

基于双频泵浦正常色散碳化硅微环 谐振腔的光频率梳设计*

高荣¹⁾ 杨亚楠¹⁾ 湛晨翌¹⁾ 张宗祯¹⁾ 邓宜¹⁾
王子潇¹⁾ 梁坤²⁾ 冯素春^{1)†}

1) (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)

2) (北京交通大学电子信息工程学院, 北京 100044)

(2023年9月5日收到; 2023年10月16日收到修改稿)

提出一种利用锁相双频激光泵浦正常色散碳化硅微环谐振腔产生光频率梳的方案. 对绝缘体上碳化硅微环谐振腔光波导进行色散调控, 实现 1550 nm 波段平坦正常色散优化设计. 利用 Lugiato-Lefever 方程对锁相双频激光泵浦正常色散碳化硅微环谐振腔的光频率梳产生进行仿真, 研究了泵浦失谐量改变时光频率梳产生的时域和频域演化过程. 同时探究了泵浦功率、微腔波导损耗、微腔色散、双频激光功率占比、双频激光频率间隔等各项参数对光频率梳产生的影响, 仿真产生的光频率梳带宽可覆盖 1500—1600 nm. 仿真结果有助于推动基于正常色散碳化硅微环谐振腔的 1550 nm 波段高重复频率宽带光频率梳的研究和应用.

关键词: 非线性光学, 光频率梳, 正常色散, 微腔

PACS: 42.65.-k, 42.65.Tg, 42.65.Wi, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.73.20231442

1 引言

光频率梳是由等间距的离散光频率组成的一种高性能相干光源, 其在时域上呈现为周期性的超短脉冲, 在频域上具有严格相等的频率间隔. 它被广泛应用于精密测量、高速大容量光通信、天文、航天等领域^[1,2]. 本文重点关注在光通信和微波光子等领域有着重要应用需求的频率间隔在 10—200 GHz 的光频率梳, 这类光频率梳的应用不要求实现自参考 (self-referenced), 其性能指标有谱线间隔、频谱带宽、相干性、平坦度等. 目前常见的产生光频率梳的方案主要有三种: 1) 基于锁模激光器产生光频率梳. 其可实现高度稳定、精密的光频率梳产生, 频率精度可以达到 10^{-18} 级, 腔长一般是固

定的, 频率间隔不容易实现调谐. 2008 年 Bartels 等^[3] 基于分立元件实现了 10 GHz 的被动锁模激光器; 2009 年 Duan 等^[4] 基于 InP 平台实现了 10—245 GHz 的量子线半导体锁模激光器; 2017 年 Lo 等^[5] 基于 InP 平台实现了 21.5 GHz 的被动锁模半导体量子阱激光器. 2) 基于电光调制器产生光频率梳. 其可以实现光频率梳的频率间隔连续调谐, 一般可实现小于 40 GHz 的光频率梳, 适用波长范围广, 但是产生的光频率梳带宽有限. 2020 年 Parriaux 等^[6] 对基于电光调制器的光频率梳进行详细总结分析. 3) 基于克尔 (Kerr) 微环谐振腔产生集成微腔光频率梳. 其基于微环谐振腔中的克尔非线性效应, 可以利用小尺寸的集成光芯片产生光频率梳, 便于器件的小型化和集成化. Kippenberg 等^[7] 自 2004 年以来在 10 GHz—1 THz 微腔光频率梳

* 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: 62275012, 62335001) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: schfeng@bjtu.edu.cn

方面做了许多开创性的工作. 采用上述三种光频率梳作为脉冲源, 可基于非线性超连续谱展宽效应实现光谱展宽^[8], 但一般要求较高的脉冲峰值功率. 如果采用双频激光泵浦或者电光调制脉冲泵浦, 则能够很好地调控光频率梳的频率间隔^[9].

目前基于克尔微环谐振腔产生集成光频率梳的非线性材料平台主要有氮化硅 (Si_3N_4)^[10]、铝镓砷 (AlGaAs)^[11]、碳化硅 (SiC)^[12]、五氧化二钽 (Ta_2O_5)^[13]、富硅氮化硅^[14]、薄膜铌酸锂 (LiNbO_3)^[15] 等. 绝缘体上 SiC (4H-SiCOI) 在非线性和集成光学具有较大的发展前景, 它表现出较大的 Kerr 三阶非线性和二阶非线性效应, 较低的波导损耗, 而宽带隙特性使得 1550 nm 波段没有多光子吸收效应, 其他特性如互补金属氧化物半导体兼容性、高机械强度、化学惰性和大热导率也使得 SiC 成为有吸引力的材料平台^[12,16]. 目前已经有多组研究小组利用 SiC 在反常色散微环谐振腔中成功地实现了光频率梳产生. 2022 年卡耐基梅隆大学的李庆研究组^[17] 通过色散优化设计实现了 150 THz 的倍频程反常色散光频率梳. 2022 年中国科学院上海微系统与信息技术研究所欧欣与中国科学技术大学董春华、华东师范大学程亚、深圳国际量子研究院刘骏秋^[18] 合作, 在利用异质集成技术制备高 Q 值 SiC 微腔的基础上, 采用双频激光辅助光泵浦方式在室温下实现了 SiC 光频率梳的孤子锁模并且同时实现了光频率梳从红外到可见光波段的转换. 尽管基于 SiC 的反常色散区光频率梳已经取得了重要的进展, 光谱呈现光滑的 sech^2 函数形式包络, 但是反常色散区光频率梳泵浦转化效率较低, 其长期工作稳定性也有待进一步验证. 目前, 基于正常色散 SiC 微环谐振腔的光频率梳研究还没有相应的工作报道. 近年来, 基于 Kerr 微环谐振腔在正常色散区产生光频率梳越来越受到研究者关注, 因为其泵浦转化效率高, 产生光频率梳的关键参量泵浦失谐量 (detuning) 正常工作的范围较大, 有利于实际光频率梳的产生和长期稳定工作, 适合用于高速波分复用光通信中的多波长光源. 但是, 正常色散区没有类似反常色散区的调制不稳定性效应, 需要模式交叉耦合提供局部反常色散产生四波混频边带或多频泵浦辅助启动, 即正常色散区光频率梳产生的关键在于“起始状态能够有多频率激光 (或四波混频边带) 辅助启动”. 正常色散区产生微腔光频率梳主要有四种实现方案: 单频激光泵浦微环谐振腔基于基模和高

阶模模式交叉耦合产生模式劈裂^[19]、单频激光泵浦自注入微环谐振腔正反向光耦合模式劈裂^[20]、单频激光泵浦双微环谐振腔耦合模式劈裂^[21]、脉冲泵浦微环谐振腔 (多频率激光泵浦)^[22]. 但是基模和高阶模模式交叉耦合调控产生四波混频边带控制复杂, 自注入微环谐振腔需要精确控制正反向光耦合相位, 双微环谐振腔需要使用热调谐进行精确复杂调控, 电光调制器脉冲泵浦光源体积较大. 而锁相双频激光可以看作一种脉宽较宽的脉冲泵浦光源, 其可以利用集成分布式反馈 (distributed feedback, DFB) 激光器^[23] 实现, 从而解决电光调制器脉冲泵浦光源体积较大的问题. 因此, 本文对锁相双频激光泵浦正常色散碳化硅微环谐振腔产生 1550 nm 波段的光频率梳展开研究.

2 波导色散调控及数值仿真模型

利用集成光波导产生光频率梳, 色散和非线性系数是重要的参量, 波导的二阶色散通常使用二阶群速度色散 β_2 表示^[24]. 在仿真中采用 Sellmeier 公式计算 SiC 材料的折射率^[25] 和 SiO_2 的折射率^[26]. 本文利用 SiC 多模光波导中的 TE_0 基模来产生光频率梳, 利用有限元方法通过改变脊型 SiC 波导的梯形波导的宽度和高度对 TE_0 基模的色散进行调控, 在 1500—1600 nm 波段实现平坦正常色散, 获得适用于光频率梳产生的 SiC 波导的色散曲线. 图 1(a) 展示了仿真所采用的符合制作工艺的脊型波导结构. 图 1(b) 为固定 SiC 光波导脊形高度 $D = 350$ nm 时 ($D = H - 100$ nm, H 为碳化硅波导的总高度, 脊形波导倾角 θ 为 85°), 不同波导宽度 $W = 2200, 2500, 2800, 3000$ nm 下的色散 β_2 曲线图, 可以看到, 在波长 1500—1600 nm 范围内, 随着波导宽度的增加, 色散曲线趋于平坦, 色散值 β_2 整体呈上升趋势. 图 1(c) 为固定 SiC 光波导宽度 $W = 3000$ nm, 不同波导脊形高度 $D = 300, 350, 400, 500$ nm 下的色散 β_2 曲线图, 可以看到, 随着高度的增加, 色散曲线的极值向着波长更长的方向移动, 色散值逐渐降低, 在 1500—1600 nm 波段色散曲线随着波导高度增加逐渐变陡. SiC 波导脊形高度 $D = 350$ nm, 上底宽 $W = 3000$ nm 时, TE_0 基模在 1550 nm 波段具有较为合适的平坦正常色散, 后续我们将基于此结构用于光频率梳产生仿真, 并均以 1550 nm 波长处的参数作为基准. 当波导

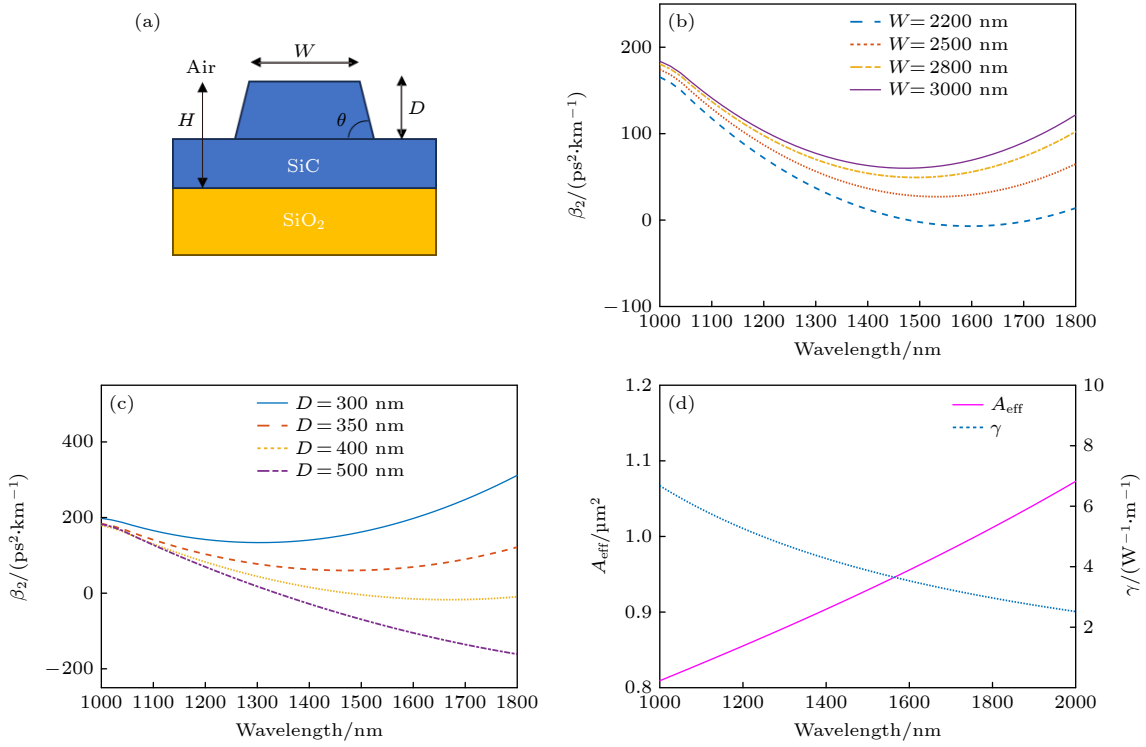


图1 碳化硅波导结构与TE₀基模色散调控 (a) 碳化硅波导结构; (b) 固定脊形高度 $D = 350$ nm, 色散 β_2 随宽度变化曲线; (c) 固定宽度 $W = 3000$ nm, 色散 β_2 随高度变化曲线; (d) 最终优化的高350 nm、宽3000 nm脊型波导中TE₀基模的有效模场面积 A_{eff} 和非线性系数 γ 曲线

Fig. 1. Silicon carbide waveguide structure and dispersion engineering of TE₀ fundamental mode: (a) Silicon carbide waveguide structure; (b) simulation on GVD versus W with the fixed ridge height $D = 350$ nm; (c) simulation on GVD versus D with the fixed width $W = 3000$ nm; (d) A_{eff} and γ of TE₀ mode with a height $D = 350$ nm and width $W = 3000$ nm.

宽度 W 较宽时, 其为多模光波导, 宽波导有助于降低波导中TE₀基模的传输损耗. 图1(d)给出了脊形高 $D = 350$ nm, 上底宽 $W = 3000$ nm的SiC波导结构中TE₀基模的有效模场面积 A_{eff} 和非线性系数 γ [24].

微环自由光谱范围 (free spectral range, FSR) 决定最终产生的光频率梳相邻梳齿间的频率间隔, 对于微环谐振腔, 其对应的FSR (频域, 量纲Hz) 为

$$\text{FSR} = \frac{c}{2\pi n_g R_0} = \frac{1}{T_R}, \quad (1)$$

式中, c 为真空中的光速, n_g 表示光在微环中的群折射率, R_0 表示微环半径, T_R 表示光在微环中绕一圈需要的时间.

微环谐振腔中的色散表现为相对于自由光谱范围的差别, 即由于色散的存在, 相邻谐振频率是非等间距的. 第 μ 个纵模的谐振频率 ω_μ 相对于中心频率 ω_0 的泰勒展开式为 [27]

$$\omega_\mu = \omega_0 + D_1\mu + \frac{1}{2!}D_2\mu^2 + \frac{1}{3!}D_3\mu^3 + \dots \quad (2)$$

其中 D_k 表示 k 阶色散参数; $D_1 = 2\pi/(\beta_1 L_R) = 2\pi c/(n_g L_R) = 2\pi/T_R$, $D_1/2\pi$ 表示中心频率处的FSR; $D_2 = -\beta_2 D_1^2/\beta_1$; β_1 为群时延, L_R 表示微环的腔长. 由于色散的存在, 微环中纵模频率的真实位置会发生一定的偏移, 偏移量为 D_{int} , 用第 μ 个纵模的谐振频率 ω_μ 减去其对应的等距分量 (无色散时其对应的位置), 可得色散参量 D_{int} 表达式为

$$D_{\text{int}} = \omega_\mu - (\omega_0 + \mu D_1) = \frac{D_2}{2}\mu^2 + \frac{D_3}{6}\mu^3 + \dots \quad (3)$$

考虑微环波导弯曲对TE₀基模群折射率 n_g 的影响, 设计1550 nm波段FSR为100 GHz的微环谐振腔, 经优化设计迭代的微环半径约为173.1 μm , 忽略高阶色散, 仿真得到该模型下的微环色散值 D_2 与 D_3 , 如图2所示, 在1550 nm处的 $D_1/2\pi$, $D_2/2\pi$, $D_3/2\pi$, $D_{\text{int}}/2\pi$ 分别为100.051 GHz, -0.993974 MHz, 0.844218 kHz, -0.00432071 GHz.

图3所示为锁相双频激光泵浦SiC微环谐振腔的光频率梳产生系统示意图. 系统内包含相位锁定的双频连续波激光器 (CW Laser), 高功率掺铒光纤放大器 (High power EDFA), 以及SiC微环

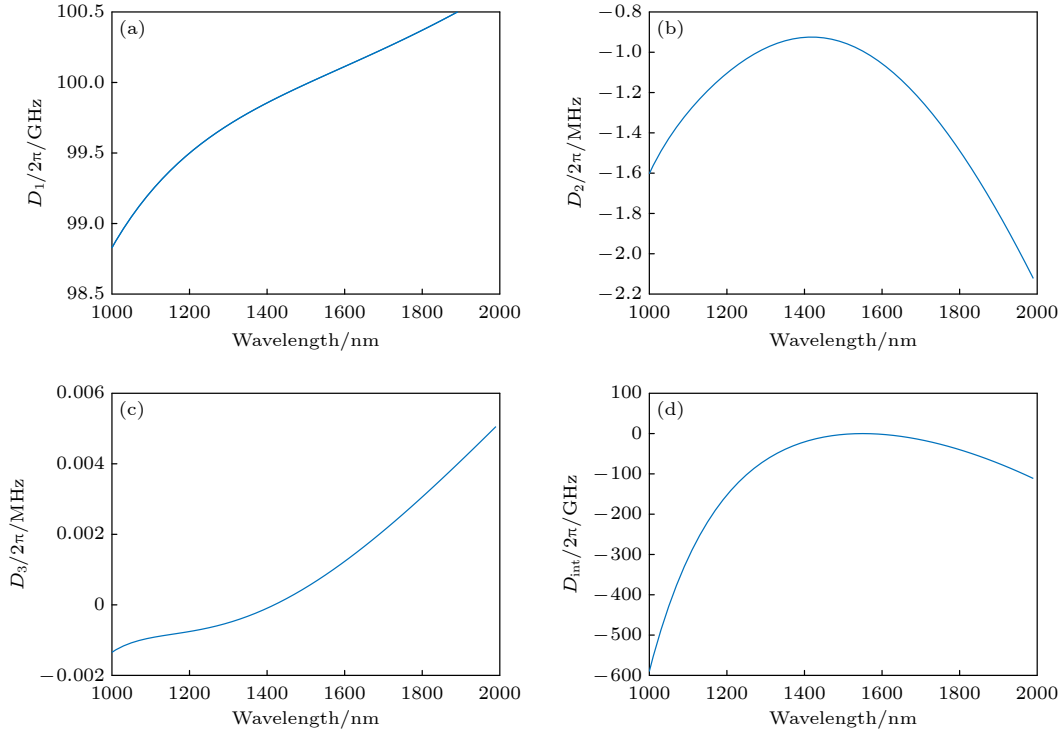

 图 2 弯曲半径 173.1 μm 的微环谐振腔的色散参量 (a) $D_1/2\pi$; (b) $D_2/2\pi$; (c) $D_3/2\pi$; (d) $D_{\text{int}}/2\pi$

Fig. 2. Dispersion parameters of a micro-ring resonator with a bending radius of 173.1 μm : (a) $D_1/2\pi$; (b) $D_2/2\pi$; (c) $D_3/2\pi$; (d) $D_{\text{int}}/2\pi$.

谐振腔光子芯片 (SiC photonic chip). 可以利用基于欧拉弯曲的跑道型微环谐振腔抑制多模波导中的高阶模式, 实现 TE_0 基模高效激发, 避免模式交叉耦合影响光频率梳的频谱包络. 利用 Lugiato-Lefever 方程 (LLE) 仿真求解锁相双频激光在 SiC 微环谐振腔中产生光频率梳的时域与频域的演化过程, LLE 由非线性薛定谔方程推导而来, 其归一化公式为 [28]

$$\frac{\partial \Psi}{\partial T} = -(1 + i\zeta_0)\Psi + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} + i|\Psi|^2\Psi + f, \quad (4)$$

式中归一化变量 $T = t/2\tau_{\text{ph}}$, 其中 t 代表光在微环中的总时长, $\tau_{\text{ph}} = 1/\kappa$ 表示微腔中光子的寿命, $\kappa = \kappa_0 + \kappa_{\text{ex}}$ 表示微环波导损耗和外部耦合损耗之和, 在仿真中设定波导损耗和耦合损耗一致, 即微环处于临界耦合状态; $\zeta_0 = 2\delta\omega/\kappa$ 表示泵浦失谐, 其中 $\delta\omega$ 表示泵浦角频率和谐振角频率的差值; $\varphi = (\kappa/2D_2)^{1/2}\phi$ 代表归一化后的微环的方位角, 其中 D_2 表示忽略高阶色散的影响时, 实际频率与谐振频率的走离, ϕ 表示微环中光孤子的角位置; $\Psi = (2g_0/\kappa)^{1/2}A$ 代表腔内归一化光场, 其中 A 代表场的振幅, $g_0 = \hbar\omega_0^2cn_2/(n_g^2V_{\text{eff}})$ 表示光子克尔频移, $V_{\text{eff}} = A_{\text{eff}}L_R$; $f = (P_{\text{in}}/P_{\text{threshold}})^{1/2}$, f 的值为正数,

P_{in} 表示输入的功率, $P_{\text{threshold}} = \kappa^3/(8g_0\kappa_{\text{ex}})$ 表示产生初级梳状线所需的功率.

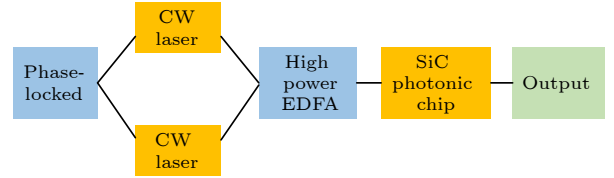


图 3 锁相双频激光泵浦碳化硅微环谐振腔的光频率梳产生系统示意图

Fig. 3. Structural diagram of the optical frequency comb generation system with phase-locked dual-frequency laser pumped silicon carbide micro-ring resonator.

相位锁定的双频激光可看作泵浦激光脉冲源 [29], 其表达式为 [30]

$$A(0, T) = \frac{\sqrt{P_{\text{total}}}}{\sqrt{(1+x)}} [1 + \sqrt{x}\exp(-2i\pi\nu_m T)], \quad (5)$$

其中 P_{total} 是输入的总功率; x 是高频激光泵浦功率与低频激光泵浦功率的比值; ν_m 是高频激光频率与低频激光频率的差值.

3 数值仿真结果与讨论

我们主要关注 1550 nm 波段光频率梳的产生,

故忽略 SiC 微环谐振腔中的二阶非线性效应. 将表 1 中用于光频率梳产生仿真的各项参数代入 LLE, 获得随泵浦失谐变化时微环谐振腔的腔内平均功率的变化和光频率梳产生的时域和频域演化情况, 如图 4 所示. 根据光频率梳的时频对应关系, 可以通过研究单一脉冲的频域光谱包络分析具有一定重复频率的周期性脉冲光源对应的光频率梳的频域光谱包络. 图 4(a) 展示了微环谐振腔的腔内平均功率随着泵浦失谐变化的曲线. 腔内平均功率表示当泵浦失谐为某一数值时微腔内一个相位周期内所有的功率累加取平均. 腔内平均功率为最大值时的泵浦失谐点被称为有效零失谐点, 最大值后的区域被称为有效红失谐区, 而仿真中所实现的

频谱形状较好的正常色散区光频率梳便在有效红失谐区产生. 图 4(b) 展示了随着泵浦失谐变化的光频率梳的时域和频域二维演化图. 图 4(c) 展示了泵浦失谐分别为 3, 6, 11 情况下, 微腔内光频率梳的时域脉冲及对应频谱包络, 可以看到随着泵浦失谐的增加, 对应的光频率梳频谱变宽, 频谱出现典型的“猫耳”现象, 同时腔内时域脉冲持续时间变窄.

基于正常色散 SiC 微环谐振腔产生光频率梳受到众多参数的影响, 本文主要研究微环波导损耗、双频激光泵浦功率、微环色散、双频激光功率占比以及双频激光频率间隔对光频率梳产生的影响. 首先研究微环波导损耗对光频率梳产生的影

表 1 产生光频率梳所采用的各项参数
Table 1. Parameters used to generate optical frequency comb.

Waveguide	Parameter							
	$\beta_2/(\text{ps}^2 \cdot \text{km}^{-1})$	$\beta_3/(\text{ps}^3 \cdot \text{km}^{-1})$	$\beta_4/(\text{ps}^4 \cdot \text{km}^{-1})$	P_0/W	$\alpha/(\text{dB} \cdot \text{m}^{-1})$	$D_1/2\pi/\text{GHz}$	$D_2/2\pi/\text{MHz}$	$D_3/2\pi/\text{kHz}$
SiC waveguide	145.283	-0.18298	0.00209637	0.2	20	100	-0.993974	0.844218

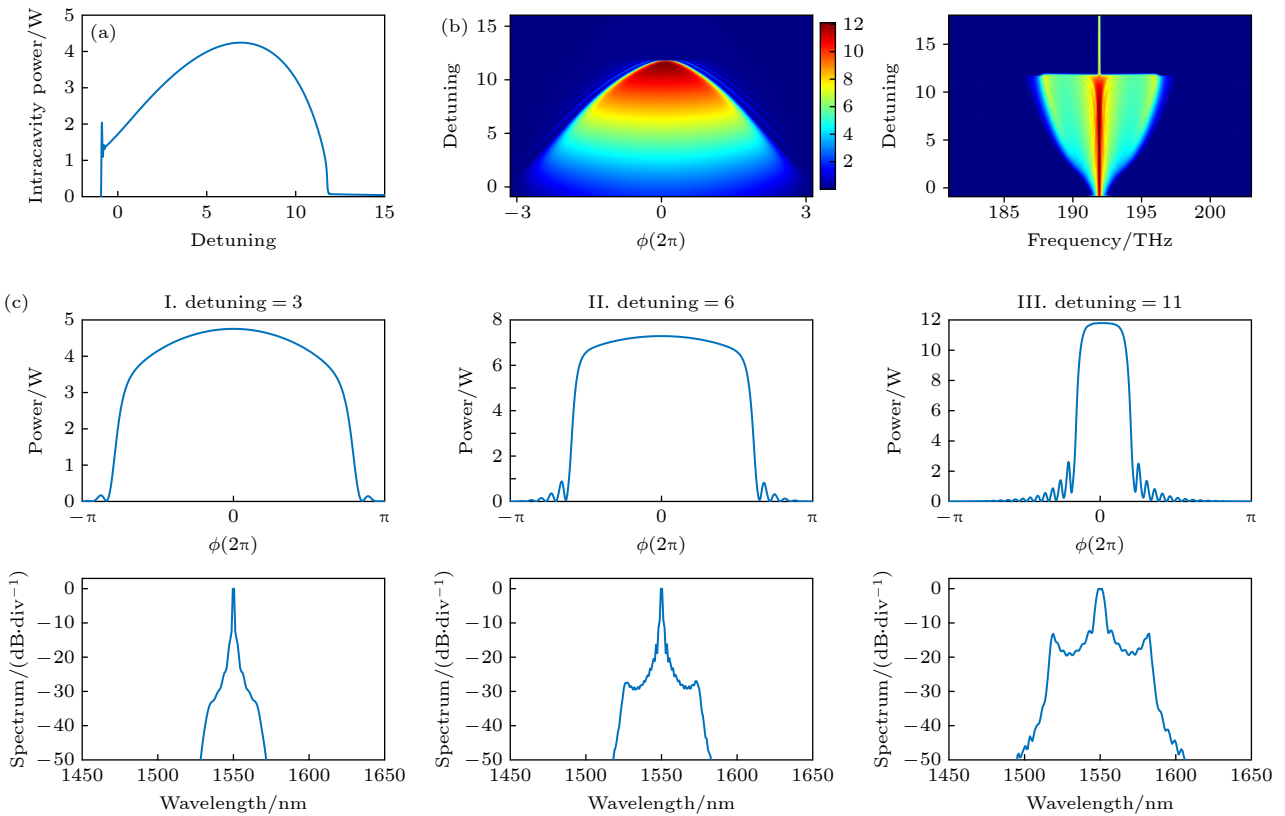


图 4 锁相双频激光泵浦正常色散 SiC 微环产生光频率梳的时频演化 (a) 腔内平均功率随泵浦失谐的变化; (b) 腔内时域脉冲与频谱随泵浦失谐的演化; (c) 泵浦失谐分别为 3, 6, 11 时的腔内时域脉冲和对应频谱

Fig. 4. Time-frequency evolution of optical frequency comb generated in normal dispersion SiC micro-ring pumped by phase-locked dual-frequency laser: (a) Evolution of the average intracavity power with the pump detuning; (b) evolution of time-domain pulse and frequency spectrum in the cavity with the pump detuning; (c) the time-domain pulse and corresponding optical frequency spectrum when the pump detuning is 3, 6 and 11, respectively.

响, 选取输入功率 $P_0 = 0.2$ W, 双频激光功率占比相同, 微环 FSR 为 100 GHz, 微环二阶色散 $D_2/2\pi$ 为 -0.993974 MHz 情况下, 波导损耗分别为 10, 20 和 30 dB/m 时, 光频率梳产生仿真结果如图 5 所示. 由图 5(a) 可知, 波导损耗越大, 其对应的产生光频率梳的泵浦失谐的可调谐范围越小, 其中损耗 10 dB/m 时泵浦失谐可调谐范围约为损耗 20 dB/m 时的 2 倍. 这是由于在相同的输入功率条件下, 波导损耗越大, 腔内功率衰减得越快. 由图 5(b) 可知, 在时域脉冲强度填充率相同时, 从频谱上看, 其频谱范围基本相同. 由图 5(c) 可以看出, 在相同的时域脉冲强度填充率下, 波导损耗越大, 腔内时域脉冲功率越小.

研究了双频激光输入总功率 P_0 对光频率梳产生的影响. 选取微环 FSR 为 100 GHz, 双频激光功率占比相同, 微环波导损耗为 20 dB/m, 微环二阶色散 $D_2/2\pi$ 为 -0.993974 MHz 情况下, 双频激光输入功率 P_0 分别为 0.1, 0.2, 0.4 W 时, 光频率梳

产生仿真结果如图 6 所示. 由图 6(a) 可知, 输入泵浦功率 P_0 越大, 其对应的产生光频率梳的泵浦失谐可调谐范围越大, 并且输入功率越高, 在零失谐位置处其对应的腔内平均功率就越大. 由图 6(b) 和图 6(c) 可以看到, 在时域脉冲强度填充率相同时, 输入泵浦功率越高, 腔内时域脉冲功率越高, 其对应的频谱越宽. 主要原因是由于增加泵浦输入功率, 腔内功率有所增大, 使得腔内非线性效应增强, 光频率梳频谱展宽越宽.

研究了微环色散对光频率梳产生的影响, 通过改变波导横截面结构可以实现微环谐振腔的色散调控. 在微环 FSR 为 100 GHz, 微环波导损耗为 20 dB/m, 双频激光功率占比相同, 输入功率 P_0 为 0.2 W 情况下, 选取微环的波导横截面尺寸 (D, W) 分别为 $350 \text{ nm} \times 2500 \text{ nm}$ ($D_2/2\pi = -0.659254$ MHz), $350 \text{ nm} \times 3000 \text{ nm}$ ($D_2/2\pi = -0.993974$ MHz), $300 \text{ nm} \times 3000 \text{ nm}$ ($D_2/2\pi = -1.81601$ MHz), 其中 $300 \text{ nm} \times 3000 \text{ nm}$ 波导横

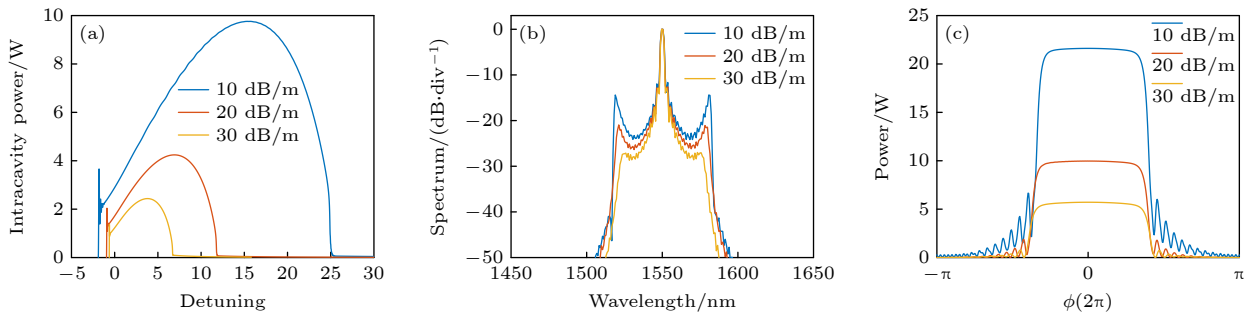


图 5 微环波导损耗对光频率梳产生的影响 (a) 不同损耗下随泵浦失谐的腔内平均功率演化; (b) 不同损耗下时域脉冲强度填充率相同时的光频率梳频谱; (c) 不同损耗下时域脉冲强度填充率相同时的时域脉冲

Fig. 5. Influence of micro-ring waveguide loss on optical frequency comb: (a) Evolution of the average intracavity power with the pump detuning under different waveguide loss; (b) optical frequency comb spectra with the same pulse intensity filling rate under different waveguide loss; (c) time-domain pulses with the same pulse intensity filling rate under different waveguide loss.

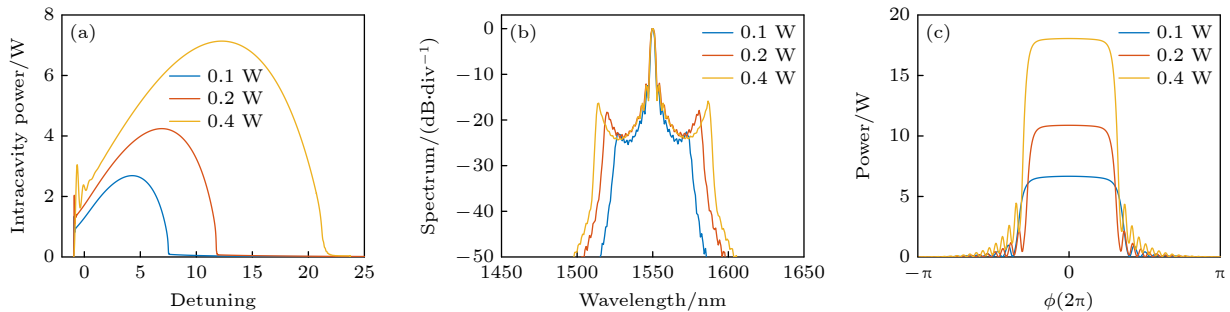


图 6 输入泵浦功率对光频率梳产生的影响 (a) 不同输入功率下随泵浦失谐的腔内平均功率演化; (b) 不同输入功率下时域脉冲强度填充率相同时的光频率梳频谱; (c) 不同输入功率下时域脉冲强度填充率相同时的时域脉冲

Fig. 6. Influence of pump power on optical frequency comb: (a) Evolution of the average intracavity power with the pump detuning under different pump power; (b) optical frequency comb spectra with the same pulse intensity filling rate under different pump power; (c) time-domain pulses with the same pulse intensity filling rate under different pump power.

截面尺寸对应的 1550 nm 处色散绝对值最大, 光频率梳产生仿真结果如图 7 所示. 由图 7(a) 可看到, 波导尺寸 350 nm×3000 nm 对应的泵浦失谐可调谐范围最大, 波导尺寸 350 nm×2500 nm, 300 nm×3000 nm 对应的泵浦失谐的可调谐范围基本相当. 图 7(b) 给出了不同色散下腔内产生光频率梳的频域图 (在相同的时域脉冲强度填充率下), 可以看到色散绝对值的增加使得光频率梳的带宽明显减小, 中心频率与两侧边峰间隔随着色散绝对值增加而减小. 有趣的是, 这和脉冲泵浦无腔型光频率梳产生时色散对光频率梳产生的影响规律是一致的^[24], 我们认为这主要是由于色散增大, 会一定程度抑制非线性效应造成的. 图 7(c) 给出不同色散下光频率梳时域脉冲波形图 (在相同的时域脉冲强度填充率下), 可以看出色散变化对时域脉冲功率变化影响不大.

研究了双频激光的功率占比 x 对光频率梳产生的影响. 在微环 FSR 为 100 GHz, 微环波导损耗为

10 dB/m, 微环二阶色散 $D_2/2\pi$ 为 -0.993974 MHz, 输入功率 P_0 为 0.2 W 情况下, 分别选取双频激光功率占比 x 为 0.5, 1 和 1.5, 光频率梳产生仿真结果如图 8 所示. 由图 8(a)—(c) 可以看到, 改变双频 CW 激光的功率占比 x 对光频率梳产生的结果几乎没有影响, 即双频激光功率占比波动对光频率梳产生影响不大, 这对光频率梳产生实验是有益的.

最后研究了双频激光频率间隔对光频率梳产生的影响. 在微环 FSR 为 100 GHz, 微环波导损耗为 20 dB/m, 双频激光功率占比相同, 双频激光输入功率 P_0 为 0.2 W, 微环二阶色散 $D_2/2\pi$ 为 -0.993974 MHz 的情况下, 分别仿真双频激光频率间隔为 100, 200 与 300 GHz 的光频率梳产生, 仿真结果如图 9 所示. 图 9(a) 所示为输入双频激光的频率间隔不同时泵浦失谐的可调谐范围, 可以看出, 输入双频激光的频率间隔为 1 倍 FSR 时, 其可调谐范围最大. 图 9(b) 所示为在相同的时域脉冲强度填充率情况下, 双频激光频率间隔分别为

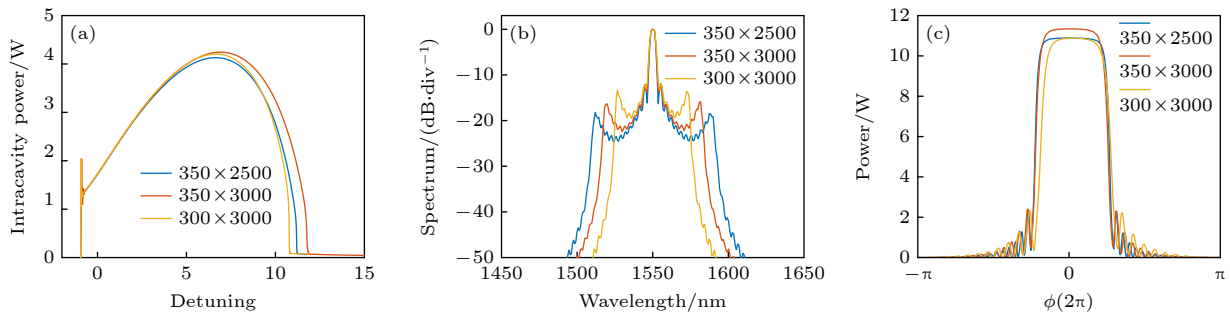


图 7 微环色散对光频率梳产生的影响 (a) 不同色散下腔内平均功率随泵浦失谐的演化; (b) 不同色散下在时域脉冲强度填充率相同时的光频率梳频谱; (c) 不同色散下在时域脉冲强度填充率相同时的时域脉冲

Fig. 7. Influence of micro-ring dispersion on optical frequency comb: (a) Evolution of the average intracavity power with the pump detuning under different micro-ring dispersion; (b) optical frequency comb spectra with the same pulse intensity filling rate under different micro-ring dispersion; (c) time-domain pulses with the same filling rate under different micro-ring dispersion.

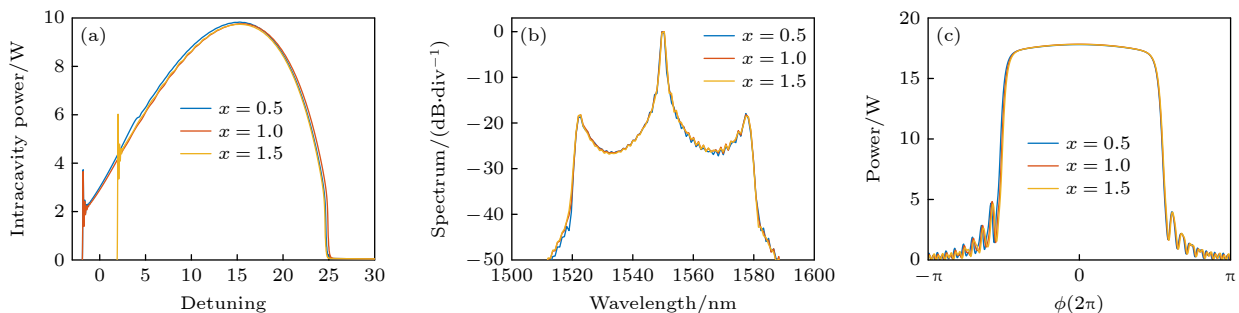


图 8 双频激光功率占比对光频率梳产生的影响 (a) 不同功率占比下随腔内平均功率泵浦失谐的演化; (b) 不同功率占比下在时域脉冲强度填充率相同时的光频率梳频谱; (c) 不同功率占比下在时域脉冲强度填充率相同时的时域脉冲

Fig. 8. Influence of dual-frequency laser power ratio on optical frequency comb: (a) Evolution of the average intracavity power with the pump detuning under different power ratio; (b) optical frequency comb spectra with the same pulse intensity filling rate under different power ratio; (c) time-domain pulses with the same pulse intensity filling rate under different power ratio.

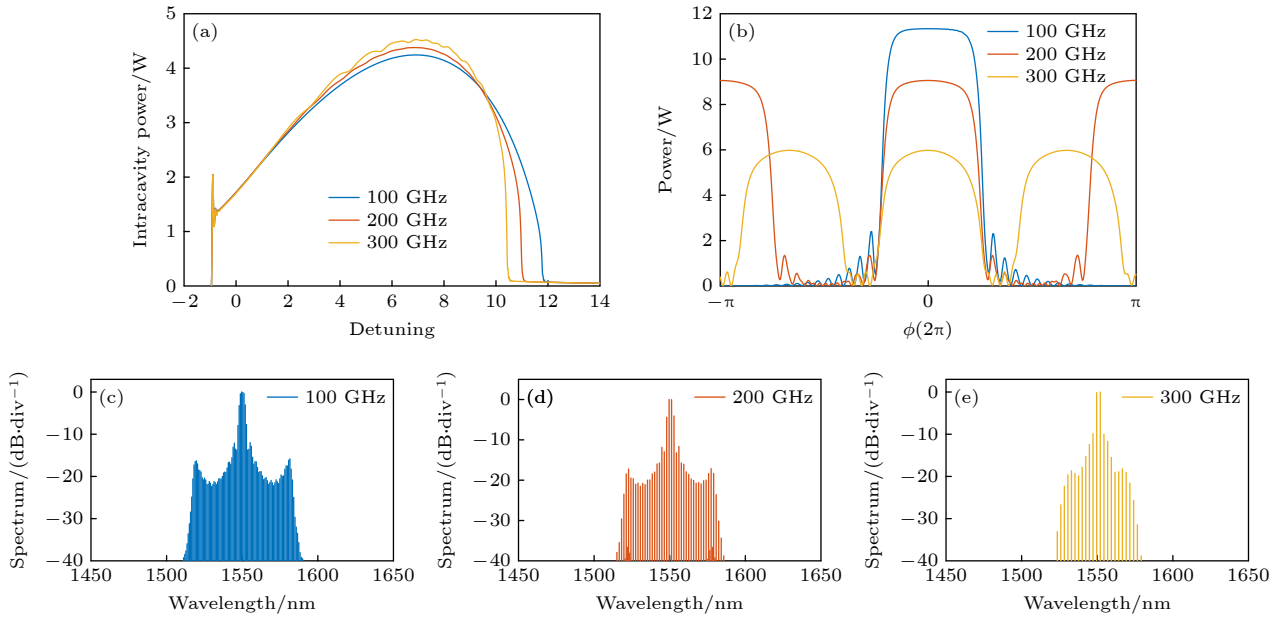


图 9 双频激光频率间隔对光频率梳产生的影响 (a) 不同频率间隔下腔内平均功率随泵浦失谐的演化; (b) 不同频率间隔下时域脉冲强度填充率相同时的时域脉冲; (c), (d), (e) 双频激光频率间隔为 1 倍 FSR、2 倍 FSR、3 倍 FSR 产生的光频率梳在时域脉冲强度填充率相同时的频谱

Fig. 9. Influence of frequency interval of dual-frequency laser on optical frequency comb: (a) Evolution of the average intracavity power with the pump detuning under different frequency interval; (b) time-domain pulses with the same pulse intensity filling rate under different frequency interval; (c), (d), (e) optical frequency comb spectra with one, two and three FSR frequency intervals under the same pulse intensity filling rate.

1 倍 FSR (100 GHz), 2 倍 FSR (200 GHz), 3 倍 FSR (300 GHz) 时, 腔内会分别出现一个脉冲, 两个脉冲, 三个脉冲, 可以看到, 增大双频激光频率间隔导致时域脉冲峰值功率有所降低. 图 9(c)—(e) 分别为双频激光频率间隔为 1 倍 FSR、2 倍 FSR、3 倍 FSR 产生的光频率梳的频谱图, 可知增大双频激光频率间隔导致光频率梳的带宽减小, 这主要是由于时域脉冲峰值功率降低, 腔内非线性效应减弱造成的.

4 结 论

本文提出一种利用锁相双频激光泵浦正常色散碳化硅微环谐振腔产生光频率梳的方案. 对碳化硅微环谐振腔脊形光波导进行色散调控优化设计, 实现 1550 nm 波段平坦正常色散. 利用 LLE 对锁相双频激光泵浦正常色散碳化硅微环谐振腔产生光频率梳进行仿真, 研究了泵浦失谐改变时光频率梳时域和频域演化过程. 同时研究了双频激光泵浦功率、微环波导损耗、微环色散、双频激光功率占比以及双频激光频率间隔等参数对光频率梳产生的影响. 仿真产生的光频率梳带宽可覆盖 1500—

1600 nm, 频谱带宽约 70 nm. 锁相双频激光可以利用集成 DFB 激光器实现, 故仿真工作有助于推动基于正常色散碳化硅微环谐振腔产生 1550 nm 波段高重复频率宽带光频率梳的研究和实际应用.

参考文献

- [1] Diddams S A, Vahala K, Udem T 2020 *Science* **369** eaay3676
- [2] Ma Y, Li W J, Xu Y F, Liu J Q, Zhuo N, Yang K, Zhang J C, Zhai S Q, Liu S M, Wang L J 2023 *Chin. Phys. Lett.* **40** 014201
- [3] Bartels A, Heinecke D, Diddams S A 2008 *Opt. Lett.* **33** 1905
- [4] Duan G H, Shen A, Akrouf A, Dijk F V, Lelarge F, Pommereau F, Le G O, Provost J G, Gariah H, Blache F, Mallecot F, Merghem K, Martinez A, Ramdane A 2009 *Bell Labs Tech. J.* **14** 63
- [5] Lo M C, Guzmán R, Ali M, Santos R, Augustin L, Carpintero G 2017 *Opt. Lett.* **42** 3872
- [6] Parriaux A, Hammani K, Millot G 2020 *Adv. Opt. Photonics* **12** 223
- [7] Kippenberg T J, Gaeta A L, Lipson M, Gorodetsky M L 2018 *Science* **361** aan8083
- [8] Yu S, Bao F, Hu H, Hu H 2018 *IEEE Photonics J.* **10** 7202107
- [9] Deng Y, Wu C J, Liu Y, Feng S C 2021 *Opt. Commun.* **502** 127415
- [10] Ji X, Barbosa F A S, Roberts S P, Dutt A, Cardenas J, Okawachi Y, Bryant A, Gaeta A L, Lipson M 2017 *Optica* **4** 619
- [11] Hu H, Da Ros F, Pu M, Ye F, Ingerslev K, Porto Da Silva E,

- Nooruzzaman M, Amma Y, Sasaki Y, Mizuno T, Miyamoto Y, Ottaviano L, Semenova E, Guan P, Zibar D, Galili M, Yvind K, Morioka T, Oxenløwe L K 2018 *Nat. Photonics* **12** 469
- [12] Zheng Y, Pu M, Yi A, Ou X, Ou H 2019 *Opt. Lett.* **44** 5784
- [13] Yu S P, Lucas E, Zang J, Papp S B 2022 *Nat. Commun.* **13** 3134
- [14] Tan D T H, Ooi K J A, Ng D K T 2018 *Photonics Res.* **6** B50
- [15] Boes A, Corcoran B, Chang L, Bowers J, Mitchell A 2018 *Laser Photonics Rev.* **12** 1700256
- [16] Li H, Wang G B, Yang J Y, Zhang Z S, Deng J, Du S X 2023 *Chin. Phys. Lett.* **40** 128101
- [17] Cai L T, Li J W, Wang R X, Li Q 2022 *Photon. Res.* **10** 870
- [18] Wang C, Li J, Yi A, Fang Z, Zhou L, Wang Z, Niu R, Chen Y, Zhang J, Cheng Y, Liu J, Dong C H, Ou X 2022 *Light-Sci. Appl.* **11** 341
- [19] Xue X, Xuan Y, Liu Y, Wang P H, Chen S, Wang J, Leaird D E, Qi M, Weiner A M 2015 *Nat. Photonics* **9** 594
- [20] Jin W, Yang Q F, Chang L, Shen B, Wang H, Leal M A, Wu L, Gao M, Feshali A, Paniccia M, Vahala K J, Bowers J E 2021 *Nat. Photonics* **15** 346
- [21] Helgason Ó B, Arteaga-Sierra F R, Ye Z, Twayana K, Andrekson P A, Karlsson M, Schröder J, Company V T 2021 *Nat. Photonics* **15** 305
- [22] Anderson M H, Weng W, Lihachev G, Tikan A, Liu J, Kippenberg T J 2022 *Nat. Commun.* **13** 4764
- [23] Rahim M, Zeb K, Lu Z, Pakulski G, Liu J, Poole P, Song C, Barrios P, Jiang W, Zhang X 2019 *Opt. Express* **27** 35368
- [24] Wang J Q, Wu Z F, Feng S C 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 234209 (in Chinese) [王佳强, 吴志芳, 冯素春 2022 物理学报 **71** 234209]
- [25] Wang S C, Zhan M J, Wang G, Xuan H W, Zhang W, Liu C J, Xu C H, Liu Y, Wei Z Y, Chen X L 2013 *Laser Photonics Rev.* **7** 831
- [26] Malitson I H 1965 *J. Opt. Soc. Am.* **55** 1205
- [27] Herr T, Brasch V, Jost J D, Wang C Y, Kondratiev N M, Gorodetsky M L, Kippenberg T J 2014 *Nat. Photonics* **8** 145
- [28] Chembo Y K, Menyuk C R 2013 *Phys. Rev. A* **87** 053852
- [29] Tong Z, Wiberg A O, Myslivets E, Kuo B P, Alic N, Radic S 2012 *Opt. Express* **20** 17610
- [30] Antikainen A, Agrawal G P 2015 *J. Opt. Soc. Am. B* **32** 1705

Design of optical frequency comb based on dual frequency pumped normal dispersion silicon carbide microresonator*

Gao Rong¹⁾ Yang Ya-Nan¹⁾ Zhan Chen-Yi¹⁾ Zhang Zong-Zhen¹⁾
 Deng Yi¹⁾ Wang Zi-Xiao¹⁾ Liang Kun²⁾ Feng Su-Chun^{1)†}

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

2) (*School of Electronic and Information Engineering, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China*)

(Received 5 September 2023; revised manuscript received 16 October 2023)

Abstract

The scheme of generating optical frequency comb (OFC) mainly includes mode-locked laser, electro-optic modulation comb, and nonlinear Kerr micro-resonator comb. The OFC with frequency spacing on the order of 10–200 GHz can be employed in optical communication, microwave photonics, and other fields. Silicon carbide (SiC) has aroused the considerable research interest in integrated nonlinear photonics owing to its high second nonlinear coefficient and third order nonlinear coefficient, low optical loss, without multiphoton absorption loss owing to the wide bandgap. Single soliton microcomb in anomalous group velocity dispersion regime based on a 4H-SiC-on-insulator thin film has been demonstrated with the relative lower pump to comb efficiency, while the OFC in normal dispersion regime based on the SiC microresonator has not been reported. The pump conversion efficiency of OFC in the normal dispersion regime is high, and the pump frequency detuning range for the OFC generation is large, which is conducive to the OFC generation and long-term stable operation. Since there is no modulation instability effect in normal dispersion regime, the key to generating the OFC in normal dispersion regime is that the initial state needs the assistance of a multi-frequency laser (or four-wave mixing sideband).

* Project supported by the Fundamental Research Funds for Central Universities, China (Grant No. 2021JBM002) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62275012, 62335001).

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

The phase-locked dual-frequency laser can be regarded as a pulse pump laser source with wide pulse duration, which can be realized by integrated distributed feedback laser.

In this paper, a scheme of generating OFC by pumping the normal dispersion SiC microresonator with phase locked dual-frequency laser is proposed. The flat normal dispersion in 1550 nm band is realized through dispersion engineering of the SiC microresonator. The effective mode field area of the TE₀ fundamental mode at 1550 nm in the optimized SiC ridge waveguide is about 0.94 μm², and the nonlinear coefficient is about 3.69 W⁻¹·m⁻¹. Meanwhile, dispersion parameters of the microresonator with 100 GHz FSR are also obtained. The OFC generation pumped by a phase-locked dual-frequency laser based on normal dispersion SiC microresonator is simulated through using the Lugiato-Lefever equation. The evolution process of the OFC in time and frequency domain related to the pump detuning is studied. The effects of several parameters such as the pump power, microresonator waveguide loss, microresonator dispersion, proportion of the dual-frequency laser, and the frequency interval of dual-frequency laser on the performance of the OFC are also investigated. The conclusions can be obtained through the OFC generation simulation as follows, 1) When the microresonator waveguide loss is larger, the pump detuning range for the OFC generation becomes smaller, and the pulse peak power under the same pulse intensity filling rate decreases. 2) When the input pump power is larger, the pump detuning range for the OFC generation becomes larger, the pulse peak power under the same pulse intensity filling rate increases, and the corresponding spectrum becomes wider. 3) With the increase of absolute dispersion value, the spectrum bandwidth of the generated OFC decreases obviously. 4) The power proportion of dual-frequency laser has little influence on the OFC generation. 5) The frequency spacing of the generated OFC can be tuned through changing the frequency spacing of the two phase-locked lasers with integral multiple of free spectral range.

The OFC with spectrum bandwidth of about 70 nm can be generated in a range of 1500—1600 nm through the simulation. The simulation results are beneficial to promoting the research and practical application of high repetition rate broadband optical frequency comb in a 1550 nm band based on the normal dispersion silicon carbide microresonator.

Keywords: nonlinear optics, optical frequency comb, normal dispersion, microresonator

PACS: 42.65.-k, 42.65.Tg, 42.65.Wi, 42.60.Da

DOI: [10.7498/aps.73.20231442](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231442)

基于双频泵浦正常色散碳化硅微环谐振腔的光频率梳设计

高荣 杨亚楠 湛晨翌 张宗祯 邓宜 王子潇 梁坤 冯素春

Design of optical frequency comb based on dual frequency pumped normal dispersion silicon carbide microresonator

Gao Rong Yang Ya-Nan Zhan Chen-Yi Zhang Zong-Zhen Deng Yi Wang Zi-Xiao Liang Kun
Feng Su-Chun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 034203 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231442

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231442>

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

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

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

物理学报. 2022, 71(23): 234209 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221115>

高阶色散下双耦合微腔中克尔光频梳的稳定性和非线性动力学分析

Stability and non-linear dynamic analysis of Kerr optical frequencycombs in dual-coupled microcavities with high-order dispersion

物理学报. 2022, 71(18): 184204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220691>

光学微腔中倍频光场演化和光谱特性

Spatiotemporal evolution and spectral character of second harmonic generation in optical microresonator

物理学报. 2020, 69(2): 024203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191294>

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>

光频链接的双光梳气体吸收光谱测量

Optical frequency linked dual-comb absorption spectrum measurement

物理学报. 2018, 67(9): 090701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180150>