

激光与光电子学进展

孔径平滑下平面波与球面波的光强闪烁

沈红¹, 于龙昆^{2*}, 周玉修¹, 周利玲¹

¹九江学院理学院, 江西 九江 332005;

²南昌大学信息工程学院, 江西 南昌 330031

摘要 为了给湍流介质中光学系统的工程设计和性能评估提供参考依据, 分析对比了平面波与球面波的光强闪烁。首先, 基于经典弱起伏湍流理论推导了孔径接收时光强闪烁的解析表达式。然后, 基于扩展的 Rytov 理论计算非弱起伏条件下的光强闪烁。最后, 仿真了不同湍流强度、不同菲涅耳数下平面波与球面波的光强闪烁。结果表明, 当 Rytov 方差小于 4.8 时, 平面波与球面波的光强闪烁曲线存在一个交点, 该交点对应菲涅耳数下的平面波闪烁与球面波闪烁强度相等; 当 Rytov 方差大于 4.8 时, 平面波的光强闪烁强度总是小于球面波。该研究对于无线光通信系统中光学收发天线的设计、光束波长、波形的选择具有重要意义。

关键词 大气光学; 湍流介质光传输; 孔径平滑闪烁; 无线光通信

中图分类号 TN929.1

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.2301001

Light Intensity Scintillation of Plane Wave and Spherical Wave Under Aperture-Averaging

Shen Hong¹, Yu Longkun^{2*}, Zhou Yuxiu¹, Zhou Liling¹

¹School of Science, Jiujiang University, Jiujiang, Jiangxi 332005, China;

²Information Engineering School, Nanchang University, Nanchang, Jiangxi 330031, China

Abstract In this paper, the light intensity scintillations of plane wave and spherical wave are analyzed and compared for providing references for engineering design and performance evaluation of the optics system employed in turbulence medium. First, based on the classic weakly fluctuating turbulence theory, the analytical expression of the light intensity scintillation at aperture reception is derived. Then, based on the extended Rytov theory, the light intensity scintillation under nonweak fluctuation conditions is calculated. Finally, the light intensity scintillation of plane and spherical waves is simulated under various turbulence intensities and Fresnel numbers. The results show that when the Rytov variance is less than 4.8, an intersection point is present between the light intensity scintillation curves of the plane and spherical waves. The intensities of the plane and spherical wave scintillations under the Fresnel number corresponding to the intersection point are equal. When the Rytov variance is greater than 4.8, the light intensity scintillation of the plane wave is always less than that of the spherical wave. This research is of great significance for designing optical transceiver antennas and selecting beam wavelengths and waveforms in wireless optical communication systems.

Key words atmospheric optics; light propagation through turbulence medium; aperture-averaged scintillation; optical wireless communication

OCIS codes 010.1290; 120.4640; 280.7060

收稿日期: 2021-07-14; 修回日期: 2021-07-31; 录用日期: 2021-08-05

基金项目: 国家自然科学基金(42165007, 61665004, 41605007)

通信作者: *yulongkun@aiofm.ac.cn

1 引言

湍流介质(如大气、海水)的折射率变化会使其中传输的光波相位和振幅产生随机起伏。振幅的随机起伏表现为接收光强的闪烁,会严重影响工作在湍流介质中光学系统的性能^[1-3]。如无线光通信系统中,光强闪烁会使接收信号的光强低于可探测的阈值,导致信号衰落,误码率增大。为了减小光强闪烁对系统的影响,闪烁的孔径平滑效应被广泛运用在无线光通信系统中^[3-5]。

目前,大多数孔径平滑效应的研究主要聚焦于孔径平滑因子的大小,关于不同传输波形对光强闪烁的影响研究较少。因此,本文考虑了湍流路径中传输波形对光强闪烁的影响,深入研究了不同波形对光强闪烁的影响,并揭示了光强闪烁的一些新特征,对无线光通信系统中传输波形的选取具有一定参考意义。Andrews等^[3]通过光线ABCD传输矩阵定律和适用于弱、强起伏条件的扩展Rytov理论,给出了普适高斯光束(平面波、球面波可看成高斯光束的特例)孔径接收时光强闪烁的计算模型,该模型也可用于估算自由空间光通信(FSO)系统的性能^[5-8]。但该闪烁模型的假设条件较多,在弱起伏区域的准确度不如经典Kolmogorov湍流理论、Rytov近似湍流理论,因此,基于经典湍流理论和Sasiela^[4]发展的横向谱滤波理论,推导了弱起伏下孔径接收时光强闪烁的解析表达式。对于非弱起伏条件下

的闪烁,则采用Andrews等^[3]的计算模型。最后,忽略湍流内外尺度的影响,通过数值仿真研究了不同湍流强度下平面波与球面波的光强闪烁。

2 理论基础与分析

在湍流理论中,Rytov方差 σ_R^2 可反映湍流的强弱程度。Rytov方差被定义为平面波点接收时对数光强的起伏方差,可表示为

$$\sigma_R^2 = \sigma_{\ln I}^2 = 2.25k^{7/6} \int_0^L C_n^2(z) z^{5/6} dz, \quad (1)$$

式中,观测平面 $z=0$ 为坐标起点, I 为光强, k 为光波波数, C_n^2 为折射率结构常数, L 为光波湍流中传播的距离,则对于湍流均匀路径,有

$$\sigma_R^2 = 1.23k^{7/6} C_n^2 L^{11/6}. \quad (2)$$

在弱起伏下($\sigma_R^2 < 1$),经典湍流理论建立的光强闪烁表达式得到了大量的实验验证,但在强起伏下,该公式会出现闪烁饱和效应,经典湍流理论不再适用。弱起伏时闪烁指数随 σ_R^2 的增加而增加,但随着 σ_R^2 的进一步增加(湍流处于中、强起伏,即 $\sigma_R^2 > 1$),闪烁指数先增加到最大值(约为5)再逐渐变小并趋于1(闪烁饱和效应)。

2.1 弱湍流情况

在经典弱起伏湍流理论下,Sasiela^[4]利用横向空间谱滤波技术得到了孔径上对数振幅起伏方差的通用表达式,在此基础上,根据圆孔的性质推导出孔径接收下的对数振幅起伏方差 $\sigma_{\chi_A}^2(D)$ 为^[4,9]

$$\sigma_{\chi_A}^2(D) = 0.132\pi^2 k^2 \int_0^L dz C_n^2(z) \int_0^\infty \kappa f(\kappa) \sin^2\left(\frac{\kappa^2 \gamma z}{2k}\right) \left[\frac{2J_1(\kappa \gamma D/2)}{\kappa \gamma D/2}\right]^2 d\kappa, \quad (3)$$

式中, χ_A 为孔径接收下的对数振幅, D 为接收圆孔的直径, κ 为空间波数, $f(\kappa)$ 为规格化的湍流谱,经典Kolmogorov谱的 $f(\kappa) = \kappa^{-11/3}$, J_1 为第一类一阶贝塞尔函数, γ 为传播因子,与湍流中传播光束的发散度有关。如果点光源与接收端的距离为 L_s ,则 $\gamma = 1 - z/L_s$,对于平面波(L_s 无穷远), $\gamma = 1$;对于球面波($L_s = L$), $\gamma = 1 - z/L$ 。将(3)式对空间波数 κ 的积分称为湍流路径权重,包含湍流谱项 $\kappa^{-8/3}$ 、振幅项 $\sin^2(\kappa^2 \gamma z/2k)$ 以及接收圆孔滤波函数 $[2J_1(\kappa \gamma D/2)/(\kappa \gamma D/2)]^2$ 。当 $D=0$ 时,利用梅林变换得到点接收下的对数振幅起伏方差 σ_x^2 ,可表示为

$$\sigma_x^2 = 0.5631k^{7/6} \int_0^L C_n^2(z) (\gamma z)^{5/6} dz. \quad (4)$$

从(4)式的湍流路径权重 $(\gamma z)^{5/6}$ 可以发现,点接收下,平面波($\gamma=1$)的光强闪烁总是大于球面波($\gamma=1-z/L$)。对闪烁孔径平滑效应的研究表明^[3],平面波的孔径平滑效应强于球面波。因此可以推测,当孔径大于一定程度时,由于平滑效应的增强,平面波闪烁将弱于球面波。由(3)式可知,闪烁的强弱取决于湍流路径权重,因此,还需进一步对比不同孔径下平面波和球面波的湍流路径权重。

为了方便分析湍流路径权重,定义归一化路径 $u = z/L$,菲涅耳数 $F_N = D^2/\lambda L$ (λ 为传输光波的波长),并使 $x = \kappa D$,得到

$$\sigma_{\chi_A}^2(D) = 0.132\pi^2 k^2 L D^{5/3} \int_0^1 du C_n^2(uL) \int_0^\infty x^{-8/3} \sin^2\left(\frac{x^2 \gamma u}{4\pi F_N}\right) \left[\frac{2J_1(\gamma x/2)}{\gamma x/2}\right]^2 dx. \quad (5)$$

可以发现,除了传播因子 γ ,湍流路径权重还会受菲涅耳数 F_N 的影响,即 F_N 综合反映了孔径大小、波长、传播距离对光强闪烁强弱的影响。在实际工程应用中,波长和距离是已知不变的,因此, F_N 的大小可反映接收孔径 D 的大小。归一化光强起伏方

差(闪烁指数)与对数振幅起伏方差的关系可表示为^[10]

$$\sigma_I^2(D) = \exp(4\sigma_{\chi_A}^2) - 1. \quad (6)$$

对于高斯光束,弱起伏下,孔径接收时的闪烁指数(忽略光束漂移效应)可表示为^[3]

$$\sigma_I^2(D) = 8\pi^2 k^2 L \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ 1 - \cos\left[\frac{L\kappa^2}{k} \left(\frac{\Omega_G - \Lambda}{\Omega_G + \Lambda}\right) u(1 - \bar{\Theta}u)\right] \right\} \times \kappa \Phi_n(\kappa) \exp\left\{-\frac{L\kappa^2}{k(\Lambda + \Omega_G)} \left[(1 - \bar{\Theta}u)^2 + \Lambda\Omega_G u^2\right]\right\} d\kappa du, \quad \Omega_G \geq \Lambda \quad (7)$$

式中, $\Phi_n(\kappa)$ 为折射率起伏的功率谱, $\Lambda = \Lambda_0/(\Theta_0^2 + \Lambda_0^2)$, $\Lambda_0 = 2L/kW_0^2$, $\Theta_0 = 1 - L/F_0$, W_0 和 F_0 分别为发射端的光束半径(振幅下降到中心的 $1/e$ 处)和波前曲率半径, $\Omega_G = 16L/kD^2$, $\bar{\Theta} = 1 - \Theta$ 且 $\Theta = \Theta_0/(\Theta_0^2 + \Lambda_0^2)$ 。当 $\Omega_G = \Lambda$ 时,表明衍射受限的高斯光束全部入射到接收孔径上,闪烁消失,准直光束的 $\Theta_0 = 1$,会聚光束的 $\Theta_0 < 1$,发散光束的 $\Theta_0 > 1$ 。

2.2 中强湍流情况

文献[3]通过光线传输 $ABCD$ 矩阵定律和扩展的Rytov理论,建立了适用于任何湍流强度下的闪烁模型。考虑到其诸多假设条件(如对圆孔的调制传递函数作高斯近似),在弱起伏区域该模型的准确度不如经典湍流理论。因此,仅采用该模型计算中强湍流情况下的孔径闪烁,其平面波闪烁指数为

$$\sigma_{I,pl}^2(F_N) = \exp\left[\frac{0.49\sigma_R^2}{1 + 1.021F_N + 1.11\sigma_R^{12/5}} + \frac{0.51\sigma_R^2(1 + 0.69\sigma_R^{12/5})^{-5/6}}{1 + 1.414F_N + 0.974F_N\sigma_R^{12/5}}\right] - 1, \quad (8)$$

球面波闪烁指数为

$$\sigma_{I,sp}^2(F_N) = \exp\left[\frac{0.20\sigma_R^2}{1 + 0.283F_N + 0.261\sigma_R^{12/5}} + \frac{0.20\sigma_R^2(1 + 0.322\sigma_R^{12/5})^{-5/6}}{1 + 1.414F_N + 0.454F_N\sigma_R^{12/5}}\right] - 1. \quad (9)$$

3 数值仿真结果及分析

3.1 弱湍流情况

根据(5)式仿真得到不同菲涅耳数下平面波和球面波的闪烁路径权重函数曲线,结果如图1所示。考虑到数值积分计算的收敛性要求,计算时湍流谱的参数:内尺度 $l_0 = 1$ mm,外尺度 $L_0 = 1000$ m,该范围足以涵盖实际大气中不同湍流的影响。为了方便对比,将相同菲涅耳数下平面波与球面波闪烁的路径权重均除以平面波路径权重的最大值。可以发现,对于平面波,孔径越小($F_N = 0.2$),路径权重曲线就越接近点接收下的闪烁权重 $u^{5/6}$;孔径越大($F_N = 4.6, 16$),路径权重就越接近 u^2 。对于球面波,孔径越小($F_N = 0.2$),路径权重曲线关于路径中间的对称性越好,这与文献[11-13]的研究结果一致。当菲涅耳数很小($F_N = 0.2$)时,平面波的闪

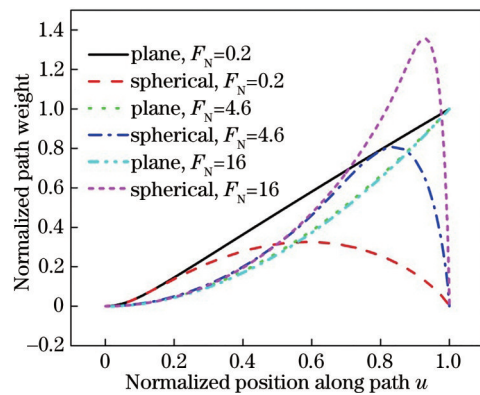


图1 不同菲涅耳数下光强闪烁的路径权重
Fig. 1 Path weights of light intensity scintillation under different Fresnel numbers

烁路径权重在整个路径上均明显大于球面波,表明此时平面波的闪烁更大;当菲涅耳数很大($F_N = 16$)时,平面波的闪烁路径权重在除首尾端外的路径上

均明显小于球面波,表明此时的平面波闪烁更小;当菲涅耳数为 4.6 时,平面波的闪烁路径权重在路径首尾两端大于球面波,但在路径中间区域小于球面波。计算结果表明,当 $F_N=4.643$ 时,平面波与球面波闪烁路径权重函数曲线下的面积相等,即对于湍流均匀的路径,平面波与球面波的闪烁强度相同。

实际无线光通信系统中采用的信号传输光束一般为高斯光束。对于准直光束($\theta_0=1$),根据(7)式计算了不同光束衍射参数($\Delta_0=2L/kW_0^2$)的闪烁路径权重。数值分析结果表明,当 $\Delta_0<0.01$ 时,其闪烁路径权重与平面波接近;当 $\Delta_0>100$ 时,其闪烁路径权重与球面波接近。根据实际湍流传输路径长度 L 、传输光波波长 λ 、接收孔径大小 D 计算菲涅耳数 F_N ,结果表明,当菲涅耳数较大($F_N>4.6$)时,应选择平面波传输,以充分利用平滑效应降低光强闪烁;当菲涅耳数较小($F_N<4.6$)时,应选择球面波传输,原因是此时球面波路径权重小于平面波,球面波的闪烁更小。通过对比平面波与球面波的闪烁路径权重,从影响闪烁强弱的本质上揭示了不同波形对闪烁的影响。

3.2 中强湍流情况

根据(8)式、(9)式计算出不同湍流强度(σ_R^2 分别为 4、50,与文献[3]一致)下平面波和球面波闪烁指数随菲涅耳数的变化曲线,结果如图 2 所示。已有研究表明,在中强湍流下有限湍流内外尺度对平面波闪烁与球面波闪烁的影响类似^[3]。为了简化计算和分析,没有考虑湍流内外尺度的影响。可以发现,在中等强度起伏($\sigma_R^2=4$)下,随着菲涅耳数 F_N 的增加,孔径平滑效应越来越显著,闪烁越来越小。平面波闪烁与球面波闪烁曲线之间存在一个交点(此时平面波闪烁与球面波闪烁强度相等),交点处的 F_N 约为 0.2;平面波闪烁在交点之前大于球面波,在交点后小于球面波。在强起伏($\sigma_R^2=50$)下,平面波闪烁与球面波闪烁曲线之间不存在交点,平面波闪烁总是小于球面波。计算发现,当 $\sigma_R^2>4.8$ 时不存在交点,不同湍流强度下($1\leq\sigma_R^2\leq 4.8$)交点处的菲涅耳数如图 3 所示。可以发现,当 $1\leq\sigma_R^2\leq 2.6$ 时,交点 F_N 从 6 迅速下降到 1;当 $2.6\leq\sigma_R^2\leq 4.8$ 时,交点 F_N 从 1 缓慢下降到 0。这表明在大菲涅耳数($F_N>4.6$)或强湍流情况下($\sigma_R^2>4.8$),平面波闪烁弱于球面波,但该结论不适用于 $1\leq\sigma_R^2\leq 1.2$ 的情况。

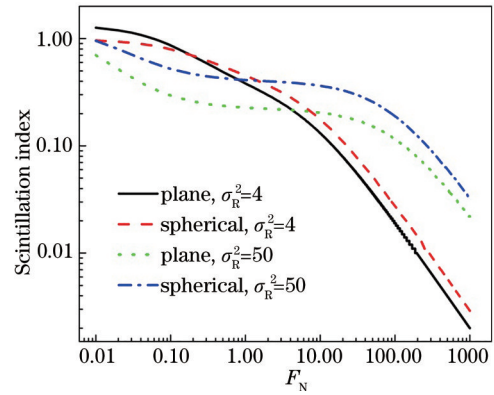


图 2 不同湍流强度下闪烁指数随菲涅耳数的变化曲线
Fig. 2 Variation curve of scintillation index with Fresnel number under different turbulence intensities

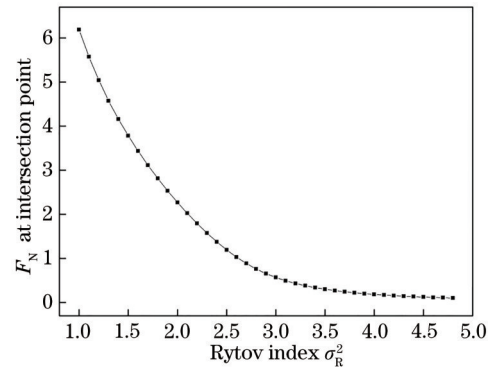


图 3 交点处菲涅耳数随湍流强度的变化曲线
Fig. 3 Variation curve of the Fresnel number at the intersection with the intensity of turbulence

4 结 论

研究了孔径平滑效应下,不同传输波形(平面波与球面波)对光强闪烁强弱的影响。仿真结果表明,孔径大小、波长、传播距离对闪烁强弱的影响可用菲涅耳数这一综合参数来反映;平面波与球面波的闪烁强弱主要受菲涅耳数 F_N 、Rytov 方差 σ_R^2 的影响。当 Rytov 方差 $\sigma_R^2<4.8$ 时,平面波与球面波的光强闪烁曲线存在一个交点(该交点对应的菲涅耳数下平面波闪烁与球面波闪烁强度相等),平面波的闪烁强度在交点之前大于球面波,在交点后小于球面波;当 Rytov 方差 $\sigma_R^2>4.8$ 时,平面波的闪烁强度总是小于球面波。通常在弱起伏下($\sigma_R^2<1$),平面波孔径平滑效应比球面波更强,且当 $F_N>4.6$ (即 $D>2.15\sqrt{\lambda L}$)时,对于湍流均匀的路径,平面波的闪烁强度小于球面波。中等强度起伏下,当 $1\leq\sigma_R^2\leq 2.6$ 时,交点处的 F_N 从 6 迅速下降到 1;当 $2.6\leq\sigma_R^2\leq 4.8$ 时,交点处的 F_N 从 1 缓慢下降到 0。文中大

气闪烁典型特征的复现初步验证了这些结果的正确性,对于实际无线光通信系统中光学收发天线的设计、光束波形的选择具有重要参考价值。

参 考 文 献

- [1] Tyson R. K. Principles of adaptive optics[M]. 4th ed. Boca Raton: CRC Press, 2016.
- [2] Roggemann M C, Welsh B M, Hunt B R. Imaging through turbulence [M]. Boca Raton: CRC Press, 2018.
- [3] Andrews L C, Phillips R L. Laser beam propagation through random media[M]. Bellingham: SPIE, 2005.
- [4] Sasiela R J. Electromagnetic wave propagation in turbulence[M]. Bellingham: SPIE, 2007.
- [5] Chen C Y, Yang H M, Jiang H L, et al. Performance analysis of large-aperture receiving and selection of aperture size in atmospheric optical communications[J]. Chinese Journal of Lasers, 2009, 36(11): 2957-2961.
陈纯毅, 杨华民, 姜会林, 等. 大气光通信中大孔径接收性能分析与孔径尺寸选择[J]. 中国激光, 2009, 36(11): 2957-2961.
- [6] Toselli I, Andrews L C, Phillips R L, et al. Free space optical system performance for a Gaussian beam propagating through non-Kolmogorov weak turbulence[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2009, 57(6): 1783-1788.
- [7] Khalighi M A, Schwartz N, Aitamer N, et al. Fading reduction by aperture averaging and spatial diversity in optical wireless systems[J]. Journal of Optical Communications and Networking, 2009, 1(6): 580-593.
- [8] Cheng M J, Guo L X, Zhang Y X. Scintillation and aperture averaging for Gaussian beams through non-Kolmogorov maritime atmospheric turbulence channels [J]. Optics Express, 2015, 23(25): 32606-32621.
- [9] Yu L K, Jing X, Shen H, et al. Isoplanatic angle in finite distance: theory analysis on measurement feasibility[J]. Optics Letters, 2014, 39(4): 789-792.
- [10] Yu L K, Shen H, Jing X, et al. Study on the measurement of isoplanatic angle using stellar scintillation[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(3): 0301001.
于龙昆, 沈红, 靖旭, 等. 利用恒星闪烁测量等晕角的研究[J]. 光学学报, 2014, 34(3): 0301001.
- [11] Vetelino F S, Young C, Andrews L, et al. Aperture averaging effects on the probability density of irradiance fluctuations in moderate-to-strong turbulence[J]. Applied Optics, 2007, 46(11): 2099-2108.
- [12] Shen H, Yu L K, Fan C Y. Temporal spectrum of atmospheric scintillation and the effects of aperture averaging and time averaging[J]. Optics Communications, 2014, 330: 160-164.
- [13] Yi X, Li Z, Liu Z J. Underwater optical communication performance for laser beam propagation through weak oceanic turbulence[J]. Applied Optics, 2015, 54(6): 1273-1278.