

基于薄膜铌酸锂光波导的平坦光频率梳的设计

刘宇, 邓宜, 卫航, 吴春将, 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

摘要 提出了一种基于正常色散薄膜铌酸锂集成非线性波导产生高重复频率平坦光学频率梳的方案, 并进行了数值仿真研究。采用 3.6 m 长正常色散薄膜铌酸锂集成非线性波导, 通过色散调控优化设计, 基于正常色散, 利用自相位调制和光波分裂作用, 在 1550 nm 附近仿真得到了 3 dB 带宽约为 32 nm 的平坦光学频率梳。利用 X-Frog 技术分析了双曲正割、高斯和超高斯三种不同输入脉冲在传播过程中的时频演化情况。研究了各种参数对光学频率梳带宽和平坦度的影响, 并研究了光学频率梳的相干性。仿真结果表明, 薄膜铌酸锂集成非线性波导在 1550 nm 波段高重复频率平坦相干光学频率梳的产生方面具有较好的应用前景。

关键词 非线性光学; 铌酸锂; 光学频率梳; 自相位调制; 光波分裂

中图分类号 TN252

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.1301001

1 引言

从时域来看, 光学频率梳是具有一定重复频率的超短光脉冲; 从频域来看, 光学频率梳是具有等频率间隔的梳齿(梳齿间隔与时域重复频率一致), 能够将光学频率相干地连接到微波频率, 现已广泛应用于光通信、激光雷达、微波产生、精确测量和光谱分析等领域^[1]。本文重点关注在天文学、光通信和微波光子领域有着重要应用需求的 10~50 GHz 高重复频率光学频率梳, 这类光学频率梳的应用不要求实现自参考(self-referenced)。不同应用对光学频率梳有不同要求, 这就催生了各种方法来产生光学频率梳, 比如锁模激光器、电光调制器、微环谐振腔和超连续谱展宽等。光学频率梳的产生方案主要如下。1) 基于锁模激光器^[2-4]。该类光学频率梳的腔长一般是固定的, 频率间隔不容易实现调谐。商用的光纤锁模光学频率梳和掺钛蓝宝石锁模光学频率梳由于谐振腔长度较长, 重复频率通常只能在 GHz 以下, 最高仅到 10 GHz。2) 基于电光调制。它可以灵活实现光学频率梳频率间隔的调谐^[5-7], 并且可以通过改变射频信号、偏置电压、偏振态等调节梳齿的强度以实现光谱整形, 但是其光学频率梳的

梳齿有限。电光调制器也可以放入到微环或者法布里-珀罗腔中以提高调制效率, 但是产生的光学频率梳频谱包络呈现类三角形^[8-9]。3) 基于非线性克尔(Kerr)微环谐振腔。微环腔内的能量密度极高, 导致热效应显著, 泵浦频率很难与微腔谐振频率“锁定”在一起, 同时实际应用要求光学频率梳具有低噪声与高相干性。为了实现单孤子光学频率梳, 需要精确平衡色散、非线性、损耗、参量增益等, 调谐泵浦激光的中心频率, 使其与动态变化的微腔谐振频率牢牢地“锁定”在一起^[10-13]。4) 基于非线性超连续谱展宽。利用孤子压缩、自相位调制和光波分裂等效应, 使用近零正常色散石英基高非线性光纤(HNLF), 可以产生平坦的宽带光学频率梳^[14-20]。然而, 由于制作工艺的限制, 难以保证光纤色散为正常色散, 其通常会在正常色散与反常色散之间跳变, 这将会使产生的光学频率梳的平坦度、带宽以及相干性恶化。为了产生较为平坦的宽带频率梳, 需要使用数百米长的近零正常色散石英基 HNLF。为了解决石英基 HNLF 的色散跳变和受激布里渊散射阈值的问题, 需要在光纤不同位置处施加不同应力^[20]。为了解决光纤传输长度过长的问题, 可以使用非线性系数(γ)较大的光纤或集成非线性光波

收稿日期: 2020-12-02; 修回日期: 2020-12-04; 录用日期: 2021-01-08

基金项目: 国家自然科学基金(61827818, 62075008)、中央高校基本科研业务费专项资金(2021JBM002)

通信作者: *schfeng@bjtu.edu.cn

导^[21]。

近年来随着集成光学的发展,基于无腔非线性集成光波导和克尔微环谐振腔的光学频率梳产生方案引起了研究者的关注^[22]。相比于光纤,集成非线性光波导的非线性更强,色散调控的范围更大更灵活。目前,1550 nm 光通信波段的非线性集成波导材料主要有氮氧化硅^[23]、氮化硅(Si_3N_4)^[24]、硫化物^[25]、富硅氮化硅^[26]、氮化铝(AlN)^[27]、磷化镓(GaP)^[28]、砷镓铝($\text{Al}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{As}$)^[29]和五氧化二钽(Ta_2O_5)^[30-31]等。最近,绝缘体上的薄膜铌酸锂(Lithium Niobate on Insulator, LNOI)材料备受关注, LiNbO_3 的非线性折射率系数以及损耗均与 Si_3N_4 相当,同时具有电光调制特性。利用反常色散 LiNbO_3 无腔非线性集成波导已经实现了重复频率仅约为 100 MHz 的光学频率梳^[32]。由于脉冲的重复频率等于光学频率梳的谱线间隔,因此对于重复频率为 10~50 GHz 的光学频率梳,脉冲的峰值功率(数十瓦量级)要远远小于百 MHz 重复频率的飞秒脉冲的峰值功率(数千瓦量级),要产生平坦光学频率梳,可能需要米长度量级的集成光波导^[30-33]。目前,哈佛大学实现了传输损耗约为 2.7 dB/m 的多模 LNOI 集成光波导^[32],华东师范大学实现了米长度量级的传输损耗约为 2.8 dB/m 的单模 LNOI 集成光波导(波导宽高约为 1400 nm×700 nm,上包层为 Ta_2O_5 材料)^[34]。研究者们主要通过减小光在波导芯子和包层粗糙表面的散射来降低传输损耗。类似的低损耗高功率限制因子非线性集成光波导也已经在 Si_3N_4 多模光波导中实现^[24],损耗降到了 0.8 dB/m 左右。随着工艺的快速进步,研究者们推断 LNOI 集成光波导可以实现 1 dB/m 左右的传输损耗^[35]。因此,本文基于无腔正常色散 LNOI 集成非线性光波导,通过超连续谱展宽,产生了 1550 nm 波段高重复频率的平坦相干光学频率梳,并对其进行了研究和优化设计。

2 数值仿真模型

首先研究 LiNbO_3 光波导的色散特性和非线性系数 γ 。通过有限元方法,仿真分析了波导尺寸的变化对色散的影响(重点关注 1550 nm 附近)。波导二阶色散通常使用群速度色散(Group velocity dispersion, GVD)系数 D 来描述,其表达式为

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

式中: τ 表示群时延; c 表示光速; λ 表示波长; β_2 为

二阶群速度色散; n_{eff} 表示波导中 TE_0 基模的有效折射率。仿真中采用 Sellmeier 公式来计算 LiNbO_3 薄膜材料的折射率^[36]:

$$n_{\text{LiNbO}_3}^2 = 1 + \frac{2.9804\lambda^2}{\lambda^2 - 0.02047} + \frac{0.5981\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0666} + \frac{8.9543\lambda^2}{\lambda^2 - 416.08}, \quad (2)$$

式中:波长 λ 以 μm 为单位。对于二氧化硅,其 Sellmeier 方程^[37]为

$$n_{\text{SiO}_2}^2 = 1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2}. \quad (3)$$

非线性系数 γ 的计算公式为

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (4)$$

式中: n_2 表示非线性折射率系数; A_{eff} 表示 TE_0 基模的有效模场面积。 LiNbO_3 材料的非线性折射率系数 n_2 约为 $1.8 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$ ^[32]。

图 1(a)展示了仿真所采用的符合制作工艺要求的脊型波导结构,当波导宽度(W)较宽时,其为多模光波导,宽波导有助于降低波导中 TE_0 基模的传输损耗,本文利用 TE_0 基模来产生平坦光学频率梳。由于 LiNbO_3 材料与 SiO_2 材料以及空气的相对折射率差较大,故模场主要集中在脊型波导中,即 LiNbO_3 脊型波导是高功率限制因子光波导,可实现较高的非线性系数 γ 。图 1(b)展示了 $D = 410 \text{ nm}$, $H = 600 \text{ nm}$, $W = 3000 \text{ nm}$, $\theta = 75^\circ$ 的 LiNbO_3 波导的有效模场面积 A_{eff} 和非线性系数 γ 随波长的变化曲线,插图为 TE_0 基模模场。图 1(c)展示了波导宽度 W 对 TE_0 基模色散的影响。图 1(d)展示了波导高度 H 对 TE_0 基模色散的影响。图 1(e)展示了波导倾角 θ 对 TE_0 基模色散的影响($D = 450 \text{ nm}$, $H = 600 \text{ nm}$, $W = 3000 \text{ nm}$)。图 1(f)展示了刻蚀深度 D 对 TE_0 基模色散的影响($H = 600 \text{ nm}$, $W = 3000 \text{ nm}$, $\theta = 75^\circ$)。可以看到,通过调节波导结构,可以实现色散调控,获得表 1 所示的 TE_0 模的各阶色散(此时的波导结构为 $D = 450 \text{ nm}$, $H = 600 \text{ nm}$, $W = 3000 \text{ nm}$, $\theta = 75^\circ$),其中 β_3 为三阶群速度色散参量, β_4 为四阶群速度色散参量, P_0 为脉冲峰值功率, T_0 为脉冲半宽度。 TE_0 模在 1550 nm 附近为正常色散且平坦,如图 1(f)所示,此时波长 1550 nm 处的非线性系数 γ 为 $0.54 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ 。

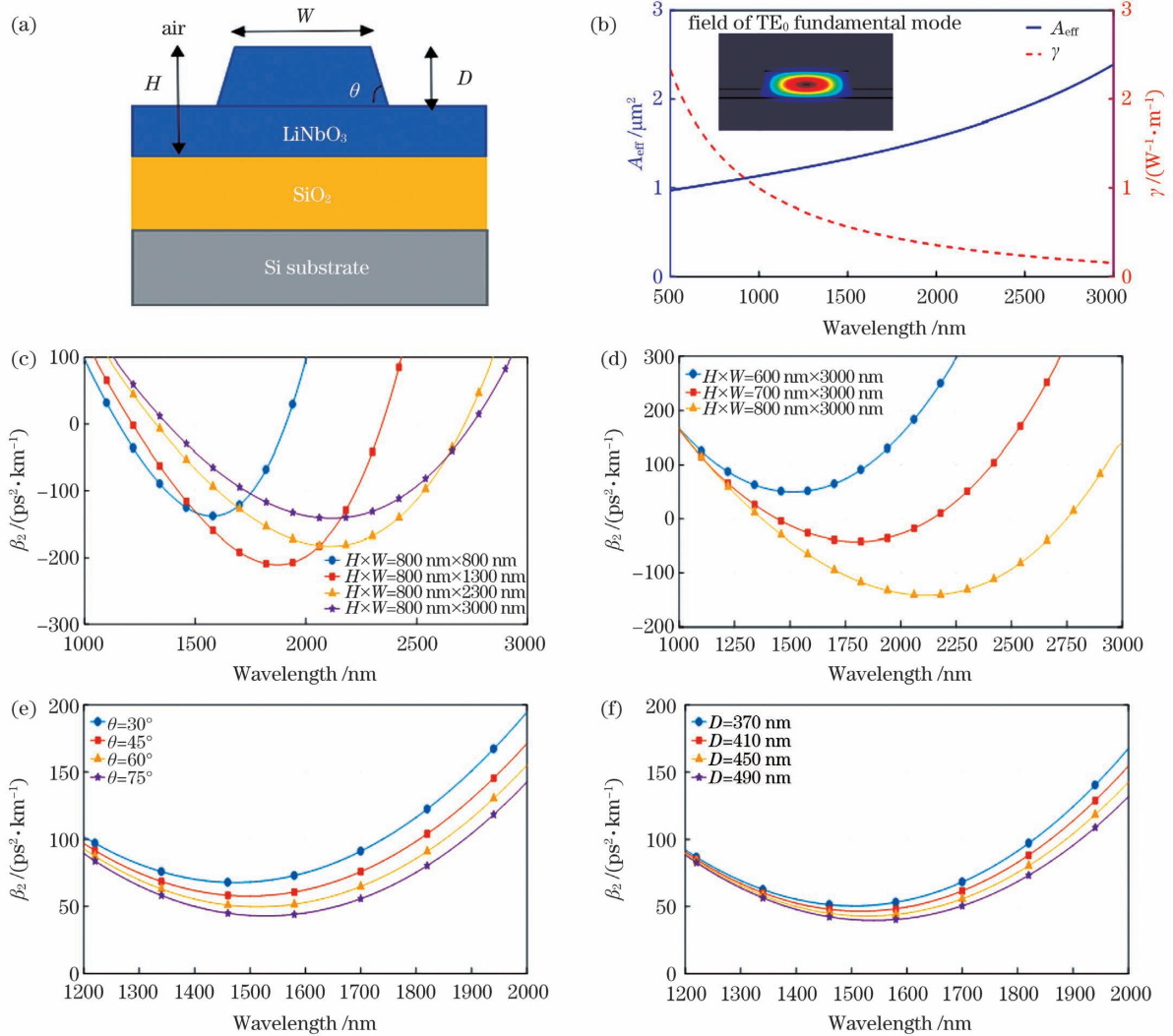


图 1 LiNbO₃ 波导结构与 TE₀ 基模的色散调控。(a) LiNbO₃ 波导结构；(b) TE₀ 模式的 A_{eff} 和 γ ；(c) 色散随 W 变化的仿真；(d) 色散随 H 变化的仿真；(e) 色散随 θ 变化的仿真；(f) 色散随 D 变化的仿真

Fig. 1 LiNbO₃ waveguide structure and dispersion engineering of TE₀ fundamental mode. (a) LiNbO₃ waveguide structure; (b) A_{eff} and γ of TE₀ mode; (c) simulation on GVD versus W ; (d) simulation on GVD versus H ; (e) simulation on GVD versus θ ; (f) simulation on GVD versus D

光学频率梳产生的结构示意图如图 2 所示,其中包括 1550 nm 波段的高重复频率的皮秒脉冲光源、高增益的光纤放大器以及米长度量级的螺旋线结构正常色散 LiNbO₃ 非线性光波导。通过倒锥形 (Inverse taper) 过渡波导,仅激发 LiNbO₃ 多模波导中的 TE₀ 基模模式,使用欧拉弯曲抑制米长度量级螺旋线多模波导中的高阶模式激发,这部分工作还有待进一步优化设计。需要强调的是,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光源的光学频率梳的频域光谱包络是一致的。因此,可以通过研究单一脉冲的频域光谱包络演化情况,分析具有一定重复频率的周期性脉冲光源的光学频率梳的频域光谱包络演化情况,进而考察光学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, GNLS) 分析 LiNbO₃ 波导中单一脉冲和光谱的包络演化,即



图 2 高重复频率平坦光学频率梳的产生结构示意图

Fig. 2 Structural diagram of high repetition rate flat optical frequency comb generation

$$i\gamma \left[|A|^2 A + i \frac{\lambda_0}{2\pi c} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right], \quad (5)$$

式中： λ_0 为脉冲中心波长； A 为脉冲缓变包络振幅； z 为脉冲在波导中传输的距离； β_k 为波导的色散效应； k 为色散阶数； α 为波导的损耗； T_R 为内脉冲拉曼散射系数（与拉曼增益有关）。通过分步傅里叶变换算法对(5)式进行数值仿真^[38-39]，由于 β_4 以上的高阶色散、拉曼效应和自变抖效应对仿真结果几乎没有影响^[32]，因此仿真中没有考虑这些因素。

3 数值仿真结果与讨论

表 1 给出了仿真所用的参数，这些参数均为实验可实现的参数。本文重点关注 10~50 GHz 的高重复频率光学频率梳，采用光通信用电光调制器结合啁啾脉冲压缩，可提供 10~50 GHz 的 1550 nm 波段的高重复频率可调谐光脉冲源^[18]（即光学频率梳的频率稳定性主要由连续波激光器和射频微波信

号源决定）。设输入脉冲为初始无啁啾双曲正割脉冲，输入脉冲峰值功率 P_0 为 30 W^[21]，脉冲半宽度 T_0 为 1 ps，正常色散非线性 LiNbO₃ 螺旋线波导的长度为 3.6 m，波导中 TE₀ 模的传输损耗 α 为 1 dB/m^[35]。脉冲在正常色散非线性 LiNbO₃ 光波导中传输的仿真结果如图 3 所示，图 3(a) 展示了脉冲在传播过程中光学频率梳的时域脉冲和频谱包络的演化情况。结果表明，在正常色散 LiNbO₃ 波导中，由于正常色散、自相位调制和光波分裂的共同作用，脉冲宽度和频谱宽度都随着传播距离的增加而变宽。图 3(b) 展示了传播距离达到 3.6 m 时的脉冲时域波形和频谱包络，时域波形和频谱包络的中心部分均呈现平坦化。光学频率梳在光谱中心波长附近平坦，功率波动在 3 dB 内的带宽约为 32 nm，这有利于光学频率梳在 1550 nm C 波段波分复用光通信中的实际应用（以频率间隔 50 GHz 为例，功率波动在 3 dB 带宽内有约 80 根梳齿可用作多波长激光源）。同时可以看出，表 1 中波导的二阶色散值 β_2 远离近零色散值，这有利于解决石英基 HNLF 产生平坦光学频率梳时的色散跳变问题。

表 1 仿真所采用的参数

Table 1 Parameters used in simulation

Parameter	$\beta_2 /$ (ps ² · km ⁻¹)	$\beta_3 /$ (ps ³ · km ⁻¹)	$\beta_4 /$ (ps ⁴ · km ⁻¹)	$\gamma /$ (W ⁻¹ · m ⁻¹)	$P_0 /$ W	$T_0 /$ ps	$\alpha /$ (dB · m ⁻¹)
Value	47.1	0.02471	0.001637	0.540547	30	1	1

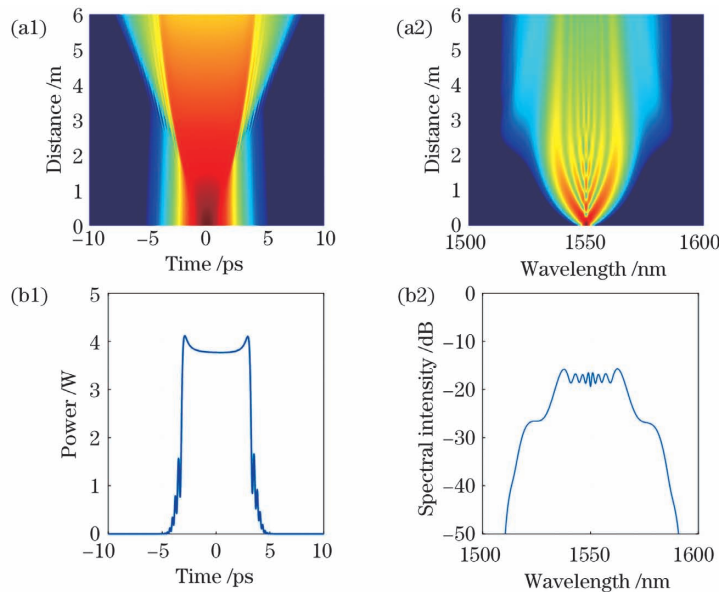


图 3 初始无啁啾双曲正割脉冲在正常色散非线性 LiNbO₃ 波导中传输的仿真结果。(a1) 时域脉冲和 (a2) 频域光谱包络演变；传输 3.6 m 后的 (b1) 时域脉冲和 (b2) 频域光谱包络

Fig. 3 Simulation results of initial chirp-free hyperbolic secant pulse propagating in nonlinear LiNbO₃ waveguide with normal dispersion. Evolution of pulse envelopes in (a1) time and (a2) frequency domains; pulse envelopes in (b1) time and (b2) frequency domains after pulse propagation of 3.6 m

脉冲在正常色散 LiNbO₃ 光波导中传输会导致脉冲展宽。脉冲的重复频率过高、波导二阶色散值较大或传输长度较长都可能会引起高重复频率脉冲光源的相邻脉冲在传播过程中产生脉冲交叠。图 4 展示了重复频率为 100 GHz 的无啁啾双曲正割脉冲的两相邻脉冲在正常色散非线性 LiNbO₃ 光波导中传输的时域演化过程。可以发现,在传输了 3.6 m 时,

相邻脉冲边缘开始出现轻微的脉冲交叠。随着传输距离进一步的增大(如传输到 8 m 时),相邻脉冲的交界处产生了明显的脉冲交叠和多峰振荡^[40]。本文研究的光学频率梳的重复频率为 10~50 GHz,脉冲的波导传输长度也仅为 3.6 m(此时实现了光学频率梳频谱包络的平坦化),因此本文忽略了相邻脉冲交叠对光学频率梳时域波形和频谱包络的影响。

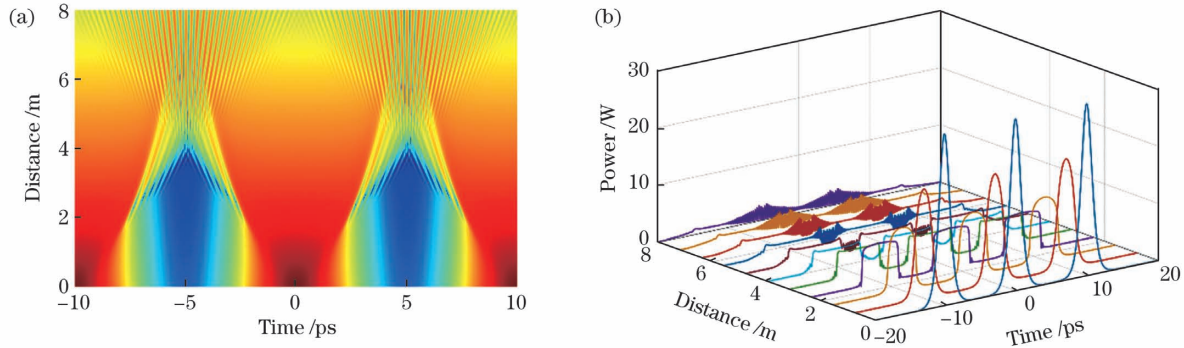


图 4 周期性脉冲在正常色散非线性 LiNbO₃ 光波导中传输的时域演化过程。(a) 二维演变过程;(b) 三维演变过程

Fig. 4 Evolution of periodic pulse propagating in nonlinear LiNbO₃ waveguide with normal dispersion.

(a) Two-dimensional evolution process; (b) 3D evolution process

由于单一脉冲的频谱为具有一定重复频率的周期性脉冲频谱的包络,本文利用频率分辨光学开关

(X-FROG) 技术分析了单一脉冲的时域和频域的演化过程^[41]。图 5 展示了 X-FROG 技术仿真得到的

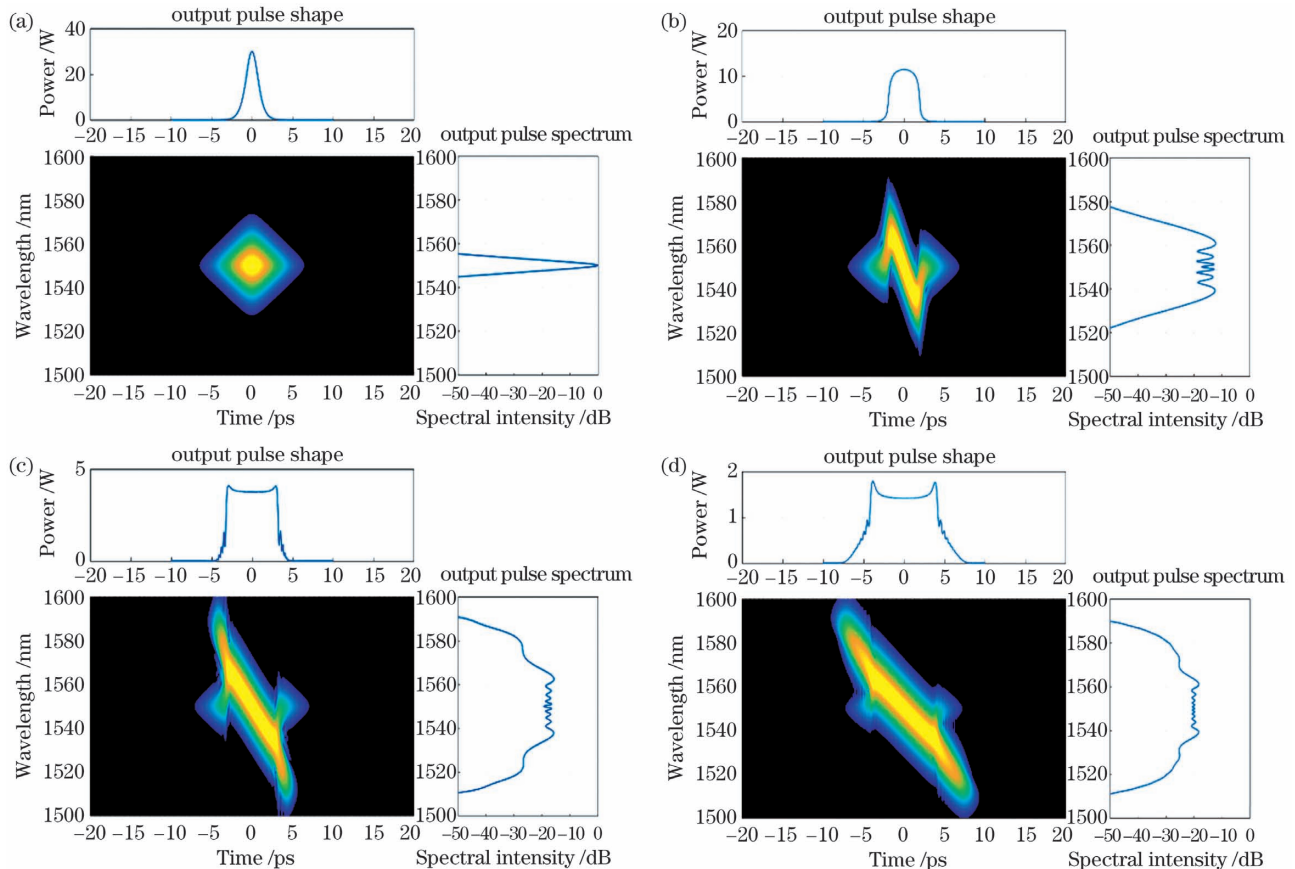


图 5 初始无啁啾双曲正割脉冲传输不同距离时的时谱图。(a) 0;(b) 1.5 m;(c) 3.6 m;(d) 6.0 m

Fig. 5 Spectrograms of initial chirp-free hyperbolic secant pulse at various propagation distances. (a) 0; (b) 1.5 m;

(c) 3.6 m; (d) 6.0 m

初始无啁啾双曲正割脉冲在正常色散 LiNbO_3 光波导中传输 0, 1.5, 3.6, 6.0 m 的时谱图。脉冲在正常色散 LiNbO_3 光波导中传输时, 自相位调制和正常色散的作用将会分别引入非线性啁啾和线性啁啾, 而二者啁啾的叠加是非线性的, 啁啾导致脉冲不同位置处的传播速度存在差异。图 5(a) 为脉冲还未传输时的时谱图, 可以看到脉冲初始无啁啾。图 5(b) 为脉冲在波导中传输 1.5 m 时的时谱图, 此时自相位调制使得脉冲中心部位呈线性啁啾, 频谱也被展宽, 但是平坦度不佳。随着传输距离的增加, 由于 LiNbO_3 波导的正常色散, 脉冲前沿的红移波长分量比未偏移的中心波长分量传输得更快。如图 5(c) 所示, 未偏移的中心波长分量和红移波长分量将会在脉冲前沿发生四波混频效应(对应于时域的光波分裂), 产生新的频率成分, 未偏移的中心波长分量和蓝移波长分量将会在脉冲后沿发生类似四波混频效应^[41]。脉冲在传输 3.6 m 时的频谱与传输 1.5 m 时的频谱相比, 由于光波分裂效应, 频谱中心波长附近的振荡幅度减弱, 并且频谱带宽进一步展宽。从时谱图中可以发现, 脉冲前沿中心波长

处的能量不断地向长波长处转移, 同时脉冲后沿中心波长处的能量不断地向短波长处转移, 因此频谱的振荡结构被填平。即由于正常色散、自相位调制和光波分裂的共同作用, 脉冲时域波形和光学频率梳频谱的中心部分均呈现平坦化, 此时实现了图 3(b) 所示的平坦光学频率梳。图 5(d) 为脉冲传输 6.0 m 时的时谱图, 可以看出, 随着传输距离的增加, 频谱的平坦度不再优化, 平坦带宽也不再增加, 但脉冲的时域波形由于正常色散的作用仍会继续展宽。此时新的频率分量已经完全超过(落后)了初始脉冲的前沿(后沿), 不同的瞬时频率不再发生四波混频效应。初始无啁啾脉冲最终演化为具有准线性啁啾的类矩形脉冲。

图 6 展示了 X-FROG 技术仿真得到的初始无啁啾高斯脉冲在正常色散 LiNbO_3 波导中传输 0, 1.2, 2.0, 4.2 m 的时谱图。可以看出, 高斯脉冲在传输 1.2 m 时, 自相位调制占主导作用, 频谱展宽, 时谱图呈“S”型, 但频谱包络具有振荡结构, 如图 6(b) 所示。在传输 2.0 m 时, 四波混频(时域对应光波分裂)产生的新频率分量基本填平了频谱中

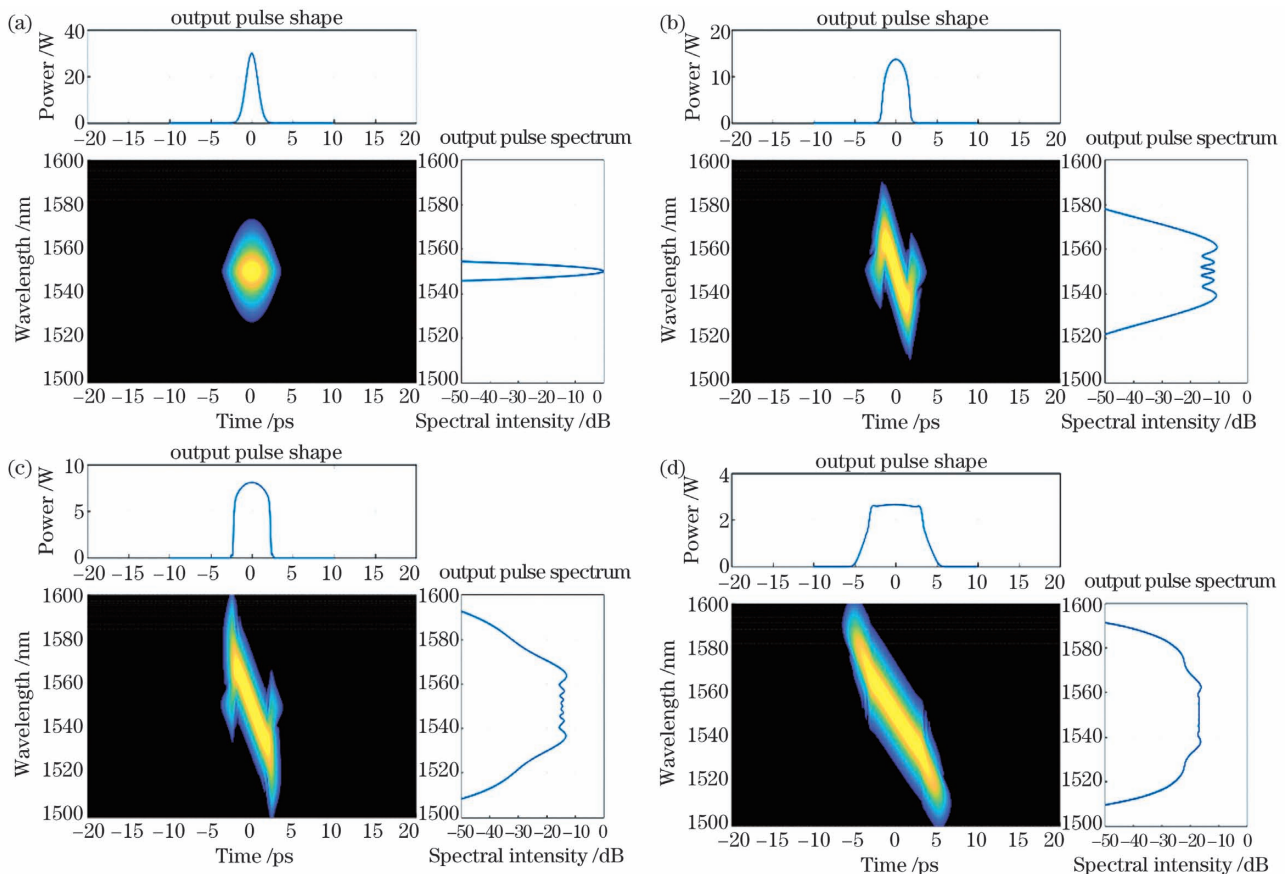


图 6 初始无啁啾高斯脉冲传输不同长度时的时谱图。(a) 0; (b) 1.2 m; (c) 2.0 m; (d) 4.2 m
 Fig. 6 Spectrograms of initial chirp-free Gaussian pulse at various propagation distances. (a) 0; (b) 1.2 m; (c) 2.0 m; (d) 4.2 m

心的振荡结构,实现了频谱包络的平坦化,如图 6(c)所示。在传输 4.2 m 时,时域波形呈类梯形,脉冲呈准线性啁啾,3 dB 频谱带宽与传输 2.0 m 时的基本相当,平坦度略有改善,如图 6(d)所示。

图 7 展示了 X-FROG 技术仿真得到的初始无啁啾三阶超高斯脉冲在正常色散 LiNbO_3 波导中传输 0, 0.6, 1.2, 2.4 m 的时谱图。可以看出,三阶超高斯脉冲在未传输时,频谱包络呈现为多峰振荡结构。在传输 0.6 m 时,自相位调制使频谱展宽,频谱由多峰结构转换为单峰结构,如图 7(b)所示。在传输 1.2 m 时,时域波形呈类三角型,频谱中心略

微凹陷,脉冲呈近似线性啁啾,如图 7(c)所示。在传输 2.4 m 时,脉冲呈线性啁啾,频谱包络平坦度良好,如图 7(d)所示。对传输过程进行分析,可以发现,超高斯脉冲在正常色散 LiNbO_3 非线性光波导中传输时,没有发生明显的光波分裂效应,其频谱展宽和平坦化主要受到自相位调制和正常色散效应的共同作用。对比以上结果可以得出,相较于双曲正割和高斯脉冲,利用三阶超高斯脉冲能够得到频谱宽度和平坦度均较好的光学频率梳。因此,可对输入脉冲进行整形,实现超高斯脉冲^[42],从而实现平坦度较好且带宽也较宽的光学频率梳。

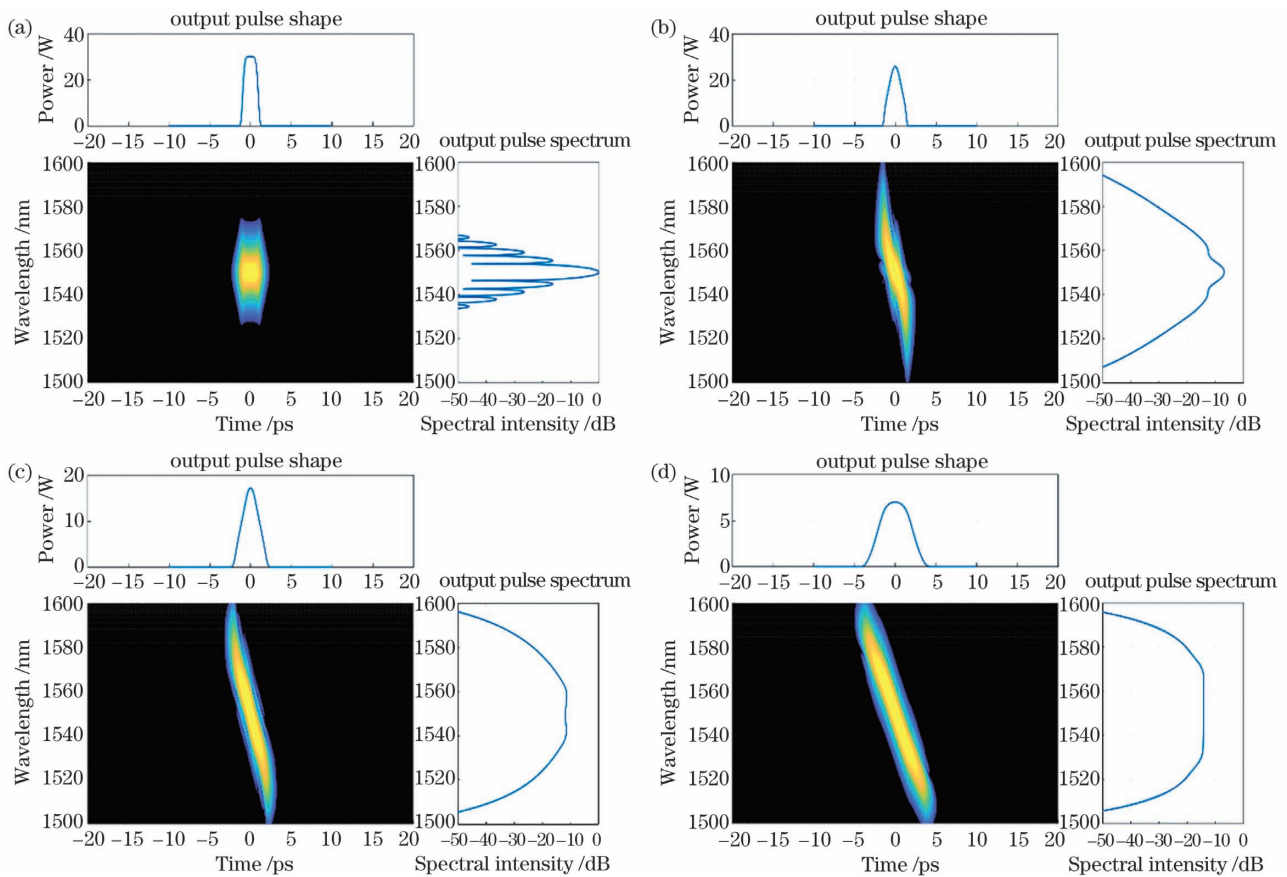


图 7 初始无啁啾三阶超高斯脉冲传输不同长度时的时谱图。(a) 0; (b) 0.6 m; (c) 1.2 m; (d) 2.4 m

Fig. 7 Spectrograms of initial chirp-free third-order super-Gaussian pulse at various propagation distances. (a) 0;

(b) 0.6 m; (c) 1.2 m; (d) 2.4 m

正常色散非线性光波导中产生的光学频率梳的性能(3 dB 带宽和平坦度)不仅受波导传输长度的影响,还与波导二阶色散、三阶色散、初始脉冲峰值功率、初始脉冲宽度、初始脉冲啁啾、波导传输损耗及初始脉冲波形等因素有关。本文研究了无啁啾双曲正割脉冲在 3.6 m 正常色散 LiNbO_3 波导传输时各参数对光学频率梳性能的影响,如图 8 所示。从图 8(a)中可以看出,波导具有较大的正常色散值,这有利于提升光学频率梳的平坦度,但会降低平坦

光学频率梳的带宽,而近零正常色散值可以提升光学频率梳的带宽,但会降低光学频率梳的平坦度,因此波导二阶色散值的选取需要权衡平坦度和带宽。提高初始脉冲峰值功率、减小初始脉冲宽度和降低波导的传输损耗都有利于提升光学频率梳的平坦度和带宽,如图 8(b)、(c)、(f)所示。波导三阶色散会影响光学频率梳频谱的对称性和倾斜程度,因此波导三阶色散近零有利于提升光学频率梳的平坦度,如图 8(d)所示。初始带有正啁啾的脉冲产生的

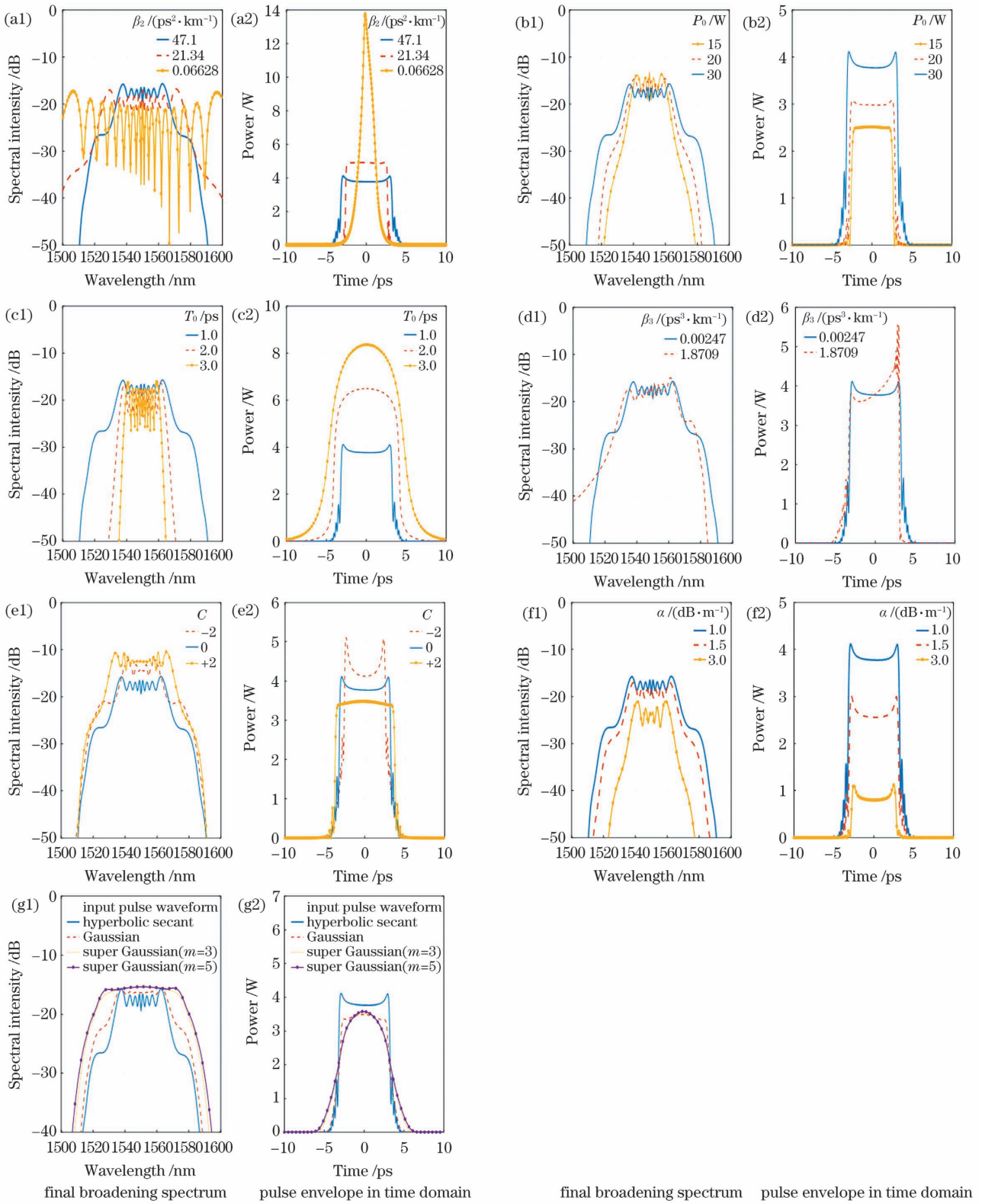


图 8 仅改变一个参数而其他参数不变时,脉冲在 3.6 m 波导中传输后最终展宽的频谱及对应的时域包络。(a)只改变 β_2 ; (b)只改变 P_0 ; (c)只改变 T_0 ; (d)只改变 β_3 ; (e)只改变 C ; (f)只改变 α ; (g)只改变输入脉冲波形
 Fig. 8 Final broadening spectra and pulse envelopes in time domain after propagation through 3.6 m long waveguide when only one parameter is changed and the other parameters are fixed. (a) Only β_2 changes; (b) only P_0 changes; (c) only T_0 changes; (d) only β_3 changes; (e) only C changes; (f) only α changes; (g) only input pulse envelope changes

光学频率梳的带宽和平坦度优于初始无啁啾脉冲,如图 8(e)所示,其主要原因是在输入脉冲中加入正线性啁啾后,脉冲时域波形的宽度和频谱都会加速展宽,这有利于缩短光波分裂所需要的传输距离。输入超高斯脉冲产生的光学频率梳的平坦度和频谱带宽性能优于高斯脉冲,输入高斯脉冲产生的光学频率梳的平坦度性能优于双曲正割脉冲,如图 8(g)所示,其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。光学频率梳的带宽和发生光波分裂所需的波导长度 Z_{OWB} 与非线性系数、初始脉冲功率、波导二阶色散和初始脉冲宽度有关,经验公式^[16]为

$$|\omega_{\text{SPM}}(Z_{\text{OWB}}) - \omega_0|_{\text{max}} \propto \sqrt{\gamma P_0 / |\beta_2|}, \quad (6)$$

$$Z_{\text{OWB}} \propto 1.1 T_0 \sqrt{1 / (\gamma P_0 |\beta_2|)}, \quad (7)$$

式中: ω_{SPM} 为光波分裂时自相位调制引起的频谱展宽的最大频移; ω_0 为脉冲的中心频率。

高重复频率光学频率梳可以为时分复用系统提供超短脉冲光源,也可为波分复用相干光通信系统

提供多波长激光。但在上述应用场景中,光学频率梳必须具有良好的相干性,因此研究光学频率梳的相干性具有现实意义。光频率梳的相干性^[38]为

$$|g_{12}^{(1)}(\lambda, t_1 - t_2)| = \frac{|\langle E_1^*(\lambda, t_1) E_2(\lambda, t_2) \rangle|}{\sqrt{\langle |E_1(\lambda, t_1)|^2 \rangle \langle |E_2(\lambda, t_2)|^2 \rangle}}, \quad (8)$$

式中: $E_1(\lambda, t_1)$ 和 $E_2(\lambda, t_2)$ 分别为两次计算过程中皮秒脉冲在仿真系统中传输产生的光学频率梳光场,每一次计算过程引入不同的随机噪声; $\langle \cdot \rangle$ 表示求平均; $g_{12}^{(1)}$ 是大量计算结果的平均,反映了在不同波长、不同随机噪声下计算的光场之间的相关性。

仿真计算了 100 组带有不同随机量子噪声的入射脉冲产生的光学频率梳的相干性,图 9 展示了无啁啾双曲正割脉冲通过 3.6 m 长正常色散 LiNbO₃ 波导得到的光学频率梳的相干性。显然,在整个频谱范围内,基于正常色散 LiNbO₃ 波导产生的光学频率梳都具有良好的相干性。

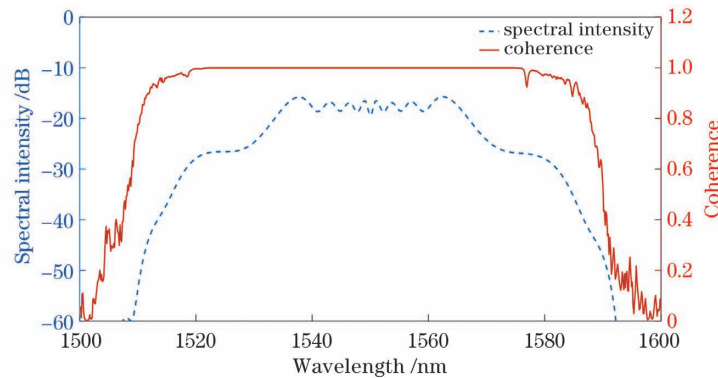


图 9 双曲正割脉冲在 3.6 m 长 LiNbO₃ 波导中传输后产生的光学频率梳的相干性

Fig. 9 Coherence of optical frequency comb generated by hyperbolic secant pulse propagating in 3.6 m long LiNbO₃ waveguide

4 结 论

提出了基于正常色散 LiNbO₃ 薄膜光波导产生高重复频率宽带平坦光学频率梳的方案并进行了仿真。通过优化设计 LiNbO₃ 脊形波导结构并进行色散调控,获得了合理的正常色散,最终仿真实现了 3 dB 带宽约为 32 nm 的平坦光学频率梳。此外,还研究了波导二阶色散、波导三阶色散、初始脉冲峰值功率、初始脉冲宽度、初始脉冲啁啾、波导传输损耗及初始脉冲波形对光学频率梳性能的影响。对双曲正割、高斯和超高斯三种不同输入脉冲在传输过程中的时频演化过程进行了分析。从仿真结果中得出,脉冲在正常色散 LiNbO₃ 波导中传输时,由于正

常色散、自相位调制和光波分裂的共同作用,产生了平坦宽带的光学频率梳。基于所提方案产生的光学频率梳在整个频谱范围内具有良好的相干性。研究结果有助于推动基于正常色散 LiNbO₃ 集成非线性光波导产生 1550 nm 波段高重复频率宽带平坦光学频率梳的研究。

参 考 文 献

- [1] Diddams S A, Vahala K, Udem T. Optical frequency combs: coherently uniting the electromagnetic spectrum[J]. Science, 2020, 369(6501): eaay3676.
- [2] Bartels A, Heinecke D, Diddams S A. Passively mode-locked 10 GHz femtosecond Ti: sapphire laser [J]. Optics Letters, 2008, 33(16): 1905-1907.

- [3] Duan G H, Shen A, Akrouf A, et al. High performance InP-based quantum dash semiconductor mode-locked lasers for optical communications [J]. Bell Labs Technical Journal, 2009, 14(3): 63-84.
- [4] Lo M C, Guzmán R, Ali M, et al. 1.8-THz-wide optical frequency comb emitted from monolithic passively mode-locked semiconductor quantum-well laser[J]. Optics Letters, 2017, 42(19): 3872-3875.
- [5] Imran M, Anandarajah P M, Kaszubowska-Anandarajah A, et al. A survey of optical carrier generation techniques for terabit capacity elastic optical networks[J]. IEEE Communications Surveys & Tutorials, 2018, 20(1): 211-263.
- [6] Beha K, Cole D C, Del'Haye P, et al. Electronic synthesis of light[J]. Optica, 2017, 4(4): 406-411.
- [7] Xie H L, Jia K X, Chen J W, et al. Tunable optical frequency comb based on coupled radio frequency signal and single Mach-Zehnder modulator[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(7): 0706002. 谢海伦, 贾可昕, 陈佳文, 等. 基于耦合射频信号和单个马赫-曾德尔调制器的可调光学频率梳[J]. 中国激光, 2020, 47(7): 0706002.
- [8] Dai J, Dai Y T, Yin F F, et al. Compact optoelectronic oscillator based on a Fabry-Perot resonant electro-optic modulator[J]. Chinese Optics Letters, 2016, 14(11): 110701.
- [9] Zhang M, Buscaino B, Wang C, et al. Broadband electro-optic frequency comb generation in a lithium niobate microring resonator[J]. Nature, 2019, 568(7752): 373-377.
- [10] Kippenberg T J, Gaeta A L, Lipson M, et al. Dissipative Kerr solitons in optical microresonators [J]. Science, 2018, 361(6402): eaan8083.
- [11] Fülöp A, Mazur M, Lorences-Riesgo A, et al. High-order coherent communications using mode-locked dark-pulse Kerr combs from microresonators [J]. Nature Communications, 2018, 9(1): 1598.
- [12] Huang S W, Liu H, Yang J, et al. Smooth and flat phase-locked Kerr frequency comb generation by higher order mode suppression[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 26255.
- [13] Hu Y J, Wang S X, Wang D W, et al. Research progress of mid-infrared micro-ring resonator and its application [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(23): 230004. 胡玉洁, 王书晓, 汪大伟, 等. 中红外微环谐振器及应用的研究进展 [J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(23): 230004.
- [14] Taccheo S, Ennsner K, Forin D, et al. Supercontinuum-based devices for telecom applications [C]//2006 International Conference on Transparent Optical Networks, June 18-22, 2006, Nottingham, UK. New York: IEEE Press, 2006: 32-36.
- [15] Finot C, Kibler B, Provost L, et al. Beneficial impact of wave-breaking for coherent continuum formation in normally dispersive nonlinear fibers[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2008, 25(11): 1938-1948.
- [16] Heidt A M, Feehan J S, Price J H V, et al. Limits of coherent supercontinuum generation in normal dispersion fibers[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2017, 34(4): 764-775.
- [17] Wu R, Torres-Company V, Leaird D E, et al. Supercontinuum-based 10-GHz flat-topped optical frequency comb generation [J]. Optics Express, 2013, 21(5): 6045-6052.
- [18] Ataie V, Myslivets E, Kuo B P P, et al. Spectrally equalized frequency comb generation in multistage parametric mixer with nonlinear pulse shaping [J]. Journal of Lightwave Technology, 2014, 32(4): 840-846.
- [19] Yu S Y, Bao F D, Hu H. Broadband optical frequency comb generation with flexible frequency spacing and center wavelength [J]. IEEE Photonics Journal, 2018, 10(2): 1-7.
- [20] Myslivets E, Kuo B P P, Alic N, et al. Generation of wideband frequency combs by continuous-wave seeding of multistage mixers with synthesized dispersion[J]. Optics Express, 2012, 20(3): 3331-3344.
- [21] Li Q, Huang Y L, Jia Z X, et al. Design of fluorotellurite microstructured fibers with near-zero-flattened dispersion profiles for optical-frequency comb generation[J]. Journal of Lightwave Technology, 2018, 36(11): 2211-2215.
- [22] Gaeta A L, Lipson M, Kippenberg T J. Photonic-chip-based frequency combs [J]. Nature Photonics, 2019, 13(3): 158-169.
- [23] Duchesne D, Peccianti M, Lamont M R E, et al. Supercontinuum generation in a high index doped silica glass spiral waveguide [J]. Optics Express, 2010, 18(2): 923-930.
- [24] Ji X C, Barbosa F A S, Roberts S P, et al. Ultra-low-loss on-chip resonators with sub-milliwatt parametric oscillation threshold[J]. Optica, 2017, 4(6): 619-624.
- [25] Du Q Y, Luo Z Q, Zhong H K, et al. Chip-scale broadband spectroscopic chemical sensing using an integrated supercontinuum source in a chalcogenide glass waveguide [J]. Photonics Research, 2018, 6(6): 506-510.

- [26] Tan D T H, Ooi K J A, Ng D K T. Nonlinear optics on silicon-rich nitride: a high nonlinear figure of merit CMOS platform [J]. *Photonics Research*, 2018, 6(5): B50-B66.
- [27] Liu X W, Sun C Z, Xiong B, et al. Integrated high-Q crystalline AlN microresonators for broadband Kerr and Raman frequency combs [J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(5): 1943-1950.
- [28] Wilson D J, Schneider K, Hönl S, et al. Integrated gallium phosphide nonlinear photonics [J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(1): 57-62.
- [29] Kuyken B, Billet M, Leo F, et al. Octave-spanning coherent supercontinuum generation in an AlGaAs-on-insulator waveguide [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(3): 603-606.
- [30] Wu C J, Feng S C. Generation of high repetition rate broadband flat coherent optical frequency comb based on tantalum pentoxide integrated nonlinear optical waveguide [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2019, 48(10): 1048003.
吴春将, 冯素春. 基于五氧化二钽集成非线性光波导的高重复频率宽带平坦相干光频率梳的产生 [J]. *光子学报*, 2019, 48(10): 1048003.
- [31] Lamee K F, Carlson D R, Newman Z L, et al. Nanophotonic tantalum waveguides for supercontinuum generation pumped at 1560 nm [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(15): 4192-4195.
- [32] Yu M J, Desiatov B, Okawachi Y, et al. Coherent two-octave-spanning supercontinuum generation in lithium-niobate waveguides [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(5): 1222-1225.
- [33] Yan P P, Gong H, Ye F, et al. All polarization-maintaining erbium-doped fiber based optical comb [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(1): 0115001.
鄢朋朋, 贡航, 叶飞, 等. 全保偏掺铒光纤光梳 [J]. *中国激光*, 2020, 47(1): 0115001.
- [34] Zhou J X, Gao R H, Lin J T, et al. Electro-optically switchable optical true delay lines of meter-scale lengths fabricated on lithium niobate on insulator using photolithography assisted chemo-mechanical etching [J]. *Chinese Physics Letters*, 2020, 37(8): 084201.
- [35] LLuke K, Kharel P, Reimer C, et al. Wafer-scale low-loss lithium niobate photonic integrated circuits [J]. *Optics Express*, 2020, 28(17): 24452-24458.
- [36] Zelmon D E, Small D L, Jundt D. Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol% magnesium oxide-doped lithium niobate [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1997, 14(12): 3319-3322.
- [37] Malitson I H. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1965, 55(10): 1205-1209.
- [38] Dudley J M, Taylor J R. *Supercontinuum generation in optical fibers* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2009.
- [39] Dudley J M, Genty G, Coen S. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2006, 78(4): 1135.
- [40] Fatome J, Finot C, Millot G, et al. Observation of optical undular bores in multiple four-wave mixing [J]. *Physical Review X*, 2014, 4(2): 021022.
- [41] Agrawal G. *Nonlinear fiber optics* [M]. 5th ed. Salt Lake: Academic Press, 2013.
- [42] Yang X, Richardson D J, Petropoulos P. Nonlinear generation of ultra-flat broadened spectrum based on adaptive pulse shaping [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2012, 30(12): 1971-1977.

Design of Flat Optical Frequency Comb Based on Lithium Niobate Optical Waveguide

Liu Yu, Deng Yi, Wei Hang, Wu Chunjiang, Feng Suchun*

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

Abstract

Objective The optical frequency comb generation schemes mainly include mode-locked laser, electro-optic modulation comb, nonlinear Kerr micro-resonator comb, and nonlinear supercontinuum-based comb. For the nonlinear supercontinuum-based comb scheme, flat optical frequency comb generation has been extensively studied, which is based on self-phase modulation and optical wave breaking in silica-based high nonlinear fibers (HNLFs) with

near-zero flattened normal dispersion. The dispersion of the silica-based HNLFs needs to be near zero in the normal dispersion regime to generate the flattened and broadened spectrum. Furthermore, several hundred meters long silica HNLFs are required because of their relatively low nonlinearity coefficients. However, such a long fiber causes dispersion variation along the fiber owing to the fabrication inaccuracy. Herein, high repetition rate flat optical frequency comb generation based on normal dispersion lithium niobate (LiNbO_3) optical waveguides is proposed and numerically analyzed. The 3.6-m-long cavity-less nonlinear LiNbO_3 optical waveguide with normal dispersion can be used to solve the dispersion variation problem in the HNLFs. The repetition rate of the proposed optical frequency comb can reach 10–50 GHz owing to the electro-optic modulator tunable optical pulse source, and the waveguide structure and parameters used in the simulation are achievable using current technologies. The proposed optical frequency comb has potential applications in astronomy, optical communication, and microwave photonics. The parameters influencing optical frequency comb performances, time-frequency evolution mechanism, and spectral coherence are also analyzed, which provides a detailed guideline for flat optical frequency comb generation.

Methods Firstly, the dispersion and nonlinear coefficient of the LiNbO_3 waveguide are obtained using the finite element method mode solver. Then, the time-frequency evolution process of the pulse in the waveguide is simulated with the generalized nonlinear Schrödinger equation. By simulating the pulse evolution process in time and frequency domains, a flat broadband optical frequency comb is obtained after a 3.6 m propagation length. Next, the time-frequency evolutions of a hyperbolic secant pulse, a Gaussian pulse, and a super-Gaussian pulse are simulated using the X-Frog technology. The pulse time-frequency evolution mechanism is analyzed. X-Frog spectrograms connect the time and frequency domains of the pulse, which clearly shows the change of pulse chirp during the propagation. In addition, the effects of several parameters, such as the second-order dispersion, initial peak power, initial pulse width, third-order dispersion, initial pulse chirp, loss, and initial pulse waveform, on the performance of the optical frequency comb are analyzed. Finally, the spectral coherence of the optical frequency comb is obtained by simulating 100 individual spectra, where the input chirp-free hyperbolic secant pulses are seeded with different random simulated quantum-limited shot noises. It is verified that the optical frequency comb has good spectral coherence in the whole bandwidth.

Results and Discussions Firstly, the LiNbO_3 waveguide structure with optimized normal dispersion and nonlinear coefficient is obtained through dispersion engineering (Fig. 1). Figure 2 shows a schematic diagram of optical frequency comb generation. A flat optical frequency comb with a 3 dB bandwidth of about 32 nm is obtained with a suitable propagation length (Fig. 3). It is found that for an optical frequency comb with a repetition rate of 10–50 GHz, the pulse-overlapping effect for adjacent pulses can be ignored in a short propagation length (3.6 m herein), which verifies that studying the spectral envelope of single-shot pulse and spectral envelope of optical frequency comb has certain commonalities (Fig. 4). Second, based on the X-Frog technology, the mechanisms of spectral broadening and flattening due to normal dispersion, self-phase modulation, and optical wave breaking are analyzed. The time-frequency evolution processes of the hyperbolic secant and Gaussian pulses are identical. The optical wave breaking effect occurs during propagation. However, for the energy transfer from the central wavelength of the front edge (back edge) to the long wavelength (short wavelength), the Gaussian pulse is more effective than the hyperbolic secant pulse (Figs. 5 and 6). For the super-Gaussian pulse, there is almost no optical wave breaking during propagation. However, comparing with the hyperbolic secant pulse and Gaussian pulse, the super-Gaussian pulse can produce a flatter optical frequency comb (Fig. 7). Third, based on the empirical formula for the propagation length of optical wave breaking and flat bandwidth, the parameters influencing the performances of the optical frequency comb are analyzed (Fig. 8). Finally, it is verified that the proposed optical frequency comb exhibits good spectral coherence, beneficial for its applications (Fig. 9).

Conclusions Herein, a new generation scheme for high repetition rate flat optical frequency comb generation based on a normal dispersion LiNbO_3 optical waveguide was proposed. By optimizing the LiNbO_3 ridge waveguide structure and dispersion engineering, a flat optical frequency comb with a 3 dB bandwidth of about 32 nm was realized via simulation. The time-frequency evolution processes of hyperbolic secant, Gaussian, and super-Gaussian input pulses during propagation were analyzed. From the simulation results, a flat broadband optical frequency comb is generated in the normal dispersion LiNbO_3 waveguide owing to the combined effects of normal dispersion, self-phase modulation, and optical wave breaking. In addition, the effects of several parameters, such as the second-order dispersion, initial peak power, initial pulse width, third-order dispersion, initial pulse chirp, loss, and initial pulse waveform, on the performance of the optical frequency comb were studied. The proposed optical frequency comb

exhibits good spectral coherence in the whole spectral range. This study shows that the LiNbO_3 waveguide has a potential benefit for the 1550-nm broadband flat optical frequency comb based on a normal dispersion integrated nonlinear optical waveguide.

Key words nonlinear optics; lithium niobate; optical frequency comb; self-phase modulation; optical wave breaking

OCIS codes 190.3270;190.4390;320.6629