

·激光技术·

弱本振激光外差探测信噪比分析

曹松棣¹, 张合勇²

(1. 海军某军事代表室, 黑龙江 哈尔滨 150046;

2. 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所 激光与物质相互作用国家重点实验室, 吉林 长春 130033)

摘要: 为避免传统激光外差探测中强本振信号带来的散粒噪声影响, 着眼于光子级别的弱本振激光外差探测信噪比分析。首先, 将脉冲体制弱本振激光外差探测信噪比表达式应用于分段连续弱本振激光外差探测中, 获得中心频率为 221 kHz 外差信号的解析, 且信噪比的理论计算和实验值吻合。其次, 采用数据段细分功率谱累积技术, 在相同的信噪比情况下, 所利用的数据量总数降低为传统功率谱累积方法的 1/10, 提高了数据利用率, 且在功率谱累积次数较少时, 信噪比改善比近似遵守 \sqrt{m} 规律。

关键词: 多像素光子计数器; 弱本振; 功率谱累积; 信噪比; 信噪比改善比

中图分类号: TN249

文献标识码: A

文章编号: 1673-1255(2012)06-0029-06

Analysis of SNR for Laser Heterodyne Detection with Weak Local Oscillator

CAO Song-di¹, ZHANG He-yong²

(1. Military Representatives Office of Navy, Harbin 150046, China; 2. Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter, Changchun 130033, China)

Abstract: In order to avoid the influence of shot noise due to the powerful local oscillator(LO) in traditional laser heterodyne detection, SNR (signal to noise ratio) analysis of laser heterodyne detection with a weak LO under photon-level is presented. Firstly, the expression of SNR with a pulsed laser is applied in the condition of partial CW(continuous wave) and weak LO laser heterodyne detection. The spectrum of the heterodyne signal with the center frequency 221 kHz has been achieved and the theoretical value of SNR is in agreement with that of the experiment. Secondly, the techniques of data segment fractionizing and PSD (Power Spectral Density) averaging are used in the research of SNR. The results showed that the volume of the data has been decreased to 0.1 times compared with the traditional PSD averaging, the data resource is fully used during signal processing and SNIR (Signal to Noise Improved Ratio) nearly obeys the \sqrt{m} rule(m is the averaging time) under a small quantity of data segments.

Key words: multi-pixel photon counter (MPPC); weak local oscillator; power spectral density (PSD) averaging; signal to noise ratio (SNR); signal to noise improved ratio (SNIR)

近年来, 由于探测距离和探测灵敏度对探测器的探测能力提出新的挑战, 光子计数手段提供了强有力的技术途径。但是, 传统的光子计数方式由于采用光电倍增管或单点 APD 进行探测, 存在噪声大、动态范围小、高压工作等问题。因此不少半导体器件厂商将目光投放在阵列光子计数探测器研制和生产领域。在此方向上取得较大突破的单位主要有美国林肯实验室和日本滨松公司。林肯实验室采用独

立研制的 APD 阵列探测器用于三维成像以及光子计数外差实验^[1-4], 该实验室的盖革模式 APD 阵列每个像素独立输出信号, 且每个像素设置有主动淬灭电路, 而滨松公司的多像素光子计数器(MPPC)则所有像素累积输出, 因此具有更大的计数动态范围。主要用在高能物理、天文学、荧光测量等前沿领域^[5-10], 国外在该方向的研究也集中在近 5 年内。利用 MPPC

收稿日期: 2012-11-06

作者简介: 曹松棣(1968-), 男, 辽宁锦州人, 硕士, 高级工程师, 主要研究方向为光电信号处理。

对弱本振激光外差探测的信噪比进行分析,研究目的是为下一步实现光子计数外差奠定基础。在微弱的回波信号情况下,常规的激光外差探测依靠增加本振光功率的方法,实现对信号的提取。但是,过强的本振信号将引入较大的散粒噪声,在一定程度上降低信噪比,所以,需要利用弱本振信号对光子级别的信号进行提取。文中根据上述需求,开展弱本振激光外差探测的信噪比研究,采用数据段细分以及功率谱累积技术,将弱本振激光外差探测信噪比进一步提高,为更好地实现微弱信号提取奠定技术基础。

1 实验装置简述

实验中采用532 nm单频激光照射在转速可调的旋转漫反射体表面。经过漫反射体表面反射的光由光学系统进行搜集,之后经过一组衰减器,并与本振光混频,混频后稀疏的光子流入到多像素光子计数器MPPC感光面上,经过前置放大及滤波处理后,实验装置如图1所示。

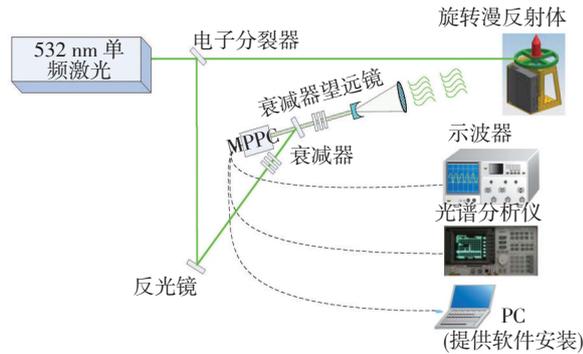


图1 MPPC光子计数外差示意图

MPPC输出三路信号,第一路信号为USB输出光子计数速率,第二路和第三路信号分别对应MPPC输出的模拟信号和比较器输出非周期方波信号,模拟信号输出值表示在该时刻所探测到的到达光子数。实验中某次测量由示波器输出的MPPC第二路和第三路信号如图2所示。

由图2可知,示波器输出波形中,上半部分对应于模拟端口输出,脉冲出现的位置对应于探测到光子到达的时刻,脉冲幅值对应于光子数的多少。图2下半部分对应于比较器输出的信号,该信号相对于与之对应的脉冲信号具有大概20 ns的时间延迟,输出方波的位置根据模拟信号以及所设定的比较器阈值而定。

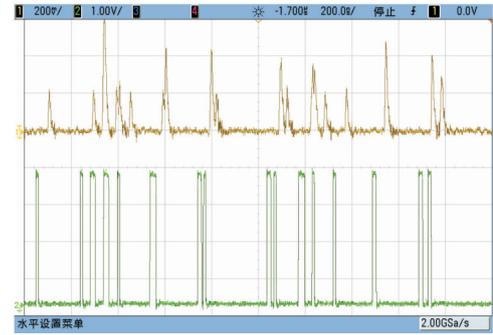


图2 MPPC模拟输出和比较器输出波形

2 弱本振光外差信噪比

关于光子计数外差探测的频率反演以及信噪比研究已有文献报道^[3]。此处将给出主要的数学描述。在描述光子计数外差探测过程时,假设拍频信号的初始相位对不同的脉冲是随机的,换句话说,相干积分时间等于脉冲宽度,却短于脉冲周期。对分段连续信号,近似满足上述假设条件。

首先,对信号和噪声功率谱密度(PSD)的概率密度函数(PDF)进行描述。基本思想是对信号和本振光的拍频电流进行傅里叶变换得到每个接收脉冲的PSD,将多个脉冲PSD进行平均可以得到在中频 f_{if} 处尖峰。接收入射信号和本振光子的光子计数器是平方律探测器,且产生的电流是一系列Delta函数之和。接收到的第 k 个脉冲产生的光电流等于

$$I^{(k)}(t) = \sum_{i=1}^{N_s^{(k)} N_{LO}^{(k)} N_D^{(k)}} \delta(t - t_i) \quad (1)$$

其中, $N_s^{(k)}$ 为第 k 个脉冲的信号光电子; $N_{LO}^{(k)}$ 为第 k 个脉冲的本振光电子; $N_D^{(k)}$ 为第 k 个脉冲的暗计数。 t_i 为第 i 个光电子的到达时间。在傅里叶空间,式(1)变成矢量和

$$\tilde{I}^{(k)}(f) = \sum_{i=1}^{N_s^{(k)} N_{LO}^{(k)} N_D^{(k)}} \exp(-j2\pi f t_i) = \sum_{i=1}^{N_s^{(k)} N_{LO}^{(k)} N_D^{(k)}} \exp(-j\varphi_i) \quad (2)$$

其中,相位 $\varphi_i = 2\pi f t_i$,在复数平面内,对于给定的频率,矢量和 $\tilde{I}^{(k)}(f)$ 的二维PDF服从2D高斯分布。矢量和 $f=f_{if}$ 是一个非零均值二维高斯分布。

对于 $f=f_{if}$,时间间隔是完全随机的,因此各个矢量的相位是彼此独立的,而且均匀分布在 $-\pi$ 到 π 之间。对于 $f=f_{if}$,光子到达时间 t_i 不是随机的,但是其PDF与信号和本振光拍频频率之间服从正弦变化规律。导致各矢量的相位呈线性变化关系,从而产生

非零均值二维高斯分布。到达时间 t_i 的分布可以通过接收到的第 k 个脉冲外差信号经典的电流表达式得到

$$I_{\text{classical}}^{(k)}(t) = N_s^{(k)} + N_{LD}^{(k)} + N_D^{(k)} + 2m^2 \sqrt{N_s^{(k)} \cdot N_{LD}^{(k)}} \cos(2\pi f_{if} t + \theta^{(k)}) \quad (3)$$

其中, m^2 表示混频效率; $\theta^{(k)}$ 为初始相位。在式(3)中, 忽略了正比于 $\sqrt{N_s^{(k)} \cdot N_{LD}^{(k)}} \cos(2\pi f_{if} t)$ 和 $\sqrt{N_{LD}^{(k)} \cdot N_s^{(k)}} \cos(2\pi f_{if} t)$ 的两项, 分别表示信号与暗电流拍频以及本振光与暗电流拍频的信号。这两项都比 $\sqrt{N_s^{(k)} \cdot N_{LO}^{(k)}} \cos(2\pi f_{if} t)$ 小很多, 因此, 完全可以忽略。

如式(3)所述, 每个接收脉冲具有不同的 N_s 和 N_{LO} 以及不同的初始相位。由于 N_{lo} 服从 Poissonian 分布, 对第 k 个脉冲具有 q 个本振光电子的概率为

$$P_{N_{LO}^{(k)}}(q) = \frac{(\bar{N}_{LO})^q \exp(-\bar{N}_{LO})}{q!} \quad (4)$$

其中, \bar{N}_{LO} 为整个脉冲平均后的每个脉冲的平均本振光电子数。进一步, 假设暗计数也服从 Poissonian 分布。则本振光电子分布的一阶和二阶矩如下

$$\mathbf{E}[N_{LO}^{(k)}] = \bar{N}_{LO} \quad (5)$$

$$\mathbf{E}[(N_{LO}^{(k)})^2] = \bar{N}_{LO} + (\bar{N}_{LO})^2 \quad (6)$$

信号光电子数 N_s 对镜面目标服从 Poissonian 分布, 对漫反射目标服从负二项式分布。对于漫反射目标, 第 k 个脉冲具有 q 个信号光电子的概率为

$$P_{N_s^{(k)}}(q) = \frac{\Gamma(q+M)}{\Gamma(q+1)\Gamma(M)} \left(1 + \frac{M}{\bar{N}_s}\right)^{-q} \left(1 + \frac{\bar{N}_s}{M}\right)^{-q} \quad (7)$$

其中, \bar{N}_s 为整个脉冲平均后的每个脉冲的平均信号光电子数; 参数 M 表示目标的漫反射程度。 M 值越小, 目标漫反射越强。在很大 M 的极限情况, 二项式分布收敛于 Poissonian 分布, 此时目标可以有效地看作镜面反射, 回波光电子的一阶矩和二阶矩如下

$$\mathbf{E}[N_s^{(k)}] = \bar{N}_s \quad (8)$$

$$\mathbf{E}[(N_s^{(k)})^2] = \bar{N}_s + \left(1 + \frac{1}{M}\right)(\bar{N}_s)^2 \quad (9)$$

对于探测器前段放置偏振片的理想漫反射体, 只有垂直或者水平偏振的散射光可以进入探测器, 此时 $M=1$, 由式(7)给出的分布简化为 Bose-Einstein (或几何) 分布

$$PN_s^{(k)}(q) = \frac{1}{1 + \bar{N}_s} \left(\frac{\bar{N}_s}{1 + \bar{N}_s}\right)^q \quad (10)$$

式(9)的一阶矩和二阶矩如下

$$\mathbf{E}[N_s^{(k)}] = \bar{N}_s \quad (11)$$

$$\mathbf{E}[(N_s^{(k)})^2] = \bar{N}_s + 2(\bar{N}_s)^2 \quad (12)$$

现在可以推导出信号和噪声频率处的单脉冲 PSD。由于 PSD 是 k 个脉冲产生电流的平均, 根据探测的电流 $PSD = (1/K) \sum_{k=1}^K |\tilde{I}^{(k)}(f)|^2$, 其中 $\tilde{I}^{(k)}(f)$ 由式(2)给出。通过对 $\tilde{I}^{(k)}(f)$ 的振幅和相位所服从的概率统计分布, 最终可得到干涉中频信号以及噪声信号的功率谱密度 PSD。为方便起见, 用 G_{if} 表示频率在 $f=f_{if}$ 处的功率谱密度, G_n 表示频率在 $f=f_n$ 处的功率谱密度。因此, 信号和噪声的期望和方差分别可表示为

$$\mathbf{E}[G_{if}] = m^2 \bar{N}_s \bar{N}_{LO} + (\bar{N}_s + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D) \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}[G_{if}^2] &= 2(\bar{N}_s + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D) + 2(\bar{N}_s + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D)^2 + \frac{2\bar{N}_s^2}{M} + \\ &4m^2 \bar{N}_s \bar{N}_{LO} \bar{N}_D + m^4 \left(1 + \frac{1}{M}\right) \bar{N}_s^2 \bar{N}_{LO}^2 + m^2(m^2 + 8) \bar{N}_s \bar{N}_{LO} + \\ &m^2(m^2 + 4) \bar{N}_s \bar{N}_{LO}^2 + m^2(m^2 + 4) \left(1 + \frac{1}{M}\right) \bar{N}_s^2 \bar{N}_{LO} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\mathbf{E}[G_n] = \bar{N}_s + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}[G_n^2] &= 2(\bar{N}_s + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D) + \\ &2(\bar{N}_s + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D)^2 + \frac{2\bar{N}_s^2}{M} \end{aligned} \quad (16)$$

根据方差公式

$$\sigma_G^2 = \mathbf{E}[G^2] - (\mathbf{E}[G])^2 \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{G_{if}}^2 &= 2(\bar{N}_s + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D) + (\bar{N}_s + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D)^2 + \frac{2\bar{N}_s^2}{M} + \\ &2m^2 \bar{N}_s \bar{N}_{LO} \bar{N}_D + \frac{m^4 \bar{N}_s^2 \bar{N}_{LO}^2}{M} + m^2(m^2 + 8) \bar{N}_s \bar{N}_{LO} + \\ &m^2(m^2 + 2) \bar{N}_s \bar{N}_{LO}^2 + m^2(m^2 + 2 + \frac{m^2+2}{M}) \bar{N}_s^2 \bar{N}_{LO} \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{G_n}^2 &= 2(\bar{N}_s + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D) + \\ &(\bar{N}_s + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D)^2 + \frac{2\bar{N}_s^2}{M} \end{aligned} \quad (19)$$

根据信噪比的定义可得

$$SNR = \left(\frac{\bar{G}_{if} - \bar{G}_n}{\sigma_{G_{if}} + \sigma_{G_n}} \right)^2 \quad (20)$$

将式(13)~式(19)各表达式代入式(20)可得以下表达式

$$SNR = \frac{(m^2 \bar{N}_S \bar{N}_{LO})^2}{\left[\begin{aligned} & 2(\bar{N}_S + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D) + (\bar{N}_S + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D)^2 + \frac{2\bar{N}_S^2}{M} + \\ & 2m^2 \bar{N}_S \bar{N}_{LO} \bar{N}_D + \frac{m^4 \bar{N}_S^2 \bar{N}_{LO}^2}{M} + m^2(m^2 + 8)\bar{N}_S \bar{N}_{LO} + \\ & m^2(m^2 + 2)\bar{N}_S \bar{N}_{LO}^2 + m^2(m^2 + 2 + \frac{m^2 + 4}{M})\bar{N}_S^2 \bar{N}_{LO} + \\ & 2(\bar{N}_S + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D) + (\bar{N}_S + \bar{N}_{LO} + \bar{N}_D)^2 + \frac{2\bar{N}_S^2}{M} \end{aligned} \right]^2} \quad (21)$$

根据上述表达式,可计算不同强度的本振光和信号光与最终信噪比的关系。将理论计算与实验测量比较如图3所示。

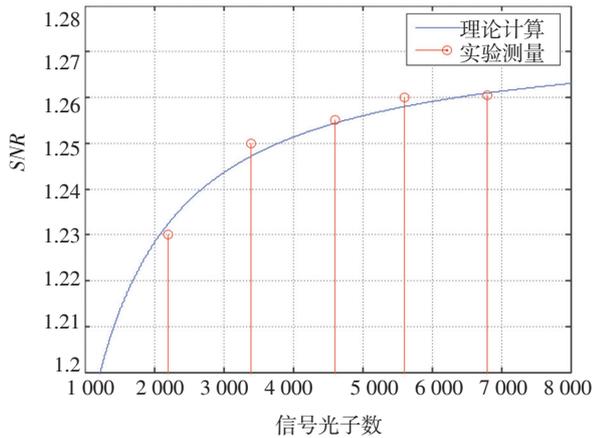


图3 光子计数外差信噪比

如图3所示,图中横坐标表示1 ms内的信号光子数(实验过程中保持本振光与信号光子数相等)。数值模拟中,混频效率 $m^2=0.2$,目标漫反射参数 $M=1.275$ (理想漫反射体 $M=1$,实验中采用白色打印纸包覆目标),实验中暗计数为0.9 kcps(相当于无光状态下1 ms内平均有0.9个暗计数光子)。由图3可知,在选取上述实验参数作为数值模拟初始条件下,获得的理论值与实验测量值相吻合。因此,上述脉冲体制的弱本振激光外差信噪比表达式适用于分段连续的弱本振激光外差信噪比分析中。

3 光子计数外差功率谱

对上述实验所得信号进行功率谱分析,解析出光子计数外差信号中的频率成分。由于漫发射目标回波光子分布引入噪声较大。因此,需要采取一定措施抑制噪声成分,提高信噪比。由于所处理的信号和噪声均是在频域中进行,所以传统的针对时域

或空域滤波的方法(匹配滤波、带通滤波、自相关运算等)不再适用。而在频域信噪比增强方法中最常用的为累积平均法。

3.1 常规的功率谱累积平均

实验中原始数据记录长度为4 000 000点,数据采样率为400 MHz,数据段所覆盖时间为10 ms,单次数据功率谱如图4所示。

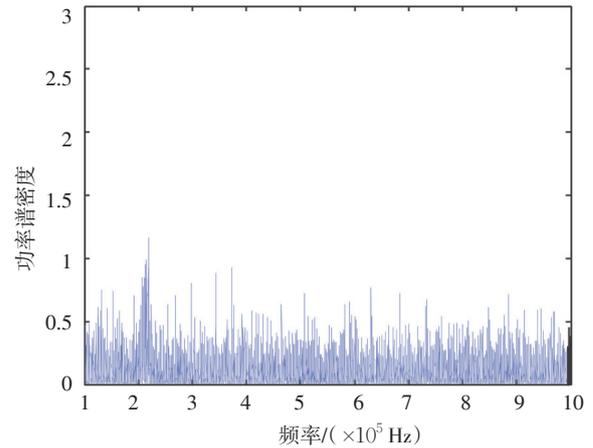


图4 单次测量外差信号的功率谱

由图4可知,单次测量信号的功率谱在221 kHz处出现峰值,但此时信噪比低,为了提高信噪比,可将信号进行功率谱累积平均。图5分别为5次,10次,15次,20次功率谱累积平均的结果。

由图5可知,采用20段数据(每段4 000 000点)功率谱累积平均方法,信噪比提升3~4倍。然而,包含的本底噪声所占的成分依然较大。为此,采用了数据段细分的方法,将原始记录的每段数据进行一定比例的分段处理,再将每一小段数据所处理的频谱进行累积,进一步提高信噪比。

3.2 数据细分功率谱累积平均

如前所述,针对数据长度为4 000 000点的20段数据,采用传统的功率累积平均方法,信噪比获得一定改善,但并没有较大幅度的提高。文中旨在研究利用有效的数据长度,获得尽可能高的信噪比,因此,提出了基于数据细分的功率谱累积平均方法。

上面提到对原始数据进行细分,如何控制细分数据长度将尤为重要。因为对于一定长度的数据,所提取出信号的信噪比主要受两方面因素制约:

(1)功率谱累积次数

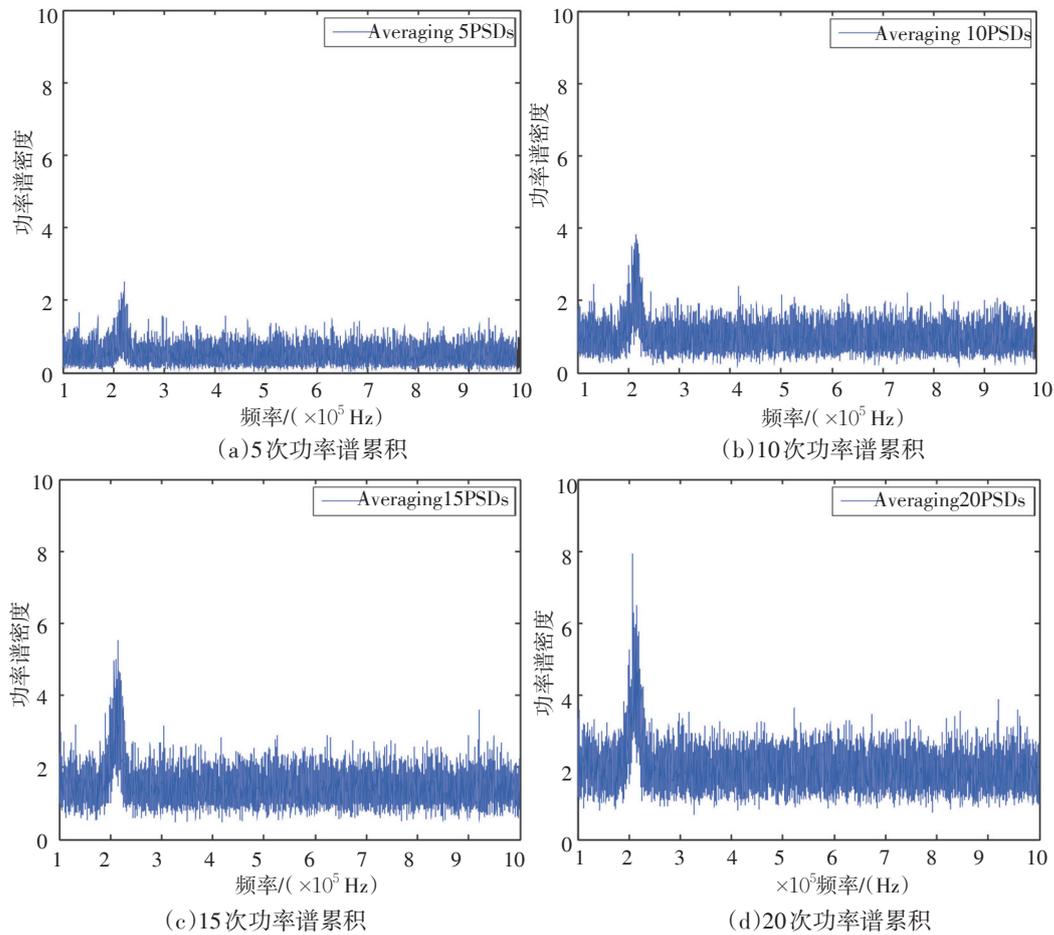


图5 外差信号的功率谱多次累积平均

由于噪声的功率谱分布杂乱,而信号功率谱始终保持一定的峰值,通过功率谱累积的方式,可以将信号的信噪比提升。因此,就该因素而言,希望功率谱累积的次数越多越好。

(2) 数据段覆盖的时间

由于针对一定长度数据段细分,累积次数增多,意味着每段数据长度(即覆盖时间)缩短,即表示该段数据所囊括的信号周期数较少。由傅里叶变换可知,数据段长度减少,信号处的峰值功率谱将减小,降低对噪声的抑制能力。就该因素而言,希望每段数据的长度越长越好,意味着功率谱累积的次数减少,与第一条影响因素相制约。

为直观地反映数据段细分前后对比,先给出将数据段进行10等分的信号功率谱。因此,原来的5、10、15、20段数据的功率谱累积变为50、100、150、200小段数据的功率谱累积,此时每段数据长度为原来1/10。而傅里叶变换点数保持不变,即频率分辨率保持不变。同时,为体现数据分段对信噪比的改善情

况,将原始第一段、前两段数据的细分数据前10小段、前20小段对应的功率谱累积作图。上述6种情况所对应的功率谱累积情况分别如图6所示。

由图6可知,采用数据段细分功率谱累积技术,在前20小段数据处理过程中,已经获得了接近于未进行数据细分之前20大段(相当于200小段)数据进行功率谱累积的信噪比。也就是说,获得相同的信噪比情况下,数据细分后所需的总的数据量只有原来的1/10,这对于数据的实时处理以及存储单元的有效利用尤为重要。

根据上述6幅图,可得出以下几点结论:

(1) 由图6a~图6c可知,随着累积的细分数据段越多,信号的信噪比逐渐增加,经过 m 次取样累积后,信噪改善比为 \sqrt{m} 。这是由于噪声的随机性和信号的持续稳定性共同决定的。

(2) 由图6d~图6f可知,随着累积的细分数据段增加,信噪比的改善情况不明显,出现信噪比改善饱和现象,表现为信噪改善比实验测量值低于理论预

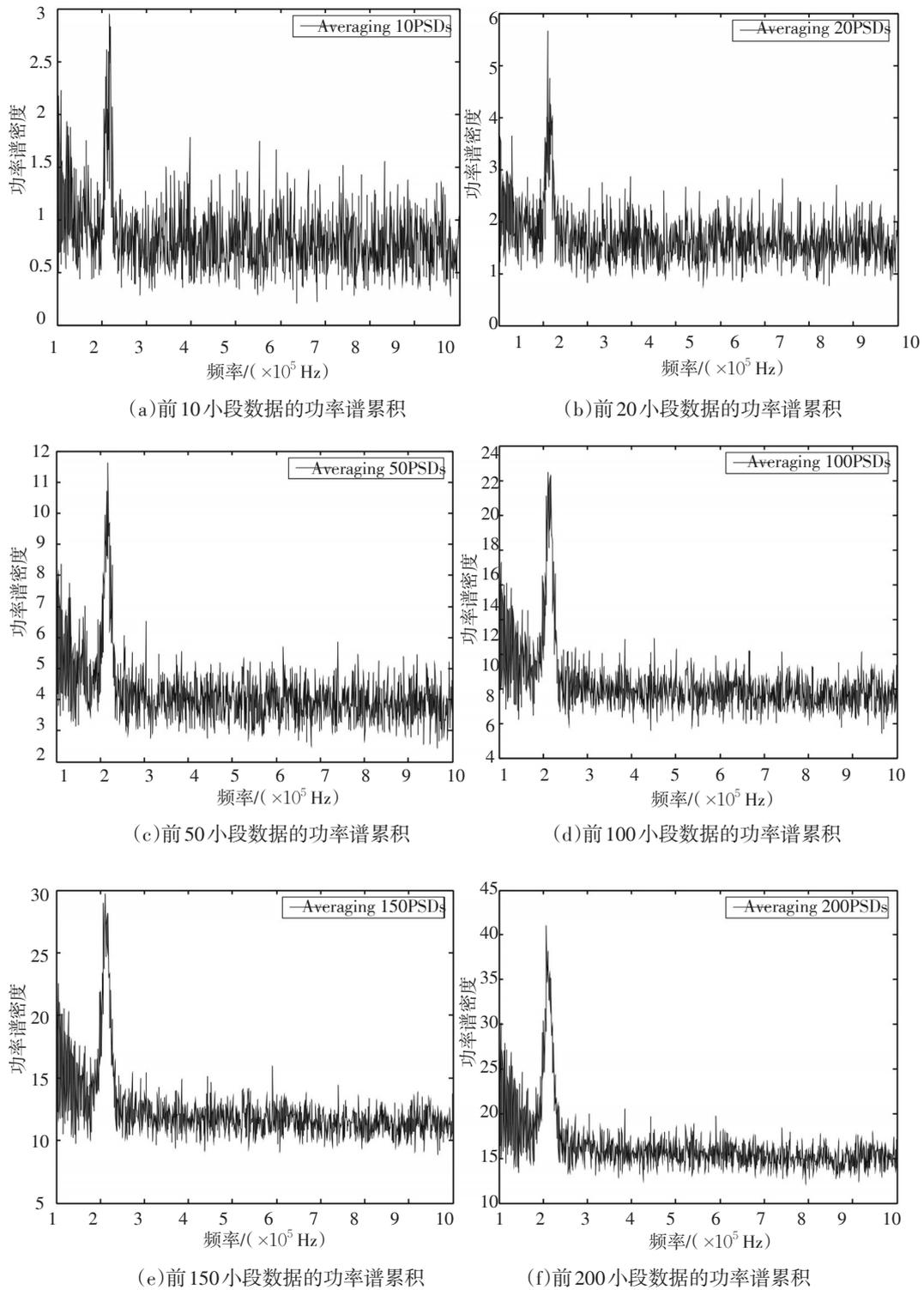


图6 数据细分后外差信号的功率谱多次累积平均

测值,且叠加次数越多,信噪改善比偏离 \sqrt{m} 越严重。

(3)由图6中各图均可看出,数据段细分后的功率谱中,直流分量频谱宽度加宽,逐渐扩展到信号所

在的位置,这对低频信号的提取极为不利。主要是因为数据段细分数量加大,造成的直流信号频谱泄露严重,频谱宽度加宽,逐渐延伸到所测量的信号区域,引起一定的干扰。(下转第74页)

参考文献

- [1] 邹建,扶新.雪崩光电二极管温漂特性的实验研究[J].压电与声光,1999,21(2):158-160.
- [2] 容太平,苗林.采用MAX6605实现APD最佳偏压温度补偿[J].华中科技大学学报(自然科学版),2004,32(5):16-18.
- [3] 张荣山,陈三宝,李海俊,等. APD最佳偏压温度补偿的实现方法[J].电子产品世界,2003(4):28-30.
- [4] 李瑞,万钧力,周召,等.雪崩光电二极管数控偏压源的设计[J].四川理工学院学报(自然科学版),2006,19(1):64-66.
- [5] 冯颖,张合,张祥金,等.激光探测系统雪崩管实时补偿研究[J].南京理工大学学报(自然科学版),2010,34(6):787-791.
- [6] 陈殿仁,姜会林,尹福昌. APD探测技术的实时噪声补偿[J].兵工学报,1999,20(2):127-131.
- [7] 夏江涛,房润晨,袁昌斌.光电倍增管高压电源设计[J].现代电子技术,2010(2):201-204.
- [8] 魏秉国.低压直流供电电路中高压直流的产生[J].现代电子技术,2008(12):22-24.
- [9] 赵希,狄甲军.一种高性能APD反向偏压控制电路的实现[J].吉林工程技术师范学院学报,2008,24(1):67-68.
- [10] 马跃,邓玉福,于桂英.小型高压开关电源设计[J].沈阳师范大学学报(自然科学版),2011,29(1):30-33.

(上接第34页)

4 结 论

将脉冲体制弱本振激光外差探测信噪比表达式运用于分段连续弱本振外差探测中,对中心频率为236 kHz的外差信号进行解析,信噪比的理论计算与实验测量相吻合。根据上述信噪比的定义,给出常规的功率谱累积以及数据细分后的功率谱累积信噪比,在相同的信噪比情况下,数据细分所需要的原始数据降低为原来的1/10,提高了数据利用率。另外,数据细分所获得的信噪改善比近似遵守 \sqrt{m} 规律,随着功率谱累积次数增加,会出现信噪改善比饱和现象。最后,还要注意避免数据段细分后引起的直流分量影响加重,所选取的数据长度应保证直流分量不淹没有用信息。

参考文献

- [1] Brian F Aull, Andrew H Loomis, Douglas J Young, et al. Landers. Geiger-Mode Avalanche Photodiodes for Three-Dimensional Imaging[J]. LINCOLN LABORATORY JOURNAL,2002,13:335-350.
- [2] Marius A Albota, Brian F Aull, Daniel G Fouche, et al. Three-Dimensional Imaging Laser Radars with Geiger-Mode Avalanche Photodiode Arrays[J]. LINCOLN LABORATORY JOURNAL,2002,13:351-370.
- [3] Leaf A Jiang, Jane X Luu. Heterodyne detection with a weak local oscillator [J]. APPLIED OPTICS,2008, 47 :1486-1053.
- [4] Jane X Luu, Leaf A Jiang. Saturation effects in heterodyne detection with Geiger-mode InGaAs avalanche photodiode detector arrays [J]. APPLIED OPTICS,2006, 45: 3798-3804.
- [5] Chang Lyong Kim, Gin-Chung Wang, Sergei Dolinsky. Multi-Pixel Photon Counters for TOF PET Detector and Its Challenges [J]. IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, 2009, 56 : 2580-2585.
- [6] Akihiro Minamino, Naoki Nagai, Daniel Orme, et al. Development of Multi-Pixel Photon Counters for T2K long baseline neutrino experiment. IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record,2008,50: 3111- 3114.
- [7] Martin Gottlich, Erika Garutti, Valentin Kozlov, et al. Application of Multi-Pixel Photon Counter to Positron Emission Tomography. IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record,2008, 50: 3119- 3122.
- [8] F Retiere, Y Du, S Foreman, et al. Characterization of Multi-Pixel Photon Counters for T2K Near Detector [J]. Nuclear Instrumentation and Methods in Physics Research A,2009,610:378-380.
- [9] Debora Henseler, Ronald Grazioso, Nan Zhang, et al. SiPM Performance in PET Applications: An Experimental and Theoretical Analysis [C]//2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, ,28:1941-1947.
- [10] Chang Lyong Kim, Gin-Chung Wang, Sergei Dolinsky. Multi-Pixel Photon Counters for TOF PET Detector and Its Challenges [J]. IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, 2009,56: 2580-2585.