

# 正常色散平坦光纤中皮秒抽运脉冲 超连续谱的形成研究\*

夏 舸† 黄德修 元秀华

(华中科技大学光电子工程系, 武汉 430074)

(2006 年 7 月 18 日收到, 2006 年 11 月 16 日收到修改稿)

研究了皮秒抽运脉冲在正常色散平坦光纤中超连续谱的形成过程, 分析了脉冲演化过程中光波分裂的产生及其所显示的四波混频对超连续谱特性的影响. 结果表明, 脉冲初期光谱展宽由自相位调制效应主导, 此后由于光谱中心区域能量在色散作用下不断向旁瓣转移, 自相位调制效应逐渐减弱而四波混频作用增强, 光谱会再度显著展宽. 超连续谱的噪声特性与光谱演化状态密切相关, 是光谱特征结构对抽运脉冲强度噪声响应的动态表征.

关键词: 正常色散平坦光纤, 自相位调制, 四波混频, 超连续谱

PACC: 4265, 4225B, 4265M

## 1. 引 言

超连续(supercontinuum, 简记为 SC)谱指的是强短光脉冲在通过非线性介质(例如光纤)时所形成的极大展宽光谱. 光谱扩展后的脉冲可经过光滤波器的光谱切割提取出多个不同中心波长的光脉冲, 从而实现脉冲光源的多波长扩展. 由于 SC 光源提供了一种低成本的波分复用光源的替代方案, 因此近年来已引起广泛关注和深入研究<sup>[1-8]</sup>.

根据基本的展谱原理划分, 产生 SC 谱的方法主要有三种<sup>[1-3]</sup>: 在光纤反常色散区, 利用脉冲高阶孤子压缩效应展谱、绝热孤子压缩效应(须色散递减光纤)展谱以及在光纤正常色散区(处于这种工作状态的光纤简称为正常色散光纤)利用脉冲的自相位调制效应展谱. 第一种方法展谱虽宽, 但是由于脉冲在光纤的反常色散区传播时, SC 谱的相干性会受到调制不稳定的影响而劣化, 而且所展光谱在抽运脉冲中心波长附近有明显的凹陷<sup>[4, 5]</sup>. 第二种方法要求光纤输入端的抽运脉冲要满足基态孤子的条件, 而且光纤色散必须是绝热递减分布<sup>[6]</sup>, 条件过高难以应用. 以正常色散平坦光纤(NDF)为代表的第三种方法不存在前两种方法的缺点, 同时高功率光放大器的出现已使其逐渐成为 SC 光源的实际选择<sup>[7, 8]</sup>.

然而, 由于高强度的光脉冲在正常色散光纤中传播会产生光波分裂现象<sup>[9]</sup>, 而 NDF 作为 SC 光纤通常工作在高非线性条件下的正常色散区域, 那么抽运脉冲的演化过程是否会经历光波分裂? 如果存在光波分裂, SC 谱的特性(光谱宽度、平坦性以及强度噪声特性)又会受到怎样的影响? 相关的研究工作鲜见报道. 本文将非线性薛定谔方程为基础, 结合 NDF 特性, 对以上问题进行分析和研究.

## 2. 理论分析

### 2.1. NDF 中 SC 谱产生的数值模型

光纤中 SC 谱的产生可由下列非线性薛定谔方程描述<sup>[10]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} \psi - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial T^3} \\ & + i \gamma \left[ |\psi|^2 \psi + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial (|\psi|^2 \psi)}{\partial T} \right] \\ & - T_R \psi \frac{\partial (|\psi|^2)}{\partial T} \end{aligned} \quad (1)$$

式中  $\psi(z, T)$  为脉冲缓变包络振幅,  $z$  为脉冲在光纤中传输的距离,  $T$  为以中心波长群速度为移动参考系的时间参量,  $\alpha$  和  $\gamma$  分别为光纤损耗和非线性系

\* 国家高技术研究发展计划(批准号: 2002AA122035)资助的课题.

† E-mail: xiaboat@yahoo.com.cn

数  $\beta_2$  和  $\beta_3$  分别为二阶和三阶色散参数,中心频率  $\omega_0$  对应项描述了光脉冲自陡效应,  $T_R$  为内脉冲拉曼散射系数(与拉曼增益的斜率有关,通常  $T_R$  值取为  $3 f_s$ ).由于典型的 NDFE 中二阶色散很小,三阶色散值近似为零,光纤损耗可忽略,在输入脉冲宽度为皮秒量级时,方程(1)可进一步简化为<sup>[10,11]</sup>

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial T^2} + i \gamma |\psi|^2 \psi. \quad (2)$$

以正常色散光纤作为 SC 光纤,其 SC 谱展宽效果与参数  $N, r$  密切相关<sup>[10,12]</sup>.

$$N = (L_{D2}/L_{NL})^{1/2}, \\ r = L_{D2}/L_{D3},$$

其中  $L_{D2}$  是二阶色散长度,  $L_{D2} = T_0^2/|\beta_2|$ ;  $L_{NL}$  是非线性长度,  $L_{NL} = 1/(\gamma P_0)$ ;  $L_{D3}$  是三阶色散长度,  $L_{D3} = T_0^3/|\beta_3|$ . 这里  $T_0, P_0$  分别为脉冲半宽度以及脉冲峰值功率. 实现 SC 有效产生的规则是:在高非线性条件下( $N \gg 1$ ), SC 谱展宽与  $N$  成正比;同时,  $r$  要足够小,以保证所展宽的 SC 谱不致进入光纤的反常色散区而降低 SC 谱的质量. 因此,相对于普通正常色散光纤, NDFE 更适用于 SC 谱的产生. 在下面的讨论中,色散长度  $L_D$  指的是  $L_{D2}$ .

## 2.2. NDFE 中的光波分裂

抽运脉冲在 NDFE 中传输时,在高非线性条件下,自相位调制效应引起的非线性啁啾与色散引入的线性啁啾复合后的啁啾仍为非线性,脉冲的不同部分会以不同的速度传输,在正常色散下脉冲前沿附近的红移光传输较快,就有可能超越前尾部的非红移光,脉冲后沿附近的蓝移光则正好相反. 如果超越情况出现,那么脉冲前后沿附近各包含了两种不同频率的光,它们之间发生干涉并产生新的频率,光谱产生旁瓣的同时脉冲沿出现振荡的精细结构,光波分裂产生. 这种现象可理解为四波混频(FWM)过程<sup>[10]</sup>. 脉冲沿附近的振荡和频谱旁瓣实际是同一现象的不同表现形式. 由于光波分裂源于啁啾的非单调性<sup>[9]</sup>,我们首先考察啁啾随脉冲演化的情况. 根据  $\varphi(z, T) = A(z, T) \exp(i\varphi)$  引入脉冲实振幅  $A(z, T)$  和相位  $\varphi(z, T)$ , 以及啁啾  $\delta\omega = -\partial\varphi/\partial T$ , 代入方程(2)可得耦合方程

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_2 \left( \frac{\partial A}{\partial T} \delta\omega + \frac{A}{2} \frac{\partial \delta\omega}{\partial T} \right), \\ \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \left[ (\delta\omega)^2 - \frac{1}{A} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} \right] + \gamma A^2. \quad (3)$$

方程(3)清楚表明啁啾对于脉冲动态演化的重要性. 根据方程(3),初始无啁啾脉冲的演化初期,其啁啾可近似表达为<sup>[9]</sup>

$$\delta\omega \approx \frac{\partial}{\partial T} \left[ \frac{\beta_2}{2A(0, T)} \frac{\partial^2 A(0, T)}{\partial T^2} - \gamma A^2(0, T) \right] z. \quad (4)$$

对高斯型抽运脉冲,则啁啾的具体表达式为

$$\delta\omega(z, T) = \frac{z}{L_D} \frac{T}{T_0^2} \left[ 1 + 2N^2 \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \right]. \quad (5)$$

在频率啁啾的变化以及光纤色散的共同作用下,脉冲传输时,脉冲前后沿中任意两部分间的相对时间间隔由于彼此不同的传输速率会发生变化. 当重叠发生时间间隔为零时,光波分裂产生,则相应的脉冲传输距离为

$$L_{wb} = L_D \left[ \frac{N^2}{N_c^2} - 1 \right]^{1/2}. \quad (6)$$

由于啁啾的非单调性使得啁啾函数存在极值,根据极值存在的条件  $\partial\delta\omega/\partial T = 0$  以及(5)式,可得保证光波分裂产生的  $N^2$  的临界值为

$$N_c^2 = N_{\min}^2 = \left[ \frac{\exp(T^2/T_0^2)}{2(2T^2/T_0^2 - 1)} \right]_{\min}. \quad (7)$$

$N^2$  存在最小值  $\exp(3/2)/4 \approx 1.12$ , 相应的  $T = \pm(\sqrt{6}/2)T_0$ . 这表明当  $L_D < 1.12L_{NL}$  时,光波分裂不能发生,此时色散效应压倒非线性效应,合成频率啁啾在整个脉冲宽度内呈单调分布. NDFE 作为 SC 光纤,通常工作在高非线性条件下( $N^2 \gg 1.12$ ),由以上推导可知,脉冲在 NDFE 中 SC 谱形成的过程中一定会出现光波分裂现象,且发生的距离近似为  $L_{wb} \approx 1.06\sqrt{L_D L_{NL}}$ .

## 3. 数值计算与分析

### 3.1. 光波分裂的产生

抽运脉冲设为初始无啁啾的高斯脉冲,计算中选取的参数值为<sup>[11]</sup>:脉冲宽度  $T_{FWHM} = 3.33$  ps,峰值功率  $P_0 = 15$  W; NDFE 的非线性系数  $\gamma = 2.0$  km<sup>-1</sup>W<sup>-1</sup>,群速度色散系数  $\beta_2 = 0.25$  ps<sup>2</sup>/km. 根据理论分析的结果,光波分裂产生的距离  $L_{wb} \approx 0.048L_D$ ,下面将通过数值方法加以验证.

图1、图2和图3分别为抽运脉冲的光谱、波形及啁啾的演化情况. 图1、图2中的纵轴变量均以输入脉冲相应变量的峰值进行了归一化. 由图1可见,

脉冲光谱在传输距离  $z \cong 0.094L_D$  时,旁瓣开始显现;当  $z \cong 0.063L_D$  时,脉冲波形边沿振荡的精细结构出现,如图 2 所示.标志光波分裂产生的光谱或波形特征出现的距离均远大于理论估算的光波分裂距离  $L_{wb}$ ,其原因在于此前的光波分裂作用还不足以使脉冲的光谱或波形的边沿出现明显的改变.但是,如果采用脉冲频率啁啾演化来判断光波分裂的产生,效果将完全不同:由于啁啾是脉冲瞬时频率随时间的变化,在数学形式上正比于脉冲强度对时间的导数<sup>[10]</sup>,相比于脉冲强度的波形演化,啁啾对于脉冲强度的变化会更加敏感,或是放大了脉冲边沿的强度变化.因此,光波分裂的产生也可根据脉冲频率啁啾边沿产生的振荡结构来判定.如图 3 所示,在  $z = 0.048L_D$  处,啁啾边沿的振荡非常微弱,因为此时光波分裂刚刚发生;但在略为增大的传输距离  $z = 0.052L_D$  处,振荡结构已经清晰可见,光波分裂数值分析结果与理论预测的光波分裂距离  $L_{wb}$  符合较好.

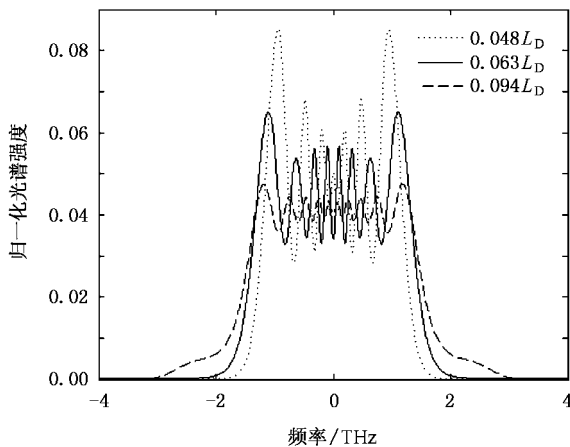


图 1 抽运脉冲在不同传输距离的光谱

随着脉冲的演化,啁啾振荡区域在加宽的同时振幅也在增大,表明光波分裂发生的范围在扩大而且程度在加深,这也意味着脉冲边沿的四波混频作用在增强.同时新频率的产生必然会导致光谱的进一步展宽,具体表现在光波分裂产生后,脉冲光谱强度分布的底部逐渐出现了比多峰波纹结构的中心区域光谱更宽的旁瓣,如图 1 所示.这种光谱演化展宽方式与光波分裂产生前明显不同,此前的光谱展宽是以纯粹的谱峰数目增加这种自相位调制效应所致频谱展宽的典型方式<sup>[13]</sup>实现.由此可见,NDFB 中脉冲光谱展宽的非线性作用机制是以光波分裂的产生

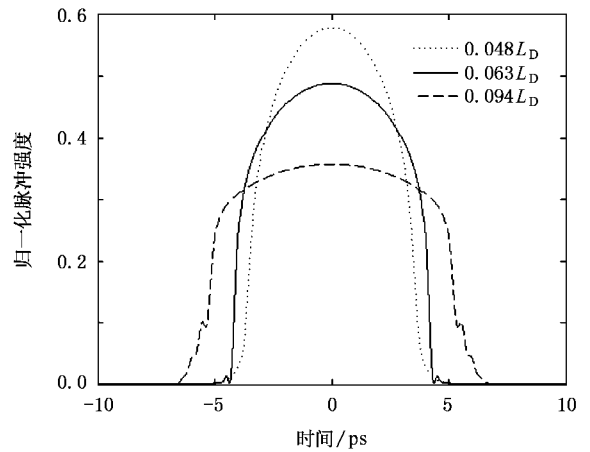


图 2 抽运脉冲在不同传输距离的波形

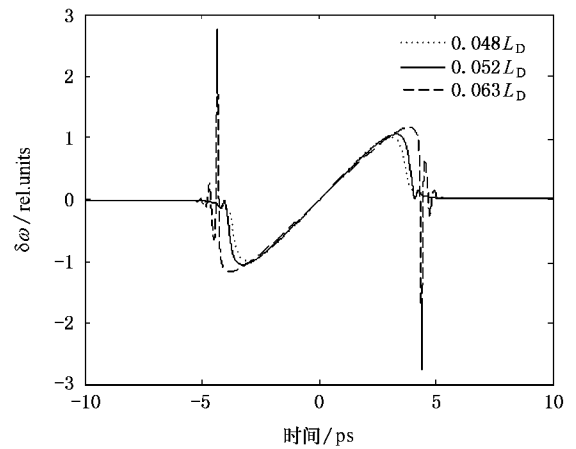


图 3 抽运脉冲在不同传输距离的啁啾

作为分界,之前是自相位调制效应的单独作用,之后则是自相位调制效应和四波混频共同作用的结果.另外,在脉冲演化的整个阶段色散均参与相互作用,其作用是通过改变脉冲频率组分的相对分布进而影响光纤非线性作用的效果表现出来,但本身并不产生新的频率成分.

### 3.2. NDFB 中 SC 谱的形成

为了详细了解自相位调制效应和四波混频作用对于脉冲 SC 谱的影响,首先考察光谱展宽因子  $F$  随归一化传输距离  $z/L_D$  的演化情况, $F$  定义为演化脉冲与初始脉冲的 3 dB 光谱带宽之比<sup>[14]</sup>.

从图 4 可见,脉冲演化过程中光谱展宽因子出现两次阶跃增大,分别在  $L_{max1} \cong 0.094L_D$  及  $L_{max2} \cong 0.256L_D$ ,并且  $F$  在第一次增大后持续减小直至第二次增大.观察光波分裂产生后光谱从  $L_{wb}$  到  $L_{max1}$

的演化过程,会发现光谱结构特征发生了明显的变化.脉冲光谱强度分布的底部出现了比多峰波纹结构的中心区域光谱更宽的旁瓣,如图 1 所示.在以上分析中已经指出,其形成的原因在于四波混频作用产生了新的频率.由于中心区域光谱的能量(高频成分)不断以光波分裂方式转移到脉冲边沿并通过四波混频作用转化为光谱旁瓣中的频率成分,因此其整体功率会相应下降,波纹振荡的幅值也在减小,而旁瓣则在加宽增高.在这个演化阶段,虽然自相位调制效应在由强减弱,但仍然主导着中心区域光谱的展宽.

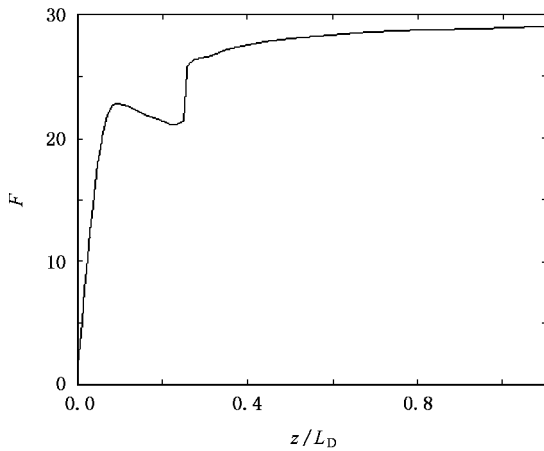


图 4 光谱展宽因子  $F$  随归一化距离  $z/L_D$  的演化

随着中心区域光谱的展宽,在色散作用下,光波分裂发生的范围会扩大而且程度加深,表明四波混频作用在增强.此消彼长,当不断减弱的自相位调制效应所产生的高频成分不足以补充这种转移消耗时,中心区域频谱原有的高频成分也将以光波分裂方式向旁瓣转移,中心区域光谱从  $L_{\max 1}$  处开始变窄,标志着自相位调制效应退出光谱展宽的主导地位.光谱从  $L_{\max 1}$  到  $L_{\max 2}$  的变化正是这种演化继续的结果.光谱中心区域谱宽因自身高频成分的转移变窄,而旁瓣不断展宽升高,直至越过半极大全宽的光谱功率线,从而使光谱展宽达到第二次阶跃增大,如图 5 所示(为便于比较,光谱强度均对自身进行了归一化).在这个演化过程中,光谱中心区域的波纹振荡结构趋于平滑,表明自相位调制效应的作用接近消失,光谱的展宽已过渡到由四波混频作用为主导.综上所述,光谱展宽因子的这种起伏变化,正是引起光谱展宽的自相位调制和四波混频这两种非线性作用主导地位更替的结果.此后,光谱(旁瓣)随脉冲演

化仍会继续升高展宽,同时中心区域光谱宽度由于能量的转移不断变窄,当光谱形状近似带圆滑凸顶的抛物线形时(如图 5 所示),表明这种转移已接近极限,光谱展宽趋于停止.这里需要补充指出的是:一般而言,影响 SC 的产生有自相位调制、四波混频、交叉相位调制、受激拉曼散射、自陡效应等非线性作用<sup>[10]</sup>,但 SC 具体实现条件(采用的非线性介质以及抽运脉冲条件)则决定了某些非线性作用的主导地位.由于本文的光纤及抽运脉冲的参数取自文献<sup>[11]</sup>,而该文作者在此前的工作已经指出,在此条件下决定 SC 产生的主要非线性作用是自相位调制和四波混频<sup>[12,15]</sup>.其他的非线性作用仍然存在,只是影响相对而言非常微弱,可以忽略.因此文中也只需考虑自相位调制和四波混频这两种非线性作用.

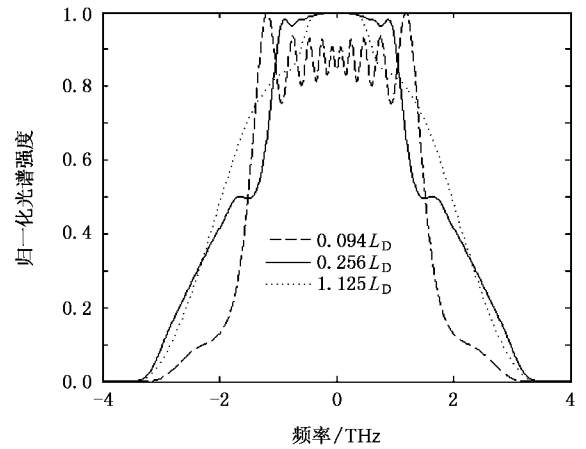


图 5 光波分裂后光谱的演化

另外,由于脉冲光谱的整个演化过程是其波纹振荡结构逐渐趋于平滑的过程,因此也是其平坦性不断提高的过程.

### 3.3. SC 谱的噪声特性

实际的抽运脉冲由于存在强度噪声,所引起的脉冲功率的波动必然会对 SC 谱产生影响,相应 SC 光源的噪声特性可用调制增益  $g_{\text{noise}}(\nu)$  来评估<sup>[16]</sup>.调制增益的定义式为

$$g_{\text{noise}}(\nu) \equiv |\Delta P_S(\nu)/P_S(\nu)| / |\Delta P_0/P_0|,$$

其中  $P_0$  是抽运脉冲的功率,  $P_S(\nu)$  是在频率  $\nu$  处切割 SC 谱所得脉冲的光强,  $\Delta P_S(\nu)$  为  $P_0$  改变  $\Delta P_0$  后  $P_S(\nu)$  所对应的变化量.当  $g_{\text{noise}}(\nu)$  值超过 1(0 dB)时,噪声加剧.在滤波条件给定的情况下,  $g_{\text{noise}}(\nu)$  取决于  $\Delta P_S(\nu)$ ,而  $\Delta P_S(\nu)$  又决定于随脉冲

强度噪声变动的 SC 谱,因此可从光谱演化改变的角度考察  $\Delta P_s(\nu)$  的起因以定性分析 SC 光源的噪声特性.

图 6 和图 7 分别为 SC 谱在  $0.044L_D$  和  $0.300L_D$  处随抽运脉冲功率波动的变化,波动率  $|\Delta P_0/P_0|$  取为较大的 5% 以便于观察光谱变化,其中短划线和实线分别表示脉冲功率波动 +5% 和 -5% 的光谱.从图 6 中可以看出,由于此时自相位调制效应主导光谱展宽,因此光谱为多峰的波纹结构.抽运脉冲功率因强度噪声发生波动时,光谱振荡起伏的波纹结构会以中心频率为对称轴左右移动,光谱分布的频率轴上每个固定的频率点所对应的功率谱密度值就会发生变化,当用特定带宽的光滤波器在特定频率点切割 SC 谱时,所滤得的光功率也即切割脉冲的功率也会随之变化,  $\Delta P_s(\nu)$  产生.显然  $\Delta P_s(\nu)$  与光谱波纹幅值有关,幅值越小,  $\Delta P_s(\nu)$  越小.在图 7 中则是四波混频主导光谱展宽,光谱呈凸形,其顶部的振荡波纹结构已相对平滑.当抽运脉冲功率发生波动时,光谱整体相应上下移动产生  $\Delta P_s(\nu)$ ,而且四波混频作用越强,显示能量从光谱中心区域转移到旁瓣的作用越强,上下移动幅度越大,  $\Delta P_s(\nu)$  也越大.由此可见,在脉冲演化的不同阶段,虽然  $\Delta P_s(\nu)$  的具体产生机制有差别,但共同点都是因为光谱特征结构对抽运脉冲强度噪声的动态响应而形成.

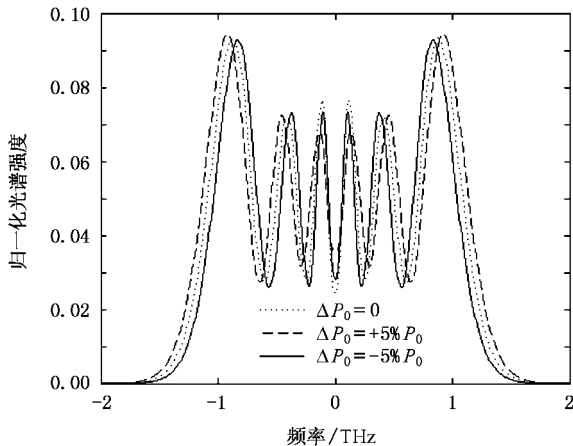


图 6 SC 谱在  $0.044L_D$  处随抽运脉冲功率波动的变化

另外,由于光谱特征结构是随光谱演化而改变的,根据此前分析的 SC 谱演化规律,即光波分裂产生后到光谱第二次增大的传输距离内,主导光谱展宽的自相位调制作用由强到弱,而四波混频作用则由弱到强,那么相应 SC 谱噪声演化趋势应该是从

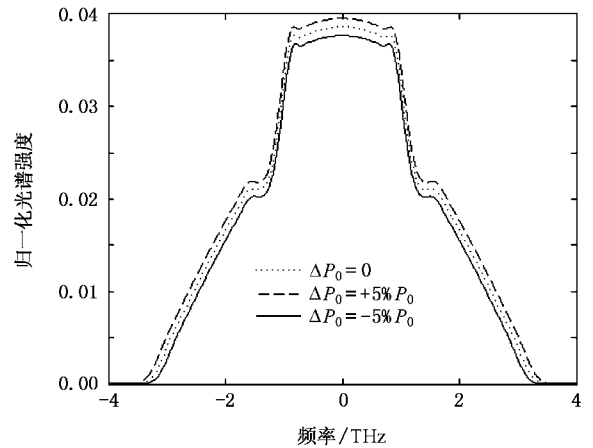


图 7 SC 谱在  $0.300L_D$  处随抽运脉冲功率波动的变化

大到小,然后再增大.这样就有可能存在具有最佳噪声特性的脉冲传输距离,而且该距离应出现在两种作用主导地位更替的区域内.

对 SC 谱噪声特性严格的定量分析必须考虑到抽运脉冲强度噪声的统计特性.文献 [11] 对此已进行了充分的数值研究,得出的结论是具有最佳噪声特性的优化光纤长度分布在  $\xi_{\max} < \xi_{\text{opt}} < 2\xi_{\max}$  的区间,其中  $\xi_{\max}$  就是光谱展宽首次阶跃增大对应的光纤长度,且  $\xi_{\max} \cong 2.1 \sqrt{L_D L_{\text{NL}}}$ . 由于  $2\xi_{\max}$  小于  $L_{\text{max}2}$  (数值研究可得  $L_{\text{max}2} \cong 5.6 \sqrt{L_D L_{\text{NL}}}$ ). 结合上述讨论可知,此区间正在两种作用主导地位更替的区域内,因此这个结论与以上定性分析的结果是一致的.

## 4. 结 论

本文研究了 NDFB 中的 SC 谱形成过程,分析了脉冲演化过程中光波分裂的产生及其所显示的四波混频对 SC 谱特性的影响,给出了光波分裂发生的距离表达式及其啁啾判断法.研究结果表明,脉冲光谱展宽的非线性作用机制是以光波分裂的产生为分界,之前是自相位调制效应的单独作用,之后则是自相位调制效应和四波混频的共同作用.脉冲初期光谱展宽由自相位调制效应主导,此后由于光谱中心区域能量在色散作用下不断向旁瓣转移,自相位调制效应逐渐减弱而四波混频作用增强,光谱会再度显著展宽.光谱展宽因子相应的起伏变化,正是两种非线性作用主导地位更替的结果.而 SC 谱的噪声特性则与光谱演化状态密切相关,是光谱特征结构对抽运脉冲强度噪声响应的动态表征.

- [ 1 ] Boyraz O , Kim J , Islam N M *et al* 2000 *J. Lightwave Technol.* **18** 2167
- [ 2 ] Wu Y , Lou C Y , Han M *et al* 2002 *Chin. Phys.* **11** 578
- [ 3 ] Hideyuki S , Wataru C , Kenichi K 2002 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14** 555
- [ 4 ] Masataka N , Hirokazu K , Kohichi T 1999 *Opt. Lett.* **24** 318
- [ 5 ] Cheng Y Z , Li Y Z , Qu G *et al* 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 717 ( in Chinese ) [ 陈泳竹、李玉忠、屈 圭等 2006 物理学报 **55** 717 ]
- [ 6 ] Boivin L , Collings B C 2001 *Opt. Fiber Technol.* **7** 1
- [ 7 ] Takara H , Ohara T , Sato K 2003 *Electron. Lett.* **39** 1078
- [ 8 ] Oda S , Maruta A 2005 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17** 465
- [ 9 ] Anderson D , Desaix M , Lisak M *et al* 1992 *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 1358
- [ 10 ] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* ( 3rd ed ) ( San Diego : Academic )
- [ 11 ] Taccheo S , Ennser K 2002 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14** 1100
- [ 12 ] Taccheo S , Boivin L 2000 *Proc. Opt. Fiber Commun.* **3** 2
- [ 13 ] Stolen R H , Lin C L 1978 *Phys. Rev. A* **17** 1448
- [ 14 ] Jia D F , Ding Y K , Hu Z Y *et al* 2004 *Optoelectron. Laser* **15** 615 ( in Chinese ) [ 贾东方、丁永奎、胡志勇等 2004 光电子·激光 **15** 615 ]
- [ 15 ] Taccheo S 2001 *Proc. Opt. Fiber Commun.* **3** WP2-1
- [ 16 ] Mori K , Tackara H , S Kawanishi 2001 *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 1780

## Investigation of supercontinuum generation in normal dispersion-flattened fiber by picosecond seed pulses<sup>\*</sup>

Xia Ge<sup>†</sup> Huang De-Xiu Yuan Xiu-Hua

( Department of Optoelectronics Engineering , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China )

( Received 18 July 2006 , revised manuscript received 16 November 2006 )

### Abstract

The evolution of picosecond seed pulses in the normal dispersion-flattened fiber to generate supercontinuum ( SC ) is investigated. The appearance of wave breaking during the process and the effect of the revealed four-wave mixing on the characteristics of SC are also analyzed. The research indicates that the broadening of the pulse spectrum in the initial stage is dominated by the self-phase modulation. Afterwards , self-phase modulation is impaired while four-wave mixing is enhanced due to energy in the inner spectrum region being transferred continuously to the outside wings by dispersion , and the pulse spectrum further broadens remarkably. The characteristic of SC noise manifests the dynamic responses of typical SC spectral structures to the seed pulse amplitude noise that are closely related to the evolution.

**Keywords** : normal dispersion-flattened fiber , self-phase modulation , four-wave mixing , supercontinuum

**PACC** : 4265 , 4225B , 4265M

<sup>\*</sup> Project supported by the National High Technology Development Program of China ( Grant No. 2002AA122035 ).

<sup>†</sup> E-mail : xiaboat@yahoo.com.cn