

空间信道大气湍流环境下量子安全直接通信协议研究*

董铭山¹⁾²⁾ 韦博之²⁾³⁾ 刘奥²⁾ 刘文博²⁾ 陈兰剑^{2†)}

1) (国防科技大学, 长沙 430010)

2) (信息支援部队工程大学, 武汉 430033)

3) (广西大学, 南宁 530004)

摘要

量子安全直接通信是一种能够在量子信道中直接传输机密信息的通信范式, 在自由空间通信中展现出重要的实用潜力与部署前景。然而, 大气湍流等环境因素会降低信号传输质量与系统安全性。本文分析了空间信道诱骗态 DL04 协议, 建立了自由空间水平链路量子安全直接通信系统的综合性能分析模型, 量化分析了光学系统参数和实际环境因素对系统保密容量的影响规律。仿真结果表明: 发射接收孔径与初始光斑尺寸需根据系统条件权衡选取, 存在最优配置; 与雪崩光电二极管单光子探测器相比, 采用超导纳米线单光子探测器可有效提升中短距离下的保密容量, 但对最大安全通信距离的提升作用有限; 湍流强度与大气可见度是影响系统最大安全通信距离的关键因素; 白天强背景光是主要噪声源之一, 需通过滤波技术予以抑制。本研究可为实际自由空间量子安全直接通信系统的链路预算与参数优化提供理论依据和设计指导。

关键词: 量子安全直接通信, 自由空间, 大气湍流

PACS: 03. 67. Hk, 42. 68. Bz, 42. 68. Ay

1 引言

量子通信技术凭借其基于量子力学原理的无条件安全性, 已成为保障信息传输安全的核心前沿方向。在众多量子通信范式中, 量子安全直接通信^[1] (quantum secure direct communication, 简记为 QSDC) 作为一种能够直接在量子信道中传输机密信息的新型方案, 因其无需预先共享密钥或借助经典信道进行后续协商, 简化了通信流

* **基金:** 湖北省自然科学基金计划一般面上项目 (批准号: 2024AFB991)、国防科技大学信息通信学院创新人才培养基金项目 (批准号: YJKT-QT-2509) 资助的课题。

† 通信作者. E-mail: troy_elephant@163.com

程,提升了系统的实时性与安全性,在军事指挥、应急通信、金融交易等高保密、高实时性要求的场景中展现出独特优势^[2]。QSDC 的基本概念最早由龙桂鲁和刘晓曙于 2000 年提出^[3],该工作首次提出利用纠缠粒子对,在多方通信中传输事先确定的共同密钥,形成了一种完全不同于量子密钥分发(quantum key distribution,简记为 QKD)的协议,萌芽了 QSDC 的初步思想,奠定了后续协议发展的理论基石。

根据光源类型的不同,QSDC 协议可分为基于单光子的方案和基于纠缠态的方案。其中,DL04 协议^[4]因其使用单光子而不是纠缠量子态作为信息载体,在制备与探测的技术上更为成熟可靠,成为当前实验研究的主流。戚若阳等^[5]在实验上实现了基于 DL04 协议的实用化 QSDC 系统,在 1.5km 光纤中采用相位编码与 LDPC 级联编码技术,克服了高损耗、高噪声的实际环境限制,实现了 50bps 的安全信息传输速率。潘栋等^[6]成功实现了基于相位编码的自由空间 QSDC 实验系统,并在实验室内 10m 距离上实现了 500bps 的安全信息传输率,验证了 QSDC 在自由空间中的可行性。张浩然等^[7]通过设计结合时间仓与相位编码的新型双向光路系统,在无需主动补偿和量子存储器的条件下,成功在 30km 和 100km 光纤信道下分别达到 22.4kbps 和 0.54bps 的安全信息速率。孙泽洲等^[8]首次实验验证了在 1.4km 城市自由空间和 10km 光纤链路的异构信道上的高速、稳定的准 QSDC 系统,验证了量子通信网络跨介质的兼容性,并评估了卫星-地面量子链路的可行潜力。这些进展表明,QSDC 正从实验室验证迈向实际部署。

在实际部署中,自由空间信道因其具有灵活性、广泛覆盖性和易于部署的特点,是未来构建量子通信网络不可或缺的一环^[9]。与光纤信道相比,自由空间信道中的量子信号在传输过程中会受到大气湍流、气溶胶散射和背景光噪声等多重非理想因素的共同影响^[10]。这些因素并非简单的线性叠加,而是通过不同物理机制相互耦合,

共同制约系统性能：大气湍流引起光束的扩展与漂移，降低接收端信号收集效率^[11]；气溶胶和分子散射导致信号功率呈指数级衰减^[12]；白天强背景光辐射则直接抬高探测器的噪声基底，增加误码率，甚至可能完全淹没安全通信窗口^[13,14]。上述影响权重随通信距离、昼夜时段和天气条件等因素动态变化，使得准确评估系统通信性能变得更为困难。

针对光量子信号在自由空间中传输的理论研究，学者们已取得若干重要进展。Vasylyev 等^[15]提出了椭圆光束近似模型，给出了大气湍流信道瞬时透射率的概率分布，统一描述了从弱到强湍流条件下的光束漂移、展宽与变形效应。Pirandola^[11]综合运用量子信息理论、光学与湍流理论，建立了自由空间量子通信在大气传输中受衍射、衰减、湍流等多因素影响下的大气透射率变化的分析框架，推导出大气透射率呈威布尔分布的显式表达式。这些理论模型为自由空间量子通信的链路预算提供了重要基础。然而，当前研究多聚焦于 QKD 系统或单一环境因素对信道的影响，针对 QSDC 系统，特别是诱骗态 DL04 协议在真实大气多因素耦合环境下，系统性能的量化分析尚不充分。现有模型未能将湍流、消光与背景噪声纳入一个统一的 QSDC 性能评估框架中，难以为实际系统的参数设计、器件选型和部署规划提供直接指导。

基于此，本文立足于自由空间水平链路，围绕诱骗态 DL04 协议，构建了一个综合考虑空间衍射、大气消光、湍流效应及背景噪声的系统性能分析模型。我们以系统保密容量和最大安全通信距离为核心评价指标，定量研究了接收孔径、初始光斑尺寸、探测器性能、海拔高度、大气可见度及背景辐照度等关键参数对系统性能的影响规律。旨在揭示各因素的作用机制与系统性能边界，为实际自由空间 QSDC 系统的链路预算、参数优化、设备选型及部署环境选择提供理论依据与设计指导。

本文结构如下：第 2 节阐述诱骗态 DL04-QSDC 系统的保密容量理论、自由空间

水平链路信道模型建立以及量子比特误码率的建模方法；第 3 节通过数值仿真分析各参数对系统性能的影响；第 4 节对全文工作进行总结。

2 自由空间水平链路诱骗态 DL04-QSDC 系统模型

为定量评估上述环境因素对系统性能的影响，本节建立自由空间水平链路诱骗态 DL04-QSDC 系统的综合性能分析模型，依次给出保密容量、大气信道透射率及量子比特误码率的建模方法。自由空间 DL04-QSDC 系统模型的示意图如图 1 所示。

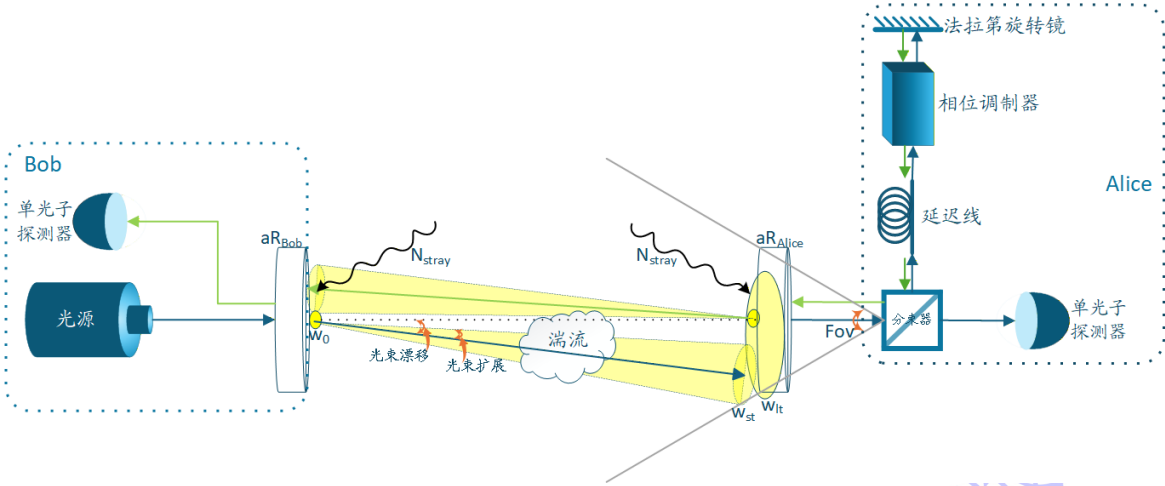


图 1 自由空间 DL04-QSDC 系统模型示意图

Fig.1. Schematic diagram of the free space DL04-QSDC system model

该系统中，合法通信双方 Alice 与 Bob 分别位于自由空间水平链路的两端，各自配备兼具发射与接收功能的光学望远镜，量子信号经由 Bob→Alice 的前向路径（蓝色箭头）和 Alice→Bob 的后向路径（绿色箭头）完成往返传输。在 DL04 协议中，信息被编码为多个量子态序列并按块传输，每个通信块包含若干比特的信息。一般而言，Alice 端对量子信号的处理时间在微秒级以内，远小于大气湍流毫秒量级的特征变化时间^[16]，因此可认为，一个通信块在前向与后向路径中经历相同的大气信道，即两条路径的大气折射率结构常数、消光系数等参数保持一致。背景光噪声在信号往

返过程中两次进入接收系统，分别对前向与后向路径的误码率产生贡献，模型中通过分别定义 BA 路径和 BAB 路径的背景检测事件予以量化刻画。

2.1 诱骗态 DL04-QSDC 的保密容量

潘栋等人^[6]基于集体攻击和光子数分离（photon number splitting，简记为 PNS）攻击模型，对采用诱骗态的 DL04 协议进行了严格的安全性分析，并推导出其渐进保密容量的下界表达式如下：

$$C_s = Q_\mu^{BAB} [1 - h(E_\mu^{BAB})] - Q_{\mu,n=1}^{BAE} \cdot h(2e_1^{BA}) - Q_{\mu,n=2}^{BAE} \cdot \left[\frac{1}{2} h(2e_2^{BA}) + \frac{1}{2} \right] - Q_{\mu,n \geq 3}^{BAE} \quad (1)$$

其中， Q_μ^{BAB} 和 E_μ^{BAB} 分别表示在发送平均光子数为 μ 的信号光时，Bob 端的总增益和总量子比特误码率（quantum bit error rate，简记为 QBER）， $Q_{\mu,n=x}^{BAE}$ 表示 Eve 对平均光子数 μ 的信号光中 x 个光子成分的总增益， e_1^{BA} 和 e_2^{BA} 分别表示单光子和双光子的窃听检测量子比特误码率（detection bit error rate，简记为 DBER）， $h(x)$ 为二元香农熵。

Bob-Alice-Bob 整个通信链路的总透射率为 η^{BAB} ，包括了两次的大气信道总透射率 η_{chan} 、BAB 路径中光学设备的透射率 η_{opt}^{BAB} 、探测器的探测效率 η_{eff} 。

$$\eta^{BAB} = (\eta_{chan})^2 \cdot \eta_{opt}^{BAB} \cdot \eta_{eff} \quad (2)$$

Bob-Alice 前向路径的总透射率为 η^{BA} ，包括大气信道总透射率 η_{chan} 、BA 路径中光学设备的透射率 η_{opt}^{BA} 、探测器的探测效率 η_{eff} 。

$$\eta^{BA} = \eta_{chan} \cdot \eta_{opt}^{BA} \cdot \eta_{eff} \quad (3)$$

对公式 1 中其他参数的估计计算可详见附录 A。

2.2 大气信道模型的建立

自由空间水平链路中，量子信号的传输质量受到多种大气因素的共同影响。为准确评估 QSDC 系统在实际环境中的性能，需建立一个综合考虑空间衍射、大气消光与湍流效应的信道透射率模型，该模型将大气信道总透射率表示为：

$$\eta_{chan} = \eta_{atm} \times \eta_{tur} \quad (4)$$

其中， η_{atm} 表征由大气分子与气溶胶吸收、散射引起的信号衰减； η_{tur} 则反映大气湍流引起的光束扩展、漂移等效应导致的接收效率下降。下面将分别对空间衍射、大气消光和湍流影响的建模过程进行简要阐述。

2.2.1 空间衍射模型

我们假设通信双方的距离为 z ，都处在海拔高度为 h 的位置上，单光子源使用的是弱相干光源，为准单色玻色子模式的高斯光束， λ 为波长， R_0 为曲率^[17]，发射端初始光斑尺寸为 w_0 ，此模型中采用的是准直光束（ $R_0 \approx +\infty$ ）。光束在自由空间中传播时，因衍射效应而自然展宽，在经过传播距离 z 之后，光斑尺寸为：

$$w_z^2 = w_0^2 \cdot \left[\left(1 - \frac{z}{R_0} \right)^2 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \quad (5)$$

其中 $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ 为瑞利范围。

2.2.2 大气消光模型

光束在大气中传播，会受到大气分子、气溶胶的吸收效应和散射影响，这些影响总称为大气消光。大气消光透射率 η_{atm} 符合 Beer-Lambert 定律：

$$\eta_{atm}(\lambda, z) = \exp[-\gamma(\lambda) \cdot z] \quad (6)$$

其中 $\gamma(\lambda)$ 是衰减系数。衰减系数综合包括大气分子的吸收系数、气溶胶的吸收系数、大气分子的散射系数和气溶胶的散射系数^[18]，一般为这四项之和：

$$\gamma(\lambda) = \alpha_m(\lambda) + \alpha_a(\lambda) + \beta_m(\lambda) + \beta_a(\lambda) \quad (7)$$

本研究选用的光束波长为 1550nm，正位于大气传输窗口中，因而大气分子和气溶胶的吸收效应可以忽略不记。另外，散射效应根据大气中粒子尺寸可分为：瑞利散射、米氏散射和非选择散射。瑞利散射主要由大气分子引起，其散射系数正比于 λ^{-4} ，可忽略^[19]；非选择散射主要由大尺寸颗粒引起，如雨滴、雪花、冰雹等，由于本研究

不考虑这些气候条件，故也忽略；米氏散射主要由颗粒尺寸与波长长度相当的粒子引起，如雾、霾、灰尘等，是大气消光的主要因素。米氏散射的散射系数一般用 Kruse 公式进行计算^[12]，因此，衰减系数可以近似计算为：

$$\gamma(\lambda) \cong \beta_a(\lambda) = \frac{3.912}{V} \left(\frac{\lambda}{550nm} \right)^{-q} \quad (8)$$

其中， V 为大气可见度(km)， q 为中间参数^[12]。

$$q = \begin{cases} 1.6 & V \geq 50 \\ 1.3 & 6 \leq V < 50 \\ 0.585 * V^{\frac{1}{3}} & V > 6 \end{cases} \quad (9)$$

2.2.3 湍流效应模型

湍流强度主要受海拔高度和风速影响，其大小可由大气折射率结构常数 C_n^2 来表征。在白天情况下， C_n^2 可采用广泛应用的 HV-21 模型进行描述^[20]：

$$C_n^2(h) = A \cdot \exp\left(-\frac{h}{100}\right) + 5.94 \times 10^{-53} \left(\frac{u}{27}\right)^2 \cdot h^{10} \cdot \exp\left(-\frac{h}{1000}\right) + 2.7 \times 10^{-16} \cdot \exp\left(-\frac{h}{1500}\right) \quad (10)$$

其中， h 为海拔高度， A 为 C_n^2 在地面上的标称值， u 为 5-20 公里高度范围内估计的均方根风速，单位为 m/s 。通常，我们取值 $A = 1.7 \times 10^{-14} m^{-2/3}$ ， $u = 21 m/s$ 。

在夜间情况下，大气对流减弱，相对更稳定，此时可使用 HV-Night 模型进行描述^[20]：

$$C_n^2(h) = 1.9 \times 10^{-15} \cdot \exp\left(-\frac{h}{100}\right) + 8.16 \times 10^{-54} \cdot h^{10} \cdot \exp\left(-\frac{h}{1000}\right) + 3.02 \times 10^{-17} \cdot \exp\left(-\frac{h}{1500}\right) \quad (11)$$

在弱至中等湍流条件下，湍流效应主要表现为光束扩展和随机漂移。湍流引起的光束扩展效应可使用以下近似公式估算扩展后的光斑尺寸 w_{st} ：

$$w_{st} \cong \sqrt{w_z^2 + 2 \cdot \left(\frac{\lambda z}{\pi \rho_0}\right)^2 (1 - \varphi)^2} \quad (12)$$

其中， φ 为自定义的中间参数， ρ_0 为球面波相干长度^[11]。

$$\varphi = 0.33 \left(\frac{\rho_0}{w_0} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (13)$$

$$\rho_0 = \left(0.548 \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cdot C_n^2 \cdot z \right)^{-\frac{3}{5}} \quad (14)$$

由于接收器孔径半径 a_R 为有限值, 所以仅能收集扩展光束的一部分, 则因光束扩展效应引起的透射率为:

$$\eta_{st} = 1 - e^{-\frac{2a_R^2}{w_{st}^2}} \quad (15)$$

光束漂移主要产生于两部分原因, 一是发射器和接收器的机械振动引起的固有指向误差, 主要出现在机载平台和卫星上; 二是大气湍流引起的光束偏移。由于本文设定的条件是高楼或高地环境中的两个固定站之间的通信, 故可忽略由机械振动引起的固有指向误差, 只考虑大气湍流引起的光束偏移。根据文献[11]的结论, 弱湍流引起的光束质心随机漂移服从高斯分布, 其方差近似为:

$$\sigma_{TB}^2 \cong \frac{0.1337 \cdot \lambda^2 z^2}{w_0^{1/3} \cdot \rho_0^{5/3}} \quad (16)$$

综合光束扩展与随机漂移效应, 可推导出由湍流引起的瞬时透射率 τ 服从威布尔分布 $P(\tau)$ 如下^[21,22]:

$$P(\tau) = \frac{r_0^2}{\gamma \sigma^2 \tau} \left(\ln \frac{\eta}{\tau} \right)^{\frac{2}{\gamma}-1} \times \exp \left[-\frac{r_0^2}{2\sigma^2} \left(\ln \frac{\eta}{\tau} \right)^{\frac{2}{\gamma}} \right] \quad (17)$$

其中, γ 和 r_0 分别是形状参数和尺度参数。 η 为假设光束能完美对准, 也就是在没有光束漂移影响的情况下的透射率最大值 $\eta = \eta_{st}$, τ 的取值在 0 至 η 之间。湍流效应透射率取统计平均值 $\eta_{tur} = E[\tau * P(\tau)]$ 。

$$\gamma = 8\kappa \frac{\exp(-4\kappa) I_1(4\kappa)}{1 - \exp(-4\kappa) I_0(4\kappa)} \left[\ln \left(\frac{2 - 2\exp(-2\kappa)}{1 - \exp(-4\kappa) I_0(4\kappa)} \right) \right]^{-1} \quad (18)$$

$$r_0 = a_R \left[\ln \left(\frac{2 - 2\exp(-2\kappa)}{1 - \exp(-4\kappa) I_0(4\kappa)} \right) \right]^{-\frac{1}{\gamma}} \quad (19)$$

上式中, $\kappa = a_R^2/w_{st}^2$ 为接收孔径面积与光斑到达接收镜时的面积之比, 函数 $I_n(\cdot)$

为 n 阶修正贝塞尔函数。

以上建立了大气信道透射率的综合模型。为更清晰地揭示空间衍射、大气消光和湍流效应各自对系统性能的贡献机理及其在不同传输距离下的主导地位转换，附录 B 给出了各子模型对渐进保密容量下界的详细影响分析，可供读者深入理解信道损耗的物理分解。

2.3 DL04-QSDC 的 QBER 建模

在 QSDC 系统的安全框架中，所有的错误比特都被视为是潜在窃听者 Eve 获取信息的证据^[23]，因此，越高的 QBER 和 DBER，意味着信道越不安全，保密容量相应的也就越小。引起错误比特的原因，既有系统内部的因素，如光学器件的自身缺陷；也有外部环境的因素，如大气湍流、背景噪声等。为了降低外部环境中各类噪声对系统的不利影响，可采用时间滤波、空间滤波和频谱滤波等技术^[13]。

此 DL04 通信系统的 DBER、QBER 分别定义为前向路径和后向路径中，错误比特数与总接收比特数的比率。系统的错误比特主要来源于以下四个方面因素^[14]：探测器暗计数、背景辐射杂散光、系统固有错误、探测器后脉冲。

$$E_{\mu}^W = \frac{e_0 \cdot \hat{Y}_0^W + (e_{det} + e_0 \cdot P_{AP}) \cdot [1 - \exp(-\eta^W \cdot \mu)]}{\hat{Y}_0^W + [1 - \exp(-\eta^W \cdot \mu)] \cdot (1 + P_{AP})} \quad (20)$$

其中， $W \in \{BA, BAB\}$ 分别表示 Bob-Alice 前向传输路径和 Bob-Alice-Bob 整个往返路径， μ 为弱相干光源的平均光子数， η^W 为 W 链路的透射率。 P_{AP} 为探测器的后脉冲概率， e_0 为随机背景噪声引起的错误率，取值为 0.5。 e_{det} 为光路的内在错误率，与光路各器件的不完美性有关，例如发端与收端的干涉仪长短臂存在误差，导致干涉条纹的对比度下降，或者分束器的折射、反射比例与实际性能有误差等，这类因素随系统的结构变化而变化，因此可统一归类为光路的内在错误率。 $\hat{Y}_0^W = Y_0^W \cdot (1 + P_{AP})$ ，表示包括杂散光、暗计数的背景检测事件以及由此引起的后脉冲事件的总和。 Y_0^W 定

义为背景检测事件，为探测器的暗计数和进入到接收器的杂散光的总和。结合图 1 的系统示意图，对于 Bob-Alice 链路的 DBER，Alice 端的背景检测事件为：

$$Y_0^{BA} = d \cdot \Delta t + N_{stray} \cdot \eta_{opt}^{BA} \cdot \eta_{eff} \quad (21)$$

对于 Bob-Alice-Bob 链路的 QBER，Bob 端的背景检测事件则包含三部分贡献，一是探测器的暗计数，二是从 Alice 接收器进入系统并随信号光一起返回到 Bob 端的杂散光，三是直接从 Bob 端进入系统的杂散光。

$$Y_0^{BAB} = d \cdot \Delta t + (N_{stray} \cdot \eta_{opt}^{BAB} + N_{stray} \cdot \eta^B) \cdot \eta_{eff} \quad (22)$$

其中， d 为探测器的暗计数率，单位为 count per second(cps)， Δt 为时间滤波的窗口时间， N_{stray} 为每个脉冲的杂散光子数， η^B 为 Bob 端从接收镜到探测器的光路设备透射率。 N_{stray} 可以通过将接收到的杂散光能量除以单光子能量值来求得^[24,25]：

$$N_{stray} = \frac{H_b \cdot \Omega_{FOV} \cdot A_{rx} \cdot B_{filter} \cdot \Delta t}{h \cdot \nu} \quad (23)$$

式中 H_b 为背景辐照度， Ω_{FOV} 为接收器的立体视场角， A_{rx} 为接收器的孔径面积， B_{filter} 为接收器频谱滤波器带宽， h 为普朗克常量， ν 为光子频率。

3 仿真结果分析

为探究自由空间 QSDC 系统在实际近地面环境中的性能表现，本节基于第 2 节所建立的 DL04-QSDC 系统模型与水平链路信道模型，对系统保密容量进行数值仿真。仿真中部分参数参考自文献[6]的实验设置，接收端滤波性能采用文献[14]中数据，具体如表 1 所示。

表 1 仿真系统的部分参数

Table 1. Parameters of the simulation system

参数	数值	说明
μ	0.1	信号态平均光子数

ν_1	0.07	诱骗态 1 平均光子数
ν_2	0.0445	诱骗态 2 平均光子数
ν_3	0.03	诱骗态 3 平均光子数
λ	1550nm	载波波长
A	$1.7 \times 10^{(-14)} \text{ m}^{(-2/3)}$	C_n^2 在地面上的标称值
u	21m/s	平均风速
η_{opt}^{BA}	0.2145	BA 路径上光学设备的透射率
η_{opt}^{BAB}	0.0884	BAB 路径上光学设备的透射率
η^B	0.5888	Bob 端光学设备透射率
e_{det}^{BA}	0.0131	BA 路径探测器固有错误率
e_{det}^{BAB}	0.0026	BAB 路径探测器固有错误率
Δt	1.25ns	探测器门控窗口时间
B_{filter}	0.2nm	窄带滤光片带宽
Ω_{FOV}	$10^{(-8)}$	接收器立体视场角

本文主要研究的设置参数如表 2 所示，下文会分别探究这些设置参数对系统性能的影响，在分析某一参数时，其他参数设置为表 2 中的数值，探测器默认选用超导纳米线单光子探测器，其性能参数见表 3。

表 2 与本研究相关的设置参数

Table 2. The setting parameters related to this study

参数	数值	说明
h	50m	通信链路的海拔高度
V	60km	大气可见度
Hb	$6.85 \times 10^{(-5)} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm})$	晴朗白天的背景辐照度
	$1.5 \times 10^{(-7)} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm})$	满月晴朗夜间的背景辐照度
	$1.5 \times 10^{(-8)} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm})$	无月晴朗夜间的背景辐照度
w_0	5cm	初始光斑半径
a_R	10cm	发射、接收镜孔径半径

3.1 发射、接收孔径和初始光斑尺寸的影响

基于 DL04 协议的双向传输结构，Alice 与 Bob 端的光学望远镜同时承担信号发射与接收功能。为简化分析且不失一般性，本文假设通信双方采用相同大小的光学孔径，并限定初始光斑半径不超过光学孔径半径，以避免出现初始光斑大于发射孔径的不合理情况。图 2 展示了在不同孔径半径条件下，系统保密容量随通信距离的变化

关系。

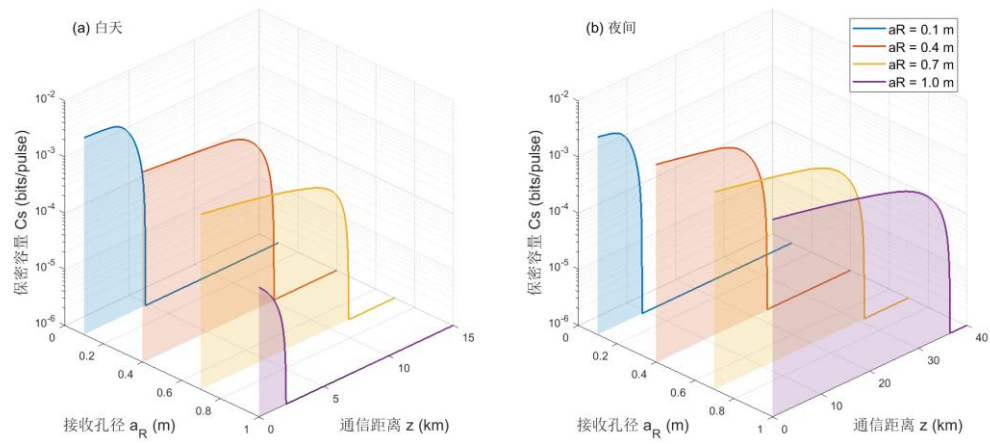


图 2 不同接收孔径尺寸下，保密容量随通信距离的变化曲线

Fig.2. Curves showing the variation of secure capacity with communication distance under different receiving aperture sizes

仿真结果表明，孔径尺寸对系统性能影响的规律具有非单调性，且昼夜不同。在白天强背景光的条件下，随着接收孔径半径从 0.1m 增大至 1m，系统的最大安全通信距离呈现先增加后减小的趋势，而保密容量整体呈下降趋势；在夜间弱背景光条件下，最大通信距离随孔径增大而持续提升，但增幅逐渐减缓，如图 3 所示。这一现象源于孔径尺寸对信号接收效率与背景噪声抑制能力的双重影响。增大接收孔径可提升信号光的收集效率，增强接收光功率，从而在一定程度上补偿信道衰减；然而，在白天强背景辐照环境下，孔径增大同时也引入了更多的杂散光噪声，导致系统误码率上升，进而降低保密容量。

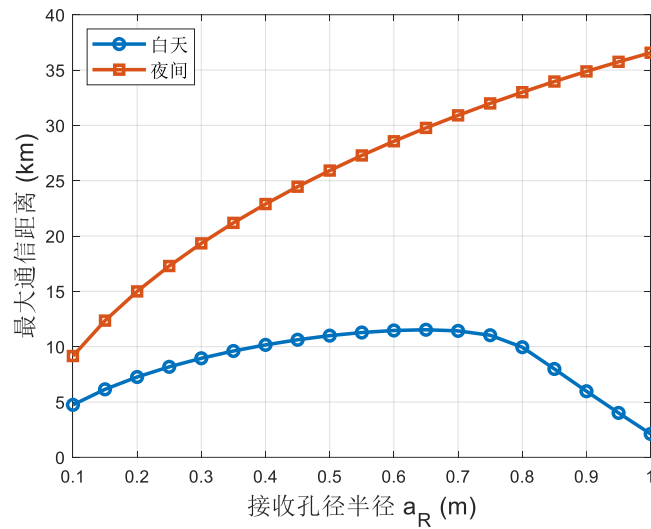


图 3 最大通信距离随接收孔径的变化图

Fig.3. Variation of maximum communication distance with the receiving aperture

图 4 展示了在接收孔径半径固定为 0.5m 条件下，初始光斑半径对系统性能的影响。总体而言，随着初始光斑半径的增大，系统性能呈下降趋势；然而，当初始光斑过小时，随着通信距离的增加，保密容量衰减更为迅速。

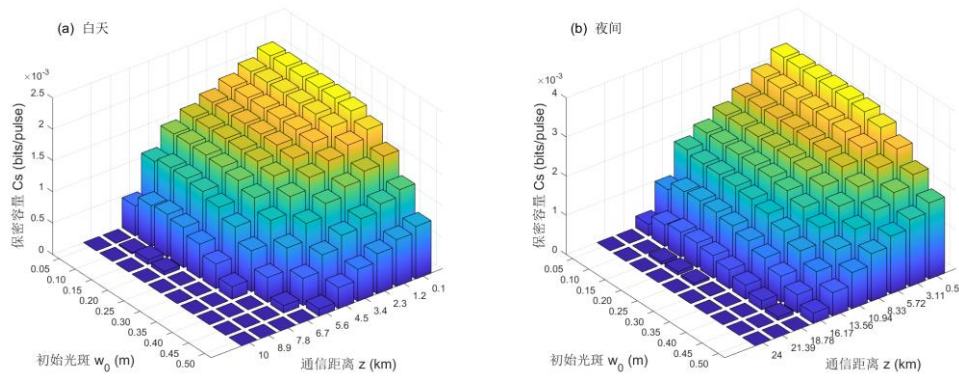


图 4 保密容量随初始光斑和通信距离变化的柱状图

Fig.4. bar chart showing the variation of the secret capacity with the initial light spot and communication distance

进一步地，图 5 表明，系统的最大安全通信距离随初始光斑半径的增大呈现先增后减的趋势，这一规律在昼夜两种背景条件下均保持一致。

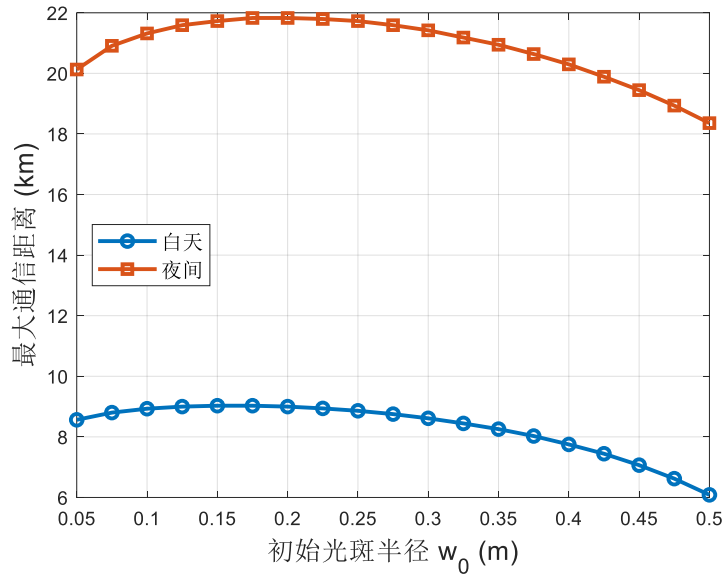


图 5 最大通信距离随初始光斑的变化图

Fig.5. Variation of maximum communication distance with the initial spot

这是因为，当初始光斑较小时，光束发散角较大，远场光斑扩展严重，导致接收端中心光强迅速衰减，接收效率下降；当初始光斑过大时，虽然远场发散角减小，但光束在传播时受衍射效应和湍流的扩展效应的影响，使得到达接收镜处的光斑尺寸大于接收孔径，导致能量外溢，引起接收效率下降。因此，存在一个最优的初始光斑尺寸，使得两种不利影响达到平衡，最大化系统的传输距离。

为进一步揭示孔径与光斑尺寸的联合影响，图 6 分别给出了在通信距离为 1km 和 5km 时，系统保密容量随接收孔径半径与初始光斑半径变化的二维分布。在夜间条件下，系统信噪比相对较高，保密容量对孔径与光斑尺寸的变化不敏感，存在较宽的优参数区域；在白天条件下，信道衰减增强，系统性能对光学参数的选择更为敏感，呈现明显的峰值区域。对比不同通信距离下的仿真结果可以发现，白天场景中，5km 通信距离相较于 1km 通信距离，有着更明显的峰值区域，这一现象表明，在高信道衰减的环境中，随着通信距离增加，光学系统的设计容差逐渐缩小，参数优化更显重要。

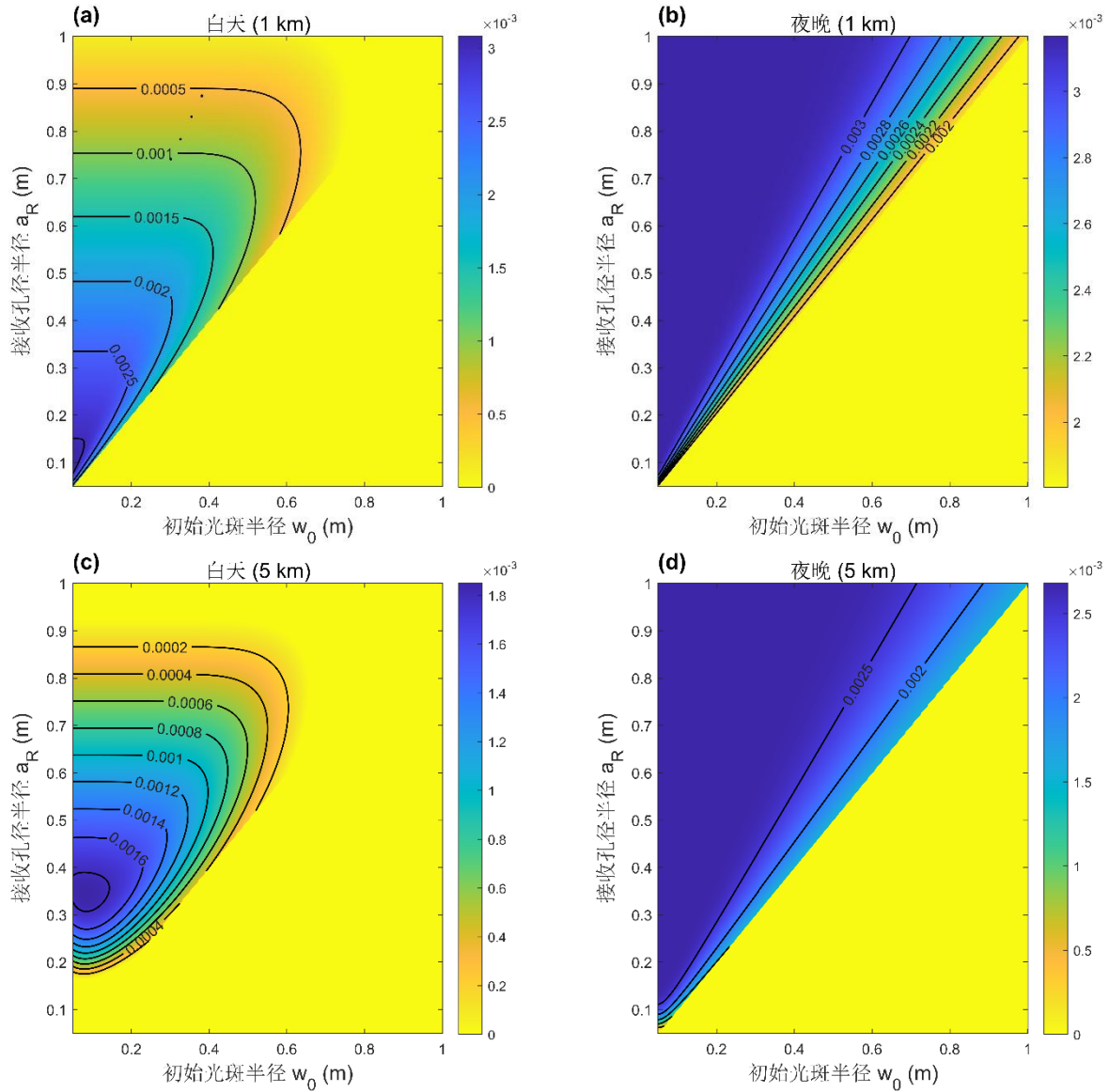


图6 保密容量随接收孔径和初始光斑的变化图 (a) 白天场景, 1km 通信距离 (b) 夜间场景, 1km 通信距离 (c) 白天场景, 5km 通信距离 (d) 夜间场景, 5km 通信距离

Fig.6. Graph of the secure capacity varying with the receiving aperture and the initial spot (a) Daytime scene, 1km communication distance (b) Night scene, 1km communication distance (c) Daytime scene, 5km communication distance (d) Night scene, 5km communication distance

3.2 探测器性能的影响

本节仿真分析两种典型单光子探测器——雪崩光电二极管单光子探测器 (avalanche photodiode single-photon detector, 简记为 APD) 与超导纳米线单光子探

测器（superconducting nanowire single-photon detector，简记为 SNSPD）对系统保密容量的影响。仿真中，APD 与 SNSPD 的主要性能参数取自现有市场上典型的商用型号，如表 3 所示。

表 3 两种典型单光子探测器的主要性能参数

Table 3. The main performance parameters of two typical single-photon detectors

性能参数	APD	SNSPD
探测效率 η_{eff}	30%	85%
暗计数率 d	500cps	50cps
后脉冲概率 P_{AP}	2%	0

仿真结果如图 7 所示，采用 SNSPD 相比 APD 可将系统保密容量提升约 2 至 3 倍；然而，两种探测器对应的最大安全通信距离相近，差距并不明显。

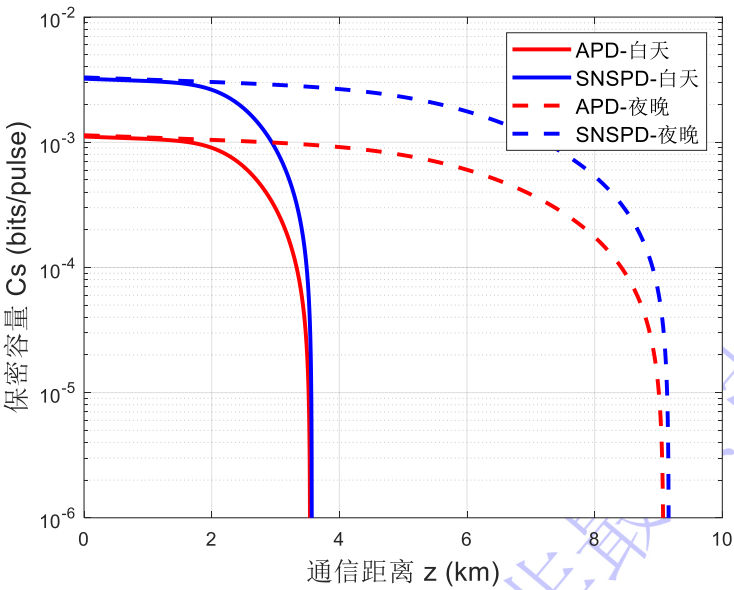


图 7 不同探测器下的保密容量。实线表示白天场景，虚线表示夜间场景，红线为 APD，蓝线为 SNSPD。

Fig.7. The secure capacity under different detectors. The solid line represents the daytime scenario, the dotted line represents the nighttime scenario, the red line is APD, and the blue line is SNSPD.

SNSPD 具有更高的探测效率、更低的暗计数和更小的后脉冲概率，这些特性使其能更有效地响应信号光子并抑制噪声计数，从而提高信噪比，降低误码率。在近距

离传输中，信号较强，SNSPD 的高效率直接体现为更高的保密容量。最大通信距离主要受限于大气信道衰减以及背景噪声累积。探测器性能的提升虽然增强了接收灵敏度，但无法改变信号在大气中传播时的固有衰减极限。当传输距离增大至信道衰减主导时，即使采用高性能探测器，信号光子数量仍可能低于安全传输所需阈值，因此最大通信距离并无明显提升。

在自由空间 QSDC 系统中，选用 SNSPD 可提升中短距离下的保密容量，适用于对实时速率与安全性要求较高的场景。然而，若系统设计目标主要为延长最远通信距离，则需优先优化信道条件或增大发射、接收孔径。APD 因其成本较低、体积较小，在预算有限或对通信速率要求不高的应用中仍具实用价值。在实际部署时，应根据具体性能需求与成本约束，合理选择探测器类型。

3.3 环境因素的影响

海拔高度、大气可见度及背景辐照度作为自由空间通信的核心环境影响因素，会对 QSDC 系统的保密容量和最大安全通信距离产生明显影响，本节通过数值仿真量化分析这三类环境因素的影响规律及作用机制。

图 8 展示了不同海拔高度对系统最大通信距离影响的仿真结果。在白天条件下，近地表受太阳辐射加热作用影响，形成较强的热对流边界层，导致湍流强度较大，其折射率结构常数 C_n^2 在低海拔处约为 $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 量级，通信距离较短。在夜间条件下，地表逐渐冷却致使大气趋于稳定，湍流强度整体较白天低约一个数量级，地表 C_n^2 约在 $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 量级，系统在低海拔区域即表现出较优的通信性能。当通信链路处于低于 350 米的低海拔区域时，随着海拔高度的升高，系统的最大通信距离快速提升；当海拔超过 1000 米之后，系统的最大通信距离基本不再提升，表明系统性能已趋于饱和，此时，继续降低湍流强度对增大通信距离的作用有限，需通过优化其他系统参数

进一步提升性能。

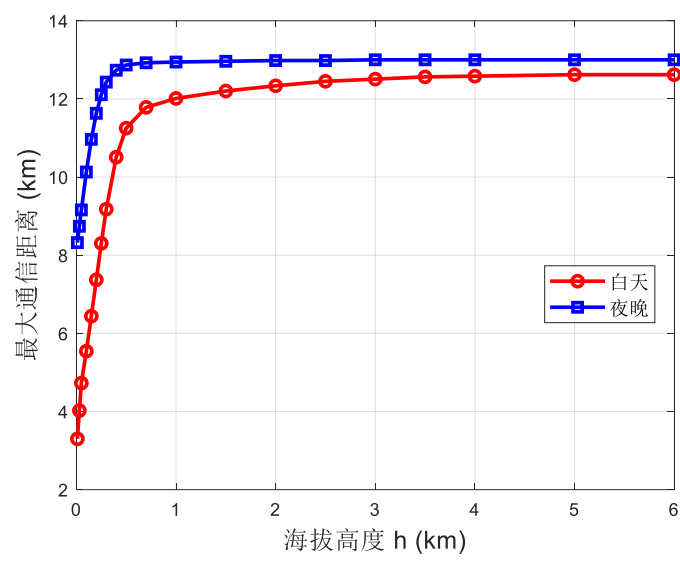


图 8 最大通信距离随海拔高度的变化曲线

Fig.8. The variation curve of the maximum communication distance with altitude

大气可见度直接决定大气消光系数 $\gamma(\lambda)$ ，进而决定信号光在大气传输中的衰减程度，其对系统最大通信距离的影响如图 9 所示。在可见度小于 5km 时，强消光效应成为系统性能的核心制约因素，湍流与背景噪声的影响被掩盖，白天与夜间的最大通信距离几乎无差异；当可见度超过 5km 后，夜间湍流强度低、系统噪声小的优势逐步显现，其最大通信距离与白天的差距随可见度提升持续扩大；当可见度达到约 50km 以上时，大气已趋于清澈，气溶胶散射引起的附加衰减很小，此时信号的衰减主要来源于湍流效应与固有衍射，继续提高可见度对整体链路损耗的改善作用有限，因此通信距离提升不明显，系统性能曲线逐渐收敛。

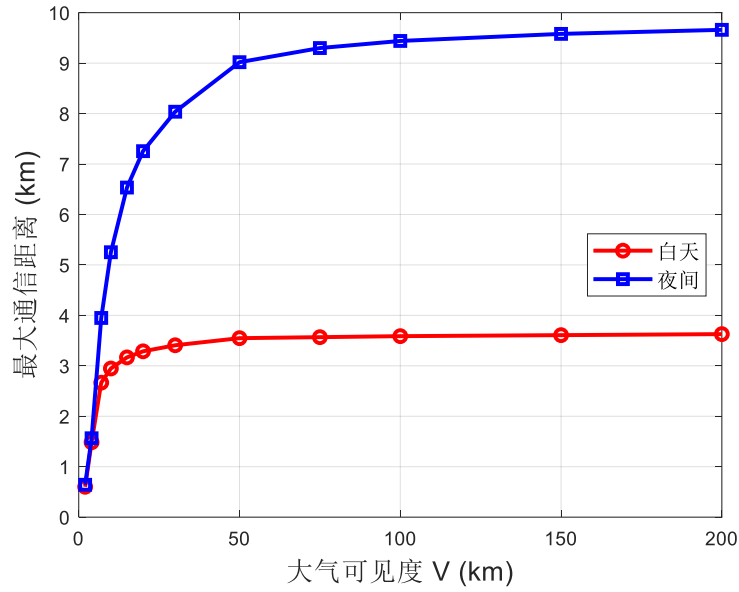


图 9 最大通信距离随大气可见度的变化曲线

Fig.9. The variation curve of the maximum communication distance with visibility

背景辐照度 H_b 是自由空间 QSDC 系统噪声的重要来源。在波长 1550nm 附近， H_b 的典型取值如下^[14]：晴朗白天约为 $6.85 \times 10^{-5} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm})$ ，满月晴朗夜间约为 1.5×10^{-7} ，无月晴朗夜间约为 1.5×10^{-8} 。仿真结果如图 10 所示，在夜间条件下， H_b 的变化对系统保密容量与最大通信距离影响甚微；而在白天条件下，减轻 H_b 的影响可提升保密容量并延长最远通信距离。

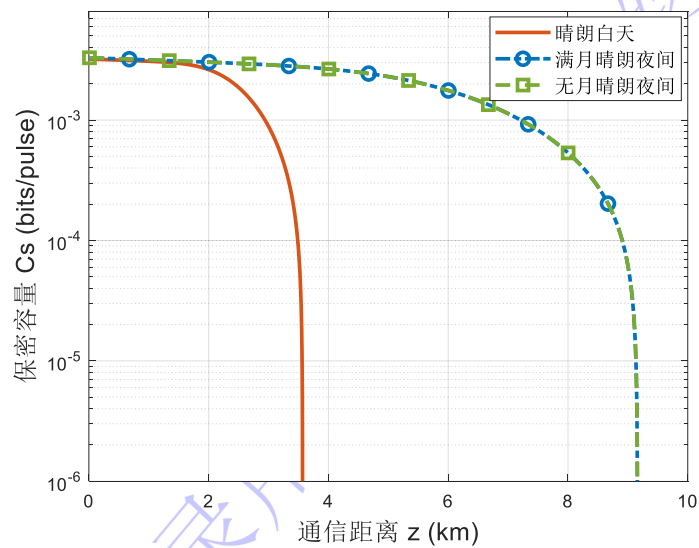


图 10 不同 H_b 下的保密容量随通信距离变化曲线

Fig.10. The variation curve of secure capacity with communication distance under different H_b

白天强背景光是自由空间 QSDC 系统的主要噪声源之一。在实际系统设计与部署中,日间工作时应优先采用高抑制比的频谱滤波、空间滤波和时间门控等技术,以降低背景光干扰。夜间工作时,背景光影响较小,系统设计可更侧重于提升信道透射率与探测器性能。

3.4 部署建议

基于上述仿真结果分析,本节结合实际应用场景,从站点选址、设备选型、环境适应与系统优化等方面,提出以下部署建议,旨在提升自由空间 QSDC 系统在实际大气环境中的稳健性与实用性能。首先,在站点选址上,应优先选择海拔高度不低于 700m 的站点,以获得较优性能,若夜间通信较多,可适当放宽高度至 350m 左右。在选址前可进行本地大气湍流强度与可见度监测,以评估通信效能。其次,在工作时段与天气条件规划上,应避免在大气可见度小于 20 km,如雾、霾、沙尘等天气下工作,且高安全、高速率的通信任务应尽量安排在夜间进行。再次,在探测器选型上,在实时速率与安全性要求较高的场景,推荐采用 SNSPD,在成本敏感或速率要求一般的边缘节点,可选用 APD,实现性能与成本的平衡。最后,在光学系统设计上,需结合其他环境条件参数,来联合优化发射与接收孔径及初始光斑尺寸,以实现性能最大化,同时,高效的接收端滤波设置在白天通信中是必不可少的。

4 结论

本文基于诱骗态 DL04-QSDC 协议,以近地面自由空间水平链路为场景,系统分析了环境因素和光学设备参数对 QSDC 系统保密容量的影响。通过建立包含空间衍射、大气消光与湍流效应的综合信道模型,并结合实际器件参数与噪声模型,开展数

值仿真与性能分析。首先分析了发射、接收设备参数的影响，白天强湍流下，增大孔径虽提升信号收集效率，但也会引入更多背景噪声，需要权衡两种影响；夜间背景噪声小，增大孔径有助于提升通信距离。初始光斑尺寸存在最优值，需结合系统其他环境参数进行优化设计。其次分析了探测器性能的影响，采用 SNSPD 相比 APD 可将系统保密容量提升约 2 至 3 倍，但这两种探测器所能达到的最大安全通信距离很相近，说明系统最大通信距离主要由信道衰减主导，单纯提升探测器灵敏度难以大幅拓展通信范围，在实际部署中应根据速率需求、成本约束与通信距离目标合理选择探测器类型。最后分析了三种环境因素对系统性能的影响，在白天，海拔低于 700m 时，系统通信距离受湍流制约较大，夜间在 300m 高度即可获得较优性能，继续提升海拔对通信距离的增益有限。大气可见度超过 50km 时，系统性能趋于良好，可见度较低时，消光效应成为主要限制因素。夜间背景光影响微弱，白天强背景光为主要噪声源，须通过高效的空间、频谱与时间滤波技术加以抑制。

综上，本研究通过量化分析环境条件与器件参数对自由空间 QSDC 系统性能的影响规律，为实际系统的链路设计、站点选址、器件选型与工作时段规划提供了理论依据与参数优化指导。未来工作可进一步考虑自适应光学补偿、动态信道跟踪以及纠错加密联合编码等技术应用，以提升系统在复杂大气环境中的稳健性与实用化水平。

附录

附录 A 四诱骗态 DL04-QSDC 系统保密容量计算模型

本系统采用弱相干光源，其光子数服从泊松分布， $p(n, \mu)$ 表示平均光子数为 μ 的光脉冲包含 n 个光子的概率。在光子往返传输的过程中，Alice 和 Bob 端的总增益可统一表示为^[26]：

$$Q_x^W = \hat{Y}_0^W + 1 - e^{-\eta^W x} \quad (A1)$$

其中， $W \in \{BA, BAB\}$ 分别表示 Bob-Alice 前向传输路径和 Bob-Alice-Bob 整个往返路径， $x \in \{\mu, \nu_1, \nu_2, \nu_3\}$ 对应信号态及三种诱骗态的光源强度， η^W 为该路径上从光源到探测器的总透射率， $\hat{Y}_0^W$ 为 Alice 或 Bob 端的总背景计数，包含杂散光、暗计数及其引发的后脉冲事件。

为了精确估计公式(1)中的参数 e_1^{BA} 和 e_2^{BA} ，本文采用四诱骗态 DL04-QSDC 协议，即一个真空态和三个弱诱骗态。通过联立诱骗态方程组^[27]，可估计出单光子、双光子的 DBER 上边界分别为：

$$e_1^{BA,U} = \frac{E_{\nu_3}^{BA} \cdot Q_{\nu_3}^{BA} \cdot e^{\nu_3} - e_0 \cdot \hat{Y}_0^A}{Y_1^{A,L} \cdot \nu_3} \quad (A2)$$

$$e_2^{BA,U} = \frac{2 \left(E_{\nu_2}^{BA} \cdot Q_{\nu_2}^{BA} \cdot e^{\nu_2} - \frac{\nu_2}{\nu_3} \cdot E_{\nu_3}^{BA} \cdot Q_{\nu_3}^{BA} \cdot e^{\nu_3} + \frac{\nu_2 - \nu_3}{\nu_3} \cdot e_0 \cdot \hat{Y}_0^A \right)}{Y_2^{A,L} \cdot \nu_2 \cdot (\nu_2 - \nu_3)} \quad (A3)$$

进一步，推导出发送单光子、双光子时接收端响应概率的下边界分别为：

$$Y_1^{A,L} = \frac{\mu^2 \cdot (Q_{\nu_2}^{BA} e^{\nu_2} - Q_{\nu_3}^{BA} \cdot e^{\nu_3}) - (\nu_2^2 - \nu_3^2) (Q_{\mu}^{BA} e^{\mu} - \hat{Y}_0^A)}{\mu \cdot (\nu_2 - \nu_3) (\mu - \nu_2 - \nu_3)} \quad (A4)$$

$$Y_2^{A,L} = \frac{2\mu \cdot (Q_{\nu_1}^{BA} e^{\nu_1} - Q_{\nu_2}^{BA} \cdot e^{\nu_2}) - 2(\nu_1 - \nu_2) (Q_{\mu}^{BA} e^{\mu} - \hat{Y}_0^A)}{\mu \cdot (\nu_1 - \nu_2) (\nu_1 + \nu_2 - \mu)} \quad (A5)$$

$Q_{\mu,n=x}^{BAE}$ 表示 Eve 对平均光子数为 μ 的信号光中 x 个光子成分的总增益。根据文献^[26]的推导，在假设 Alice 接收并测量的光子总透射率 γ^A 与 Alice 对她接收到的光子

进行编码后 Eve 的整体传输率 γ^E 相等的条件下，可得到如下不等式：

$$Q_{\mu,n}^{BAE} \leq [Q_{\mu,n}^{BA} - p(n,\mu)Y_0^A] \quad (A6)$$

为获得保守的保密容量下界，注意到公式(1)中， Q_{μ}^{BAE} 中 $n \geq 3$ 这一项的系数要大于 $n = 1$ 和 $n = 2$ 这两项的系数，因此我们采用估算 $Q_{\mu,n=1}^{BAE}$ 、 $Q_{\mu,n=2}^{BAE}$ 的下界和 $Q_{\mu,n \geq 3}^{BAE}$ 的上界，来计算更安全保守的保密容量。

$$Q_{\mu,n=1}^{BAE,L} \leq p(n = 1, \mu)(Y_1^{BA,L} - Y_0^A) \quad (A7)$$

$$Q_{\mu,n=2}^{BAE,L} \leq p(n = 2, \mu)(Y_2^{BA,L} - Y_0^A) \quad (A8)$$

$$Q_{\mu,n \geq 3}^{BAE,U} \geq Q_{\mu}^{BA} - \hat{Y}_0^A - Q_{\mu,n=1}^{BAE,L} - Q_{\mu,n=2}^{BAE,L} \quad (A9)$$

附录 B 大气信道各子模型对渐进保密容量下界的贡献机理

为清晰阐明空间衍射、大气消光、大气湍流三类子模型如何影响并约束诱骗态 DL04-QSDC 系统的渐进保密容量下界，本附录从物理机制出发，沿信道透射率—系统增益与误码率—保密容量的完整链路，拆解分析各大气子模型的物理贡献、传递路径与量化影响机制。

首先，空间衍射模型描述高斯光束在真空传播中的固有展宽，其透射率 η_d 由接收孔径与远场光斑尺寸之比决定，见公式(B1)。该效应构成光束扩展的物理基底，即使在无湍流的理想大气中，衍射也会导致接收光强随距离平方衰减。

$$\eta_d = 1 - e^{-\frac{2a_R^2}{w_z^2}} \quad (B1)$$

湍流效应则在此基底上叠加了额外扩展和随机漂移，前者使光束截面进一步增大，后者使光斑质心偏离接收孔径中心，二者共同导致接收端有效耦合效率 η_{tur} 下降。需强调的是，衍射与湍流并非独立相加，而是通过公式(12)中 w_z 与 ρ_0 的非线性耦合共同决定最终到达光斑尺寸 w_{st} ，进而影响 η_{st} 和漂移方差 σ_{TB}^2 。因此，湍流贡献可分

解为“放大衍射基底”和“引入随机偏移”两个层次，其中前者在弱湍流下占主导，后者在中强湍流下显著增强。

其次，大气消光模型反映了气溶胶米氏散射引起的指数型功率衰减，其透射率 $\eta_{atm} = \exp(-\gamma z)$ 独立于光斑形态，直接压制信号平均功率。与衍射和湍流不同，消光不改变光束空间分布，仅按比例降低到达接收面的总光子数。值得注意的是，在短距离和低可见度条件下，消光引起的衰减远大于衍射与湍流损耗，成为影响信道透射率 η_{chan} 的主导因素；在长距离和高可见度条件下，衍射与湍流的累积效应逐渐超过消光，成为限制通信距离的主要瓶颈。

上述三个子模型通过公式(4)共同构成 η_{chan} ，其中 η_{tur} 本身已包含衍射基底，见公式(15)中 w_{st} 对 w_z 的依赖。进而， η_{chan} 经由公式(2)和(3)分别决定往返路径总透射率 η^{BAB} 和单向路径总透射率 η^{BA} 。由公式(A1)和(20)可知， η^W 直接影响总增益 Q_x^W 和量子比特误码率 E_μ^W 。当 η^W 较大时，信号光子贡献占优，增益近似为 $1 - \exp(-\eta^W x)$ ，误码率主要由系统固有错误 e_{det} 决定；当 η^W 较小时，信号衰减严重，增益趋于背景噪声 $\hat{Y}_0^W$ ，误码率则因信噪比下降而迅速升高，逼近 $e_0 = 0.5$ 。最终，增益与误码率通过公式(1)中的各项参数共同决定保密容量下界。

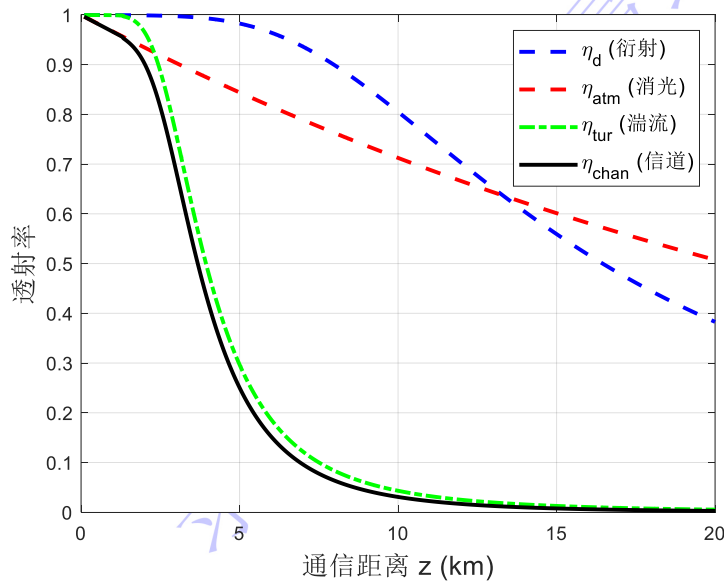


图 B1 大气信道各子模型随通信距离的变化曲线

Fig.B1. Variation Curves of Each Atmospheric Channel Submodel with Communication Distance

图 B1 展示了在典型参数($h = 50\text{m}$, $V = 30\text{km}$, $w_0 = 5\text{cm}$, $a_R = 10\text{cm}$)设置下, 空间衍射透射率(等效为仅考虑衍射时接收效率)、湍流效应透射率 η_{tur} (已包含衍射基底)、大气消光透射率 η_{atm} 以及信道透射率 η_{chan} 随通信距离的变化曲线。可以看出: 在 1.5km 以内, 信道损耗以消光为主; 超过 1.5km 距离之后, 衍射与湍流的联合衰减使 η_{tur} 快速下降, 衰减速率明显快于消光, 表明光束扩展与漂移开始主导性能退化; 当距离超过 13.5km 后, 纯衍射效应引起的透射率 η_d 开始低于 η_{atm} , 这也印证了在远距离传输中衍射衰减成为主要限制因素。该图直观展示了各子模型在不同距离段的主导地位转换, 并解释了为何单纯提高探测器灵敏度无法显著延伸最大通信距离, 因为当 η_{chan} 降至极低时, 信号光子通量已低于安全传输所需阈值, 误码率升高, 保密容量降至零以下。

综上所述, 空间衍射提供基础衰减曲线, 湍流在此基础上引入随距离加速劣化的额外损耗, 消光则施加与距离呈指数关系的静态抑制。三者共同决定空间信道透射率, 进而非线性地影响增益与误码率, 最终决定系统的保密容量下界。

参考文献

- [1] Deng F G, Li X H, Long G L 2016 *Journal of Beijing Normal University (Natural Science Edition)* **52** 791 (in Chinese) [邓富国,李熙涵,龙桂鲁 2016 北京师范大学学报(自然科学版) **52** 791]
- [2] Long G L, Deng F G, Wang C, Li X H, Wen K, Wang W Y 2007 *Frontiers of Physics*. **2** 251
- [3] Long G L, Liu X S 2002 *PHYSICAL REVIEW A*. **65** 032302
- [4] Deng F G, Long G L 2004 *PHYSICAL REVIEW A*. **69** 2319
- [5] Qi R Y, Sun Z, Lin Z S, Niu P H, Hao W T, Song L Y, Huang Q, Gao J C, Yin L G, Long G L 2019 *Light: Science & Applications*. **8** 22
- [6] Pan D, Lin Z S, Wu J W, Zhang H R, Sun Z, Ruan D, Yin L G, Long G L 2020 *Photonics Research*. **8** 1522
- [7] Zhang H R, Sun Z, Qi R Y, Yin L G, Long G L, Lu J H 2022 *Light: Science & Applications*. **11** 787
- [8] Sun Z Z, Cheng Y B, Liu Y C, Guo J X, Song X T, Zhang W, Pan D, Long G L 2026 [arXiv:2602.06624](https://arxiv.org/abs/2602.06624) [quant-ph]
- [9] Pan D, Long G L, Yin L G, Sheng Y B, Ruan D, Soon X N, Lu J H, Hanzo L 2024 *IEEE Communications Surveys and Tutorials*. **26** 1
- [10] Pan D, Song X T, Long G L 2023 *Advanced Devices & Instrumentation*. **4** 4
- [11] Pirandola S 2021 *Physical Review Research*. **3** 013279
- [12] Grabner M, Kvicera V 2010 *Loughborough Antennas & Propagation Conference* 2010. Pages 193-196

- [13] Miao E L, Han Z F, Gong S S, Zhang T, Diao D S, Guo G C 2005 *NEW JOURNAL OF PHYSICS*. **7** 215
- [14] Khanna A, Majumder S, Jain A, Singh D K 2024 *IET Quantum Communication*. **5** 157
- [15] Vasylyev D, Semenov A A, Vogel W 2016 *Physical Review Letters*. **117** 090501
- [16] Gisin N, Ribordy G, Tittel W, Zbinden H 2002 *Rev Mod Phys*. **74** 145
- [17] Svelto O, Hanna D C 2010 *New York: Springer* p153
- [18] Sizun H, De Fornel F, Al Naboulsi M 2004 *Opt. Eng.* **43** 319
- [19] I.Kim I, McArthur B, Korevaar E 2001 *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering*. **4214** 26
- [20] Majumdar A K, Ricklin J C 2005 *Free-space laser communications V*.
- [21] Dequal D, Trigo V L, Roman R V, Vallone G, Villoresi P, Leverrier A, Eleni Diamanti 2021 *NPJ Quantum Information*. **7** 1
- [22] Vasylyev D Y, Semenov A A, Vogel W 2012 *Physical review letters*. **108** 220501
- [23] Guo H, Li Z Y, Peng X 2016 *Beijing: National Defense Industry Press*. p267 (in Chinese) [郭弘,李政宇,彭翔 2016 北京: 国防工业出版社 第 267 页]
- [24] Gruneisen M T, Flanagan M B, Sickmiller B A, Black J P, Stoltenberg K E, Duchane A W 2015 *Optics Express*. **23** 23924
- [25] Bonato C, Tomaello A, DaDeppo V, Naletto G, Villoresi P 2009 *New Journal of Physics*. **11** 045017
- [26] Liu X, Li Z J, Luo D, Huang C F, Ma D, Geng M M, Wang J W, Zhang Z R, and Wei K J 2021 *Science China(Physics, Mechanics & Astronomy)* . **64** 72

Research on Quantum Secure Direct Communication Protocol in Atmospheric Turbulence Environment of Space Channel*

DONG Mingshan^{1) 2)} WEI Bozhi^{2) 3)} LIU Ao²⁾ LIU Wenbo²⁾ CHEN Lanjian^{2†)}

1) (National University of Defense Technology, Changsha 430010, China)

2) (Information Support Force Engineering University, Wuhan 430033, China)

3) (Guangxi University, Nanning 530004, China)

Abstract

This study presents a comprehensive performance evaluation of the decoy-state DL04 quantum secure direct communication (QSDC) protocol over near-ground free-space horizontal links, with particular emphasis on the combined effects of atmospheric turbulence, aerosol extinction, and background radiation. Unlike previous works that often focus on quantum key distribution or treat environmental factors in isolation, we develop an integrated analytical framework that simultaneously accounts for spatial diffraction of Gaussian beams, Beer–Lambert extinction due to molecular and aerosol scattering, and turbulence-induced beam broadening and wandering

* Project supported by the Hubei Provincial Natural Science Foundation Program General Surface Project (Grant No.2024AFB991), the Innovation Talent Cultivation Fund of the Information and Communication College of National University of Defense Technology (YJKT-QT-2509)

† Corresponding author.E-mail: troy_elephant@163.com

described by the HV-21/HV-Night turbulence models. The turbulent instantaneous transmittance is modelled by a Weibull distribution, from which the average turbulence-induced loss is derived. The system performance is quantified by the asymptotic secure capacity under collective attacks and photon-number-splitting attacks, with single- and two-photon error rates tightly estimated via a four-decoy-state protocol. The quantum bit error rate is formulated to include detector dark counts, afterpulsing, intrinsic optical errors, and, crucially, the bidirectional background noise contributions from both the forward (Bob–Alice) and round-trip (Bob–Alice–Bob) paths.

Numerical simulations are carried out at 1550 nm wavelength, using typical commercial parameters for both avalanche photodiode (APD) and superconducting nanowire single-photon detector (SNSPD). Key quantitative findings are as follows. (1) The receiving aperture and initial beam size exhibit non-monotonic optimization: increasing the aperture improves signal collection but also enhances background noise ingress, especially under strong daytime irradiance, leading to an optimum aperture for maximum secure distance; similarly, an optimal initial beam radius exists that balances far-field divergence and aperture overfill. (2) SNSPD improves the secure capacity by a factor of 2–3 compared with APD at short-to-medium ranges, yet the maximum secure communication distance differs marginally between the two detectors. This result indicates that the ultimate range is fundamentally limited by atmospheric channel attenuation rather than detector sensitivity. (3)

Turbulence strength and atmospheric visibility are the dominant environmental determinants: below 5 km visibility, extinction overwhelms all other losses and masks day–night differences; above 50 km visibility, further improvement yields diminishing returns as diffraction and turbulence become the residual limiting factors. (4) Daytime background irradiance ($\sim 10^{-5}$ W/(m²·sr·nm)) severely degrades both secure capacity and range, necessitating aggressive spatial, spectral, and temporal filtering; in contrast, nighttime irradiance (as low as 10^{-8}) contributes negligible noise, making nocturnal operation highly favourable for high-rate secure communication. (5) Elevation dependence shows that performance saturates above approximately 700 m during daytime and above 350 m at night, suggesting that modest altitude gain can significantly mitigate near-ground turbulence.

These results provide a quantitative, physically transparent basis for link-budget design, site selection, detector choice, and operational scheduling in practical free-space QSDC deployments. The model also reveals the distinct regimes where diffraction, extinction, or turbulence dominates, offering guidance for adaptive system optimisation under varying weather and diurnal conditions.

Keywords: Quantum secure direct communication, Free space, Atmospheric turbulence

PACS: 03.67.Hk, 42.68.Bz, 42.68.Ay