

大气湍流对空间相干光通信的相干探测性能影响*

刘宇韬^{1)2)†} 徐苗¹⁾ 付兴虎¹⁾ 付广伟¹⁾

1) (燕山大学信息科学与工程学院, 河北省特种光纤与光纤传感重点实验室, 秦皇岛 066004)

2) (自然资源部海洋观测技术重点实验室, 天津 300112)

(2023年11月29日收到; 2024年3月27日收到修改稿)

空间相干光通信被认为是突破现有高速空间通信瓶颈的重要手段, 但其应用受到大气湍流的极大限制. 为此, 本文首先基于 Huygens-Fresnel 原理和低频补偿功率谱反演法, 研究了高斯光束经大气湍流传输后振幅和相位的随机分布特性; 然后, 利用相干混频效率及通信误码率模型, 获得大气湍流对空间相干光通信系统性能的影响规律; 最后, 搭建激光外差探测实验系统, 定量研究了大气湍流对空间相干光通信相干探测性能的影响. 结果表明: 弱湍流条件下, 空间相干光通信性能几乎不受大气湍流的影响; 中等强度湍流影响下, 相干混频效率会随着湍流强度的增大而迅速下降, 但通过提高单比特光子数可以有效抑制湍流对通信性能的负面影响; 强湍流会显著破坏光束相干性, 使得相干混频效率趋近于零, 即使提高单比特光子数也无法有效改善通信性能. 大气湍流是空间相干光通信发展的重要限制因素, 该研究可为空间相干光通信系统性能评估提供有益参考.

关键词: 空间相干光通信, 大气湍流, 混频效率, 误码率**PACS:** 42.79.Sz, 42.25.Dd, 42.25.Kb**DOI:** 10.7498/aps.73.20231885

1 引言

随着空间信息技术的发展, 对星地通信带宽的需求不断提升, 发展超高速空间激光通信技术已成为重大战略需求^[1,2]. 根据调制方式的不同, 空间激光通信较为成熟的技术分为非相干光通信体制和相干光通信体制两大类^[3,4]. 非相干光通信体制采用强度调制/直接探测 (intensity modulation/direct detection, IM/DD) 的方式, 常采用调制开关键控 (on-off keying, OOK) 和脉冲位置调制 (pulse position modulation, PPM) 两种强度调制技术. 而相干光通信则是在发射端对光载波进行幅度、频率或相位调制, 在接收端采用相干探测技术

进行信息接收的通信方式, 常采用二进制相移键控 (binary phase-shift keying, BPSK)/零差 (外差) 相干探测、差分相移键控 (differential phase-shift keying, DPSK)/自差相干探测、正交相移键控 (quadrature phase-shift keying, QPSK)/零差 (外差) 相干探测等^[5].

相较于非相干光通信技术, 相干光通信技术具有更宽的通信带宽、更高的探测灵敏度、更强的背景噪声抑制能力. 因此, 目前绝大多数的超高速、远距离空间光通信系统都采用相干体制. 近年来, 世界主要科技强国相继部署了多个相关重大研发计划, 例如美国的激光通信中继计划 LCRD^[6]、低成本近地集成终端计划 ILLUMA-T^[7], 欧洲的星间激光通信计划 SILEX^[8]、数据中继卫星计划 EDRS^[9],

* 国家重点研究发展计划 (批准号: 2019YFC1407904)、河北省自然科学基金 (批准号: F2022203011)、河北省高等学校科学技术研究项目 (批准号: QN2022112) 和自然资源部海洋观测技术重点实验室开放基金 (批准号: 2021klootA07) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ytliu@ysu.edu.cn

日本的数据中继卫星计划 JDRS^[10]、先进激光仪器高速通信计划 HICALI^[11]，以及中国的“墨子号”卫星星地激光通信计划^[12]、“实践二十号”卫星超高速星地激光通信计划^[13]等。

由于采取相干探测的接收方式，空间相干光通信系统对信号光场与本振光场的波前匹配要求十分严格^[14,15]。然而，如大气湍流^[16]、光学系统像差^[17]、角度失配^[18]等因素会影响本振光场和信号光场间的匹配状态。其中，尤以大气湍流对相干光通信系统性能的影响最为显著。在光束的传播过程中，大气湍流对信号光的光强和相位均会造成破坏^[19,20]。一方面，导致光强闪烁，破坏信号光场与本振光场的光强分布一致性；另一方面，导致空间相位畸变，破坏信号光场与本振光场的相位分布一致性。然而，现有研究中常忽略光强闪烁的影响，仅考虑大气湍流导致的空间相位畸变对相干光通信系统性能的影响。因此，综合评估大气湍流引起的相位和光强的随机起伏对相干光通信系统性能影响的研究具有十分重要的意义。

相干混频效率是系统接收到的平均有效相干功率与总接收光功率的比值，其值直观反映了探测器表面本振光场与信号光场的匹配程度，是评价相干光通信系统性能的重要手段^[21,22]。基于此，本文利用 von Karman 功率谱建立光在大气湍流中传输的数值仿真模型，综合分析大气湍流引起的光强闪烁及空间相位畸变对相干光通信系统性能的定量影响。首先，简要梳理相干探测基本原理，并以外差接收系统为研究对象，对相干光通信系统的相干混频效率及通信误码率进行理论分析。然后，研究光波经大气湍流传输后的光场分布特性，利用大气湍流相位屏模拟大气湍流引起的空间相位畸变，并通过惠更斯-菲涅耳原理分析信号光场的光强分布。之后，建立相干光通信系统的相干混频效率及通信误码率模型，通过改变激光传输路径上的大气湍流特征参数，获得大气湍流对相干光通信系统性能的定量影响规律。最后，搭建激光外差探测实验系统，通过实验验证了仿真分析结果的有效性。

2 理论分析

空间光通信是以激光作为通信载体，以大气或太空等自由空间作为信道进行数据传输的通信方

式。根据调制方式的不同，空间激光通信较为成熟的技术分为非相干光通信体制和相干光通信体制两大类，而相干光通信与非相干光通信最大的区别在于接收端解调与检测方式的不同。如图 1 所示，相干探测系统需在接收端引入本振光，并通过混频器实现与信号光的相干叠加，再利用光电探测器获取混频的中频信号，进而通过信号处理系统解调得到通信信号。

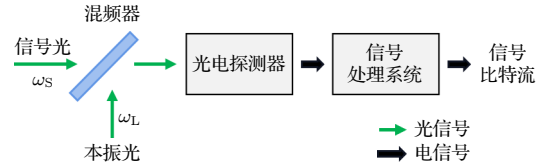


图 1 相干探测系统示意图

Fig. 1. Schematic illustration of the coherent detection scheme.

假设信号光束和本振光束的传播方向和偏振态都相同，则两束光电场可以表示为

$$E_S(t) = A_S \cos(\omega_S t + \varphi_S), \quad (1a)$$

$$E_L(t) = A_L \cos(\omega_L t + \varphi_L), \quad (1b)$$

其中， A_S 和 A_L 分别表示信号光与本振光的振幅， ω_S 和 ω_L 分别为其角频率， φ_S 和 φ_L 代表两束光的初相位。

根据光电探测器的平方律特性，当光电探测器接收垂直入射的信号光和本振光时，其响应电流与合成场光强的平方成正比，即：

$$\begin{aligned} i &= R |E_S + E_L|^2 \\ &= R \{ A_S^2 \cos^2(\omega_S t + \varphi_S) + A_L^2 \cos^2(\omega_L t + \varphi_L) \\ &\quad + A_S A_L \cos[(\omega_S + \omega_L)t + (\varphi_S + \varphi_L)] \\ &\quad + A_S A_L \cos[(\omega_S - \omega_L)t + (\varphi_S - \varphi_L)] \}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中，光电探测器响应度 $R = e\eta/(h\nu)$ ， e 为电子电荷， η 为探测器的量子转换效率， h 为普朗克常数， ν 为光波频率。(2) 式是 4 个频率分量的和，分别对应 4 种不同的频率成分，前两项是直流功率项，后两项为时变功率项。由于光频率极高，光电探测器无法响应合频项 $\omega_S + \omega_L$ 这样高的光频率，因此第 3 项中的光波成分不与光电探测器发生相互作用，无响应电流输出。而第 4 项为差频分量项，根据两光束频率的异同，相干探测可分为零差探测和外差探测两种形式。当 $\omega_S = \omega_L$ 时，称为零差探测，

而当 $\omega_S \neq \omega_L$ 时, 称为外差探测. 本文后续讨论中都以外差探测为例, 探讨大气湍流对空间相干光通信系统的性能影响规律. 外差探测系统输出的是中频信号 $\omega_{IF} = \omega_S - \omega_L$, 进一步经过下变频转换为基带信号.

由 (2) 式可以看出, 信号光振幅、频率、相位所携带的信息均可被探测出来. 也就是说, 由振幅调制、频率调制以及相位调制的光波所携带的信息, 通过相干探测的方式均可实现解调. 同时, 混频后的响应中频电流交流分量的大小与本振光的振幅幅值都成正比, 通过增大本振光功率即可实现信号的放大.

假设光敏面表面积为 U 的探测器对光信号均匀响应, 且响应带宽有限 (中频信号带宽为 B_{IF}), 则探测器输出的均方中频电流表达式可表示为^[23]

$$\langle i_{IF}^2 \rangle = \frac{1}{2}(2R)^2 \times \left\{ \left[\int_U A_S A_L \cos(\Delta\varphi) dU \right]^2 + \left[\int_U A_S A_L \sin(\Delta\varphi) dU \right]^2 \right\}, \quad (3)$$

式中, $\Delta\varphi = \varphi_S - \varphi_L$ 表示由于大气湍流引起的信号光与本振光间的空间相位差. 对于外差探测来说, 本振光功率通常远高于信号光功率. 因此, 在不考虑信号光引入的噪声情况下, 相干光通信接收系统的噪声主要由本振光的散粒噪声决定, 其表达式为^[23]

$$\langle i_N^2 \rangle = eRB P_L = eRB_{IF} \int_U A_L^2 dU. \quad (4)$$

因此, 经过中频放大器处理后的外差探测信噪比为

$$\text{SNR}_{IF} = \frac{\langle i_{IF}^2 \rangle}{\langle i_N^2 \rangle} = \text{SNR}_0 \times \frac{\left[\int_U A_S A_L \cos(\Delta\varphi) dU \right]^2 + \left[\int_U A_S A_L \sin(\Delta\varphi) dU \right]^2}{\int_U A_S^2 dU \int_U A_L^2 dU}, \quad (5)$$

式中, $\text{SNR}_0 = \frac{2\eta P_S}{\hbar\nu B_{IF}}$, 表示不存在大气湍流时的外差探测信噪比, 其中信号光功率 $P_S = \int_U A_S^2 dU$.

通常定义相干光通信系统的相干混频效率为

$$\gamma_{IF} = \frac{\left[\int_U A_S A_L \cos(\Delta\varphi) dU \right]^2 + \left[\int_U A_S A_L \sin(\Delta\varphi) dU \right]^2}{\int_U A_S^2 dU \int_U A_L^2 dU}, \quad (6)$$

(6) 式表明, 相干混频效率是实际情况下的系统信噪比与本振光和信号光完美匹配情况下的信噪比的比值. 当本振光场与信号光场完全匹配时 (即 $A_S = A_L$, $\Delta\varphi = 0$), 相干混频效率最大 ($\gamma = 1$). 相干混频效率直观反映了探测器表面本振光场与信号光场的匹配程度, 可作为评估相干光通信系统信噪比的工具.

误码率 (bit error ratio, BER) 是衡量的数字通信传输质量评价指标, 以 BPSK 系统为例, 以外差检测方式接收信号的通信误码率可表示为^[24]

$$\text{BER}_{IF} = \frac{1}{2} \text{erfc} \left(\sqrt{\eta N_p \gamma_{IF}} \right), \quad (7)$$

式中 erfc 为互补误差函数, 其中 N_p 为单比特接收到的光子数.

综上, 相干光通信具有灵敏度高、调制方式灵活的技术优势, 但其应用时对本振光和信号光的光

场匹配状态要求十分严格. 相干混频效率和误码率是评估相干光通信系统性能的重要工具, 可以以二者为标准来分析评估大气湍流对相干光通信系统的性能的定量影响.

3 大气湍流中光传输的数值模拟

由于大气中的湿度和温度存在梯度变化, 引起局部大气的湍流运动, 最终导致大气的折射率分布不均匀. 大气折射率在空域和时域上的随机不均匀分布将导致光强闪烁、相位起伏等现象, 降低光的空间相干性和时间相干性. 为评估大气湍流对相干光通信系统性能负面影响的严重程度, 首先需要定量地研究信号光束经大气湍流信道传输后光场振幅和相位的随机分布特性. 光在大气的传输过程中, 大气湍流引起的折射率起伏是一个随机过程.

利用低频补偿功率谱反演法创建大气湍流相位屏可以实现对大气湍流折射率随机起伏的建模, 以此实现对大气湍流引起的空间相位畸变的数值模拟^[19].

在分析大气湍流效应时, 基于 Kolmogorov 谱的湍流模型由于具有功率谱解析式简明清晰、便于理论仿真与计算的优势而被广泛应用. 但是, Kolmogorov 湍流模型模型对于湍流的边界条件要求较为苛刻, 需要假设大气湍流的外尺度无限大、内尺度无限小. 为了兼顾有限的外尺度条件, 本文选用 von Karman 谱模型构建大气湍流相位屏. von Karman 功率谱模型可表示为^[25]

$$\Phi_n(\kappa) = \frac{0.033C_n^2}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{11/6}}, \quad 0 \leq \kappa \leq 1/l_0, \quad (8)$$

式中, C_n^2 是大气折射率结构常数, κ (rad/m) 表示空间角频率, $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, l_0 和 L_0 分别为大气湍流的内尺度和外尺度. 大气折射率结构常数 C_n^2 不是真正的常数, 而是时间和空间的函数, 它实际上是描述折射率湍流强度的系数. 大气湍流对光束的影响相当于附加了一个随机的相位噪声, 而大气湍流引起的空间相位畸变的波动程度可以用大气折射率结构常数 C_n^2 来表征^[26].

通过低频补偿功率谱反演法产生大气湍流相位屏的基本原理如下: 首先生成一个频域内零均值、单位方差的 Hermitian 复高斯随机数矩阵 \mathbf{R} , 然后用符合大气湍流 von Karman 谱的功率谱密度函数 F_φ 对其进行滤波, 再进行逆傅里叶变换得到大气湍流相位屏的高频分量 φ_{HF} , 最后在傅里叶低频次谐波重采样的基础上进行插值合并生成低频补偿相位屏 φ_{LF} 补偿相位屏的低频成分. 因此, 大气湍流相位屏可表示为

$$\Delta\varphi = \varphi_{\text{HF}} + \varphi_{\text{LF}}. \quad (9)$$

在仿真建模过程中, 假设光波长为 532 nm, 湍流的内尺度和外尺度分别是 0.001 m 和 1 m, 光束传播距离为 1000 m, 相位屏宽度 0.4 m, 采样点数为 200×200 . 图 2 为不同 C_n^2 取值情况下的大气湍流相位屏仿真结果. 图 2(a)—(c) 中的大气折射率结构常数 C_n^2 取值分别为 2×10^{-17} , 2×10^{-15} , $2 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$, 代表弱、中、强 3 种强度的大气湍流所引起的空间相位畸变. 可以看出, 随着大气折射率结构常数 C_n^2 的增大, 大气湍流引起的空间相位畸变相位波动越剧烈. 弱湍流引起的相位畸变比较微弱, 而强湍流则会导致光束产生非常剧烈的空间相位畸变, 显著破坏光波波前.

Huygens-Fresnel 理论是分析光束传播问题的经典理论, 利用 Huygens-Fresnel 理论可有效分析大气湍流所导致的光强闪烁. 根据广义 Huygens-Fresnel 理论, 在旁轴近似条件下, 振幅为 u_0 的信号光传播通过大气湍流相位屏后, 光场振幅 u_n 可以表示为^[16]

$$u_n = F^{-1}\{F[u_0 \exp(i\Delta\varphi)] \cdot H(f_x, f_y)\}, \quad (10a)$$

$$H(f_x, f_y) = \frac{1}{i\lambda L} \exp(ikl) \exp[-i\pi\lambda L(f_x^2 + f_y^2)], \quad (10b)$$

式中, F 表示 Fourier 变换, $H(f_x, f_y)$ 为 Fresnel 衍射在频域的传递函数, λ 表示光波长, $k = 2\pi/\lambda$ 表示波数, L 表示光在大气中的传输距离, $f_x = x/(\lambda L)$, $f_y = y/(\lambda L)$ 表示空间频率.

由于激光近地应用中采用的光束绝大部分都是高斯光束, 因此本文主要是对高斯光束在大气湍流中的传输过程进行模拟. 将大气湍流引起的空间相位畸变仿真结果代入 (10a) 式和 (10b) 式中, 即

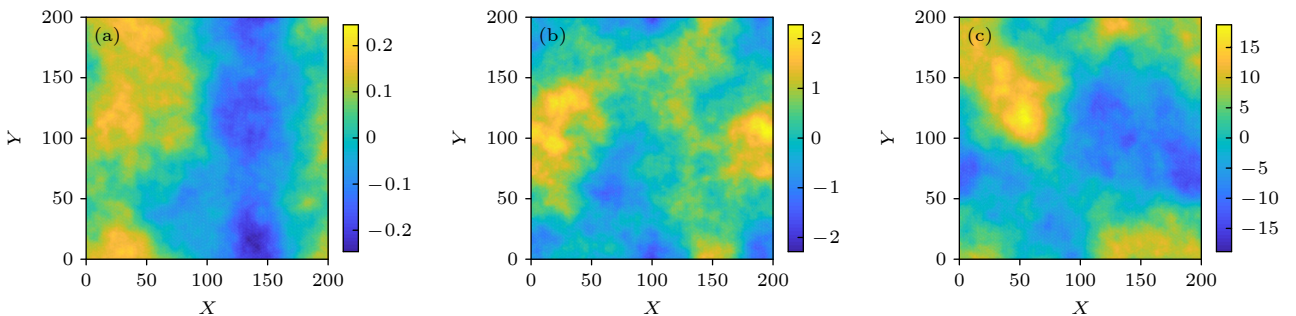


图 2 大气湍流相位屏仿真结果 (a) 弱湍流 $C_n^2 = 2 \times 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$; (b) 中湍流 $C_n^2 = 2 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$; (c) 强湍流 $C_n^2 = 2 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$

Fig. 2. Simulation results of atmospheric turbulence phase screen: (a) Weak turbulence $C_n^2 = 2 \times 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$; (b) moderate turbulence $C_n^2 = 2 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$; (c) strong turbulence $C_n^2 = 2 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$.

可得到经大气信道传输后光束截面的光强分布结果. 图 3 为高斯光束经不同湍流强度的大气信道传播后的光强分布的归一化结果, 其中图 3(a)—(c) 分别代表弱 ($C_n^2=2\times 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$)、中 ($C_n^2=2\times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$)、强 ($C_n^2=2\times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$) 这 3 种强度的大气湍流所引起光强分布结果. 从光强分布的变化趋势可以看出, 不同强度的大气湍流对高斯光束的影响差异较大, 光强畸变程度随湍流强度的增大而增加. 弱湍流几乎不会影响高斯光束的光强分布特性. 中等湍流会改变高斯光束的光强分布特性, 虽然光斑中心未产生严重的偏移, 但光强分布已不再是对称的圆形光斑. 强湍流则会显著破坏光强分布一致性, 导致光斑中心发生严重偏移, 光强分布呈现不规则分布. 导致这一现象的主要原因在于当大气湍流强度增大时, 湍流引起的空间相位畸变的相位波动也更被剧烈, 这会导致更加强烈的相位起

伏、光强起伏和光斑漂移等湍流现象, 最终严重破坏光束的光强分布 [27].

4 数值计算结果与分析

之前的研究中, 常忽略大气湍流引起的信号光场光强畸变对相干光通信系统性能的影响, 即假设本振光场与信号光场的振幅分布都服从均匀分布, 这会导致仿真结果与实际情况间存在较大的误差. 基于此, 本文提出将不同强度湍流引起的光强和相位畸变仿真模型代入相干混频效率公式及误码率公式中, 综合分析大气湍流引起的光强闪烁和空间相位畸变对相干光通信系统性能的定量影响. 其中, 利用 (6) 式计算系统相干混频效率, (7) 式计算通信系统误码率. 经大气湍流传输后的信号光振幅分布 A_S 及空间相位畸变 $\Delta\varphi$ 的仿真结果, 可表示为离散矩阵的形式:

$$\mathbf{A}_S = \begin{bmatrix} A_{S,1,1} & A_{S,1,2} & \cdots & A_{S,1,200} \\ A_{S,2,1} & A_{S,2,2} & \cdots & A_{S,2,n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ A_{S,200,1} & A_{S,200,2} & \cdots & A_{S,200,200} \end{bmatrix}, \quad \Delta\varphi = \begin{bmatrix} \varphi_{1,1} & \varphi_{1,2} & \cdots & \varphi_{1,200} \\ \varphi_{2,1} & \varphi_{2,2} & \cdots & \varphi_{2,200} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \varphi_{200,1} & \varphi_{200,2} & \cdots & \varphi_{200,200} \end{bmatrix}. \quad (11)$$

信号光场与本振光场间的相位差 $\Delta\varphi$ 是由大气湍流引起的, 因此可利用 von Karman 湍流相位屏模型表征信号光场与本振光场间的相位差异. 将 (11) 式代入 (6) 式中, 相干混频效率公式可表示为

$$\gamma = \frac{\left[\sum_{i=1}^{200} \sum_{j=1}^{200} (A_{S,i,j} \times A_{L,i,j} \times \cos \varphi_{i,j}) \right]^2 + \left[\sum_{i=1}^{200} \sum_{j=1}^{200} (A_{S,i,j} \times A_{L,i,j} \times \sin \varphi_{i,j}) \right]^2}{\left(\sum_{i=1}^{200} \sum_{j=1}^{200} A_{S,i,j}^2 \right) \times \left(\sum_{i=1}^{200} \sum_{j=1}^{200} A_{L,i,j}^2 \right)}. \quad (12)$$

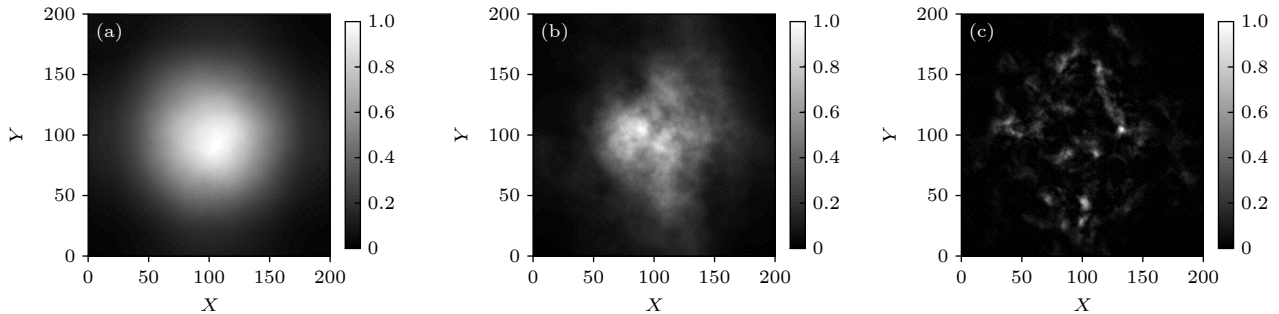


图 3 大气湍流扰动下的光强分布仿真结果 (a) 弱湍流 $C_n^2=2\times 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$; (b) 中湍流 $C_n^2=2\times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$; (c) 强湍流 $C_n^2=2\times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$

Fig. 3. Simulation results of light intensity distribution under atmospheric turbulence disturbance: (a) Weak turbulence $C_n^2=2\times 10^{-17} \text{ m}^{-2/3}$; (b) moderate turbulence $C_n^2=2\times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$; (c) strong turbulence $C_n^2=2\times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$.

由 (11) 式和 (12) 式联立, 即可构建大气湍流影响下的相干混频效率模型, 进而通过改变大气湍流信道参数, 即可定量分析信号光束经大气湍流信道传输后振幅和相位随机分布对相干光通信系统性能的影响. 基于第 3 节中的相关参数设定, 图 4 给出不同强度湍流扰动下的相干光通信系统相干混频效率的仿真结果. 总体来说, 通信系统的相干混频效率随着湍流强度的不断增大而降低.

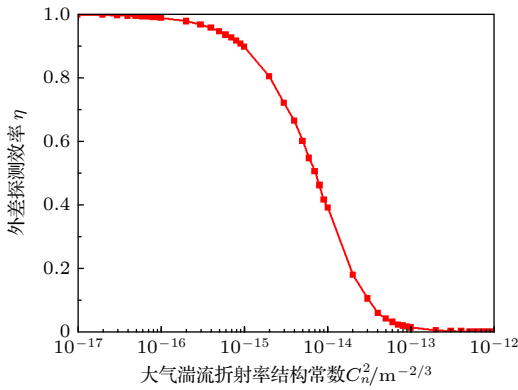


图 4 大气湍流扰动下的相干混频效率

Fig. 4. Results of coherent mixing efficiency under atmospheric turbulence disturbance.

在弱湍流情况下, 湍流强度的变化对系统相干混频效率的影响较小, 相干混频效率几乎趋近于 1, 这表明相干光通信系统性能并未受到较大的影响. 当湍流强度增大到中等强度时, 湍流强度的变化会显著影响相干光通信系统性能, 相干混频效率随着湍流强度的不断增大而迅速降低. 在强湍流情况下, 大气湍流将显著降低相干光通信系统的性能, 此时通信系统的相干混频效率已趋近于零. 导致这一现象的主要原因在于相干光通信信号为余弦信号, 湍流引起的信号光场相位和振幅的不均匀分布会导致光电探测器光敏面不同位置产生的信号相互抵消, 显著降低相干探测过程的效率和性能. 而当湍流强度较强时, 湍流引起的信号光场相位和振幅的不均匀分布使得光电探测器光敏面不同位置产生的信号几乎完全相互抵消, 即使探测器接收的信号光功率和本振光功率都很强, 也无法探测到有用的相干信号, 激光的相干特性几乎完全消退.

为方便计算, 本文忽略探测器的量子转换效率对相干光通信系统性能的影响, 设定探测器的量子转换效率为 1. 图 5 为不同湍流强度情况下相干光通信系统误码率随单比特光子数的变化曲线, 其中不同颜色的曲线为不同湍流强度下的计算结果. 在

弱湍流情况下, 误码率变化曲线几乎与无湍流情况下的曲线重合, 这说明弱湍流对通信系统误码率影响几乎可以忽略, 此时通信误码率随单比特数据光子数的增加而迅速下降, 单比特光子数大于 10 的情况下即可确保通信信噪比优于 10^{-5} . 在中等湍流情况下, 通信误码率曲线相较无湍流情况下已产生较大的差异. 在相同单比特光子数情况下, 中湍流影响下的通信误码率值远大于弱湍流情况下的误码率, 但通信误码率仍随单比特数据光子数的增加而迅速下降. 此时, 提高单比特光子数可以抑制中等强度湍流对相干光通信系统性能负面影响. 而在强湍流情况下, 误码率已趋近于 1, 通信误码率几乎不会随单比特数据光子数的变化而变化, 即使提高单比特数据光子数也无法显著降低误码率, 此时强湍流几乎导致完全退相干现象的产生, 严重影响相干光通信系统性能.

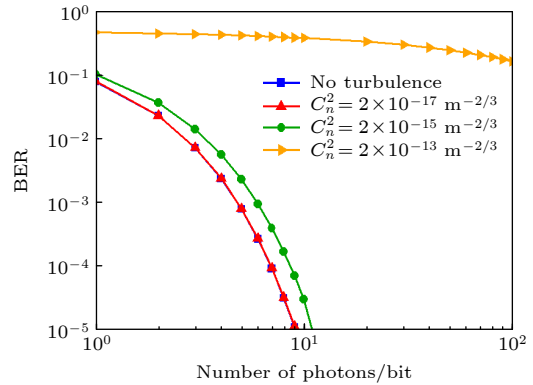


图 5 大气湍流扰动下的通信误码率随单比特光子数的变化曲线

Fig. 5. Results of coherent mixing efficiency under atmospheric turbulence disturbance.

5 实验

为进一步验证大气湍流对光外差探测性能的影响, 本文搭建了如图 6 所示的光外差探测实验系统, 以此测定不同强度的大气湍流影响下的相干混频效率结果. 系统中所用的光源为 Oxxius 公司生产的 L1 C 系列连续激光器, 其波长为 532 nm, 线宽小于 1 MHz, 输出功率可调范围为 0—300 mW, 相干长度大于 100 m. 激光器发出的光被分光比 30:70 的分束器 BS1 分束, 主能量光束作为信号光束, 次能量光束作为本振光束. 本振光与信号光路光功率分别通过调节激光器输出光功率及光衰减片 NDF1 和 NDF2 调节, 而外差信号频率通过

Gooch & Housego 公司的声光调制器 AOM 控制, 本实验中声光移频器件的移频量为 80 MHz. 信号光路中通过中科微星公司生产的空间光调制器 SLM 加载湍流相位屏以此引入湍流噪声, 进而通过调节合束器 BS3 和 BS4 使本振光束与信号光束空间匹配后通过透镜 L 垂直入射于光电探测器 PD 的光敏面上, 之后光电探测器产生的外差信号被示波器记录. 探测器为定制 PIN 光电探测器, 光敏面直径 0.5 mm, 探测器内部集成有中频放大器 (增益带宽 40 MHz, 中心增益频率为 80 MHz, 最大电压放大倍数为 46 dB). 实验中, 通过调节合束器 BS3 和 BS4 使得全部本振光束和信号光束能量被探测器所接收, 并通过调节衰减片 NDF1 和 NDF2 保证不同组实验中探测器接收到的本振光束和信号光束功率一致.

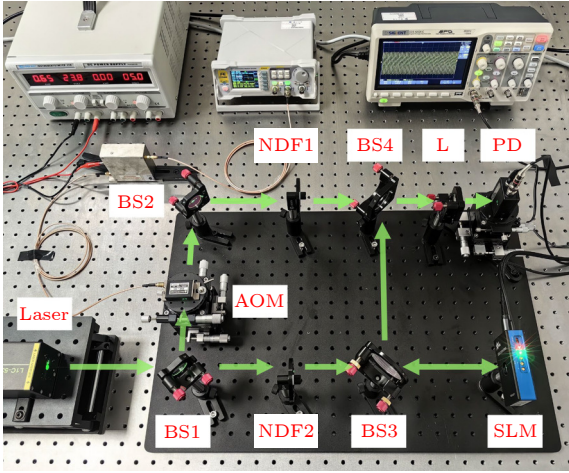


图 6 光外差探测系统

Fig. 6. Optical heterodyne detection system.

图 7 为实验测得的大气湍流扰动下的相干混频效率结果, 实验中的相干混频效率值是通过同等功率条件下无湍流时的外差信号归一化计算出来的. 为了消除随机性, 相干混频效率结果是由 10 次实验结果取平均值得到. 可以看出, 系统相干混频效率会随着大气湍流强度的增大而降低, 总体的变化趋势与图 4 所示的仿真结果基本保持一致. 当大气湍流强度较弱时, 大气湍流对外差探测系统的相干混频效率影响较小, 但受本振光与信号光空间匹配度的影响, 实验结果略小于仿真值. 中等湍流影响下, 相干混频效率会随着湍流强度的增加而迅速降低, 与仿真结果差异不大. 而当大气湍流强度较大时, 由于受到系统噪声的影响, 实验得到的系统

外差效率值无法趋近于零, 但实际上已无法获取到中频外差信号, 大气湍流引起的退相干效应显著影响系统通信性能.

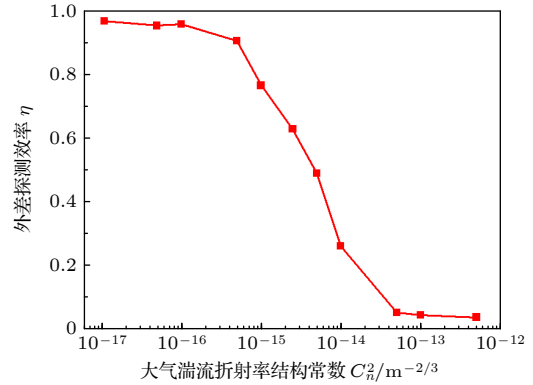


图 7 大气湍流扰动下的相干混频效率的实验结果

Fig. 7. Experiment results of coherent mixing efficiency under atmospheric turbulence disturbance.

6 结论

由于采取相干探测的接收方式, 空间相干光通信系统对信号光场与本振光场的波前匹配要求十分严格. 然而除星间链路外, 空间相干光通信的大多数应用都会经过大气传输. 在光束的传播过程中, 大气湍流对信号光的光强和相位均会造成破坏, 严重影响相干光通信系统的通信性能. 因此, 定量分析信号光经大气湍流信道传输后振幅和相位的随机分布对相干光通信性能影响的研究, 具有十分重要的意义.

本文采用大气湍流相位屏传输法仿真高斯光束在大气湍流信道中的传输过程, 并利用相干混频效率及通信误码率模型, 获得大气湍流对空间相干光通信系统性能的影响规律, 主要研究结论如下. 1) 弱湍流信道引起的空间相位畸变比较小, 也几乎不会影响高斯光束的光强分布特性. 在弱湍流情况下, 弱湍流对相干光通信系统性能的影响几乎可以忽略, 通信误码率会随单比特数据光子数的增加而迅速下降, 单比特光子数大于 10 的情况下即可确保通信信噪比优于 10^{-5} . 2) 中等湍流会改变高斯光束的光强分布特性, 但不会导致光斑中心严重的偏移. 在中等湍流情况下, 相干混频效率随着湍流强度的不断增大而迅速降低, 但通信误码率仍会随单比特数据光子数的增加而迅速下降. 此时, 提高单比特光子数可以抑制中等强度湍流对相干光通信系统性能的负面影响. 3) 强湍流则会导致光束

产生剧烈的空间相位畸变, 破坏光强分布一致性, 导致光斑中心的严重偏移. 强湍流情况下, 相干光通信系统相干混频效率趋近于零, 提高单比特数据光子数也无法显著降低误码率, 严重影响相干光通信质量. 本文在建模过程中的若干参数 (如通信光波长、束腰半径、接收孔径尺寸、光束传输距离、湍流强度、湍流内外尺度等) 都可以根据实际的应用场景进行调整, 也可以基于任一参数进行独立的数值分析, 这可为空间相干光通信系统的性能评估提供有益参考. 此外, 近年来文献 [28, 29] 中报道了一种基于阵列探测器技术的空间相干光通信大气湍流补偿方法. 本文所提出的仿真方法也可为相干阵列探测系统的探测器结构参数设计方面提供有益参考.

参考文献

- [1] Li R, Lin B J, Liu Y C, Shen Y, Dong M J, Zhao S, Kong C J, Liu N Q, Lin X 2023 *Infrared Laser Eng.* **52** 20220393 (in Chinese) [李锐, 林宝军, 刘迎春, 沈苑, 董明佶, 赵帅, 孔陈杰, 刘恩权, 林夏 2023 *红外与激光工程* **52** 20220393]
- [2] Zhang J M 2023 *Opt. Commun. Technol.* **47** 37 (in Chinese) [张家铭 2023 *光通信技术* **47** 37]
- [3] Zhang T, Mao S, Fu Q, Cao G X, Su S, Jiang H L 2017 *J. Laser Appl.* **29** 012013
- [4] Fu Q, Liu X, Jiang H L, Hu Y, Jiang L 2014 *SPIE* **9300** 930029
- [5] Gao D R, Xie Z, Ma R, Wang W, Bai Z F, Jia S W, Shao W, Xie X P 2021 *Acta Photon. Sin.* **50** 0406001 (in Chinese) [高铎瑞, 谢壮, 马榕, 汪伟, 白兆峰, 郝帅威, 邵雯, 谢小平 2021 *光子学报* **50** 0406001]
- [6] Israel D J, Edwards B L, Staren J W 2017 *IEEE Aerospace Conference Proceedings Big Sky, MT, USA, March 4–11, 2017* pp1–6
- [7] Robinson B S, Shih T, Khatri F I, Boroson D M, Hogan M J 2018 *Free-Space Laser Communication and Atmospheric Propagation XXX, San Francisco, USA, February 15, 2018* p105240S
- [8] Gregory M, Heine F, Kämpfner H, Lange R, Saucke K, Sterr U, Meyer R 2010 *Free-Space Laser Communication Technologies XXII, San Francisco, USA, February 26, 2010* 75870E
- [9] Hauschildt H, le Gallou N, Mezzasoma S, Ludwig Moeller H, Perdignes Armengol J, Witting M, Herrmann J, Carmona C 2018 *International Conference on Space Optics, Chania, GREECE, October 09–12, 2018* p111800X
- [10] Satoh Y, Miyamoto Y, Takano Y, Yamakawa S, Kohata H 2017 *IEEE International Conference on Space Optical Systems and Applications (ICSOS), Okinawa, JAPAN, November 14–16, 2017*, p240
- [11] Munemasa Y, Kolev D R, Fuse T, Kubo-oka T, Kunimori H, Carrasco-Casado A, Takenaka H, Saito Y, Trinh P V, Suzuki K, Koyama Y, Toyoshima M 2018 *Free-Space Laser Communication and Atmospheric Propagation XXX, San Francisco, USA, January 29–30, 2018* p105240F
- [12] Ren J Y, Sun H Y, Zhang L X, Zhang T Q 2019 *Laser Infr.* **49** 143 (in Chinese) [任建迎, 孙华燕, 张来线, 张天齐 2019 *激光与红外* **49** 143]
- [13] Cui Y, Tang Y 2020 *Space Int.* **7** 38 (in Chinese) [崔岳, 唐勇 2020 *国际太空* **7** 38]
- [14] Wan Z S, Shen Y J, Wang Z Y, Shi Z J, Liu Q, Fu X 2022 *Light Sci. Appl.* **11** 144
- [15] Wang L Q, Wang J C, Tang X Y, Chen H, Chen X 2022 *Opt. Express* **30** 7854
- [16] Li Y L, Mei H P, Ren Y C, Zhang J X, Tao Z W, Aizeziguli A, Liu S W 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 140201 (in Chinese) [李艳玲, 梅海平, 任益充, 张骏昕, 陶志炜, 艾则孜姑丽·阿不都克热木, 刘世韦 2022 *物理学报* **71** 140201]
- [17] Yang Y F, Yan C X, Hu C H, Wu C J 2017 *Opt. Express* **25** 7567
- [18] Salem M, Rolland J P 2010 *J. Opt. Soc. Am. A* **27** 1111
- [19] Liu Y, Gao M, Zeng X, Liu F, Bi W 2021 *Opt. Laser Eng.* **146** 106694
- [20] Geng J N, Feng Z J, Cao C Q, Feng S M, Xu X K, Shang Y J, Wu Z Y, Yan X 2021 *Opt. Express* **29** 39016
- [21] Zheng D H, Li Y, Zhou H H, Bian Y M, Yang C, Li W, Qiu J F, Guo H X, Hong X B, Zuo Y, Giles I P, Tong W J, Wu J 2018 *Opt. Express* **26** 28879
- [22] Zhang H, Xu L, Guo Y F, Cao J T, Liu W, Yang L Q 2022 *Opt. Express* **30** 7477
- [23] Kong Y X, Ke X Z, Yang Y 2015 *Laser Optoelectron Prog.* **52** 95 (in Chinese) [孔英秀, 柯熙政, 杨媛 2015 *激光与光电子学进展* **52** 95]
- [24] Liu C, Chen S Q, Li X Y, Xian H 2014 *Opt. Express* **22** 15554
- [25] Schmidt J D 2010 *Numerical Simulation of Optical Wave Propagation with Examples in MATLAB* (Bellingha: SPIE) pp157–163
- [26] Aizeziguli A, Tao Z W, Liu S W, Li Y L, Rao R Z, Ren Y C 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 234201 (in Chinese) [艾则孜姑丽·阿不都克热木, 陶志炜, 刘世韦, 李艳玲, 饶瑞中, 任益充 2022 *物理学报* **71** 234201]
- [27] Xu Q W, Wang P P, Zeng Z J, Huang Z B, Zhou X X, Liu J M, Li Y, Chen S Q, Fan Z Y 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 014209 (in Chinese) [徐启伟, 王佩佩, 曾镇佳, 黄泽斌, 周新星, 刘俊敏, 李瑛, 陈书青, 范滇元 2020 *物理学报* **69** 014209]
- [28] Yan X, Zhang W R, Cao C Q, Feng Z J 2021 *Acta Photonica Sin.* **50** 312 (in Chinese) [闫旭, 张文睿, 曹长庆, 冯喆珺 2021 *光子学报* **50** 312]
- [29] Wu Z Y, Cao C Q, Feng Z J, Wu X N, Duan C X 2023 *Opt. Lett.* **48** 5257

Influence of atmospheric turbulence on coherent detection performance of space coherent optical communication*

Liu Yu-Tao^{1)2)†} Xu Miao¹⁾ Fu Xing-Hu¹⁾ Fu Guang-Wei¹⁾

1) (*Key Laboratory for Special Fiber and Fiber Sensor of Hebei Province, School of Information Science and Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China*)

2) (*Key Laboratory of Ocean Observation Technology, MNR, Tianjin 300112, China*)

(Received 29 November 2023; revised manuscript received 27 March 2024)

Abstract

Space coherent optical communication technology is considered to be an important way to overcome the bottleneck in current high-speed space communication. However, atmospheric turbulence seriously limits its realization. Based on the Huygens-Fresnel principle and the low-frequency compensation power spectrum inversion method, this work first investigates the random distribution characteristics of the amplitude and phase of a Gaussian beam after it has been transmitted through atmospheric turbulence. Then, using the coherent mixing efficiency and communication bit error rate model, the influence of atmospheric turbulence on the performance of spatial coherent optical communication systems is obtained. Finally, a laser heterodyne detection experimental system is built to quantitatively study the influence of atmospheric turbulence on the coherent detection performance of spatial coherent optical communication. The conclusions drawn from this study are as follows. 1) The spatial phase distortion caused by the weak turbulence channel is relatively small and will hardly affect the light intensity distribution characteristics of the Gaussian beam. In the case of weak turbulence, the influence of weak turbulence on the performance of coherent optical communication system is almost negligible. The communication bit error rate will decrease rapidly with the increase of the number of single bit data photons. The communication signal-to-noise ratio can be better than 10^{-5} when the number of single-bit photons is greater than 10. 2) Moderate turbulence will change the intensity distribution characteristics of the Gaussian beam, but will not cause a serious shift in the center of the spot. Under moderate turbulence conditions, the coherent mixing efficiency decreases rapidly as the turbulence intensity continues to increase, but the communication bit error rate still decreases rapidly with the increase of the number of single bit data photons. At this time, increasing the number of single-bit photons can suppress the negative influence of moderate intensity turbulence on the performance of coherent optical communication systems. 3) Strong turbulence will cause severe spatial phase distortion of the beam, destroy the consistency of the light intensity distribution, and cause a serious shift in the center of the spot. Under strong turbulence conditions, the coherent mixing efficiency of coherent optical communication systems approaches zero, and increasing the number of single bit data photons cannot significantly reduce the bit error rate, seriously affecting the quality of coherent optical communication. Atmospheric turbulence is an important limiting factor for developing space coherent optical communication. This study can provide useful references for evaluating the performance of space coherent optical communication systems.

Keywords: space coherent optical communication, atmospheric turbulence, mixing efficiency, bit error rate

PACS: 42.79.Sz, 42.25.Dd, 42.25.Kb

DOI: [10.7498/aps.73.20231885](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231885)

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2019YFC1407904), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. F2022203011), the Science and Technology Project of Education Department of Hebei Province, China (Grant No. QN2022112), and the Open Fund Project of Key Laboratory of Ocean Observation Technology (Grant No. 2021klootA07).

† Corresponding author. E-mail: ytliau@ysu.edu.cn



大气湍流对空间相干光通信的相干探测性能影响

刘宇韬 徐苗 付兴虎 付广伟

Influence of atmospheric turbulence on coherent detection performance of space coherent optical communication

Liu Yu-Tao Xu Miao Fu Xing-Hu Fu Guang-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 104206 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231885

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231885>

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

Gamma-gamma海洋各向异性湍流下脉冲位置调制无线光通信的误码率研究

Bit error rate of pulse position modulation wireless optical communication in gamma-gamma oceanic anisotropic turbulence

物理学报. 2019, 68(16): 164206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190452>

基于重复编码的海上可见光通信大气信道建模

Atmospheric channel model of maritime visible light communication based on repeated coding

物理学报. 2018, 67(21): 214206 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181112>

大气湍流对接收光场时间相干特性的影响

Influence of atmospheric turbulence on temporal coherence characteristics of received optical field

物理学报. 2022, 71(23): 234201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221202>

部分相干光束经过湍流大气传输研究进展

Research progress of partially coherent beams propagation in turbulent atmosphere

物理学报. 2018, 67(18): 184203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180877>

大气湍流信道中聚焦涡旋光束轨道角动量串扰特性

Effect of atmospheric turbulence on orbital angular momentum crosstalk of focused vortex beams

物理学报. 2020, 69(14): 144203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200243>

沙尘湍流大气对自由空间量子通信性能影响研究

Influence of sand and dust turbulent atmosphere on performance of free space quantum communication

物理学报. 2022, 71(22): 220302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221125>