

高非线性光纤正常色散区利用皮秒脉冲产生超连续谱的相干特性*

贾楠 李唐军 孙剑 钟康平 王目光†

(北京交通大学光波技术研究所, 全光网络与现代通信网教育部重点实验室, 北京 100044)

(2013年9月7日收到; 2013年12月15日收到修改稿)

使用复互相干度的定义对时域光波分裂前后以及不同输入噪声、不同初始啁啾和波形下抽运脉冲在高非线性光纤中产生的超连续谱的相干度进行了数值计算, 得到了光波分裂前后和不同输入噪声下生成的超连续谱的演化和相干性变化. 结果表明: 皮秒脉冲在高非线性光纤正常色散区产生超连续谱的相干性主要受到系统中噪声占比的影响, 其中由光波分裂生成的频谱旁瓣的相干度低于由自相位调制生成的中心频谱的相干度; 抽运脉冲啁啾和波形对在高非线性光纤正常色散区产生超连续谱的相干性的影响不明显. 若想获得高相干的超连续谱, 需要采用低噪声的脉冲进行抽运; 若获得大谱宽高相干度的超连续谱, 则需要合理选择皮秒脉冲的功率.

关键词: 超连续谱, 相干度, 高非线性光纤, 复互相干度

PACS: 42.65.-k, 42.25.Kb, 42.81.-i, 42.65.Dr

DOI: 10.7498/aps.63.084203

1 引言

超连续谱是指当足够强的超短光脉冲入射到介质中时, 由于介质中的线性和非线性作用, 使超短光脉冲的频谱展宽到 100 THz 的极端频谱展宽现象. 1976 年, Lin 和 Stolen^[1] 首次在光纤中生成超连续谱. 随着对超连续谱的研究不断深入, 超连续谱开始在光学相干层析 (optical coherence tomography, OCT)、光谱学、光学频率测量、光学传感及超短脉冲生成等领域有了新的应用. 尤其是 20 世纪 90 年代, 超连续谱在电信上的应用引起人们极大的关注. 这是因为超连续谱可以为混合使用波分复用技术、时分复用技术和正交相移键控 (quadrature phase shift keying, QPSK) 技术等的超大容量干线光传输系统和网络提供高重复频率、多波长的超短脉冲光源. 但上述应用要求光纤中产生的超连续谱具有高的相干性. 因此, 研究超连续谱的相

干性就显得极为重要.

尽管研究人员采用数值模拟和实验方法对超连续谱的相干性进行了广泛研究^[2-12], 但其理论研究主要集中在低重复频率、中心波长在 1060 nm 附近的飞秒脉冲抽运和光纤反常色散区产生超连续谱的相干特性分析上^[8-10]. 而对采用高重复频率、中心波长位于通信波段 1550 nm 附近的皮秒脉冲抽运, 在高非线性光纤 (high nonlinear fiber, HNLF) 正常色散区产生超连续谱的相干特性的研究没有相关报道. 尤其是当高强度的光脉冲在光纤的正常色散区传播产生光波分裂 (optical wave breaking, OWB) 现象时^[2], 生成超连续谱的相干特性会受到怎样的影响? 此外, 尽管增加超连续谱带宽的最直接有效的方法是提高皮秒脉冲的输入功率^[9], 但实际情况中超短光脉冲在被放大的同时放大器中自发辐射噪声也会增加. 皮秒脉冲抽运在 HNLF 正常色散区产生超连续谱的相干性是否会像在反常色散区一样对初始噪声敏感? 皮秒脉冲

* 国家自然科学基金 (批准号: 60807003)、北京高等学校青年英才计划 (批准号: YET-2013-452)、新世纪优秀人才支持计划 (批准号: NCET-09-0209) 和北京市科技新星 (批准号: 2008A026) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: mgwang@bjtu.edu.cn

抽运的中的啁啾以及不同波形的抽运脉冲是否会对生成超连续谱的相干度造成影响? 针对上述问题, 本文以非线性薛定谔方程为基础, 结合皮秒脉冲和HNLF的色散特性, 对所生成的超连续谱的时频特性和相干特性进行数值模拟研究.

2 理论模型

光脉冲在光纤中的传输可用广义非线性薛定谔方程 (general nonlinear Schrödinger equation, GNLSE) 来描述^[3]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A}{\partial T^k} = i\gamma \left\{ |A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right\}, \quad (1)$$

其中, A 表示脉冲缓变包络振幅, β_k 表示光纤的色散效应 (k 表示色散阶数), α 和 γ 分别为光纤的损耗和非线性系数, T_R 与拉曼增益有关, 假定在中心频率 ω_0 附近做线性变化, 该值通常的取值为 3 fs.

在求解方程 (1) 的过程中, 采用将一个随机相位光子放入到每个频率格子中的方法 (one photon per frequency bin method, OPPF) 模拟输入光场的噪声^[13,14]:

$$\tilde{A}_{\text{OPPF}}(v_F) = \sqrt{T_{\text{max}} h v_F} \cdot \exp[i\phi(v_F)], \quad (2)$$

其中 $\phi(v_F)$ 是随机光谱相位在 $[0, 2\pi]$ 区间均匀分布; v_F 和 T_{max} 分别是所取格子的频率值和计算窗口的宽度, h 为普朗克常数.

而正常色散区皮秒脉冲抽运生成超连续谱的相干性使用一阶复互相干度的模来定量分析^[5]:

$$|g_{12}^{(1)}(\lambda, t_1 - t_2)| = \left| \frac{\langle E_1^*(\lambda, t_1) E_2(\lambda, t_2) \rangle}{\sqrt{\langle |E_1(\lambda, t_1)|^2 \rangle \langle |E_2(\lambda, t_2)|^2 \rangle}} \right|, \quad (3)$$

式中, E_1 表示一次计算过程中皮秒脉冲在HNLF中传输产生的超连续谱光场; E_2 表示另一次计算过程中皮秒脉冲在HNLF中传输产生的超连续谱光场. 每一次计算过程引入不同的随机噪声; 角括号表示对独立产生的超连续谱对 $[E_1(\lambda, t_1), E_2(\lambda, t_2)]$ 求平均, 所以 $g_{12}^{(1)}$ 是大量计算结果的平均, 反映整个超连续谱不同波长处在不同随机噪声下计算得到光场之间的相关性. 若某波长处 $g_{12}^{(1)}$ 接近 1, 表示在两次计算结果中此波长光场之间的关联程度越高, 对初始噪声不敏感, 相干性越好; 反之, 此波长对初始噪声敏感, 相干性越差.

因为只研究相干性与波长的关系, 本文只计算当 $t_1 - t_2 = 0$ 时的 $g_{12}^{(1)}$. 本文将计算 100 对具有不同随机量子噪声的入射脉冲产生的超连续谱取平均.

3 数值模拟与分析

数值模拟所采用的参数如下: 皮秒脉冲抽运为双曲正割型, 脉冲半高全宽为 1.5 ps, 重复频率为 10 GHz, 中心波长为 1560 nm, 位于HNLF的正常色散区, 峰值功率 $P_0 = 3.8$ W. 所使用的HNLF光纤的非线性系数 $\gamma = 10 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$, 在波长 1560 nm 处的色散参数 $\beta_2 = 0.724 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 0.029 \text{ ps}^3/\text{km}$, 光纤零色散波长为 1598 nm.

3.1 HNLF 中的 OWB 现象及相干性变化

图 1 为双曲正割型脉冲 (无初始啁啾) 波形随传输距离的演化以及在光纤 130, 370 和 600 m 处的脉冲波形. 可以看出, 在脉冲波形随传输距离的演化过程中, 光脉冲在前 130 m 的初始传输阶段没有明显展宽, 之后脉冲宽度随传输距离的增加迅速展宽. 在光纤 370 m 处, 脉冲前后沿中出现明显时域震荡, 即 OWB 现象. 脉冲在光纤 130 m 之后的传输过程中, 脉冲宽度随传输距离迅速展宽. 图 2 为脉冲频谱形状随传输距离的演化图以及在光纤 130, 370 和 600 m 处的脉冲频谱. 从图中可以看出, 在脉冲频谱随传输距离的演化过程中, 光谱展宽在一定距离内就已完成, 当传输距离增加时, 光谱基本不再展宽, 如图 2 中光纤 370 处和 600 m 处的频谱展宽度基本相同. 图 3 是脉冲在光纤 130, 370 和 600 m 处的时谱结构. 可以看出, 皮秒脉冲在HNLF的传输过程中由于自相位调制 (self phase modulation, SPM) 效应, 脉冲前沿附近产生红移频率分量, 脉冲后沿产生蓝移频率分量, 如图 3 中在光纤 130 m 处的皮秒脉冲时谱结构图所示. 在正常色散作用下脉冲前沿附近的红移光传输较快, 超越脉冲前沿尾部的非红移光, 脉冲后沿附近的蓝移光则正好相反, 如图 3 中在光纤 370 m 处的皮秒脉冲时谱结构图所示. 在这两种情况下, 脉冲的前后沿中各包含了两种不同频率的光, 它们之间干涉从而在脉冲前后沿出现震荡的精细结构, 产生 OWB. 随着脉冲在光纤中继续传输, 如图 1 光纤 370 m 处的脉冲波形. 这种现象也可以用四波混频 (four-wave mixing, FWM) 过程解释. 时域中脉冲沿附近的震荡和频域中频谱旁瓣是同一现象的不同表现形

式^[3]. FWM产生的长波长处光谱旁瓣具有比脉冲前沿由SPM产生的红移频率分量更快的传播速度. 光谱长波长处的旁瓣对应的时域上的精细结构超越脉冲前沿尾部的非红移光, 发生FWM作用, 在更长波长处产生新频率, 往复循环. 直到脉冲前沿尾部处于中心波长的非红移光的能量完全转移到长波长处, 脉冲前沿的OWB过程结束. 同理, 当脉冲后沿尾部的非蓝移光的能量被完全转移到更短波长处时, 脉冲后沿的OWB过程结束.

图4所示为脉冲在HNLF中传输过程中在130, 370和600 m处的频谱相干性变化. 脉冲在未发生OWB现象时, 整个光谱都表现出很好的相干性, 相干度 $g_{12}^{(1)}$ 可以维持在1. 当脉冲传输到光纤

370 m处时, 脉冲前沿出现较为明显的OWB现象. 即脉冲尾部处于中心波长的非红移(或蓝移)光的能量不断通过FWM作用转移到长(或短)波长处, 形成光谱旁瓣. 这些新生成的波长成分与中心波长满足相位匹配条件, 存在稳定的相位关系, 因此是相干的. 但是新生成光谱旁瓣的能量较小, 受噪声影响其相干度略微下降, 但仍高于0.9. 随着光脉冲在光纤中传输, 新生成的频率不断把处于中心波长处脉冲前后沿尾部的能量转移到更长和更短的波长处. 但生成的新波长能量越来越弱, 受噪声影响逐渐增大, 其相干度也随之降低, 如图4中光纤600 m处的光谱的相干度图. 可见为得到高相干度超连续谱, 需要优化光纤长度和脉冲功率.

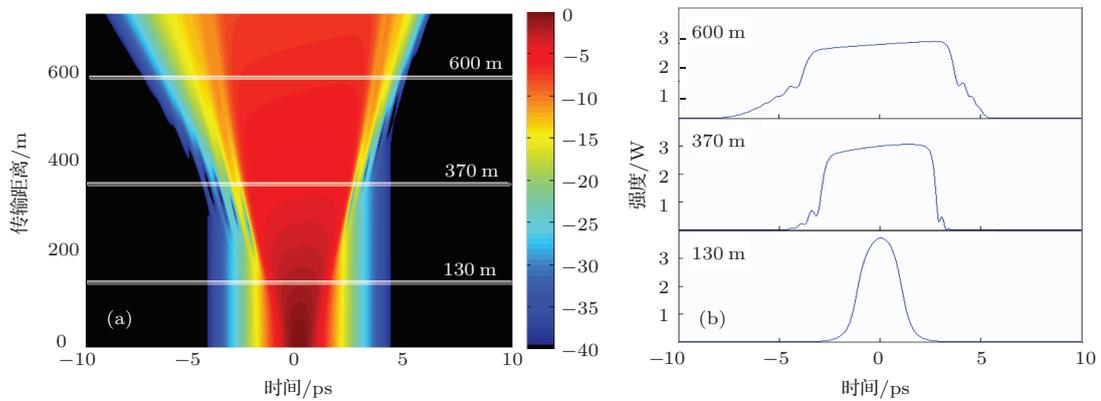


图1 (网刊彩色) 双曲正割脉冲波形随传输距离的演化 (a) 和在光纤130, 370和600 m处的脉冲波形 (b)

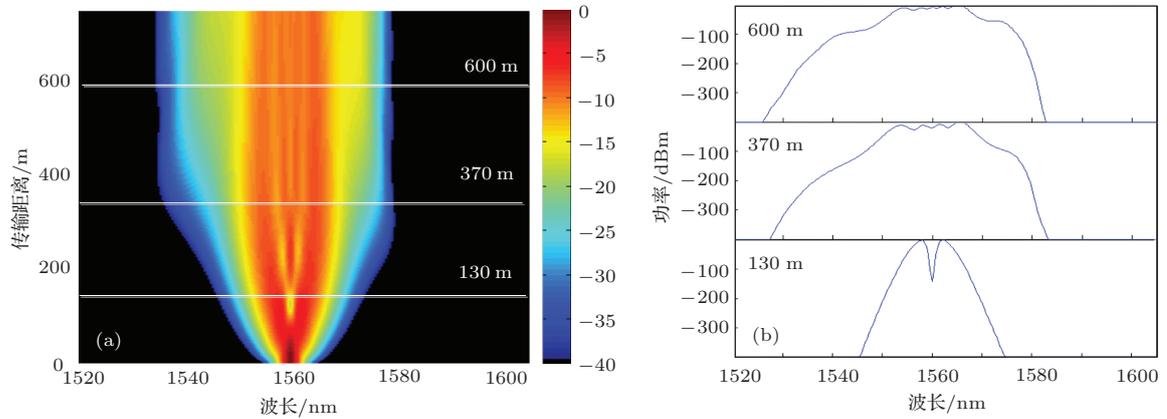


图2 (网刊彩色) 双曲正割脉冲频谱随传输距离的演化 (a) 和光纤130, 370和600 m处的频谱 (b)

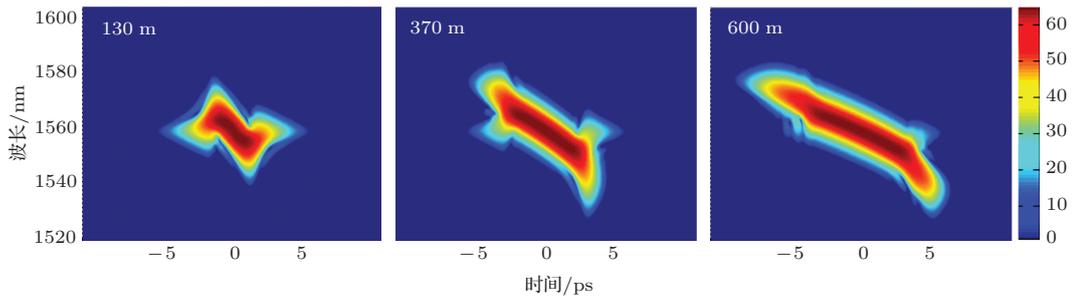


图3 (网刊彩色) 双曲正割脉冲在光纤130, 370和600 m处的时谱结构

3.2 不同初始噪声下生成的超连续谱相干特性变化

忽略输入噪声只是一种理想的情况, 实际条件下, 抽运源总是会含有热噪声. 一般情况下, 噪声占比会随着输入功率的增加而增加. 与在光纤反常色散区抽运产生超连续谱相比, 皮秒脉冲在HNLf正常色散区抽运产生超连续谱的相干性是否对初

始噪声敏感, 需要定量研究. 因此在数值模拟的过程中噪声应该要作为一个必不可少的因素加入到模型中. 图5是在不同输入噪声下脉冲在光纤130, 370和600 m处的展宽光谱和相干特性. 其中图5(a), (b), (c)分别是将10个, 50个, 100个随机相位光子放入到频率格子作为输入噪声, 噪声占比依次增加. 可以看出, 在相同距离下, 随着输入噪声的增加所产生的光谱带宽变窄, 展宽的光谱中心

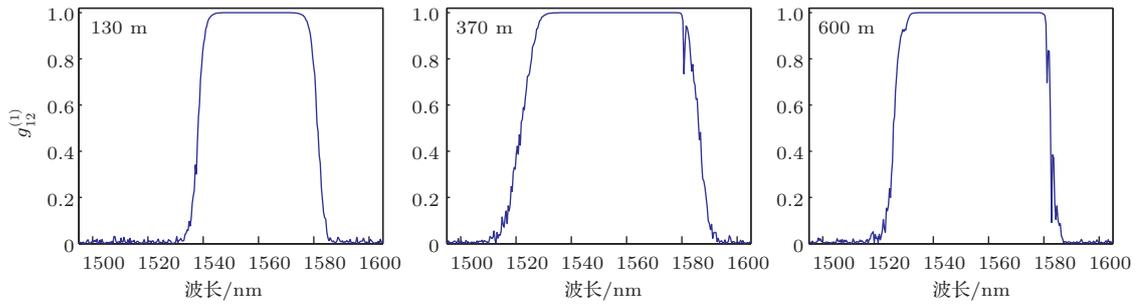


图4 双曲正割脉冲在光纤130, 370和600 m处的相干度

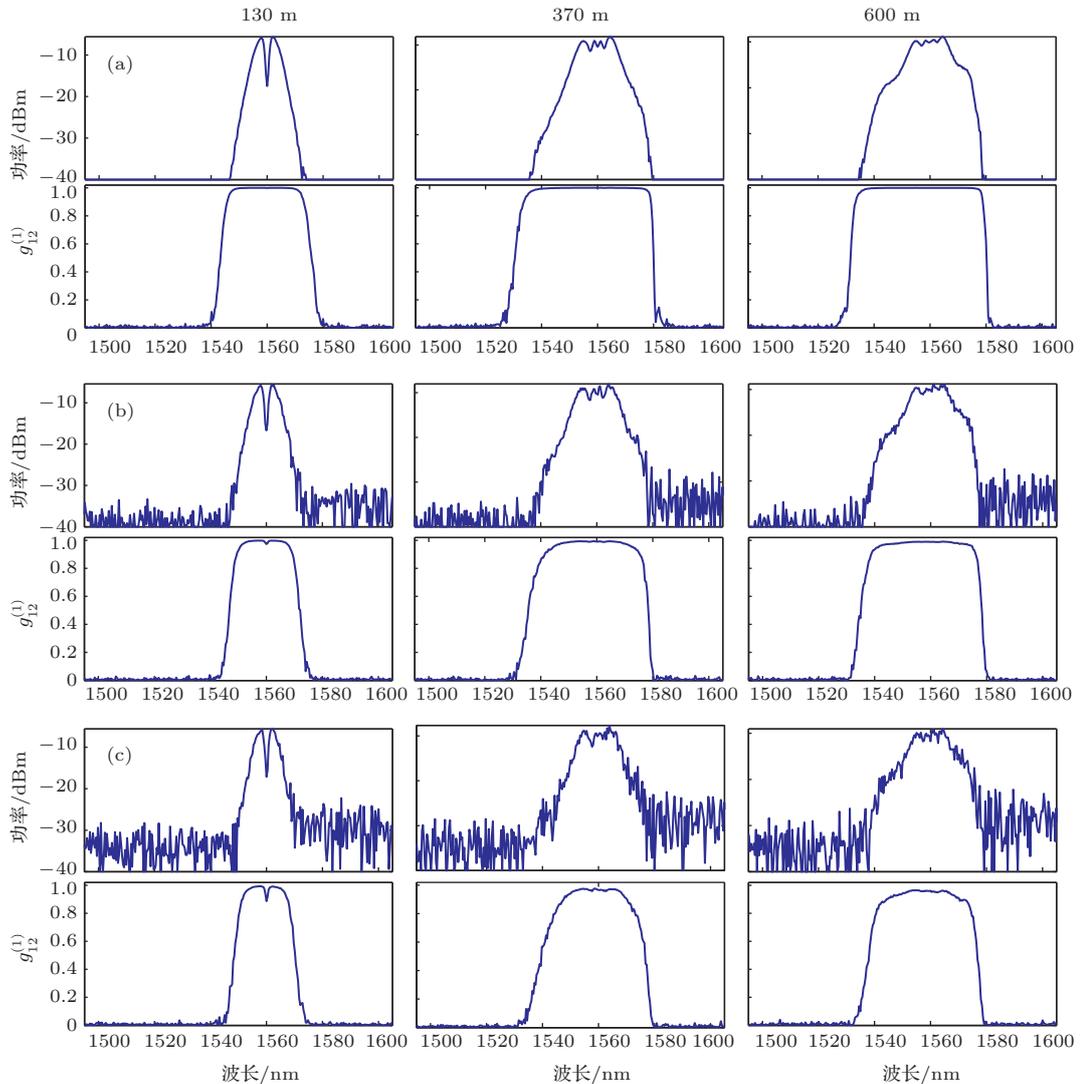


图5 三个不同随机输入噪声的皮秒双曲正割脉冲在光纤130, 370和600 m处产生的超连续频谱和相干度

相干度逐渐降低但仍维持在0.8以上. 图5(c)显示在光纤130 m处光谱中心的相干度下陷, 这是由于此处的噪声占比较大. 因为FWM生成脉冲频谱的两个旁瓣中噪声占比较大, 与光谱中心的相干度相比, 其相干度下降更为明显.

3.3 不同初始啁啾下生成的超连续谱相干特性变化

图6为初始啁啾 $C = -1$ 的双曲正割型脉冲波形和频谱随传输距离的演化. 可以看出, 在初始啁啾 $C = -1$ 的双曲正割型脉冲波形随传输距离的演化过程与无啁啾情况下脉冲在光纤中的演化相似. 其在初始传输阶段没有明显展宽, 之后脉冲宽度随传输距离的增加迅速展宽. 但是频谱随传输距离的演化过程中出现较为明显的多峰和旁瓣结构. 图7为初始啁啾 $C = -1$ 的双曲正割型脉冲在光纤130, 370和600 m处的展宽光谱和相干特性. 可以看出, 即使脉冲频谱在展宽的过程中出现明显的多峰和旁瓣结构, 但是在整个频带宽度内, 其相干度

基本维持在1. 在频带边缘处, 由于噪声占比逐渐增大, 其相干度逐渐下降.

图8为初始啁啾 $C = 1$ 的双曲正割型脉冲波形和频谱随传输距离的演化. 可以看出, 脉冲波形随传输距离的增加逐渐展宽, 当发生OWB之后脉宽迅速展宽. 相对于具有初始啁啾 $C = -1$ 的脉冲, 脉冲发生OWB的位置较远且持续时间较长. 频谱随传输距离的演化过程中也出现较为明显的多峰. 图9为初始啁啾 $C = 1$ 的双曲正割型脉冲在光纤130, 370和600 m处的展宽光谱和相干特性. 可以看出, 展宽频谱在整个频带宽度内的相干度基本维持在1. 在频带边缘处其相干度逐渐下降的原因是噪声占比增大.

对比观察啁啾 $C = 1$ 和 $C = -1$ 的双曲正割型脉冲产生超连续谱的相干度随距离的演化图7和图9, 可以得出以下结论: 啁啾 $C = 1$ 和 $C = -1$ 的双曲正割型脉冲产生超连续谱的频谱形状不同, 但展宽频谱的相干度在整个频带内都维持在1, 受到脉冲啁啾的影响不明显.

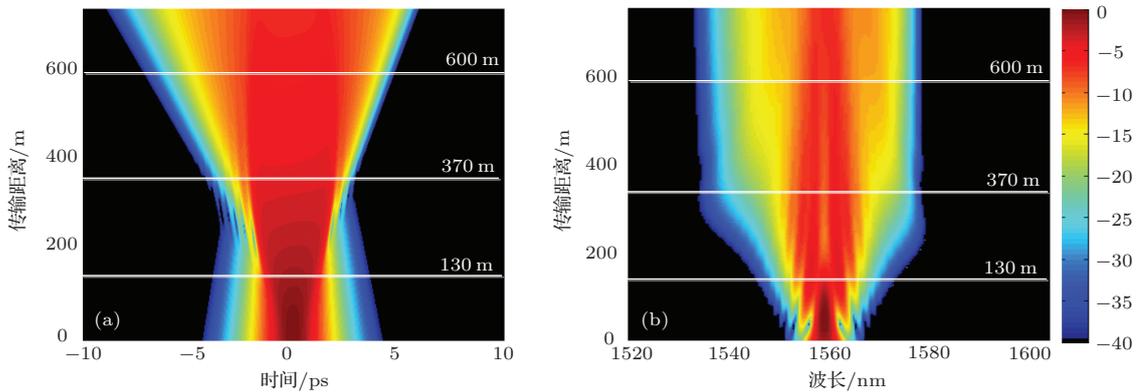


图6 (网刊彩色) 啁啾 $C = -1$ 时双曲正割脉冲波形(a)和频谱(b)随传输距离的演化

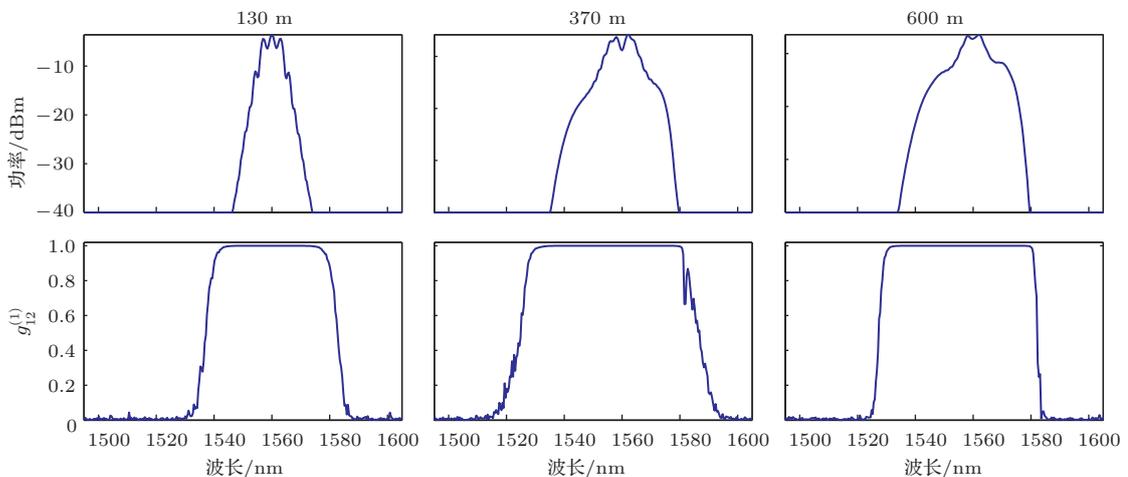


图7 啁啾 $C = -1$ 时双曲正割脉冲在光纤130, 370和600 m处产生的超连续谱和相干度

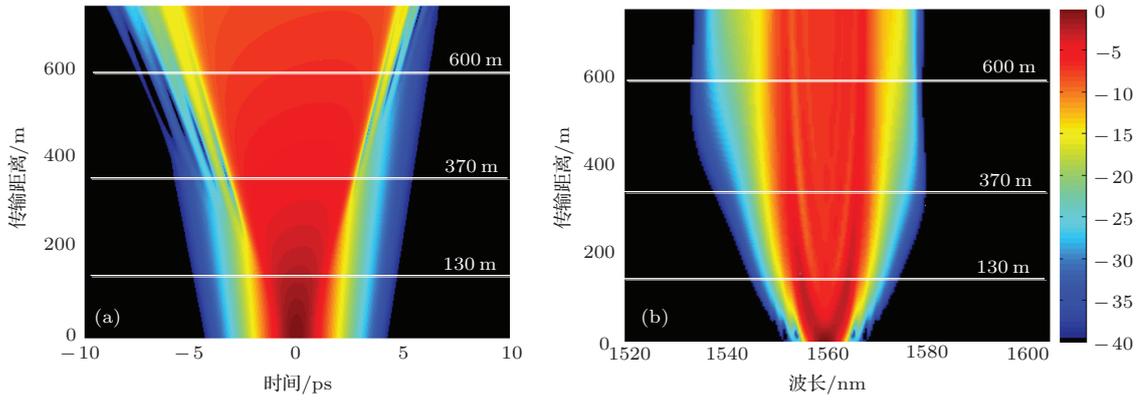


图8 (网刊彩色) 啁啾 $C = 1$ 时双曲正割脉冲波形 (a) 和频谱 (b) 随传输距离的演化

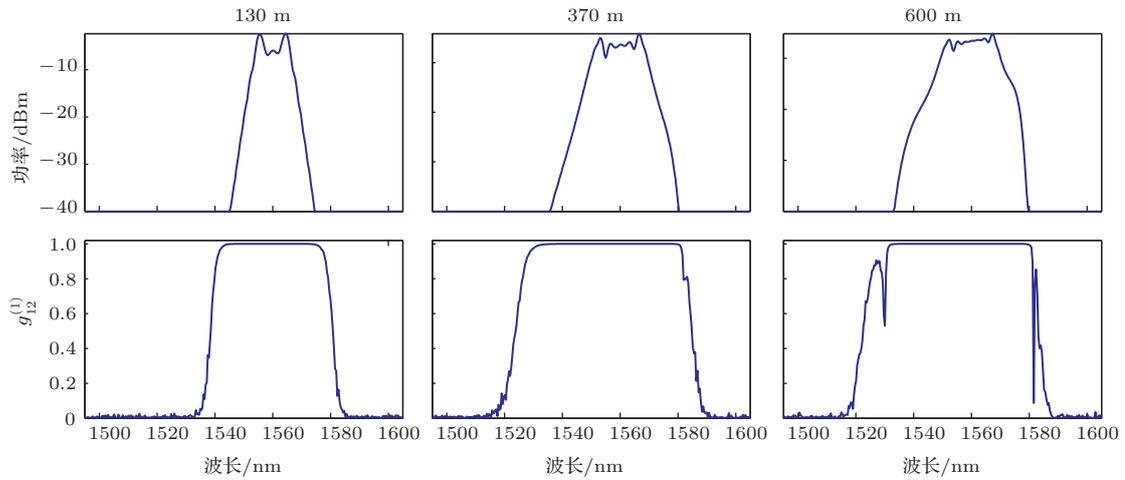


图9 啁啾 $C = 1$ 时双曲正割脉冲在光纤 130, 370 和 600 m 处产生的超连续谱和相干度

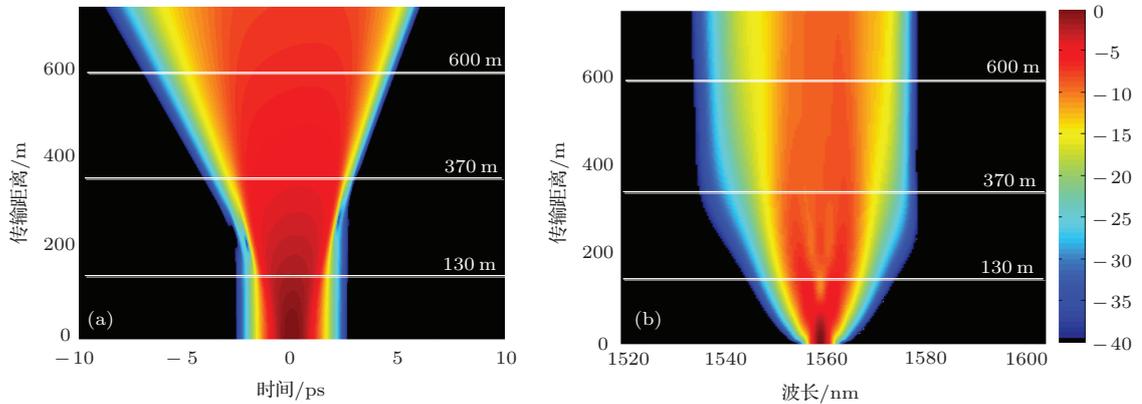


图10 (网刊彩色) 高斯脉冲 ($m = 1$) 波形 (a) 和频谱 (b) 随传输距离的演化

3.4 不同抽运脉冲波形下生成的超连续谱相干特性变化

图 10 为高斯 ($m = 1$) 脉冲的波形和频谱随传输距离的演化. 可以看出, 高斯 ($m = 1$) 脉冲波形随传输距离的初始传输阶段没有明显展宽, 发生 OBW 之后脉冲宽度随传输距离的增加迅速

展宽, 脉冲 OBW 持续过程较短. 高斯 ($m = 1$) 脉冲的展宽频谱随传输距离的经历 SPM 的多峰特征. 图 11 为高斯 ($m = 1$) 脉冲在光纤 130, 370 和 600 m 处的展宽光谱和相干特性. 可以看出, 在整个频带宽度内, 其相干度基本维持在 1. 在频带边缘处, 由于噪声占比逐渐增大, 其相干度逐渐下降.

图 12 为超高斯 ($m = 2$) 脉冲的波形和频谱随

传输距离的演化. 可以看出, 超高斯 ($m = 2$) 脉冲波形随传输距离的初始传输阶段没有明显展宽, 且没有发生明显的OBW. 超高斯 ($m = 2$) 脉冲的展宽频谱随传输距离经历SPM的多峰特征也不明显. 图13为超高斯 ($m = 2$) 脉冲在光纤130, 370和600 m处的展宽光谱和相干特性. 可以看出, 在整个频带宽度内, 其相干度也都维持在1. 在频带

边缘处, 其相干度随噪声占比增加逐渐下降.

对比无啁啾双曲正割型脉冲, 高斯 ($m = 1$) 脉冲和超高斯 ($m = 2$) 脉冲产生超连续谱的相干度随距离的演化图4、图11和图13, 可以得出以下结论: 三种波形的脉冲产生超连续谱的频谱形状不同, 但其整个展宽频带的相干度不受到脉冲波形的影响, 相干度能够维持在1.

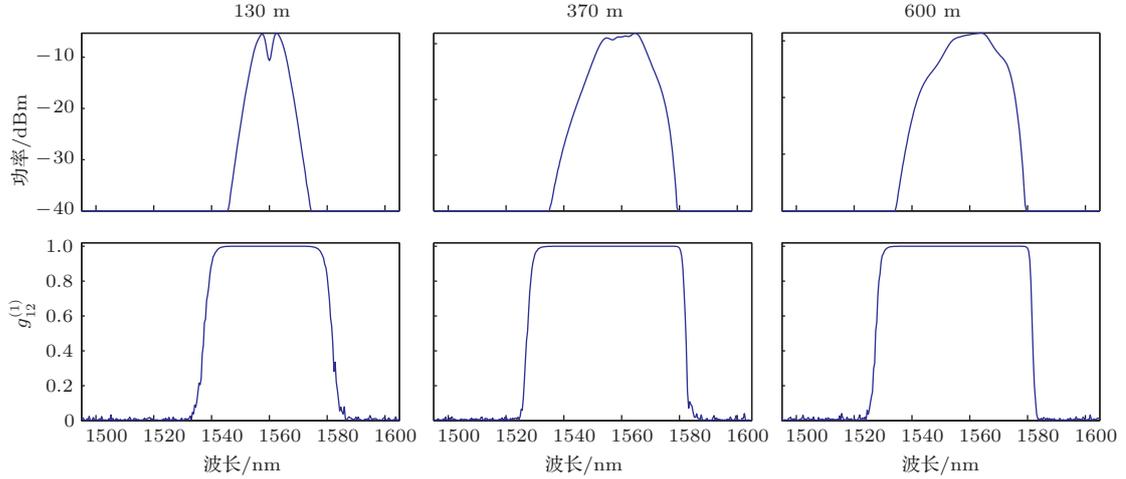


图11 高斯脉冲 ($m = 1$) 在光纤130, 370和600 m处产生的超连续谱和相干度

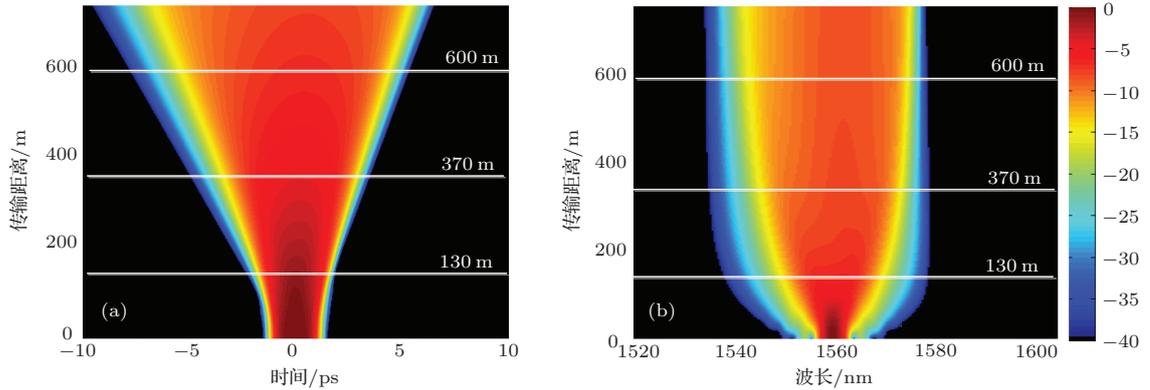


图12 (网刊彩色) 超高斯脉冲 ($m = 2$) 波形 (a) 和频谱 (b) 随传输距离的演化

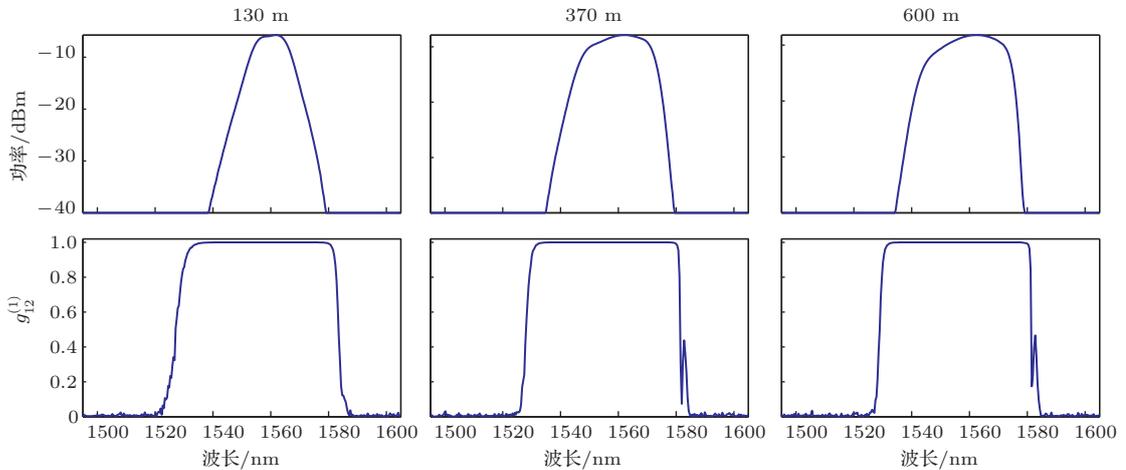


图13 超高斯脉冲 ($m = 2$) 在光纤130, 370和600 m处产生的超连续谱和相干度

4 结 论

本文使用复互相干度的定义对无啁啾双曲正割型脉冲在 OWB 前后以及不同输入噪声下皮秒脉冲抽运在 HNLF 产生的超连续谱的相干度进行了数值计算, 得到了 OWB 前后和不同输入噪声下生成的超连续谱的时频演化和相干性变化特性. 对具有啁啾 $C = -1$ 和 $C = 1$ 的双曲正割型脉冲在正常色散区展宽生成的超连续谱的相干度进行了仿真, 得到了此条件下相干度随传输距离的演化过程, 同时仿真计算高斯 ($m = 1$) 和超高斯 ($m = 2$) 脉冲展宽频谱的相干度随光纤长度的演化.

仿真结果表明: 低输入噪声的条件下, 由 SPM 效应生成的超连续谱的中心部分的相干度较高, 相比之下, 由于 OWB 产生的频谱的两个旁瓣的相干度较低. 随着输入噪声的增加, 皮秒脉冲在 HNLF 正常色散区抽运产生超连续谱的带宽减小, 其整个频谱相干度也随之逐渐减小. 其中由 SPM 作用展宽频谱的相干度依然能维持在 0.8 以上, 而由 OWB 产生的频谱的两个旁瓣的相干度下降到 0.8 以下. 这是由于光谱旁瓣中噪声占比增加造成的. 脉冲啁啾和脉冲波形主要影响产生超连续谱的形状, 对展宽频谱的相干度没有明显影响. 因此要获得高相干超连续谱, 除了选择参数合适的光纤参数, 还需要选择合适功率, 低噪声占比的皮秒脉冲.

参考文献

- [1] Lin C, Stolen R 1976 *Appl. Phys. Lett.* **28** 216
- [2] Anderson D, Desaix M, Lisak M, Quiroga-Teixeiro M L 1992 *JOSA B* **9** 1358
- [3] Agrawal G P 2007 *Nonlinear Fiber Optics* (4th Ed.) (San Diego: Claiif) p31
- [4] Taccheo S, Ennser K 2002 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14** 1100
- [5] Dudley J M, Coen S 2002 *Opt. Lett.* **27** 1180
- [6] Nakazawa M, Tamura K, Kubota H, Yoshida E 1998 *Opt. Fiber Technol.* **4** 215
- [7] Gu X, Kimmel M, Shreenath A, Trebino R, Dudley J, Coen S, Windeler R 2013 *Opt. Express* **11** 2697
- [8] Jin A J, Wang Z F, Hou J, Guo L, Jiang Z F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124211 (in Chinese)[靳爱军, 王泽锋, 侯静, 郭良, 姜宗福 2012 物理学报 **61** 124211]
- [9] Li Y, Hou J, Wang Y B, Jin A J, Jiang Z F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 094212 (in Chinese)[李炎, 侯静, 王彦斌, 靳爱军, 姜宗福 2012 物理学报 **61** 094212]
- [10] Liu S L, Chen D N, Liu W, Niu H B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184210 (in Chinese)[刘双龙, 陈丹妮, 刘伟, 牛憨笨 2013 物理学报 **62** 184210]
- [11] Song R, Hou J, Wang Z F, Xiao R, Lu Q S 2013 *Chin. Phys. B* **22** 084206
- [12] Li P, Shi L, Mao Q H 2013 *Chin. Phys. B* **22** 074204
- [13] Smith R G 1972 *Appl. Opt.* **11** 2489
- [14] Kobtsev Serguei M, Smirnov Serguei V 2005 *Opt. Express* **13** 6912

Coherence properties of supercontinuum generated by a picosecond pulse in normal dispersion region of highly nonlinear fiber^{*}

Jia Nan Li Tang-Jun Sun Jian Zhong Kang-Ping Wang Mu-Guang[†]

(Institute of Lightwave Technology, Key Laboratory of All Optical Network and Advanced Telecommunication Network, Ministry of Education, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

(Received 7 September 2013; revised manuscript received 15 December 2013)

Abstract

The coherence properties of the supercontinuum generated by a picosecond pulse in normal dispersion region of highly nonlinear fiber are numerically calculated and analyzed at different input noise powers by introducing the definition of the complex degree of mutual coherence. The results show that the coherence of the generated supercontinuum is affected by the noise ratio of the picosecond pulse. The coherence of the spectrum sidelobes generated by optical wave breaking is lower than that of the center part of the spectrum. The chirp of pulse and shape of pulse do not have an obvious effect on the coherence of the broaden spectrum. Low noise power input is required to obtain high coherent supercontinuum, and the pump power and waveshape should be optimized to obtain the wide bandwidth and high coherent supercontinuum.

Keywords: supercontinuum, coherence property, highly nonlinear fiber, complex degree of mutual coherence

PACS: 42.65.-k, 42.25.Kb, 42.81.-i, 42.65.Dr

DOI: [10.7498/aps.63.084203](https://doi.org/10.7498/aps.63.084203)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60807003), the Young Elite Teacher Project of Beijing Higher Education, China (Grant No. YET-2013-452), the Program for New Century Excellent Talents in University, China (Grant No. NCET-09-0209), and the Beijing Nova Program, China (Grant No. 2008A026).

[†] Corresponding author. E-mail: mgwang@bjtuedu.cn