

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2311496

微腔光频梳研究进展：从均匀到非均匀泵浦*

张晨希¹, 殷科¹, 江天²
(1. 国防科技大学前沿交叉学科学院 长沙 410073; 2. 国防科技大学理学院量子信息研究所 长沙 410073)

摘要:光频梳光谱在频域呈梳状等间距分布,兼具宽光谱、高相干、低相噪等特点,因此在光钟、测距、光谱检测、相干通信等诸多领域具有良好应用前景。微腔为光频梳产生提供了小型集成化平台,使得微腔光频梳,尤其是高相干的耗散克尔孤子光梳,在近年备受研究者关注。绝大多数微腔光频梳的实现依赖于均匀连续光泵浦,而非均匀泵浦,如相位调制与脉冲泵浦,因其在孤子重频控制与能量转化效率方面具有特定优势,逐步进入研究者视野。本文回顾了微腔光频梳研究进展,具体综述了关于非均匀驱动场下耗散克尔孤子的产生及其动力学研究,并对其未来发展趋势进行了分析和展望。非均匀泵浦能够提高耗散克尔孤子的可控性及能量转化效率,将为更多微腔光频梳应用铺平道路。

关键词:光频梳;微腔;孤子;相位调制泵浦;脉冲泵浦

中图分类号: TH74 O437 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 41620

Research progress on microcombs: From homogeneous to inhomogeneous driving

Zhang Chenxi¹, Yin Ke¹, Jiang Tian²
(1. College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China; 2. Institute for Quantum Science and Technology, College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Optical frequency combs consists of a series of discrete and equidistant coherent lasers just like combs in the frequency domain, which has good application prospects in many fields such as optical clocks, ranging, spectral detection, coherent communication and other fields due to their wide spectrum, high coherence, and low phase noise. Microcavities provide a small and integrated platform for the generation of optical frequency combs, which makes microcombs attractive for researchers in recent years, especially for the highly-coherent dissipative Kerr soliton combs. The implementation of the vast majority of microcombs relies on homogeneous continuous wave driving. However, the inhomogeneous driving, such as pump in the presence of phase or amplitude inhomogeneities, has come into view owing to its specific advantages in soliton repetition control and energy conversion efficiency. In this article, the research progress of micro combs is reviewed. Specifically, an overview focusing on the generation and dynamics of dissipative Kerr soliton under inhomogeneous driving fields is provided. Future development trends and perspectives are also discussed. The inhomogeneous driving can improve the controllability and energy conversion efficiency of dissipative Kerr soliton, which gives the way for more microcomb applications.

Keywords: optical frequency comb; micro-cavity; soliton; phase-modulated pump; pulse pump

0 引言

光学频率梳(optical frequency comb, OFC)在频域上表现为等间距频率分量,在时域上表现为等间隔超短脉冲序列,具有宽光谱、高相干、低相噪等特点。OFC 相干

连接了电磁频谱中的光波和微波区域^[1],快速推动了微波光子学的发展^[2],同时在精密光谱、相干光通信、激光雷达、光钟、光计算等领域具有广泛应用前景^[3-6]。目前, OFC 产生主要有锁模激光方案、直接电光调制方案和利用光学微谐振腔产生方案^[7-11]。相比于前两种方案,基于光学微腔中非线性光参量过程的克尔(Kerr)光频梳产

生方案,具有梳齿频率间隔大、互补金属氧化物半导体 (complementary metal-oxide-semiconductor, CMOS) 兼容芯片集成、功耗低的优势^[12-14],能够直接满足单梳齿操控与应用要求^[15-16],因而逐步赢得研究者的关注。

具备实用价值的微腔光频梳需处于孤子状态,其实现前提条件是腔内色散和非线性、增益和损耗两组物理量的平衡,因此也被称为耗散型 Kerr 孤子 (dissipative Kerr soliton, DKS)^[17]。由于微腔材料存在固有的热光效应以及热膨胀效应,其自由光谱范围 (free spectrum range, FSR) 会随微腔温度变化而改变,影响微腔 OFC 的重复频率稳定性。甚至,对一些热光效应较强的材料而言,在微腔 OFC 由高功率调制不稳定性状态过渡到低功率孤子状态的过程中,功率跳变引起的温度下降会导致微腔谐振频率蓝移,红失谐的泵浦激光偏离微腔谐振峰,使得孤子湮灭^[14]。为克服微腔的热光效应,避免孤子崩溃,研究者们提出了多种方案,如泵浦激光频率快速扫描^[18]、微腔谐振峰热调谐^[19]、泵浦激光功率调节^[20]、辅助激光热补偿^[21]等。然而,微腔热效应带来的光梳重复频率波动,使其走向实际应用时还需引入额外的探测-反馈回路进行重复频率锁定。此外,受物理机理限制,基于均匀连续光泵浦的 DKS 泵浦-孤子能量转化效率普遍较低(一般低于 3%),使得谱宽受限,在射频可探测重频难以达到倍频程,无法实现自参考 (self-referencing) 全锁定,应用范围局限在对载波包络偏移频率不敏感的测距、通信、计算等应用上^[4,6,22]。因此,为稳定光梳重频,提高能量转化效率,便于实际应用,研究者们将目光由均匀连续光泵浦投向非均匀的相位调制泵浦与脉冲激光泵浦^[23],使得产生的光频梳具有频率间隔精确可控、能量转化效率高、光谱覆盖范围宽的潜在优势,适用于需要同时宽谱覆盖和高精度频率控制的应用场景。

本文着眼于微腔光频梳产生研究中的不同泵浦方式,首先简要回顾微腔光频梳的研究历程,接着介绍微腔光频梳产生原理,重点辨析均匀连续光 (continuous wave, CW) 泵浦方案与非均匀相位调制泵浦及脉冲光泵浦方案的区别,然后重点对比综述了不同脉冲激光泵浦微腔光频梳研究的领域进展,最后简要展望其研究趋势及发展前景。

1 微腔光频梳研究历程

微腔内光场进行周期性循环,可以极大地增强微腔内部光功率,进而引起强烈的光与物质相互作用,激发如 Kerr 效应、受激拉曼散射、受激布里渊散射等复杂非线性效应。2003 年,美国加州理工学院 (California Institute of Technology, Caltech) Kerry Vahala 课题组的 Armani 等^[24]成功制备品质因子 (quality factor, Q) 高达 10^8 的二氧化硅 (SiO_2) 微型谐振腔,并于 2004 年首次实验观察到微腔

内的光参量振荡现象^[25]。2007 年,德国马克斯普朗克量子光学研究所 (Max Planck Institute of Quantum Optics, MPQ) 的 Del'Haye 等^[26]成功利用与 Vahala 课题组相同的 SiO_2 微腔谐振腔产生了微腔光频梳,成为微腔 OFC 的发轫之作。早期的微腔 OFC 通常处于调制不稳定 (modulation instability, MI) 状态,相干性不高、稳定性较差,时域波形无法形成稳定的锁模超短脉冲,应用严重受限。直到 2013 年,瑞士洛桑联邦理工学院 (École Polytechnique Fédérale de Lausanne, EPFL) Kippenberg 课题组的 Hern 等^[18]使用图 1(a) 中泵浦激光快速频率扫描的方法,首次在超高 Q 值氟化镁 (MgF_2) 微腔中实现了稳定高相干的孤子光频梳,如图 1(b)、(c) 图所示,使得此后研究主要聚焦于 DKS 的产生及其相关应用,这才开启了微腔光频梳发展及应用的新篇章。

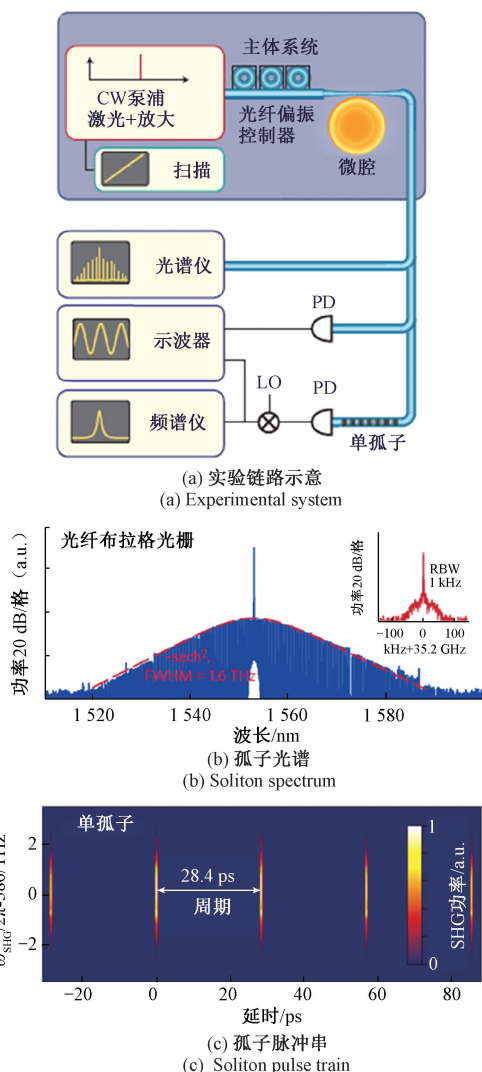


图 1 光学微谐振腔产生孤子光频梳示意图^[18]
Fig. 1 Diagram of soliton combs generated by optical microresonator^[18]

表1展示了微腔孤子光频梳产生平台材料参数。如表1所示,微腔材料丰富多样,特性各有千秋,且基于微腔产生的孤子光频梳相干性高、带宽大、稳定性好,不仅为光学原子钟、大容量相干通信、任意波形产生、激光雷

达、超快测量、精密光谱学等领域提供了集成化平台^[4,6,22,36-43],同时包含着拉曼效应导致的斯托克斯孤子^[44]、呼吸孤子^[45-49]、多孤子^[17,48-50]、暗孤子^[17,48-49,51-52]、孤子晶体^[17,48-50,53]等新颖丰富的非线性物理机理。

表1 微腔孤子光频梳产生平台材料参数

Table 1 Material parameters of micro-cavity soliton optical frequency comb generation platform

材料	折射率	$n_2/(\text{m}^2\text{W}^{-1})$	Q 值	材料	折射率	$n_2/(\text{m}^2\text{W}^{-1})$	Q 值
SiO_2 ^[27]	1.45	2.2×10^{-20}	$>10^8$	Si_3N_4 ^[32]	2.00	2.5×10^{-19}	$\sim 10^7$
Diamond ^[28]	2.40	8.2×10^{-20}	$\sim 10^6$	As_2S_3 ^[33]	2.43	3.8×10^{-18}	$>10^6$
Hydex ^[29]	1.70	1.2×10^{-19}	$>10^6$	$\text{Si}^{[16]}$	3.47	5.0×10^{-18}	$>10^5$
LiNbO_3 ^[30]	2.21	1.8×10^{-19}	$>10^6$	$\text{GaP}^{[34]}$	3.05	1.1×10^{-17}	$\sim 10^5$
$\text{AlN}^{[31]}$	2.12	2.3×10^{-19}	$>10^6$	$\text{AlGaAs}^{[35]}$	3.30	2.6×10^{-17}	$\sim 10^6$

2 微腔光频梳产生原理

光学微腔能够将光场束缚在微小空间内,模式体积小,光场密度大,腔内光场强度高,同时高Q值使得腔内光子寿命长,光在腔内相互作用长度大,使得光学微腔能够降低腔内光学非线性效应的功率阈值,易于发生四波混频(four-wave mixing, FWM)效应而产生微腔 OFC。

定性来看,当CW激光位于微腔共振的蓝失谐处,且与微腔谐振模式耦合时,极高腔内光场将使得简并FWM发生,共同产生邻近腔模的参量增益,当非线性增益超过腔损耗时,第一对边带功率随腔内功率增大而增大,进而产生更多频率间隔 Δ 的初级边带,称为主梳(primary lines),如图2(a)。进一步增加泵浦耦合功率,边带功率随之增加,发生非简并FWM过程,形成间隔 δ 的次级边带,即子梳(subcombs),如图2(b)。腔内耦合功率继续增大,次级边带发生重叠,由于 Δ 与 δ 之间并不一定为整数倍关系,腔内模式在频域和时域上都变得混乱,处于低相干性、高噪声的调制不稳定(modulation instability, MI)状态,光频梳动力学的精确描述和预测变得复杂。当波长继续增大到微腔共振的红失谐处时,通过色散与非线性、增益与损耗的相互补偿,光频梳进入高相干的多孤子甚至单孤子态。

为定量描述微腔 OFC 产生动力学,2010年 Caltech 的 Chembo 等^[54]基于麦克斯韦方程提出了耦合模方程方法,将每个梳齿视为单独的电场分量,通过FWM相互耦合,完整描述了Kerr光频梳参量振荡、主梳、子梳、MI态到宽带光梳的演化过程。具体而言,频率为 ω_p 的外部CW激光驱动微腔,其中相对于泵浦模式 $\mu=0$ 编号为 μ 的梳齿电场记为 A_μ ,则第 μ 根梳齿的速率方程

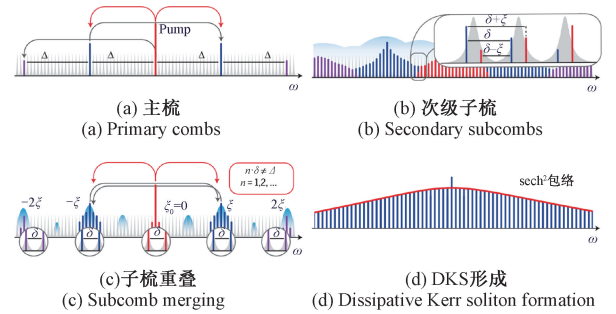


图2 微腔 Kerr 光频梳产生示意图^[17]

Fig. 2 Diagram of microcomb generation^[17]

可以描述为^[54]:

$$\frac{dA_\mu}{dt} = -\frac{\kappa}{2}A_\mu + \delta_{\mu 0}\sqrt{\kappa_{\text{ex}}}s_{\text{in}}e^{i(\omega_p - \omega_0)t} + ig \sum_{\mu_1, \mu_2, \mu_3} A_{\mu_1}A_{\mu_2}A_{\mu_3}^* e^{-i(\omega_{\mu_1} + \omega_{\mu_2} - \omega_{\mu_3} - \omega_\mu)t} \quad (1)$$

其中, κ 是腔总损耗, $\delta_{\mu 0}$ 是克罗内克符号, μ 是梳齿编号, κ_{ex} 是腔耦合损耗, s_{in} 是泵浦激光振幅, g 是归一化FWM参量增益, ω_μ 是第 μ 根梳齿的角频率。首项体现腔对光场的损耗;次项体现泵浦对腔的外部驱动, $\delta_{\mu 0}$ 代表驱动只作用于泵浦模式;求和项表示FWM效应, $g = \hbar\omega_0 cn_2/n_0^2 V_{\text{eff}}$ 为每光子Kerr频移,其中 n_2 为非线性折射率, V_{eff} 为有效模式体积。考虑泵浦及一对边带,可得参量振荡阈值 $P_{\text{th}} = \kappa^2 n^2 V_{\text{eff}}/4\omega_0 cn_2$ ^[34]。

由式(1)可知耦合模方程数值模拟求解计算量与所求解模式数的三次方成正比,因此,为对多梳齿Kerr光频梳的演化动力学进行高效描述,新西兰奥克兰大学Coen等^[55]于2013年从时域非线性薛定谔方程(nonlinear Schrödinger equation, NLSE)出发,基于平均场理论^[56]提出了Lugiato-Lefever(LL)方程方法。不同于耦合模方程方法,LL方程方法不需要单独计算每个梳齿的

动态演化过程,因而计算时间不会随考虑模式数的增加而显著增加,这对于模拟宽带光频梳演化动力学具有显著优势。耦合模方程方法建立在传播时间 t 和腔模式编号 μ 的坐标下,每根梳齿都有单独方程来表示其振幅演化,在频域描述 Kerr 光频梳的形成。而为了简化数值模型,可以对整个系统在空间或时间域描述,腔内电场的慢变包络 $A(\phi, t)$ 可表示为^[55]:

$$A(\phi, t) = \sum_{\mu} a_{\mu}(t) e^{-i(\omega_{\mu} - \omega_p)t + i\mu\phi} \quad (2)$$

其中,方位角 ϕ 在时域可表示为 $\phi = 2\pi\tau/T_R = D_1\tau$, T_R 是光场沿微腔传输一周的时间, τ 是相对于包络传播时间 t 这个慢时间的快时间坐标,通常在 T_R 量级。将式(2)代入耦合模方程可得^[56]:

$$\frac{\partial A(\phi, t)}{\partial t} = -\frac{\kappa}{2}A - i(\omega_0 - \omega_p)A + \sqrt{\kappa_{\text{ex}}}s_{\text{in}} + i\frac{D_2}{2}\frac{\partial^2 A(\phi, t)}{\partial \phi^2} + ig|A|^2A \quad (3)$$

式(3)等号右边 5 项依次对应腔损耗、失谐、泵浦驱动、腔色散和 Kerr 非线性对包络的影响。上述方程联合边界条件 $A(\phi, t) = A(\phi + 2\pi, t)$, 等价于耦合模方程,可以很好地描述 Kerr 微梳的演化动力学。对式(3)进行归一化:

$$\psi = \sqrt{\frac{2g}{\kappa}}A, \tau = \frac{\kappa t}{2}, \theta = \sqrt{\frac{\kappa}{2D_2}}\phi, \zeta = \frac{2(\omega_0 - \omega_p)}{\kappa},$$

$$f = \sqrt{\frac{8\kappa_{\text{ex}}g}{\kappa^3}}s_{\text{in}} \quad (4)$$

得到无量纲形式的 LL 方程^[56]:

$$\frac{\partial \psi(\theta, \tau)}{\partial \tau} = -(1 + i\zeta)\psi + f + \frac{i}{2}\frac{\partial^2 \psi(\theta, \tau)}{\partial \theta^2} + i|\psi(\theta, \tau)|^2\psi(\theta, \tau) \quad (5)$$

对于具有反常群速度色散($D_2 > 0$)的微腔,该方程存在稳态孤子解^[56] $A_{\text{soliton}}(\theta) \approx A_0 + Be^{i\phi_s} \text{sech}(B\theta)$, 其中 A_0 是 CW 波背景, ϕ_s 是腔孤子相对于外部泵浦的相移,双曲正割包络项中 $B = \sqrt{2\zeta}$ 决定孤子的振幅和带宽。基于 LL 方程方法模拟的微腔光频梳动态形成过程与实验结果非常吻合且高效,但其通常只包含了传播常数的波长相关性。2020 年,华中科技大学 Zhao 等^[57]课题组将频域 NLSE 与微腔边界条件结合,得到频域 LL 方程,加入有效模式面积和非线性折射率的波长相关性,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。

以上是针对均匀连续光泵浦情形的仿真模型,而非均匀脉冲泵浦方案下,相位调制泵浦通过 RF 调制频率引入相位不均匀性;脉冲泵浦引入幅度不均匀性,其在时域上是以 RF 调制频率的倒数为周期的脉冲序列,频域上是以 RF 调制频率为重频的分立谱线,若设频域上能

耦合进微腔的有 $M + 1$ 个调制频率,即 F_{μ} 在 $\mu = -M/2 \sim +M/2$ 取值。因此,调整后的频域 LL 方程如式(6)~(8)所示^[23]。

$$\frac{\partial \bar{A}_{\mu}}{\partial t} = \left(-\frac{\kappa}{2} - i\delta\omega + i\frac{D_2}{2}\mu^2 + i\frac{D_3}{6}\mu^3 \right) \bar{A}_{\mu} +$$

$$ig \mathcal{F}[|A|^2 A] + \sqrt{\kappa_{\text{ex}}}F_{\mu}(t) \quad (6)$$

$$F_{\mu_{\text{phase}}}(t) = \mathcal{F}\left[\sqrt{P_0/\hbar\omega_0}\left(\delta'_{\mu 0} + \delta'_{\mu \pm 1}i\frac{\epsilon}{2}e^{i\Omega t}\right)\right] \quad (7)$$

$$F_{\mu_{\text{pulse}}}(t) = \mathcal{F}\left[\frac{\sqrt{P_0/\hbar\omega_0}}{M+1}\sum_{\mu=-M/2}^{M/2}e^{i\mu\Omega}e^{iD_c}\right] \quad (8)$$

其中,式(7)和(8)分别代表相位调制泵浦和脉冲泵浦方案下对泵浦的修改, $\mathcal{F}$ 为傅里叶变换, ϵ 为调制深度, Ω 为 RF 调制频率, P_0 为峰值功率, $\hat{D}_c$ 为脉冲啁啾, $\delta\Omega = \Omega - \text{FSR}$ 表示 RF 调制频率与微腔 FSR 的失谐。

对于均匀连续光泵浦情形,DKS 处于具有时域平移不变性的环境中,以恒定的群速度在腔中循环,在以相同速度运动的延迟时间参考系中静止。而非均匀泵浦的相位或振幅不均匀性改变了孤子的群速度,导致孤子在延迟时间参考系中发生漂移,当参数不均匀性在孤子脉冲范围内缓慢线性变化时,DKS 漂移速度正比于扰动梯度^[58],为将 DKS 捕获到特定时间位置及重复频率锁定提供了有价值的手段^[59-61]。但对于脉冲泵浦情形,由于脉冲的不连续性,产生的孤子最好在时域上不要有太大的漂移,如此才能保证孤子不因脱离脉冲包络存在范围而崩溃。由于奇数阶色散也可导致孤子时域漂移,其符号影响孤子漂移方向,大小影响漂移速度^[62],因此推测非均匀脉冲泵浦与均匀连续光泵浦对微腔的色散要求不尽相同。此外,泵浦脉冲的相关特性,如脉冲调制频率与微腔 FSR 的失谐 $\delta\Omega$ 、脉冲啁啾 $\hat{D}_c$ 、脉宽、峰值功率 P_0 等,可以在实验上拓宽孤子光频梳的状态调节维度。

3 非均匀泵浦微腔 OFC 研究历程及其进展

稳定的重复频率间隔和确定的孤子状态是 DKS 光梳走向实际应用的必要条件,均匀 CW 泵浦不提供将孤子重复频率锁定到外部参考的内在手段,泵浦的均匀性又使得孤子可能在时域任一位置出现,增加孤子态控制困难度,而向非均匀泵浦可以使得孤子在特定的时间位置上被稳健地捕获,因此允许对孤子态及其重复频率进行控制。

此外,脉冲泵浦方案还有着额外的优势,即提供更高的能量转化效率。针对具体应用场景,光梳设计首要出发点通常是重复频率和光谱宽度两个因素。对于大多数应用,一方面需要光梳的重频足够低,以与用于信号检测 and 处理的电子设备相互作用,即“射频可探测”,通常在几十 GHz 或更低;另一方面,需要光梳实现全锁定,即同

时锁定重频 f_{rep} 以及载波包络偏移频率 f_{ceo} , 以获得频率确定的梳齿, 而 f_{ceo} 锁定的最佳方案“自参考”通常需要大于倍频程的光谱宽度。大多数微腔 DKS 产生方案采用 CW 激光驱动微腔, 该方案系统简单, 但由于泵浦-边带转化效率 η 较低, 均匀连续光泵浦产生微腔光梳同时实现这两个目标极富挑战性。如图 3 所示, 目前均匀连续光泵浦方案的前沿研究中, 在 10~100 GHz 的重频区域, 光梳光谱覆盖范围普遍小于 100 nm^[31-32, 63-69]。对于给定的光谱覆盖范围, 重复频率越低意味着需要更多的梳齿数, 因此对泵浦-边带能量转化效率 η 提出了更严格的要求。

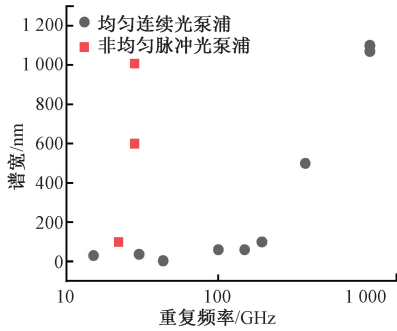


图3 均匀连续光泵浦与非均匀脉冲光泵浦产生光梳重频与光谱覆盖范围对应图

Fig. 3 Microcomb repetition frequency and spectral range generated by homogeneous CW driving and inhomogeneous pulsed driving

CW 光泵浦方案下, 微腔内会产生均匀背景波, 而 DKS 仅从与其重叠的场部分提取能量, 由于该部分持续时间相对于腔往返时间而言非常小, 时间重叠比例小, 因此相当大的一部分能量被浪费, 导致泵浦到孤子的能量转化效率很低^[70-71]。由均匀连续光泵浦 LL 方程出发, 在其稳态孤子近似解达到最大失谐时, 其转化效率与 FSR 之间的关系如下式所示^[70-72]:

$$\eta = \frac{2\pi\theta_{\text{ex}}^{1.5}}{\theta_{\text{ex}} + \alpha_i L \sqrt{\gamma P_{\text{in}}}} FSR \quad (9)$$

其中, L 是微腔长度, α_i 和 θ_{ex} 分别是传播损耗系数和耦合系数, γ 是克尔非线性系数, P_{in} 是输入泵浦功率。分母中的腔长也是 FSR 的函数, 因此, 在 3 种不同的耦合情况下分析了转化效率 η 与微腔 FSR 的依赖关系, 即 1) 近临界耦合 $\theta_{\text{ex}} \approx \alpha_i L$; 2) 高度欠耦合 $\theta_{\text{ex}} \ll \alpha_i L$; 3) 高度过耦合 $\theta_{\text{ex}} \gg \alpha_i L$, 如式 (10) 所示^[72], 可以看出虽然 3 种情况下转化效率 η 与腔 FSR 的依赖性有所不同, 但均与微腔 FSR 成正相关, 即随 FSR 增大转化效率也随之增大。微腔 OFC 中, 几十 GHz 或更低的重频要求微腔腔长 L 在 mm 甚至 cm 尺度, 微腔尺寸的增大不仅导致腔内功率的共振增强变小, 还使得 DKS 产生的孤子脉冲与

泵浦 CW 激光之间的时间重叠进一步减小, 如图 4 所示, 因此转化效率进一步降低, 梳齿数目有限, 因此在通信波段仅能在 ~1 THz 重频附近实现倍频程光谱。幸运的是, 非均匀脉冲泵浦方案可为提高泵浦到孤子的转换效率提供一条途径^[73], 非均匀脉冲泵浦方案下, 驱动微腔产生孤子光梳的是重频与微腔 FSR 相匹配的周期皮秒光脉冲, 由于孤子仅能在脉冲包络存在时产生, 时间重叠比例大大增加, 转化效率因而提高; 同时, 相对于 CW 泵浦, 脉冲泵浦的峰值功率高, 激发非线性所需阈值平均功率降低, 驱动功率进而相应降低, 腔热效应变得不明显, 因此可慢速调谐确定性地产生谱线光滑的单孤子光梳; 此外, 它的重频稳定性直接继承微波源 RF 频率。

$$\eta = \begin{cases} \pi \frac{\sqrt{c\alpha_i |\beta_2| (1 \mp \sqrt{r})}}{\gamma n_0 (1 \pm \sqrt{r})} \sqrt{\frac{FSR}{P_{\text{in}}}}, & \theta \approx \alpha_i L \\ \frac{2\pi n_0 \theta^{1.5}}{c\alpha_i \sqrt{\gamma P_{\text{in}}}} FSR^2, & \theta \ll \alpha_i L \\ 2\pi \sqrt{\frac{\theta |\beta_2|}{\gamma P_{\text{in}}}} FSR, & \theta \gg \alpha_i L \end{cases} \quad (10)$$

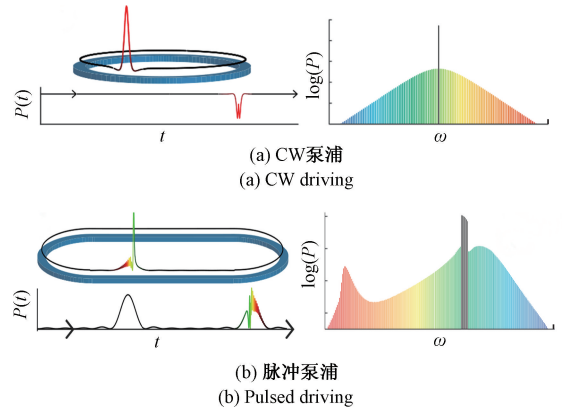


图4 孤子时域脉冲与频域光谱示意图^[23]

Fig. 4 Pulses and spectra of soliton in time-and frequency-domain^[23]

综上所述, 研究者们首先开始考虑向均匀 CW 泵浦中引入相位调制, 以允许 DKS 被捕获在特定的时间位置^[59-60, 73-75], 从而允许控制孤子状态及其重复频率, 进而继续过渡到脉冲泵浦方案, 在上述优势的基础上提高泵浦-孤子能量转化效率。

3.1 相位调制泵浦

2006 年, 法国尼斯大学的 Pedaci 等^[76]首次在空间衍射腔中证明了泵浦相位调制可以用来在所需位置捕获腔孤子, 在其启发下, 新西兰奥克兰大学 Coen 课题组的 Jang 等^[60]于 2015 年报道了如图 5(a) 所示的 100 m 长光纤环形谐振腔中的相位调制泵浦辅助孤子捕获, 使用

10 GHz 电光相位调制器在均匀 CW 泵浦上引入所需相位, 孤子将不再发生图 5(b) 中前向布里渊散射引起的自发漂移^[77], 被鲁棒地捕获到正弦相位调制的最大值处, 如图 5(c) 所示。此后, 相位调制被广泛用于捕获光纤腔孤子的相关实验中^[78-80]。

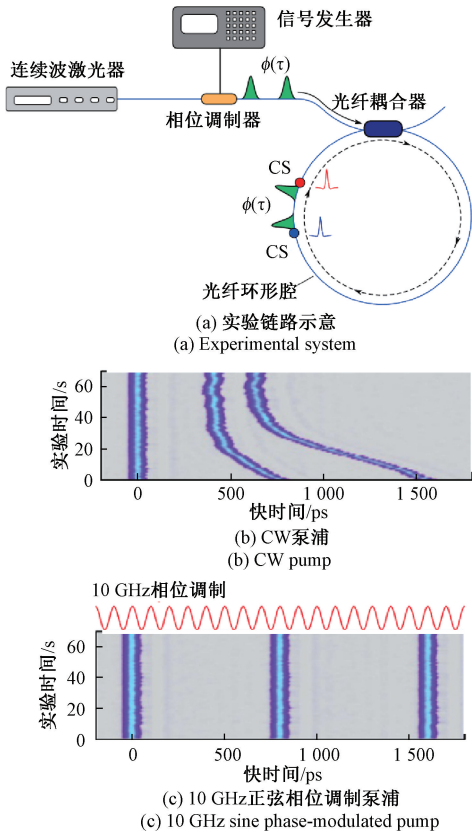


图 5 光纤腔 DKS^[60]

Fig. 5 DKS in the optical fiber cavity^[60]

受光纤腔中孤子捕获实验的启发, 美国佐治亚理工学院的 Taheri 等^[74]于 2015 年提出了通过相位调制在回音壁模式谐振腔中形成孤子的方法, 并利用数值仿真证明, 在合适相位调制深度下, 孤子将确定性地形成而不会发生混沌。2018 年, 美国科罗拉多大学的 Cole 等^[75]使用与楔型硅微腔 FSR 相等的 22 GHz 相位调制泵浦进行实验, 成功在超高 Q 值微腔中捕获单孤子, 并于 2020 年将该孤子梳应用于超精细原子光谱^[81], 解析出线宽 ~10 MHz 的紧密间隔, 如图 6 所示。

2019 年, EPFL 的 Kippenberg 课题组的 Weng 等^[61]通过对泵浦施加相位调制, 创建了腔内势阱来调控孤子的重复频率, 使得重复频率的长时间稳定性提高 4 个数量级以上, 输出微波信号的相位噪声在偏移频率大于 10 kHz 时降低了 30 dB, 如图 7 所示。该课题组于 2020 年将这一技术应用在基于 DKS 的低噪声微波发生器上,

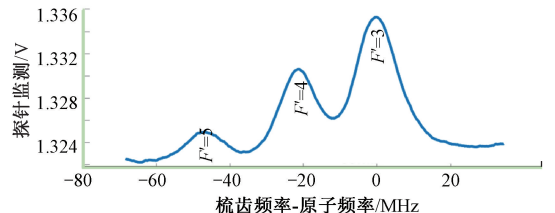
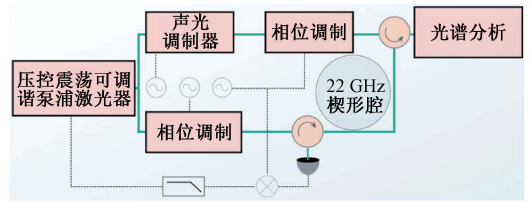


图 6 相位调制泵浦楔形硅微腔^[75,81]

Fig. 6 Phase-modulated-pumped wedge silicon cavity^[75,81]

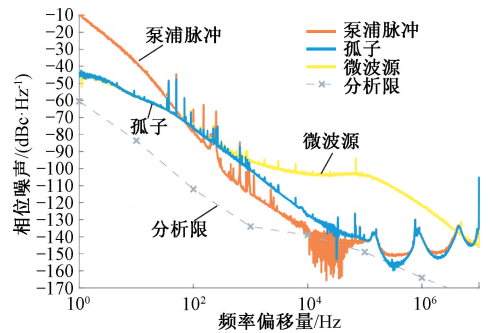


Fig. 7 Phase noise spectra of the soliton repetition rate

with and without PM injection locking^[61]

成功在 X 波段与 K 波段产生噪声水平与电子微波振荡器相当的微波光子信号^[82]。

向均匀的 CW 泵浦引入相位不均匀性能将腔孤子捕获在特定时间位置, 并控制其孤子态及重频, 这一发现不仅使得相位调制技术广泛被应用于孤子捕获及重频锁定, 拓宽 DKS 光梳应用范围, 还进一步启发研究者们将目光投向引入幅度不均匀的脉冲泵浦方案。

3.2 脉冲泵浦

如前所述, CW 泵浦存在缺点, 其中部分可以通过使用幅度不均匀的泵浦来缓解, 这一推断已在光纤腔中被多次证明^[83-88]。而在高 Q 值微腔中, 2017 年, 瑞士电子和微技术中心 Tobias Herr 课题组的 Obrzud 等^[73]摒弃传统的均匀连续光泵浦, 首次报道了脉冲激光泵浦产生孤子的方案, 如图 8 所示。该方案首先通过对 CW 泵浦光进行电光调制以及啁啾色散管理产生种子电光频梳, 再

用该电光频梳驱动基于毫米级单模光纤的法布里-珀罗 (Fabry-Pérot, FP) 微腔, 泵浦种子电光梳的中心频率和重频分别能够通过调节 CW 泵浦源的中心波长和微光源的调制 RF 频率来改变, 因此电光梳每根梳齿都可与腔谐振耦合。由于孤子与脉冲光时间重叠相对均匀连续光而言大得多, 同时脉冲光的峰值功率更高, 降低了非线性产生的平均功率阈值, 其所产生孤子光梳在 9.8 GHz 的射频可探测重频下功率转化效率高达 5%, 大大降低了孤子光梳产生对泵浦功率的需求以及随之而来的热效应负面影响, 因此该方案的另一大优势即为其能够在慢速失谐调节的操作下确定性地产生单孤子。如图 9 所示, 该课题组随后于 2018 年将该方案所产生的孤子光频梳成功运用到天文光谱仪校准中, 实现了精度为 25 cm/s 的绝对定标^[89], 并在 2019 年研究了其非线性滤波特性^[90]。

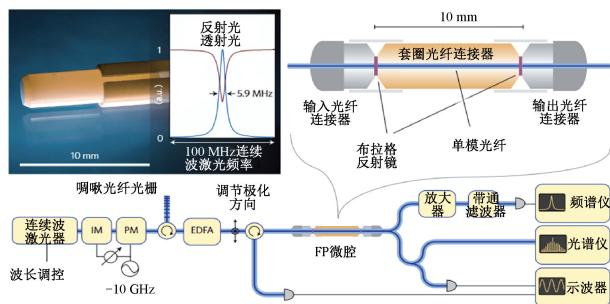


图 8 脉冲激光泵浦光纤微 FP 腔产生孤子方案示意图^[73]

Fig. 8 Diagram of soliton generation scheme for pulse-pumped fiber micro FP cavity^[73]

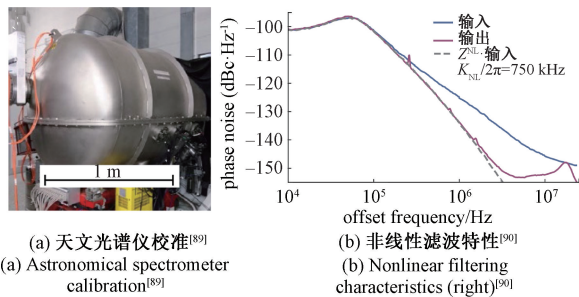
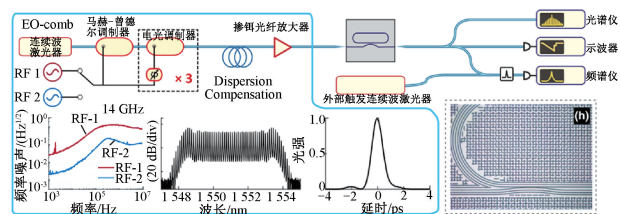


图 9 脉冲泵浦孤子光梳应用

Fig. 9 Applications of pulse-pumped soliton comb

由于上述方案中泵浦脉冲产生需要额外电光调制及啁啾色散管理模块, 同时微光纤 FP 腔的使用使得该方案无法做到芯片集成, 在未来星载、机载实际应用中受到较大限制, 但其高功率转化效率的优势, 及其在射频可探测重频达到倍频程光谱以实现自参考全锁定光梳的巨大潜力, 引发了众多研究者的兴趣。为实现片上自参考射频可探测重频微腔孤子光频梳光源, 拓展光频梳的应用领域, 研究者在脉冲泵浦产生微腔光梳这一领域进行了诸多探索, 并取得了长足发展。

2021 年, EPFL 的 Kippenberg 课题组利用 14 GHz 电光调制脉冲泵浦 28 GHz 的 Si_3N_4 微腔 ($Q \sim 1.8 \times 10^6$)^[23], 在 28 GHz 的射频可探测重频下, 实现了 2 000 多根梳齿的 2/3 倍频程宽谱孤子光梳, 如图 10 所示。这是微腔光梳在射频可探测重频接近倍频程的一项重大突破, 此时转化效率 η 可达 8%, 且驱动功率仅 180 mW, 腔热效应不明显, 因此, 只需慢速调谐就可决定性地产生谱线包络光滑的单孤子光梳^[23]。



(a) 实验链路示意
(a) Experimental system

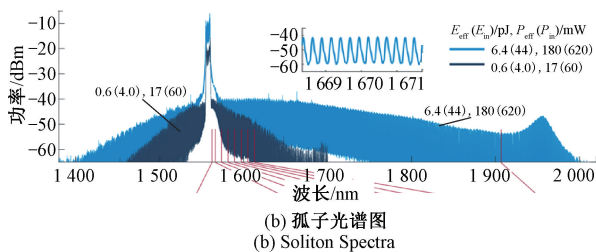


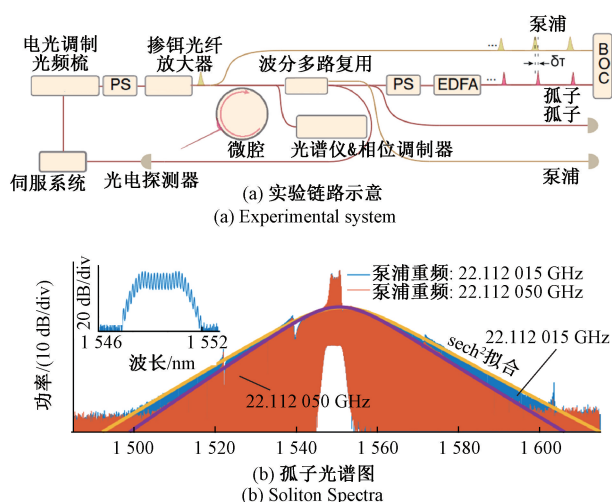
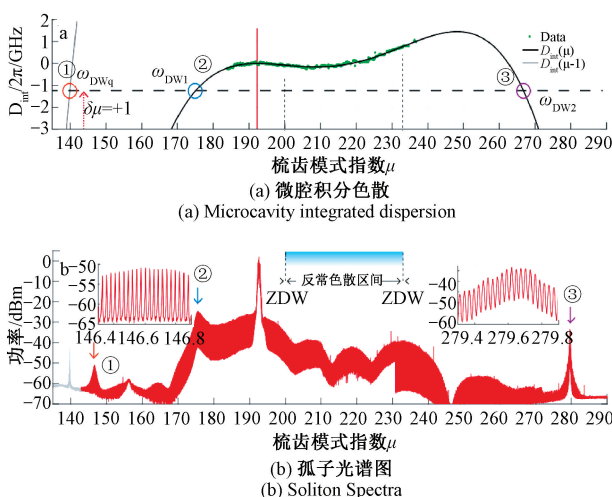
图 10 14 GHz 脉冲泵浦 28 GHz Si_3N_4 微腔方案^[23]

Fig. 10 14 GHz pulse-pumped 28 GHz Si_3N_4 microcavity^[23]

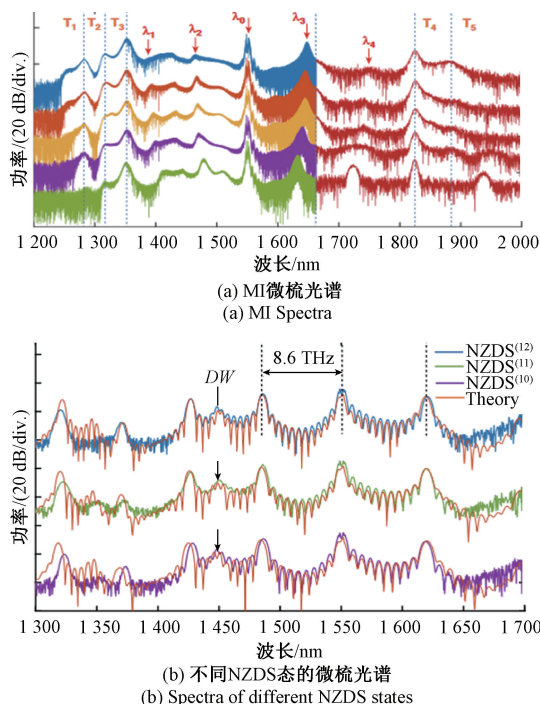
2022 年, Caltech 的 Vahala 课题组的 Li 等^[91] 利用 22.1 GHz 的电光调制脉冲泵浦超高 Q 值 ($Q_0 \sim 10^8$) 的 SiO_2 微盘腔, 如图 11 所示, 分别在稳态泵浦与频率扫描情况下, 在不同的微腔耦合 Q 值下产生了转化效率最高可达 34% 与 54% 的单孤子光梳, 为目前报道的最高值, 充分体现了脉冲泵浦方案在射频可探测重频下达到高转化效率的能力, 所需泵浦脉冲光平均功率低至 12 mW, 光谱覆盖范围约 100 nm。

同样在 2022 年, EPFL 的 Anderson 等^[92] 仍然利用图 10 中 14 GHz 电光调制脉冲泵浦 28 GHz 微腔, 通过优化 Si_3N_4 微腔 ($Q_0 \sim 6 \times 10^6$) 的色散, 使之拥有如图 12 圆圈②和③所示的两个零色散点, 在 350 mW 的平均泵浦功率下, 产生光梳覆盖箭头所示的两个色散波, 将光梳的谱宽由 2/3 倍频程提升至 97% 倍频程, 梳齿超过 2 700 根, 为目前报道的最高值^[92]。该工作向实现片上自参考全锁定射频可探测重频微腔孤子光频梳光源的这一目标发起冲锋。

2023 年, 上海交通大学吴侃课题组联合电子科技大学姚佰承课题组的 Xiao 等^[93], 利用 10 GHz 高非线性光纤 FP 微腔, 在脉冲泵浦下, 探索了在近零反常色散区域

图 11 22.1 GHz 脉冲泵浦超高 Q 值楔形 SiO₂ 微腔^[91]Fig. 11 22.1 GHz pulsed-pump ultra-high Q-value wedge-shaped SiO₂ microcavity^[91]图 12 微腔积分色散及其产生的 97% 倍频程光梳光谱^[92]Fig. 12 Microcavity integrated dispersion curve and the spectra of generated 97% octave comb^[92]

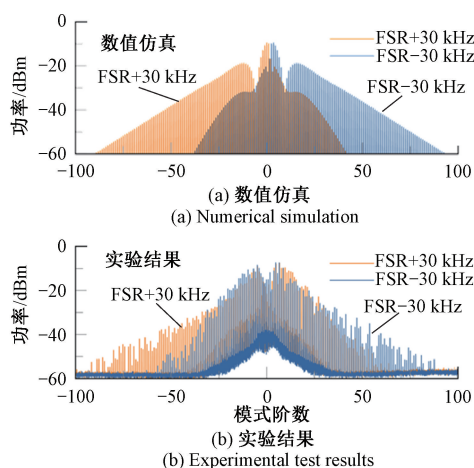
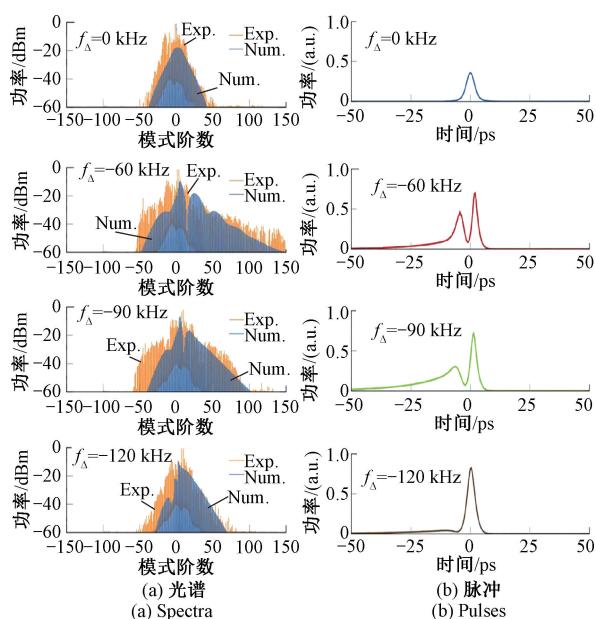
Kerr 光频梳的动态演化过程。其中,MI 态光梳重频间隔 ~ 10 GHz,光谱跨度 ~ 84 THz,梳齿数大于 8 400,为 2/3 倍频程微梳,具有能量转换效率高、可访问范围广的优点,适用于高功率微梳应用;实验观察到了一种由一系列束缚孤子(孤子簇)组成的新型 Kerr 孤子结构,如图 13 所示,称为“基于反常色散的近零色散孤子”(anomalous-dispersion based near-zero-dispersion soliton, AD-NZDS),光谱跨度 ~ 84 THz,梳齿数大于 3 200,孤子簇局部重复频率高达 8.6 THz,单个脉冲宽度 < 100 fs,具有较低的相位噪声和自组织结构,将在光学计算、光感测、通信和光谱学等应用中提供独特的能力。

图 13 MI 及不同 NZDS 态的 AD-NZDS 光谱^[93]Fig. 13 Spectra at MI and different NZDS states^[93]

脉冲泵浦方案中的两个关键因素是泵浦脉冲和微腔参数,上述工作研究了脉冲泵浦光梳产生中微腔的损耗与色散对转化效率和光谱宽度的影响,但高泵浦峰值功率下的不均匀背景波会使得产生的孤子数量增加,同时泵浦脉冲与孤子间的不同步也会导致孤子存活区间的减小,因此,理清泵浦扰动对谐振腔的作用机制也是实现重复可控腔孤子光频梳的关键,除了在芯片设计时控制微腔色散与损耗,还需要把脉冲调制参数,如脉冲 RF 调制频率与微腔 FSR 的失谐、脉冲宽度、脉冲啁啾等,纳入研究范围。

2021 年,Daugey 等^[94]将 LL 方程推广到脉冲泵浦方案,并研究了不同脉冲 RF 调制频率-微腔 FSR 失谐 $\delta\Omega$ 下的脉冲泵浦光梳光谱及动力学。该工作首先考虑了 $\delta\Omega$ 的符号对脉冲泵浦光梳光谱的影响,如图 14 所示,当 $\delta\Omega$ 为正时,数值仿真及实验测试结果均显示光谱将向红端展宽,为负时则向蓝端展宽。

进一步地,该工作考虑了 $\delta\Omega$ 绝对值对脉冲泵浦光梳动力学的影响。如图 15 所示, $\delta\Omega$ 绝对值逐渐增加,当失谐为 0 时,光谱谱宽最小,脉冲保持高斯型;失谐为 -60 kHz 时,光谱向高频不对称展宽,相应时域脉冲分裂,成为一大一小两个脉冲;失谐量增大到 -90 kHz 时,不对称展宽减小,分裂出的子脉冲幅度也相应变小;当失谐量进一步增大至 -120 kHz 时,得到与失谐为 0 时相似的频谱,时域脉冲呈现略有不对称的单峰。

图 14 不同调制频率-微腔 FSR 失谐下的光梳光谱^[94]Fig. 14 Pulse-pumped comb spectra under different pulse modulation frequencies and microcavity FSR detuning^[94]图 15 不同调制频率-腔 FSR 失谐下光梳光谱与脉冲^[94]Fig. 15 Pulse-pumped comb spectra and pulses of different modulation frequencies and microcavity FSR detuning^[94]

4 结 论

相对均匀 CW 泵浦,非均匀泵浦有着独特的优势,相位调制泵浦能辅助腔孤子捕获,并控制其孤子态及重频,提高 DKS 光梳稳定性,脉冲泵浦方案大大提高了光梳的泵浦能量转换效率,但二者均对集成度提出了不小的挑战。除了连续光源,为形成合适的输入泵浦,还需要使用相位、强度调制器以及控制它们的微波源,更多器件、设

备的引入提高了系统的复杂度。但幸运的是,随着半导体激光器技术的快速发展和突破,体积小、重量轻、电光转换效率高、性能稳定的半导体激光器已经满足作为种子 CW 输入光的要求;与此同时,薄膜铌酸锂(LiNbO₃ on insulator, LNOI)材料也已实现商业量产,基于 LNOI 的片上电光调制器具有成本低、尺寸小、CMOS 工艺兼容等优点,可对现用的铌酸锂调制器进行替代。

从泵浦角度来看,未来非均匀泵浦方案的研究中可以考虑将相位调制与脉冲泵浦结合,探索同时引入相位和幅度不均匀性对 DKS 动力学的影响;从微腔角度来看,最近兴起的光子晶体微腔(photonic crystal cavity, PhC)提供了更灵活的色散设计,为 DKS 动力学中不均匀性与高阶色散的共同作用提供了更为广阔的研究平台。

总的来说,微腔光学频率梳技术在近十年时间里取得了长足的进展,包括材料平台拓展、加工工艺优化、泵浦方案改进等等,大大提升了其在光谱学测量、相干光通信、激光雷达、光钟、光计算矢量卷积加速等广泛领域的应用潜力,但目前而言 DKS 的产生方案尚未完全成熟,依然存在大量的关键科学与技术问题亟待研究者探索与解决。

参考文献

- [1] DIDDAMS S A, VAHALA K, UDEM T. Optical frequency combs: Coherently uniting the electromagnetic spectrum[J]. Science, 2020, 369(6501): eaay3676.
- [2] ZARZUELO A, CESAR J, GUZMAN R, et al. High-quality microwave signal generation with a photonic integrated asymmetric mode-locked laser [C]. 2020 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP), 2020: 188-191.
- [3] ASAHARA A, MINOSHIMA K. Development of ultrafast time-resolved dual-comb spectroscopy [J]. APL Photonics, 2017, 2(4): 041301.
- [4] 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.
- [5] NEWMAN Z L, MAURICE V, DRAKE T, et al. Architecture for the photonic integration of an optical atomic clock[J]. Optica, 2019, 6(5): 680-685.
- [6] RIEMENSBERGER J, LUKASHCHUK A, KARPOV M, et al. Massively parallel coherent laser ranging using a soliton microcomb [J]. Nature, 2020, 581(7807): 164-170.
- [7] FORTIER T, BAUMANN E. 20 years of developments in optical frequency comb technology and applications[J].

- Communications Physics, 2019, 2(1): 153.
- [8] SONG D, YIN K, MIAO R, et al. Theoretical and experimental investigations of dispersion-managed, polarization-maintaining 1 GHz mode-locked fiber lasers[J]. Optics Express, 2023, 31(2): 1916-1930.
- [9] YU Z, YIN K, ZHANG C, et al. Integrated narrow-linewidth laser source based on self-injection locking[C]. ZHOU P. Advanced Fiber Laser Conference (AFL2022), 2023.
- [10] MIAO R, ZHANG C, ZHENG X, et al. Repetition rate locked single-soliton microcomb generation via rapid frequency sweep and sideband thermal compensation[J]. Photonics Research, 2022, 10(8): 1859-1867.
- [11] MIAO R, YIN K, ZHANG C, et al. Stable soliton dual-microcomb generation via sideband thermal compensation for spectroscopy[J]. Frontiers in Physics, 2022, 10: 989047.
- [12] HERMANS A, VAN GASSE K, KUYKEN B. On-chip optical comb sources[J]. APL Photonics, 2022, 7(10): 100901.
- [13] CHANG L, LIU S, BOWERS J E. Integrated optical frequency comb technologies[J]. Nature Photonics, 2022, 16(2): 95-108.
- [14] ZHANG X, ZHAO Y. Research progress of microresonator-based optical frequency combs[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(8): 0823014.
- [15] HU H, OXENLØWE L K. Chip-based optical frequency combs for high-capacity optical communications[J]. Nanophotonics, 2021, 10(5): 1367-1385.
- [16] LI N, CHEN G, LIM L W, et al. Fully integrated electrically driven optical frequency comb at communication wavelength[J]. Nanophotonics, 2022, 11(13): 2989-3006.
- [17] KIPPENBERG T J, GAETA A L, LIPSON M, et al. Dissipative Kerr solitons in optical microresonators[J]. Science, 2018, 361(6402): eaan8083.
- [18] HERR T, BRASCH V, JOST J D, et al. Temporal solitons in optical microresonators[J]. Nature Photonics, 2014, 8(2): 145-152.
- [19] 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.
- [20] 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.
- [21] ZHOU H, GENG Y, CUI W, et al. Soliton bursts and deterministic dissipative Kerr soliton generation in auxiliary-assisted microcavities[J]. Light: Science & Applications, 2019, 8: 50.
- [22] BAI B, YANG Q, SHU H, et al. Microcomb-based integrated photonic processing unit[J]. Nature Communications, 2023, 14(1): 66.
- [23] ANDERSON M H, BOUCHAND R, LIU J, et al. Photonic chip-based resonant supercontinuum via pulse-driven Kerr microresonator solitons[J]. Optica, 2021, 8(6): 771-779.
- [24] 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.
- [25] 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.
- [26] DEL'HAYE P, SCHLIESSER A, ARCIZET O, et al. Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator[J]. Nature, 2007, 450(7173): 1214-1217.
- [27] YU M, OKAWACHI Y, GRIFFITH A G, et al. Mode-locked mid-infrared frequency combs in a silicon microresonator[J]. Optica, 2016, 3(8): 854-860.
- [28] SIPAHIGIL A, EVANS R E, SUKACHEV D D, et al. An integrated diamond nanophotonics platform for quantum-optical networks[J]. Science, 2016, 354(6314): 847-850.
- [29] 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.
- [30] YU M, BARTON III D, CHENG R, et al. Integrated femtosecond pulse generator on thin-film lithium niobate[J]. Nature, 2022, 612(7939): 252-258.
- [31] WENG H, LIU J, AFRIDI A A, et al. Octave-spanning Kerr frequency comb generation with stimulated Raman scattering in an AlN microresonator[J]. Optics Letters, 2021, 46(3): 540-543.
- [32] XIA D, YANG Z, ZENG P, et al. Integrated chalcogenide photonics for microresonator soliton combs[J]. Laser & Photonics Reviews, 2022, 17(3):

- 2200219.
- [33] SHEN B, CHANG L, LIU J, et al. Integrated turnkey soliton microcombs operated at CMOS frequencies [J]. *Nature*, 2020, 582(7812): 365-369.
 - [34] WILSON D J, SCHNEIDER K, HÖNL S, et al. Integrated gallium phosphide nonlinear photonics [J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(1): 57-62.
 - [35] WU L, XIE W, XIANG C, et al. Soliton generation in AlGaAs microresonators at room temperature [M]. *ArXiv Preprint*, 2022, ArXiv: 2211.09943.
 - [36] WANG W, LU P K, VINOD A K, et al. Coherent terahertz radiation with 2.8-octave tunability through chip-scale photomixed microresonator optical parametric oscillation [J]. *Nature Communications*, 2022, 13(1): 5123.
 - [37] JANG Y S, LIU H, YANG J, et al. Nanometric precision distance metrology via hybrid spectrally resolved and homodyne interferometry in a single soliton frequency microcomb [J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(2): 023903.
 - [38] NEWMAN Z L, MAURICE V, DRAKE T, et al. Architecture for the photonic integration of an optical atomic clock [J]. *Optica*, 2019, 6(5): 680-685.
 - [39] TAO Y, YANG F, TAO Z, et al. Fully on-chip microwave photonic instantaneous frequency measurement system [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(11): 2200158.
 - [40] XU X, TAN M, CORCORAN B, et al. 11 TOPS photonic convolutional accelerator for optical neural networks [J]. *Nature*, 2021, 589(7840): 44-51.
 - [41] FELDMANN J, YOUNGBLOOD N, KARPOV M, et al. Parallel convolutional processing using an integrated photonic tensor core [J]. *Nature*, 2021, 589(7840): 52-58.
 - [42] SHIN D C, KIM B S, JANG H, et al. Photonic comb-rooted synthesis of ultra-stable terahertz frequencies [J]. *Nature Communications*, 2023, 14(1): 790.
 - [43] SHU H, CHANG L, TAO Y, et al. Microcomb-driven silicon photonic systems [J]. *Nature*, 2022, 605(7910): 457-463.
 - [44] YANG Q F, YI X, YANG K Y, et al. Stokes solitons in optical microcavities [J]. *Nature Physics*, 2016, 13(1): 53-57.
 - [45] BAO C, ZHANG L, KIMERLING L C, et al. Soliton breathing induced by stimulated raman scattering and self-steepening in octave-spanning Kerr frequency comb generation [J]. *Optics Express*, 2015, 23(14): 18665-18670.
 - [46] BAO C, JARAMILLO V 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.
 - [47] GUO H, LUCAS E, PFEIFFER M H P, et al. Intermodal breather solitons in optical microresonators [J]. *Physical Review X*, 2017, 7(4): 041055.
 - [48] NORMAN J C, JUNG D, ZHANG Z, et al. A review of high-performance quantum dot lasers on silicon [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2019, 55(2): 1-11.
 - [49] WANG W, WANG L, ZHANG W. Advances in soliton microcomb generation [J]. *Advanced Photonics*, 2020, 2(3): 034001.
 - [50] WU Z, ZHANG Y, ZENG S, et al. Low-noise Kerr frequency comb generation with low temperature deuterated silicon nitride waveguides [J]. *Optics Express*, 2021, 29(18): 29557.
 - [51] JIN X, XU X, LU Y, et al. Stability analysis and transient attraction dynamics of flat-top solitons via modulated driving fields in normal dispersion microcavity [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2020, 12(5): 1-15.
 - [52] LIHACHEV G, WENG W, LIU J, et al. Platicon microcomb generation using laser self-injection locking [J]. *Nature Communications*, 2022, 13(1): 1771.
 - [53] WANG W, LU Z, ZHANG W, et al. Robust soliton crystals in a thermally controlled microresonator [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(9): 2002-2005.
 - [54] 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.
 - [55] 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.
 - [56] LUGIATO L A, LEFEVER R. Spatial dissipative structures in passive optical systems [J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(21): 2209-2211.
 - [57] ZHAO Y, 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): 1-9.
- [58] JAVALOYES J, CAMELIN P, MARCONI M, et al. Dynamics of localized structures in systems with broken parity symmetry [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(13): 133901.
- [59] HENDRY I, CHEN W, WANG Y, et al. Spontaneous symmetry breaking and trapping of temporal Kerr cavity solitons by pulsed or amplitude-modulated driving fields[J]. *Physical Review A*, 2018, 97(5): 053834.
- [60] JANG J K, ERKINTALO M, COEN S, et al. Temporal tweezing of light through the trapping and manipulation of temporal cavity solitons [J]. *Nature Communications*, 2015, 6(1): 7370.
- [61] WENG W, LUCAS E, LIHACHEV G, et al. Spectral purification of microwave signals with disciplined dissipative kerr solitons [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(1): 013902.
- [62] LIU M, WANG L, SUN Q, et al. Influences of high-order dispersion on temporal and spectral properties of microcavity solitons [J]. *Optics Express*, 2018, 26(13): 16477.
- [63] STERN B, JI X, OKAWACHI Y, et al. Battery-operated integrated frequency comb generator[J]. *Nature*, 2018, 562(7727): 401-405.
- [64] RAJA A S, VOLOSHIN A S, GUO H, et al. Electrically pumped photonic integrated soliton microcomb [J]. *Nature Communications*, 2019, 10(1): 680.
- [65] BRILES T C, YU S P, CHANG L. Hybrid InP and SiN integration of an octave-spanning frequency comb [J]. *APL Photonics*, 2021, 6(2): 026102.
- [66] XIANG C, LIU J, GUO J, et al. Laser soliton microcombs heterogeneously integrated on silicon [J]. *Science*, 2021, 373(6550): 99-103.
- [67] 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(1): 235.
- [68] 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.
- [69] PFEIFFER M H P, HERKOMMER C, LIU J, et al. Octave-spanning dissipative Kerr soliton frequency combs in Si₃N₄ microresonators[J]. *Optica*, 2017, 4(7): 684-691.
- [70] BAO C, ZHANG L, MATSKO A, et al. Nonlinear conversion efficiency in Kerr frequency comb generation[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(21): 6126-6129.
- [71] XUE X, WANG P, XUAN Y, et al. Microresonator Kerr frequency combs with high conversion efficiency [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2017, 11(1): 1600276.
- [72] JANG J K, OKAWACHI Y, JI X, et al. Universal conversion efficiency scaling with free-spectral-range for soliton kerr combs [C]. *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Washington, DC United States, 2020.
- [73] OBRZUD E, LECOMTE S, HERR T. Temporal solitons in microresonators driven by optical pulses[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(9): 600-607.
- [74] TAHERI H, EFTEKHAR A A, WIESENFELD K, et al. Soliton formation in whispering-gallery-mode resonators via input phase modulation[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2015, 7(2): 1-9.
- [75] COLE D C, STONE J R, ERKINTALO M, et al. Kerr-microresonator solitons from a chirped background[J]. *Optica*, 2018, 5(10): 1304.
- [76] PEDACI F, GENEVET P, BARLAND S, et al. Positioning cavity solitons with a phase mask [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89(22): 221111.
- [77] JANG J K, ERKINTALO M, MURDOCH S G, et al. Ultraweak long-range interactions of solitons observed over astronomical distances [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(8): 657-663.
- [78] WANG Y, GARBIN B, LEO F, et al. Addressing temporal kerr cavity solitons with a single pulse of intensity modulation[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(13): 3192.
- [79] JANG J K, ERKINTALO M, SCHRÖDER J, et al. All-optical buffer based on temporal cavity solitons operating at 10 Gb/s[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(19): 4526.
- [80] XU G, NIELSEN A U, GARBIN B, et al. Spontaneous symmetry breaking of dissipative optical solitons in a two-component Kerr resonator[J]. *Nature Communications*, 2021, 12(1): 4023.
- [81] STERN L, STONE J R, KANG S, et al. Direct Kerr frequency comb atomic spectroscopy and stabilization[J]. *Science Advances*, 2020, 6(9): eaax6230.
- [82] LIU J, LUCAS E, RAJA A S, et al. Photonic microwave generation in the X-and K-band using integrated soliton

- microcombs[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(8): 486-491.
- [83] ANDERSON M, LEO F, COEN S, et al. Observations of spatiotemporal instabilities of temporal cavity solitons[J]. *Optica*, 2016, 3(10): 1071.
- [84] NIELSEN A U, GARBIN B, COEN S, et al. Coexistence and interactions between nonlinear states with different polarizations in a monochromatically driven passive Kerr resonator[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(1): 013902.
- [85] WANG Y, ANDERSON M, COEN S, et al. Stimulated raman scattering imposes fundamental limits to the duration and bandwidth of temporal cavity solitons[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(5): 053902.
- [86] ANDERSON M, WANG Y, LEO F, et al. Coexistence of multiple nonlinear states in a tristable passive Kerr resonator[J]. *Physical Review X*, 2017, 7(3): 031031.
- [87] DONG X, YANG Q, SPIESS C, et al. Stretched-pulse soliton kerr resonators[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(3): 033902.
- [88] XU G, NIELSEN A U, GARBIN B, et al. Spontaneous symmetry breaking of dissipative optical solitons in a two-component Kerr resonator[J]. *Nature Communications*, 2021, 12(1): 4023.
- [89] OBRZUD E, RAINER M, HARUTYUNYAN A, et al. A microphotonic astrocomb[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(1): 31-35.
- [90] BRASCH V, OBRZUD E, LECOMTE S, et al. Nonlinear filtering of an optical pulse train using dissipative Kerr solitons[J]. *Optica*, 2019, 6(11): 1386-1393.
- [91] LI J, BAO C, JI Q X, et al. Efficiency of pulse pumped soliton microcombs[J]. *Optica*, 2022, 9(2): 231.
- [92] ANDERSON M H, WENG W, LIHACHEV G, et al. Zero dispersion Kerr solitons in optical microresonators[J]. *Nature Communications*, 2022, 13(1): 4764.
- [93] XIAO Z, LI T, CAI M, et al. Near-zero-dispersion soliton and broadband modulational instability Kerr microcombs in anomalous dispersion[J]. *Light: Science & Applications*, 2023, 12(1): 33.
- [94] DAUGEY T, BILLET C, DUDLEY J, et al. Kerr optical frequency comb generation using whispering-gallery-mode

resonators in the pulsed-pump regime[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(2): 023521.

作者简介



张晨希, 2018 年于中国科学技术大学获得学士学位, 2020 年于国防科技大学获得硕士学位, 现为国防科技大学博士研究生, 主要研究方向为非线性光学、光学频率梳。

E-mail: zcx410@mail.ustc.edu.cn

Zhang Chenxi received her B. Sc. degree from University of Science and Technology of China in 2018, and received her M. Sc. degree from National University of Defense Technology in 2020. She is currently a Ph. D. candidate at National University of Defense Technology. Her main research interests include nonlinear optics and optical frequency combs.



殷科, 2011 年于国防科技大学获得学士学位, 2013 年于国防科技大学获得硕士学位, 2017 年于国防科技大学获得博士学位, 现为国防科技大学副研究员, 主要研究方向为微波光子学、非线性光学、光频梳。

E-mail: cqyinke@126.com

Yin Ke received his B. Sc. degree from National University of Defense Technology in 2011, received his M. Sc. degree from National University of Defense Technology in 2013, and received his Ph. D. degree from National University of Defense Technology in 2017. He is currently an associate professor at National University of Defense Technology. His main research interests include microwave photonics, nonlinear optics and optical frequency combs.



江天(通信作者), 2007 年于国防科技大学获得学士学位, 2009 年于国防科技大学获得硕士学位, 2012 年于国防科技大学获得博士学位, 现为国防科技大学研究员, 主要研究方向为微波光子学、非线性光学、光学频率梳、超快光谱检测。

E-mail: tiangtian07@nudt.edu.cn

Jiang Tian (Corresponding author) received his B. Sc. degree from National University of Defense Technology in 2007, received his M. Sc. degree from National University of Defense Technology in 2009, and received his Ph. D. degree from National University of Defense Technology in 2012. He is currently a professor at National University of Defense Technology. His main research interests include microwave photonics, nonlinear optics, optical frequency combs and ultrafast spectral detection.