

激光与光电子学进展

激光线宽测量方法的研究综述

崔明斌¹, 黄俊刚², 杨修伦^{1*}

¹山东大学信息科学与工程学院, 山东 青岛 266237;

²广东瑞盈激光科技有限公司, 广东 东莞 523808

摘要 回顾总结了各种线宽检测方法,介绍了这些方法的发展过程、原理和所需的实验器材。根据原理的不同,将线宽测量方法分成了基于信号功率谱和基于相位噪声两大类,分析了各种方法中线宽测量精度的限制因素,总结了各种方法在操作时的注意事项,对这些方法的优缺点和对应检测范围进行了全面梳理。根据不同激光器的性能参数和实验条件,推荐了合适的线宽检测方法。最后,在实际应用方面,针对可应用于窄线宽可调谐激光器(广泛应用于相干通信)的线宽测量方法,进行了较为详细的分析与讨论。

关键词 光谱学; 线宽检测; 信号功率谱; 相位噪声; 窄线宽可调谐激光器; 相干通信

中图分类号 TN241

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.0900005

Review on Methods for Laser Linewidth Measurement

Cui Mingbin¹, Huang Jungang², Yang Xiulun^{1*}

¹School of Information Science and Engineering, Shandong University, Qingdao, Shandong 266237, China;

²Guangdong Raying Laser Technology Co. Ltd., Dongguan, Guangdong 523808, China

Abstract This paper reviews and summarizes various methods for linewidth measurement, introduces their development process, principles, and the required experimental equipment. According to the difference in principle, the methods for linewidth measurement are divided into two categories based on signal power spectra or phase noises. The limiting factors of linewidth measurement accuracy for these methods are analyzed and the precautions for the operation of these methods are summarized. In addition, the advantages and disadvantages of these methods as well as the corresponding detection ranges are comprehensively listed. According to the performance parameters and experimental conditions for different lasers, suitable linewidth detection methods are recommended. Finally, as for their practical applications, the methods for linewidth measurement of narrow-linewidth tunable lasers (widely used for coherent communications) are analyzed and discussed in detail.

Key words spectroscopy; linewidth detection; signal power spectra; phase noise; narrow-linewidth tunable lasers; coherent communications

OCIS codes 300.3700; 300.6170; 300.6360

1 引 言

激光线宽属于激光器的光谱特性,是激光功率

函数由峰值下降到一半处时对应的频率宽度,即光谱线性函数的半峰全宽。在理想状态下,单模激光器的线宽为 0,激光具有良好的相干性和单色性。

收稿日期: 2020-09-02; 修回日期: 2020-09-14; 录用日期: 2020-09-22

基金项目: 教育部光电教指分委教育教学研究项目(GDYLJS41)、教育部产学研合作协同育人项目(2020)、山东省自然科学基金(ZR2016FM03)、山东大学教育教学改革研究项目(2019Y192)

*E-mail: xlyang@sdu.edu.cn

但在实际应用中,由于量子相干噪声和不相干自发辐射的存在,输出激光存在一定的线宽。

窄线宽激光器^[1-3]指激光以腔内振动单一纵模形式输出的激光器,其特征是激光光谱的线宽非常狭窄,激光具有极好的相干特性。随着科学技术的发展,窄线宽激光器的应用越来越广泛,在光通信、光传感、光遥感、高精度光谱、材料技术及矿井监测等领域都有它的身影,这主要归因于窄线宽激光器线宽较窄、噪声偏低、抗电磁干扰能力强、安全、可远程控制和价格比较合理等优点^[4-6]。展望未来,窄线宽激光器在很多新型领域中仍将扮演着不可或缺的角色,在第五代移动通信技术领域以及水下光纤声纳传感中也有广泛应用。其中,激光器的线宽和相位噪声等参数对光纤传感系统的探测距离、探测精度、灵敏度以及噪声特性起决定性的作用,对通信的质量和水平有着巨大的影响^[7-8]。在很多检测系统中,窄线宽激光器都是必不可少的器件,激光器的线宽和噪声特性将直接影响系统的精确度和灵敏度,并对应用系统的最终性能起决定性作用。因此,对线宽的精确测量与表征具有重要意义。

激光线宽的测量也是表征单频窄线宽激光器特性的重要手段,在实际操作中,人们往往根据激光器线宽的测量值来判断激光器的性能,因此,实现激光器线宽的精确测量,特别是准确表征和测量窄线宽激光器的线宽就显得格外重要。随着外腔技术的引入以及调Q和锁模技术的发展,目前窄线宽激光器的线宽已发展到kHz量级,有的甚至达到几赫兹。激光窄线宽的精确表征对于研究窄线宽激光器的线宽、噪声和相干等特性具有重要意义。

在激光线宽检测方法发展初期,人们采用的是光谱仪测量法和法布里-珀罗标准具干涉法。光谱仪测量法仅能测量GHz量级线宽,而法布里-珀罗干涉法所能检测的线宽极限在MHz量级,显然这两种方法已经不能满足当前激光器线宽检测的发展需求。此后,出现了现在广泛使用的拍频法,这种方法已经能够检测kHz量级的线宽。随着技术的发展和社会的进步,又出现了新的线宽检测方法,这些新方法能够检测的线宽极限越来越小,误差也越来越小,满足了激光应用领域对线宽性能检测的需求。

激光线宽不仅可以通过激光功率谱函数直接获取,还可以利用相位噪声信息来计算获得。首先

对拍频信号进行相干解调,获得激光的差分相位波动信息,再通过估计激光差分相位波动的功率谱^[9]来获得差分相位波动功率谱密度,然后由傅里叶变换的相移定理,得到激光瞬时相位波动的傅里叶频谱,并利用其与频率波动傅里叶频谱的关系 $S_{\nu}(f) = f^2 S_{\varphi}(f)$ [f 为傅里叶变换后的频率,即偏移中心频率的度量, φ 为相位, ν 为频率, $S_{\varphi}(\cdot)$ 为相位噪声功率谱密度, $S_{\nu}(\cdot)$ 为频率噪声功率谱密度]获得频率波动傅里叶频谱分布,最后利用 β 线分离理论^[10]即可计算得到激光线宽。本文对各种检测方法进行了总结和归纳,分析了不同方法的优点和缺点,讨论了各种方法在应用时的限制因素和注意事项,并根据测量原理的不同将测量方法进行了分类和集中比较。根据待测激光器的种类和参数及已有的实验设备条件,推荐了合适的线宽检测方法。对于各种线宽检测方法在相干通信用的窄线宽可调谐激光器中的实际应用,进行了详细的分析与讨论。

2 拍频信号的获取与处理

在线宽检测过程中,拍频信号的获取是实现线宽检测的基础。将两束不同频率的光(波长分别为 λ_1 和 λ_2)耦合到光电探测器表面进行混频,利用表面的非线性效应可探测到频率为 $f_m = (\lambda_1 - \lambda_2) / \lambda_1^2$ 的中频电信号,即拍频信号,两束光的场矢量内积决定了该信号的幅度。

关于拍频信号本身的获取,在许多实际情况下,很难在有限的光谱范围内保持两个激光长时间拍频。因此,采样的拍频音符必须具有相当高的频率,这就需要较高的采样频率,通常为100 MHz~1 GHz。为了实现统计研究(获取功率谱密度的平均值、线宽的平均值和标准差等),需要长时间内的较多样本(通常是 $10^8 \sim 10^9$ 个样本)。由于这个原因,大量的内存是必需的。

对于得到的拍频信号,需要进行数值处理,可从功率谱密度和线宽两个方面提取相位起伏信息。图1是总结了两种不同处理方式,其中PSD表示功率谱密度,时域拍频的数据采集是获取线宽中心的切入点。一种处理方式是利用维纳-辛钦定理,对拍频信号进行自相关运算后,再进行傅里叶变换,得到激光信号的功率谱密度,从而直接读取线宽值。另一种处理方式则是利用相位噪声、频率噪声与线宽的关系,即利用 β 线分离理论获取线宽。

根据对拍频信号处理方式的不同,可以将线宽

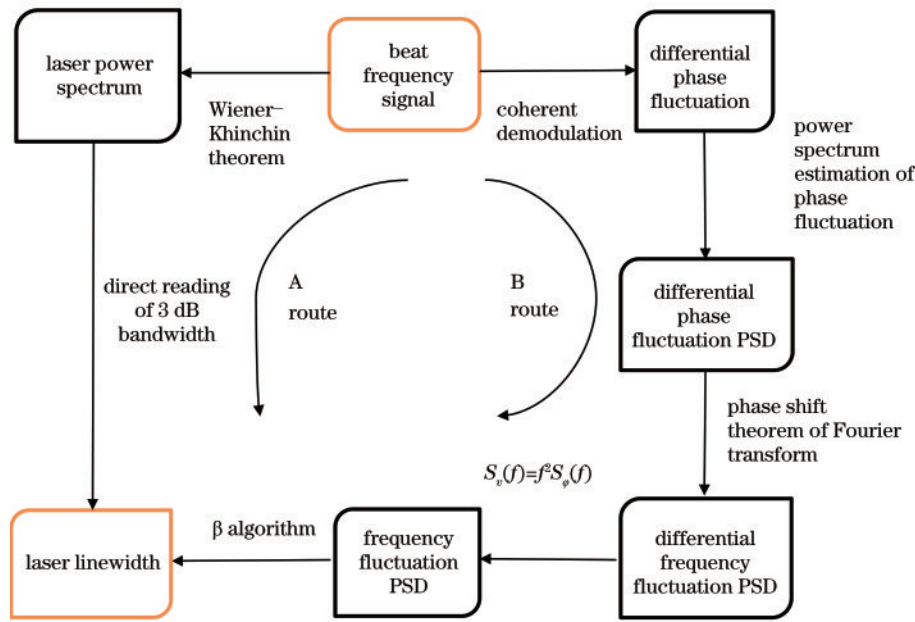


图 1 不同处理方法下的拍频信号的关系图

Fig. 1 Relationship among beat frequency signals processed by different methods

测量方法分为两大类:基于信号功率谱的线宽测量方法和基于相位噪声的线宽测量方法。这种分类方法有助于在实际操作中选择合适的方法。基于信号功率谱的方法简单、高效,但对实验装置的要求较高,需要声光移频器和较长的延时光纤,而基于相位噪声的线宽测量方法则较为复杂,但不需移频器和大长度的延时光纤,成本低。

3 基于信号功率谱的线宽测量方法

通过信号功率谱获取激光线宽的方法具有简单、高效的特点,在实际操作中得到了广泛的应用。它对应图 1 中的 A 路径,通过对得到的拍频信号的自相关函数进行傅里叶变换(维纳-辛钦定理),便可得到信号的功率谱密度,进而在频谱仪上读取线宽值。基于信号功率谱的线宽测量方法可分为使用非相干光干涉和使用部分相干光干涉两大类,其中双光束外差法、延时自外差法、基于 Voigt 轮廓拟合的超窄线宽测量、以布里渊环形激光器产生的二阶斯托克斯光为参考光的延时自外差法(DSHI)都是使用非相干光干涉的方法,基于迭代算法的相干包络解调的线宽测量、基于强相干包络的自相干检测表征线宽方法、基于双参数采集的超窄线宽测量方法以及基于自外差法测量百赫兹线宽的方案都是使用部分相干光干涉的方法。

利用相干光干涉的方法测量很窄的激光线宽时,所需的延时光纤长度高达几百千米,这不仅造成了很大的损耗,还增大了呈高斯分布的低频噪声

($1/f$ 噪声)的影响,将导致测量结果不准确。此时应该选择部分相干光干涉的方法,该类方法不再要求光纤延时时间远大于激光相干时间,所需的延迟光纤长度显著缩短,在超窄线宽测量方面有显著优势。

3.1 双光束外差法

最早应用拍频法原理的是双光束外差法^[11],双光束外差法需要两个激光器,它们发出的激光波长差在很小的范围内是稳定、连续和可调的。其原理图如图 2 所示。

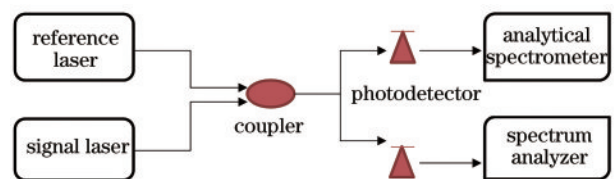


图 2 双光束外差法的系统原理图

Fig. 2 System principle diagram of double beam heterodyne method

如图 2 所示,两个激光器发出的光经耦合器耦合,然后分成两路,一路连接光谱分析仪,观测波长调节过程,另一路则在探测器光敏面进行拍频,产生双光束干涉信号。若待测激光器发出的光频率为 ν_1 , 初始相位为 φ_1 , 波长可调谐的参考激光器输出光频率为 ν_2 , 初始相位为 φ_2 , 则拍频后得到的光电流信号的中心频率为 $\nu_b = \nu_2 - \nu_1$, 相位为 $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ 。差拍信号对应的光电流表达式为

$$I(t) = R \left[P_1(t) + P_2(t) + 2\sqrt{P_1(t)P_2(t)} \cos(2\pi\nu_b + \Delta\varphi) \right], \quad (1)$$

式中： t 为时间变量； R 为探测器灵敏度； $P_1(t)$ 、 $P_2(t)$ 分别为待测激光器的输出功率和参考激光器的输出功率。两光束的频率差 $\Delta\nu$ 较小，在光电探测器的有限带宽之内，中频（差频）交流分量可被光电探测器单独分离出来，因此光学差拍电流函数为

$$I(t) = \alpha E_1 E_2 \cos(2\pi\nu_b + \Delta\varphi), \quad (2)$$

式中： α 为光敏面的光电转换效率； E_1 、 E_2 分别为待测光和参考光的场强度。根据维纳-辛钦定理，其自相关函数的傅里叶变换结果为光电流的谱密度。由于两个激光器的光谱都为洛伦兹线型，则拍频后得到的频谱也为洛伦兹线型。光电流谱密度函数可表示为

$$S_b(\nu) = \frac{\delta\nu_b}{2\pi \left[(\nu - \nu_b)^2 + \left(\frac{\delta\nu_b}{2} \right)^2 \right]}, \quad (3)$$

式中： ν 为时域中的频率； $\delta\nu_b$ 为拍频功率谱的线宽，其大小为两激光器的线宽和即 $\delta\nu_1 + \delta\nu_2$ 。

若两个激光器输出的激光光谱为高斯线型，则 $\delta\nu_b$ 为两激光器线宽的平方和即 $(\delta\nu_1)^2 + (\delta\nu_2)^2$ ，这就要求待测激光器的线宽远大于参考激光器的线宽，这样才能使得到的拍频谱的线宽与激光器近似相等^[11-14]。

双光束外差法具有高频带、高分辨率和高灵敏度^[15]等优点，受到了很多人的关注，但人们在实际操作与理论研究中也发现了明显的缺点：需要一个与被测激光频率相近或是线宽极窄的激光器，这对激光器的稳定性有着苛刻的要求，对实验仪器和环境的要求也较高。因此该方法的系统复杂，成本相对较高，适用范围狭窄。

基于数字内差相干接收机的动态线宽测量技术是双光束外差法的拓展应用。该方法采用数字内差相干接收机，在静态和快速开关操作下，对可调谐激光器的相位噪声特性和激光稳定时间进行表征。该测量技术利用一个时域频率估计器来表征激光相位噪声，并分析噪声对激光总线宽的影响。

图 3 所示是该测量技术的实验装置图。可以看出，线宽为 10 kHz 的外腔激光器产生的激光在经过 3 dB 光纤耦合器后分成两条光路：一路直接进入数字相干接收机的本振（LO）端口，称为本振臂；另一路则通过线宽模拟器后，经信号（Sig）端口进入相干

接收机，称为调制臂。线宽模拟器由嵌套的马赫-曾德尔（MZM）调制器^[17]和任意波形发生器（AWG）组成。任意波形发生器以 $12 \times 10^9 \text{ sampling} \cdot \text{s}^{-1}$ 的采样速率将相位调制的实部和虚部转换成 MZM 调制器的模拟输入和输出驱动信号。此外，调制臂的信号在经过线宽模拟器后，其相位噪声会产生 3 GHz 的频移，可以利用具有相同低线宽的相干接收机对信号进行外差接收。理论相位噪声以维纳过程的形式生成，即

$$\Phi(n_1) = \sqrt{2\pi\Delta f\Delta t} \sum_0^n X(n_1), \quad (4)$$

式中： $\Phi(n_1)$ 为理论相位噪声， n_1 为任意实数； $X(n_1)$ 为随机高斯变量； Δf 为外腔激光器产生的激光线宽； Δt 为采样时间。

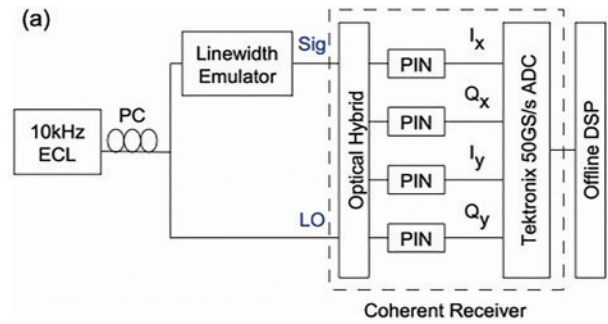


图 3 线宽测量的实验装置^[16]

Fig. 3 Experimental device for linewidth measurement^[16]

调制臂信号与本振臂信号在数字相干接收机内生成干涉拍频信号，拍频信号被采样速率为 $50 \times 10^9 \text{ sampling} \cdot \text{s}^{-1}$ 的 Tektronix 实时示波器记录，然后利用离线处理技术对拍频信号进行数字信号形式下的变频、重采样和滤波，最终以洛伦兹曲线的形式将拍频信号功率谱密度函数拟合出来。该技术是测量线宽的标准技术。当检测稳定光源的静态线宽时，可采用上述双光束干涉拍频技术，使用低采样速率条件下的傅里叶变换来计算激光光谱，从而获取线宽。

当利用该仪器检测动态激光线宽时，即发生激光切换或激光的频率发生快速变化时，需要利用高采样速率条件下的傅里叶变换来跟踪记录这种拍频信号的快速频率变化，这将降低测量的分辨率。若被测激光的绝对频率发生非常缓慢的变化即出现低频漂移，则利用快速傅立叶变换计算激光相位噪声的平均值并测量时间窗口内的频率变化，这将

导致线宽测量值比实际值大,因此洛伦兹拟合得到的激光相位噪声比真实值大。为了解决这个问题,采用时域频率估计器计算每个采样点 k_1 的节拍音符的瞬时频率:

$$f(k_1) = \frac{1}{2\pi\Delta t} \arg[x_{in}(k_1)x_{in}^*(k_1-1)], \quad (5)$$

式中: x_{in}^* 为相干接收信号的共轭场; x_{in} 为相干接收信号的复场; $\arg(\bullet)$ 表示取复数的辐角。

随后计算瞬时频率的方差以计算线宽:

$$\Delta v = \frac{2\pi\Delta t}{N_{win}-1} \sum_1^{N_{win}} \{ [f(k_1) - u]^2 \}, \quad (6)$$

式中: u 为平均瞬时频率; N_{win} 为总线宽度。

当激光器在静态模式下工作时,方差是在整个测量时间窗口上计算得到的,但是对于动态线宽,方差是在指定总线宽度下计算得到的,这是使用并行数字信号处理实现实时应用所必需的。

当线宽模拟器将相位噪声以 3 GHz 载波的形式作用于外腔激光器(ECL)时,该载波的谐波也存在于接收信号中。因此,如果重采样频率太高,则这些谐波与来自于接收器的带外白噪声一起构成估计的相位噪声。相反,在较低的重采样频率下,信号中的部分相位噪声被忽略,导致激光相位噪声被低估。除此之外,还必须考虑相干接收机中模数转换器的全范围,否则需在接收信号中添加过量的量化噪声,进而增加估计的激光相位噪声。该方法是一种使用数字内差相干接收机的动态线宽测量技术,其给出的线宽估计结果与静态情况下的结果相当,时域线宽估计器是测量激光相位噪声中白噪声分量的最佳技术。

3.2 延时自零外差法

人们对双光束外差法的系统结构进行了进一步的改进,衍生出了基于单激光器的延时自零外差法,其原理图如图 4 所示。

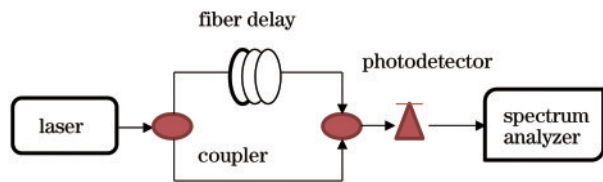


图 4 延时自零外差法的原理结构图

Fig. 4 Principle structural diagram of delayed self-zero heterodyne method

延时自零外差法是基于马赫-曾德尔干涉仪的结构改进而来的,两个耦合器与延时光纤形成

Mach-Zehnder 配置,一路光在经过耦合器后分成两束光:一束经过延时光纤,形成延时的参考光信号;另一束直接输出,作为待测光信号。两束信号在耦合器中重新耦合,形成新的拍频信号,经光电探测器变换后,在频谱仪上对其进行数值分析。

若激光器输出的光信号电场表示为

$$E(t) = E_0 \exp[i(\omega_0 t + \varphi_0)], \quad (7)$$

式中: E_0 为激光器输出光场强度; ω_0 、 φ_0 分别为激光器输出频率和初始相位。形成的拍频信号的光强电场可以表示为

$$E_T(t) = E(t) + E(t + \tau_d), \quad (8)$$

式中: τ_d 为延时线的延迟时间,其自相关函数可表示为

$$R_I(\tau) = \langle E(t)E^*(t)E(t + \tau_d)E^*(t + \tau_d) \rangle, \quad (9)$$

式中: τ 为相位的随机起伏时间; $\langle \cdot \rangle$ 为卷积运算; E^* 为拍频信号光强电场的共轭场。

由维纳-辛钦定理可得,(9)式经傅里叶变换后得到的功率谱密度函数为

$$S_T(v) = I_0 \left[\frac{\frac{2}{\tau}}{\left(\frac{2}{\tau}\right)^2 + v^2} \right], \quad (10)$$

式中: I_0 为拍频信号产生的光电流。

从(10)式中可以看出,拍频谱的线宽为 $\frac{2}{\tau}$,是待测激光器的两倍,待测激光器的线宽为 $\frac{1}{\tau}$ 。这种方法与传统的拍频法有所不同,只需一台激光器,不需要参考激光器,节省了实验成本,而且不需要声光调制器,光路系统简单,输出光损耗减少,灵敏度增加,有利于电路的小型化和集成化。但是该方法也有明显的缺点:系统工作在零频附近,容易受到周围环境的影响,对周围环境稳定性的要求比较高。此外,该方法读取的是半峰全宽,需要洛伦兹曲线拟合,不能直观地读取线宽值。

3.3 延时非零自外差法

为了弥补延时自零外差法的缺点,人们提出了延时非零自外差法,也称 DSHI。这种方法通过调制电路或电源,使经过耦合器的两束光产生一定的频差,则第二个耦合器干涉拍频时产生的光信号的中心频率不在零频附近,这样就增强了系统对周围环境的抗干扰能力,从而提高了测量的准确度,降低了系统误差。延迟自外差法可分为三种类型,一

一种是基于马赫-曾德尔干涉仪的延迟自外差法,另一种是基于迈克耳孙干涉仪(MI)的延迟自外差法,最后一种是循环增益补偿延迟自外差法。

利用延时自外差法检测线宽时,会在频谱仪上获得一个洛伦兹线型频谱,该频谱的半峰全宽即为被测激光器的线宽。在实际操作中,一般读取洛伦兹曲线的 -20 dB线宽,然后通过计算得到激光器的实际线宽。其线宽关系如表1所示。

表1 DSHI测线宽时的线宽关系

Table 1 Linewidth relationship in DSHI linewidth measurement

Measurement position /dB	Full width of beat spectral line
-3	$[2\Delta\nu]$
-10	$[2\sqrt{9}\Delta\nu]$
-20	$[2\sqrt{99}\Delta\nu]$
-30	$[2\sqrt{999}\Delta\nu]$

由于实际延时光纤长度有限,拍频谱的中心频率处往往会出现一个非常大的脉冲信号,但其对测量结果的影响不大,最终处理数据时,拍频谱线仍可近似成洛伦兹线型。

3.3.1 基于马赫-曾德尔干涉仪的延时非零自外差法

在实际操作中,一般采用调制电路的方法使拍频的两束光产生频差。光源发出的光经耦合器分成两路,一路经过延时光纤,另一路则经过声光调制器,然后再会聚到另一个耦合器上进行干涉拍频,之后利用光电探测器对其进行变换,并在频谱仪上分析电流信号的功率谱,这就是基于马赫-曾德尔干涉仪结构的延时非零自外差法系统结构^[18]。该方法将被测激光的频率波动转化为光强噪声,其

结构原理如图5所示,其中PD为光电探测器,AOM为声光移频器。

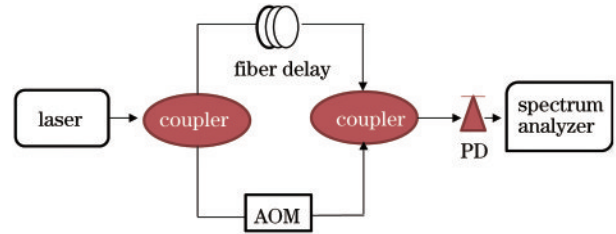


图5 基于马赫-曾德尔干涉仪的延时非零自外差法

Fig. 5 Delayed nonzero self-heterodyne method based on Mach-Zehnder interferometer

若激光器的输出光信号公式为

$$E(t) = E_0 \cos[\omega(t) + \varphi(t)], \quad (11)$$

式中: ω 、 $\varphi(t)$ 分别为激光器光波中心振荡频率、激光的相位起伏。由于激光的相位起伏,激光线宽发生展宽。被耦合器分离的两束光分别经过延时光纤和声光调制器后,光信号表示为

$$E_1(t) = E_{A1} \cos[\omega(t - \tau_d) + \varphi(t - \tau_d)], \quad (12)$$

$$E_2(t) = \alpha_r E_{A2} \cos[(\omega - f_0)t + \varphi(t)], \quad (13)$$

式中: E_{A1} 为光经延时光纤后的光场振幅; E_{A2} 为光经声光调制器后的光场振幅; f_0 和 α_r 分别为频移量和振幅比。两束光在第二个耦合器处重新会聚,干涉拍频后的信号光场为

$$E_L(t) = E_1(t) + E_2(t). \quad (14)$$

光电探测器对拍频光信号进行光电转换后,产生的电信号经过中频放大器,拍频电信号被分离出来,电信号的表达式可表示为

$$I(t) = E_L(t)E_L^*(t) = E_L \cos[-f_0 t + (\omega - f_0)\tau_d + \varphi(t) - \varphi(t - \tau_d)], \quad (15)$$

式中: E_L 为干涉拍频信号的电场; $E_L^*(t)$ 为干涉拍频信号的共轭场。

根据维纳-辛钦定理,对(15)式进行傅里叶变换,可得到光功率谱密度,在满足延时光纤长度远大于激光器的相干长度的条件下,有

$$S_L(\omega, \tau_d) = \frac{\frac{1}{2} E_L^2}{1 + (\omega \pm f_0)^2 \tau_c^2}, \quad (16)$$

式中: τ_c 为激光器相干时间。

由(16)式可知,得到的拍频线型为洛伦兹线型,激光器的线宽应为其3 dB带宽的一半。这种方法无需高稳定性的参考源,且能够更直观地读取拍

频信号的半峰全宽,但仍需要较长的延时光纤和声光调制器,瑞利散射和损耗给测量带来了误差,系统对环境的要求较高。

3.3.2 基于迈克耳孙干涉仪的延时非零自外差法

该方法将迈克耳孙干涉仪结构与延时自外差技术相结合,其系统原理图如图6所示。

其原理与延时自外差法相似,不同之处在于移频和延时后的两路光经法拉第旋转镜(FRM)反射后再次经过耦合器以形成拍频信号,这样只需一个耦合器,两个臂都在光纤末端FRM处终止。

FRM由一个基于法拉第磁光效应的法拉第镜圆筒(设定的旋转功率为45 W)和一个普通反射镜

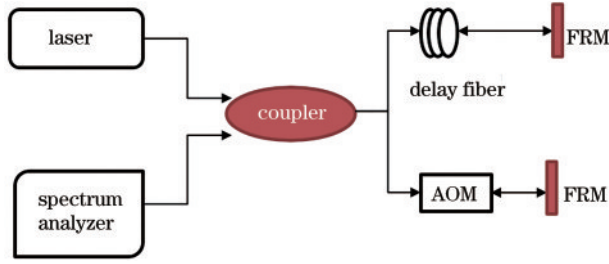


图 6 基于迈克尔逊干涉仪的延迟自外差法原理结构图
Fig. 6 Principle structural diagram of delayed self-heterodyne method based on Michelson interferometer

组成,该器件具有的奇异性可表示为

$$J_F = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (17)$$

3 dB 耦合器的直接耦合与跨接耦合的琼斯矩阵 J_s 和 J_a 分别为

$$\begin{cases} J_s = \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & 0 \\ 0 & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \\ J_a = \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} i & 0 \\ 0 & \frac{\sqrt{2}}{2} i \end{bmatrix} \end{cases}. \quad (18)$$

通常情况下,在研究偏振问题时,将单模保偏光纤视作一个椭圆延时器,不计光纤的传输损耗,两臂的正向传输琼斯矩阵 J_+ 和反向传输琼斯矩阵 J_- 分别为

$$\begin{cases} J_+ = \begin{bmatrix} a & -b^* \\ b & a^* \end{bmatrix} \\ J_- = \begin{bmatrix} a & -b \\ b^* & a^* \end{bmatrix} \end{cases}, \quad (19)$$

式中: $*$ 为复共轭; a 、 b 均为与光纤折射率有关的参数。则光沿两臂返回输出的传输矩阵可表示为

$$\begin{cases} T_1 = J_a J_- J_F J_+ J_s = -\frac{i}{2}(aa^* + bb^*) \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \\ T_2 = J_s J_- J_F J_+ J_a = -\frac{i}{2}(aa^* + bb^*) \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \end{cases}. \quad (20)$$

可以看出,无论干涉仪两臂传输光的偏振态如何随机变化,其最终输出光的偏振态保持不变。因此,FRM 的使用可以使延时光纤具有两倍的延时效果,还可以使得整个线宽测量系统与偏振无关,系统具有高度的偏振稳定性,测量精度得到提高。但该方法结构较为复杂,光纤的使用仍会带来较大损耗。

3.3.3 循环增益补偿延迟自外差法

在理想情况下,当测量极窄激光线宽时,比如要测量 10 kHz 左右的激光器线宽,根据理论计算,则需要使用几百 km 的延迟光纤,这不利于实验装置的集成。为了解决上述问题,人们提出了循环增益补偿延迟自外差法。其原理结构图如图 7 所示。

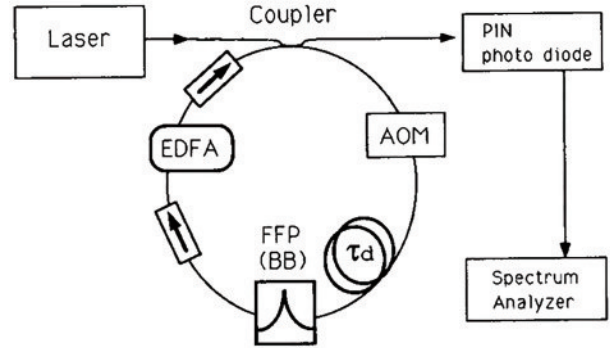


图 7 循环增益补偿延迟自外差法原理结构图^[19]
Fig. 7 Principle structural diagram of delayed self-heterodyne method with cyclic gain compensation^[19]

在该方法中,将延时光纤和声光移频器组成循环,利用光纤环干涉仪的多通道传输作用来增加延迟时间,从而大大缩减所需延时光纤的长度;并且将具有不同循环次数的光束从光纤环干涉仪中分离出来,利用频谱分析仪便可得到无穷多阶光电流谱线。

若入射的激光光束的光信号表达式为

$$E_1(t) = E_r \cos[\omega(t) + \varphi(t)], \quad (21)$$

式中: E_r 表示入射光振幅。则在 PD 上测得 n_2 阶的完整电流表达式为

$$I_{out}(t) = I_0 + \sum_{n_2=1}^{\infty} I_{n_2}(t), \quad (22)$$

式中: I_0 为输出的拍频电流; I_{out} 、 I_{n_2} 分别表示直流输出分量和第 n_2 阶光直流。其中,中心频率为 $n_2\omega$ 的拍频电流表达式为

$$I_0 = E^2 \left(\frac{\alpha_1}{2} \right)^{\frac{n_2}{2}} \cos[n_2\omega_s t - n_2\omega\tau + \varphi(t - n_2\tau_d)\varphi(t)], \quad (23)$$

式中: α_1 为延时光纤和 AOM 的透射系数; ω_s 为 AOM 的移频量。根据维纳-辛钦定理,对拍频电流信号的自相关函数进行傅里叶变换后,得到的功率谱密度函数为

$$S_{n_2}(\omega) = \left(\frac{\alpha_1}{2} \right)^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\pi} \right) \cos[(\omega - n_2\omega_s)^2]. \quad (24)$$

该系统中的循环输出光束仅仅会改变功率谱的增益,并不会改变谱线类型,待测激光器的线宽仍然为所得到的谱线宽度的一半。图 7 中的延迟光纤可以被循环利用多次,整个循环系统包括延迟光纤与声光移频器。在理想情况下,只要激光器的输出功率足够高,在频谱仪上就能观测到完整阶的光电流谱线。第 n_2 阶谱线的中心频率为 $n_2\omega$,对应的延迟时间为 n_2t ,但由于声光移频器会引入插入损耗,最后在频谱仪上显示的最高阶谱线是有限的^[20]。为了使功率谱的密度函数呈洛伦兹线型而不是 $\delta(\cdot)$ 脉冲函数类型,需要消除功率谱的密度指数函数因子在峰值两端的振荡。这就要求光纤的延迟时间要大于 6 倍的激光相干时间,光谱仪上对应显示六阶光谱图,激光在系统中循环 6 次,光纤长度减少为原来的 1/6。这极大地节省了延时光纤,但不利于保持系统中信号偏振态的稳定性。根据文献^[21]所述,系统中引入掺铒光纤放大器(EDFA)是为了解决实际操作中的光损耗问题。

该方法虽然具有极高的线宽分辨率,但需要在光纤环里进行多次循环,因此这种测试方案的系统参数极为敏感,实际操作难度较大,特别是在测量较窄的激光线宽时,激光在单模光纤中的多次的循环引入了大量与偏振相关的幅度噪声、频率啁啾以及干涉噪声等,造成偏振稳定性差,线宽测量精度降低。

为了弥补上述方法的不足,陈玖朋等^[22]提出了一种新型的基于迈克耳孙干涉仪结构的循环自外差激光线宽的测量方法,将迈克耳孙干涉仪结构与循环增益补偿延迟自外差法相结合,利用法拉第旋转镜使得系统的偏振态稳定性大大提高,且输出光谱线型不受系统参数的影响,提高了线宽测量精度。其系统原理图如图 8 所示,其中 1 为激光器,2 为隔离器,3 为 X 型耦合器,4 为 AOM,5 为法拉第旋转镜,6 为 Y 型耦合器,7 为单模延时光纤,8 为双向 EDFA,9 为衰减器,10 为探测器,11 为频谱分析仪。

当延时光纤长度足够长,循环的次数足够多,即光纤的延时时间足够长时,基于迈克耳孙干涉仪结构的延时自外差系统输出的功率谱呈洛伦兹线型,与传统的延时自外差法相同,线宽测量不受耦合器耦合效率以及环路有效增益等系统参数的影

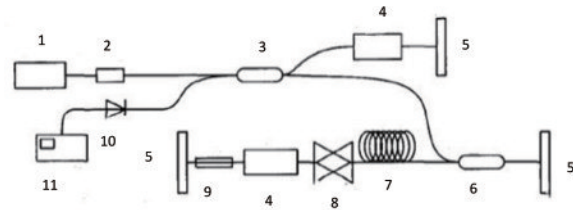


图 8 Michelson 干涉仪结构的循环自外差线宽测量系统^[22]
Fig. 8 Cyclic auto-heterodyne linewidth measurement system based on Michelson interferometer^[22]

响,提高了线宽测量的精度。

3.4 基于 Voigt 轮廓拟合的超窄线宽测量

利用自外差法获得的功率谱皆为 Voigt 谱,它是与白噪声相关的洛伦兹谱和由 $1/f$ 噪声产生的近似高斯谱的卷积。在检测超窄激光线宽时,用到的延时光纤的长度很长, $1/f$ 噪声引起的高斯展宽很大,Voigt 谱与实际的洛伦兹线型相差甚远,这样就不能直观地从得到的功率谱中读取数值。为了从拍频得到的功率谱中更准确地分离出激光的洛伦兹谱,Chen 等^[23-24]提出了一种 Voigt 轮廓拟合方法,该方法可以减小 $1/f$ 噪声对线宽测量的影响。

Voigt 轮廓^[25]可以表示为

$$V(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\nu) L(\nu - \nu') d\nu', \quad (25)$$

式中: ν 为 Voigt 谱的频率; ν' 为高斯谱频率; $G(\nu)$ 是以 $\nu = \nu_0$ 为中心的规范化高斯线型,即

$$G(\nu) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_G} \exp\left[-4\ln 2(\nu - \nu_0)^2 / (\Delta\nu_G)^2\right], \quad (26)$$

式中: ν_0 为洛伦兹谱线峰值处所对应的频率; $\Delta\nu_G$ 为高斯线型的半峰全宽; $L(\cdot)$ 是以 $\nu = \nu_0$ 为中心的归一化洛伦兹线型,即

$$L(\nu) = \frac{\Delta\nu_L}{2\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu_L^2/4}, \quad (27)$$

式中: $\Delta\nu_L$ 为洛伦兹线型的半峰全宽。通过将 Voigt 剖面拟合到测量的自外差光谱中,可以很好地估计洛伦兹分量和高斯分量。为了减小非线性最小二乘拟合程序的计算量,Voigt 光谱与洛伦兹谱和高斯谱之间的关系可近似为

$$\Delta\nu_V = \frac{1}{2} \left[1.0692\Delta\nu_L + \sqrt{0.866639(\Delta\nu_L)^2 + 4(\Delta\nu_G)^2} \right], \quad (28)$$

式中: $\Delta\nu_V$ 为 Voigt 线宽。由于 $1/f$ 噪声的展宽效应由谱中心向两侧逐渐减弱,因此高斯分量对 3 dB 的

谱宽有较强的影响,而 20 dB 的谱宽主要受洛伦兹贡献的影响。因此,洛伦兹线宽可由 20 dB 频谱宽

度除以 $2\sqrt{99}$ 获得,并将其作为洛伦兹线宽的初始值。高斯线宽可由 3 dB 的谱宽和(28)式获得。利用得到的高斯线宽和洛伦兹线宽,根据(25)~(27)式,便可得到 Voigt 轮廓。将 Voigt 谱线与实测谱线进行比较,通过迭代找到使 Voigt 谱线 20 dB 宽度与

测量宽度相等的值,重复上述步骤,直到估计值收敛,从而实现洛伦兹线宽的新估计。

该方法的实验结构简图如图 9 所示,其中 BP 为布里渊泵,EDF 为掺铒光纤,BOF 为带通滤波器^[26-27],ESA 为电频谱分析仪。

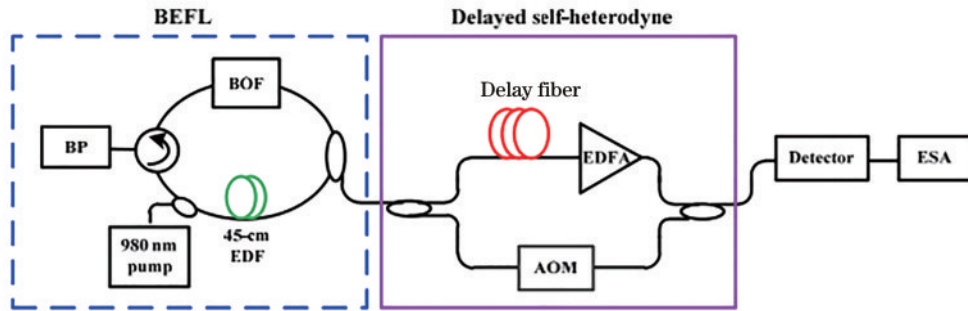


图 9 实验结构简图^[24]

Fig. 9 Experimental structural diagram^[24]

该方法滤除了 $1/f$ 频率噪声引起的频谱展宽效应,并从测量的光谱中提取出洛伦兹线型。与自外差直接测量技术相比,分辨率大大提高,估计的线宽更加精确,为超窄线宽测量提供了有效的途径。与外差拍频技术相比,它适用于各种类型的激光器。

3.5 基于迭代算法的相干包络解调的线宽测量

基于迭代算法的相干包络解调(CEDM)的线宽测量方法通过解调短延时自外差干涉光谱的相干包络来实现高精度窄激光线宽测量。该方法的实验装置简图如图 10 所示。

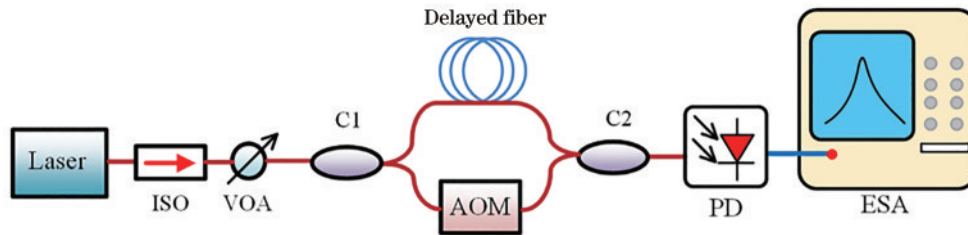


图 10 实验装置简图^[28]

Fig. 10 Schematic of experimental device^[28]

在传统延时自外差系统中,功率谱密度函数^[29]可表示为

$$S(f, \Delta f) = S_1 S_2 + S_3, \quad (29)$$

式中: S_1 、 S_2 、 S_3 的计算公式分别为

$$S_1 = \frac{P_0^2}{4\pi} \times \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + (f - f_0)^2}, \quad (30)$$

$$S_2 = 1 - \exp(-2\pi\Delta f\tau_d) \left\{ \cos[2\pi(f - f_0)\tau_d] + 2\pi\Delta f\tau_d \operatorname{sinc}[2\pi(f - f_0)\tau_d] \right\}, \quad (31)$$

$$S_3 = \frac{\pi P_0^2}{2} \times \exp(-2\pi\Delta f\tau_d) \delta(f - f_0), \quad (32)$$

式中: P_0 为激光器的输出功率; f_0 为频移; Δf 为激光光谱的半峰全宽(FWHM);延时光纤的延时时间 $\tau_d = nl/c$,其中 l 为延时光纤长度, c 为光速, n 为光纤折射率。从(29)式可以看出,频谱仪显示的实际总功率谱是洛伦兹谱 S_1 和周期调制谱 S_2 的乘积再加上 δ 峰值谱 S_3 。由于 δ 峰值谱 S_3 在 $f = f_0$

处是一个无限窄峰,因此在对 S 进行模拟时,功率谱 S 可以简化为 $S = S_1 S_2$ 。

该方法利用了一种迭代算法来逐步估计线宽,以实现相干包络解调。具体步骤如下。

1) 将谱线数据代入模拟谱模型(29)式,并用最小二乘法得到谱线宽度 Δf_{est} 的初始估计。

2) 利用 Δf_{est} 值和 τ_d , 通过(31)式获得周期调制谱 S_2 。

3) 根据关系 $S_1 = S/S_2$, 解调 S , 获得 S_1 。

4) 用 S_1 的 -20 dB 光谱宽度除以 $2\sqrt{99}$, 计算激光洛伦兹线宽 $\Delta f^{[30]}$, 然后重新定义 Δf 作为 Δf_{est} , 然后返回步骤 2) 并继续该过程, 直到 Δf 等于 Δf_{est} 。

不断重复上述步骤, 直到估计值趋于一致。经过多次迭代后, 对初始估计线宽值 Δf_{est} 进行修改, 以获得更高的精度。该方法滤除了 $1/f$ 频率噪声 (由延时光纤引起) 对频谱展宽的不利影响, 在精确估计窄线宽方面展现了极强的优越性。

3.6 基于强相干包络的自相干检测表征线宽方法

该方法的实验装置与基于马赫-曾德尔干涉仪

的延时非零自外差法相似, 如图 11 所示, 待测激光器输出的光经耦合器后分成两路, 一路为移频光, 另一路为延时光, 两路光在第二个耦合器中生成干涉拍频信号, 然后在频谱仪上进行参数采集与数值分析。通过分析激光线宽与强相干包络中第二波峰与第二波谷的对比度差 (CDSPST) 的关系, 以及线宽与延迟光纤的长度之间的关系, 估计出激光线宽 (Δf_{est}) 与 CDSPST (ΔS) 特定的关系。为了消除由 $1/f$ 噪声引起的高斯谱线展宽, 通过模拟功率谱来修改实际 CDSPST 值, 从而确定延迟光纤的合适长度, 获得精确的激光线宽 (Δf)。这种方法是延迟自外差检测技术表征激光器的线宽新方式。

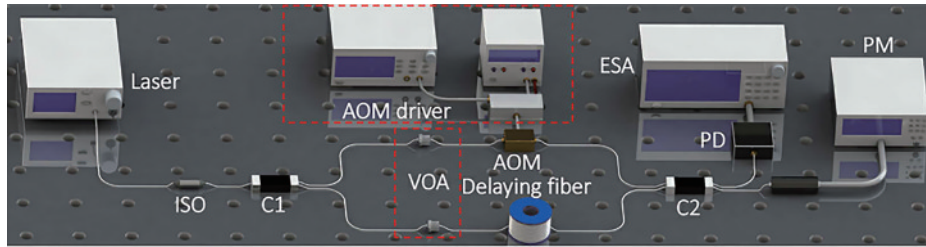


图 11 实验装置原理图^[31]

Fig. 11 Principle diagram of experimental device^[31]

该方法对延时光纤的选择有较为严格的要求。当延时光纤过短时, 功率谱中第二波峰和第二波谷之间的对比度差值将会缩小, 一旦第二波谷小于等于频谱分析仪的噪声地板, 第二波谷将会被频谱分析仪的噪声掩盖, 无法检测出正确的 CDSPST 值。延时光纤过长时, 系统中将大量存在 $1/f$ 噪声, 使得被测激光线宽大大展宽, 与实际不符。因此延迟光纤的长度应适当选择, 用基于延迟光纤长度的 CDSPST 来表征激光线宽。当相干包络处于良好条件时, 不同 Δf 下所需的延迟光纤长度及对应的合适的 CDSPST 值如表 2 所示。

由表 2 可知, 估计的线宽和 CDSPST 之间的关系可以近似表示为

表 2 不同预测线宽和延时光纤长度下的 Δf 和 ΔS ^[31]
Table 2 Δf and ΔS for different predicted linewidth and delaying fiber lengths^[31]

Δf_{est} (kHz)	Delaying length (m)	ΔS (dB)	Δf (kHz)
0.1	5000	21.98	0.15
2.5	1000	17.11	2.30
10	500	14.31	9.10
20	300	13.50	18.20
150	50	12.98	125
450	15	12.78	430

$$\Delta S = \frac{12.82\Delta f_{est} + 38470}{\Delta f_{est} + 1685} \quad (33)$$

DSHI 的输出功率谱 $S(f, \Delta f) = S_1 S_2$, CDSPST 的值可以表示为

$$\Delta S(\Delta f) = 10\lg S_{peak} - 10\lg S_{trough} = 10\lg \frac{S\left(f_0 - \frac{2l_1 - 1}{2}, \Delta f\right)}{S\left(f_0 - m\frac{c}{nl}, \Delta f\right)} = 10\lg \frac{\left[1 + \left(\frac{2c}{nfl}\right)^2\right] \left[1 + \exp\left(-2\pi \frac{n\Delta f_r l}{c}\right)\right]}{\left[1 + \left(\frac{3c}{nfl}\right)^2\right] \left[1 - \exp\left(-2\pi \frac{n\Delta f_r l}{c}\right)\right]}, l_1 = 2, m = 2, \quad (34)$$

式中: S_{peak} 为第二波峰的功率; S_{trough} 为第二波谷的功率; 参数 l_1 和 m 分别为相干包络线的波峰和波谷的位置, $l_1 = 2, 3, 4, \dots, m = 1, 2, 3, \dots$ 。将参数 l_1 和 m 均设置为 2 以获得 CDSPST 的值。

利用(33)式和(34)式可以确定延迟光纤的合适长度以及线宽值, 图 12 为不同预测线宽所应选择的 ΔS 和延迟光纤的长度。例如, 为了获得精确的洛伦兹线宽 1 kHz, CDSPST 可以选择为 19.10 dB, 其相应的延迟光纤长度为 1500 m。长度在 10 km 左右的延迟光纤可用于正常的超窄线宽(大于 Hz 电平)检测。可以看出, (33)式和图 12 提供了一个检测不同量级洛伦兹线宽的方法。

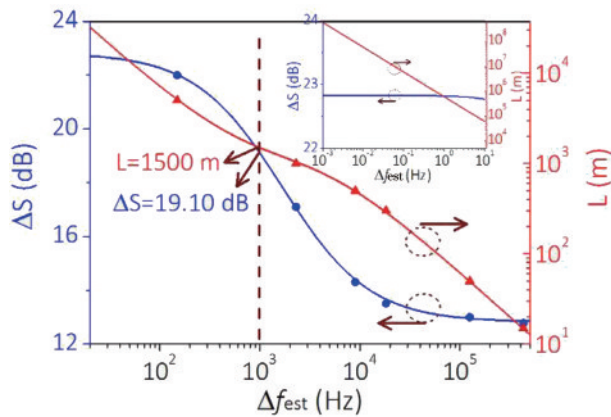


图 12 不同的预测线宽对应的 ΔS 和延迟光纤长度^[31]

Fig. 12 Delayed fiber lengths and corresponding ΔS for different prediction linewidths^[31]

该方法所需的 CDSPST 值在中心频率附近, 受 $1/f$ 噪声影响小, 检测的线宽具有极小的检测误差和频率稳定性, 所需延时光纤长度比传统拍频法所需的延时光纤短, 具有更高的准确性, 在窄线宽检测方面具有明显优势。但声光调制器的使用会引入偏振态问题和损耗, 给测量带来不便。该方法用基于延迟光纤长度的 CDSPST 来表征激光线宽, 应当适当选择延迟光纤的长度, 使 ΔS 在 10 dB~30 dB 的范围内。延迟光纤越短, 功率谱的第二峰值和第二波谷值越小。

3.7 基于部分相干光干涉的双参数线宽测量

该方法利用两个易于从功率谱中提取的参数来获取线宽值, 实际操作仅需要千米级长延时光纤, 减小了 $1/f$ 噪声的影响, 而且在一般情况下不受光纤长度误差的影响。

这种方法也采用延迟自外差法所用到的仪器测量激光线宽, 只是与传统方法相比, 参数的采集与处理方式不同。传统的洛伦兹拟合法基于非相干光干涉, 而双参数采集(DPA)方法基于部分相干光干涉。图 13 是该方法的线宽测量原理图。待测激光束被耦合器(耦合器 1)分成两束, 其中一束激光被移频器移频, 另一束被单模光纤(SMF)延迟。在使用另一个耦合器(耦合器 2)组合这两个光束之后, 由 PD 检测组合光束的光电流以获得其功率谱。

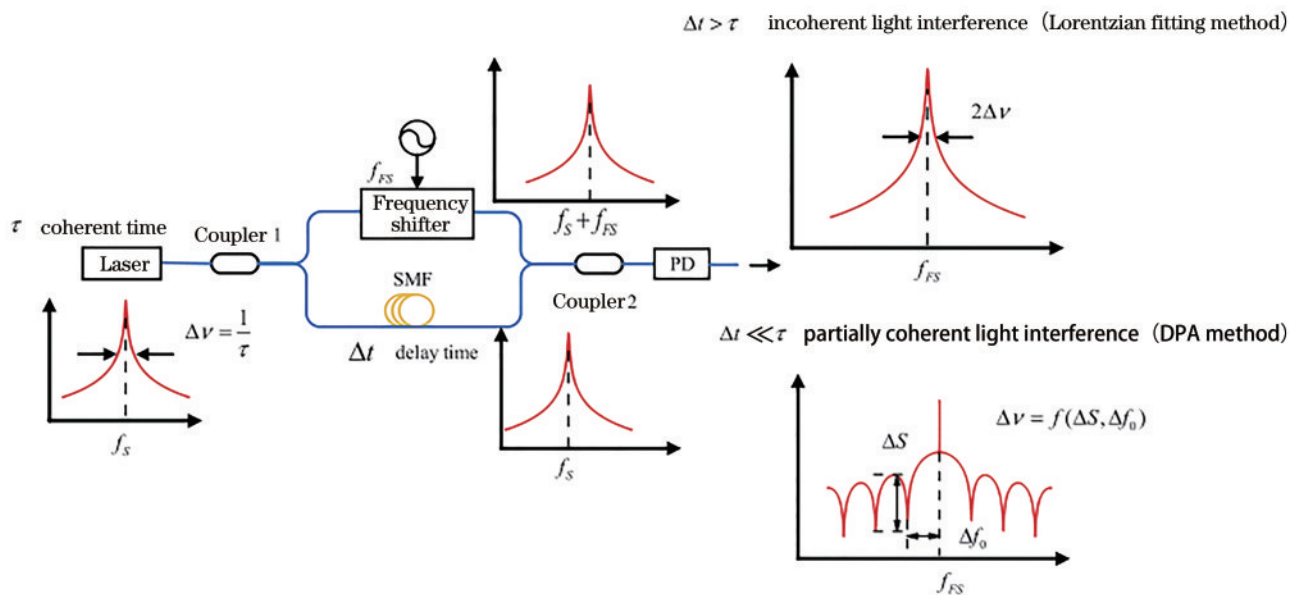


图 13 激光线宽测量原理图^[32]

Fig. 13 Principle diagram of laser linewidth measurement^[32]

当光纤的延迟时间小于激光器的相干时间时,白噪声占主导地位,1/f 噪声的影响不明显,所以只考虑白噪声。此时,功率谱 $S(f)$ 可以表示为

$$S(f) = \frac{P_0^2}{4\pi} \times \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu^2 + (f - f_{FS})^2} \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{2\pi n l \Delta\nu}{c}\right) \times \left[\cos\frac{2\pi n l (f - f_{FS})}{c} + \Delta\nu \frac{\sin 2\pi (f - f_{FS}) \frac{n l}{c}}{f - f_{FS}} \right] \right\} + \frac{\pi P_0^2}{2} \times \exp\left(-\frac{2\pi n l \Delta\nu}{c}\right) \delta(f - f_{FS}), \quad (35)$$

式中: $\Delta\nu$ 为超窄线宽激光器的线宽; f_{FS} 为频移光的频率。

光纤的延迟时间比激光的相干时间短,可表示为

$$\frac{c}{n l \Delta\nu} \gg 1. \quad (36)$$

各阶最小点与功率谱中心频率之间的频率差

表示为

$$\Delta f_{m_1} = \frac{(m_1 + 1)c}{n l}, \quad (37)$$

式中: m_1 为自然数。利用 DPA 方法分析一阶旁瓣的功率点,这些点与中心频率之间的频率差大于零阶最小点与中心频率之间的频率差 Δf_0 。结合 (32) 式,(31) 式可以简化为

$$S(f) \approx \frac{P_0^2}{4\pi} \times \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu^2 + (f - f_{FS})^2} \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{2\pi n l \Delta\nu}{c}\right) \times \left[\cos\frac{2\pi n l (f - f_{FS})}{c} + \Delta\nu \times \frac{\sin\left[2\pi (f - f_{FS}) \frac{n l}{c}\right]}{f - f_{FS}} \right] \right\}. \quad (38)$$

在上述步骤中,对 $\exp(-2\pi n l \Delta\nu/c)$ 进行了泰勒级数展开。由于 (32) 式,高阶项被忽略,(34) 式由指数函数和拟周期函数组成。将拟周期函数的最大点和最小点的近似频率分别代替 (34) 式的最大点和最小点的频率。

一阶最大值与最小值之间的功率差 ΔS 可表示为

$$\Delta S \approx 10 \lg \frac{S\left(f_{FS} + \frac{3c}{2n l}\right)}{S\left(f_{FS} + \frac{c}{2n l}\right)} \approx 10 \lg \frac{16c}{9\pi n l \Delta\nu}. \quad (39)$$

由于上述过程中的近似处理, ΔS 具有系统误差 $\delta(l, \Delta\nu)$,应予以校正。仿真结果表明,对于具有不同延迟光纤长度和线宽的超窄线宽激光器,系统误差分布在较窄的范围内,分布服从正态拟合,平均值为 0.204,方差为 4.465×10^{-6} 。99% 的置信区间为 (0.199, 0.209),因此得到 $\delta(l, \Delta\nu) = 0.204$ 。结合等 (37)~(39) 式,得到的线宽计算公式为

$$\Delta\nu = \frac{16\Delta f_0}{9\pi} 10^{-\frac{\Delta S - 0.204}{10}}. \quad (40)$$

当光纤长度小于 500 m 时,一阶最小点会被系统噪声地板完全淹没,这将低估 ΔS 值,从而导致测量线宽偏大。当延迟光纤长度大于 2.5 km 时,测量结果偏大。其原因是当光纤长度较长时,(35) 式中的准周期函数的周期很小,采集的两个功率点和两个频率点都接近待采集信号功率谱的中心,由于 1/f 噪声的影响,可能会误估 ΔS 和 Δf_0 值,增加测量的线宽值。

该方法要求延迟时间 (τ_d) 明显小于激光器的相干时间 (τ_c),令两者之间的比值为 $\tau_d/\tau_c = k$ 。

在传统的外差法中,为了测量拍频信号基座部分的宽度,延迟时间必须大于激光相干时间的 5 倍,如图 14(a) 所示。在理论上,边带波纹先随着 k 的增加而增加,然后逐渐减少,当 k 超过 5 时消失。这意味着需要 1590 km 以上的光纤延迟才能测量 100 Hz 的线宽。此外,分析预测的线宽(测量的 -3 dB 带

宽的一半)与比率 k 之间的关系,如图 14(b)所示,当 $k < 0.1$ 时,短光纤延迟条件下的测量存在一些偏差,但仍可以测量线宽。在 10 km 光纤延时条件下,

理论预测线宽为 101.2 Hz,其中误差为 1.2 Hz,精度达到 98.8%。总之,用 DPA 法测量超窄线宽时,延迟光纤长度应为千米级。

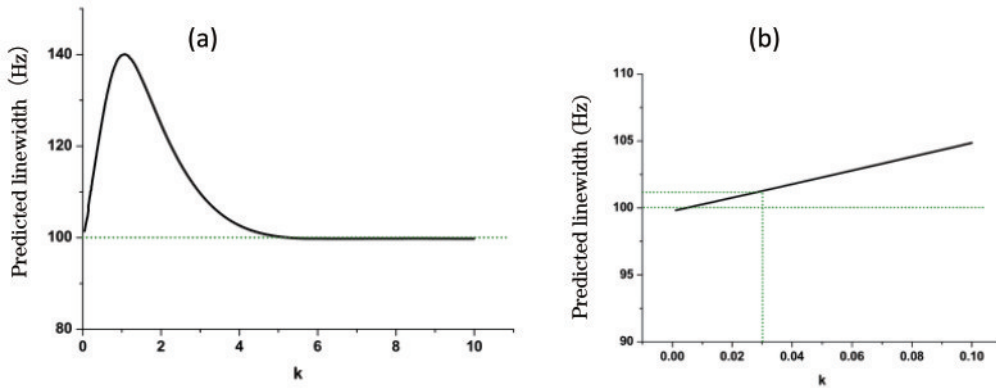


图 14 预测线宽与 k 的关系^[33]。(a) $k < 10$; (b) $k < 0.1$

Fig. 14 Relationship between prediction linewidth and k ^[33]. (a) $k < 10$; (b) $k < 0.1$

该方法利用千米级光纤减小了 $1/f$ 噪声的影响,而且测量结果在一般情况下不受延迟光纤长度误差的影响。因此,在没有精确的延迟光纤长度信息的情况下,该方法可以精确测量激光器的超窄线宽,是超窄线宽测量的最佳候选方法之一。

3.8 以布里渊环形激光器产生的二阶斯托克斯光作为参考光的 DSHI

该方法也属于拍频法,是对延迟自外差法的改进,利用了布里渊光纤环形激光器的一阶和二阶 Stokes 光的线宽压缩特性。输出的二阶 Stokes 光线宽可以压缩到亚 Hz 量级,将其产生的理想零线宽激光作为参考光,与经过延时光纤的光束进行拍频,得到的拍频频谱与激光器的谱线形状几乎完全相同,其结构原理图如图 15 所示,其中 1 为待测激光,2 为光隔离器,3 为光纤耦合器,4 为光纤环,5 为压电陶瓷,6 为谐振跟踪电路,7 和 9 为光电探测器,

8 为光谱分析仪。

待测激光通过隔离器后进入光纤谐振腔(由一个光纤耦合器和单模光纤连接而成),抽运光在光纤谐振腔里沿逆时针方向传输,光纤谐振腔具有很高的精细度,因此,在腔内循环的光功率要远远大于入射的抽运光功率。一般情况下,当抽运光功率为几十 μW 或几百 μW 时,沿光纤环的顺时针方向就会产生一阶 Stokes 光(光纤环的一个纵模模式),其可以在环形腔内振荡。随着抽运光功率的提高,一阶 Stokes 光的功率也不断提高,当一阶 Stokes 光的功率达到受激布里渊散射(SBS)阈值时,就会产生沿抽运光方向二阶 Stokes 光(光纤环的一个纵模模式)。这样部分抽运光和二阶 Stokes 光就会从耦合器输出端同时输出。稳频电路和压电陶瓷通过控制光纤长度,使抽运光在光纤谐振腔里谐振。通过频谱分析仪,测量抽运光和二阶 Stokes 光产生的拍频宽度。一般来说,抽运光线宽为亚 MHz 时,一阶 Stokes 光的线宽可以压缩到几 Hz 或几十 Hz,二阶 Stokes 光被进一步压缩,可以达到亚 Hz 水平。因此抽运光和二阶 Stokes 光产生的拍频宽度可以认为是待测激光线宽。

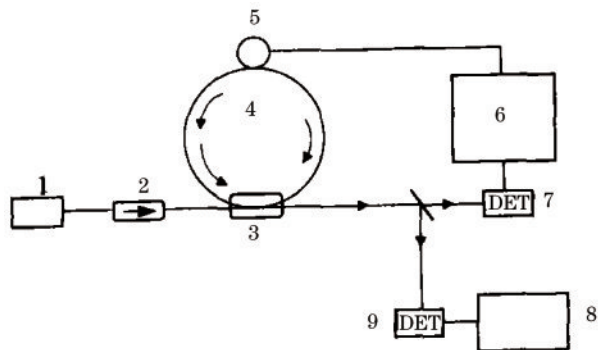


图 15 以二阶斯托克斯光为参考光的 DSHI 原理结构图^[34]

Fig. 15 Principle structural diagram of DSHI with second-order Stokes light as reference light^[34]

该方法可以有效测量小于 100 kHz 的线宽^[34],具有非常小的测量激光下限,测量精度高,而且结构简单,用到的光学器件少,不需要很长的光纤,能准确表征激光的光谱线型,测量时不受抽运光波长的限制,能测量较宽范围的光波段。但是该方法不能测量较宽的激光器线宽,且需要保持周围环境温度恒定以保证激光单纵模运转。

4 基于相位噪声的线宽测量方法

除了利用信号功率谱获取线宽的方法外,还可以通过激光器的相位噪声、频率噪声与线宽的关系,即利用β线分离理论^[10]来获取线宽值。首先利用待测激光的瞬时相位波动获得相位噪声信息,再利用相位噪声与频率噪声的关系,将相位噪声转换为频率噪声以获得频率噪声功率谱,然后利用根据Domenico等^[35]提出的β算法计算出激光线宽。该过程可对应于图1中的B路径。该方法可以非常完整地表征激光器的相位噪声、频率噪声分布特性以及线宽值依赖于测量时间等线宽特征。

4.1 基于互相关方法和β算法的线宽测量方法

上文提到的基于拍频法的线宽测量问题主要集中在系统噪声和拍频信号的产生两个方面,在进行2 μm波段的窄线宽测量时,激光的光纤损耗过大,无法进行正常的线宽测量。基于互相关方法和β算法的线宽测量方法能够实现2 μm波段窄线宽测量。互相关方法经常应用在噪声环境中以提取微弱信号,而在检测线宽的系统中,各种噪声是相互独立的,在理论上,随着互相关方法运算次数的增加,系统噪声会被消除,从而实现线宽的精确提取。其结构原理图如图16所示。

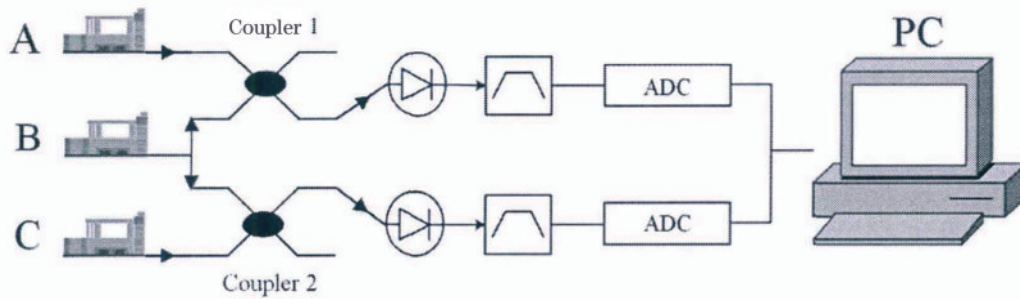


图 16 互相关法测量激光线宽的系统结构图^[36]

Fig. 16 System structural diagram of cross correlation method for laser linewidth measurement^[36]

将得到的两束光进行足够多次互相关运算后,可以认为仅剩有待测光源的相位噪声

φ_b 的自相关 $R_{\varphi_b}(\tau)$,根据维纳-辛钦定理,相位噪声功率谱密度表示为

$$S_{\varphi_b}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{\varphi_b}(\tau) \exp(-i2\pi f\tau) d\tau. \quad (41)$$

由相位噪声产生的频率谱密度为

$$S_v(f) = f^2 S_{\varphi_b}(f), \quad (42)$$

然后根据β算法^[37]得到要检测的线宽 $\Delta\nu$:

$$\Delta\nu = (8 \ln 2A)^{(1/2)}, \quad (43)$$

$$A = \int_{\frac{1}{T_0}}^{\infty} H \left[S_v(f) - \frac{8 \ln 2}{(\pi)^2} \right] S_v(f) df, \quad (44)$$

式中: $H(\cdot)$ 为单位阶跃函数; A 为频率噪声 PSD 频谱图中 $S_v(f) > \frac{8f}{(\pi)^2} \ln 2$ 所对应的面积; T_0 为测量

时间。如图17所示,β分离线 $S_v(f) > \frac{8f}{(\pi)^2} \ln 2$ 将频率噪声的功率谱划分为两部分。β分离线以上为低频调制区域,该区域有很高的调制系数,噪声为高斯型噪声,决定了待测激光线宽;β分离线以下为高

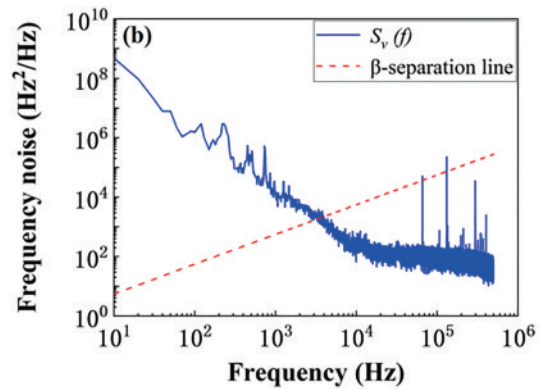


图 17 频率噪声分布与β分离线^[38]

Fig. 17 Frequency noise distribution and β-separation line^[38]

频调制区域,调制系数较低,噪声为洛伦兹噪声(频率波动很快,对线宽影响可以忽略)。

在该方法中,通过待测光源分别与两路参考光源相干拍频,然后将获得的两路相干拍频信号进行互相关运算,消除系统中的噪声,获得相位噪声的自相关函数,在进行傅里叶变换后,可获得待测激光相位噪声的功率谱,在经过数据转换和β算法处理后,就能获得激光的线宽。

该方法是基于互相关方法的,使用互相关原理消除了噪声,就可以更加精准捕获线宽信息。此外,还应用了 β 算法,利用频率噪声间接测量激光线宽;除了激光线宽外,还可以完整地获取噪声的频域分布特性,有助于后期进一步消除噪声。而且不需要传统方法中的线型拟合,适用于任意噪声类型的待测激光光源。所需干涉仪的臂长短,减少了不必要的损耗,提高了系统的测量能力以及抗干扰能力。测量不同量级的线宽时不用更换干涉臂,具有相同臂长差的测量系统可以测量不同量级的线宽。利用图 16 所示的系统可测量大于 20 Hz 的线宽,测量极限达到了 10 Hz 量级,获得了质的提升。该方法将系统的复杂度转换成了计算的复杂度,计算较为复杂。在应用该方法的系统中,仍存在相关联的噪声(由同组有源器件或同种动机造成),其无法利用互相关算法消除,制约了测量极限的进一步提高。

4.2 非平衡光纤干涉仪测量法

不同于基于迈克耳孙干涉仪的延迟自外差法,该方法利用干涉仪相位噪声与激光器频率噪声功率频谱的关系(对应图 1 中 B 路径)来获取线宽。迈克耳孙干涉仪的两臂需要引入一定的臂差,因此在非平衡干涉仪中,光源频率的起伏引入了相位起伏(相位噪声),利用引入的相位噪声计算光源的频率噪声功率谱密度,再利用 β 算法给出的频率噪声与线宽的关系获取线宽。该方法可检测大于 1 kHz 的激光器线宽^[39],其原理结构图如图 18 所示。

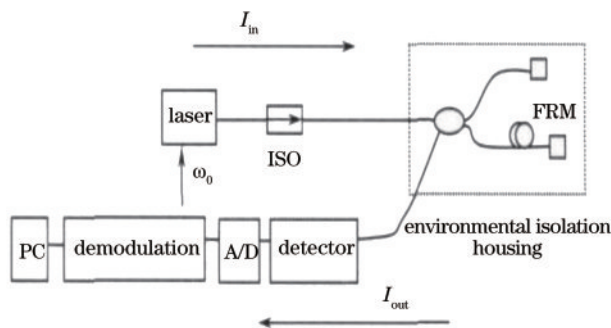


图 18 非平衡光纤干涉仪测量法的原理结构图^[39]

Fig. 18 Principle structural diagram of unbalanced optical fiber interferometer measurement method^[39]

非平衡干涉仪的输出干涉光强公式为

$$I = A + B \cos[\varphi_1(t)] = A + B \cos\left(\frac{2\pi n \Delta l v_L}{c}\right), \quad (45)$$

式中: B 为输出干涉光的振幅; $\varphi_1(t)$ 、 Δl 、 v_L 分别为干涉仪两臂相位差、臂差、光源频率。光纤干涉仪受

到外界环境变化或者光源自身频率变化的影响时,相位差改写为

$$\varphi_1(t) = \Delta\varphi_0 + \frac{2\pi n \Delta l v_L}{c} \left(\frac{\delta n}{n} + \frac{\delta l}{l} + \frac{\delta v_L}{v_L} \right), \quad (46)$$

式中: $\Delta\varphi_0$ 干涉仪初始相位差; δn 和 δl 分别为外界信号和环境扰动在干涉仪上引起的变化; δv 为光源频率起伏。屏蔽外界环境变化以去除 δn 和 δl 的影响,并滤除初相位 φ_0 后,干涉仪的相位差 $\varphi(t)$ 仅包含光频起伏项 $\delta_\varphi(t)$,即

$$\delta_\varphi(t) = \frac{2\pi n \Delta l \delta v}{c} = \frac{n \Delta l}{c} \delta_\varphi v(t), \quad (47)$$

式中: $\delta_\varphi v(t) = 2\pi \delta v$ 。当 Δl 为 1~10 m 时,光波干涉实验仅为 5~50 ns,由相位差得到的光频起伏 $\delta_\varphi v(t)$ 可近似为激光器光频的瞬时起伏。激光器频率噪声功率频谱 $S_v(f)$ 与干涉仪相位噪声功率频谱 $S_\varphi(f)$ 的关系可表示为

$$S_v(f) = \left(\frac{c}{n \Delta l} \right)^2 S_\varphi(f). \quad (48)$$

利用 β 算法对得到的频率噪声 $S_v(f)$ 进行处理,即可得到所需的线宽。

这种方法不同于外差法,所应用的系统结构简单,操作也简单,不需要太长的延时光纤,而且减少了声光调制器的应用,测量精度增大。但该方法还不成熟,现在仅应用于测量较窄激光线宽;虽然系统中的干涉仪已经置于屏蔽罐中,但系统仍有可能受到外界低频随机环境噪声的影响,需要对检测到的相位噪声进行多次测量并取平均以消除随机误差。

5 限制线宽测量精度的因素分析及其注意事项

几乎在所有的线宽检测系统中都会用到延时光纤和光电探测器,而这些仪器也是限制线宽测量精度的重要因素。延时光纤中存在的光纤色散^[40]以及光电探测器引入的热噪声和散粒噪声都会对线宽测量结果产生不可忽略的影响。此外,激光器自身产生的频偏、参考光的线宽、声光调制器的使用、拍频信号中 $\frac{1}{f}$ 噪声的类高斯型展宽、延时光纤的长度以及测量时间的长短也都会影响测量的准确性。以下将对影响线宽测量精度的各个因素展开讨论,并针对这些因素提出了实际操作中的注意事项。

5.1 光纤色散的影响

不同波长的光在介质中的传输速度不同,产生的延迟现象被称为光纤色散。光纤色散可根据不同的形成原因分为以下四种:波导色散、材料色散^[41]、模式色散和偏振膜色散。其中,模式色散一般不考虑,因为线宽测量系统一般都采用单模光纤。波导色散是一种在包层内传播的高频光脉冲展宽现象。材料色散则是由于光纤材料本身对不同波长的光有不同的折射率。单模光纤在传播过程中受到外界环境如温度与气压的影响,导致单模光纤中互相垂直的偏振膜耦合,进而使得光脉冲线宽变宽即偏振膜色散。

假设被测激光器的线宽数量级为 100 kHz,每千米的色散延迟为 50 ns,延迟光纤长度为 500 m,则由色散引起的延迟时间为 25 ns。该激光器的相干时间为 10^4 ns,相干时间远远大于光纤色散引起的延迟,所以可基本忽略光纤色散对拍频信号中时间因子的影响^[42]。

光纤色散主要是影响光强的幅值和直流分量。当被测线宽很窄时,光纤色散对线宽的结果几乎没有影响的,而对于宽线宽激光器,则不能忽略色散的影响,就需要使用法布里-珀罗干涉仪法等其他方法进行线宽检测。

偏振膜色散是单模光纤中两个相互垂直的极化膜引起的色散。当光纤较长时,偏振膜色散对测量结果的影响最大。在实际应用中,必须考虑其对测量结果的影响。信号在光纤中传播时,各种内外部因素,例如光纤内应力不匀(内因)、纤芯形状不规则(外因)等,将导致两个极化方向的起点位置发生偏移,进而导致各极化膜在传播方向产生偏振色散延迟,容易造成激光器线宽展宽。文献^[43]指出,在实际操作中,为了尽量减小偏振膜色散对测量结果造成的误差,一般采用单模保偏光纤。由于所有方法都不可避免地使用到光纤,因此该限制因素广泛存在于线宽检测方法中。

5.2 光电探测器的影响

光电探测器作为一种电子器件,不可避免地会产生热噪声电流。热噪声是不可消除的,不受频率变化的影响,几乎存在于所有传输介质和电子器件中。传输介质和电子器件中的电子和载流子一直有不规则的热运动,随着载流子的随机涨落,沿不同方向运动的载流子所携带的电荷量不会相互抵

消,这样就会产生热噪声电流^[44]。

热噪声电流表达式为

$$i^2 = \frac{4k_B T \Delta f_m}{R_L}, \quad (49)$$

式中: k_B 、 T 、 Δf_m 、 R_L 分别为波尔兹曼常数、绝对温度、检测带宽、输出阻抗。

从(45)式中可以看出:热噪声与温度和检测带宽成正比,与输出阻抗成反比。因此,要减少光电探测器中的热噪声,就尽量使其处于较低的环境温度中,降低检测带宽,设计电路时选择大的电阻。

当辐射光波与光电探测器接触时,随机产生的载流子数量发生一定程度的随机涨落,进而引起噪声,该噪声被称为散粒噪声。散粒噪声与发射光功率有一定的关系。一些实验材料本身和非光照因素也含有散粒噪声,散粒噪声一般很难避免^[45]。为了减少这种噪声,可搭建全光纤系统。

散粒噪声电流可表示为

$$\sigma_s^2 = 2q(I_p + I_d)\Delta f_m, \quad (50)$$

式中: I_p 、 I_d 、 q 分别为输入光强引起的光电流、暗电流、电子电荷量。由(50)式可知,散粒噪声电流与暗电流和检测带宽成正比。实际操作时,为了减小散粒噪声对检测结果的影响,就要在能够完整地接收光电流谱的情况下,尽量减小检测带宽^[46]。

光电探测器是将光信号转化为电信号所必需的器件,所以其对所有的线宽检测方法都有一定的影响。

5.3 激光器自身的频偏对测量的影响

根据激光器线宽理论,在理想情况下,自发辐射对线宽的影响基本可以忽略,但是在实际测量中,激光器本身的量噪声、热扰动及外界环境的变化都会导致光频率的漂移,对实验结果会有很大的影响。尤其是光纤陀螺、激光冷却等精密谱测量领域,都对激光器频率的稳定性有着严格的要求^[47],而激光器本身的频率漂移量会达到 GHz 量级,为了尽量消除这种影响,要将激光器放在低温且稳定的环境中。由于是激光器自身因素对线宽检测的影响,因此利用任何方法进行线宽检测都要注意该因素的影响。

5.4 延时光纤长度对测量的影响

在得到拍频信号后,根据维纳-辛钦定理可知,对其自相关函数进行傅里叶变换,就能得到激光信号的功率谱密度:

$$S_L(\omega_B, \tau_d) = \frac{\frac{1}{2} E_L^2}{1 + (\omega_B \pm f_0)^2 \tau_c} \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau_d}{\tau_c}\right) \cos(\omega_B \pm f_0) \tau_d + \frac{\sin(\omega_B \pm f_0) \tau_d}{(\omega_B \pm f_0) \tau_c} \right] + \frac{1}{2} p_0^2 \pi \exp\left(-\frac{\tau_d}{\tau_c}\right) \delta(\omega_B \pm f_0), \quad (51)$$

式中： ω_B 为拍频信号频率； p_0 为拍频信号功率。

从(51)式可以看出，功率谱是与相干时间、延迟时间相关的，随着延迟时间的增加，当 $\tau_d \gg \tau_c$ 时，(51)式可以写为

$$S_L(\omega_B, \tau_d) = \frac{\frac{1}{2} E_L^2}{1 + (\omega_B \pm \omega_0)^2 \tau_c}. \quad (52)$$

从图 19 的 $S_L(\omega_B, \tau_d)$ 功率谱仿真结果可以看出，当延迟时间过短、延时光纤长度不够时，功率谱成分中的指数函数因子在峰值两端振荡，功率谱图像将会呈现 δ 函数类型，而不是测量线宽所需要的洛伦兹线型。随着 $\frac{\tau_d}{\tau_c}$ 的增加， δ 函数信号的峰会逐渐向洛伦兹型基底转移，当两路光经延时后变得完全不相干时，功率谱才会变为洛伦兹线型。根据文献 [48] 的理论分析结果可知，当 $\frac{\tau_d}{\tau_c} > 6$ 时， $S_L(\omega_B, \tau_d)$ 功率谱才会呈现洛伦兹线型，其半峰全宽才会保持稳定，测量结果比较准确，否则测量会出现较大的偏差 [41, 49]。但在实际操作中，延时时间大于相干时间 3 倍以上，功率谱型已接近洛伦兹型，相对于线宽，谱宽变化已可忽略不计。

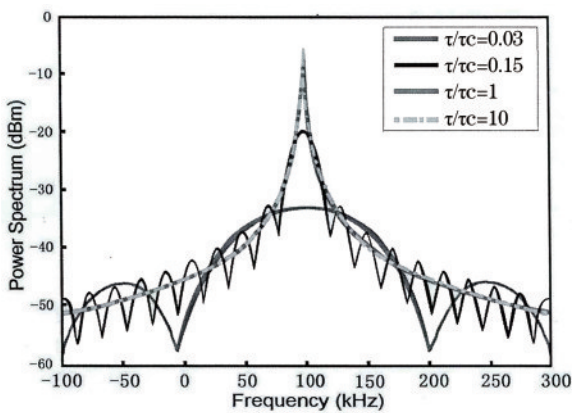


图 19 $S_L(\omega_B, \tau_d)$ 功率谱仿真结果 [20]

Fig. 19 Simulated $S_L(\omega_B, \tau_d)$ power spectra [20]

除了双光束外差法及基于互相关方法和 β 算法的线宽测量方法外，延时光纤在其余方法中都有应用，在应用这些方法时要注意延时光纤的影响。延

时光纤过长会带来大功率损耗、强瑞利散射和偏振漂移等不稳定因素，所以在实际操作中，应在保证激光器延迟时间满足要求的前提下，尽可能地缩短延迟光纤的长度。

5.5 $\frac{1}{f}$ 噪声的类高斯型展宽

$\frac{1}{f}$ 噪声是激光器输出激光时自身携带的，因此，在用任何方法进行线宽测量时，必须要考虑并消除其对线宽检测的影响。在实际操作中，当延时时间远大于相干时间时，所得到的功率谱并不是洛伦兹线型，而是掺杂了 $\frac{1}{f}$ 噪声的类高斯型展宽的 Voigt 谱型。Voigt 曲线拟合结果清楚地表征了激光频率噪声和激光线宽的性质。激光器的相干性能主要是由白噪声洛伦兹线宽决定， $\frac{1}{f}$ 高斯型噪声会引起功率谱的额外增宽 [50-51]。

从图 20 可以看出， $\frac{1}{f}$ 噪声引起的额外高斯噪声谱宽是随着延时光纤长度的增加而增加的。

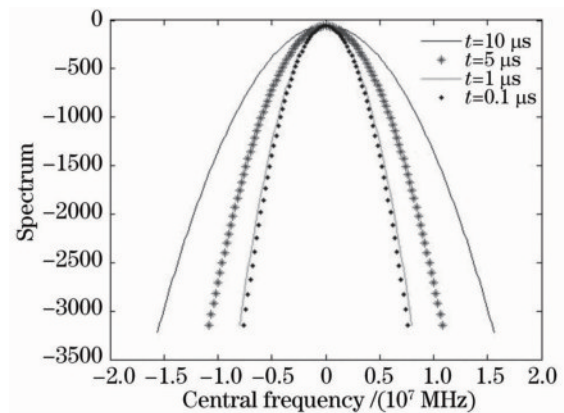


图 20 $\frac{1}{f}$ 噪声在不同延时下的谱型仿真结果 [52]

Fig. 20 Simulated $\frac{1}{f}$ noise spectra under different time delays [52]

从图 21 可以明显看出，当激光器线宽较宽、延时光纤不是很长时， $\frac{1}{f}$ 高斯噪声谱宽对线宽测量的

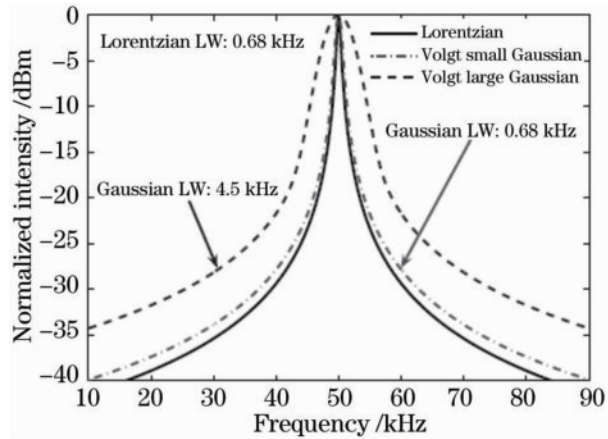


图 21 不同高斯谱宽和洛伦兹谱宽下的 Voigt 谱^[52]

Fig. 21 Voigt spectra under different Gaussian and Lorentz spectral widths^[52]

影响有限;但随着激光器线宽变窄,当需要的延时光纤较长时, $\frac{1}{f}$ 噪声就会使得直接读取的谱宽远大于激光器的真实线宽,从而出现较大误差。此时,不能通过直接读取 10 dB 谱宽或 20 dB 谱宽来拟合出半峰全宽,可对由 Voigt 法拟合出的测量系统高斯谱成分的外差信号频谱进行修正,这样可大大提高测量精度。

5.6 声光移频器对测量的影响

声光移频器的应用可以使系统在零频附近不易受周围环境的影响^[53],避免了测量线宽误差较大等缺点,但也会给测量系统带来插入损耗。移频器中的光纤聚集透镜使得仪器很难校准,将造成光功率的过度损耗,影响测量结果;且测量系统的复杂度增加,造成系统能量不足、偏振态不稳定的问题。

综合考虑上述声光调制器件的优缺点,需要根据不同的测量条件选择是否应用该器件。当对测量结果要求不高时,可采用延时自零外差法。要求精确测量时,就要通过声光移频器移频^[41]。声光移频器常应用于延时非零自外差法中,基于强相干包络的自相干检测表征线宽方法和基于部分相干光干涉的双参数采集的超窄线宽测量法都是基于延时非零自外差法的改进算法,都会用到声光调制器,声光调制器对这两种方法都有一定的影响。

5.7 参考线宽对结果的影响

该因素对线宽的影响主要存在于双光束外差法中。双光束外差法对参考光的要求较高,得到的拍频谱是洛伦兹线型,拍频谱的线宽为待测激

光器线宽和参考激光器线宽的和。为了方便从拍频谱中得到待测激光器线宽,就要求参考光的线宽与待测光线宽近似相等,拍频谱线宽为待测光线宽的两倍,或者使参考光线宽远小于待测光线宽,拍频谱线宽与待测光线宽近似相等。若参考光线宽在测量中发生偏移,线宽值将不准确,所以双参数采集法对参考激光器的稳定性有着较高的要求。

5.8 测量时间对结果的影响

测量时间对测量结果的影响主要集中在 β 算法中,利用 β 算法可以推导出频率噪声与激光线宽的关系,这种关系对应图 1 中 B 路径。从(43)式和(44)式可以看出测量时间对线宽测量的影响,当(43)式的积分带宽下限减小时,线宽值将增大。也就是说,估计的线宽会随着测量时间的增加而增加。

在这里,过量的测量时间会导致(44)式中的积分区域发散,而测量时间过短会使得到的频率噪声曲线在 β 分离线以下,导致计算失败。当测量时间为 0.001 s 时,计算得到的线宽与实际值相符。在应用基于相位噪声的线宽测量方法时应注意该因素的影响。

5.9 频谱分析仪对结果的影响

频谱分析仪^[54-55]不利于线宽的时间依赖性研究,因为扫描整个射频频谱所需的时间在实际情况下通常不能快于 1 ms。另外还有一个问题:频谱仪获得的数据不能被认为是激光光谱的真实反映,因为分辨率滤波器的扫描使得这些光谱的所有点不能同时被精确地计算出来。

频谱分析仪获得的数据是在假设光谱在整个扫描过程中保持稳定的条件下获得的,而在激光线受到技术噪声干扰的情况下,这是不正确的。因此,频谱分析仪的高度非线性传递函数会使获得的剖面失真,从而降低光谱形状本身的精度。

在某些情况下,当每次采集时,时间限制的线宽可能会改变,即使在恒定的时间范围内也是如此。一个很有说服力的例子是由频率波动引起的机械振动,其通常是时间形状的正弦波,如果在相应的时间窗中截获的均方根频率涨落发生了变化,如图 22 所示,则很容易看出重复实验之间的线宽不是恒定的。

$$\text{在这种情况下,均方根值} \sqrt{\frac{1}{\Delta T} \int_{T_1}^{T_1+\Delta T} \sin^2(2\pi f_M t) dt}$$

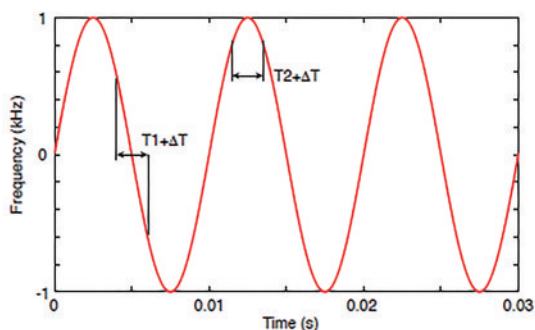


图 22 典型机械噪声引起的频率变化^[10]

Fig. 22 Frequency variation caused by typical mechanical noise^[10]

不是常数,而是作为 T_i 和 ΔT 的函数 (T_i 为实验开始的时间, ΔT 为实验的持续时间, f_M 为所考虑的机械

振动的频率)。因此,要重复测量线宽,然后求平均值和标准差,进而获得较为准确的线宽值。频谱分析仪在各种方法中都有应用,故在实际操作中,无论选择何种方法,都应多次测量以消除频谱分析仪带来的误差影响。

6 线宽测量方法的对比与应用

上文较为详细地介绍了各种检测激光线宽方法的原理,并根据原理进行了分类,分析了各种方法存在的优缺点和线宽测量的限制性因素,也介绍了激光线宽检测前沿的新方法^[56]。

下面将对各种方法进行对比,并根据不同的条件推荐了合适的线宽检测方法,具体如表 3 所示,其中 DSDBR 表示数字超模分布布拉格反射。

表 3 线宽测量方法的汇总与对比

Table 3 Summary and comparison of methods for linewidth measurement

Method	Measurement accuracy	Advantage	Disadvantage
Double beam heterodyne method	Dependent only on reference light width ^[11,16]	High frequency band, high resolution, high sensitivity	Need of reference laser with narrow linewidth close to measured laser frequency, two beat frequency beams continuously, stably and precisely controlled in a very small range, high requirements for experimental instruments and environment, narrow application range
Dynamic linewidth measurement technology based on digital coherent receiver		Available measurement of both dynamic linewidth and static linewidth, obvious advantages in detecting tunable DSDBR laser linewidth and evaluating performance of tunable laser in high-speed coherent communication system	No obvious advantages in static line width measurement
Delayed self-zero heterodyne method ^[57-59]		No need of acousto-optic modulator, reduced cost, small loss of output optical power, increased sensitivity, being conducive to circuit integration	Near-zero-frequency operation, being easy to be affected by surrounding environment, not being easy to read line width directly
Delayed nonzero heterodyne method based on Mach-Zehnder interferometer ^[40,60-62]	>1 kHz ^[12,15,20]	Being able to read both half height and full width of beat frequency signal intuitively, no need of high stability reference source	Long time delay optical fiber needed, Rayleigh scattering and loss introduced to bring inconvenience to measurement, high requirements for anti-interference ability of system, insertion loss introduced using acousto-optic frequency shifter

续表

Method	Measurement accuracy	Advantage	Disadvantage
Delayed nonzero heterodyne method based on Michelson interferometer		Length of delayed optical fiber halved, Faraday rotating mirror (FRM) directly connected at reflection end ^[63-65] , independent of polarization, accuracy improved	More complex structure, fiber with large loss
Cyclic gain compensation delayed self-heterodyne method ^[66]		Length of optical fiber and cost greatly reduced	Insertion loss introduced into acousto-optic frequency shifter, poor stability of polarization state in system, high optical loss
DSHI generated by Brillouin ring laser using second-order Stokes light as reference light	<100 kHz ^[34]	Very small lower limit of laser measurement, high measurement accuracy, simple structure, less optical devices used, no need of long fiber, wide measurement band, and measurement not limited by pump light wavelength and in a wide spectral range	Being impossible to measure wide laser linewidth, being necessary to keep ambient temperature constant to ensure single longitudinal mode operation ^[67-68]
Ultra-narrow linewidth measurement based on Voigt profile fitting	>10 Hz ^[24]	Spectral broadening effect by $1/f$ frequency noise and Lorentzian line shape from measured spectra ignored, high resolution	Complicated calculation
High-precision narrow laser linewidth measurement based on coherent envelope demodulation	>1 kHz ^[28]	Gaussian broadening effect by $1/f$ frequency noise ignored	Complicated iterative process
Characterization of linewidth by autocorrelation detection using strong coherent envelope	>1 kHz ^[31]	Short fiber length required, near center-frequency of CDSPST value, minimum detection error, high frequency stability, high accuracy	Inconvenience measurement due to polarization state and loss introduced by acousto-optic frequency shifter
Measurement method based on unbalanced optical fiber interferometer	>1 kHz ^[39]	Simple structure of system, simple operation, no need of long delayed fiber, less application of acousto-optic modulator, high measurement accuracy, no need of Lorentz fitting	High requirement of interferometer for surrounding environment, being easy to introduce random errors, repeated measurements needed for average
Narrow-band laser linewidth measurement based on cross-correlation method and β algorithm	>20 Hz ^[36]	Lot of system noise eliminated using cross-correlation principle, linewidth information more accurately captured, no need of Lorentz fitting, small experimental errors, linewidth of 2 μm band measured	Complex algorithm, associated noises in system not eliminated
Ultra-narrow linewidth measurement based on two parameter acquisition with partially coherent light interference	>100 Hz and <100 kHz ^[32]	Influence of $1/f$ noise reduced using optical fiber with kilometer level long delay, no influence of fiber length, small measurement errors	Scattering loss and $1/f$ noise introduced by acousto-optic frequency shifter and time-delay fiber, which limiting improvement of measurement accuracy, not being suitable for wide linewidth measurement

从表 3 中可以很清楚地了解到不同方法的测量精度和优缺点。在实际操作中,选择测量技术时,要充分考虑待测激光器的性能参数(波长和线宽)和已有的实验设备条件。首先,选择的测量方法的精度和极限必须满足待测激光器的要求,而且所需的实验设备条件也要满足,然后再根据不同方法的优缺点,选取最适合的方式测量线宽。

双光束外差法的测量精度在理论上仅局限于参考光的线宽,在测量线宽时,需要找一个与之相近或者线宽接近于 0 的激光器作为参考激光器。若参考光的线宽与待测光相近,则拍频后频谱仪上得到的线宽为待测激光器的两倍;若参考光的线宽接近 0,则拍频后的线宽为待测激光器的线宽。延时自零外差法和延时非零外差法(基于马赫-曾德尔干涉仪的延时非零外差法、基于迈克耳孙干涉仪的延时非零外差法与循环增益补偿延迟自外差法)都可测量大于 1 kHz 的线宽,两类方法都受延时光纤长度的限制,待测线宽越窄,需要的光纤越长。一般情况下,要测量 1 kHz 以下的线宽,需要上百千米的延时光纤,传输损耗相当严重,输出信号很微弱,进而检测不到线宽。以布里渊环形激光器产生的二阶斯托克斯光为参考光的 DSHI 可检测小于 100 kHz 的线宽,该方法需要抽运光和二阶斯托克斯光发生拍频,为了保证激光器的稳定运转,要求抽运光线宽小于光纤谐振腔的半峰全宽。抽运光的线宽变宽时,光纤环长度减小或光纤谐振腔的精细度降低,这就限制了测量的线宽极限。基于 Voigt 轮廓拟合的窄线宽测量方法可测量大于 10 Hz 线宽,由(28)式可知,Voigt 光谱与洛伦兹谱和高斯谱之间的关系是近似表达的,获得的线宽值与实际值也会出现一定的误差,影响线宽分辨率,制约线宽测量极限。基于迭代算法的相干包络解调的线宽测量方法可测量大于 1 kHz 的线宽,文献[28]利用仿真和实验验证了其测量 kHz 量级线宽的可行性。基于强相干包络的自相干检测表征线宽方法可测量大于 1 kHz 的线宽,该方法测量的线宽依然和延时光纤的长度成反比。当测量更窄线宽时,延时光纤很长,这将导致第二峰值和第二波谷之间的频率范围很小,频谱仪的带宽分辨率无法满足检测超窄线宽的 CDSPST 值。非平衡光纤干涉仪测量法可测量大于 1 kHz 的线宽,文献[39]成功验证了千赫兹量级窄线宽激光器线宽的测量。由于系统存在系统噪声,在测量更窄线宽时,第二波

谷的功率值会被噪声淹没,无法测量。基于互相关方法和 β 算法的 2 μm 波段窄带激光线宽测量方法可测量大于 20 Hz 的线宽,测量极限达到了 10 Hz 量级。互相关法虽然能消除系统噪声,但只能消除相互独立的系统噪声,仍有部分残存噪声影响测量极限。基于部分相干光干涉的双参数采集的超窄线宽测量方法的测量极限有上限也有下限,可测量大于 100 Hz 且小于 100 kHz 的线宽。该方法在测量大于 100 kHz 激光线宽时,光纤延时时间与激光相干时间之间的关系与(36)式的条件接近,基于部分相干光干涉的双参数采集的超窄线宽测量方法失效;当测量小于 100 Hz 激光线宽时,由于功率谱分辨率的限制,测量误差增大。数字互差相干接收机动态线宽测量技术是双光束外差法的一种应用拓展,所以其测量极限也局限于参考光的线宽。文献[16]验证了 10 kHz 量级的线宽测量。

一般来说,如待测激光器的波长在 2 μm 波段,则优先考虑基于互相关方法和 β 算法的线宽测量方法,在 2 μm 波段该方法优势明显,测量极限低且精度高。若待测激光器为可调谐 DSDBR 激光器,则使用数字互差相干接收机动态线宽测量技术,该技术对于动态线宽的检测具有显著优势。在进行其他波段的百赫兹量级的静态线宽测量时,在有声光移频器的条件下,可以选择基于部分相干光的双参数采集方法,该方法测量极限小、精度高,而且不受光纤长度误差的影响。其他量级的线宽可选择基于强相干包络的自相干检测表征线宽方法,该方法的检测极限达到了几赫兹水平,所需光纤长度较短,CDSPST 值在中心频率附近,具有极小的检测误差和频率稳定性,准确性更高,但该方法用基于延迟光纤长度的 CDSPST 值来表征激光线宽,应选择合适的延迟光纤长度,使 ΔS 在 10 dB ~ 30 dB 的范围内,因为低的 ΔS 会降低检测精度,高的 ΔS 会被 ESA 的噪声掩盖。若已有的实验设备中没有声光移频器,且测量线宽在 kHz 量级,则尽量选用非平衡光纤干涉仪检测激光线宽,该方法结构简单,应用方便,测量极限小,精度高,但要注意将检测装置放在较为稳定的环境中。若测量的激光线宽突破了百赫兹量级,则可选择以布里渊环形激光器产生的二阶斯托克斯光为参考光的 DSHI,该技术能稳定精确测量超窄激光线宽,但不能测量较宽的激光线宽,测量时需注意保持布里渊环形激光器的温度稳定。

从限制线宽测量精度的因素中可以看出,本文提到的所有方法都和这些因素都有着一定的联系。一般来说,系统中所包含的限制因素越少,测量极限就越小,测得的线宽就越精确。

7 关于相干通信用的窄线宽可调谐激光器线宽测量的讨论

在通信领域,窄线宽可调谐激光器扮演着重要角色,其线宽性能对通信的质量、距离和速率都会产生直接的影响。目前,相干通信系统主干线上都采用光波分复用技术,每一个波长都要达到 $100 \text{ Gbit} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[69-71] 以上的通信速率,这要求作为发射和接受(参考光)的激光器在整个 C 波段(1550 nm 附近)可调且线宽在 100 kHz 以下(线宽越窄相位噪声越低,光波可携带更多的信息,有利于实现更快的通信速率)。为了能够精确地测量出该激光器的线宽,需要测量系统的测量极限在 100 kHz 以下,而且测量的波长范围应该包含整个 C 波段。在上文讨论的线宽测量方法中,所有的线宽测量方法都是满足条件要求的。下面将详细地讨论各种方法在测量相干通信用的窄线宽可调谐激光器线宽时所需注意的事项以及各个关键元器件的要求,对这些方法可能应用的环境进行了详细的说明。

双光束外差法可测量的线宽在理论上仅局限于参考光的线宽,需找一个线宽极窄或与被测激光器线宽相近的激光器,参考光与待测光拍频后,在频谱仪得到拍频光的线宽。若参考光的线宽与待测光相近,则拍频后频谱仪上得到的线宽为待测激光的两倍;若参考光的线宽为 0,则拍频后的线宽为待测激光的线宽。该方法要求一个激光器具有稳定的输出功率和波长,另一个激光器的波长在小范围内连续可调,并保证两束激光的波长差在很小范围内稳定、精密且连续可调,这样才能实现一定频率范围内的扫频测试,因此,该方法需要一个稳定的外界环境,其只能应用于条件稳定的实验室环境中,而不能在变化大的工业环境中应用。

延时自零外差法和延时非零自外差法(基于马赫-曾德尔干涉仪的延时非零外差法、基于迈克耳孙干涉仪的延时非零外差法与循环增益补偿延时自外差法)也都是满足检测条件的。其中,延时自零外差法工作在零频附近,易受周围环境的影响,在实际操作中,应将应用该方法的系统放在具有防震、洁净、恒温或温度变化小的实验室环境中,不宜

在工业环境中操作。延时非零自外差法比延时自零外差法稳定很多,因为该方法用到声光移频器,具有一定频差的信号光和参考光在干涉后产生的拍频信号位于非零频的中频附近,避免了周边环境给系统带来的低频干扰,但要保证移频器中的光纤聚集透镜完全校准,避免产生不必要的插入损耗。

此外,还应选择足够长的延时光纤,使得 $\frac{\tau_d}{\tau_c} > 6$,这

样得到的功率谱才会呈现洛伦兹线型,进而得到正确的线宽,但延迟光纤过长会带来功率损耗大、瑞利散射强、偏振漂移等不稳定因素,所以应在保证激光器延迟时间满足要求的前提下,尽可能地缩短延迟光纤。

基于 Voigt 轮廓拟合的超窄线宽测量方法可有效测量大于 10 Hz 的线宽,无波长选择性,可用于测量相干通信用的可调谐激光器线宽。该方法基于延时非零自外差法,拍频信号在中高频附近,避免了低频干扰;利用延时自外差法得到的 Voigt 谱,通过其与高斯谱、洛伦兹谱之间关系,滤除了 $1/f$ 频率噪声引起的频谱展宽效应,并从测量的光谱中提取出洛伦兹线型,获得比外差法更精确的线宽,对外界具有一定的抗干扰能力,因此,在工业环境和实验室环境中都可应用。

基于迭代算法的相干包络解调的线宽测量方法可有效测量大于 1 kHz 的线宽,无波长选择性,也可用于测量相干通信用的可调谐激光器线宽。同样,该方法也是基于延时自外差法,在工业环境和实验室环境中皆可应用,利用拍频得到的相干包络功率谱,通过迭代算法逐步估计线宽以实现相干包络解调。要注意的是,在经过多次迭代后,可以对初始估计线宽值 Δf_{est} 进行修改,以获得更高的精度。

以布里渊环形激光器产生的二阶斯托克斯光为参考光的 DSHI 可有效精确测量小于 100 kHz 的线宽,且测量不受抽运光波长限制,对测量的激光波段没有选择性,故可以用于测量相干通信用的可调谐激光器的窄线宽。在实际操作中,应保证布里渊环形激光器单纵模运转,保持周围环境温度稳定(由温度变化引起的布里渊增益中心频率的移动会使激光输出产生跳模现象),光纤谐振腔的自由光谱范围大于布里渊增益线宽。因此,该方法仅可应用于防震、洁净、恒温或温度变化小的实验室环境,对于温度变化大的工业环境并不适合。

基于互相关方法和 β 算法的线宽测量方法是基

于相位噪声的测量方法,可精确测量大于 20 Hz 的线宽,无波长选择性,可用于测量相干通信用的可调谐激光器的线宽。该方法将待测激光分别与两个参考激光拍频,对两个拍频信号进行足够多次互相关运算,消除了信号中含有的系统和环境噪声,因此该方法对环境噪声有较强的抵御能力,可在噪声复杂的工业环境中检测线宽,也可应用于实验室环境中。

非平衡光纤干涉仪测量法可有效测量大于 1 kHz 的激光线宽,没有波长选择性,可用于测量相干通信用的可调谐激光器的窄线宽。该方法利用短程差非平衡干涉仪相位噪声与激光器光频噪声的关系,用相位噪声表征光波功率谱的半峰全宽,因此为了减少环境中热噪声和振动噪声对检测到的相位噪声的干扰,将非平衡光纤干涉仪放入屏蔽罐中,保持周围环境稳定,屏蔽外界振动和声信号。系统应采用基于光频调制的相位载波(PGC)^[72-73]方案来避免外界环境变化引起的信号衰落。为了更彻底地消除外界低频随机环境噪声的影响,还应多次测量相位噪声并取平均值。由于对环境因素有着苛刻的要求,该方法并不适合在环境变化大的工业环境中应用,只可应用在条件良好的实验室环境中。

基于强相干包络的自相干检测表征线宽方法是延时非零自外差法的优化改进,其测量极限达到了几赫兹量级,无波长选择性,满足检测可调谐激光器窄线宽的条件。该方法用基于延迟光纤长度的 CDSPST 来表征激光线宽,所以在实际操作中,应注意选择合适的光纤长度。延迟光纤越短,功率谱的第二峰值和第二波谷值越小。一旦第二个波谷等于小于频谱分析仪的噪声下限,第二波谷将被频谱分析仪的噪声所掩盖,从而导致 CDSPST 值和相应的检测线宽不正确;延迟光纤越长,CDSPST 值越小,测得的线宽偏大,影响测量精度。该方法对实验条件的要求不高,既能应用于实验室环境,也能应用于工业环境。

基于部分相干光干涉的双参数采集的线宽测量方法也是延时非零自外差法的优化改进,其对参数采集、实验条件和数据处理等方面进行了优化。这种方法能测量小于 100 kHz 的线宽,对测量激光器线宽的波长没有要求,当窄线宽可调谐激光器线宽在两种方法(基于强相干包络的自相干检测表征线宽方法和基于部分相干光干涉的双参数采集的

线宽测量方法)的检测范围内时,可选择这两种方法。在实际应用中,两种方法所用到的实验仪器虽然对环境因素不是特别敏感,但会用到声光移频器和光电探测器。探测器会引入热噪声,为了降低热噪声,需要将探测器放在温度较低的环境中,设计电路时选择大电阻。移频器中含有增强光线聚集程度的透镜,需要对其进行完全校准,否则会出现严重的光损耗,进而检测的线宽与真实值不符。由于在需要的实验器材中没有对环境因素特别敏感的仪器,这两种方法适用于实验室环境和工业环境。

数字互差相干接收机动态线宽测量技术是双光束外差法的应用拓展,既可以检测动态线宽,又可以检测静态线宽,但在静态线宽检测方面,相比其他方法,该技术的优势不明显。该方法利用时域线宽估计器来测量激光相位噪声中的白噪声分量以表征线宽,在应用时应注意时域频率估计器的重采样频率。当重采样频率太高时,线宽模拟器载波的谐波与来自接收器的带外白噪声一起构成了估计的相位噪声。相反,当重采样频率太低时,信号中的部分相位噪声被忽略,导致激光相位噪声被低估。此外,重采样频率必须在模数转换器中的调制器频谱范围内,否则接收信号中会出现过量的量化噪声,这也将增加估计的激光相位噪声。该技术对环境的要求不高,适用于实验室环境和工业环境。

8 结束语

根据拍频信号处理方式的不同,线宽测量方法可分为两大类:基于信号功率谱的线宽测量方法和基于相位噪声的线宽测量方法。两类方法各有特点,在实际操作中,可以根据不同方法的优缺点选择合适的方法。

在众多方法中,延时自外差法是当今线宽检测中应用最为广泛、发展最为成熟的一种方法,人们基于这种方法从各个方面进行了很多的改进,从最初的马赫-曾德尔干涉仪全保偏结构到迈克耳孙干涉仪结构,从以普通激光器作为参考光到以二阶斯托克斯光为参考光,检测结果更加精准,检测极限逐步减小。此后,人们对延时自外差法进行了参数采集、实验条件和数据处理等方面的优化,提出了基于部分相干光干涉的双参数采集的超窄线宽测量法和基于强相干包络的自相干检

测表征线宽方法,检测极限获得很大突破,精度得到很大提高。

从线宽的检测范围来看,大部分的线宽检测方法的检测极限还处于 kHz 量级,近些年来又出现了许多基于拍频法的线宽测量新方案,所需延时光纤的长度大大减小,测量极限和精度也随之提高。

在未来的发展过程中,为了实现线宽检测极限的进一步突破,必须尽量消除系统自身噪声和外在环境噪声对检测的影响。随着材料器件的发展以及系统结构和算法的改进,噪声对线宽检测的影响和限制将逐渐减小。

参 考 文 献

- [1] Gu J B, Zhu F N, Liu L, et al. 1550 nm laser source with narrow linewidth and high tuning bandwidth[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(9): 0901003.
古建标,朱福南,刘磊,等. 1550 nm 波段窄线宽高调谐带宽激光光源[J]. 中国激光, 2019, 46(9): 0901003.
- [2] Bai Y, Yan F P, Feng T, et al. Ultra-narrow-linewidth fiber laser in 2 μm band using saturable absorber based on PM-TDF[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(1): 0101003.
白燕,延凤平,冯亭,等. 基于保偏掺铥光纤饱和吸收体的 2 μm 波段超窄线宽光纤激光器[J]. 中国激光, 2019, 46(1): 0101003.
- [3] Hu J, Wang Y F, Xing Z K, et al. Narrow-linewidth random fiber laser based on random fiber grating[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(16): 1614002.
胡杰,王奕斐,邢志坤,等. 基于随机光纤光栅的窄线宽随机光纤激光器[J]. 光学学报, 2020, 40(16): 1614002.
- [4] Fan S B, Xu H C, Xiang X. Multi-point optical fiber sensing technology for methane detection[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2010, 47(10): 100602.
樊士彬,徐红春,向雄. 多点光纤瓦斯传感技术[J]. 激光与光电子学进展, 2010, 47(10): 100602.
- [5] Tian P F, Sun X X. Single longitudinal-mode and narrow linewidth fiber lasers[J]. Optical Fiber & Electric Cable and Their Applications, 2010(5): 16-19.
田鹏飞,孙欣欣. 单纵模窄线宽光纤激光器的研究[J]. 光纤与电缆及其应用技术, 2010(5): 16-19.
- [6] Xue L F, Zhang Q, Li F, et al. High-frequency modulation, high-power and narrow-linewidth distributed feedback fiber laser[J]. Acta Physica Sinica, 2011, 60(1): 307-311.
薛力芳,张强,李芳,等. 高频调制大功率窄线宽分布反馈光纤激光器[J]. 物理学报, 2011, 60(1): 307-311.
- [7] Lu D, Yang Q L, Wang H, et al. Review of semiconductor distributed feedback lasers in the optical communication band[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(7): 0701001.
陆丹,杨秋露,王皓,等. 通信波段半导体分布反馈激光器[J]. 中国激光, 2020, 47(7): 0701001.
- [8] Liu D. Underwater target detection system based on chaotic demodulation technology of fiber optic sonar[D]. Changchun: Changchun University of Science and Technology, 2019.
刘丹. 基于光纤声呐混沌解调技术的水下目标探测系统[D]. 长春: 长春理工大学, 2019.
- [9] Xu D, Lu B, Yang F, et al. Narrow linewidth single-frequency laser noise measurement based on a 3 \times 3 fiber coupler[J]. Chinese Journal of Lasers, 2016, 43(1): 0102004.
徐丹,卢斌,杨飞,等. 基于 3 \times 3 耦合器的窄线宽单频激光器噪声测量技术[J]. 中国激光, 2016, 43(1): 0102004.
- [10] Von Bandel N, Myara M, Sellahi M, et al. Time-dependent laser linewidth: beat-note digital acquisition and numerical analysis[J]. Optics Express, 2016, 24(24): 27961-27978.
- [11] Zhu N H. Microwave packaging and testing of optoelectronic devices[M]. Beijing: Science Press, 2011:126-127.
祝宁华. 光电子器件微波封装和测试[M]. 北京: 科学出版社, 2007:126-127.
- [12] Qi X Y. Phase frequency noise and linewidth characteristics of narrow linewidth semiconductor lasers[D]. Changchun: Changchun University of Science and Technology, 2019.
齐翔羽. 窄线宽半导体激光器相频噪声和线宽特性研究[D]. 长春: 长春理工大学, 2019.
- [13] San H S, Wen J M, Liu J, et al. Measurement system of ultra-wideband frequency response based on optical heterodyne technique[J]. Acta Optica Sinica, 2005, 25(11): 1497-1500.
伞海生,温继敏,刘戡,等. 基于光外差技术的超宽带频率响应测量系统[J]. 光学学报, 2005, 25(11): 1497-1500.
- [14] Li Y C, Wang C H, Qu Y. Study on

- magnetostrictive coefficient based on multi-beam laser heterodyne [J]. Chinese Journal of Lasers, 2012, 39(s1): s108005.
- 李彦超, 王春晖, 曲杨. 多光束激光外差测量磁致伸缩系数的方法[J]. 中国激光, 2012, 39(s1): s108005.
- [15] Xu Y P. Single frequency self-Q-switched laser based on gain grating injection locking and its linewidth measurement [D]. Beijing: Beijing University of Technology, 2018.
- 许云鹏. 基于增益光栅注入锁定的单频自调 Q 激光器及其线宽测量的研究[D]. 北京: 北京工业大学, 2018.
- [16] Maher R, Thomsen B. Dynamic linewidth measurement technique using digital intradyne coherent receivers [J]. Optics Express, 2011, 19(26): B313.
- [17] Wu L H. Laser line-width measurement and research of the external-cavity performance improvement [D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2012.
- 吴玲花. 激光器线宽测量及腔外性能改善研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2012.
- [18] Wang K N, Liu Y L, Chen H B, et al. Line-width measurement of DFB laser based on frequency shift delay self-heterodyning method [J]. Laser Technology, 2018, 42(5): 633-637.
- 王可宁, 刘允雷, 陈海滨, 等. 移频延时自外差法的 DFB 激光器线宽测量[J]. 激光技术, 2018, 42(5): 633-637.
- [19] Dawson J W, Park N, Vahala K J. An improved delayed self-heterodyne interferometer for linewidth measurements [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 1992, 4(9): 1063-1066.
- [20] Peng J X. The research of linewidth measurement system of narrow linewidth laser [D]. Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications, 2015.
- 彭静娴. 窄线宽激光器线宽测量系统的研究[D]. 北京: 北京邮电大学, 2015.
- [21] Canagasabay A, Canagasabay A, Michie A, et al. A comparison of Michelson and Mach-Zehnder interferometers for laser linewidth measurements [C]// Conference on Lasers and Electro-Optics/Pacific Rim 2011, August 28 - September 1, 2011, Sydney, Australia. Washington, D. C. : OSA , 2011: C428.
- [22] Chen J P, Liu T, Dong R F, et al. Theoretical analysis of LC-RDSHI based on Michelson interferometer for laser linewidth measurement [J]. Journal of Time and Frequency, 2017, 40(1): 11-18.
- 陈玖朋, 刘涛, 董瑞芳, 等. Michelson 型循环自外差激光线宽测量法的理论分析[J]. 时间频率学报, 2017, 40(1): 11-18.
- [23] Chen M, Meng Z, Zhang Y C, et al. Ultranarrow-linewidth Brillouin/erbium fiber laser based on 45-cm erbium-doped fiber [J]. IEEE Photonics Journal, 2015, 7(1): 1-6.
- [24] Chen M, Meng Z, Wang J F, et al. Ultra-narrow linewidth measurement based on Voigt profile fitting [J]. Optics Express, 2015, 23(5): 6803-6808.
- [25] Kuntz M. A new implementation of the Humlicek algorithm for the calculation of the Voigt profile function [J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 1997, 57(6): 819-824.
- [26] Chen M, Meng Z, Tu X B, et al. Low-noise, single-frequency, single-polarization Brillouin/erbium fiber laser [J]. Optics Letters, 2013, 38(12): 2041-2043.
- [27] Chen M, Meng Z, Sun Q, et al. Mechanism and characteristics of a fast-tuning Brillouin/erbium fiber laser [J]. Optics Express, 2014, 22(12): 15039-15048.
- [28] He Y X, Hu S L, Liang S, et al. High-precision narrow laser linewidth measurement based on coherent envelope demodulation [J]. Optical Fiber Technology, 2019, 50: 200-205.
- [29] Huang S H, Zhu T, Cao Z Z, et al. Laser linewidth measurement based on amplitude difference comparison of coherent envelope [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2016, 28(7): 759-762.
- [30] Deng S, Li M, Gao H Y, et al. A recirculating delayed self-heterodyne method using a Mach-Zehnder modulator for kHz-linewidth measurement [J]. Optical Fiber Technology, 2016, 31: 156-160.
- [31] Huang S H, Zhu T, Liu M, et al. Precise measurement of ultra-narrow laser linewidths using the strong coherent envelope [J]. Scientific Reports, 2017, 7: 41988.
- [32] Wang Z, Ke C, Zhong Y, et al. Ultra-narrow-linewidth measurement utilizing dual-parameter acquisition through partially coherent light interference [J]. Optics Express, 2020, 28(6): 8484-8493.
- [33] Yu P. A novel scheme for hundred-hertz linewidth measurements with the self-heterodyne method [J]. Chinese Physics Letters, 2013, 30(8): 084208.

- [34] Dong Y K, Lu Z W, Lu Y L, et al. A new method of measuring ultra-narrow laser line-width [J]. Journal of Harbin Institute of Technology, 2005, 37(5): 670-673.
董永康, 吕志伟, 吕月兰, 等. 一种测量超窄激光线宽的新方法[J]. 哈尔滨工业大学学报, 2005, 37(5): 670-673.
- [35] Di Domenico G, Schilt S, Thomann P. Simple approach to the relation between laser frequency noise and laser line shape [J]. Applied Optics, 2010, 49(25): 4801-4807.
- [36] Wang S L. Research on linewidth measurement system of 2 μm band narrow band laser based on cross correlation method [D]. Beijing: Beijing Jiaotong University, 2019.
王舒伦. 基于互相关方法的 2 μm 波段窄带激光线宽测量系统研究[D]. 北京: 北京交通大学, 2019.
- [37] Qi X Y, Chen C, Qu Y, et al. Complete frequency domain analysis for linewidth of narrow linewidth lasers [J]. Spectroscopy and Spectral Analysis, 2019, 39(8): 2354-2359.
齐翔羽, 陈超, 曲轶, 等. 全频域下窄线宽激光器光谱线宽的分析[J]. 光谱学与光谱分析, 2019, 39(8): 2354-2359.
- [38] Bai Y, Yan F P, Feng T, et al. Demonstration of linewidth measurement based on phase noise analysis for a single frequency fiber laser in the 2 μm band[J]. Laser Physics, 2019, 29(7): 075102.
- [39] Cao C Y, Yao Q, Rao W, et al. Linewidth measurement using unbalanced fiber-optic interferometer for narrow linewidth lasers [J]. Chinese Journal of Lasers, 2011, 38(5): 0508005.
曹春燕, 姚琼, 饶伟, 等. 窄线宽激光器线宽的非平衡光纤干涉仪测量法[J]. 中国激光, 2011, 38(5): 0508005.
- [40] Horak P, Loh W H. On the delayed self-heterodyne interferometric technique for determining the linewidth of fiber lasers [J]. Optics Express, 2006, 14(9): 3923-3928.
- [41] Mercer L B. $1/f$ frequency noise effects on self-heterodyne linewidth measurements [J]. Journal of Lightwave Technology, 1991, 9(4): 485-493.
- [42] Gallion P, Mendieta F J, Leconte R. Single-frequency laser phase-noise limitation in single-mode optical-fiber coherent-detection systems with correlated fields [J]. Journal of the Optical Society of America, 1982, 72(9): 1167-1170.
- [43] Lauterbach K U, Schneider T, Henker R, et al. Fast and simple high resolution optical spectrum analyzer [C]// Conference on Lasers and Electro-Optics 2008, May 4 - 9, 2008, San Jose, California, United States. Washington, D. C. : OSA, 2008: CMU3.
- [44] Baney D M, Sorin W V. Broadband frequency characterization of optical receivers using intensity noise [EB/OL]. (1995-02-15) [2020-06-08]. https://www.researchgate.net/publication/293792383_Broadband_frequency_characterization_of_optical_receivers_using_intensity_noise.
- [45] Shi H X, Wu T. Basic requirements of the delayed self heterodyne spectrum measurement system [J]. Journal of Beijing University of Posts and Telecommunications, 1997, 20(2): 55-60.
史寒星, 吴铁. 延时自外差测谱系统的基本要求 [J]. 北京邮电大学学报, 1997, 20(2): 55-60.
- [46] Yu B L, Mu S H, Wu X Q, et al. The phase noise and sensitivity analysis of a novel optical fiber interferometer [J]. Journal of Anhui University (Natural Sciences), 2006, 30(1): 53-57.
俞本立, 穆姝慧, 吴许强, 等. 一种新型光纤干涉仪的相位噪声及灵敏度分析 [J]. 安徽大学学报(自然科学版), 2006, 30(1): 53-57.
- [47] Fleming M, Mooradian A. Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1981, 17(1): 44-59.
- [48] Yu B L, Zhen S L, Zhu J, et al. Experimental study on low-noise fiber laser [J]. Acta Optica Sinica, 2006, 26(2): 217-220.
俞本立, 甄胜来, 朱军, 等. 低噪声光纤激光器的实验研究 [J]. 光学学报, 2006, 26(2): 217-220.
- [49] Zhou B K, Gao Y Z, Chen J H, et al. Laser principle [M]. 2nd ed. Beijing: National Defense Industry Press, 1984.
周炳琨, 高以智, 陈家骅, 等. 激光原理 [M]. 第 2 版. 北京: 国防工业出版社, 1984.
- [50] Chen X P, Han M, Zhu Y Z, et al. Implementation of a loss-compensated recirculating delayed self-heterodyne interferometer for ultranarrow laser linewidth measurement [J]. Applied Optics, 2006, 45(29): 7712.
- [51] Murakami M, Saito S. Evolution of field spectrum due to fiber-nonlinearity-induced phase noise in inline optical amplifier systems [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 1992, 4(11): 1269-1272.
- [52] Jia Y D, Ou P, Zhang C X, et al. Laser linewidth

- measurement error analysis and correction on fiber delayed self-heterodyne interferometer[J]. Chinese Journal of Lasers, 2008, 35(s1): 65-68.
- 贾豫东, 欧攀, 张春熹, 等. 延时自外差法线宽测量误差分析仿真及修正[J]. 中国激光, 2008, 35(s1): 65-68.
- [53] Wu T, Hui R Q, Zhang J P, et al. An all fiber self-heterodyne spectrum measurement system with two-windows and high resolution[J]. Journal of Beijing University of Posts and Telecommunications, 1990, 13(2): 1-6.
- 吴铁, 惠荣庆, 张健平, 等. 全光纤双窗口高分辨率延时自外差测谱系统[J]. 北京邮电学院学报, 1990, 13(2): 1-6.
- [54] Park N, Dawson J W, Vahala K J. Linewidth and frequency jitter measurement of an erbium-doped fiber ring laser by using a loss-compensated, delayed self-heterodyne interferometer[J]. Optics Letters, 1992, 17(18): 1274-1276.
- [55] Hou H F, Jing M Y, Hu J Y, et al. Laser linewidth measurement at Fourier limit resolution[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56(8): 081402.
- 候慧芳, 景明勇, 胡建勇, 等. 傅里叶极限分辨率的激光线宽测量[J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(8): 081402.
- [56] Xie D H, Deng D P, Guo L, et al. Line-width measurement method of narrow line width lasers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(1): 010006.
- 解东宏, 邓大鹏, 郭丽, 等. 窄线宽激光器线宽测量方法[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(1): 010006.
- [57] Iiyama K, Hayashi K, Ida Y, et al. Delayed self-heterodyne method using solitary monomode fibre for laser linewidth measurements [J]. Electronics Letters, 1989, 25(23): 1589.
- [58] Iiyama K, Hayashi K, Ida Y, et al. Reflection-type delayed self-heterodyne/heterodyne method for optical linewidth measurements [J]. Journal of Lightwave Technology, 1991, 9(5): 635-640.
- [59] Ali A H. Simultaneous measurements for tunable laser source linewidth with homodyne detection[J]. Computer and Information Science, 2011, 4(4): 138-144.
- [60] Okoshi T, Kikuchi K, Nakayama A. Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum [J]. Electronics Letters, 1980, 16(16): 630-631.
- [61] Richter L, Mandelberg H, Kruger M, et al. Linewidth determination from self-heterodyne measurements with subcoherence delay times [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1986, 22(11): 2070-2074.
- [62] Dawson J W, Park N, Vahala K J. An improved delayed self-heterodyne interferometer for linewidth measurements [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 1992, 4(9): 1063-1066.
- [63] Kersey A D, Marrone M J, Davis M A. Polarisation-insensitive fibre optic Michelson interferometer [J]. Electronics Letters, 1991, 27(6): 518-520.
- [64] Ferreira L A, Santos J L, Farahi F. Polarization-induced noise in a fiber-optic Michelson interferometer with Faraday rotator mirror elements [J]. Applied Optics, 1995, 34(28): 6399-6402.
- [65] Liu Y, Qiu S F, Liu B, et al. A polarization-independent high-precision measurement method for ultra-narrow laser linewidth [J]. Study on Optical Communications, 2013(3): 45-48.
- 刘毅, 邱硕丰, 刘波, 等. 一种偏振无关的高精度超窄激光线宽测量方法[J]. 光通信研究, 2013(3): 45-48.
- [66] Chen J P. Theoretical and experimental study on the improvement of laser linewidth measurement method based on delayed self heterodyne interferometer[D]. Beijing: University of Chinese Academy of Sciences, 2016.
- 陈玖朋. 基于自外差激光线宽测量方法改进的理论与实验研究[D]. 北京: 中国科学院大学, 2016.
- [67] Nicati P A, Toyama K, Huang S, et al. Temperature effects in a Brillouin fiber ring laser [J]. Optics Letters, 1993, 18(24): 2123-2125.
- [68] Nicati P A, Toyama K, Shaw H J. Frequency stability of a Brillouin fiber ring laser[J]. Journal of Lightwave Technology, 1995, 13(7): 1445-1451.
- [69] Zhang F R, Wang Z S, Zhang J X. Research on PMD mitigation in 100 Gbit/s WDM transmission systems [J]. Study on Optical Communications, 2012(1): 22-24.
- 张芙蓉, 王占硕, 张建新. 100 Gbit/s WDM传输系统中PMD抑制方法的研究[J]. 光通信研究, 2012(1): 22-24.
- [70] Shi S P. Newly progress over 100 Gbit/s standards [J]. Telecom Engineering Technics and Standardization, 2010, 23(9): 42-44.
- 施社平. 100 Gbit/s速率标准最新进展[J]. 电信工

- 程技术与标准化, 2010, 23(9): 42-44.
- [71] Yang T P, Dai G C, Du Z, et al. Research on standards and key technologies of beyond 100 Gbit/s OTN [J]. Telecom Engineering Technics and Standardization, 2017, 30(4): 32-36.
杨天普, 戴广翀, 杜铮, 等. 超 100 Gbit/s OTN 标准及关键技术[J]. 电信工程技术与标准化, 2017, 30(4): 32-36.
- [72] Wang Z F, Hu Y M, Meng Z, et al. Physical mechanism and solution of aliasing in phase generated carrier modulation-demodulation of interferometric fiber-optic hydrophone [J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(1): 92-98.
王泽锋, 胡永明, 孟洲, 等. 干涉型光纤水听器相位载波调制-解调中信号混叠产生的机理及解决方案[J]. 光学学报, 2008, 28(1): 92-98.
- [73] Cao J N, Zhang L K, Li X Y, et al. Phase modulation and demodulation of interferometric fiber-optic-hydrophone using phase generated carrier techniques[J]. Acta Optica Sinica, 1999, 19(11): 1536-1540.
曹家年, 张立昆, 李绪友, 等. 干涉型光纤水听器相位载波调制及解调方案研究[J]. 光学学报, 1999, 19(11): 1536-1540.