

光学学报

微腔光频梳研究进展

张新亮^{1*}, 赵延菁^{1,2}

¹华中科技大学武汉光电国家研究中心 & 光学与电子信息学院, 湖北 武汉 430074;

²丹麦技术大学光子学院, 丹麦 灵比 2800

摘要 光频梳由一系列离散且等距分布的相干激光组成, 可作为高精度光学频率标尺, 对时间和频率进行精确测量。微腔产生的光频梳具有小尺寸、低功耗、可单片集成等优势, 成为近年来的研究热点。孤子的出现极大提升了微腔光频梳的相干性, 其产生过程包含着丰富的非线性物理动态, 且在光钟、超快测量、相干通信等多个领域具有很好的应用前景。回顾了微腔光频梳的研究进展, 全面综述了微腔光频梳的理论模型、产生方法、物理机理及表征、应用, 并对其未来发展趋势进行了分析和展望。孤子微腔光频梳有望作为下一代集成光源, 为各个领域带来革命性发展。

关键词 光学器件; 光频梳; 微腔; 孤子; 四波混频; 热效应

中图分类号 O437

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.0823014

Research Progress of Microresonator-Based Optical Frequency Combs

Zhang Xinliang^{1*}, Zhao Yanjing^{1,2}

¹ Wuhan National Laboratory for Optoelectronics & School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China;

² Department of Photonics Engineering, Technical University of Denmark, Lyngby DK-2800, Denmark

Abstract Optical frequency combs are composed of a series of discrete and equidistant coherent lasers. Optical frequency combs can be used as a high-precision optical frequency scale for accurate measurement of time and frequency. In recent years, microcavity-generated optical frequency combs have attracted significant attention due to their compact footprint, low power consumption, and monolithic integration. The emergence of solitons greatly improves the coherence of microcavity optical frequency combs that are characterized by rich nonlinear physical dynamics and have good application prospects in optical clocks, ultrafast measurements, coherent communication, and other fields. In this article, recent progress of microcavity optical frequency combs is reviewed. Specifically, the theoretical models, generation methods, physical mechanisms, characterizations, and applications of microcavity optical frequency combs are considered. Future trends and perspectives are also discussed. Soliton microcavity optical frequency combs have been considered outstanding candidates in the exploration of next generation optical sources and are expected to lead to revolutionary developments in various fields.

Key words optical devices; optical frequency comb; microcavity; soliton; four-wave-mixing; thermal effect

OCIS codes 230.3120; 140.3945; 320.7110; 320.7100

1 引言

光频梳是一种等距分布的梳状光谱结构, 作为光谱分析的天然刻度, 其频域上覆盖百 THz 带宽,

同时兼具 mHz 量级频率精度, 有效地提供了微波到光频的相干互联^[1]。早期的光频梳通常由锁模激光器产生, 锁模激光器体积大、功耗大、且对实验环境要求较高^[2-3]。近年来, 微纳光子学的飞速发展极

收稿日期: 2020-09-27; 修回日期: 2020-11-27; 录用日期: 2020-12-09

基金项目: 国家自然科学基金重点项目(61735006)、国家自然科学基金重大科学仪器研制项目(61927817)

* E-mail: xlzhang@mail.hust.edu.cn

大推动了光频梳的小型化。基于回音壁模式(WGM)微腔产生的克尔光频梳^[4]的梳模间隔在 GHz 到 THz 量级,可通过色散工程实现倍频程光频梳的产生^[5-6];此外,微腔的品质因子(Q)非常高,具有场增强效应,使得阈值功率大大降低^[7];其有效模式体积微小,可克服传统光频梳的体积与功耗的矛盾,具有小型化优势,使单片集成光频梳发生器成为可能^[8]。

微腔光频梳是伴随着微腔制造工艺的突破而新兴的研究领域。2003 年,Armani 等^[9]利用激光熔融处理微环谐振腔外缘,制备出 Q 值高达 10^8 的微芯环腔,并于 2004 年观察到微腔内的光参量振荡^[10]。基于同样的微腔结构,2007 年,Del'Haye 等^[11]采用连续光泵浦的方式,首次实现了宽带微腔光频梳的产生。早期的微腔光频梳通常处于调制不稳定(MI)状态,相干性不高、稳定性不好,时域波形无法形成稳定的锁模超短脉冲^[12-14],耗散克尔孤子(DKS)的出现很好地解决了这一问题。DKS 的形成源于色散和非线性、损耗和参量增益的双重平衡。2014 年,Herr 等^[15]首次在晶体腔中观察到 DKS 的形成,从此开启了孤子微腔光频梳研究的新篇章。与 MI 态微腔光频梳相比,孤子微腔光频梳带宽大、相干性高、稳定性好,不仅为光钟、超快测量、相干通信等领域提供了小型化平台,也包含着丰富且新颖的物理机理^[16]。

本文重点聚焦于微腔光频梳,首先介绍微腔光频梳领域中的几种理论模型,然后报道孤子微腔光频梳的产生方法,接着阐述微腔光频梳物理机理及表征,随后介绍微腔光频梳的潜在应用,最后简要分析微腔光频梳的未来发展趋势,并对其前景进行展望。

2 微腔光频梳理论模型

微腔光频梳的产生基于四波混频(FWM)效应,与光学克尔效应相关^[10],因此其也称作克尔梳。FWM 过程可分为两类:简并 FWM,对应相互作用的四个频率分量有两个相等;非简并 FWM,对应相互作用的四个频率分量互不相同。满足适当的色散

条件(通常为反常色散)时,微腔的纵模间可发生高效的 FWM 效应。利用单频连续光泵浦微腔,当泵浦功率超过特定阈值时,可通过简并 FWM 形成初级边带。其与泵浦光进一步通过级联 FWM 实现光谱的展宽,形成光频梳^[4,11,17]。对于完全展宽的光频梳,泵浦光同样构成光频梳的一根梳线,光频梳的重复频率由微腔自由光谱范围(FSR)决定。目前,描述微腔光频梳动态过程的理论模型主要有三种,一是非线性耦合模理论,二是时域 Lugiato-Lefever 方程,三是频域 Lugiato-Lefever 方程。

2.1 非线性耦合模理论

2010 年,Chembo 等^[18]基于麦克斯韦波动方程,推导得到了描述光在 WGM 微腔中传输的动态方程,即非线性耦合模方程。

$$A_\eta = -\frac{1}{2}\Delta\omega_\eta A_\eta - ig_0 \sum_{\alpha,\beta,\mu} \Lambda_\eta^{\alpha\beta\mu} A_\alpha A_\beta^* A_\mu e^{i\omega_{\alpha\beta\mu} t} + \frac{1}{2}\Delta\omega_\eta F_\eta e^{i(\Omega_0 - \omega_\eta)t}, \quad (1)$$

式中: A_η 为 η 阶模式的归一化电场; $\Delta\omega_\eta$ 为 η 阶模式的线宽; g_0 为 FWM 增益; $\Lambda_\eta^{\alpha\beta\mu}$ 为模间耦合系数; $\omega_{\alpha\beta\mu}$ 为 FWM 频率失谐量; F_η 为外腔泵浦; Ω_0 为泵浦频率; ω_η 为 η 阶模式谐振频率; t 为时间。

非线性耦合模方程可描述微腔光频梳的演化过程,但是利用早期数值计算该方程时,需要在时域求解所需考虑的模式 FWM 关系,其计算时间正比于微腔模式数的三次方,因此难以计算模式数目超过几百个的情况^[18]。2014 年,Hansson 等^[19]在频域处理 FWM 项,使得仿真效率大大提升,此外提出的方法可高效地加入损耗和耦合系数的波长相关性影响,但进一步考虑非线性系数的波长相关性时,FWM 耦合项数目与模式数目的三次方成正比,故其只适用于窄带光频梳的仿真。

2.2 时域 Lugiato-Lefever 方程

通过将描述波导的时域非线性薛定谔方程与微腔边界条件相结合,可得到包含泵浦、衰减、色散、耦合、非线性等因素的时域非线性薛定谔方程,即时域 Lugiato-Lefever 方程(LLE-TD)^[20]。

$$t_R \frac{\partial E(t, \tau)}{\partial t} = \left[-\frac{\alpha_{i0} + \theta_0}{2} - i\delta_0 + iL \sum_{k \geq 2} \frac{\beta_k}{k!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^k + i\gamma_0 L |E(t, \tau)|^2 \right] E(t, \tau) + \sqrt{\theta_0} E_{in}, \quad (2)$$

式中: τ 为快变时间, $\tau \leq t_R$, t_R 为微腔环程时间;泵浦失谐量 $\delta_0 = 2\pi l - \phi_0$, ϕ_0 为环程累计线性相位, l 为距离泵浦光最近的谐振模式的阶数; L 为微腔腔

长; θ_0 为微腔耦合系数; α_{i0} 为微腔环程线性损耗; β_k 为泵浦频率处的 k 阶色散系数; γ_0 为有效非线性系数; E_{in} 为连续光泵浦场。

2013 年,Coen 等^[20]首次基于 LLE-TD 模拟了微腔光频梳动态仿真过程,仿真结果与实验结果非常吻合,且耗时短。尽管 LLE-TD 非常高效,但其通常只包含了传播常数的波长相关性。此外,自变陡项的引入可进一步加入有效模式面积的一阶波长相关性(即有效模式面积波长相关性的线性近似)^[21]。直接对 LLE-TD 进行傅里叶变换,可引入所有参数的波长相关性,但会产生大量卷积项,增大

了仿真复杂度且耗时长^[22]。非线性耦合模方程和 LLE-TD 均无法高效地加入所有参数完整的波长相关性的影响,在宽带微腔光频梳的仿真中会引入较大失真。

2.3 频域 Lugiato-Lefever 方程

2020 年,本课题组^[23]将频域非线性薛定谔方程与微腔边界条件结合,得到频域 Lugiato-Lefever 方程(LLE-FD),其包含所有参数的全阶波长相关性。

$$t_R \frac{\partial \tilde{C}(t, \omega)}{\partial t} - \sqrt{\theta(\omega)} \tilde{C}_{in}(\omega) + \left[\frac{\alpha_i(\omega) + \theta(\omega)}{2} + i\delta_0 \right] \tilde{C}(t, \omega) - iL \begin{bmatrix} \beta(\omega) - \beta(\omega_0) \\ -\beta_1(\omega_0)(\omega - \omega_0) \end{bmatrix} \tilde{C}(t, \omega) = i\gamma(\omega)L \cdot \mathcal{F}\{|C(t, \tau)|^2 C(t, \tau)\}, \quad (3)$$

式中: ω 为角频率; ω_0 为泵浦角频率; $\alpha_i(\omega)$ 为微腔环程线性损耗; $\theta(\omega)$ 为微腔耦合系数; $E_{in}(\omega)$ 为连续光泵浦场; $\beta_k(\omega_0)$ 为泵浦频率处的 k 阶色散系数; $\beta(\omega)$ 为传播常数; $\gamma(\omega)$ 为有效非线性系数; \mathcal{F} 为傅里叶变换符号; $\tilde{C}(t, \omega)$ 为 $C(t, \tau)$ 的傅里叶变换结果,其与内腔场 $E(t, \tau)$ 的傅里叶变换有关,具体表示为 $\mathcal{F}\{C(t, \tau)\} = \tilde{C}(t, \omega) = [A_{eff}(\omega)/A_{eff}(\omega_0)]^{-1/4} \tilde{E}(t, \omega)$, $A_{eff}(\omega)$ 为有效模式面积。

与直接对 LLE-TD 进行傅里叶变换不同^[22], LLE-FD 避免了大量复杂的卷积项,其本身包含所有参数的全阶波长相关性,如损耗、传播常数、有效模式面积、非线性折射率系数和耦合系数等。当只考虑传播常数的波长相关性时, LLE-FD 可简化为 LLE-TD。

基于 LLE-FD 模型,本课题组分别研究了传播常数、有效模式面积和非线性折射率的波长相关性对微腔光频梳的影响。这三个参数的波长相关性都

会引起光谱强度分布的变化,其中,有效模式面积和非线性折射率的波长相关性会确定性地引起光谱蓝移,而传播常数的波长相关性会决定色散波的产生。

LLE-FD 模型可精确预测色散波及色散波边带的频率,对 $f-2f$ 自参考技术具有重要意义;且具有普适性,适用于各种微腔结构,与实际情况更为契合,对器件设计具有重要指导意义;且为动态研究微腔光频梳的产生提供了更可靠的途径。

3 孤子微腔光频梳产生方法

孤子微腔光频梳的出现为一系列的应用带来了革命性的改变,而孤子的确定性产生是这些实际应用的先决条件。目前,多种材料平台已实现孤子微腔光频梳的产生,包括氟化镁(MgF_2)^[15,24]、二氧化硅(SiO_2)^[7,25-27]、氮化硅(Si_3N_4)^[28-31]、硅(Si)^[32]、高折射率二氧化硅(Hydex)^[33-35]、氮化铝(AlN)^[36]、铌酸锂($LiNbO_3$)^[37]、砷化铝镓($AlGaAs$)^[38]。图 1 给

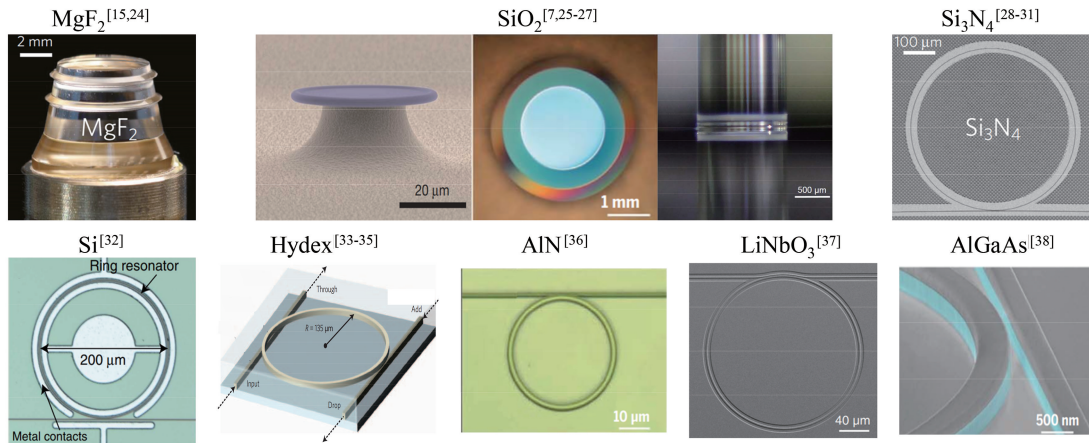


图 1 孤子微腔光频梳产生平台

Fig. 1 Soliton microcavity optical frequency comb generation platforms

出了材料平台对应的微腔结构图。对于微腔光频梳而言,只有泵浦光处于微腔谐振峰的红移失谐区域时,才能实现孤子态的产生。传统上,用于产生微腔光频梳的平台通常包含 SiO_2 ^[7,25-27]、 MgF_2 ^[15,24]、 Si_3N_4 ^[28-31]、 Si^+ ^[32]、Hydex^[33-35] 及 AlGaAs ^[38], 这些平台具有正的热折射率系数,使得泵浦光处于红移失谐状态时系统难以达到热平衡,而泵浦光处于蓝移失谐状态时,微腔可实现热锁定^[39]。为了实现稳定的孤子产生,人们提出了一系列方案,使泵浦光处于红移失谐状态时系统保持平衡态^[40],如图 2 所示。

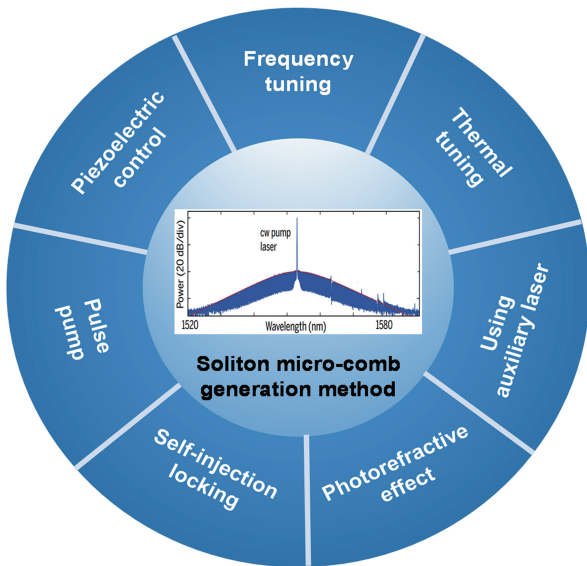


图 2 孤子微腔光频梳产生方法

Fig. 2 Soliton microcavity optical frequency comb generation methods

3.1 频率调谐方案

快速调谐泵浦激光的频率,可在热效应加热微腔前使泵浦光进入谐振峰的红移失谐范围,从而降低热效应的影响。通常情况下,频率调谐速率由热响应时间、微腔 Q 值和泵浦功率共同决定^[15,23,39,41-44]。2014 年,Herr 等^[15]基于快速频率调谐,利用 MgF_2 晶体腔,首次实现了孤子微腔光频梳的产生,实验装置如图 3(a)所示。通过窄线宽可调连续光激光器泵浦高 Q 光学微腔,编辑电信号控制激光器频率,其从谐振峰短波长端往长波长扫描,扫过谐振峰进入红移失谐状态。在自相位调制和交叉相位调制导致的非线性相移以及热效应导致的谐振峰偏移共同作用下,微腔透射功率曲线呈现明显的谐振展宽现象,如图 3(b)所示。在泵浦光逐渐靠近谐振峰过程中,微腔光频梳从单频状态逐渐过渡到初级梳线、亚梳、调制不稳定态,如图 3(c)所示;当泵浦光扫过谐振峰进入红移失谐区域时,内腔功率突降,

透射功率曲线呈现明显的台阶状图案,表明孤子产生,如图 3(f)所示。孤子微腔光频梳的梳线完全相干,对其进行拍频,可得窄线宽低噪声射频信号。

正向调谐(增大泵浦波长)过程中,孤子微腔光频梳的产生需经历高功率调制不稳定态,导致产生的孤子数目随机不可控。保持泵浦参数不变,图 3(d)给出了多次正向调谐所得微腔功率透射曲线叠加的结果^[31],在实验上验证了孤子数目的随机性,且孤子数目大概率为 6~9,孤子台阶持续时间与孤子数目成正比。因此,仅仅通过正向调谐,难以实现单孤子的稳定产生。

得到稳定的多孤子后,通过反向调谐,即减小泵浦波长,可实现孤子数目减少,如图 3(e)所示^[31]。当处于红移失谐的泵浦光功率确定时,在特定的泵浦有效失谐范围内,孤子可稳定存在^[15,43],该范围称为孤子存在范围^[31]。理论上,不同数目孤子态对应的孤子存在范围简并^[20,31,45]。孤子转换特性与泵浦光调谐过程中泵浦有效失谐量的变化相关^[31]。反扫过程中,泵浦光到达孤子存在范围的下边界时,孤子数目减少,导致内腔功率减小,所有谐振峰蓝移,泵浦有效失谐量增大,重新进入稳定的孤子存在范围,因此得到的少孤子态可稳定存在。反扫过程需保持绝热,以使孤子数目逐个减少,所得单孤子光谱如图 3(g)所示。因此,反扫过程泵浦光频率调谐速率需远小于微腔热释放速率,图 3(e)中对应反扫速率约为 40 MHz/s,而正扫速率约为 100 GHz/s^[31]。

频率调谐是用于孤子产生的最早也是最常用的方案。控制泵浦光扫频速率及范围,可使孤子态产生时微腔处于热平衡状态,泵浦光扫频速率由热响应时间决定,且需选择合适的扫频范围以使泵浦光最终波长处于稳定的孤子存在范围内。对于热响应时间在 μs 或亚 μs 量级的微腔,受限于激光器的调谐速率及调谐频率精度,利用激光器直接进行频率调谐时无法平衡微腔热效应,难以激发孤子微腔光频梳^[42]。为了进一步提升泵浦频率调谐速率,利用额外的调制器,基于单边带载波抑制调制实现快速频率调谐,已在 Si_3N_4 及 AlN 平台实现孤子的稳定产生,其孤子台阶持续时间仅为几十到几百 ns^[46-47]。此外,通过额外的功率调谐,利用声光调制器在泵浦光靠近谐振峰时降低泵浦功率,在泵浦光进入孤子存在范围时增大泵浦功率,并利用光电调制器,在泵浦光扫过谐振峰中心时加一瞬时功率突降,也可抑制扫频过程中热效应导致的谐振偏移,实现孤子的稳定产生^[42,48]。

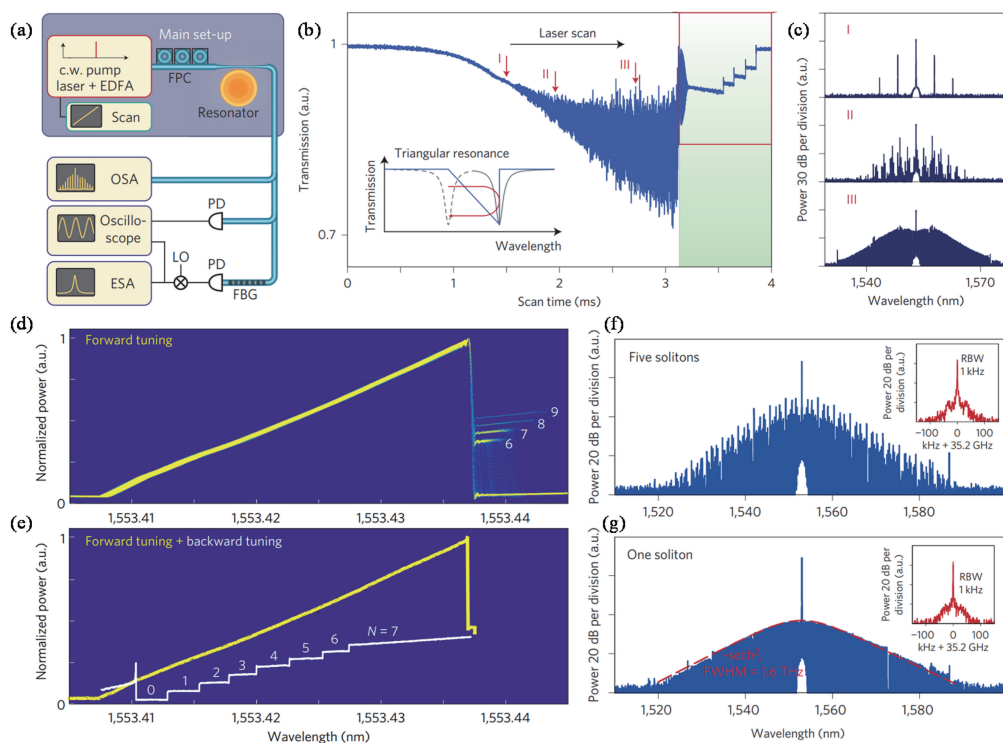


图 3 频率调谐方案。(a)频率调谐方案实验装置^[15]；(b)微腔透射功率曲线^[15]；(c)初级梳线、亚梳及调制不稳定状态的微腔光频梳光谱^[15]；(d)多次正向调谐对应的微腔透射功率曲线叠加^[31]；(e)正向和反向调谐过程微腔透射功率曲线^[31]；(f)多孤子光谱^[15]；(g)单孤子光谱，插图为拍频所得射频信号^[15]

Fig. 3 Frequency tuning scheme. (a) Experimental setup of frequency tuning scheme^[15] ; (b) transmission power curve of microcavity^[15] ; (c) microcavity optical frequency comb spectra of primary comb, sub-comb, and MI state^[15] ; (d) superposition of transmission power curves of microcavity corresponding to multiple forward tuning^[31] ; (e) transmission power curves of microcavity during forward and reverse tuning^[31] ; (f) spectrum of multi solitons^[15] ; (g) spectrum of one soliton, inset shows the radio frequency signal from beat frequency^[15]

3.2 热调谐方案

通过热调谐方案控制微腔谐振频率,同样可改变泵浦光有效失谐量,从而产生孤子微腔光频梳^[29,49]。利用固定频率的窄线宽激光器泵浦微腔,通过调谐片上热电极电流,基于热光效应改变波导折射率,从而实现微腔谐振频率的快速调谐。减小热电极电流时,微腔温度降低,微腔谐振峰蓝移靠近泵浦光,整个过程与泵浦频率调谐相似,所得微腔透射功率曲线同样呈现谐振展宽现象。

热调谐方案本质上与频率调谐方案等效,两者相比,热调谐方案中所用固定频率激光器线宽更窄、噪声更低,因此基于热调谐方案产生的孤子微腔光频梳性能更好。此外,固定频率激光器尺寸小、集成工艺更成熟,进一步推动了全片上孤子微腔光频梳的发展^[8,50]。

3.3 辅助光热补偿方案

热效应导致泵浦光在微腔谐振红移失谐区域难

以达到热平衡,阻碍了孤子微腔光频梳的稳定产生,电子科技大学的周恒课题组和中国科学院西安光学精密机械研究所的张文富课题组提出利用辅助光对微腔热效应进行补偿^[34,51]。频率调谐过程中,泵浦光和辅助光与微腔谐振峰的相对位置如图 4(a)所示^[51]。初始情况下,辅助光处于谐振峰红移失谐状态,并保持频率不变,泵浦光处于另一谐振峰蓝移失谐状态且未进入谐振峰,如图 4(a)中的状态 1。调谐泵浦光波长使其进入谐振峰,内腔功率随之增大,且腔内温度升高。在热效应作用下,谐振峰红移,辅助谐振峰偏移经过辅助光,使得辅助光进入蓝移失谐区域,如图 4(a)中的状态 2。继续增大泵浦波长,当其接近谐振峰正中心时,泵浦光耦合进微腔的功率最大,内腔温度最高,热效应导致的谐振峰偏移量最大,辅助光远离辅助谐振峰中心,如图 4(a)中的状态 3。当泵浦光调谐经过谐振峰进入红移失谐状态时,微腔光频梳从高功率调制不稳定态跳变至低

功率孤子态,导致泵浦光耦合进微腔的功率突降,内腔温度降低,谐振峰蓝移,辅助光重新进入辅助谐振峰,补偿了腔内降低的功率。因此,热效应引起的谐振偏移大大降低,产生的孤子态可稳定存在,如图 4(a)中的状态 4。基于 Si_3N_4 平台,整个频率调谐过

程中,泵浦光、辅助光及产生的微腔光频梳功率演化如图 4(b)所示,辅助光很好地补偿了泵浦光导致的内腔功率变化,使得热效应导致的谐振峰偏移得到了显著抑制,因此不再需要快速的频率调谐来平衡微腔热效应^[51]。

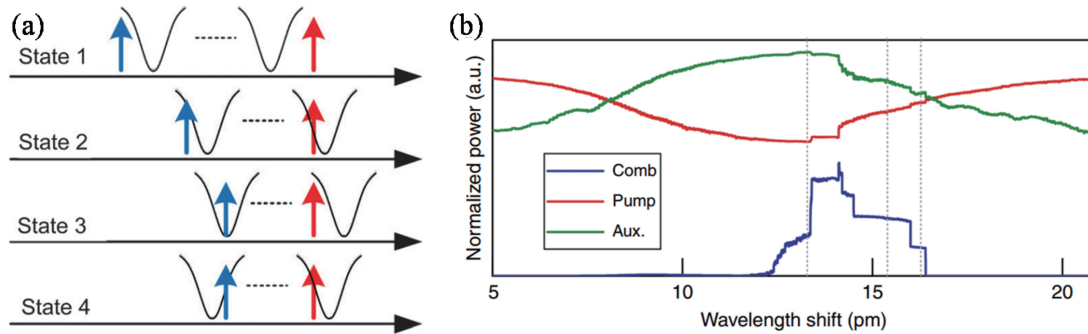


图 4 辅助光热补偿方案^[51]。(a)辅助光热补偿方案原理,箭头表示扫频过程泵浦光及辅助光位置;

(b)泵浦光、辅助光及产生的微腔光频梳透射功率曲线

Fig. 4 Auxiliary photothermal compensation scheme^[51]. (a) Principle of auxiliary photothermal compensation scheme, the arrows indicate the position of pump and auxiliary laser during the frequency tuning; (b) transmission power curves of pump light, auxiliary light, and generated microcavity comb

基于熔融石英微柱谐振腔,同样验证了辅助光的热补偿效果,实验中,辅助光波长设置在 $1.3 \mu\text{m}$ 附近,与泵浦光同向传输。对于直径为 1.3 mm 的微柱腔,泵浦功率为 3 mW 时可产生稳定的单孤子;对于直径为 $230 \mu\text{m}$ 的微柱腔,泵浦功率为 $780 \mu\text{W}$ 时可得到稳定单孤子。此外,实验验证了辅助光热补偿方案使孤子存在范围从 100 kHz 扩展至 10 MHz ,提高了 2 个数量级^[7]。

除了上述平台,在高折射率掺杂石英玻璃微环中,利用辅助光热补偿方案同样实现了孤子微腔光频梳的稳定产生^[34],进一步验证了该方案的有效性和普适性。本课题组基于该方案,首次在正热折射率系数平台实现了孤子自启动及双向转换,且其具有普适性,适用于现有各种微腔光频梳产生平台,有效解决了孤子激发的难题。

3.4 光折变效应方案

传统的微腔光频梳产生平台(如 SiO_2 ^[7,25-27]、 MgF_2 ^[15,24]、 Si_3N_4 ^[28-31]、 Si ^[32]等)通常具有正的热折射率系数,谐振波长随内腔温度的升高而增大,使得泵浦光处于红移失谐状态时难以达到热平衡,需要复杂的实验方案来产生稳定的孤子。与之相反, LiNbO_3 材料具有强的光折变效应^[37],该效应导致谐振波长随内腔功率增大而减小,因此泵浦光在谐振红移失谐区域处于热稳定状态,直接从长波长端调谐泵浦光使其靠近谐振峰,即可实现孤子的稳定

产生。

反向调谐泵浦光,即初始情况下泵浦光处于谐振峰红移失谐处,减小泵浦波长,使其扫过谐振峰,整个过程中微腔透射功率演化如图 5(a)所示^[37]。从长波长端靠近谐振峰时,泵浦光扫过稳定的孤子存在范围,并从下边界进入调制不稳定区域,导致微腔透射功率迅速增大,对应透射谱中的功率瞬时峰值。与微腔光子寿命相比,光折变效应响应较慢,内腔功率的增大造成谐振蓝移,泵浦谐振远离泵浦光,因此泵浦光重新进入稳定的孤子存在范围,激发的孤子态得以稳定存在,这一过程称为孤子自启动。在稳定的孤子台阶范围内,继续减小泵浦波长,泵浦有效失谐量减小,当泵浦光到达孤子存在范围的下边界时,孤子态失去稳定性发生转换,更高数目孤子态的激发使得内腔功率增大,存在的光折变效应导致谐振蓝移,泵浦光重新进入稳定的孤子存在范围,激发的多孤子态维持稳定。因此,反扫过程中存在多级孤子数目增大结果,泵浦光扫过谐振峰进入蓝移失谐状态时,内腔功率突降,微腔功率透射曲线呈现明显的谐振展宽现象。

正向调谐泵浦光,即初始情况下泵浦光处于谐振峰蓝移失谐处,增大泵浦波长,使其扫过谐振峰,整个过程中微腔透射功率演化如图 5(b)所示^[37]。透射曲线呈现明显的谐振压窄现象,泵浦光进入红移失谐区域时激发孤子态。

此外,反向调谐过程得到较高数目孤子态时,再正向调谐泵浦光,可实现孤子数目的减少,如图 5(c)所示,整个过程称为孤子双向转换^[37]。泵浦光在谐振红移失谐区域处于热稳定,因此不再需要快速的频率调谐,图 5(c)中整个过程持续约 9 s,在这

样慢速情况下,光折变效应充分发生,测得的透射功率曲线更有规律。光折变效应方案有效地解决了孤子产生及稳定难题,对孤子微腔光频梳的实用化具有重要意义。

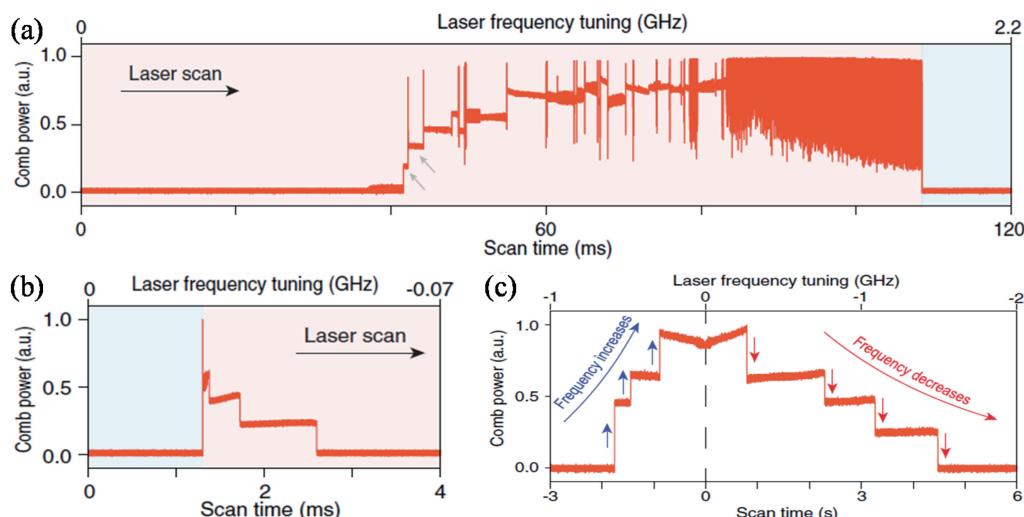


图 5 光折变效应^[37]。(a)反向调谐过程微腔透射功率曲线;(b)正向调谐过程微腔透射功率曲线;(c)孤子自启动和双向转换的实验结果

Fig. 5 Photorefractive effect^[37]. (a) Transmission power curve of microcavity in reverse tuning process; (b) transmission power curve of microcavity in forward tuning process; (c) experimental results of soliton self starting and bidirectional conversion

3.5 自注入锁定方案

通常情况下,孤子微腔光频梳的产生需要窄线宽可调单频激光器作为泵浦,而常用的光纤激光器或外腔半导体激光器体积大,不利于单片集成。自注入锁定方案很好地推动了光频梳的小型化发展,可以通过将 MgF_2 晶体腔与法布里-珀罗(F-P)半导体激光器相结合来实现^[52]。这里高 Q 微腔具有两个作用:一是通过自注入锁定选择激光器激射模式并进一步减小泵浦线宽^[53-54],二是作为非线性克尔介质产生孤子微腔光频梳。通过调谐 F-P 半导体激光器驱动电流,可调谐激射频率,从而实现孤子微腔光频梳的产生。由于背向反射时间小于热响应时间,激射频率随热效应导致的谐振峰偏移发生变化^[52],使得产生的孤子稳定存在,且不再需要精确的频率调谐。

微腔的高 Q 特性不仅有利于泵浦频率的锁定,也进一步降低了孤子微腔光频梳产生所需的泵浦功率。通过 III-V 族激光器与 Si_3N_4 微环的混合集成,首次实现了电池驱动的片上微腔光频梳源^[8]。此外,基于自注入锁定方案,只需控制泵浦激光器的开与关,而无需其他的光电控制单元,即可实现孤子微

腔光频梳的产生,称为启钥^[55]。自注入锁定方案有效解决了孤子产生的难题,使其不再需要复杂的调谐过程或反馈控制回路,推动了孤子微腔光频梳的实用化发展。目前,受限于集成半导体激光器的泵浦功率,全片上微腔光频梳源产生的孤子带宽在几十纳米范围。随着激光器领域的进展,未来有望实现更大带宽的集成微腔光频梳源。

3.6 脉冲泵浦方案

除了窄线宽连续光激光器,时域脉冲源也可作为泵浦来产生孤子微腔光频梳^[26,56-58]。泵浦脉冲源的重频与微腔环程时间匹配,且泵浦失谐合适时,可输出孤子微腔光频梳,产生的飞秒孤子叠加在输入脉冲上^[26]。与连续光泵浦相比,脉冲泵浦情况下,产生的孤子与泵浦光在时域上重叠更大,因此泵浦转换效率更高。基于光纤 F-P 微腔,首次实验验证了脉冲泵浦方案的可行性^[26]。实验中,利用调制器级联产生泵浦脉冲源,通过控制射频(RF)频率及连续光(CW)激光器频率,可分别实现脉冲源重频及载波包络偏移频率的调谐。调谐脉冲源重频与微腔环程时间相匹配,且载波包络偏移频率进入孤子存在范围时,可实现孤子微腔光频梳的产生,其中,泵

浦附近的光谱存在凹陷或凸起,这是脉冲源与产生的孤子干涉导致的。由于产生孤子的重频由泵浦脉冲重频决定,通过调谐泵浦脉冲重频,可实现孤子重频的控制。对于 FSR 为 9.77 GHz 的光纤 F-P 微腔,其产生的孤子重频可调谐范围为 9.77 GHz - 50 kHz ~ 9.77 GHz + 50 kHz。

随后,脉冲泵浦方案在 MgF₂ 晶体腔及片上 Si₃N₄ 微环中也相继得到了验证^[58]。对于 FSR 为 9.716 GHz 的 Si₃N₄ 微环,其产生的孤子重频可调谐范围为 9.716 GHz - 10 MHz ~ 9.716 GHz + 10 MHz。通过微腔孤子与泵浦脉冲源的锁定,可实现微腔光频梳重频及载波包络偏移频率的全光控制,因此将孤子微腔光频梳锁定到稳定的频率标准上,可进行高精度测量,具有广泛应用。锁定的天文梳已实现径向速度精度为 25 cm/s 的精确校准^[57]。此外,通过将微腔光频梳锁定到原子跃迁上,已实现光频波动在几秒内为 kHz 量级,且单日波动小于 1 MHz^[59]。

基于脉冲泵浦方案产生的孤子的性能由泵浦脉冲源的重频、脉宽以及微腔本征参数(如色散、Q 值等)共同决定。通过控制脉冲源的重频,可对产生的孤子重频进行调谐;通过控制脉冲源的脉宽,可对泵浦转换效率进行调谐。目前,脉冲泵浦方案产生的孤子的重频仍受限于电光调制器的带宽,然而通过

亚谐波或分数阶谐波脉冲泵浦,可得到重频倍增的孤子微腔光频梳^[57];此外,对泵浦脉冲源进行脉冲压缩,可进一步提升泵浦转换效率,降低孤子阈值功率。

3.7 压电控制方案

受限于热响应时间,基于热电极产生的集成微腔光频梳的驱动带宽被限制在 10 kHz;而利用分离的调制器可实现 MHz 量级的驱动带宽。近期,通过将 AlN 压电传动装置集成在超低损耗 Si₃N₄ 光子回路上,实现了压电控制的孤子微腔光频梳,其调谐带宽在 MHz 量级^[60]。AlN 压电传动装置功耗仅为 300 nW,可双向调谐,线性度好。通过改变加载在 AlN 压电传动装置上的电压,可调谐微腔谐振频率,从而调谐泵浦光与谐振峰的有效失谐量,实现孤子的产生。

此外,通过同步调谐激光器及微腔(基于压电效应),可实现微腔光频梳光频的频移,且频移量超过孤子存在范围,可用于激光雷达应用中。

4 微腔光频梳物理机理及表征

4.1 微腔光频梳物理机理

微腔光频梳的产生过程包含丰富的非线性物理机理,如图 6 所示。

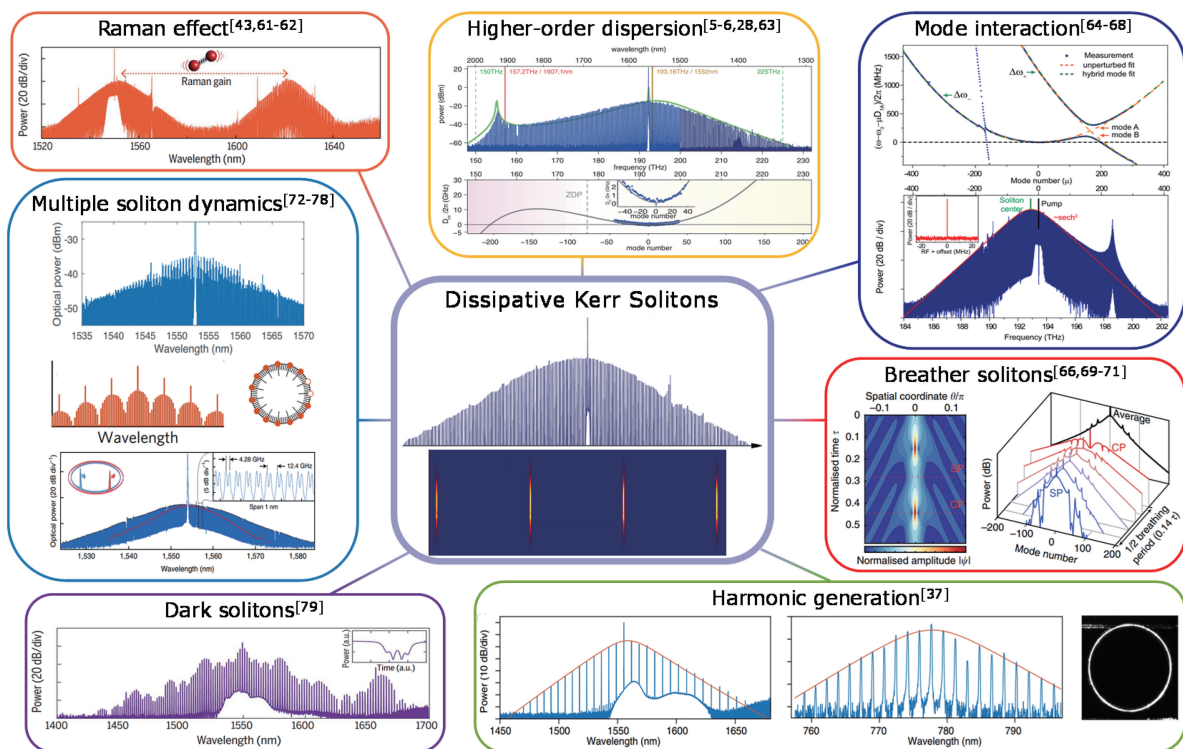


图 6 微腔光频梳物理机理

Fig. 6 Physical mechanism of microcavity optical frequency comb

1) 拉曼效应:拉曼非线性会引起孤子微腔光频梳的光谱红移,称为孤子自频移^[43,61],满足特定条件时,其可作为斯托克斯孤子再生的增益介质^[62]。

2) 高阶色散:高阶色散可诱导色散波产生,使得孤子微腔光频梳光谱存在局部增强,类似于切伦科夫辐射^[5-6,28,63]。

3) 模式耦合:不同横向模式间的相互作用也会引起色散波的形成,从而影响孤子动态产生过程^[64-68]。

4) 呼吸子:孤子微腔光频梳处于呼吸态时,称为呼吸子,其脉宽和光谱带宽经历周期性调制,该过程通常伴随着强的背景光^[66,69-71]。

5) 多孤子形态:微腔内存在多个孤子时,可形成孤子分子^[72]、孤子晶体^[73-75]及空分复用孤子^[76-77]等。此外,可通过级联方式同步不同微腔产生的孤子^[78]。

6) 暗孤子:与反常色散微腔中的亮孤子相比,正常色散微腔中存在局部色散波动时,可产生暗孤子,其具有高的泵浦转换效率^[79]。

7) 谐波产生:基于谐波产生,二阶和三阶非线性效应可进一步实现孤子微腔光频梳的光谱展宽,这对自参考微腔光频梳具有重要意义^[37]。

4.2 微腔光频梳表征

微腔光频梳中丰富的物理机理需要有效的实时测试手段来进行表征研究。目前,微腔光频梳的表征主要可分为光谱、时域波形及射频频谱三类:光谱表征直观反映微腔光频梳的不同频率或者波长处的强度分布,可表征图灵环、MI 态及孤子态等特征明显的光谱;时域表征的是微腔光频梳随时间变化的波形,可直接观测克尔梳的孤子数量和孤子态间的演化过程,得到光频梳随时间的变化规律;射频频谱表征的是微腔光频梳拍频所得强度谱,反映了热噪声、相位噪声、机械噪声等丰富的信息。

4.2.1 光谱表征

通常情况下利用光谱仪进行光谱表征。目前的主流是采用基于机械扫频的光栅光谱仪,其测量带宽可高达数百 nm,分辨率在 0.01 nm,然而受限于机械扫描速率,其帧率一般在 Hz 量级,因此只能得到静态结果。当采用 CCD 阵列时,速率可提升到 kHz 量级,但分辨率会劣化。通过稳态光谱测量,可直观地区分图灵环、MI 及孤子等状态,如图 7(a)、(b)所示^[15],极大地推动了微腔光频梳的发展,但其 Hz 量级的测量速率意味着可能错过某些重要的物理现象,例如无法直接观测到孤子演化和跳变

的光谱,因此不能用于微腔光频梳的实时光谱表征。

为了克服光栅光谱仪的速率限制,可以采用电学方法进行光谱强度探测。以呼吸子的动态特性表征为例,由于光谱仪只能进行光谱静态测试,因此微腔光频梳经滤波以滤出特定波长梳线后,通过高速探测器转换成电信号,输入到示波器记录其梳线强度的变化。呼吸子在光谱仪上呈现的光谱为近三角形^[69],如图 7(c)所示,而因为不具备稳态的单孤子所呈现的 sech^2 函数形式包络,光谱不同位置处梳线的呼吸深度不同。利用频谱整形器分别选取光频梳光谱中心及两翼的特定谱线,记录其强度随时间的变化^[69],如图 7(d)所示。泵浦波长附近呼吸深度小,而光谱两翼呼吸深度大,导致时间平均后,两翼光谱强度相对泵浦附近有所降低。同时,当中心梳线强度增大时,两边梳线功率减小,即光谱能量周期性地中心和两边之间交换。但该方法只能获取局部梳线的强度变化,丢失了大部分光谱的动态信息。

4.2.2 时域表征

时域表征测试微腔光频梳的时域波形,可以直观地反映光频梳的时域状态及演化过程。最早最常用的方法是自相关法,光频梳从微腔输出后直接接入自相关仪,自相关仪对其稳态时域波形进行记录。自相关法利用多次重复的测量可获得完整的高时间分辨(fs)量级的时域波形,但它是一种间接测量方式,需要通过解相关算法得到脉宽,其要求脉冲在测量周期内具有高度稳定性,只能进行稳态光频梳的时域表征,无法监控光频梳产生过程中的动力学过程。此外它受限于机械延时线,测量速率在 kHz 量级。图 8(a)给出了单频泵浦、MI 态及孤子态时自相关仪测试结果^[14]。光谱梳线相位确定但不相同时,时域无法形成稳定脉冲,然而自相关仪无法分辨这种情况,MI 态时测试结果仍可能呈现类脉冲图案。利用光栅将自相关法中倍频光在空间分开,并用 CCD 记录延时,可准确分辨 MI 态及孤子态的光频梳,称为频率分辨光学快门(FROG)法。FROG 法测得的 MI 态及孤子态光频梳时域波形如图 8(b)所示^[80]。

此外,双光梳探测法也可用于时域表征,它是一种互相关法,利用电光调制法产生另一个稳定的光频梳,该光频梳和待测光频梳的重频存在微小偏差,因此可以利用重频差实现自动延时测量。该方法可将测量帧频提高到重频差频量级,即 MHz(μs)量级。同时还可以测量幅度和相位。但该方法受限于异步光采样原理,本质上还是要求待测光梳在测量

时间内保持稳定不变。因此它是一种重复采样测量,不能应用于微腔光频梳的连续环程测量,即不能测量孤子动态过程。基于双光梳探测法,记录的光

频梳从 MI 态到多孤子态再到单孤子态的演化过程如图 8(c)所示^[81]。然而,其记录的为采样平均的结果,并不能代表真实的瞬态过程。

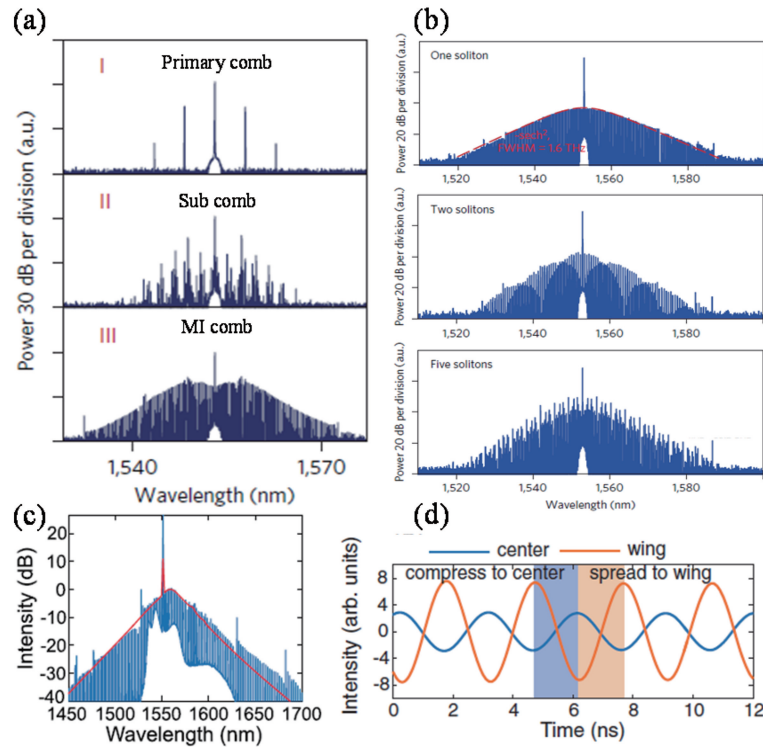


图 7 微腔光频梳光谱表征。(a)初级梳线、亚梳及 MI 态静态光谱^[15]; (b)单孤子、双孤子及五孤子静态光谱^[15]; (c)呼吸子静态光谱^[69]; (d)呼吸子光谱中心及两翼梳线强度变化^[69]

Fig. 7 Spectral characterizations of microcavity optical frequency comb. (a) Static spectra of primary comb, sub-comb, and MI state^[15]; (b) static spectra of single-soliton, dual-soliton, and five-soliton^[15]; (c) static spectrum of breather^[69]; (d) intensity evolution of comb line at center and wing for breather^[69]

时域放大法可对时域波形进行实时观测,通过时域放大系统对光频梳脉冲进行时域拉伸后,利用探测器和实时示波器进行采集分析^[15,82]。该方法可克服电学转换法带宽受限的缺点,将时域分辨率提升至百 fs 量级。受限于时域放大系统内的高阶色散带来的误差,该方法连续观测窗口通常在 100 ps 量级。本课题组通过大有效面积光纤消除前置色散和泵浦色散中的高阶色散,同时基于参量过程来消除输出色散中的高阶色散,将时域放大窗口扩大到 1.4 ns,且时域分辨率为 580 fs,实现无像差时域观察。基于无像差时域放大系统,成功观测到孤子湮灭及孤子碰撞融合过程,如图 8(d)所示^[83]。此外,首次观察了孤子自启动的超快时域动态,揭示了其中的物理机理。

4.2.3 射频频谱表征

微腔光频梳射频频谱表征中,通常利用高速光电探测器将光频梳光谱转换成电信号,再输入到电学

频谱仪中进行表征。根据测得的低频噪声^[14],如图 9(a)所示,可看出微腔光频梳处于单频泵浦及孤子态时,噪声很低;而处于 MI 态时,噪底显著抬高。此外,孤子态时,基频处的拍频信号具有窄线宽特性^[15],如图 9(b)所示,表明光频梳梳线间相干性好。该方法具有 kHz 的分辨率,但是受限于光电探测器的探测带宽,适用于测量重频不超过 100 GHz 的光频梳。通过电学或光学降频,可将探测带宽拓展至 200 GHz。上述方法只能探测微腔光频梳射频频谱的基频信号和低频噪声,而丢失了高频信息。

基于交叉相位调制的全光射频频谱分析(LISA)系统实现了 THz 量级的带宽和 MHz 量级的分辨率^[84],可还原稳态微腔光频梳完整的射频频谱信息,如图 9(c)所示^[35]。但受限于光谱仪帧率,其无法测量射频频谱动态演化。为进一步提升测量速率,本课题组用 F-P 光谱仪替换传统光谱仪,作为测量装置,实验上实现了 1.8 THz 的测量带宽、7.5 MHz

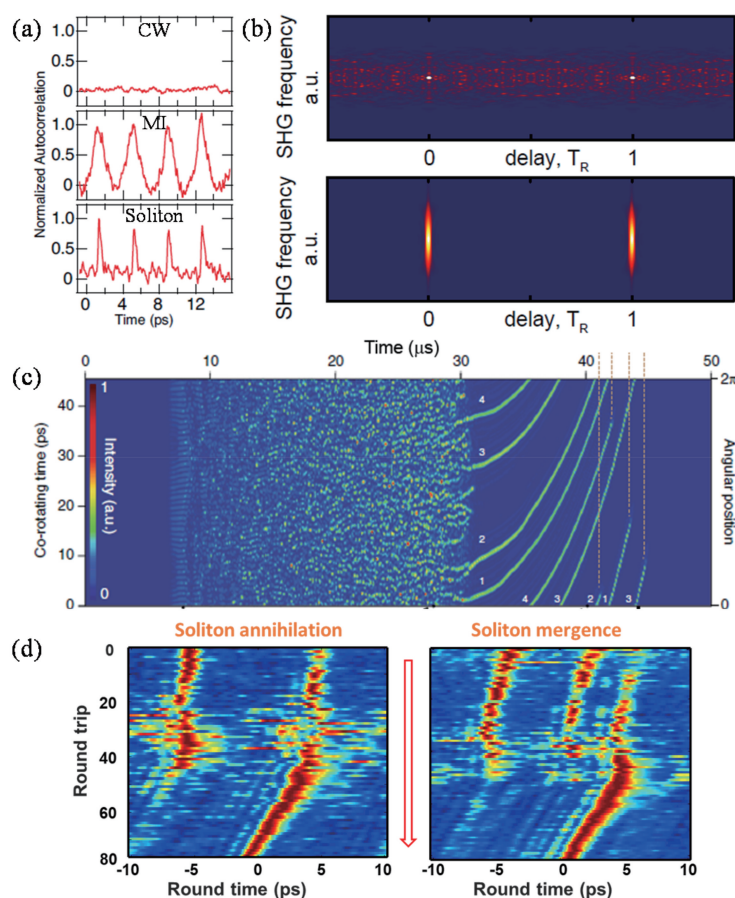


图 8 微腔光频梳时域表征。(a)自相关仪的测试结果^[14];(b)FROG 法的测试结果^[80];
(c)双光梳探测的测试结果^[81];(d)时域放大系统的测试结果^[83]

Fig. 8 Temporal characterizations of microcavity optical frequency comb. (a) Measured results of autocorrelator^[14]; (b) measured results of FROG method^[80]; (c) measured result of dual-comb detection^[81]; (d) measured results of temporal magnified system^[83]

的分辨率及 100 Hz 的帧率,成功监测了微腔光频梳处于 MI 态及孤子态时,射频谱中不同高次谐波的动态演化^[85],如图 9(d)所示。与孤子态结果相比,MI 态的射频谱显示出了较大的相位噪声和较差的相干性,并且随着谐频阶次的增加,相干性越来越差。

5 微腔光频梳应用

孤子微腔光频梳的发展给一系列应用带来了新的革新,这里给出几个典型应用,如图 10 所示。

1) 光钟:孤子微腔光频梳提供了微波域到光频的相干连接,可将光频锁定到稳定的原子跃迁上,实现光钟的产生。利用双光梳可进一步提高功率效率^[86-87]。

2) 相干通信:孤子微腔光频梳的梳线完全等距,且具有高相干性,可作为波分复用中的多波长源,用于大数据传输,目前已实现高达 50 Tbit/s 的

传输速率^[88-89]。

3) THz 信号产生:通过完美时域泰伯效应与孤子微腔光频梳的结合,本课题组实现孤子重频的完美倍增,用于高品质 THz 信号的产生,目前已实现高达 980 GHz 的信号^[35]。

4) 光频合成:与光钟的工作原理相反,光频合成基于孤子微腔光频梳进行频率的上转换,利用稳定的微波源产生光信号^[90]。

5) 光谱学:基于微腔光频梳的 FWM 方案,本课题组实现了大带宽(2.5 THz)、高分辨率(2 MHz)和高速率(200 Hz)的光谱测试^[91]。此外,双光梳光谱学在化学传感应用中占有重要地位,而孤子微腔光频梳的出现使得双光梳传感应用的小型化成为可能^[92-95]。借助于额外的可调谐激光器,可进一步提高光谱分辨率^[96]。

6) 激光雷达:双光梳干涉可用于分辨亚微米量级的距离变化,实现片上激光雷达源^[97-98]。

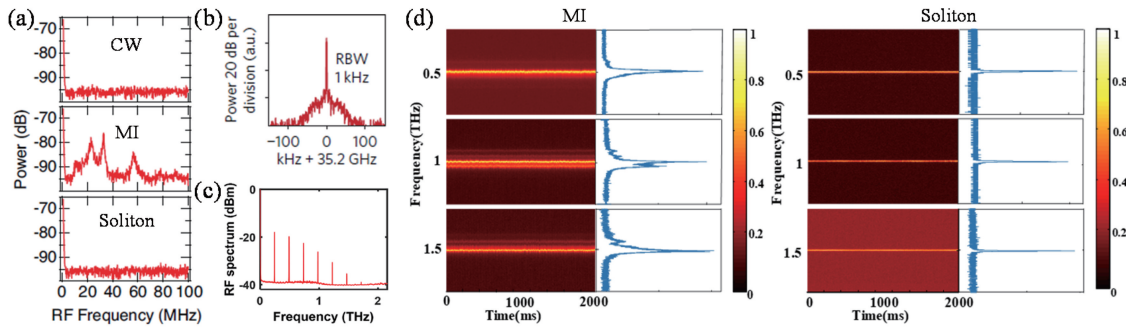


图 9 微腔光频梳射频表征。(a)单频泵浦、MI 态及孤子态时,电谱仪测得的低频噪声^[14]; (b)孤子态时,电谱仪测得的基频噪声^[15]; (c)LISA 系统测得的射频频谱^[35]; (d)MI 态及孤子态时,LISA 系统测得的高次谐波演化^[85]

Fig. 9 RF spectral characterizations of microcavity optical frequency comb. (a) Low frequency noise measured by electric spectrum analyzer for single frequency pump, MI state and soliton state^[14]; (b) fundamental frequency noise measured by electric spectrum analyzer for soliton state^[15]; (c) RF spectrum measured by LISA system^[35]; (d) harmonic evolution measured by LISA system for MI state and soliton state^[85]

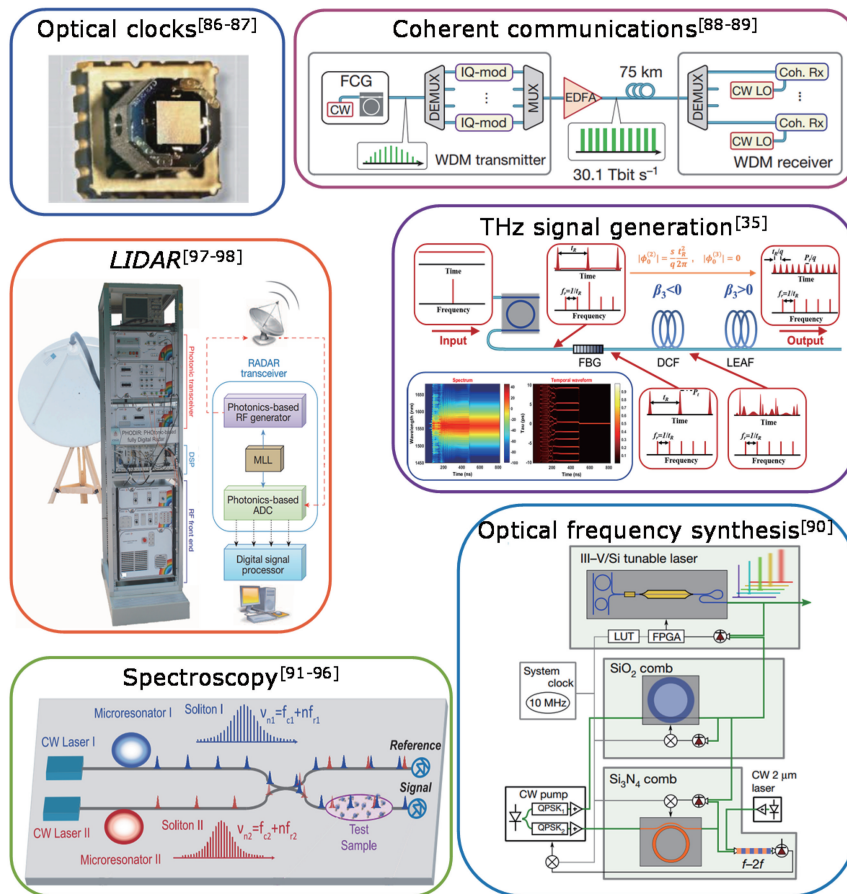


图 10 微腔光频梳应用

Fig. 10 Micro-comb applications

光频梳的稳定性和频率精度决定了其在实际应用中的表现,通过对两个特征参数(重复频率 f_r 和载波包络偏移频率 f_0)进行锁定,可实现光频梳的锁定^[1,99]。当光频梳重复频率在电学带宽内时,可直接对其拍频实现重复频率 f_r 的提取,而载波包络

偏移频率 f_0 的提取通常依赖于 $f-2f$ 自参考技术^[100-101]。该技术要求光频梳光谱覆盖一个完整的倍频程,滤取低频处梳线 f_N 进行倍频,并与高频梳线 f_{2N} 拍频,即可实现载波包络偏移频率的提取, $f_0 = 2f_N - f_{2N} = 2(f_0 + Nf_r) - (f_0 + 2Nf_r)$ 。目

前,已报道的倍频程微腔光频梳的重复频率均大于 200 GHz^[90,102],远超过电学带宽;当微腔光频梳重频接近 20 GHz 时,其光谱带宽显著降低,需后续放大和光谱展宽,以满足倍频程带宽需求^[103]。此外,对两个不同重频的微腔光频梳进行锁定,高重频倍频程光频梳用于自参考技术,低重频窄带光频梳用于产生电学带宽内的微波信号,已实现接近 10^{-13} s^{-1} 的稳定度^[87]。另外,差频技术可产生差频梳^[104],消除载波包络偏移频率的影响,从而提升光频梳稳定性;然而该方案对光谱带宽要求较高,同样需要倍频程带宽,目前已在锁模激光器产生的光频梳中得到验证^[105]。

6 结束语

孤子微腔光频梳的实现代表了材料学、物理学及工程技术的成功融合。受益于小尺寸、低功耗、高重频及高相干性等优势^[16],孤子微腔光频梳展现了巨大潜能,是下一代光源的有力竞争者。目前,各种技术方案已基本突破孤子产生的难题。同时,伴随着高阶色散、拉曼效应、模式耦合、呼吸子等非线性物理机理的研究,人们对孤子微腔光频梳的动力学过程有了更深一步的理解。

尽管孤子微腔光频梳已为多种领域带来革命性的改进,其目前仍处于概念验证实验阶段。从工程应用的角度出发,孤子微腔光频梳的发展应着力于实现孤子自启动、提升集成度及提高转换效率。片上微腔的热响应时间通常在微秒量级,超快的热效应为孤子自启动带来了巨大挑战,然而 LiNbO_3 中光折变效应及辅助光热补偿方案很好地解决了这一难题。此外,单片/混合集成的微腔光频梳源是光频梳实用化的前提,核心在于提升微腔 Q 值。与光纤相比,微腔的传输损耗仍高几个数量级,有待进一步优化微纳制造工艺,降低损耗。近期,氮化硅平台已实现超过 10^8 的超高 Q 值^[106-108],且氧化硅平台已实现超过 10^9 的超高 Q 值^[108],使得微腔光频梳的阈值功率降低至亚 μW 量级。另外,提升泵浦转换效率^[109-110] 同样有利于功耗的降低。目前,已通过多种方式实现了更高的泵浦转换效率,如自注入锁定^[111]、环腔耦合^[112]、脉冲泵浦^[58] 以及泵浦回收^[109] 等方式,其中泵浦回收方案可实现接近 100% 的转换效率。

值得注意的是,目前微腔光频梳的研究仍主要集中于通讯波段。尽管可见光及中红外波段在分子光谱学及化学生物传感等领域具有重要意义,这些

波段的光频梳产生仍面临巨大挑战。目前,可见光波段单孤子带宽仍受限制^[111],还未报道过中红外波段下单孤子微腔光频梳的产生。通过改进现有平台和探索新材料,有望进一步扩大微腔光频梳的光谱覆盖范围,充分发挥其潜力^[107]。综上,孤子微腔光频梳有望作为下一代集成光源,为各个领域带来革命性发展。

参 考 文 献

- [1] Diddams S A. The evolving optical frequency comb [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2010, 27(11): B51-B62.
- [2] Spence D E, Kean P N, Sibbett W. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti: sapphire laser [J]. *Optics Letters*, 1991, 16(1): 42-44.
- [3] Tamura K, Ippen E P, Haus H A, et al. 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser [J]. *Optics Letters*, 1993, 18(13): 1080-1082.
- [4] Kippenberg T J, Holzwarth R, Diddams S A. Microresonator-based optical frequency combs [J]. *Science*, 2011, 332(6029): 555-559.
- [5] Pfeiffer M H P, Herkommer C, Liu J Q, et al. Octave-spanning dissipative Kerr soliton frequency combs in Si_3N_4 microresonators [J]. *Optica*, 2017, 4(7): 684-691.
- [6] Li Q, Briles T C, Westly D A, et al. Stably accessing octave-spanning microresonator frequency combs in the soliton regime [J]. *Optica*, 2017, 4(2): 193-203.
- [7] Zhang S Y, Silver J M, del Bino L, et al. Submilliwatt-level microresonator solitons with extended access range using an auxiliary laser [J]. *Optica*, 2019, 6(2): 206-212.
- [8] Stern B, Ji X C, Okawachi Y, et al. Battery-operated integrated frequency comb generator [J]. *Nature*, 2018, 562(7727): 401-405.
- [9] 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.
- [10] Kippenberg T J, Spillane S M, Vahala K J. Kerr-nonlinearity optical parametric oscillation in an ultrahigh- Q toroid microcavity [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(8): 083904.
- [11] Del'Haye P, Schliesser A, Arcizet O, et al. Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator [J]. *Nature*, 2007, 450(7173): 1214-1217.
- [12] Del'Haye P, Coillet A, Loh W, et al. Phase steps and resonator detuning measurements in

- microresonator frequency combs [J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 5668.
- [13] Li J, Lee H, Chen T, et al. Low-pump-power, low-phase-noise, and microwave to millimeter-wave repetition rate operation in microcombs[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(23): 233901.
- [14] Saha K, Okawachi Y, Shim B, et al. Modelocking and femtosecond pulse generation in chip-based frequency combs[J]. *Optics Express*, 2013, 21(1): 1335-1343.
- [15] Herr T, Brasch V, Jost J D, et al. Temporal solitons in optical microresonators [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(2): 145-152.
- [16] Kippenberg T J, Gaeta A L, Lipson M, et al. Dissipative Kerr solitons in optical microresonators [J]. *Science*, 2018, 361(6402): eaan8083.
- [17] Herr T, Hartinger K, Riemensberger J, et al. Universal formation dynamics and noise of Kerr-frequency combs in microresonators [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 480-487.
- [18] Chembo Y K, Yu N. Modal expansion approach to optical-frequency-comb generation with monolithic whispering-gallery-mode resonators [J]. *Physical Review A*, 2010, 82(3): 033801.
- [19] Hansson T, Modotto D, Wabnitz S. On the numerical simulation of Kerr frequency combs using coupled mode equations [J]. *Optics Communications*, 2014, 312: 134-136.
- [20] 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.
- [21] Lamont M R, Okawachi Y, Gaeta A L. Route to stabilized ultrabroadband microresonator-based frequency combs [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(18): 3478-3481.
- [22] Bao C Y, Yang C X. Mode-pulling and phase-matching in broadband Kerr frequency comb generation[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2014, 31(12): 3074-3080.
- [23] Zhao Y J, Chen L, Hu H, et al. Numerical investigation of parametric frequency dependence in the modeling of octave-spanning Kerr frequency combs[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2020, 12(2): 6600509.
- [24] Liang W, Eliyahu D, Ilchenko V S, et al. High spectral purity Kerr frequency comb radio frequency photonic oscillator [J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 7957.
- [25] 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.
- [26] Obrzud E, Lecomte S, Herr T. Temporal solitons in microresonators driven by optical pulses [J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(9): 600-607.
- [27] Yang K Y, Oh D Y, Lee S H, et al. Bridging ultrahigh-Q devices and photonic circuits[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(5): 297-302.
- [28] Brasch V, Geiselmann M, Herr T, et al. Photonic chip-based optical frequency comb using soliton Cherenkov radiation[J]. *Science*, 2016, 351(6271): 357-360.
- [29] 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.
- [30] Wang P H, Jaramillo-Villegas J A, Xuan Y, et al. Intracavity characterization of micro-comb generation in the single-soliton regime [J]. *Optics Express*, 2016, 24(10): 10890-10897.
- [31] Karpov M, Guo H R, Lucas E, et al. Universal dynamics and controlled switching of dissipative Kerr solitons in optical microresonators[J]. *Nature Physics*, 2017, 13(1): 94-102.
- [32] Yu M J, Okawachi Y, Griffith A G, et al. Mode-locked mid-infrared frequency combs in a silicon microresonator[J]. *Optica*, 2016, 3(8): 854-860.
- [33] Bao H L, Cooper A, Rowley M, et al. Laser cavity-soliton microcombs[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(6): 384-389.
- [34] Lu Z Z, Wang W Q, Zhang W F, et al. Deterministic generation and switching of dissipative Kerr soliton in a thermally controlled microresonator[J]. *AIP Advances*, 2019, 9(2): 025314.
- [35] Zhao Y J, Chen L, Wang W Q, et al. Repetition rate multiplication control of micro-combs assisted by perfect temporal Talbot effect [J]. *APL Photonics*, 2020, 5(4): 046102.
- [36] Gong Z, Bruch A, Shen M H, et al. High-fidelity cavity soliton generation in crystalline AlN micro-ring resonators[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(18): 4366-4369.
- [37] He Y, Yang Q F, Ling J W, et al. Self-starting bi-chromatic LiNbO₃ soliton microcomb [J]. *Optica*, 2019, 6(9): 1138-1144.
- [38] Chang L, Xie W, Shu H, et al. Ultra-efficient frequency comb generation in AlGaAs-on-insulator microresonators [J]. *Nature Communications*, 2020, 11(1): 1331.
- [39] Carmon T, Yang L, Vahala K. Dynamical thermal behavior and thermal self-stability of microcavities

- [J]. *Optics Express*, 2004, 12(20): 4742-4750.
- [40] Wang W Q, Wang L R, Zhang W F. Advances in soliton microcomb generation [J]. *Advanced Photonics*, 2020, 2(3): 034001.
- [41] 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.
- [42] Brasch V, Geiselmann M, Pfeiffer M H, et al. Bringing short-lived dissipative Kerr soliton states in microresonators into a steady state [J]. *Optics Express*, 2016, 24(25): 29312-29320.
- [43] 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.
- [44] Gaeta A L, Lipson M, Kippenberg T J. Photonic-chip-based frequency combs [J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(3): 158-169.
- [45] Barashenkov I V, Smirnov Y S. Existence and stability chart for the ac-driven, damped nonlinear Schrödinger solitons [J]. *Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, 1996, 54(5): 5707-5725.
- [46] Stone J R, Briles T C, Drake T E, et al. Thermal and nonlinear dissipative-soliton dynamics in Kerr-microresonator frequency combs [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(6): 063902.
- [47] Volet N, Yi X, Yang Q F, et al. Micro-resonator soliton generated directly with a diode laser [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2018, 12 (5): 1700307.
- [48] Yi X, Yang Q F, Youl Yang K, et al. Active capture and stabilization of temporal solitons in microresonators [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(9): 2037-2040.
- [49] Xue X, Xuan Y, Wang C, et al. Thermal tuning of Kerr frequency combs in silicon nitride microring resonators [J]. *Optics Express*, 2016, 24(1): 687-698.
- [50] Raja A S, Liu J Q, Volet N, et al. Packaged photonic chip-based soliton microcomb using an ultralow-noise laser [EB/OL]. (2019-06-04) [2020-09-26]. <https://arxiv.org/abs/1906.03194v1>.
- [51] 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: 50.
- [52] 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.
- [53] Vassiliev V V, Velichansky V L, Ilchenko V S, et al. Narrow-line-width diode laser with a high-Q microsphere resonator [J]. *Optics Communications*, 1998, 158: 305-312.
- [54] 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.
- [55] Shen B Q, Chang L, Liu J Q, et al. Integrated turnkey soliton microcombs [J]. *Nature*, 2020, 582 (7812): 365-369.
- [56] Cole D C, Stone J R, Erkintalo M, et al. Kerr-microresonator solitons from a chirped background [J]. *Optica*, 2018, 5(10): 1304-1310.
- [57] Obrzud E, Rainer M, Harutyunyan A, et al. A microphotonic astrocomb [J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(1): 31-35.
- [58] Weng W L, Kaszubowska-Anandarajah A, He J J, et al. Gain-switched semiconductor laser driven soliton microcombs [EB/OL]. (2020-06-18) [2020-09-26]. <https://arxiv.org/abs/2006.10662>.
- [59] Stern L, Stone J R, Kang S, et al. Direct Kerr frequency comb atomic spectroscopy and stabilization [J]. *Science Advances*, 2020, 6 (9): eaax6230.
- [60] Liu J, Tian H, Lucas E, et al. Monolithic piezoelectric control of soliton microcombs [J]. *Nature*, 2020, 583(7816): 385-390.
- [61] Yi X, Yang Q F, Yang K Y, et al. Theory and measurement of the soliton self-frequency shift and efficiency in optical microcavities [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(15): 3419-3422.
- [62] Yang Q F, Yi X, Yang K Y, et al. Stokes solitons in optical microcavities [J]. *Nature Physics*, 2017, 13(1): 53-57.
- [63] Wang S, Guo H, Bai X, et al. Broadband Kerr frequency combs and intracavity soliton dynamics influenced by high-order cavity dispersion [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(10): 2880-2883.
- [64] Yang Q F, Yi X, Yang K Y, et al. Spatial-mode-interaction-induced dispersive waves and their active tuning in microresonators [J]. *Optica*, 2016, 3 (10): 1132-1135.
- [65] Bao C Y, Xuan Y, Leaird D E, et al. Spatial mode-interaction induced single soliton generation in microresonators [J]. *Optica*, 2017, 4 (9): 1011-1015.
- [66] Guo H R, Lucas E, Pfeiffer M H P, et al. Inter-mode breather solitons in optical microresonators [C] // CLEO Pacific Rim Conference, July 29-

- August 3, 2018, Hong Kong, China. Washington, DC: OSA, 2018: W1B.2.
- [67] Lucas E, Guo H R, Jost J D, et al. Detuning-dependent properties and dispersion-induced instabilities of temporal dissipative Kerr solitons in optical microresonators [J]. *Physical Review A*, 2017, 95(4): 043822.
- [68] Yi X, Yang Q F, Zhang X Y, et al. Single mode dispersive waves and soliton microcomb dynamics [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 14869.
- [69] Bao C Y, Jaramillo-Villegas J A, Xuan Y, et al. Observation of Fermi-Pasta-Ulam recurrence induced by breather solitons in an optical microresonator [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(16): 163901.
- [70] Yu M J, Jang J K, Okawachi Y, et al. Breather soliton dynamics in microresonators [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 14569.
- [71] Lucas E, Karpov M, Guo H, et al. Breathing dissipative solitons in optical microresonators [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 736.
- [72] Weng W L, Bouchand R, Lucas E, et al. Heteronuclear soliton molecules in optical microresonators [J]. *Nature Communications*, 2020, 11(1): 2402.
- [73] Cole D C, Lamb E S, Del'Haye P, et al. Soliton crystals in Kerr resonators [J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(10): 671-676.
- [74] Karpov M, Pfeiffer M H P, Guo H R, et al. Dynamics of soliton crystals in optical microresonators [J]. *Nature Physics*, 2019, 15(10): 1071-1077.
- [75] He Y, Ling J W, Li M X, et al. Perfect soliton crystals on demand [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2020, 14(8): 1900339.
- [76] Yang Q F, Yi X, Yang K Y, et al. Counter-propagating solitons in microresonators [J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(9): 560-564.
- [77] Lucas E, Lihachev G, Bouchand R, et al. Spatial multiplexing of soliton microcombs [J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(11): 699-705.
- [78] Jang J K, Klenner A, Ji X C, et al. Synchronization of coupled optical microresonators [J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(11): 688-693.
- [79] Xue X X, Xuan Y, Wang P H, et al. Normal-dispersion microcombs enabled by controllable mode interactions [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2015, 9(4): L23-L28.
- [80] Herr T, Brasch V, Jost J D, et al. Temporal solitons in optical microresonators [EB/OL]. (2012-11-04) [2020-09-26]. <http://arxiv.org/abs/1211.0733v3>.
- [81] Yi X, Yang Q F, Yang K Y, et al. Imaging soliton dynamics in optical microcavities [J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 3565.
- [82] Li B, Huang S W, Li Y, et al. Panoramic-reconstruction temporal imaging for seamless measurements of slowly-evolved femtosecond pulse dynamics [J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 61.
- [83] Chen L, Zhao Y J, Wang W Q, et al. Ultrafast soliton dynamics of micro-combs observed by aberration-free temporal magnifier [C] // Conference on Lasers and Electro-Optics, May 10-15, 2020, Washington, DC. Washington, DC: OSA, 2020: JW2F.30.
- [84] Dorrer C, Maywar D N. RF spectrum analysis of optical signals using nonlinear optics [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2004, 22(1): 266-274.
- [85] Wang R, Chen L, Hu H, et al. Precise dynamic characterization of microcombs assisted by an RF spectrum analyzer with THz bandwidth and MHz resolution [J]. *Optics Express*, 2020, 29(2): 2153-2161.
- [86] Del'Haye P, Coillet A, Fortier T, et al. Phase-coherent microwave-to-optical link with a self-referenced microcomb [J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(8): 516-520.
- [87] Newman Z L, Maurice V, Drake T E, et al. Architecture for the photonic integration of an optical atomic clock [J]. *Optica*, 2019, 6(5): 680-685.
- [88] Marin-Palomo P, Kemal J N, Karpov M, et al. Microresonator-based solitons for massively parallel coherent optical communications [J]. *Nature*, 2017, 546(7657): 274-279.
- [89] Mazur M, Suh M G, Fülöp A, et al. Enabling high spectral efficiency coherent superchannel transmission with soliton microcombs [EB/OL]. (2018-12-22) [2020-09-26]. <https://arxiv.org/abs/1812.11046v1>.
- [90] Spencer D T, Drake T, Briles T C, et al. An optical-frequency synthesizer using integrated photonics [J]. *Nature*, 2018, 557(7703): 81-85.
- [91] Hu H, Chen L, Wang R L, et al. Wideband high-resolution spectral analysis assisted by soliton microcombs [C] // Conference on Lasers and Electro-Optics, May 10-15, 2020, Washington, DC. Washington, DC: OSA, 2020: JW2B.31.
- [92] Yang Q F, Suh M G, Yang K Y, et al. Microresonator soliton dual-comb spectroscopy [C] // Science and Innovations 2017, May 14-19, 2017,

- San Jose, California. Washington, DC: OSA, 2017: SM4D.4.
- [93] Pavlov N G, Lihachev G, Koptyaev S, et al. Soliton dual frequency combs in crystalline microresonators [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(3): 514-517.
- [94] Dutt A, Joshi C, Ji X, et al. On-chip dual comb source for spectroscopy [J]. *Science Advances*, 2018, 4(3): e1701858.
- [95] Yu M J, Okawachi Y, Griffith A G, et al. Silicon-chip-based mid-infrared dual-comb spectroscopy[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 1869.
- [96] Yang Q F, Shen B, Wang H, et al. Vernier spectrometer using counterpropagating soliton microcombs [J]. *Science*, 2019, 363 (6430): eaaw2317.
- [97] Suh M G, Vahala K J. Soliton microcomb range measurement[J]. *Science*, 2018, 359(6378): 884-887.
- [98] Trocha P, Karpov M, Ganin D, et al. Ultrafast optical ranging using microresonator soliton frequency combs [J]. *Science*, 2018, 359 (6378): 887-891.
- [99] Fortier T, Baumann E. 20 years of developments in optical frequency comb technology and applications [J]. *Communications Physics*, 2020, 3: 85.
- [100] Reichert J, Holzwarth R, Udem T, et al. Measuring the frequency of light with mode-locked lasers[J]. *Optics Communications*, 1999, 172: 59-68.
- [101] Telle H R, Steinmeyer G, Dunlop A E, et al. Carrier-envelope offset phase control: a novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation[J]. *Applied Physics B*, 1999, 69(4): 327-332.
- [102] Brasch V, Lucas E, Jost J D, et al. Self-referenced photonic chip soliton Kerr frequency comb [J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6 (1): e16202.
- [103] Lamb E S, Carlson D R, Hickstein D D, et al. Optical-frequency measurements with a Kerr microcomb and photonic-chip supercontinuum [J]. *Physical Review Applied*, 2018, 9(2): 024030.
- [104] Puppe T, Sell A, Kliese R, et al. Characterization of a DFG comb showing quadratic scaling of the phase noise with frequency [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(8): 1877-1880.
- [105] Newbury N R, Swann W C. Low-noise fiber-laser frequency combs[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2007, 24(8): 1756-1770.
- [106] Chen D Y, Kovach A, Poust S, et al. Normal dispersion silicon oxynitride microresonator Kerr frequency combs [J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 115: 051105.
- [107] Kovach A, Chen D Y, He J H, et al. Emerging material systems for integrated optical Kerr frequency combs [J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2020, 12(1): 135-222.
- [108] Wu L E, Wang H M, Yang Q F, et al. On-chip Q-factor greater than 1 billion [C] // Conference on Lasers and Electro-Optics, May 10-15, 2020, Washington, DC. Washington, DC: OSA, 2020: SW3J.7.
- [109] Xue X X, Zheng X P, Zhou B K. Super-efficient temporal solitons in mutually coupled optical cavities [J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(9): 616-622.
- [110] Kim B Y, Okawachi Y, Jang J K, et al. Turn-key, high-efficiency Kerr comb source [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(18): 4475-4478.
- [111] Lee S H, Oh D Y, Yang Q F, et al. Towards visible soliton microcomb generation [J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 1295.
- [112] Wang W Q, Zhang W F, Chu S T, et al. Repetition rate multiplication pulsed laser source based on a microring resonator [J]. *ACS Photonics*, 2017, 4 (7): 1677-1683.