

## 基于双步符合计数的纠缠光量子成像方法

周牧<sup>1,2\*</sup>, 嵇长银<sup>1,2</sup>, 王勇<sup>1,2</sup>, 曹静阳<sup>1,2</sup><sup>1</sup>重庆邮电大学通信与信息工程学院, 重庆 400065;<sup>2</sup>移动通信教育部工程研究中心, 重庆 400065

**摘要** 为了提高纠缠光量子成像效率,本文采用双步符合计数法快速获取目标成像信息,降低纠缠光量子成像的时间开销。首先,利用透镜和波片组合对激光器产生的泵浦光进行调制,提高周期极化磷酸氧钛钾(PPKTP)晶体自发参量下转换的效率;然后,通过数字微镜器件(DMD)选取测距区域,构造单光子时间脉冲序列差值;其次,利用该差值完成局部符合计数以得到信号和参考光路的延时差;再次,通过控制DMD选取成像区域,对单光子时间脉冲序列进行修正,并利用修正后的序列完成全局符合计数;最后,将符合计数值与灰度值进行映射,得到目标的量子图像。此外,通过与经典量子成像结果相比较,分析了目标距离、测距区域大小和单像素曝光时间对成像结果的影响,同时搭建了实际的量子成像光路以验证本文方法的有效性。

**关键词** 量子纠缠; 量子成像; 符合计数; 数字微镜器件; 成像效率

**中图分类号** TN92 **文献标志码** A

**DOI:** 10.3788/AOS230439

## 1 引言

与传统光学成像不同,量子成像将光路分成信号光路和参考光路,在信号光路中利用不具有成像功能的桶探测器收集透过目标或被目标反射后的光子,而参考光路不包含任何目标物体的信息,且仅有一个具有空间分辨能力的面探测器。可见,仅依靠任何一路的信息都是无法成像的,只有将两路信号进行关联运算才可实现对目标的成像。量子成像利用纠缠光子的空间关联特性实现成像过程的空间分离,以完成非局域性成像,同时根据纠缠光子的不可克隆原理来保证成像光路的无条件安全<sup>[1]</sup>。此外,量子成像对光场的相位变化不敏感,不易受大气湍流扰动的影响,具有较好的抗环境干扰能力,在医疗、遥感等领域具有广阔的应用前景<sup>[2-3]</sup>。

但目前量子成像存在的主要问题是成像效率较低,难以满足大多数实际应用的需求。量子成像发展初期,在参考光路中利用步进式电机进行二维平面扫描来获取光路的空间信息<sup>[4]</sup>,该扫描方式虽然简单,但存在扫描精度不高、速度慢等缺点,从而导致成像时间较长。相较而言,空间光调制器(SLM)作为一种衍射光学器件,具有制作简单、体积小、易控制等优点<sup>[5]</sup>而

被广泛应用于热光关联成像中,在光束扫描时可替代传统的机械式扫描<sup>[6]</sup>。2009年,Bromberg等<sup>[7]</sup>利用SLM获取光场信息,并根据光场传播特性计算参考光路的光场性质,该方法不仅降低了光路复杂度,还可有效提高成像效率。2021年,李畅等<sup>[8]</sup>利用SLM的可编程性,将压缩感知算法应用于热光关联成像,实现了低采样率下的目标成像。

数字微镜器件(DMD)作为一种光开关,由许多小型铝制反射镜面构成,一个镜面单元对应一个像素。通过旋转反射镜实现光开关的开合,同时控制每个镜面单元的偏转角度实现光束偏转<sup>[9]</sup>。DMD可通过软件编程得到高精度、大范围的感光区域,具有方便、快速、精确等优点<sup>[10]</sup>,但关于利用DMD来提高基于纠缠光的量子成像效率方面的研究很少。由此,本文提出了一种利用DMD进行双步符合计数的高效量子成像方法,在获取目标图像的同时得到光源与目标的距离。

## 2 成像方法描述

本文所设计的成像光路包括纠缠光源产生、信号光路和参考光路三个部分,如图1所示。具体通过周期极化磷酸氧钛钾(PPKTP)晶体的自发参量下转换(SPDC)过程产生纠缠光子对<sup>[11]</sup>,并利用单光子探测

收稿日期: 2023-01-02; 修回日期: 2023-03-23; 录用日期: 2023-05-16; 网络首发日期: 2023-06-28

基金项目: 国家自然科学基金(62101085)、重庆市自然科学基金面上项目(CSTB2022NSCQ-MSX0895)、重庆市教委科学技术研究项目(KJZD-K202000605)、重庆市技术创新与应用发展专项(S2022-02N)、重庆市研究生科研创新项目(CYS21298, CYB22248)

通信作者: \*zhoumu@cqupt.edu.cn

器收集透过目标的光子, 以及利用 DMD 选取测距区域以获得光路延时差, 然后选取成像区域以完成二维平面扫描, 并在终端处进行延时差修正和符合计数操作。此外, 通过 DMD 对扫描速率进行控制, 扫描速率越高, 每个像素位置处探测到的光子数越少, 即单像素

曝光时间越短。图中透镜 1 (lens 1) 和透镜 2 (lens 2) 对泵浦光起到缩束作用, 使能量更加集中。半波片 (HWP) 和 1/4 波片 (QWP) 用于将泵浦光调制为线偏振光。透镜 3 (lens 3) 和透镜 4 (lens 4) 对信号光和参考光起到收集作用, 提高探测器的探测效率。

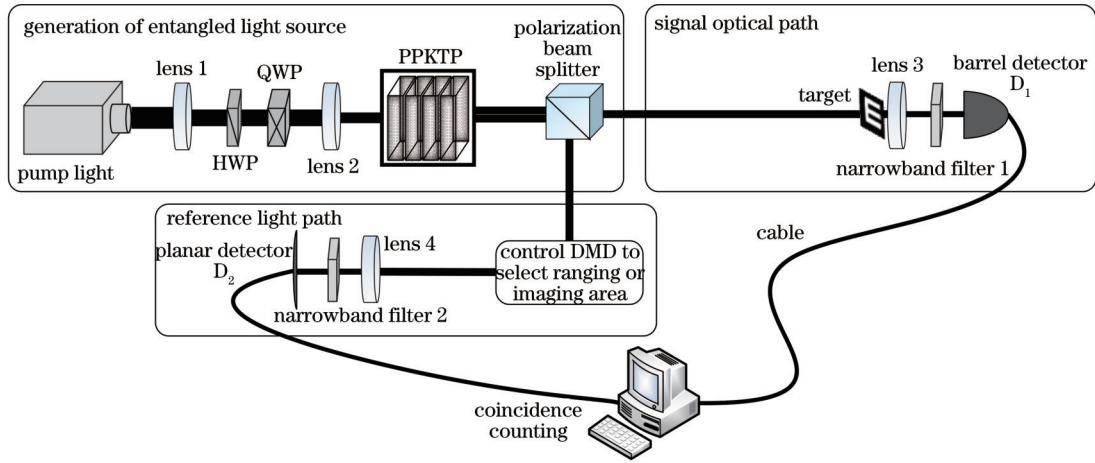


图 1 提出的成像方法光路图

Fig. 1 Optical path diagram of proposed imaging method

本文将 SPDC 过程产生的纠缠光子对中的一个光子 (即信号光子) 照射目标, 并被不具有成像功能的单光子探测器  $D_1$  收集, 而另一个光子 (即参考光子) 则经过 DMD 被单光子探测器  $D_2$  收集。为了得到成像结果, 需对信号和参考光路的光子进行符合计数<sup>[12]</sup>, 其原因在于仅依靠其中任何一路信息均无法得到目标图像。其中, 透过目标物体被单光子探测器收集到的光子会引起符合计数, 进而使得相应的像素区域较为明亮; 而未透过目标物体的光子不会引起符合计数, 相应的像素区域较为灰暗, 于是通过像素的明暗对比可得到目标图像。

此外, 考虑到物理器件的不理想以及实际测试环境的影响, 本文采用延时符合计数方法对信号和

参考光路的光子进行符合计数, 该方法是指当两条光路中两个光子的到达时间差在某个较小的时间范围时, 则认为此时的两个光子为一对纠缠光子, 符合计数值加 1。基于此, 当两条光路对应的电信号上升沿的时间差  $\Delta t_i (i \in \mathbb{N})$  小于某个预设的符合门宽值  $W$  时, 符合计数值加 1, 否则符合计数值不变。于是, 统计满足符合计数值加 1 的  $\Delta t_i$  的个数在时间上的分布, 可得到关于信号和参考光子到达时间差的二阶关联曲线, 其峰值对应的时间即为信号和参考光路的延时差。

为了刻画光子在光路中的传播特性, 定义如下包含信号和参考光子的角频率和波矢信息的有效双光子波函数<sup>[13]</sup>:

$$\psi(\rho_1, d_1, t_1; \rho_2, d_2, t_2) = \psi_0 \int d\kappa_s d\kappa_i \delta(\kappa_s + \kappa_i) \int d\omega_s d\omega_i \delta(\omega_s + \omega_i - \omega_p) \times G(\kappa_s, \omega_s; \rho_1, d_1) e^{-j\omega_s t_1} G(\kappa_i, \omega_i; \rho_2, d_2) e^{-j\omega_i t_2}, \quad (1)$$

式中:  $\rho_1$  和  $\rho_2$  分别表示在  $D_1$  和  $D_2$  处与探测平面平行的平面向量;  $\psi_0$  为归一化常数;  $\omega_j$  和  $\kappa_j (j = s, i)$  分别表示信号 ( $j = s$ ) 或参考 ( $j = i$ ) 光子的角频率和波矢;  $\omega_p$  表示泵浦光的角频率;  $d_1$  和  $d_2$  分别表示偏振分束器 (PBS) 到  $D_1$  和  $D_2$  的距离。由惠更斯-菲涅耳原理<sup>[14]</sup>可知, 信号和参考光路的格林函数  $G(\kappa_s, \omega_s; \rho_1, d_1)$  和  $G(\kappa_i, \omega_i; \rho_2, d_2)$  刻画了两条光路中光场的传播特性。

在信号光路中, 信号光子从 PBS 出发照射目标物体, 其中透过部分经透镜 3 被  $D_1$  收集, 故

$G(\kappa_s, \omega_s; \rho_1, d_1)$  可表示为

$$G(\kappa_s, \omega_s; \rho_1, d_1) = e^{j\frac{\omega_s}{c}d_1} \int_{\text{source}} d\rho_s \left( \frac{-j\omega_s}{2\pi c d_1} e^{j\kappa_s \cdot \rho_s} e^{j\frac{\omega_s}{2cd_1}|\rho_s - \rho_1|^2} \right), \quad (2)$$

式中:  $\rho_s$  表示 PBS 处与光束传播方向垂直的平面向量;  $c$  表示光速。

在参考光路中, 参考光子从 PBS 出发经 DMD 反射后被透镜 4 缩束, 然后被  $D_2$  收集, 故  $G(\kappa_i, \omega_i; \rho_2, d_2)$  可表示为

$$G(\kappa_i, \omega_i; \rho_2, d_2) = \frac{-j\omega_i}{2\pi c d_2} e^{j\frac{\omega_i}{c} d_2} \int_{\text{source}} d\rho_s e^{j\frac{\omega_i}{2cd_2} |\rho_s - \rho_2|^2} e^{j\kappa_i \cdot \rho_s} \quad (3)$$

将式(2)和式(3)代入式(1)得到有效双光子波函数的表达式为

$$\psi(\rho_1, d_1, t_1; \rho_2, d_2, t_2) = -\frac{\omega_s \omega_i}{4\pi^2 c^2 d_1 d_2} \cdot \psi_0 \cdot e^{j\left(\frac{\omega_s d_1 + \omega_i d_2}{c}\right)} e^{-j(\omega_s t_1 + \omega_i t_2)} \int d\kappa_s d\kappa_i \delta(\kappa_s + \kappa_i) \times \int d\omega_s d\omega_i \delta(\omega_s + \omega_i - \omega_p) \int_{\text{source}} d\rho_s e^{j\kappa_s \cdot \rho_s} e^{j\frac{\omega_s}{2cd_1} |\rho_s - \rho_1|^2} \int_{\text{source}} d\rho_s e^{j\kappa_i \cdot \rho_s} e^{j\frac{\omega_i}{2cd_2} |\rho_s - \rho_2|^2} \quad (4)$$

由于信号和参考光子在 PBS 输出面的任意位置处有相同的检测概率<sup>[15]</sup>,且 D<sub>1</sub> 和 D<sub>2</sub> 处光子的联合检测概率可由 Glauber 二阶光检测理论<sup>[16]</sup>计算得到。于是, D<sub>1</sub> 和 D<sub>2</sub> 处光子的二阶关联函数可表示为

$$g^2(\rho_1, d_1, t_1; \rho_2, d_2, t_2) = |\psi(\rho_1, d_1, t_1; \rho_2, d_2, t_2)|^2 \quad (5)$$

因此,单光子探测器将光信号转换为电信号并记录光子的到达时间,然后对 D<sub>1</sub> 和 D<sub>2</sub> 探测到的时间脉冲序列进行符合计数,便可得到目标图像以及光源与目标的距离。

### 2.1 纠缠光源的产生和分发

考虑到 PPKTP 晶体具有较强的抗激光损伤能力以及产生纠缠光的效率高、强度大等特点<sup>[17]</sup>,本文利用 PPKTP 晶体制备纠缠光子对。在满足准相位匹配条件<sup>[18-19]</sup>下,泵浦光入射 PPKTP 晶体以得到共线输出的两束下转换光,其中一束称为信号光,另一束称为参考光,如图 2 所示。

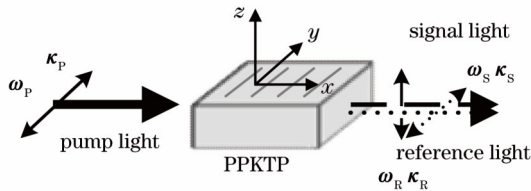


图 2 纠缠光子对产生过程示意图

Fig. 2 Schematic diagram of generation process of entangled photon pair

图 2 中,PPKTP 晶体 SPDC 过程产生的纠缠光子对满足如下关系:

$$\begin{cases} \omega_p = \omega_s + \omega_r \\ \Delta\kappa = \kappa_p - \kappa_s - \kappa_r - \frac{2\pi}{\Lambda} \end{cases} \quad (6)$$

式中:Δκ 为相位失配量;ω<sub>j</sub> 和 κ<sub>j</sub> (j=P, S, R) 分别表示泵浦光 (j=P)、信号光 (j=S) 或参考光 (j=R) 的角频率和波矢;Λ 为 PPKTP 晶体的极化周期。本文通过控制 Λ 来补偿 SPDC 过程中的相位失配量,以提高纠缠光子对的产生效率。

此外,本文利用焦距分别为 100 mm 和 50 mm 的透镜 1 和透镜 2 构成光束缩束组合以对泵浦光进行缩束,使其能量更加集中,同时利用透过波长为 405 nm 的 HWP 和 QWP 将泵浦光调制为线偏振光,以提高 SPDC 过程的转换效率。经过上述过程,信号光和参考光具有

偏振纠缠(偏振方向相互垂直)且波长为 810 nm。信号光透过 PBS 照射目标物体并被 D<sub>1</sub> 收集,参考光则被 PBS 反射至 DMD,并通过 DMD 控制光束偏转以实现参考光路的纵向扫描,最后被 D<sub>2</sub> 收集。同时,本文利用焦距为 125 mm 的聚焦透镜 3 和透镜 4 分别对信号和参考光路的光束进行会聚,并通过透过波长为 810 nm 的窄带滤波片滤除杂光,以提高 D<sub>1</sub> 和 D<sub>2</sub> 收集光束的纯净度。

纠缠光子对产生效率低会限制成像速度,故为了保证成像过程中获取的符合计数值的准确性,需要大量的时间开销来捕获足够的纠缠光子对,即在给定的时间内,纠缠光子对产生效率的降低会导致成像质量的下降。对于经典量子成像方法,在成像过程中需要对每个像素进行符合计数修正,这一过程需要大量的光子信息,所以本文利用 DMD 选取局部区域进行符合计数,仅利用局部区域内少量的光子信息便可得到信号光路和参考光路的时延差,并对成像时获得的光子到达时间序列进行修正。相较于经典量子成像方法,本文所提双步符合计数法所需的光子数更少,能够在较低纠缠光子对产生效率条件下得到较好的成像质量。

### 2.2 局部符合计数测距

在目标位置未知的情况下,须对信号和参考光路的延时差进行校正,才可获得较为准确的符合计数值。基于此,本文通过 DMD 在成像区域(大小为 N × M)内选取测距区域(大小为 n × m),如图 3 所示,并利用单光子探测器获取信号和参考光路的光子信息,然后进行延时符合计数以得到两条光路的延时差。

当测距区域选定后,通过 DMD 在该区域内以像素为单位进行扫描,将扫描时间 T<sub>d</sub> 内 D<sub>1</sub> 和 D<sub>2</sub> 探测到

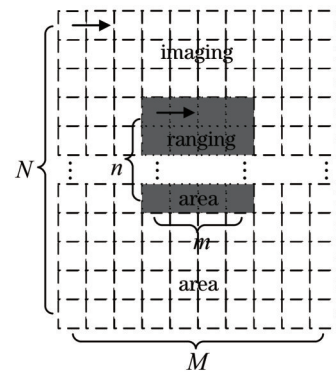


图 3 成像和测距区域示意图

Fig. 3 Schematic diagram of imaging and ranging areas



的信号和参考光子到达时间脉冲序列分别记为  $RS_i$  和  $RR_i$  ( $t=1, 2, \dots, T_r, \dots, 2T_r, \dots, T_d$ ), 其中,  $T_d = nT_r$  ( $n \in \mathbb{N}^+$ ),  $T_r$  为单光子探测器工作周期。以  $RR_i$  为参考时间序列将  $RS_i$  和  $RR_i$  的首个光子时间脉冲对齐, 并将  $RS_i$  和  $RR_i$  对应探测时刻的序列值相减以得到时间序列差值  $\Delta SR_i$ 。通过设定时间范围  $[0, T]$  和

符合门宽  $W$ , 判断  $\Delta SR_i$  是否在  $[a - W/2, a + W/2]$  ( $a=0, \dots, T$ ) 内, 并统计  $\Delta SR_i$  在该时间范围内的分布, 以绘制信号和参考光子到达时间差的二阶关联曲线  $g(a)$ , 其峰值对应的时间  $a$  即为信号和参考光路的延时差  $\Delta T$ , 进而得到光源与目标的距离, 其中,  $\Delta T$  的计算过程如算法 1 所示(图 4)。

---

**Algorithm 1: Calculation of delay difference between signal and reference optical path**

---

Input:  $RS_i, RR_i, T_d, T, C$  and  $W$   
Output:  $\Delta T$

- 1: for  $t=1:T_d$  do
- 2:  $\Delta SR_i = |RS_i - RR_i|$
- 3: end for
- 4: for  $a=0: T$  do
- 5: for  $t=T_r: T_d$  do
- 6: if  $\Delta SR_i \geq a - W/2$  and  $\Delta SR_i \leq a + W/2$
- 7:  $C = C + 1$ ; % Collects the number of  $\Delta SR_i$  in  $[a - W/2, a + W/2]$
- 8: end if
- 9: end for
- 10: end for
- 11: The second-order correlation curve  $g(a)$  of the arrival delay difference between the signal and the reference photon is plotted based on  $T$  and  $C$
- 12:  $\Delta T$  is obtained from the peak position of  $g(a)$

---

图 4 算法 1 伪代码

Fig. 4 Pseudocode for algorithm 1

由算法 1 可知, 本文将整个测距区域的信号和参考光路的光子信息获取后再进行延时符合计数以得到两条光路的延时差, 相较于经典量子成像方法<sup>[13]</sup>, 本文方法利用的光子信息更多, 估计得到的  $\Delta T$  更准确。

### 2.3 全局符合计数成像

当得到  $\Delta T$  后, 通过 DMD 对成像区域和单像素曝光时间进行控制, 并采用逐个像素点扫描的方式, 获取关于所有像素点的信号和参考光路的光子到达时间序列  $IS_i$  和  $IR_i$ 。由于信号和参考光路中光子的飞行距离

不相同,  $IS_i$  和  $IR_i$  之间存在延时差, 此时若直接进行延时符合计数则无法得到目标图像。于是, 本文将信号时间序列校正为  $IS'_i = |IS_i - \Delta T|$ , 并以像素为单位对  $IS'_i$  和  $IR_i$  两路时间序列进行符合计数, 得到符合计数值  $C(x, y)$ 。令  $C(x, y)$  的最大值和最小值分别对应灰度值 255 和 0, 然后通过线性映射将  $C(x, y)$  的其他取值映射为相应的灰度值, 以得到目标的量子图像, 该成像过程如算法 2 所示(图 5)。

成像时间主要由获取延时差的时间和获取成像

---

**Algorithm 2: Global coincidence counting imaging**

---

Input:  $IS_i, IR_i, \Delta T, P, C$  and  $W$   
Output: target image

- 1: obtain  $IS_i$  and  $IR_i$ , calculate  $IS'_i = |IS_i - \Delta T|$
- 2: for  $p=1: P$  do %  $P$  is the number of image pixels
- 3: for  $t=t1: t2$  do %  $t1$  and  $t2$  is the start and end of the detection time at each pixel, respectively
- 4: if  $\Delta t = |IS'_i - IR_i| < W$
- 5:  $C = C + 1$ ; % Count the conformance count values that meet condition  $|IS'_i - IR_i| < W$
- 6: end if
- 7: end for
- 8: end for
- 9: obtain  $C(x, y)$
- 10: let the maximum and minimum values of  $C(x, y)$  correspond to the gray values 255 and 0, respectively
- 11: for  $p=1: P$  do
- 12:  $g(p) = \frac{255 \times [C(p) - \min\{C(x, y)\}]}{\max\{C(x, y)\} - \min\{C(x, y)\}}$
- 13: end for
- 14: the target image is obtained by  $g(p)$

---

图 5 算法 2 伪代码

Fig. 5 Pseudocode for algorithm 2

信息的时间两部分组成。经典量子成像是在成像区域的每个像素内进行延时差获取,并修正光子到达时间序列,进而得到成像信息。以成像区域大小  $M \times N$  为例,需进行  $M \times N$  次延时差获取、时间序列修正和成像信息获取。根据算法时间复杂度的定义<sup>[20]</sup>,在软件程序中的时间复杂度可近似表示为  $O(p_m^3)$ ,其中,  $p_m$  为像素数。而对于同一成像目标,每个像素内的延时差波动不大,经典量子成像方法会进行重复操作,进而增加量子成像时间。与此不同,本文方法利用 DMD 选取局部测距区域,利用该区域的光子信息实现延时差的获取,可避免重复操作所增加的时间开销,相应的时间复杂度可近似表示为  $O(p_n + p_m^2)$ ,其中,  $p_n (p_n < p_m)$  为通过局部符合计数

获取延时差所需的像素数,其相较于经典量子成像方法具有更低的时间复杂度。

### 3 仿真结果与分析

#### 3.1 光源与目标距离对成像结果的影响

本文通过 DMD 将图像像素设置为  $100 \text{ pixel} \times 100 \text{ pixel}$  且单像素曝光时间设置为  $1.5 \text{ s}$ , 选取  $3 \text{ pixel} \times 3 \text{ pixel}$  大小的像素区域作为测距区域,符合门宽设为  $25 \text{ ps}$ , 由此得到的光源与目标不同距离情况下的成像结果如图 6 所示,其中,实线和虚线分别表示本文提出方法和经典量子成像方法的成像结果。此外,本文采用峰值信噪比(PSNR)作为评价指标来比较两种方法的成像质量,如图 7 所示。

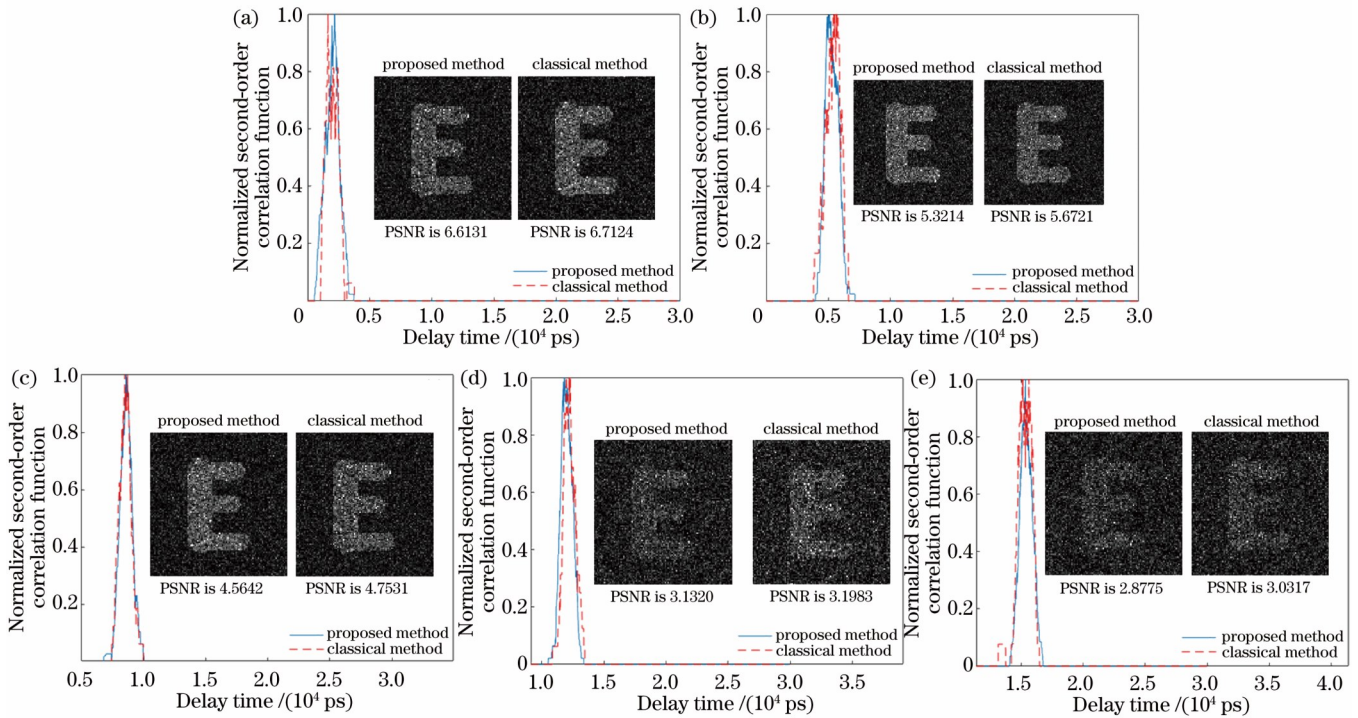


图 6 光源与目标不同距离下提出方法和经典量子成像方法的成像结果。(a) 6 m; (b) 16 m; (c) 26 m; (d) 36 m; (e) 46 m

Fig. 6 Imaging results of proposed method and classical quantum imaging method obtained under different distances between light source and target. (a) 6 m; (b) 16 m; (c) 26 m; (d) 36 m; (e) 46 m

由图 6 和图 7 可知,随着光源与目标距离的增大,成像质量下降。虽然本文提出方法的成像质量略低于

经典量子成像方法,但所需的成像时间开销显著降低,如表 1 所示。

表 1 光源与目标不同距离下提出方法和经典量子成像方法的成像时间开销及提出方法的测距误差

Table 1 Imaging time overhead of proposed method and classical quantum imaging method and ranging error of proposed method under different distances between light source and target

Distance between light source and target / m	Time overhead of proposed method / s	Time overhead of classical method / s	Ranging error of proposed method / m
6	0.2608	178.5468	0.039
16	0.2360	181.2741	0.041
26	0.2432	179.2568	0.045
36	0.2336	178.1547	0.030
46	0.2323	178.6712	0.040

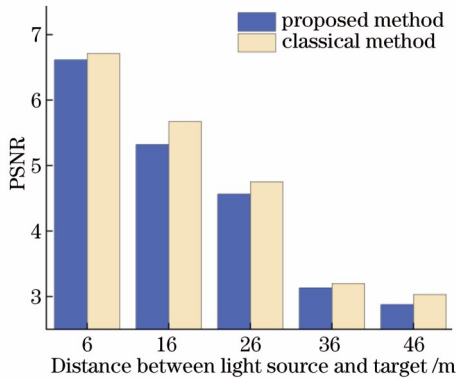


图7 光源与目标不同距离下提出方法和经典量子成像方法的图像 PSNR 值

Fig. 7 Image PSNR values of proposed method and classical quantum imaging method under different distances between light source and target

由表1可知,经典量子成像方法的平均成像时间开销为 179.1807 s,而本文方法仅为 0.2412 s。因此,本文方法的成像质量虽略低于经典量子成像方法,但

能显著提升成像效率且可获得光源与目标的距离,相应的平均测距误差为 0.039 m。

### 3.2 测距区域大小对成像结果的影响

不失一般性,以光源与目标距离为 16 m 为例,图8给出了不同测距区域大小下的成像结果,其中,实线和虚线分别表示本文提出方法和经典量子成像方法的成像结果。类似地,图9比较了两种方法图像的 PSNR 值。

由图8和图9可知,随着测距区域大小的增大,成像质量提高。当测距区域大于  $16 \text{ pixel} \times 16 \text{ pixel}$  时,本文方法的成像质量优于经典量子成像方法,其主要原因在于经典量子成像方法仅利用单个像素位置的光子信息进行延时差估计,而本文方法是将测距区域内所有像素处的光子信息进行整体处理,光子信息的增加可获得更为准确的符合计数值,进而得到更好的成像质量。在不同测距区域大小情况下,本文提出方法和经典量子成像方法的时间开销及本文提出方法的测距误差如表2所示。

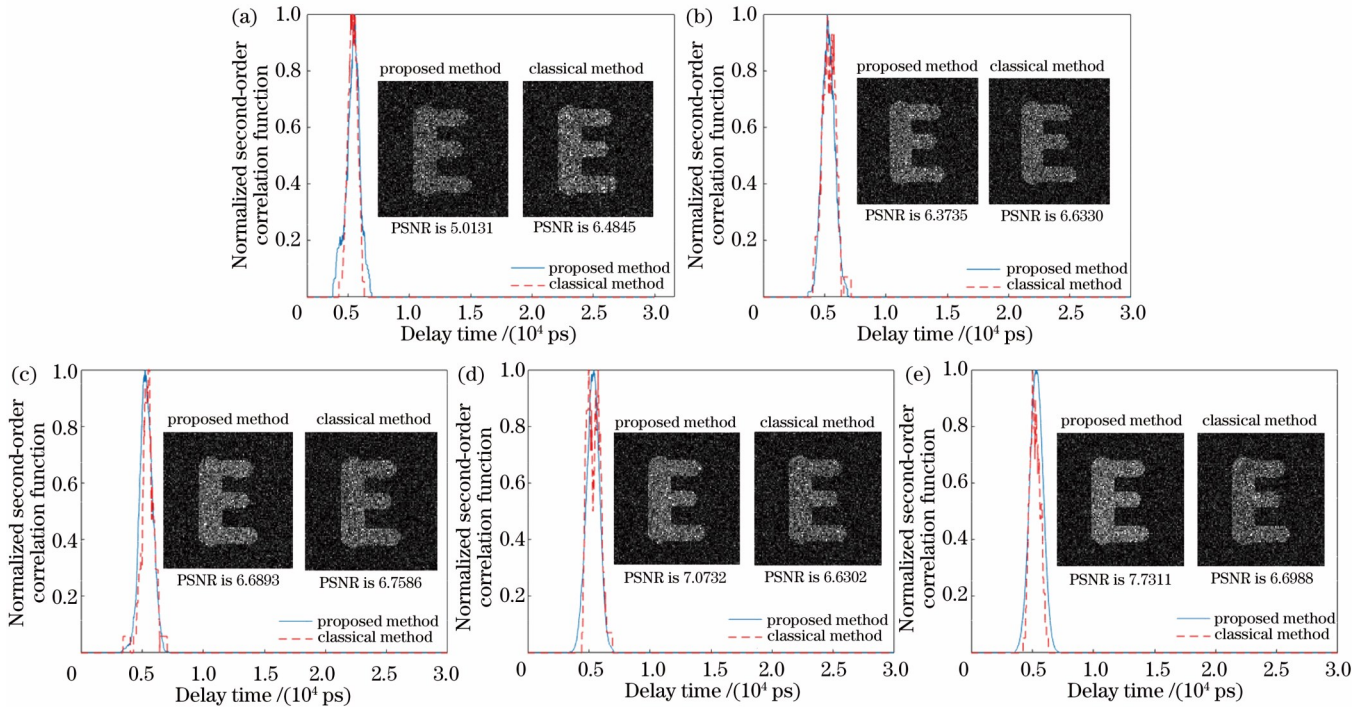


图8 不同测距区域大小下提出方法和经典量子成像方法的成像结果。(a)  $4 \text{ pixel} \times 4 \text{ pixel}$ ; (b)  $8 \text{ pixel} \times 8 \text{ pixel}$ ; (c)  $16 \text{ pixel} \times 16 \text{ pixel}$ ; (d)  $32 \text{ pixel} \times 32 \text{ pixel}$ ; (e)  $64 \text{ pixel} \times 64 \text{ pixel}$

Fig. 8 Imaging results of proposed method and classical quantum imaging method under different ranging area sizes. (a)  $4 \text{ pixel} \times 4 \text{ pixel}$ ; (b)  $8 \text{ pixel} \times 8 \text{ pixel}$ ; (c)  $16 \text{ pixel} \times 16 \text{ pixel}$ ; (d)  $32 \text{ pixel} \times 32 \text{ pixel}$ ; (e)  $64 \text{ pixel} \times 64 \text{ pixel}$

由表2可知,相较于经典量子成像方法的成像时间开销(平均成像时间开销为 180.1317 s),本文方法的成像效率显著提升(平均成像时间开销为 1.1326 s),同时可得到精确的目标测距结果。

### 3.3 单像素曝光时间对成像结果的影响

通过 DMD 将图像像素设置为  $100 \text{ pixel} \times 100 \text{ pixel}$ ,并设定符合门宽为 25 ps,测距区域大小为

$64 \text{ pixel} \times 64 \text{ pixel}$ ,得到表3所示的本文提出方法和经典成像方法的成像结果。

由表3可知,随着单像素曝光时间的增加,每个像素处接收的光子数增多,进而可得到更准确的符合计数值。本文方法在单像素曝光时间为 1、2、3 s 时对应的 PSNR 分别为 4.2914、14.6427、17.8427;经典量子成像方法在单像素曝光时间为 1、2、3 s 时对应的




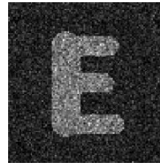
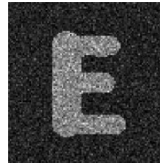



表 2 不同测距区域大小下提出方法和经典量子成像方法的成像时间开销及提出方法测距误差

Table 2 Imaging time overhead of proposed method and classical quantum imaging method and ranging error of proposed method under different ranging area sizes

Ranging area size /pixel	Time overhead of proposed method /s	Time overhead of classical method /s	Ranging error of proposed method /m
$4 \times 4$	0.1847	180.4723	0.0290
$8 \times 8$	0.2503	179.8429	0.0253
$16 \times 16$	0.5409	181.2158	0.0220
$32 \times 32$	1.1566	179.6154	0.0178
$64 \times 64$	3.5303	179.5123	0.0044

表 3 不同单像素曝光时间下提出方法和经典量子成像方法的成像结果

Table 3 Imaging results of proposed method and classical quantum imaging method under different single pixel exposure time

Single pixel exposure time /s	1	2	3
Proposed method			
Classical method			

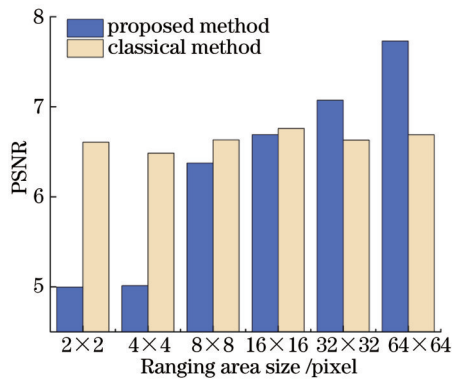


图 9 不同测距区域大小下提出方法和经典量子成像方法的图像 PSNR 值

Fig. 9 Image PSNR values of proposed method and classical quantum imaging method under different ranging area sizes

PSNR 分别为 3.1075、12.8154、17.7154。随着单像素曝光时间的增加,成像质量也会随之提高。

图 10 比较了不同单像素曝光时间和测距区域大小对成像质量的影响。由图可知,测距区域越大,本文方法用于修正两条光路时间差的数据越多,得到的符合计数值越准确,成像质量越好。此外,随着测距区域的增大,本文方法的图像 PSNR 值会逐渐高于经典方法。

#### 4 实测结果与分析

为了进一步验证本文方法的有效性,根据图 1 所

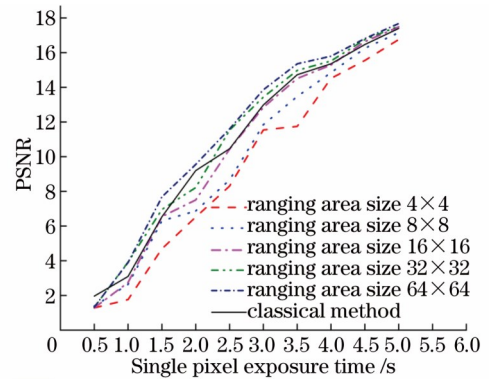


图 10 不同单像素曝光时间下提出方法和经典量子成像方法的图像 PSNR 值

Fig. 10 Image PSNR values of proposed method and classical quantum imaging method under different single pixel exposure time

示光路图搭建了实际的量子成像光路,如图 11 所示。与仿真条件一致,实验选用波长为 405 nm 的激光作为泵浦光来激励 PPKTP 晶体,并对泵浦光偏振态和 PPKTP 温度进行控制以提高 SPDC 效率。对于 SPDC 过程产生的共线波长为 810 nm 的纠缠光子对,通过 PBS 分为信号和参考光子,然后利用桶探测器  $D_1$  对透过目标的信号光子进行收集,而对于留存本地的参考光子,则经过 DMD 二维平面扫描后被面探测器  $D_2$  收集。

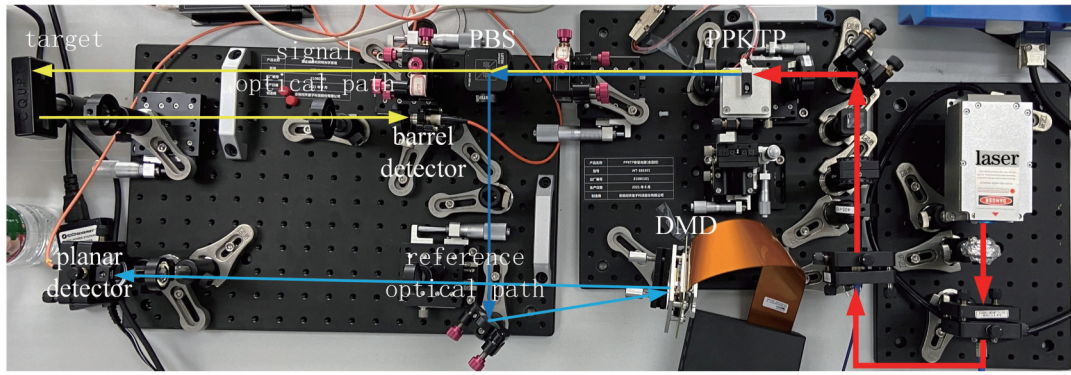


图 11 实际的量子成像光路

Fig. 11 Actual quantum imaging optical path

实验选择英文字母“X”作为待成像目标,并将单像素曝光时间、符合门宽值和测距区域大小分别设置

为 1.5 s、25 ps 和 6 pixel × 6 pixel,得到如表 4 所示的光源与目标不同距离下的成像结果。

表 4 光源与目标不同距离下的成像结果

Table 4 Imaging results under different distances between light source and target

Distance between light source and target /m	0.8	1.0	1.2
Proposed method			
Classical method			

由表 4 可知,随着光源与目标距离的增大,探测器接收到的光子数减少,符合计数的随机性变大,成像质量下降。当光源与目标距离分别为 0.8、1.0、1.2 m 时,经典方法的图像 PSNR 分别为 13.8574、11.7469、10.1985,平均成像时间为 81.5431 s;而本文方法的图像 PSNR 分别为 14.1682、11.5637、10.0415,平均成像时间为 0.7189 s。可见,虽然本文方法的成像质量略低于经典方法,但成像效率得到了显著提高。

当单像素曝光时间、符合门宽值和成像距离分别设置为 1.5 s、25 ps 和 1 m 时,通过 DMD 改变测距区域大小得到的成像结果如表 5 所示。

表 5 不同测距区域下的成像结果

Table 5 Imaging results under different ranging area sizes

Ranging area size /pixel	3 × 3	6 × 6	9 × 9
Proposed method			
Classical method			

由表 5 可知,测距区域越大,信号和参考光路的时延差估计就越精确,进而得到越准确的符合计数值。当测距区域大小为 3 pixel × 3 pixel、6 pixel × 6 pixel、9 pixel × 9 pixel 时,经典方法的图像 PSNR 分别为 11.8574、11.7469、11.7985,平均成像时间为 80.1573 s;而本文方法的图像 PSNR 分别为 10.1682、11.5637、14.0415,平均成像时间为 0.8273 s。

最后,当测距区域大小、成像距离和符合门宽值分别设置为 6 pixel × 6 pixel、1 m 和 25 ps 时,不同单像素曝光时间下的成像结果如表 6 所示。

表 6 不同单像素曝光时间下的成像结果

Table 6 Imaging results under different single pixel exposure time

Single pixel exposure time /s	0.5	1.5	2.5
Proposed method			
Classical method			



由表 6 可知,随着单像素曝光时间的增加,每个像素位置处的符合计数值增大,图像亮度增加。当单像素曝光时间为 0.5、1.5、2.5 s 时,经典方法的图像 PSNR 分别为 2.3574、6.7469、10.7985,平均成像时间为 80.1478 s;而本文方法的图像 PSNR 分别为 2.1682、6.5637、8.0415,平均成像时间为 0.7684 s,该变化规律与仿真结果一致,从而进一步验证了本文方法的有效性。

## 5 结 论

本文在纠缠光符合计数成像的基础上,提出了一种基于双步符合计数的纠缠光量子成像方法。该方法在目标位置未知的情况下,自适应地获取并修正信号和参考光路的延时差,进而得到更为精确的符合计数值,实现对目标的量子成像及距离估计。相较于经典量子成像方法中对每个像素进行符合计数修正,本文方法利用 DMD 选取局部区域进行符合计数,用得到的时延差对成像时获得的光子到达时间序列进行修正。该方法减少了经典成像方法中的重复操作,可在保证一定成像质量的前提下,提高成像速率,且随着光源与目标距离的减小和测距区域的增大,成像质量可以得到有效提升。此外,本文搭建了实际的量子成像光路,得到了与仿真结果一致的实验结论,进一步验证了本文方法的有效性。

### 参 考 文 献

- [1] Gilaberte B M, Setzpfandt F, Steinlechner F, et al. Perspectives for applications of quantum imaging[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2019, 13(10): 1900097.
- [2] 任钊恒, 苗强, 吴德伟, 等. 基于空间关联量子信号的成像方案[J]. *激光与光电子学进展*, 2023, 60(6): 0627001.  
Ren Z H, Miao Q, Wu D W, et al. Imaging scheme based on spatially correlated quantum signals[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2023, 60(6): 0627001.
- [3] 侯明轩, 侯昌伦. 关联成像应用及其最新进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2023, 60(2): 0200003.  
Hou M X, Hou C L. Application of correlation imaging and its latest progress[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2023, 60(2): 0200003.
- [4] Padgett M J, Boyd R W. An introduction to ghost imaging: quantum and classical[J]. *Philosophical Transactions. Series A, Mathematical, Physical, and Engineering Sciences*, 2017, 375(2099): 20160233.
- [5] 杨裕, 谷一英, 胡晶晶, 等. 基于相位型空间光调制器的光束控制技术[J]. *红外与激光工程*, 2022, 51(7): 20210743.  
Yang Y, Gu Y Y, Hu J J, et al. Research on beam control technology based on a phase spatial light modulator[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2022, 51(7): 20210743.
- [6] 秦洁心. 空间光调制器在关联成像技术中的应用研究[D]. 合肥: 中国科学院大学, 2012: 10-15.  
Qin J X. Application of spatial light modulator in correlation imaging technology[D]. Hefei: University of Chinese Academy of Sciences, 2012: 10-15.
- [7] Bromberg Y, Katz O, Silberberg Y. Ghost imaging with a single detector[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(5): 053840.
- [8] 李畅, 高超, 邵嘉琪, 等. 基于压缩感知重构算法的哈达玛鬼成像[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(10): 1011032.  
Li C, Gao C, Shao J Q, et al. Hadamard ghost imaging based on compressed sensing reconstruction algorithm[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(10): 1011032.
- [9] 邢思远, 王超, 徐森, 等. 数字微镜器件超分辨成像光学系统装调误差影响研究[J]. *中国光学*, 2021, 14(5): 1194-1201.  
Xing S Y, Wang C, Xu M, et al. Influence of alignment error on DMD super-resolution imaging optical system[J]. *Chinese Optics*, 2021, 14(5): 1194-1201.
- [10] 匡珺洁, 罗宁宁, 张静雅, 等. 基于空间光调制器的并行微纳光刻技术研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2022, 59(11): 1100009.  
Kuang J J, Luo N N, Zhang J Y, et al. Research progress of parallel micro-nano lithography technology based on spatial light modulator[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(11): 1100009.
- [11] 汪喜林, 刘志峰, 高小钦, 等. 基于自发参量下转换的光子轨道角动量量子纠缠[J]. *光学学报*, 2022, 42(3): 0327012.  
Wang X L, Liu Z F, Gao X Q, et al. Quantum entanglement with photonic orbital angular momentum based on spontaneous parametric down-conversion[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(3): 0327012.
- [12] 丛爽, 宋媛媛. 量子定位系统中符合计数与到达时间差的获取[J]. *北京航空航天大学学报*, 2020, 46(10): 1834-1843.  
Cong S, Song Y Y. Coincidence counting and acquisition of the time difference of arrival in quantum positioning systems[J]. *Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics*, 2020, 46(10): 1834-1843.
- [13] Shih Y. Quantum imaging[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2007, 13(4): 1016-1030.
- [14] Xu C N, Wang L G. Theory of light propagation in arbitrary two-dimensional curved space[J]. *Photonics Research*, 2021, 9(12): 2486-2493.
- [15] Magaña-Loaiza O S, Boyd R W. Quantum imaging and information[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2019, 82(12): 124401.
- [16] Abebe T, Gemechu N, Shogile K, et al. Entanglement quantification using various inseparability criteria for correlated photons[J]. *Romanian Journal of Physics*, 2020, 65(3/4): 107.
- [17] 周飞, 曹原, 印娟, 等. 基于百公里量子通信实验的可移动式一体化纠缠源[J]. *红外与毫米波学报*, 2015, 34(2): 224-229.  
Zhou F, Cao Y, Yin J, et al. Integrated and portable entanglement source used for quantum communication over 100 kilometers[J]. *Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2015, 34(2): 224-229.
- [18] Kim H, Kwon O, Moon H S. Pulsed Sagnac source of polarization-entangled photon pairs in telecommunication band[J]. *Scientific Reports*, 2019, 9: 5031.
- [19] 杜金恒, 宋伟, 张怀金. 三维准相位匹配研究进展[J]. *中国激光*, 2021, 48(12): 1208001.  
Du J H, Song W, Zhang H J. Advances in three-dimensional quasi-phase matching[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(12): 1208001.
- [20] 刘怀愚, 朱昌杰, 李璟. 时间复杂度的几种计算方法[J]. *电脑知识与技术*, 2011, 7(19): 4636-4638.  
Liu H Y, Zhu C J, Li J. Several calculation methods of time complexity[J]. *Computer Knowledge and Technology*, 2011, 7(19): 4636-4638.

# Entangled Optical Quantum Imaging Method Based on Two-Step Coincidence Counting

Zhou Mu<sup>1,2\*</sup>, Ji Changyin<sup>1,2</sup>, Wang Yong<sup>1,2</sup>, Cao Jingyang<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*School of Communications and Information Engineering, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, China;*

<sup>2</sup>*Engineering Research Center of Mobile Communications, Ministry of Education, Chongqing 400065, China*

## Abstract

**Objective** Classical optical imaging requires that the light source, object, imaging lens, and imaging plane are in a collinear position, and the first-order correlation property of the light field is employed to obtain the object information for imaging. Different from classical optical imaging, quantum imaging divides the imaging optical path into the signal optical path and the reference optical path and separates the process into the detection process and imaging process, which can complete imaging in the case that classical optical imaging cannot be achieved. As an important development field of quantum information science, quantum precision measurement studies how to utilize quantum effects to measure physical quantities. Compared with traditional measurement techniques, quantum precision measurement has more advantages in measurement accuracy, sensitivity, and security. In the medical and aerospace fields, it has caught widespread attention in China and abroad, with great development potential. Although quantum imaging is based on photon arrival time series received on signal and reference optical paths for coincidence measurement or intensity correlation to achieve imaging, with strong anti-interference ability compared with classical optical imaging, there are still some problems. In the reference optical path, it is necessary to adopt digital micromirror device (DMD) for two-dimensional spatial scanning to obtain spatial information. Pixel-by-pixel scanning is required to obtain accurate coincidence values, which limits imaging efficiency. To improve the efficiency of entangled optical quantum imaging, our study adopts the two-step coincidence counting method to quickly obtain target imaging information and reduce the time overhead of entangled optical quantum imaging.

**Methods** First, the pump light generated by the laser is modulated by the combination of the lens and wave plate to improve the efficiency of spontaneous parametric down-conversion of the periodically poled KTiOPO<sub>4</sub> (PPKTP) crystal. Second, the ranging region is selected by the DMD to construct the difference value of the single-photon time pulse sequence. Third, this difference value is leveraged to complete local coincidence counting to obtain the time difference between signal and reference optical paths. Fourth, by controlling the DMD, the imaging region is selected; the single-photon time pulse sequence is corrected, and then global coincidence counting is completed by this corrected sequence. Finally, the quantum image of the target is obtained by mapping the coincidence counting value into the gray value.

**Results and Discussions** As the distance between the light source and the target increases, the image quality decreases (Figs. 4 and 5). Although the imaging quality of the proposed method is slightly lower than that of the classical quantum imaging method, the required imaging time overhead is significantly reduced. The average imaging time overhead of the classical quantum imaging method is 179.1807 s, while that of our method is only 0.2412 s. Our method can significantly improve imaging efficiency and obtain the distance between the light source and the target, and the corresponding average ranging error is 0.039 m (Table 1). With the increasing ranging area size, the imaging quality improves. When the ranging region is greater than 16 pixel × 16 pixel, the imaging quality of our proposed method is better than that of the classical quantum imaging method. The main reason is that the classical quantum imaging method only employs the photon information of a single pixel position to estimate the delay difference, while our method processes the photon information of all pixels in the ranging region. The increase in photon information can obtain more accurate coincidence values and better imaging quality (Figs. 6 and 7). Compared with the imaging time overhead of the classical quantum imaging method (with an average imaging time overhead of 180.1317 s), the imaging efficiency of our method is significantly improved (with an average imaging time overhead of 1.1326 s), and meanwhile, accurate target ranging can be achieved spontaneously (Table 2). With the rising single pixel exposure time (SPET), the number of photons received at each pixel increases, and then more accurate coincidence values can be obtained. When SPET are 1, 2, and 3 s, the PSNRs of the proposed method are 4.2914, 14.6427, and 17.8427 respectively, while the PSNRs of the classical quantum imaging method are 3.1075, 12.8154, and 17.7154 respectively. As the SPET increases, the image quality also improves (Table 3). In addition, a real optical path is built to conduct actual experiments based on the above simulation analysis. The associated results are shown in Table 4, Table 5, and Table 6, and are consistent with simulation results.

**Conclusions** A new entangled optical quantum imaging method based on two-step coincidence counting is proposed. This method adaptively acquires and corrects the delay difference between signal and reference optical paths when the target location is unknown to obtain more accurate coincidence values and realize quantum imaging and distance estimation of the target. Compared with the classical quantum imaging method that corrects coincidence counting for each pixel, the proposed method employs the DMD to select local areas for coincidence counting and then utilizes the delay difference obtained during the imaging to correct the photon arrival time series. This method can reduce repeated operations in the classical quantum imaging method and improve the imaging speed on the premise of ensuring certain imaging quality. In addition, with the decreasing distance between the light source and the target and the increasing ranging area, the imaging quality can be effectively improved. Furthermore, an actual quantum imaging optical path is built, and the corresponding experimental results are consistent with simulation results, verifying the effectiveness of the proposed method.

**Key words** quantum entanglement; quantum imaging; coincidence counting; digital micromirror device; imaging efficiency