



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

宽带中红外微腔光频梳产生及动力学过程研究

作者姓名: 范炜晨

指导教师: 孙启兵 副研究员 中国科学院西安光学精密机械研究所

学位类别: 理学硕士

学科专业: 光学

培养单位: 中国科学院西安光学精密机械研究所

2020年5月

**Microreanator-based broadband mid-infrared optical frequency
comb generation and dynamic analysis**

**By
Fan Weichen**

**A thesis submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Master of Natural Science in Optics**

Supervisor: Sun Qibing

**Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics,
Chinese Academy of Sciences**

May 2020

中国科学院大学
研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所提交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名： 范炜晨
日 期： 2020.05.28

中国科学院大学
学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名： 范炜晨
日 期： 2020.05.28

导师签名： 孙启兴
日 期： 2020.5.28

科研道德声明

秉承研究所严谨的学风与优良的科学道德，本人声明所呈交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。论文中所引用的内容都已给予了明确的注释和致谢。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了致谢。

申请学位论文与资料若有不实之处，本人承担一切相关责任。

论文作者签名： 范炜晨 日期： 2020.05.28

知识产权声明

本人完全了解中科院西安光学精密机械研究所有关保护知识产权的规定，即：研究生在所攻读学位期间论文工作的知识产权单位系中科院西安光学精密机械研究所。本人保证离所后，发表基于研究生工作的论文或使用本论文工作成果时必须征得产权单位的同意，同意后发表的学术论文署名单位仍然为中科院西安光学精密机械研究所。产权单位有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；产权单位可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其它复制手段保存论文。

(保密的论文在解密后应遵守此规定)

论文作者签名： 范炜晨

日期： 2020.05.28

导师签名： 孙启兴

日期： 2020.5.28

摘 要

微腔光频梳光谱范围宽，并且具有小型化、集成化、低功耗等优势，是具有多用途的相干光源。中红外波段覆盖多种分子特征吸收频率及两个大气窗口，并且对应于窄带隙材料的跃迁频率，同时具有较低的瑞利散射损耗。因此中红外微腔光频梳在分子光谱学、光激发动力学、光学成像等诸多领域具有广阔的应用前景。本文基于多种材料平台，优化设计了微环谐振腔，研究了中红外微腔光频梳的产生以及多种效应对动力学过程和频梳特性的影响，主要内容如下：

首先，基于非线性薛定谔方程推导了可描述微腔光频梳产生过程的 Lugiato-Lefever 理论模型，并采用拉格朗日变分法获得了微腔耗散孤子的解析表达式，通过分析其均匀稳态解研究了影响微腔光频梳稳定性的因素与物理机理，阐述了可实现稳态耗散孤子产生的频率失谐范围。

其次，提出了一种基于铌酸锂—硅狭缝波导的微环谐振腔结构，并通过优化设计使其在宽带范围内具有平坦、近零负色散。在 50 mW 较低泵浦功率下，可产生光谱覆盖 2810-4630 nm、带宽超过五分之四倍频程的中红外孤子光频梳。同时，分析了高阶色散和自陡峭效应对该光频梳时频域特性影响规律，结果表明在三阶色散引起的切伦科夫辐射与相位失配共同作用下，孤子漂移速率具有最大值，而四阶色散可以降低切伦科夫辐射强度和孤子漂移速率。在此基础上，提出了一种通过自陡峭效应补偿三阶色散以抑制孤子漂移、提升其时域稳定性的方法。

然后，基于双泵浦结构建立了可同时描述电光调制和二次谐波产生的理论模型。优化设计铌酸锂微环谐振腔，使其具有较强电光调谐能力。通过合理控制外加电压扫描微腔谐振波长，获得了中红外微腔孤子及锁模二次谐波，并通过改变两个泵浦的频率间隔实现对光频梳重复频率的调节，最高重复频率可以达 2 THz。

最后，推导了包含多光子吸收及自由载流子等效应的物理模型并对其数值解析，研究了中红外波段硅和锗微腔中孤子光频梳产生特性及动力学过程。结果表明，自由载流子吸收与线性传输损耗等效，而自由载流子色散与线性失谐相似；因此自由载流子色散引入的非线性失谐有助于建立腔内光场动态平衡，使得频梳从调制不稳定态转换为单孤子态。通过进一步研究泵浦功率和自由载流子寿命影响规律并对系统参数进行调控，在高非线性系数硅基和锗基微腔中均获得了稳定

的孤子台阶，而且不同参数下建立腔内平衡所需的时间也不相同。

关键词：光频梳，中红外，微腔，孤子，非线性光学

Abstract

Microresonator-based optical frequency combs (i.e. microcombs) are versatile coherent light sources due to their advantages of broad bandwidth, compactness and low power consumption. Mid-infrared (MIR) region covers specific absorption frequencies of various molecules as well as two atmospheric windows, and corresponds to the transition frequencies of narrow-band-gap materials, together with low Rayleigh scattering losses. Therefore, MIR microcombs can find promising applications in extensive areas including molecular spectroscopy, photoexcitation dynamics and optical imaging. Here, microring resonators are designed with optimized structures based on different material platforms, and MIR microcomb generation along with influences of several effects on the dynamic processes and microcomb properties is investigated.

Firstly, the Lugiato-Lefever model describing microcomb generation is derived from the nonlinear Schrödinger equation, and the analytical expression of microcavity dissipative solitons is obtained via Lagrange variation method. Factors affecting the microcomb stability and mechanism are investigated via analyzing the homogeneous steady state solution, suggesting the frequency detuning region that supports steady dissipative soliton generation.

Then, a microring resonator consisting of LiNbO_3 -Si slot waveguides is proposed. With optimized structure design, it possesses a flattened near-zero anomalous dispersion in a wide wavelength range. MIR microcombs ranging from 2810 nm to 4630 nm, which exceeds four-fifths of an octave spanning, are generated with pump power as low as 50 mW. Influences of the high-order dispersion and self-steepening effect on the temporal and spectral properties of microcombs are further investigated, manifesting that the soliton drift has a maximum velocity with the Cherenkov radiation and phase-mismatching caused by the third-order dispersion, while the fourth-order dispersion can reduce the Cherenkov radiation intensity and drift velocity. Based on this, a method to improve the temporal stability of solitons is proposed, that is, the soliton drift caused by the third-order dispersion can be suppressed by the self-steepening effect.

Next, the theoretical model describing the electro-optic modulation and second harmonic (SH) generation is established based on the dual-pump structure. A LiNbO_3

microcavity is designed with optimized parameters to enable it having a strong electrical tuning ability. MIR microcavity solitons and mode-locked SH are obtained through resonance wavelength scanning with proper control of applied voltage. By altering the frequency interval of the two pumps, the repetition rate of the microcomb can be tuned and reach 2 THz.

Finally, the theoretical model and analytical expression for microcavity solitons containing multi-photon absorption and free-carrier effects are derived to investigate properties and dynamic process of MIR soliton microcomb generation on Si and Ge platforms. The results suggest that the free-carrier absorption is equivalent to the linear propagation loss while the free-carrier dispersion is similar to the linear detuning. Therefore, the nonlinear detuning introduced by the free-carrier dispersion can help to establish the dynamic equilibrium of the intracavity field and enable the microcomb converting from the modulation instability state into the steady single-soliton state. Stable soliton steps are obtained in both Si and Ge microcavities with high nonlinearities by further studying the influences of pump power and free-carrier lifetime as well as appropriately controlling parameters. Besides, it takes different time to establish dynamic balance with different parameters.

Key Words: optical frequency comb, mid-infrared, microresonator, soliton, nonlinear optics

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 微腔光频梳简介	1
1.2 微腔光频梳种类	3
1.2.1 调制不稳定态	3
1.2.2 耗散 Kerr 孤子	4
1.2.3 孤子晶体	5
1.2.4 呼吸孤子	5
1.3 不同材料中红外微腔光频梳研究现状	5
1.3.1 氟化镁	6
1.3.2 硅	7
1.3.3 氮化硅	7
1.3.4 铌酸锂	8
1.3.5 其他材料	8
1.4 本文研究内容与意义	8
第 2 章 微腔光频梳理论	10
2.1 微腔光频梳的理论模型	10
2.2 耗散 Kerr 孤子的解析表达式	12
2.3 微腔光频梳的稳定性	14
2.4 本章小节	15
第 3 章 基于铌酸锂微腔的低阈值宽带中红外光频梳	16
3.1 引言	16
3.2 微腔优化设计	16
3.3 低阈值中红外微腔光频梳的产生	19
3.4 高阶色散和自陡峭效应的影响	21
3.5 本章小结	24
第 4 章 基于电光调制的重频可调中红外微腔孤子频梳	25
4.1 引言	25
4.2 电光调制产生孤子及二次谐波	26
4.2.1 理论模型	26

4.2.2 数值仿真.....	28
4.3 双泵浦结构调节频梳重复频率.....	30
4.3.1 理论模型.....	30
4.3.2 数值仿真.....	32
4.4 本章小结.....	33
第 5 章 基于自由载流子调控的中红外微腔孤子产生	34
5.1 引言.....	34
5.2 理论模型.....	35
5.3 仿真结果及分析.....	36
5.4 本章小结.....	40
第 6 章 总结与展望.....	41
6.1 本文总结.....	41
6.2 工作展望.....	41
参考文献.....	43
致 谢.....	51
作者简介及攻读硕士学位阶段发表的学术论文与研究成果.....	53

第 1 章 绪论

1.1 微腔光频梳简介

光学频率梳（简称：光频梳）是由一系列在频域上等间隔分布的谱线组成的光脉冲（如图 1.1 所示），具有光谱范围宽、相干性高、单根梳齿线宽窄等优点，自上世纪 70 年代被提出并应用于测量钠原子精细结构以来^[1]，受到了广泛的关注，对该领域做出开创性贡献的 Hänsch 和 Hall 也因此获得 2005 年诺贝尔物理学奖。

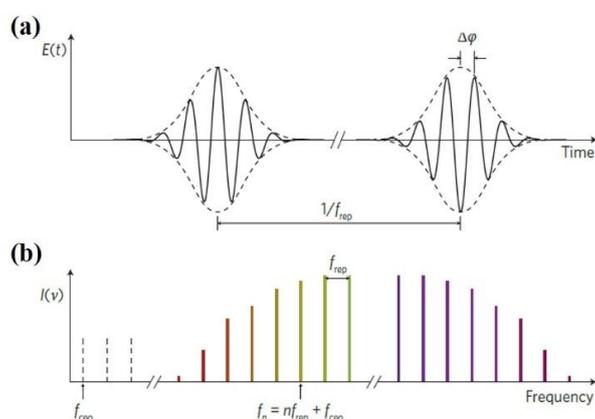


图 1.1 光频梳示意图^[2]。(a) 时域分布及(b)相应的频域分布。 f_{rep} : 重复频率; f_{ceo} : 载波包络偏移频率。

Figure 1.1 Scheme of optical frequency combs^[2]. (a) Temporal and (b) spectral profiles. f_{rep} : repetition rate. f_{ceo} : carrier-envelope offset frequency.

传统产生光频梳的方式是基于锁模激光器产生超短光脉冲，为实现相位锁定，再将超短脉冲的光谱通过非线性介质展宽和整形^[3-5]。利用这种方法，研究人员可以获得带宽超过一个倍频程的光频梳^[5]，从而实现 $f-2f$ 自参考。然而，一般情况下锁模激光器谐振腔长处于厘米至米量级，较长的谐振腔长使传统光频梳的重复频率大多在数百 MHz 至 GHz 之间，难以满足高重复频率应用的需求。另一方面，受锁模激光器的体积、功耗、重量等因素的影响，传统光频梳仍为实验室级别的产品，制约了其在实际之中的应用。随着集成光子技术的不断发展，高品质因数（Q 值）微腔的实现在器件层面上为微腔光频梳的产生奠定基础^[6]，而微腔中 Kerr 光参量振荡的实现，为产生微腔光频梳提供了前期验证^[7]。微环谐振腔的半径一般为数十至数百微米，因此很容易获得较高重复频率的光频梳，从理论上

而言较小的尺寸也可以大大降低所需的功率。2007 年, Kippenberg 等研究人员在高 Q 值二氧化硅微盘谐振腔中采用连续光泵浦, 产生了带宽为 380 nm, 重复频率为 375 GHz 的光频梳, 拉开了微腔光频梳研究的序幕^[8]。随后研究人员又分别在环形谐振腔、球形谐振腔以及回音壁模式晶体腔中获得了光频梳^[9-11]。

十余年来, 有关微腔光频梳的研究飞速发展, 取得了众多里程碑式的成就。有关报道中微腔光频梳的重复频率可以从 GHz 覆盖至 THz^[12-15], 泵浦功率可低至 mW 甚至数百 μW ^[16-18]。微腔光频梳小型化、集成化、低功耗的优势, 在技术层面上为便携式应用设备的发展提供了无限可能。截止目前, 微腔光频梳已广泛应用于高速光通信^[19-22]、光学时钟^[23,24]、光谱检测^[25-28]、光学成像^[29,30]、天文观测^[31, 32]、超快测距^[33, 34]以及纠缠光子对产生^[35, 36]等领域。光通信是微腔光频梳最重要的应用领域之一。微腔光频梳包含有数十个甚至数百个频率成分, 因而是波分复用 (Wavelength Division Multiplexing, WDM) 光通信系统的理想光源, 通过正交振幅调制, 可以实现 55 Tbit/s 的高速光通信^[20]。随后, 丹麦技术大学的研究人员将 WDM、正交振幅调制与 Nyquist 时分复用、偏振复用相结合, 实现了在光频梳的频率、振幅、相位、时间、偏振和空间等六个物理维度上进行编码, 传输速率达到 661 Tbit/s, 为目前已知最高速率的光通信^[21]。光谱检测是微腔光频梳另一个应用最广泛的领域。传统光谱检测多采用傅里叶光谱仪, 其原理是通过迈克尔逊干涉仪动臂移动来扫描光谱, 分辨率一般为百 MHz 量级, 最高可至数十 MHz^[37]。并且受到机械元件的限制, 采样时间较长, 系统稳定性较低。双光梳光谱仪采用两个相互干涉、重复频率稍有差异的光频梳作为光源取代迈克尔逊

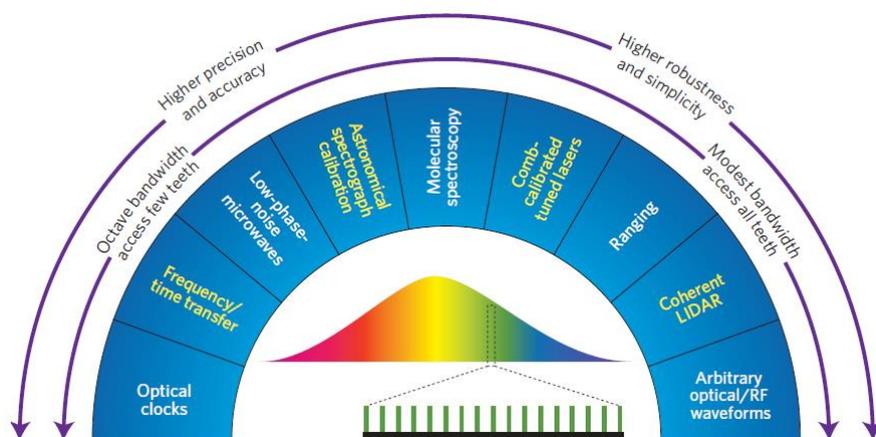


图 1.2 光频梳的应用领域^[39]。

Figure 1.2 Applications of optical frequency combs^[39].

干涉仪的动臂，大大提高了系统的稳定性，同时分辨率可达 kHz 量级，采样时间可缩短至 $1 \mu\text{s}$ 甚至更短^[38]。随着相关技术的不断发展，微腔光频梳将有望进一步在光谱学、微波光子学、量子通信等诸多领域得到广泛应用^[39]。

1.2 微腔光频梳种类

根据时域与频域分布以及相干性，可以将光频梳分为调制不稳定态^[11]、耗散 Kerr 孤子^[12]、孤子晶体^[40-42]以及呼吸孤子^[43,44]。图 1.3 给出了频梳种类与泵浦功率和失谐的关系，通过调节功率与失谐可以获得期望状态的频梳。

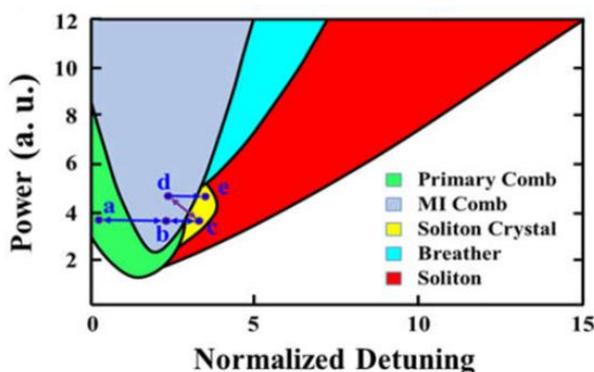


图 1.3 频梳种类区域图^[41]。

Figure 1.3 Existence region of different optical frequency comb states^[41].

1.2.1 调制不稳定态

处于调制不稳定态 (Modulation instability state, MI 态) 的频梳具有较高的噪声和较低的相干性，这与频梳的产生过程有关。图 1.4 展示了微腔光频梳的产生过程^[11]：首先，连续的泵浦光耦合进入微腔，在微腔中形成积累，当功率超过阈值功率时，经由简并四波混频产生信号光和闲频光，如果信号光和闲频光的频率与微腔谐振频率相匹配，则可以在腔内形成参量振荡 (Optical Parametric Oscillation, OPO)，产生初级频梳。一般情况下初级频梳的梳齿间隔数倍于微腔的自由光谱范围 (Free-spectral range, FSR)。随着腔内功率进一步增加，初级频梳经过简并或非简并四波混频在局部范围内产生次级频梳。继续增加腔内功率，通过级联四波混频最终形成重复频率等于微腔 FSR 的光频梳。

初级频梳整体上具有较低的噪声，倘若次级梳仅在在局部频率范围内由简并四波混频产生，此时次级梳齿间没有交叠，因而噪声也比较低。然而次级梳也可能由非简并四波混频产生，如图 1.4 中阶段 4 和阶段 5 所示，此时在同一个微腔

谐振峰内可能同时存在几个频率略有差别的梳齿，这些梳齿的相位不同，并且相互之间的频率差是随机分布的，导致频梳处于不稳定的状态，从而表现为较高的噪声，拍频会产生多个随机的射频信号。早期产生的微腔光频梳多为 MI 态，在实际中的应用受到了很大程度上的限制，因此研究人员尝试通过调节泵浦频率、功率等方法来获得稳定、低噪态的频梳^[45-47]。

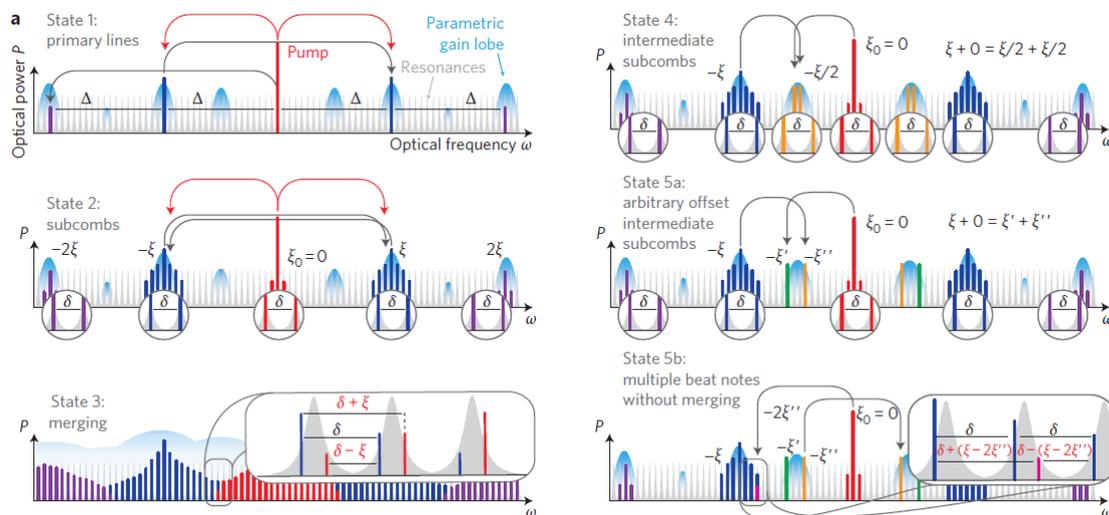


图 1.4 光频梳的产生过程^[11]。

Figure 1.4 Optical frequency comb generation process^[11].

1.2.2 耗散 Kerr 孤子

耗散 Kerr 孤子能够在稳定传输较长一段距离的同时保持自身特性不变，理想情况下具有高度相干性和低噪声，有利于推动光频梳实用化。耗散 Kerr 孤子的形成是参量增益与传输损耗、色散与非线性效应双平衡的结果^[48]。2014 年，T. Herr 等研究人员采用快速扫描泵浦频率法，在氟化镁晶体腔中成功实现了微腔耗散 Kerr 孤子，拉开了微腔光频梳发展的新篇章^[49]。随后 H. Guo 等研究人员采用反向扫描泵浦频率法实现了确定性微腔耗散孤子的产生，并研究了微腔耗散孤子的形成过程^[50]：首先，当泵浦波长小于微腔谐振波长时，即泵浦波长处于蓝失谐区域时，逐渐增大泵浦波长，耦合进入微腔的能量增加，产生初级频梳。这一过程中由于热效应的存在，微腔谐振波长也发生红移；继续调谐泵浦波长，当泵浦与微腔谐振波长几乎相匹配时，MI 态出现；接下来，泵浦进入红失谐区，由于泵浦与微腔的有效失谐逐渐增大，腔内开始能量下降，频梳进入微腔耗散多孤子态；当失谐增大到一定程度，最终得到微腔耗散单孤子。除上述方法外，已被证实的可以用来获得微腔孤子的方法还包括热调谐法^[51]、“power kicking”法^[52]、

辅助光平衡热效应法^[53]以及自注入锁定法^[54]等。更多有望产生微腔孤子的方法, 例如电光调制法等, 仍有待进一步研究。

1.2.3 孤子晶体

孤子晶体是微腔 Kerr 孤子中一类特殊的形态, 可以看作是若干个单孤子在微腔内密集均匀排列, 其产生与模式交叉有关^[42]。模式交叉对腔内光场存在调制作用, 从而产生周期性背景波, 背景波可以捕获腔内非稳态孤子, 这些孤子相互作用并自我排列, 最终每个孤子都位于背景波的峰值, 形成孤子晶体。孤子晶体的产生存在一个泵浦功率阈值, 当泵浦功率低于该阈值时, 可以稳定地产生孤子晶体, 而泵浦功率高于该阈值时, 产生孤子晶体的概率大大降低, 若泵浦功率足够高, 那么频梳不会形成孤子晶体^[42]。与单孤子相比, 获得孤子晶体无需快速扫描泵浦频率, 在一定程度上可以降低对激光器性能的要求^[41]。此外, 由于接近 MI 态并且光场充满微腔, 因此孤子晶体的能量高于单孤子的能量, 而且因为梳齿数少, 所以单根梳齿的功率更高。另一方面, 完美孤子晶体可以看作具有高重复频率的单孤子, 重复频率可达 THz 量级, 对于光通信、光钟等有高重频需求的应用领域具有重要意义^[42]。

1.2.4 呼吸孤子

呼吸孤子是一类具有持续振荡特性的孤子, 其时域脉宽周期性压缩和展宽, 脉冲强度有节奏地增大和减小, 与人的呼吸相类似, 因而被命名为呼吸孤子。与单孤子和孤子晶体不同, 呼吸孤子并不是稳定的孤子, 其外差拍干涉信号会出现噪声^[43]。尽管如此, 呼吸孤子是良好的可以用来研究微腔内丰富非线性效应的工具。2017 年, 来自洛桑联邦理工大学的研究人员采用反向扫频的方法产生确定性的呼吸孤子, 并且发现其周期和强度与失谐有关^[44]: 当失谐较大时, 呼吸的强度较弱, 减小失谐, 呼吸的强度变强, 但每个周期仍只包含一次功率振荡; 继续减小失谐, 呼吸强度进一步增强, 每个周期内包含两次功率振荡; 当失谐继续减小, 呼吸子进入不稳定状态, 周期性变得不够明显。目前关于呼吸孤子的研究尚不充分, 更多深层次的机理有待发掘。

1.3 不同材料中红外微腔光频梳研究现状

许多气体分子, 包括甲烷 ($\sim 3.3 \mu\text{m}$)、乙炔 ($\sim 3.2 \mu\text{m}$)、一氧化碳 ($\sim 2.3 \mu\text{m}$)、

一氧化氮 ($\sim 2.7 \mu\text{m}$)、二氧化碳 ($\sim 4.3 \mu\text{m}$) 等, 在中红外波段具有比在其他波段高一至两个数量级的特征吸收峰^[55], 因此中红外光频梳是理想的光谱检测光源。此外, 频率测量、天文观测等也是中红外光频梳重要的应用领域^[2]。采用传统方法产生中红外光频梳的研究开展得较为广泛, 并且研究人员已经实现了用中红外光频梳同时检测多种气体分子^[56, 57]。相比之下, 中红外微腔光频梳处于初期探索阶段, 多数研究仍集中于产生中红外微腔光频梳。表 1.1 列出了一部分适用于中红外微腔光频梳的材料平台及其光学特性。本节将依据材料平台对中红外微腔光频梳的研究现状进行阐述, 并对不同材料平台进行对比。

表 1.1 适用于中红外微腔光频梳的材料平台及其光学特性^[58]

Table 1.1 Optical properties of promising material platforms for microresonator-based optical frequency combs in the MIR region^[58]

材料平台	折射率	非线性折射率系数 (m^2/W)	透明波段 (μm)
氟化镁 (MgF_2)	1.37	0.9×10^{-20}	0.11—9
硅 (Si)	3.47	5×10^{-18}	1.2—8
氮化硅 (Si_3N_4)	2.0	2.5×10^{-19}	0.4—4.6
氮化铝 (AlN)	2.12	2.3×10^{-19}	0.2—13.6
铌酸锂 (LiNbO_3)	2.21	1.8×10^{-19}	0.35—5
砷化镓铝 (AlGaAs)	3.3	2.6×10^{-17}	0.7—17
锗 (Ge)	4.33	4.4×10^{-17}	1.8—15
硫化砷 (As_2S_3)	2.43	3.8×10^{-18}	0.6—11

1.3.1 氟化镁

2013 年 C. Y. Wang 等人基于氟化镁晶体腔, 第一次实现了中红外微腔光频梳^[59], 而后在 2015 年, OEwaves 公司的研究人员采用量子级联激光器作为泵浦源, 在氟化镁微腔中产生了中心波长位于 $4.5 \mu\text{m}$ 的频梳, 是目前已知的波长最长的中红外微腔光频梳^[60]。氟化镁的透明波段较宽, 从紫外波段覆盖至中红外波段, 并且在中红外波段具有天然的负色散特性^[59]。但是其折射率和非线性系数较低, 使得光场有效模式面积较大, 非线性相互作用相对较弱, 提高了频梳产生的阈值, 因而往往需要超高 Q 值 ($>10^8$) 回音壁微腔才能够产生频梳, 对微腔加工工艺要求比较高, 并且受微腔结构的限制, 难以实现完全片上集成。

1.3.2 硅

在诸多材料平台中,关于硅基中红外微腔光频梳的研究较为广泛。硅具有高折射率和高非线性折射率系数,有助于增强光与物质的非线性相互作用,并且在中红外波段透明,因此被认为是理想的用于产生中红外微腔光频梳的材料^[58]。然而硅带隙较窄,在近红外和部分中红外波段具有不可忽略的多光子吸收效应,一方面增加了传输损耗,另一方面产生的大量自由载流子会阻碍光频梳的产生^[61,62]。为了降低多光子吸收和自由载流子效应的影响,研究人员在硅波导两侧分别做 p 型和 n 型掺杂,形成 p-i-n 结构,通过施加反向偏置电压可以有效减小自由载流子寿命,从而成功实现了硅基中红外微腔光频梳^[63]。随后研究人员又通过快速扫描泵浦频率法在硅基微腔中获得了中红外耗散孤子,并通过调谐自由载流子寿命产生了低噪态中红外频梳^[64]。而后硅基中红外微腔光频梳的研究重心转移到应用方面。2017 年,研究人员使用单个中红外频梳测量了乙炔的特征吸收峰,并通过热调谐法扫描频梳波长以提高分辨率^[26]。2018 年, M. Yu 等人基于两个硅基微环产生低噪态双光频梳,测量了丙酮的吸收光谱^[28]。除了在测量气体分子光谱领域的应用,近来研究人员还对中红外微腔光频梳应用于微流体力学测量进行了初步验证^[65]。

1.3.3 氮化硅

氮化硅同样具有较宽的透明波段和较高的非线性折射率系数,并且与硅一样为中心对称材料,不具有二阶非线性效应,可以有效阻止诸如二次谐波等其他非线性过程发生,使耗散孤子的频谱非常干净光滑。氮化硅的另一个优势是带隙宽度较大,因此在中红外波段不存在多光子吸收效应,有利于降低传输损耗。近红外波段的氮化硅微环加工工艺比较成熟, Q 值可以达到 10^7 量级^[66],但是由于其折射率相对较低,在中红外波段需要较厚的波导来限制光场,而氮化硅晶圆生长超过一定厚度会出现裂纹,因此微环加工工艺成为限制基于氮化硅的中红外微腔光频梳发展的主要问题。H. Guo 等人采用光子镶嵌技术,在二氧化硅包层中生长出厚氮化硅直波导,并利用色散波在中红外波段产生光频梳^[67],该方法能否适用于氮化硅微环加工有待进一步研究。Lipson 课题组在二氧化硅衬底上制造出沟壑使氮化硅在生长过程中应力得以释放,从而获得了厚度达到 950 nm 的氮化硅晶圆,并制造出 Q 值达到 10^6 的微环,成功产生中红外光频梳^[68]。

1.3.4 铌酸锂

铌酸锂是新兴的微腔光频梳材料平台,同时具有较高的三阶非线性和强的二阶非线性,光频梳的产生不仅可以通过 Kerr 效应实现^[69],而且可以通过电光调制^[70]和级联二阶非线性效应^[71]实现,并且二阶非线性效应的存在使电调制产生耗散 Kerr 孤子成为可能。此外,铌酸锂还具有一种独特的光学特性——光折变效应^[72],即微腔折射率会随腔内光功率增加而减小。光折变效应既可以补偿热效应,使孤子自发产生,又可以帮助实现孤子数双向调制^[72]。2019 年耶鲁大学的 Z. Gong 等人采用波长在 2 μm 附近的激光器泵浦,在铌酸锂微环谐振腔中产生带宽约 300 nm 的光频梳,其中 100 nm 位于中红外波段^[73]。此外,研究人员在周期性极化铌酸锂(Periodically Poled Lithium Niobate, PPLN)直波导中获得了完全位于中红外波段的光频梳^[71],但基于铌酸锂环形谐振腔的完全位于中红外波段的光频梳尚未实现。

1.3.5 其他材料

截止目前,中红外微腔光频梳仅在上述材料平台中实现,更多的材料平台有待探索。氮化铝具有二阶和三阶非线性,已有研究成功通过电光效应调谐氮化铝微环的谐振波长^[74],近期研究人员基于氮化铝微环在 2 μm 波长附近产生 OPO^[75],为实现中红外光频梳提供前期验证。锗具有比硅更大的折射率和更高的三阶非线性,天津大学的 Y. Guo 等人数值仿真在锗基微环中产生了带宽超过两个倍频程的中红外光频梳^[76],但目前尚未有实验报道。砷化铝镓同样具有高折射率和三阶非线性,通过调节铝和镓的比例可以有效抑制多光子吸收效应^[77],并且其具有二阶非线性效应,有利于实现片上自参考。此外,诸如硫系玻璃、磷化镓等其他材料也有望应用于中红外微腔光频梳的产生。

1.4 本文研究内容与意义

中红外光频梳在光谱学领域具有广阔的应用前景,传统中红外光频梳受到激光器体积、重量以及功耗等因素的制约,在实际应用中受到较大限制。中红外微腔光频梳可以大大降低器件的尺寸和功耗,近年来成为热门的研究方向,而目前其仍处在初期发展阶段,有诸多问题亟待解决:首先,对于中红外波段而言,一般情况下需要较大的波导截面以实现光场的限制,有可能超出当前材料生长的

工艺水平,使波导损耗较大;其次,非线性作用的强度与光频率成正比,与模式面积成反比,中红外波段较大的模式面积以及较低的频率使非线性相互作用较弱。这两个问题均不利于实现低阈值中红外微腔光频梳。因此,选择合适的材料平台,优化设计波导结构,是实现低阈值宽带中红外微腔光频梳的重点和难点之一。此外,微腔光频梳的产生是一个复杂的非线性动力学过程,涉及多种线性和非线性效应,研究掌握这些效应的作用规律,有利于进一步理解微腔光频梳的产生原理,抑制影响光频梳产生和性能的不利因素,并且有助于实现泵浦与微腔的物理锁定。

本文理论计算与数值仿真相结合,研究了宽带中红外微腔光频梳的产生以及多种效应参与下产生光频梳所经历的非线性动力学过程,具体内容如下:

第一章首先简要概述了微腔光频梳的基本概念、发展历程、产生原理以及应用前景,随后介绍了微腔光频梳的不同种类,最后根据材料平台分类总结了中红外微腔光频梳的研究现状以及各材料平台的优势与不足。

第二章从非线性薛定谔方程出发,推导建立了描述环形谐振腔中光频梳产生的理论模型——Lugiato-Lefever 方程 (LLE),随后通过求解 LLE 给出耗散 Kerr 孤子的解析表达式,最后分析了微腔光频梳的稳定性。

第三章研究了 $\text{LiNbO}_3\text{-Si}$ 狭缝波导的几何参数对微腔色散特性的影响,通过优化设计波导结构使其在较宽波长范围内具有良好的色散特性,之后产生了低阈值宽带中红外微腔光频梳,最后对高阶色散和自陡峭效应的影响做了分析,提出了一种抑制孤子漂移的方法。

第四章研究了电光调制作用下铌酸锂微腔中中红外孤子光频梳的产生和对重复频率的调节。建立了描述微环谐振腔中电光调制、二次谐波产生及双泵浦结构的耦合 LLE,设计了铌酸锂微环谐振腔并分析其电光调制能力,并通过控制两个泵浦的频率间隔获得了重复频率可调的中红外微腔孤子光频梳。

第五章首先推导了包含多光子吸收和自由载流子效应在内的孤子的解析解,分析了通过自由载流子效应实现锁模的深层次机理,随后分别设计了硅基和锗基微环谐振腔,数值仿真验证该方法的普适性,并且研究了自由载流子寿命和泵浦功率对形成中红外微腔孤子经过的动力学过程的影响。

第六章对本文工作进行总结,并对未来工作做出展望。

第 2 章 微腔光频梳理论

2.1 微腔光频梳的理论模型

波导中超短脉冲的传输通常可以用非线性薛定谔方程^[78]来描述:

$$\frac{\partial A(z, \tau)}{\partial z} = -\frac{\alpha_0}{2} A(z, \tau) + i \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_m}{m!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^m A(z, \tau) + i \gamma |A|^2 A(z, \tau), \quad (2.1)$$

式中 $A(z, \tau)$ 为光场, z 为传输距离, τ 为传输时间, α_0 为本征传输损耗, $\beta_m = \partial^m \beta / \partial \omega^m$ 为第 m 阶色散系数, 其中 β 为波数, ω 为光场频率。 $\gamma = n_2 \omega / c A_{eff}$ 为非线性系数, 其中 n_2 为非线性折射率系数, c 为光速, A_{eff} 为光场模式面积。

对于微环谐振腔存在以下边界条件^[78]:

$$A^{(q+1)}(0, \tau) = \sqrt{\theta} A_m + \sqrt{1-\theta} A^{(q)}(l, \tau) e^{-i\delta_0}, \quad (2.2)$$

q 为圈数, θ 为功率耦合系数, $A_m = \sqrt{P_m}$ 为泵浦光场, $l = 2\pi R$ 为微环谐振腔长, $\delta_0 = (\omega_0 - \omega_p) t_R$ 表示传输一圈积累的泵浦与微腔谐振频率之间的失谐, 其中 ω_0 为微腔谐振频率, ω_p 为泵浦频率, t_R 为环程传输时间。这一边界条件的物理意义为每一圈开始时的光场等于上一圈传输后透射的光场加上耦合进入微环的泵浦光场。

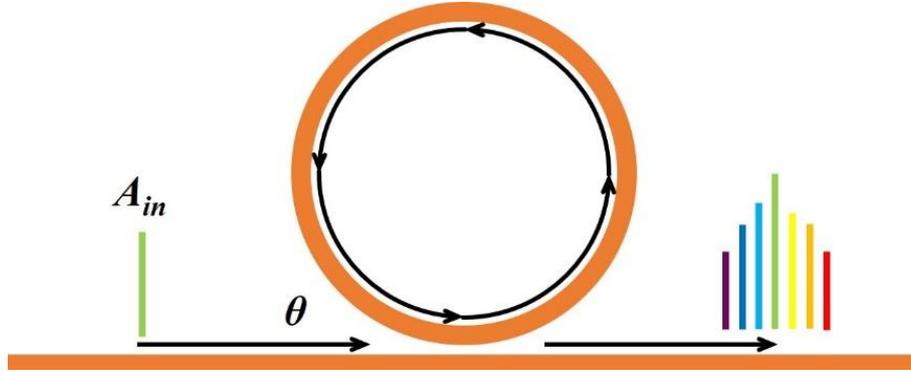


图 2.1 微环谐振腔示意图。

Figure 2.1 Scheme of a microring resonator.

对式(2.1)两侧从 0 至 l 积分, 由慢变振幅近似, 可得:

$$A^{(q)}(l, \tau) - A^{(q)}(0, \tau) = \left[-\frac{\alpha_0 l}{2} + i l \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_m}{m!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^m + i \gamma l |A|^2 \right] A. \quad (2.3)$$

另根据平均场近似, 腔内光场变化可写做^[79]:

$$A^{(q+1)}(0, \tau) - A^{(q)}(0, \tau) = t_R \frac{\partial A(t, \tau)}{\partial t}, \quad (2.4)$$

其中 t 用于描述光场在传输距离上的变化, 被称为慢时间。联立式(2.2)和式(2.4), 可得:

$$t_R \frac{\partial A(t, \tau)}{\partial t} + A^{(q)}(0, \tau) = \sqrt{\theta} A_m + \sqrt{1-\theta} A^{(q)}(l, \tau) e^{-i\delta_0}, \quad (2.5)$$

将式(2.3)代入式(2.5), 得:

$$t_R \frac{\partial A(t, \tau)}{\partial t} + A^{(q)}(0, \tau) = \sqrt{\theta} A_m + \sqrt{1-\theta} e^{-i\delta_0} \times \left\{ \left[-\frac{\alpha_0 l}{2} + i l \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_m}{m!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^m + i \gamma l |A|^2 \right] A + A^{(q)}(0, \tau) \right\}, \quad (2.6)$$

整理式(2.6), 将 $\sqrt{1-\theta}$ 和 $e^{-i\delta_0}$ 取一阶泰勒展开, 忽略二阶小量, 最终得到微腔光频梳的理论模型 LLE:

$$t_R \frac{\partial A(t, \tau)}{\partial t} = \left[-\alpha - i\delta_0 + i l \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_m}{m!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^m + i \gamma l |A|^2 \right] A + \sqrt{\theta} A_m, \quad (2.7)$$

其中 $\alpha = (\alpha_0 l + \theta)/2$ 。对于微环而言 τ 与孤子相位为一一对应的关系, 因此 τ 也可以用来描述孤子在腔内的位置。式(2.7)描述的是单泵浦产生光频梳, 即经过简并四波混频产生光频梳。由简并四波混频的相位匹配条件^[67]:

$$\beta_2 (\omega - \omega_p)^2 + \frac{1}{12} \beta_4 (\omega - \omega_p)^4 + 2\gamma P = 0, \quad (2.8)$$

可以看出, 由于泵浦项始终大于 0, 因此在不考虑高阶色散的情况下, 只有二阶色散为反常色散才能够满足相位匹配条件, 高效产生微腔光频梳。

单泵浦产生光频梳存在一个阈值泵浦功率 P_{th} ^[77]:

$$P_{th} = 1.54 \left(\frac{\pi}{2} \right) \frac{Q_{ext}}{2Q_{tot}} \frac{n_0^2 l A_{eff}}{n_2 \lambda_p} \frac{1}{Q_{tot}^2}, \quad (2.9)$$

其中 n_0 为折射率, λ_p 为泵浦波长, Q_{tot} 为微环总的品质因数, Q_{ext} 为微环耦合品质因数, 其与微环本征品质因数 Q_{int} 的关系如下^[80], n_g 为群折射率:

$$\frac{1}{Q_{tot}} = \frac{1}{Q_{int}} + \frac{1}{Q_{ext}}, \quad (2.10)$$

$$Q_{int} = \frac{2\pi n_g}{\alpha_i \lambda_p}, \quad (2.11)$$

$$Q_{ext} = -\frac{1}{\ln(1-\theta)} \frac{4\pi^2 n_g R}{\lambda_p}. \quad (2.12)$$

从式(2.9)可以看出, 为了实现低阈值微腔光频梳, 应当在尽可能减小模式面积的同时提高微腔品质因数。与传统使用的耦合模方程相比, LLE 可以大幅提高运算速度, 缩短计算时间^[81], 因而被广泛用于微腔光频梳的数值仿真研究。

2.2 耗散 Kerr 孤子的解析表达式

微腔 Kerr 孤子从物理角度而言是一类稳定的具有高度相干性的光频梳, 从数学角度而言其光场分布为 LLE 方程的稳态解, 可以通过变分法对 LLE 求解得到耗散 Kerr 孤子的解析表达式^[50], 有利于进一步理解孤子的产生机理。为便于计算, 只考虑到二阶色散, 有:

$$t_R \frac{\partial A(t, \tau)}{\partial t} = \left[-\alpha - i\delta_0 - i\frac{\beta_2 l}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + i\gamma l |A|^2 \right] A + \sqrt{\theta} A_{in}, \quad (2.13)$$

将式(2.13)改写成对拉格朗日量密度 \mathcal{L} 变分的形式^[82]:

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta A^*} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A^*} - \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial A^* / \partial \tau)} - \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial A^* / \partial t)} = \mathcal{R}, \quad (2.14)$$

其中,

$$\mathcal{L} = i\frac{t_R}{2} \left(A^* \frac{\partial A}{\partial t} - A \frac{\partial A^*}{\partial t} \right) + \frac{\beta_2 l}{2} \left| \frac{\partial A}{\partial \tau} \right|^2 + \frac{\gamma l}{2} |A|^4 - \delta_0 |A|^2, \quad (2.15)$$

$$\mathcal{R} = -i\alpha A + i\sqrt{\theta} A_{in}, \quad (2.16)$$

微腔 Kerr 孤子由直流背景波 ψ_0 和孤子脉冲 ψ 组成^[49]:

$$A = \psi_0 + \psi, \quad (2.17)$$

直流部分可以代入 LLE 求解, 得^[49]:

$$\psi_0 = \frac{\gamma l \sqrt{\theta} A_{in}}{\delta_0^2 / \alpha^2} - i \frac{\sqrt{\theta} A_{in}}{\delta_0 / \alpha}, \quad (2.18)$$

脉冲部分在稳态情况下($\partial/\partial t=0$)可以将试探解设为:

$$\psi = B \operatorname{sech} \left(\frac{B\tau}{m} \right) e^{i\varphi_0}, \quad (2.19)$$

其中 B 为振幅, φ_0 为相位, $m = B \times \tau_p = \sqrt{-c\beta_2 A_{eff} / (\hbar\omega^2 n_2 FSR)}$ (τ_p 为脉冲宽度)^[82]。

将式(2.19)代入式(2.15)可得:

$$\mathcal{L} = -t_R B^2 \operatorname{sech}^2\left(\frac{B\tau}{m}\right) \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} + \frac{\beta_2 l B^4}{2m^2} \operatorname{sech}^2\left(\frac{B\tau}{m}\right) \tanh^2\left(\frac{B\tau}{m}\right) + \frac{\gamma l B^4}{2} \operatorname{sech}^4\left(\frac{B\tau}{m}\right) - \delta_0 B^2 \operatorname{sech}^2\left(\frac{B\tau}{m}\right), \quad (2.20)$$

对拉格朗日量密度积分可以得到拉格朗日量 L :

$$L = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{L} d\tau = -2t_R m B \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} + \frac{\beta_2 l B^3}{3m} + \frac{2\gamma l m B^3}{3} - 2\delta_0 m B, \quad (2.21)$$

每个参量可以通过欧拉—拉格朗日方程求解:

$$\frac{\partial L}{\partial r_j} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial (\partial r_j / \partial t)} = \int \left(\mathcal{R} \frac{\partial \psi^*}{\partial r_j} + \mathcal{R}^* \frac{\partial \psi}{\partial r_j} \right) d\tau, \quad (2.22)$$

其中 $r_j = \{B, \varphi_0\}$ 。经过计算可得:

$$\frac{d\varphi_0}{dt} = \frac{\beta_2 l B^2}{2t_R m^2} + \frac{\gamma l B^2}{t_R} - \frac{\delta_0}{t_R}, \quad (2.23)$$

$$\frac{dB}{dt} = -\frac{2\alpha B}{t_R} + \frac{\pi \sqrt{\theta} A_m}{t_R} \cos \varphi_0. \quad (2.24)$$

对于孤子而言振幅和相位均达到稳定状态 (即 $d\varphi_0/dt=0$, $dB/dt=0$), 因此由式(2.23)可解得:

$$B = \sqrt{\frac{\delta_0}{\gamma l (1 - 2\hbar\omega FSR)}}, \quad (2.25)$$

一般情况下 $2\hbar\omega FSR \ll 1$, 所以振幅近似为:

$$B = \sqrt{\frac{\delta_0}{\gamma l}}, \quad (2.26)$$

从式(2.26)可知只有在红失谐区, 即 $\delta_0 > 0$ 的区域才有可能产生孤子。此外, 由于孤子的振幅与失谐成正相关, 而孤子的振幅与脉冲宽度成反比, 因此失谐越大, 孤子脉宽越窄, 相应的频谱带宽越宽。将式(2.26)代入式(2.24), 解得:

$$\cos \varphi_0 = \frac{2\alpha}{\pi A_m} \sqrt{\frac{\delta_0}{\gamma l \theta}}, \quad (2.27)$$

由式(2.27)可以看出失谐存在一个最大值:

$$\delta_{0,\max} = \frac{\pi^2 \gamma l \theta P_m}{4\alpha^2}, \quad (2.28)$$

说明孤子只能存在于一定的失谐范围内, 且泵浦功率越大, 这个区间上限越高,

而损耗越大，这个区间的上限越低。最终，微腔 Kerr 孤子的解析表达式可以写为：

$$A = \psi_0 + \sqrt{\frac{\delta_0}{\gamma l}} \operatorname{sech}\left(\frac{\tau\sqrt{\delta_0/\gamma l}}{m}\right) e^{i\varphi_0}. \quad (2.29)$$

2.3 微腔光频梳的稳定性

微腔光频梳的稳定性可以通过求 LLE 的均匀稳态解（homogeneous steady state, HSS）来分析^[79]。在均匀稳定状态下，光场对快时间和慢时间的偏导数均为零。此时 LLE 简化为：

$$\left(\alpha + i\delta_0 - i\gamma l |A_{HSS}|^2\right) A_{HSS} = \sqrt{\theta} A_{in}, \quad (2.30)$$

两边同时取模的平方，并令 $I_{HSS} = |A_{HSS}|^2$ ，可得：

$$\gamma^2 l^2 I_{HSS}^3 - 2\delta_0 \gamma l I_{HSS}^2 + (\alpha^2 + \delta_0^2) I_{HSS} = \theta P_{in}, \quad (2.31)$$

式(2.31)是关于 I_{HSS} 的一元三次方程，具有一个或三个正实数根。等式两边同时对 I_{HSS} 求导，有：

$$3\gamma^2 l^2 I_{HSS}^2 - 4\delta_0 \gamma l I_{HSS} + (\alpha^2 + \delta_0^2) = 0, \quad (2.32)$$

根据判别式 $\Delta = 2\gamma l \sqrt{\delta_0^2 - 3\alpha^2}$ ，若 $\Delta \leq 0$ ，即 $\delta_0 \leq \sqrt{3}\alpha$ 时，式(2.32)没有或只有一个实数解，相应地，方程(2.31)只有一个正实数根，此时光频梳位于单稳态；反之，当 $\Delta > 0$ ，即 $\delta_0 > \sqrt{3}\alpha$ 时，方程(2.31)具有三个正实数根，其中中间一个实数根为非稳定状态，所以光频梳处于双稳态。

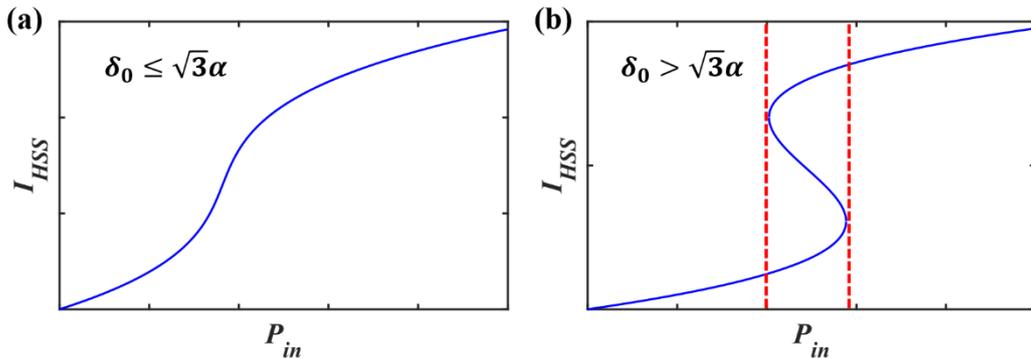


图 2.2 腔内光强 I_{HSS} 与泵浦功率 P_{in} 曲线图。(a)单稳态，(b)双稳态。

Figure 2.2 Relationship between the intracavity intensity I_{HSS} and pump power P_{in} . (a) Monostability and (b) bistability.

一般情况下，MI 态的频梳是单稳态。而由孤子的解析表达式可以看出，只有在双稳态情况下，即图 2.2(b)中两根红色虚线之间的区域，才有可能产生微腔 Kerr 孤子，其中功率较低的分支为直流背景波，较高的分支对应孤子脉冲。这一过程可以解释为微腔内存在一强一弱两个连续光波，较强的连续波被调制，可以经过 MI 态进入孤子态，而较低连续波成为背景波，最终构成了微腔 Kerr 孤子的时域谱图。同时，双稳态也限制了能够使孤子存在的最小失谐，即 $\delta_{0,\min} = \sqrt{3} \alpha$ 。此外值得注意的是，双稳态是形成微腔孤子的必要不充分条件，除了双稳态，微腔孤子的产生还需要满足双平衡等其他条件。

2.4 本章小节

本章首先从非线性薛定谔方程出发，推导了微腔光频梳的理论模型 LLE，并介绍了产生微腔光频梳需要满足的相位匹配条件和阈值泵浦功率。之后采用变分法，将 LLE 改写成含有微扰项的朗道—欧拉方程，代入试探解得到拉格朗日量，随后通过欧拉—拉格朗日方程求得微腔孤子的解析表达式。最后通过求解 LLE 方程的均匀稳态解分析了光频梳的稳定性，解释了双稳态的物理意义，同时由孤子的解析解以及孤子存在的必要条件——双稳态可知，只有在一定的红失谐范围内才能够获得微腔耗散 Kerr 孤子。本章内容为数值模拟仿真和实验提供了理论基础，并有助于理解光频梳和光孤子的产生机理。

第3章 基于铌酸锂微腔的低阈值宽带中红外光频梳

3.1 引言

铌酸锂的透明波段从 $0.35\ \mu\text{m}$ 覆盖至 $5\ \mu\text{m}$ ^[58], 并且由于其禁带宽度较大, 所以在中红外波段可以忽略多光子吸收效应^[83]。此外, 铌酸锂同时具有较强的二阶和三阶非线性, 一方面可以在同一个微腔内同时产生光频梳和二次谐波, 实现片上 $f-2f$ 自参考, 提高器件集成度^[72]。另一方面, 也有望通过级联二阶非线性产生中红外光频梳。近年来, 基于铌酸锂微腔的光频梳取得了一系列令人瞩目的进展。哈佛大学的 Loncar 课题组首先在铌酸锂微腔中产生 $700\ \text{nm}$ 宽的 Kerr 光频梳, 并利用电光效应实现对梳齿的可编程选择与强度调制^[69]。而后, 该课题组又利用电光调制产生带宽 $80\ \text{nm}$ 的双光频梳^[70]。来自罗切斯特大学和加州理工大学的研究者利用铌酸锂的光折变效应实现自启动耗散孤子的产生以及孤子数双向调制^[72]。这些成果展现了铌酸锂在微腔光频梳领域的应用潜力, 然而上述研究大多集中于近红外波段。尽管耶鲁大学的研究人员在 $2\ \mu\text{m}$ 波长附近产生了光频梳, 但仅有 $100\ \text{nm}$ 带宽位于中红外波段^[73], 铌酸锂微腔在中红外波段的性能有待进一步探索。另外, 光频梳的产生过程受到多种效应的影响, 例如拉曼效应会使频梳产生自频移, 能够补偿或者抵消孤子频谱峰值反冲^[84, 85]; 热效应能够改变微腔谐振波长, 影响频梳的稳定性^[13, 41]。高阶色散和自陡峭效应 (Self-steepening effect, SS) 也会对频梳的时域与频域特性产生影响。高阶色散可以将频梳频谱拓展至正色散区^[86], 而自陡峭效应可以使频梳从不稳定孤子变为呼吸孤子^[87]。目前关于高阶色散和自陡峭效应的研究尚不充分, 更多新现象及深层次的机理有待分析和挖掘。

本章通过优化设计基于铌酸锂狭缝波导的微环谐振腔, 实现了低阈值宽带中红外微腔孤子频梳的产生, 研究了三阶色散、四阶色散及自陡峭效应的影响, 并且提出自陡峭效应可以抑制三阶色散引起的孤子漂移, 提高孤子的稳定性。

3.2 微腔优化设计

与硅相比, 铌酸锂的折射率较低 ($n_0=2.21@1.55\ \mu\text{m}$), 若采用条形或脊型波导, 则在中红外波段需要较大的波导尺寸才能限制住光场, 由式(2.9)可知, 产生

光频梳的阈值与模式面积成正比，因此较大的模式面积不利于实现低阈值微腔光频梳。狭缝波导可以通过电场在不同材料边界处的不连续性将光场限制在较小的面积内^[88]，增强了光与物质的相互作用，有助于降低频梳产生所需要的功率。此外，狭缝波导结构也为色散管理提供了更多的自由度，有利于在较宽波长范围内获得良好的色散特性。狭缝波导可以分为水平狭缝波导和竖直狭缝波导两类，根据狭缝波导限制光场的原理，它们分别支持横磁场模（Transverse magnetic mode, TM mode）和横电场模（Transverse electric mode, TE mode）。竖直狭缝波导需要先刻蚀狭缝或包层结构而后再进行材料生长，特别是在狭缝宽度较窄的情况下对加工工艺要求较高，质量难以保证。水平狭缝波导可以直接通过材料生长和键合技术实现不同材料的交叠，因而其加工精度更高，波导损耗要远低于竖直狭缝波导。图 3.1 展示了基于铌酸锂—硅水平狭缝波导结构的微环谐振腔，铌酸锂狭缝位于两个条形硅波导之间，衬底为二氧化硅。 w 、 s 、 $h1$ 和 $h2$ 分别表示微环的宽度、铌酸锂狭缝的厚度、上硅层的厚度和下硅层的厚度。

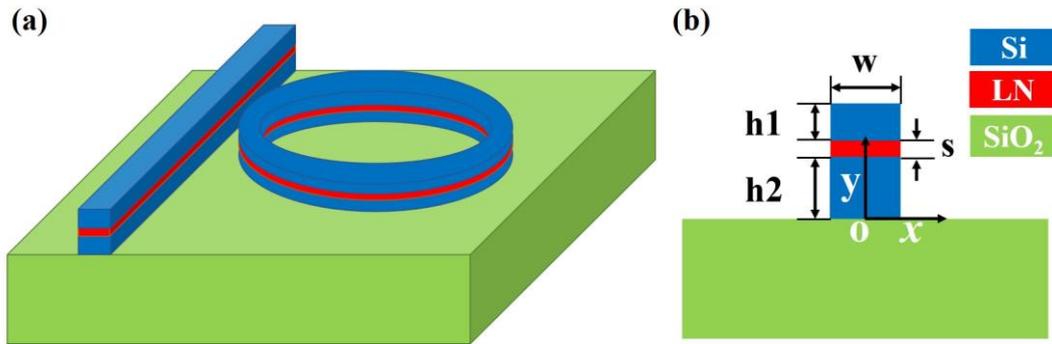


图 3.1 (a)基于铌酸锂—硅狭缝波导的微环谐振腔示意图，(b)微环横截面^[89]。

Figure 3.1 (a) Scheme of the microresonator based on LiNbO₃-Si slot waveguides. (b) Cross-section of the microresonator^[89].

由式(2.8)简并四波混频的相位匹配条件可知，二阶色散为负值且在较宽范围内接近零时容易产生光频梳。而正常情况下材料的色散为正值，因此需要通过调整波导结构控制微环总的色散特性。为了优化设计微环的色散，首先需要研究掌握各个结构参数对色散特性的影响规律，结果如图 3.2 所示。图 3.2 (a)展示了上硅层厚度 $h1$ 对色散的影响，此时 w ， s ， $h2$ 分别为 550 nm，165 nm 和 800 nm。从图中可以看出，随着上硅层厚度的增加，微环的二阶色散从负色散区域向正色散区域移动。而下硅层厚度对色散的影响规律与上硅层完全相反。如图 3.2 (b)所示，随着下硅层厚度的增加，色散曲线从正色散移向负色散，这一过程中 w ， s ，

$h1$ 始终保持为 550 nm, 165 nm 和 380 nm。图 3.2 (c) 呈现了铌酸锂狭缝厚度对色散的影响。在 w , $h1$, $h2$ 固定为 550 nm, 380 nm 和 800 nm 的情况下, 二阶色散随狭缝厚度增加而增大, 而增大微环的宽度时, 二阶色散随之而减小, 如图 3.2 (d) 所示 (s , $h1$, $h2$ 分别为 165 nm, 380 nm 和 800 nm)。

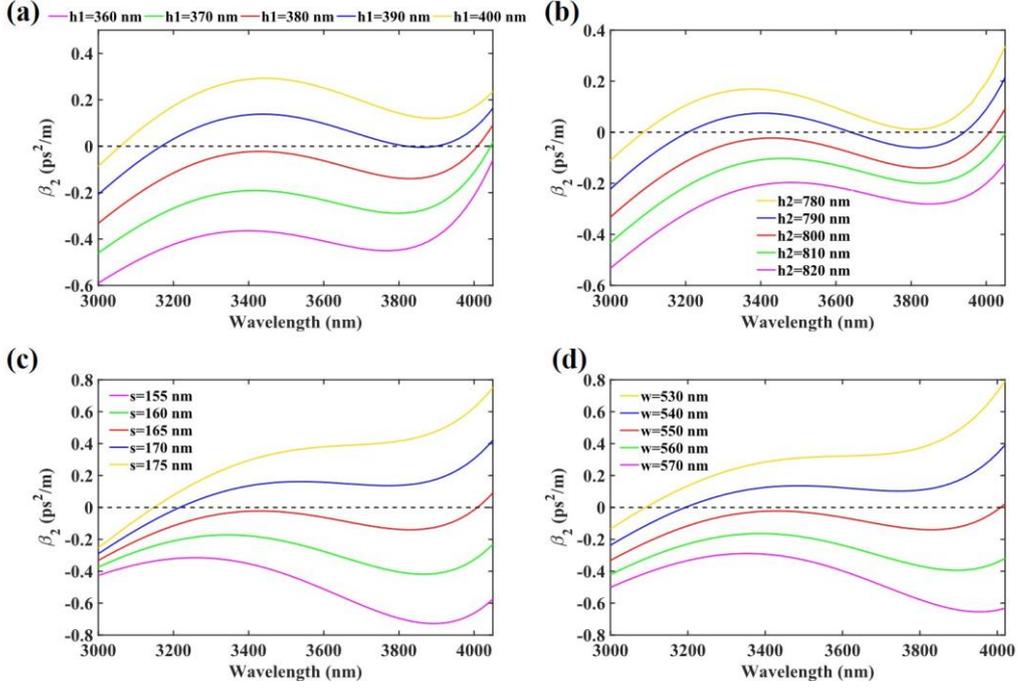


图 3.2 (a) 上硅层厚度, (b) 下硅层厚度, (c) 铌酸锂狭缝厚度以及 (d) 波导宽度对色散的影响。

Figure 3.2 Influences of (a) upper Si strip height, (b) lower Si strip height, (c) LiNbO₃ slot height and (d) waveguide width on dispersion properties.

波导结构对色散的影响可以通过亥姆霍兹方程解释:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + (n_x^2 \beta_0^2 - \beta_x^2) A = 0, \quad \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + (n_y^2 \beta_0^2 - \beta_y^2) A = 0, \quad (3.1)$$

其边界条件如下:

$$n_x = \begin{cases} 1, & x < -w/2 \text{ \& } x > w/2 \\ n_{y0}, & -w/2 < x < w/2 \end{cases}, \quad n_y = \begin{cases} 1, & y > h1 + s + h2 \\ n_{Si}, & h1 + s < y < h1 + s + h2 \\ n_{LiNbO_3}, & h1 < y < h1 + s \\ n_{Si}, & 0 < y < h1 \\ n_{SiO_2}, & y < 0 \end{cases}, \quad (3.2)$$

β_0 为真空中的波数, n_{y0} 为 y 方向计算得到的有效折射率。由式(3.1)和式(3.2)可知, 调整波导的结构参数, 实际上是改变了亥姆霍兹方程的边界条件, 从而得到

不同的解。从物理意义而言，波导结构的改变会影响光场的分布，从而改变相应的折射率，实现对微腔色散的管理。

通过分析微环结构对色散的影响规律，最终得到优化后的微环结构，即 $s=165$ nm, $w=550$ nm, $h_1=380$ nm, $h_2=800$ nm 时，微环具有理想的色散特性，其二阶色散曲线展示在图 3.3 中。从图 3.3 可以看出，在约 900 nm 波长范围内，微环的色散在 0 ps²/km 至 -200 ps²/km 的区间内变化，有利于在较宽范围内实现相位匹配从而产生光频梳。

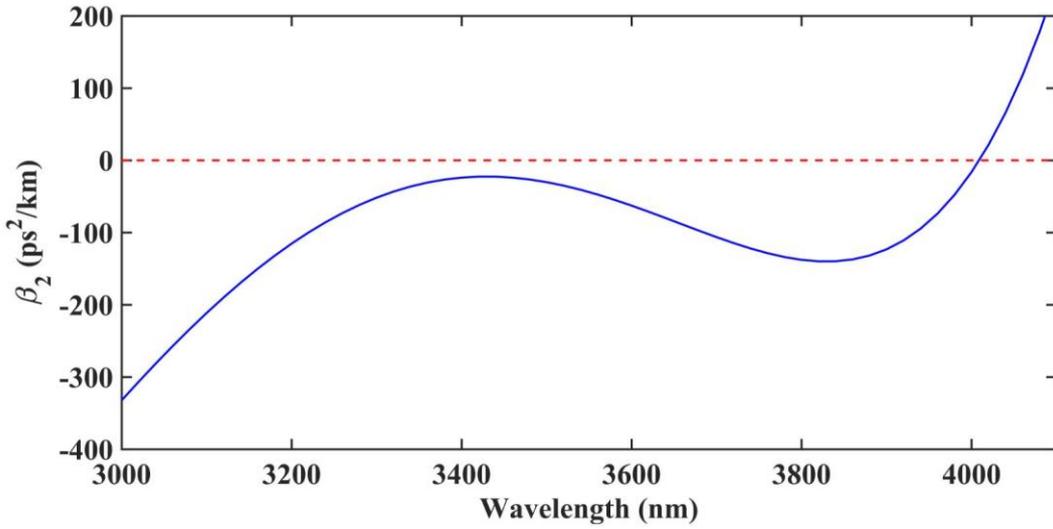


图 3.3 优化后微环的色散曲线^[89]。

Figure 3.3 Dispersion curve of the microresonator with optimized structure^[89].

微环的非线性折射率系数 \bar{n}_2 可以通过全矢量模型来计算^[90]:

$$\bar{n}_2 = \beta \frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \frac{\int n_0^2(x, y) n_2(x, y) \left[2|\vec{e}|^4 + |\vec{e}^2|^2 \right] dx dy}{3 \int \left| (\vec{e} \times \vec{h}^*) \cdot \hat{z} \right|^2 dx dy}, \quad (3.3)$$

其中 ε_0 为真空介电常数， μ_0 为真空磁导率， \vec{e} 和 \vec{h} 分别为电场矢量和磁场矢量， \hat{z} 为传播方向上的单位矢量。这里铌酸锂和硅的非线性折射率系数分别取 $n_2(\text{LiNbO}_3)=1.8 \times 10^{-19}$ m²/W^[72]、 $n_2(\text{Si})=5 \times 10^{-18}$ m²/W^[63]，忽略二氧化硅的非线性，最终求得铌酸锂—硅狭缝波导的非线性折射率系数为 2.02×10^{-18} m²/W。

3.3 低阈值中红外微腔光频梳的产生

根据上一节设计的微环谐振腔，采用波长为 3.5 μm ，功率为 50 mW 的连续光作为泵浦光源数值仿真光频梳的产生。相应的仿真参数列在表 3.1 中。图 3.4

(a)和(b)展示了中红外孤子光频梳的产生，其频谱轮廓明显呈 sech^2 形，相应的时

表 3.1 用于模拟仿真的参量数值

Table 3.1 Parameter values for simulations

参量	数值
α_0	0.5 dB/cm
θ	0.0058
β_2	-30 ps ² /km
β_3	1.56 ps ³ /km
β_4	-6.06×10 ⁻² ps ⁴ /km
A_{eff}	0.88 μm ²
γ	4.09 W ⁻¹ ·m ⁻¹
R	80 μm
FSR	152 GHz

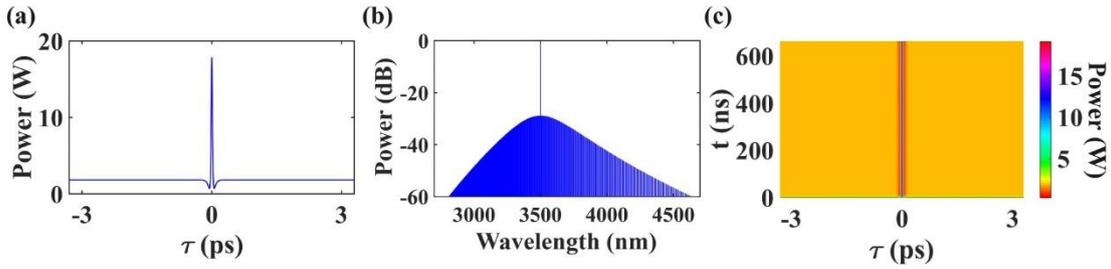


图 3.4 中红外光频梳的产生^[89]。(a)时域分布，(b)频域分布，(c)时域演化。

Figure 3.4 Generation of MIR frequency combs^[89]. (a) Temporal profile. (b) Spectral profile. (c) Temporal evolution.

域演化过程（图 3.4 (c)）表明孤子在腔内保持稳定。忽略泵浦波长的情况下，频梳的 30 dB 带宽超过 1800 nm，达到五分之四个倍频程，可以通过 $2f-3f$ 自参考实现稳频锁相，从而应用于高精度光谱检测及天文观测。目前已知的产生同等级别带宽的中红外微腔光频梳所需最低泵浦功率为 80 mW^[64]，与之相比本文所需的泵浦功率可以降低 37.5%，这一方面得益于狭缝波导结构使光场的模式面积大幅缩小，增强了非线性相互作用；另一方面，对波导结构的优化设计使微环在较宽波长范围内具有平坦近零负色散，有利于实现相位匹配，高效产生光频梳。将参数代入式(2.9)计算得到频梳产生所需的阈值功率 $P_{th}(\text{comb})$ 为 8.3 mW，数值仿真得到产生单孤子所需的阈值功率 $P_{th}(\text{soliton})$ 约为 24.7 mW。表 3.2 将本文的阈值与其他中红外微腔光频梳文献中的阈值进行了对比，可以看到在中红外微腔光频

梳领域本文产生频梳的阈值属于中等水平,而产生单孤子的阈值属于较为领先的水平。较低的阈值有利于实现完全片上集成中红外微腔光频梳系统。

表 3.2 产生中红外微腔光频梳和单孤子的阈值功率对比

Table 3.2 Comparison of threshold power for MIR microcomb and soliton generation

课题组	材料平台	泵浦波长 (μm)	$P_{th}(\text{comb})$ (mW)	$P_{th}(\text{soliton})$ (mW)
T. J. Kippenberg	$\text{MgF}_2^{[59]}$	2.45	4	—
OEWaves	$\text{MgF}_2^{[60]}$	4.5	2	—
OEWaves	$\text{CaF}_2^{[60]}$	4.5	15	—
Lipson	$\text{Si}^{[63]}$	2.59	3.1 ± 0.6	—
Lipson	$\text{Si}^{[64]}$	2.8	8	35*
Lipson	$\text{Si}_3\text{N}_4^{[68]}$	2.6	80	—
H. X. Tang	$\text{LiNbO}_3^{[73]}$	2	—	57
本文	LiNbO_3	3.5	8.3	24.7

*为锁模态频梳

3.4 高阶色散和自陡峭效应的影响

为了清楚地分析每种效应的影响,首先考虑只包含三阶色散的情况,结果如图 3.5 (a)-(c)所示。从图 3.5 (a)中可以看到,孤子时域分布的头部出现由切伦科夫辐射(即色散波)引起的振荡,这与图 3.5 (b)中孤子频域峰值红移相对应。而图 3.5 (c)表明三阶色散引起孤子在腔内的持续漂移,这是由于切伦科夫辐射会消耗一部分孤子的能量^[91]。根据能量守恒和动量守恒,孤子漂移速度应当与切伦科夫辐射的强度成正比。为了进一步研究孤子漂移与三阶色散的关系,本文计算了不同三阶色散下孤子的漂移速度,结果如图 3.6 所示。首先孤子漂移速度随着三阶色散增加而不断增大(阶段I),当三阶色散增大到一定值后,漂移速度几乎不变(阶段II),继续增加三阶色散,漂移速度反而开始下降(阶段III)。这可以被认为是切伦科夫辐射增益与相位失配互相平衡的结果:对于阶段I,辐射增益占主导,因此辐射强度随三阶色散增加而增强,从而使漂移加速;当到达阶段II,相位失配开始变得显著,导致转换效率下降,此时辐射增益与孤子总能量的下降相当,因此辐射强度几乎保持不变,表现为漂移速度达到极值;进入阶段III之后,相位失配开始起主导作用,孤子能量快速下降,使辐射强度降低,漂移减速。研究表明当三阶色散增大到一定程度后,相位失配会阻碍频梳产生,腔内光场始终

为连续光。尽管三阶色散可以用于频梳频谱展宽，但孤子漂移意味着重复频率的改变，这对于期望获得特定重复频率的频梳是一项挑战。

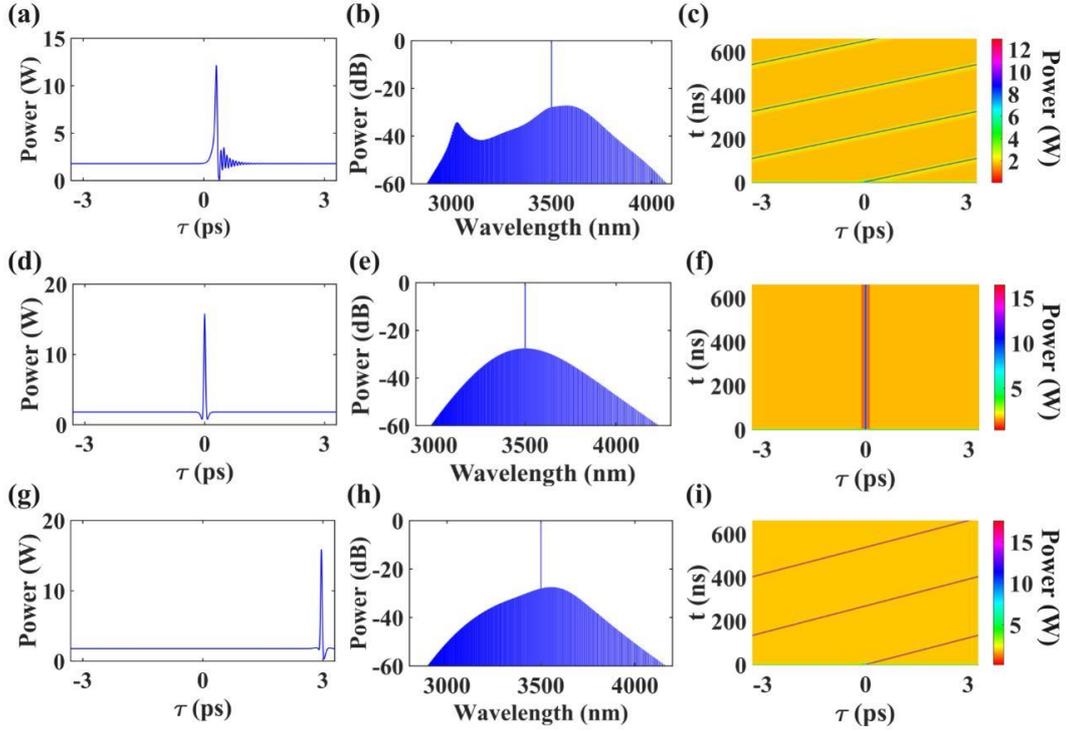


图 3.5 高阶色散对孤子的影响^[89]。从左至右依次为：(a)-(c)只有三阶色散；(d)-(f)只有四阶色散；(g)-(i)同时包含三阶和四阶色散情况下孤子的时域分布、频域分布与时域演化。

Figure 3.5 Influences of different high-order dispersion on soliton features^[89]. Left to right: temporal profiles, spectral profiles and temporal evolutions for the conditions of (a)-(c) with only the third-order dispersion, (d)-(f) with only the fourth-order dispersion, and (g)-(i) with both the third- and fourth-order dispersion, respectively.

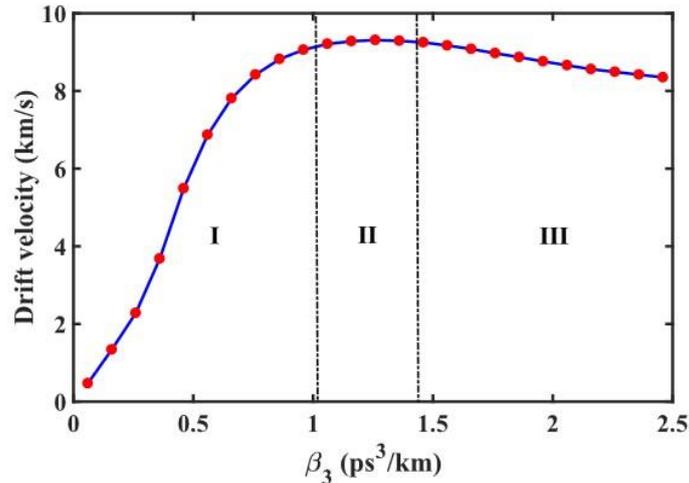


图 3.6 孤子漂移速度与三阶色散的关系

Figure 3.6 Relationship between the drift velocity and the third-order dispersion.

图 3.5 (d)-(f)为只考虑四阶色散的情况。与图 3.4 相比, 负的四阶色散会降低孤子脉冲的峰值和频谱宽度, 这可以通过式(2.8)解释。式(2.8)表明当四阶色散为负时需要更高的功率才能达到相位匹配, 导致转换效率降低、泵浦不足以产生较远的梳齿。从图 3.5 (f)可以看到, 四阶色散不会引起孤子漂移。图 3.5 (g)-(i)同时考虑了三阶和四阶色散, 与只有三阶色散的结果对比可以看到时域中的振荡和频域中的色散波变得不明显, 说明四阶色散可以降低切伦科夫辐射的强度以及使孤子漂移减速。以上关于高阶色散的结果表明, 适当的三阶色散和近零的四阶色散可以产生较强的色散波, 有利于实现频梳的自参考, 但会改变频梳的重复频率。而近零的三阶色散和适当的四阶色散有助于稳定重复频率。这些结果可以为色散管理提供参考, 以满足不同的对频梳性能的需求。

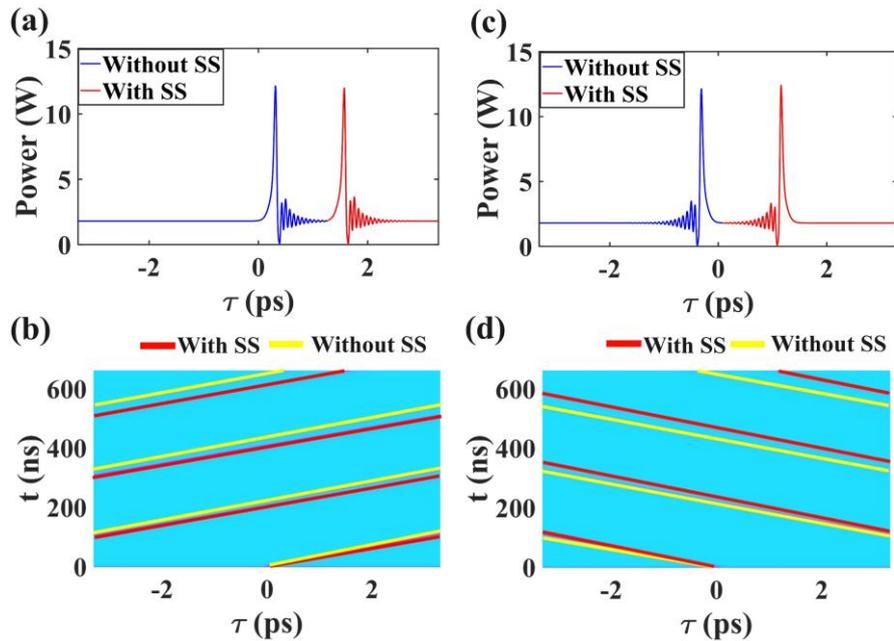


图 3.7 自陡峭效应对孤子时域特性的影响^[89]。(a), (b) $\beta_3 > 0$ 和(c), (d) $\beta_3 < 0$ 情况下孤子的时域分布与时域演化。

Figure 3.7 Effects of SS on microcomb temporal properties^[89]. Temporal profiles and temporal evolutions for the conditions of (a), (b) $\beta_3 > 0$ and (c), (d) $\beta_3 < 0$, respectively.

除了高阶色散, 自陡峭效应造成的时间延迟也会引入额外的漂移速度, 对孤子的时域特性造成影响, 而研究发现其对频域特性的影响较小, 可以忽略不计。图 3.7 (a)和(b)展示了同时考虑三阶色散和自陡峭效应的结果, 可以看到自陡峭效应的存在使孤子漂移的更快, 而孤子的能量和切伦科夫辐射的强度几乎不受影响。为了进一步研究自陡峭效应的影响, 在假设三阶色散为负值的情况下进行了模拟

仿真, 结果如图 3.7 (c)和(d)所示。三阶色散为负的情况下孤子具有完全相反的漂移方向, 此时自陡峭效应可以使孤子漂移减速。基于这些结果可以设想, 通过优化微腔的色散, 在三阶色散为负值的情况下自陡峭效应可以补偿孤子漂移从而抑制甚至抵消三阶色散对重复频率的影响。图 3.8 是对该设想的验证, 通过选择合适的三阶色散, 在存在自陡峭效应的情况下孤子保持稳定状态。

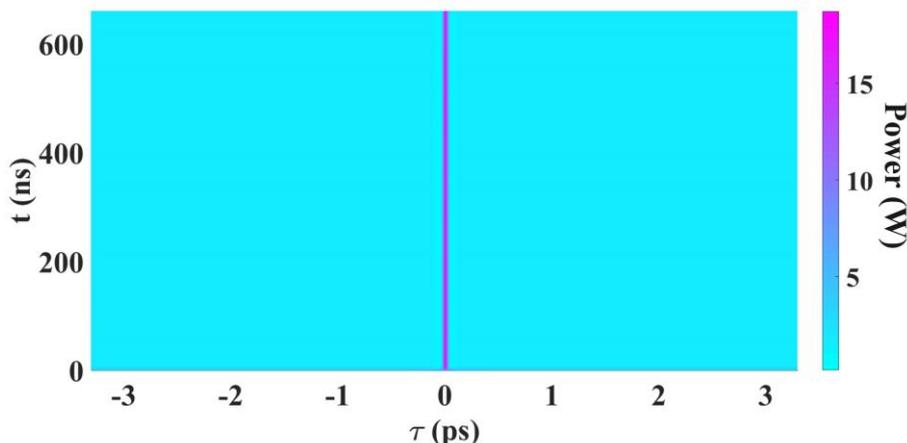


图 3.8 时域演化表明自陡峭效应和 $-0.115 \text{ ps}^3/\text{km}$ 的三阶色散使孤子达到稳定^[89]。

Figure 3.8 Temporal evolution suggests the stabilization of soliton with SS and optimized 3OD of $-0.115 \text{ ps}^3/\text{km}$ ^[89].

3.5 本章小结

本章介绍了铌酸锂微腔低阈值宽带中红外孤子光频梳的产生以及高阶色散和自陡峭效应的影响。首先研究了波导结构对色散的影响, 并对微环谐振腔进行优化设计, 使其在较宽范围内具有平坦微负色散。随后采用 50 mW 连续光泵浦产生光谱从 2810 nm 覆盖至 4630 nm 的中红外孤子光频梳, 带宽超过五分之四倍频程, 同时产生单孤子的阈值功率处于较为领先水平。关于高阶色散的研究结果表明, 三阶色散引起的切伦科夫辐射会造成孤子在微腔内漂移, 从而改变频梳的重复频率, 而四阶色散可以通过降低切伦科夫辐射强度使漂移速度减小。自陡峭效应引入的时间延迟可以补偿三阶色散引起的孤子漂移, 提高频梳的稳定性。这些结果有助于中红外微腔光频梳技术发展, 对降低泵浦功率、提高器件集成度具有一定的参考意义, 此外也为解决孤子漂移问题提供了一种可能的方案。

第4章 基于电光调制的重频可调中红外微腔孤子频梳

4.1 引言

中红外微腔光频梳具有相干度高、光谱范围宽、线宽窄等优势,在光谱检测领域具有广阔的应用前景^[92]。双光梳光谱仪采用两列重复频率略有差异的光频梳进行采样,而后通过外差拍干涉将光学频率转换到射频范围内,从而可以绕过光电探测器探测极限的限制,实现分子吸收光谱测量^[28]。光学频率向射频转换过程中能够分辨的光谱范围以及双光梳光谱仪信噪比均与频梳重复频率成正比^[38],因此高重频中红外微腔光频梳有利于提高光谱仪的测量范围与分辨率。微腔光频梳的产生原理^[11]决定了多数情况下频梳的重复频率等于微腔的自由光谱范围,缩小微环半径在一定程度上可以提高频梳的重复频率,但较小的半径会引起更高的弯曲损耗,因此需要寻求通过其他方法获得高重频光频梳。早期研究人员通过精确控制泵浦与微腔谐振频率的失谐,使频梳重复频率可以数倍于微腔 FSR^[93,94]。该方法适用于在蓝失谐区域产生 MI 态频梳,然而当泵浦频率逐渐向谐振频率靠近时,频梳的重复频率降低至 1 个 FSR^[94],因此不适用于产生高重频孤子。采用双泵浦结构产生光频梳为灵活调节和提高频梳的重复频率提供了另一种方案。W. Wang 等研究人员在 Add-Drop 型微环中通过控制双泵浦的频率间隔成功实现了重复频率为 6 倍至 46 倍微腔 FSR 的频梳^[95],从实验上验证了双泵浦调节重复频率的可行性。

与 MI 态频梳相比,中红外微腔孤子具有高度的相干性、鲁棒性以及低噪声,在高精度光谱学领域更具有实用价值。多种方法被提出可以使频梳从 MI 态转变为孤子态^[49-54]。例如,快速扫描泵浦频率法是第一个在实验上被验证的方法^[49],通过将泵浦频率从蓝失谐区域调谐到红失谐区域,腔内光场可以从不稳定性状态进入稳定的孤子态。单孤子的产生也可以通过热调谐法实现^[51]。与快速扫描泵浦频率法不同,热调谐法固定激光器的频率,通过改变施加在集成热调制器的电压或电流改变微腔的谐振波长,使谐振波长从长波长向短波长方向移动,从而进入红失谐区间。此外,辅助光热平衡法也成功在实验中实现微腔孤子的产生^[13]。通过辅助光源平衡热效应,可以补偿频梳进入孤子区间时的能量损失,稳定腔内功率。通过这些方法不仅实现了单孤子,也实现了孤子晶体^[40-42]和呼吸孤子^[43,44]的

产生。然而，上述方法需要对泵浦频率、微腔温度或者调谐速率进行精确控制，特别是对像中红外这样激光器性能相当有限的波段而言，在实际操作中具有一定的难度。

铌酸锂具有强的二阶非线性（二阶非线性系数 $d_{33}=3\times 10^{-11}$ m/V），电光调制成为其在微腔光频梳领域最主要的优势之一。一方面，通过对连续光进行周期性调制可以实现与双泵浦同样的效果^[96]。因此对于铌酸锂微腔可以仅用一个激光器在 All-pass 型微环中实现双泵浦产生光频梳，不仅能够降低同时精确控制两个激光器的要求，提高可操作性，还可以降低耦合损耗。另一方面，电光调制为实现中红外微腔孤子提供了一种更易操作的方法。与前述方法相比，电光调制在降低对激光器性能的要求的同时具有较快的响应时间^[74]，可以实现对微腔光频梳的快速精确调谐。本章从非线性薛定谔方程出发，推导了包含有电光调制和二次谐波产生的双泵浦耦合 LLE。通过调谐施加在铌酸锂微环的电压，成功获得了中红外微腔孤子，同时产生了二次谐波。改变双泵浦的频率间隔，实现了重复频率从 2 倍 FSR 到 10 倍 FSR 的调谐，最高重复频率可以超过 2 THz。

4.2 电光调制产生孤子及二次谐波

4.2.1 理论模型

波导中超短脉冲及二次谐波的传输可以用耦合非线性薛定谔方程描述^[97]：

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -\frac{\alpha_{0,1}}{2} A_1 + i \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_{m,1}}{m!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^m A_1 + i \gamma_1 \left(|A_1|^2 + 2|A_2|^2 \right) A_1 + i \kappa A_2 A_1^* e^{-i\Delta\beta z}, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -\frac{\alpha_{0,2}}{2} A_2 - \left(\frac{1}{v_{g,2}} - \frac{1}{v_{g,1}} \right) \frac{\partial A_2}{\partial \tau} + i \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_{m,2}}{m!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^m A_2 + i \gamma_2 \left(2|A_1|^2 + |A_2|^2 \right) A_2 + i \kappa A_1^2 e^{i\Delta\beta z}, \quad (4.2)$$

其中下角标 1, 2 分别代表基模和二次谐波， κ 为二阶非线性相互作用的耦合系数， $\Delta\beta=2\beta(\omega_p)-\beta(2\omega_p)$ 表示基模与二次谐波间的相位失配， $(1/v_{g,2}-1/v_{g,1})$ 代表两列波在微腔内由于群速度不同而产生的走离效应。两列波的边界条件分别为：

$$A_1^{(q+1)}(0, \tau) = \sqrt{\theta_1} A_m + \sqrt{1-\theta_1} A_1^{(q)}(l, \tau) e^{-i\delta_{0,1}}, \quad (4.3)$$

$$A_2^{(q+1)}(0, \tau) = \sqrt{1-\theta_2} A_2^{(q)}(l, \tau) e^{-i\delta_{0,2}}. \quad (4.4)$$

采用与第二章相同的方法进行代数运算，最终得到描述单一微环谐振腔内同时产生频梳和二次谐波的耦合 LLE：

$$t_{R,1} \frac{\partial A_1}{\partial t} = -(\alpha_1 + i\delta_{0,1})A_1 + iL \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_{m,1}}{m!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^m A_1 + i\gamma_1 L (|A_1|^2 + 2|A_2|^2) A_1 + i\kappa L A_2 A_1^* e^{-i\frac{\Delta\beta L}{2}} \operatorname{sinc} \left(\frac{\Delta\beta L}{2} \right) + \sqrt{\theta_1} A_m, \quad (4.5)$$

$$t_{R,2} \frac{\partial A_2}{\partial t} = -(\alpha_2 + i\delta_{0,2})A_2 - L \left(\frac{1}{v_{g,2}} - \frac{1}{v_{g,1}} \right) \frac{\partial A_2}{\partial \tau} + iL \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_{m,2}}{m!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^m A_2 + i\gamma_2 L (2|A_1|^2 + |A_2|^2) A_2 + i\kappa L A_1^2 e^{i\frac{\Delta\beta L}{2}} \operatorname{sinc} \left(\frac{\Delta\beta L}{2} \right). \quad (4.6)$$

产生二次谐波的耦合系数 κ 与有效二阶非线性系数 d_{eff} 成正比^[97]。铌酸锂的有效二阶非线性系数为^[98]:

$$d_{\text{eff}} = -d_{22} \cos^3 \Phi + 3d_{13} \cos^2 \Phi \sin \Phi + d_{33} \sin^3 \Phi, \quad (4.7)$$

其中 d_{22} 、 d_{13} 、 d_{33} 分别为三个不同晶向的二阶非线性系数， Φ 为波矢与光轴的夹角。铌酸锂中 d_{33} 比 d_{22} 或 d_{13} 高近一个数量级^[69]，因此通常使波矢始终与光轴方向垂直以获得较高的非线性转换效率。同理，一般情况下电光调制选择沿与光轴平行的方向施加电场以增强电光调制的效果^[70]。这种情况下外加电压引起的折射率改变为^[99]:

$$\delta n_g = - \left(\frac{\partial N}{\partial n_o} \frac{d_{13} n_o^3}{2} + \frac{\partial N}{\partial n_e} \frac{d_{33} n_e^3}{2} \right) E, \quad (4.8)$$

式中 n_o 和 n_e 分别为 o 光和 e 光的折射率， E 为外加电场。为便于计算，可近似认为光场为 o 光时 $\partial N/\partial n_o=1$ ， $\partial N/\partial n_e=0$ ，光场为 e 光时恰好相反。因此当光场为 e 光时折射率随外加电场变化最为明显。微腔谐振频率的改变为:

$$\Delta \nu = - \frac{\nu_0}{n_g} \Delta n_g, \quad (4.9)$$

ν_0 为微腔谐振频率。从而可得由电光调制作用引起的失谐 δ' 为:

$$\delta' = 2\pi t_R \frac{\nu_0}{n_g} \left(\frac{\partial N}{\partial n_o} \frac{d_{13} n_o^3}{2} + \frac{\partial N}{\partial n_e} \frac{d_{33} n_e^3}{2} \right) E, \quad (4.10)$$

将式(4.10)代入式(4.5)和式(4.6)可得包含有电光调制的耦合 LLE:

$$t_{R,1} \frac{\partial A_1}{\partial t} = -(\alpha_1 + i\delta_{0,1} + i\delta'_1)A_1 + iL \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_{m,1}}{m!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^m A_1 + i\gamma_1 L (|A_1|^2 + 2|A_2|^2) A_1 + i\kappa L A_2 A_1^* e^{-i\frac{\Delta\beta L}{2}} \operatorname{sinc} \left(\frac{\Delta\beta L}{2} \right) + \sqrt{\theta_1} A_m, \quad (4.11)$$

$$t_{R,2} \frac{\partial A_2}{\partial t} = -(\alpha_2 + i\delta_{0,2} + i\delta'_2) A_2 - L \left(\frac{1}{v_{g,2}} - \frac{1}{v_{g,1}} \right) \frac{\partial A_2}{\partial \tau} + iL \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_{m,2}}{m!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^m A_2, \quad (4.12)$$

$$+ i\gamma_2 L (2|A_1|^2 + |A_2|^2) A_2 + i\kappa L A_1^2 e^{i\frac{\Delta\beta L}{2}} \operatorname{sinc} \left(\frac{\Delta\beta L}{2} \right)$$

4.2.2 数值仿真

根据上一小节的结论，为实现高效电光调制和产生二次谐波，设计了 z-cut 铌酸锂微环谐振腔并使光场振动方向与光轴平行，其横截面如图 4.1 (a)所示。铌酸锂波导尺寸为 3000 nm×800 nm，二氧化硅衬底和包层的厚度 h_{sub} 和 $h_{cladding}$ 分别为 3 μm 和 1.5 μm 。光轴方向竖直向下，一方面保证脉冲在微腔内传输过程中

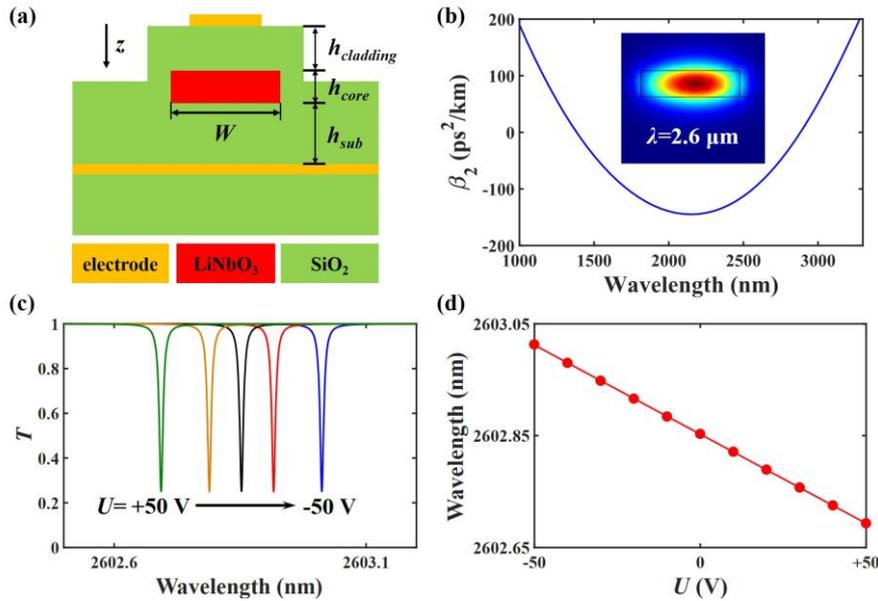


图 4.1 (a)微环谐振腔的横截面。(b)模场为 TM 基模时微环的群速度色散曲线，插图展示了波长为 2.6 μm 时的模场分布。(c)不同外加电压下微腔的谐振波长，从左至右外加电压 U 分别为+50 V、+20 V、0 V、-20 V、-50 V。(d)谐振波长与外加电压的线性拟合。

Figure 4.1 (a) Cross-section of the microring resonator. (b) Group velocity dispersion of the microring for the condition of fundamental TM mode. The inset shows the mode profile at wavelength of 2.6 μm . (c) Resonance wavelengths under different applied voltages U . Left to right: $U=+50$ V, +20 V, 0 V, -20 V, -50 V. (d) Linear fit of the resonance wavelengths and applied voltages.

折射率保持不变(始终为 o 光或 e 光)，另一方面使外加电场与光轴同向。图 4.1(b)展示了 TM 基模时相应的二阶色散曲线，可以看到在超过一个倍频程的波长范围内色散保持在 -150 ps^2/km 至 0 ps^2/km 之间，插图为波长等于 2.6 μm 的模场分布。

为了展示微环的电光调制，仿真了不同外加电压下微环的谐振波长，结果如图 4.1 (c)所示。在未施加电场时微环的谐振波长位于 2602.853 nm，施加正压时由式(4.8)可知微环的折射率减小，因此谐振波长向短波方向移动。反之，当外加电场为负压时，谐振波长红移。理论上电光调制谐振波长对微腔 Q 值产生的影响可以忽略。图 4.1 (d)中计算了外加电压从-50 V 增加至 50 V 时（间隔为 10 V）微环谐振波长的变化，并对数据做了线性拟合，得到所设计微环的电光调制能力约为-3.2 pm/V，与已报道的氮化铝微环相比，电光调制能力高近 20 倍^[74]，展现了铌酸锂优良的电光调制性能。

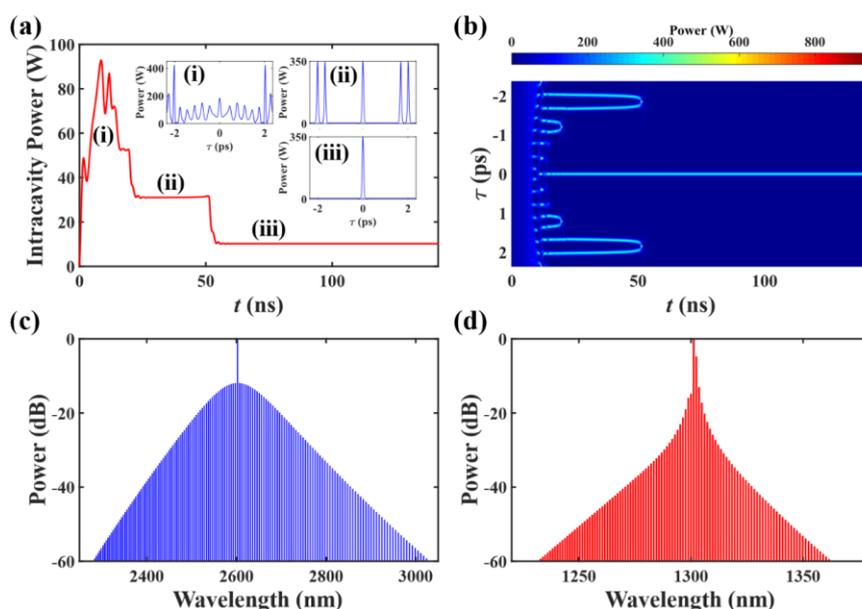


图 4.2 (a)腔内功率随时间的演化图。插图分别为(i) MI 态，(ii)多孤子态以及(iii)单孤子态。(b)相应的时域演化图。(c)和(d)分别为孤子和二次谐波的光谱。

Figure 4.2 (a) Evolution of the intracavity power versus t . Insets depict (i) MI state, (ii) multi-soliton state and (iii) single soliton state. (b) Corresponding temporal evolution. (c) & (d) Spectral profiles for the soliton and second harmonic, respectively.

图 4.2 展示了单泵浦情况下通过电光调制产生中红外微腔孤子及二次谐波，泵浦功率为 500 mW。根据微腔耗散孤子的产生原理，首先将泵浦波长设置在蓝失谐区，随后逐渐增大外加电压，使微腔谐振波长减小，泵浦与微腔的相对失谐逐步从蓝失谐进入红失谐，最终失谐增加至一定值时频梳进入孤子态。图 4.2 (a) 为外加电压从 0 V 增加至+6.5 V 过程中腔内功率随时间的演化图，插图为演化过程中几个时刻对应的时域分布，相应的时域演化如图 4.2 (b)所示。可以看到腔内功率演化具有典型的孤子台阶特征：首先随着电压增大，泵浦波长与微腔的谐振

波长逐渐接近，腔内功率增大，MI 态出现（图 4.2 (a) (i)）；继续增加电压进入红失谐区，腔内功率开始降低，光场演化为多孤子（图 4.2 (a) (ii)），孤子台阶开始出现；继续增大电压至+6.5 V 并保持，腔内光场进入稳定的单孤子状态。图 4.2 (c)和(d)分别展示了单孤子及相应的二次谐波的光谱。孤子的频谱宽度达 700 nm，二次谐波的频谱宽度超过 100 nm。尽管由于不同波长对应的转换效率不同，二次谐波的光谱并未像孤子的光谱一样具有对称性，但是研究表明二次谐波同样为高度相干的锁模低噪态，相邻波长的相位差为定值。本节对通过电光调制产生中红外微腔孤子，以及在单一微环谐振腔内同时产生频梳与二次谐波进行了原理性验证，有助于片上 f - $2f$ 自参考技术的发展，对实现稳定的中红外微腔光频梳具有参考意义。

4.3 双泵浦结构调节频梳重复频率

4.3.1 理论模型

铌酸锂微腔中双泵浦产生光频梳的原理如图 4.3 (a)所示。连续光经过相位调制变为周期性正弦波（图 4.3 (b)），与之对应的频域分布除原本的泵浦频率外出现一个新的辅助光频率，两个频率间的间隔等于一个环程内正弦波的周期数乘以微腔的 FSR，因此一个环程应包含整数个周期的正弦波以使辅助光能够谐振。

双泵浦下非线性薛定谔方程仍为式(4.1)和(4.2)，关于基模的周期性边界条件变为：

$$A_1^{(q+1)}(0, \tau) = \sqrt{1-\theta_1} A_1^{(q)}(L, \tau) e^{-i\delta_{0,1}} + \sqrt{\theta_1} \left(A_p + A_{aux} e^{i\{(\omega_{aux}-\omega_p)\tau + [\beta(\omega_{aux})-\beta(\omega_p)]\cdot qL\}} \right), \quad (4.13)$$

下脚标 aux 代表辅助光。 $(\omega_{aux}-\omega_p)\tau$ 和 $[\beta(\omega_{aux})-\beta(\omega_p)]\times qL$ 分别为两个泵浦传输至第 q 圈时在时间和空间上的相位差，其中 $\omega_{aux}-\omega_p=2\pi kFSR$ ，($k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$)。对辅助光的波数在泵浦频率做二阶泰勒展开，有：

$$\begin{aligned} \beta(\omega_{aux}) &= \beta(\omega_p) + \beta_1(\omega_{aux} - \omega_p) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega_{aux} - \omega_p)^2 \\ &= \beta(\omega_p) + \beta_1 \cdot 2\pi kFSR + \frac{1}{2}\beta_2(2\pi kFSR)^2 \end{aligned}, \quad (4.14)$$

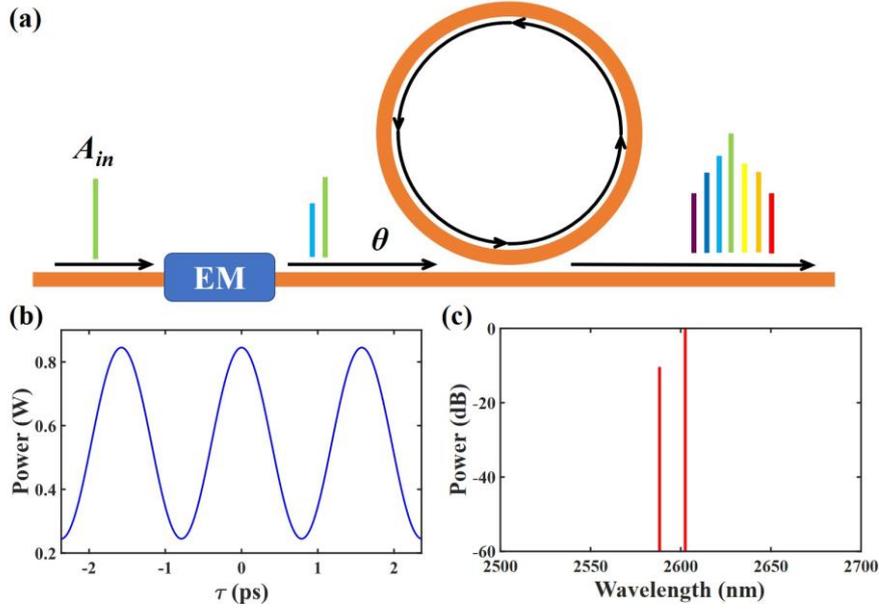


图 4.3 (a) 铌酸锂微腔双泵浦结构示意图。EM: 电调制器。(b)和(c)经过 EM 后的时域与频域分布。

Figure 4.3 (a) Scheme of dual-pump structure in LiNbO₃ microresonators. EM: electrical modulator. (b) Temporal and (c) spectral profiles after EM.

将式(4.14)代入式(4.13)得:

$$A_1^{(q+1)}(0, \tau) = \sqrt{1 - \theta_1} A_1^{(q)}(l, \tau) e^{-i\delta_{0,1}} + \sqrt{\theta_1} \left(A_p + A_{aux} e^{i \left\{ 2\pi k FSR \cdot \tau + \left[\beta_1 \cdot 2\pi k FSR + \frac{1}{2} \beta_2 (2\pi k FSR)^2 \right] \cdot qL \right\}} \right), \quad (4.15)$$

联立式(4.1)、式(4.2)、式(4.4)和式(4.15), 经过代数运算并将电光调制包含在内, 最终得到双泵浦耦合 LLE:

$$t_{R,1} \frac{\partial A_1}{\partial t} = -(\alpha_1 + i\delta_{0,1} + i\delta'_1) A_1 + iL \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_{m,1}}{m!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^m A_1 + i\gamma_1 L \left(|A_1|^2 + 2|A_2|^2 \right) A_1 + i\kappa L A_2 A_1^* e^{-i \frac{\Delta\beta L}{2}} \operatorname{sinc} \left(\frac{\Delta\beta L}{2} \right) + \sqrt{\theta_1} \left(A_{in} + A_{aux} e^{i \left\{ 2\pi k FSR \cdot \tau + \left[\beta_1 \cdot 2\pi k FSR + \frac{1}{2} \beta_2 (2\pi k FSR)^2 \right] \cdot \frac{L}{t_R} \right\}} \right) \quad (4.16)$$

$$t_{R,2} \frac{\partial A_2}{\partial t} = -(\alpha_2 + i\delta_{0,2} + i\delta'_2) A_2 - L \left(\frac{1}{v_{g,2}} - \frac{1}{v_{g,1}} \right) \frac{\partial A_2}{\partial \tau} + iL \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_{m,2}}{m!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^m A_2 + i\gamma_2 L \left(2|A_1|^2 + |A_2|^2 \right) A_2 + i\kappa L A_1^2 e^{i \frac{\Delta\beta L}{2}} \operatorname{sinc} \left(\frac{\Delta\beta L}{2} \right) \quad (4.17)$$

4.3.2 数值仿真

采用图 4.1 所示的铌酸锂微环谐振腔, 双泵浦频率间隔分别设置为 2 倍 FSR、5 倍 FSR 和 10 倍 FSR, 辅助光功率设为泵浦功率的 9%, 求解耦合 LLE, 研究电光调制作用下重频可调中红外微腔孤子的产生, 结果如图 4.4 所示。

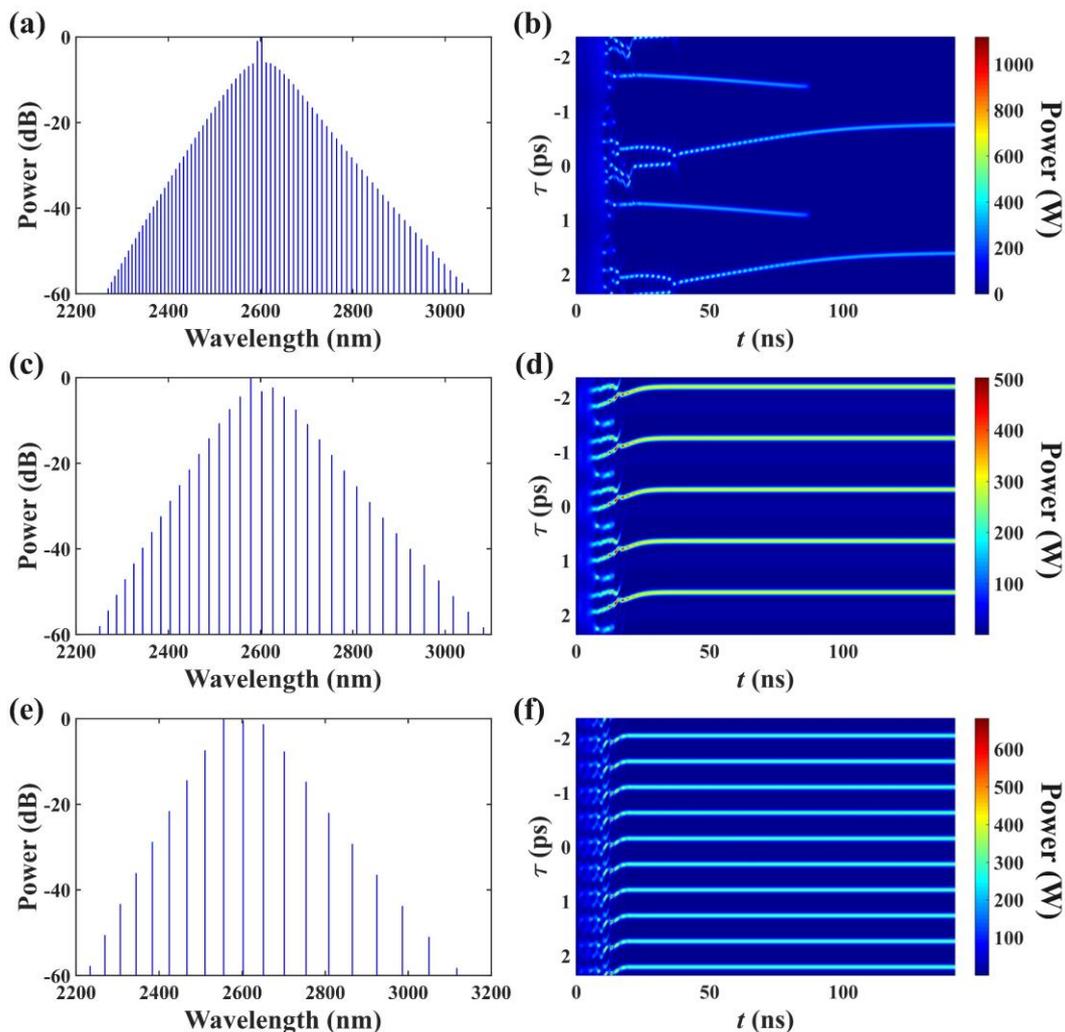


图 4.4 双泵浦频率间隔分别为(a)&(b) 2FSR, (c)&(d) 5FSR 以及(e)&(f) 10FSR 时的光谱与时域演化。

Figure 4.4 Spectral profiles and temporal evolutions with different frequency interval between two pumps: (a)&(b) 2FSR, (c)&(d) 5FSR, and (e)&(f) 10FSR.

从图 4.4 可以看到, 孤子重复频率与泵浦频率间隔相等, 分别为 422 GHz (图 4.4 (a))、1.05 THz (图 4.4 (c)) 以及 2.1 THz (图 4.4 (e)), 相应地, 当腔内光场达到稳定时在一个环内分别包含有 2 个脉冲 (图 4.4 (b))、5 个脉冲 (图 4.4 (d)) 和 10 个脉冲 (图 4.4 (f))。随着重复频率的增加, 梳齿数减少, 能量更加集中, 每根梳齿的功率增加, 并且光谱宽度在一定程度上展宽。本文使用的微环半径为

100 μm ，同等条件下若采用单泵浦则产生重频为 2.1 THz 的孤子需要将微环半径缩小至 10 μm ，在实际当中具有非常大的难度。双泵浦调节重复频率的原理，可以认为是两个泵浦形成的背景波，在每一个周期内均激发级联四波混频并捕获孤子。此外，初始辅助光功率与泵浦功率相比约为-10.5 dB，而从图 4.4 的光谱可以看到，当达到稳定的孤子态时辅助光与泵浦的功率差均缩小，甚至重复频率为 5FSR 时出现辅助光功率超过泵浦光功率，说明两个泵浦在演化过程中存在能量流动。时域演化过程中同样可以观察到由两个泵浦相互作用引起的脉冲漂移现象，当两个泵浦的能量达到稳定时，漂移消失。更深层次的引起能量流动的机理有待进一步研究。本节论述了铌酸锂微腔中通过电光效应产生双泵浦，实现对孤子重复频率的大范围调谐，为在具有电光效应的材料中实现高重频中红外微腔孤子提供了可行的方案。

4.4 本章小结

本章介绍了铌酸锂微腔中通过电光调制实现高重频中红外孤子光频梳。首先推导了同时包含有电光效应和二次谐波的耦合 LLE，设计并研究了铌酸锂微环谐振腔的电光调谐能力，通过控制外加电压，无需改变激光器波长即可产生中红外微腔光孤子以及低噪态二次谐波。随后推导出双泵浦情况下的 LLE，通过电光调制两泵浦频率间隔，实现最高重复频率达到 2 THz 的中红外微腔孤子。这些结果有助于降低对激光器性能的要求，同时可以为产生高重频中红外微腔孤子以及实现完全片上集成的自参考频梳提供初步验证。

第 5 章 基于自由载流子调控的中红外微腔孤子产生

5.1 引言

硅和锗在中红外波段具有较宽的透明范围，并且拥有较高的 Kerr 非线性系数和折射率，有利于降低阈值功率，拓展频梳的光谱宽度，因而被认为是实现中红外微腔光频梳的理想材料^[58]，并且硅基中红外光频梳的产生及在光谱检测中的应用已在实验上得到验证^[28, 63]。然而如前文所述，采用扫描泵浦频率法产生孤子需要精确控制激光器的频率和扫描速度^[50]，对激光器要求性能较高，实验具有一定难度，特别是对于中红外双光梳光谱仪而言，同时精确操纵两台中红外激光器更是一项艰巨的挑战。此外，硅和锗都是中心对称材料，意味着他们不具有二阶非线性，难以通过泡克尔斯效应进行电光调制。因此目前应用于光谱检测的绝大部分仍为 MI 态硅基中红外光频梳。寻找一种在实验上更易操作的方法，产生研究人员青睐的中红外微腔孤子，成为硅基中红外光频梳的研究重点之一。另一方面，硅和锗在中红外波段都存在多光子吸收效应，产生大量自由载流子，阻碍光频梳的产生^[61, 62]。进一步的研究表明通过 p-i-n 结构施加反向偏置电压可以改变自由载流子的寿命^[100]。数值研究还表明，通过适当地控制自由载流子寿命，微腔光频梳可以在没有线性失谐的情况下达到多孤子状态，理论上为电调制硅基微环谐振腔提供了方法^[101]，并在近期得到初步验证^[64]。这些成果可以为中红外微腔孤子的产生提供一种可能的途径，同时降低精确控制激光器的需求。值得注意的是，先前的大部分工作都集中在硅平台上，而该方法在其他材料平台上是否可行仍有待研究。此外，自由载流子辅助孤子产生中涉及的物理学机理和新的现象也在探索中。

本章采用扩展的理论模型来推导存在多光子吸收、自由载流子吸收以及自由载流子色散情况下微腔孤子的解析解，发现，自由载流子色散可以引入比线性失谐强一倍的非线性失谐，使光场能够进入稳定的孤子状态。随着自由载流子寿命的增加，腔内功率呈现出典型的阶梯状图案，并伴随着频梳从 MI 态经过多孤子态到稳定单孤子状态的转变。另外，当泵浦功率较高或自由载流子寿命较长的情况下，腔内功率和自由载流子密度之间需要消耗更多时间达到动态平衡。这些结果表明，自由载流子辅助的方法不仅可以应用于硅，也可应用于锗及其他具有多

光子吸收效应的中心对称材料，因此有望促进中红外微腔光子微梳技术的发展。

5.2 理论模型

包含多光子吸收和自由载流子效应的微腔光子产生的动力学过程可以由扩展的 LLE 描述^[61, 62]：

$$it_R \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{\beta_2 l}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \gamma l |A|^2 A = -(i\alpha - \delta_0) A - i \frac{\beta_{2PA} l}{2A_{eff}} |A|^2 A - i \frac{\beta_{3PA} l}{3A_{eff}^2} |A|^4 A - i \frac{\beta_{4PA} l}{4A_{eff}^3} |A|^6 A - \frac{\sigma l}{2} (i - \mu) N_c A + i \sqrt{\theta P_{in}}, \quad (5.1)$$

其中 β_{nPA} 代表多光子吸收系数， $n=2, 3, 4$ 分别对应于双光子吸收、三光子吸收和四光子吸收。 σ 为自由载流子吸收系数， μ 为自由载流子色散系数，自由载流子密度 N_c 可以通过速率方程计算^[62]：

$$\frac{dN_c}{dt} = \frac{\beta_{2PA}}{2\hbar\omega_0} \frac{\langle |A|^4 \rangle}{A_{eff}^2} + \frac{\beta_{3PA}}{3\hbar\omega_0} \frac{\langle |A|^6 \rangle}{A_{eff}^3} + \frac{\beta_{4PA}}{4\hbar\omega_0} \frac{\langle |A|^8 \rangle}{A_{eff}^4} - \frac{N_c}{\tau_c}, \quad (5.2)$$

$$\langle |A|^{2n} \rangle = \frac{1}{t_R} \int_{-\frac{t_R}{2}}^{\frac{t_R}{2}} |A|^{2n} d\tau \quad (n=2, 3, 4), \quad (5.3)$$

其中 \hbar 为约化普朗克常数， τ_c 为自由载流子寿命。

同样采用变分法求解孤子的解析表达式，拉格朗日量密度仍为式(2.15)的形式，多光子吸收和自由载流子效应加入微扰项中：

$$\mathcal{R} = -i\alpha A + i\sqrt{\theta} A_m - i \frac{\beta_{2PA} l}{2A_{eff}} |A|^2 A - i \frac{\beta_{3PA} l}{3A_{eff}^2} |A|^4 A - i \frac{\beta_{4PA} l}{4A_{eff}^3} |A|^6 A - \frac{\sigma l}{2} (i - \mu) N_c A. \quad (5.4)$$

将式(5.4)代入式(2.22)所示的欧拉—拉格朗日方程中，由于在每个特定的波长处仅有一种多光子吸收占主导，硅和锗在本文所选择的波段以三光子吸收为主，所以在这里以三光子吸收为例进行计算，最终得到孤子的解析表达式为：

$$\frac{d\varphi_0}{dt} = \frac{\beta_2 l B^2}{2t_R m^2} + \frac{\gamma l B^2}{t_R} - \frac{\delta_0}{t_R} - \frac{\sigma l \mu N_c}{t_R}, \quad (5.5)$$

$$\frac{dB}{dt} = -\frac{2\alpha B}{t_R} - \frac{16}{45} \frac{\beta_{3PA} l B^5}{t_R A_{eff}^2} - \frac{\sigma l N_c B}{t_R} + \frac{\pi \sqrt{\theta P_{in}}}{t_R} \cos \varphi_0. \quad (5.6)$$

由式(5.5)可以看出自由载流子色散的影响与线性失谐类似。对于原本处于 MI 态的光频梳（即 $d\varphi_0/dt \neq 0$ ），自由载流子色散使微腔谐振波长蓝移，引入额外的非线性失谐，使频梳达到孤子态（即 $d\varphi_0/dt = 0$ ），这与之前的数值仿真结果相一

致^[101]。另外,由式(5.1)可以看到,自由载流子色散引入的非线性失谐大小实际为 $\sigma\mu Nc/2$,因此可知这一非线性失谐对光场的影响比线性失谐的影响强一倍。式(5.6)表明,自由载流子吸收的影响与线性传输损耗等效,引入的非线性损耗可能会阻止孤子的产生。式(5.5)和(5.6)可以阐明自由载流子吸收和自由载流子色散更深层次的作用机理,有助于更好地理解自由载流子效应对微腔光频梳性能的影响。

5.3 仿真结果及分析

为了研究自由载流子作用下孤子产生的动力学过程,本文分别设计了硅和锗基微环谐振腔用于数值仿真,其参数列在表 5.1 中,其中多光子吸收、自由载流子吸收及自由载流子色散系数取自文献[64, [102, 103]。

表 5.1 用于仿真的硅和锗微环谐振腔的参数

Table 5.1 Parameters of Si and Ge microresonators for simulation

参数	硅	锗
泵浦波长 λ (nm)	3000	4100
本征传输损耗 α_0 (dB/cm)	0.7	2
半径 R (μm)	100	100
非线性系数 γ ($\text{W}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$)	9.67	18.06
二阶色散系数 β_2 (ps^2/km)	-386	-219
三光子吸收系数 $\beta_{3\text{PA}}$ (m^3/W^2)	2×10^{-27}	2.7×10^{-25}
自由载流子吸收系数 σ (m^2)	5.88×10^{-21}	6.09×10^{-22}
自由载流子色散系数 μ	3.75	119.4

通过在不同的泵浦功率 P_{in} 和自由载流子寿命 τ_c 下求解 LLE 及速率方程,可以得到如图 5.1 所示的硅基微环中孤子的产生过程。从图 5.1 可以明显看到,随着自由载流子寿命的增加,腔内功率的演化呈典型的孤子台阶形状,这一过程中伴随着频梳从 MI 态过渡到多孤子态最终进入单孤子态。当自由载流子寿命较短时(例如对于 $P_{\text{in}}=100$ mW, <0.25 ns; 对于 $P_{\text{in}}=80$ mW, <0.3 ns), 初始频梳位于 MI 态(图 5.1 (i)), 其时域和频域呈不规则分布。自由载流子密度随着自由载流子寿命的增加而增大,由式(5.5)可知非线性失谐增大,因此当自由载流子寿命较大时,频梳可以演化至多孤子状态(图 5.1 (ii)和(iii)), 此时腔内光场为稳定态。

继续增加自由载流子寿命（例如 >1 ns），最终得到轮廓为 sech^2 型的光谱，表明频梳达到稳定的单孤子态（图 5.1 (iv)）。由于自由载流子寿命很容易可以通过改变 p-i-n 上施加的反向偏置电压来灵活地调节^[100]，因此这种方法在实际应用中具有良好的可行性和鲁棒性。

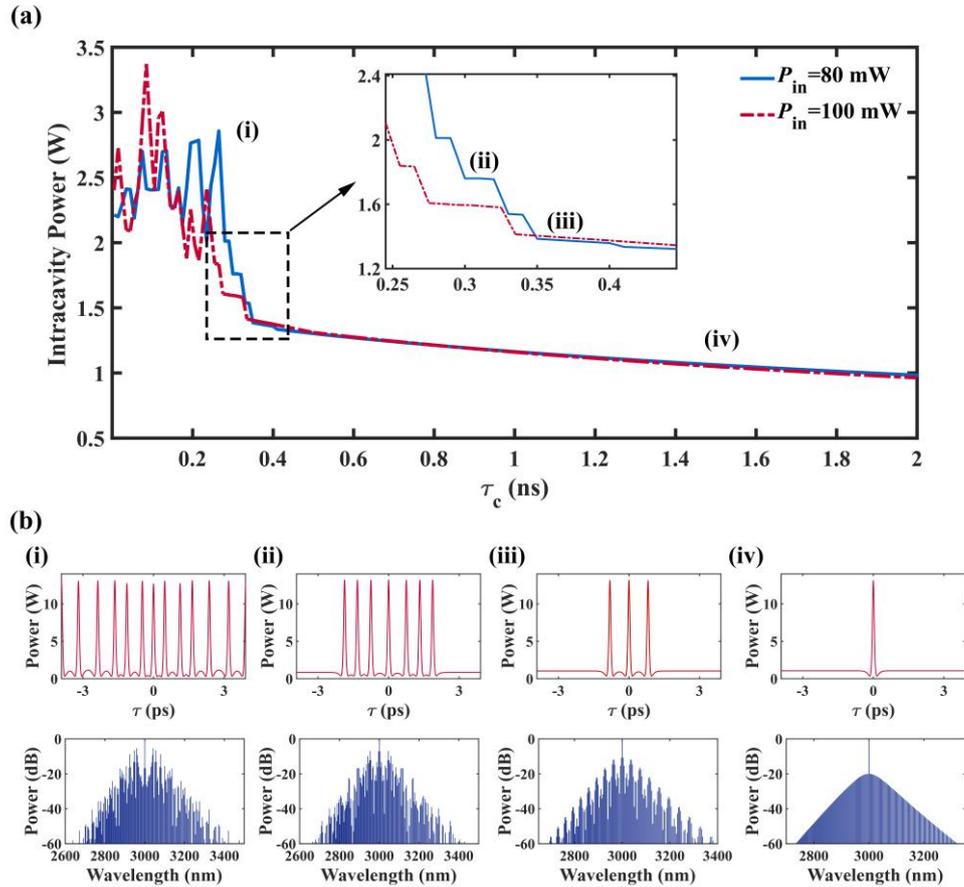


图 5.1 硅基微腔中孤子的产生。(a)不同泵浦功率下的孤子台阶。插图是对虚线矩形区域的放大。(b)泵浦功率为 80 mW 时(i) MI 态, (ii)-(iii)多孤子态以及(iv)单孤子态的时域（红色）与频域（蓝色）分布。

Figure 5.1 Soliton generation in the Si microresonator. (a) Soliton steps with different pump power. The inset shows the zoom-in for the dashed square. (b) Temporal (red) and spectral (blue) profiles for (i) the MI, (ii)-(iii) multi-soliton and (iv) single-soliton states with pump power of 80 mW.

为进一步了解自由载流子作用下孤子形成的动力学过程，本文研究了自由载流子寿命和泵浦功率的影响，结果如图 5.2 和 5.3 所示。图 5.2 (a)和(b)展示了泵浦功率为 50 mW，自由载流子寿命为 3 ns 时频梳的时域与频域演化，相应的腔内功率与自由载流子密度随时间的演化呈现在图 5.2 (c)中。而图 5.2 (d)-(f)展现

了泵浦功率相同但自由载流子寿命为 5 ns 的结果。图 5.3 展示了泵浦功率的影响，其中图 5.3 (a)-(c)为泵浦功率 80 mW，自由载流子寿命为 1.5 ns 的情况，而图 5.3 (d)-(f)为相同载流子寿命下泵浦功率为 100 mW 的结果。图 5.2 和图 5.3 表明，当自由载流子寿命较短或泵浦功率较低时，频梳可以更快到达单孤子态。而当泵浦功率较高或者自由载流子寿命较长时，频梳演化为孤子态的过程中会经过一个短暂的连续波状态，因此需要消耗更多的时间才能进入孤子态。

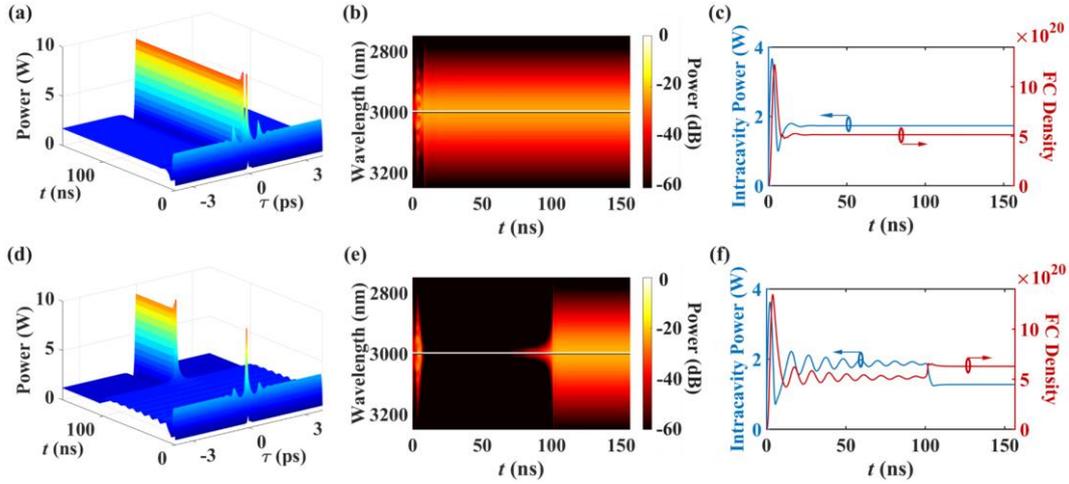


图 5.2 泵浦功率为 50 mW，(a)-(c)自由载流子寿命为 3 ns，(d)-(f)自由载流子寿命为 5 ns 时硅基微环中时域与频域场分布以及腔内功率与自由载流子密度的演化。

Figure 5.2 Evolutions of temporal and spectral fields as well as intracavity power and FC density for (a-c) $\tau_c=3$ ns and (d-f) $\tau_c=5$ ns in the Si microring with $P_{in}=50$ mW.

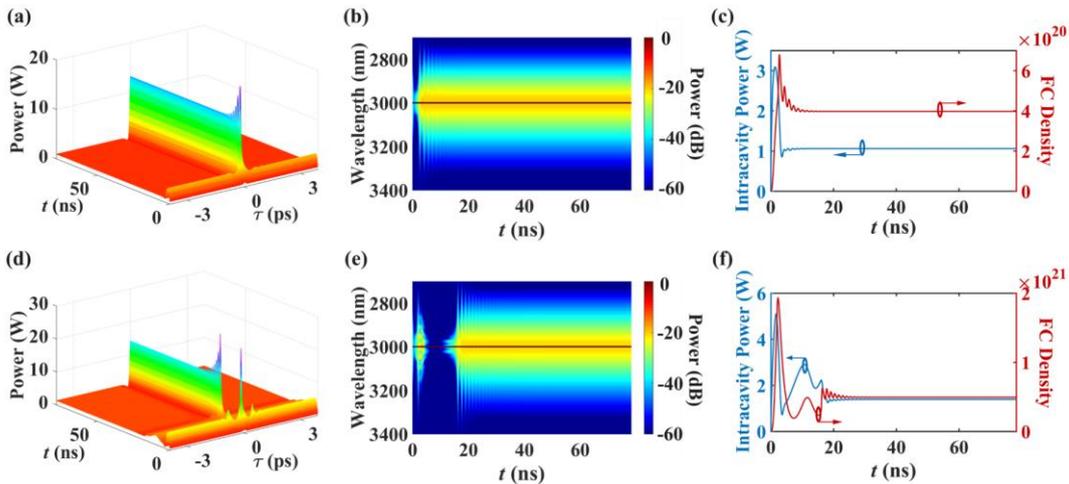


图 5.3 自由载流子寿命为 1.5 ns，(a)-(c)泵浦功率为 80 mW 以及(d)-(f)泵浦功率为 100 mW 时硅基微环中时域与频域场分布以及腔内功率与自由载流子密度的演化。

Figure 5.2 Evolutions of temporal and spectral fields as well as intracavity power and FC density for (a-c) $P_{in}=80$ mW and (d-f) $P_{in}=100$ mW in the Si microring with $\tau_c=1.5$ ns.

出现这些结果的原因可以解释为动态平衡过程:首先,在初始的 MI 态阶段,自由载流子密度随着腔内功率的增加而增加。当自由载流子密度足够高时,由自由载流子色散引起的非线性失谐过大,使耦合效率开始降低,从而导致腔内光场的功率降低。这一过程中较长的自由载流子寿命或较高的泵浦功率会导致自由载流子的峰值密度更高,引起泵浦与微腔谐振波长之间过度失谐。因此,腔内光场将从 MI 态转换为短暂的连续波状态。接下来,随着腔内功率下降,自由载流子数量变少,导致总失谐减少,反过来使腔内光功率又开始升高。如此反复不断演化,腔内功率和自由载流子密度最终趋于平衡。对于人们更加青睐的低泵浦功率的情况,孤子可以在较大的自由载流子寿命范围内存在,有利于降低精确控制自由载流子寿命的需求(例如,精确调控施加在 p-i-n 结构的反向偏置电压)。

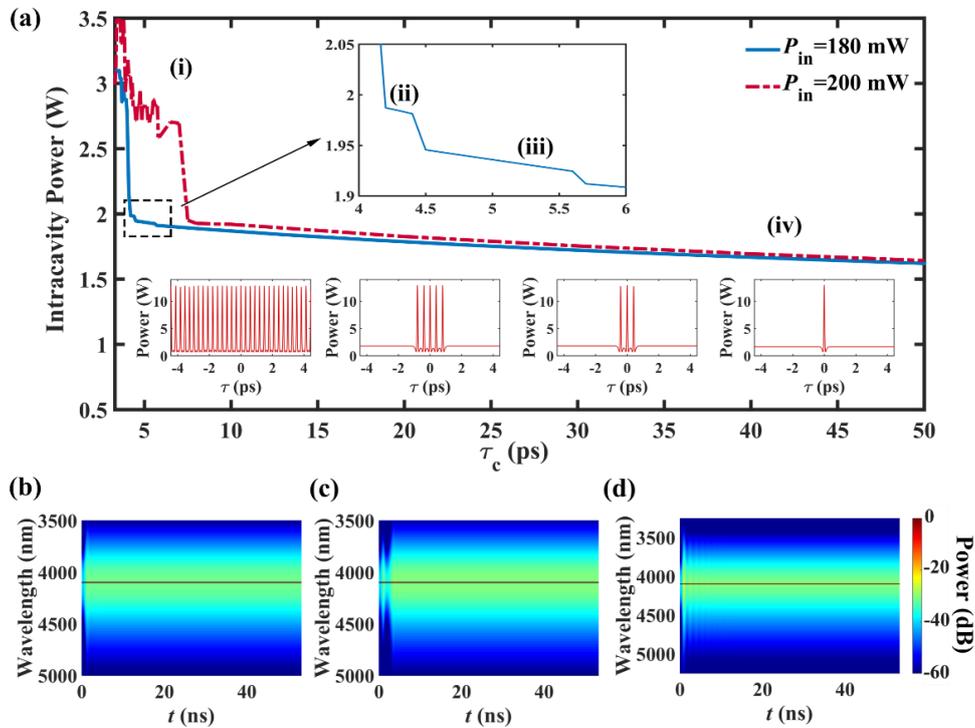


图 5.4 锗基微腔中孤子的产生。(a)不同泵浦功率下的孤子台阶。上方的插图是对虚线矩形区域的放大,而下方的插图分别展示了泵浦功率为 180 mW 时(i) MI 态, (ii)-(iii)多孤子态及(iv)单孤子态的时域分布。(b)-(d) $\tau_c=200$ ps、 $P_{in}=150$ mW, $\tau_c=400$ ps、 $P_{in}=150$ mW 以及 $\tau_c=200$ ps、 $P_{in}=230$ mW 时的频域演化。

Figure 5.4 Soliton generation in the Ge microresonator. (a) Soliton steps with different pump power. The upper inset shows the zoom-in for the dashed square, while the lower insets show temporal profiles for the (i) MI, (ii)-(iii) multi-soliton and (iv) single-soliton state with P_{in} of 180 mW. (b-d): Spectral evolutions for the conditions of $\tau_c=200$ ps at $P_{in}=150$ mW, $\tau_c=400$ ps at $P_{in}=150$ mW and $\tau_c=200$ ps at $P_{in}=230$ mW, respectively.

为验证自由载流子辅助产生孤子具有普适性,本文研究了该方法在锗平台的性能,得到和硅平台相似的结果,如图 5.4 所示。图 5.4 (a)表明在锗平台中随着载流子寿命的增加,自由载流子色散效应同样可以使频梳从 MI 态转变为孤子态。由于三光子吸收和自由载流子色散系数较大,因此锗基微腔中产生单孤子所需要的自由载流子寿命远低于硅平台(数十皮秒量级 vs.纳秒量级)。图 5.4 (b)表明当自由载流子寿命为 200 ps,泵浦功率为 150 mW 时可以快速产生单孤子,而当自由载流子寿命较长(延长至 400 ps)或泵浦功率较高(增加至 230 mW)时,孤子的产生过程变慢,这与硅平台中得到的规律相同。这些结果说明自由载流子辅助产生孤子不仅适用于硅和锗,而且适用于其他仅具有奇数阶非线性而且存在多光子吸收效应的材料平台。此外,虽然具有本质上的不同,但是通过该方法观察到的孤子台阶与快速扫描泵浦频率法得到的孤子台阶具有相似的特征^[49]。这个现象是合理的,因为如上文所述,在这里孤子台阶的形成归因于自由载流子色散引起的总的微腔失谐的改变。与快速扫描泵浦频率法相比,本方法可以降低对高性能快速可调窄线宽激光器的需求,这对中红外波段而言格外重要。而与热调谐法相比,由于自由载流子寿命易于控制(例如采用 p-i-n 结构),该方法具有更快的调谐速度^[64]。另外,如图 5.1 和图 5.4 所示,不同条件下频梳向单孤子状态演化具有不同的路径,因此通过设置合适的参数该方法也有望用于研究如孤子晶体或呼吸孤子等特殊的微腔孤子态。

5.4 本章小结

本章采用理论与数值仿真相结合的方法,研究了硅和锗基微腔中自由载流子作用下产生孤子的动力学过程。推导了包含有多光子吸收、自由载流子吸收和自由载流子色散效应在内的解析表达式,揭示了自由载流子参与下复杂的非线性过程的物理机理。数值仿真结果表明随着自由载流子寿命的增加可以观察到典型的孤子台阶,同时频梳逐渐从 MI 态转变为稳定的单孤子态。进一步研究发现这一过程由自由载流子寿命和泵浦功率决定,即更长的寿命或更高的功率需要更长的演化时间。该方法可以降低对精确控制激光器的要求,提高调谐速度,因而具有较高的实用价值,并且本研究有助于更加深入地理解自由载流子作用下的孤子行为。

第6章 总结与展望

6.1 本文总结

本文围绕中红外微腔光频梳的产生及动力学研究开展工作,旨在产生低阈值宽带中红外微腔光频梳并探究易于操作的中红外微腔孤子产生方法,取得的主要成果如下:

1、设计了一种宽带范围内具有平坦微负色散的铌酸锂-硅狭缝波导微腔,可实现低阈值超宽带中红外孤子态频梳产生,阈值功率为 8.3 mW。泵浦为 50 mW 可获得带宽超过五分之四倍频程(2810 nm-4630 nm)的宽带光频梳,并提出利用自陡峭效应补偿三阶色散可以有效抑制孤子漂移,提升了频梳的时域稳定性。

2、推导了包含有双泵浦、电光效应及二次谐波的理论模型,使用电光调制法产生带宽达到 700 nm 的中红外微腔孤子频梳,并观察到二次谐波产生,所设计铌酸锂微环的电光调谐能力达到-3.2 pm/V。对泵浦光进行调制产生双泵浦,实现了最高重复频率达到 2 THz 的中红外孤子光频梳。

3、推导了自由载流子作用下孤子的解析表达式,揭示了自由载流子辅助产生孤子的深层次机理。数值仿真证明该方法可以广泛适用于存在多光子吸收的中心对称材料,并且发现相对较长的自由载流子寿命或较高泵浦功率会使孤子产生过程消耗更多时间。

以上成果一方面有利于实现低阈值宽带中红外微腔光频梳,对多种材料平台中产生中红外孤子具有参考价值,另一方面有助于进一步理解微腔光频梳产生过程中所涉及的复杂的动力学过程,掌握多种线性与非线性效应对光频梳性能的影响规律。

6.2 工作展望

自 2013 年首次提出以来,中红外微腔光频梳领域取得了一系列成果,然而离大规模应用仍有一定的距离,其未来发展方向与拟突破关键技术展望如下:

1、进一步降低中红外微腔光频梳的阈值功率。目前在近红外波段已实现使用 μW 量级泵浦光产生微腔 Kerr 孤子,相比之下中红外波段多数仍停留在数百 mW 量级。而目前中红外波段相关技术尚不成熟,耦合损耗较大,因而需要较高

功率的激光器。降低阈值功率，有利于降低对激光器功率的需求，从而使实现从激光器到探测器均为片上集成的中红外微腔光频梳系统成为可能。

2、倍频程中红外微腔光频梳的产生。倍频程微腔光频梳可以利用 $f-2f$ 自参考技术实现对光频梳重复频率的锁定，可以提高光频梳的稳定性，有利于其在高精度光谱学、频率测量等领域的应用。

3、分子定量检测。中红外微腔光频梳在分子光谱学中已经实现定性检测，理论上双光梳光谱仪通过外差拍干涉可以做到定量检测，目前存在的瓶颈之一是尚未实现确定性锁模中红外微腔光频梳的产生。

参考文献

- [1] Eckstein J N, Ferguson A I, Hänsch T W. High-resolution two-photon spectroscopy with picosecond light pulses[J]. *Physical Review Letters*, 1978, 40(13): 847–850.
- [2] Schliesser A, Picqué N, Hänsch T W. Mid-infrared frequency combs[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 440–449.
- [3] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, et al. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis[J]. *Science*, 2000, 288(5466): 635–639.
- [4] Reichert J, Niering M, Holzwarth R, et al. Phase coherent vacuum-ultraviolet to radio frequency comparison with a mode-locked laser[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(15): 3232–3235.
- [5] Diddams S A, Jones D J, Ye J, et al. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(22): 5102–5105.
- [6] 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.
- [7] 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.
- [8] Del’Haye P, Schliesser A, Arcizet O, et al. Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator[J]. *Nature*, 2007, 450(7173): 1214–1217.
- [9] Razzari L, Duchesne D, Ferrera M, et al. CMOS-compatible integrated optical hyper-parametric oscillator[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(1): 41–45.
- [10] Agha I H, Okawachi Y, Gaeta A L. Theoretical and experimental investigation of broadband cascaded four-wave mixing in high-Q microspheres[J]. *Optics Express*, 2009, 17(18): 16209–16215.
- [11] 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.
- [12] Suh M G, Vahala K. Gigahertz-repetition-rate soliton microcombs[J]. *Optica*, 2018, 5(1): 65–66.
- [13] Lu Z, Wang W, Zhang W, et al. Deterministic generation and switching of dissipative Kerr soliton in a thermally controlled micro-resonator[J]. *AIP Advances*, 2019, 9(2): 025314.
- [14] Liu X, Sun C, Xiong B, et al. Integrated High-Q crystalline AlN microresonators for broadband Kerr and Raman frequency combs[J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(5): 1943–1950.
- [15] Wang L, Chang L, Volet N, et al. Frequency comb generation in the green using silicon nitride microresonators[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2016, 10(4): 631–638.
- [16] Xuan Y, Liu Y, Varghese L T, et al. High-Q silicon nitride microresonators exhibiting low-

- power frequency comb initiation[J]. *Optica*, 2016, 3(11): 1171–1180.
- [17] Stern B, Ji X, Okawachi Y, et al. Battery-operated integrated frequency comb generator[J]. *Nature*, 2018, 562(7727): 401–405.
- [18] Zhang S, Silver J M, Del Bino L, et al. Sub-milliwatt-level microresonator solitons with extended access range using an auxiliary laser[J]. *Optica*, 2019, 6(2): 206–212.
- [19] Pfeifle J, Brasch V, Lauermaun M, et al. Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(5): 375–380.
- [20] 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.
- [21] Hu H, Da Ros F, Pu M, et al. Single-source chip-based frequency comb enabling extreme parallel data transmission[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(8): 469–473.
- [22] Geng Y, Huang X, Cui W, et al. Terabit optical OFDM superchannel transmission via coherent carriers of a hybrid chip-scale soliton frequency comb[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(10): 2406–2409.
- [23] Papp S B, Beha K, Del’Haye P, et al. Microresonator frequency comb optical clock[J]. *Optica*, 2014, 1(1): 10–14.
- [24] 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.
- [25] Suh M G, Yang Q F, Yang K Y, et al. Microresonator soliton dual-comb spectroscopy[J]. *Science*, 2016, 354(6312): 600–603.
- [26] Yu M, Okawachi Y, Griffith A G, et al. Microresonator-based high-resolution gas spectroscopy[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(21): 4442–4445.
- [27] Yu M, Okawachi Y, Joshi C, et al. Gas-phase microresonator-based comb spectroscopy without an external pump laser[J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(7): 2780–2785.
- [28] Yu M, Okawachi Y, Griffith A G, et al. Silicon-chip-based mid-infrared dual-comb spectroscopy[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 1869.
- [29] Ji X, Yao X, Klenner A, et al. Chip-based frequency comb sources for optical coherence tomography[J]. *Optics Express*, 2019, 27(14): 19896–19905.
- [30] Bao C, Suh M G, Vahala K. Microresonator soliton dual-comb imaging[J]. *Optica*, 2019, 6(9): 1110–1116.
- [31] Suh M G, Yi X, Lai Y H, et al. Searching for exoplanets using a microresonator astrocomb[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(1): 25–30.
- [32] Obrzud E, Rainer M, Harutyunyan A, et al. A microphotonic astrocomb[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(1): 31–35.
- [33] Suh M G, Vahala K J. Soliton microcomb range measurement[J]. *Science*, 2018, 359(6378): 884–887.
- [34] Trocha P, Karpov M, Ganin D, et al. Ultrafast optical ranging using microresonator soliton frequency combs[J]. *Science*, 2018, 359(6378): 887–891.

- [35] Reimer C, Kues M, Roztocki P, et al. Generation of multiphoton entangled quantum states by means of integrated frequency combs[J]. *Science*, 2016, 351(6278): 1176–1180.
- [36] Imany P, Jaramillo-Villegas J A, Odele O D, et al. 50-GHz-spaced comb of high-dimensional frequency-bin entangled photons from an on-chip silicon nitride microresonator[J]. *Optics Express*, 2018, 26(2): 1825–1840.
- [37] Mandon J, Guelachvili G, Picqué N. Fourier transform spectroscopy with a laser frequency comb[J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(2): 99–102.
- [38] Coddington I, Newbury N, Swann W. Dual-comb spectroscopy[J]. *Optica*, 2016, 3(4): 414–426.
- [39] Newbury N R. Searching for applications with a fine-tooth comb[J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(4): 186–188.
- [40] Cole D C, Lamb E S, Del’Haye P, et al. Soliton crystals in Kerr resonators[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(10): 671–676.
- [41] Wang W, Lu Z, Zhang W, et al. Robust soliton crystals in a thermally controlled microresonator[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(9): 2002–2005.
- [42] Karpov M, Pfeiffer M H P, Guo H, et al. Dynamics of soliton crystals in optical microresonators[J]. *Nature Physics*, 2019, 15(10): 1071–1077.
- [43] Yu M, Jang J K, Okawachi Y, et al. Breather soliton dynamics in microresonators[J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 14659.
- [44] Lucas E, Karpov M, Guo H, et al. Breathing dissipative solitons in optical microresonators[J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 736.
- [45] Del’Haye P, Arcizet O, Schliesser A, et al. Full stabilization of a microresonator-based optical frequency comb[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(5): 053903.
- [46] Okawachi Y, Saha K, Levy J S, et al. Octave-spanning frequency comb generation in a silicon nitride chip[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(17): 3398–3400.
- [47] 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.
- [48] Kippenberg T J, Gaeta A L, Lipson M, et al. Dissipative Kerr solitons in optical microresonators[J]. *Science*, 2018, 361(6402): eaan8083.
- [49] Herr T, Brasch V, Jost J D, et al. Temporal solitons in optical microresonators[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(2): 145–152.
- [50] Guo H, Karpov M, Lucas E, et al. Universal dynamics and deterministic switching of dissipative Kerr solitons in optical microresonators[J]. *Nature Physics*, 2017, 13(1): 94–102.
- [51] 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.
- [52] Brasch V, Geiselmann M, Pfeiffer M H P, et al. Bringing short-lived dissipative Kerr soliton states in microresonators into a steady state[J]. *Optics Express*, 2016, 24(25): 29312–29320.
- [53] 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(1): 50.
- [54] Raja A S, Voloshin A S, Guo H, et al. Electrically pumped photonic integrated soliton microcomb[J]. *Nature Communications*, 2019, 10: 680.
- [55] Hu T, Dong B, Luo X, et al. Silicon photonic platforms for mid-infrared applications[J]. *Photonics Research*, 2017, 5(5): 417–430.
- [56] Ycas G, Giorgetta F R, Baumann E, et al. High-coherence mid-infrared dual-comb spectroscopy spanning 2.6 to 5.2 μm [J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(4): 202–208.
- [57] Muraviev A V, Smolski V O, Loparo Z E, et al. Massively parallel sensing of trace molecules and their isotopologues with broadband subharmonic mid-infrared frequency combs[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(4): 209–214.
- [58] Gaeta A L, Lipson M, Kippenberg T J. Photonic-chip-based frequency combs[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(3): 158–169.
- [59] Wang C Y, Herr T, Del’Haye P, et al. Mid-infrared optical frequency combs at 2.5 μm based on crystalline microresonators[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 1345.
- [60] Savchenkov A A, Ilchenko V S, Di Teodoro F, et al. Generation of Kerr combs centered at 4.5 μm in crystalline microresonators pumped with quantum-cascade lasers[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(15): 3468–3471.
- [61] Lau R K W, Lamont M R E, Okawachi Y, et al. Effects of multiphoton absorption on parametric comb generation in silicon microresonators[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(12): 2778–2781.
- [62] Liu M, Wang L, Sun Q, et al. Influences of multiphoton absorption and free-carrier effects on frequency-comb generation in normal dispersion silicon microresonators[J]. *Photonics Research*, 2018, 6(4): 238–243.
- [63] Griffith A G, Lau R K W, Cardenas J, et al. Silicon-chip mid-infrared frequency comb generation[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 6299.
- [64] 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.
- [65] Yu M, Okawachi Y, Griffith A G, et al. Microfluidic mid-infrared spectroscopy via microresonator-based dual-comb source[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(17): 4259–4262.
- [66] Liu J, Raja A S, Karpov M, et al. Ultralow-power chip-based soliton microcombs for photonic integration[J]. *Optica*, 2018, 5(10): 1347–1353.
- [67] Guo H, Herkommer C, Billat A, et al. Mid-infrared frequency comb via coherent dispersive wave generation in silicon nitride nanophotonic waveguides[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(6): 330–335.
- [68] Luke K, Okawachi Y, Lamont M R E, et al. Broadband mid-infrared frequency comb generation in a Si_3N_4 microresonator[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(21): 4823–4826.
- [69] Wang C, Zhang M, Yu M, et al. Monolithic lithium niobate photonic circuits for Kerr

- frequency comb generation and modulation[J]. *Nature Communications*, 2019, 10: 978.
- [70] Zhang M, Buscaino B, Wang C, et al. Broadband electro-optic frequency comb generation in a lithium niobate microring resonator[J]. *Nature*, 2019, 568(7752): 373–377.
- [71] Kowligy A S, Lind A, Hickstein D D, et al. Mid-infrared frequency comb generation via cascaded quadratic nonlinearities in quasi-phase-matched waveguides[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(8): 1678–1681.
- [72] He Y, Yang Q F, Ling J, et al. Self-starting bi-chromatic LiNbO₃ soliton microcomb[J]. *Optica*, 2019, 6(9): 1138–1144.
- [73] Gong Z, Liu X, Xu Y, et al. Soliton microcomb generation at 2 μm in z-cut lithium niobate microring resonators[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(12): 3182–3185.
- [74] Jung H, Fong K Y, Xiong C, et al. Electrical tuning and switching of an optical frequency comb generated in aluminum nitride microring resonators[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(1): 84–87.
- [75] Tang Y, Gong Z, Liu X, et al. Widely separated optical Kerr parametric oscillation in AlN microrings[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(5): 1124–1127.
- [76] Guo Y, Wang J, Han Z, et al. Power-efficient generation of two-octave mid-IR frequency combs in a germanium microresonator[J]. *Nanophotonics*, 2018, 7(8): 1461–1467.
- [77] Pu M, Ottaviano L, Semenova E, et al. Efficient frequency comb generation in AlGaAs-on-insulator[J]. *Optica*, 2016, 3(8): 823–826.
- [78] 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.
- [79] Hansson T, Wabnitz S. Dynamics of microresonator frequency comb generation: models and stability[J]. *Nanophotonics*, 2016, 5(2): 231–243.
- [80] Guo L, Wang L, Sun Q, et al. Mid-infrared dual-comb generation via the cross-phase modulation effect in a normal-dispersion microcavity[J]. *Applied Optics*, 2020, 59(7): 2101–2107.
- [81] Chembo Y K, Menyuk C R. Spatiotemporal Lugiato-Lefever formalism for Kerr-comb generation in whispering-gallery-mode resonators[J]. *Physical Review A*, 2013, 87(5): 053852.
- [82] 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.
- [83] Gupta M K, Aneesh J, Yadav R, et al. Highly efficient flexible piezoelectric nanogenerator and femtosecond two-photon absorption properties of nonlinear lithium niobate nanowires[J]. *Journal of Applied Physics*, 2017, 121(17): 175103.
- [84] 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.
- [85] Lu Z, Wang W, Zhang W, et al. Raman self-frequency-shift of soliton crystal in a high index

- doped silica micro-ring resonator[J]. *Optical Materials Express*, 2018, 8(9): 2662–2669.
- [86] 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.
- [87] 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.
- [88] Zhang L, Yue Y, Beausoleil R G, et al. Flattened dispersion in silicon slot waveguides[J]. *Optics Express*, 2010, 18(19): 20529–20534.
- [89] Fan W, Lu Z, Li W, et al. Low-Threshold 4/5 Octave-Spanning Mid-Infrared Frequency Comb in a LiNbO₃ Microresonator[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2019, 11(6): 6603407.
- [90] Afshar S, Monro T M. A full vectorial model for pulse propagation in emerging waveguides with subwavelength structures part I: Kerr nonlinearity[J]. *Optics Express*, 2009, 17(4): 2298–2318.
- [91] Skryabin D V, Luan F, Knight J C, et al. Soliton self-frequency shift cancellation in photonic crystal fibers[J]. *Science*, 2003, 301(5640): 1705–1708.
- [92] Picque N, Hansch T W. Frequency comb spectroscopy[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(3): 146–157.
- [93] Savchenkov A A, Matsko A B, Ilchenko V S, et al. Tunable optical frequency comb with a crystalline whispering gallery mode resonator[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(9): 093902.
- [94] Jung H, Xiong C, Fong K Y, et al. Optical frequency comb generation from aluminum nitride microring resonator[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(15): 2810–2813.
- [95] Wang W, Chu S T, Little B E, et al. Dual-pump Kerr micro-cavity optical frequency comb with varying FSR spacing[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 28501.
- [96] Hansson T, Wabnitz S. Bichromatically pumped microresonator frequency combs[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(1): 013811.
- [97] Xue X, Leo F, Xuan Y, et al. Second-harmonic-assisted four-wave mixing in chip-based microresonator frequency comb generation[J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6(4): e16253.
- [98] Lin J, Ni Y, Hao Z, et al. Broadband Quasi-Phase-Matched Harmonic Generation in an On-Chip Monocrystalline Lithium Niobate Microdisk Resonator[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(17), 173903.
- [99] Guarino A, Poberaj G, Rezzonico D, et al. Electro-optically tunable microring resonators in lithium niobate[J]. *Nature Photonics*, 2007, 1(7): 407–410.
- [100] Turnerfoster A C, Foster M A, Levy J S, et al. Ultrashort free-carrier lifetime in low-loss silicon nanowaveguides[J]. *Optics Express*, 2010, 18(4): 3582–3591.
- [101] Hansson T, Modotto D, Wabnitz S, et al. Mid-infrared soliton and Raman frequency comb generation in silicon microrings[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(23): 6747–6750.

- [102] Yuan J, Kang Z, Li F, et al. Mid-Infrared Octave-Spanning Supercontinuum and Frequency Comb Generation in a Suspended Germanium-Membrane Ridge Waveguide[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2017, 35(14): 2994–3002.
- [103] Seo D, Gregory J M, Feldman L C, et al. Multiphoton absorption in germanium using pulsed infrared free-electron laser radiation[J]. *Physical Review B*, 2011, 83(19): 195203.

致 谢

时光荏苒，三年的硕士生活即将结束，回首过去，往事历历在目，心中是道不尽的感谢。

首先感谢我的导师孙启兵老师。孙老师不仅在学习和科研上提供悉心指导，而且在生活上给予无微不至的关怀，令我深受感动。孙老师在科研方面严谨认真的态度，以及工作上兢兢业业的精神，时刻感染着我。在此再一次向孙老师表示感谢，祝愿孙老师今后身体健康，工作顺利。

感谢王播然研究员。王老师在课题选择、微腔光频梳研究、论文撰写等方面均对我进行了科学详细地指导，在具体的研究方向与内容方面给予我自由发挥的空间，锻炼了我发现问题、解决问题的能力，大幅提高了我的学术论文写作水平。王老师的指导使我受益匪浅，对我今后继续进行科学研究起到很大帮助。再一次感谢王老师，祝愿课题组未来在微腔光频梳领域取得一个又一个重量级成果。

感谢张文富研究员。本人十分荣幸能够被张老师招入课题组，张老师是我进入微纳光学、进入微腔光频梳领域的领路人。感谢张老师一直以来对我的厚爱以及在博士申请中给予我的大力支持，祝愿张老师身体健康，阖家欢乐，也祝愿课题组越来越强大。

感谢王伟强老师在微腔光频梳实验方面给予的指导。

感谢胡晓鸿老师以及上海大学郭海润教授在微腔光频梳理论方面给予的指导。

感谢研究生部的李晋芳主任、张雯老师、赵萍老师及朱家芹老师一直以来的辛勤工作，为所内研究生创造出良好的科研和生活环境。

感谢卢志舟师兄在数值仿真及实验方面提供的大力帮助。感谢柳牧龙师兄和王信宇师兄在数值仿真方面提供的支持。感谢李思奇师兄、谢鹏师兄、李星仪师兄、吴伟师兄，同级的李炜、赵柏灵、郭柳君、郑爱虎、王阳、薛育龙、雷语芳、任洋明、洪云帆，以及石磊师弟一直以来的关心、支持与帮助，祝愿各位同门前程似锦。

感谢李波、兰宇、罗李浩男、穆启元、吉超以及张京运，与你们同学三年度过了非常愉快的时光，十分怀念和你们一起学习、娱乐的日子，感谢你们的陪伴，

我们友谊长存。

特别感谢我的女友周梦瑶。缘分让我们彼此相遇，我的进步离不开你的陪伴、支持与帮助，你是我生活中的好伴侣，科研上的好帮手。与你在一起的点点滴滴我都记在心底，我愿牵着你的手一直走下去，经历风雨，迎接彩虹。

最后衷心感谢我的父母，感谢你们的养育之恩以及对我的支持与包容，使我能科研的道路上坚持走下去。

往日欢歌如梦，一别万水千山。由衷感谢和祝福每一个关心和帮助过我的人，愿我们有缘再会！

范炜晨

2020年5月于西安光机所

作者简介及攻读硕士学位阶段发表的学术论文与研究成果

作者简介：

2013年9月——2017年6月，在东北大学理学院应用物理学专业获得理学学士学位；

2017年9月——2020年6月，在中国科学院西安光学精密机械研究所光学专业获得理学硕士学位。

参与项目：

- [1] 大规模光子集成芯片，中国科学院战略性先导科技专项（B类），参与；
- [2] 中红外微腔光频梳关键器件及应用研究，国家自然科学基金重点项目，参与；
- [3] CMOS 兼容单谐振腔可见-红外光频梳产生机理与技术研究，国家自然科学基金面上项目，参与；
- [4] 基于新型 Hydex 波导的片上时间透镜的机理与技术研究，国家自然科学基金青年科学基金项目，参与；
- [5] 高分辨率实时超短脉冲时频域测量仪，中国科学院科研仪器设备研制项目，参与。

获奖情况：

- [1] 中国科学院西安光学精密机械研究所所长奖学金；
- [2] 2017——2018 学年中国科学院大学三好学生；
- [3] 2018 年中国科学院大学足球赛第一名；
- [4] 2018——2019 学年中国科学院大学三好学生；
- [5] 2019 年国家奖学金；
- [6] 2019 年祖同奖学金；
- [7] 2019 年优秀研究生。

已发表（或正式接收）的期刊学术论文：

- [1] Fan W, Lu Z, Li W, et al. Low-Threshold 4/5 Octave-Spanning Mid-Infrared Frequency Comb in a LiNbO₃ Microresonator[J]. IEEE Photonics Journal, 2019, 11(6): 6603407.
- [2] Zhou M, Fan W, Wu G. Evolution properties of the orbital angular momentum spectrum of twisted Gaussian Schell-model beams in turbulent atmosphere[J].

Journal of the Optical Society of America A, 2020, 37(1): 142–148.

- [3] Zheng A, Sun Q, Wang L, et al. Impact of third-order dispersion and three-photon absorption on mid-infrared time magnification via four-wave mixing in $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ waveguides[J]. Applied Optics, 2020, 59(4): 1187–1192.
- [4] Guo L, Wang L, Sun Q, et al. Mid-infrared dual-comb generation via the XPM effect in a normal-dispersion microcavity[J]. Applied Optics, 2020, 59(7): 2101–2107.
- [5] Li W, Zhang L, Sun Q, et al. Ultra-compact on-chip optical filters with narrow bandwidth. Modern Physics Letter B. (Accepted)

学术会议报告：

- [1] 范炜晨. 锗基倍频程中红外微腔光频梳[C]. 2019 年中国光学学会学术大会, 2019.

已申请或授权的专利：

- [1] 王播然, 孙启兵, 张文富, 曾超, 范炜晨, 赵卫. 基于铌酸锂微腔的中红外光频梳产生系统及方法, 申请号: CN201911082533.8。[发明专利]
- [2] 王播然, 孙启兵, 张文富, 曾超, 范炜晨, 赵卫. 基于铌酸锂微腔的中红外光频梳产生系统, 申请号: CN201921910685.8。[实用新型专利]