

初始啁啾对飞秒脉冲在光子晶体光纤中 超连续谱产生的影响*

刘卫华^{1,2)} 王屹山¹⁾ 刘红军¹⁾ 段作梁¹⁾ 赵 卫¹⁾ 李永放²⁾ 彭钦军³⁾ 许祖彦³⁾

1) 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学与光子技术国家重点实验室 (西安 710068)

2) 陕西师范大学物理学与信息技术学院 (西安 710062)

3) 中国科学院物理研究所 (北京 100080)

(2005 年 5 月 26 日收到, 2005 年 11 月 23 日收到修改稿)

采用分步傅里叶方法模拟了初始啁啾对光子晶体光纤中超连续谱产生的影响. 根据光纤长度, 将光子晶体光纤中脉冲的演化分成初始展宽、剧烈展宽和饱和展宽三个阶段. 通过讨论啁啾脉冲和无初始啁啾脉冲在各阶段演化的区别, 发现啁啾只在初始展宽和剧烈展宽阶段对光谱有影响, 当 $\beta_2 C < 0$ 时啁啾有利于光谱的展宽, 当 $\beta_2 C > 0$ 时则刚好相反. 在饱和展宽阶段啁啾不再对光谱产生影响. 要想利用啁啾脉冲来获得较宽的光谱, 必须选择合适的光纤长度, 使输出的脉冲处于剧烈展宽阶段. 这为利用啁啾脉冲在光子晶体光纤中获得最佳的超连续谱提供了一定的参考依据.

关键词: 超连续谱, 光子晶体光纤, 分步傅里叶法, 啁啾

PACC: 4265, 4280M, 4265S

1. 引 言

自 1996 年第一根光子晶体光纤 (PCF) 问世以来^[1], 它就以其独特的色散特性、超强的非线性和理想的单模特性引起了人们的广泛关注^[2,3]. 如图 1 所示, 常见的 PCF 是由一系列周期排列的空气孔组成, 纤芯就相当于破坏了周期性结构的缺陷, 光束被限制在纤芯中传播. PCF 的最大特点是它的可设计性, 通过改变空气孔的尺寸和空间距离, 可以灵活地设计其色散特性及非线性特性, 如可以将零色散波长移至 800 nm 附近^[4], 其非线性系数可以超过 100/Wkm. 利用超快激光在 PCF 中产生的强非线性效应, 可产生宽带超连续谱激光. 利用超快激光在 PCF 中产生超连续谱研究已成为近年来国际上研究热点之一.

超连续谱对于非线性光学中超短脉冲的产生、光谱分析、光学相干层析、光计量学、光通信等许多方面都有非常重要的意义. 近年来, 人们在多种光纤中都得到了超连续谱, 有关 PCF 中超连续谱的产生

理论和实验报道也有很多^[5-9], 但是目前人们对其机理还没有一个非常清楚的认识, 普遍认为它是色散与一系列非线性效应相互作用的结果, 很多物理量都会影响超连续谱产生的宽度, 例如峰值功率、中心波长、初始脉冲宽度、初始啁啾、偏振特性以及光纤的长度、色散特性和有效截面积等^[10-12]. 文献 [13] 讨论了初始啁啾对 PCF 中超连续谱产生的影响, 认为正负啁啾都不利于光谱的展宽, 文献 [14] 则认为初始正啁啾有助于光谱的展宽, 负啁啾不利于超连续谱的产生, 但这都是在光纤长度一定、输入脉冲的中心波长处于反常色散区时得出的结论. 本文分别讨论了中心波长在正常和反常色散区时, 不同光纤长度下啁啾的影响. 根据光纤长度, 将脉冲在 PCF 中的演化分成初始展宽、剧烈展宽和饱和展宽三个阶段. 通过讨论啁啾脉冲和无初始啁啾脉冲在各阶段演化的区别, 发现啁啾只在初始展宽和剧烈展宽阶段对光谱产生影响, 当 $\beta_2 C < 0$ 时啁啾有利于光谱的展宽, 当 $\beta_2 C > 0$ 时则刚好相反. 在饱和展宽阶段啁啾不再对光谱产生影响. 因此要想利用啁啾脉冲来展宽光谱, 必须选择合适的光纤长度, 使光

* 国家自然科学基金 (批准号: 60408002, 10390160) 和陕西省自然科学基金 (批准号: 2003F19) 资助的课题.

谱处于剧烈展宽阶段.

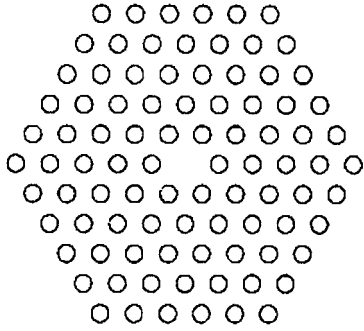


图 1 PCF 截面示意图

2. 理论基础

对于脉冲宽度小于 1 ps 的脉冲, 一般用广义非线性薛定谔方程(NLSE)来描述其在 PCF 中的传输, 具体形式为^[15]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - \frac{i\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A}{\partial T^4} \\ & = i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) \right. \\ & \quad \left. - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

式中, A 为电场的慢变振幅, $T = t - z/v_g$. (1) 式等号左边的第二项表示损耗, 后几项分别为二阶群速度色散(GVD)、三阶 GVD 和四阶 GVD, 等号右边的三项分别为描述自相位调制(SPM)、自变陡(SST)和受激拉曼散射(SRS)产生的影响.

具有初始啁啾的高斯脉冲形式为

$$A(z=0, t) = A_0 \exp\left(-\frac{1+iC}{2} \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^2\right), \quad (2)$$

式中, C 为初始啁啾参量, τ_p 为脉冲半宽度, 实际中常用半高全宽 t_{FWHM} 来表示初始脉冲宽度^[15]. 对高斯脉冲, 它们之间的关系为 $t_{\text{FWHM}} = 2(\ln 2)^{1/2} \tau_p \approx 1.665 \tau_p$.

为了便于进行数值计算, 可对方程进行归一化和参量变换^[15, 16], 由于所考虑的 PCF 很短, 损耗可以忽略不计, 最后可得归一化的 NLSE,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial \xi} = -\frac{i}{2} (\text{sgn} \beta_2) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + \frac{1}{6} (\text{sgn} \beta_3) \\ & \quad \times \frac{L_D}{L'_D} \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + \frac{i}{24} (\text{sgn} \beta_4) \frac{L_D}{L''_D} \frac{\partial^4 u}{\partial \tau^4} \\ & \quad + i \frac{L_D}{L_{\text{NL}}} \left[|u|^2 u + \frac{i}{\omega_0 \tau_p} \frac{\partial}{\partial \tau} |u|^2 u \right. \end{aligned}$$

$$\left. - \tau_r u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} \right]. \quad (3)$$

这里,

$$u = A(z, t) A_0$$

为归一化振幅;

$$L_D = \tau_p^2 / |\beta_2|,$$

$$L'_D = \tau_p^3 / |\beta_3|,$$

$$L''_D = \tau_p^4 / |\beta_4|$$

分别为二阶、三阶和四阶色散长度;

$$\tau = (t - z/v_g) / \tau_p$$

为归一化时间,

$$\xi = z/L_D$$

为归一化距离;

$$\tau_r = T_R / \tau_p,$$

$$T_R = f_R * \int_{-\infty}^{+\infty} t \times h_R(t) dt,$$

其中 f_R 表示拉曼响应对非线性极化的贡献, h_R 为拉曼响应函数;

$$L_{\text{NL}} = 1/\gamma P_0$$

是非线性长度, 其中 P_0 为输入脉冲的峰值功率,

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}$$

为非线性系数, 对高斯光束可以近似认为 $A_{\text{eff}} = \pi w^2$, w 为纤芯半径. 方程(3)的色散考虑到了四阶, 非线性效应考虑了 SPM, SRS, SST 以及四波混频(FWM)等, 没有考虑偏振和交叉相位调制(XPM). 在精度要求不是特别高的情况下, 方程(3)可以很好地描述飞秒脉冲在 PCF 中的传播情况.

由于方程(3)中的 τ 和 ξ 均为无量纲常数, 方程可以很方便地进行数值求解. 常用的解 NLSE 的数值方法有很多, 在同样精度下分步傅里叶方法是最快的. 因此, 本文也采用分步傅里叶的方法进行数值模拟.

3. 计算结果及分析

首先模拟了中心波长为 800 nm, 初始脉冲宽度为 100 fs ($t_p = 60$ fs), 峰值功率为 1 kW 的高斯脉冲在 PCF 中光谱展宽的情况. 所用的 PCF 非线性系数为 75 /Wkm, 在 800 nm 处的二阶、三阶和四阶色散分别为 $\beta_2 = -6$ ps²/km, $\beta_3 = 6.05 \times 10^{-2}$ ps³/km, $\beta_4 = -3.37 \times 10^{-5}$ ps⁴/km, 由此可知中心波长位于反常色

散区,其色散长度分别为 $L_D = 60 \text{ cm}$, $L'_D = 357.3 \text{ cm}$, $L''_D = 3.84 \times 10^4 \text{ cm}$, 非线性长度 $L_{NL} = 1.33 \text{ cm}$.

图2给出了初始啁啾分别为 $-4, 0, 4$ 的脉冲光在 PCF 中传播 7.2 cm 后的光谱展宽情况, 它们的 20 dB 带宽分别为 $1274, 695$ 和 193 nm , 显然 $C = 4$ 的脉冲光谱最宽, $C = -4$ 的脉冲光谱最窄, 这说明初始正啁啾有利于光谱的展宽, 而负啁啾不利于光谱的展宽. 因为 GVD 产生的啁啾可表示为: $\delta\omega_c(T) = \frac{2\text{sgn}(\beta_2)\xi T}{1+(\xi^2\tau_p^2)} \delta\omega_c$ 的符号由 GVD 的符号决定. 而 SPM

产生的啁啾可表示为 $\delta\omega_s(T) = \frac{2T}{L_{NL}\tau_p^2} \exp\left(-\frac{T^2}{\tau_p^2}\right)$, 无

论是在正常色散区还是在反常色散区, SPM 在脉冲前沿产生的啁啾总是正的. 因此当中心波长位于反常色散区时, 对具有初始正啁啾的脉冲有 $\beta_2 C < 0$, 色散致啁啾与初始频率啁啾异号, 两者间将会相互补偿, 使色散产生的影响比无啁啾时要弱. 这样与非线性效应(主要是 SPM)相互作用时, 会使脉冲压缩得更窄、峰值功率更高, 产生更强的非线性效应. 这一点还可以从光谱的振荡结构看出来: 因为振荡结构是 FWM 相位匹配产生的结果, $C = 4$ 的脉冲光谱振荡结构要明显多于其他两种情况, 说明有很强的 FWM 发生, 同时也说明发生的非线性效应较强, 最终导致很宽很强的光谱. 对初始啁啾为负的脉冲, 有 $\beta_2 C > 0$, 色散致啁啾与初始频率啁啾同号, 两者将会相互叠加, 这样不利于脉冲的压缩, 因而峰值功率相对较低, 发生的非线性效应要弱些, 产生的光谱也较窄较弱. 因此在反常色散区正啁啾有利于光谱展宽, 负啁啾则不利于光谱展宽, 这与文献 [11] 的结论一致, 但是在以下的讨论中将发现这一结论的成立是有条件的, 即光谱不能进入饱和展宽阶段, 否则啁啾不再对光谱产生影响.

本文还模拟了 $C = 4, 2, 0, -4$ 时高斯脉冲的光谱宽度和脉冲宽度随归一化传输距离 ξ 的演化图, 其他参数均与图 2 相同, 结果如图 3 所示. 按照光纤长度, 可以将脉冲的演化分成初始展宽阶段、剧烈展宽阶段和饱和展宽阶段, 各阶段啁啾产生的影响并不相同.

在初始展宽阶段, 啁啾脉冲和无初始啁啾的脉冲的演化情况有很大的区别, 初始啁啾在这一阶段的影响最明显. 对 $C = 0$ 的脉冲, 光谱宽度一直在增加, 脉冲宽度对应减小, 但还不是很剧烈, 因为在这一阶段, 主要是 GVD 和 SPM 之间的相互作用, 脉冲

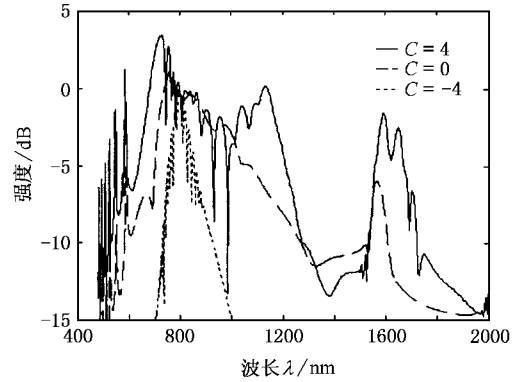


图2 脉冲宽度为 100 fs 、峰值功率为 1 kW 、中心波长为 800 nm 的脉冲光在 PCF 中传播 7.2 cm 后的光谱

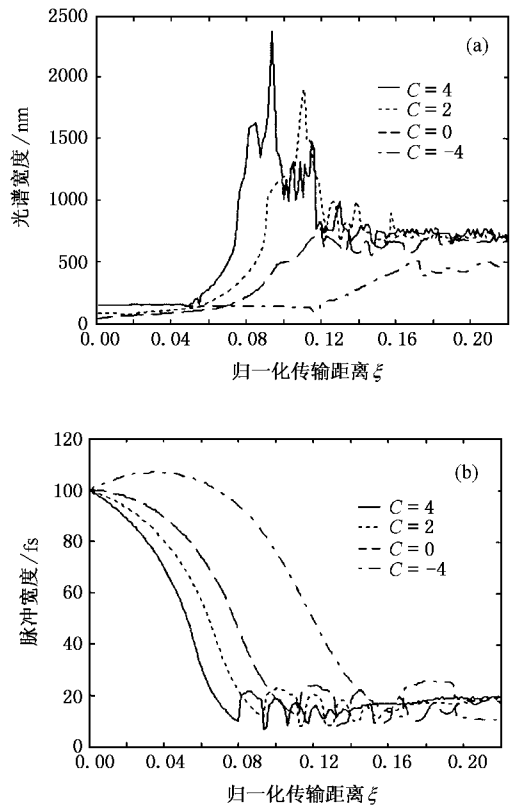


图3 中心波长位于反常色散区时光谱宽度(a)和脉冲宽度(b)随归一化传输距离的演化

宽度还没有变到最窄, 峰值功率还未达到很高, 其他非线性效应尚未发生, 所以光谱只是稍有展宽. 对 $C > 0$ 的脉冲, 由于初始正啁啾破坏了 GVD 和 SPM 之间的相互作用, 使得光谱没有被展宽, 但是在反常色散区, 正啁啾有助于脉冲的压缩, 所以脉冲变窄的速度要快于无啁啾的情况, 峰值功率上升得最快, 也最先进入剧烈展宽阶段. 对 $C < 0$ 的脉冲, 脉冲宽度先

变大后变小,对应峰值功率先下降再上升,所以光谱展宽速度要比其他两种情况都慢,初始展宽阶段也要长一些.对 $C = 4$ 的脉冲初始展宽阶段只持续到 2.4 cm 处,而 $C = -4$ 的脉冲这一阶段却持续到 7.2 cm 处.

当峰值功率上升到一定程度,光谱展宽的速度将会明显增加,进入剧烈展宽阶段.在这一阶段,无论啁啾为何值,光谱宽度都会显著增加,这是因为此时的脉冲峰值功率已变得非常高,各种非线性效应都会发生,例如 SPM, SRS, SST, FWM 以及 XPM 等,这些效应同时作用,新的频率迅速产生,使光谱被展得很宽.高阶色散的作用也很明显,使光谱变得不再对称,特别是由于光谱被展宽到了正常色散区,发生强烈的 FWM 效应,光谱朝长波方向展宽比短波方向要剧烈,使光谱变得更加不对称.在这一阶段初始啁啾主要决定了光谱的展宽速度,初始啁啾越大,光谱展宽越快,剧烈展宽阶段越短,越容易进入饱和展宽阶段.例如 $C = 4$ 的脉冲在 8.6 cm 时就完成了剧烈展宽阶段,而 $C = 0$ 的脉冲在 12 cm 时才进入饱和展宽阶段.

当脉冲进入饱和展宽阶段后,由于光谱中长波和短波的色散不同,使脉冲发生分裂形成多个孤子,这样大大降低了峰值功率和非线性效应,光谱宽度将会下降直到最后稳定在 650 nm 左右.值得注意的是无论初始啁啾为何值,最后光谱的宽度都会趋于一致,图 4 给出了 $C = 4$, $C = 2$ 和 $C = 0$ 的脉冲在光纤中传播 11.4 cm 后的光谱.从图 4 可以看出,它们的光谱宽度和强度已经基本没有区别了,如果光纤长度更长,将发现即使初始啁啾为负光谱也将稳定在 650 nm 左右.这说明在饱和展宽阶段初始啁啾的影响已经完全消失,啁啾脉冲和无初始啁啾脉冲将

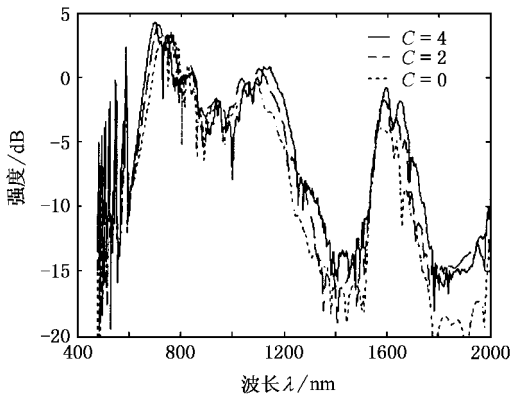


图 4 脉冲宽度为 100 fs、峰值功率为 1 kW、中心波长为 800 nm、不同初始啁啾的脉冲光在 PCF 中传播 11.4 cm 后的光谱

得出相同的光谱.

为了更全面地研究啁啾对超连续谱产生的影响,本文改变了输入脉冲的一些参数,使用峰值功率为 2 kW,中心波长为 800 nm,脉冲宽度为 50 fs,啁啾参量分别为 $C = 1, 0, -1$ 的高斯脉冲输入到 PCF 中,PCF 的色散长度分别为 $L_D = 15$ cm, $L'_D = 178.7$ cm, $L''_D = 9.6 \times 10^3$ cm,非线性长度 $L_{NL} = 5.32$ cm.光谱宽度随归一化传输距离的演化如图 5 所示, $C = 1$ 的脉冲展宽速度最快,也最先进入饱和展宽阶段,其次是 $C = 0$ 的脉冲, $C = -1$ 的脉冲展宽最慢,当脉冲进入饱和展宽阶段后,它们的光谱宽度又趋于一致,这与上述脉冲宽度为 100 fs 时所得的结果完全一样.

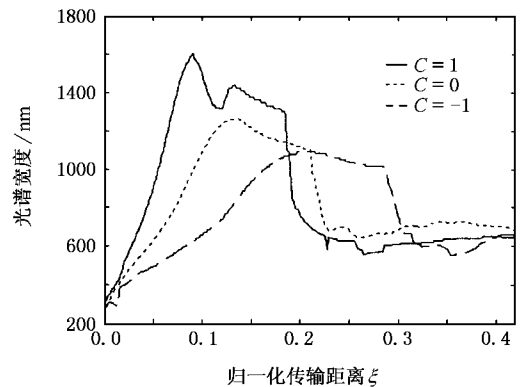


图 5 脉冲宽度为 50 fs、峰值功率为 2 kW、中心波长为 800 nm 的脉冲光谱宽度随归一化传输距离的演化

以上所用的脉冲中心波长都位于反常色散区.本文还计算了中心波长位于正常色散区的情况,所用的 PCF 在 800 nm 处的二阶、三阶和四阶色散分别为 $\beta_2 = 4 \times 10^{-2}$ ps²/km, $\beta_3 = -3 \times 10^{-4}$ ps³/km, $\beta_4 = 3.37 \times 10^{-8}$ ps⁴/km.输入脉冲光的峰值功率为 1 kW,脉冲宽度为 100 fs,相应的光谱宽度随归一化传输距离的演化如图 6 所示.从图 6 可以看出,与中心波长位于反常色散区时一样,可以将脉冲的演化分成初始展宽阶段、剧烈展宽阶段和饱和展宽阶段来研究,不同的是具有负啁啾的脉冲最先进入剧烈展宽阶段,其次是无啁啾脉冲,具有正啁啾的脉冲展宽最慢.这是因为在正常色散区,当 $C > 0$ 时有 $\beta_2 C > 0$,初始啁啾将与色散致啁啾同号,两者会相互叠加后与非线性效应作用,其结果与反常色散区的负啁啾效果相同,所以正啁啾将不利于光谱的展宽,而 $C < 0$ 时有 $\beta_2 C < 0$,初始啁啾与色散致啁啾异号,两者相互补偿使得非线性效应更强烈,最终有利于光谱

的展宽.当脉冲进入饱和展宽阶段时,它们的光谱宽度同样趋于一致,说明此时啁啾已不再对光谱产生影响.

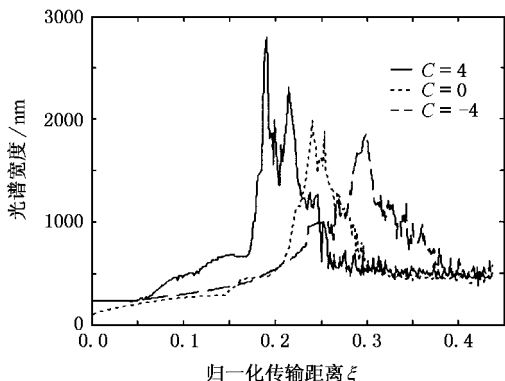


图6 中心波长位于正常色散区时光谱宽度随归一化传输距离的演化

由以上分析可以得出结论:初始啁啾只在初始展宽阶段和剧烈展宽阶段影响光谱宽度,当 $\beta_2 C < 0$ 时啁啾有助于光谱的展宽, $\beta_2 C > 0$ 时啁啾则不利于光谱展宽,一旦脉冲进入饱和展宽阶段,啁啾就不再对光谱产生影响,其作用完全消失.因此要想利用啁啾脉冲得出较宽的光谱,必须选择合适的光纤长度,让输出的光谱处在剧烈展宽阶段.例如对 $C = 2$ 的啁啾脉冲,由图3(a)可以看出,脉冲光在传播6.6 cm(对应归一化距离 $\xi = 0.11$)时光谱达到最宽.光纤过短,光谱还没来得及完全展宽,光纤过长,初始啁啾的影响消失,也不能得到最宽的光谱.如果光纤长度一定,通过改变初始啁啾参量也可以获得最宽的光谱.图7给出了中心波长为800 nm,脉冲宽度为100 fs、峰值功率为1 kW的脉冲光在PCF中传播5.6 cm时啁啾参量与光谱宽度的函数关系,很明显 $C = 4$ 的脉冲光谱被展得最宽,这与图3(a)中的结果相符.此时的光谱可达2400 nm,而 $C = 0$ 的脉冲只有500 nm,光谱宽度增加了4倍.由此可见只要适当地选取参数,利用啁啾脉冲可以大大提高超连续谱产生的效率.

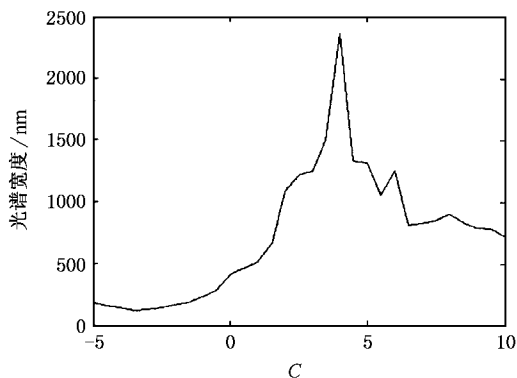


图7 脉冲宽度为100 fs、峰值功率为1 kW、中心波长为800 nm的脉冲光在光纤中传播5.6 cm时啁啾参量 C 与光谱宽度的函数关系

4. 结 论

本文从广义的NLSE出发,采用分步傅里叶的方法模拟了初始啁啾对PCF中超连续谱产生的影响.根据光纤长度将PCF中脉冲的演化分成了初始展宽、剧烈展宽和饱和展宽三个阶段.通过讨论啁啾脉冲和无初始啁啾脉冲在各阶段演化的区别,发现初始啁啾只在初始展宽阶段和剧烈展宽阶段起作用,当中心波长位于反常色散区时,正啁啾有利于光谱展宽,负啁啾则不利于光谱展宽,当中心波长位于正常色散区时,正啁啾则会阻碍光谱展宽,而负啁啾有利于光谱展宽.在饱和展宽阶段,初始啁啾对光谱的影响完全消失,啁啾脉冲和无初始啁啾脉冲的光谱变得完全相同.因此要想利用初始啁啾来获得较宽的超连续谱,必须保证输出的脉冲处于剧烈展宽阶段.最后根据分析,对给定的啁啾脉冲得出了一个最佳的光纤长度,在此长度下光谱被展得最宽.对给定的光纤长度也得出了一个光谱最宽的啁啾点.当光纤长度为5.6 cm时, $C = 4$ 的脉冲光谱可被展宽2400 nm,比无初始啁啾时增加了4倍,大大提高了超连续谱产生的效率.这些结论为利用啁啾脉冲在PCF中获得最佳的超连续谱提供了一定的参考依据.

[1] Knight J C, Broeng J, Birks T A *et al* 1998 *Science* **282** 1476
 [2] Knight J C, Arriaga J, Birks T A *et al* 2000 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **12** 807
 [3] Knight J C, Birks T A, Russell P S *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 1547
 [4] Ranka J K, Robert S W, Stentz A J 2000 *Opt. Lett.* **25** 25

[5] Fedotov A B, Zheltikov A M, Mel'nikov L A *et al* 2000 *JEP T Lett.* **71** 281
 [6] Nisoli M, Sansone G, Stagira S *et al* 2002 *Appl. Phys. B* **75** 601
 [7] Li S G, Ji Y L, Zhou G Y *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 478 (in Chinese) 李曙光、冀玉领、周桂耀等 2004 *物理学报* **53** 478]

- [8] Hilligsoe K M , Paulsen H N , Thogersen J *et al* 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 1887
- [9] Coen S , Chau A H L , Leonhardt R *et al* 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 753
- [10] Luan F , Knight J C , Russell P S *et al* 2004 *Opt. Express* **12** 835
- [11] Dudley J M , Stepanecoen 2004 *Opt. Express* **12** 2423
- [12] Zhu Z M , Brown T G 2004 *Opt. Express* **12** 791
- [13] Han W , Wu J H , Wen S C *et al* 2004 *J. Optoelectronics · Laser* **15** 1452 (in Chinese) 韩 文、吴锦花、文双春等 2004 光电子·激光 **15** 1452
- [14] Zhu Z M , Brown T G 2003 *Opt. Express* **11** 689
- [15] Agrawal G P 2002 *Nonlinear Fiber Optics* (Boston : Academic Press) p33
- [16] Cheng C F , Wang X F , Lu B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1826 (in Chinese) 成纯富、王晓方、鲁 波 2004 物理学报 **53** 1826]

Effect of initial chirp on supercontinuum generation by femtosecond pulse in photonic crystal fibers *

Liu Wei-Hua^{1,2)} Wang Yi-Shan¹⁾ Liu Hong-Jun¹⁾ Duan Zuo-Liang¹⁾ Zhao Wei¹⁾
Li Yong-Fang²⁾ Peng Qin-Jun³⁾ Xu Zu-Yan³⁾

1) *State Key Laboratory of Transient Optics and Technology , Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics , Chinese Academy of Sciences , Xi'an 710068 , China)*

2) *School of Physics and Information Technology , Shaanxi Normal University , Xi'an 710062 , China)*

3) *Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China)*

(Received 26 May 2005 ; revised manuscript received 23 November 2005)

Abstract

The numerical simulations with the method of split-step Fourier were presented to investigate the effect of initial chirp on supercontinuum generation in photonic crystal fibers. According to the fiber length , the evolution of pulse in photonic crystal fibers was divided into three stages : initial broadening stage , dramatic broadening stage and saturation broadening stage. By discussing the differences in evolution of the chirp pulse and non-chirp pulse in each stage , we find that the initial chirp only affects the spectrum at the initial broadening stage and the dramatic broadening stage , and the chirp is profitable for spectrum broadening when $\beta_2 C < 0$, but the effect of chirp is the opposite when $\beta_2 C > 0$. In the saturation broadening stage , chirp does not affect the spectrum anymore. If we want to broaden the spectrum by using chirp pulse we must choose a right fiber length , and output the pulse in the dramatic broadening stage. These conclusions provide significant reference for supercontinuum generation in photonic crystal fibers with chirp pulse.

Keywords : supercontinuum , photonic crystal fibers , method of split-step Fourier , chirp

PACC : 4265 , 4280M , 4265S

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60408002 , 10390160) and the Natural Science Foundation of Shaanxi Province , China (Grant No. 2003F19).