

## 基于回音壁模式微腔的激光自注入锁定技术

余霞\*, 陈旭, 刘静敏, 罗家豪

北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院, 北京 100191

**摘要** 回音壁模式微腔具有高品质因子、小模式体积、低非线性阈值特性,与自注入锁定技术相结合可以实现激光稳频与线宽压缩,因此在激光陀螺、激光测距、相干光通信等领域具有潜在的应用价值。随着回音壁模式微腔制作工艺的不断突破,实现高集成度、稳定、低噪声、宽波长覆盖范围的光源成为研究热点。综述了基于回音壁模式微腔的激光自注入锁定技术近年来的研究进展。首先,详细介绍了回音壁模式微腔的关键参数,包括谐振波长、自由光谱范围、品质因子和模式体积;其次,分析了基于回音壁模式微腔的激光自注入锁定技术的机理,并综述了其在窄线宽激光器中的应用;随后,分析了回音壁模式微腔的非线性特性,并且介绍了由四波混频效应引起的光频梳的特性;同时,以片上集成的回音壁模式微腔为主要研究对象,阐述了自注入锁定光频梳的研究进展;最后对回音壁模式微腔在激光技术领域中的发展趋势进行了展望。

**关键词** 非线性光学;微腔;激光技术;激光注入锁定;四波混频

**中图分类号** TN248

**文献标志码** A

**DOI:** 10.3788/CJL202249.1901001

### 1 引言

回音壁模式微腔(WGMR)是一种利用微腔内部表面全反射实现光场局部增强与模式选择的光学元器件。WGMR中的光子被限制在波长尺度的空间内,同时具有较高的光子寿命。尤其是在高品质因子的WGMR内,光子不断反射,既增加了光程,还显著增强了光与物质的相互作用。近年来,光学微纳加工工艺的快速发展为新结构WGMR的实现奠定了基础,包括基于熔石英的微球腔<sup>[1]</sup>、微环芯腔<sup>[2]</sup>、微瓶腔<sup>[3]</sup>、微盘腔<sup>[4]</sup>、微棒腔<sup>[5]</sup>、光子晶体微腔<sup>[6]</sup>和片上集成的微环<sup>[7]</sup>等。因此,众多研究者以WGMR为研究平台,深入开展了光子学领域的相关研究。到目前为止,基于WGMR的光子器件已经被应用于微型激光器<sup>[8]</sup>、腔光力学<sup>[9]</sup>、生物传感<sup>[10]</sup>、非线性光学<sup>[11]</sup>等领域。在基于WGMR平台的基础研究中,新物理和新现象得到了广泛而深入的讨论,例如Fano共振<sup>[12-13]</sup>(光学诱导透明)、非厄米光学<sup>[14-15]</sup>以及表面非线性光学<sup>[16]</sup>等。

近年来,窄线宽激光器广泛应用于前沿科学技术领域,其在相干光通信<sup>[17]</sup>、光学原子钟<sup>[18-19]</sup>、光谱测量<sup>[20]</sup>、引力波测量<sup>[21]</sup>等领域中具有竞争优势。为了获得窄线宽光源,基于WGMR的自注入锁定激光技术引起了研究者的兴趣。WGMR在宽波长范围内具有高品质因子,可以与现阶段几乎所有激光器相结合。

利用WGMR中的后向瑞利散射,实现光的注入反馈,可将激光器线宽压窄到百Hz量级甚至更窄。因此,研究基于WGMR的激光自注入锁定技术原理,探究WGMR关键参数(如谐振波长和品质因子等)对激光器线宽与稳定性的影响机理,对于获得稳定的窄线宽激光器具有重要意义。

另一方面,WGMR具有极高的品质因子及较小的模式体积,因此产生光学非线性效应的阈值极低。到目前为止,光场和介质之间无能量和动量交换的光参量过程以及存在能量交换的受激光学散射过程均已在WGMR中被观测到。前者包括四波混频<sup>[6, 22]</sup>、二次谐波<sup>[16]</sup>、三次谐波<sup>[23]</sup>和四次谐波<sup>[24]</sup>的产生过程,后者则涵盖受激拉曼散射<sup>[25]</sup>和受激布里渊散射<sup>[26]</sup>。其中,基于四波混频效应以及光克尔效应产生的微腔光频梳得到了广泛的关注<sup>[27]</sup>。2014年,Herr等<sup>[28]</sup>在MgF<sub>2</sub>晶体腔中观察到了耗散克尔孤子。研究者通过调节色散和非线性及增益和损耗的双重平衡,实现了宽带且时域重复频率为GHz量级的超短光脉冲,开启了微腔光频梳研究的新篇章,为光频梳在光钟<sup>[29]</sup>、超快测量<sup>[30]</sup>等领域中的实际应用创造了条件。

通常情况下,微腔光频梳的产生需要以窄线宽可调单频激光器作为泵浦源。现阶段充当泵浦源的大体积外腔半导体激光器在一定程度上限制了光频梳单片集成的可能性。将片上激光源与基于WGMR的激光

收稿日期: 2022-05-19; 修回日期: 2022-06-26; 录用日期: 2022-07-04

基金项目: 国家自然科学基金(62175007)

通信作者: \*xiayu@buaa.edu.cn

自注入锁定技术相结合可以实现全片上集成光频梳<sup>[31]</sup>。受限于集成半导体激光器的泵浦功率,全片上微腔光频梳产生的孤子带宽在几十纳米范围内。随着集成半导体激光器功率与稳定性的提升,未来有望实现带宽更宽的集成微腔光频梳。

本文聚焦基于 WGMR 的激光自注入锁定技术。第二小节介绍了 WGMR 的关键参数。在第三小节中讨论了基于 WGMR 的激光自注入锁定技术在窄线宽单频激光器中的研究现状。第四小节介绍了 WGMR 中的非线性效应。第五小节阐述了激光自注入锁定光频梳,综述了高集成度的 WGMR 在获得高功率、窄线

宽、低噪声的孤子光频梳过程中的应用,并对其应用前景与未来发展方向进行了展望。

## 2 WGMR 的关键参数

### 2.1 WGMR 的谐振波长

WGMR 的谐振波长可以从几何光学角度来分析。如图 1(a)所示,激光器输出的光经波导耦合进入微环腔内。当入射光在微环腔内的传输光程为入射光波长的整数倍时,入射光会在腔内形成相长干涉以及光学共振。图 1(b)为 WGMR 内典型的回音壁模式(WGM)电场分布图。

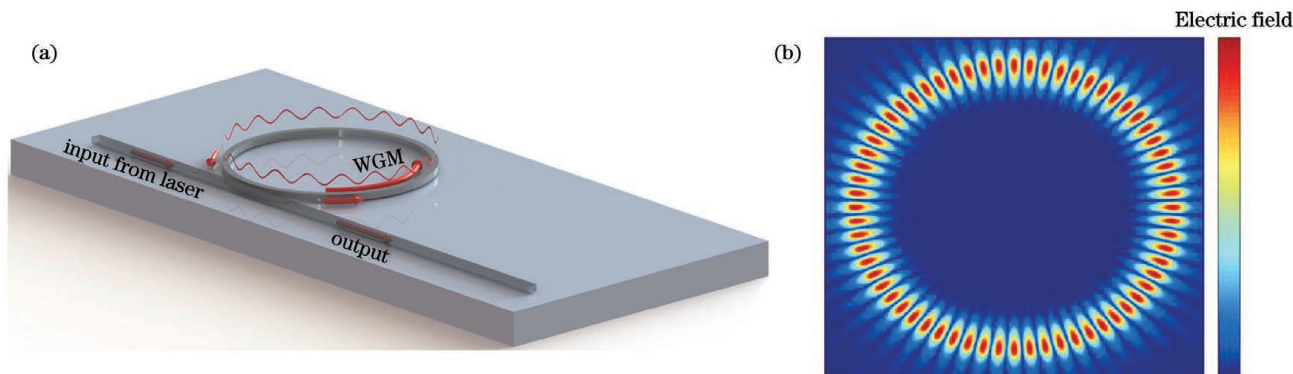


图 1 WGMR 原理示意图。(a)微环腔内的相长干涉示意图;(b)典型回音壁模式电场分布

Fig. 1 Schematics of WGMR principle . (a) Schematic of constructive interference in micro-ring resonator ; (b) typical electric field distribution with whispering gallery mode

为了对 WGMR 谐振波长进行更加精确的计算和分析,需要利用电磁场理论进行分析。微球腔内部谐振波长的解析近似解<sup>[32]</sup>满足

$$\lambda_m^{(r)} = 2\pi n_s R \left[ \frac{v}{N} - \frac{\xi_r}{N} \left( \frac{m + \frac{1}{2}}{2} \right)^{\frac{1}{3}} - \frac{p}{\sqrt{N-1}} + \frac{3\xi_r^2}{20N} \left( \frac{m + \frac{1}{2}}{2} \right)^{-\frac{1}{3}} - \frac{\xi_r N^2 p (-3 + 2p^2)}{6(N-1)^{\frac{3}{2}}} \left( \frac{m + \frac{1}{2}}{2} \right)^{-\frac{2}{3}} \right]^{-1}, \quad (1)$$

式中: $r$ 和 $m$ 分别为腔内的径向模式数和角向模式数,对于腔内的基模,径向模式数 $r=1$ ;  $\xi_r$ 为 Airy 函数的第 $r$ 个零点;  $n_s$ 为微腔外部环境的折射率;  $N=n_{\text{WGM}}/n_s$ 表示微腔内部折射率 $n_{\text{WGM}}$ 与外部折射率之比;  $R$ 为微腔的半径;  $p$ 与光波的偏振状态有关,对于横电(TE)波,  $p=1$ ,对于横磁(TM)波,  $p=1/N^2$ 。

对于其他类型 WGMR,比如微盘腔、微环芯腔、微环腔等,可以通过数值求解方法得到 WGMR 的谐振波长。通常可以采用边界元法、有限元方法和有限时域差分方法计算 WGMR 内的频谱<sup>[33-35]</sup>,从而预测 WGMR 的谐振波长。

### 2.2 WGMR 的自由光谱范围

WGMR 的自由光谱范围(FSR)定义为在相同径向模式数以及偏振状态情况下,相邻角向模式之间的频域距离。微腔中各个模式数下的 FSR 可以由式(1)精确求解。但是计算每个模式数下的 FSR 过于繁琐,通常利用下式近似计算微腔的平均 FSR:

$$\Delta\nu_{\text{FSR}} = \frac{c}{\lambda_{m+1}^{(r')}} - \frac{c}{\lambda_m^{(r')}} \approx \frac{c}{2\pi R n_{\text{WGM}}}, \quad (2)$$

式中: $\Delta\nu_{\text{FSR}}$ 为微腔的平均 FSR;  $c$ 为光速;  $\lambda_m^{(r')}$ 和 $\lambda_{m+1}^{(r')}$ 分别为 $r'$ 阶径向模式下 $m$ 阶角向模式数和 $m+1$ 阶角向模式数对应的谐振波长。

从式(2)中可以看出, WGMR 的 FSR 与微腔的半径成反比。WGMR 半径通常为微米至毫米量级,其 FSR 通常为 GHz 至 THz 量级。

### 2.3 WGMR 的品质因子

品质因子是光学微腔最基本的性能参数之一。品质因子衡量了微腔在本征光学模式下储存能量的能力。WGMR 固有品质因子( $Q_{\text{in}}$ )的定义为

$$Q_{\text{in}} = \frac{\omega E_{\text{stored}}}{P_{\text{diss}}}, \quad (3)$$

式中: $\omega$ 是微腔的谐振频率;  $E_{\text{stored}}$ 和 $P_{\text{diss}}$ 分别是微腔内部储存的能量和损失的能量。

WGMR 的固有品质因子与微腔表面散射损耗、材料吸收损耗以及辐射损耗有关<sup>[36]</sup>。WGMR 固有品

质因子的理论模型为

$$Q_{\text{in}}^{-1} = Q_{\text{sca}}^{-1} + Q_{\text{mat}}^{-1} + Q_{\text{rad}}^{-1}, \quad (4)$$

式中:  $Q_{\text{sca}}$  为微腔表面不均匀引起的散射损耗, 与微腔表面粗糙度有关, 它是限制固有品质因子大小的主要因素;  $Q_{\text{mat}}$  为由微腔介质材料吸收引入的损耗, 与波段有关;  $Q_{\text{rad}}$  为微腔辐射损耗, 损耗大小与微腔尺寸大小直接相关, 尺寸越大, 辐射损耗越小。对于基于  $\text{Si}_3\text{N}_4$  材料制备的 WGMR, 在 1550 nm 波段已经可以实现  $0.060 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$  的低损耗, 对应的  $Q_{\text{mat}}$  为  $3.4 \times 10^9$  [37]。

固有品质因子  $Q_{\text{in}}$  仅与微腔本身的特性以及模式数有关。但在实验过程中, 还需要考虑外部耦合器件对品质因子的影响。实验测得有载品质因子 [11] 可以表示为

$$Q_{\text{load}}^{-1} = Q_{\text{in}}^{-1} + Q_{\text{ext}}^{-1} = \frac{1}{\omega\tau} = \frac{\Delta\omega}{\omega}, \quad (5)$$

式中:  $Q_{\text{load}}$  为微腔的有载品质因子;  $Q_{\text{ext}}$  为外部耦合器件引入的耗损对微腔品质因子的影响;  $\tau$  为微腔的光子寿命;  $\Delta\omega$  为测量得到的固有谐振频率的线宽。  $Q_{\text{ext}}$  的大小与耦合器件和 WGMR 之间的距离相关。根据  $Q_{\text{ext}}$  和  $Q_{\text{in}}$  的大小关系, 可以将耦合状态分为过耦合 ( $Q_{\text{ext}} < Q_{\text{in}}$ )、临界耦合 ( $Q_{\text{ext}} = Q_{\text{in}}$ ) 以及弱耦合 ( $Q_{\text{ext}} > Q_{\text{in}}$ ) 状态。通常要求 WGMR 与耦合器件处于临界耦合状态以实现高耦合效率。锥形光纤常被用于与微球腔、微盘腔、微环芯腔等结构进行高效率耦合。但是锥形光纤易折断, 易受污染且机械稳定性差, 会降低 WGMR 的  $Q_{\text{load}}$  (后文用  $Q$  表示) 和耦合系统的耦合效率。因此有必要对整体的耦合系统进行封装, 以实现 WGMR 的实用化。全包裹封装是基于低折射率聚合物, 将 WGMR 与锥形光纤封装在一起的方法 [38-41]。这种方法能够提高耦合系统的稳定性, 但聚合物引入的吸收损耗会使微腔的品质因子降低, 同时聚合物材料存在老化问题, 微腔器件在长时间使用后性能可能会发生变化。中国科学技术大学王克逸课题组提出了光纤 WGMR [42] 和晶体 WGMR [43] 的封装方案。这两种方案都将锥形光纤固定在两块石英板上与 WGMR 进行耦合。整体微腔-锥形光纤耦合系统被置于密封结构中, 抗干扰能力强, 稳定性好。两种方案都能实现  $10^8$  量级的超高  $Q$  值, 但没有解决锥形光纤易断的问题。近年来也有研究人员提出新型的耦合器件代替锥形光纤以提高耦合系统的鲁棒性, 如空心光纤 [44-45]、毛细管壁 [46]、金属衍射光栅 [47-48] 以及纳米天线 [49-50], 这四种耦合器都有助于提高耦合系统的稳定性和实用性。但是对于前两种耦合器, 其微腔的品质因子仅为  $10^3 \sim 10^4$ , 有待进一步提高。而对于后两种耦合器, 微腔的高  $Q$  值得到保持, 但是由于光栅衍射以及天线尖端能量泄露, 整体的耦合效率被限制。而片上集成 WGMR, 其微腔和波导耦合器都在同一基底

上, 因此能够实现稳定的耦合, 具有较高的鲁棒性。但是具有高  $Q$  值的片上集成 WGMR 对加工工艺有着更高的要求。

根据式(5)的定义, 在实验测量中, 可以通过测量谐振频率的线宽  $\Delta\omega$  [51] 以及微腔的衰荡时间  $\tau$  [52] 来计算微腔的品质因子。测量谐振频率线宽的测量方式较为简便, 通过单频激光器扫描微腔透射谱的半峰全宽, 即可快速计算得到  $Q$  值。但是对于具有超高  $Q$  值的 WGMR, 其  $Q$  值在  $10^7 \sim 10^9$  量级, 因此要求单频激光器的线宽为 kHz 量级。后一种测量方式利用激光器快速扫描微腔的谐振波长, 激光被耦合器件耦合至腔内。部分耦合的激光被微腔耦合至耦合器件, 与入射激光发生拍频。因为耦合光的功率小于激光器的功率, 拍频信号的包络会随着辐射光的衰减而衰减。通过对包络信号进行拟合, 可以测量得到拍频信号的衰荡时间为  $2\tau$ , 进而通过式(5)可以计算得到  $Q$  值。后一种测量方法较为复杂, 但是不需要极窄线宽的扫频激光器, 且减少了微腔内部非线性现象等因素对  $Q$  值测量的影响。

## 2.4 WGMR 的模式体积

WGMR 既提高了腔内的光子寿命, 也限制了光场在腔内的空间分布。时域和空间的限制共同影响了腔内的光场强度。模式体积表征了光学模式在微腔中所占空间的大小。回音壁模式下的模式体积 ( $V_{\text{mode}}$ ) 定义式 [53] 为

$$V_{\text{mode}} \approx \frac{\int_V \epsilon |E|^2 dx dy dz}{\max[\epsilon |E|^2]}, \quad (6)$$

式中:  $\epsilon$  为微腔的介电常数;  $V$  为微腔的积分体积;  $E$  为微腔内部的电场强度。对于微球腔一阶径向模式, 其模式体积 [51] 可以近似计算为

$$V_{m1} \approx 3.4\pi \frac{3}{7} \left( \frac{\lambda}{2\pi n_{\text{WGMR}}} \right) m^{\frac{11}{6}} \sqrt{2(m-l)+1}, \quad (7)$$

式中:  $l$  为回音壁模式下的方位角模式数;  $\lambda$  为对应 WGM 的波长。对于其他结构的 WGMR, 可以通过有限元仿真的方法来计算模式体积。

对于应用于非线性光学领域的 WGMR, 模式体积是一个重要的参数。模式体积越小, 相同能量的光在腔内部形成的局域电磁场强度就越大, 从而增强了光与物质间的相互作用。假设耦合到微腔内部的光功率为  $P_{\text{in}}$ , 则腔内的最大电磁场强度 [54] 可以表示为

$$I = P_{\text{in}} \times \frac{\lambda}{2\pi n_g} \times \frac{Q}{V_{\text{mode}}}, \quad (8)$$

式中:  $n_g$  为微腔的群折射率。小模式体积能够补偿微腔材料的弱非线性效应。从式(8)可以看出, 对于模式体积为  $1000 \mu\text{m}^3$  的微腔, 使用功率为 mW 量级的激光器进行泵浦, 能够实现  $\text{GW}/\text{cm}^2$  量级的电场强度, 这足以在二氧化硅玻璃中产生非线性效应。

### 3 基于 WGMR 激光自注入锁定的窄线宽单频激光器

自注入锁定通过外部光学谐振腔提供光学反馈,保证激光器稳定,从而降低激光器的频率噪声,实现线宽压窄。相比于主动锁定的 Pound-Drever-Hall<sup>[55]</sup>以及 Feed-Forward 技术<sup>[56]</sup>,被动锁定的自注入锁定技术不需要额外的电学器件,因此在结构上更为简单且带宽不受限制。WGMR 具有高 Q 值、高集成度和可调谐等优点,被广泛应用于窄线宽和低噪声的激光器中。值得注意的是,当 WGMR 与自注入锁定技术相结合时, WGMR 的各种优势更能得到充分发挥。WGMR 具有宽带的透明传输谱,在涵盖紫外至中红外波段的宽光谱内均可实现激光的低损耗传播,可以与现阶段几乎所有波段的激光器相结合。WGMR 的 Q 值很高,在自注入锁定结构中,有助于实现稳定的窄线宽输出。此外,基于 WGMR 的激光自注入锁定技术与半导体激光器的结合是实现可调谐窄线宽单频激光器的新手段。因此,基于 WGMR 的激光自注入锁定技术具有很好的应用研究前景,可灵活地与各种激光器相结合,显著改善输出特性。

基于 WGMR 的激光自注入锁定技术为百 Hz 量级的窄线宽单频激光器领域注入了新的血液,与此同时,研究者也提出了评价窄线宽激光器线宽的多种参数,主要包括积分线宽、短时线宽和瞬时线宽。基于  $\beta$

分割线方法,可用激光器的频率噪声来近似衡量激光器的积分线宽和瞬时线宽。 $\beta$  分割线方法是先将激光器的频率噪声分为对激光器线宽有贡献和无贡献的两部分<sup>[57]</sup>,然后对有贡献的频率噪声进行积分以近似估计激光器线宽,该方法适用于小于 kHz 量级的线宽测量。2015 年, Liang 等<sup>[58]</sup>研制了基于 WGMR 的自注入锁定激光器,基于  $\beta$  分割线方法计算得到的积分线宽达到 30 Hz,瞬时线宽达到亚 Hz。对于其他的线宽测量方式(包括延时自外差法以及基于部分相干光干涉的双参数提取法<sup>[59]</sup>),线宽的测量精度范围一般为 100 Hz~100 kHz。WGMR 与光纤激光器、半导体激光器等都可以实现良好的兼容<sup>[60-69]</sup>。其基本结构如图 2 所示, OSA 为光谱仪, PD 为光电探测器, OSC 为示波器。以宽线宽多模激光器用作泵浦光,在具有高 Q 值的 WGMR 的后向瑞利散射光作用下,可实现单频输出与线宽压缩。激光器强度噪声传递是限制自注入激光器稳定性提高的关键因素。采取振幅伺服、减少 WGMR 内的损耗和抑制热噪声等方法,有望提升激光器的噪声特性。基于 WGMR 的激光自注入锁定激光器的噪声水平与稳定性仍有较大的提升空间。利用 Fabry-Perot 腔实现激光自注入锁定的理论模型已经获得了充分的研究。为了进一步提高自注入激光器的输出性能,需要建立基于 WGMR 的自注入激光器的相关理论模型,对影响激光器性能的因素进行定量分析。

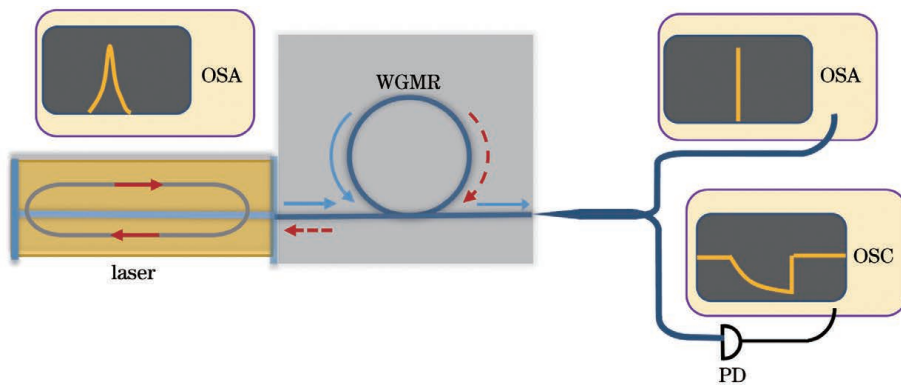


图 2 基于 WGMR 激光自注入锁定窄线宽激光器的结构图

Fig. 2 Structural diagram of narrow linewidth self-injection locked laser based on WGMR

2017 年, Kondratiev 等<sup>[70]</sup>以激光自注入锁定结构的激光器为研究对象,推导得出了锁定带宽和线宽压缩比例的解析公式。锁定带宽的解析公式为

$$\xi = \zeta + \frac{K}{2} \times \frac{2\zeta \cos \bar{\psi} + (1 + \beta^2 - \zeta^2) \sin \bar{\psi}}{(1 + \beta^2 - \zeta^2)^2 + 4\zeta^2}, \quad (9)$$

式中:  $\xi$  和  $\zeta$  分别为激光器与微腔的频率失谐度和输出频率失谐度;  $K$  为自注入锁定结构的复合耦合系数;  $\beta$  为归一化的后向散射系数;  $\bar{\psi}$  为锁定相位。图 3 为参数优化后的激光自注入锁定带宽调节曲线( $K = 30, \beta = 0.01, \bar{\psi} = 0$ )。该调节曲线揭示了基于 WGMR 的激光自注入锁定激光器的输出频率、自由运转条件

下的激光器频率与 WGM 的谐振频率三者的动态演化过程。由图 3 可以看出,当激光器频率从小于 WGMR 的谐振频率处逐步增加时,激光器频率与 WGMR 的谐振频率的差值减小,激光器的输出频率会跳变到自注入锁定带宽内。在该锁定带宽内,自注入锁定激光器的输出频率基本保持不变。基于 WGMR 的激光自注入锁定技术的线宽压缩系数为

$$\frac{\delta\omega}{\delta\omega_{\text{free}}} \approx \frac{Q_d^2}{Q^2} \times \frac{1}{16\Gamma_m^2(1 + \alpha_g^2)}, \quad (10)$$

式中:  $\delta\omega$  和  $\delta\omega_{\text{free}}$  分别为基于 WGMR 的自注入锁定激光器的输出线宽和自由运转状态下的激光器线宽;  $Q_d$  和  $Q$  分别为激光器谐振腔和外部 WGMR 的品质

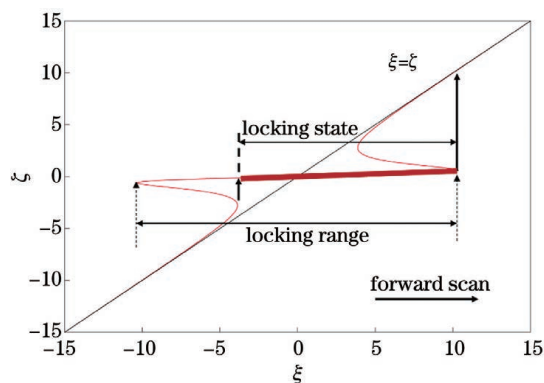


图3 基于WGMR的激光自注入锁定带宽调节  
Fig. 3 Laser self-injection locking bandwidth adjustment based on WGMR

因子;  $\Gamma_m$  和  $\alpha_g$  分别为微腔的反射系数以及相位-振幅耦合系数。从式(10)中看出,基于激光自注入锁定技术,将Q值为  $10^5$  的激光器谐振腔与Q值为  $10^7$  的WGMR结合,可以实现约为  $10^4$  的线宽压窄系数。研究者指出,基于现有技术,对于MHz线宽的激光器,其输出线宽极限可达到亚Hz量级。在实际应用中,为了实现更高效的窄线宽输出,通常需要对由WGMR与激光器共同构成的系统进行参数优化,例如激光器与WGMR之间的光程和频率失谐度。虽然基于WGMR的激光自注入锁定激光器已经实现了极窄线宽输出,但是如何对上述参数进行优化以实现更稳定的窄线宽输出需要更加深入、更加系统的研究。

2020年,更系统的理论研究表明,通过对基于WGMR的激光自注入锁定系统中的5个参数进行统筹优化,可以实现更稳定的线宽压缩效果<sup>[71]</sup>。这5个参数分别为后向散射效率、激光器和WGMR之间的相位延迟、激光器和WGMR之间的频率失谐度、泵浦耦合效率以及激光器和WGMR之间的光程长度。激光器与WGMR之间的频率失谐度与相位延迟都会影响最终的线宽压缩效果。根据后向散射的强弱,最佳参数优化大体可被分为两个区间,不同区间的最佳参数有所不同。在散射系数较小的低散射区间,零失谐与零相位可获得理想的稳定性。然而,外界的机械噪声、热噪声与激发的非线性效应均会对输出稳定性造成影响,上述理论模型并未考虑这些因素,仍然存在一定的局限性。在原有系统上通过增加变量可改变上述

参数,例如通过在腔内增加空穴<sup>[72]</sup>或棱镜辅助耦合<sup>[73]</sup>可改变后向散射效率,该方法是改善系统稳定性与输出线宽的新思路。

通过优化自注入锁定结构参数实现窄线宽的同时,通常出现激光器输出功率的降低。一方面,通过将部分输出功率限制在谐振腔内以增加腔内光功率,可以抑制自发辐射光造成的相位扰动,实现窄线宽输出,这种人为的设计导致输出功率下降<sup>[74]</sup>。另一方面,线宽压缩装置的增加不可避免地引入额外损耗,造成激光器能量的损失。例如,利用瑞利散射光减小线宽引入的散射损耗。此外,基于受激布里渊散射也能产生具有极窄线宽的激光,然而由于布里渊增益较低,通常需要增加增益光纤,以获得高功率的窄线宽输出<sup>[75]</sup>。基于WGMR的激光自注入锁定结构的能量损耗包括耦合损耗以及后向瑞利散射损耗。耦合损耗包括激光器与微腔的耦合损耗以及输出端口的耦合损耗。通过优化激光器与微腔之间的位置关系,可以减少模式失配,进而减小耦合损耗<sup>[72]</sup>。后向瑞利散射强度与自注入锁定线宽压窄系数有关<sup>[71]</sup>。后向瑞利散射相对激光器的强度为  $10^{-3}$  时即可实现线宽压窄<sup>[76]</sup>。在这种弱散射情况下,利用更高的散射强度能够进一步提高线宽压窄系数。瑞利散射是由微腔内部的反射引起的,散射强度几乎不可调谐,而对于后向散射效率,只能通过改变WGMR的耦合关系来进行调谐,实现起来较为困难。2021年,Li等<sup>[72]</sup>提出了一种亚波长空穴缺陷辅助微环谐振器,通过在微环腔中引入亚波长空穴缺陷并优化几何参数,调节后向散射系数以实现更好的线宽压缩效果。空穴的引入改变了微腔内的相向传播光场间的耦合,实现了反射光场的相干增强。基于此,研究者在  $\text{Si}_3\text{N}_4$  材料平台制备了该微腔,将其与高功率商用半导体激光器相结合,最终实现了激光器的窄线宽输出,其固有线宽为 34.2 Hz,积分线宽为 3 kHz。

另一方面,WGMR可以在涵盖紫外、可见光甚至中红外波段的光谱中实现低损耗激光传输,具有与几乎所有波长的激光器相结合的潜力。基于WGMR的激光自注入锁定技术已经被广泛应用于从紫外波段到中红外波段的激光器中。表1为不同波段的基于WGMR的激光自注入锁定结构的窄线宽单频激光器。

表1 不同波段的基于WGMR的激光自注入锁定结构的窄线宽单频激光器

Table 1 Narrow linewidth single frequency lasers with laser self-injection locking structure based on WGMR in different wavelength bands

Wavelength band	Wavelength /nm	Highest quality factor	Material	Linewidth
Ultra-violet	370 <sup>[77]</sup>	$\sim 10^9$	$\text{MgF}_2$	<100 kHz
Visible	446.5 <sup>[78]</sup>	$\sim 10^{10}$	$\text{MgF}_2$	<1 MHz
	698 <sup>[79]</sup>			Short term: $\sim$ kHz
Near-infrared	1530–1570 <sup>[62-66,72]</sup>	$\sim 10^{10}$	$\text{Si}_3\text{N}_4$ <sup>[63-66,72]</sup> ,	Short term: 1.2 Hz <sup>[63]</sup>
	2050 <sup>[80]</sup>		$\text{MgF}_2$ <sup>[62,80]</sup>	Instantaneous: 15 Hz <sup>[80]</sup>
Mid-infrared	3367–3421 <sup>[81]</sup>	$\sim 10^6$	Si	<9.1 MHz

GaN 激光二极管是现阶段紫外波段的常用激光器,其仅能实现多频输出。WGMR 在紫外波段的模式较为密集,将两者结合来实现单频输出具有一定的挑战性。2019年, Savchenkov 等<sup>[77]</sup>将基于  $\text{MgF}_2$  的高  $Q$  值微腔与 GaN 激光二极管相结合,在 380 nm 波长处实现了线宽小于 100 kHz 的单频输出。由激光器和 WGMR 之间的相位延迟引起的色散抑制了模式竞争,从而实现了单频输出,但相关作用机理还有待进一步研究。

在  $2\sim 3\ \mu\text{m}$  的长波长光谱区,瑞利散射会随波长的增加而减弱,进而影响自注入反馈过程中的散射效率。可调的透明材料的缺乏是制备可调谐片中红外激光器的难点。2021年,哥伦比亚大学的 Shim 等<sup>[81]</sup>制备了一款波长为  $3.4\ \mu\text{m}$  的可调谐单模片上激光器。该装置的激光自注入锁定结构包含有载  $Q$  值达  $2.8\times 10^5$  的硅微环腔和高反射率的 Sagnac 环。引入 Sagnac 环有助于改变反射光反馈量,同时有助于实现激光器单横模输出。微环腔与 Sagnac 环的温度由微加热器控制,可实现调谐功能。其激光器结构如图 4 所示。

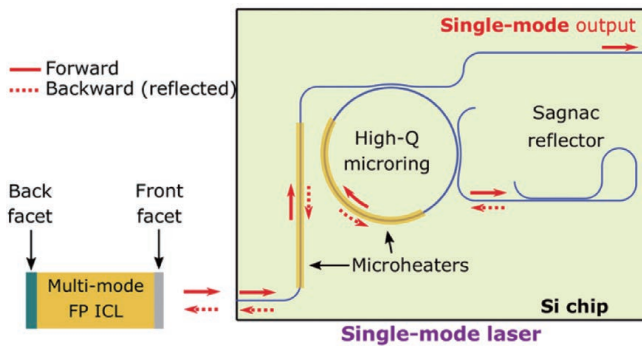


图 4  $3.4\ \mu\text{m}$  波段片上激光器的结构图,图片再编辑得到了文献<sup>[81]</sup>(© 2021 Springer Nature Ltd.)的许可

Fig. 4 Structural diagram of  $3.4\ \mu\text{m}$  band on-chip laser, reproduced with permission from Ref. <sup>[81]</sup>(© 2021 Springer Nature Ltd.)

需要注意的是,基于 WGMR 的激光自注入锁定激光器的线宽特性在紫外波段与中红外波段仍有提升空间。其中的作用机理与物理机制有待进一步研究<sup>[77,81]</sup>。另外,对于紫外与中红外波段,测试设备的缺乏对进一步发展基于 WGMR 的窄线宽激光器有一定的影响。在自注入应用场景中,传统的  $Q$  值测量方法需要在激光器与 WGMR 之间增加隔离器,这与自注入的工作场景有所不同,会对激光自注入锁定结构的调整产生一定的影响。2020年, Shitikov 等<sup>[82]</sup>提出了一种基于激光自注入锁定效应测量 WGMR  $Q$  值和模式数的方法,建立了激光自注入锁定过程中锁定带宽与耦合棱镜和 WGMR 的间隙值的函数关系。通过对锁定带宽的测试,获得了精确调谐所需的各项参数。该测试方法有望解决在特殊波段(如中红外波段)难以精确测量和调试微腔的问题。基于该测试方

法,研究者在近红外与中红外波段进行了实验验证,测试结果与理论相符。

虽然基于 WGMR 的激光自注入锁定技术能够实现极窄的瞬时线宽,但其长期频率稳定性仍存在一定的局限性。研究者在空气流动干扰情况下,测量了基于 WGMR 的激光自注入锁定激光器的阿伦方差。在 1 s 积分时间下,测得的激光器的阿伦方差约为  $10^{-11}$ ,不能满足光学原子钟激光频率稳定性的要求(在 1 s 积分时间下,阿伦方差约为  $10^{-15}$ )。Savchenkov 等<sup>[83]</sup>指出,影响基于 WGMR 的激光自注入锁定激光器长期频率稳定性的主要因素有热噪声和由光学路径抖动引起的相位变化。通过主动稳定光学路径和使用热补偿的高  $Q$  值 WGMR,有望进一步提高激光器的长期频率稳定性。

#### 4 基于 WGMR 的非线性效应

非线性光学是光学研究领域的重要内容。在外界光场作用下,介质产生的高阶极化现象产生了非线性效应。但是,由于材料的高阶非线性极化率远远小于线性极化率,通常采用高功率泵浦和使用高非线性极化率的材料来激发非线性效应。而 WGMR 具有腔内光子寿命长、模式体积小等特点,这增强了腔内光子与物质之间的非线性作用,有助于显著增强非线性效应。WGMR 内部非线性效应的泵浦功率阈值正比于  $V_{\text{mode}}/Q^2$ ,利用泵浦功率为毫瓦甚至微瓦量级的激光器,即可激发非线性效应。

基于 WGMR 的非线性效应已经得到广泛研究。20 世纪 80 年代,耶鲁大学研究人员就在液滴 WGMR 中发现了受激拉曼效应<sup>[84]</sup>。随着加工技术的发展,具有更高  $Q$  值以及稳定耦合结构的固态 WGMR 取代了液滴腔。利用固态微腔的超高  $Q$  值的特点,可实现非线性效应中频率分量的谐振增强,大大降低非线性效应的阈值功率。在 21 世纪初期,研究者基于超高  $Q$  值的固态 WGMR,定量研究了 WGMR 中的非线性效应及其物理机理,在 WGMR 中实现了包括二次谐波<sup>[85]</sup>、三次谐波<sup>[23]</sup>、四波混频<sup>[86]</sup>、受激拉曼散射<sup>[25]</sup>以及受激布里渊散射<sup>[26]</sup>等,并实现了低阈值激发。近几年,随着微纳加工技术的发展,基于 Si、 $\text{SiO}_2$ 、 $\text{Si}_3\text{N}_4$  等传统半导体材料平台,已实现超高  $Q$  值的片上集成 WGMR,例如  $\text{SiO}_2$  边角楔形微盘腔<sup>[87]</sup>( $Q = 1.94 \times 10^8$ )、 $\text{Si}_3\text{N}_4$  微环腔<sup>[37]</sup>( $Q = 4.22 \times 10^8$ )以及 Si 微盘腔<sup>[88]</sup>( $Q = 1.2 \times 10^9$ )。研究者基于高  $Q$  值集成 WGMR 实现了非线性光学的应用,如图 5 所示。其中包括基于受激布里渊散射效应实现了低噪声、窄线宽的集成式激光光源<sup>[89]</sup>,基于级联四波混频效应实现了单片集成的光频梳光源<sup>[90]</sup>和集成式拉曼激光器<sup>[91]</sup>,基于谐波效应实现了集成式可见光光源<sup>[24]</sup>。

在众多非线性光学应用中,基于四波混频(FWM)产生的光频梳得到了广泛的研究和应用。WGMR 中

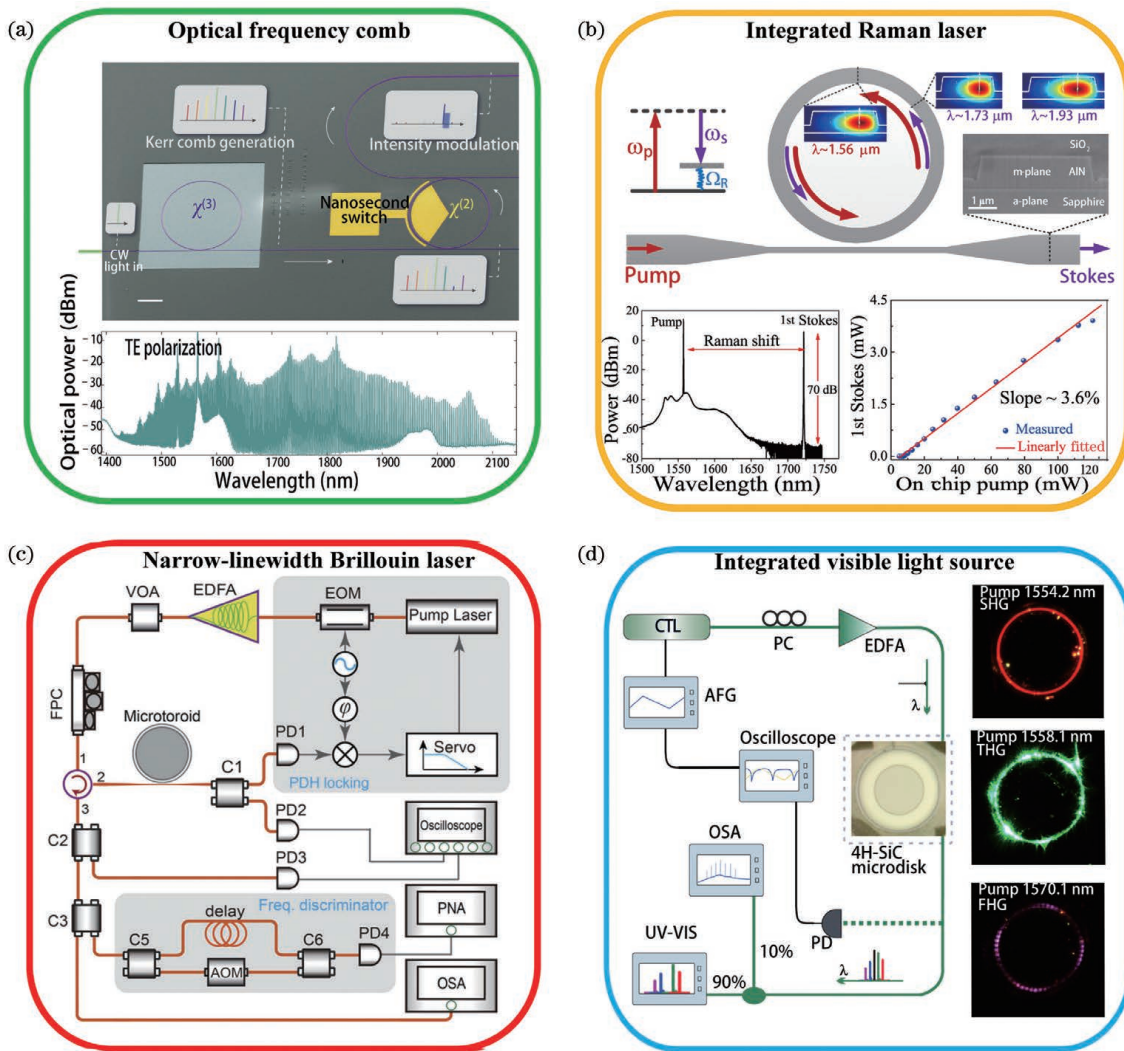


图5 基于WGMR的非线性光学的应用。(a)光频梳,图片再编辑得到了文献[90](©2019 Springer Nature Ltd.)的许可;(b)集成式拉曼激光器,图片再编辑得到了文献[91](©2017 The Optical Society of America)的许可;(c)窄线宽布里渊激光器,图片再编辑得到了文献[89](©2022 Optica)的许可;(d)集成式可见光激光光源,图片再编辑得到了文献[24](©2021 Springer Nature Ltd.)的许可

Fig. 5 Application of WGMR-based nonlinear optics. (a) Optical frequency comb, reproduced with permission from Ref. [90] (© 2019 Springer Nature Ltd.); (b) integrated Raman laser, reproduced with permission from Ref. [91] (© 2017 The Optical Society of America); (c) narrow-linewidth Brillouin laser, reproduced with permission from Ref. [89] (© 2022 Optica); (d) integrated visible light source, reproduced with permission from Ref. [24] (© 2021 Springer Nature Ltd.)

的FWM通常是简并的。在这个过程中,一对泵浦光子相互作用,分别产生一个信号光子和一个闲置光子,进而实现泵浦光能量向新频率分量的转移。对于工作在反常色散区的WGMR,其非等距的回音壁模式可以被光学克尔效应补偿,从而满足FWM的相位匹配条件。对于满足色散条件的微腔,在单频连续光泵浦且泵浦功率较低的情况下发生FWM效应。随着泵浦功率的升高,可产生级联FWM效应,进而在WGMR中产生光频梳。光频梳的光谱频率线是离散和等距的。2007年,Del'Haye等<sup>[92]</sup>首次在高Q值SiO<sub>2</sub>微环芯腔中实现了宽带宽的级联四波混频效应,开创了微腔光频梳的新研究领域。相比于基于锁模激光器产生的光频梳,WGMR中的光学梳具有小尺寸、低功耗、可单片集成等优势。微腔高Q值、小模式体积的

特点以及场增强效应,极大地降低了光学参量振荡的阈值功率,使集成光频梳的实现成为可能,为光学钟<sup>[93]</sup>、光谱测量<sup>[94-95]</sup>、超快测量<sup>[30, 96]</sup>和相干通信<sup>[97]</sup>等提供了小型化平台。

集成式的微腔光频梳已经在各种材料平台上得以实现,包括Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub><sup>[98]</sup>、SiO<sub>2</sub>玻璃<sup>[99-101]</sup>、高折射率SiO<sub>2</sub>玻璃(Hydex)<sup>[102]</sup>、Si<sup>[103]</sup>、AlN<sup>[104]</sup>、SiC<sup>[24]</sup>、LiNbO<sub>3</sub><sup>[105]</sup>、AlGaAs<sup>[106]</sup>、GaP<sup>[107]</sup>、金刚石<sup>[108]</sup>等材料平台。表2对比了不同材料平台的基本参数以及产生的光频梳的特性。受益于低损耗的特性、宽透射窗口以及互补金属氧化物半导体(CMOS)兼容工艺,基于Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>材料平台的微腔光频梳得到了广泛的研究和应用。除此之外,AlGaAs材料具有高非线性折射率,且已实现了微腔Q值的提高,也是一种实现集成光频梳

表2 基于不同非线性材料平台获得的光频梳特性

Table 2 Optical frequency comb characteristics obtained based on different nonlinear material platforms

Material	Refractive index	Nonlinear index / (m <sup>2</sup> · W <sup>-1</sup> )	Lowest threshold power / mW	FSR / GHz	Highest quality factor	Spectral range / μm
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> <sup>[109]</sup>	2.0	2.5 × 10 <sup>-19</sup>	—	88	1.0 × 10 <sup>7</sup>	1.5–1.62
SiO <sub>2</sub> <sup>[110]</sup>	1.45	2.2 × 10 <sup>-20</sup>	2.5	22	4 × 10 <sup>8</sup>	1.52–1.58
Hydex <sup>[102]</sup>	1.7	1.2 × 10 <sup>-19</sup>	54	200	1 × 10 <sup>6</sup>	1.4–1.7
Diamond <sup>[108]</sup>	2.4	8.2 × 10 <sup>-20</sup>	20	925	1 × 10 <sup>6</sup>	1.52–1.66
Si <sup>[111]</sup>	3.47	5 × 10 <sup>-18</sup>	3.1	127	5.9 × 10 <sup>5</sup>	2.1–3.5
AlN <sup>[112]</sup>	2.1	2.3 × 10 <sup>-19</sup>	—	433	1.6 × 10 <sup>6</sup>	1–2.4
LiNbO <sub>3</sub> <sup>[105]</sup>	2.21	1.8 × 10 <sup>-19</sup>	4.2	199.7	2.2 × 10 <sup>6</sup>	1.45–1.65
AlGaAs <sup>[113]</sup>	3.3	2.6 × 10 <sup>-17</sup>	0.036	1000	1.5 × 10 <sup>6</sup>	1.45–1.68
GaP <sup>[107]</sup>	3.05	1.1 × 10 <sup>-17</sup>	3	250	2 × 10 <sup>5</sup>	1.5–1.62

的理想材料平台。

片上集成的微腔光频梳不仅在经典光学领域中得到了广泛的应用,其作为量子光源也具有一定的优势<sup>[114]</sup>。片上集成的微腔光频梳在频域上具有多模的特性,能够提供数百个频率稳定的量子通道,有利于实现高维度的量子系统。得益于微腔光频梳的大FSR特性,可以通过波分复用器实现微腔光频梳每个独立的量子通道的分离,进而实现量子通道的精确控制。目前,基于片上集成的微腔光频梳已经实现了单光子<sup>[115]</sup>、能量-时间纠缠光子对<sup>[116]</sup>、多光子纠缠态<sup>[117]</sup>以及压缩真空态<sup>[118]</sup>的激发。微腔孤子光频梳的量子动力学机理研究也取得了一定的进展<sup>[119-120]</sup>。

## 5 基于 WGMR 激光自注入锁定效应的光频梳

由第4节可知光频梳具有广泛应用,利用四波混频效应在WGMR中产生光频梳是常用的方案。但是,该方法依赖于窄线宽的光纤激光器或半导体激光器,不利于激光器全片上集成。此外,大多数应用采用低重复频率(小于几十GHz)的光频梳,以便能与光电子器件兼容,实现信号探测。这需要在一定带宽范围内获得更多的梳齿,对泵浦光功率是一项挑战。由于从泵浦光到光频梳的能量转换效率较低,产生的光频梳的梳齿功率较低且不均衡,采用放大器对梳齿功率进行放大会放大噪声,降低光信噪比。基于WGMR的激光自注入锁定技术,一方面不依赖于单频、窄线宽泵浦激光器,可以采用高功率的多频率激光器作为泵浦源,另一方面具有线宽压窄、激光稳频的功能。因此,该技术有望弥补利用四波混频效应在WGMR中产生光频梳这一方案的不足,推动光频梳源的小型化进程。该技术获得的相位锁定的孤子光频梳具有低阈值、高信噪比和低相位噪声的特性。

利用基于WGMR的激光自注入锁定技术实现孤

子光频梳得到了广泛研究。研究者分析了WGMR中光频梳的激光自注入锁定行为,并在频域研究了微梳过渡到锁相态(锁模)的过程,获得了孤子光频梳<sup>[121]</sup>。文献<sup>[121]</sup>没有指出锁模机制,但在泵浦功率仅为50 mW时即实现了光频梳的相位锁定。除此之外,该激光自注入锁定光频梳能保证长时间的相位稳定性<sup>[121]</sup>。2018年,Gorodetsky课题组利用基于高Q值WGMR的激光自注入锁定技术,实现了激光器线宽压窄<sup>[76,122]</sup>。与量子级联、分布式反馈激光不同的是,该研究并未采用单频激光器作为初始激光器,而是选用了具有更高输出功率的多频激光器。在泵浦功率为200 mW时,即获得了孤子频梳的输出<sup>[76]</sup>。此外,为了详尽地分析半导体激光器自注入锁定集成微谐振腔产生孤子光频梳效应的过程,2021年,Voloshin等<sup>[123]</sup>建立了激光自注入锁定非线性微谐振腔的原始理论模型。研究发现,泵浦激光的发射频率与注入电流的复杂关系导致了丰富的非线性动力学样式。实验上,将分布式反馈(DFB)激光锁定到高Q值的Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>WGMR中,同时通过泵浦WGMR产生了孤子光频梳。该孤子光频梳在10 kHz处的相位噪声为-96 dBc/Hz。研究表明,与自由运转的激光器相比,在激光自注入锁定机制下,通过在前向和后向扫描二极管中注入电流都可以产生孤子光频梳。足见激光自注入锁定结构是一种产生超短脉冲、超低噪声射频频谱的良好平台。

光子集成工艺在半导体激光器和WGMR中都得到了应用。目前,作为泵浦光源的半导体激光器(如基于InP、GaAs等III-V族化合物的半导体激光器)在绝缘硅片上的集成及与WGMR的集成是研究热点。随着超高Q值WGMR的成功制备<sup>[31,103,124]</sup>,研究者利用电控激光二极管驱动和自注入锁定WGMR产生了孤子光频梳。图6展示了由激光二极管芯片与WGMR集成的产生光频梳的通用装置以及光频梳信



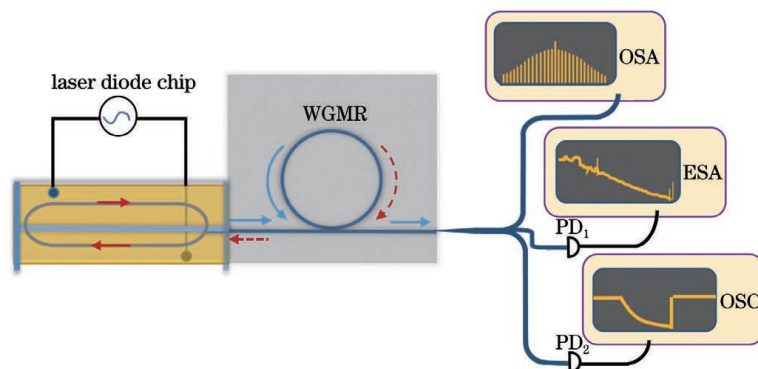


图6 基于WGMR的自注入锁定光频梳的产生装置示意图

Fig. 6 Schematic of generating device of self-injection locking optical frequency comb based on WGMR

号的表征装置,其中ESA为频谱仪。Shitikov等<sup>[125]</sup>将激光自注入锁定技术应用于增益开关激光二极管中,促进了激光器的小型化,获得了FSR为10 kHz~10 GHz的稳定、高对比度的光频梳。研究发现,通过调节电压可以控制光频梳的宽度。2019年,Raja等<sup>[126]</sup>将Ⅲ-V族(磷化铟)多纵模激光二极管芯片与Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>微环混合集成,通过调谐激光二极管电流,实现了单孤子状态的输出。最近,Jin等<sup>[63]</sup>通过改进制备和封装工艺,利用与CMOS工艺兼容的高Q值( $2.2 \times 10^8$ ) Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> WGMR,实验得到了梳齿线宽为Hz量级的孤子光频梳。除此之外,为了进一步减少激光系统的复杂性,Kippenberg课题组提出将分布式反馈二极管与高Q值Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> WGMR高度集成<sup>[127]</sup>,避免了使用其他光电控制单元。基于激光自注入锁定方案,只需控制泵浦激光器的开与关,即可控制孤子光频梳的产生与覆灭。该研究为孤子光频梳的工业级应用提供了一种有效的途径。

对于由四波混频效应获得孤子光频梳的方案,需对WGMR色散进行调节(激光器一般工作在负色散区域)<sup>[128]</sup>,而基于激光自注入锁定的WGMR系统有效缓解了孤子光频梳对谐振器腔色散的依赖性。2014年,Liang等<sup>[129]</sup>将0.3 mW的780 nm(795 nm)激光自注入锁定到基于MgF<sub>2</sub>的WGMR中,在正色散区域获得了780 nm(795 nm)的暗脉冲光频梳。该光频梳在10 kHz处的相位噪声为-106 dBc/Hz,展现出较低的噪声水平。最近,Kippenberg课题组将DFB激光器自注入锁定到一个正色散的Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> WGMR中,获得了稳定的暗脉冲系统<sup>[130]</sup>。通过拍频测量并比较了DFB激光与自注入锁定激光,发现后者的相位噪声相较于前者降低了30 dB。

此外,除可见光波段外,研究者同样在中红外波段获得了孤子光频梳。最近,Jiang等<sup>[100]</sup>将放大后的1560 nm连续激光自注入锁定到基于微球与锥形光纤耦合的WGMR中,获得了中心波长在2 μm波段、光谱宽度为900 μm、线宽为9 MHz的光频梳。尽管与片上集成的激光自注入锁定WGMR相比,该光频梳的梳齿线宽较宽,但是其有效扩充了光频梳的工作

波段。

综合以上研究结果可知,利用基于WGMR的激光自注入锁定方案获得的光频梳具有独特优势。一方面,利用WGMR的高Q值特性,可以降低孤子光频梳的产生阈值和压窄泵浦激光器的激光线宽。另一方面,利用WGMR的非线性效应,可以揭示孤子光频梳的丰富动力学特性,探寻低噪声孤子光频梳的产生机理。研究者通过将激光二极管与WGMR结合,逐步实现了全片上集成的孤子光频梳激光光源,促进了光源的小型化及工业化进程。

## 6 结束语

总结了应用于激光领域的WGMR的关键参数。WGMR具有高Q值、小模式体积等特点,不仅可以激发低阈值非线性效应,还可以应用于激光自注入锁定结构中,实现单频窄线宽激光器。基于WGMR的自注入锁定结构与四波混频非线性效应相结合的集成式光频梳光源具有广泛的应用前景。

片上WGMR的实用化关键在于进一步提高微腔的Q值。目前,基于Si、SiO<sub>2</sub>、Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>等材料平台已实现了超过10<sup>8</sup>的超高Q值,通过进一步优化微纳制造工艺,降低WGMR的散射损耗,可以实现Q值的进一步提高。同时,具有高折射率、高非线性系数以及二阶非线性系数的非线性材料,如AlGaAs、AlN以及GaP等,在实现高集成度、低阈值非线性效应方面极具潜力,但是目前基于上述材料制备的WGMR的Q值在10<sup>5</sup>~10<sup>6</sup>量级,这有待进一步改进工艺,降低损耗,进而提高Q值。

另一方面,通过优化基于WGMR的激光自注入锁定结构的参数,可以实现更窄线宽的激光输出。以往研究主要是通过对激光器与微腔的频率失谐度以及微腔的反馈强度进行调节来实现自注入锁定。但是,影响基于WGMR的激光自注入锁定结构线宽压窄性能的参数还包括反馈光的相位延迟、泵浦耦合效率以及光反馈回路的光程长度。对上述5个参数进行统筹优化,能够进一步压窄激光器线宽,这为基于WGMR的片上集成式单频窄线宽激光器的参数设计提供了新

的思路。

随着 WGMR 研究的进一步深入,如果集成光子频率梳系统能够适应更宽频率梳范围、具有更高集成度,那么高精度时钟和频率合成将具有更大的工业市场。基于微纳加工技术优化 WGMR 的几何结构,调控 WGMR 色散,可在光子平台实现新的波长光频梳,进而为原子物理学和生物传感等领域注入新的活力。

### 参 考 文 献

- [1] Braginsky V B, Gorodetsky M L, Ilchenko V S. Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes [J]. *Physics Letters A*, 1989, 137(7/8): 393-397.
- [2] Armani D K, Kippenberg T J, Spillane S M, et al. Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip[J]. *Nature*, 2003, 421(6926): 925-928.
- [3] Sumetsky M. Whispering-gallery-bottle microcavities: the three-dimensional etalon[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(1): 8-10.
- [4] McCall S L, Levi A F J, Slusher R E, et al. Whispering-Gallery mode microdisk lasers [J]. *Applied Physics Letters*, 1992, 60(3): 289-291.
- [5] 温钦, 秦晋辉, 周恒, 等. 回音壁模式光学微腔的激发模式控制 [J]. *光学学报*, 2020, 40(19): 1919001.  
Wen Q, Qin J H, Zhou H, et al. Controllable excitation of whispering gallery mode micro-rod resonator [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(19): 1919001.
- [6] Savchenkov A A, Matsko A B, Strekalov D, et al. Low threshold optical oscillations in a whispering gallery mode CaF<sub>2</sub> resonator [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(24): 243905.
- [7] Moss D J, Morandotti R, Gaeta A L, et al. New CMOS-compatible platforms based on silicon nitride and Hydex for nonlinear optics[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(8): 597-607.
- [8] Song Q H, Ge L, Stone A D, et al. Directional laser emission from a wavelength-scale chaotic microcavity [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(10): 103902.
- [9] Kippenberg T J, Vahala K J. Cavity optomechanics: back-action at the mesoscale [J]. *Science*, 2008, 321(5893): 1172-1176.
- [10] Baaske M D, Vollmer F. Optical observation of single atomic ions interacting with plasmonic nanorods in aqueous solution [J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(11): 733-739.
- [11] Lin G P, Coillet A, Chembo Y K. Nonlinear photonics with high-Q whispering-gallery-mode resonators [J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2017, 9(4): 828-890.
- [12] Zhou Y Y, Yu X, Zhang H X, et al. Metallic diffraction grating enhanced coupling in whispering gallery resonator [J]. *Optics Express*, 2013, 21(7): 8939-8944.
- [13] Zhou Y Y, Zhu D, Yu X, et al. Fano resonances in metallic grating coupled whispering gallery mode resonator [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(15): 151108.
- [14] Zhang F X, Feng Y M, Chen X F, et al. Synthetic anti-PT symmetry in a single microcavity [J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(5): 053901.
- [15] Hodaei H, Miri M A, Heinrich M, et al. Parity-time-symmetric microring lasers [J]. *Science*, 2014, 346(6212): 975-978.
- [16] Zhang X Y, Cao Q T, Wang Z, et al. Symmetry-breaking-induced nonlinear optics at a microcavity surface [J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(1): 21-24.
- [17] Al-Taiy H, Wenzel N, Preußler S, et al. Ultra-narrow linewidth, stable and tunable laser source for optical communication systems and spectroscopy [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(20): 5826-5829.
- [18] Takamoto M, Hong F L, Higashi R, et al. An optical lattice clock [J]. *Nature*, 2005, 435(7040): 321-324.
- [19] Jiang Y Y, Ludlow A D, Lemke N D, et al. Making optical atomic clocks more stable with 10<sup>-16</sup>-level laser stabilization [J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(3): 158-161.
- [20] Cygan A, Lisak D, Morzyński P, et al. Cavity mode-width spectroscopy with widely tunable ultra narrow laser [J]. *Optics Express*, 2013, 21(24): 29744-29754.
- [21] Adhikari R X. Gravitational radiation detection with laser interferometry [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2014, 86(1): 121-151.
- [22] Gu B B, Zhou Y Y, Yu X, et al. Fiber loop laser stabilized by fano resonance in metallic grating coupled resonator [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2016, 28(14): 1597-1600.
- [23] Carmon T, Vahala K J. Visible continuous emission from a silica microphotonic device by third-harmonic generation [J]. *Nature Physics*, 2007, 3(6): 430-435.
- [24] Wang C L, Fang Z W, Yi A L, et al. High-Q microresonators on 4H-silicon-carbide-on-insulator platform for nonlinear photonics [J]. *Light: Science & Applications*, 2021, 10: 139.
- [25] Spillane S M, Kippenberg T J, Vahala K J. Ultralow-threshold Raman laser using a spherical dielectric microcavity [J]. *Nature*, 2002, 415(6872): 621-623.
- [26] Lin G P, Diallo S, Saleh K, et al. Cascaded Brillouin lasing in monolithic Barium fluoride whispering gallery mode resonators [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(23): 231103.
- [27] 张新亮, 赵延善. 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.
- [28] Herr T, Brasch V, Jost J D, et al. Temporal solitons in optical microresonators [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(2): 145-152.
- [29] Drake T E, Briles T C, Stone J R, et al. Terahertz-rate Kerr-microresonator optical clockwork [J]. *Physical Review X*, 2019, 9(3): 031023.
- [30] Trocha P, Karpov M, Ganin D, et al. Ultrafast optical ranging using microresonator soliton frequency combs [J]. *Science*, 2018, 359(6378): 887-891.
- [31] Chang L, Liu S T, Bowers J E. Integrated optical frequency comb technologies [J]. *Nature Photonics*, 2022, 16(2): 95-108.
- [32] Schiller S. Asymptotic expansion of morphological resonance frequencies in Mie scattering [J]. *Applied Optics*, 1993, 32(12): 2181-2185.
- [33] Zou C L, Yang Y, Xiao Y F, et al. Accurately calculating high quality factor of whispering-gallery modes with boundary element method [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2009, 26(11): 2050-2053.
- [34] Zou C L, Schwefel H G L, Sun F W, et al. Quick root searching method for resonances of dielectric optical microcavities with the boundary element method [J]. *Optics Express*, 2011, 19(17): 15669-15678.
- [35] Hall J M M, Afshar V S, Henderson M R, et al. Method for predicting whispering gallery mode spectra of spherical microresonators [J]. *Optics Express*, 2015, 23(8): 9924-9937.
- [36] Zheng Y, Wu Z F, Shum P P, et al. Sensing and lasing applications of whispering gallery mode microresonators [J]. *Opto-Electronic Advances*, 2018, 1(9): 4-13.
- [37] Puckett M W, Liu K K, Chauhan N, et al. 422 Million intrinsic quality factor planar integrated all-waveguide resonator with sub-MHz linewidth [J]. *Nature Communications*, 2021, 12: 934.
- [38] Yan Y Z, Zou C L, Yan S B, et al. Packaged silica microsphere-taper coupling system for robust thermal sensing application [J]. *Optics Express*, 2011, 19(7): 5753-5759.
- [39] Wang P F, Ding M, Lee T, et al. Packaged chalcogenide

- microsphere resonator with high  $Q$ -factor[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(13): 131110.
- [40] Wang P F, Ding M, Murugan G S, et al. Packaged, high- $Q$ , microsphere-resonator-based add-drop filter [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(17): 5208-5211.
- [41] Kavungal V, Farrell G, Wu Q, et al. A packaged whispering gallery mode strain sensor based on a polymer-wire cylindrical micro resonator[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2018, 36(9): 1757-1765.
- [42] Dong Y C, Wang K Y, Jin X Y. Packaged microsphere-taper coupling system with a high  $Q$  factor [J]. *Applied Optics*, 2015, 54(2): 277-284.
- [43] Wang M Y, Yang Y, Meng L J, et al. Fabrication and packaging for high- $Q$  CaF<sub>2</sub> crystalline resonators with modal modification [J]. *Chinese Optics Letters*, 2019, 17(11): 111401.
- [44] Zhang M, Yang W L, Tian K, et al. In-fiber whispering-gallery mode microsphere resonator-based integrated device[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(16): 3961-3964.
- [45] Wang J W, Zhang X B, Yan M, et al. Embedded whispering-gallery mode microsphere resonator in a tapered hollow annular core fiber[J]. *Photonics Research*, 2018, 6(12): 1124-1129.
- [46] Bai X Q, Wang D N. Whispering-gallery-mode excitation in a microsphere by use of an etched cavity on a multimode fiber end [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(22): 5512-5515.
- [47] Zhou Y Y, Ding W, Gu B B, et al. Power transfer mechanism of metallic grating coupled whispering gallery microsphere resonator[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(9): 1908-1911.
- [48] Zhou Y Y, Luan F, Gu B B, et al. Controlled excitation of higher radial order whispering gallery modes with metallic diffraction grating[J]. *Optics Express*, 2015, 23(4): 4991-4996.
- [49] Li A Z, Tian K, Yu J B, et al. Packaged whispering gallery resonator device based on an optical nanoantenna coupler[J]. *Optics Express*, 2021, 29(11): 16879-16886.
- [50] Ward J M, Lei F C, Vincent S, et al. Excitation of whispering gallery modes with a point-and-play, fiber-based, optical nanoantenna[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(13): 3386-3389.
- [51] Grudinin I S, Ilchenko V S, Maleki L. Ultrahigh optical  $Q$  factors of crystalline resonators in the linear regime [J]. *Physical Review A*, 2006, 74(6): 063806.
- [52] Savchenkov A A, Matsko A B, Ilchenko V S, et al. Optical resonators with ten million finesse[J]. *Optics Express*, 2007, 15(11): 6768-6773.
- [53] Ward J, Benson O. WGM microresonators: sensing, lasing and fundamental optics with microspheres [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2011, 5(4): 553-570.
- [54] Righini G C, Dumeige Y, Féron P, et al. Whispering gallery mode microresonators: fundamentals and applications[J]. *La Rivista Del Nuovo Cimento*, 2011, 34(7): 435-488.
- [55] Zhang W, Stern L, Carlson D, et al. Ultranarrow linewidth photonic-atomic laser[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2020, 14(4): 1900293.
- [56] Chen J G, Liu Q W, He Z Y. Feedforward laser linewidth narrowing scheme using acousto-optic frequency shifter and direct digital synthesizer [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2019, 37(18): 4657-4664.
- [57] Di Domenico G, Schilt S, Thomann P. Simple approach to the relation between laser frequency noise and laser line shape[J]. *Applied Optics*, 2010, 49(25): 4801-4807.
- [58] Liang W, Ilchenko V S, Eliyahu D, et al. Ultralow noise miniature external cavity semiconductor laser [J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 7371.
- [59] Wang Z H, Ke C J, Zhong Y B, et al. Ultra-narrow-linewidth measurement utilizing dual-parameter acquisition through a partially coherent light interference[J]. *Optics Express*, 2020, 28(6): 8484-8493.
- [60] Jiang L D, Shi L L, Luo J, et al. Simultaneous self-injection locking of two VCSELs to a single whispering-gallery-mode microcavity[J]. *Optics Express*, 2021, 29(23): 37845-37851.
- [61] Jiang L D, Shi L L, Luo J, et al. Narrow linewidth VCSEL based on resonant optical feedback from an on-chip microring add-drop filter[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(10): 2320-2323.
- [62] Ji J R, Wang H T, Ma J, et al. Narrow linewidth self-injection locked fiber laser based on a crystalline resonator in add-drop configuration[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(6): 1525-1528.
- [63] Jin W, Yang Q F, Chang L, et al. Hertz-linewidth semiconductor lasers using CMOS-ready ultra-high- $Q$  microresonators[J]. *Nature Photonics*, 2021, 15(5): 346-353.
- [64] Tang L W, Jia H X, Shao S, et al. Hybrid integrated low-noise linear chirp frequency-modulated continuous-wave laser source based on self-injection to an external cavity [J]. *Photonics Research*, 2021(10): 1948-1957.
- [65] Li Y, Zhang Y J, Chen H W, et al. Tunable self-injected Fabry-Perot laser diode coupled to an external high- $Q$  Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub> microring resonator[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2018, 36(16): 3269-3274.
- [66] Shao S, Li J C, Wu Y H, et al. Modulation bandwidth enhanced self-injection locking laser with an external high- $Q$  microring reflector[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(13): 3251-3254.
- [67] Savchenkov A A, Eliyahu D, Heist B, et al. On acceleration sensitivity of 2  $\mu$ m whispering gallery mode-based semiconductor self-injection locked laser [J]. *Applied Optics*, 2019, 58(9): 2138-2145.
- [68] Li B H, Jin W, Wu L, et al. Reaching fiber-laser coherence in integrated photonics [J]. *Optics Letters*, 2021, 46(20): 5201-5204.
- [69] Yacoby E, Goren C, Goldring S, et al. Discretely tunable, single mode lasing from a multimode diode laser, locked to silica microsphere resonator[J]. *Optics & Laser Technology*, 2021, 143: 107343.
- [70] Kondratiev N M, Lobanov V E, Cherenkov A V, et al. Self-injection locking of a laser diode to a high- $Q$  WGM microresonator[J]. *Optics Express*, 2017, 25(23): 28167-28178.
- [71] Galiev R R, Kondratiev N M, Lobanov V E, et al. Optimization of laser stabilization via self-injection locking to a whispering-gallery-mode microresonator [J]. *Physical Review Applied*, 2020, 14(1): 014036.
- [72] Li J C, Zhang B Y, Yang S G, et al. Robust hybrid laser linewidth reduction using Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-based subwavelength hole defect assisted microring reflector [J]. *Photonics Research*, 2021, 9(4): 558-566.
- [73] Galiev R R, Kondratiev N M, Lobanov V E, et al. Mirror-assisted self-injection locking of a laser to a whispering-gallery-mode microresonator[J]. *Physical Review Applied*, 2021, 16(6): 064043.
- [74] Mo S P, Huang X, Xu S H, et al. 600-Hz linewidth short-linear-cavity fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(20): 5818-5821.
- [75] Cowle G J, Stepanov D Y. Hybrid Brillouin/erbium fiber laser [J]. *Optics Letters*, 1996, 21(16): 1250-1252.
- [76] Pavlov N G, Koptyaev S, Lihachev G V, et al. Narrow-linewidth lasing and soliton Kerr microcombs with ordinary laser diodes[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(11): 694-698.
- [77] Savchenkov A A, Chiow S W, Ghasemkhani M, et al. Self-injection locking efficiency of a UV Fabry-Perot laser diode[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(17): 4175-4178.
- [78] Donvankar P S, Savchenkov A, Matsko A. Self-injection locked blue laser[J]. *Journal of Optics*, 2018, 20(4): 045801.
- [79] Xie Z D, Liang W, Savchenkov A A, et al. Extended ultrahigh- $Q$ -cavity diode laser [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(11): 2596-2599.
- [80] Dale E, Bagheri M, Matsko A B, et al. Microresonator stabilized 2  $\mu$ m distributed-feedback GaSb-based diode laser[J].

- Optics Letters, 2016, 41(23): 5559-5562.
- [81] Shim E, Gil-Molina A, Westreich O, et al. Tunable single-mode chip-scale mid-infrared laser[J]. Communications Physics, 2021, 4: 268.
- [82] Shitikov A E, Benderov O V, Kondratiev N M, et al. Microresonator and laser parameter definition via self-injection locking[J]. Physical Review Applied, 2020, 14(6): 064047.
- [83] Savchenkov A, Williams S, Matsko A. On stiffness of optical self-injection locking[J]. Photonics, 2018, 5(4): 43.
- [84] Qian S X, Chang R K. Multiorder Stokes emission from micrometer-size droplets[J]. Physical Review Letters, 1986, 56(9): 926-929.
- [85] Li M, Zou C L, Dong C H, et al. Enhancement of second-harmonic generation based on the cascaded second- and third-order nonlinear processes in a multimode optical microcavity[J]. Physical Review A, 2018, 98(1): 013854.
- [86] Agha I H, Okawachi Y, Foster M A, et al. Four-wave-mixing parametric oscillations in dispersion-compensated high-Q silica microspheres[J]. Physical Review A, 2007, 76(4): 043837.
- [87] Gu J X, Liu J, Bai Z Q, et al. Dry-etched ultrahigh-Q silica microdisk resonators on a silicon chip[J]. Photonics Research, 2021(5): 722-725.
- [88] Shitikov A E, Bilenko I A, Kondratiev N M, et al. Billion Q-factor in silicon WGM resonators[J]. Optica, 2018, 5(12): 1525-1528.
- [89] Qin Y C, Ding S L, Zhang M H, et al. High-power, low-noise Brillouin laser on a silicon chip[J]. Optics Letters, 2022, 47(7): 1638-1641.
- [90] Wang C, Zhang M, Yu M J, et al. Monolithic lithium niobate photonic circuits for Kerr frequency comb generation and modulation[J]. Nature Communications, 2019, 10: 978.
- [91] Liu X W, Sun C Z, Xiong B, et al. Integrated continuous-wave aluminum nitride Raman laser[J]. Optica, 2017, 4(8): 893-896.
- [92] Del'Haye P, Schliesser A, Arcizet O, et al. Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator[J]. Nature, 2007, 450(7173): 1214-1217.
- [93] Papp S B, Beha K, Del'Haye P, et al. Microresonator frequency comb optical clock[J]. Optica, 2014, 1(1): 10-14.
- [94] Yu M J, Okawachi Y, Griffith A G, et al. Silicon-chip-based mid-infrared dual-comb spectroscopy[J]. Nature Communications, 2018, 9: 1869.
- [95] Yu M J, Okawachi Y, Griffith A G, et al. Microresonator-based high-resolution gas spectroscopy[J]. Optics Letters, 2017, 42(21): 4442-4445.
- [96] Suh M G, Vahala K J. Soliton microcomb range measurement[J]. Science, 2018, 359(6378): 884-887.
- [97] 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: 1598.
- [98] Lucas E, Karpov M, Guo H, et al. Breathing dissipative solitons in optical microresonators[J]. Nature Communications, 2017, 8(1): 736.
- [99] Hu Y, Ding S L, Qin Y C, et al. Generation of optical frequency comb via giant optomechanical oscillation[J]. Physical Review Letters, 2021, 127(13): 134301.
- [100] Jiang S S, Guo C L, Fu H Y, et al. Mid-infrared Raman lasers and Kerr-frequency combs from an all-silica narrow-linewidth microresonator/fiber laser system[J]. Optics Express, 2020, 28(25): 38304-38316.
- [101] Suh M G, Vahala K. Gigahertz-repetition-rate soliton microcombs[J]. Optica, 2018, 5(1): 65-66.
- [102] Razzari L, Duchesne D, Ferrera M, et al. CMOS-compatible integrated optical hyper-parametric oscillator[J]. Nature Photonics, 2010, 4(1): 41-45.
- [103] Xiang C, Liu J Q, Guo J, et al. Laser soliton microcombs heterogeneously integrated on silicon[J]. Science, 2021, 373(6550): 99-103.
- [104] Jung H, Stoll R, Guo X, et al. Green, red, and IR frequency comb line generation from single IR pump in AlN microring resonator[J]. Optica, 2014, 1(6): 396-399.
- [105] He Y, Yang Q F, Ling J W, et al. Self-starting bi-chromatic LiNbO<sub>3</sub> soliton microcomb[J]. Optica, 2019, 6(9): 1138-1144.
- [106] Pu M H, Ottaviano L, Semenova E, et al. Efficient frequency comb generation in AlGaAs-on-insulator[J]. Optica, 2016, 3(8): 823-826.
- [107] Wilson D J, Schneider K, Hönl S, et al. Integrated gallium phosphide nonlinear photonics[J]. Nature Photonics, 2020, 14(1): 57-62.
- [108] Hausmann B J M, Bulu I, Venkataraman V, et al. Diamond nonlinear photonics[J]. Nature Photonics, 2014, 8(5): 369-374.
- [109] Liu J Q, Raja A S, Karpov M, et al. Ultralow-power chip-based soliton microcombs for photonic integration[J]. Optica, 2018, 5(10): 1347-1353.
- [110] Yi X, Yang Q F, Yang K Y, et al. Soliton frequency comb at microwave rates in a high-Q silica microresonator[J]. Optica, 2015, 2(12): 1078-1085.
- [111] Griffith A G, Lau R K W, Cardenas J, et al. Silicon-chip mid-infrared frequency comb generation[J]. Nature Communications, 2015, 6: 6299.
- [112] Liu X W, Gong Z, Bruch A W, et al. Aluminum nitride nanophotonics for beyond-octave soliton microcomb generation and self-referencing[J]. Nature Communications, 2021, 12: 5428.
- [113] Chang L, Xie W Q, Shu H W, et al. Ultra-efficient frequency comb generation in AlGaAs-on-insulator microresonators[J]. Nature Communications, 2020, 11: 1331.
- [114] Kues M, Reimer C, Lukens J M, et al. Quantum optical microcombs[J]. Nature Photonics, 2019, 13(3): 170-179.
- [115] Förtsch M, Fürst J U, Wittmann C, et al. A versatile source of single photons for quantum information processing[J]. Nature Communications, 2013, 4: 1818.
- [116] Jaramillo-Villegas J A, Imany P, Odele O D, et al. Persistent energy-time entanglement covering multiple resonances of an on-chip biphoton frequency comb[J]. Optica, 2017, 4(6): 655-658.
- [117] Kues M, Reimer C, Roztocki P, et al. On-chip generation of high-dimensional entangled quantum states and their coherent control[J]. Nature, 2017, 546(7660): 622-626.
- [118] Yang Z J, Jahanbozorgi M, Jeong D, et al. A squeezed quantum microcomb on a chip[J]. Nature Communications, 2021, 12: 4781.
- [119] Guidry M A, Lukin D M, Yang K Y, et al. Quantum optics of soliton microcombs[J]. Nature Photonics, 2022, 16(1): 52-58.
- [120] Seibold K, Rota R, Minganti F, et al. Quantum dynamics of dissipative Kerr solitons[J]. Physical Review A, 2022, 105(5): 053530.
- [121] Del'Haye P, Beha K, Papp S B, et al. Self-injection locking and phase-locked states in microresonator-based optical frequency combs[J]. Physical Review Letters, 2014, 112(4): 043905.
- [122] Galiev R R, Pavlov N G, Kondratiev N M, et al. Spectrum collapse, narrow linewidth, and Bogatov effect in diode lasers locked to high-Q optical microresonators[J]. Optics Express, 2018, 26(23): 30509-30522.
- [123] Voloshin A S, Kondratiev N M, Lihachev G V, et al. Dynamics of soliton self-injection locking in optical microresonators[J]. Nature Communications, 2021, 12: 235.
- [124] Suh M G, Wang C Y, Johnson C, et al. Directly pumped 10 GHz microcomb modules from low-power diode lasers[J]. Optics Letters, 2019, 44(7): 1841-1843.
- [125] Shitikov A E, Lobanov V E, Kondratiev N M, et al. Self-

- injection locking of a gain-switched laser diode [J]. *Physical Review Applied*, 2021, 15(6): 064066.
- [126] Raja A S, Voloshin A S, Guo H R, et al. Electrically pumped photonic integrated soliton microcomb[J]. *Nature Communications*, 2019, 10: 680.
- [127] Shen B Q, Chang L, Liu J Q, et al. Integrated turnkey soliton microcombs[J]. *Nature*, 2020, 582(7812): 365-369.
- [128] 沈远, 孟令俊, 王梦宇, 等. 氟化镁楔形微腔色散调控及孤子产生数值分析[J]. *光学学报*, 2021, 41(3): 0323001.  
Shen Y, Meng L J, Wang M Y, et al. Dispersion engineering of magnesium fluoride wedge resonator and numerical analysis for soliton generation [J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(3): 0323001.
- [129] Liang W, Savchenkov A A, Ilchenko V S, et al. Generation of a coherent near-infrared Kerr frequency comb in a monolithic microresonator with normal GVD[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(10): 2920-2923.
- [130] Lihachev G, Weng W L, Liu J Q, et al. Platicon microcomb generation using laser self-injection locking[J]. *Nature Communications*, 2022, 13(1): 1771.

## Laser Self-Injection Locking Technique Based on Whispering Gallery Mode Resonator

Yu Xia<sup>\*</sup>, Chen Xu, Liu Jingmin, Luo Jiahao

*School of Instrumentation Science and Opto-Electronics Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China*

### Abstract

**Significance** A whispering gallery mode resonator (WGMR) is an optical device that can confine light in both spatial and temporal dimensions with total reflection. Owing to its high- $Q$  and small mode-volume characteristics, a WGMR is a powerful and reliable platform for various photonic applications such as microlasers, optomechanics, biosensing, laser stabilization, and nonlinear optics.

The WGMR-based self-injection locking technology uses resonant backscattering inside the resonator to purify the spectrum, which significantly reduces the laser linewidth and has been extensively used for laser stabilization. Because no electronic feedback control is required in this scheme and a WGMR can achieve a  $Q$ -factor of over  $10^9$  with a micron-scale, the technique can achieve a sub-hertz linewidth with a compact size. In addition, the WGMR with a wide transparency window can be integrated with lasers operating in various wavelength bands to achieve narrow-linewidth lasing.

In a high- $Q$  WGMR, the photon's lifespan can be prolonged from nanoseconds to microseconds, which improves light-matter interaction, making WGMRs well-suited for the acquisition of ultralow-threshold nonlinear optical effects. Numerous nonlinear effects, including second-harmonic generation, four-wave mixing (FWM), stimulated Raman scattering, and stimulated Brillouin scattering, have been theoretically investigated and experimentally demonstrated in WGMRs. In particular, optical frequency combs (OFCs), namely microcombs, based on four-wave mixing in a WGMR have attracted substantial attention and have been generated in many integrated photonic platforms. However, the conventional generation of microcomb requires narrow-linewidth pumps, which is challenging for on-chip integration. The WGMR-based self-injection locking is a viable alternative scheme for integrated microcomb.

The study introduces important parameters of WGMRs, followed by the recent research progress on self-injection locked laser based on the WGMR, nonlinear optical effects, and high-level integration of microcombs using self-injection locking.

**Progress** First, four key parameters of WGMRs are summarized, namely resonance wavelength, free spectral range (FSR), quality factor, and mode volume.

WGMRs are excellent candidates for achieving a substantial linewidth reduction owing to their high- $Q$  property. In 2015, researchers presented a 1550-nm semiconductor laser with sub-hertz instantaneous linewidth, which is stabilized by WGMR-based self-injection locking technique. The typical structure of a narrow-linewidth self-injection-locked laser with a high- $Q$  WGMR is presented in Fig. 1. The scheme utilizes resonant Rayleigh scattering in the resonator, due to the internal and surface inhomogeneities. In backscattered light, a fraction of the light is reflected to the laser with the frequency of the selected high- $Q$  WGMR. Owing to the fast optical feedback, a notable depression in laser frequency noise is achieved, which corresponds to the linewidth of the laser. In 2017, researchers proposed a theoretical model for a WGMR-based self-injection locking method, as shown in Fig. 2. The analysis indicated that the degree of linewidth reduction scales with the square of  $Q$ . Moreover, a detailed theoretical model illustrated the importance of five structural parameters that may improve linewidth reduction. The five parameters were the backscattering efficiency, the phase delay of feedback light, laser-microresonator frequency detuning, coupling regimes, and the optical path length between the laser and resonator. Self-injection locking is based on the WGMR technology and has been widely employed in lasers from UV to mid-infrared bands, as shown in Table 1. However, the linewidths of a self-injection locked laser in the UV

and mid-IR bands require further improvement.

The nonlinear characteristics of high- $Q$  WGMRs have been systematically investigated. The threshold power of the nonlinear effect is proportional to the mode volume and inversely proportional to the square of  $Q$ . Therefore, a laser with low output power, ranging from microwatts to milliwatts, can generate nonlinear effects inside a WGMR. Moreover, high-performance photonic applications have been obtained based on an integrated nonlinear WGMR, as shown in Fig. 5. In recent years, FWM-based microcombs have attracted increasing interest, and researchers have demonstrated microcombs on various nonlinear material platforms, such as  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , silica, Hydex, silicon, AlN, SiC, and AlGaAs, with a full list provided in Table 2. Owing to low propagating loss, wide transparency windows, and a CMOS-compatible foundry (CMOS, complementary metal oxide semiconductor), WGMRs based on the  $\text{Si}_3\text{N}_4$  platform have been extensively investigated. In addition, WGMRs based on AlGaAs have achieved significant improvements in  $Q$  factors in recent years. AlGaAs with high refractive and high nonlinear refractive indices is another ideal platform for obtaining an integrated microcomb.

The generation of microcombs pumped by on-chip lasers is both of paramount importance and full of challenges. The WGMR-based self-injection locking technique can achieve a fully chip-based micro-comb. In this case, the WGMR provides optical feedback to narrow the linewidth of the laser and serves as nonlinear material to generate microcomb. To date, a considerable number of studies have demonstrated fully chip-based OFCs based on laser diodes and high- $Q$  WGMRs, as shown in Fig. 6. To determine the nonlinear dynamics of self-injection locking, researchers have investigated the self-injection locking process by considering nonlinear interactions.

**Conclusions and Prospects** A WGMR with a high  $Q$  and small volume is an excellent candidate for an ultranarrow linewidth laser with low-threshold nonlinear effect excitation. Furthermore, a high level of integration of microcombs can be achieved by combining both the self-injection locking method and low-threshold FWM. Finally, further developments can be made in self-injection-locking parameter optimization and  $Q$ -factor improvements.

**Key words** nonlinear optics; microcavities; laser technique; laser injection locking; four-wave mixing