

正常色散高非线性石英光纤优化设计及平坦光频率梳产生*

王佳强 吴志芳 冯素春†

(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)

(2022 年 6 月 5 日收到; 2022 年 7 月 13 日收到修改稿)

本文对一种纤芯折射率分布呈三角形的四包层结构正常色散平坦高非线性石英光纤进行优化设计, 用于平坦光频率梳产生. 研究了光纤各包层宽度和折射率大小对光纤色散特性、截止波长的影响. 经过优化设计的光纤在波长 1400—1700 nm 范围内可实现较为平坦的近零正常色散, 色散范围为 $-3-0$ ps/(km·nm). 光纤有效模场面积约为 $11 \mu\text{m}^2$, 非线性系数可达 $12.8 \text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$. 基于电光调制脉冲泵浦正常色散平坦高非线性石英光纤, 进行平坦光频率梳产生仿真. 研究了光纤长度、二阶色散、三阶色散、脉冲峰值功率、脉冲宽度、脉冲初始啁啾、脉冲形状等参数对光频率梳产生的影响. 仿真结果有利于促进正常色散高非线性石英光纤的国产化及其在平坦光频率梳的应用.

关键词: 高非线性光纤, 光学频率梳, 正常色散, 自相位调制

PACS: 42.81.-I, 42.65.Tg, 42.65.Yj, 42.65.Wi

DOI: 10.7498/aps.71.20221115

1 引言

近年来, 光频率梳光源在高速光通信、光谱检测、激光雷达、微波光子学等领域得到了广泛应用, 吸引了国内外众多研究者的关注^[1]. 本文针对应用于光通信系统的频率间隔为 10—50 GHz 的光频率梳展开讨论和研究, 这类光频率梳应用不要求实现自参考 (self-referenced). 超大容量相干光通信系统对光频率梳光源具有如下要求: 1) 为了匹配波分复用信道, 要求光频率梳梳齿间隔在 10 GHz 以上; 2) 为了提高多通道之间的一致性, 要求光频率梳光谱平坦度较好 (3 dB 以内); 3) 为了增加通信容量, 要求光频率梳光谱范围覆盖多个通信波段 (如 C+L 波段); 4) 为了提高单个载波调制格式的复杂度, 要求光频率梳相干性高、梳齿线宽窄 (百 kHz)、信噪比高等. 目前传统半导体锁模激光

器、光学 Kerr 微腔、电光调制器级联、超连续谱展宽等方法实现的光频率梳光源都已应用于大容量高速光通信实验^[2-4]. 传统半导体锁模激光器中的激光线宽在 1—20 MHz 量级, 需要进一步压窄线宽; 光学 Kerr 微腔光梳需要精密调谐泵浦激光波长与微腔谐振频率, 长期稳定工作存在一定的难度; 基于电光调制器级联产生的光频率梳带宽仅约 20 nm. 而利用电光调制经脉冲压缩后输入高非线性光纤, 基于超连续谱展宽实现的光频率梳, 其具有频率间隔可调谐 (10—50 GHz 可调), 功率平坦度好 (3 dB 以内), 每个光频率梳梳齿线宽较窄的特点. 2013 年美国普渡大学、加州 UCSD 大学分别利用电光调制结合非线性超连续谱展宽实现了平坦光频率梳^[5,6]. 美国普渡大学通过引入基于空间光调制器的脉冲整形器, 加州 UCSD 大学通过引入非线性光纤环镜和非线性放大光纤环镜, 利用脉冲整形方法实现了光频率梳平坦度提升. 华中科技

* 中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: 2021JBM002) 和国家自然科学基金 (批准号: 61827818, 62275012) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: schfeng@bjtu.edu.cn

大学^[7]、哈尔滨工业大学^[8]、中国科学院半导体研究所、吉林大学^[9]、国防科技大学^[10]等先后利用单频激光经过电光调制器得到频率间隔 10—50 GHz 的可调谐电光调制光频率梳, 然后利用高非线性光纤实现超连续谱光频率梳. 然而基于超连续谱展宽的平坦光频率梳产生机理, 光频率梳平坦度进一步提升的原因, 各项参数对光频率梳产生的影响等并没有较为系统的研究.

基于高非线性光纤产生平坦光频率梳, 关键器件在于正常色散高非线性光纤. 研究者们对正常色散非线性光子晶体光纤进行了研究, 但光子晶体光纤制造相对繁杂^[11]. 研究者们对正常色散非石英基光纤, 如碲酸盐^[12]、硅酸铅光纤^[13]展开了研究, 但目前此类光纤损耗相对较大. 对于正常色散高非线性石英基光纤, 长飞光纤光缆股份有限公司生产的高非线性石英光纤采用三包层折射率分布结构, 色散斜率较大, 不利于平坦光频率梳的产生. 四包层折射率分布结构高非线性光纤可以实现平坦近零正常色散. OFS、住友生产的色散平坦高非线性光纤采用阶跃型折射率分布^[14], 存在近零色散正负色散波动问题, 需要施加应力调控^[6]. 笔者团队前期对纤芯呈阶跃型折射率分布的四包层高掺锗高非线性石英光纤进行了优化设计^[15], 但是阶跃型折射率分布四包层石英光纤的纤芯制作容差较小(因最内层纤芯半径较小且对色散影响较大). 并且对纤芯呈抛物线折射率分布的四包层石英光纤也进行了优化设计^[16], 但是抛物线系数不易选择. 本文对四包层高掺锗石英光纤进行了进一步优化设计, 纤芯采用三角形折射率分布, 方便石英光纤参数设定和制造. 另外, 基于电光调制脉冲泵浦正常色散平坦高非线性石英光纤, 进行平坦光频率梳仿真, 明确了平坦光频率梳产生的原理, 解释了光频率梳平坦性可进一步提升的原因, 研究了各项参数对光频率梳产生的影响.

2 光纤结构设计与色散优化

2.1 光纤折射率基本结构

图 1 所示为一种纤芯折射率呈三角形的四包层高掺锗正常色散平坦高非线性光纤结构及折射率分布. 如图 1(a) 所示, 此四包层光纤有 2 个高折射率区和 2 个低折射率区, 光纤的最外包层材料为纯石英. 可分别通过掺锗或掺氟改变各包层折

射率, 掺锗的石英材料随波长变化的折射率由 Sellmeier 公式给出^[15]. 图 1(b) 给出了三角形四包层光纤的折射率分布函数. 定义相对折射率差为 $\Delta n_x = (n_x^2 - n_{\text{clad}}^2) / (2n_x^2)$, x 分别取 1, 2, 3, 4, 其中 Δn_x 分别表示光纤中各包层相对于外包层的相对折射率差. 同时, 定义相对折射率差区域的宽度 Δr_y , y 分别取 1, 2, 3, 4, 其中, $r_1, r_2, r_3, r_4, r_{\text{clad}}$ 分别表示光纤中三角形折射率分布的纤芯和 4 个包层的半径, Δr_1 为第一个正相对折射率差区域的宽度, $\Delta r_1 = r_1$, Δr_2 为第一个负相对折射率差区域的宽度, $\Delta r_2 = r_2 - r_1$, Δr_3 为第二个正相对折射率差区域的宽度, $\Delta r_3 = r_3 - r_2$, Δr_4 为第二个负相对折射率差区域的宽度, $\Delta r_4 = r_4 - r_3$.

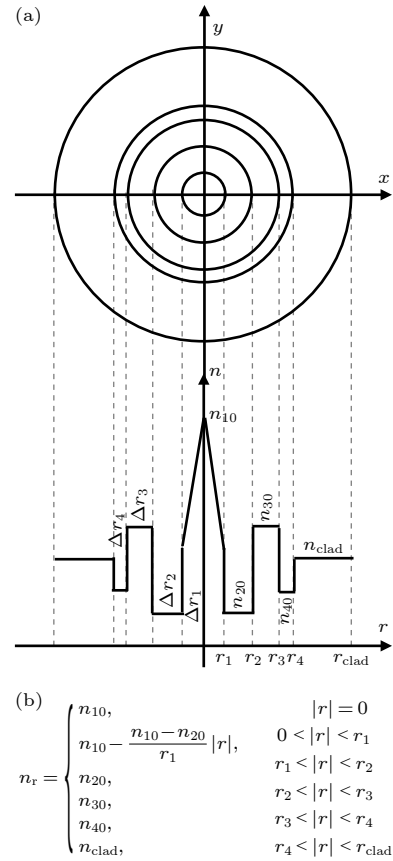


图 1 正常色散平坦高非线性光纤 (a) 光纤结构; (b) 折射率分布

Fig. 1. Flat normal dispersion high nonlinear fiber: (a) Structure; (b) refractive index distribution.

光纤中的群速度色散 D 主要由材料色散和波导色散构成, 其公式为

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \approx -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}(\lambda)}{d\lambda^2}, \quad (1)$$

其中 $n_{\text{eff}}(\lambda)$ 表示工作波长为 λ 的基模的有效折射

率, c 为真空中的光速, β_2 表示二阶群速度色散. 为了在 1550 nm 附近获得较为平坦的正常色散特性并且满足单模传输条件, 可以通过调节光纤中各包层的折射率和宽度, 来调整光纤横截面的折射率分布. 本文通过有限元法进行数值模拟, 研究纤芯三角形四包层光纤结构中的多个可控自由变量对光纤特性的影响, 研究了光纤结构在各包层相对折射率变化 $\pm 4\%$ 左右, 各包层相对宽度变化 $\pm 1\%$ 左右情况下的色散曲线变化情况, 并分别对各自由变量研究结果进行讨论分析.

2.2 各包层相对折射率变化对光纤色散特性的影响

由于多包层光纤可变参数较多, 对各包层宽度和折射率进行一定的参数扫描和优化, 获得预期可实现正常色散高非线性石英光纤的参数. 需要注意的是, 光纤各包层折射率差需要满足一定的条件, 才能在 1550 nm 附近较宽的波长范围内得到平坦的色散特性曲线. 为了实现高非线性光纤, 其须具有较小的有效模场面积. 因此, 在多包层光纤设计中, 纤芯折射率与外包层的相对折射率差须大于 1%, 第一个负折射率下陷区域与外包层的相对折射率差须小于 -0.5% . 首先研究在保持光纤各包层相对宽度为: $\Delta r_1 = 1.8 \mu\text{m}$, $\Delta r_2 = 3.8 \mu\text{m}$, $\Delta r_3 = 1.5 \mu\text{m}$, $\Delta r_4 = 4 \mu\text{m}$, 即 $r_1 = 1.8 \mu\text{m}$, $r_2 = 5.6 \mu\text{m}$,

$r_3 = 7.1 \mu\text{m}$, $r_4 = 11.1 \mu\text{m}$, $r_{\text{clad}} = 62.5 \mu\text{m}$ 不变的情况下, 纤芯和各包层相对折射率变化对光纤色散特性的影响, 结果如图 2 所示.

图 2(a) 表示保持 $\Delta n_2 = -0.48\%$, $\Delta n_3 = 0.4\%$, $\Delta n_4 = -0.05\%$ 不变的情况下, 光纤三角形纤芯相对外包层的相对折射率差改变, 即 Δn_1 取值分别为 2.3%, 2.35%, 2.4%, 2.45%, 2.5% 时, 光纤色散特性曲线随波长变化的趋势. 由图 2 可知, 纤芯的相对折射率越高, 即 Δn_1 越大, 光纤的色散值越大, 色散曲线会由正常色散区向反常色散区整体上移.

图 2(b) 表示保持 $\Delta n_1 = 2.45\%$, $\Delta n_3 = 0.4\%$, $\Delta n_4 = -0.05\%$ 不变的情况下, 第一个折射率下陷区域相对外包层的相对折射率差改变, 即 Δn_2 的值分别取 -0.6% , -0.7% , -0.8% , -0.9% , -1% 时, 光纤色散特性曲线随波长变化的趋势. 由图 2(b) 可知, Δn_2 取值越小, 即 Δn_2 的绝对值越大, 光纤在此包层的折射率下陷越深, 光纤的色散值越大, 色散曲线会由正常色散区向反常色散区整体上移, 其对色散调控的影响程度次于 Δn_1 .

图 2(c) 表示保持 $\Delta n_1 = 2.45\%$, $\Delta n_2 = -0.8\%$, $\Delta n_4 = -0.05\%$ 不变的情况下, 第二个折射率凸起区域相对外包层的相对折射率差改变, 即 Δn_3 的值分别取 0.3%, 0.35%, 0.4%, 0.45%, 0.5% 时, 光纤色散特性曲线随波长变化的趋势. 由图 2(c) 可知, Δn_3 越小, 光纤在长波长处的色散值越大, 色散曲线

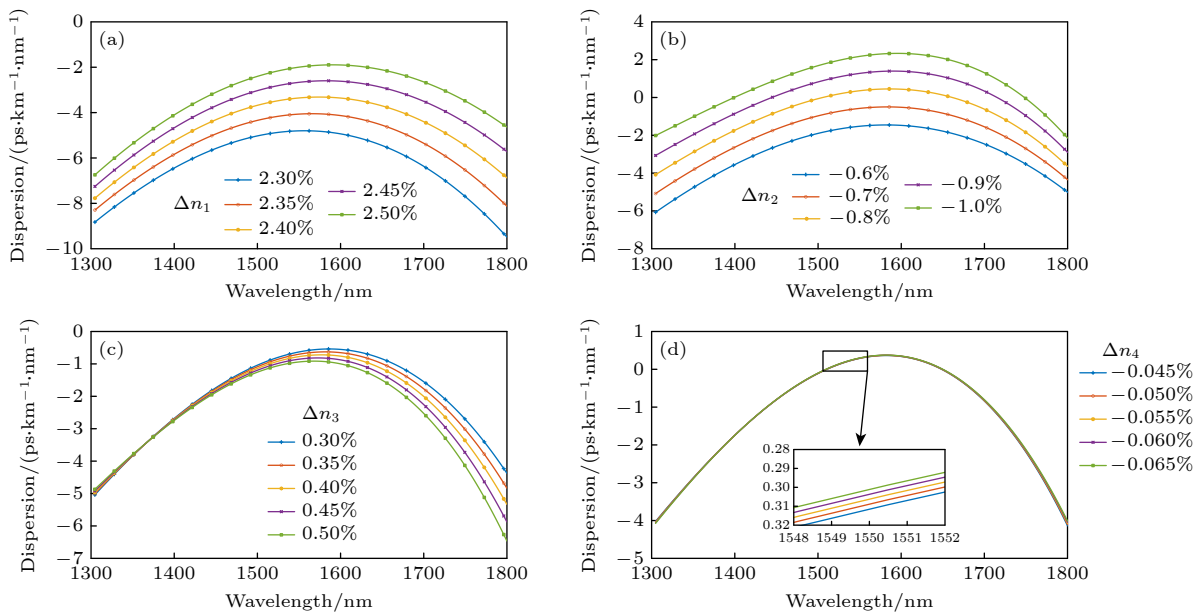


图 2 各包层相对折射率变化对光纤色散特性的影响 (a) 改变 Δn_1 ; (b) 改变 Δn_2 ; (c) 改变 Δn_3 ; (d) 改变 Δn_4

Fig. 2. Effect of relative refractive index change of each cladding on fiber dispersion characteristics: (a) Changing Δn_1 ; (b) changing Δn_2 ; (c) changing Δn_3 ; (d) changing Δn_4 .

会由正常色散区向反常色散区整体上移. 色散值总体上变化不大, 主要是用来控制截止波长实现单模传输 (见后文仿真分析).

图 2(d) 表示保持 $\Delta n_1 = 2.45\%$, $\Delta n_2 = -0.8\%$, $\Delta n_3 = 0.45\%$ 的情况下, 第二个折射率下陷区域相对外包层的相对折射率差改变, 即 Δn_4 的值分别取 -0.045% , -0.05% , -0.055% , -0.06% , -0.065% 时, 光纤色散特性曲线随波长变化的趋势. 由图 2(d) 及其插图可知, 当 Δn_4 改变时, 光纤的色散曲线变化不明显. 第二个折射率下陷区域的主要作用是束缚住上一层的光, 防止光从第 2 个高折射率区域泄露.

由以上结果可知, 光纤各包层的相对折射率差的变化对光纤色散特性的影响为: Δn_1 对光纤色散影响最大, Δn_1 越大光纤色散曲线上移, 特别是长波长处更加明显; Δn_2 对色散的影响次于 Δn_1 , Δn_2 的绝对值越大, 光纤色散曲线总体上移; Δn_3 , Δn_4 对光纤色散的长波长处有微调效果.

2.3 各包层相对宽度变化对光纤色散特性的影响

接着研究在保持光纤各包层相对折射率差为: $\Delta n_1 = 2.45\%$, $\Delta n_2 = -0.8\%$, $\Delta n_3 = 0.45\%$, $\Delta n_4 = -0.05\%$ 不变的情况下, 纤芯和各包层相对宽度变化对光纤色散特性的影响, 结果如图 3 所示.

图 3(a) 表示保持 $\Delta r_2 = 3.8 \mu\text{m}$, $\Delta r_3 = 1.5 \mu\text{m}$, $\Delta r_4 = 4 \mu\text{m}$ 不变的情况下, 光纤三角形纤芯半径改变时, 即 Δr_1 取值分别为 $1.78 \mu\text{m}$, $1.79 \mu\text{m}$, $1.8 \mu\text{m}$, $1.81 \mu\text{m}$, $1.82 \mu\text{m}$ 时, 光纤色散特性曲线的变化情况. 由图 3(a) 可知, 纤芯的半径越大, 即 Δr_1 越大, 光纤的色散值越大, 色散特性曲线由正常色散区域向反常色散区域整体向上偏移.

图 3(b) 表示保持 $\Delta r_1 = 1.8 \mu\text{m}$, $\Delta r_3 = 1.5 \mu\text{m}$, $\Delta r_4 = 4 \mu\text{m}$ 不变的情况下, 光纤结构中第一个折射率下陷区域的宽度变化时, 即 Δr_2 取值分别为 $3.2 \mu\text{m}$, $3.4 \mu\text{m}$, $3.6 \mu\text{m}$, $3.8 \mu\text{m}$, $4 \mu\text{m}$ 时, 光纤色散特性曲线的变化情况. 由图 3 可知, 当 Δr_2 增大时, 光纤的色散曲线在 1500 nm 以上的长波长区有明显效果, Δr_2 增大, 光纤的色散值在长波长处越大. 此时, 光纤的色散特性曲线由此表现出更为平坦的特性. 但是, 第一个折射率下陷区域的宽度不是越宽越好, 太宽的下陷区会劣化光纤的抗弯曲损耗能力^[17]. 故在优化设计光纤的长波长处的色散分布情况时, 两个高折射率区域间的距离需要格外注意.

图 3(c) 表示保持 $\Delta r_1 = 1.8 \mu\text{m}$, $\Delta r_2 = 3.4 \mu\text{m}$, $\Delta r_4 = 4 \mu\text{m}$ 不变的情况下, 光纤中第二个折射率凸起区域的宽度变化时, 即 Δr_3 取值分别为 $1 \mu\text{m}$, $1.5 \mu\text{m}$, $2 \mu\text{m}$, $2.5 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$ 时, 光纤色散特性曲线的变化情况. 由图可知, Δr_3 增大时, 色散在长波长处略有减小.

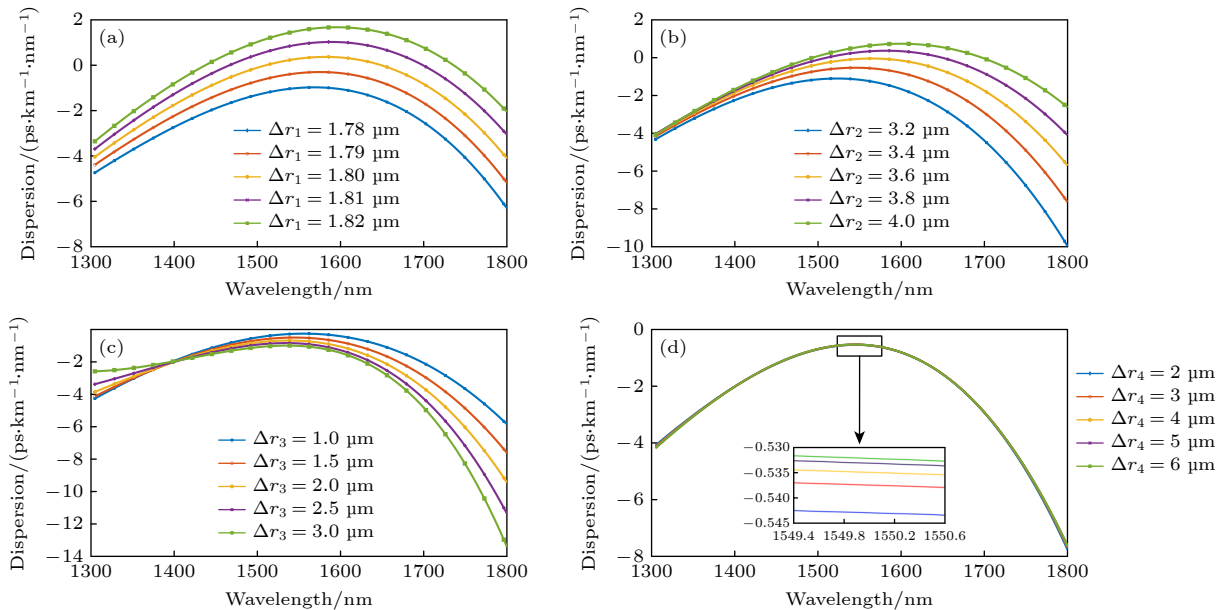


图 3 各包层相对宽度变化对光纤色散特性的影响 (a) 改变 Δr_1 ; (b) 改变 Δr_2 ; (c) 改变 Δr_3 ; (d) 改变 Δr_4

Fig. 3. Effect of relative width variation of each cladding on fiber dispersion characteristics: (a) Changing Δr_1 ; (b) changing Δr_2 ; (c) changing Δr_3 ; (d) changing Δr_4 .

图 3(d) 表示保持 $\Delta r_1 = 1.8 \mu\text{m}$, $\Delta r_2 = 3.4 \mu\text{m}$, $\Delta r_3 = 1.5 \mu\text{m}$ 不变的情况下, 光纤中第二个折射率下陷区域的宽度变化时, 即 Δr_4 取值分别为 $2 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$, $4 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$, $6 \mu\text{m}$ 时, 光纤色散特性曲线的变化情况. 由图 3(d) 及其插图可知, 当 Δr_4 改变时, 光纤的色散曲线变化不明显.

由以上结果可知, 光纤各包层宽度的变化对光纤色散特性的影响为: Δr_1 对光纤的色散特性起决定性作用, Δr_1 变大, 即光纤纤芯越宽, 色散曲线上移, 特别是长波长处比较明显; Δr_2 主要决定光纤长波长处的色散特性, Δr_2 越大, 色散在长波长处越大, 此时光纤的色散曲线在长波长处越平坦, 但是 Δr_2 不能过大, 过宽的下陷区会严重劣化光纤的抗弯曲损耗能力; Δr_3 , Δr_4 对光纤色散长波长处有微调效果, 同时可以改善光纤的抗弯曲损耗能力, 适当增大有效模场面积, 降低光纤接续损耗.

2.4 光纤截止波长

Δn_1 , Δn_2 和 Δr_1 , Δr_2 对光纤色散曲线影响较大, 所以通过调节 Δn_3 , Δn_4 和 Δr_3 , Δr_4 大小组合来改变该高非线性光纤的截止波长, 使得光纤在 1550 nm 处满足单模传输条件. 本文设计目标是能够在大于 1310 nm 的波段实现单模传输.

在保持 $\Delta r_1 = 1.8 \mu\text{m}$, $\Delta r_2 = 3.8 \mu\text{m}$, $\Delta r_3 = 1.5 \mu\text{m}$, $\Delta r_4 = 4 \mu\text{m}$ 不变的情况下, 一方面, 在保持 $\Delta n_1 = 2.45\%$, $\Delta n_2 = -0.8\%$, $\Delta n_4 = -0.05\%$ 不变时, 当 Δn_3 取值为 0.6% , 波长为 1310 nm 时, 在第二个折射率凸起区域会激发出稳定的高阶模, 模场如图 4(a) 所示, 这时的截止波长约为 1400 nm . 当 Δn_3 取值为 0.45% 时, Δn_3 区域在波长为 1310 nm 时已经不能支持高阶模, 由光纤截止波长理论可知, 工作波长大于 1310 nm 时都能满足单模传输条件, 且此时色散曲线在 $1550\text{--}1600 \text{ nm}$ 范围较为

平坦. 另一方面, 保持 $\Delta n_1 = 2.45\%$, $\Delta n_2 = -0.8\%$, $\Delta n_3 = 0.45\%$ 不变, 当 Δn_4 取值为 -0.045% , 波长为 1300 nm 时, 在第二个折射率凸起区域也会出现较为稳定的高阶模, 模场如图 4(b) 所示. 而且此下陷包层的主要作用是束缚住上一层的光, 防止光从第二个高折射率区域泄露, 因此 Δn_4 的绝对值不可过小.

同理, 在保持 $\Delta n_1 = 2.45\%$, $\Delta n_2 = -0.8\%$, $\Delta n_3 = 0.45\%$, $\Delta n_4 = -0.05\%$ 不变的情况下, 一方面, 在保持 $\Delta r_1 = 1.8 \mu\text{m}$, $\Delta r_2 = 3.4 \mu\text{m}$, $\Delta r_4 = 4 \mu\text{m}$ 不变时, 当 Δr_3 取值为 $2 \mu\text{m}$, 波长为 1310 nm 时, 在第二个折射率凸起区域会激发出稳定的高阶模, 模场如图 4(c) 所示. 当 Δr_3 取值为 $1.5 \mu\text{m}$ 时, Δr_3 区域在波长为 1310 nm 处已经不能支持高阶模, 由光纤截止波长理论可知, 工作波长大于 1310 nm 时都能满足单模传输条件, 且此时色散曲线在 $1550\text{--}1600 \text{ nm}$ 范围也较为平坦. 另一方面, 发现在保持 $\Delta r_1 = 1.8 \mu\text{m}$, $\Delta r_2 = 3.4 \mu\text{m}$, $\Delta r_3 = 1.5 \mu\text{m}$ 不变时, 当 Δr_4 取值为 $3 \mu\text{m}$, 波长为 1300 nm 时, 在第二个折射率凸起区域也会出现较为稳定的高阶模, 模场如图 4(d) 所示. 而且此下陷包层的主要作用是束缚住上一层的光, 防止光从第 2 个高折射率区域泄露, 因此 Δr_4 的宽度不可过小.

综上可知, 通过调整 Δn_3 , Δn_4 以及 Δr_3 , Δr_4 的参数值, 可以调节光纤的截止波长, 能够在工作波长大于 1310 nm 时实现单模传输, 并且获得较好的抗弯曲损耗性能.

2.5 光纤的有效模场面积和非线性系数

光纤的非线性系数 γ 表达式为

$$\gamma = \frac{n_2 k_0 \int_s |E|^4 dS}{\left(\int_s |E|^2 dS \right)^2} = \frac{n_2 k_0}{A_{\text{eff}}} = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}, \quad (2)$$

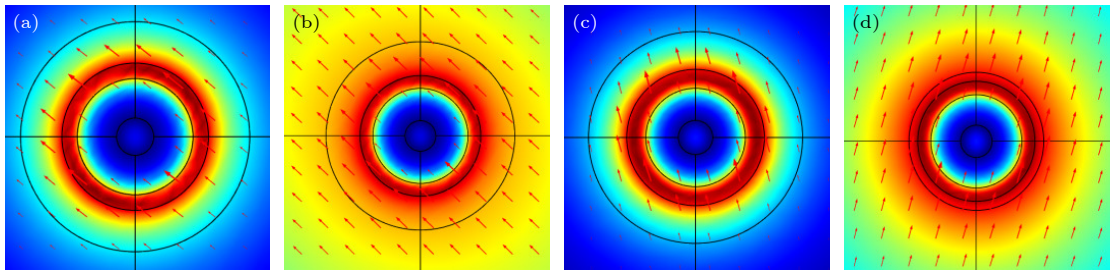


图 4 光纤中激发出的高阶模场 (a) Δn_3 取值过大; (b) Δn_4 的绝对值过小; (c) Δr_3 取值过大; (d) Δr_4 取值过小

Fig. 4. High-order mode field excited in the fiber: (a) When Δn_3 is too large; (b) when the absolute value of Δn_4 is too small; (c) when Δr_3 is too large; (d) when Δr_4 is too small.

其中 n_2 为介质的非线性折射率系数, 掺锗石英光纤中 n_2 的值一般为 $(2.16 + 0.033X) \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, X 为光纤中掺锗的摩尔浓度, ω_0 为角频率. 光纤的有效模场面积表达式为

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\iint_s |E|^2 dx dy \right)^2}{\iint_s |E|^4 dx dy}, \quad (3)$$

其中 $|E|$ 为电场矢量的模.

在以上参数优化设计的光纤结构基础上, 即 $\Delta n_1 = 2.45\%$, $\Delta n_2 = -0.8\%$, $\Delta n_3 = 0.45\%$, $\Delta n_4 = -0.05\%$, $\Delta r_1 = 1.8 \text{ } \mu\text{m}$, $\Delta r_2 = 3.4 \text{ } \mu\text{m}$, $\Delta r_3 = 1.5 \text{ } \mu\text{m}$, $\Delta r_4 = 4 \text{ } \mu\text{m}$ 时, 光纤在1550 nm附近有较好的色散平坦曲线和较大的非线性系数, 图5(a), (b)所示为最终优化设计的正常色散平坦高非线性光纤的色散, 有效模场面积 A_{eff} 和非线性系数 γ 随工作波长的变化曲线. 在1400—1700 nm之间色散范围为 $-3 \sim 0 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$. 在1550 nm处, 光纤有效模场面积约为 $11 \text{ } \mu\text{m}^2$, 非线性系数可达 $12.8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$.

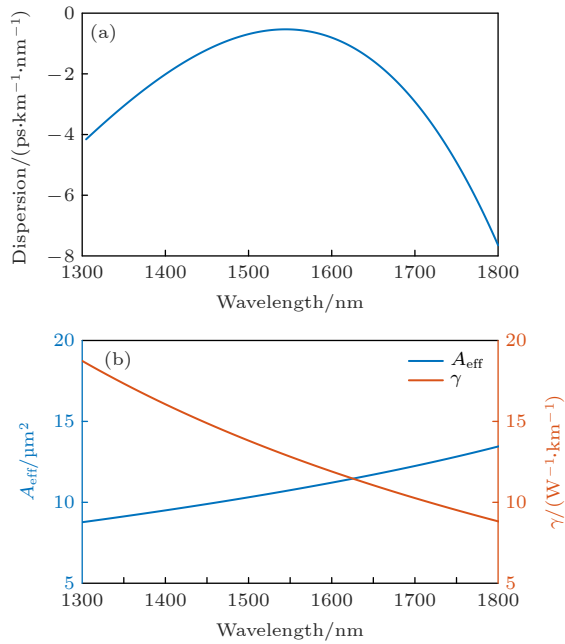


图5 最终优化设计的正常色散平坦高非线性光纤 (a) 色散变化曲线; (b) A_{eff} 和 γ 变化曲线

Fig. 5. The final designed normal dispersion high nonlinear fiber: (a) The dispersion curve; (b) the curve of A_{eff} and γ .

3 基于正常色散高非线性石英光纤的平坦光频率梳产生

利用1550 nm波段的10—50 GHz高重复频率皮秒脉冲光源(可用电光调制及脉冲压缩实现)^[4–6], 经高功率光纤放大器后输入正常色散高非线性光纤, 可以产生平坦光频梳, 这里选择电光调制形成脉冲, 主要考虑其可以产生10 GHz以上重复频率脉冲, 同时方便实现重复频率可调(调整电光调制器的调制频率), 更有可能应用于实际的高速光通信中(信道间隔在10 GHz以上). 光脉冲在正常色散平坦高非线性光纤中传输时, 首先发生自相位调制, 传输到一定距离后发生光波分裂, 这会导致脉冲展宽, 其频谱也随之展宽, 同时频谱包络的平坦性变好. 时域单一脉冲的频域光谱包络和具有一定重复频率的周期性脉冲的光频率梳的频域光谱包络是一致的^[1]. 因此, 通过研究单一脉冲的频域光谱包络演化情况, 考察光频率梳的平坦度和带宽. 本文利用广义非线性薛定谔方程(generalized nonlinear Schrödinger equation, GNLSE)分析基于正常色散高非线性光纤产生光频率梳中单一脉冲和光谱的包络演化, 即

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A - i \sum_{k \geq 2} \frac{i^k \beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial T^k} = i \gamma \left[|A|^2 A + i \frac{\lambda_0}{2\pi c} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right], \quad (4)$$

式中, λ_0 为脉冲中心波长, A 为脉冲缓变包络振幅, z 为脉冲在光纤中传输的距离, β_k 为光纤的各阶色散效应, α 为光纤的损耗, T_R 为内脉冲拉曼散射系数. 通过分步傅里叶变换算法进行数值求解, 仿真中忽略了 β_4 以上的高阶色散、拉曼效应和自变抖效应.

基于第2节中经优化设计获得的正常近零色散平坦高非线性石英光纤的参数和实验可实现的脉冲光源的参数^[4–6](如表1所示), 利用非线性薛定谔方程, 对无啁啾双曲正割脉冲经400 m长正常色散平坦高非线性光纤传输后产生光频率梳进行仿真, 结果如图6所示. 随着传输距离增加, 脉冲的峰值功率减小, 脉冲展宽, 光频率梳频谱也随之展宽, 频谱包络逐步平坦化.

表1 仿真所采用的参数

Table 1. The parameters used in the simulation.

Parameter	$\beta_2/(\text{ps}^2 \cdot \text{km}^{-1})$	$\beta_3/(\text{ps}^3 \cdot \text{km}^{-1})$	$\beta_4/(\text{ps}^4 \cdot \text{km}^{-1})$	$\gamma/(\text{W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1})$	P/W	T_0/ps	$\alpha/(\text{dB} \cdot \text{km}^{-1})$
Value	0.66	-0.0062	0	0.0128	30	1	0.8

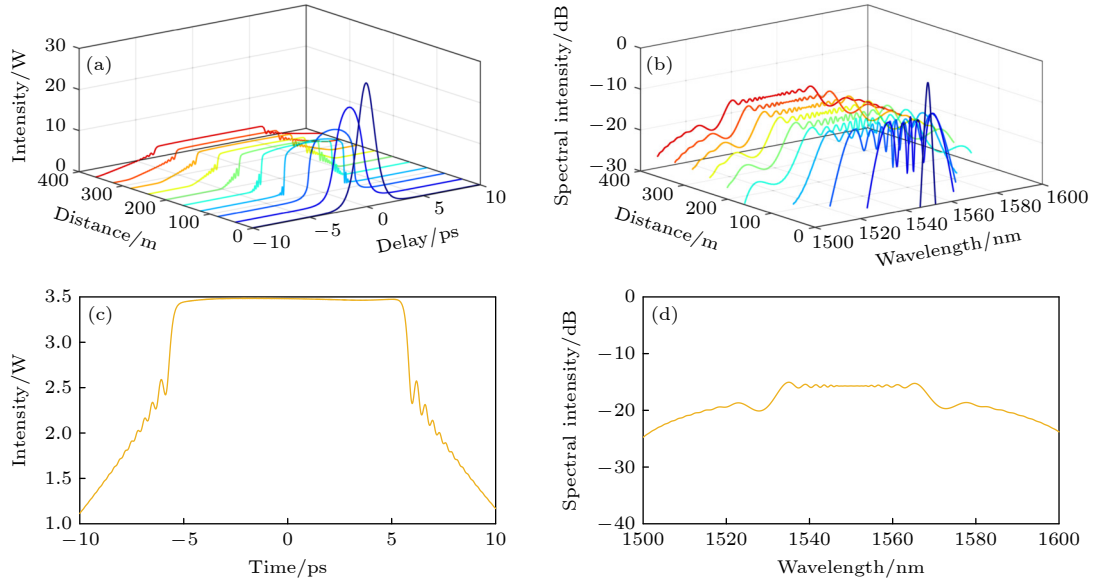


图 6 无啁啾双曲正割光脉冲经过正常色散平坦高非线性光纤产生光频梳 (a),(b) 传输不同光纤长度情况下时域和频域包络演化; (c),(d) 传输到 400 m 时光频率梳时域和频域包络

Fig. 6. The generated optical frequency comb with a non-chirped hyperbolic secant pulse propagating in flat normal dispersion high nonlinear fiber: (a),(b) Time and frequency domain envelope evolution with different propagation length; (c),(d) time and frequency domain envelope of the optical frequency comb after the pulse propagation of 400 m.

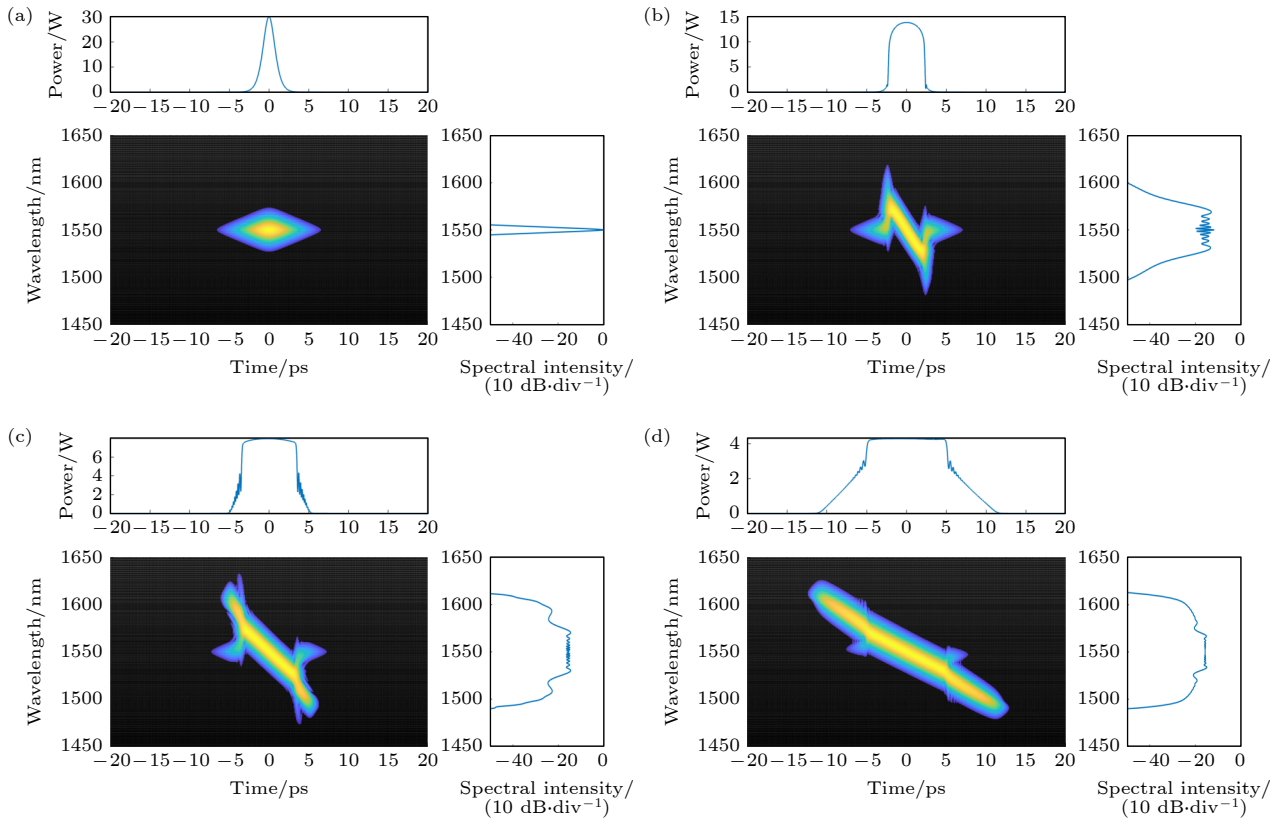


图 7 无啁啾双曲正割光脉冲传输不同光纤长度产生光频率梳的时谱图 (a) 0 m; (b) 100 m; (c) 200 m; (d) 400 m

Fig. 7. Spectrograms of non-chirped hyperbolic secant optical pulses at various propagation fiber lengths: (a) 0 m; (b) 100 m; (c) 200 m; (d) 400 m.

为了更好地展示无啁啾双曲正割脉冲在光纤传输过程中产生光频率梳的时域和频域的演化, 利用交叉相关频率分辨光学开关 X-FROG (cross-correlation frequency resolved optical gating) 技术, 仿真初始无啁啾双曲正割脉冲在正常色散非线性石英光纤中传输 0, 100, 200, 400 m 的时谱图如图 7 所示. 脉冲传输至 100 m 时, 脉冲宽度和光频率梳频谱宽度均有显著的展宽, 但光频率梳频谱平坦度不佳, 频谱中心振荡明显; 当传输至 200 m 时, 时域已经发生了光波分裂 (时域脉冲边沿有震荡波纹), 光频率梳频谱中心两侧的光谱开始呈现“台阶”, 此时频谱中心平坦带宽达到最宽, 频谱中心平坦度有了明显改善; 传输至 400 m 时, 脉冲继续展宽, 峰值功率下降, 脉冲包络与 200 m 没有明显差别, 频谱中

心的振荡有了一定的改善, 但是平坦频谱宽度却有一定减小. 可以推测到, 此时即使再增大光传输距离, 光频率梳频谱宽度也不会持续展宽, 反而可能由于色散和损耗劣化光频梳的性能. 从图 7 可知, 无啁啾双曲正割脉冲主要经历了自相位调制、光波分裂过程, 传输长度为 400 m 时, 脉冲前后沿尾部存在一定的非频移分量^[18], 脉冲呈现为准线性啁啾的平顶光脉冲, 存在一定的非线性啁啾分量.

同时, 研究了脉冲峰值功率 P , 脉冲半宽度 T_0 , 脉冲初始啁啾 C , 光纤二阶色散 β_2 , 光纤三阶色散 β_3 , 脉冲波形 Pulse 对光频梳时域和频域包络的影响. 仿真中以表 1 为基准, 正常色散高非线性光纤长度为 400 m, 仅改变其中一个参数, 而其他参数不变, 结果如图 8 所示.

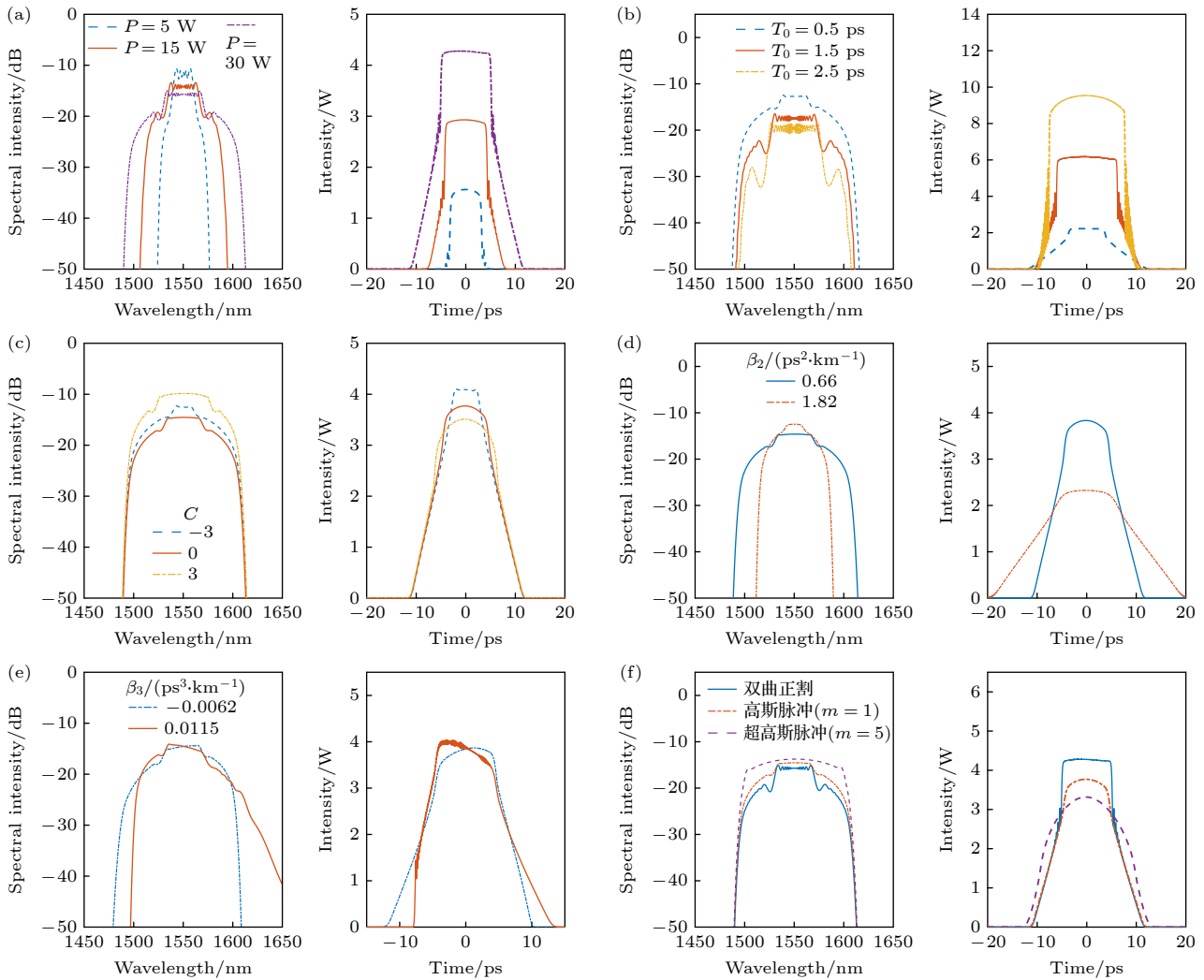


图 8 改变一个参数而其他参数不变, 脉冲在传输 400 m 光纤后展宽的光频率梳频谱包络及时域波形 (a) 只改变 P ; (b) 只改变 T_0 ; (c) 只改变 C ; (d) 只改变 β_2 ; (e) 只改变 β_3 ; (f) 只改变输入脉冲波形

Fig. 8. The broadening optical frequency comb spectra and pulse envelope after the pulse propagates through 400 m fiber when one parameter is changed while the other parameters remain unchanged: (a) Only changing P ; (b) only changing T_0 ; (c) only changing C ; (d) only changing β_2 ; (e) only changing β_3 ; (f) only changing the input pulse waveform.

如图 8(a) 所示, 以无啁啾双曲正割脉冲为输入波形, 调节脉冲峰值功率 P 分别为 5, 15, 30 W, 可以看到, 输入脉冲的峰值功率越大, 输出的脉冲时域宽度越宽, 峰值功率越大, 且光频梳的频谱展宽带宽越宽, 频谱中心波长 1550 nm 附近光频率梳的平坦性越好.

如图 8(b) 所示, 以无啁啾双曲正割脉冲为输入波形, 调节脉冲半宽度 T_0 分别为 0.5, 1.5, 2.5 ps, 可以看到, 输入脉冲宽度越窄, 输出光频梳的最大宽度越宽, 且频谱中心波长 1550 nm 附近光频率梳的平坦度随之提升.

如图 8(c) 所示, 以高斯脉冲为输入波形, 调节脉冲初始啁啾 C 分别为 -3 , 0 , $+3$, 可以看到, 随着啁啾参量 C 的增大, 输出的脉冲时域宽度越宽, 与此同时, 光频梳频谱的中心平坦度较好的展宽带宽越宽. 同时, 在脉冲中引入负的初始啁啾参量 (即 $C < 0$), 此时光纤的二阶色散 β_2 和初始啁啾参量 C 满足 $\beta_2 C < 0$, 故时域脉冲在传输过程会经历先压缩后展宽的过程, 相当于增大了光波分裂发生所要求的传输距离.

如图 8(d) 所示, 以无啁啾高斯脉冲为输入波形, 调节二阶色散 β_2 分别为 $0.66 \text{ ps}^2/\text{km}$, $1.82 \text{ ps}^2/\text{km}$, 可以看到, 光纤的二阶色散 β_2 越小 (即越接近 0), 输出的光频梳的频谱宽度越宽.

如图 8(e) 所示, 以无啁啾高斯脉冲为输入波形, 调节三阶色散 β_3 分别为 $-0.0062 \text{ ps}^3/\text{km}$, $0.0115 \text{ ps}^3/\text{km}$, 可以看到, 光纤的三阶色散 β_3 绝对值越小, 输出的光频梳平坦度和对称性越好. 同时, 三阶色散 β_3 的正负代表了频谱的倾斜方向.

如图 8(f) 所示, 分别以双曲正割脉冲, 高斯脉冲 ($m = 1$), 超高斯脉冲 ($m = 5$) 为输入波形, 可以看到, 输入脉冲波形不同, 最终光频梳的时域波形和频谱也不同. 特别是超高斯脉冲 ($m = 5$) 传输后演变为类抛物形脉冲, 而其频谱的展宽带宽最宽, 光频梳中心平坦度明显提升, 光频梳在整个带宽范围内都具有较好的平坦度. 由双曲正割脉冲产生的光频梳平坦度最差; 由高斯脉冲 ($m = 1$) 产生的光频梳平坦度介于两者之间. 基于双曲正割脉冲或高斯脉冲 ($m = 1$) 抽运可实现平坦度为 3 dB, 带宽约为 40 nm 的光频率梳. 基于超高斯脉冲 ($m = 5$) 抽

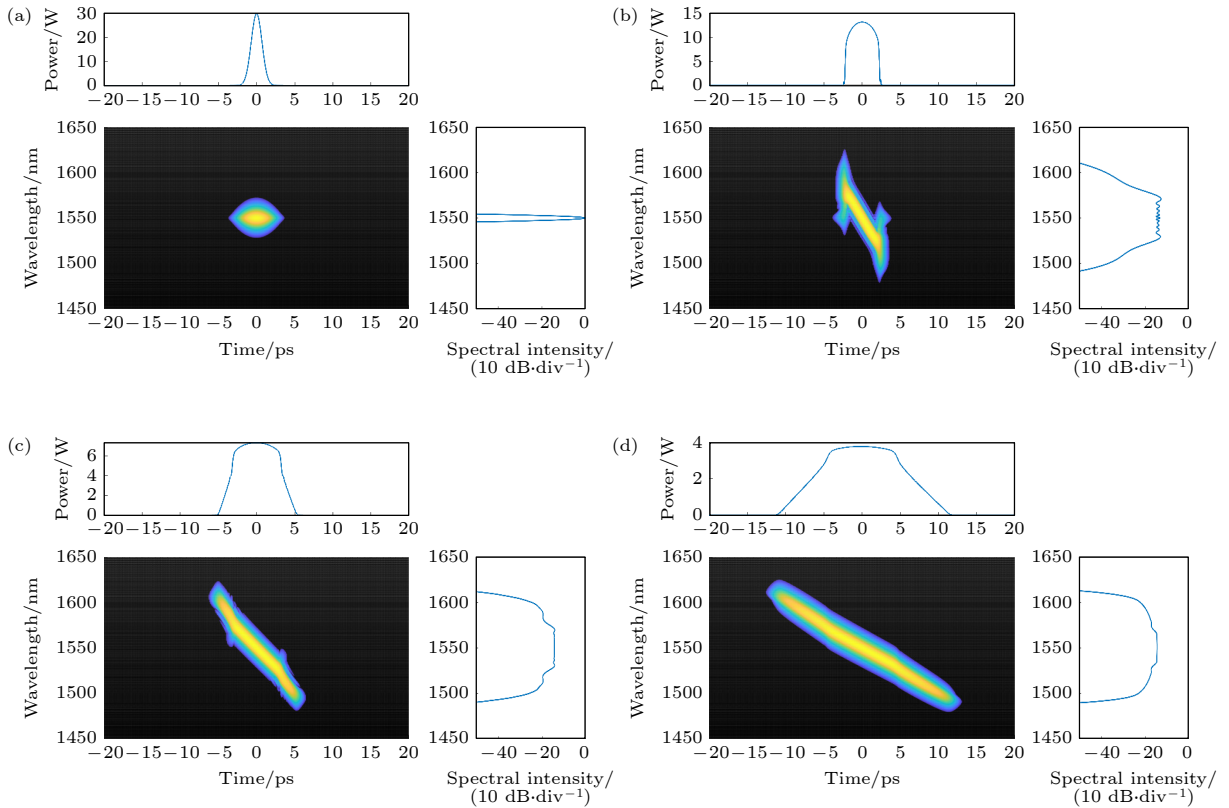


图 9 无啁啾高斯光脉冲 ($m = 1$) 传输不同光纤长度产生光频率梳的时谱图 (a) 0 m; (b) 100 m; (c) 200 m; (d) 400 m

Fig. 9. Spectrograms of the non-chirped Gaussian pulse ($m = 1$) at various propagation fiber lengths: (a) 0 m; (b) 100 m; (c) 200 m; (d) 400 m.

运可实现平坦度为 2 dB, 带宽约为 92 nm 的光频率梳.

为了探究高斯脉冲, 超高斯脉冲比双曲正割脉冲生成的光频率梳的平坦度更好的原因, 利用 X-FROG 技术对高斯脉冲 ($m=1$), 超高斯脉冲 ($m=5$) 在高非线性光纤中传输的时频演化过程进行仿真. 两种脉冲在正常色散非线性石英光纤中传输 0, 100, 200, 400 m 的时谱图分别如图 9, 图 10 所示. 可知, 高斯脉冲在传输过程中也经历了自相位调制、光波分裂过程, 传输到 400 m 长度时, 脉冲前后沿尾部存在的非频移分量相比双曲正割脉冲减少, 脉冲也呈现为准线性啁啾的平顶光脉冲, 存在一定的非线性啁啾分量. 而超高斯脉冲在传输过程中几乎没有发生光波分裂效应, 传输到 400 m 长度时, 脉冲呈现为准线性啁啾的近抛物形光脉冲. 我们认为光频率梳平坦度改善的主要原因是超高斯脉冲相比高斯脉冲和双曲正割脉冲, 输入脉冲边沿的拖尾较小. 故若选取超高斯脉冲作为输入脉冲源, 则可得到性能更佳的平坦光频率梳. 可以采用商用的脉冲整形器 (如 Finisar 公司的 WaveShaper 4000S/X) 对输入脉冲波形进行整形, 实现超高斯

脉冲^[19], 从而实现平坦度较好且带宽也较宽的光学频率梳.

4 结 论

本文对一种纤芯折射率分布呈三角形的四包层结构正常色散平坦高非线性石英光纤进行了优化设计. 研究了光纤各包层宽度和折射率大小对光纤色散特性、截止波长的影响. 基于电光调制脉冲泵浦正常色散平坦高非线性石英光纤, 进行平坦光频率梳仿真, 研究了光纤长度、二阶色散、三阶色散、脉冲峰值功率、脉冲宽度、脉冲初始啁啾、脉冲形状等参数对光频率梳产生的影响. 基于双曲正割脉冲或高斯脉冲泵浦可实现平坦度为 3 dB, 带宽约为 40 nm 的光频率梳. 基于超高斯脉冲泵浦可实现平坦度为 2 dB, 带宽约为 92 nm 的光频率梳. 故基于本文提出的正常色散高非线性光纤及光频率梳产生研究, 可实现重复频率 10 GHz 以上, 功率平坦度 3 dB 以内, 频谱带宽约 40—90 nm 的光频率梳. 仿真结果有利于促进正常色散高非线性石英光纤的国产化及其在平坦光频率梳的应用.

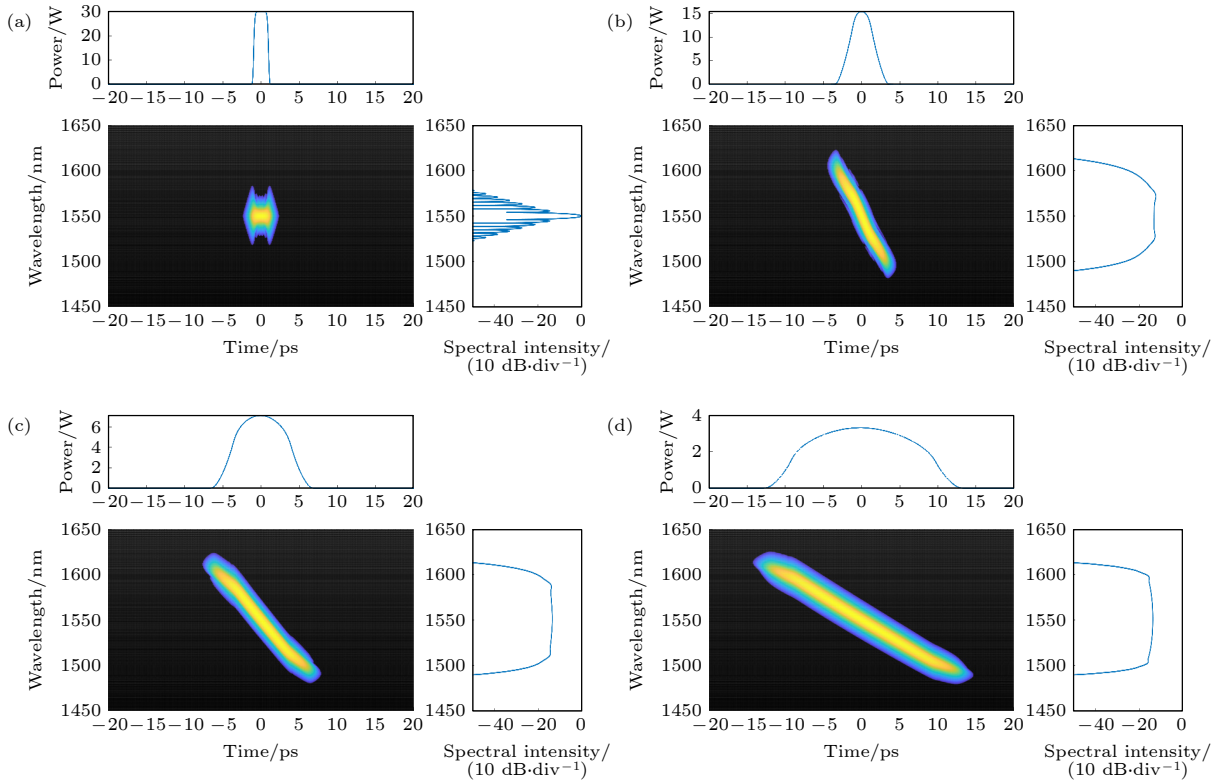


图 10 无啁啾超高斯光脉冲 ($m=5$) 传输不同光纤长度产生光频率梳的时谱图 (a) 0 m; (b) 100 m; (c) 200 m; (d) 400 m

Fig. 10. Spectrograms of the non-chirped super Gaussian pulse ($m=5$) at various propagation fiber lengths: (a) 0 m; (b) 100 m; (c) 200 m; (d) 400 m.

参考文献

- [1] Diddams S A, Vahala K, Udem T 2020 *Science* **369** eaay3676
- [2] Gaeta A L, Lipson M, Kippenberg T J 2019 *Nat. Photonics* **13** 158
- [3] Hu H, Oxenløwe L K 2021 *Nanophotonics* **10** 1367
- [4] Company V T, Weiner A M 2014 *Laser Photonics Rev.* **8** 368
- [5] Wu R, Company V T, Leaird D E, Weiner A M 2013 *Opt. Express* **21** 6045
- [6] Ataie V, Myslivets E, Kuo B P P, Alic N, Radic S 2014 *J. Lightwave Technol.* **32** 840
- [7] Yang T, Dong J J, Liao S S, Huang D X, Zhang X L 2013 *Opt. Express* **21** 8508
- [8] Yu S, Bao F, Hu H 2018 *IEEE Photonics J.* **10** 2
- [9] Han J Y, Huang Y L, Wu J L, Li Z R, Yang Y D, Xiao J L, Zhang D M, Qin G S, Huang Y Z 2020 *Opto-Electron Adv.* **3** 190033
- [10] Zhang X, Zhang J H, Li Y M, Yin K, Zheng X, Jiang T 2021 *Chin. J. Lasers* **48** 0116002 (in Chinese) [张馨, 张江华, 李仪茗, 殷科, 郑鑫, 江天 2021 *中国激光* **48** 0116002]
- [11] Cerqueira S Jr A, Chavez Boggio J M, Rieznik A A, Hernandez-Figueroa H E, Fragnito H L, Knight J C 2008 *Opt. Express* **16** 2816
- [12] Li Q, Huang Y, Jia Z, Yao C, Qin G, Ohishi Y, Qin W 2018 *J. Lightwave Technol.* **36** 2211
- [13] Poletti F, Feng X, Ponzo G M, Petrovich M N, Loh W H, Richardson D J 2011 *Opt. Express* **19** 66
- [14] Kuo B P P, Fini J M, Grüner-Nielsen L, Radic S 2012 *Opt. Express* **20** 18611
- [15] Wu Z F 2019 *M. S. Dissertation* (Beijing: Beijing Jiaotong University) (in Chinese) [吴志芳 2019 硕士学位论文 (北京: 北京交通大学)]
- [16] Luo F 2020 *M. S. Dissertation* (Beijing: Beijing Jiaotong University) (in Chinese) [骆飞 2020 硕士学位论文 (北京: 北京交通大学)]
- [17] Wang Z 2000 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Beijing Jiaotong University) (in Chinese) [王智 2000 博士学位论文 (北京: 北京交通大学)]
- [18] Sun J, Li T J, Wang M G, Jia N, Shi Y C, Wang C C, Feng S C 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 114210 (in Chinese) [孙剑, 李唐军, 王目光, 贾楠, 石彦超, 王春灿, 冯素春 2019 *物理学报* **68** 114210]
- [19] Yang X, Richardson D J, Petropoulos P 2012 *J. Lightwave Technol.* **30** 1971

Design of normal dispersion high nonlinear silica fiber and generation of flat optical frequency comb^{*}

Wang Jia-Qiang Wu Zhi-Fang Feng Su-Chun[†]

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

(Received 5 June 2022; revised manuscript received 13 July 2022)

Abstract

The scheme of generating optical frequency comb mainly includes mode-locked laser, electro-optic modulation comb, nonlinear Kerr micro-resonator comb, and nonlinear supercontinuum comb. For the nonlinear supercontinuum comb scheme, the silica-based high nonlinear fiber with near-zero flattened normal dispersion is required. However the fiber dispersion varies along the fiber due to the fabrication inaccuracy. Furthermore, nonlinear supercontinuum comb generation based on the nonlinear fiber has not been systematically studied. In this paper, an optimal design of four-clad flat normal dispersion high nonlinear silica fiber with a triangular core refractive index distribution for the flat optical frequency comb generation is carried out. The effects of the fiber cladding width and refractive index on the fiber dispersion characteristics and cut-off wavelength are studied through using the finite element method mode solver. The optimally designed fiber can obtain relatively flat near-zero normal dispersion in a wavelength range of 1400–1700 nm, the dispersion range is $-3-0$ ps/(km·nm), and the dispersion slope is close to 0 at nearly 1550 nm. The effective mode field area of the nonlinear silica fiber is about $11\mu\text{m}^2$, and the nonlinear coefficient can reach $12.8\text{W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$.

Based on the electro-optic modulation pulse pumping the flat normal dispersion high nonlinear silica fiber, the flat optical frequency comb generation is systematically simulated with the generalized nonlinear Schrödinger equation. The time-frequency evolutions of a hyperbolic secant pulse, a Gaussian pulse and a super Gaussian pulse are simulated by using the X-Frog technology. The time-frequency spectrograms connect the time domain and the frequency domain of the pulse, clearly showing the change of pulse chirp during the propagation. The effects of various parameters on the optical frequency comb are studied, such as the fiber length, second-order dispersion, third-order dispersion, pulse peak power, pulse half width, pulse initial chirp, and pulse shape. An optical frequency comb with 3-dB flatness and about 40-nm bandwidth can be achieved based on hyperbolic secant pulse or Gaussian pulse pumping. Compared with the hyperbolic secant pulse and Gaussian pulse, the super Gaussian pulse can produce a flatter optical frequency comb. An optical frequency comb with 2-dB flatness and about 92-nm bandwidth can be achieved based on the super Gaussian pulse pumping. Therefore, based on the proposed high nonlinear fiber with normal dispersion, it is possible to realize an optical frequency comb with a repetition rate above 10 GHz, power flatness within 3 dB, and spectral bandwidth of about 40–90 nm. The simulation results are beneficial to promoting the localization of normal dispersion high nonlinear silica fiber and its application in flat optical frequency comb.

Keywords: high nonlinear fiber, optical frequency comb, normal dispersion, self-phase modulation

PACS: 42.81.-I, 42.65.Tg, 42.65.Yj, 42.65.Wi

DOI: 10.7498/aps.71.20221115

^{*} Project supported by the Fundamental Research Funds for Central Universities of China (Grant No. 2021JBM002) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61827818, 62275012).

[†] Corresponding author. E-mail: schfeng@bjtu.edu.cn

正常色散高非线性石英光纤优化设计及平坦光频率梳产生

王佳强 吴志芳 冯素春

Design of normal dispersion high nonlinear silica fiber and generation of flat optical frequency comb

Wang Jia-Qiang Wu Zhi-Fang Feng Su-Chun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 234209 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221115

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221115>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于锯齿波脉冲抑制自相位调制的高功率窄线宽单频脉冲光纤激光放大器

High-power narrow-linewidth single-frequency pulsed fiber amplifier based on self-phase modulation suppression via sawtooth-shaped pulses

物理学报. 2021, 70(21): 214202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210496>

窄线宽脉冲光纤激光的自相位调制预补偿研究

Self-phase modulation pre-compensation of narrowlinewidth pulsed fiber lasers

物理学报. 2018, 67(16): 164201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180486>

基于光学频率梳的超低噪声微波频率产生

Ultra-low noise microwave frequency generation based on optical frequency comb

物理学报. 2021, 70(13): 134204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201925>

双光梳非线性异步光学采样测距中关键参数的数值分析

Numerical analyses of key parameters of nonlinear asynchronous optical sampling using dual-comb system

物理学报. 2021, 70(18): 180601 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210565>

极紫外飞秒光学频率梳的产生与研究进展

Generation and research progress of femtosecond optical frequency combs in extreme ultraviolet

物理学报. 2020, 69(22): 224203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200851>

高非线性光纤正常色散区脉冲尾部非频移分量演化

Evolution of non-frequency shift components of pulse tail in normal dispersion region of highly nonlinear fiber

物理学报. 2019, 68(11): 114210 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190111>