

双孔差分闪烁法测量大气湍流的理论与实验研究

程知 谭逢富 靖旭 何枫 侯再红

Theoretical and experimental study of atmospheric turbulence measurement using two-aperture differential scintillation method

Cheng Zhi Tan Feng-Fu Jing Xu He Feng Hou Zai-Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 074205 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.074205

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074205>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I7>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

远海海面大气光学湍流实验测量

[Experimental investigation of open sea atmospheric optical turbulence](#)

物理学报.2016, 65(7): 074206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074206>

近地面大气光学湍流外尺度的实验研究

[Experimental investigation of the outer scale in atmospheric optical turbulence near the ground](#)

物理学报.2015, 64(22): 224216 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224216>

近地面大气光学湍流空间相关特性的实验研究

[Spatial correlation experimental analysis of atmospheric optical turbulence in the near ground layer](#)

物理学报.2015, 64(11): 114212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.114212>

宏-微脉冲激光激发钠信标回波光子数的数值计算与探讨

[Numerical calculation and discussion on the return photon number of sodium laser beacon excited by a macro-micro pulse laser](#)

物理学报.2015, 64(9): 094206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094206>

湍流大气中星载角反射器阵列回波的闪烁指数

[Scintillation statistics of a retro-reflected wave from space](#)

物理学报.2013, 62(16): 164210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.164210>

双孔差分闪烁法测量大气湍流的理论与实验研究*

程知¹⁾²⁾ 谭逢富^{1)†} 靖旭¹⁾ 何枫¹⁾ 侯再红¹⁾

1) (中国科学院安徽光学精密机械研究所, 中国科学院大气成分与光学重点实验室, 合肥 230031)

2) (中国科学技术大学, 合肥 230026)

(2015年11月5日收到; 2015年12月22日收到修改稿)

根据 cross-path 理论, 推导出弱起伏条件下差分孔径光强起伏结构函数的精确表达式, 以此为依据, 从理论上提出测量大气湍流强度的双孔差分闪烁法. 在 Kolmogorov 湍流谱条件下, 分析了信标光直径和信标光高度对该方法中路径权重函数的影响. 在近地面开展了 2 km 路径的水平光单程传输实验, 将双孔差分闪烁法和单孔闪烁法的测量结果进行了对比. 实验结果表明: 在不同的天气条件和大气湍流状况下, 两种方法测量的折射率结构常数具有高度的一致性; 通过对折射率结构常数积分得到的球面波大气相干长度进行相关性分析, 发现两者的线性相关系数达 0.96; 由此验证了双孔差分闪烁法的可行性和有效性. 该方法能够分离出主动信标双程传输的后向闪烁信息, 为主动信标准确探测大气湍流提供了一种新方法.

关键词: 大气湍流, cross-path 理论, 闪烁, 结构函数

PACS: 42.68.-w, 42.68.Bz, 42.68.Wt, 42.62.-b

DOI: 10.7498/aps.65.074205

1 引言

大气中的光学湍流会导致光斑的随机抖动和光强起伏^[1], 严重地影响着地基望远镜和干涉仪的性能^[2]. 作为表征大气湍流强度的重要参数——折射率结构常数 C_n^2 , 它随高度的变化函数 $C_n^2(h)$ 简称为大气湍流廓线. 大气湍流廓线 $C_n^2(h)$ 是自适应光学系统在发展、运行和优化过程中的重要参数^[3,4], 尤其是对于当前和下一代大视场自适应光学系统^[5], 实时的大气湍流廓线可以用于调整它们的层析波前重建算法. 当自适应光学系统用于图像校正时^[6], 与之同时测量的湍流廓线能够表征所校正图像的点扩散函数的非等晕性. 此外, 实时的大气湍流廓线, 对于理解自由光通信光波传播的信道效应^[7] 以及光束的相干度^[8] 也具有重要的意义.

目前, 测量大气湍流廓线的方法很多. 常用的方法有探空气球法^[9], 以恒星为光源的 Scintillation Detection and Ranging (SCIDAR)^[10], Slope

Detection and Ranging (SLODAR)^[11], Multi-Aperture Scintillation Sensor (MASS)^[12], 以月亮为光源的 Profiler of Moon Limb (PML)^[13] 和激光雷达法^[14-17]. 探空法测量原理简单, 操作方便, 但是受高空风速影响大, 测量实时性不高. SCIDAR, SLODAR, MASS, PML 等以恒星或月亮为光源的方法, 测量实时性和精度相对较高, 但是它们对天气状况和测量时段要求高, 并且不易得到特定路径的光学湍流. 对于以双星为光源的 SCIDAR, SLODAR 等, 还会受到双星相对位置和双星亮度的较大限制. 而以激光为光源的主动测量技术, 测量时段灵活, 受天气条件的影响相对较小, 能够测量水平和斜程路径上不同方向的大气湍流, 通过合理的系统配置可以获得较高时空分辨率的大气湍流廓线. 光强闪烁激光雷达^[16,17] 是基于残余光强闪烁理论获得大气湍流廓线的一种激光雷达设备, 尽管该设备构造相对简易, 技术难度较低, 并且激光雷达的回波信号具有后向散射倍增效应, 但是由于激光的光强起伏会受到上行传输和下行传输的

* 国家自然科学基金 (批准号: 41405014) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fftan@aiofm.ac.cn

共同影响, 因此所测得的闪烁指数是双程路径综合作用的结果, 若忽略激光上行传输过程中湍流对强度起伏的贡献, 只将其作为激光下行传输的闪烁指数会存在一定误差.

为了解决这一问题, 基于 cross-path 理论, 本文提出测量大气湍流强度的双孔径差分闪烁法, 当利用主动信标进行大气湍流探测时, 通过差分方法, 抵消上行传输对闪烁的影响, 只获得下行传输的闪烁信息, 从而解决光强闪烁激光雷达中激光双程传输测量 $C_n^2(h)$ 不准确的问题. 文中对该方法展开了详细的理论推导, 并利用水平对比实验对差分孔径闪烁法进行了初步验证.

2 理论分析

2.1 Cross-path 理论

Cross-path^[18,19] 理论是通过测量光强起伏的协方差来获得大气湍流廓线的理论, 实际测量量与理论量的关系表示为

$$\frac{1}{4} \left[1 + \ln \left(\frac{C_S(d)}{\langle S_1 \rangle \langle S_2 \rangle} \right) \right] = C_\chi(d), \quad (1)$$

其中, $C_S(d)$ 为光强起伏协方差; $\langle S_1 \rangle, \langle S_2 \rangle$ 分别为两个子孔径接收到的主动信标回波信号的平均强度; $C_\chi(d)$ 为对数振幅协方差.

在弱起伏条件下该关系进一步近似为

$$C_S(d) = 4 \langle S_1 \rangle \langle S_2 \rangle C_\chi(d). \quad (2)$$

根据 Rytov 近似, 对数振幅的协方差表示为

$$\begin{aligned} C_\chi(d) &= \langle \chi_1 \chi_2 \rangle \\ &= 64\pi^2 k^2 \int_0^L dz \int_0^\infty \kappa d\kappa \Phi(\kappa, z) \\ &\quad \times \sin^2 \left[\frac{\kappa^2(1-\gamma)z}{2k} \right] J_0(\kappa |(1-\gamma)d_0 - \gamma d|) \\ &\quad \times \left[\frac{J_1(\kappa(1-\gamma)a/2)}{\kappa(1-\gamma)a/2} \right]^2 \left(\frac{J_1(\kappa\gamma D/2)}{\kappa\gamma D/2} \right)^2, \quad (3) \end{aligned}$$

其中, k 为波数, z 表示传播距离, L 为信标高度, κ 为空间频率, $\Phi(\kappa, z)$ 表示湍流谱分布, $\gamma = 1 - z/L$ 表示波形因子, a 表示非相干、均匀分布信标的直径, d_0 表示两个信标的间距, D 表示接收子孔径直径, d 表示子孔径中心间距, $J_0(x)$ 和 $J_1(x)$ 分别表示第一类零阶和一阶贝塞尔函数(下文若没有特别说明, 各物理量含义不再重复表述). 在信标间距为零($d_0 = 0$)和子孔径间距为零($d = 0$)时, 该积分

权重表示半径为 a 的信标产生的信号被直径 D 的孔径接收时湍流引起的对数振幅方差.

令 $\Phi(\kappa, z) = \Phi_0(\kappa)C_n^2(z)$, 则(3)式可写为

$$\begin{aligned} C_\chi(d) &= \langle \chi_1 \chi_2 \rangle \\ &= 64\pi^2 k^2 \int_0^L dz C_n^2(z) W(z, L), \quad (4) \end{aligned}$$

其中, C_n^2 为折射率结构常数, 路径权重函数 $W(z, L)$ 为

$$\begin{aligned} W(z, L) &= \int_0^\infty \kappa d\kappa \Phi_0(\kappa) \sin^2 \left[\frac{\kappa^2(1-\gamma)z}{2k} \right] \\ &\quad \times J_0(\kappa |(1-\gamma)d_0 - \gamma d|) \left[\frac{J_1(\kappa(1-\gamma)a/2)}{\kappa(1-\gamma)a/2} \right]^2 \\ &\quad \times \left(\frac{J_1(\kappa\gamma D/2)}{\kappa\gamma D/2} \right)^2. \quad (5) \end{aligned}$$

2.2 主动信标的差分闪烁法

对于以激光为主动信标的雷达系统, 由于接收到的光强起伏是由上行和下行两段路径共同产生, 因此直接测量光强起伏协方差会受到激光上行时光强起伏的影响, 因此本文在 2.1 节基础上提出采用两个子孔径光强起伏结构函数的方法消除上行的影响, 该方法的理论推导过程如下文.

每个子孔径接收到雷达信标回波信号的强度仍用 S_1, S_2 表示, 那么, 这两个子孔径接收到的光强起伏结构函数 $D_S(d)$ 表示为

$$D_S(d) = \langle (S_1 - S_2)^2 \rangle, \quad (6)$$

其中 $\langle \rangle$ 表示系综平均.

接收望远镜每个子孔径接收到的光强起伏由三部分引起: 激光自身的光强起伏、激光上行时湍流引起的光强起伏和激光下行时湍流引起的光强起伏. 激光自身的光强起伏用 S_0 表示, 上行时湍流引起的光强起伏用 ΔS_{Up} 表示, 下行时湍流引起的光强起伏分别用 $\Delta S_{Down,1}, \Delta S_{Down,2}$ 表示, 那么每个子孔径接收到的光强起伏可以表示为

$$\begin{aligned} S_1 &= S_0 + \Delta S_{Up} + \Delta S_{Down,1}, \\ S_2 &= S_0 + \Delta S_{Up} + \Delta S_{Down,2}. \quad (7) \end{aligned}$$

将(7)式代入结构函数表达式(6)得到

$$D_S(d) = \langle (\Delta S_{Down,1} - \Delta S_{Down,2})^2 \rangle. \quad (8)$$

对(8)式进行展开:

$$\begin{aligned}
 D_S(d) &= \langle \Delta S_{\text{Down},1}^2 \rangle + \langle \Delta S_{\text{Down},2}^2 \rangle \\
 &\quad - 2\langle \Delta S_{\text{Down},1} \Delta S_{\text{Down},2} \rangle \\
 &= 2(\langle \Delta S_{\text{Down}}^2 \rangle - \langle \Delta S_{\text{Down},1} \Delta S_{\text{Down},2} \rangle). \quad (9)
 \end{aligned}$$

这里应用了 $\langle S \rangle = \langle S_1 \rangle = \langle S_2 \rangle$ 关系; $\langle S_1 \rangle, \langle S_2 \rangle$ 分别表示每个子孔径接收到的平均光强. 关系(9)式中等号右边第一项 $\langle \Delta S_{\text{Down}}^2 \rangle$ 表示激光下行时湍流引起的相对光强起伏方差, 第二项 $\langle \Delta S_{\text{Down},1} \Delta S_{\text{Down},2} \rangle$ 表示激光下行时湍流引起的激光光强起伏协方差. 根据光强起伏协方差表达式, 如果两个子孔径重合(即子孔径间距为0), 协方差即表示光强起伏方差, 因此上式等号右边第一项 $\langle \Delta S_{\text{Down}}^2 \rangle$ 可用 $C_S(0)$ 表示; 第二项 $\langle \Delta S_{\text{Down},1} \Delta S_{\text{Down},2} \rangle$ 用 $C_S(d)$ 表示. 此时, 直接测量量 $D_S(d)$ 与理论变量 $C_S(d)$ 的关系即表示为

$$D_S(d) = 2(C_S(0) - C_S(d)). \quad (10)$$

利用光强起伏协方差与对数振幅协方差之间关系(2)式可得

$$\frac{D_S(d)}{\langle S_1 \rangle \langle S_2 \rangle} = 8(C_\chi(0) - C_\chi(d)). \quad (11)$$

由于这里是采用差分孔径探测同一信标, 因此信标间距 d_0 为0; 这样(5)式中的积分权重应修改为

$$\begin{aligned}
 W(z, L) &= \int_0^\infty \kappa d\kappa \Phi_0(\kappa, z) \sin^2 \left[\frac{\kappa^2(1-\gamma)z}{2k} \right] \\
 &\quad \times J_0(\kappa\gamma d) \left[\frac{J_1(\kappa(1-\gamma)a/2)}{\kappa(1-\gamma)a/2} \right]^2 \\
 &\quad \times \left(\frac{J_1(\kappa\gamma D/2)}{\kappa\gamma D/2} \right)^2. \quad (12)
 \end{aligned}$$

结合关系式(3), (11), (12)得到

$$\frac{D_S(d)}{\langle S_1 \rangle \langle S_2 \rangle} = 512\pi^2 k^2 \int_0^L dz C_n^2(z) W'(z, L), \quad (13)$$

其中 $W'(z, L)$ 为积分权重,

$$\begin{aligned}
 W'(z, L) &= \int_0^\infty \kappa d\kappa \Phi_0(\kappa, z) (1 - J_0(\kappa\gamma d)) \\
 &\quad \times \sin^2 \left[\frac{\kappa^2(1-\gamma)z}{2k} \right] \\
 &\quad \times \left[\frac{J_1(\kappa(1-\gamma)a/2)}{\kappa(1-\gamma)a/2} \right]^2 \\
 &\quad \times \left(\frac{J_1(\kappa\gamma D/2)}{\kappa\gamma D/2} \right)^2. \quad (14)
 \end{aligned}$$

若湍流谱采用Kolmogorov谱 $\Phi(\kappa, z) = 0.033C_n^2(z)\kappa^{-11/3}$, 则 $\Phi_0(\kappa) = 0.033\kappa^{-11/3}$, 此时权重函数可以写为

$$\begin{aligned}
 W'(z, L) &= 0.033 \int_0^\infty d\kappa \kappa^{-8/3} (1 - J_0(\kappa\gamma d)) \\
 &\quad \times \sin^2 \left[\frac{\kappa^2(1-\gamma)z}{2k} \right] \\
 &\quad \times \left[\frac{J_1(\kappa(1-\gamma)a/2)}{\kappa(1-\gamma)a/2} \right]^2 \\
 &\quad \times \left(\frac{J_1(\kappa\gamma D/2)}{\kappa\gamma D/2} \right)^2. \quad (15)
 \end{aligned}$$

由(13), (14)和(15)式可知, 在湍流谱和系统参数已知的条件下, 只需要测得光强起伏结构函数和两个子孔径的平均光强, 利用合适的反演算法就可以获得大气湍流强度 C_n^2 .

3 信标光直径和信标光高度对路径权重函数的影响

在实际测量中, 信标光和接收孔径通常都有一定的面积, 不能按照理想的点来处理, 因此有必要研究扩展信标和有限接收孔径对差分闪烁法路径权重函数的影响. 由于有限接收孔径的平滑效应已得到大量研究^[20], 文中我们主要研究信标光直径和信标光高度对差分闪烁法路径权重函数的影响.

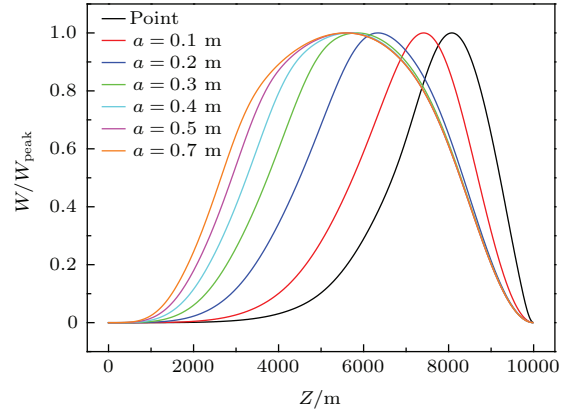


图1 (网刊彩色) 双孔差分闪烁法归一化的路径权重函数随信标直径的变化

Fig. 1. (color online) Normalized path weighting function of two-aperture differential scintillation method versus aperture diameter.

取接收子孔径直径 D 为12 cm、子孔径间距 d 为24 cm、信标波长500 nm、信标高度10 km. 依据(15)式, 信标分别按照点信标和有一定直径的均匀信标计算, 归一化路径权重函数随高度的变化如

图1所示,从图1可以看出,当信标为点信标时,积分权重在0—5000 m缓慢增加,之后迅速增加至峰值,达到峰值以后在很短的高度范围急剧下降至0.随着信标直径的增大,归一化的路径权重曲线峰值点左移,其对应高度降低,线型加宽,两边逐渐对称下降,线型趋向于高斯型.当信标直径大于0.3 m时,权重峰值所对应的高度变化不大.

图2为未经过归一化处理的路径权重函数峰值随信标直径的变化.可以看出,差分闪烁法的路径权重峰值随信标直径的增大而减小,在信标直径小于等于0.2 m时,直径每增加0.1 m,峰值下降约一个数量级,随着信标直径从0.2 m增大至0.7 m,峰值递减率越来越小,并逐渐趋向于0,从而说明当信标直径增大到某一值后,再继续增大并不会对峰值光强产生较大影响.

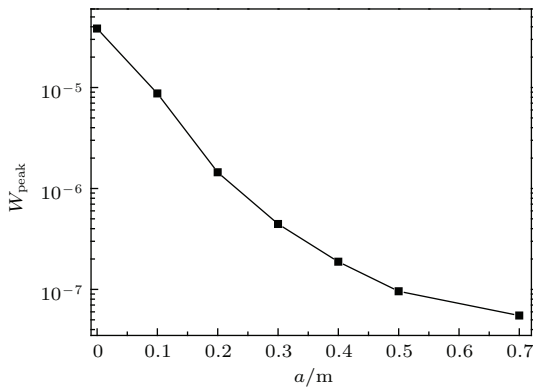


图2 双孔差分闪烁法路径权重峰值随信标直径的变化
Fig. 2. Weighting peak of two-aperture differential scintillation method versus aperture diameter.

由图1和图2可知,信标平滑效应不仅会导致路径权重函数线型的改变和加宽,还会造成权重值的下降.这是因为,扩展信标对湍流涡旋进行了滤波,当信标直径增大时,那些尺寸小于信标直径的湍流渐渐被过滤掉,即高空中小尺度湍流对闪烁谱的贡献逐渐减小,当信标直径增大到一定数值,路径两端的湍流对闪烁谱的贡献渐渐对称相等,而路径中部的湍流对路径权重函数的贡献最大.因此在实际测量中,需要设计合理的信标直径,从而保证足够的信号强度,当然在信号强度满足和信标高度一定的条件下,适当调整信标直径,可以实现某些高度范围的湍流较为准确的测量.

图3给出了点信标条件下,双孔差分闪烁法路径权重函数随信标高度的变化.从图3可以看出,对于不同的信标高度,路径权重函数的线型形状相

似,但在数值上有较大不同.随着信标高度 L 的增大,权重函数值整体增大,权重峰值近似线性增加.当与接收端的距离 Z 在 $0-L/2$ 之间时,权重函数值较小且变化缓慢,从而表明该方法对高空湍流敏感,若要测量较低空的湍流,可以采用相对较低的信标高度 L .

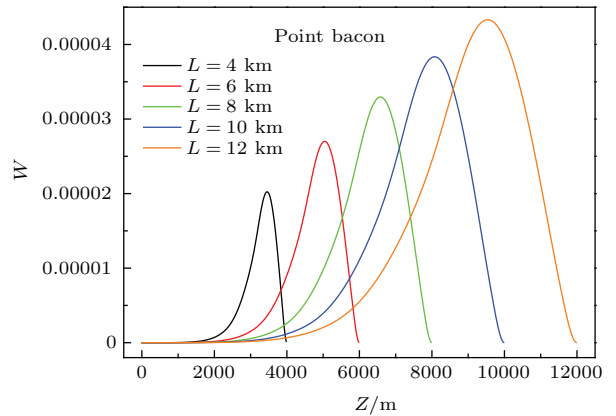


图3 (网刊彩色) 双孔差分闪烁法路径权重函数随信标高度 L 的变化

Fig. 3. (color online) Path weighting function of two-aperture differential scintillation method versus beacon altitude.

4 实验结果

对比实验装置示意图见图4,采用一台大口径闪烁仪($\phi 150$ mm) LAS进行单孔径闪烁的测量,一台大气相干长度仪 DIMM^[21]用于双孔径差分闪烁的测量,大气相干长度仪等效焦距为3 m,子瞳直径0.12 m,子瞳中心间距0.24 m.为减少误差,两台仪器安装在同一高度,间距为5 m,同时对准同一光源进行测量,实验中所用光源是波长为 $0.5 \mu\text{m}$,输出功率为2 mW的基模He-Ne激光器,信标光源通过2 km的湍流大气后,被两台仪器接收.

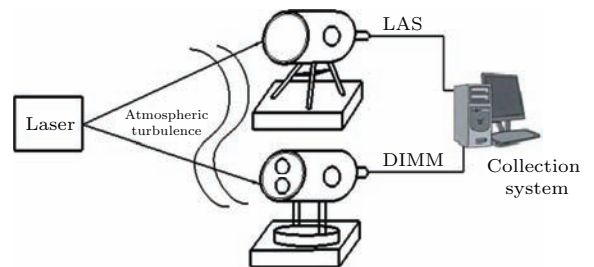


图4 实验装置示意图

Fig. 4. Schematic diagram of experimental setup.

图5为两种方法的测量结果对比.图5(a)和图5(b)为2014年11月24日晚上,天气状况为

阴天时两种方法的对比. 图 5(a) 红线为双孔差分闪烁法测量的 C_n^2 , 黑线为单孔闪烁法对应的测量结果. 可以看出, 两种方法测量的 C_n^2 在 10^{-16} — 10^{-14} $\text{m}^{-2/3}$ 的变化范围内均有较好的一致性. 尽管图 5(a) 只涵盖了 00:00—03:30 时段的 C_n^2 , 但是从图 5(b) 两种方法所得到的球面波大气相干长度可以看出, 该时段内两种方法获得的球面波 r_0 涵盖了 2—45 cm 范围, 包含了不同的湍流状况, 在这种情况下, 两种方法的线性相关系数为 0.95, 线性拟合斜率为 1, 截距为 -0.09 cm. 为了更加充分说明双孔差分闪烁法在不同天气状况、不

同湍流状况下的有效性, 图 5(c) 和图 5(d) 给出了 2014 年 11 月 25 日白天, 天气状况为晴朗时两种方法的对比结果. 图 5(c) 红线为双孔差分闪烁法测量的 C_n^2 , 黑线为单孔闪烁法对应的测量结果. 从图 5(c) 可以看到两种方法测得的 C_n^2 在数值和变化趋势上都符合得较好. 并且在该时段内两种方法对应的球面波 r_0 数值在 7—58 cm 范围, 线性相关系数为 0.96, 线性拟合斜率为 0.98, 截距为 -0.09 cm. 从 C_n^2 和球面波 r_0 的对比情况来看, 两种方法测量的大气湍流强度一致性较好, 验证了双孔差分闪烁法能够准确地测量大气湍流强度.

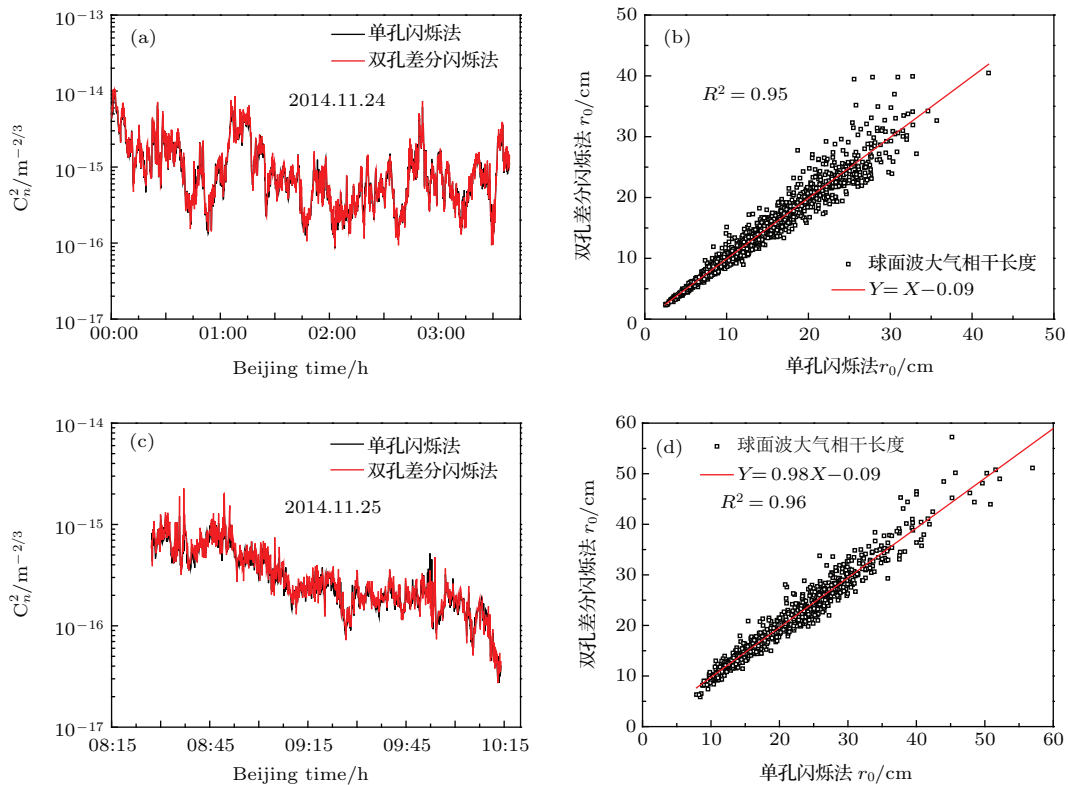


图 5 (网刊彩色) 单孔闪烁法与双孔差分闪烁法的测量结果对比 (a) 2014 年 11 月 24 日折射率结构常数测量结果; (b) 与 (a) 对应的球面波大气相干长度; (c) 2014 年 11 月 25 日折射率结构常数测量结果; (d) 与 (c) 对应的球面波大气相干长度
 Fig. 5. (color online) Comparison of single-aperture scintillation method and two-aperture differential scintillation method: (a) Measurement C_n^2 results on November 24, 2014; (b) the atmospheric coherent length for spherical wave corresponding to (a); (c) measurement C_n^2 results on November 25, 2014; (d) the atmospheric coherent length for spherical wave corresponding to (c).

从图 5(a) 和图 5(c) 可以看出, 双孔闪烁法和单孔闪烁法在整体上具有较好的一致性, 但是在局域的时间点, 双孔闪烁法所探测到的 C_n^2 更为精细. 这可能是因为在差分方法可以在很大程度上抵消仪器本身所带来的测量误差, 对仪器噪声有一定的抑制性. 当然, 初步的水平传输实验还不足以说明双孔差分闪烁法的探测精度和对仪器误差的不敏感

性, 更深入的研究需要进一步的斜程或垂直传输实验论证.

5 结论与讨论

本文提出了双孔差分闪烁法获得大气湍流强度 C_n^2 的测量原理. 对于主动信标而言, 由于直接

测量光强起伏协方差会受到信标光上行传输光强起伏的影响,为了单独获得下行传输的光强起伏信息,提出直接测量差分孔径光强起伏结构函数的方法.在cross-path理论的基础上推导出差分孔径光强起伏结构函数与对数振幅协方差之间的数学关系式,据此导出差分孔径光强起伏结构函数与湍流强度 C_n^2 之间的一般表达式.从与单孔闪烁法的单程水平传输对比结果中发现,双孔差分闪烁法的测量结果是可靠的.

理论分析和实验结果表明:该方法可以用于以激光为信标光的激光雷达系统,能够有效解决现有光强闪烁激光雷达测量大气湍流时因激光双程传输所带来的测量不准确问题,可以分离出单程路径上的大气湍流闪烁信息,进而获得该路径上实时准确的大气湍流强度.后续的研究主要是开展双孔差分闪烁激光雷达的研制工作以及垂直或斜程方向上的大气湍流廓线反演算法.

参考文献

- [1] Wu W M, Ning Y, Ma Y X, Xi F J, Xu X J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 099502
- [2] Tokovinin A, Bustos E, Berdja A 2010 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **404** 1186
- [3] Cai D M, Ti P P, Jia P, Wang D, Liu J X 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 224217 (in Chinese) [蔡冬梅, 逄培培, 贾鹏, 王东, 刘建霞 2015 物理学报 **64** 224217]
- [4] Guo Y M, Ma X Y, Rao C H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 069502 (in Chinese) [郭友明, 马晓燠, 饶长辉 2014 物理学报 **63** 069502]
- [5] Voyez J, Robert C, Conan J M, Mugnier L M, Samain E, Ziad A 2014 *Opt. Express* **22** 10967
- [6] Wilson R W, Butterley T, Sarazin M 2009 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399** 2129
- [7] Arockia Bazil Raj A, Arputha Vijaya Selvi J, Durairaj S 2015 *Appl. Opt.* **54** 802
- [8] Qian X M, Zhu W Y, Rao R Z 2015 *Chin. Phys. B* **24** 044201
- [9] Vernin J, Munoz-Tunon C 1994 *Astron. Astrophys.* **284** 311
- [10] Avila R, Cuevas S 2009 *Opt. Express* **17** 10926
- [11] Butterley T, Wilson R W, Sarazin M 2006 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369** 835
- [12] Masciadri E, Lombardi G, Lascaux F 2014 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **438** 938
- [13] Ziad A, Blary F, Borgnino J, Fantei-Caujolle Y, Aristidi E, Martin F, Lantéri H, Douet R, Bondoux E, Mékarnia D 2013 *Astron. Astrophys.* **559** L6
- [14] Jing X, Hou Z H, Wu Y, Qin L A, He F, Tan F F 2013 *Opt. Lett.* **38** 3445
- [15] Gimmestad G, Roberts D, Stewart J, Wood J 2012 *Opt. Eng.* **51** 101713
- [16] Belen'kii M S, Gimmestad G G 1994 *Proc. SPIE.* **2222** 628
- [17] Cui C L, Huang H H, Mei H P, Zhu W Y, Rao R Z 2013 *High Power Laser Part Beams* **25** 1091 (in Chinese) [崔朝龙, 黄宏华, 梅海平, 朱文越, 饶瑞中 2013 强激光与粒子束 **25** 1091]
- [18] Beland R R, Krause-Polstorff J 1991 *Lidar Measurement of Optical Turbulence: Theory of the Crossed Path Technique* (Phillips Lab Hanscom Afb Ma) Technical report No. PL-TR-91-2139
- [19] Wang T, Clifford S F, Ochs G R 1974 *Appl. Opt.* **13** 2602
- [20] Vetelino F S, Young C, Andrews L, Reclons J 2007 *Appl. Opt.* **46** 2099
- [21] Jing X, Hou Z H, Qin L A, He F, Wu Y 2011 *Infrared Laser Eng.* **40** 1352 (in Chinese) [靖旭, 侯再红, 秦来安, 何峰, 吴毅 2011 红外与激光工程 **40** 1352]

Theoretical and experimental study of atmospheric turbulence measurement using two-aperture differential scintillation method*

Cheng Zhi¹⁾²⁾ Tan Feng-Fu^{1)†} Jing Xu¹⁾ He Feng¹⁾ Hou Zai-Hong¹⁾

1) (*Key Laboratory of Atmospheric Composition and Optical Radiation, Chinese Academy of Science, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Science, Hefei 230031, China*)

2) (*University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

(Received 5 November 2015; revised manuscript received 22 December 2015)

Abstract

We report the basic theory and first horizontal results of a method called two-aperture differential scintillation method which is aimed at monitoring the vertical profile of atmospheric optical turbulence strength. The method is based on irradiance fluctuation of active light source, but can extract the optical turbulence information in the single-passage path. In this paper, the theoretical principle of two-aperture differential scintillation method is derived in detail. A concise expression is proposed for irradiance fluctuation structure function with differential aperture in the Rytov approximation under a weak fluctuation regime based on the cross-path theory. The mathematic relationship between irradiance fluctuation structure function and atmospheric optical turbulence strength is then developed. The effects of beacon aperture and beacon altitude on path weighting function of this method are analyzed for Kolmogorov turbulence. In order to test the validity of the new method, the experiments are conducted to compare the two-aperture differential scintillation method and single-aperture scintillation method in atmospheric boundary layer over 2 km horizontal single-passage path. In this arrangement, we employ a differential image motion monitor system to measure differential scintillation. Simultaneously, a large aperture scintillation instrument is placed 5 m away at the same altitude to measure the single-aperture scintillation. It is shown that the results of atmospheric refractive index structure constant deduced from the two methods are in good agreement. The measurements of atmospheric coherence length for spherical wave corresponding to the two methods indicate a linear correction factor (R^2) of 0.96, in a slope of 0.98 with an offset of -0.09 cm. Feasibility and effectiveness of two-aperture differential scintillation method are thus verified experimentally. The novel method can separate single-passage scintillation information of active beacon double-passage propagation, thereby providing an accurate technique for measuring the atmospheric turbulence of active beacon.

Keywords: atmospheric turbulence, cross-path theory, scintillation, structure function

PACS: 42.68.-w, 42.68.Bz, 42.68.Wt, 42.62.-b

DOI: [10.7498/aps.65.074205](https://doi.org/10.7498/aps.65.074205)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 41405014).

† Corresponding author. E-mail: fftan@aiofm.ac.cn