

基于纠缠光子的反射率辅助三维量子成像方法

彭江丽 马勇 曹静阳 胡钟尹 周牧

Reflectivity-assisted three-dimensional quantum imaging method based on entangled photons

PENG Jiangli, MA Yong, CAO Jingyang, HU Zhongyin, ZHOU Mu

引用本文:

彭江丽, 马勇, 曹静阳, 等. 基于纠缠光子的反射率辅助三维量子成像方法[J]. 应用光学, 2025, 46(6): 1315–1322. DOI: 10.5768/JAO202546.0612014

PENG Jiangli, MA Yong, CAO Jingyang, et al. Reflectivity-assisted three-dimensional quantum imaging method based on entangled photons[J]. Journal of Applied Optics, 2025, 46(6): 1315–1322. DOI: 10.5768/JAO202546.0612014

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.5768/JAO202546.0612014>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于周期极化晶体MgO:PPLN的纠缠光子对制备过程的研究

Study on preparation process of entangled photon pairs based on periodically polarized crystal MgO:PPLN

应用光学. 2023, 44(1): 182–187 <https://doi.org/10.5768/JAO202344.0105001>

光子计数集成成像的压缩与重构

Compression and reconstruction of photon counting integral imaging

应用光学. 2023, 44(2): 295–306 <https://doi.org/10.5768/JAO202344.0202001>

单光子探测三维点云与可见光图像融合处理算法研究

Fusion processing algorithm of single-photon detection for three-dimensional point cloud and visible light image

应用光学. 2021, 42(6): 1034–1039 <https://doi.org/10.5768/JAO202142.0602004>

旋转物体的单光子三维重建技术

Single-photon 3D reconstruction technology of rotating objects

应用光学. 2024, 45(5): 879–884 <https://doi.org/10.5768/JAO202445.0501001>

基于LSTM的K₂CsSb光阴极反射率预测模型

Prediction model of K₂CsSb photocathode reflectivity based on LSTM

应用光学. 2022, 43(6): 1037–1043 <https://doi.org/10.5768/JAO202243.0604001>

基于双光子吸收的宽谱光源关联特性测量方法

Measurement method of correlated properties of broad spectral sources based on two-photon absorption

应用光学. 2024, 45(6): 1158–1163 <https://doi.org/10.5768/JAO202445.0601007>



关注微信公众号，获得更多资讯信息

文章编号: 1002-2082 (2025) 06-1315-08

引用格式: 彭江丽, 马勇, 曹静阳, 等. 基于纠缠光子的反射率辅助三维量子成像方法[J]. 应用光学, 2025, 46(6): 1315-1322.

PENG Jiangli, MA Yong, CAO Jingyang, et al. Reflectivity-assisted three-dimensional quantum imaging method based on entangled photons[J]. Journal of Applied Optics, 2025, 46(6): 1315-1322.



在线阅读

基于纠缠光子的反射率辅助三维量子成像方法

彭江丽¹, 马勇^{2,3}, 曹静阳^{1,3}, 胡钟尹^{1,3}, 周牧^{2,3}

(1. 重庆邮电大学通信与信息工程学院, 重庆 400065; 2. 重庆邮电大学电子科学与工程学院, 重庆 400065;

3. 专用量子计算与量子人工智能重庆市重点实验室, 重庆 400065)

摘要: 随着量子信息技术的快速发展, 量子成像为实现高质量三维成像提供了一种新的途径。然而, 传统的量子成像方法主要局限于二维成像, 无法准确提取目标的深度信息, 且其反射率计算精度较低。为此, 提出一种基于纠缠光子的反射率辅助三维量子成像方法。通过分析自由空间传输过程中纠缠光子数的分布, 构建光子探测概率模型与符合计数概率密度函数, 从而实现目标表面反射率的估计; 同时, 结合符合计数值对延时差矩阵进行优化, 准确提取目标的深度信息, 将反射率作为辅助信息与深度信息相结合, 实现目标的三维重建。此外, 仿真分析了单像素曝光时间对成像结果的影响, 并搭建了量子成像实验平台来验证所提方法的有效性与可行性。

关键词: 三维量子成像; 纠缠光子; 反射率估计; 符合计数

中图分类号: TN201; O431

文献标志码: A

DOI: 10.5768/JAO202546.0612014

Reflectivity-assisted three-dimensional quantum imaging method based on entangled photons

PENG Jiangli¹, MA Yong^{2,3}, CAO Jingyang^{1,3}, HU Zhongyin^{1,3}, ZHOU Mu^{2,3}

(1. School of Communications and Information Engineering, Chongqing University of Posts and Telecommunications,

Chongqing 400065, China; 2. School of Electronic Science and Engineering, Chongqing University of Posts and

Telecommunications, Chongqing 400065, China; 3. Chongqing Key Laboratory of Dedicated Quantum

Computing and Quantum Artificial Intelligence, Chongqing 400065, China)

Abstract: With the rapid development of quantum information technology, quantum imaging provides a new approach for achieving high-quality three-dimensional imaging. However, traditional quantum imaging methods are primarily limited to two-dimensional imaging, unable to accurately extract target depth information, and suffer from low reflectivity calculation accuracy. To address this problem, we proposed a reflectivity-assisted three-dimensional quantum imaging method based on entangled photons. By analyzing the distribution of the number of entangled photons during free-space transmission, a photon detection probability model and a coincidence counting probability density function were constructed to estimate the reflectivity of the target surface. Simultaneously, the delay difference matrix was optimized in combination with the coincidence counting value to accurately extract the depth information of the target. The reflectivity was used as the auxiliary information and combined with the depth information to achieve three-dimensional

收稿日期: 2025-08-13; 修回日期: 2025-10-31

基金项目: 国家自然科学基金 (62571074); 国家重点研发计划 (2025YFE0103200); 重庆市自然科学基金创新发展联合基金项目 (CSTB2025NSCQ-LZX0142); 重庆市技术创新与应用发展专项 (CSTB2024TIAD-STX0035); 重庆市研究生科研创新项目 (CYS25456)

第一作者: 彭江丽, E-mail: s230131085@stu.cqupt.edu.cn

通信作者: 曹静阳, E-mail: jyc5559@163.com

reconstruction of the target. The influence of single-pixel exposure time on the imaging results was simulated and analyzed, and a quantum imaging experimental platform was established to verify the effectiveness and feasibility of the proposed method.

Key words: three-dimensional quantum imaging; entangled photons; reflectivity estimation; coincidence counting

引言

随着社会的快速发展与生活质量的不断提升,人们对视觉信息的表达精度和空间感知能力提出了更高要求。传统的二维成像技术由于缺乏深度维度,已难以满足高精度三维结构获取的实际需求。相比之下,量子成像通过利用纠缠光子对之间的关联性为物体成像提供了全新的路径^[1-3]。在典型的量子成像(quantum imaging, QI)方案中,通常采用非线性晶体中的自发参量下转换(spontaneous parametric down-conversion, SPDC)过程生成纠缠光子对^[4-7]。该过程产生的光子在时间和空间上高度相关,并严格遵循能量与动量守恒定律。这种新颖的成像技术将物体的照明与图像采集分离,纠缠光子对会被分离并沿不同路径传播,一束光子用于照射目标物体,另一束则直接传输至成像探测器,且不与物体发生任何物理交互。

量子成像的优势主要源于纠缠光子对所具有的高度关联特性,不仅能够有效抑制背景噪声和杂散光的干扰,还可突破经典光学系统所受的衍射极限,从而实现更高分辨率和强抗干扰能力的成像效果^[8-9]。在量子成像研究的基础上,三维量子成像技术利用光子对飞行时间数据,通过时间戳配对即可获得目标深度信息^[10-11]。ABBATTISTA C 等人围绕量子全光成像(quantum plenoptic imaging, QPI)系统,并结合压缩感知和量子层析成像算法,将三维图像数据采集和处理时间缩短了两个数量级^[12]。ESHUN A 等人利用单光子雪崩二极管阵列构建了三维量子成像显微镜,实现了无需扫描、低光通量条件下的高分辨率三维体积成像^[13]。然而,这些解决方案未能充分考虑目标表面反射的影响。目标表面反射率信息包含了目标表面细节特性,有助于识别目标的表面特征。

为突破传统三维成像技术在分辨率和信息量上的限制,本文提出了一种基于纠缠光子的反射率辅助三维量子成像方法。该方法建立了系统的三维量子成像模型,通过仿真验证本文方法的可行性与有效性。同时,搭建的实际量子成像平台展现了该方法在黑暗环境下的稳定性与实用潜力。

1 系统工作原理及数学模型

1.1 系统概述

本文提出了一种基于纠缠光子的反射率辅助三维量子成像方法,并构建了三维量子成像系统,旨在实现目标物体的反射率与深度信息重建,从而完成高精度的三维成像任务。系统光路架构如图 1 所示,整体由 4 个关键功能模块组成:纠缠光源制备模块、信号与参考光路模块、光路接收模块以及符合测量模块。本文采用型号为 MDL-E-405 的窄线宽二极管激光器作为泵浦光源,该激光器具有优异的波长稳定性和极窄的谱线宽度,能够满足对频谱稳定性要求极高的量子光源应用需求。连续波泵浦光经过偏振调制器处理后转化为线偏振态,以满足非线性晶体的相位匹配条件。线偏振泵浦光随后入射至周期性极化磷酸氧钛钾晶体(periodically poled KTiOPO₄, PPKTP),在 SPDC 过程中产生在空间与时间维度上高度纠缠的光子对。随后,利用偏振分束器(polarization beam splitter, PBS)对纠缠光子对进行偏振态分离。其中,水平偏振的信号光子沿原方向透射,垂直偏振的参考光子则被反射偏转 90°,从而实现纠缠光子对的空间分路。信号光子经过目标物体反射后由光路接收模块采集。该模块采用多模光纤与单光子雪崩二极管探测器耦合结构,具备高探测灵敏度特性,可有效抑制环境干扰导致的误计数率。为了获取目标区域的空间信息,本文采用数字微镜器件(digital micromirror device, DMD)对参考光子进行二维空间调制与扫描,从而实现参考通道的高效空间编码。参考光子无需通过目标物体,直接保留于本地并由接收端探测,作为后续符合测量的时间基准。在光路接收模块中,单光子探测器(single-photon detector, SPD)采集信号光子与参考光子的到达时间序列,随后系统通过符合测量模块对两路光子的时间信息开展联合分析与处理。符合测量模块通过对符合事件进行统计处理,提取光子对在时间与空间维度上的相关特征,为反射率图与深度图的重建提供关键数据支持。最终,系统通过结合重建的反射率与深度信息,实

现了目标物体的三维成像。

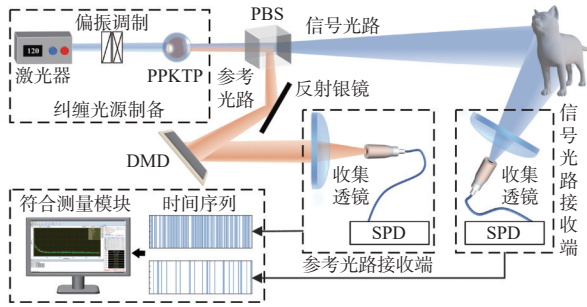


图1 三维量子成像系统的光路框架

Fig. 1 Optical setup of three-dimensional quantum imaging system

1.2 纠缠光子反射率估计模型

信号光子由发射端发出, 首先通过自由空间传播照射至目标表面。在传播过程中, 光子受到信道衰减的影响, 数量随传播距离的增加而呈指数下降。到达目标后, 光子根据其表面的反射特性发生反射, 并沿返回路径再次穿越自由空间, 随后进入光路接收模块。光子探测过程受到传播距离、目标反射率及系统光学性能等多种因素的共同影响, 这些因素决定了探测端获取有效信号光子数量。此时, 接收端处信号光子的到达率可表示为

$$N_S = \xi \alpha_{xy} \eta_Q \eta_A \cdot \exp(-2\gamma c l_{xy}) \quad (1)$$

式中: ξ 为纠缠光对的产生率; α_{xy} 表示像素点 (x, y) 处的目标表面反射率; η_Q 与 η_A 分别为单光子探测器的量子效率(单位时间内入射光子中转换为电信号的概率)与初始光电子雪崩触发概率; γ 为信道衰减因子; c 表示光速; l_{xy} 为信号光子单程飞行时间。

单光子探测器是三维量子成像系统中关键的光电转换器件, 具有对单个光子事件的高灵敏度响应能力。其工作机制依赖于将入射光子激发的电荷载流子进行倍增, 从而产生可识别的电信号, 实现单光子级别的有效探测。然而, 正因其灵敏度极高, 单光子探测器在无信号光子到达的情况下也可能产生虚假计数, 受到多种噪声源的干扰。其中, 主要噪声来源包括环境背景光子与探测器自身的暗计数噪声。这两类噪声通常假设为强度恒定且相互独立的泊松随机过程, 且根据泊松过程可加性原理, 其叠加仍然服从泊松分布。考虑上述因素, 单位时间内噪声光子的总产生率可表示为

$$R_{\text{Sum}} = R_B \eta_Q \eta_A + \eta_D \quad (2)$$

式中: R_B 为背景噪声光子产生率; η_D 为单光子探测器自身的暗计数率。

纠缠光子本质区别于经典光学系统中的连续波或强度调制信号, 因此无法用传统连续时间域信号模型描述。为构建纠缠光子探测概率模型, 需要将光子的到达时间序列进行离散化处理。令光子到达时间脉冲在时间窗口 (t_{n-1}, t_n) 内且第 i 个时隙表示为 t_n , 其中时隙宽度为 κ 。根据上述分析, 在信号光路接收端处, 单光子探测器在时间窗口 (t_{n-1}, t_n) 内接收到的信号光子与噪声光子到达总数为

$$M_S(t_{n-1}, t_n) = \int_{t_{n-1}}^{t_n} (N_S + R_{\text{Sum}}) dt \quad (3)$$

在参考光路接收端处, 参考光子经由耦合光纤导入单光子探测器。单光子探测器在时间窗口 (t_{n-1}, t_n) 内接收到的参考光子与噪声光子到达总数为

$$M_I(t_{n-1}, t_n) = \int_{t_{n-1}}^{t_n} (\xi \eta_Q \eta_A + \eta_D) dt \quad (4)$$

单光子探测器的光子探测过程通常建模为泊松统计过程, 即在给定的时间窗口内, 光子事件的到达服从泊松分布^[14]。当探测器探测到单个光子时, 入射光子会引发内部光电效应, 激发电子-空穴对, 并在高电场作用下触发雪崩倍增过程, 迅速放大为可识别的电信号, 从而输出电脉冲并记录该光子的时间戳。然而, 在完成一次雪崩响应后, 探测器需要经历一个恢复过程, 称为“死区时间”, 在此期间无法响应新的光子事件。这一不可响应区间限制了探测器在高光子通量下的线性性能, 并导致部分光子事件被遗漏。根据单光子探测器的工作原理^[15], 信号光路在时间窗口 (t_{j-1}, t_j) 内探测到光子的概率可表示为

$$P_S(t_j) = \begin{cases} \left\{ 1 - \sum_{i=1}^{j-1} [P_S(t_i)] \right\} \times \{1 - \exp[-M_S(t_{j-1}, t_j)]\}, & j < K \\ \left\{ 1 - \sum_{i=j-(K-1)}^{j-1} [P_S(t_i)] \right\} \times \{1 - \exp[-M_S(t_{j-1}, t_j)]\}, & j \geq K \end{cases} \quad (5)$$

式中: $K = \lceil \tau_{\text{Dead}} / \kappa \rceil$; τ_{Dead} 为单光子探测器的死区时间。

同理, 参考光路在时间窗口 (t_{j-1}, t_j) 内探测到光子的概率可表示为

$$P_1(t_j) = \begin{cases} \left\{ 1 - \sum_{i=1}^{j-1} [P_1(t_i)] \right\} \times \{1 - \exp[-M_1(t_{j-1}, t_j)]\}, & j < K \\ \left\{ 1 - \sum_{i=j-(K-1)}^{j-1} [P_1(t_i)] \right\} \times \{1 - \exp[-M_1(t_{j-1}, t_j)]\}, & j \geq K \end{cases} \quad (6)$$

于是,总采样时间 T 内参考光路与信号光路的探测光子的总概率表示为

$$\begin{cases} P_{Sr} = \sum_{k=1}^{T/\Delta} P_S(t_k) / r_s \\ P_{Ir} = \sum_{k=1}^{T/\Delta} P_I(t_k) / r_l \end{cases} \quad (7)$$

式中: r_s 和 r_l 表示 T 内的信号光路与参考光路接收端处的单光子探测器响应次数。

此时,由于两路光子到达时间的符合计数值服从泊松分布,故符合计数值 $c_{x,y}$ 的概率密度函数为

$$P_r[C_{x,y} = c_{x,y}; \alpha_{x,y}] = \frac{(\xi T P_{Ir} P_{Sr})^{c_{x,y}}}{c_{x,y}!} e^{-NP_{Ir} P_{Sr}} \quad (8)$$

为了在低信噪比条件下对反射率进行稳健估计,本文采用了惩罚最大似然(penalized maximum likelihood, PML)估计方法,在负对数似然的基础上加入总变差(total variation, TV)正则项,以保留图像结构边缘的同时抑制噪声干扰。给定像素点 (x,y) 处的符合计数值为 $c_{x,y}$,反射率估计为

$$\alpha_{x,y}^{\wedge \text{PML}} = \arg \min_{\alpha_{x,y} \geq 0} \sum_{x,y} (-\log P_r[C_{x,y} = c_{x,y}; \alpha_{x,y}]) + \beta_\alpha \mathfrak{R}_{\text{TV}}(\alpha) \quad (9)$$

式中: β_α 为TV正则化系数; $\mathfrak{R}_{\text{TV}}(\cdot)$ 为总变差正则项。该正则项通过对反射率图像的空间梯度进行约束,有效抑制非平滑区域和噪声干扰,从而提升反射率估计的平滑性与结构保留能力。

1.3 纠缠光子量子三维成像模型

在本文所设计的成像光路中,泵浦光与PPK-TP晶体的SPDC过程中产生纠缠光子对,II型SPDC特点是产生具有正交偏振的信号光子与参考光子,其纠缠双光子态可表示为^[16]:

$$|\psi\rangle = \Phi \int d\kappa_s d\kappa_r \delta(\kappa_s + \kappa_r) \int d\omega_s d\omega_r \times \delta(\omega_s + \omega_r - \omega_{\text{pump}}) a^\dagger(\kappa_s, \omega_s) a^\dagger(\kappa_r, \omega_r) |0\rangle \quad (10)$$

式中: Φ 为归一化常数; κ_r 和 κ_s 分别表示参考光子和信号光子的横向波矢; ω_r 和 ω_s 分别表示参考光子和信号光子的频率; ω_{pump} 表示泵浦光的角频率;

$a^\dagger(\kappa_r, \omega_r)$ 和 $a^\dagger(\kappa_s, \omega_s)$ 分别为参考和信号光路的产生算符; $|0\rangle$ 表示系统的初始真空态。

在经历光路传播后,信号光子和参考光子分别沿不同路径传播至各自的单光子探测器所在的成像平面。信号光子在传播过程中与待测目标发生了相互作用,其空间模式因反射表面结构而发生调制,并受到系统传递函数的影响;而参考光子则沿参考光路传播(未经过目标),主要由DMD进行空间调制。此时,描述该纠缠系统的双光子波函数可表示为^[17]

$$\begin{aligned} \psi(\rho_r, \tau_r; \rho_s, \tau_s) = & \Phi \int d\kappa_s d\kappa_r \delta(\kappa_s + \kappa_r) \int d\omega_s d\omega_r \delta(\omega_s + \omega_r - \omega_{\text{pump}}) \times \\ & g(\kappa_s, \omega_s; \rho_s, \tau_s) e^{-i\omega_s \tau_s} g(\kappa_r, \omega_r; \rho_r, \tau_r) e^{-i\omega_r \tau_r} \end{aligned} \quad (11)$$

式中: ρ_r 和 ρ_s 分别表示参考和信号光子在各自接收端面位置处的横向位置矢量; τ_r 和 τ_s 分别表示参考和信号光子从PBS到各自接收端SPD的总飞行时间; $g(\cdot)$ 表示格林函数,刻画了光子在光场中的传播特性。

在三维量子成像研究中,双光子波函数可全面描述纠缠光子对的量子态,是实现高质量三维成像的关键环节。随着纠缠光子穿越如透镜、分束器等光学元件,其量子态会随之演变,进而改变波函数状态。通过对这些变化的探测与分析,能够有效提取目标物体的三维结构信息。由于信号光子与参考光子在任意横向位置上的分布具有统计均匀性,意味着它们在空间探测平面上呈现等概率分布特性。因此,在探测端的光路中,各位置点对光子的接收概率是均等的,可视为一个概率均匀的探测面。在此假设下,纠缠光子对联合探测概率可表示为

$$\begin{aligned} G^2(\rho_r, t_r; \rho_s, t_s) = & \langle \psi | E^{(+)}(\rho_s, t_s) E^{(+)}(\rho_r, t_r) E^{(-)}(\rho_r, t_r) E^{(-)}(\rho_s, t_s) | \psi \rangle \end{aligned} \quad (12)$$

式中: $E^{(+)}(\cdot)$ 与 $E^{(-)}(\cdot)$ 分别表示光子的产生算符与湮灭算符。

在采样时间 T 内,两路接收端获取参考光子到达时间序列与信号光路中包含目标信息的光子到达时间序列。随后将两路时间数据输入符合测量模块,在设定符合门宽 g_s 和延时 τ 内统计符合事件,构建出符合计数的时间分布函数。基于该统计结果,最终可获得表征纠缠光子对时间相关性的二阶关联函数^[18]。理想情况下,符合计数值与二阶关联函数的关系如式(13):

$$c(g_k) = T_{\text{SPET}} g_k (\eta_D^r + \eta_B^r + \eta_N) (\eta_D^s + \eta_B^s + \eta_N) \times \\ [1 + 1/g_k \int_{-g_k/2}^{g_k/2} \frac{G^2(\tau) - |G^2(\tau)|}{|G^2(\tau)|} d\tau] = \\ T_{\text{SPET}} g_k (\eta_D^r + \eta_B^r + \eta_N) (\eta_D^s + \eta_B^s + \eta_N) \times \\ \left[1 + \frac{G^2(\tau)}{\left(1 + \frac{\eta_B^r + \eta_N}{\eta_D^r}\right) \left(1 + \frac{\eta_B^s + \eta_N}{\eta_D^s}\right)} \right] \quad (13)$$

式中: T_{SPET} 表示该像素点处的曝光时间; η_D^r 和 η_B^r 表示参考光子与信号光子接收端的单光子探测器光子计数率; η_B^r 和 η_B^s 表示参考光子与信号光子接收端的单光子探测器暗计数率; η_N 为背景噪声光子造成的计数率。二阶关联曲线峰值所对应的纵坐标和横坐标分别为符合计数值 $c_{x,y}$ 和信号光与参考光的飞行时差 $\tau_{x,y} = |\tau_s - \tau_r|$ 。

本文三维量子成像系统通过符合测量得到的延时差矩阵 $\mathbf{T} \in \mathbb{R}^{M \times N}$ 与符合计数矩阵 $\mathbf{C} \in \mathbb{R}^{M \times N}$, 这是实现目标的深度重建与反射率估计的关键, 其中 $M \times N$ 为图像像素大小。延时差矩阵反映探测到的信号光子飞行时间与参考光子飞行时间的偏差, 可粗略转换为深度信息; 而符合计数矩阵作为每个像素点的检测纠缠光子数目, 可表征该点的信号强度与置信度。由于光子探测过程中受背景噪声、器件等因素影响, 直接深度计算易受噪声干扰且出现极端异常值。为提高深度计算的准确性, 本文将符合计数矩阵作为中值滤波的权重因子, 设计了加权中值滤波算法。该算法在深度图像的每个像素邻域内, 根据邻域内像素对应的符合计数权重调整像素对滤波结果的贡献, 着重保留高置信度像素信息, 抑制低置信度噪声的影响。具体而言, 对于像素点 (x, y) , 在窗口大小为 $k \times k$ 的邻域中, 定义其邻域为

$$N_{x,y} = \{(i, j) | |i-x| \leq \frac{k-1}{2}, |j-y| \leq \frac{k-1}{2}, 1 \leq i \leq M, 1 \leq j \leq N\} \quad (14)$$

则窗口内的延时差集合与归一化符合计数权重集合分别表示为

$$S_{x,y} = \{\mathbf{T}(i, j) | (i, j) \in N_{x,y}\} \\ W_{x,y} = \left\{ \frac{\mathbf{C}(i, j) - \mathbf{C}_{\min}}{\mathbf{C}_{\max} - \mathbf{C}_{\min}} | (i, j) \in N_{x,y} \right\} \quad (15)$$

式中: $\mathbf{C}_{\min}$ 表示符合计数矩阵中的最小值; $\mathbf{C}_{\max}$ 表示符合计数矩阵中的最大值。

对集合 $S_{x,y}$ 按升序排序, 得到排序后的延时差值 $S_{x,y}^{\text{sorted}} = \{s_1 \leq s_2 \leq \dots \leq s_{k^2}\}$ 和对应的权重 $W_{x,y}^{\text{sorted}} =$

$\{w_1, w_2, \dots, w_{k^2}\}$, 取 $S_{x,y}^{\text{sorted}}$ 中第 $\left\lfloor \frac{1}{2} \sum_{z=1}^N w_z \right\rfloor$ 位的值作为滤波结果。对整幅图像所有像素点依次执行上述加权中值计算, 得到优化后的延时差矩阵 $\mathbf{T}_{\text{opt}}$, 即可获得目标深度信息。

通过结合深度与反射率两类空间信息, 不仅能够精确重构目标的三维形貌, 还能反映其表面物理特性, 为三维量子成像技术的应用提供有力支持。

2 实验部分

2.1 仿真结果与分析

为量化反射率对三维量子成像系统深度计算精度的影响, 本实验采用整块标准反射面板, 按 0.1 间隔设置梯度反射率, 实验结果如表 1 所示。从实验结果可以观察到, 随着反射率的增加, 深度计算精度呈现出明显的变化趋势。当反射率为 0.1 时, 由于目标反射的光子数量严重不足, 导致深度估计的精度较差。随着反射率的逐步增加, 目标反射的光子数量相应增加, 系统接收到的信号强度提升, 从而使得深度计算的精度逐渐提高。然而, 在反射率为 0.7 时, 均方根误差 (root-mean-square error, RMSE) 值有所回升。由于突发环境噪声的影响, 导致信噪比并没有继续改善, 反而出现了噪声干扰, 影响了深度计算的精度。

表 1 不同反射率值下的 RMSE 值变化情况

Table 1 Changes in RMSE values under different reflectivity values

反射率	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
RMSE /cm	6.13	5.54	5.39	5.11	5.00	4.91	4.94	4.90	4.87	4.81

本文设计了一个三维目标, 如图 2 所示。该目标由两个不同深度 (两者深度差 5 cm) 的平面组合而成, 并在目标表面分别标记了字母 “A” 和 “B”。其中, 两个标记的深度和反射率分布各不相同, 旨在模拟现实环境中不同表面特征的情况。

针对该目标, 本文首先对其进行反射率估计, 并在不同单像素曝光时间 (single-pixel exposure time, SPET) 条件下与传统方法^[8] 进行比较, 如图 3 所示。在不同 SPET 条件下, 本文方法的成像效果均优于传统方法, 峰值信噪比 (peak signal-to-noise ratio, PSNR) 值最高可提升 6.8%。当 SPET 较短时, 两种方法的成像结果均存在明显噪点, 这是由于信号光子捕获不足导致图像细节模糊, 难以准确区分物体的具体特征和轮廓。随着 SPET 增加至 2 s,

传统成像方法重建的字母“A”和“B”仍然存在明显的轮廓缺陷和噪声干扰现象,而本文方法的图像清晰度和细节呈现能力明显提升,验证了本文方法的优势。

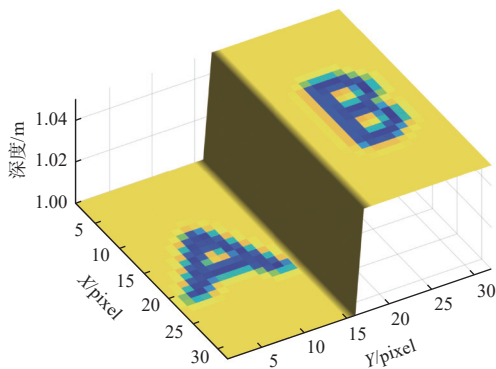


图 2 成像目标

Fig. 2 Imaging target

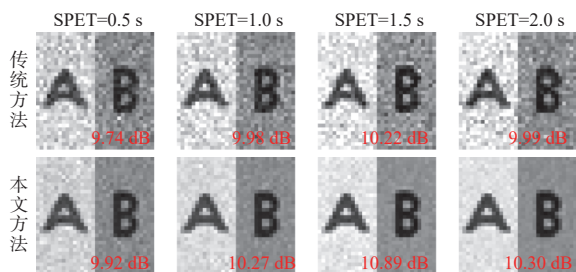
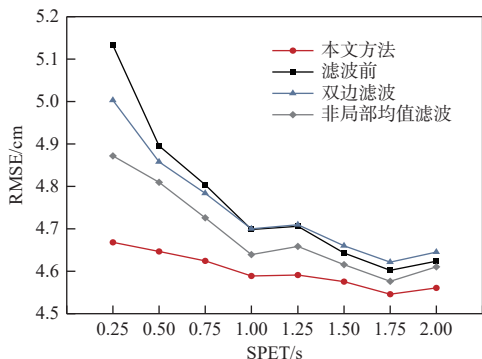


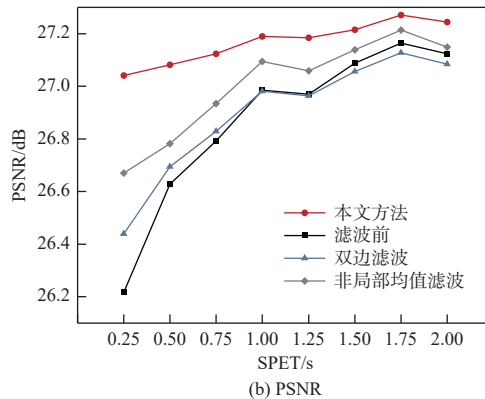
图 3 SPET 值变化对成像结果的影响

Fig. 3 Influence of SPET value changes on imaging results

为了验证本文所提量子三维成像方法的有效性,将其与现有的双边滤波、非局部均值滤波方法进行了对比。图 4 展示了不同滤波方法在不同 SPET 条件下的成像性能指标。从实验结果来看,本文方法在所有 SPET 条件下的性能均优于其他两种方法,具有明显的优势。随着 SPET 值从 0.25 s 增加至 1.75 s,成像性能呈现出逐步提升的趋势。但随后性能呈下降趋势,因为在信号光子增多的同时,也捕获了更多的噪声光子,从而影响成像质量。



(a) RMSE

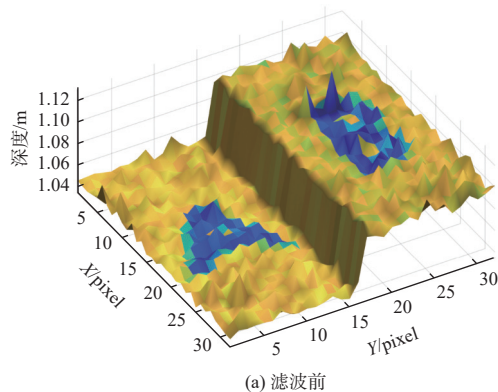


(b) PSNR

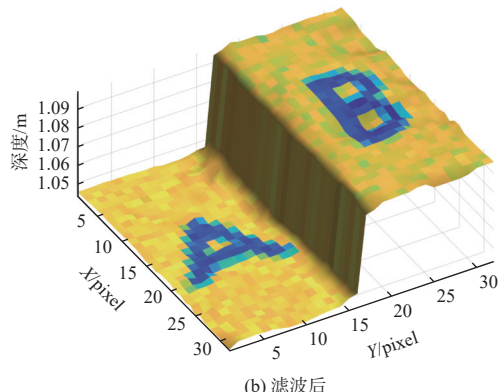
图 4 不同 SPET 值下 PSNR 值变化情况

Fig. 4 Changes in RMSE and PSNR values at different SPET values

通过结合反射率和深度信息,本文进一步进行目标的三维重建。如图 5 所示,图 5(a) 展示了滤波前的三维重建结果,其中目标表面存在不自然的波动和误差,严重影响了三维成像的质量。经过加权中值滤波处理后,三维重建图像的质量得到了显著提升,表面变得更加平滑和精确,同时噪声也得到了有效抑制。



(a) 滤波前



(b) 滤波后

图 5 三维量子成像仿真结果

Fig. 5 Simulation results of three-dimensional quantum imaging

2.2 实测结果与分析

为了验证仿真结果的正确性,本文基于三维量

子成像原理搭建了一个量子成像平台,如图6所示。本实验采用激光器发射波长为405 nm的连续波泵浦光照射PPKTP晶体,通过SPDC生成波长为810 nm的纠缠光子对。为保障纠缠光子对的稳定产生与性能指标,通过高精度温控系统将PPKTP晶体温度稳定控制在25℃左右,有效抑制晶体热噪声对SPDC过程的干扰。值得注意的是,盲目提高泵浦光功率并不能线性增加纠缠光子对的产生速率,功率过大会引起信噪比的损失。本实验将激光器功率设定为50 mW,并调控晶体相位匹配条件与泵浦光相干性,保证纠缠光子对亮度达到0.08 Mcps/mW,关联光子对数产生率大于5 kHz/mW。DMD的分辨率为1 024×768像素,镜元尺寸为10.8 μm。SPD设备相关参数如表2所示。

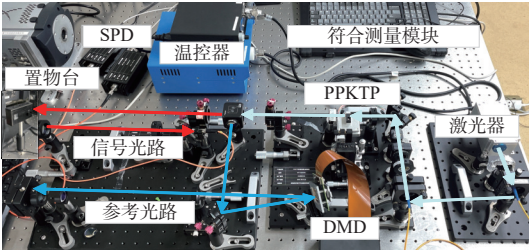


图6 量子成像实验设备图

Fig. 6 Experimental setup diagram of quantum imaging

表2 SPD 相关参数	
Table 2 SPD related parameters	
参数	值
死区时间	≤ 20 ns
暗计数	≤ 500 Hz
探测效率	70% @ 650 nm
时间抖动	350 ps
探测范围	400 nm~1 000 nm

为了对比不同 SPET 值下的反射率成像效果,本文以目标“P”进行成像,图7展示了在不同 SPET 值下,本文提出的量子三维成像方法与传统成像方法的成像结果。实验结果表明,本文方法在所有 SPET 条件下均显著优于传统成像方法。该变化规律与图3中的仿真结果一致,进一步验证了仿真结论的有效性。

由于实验条件的限制,本文所采用的透射成像系统无法直接验证三维量子成像方法在深度轴上的分辨能力。为了评估所提方法的深度分辨能力,本文将目标“X”成像距离设为1 m和1.05 m,

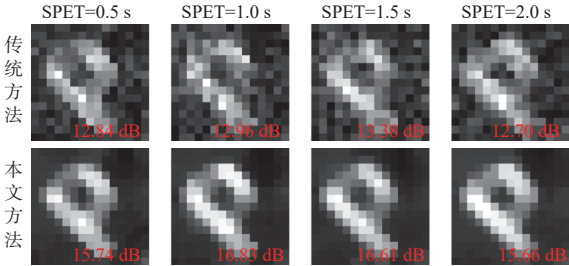


图7 不同 SPET 值下的成像结果

Fig. 7 Imaging results under different SPET values

与仿真设计的三维目标坡度距离保持一致。如图8所示,本文通过提取目标“X”中心的光子到达时间序列,并进行符合测量,从而得到中心点深度信息。本文方法在目标细节恢复方面表现更佳,其PSNR值均高于传统方法,仿真结果与实测结果保持一致。当目标距离为1 m和1.05 m时,重建得到的目标“X”中心的深度值分别为1.0212 m和1.0700 m,对应的深度误差值分别为0.0212 m和0.0200 m。实验结果表明,本文方法的深度测量误差较小,误差稳定在2 cm左右。实验证明了所提三维量子成像方法在实际应用中的可行性。

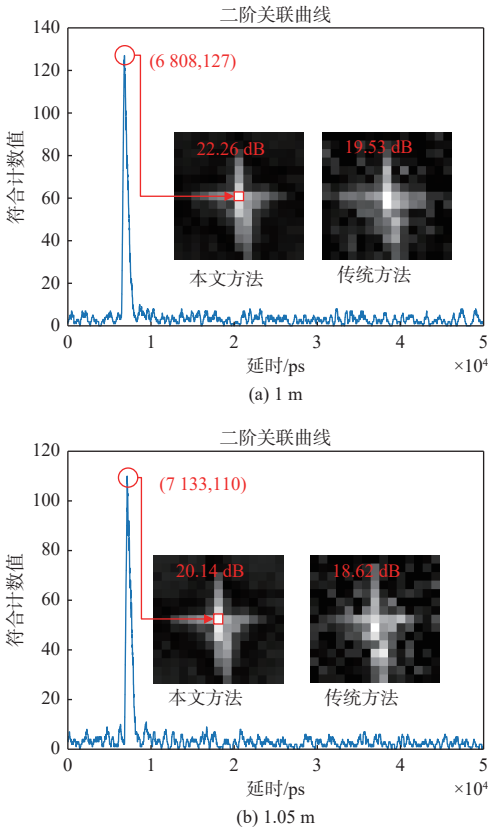


图8 三维量子成像实测结果

Fig. 8 Experimental results of three-dimensional quantum imaging

3 结论

本文提出了一种基于纠缠光子的反射率辅助三维量子成像方法。该方法利用纠缠光子对的时空关联性和符合计数的统计特性,能够精确估计目标表面的反射率,并利用加权中值滤波进行去噪处理后,实现了高精度的三维量子成像。仿真结果表明,本文方法能够准确重建目标的深度和反射率信息。此外,通过实验验证了本文方法的反射率估计有效性及其在实现三维成像方面的潜力。

参考文献:

- [1] HEINDEL T, KIM J H, GREGERSEN N, et al. Quantum dots for photonic quantum information technology[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2023, 15(3): 613-738.
- [2] 刘伟, 侯利冰, 吴英春, 等. 基于双光子吸收的宽谱光源关联特性测量方法[J]. *应用光学*, 2024, 45(6): 1158-1163.
LIU Wei, HOU Libing, WU Yingchun, et al. Measurement method of correlated properties of broad spectral sources based on two-photon absorption[J]. *Journal of Applied Optics*, 2024, 45(6): 1158-1163.
- [3] DEFLENNE H, BOWEN W P, CHEKHOVA M, et al. Advances in quantum imaging[J]. *Nature Photonics*, 2024, 18(10): 1024-1036.
- [4] HE Z, ZHANG Y, TONG X, et al. Quantum microscopy of cells at the Heisenberg limit[J]. *Nature Communications*, 2023, 14(1): 2441.
- [5] ZHANG Y, HE Z, TONG X, et al. Quantum imaging of biological organisms through spatial and polarization entanglement[J]. *Science Advances*, 2024, 10(10): 1495.
- [6] LI B, YUAN Z, WILLIAMS J, et al. Down-converted photon pairs in a high-Q silicon nitride microresonator[J]. *Nature*, 2025, 639(8056): 922-927.
- [7] MA J, REN J, ZHANG J, et al. Quantum imaging using spatially entangled photon pairs from a nonlinear metasurface[J]. *eLight*, 2025, 5(1): 1-14.
- [8] ZHANG C, HUANG Y F, LIU B H, et al. Spontaneous parametric down-conversion sources for multiphoton experiments[J]. *Advanced Quantum Technologies*, 2021, 4: 2000132.
- [9] GREGORY T, MOREAU P A, TONINELLI E, et al. Imaging through noise with quantum illumination[J]. *Science Advances*, 2020, 6: eaay2652.
- [10] PITSCH C, WALTER D, GROSSE S, et al. Quantum ghost imaging using asynchronous detection[J]. *Applied Optics*, 2021, 60(22): 66-70.
- [11] PITSCH C, WALTER D, GASPARINI L, et al. 3D quantum ghost imaging[J]. *Applied Optics*, 2023, 62(23): 6275-6281.
- [12] ABBATTISTA C, AMORUSO L, BURRI S, et al. Towards quantum 3D imaging devices[J]. *Applied Sciences*, 2021, 11(14): 6414.
- [13] ESHUN A, DAVENPORT D, DEMORY B, et al. 3D quantum ghost imaging microscope[J]. *Optica*, 2025, 12(7): 1109-1112.
- [14] SHIN D, KIRMANI A, GOYAL V K, et al. Photon-efficient computational 3D and reflectivity imaging with single-photon detectors[J]. *IEEE Transactions on Computational Imaging*, 2015, 1(2): 112-125.
- [15] LI Z, LAI J, WANG C, et al. Influence of dead-time on detection efficiency and range performance of photon-counting laser radar that uses a Geiger-mode avalanche photodiode[J]. *Applied optics*, 2017, 56(23): 6680-6687.
- [16] SHAPIRO J H, BOYD R W. The physics of ghost imaging[J]. *Quantum Information Processing*, 2012, 11(4): 949-993.
- [17] SHIH Y. Quantum imaging[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2007, 13(4): 1016-1030.
- [18] KWIAT P G. High-visibility interference in a bell-inequality experiment for energy and time[J]. *Physical Review A*, 1993, 47(4): 2472-2475.