

## 激光与光电子学进展

高速脉冲位置调制对 SNSPD 探测  
光子计数特性影响(特邀)吴晓薇<sup>1</sup>, 杨雷<sup>1\*</sup>, 展月英<sup>1</sup>, 孙扬<sup>1,2</sup>, 熊蛟<sup>1</sup>, 王强<sup>1</sup><sup>1</sup>中国科学院空间应用工程与技术中心, 北京 100094;<sup>2</sup>中国科学院大学, 北京 100094

**摘要** 激光通信是近年深空探测领域的研究热点之一。深空激光通信采用脉冲位置调制(PPM)提升通信能量效率,并使用单光子探测器以高效地接收信号。其中,超导纳米线单光子探测器(SNSPD)被广泛认可是最优选择之一。本文分析了 SNSPD 的死时间和抖动特性,以及高速脉冲信号的拖尾现象,对基于 PPM-SNSPD 调制探测方式的深空激光通信产生的影响,并计算了 SNSPD 在该体系下的光子计数特性。基于分析,提出一种偏移补偿保护时隙 PPM 符号同步算法。相较普通的保护时隙同步算法,所提算法能有效减少 PPM-SNSPD 体系下的同步误差,提升系统误码率。

**关键词** 自由空间光通信; 深空激光通信; 脉冲位置调制; 单光子探测器

中图分类号 E963

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP232786

Photocount Characteristics of SNSPD for PPM Signals in  
Deep-Space Laser Communication (Invited)Wu Xiaowei<sup>1</sup>, Yang Lei<sup>1\*</sup>, Zhan Yueying<sup>1</sup>, Sun Yang<sup>1,2</sup>, Xiong Jiao<sup>1</sup>, Wang Qiang<sup>1</sup><sup>1</sup>Technology and Engineering Center for Space Utilization, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China;<sup>2</sup>University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China

**Abstract** Deep-space laser communication systems commonly use pulse-position modulation (PPM) to improve the energy efficiency of communication and use single-photon detectors for efficient signal reception. In particular, superconducting nanowire single-photon detectors (SNSPD) are one of the most suitable detector choices. In this study, we investigated the performance of high-speed PPM-SNSPD-based deep-space laser communications in terms of the dead time and jitter of SNSPD as well as the trailing phenomenon of high-speed pulsed signals. The photocount characteristics of SNSPD were analyzed. Based on this analysis, we proposed a bias-compensated guard-time PPM symbol synchronization algorithm. Compared with the conventional guard-time symbol synchronization algorithm, the proposed algorithm effectively reduces synchronization errors and improves system error performance.

**Key words** free-space optical communication; deep-space laser communication; pulse position modulation; single-photon detector

## 1 引言

由于能量效率高、传输距离远、通信带宽大等优点,激光通信成为近年深空探测领域的研究热点并取得了长足的技术突破。深空激光通信链路面临信号空间衰减大、大气影响严重、强背景光干扰等问题,需要采用强度调制直接检测(IM-DD)调制探测方式以提升通信灵敏度<sup>[1]</sup>。该调制探测方式下,通常采用脉冲

位置调制(PPM)以获得接近深空信道容量的能量效率<sup>[2-5]</sup>,并采用光子计数探测器以提升信号的接收灵敏度。超导纳米线单光子探测器(SNSPD)作为一种高灵敏度单光子探测器,被广泛认可是当前激光通信系统高速下行信号接收的最优选择之一<sup>[6-10]</sup>。国内开展 SNSPD 相关科研的机构包括南京大学、清华大学、西南交通大学、中国科学院上海微系统与信息技术研究所、中国科学院物理研究所等高校与科研院所<sup>[11-14]</sup>。

收稿日期: 2023-12-29; 修回日期: 2024-02-05; 录用日期: 2024-02-19; 网络首发日期: 2024-02-28

基金项目: 国家自然科学基金(61971403, 62371439, 62301533)、中国科学院战略性先导科技专项(XDA30030600)、中国科学院青年创新促进会(2022161)、中国科学院特别研究助理资助项目

通信作者: yang.lei@csu.ac.cn

在实际应用方面,我国中国科学院云南天文台<sup>[15]</sup>及美国桌山天文台<sup>[16-17]</sup>等地面站均已采用基于 SNSPD 的光学探测系统。

虽然 SNSPD 的高性能已在实际系统中被证实,且已有大量对于 SNSPD 自身器件特性的研究,但对于 SNSPD 探测特性对于通信系统整体性能影响的理论分析总体上仍处于探索阶段。文献<sup>[16]</sup>推导出当死时间小于 PPM 时隙宽度时的光子计数分布。文献<sup>[17]</sup>提出一种针对低速通信的单光子探测器光子计数分布统计学建模方法。文献<sup>[18]</sup>推导了使用单个单光子探测器接收 PPM 信号的比特误码率(BER)模型,并讨论了简化的无光子分辨度的探测器模型。文献<sup>[19-23]</sup>指出背景噪声、发射机缺陷、消光比等因素会进一步降低接收机性能。

文献<sup>[24]</sup>分析了 SNSPD 死时间对于高速 PPM 信号的擦除效应。死时间长度超过 PPM 符号长度时, SNSPD 对信道引入了记忆性,进而导致 PPM-SNSPD 信道的非对称性。但是,该分析没有考虑到 SNSPD 的探测抖动带来的时隙间干扰。研究表明,抖动对探测性能的影响较为明显<sup>[25]</sup>,接收机忽略时隙间干扰进行信号处理将会导致明显的误码率上升。此外,我们也观察到实际系统中的信号拖尾也将造成明显的时隙间干扰。为进一步完善 PPM-SNSPD 信道模型,在此基础上进一步细化分析,力求通过推导每时刻接收机的光子计数概率密度函数(PDF),量化死时间、抖动、信号拖尾的影响。

## 2 研究背景

本小节介绍文章中相关的系统模型及理论,包括基于 PPM 调制空间光通信系统模型和 SNSPD 光子探测模型。

### 2.1 数学表达式定义

文章中使用的数学表达式定义如下: $x \sim \mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$  代表  $x$  是均值为  $\mu$ 、标准差为  $\sigma$  的高斯变量; $\phi(x; n)$  代表泊松分布概率质量函数(PMF); $\beta(x; n, p)$  代表二项分布 PMF; $Q(\cdot)$  代表 Q 函数; $p(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t < 1 \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases}$  代表单位时间脉冲函数。对于任函数  $f(t)$ ,  $\mathbb{E}[f(t)]$  代表其期望值。对于任意两个函数  $f(t)$  与  $g(t)$ ,  $f(t) \cdot g(t)$  代表数值相乘,  $f(t) * g(t)$  代表函数的卷积。令  $i, j$  代表两个整数且  $i \leq j$ , 使用  $i:j$  代表从  $i$  到  $j$  的连续整数序列,如  $0:3$  代表序列  $\{0, 1, 2, 3\}$ 。round( $\cdot$ ) 代表对数字进行最近取整。

### 2.2 基于 PPM 的空间光通信系统

PPM 由于其高能量效率,在长距离空间光通信中被广泛使用。 $M$ -PPM 将每  $m = \log_2 M$  比特的数据映射为一个由  $M$  个时隙组成的脉冲信号。每个 PPM 信号周期内只有一个时隙发射光脉冲(后称为脉冲时

隙),其余时隙不发射光(后称为空时隙)。脉冲时隙位于信号中的位置代表对应的  $m$  比特的数值。一个符号周期内,PPM 脉冲信号的表达式可写为  $n_s p(t-i)$ ,其中,  $i$  代表符号周期内脉冲时隙的相对位置,  $n_s$  为经过归一化的脉冲信号强度(以光子数计)。实际系统中,通常会在每个 PPM 符号后插入额外的空时隙作为保护时隙。考虑保护时隙的个数为  $g$ ,则实际的 PPM 信号周期是  $M_g = M + g$ 。以 16-PPM 加 4 保护时隙为例,一个符号周期包含 20 个时隙,其中,  $0 \sim M-1$  时隙为 PPM 符号时隙,  $M \sim M_g-1$  为保护时隙。

空间光通信系统的接收端的光子到达过程可以描述为泊松过程。假设在单位时间  $T$  内到达的平均光子数为  $n$ ,则在单位时间内到达的光子数为  $x$  的概率可写为

$$\phi(x; n) = \frac{n^x \exp(-n)}{x!}. \quad (1)$$

对于 PPM 信号,我们定义一个时隙的宽度为单位时间  $T$ 。为表述方便,除非特殊说明,本文以下所涉及的时间均是以时隙宽度作为基准的归一化时间。使用  $n_s$  代表在一单位时间内到达接收机的来自信号脉冲的光子数;使用  $n_b$  代表一单位时间内到达接收机的噪声光子数(包含接收机内部的噪声)。对于脉冲时隙,到达光子数为  $x$  的概率是  $\phi(x; n_s + n_b)$ ;对于空时隙,到达光子数为  $x$  的概率是  $\phi(x; n_b)$ 。给定当前符号周期的脉冲时隙  $i$ ,接收端在时刻  $t$  的光子到达 PDF 为  $n_b + n_s p(t-i)$ 。

在接收机内,到达光子经过光探测器进行计数,得到连续的光子计数序列。令  $B$  代表一个时隙所对应的采样点数,一个 PPM 符号周期对应长度为  $BM_g$  的光子计数序列。一个计数区间的时长为  $1/B$ ,第  $\beta$  个采样点的计数区间为  $[\beta/B, (\beta+1)/B]$ ,  $\beta \in \{0: BM_g-1\}$ 。一个符号周期中的第  $\beta$  个采样点也可称为第  $i = \lfloor \beta/B \rfloor$  个时隙中的第  $b = \beta - iB$  个采样点,  $i \in \{0: M_g-1\}$ ,  $b \in \{0: B-1\}$ 。

### 2.3 SNSPD 探测模型

本小节重点讨论 SNSPD 的死时间和抖动对通信的影响。采用经典的 SNSPD 热电探测模型<sup>[26]</sup>对其光子探测行为进行描述。SNSPD 由一层以纳米线形式紧密排列的超导材料薄膜制成,工作在超导的温度区间(低于 2.5 K)。SNSPD 被施加略低于超导材料临界电流的偏置电流,单个光子击中纳米线产生的能量将局部破坏超导态,使电阻急速上升,最终产生一个短暂的电脉冲。外围采样电路检测到由此产生的电压变化后,将其转换为一个有效的光子计数。当纳米线的超导态被破坏后,需要等待偏置电路完全释放其累积的电荷才能完全恢复到超导态。这段等待时间内, SNSPD 无法再次探测到新的入射光子,被称为死时间。典型的 SNSPD 死时间时长  $T_d$  通常为数十秒。由于死时间,实际的 SNSPD 光子计数可能会小于接收

机的入射光子数。同时,由于纳米线有一定的长度,光子击中纳米线的位置变化会导致每次产生光子计数的响应时间不同,称为时间抖动,通常使用高斯模型进行描述。假设一个光子的实际达到可探测状态下的 SNSPD 的时间为  $t_0$ , 外围电路记录的光子计数时间为  $t_0 + \delta, \delta \sim \mathcal{N}(0, \sigma^2)$ 。为简化分析,通常考虑抖动范围不超过一个时隙,即  $\Pr\{|\delta| \geq 1\} = 0$ 。

### 3 SNSPD 的光子计数特性

本小节针对上一小节所介绍的深空激光通信系统模型,分析 SNSPD 对于 PPM 脉冲信号的光子计数行为,建立新的信道模型。特别地,如图 1 的系统框图所示,分析发射机脉冲拖尾与 SNSPD 的探测死时间、抖动特性这 3 个非理想因素对于 SNSPD 输出光子计数序列的影响。首先,分析 SNSPD 对于单个脉冲的响

应。其后,进一步推导在死时间长于一个符号周期时, SNSPD 对 PPM 符号的光子计数 PDF。

#### 3.1 对单个脉冲的响应

##### 3.1.1 SNSPD 死时间、抖动

首先分析 SNSPD 死时间单个因素对单个脉冲信号光子计数的影响。考虑单个脉冲信号  $n_s \cdot p(t)$ , 噪声强度  $n_b = 0$ 。当 SNSPD 死时间长于一个时隙时,只有第一个到达的光子能够被计数。因此 SNSPD 对于单个脉冲信号在  $t$  时刻进行光子计数的 PDF 等同于首个光子到达时间的 PDF。由于光子到达为泊松过程,在单位时间内的任意时刻  $t \in [0, 1)$  的光子到达 PDF 为  $f_{\text{hit}}(t) = n_s$ , 在探测区间  $[0, t)$  内没有光子到达的概率为  $\phi(0; n_s t)$ 。因此,考虑死时间的 SNSPD 的光子计数 PDF 可描述为

$$f_d(t; n_s) = \phi(0; n_s t) \cdot f_{\text{hit}}(t) = n_s \cdot \exp(-n_s t) \quad (2)$$

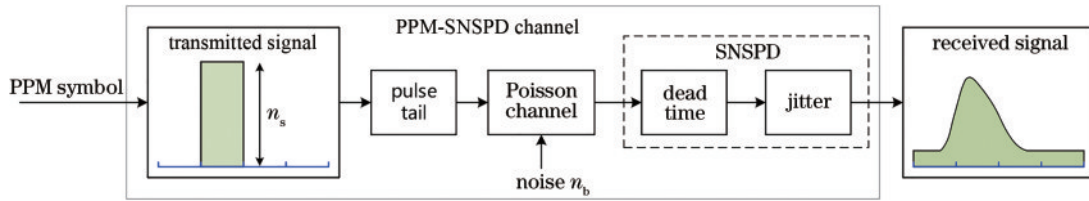


图 1 深空激光通信 PPM-SNSPD 系统框图

Fig. 1 Block diagram for PPM-SNSPD deep space optical communication system

进一步地,考虑 SNSPD 死时间和抖动的综合影响,令  $g(\delta; \sigma)$  代表抖动的 PDF (均值为 0 的高斯 PDF), SNSPD 的光子计数 PDF 可描述为

$$f_{d,j}(t; n_s, \sigma) = f_d(t; n_s) * g(t; \sigma) = \int_{-1}^1 f_d(t - \delta; n_s) \cdot g(\delta; \sigma) d\delta = \int_{-1}^1 n_s \cdot \exp[-n_s(t - \delta)] \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{\delta^2}{2\sigma^2}\right) d\delta = n_s \cdot \exp\left[-n_s\left(t - \frac{n_s\sigma^2}{2}\right)\right] \cdot \left[Q\left(\frac{n_s\sigma^2 + 1}{\sigma}\right) - Q\left(\frac{n_s\sigma^2 - 1}{\sigma}\right)\right] \quad (3)$$

##### 3.1.2 脉冲拖尾

除去 SNSPD 的上述两个非理想特性以外,发射机的脉冲形状也对光子计数分布有较明显的影响。事实上,实际的高速激光发射机难以实现完美的方形脉冲,如图 2 所示,脉冲信号可能会伴随有后脉冲、拖尾等现象。接下来将以拖尾为例,分析非理想脉冲波形对光子计数分布的影响。将脉冲的拖尾建模为指数分布,对于包含拖尾的脉冲信号,光子到达的 PDF 可写为

$$f_i(t; n_s, \mu) = \begin{cases} \lambda, & 0 \leq t < 1 \\ \lambda \cdot \exp\left(\frac{1-t}{\mu}\right), & 1 \leq t < 2, \lambda = \frac{n_s}{1+\mu} \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4)$$

式中:  $\lambda$  为使  $f_i$  满足  $\int_0^\infty f_i(t; n_s, \mu) dt = n_s$  条件的归一化因子。为方便分析,假设拖尾长度不超过一个时隙,即  $\exp\left(\frac{1-t}{\mu}\right) \approx 0, \forall t \geq 2$ 。

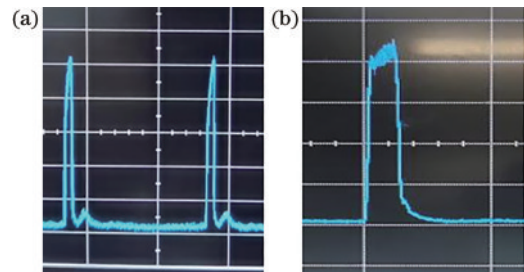


图 2 非理想光脉冲特性。(a) 后脉冲; (b) 拖尾

Fig. 2 Non-ideal property for optical pulse signal. (a) After pulse; (b) pulse tail

考虑拖尾和 SNSPD 死时间的共同作用下, SNSPD 的光子计数的 PDF 为

$$f_{i,d}(t; n_s, \mu) =$$

$$\begin{cases} \lambda \cdot \exp(-\lambda t), & 0 \leq t < 1 \quad (5a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \phi\left[0; \int_0^t f_i(x; n_s, \mu) dx\right] \cdot f_i(t; n_s, \mu), & 1 \leq t < 2, \quad (5b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} 0, & \text{otherwise} \quad (5c) \end{cases}$$

式(5b)可展开写为



$$\phi\left[0; \int_0^t f_i(x; n_s, \mu) dx\right] \cdot f_i(t; n_s, \mu) = \lambda \cdot \exp\left(\frac{1-t}{\mu}\right) \cdot \phi(0; \lambda) \cdot \phi\left\{0; \lambda \mu \left[1 - \exp\left(\frac{1-t}{\mu}\right)\right]\right\}$$

同时考虑拖尾和 SNSPD 死时间、抖动三种因素的光子计数的 PDF 可经由式 (5) 和抖动 PDF 的卷积

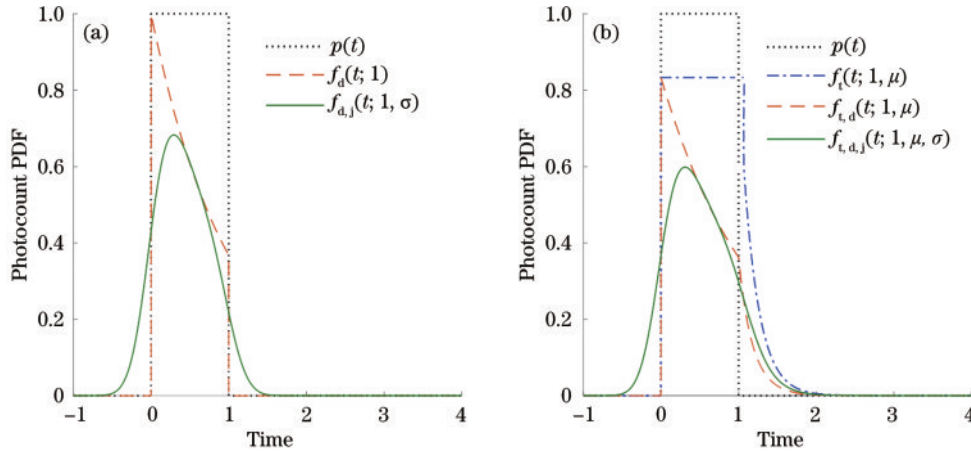


图 3 当死时间大于脉宽时, SNSPD 对单个脉冲的光子计数 PDF。(a) 标准脉冲信号; (b) 拖尾脉冲信号  
Fig. 3 SNSPD photocount PDF for a single pulse when the dead time is greater than the pulse-width. (a) Idea square pulse; (b) square pulse with tail

### 3.2 对高速 PPM 信号的响应

如前文所述, SNSPD 的死时间长度可达数十纳秒。对于速率为数百 Mbps 的高速通信系统, 死时间长度会超过 PPM 符号周期, 从而导致 SNSPD 对一个 PPM 符号的探测受到此前 PPM 符号的探测结果影响。因此, 在分析 PPM-SNSPD 信道时需要考虑死时间带来的信道记忆特性。本小节讨论当死时间长度为  $N$  个 PPM 符号周期 ( $T_d = NM_s T, N$  为正整数) 的典型情况下, SNSPD 对 PPM 信号进行光子计数的统计特性的影响。

#### 3.2.1 探测状态及稳态概率

基于有限状态机模型对 PPM-SNSPD 系统中 SNSPD 的探测状态进行建模, 对 SNSPD 每个采样点的光子计数状态及 SNSPD 每 PPM 符号周期的探测状态两个维度进行分析, 进而通过马尔可夫链理论推导 SNSPD 对 PPM 信号的探测结果分布。

首先, 阐述 SNSPD 在每个探测区间的光子探测状态。根据 SNSPD 的工作原理, 探测状态可分为 3 类:

- 1) 待机: SNSPD 在探测区间开始时处于超导态, 但在区间内没有光子计数。
- 2) 激活: SNSPD 在探测区间开始时处于超导态, 且在区间内有光子计数产生。
- 3) 死时间: SNSPD 的超导态被局部打破, 无法对到达光子产生响应。

当 SNSPD 处于待机状态时, 取决于下个探测区间内是否有光子到达, SNSPD 将变为激活态或保持待

得到:

$$f_{i,d,j}(t; n_s, \mu, \sigma) = f_{i,d}(t; n_s, \mu) * g(t; \sigma) \quad (6)$$

作为例子, 图 3 展示了当  $n_s = 1$  时, 考虑不同非理想条件下的 SNSPD 光子计数 PDF。总的来说: 拖尾较小时脉冲对前一个时隙的干扰相较于后一个时隙的干扰更大; 当拖尾增大脉冲对后一个时隙的干扰将逐渐增加。

机状态。当 SNSPD 进入激活状态, 则其在下个探测区间内必然会进入到死时间。SNSPD 结束死时间状态时, 如果下个探测区间内有光子到达, SNSPD 将直接回到激活态; 反之, 则恢复到待机状态。令  $p = 1 - \phi(0; n)$  代表探测区间内有至少一个光子到达的概率; 反之,  $1 - p = 1 - \phi(0; n)$  代表探测区间内没有光子到达的概率。SNSPD 的光子探测状态转移图如图 4 所示。

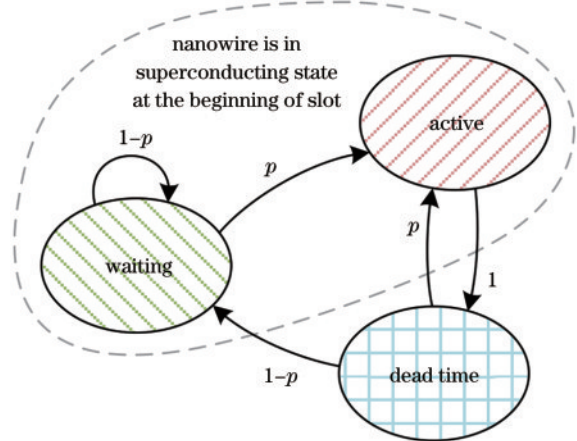


图 4 SNSPD 光子探测状态转移图  
Fig. 4 Photon detection state transition graph for SNSPD

PPM-SNSPD 系统中, SNSPD 的探测结果由光信号的分布和 SNSPD 的探测行为共同决定, 而以上的模型仅是针对 SNSPD 探测行为的建模, 并没有考虑

到光信号的变化。换句话说, PPM 信号中, 探测区间的平均光子数  $n$  会根据是否有光脉冲而变化, 而以上的状态转移图无法反映  $n$  的变化。接下来, 引入符号探测状态, 以一个符号周期为单位描述 SNSPD 对 PPM 信号的探测状态变化。令  $\mathcal{S} = \{S_0, S_H, S_{D1}, \dots, S_{D(N-1)}, S_R, S_{RH}\}$  代表所有 SNSPD 符号探测状态的集合, 如图 5(a) 所示, 探测状态可以分为 5 类:

1)  $S_0$ : SNSPD 在整个周期内都处于待机状态, 没

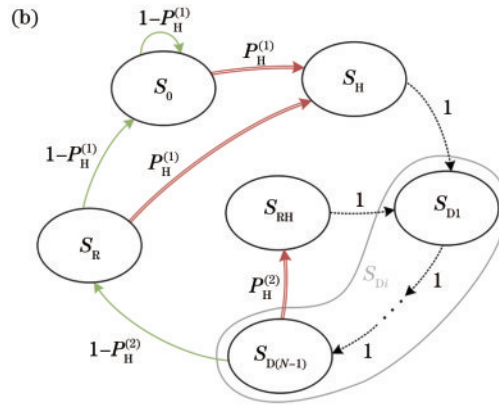
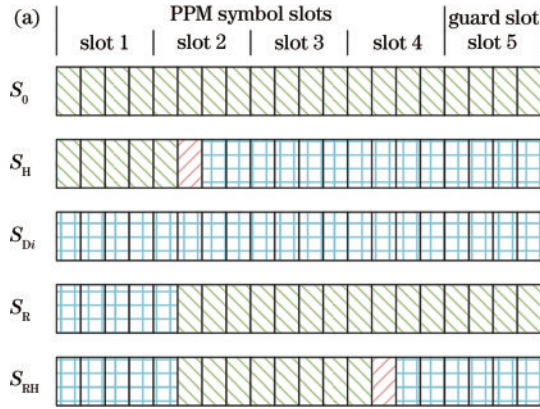


图 5 SNSPD 符号探测状态。(a) 4-PPM 探测状态示意图; (b) 状态转移图

Fig. 5 Symbol detection states for SNSPD. (a) 4-PPM detection states examples; (b) state transition graph

以上 5 种状态中, 只有  $S_H$  和  $S_{RH}$  会产生光子计数 (接收到一个有效的 PPM 符号), 而其余状态不产生光子计数 (PPM 符号被擦除)。因此,  $S_H$  和  $S_{RH}$  统称为计数状态。计数状态后, SNSPD 将依次转入死时间状态  $S_{Di}$  ( $S_{D1}, S_{D2}, \dots, S_{D(N-1)}$ )。  $S_{RH}$  和  $S_R$  的上一状态为死时间状态且在周期开始仍处于死时间状态, 统称为部分可探测状态, 两者的区别在于是否有光子在死时间结束后入射 (在死时间入射的光子无法被探测到)。相反地,  $S_H$  和  $S_0$  在周期开始均处于待机状态, 统称为全可探测状

有产生光子计数。

2)  $S_H$ : SNSPD 在周期开始处于待机状态, 随后进行光子计数。

3)  $S_{Di}$  ( $S_{D1}, S_{D2}, \dots, S_{D(N-1)}$ ): SNSPD 在整个周期内都处于死时间,  $i \in \{1: N-1\}$ 。

4)  $S_R$ : SNSPD 在周期开始时处于死时间, 随后恢复到可探测状态并保持待机。

5)  $S_{RH}$ : SNSPD 在周期开始处于死时间, 随后恢复到可探测状态, 并进行光子计数。

态, 两者的区别在于有无入射光子。

上述符号探测状态的状态转移图如图 5(b) 所示。图中: 单实线箭头代表下一周期没有计数; 双实线箭头代表下一周期产生光子计数; 虚线箭头表示下一周期完全被死时间覆盖、无法产生光子计数。  $P_H^{(1)}$  代表当下一周期处于全可探测状态时, 有光子在任意时刻入射, 产生光子计数的概率;  $P_H^{(2)}$  代表当下一周期处于部分可探测状态时, 有光子在死时间结束后入射、产生光子计数的概率:

$$P_H^{(1)} \triangleq \Pr \left\{ \text{photocount} \mid \text{SNSPD in superconduct state at beginning of current symbol period} \right\} \quad (7a)$$

$$P_H^{(2)} \triangleq \Pr \left\{ \text{photocount} \mid \text{SNSPD in dead time at beginning and return to superconduct state in current symbol period} \right\} \quad (7b)$$

$$\text{photocount} \triangleq \text{photon - hit when SNSPD is in superconduct state} \quad (7c)$$

符号探测状态的相互关系也可使用以下状态转移矩阵描述:

$$T = \begin{matrix} & S_0 & S_H & S_{D1} & \dots & S_{D(N-1)} & S_R & S_{RH} \\ \begin{matrix} S_0 \\ S_H \\ S_{D1} \\ \vdots \\ S_{D(N-1)} \\ S_R \\ S_{RH} \end{matrix} & \begin{bmatrix} 1 - P_H^{(1)} & P_H^{(1)} & & & & & & \\ & & & & & & & \\ & & & 1 & & & & \\ & & & & \ddots & & & \\ & & & & & 1 & & \\ & & & & & & 1 - P_H^{(2)} & P_H^{(2)} \\ 1 - P_H^{(1)} & P_H^{(1)} & & & & & & \\ & & & & & & & 1 \end{bmatrix} & \end{matrix} \quad (8)$$

矩阵中的第  $i$  行、第  $j$  列的元素  $T_{i,j}$  代表状态集  $\mathcal{S}$  中的第  $i$  种状态转移到第  $j$  种状态的概率。令  $\boldsymbol{\pi} = [ \quad ]$  代表

SNSPD 处于各状态的稳态概率, 通过求解马尔可夫链的稳态条件:

$$\begin{cases} \boldsymbol{\pi} \cdot \boldsymbol{T} = \boldsymbol{\pi} \\ \sum_{s \in \mathcal{S}} \Pr\{s\} = 1 \end{cases} \quad (9)$$

可得到各状态稳态概率的表达式:

$$\begin{cases} \Pr\{S_0\} = \frac{(1 - P_H^{(1)})(1 - P_H^{(2)})}{1 + NP_H^{(1)} - P_H^{(2)}} \\ \Pr\{S_H\} = \frac{P_H^{(1)}(1 - P_H^{(2)})}{1 + NP_H^{(1)} - P_H^{(2)}} \\ \Pr\{S_{D_i}\}_{i=1,2,\dots,N-1} = \frac{P_H^{(1)}}{1 + NP_H^{(1)} - P_H^{(2)}}, \\ \Pr\{S_R\} = \frac{P_H^{(1)}(1 - P_H^{(2)})}{1 + NP_H^{(1)} - P_H^{(2)}} \\ \Pr\{S_{RH}\} = \frac{P_H^{(1)}P_H^{(2)}}{1 + NP_H^{(1)} - P_H^{(2)}} \end{cases} \quad (10)$$

式中:  $P_H^{(1)}$  可直接使用  $P_H^{(1)} = 1 - \phi(0; n_s + M_g n_b)$  计算;  $P_H^{(2)}$  的计算过程较为复杂,将在下一小节详细讨论。

对于死时间长度为一个 PPM 符号周期 ( $N=1$ ) 的特殊情况,符号探测状态转移将直接跳过死时间状态  $S_{D_i}$ , 即  $\Pr\{S_{D_i}\} = 0$ 。例如: 状态转移  $S_H \rightarrow S_{D_1} \dots S_{D_{(N-1)}} \rightarrow S_R$  将变为  $S_H \rightarrow S_R$ ;  $S_H \rightarrow S_{D_1} \dots S_{D_{(N-1)}} \rightarrow S_{RH}$  将变为  $S_H \rightarrow S_{RH}$ 。除  $S_{D_i}$  以外,其余状态的稳态概率表达式与式(10)一致。

### 3.2.2 每采样点平均光子计数

首先推导由死时间状态  $S_{D_{(N-1)}}$  直接转移至计数状态  $S_{RH}$  的转移概率  $P_H^{(2)}$ , 随后计算每个采样点的平均光子计数。为简化分析,当光子当前符号周期的采样点  $\beta$  入射[光子入射时间  $t$  满足  $\beta/B \leq t \leq (\beta+1)/B$ ] 时,假设 SNSPD 将在随后第  $N$  个符号周期的采样点  $\beta$  恢复超导态(死时间的结束时间为  $\beta/B$ , 而不是  $t$ )。对于典型的深空激光通信系统参数,该假设造成的计算误差较小可以忽略。为继续进行推导,此处需要引入一系列新的变量及表达式,定义如下:

1) 令  $\beta \in \{0: M_g - 1\}$  代表一个 PPM 符号周期中的采样点编号。

2) 给定采样点序号  $\beta$  以及脉冲时隙序号  $i$ , 令  $T_x(\beta, i) = \begin{cases} 1, & \lfloor \beta/B \rfloor = i \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases}$  代表发送指示函数,指示采样点  $\beta$  是否属于脉冲时隙  $i$ 。

3) 令  $\varphi(R_x, T_x)$  代表已知一个采样点对应的发送状态为  $T_x$ , 接收状态为  $R_x$  的概率。其中:  $T_x = 1$  代表该采样点属于脉冲时隙,  $T_x = 0$  则反之;  $R_x = 1$  代表该采样点产生了光子计数,  $R_x = 0$  代表没有光子

计数。其计算表达式如下:

$$\begin{bmatrix} \varphi(0, 0) & \varphi(0, 1) \\ \varphi(1, 0) & \varphi(1, 1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \phi(0, \frac{n_b}{B}) & \phi(0, \frac{n_s + n_b}{B}) \\ 1 - \phi(0, \frac{n_b}{B}) & 1 - \phi(0, \frac{n_s + n_b}{B}) \end{bmatrix} \quad (11)$$

4) 对于两个采样点序号  $\beta_1, \beta_2$  (满足条件  $0 \leq \beta_1 \leq \beta_2 \leq M_g - 1$ ), 令  $R[\beta_1]$  代表 SNSPD 在符号周期的采样点  $\beta_1$  恢复可探测状态的缩写, 令  $H[\beta_2]$  代表 SNSPD 在符号周期的采样点  $\beta_2$  产生光子计数的缩写。对于  $\beta_1 = 0$  的特殊情况,  $R[0]$  既可以代表死时间恰好在采样点 0 恢复可探测状态, 也可以代表本周期开始时已处于可探测状态。

给定 PPM 符号的脉冲时隙序号  $i$  ( $0 \leq i \leq M - 1$ ), 定义  $P_{R[\beta_1]H[\beta_2], i}$  为已知本周期中脉冲时隙为时隙  $i$  且 SNSPD 在采样点  $\beta_1$  恢复可探测状态, 在采样点  $\beta_2$  产生光子计数的概率, 表达式为

$$P_{R[\beta_1]H[\beta_2], i} \triangleq \Pr\{H[\beta_2] | R[\beta_1], \text{pulse transmission at slot } i\} = \varphi(1, T_x(\beta_2, i)) \prod_{\beta=\beta_1}^{\beta_2-1} \varphi[0, T_x(\beta, i)] \quad (12)$$

进一步地, 对于等概率发送的 PPM 符号, 已知 SNSPD 在采样点  $\beta_1$  恢复可探测状态, 在采样点  $\beta_2$  产生光子计数的概率的平均概率为

$$P_{R[\beta_1]H[\beta_2]} \triangleq \Pr\{H[\beta_2] | R[\beta_1]\} = \mathbb{E}[P_{R[\beta_1]H[\beta_2], i}] = \frac{1}{M} \sum_{i=0}^{M-1} P_{R[\beta_1]H[\beta_2], i} \quad (13)$$

当 SNSPD 在一个符号周期的采样点  $\beta$  产生计数, SNSPD 将在其后第  $N$  个符号周期的采样点  $\beta$  退出死时间, 恢复为可探测状态。因此, 在采样点  $\beta$  产生计数的概率等同于在采样点  $\beta$  恢复可探测状态的概率。根据此对应关系, 可以列出稳态条件:

$$\begin{cases} P_{R[\beta]} = P_{H[\beta]} \\ \sum_{\beta=0}^{M_g-1} P_{R[\beta]} = 1 \end{cases} \quad (14a)$$

$$\sum_{\beta=0}^{M_g-1} P_{R[\beta]} = 1 \quad (14b)$$

式中:  $P_{R[\beta]}$  代表已知本周期处于部分可探测状态  $S_R$  或  $S_{RH}$  的条件下, 在采样点  $\beta$  恢复可探测状态(采样点  $0 \sim (\beta-1)$  处于死时间)的概率;  $P_{H[\beta]}$  代表已知本周期处于计数状态  $S_H$  或  $S_{RH}$  的条件下, 在采样点  $\beta$  进行光子计数的概率。通过求解以上的稳态条件, 可以得到状态转移概率  $P_H^{(2)}$  的表达式。

为求解式(14), 接下来推导  $P_{H[\beta]}$  的具体表达式。由于计数状态包括  $S_H$  和  $S_{RH}$  两种, 由全概率公式可得

$$P_{R[\beta]} = \frac{\Pr\{S_H\}}{\Pr\{S_H\} + \Pr\{S_{RH}\}} \Pr\{\beta | S_H\} + \frac{\Pr\{S_{RH}\}}{\Pr\{S_H\} + \Pr\{S_{RH}\}} \Pr\{\beta | S_{RH}\} = (1 - P_H^{(2)}) \cdot \Pr\{\beta | S_H\} + P_H^{(2)} \cdot \Pr\{\beta | S_{RH}\}, \quad (15)$$



式中： $\Pr\{\beta|S_H\} \triangleq \Pr\{H[\beta]|R[0], \text{photocount}\}$  为当本周期为  $S_H$  状态时，在采样点  $\beta$  进行光子计数的概率； $\Pr\{\beta|S_{RH}\} \triangleq \Pr\{H[\beta]|R[\beta_1], 0 \leq \beta_1 \leq \beta, \text{photocount}\}$  为当本周期为  $S_{RH}$  状态时，在采样点  $\beta$  进行光子计数的概率。

对于  $S_H$  状态，该状态下 SNSPD 在周期开始时已经处于超导态（即  $R[0]$  状态），因此在任意时刻的入射光子都能够产生光子计数。因此，对应  $S_H$  的转移概率  $P_H^{(1)}$  的定义可重新写为  $P_H^{(1)} \triangleq \Pr\{\text{photon-hit}|R[0]\} = \Pr\{H[\beta]|R[0], 0 \leq \beta \leq M_g - 1\}$ 。由此，可得到  $\Pr\{\beta|S_H\}$  的表达式：

$$\Pr\{\beta|S_H\} = \frac{P_{R[0]H[\beta]}}{P_H^{(1)}} \quad (16)$$

对于  $S_{RH}$  状态，该状态下 SNSPD 在周期开始时处于死时间并在随后恢复超导态，只有当 SNSPD 恢复超导态后的入射光子才能有效地产生光子计数。对应  $S_{RH}$  的转移概率可写为  $P_H^{(2)} \triangleq \Pr\{\text{photocount}|R[\beta_1], 0 \leq \beta_1 \leq M_g - 1\} = \Pr\{H[\beta]|R[\beta_1], 0 \leq \beta_1 \leq \beta \leq M_g - 1\}$ 。由此可知，对  $\Pr\{\beta|S_{RH}\}$  的计算需要包含所有  $R[\beta_1] (0 \leq \beta_1 \leq \beta)$  的情况：

$$\Pr\{\beta|S_{RH}\} = \frac{\sum_{\beta_1=0}^{\beta} P_{R[\beta_1]} P_{R[\beta_1]H[\beta]}}{P_H^{(2)}} \quad (17)$$

由此，将式(15)~(17)代入式(14a)，可将其重新写为

$$f_d(t|i, \mathcal{C}, N) = k_b + k_{s,i} f_d(t-i; n_s - n_b) \cdot p(t-i) = \begin{cases} k_b + k_{s,i} (n_s - n_b) \cdot \exp[-(n_s - n_b)(t-i)], & i \leq t < i+1 \\ k_b, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (20)$$

5) PPM 信号的平均光子计数 PDF 为

$$f_d(t|\mathcal{C}, N) = \frac{1}{M} \sum_{i=0}^{M-1} f_d(t|i, \mathcal{C}, N) = \begin{cases} k_b + k_{s,i} (n_s - n_b) \cdot \exp[-(n_s - n_b)(t-i)], & i \in \{0: M-1\}, i \leq t < i+1 \\ k_b, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (21)$$

进一步地，考虑脉冲拖尾、SNSPD 死时间和抖动三者共同作用的 PPM 信号光子计数 PDF  $f_{i,d,j}(t|i, \mathcal{C}, N, \mu, \sigma)$ 、 $f_{i,d,j}(t|\mathcal{C}, N, \mu, \sigma)$  可经由将式(20)中的单脉冲光子计数 PDF  $f_d(t-i; n_s - n_b)$  替换为

$$P_{R[\beta]} = \frac{1 - P_H^{(2)}}{P_H^{(1)}} P_{R[0]H[\beta]} + \sum_{\beta_1=0}^{\beta} P_{R[\beta_1]} P_{R[\beta_1]H[\beta]} \quad (18)$$

通过将由式(13)计算得到的计数概率  $P_{R[\beta_1]H[\beta]}$  代入并求解式(14)，可获得  $P_{R[\beta]}$ 、 $P_{H[\beta]}$  和  $P_H^{(2)}$ 。最终，采样点  $\beta$  的平均光子计数的计算公式为

$$k_\beta = P_{H[\beta]} / (\Pr\{S_H\} + \Pr\{S_{RH}\}) \quad (19)$$

### 3.2.3 光子计数率等效系统

通过上一小节的分析，我们可以计算只考虑死时间时 SNSPD 对 PPM 信号进行探测所得到的每个采样点的平均光子计数序列  $[k_0, k_1, \dots, k_{B M_g - 1}]$ 。当每时隙的采样点个数  $B$  增加时， $[B k_0, B k_1, \dots, B k_{B M_g - 1}]$  将趋近于光子计数 PDF。由于上述的计算方法的复杂度将会随  $B$  增加而上升，本小节介绍一种光子计数 PDF 的近似计算方法。已知系统参数  $\mathcal{C} = \{M, M_g, n_s, n_b\}$  以及死时间的相对长度  $N$ ，考虑 SNSPD 死时间影响的光子计数 PDF 的近似计算步骤如下：

1) 给定  $B = 1$ ，使用式(19)计算每个采样点的平均光子计数  $[k_0, k_1, \dots, k_{M_g - 1}]$ 。

2) 假设一个 PPM 符号周期内所有时刻对噪声光子产生计数的概率是恒定的，使用  $k_b = \sum_{\beta=M}^{M_g-1} k_\beta / (M_g - M)$  计算每个时隙来自噪声的光子计数。

3) 对于  $i \in \{0: M-1\}$ ，使用关系式  $k_i = k_b + k_{s,i} \cdot [1 - \exp(-n_b - n_s)]$  计算等效信号光子数  $k_{s,i}$ 。

4) 只考虑 SNSPD 死时间，当脉冲时隙为时隙  $i$  时，的 PPM 信号光子计数 PDF 为

$$f_{i,d,j}(t-i; n_s - n_b, \mu, \sigma)$$

对于  $L > 1$  根纳米线构成的 SNSPD 探测器阵列，先使用  $\mathcal{C}_{\text{sub}} = \{M, M_g, n_s/L, n_b/L\}$  计算阵列中一个阵元对应的  $k_b^{\text{sub}}$ 、 $k_{s,i}^{\text{sub}}$ 。阵列的总光子计数 PDF 为

$$\begin{cases} f_d(t|i, \mathcal{C}, N) = k_b + p(t-i) \cdot \sum_{\ell=0}^L \ell \cdot \beta[\ell; L, k_{s,i}^{\text{sub}} f_d(t-i; n_s - n_b)] \\ k_b = \sum_{\ell=0}^L \ell \cdot \beta(\ell; L, k_b^{\text{sub}}) \end{cases} \quad (22)$$

图 6 对上述分析得出的光子计数 PDF 与仿真结果进行了比对。仿真参数为  $\mathcal{C} = \{M = 16, M_g =$

$20, n_s = 2, n_b = 0.1\}$ 、 $N = 2, \sigma = 0.2, \mu = 0.2$ 。图中，“ki”代表等效脉冲  $k_{s,i} p(t-i)$ ；“ftd(i)”代表

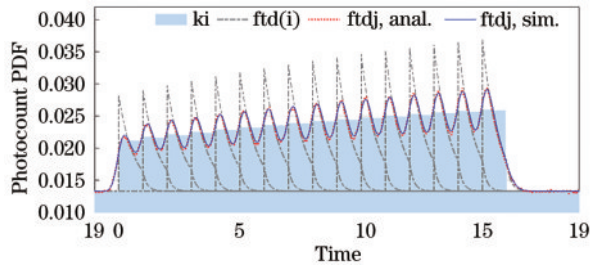


图 6 光子计数 PDF 分析与仿真结果对比

Fig. 6 Comparison between photocount PDF analysis and simulation

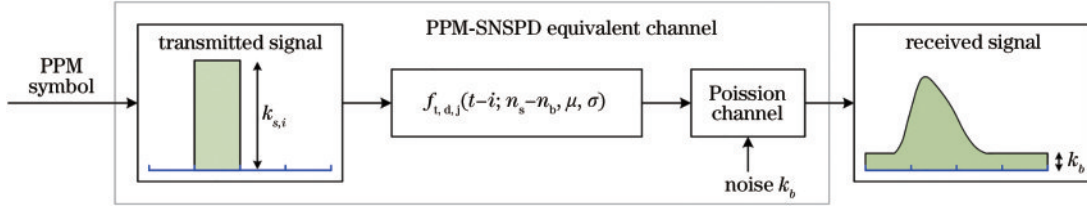


图 7 PPM-SNSPD 信道的光子计数 PDF 等效系统框图

Fig. 7 PPM-SNSPD channel photocount PDF equivalent block diagram

#### 4 偏移补偿保护时隙 PPM 符号同步算法

由上一节的分析可知,由于脉冲波形和 SNSPD 的非理想特性的共同作用,接收机的光子计数分布呈现出较为不规则的形状,并且存在码间干扰。通过针对性地改进接收机算法,能够提升通信性能。作为示例,介绍不规则光子计数分布对于保护时隙符号同步算法(GTS)的性能影响,并提出基于GTS的改进同步算法。

对于理想的发射机与接收机,光子计数 PDF 为  $f_{ideal}(t|C) = n_b + n_s \sum_{i=0}^{M-1} p(t-i)$ 。考虑每个 PPM 符号有  $g$  个保护时隙,令  $F_g(t, f) = \int_t^{\text{mod}(t+g, M_g)} f(x) dx$  代表对函数  $f(t)$  进行连续  $g$  时隙的积分结果。 $f_{ideal}(t|C)$  满足  $\text{argmin}_{0 \leq t < M_g} F_g(t, f_{ideal}) = M$ 。因此,接收机在收到长度为  $I$  个 PPM 符号的光子计数序列  $\mathbf{n} = [n_0, n_1, \dots, n_{IM_g-1}]$  后, GTS 算法可通过

$$\begin{cases} \hat{\delta} = \hat{\tau}/B \\ \hat{\tau} = \text{argmin}_{\tau \in \{0, BM_g-1\}} \sum_{b=\tau}^{\text{mod}(\tau+Bg-1, BM_g)} \sum_{i=0}^{I-1} n_{b+iBM_g} \end{cases}, \quad (23)$$

预测该组信号的符号延迟  $\hat{\delta} \in \{i/B, i \in \{0: M_g-1\}\}$ , 同步的分辨率为  $1/B$ 。

GTS 算法由于低计算复杂度被广泛使用。但对于本文中所考虑的 PPM-SNSPD 系统,光子计数 PDF  $f_{t,d,j}(t|C, N, \mu, \sigma)$  的不规则性将会导致  $F_g(t, f_{t,d,j})$  的最小值并不会出现在  $t=M$ 。因此,直接使用 GTS 算法所得到的延迟预测结果  $\hat{\delta}$  将相对地出现固定偏移。换句话说,预测误差  $\hat{\delta} - \delta_0$  的最大似然值区间为  $e_{ML} -$

$f_{t,d,j}(t|C, N, \mu, \sigma = 0)$ ; “ftdj(i), anal.” 和 “ftdj(i), sim.” 分别代表分析和仿真所获得的光子计数 PDF  $f_{t,d,j}(t|C, N, \mu, \sigma)$ 。对比结果证实了分析方法的有效性。

总的来说,上述近似计算方法将图 1 所示的 PPM-SNSPD 信道近似成为一个拥有相同光子计数 PDF 的等效信道,如图 7 所示。获得该等效信道模型后,可以针对信道的特性进行接收机算法改进,以及信道容量、误码率等通信性能指标的计算。

$0.5/B \leq \hat{\delta} - \delta_0 \leq e_{ML} + 0.5/B$ , 其中

$$e_{ML} = \frac{1}{B} \cdot \text{round} \left\{ B \cdot \left[ \text{argmin}_{0 \leq t < M_g} F_g(t, f_{t,d,j}) - M \right] \right\}. \quad (24)$$

因此,为提升符号同步的可靠度,提出偏移补偿保护时隙符号同步算法(BGTS)。首先,预先利用光子计数 PDF 计算  $F_g(t, f_{t,d,j})$ , 从而获得 GTS 算法的最大似然偏移值  $e_{ML}$ 。当接收机收到光子计数序列  $\mathbf{n} = [n_0, n_1, \dots, n_{IM_g-1}]$  后,先使用 GTS 计算  $\hat{\delta}$ , 然后对偏移值进行补偿,得到更准确的符号延迟预测值  $\hat{\delta} - e_{ML}$ 。

图 8 比较了 GTS 算法与 BGTS 算法的性能,仿真参数如下: 16-PPM、 $g=4$ 、 $n_b=0.01$ 、 $L=16$ 、 $N=4$ 、 $\sigma=0.2$ 、 $\mu=0.2$ 。如图 8(a) 所示,当  $n_s=5$  时对光子计数 PDF 进行连续 4 时隙的积分运算,其积分结果  $F_g(t, f_{t,d,j})$  的最小值出现在约 16.0935 而不是 16。因此, GTS 算法预测误差  $\hat{\delta} - \delta_0$  的最大似然偏移约为  $\text{round}(0.0935B)$  个采样点的偏移。当每时隙采样点个数  $B$  分别为 8、16、32 时,最大似然偏移分别为向后 1、1、3 个采样点。图 8(b) 展示了由仿真获得的 GTS 算法预测误差直方图。图中, GTS 算法的误差区间按似然性由高到低排列,前三项为向后偏移 1 个采样点、向后偏移 2 个采样点、无偏移。在图 8(c) 中,比较采样点个数  $B=16$  时 GTS 算法在不进行偏移补偿和分别进行向后 1、2 个采样点的偏移补偿时的均方误差 (MSE)。其中,进行向后 1 个采样点补偿的 MSE 最小,向后 2 个采样点补偿的 MSE 其次,不补偿的 MSE 最大。可以看到,仿真获得的最大似然预测误差区间与分析得到的判断结果吻合,不同偏移补偿值时的 MSE 排序与预测误差区间似然性的排序吻合,佐证了分析的有效性。



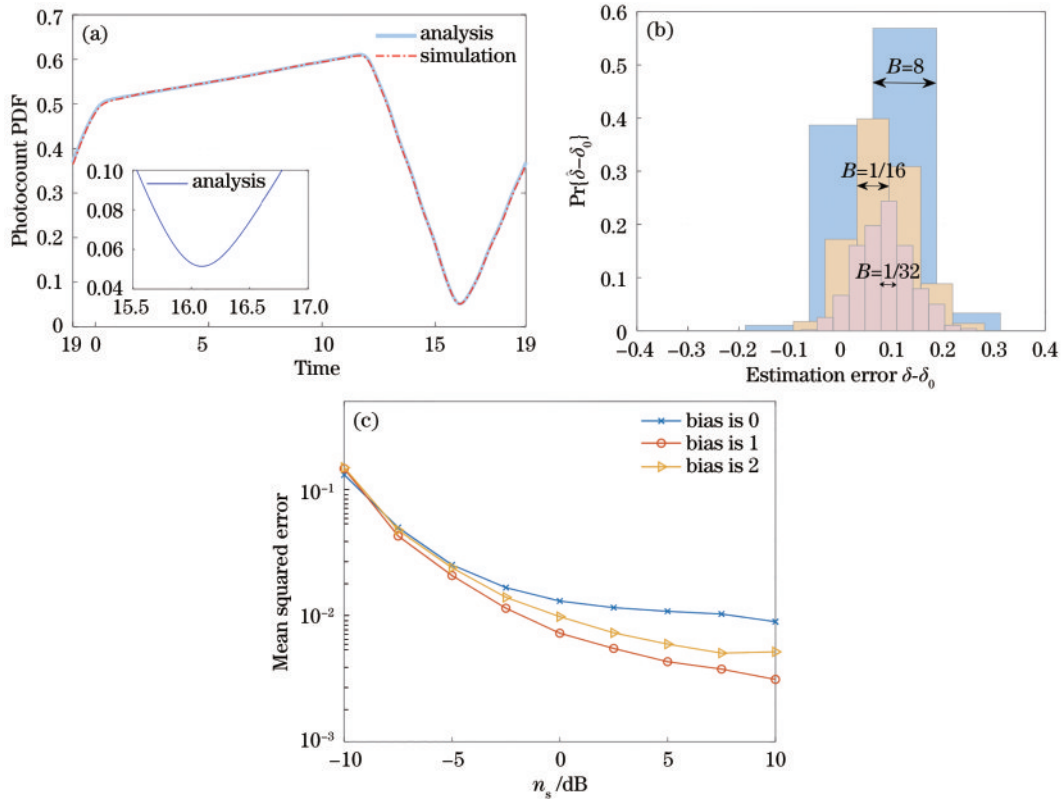


图8 GTS算法延迟预测偏移。(a)连续4时隙光子计数PDF的积分( $n_s=5$ );(b)GTS算法误差直方图( $n_s=5$ );(c)延迟预测值的MSE比较( $B=16$ )

Fig. 8 GTS algorithm delay prediction offset. (a) Photocount PDF integration results over 4 time slots ( $n_s=5$ ); (b) estimation error histogram for GTS ( $n_s=5$ ); (c) MSE comparison for delay estimation ( $B=16$ )

## 5 结 论

研究了基于PPM调制及SNSPD信号探测的激光通信信道的建模。具体地,综合考虑高速通信下SNSPD死时间对入射光子的擦除以及脉冲信号拖尾和探测抖动导致的码间干扰对信号探测的影响,推导了SNSPD每时刻的光子计数PDF,并对信道模型进行近似化简。针对光子计数PDF的非对称性,提出一种简单的BGTS同步算法,相较常用的GTS算法可显著降低符号延迟测量误差,提升系统性能。

### 参 考 文 献

[1] Pierce J. Optical channels: practical limits with photon counting[J]. IEEE Transactions on Communications, 1978, 26(12): 1819-1821.  
 [2] 李琼海, 刘向南, 李晓亮. 深空激光通信进展及应用研究[J]. 深空探测学报, 2019, 6(6): 523-529.  
 Li L H, Liu X N, Li X L. Progress and application research of deep space laser communication[J]. Journal of Deep Space Exploration, 2019, 6(6): 523-529.  
 [3] Yamamoto Y, Haus H A. Preparation, measurement and information capacity of optical quantum states[J]. Reviews of Modern Physics, 1986, 58(4): 1001-1020.  
 [4] Wyner A D. Capacity and error exponent for the direct detection photon channel. II[J]. IEEE Transactions on

Information Theory, 1988, 34(6): 1462-1471.

[5] Pierce J, Posner E, Rodemich E. The capacity of the photon counting channel[J]. IEEE Transactions on Information Theory, 1981, 27(1): 61-77.  
 [6] Reinert J M, Barnes P. Challenges of integrating NASA's space communication networks[C]//2013 IEEE International Systems Conference (SysCon), April 15-18, 2013, Orlando, FL, USA. New York: IEEE Press, 2013: 475-482.  
 [7] Robinson B S, Kerman A J, Dauler E A, et al. 781 Mbit/s photon-counting optical communications using a superconducting nanowire detector[J]. Optics Letters, 2006, 31(4): 444-446.  
 [8] Caplan D O. High-performance free-space laser communications and future trends[C]//Optical Amplifiers and Their Applications, August 7-10, 2005, Budapest. Washington, DC: OSA, 2005: TuB1.  
 [9] Sodnik Z, Smit H, Sans M, et al. LLCD operations using the Lunar Lasercom OGS Terminal[J]. Proceedings of SPIE, 2014, 8971: 89710W.  
 [10] Grein M E, Kerman A J, Dauler E A, et al. Design of a ground-based optical receiver for the lunar laser communications demonstration[C]//2011 International Conference on Space Optical Systems and Applications (ICSOS), May 11-13, 2011, Santa Monica, CA, USA. New York: IEEE Press, 2011: 78-82.  
 [11] 李晓亮, 刘荣科, 王建军, 等. 基于单光子探测器的深

- 空激光通信阵列[J]. 光学精密工程, 2022, 30(13): 1534-1541.
- Li X L, Liu R K, Wang J J, et al. Deep-space laser communications telescope array based on single photon detector[J]. Optics and Precision Engineering, 2022, 30(13): 1534-1541.
- [12] 张笑, 吕嘉煜, 管焰秋, 等. 超大面积超导纳米线阵列单光子探测器设计与制备[J]. 物理学报, 2022, 71(24): 248501.
- Zhang X, Lü J Y, Guan Y Q, et al. Design and fabrication of single photon detector with ultra-large area superconducting nanowire array[J]. Acta Physica Sinica, 2022, 71(24): 248501.
- [13] 霍晓培, 杨德振, 喻松林, 等. 单光子探测器研究现状与发展[J]. 激光与红外, 2023, 53(1): 3-11.
- Huo X P, Yang D Z, Yu S L, et al. Research on status and development of single photon detector[J]. Laser & Infrared, 2023, 53(1): 3-11.
- [14] Zheng J Y, Xiao Y, Hu M Z, et al. Photon counting reconstructive spectrometer combining metasurfaces and superconducting nanowire single-photon detectors[J]. Photonics Research, 2023, 11(2): 234-244.
- [15] 高添泉, 张才士, 李明, 等. 中山大学月球激光测距研究与实验[J]. 中山大学学报(自然科学版), 2021, 60(1): 247-252.
- Gao T Q, Zhang C S, Li M, et al. Research and experiment of lunar laser ranging in Sun Yat-Sen University[J]. Acta Scientiarum Naturalium Universitatis Sunyatseni, 2021, 60(1): 247-252.
- [16] Sarbazi E, Safari M, Haas H. The impact of long dead time on the photocount distribution of SPAD receivers [C]//2018 IEEE Global Communications Conference (GLOBECOM), December 9-13, 2018, Abu Dhabi, United Arab Emirates. New York: IEEE Press, 2018.
- [17] Sarbazi E, Safari M, Haas H. Statistical modeling of single-photon avalanche diode receivers for optical wireless communications[J]. IEEE Transactions on Communications, 2018, 66(9): 4043-4058.
- [18] Wen G H, Huang J, Dai J S, et al. Performance analysis optimization and experimental verification of a photon-counting communication system based on non-photon-number-resolution detectors[J]. Optics Communications, 2020, 468: 125771.
- [19] Li B, Liu Y T, Tong S F, et al. BER analysis of a deep space optical communication system based on SNSPD over double generalized gamma channel[J]. IEEE Photonics Journal, 2018, 10(5): 7907607.
- [20] 闫夏超, 朱江, 张蜡宝, 等. 基于超导纳米线单光子探测器深空激光通信模型及误码率研究[J]. 物理学报, 2017, 66(19): 198501.
- Yan X C, Zhu J, Zhang L B, et al. Model of bit error rate for laser communication based on superconducting nanowire single photon detector[J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(19): 198501.
- [21] Ivanov H, Leitgeb E. Characteristics of ultra-long deep space FSO downlinks using special detector technologies like SNSPD[C]//2020 22nd International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), July 19-23, 2020, Bari, Italy. New York: IEEE Press, 2020.
- [22] Vyhnalek B, Nappier J, Tedder S. Real time photon-counting receiver for high photon efficiency optical communications[C]//2019 IEEE International Conference on Space Optical Systems and Applications (ICSOS), October 14-16, 2019, Portland, OR, USA. New York: IEEE Press, 2019.
- [23] Barron R J. Binary shaping for low-duty-cycle communications[C]//International Symposium on Information Theory, 2004. ISIT 2004. Proceedings, June 27-July 2, 2004, Chicago, IL, USA. New York: IEEE Press, 2005: 514.
- [24] Shi Z Y, Wu X W, Yang L, et al. Detection characteristics error performance analysis of High-speed optical PPM communication systems with an SNSPD [C]//2023 Opto-Electronics and Communications Conference (OECC), July 2-6, 2023, Shanghai, China. New York: IEEE Press, 2023.
- [25] Moision B. Photon jitter mitigation for the optical channel [EB/OL]. [2023-11-12]. [https://ipnpr.jpl.nasa.gov/progress\\_report/42-171/171A.pdf](https://ipnpr.jpl.nasa.gov/progress_report/42-171/171A.pdf).
- [26] Yang J K W, Kerman A J, Dauler E A, et al. Modeling the electrical and thermal response of superconducting nanowire single-photon detectors[J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2007, 17(2): 581-585.