

全频域下窄线宽激光器光谱线宽的分析

齐翔羽^{1,2}, 陈超^{2*}, 曲轶^{1,3*}, 张星², 陈泳屹², 王彪²,
梁磊², 贾鹏², 秦莉², 宁永强², 王立军²

1. 长春理工大学理学院高功率半导体激光国家重点实验室, 吉林 长春 130022
2. 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所发光学及应用国家重点实验室, 吉林 长春 130033
3. 海南师范大学物理与电子工程学院, 海南 海口 571158

摘要 窄线宽激光器的线宽表征方式通常采用延时自外差法测量技术。该技术是通过延时光纤差拍产生一个与待测激光线宽相关的洛伦兹频谱, 因此该频谱只具有单一的线宽表现形式。为了能够观察到激光器的线宽和频率噪声在其傅里叶频率分布下的完整特性, 报道了一种基于 β 算法计算窄线宽激光器线宽的方法。该方法是结合频率噪声中的白噪声和 $1/f$ 噪声分别诱导不同激光线型的理论, 从而确定激光线宽。首先, 对 β 算法的基本原理进行了详细的分析说明。通过基于维纳-辛钦定理, 分析了窄线宽激光器不同频率范围内的频率噪声和激光线宽的依赖关系。阐明了在截止频率趋于0和无穷大的两个范围条件时, 激光频谱特性从高斯线型向洛伦兹线型演变。同时推导出使两种线型转换的截止频率表达式, 并将其转换为频率噪声函数, 该函数定义为 β 分子线。此时频率噪声分量中高斯线型的总和即为激光线宽计算公式; 其次, 对窄线宽激光器的频率噪声和激光线型进行数值仿真。将通过 OEwaves 公司的 OE4000 互相关零差相位/频率噪声自动测试系统测得的频率噪声谱密度, 带入 β 算法理论公式中。结果显示: $1/f$ 噪声导致激光呈现高斯线型, 线宽随截止频率的增加而增大。而白噪声将导致洛伦兹线型, 线宽不再随截止频率而改变。此外, 在低频区域, 频率噪声电平远大于其傅里叶频率, 噪声调制系数较高, 该部分噪声可以决定线宽大小。因此, 高斯线型区域对应的频率噪声的积分, 即为待测激光器的线宽; 在高频区域, 频率噪声电平与其傅里叶频率相差较小, 频率波动较快, 噪声对线宽影响可以忽略。并且频率带宽在截止频率范围内, 计算的线宽误差较小。最后, 实验上运用 β 算法对 RIO 公司的 1550 nm 低噪声窄线宽激光器的频率噪声功率谱密度进行积分计算, 成功获得了其不同傅里叶频率分布下对应的激光线宽值。其中 β 分子线将频率噪声中的白噪声和 $1/f$ 噪声分隔两部分: 当频率噪声谱密度大于 β 分子线时, 激光即为高斯线型, 线宽随频率积分带宽的增加而减少; 而频率噪声谱密度小于 β 分子线时, 激光呈现洛伦兹线型, 线宽为定值不再改变。同时为了对 β 算法进行实验验证, 搭建了延迟光纤为 50 km、移频频率为 60 MHz 的延时自外差法测量系统。对注入电流为 110 mA 的 RIO 1550 nm 低噪声窄线宽激光器的线宽进行实验测量, 测量结果表明激光线宽为 1.8 kHz, 与上述 β 算法中 2.8 kHz 的频率带宽积分结果一致。充分证明了此算法的准确性。 β 算法可以对任意类型的窄线宽激光器进行线宽表征, 对窄线宽激光器的研究具有重要意义。

关键词 激光线宽; β 算法; 激光线型; 频率噪声

中图分类号: O433 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3964/j.issn.1000-0593(2019)08-2354-06

收稿日期: 2018-06-29, 修订日期: 2018-10-25

基金项目: 国家重点研发计划项目(2016YFE0126800), 国家自然科学基金项目(61505206, 61674148, 61727822, 61864002), 吉林省科技发展计划项目(20180201014GX), 海南省自然科学基金创新研究团队项目(2018CXTD336)资助

作者简介: 齐翔羽, 1995年生, 长春理工大学高功率半导体激光国家重点实验室研究生 e-mail: qixiangyuCUST@163.com

* 通讯联系人 e-mail: chenc@ciomp.ac.cn; quyil@cust.edu.cn

引 言

随着激光技术的快速发展,窄线宽激光器以其线宽窄、噪声低等优势广泛应用于空间光通信、光学传感以及高分辨光谱学等领域^[1-3]。激光器的光谱特性可以由激光线宽、线型来方便描述,因此通过表征这些参数来评估激光器基本性能变得至关重要。传统 MHz 量级的窄线宽激光器线宽可以由 Fabry-Perot 扫描干涉仪来表征^[4-5]。而目前满足高分辨率测量系统的激光线宽已达到 kHz 量级,则可以通过拍频法^[6]、延时自外差法^[7]、延时自零差法^[8]进行测量。自外差法是通过探测延时光纤的拍频信号从而获得激光频谱。因此,该技术只能获得一种单一的线宽表示形式。而目前一些科研单位,则需要了解频率噪声如何影响激光线型的变化,并且要观察到线宽在完整傅里叶下的分布特性。国外一些学者较早报道出频率噪声中的理想白噪声,将导致线宽呈现出由 Schawlow-Townes-Henry 所描述的洛伦兹线型^[9]; Saktio 研究发现频率噪声电平高于截止频率恒定时,激光将呈现高斯线型,反之将转换为洛伦兹线型^[10]; Shin 设计出一种 1/f 噪声和白噪声组合诱导出 Voigt 线型的新型卷积方法^[11]。然而,国内对这种通过频率噪声表征线宽的方法研究相对较少。

本文报道了基于 β 算法的一种简单的线宽表征方法,其通过激光器频率噪声谱密度积分计算得到全傅里叶频段分布下的线宽特性。对 β 算法进行了理论分析。并结合数值仿真,得到频率噪声中的 1/f 噪声诱导高斯线型、白噪声诱导洛伦兹线型,且白噪声对线宽影响较小可忽略不计的结论。最后利用 β 算法对 Redfern Integrated Optics (RIO) 公司的 1 550 nm 低噪声窄线宽激光器的频率噪声谱密度进行积分计算,成功获得频率线宽。为了验证此算法的准确性,同时搭建了延时自外差测量系统进行测量,实验结果与理论分析相吻合。

1 理论分析

1.1 激光器光谱特性

为了探索激光线宽的计算公式,假设激光器单模光场被定义为一个随机相位波动导致激光谱线展宽的准单色光场,其光场强度表达式为

$$E(t) = E_0 \exp[j\omega_0 t + \varphi(t)] \quad (1)$$

式中, E_0 为激光器输出光场的恒定振幅, ω_0 为光波中心振荡频率。 t 为时间, $\varphi(t)$ 为激光相位起伏,它导致激光线宽展宽。

根据维纳-辛钦定理可知,自相关函数经傅里叶变换可获得功率谱密度函数,自相关函数表示为^[12]

$$R_E(\tau) = \langle E(t)E(t-\tau)^* \rangle \quad (2)$$

式中, $*$ 表示复共轭,尖括号表示整体平均值。 τ 为时间间隔。在给定频率噪声功率谱密度 $S_{\delta\nu}$ 的情况下,自相关函数可以表示为^[13]

$$R_E(\tau) = E_0^2 e^{i2\pi\nu_0\tau} \exp\left[-2\int_0^\infty S_{\delta\nu}(f) \sin^2(\pi f\tau)/f^2 df\right] \quad (3)$$

式中, f 为频率, τ 为时间间隔。 ν_0 为激光器中心频率, $\delta\nu = \nu - \nu_0$ 为光波相位起伏偏移中心频率的偏差。 $S_{\delta\nu}$ 为具有白噪声和 1/f 噪声贡献的频率噪声功率谱密度。此时激光线型 $S_E(f)$ 可由自相关函数 $R_E(\tau)$ 的傅里叶变换给出

$$S_E(f) = \int_{-\infty}^\infty R_E(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau = E_0^2 \int_{-\infty}^\infty e^{-i2\pi f\tau} \exp\left[-2\int_0^\infty S_{\delta\nu}(f) \sin^2(\pi f\tau)/f^2 df\right] \quad (4)$$

1.2 白噪声、1/f 噪声的激光光谱

为了区分频率噪声谱密度中白噪声、低频噪声分量对线宽的影响,将其频率范围分为两部分进行分析。首先当频率噪声处于低频阶段时,频率 f 小于截止频率 f_c 。即在 $(0, f_c)$ 窄带内,有频率噪声为常数 h_1 时,对式(4)的指数进行积分得到

$$2h_1 \int_0^{f_c} \frac{\sin^2(\pi f\tau)}{f^2} df \approx 2\pi^2 h_1 f_c \tau^2 \quad (5)$$

此时激光线型表达式为

$$S_E(f) = E_0^2 (2/\sqrt{2\pi h_1 f_c}) e^{-f^2/2f_c h_1} \quad (6)$$

由式(6)可知,在 1/f 噪声主要贡献的低频区域里,激光呈高斯型分布,此时半高全宽(FWHM)为^[14]

$$\text{FWHM} = 8\ln(2) f_c h_1 \quad (7)$$

可见线宽的大小主要与截止频率 f_c 和频率噪声谱密度 h_1 相关;而当频率噪声谱 $S_{\delta\nu}$ 处于高频阶段时,此时频率 f 大于截止频率 f_c 。即在 (f_c, ∞) 带宽内,有频率噪声谱密度为常数 h_2 ,对式(4)的指数进行积分得到

$$2\int_0^\infty S_{\delta\nu}(f) \frac{\sin^2(\pi f\tau)}{f^2} = 2h_1 \int_0^\infty \frac{\sin^2(\pi f_2\tau)}{f_2^2} df = \pi^2 h_2 |\tau| \quad (8)$$

给出的激光线型为

$$S_E(f) = \frac{h_2}{(f)^2 + (\pi h_2/2)} \quad (9)$$

由式(9)可知,在白噪声主要贡献的高频区域内激光线宽呈洛伦兹型分布,此时的线宽为

$$\text{FWHM} = \pi h_2 \quad (10)$$

可见,线宽的大小不再随截止频率 f_c 而改变,只与频率噪声谱密度 h_2 有关。

1.3 β 算法基本原理

上述理论分析可知,在全傅里叶频段分布下,激光线宽的大小与频率噪声谱密度以及频率有着密不可分的联系。为了探索两个区域之间的转换,取其线宽相等,频率噪声谱 $S_{\delta\nu} = h_1 = h_2$,得到其线宽从高斯型转换为洛伦兹型的截止频率 f_c 表达式为

$$8[\ln(2) f_c S_{\delta\nu}(f)]^{1/2} = \pi S_{\delta\nu}(f) \quad (11)$$

$$f_c = \pi^2 S_{\delta\nu}(f)/8\ln(2) \quad (12)$$

由式(12)可知,当 $f < \pi^2 S_{\delta\nu}(f)/8\ln(2)$ 时,线宽呈现高斯线型,其大小与频率有关;而 $f > \pi^2 S_{\delta\nu}(f)/8\ln(2)$ 时,即为洛伦兹线型,线宽不随频率而改变。将式(12)转换为频率噪声功率谱函数,并将其定义为 β 分子线。 β 分子线将频率噪声分割成两部分,激光线宽的计算则为高斯线型部分的总

和。得出全频段下激光线宽的表达式为^[15]

$$\text{FWHM} = (8\ln(2)A)^{1/2} \quad (13)$$

$$A = \int_f^\infty H(S_{\delta\nu}(f) - 8\ln(2)f/\pi^2) S_{\delta\nu}(f) df \quad (14)$$

式中, $H(x)$ 为单位阶梯函数, 当 $x > 0$ 时, 有 $H(x) = 1$; 当 $x < 0$ 时, 有 $H(x) = 0$ 。 A 为频率噪声谱密度 $S_{\delta\nu}(f) > 8\ln(2)f/\pi^2$ 的噪声分量面积的积分。

2 数值仿真

为了更加全面清晰的显示出频率噪声对激光线宽的影响。本文结合实际测得的频率噪声谱密度与上述理论公式进行数值仿真。首先在低频阶段, 当截止频率 f_c 趋近于 0, 且 $f_c < S_{\delta\nu}$ 时, 由式(6)得到线宽随频率噪声谱密度的变化如图 1 所示。

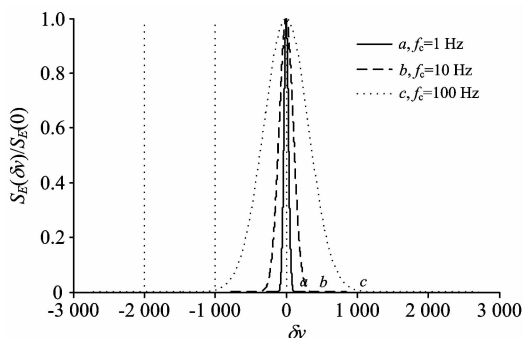


图 1 低频下, 不同截止频率的激光线型分布特性

Fig. 1 The laser shape distribution characteristics of different cutoff frequency at low-frequency region

图 1 中 a , b 和 c 三条曲线分别表示在截止频率为 1, 10 和 100 Hz 情况下, 激光线型的分布特性。文中截止频率 f_c 是指在低通滤波激光器中, 输出信号发生改变的边界频率。为了观察到线型随截止频率的变化, 数值仿真中频率噪声谱密度均赋予定值即为 $10^3 \text{ Hz}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ 。图中结果清晰的展现出当截止频率远远小于频率噪声谱时, 图中三条曲线均为高斯线型, 同时线宽随着截止频率的增加而逐渐增大; 当频率噪声谱密度不变, 使截止频率处于趋近无穷大时。将其带入式(9)得到线宽与截止频率的关系如图 2 所示。

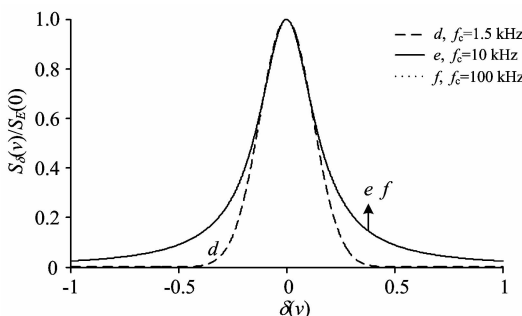


图 2 高频下, 不同截止频率的激光线型分布

Fig. 2 The laser shape distribution characteristics of different cutoff frequency at high-frequency region

图 2 中 d , e 和 f 三条曲线分别表示在截止频率分别为 1.5, 10 和 100 kHz 时, 激光线型的分布特性。图中 e 和 f 两条曲线完全重合, 因此结果表明当截止频率远远大于频率噪声谱密度时, 激光线型呈洛伦兹分布, 此时线宽不再随截止频率的增加而改变。为找到线宽从高斯型转换为洛伦兹型的分界点, 由式(11)和式(12)得到线宽与截止频率的演变分布, 如图 3(a) 所示。并计算得到截止频率附近的频率带宽下线宽误差分布图, 如图 3(b)。

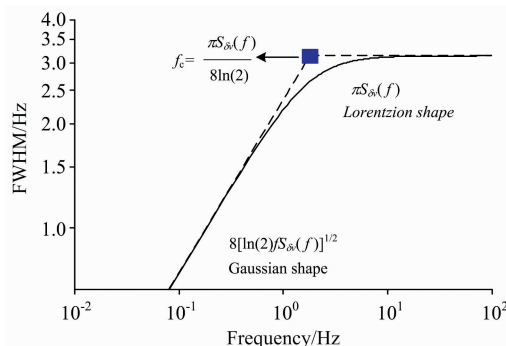


图 3(a) 不同截止频率下线宽分布

Fig. 3(a) The linewidth distribution characteristics of different cutoff frequency

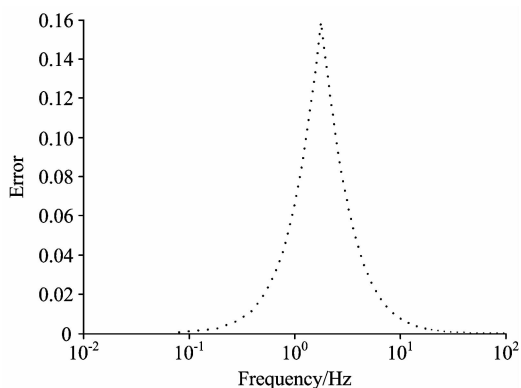


图 3(b) 截止频率范围内的线宽误差分布

Fig. 3(b) Linewidth error distribution over the entire range of the cutoff frequency

从图 3(a) 可知, 当截止频率 $f_c < \pi^2 S_{\delta\nu}(f)/8\ln(2)$ 时, 此时激光呈现高斯线型, 线宽逐渐增大; 而当 $f_c > \pi^2 S_{\delta\nu}(f)/8\ln(2)$ 时, 呈现洛伦兹频谱, 线宽值保持不变。由此可知, 截止频率即为转换两种线型的频率分界点。同时在截止频率 $f_c = \pi^2 S_{\delta\nu}(f)/8\ln(2)$ 的一定范围内, 存在一定误差。由图 3(b) 得知, 当积分频率处于接近截止频率的一定范围内, 此时激光的高斯和洛伦兹两种线型并存。在 β 算法计算中, 只用一种线型进行拟合计算, 因此存在一定误差, 但是误差较小对线宽影响可以忽略。

3 实验部分

3.1 激光器线宽表征

为了全面表征激光线宽的分布特性。在基于 β 算法的窄线宽激光器线宽特性分析中,选择的待测器件为 RIO 公司的 1 550 nm 低噪声窄线宽激光器模块^[16]。在 TEC 控温 25 °C,注入电流分别为 30~110 mA 时,激光光谱如图 4 所示。

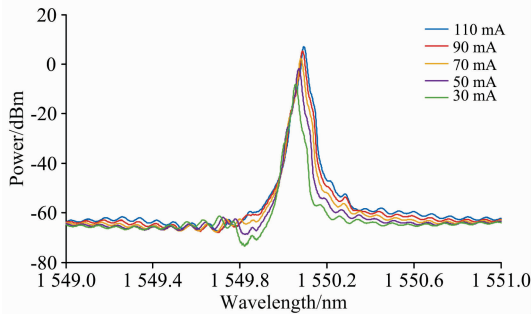


图 4 RIO 激光器的 25 °C, 110, 90, 70, 50 和 30 mA 激光光谱图

Fig. 4 The lasing spectrum of RIO laser at 25 °C and 110, 90, 70, 50, 30 mA

进一步采用 OEwaves 公司的 OE4000 互相关零差相位/频率噪声自动测试系统,测量了该窄线宽激光器的频率噪声。并基于 β 算法利用上述式(13),成功获得 RIO 窄线宽激光器的线宽分布特性,如图 5 所示。其中图 5(a)呈现了激光器 110 mA 的完整线宽分布特性,同时分别对不同注入电流下的激光线宽也进行了计算,结果如图 5(b)所示。

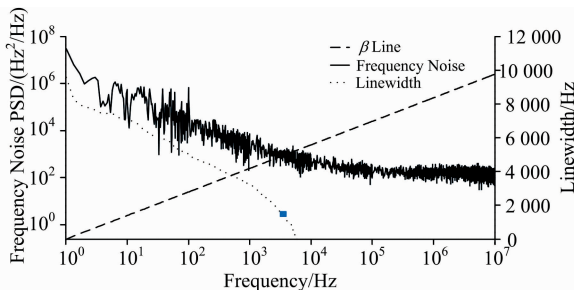


图 5(a) 基于 β 算法的全频激光线宽分布图

Fig. 5(a) Linewidth distribution characteristics at full-band based on β algorithm

图 5(a)中频率噪声谱与 β 分子线相交时所对应的积分频率,即为上述图 3 中的截止频率。此时频率噪声与积分频率的比值则为激光器的噪声调制指数 β ^[17],因此当频率积分处于 $10^0 \sim 10^4$ Hz 的低频调制区域时, $S_{\beta}(f) > 8\ln(2)f/\pi^2$ 且频率噪声谱密度远远大于其傅里叶频率,此时频率噪声与积分频率的比值较大,噪声调制指数 β 较高,频率线宽呈高斯型分布,受低频噪声(1/f 噪声)的影响较大,其大小也随着测量时间的增大而逐渐减少;而当积分频率带宽在 $10^5 \sim 10^6$ Hz 的高频调制区域时,有 $S_{\beta}(f) < 8\ln(2)f/\pi^2$ 。此时频率噪声谱密度与其傅里叶频率相接近,噪声调制指数 β 较低,这意味着频率波动太快,白噪声对线宽影响较小。此时频率线宽呈洛伦兹分布,频率线宽的大小也逐渐趋近于定值不再改变。

图 5(b)中曲线分别表示当激光器在注入电流为 30~110

mA 时,激光线宽的分布特性。由图可知当激光器在激励条件为 90 和 110 mA 时,由于激光器腔内载流子自发辐射趋于稳定状态,所以其线宽大小较为接近可视为相同。同时也证明此时激光器频域波动较少,功率稳定,测量误差较小。

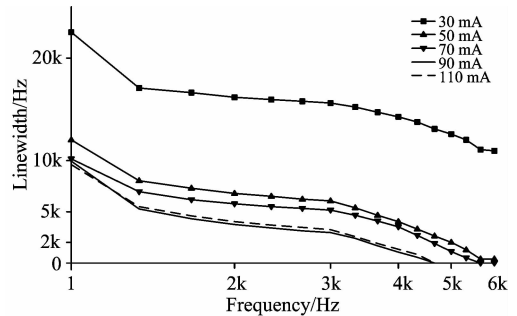


图 5(b) 不同注入电流下的激光线宽分布图

Fig. 5(b) The laser linewidth distribution characteristics at different injection currents

3.2 延时自外差法测量验证

为了验证该算法的准确性,针对 RIO 1 550 nm 低噪声窄线宽激光器模块,选择注入电流为 110 mA 条件进行激光线宽的延时自外差法表征。搭建了光纤延时自外差测量系统,其光纤延迟长度为 50 km,移频频率为 60 MHz。测量结果如图 6 所示,待测激光器线宽在 20 dB 下的半高全宽为 36 kHz,其对应的激光频率线宽为 1.8 kHz,与 β 算法中频率为 2.8 kHz 积分带宽(蓝色标记)下的激光线宽相吻合,由此可证明该算法的准确性。

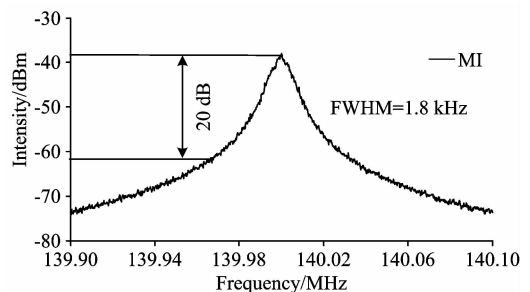


图 6 MI 延时自外差的激光线宽分布图

Fig. 6 The laser linewidth distribution characteristics by delayed self-heterodyne experimental method

4 结果与讨论

通过将两种方法对比分析可以看出,延时自外差测量法只显示一个线宽频谱。而 β 算法得到的激光线宽与频率噪声均呈现在一张分布图中,测量过程中,可以观察到频率噪声中低频噪声(1/f 噪声)、白噪声分别诱导线宽的演变过程;同时在实验测量方面不需要搭建较长的延迟光纤以及复杂的测量系统,较大的节省了实验资源和时间;并且 β 算法可以通过全频段的频率噪声谱密度积分计算得到线宽,没有激光器类型限制可以运用在任意的窄线宽激光器的测量当中; β

算法在计算过程中准确性较高,不需要传统延时外差法中的洛伦兹拟合使实验误差较小,实验结果更加精确明了。

5 结 论

提出了基于 β 算法的一种激光线宽计算方法。详细讨论了此算法的基本原理,并对此算法进行数值仿真,结果充分证明了理论分析的准确性。最后运用此算法对 RIO 公司的

1 550 nm 低噪声窄线宽激光器模块的频率噪声谱密度进行积分计算,得到激光器在全傅里叶频域下对应的激光线宽值。并通过光纤延时自外差测量系统对其进行了实验验证。结果表明,此方法可以准确的计算出全频段傅里叶下的激光线宽,呈现出频率噪声和线宽的完整频域分布状态。该技术具有区别于传统延时自外差法单一表现形式的明显优势,有助于对激光器全面的分析和研究。

References

- [1] AN Ying, HUANG Xiao-hong, LIU Jing-wang, et al(安 颖,黄晓红,刘景旺,等). Spectroscopy and Spectral Analysis(光谱学与光谱分析), 2017, 37(4): 1291.
- [2] Gao F, Qin L, Chen Y, et al. IEEE Photonics Journal, 2018, 10(2): 1501910.
- [3] Zhu Tao, Zhang Baomei, Shi Leilei, et al. Optics Express, 2016, 24(2): 1324.
- [4] Huang S, Zhu T, Cao Z, et al. IEEE Photonics Technology Letters, 2016, 28(7): 759.
- [5] Mhikib O, Forget S, Ott D, et al. Light: Science & Applications, 2016, 5: e16026.
- [6] Bandel N V, Myara M, Sellahi M, et al. Optics Express, 2017, 24(24): 27961.
- [7] Tsuchida H. Optics Letters, 2011, 36(5): 681.
- [8] Ali D A H, Abdul-Wahid S N. Journal of Engineering, 2012, 2(10): 1.
- [9] Henry C H. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1982, 18(2): 259.
- [10] Saktioto, Hamdi M, Irawan D, et al. International Workshop on Location & the Web. IEEE, 2011. 464.
- [11] Shin B K. Journal of Magnetic Resonance, 2014, 249(4): 1.
- [12] Chen Xiaopei. Virginia; Virginia Polytechnic Institute and State University, 2006.
- [13] Zhou K, Zhao Q, Huang X, et al. Optics Express, 2017, 25(17): 19752.
- [14] Domenico G, Schilt S, et al. Applied Optics, 2010, 49(25): 4801.
- [15] Schilt S, Bucalovic N, Tombez L, et al. Review of Scientific Instruments, 2011, 82(12): 123116.
- [16] Alalusi M, Brasil P, Lee S, et al. Proc. SPIE, 2009, 7316(5): 433.
- [17] Bucalovic N, Dolgovskiy V, Schori C, et al. Conference on Lasers and Electro-Optics. IEEE, 2012.

Complete Frequency Domain Analysis for Linewidth of Narrow Linewidth Lasers

QI Xiang-yu^{1, 2}, CHEN Chao^{2*}, QU Yi^{1, 3*}, ZHANG Xing², CHEN Yong-yi², WANG Biao², LIANG Lei², JIA Peng², QIN Li², NING Yong-qiang², WANG Li-jun²

1. State Key Laboratory of High Power Semiconductor Lasers, College of Science, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China
2. State Key Laboratory of Luminescence and Application, Changchun Institute of Optical, Fine Mechanics and Physics of the Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China
3. College of Physics & Electronic Engineering, Hainan Normal University, Haikou 571158, China

Abstract Traditional laser linewidth characterization is usually done by introducing a self-heterodyne technique. This technique is an optical fiber delay based on laser beat note, which generates a Lorentzian spectrum related to the linewidth of a laser. In order to obtain the complete characteristics of a laser linewidth and frequency noise spectrum in its frequency domain, a new method based on β algorithm is proposed. The basic principles of the β algorithm have been analyzed and explained at first. The relationship between frequency noise and laser linewidth in different frequency ranges are analyzed based on the Wiener-Khinchine theorem. When the cut-off frequency tends to be zero or infinity, the laser line shape evolves from Gaussian type to Lorentzian type. Meanwhile, the cut-off frequency of the conversion laser line shape has been deduced, which is represented by the frequency noise function, namely β separation line. Secondly, the frequency noise spectral density has been measured with OE4000 test system. The frequency noise and the line shape of diode lasers are numerically simulated. In the low frequency region, where the

noise level is much larger than its frequency, it produces a slower frequency modulation than that in the high frequency region. The linewidth of the laser is an integration of the frequency noise in the Gaussian line shape region. The error in linewidth calculation is smaller over the entire cut-off frequency range. Finally, a set of measured frequency noise power spectral density of a RIO's laser was used to calculate the linewidth using the β algorithm. When the frequency noise spectral density is greater than the β separation line, the laser appears as a Gaussian line shape and the linewidth decrease with frequency bandwidth; on the contrary, the laser shows a Lorentzian line shape, and the linewidth is fixed. Meanwhile, a delayed self-heterodyne measurement system with delay fiber of 50 km and frequency shift of 60 MHz is constructed. The measured linewidth of a RIO's laser working under 110 mA inject current is about 1.8 kHz, which is consistent with the calculated result of the β algorithm, of which the frequency bandwidth is ~ 2.8 kHz. In conclusion, β algorithm is able to characterize the linewidth of any type of narrow linewidth laser, which is of great significance to the research on narrow linewidth lasers.

Keywords Laser linewidth; β algorithm; Laser shape; Frequency noise

(Received Jun. 29, 2018; accepted Oct. 25, 2018)

* Corresponding authors

(上接 2347 页)

王香凤(厂商联络)

北京师范大学分析测试中心

电话: 010-58807981; 13520034335

Email: xiangfeng@bnu.edu.cn

支持媒体:

会议官网: 光谱网 <http://www.sinospectroscopy.org.cn>(会议各类信息发布以光谱网信息为准)

支持媒体:

分析测试百科网 <http://www.antpedia.com/>

仪器信息网 <http://www.instrument.com.cn>

主办单位:

中国光学学会

中国光学学会光谱专业委员会

中国化学会

承办单位:

四川大学分析测试中心

第 21 届全国分子光谱学学术会议暨 2020 年光谱年会组委会

2019 年 6 月 18 日