

大气湍流中目标尺寸对回波闪烁残余指数影响的数值研究

王利国¹ 吴振森¹ 王明军²

(¹ 西安电子科技大学理学院, 陕西 西安 710071
² 咸阳师范学院物理与电子工程学院, 陕西 咸阳 712000)

摘要 综合利用了 Rytov 方法和广义惠更斯-菲涅耳原理推导了水平及斜程路径上粗糙目标回波残余闪烁指数的表达式, 并利用数值方法计算了不同波长球面波及平面波入射情况下的残余闪烁指数, 其结果与分步傅里叶算法模拟的结果相吻合, 证明了该理论的正确性。分析了残余闪烁指数与目标直径、传播距离的关系, 证明了残余闪烁指数等于被目标孔径平滑了的入射波闪烁指数。

关键词 大气光学; 残余闪烁指数; 广义惠更斯-菲涅耳原理; 孔径平滑效应

中图分类号 P427.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.0201003

Numerical Research on Effect of the Size of the Target in Turbulence on the Residual Scintillation Index

Wang Ligu¹ Wu Zhensen¹ Wang Mingjun²

(¹ School of Science, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China
² School of Physics and Electronic Engineering, Xianyang Normal College, Xianyang, Shaanxi 712000, China)

Abstract Expression of the residual scintillation index of a received intensity from a rough target in atmospheric turbulence is derived by using the extended Huygens-Fresnel principle combined with the Rytov method. The formula is numerically evaluated in the cases of spherical wave and plane wave incidences, and the results agree with those obtained by the slip-step Fourier method, which proves the validity of the theory. The relationship between the residual scintillation index with the target size and the propagation distance is analyzed, which proves that the residual scintillation index is the scintillation index on the target plane averaged by the target aperture.

Key words atmospheric optics; residual scintillation index; extended Huygens-Fresnel principle; aperture averaging effect

OCIS codes 010.1300; 010.1330; 010.1350; 010.3310

1 引 言

激光在传播过程中受湍流影响, 会发生闪烁等失真现象, 这会严重影响某些光学系统如激光雷达的性能。一般利用大口径接收器可以消除闪烁现象, 但是如果目标很小的话, 其散射波光强闪烁指数随着孔径的增大不趋向于零, 而是趋向于一个大于

零的定值。这种现象被称为闪烁残余效应, 这个定值则被称为残余闪烁指数。残余闪烁现象还具有一定的应用价值, 如小目标回波特征识别等。

闪烁残余效应最早由 Belen'kii 和 Mironov 于 1974 年从理论上做出预测^[1], 并于 1986 年在实验上证实了此效应的存在^[2-3]。1994 年 Belen'kii^[4]

收稿日期: 2013-08-23; **收到修改稿日期**: 2013-10-11

基金项目: 国家自然科学基金(61172031, 61271110)、中央高校基本科研业务费专项资金(K5051207001)

作者简介: 王利国(1983—), 男, 博士研究生, 主要从事光波在大气湍流中的传输特性方面的研究。

E-mail: kinglywang3773@163.com

导师简介: 吴振森(1946—), 男, 教授, 主要从事目标与环境电磁及光学特性、随机介质与复杂结构的电磁传播与散射等方面的研究。E-mail: wuzhs@mail.xidian.edu.cn(通信联系人)

讨论了可变视场直测式接收装置中视场大小对残余闪烁指数的影响。但是 Belen'kii 只计算了几种极限情况下的残余闪烁指数,而没有得到残余闪烁指数对目标大小的完整依赖关系。

残余闪烁效应的发现来源于对湍流中目标回波强度起伏的研究,1980年 Holmes 等^[5]利用广义惠更斯-菲涅耳原理计算激光回波的强度协方差与闪烁指数。1982年 Gudimetla 等^[6]建立了强度起伏概率密度模型,进而计算了闪烁指数。但是他们都忽略了激光前向传输过程中湍流对强度起伏的贡献,所以都没有得到残余闪烁指数的计算方法。1996年张逸新^[7]考虑了双程湍流对强度起伏的影响,建立了相应的强度概率密度函数,但是没有考虑到目标尺寸对闪烁指数的影响。

本文利用 Rytov 理论计算了平面波和球面波在前向传输过程的强度协方差函数和闪烁指数,并利用惠更斯-菲涅耳原理计算了有限大小粗糙目标回波的强度协方差函数,定义了残余闪烁指数并推导出了其计算公式。最后计算并讨论了不同波型、不同波长激光的回波闪烁指数随着距离及目标直径的变化关系。

2 强度协方差函数公式的推导

激光在大气湍流中的双程传播几何示意图如图 1 所示,目标是直径为 D 的粗糙圆盘,位于距离地面高度 H 的空中(当路径水平时, $H = 0$),传播路径与水平面夹角为 θ 。激光经过大气湍流传输距离 L 后照射到目标表面,反射后,被与发射器处于同一位置的接收器接收。发射波可以是平面波(用下标 p 表示)或球面波(用下标 s 表示)。

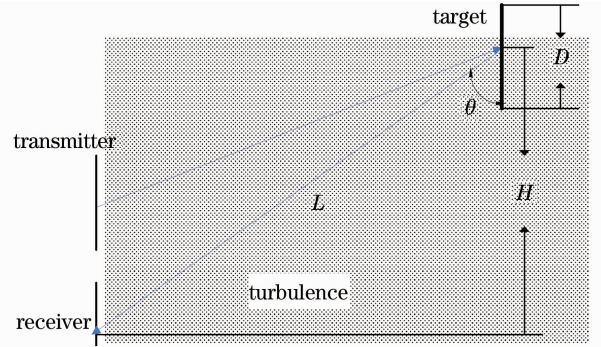


图 1 激光在大气湍流中传播几何示意图
Fig. 1 Geometrical propagation schematic of laser in turbulence

接收面上的场可以用广义惠更斯-菲涅耳原理表示为

$$U(\mathbf{p}) = k/(i2\pi L) \exp(ikL) \int_{|\boldsymbol{\rho}| < D/2} d\boldsymbol{\rho} U_s(\boldsymbol{\rho}) \exp[ik|\mathbf{p} - \boldsymbol{\rho}|^2/(2L) + \phi_R(\mathbf{p}, \boldsymbol{\rho})], \quad (1)$$

式中 $\phi_R(\mathbf{p}, \boldsymbol{\rho})$ 是光波从点 $\boldsymbol{\rho}$ 传播到点 \mathbf{p} 所受到的大气湍流复扰动。 $U_s(\boldsymbol{\rho})$ 为目标散射出来的场:

$$U_s(\boldsymbol{\rho}) = U_0 \exp[\psi_i(\boldsymbol{\rho}) + i\phi(\boldsymbol{\rho})], \quad (2)$$

式中 U_0 是无湍流情况下目标平面上的场, $\psi_i(\boldsymbol{\rho}) = \chi_i(\boldsymbol{\rho}) + iS_i(\boldsymbol{\rho})$ 为湍流引起的光场复扰动,其中 $\chi_i(\boldsymbol{\rho})$ 和 $S_i(\boldsymbol{\rho})$ 分别为对数振幅起伏和相位起伏, $\phi(\boldsymbol{\rho})$ 是由粗糙面上点 $\boldsymbol{\rho}$ 的高度随机起伏而引起的随机相位。

本文关注的是接收平面上的强度起伏,最常用来描述接收平面上的强度起伏的统计量为归一化强度协方差函数:

$$c_1(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = [B_1(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) - \langle I(\mathbf{p}_1) \rangle \langle I(\mathbf{p}_2) \rangle] / \langle I(\mathbf{p}_1) \rangle \langle I(\mathbf{p}_2) \rangle, \quad (3)$$

式中 $B_1(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ 为光强相关函数, $\langle I(\mathbf{p}) \rangle$ 为平均光强。利用广义惠更斯-菲涅耳原理,强度相关函数可表示为^[7]

$$B_1(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \langle I(\mathbf{p}_1) I(\mathbf{p}_2) \rangle = \langle U(\mathbf{p}_1) U^*(\mathbf{p}_1) U(\mathbf{p}_2) U^*(\mathbf{p}_2) \rangle = [k/(2\pi L)]^4 \int_{|\boldsymbol{\rho}_1| < D/2} \int_{|\boldsymbol{\rho}_2| < D/2} \int_{|\boldsymbol{\rho}_3| < D/2} \int_{|\boldsymbol{\rho}_4| < D/2} d\boldsymbol{\rho}_1 d\boldsymbol{\rho}_2 d\boldsymbol{\rho}_3 d\boldsymbol{\rho}_4 \langle U_s(\boldsymbol{\rho}_1) U_s^*(\boldsymbol{\rho}_2) U_s(\boldsymbol{\rho}_3) U_s^*(\boldsymbol{\rho}_4) \rangle \exp[ik(|\mathbf{p}_1 - \boldsymbol{\rho}_1|^2 - |\mathbf{p}_1 - \boldsymbol{\rho}_2|^2 + |\mathbf{p}_2 - \boldsymbol{\rho}_3|^2 - |\mathbf{p}_2 - \boldsymbol{\rho}_4|^2)/(2L) + H], \quad (4)$$

在现有的文献[6]中,对统计矩 $\langle U_s(\boldsymbol{\rho}_1) U_s^*(\boldsymbol{\rho}_2) U_s(\boldsymbol{\rho}_3) U_s^*(\boldsymbol{\rho}_4) \rangle$ 的处理通常是基于联合高斯分布的 $U_s(\boldsymbol{\rho})$,但实际上它符合高斯分布。假设目标表面是完全粗糙的,即 $\phi(\boldsymbol{\rho})$ 在 $0 \sim 2\pi$ 上均匀分布且互不相关。

$$\langle U_s(\boldsymbol{\rho}_1) U_s^*(\boldsymbol{\rho}_2) U_s(\boldsymbol{\rho}_3) U_s^*(\boldsymbol{\rho}_4) \rangle = [U_0(\boldsymbol{\rho}_1) U_0^*(\boldsymbol{\rho}_2) U_0(\boldsymbol{\rho}_3) U_0^*(\boldsymbol{\rho}_4)] \times \langle \exp\{\psi_i(\boldsymbol{\rho}_1) + \psi_i^*(\boldsymbol{\rho}_2) + \psi_i(\boldsymbol{\rho}_3) + \psi_i^*(\boldsymbol{\rho}_4) + i[\phi(\boldsymbol{\rho}_1) - \phi(\boldsymbol{\rho}_2) + \phi(\boldsymbol{\rho}_3) - \phi(\boldsymbol{\rho}_4)]\} \rangle = (4\pi/k^2)^2 I_0^2 \exp[4c_{\chi^2}(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_3)] [\delta(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) \delta(\boldsymbol{\rho}_3 - \boldsymbol{\rho}_4) + \delta(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_4) \delta(\boldsymbol{\rho}_3 - \boldsymbol{\rho}_2)], \quad (5)$$

式中 $I_0 = U_0 U_0^*$ 是无湍流情况下目标平面上的光强, $c_{\chi^2}(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_3)$ 为入射波对数振幅协方差函数。对于平面波和球面波,分别为^[8]

$$c_{\chi^2 s}(\boldsymbol{\rho}_-) = 4.3374k^2L \times$$

$$\text{Re} \left\{ \int_0^1 C_n^2(t) dt \{ 0.5 [iLt(1-t)/k]^{5/6} {}_1F_1 \{ -5/6; 1; ik(|\boldsymbol{\rho}_-|t)^2/[4Lt(1-t)] \} - 0.1674(|\boldsymbol{\rho}_-|t)^{5/3} \} \right\}, \quad (6)$$

$$c_{\chi^2 p}(\boldsymbol{\rho}_-) = 4.3374k^2L \text{Re} \left\{ \int_0^1 C_n^2(t) dt \{ 0.5 [iLt(1-t)/k]^{5/6} {}_1F_1 \{ -5/6; 1; ik|\boldsymbol{\rho}_-|^2/(4Lt) \} - 0.1674|\boldsymbol{\rho}_-|^{5/3} \} \right\}, \quad (7)$$

式中 $\boldsymbol{\rho}_- = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_3$, $\boldsymbol{p}_- = \boldsymbol{p}_1 - \boldsymbol{p}_2$, ${}_1F_1$ 为合流超几何函数。

湍流强度沿高度的分布为

$$C_n^2(t) = 8.148 \times 10^{-56} v_{\text{RMS}}^2 (Ht)^{10} \exp(-Ht/1000) + 2.7 \times 10^{-16} \exp(-Ht/1500) + C_0 \exp(-Ht/100), \quad (8)$$

其中 v_{RMS} 为垂直路径均方根风速, 一般取为 $v_{\text{RMS}} = 21$ m/s, C_0 为地平面附近的大气结构常数。把(5)式代入(4)式, 强度相关函数可以简化为

$$B_1(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2) = 1/(\pi^2 L^4) \int_{|\boldsymbol{\rho}_1| < D/2} \int_{|\boldsymbol{\rho}_3| < D/2} d\boldsymbol{\rho}_1 d\boldsymbol{\rho}_3 I_0^2 \exp[4c_{\chi^2}(\boldsymbol{\rho}_-)] H_1(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_3, ; \boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2) + 1/(\pi^2 L^4) \int_{|\boldsymbol{\rho}_1| < D/2} \int_{|\boldsymbol{\rho}_3| < D/2} d\boldsymbol{\rho}_1 d\boldsymbol{\rho}_3 I_0^2 \exp[4c_{\chi^2}(\boldsymbol{\rho}_-)] \exp(ik\boldsymbol{p}_- \cdot \boldsymbol{\rho}_- / L) H_2(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_3, ; \boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2), \quad (9)$$

$$H_1 = \exp[4c_{\chi}(\boldsymbol{\rho}_-)], \quad (10)$$

$$H_2 = \exp\{2c_{\chi}(\boldsymbol{p}_-, \boldsymbol{\rho}_-) + 2c_{\chi}(\boldsymbol{p}_-, -\boldsymbol{\rho}_-) - 1/2[2D_{\text{BR}}(0, \boldsymbol{\rho}_-) - D_{\text{BR}}(\boldsymbol{p}_-, -\boldsymbol{\rho}_-) + 2D_{\text{BR}}(\boldsymbol{p}_-, 0) - D_{\text{BR}}(\boldsymbol{p}_-, \boldsymbol{\rho}_-)]\}, \quad (11)$$

式中 $c_{\chi}(\boldsymbol{p}_-, \boldsymbol{\rho}_-)$ 为双源球面波对数振幅协方差函数, $D_{\text{BR}}(\boldsymbol{p}_-, \boldsymbol{\rho}_-)$ 为相应的波结构函数。

令

$$f(\boldsymbol{p}_-, \boldsymbol{\rho}_-) = \exp[4c_{\chi^2}(\boldsymbol{\rho}_-)] H_1 + \exp[ik\boldsymbol{p}_- \cdot \boldsymbol{\rho}_- / L] \exp[4c_{\chi^2}(\boldsymbol{\rho}_-)] H_2, \quad (12)$$

强度相关函数可以简写为

$$B_1(\boldsymbol{p}_-) = I_0^2 / (\pi^2 L^4) \int_{|\boldsymbol{\rho}_1| < D/2} \int_{|\boldsymbol{\rho}_3| < D/2} d\boldsymbol{\rho}_1 d\boldsymbol{\rho}_3 f(\boldsymbol{p}_-, \boldsymbol{\rho}_-). \quad (13)$$

利用文献[9]中求孔径平滑因子的方法, (13)式可以简化为

$$B_1(\boldsymbol{p}_-) = I_0^2 / (\pi^2 L^4) \int_{|\boldsymbol{\rho}_-| < D} d\boldsymbol{\rho}_- K_0(\boldsymbol{\rho}_-, D) f(\boldsymbol{p}_-, \boldsymbol{\rho}_-), \quad (14)$$

式中

$$K_0(\boldsymbol{\rho}_-, D) = D^2 / 2 \{ \arccos(|\boldsymbol{\rho}_-| / D) - (|\boldsymbol{\rho}_-| / D) [1 - (|\boldsymbol{\rho}_-| / D)^2]^{1/2} \}, \quad (15)$$

$$\langle I(\boldsymbol{p}) \rangle = \langle U(\boldsymbol{p}) U^*(\boldsymbol{p}) \rangle = [k / (2\pi L)]^2 \int_{|\boldsymbol{\rho}_1| < D/2} \int_{|\boldsymbol{\rho}_2| < D/2} d\boldsymbol{\rho}_1 d\boldsymbol{\rho}_2 \langle U_s(\boldsymbol{\rho}_1) U_s^*(\boldsymbol{\rho}_2) \rangle \times \exp[ik(|\boldsymbol{p}_1 - \boldsymbol{\rho}_1|^2 - |\boldsymbol{p}_1 - \boldsymbol{\rho}_2|^2 - 1/2D(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2))], \quad (16)$$

其中

$$\langle U_s(\boldsymbol{\rho}_1) U_s^*(\boldsymbol{\rho}_2) \rangle = [U_0(\boldsymbol{\rho}_1) U_0^*(\boldsymbol{\rho}_2)] \langle \exp\{\psi_i(\boldsymbol{\rho}_1) + \psi_i^*(\boldsymbol{\rho}_2) + i[\phi(\boldsymbol{\rho}_1) - \phi(\boldsymbol{\rho}_2)]\} \rangle = (4\pi/k^2) I_0 \exp[D_i(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)] \delta(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2). \quad (17)$$

把(17)式代入(16)式得

$$\langle I(\boldsymbol{p}) \rangle = 1/(\pi L^2) \int_{|\boldsymbol{\rho}_1| < D/2} d\boldsymbol{\rho}_1 I_0 = D^2 I_0 / (4L^2), \quad (18)$$

利用(3), (14), (18)式, 归一化强度协方差函数表达式为

$$c_1(\boldsymbol{p}_-) = 16/(\pi^2 D^4) \int_{|\boldsymbol{\rho}_-| < D} d\boldsymbol{\rho}_- K_0(\boldsymbol{\rho}_-, D) f(\boldsymbol{p}_-, \boldsymbol{\rho}_-) - 1. \quad (19)$$

残余闪烁指数定义为

$$\sigma_{\text{res}}^2 = \lim_{D \rightarrow \infty} 16 / [\pi^2 D^4 c_1(0)] \int_0^D \mathbf{p}_- \, d\mathbf{p}_- K_0(\mathbf{p}_-, D) c_1(\mathbf{p}_-) = \lim_{|\mathbf{p}_-| \rightarrow \infty} c_1(\mathbf{p}_-) =$$

$$\lim_{\mathbf{p}_- \rightarrow \infty} 16 / (\pi^2 D^4) \int_{|\mathbf{p}_-| < D} d\mathbf{p}_- K_0(\mathbf{p}_-, D) f(\mathbf{p}_-, \mathbf{p}_-) - 1 = 16 / (\pi^2 D^4) \int_{|\mathbf{p}_-| < D} d\mathbf{p}_- K_0(\mathbf{p}_-, D) [\lim_{|\mathbf{p}_-| \rightarrow \infty} f(\mathbf{p}_-, \mathbf{p}_-)] - 1 \simeq$$

$$16 / (\pi^2 D^4) \int_{|\mathbf{p}_-| < D} d\mathbf{p}_- K_0(\mathbf{p}_-, D) [4c_{\chi^2}(\mathbf{p}_-)] = \sigma_{i_i}^2 A(D), \quad (20)$$

式中 $\sigma_{i_i}^2$ 是发射波到达目标表面上的闪烁指数, $A(D)$ 是对应波型的孔径平滑因子。所以(20)式表明,残余闪烁指数是被粗糙目标孔径平滑了的入射波的闪烁指数^[10]。

3 数值计算

对于水平路径传输,可以利用文献[11-12]中孔径平滑因子的公式来计算残余闪烁指数。对于斜程路径传输,只能用数值方法求解。本文统一利用数值方法计算了不同传输环境下的残余闪烁指数,其中斜程路径上目标位于空中,发射机和接收机均位于地面。

图2和图3分别描述了不同的激光在湍流大气中沿水平和斜程路径传播时,其回波闪烁指数随着路径长度的变化曲线。其中的模拟结果是由分步傅里叶算法得到的^[13],由图可见对应波型的残余闪烁指数和模拟结果是基本吻合的。在水平路径较长时,二者出现了较大的偏差,这是因为本文基于Rytov理论,其结果只在弱起伏条件下适用,即 $\sigma_i^2 = 1.23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} < 1$ 。在图3中的斜程路径上,此条件一直可以满足,所以图3中的理论曲线和模拟曲线吻合得更好。

根据文献[4]可知强度相关长度 l_1 与传输距离 L 的关系: $l_1 \sim \sqrt{\lambda L}$,即目标平面上的散斑随着传输距离的变大而增大,这会减弱目标的平滑效应,而传输距离的增大还会造成入射波闪烁指数的增大,这双重作用导致残余闪烁指数迅速增大。图2和图3都验证了残余闪烁指数随着距离的增大而增大。不同的是水平路径上,残余闪烁指数增大速度越来越快,而斜程路径上残余闪烁指数则趋向于平缓。这是因为斜程路径上湍流只存在于路径底部,路径的增长并不会造成入射波闪烁指数的持续增大,其残余闪烁指数的极限等于此路径上的发射波闪烁指数。

图4显示了不同情况下的激光回波残余闪烁指数随着目标直径的变化。当目标相对很小时,可以

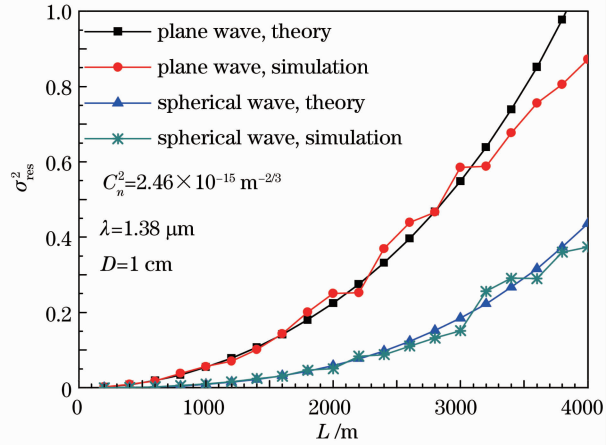


图2 水平路径上平面波和球面波残余闪烁指数随着传播距离的变化

Fig. 2 Residual scintillation index of a plane or spherical wave in a horizontal path versus the path length

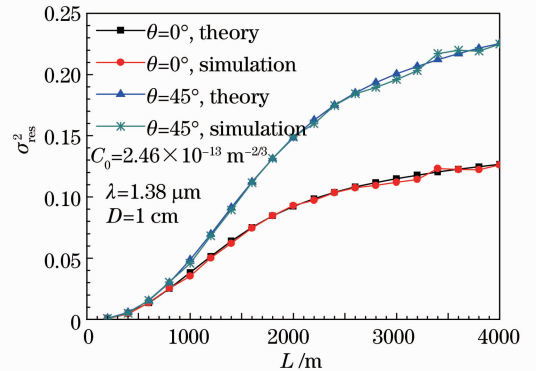


图3 斜程路径上球面波残余闪烁指数随着传播距离的变化

Fig. 3 Residual scintillation index of a spherical wave in a slant path versus the path length

近似看作点目标,残余闪烁指数约等于发射激光在目标上的闪烁指数,此值随着波长的增大是减小的,即 $\sigma_{\text{res}}^2 \sim \lambda^{-7/6}$ 。当目标较大时,残余闪烁指数以 D 的负幂次下降。其临界值大致等于入射波在目标上的强度相关长度 l_1 ,事实上这也是发射波通过湍流后在目标平面上形成的散斑尺寸。对于大目标,波长的变化对残余闪烁指数几乎没有影响,这与Andrews的计算结果也是一致的。在弱湍流范围

内，湍流的强度对孔径效应是没有影响的，则由图 4 可以看出，路径的倾斜度对湍流效应的影响是很大的，斜程路径上 l_1 远大于水平路径上的 l_1 ，这是斜程传输中较长的路径及湍流分布集中于路径底部造成的。

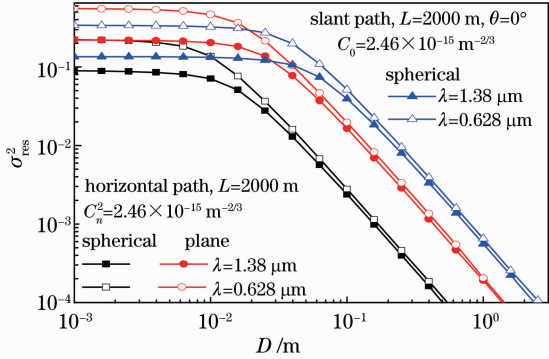


图 4 残余闪烁指数随着目标直径的变化

Fig. 4 Residual scintillation index versus the diameter of the rough target

4 结 论

综上所述，残余闪烁指数等于被目标孔径平滑了的入射波闪烁指数。当 $D \ll l_1$ 时，波长的变化对残余闪烁指数有很大影响；而 $D \gg l_1$ 时，湍流基本不受波长影响。在水平路径上，受传播距离的限制， l_1 较小，只有很小的目标才会表现出残余闪烁效应。而在斜程路径上，相当大的目标也可以表现出残余闪烁效应。所以残余闪烁效应在实际中更多地应用于对空间目标的观测中，需要注意的是，该理论只在弱起伏条件下适用，这在斜程路径上通常也是满足的。

参 考 文 献

1 M S Belen'kii, V L Mironov. Determination of C_n^2 height profiles in the atmosphere from lidar measurements [J]. Kvantovaya Electron, 1974, 1: 2253–2260.

2 M S Belen'kii, A A Makarov, V L Mironov, *et al.*. Saturation of averaging effect of a receiving aperture by intensity of a reflected wave [J]. Radiophysics and Quantum Electronics, 1978, 21(2): 206–207.

3 M S Belen'kii, V L Mironov, P I Netreba, *et al.*. Averaging of light flux fluctuations by diaphragm under wave scattering in randomly inhomogeneous medium [J]. Izv Vyssh Uchebn Zaved Fiz, 1986, 12: 103–112.

4 M S Belen'kii. Effect of residual turbulent scintillation and a remote-sensing technique for simultaneous determination of turbulence and scattering parameters of the atmosphere [J]. J Opt Soc Am A, 1994, 11(3): 1150–1158.

5 J F Holmes, M H Lee, J R Kerr. Effect of the log-amplitude covariance function on the statistics of speckle propagation through the turbulent atmosphere [J]. J Opt Soc Am, 1980, 70(4): 355–360.

6 V S R Gudimetla, J F Holmes. Probability density function of the intensity for a laser-generated speckle field after propagation through the turbulent atmosphere [J]. J Opt Soc Am, 1982, 72(9): 1213–1218.

7 Zhang Yixin. Laser scintillation statistics caused by atmospheric turbulence and terra in scattering [J]. Acta Optica Sinica, 1996, 16(5): 666–670.

张逸新. 地物散射和大气湍流导致的激光闪烁统计 [J]. 光学学报, 1996, 16(5): 666–670.

8 D L Fried. Propagation of a spherical wave in a turbulent medium [J]. J Opt Soc Am, 1967, 57(2): 175–180.

9 D L Fried. Aperture averaging of scintillation [J]. J Opt Soc Am, 1967, 57(2): 169–172.

10 Jing Xu, Wu Yi, Hou Zaihong, *et al.*. Study of irradiance fluctuations for laser beam propagation in atmosphere [J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(11): 3110–3116.

靖旭, 吴毅, 侯再红, 等. 湍流大气中激光传输光强起伏特征研究 [J]. 光学学报, 2010, 30(11): 3110–3116.

11 L C Andrews. Aperture-averaging factor for optical scintillations of plane and spherical waves in the atmosphere [J]. J Opt Soc Am A, 1992, 9(4): 597–600.

12 Gao Chong, Ma Jing, Tan Liying, *et al.*. Time-averaging effects for atmospheric scintillation in atmospheric optical communication [J]. Acta Optica Sinica, 2006, 26(4): 482–486.

高宠, 马晶, 谭立英, 等. 大气光通信中大气闪烁时间平滑效应研究 [J]. 光学学报, 2006, 26(4): 482–486.

13 D H Nelson. Wave Optics Simulation of Atmospheric Turbulence and Reflective Speckle Effects in Carbin Dioxide Lidar [D]. Albuquerque: University of New Mexico, 1999.

栏目编辑：王晓琰