

光子晶体光纤反常色散区抽运产生超连续谱的相干特性分析*

靳爱军 王泽锋 侯静[†] 王彦斌 姜宗福

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

(2011年7月29日收到; 2011年10月13日收到修改稿)

使用复互相干度的定义对超连续谱的相干性进行了数值计算, 得到了不同功率抽运情况下的脉冲谱展宽以及超连续谱相干性的变化. 结果表明孤子自频移以及色散波辐射是抽运波长位于光纤反常色散区情况下超连续谱展宽的主要物理机理, 而超连续谱的相干性则主要受到调制不稳定性的影响. 调制不稳定性放大抽运脉冲自身携带的随机噪声, 使得非线性效应产生的光谱成分具有随机的相位与幅度, 引起超连续谱相干性的下降. 抽运功率越高, 调制不稳定性增益越高, 噪声对超连续谱产生的作用越强, 超连续谱的相干性越差. 要获得高相干的超连续谱, 需采用峰值功率较小的脉冲进行抽运. 要获得大谱宽高相干的超连续谱, 则需要合理选择抽运脉冲功率.

关键词: 超连续谱, 相干性, 抽运功率, 光子晶体光纤

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

1 引言

超连续谱产生是指窄带光入射到高非线性介质后, 在色散效应以及多种非线性效应的共同作用下, 输出光谱得到极大展宽的现象. 这些非线性效应包括自相位调制、交叉相位调制、受激拉曼散射和四波混频等. 目前超连续谱的产生主要是通过高功率光脉冲抽运光子晶体光纤和拉锥光纤来实现的^[1-7]. 这种跨越一个倍频程的宽带光谱在光学相干层析(OCT)^[8]、光谱学、光学频率测量^[9]、光学通信^[10]、光学传感以及超短脉冲的产生^[11]等领域都有广泛应用, 而这些应用要求超连续谱具有较宽的谱宽以及较高的相干性.

研究人员通过数值模拟和实验对光子晶体光纤中产生的超连续谱的相干性进行了广泛的研究^[12-15]. 2002年Dudley和Coen对超连续谱的相干性进行了数值计算, 提出使用两独立产生的

超连续谱之间的复互相干度定量分析不同脉冲产生的超连续谱之间的相干性, 并研究了不同传输距离、脉宽以及抽运波长情况下超连续谱的相干性. 不同的抽运脉冲以及光子晶体光纤的情况下, 超连续谱的产生受到随机相位噪声的影响不同, 相干性也不同^[12]. 2003年Gu等报道了使用改进的杨氏双光源干涉装置, 将同一脉冲分光后抽运两根光子晶体光纤产生两独立的超连续谱, 对其相干性进行了实验测量^[13]. 2004年Lu等报道了使用脉冲时延迈克尔逊干涉仪对脉冲序列中相邻的脉冲抽运拉锥光纤产生的超连续谱之间的相干性的实验测量^[14]. 同年Guo等报道使用迈克尔逊干涉仪对保偏光子晶体光纤产生的超连续谱的相干性进行了实验测量, 获得了其相干度与相干长度^[15]. 2007年Türke等人报道了使用拉锥光纤产生的超连续谱的相干性的实验研究^[16]. 2008年Nicholson等人报道了分别使用单模光纤与大模面积光纤对抽运脉冲进行压缩之后产生的超连续

* 国家自然科学基金(批准号: 11004247, 61077076), 教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号: NCET-08-0142)和湖南省教育厅科学研究项目(批准号: YB2010B004)资助的课题.

[†] E-mail: houjing25@sina.com

谱的相干性之间的比较实验,发现使用大模面积光纤压缩后的抽运脉冲产生的超连续谱的相干性更高^[17].

本文对不同峰值功率脉冲抽运产生的超连续谱及其相干性进行了数值计算,得到了不同峰值功率脉冲在光子晶体光纤中传输时的时域与频域的演化,以及产生的超连续谱的相干性随传输距离的变化,对影响超连续谱相干性的物理机理进行了分析,从而给出了产生宽带高相干性超连续谱的抽运功率条件.

2 理论模型

光脉冲在光子晶体光纤中的传输可用广义非线性薛定谔方程 (GNLSE) 来描述,^[18]

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A}{\partial T^k} = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \times \left[A(z, T) \int_{-\infty}^{+\infty} R(t') |A(z, T - t')|^2 dt' \right], \quad (1)$$

其中, A 表示复电场包络, β_k 表示光纤的色散效应,通过在脉冲频谱的中心频率附近将传输常数 β 展开为泰勒级数得到

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (2)$$

式中

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (3)$$

$\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{\text{eff}}$ 是非线性系数, $n_2 \approx 3.0 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ 为非线性折射率, A_{eff} 为有效模场面积. $R(t)$ 为非线性介质的响应函数,包含了电子贡献和原子核贡献,表示为 $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$, 其中 f_R 为延时拉曼响应的贡献,对于石英材料, $f_R = 0.18$. h_R 使用实验测得的石英光纤的拉曼响应函数

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1). \quad (4)$$

式中, $\tau_1 = 12.2 \text{ fs}$, $\tau_2 = 32 \text{ fs}$. 由于计算所用的光纤长度很短,因此可忽略光纤损耗.

方程 (1) 右式表示非线性项,包括自相位调制、交叉相位调制、四波混频、受激拉曼散射和自陡效应.

方程 (1) 应用分步傅里叶算法进行数值求解.将量子噪声加到输入脉冲中(每个模式一个光子)来对输入光场的噪声进行模拟.使用超连续谱每个有限带宽的谱成分的一阶复互相干度的模来定量分析相干性^[12]

$$|g_{12}^{(1)}(\lambda, t_1 - t_2)| = \left| \frac{\langle E_1^*(\lambda, t_1) E_2(\lambda, t_2) \rangle}{\sqrt{\langle |E_1(\lambda, t_1)|^2 \rangle \langle |E_2(\lambda, t_2)|^2 \rangle}} \right|, \quad (5)$$

式中,角括号表示对独立产生的超连续谱对 $[E_1(\lambda, t), E_2(\lambda, t)]$ 求平均,本文中计算 100 对具有不同的随机量子噪声的入射脉冲产生的超连续谱取平均.因为主要关心相干性与波长的关系,因此本文只计算当 $t_1 - t_2 = 0$ 时的 $|g_{12}^{(1)}|$.

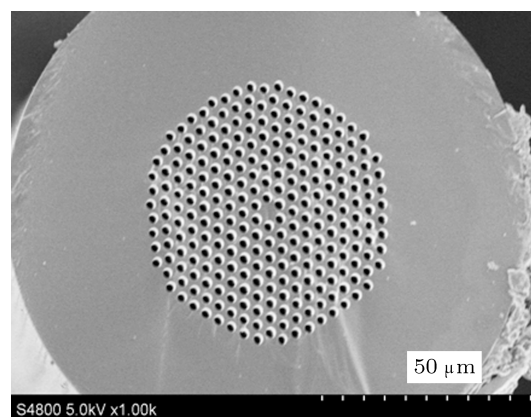


图 1 光子晶体光纤电镜扫描横截面结构图(空气孔直径 $d = 2.205 \mu\text{m}$, 空气孔间距 $\Lambda = 3.359 \mu\text{m}$)

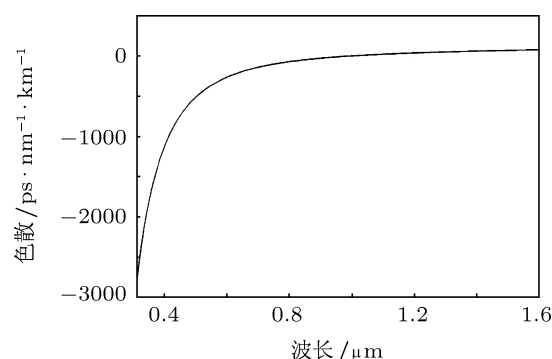


图 2 光子晶体光纤色散曲线

计算中使用的光子晶体光纤的电镜扫描横截面如图 1 所示,测得的空气孔直径为 $d = 2.205 \mu\text{m}$, 孔间距为 $\Lambda = 3.359 \mu\text{m}$. 该光纤的色散曲线如图 2 所示,零色散波长 (ZDW) 为 $1.001 \mu\text{m}$. 仿真

中使用到十阶的泰勒展开色散系数, 忽略更高阶的色散系数. 在波长 1064 nm 处, 色散系数为 $\beta_2 = -8.243 \times 10^{-27} \text{ s}^2/\text{m}$, $\beta_3 = 8.083 \times 10^{-41} \text{ s}^3/\text{m}$, $\beta_4 = -1.313 \times 10^{-55} \text{ s}^4/\text{m}$, $\beta_5 = 3.575 \times 10^{-70} \text{ s}^5/\text{m}$, $\beta_6 = -1.151 \times 10^{-84} \text{ s}^6/\text{m}$, $\beta_7 = 4.359 \times 10^{-99} \text{ s}^7/\text{m}$, $\beta_8 = -1.903 \times 10^{-113} \text{ s}^8/\text{m}$, $\beta_9 = 9.533 \times 10^{-128} \text{ s}^9/\text{m}$, $\beta_{10} = -5.261 \times 10^{-142} \text{ s}^{10}/\text{m}$. 该光纤的有效模场面积为 $A_{\text{eff}} = 10.398 \text{ } \mu\text{m}^2$, 可求得非线性系数 $\gamma = 0.017 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$.

计算中所用的抽运脉冲为双曲正割型, 脉冲全半宽度 (FWHM) 为 150 fs, 抽运中心波长为 1064 nm, 位于光子晶体光纤的反常色散区.

3 计算结果与分析

3.1 峰值功率 1 kW 的脉冲在光纤中传输时的时域频域演化以及谱相干性的变化

图 3 所示为峰值功率为 1kW 的抽运脉冲在

光纤中传输 0.8 m 过程中的时域与频域演化. 当脉冲传输 0.2 m 时, 脉冲宽度变窄, 同时其谱宽变宽, 且脉冲与频谱形状不再对称. 这是由于自相位调制产生一个正频率啁啾, 在反常群速度色散的作用下, 使脉冲发生压缩. 由于群速度与光强有关系, 光强越强, 群速度越小, 脉冲峰值会逐渐向脉冲后沿移动, 造成脉冲后沿比前沿陡, 变得不对称. 由于频率啁啾与光强随时间的变化有关, 因此脉冲后沿频移更大, 在脉冲前沿频率红移, 脉冲后沿频率蓝移, 导致短波谱展宽更大. 在群速度色散与自相位调制的共同作用下, 会出现孤子. 由于自变陡效应, 高阶孤子分裂为基阶孤子. 同时脉冲内拉曼散射使孤子频率逐渐向长波方向移动, 群速度变小, 孤子与抽运主脉冲分开, 向脉冲后沿移动. 这由脉冲在光纤中传输 0.4 m 到 0.8 m 的脉冲演化过程可以清晰地看出. 频谱由于脉冲内拉曼散射发生极大展宽. 由于孤子色散波辐射在 0.8 μm 处出现一个明显的峰, 在自相位调制、交叉相位调制等效应的共同作用下, 使得短波频谱展宽.

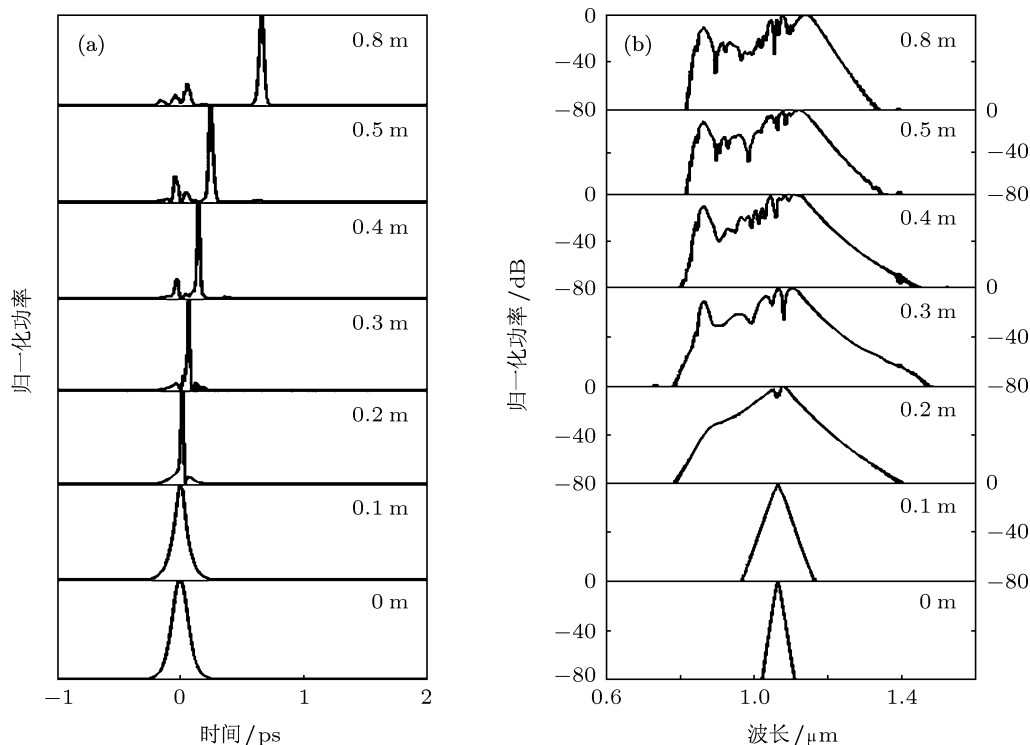


图 3 峰值功率为 1 kW 的抽运脉冲在光子晶体光纤中传输 0.8 m 的时域与频域演化 (a) 时域演化; (b) 频域演化

由光纤与抽运脉冲的参数可得参量 $N^2 = L_D/L_{NL} = \gamma P_0 T_0^2/|\beta_2|$, 其中 $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ 为色散长度, $L_{NL} = 1/(\gamma P_0)$ 为非线性长度. 脉冲在光纤中传输时孤子分裂特征长度为 $L_{fiss} \sim L_D/N^{[3]}$. 峰值功率 1 kW 的脉冲在本文计算所使用的光子晶体光纤中传输时的参量 N 约为 7.1, 因此脉冲最初形成高阶孤子, 在自变陡效应的作用下会发生孤子分裂, L_{fiss} 约为 0.39 m, 因此该脉冲在光纤中传输 0.4 m 时即会出现孤子分裂现象, 与图 3 所示相符合. 分裂形成的基阶孤子的脉宽和峰值功率与 N 有以下关系^[18]:

$$\begin{aligned} T_k &= \frac{T_0}{2N + 1 - 2k}, \\ P_k &= \frac{(2N + 1 - 2k)^2}{N^2} P_0, \end{aligned} \quad (6)$$

式中, $k = 1 - \bar{N}$, \bar{N} 为最接近 N 的整数. 由此可以计算得到峰值功率为 1 kW 的脉冲分裂出的第一个基阶孤子脉宽为 10.7 fs, 峰值功率为 3.94 kW. 当入射脉冲为基阶孤子时, 脉冲内拉曼散射引起的拉曼感应频移随距离的变化由下式表示^[18]:

$$\Delta\nu_R(z) = -\frac{4T_R|\beta_2|z}{15\pi T_0^4}, \quad (7)$$

式中, T_R 为非线性响应函数的一阶矩, 取值为 3 fs. 当脉冲传输至 0.4 m 时, 由 0.2 m 处形成孤子, 经计算可知孤子波长移至 1.2 μm . 脉冲继续传输时, 出现拉曼感应频移饱和, 频谱不再向长波方向扩展. 在高阶色散的作用下, 拉曼孤子会发射色散波, 使光纤正常色散区出现谱峰. 由图可知该峰位于 0.8 μm 处. 拉曼孤子与色散波通过交叉相位调制的作用产生附加的频率分量, 形成较为平坦的光谱.

图 4 所示为抽运功率 1 kW 的脉冲传输 0.8 m 过程中谱相干性的变化. 在未发生孤子分裂时, 整个光谱都表现出很好的相干性. 当脉冲传输 0.3 m 时, 孤子发生拉曼自频移, 频谱向长波展宽, 由图可知, 在产生的超连续谱的长波端相干性较其他谱成分差. 当脉冲继续传输时, 在长波端相干性变差, 但是并不明显. 产生的超连续谱相干性整体较好.

3.2 峰值功率 10 kW 脉冲在光纤中传输的时域频域演化以及谱相干性的变化

图 5 所示为峰值功率 10 kW 的抽运脉冲在光

纤中传输 0.5 m 的时域、频域以及谱相干性的变化. 当脉冲传输 0.1 m 时, 抽运脉冲分裂为许多短脉冲, 同时出现孤子分裂, 频谱展宽, 此时整个光谱范围内相干性很好. 由脉冲与光纤参数可以计算得 $N \sim 22.3$, 孤子分裂的特征长度为 0.12 m, 因此在脉冲传输约 0.1 m 时即会出现孤子分裂. 脉冲继续传输时, 高阶孤子分裂为基阶孤子, 由于拉曼自频移, 频谱向长波方向扩展. 拉曼自频移使得孤子脉冲波长变长, 群速度下降, 逐渐与主脉冲分离. 同时在光纤正常色散区的短波段, 在相位匹配条件下会出现色散波. 当脉冲传输至 0.5 m 时, 抽运脉冲分裂出 3 个拉曼孤子脉冲, 后出现的孤子由 (6) 式可知具有较宽的脉宽以及较低的功率, 因此其拉曼频移较小, 同时每个孤子会辐射不同的色散波峰. 拉曼孤子和色散峰通过交叉相位调制的非线性耦合产生附加的频率分量, 形成平坦的超连续谱.

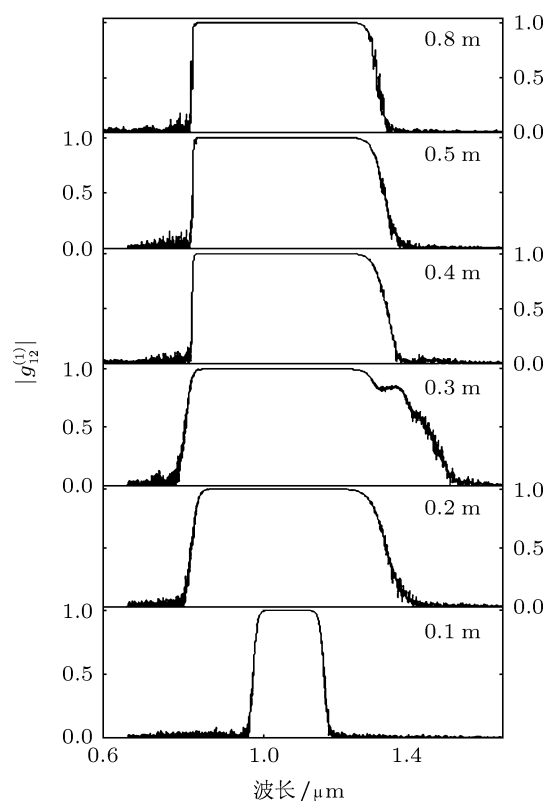


图 4 峰值功率为 1 kW 的抽运脉冲在光子晶体光纤中传输 0.8 m 时谱相干性的变化

当传输 0.2 m 到 0.3 m 时, 产生的超连续谱的长波段相干性急剧退化, 同时在短波也出现明显退化. 当传输 0.5 m 时, 整个光谱范围内相干性都变得很差.

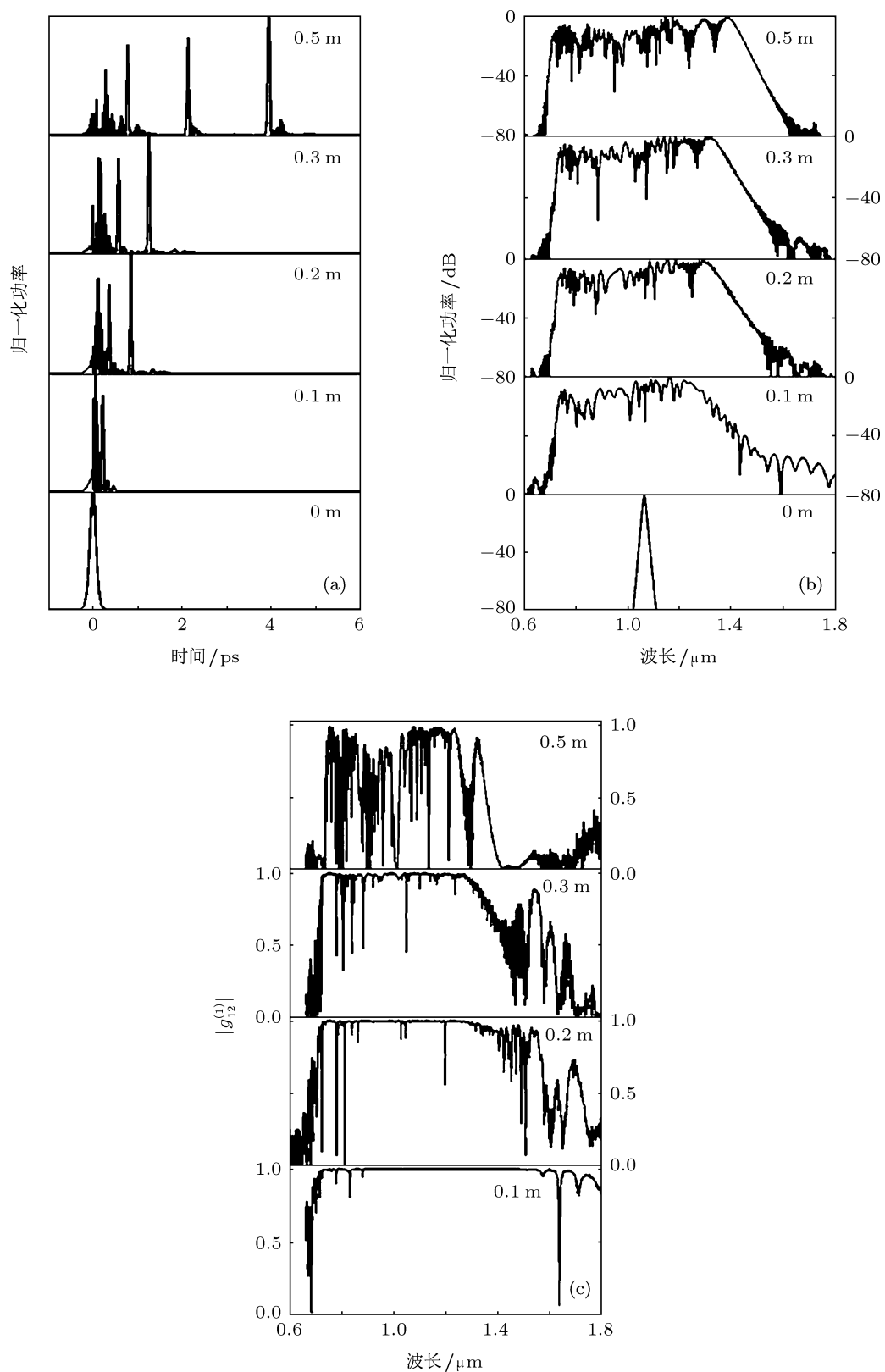


图5 峰值功率 10 kW 的抽运脉冲在光纤中传输 0.5 m 的时域、频域以及谱相干性的变化

3.3 峰值功率为 1 kW 和 10 kW 两种情况的比较

由以上分析可知, 脉冲峰值功率越高, 光谱会在越短的距离内展宽, 但是同时产生的超连续谱的相干性也会急剧下降, 以致整个光谱范围内相干性都变得很差. 这是由于抽运脉冲自身所携带的随机噪声引起的, 而噪声主要是通过调制不稳定性对超连续谱产生起作用. 调制不稳定性的增益带宽为^[18]

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|}, \quad (8)$$

其增益谱由下式给出:

$$g(\Omega) = |\beta_2 \Omega| (\Omega_c^2 - \Omega^2)^{1/2}, \quad (9)$$

式中, Ω 为频移. 由以上两式可知当抽运峰值功率增大时, 调制不稳定性的增益同时也增大. 在超连续谱产生的过程中, 拉曼自频移将调制不稳定性放大的长波处的噪声放大产生超连续谱的长波光谱, 由于在该过程中不需要满足相位匹配条件, 因此产生的长波谱成分具有随机的相位以及幅度. 同时由于高阶色散的作用, 拉曼孤子辐射的色散波需要满足相位匹配条件, 因此短波处产生的色散波峰与拉曼孤子相同, 也具有随机的相位与幅度. 当抽运脉冲功率较高时, 传输很短的距离就会出现较多的基阶孤子分裂, 每个孤子都会发生自频移, 多个孤子频移将覆盖整个长波谱范围. 同时多个孤子辐射产生的色散波也将覆盖整个短波范围. 因此在高抽运功率条件下, 调制不稳定性会对产生的整个超连续谱作用.

当脉冲峰值功率为 10 kW 时, 调制不稳定性的

增益更大, 且会在整个光谱发生作用, 因此就会出现如图 5(c) 所示的脉冲传输 0.5 m 时整个超连续谱范围内的相干性都退化的情况. 而当抽运峰值功率为 1 kW 时, 调制不稳定性增益较小, 且主要作用在超连续谱的两端, 整个超连续谱范围内仍能保持较好的相干性.

4 结论

本文使用复互相干度的定义对不同峰值功率的脉冲抽运光子晶体光纤产生的超连续谱的相干性进行了数值计算, 得到了不同峰值功率脉冲抽运下的超连续谱的产生及其相干性的变化. 由计算结果可知拉曼孤子自频移以及色散波辐射是抽运脉冲波长位于光纤反常色散区情况下超连续谱展宽的主要物理机理, 而超连续谱的相干性则主要受到调制不稳定性的影响. 由于调制不稳定性放大抽运脉冲携带的随机噪声, 使得超连续谱产生过程中拉曼孤子自频移以及色散波辐射都受到影响, 产生的谱成分具有随机的相位和幅度, 造成超连续谱相干性退化. 由于调制不稳定性的增益与抽运功率有关, 抽运功率越高, 调制不稳定性增益越大, 噪声的影响更大. 同时当抽运功率较高时, 会出现较多的基阶孤子分裂, 使得整个产生的超连续谱都会受到调制不稳定性的影响. 因此要获得高相干的超连续谱, 需要选择抽运峰值功率较小的脉冲进行抽运. 但是当抽运脉冲功率较小时, 产生的超连续谱的谱宽较小. 因此要产生高相干宽带超连续谱, 就需要合理选择抽运脉冲功率.

- [1] Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J 2000 *Opt. Lett.* **25** 25
- [2] Birks T A, Wadsworth W J, Russell P S J 2000 *Opt. Lett.* **25** 1415
- [3] Dudley J M, Genty G, Coen S 2006 *Reviews of Modern Physics* **78** 1135
- [4] Liu W H, Song X Z, Wang Y S, Liu H J, Zhao W, Liu X M, Peng Q J, Xu Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 917 (in Chinese) [刘卫华, 宋啸中, 王屹山, 刘红军, 赵卫, 刘雪明, 彭钦军, 许祖彦 2008 物理学报 **57** 917]
- [5] Li L L, Feng G Y, Yang H, Zhou G R, Zhou H, Zhu Q H, Wang J J, Zhou S H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7005 (in Chinese) [李林栗, 冯国英, 杨浩, 周国瑞, 周昊, 朱启华, 王建军, 周寿桓 2009 物理学报 **58** 7005]
- [6] Wang Y B, Xiong C L, Hou J, Lu Q S, Peng Y, Chen Z L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 014201 (in Chinese) [王彦斌, 熊春乐, 侯静, 陆启生, 彭杨, 陈子伦 2011 物理学报 **60** 014201]
- [7] Hao Z J, lei D J, Zhao C J, Xie D, Wen S C, Fan D Y 2011 *Chinese J. Lasers* **38** 156 (in Chinese) [郝志坚, 雷大军, 赵楚军, 谢栋, 文双春, 范滇元 2011 中国激光 **38** 156]
- [8] Hartl I, Li X D, Chudoba C, Ghanta R K, Ko T H, Fujimoto J G, Ranka J K, Windeler R S 2001 *Opt. Lett.* **26** 608
- [9] Diddams S A, Jones D J, Ye J, Cundiff S T, Hall J L, Ranka J K, Windeler R S, Holzwarth R, Udem T, Aumil, Nsch T W 2000 *Physical Review Letters* **84** 5102
- [10] Takara H, Ohara T, Mori K, Sato K, Yamada E, Inoue Y, Shibata T, Abe M, Morioka T, Sato K I 2000 *Electronics Letters* **36** 2089
- [11] Nisoli M, De Silvestri S, Svelto O 1996 *Applied Physics Letters*

68 2793

- [12] Dudley J M, Coen S 2002 *Opt. Lett.* **27** 1180
- [13] Gu X, Kimmel M, Shreenath A, Trebino R, Dudley J, Coen S, Windeler R 2003 *Opt. Express* **11** 2697
- [14] Lu F, Knox W 2004 *Opt. Express* **12** 347
- [15] Guo Y, Ruan S C, Yu Y Q, Wang Y C 2007 *Journal of Shenzhen University Science and Engineering* **24** 149
- [16] Türke D, Pricking S, Husakou A, Teipel J, Herrmann J, Giessen H 2007 *Opt. Express* **15** 2732
- [17] Nicholson J W, Yablon A D, Yan M F, Wisk P, Bise R, Trevor D J, Alonzo J, Stockert T, Fleming J, Monberg E, Dimarcello F, Fini J 2008 *Opt. Lett.* **33** 2038
- [18] Agrawal G P 2007 *Nonlinear Fiber Optics* (4th ed) (San Diego: Academic Press)

Coherence properties of the supercontinuum generated in anomalous dispersion region of photonic crystal fibers*

Jin Ai-Jun Wang Ze-Feng Hou Jing[†] Wang Yan-Bin Jiang Zong-Fu

(College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 29 July 2011; revised manuscript received 13 October 2011)

Abstract

We numerically calculated the coherence properties of the supercontinuum based on the definition of complex degree of mutual coherence, and obtained the spectral broadening of the pump pulse and the coherence properties of the generated supercontinuum under different pump powers. The results showed that the dominant underlying mechanisms of the spectral broadening are soliton self-frequency shift and dispersive wave generation when the pump wavelength located in the anomalous dispersion region of photonic crystal fiber. While the coherence properties are affected by the modulation instability which amplifies the stochastic noise of the pump pulse, thus the generated frequency components have stochastic phases and amplitudes, which induces the degradation of the coherence of the supercontinuum. The gain of modulation instability increases with the increasing of the pump power, and the effect of the noise on the supercontinuum will become greater which degrades the coherence properties. Low pump power is required to obtain high coherent supercontinuum, and suitable pump power should be adjusted to get wide bandwidth and high coherent supercontinuum.

Keywords: supercontinuum, coherence properties, pump power, photonic crystal fibers

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

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11004247, 61077076), the Program for New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education of China (Grant No. NCET-08-0142), and the Research Foundation of Education Bureau of Hunan Province, China (Grant No. YB2010B004).

[†] E-mail: houjing25@sina.com