



纠缠态量子探测系统的恒虚警检测方法研究

卫容宇 李军 张大命 王炜皓

Research on method of constant false alarm rate of entangled state quantum detection system

Wei Rong-Yu Li Jun Zhang Da-Ming Wang Wei-Hao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 010303 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211121

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211121>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

纠缠态量子探测系统的恒虚警检测方法研究*

卫容宇 李军† 张大命 王炜皓

(西安电子科技大学雷达信号处理国家重点实验室, 西安 710071)

(2021年6月13日收到; 2021年9月2日收到修改稿)

纠缠态量子探测是将量子力学与信息科学相结合, 应用在目标探测领域的一种新技术, 其在灵敏度、抗干扰能力等方面具有突破传统探测技术的潜力. 在雷达探测领域, 恒虚警检测是一项具有重要的意义和应用价值的技术. 然而, 对于纠缠态量子探测系统中恒虚警检测方法的研究还没有展开, 本文针对这一问题, 提出了一种纠缠态量子探测系统的恒虚警检测方法. 该方法通过系统对噪声的实时估计, 自适应调整检测门限, 使得纠缠态量子探测系统在检测过程中始终保持恒定的虚警概率. 仿真结果表明, 所提恒虚警检测方法是正确和有效的, 能够实现纠缠态量子探测系统的恒虚警检测功能. 该方法提升了纠缠态量子探测系统的灵活性和适应性, 为量子探测技术进一步走向实用及应用奠定了理论基础.

关键词: 量子探测, 纠缠态, 恒虚警检测**PACS:** 03.67.-a, 07.07.Df**DOI:** 10.7498/aps.71.20211121

1 引言

量子探测, 是将量子力学与信息科学相结合, 应用在目标探测领域中的一种新技术. 与基于经典电磁波理论的传统探测技术不同, 量子探测利用电磁场的量子特性, 具有超越传统探测技术, 实现高背景噪声下, 以微弱信号对微弱目标完成高灵敏度检测的潜力.

1976年, 美国加州大学的 Carl W. Helstrom 发表了《量子检测与估计理论》, 为量子探测奠定了重要的理论基础. 自 21 世纪以来, 随着量子信息科学的快速发展, 来自美国麻省理工学院、路易斯安那州立大学 (LSU) 和德克萨斯大学奥斯汀分校 (UT) 等的研究团队, 提出了多种量子探测方案^[1,2]. 在量子信息科学中, 传统测量方法不能突破量子标准的极限, 利用量子纠缠可实现此突破, 达到海森堡极限. 由于纠缠的独特性质, 理论上使用

纠缠态信号的量子探测系统^[3,4] 最能够体现量子技术的优势. 目前, 基于纠缠信号的量子探测技术还在不断的发展和完善过程中.

2008年, Seth Lloyd^[5] 提出量子照明概念并提出纠缠光信号与经典信号相比在目标检测信噪比方面有指数倍提升. 2009年, Tan 等^[6] 又提出了高斯态的量子照明理论, 进一步完善基于纠缠态的量子检测理论. 2013年, 意大利的 Lopaeva 等^[7] 搭建了第一个量子照明实验, 验证了纠缠信号相对于经典相关信号的信噪比提升能力. 2015年, Barzanjeh^[8] 等设计了一种工作在微波波段的新量子照明雷达. 2018年, Benjamin 等^[9] 又设计了一种仅利用纠缠信号时间相关性的量子探测系统, 完成了相对于经典信号在目标检测灵敏度方面提升的对比实验. 2019年, 一个由多国科学家组成的研究小组在实验室中利用约瑟夫森参量转换器产生的微波纠缠信号实现了微波量子照明雷达的原理验证, 并完成了对 1 m 处目标的高灵敏度检测^[10].

* 国家自然科学基金 (批准号: 61771015) 和陕西省重点研发计划 (批准号: 2019ZDLGY09-04).

† 通信作者. E-mail: junli01@mail.xidian.edu.cn

以上研究表明,从光波段到微波波段,纠缠信号中超越经典的强关联性在量子探测领域已经展现出了量子优势,并且相关的理论及实现方法正处于快速的发展中.同时,由于量子探测技术从生物科学到安全领域^[11,12]的广泛应用,该项技术也吸引了越来越多的关注,不断有新的研究成果产生^[13,14].

恒虚警检测是一种在噪声背景下,对目标进行自适应检测的信号处理技术,其特点是能够针对不断变化的背景噪声使探测系统保持恒定的虚警概率,被广泛应用于目标检测中,尤其在雷达中具有极强的应用价值^[15].但由于量子探测系统的体制与经典系统不同,且量子信号的形式及数学模型也与经典存在很大差异,现有经典探测系统的恒虚警检测技术无法完全适用于纠缠态量子探测中.并且,国内外关于纠缠态量子探测系统恒虚警检测方法的研究还未展开,随着量子探测技术的不断发展和走向应用,对于纠缠态量子探测系统恒虚警检测理论与方法的研究具有重要的意义.

本文针对上述问题,构建了基于时间相关单光子计数(Time-correlated single photon counting, TCSPC)的纠缠态量子探测系统,并提出了相应的恒虚警检测理论与方法,实现了纠缠态量子探测系统的恒虚警检测功能,提升了量子探测系统的灵活性和适应性,为纠缠态量子探测技术进一步走向实用和应用奠定了理论基础.

2 纠缠态量子探测系统

在纠缠态量子探测系统中,将泵浦光照射到非线性晶体上,泵浦光子会以一定的概率发生自发参量下转换^[16,17](Spontaneous parameter down conversion, SPDC)过程,晶体近乎同时泵浦出两个光子.将这两个光子分别作为信号光子和参考光

子.此时,信号光子和参考光子处于一对纠缠态中,可表示为

$$|\psi\rangle = c_0 \sum_{s,i} \delta(w_s + w_i - w_p) \times \delta(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p) \hat{a}_s^\dagger(\mathbf{k}_s) \hat{a}_i^\dagger(\mathbf{k}_i) |0\rangle, \quad (1)$$

其中, w_j, \mathbf{k}_j ($j = s, i, p$)是信号光(signal)、参考光(idler)和泵浦光(pump)的频率和波矢, c_0 是归一化常数, \hat{a}_s^\dagger 和 \hat{a}_i^\dagger 分别表示信号光子和参考光子的产生算符.若泵浦光是单频的连续光,即 w_p 和 \mathbf{k}_p 可以当作常数.式中的两个 δ 函数被称为相位匹配条件:

$$\begin{aligned} w_p &= w_s + w_i, \\ \mathbf{k}_p &= \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i. \end{aligned} \quad (2)$$

纠缠态较相干光在位置、动量、时间、空间等多个维域都具有更强的关联特性^[18-20].纠缠态量子探测系统就是利用纠缠双光子信号之间的强关联特性,实现对目标的高灵敏度测量.系统的模型如图1所示.

实验中,所采用泵浦激光的波长为460 nm,偏振状态为垂直.由于激光产生的倍频作用,泵浦光中含有少量波长为920 nm的杂散光,使用截止波长为500 nm的低通滤波片滤除920 nm的杂散光.半波片用于调整泵浦光的偏振状态,增大BBO晶体的SPDC效率.所得的高纯度、特定偏振状态(垂直偏振)的泵浦光通过BBO晶体(BBO晶体尺寸为:5 mm × 5 mm × 3 mm),发生自发参量下转换,泵浦光子以一定的概率生成两个波长为920 nm的纠缠光子,此过程满足能量守恒和动量守恒定律.由于自发参量下转换效率较低,只有极少数的光子发生参量下转换,大部分光子依旧为460 nm的泵浦光子,采用中心波长为920 nm、带宽为10 nm的窄带滤波片滤掉未转换的泵浦光.之后,使用偏振分束器将高纯度、偏振方向相互垂

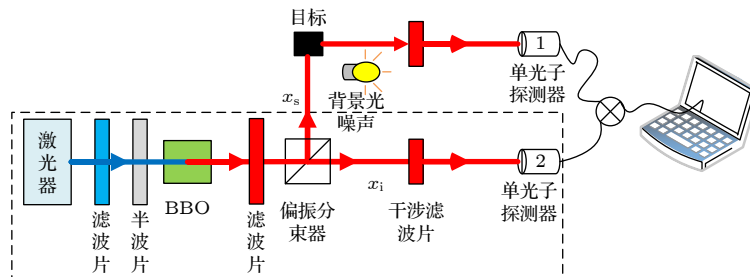


图1 纠缠态量子探测系统模型

Fig. 1. Model of the entangled state quantum detection system.

直的纠缠双光子对分开, 分为信号光 x_s 和参考光 x_r 两路. 信号光用于探测目标, 与目标作用后反射的信号光子经干涉滤波片后由单光子探测器 1 接收. 参考光直接经干涉滤波片后接收到单光子探测器 2 中. 最后将信号路和参考路中的单光子探测器连接到时间相关单光子计数模块中, 作符合测量, 并使用计算机进行信号处理, 实现恒虚警检测.

3 基于符合计数的纠缠态量子探测系统恒虚警检测原理与方法

3.1 基于符合计数的量子探测系统恒虚警检测原理

在纠缠态量子探测系统的恒虚警检测模块中, 以 TCSPC 的时间延迟窗口作为一维恒虚警检测 (Constant false alarm rate, CFAR) 的检测轴, 在此时间延迟轴上划分检测单元、保护单元、以及参考单元.

如图 2 所示, 基于符合计数的量子探测系统恒虚警检测步骤如下:

1) 采用滑窗法对时间延迟窗口内的符合值进行检测, 检测门窗长度为符合门宽 (3 ns, 即 1 个单元的长度), 滑动步长为 TCSPC 的时间分辨率 (150 ps). 记录每个滑动窗口内的符合值之和 C_i , 找出 $\max(C_i)$ 所在的窗口, 作为检测单元, 其相邻的几个窗口作为保护单元, 其余窗口作为参考单元.

2) 以所有参考单元中的符合值 C_i 作为样本, 对噪声进行估计. 根据虚警概率计算判决门限.

3) 将检测单元的符合值与噪声的估计值进行比较, 经过判决器后输出判决结果.

上述恒虚警检测方法面向基于时间相关单光子计数 (或称符合计数) 技术实现微弱信号检测的探测系统, 故同样适用于非纠缠的, 具有良好时间相关性的其他形式的信号, 如制备更加容易的弱相干态脉冲信号 [21-25] 或超短脉冲信号等. 但以非线性晶体受激泵浦产生纠缠态双光子为例, 其双光子的产生具有时间上的同步性, 相互纠缠的两路信号具有相同的光子数分布特征, 因此在系统接收到的回波光子里, 总存在与之在时间上对应的参考光子, 而这很难在非纠缠信号中实现. 后文以纠缠态信号为例, 通过分析纠缠态信号模型, 对基于符合计数的恒虚警检测理论开展了进一步的理论与仿真研究.

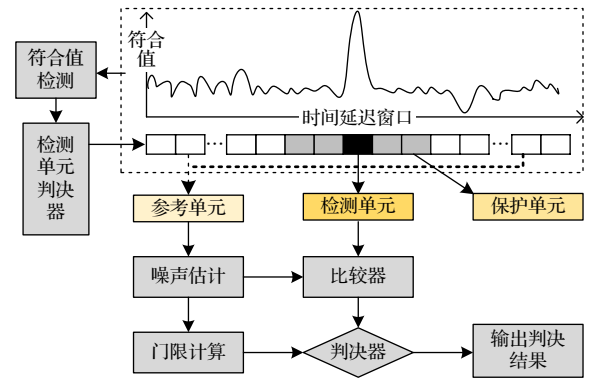


图 2 基于符合计数的量子探测系统恒虚警检测原理

Fig. 2. Principle of CFAR detection of TCSPC based quantum detection system.

3.2 纠缠态量子探测系统的信号与噪声特性分析

在经典探测系统中, 信号是连续型随机变量的电磁波, 分析电磁波信号以及噪声信号的统计特性, 可以得出信号的分布, 并通过时间连续采样、数字信号处理的手段对信号进行处理和分析.

与经典不同, 量子体制的探测系统利用了电磁波的粒子性, 在光波段称该粒子为“光子”. 一个信号光子的能量可表示为 $\hbar\omega$, 其中, \hbar 为普朗克常数. 在纠缠态量子探测系统中, 系统接收端采用的是单光子探测器, 即是对进入探测器的光子进行计数. 并且, 在纠缠态量子探测系统中, 时间相关单光子计数模块的信号也是粒子级的离散匹配值. 这与经典探测体制有着很大的不同.

由于单光子的能量极其微弱, 且将其能量粒子化, 经典描述不再适用于光量子. 在量子光学中, 对于相干态, 引入光子数算符:

$$\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}, \quad (3)$$

其中, \hat{a}^\dagger 为光子的产生算符, \hat{a} 为光子的湮灭算符. 光场的平均光子数则表示为

$$\bar{n} = \langle \alpha | \hat{n} | \alpha \rangle = |\alpha|^2. \quad (4)$$

对泵浦相干光中的光子数进行测量, 探测到 n 个光子概率为

$$P_\alpha = |\langle n | \alpha \rangle|^2 = \frac{|\alpha|^{2n}}{n!} e^{-|\alpha|^2}. \quad (5)$$

泵浦光经过自发参量下转换会产生压缩, 其光子数分布与相干态存在差别, 这种差别取决于泵浦光自发参量下转换为纠缠光中制备方式的不同, 但由于纠缠光子对是近乎同时泵浦产生的, 所以信号

光与参考光是同分布的.

假设观测到的自发参量下转换产生的信号光与参考光的光子数概率分布为

$$P(x_s = n) = P(x_i = n) = \chi(e). \quad (6)$$

设纠缠态量子探测系统中单光子探测器效率为 γ , 死时间为 T_d , 目标反射率为 η , 时间相关单光子计数符合门宽为 τ_c , 环境噪声到达率为 ρ_N ($\rho_N \leq 1$, $\rho_N = 1$ 表示单光子探测器每次经历完死时间后的探测窗口内都存在 1 个环境噪声光子). 除环境噪声外, 单光子探测器自身也会产生暗计数, 带来额外的噪声, 设单光子探测器的暗计数率为 N_d . 由于死时间的关系, 环境噪声到达率和暗计数率满足以下限制条件: $\rho_N + N_d T_d \leq 1$, 这与 $\rho_N \leq 1$ 并不冲突, 只是受限于单光子探测器探测能力, 无法分辨 2 个到达时间差很短的光子. 令 $\rho = \rho_N + N_d T_d$ 为噪声系数.

在实验中, 通过泵浦光功率、非线性晶体自发参量下转换效率等可以估计出其自发参量下转换产生的光子对数 n_p , 通过单位时间内参考路单光子探测器的计数值、探测器效率等参数, 根据光子统计特性, 可以估算出 $\chi(e)$ 的均值 $E(\chi)$. 则, SPDC 每产生 1 对纠缠光子对, 光场中实际能观测到其概率可表示为

$$P_e = E(\chi)/n_p. \quad (7)$$

则每产生 1 对纠缠光子, 经过探测链路后, 接收端单光子探测器能够探测到信号光子和参考光子的概率分别为

$$P_s = \gamma \eta P_e, \quad P_l = \gamma P_e, \quad (8)$$

其中, P_s 为信号路单光子探测器所能探测到信号光子的概率, P_l 为参考路单光子探测器所能探测到参考光子的概率. 由于暗计数在信号路和参考路中均存在, 且服从泊松分布, 因此, 参考路能够探测到光子的概率演变为

$$P_l = \gamma P_e + (1 - e^{-N_d \tau_c}). \quad (9)$$

外界环境噪声光子进入单光子探测器的数量同样服从泊松分布, 考虑单光子探测器死时间, 在每个检测窗口内, 信号路能够探测到满足符合条件的噪声光子数的概率可表示为

$$P_N = \gamma \left(1 - e^{-\frac{\rho_N \tau_c}{T_d}}\right) + (1 - e^{-N_d \tau_c}). \quad (10)$$

则在探测中, 符合到噪声光子的概率可表示为

$$P_{l,N} = \gamma^2 \left(1 - e^{-\frac{\rho_N \tau_c}{T_d}}\right) P_e + (1 - e^{-N_d \tau_c})^2. \quad (11)$$

符合到信号光子的概率可表示为

$$P_{l,S} = \gamma^2 \eta P_e. \quad (12)$$

根据以上分析, 可以得到在有目标、有噪声情况下, 符合到光子的概率变为

$$P_{l,S+N} = \gamma^2 [\eta (1 - (1 - e^{-\lambda_d})^2) + (1 - e^{-\lambda_b})(1 - \eta)] P_e + (1 - e^{-\lambda_d})^2, \quad (13)$$

其中, $\lambda_b = \rho_N \tau_c / T_d$ 表示 1 个检测窗口内满足符合条件的环境噪声光子数的均值, $\lambda_d = N_d \tau_c$ 表示 1 个检测窗口内满足符合条件的单光子探测器暗计数均值.

3.3 纠缠态量子探测系统恒虚警检测判决方法

与经典系统不同, 基于纠缠光的量子探测系统对信号的判断是基于离散光子符合计数值的. 令 x_r , x'_s , x_n 分别表示信号路单光子探测器接收信号、目标反射信号、进入单光子探测器的噪声信号. 假设在一个检测时间窗口内, 泵浦光通过 SPDC 产生的纠缠光子对数量为 M .

信号路没有目标, 只有噪声的情况下, 为假设 H_0 , $x_r = x_n$, TCSPC 模块的计数值服从泊松分布, 观测值 x 的条件概率密度函数为

$$P(x|H_0) = \frac{(M \cdot P_{l,N})^x}{x!} e^{-M \cdot P_{l,N}}. \quad (14)$$

若目标存在, 为假设 H_1 , 即 $x_r = x'_s + x_n$, TCSPC 模块的计数值同样服从泊松分布, 观测值 x 的条件概率密度函数为

$$P(x|H_1) = \frac{(M \cdot P_{l,S+N})^x}{x!} e^{-M \cdot P_{l,S+N}}. \quad (15)$$

假设符合值判决门限为 V_T , 则虚警概率 P_{fa} 和检测概率 P_d 可分别表示为

$$P_{fa} = \int_{V_T}^{+\infty} P(x|H_0) dx, \\ P_d = \int_{V_T}^{+\infty} P(x|H_1) dx, \quad (16)$$

在虚警概率是一个常数时, $P_{fa} = \alpha$, 其在每次检测过程中, 等效虚警率

$$\alpha_E = 1 - \sqrt[N]{1 - \alpha}, \quad (17)$$

其中, N 为单元个数. 根据 (14) 式—(16) 式, 符合

值判决门限 V_T 是关于 M 的函数, 表示为 $V_T = f_{\alpha_E}(M)$. 恒虚警情况下, 检测概率为

$$P_d(\alpha) = \int_{f_{\alpha_E}(M)}^{+\infty} P(x|H_1)dx. \quad (18)$$

根据奈曼-皮尔逊准则, 即在信号检测中, 保证在一定的虚警概率下, 使漏警概率最小, 或使正确检测概率达到最大. 利用拉格朗日乘子 Λ 构造目标函数

$$J = 1 - P_d + \Lambda(1 - \sqrt[N]{1 - P_{fa}} - \alpha_E) \\ = \Lambda(1 - \alpha_E) + \int_{-\infty}^{V_T} [P(x|H_1) - \Lambda P(x|H_0)]dx. \quad (19)$$

显然, 当 $\alpha_E = 1 - \sqrt[N]{1 - P_{fa}}$ 时, 使 J 达到最小等价于使 P_d 达到最大. 即:

$$P(x|H_1) - \Lambda P(x|H_0) = 0, \quad (20)$$

得 Λ 在临界点的取值为

$$\Lambda_0 = \frac{P(x = V_T | H_1)}{P(x = V_T | H_0)}, \quad (21)$$

似然比

$$\Lambda = \frac{P(x | H_1)}{P(x | H_0)}, \quad (22)$$

判决规则为: $\Lambda > \Lambda_0$, 判决有信号输入; 若 $\Lambda < \Lambda_0$ 时, 判决无信号输入.

4 性能仿真

4.1 信号源光子数对检测的影响

由于 H_0 和 H_1 两种情况下, 所得符合值均是满足泊松分布的, 可知其噪声与信号的分离程度与 M 有关. 根据所构建纠缠态量子探测系统实际情况, 参数取值为: $P_e = 0.8$, $\gamma = 0.35$, $T_d = 20$ ns, $\tau_d = 3$ ns, $\rho = 1$, $\eta = 0.1$. 图 3(a) 为 $M = 1000$, 图 3(b) 为 $M = 3000$ 和 1000 个检测周期. 信号源纠缠光子数与接收端符合噪声和信号光子数的关系如图 3 所示.

在虚警概率 $P_{fa} = 0.1$ 时, 检测概率与目标反射率 $\eta(0 \leq \eta \leq 1)$ 、发射端纠缠光子对数 M 的关系如图 4 所示

可以看出, 在虚警率一定时, 检测概率随着发射端产生的纠缠光子对数 M 和目标反射率 $\eta(0 \leq \eta \leq 1)$ 的增大而增大. 由此可得, 在该系统中, 当选定虚警概率 P_{fa} 后, 为了使目标检测概率 P_d 在目标反射率 η 为所需最小值时达到某个阈值,

系统可选择信号源光子数 M 的大小. 信号光子数取决于泵浦光功率及单次检测 (采样) 周期. 对于 M 的选取准则, 本文不做讨论. 可根据需求, 对检测的准确性、灵敏度进行灵活的调节.

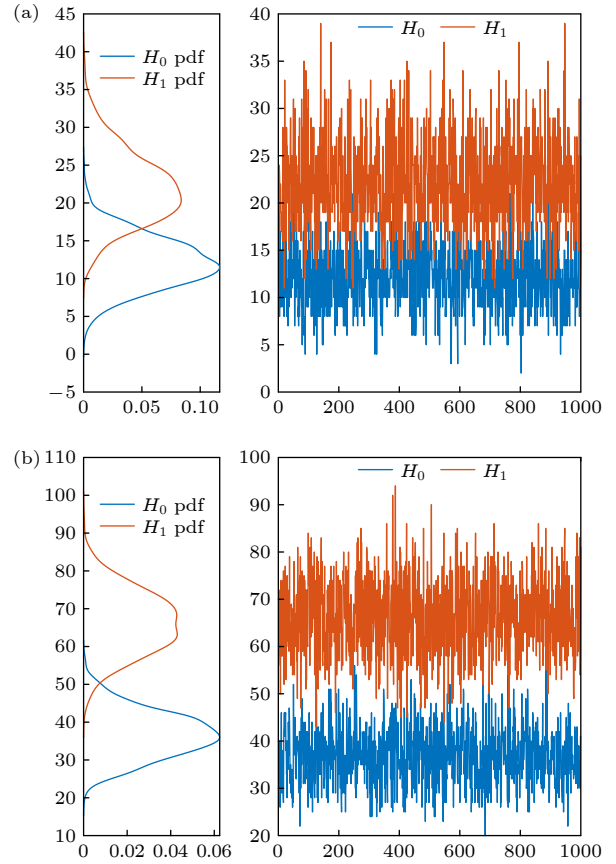


图 3 信号源纠缠光子数 M 与接收端符合噪声和信号光子数的关系 (a) $M = 1000$; (b) $M = 3000$

Fig. 3. Relationship between the number of entangled photons M of the signal source and the number of noise and signal photons at the receiver: (a) $M = 1000$; (b) $M = 3000$.

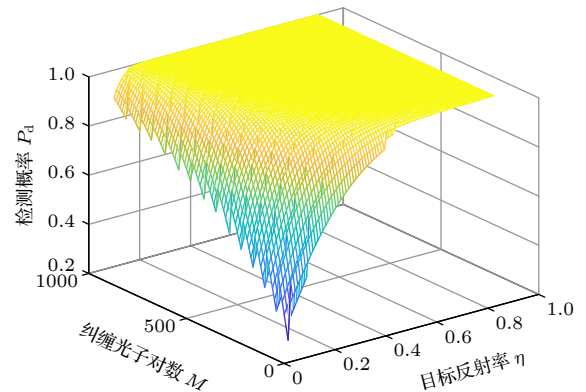


图 4 检测概率 P_d 与信号源纠缠光子数 M 及目标反射率 η 的关系

Fig. 4. Relationship between the detection probability P_d and the number of entangled photons M of the signal source and the reflectivity of the target η .

4.2 纠缠态量子探测系统恒虚警检测过程模拟

根据第3章所提恒虚警检测理论, 设纠缠态光子信号重复率与单光子探测器的探测窗口相匹配, 令虚警率 P_{fa} 为 0.1, 在目标反射率 $\eta = 0.1$, 1 个检测窗口内环境噪声光子到达率 ρ_N 分别为 0.4 和 0.8, 两路单光子探测器的暗计数率均为 $N_d = 1000$, 参考单元数为 50, 信源光子数为 2000 时, 对目标的检测过程进行模拟. 其中, 检测系统中参考单元对噪声的估计方法采用最大似然估计法.

如图5所示, 横坐标为检测周期, 其中, 前 100 个检测周期中的噪声到达率为 0.4, 后 100 个检测周期中的噪声到达率为 0.8; 纵坐标为符合计数值. 黄色实线为随机存在的反射率为 0.1 的目标, 蓝色实线为根据系统参考单元所估计出的噪声, 红色实线为根据噪声估计及虚警率所得的检测门限. 在检测周期内, 目标的存在是随机的.

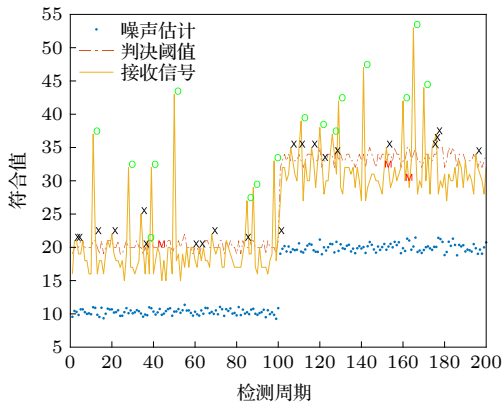


图5 纠缠态量子探测系统恒虚警检测过程仿真

Fig. 5. Simulation of constant false alarm detection process of entangled state quantum detection system.

图5中, 绿色“O”代表系统判决为存在目标, 黑色“X”则表示目标不存在情况下, 系统判决为目标存在, 即发生虚警. 红色“M”表示目标存在的情况下, 系统判决为目标不存在, 即发生漏警. 仿真结果表明, 所提纠缠光量子恒虚警检测理论能够在检测过程中, 通过对起伏的噪声进行估计, 自适应的选取判决门限, 使得系统在虚警率保持恒定的情况下, 有效完成对随机的、反射率不同的目标进行检测, 证明了该检测理论的有效性.

4.3 信噪比与检测概率的关系

在虚警率恒定的情况下, 对系统接收端信噪比

与检测概率的关系进行分析. 仿真取噪声系数 $\rho = 1$, 信号源光子数 $M = 2000$, 给出对不同虚警概率下, 信噪比与检测概率的关系如图6所示.

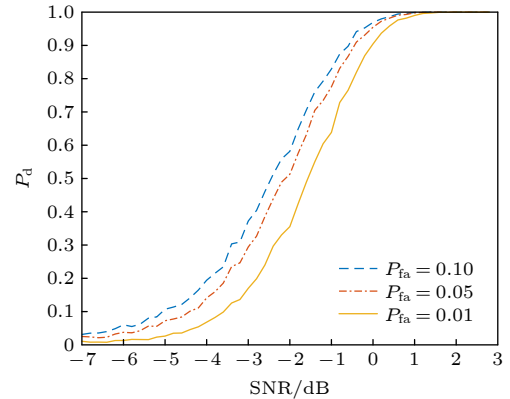


图6 不同虚警概率下, 信噪比与检测概率的关系

Fig. 6. Relationship between signal-to-noise ratio and detection probability under different false alarm rate.

如图6所示, 虚线表示虚警概率 $P_{fa}=0.1$ 时, 接收端信噪比与检测概率 P_d 的关系; 点划线表示虚警概率 $P_{fa}=0.05$ 时, 接收端信噪比与检测概率 P_d 的关系; 实线表示虚警概率 $P_{fa}=0.01$ 时, 接收端信噪比与检测概率 P_d 的关系. 可以看出, 随着虚警概率的降低, 检测概率也随之降低. 但由4.1节的分析得, 恒虚警情况下, 针对不同目标反射率, 检测概率是可根据信号源光子数的大小进行调节的, 因此, 系统具有很强的灵活性和适应性. 同时, 通过该仿真也可看出, 由于纠缠信号在灵敏度上的优势, 以及系统的灵活性, 基于纠缠光量子探测系统的恒虚警检测理论能够在信噪比很低的情况下, 完成判决, 具有很强的抗干扰能力.

5 结论

基于所构建的纠缠态量子探测系统, 重点研究了纠缠态量子恒虚警检测理论与方法. 首先, 介绍了基于时间相关单光子计数的纠缠态量子探测系统模型; 其次, 根据系统模型及工作原理, 提出了相应的恒虚警检测原理及步骤; 然后, 对纠缠态量子探测系统中的信号与噪声特性进行了分析; 最后, 在以上工作基础上, 研究了纠缠态量子恒虚警检测理论中的阈值选取与判定方法. 仿真结果表明, 所提纠缠态量子恒虚警检测理论能够有效工作于基于时间相关单光子计数的纠缠态量子探测系统中, 实现高灵敏度的恒虚警检测功能. 本文所提

纠缠态量子恒虚警检测理论能够有效提升量子探测系统的灵活性和适应性, 为纠缠态量子探测技术进一步走向实用和应用奠定了坚实的理论基础.

参考文献

- [1] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2004 *Science* **306** 5700
- [2] Dutton Z, Shapiro J H, Guha S 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** A63
- [3] Lloyd S 2008 *Science* **321** 1463
- [4] Smith J F 2009 *Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering* (Belingham, WA: SPIE) p7342
- [5] Shapiro J H 2020 *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.* **35** 8
- [6] Tan S H, Erkmen B, Giovannetti V, Guha S, Lloyd S, Maccone L, Pirandola S, Jeffrey H S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 253601
- [7] Lopaeva E D, Berchera I R, Degiovanni I P, Olivares S, Genovese M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 153603
- [8] Barzanjeh S, Guha S, Weedbrook C, Vitali D, Shapiro J H, Pirandola S 2015 *Physics* **171** 1029
- [9] England D G, Balaji B, Sussman B J 2018 *Phys. Rev. A* **99** 023828
- [10] Barzanjeh S, Pirandola S, Vitali D, Fink J M 2019 *Sci. Adv.* **6** eabb0451
- [11] Morris P A, Aspden R S, Bell J, Boyd R W, Padgett M J 2015 *Nat. Commun.* **6** 5913
- [12] Clemente P, V Durán, Torres-Company V, Tajahuerce E, Lancis J 2010 *Opt. Lett.* **35** 2391
- [13] Wang S, Ren Y C, Rao R Z, Miao X K 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 150301 (in Chinese) [王书, 任益充, 饶瑞中, 苗锡奎 2017 物理学报 **66** 150301]
- [14] Ren Y C, Wang S, Rao R Z, Miao X K 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 140301 (in Chinese) [任益充, 王书, 饶瑞中, 苗锡奎 2018 物理学报 **67** 140301]
- [15] Rohling H 1983 *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.* **AES-19** 608
- [16] Ghosh R, Mandel L 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 1903
- [17] Ou Z Y, Mandel L 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 50
- [18] Walborn S P, Monken C H, Pádua S, Ribeiro P 2010 *Phys. Rep.* **495** 87
- [19] Howell J C, Bennink R S, Bentley S J, Boyd R W 2004 *Phys. Rev. Lett.* **9** 210403
- [20] Maclean J, Donohue J M, Resch K J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 053601
- [21] Du Y N, Xie W Z, Jin X, Wang J D, Wei Z J, Qin X J, Zhao F, Zhang Z M 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 110301 (in Chinese) [杜亚男, 解文钟, 金璇, 王金东, 魏正军, 秦晓娟, 赵峰, 张智明 2015 物理学报 **64** 110301]
- [22] Wu C F, Du Y N, Wang J D, Wei Z J, Qin X J, Zhao F, Zhang Z M 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 100302 (in Chinese) [吴承峰, 杜亚男, 王金东, 魏正军, 秦晓娟, 赵峰, 张智明 2016 物理学报 **65** 100302]
- [23] Dong C, Zhao S H, Zhang N, Dong Y, Zhao W H, Liu Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 200304 (in Chinese) [东晨, 赵尚弘, 张宁, 董毅, 赵卫虎, 刘韵 2014 物理学报 **63** 200304]
- [24] Zhou Y Y, Zhou X J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 100301 (in Chinese) [周媛媛, 周学军 2011 物理学报 **60** 100301]
- [25] Zhang D S, Quan J X, Zhou C Y, Ding L E 2006 *J. Quantum Opt.* **12** 135 (in Chinese) [张东升, 权菊香, 周春源, 丁良恩 2006 量子光学学报 **12** 135]

Research on method of constant false alarm rate of entangled state quantum detection system*

Wei Rong-Yu Li Jun[†] Zhang Da-Ming Wang Wei-Hao

(*National Laboratory of Radar Signal Processing, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

(Received 13 June 2021; revised manuscript received 2 September 2021)

Abstract

Entangled state quantum detection is a new technology that combines quantum mechanics with information science, and is used in the field of target detection. It has the potential to break through traditional detection technologies in terms of sensitivity and anti-interference ability. In the field of radar detection, constant false alarm rate is a technology with important significance and application value. However, there is no research on the method of the constant false alarm rate in the entangled state quantum detection system. Aiming at this problem, in this paper a method of constant false alarm rate for the entangled state quantum detection system is proposed. In the proposed method the system's real-time estimation of noise is adopted, and the detection threshold is adjusted adaptively, so that the entangled state quantum detection system always maintains a constant false alarm rate. The simulation results show that the proposed method of constant false alarm rate is correct and effective, and can realize the function of the constant false alarm rate of the entangled state quantum detection system. The proposed method effectively improves the flexibility and adaptability of the quantum detection system, and provides a solid theoretical foundation for the practical application of entangled state quantum detection technology.

Keywords: quantum detection, entangled state, constant false alarm rate

PACS: 03.67.-a, 07.07.Df

DOI: [10.7498/aps.71.20211121](https://doi.org/10.7498/aps.71.20211121)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 61771015) and the Key Research and Development Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2019ZDLGY09-04).

[†] Corresponding author. E-mail: junli01@mail.xidian.edu.cn