

# 纳米光纤的色散特性及其超连续谱产生\*

李林栗<sup>1)</sup> 冯国英<sup>1)†</sup> 杨浩<sup>1)</sup> 周国瑞<sup>1)</sup> 周昊<sup>1)</sup> 朱启华<sup>2)</sup> 王建军<sup>2)</sup> 周寿桓<sup>1)B)</sup>

1) 四川大学电子信息学院, 成都 610064)

2) 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

3) 华北光电技术研究所, 北京 100015)

(2008 年 10 月 22 日收到, 2008 年 12 月 24 日收到修改稿)

通过数值计算, 分析了纳米光纤的色散特性, 并比较了纳米光纤中不同直径和不同材料的色散特性. 结果表明: 二氧化硅纳米光纤有两个零色散波长, 随光纤直径的增大, 其色散曲线趋于平坦, 零色散波长也随之发生改变; 硅光纤只有一个零色散波长, 且随着直径的增大, 零色散波长向长波方向移动. 采用广义非线性薛定谔方程来描述超短激光脉冲在纳米光纤中的传输演化过程, 利用分步傅里叶方法求解方程. 比较了超短脉冲在光纤不同色散区传输时, 色散对超连续谱产生的影响以及脉冲波形的演化. 在正常色散区, 超连续谱谱宽很窄, 而在零色散区和反常色散区则可产生宽谱.

关键词: 色散, 超连续谱产生, 非线性光学, 纳米光纤

PACC: 4265, 4281, 4260K

## 1. 引言

色散是光纤最重要的参数之一, 会直接导致光脉冲的展宽, 限制光通信速率的进一步提高, 因而色散一直是光通信领域研究的主要课题之一. 不仅如此, 光纤色散对光纤中的诸多效应, 如孤子传输、超短脉冲的产生、超连续谱的产生和谐波的获得等都起着重要作用. 近年来, 光子晶体光纤因其独特的色散特性引起了人们的广泛关注, 可以通过改变光子晶体光纤的空气孔排列和空气孔大小来选择合适的色散特性<sup>[1]</sup>, 和普通光纤相比, 提高了非线性效应<sup>[2,3]</sup>. 强脉冲和非线性介质相互作用会产生脉冲光谱的剧烈展宽. 这种展宽的光谱可以跨越几百纳米, 所以被称为超连续谱(supercontinuum, 简称 SC). SC 的性质主要依赖于注入脉冲参数和产生 SC 的介质. 其频谱展宽的机理来自光脉冲在非线性光学介质中的自聚焦、自相位调制(SPM)、交叉相位调制(XPM)、四波混频(FWM)和受激拉曼散射(SRS)<sup>[4-6]</sup>等非线性效应的共同作用. 光纤的非线性效应对脉冲传输的影响容易受到色散效应的支配. 由此可见,

高阶色散对非线性效应起着一定的约束作用, 从而对 SC 谱的形成有着重要的影响. SC 谱已经在光通信、高精度频率计和医学科学等各个领域得到了广泛的应用<sup>[7-9]</sup>. 光纤中的光谱超连续展宽技术已经成为当前热门的研究课题. 纳米光纤超连续谱的产生源于光纤中的多种非线性与光纤群速度色散等因素的共同作用. 本文数值模拟了纳米光纤中的色散, 并利用分步傅里叶方法对其产生的 SC 谱进行了详细的理论计算和分析. 结果表明, 在反常色散区和零色散区, 不能产生平坦的 SC 谱, 而在正常色散区, 可以产生较平坦的 SC 谱.

## 2. 影响纳米光纤色散特性的因素

光纤的色散效应可以通过在中心频率  $\omega_0$  处展开成模传输常数  $\beta$  的泰勒级数来解决<sup>[10]</sup>

$$\begin{aligned} \beta(\omega) &= \frac{\bar{n}(\omega)\omega}{c} \\ &\approx \beta_0 + \beta_1(\Delta\omega) + \frac{1}{2}\beta_2(\Delta\omega)^2 \\ &\quad + \frac{1}{6}\beta_3(\Delta\omega)^3 + \Lambda, \end{aligned}$$

\* 国家自然科学基金委员会和中国工程物理研究院联合基金(批准号: 10676023)、国家自然科学基金重大项目(批准号: 60890203)和固体激光国家级重点实验室基金资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: guoying\_feng@yahoo.com.cn

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

其中参量  $\beta_1, \beta_2$  和折射率  $n$  有关, 可表示为

$$\beta_1 = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right), \quad (2)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right), \quad (3)$$

式中  $n_g$  是群折射率,  $v_g$  为群速度. 参量  $\beta_2$  表示群速度色散 (GVD) 和脉冲展宽有关. 通常, 用色散参量  $D$  来代替  $\beta_2$ ,

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \approx -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (4)$$

以二氧化硅纳米光纤<sup>[11]</sup>和硅纳米光纤<sup>[12,13]</sup>为例, 研究了在不同直径情况下的色散参量  $D$  随波长的变化, 如图 1 所示.

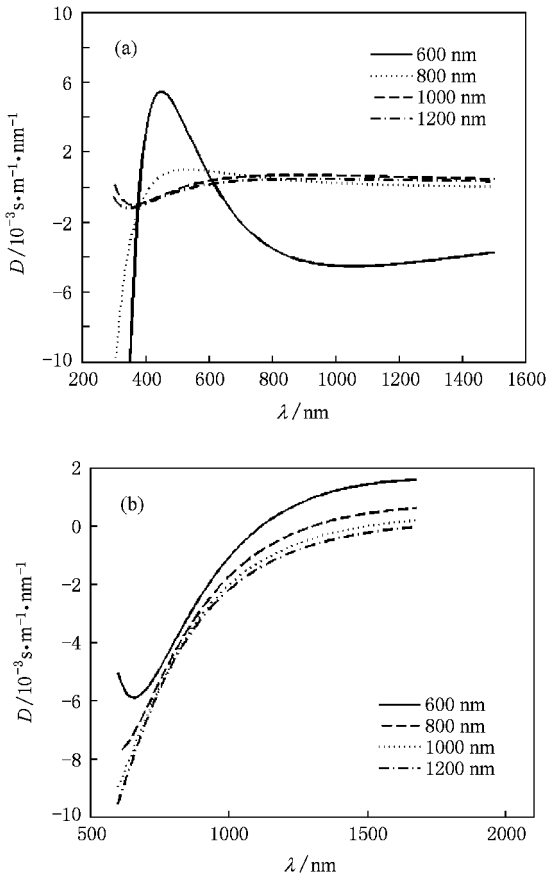


图 1 在纤芯材料分别为二氧化硅 (a) 和硅 (b) 的纳米光纤中, 不同直径下的色散参量随波长的变化

在计算色散值时, 首先通过麦克斯韦方程组得到了电磁场模的本征值方程<sup>[10,14]</sup>

$$\frac{J_{l-1}(ha)}{haJ_l(ha)} = - \left( \frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1^2} \right) \frac{K'_l(qa)}{qaK_l(qa)} + \left( \frac{l}{(ha)^2} - R \right),$$

式中

$$R = \left[ \left( \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \right)^2 \left( \frac{K'_l(qa)}{qaK_l(qa)} \right)^2 + \left( \frac{l\beta}{n_1 k_0} \right)^2 \left( \frac{1}{q^2 a^2} + \frac{1}{h^2 a^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

再通过图解法来确定光波导中 HE 模的传播常数, 最后利用泰勒展式求得各阶色散系数.

由图 1 可见, 两种纳米光纤的色散参数随着光纤直径的不同而不同. 图 1(a) 表明, 二氧化硅纳米光纤有两个零色散波长. 随光纤直径的增大, 其色散曲线趋于平坦. 相对于直径为 600 nm 的光纤而言, 直径为 800 nm 的光纤的两个零色散点向长波方向移动, 而直径为 1000 和 1200 nm 的光纤的两个零色散波长则向短波方向移动. 图 1(b) 表明, 硅纳米光纤只有一个零色散点, 且随着直径的增大, 零色散点向长波方向移动. 与图 1(a) 相比不同之处在于, 光纤直径的改变对曲线形状的影响并不大.

### 3. 色散对 SC 谱产生的影响

亚微米或纳米直径的硅和二氧化硅光纤已经被成功制造, 它们的光学和物理特性也已经得到广泛研究. 作为一种拥有亚波长直径的新颖的光学材料, 纳米光纤近来吸引了人们的注意. 这些光纤的直径远远在微米尺度之下, 是常见微米直径光波导厚度的千分之一. 它们可以被看做是以空气做包层的亚波长纤芯光纤, 可以在相对较低的脉冲能量下产生较强的非线性效应, 并且能提供足够的色散特性, 以在超低的域值能量下产生 SC 谱.

纳米光纤是通过将普通光纤在高温下控制而成的. 和普通光纤相比, 当光从未拉锥区域注入到拉锥区域, 光场经过自适应调节成为被玻璃-空气界面导引而不再是纤芯-包层界面导引. 这将非线性效率提高了几个数量级并调整了光纤色散曲线, 将零色散波长移动到可见光区, 进而产生了宽带 SC 谱.

#### 3.1. 理论模型

超短光脉冲在光纤中传输满足如下广义非线性薛定谔方程<sup>[6,15]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - \frac{i\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A}{\partial T^4} \\ = i\gamma(\omega) \left[ |A|^2 A + \frac{i}{\omega} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_{RA} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $T = t - \beta_1 z$  是以群速度移动的参考系中的时间坐标, 方程左边分别表示慢变包络、损耗项和色散项, 等号右边表示非线性项, 第一项表示自相位调制, 第二项表示自陡峭, 第三项表示脉冲内拉曼散射诱发的自频移效应,  $T_R$  是相应于拉曼响应的时间参数(或称为非线性响应函数的一次矩), 由于上述方程在一般情况下不适于解析求解, 所以采用分步傅里叶方法研究超短光脉冲在纳米光纤中的演化与 SC 谱的产生。

### 3.2. 二氧化硅纳米光纤中群速度色散对 SC 谱产生的影响

我们选取了纤芯半径分别为 375.5, 385.5 和 395.5 nm 的二氧化硅纳米光纤, 分别记为 F1, F2, F3. 设入射脉冲为双曲正割型<sup>[16]</sup>, 波长为 800 nm, 脉冲宽度为 100 fs,

$$A(0, T) = \left[ \frac{2P_0}{n_0 c \epsilon_0 A_{\text{eff}}} \right]^{1/2} \text{sech}[T/T_0]. \quad (6)$$

对 800 nm 波长, 计算可得各阶色散值如表 1 所示. F1 位于正常色散区, F3 位于反常色散区, 而 F2 可以近似地被看做位于零色散区。

表 1 F1, F2 和 F3 中二阶、三阶和四阶色散系数的值

二氧化硅纳米光纤	$\beta_2/10^{-28}$ $\text{s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$	$\beta_3/10^{-40}$ $\text{s}^3 \cdot \text{m}^{-1}$	$\beta_4/10^{-55}$ $\text{s}^4 \cdot \text{m}^{-1}$
F1	1103.4	-5.9848	-4.4952
F2	3.6478	-3.7930	3.1389
F3	-911.96	-1.9091	1.9645

首先, 对 F1, 超短脉冲传输了 0.1 m 后输入脉冲的时域演化图和频域演化图如图 2 所示. 由图 2 可见, 在正常色散区由于脉冲过早的被展宽, 所产生的 SC 谱谱宽较窄<sup>[8, 17]</sup>。

图 3 分别是输入脉冲在 F2 中传输 0.1 m 的时域、频域演化图, 我们可以近似把其看成光纤的零色散区<sup>[18-20]</sup>. 由图 3 可见, SC 谱明显展宽, 但不平坦. 由于初始脉冲中心波长为 800 nm, 脉冲光谱一半在正常色散区一半在反常色散区, 三阶色散起主要作用. 随着传输距离的增大, 自相位调制使得脉冲前沿出现分裂线性. 在传输过程中, 光纤内同时发生自陡峭效应和内脉冲拉曼效应等, 这些效应与自相位调制共同作用使超短脉冲频谱展宽, 形成 SC 谱. 但产生的 SC 谱是不平坦的。

为了进一步说明色散对纳米光纤中 SC 谱产生的影响, 我们还对输入脉冲在 F3 内的传输情况进行

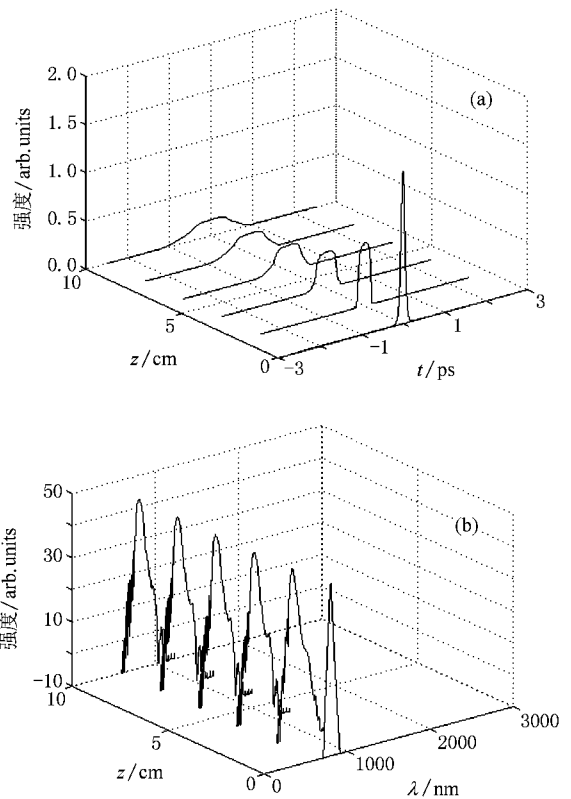


图 2 在正常色散区内, 入射脉冲的时域 (a) 和频域 (b) 演化图

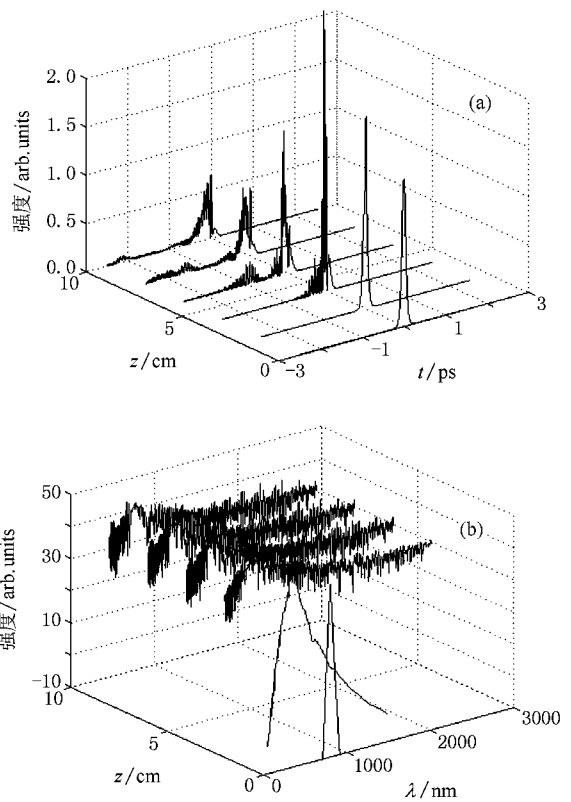


图 3 在零色散区内, 入射脉冲的时域 (a) 和频域 (b) 演化图

了分析.图 4 分别为其输入脉冲在光纤内传输距离为 0.1 m 的时域、频域演化图.从图 4 (b)中可以看出频谱的展宽不对称,而且出现了严重的振荡结构<sup>[21]</sup>.从图 4 (a)中我们可以看出当输入脉冲在光纤的反常色散区传输时,在刚开始阶段脉冲经过了一个随时间压缩的过程而非展宽.随着传输距离的增加单个脉冲分裂为多个脉冲.这是由于自陡峭效应、内脉冲拉曼散射、三阶或三阶以上的色散破坏了孤子的稳定性,它们共同作用引起高阶孤子分裂<sup>[22]</sup>.在反常色散区,脉冲内的短波成分比长波成分走得快,内脉冲拉曼散射效应产生的频率成分向长波红移,因此,能量主要集中在红移部分,而蓝移成分则作为抽运脉冲,通过拉曼增益有效地放大脉冲的红移分量.因此,在反常色散区内,三阶色散和内脉冲拉曼散射效应的作用破坏了 SC 谱的平坦性.

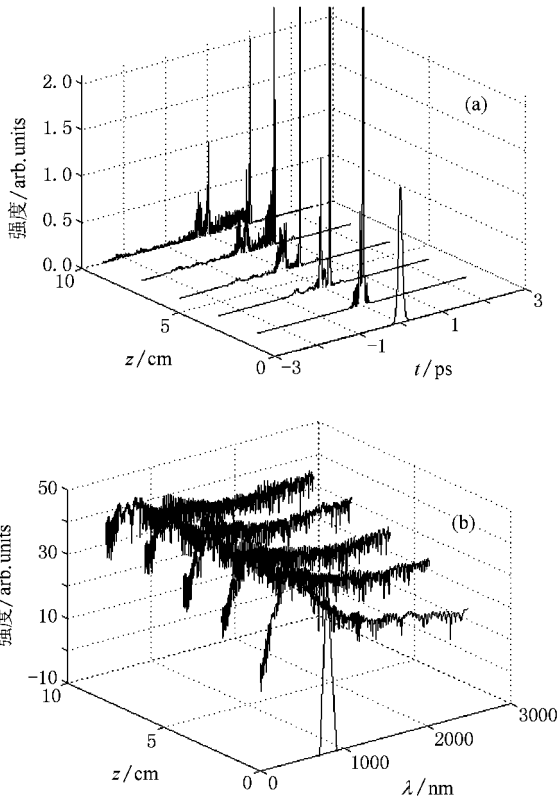


图 4 在反常色散区内,入射脉冲的时域(a)和频域(b)演化图

计算得到的各色散区内谱宽和脉宽随传输距离的变化曲线如图 5 所示.从图中我们可以更清晰地看出 SC 谱产生的过程.从图 5 (a)可以看出,随着传输距离的增大,谱宽先是增大,在 5 cm 附近达到最大,而后谱宽将减小并趋于稳定值.脉冲在反常色散区的展宽最宽.图 5 (b)表明在反常色散区脉冲先

是经历一个压缩而非展宽的过程,而在零色散区和正常色散区这一现象并不明显,随着传输距离的增加,脉冲展宽.

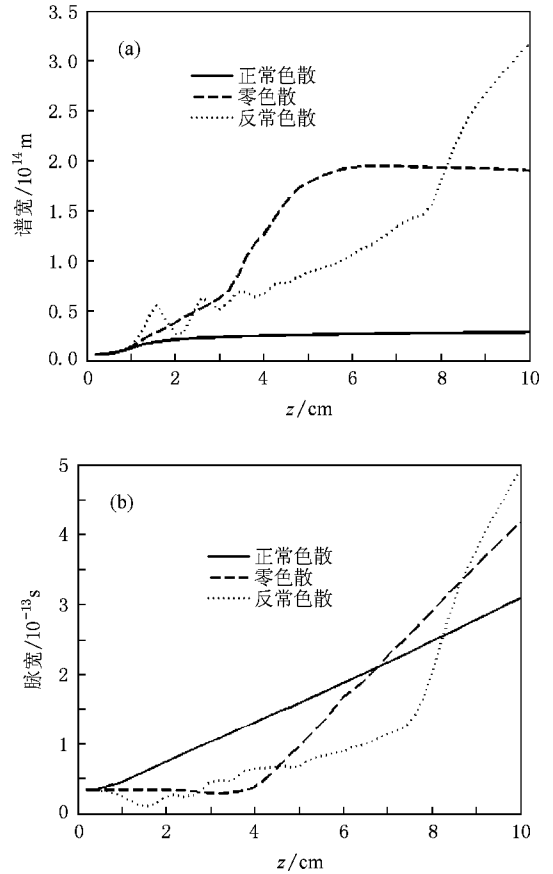


图 5 二氧化硅纳米光纤中不同色散区的谱宽(a)和脉宽(b)随距离的变化

### 3.3. 硅纳米光纤产生的 SC 谱的谱宽和脉宽

采用和二氧化硅纳米光纤相同的研究方法选取纤芯半径分别为 512.1, 522.1, 523.1 nm 的三条硅纳米光纤,分别记为 F4, F5 和 F6. 设入射波长为 1550 nm, 脉冲宽度为 100 fs 的双曲正割型脉冲. 同二氧化硅纳米光纤的计算方法相同,通过光纤模场的本征方程求得  $\beta$ , 再利用泰勒展式求得  $\beta_2, \beta_3, \beta_4$ , 三条光纤的色散值如表 2 所示. F4 位于反常色散区, F6 位于正常色散区, 而 F5 可以近似地被看做位于零色散区.

表 2 F4, F5 和 F6 中二阶、三阶和四阶色散系数的值

硅纳米光纤	$\beta_2/10^{-28} \text{ s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$	$\beta_3/10^{-39} \text{ s}^3 \cdot \text{m}^{-1}$	$\beta_4/10^{-54} \text{ s}^4/\text{m}$
F4	-398.51	2.2998	-1.5391
F5	-2.9579	2.2292	-1.4737
F6	431.74	2.1611	-1.4187

图 6 分别为硅纳米光纤中各色散区谱宽和脉宽随传输距离的变化.和二氧化硅纳米光纤相比,其展宽过程较为平坦,随着传输距离的增大,谱宽单调递增,而二氧化硅纳米光纤则是经历了一个最大展宽过程,而后减小并趋于一稳定值.和二氧化硅纳米光纤的脉冲展宽过程一样,在反常色散区,硅纳米光纤的脉冲最初也并非展宽而是经历了一个压缩过程.

在硅纳米光纤中,不同色散区谱的展宽在最初 3 cm 内并不是很明显,不同色散区的谱展宽基本上是一致的.随着传输距离的增大,位于反常色散区谱的展宽稍宽于零色散区和正常色散区,但当传输到 6 cm 附近时,零色散区谱的展宽大于反常色散区.位于反常色散区的入射脉冲展宽小于零色散区和正常色散区的入射脉冲,使得入射脉冲在较长的距离内保持了较好的非线性,产生了较宽的谱.

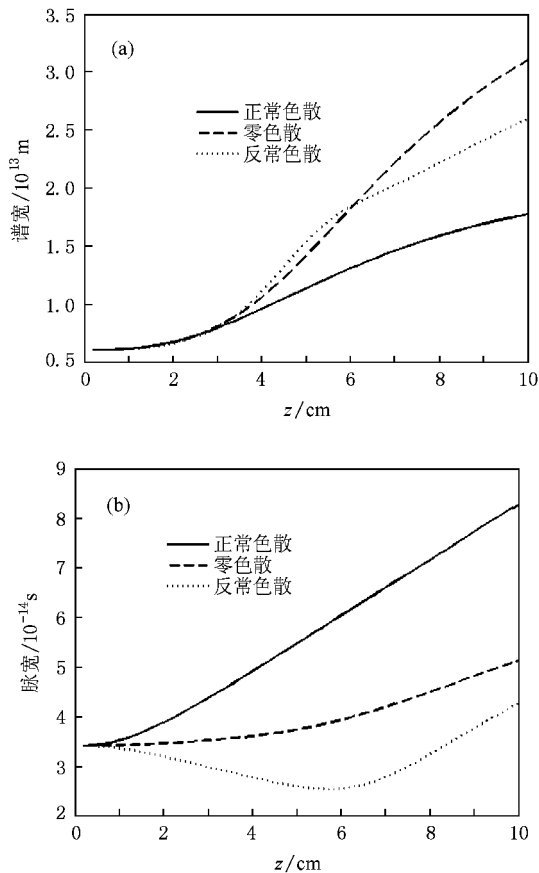


图 6 硅纳米光纤中不同色散区的谱宽 (a) 和脉宽 (b) 随距离的变化

图 7 为二氧化硅和硅纳米光纤中反常色散区的谱宽和脉宽随距离的变化图.从图中可以很清楚地看出在相同的传输距离上二氧化硅纳米光纤的展宽要远远大于硅纳米光纤.我们可以把二氧化硅纳米

光纤中的展宽分为初始展宽和剧烈展宽,这一现象可以从图 7 (a) 明显看出,在初始展宽阶段,谱的展宽同脉冲的展宽都带有明显的振荡,当传输至 8 cm 附近谱和脉冲同时剧烈展宽,产生了 SC 谱.由此,我们可以得出在二氧化硅纳米光纤中可以产生更宽的 SC 谱.

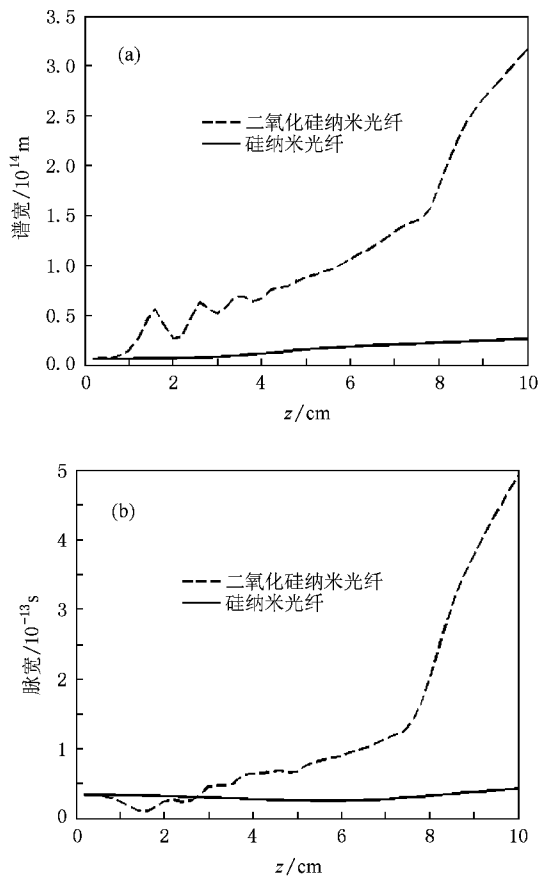


图 7 二氧化硅和硅纳米光纤中反常色散区的谱宽和脉宽随距离的变化

## 4. 结 论

本文研究了二氧化硅纳米光纤和硅纳米光纤的色散特性,研究发现光纤的直径和材料等参数对色散有着重要的影响.对于纤芯为二氧化硅的纳米光纤,随着直径的增大,其色散趋于平坦,两个零色散点先是向长波方向移动,后向短波方向移动.对硅纳米光纤,随着直径的增大,色散曲线总体趋势变化不大,只是零色散波长向长波方向移动.并采用数值模拟的方法分析了纳米光纤中色散对产生 SC 谱的影响.研究表明,在正常色散区,由于自相位调制和群速度色散的作用可以产生平坦的 SC 谱;而在

零色散区由于脉冲光谱一半在正常色散区一半在反常色散区,三阶色散起主要作用,产生的 SC 谱是不平坦的;在反常色散区由于自陡峭效应、内脉冲拉曼

散射、三阶或三阶以上的色散破坏了孤子的稳定性,它们共同作用引起高阶孤子分裂,所产生的 SC 谱不是平坦的,产生了很多新的频率尖峰。

- [ 1 ] Genty G, Lehtonen M, Ludvigsen H 2004 *Opt. Express* **12** 3471
- [ 2 ] Knight J C, Arriaga J, Birks T A, Ortigosa-Blanch A, Wadsworth W J, Russell P, St J 2000 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12** 807
- [ 3 ] Li S G, Ji Y L, Zhou G Y, Hou L T, Wang Q Y, Hu M L, Li Y F, Wei Z Y, Zhang J, Liu X D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 478 (in Chinese) [ 李曙光、冀玉领、周桂耀、侯蓝田、王清月、胡明列、栗岩峰、魏志义、张 军、刘晓东 2004 物理学报 **53** 478 ]
- [ 4 ] Hsieh I W, Chen X G, Liu X P, Dadap J I, Panoiu N C, Chou C Y, Xia F N, Green W M, Vlasov Y A, Osgood Jr R M 2008 *Opt. Express* **15** 39
- [ 5 ] Liu W H, Wang Y S, Liu H J, Duan Z L, Zhao W, Li Y F, Peng Q J, Xu Z Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1815 (in Chinese) [ 刘卫华、王屹山、刘红军、段作梁、赵 卫、李永放、彭钦军、许祖彦 2006 物理学报 **55** 1815 ]
- [ 6 ] Ying P, Feng G Y, Li X D, Ma Z R, Chen J G, Zhu Q H, Zhang X M 2008 *Optik* **119** 648
- [ 7 ] Mussot A, Provino L, Sylvestre T, Maillotte H 2002 *Conference on Nonlinear Guided Waves and Their Applications*
- [ 8 ] Xia G, Huang D X, Yuan X H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2212 (in Chinese) [ 夏 舸、黄德修、元秀华 2007 物理学报 **56** 2212 ]
- [ 9 ] 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 ]
- [ 10 ] Agrawal G P (Translated by Jia D F) 2002 *Nonlinear Fiber Optics & Applications of Nonlinear Fiber Optics* (3<sup>rd</sup> ed) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p12 (in Chinese) [ 阿戈沃著(贾东
- 方译) 2002 非线性光纤光学原理与应用(第三版)(北京:电子工业出版社)第 12 页 ]
- [ 11 ] Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J 2000 *Opt. Lett.* **25** 25
- [ 12 ] Gattass R R, Svacha G T, Tong L M, Mazur E 2006 *Opt. Express* **14** 9408
- [ 13 ] Tong L M, Gattass R R, Ashcom J B, He S L, Lou J Y, Shen M Y, Maxwell I, Mazur E 2003 *Nature* **426** 816
- [ 14 ] Tong L M, Lou J Y, Mazur E 2004 *Opt. Express* **12** 1025
- [ 15 ] 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 ]
- [ 16 ] Alfano R R 1989 *The Supercontinuum Laser Source* (New York: Springer-Verlag) p113
- [ 17 ] Falk P, Frosz M, Bang O 2005 *Opt. Express* **13** 7535
- [ 18 ] Kudlinski A, George A K, Knight J C, Travers J C, Rulkov A B, Popov S V, Taylor J R 2006 *Opt. Express* **14** 5715
- [ 19 ] Chen Y Z, Xu W C, Cui H, Chen W C, Liu S H 2003 *Acta Opt. Sin.* **23** 297 (in Chinese) [ 陈泳竹、徐文成、崔 虎、陈伟成、刘颂豪 2003 光学学报 **23** 297 ]
- [ 20 ] Boucon A, Alasia D, Beugnot J C, Mélin G, Lempereur S, Fleureau A, Maillotte H, Dudley J M, Sylvestre T 2008 *IEEE Photonic Tech. Lett.* **20** 842
- [ 21 ] Korneev N, Kuzin E A, Ibarra-Escamilla B, Bello-Jiménez M, Flores-Rosas A 2008 *Opt. Express* **16** 2636
- [ 22 ] Zhou B, Jiang Y L, Chen X W, Leng Y X, Li R X, Xu Z Z 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 323 (in Chinese) [ 周 冰、姜永亮、陈晓伟、冷雨欣、李儒新、徐至展 2007 光学学报 **27** 323 ]

# Dispersion properties and supercontinuum generation in nanofiber<sup>\*</sup>

Li Lin-Li<sup>1)</sup> Feng Guo-Ying<sup>1)†</sup> Yang Hao<sup>1)</sup> Zhou Guo-Rui<sup>1)</sup> Zhou Hao<sup>1)</sup>  
Zhu Qi-Hua<sup>2)</sup> Wang Jian-Jun<sup>2)</sup> Zhou Shou-Huan<sup>1)B)</sup>

1) *College of Electronics & Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China*

2) *Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*

3) *North China Research Institute of Electro-Optics, Beijing 100015, China*

( Received 22 October 2008 ; revised manuscript received 24 December 2008 )

## Abstract

The dispersion properties of nanofibers was numerically simulated and calculated in details, and different dispersion properties in different diameters and materials were compared. The results show that, there are two zero dispersion wavelengths in nanofibers with silica core. With the increase of fiber diameter, the dispersion curve tends to smooth and the zero dispersion wavelength also changes. When the core is silicon, it only have one zero dispersion wavelength. With the increase of diameter, its zero dispersion wavelength moves to the long-wavelength end. The generalized nonlinear Schrödinger equation is adopted to describe the evolution of ultra-short laser pulse propagating in nanofibers, and is solved by using the split-step Fourier method. The influence of dispersion on the generation of supercontinuum and the evolution of pulse profile in different dispersion regions are compared. In the normal dispersion region, the output spectral width is narrow. While in the zero dispersion region and the anomalous dispersion region, the super continuum spectrum can be obtained easily.

**Keywords :** dispersion, supercontinuum generation, nonlinear optics, nanofiber

**PACC :** 4265, 4281, 4260K

<sup>\*</sup> Project supported by the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics ( Grant No. 10676023 ), the Major Program of the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60890203 ), and the Foundation of the State Key Laboratory of Solide State Laser.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : guoying\_feng@yahoo.com.cn