

文章编号: 1000-7032(2025)06-1139-12

基于布里渊激光腔的 O-U 波段平坦光频梳的噪声分析

金冠宇, 陈禹先, 张绪成, 贾志旭, 孟凡超, 秦伟平, 秦冠仕*

(吉林大学 电子科学与工程学院, 集成光电子全国重点实验室, 吉林 长春 130012)

摘要: 光学频率梳(简称光频梳)作为一种优秀的多波长光源在通信领域具有巨大的应用潜力。通过将光频梳光源与波分复用技术(WDM)、空分复用技术结合(SDM),通信系统可以具有百 Tbit·s⁻¹量级的传输速率,在 5G/6G 通信、物联网、自动驾驶等方面具有重要的应用价值。对于一个结合了波分复用技术与空分复用技术的光通信系统,其传输容量取决于波分复用与空分复用的频道数量、系统的调制符号率,以及光源信噪比(SNR)。通过基于布里渊激光腔与色散调控高非线性氟碲酸盐光纤的光学系统,可以得到重复频率大、范围可调、光谱覆盖整个 O-U 波段,且在 O-U 波段梳齿强度标准差小于 5 dB 的平坦光频梳。本文计算了该光频梳的各波段梳齿线宽和频率噪声,并基于量子郎之万方程建立了布里渊光学腔滤波模型,以验证其用于光通信的可行性。计算结果表明,该光频梳在 O-U 波段的梳齿均具有窄线宽,光频梳在大于 1 MHz 频率处的噪声频率起伏谱密度小于 100 Hz·Hz^{-1/2},与腔外泵浦微腔光频梳相比,该系统产生的光频梳在 MHz 波段具有更低的频率噪声,证明了通过基于布里渊激光腔与色散调控高非线性氟碲酸盐光纤的光学系统可以产生应用于光通信的 O-U 波段、低频率噪声、平坦光频梳。

关键词: 光频梳; 频率噪声; 量子郎之万方程; 布里渊光学腔滤波模型

中图分类号: TN929.11

文献标识码: A

DOI: 10.37188/CJL.20240338

CSTR: 32170.14.CJL.20240338

Noise Analysis of a Flat Optical Frequency Comb in
O-U Band Based on a Brillouin Laser Cavity

JIN Guanyu, CHEN Yuxian, ZHANG Xucheng, JIA Zhixu, MENG Fanchao,

QIN Weiping, QIN Guanshi*

(State Key Laboratory of Integrated Optoelectronics, College of Electronic Science and Engineering,
Jilin University, Changchun 130012, China)

* Corresponding Author, E-mail: qings@jlu.edu.cn

Abstract: Optical frequency comb (OFC) have great potential as an excellent multi-wavelength light source in the field of communications. The communication system can have a transmission rate in the order of a hundred Tbit·s⁻¹ by combining the OFC light source with wavelength-division-multiplexing (WDM) and space-division-multiplexing (SDM) technologies, which is of significant application value in 5G/6G communications, Internet of Things, and autonomous driving. For an optical communication system that integrates wavelength division multiplexing and spatial division multiplexing technologies, its transmission capacity depends on the number of channels in both WDM and SDM, the modulation symbol rate of the system, and the signal-to-noise ratio (SNR) of the light source. Through an optical system based on a Brillouin laser cavity with dispersion-engineered highly nonlinear fluorotellurite fiber, we can obtain a flat OFC with a wide range of adjustable repetition frequency, spectral coverage of the entire O-U band, and a standard deviation of the comb intensity of less than 5 dB in the O-U band. This paper calculates the linewidth and frequency noise of the comb teeth across different bands of the optical frequency comb, and establishes a Brillouin

收稿日期: 2024-12-21; 修订日期: 2025-01-14

基金项目: 国家自然科学基金(62090063, U24A20305, 62075082, U20A20210, 61827821, U22A2085, 62235014, 62205121)

Supported by National Natural Science Foundation of China (62090063, U24A20305, 62075082, U20A20210, 61827821, U22A2085, 62235014, 62205121)

optical cavity filtering model based on the quantum Langevin equation to verify its feasibility for optical communication. The computational results indicate that the optical frequency comb in the O-U band exhibits narrow linewidths for all comb teeth, with the system's noise low-pass filtering characteristic originating from the stimulated Brillouin cavity, and the noise power spectral density at frequencies above 1 MHz being lower than $100 \text{ Hz} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Compared to external-pumped microcavity optical frequency combs, this system generates a comb with lower frequency noise in the MHz range, demonstrating that an optical system based on a Brillouin laser cavity and dispersion-engineered highly nonlinear fluorotellurite fiber can generate a low-frequency noise flat optical frequency comb in the O-U band for optical communication applications.

Key words: optical frequency comb; frequency noise; quantum Langevin equation; Brillouin optical cavity filtering model

1 引 言

光学频率梳(简称光频梳)在频域表现为具有等频率间隔的频率成分,在时域表现为具有固定重复频率的脉冲序列^[1-3]。在光通信领域,光频梳因其良好的梳齿相干性、频率稳定性以及易于实现的联合数字信号处理^[4]等优点,成为波分复用系统(WDM)的重要光源^[5]。将光频梳光源与波分复用技术(WDM)和空分复用技术(SDM)结合,光通信系统可以实现百 $\text{Tbit} \cdot \text{s}^{-1}$ 量级的高速信息传输^[6-9]。2020年,Khan等使用梳齿间隔为 50 GHz 的光频梳作为光源,采用 10 km 的单模光纤作为传输光纤,搭建了信息传输容量达到 $192 \text{ Gbit} \cdot \text{s}^{-1}$ 的通信系统^[6]。2021年,Puttnam等使用光谱范围覆盖 S、C、L、U 波段、梳齿间隔为 25 GHz 的光频梳作为光源,在传输距离为 54 km 的系统中实现了 561 个通信信道的信息传输,其信息传输容量达到 $610 \text{ Tbit} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[9]。

对于一个结合了波分复用技术与空分复用技术的光通信系统,其传输容量取决于波分复用与空分复用的频道数量、系统的调制符号率,以及光源信噪比^[8]。为了增加波分复用频道的数量,光频梳光源应具有尽可能多的梳齿数量;而为了防止不同梳齿间的信号串扰,梳齿间隔不能过窄,因而光频梳应具有足够宽的光谱带宽;并且,为了实现更多梳齿的有效利用,光频梳的光谱应具有高平坦性。同时,更多频道的空分复用对光源的信噪比与单梳齿功率提出了更高的要求^[10]。因此,为了更好地满足光通信领域的应用需求,光频梳应具有宽光谱、高信噪比、高平坦度、梳齿频率间隔大范围可调的特点,而目前主流的光频梳产生方式均无法完全满足以上要求。

2019年,Huang等设计并搭建了基于受激布

里渊激光腔的孤子光频梳产生系统^[11]。该系统使用双波长连续激光产生的腔内布里渊激光代替外部光源作为泵浦光,利用腔内克尔非线性效应产生时域光孤子和孤子频率梳。通过改变双波长连续激光的频率间隔实现对孤子频率梳梳齿间隔的大范围调谐。

目前针对基于光纤布里渊激光腔光频梳的研究较少,且大多聚焦于对腔内动力学过程的分析。2023年,Erwan等以光纤布里渊激光腔为基础,研究了布里渊激光与克尔梳产生的动态关系,证明了布里渊激光腔具有产生高重频光频梳的优势,但是所获得的光频梳平坦性较差且带宽较窄^[12]。同年,Moise等在腔净色散分别为 $-0.94 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{ns}^{-1}$ 和 $0.5 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{ns}^{-1}$ 的光纤布里渊激光腔中研究了腔内色散对于产生光频梳的影响。研究表明,泵浦光频率间隔($\Delta\nu$)与激光腔自由光谱范围(FSR)倍数的失配对克尔频率梳的光谱展宽和形状有显著影响。在腔净色散为正常色散时,若 $\Delta\nu$ 与腔 FSR 的倍数相当,稳定的克尔频率梳光谱最宽。在腔净色散为反常色散时,会形成调制不稳定性(MI)增益瓣,当 $\Delta\nu$ 与腔 FSR 的倍数相当时,由 MI 产生的子梳可同步形成一个全局相干的梳状光谱,此时克尔频率梳光谱最宽。尽管 Moise 等分别在正常色散和反常色散区对基于布里渊激光腔所产生的光频梳进行了系统的研究,但所获得的光频梳在远离泵浦波长后梳齿强度快速下降,在腔净色散分别为正常色散和反常色散时,其光谱带宽约为 16 nm 和 48 nm^[13]。针对基于布里渊腔所产生的光学频率梳光谱带宽窄、平坦性差的问题,我们设计了基于布里渊激光腔与色散调控高非线性氟碲酸盐光纤的光学系统。以布里渊激光腔所产生的高质量光频梳为种子光,通过腔

外时域压缩,并利用所设计的高非线性氟碲酸盐光纤进行非线性扩谱,获得了宽带宽、光谱平坦的光频梳。仿真结果表明,该系统可以获得光谱覆盖整个O-U波段,且在O-U波段梳齿强度标准差小于5 dB的平坦光频梳^[14]。以上研究可为后续实验提供理论指导。

尽管已经证明了基于布里渊激光腔与色散调控高非线性氟碲酸盐光纤的光学系统能够产生O-U波段平坦光频梳,但要将光频梳应用于光通信系统,需对其强度和相位等参数进行调制。通过调控泵浦光参数,使用各种调制器,选择特定的梳齿作为信号载体等方法可以对光频梳强度进行调制^[15],接收端根据接收的光强解码出原始的信号。通过正交相移键控(QPSK)^[16]或256态正交幅度调制(256 QAM)^[17]等技术可以实现对光频梳相位和幅度的调制,这样可以在相同的带宽下传输更多的信息,提高通信系统的频谱效率。2021年,Puttnam等使用光谱范围覆盖S、C、L、U波段、梳齿间隔为25 GHz的光频梳作为光源,并使用高功率保偏耦合器分离光频梳各梳齿,随后利用波分复用器(WDM)选择要调制的通道,利用交错器(INT)将载波分为奇数和偶数通道,奇偶数通道分别进入两个双平行马赫-曾德尔调制器。之后,由任意波形发生器(AWG)驱动马赫-曾德尔调制器,实现对载波偏振和相位的调控(PDM-256 QAM)。基于以上技术,在传输距离为54 km的系统中实现了561个通信信道的信息传输,其信息传输容量达到610 Tbit·s⁻¹^[19]。但是,在光频梳系统运行过程中,泵浦光参数波动和环境随机扰动必然会导致光频梳梳齿的强度和相位出现随机波动,即引入随机噪声,这将不可避免地降低系统的通信能力。一方面,受到泵浦光强度波动的影响,输出的光频梳存在频率抖动,使激光线宽被劣化,而在光通信系统中,激光器线宽过宽会使信号在星座图内旋转,从而影响信号判决,增加通信系统的误码率^[18]。另一方面,泵浦光的相位抖动会引起输出激光的相位抖动,带来频率噪声,而频率噪声同样会使星座点旋转,增加通信系统的误码率^[19]。

在本工作中,我们对本课题组所获得的宽带、平坦光频梳^[14]进行了噪声分析,填补了基于光纤布里渊激光腔所产生光学频率梳在该领域的空白,可为基于布里渊激光腔的光频梳在光通信中

的应用提供理论支撑。首先,我们计算了光频梳的梳齿线宽和频率噪声。计算结果表明,O、E、S、C、L、U波段梳齿的3 dB线宽分别为0.81 MHz、0.41 MHz、0.11 MHz、0.03 MHz、0.08 MHz和0.11 MHz,相比于泵浦激光线宽的展宽倍率分别为168.75,85.12,22.92,6.25,16.67,22.92。在泵浦光两侧梳齿的线宽有所劣化,随着梳齿与泵浦光频率差的增加,劣化程度加剧。在1 kHz处,梳齿的噪声频率起伏谱密度小于1 000 Hz·Hz^{-1/2};在1 MHz处,梳齿的噪声频率起伏谱密度小于100 Hz·Hz^{-1/2};在4 MHz处,梳齿的噪声频率起伏谱密度小于30 Hz·Hz^{-1/2}。之后,我们运用量子郎之万方程建立了系统的滤波模型,通过数值计算得到了系统对不同频率输入噪声的传递函数。不同于Anderson等的研究结果^[20],由于受激布里渊激光具有窄线宽的优势,使得线性滤波发生的频率远低于Anderson等搭建的微谐振腔系统。同时,由于受激布里渊激光自动位于腔谐振频率处,布里渊激光的频率抖动小于腔外泵浦光,因此非线性滤波的截止频率更低。得益于受激布里渊激光腔更低的噪声截止频率,本文中光频梳在大于1 MHz频率处的噪声频率起伏谱密度小于100 Hz·Hz^{-1/2},与腔外泵浦微腔光频梳相比,本系统产生光频梳在MHz波段具有更低的频率噪声。

2 基于射频理论的噪声计算

2.1 光频梳装置与系统参数

如图1所示,本文中基于布里渊激光腔的O-U波段平坦光频梳产生系统由三部分组成。图1(a)为基于受激布里渊激光腔的种子光频梳产生系统;图1(b)为脉冲压缩系统;图1(c)为腔外扩谱系统^[11,14]。我们首先利用受激布里渊激光腔得到具有低噪声、窄线宽、梳齿频率间隔大范围可调的种子光频梳。之后,我们利用掺铒光纤放大器对种子光频梳进行放大,而后通过一段具有负色散的高非线性光纤对放大后的光脉冲进行时域压缩,从而提升其峰值功率。在完成对种子光频梳脉冲的压缩后,我们使用色散调控的高非线性氟碲酸盐光纤进行扩谱。

表1为本文系统中各光纤的参数。我们在基于受激布里渊激光腔的种子梳产生系统中使用的高非线性光纤(HNLF1)长度为20 m,其非线性系数 γ 为 $\sim 10 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$,在泵浦光波长1 560 nm处,其二阶色散 β_2 和三阶色散 β_3 分别为 $-0.5 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$

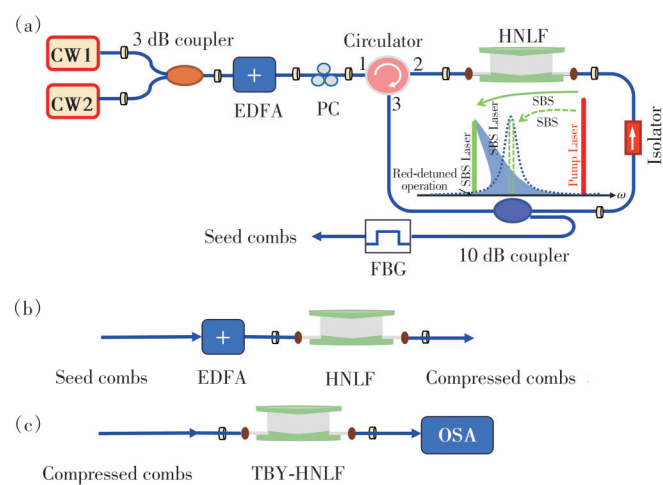


图 1 (a)基于受激布里渊激光腔的种子光频梳产生系统;(b)脉冲压缩系统;(c)腔外扩谱系统
Fig.1 (a)Seed OFCs generation system based on stimulated Brillouin laser cavity. (b)Pulse compression system. (c)Spectral broadening system out of cavity

表 1 光频梳产生装置系统中各种不同光纤的参数

Tab. 1 Parameters of various types of optical fibers in the optical frequency comb generation device system				
光纤种类	光纤长度/m	$\beta_2/(\text{ps}^2 \cdot \text{km}^{-1})$	$\beta_3/(\text{ps}^3 \cdot \text{km}^{-1})$	$\gamma/(\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1})$
SMF	1.73	-2.4	0.14	1
HNLF1	20	-0.5	0.04	10
HNLF2	9.3	-5.2	0.045	10
TBY 光纤	0.1	-0.045	0.028	1 399

和 $0.04 \text{ ps}^3 \cdot \text{km}^{-1}$ 。腔中的单模光纤 (SMF) 长度为 1.73 m , 其非线性系数 γ 为 $\sim 1 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 其二阶色散 β_2 和三阶色散 β_3 分别为 $-2.4 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ 和 $0.14 \text{ ps}^3 \cdot \text{km}^{-1}$ 。在脉冲压缩系统中使用的高非线性光纤 (HNLF2) 长度为 9.3 m , 光纤非线性系数 γ 为 $\sim 10 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 其二阶色散 β_2 和三阶色散 β_3 分别为 $-5.2 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ 和 $0.045 \text{ ps}^3 \cdot \text{km}^{-1}$ 。扩谱系统中使用了 0.1 m 的色散调控高非线性氟磷酸盐光纤 (TBY), 其非线性系数 γ 为 $\sim 1\,399 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 在泵浦光波长 $1\,560 \text{ nm}$ 处, 其二阶色散 β_2 和三阶色散 β_3 分别为 $-0.045 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ 和 $0.028 \text{ ps}^3 \cdot \text{km}^{-1}$ 。该光纤是基于 $65\text{TeO}_2\text{-}25\text{BaF}_2\text{-}10\text{Y}_2\text{O}_3$ (TBY, 光纤纤芯) 和 $33\text{AlF}_3\text{-}9\text{BaF}_2\text{-}17\text{CaF}_2\text{-}12\text{YF}_3\text{-}8\text{SrF}_2\text{-}11\text{MgF}_2\text{-}10\text{TeO}_2$ (ABCYSMT, 光纤包层) 两种玻璃材料设计的, 端面折射率分布呈 W 型, 光纤包括 TBY 玻璃芯层、ABCYSMT 玻璃中间层、TBY 玻璃外层以及 ABCYSMT 玻璃包层。光纤尺寸参数分别为 TBY 玻璃芯层 $r_1=1.37 \text{ }\mu\text{m}$, ABCYSMT 玻璃中间层厚度 $r_2=1.25 \text{ }\mu\text{m}$, TBY 玻璃外层厚度 $r_3=0.83 \text{ }\mu\text{m}$, 对应的有效模场面积为 $1.68 \text{ }\mu\text{m}^2$ 。

基于以上系统, 我们首先利用受激布里渊激光腔得到具有低噪声、窄线宽、梳齿频率间隔大范

围可调的种子光频梳。之后, 使用具有负色散的高非线性光纤对放大后的种子光频梳进行脉冲压缩处理, 使种子光频梳光谱预展宽, 且不会发生脉冲劈裂, 压缩后脉冲峰值功率达到 125 W 。在完成对种子光频梳脉冲的压缩后, 我们使用色散调控的高非线性氟磷酸盐光纤进行扩谱。我们设计的高非线性氟磷酸盐光纤的非线性系数较大为 $\sim 1\,399 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 。当高能量激光在高非线性氟磷酸盐光纤内传输时, 光纤介质由于对光的非线性响应而产生四波混频、自相位调制、调制不稳定性等非线性效应, 这些效应将使传输的光产生新的频率成分, 从而实现了非线性扩谱。具体来说, 具有高功率的不同频率成分之间会通过四波混频产生大量新的频率成分, 并随着光在光纤中传输, 所产生的新频率成分亦会与原先的频率发生级联四波混频, 这些新产生的频率成分分布在原信号光谱的两侧, 使得整个光谱范围不断展宽。同时由于高非线性光纤具有较大的非线性系数, 能够增强四波混频效应, 使得光谱展宽现象更加明显。

2.2 基于布里渊激光腔的光频梳仿真模型

本文中的布里渊激光腔属于典型的环形光纤谐振腔, 布里渊激光在腔中的传输和演化可利用

带有周期性边界条件的池田映射模型很好地描述^[21]。我们在模型中考虑了双波长泵浦、高阶色散和受激拉曼散射^[22-24],模型如下:

$$\frac{\partial A^m(z, \tau)}{\partial z} = -\frac{\alpha(z)}{2} A^m(z, \tau) + i \sum_{k \geq 2} \frac{\beta_k}{k!} \left(\frac{i \partial}{\partial t} \right)^k A^m(z, \tau) + i \gamma(z) \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \times \left[A^m(z, \tau) \left((1 - f_R) |A^m(z, \tau)|^2 + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(\tau') |A^m(z, \tau - \tau')|^2 d\tau' \right) \right], \quad (1)$$

$$A^m(z_n^+, \tau) = (1 - \bar{\alpha}_i(z_n)) A^m(z_n^-, \tau), \quad (2)$$

$$A^{m+1}(0, \tau) = \sqrt{1 - \rho} A^m(L, \tau) \exp(i\phi_0) + A_m(1 + \exp(i2\pi f\tau)), \quad (3)$$

其中, $A^m(z, \tau)$ 是腔内光场在腔内第 m 次往返时的慢变包络, z 是腔内的传输距离, τ 表示以泵浦光的群速度 ($v_g = c/n_g$) 随光脉冲包络一起移动的参考系中的本地时间 ($\tau = t - z/v_g$), $\alpha(z)$ 表示传输损耗, β_k 表示泵浦光频率处的色散系数, $\gamma(z)$ 是克尔非线性系数, ω_0 是泵浦光的角频率, $h_R(\tau)$ 是表征谐振腔的拉曼非线性的卷积中的时域响应函数 (对应的拉曼占比为 f_R), $A^m(z_n^+, \tau)$ 和 $A^m(z_n^-, \tau)$ 是光通过单模光纤或高非线性光纤前后的光场。为了简化计算, 考虑腔内光学元件的插入损耗和各光纤间的融接损耗均为 $\bar{\alpha}_i$ 。公式 (3) 是将腔内连续往返传输的光场与泵浦光耦合在一起的边界条件。 A_m 是泵浦光振幅, ρ 是输出光的耦合系数, ϕ_0 为光在腔内循环一圈所累积的线性相移。我们利用分步傅里叶法结合四阶龙格-库塔算法对该修正模型进行准确的数值求解。

基于以上系统和参数, 在布里渊激光功率为 0.1 W 的条件下, 我们仿真得到了光谱覆盖整个 O-U 波段的平坦光频梳。当梳齿间隔为 50, 100, 150, 200, 250 GHz 时, 强度标准差分别为 4.88, 4.50, 4.22, 4.01, 4.30 dB^[14]。为验证本课题组前阶段仿真获得的 O-U 波段平坦光频梳用于光通信的可行性, 本文将对该光频梳进行噪声分析。

2.3 窄线宽激光的噪声表征方法

对于理想的单频激光, 其信号表示为:

$$\nu(t) = V_0 \exp(i(2\pi f_0 t + \varphi_0)), \quad (4)$$

其中, V_0 , f_0 , φ_0 分别表示激光的振幅、频率和相位。受到环境与激光系统内部不稳定性的影响, 三者均会受到扰动, 扰动下的激光信号可以表示为:

$$\nu(t) = (V_0 + \varepsilon(t)) \exp\{i[2\pi f_0 t + \varphi_0 + \varphi(t)]\}, \quad (5)$$

其中, $\varepsilon(t)$ 和 $\varphi(t)$ 分别表示激光振幅与相位的随机扰动。激光相位的随机扰动会引入频率噪声。光频梳在频域上为具有相同频率间隔的频率成分, 我们将光频梳视为若干单频率激光的集合, 进而利用单频激光的噪声分析方法分析光频梳每根梳齿的噪声性质, 实现对光频梳整体噪声的分析。我们将单个梳齿的噪声视为加载于该梳齿的射频信号, 对噪声的测量过程视为对噪声信号的采样。基于该思路, 我们设计了如下噪声计算方法。

计算不同慢时间 (慢时间指与噪声的频率相当的时间可比的时间尺度) 下系统输出的脉冲, 将不同慢时间的脉冲组合成一个含有慢时间 T 与快时间 t (快时间指与脉冲间隔可比的时间尺度) 的双变量函数 $S(T, t)$ 。对函数 $S(T, t)$ 关于快时间 t 做傅里叶变换:

$$B_s(T, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(T, t) e^{i2\pi \nu t} dt, \quad (6)$$

得到包含光谱频率 ν 与慢时间 T 的双变量函数 $B_s(T, \nu)$ 。不同慢时间的光谱对应系统在不同慢时间的输出, 梳齿的振幅与相位值可以视为对光频梳梳齿振幅与相位噪声的采样结果。由奈奎斯特采样定理可知, 当采样点频率达到最高频信号频率 2 倍时, 我们认为信号被准确采样。因此, 我们可以减小慢时间上的采样频率到所需计算最大噪声频率 2 倍, 在保证采样精度的前提下降低采样频率, 减少噪声计算所需的算力。确定慢时间采样频率后, 我们可以对光频梳的梳齿线宽进行计算。我们记录梳齿在不同慢时间的强度, 得到其强度-慢时间函数, 之后对该函数进行傅里叶变换, 即可得到梳齿的射频频谱, 进而确定其线宽。

对激光的频率噪声有多种表征方法, 包括相位起伏谱密度、频率起伏谱密度、相对频率起伏谱密度以及单边带相位噪声。为了体现频率噪声与噪声频率的关系, 本文使用频率起伏谱密度表征频率噪声。在公式 (6) 的基础上, 我们计算不同慢时间、不同频率下激光的相位函数 $P(T, \nu)$, 将相位函数对慢时间求导, 得到不同频率光在不同慢时间的频率噪声函数 $F(T, \nu)$ ^[19]:

$$F(T, \nu) = \frac{dP(T, \nu)}{dT}, \quad (7)$$

之后, 将频率噪声函数对慢时间做傅里叶变换:

$$J(\omega, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(T, \nu) e^{i2\pi \omega T} dT, \quad (8)$$

$J(\omega, \nu)$ 是频率起伏谱密度, 表示不同噪声频率对应的频率噪声强度, ω 表示噪声频率。

2.4 O-U 波段平坦光频梳的噪声计算

为了计算系统输出光频梳的噪声, 我们首先需要分析噪声对泵浦光的影响。在本系统中, 忽略系统运行过程中环境对光纤参数的随机影响, 噪声的主要来源为泵浦光的强度和相位的随机波动。受激布里渊激光腔的泵浦光为双波长激光在腔内产生的受激布里渊激光, 无噪声情况下, 泵浦光可以写为如下信号:

$$\begin{aligned} \nu_0(t) &= V_1 \sin(2\pi f_1 t + \varphi_1) + V_2 \sin(2\pi f_2 t + \varphi_2) \\ &= V_1 \sin\left(\frac{2\pi(f_1 + f_2)t + \varphi_1 + \varphi_2}{2}\right) \cdot \\ &\quad \cos\left(\frac{2\pi(f_1 - f_2)t + \varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) + \\ &\quad (V_2 - V_1) \sin(2\pi f_2 t + \varphi_2), \end{aligned} \quad (9)$$

两泵浦光功率近似相等时, $V_1 \approx V_2 \gg (V_2 - V_1)$, 因此可以忽略公式(9)中 $(V_2 - V_1)$ 项。本文中光频梳梳齿频率间隔约百 GHz, 远小于泵浦光频率, 即 $(f_1 + f_2) \gg (f_1 - f_2)$, 在对脉冲强度进行采样时, 采样频率远小于 $(f_1 + f_2)$ 。因此, 在采样过程中, 关于 $(f_1 + f_2)$ 的正弦项可以用其在采样时间内的期望值代替。近似后的输入脉冲可以写为:

$$\nu_0(t) = V'_1 \cos\left[\frac{2\pi(f_1 - f_2)t + \varphi_1 - \varphi_2}{2}\right], \quad (10)$$

其中 V'_1 表示经过修正的振幅。泵浦光强度与相位的随机扰动频率远小于泵浦光强度和频率, 因此将扰动写为关于慢时间的函数, 此时双波长泵浦光的信号可以表示为:

$$\begin{aligned} \nu_1(t) &= V_1(T) \sin(2\pi f_1 t + \varphi_1 + \Delta\varphi_1(T)) + \\ &\quad V_2(T) \sin(2\pi f_2 t + \varphi_2 + \Delta\varphi_2(T)), \end{aligned} \quad (11)$$

与公式(9)~(10)中的推导过程相同, 双波长泵浦光的信号公式(11)可以简化为:

$$\begin{aligned} \nu_1(t) &= V'_1(T) \nu_0(t) \xi(T) \cos(\Delta\varphi(T)) \cdot \\ &\quad \cos\left[\frac{2\pi(f_1 - f_2)t + \varphi_1 - \varphi_2 + \Delta\varphi(T)}{2}\right], \end{aligned} \quad (12)$$

其中 $\Delta\varphi(T) = \Delta\varphi_1(T) - \Delta\varphi_2(T)$, $\nu_0(t)$ 为无噪声信号, $\xi(T)$ 为泵浦光振幅与其理想值(泵浦光波动范围的均值)的比值。

为了获得引入噪声的定量参数, 我们利用相关包络法^[25]对本文使用系统所产生的布里渊激光进行了线宽测试, 测试结果如图2所示, 本文种子梳产生系统中的布里渊激光线宽为 4.8 kHz。基于该数据, 我们确定了计算过程中的噪声参数。

如图3(a)所示, 我们在泵浦脉冲上附加了强度约为 $12 \text{ Hz} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ 的白噪声, 当泵浦光存在频率噪声时, 其线宽会在我们测得的 4.8 kHz 附近波动, 在慢时间上表现为脉冲间隔波动(即定时抖动); 图3(b)为其对应的绝对定时抖动, 即上文描述的 $\Delta\varphi(T)$ 。我们设定双波长激光振幅的波动范围为 $\pm 1\%$ 。

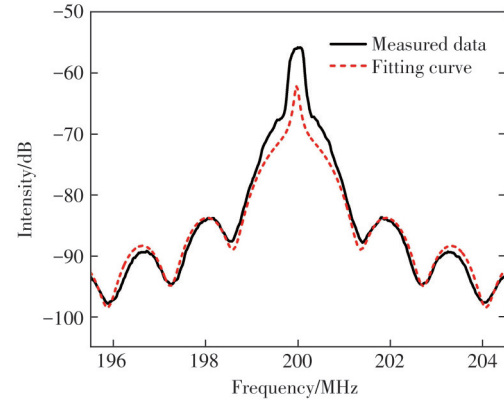


图2 相关包络法线宽测试结果

Fig.2 The results of the related envelope normal linewidth test

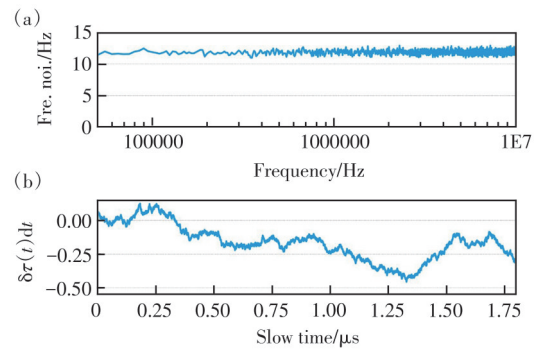


图3 (a)输入脉冲的频率起伏谱密度;(b)对应的绝对定时抖动

Fig.3 (a)Spectral density of frequency fluctuations of input pulses. (b)Corresponding absolute timing jitter

确定泵浦光的噪声参数后, 我们根据2.3节中的方法计算了图4(a)中扩谱后重复频率为 250 GHz 的光频梳不同梳齿的线宽, 数值仿真结果如图4(b)所示。泵浦波长处光频梳的梳齿线宽最小, 随着梳齿与泵浦光频率差的增加, 梳齿线宽增大。我们选取的 O、E、S、C、L、U 波段的梳齿分别位于 1 300, 1 400, 1 500, 1 562, 1 566, 1 650 nm 处。如图4(c)所示, O、E、S、C、L、U 波段梳齿的 3 dB 线宽分别为 0.81, 0.41, 0.11, 0.03, 0.08, 0.11 MHz, 相比于泵浦激光线宽的展宽倍率分别为 168.75, 85.12, 22.92, 6.25, 16.67, 22.92。

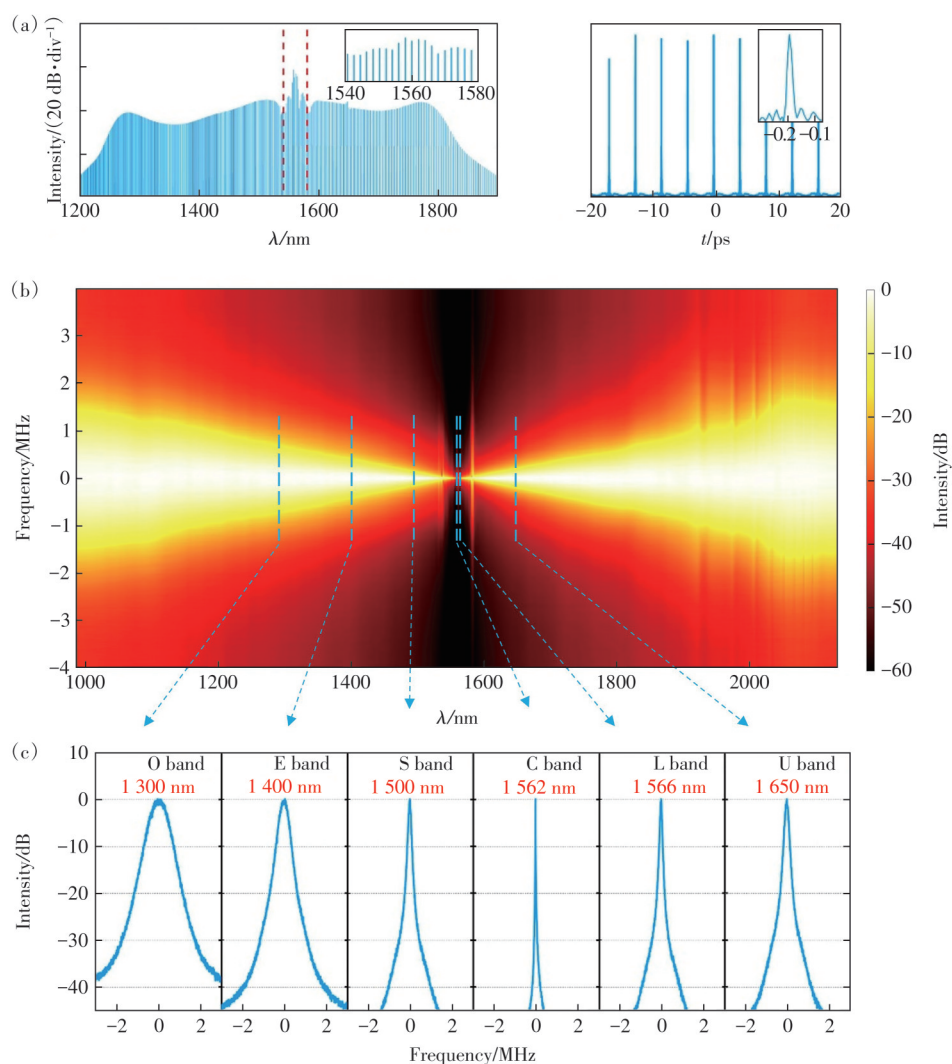


图4 (a)扩谱后重复频率为250 GHz的光频梳及其对应的时域脉冲;(b)腔内输出脉冲的光谱线宽图(纵向归一化);(c)不同波段选取梳齿的射频谱

Fig.4 (a)Spectrum and temporal pulse after spectrum widen which comb frequency spacing is 250 GHz. (b)Spectral linewidth diagram of the intracavity output pulses (longitudinal normalization). (c)RF spectra of the selected comb teeth in different wavebands

在泵浦光两侧梳齿的线宽有所劣化,随着梳齿与泵浦光频率差的增加,劣化程度加剧。这是因为在系统中存在着泵浦源强度噪声、泵浦源相位噪声和散粒噪声。这些噪声均会造成时间抖动,时间抖动会引入额外的频率噪声,导致光频梳的线宽劣化。研究表明,泵浦源强度噪声会通过拉曼效应和色散波改变光频梳的重复频率,使洛伦兹线宽呈现以泵浦光为中心的抛物线分布,对线宽产生劣化作用^[26]。泵浦源相位噪声使相位噪声在梳齿间传递,被泵浦的梳齿继承了来自泵浦梳齿的相位噪声,随着梳齿与泵浦光频率差的增加,参与泵浦的梳齿数量不断增加,引入的噪声也更多,线宽进一步劣化^[26]。散粒噪声虽对泵浦频

率影响小,但会造成时间抖动。散粒噪声引起的时间抖动会对梳齿的频率噪声产生影响,使得线宽劣化,并且与泵浦光频率差越大的梳齿,其线宽劣化越严重^[27]。目前通过利用腔内的拉曼自频移和色散波反冲等方式可以使部分梳齿线宽优于泵浦光^[26],有望在未来解决梳齿线宽劣化这一问题。

同时,我们计算了上述梳齿对应的频率噪声,不同梳齿的频率起伏谱密度如图5所示。计算结果表明,泵浦波长处梳齿的频率噪声最小,随着梳齿与泵浦波长频率差的增加,梳齿的频率噪声增大。此外,我们发现梳齿的频率噪声具有明显的频率相关性:在1 kHz处,梳齿的噪声频率起伏谱密度小于1 000 Hz·Hz^{-1/2};在1 MHz处,梳

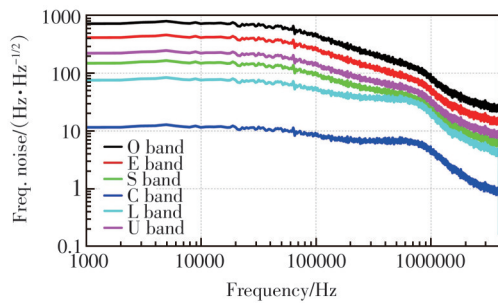


图5 不同波段选取梳齿的频率起伏谱密度

Fig.5 Frequency undulation spectral density of selected combs in different bands

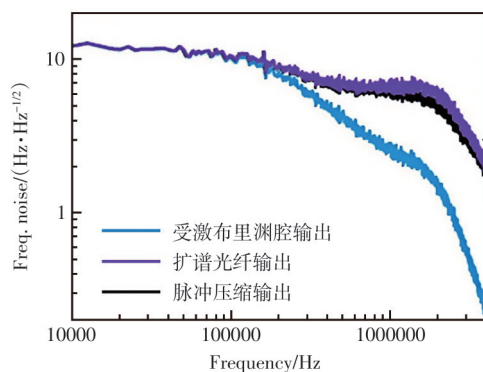
齿的噪声频率起伏谱密度小于 $100 \text{ Hz} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$; 在 4 MHz 处, 梳齿的噪声频率起伏谱密度小于 $30 \text{ Hz} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ 。上述结果表明, 虽然泵浦光的输入频率噪声为频率无关白噪声, 但受系统的影响, 高频噪声被部分滤除, 系统对噪声体现出了低通滤波性质。

3 基于郎之万方程的噪声分析

3.1 基于量子郎之万方程的光学腔滤波模型

在上一节中, 我们完成了对光频梳梳齿线宽及频率噪声的计算。计算结果表明, 光学腔对泵浦光的扰动信号表现出了明显的低通滤波性质。

为了确定低通滤波性质产生的原因, 我们计算了光频梳梳齿在系统不同空间位置的频率噪声。如图 6 所示, 我们计算了 1560 nm 处 (泵浦光波长处) 梳齿在系统不同位置的频率起伏谱密度。计算结果表明, 从受激布里渊激光腔输出时, 该梳齿频率噪声已具有明显的频率相关性, 而脉冲压缩后与

图6 在 1560 nm 处受激布里渊腔输出 (蓝色)、脉冲压缩光纤输出 (黑色) 与扩谱光纤输出 (紫色) 的频率噪声谱Fig.6 The frequency noise spectra of the stimulated Brillouin cavity (blue), pulse compression fiber (black), and spectral broadening fiber (purple) at 1560 nm

扩谱后相比, 两个频率起伏谱密度没有明显的差异。光学滤波性质主要在基于受激布里渊激光腔的种子光频梳产生系统中, 脉冲压缩和扩谱系统并不具备低通滤波性质。另外, 我们在扩谱系统中使用的高非线性氟碲酸盐光纤长度较短 (仅 0.1 m), 并且氟碲酸盐玻璃具有高热学和化学稳定性、高激光损伤阈值、透过窗口为 $0.4 \sim 6.0 \mu\text{m}$ 、品质因数为 0.215 等特点^[28], 使得其具有良好的噪声特性。所以, 脉冲压缩后与扩谱后相比, 两个噪声谱没有明显的差异。

郎之万方程是一个描述布朗运动的随机微分方程^[29], 其表达式为:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\lambda \frac{dx}{dt} + \eta(t), \quad (13)$$

其中, λ 表示粒子阻力与粒子速度的比例关系, $\eta(t)$ 表示粒子受到的随机力。

郎之万方程表明, 虽然粒子受到的扰动为随机扰动, 但在宏观尺度上, 粒子的运动速度只受温度影响。1984年, Gardiner 等将郎之万方程应用于量子力学领域, 使用场算子代替经典郎之万方程中的随机力, 建立了量子郎之万方程和量子随机微分方程, 为具有随机噪声系统的分析提供了重要的理论依据^[30]。2019年, Victor 等在量子郎之万方程的基础上建立了光学腔的滤波模型, 该模型成功预测了其实验室中 Fabry-Pérot 腔的滤波性质^[31]。对于单频率激光, 光学腔对加载于其上的相位调制信号的线性滤波性质可由如下公式表示^[31]:

$$Z_{\text{PM}}^L(\Omega, \delta) = \frac{\kappa^2(4\Omega^2 + 8\delta^2 + \kappa^2) + 16\delta^4}{(4\Omega^2 + 8\delta^2 + \kappa^2) - 64\Omega\delta^2}, \quad (14)$$

其中, Z_{PM}^L 表示相位信号的传递函数; Ω 表示相位信号频率; δ 表示腔失谐 (由激光中心频率与腔中心谐振频率差值决定); κ 为截止频率 (由激光线宽决定)。

由公式 (14) 可知, 无失谐状态下, 光学腔对相位信号的传递函数具有洛伦兹线型; 而当腔失谐后, 传递函数将在洛伦兹线型上附加一个失谐相关的峰值, 峰值处传递函数的取值可能大于 1。

理想情况下, 输入脉冲序列的相位调制 (PM) 不会转化为腔内脉冲的振幅调制 (AM)。然而, 受腔失谐以及腔内材料高阶色散等因素的影响, 含啁啾的相位调制信号在腔内传输过程中必然引入附加的强度调制, 由啁啾驱动脉冲引起的 AM-PM 转换将在线性滤波输出的基础上附加一个非理想分量, 其频率特性与线性滤波存在明显差异。再

次使用量子郎之万方程,我们推导出了单波长激光的PM-AM转换传递函数:

$$Z_{\text{XM}}^{\text{L}}(\Omega, \delta) = \frac{1024D^2\kappa^2\Omega^2\delta^2}{N^2[M^2 - (8\Omega\delta)^2]}, \quad (15)$$

其中, Z_{XM}^{L} 表示 PM-AM 转换引起的附加传递函数; $D=2\pi \cdot R_{\text{FS}}$ (R_{FS} 表示布里渊激光腔的自由光谱范围); $M=4\Omega^2+4\delta^2+\kappa^2$; $N=4\delta^2+\kappa^2$ 。

综合考虑 Z_{PM}^{L} 和 Z_{XM}^{L} 对噪声传递的影响,光学腔的线性滤波函数可以写为:

$$Z_{\text{mod}}^{\text{L}}(\Omega, \delta) = Z_{\text{PM}}^{\text{L}}(\Omega, \delta) + \alpha Z_{\text{XM}}^{\text{L}}(\Omega, \delta), \quad (16)$$

其中, α 是一个经验的正、无单位参数,描述了上述非理想效应造成的影响。

除线性滤波外,光学腔中的非线性过程同样会影响噪声的响应函数。研究表明,耗散克尔孤子可以通过与啁啾背景^[32]、驱动脉冲^[33-35]相互作用等方式影响输入脉冲在慢时间上的动力学过程。对于处于稳定状态的耗散克尔孤子,当系统受到扰动时^[34-35],孤子会在驱动脉冲上发生漂移,漂移速度可以写为:

$$v = \frac{dx}{dt} = a(S, \delta) \frac{dS}{dx} + d, \quad (17)$$

其中, t 表示时间; x 表示孤子在驱动脉冲上的相对位置; a 是取决于失谐 δ 和驱动场 S 的局部包络的系数; d 是由于驱动脉冲重复率与孤子状态的固有重复率之间的不匹配而产生的漂移系数。这里我们假设由于诱导调制或其他扰动引起的束缚态的扰动很小,对漂移速度进行泰勒展开,并用线性函数近似表示。同时,引入的相位调制可以等效为驱动脉冲的微调制,我们可以将其描述为驱动脉冲位置的谐波扰动,孤子的动力学由以下微分方程描述:

$$\frac{dx}{dt} = -A(x(t) - \varepsilon e^{i\Omega t}), \quad (18)$$

其中, $A = -\frac{dv}{dt}|_{x=0}$, Ω 和 ε 分别表示扰动的频率与振幅。该模型表明非线性滤波可以等价为一个无色散,零失谐的低通滤波器。滤波函数如下:

$$Z^{\text{NL}}(\Omega) = \frac{A^2}{\Omega^2 + A^2}, \quad (19)$$

非线性滤波的过程中,腔的失谐会引起重复频率的失配,进而影响公式(17)中的漂移系数 d 。因此,非线性滤波同样会受到腔失谐影响,且由于单波长激光功率与孤子功率间的巨大差异,两部分存在不同的有效失谐 δ_{C} (CW) 和 δ_{S} (Soliton)^[31]。

综合考虑线性滤波与非线性滤波的作用,系统的滤波函数可以表示为:

$$Z_{\text{mod}}(\Omega, \delta_{\text{C}}, \delta_{\text{S}}) = S(Z_{\text{PM}}^{\text{NL}}(\Omega, \delta_{\text{S}}) + \alpha Z_{\text{XM}}^{\text{L}}(\Omega, \delta_{\text{S}})) + C(Z_{\text{PM}}^{\text{L}}(\Omega, \delta_{\text{C}}) + \alpha Z_{\text{XM}}^{\text{L}}(\Omega, \delta_{\text{C}})), \quad (20)$$

其中,第一项表示非线性滤波对滤波函数的影响;第二项表示非线性强度调制对滤波函数的影响;第三项表示线性滤波对滤波函数的影响;第四项表示线性强度调制对滤波函数的影响。 S 和 C 是无单位的经验参数 ($S+C=1$), 与 α 类似。

3.2 O-U 波段平坦光频梳噪声传递函数拟合

基于公式(20)表示的滤波模型,我们对本文中受激布里渊腔的滤波性质进行了分析。我们计算了上文中不同位置梳齿的频率噪声传递函数。边缘梳齿由于受到多个不同波长泵浦光的增益,继承了全部泵浦光的噪声,频率噪声明显高于泵浦光。为了消除增益过程中噪声叠加对传递函数计算的影响,我们对计算的噪声传递函数进行了归一化处理。如图7所示,不同梳齿在低频处噪声传递函数高度重合;频率高于10 kHz时,传递函数随着噪声频率的升高而下降;在中频处(200~700 kHz),不同梳齿的传递函数有着明显差异, C 和 L 波段梳齿的传递函数不随频率发生明显变化,其他通信波段梳齿传递函数仍随频率升高而下降,但下降斜率减小;在高频处(>700 kHz),不同梳齿的噪声传递函数均下降,且下降斜率高于低频处。

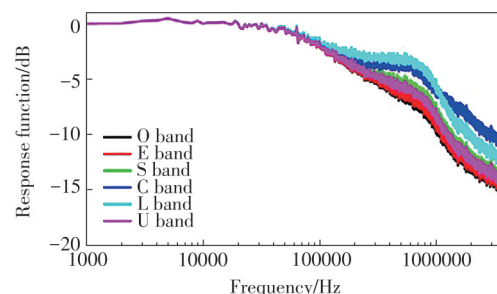


图7 不同波段梳齿的噪声传递函数

Fig.7 Noise transfer function of combs in different bands

以C波段梳齿为例,我们拟合了本文中受激布里渊腔的噪声传递函数。经计算,在本文设置的噪声条件下,脉冲漂移速度 $t=0$ 处导数 $A=40$ kHz。我们根据2.4节中的线宽数据计算了不同梳齿的截止频率,并拟合了 α 与 S 。数值模拟得到的C波段梳齿的噪声传递函数与基于量子郎之万方程拟合得到的噪声传递函数如图8所示。拟合结果与计算结果的平均绝对值偏差小于0.5 dB。

相似的滤波性质在2021年由Anderson等在实验中观察证实^[20]。该实验测量了基于腔外泵浦

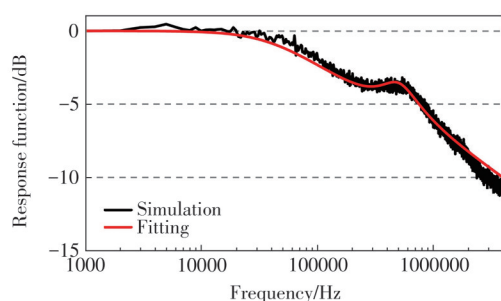


图8 数值模拟得到的C波段梳齿的噪声传递函数(黑色)与基于量子郎之万方程拟合得到的噪声传递函数(红色)

Fig.8 The noise transfer function of the C-band combs obtained by numerical simulation (black) and the noise transfer function based on the fitting of the quantum Langevin equation (red)

微腔光频梳不同梳齿的频率噪声,受到非线性滤波的影响,频率噪声传递函数在1 MHz处开始下降,并在噪声频率大于100 MHz后,受到线性滤波的影响,传递函数下降斜率增加。将本文噪声传递函数与之对比,受激布里渊激光具有窄线宽的优势使线性滤波的截止频率更低,其线性滤波发生的频率远低于Anderson等搭建的微谐振腔^[20]。由于受激布里渊激光自动位于腔谐振频率处,脉冲的位置抖动小于腔外泵浦光,因此非线性滤波的截止频率更低。此外,布里渊激光腔的腔长度大于微腔,自由光谱范围更小,噪声截止频率更低。基于以上特点,受激布里渊腔具有更低的噪声截止频率。得益于受激布里渊腔更低的噪声截止频率,本文中光频梳在大于1 MHz频率处的噪声频率起伏谱密度小于 $100 \text{ Hz} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$,比微腔光频梳小一个数量级。在接下来的光频梳研制工作

中,我们将开展具体的实验,对该系统产生的O-U波段光频梳进行光谱测量和噪声测试。

4 结 论

本文介绍了光频梳梳齿线宽与频率噪声的计算方法并建立了基于量子郎之万方程的布里渊激光腔滤波模型。我们计算了扩谱后光频梳不同梳齿的线宽与频率噪声。O、E、S、C、L、U波段梳齿的3 dB线宽分别为0.81 MHz、0.41 MHz、0.11 MHz、0.03 MHz、0.08 MHz和0.11 MHz,相比于泵浦激光线宽的展宽倍率分别为168.75, 85.12, 22.92, 6.25, 16.67, 22.92,该光频梳O-U波段的梳齿均具有窄线宽的特点。我们发现梳齿的频率噪声具有明显的频率相关性:在1 kHz处,梳齿的噪声频率起伏谱密度小于 $1000 \text{ Hz} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$;在1 MHz处,梳齿的噪声频率起伏谱密度小于 $100 \text{ Hz} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$;在4 MHz处,梳齿的噪声频率起伏谱密度小于 $30 \text{ Hz} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ 。对此,我们基于量子郎之万方程分析了频率噪声高频截止的原因,并对噪声传递函数进行了拟合,拟合结果与实验结果对照良好。拟合结果表明,非线性滤波对光学腔的低通滤波性质起主导作用,且得益于受激布里渊激光产生过程中自动位于腔谐振处、布里渊激光腔长度长、自由光谱范围小等特点,与腔外泵浦微腔光频梳相比,本系统产生光频梳在MHz波段具有更低的频率噪声。

本文专家审稿意见及作者回复内容的下载地址:
<http://cjl.lightpublishing.cn/thesisDetails#10.37188/CJL.20240338>

参 考 文 献:

- [1] FORTIER T, BAUMANN E. 20 years of developments in optical frequency comb technology and applications [J]. *Commun. Phys.*, 2019, 2: 153.
- [2] KIPPENBERG T J, GAETA A L, LIPSON M, *et al.* Dissipative Kerr solitons in optical microresonators [J]. *Science*, 2018, 361(6402): 567.
- [3] KIPPENBERG T J, HOLZWARTH R, DIDDAMS S A. Microresonator-based optical frequency combs [J]. *Science*, 2011, 332(6029): 555-559.
- [4] TORRES-COMPANY V, SCHRÖDER J, FÜLÖP A, *et al.* Laser frequency combs for coherent optical communications [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2019, 37(7): 1663-1670.
- [5] CHEMBO Y K. Kerr optical frequency combs: theory, applications and perspectives [J]. *Nanophotonics*, 2016, 5(2): 214-230.
- [6] KHAN M Z M, ALKHAZRAJI E A, RAGHEB A M, *et al.* Injection-locked quantum-dash laser in far L-band 192 Gbit/s DWDM transmission [J]. *IEEE Photonics J.*, 2020, 12(5): 1504211.

- [7] KONG D M, SILVA E P D A, SASAKI Y, *et al.* 909.5 Tbit/s dense SDM and WDM transmission based on a single source optical frequency comb and Kramers-Kronig detection [J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2021, 27(2): 2100108.
- [8] WANG R, BIDKAR S, NEJABATI R, *et al.* Load and nonlinearity aware resource allocation in elastic optical networks [C]. *2017 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC)*, Los Angeles, 2017: 1-3.
- [9] PUTTNAM B J, LUÍS R S, RADEMACHER G, *et al.* 0.61 Pb/s S, C, and L-band transmission in a 125 μm diameter 4-core fiber using a single wideband comb source [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2021, 39(4): 1027-1032.
- [10] HU H, OXENLØWE L K. Chip-based optical frequency combs for high-capacity optical communications [J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(5): 1367-1385.
- [11] HUANG Y L, LI Q, HAN J Y, *et al.* Temporal soliton and optical frequency comb generation in a Brillouin laser cavity [J]. *Optica*, 2019, 6(12): 1491-1497.
- [12] LUCAS E, DEROH M, KIBLER B. Dynamic interplay between Kerr combs and Brillouin lasing in fiber cavities [J]. *Laser Photonics Rev.*, 2023, 17(12): 2300041.
- [13] DEROH M, LUCAS E, KIBLER B. Dispersion engineering in a Brillouin fiber laser cavity for Kerr frequency comb formation [J]. *Opt. Lett.*, 2023, 48(24): 6388-6391.
- [14] 陈禹先, 张绪成, 金冠宇, 等. 基于色散调控氟碲酸盐玻璃光纤的O-U波段平坦光频梳产生 [J]. *发光学报*, 2024, 45(3): 458-467.
CHEN Y X, ZHANG X C, JIN G Y, *et al.* O-U band flat optical frequency comb generation based on dispersion-controlled fluorotellurite glass fiber [J]. *Chin J. Lumin.*, 2024, 45(3): 458-467. (in Chinese)
- [15] HILLERKUSS D, SCHMOGROW R, MEYER M, *et al.* Single-laser 32.5 Tbit/s nyquist WDM transmission [J]. *J. Opt. Commun. Netw.*, 2012, 4(10): 715-723.
- [16] PFEIFLE J, BRASCH V, LAUERMANN M, *et al.* Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs [J]. *Nat. Photon.*, 2014, 8(5): 375-380.
- [17] SREERAJ S J, LAKSHMAN B, GANTI R, *et al.* Experimental demonstration of multi-channel frequency quadrupling for analog optical fronthauling [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2024, 36(8): 551-554.
- [18] 张惠忠, 董泽. 相干光通信中预均衡技术的激光器线宽容忍度 [J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(3): 030605.
ZHANG H Z, DONG Z. Laser linewidth tolerance of pre-equalization technology in coherent optical communication [J]. *Laser Optoelectron. Prog.*, 2017, 54(3): 030605. (in Chinese)
- [19] 袁慧超, 陈尚松, 孟醒. 微波源中低相位噪声的研究 [C]. *第三届全国虚拟仪器大会论文集*, 桂林, 2008: 61-64.
YUAN H C, CHEN S S, MENG X. Study on low phase noise of microwave resonator [C]. *The 3rd National Virtual Instrument Conference, Guilin*, 2008: 61-64. (in Chinese)
- [20] ANDERSON M H, BOUCHAND R, LIU J Q, *et al.* Photonic chip-based resonant supercontinuum via pulse-driven Kerr microresonator solitons [J]. *Optica*, 2021, 8(6): 771-779.
- [21] CONFORTI M, COPIE F, MUSSOT A, *et al.* Parametric instabilities in modulated fiber ring cavities [J]. *Opt. Lett.*, 2016, 41(21): 5027-5030.
- [22] IKEDA K. Multiple-valued stationary state and its instability of the transmitted light by a ring cavity system [J]. *Opt. Commun.*, 1979, 30(2): 257-261.
- [23] HANSSON T, WABNITZ S. Dynamics of microresonator frequency comb generation: models and stability [J]. *Nanophotonics*, 2016, 5(2): 231-243.
- [24] MILIÁN C, GORBACH A V, TAKI M, *et al.* Solitons and frequency combs in silica microring resonators: interplay of the Raman and higher-order dispersion effects [J]. *Phys. Rev. Appl.*, 2015, 92(3): 033851.
- [25] HUANG S H, ZHU T, LIU M, *et al.* Precise measurement of ultra-narrow laser linewidths using the strong coherent envelope [J]. *Sci. Rep.*, 2017, 7(1): 41988.
- [26] LEI F C, YE Z C, ÓBHELGASON, *et al.* Optical linewidth of soliton microcombs [J]. *Nat. Commun.*, 2022, 13(1): 3161.
- [27] MATSKO A B, MALEKI L. On timing jitter of mode locked Kerr frequency combs [J]. *Opt. Express*, 2013, 21(23): 28862-28876.
- [28] ZHAO Z M, WU B, WANG X S, *et al.* Mid-infrared supercontinuum covering 2.0–16 μm in a low-loss telluride single-

- mode fiber [J]. *Laser Photon. Rev.*, 2017, 11(2): 1700005.
- [29] POMEAU Y, PIASECKI J. The Langevin equation [J]. *C. R. Phys.*, 2017, 18(9-10): 570-582.
- [30] GARDINER C W, COLLETT M J. Input and output in damped quantum systems: quantum stochastic differential equations and the master equation [J]. *Phys. Rev. A Gen. Phys.*, 1985, 31(6): 3761-3774.
- [31] 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.
- [32] JANG J K, ERKINTALO M, COEN S, *et al.* Temporal tweezing of light through the trapping and manipulation of temporal cavity solitons [J]. *Nat. Commun.*, 2015, 6(1): 7370.
- [33] OBRZUD E, LECOMTE S, HERR T. Temporal solitons in microresonators driven by optical pulses [J]. *Nat. Photon.*, 2017, 11: 600-607.
- [34] HENDRY I, GARBIN B, MURDOCH S G, *et al.* Impact of desynchronization and drift on soliton-based Kerr frequency combs in the presence of pulsed driving fields [J]. *Phys. Rev. Appl.*, 2019, 100(2): 023829.
- [35] 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]. *Phys. Rev. Appl.*, 2018, 97(5): 053834.



金冠宇(2000–),男,吉林长春人,硕士研究生,2022年于吉林大学获得学士学位,主要从事通信波段光学频率梳方面的研究。

E-mail: 2416955061@qq.com



秦冠仕(1976–),男,河南濮阳人,博士,教授,博士生导师,2004年于中国科学院长春光学精密机械与物理研究所获得博士学位,主要从事特种光纤及其光子学器件方面的研究。

E-mail: qings@jlu.edu.cn