

doi: 10.11823/j.issn.1674-5795.2023.02.08

拉曼抑制光频梳微腔的设计与仿真

薛莉, 赵春播*

(航空工业北京长城计量测试技术研究所, 北京 100095)

摘要: 为了解决回音壁模式下的微腔在产生光频梳时受拉曼效应的影响, 尤其在重频 GHz 时难以产生平滑的光梳谱的问题。首先, 设计并调节波导和微环的耦合长度; 然后, 优化耦合角度, 调整微环与波导之间的匹配模式, 降低在长波段的耦合 Q 值, 增加拉曼产生的阈值, 抑制拉曼效应。通过仿真分析得出, 相较于一般的直波导微环耦合结构, 设计的弯曲波导微环在短波长处拉曼阈值增加了 3 倍, 且在短波长处产生的光频梳功率提高了 20 dB。为回音壁模式微腔结构的设计提供了一定的参考价值。

关键词: 光学频率梳; 回音壁模式; 波导耦合; 拉曼效应; 非线性光学效应

中图分类号: TB96

文献标志码: A

文章编号: 1674-5795 (2023) 02-0064-07

Design and simulation of Raman suppression optical comb microcavity

XUE Li, ZHAO Chunbo*

(Changcheng Institute of Metrology & Measurement, Beijing 100095, China)

Abstract: In order to solve the problem of the Raman effect on the generation of optical frequency comb in microcavities under whispering gallery mode, especially at GHz repetition frequencies, which makes it difficult to generate a very smooth optical comb spectrum. Firstly, design and adjust the coupling length between the waveguide and the microring. Then, optimize the coupling angle, adjust the matching mode between the waveguide and the microring, the coupling Q value in the long wavelength is reduced, the threshold of Raman generation is increased, and the Raman effect is suppressed. According to the simulation analysis, compared with the general straight waveguide microring coupling structure, the designed pully waveguide microring has three times increase in the Raman threshold at the short wavelength, and the optical frequency comb power generated at the short wavelength has increased by 20 dB. This provides a certain reference value for the design of whispering gallery mode microcavity structures.

Key words: optical frequency comb; whispering gallery mode; waveguide coupling; Raman effect; nonlinear optical effect

0 引言

早在 20 世纪 70 年代, Teets R 等人提出了相干双光子激发的概念, 并利用激光锁模技术进行光频的精确测量^[1-3], 同时期的德国物理学家 Theodor W H 和美国物理学家 John L H 首次提出了光频梳的概念, 将光频测量推向了一个新的高度, 对光谱学

领域的发展做出了重要贡献。光频梳的光谱由一系列精确的离散且等间距的谱线组成, 其频率范围覆盖数百 THz 带宽, 还具有 MHz 量级频率精度, 因此光频梳成为了国内外研究的热点, 随后在光学原子钟^[4-5]、精密光谱学^[6]、泵浦探测^[7]和大尺寸精密测距^[8]等领域得到广泛应用, 未来将会为发展更高精度的下一代光钟、实现光学频标

收稿日期: 2023-03-03; 修回日期: 2023-04-19

基金项目: 国家重点实验室稳定运行支撑课题(KBW81901580)

引用格式: 薛莉, 赵春播. 拉曼抑制光频梳微腔的设计与仿真[J]. 计测技术, 2023, 43 (2): 64-70.

Citation: XUE L, ZHAO C B. Design and simulation of Raman suppression optical comb microcavity[J]. Metrology & Measurement Technology, 2023, 43(2):64-70.



定微波频标提供可能^[9]。

随着集成化、小型化技术的发展,仪器的小型化成为了目前追求的目标,通过锁模激光器产生的传统光频梳已经无法满足集成化的需求。微纳技术的发展推动了光频梳的小型化,微腔的尺寸可以做到毫米乃至微米量级,相比于传统光频梳,其产生的光频梳的输出重复频率可达GHz至THz。根据微腔结构和腔内光场的不同,微腔主要分为法布里珀罗(Fabry-Perot, FP)型腔、光学晶体(Photonic Crystal, PC)型腔和回音壁模式(Whispering-Gallery Mode, WGM)微腔三种^[10-12]。FP型腔应用较为广泛,其原理为:利用高反射率的反射镜束缚光子使光在镜子之间不断反射,从而使光局域在一定的空间之内,并形成稳定的谐振状态。若想得到高稳定的谐振状态则需要制造高质量的微腔,因此使得结构相对复杂,且尺寸较大,不易实现集成化。PC型腔由于光子晶体具有禁带光谱区的特性,在该波段的光无法在晶体内部传播从而产生全反射,通过在光子晶体中添加光子缺陷,使光子晶体具有光子局域性,从而对光波进行精细的控制^[13]。但PC型腔对微纳加工精度要求极高,受限于目前的加工技术,很难提高品质因数。WGM型腔因支持回音壁模式而得名,光场被限制在极小空间区域内,通过在腔壁内进行全反射来束缚光^[14-16],该微腔腔内光场多数为行波场,因此当满足相位匹配时可以获得极高的耦合效率,其耦合效率可以达到99.7%以上^[17]。本文主要研究WGM型腔产生光频梳。

目前,回音壁模式的微腔受到拉曼效应的影响,难以产生很平滑的光梳谱,尤其在GHz重频的光频梳下。由拉曼散射产生的光谱会在四波混频下进一步扩散,难以实现孤子状态的自锁定,因此为了避免拉曼效应,Gong Z等人^[18]提出了一种自干涉的U型微环波导结构,实现了不同泵浦模式下的双耦合,进而抑制了拉曼效应。Yu M等人^[19]利用铌酸锂的双折射效应,实现了TM模式下X-Cut孤子自锁定,然而在TM模式下损耗较高,无法实现很高的品质因数(Q)。通常可以通过提高光梳的重复频率来降低拉曼效应^[20],但是对于THz重频的微腔意味着需要更小的微环,更大的辐射损耗,因此对加工工艺提出了更高的要求。

本文提出了一种基于弯曲波导耦合的微环结构,通过设计并调节波导和微环的耦合长度或者耦合角度,降低在长波段的耦合Q值,增加拉曼产生的阈值,从而达到抑制拉曼效应的作用,最后通过LLE(Lugiato-lefever Equation)方程模拟了微环和弯曲波导耦合结构的光梳形成的动态过程。

1 基本原理

在WGM微腔中,需要考虑Q值、自由光谱范围(Free Spectral Range, FSR)、微腔的色散等特征参数。FSR为微腔谐振光谱中两个相邻谐振模式下存在的一定相同间隔,即相邻谐振模式下的频率差或者波长差^[21]。当频率差或者波长差较小时,强烈的拉曼效应会将泵浦模式能量转移到斯托克斯模式,在长波段产生拉曼效应,使长波段的光频梳受到拉曼散射的影响,如图1所示。当达到一定的拉曼阈值^[18]时,会产生拉曼效应,其数学形式可表示为

$$\varepsilon = \frac{h\omega_p\gamma_R\kappa}{4g^2} \left[1 + \left(\frac{2\delta_R}{\gamma_R} \right)^2 \right] \quad (1)$$

式中: h 为普朗克常数, J·s; ω_p 为泵浦光角频率, rad/s; γ_R 为拉曼增益的半高全宽, Hz; g 为拉曼耦合率, Hz; δ_R 为拉曼增益; κ 为微腔的衰减率, Hz。

$$\kappa = \kappa_0 + \kappa_{ex} \quad (2)$$

式中: κ_0 为微环的本征损耗; κ_{ex} 为微环-波导耦合产生的损耗。

本征损耗 Q_0 主要由加工方式和材料性质决定,为固定值,能改变的只有耦合损耗 Q_{ex} 。因此在长波段增加损耗 κ_{ex} 值,本征损耗不变,拉曼阈值将会升高,意味着提高了拉曼响应产生的最小功率,拉曼效应将更难产生。

波导耦合时, Q值被定义为微腔中存储的能量与每周期损耗的能量之比^[22], 因此可表示为

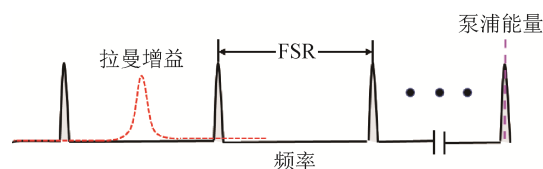


图1 微谐振腔中有效拉曼增益的抑制的方法

Fig.1 Scheme for suppression of effective Raman gain in microresonators

$$Q = \frac{\omega_0}{\kappa} \quad (3)$$

式中： ω_0 为腔模的谐振频率，Hz。而由波导耦合引入的损耗 Q 值 Q_{ex} 表示为

$$Q_{\text{ex}} = \frac{\omega_0}{\kappa_{\text{ex}}} \quad (4)$$

需要降低耦合 Q_{ex} 来增加拉曼阈值，而微环和波导的耦合方式决定了耦合 Q_{ex} 的大小。为了实现在长波段较低的耦合 Q_{ex} 值，即实现在长波段处于过耦合状态和在泵浦波长处处于临界耦合或者稍微欠耦合状态，通过改变微环和波导的耦合方式，采用不同于直波导的耦合结构，利用弯曲波导和微环耦合，调整耦合区域的长度，但是在泵浦波长处仍需要和本征 Q 值匹配，因此需要计算耦合 Q_{ex} 值。根据耦合模理论，环形波导耦合系数 $k_{r \rightarrow \text{wg}}$ ^[23]为

$$k_{r \rightarrow \text{wg}} = \int_L \Gamma(\omega, l) e^{i\phi} dl \quad (5)$$

式中： L 为波导和微环的耦合长度， μm ； ω 为角频率， rad/s ； Γ 为微环的模式和波导模式上的重叠积分，表示为

$$\Gamma(\omega, l) = \frac{i\omega}{4} \int_S (\varepsilon_{\text{wg}} - \varepsilon_{\text{R}}) E_{\text{R}}^* \cdot E_{\text{wg}} drdz \quad (6)$$

式中： E_{R} 与 E_{wg} 分别为环形模式和波导模式的电场； ε_{wg} 与 ε_{R} 分别为波导和微环的介电常数；与波导和微环的形状相关。 ϕ 为微环和波导之间的相位差，表示为

$$\phi = \Delta\beta \cdot L = \left(\beta_{\text{wg}} - R \left(R + G_{\text{gap}} + \frac{W}{2} \right) \beta_{\text{R}} \right) L \quad (7)$$

式中： β_{wg} 和 β_{R} 分别为波导和微环的传播常数， rad/m ； R 为微环的半径， μm ； G_{gap} 为微环和波导的耦合间距， μm ； W 为波导的宽度， μm 。根据式(6)可以看出， $\Gamma(\omega, l)$ 与耦合区域的位置无关，因此由式(5)得出

$$k_{r \rightarrow \text{wg}} = \int_L \Gamma(\omega, l) e^{i\phi} dl = \Gamma(\omega) L \sin c(\Delta\beta L) \quad (8)$$

根据耦合 Q_{ex} 值和耦合系数 $k_{r \rightarrow \text{wg}}$ 的关系^[24]得出耦合 Q_{ex} 为

$$Q_{\text{ex}} = \frac{2\pi \cdot n_g \cdot L_a}{\lambda |k_{r \rightarrow \text{wg}}|^2} = \frac{2\pi \cdot n_g \cdot L_a}{\lambda [\Gamma(\omega) L_a \sin c(\Delta\beta L_a)]^2} \quad (9)$$

式中： n_g 为微环的群速度折射率； L_a 为微环的周长， m ； λ 为波长， nm 。由式(7)和(8)可以看出，当相位匹配时，即 $\beta_{\text{wg}} = R(R + G_{\text{gap}} + W/2)\beta_{\text{R}}$

时，耦合强度最大，此时耦合强度随着耦合长度的增加而增加，但是当相位失配时，即 $\Delta\beta L = k\pi$ 时，其中 k 为整数，耦合强度为零，此时耦合 Q_{ex} 达到最大。由于直波导是点耦合的方式，耦合区域几乎趋于一个点，受相位匹配和失配影响很小。根据弯曲波导耦合的机理，可以通过优化微环和波导耦合的长度，来改变相位不匹配点，使泵浦频率在相位不匹配点附近，并使长波段耦合更强。

2 仿真分析与结果

在微腔光梳产生过程中，需要考虑色散的影响，色散是控制波导和微腔中光的传播的重要参数，也是微腔中实现各种高效率非线性效应的关键参数。色散由材料色散和结构色散组成，一般的材料色散是正常色散，无法补偿因为非线性导致的频率偏移，因此可以通过设计微环的结构，调整微环的结构色散，使总的色散处于反常色散，这是光梳产生的必要条件。通过集成色散 D_{int} 公式来表征对模式频率的影响，可以更直观地表现出梳齿与相应模式谐振频率的偏移，表示为

$$D_{\text{int}}(u) = \omega_u - (\omega_0 + uD_1) = \frac{D_2}{2!} u^2 + \frac{D_3}{3!} u^3 + \dots \quad (10)$$

式中： ω_u 为微腔内其他模式频率，Hz。对式(10)进行分析可知偏移越大，梳齿获得的谐振增益越低，能量也就越低。因此需要设计微腔结构，使集成色散的变化尽可能平坦以减小频率偏移。

氮化硅(Si_3N_4)材料硬度大、耐磨损、高温时抗氧化，还能抵抗冷热冲击，与其他材料相比，折射率较高，可以使光较好地限制在微环中传输，在CMOS工艺中使用较为普遍，且在非线性集成光学方面具有巨大的潜力。本文通过 Si_3N_4 平台进行微环设计。为了实现反常色散，利用 SiO_2 作为包层。微环的几何结构如图2所示，微环半径为 $50 \mu\text{m}$ ，厚度为 750 nm ，考虑实际加工的影响，侧壁角度设计为 80° 。

首先，通过有限元方法仿真了在不同宽度下微环的集成色散，如图3所示，当微环宽度越宽时，意味着色散越倾向于正常色散，因此需要选择合适的微环宽度，此处设计为 1400 nm 。

其次，为了改变长波段的耦合，设计了弯曲波导和微环的耦合，如图4所示，相对于直波导耦

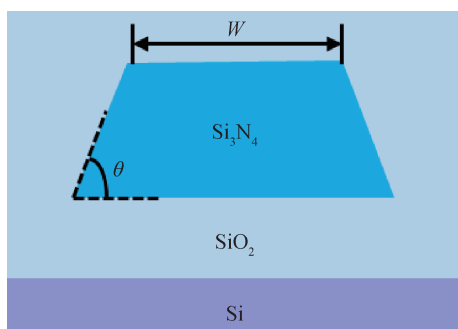


图2 微环几何结构图

Fig.2 Microring geometry diagram

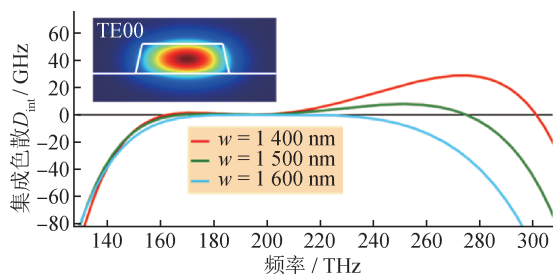


图3 微环的集成色散

Fig.3 Integrated dispersion of microring

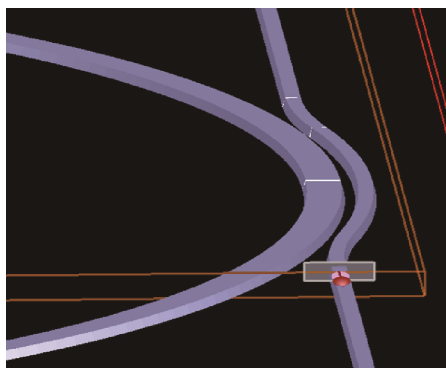


图4 弯曲波导耦合的三维模型

Fig.4 Three-dimensional coupling diagram of pulley waveguide

合, 弯曲波导的耦合方式增加了耦合的长度, 而直波导只在一个点进行耦合。直波导与弯曲波导耦合对比如图5所示。

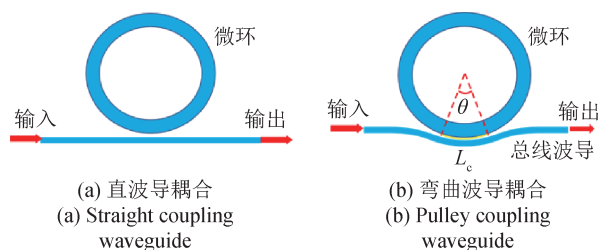


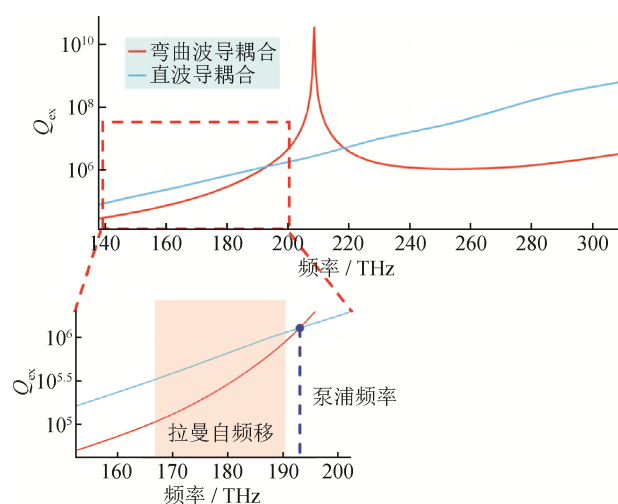
图5 直波导与弯曲波导耦合对比

Fig.5 Comparison of coupling between straight waveguide and pulley waveguide

设计波导耦合的角度为 θ , 即对应于耦合长度 L_c , 耦合间距为 $0.7 \mu\text{m}$, 耦合波导宽度为 $0.75 \mu\text{m}$ 。在不同的耦合角度下, 微环和波导之间的模式存在不同的模式匹配状态, 因此需要优化耦合角度。在设计过程中需要合理地调整微环和波导耦合结构, 通过调节耦合长度 L_c 使相位不匹配点位于泵浦波长附近。通过调节微环和波导之间的耦合间距进行耦合 Q_{ex} 值和本征 Q_0 值匹配, 耦合间距越大, 耦合系数越低, 耦合 Q_{ex} 值就越大。通过优化得出耦合角度为 28° , 同时为了和直波导耦合结构进行比较, 计算了在泵浦波长处相同耦合系数下直波导耦合的耦合 Q_{ex} 值, 通过建立微环模型, 运用时域有限差分法进行仿真分析。

图5中, 弯曲波导耦合的角度为 θ , 利用时域有限差分法建立模型, 在3D空间通过时域有限差分法 (Finite difference time domain method, FDTD) 仿真计算式(5)中的耦合系数 $k_{r \rightarrow wg}$, 并计算耦合 Q_{ex} 值随频率的变化, 如图6所示。由于需要考虑耦合损耗 Q 值 Q_{ex} 在泵浦波长 (1550 nm) 处接近本征 Q 值 Q_0 (10^6) 时的状态, 使波导和微腔处于一个较为合适的位置, 此时波导耦合时进入腔内的能量与自身损耗几乎相同, 传输透过率最高, 因此在泵浦波长处耦合效率最高。

通过图6可以看出, 弯曲波导和直波导在长波

图6 直波导和弯曲波导耦合 Q 值随频率变化(放大图为在拉曼效应作用区域耦合 Q)Fig.6 Variation of coupling Q values of straight waveguide and pulley waveguide with frequency (the enlarged picture shows the coupling Q in the Raman effect area)

段处均表现为过耦合 ($Q_{\text{ex}} < 1 \times 10^6$) 的状态, 而弯曲波导耦合相对于直波导 Q_{ex} 更低, 在 180 THz 处, 弯曲波导耦合 Q_{ex} 约为直波导耦合的 1/3, 因此根据式 (4) 可得 $\kappa_{\text{ex}1} = 3\kappa_{\text{ex}2}$, 而此时 κ_{ex} 远大于本征损耗, 因此弯曲波导耦合微环的总损耗 κ_1 约为直波导耦合总损耗 κ_2 的 3 倍, 即对应的拉曼阈值相

$$t_R \frac{\partial E(t, \tau)}{\partial t} = [-\alpha - i\delta]E + \left[iL_a \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n}{n!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^n \right] E + i\gamma |E|^2 E + \sqrt{k(\omega)} E_{\text{in}} \quad (11)$$

式中: t_R 为光在腔内传播一周的往返时间, ps; $E(t, \tau)$ 为微谐振腔内的光; t 为慢时间, s; τ 为快时间, ps; α 为往返一周产生的损耗, dB/m; δ 为泵腔的频率失谐量, Hz; β_n 为 n 阶色散系数; γ 为克尔非线性系数; k 为微腔与波导之间的耦合系数; E_{in} 为输入的泵浦光场。

由于 Si_3N_4 克尔非线性参量 $n_2 = 2.61 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ [25], 采用的泵浦波长为 1550 nm, 通过有限元仿真计算出微环的模式面积为 $1.0602 \mu\text{m}^2$, 这里克尔非线性系数表示为

$$\gamma = \frac{2\pi n_2 f}{c \times A_{\text{eff}}} \quad (12)$$

式中: f 为泵浦波长的频率, Hz; n_2 为非线性参量, m^2/W ; A_{eff} 为模式面积, μm^2 ; c 为光速, m/s。因此计算出设计的微环下克尔系数 $\gamma = 1.001$ 。设置泵浦调谐频率为 $-2 \sim 8 \text{ GHz}$, 本征 Q_0 值为 10^6 , 泵浦功率为 170 mW, 根据计算出的色散和耦合 Q_{ex} 值, 通过 LLE 方程在 Python 平台上数值模拟出光梳的形成 [26]。腔内功率随着调谐的变化产生了不同的状态, 如图 7 所示。

首先, 在第一阶段随着失谐的减小, 微环腔内功率逐渐增加, 达到参量振荡的阈值, 会出现

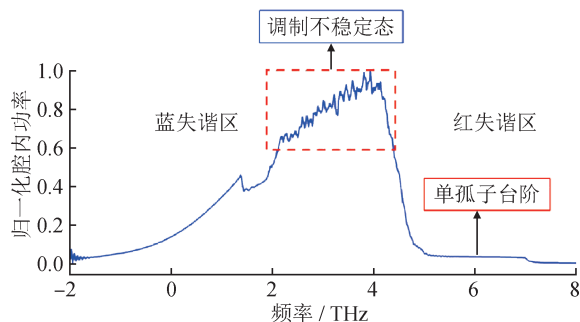


图7 腔内功率随泵浦失谐的动态变化过程

Fig.7 Dynamic variation of intracavity power with pump detuning

对于直波导耦合方式提高了 3 倍, 意味着相同的泵浦功率条件下, 弯曲波导耦合更难以产生拉曼散射, 这对于产生孤子自锁模是非常重要的。

为了比较设计的弯曲波导结构和直波导耦合结构产生的光梳, 通过 LLE 方程对光频梳进行动态过程仿真, 其公式可表示为

图灵环的状态。然后, 当失谐进一步减小时, 微环功率持续增加, 环内由于剧烈的非线性效应逐渐失去稳定性, 微环进入调制不稳定状态。随着失谐持续减小, 当色散、克尔非线性以及损耗达到一种平衡状态时, 腔内形成一种稳定的状态, 从而产生孤子台阶。

为了与直波导下的耦合结构进行对比, 同时仿真了两种结构下单孤子光梳的形成, 图 8 和图 9 分别为直波导和弯曲波导耦合产生的光梳。

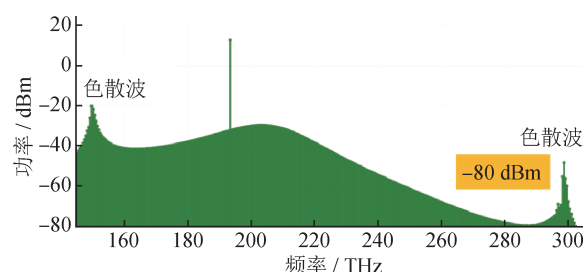


图8 直波导耦合产生的单孤子光频梳

Fig.8 Single soliton optical frequency comb generated by coupling of straight waveguide

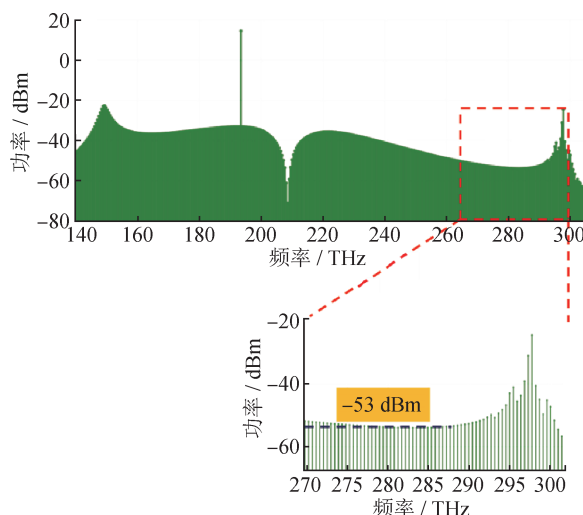


图9 弯曲波导耦合产生的单孤子光频梳

Fig.9 Single soliton optical frequency comb generated by coupling of pully waveguide

对比图8和图9可得,设计的弯曲波导耦合在短波段部分产生的光梳功率相对于直波导耦合提高了20 dB左右,在288 THz处光梳功率增加了27 dB,进一步提高了孤子光梳产生的质量。因两种耦合方式的不同,从图6看出,通过弯曲波导耦合结构其耦合系数在短波段处相对于直波导耦合更高。在图9中,弯曲波导耦合由于出现相位失配,在210 THz处欠耦合,因此光梳在210 THz处会有一定程度的下降,但并不影响其他频率的光梳。图10为弯曲波导耦合产生光梳对应的时域上的单孤子脉冲。

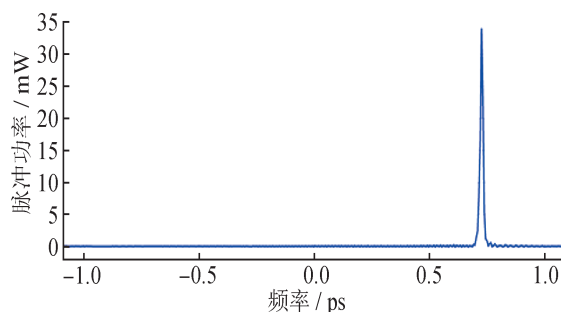


图10 弯曲波导耦合产生的单孤子脉冲

Fig.10 Single soliton pulse generated by coupling of curved waveguide

输入功率也是影响拉曼效应的重要因素,图11和图12是分别在泵浦功率分别为125 mW和100 mW下光频梳的数值仿真结果。由图11可以看出,当泵浦功率下降到125 mW时仍能产生单孤子光梳,当进一步降低泵浦功率时,微环内由于色散、克尔非线性、损耗的共同作用,没有再形成单孤子光频梳的状态,而是产生了图12中的双孤子光频梳。因此,泵浦功率在125 mW下产生的光梳质量并没有出现较大幅度的下降。

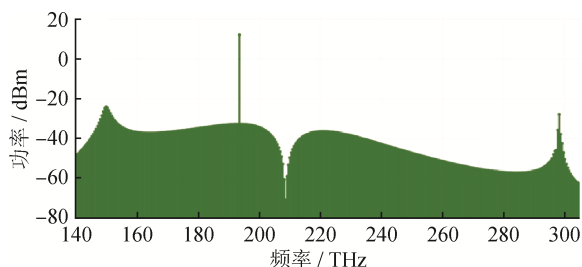


图11 125 mW功率下的单孤子光频梳

Fig.11 Single soliton optical frequency comb at 125 mW

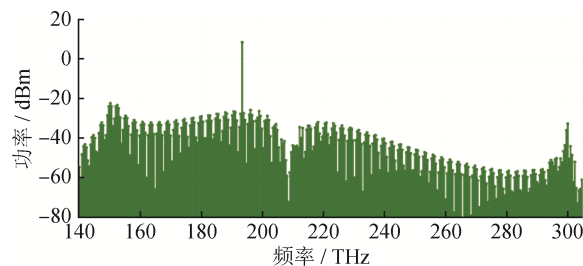


图12 100 mW功率下的双孤子光频梳

Fig.12 Double soliton optical frequency comb at 100 mW

3 结论

首先对微环的结构进行了色散优化,通过改变微环的宽度和厚度,使在泵浦波长处的色散处于反常色散,为光梳的产生提供了必要条件。另一方面,拉曼散射是影响孤子锁模的一个重要因素,拉曼阈值用于衡量拉曼效应产生的难易程度,为了降低拉曼阈值,设计了一种弯曲波导的耦合结构,通过优化微环和波导之间的耦合角度,使在泵浦波长处处于临界耦合或者稍微欠耦合的状态在长波段处处于过耦合的状态,最后得到优化后的角度为 28° ,并与直波导耦合产生的光梳进行了对比,在短波长处拉曼阈值提高了3倍,得益于弯曲波导耦合的特殊结构,在短波长处光梳功率增加了20 dB左右。

输入功率直接影响着拉曼效应的产生强度,因此研究了不同功率下光梳的产生,在降低了一定的功率下仍能产生较为平滑的光频梳,相对于高功率产生光梳,低功率下产生的光梳功率并没有出现较大幅度的下滑。

参考文献

- [1] TEETS R, ECKSTEIN J, HANSCH T W, et al. Coherent two-photon excitation by multiple light pulses[J]. Physical Review Letters, 1977, 38(14): 760-764.
- [2] SHANK C V, IPPEN E P, DIENES A, et al. Passive mode locking of the cw dye laser[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1972, 21(6): 348-350.
- [3] HARGROVE L E, FORK R L, POLLACK M A, et al. Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation[J]. Applied Physics Letters, 1964, 5(1): 4-5.
- [4] NAKAMURA T, ITO I, KOBAYASHI Y, et al. Offset-free broadband Yb: fiber optical frequency comb for optical clocks[J]. Optics express, 2015, 23(15): 19376-19381.

- [5] RIEHLE F. Optical clock networks[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(1): 25–31.
- [6] XU K, MA L, CHEN J, et al. Dual-comb spectroscopy for laminar premixed flames with a free-running fiber laser[J]. *Combustion Science and Technology*, 2022, 194(12): 2523–2538.
- [7] BARTELS A, HUDERT F, JANKE C, et al. Femtosecond time-resolved optical pump-probe spectroscopy at kilohertz-scan-rates over nanosecond-time-delays without mechanical delay line[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 88(4): 1–12.
- [8] 崔鹏飞, 杨凌辉, 林嘉睿. 飞秒光学频率梳在精密绝对测距中的应用[J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(12): 1–15.
- CUI P F, YANG L H, LIN J R, et al. Application of femtosecond optical frequency comb in precise absolute distance measurement[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(12): 1–15. (in Chinese)
- [9] 赵春播, 武腾飞, 梁志国. 飞秒激光器脉冲重复频率的锁定技术研究[J]. *计测技术*, 2014, 34(6): 22–25.
- ZHAO C B, WU T F, LIANG Z G. Research on repetition rate locking system of femtosecond laser[J]. *Metrology & Measurement Technology*, 2014, 34(6): 22–25. (in Chinese)
- [10] LIANG W J, BOCKTATH M, BOZOVIC D, et al. Fabry-Perot interference in a nanotube electron waveguide[J]. *Nature*, 2001, 411(6838): 665–669.
- [11] HUSAKOU A V, HERRMANN J. Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(20): 1–4.
- [12] MIN B, OSTBY E, SORGER V, et al. High-Q surface-plasmon-polariton whispering-gallery microcavity[J]. *Nature*, 2009, 457(7228): 455–458.
- [13] ZHOU X, LIN Z, LU W, et al. Photonic crystals: twisted quadrupole topological photonic crystals[J]. *Laser & Photonics Review*, 2020, 14(8): 2070046.
- [14] AOKI T, DAYAN B, WILCUT E. Observation of strong coupling between one atom and a monolithic microresonator[J]. *Nature*, 2006, 443(7112): 671–674.
- [15] JIANG X, SHAO L, ZHANG S X, et al. Chaos-assisted broadband momentum transformation in optical microresonators[J]. *Science*, 2017, 358(6361): 344–347.
- [16] YANG S, WANG Y, SUN H, et al. Advances and prospects for whispering gallery mode microcavities[J]. *Advanced Optical Materials*, 2015, 3(9): 1136–1162.
- [17] CAI M, PAINTER O, VAHALA K J, et al. Observation of critical coupling in a fiber taper to a silica-microsphere whispering-gallery mode system[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(1): 74–77.
- [18] GONG Z, LI M, LIU X, et al. Photonic dissipation control for Kerr soliton generation in strongly Raman-active media[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(18): 1–5.
- [19] YU M, OKAWACHI Y, CHENG R, et al. Raman lasing and soliton mode-locking in lithium niobate microresonators[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9(1): 1–7.
- [20] OKAWACHI Y, YU M, VENKATARAMAN V, et al. Competition between Raman and Kerr effects in microresonator comb generation[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(14): 2786–2789.
- [21] GONG Z, LIU X, XU Y, et al. Near-octave lithium niobate soliton microcomb[J]. *Optica*, 2020, 7(10): 1275–1278.
- [22] BRAGINSKY V B, GORODETSKY M L, ILCHENKO V S, et al. Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes[J]. *Physics Letters A*, 1989, 137(7–8): 393–397.
- [23] HOSSEINIE S, YEGNANARAYANAN S, ATABAKI A H, et al. Systematic design and fabrication of high-Q single-mode pulley-coupled planar silicon nitride microdisk resonators at visible wavelengths[J]. *Optics Express*, 2010, 18(3): 2127–2136.
- [24] SPENCER D T, BAUTERS J F, HECK M J, et al. Integrated waveguide coupled Si_3N_4 resonators in the ultrahigh-Q regime[J]. *Optica*, 2014, 1(3): 153–157.
- [25] QU Y, WU J, YANG Y. Enhanced four-wave mixing in silicon nitride waveguides integrated with 2D layered graphene oxide films[J]. *Advanced Optical Materials*, 2020, 8(23): 1–14.
- [26] MOILLE G, LI Q, LU X Y, et al. pyLLE: a fast and user friendly software package for microcomb simulations[C]// *Frontiers in Optics*. Optica Publishing Group, 2019.

(本文编辑: 郑燕)



第一作者: 薛莉(1993—), 女, 助理工程师, 主要研究方向为飞秒激光测量。



通讯作者: 赵春播(1990—), 男, 高级工程师, 主要从事飞秒激光测量及太赫兹技术研究。