

激光与光电子学进展

氮化硅微腔中光频梳的演化及热自稳定性分析

杨云开¹, 成家霖¹, 文字杰¹, 申恒¹, 闫智辉^{1,2*}, 贾晓军^{1,2}¹山西大学光电研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006;²山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

摘要 基于氮化硅的微腔是一种应用广泛的集成光学器件,不仅可以输出用于精密测距和光钟的光频梳,而且能够作为高效的片上量子光源。微腔中光频梳的稳定性是实际应用的重要条件。在理论和实验上研究了氮化硅微腔中光频梳的演化及热自稳定性。在微腔非线性过程和热动力学的基础上,分析了在不同功率和失谐的连续光泵浦下微腔中光频梳的梳态演化和热自稳定性。结果表明,可以通过精确控制微腔的泵浦功率和失谐量调节“图灵环”态的输出,同时微腔系统可通过功率和波长扰动导致的共振漂移补偿噪声的影响,实现稳定运转。该研究为基于微腔量子光源的实验提供了必要基础。

关键词 光频梳; 氮化硅; 热自稳定性; 四波混频; 量子光学

中图分类号 O437.4

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP230441

Evolution and Thermal Self-Stability Analysis of Optical Frequency Combs in Silicon Nitride Microcavity

Yang Yunkai¹, Cheng Jialin¹, Wen Yujie¹, Shen Heng¹, Yan Zhihui^{1,2*}, Jia Xiaojun^{1,2}¹State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China;²Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China

Abstract Silicon-nitride based microcavities are widely used integrated optical devices that are not only capable of outputting optical frequency combs for precision ranging and optical clocks but also serve as efficient on-chip quantum light sources. The stability of optical frequency combs in microcavities is a major condition for the practical application of these devices. In this study, the evolution and thermal self-stability of optical combs in silicon nitride microcavities are theoretically and experimentally investigated. Based on the nonlinear process and thermal dynamics of microcavities, the comb evolution and thermal self-stability of an optical comb in a microcavity under different powers and detuned continuous optical pumping are analyzed. Results show that the output of the “Turing Ring” state can be adjusted by precisely controlling the pump power and by detuning. Moreover, the effects of noise can be compensated by resonance drift caused by power and wavelength disturbance to achieve stable operation. This study provides a critical foundation for experiments based on microcavity quantum sources.

Key words optical frequency comb; silicon nitride; thermal self-stability; four-wave mixing; quantum optics

1 引言

光频梳是一种特殊激光,在频谱上由一系列分立、严格等间隔的梳状频谱线组成,在时域上表现为超短光脉冲序列,是一种有效的光学频率测量工具。根据不同的产生方式光频梳主要分为三类^[1-2]:基于锁模激

光器的光频梳^[3-4]、基于电光调制器的光频梳^[5]、基于光学微腔的光频梳^[6-7]。基于锁模激光器的光频梳是传统的光频梳,技术最为成熟,但其有体积大、成本高的缺点。基于电光调制器的光频梳具有谱线平坦和可调性强等特点,此类光频梳需要级联多个调制器,导致集成化发展成为挑战。微腔光频梳是一种新兴的光频

收稿日期: 2023-01-04; 修回日期: 2023-03-03; 录用日期: 2023-03-10; 网络首发日期: 2023-03-20

基金项目: 国家自然科学基金(61925503, 62122044, 11904218, 12147215, 11834010)、国家重点研发计划(2022YFA1404500)、山西省高等学校科技创新项目(2019L0794)、山西省“1331工程”重点学科建设计划

通信作者: *zhyan@sxu.edu.cn

梳,其利用高 Q 值微腔中的四波混频效应实现宽带光频梳的输出,由 Kippenberg 课题组于 2007 年首次实现^[8-9]。微腔光频梳具备尺寸小、成本低、功耗低和集成度高等优点,其光谱能覆盖可见光到中红外波段^[10],重复频率可从数 GHz 扩展至 THz^[7]。微腔光频梳可作为新型光源应用于光通信^[11]、精密光谱学^[12]、微波光子学^[13-15]等领域。除了在经典领域的广泛应用,微腔光频梳产生的关联光子对具有压缩和纠缠特性^[16-18],可作为集成量子光源应用于量子光学领域,称为量子微梳^[19]。近年来,微腔光频梳的量子特性得到广泛研究,单个微腔光频梳可为片上的量子系统提供数十个量子模式作为信息载体^[17-18],展示出在集成量子光学领域巨大的应用潜力。

氮化硅作为一种宽带隙材料,在可用的红外波长和 C 波段波长下都没有双光子吸收和自由载流子吸收,其具有成本低、损耗低、集成度高且 CMOS (Complementary metal oxide semiconductor) 工艺兼容等优点。氮化硅微腔的理论 Q 值可达 10^8 以上^[20],同时其具有较高的三阶非线性系数,特别适合用于制作宽带、高相干的微腔光频梳。基于氮化硅平台制作的微腔光源的量子特性也已被实验验证^[21-22]。然而,微腔内部的功率密度极高,光频梳的演化因受热效应、失谐和色散等因素的影响而难以控制,研究输出态理想且稳定性好的微腔光频梳具有重要意义。

本文重点研究应用于量子光学领域的微腔光频梳。集成量子光学应用对量子光频梳的稳定性、阈值、光子对的产生速率和分离难易程度等的要求较高。本文对微腔光频梳的原理及理论模型进行介绍,明确微腔精确的色散设计是实现理想光频梳的基础,腔内光功率和失谐量是决定梳态演化的关键。同时,热效应

显著影响微腔光频梳稳定性,而泵浦功率恒定情况下的失谐量调节是决定光频梳自稳定性的关键因素。对微腔热动力学理论进行分析,并根据理论分析和实验测试结果总结微腔光频梳的自稳定特性和抗干扰能力,这对基于微腔的量子光频梳的后续实验具有重要指导意义。

2 微腔光频梳的演化理论及实验

2.1 微腔光频梳的原理

光学微腔是指在尺度上可与波长相比拟的光学谐振腔,包括微环、微盘和微球等。光学微腔广泛应用于集成光学领域,可用于滤波器、调制器和光开关等器件。用于产生光频梳的微腔常用直通型结构,由一根总线波导和环形波导(微环)组成,如图 1(a)所示。泵浦光从总线波导输入后以倏逝波耦合的方式进入环内,通过精确设计波导与微环之间的间距可以确定耦合系数。耦合入环内的光沿环循环传播,同时环内光也以同样的原理耦合入总线波导。发生谐振时,光绕环传播一周的相位变化是 2π 的整数倍,耦合入的光与环内光发生相长干涉,腔内光功率不断增强直至环内损耗和耦合输入达成平衡,此时环内的能量密度极高。微腔的这种的场增强效应极大地降低了激发非线性材料参量振荡的阈值。

微腔光频梳一般利用波导材料的克尔效应,也称为克尔微梳。由于微腔固有的选频特性,光频梳齿只能在微腔谐振频率处产生,并以微腔自由光谱范围(FSR)的整数倍为间距分布于主频两侧。微腔与泵浦光谐振时,腔内高强度光场与波导相互作用激发四波混频(FWM)过程,其中成对的泵浦光子湮灭,在较高和较低频率下产生信号和闲频光子,如图 1(b)所示,

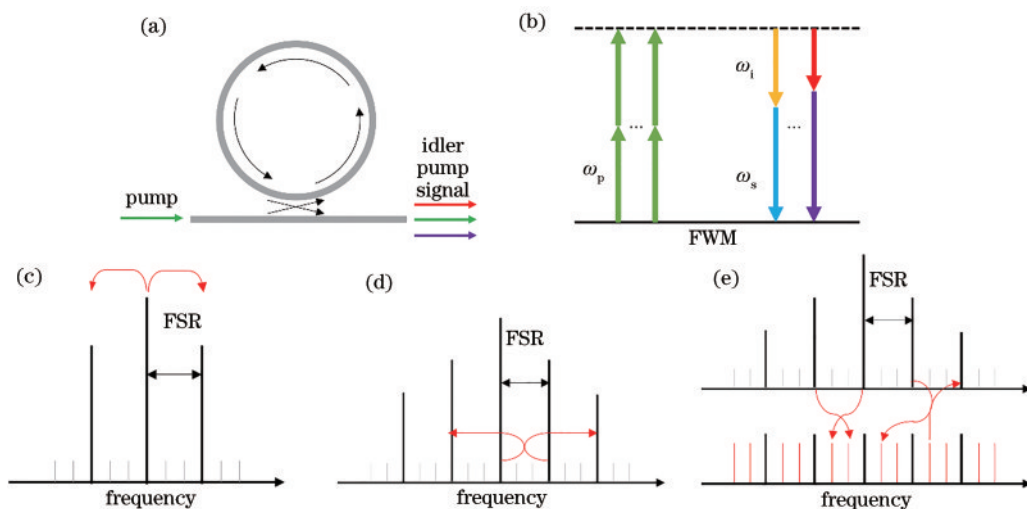


图 1 微腔光频梳原理。(a)微腔的光传播过程;(b) FWM 原理;(c)基于简并 FWM 的初级主梳生成原理;(d)基于级联 FWM 的主梳扩展原理;(e)基于级联 FWM 的子梳生成原理

Fig. 1 Principle of microcavity optical frequency comb. (a) Optical propagation process of microcavity; (b) principle of FWM; (c) principle of primary comb generation based on degenerate FWM; (d) principle of comb extension based on cascaded FWM; (e) principle of sub-comb generation based on cascaded FWM

图中 ω_p 、 ω_s 、 ω_i 分别表示泵浦光、信号光、闲频光的频率。泵浦光功率超过参量振荡阈值时,微腔通过简并 FWM 实现初级主梳的产生,形成“三模式”态,如图 1(c) 所示,其边带具有相同的幅度。随着腔内功率增大,级联 FWM 过程将主梳范围进一步扩大,如图 1(d) 所示。功率进一步增大,子梳开始在主梳邻近谐振频率处生成,直到占据光频梳带宽内的每个谐振频率,如图 1(e) 所示。

微腔内光频梳产生的本质原因是 FWM 效应,而 FWM 增益十分依赖相位匹配条件,即要求泵浦光与信号、闲频光满足动量守恒和能量守恒。非线性效应和色散都对微腔模式传输常数产生影响,通常需要反常色散条件以满足相位匹配条件,从而使 FWM 增益达到最佳。波导的色散包括材料色散(不可变)和模式色散,因此精确设计波导模式色散是实现宽带光频梳的关键。

2.2 微腔光频梳的理论模型

描述微腔光频梳演化的理论模型主要分 2 种:一种是模式扩展模型,另一种是 Lugiato-Lefever 方程(LLE)^[23]。模式扩展模型以耦合模理论为基础,通过在频域上将泵浦模式扩展到微腔的其他谐振模式进行求解,在解释光参量振荡阈值和色散方面十分有效。由于在光频梳演化后期模式数急剧增加,计算量大增,模式扩展模型不适合演化后期的孤子态和宽带的微腔光频梳。LLE 本质是描述光在非线性色散介质中传播方式的非线性薛定谔方程,其结合了微腔的耦合条件并将光频梳的所有模式作为一个整体进行计算,即使计算上千个模式也具有较快的计算速度,因此 LLE 更适合求解微腔内频梳和脉冲的演化过程。不考虑二阶以上色散的 LLE 表示为^[24]

$$t_R \frac{\partial E(t, \tau)}{\partial \tau} + i \frac{\beta_2 L}{2} \frac{\partial^2 E(t, \tau)}{\partial t^2} - i \gamma L |E(t, \tau)|^2 E(t, \tau) = -(\alpha + i \delta_0) E(t, \tau) + \sqrt{\theta} E_m, \quad (1)$$

式中: t_R 为微腔环程时间; $E(t, \tau)$ 为微环内光场的缓变电场包络, t 为(普通)时间, τ 为光场的慢变时间; α 为线性传输损耗; δ_0 为泵浦光与冷腔谐振的失谐; β_2 为二阶色散系数; γ 为克尔非线性系数; L 为微腔周长; θ 为耦合系数; E_m 为泵浦光场; i 为虚数单位。从物理意义上说,LLE 表示光场在波导内的传输过程中,其包络中的每个频谱分量都产生了一些与频率或光强相关的相移。从式(1)可以看出,LLE 考虑了包括色散、衰减、耦合和非线性等引起相移的因素。对于不同材料的其他效应,可以在形式上对 LLE 进行修正,例如:Lau 等^[25]考虑硅材料微腔的高阶色散、自陡峭、多光子吸收和自由载流子,对方程进行了改进。Chembo 团队基于 LLE 对微腔光频梳进行了详细研究,研究涉及反常色散和正常色散微腔中的梳态演化过程分析以及对“图灵环”、光孤子和混沌等现象的理论分析^[26-28]。

2.3 氮化硅微腔光频梳的实验测试

测试使用的微腔基于氮化硅材料,为直通型结构,其波导高度为 820 nm、宽度为 2 μ m,处于负色散区间,FSR 为 105 GHz。对微腔芯片进行光谱传输测试,芯片测试系统如图 2 所示,使用了分束器(BS)以便同时观察腔内功率幅度和对应的光谱输出。使用 1550 nm 窄线宽激光器(NKT ADJUSTIK E15,线宽 < 100 Hz)输出的连续光泵浦,测得微腔的参量振荡阈值约为 1.15 mW。为了避免热效应的影响,使用微功率泵浦光(50 μ W)扫描测试微腔的透射谱,谱线表现为理论上的洛伦兹线型且带有极小的平缓底部,如图 3(a) 所示。通过洛伦兹拟合测得微腔的线宽约为 18.7 MHz,对应 Q 值约为 10^7 。

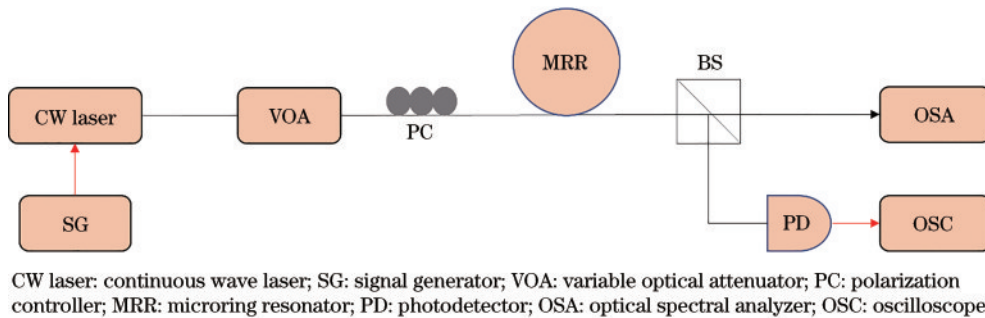


图 2 氮化硅微腔光频梳测试系统

Fig. 2 Silicon nitride microcavity optical frequency comb test system

在阈值以下运行的微腔光频梳常作为预示单光子源和关联光子对源,阈值以下的测量对探测系统性能要求较高。为了方便观测热效应下微腔的演化过程,使用阈值以上(1.6 mW)泵浦光测试微腔内功率和梳态随失谐量的演化,设置激光器波长从蓝失谐由小到大扫描。随着失谐量逐渐减小,腔内光功率逐渐增加

(透射功率的降低幅度与腔内功率成正比),如图 3(a) 所示。微腔温度随腔内功率增加而升高,由于氮化硅热膨胀系数和热折射率变化系数均为正,热效应将导致谐振波长红移。不断增加的泵浦光波长将谐振波长从冷腔谐振波长 λ_0 “推”到最大谐振波长 λ_n ,此时腔内失谐量最小,谐振效应最强,腔内功率和发热量达到最

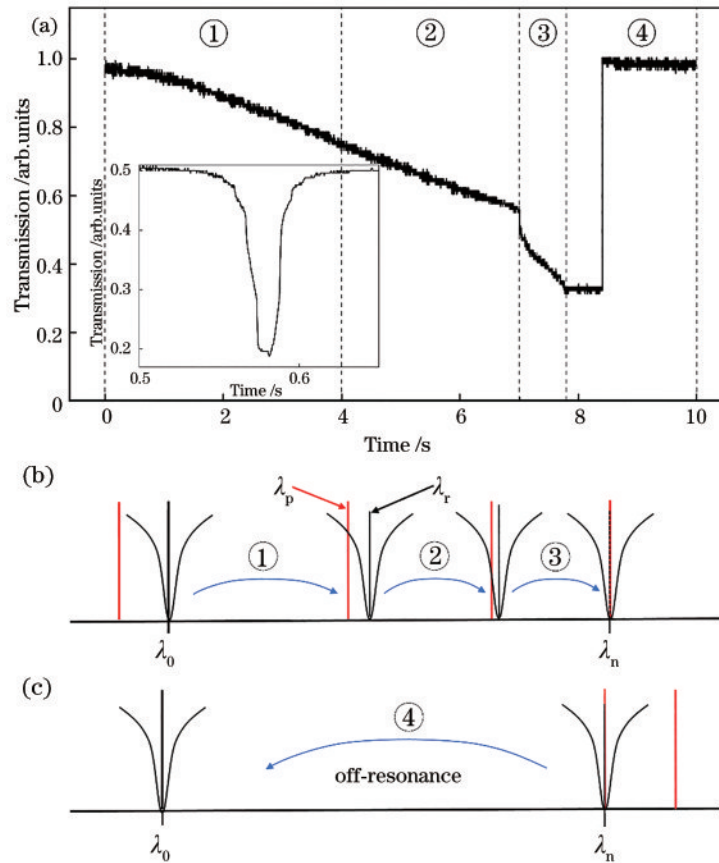


图3 氮化硅微腔波长扫描传输测试与失谐分析。(a)正向扫描过程的微腔传输谱(插图为50 μW泵浦微腔的传输谱);(b)腔内功率增大过程中的谐振状态;(c)微腔功率跳变后的非共振状态
 Fig. 3 Wavelength scanning transmission test and detuning analysis of silicon nitride microcavity. (a) Microcavity transmission spectrum during forward scanning(inset: transmission spectrum of microcavity with 50 μW pump); (b) resonance state in the process of power increase in microcavity; (c) non-resonant state of microcavity after power jump

大,如图3(b)所示,图中 λ_p 、 λ_r 分别表示泵浦光波长、腔实时谐振波长。继续增加波长,失谐量加大导致腔内功率无法维持热稳定,微腔谐振波长骤变到冷腔状态,如图3(c)所示。

结合微腔的波长扫描透射谱和输出光谱,将扫描过程按时间顺序和演化过程分为4个阶段,如图3所示。在前3个阶段腔内功率和实时谐振波长均逐渐增大。第1阶段开始时,微腔逐渐累积功率但不足以激发参量振荡,此时无边带产生,光谱如图4(a)所示。腔内功率增加到阈值时,初级边带在主频两侧5倍FSR处产生,形成“三模式”态,光谱分布如图4(b)所示,以此区分第1、2阶段。随着腔内功率继续增加,主梳范围以5倍FSR为间距逐步扩大。由于洛伦兹传输谱线的斜率递增,在失谐量减小过程中腔内功率有加速跳变时刻,以此转折点区分第2、3阶段,如图3(a)、(b)所示。在这2个阶段腔内形成幅度稳定性较好的主梳态,光梳齿之间相位恒定,在时域上表现为稳定的图灵波形(Turing patterns),也称为“图灵环”态,第2、3阶段的主梳光谱分别如图4(c)、(d)所示。相较于第2阶段,第3阶段的失谐量更小、功率更大,泵浦光利用

率和FWM效率都得到提升,边带的功率强度和对称性优于上一阶段。随着泵浦光扫描至洛伦兹谱线底部区域,腔内功率和共振波长偏移量达到最大,以此时刻区分第3、4阶段。第4阶段腔内功率维持短暂稳定,但失谐量增大导致原有边带消失。扫描到红失谐区域后,腔内功率骤减。

不同的泵浦功率会导致最终演化程度的差异,但对于产生明显热效应的微腔,其透射谱的形式具有一定普适性。在使用更大泵浦功率扫描时,微腔将演化出子梳、混沌、孤子等复杂态。腔内能量增加到一定程度时(子梳激发阈值),各主梳周围产生次级子梳。随着腔内能量继续增大,子梳扩展到互相交叠后使一个谐振峰带宽内产生多个频率成分的梳齿,这些梳齿互相拍频从而产生不稳定的时域曲线,形成混沌态,如图4(e)所示。腔内能量超过子梳激发阈值是产生混沌态的基本条件,在实验中只有使用2.7 mW以上泵浦功率扫描,才能测出混沌态,且功率越大,混沌态出现的阶段越早。混沌态的梳齿变化不规则,其具有较大频域噪声和相位噪声,从而限制了光频梳的应用。在实验中,可以使用较小的泵浦功率或保持微腔在失

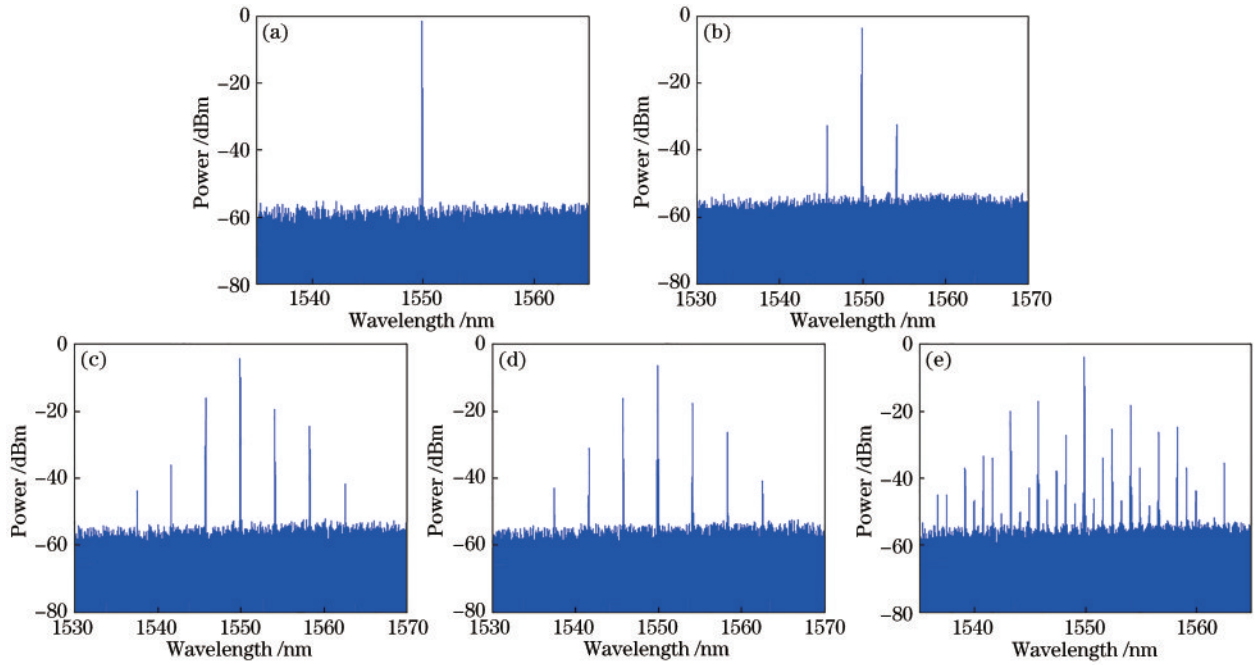


图4 氮化硅微腔光频梳梳态光谱表征。(a)无边带光谱图;(b)初级边带光谱图;(c)第2阶段后期产生的“图灵环”态光谱图;(d)第3阶段产生的“图灵环”态光谱图;(e)高功率泵浦产生的混沌态光谱图

Fig. 4 Optical frequency comb spectral characterizations in silicon nitride microcavity. (a) Spectrogram without sideband; (b) primary sideband spectrogram; (c) spectrum of “Turing Ring” states produced in the late second stage; (d) spectrum of “Turing Ring” states produced in the third stage; (e) spectral diagram of chaotic states generated by high power pumping

谐量大的阶段以避免混沌态的出现。

在各种演化态中,“三模式”态是一种特殊“图灵环”态,其泵浦功率恰好超过阈值。由于其源于简并FWM过程,理论上两侧边带光子数严格相等。基于此态的强度差压缩已被实验验证^[16]。根据文献^[26]，“三模式”态的一对边带具有理想的振幅压缩态,然而低泵浦功率导致其边带信号微弱,这使光检测成为挑战。多模式(>3)“图灵环”态在远高于阈值泵浦下产生的第一阶边带同样具有显著的压缩效果,其边带信号强度显著高于“三模式”态。同时,相对于孤子态,“图灵环”态梳齿间距更大,因此容易采用无源色散器件分离其边带。功率稳定、梳齿间距大、相干性好的“图灵环”态光频梳在量子光学领域具有重要价值,而精确调节失谐量是使微腔光频梳维持在性能更佳的第3阶段“图灵环”态的关键。

3 微腔光频梳的热自稳定性分析

3.1 微腔热自稳定性理论分析

微腔光频梳在工作时需要保持稳定输出状态,即要求微腔和泵浦光始终保持谐振并维持腔内功率恒定。常用的微腔锁定方法有辅助光热法^[29]、加热电极调节法^[30]等手段,这往往需要复杂的实验设计。本节将分析无源光频梳的热锁定理论和实验。

热效应对微腔的影响主要包括温度变化导致的有效折射率变化和热膨胀导致的波导尺寸变化,即热效

应会改变谐振腔的光程,最终导致谐振波长相对冷腔发生偏移。微腔在热效应作用下的第 N 个实时谐振波长 λ_r 满足方程^[31]

$$N = \frac{2\pi r C (1 + \epsilon \Delta T)}{\lambda_r / \left(n_0 + \frac{dn}{dT} \Delta T \right)}, \quad (2)$$

式中: N 为正整数; ϵ 为膨胀系数; dn/dT 表示折射率温度系数; r 为腔半径; C 为表征光实际传输半径和波导半径关系的系数; n_0 为腔折射率; ΔT 为微腔相对环境温度的变化量。在 N 较大且 ΔT 较小时,略去温度变化二次项可得

$$\lambda_r(\Delta T) \cong \lambda_0 \left[1 + \left(\epsilon + \frac{dn}{dT} \frac{1}{n_0} \right) \Delta T \right] = \lambda_0 (1 + a \Delta T), \quad (3)$$

式中: $a = \epsilon + \frac{dn}{dT} \frac{1}{n_0}$,定义为谐振波长对温度的依赖系数(包含热膨胀和热折射率效应)。进入腔内的净热量对时间变量的微分(净热流) \dot{q}_{in} 可表示为

$$\dot{q}_{in} = I_h \frac{1}{\left[\frac{\lambda_p - \lambda_0 (1 + a \Delta T)}{\Delta \lambda / 2} \right]^2 + 1}, \quad (4)$$

式中: I_h 表示造成发热的光吸收功率,由泵浦功率、耦合系数和吸收损耗决定; $\Delta \lambda$ 为腔线宽。微腔热量变化为吸收的热量与散热量之差,即

$$C_p \Delta \dot{T}(t) = \dot{q}_{in} - \dot{q}_{out} = I_h \frac{1}{\left[\frac{\lambda_p - \lambda_0(1 + a\Delta T)}{\Delta\lambda/2} \right]^2 + 1} - K\Delta T(t), \quad (5)$$

式中: C_p 为热容量; \dot{q}_{out} 为微腔散热的净热流; K 为热导率。令热量变化为 0, 可得平衡解的方程为

$$I_h \frac{1}{\left[\frac{\lambda_p - \lambda_0(1 + a\Delta T)}{\Delta\lambda/2} \right]^2 + 1} - K\Delta T(t) = 0. \quad (6)$$

通过式(6)即可求得热平衡解。式(6)本质上是限定条件的关于 ΔT 的三次方程, 在其他参数已知时, 根据不同泵浦光波长 λ_p , 方程可能有 1~3 个解。式(3)、(6)的解的分布如图 5(a) 所示, 图中: 2 条曲线代表式(6)的解, 表示不同泵浦光波长 λ_p 对应热平衡状态的 ΔT 值; 中间的斜直线代表式(3)的解, 表示 ΔT 和对应的实时谐振波长 λ_r 。由于微腔在一定功率下的实时谐振波长存在极大值, 图 5(a) 中的 3 条线将相交于由功率决定的最大谐振波长处(图中未画出)。为了分析热平衡解的普遍情况, 取横坐标上具有显著热效应的泵

浦光波长 λ_p , 在该处 ΔT 有 3 个平衡解, 对应图 5(a) 中的 3 个圆圈。同时 3 个 ΔT 取值对应 3 个实时谐振波长 λ_r , 如图 5(a) 中方块所示。所述 3 个平衡解分别为热腔稳定解、热腔非稳解、冷腔稳定解。

热腔稳定解 $\Delta T = T_2$ 如图 5(a)、(b) 所示, 该解显示微腔温度显著升高, λ_p 稍小于 λ_r 且处于其洛伦兹谱线范围内。假设扰动导致光功率增加, 则热效应促使 λ_r 同步增加, 而 λ_r 增加导致的失谐量增大会使腔内功率降低从而抵消扰动的作用, 反之亦然。故热腔稳定解的状态具有抗干扰的特性。实验上通过设置泵浦光波长小于冷腔谐振波长并逐渐增大波长至产生谐振, 可到达该稳定平衡解。

热腔非稳解 $\Delta T = T_1$ 如图 5(a)、(c) 所示, 在该解处 λ_p 稍大于 λ_r 且也处于其洛伦兹谱线范围内。在此状态下, 光功率变化导致的失谐量变化会加剧功率的变化, 任何方向的功率扰动都将使状态发生转变(转到其他 2 个平衡解), 故该解是非稳解, 不具备抗干扰能力。

冷腔稳定解如图 5(a)、(d) 所示, 此处 ΔT 约为 0, 腔内温度未显著升高。 λ_p 远离 λ_r , 微腔处于完全失谐状态。可以看出该解仅为数学结果, 不在研究范围内。

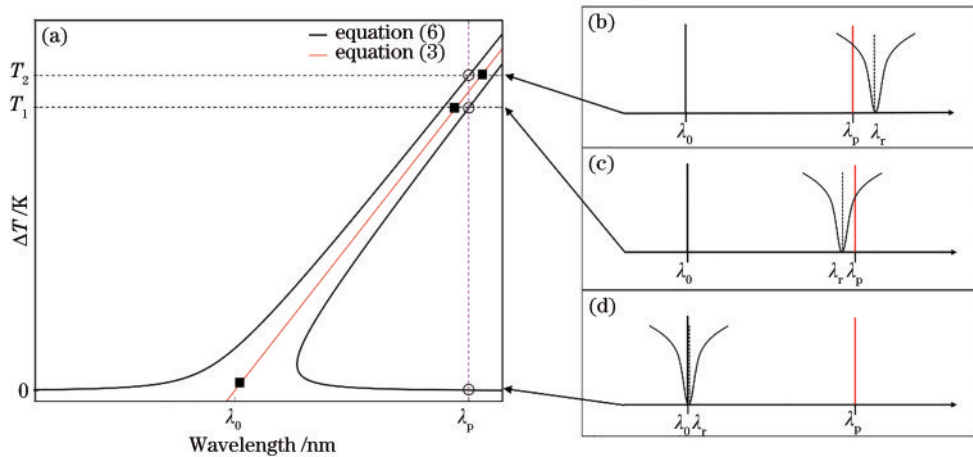


图 5 平衡解的分布及谐振状态。(a) 3 个平衡解的分布; (b)、(c)、(d) 分别为热腔稳定解、热腔非稳解、冷腔稳定解对应的腔实时谐振状态

Fig. 5 Distribution and resonant states of equilibrium solutions. (a) Distribution of three equilibrium solutions; (b), (c), and (d) are the cavity real-time resonant states corresponding to the warm cavity stable solution, warm cavity unstable solution, and cold cavity stable solution, respectively.

3.2 氮化硅微腔光频梳热自稳定性实验

测试微腔光频梳演化的实验使用激光器内部的自动扫描机制, 波长的不断变化导致微腔的热自稳定性无法得到验证。为了精准控制波长, 使用信号发生器对激光器波长进行控制, 手动调节信号发生器输出的直流电压即可控制激光器波长。

首先将激光器波长调谐至蓝失谐处, 按照单次增加 0.1 pm 阶跃式调整波长, 在每次调节后等待约 0.8 s 观察腔的热自稳定性。如图 6 上方谱线所示, 在波长不断增加的过程中, 腔内功率同步增加并维持稳定, 形成台阶状传输谱。此结果验证了热自稳定性分析中热腔

稳定解的形成过程。台阶高度在谱线后半段有明显增加, 预示腔内的状态进入第 3 阶段, 泵浦光波长已达到功率限定的最大谐振波长附近。继续调整波长至红失谐则引起功率跳变, 此结果与自动扫描传输谱相似。

为了测试热腔稳定解的鲁棒性, 重复上述实验操作并在等待时间用笔敲击实验台以产生干扰噪声, 此类扰动将会导致芯片耦合效率发生突变从而扰动泵浦功率。如图 6 下方谱线所示, 每一级热稳定态在受噪声干扰后继续保持稳定, 说明微腔形成的热稳定态具备一定的扰动修复能力。谱线底部的功率跳变由噪声造成, 说明处于最大谐振波长的热稳定态鲁棒性比前

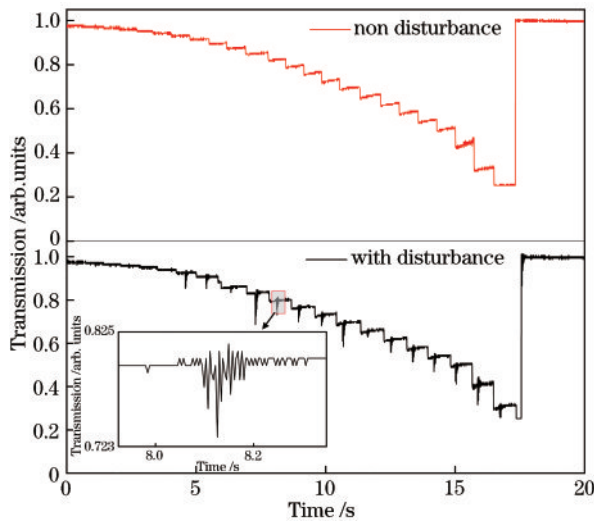


图 6 微腔热自稳定性干扰测试

Fig. 6 Disturbance test of thermal self-stability of microcavity

级差。根据上节的理论,热腔稳定解的泵浦光波长需要略小于实时谐振波长以形成功率突变抵消机制,而泵浦光波长接近最大谐振波长处时失谐量趋于 0,可以补偿扰动的量较小,导致热稳定态抗干扰能力较差。

4 结 论

基于微腔的光频梳是产生片上关联光子对的主要途径之一,微腔光频梳的梳态演化可以通过泵浦功率和失谐量精确地调节。在实验中通过设置高于参量振荡阈值且低于子梳激发阈值的功率,可避免出现混沌态,调节失谐量至腔内功率加速上升阶段即可实现较好的“图灵环”态光梳。利用微腔的热自稳定性是实现微腔光频梳持续输出的有效办法,调节波长由小到大靠近微腔谐振波长即可获得泵浦光波长对应的热稳定态,这种热稳定态在最大谐振波长处鲁棒性较差。在实验中,通过使用超过阈值的低功率激光并调节泵浦光波长至略小于最大谐振波长,可以实现高效、稳定的微腔光频梳输出。

参 考 文 献

[1] Fortier T, Baumann E. 20 years of developments in optical frequency comb technology and applications[J]. *Communications Physics*, 2019, 2(1): 1-16.

[2] 王伟强. 基于微环谐振腔的克尔光频梳研究[D]. 西安: 中国科学院西安光学精密机械研究所, 2018: 1-11.
Wang W Q. Study on Kerr optical frequency comb based on micro-ring resonator[D]. Xi'an: Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2018: 1-11.

[3] Diddams S A. The evolving optical frequency comb[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2010, 27(11): B51-B62.

[4] 赵欣, 杨建军, 张力钊, 等. 单腔双光梳技术[J]. *中国激光*, 2022, 49(19): 1901003.

Zhao X, Yang J J, Zhang L Q, et al. Single-cavity dual-comb technology[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(19): 1901003.

[5] Parriaux A, Hammani K, Millot G. Electro-optic frequency combs[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2020, 12(1): 223-287.

[6] Chang L, Liu S T, Bowers J E. Integrated optical frequency comb technologies[J]. *Nature Photonics*, 2022, 16(2): 95-108.

[7] Pasquazi A, Peccianti M, Razzari L, et al. Micro-combs: a novel generation of optical sources[J]. *Physics Reports*, 2018, 729: 1-81.

[8] Del'Haye P, Schliesser A, Arcizet O, et al. Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator[J]. *Nature*, 2007, 450(7173): 1214-1217.

[9] 张新亮, 赵延菁. 微腔光频梳研究进展[J]. *光学学报*, 2021, 41(8): 0823014.
Zhang X L, Zhao Y J. Research progress of microresonator-based optical frequency combs[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(8): 0823014.

[10] Del'Haye P, Herr T, Gavartin E, et al. Octave spanning tunable frequency comb from a microresonator[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(6): 063901.

[11] 张灿, 朱洪亮, 梁松, 等. 单片集成 10 信道多波长光源[J]. *中国激光*, 2013, 40(12): 1202001.
Zhang C, Zhu H L, Liang S, et al. Monolithically integrated 10-channel multi-wavelength light sources[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2013, 40(12): 1202001.

[12] Dutt A, Joshi C, Ji X C, et al. On-chip dual-comb source for spectroscopy[J]. *Science Advances*, 2018, 4(3): e1701858.

[13] Shu H W, Chang L, Tao Y S, et al. Microcomb-driven silicon photonic systems[J]. *Nature*, 2022, 605(7910): 457-463.

[14] Lucas E, Brochard P, Bouchand R, et al. Ultralow-noise photonic microwave synthesis using a soliton microcomb-based transfer oscillator[J]. *Nature Communications*, 2020, 11(1): 374.

[15] 戴键, 李鑫敏, 刘安妮, 等. 基于氟化镁微腔孤子光频梳的低相噪微波信号产生[J]. *光学学报*, 2022, 42(20): 2007001.
Dai J, Li X M, Liu A N, et al. Low phase noise microwave signal generation based on soliton frequency comb in MgF₂ microresonator[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(20): 2007001.

[16] Dutt A, Luke K, Manipatruni S, et al. On-chip optical squeezing[J]. *Physical Review Applied*, 2015, 3(4): 044005.

[17] Yang Z J, Jahanbozorgi M, Jeong D, et al. A squeezed quantum microcomb on a chip[J]. *Nature Communications*, 2021, 12(1): 1-8.

[18] Imany P, Jaramillo-Villegas J A, Odele O D, et al. 50-GHz-spaced comb of high-dimensional frequency-bin entangled photons from an on-chip silicon nitride microresonator[J]. *Optics Express*, 2018, 26(2): 1825-1840.

[19] Kues M, Reimer C, Lukens J M, et al. Quantum optical microcombs[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(3): 170-179.

- [20] Liu J Q, Huang G H, Wang R N, et al. High-yield, wafer-scale fabrication of ultralow-loss, dispersion-engineered silicon nitride photonic circuits[J]. *Nature communications*, 2021, 12(1): 1-9.
- [21] Ramelow S, Farsi A, Clemmen S, et al. Silicon-nitride platform for narrowband entangled photon generation [EB/OL]. (2015-08-18)[2022-11-09]. <https://arxiv.org/abs/1508.04358>.
- [22] Lu H H, Myilswamy K V, Bennink R S, et al. Bayesian tomography of high-dimensional on-chip biphoton frequency combs with randomized measurements[J]. *Nature Communications*, 2022, 13(1): 1-12.
- [23] Chembo Y K, Menyuk C R. Spatiotemporal Lugiato-Lefever formalism for Kerr-comb generation in whispering-gallery-mode resonators[J]. *Physical Review A*, 2013, 87(5): 053852.
- [24] Hansson T, Wabnitz S. Frequency comb generation beyond the Lugiato-Lefever equation: multi-stability and super cavity solitons[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2015, 32(7): 1259-1266.
- [25] Lau R K W, Lamont M R E, Okawachi Y, et al. Effects of multiphoton absorption on parametric comb generation in silicon microresonators[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(12): 2778-2781.
- [26] Chembo Y K. Quantum dynamics of Kerr optical frequency combs below and above threshold: spontaneous four-wave mixing, entanglement, and squeezed states of light[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(3): 033820.
- [27] Godey C, Balakireva I V, Coillet A, et al. Stability analysis of the spatiotemporal Lugiato-Lefever model for Kerr optical frequency combs in the anomalous and normal dispersion regimes[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(6): 063814.
- [28] Coillet A, Chembo Y K. Routes to spatiotemporal chaos in Kerr optical frequency combs[J]. *Chaos*, 2014, 24(1): 013113.
- [29] Zhou H, Geng Y, Cui W W, et al. Soliton bursts and deterministic dissipative Kerr soliton generation in auxiliary-assisted microcavities[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8(1): 1-10.
- [30] Joshi C, Jang J K, Luke K, et al. Thermally controlled comb generation and soliton modelocking in microresonators [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(11): 2565-2568.
- [31] Carmon T, Yang L, Vahala K J. Dynamical thermal behavior and thermal self-stability of microcavities[J]. *Optics express*, 2004, 12(20): 4742-4750.