

文章编号: 1005-5630(2023)05-0019-09

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.2023.005.003

100 MHz 光子数可分辨探测器量子层析标定

单 晓, 龙耀强, 武 文, 梁 焰

(上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

摘要: 设计了基于雪崩光电二极管的光子数可分辨单光子探测器, 采用短脉冲门控信号结合电容平衡噪声抑制方案实现了单通道 100 MHz、探测效率 40.5% 的高性能探测, 配合空间分束, 有效分辨入射光子数目。为了更完整地描述探测器的量子特征, 引入量子探测器层析技术, 由单通道单光子探测器入手, 到双通道光子数可分辨探测器, 进行了量子层析标定, 重新构建了其正值算符测度矩阵以及对应的 Wigner 函数。结果表明, 双通道 100 MHz 光子数可分辨探测器可实现量子探测。

关键词: 电容平衡; 光子数可分辨探测; 量子探测器层析; 正值算符测度矩阵; Wigner 函数
中图分类号: TN 215 **文献标志码:** A

Quantum tomography calibration of 100 MHz photon-number-resolving detector

SHAN Xiao, LONG Yaoqiang, WU Wen, LIANG Yan

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for
Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: In this paper, we designed a photon-number-resolving single-photon detector based on an avalanche photodiode, which used a short-pulse gated signal combining with a capacitive balanced noise suppression scheme to achieve a single-channel high-performance detection of 100 MHz with a detection efficiency of 40.5%, and effectively resolved the number of incident photons with spatial beam splitting. In order to more completely describe the quantum characteristics of the detector, we introduced the quantum detector tomography technology, starting from the single-channel single-photon detector to the dual-channel photon-number-resolving detector, performed quantum tomography calibration, reconstructed its positive-operator-valued measure matrix and the corresponding Wigner function, and established the corresponding theoretical model. The results show that the dual-channel 100 MHz photon-number-resolving detector can achieve quantum detection.

Keywords: capacitance balancing; photon-number-resolving detection; quantum detector

收稿日期: 2022-12-25

基金项目: 国家重点研发计划 (2021YFB2801100); 国家自然科学基金 (62175152, 61927813)

第一作者: 单 晓 (1998—), 男, 硕士研究生, 研究方向为量子探测。E-mail: 294228130@qq.com

通信作者: 梁 焰 (1986—), 女, 副教授, 研究方向为量子探测。E-mail: yanliangSPD@163.com

tomography; positive-operator-valued measure matrix; Wigner function

引 言

传统的单光子探测器是开关型单光子探测器, 输出结果只有 0 和 1, 无法从这类探测器的输出中获得具体的光子数信息。近年来, 光子数可分辨探测器 (photon-number-resolving detector, PNRD)^[1] 因其可以探测光子数量信息, 被应用于激光雷达^[2]、量子成像^[3]、超分辨率^[4]等多个领域。迄今为止, 高性能光子数可分辨探测技术包括基于光电倍增管 (photomultiplier tube, PMT) 阵列^[5]的 PNRD, 超导相变边缘传感器 (superconducting transition-edge sensor, TES)^[6], 超导纳米线单光子探测器 (superconducting nanowire single-photon detector, SNSPD)^[7], 量子点场效应管 (quantum dot field effect transistor, QDFET)^[8], 基于雪崩光电二极管 (avalanche photodiode, APD) 阵列^[9]的 PNRD。基于 PMT 阵列的 PNRD 常使用多个 PMT 并联的形式实现 PNR 探测, 但由于 PMT 需要上千伏的偏置电压, 稳定性和实用性低, 限制了其应用。TES 利用超导薄膜吸收光子后的温度变化实现单光子探测, 由输出信号的幅度与吸收的光子数成比例实现 PNR 探测, 但是该探测器的工作速率不高, 热效应导致时间抖动相对较大, 并且需要 0 K 左右的工作环境, 限制了其应用。SNSPD 利用超导材料吸收光子后电阻率的变化实现单光子探测, 通过多个超导纳米线并联输出实现 PNR 探测。但是超导纳米线的工艺要求非常高, 同时也需要苛刻的温度条件, 不利于集成和便携。QDFET 利用低温环境下半导体材料的量子点捕获光子信号产生载流子而产生的电导率变化不同实现 PNR 探测, 需要 4 K 左右的低温环境, 实用性不高。基于 APD 的 PNRD 具有体积小、易集成、功耗低、探测效率高、暗计数低、时间抖动低等特点, 越来越多地集成在应用系统中。InGaAs/InP APD 可以响应近红外波段的单光子, 通常工作在门控盖革模式下^[10], 只有光子到来时才开启探测, 这样可以有效降低暗计数和后脉冲概率。由于 APD 具有电容特性, 门控信号经过 APD 以及雪崩信号

的提取电阻会产生尖峰噪声。为了抑制尖峰噪声, 采用了短脉冲门控信号结合电容平衡噪声抑制方案, 尖峰噪声抑制比为 12.3 dB, 信噪比为 14.6 dB, 实现了单通道 100 MHz、40.5%探测效率的高性能探测, 暗计数率在探测效率 10.3% 时仅有 2.4×10^{-7} /门。通过空间复用形成双通道 PNRD 能够有效分辨入射光子数目。为了更完整地表征 PNRD, 在测试单光子探测器传统性能参数的基础上, 引入量子探测器层析 (quantum detector tomography, QDT)^[11] 技术对单个 100 MHz 单光子探测器以及 PNRD 进行标定, 重构了相应的正值算符测度 (positive-operator-valued measure, POVM) 矩阵和 Wigner 函数, 与建立的 POVM 理论模型相互验证, 充分表征了探测器的量子特征。

1 100 MHz 单光子探测器探测方案

1.1 100 MHz 单光子探测器探测原理

APD 两端反向偏压加至雪崩电压之上, APD 处于盖革模式, 利用其在盖革模式下的高增益输出来探测单光子信号。选择门控方案, 将短脉冲门控信号叠加到反向偏压上, 利用门控信号的高低电平分别进行探测和雪崩淬灭。通过调节光和门的延时, 门控信号准确探测目标光子信号, 该方式误计数低, 并且可以提升探测器的工作速率。APD 的容性特征会引入尖峰噪声淹没微弱的雪崩信号。目前, 门控方案下常用的尖峰噪声抑制方案有带通滤波、低通滤波、自差分平衡、等效电容平衡等方法^[12]。本实验选择等效电容平衡法, 使用与 APD 结电容相似的等效电容模拟 APD 产生的尖峰噪声, 反相后进行差分抑制。常用二极管、可调电容、APD 作为等效电容, 考虑到 APD 成本高昂, 可调电容在特性上与 APD 存在差异, 最终采用 PIN 管来模拟 APD 的结电容从而实现差分抑制尖峰噪声, 通过改变 PIN 管两端的直流偏置可以调整其等效电容, 最大程度地模拟 APD 的容性特征。如图 1

所示, APD 的型号为 GD5522-SM-FC/UPC(中国电子科技集团公司四十四研究所), 制冷温度为 $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ 。门控信号频率为 100 MHz, 脉宽为 1 ns, 经 APD 以及提取电阻 R2 在 a 点产生尖峰噪声, 将 PIN 与 APD 并联, 滑动变阻器 R2 调节 PIN 两端的偏置电压, 经提取电阻 R3 在 b 点产生与 APD 相似的尖峰噪声, a 接 MTNT 同相输入端, b 接其反相输入端, 在 MTNT 的输出端 c 点得到差分抑制后的尖峰噪声以及 APD 的雪崩信号。由于 APD 的雪崩信号幅度较小, 在 c 点后加入了一个放大器 AMP, 可以将信号放大 10 倍。在 d 点测得放大之后的尖峰噪声及雪崩信号如图 2 所示: 图 2(a) 为 a 点放大后的尖峰噪声, 幅度为 192.8 mV; 图 2(b) 为 PIN 反相放大后的尖峰噪声, 幅度为 191.9 mV; 图 2(c) 为放大抑制后的尖峰噪声, 幅度为 46.6 mV; 图 2(d) 为放大后的雪崩信号, 幅度为 251.1 mV。尖峰噪声抑制比为 12.3 dB, 信噪比为 14.6 dB, 该方案很好地抑制了 APD 产生的尖峰噪声。

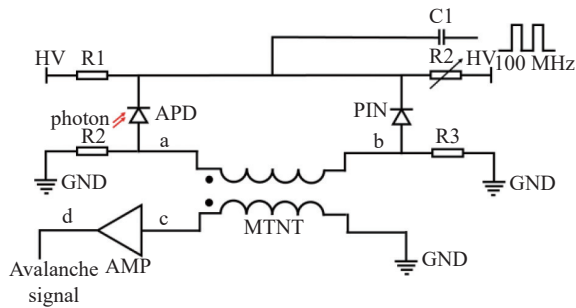
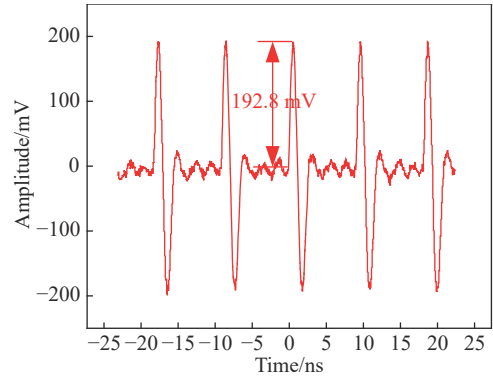


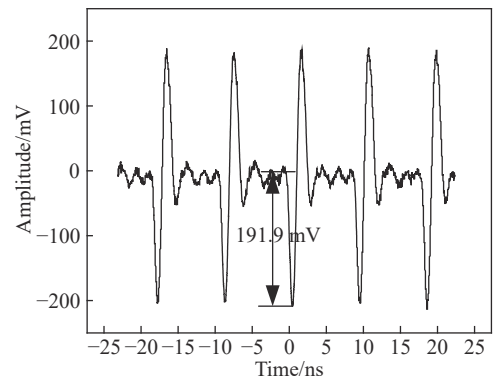
图 1 短脉冲门控与 APD-PIN 电容平衡相结合方案框图
Fig. 1 Block diagram of the combination of narrow pulse gating and APD-PIN capacitor balance

1.2 100 MHz 单光子探测器的性能参数测试

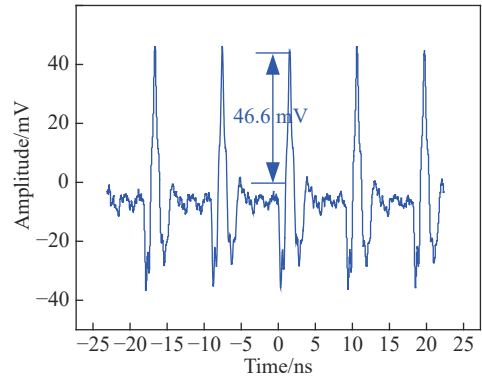
本实验中, 基于后文研究的 POVM 理论模型主要对单光子探测器的探测效率、暗计数率、后脉冲概率进行测量。探测效率指的是探测器响应光子的概率^[13]。实验中, 使用的门控信号频率为 100 MHz, 将重复频率为 10 MHz 的 1550 nm 皮秒激光器输出功率衰减到单光子级别, 在一定直流偏置电压下, 测得探测器开光时的计数率 P_{photon} 和关光时的计数率 P_{dark} , 则探测效率 η 可表示为



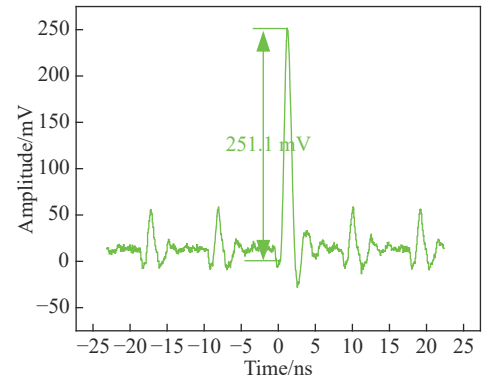
(a) APD 产生的尖峰噪声波形图



(b) PIN 管模拟产生的尖峰噪声波形图



(c) 差分抑制后的尖峰噪声波形图



(d) 雪崩信号波形图

图 2 信号波形图

Fig. 2 Signal waveforms

$$\eta = \frac{P_{\text{photon}} - P_{\text{dark}}}{\mu \times f_{\text{laser}}} \quad (1)$$

式中： μ 为平均入射光子数； f_{laser} 为激光器重复频率。暗计数率为探测器关光时计数率与门控信号重复频率的比值。后脉冲计数是 APD 材料的晶格缺陷导致捕获的载流子在盖革模式下也会触发雪崩产生的误计数，使测得的光计数高于实际值。后脉冲概率 P_A 定义为光子计数后的总后脉冲计数与光子计数的比值，可表示为

$$P_A = \frac{C_{\text{no-photon}} - C_{\text{dark}}}{C_{\text{photon}} - C_{\text{no-photon}}} \cdot \frac{f_{\text{gate}}}{f_{\text{laser}}} \quad (2)$$

式中： $C_{\text{no-photon}}$ 为探测门内没有光子入射时的每门计数率； C_{photon} 为探测门内有光子入射时的每门计数率； C_{dark} 为没有光子入射时的每门暗计数率； f_{laser} 为激光器重复频率； f_{gate} 为门控信号重复频率。

调节加载在 APD1 上的偏置电压，测得探测器不同工作点的各参数情况，如表 1 所示，随着探测效率不断升高，暗计数率与后脉冲概率也在逐渐增加，但暗计数仍处于百赫兹量级。在探测效率小于 20% 时，后脉冲概率增加较小，均小于 5%，在探测效率为 30%~40% 时，增加较快，由 42.2% 升高至 78.5%。APD 在盖革模式时，由于内部的材料生长缺陷等原因，入射光子在倍增区产生的大量电子空穴对在外加电场的作用下高速移动，一些载流子被缺陷捕获。雪崩抑制之后，被捕获的载流子被释放出来，并且在电场的作用下会再次触发雪崩产生后脉冲。随着偏压的增加，光生载流子无规则移动碰撞越激烈，产生更多的载流子，因此缺陷捕获的载流子的数量也随之增加，导致后脉冲计数也不断增加，后脉冲概率非线性增长。我们还测试了 PNRD 中

表 1 APD1 性能参数表
Tab. 1 APD1 performance parameters

高压/V	探测效率/%	暗计数率/门 ⁻¹	后脉冲概率/%
62.14	10.3	2.4×10^{-7}	0.7
63.80	21.3	5.6×10^{-7}	4.8
65.10	30.8	2.4×10^{-6}	42.2
65.20	35.2	3.3×10^{-6}	60.4
65.25	40.5	5.3×10^{-6}	78.5

APD2 的性能参数，在高压 63.64 V 时，探测效率为 10.2%，暗计数率为 1.6×10^{-7} /门。

2 量子探测器层析

2.1 量子探测器层析原理

目前，量子探测器的特征主要通过探测效率、暗计数、后脉冲概率等参数来进行描述。虽然这些参数可以有效描述量子探测器的主要特征，但是如果想要全面表征一台量子探测器，这些参数还远远不够。QDT 可以全面表征探测器，为表征量子探测器提供了新的方案。如图 3 所示，可以把一台探测器看作一个“黑盒”，通过准备好的入射态密度矩阵 ρ ，以及测得的探测器对应所有入射态的输出结果的输出计数并计算相应的概率分布，可以推算出探测器的 POVM 矩阵。POVM 矩阵将输入信号的量子态信息与探测器的经典输出联系起来。根据波恩定则，量子探测器输出结果 z 的概率 P_z 可以表示为^[14]

$$P_z = \text{tr}[\rho \Pi_z] \quad (3)$$

式中： ρ 为入射态密度矩阵； z 代表探测器输出结果有 z 种， Π_z 为量子探测器的 POVM 矩阵。POVM 矩阵满足： $\sum_z \Pi_z = 1$ ， $\Pi_z \geq 0$ 。



图 3 QDT 图

Fig. 3 Diagram of QDT

2.2 开关型单光子探测器 POVM 理论模型建立

本文使用的单光子探测器属于开关型单光子探测器，为了研究探测器传统性能参数与基于 QDT 重构的 POVM 矩阵表征探测器的区别，建立开关型单光子探测器 POVM 理论模型。由于理想型开关型单光子探测器探测效率为 100%，暗噪声、后脉冲、时间抖动等参数都为零，则相应的 POVM 矩阵可表示为 $\Pi_{\text{off}} = |0\rangle\langle 0|$ ， $\Pi_{\text{on}} = |1\rangle\langle 1|$ 。当 n 个光子输入时，只考虑探测效率 η 的单光子探测器对应 POVM 矩阵可以表示为

$$\Pi_{\text{off}} = \sum_{n=0}^M (1-\eta)^n |n\rangle\langle n| \quad (4)$$

$$\Pi_{\text{on}} = \mathbf{1} - \Pi_{\text{off}} \quad (5)$$

除了探测效率之外, 单光子探测器还受暗计数的影响, 假设暗计数符合泊松分布。 ν 表示每脉冲平均暗计数, 所以探测器探测到 a 个暗计数的概率为 $e^{-\nu} \frac{\nu^a}{a!}$ [15]。则考虑探测效率和暗计数的开关型单光子探测器 POVM 矩阵可以表示为

$$\Pi_{\text{off}} = e^{-\nu} \sum_{n=0}^M (1-\eta)^n |n\rangle\langle n| \quad (6)$$

$$\Pi_{\text{on}} = \mathbf{1} - \Pi_{\text{off}} \quad (7)$$

为了简化计算过程, POVM 理论模型不考虑后脉冲概率的影响。

2.3 双通道光子数可分辨探测器的 POVM 理论模型建立

本文使用的双通道 PNRD 由 APD1 和 APD2 空间复用组成, 如图 4 所示, 每个探测器之前放置 1:1 分束器。基于上述所提的开关型单光子探测器 POVM 理论模型, 双通道 PNRD 的 POVM 矩阵通式为 $\Pi_0 = \sum_{n=0}^M \theta_{0,n} |n\rangle\langle n|$, $\Pi_1 = \sum_{n=1}^M \theta_{1,n} |n\rangle\langle n|$, $\Pi_2 = \mathbf{1} - \Pi_0 - \Pi_1$ 。假设 APD1 和 APD2 具有完全相同的探测效率 η 和暗计数率 ν , 总探测效率仍是 η , 总的暗计数率为两个单光子探测器之和, 为 2ν 。若 APD1 和 APD2 均不响应, 那么 PNRD 输出为 0, 对应的 POVM 矩阵为

$$\Pi_0 = e^{-2\nu} \sum_{n=0}^M (1-\eta)^n |n\rangle\langle n| \quad (8)$$

由于每个探测器前面加了 1:1 分束器, 每个探测器探测效率为 $\frac{1}{2}\eta$, 暗计数率为 ν , 则任意一台探测器输出为 0 的概率为 $e^{-\nu} \left(1 - \frac{1}{2}\eta\right)^n$ 。当只有 APD1 或 APD2 响应时, PNRD 输出为 1, 对应的 POVM 矩阵为

$$\Pi_1 = \sum_{n=1}^M 2 \left[e^{-\nu} \left(1 - \frac{1}{2}\eta\right)^n - e^{-2\nu} (1-\eta)^n \right] |n\rangle\langle n| \quad (9)$$

当两个探测器同时响应时, 即 PNRD 输出为 2 时, 则利用 POVM 矩阵的完备性, 有 $\Pi_2 = \mathbf{1} - \Pi_0 - \Pi_1$ 。

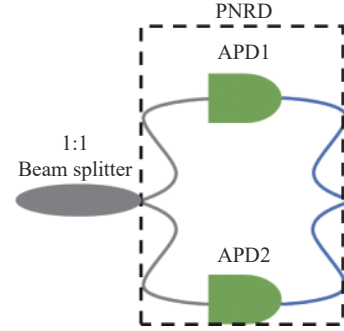


图 4 双通道 PNRD 模型

Fig. 4 Dual-channel PNRD model

2.4 Wigner 函数

在得到 POVM 矩阵的基础上, 引入 Wigner 函数, 深入研究探测器的量子特性。Wigner 函数是一种动量与位置的联合测量准概率分布, 原点函数值为负值表示探测器具备量子特性 [16]。对应于探测器 POVM 矩阵 Π_z 的 Wigner 函数可以表示为

$$W_z(x, p) = \sum_{n=z}^M \theta_{z,n} W_n(x, p) \quad (10)$$

式中: M 是截止光子数; $W_n(x, p)$ 是每个光子数态对应的 Wigner 函数, 表示为

$$W_n(x, p) = \left[\frac{(-1)^n}{2\pi} \right] e^{-\frac{p^2+x^2}{2}} L_n(p^2+x^2) \quad (11)$$

式中 $L_n(p^2+x^2)$ 是拉盖尔多项式。对于相位无关的量子探测器, Wigner 函数围绕原点旋转对称。因此, 基于开关型单光子探测器 POVM 理论模型的 Wigner 函数可以表示为

$$W_{\text{off}} = \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{p^2+x^2}{2}} e^{-\nu} \sum_{n=0}^M (1-\eta)^n L_n(p^2+x^2) \quad (12)$$

$$\text{由 } \frac{1}{1-t} e^{-\frac{xt}{1-t}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{L_n(x)}{n!} t^n \text{ 化简得}$$

$$W_{\text{off}} = \frac{e^{-\nu}}{2\pi(2-\eta)} e^{-\frac{\eta(p^2+x^2)}{2(2-\eta)}} \quad (13)$$

$$W_{\text{on}} = W_1 - W_{\text{off}} = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{2} - \frac{e^{-\nu}}{2-\eta} e^{-\frac{\eta(p^2+x^2)}{2(2-\eta)}} \right] \quad (14)$$

3 100 MHz 单光子探测器量子层析标定

图 5 是 100 MHz 单光子探测器量子层析标

定实验装置图，激光源为 1550 nm 脉冲激光器，Atten1 为可调光纤衰减器，Atten2 为固定光纤衰减器，BP 为 1 : 1 光束分束器，在 APD1 探测效率为 10.3% 时进行标定。使用 1550 nm 皮秒脉冲激光器作为光源，激光重复频率设置为 10 MHz。通过可调光衰减器 Atten1，从 0.1 到 60 连续调节入射光每脉冲平均光子数 μ 。为了监测入射到探测器的激光功率，在 Atten1 后面加入了一个 1 : 1 光分束器，一端连到功率计，用于实时监控和记录激光功率；另一端通过一个 50 dB 的固定衰减器 Atten2，将光衰减到单光子量级入射。

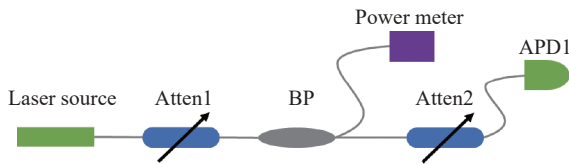
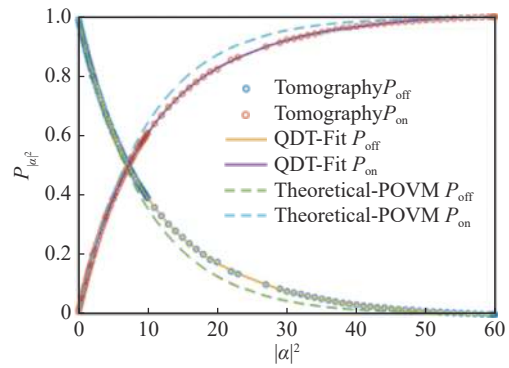


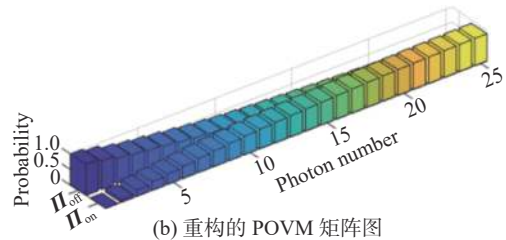
图 5 实验装置图
Fig. 5 Diagram of experimental setup

图 6(a) 中圆圈为层析扫描实验数据点，实线和虚线分别为 QDT 拟合和理论模型 POVM 拟合概率分布，横坐标指的是探测器的入射平均光子数，纵坐标指的是探测器在对应入射平均光子数下的输出结果(有 on 或者无 off)概率。在图中，可以看到探测器的入射平均光子数 μ 低于 10 时，探测器输出结果概率与平均入射光子数呈线性关系，而后继续增大平均入射光子数时，探测效率有所下降，探测器探测到光子的概率增长变慢，直至探测器达到饱和，并且基于理论模型 POVM 拟合的概率分布和 QDT 拟合的概率分布几乎重合。由于实际的探测器还受到后脉冲的影响，入射平均光子数 μ 高于 10 后，单光子探测器基于理论模型探测到光子的概率会略高于实际探测到光子的概率，由于该工作点 APD1 后脉冲概率只有 0.7%，所以两者相差不大。由上述实验获得的层析扫描实验数据，基于最大似然估计的方法，将式 (3) 进行线性反演，编写 MATLAB 重构 POVM 矩阵的程序，得到探测器重构的 POVM 矩阵。图 6(b) 所示为光子数态 0~25 时 Π_{off} 、 Π_{on} 的概率分布，横坐标指的是光子数态，纵坐标指的是探测器在对应光子数态下

的输出结果概率。随着光子数的增加， Π_{on} 的概率越来越高直至饱和光子数时概率为 1， Π_{off} 的概率越来越低最后变为 0。



(a) 各种输出结果的概率分布

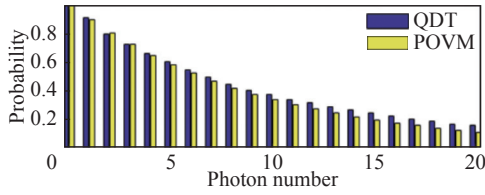


(b) 重构的 POVM 矩阵图

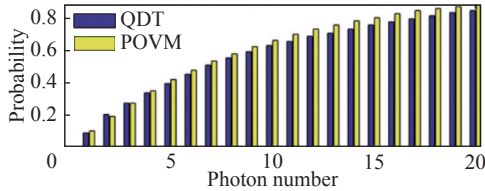
图 6 100 MHz 单光子探测器量子层析标定结果图
Fig. 6 Quantum tomography calibration result diagram of 100 MHz single photon detector

为了研究重构的 POVM 矩阵与理论模型的 POVM 矩阵的区别，将该工作点探测器 10.3% 的探测效率和 2.4×10^{-7} / 门的暗计数率，代入式 (6) 和式 (7)，计算出该探测器基于理论模型的 POVM 矩阵，并将两者进行对比，如图 7(a)、(b) 所示。部分光子数态时两者的 Π_{off} 、 Π_{on} 的概率分布，走势相同并且概率接近，表明使用传统性能参数描述探测器是可靠的，使用 QDT 更加全面表征了探测器。为了从量子力学的角度研究探测器的量子特性，将重构的 POVM 矩阵代入 Wigner 函数，图 7(c)，(d) 分别为基于 QDT 重构的 POVM 矩阵对应的 Wigner 函数三维图和截面图，横坐标 x 和 p 分别是 Wigner 函数中的位置和动量变量，纵坐标指的是 Wigner 函数值。 W_{on} 在坐标原点处的函数值为 -0.35263，这标志着该探测器在此工作点是真正的量子探测器。

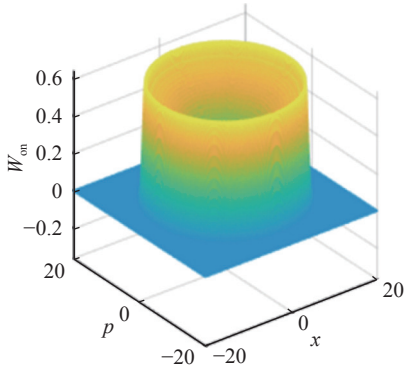
为了研究不同探测效率下探测器的量子特性，对 APD1 不同工作点都进行了 QDT 扫描，



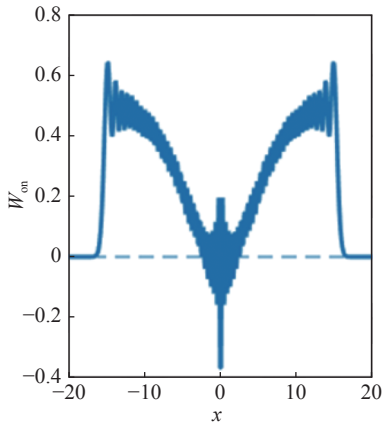
(a) Π_{on} 对比图



(b) Π_{on} 对比图



(c) W_{on} 对比图



(d) W_{on} 截面图

图 7 POVM 矩阵图和 Wigner 函数图

Fig. 7 POVM matrix diagram and Wigner function diagram

各工作点的性能参数如表 2 所示。随着探测效率增加, 暗计数增加较少, 处于百赫兹量级, 后脉冲概率由 0.7% 增加到 78.5%, 基于 QDT 重构的 POVM 矩阵构成的 W_{on} 在原点函数值均为负值, 并且逐渐减小, 表明探测器在 40.5% 探测效率时仍具有量子特性。

表 2 W_{on} 原点函数值与探测效率的关系

Tab. 2 Relationship of W_{on} origin function value and detection efficiency

高压/V	探测效率/%	暗计数率/门 ⁻¹	后脉冲概率/%	$W_{on}(0,0)$
62.14	10.3	2.4×10^{-7}	0.7	-0.36482
63.80	21.3	5.6×10^{-7}	4.8	-0.47298
65.10	30.8	2.4×10^{-6}	42.2	-0.49610
65.20	35.2	3.3×10^{-6}	60.4	-0.53324
65.25	40.5	5.3×10^{-6}	78.5	-0.53942

4 100 MHz 光子数可分辨探测器量子层析标定

在单光子探测器量子层析标定的基础上, 进一步对空间复用型双通道 PNRD 进行量子层析标定。如图 8 所示, 激光源为 1 550 nm 脉冲激光器, Atten1 为可调光纤衰减器, Atten2 为固定光纤衰减器, BP 为光分束器, SC 为信号合束器, OSC 为数字示波器, 实验中使用的 PNRD 由性能接近的 APD1 和 APD2 空间复用组成, 工作速率为 100 MHz, 依然使用 1550 nm 皮秒激光器作为光源。与前面不同的是, 在固定衰减器 Atten2 后又加了一个 1 : 1 光分束器将光子平均分给两个单光子探测器。标定 APD1 探测效率为 10.3%, 暗计数率为 2.4×10^{-7} /门, APD2 探测效率为 10.2%, 暗计数率为 1.6×10^{-7} /门, 则 PNRD 总探测效率约为 10%, 总暗计数率为 4.0×10^{-7} /门。

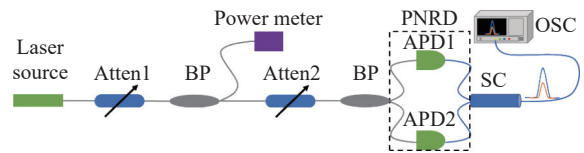
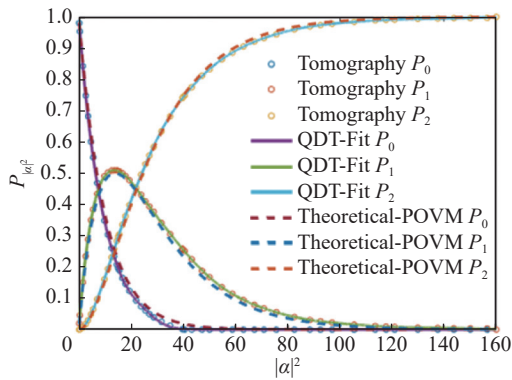


图 8 实验装置图

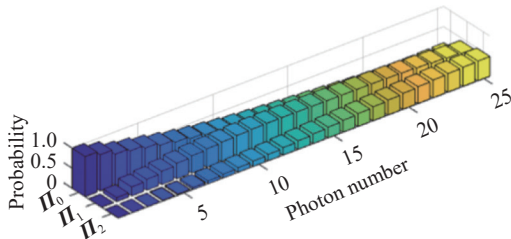
Fig. 8 Diagram of experimental setup

APD1 和 APD2 空间合束后接入数字示波器, 在 1 s 内计数出现两个光子峰, 记录合束计数 t_{all} 。由于激光器重复频率为 10 MHz, 则 PNRD 能探测到的饱和计数为 10 MHz。调节比较电平使其出现一个光子峰, 记录为 2 光子输出计数 t_2 , 则对应输入平均光子数 μ 的 PNRD 输出结果概率分别为 $P_2(\mu) = \frac{t_2}{10 \text{ MHz}} \times 100\%$, $P_1(\mu) =$

$\frac{t_{\text{all}} - t_2}{10 \text{ MHz}} \times 100\%$, $P_0(\mu) = 1 - P_2(\mu) - P_1(\mu)$ 。PNRD 层析扫描输出结果概率分布如图 9(a)所示, 圆圈代表 PNRD 层析扫描实验数据点, 实线和虚线分别为 QDT 拟合和理论模型 POVM 拟合概率分布, 两者达到了高度吻合。随着平均入射光子数的增加, PNRD 探测到多光子的概率增加。在平均入射光子数约为 13 时, 输出 1 光子的概率增加至最高; 随着入射光子数继续增加, 输出 1 光子概率降低, 输出 2 光子的概率越来越高直至探测器饱和时为 1, 输出 0 光子的概率逐渐减少到 0。



(a) 各种输出结果的概率分布



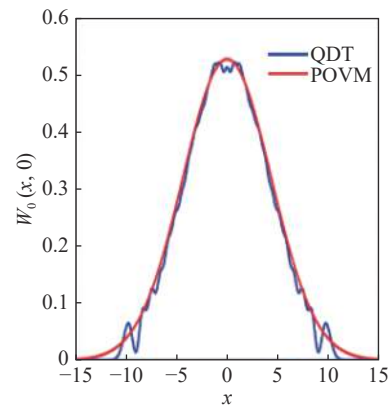
(b) 重构的 POVM 矩阵图

图 9 100 MHz 光子数可分辨探测器量子层析标定结果图

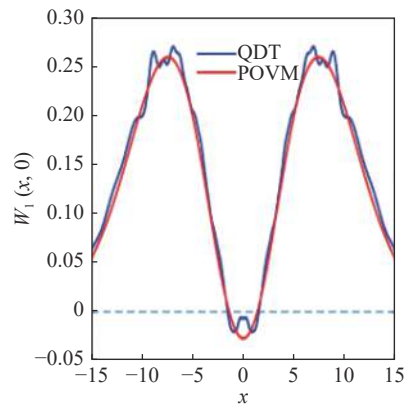
Fig. 9 Quantum tomography calibration result diagram of 100 MHz photon-number-resolving detector

利用层析扫描的实验数据, 以及对应的输入量子态集合, 我们进行 QDT 重构了 PNRD 的 POVM 矩阵, 如图 9(b)所示。PNRD 有三种输出结果, Π_0 , Π_1 , Π_2 。基于 PNRD 的 POVM 矩阵, 我们计算了相应的 Wigner 函数, 如图 10 所示, 图中红色实线是基于理论模型 POVM 矩阵得到的 Wigner 函数截面图, 蓝色实线是基于重新构建的 POVM 矩阵得到的 Wigner 函数截面图。对于 Π_1 的 Wigner 函数 W_1 , 理论模拟与重新构建的曲线基本一致, 在原点位置, $W_1(0,0)$ 值为 -0.0067 , 且 W_1 过零点后先增加后逐渐减小

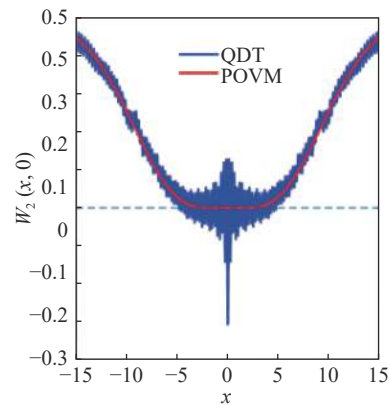
到 0, 这是因为 PNRD 输出 1 光子的概率逐渐降低, 转变为输出 2 光子的概率。 W_2 也是基本一致的, 基于重新构建的 Π_2 得到的 $W_2(0,0)$ 为 -0.3032 , W_2 整体以理论模拟得到的 Wigner 函数为中心出现了锯齿抖动。由 QDT 重新构建的 POVM 矩阵得到的 Wigner 函数在原点的负值表明此双通道 PNRD 可实现量子探测。



(a) W_0 对比图



(b) W_1 对比图



(c) W_2 对比图

图 10 Wigner 函数对比图

Fig. 10 Wigner function comparison

5 结 论

本文采用了短脉冲门控和电容平衡相结合的探测方案,有效抑制了尖峰噪声,基于雪崩光电二极管和空间复用技术设计了双通道PNRD,有效分辨光子数目,并且测试了单光子探测器的各项性能参数。为了更完整地表征单光子探测器,从量子学角度介绍了单光子探测器的一般描述方法,即通过QDT全面表征单光子探测器。基于QDT重构了单通道单光子探测器和双通道PNRD的POVM矩阵,引入Wigner函数验证了其量子特性,单通道单光子探测器在40.5%探测效率时仍可实现量子探测。本文对探测器的标定方法,是对未知探测器的全面表征,为其他光子探测器的性能表征提供了参考。目前,门控探测与平衡抑制相结合方案的工作速率在百兆赫兹左右^[17],后续可以通过正弦门控低通滤波方案将探测器工作速率提升至吉赫兹以上。本方案在温度、偏压、计数统计等方面为多通道的集成奠定了基础。

参考文献:

- [1] 刘剑,黄典,贺青,等.基于光子数可分辨探测器的单脉冲光子数检测[J].激光技术,2022,46(1):58-63.
- [2] 邢悦,宛芳,罗盛慧,等.InGaAs近红外激光雷达光电探测器研究进展[J].安庆师范大学学报(自然科学版),2022,28(2):6-14.
- [3] 何巧莹,黄林海,顾乃庭.基于MPPC阵列的三维单光子成像技术研究[J].红外与激光工程,2022,51(10):20210989.
- [4] 赵惠,殷浩蒙,刘永安,等.基于交叉延迟线位敏阳极微通道板探测器的光子计数激光三维超分辨成像(特邀)[J].光子学报,2022,51(7):0751407.
- [5] 马晓焯,樊志华,杨奇龙,等.基于多阳极光电倍增管的阵列型光子计数器[J].量子光学学报,2019,25(1):87-93.
- [6] 耿悦,钟家强,李佩展,等.基于钛相变边缘传感器的超导单光子探测器特性[J].红外与毫米波学报,2022,41(4):678-684.
- [7] 尤立星.超导纳米线单光子探测现状与展望[J].红外与激光工程,2018,47(12):1202001.
- [8] 聂诚磊,杨晓红,韩勤.量子点单光子探测器的研究进展[J].半导体光电,2013,34(4):542-548.
- [9] 喻敏,梁焰.基于InGaAs/InP雪崩光电二极管的高速光子数可分辨探测[J].光学仪器,2018,40(5):8-14.
- [10] 梁焰.基于InGaAs/InP APD高速单光子探测方法及应用[D].上海:华东师范大学,2014.
- [11] LUNDEEN J S, FEITO A H, COLDENSTRODT-RONGE H, et al. Tomography of quantum detectors[J]. Nature Physics, 2009, 5(1): 27-30.
- [12] 刘俊良.基于InGaAs(P)/InP APD的单光子探测器的研制和性能研究[D].济南:山东大学,2018.
- [13] 黄梓楠,梁焰.超短脉冲门控高速InGaAs/InP APD单光子探测[J].光学仪器,2018,40(4):15-19.
- [14] 陈修亮.光子数可分辨探测及其量子探测层析研究[D].上海:华东师范大学,2016.
- [15] 赵林.高速单光子探测器的量子表征研究[D].上海:华东师范大学,2016.
- [16] 陈昱.基于多像素光子计数器的量子探测器层析标定及其应用[D].上海:华东师范大学,2021.
- [17] LIANG Y, JIAN Y, CHEN X L, et al. Room-temperature single-photon detector based on InGaAs/InP avalanche photodiode with multichannel counting ability[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2011, 23(2): 115-117.

(编辑:张 磊)