$$iu'_z - Qu' + \left(\frac{1}{2} - i\gamma_1\right)u'_{\tau\tau} + (\sigma + i\gamma_2)P_1(2u' + u'^*) - i\gamma_0u' + \exp(-i\chi)v' = 0, \quad (8)$$

$$iv'_z - v'Q + k_0v' - icv'_z + i\Gamma_0v' + \exp(i\chi)u' = 0, \quad (9)$$

式中星号表示复共轭. 为了解 (8)(9) 式, 定义 $u'(z, \tau)$ 和 $v'(z, \tau)$ 的傅里叶变换为

$$\{A(z, \omega), B(z, \omega)\} = (1/\sqrt{2\pi}) \int_{-\infty}^{+\infty} \{u'(z, \tau), v'(z, \tau)\} \exp(j\omega\tau) d\tau.$$

这里 ω 为混合频率, A 和 B 的演变由 (8) 和 (9) 式的傅里叶变换决定.

$$i\frac{\partial A}{\partial z} + N_{11}A + N_{12}A^* + N_{13}B = 0, \quad (10)$$

$$i\frac{\partial B}{\partial z} + N_{31}A + N_{33}B = 0, \quad (11)$$

式中

$$A^*(\omega) \equiv A^*(-\omega),$$

$$N_{11} \equiv Q - \left(\frac{1}{2} - i\gamma_1\right)\omega^2 + 2P_1(\sigma + i\gamma_2) - i\gamma_0, \quad (12)$$

$$N_{12} \equiv P_1(\sigma + i\gamma_2),$$

$$N_{13} \equiv \exp(-i\chi),$$

$$N_{31} \equiv \exp(-i\chi),$$

$$N_{33} \equiv -Q + k_0 - c\omega + i\Gamma_0.$$

将 $N_{11}, N_{12}, N_{13}, N_{31}, N_{33}$ 分别代入 (10)(11) 式, 且 ω 用 $-\omega$ 代入, 可以得到四个相同性质的方程

$$\frac{dA}{dz} + iNA = 0, \quad (13)$$

式中矩阵 A 满足 $(A, A^*, B, B^*) \equiv (A_1, A_2, A_3, A_4)$; N 是一个 4×4 的矩阵, 矩阵的元素由 (12) 式及下式给出:

$$N_{21} \equiv P_1(\sigma - i\gamma_2),$$

$$N_{24} \equiv \exp(i\chi),$$

$$N_{22} \equiv -Q - \left(\frac{1}{2} + i\gamma_1\right)\omega^2$$

$$\begin{aligned}
 &+ 2P_1(\sigma - i\gamma_2) + i\gamma_0, \\
 N_{42} &\equiv \exp(-i\chi), \\
 N_{44} &\equiv -Q + k_0 + c\omega - i\Gamma_0,
 \end{aligned} \quad (14)$$

N 的其他元素为 $N_{14} = N_{23} = N_{32} = N_{34} = N_{41} = N_{43} = 0$ 则稳定性特征值可由 (13) 式求得.

3. CW 系统及其 MI 问题

为了探讨 CW 状态下光纤中的 MI, 参照文献 [16—18] 的数学推导, 假设忽略光纤中非线性损耗. 设 $\gamma_2 = 0$, 由 (5) 和 (6) 式求出 CW 状态下的传播常数

$$Q = k_0 \pm \sqrt{(\Gamma_0/\gamma_0)(1 - \gamma_0\Gamma_0)}. \quad (15)$$

由 (15) 及 (4) (5) 式可测定 CW 功率及相移

$$\begin{aligned}
 P_1 &= \sigma \left[k_0 \pm (\Gamma_0 - \gamma_0) \sqrt{\frac{1 - \gamma_0\Gamma_0}{\Gamma_0\gamma_0}} \right], \\
 P_2 &= \frac{P_1}{[(Q - k_0)^2 + \Gamma_0^2]} \\
 &\quad \times [(Q - k_0)^2 \cos(2\chi) - \Gamma_0^2] \\
 &\quad - 2(Q - k_0)\Gamma_0 \sin(2\chi), \\
 \chi &= \arctan\left(\frac{\Gamma_0}{k_0 - Q}\right).
 \end{aligned} \quad (16)$$

当 $k_0 > 0$ (15) 和 (16) 式中的“ \pm ”取“ $+$ ”号时, 反常 GVD 和正常 GVD 的 σ 分别为 $\sigma = +1$ 和 $\sigma = -1$, γ_0 分别满足

$$\begin{aligned}
 \gamma_0 &< \gamma_0^{(cr)}(k_0, \Gamma_0), \\
 \gamma_0^{(cr)}(k_0, \Gamma_0) &< \gamma_0 < \frac{1}{\Gamma_0},
 \end{aligned} \quad (17)$$

其中 $\gamma_0^{(cr)}$ 为光纤非线性系数的临界值, 可表示为

$$(\gamma_0^{(cr)} - \Gamma_0) \sqrt{\frac{1 - \gamma_0^{(cr)}\Gamma_0}{\Gamma_0\gamma_0^{(cr)}}} = k_0 \quad (18)$$

的一个根.

同理, 当 $k_0 > 0$ (15) 和 (16) 式中的“ \pm ”取“ $-$ ”号时, 反常 GVD 和正常 GVD 的 σ 分别为 $\sigma = +1$ 和 $\sigma = -1$, γ_0 分别满足

$$\begin{aligned}
 \gamma_0 &< \gamma_0^{(cr)}(-k_0, \Gamma_0), \\
 \gamma_0^{(cr)}(k_0, \Gamma_0) &< \gamma_0 < 1/\Gamma_0.
 \end{aligned}$$

$k_0 < 0$ 情况下的解就等价于上述解中的 k_0 用 $-k_0$ 代入, σ 用 $-\sigma$ 代入, 从而得到一组孤子解.

对 CW 解的 MI 分析, 由 (13) 式通过矩阵 N 的特征值 g 可以发现不稳定性的增长率, 其中 $G = \{\ln(g)\}_{\max}$, 最大值是所有正虚部中最大的一个. 当

$\omega^2 \rightarrow \infty$ 时, 可找到一对特征值

$$\begin{aligned}
 g_{1,2} &= \pm \left(\frac{1}{2} \omega^2 - 2\sigma P_1 + Q \right) \\
 &\quad + i(\gamma_0 - \gamma_1 \omega^2) + O\left(\frac{1}{|\omega|}\right).
 \end{aligned} \quad (19)$$

(19) 式表明, 孤子的演变过程是渐近的, 因此当 $\gamma_1 > 0$ 时, 并不存在不稳定性问题. 而另一对特征值为

$$g_{3,4} = c\omega \pm Q - i\Gamma_0 + O\left(\frac{1}{|\omega|}\right). \quad (20)$$

同样也不存在不稳定性问题.

当 $u = v = 0$ 时, 可求出 (19) 和 (20) 式的解. 它们之间的唯一不同在于 (19) 式的实部有 $\mp 2\lambda p_1$ 项.

通常 MI 仅产生于光纤的反常 GVD, 但在一定的条件下, 在光纤的正常 GVD 也存在 MI^[19,20]. 所有的 MI 光谱增益的特征值都是通过数值计算得到的. 图 1 是由 (15) 和 (16) 式中的“ \pm ”取“ $+$ ”号, 按 CW 方式求解, 在正常 GVD ($\sigma = -1$) 情况下得到的光纤中主核的孤子波解增益谱演化图. 这一结果也可从 (17) 式得到证明.

从图 1 可知, 在 $\omega = 0$ 附近, 不稳定性的增益变化率最大. 且当 γ_0 趋于零时, 主核中存在线性增益. 在 $\omega = 0$ 处, 增益 G 最大.

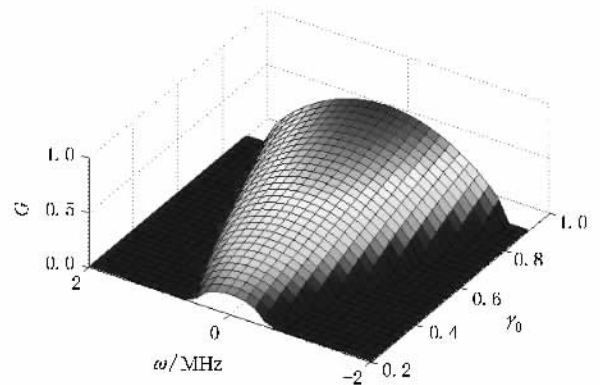


图 1 正常 GVD 主核中增益谱演化图. 在 CW 状态下由 (15), (16) 式求解, $\sigma = -1$, 其他参数分别为 $\Gamma_0 = 0.12$, $\gamma_1 = 0.3$, $k_0 = 0.51$, $c = 0.1$; 当 $\gamma_0^{(cr)} = 0.20 < \gamma_0 < 1/\Gamma_0 = 0.833$ 时, 由 (17) 和 (18) 式求解

对于反常 GVD, $\sigma = +1$, MI 光谱增益则完全不同^[21—23]. 在图 2 中除 σ 外, 其他参量的取值与图 1 相同. 因此, 图 2 中在 $\gamma = \gamma_0^{(cr)} \approx 0.20$ 处, 为波谱的末端, 恰好是图 1 中波谱的始端. 发现 $G(\omega = 0) = 0$ 时, $G(\omega)$ 有两个对称复数, 在有限的扰动频率范围内, $G(\omega)$ 的不稳定值随着 γ_0 的减小而减小.

图 3 和图 4 描述了副核中损耗系数的不稳定性

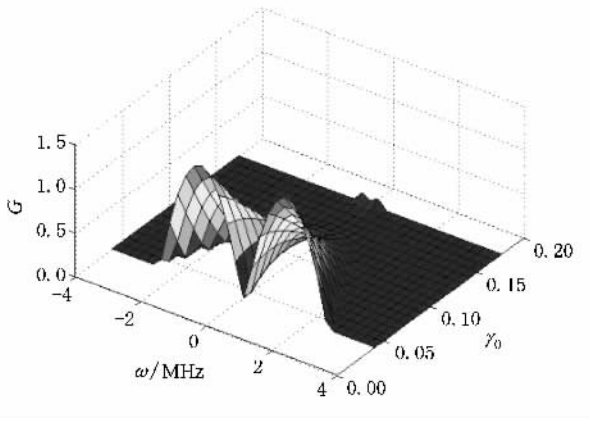


图 2 反常 GVD 主核中增益谱演化图 CW 状态下, $\sigma = +1$, $\gamma_0 < \gamma_0^{(cr)} \approx 0.20$, 其他参量的取值与图 1 相同

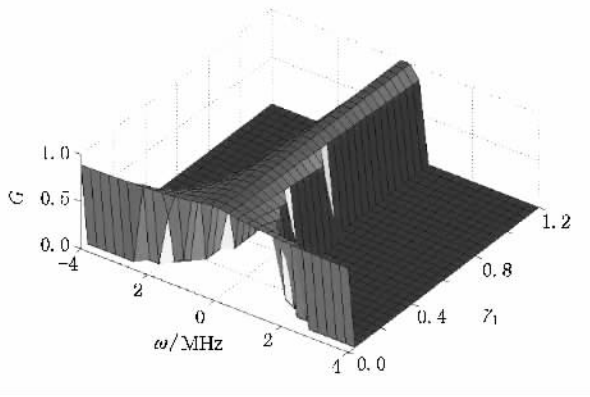


图 3 正常 GVD 附核中增益谱演化图 CW 状态下, $\sigma = -1$, $\gamma_0^{(cr)} \approx 0.12 < \Gamma_0 < 1/\gamma_0 = 5.0$, 其他参数分别为 $\gamma_0 = 0.2, k_0 = 0.50, c = 0.05$

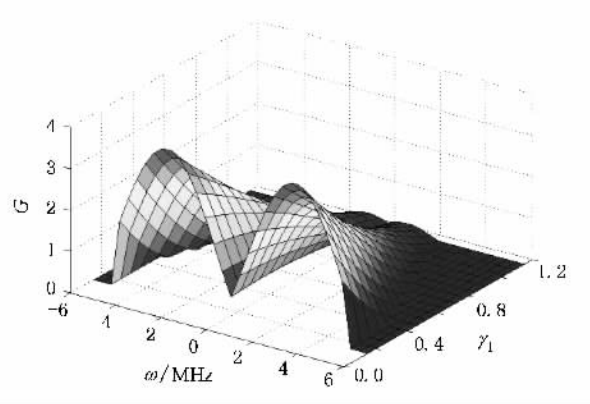


图 4 反常 GVD 附核中增益谱演化图 $\sigma = +1, \Gamma_0 = 0.12, k_0 = 0.50, \gamma_0 = 0.009, c = 0.1$ 其他参数取值与图 3 相同

增益 Γ_0 . 它们分别对应于正常 GVD 和反常 GVD. 在给定 γ_0 值的条件下, 由方程 (18) 求出,

$$\Gamma_0^{(cr)}(k_0, \gamma_0) = \gamma_0^{(cr)}(k_0 \rightarrow -k_0, \Gamma_0 \rightarrow \gamma_0),$$

式中 $\gamma_0^{(cr)}(k_0, \Gamma_0)$ 由 (18) 式定义. CW 的解决方法符合 $k_0 > 0$ 对应 (15) 和 (16) 式中的“ \pm ”取“ $+$ ”号. 正常 GVD $\sigma = -1, \Gamma_0 < \Gamma_0^{(cr)}(k_0, \gamma_0)$; 反常 GVD $\sigma = +1, \Gamma_0^{(cr)}(k_0, \gamma_0) < \Gamma_0 < 1/\gamma_0$.

图 5 和图 6 分别描述了正常 GVD 和反常 GVD 情况下相位速度调制的不稳定性.

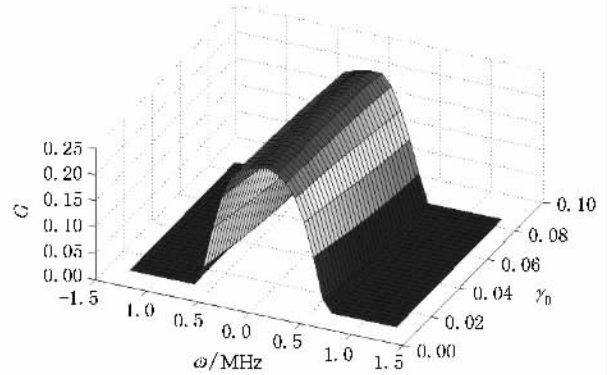


图 5 正常 GVD 相位速度调制的不稳定性增益谱演化图 在正常色散情况下 ($\sigma = -1$), $k_0 = 0.50, \gamma_1 = 0.3, \gamma_0 = 0.1, c = 0.1$. 由 (15) (16) 式中的“ \pm ”取“ $+$ ”号得到 CW 的解

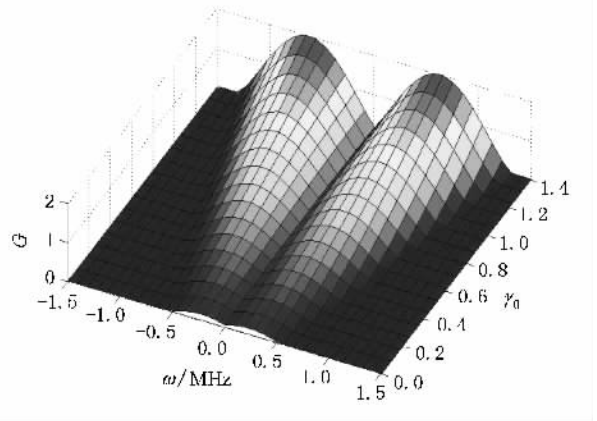


图 6 反常 GVD 相位速度调制的不稳定性增益谱演化图 在反常色散情况下 ($\sigma = +1$), $k_0 = 0.50, \gamma_1 = 0.3, \gamma_0 = 0.09, c = 0.1$. 在 $\Gamma_0 > \Gamma_0^{(cr)} \approx 0.12$ 时, 由 (15) (16) 式中的“ \pm ”取“ $+$ ”号得到 CW 的解

4. 数值仿真

通过数值仿真, 揭示了调制不稳定发展过程. CW 初始状态由下式描述:

$$\begin{aligned} u(z = 0, \tau) &= (\sqrt{p_1} + a_0 \cos(\omega_0 \tau)) \exp(i\chi), \\ u(z = 0, \tau) &= [\sqrt{p_2} + a_0 \cos(\omega_0 \tau)], \end{aligned} \tag{21}$$

式中 a_0, ω_0 是微扰信号的振幅和频率, τ 为周期。
(21) 式是由方程(1)和(2)得到的. 应用 Matlab 软件实现数值模拟仿真, 所得结果见图 7、图 8。

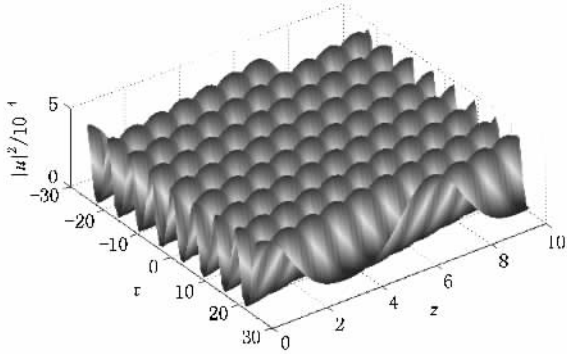


图 7 正常色散情况下主核中波列演化仿真图 $\sigma = -1.0$, 系统其他参数分别为 $\Gamma_0 = 0.12, \gamma_0 = 0.2, \gamma_1 = 0.3, k_0 = 0.50, c = 0.1, P_1 = 0.0001634, P_2 = 0.0002723$. 在(21)式中, 振幅和初始混合频率为 $a_0 = 0.009$ 和 $\omega_0 = 1.0$. 图示表明周期波是存在的

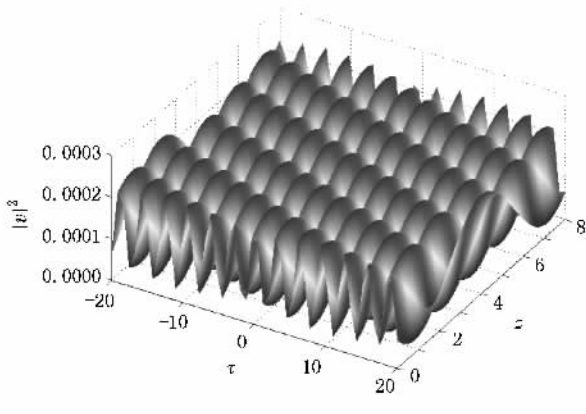


图 8 附核中的波列演化仿真图

仿真结果表明, 不稳定性演化与系统参数有关. 如果 CW 态的振幅很小, 则在正常 GVD 情况下, 主核和附核都将构成周期波(见图 7、图 8). 其周期由初始扰动决定, 在方程(21)中周期为 $2\pi/\omega_0$.

如果 CW 的振幅较大, MI 发展趋于无规律, 主核处于半紊乱状态, 如图 9 所示. 同时, 附核也趋于无规律, 见图 10 所示.

由图 9 可以看出, 最终使正常 GVD 的 MI 及反常 GVD 的 MI 在窄幅内趋于饱和. 在 γ_0 的值增加较大的情况下, MI 不会饱和, 但产生了一个由非零顶点组成的半紊乱图样, 其振幅不确定, 如图 10 所示. 这一结果可用于平衡增益和损耗. 在图 11 中 $2\pi/\omega_0 = \pi$, 峰值间的实际间隔约等于 11. 图 11 为大尺度

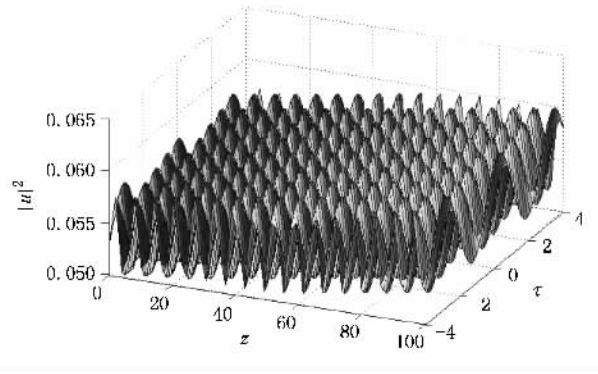


图 9 加微扰后主核中的波列演化图 $\Gamma_0 = 0.009, \gamma_0 = 0.01, \gamma_1 = 0.005, k_0 = 0.05, c = 0.05, a_0 = 0.001, \omega_0 = 0.01$, 其他参数取值与图 7 相同

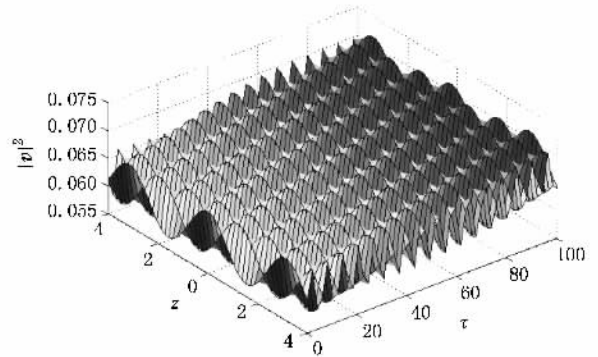


图 10 加微扰后附核中的波列演化仿真图

的图形, 有助于帮助理解为什么滤波损耗不能被增益平衡. 图 12 为一个不太稳定的规则图形, 而图 7 显示的小振幅规则波列, 其振幅由初始条件决定, 峰值的增长比初始扰动周期大得多.

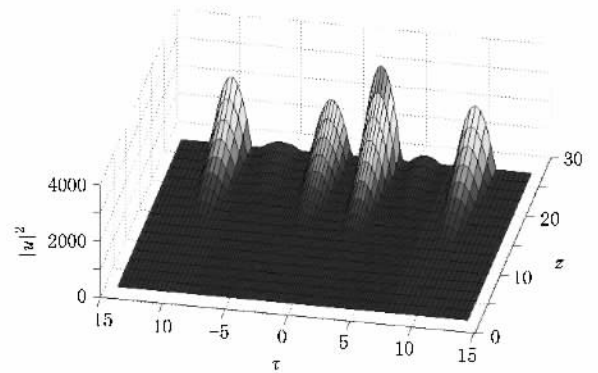


图 11 CW 状态下不稳定增长时主核中的波列演化图 $\Gamma_0 = 0.12, \gamma_0 = 0.6, \gamma_1 = 0.3, k_0 = 0.9, c = 0.1, P_1 = 1.07906, P_2 = 6.47434, a_0 = 0.009, \omega_0 = 2.0$, 其他参数取值与图 7 相同

反常 GVD 情况下, MI 演化结果有完全不同的模式^[19-23]. 如果设 $\gamma_0 = \Gamma_0$, 且 $P_1 = P_2$ (各个分量的

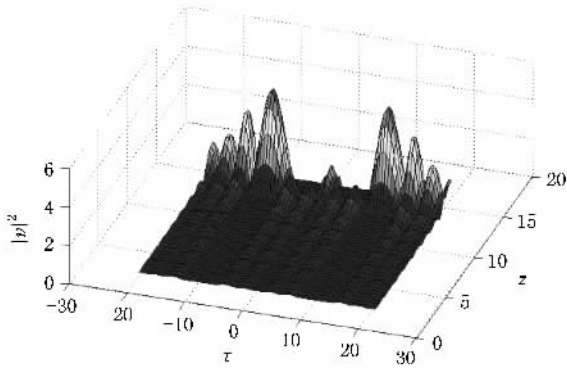


图 12 附核中的波列演化图

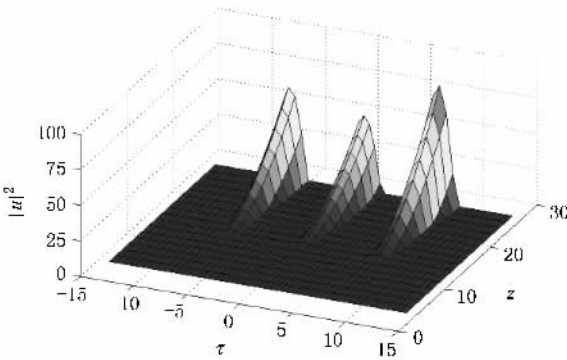


图 13 在 CW 状态和反常色散情况下主核中由不稳定增长产生 RZ 脉冲序列演化图 $\sigma = +1, \Gamma_0 = \gamma_0 = 0.09, \gamma_1 = 0.3, k_0 = 1.25, c = 0.1, P_1 = P_2 = 1.25, a_0 = 0.0009, \omega_0 = 1.0$

振幅相等), MI 引发的初始扰动产生了振幅小幅度增长型 RZ 脉冲序列, 如图 13 所示. 由文献 [10, 11, 18] 在图 13 所设定的参数的条件下, RZ 的解是稳定的. 在光纤通信中, 适当地离散有规则的峰值序列是有价值的. 这一研究结果可作为产生 RZ 脉冲源. 如果双核光纤主动核中的 RZ 脉冲振幅达到一定值时, 可将 RZ 脉冲序列注入到主干光纤中.

5. 结 论

本文采用数值仿真的方法, 讨论了非对称双核光纤中的孤子波解模型. 该模型具有 Kerr 非线性及 GVD 的特性, 发现在主核中孤子波解同时存在增益以及色散损耗, 而在附核里只有损耗. 该模型是通过与线性损耗相关的三次 CGL 方程建立起来的. 通过线性微扰, 模拟研究系统的 MI, 得到了在各种参数下孤子波解演化的结果. 同时还发现, 正常 GVD 和反常 GVD 完全不同. 由于参量的不确定, MI 或者饱和, 或者不饱和, 饱和将导致一个周期性的脉冲序列, 不饱和将产生一个具有不断增长振幅的脉冲序列. 在反常 GVD 情况下, 可能产生一个 RZ 脉冲序列, 也可能产生一个具有增长振幅的单一 RZ 峰值, 即产生单个 RZ 脉冲. 这一结果可以用于全光纤远程通信. 对需要产生大功率窄脉冲及物理学其他领域的研究也有一定的启发.

- [1] Hasegawa A 1970 *Phys. Rev. Lett.* **24** 1165
- [2] Govind P A 2002 *Optical Principle and Application of Nonlinear Fiber* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) (in Chinese) [Govind P A 2002 非线性光纤光学原理及应用 (中译本) (北京: 电子工业出版社)]
- [3] Qin X J, Shao Y Q, Guo Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5269 (in Chinese) [秦晓娟、邵毅全、郭旗 2007 物理学报 **56** 5269]
- [4] Mi Y, Hou L T, Zhou G Y, Wang K, Chen C, Gao F, Liu B W, Hu M L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3583 (in Chinese) [米艳、侯蓝田、周桂耀、王康、陈超、高飞、刘博文、胡明列 2008 物理学报 **57** 3583]
- [5] Couillet P, Gil L 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1619
- [6] Hocking L M, Stewartson K 1972 *Proc. R. Soc. A* **326** 289
- [7] Malomed B A, Nistazakis H E, Kevrekidis P G, Frantzeskakis D J 2005 *Math. Comp. Simul.* **69** 400
- [8] Akhmediev N N, Ankiewicz A 1997 *Solitons: Nonlinear Pulses and Beams* (London: Chapman and Hall)
- [9] Malomed B A, Goelles M, I M, Lederer F 1997 *Phys. Rev. E* **55** 3777
- [10] Nakazawa M, Kubota H, Suzuki K, Yamada E, Sahara A 2000 *Chaos* **10** 486
- [11] Malomed B A, Winful H G 1996 *Phys. Rev. E* **53** 5365
- [12] Atai J, Malomed B A 1996 *Phys. Rev. E* **54** 4371
- [13] Trillo S, Wabnitz S 1987 *Phys. Lett.* **51** 8
- [14] Abdullaev F K, Gamier J 1999 *Physica D* **134** 303
- [15] Atai J, Malomed B A 1998 *Phys. Lett. A* **246** 41
- [16] Nistazakis H E, Frantzeskakis D J, Atai J, Malomed B A, Efremidis N, Hizanidis K 2002 *Phys. Rev. E* **65** 036605
- [17] Millot G, Tchofo D P, Seve E, Wabnitz S 2001 *Opt. Fiber Technol.* **7** 170
- [18] Ganapathy R, Malomed B A, Porsezian K 2006 *Phys. Lett. A* **354** 366
- [19] Sakaguchi H, Malomed B A 2000 *Physica D* **147** 273
- [20] Frantzeskakis D J, Hizanidis K, Malomed B A, Polymilis C 1998 *Phys. Lett. A* **248** 203
- [21] Atai J, Malomed B A 2000 *Phys. Rev. E* **62** 8713
- [22] Efremidis N, Hizanidis K, Nistazakis H E, Frantzeskakis D J, Malomed B A 2000 *Phys. Rev. E* **62** 7410
- [23] Kenmoe G D, Jiotsa A K, Kofane T C 2004 *Physica D* **191** 31

Simulation of the modulation instability in dual-core optical fiber based on complex Ginzburg-Landau equation

Ding Wan-Shan[†] Xi Ling Liu Lian-Hua

(College of Automation Engineering , Nanjing University of Aeronautics and Astronautics , Nanjing 210016 , China)

(Received 13 December 2007 ; revised manuscript received 5 October 2008)

Abstract

Instability of the continuous-wave states in a dual-core optical fiber system is investigated based on the complex Ginzburg-Landau equation. The dual-core optical fiber system consists of an active nonlinear dispersive core and a linear passive core. The modulation instability (MI) conditions are found from linearized equations for small perturbations. Simulations of the full system demonstrate that the development of the MI in the former regime leads to the establishment of a regular or chaotic array of pulses if the MI saturates, or a chain of well-separated peaks with continuously growing amplitudes if the instability does not saturate. It indicates that the peak value of multiple return-to-zero (RZ) pulses or a single RZ pulse will be amplified and the RZ pulse sources emerge in the optical fiber in the anomalous group velocity dispersion regime. This research can be used as the resource of the optical fiber telecommunications and will be useful for the study of the fibre optics and physics and also in some other fields.

Keywords : soliton , complex Ginzburg-Landau equation , dual-core fiber , modulational instability

PACC : 4265S

[†] E-mail : dws20022000@yahoo.com.cn