

面向量子信息的单光子探测的机制、器件及电路设计研究进展

原梅妮¹, 武跃龙², 原梦³, 李川¹, 赵宇宏^{4,5,6*}, 温刚^{2*}

(1. 中北大学 航空宇航学院, 山西 太原 030051; 2. 四川长虹电子科技有限公司, 四川 绵阳 621000;

3. 中国电力科学研究院, 北京 100192; 4. 中北大学 材料科学与工程学院, 山西 太原 030051;

5. 中北大学 教育部共建铝/镁合金开发应用协同创新中心, 山西 太原 030051;

6. 中北大学 新材料智能铸造先进成型山西省重点实验室, 山西 太原 030051)

摘要: 单光子探测技术作为极微弱光信号高保真检测的核心手段, 是量子通信、量子计算、量子雷达、生物医学成像等前沿领域的关键支撑。本文系统综述了单光子探测的物理机制: 外光电效应与多级倍增电子发射、内光电效应与载流子雪崩倍增效应、光子诱导热点效应等, 分别对应光电倍增管(PMT)、单光子雪崩二极管(SPAD)、超导纳米线单光子探测器(SNSPD)等典型器件。详细分析了单光子探测器关键性能参数的物理意义与工程价值。重点阐述了PMT的高压分压供电、低噪声前置放大与滤波电路设计, SPAD的被动、主动、混合淬灭及门控淬灭电路设计, 以及SNSPD的读出电路方案(含传统50 Ω 常温架构、门控效应抑制及双端读出优化方案)。最后总结了单光子探测技术面临的暗计数抑制、后脉冲效应控制、探测效率与响应速度权衡、成本与工程化适配等核心挑战, 为该领域的技术突破与应用拓展提供了参考。

关键词: 单光子探测器; 光电效应; 雪崩倍增效应; 电路设计

中图分类号: O431.2

文献标识码: A

doi: 10.62756/jnuc.issn.1673-3193.2026.01.0008

引用格式: 原梅妮, 武跃龙, 原梦, 等. 面向量子信息的单光子探测的机制、器件及电路设计研究进展[J].

中北大学学报(自然科学版), 2026, 47(4): 553-568.

Yuan Meini, Wu Yuelong, Yuan Meng, et al. Research progress on single-photon detection for quantum information about mechanisms, devices and circuit design[J]. Journal of North University of China(Natural Science Edition), 2026, 47(4): 553-568.

Research Progress on Single-Photon Detection for Quantum Information About Mechanisms, Devices and Circuit Design

Yuan Meini¹, Wu Yuelong², Yuan Meng³, Li Chuan¹, Zhao Yuhong^{4,5,6*}, Wen Gang^{2*}

(1. School of Aerospace Engineering, North University of China, Taiyuan 030051, China;

2. Sichuan Changhong Electronic Technology Co., Ltd., Mianyang 621000, China;

3. China Electric Power Research Institute, Beijing 100192, China;

4. School of Materials Science and Engineering, North University of China, Taiyuan 030051, China;

收稿日期: 2026-01-14

基金项目: 国家自然科学基金(51201155), 军委科技委快速扶持项目(80923010403), 光量子传感器项目(20251801203)

作者简介: 原梅妮(1974—), 女, 教授, 博士, 主要从事单光子探测局部放电、叠层复合装甲、微小型无人机设计等方面的研究。

* 通信作者: 赵宇宏(1974—), 女, 教授, 博士, 主要从事凝固时效相变多尺度研究和先进材料液态成型方面的研究。E-mail: zhaoyuhong@nuc.edu.cn.

温刚(1984—), 男, 高级工程师, 硕士, 主要从事量子精密测量方面的研究。E-mail: wengang2202@126.com。

5. MOE Jointly Collaborative Innovation Center for High-Performance Al/Mg Based Materials,
North University of China, Taiyuan 030051, China;
6. Shanxi Key Laboratory of Intelligent Casting and Advanced Forming for New Materials,
North University of China, Taiyuan 030051, China)

Abstract: As a core means for high-fidelity detection of extremely weak optical signals, single-photon detection technology is a key support for cutting-edge fields including quantum communication, quantum computing, quantum radar, and biomedical imaging. Its performance directly determines the depth of fundamental optical quantum research and the breadth of industrial applications. This paper systematically reviews the physical mechanisms of single-photon detection: external photoelectric effect with multi-stage multiplied electron emission, internal photoelectric effect with carrier avalanche multiplication effect, and the photon-induced hot electron effect, which correspond to typical devices such as photomultiplier tubes (PMTs), single-photon avalanche diodes (SPADs), and superconducting nanowire single-photon detectors (SNSPDs). The physical implications and engineering values of key performance parameters of single-photon detectors are analyzed in detail. Focus is placed on elaborating the circuit designs of these devices: high-voltage voltage-dividing power supply, low-noise preamplification and filtering circuits for PMTs; passive, active, hybrid, and gated quenching circuits for SPADs; and readout circuit solutions for SNSPDs (including traditional $50\ \Omega$ room-temperature architecture, latch-up effect suppression, and optimized double-ended readout). Finally, the core challenges facing single-photon detection technology are summarized, such as dark count suppression, after-pulse effect control, the trade-off between detection efficiency and response speed, and cost and engineering adaptability, providing a reference for technological breakthroughs and application expansion in this field.

Key words: single-photon detector; photoelectric effect; avalanche multiplication effect; circuit design

0 引 言

单光子探测技术以捕获光场量子单元(光子)为核心特征,为极微弱光信号的高保真检测提供了不可替代的技术支撑,是量子力学、量子通信、量子计算、量子雷达、生物医学成像及天文学与空间探测等前沿科技领域的“超高灵敏度传感核心”^[1-4]。在量子力学基础研究中,单光子探测技术是理论验证的关键支撑。2022年诺贝尔物理学奖相关的光子纠缠实验中,研究团队采用超导纳米线单光子探测器(SNSPD)实现对纠缠光子对的精准感知与量子态读取,通过统计光子偏振关联数据完成贝尔不等式的严格验证,为量子力学非局域性理论提供了决定性实验依据^[2-3]。除SNSPD外,光电倍增管(PMT)在量子纠缠态探测实验中同样发挥着重要作用,常用于复合计数测量,可高效捕捉纠缠光子对的微弱信号,精准识别光子的偏振态和时间关联特性,为量子纠缠理论的验证提供了关键技术支撑。在量子通信领域,我国“墨子号”量子科学实验卫星搭载的单光子探测系统,承担星地量子密钥分发(QKD)中量

子信号的核心感知任务。该系统采用InGaAs/InP单光子雪崩二极管(SPAD)作为核心探测器件,凭借其无需超低温制冷、低功耗的特性,在卫星高速运动(约7.9 km/s)和大气干扰条件下,成功捕捉能量仅约 10^{-19} J的单光子信号,通过对光子偏振态的高精度识别,在千公里级星地通信链路中实现绝对安全的密钥传输,突破地面量子通信的距离瓶颈,成为量子通信规模化部署的核心技术支撑^[5]。在量子计算领域,“九章”量子计算原型机以SNSPD作为量子比特读取器,对高斯玻色取样过程中输出的单光子态进行高效感知与计数,其探测效率($\geq 90\%$)与噪声控制水平(暗计数率 ≤ 1 Hz)直接决定原型机的算力优势,使“九章”在特定问题求解上超越经典超级计算机^[6]。在量子雷达领域,美军国防高级研究计划局(DARPA)“量子赋能”专项中,SNSPD作为目标回波信号的核心探测器,凭借对极微弱光子反射信号的捕获能力突破传统雷达的探测极限,在复杂电磁干扰环境下实现对隐身目标的远距离(≥ 100 km)识别^[7]。此外,光电倍增管(PMT)在激光雷达(LiDAR)系统中可用于捕捉微弱回波光信号,提升对低空慢速目标的探测能力;单光子雪崩二

极管 (SPAD) 则依托与 CMOS 工艺兼容的微型化优势, 被集成于便携式激光雷达设备中, 可实现对近距离小型目标的快速探测与识别, 适用于单兵作战、无人机侦察等场景。在生物医学领域, 单光子探测技术为微观生命活动研究提供了全新手段, 如荧光成像中, 光电倍增管 (PMT) 凭借成熟的商用化模块与宽光谱响应特性, 仍是共聚焦显微镜及高通量测序仪中单光子信号采集的主流方案; 单光子雪崩二极管 (SPAD) 则因与 CMOS 工艺兼容, 被广泛集成于大规模阵列式探测器, 在光子计数成像领域实现百万像素级高空间分辨率; SNSPD 等器件通过捕获单光子信号, 结合反卷积重建等计算成像算法, 将分辨率提升至百万像素级, 清晰呈现了神经元突触的信号传递过程, 为阿尔茨海默病等神经退行性疾病的病理机制研究提供了直接观测依据^[8]。

综上, 单光子探测技术既是验证量子力学基本原理的重要实验工具, 也是量子信息、精密测量、生物成像等前沿科技领域的核心“感知单元”, 其性能水平直接决定光量子基础研究的深度与其产业应用的广度, 是衡量国家核心科技竞争力的关键指标之一, 对推动科技自立自强与高端产业升级具有重大战略意义。本文系统阐述单光子探测器的核心物理机制、器件类型、关键性能参数及核心电路设计。

1 单光子探测技术的物理效应

单光子探测物理机制是决定单光子探测器核心性能指标、应用场景适配性及技术局限性的根本因素。从物理效应看, 单光子探测的核心机制可划分为四类 (见表 1), 每类机制均对应独特的“量子吸收-信号放大”路径, 其能量阈值、应用范围及响应特性存在本质差异。

表 1 单光子探测核心物理机制^[2,9]

Tab. 1 Core physical mechanisms of single-photon detection^[2,9]

光电效应形式	信号放大机制	探测器类型
外光电效应	光子激发金属表面电子逸出 (外光电效应), 通过微通道板 (MCP) 或光电倍增管 (PMT) 实现电子倍增。	光电倍增管 (PMT)、微通道板 (MCP)
内光电效应	半导体中光生载流子在强电场下引发雪崩击穿 (Impact Ionization), 实现载流子指数级倍增。	雪崩光电二极管 (APD/SPAD)
光子诱导热点效应	光子吸收后破坏超导库珀对, 形成局域热点, 热点在偏置电流辅助下产生电阻态, 偏置电流被排出至读出电路, 实现信号检出。	超导纳米线单光子探测器 (SNSPD)
光子诱导温度转变效应	超导薄膜吸收光子后温度升高, 电阻在超导转变边沿附近发生剧烈变化, 通过读出偏置电流或电压的变化实现信号检出。	超导相变边缘传感器 (TES)

1.1 外光电效应与多级倍增电子发射

外光电效应的本质是光子能量驱动电子逸出材料表面: 当光子入射至单光子探测器光电阴极时, 光子能量 ($E=hc/\lambda$) 被阴极材料中的电子吸收, 若能量高于阴极逸出功 (W), 电子将脱离阴极材料表面形成光电子。多级倍增电子发射通过级联碰撞实现信号放大: 光电子在电场加速下撞击打拿极 (倍增极), 激发出更多二次电子, 该过程经 8~14 级打拿极重复, 实现电子数指数级增长, 增益可达 $10^6\sim 10^7$ 量级。

该类机制的能量传递仅局限于材料表面薄层, 光子仅与阴极表面几层原子的电子发生耦合。其能量阈值由逸出功 W 决定 (典型值 $W=2\sim 5\text{ eV}$), 对应探测波段集中于可见光-近紫外区域 ($\lambda<600\text{ nm}$), 无法响应红外光子 (能量低于逸出功), 并且受表面缺陷、氧化层等因素影响, 光电子逸出效率受限, 导致该类型单光子探测器的量子效率上限难以突破

60%。光电倍增管 (PMT) 和微通道板 (MCP) 是该机制的典型应用, 通过外光电效应完成光-电转换, 再借助多级倍增实现微弱信号放大数百万倍, 已成为弱光探测领域公认的灵敏度基准。

1.2 内光电效应与载流子雪崩倍增效应

内光电效应的核心是在半导体内部激发载流子: 光子穿透半导体表面进入体相区域被吸收, 能量传递至晶格原子并激发出电子-空穴对 (载流子); 在强电场作用下, 载流子引发雪崩倍增, 最终形成宏观电流脉冲。载流子雪崩倍增效应的核心是碰撞电离链式反应: 强电场使光生载流子 (电子和空穴) 获得足够动能, 与晶格碰撞时持续产生新的电子-空穴对, 实现载流子雪崩倍增与电流增益, 完成微弱光信号到电信号的转化。

该类机制属于体内相互作用, 能量传递覆盖半导体体相区域。其能量阈值由半导体禁带宽度 E_g 决定 (Si: 1.12 eV, InGaAs: 0.75 eV), 探测波

段覆盖可见光-近红外($\lambda < 1\ 700\text{ nm}$)。该物理效应的核心优势在于“体相吸收效率高”,通过优化耗尽区宽度(匹配光子吸收深度),载流子收集效率最高可提升至90%;但受限于半导体带隙特性,无法响应中红外及更长波段光子。雪崩光电二极管(APD)和单光子雪崩二极管(SPAD)的工作机制为二者的“级联协同”,即内光电效应产生初始载流子,雪崩倍增效应实现信号放大,最终达成对微弱光的高增益转换。

1.3 光子诱导热点效应

光子诱导热点效应的核心是在超导纳米线中激发非平衡态准粒子:光子穿透超导薄膜表面进入纳米线体相区域被吸收,能量传递至超导电子系统并破坏库珀对,产生大量准粒子;准粒子在百飞秒时间尺度内通过电子-电子散射过程迅速热化,形成温度远高于超导转变温度的局域热点;在偏置电流焦耳热辅助下,热点进一步长大并引发超导-正常态转变,最终形成宏观电阻态。使偏置电流被排出至读出电路,产生可测量的电压脉冲,完成微弱光信号到电信号的转化。

该类机制属于非平衡态超导探测范畴:光子能量破坏库珀对,通过电子-电子散射形成局域热点,触发超导-正常态转变。其能量阈值由超导能隙 Δ 决定(典型值 $\Delta \approx 0.5 \sim 1.5\text{ meV}$,对应截止波长约 $800 \sim 2\ 000\text{ nm}$),探测波段覆盖近红外至中红外(受超导能隙限制,长波长探测效率较低)。该机制的核心优势在于高探测效率与高计数率——在通信波段探测效率可达98%,暗计数率低至1 Hz以下,时间抖动小于20 ps,但其需要极低温($< 3\text{ K}$)工作环境,且不具备本征能量分辨能力。超导纳米线单光子探测器(SNSPD)是该机制的典型应用,通过光子诱导热点效应完成光电转换,再借助偏置电流排出实现信号读出,已成为量子通信、量子计算等领域单光子探测的核心器件。

1.4 光子诱导温度转变效应

光子诱导温度转变效应的核心是在超导薄膜中将光子能量转化为热量,引起温度变化:超导薄膜吸收光子后,光子能量首先转化为载流子动能,再通过电子-声子耦合转化为晶格热能,使探测器温度升高;由于超导材料在转变边沿附近电阻对温度极为敏感(电阻变化率可达 $10^4 \sim 10^5\text{ K}^{-1}$),温度升高导致电阻剧烈增大;在恒压偏置电路(通常通过并联电

阻实现)条件下,电阻增大使偏置电流急剧减小,通过超导量子干涉器件(SQUID)读出电流变化信号,完成微弱光信号到电信号的转化。在此过程中,由偏置电路与探测器共同形成的负电热反馈机制自动抑制温度波动,使探测器稳定在超导转变边沿工作点。

该类机制属于热平衡态超导探测范畴:光子能量通过热效应使探测器温度升高,利用超导转变边沿电阻-温度的敏感特性实现信号读出。其能量阈值由超导转变温度 T_c 和热容决定(典型的 $T_c \approx 50 \sim 500\text{ mK}$,根据探测波段选择),探测波段覆盖X射线至远红外(通过优化吸收体材料、结构和超导转变温度,可针对不同波段进行定制化设计)。该机制的核心优势在于高能量分辨率与光子数分辨能力——在X射线波段能量分辨率可达 $2 \sim 5\text{ eV}$,在近红外波段(如 $1\ 550\text{ nm}$)能量分辨率可达 $0.1 \sim 0.2\text{ eV}$ (FWHM),可精确分辨入射光子数(如 $1\ 550\text{ nm}$ 波段可分辨 $1 \sim 12$ 个光子),但其需要极低温($< 100\text{ mK}$)工作环境,且受热弛豫时间限制,计数率相对较低(kHz~MHz量级)。超导相变边缘传感器(TES)是该机制的典型应用,通过光子诱导温度转变效应完成光电转换,再借助SQUID读出实现高精度能量测量,已成为X射线天文学、中微子质量测量、量子态层析等领域不可或缺的核心探测器。

2 单光子探测器主要类型及技术特性

单光子探测器是单光子探测技术的核心器件,能够将极微弱光信号转化为可测量的电信号,精准表征光子事件的时间、空间及能量信息。不同物理机制对应不同的工作原理与应用场景:外光电效应与多级倍增电子发射通过“表面发射+级联放大”实现高增益弱光检测(代表器件为PMT);内光电效应与载流子雪崩倍增效应通过“体内激发+雪崩放大”实现小型化单光子探测(代表器件为APD/SPAD);光子诱导热点/温度转变效应(超导效应)通过“量子态突变”实现高性能探测(代表器件为SNSPD),下面逐一介绍其具体分类及特性。

2.1 基于外光电效应和多级倍增电子发射的单光子探测器

光电倍增管(PMT)与微通道板光电倍增管(MCP-PMT)是该机制的核心器件,通过结构化设计实现“光-电转换-信号指数级放大”一体化,凭借高增益、高灵敏度特性,在基础物理研究、生

物医学、航空航天等领域占据不可替代的地位, 尤其成为国家重大科技基础设施的关键支撑。

光电倍增管(PMT)是基于外光电效应与多级电子倍增的弱光探测器件, 核心部件包括入射窗口、光阴极、聚焦极、打拿极(8~14级)及阳极, 所有部件集成封装于真空玻璃管内(见图1), 构成“光-电转换-信号放大”的完整功能链路^[10-11]。其核心工作流程为: 入射光子穿透窗口后与光阴极表面材料作用, 通过外光电效应激发产生光电子; 光电子经聚焦极引导至打拿极, 经多级二次电子发射实现信号幅值指数级放大, 最终由阳极收集输出。PMT 的典型性能参数为: 增益范围 $10^6 \sim 10^7$, 可通过调整倍增极级数、外加偏置电压调控增益与时间响应特性; 可见光波段探测效率 30%~50%, 时间抖动 50~100 ps。其局限性主要表现为: 体积偏大, 需 1~5 kV 高压供电; 暗计数率对温度及真空度敏感, 环境适应性受限; 制造成本较高, 核心技术长期被日本企业垄断, 目前国内相关技术正处于突破阶段。典型应用场景涵盖中微子探测(如江门 JUNO 实验)、荧光寿命成像、弱光光谱测量等弱光探测领域。

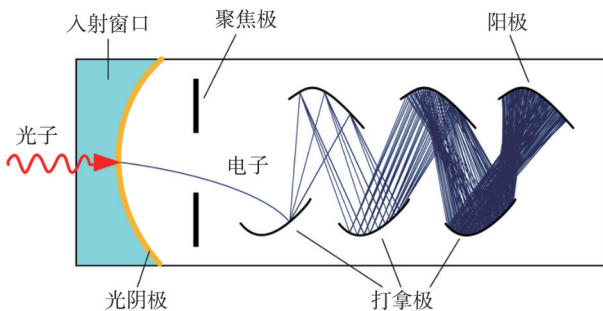


图1 光电倍增管结构示意图^[10-11]

Fig. 1 Schematic diagram of PMT structure^[10-11]

微通道板光电倍增管(MCP-PMT)^[12]是传统PMT的升级方案, 采用微通道板(MCP)替代多级离散打拿极, 其实现三大突破: 驱动电压从千伏级降至数百伏、时间分辨率跃升至皮秒级、器件体积缩减 60% 以上。该器件由光阴极、MCP 倍增系统、阳极及真空密闭壳构成(见图2), 在弱光探测领域展现出不可替代的技术优势。光阴极材料可根据探测波段灵活选型: 紫外波段适配 CsTe、可见光波段适配 GaAsP、近红外波段适配 InGaAs。MCP-PMT 的工作过程为: 入射光透过玻璃窗照射至光阴极内表面, 通过外光电效应激发产生光电子; 光电子在强电场加速下进入 MCP 微通道(通道直径 10~100 μm), 在通道内壁多次碰撞产生二次电子, 形成雪崩式倍增(总增益 $10^6 \sim 10^8$); 倍增后的电子被阳极收集,

形成可探测电脉冲。MCP-PMT 的核心性能参数为: 探测波段覆盖紫外至近红外(100~1 700 nm), 部分特种器件可延伸至中红外; 时间抖动 < 50 ps, 最高计数率可达 10^8 Hz; 室温下暗计数率 10~100 Hz, 需通过真空封装规避环境干扰以保障性能稳定性。典型应用场景包括中微子探测(如江门 JUNO 实验)、生物发光成像、紫外天文学观测、高速激光测距等弱光及单光子探测领域。

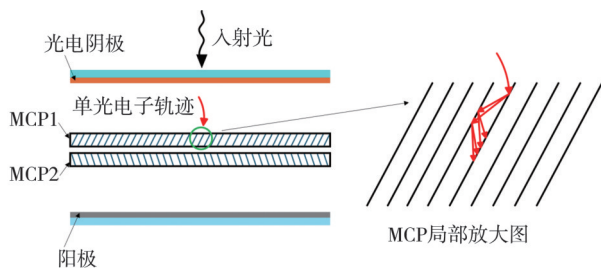


图2 MCP-PMT 结构及工作原理示意图^[12]

Fig. 2 Schematic diagram of the structure and working principle of MCP-PMT^[12]

2.2 基于内光电效应和雪崩倍增效应的单光子探测器

该类探测器的核心机制是: 半导体材料在高于击穿电压的高反向偏压下产生雪崩倍增效应, 将单光子经内光电效应激发的初始电子-空穴对放大为可探测电脉冲。该技术兼具常温工作兼容性、高量子效率($Q_E > 90\%$)及芯片级集成潜力, 已成为当前应用最广泛的单光子探测技术, 典型器件为单光子雪崩二极管(SPAD)^[13-14]。

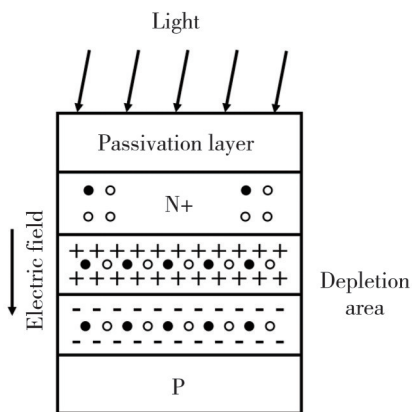


图3 单光子雪崩光电二极管工作原理示意图^[14]

Fig. 3 Schematic diagram of the working principle of SPAD^[14]

SPAD 是工作在盖革模式下的超灵敏光电探测器件, 实现量子级灵敏度(单光子探测)与亚纳秒级时间分辨的双重突破, 作为“单光子事件数字化转换器”, 已成为光子学、量子信息、生物医学

等前沿领域的核心应用器件,在现代单光子成像系统中更展现出不可替代的应用价值。SPAD以Si、InGaAs/InP、Ge等半导体材料制备PN结或PIN结(见图3):当入射光子能量大于材料带隙时,器件内部产生光生载流子;反向偏置形成的内建电场随偏压升高而增强,达到阈值时,载流子被加速至足够动能,与晶格碰撞电离产生级联倍增效应,形成可探测的雪崩电流。

2.3 基于超导效应的单光子探测器

超导单光子探测器利用超导材料的能隙特性与超导-正常态相变机制实现单光子探测,兼具探测效率高、暗计数率极低、时间抖动小等优势,是低温环境下高性能单光子探测的首选方案,典型器件包括超导纳米线单光子探测器(SNSPD/SSPD)和超导相变边缘传感器(TES)。

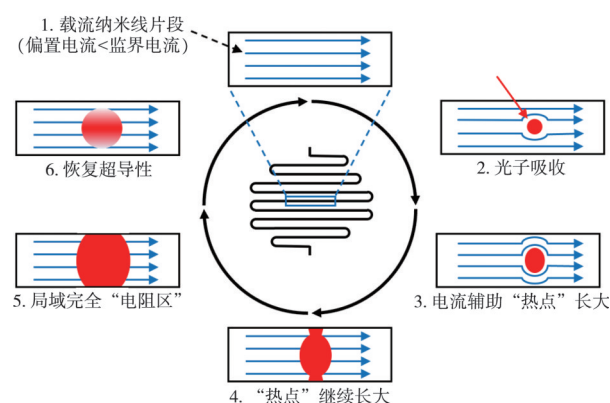


图4 SNSPD探测原理示意图^[15](“热点”模型中水平方向的蓝色箭头标示出超导电流方向)

Fig. 4 Schematic diagram of SNSPD detection principle^[15](Blue arrows of “hot spot” model in horizontal direction indicating the superconducting current direction)

SNSPD采用NbN、NbTiN、MoSi等超导薄膜制备宽度100~200 nm的纳米线,通常设计为曲折形(Meander Structure)以扩大光吸收面积,集成于超导谐振腔或波导结构中提升光耦合效率,需搭配液氦或脉冲管制冷系统维持4~10 K的工作温度(接近超导临界温度)^[15]。SNSPD的工作过程为(见图4):光子被纳米线某区域吸收后,能量在百飞秒时间尺度内通过电子-电子散射破坏数百个库珀对,产生局域电阻态(“热点”);在电流辅助加热作用下,热点持续扩大形成横跨纳米线截面的完整电阻区域,使偏置电流转移至读出电路并产生电脉冲,完成光子探测;随后纳米线通过基底散热恢复超导状态,等待下一个光子入射。

作为超导探测技术的代表, SNSPD在近红外-中红外波段实现探测效率、暗计数率与时间分辨率的协同最优,是高端单光子探测的首选器件。

超导相变边缘传感器(Transition-Edge Sensor, TES)采用Ti/Au、Mo/Au等双层膜超导材料制备,通过精确调控双层膜厚度比使超导转变温度 T_c 设计在50~500 mK范围内(X射线探测通常选择50~100 mK,光学探测可设计为100~500 mK)^[16]。TES通常采用方形或圆形结构作为光吸收区域,集成于光学腔体或反射镜结构中提升光吸收效率,需搭配稀释制冷机或绝热去磁制冷系统维持低于 T_c 的工作温度(通常为 T_c 的50%~80%)。TES的工作过程为: TES通过恒压偏置稳定工作在超导转变边沿,光子被吸收体吸收后能量转化为热量,使探测器温度升高;由于超导转变边沿处电阻对温度极其敏感(电阻变化率可达 $10^4 \sim 10^5 \text{ K}^{-1}$),温度升高导致电阻剧烈增大,在恒压偏置下电流急剧减小;电流变化通过超导量子干涉器件(SQUID)读出,通过对电流脉冲进行积分或脉冲高度分析,输出信号幅度与入射光子能量成正比,实现光子能量的精确测量;随后探测器内部能量先通过电子-声子耦合传递至晶格,再通过弱热链接传递至热沉,探测器温度弛豫回转变边沿工作点,完成复位并等待下一个光子入射。在此过程中,恒压偏置形成的负电热反馈机制自动抑制温度波动,使TES稳定在最优工作点。

2.4 新型单光子探测器

依托量子调控、非线性光学等前沿技术发展的新型单光子探测器,在宽光谱响应、室温工作、面阵成像等维度弥补了传统器件的性能短板,显著拓展了单光子探测的应用边界,典型器件包括上转换单光子探测器(USPD)、量子点单光子探测器(QD-SPD)与拓扑绝缘体单光子探测器(TI-SPD)。

上转换单光子探测器(USPD)以非线性光学效应为核心机制,专为解决红外波段单光子探测效率低的问题而设计,通过二阶非线性和频(SFG)将红外单光子上转换至可见/近紫外波段,再由硅基SPAD(Si-SPAD)读取,实现高量子效率、低暗计数与低后脉冲的探测性能^[17]。其工作原理为(见图5):强相干信号光与泵浦光合束后,在周期性极化铌酸锂(PPLN)、LiNbO₃等非线性光学晶体中发生SFG效应,将低能量红外光子(如1550 nm、2 μm)转化为高能量可见光或近紫外光子(如500~800 nm),随后通过成熟的Si-

SPAD 完成高效率探测。该技术的核心优势在于规避红外半导体探测器的低量子效率(Q_E)与高暗计数缺陷——Si-SPAD 在可见光波段 Q_E 可达 70% 以上,暗计数率(DCR)可低至 10 计数/s(cps)以下,间接实现红外单光子高效探测。目前,1 550 nm 波段 USPD 的光子探测效率(PDE)已突破 50%,时间抖动约 50 ps,适用于长距离量子通信、红外激光雷达等场景,其技术瓶颈为需严格控制抽运光噪声以避免虚假计数。

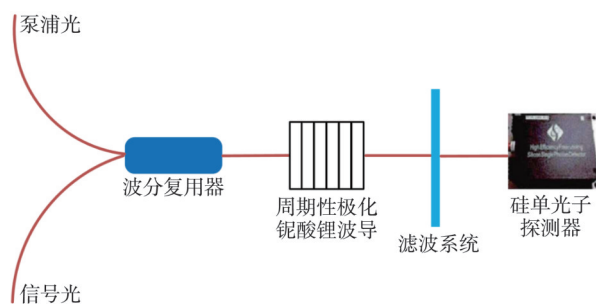


图 5 上转换单光子探测器工作原理示意图^[17]

Fig. 5 Schematic diagram of the working principle of an upconversion single-photon detector^[17]

量子点单光子探测器(QD-SPD)以 InAs/GaAs 等半导体量子点为光敏核心,利用量子点的离散能级特性实现单光子选择性探测。量子点的能级间距可通过尺寸调控精准定制,仅当入射光子能量与能级差匹配时,才能激发电子从基态跃迁至激发态,随后电子通过隧道结输出电信号,完成单光子探测。其核心优势为波长选择性强、光谱分辨率高,可实现特定波长光子的“靶向探测”;同时具备室温工作能力与低功耗特性,在量子通信波长分复用(WDM)系统、生物分子荧光标记探测等场景中,可有效区分不同波长的光子信号,降低串扰干扰。目前,近红外波段 QD-SPD 的光子探测效率(PDE)约为 10%~15%,时间抖动约 200 ps,其性能提升主要依赖于量子点均匀性制备的工艺优化与高效载流子运输结构设计。

拓扑绝缘体单光子探测器(TI-SPD)依托 Bi_2Se_3 、 Sb_2Te_3 等三维拓扑绝缘体的独特电子特性:材料表面为受拓扑保护的无能隙导电态,体内则为绝缘态。其工作原理为:当光子入射时,表面态电子吸收光子能量跃迁至体内,形成光生载流子;在栅极电场调控作用下,光生载流子被有效分离并形成可探测的电流脉冲,实现单光子识别。其独特优势在于宽光谱响应(覆盖可见光至中红外波段)与室温工作能力,可有效解决

SNSPD 等超导器件对低温制冷系统的依赖难题。目前,室温条件下 TI-SPD 在 1 550 nm 波段的光子探测效率(PDE)约为 5%~10%,暗计数率(DCR)约 1 000 计数/s,性能有较大提升空间,但在便携式弱光探测、中红外光谱分析等场景中具有巨大的应用潜力。

3 单光子探测器的关键性能参数

单光子探测器的关键性能参数与其选型存在紧密的关联,选型本质是基于特定应用场景的核心需求,对性能指标满足度进行系统性筛选与精准匹配的过程。下面将从物理意义与工程应用两方面详细解析光子探测效率、暗计数、死时间、时间抖动、后脉冲概率及光谱响应波长等核心性能参数。

3.1 光子探测效率(PDE)

PDE 用于衡量单光子探测系统对特定波长光子信号的检测能力,定义为入射光子中被单光子探测器吸收并触发雪崩电流,且能通过检测电路鉴别输出的概率。PDE 由光耦合效率、吸收效率与本征探测效率的乘积决定,表达式为

$$PDE = \eta_c \times \eta_{AP} \times \eta_i, \quad (1)$$

式中: η_c 为光耦合效率,指特定波长的入射光被单光子探测器光敏面吸收并产生光生载流子/光电子的概率,主要与探测器材料吸收系数及结构相关; η_{AP} 为吸收效率,指产生的雪崩电流可被读出电路鉴别输出的概率,与检测电路鉴别阈值相关; η_i 为本征探测效率,指吸收产生的载流子在高电场下触发雪崩(APD/SPAD)或打破超导态(SNSPD),并被淬灭电路有效记录的概率。弱光探测场景(如生物荧光成像)需优先匹配光源波长下的 PDE 峰值(如 Si 基 SPAD 在 500~800 nm 波段, $PDE > 80\%$)。

受限于材料与工艺,不同类型单光子探测器的光子探测效率存在差异: PMT 依赖光电阴极材料(如铯钾铷),紫外响应强而红外效率骤降, PDE 较低(20%~30%); APD 工作在线性模式,增益约 100 倍,主要用于弱光非单光子场景,电流超 200 μA 时线性度劣化; 盖革模式下 SPAD 可实现单光子探测,最新 CMOS 工艺使其 PDE 突破 60%(如索尼技术); 高性能 SNSPD 在 1 550 nm 波段 $PDE > 90\%$, 远超其他器件。PDE 参数直接决定单光子探测器的探测灵敏度,在量子计算、QKD 等场景中,高 PDE 能减

少光子信号损耗,保障系统稳定性^[18-19]。

3.2 暗计数(DC)

暗计数(Dark Count, DC)指无入射光子时,单光子探测器因热激发、隧穿效应等产生的单位时间内虚假计数,其物理根源为载流子在温度与势差作用下的非光致激发。量子通信、深空探测等超低噪声场景的核心约束为DCR<1计数/s(如SNSPD在0.8 K下可实现<0.1计数/s)。PMT暗计数极低,约50~100计数/s(如H10682-110);雪崩二极管暗计数较高,可达数千计数/s。APD的暗计数主要来源于热生载流子、带间隧穿(BBT)与陷阱辅助隧穿(TAT),其中热生载流子在低温下仍是主要贡献因素,可通过制冷手段抑制^[20];此外,通过优化偏置电流与引入带通滤波器,DC可降低至1计数/s以下^[19,21]。

表 2 不同类型探测器的死时间及其影响因素^[20,22]

Tab. 2 Dead time of different types of detectors and their influencing factors^[20,22]

器件	死时间范围/ns	主要影响因素
PMT	100~1 000	电子在真空中渡越路径差异;多级倍增极复位延迟;外部淬灭电路复位。
APD	不适用(线性模式)	传统APD工作在线性模式,无明确死时间;但高增益下需冷却避免热失控。
SPAD	10~100	主动淬灭电路复位时间;后脉冲抑制需求。CMOS集成SPAD阵列可缩短至5 ns。
SNSPD	<1	超导纳米线热斑恢复极快;无需淬灭电路,光子响应后自动复位。

3.4 时间抖动(Time Jitter)

时间抖动是指单光子探测器从接收光子到输出电信号之间时间延迟的波动范围,单位通常为皮秒(ps),该参数决定单光子探测器的时间分辨能力,在激光雷达、时间相关光谱分析等对时间精度要求高的场景中至关重要。不同类型单光子探测器的时间抖动范围、物理机制及优化手段如下(见表3):PMT时间抖动范围为100~500 ps,物理机制为电子从阴极到首倍增极的渡越时间分

表 3 不同类型探测器的时间抖动范围、物理机制及优化手段^[19,21]

Tab. 3 Time jitter range, physical mechanisms, and optimization methods of different types of detectors^[19,21]

器件	时间抖动范围/ps	物理机制	优化手段
PMT	100~500	电子从阴极到首倍增极的渡越时间分散、磁场干扰加剧抖动。	聚焦电极设计、磁屏蔽
APD	50~200	载流子雪崩建立时间统计涨落(InGaAs材料在1 550 nm抖动较高)。	低温制冷、电场均匀化
SPAD	20~100	微米级像素缩短载流子渡越路径,淬灭电路响应速度。索尼IMX459可达35 ps。	背照式结构、微透镜阵列
SNSPD	<20	超导态能隙 Δ 决定的准粒子产生速度;NbN材料可达3 ps。	纳米线几何优化、超导材料选择

InGaAs APD因载流子迁移率较低、雪崩过程随机性较强,时间抖动通常不低于250 ps;而SNSPD依托超导纳米线的快速失超与恢复特性,时间抖动可控制在20 ps以内,能精准捕捉光子到达时间信息,为高精度时间测量提供了支撑^[19,21]。

3.3 死时间(Dead Time)

死时间指单光子探测器检测到光子后,恢复至可探测下一个光子所需的时间,死时间越短,探测器响应速度越快。死时间是高光子通量场景(如激光雷达回波)的速率瓶颈,主动淬灭SPAD可将死时间压缩至<5 ns,满足10⁸计数/s级探测需求。不同类型单光子探测器的死时间及影响因素如下(见表2):PMT死时间范围为100~1 000 ns,影响因素包括电子在真空中渡越路径差异、多级倍增极复位延迟及外部淬灭电路复位;传统APD工作在线性模式,无明确死时间,但高增益下需冷却避免热失控;SPAD死时间范围为10~100 ns,影响因素包括主动淬灭电路复位时间、后脉冲抑制需求等,CMOS集成SPAD阵列可缩短至5 ns;SNSPD死时间最短,约为1 ns,原因是超导纳米线热斑恢复极快,无需淬灭电路,光子响应后自动复位,适合超高计数率场景^[19,22]。

散及磁场干扰加剧抖动,优化手段为聚焦电极设计、磁屏蔽;APD时间抖动范围为50~200 ps,物理机制为载流子雪崩建立时间统计涨落,InGaAs材料在1 550 nm波段抖动较高,优化手段为低温制冷、电场均匀化;SPAD时间抖动范围为20~100 ps,物理机制为微米级像素缩短载流子渡越路径、淬灭与复位的电路延迟,优化手段为背照式结构、微透镜阵列;SNSPD时间抖动小于20 ps,物理机制为超导态能隙 Δ 决定准粒子产生速度,优化手段为纳米线几何优化、超导材料选择。

3.5 后脉冲概率

后脉冲概率指单光子探测器对单个人射光子产生有效探测脉冲后,在其“死时间”(或后续短时间内),因器件内部物理过程(如半导体中载流子

陷阱释放、超导纳米线热弛豫残留等)额外产生伪探测脉冲的概率。后脉冲概率与探测器类型、淬灭方式及工作条件密切相关(见表 4):SNSPD 和 PMT 几乎无后脉冲问题,SPAD 因半导体缺陷后脉冲显著。抑制后脉冲概率的核心思路是减少载流子捕获与加速陷阱释放,具体手段包括优化

材料生长工艺(降低缺陷密度)、采用主动淬灭电路(快速降低偏置电压,缩短载流子被捕获的窗口)、延长死时间(为陷阱态载流子提供充足的复合时间)。在量子密钥分发、光纤传感等高精度场景中,低后脉冲概率是避免信号误判、保障测量准确性的重要前提。

表 4 不同类型探测器的后脉冲概率、产生机制以及抑制方法^[23]

Tab. 4 Afterpulse probability, generation mechanisms, and suppression methods of different types of detectors^[23]

器件	后脉冲概率	产生机制	抑制方法
PMT	可忽略	真空环境无载流子俘获;主要噪声源为热发射而非后脉冲。	制冷降低暗计数
APD	低(线性模式)	线性模式无雪崩持续,后脉冲极少;但高增益下可能触发二次雪崩。	温控、偏压稳定性
SPAD	1%~5%	深能级缺陷俘获载流子,热释放后触发二次雪崩;InGaAs 材料在 1 550 nm 更严重。延长死时间、主动淬灭电路等	
SNSPD	趋近于 0	超导态无缺陷能级;光子能量以声子形式耗散,无载流子滞留。	无需额外措施

3.6 光谱响应特性

光谱响应特性是单光子探测器对不同波长光子响应能力的综合体现,核心由探测材料能带特性决定。当光子能量($h\nu$)大于材料带隙能量(E_g)时,激发光子载流子(或准粒子),实现光子-电信号转换。该特性包含“响应波长”与“光谱响应范围”两个关联参数:响应波长指单光子探测器效率最优的波长点,光谱响应范围则是单光子探测器能有效探测的波长区间。不同材料的光谱适配性差异显著:InGaAs/InP 材料的带隙能量约 0.73 eV,其 APD 的光谱响应范围为 900~

1 700 nm,在 1 550 nm 通信波段表现最优,是光纤量子通信系统的核心探测器件^[18,22];SNSPD 则凭借超导材料的宽光谱吸收特性,响应范围可覆盖 600~1 700 nm,兼顾可见光与近红外波段,适配深空通信、跨波段荧光光谱分析等多场景需求。光谱响应特性是探测器选型的首要依据,需与应用场景的光子波长严格匹配,否则会导致 PDE 急剧下降。光电倍增管(PMT)、雪崩光电二极管(APD)、单光子雪崩二极管(SPAD)和超导纳米线单光子探测器(SNSPD)的核心性能参数对比见表 5,涵盖光子探测效率(PDE)、暗计数、死时间、时间抖动、后脉冲概率及光谱响应特性。

表 5 单光子探测器的核心性能参数^[18-19,21-22]

Tab. 5 Core performance parameters of single-photon detectors^[18-19,21-22]

探测器	光子探测效率(PDE)/%	暗计数率/(计数·s ⁻¹)	死时间/ns	时间抖动/ps	后脉冲概率/%	光谱响应范围/nm
光电倍增管(PMT)	20~45(可见光)(如 50.8 cm MCP-PMT 可达 30% 以上)	0.1~100 (大面积 PMT 更低)	10~100 (电子渡越时间限制)	100~500 (高速型可达 120 ps)	<1(打拿极二次电子控制)	185~900 (紫外—可见光)
雪崩光电二极管(APD)	40~80(线性模式)(受偏压和波长影响大)	10~1 000 (与温度强相关)	无固定死时间(线性模式无淬灭需求)	300~1 000	忽略不计(线性模式无雪崩滞留)	400~1 100 (硅基材料限制)
单光子雪崩二极管(SPAD)	40~60(可见光)(索尼 SPAD: 940 nm 达 42.5%)	100~10 000 (随像素面积增大而升高)	10~100 (由淬灭电路 RC 常数决定)	<50 (先进 SPAD 可达 20 ps)	1~5(陷阱电荷释放导致)	400~900(硅基)(InGaAs 可达 1 700 nm)
超导纳米线探测器(SNSPD)	>90(1 550 nm)(近红外波段最优)	<1(需 4 K 低温制冷)	约 10 ns (纳米线恢复快)	<20 (当前最优水平 3 ps)	<0.1(超导态无载流子陷阱)	

4 单光子探测技术的电路设计

单光子探测器的电路设计需紧密匹配单光子探测器件的物理机制、性能特性、工作模式及应用场景等因素,高效提取单光子触发的电信号、抑制噪声、实现精准的光子计数或时间测量。针

对光电倍增管(PMT)、单光子雪崩二极管(SPAD)、超导纳米线单光子探测器(SNSPD)三类常用器件,下面详细阐述其核心电路设计模块。

4.1 PMT 关键电路设计

光电倍增管是一种高灵敏度的光探测器,其

核心电路设计主要包括高压分压供电电路、前置放大电路和滤波电路。

PMT 高压分压供电电路是为其光阴极(K)、倍增极(Dynode)、阳极(Anode)提供精准分级高压的核心电路模块,其设计直接决定 PMT 的增益稳定性、暗电流水平及单光子探测性能。高压分压供电电路最常用的形式是电阻分压式偏置电路(见图 6),通过串联分压电阻链将高压电源(V_h)的输出电压均匀(或按需非均匀)分配至 PMT 的阴极(K)、多级倍增极($B_1 \sim B_9$)及阳极(A)的无源电路模块。同时,为避免在最后几个

倍增极上因脉冲电流过大使级间电压下降,一般在分压电阻上并联旁路电容,末级倍增极到阳极之间的电压通常选得较低。设计需注意:采用负高压供电(光阴极接负高压,阳极为地电位),降低阳极输出信号的噪声耦合;分压电阻值需根据打拿极电流优化,阻值过小会导致功耗过大,阻值过大会限制电流输出,典型值为 $10^4 \sim 10^6 \Omega$;在分压电阻两端并联滤波电容($10 \sim 100 \text{ pF}$),抑制高压电源的纹波噪声,稳定打拿极电压;部分应用中需加入保护电阻,防止 PMT 内部击穿导致的过流损坏。

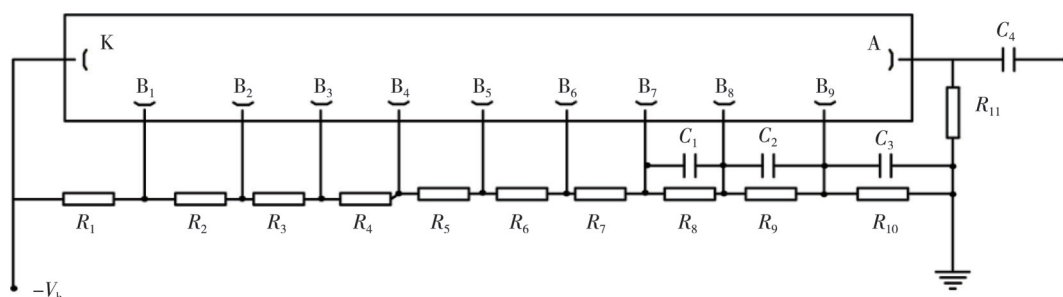


图 6 电阻分压式偏置电路^[24]

Fig. 6 Resistor voltage divider bias circuit^[24]

PMT 前置放大电路需满足低噪声电流-电压($I-V$)转换、消除阳极电容影响、 $10^6 \sim 10^{12} \Omega$ 的高跨阻增益及与后级信号处理的带宽匹配^[24]。原因在于: PMT 作为真空光电转换器件,其阳极输出面临“微弱性”与“多干扰”的核心矛盾——单光子脉冲电流通常小于 100 pA ,需转换为 $\text{mV} \sim \text{V}$ 级电压以适配后级处理,但同时受到阳极寄生电容($C_a = 10 \sim 100 \text{ pF}$)、 nA 级暗电流、倍增极散粒噪声及高压电源纹波耦合的多重干扰。基于此, PMT 前置放大电路常选择闭环式跨阻放大器(见图 7)^[24-25],该电路由开环反相电压放大器(OP,常用共源级 CMOS 结构)与反馈电阻 R_f 组成, C_{in} 为输入寄生电容。

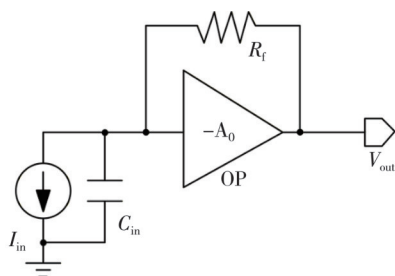


图 7 闭环式跨阻放大器^[25]

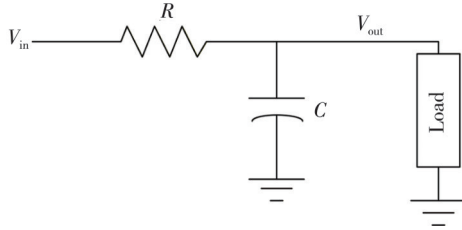
Fig. 7 Closed-loop transimpedance amplifier^[25]

闭环跨阻放大器(TIA)的优势在于:利用运算放大器“虚短”“虚断”特性,使输入电流 I_{in} 几乎

全部流经反馈电阻 R_f ,跨阻增益近似等于 R_f (理想条件下 $Z \approx -R_f$),实现高跨阻增益;通过闭环负反馈将输入阻抗降至极低($Z_{in} \approx 1/(A \cdot \beta)$, A 为开环增益, β 为反馈系数),有效消除阳极寄生电容 C_a 的 RC 时间常数影响;选用超低输入偏置电流运放(如 LTC6268-10, $I_b = 10 \text{ fA}$)可降低电流噪声,确保单光子级检测灵敏度。

PMT 滤波电路的核心设计目标是抑制高频噪声、电源纹波及环境干扰,同时保留脉冲信号完整性,需匹配 PMT 高输出阻抗特性,多选用 RC 低通滤波(抑制高频噪声)配合 LC 带通滤波(针对性抑制特定频段干扰)^[26]。RC 低通滤波器(见图 8)可滤除高频噪声、高压电源本身的高频开关噪声或纹波:在高压输入到 PMT 分压器之间,串联一个功率电阻 R ($10 \sim 100 \text{ k}\Omega$),并在 PMT 的阴极(或第一打拿极)对地并联一个高质量的高压瓷介电容或聚丙烯电容(例如 $0.1 \sim 1 \mu\text{F}$,耐压需高于工作电压)、电阻和电容构成低通滤波器,其截止频率 $f_c = 1/(2\pi RC)$,该电阻通常也作为分压器的一部分。LC 滤波电路的核心工作原理是利用电感(L)“通低频、阻高频”和电容(C)“通高频、阻低频”的阻抗频率特性,使目标信号顺利通过,实现信号频率选择性过滤;通过适当设计的 LC 滤波电路,可对单光子探测器输出的信

号进行整形,使其更适合后续处理(如放大或数字化)。此外,LC滤波器可根据不同类型单光子探测器的特性进行调整,优化信号传输特性,其设计的关键参数为截止频率、品质因数、电感和电容值;此外,前置电路中的跨阻放大器(TIA)本身也具有滤波功能,其反馈电阻(R_f)构成一阶低通滤波,反馈电容(C_f)可补偿 TIA 输入端的寄生电容(包括 PMT 阳极电容、布线电容等),防止电路振荡,且反馈电容(C_f)与 R_f 共同设定系统的带宽。

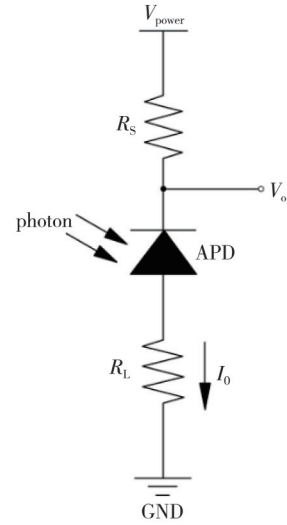
图 8 RC 低通滤波器^[26]Fig. 8 RC low-pass filter^[26]

4.2 单光子雪崩二极管 (SPAD) 核心电路设计

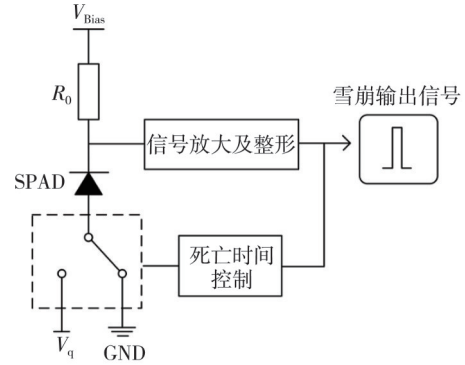
单光子雪崩二极管 (SPAD) 通过施加高于击穿电压的反向偏压,使半导体耗尽层形成强电场 ($>3 \times 10^5$ V/cm),当单个光子入射激发电子-空穴对后,载流子在强电场中经碰撞电离引发自持雪崩倍增效应,最终输出纳秒级陡峭电流脉冲(上升沿 <1 ns,幅度可达 mA 级)。该工作模式存在雪崩淬灭需求。雪崩发生后需通过外接淬灭电阻或集成主动淬灭电路,快速将偏压降至 V_b 以下(淬灭时间 <10 ns),避免器件因持续雪崩烧毁。故而 SPAD 电路设计的关键是淬灭电路^[27],快速终止雪崩、恢复器件探测能力。淬灭电路属于动态偏置电路,能够通过切换反偏电压控制 SPAD 的工作状态和工作模式,即雪崩倍增效应发生后,SPAD 两端电压会降低,使 SPAD 快速恢复到初始状态,为探测下一个光子做准备。根据反偏电压受控方式的不同,淬灭方式主要分为被动淬灭、主动淬灭电路、主被动混合淬灭、门控淬灭等。

被动淬灭 (PQC) 是结构最简单的淬灭电路 (图 9(a)), R_s 为限流电阻,用于防止 SAPD 器件因雪崩电流过大而烧坏, R_L 为被动淬灭电阻。雪崩发生时,串联支路上的电流迅速增大, R_L 上产生的压降使 SPAD 两端电压由 V_{Bias} 降低至击穿电压以下,雪崩自行终止。淬灭完成后,结电容通过 R_L 缓慢充电,使 SAPD 两端电压恢复至 V_{Bias} ,

完成复位,探测器重新进入待测状态。



(a) 被动淬灭电路



(b) 主动淬灭电路

图 9 淬灭电路^[27]Fig. 9 Quenching circuit^[27]

在雪崩开始淬灭到复位完成的过程中,探测器处于死区时间,死区时间内 SPAD 无法探测新的光子,被动淬灭电路的死区时间由淬灭时间和恢复时间决定。淬灭电阻越大,雪崩淬灭速度越快,淬灭时间越短;充电时间常数由淬灭电阻和结电容决定,淬灭电阻越小,充电电流越大,结电容越小,充电速度越快,充电时间常数越小,恢复时间越短。因此,为权衡 SPAD 的探测效率和后脉冲概率等综合性能,死区时间应设定在合理范围内,淬灭电阻的阻值通常在几十千欧到几百千欧之间。

相比于被动淬灭电路,主动淬灭电路的雪崩淬灭速度更快,雪崩持续时间更短,载流子被陷阱捕获的概率更低,后脉冲概率更低。图 9(b) 为主动淬灭电路,其核心工作机制是通过高速反馈控制实现 SPAD 雪崩过程的精准调控:限流电阻 R_0 抑制初始

雪崩电流后,SPAD阴极输出的脉冲信号经前端提取放大电路处理,输入电压比较器完成噪声滤波与波形整形;比较器触发的雪崩信号通过反馈回路驱动阳极电位从GND快速上拉至淬灭电压 V_q ,使SPAD两端偏压由工作电压 V_{Bias} 降至 V_q ($V_q < V_{Bias}$),雪崩过程在纳秒级时间内终止;淬灭完成后,反馈回路自动释放阳极电位,使其从 V_q 恢复至GND,SPAD偏压回升至 V_{Bias} 并重新进入探测就绪状态。通过动态调整反馈回路的延时参数(T_{delay})和淬灭电压 V_q 的幅值(典型 $V_q = V_{Bias} - (5 \sim 10)V$),可精确控制SPAD的有效偏压与死区时间。

主被动混合淬灭(PQAR)结合了被动淬灭(PQC)的简单性和主动淬灭(AQC)的快速恢复特性。其工作原理如图10所示,PQAR使用大电阻 R_Q 作为阳极的负载电阻对雪崩电流进行第一阶段的被动淬灭,弥补了PQC的响应延迟;控制逻辑电路感应到雪崩电流后启动主动淬灭过程,强制让SPAD的反向偏置电压低于击穿电压完成主动淬灭;经可调延迟时间之后进行主动复位,避免了高阻值下SPAD复位时间长的问题。主被动混合型淬灭的特点是兼顾速度与功耗,适合集成设计,但电路结构复杂、占用面积较大,存在电容相关问题。

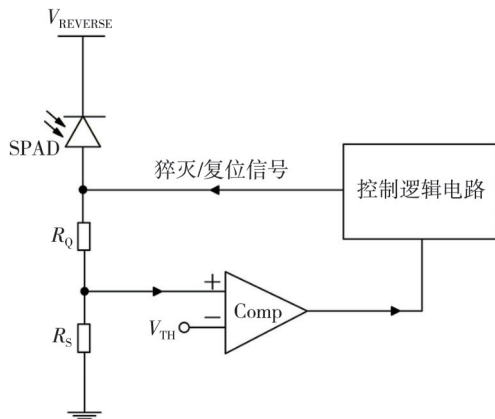


图10 主被动混合淬灭电路原理图^[27]

Fig. 10 Schematic diagram of active passive hybrid quenching circuit^[27]

图11为门控淬灭电路原理框图^[28],图中左侧的波形表示门控信号,它是一种周期性的控制信号,该门控信号的频率为 f_g ,高电平宽度 τ_g 对应着SPAD处于待测状态的时间窗口。只有在门控信号处于“开启”状态时,入射的光子才能触发雪崩;一旦门控信号进入“关闭”状态,SPAD的电流被迅速切断,雪崩终止,淬灭完成。由于光子的到达时间和频率通常是随机的,因此需要对门控信号进行动态相移调整以适应不同的光子到达情况,使SPAD保持较高的探测效率。

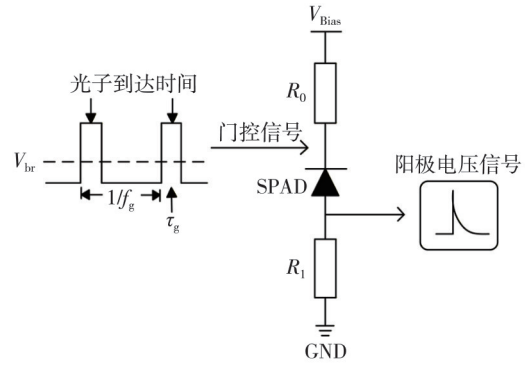


图11 门控淬灭电路^[28]

Fig. 11 Gate controlled quenching circuit^[28]

4.3 SNSPD 核心电路设计

超导纳米线单光子探测器(SNSPD)的核心电路设计需同时满足极低温环境适应性(通常0.1~4 K)和单光子级信号提取需求,读出电路是决定其探测器性能上限的关键子系统。SNSPD读出电路包括偏置电路、计数电路和时间抖动读出电路:偏置电路负责在SNSPD测量前为其提供最佳偏置电流,确保最佳测试性能;计数电路负责统计SNSPD采样的光子数量,表征其探测效率;时间抖动电路则用于评估SNSPD的时间精度。下面详细分析传统50 Ω常温读出电路、门控效应抑制与高计数率优化读出电路、双端读出电路。

传统50 Ω常温读出电路是超导纳米线单光子探测器最经典、应用最广泛的读出电路。该电路(见图12)以“恒压源串联大电阻偏置+Bias-T信号耦合+常温RF放大”为核心架构,核心组件包括Bias-T(偏置分路器)、50 Ω常温射频(RF)放大器、同轴电缆、示波器、光子计数器^[29]。其工作原理如下: SNSPD的偏置电流由可调电压源串联大电阻提供,经Bias-T的直流(DC)端口(等效电感为 L_B)注入至DC&RF公共端口,再通过同轴电缆传输至低温环境下的SNSPD器件;当SNSPD检测到光子信号或产生暗计数事件时,器件输出的电脉冲信号将通过Bias-T的射频(RF)端口(等效电容为 C_B)耦合至常温端的RF放大器进行信号放大,最终可通过示波器实现脉冲波形观测,或通过光子计数器完成事件计数统计。传统50 Ω常温读出电路的优势在于架构简洁、成本低廉且通用性强,其核心组件均为商用通用器件,无需定制化开发,可快速搭建实验平台,适用于SNSPD的基础性能测试与原理验证。然而,该读出电路存在诸多固有缺陷:共模干扰抑制能力弱,外界

电磁干扰、电源纹波等噪声易耦合至信号链路,降低信号信噪比;信号响应速度慢,电路 RC 时间常数大,导致信号恢复延迟;门锁效应抑制能力

缺失,探测器易出现“卡死”失效,无法持续响应光子;同时,时间测量精度有限,难以满足高精度时间分辨应用需求。

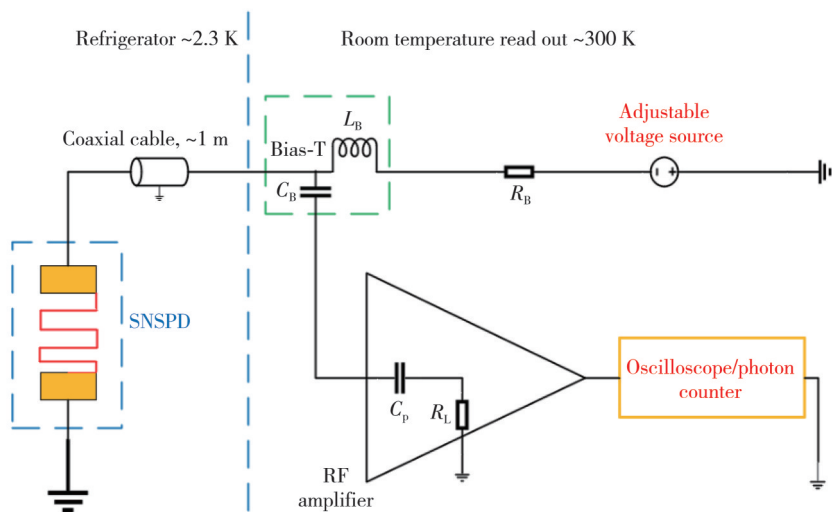


图 12 传统 50 Ω 常温读出电路^[29]

Fig. 12 Traditional 50 Ω room temperature readout circuit^[29]

针对其固有缺陷,研究人员已提出多种改进方案,如在 Bias-T 与 SNSPD 之间串联 50 Ω 接地电阻实现偏置电流快速泄放(抑制门锁,见图 13)、采用电容-接地读出电路优化高计数率性能(见图 14)等,为该电路的性能升级提供了可行路径。

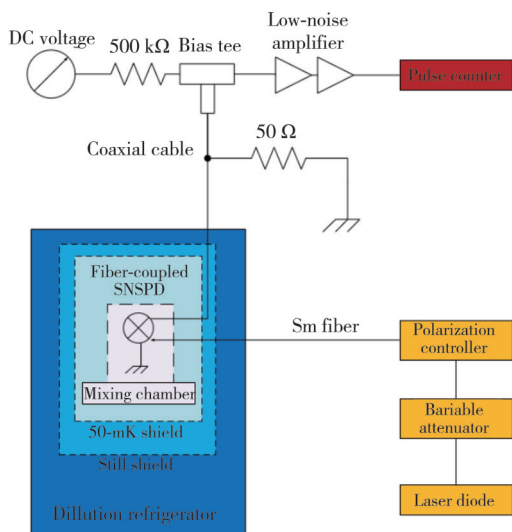


图 13 抑制门锁效应的 SNSPD 读出电路^[30]

Fig. 13 SNSPD readout circuit for suppressing latch up effect^[30]

门锁效应(Latch Effect)是制约传统电路可靠性的核心瓶颈,其物理机制为: SNSPD 在光子探测过程中,易受涡流、外界电磁噪声、热波动等因素干扰,导致超导纳米线从超导态不可逆地转变为电阻态,不仅丧失正常光子探测能力,还会因偏置电流持续流过电阻区产生焦耳热,严重时会造成器件永久性

烧毁。为缓解这一问题,研究人员提出了针对性改进方案——抑制门锁效应的 SNSPD 读出电路: 如图 13 所示,通过在 Bias-T 的 RF&DC 公共端口与 SNSPD 之间串联一个 50 Ω 电阻并接地,为偏置电流提供快速泄放路径,从而抑制门锁效应的发生与蔓延^[30]。此外,传统读出电路在高计数率工况下存在明显性能瓶颈: 放大器输入端的寄生电容会产生放电电流,该电流叠加至偏置支路,导致 SNSPD 实际偏置电流高于设定工作点,进而限制器件的最大可探测计数率。针对这一问题,文献[31]中提出了电容-接地型 SNSPD 读出电路(如图 14 所示): 通过增设电阻型三端口功分器,并在功分器与放大器的连接端口处引入 T 型接头,利用 T 型接头的一个端口连接一段约 10 cm 长的终端短路同轴线,可实现对放大器电容放电电流的高效泄放,从而消除高计数率下的偏置电流偏移问题,提升电路的动态工作性能。

另外,传统 50 Ω 常温读出电路存在共模干扰抑制能力弱、信号损耗大、门锁响应速度慢等固有局限,难以满足量子通信、深空探测等高端应用对高计数率、低噪声、高精度的需求。双端 SNSPD 读出电路通过对纳米线的两个端点同步进行偏置注入与信号提取,其核心电路结构如图 15 所示。该电路包含 4 个分支,每个分支均采用“SNSPD+电感+电阻”的串联结构。通过设计不对称的电感配置,使不同像元产生的输出信号向两侧传输时经过的电感数量

存在差异,导致输出脉冲的幅值呈现规律性差异。基于这一特性,通过对左右两侧放大器的读出信号进行差分运算或幅值比较,即可精准辨别出响应像元的空间位置信息^[32]。双端读出方式的优点是抗干扰能力极强(周围的干扰会同时影响两端,对比后能

抵消),信号质量更好,且能快速响应“门锁”问题,从两端同时切断电流,让探测器快速恢复工作,时间测量精度也更高;其缺点是结构复杂,需要两套对称的电源、放大器等组件,成本是传统电路的2~3倍,调试难度大,对组件的一致性要求高。

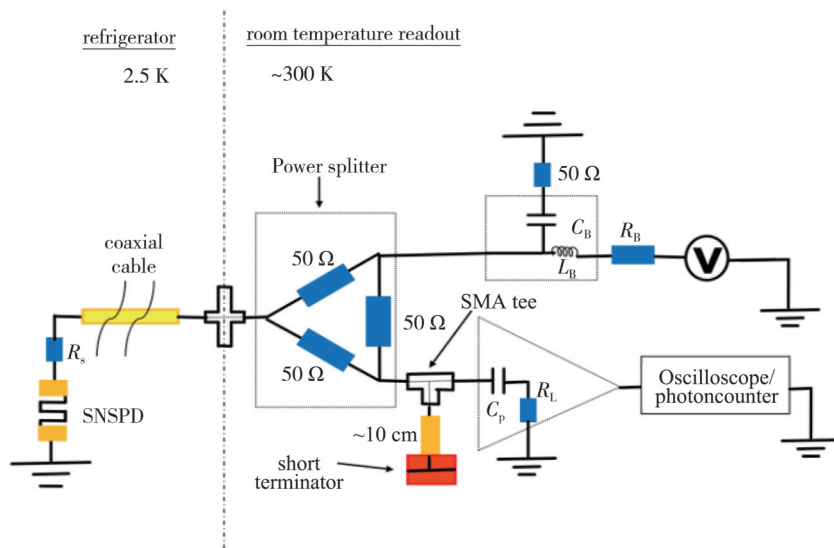
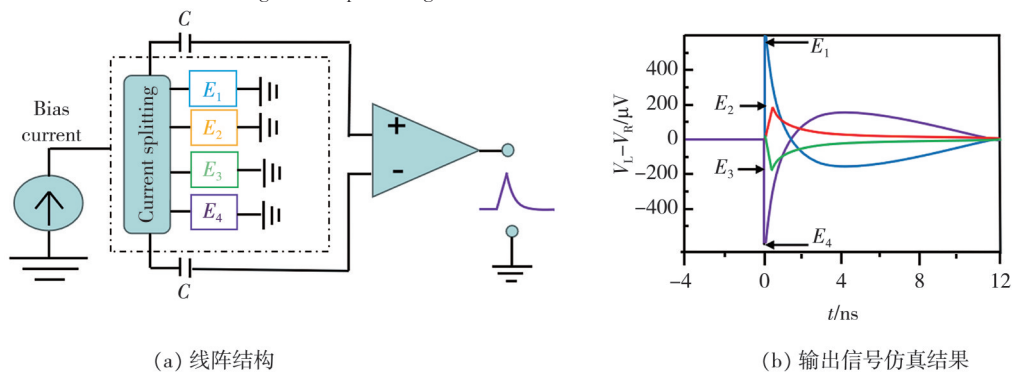


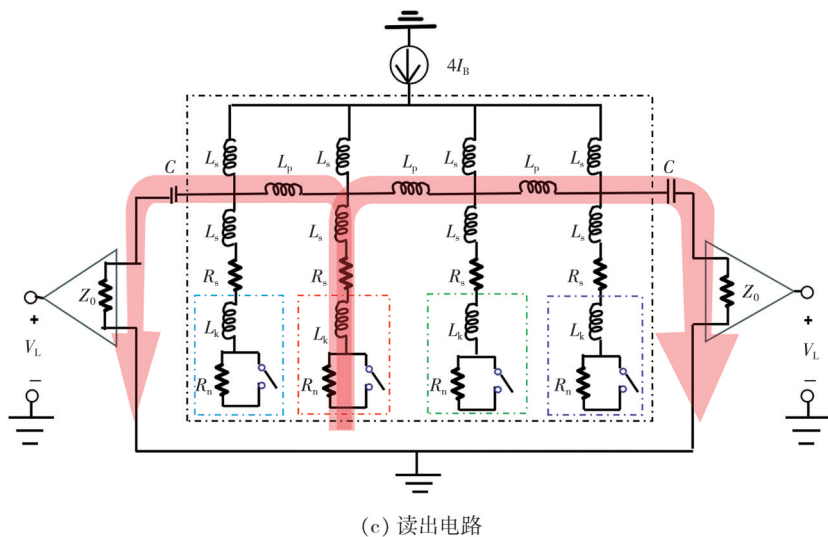
图 14 电容-接地型 SNSPD 读出电路^[31]

Fig. 14 Capacitive-grounded SNSPD readout circuit^[31]



(a) 线阵结构

(b) 输出信号仿真结果



(c) 读出电路

图 15 四像元超导纳米线单光子探测器^[32]

Fig. 15 Four-pixel superconducting nanowire single-photon detector^[32]

时间抖动读出电路是针对 SNSPD 高精度时间测量需求设计的专用读出电路,其核心目标是 minimized 信号传输与处理过程中的时间波动,实现光子到达时刻的精准测量。一个典型的 SNSPD 时间抖动读出电路通常包括以下几个部分:前置放大器用于放大 SNSPD 输出的微弱信号,提高信噪比;触发器用于将放大后的信号转换为数字信号,以便于后续处理;时钟源提供高精度的时钟信号,用于测量时间间隔;计数器用于计算时间间隔,通常通过计数时钟脉冲实现;数据处理单元用于对计数器的输出进行处理,得到时间抖动的统计特性。图 16 为典型时间相关单光子计数器(TCSPC)的时间抖动读出电路^[33]。

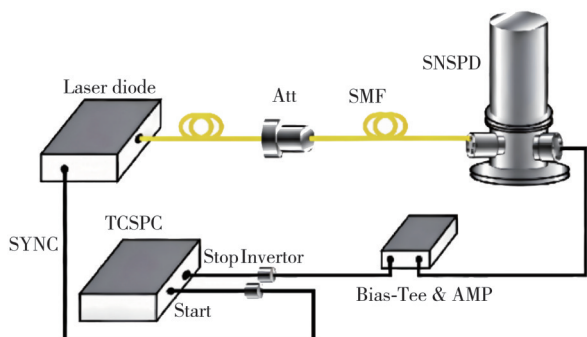


图 16 基于 TCSPC 的时间抖动读出电路^[33]

Fig. 16 Time jitter readout circuit based on TCSPC^[33]

5 结 论

单光子探测技术作为量子信息、精密测量、生物成像等领域的核心支撑技术,正朝着高集成度、多通道并行、宽光谱响应、室温化工作及与智能化算法深度协同的方向快速演进,但其技术突破仍面临以下核心挑战:暗计数与噪声控制需依托新型低暗噪声材料研发及集成化电路优化设计;后脉冲效应抑制存在固有技术矛盾,需通过调控材料生长工艺减少缺陷态密度,并开发动态自适应策略实现性能平衡;探测效率与响应速度的权衡是核心矛盾,需借助新型器件结构设计与工作模式优化寻求突破;探测过程多物理场耦合模型复杂、参数获取困难,微观结构参数向工艺条件的精准转化需实验与理论迭代验证,未来依托多尺度建模、材料数据库完善及高性能计算有望实现模型从“解释现象”到“预测设计”的跨越;在成本控制与工程化适配方面,不同技术路线探测器各有优劣,需通过材料创新、工艺优化及系统级集成设计,实现性能与成本的最优平衡,推动技术从高端科研领域向民用市场规模化落地。

利益冲突声明/Conflict of Interests

所有作者声明不存在利益冲突。

All authors declare no relevant conflict of interests.

参考文献:

- [1] 郭光灿,周祥发. 量子光学[M]. 北京: 科学出版社, 2025.
- [2] 程碑彤,代千,谢修敏,等. 单光子探测器的研究进展[J]. 激光技术, 2022, 46(5): 601-609.
Cheng Beitong, Dai Qian, Xie Xiumin, et al. Research progress of single-photon detectors[J]. Laser Technology, 2022, 46(5): 601-609. (in Chinese)
- [3] 朱子辰,张志明. 基于雪崩光电二极管的 1 550 nm 单光子探测模块[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(13): 1304001.
Zhu Zichen, Zhang Zhiming. 1 550 nm single photon detection module based on avalanche photodiode[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(13): 1304001. (in Chinese)
- [4] 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 Xiaopei, Yang Dezhen, Yu Songlin, et al. Research on status and development of single photon detector[J]. Laser & Infrared, 2023, 53(1): 3-11. (in Chinese)
- [5] 张文卓. 划时代的量子通信: 写给世界第一颗量子科学实验卫星“墨子号”[J]. 物理, 2016, 45(9): 553-560.
Zhang Wenzhuo. Epoch-making quantum communication: dedicated to the “Mozi” satellite for Quantum Experiments at Space Scale[J]. Physics, 2016, 45(9): 553-560. (in Chinese)
- [6] Zhong H S, Wang H, Deng Y H, et al. Quantum computational advantage using photons[J]. Science, 2020, 370(6523): 1460-1463.
- [7] 高文珑. 多光子纠缠量子雷达技术研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2024.
- [8] Yu J, Zhang R L, Gao Y F, et al. Intravital confocal fluorescence lifetime imaging microscopy in the second near-infrared window[J]. Optics Letters, 2020, 45(12): 3305.
- [9] 刘翔. 窄脉冲技术及其在量子信息实验中的应用[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2018.
- [10] Hakamata T, Kume H, Okano K, et al. Photomultiplier tubes: basics and applications[M]. 3rd ed. Hamamatsu: Hamamatsu Photonics K. K., 2007.
- [11] 朱瑶. 基于超快光电倍增管的粒子飞行时间探测器性能研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2021.
- [12] 魏佳男. 微通道板光电倍增管的动态范围研究[D].

- 西安:中国科学院大学(中国科学院西安光学精密机械研究所), 2024.
- [13] 李南航. 一种高速大带宽雪崩光电二极管的设计与优化[D]. 成都: 电子科技大学, 2024.
- [14] 郭可飞. InGaAs/InP单光子雪崩光电二极管阵列器件设计与制备[D]. 西安: 中国科学院大学(中国科学院西安光学精密机械研究所), 2023.
- [15] Natarajan C M, Tanner M G, Hadfield R H. Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2012, 25(6): 063001.
- [16] Lita A E, Miller A J, Nam S W. Counting near-infrared single-photons with 95% efficiency [J]. *Optics Express*, 2008, 16(5): 3032-3040.
- [17] Chen Q Y, Mao S, Yin Z P, et al. Compact and efficient 1064 nm up-conversion atmospheric lidar [J]. *Optics Express*, 2023, 31(15): 23931.
- [18] 邓雨旺, 刘钧, 肖海龙, 等. 基于单光子探测技术的大气遥感激光雷达发展现状[J]. *激光与光电子学进展*, 2025, 62(10): 1-17.
- Deng Yuwang, Liu Jun, Xiao Hailong, et al. Developments in atmospheric remote sensing lidar based on single-photon detection [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2025, 62(10): 1-17. (in Chinese)
- [19] 吕超林, 尤立星, 覃俭, 等. 超导单光子探测器在生物领域中的应用进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2024, 61(1): 0104002.
- Lü Chaolin, You Lixing, Qin Jian, et al. Superconducting single-photon detector and its applications in biology [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2024, 61(1): 0104002. (in Chinese)
- [20] 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.
- Huang Zinan, Liang Yan. High-speed single-photon detection with ultrashort-gated InGaAs/InP APD [J]. *Optical Instruments*, 2018, 40(4): 15. (in Chinese)
- [21] 贺青, 刘剑, 韦联福. 微弱电磁信号的物理极限检测: 单光子探测器及其研究进展[J]. *广西师范大学学报(自然科学版)*, 2022, 40(5): 1-23.
- He Qing, Liu Jian, Wei Lianfu. Single-photon detectors as the physical limit detections of weak electromagnetic signals [J]. *Journal of Guangxi Normal University (Natural Science Edition)*, 2022, 40(5): 1-23. (in Chinese)
- [22] 尤立星. 光量子信息利器: 超导纳米线单光子探测器[J]. *物理*, 2021, 50(10): 678-683.
- You Lixing. A powerful tool for quantum information: superconducting nanowire single-photon detectors [J]. *Physics*, 2021, 50(10): 678-683. (in Chinese)
- [23] 刘长明, 张鹏举, 林永杰, 等. 单光子探测器校准技术研究进展[J]. *宇航计测技术*, 2023, 43(3): 34-39.
- Liu Changming, Zhang Pengju, Lin Yongjie, et al. Research progress on calibration technology of single photon detectors [J]. *Journal of Astronautic Metrology and Measurement*, 2023, 43(3): 34-39. (in Chinese)
- [24] 韩真真, 郝晓剑. 基于固态光电倍增管的放大电路及电源电路设计[J]. *光电技术应用*, 2014, 29(5): 69-72.
- Han Zhenzhen, Hao Xiaojian. Design of amplifying and power circuit based on solid-state photomultiplier [J]. *Electro-Optic Technology Application*, 2014, 29(5): 69-72. (in Chinese)
- [25] Razavi B. Design of integrated circuits for optical communications [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2005.
- [26] 尹士玉, 陈鹏宇, 钱森, 等. PMT电源纹波滤除电路设计[J]. *核电子学与探测技术*, 2021, 41(1): 151-156.
- Yin Shiyu, Chen Pengyu, Qian Sen, et al. Filter circuit for ripple of high voltage power supply [J]. *Nuclear Electronics & Detection Technology*, 2021, 41(1): 151-156. (in Chinese)
- [27] 刘通, 陈玉婷, 程江华, 等. SPAD关键参数及淬灭电路设计综述[J]. *半导体光电*, 2025, 46(1): 1-9.
- Liu Tong, Chen Yuting, Cheng Jianghua, et al. Review of the key parameters and quenching circuit design of single-photon avalanche diodes [J]. *Semiconductor Optoelectronics*, 2025, 46(1): 1-9. (in Chinese)
- [28] Liang Y, Chen Y J, Huang Z N, et al. Room-temperature single-photon detection with 1.5-GHz gated InGaAs/InP avalanche photodiode [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2017, 29(1): 142-145.
- [29] 门良. 用于SNSPD的低温读出电路[D]. 南京: 南京大学, 2019.
- [30] Yamashita T, Miki S, Qiu W, et al. Temperature dependent performances of superconducting nanowire single-photon detectors in an ultralow-temperature region [J]. *Applied Physics Express*, 2010, 3(10): 102502.
- [31] Zhao Q Y, Jia T W, Gu M, et al. Counting rate enhancements in superconducting nanowire single-photon detectors with improved readout circuits [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(7): 1869.
- [32] 李响. 超导单光子阵列芯片的信号读取与光子增强计数模式的研究[D]. 南京: 南京大学, 2020.
- [33] 李妍. 应用于SNSPD系统的时间抖动电路研究与设计[D]. 南昌: 江西师范大学, 2025.