

基于氮化硅微腔 $2\ \mu\text{m}$ 波段孤子光梳研究

程如敏¹, 孙嘉浩¹, 吴加贵², 郭登极³, 许 佼³, 杨俊波⁴, 闫培光^{1*}

(1. 深圳大学, 物理与光电工程学院, 深圳市激光工程重点实验室, 广东省 深圳市 518060;

2. 西南大学, 物理科学与技术学院, 重庆市 400715;

3. 深圳大学, 机电与控制工程学院, 深圳大学半导体制造研究院, 广东省 深圳市 518060;

4. 国防科技大学理学院, 湖南省 长沙市 410015)

摘要: 研究了氮化硅微腔在 $2\ \mu\text{m}$ 波段的光学频率梳产生。通过几何设计对氮化硅波导进行色散调控, 选取合适的总线波导尺寸, 从热吸收理论出发, 讨论氮化硅微腔不同调制频率下的热折射噪声。以非线性薛定谔方程为基础模型, 研究不同色散作用下的腔体演变过程。数值结果表明氮化硅在 $2\ \mu\text{m}$ 波段能够更清晰的观察系统的滞后状态转变, 即系统向稳定域转变过程的弛豫振荡现象, 同时在高阶色散的作用下, 腔体能够更快的向稳态孤子转变, 这为研究呼吸孤子提供了方案。

关 键 词: 光学频率梳; 色散调控; 热折射噪声; 呼吸孤子

中图分类号: TN252 **文献标识码:** A

Characterization of $2\ \mu\text{m}$ band soliton optical comb based on silicon nitride microcavity

CHENG Ru-Min¹, SUN Jia-Hao¹, WU Jia-Gui², GUO Deng-Ji³, XU Jiao³, YANG Jun-Bo⁴, YAN Pei-Guang^{1*}

(1. Shenzhen Key Laboratory of Laser Engineering, Shenzhen University, Guangdong 518060, China;

2. School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China;

3. Institute of Semiconductor Manufacturing Research, College of Mechatronics and Control Engineering, Guangdong 518060, China;

4. College of Science National University of Defense Technology, Changsha 410015, China)

Abstract: The optical frequency combs (OFCs) generation of silicon nitride microcavities in the $2\ \mu\text{m}$ band is investigated. Dispersion modulation of silicon nitride waveguides is carried out by geometrical design, appropriate bus waveguide dimensions are selected, and the thermal refraction noise of silicon nitride microcavities at different modulation frequencies is discussed from the thermal absorption theory. The nonlinear Schrödinger equation is used as the basic model to study the evolution of the cavity under different dispersion effects. The numerical results show that silicon nitride is able to observe the hysteretic state transition of the system, i. e., the relaxation oscillation phenomenon during the transition of the system to the stable domain, more clearly in the $2\ \mu\text{m}$ band, and at the same time, the cavity is able to transition to the steady state soliton faster under the action of the higher-order dispersion, which provides a scheme to study the respiratory soliton.

Key words: Optical frequency combs, Dispersion modulation, Thermorefractive noise, Breathe soliton

PACS:

引言

光学频率梳 (Optical Frequency Combs, OFCs)

基金项目: 国家自然科学基金项目 (62205219, 52103304), 深圳市科技计划项目 (JCYJ20190808160205460, JCYJ20220818095604010)

Foundation items: Supported by the National Natural Science Foundation of China (62205219, 52103304), Shenzhen Science and Technology Program (JCYJ20190808160205460, JCYJ20220818095604010)

作者简介 (Biography): 程如敏 (1999—), 男, 江西抚州人, 硕士, 主要研究领域为非线性光学. E-mail: 2100453059@email.szu.edu.cn

***通讯作者 (Corresponding author):** E-mail: yanpg@szu.edu.cn

作为离散、等距的相关频率分量,其光谱类似于“梳尺”。在激光的锁模机制被发掘到频率梳集成化发展的70多年里,OFCs已经成为研究热门领域之一。2 μm 波段为大气低损耗波段,与传统信息带宽相比,采用C+L波段光传输的方式可以进一步拓宽通信带宽。利用空心芯光纤实现2 μm 短距损耗通信已经被很好的验证^[1]。在集成光学领域,OFCs被当做解决下一代高速、高宽带的通信方案之一。以氮化硅为代表的新一代硅光平台,透明窗口为0.4—4.6 μm ,这也表明了氮化硅在2 μm 波段存在一定的优势。OFCs在波分复用(WDM)系统中可以被大量的并行化,从而实现与中心的数据的快速交互,因此在通信领域也得到了广泛的应用^[2]。除此之外,OFCs也被广泛的应用于光学时钟^[3]、量子光学^[4]、测距^[5]、传感^[6]、光谱学^[7]等领域。中心波长2 μm OFCs大多基于过渡金属硫化物展开,硫系化合物所制备波导所利用的工艺较为复杂并且针对高品质的微环制备难度较高^[8]。2 μm 波段硅光无源器件近几年也在迅速的发展^[9]。微环谐振腔作为目前片上主要产生光学频率梳的器件,利用的是材料的非线性效应参量转变过程以及色散等效效应^[10]。近几年也在大量的光子平台得以表征。2013年,T. Herr研究了泵-激光失谐所控制的低噪声光频梳的生成^[11],后来这也被称为孤子光梳。2016年,V. Brasch等人通过环外测量,证实 Si_3N_4 单孤子光频具有亚赫兹的精度水平,以孤子诱导的切伦科夫散射可以进一步实现自参照使其带宽扩展至正常色散区域,极大地扩大了孤子光梳的应用场景^[12]。2017年,H. Guo等人通过反馈稳定的后向调谐,进一步完善了孤子光梳动力学^[13]。2020年,Shunyu Yao等人报道了一种具有正常色散的氮化铝微腔,通过拉曼效应主导的四波混频得到稳定孤子以及呼吸孤子的方法^[14]。2021年,A. Tikan等人通过对线性耦合驱动的非线性微腔进行研究,观察到了色散波共振以及孤子跳变过程中复杂的动力学变化,这个工作也代表了孤子晶格集成化发展的一个阶段^[15]。2023年,Juanjuan Lu等人利用铌酸锂平台的二阶非线性,在微腔共振的负倾斜范围内发现了孤子以及相关的呼吸特性,这使得双色孤子,即正常色散区域的暗孤子,以及反常色散区域的亮孤子合并成为了可能^[16]。针对氮化硅2 μm 中心泵浦动力学,以及相关孤子特性需要进一步研究。

本文针对Lugiato-Lefever Equation (LLE)进行

数值建模,研究2 μm 波段下 Si_3N_4 孤子光梳的锁定生成。通过有限元建模分析不同截面大小的波导参数,从而对色散进行精细调控,进一步讨论了微腔在2 μm 波段下的热响应。分析泵浦光源与微腔演变的稳态条件,以2 μm 为中心泵浦波长的情况下探讨单孤子光梳的锁定生成,模拟结果表明在2 μm 波段 Si_3N_4 微腔向稳态转变过程中光谱存在周期性的展开与收缩,最后达到稳定孤子的产生条件,在考虑高阶色散的作用下,系统会减少振荡过程,更快的向稳态转变。

1 理论模型及色散调控

1.1 色散分析

以可调谐窄线宽光源作为泵浦源驱动片上微环结构,该结构由直波导和高Q值微环谐振腔组成。经端面耦合后输入光通过耦合间隙进入高Q值谐振腔发生非线性作用,在色散与非线性以及增益与损耗相互作用下达到OFCs产生的稳态条件^[17],其原理如下图1(b)所示。一般来说色散值由材料色散与几何色散影响。材料色散由材料本身决定,氮化硅是经典的三阶非线性材料,根据基模传输理论,针对其四波混频(FWM)过程,需要通过波导几何设计使泵浦波长处于反常色散区域从而达到相位匹配条件。更好的色散设计能够提高光梳的产生效率以及降低泵浦功率的阈值。利用有限元法(Finite element method, FEM)对不同截面大小的波导进行分析,仿真模型如下图1(a)所示。以基模(TE_0)作为光传输条件,波导宽度2.0 μm ,波导高度0.76 μm 为例,其频域场下波导有效模场面积的变换如下图1(c-f)所示。有效模场面积以及波导色散可以由以下公式进行给出:

有效模场面积:

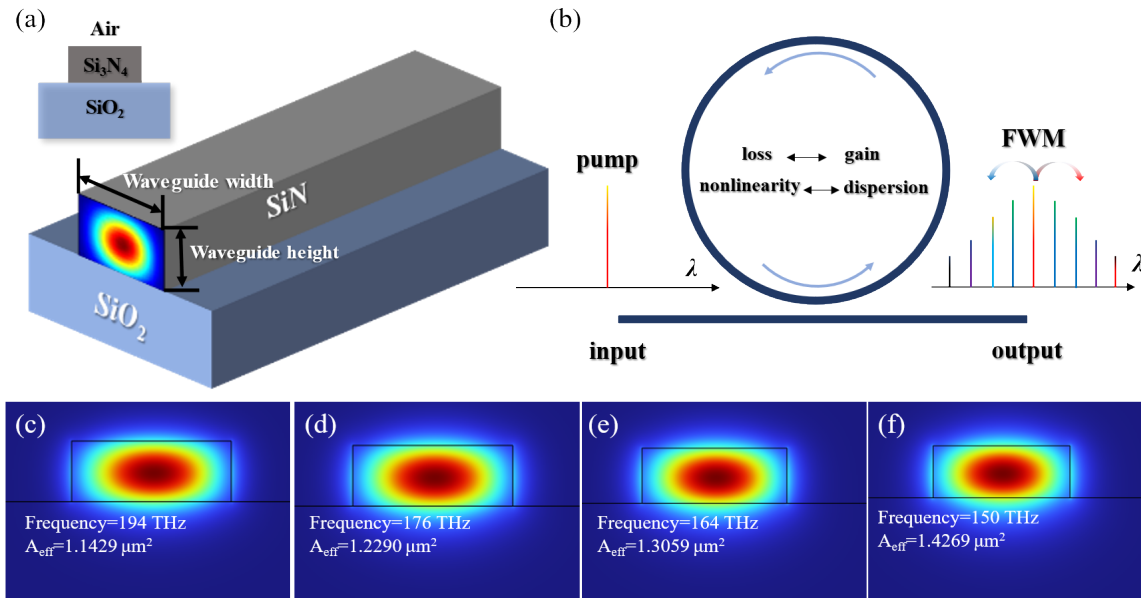
$$A_{\text{eff}} = \frac{(\int |E|^2 dA)^2}{\int |E|^4 dA}, \quad (1)$$

波导色散:

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

其中 E 为光场振幅, λ 为波长, n_{eff} 代表波导有效折射率, c 为真空光速。

设计波导高度为0.76 μm ,通过改变波导宽度,即宽度由1.1 μm —2.0 μm 线性递增,获得的色散曲线如下图2(a)所示,选取波导宽度2 μm ,构建不同高度波导0.66 μm —0.76 μm ,色散曲线如下图2(b)所示,其中灰色区域代表负色散区域。选取合

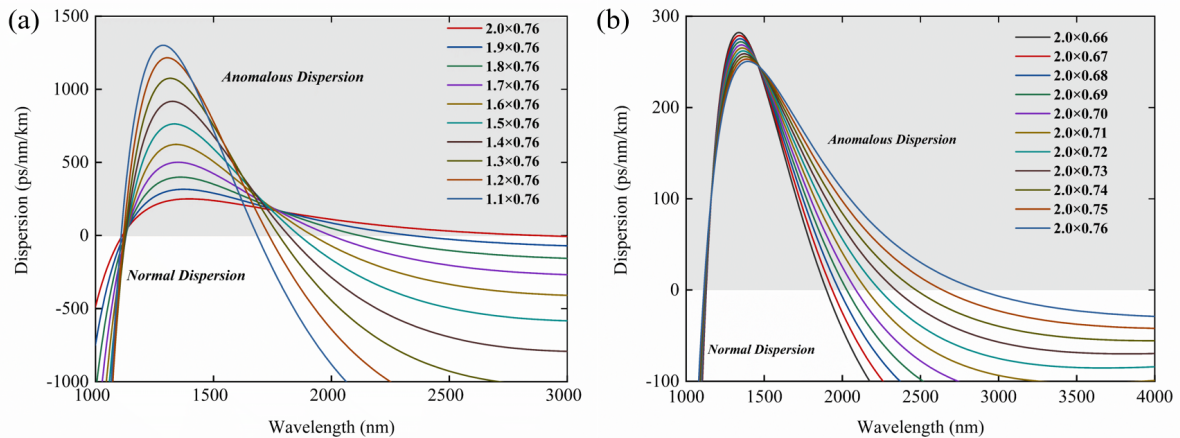
图1 Si_3N_4 波导模型以及频域场变化下有效模场面积Fig. 1 Si_3N_4 waveguide model and effective mode field area under frequency domain field variations

适波导高度,随着波导尺寸的加宽或者在一定的波导宽度下增加波导厚度,整体的色散曲线将更趋于平坦且泵浦波段越来越靠近零色散点,这也表明通过波导几何设计使跨倍频的光频梳的实现成为了可能。

增加波导厚度或者波导宽度,都能获得更宽的负色散区域,有利于宽带 OFCs 的产生。但是实际工艺加工过程中,厚氮化硅波导会带来更高的应力,因此实现更厚的波导对工艺提出了更高的要求。针对厚氮化硅波导的制备可以采用循环沉积-退火^[18]或者预图案处理的大马士革镶嵌工艺^[19]。

更宽的波导对于模场的束缚能力更强,同时可以减少光场在传输过程由刻蚀工艺所带来的波导侧壁粗糙度的影响。由于波导与微环之间一般采用点耦合的方式,需要由微环的弯曲部分与波导之间获得足够的耦合。波导过宽,微环的耦合效率不高,对光频梳的产生有一定的影响。因此,选择合适的波导尺寸设计才能获得更加理想 OFCs。

根据 FEM 对 Si_3N_4 微腔进一步进行研究(总线波导宽度 $2.0\ \mu\text{m}$, 波导高度 $0.76\ \mu\text{m}$, 半径 $224\ \mu\text{m}$), 以微腔共振模式频率 ω_0 进行泰勒展开, 方程如下所示

图2 (a) 波导高度设定为 $0.76\ \mu\text{m}$ 时,不同波导宽度条件下的波导色散特性曲线; (b) 波导宽度设定为 $2\ \mu\text{m}$ 时,不同波导高度条件下的波导色散特性曲线Fig. 2 (a) Waveguide dispersion curves for different waveguide widths with the waveguide height set to $0.76\ \mu\text{m}$ (b) Waveguide dispersion curves for different waveguide heights with the waveguide width set to $2\ \mu\text{m}$

$$D_n = d^n \omega_\mu / d\mu^n, \quad (3)$$

其中中心泵浦波长 ω_0 为 $2 \mu\text{m}$, ω_μ 代表相对于 ω_0 的参考频率, 其中 $D_1/2\pi$ 为微腔的自由光谱范围(FSR), D_2 、 D_3 分别代表了二阶色散、三阶色散值。求解得到微腔三阶色散以及集成色散如下图3所示。

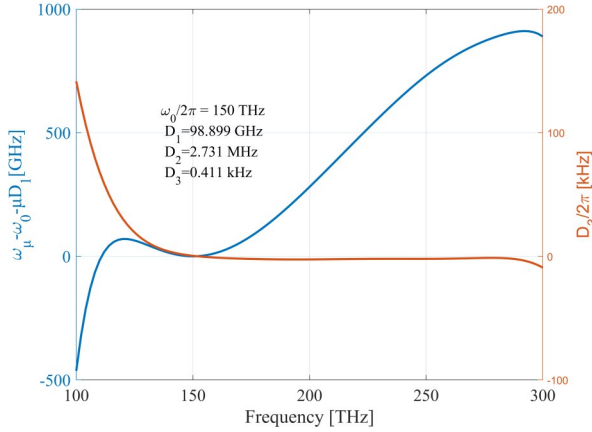


图3 氮化硅微腔在中心泵浦频率为150 THz下的色散特性曲线

Fig. 3 Dispersion characteristic curve of a silicon nitride microcavity with a radius of $224 \mu\text{m}$ at a central pumping frequency of 150 THz

2 LLE 以及微腔稳态分析

光脉冲在克尔非线性波导中传输遵循广义非线性薛定谔方程(NLSE)。通过对麦克斯韦方程组的推导解析, 可以发现波导支持有限的模式进行传输, 并且每个光模式对应特定的传播常数以及电磁场分布^[20]。定义空间传播模式沿Z轴进行传播, 并且单一模式的光源在波导中进行传播, NLSE可以用来描述其缓慢变化的电场包络(A)的演变。不同于光场在常见的光纤传播, 片上波导通常为高约束形式, 因此电场沿Z轴的分量不能够被忽略, 因此需要对非线性系数(γ)以及电场包络(A)以标量进行改写, 以常数的形式对传播过程中色散、非线性、损耗等参数进行标定^[21]。以下为NLSE的表示方式。

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma|A|^2 A - \frac{\alpha}{2} A - \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}, \quad (4)$$

其中 α 为波导单位长度损耗, β_n 表示为 n 阶色散。

NLSE为包含多项的高阶非线性微分方程, 针对该方程模拟可以采用分步傅里叶变换(split-step Fourier)、四阶-龙格-库塔(Fourth-Order Runge-Kutta)^[22]等方法。LLE是对NLSE的进一步改写^[23]。对于具有低腔损耗的微谐振器, 以单一频率和模式

的光源作为泵浦源, 平均场LLE可以很好地模拟腔内光复场包络的演变。该方程包括阻尼、失谐和驱动/泵浦项, 表示如下^[24]。

$$T_R \frac{\partial A(t, \tau)}{\partial t} = \sqrt{\kappa} A_{in} + \left[-\frac{\alpha'}{2} - \frac{\kappa}{2} - i\delta_0 + iL \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n}{n} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^n + i\gamma L |A(t, \tau)|^2 \right] A(t, \tau), \quad (5)$$

其中 T_R 是腔内渡越时间, A_{in} 为外部泵浦场, t 与测量环腔往返次数 m 相关, 表示为慢时间, 其中 $A(m)(z=0, \tau)$, κ 表示环腔功率耦合系数, α' 重新表示为环腔总损耗, δ_0 为泵浦相对于环腔共振失谐位置, L 是环腔往返长度。LLE可以用无量纲方程来建立与NLSE之间的联系^[25]。当考虑色散无关时($\frac{\partial A'}{\partial \tau'} = 0$), 可将LLE归一化成如下三次多项式,

其中 $X = \frac{\gamma L \theta}{\alpha'^3} A_{in}^2$, $Y = \frac{\gamma L}{\alpha'} A^2$, $\Delta = \frac{\delta_0}{\alpha'}$ 分别代表归一化泵浦功率、腔功率以及相对失谐^[26]。

$$X = Y^3 - 2\Delta Y^2 + Y(\Delta^2 + 1), \quad (6)$$

忽略非线性效应与色散等因素, 冷腔共振角频率所对应的极值被规定在 $\Delta=0$, 在非线性作用下, 可以观察到极值点, 即共振峰值转移到 $\Delta=X$ 。取 $X=12$, 曲线整体呈现为克尔非线性倾斜, 并且在黑色与红色曲线之间出现多值化稳态解, 如下图1(a)所示, 曲线虚线部分代表不稳定分支, 系统表现为双稳态特性, 即对应上分支与下分支两个稳态解, 该区域也对应孤子存在范围^[27]。其倾斜程度由 X 所决定, 当 X 取值越大, 曲线也会整体不断向长波长区域倾斜, 并且上分支与下分支之间也会变得多值化。

在孤子存在区域进行参数锁定, 从而快速获取稳态解是目前获得单孤子频梳方式之一。LLE很好的解释了OFCs的产生以及相关的锁模性质, 在LLE中引入拉曼效应从而精确的预测孤子光梳中的拉曼自频移现象^[28]。除此之外, 呼吸孤子^[29]、孤子晶体^[30]、暗孤子频梳^[31]、孤子分子^[32]等相关特性也陆续被发现。经过近十年的发展, LLE已经被大量的应用于OFCs的实验开展以及理论研究。

3 氮化硅 $2 \mu\text{m}$ 波段热响应以及光梳产生

连续的窄线宽光源驱动 Si_3N_4 微环谐振腔, 光源波长由谐振腔共振波长的“蓝失谐”区域向“红失谐”区域过渡时, 将会产生一系列丰富的微腔动力学变化。在环境达到稳态条件时, 腔内将表现为多孤子态, 即时域上表现为多个脉冲。选用 $2 \mu\text{m} \times$

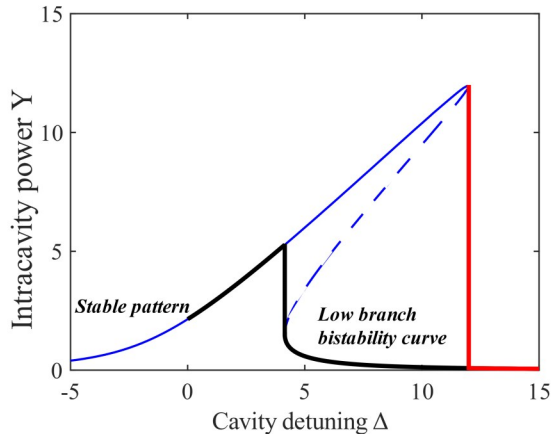


图4 取 $X=12$ 时稳态解曲线,黑色曲线对应下分支,红色曲线对应上分支,虚线代表不稳定解

Fig. 4 Take the steady-state solution curve at $X=12$, the black curve corresponds to the lower branch and the red curve corresponds to the upper branch, dashed lines represent unstable solutions.

0.76 μm (波导宽度 \times 波导高度)作为 Si_3N_4 总线波导尺寸。 Si_3N_4 具有正的热光系数(通常 $\text{TO}=2.45\times 10^{-5}$ [RIU/K])^[33],腔热会导致共振波长的红移。在实际锁定单孤子过程中,光梳演变也会受到温度的制约,在激光扫过共振波长区域,由于腔内能量的骤降,腔体的热效应所带来的共振“蓝移”给孤子光梳的锁定生成带来了一定的难度。材料在不同波段对光的吸收能力不同,这也会导致材料在不同波段的热响应展现差异,进而影响共振波长的稳定性。因此在参数设计过程中,热响应所带来的影响是不能够忽略的。同样利用有限元法,假设微腔存在一个频率调制的热源,由于热源的变化引起热扩散至微腔,从而引起折射率的改变,进而影响腔体的失谐,针对微腔热折射噪声的方法,已经在文献^[34]中得以报道,仿真模型中我们不考虑与环境的相互作用,计算方法如下式(4)所示。其中 V_{eff} 为有效模式体积(有效模式面积 \times 微环周长)取 $1.4\times 10^{-15} \text{ m}^3$,其他 Si_3N_4 的基本物理参数(密度 $\rho=3.29\times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ 、比热容 $C=800 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$)与文献保持一致,其中 ω 代表调制频率, κ_B 代表波尔茨曼常数, $1/l$ 代表热膨胀系数。

$$S_{\delta T(\omega)} = \frac{K_B T^2 R^2}{12kV_{\text{eff}}} \left[1 + \left(\frac{R^2 \rho C \omega}{3^{\frac{5}{3}} \kappa} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{1}{6} \left(\frac{R^2 \rho C \omega}{8l^{\frac{1}{3}} \kappa} \right)^2 \right]^{-1}, (7)$$

取总体的腔损耗 $\kappa/2\pi=4\times 10^7$,微环半径为224 μm 的进一步计算热响应函数随调制频率的变化,

可以得到的结果如下图5所示,可以观察到当处于较低的调制频率时,微腔热响应为主要因素,加载高频调制信号,克尔响应对微腔的影响较大。

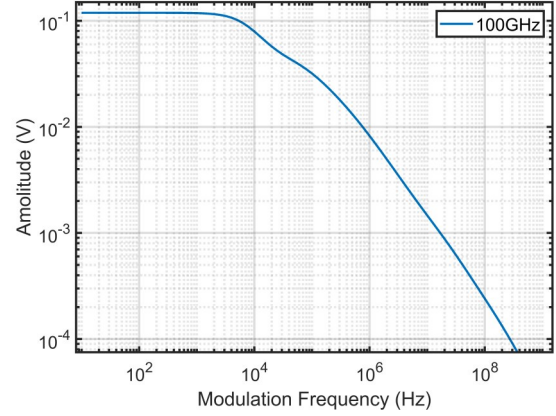


图5 半径为224 μm 的氮化硅微腔在中心泵浦频率为150 THz下的热响应曲线

Fig. 5 Thermal response curve of a silicon nitride microcavity with a radius of 224 μm at a central pumping frequency of 150 THz

为建立腔体与孤子之间的联系,通过改变泵浦的失谐量来获取腔内状态,通过合适的步长设计从而准确的获得腔体的反馈。方程不考虑拉曼、自陡峭、多光子吸收和自由载流子等效应,仅对色散、损耗、耦合以及非线性项进行研究。泵浦功率 P_{in} 参数为1.2W,在经过共振波长后腔内的能量会产生一个骤降的过程,进一步控制失谐的位置以及速度可以在低功率的下分支在获取孤子光频梳的稳态解。在考虑相关热参量的影响,利用LLE可以得到腔体的能量演变如下图6(a)所示,可以观察到腔体在演变过程中出现与时间相关幅值振荡特性,这也被称为“呼吸孤子”,这种形成通常与腔体耗散结构的不稳定性有关^[35]。呼吸振荡过程十分的短暂,这也表明了以2 μm 中心泵浦所产生的孤子光梳处于失谐边界附近,如下图6所示。仅考虑二阶色散作用,微腔在达到稳态时,具有更加明显的呼吸振荡现象,三阶色散可以降低混沌态的过渡。

在数值模拟过程,我们忽略了模式交叉带来的影响,在呼吸的失谐边带附近,光谱会周期性的展宽与收缩,如下图7(a-e)所示,最终形成稳定的稳定孤子光梳如下图7(f)所示,该光谱曲线平滑且呈 sech^2 函数包络。在腔体演变过程中,我们发现孤子存在范围内,孤子是静止的,孤子功率变化较为平滑,这是由于在这个阶段能量的峰值强度与相对失

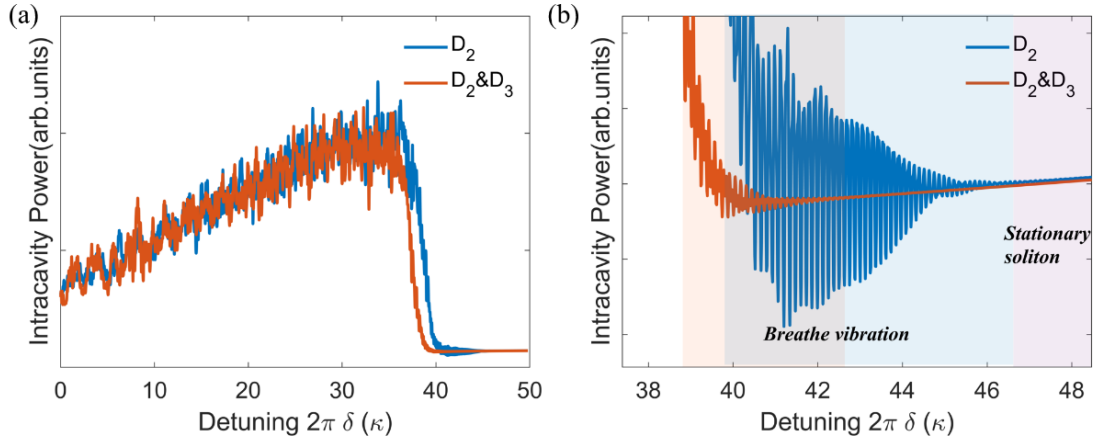


图6 (a) 二阶色散以及考虑二阶、三阶色散作用下的腔谱演变；(b) 不同色散作用下呼吸振荡边界向稳定孤子转变过程
Fig. 6 (a) Second-order dispersion and the evolution of the cavity spectrum considering the effects of second- and third-order dispersion; (b) Transition process of respiratory oscillation boundary to stable soliton under different dispersions

谐成比例。这也表明,在2 μm 波段能更加容易的观察到系统状态转变过程中的滞后影响^[36]。

为了2 μm 波段的光学频率梳产生,我们通过CMOS工艺对氮化硅微腔进行了制备与测试。我们利用780 nm厚度的氮化硅晶圆,进行器件的制备。首先利用匀胶机在表面涂覆一层负性光刻胶,考虑后续刻蚀工艺刻蚀气体与光刻胶之间的选择比(1:1.5),因此负性光刻胶的胶厚为500nm。通过电子束曝光(EBL)进行图案定制,经过显影后,我们采用 CHF_3 与氧气(O_2)混合气体进行刻蚀(比例为1:5),为了减少氢键带来的吸收损耗,最后在退火炉中1200 $^\circ\text{C}$ 的环境进行退火3 h得到最终的器件,器件以及波导截面SEM图如下图8 (a) (b)所示。利用超连续光源(700 nm–2400 nm)对氮化硅微腔在2

μm 传输特性进行表征,使用透镜光纤进行耦合(焦斑大小为2 μm)。同时,为了增加耦合效率,我们波导前端采用了锥状渐变(波导宽度400 nm渐变至1400 nm,渐变波导长度为350 μm)。微环的耦合间距为350 nm。采用用光谱仪Yokogawa AQ6376对结果分析,如下图8 (c)所示。微腔的半高宽度(FWHM)为0.013 nm,同时在透射谱中也能明显的观察到传输波导的背景F-P效应,器件满足实验要求。

3 结 论

本文基于 Si_3N_4 参数模拟了2 μm 波段光频梳产生过程并分析了孤子特性。在经过严格的色散调控后以2 μm ×0.76 μm 厚氮化硅波导作为2 μm 孤子光频梳产生的模型,并且讨论了材料在该波段下

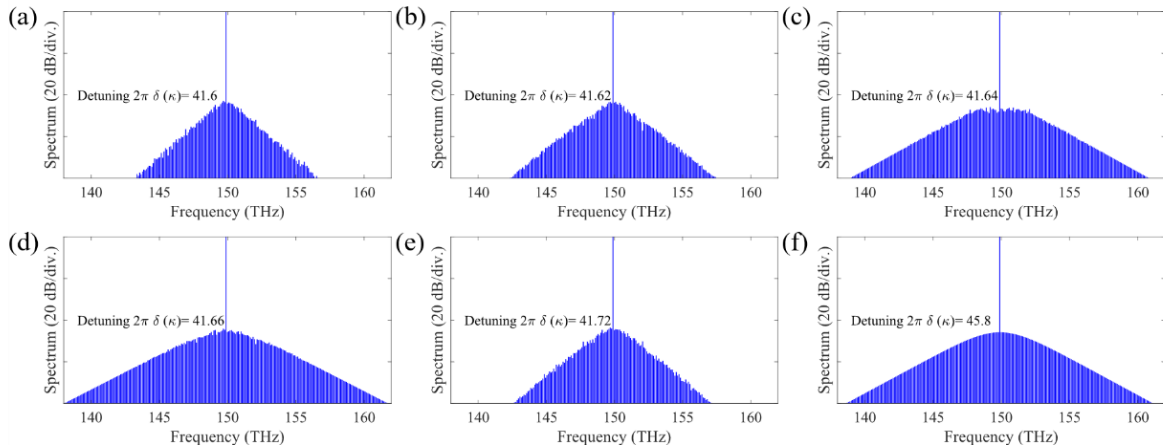


图7 氮化硅在2 μm 波段下呼吸孤子的失谐周期振荡以及最终孤子光梳的形成

Fig. 6 Detuned-period oscillations of breathing solitons in silicon nitride in the 2 μm band and the formation of final soliton optical combs

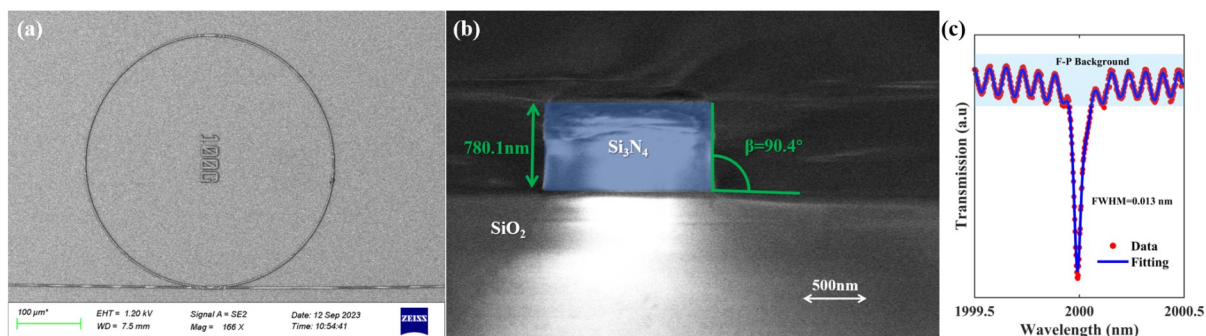


图8 (a) 100GHz氮化硅微腔 SEM图; (b) 波导截面 SEM图; (c) 氮化硅微腔 $2\ \mu\text{m}$ 透射谱

Fig. 8 (a) SEM image of 100 GHz silicon nitride microcavity; (b) SEM image of waveguide cross section; (c) $2\ \mu\text{m}$ transmission spectrum of silicon nitride microcavity

的热吸收响应。在确定 LLE 相关参量后, 根据该方程进行建模仿真, 研究单孤子光梳的锁定生成方式, 为实现 $2\ \mu\text{m}$ 为中心泵浦所产生的孤子光频梳奠定了基础。

模拟结果表明 $2\ \mu\text{m}$ 波段下, 能更加的容易的观察到系统的弛豫转变过程, 这为研究呼吸孤子提供了一种新的思路, 高阶色散的作用也可以进一步促进微腔混沌态的过渡。基于 $2\ \mu\text{m}$ 中心泵浦波长进行单孤子的生成可以进一步的拓宽 OFCs 的光学带宽, 这可以为更大容量的通信提供解决方案。总之, 本文从微腔色散调控, 以及热吸收响应出发, 较为系统的研究了 $2\ \mu\text{m}$ 波段氮化硅微腔的动力学过程, 同时我们对相关器件进行了制备与表征, 这可以提供相关的参考, 以及推动进一步的研究工作。

参考文献

- [1] Bradley T D, Jasion G T, Hayes J R, *et al.* Antiresonant hollow core fibre with 0.65 dB/km attenuation across the C and L telecommunication bands[C]//45th European Conference on Optical Communication (ECOC 2019). IET, 2019: 1-4.
- [2] Pfeifle J, Bräsch V, Lauermaier M, *et al.* Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs[J]. *Nature Photonics*, 2014, **8**(5): 375-380.
- [3] Niu R, Li M, Wan S, *et al.* kHz-precision wavemeter based on reconfigurable microsoliton[J]. *Nature Communications*, 2023, **14**(1): 169.
- [4] Reimer C, Kues M, Roztocki P, *et al.* Generation of multi-photon entangled quantum states by means of integrated frequency combs[J]. *Science*, 2016, **351**(6278): 1176-1180.
- [5] Suh M G, Vahala K J. Soliton microcomb range measurement[J]. *Science*, 2018, **359**(6378): 884-887.
- [6] Karpov M, Pfeiffer M H P, Liu J, *et al.* Photonic chip-based soliton frequency combs covering the biological imaging window[J]. *Nature communications*, 2018, **9**(1): 1146.
- [7] Diddams S A, Vahala K, Udem T. Optical frequency combs: Coherently uniting the electromagnetic spectrum[J]. *Science*, 2020, **369**(6501): eaay3676.
- [8] Wang Jun, Zhang Xiaoyan, *et al.* Research Progress of Two-Dimensional Nonlinear Optical Materials and Devices[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, **44**(7): 0703004. (in Chinese)(王俊, 张晓艳, 张赛锋, 等. 二维非线性光学材料与器件研究进展[J]. *中国激光*, 2017, **44**(7): 0703004.
- [9] Wang X, Liu Y J, Zhang Z M. Research progress in $2\ \mu\text{m}$ waveband on-chip photonic integrated devices (Invited)[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2022, **51**(3): 20220087. (in Chinese)(王希, 刘英杰, 张子萌等. $2\ \mu\text{m}$ 波段片上光子集成器件的研究进展(特邀)[J]. *红外与激光工程*, 2022, **51**(03): 104-115.
- [10] Gaeta A L, Lipson M, Kippenberg T J. Photonic-chip-based frequency combs[J]. *Nature Photonics*, 2019, **13**(3): 158-169.
- [11] Herr T, Bräsch V, Jost J D, *et al.* Temporal solitons in optical microresonators[J]. *Nature Photonics*, 2014, **8**(2): 145-152.
- [12] Bräsch V, Geiselmann M, Herr T, *et al.* Photonic chip-based optical frequency comb using soliton Cherenkov radiation[J]. *Science*, 2016, **351**(6271): 357-360.
- [13] Guo H, Karpov M, Lucas E, *et al.* Universal dynamics and deterministic switching of dissipative Kerr solitons in optical microresonators[J]. *Nature Physics*, 2017, **13**(1): 94-102.
- [14] Yao S, Bao C, Wang P, *et al.* Generation of stable and breathing flat-top solitons via Raman assisted four wave mixing in microresonators[J]. *Physical Review A*, 2020, **101**(2): 023833.
- [15] Tikan A, Riemensberger J, Komagata K, *et al.* Emergent nonlinear phenomena in a driven dissipative photonic dimer[J]. *Nature Physics*, 2021, **17**(5): 604-610.
- [16] Lu J, Puzyrev D N, Pankratov V V, *et al.* Two-colour dissipative solitons and breathers in microresonator second-harmonic generation[J]. *Nature Communications*, 2023, **14**(1): 2798.
- [17] Kippenberg T J, Gaeta A L, Lipson M, *et al.* Dissipative Kerr solitons in optical microresonators[J]. *Science*, 2018, **361**(6402): eaan8083.
- [18] Luke K, Okawachi Y, Lamont M R E, *et al.* Broadband mid-infrared frequency comb generation in a Si_3N_4 microresonator[J]. *Optics Letters*, 2015, **40**(21): 4823-4826.

- [19] Pfeiffer M H P, Kordts A, Brasch V, *et al.* Photonic Damascene process for integrated high-Q microresonator based nonlinear photonics[J]. *Optica*, 2016, **3**(1): 20–25.
- [20] Agrawal G P. Fiber-optic communication systems [M]. John Wiley & Sons, 2012.
- [21] Tzolov V P, Fontaine M, Godbout N, *et al.* Nonlinear self-phase-modulation effects: a vectorial first-order perturbation approach [J]. *Optics Letters*, 1995, **20** (5) : 456–458.
- [22] Hult J. A fourth-order Runge – Kutta in the interaction picture method for simulating supercontinuum generation in optical fibers [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2007, **25**(12): 3770–3775.
- [23] Lugiato L A, Lefever R. Spatial dissipative structures in passive optical systems [J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58**(21): 2209.
- [24] Coen S, Randle H G, Sylvestre T, *et al.* Modeling of octave-spanning Kerr frequency combs using a generalized mean-field Lugiato – Lefever model [J]. *Optics Letters*, 2013, **38**(1): 37–39.
- [25] Leo F, Coen S, Kockaert P, *et al.* Temporal cavity solitons in one-dimensional Kerr media as bits in an all-optical buffer[J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**(7): 471–476.
- [26] Pasquazi A, Peccianti M, Razzari L, *et al.* Micro-combs: A novel generation of optical sources[J]. *Physics Reports*, 2018, **729**: 1–81.
- [27] Coen S, Erkintalo M. Universal scaling laws of Kerr frequency combs[J]. *Optics Letters*, 2013, **38**(11): 1790–1792.
- [28] Karpov M, Guo H, Kordts A, *et al.* Raman self-frequency shift of dissipative Kerr solitons in an optical microresonator [J]. *Physical Review Letters*, 2016, **116** (10) : 103902.
- [29] Guo H, Lucas E, Pfeiffer M H P, *et al.* Intermode breather solitons in optical microresonators [J]. *Physical Review X*, 2017, **7**(4): 041055.
- [30] Wang W, Lu Z, Zhang W, *et al.* Robust soliton crystals in a thermally controlled microresonator [J]. *Optics Letters*, 2018, **43**(9): 2002–2005.
- [31] Xue X, Xuan Y, Liu Y, *et al.* Mode-locked dark pulse Kerr combs in normal-dispersion microresonators [J]. *Nature Photonics*, 2015, **9**(9): 594–600.
- [32] Helgason Ó B, Arteaga-Sierra F R, Ye Z, *et al.* Dissipative solitons in photonic molecules [J]. *Nature Photonics*, 2021, **15**(4): 305–310.
- [33] Arbabi A, Goddard L L. Measurements of the refractive indices and thermo-optic coefficients of Si₃N₄ and SiO₂ using microring resonances [J]. *Optics letters*, 2013, **38** (19): 3878–3881.
- [34] Huang G, Lucas E, Liu J, *et al.* Thermorefractive noise in silicon-nitride microresonators [J]. *Physical Review A*, 2019, **99**(6): 061801.
- [35] Guo H, Lucas E, Pfeiffer M H P, *et al.* Intermode breather solitons in optical microresonators [J]. *Physical Review X*, 2017, **7**(4): 041055.
- [36] Yi X, Yang Q F, Zhang X, *et al.* Single-mode dispersive waves and soliton microcomb dynamics [J]. *Nature communications*, 2017, **8**(1): 14869.