

文章编号: 0258-7025(2008)06-0898-05

测量大气折射率结构常数的大口径激光闪烁仪

马晓珊 朱文越 饶瑞中

(中国科学院安徽光学精密机械研究所大气光学研究室, 安徽 合肥 230031)

摘要 基于光闪烁的孔径平均效应, 研制了测量大气折射率结构常数的大口径激光闪烁仪(LALS)。该仪器在一定程度上实现了闪烁饱和现象的抑制。仪器采用对称式结构布局, 同时采用调制解调方法提高信噪比, 并以嵌入式控制单元完成对数据的采集、处理、显示和存储。与传统仪器设备的测量结果相比, 在 1000 m 的水平传输路径上两者的线性拟合系数为 1.01, 相关系数为 0.92; 进一步分析表明, 大气湍流内尺度会对闪烁方差的测量产生影响, 从而导致大气折射率结构常数的测量结果略显离散。

关键词 大气光学; 光传播; 大口径闪烁仪; 孔径平均效应; 折射率结构常数

中图分类号 P 427.1 **文献标识码** A

Large Aperture Laser Scintillometer for Measuring the Refractive Index Structure Constant of Atmospheric Turbulence

Ma Xiaoshan Zhu Wenyue Rao Ruizhong

(Laboratory for Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China)

Abstract Based on the aperture averaging effect of the scintillation effect of light propagation, a large aperture laser scintillometer (LALS) for measuring the refractive index structure constant of atmospheric turbulence was developed. This apparatus can restraint the scintillation saturation at certain extent. This scintillometer has symmetrical structure. Meanwhile, signal modulation and demodulation method is used to increase signal-to-noise ratio dramatically and the embedded control unit is introduced to sample, dispose, display and store the data. Compared with the measuring results from traditional measurement device, the slope of linear regressions of the data in 1000 m horizontal propagating path is 1.01 and the correlation coefficient is 0.92. Further analysis reveals that the inner scale of the atmospheric turbulence which will influence the measurement of the scintillation variance may lead some degree of scattering of the measurement results of the refractive index structure constant.

Key words atmospheric optics; light propagation; large aperture scintillometer; aperture averaging effect; refractive index structure constant

1 引言

大气折射率结构常数 C_n^2 是光学湍流强度的定量描述, 是反映大气湍流光学特性的最重要的参数之一^[1]。利用湍流大气中光强起伏效应测量路径平均的 C_n^2 是一种直接有效的方法^[2]。然而在强湍流条件下, 由于闪烁饱和现象的出现, 闪烁方差与 C_n^2 之间的比例关系式不成立, 闪烁法测量 C_n^2 失效。解决

饱和问题是在更大范围内用闪烁法测量 C_n^2 的关键。20 世纪 70 年代, 有研究者通过启发式强闪烁模型的分析^[3], 提出了一种能克服饱和效应的测量 C_n^2 的大口径闪烁仪^[4]。此后利用可见光、红外光和微波辐射的各种光闪烁仪纷纷出现^[5,6], 不仅可以利用光强起伏测量路径上的湍流强度, 如果配备两套发射或是接收装置, 还可以获得湍流内尺度或是横向风速的信息^[7]; 由于闪烁仪的测量尺度与卫星遥感的

收稿日期: 2007-08-31; 收到修改稿日期: 2007-12-08

基金项目: 国防预研基金(51403040605zk0901)资助项目。

作者简介: 马晓珊(1979—), 女, 河南人, 博士研究生, 主要从事激光大气传输的研究工作。E-mail: mxshan@126.com

导师简介: 饶瑞中(1963—), 男, 安徽人, 研究员, 博士生导师, 主要从事激光大气传输前沿物理问题、光辐射和图像的大气传播、大气湍流的光学特征及其光学测量方法等研究。E-mail: rao@aiofm.ac.cn

像元尺度匹配较好,伴随着卫星遥感技术的迅速发展,被广泛应用于外场陆面的通量实验研究中^[8],成为卫星遥感反演结果的最佳验证手段,具有广泛的应用前景。

然而在实际应用中,产生能够传播很远距离的均匀的非相干面光源并不简单,通常的做法是用近红外发光二极管放置在球面反射镜的焦点处,将反射镜近似为点光源的集合。这种做法存在着人眼不可见、调节困难等缺点,同时也限制了仪器最小可测的路径长度^[9]。如果采用可见激光波段,则可以有效克服以上缺点,同时配合大口径接收,并使接收口径满足一定条件,那么依据激光大气闪烁的孔径平均效应,依然可以在一定程度上抑制饱和效应^[10]。依据这一原理研制出的大口径激光闪烁仪(LALS)可以在更大范围内用闪烁法测量 C_n^2 。

2 基本原理

大口径激光闪烁仪是基于光闪烁的孔径平均效应。根据光传输理论,波长为 λ 的球面波经过大气湍流进行传播,如果以 I 表示光强,则在传播距离 L 处,直径为 D 的孔径内接收的对数光强起伏方差为^[11]

$$\sigma_{\ln I}^2(D) = 4 \times (2\pi k)^2 \times \int_0^L dz \int_0^\infty \sin^2 \left[\frac{\gamma(L-z)}{2k} \kappa^2 \right] \Phi_n(\kappa) \kappa F(\gamma\kappa) d\kappa, \quad (1)$$

式中 k 为光波数且 $k = 2\pi/\lambda$; κ 为空间波数; $\gamma = z/L$ 为球面波的传播因子; $\Phi_n(\kappa)$ 表示折射率起伏的空

间谱密度,可表示为

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2(z) \kappa^{-11/3} f(\kappa l_0), \quad (2)$$

其中 $C_n^2(z)$ 即为所求的大气折射率结构常数, $f(\kappa l_0)$ 是描述内尺度效应的因子,对于均匀各向同性湍流, $f(\kappa l_0) = 1$; $F(\kappa)$ 是孔径滤波函数,对于内外径之比为 ϵ 的圆环接收孔径^[12] ($\epsilon = 0$ 即为圆形接收孔径) $F(\kappa)$ 为

$$F(\kappa) = \left(\frac{2}{1-\epsilon^2} \right)^2 \left[\frac{J_1(\kappa D/2)}{\kappa D/2} - \epsilon^2 \frac{J_1(\epsilon \kappa D/2)}{\epsilon \kappa D/2} \right]^2. \quad (3)$$

通常用闪烁指数 β_I^2 表示光强起伏的强度

$$\beta_I^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}, \quad (4)$$

式中 $\langle \rangle$ 表示统计平均。已知在弱起伏条件下,闪烁指数与对数光强起伏方差的关系为

$$\beta_I^2 = \sigma_{\ln I}^2. \quad (5)$$

如果能够测量出一定接收孔径内的 β_I^2 , 已知激光波长、路径长度、孔径参数,就可以利用(1)式反过来计算 C_n^2 。将(3)式代入(1)式,并利用(5)式,即为大口径激光闪烁仪测量 C_n^2 的原理公式

$$\beta_I^2(D) = 0.132 \times (2\pi k)^2 \times \int_0^L C_n^2(z) dz \int_0^\infty \sin^2 \left[\frac{\kappa^2 z(L-z)}{2kL} \right] \kappa^{-8/3} \times \left(\frac{2}{1-\epsilon^2} \right)^2 \left[\frac{J_1(z\kappa D/2L)}{z\kappa D/2L} - \epsilon^2 \frac{J_1(\epsilon z\kappa D/2L)}{\epsilon z\kappa D/2L} \right]^2 d\kappa, \quad (6)$$

在实际应用中并不是直接利用(6)式计算 C_n^2 , 而是使用更为简单的定标公式

$$C_n^2 = \frac{\beta_I^2(D)}{0.496 k^{7/6} L^{11/6} \times [1 + 0.214(kD^2/4L)^{7/6}]^{-1} \times [0.44 \exp(-L/1079.23) + 0.5]}, \quad (7)$$

(7)式与(6)式的相对误差小于 6%。

3 仪器结构

基于上述原理设计的大口径激光闪烁仪采用对称式的结构布局,由两套完全相同的装置组成。每套装置都包含发射单元、接收单元、调制解调单元以及嵌入式控制单元,调制解调单元和嵌入式控制单元集成在一个控制箱内。半导体激光器作为发射单元;接收单元包括牛顿反射式望远镜、衰减片、干涉滤光片和光电倍增管(Photomultiplier Tube, PMT);调制解调单元由一系列处理电路构成,主要完成信号的调制和解调功能;嵌入式控制单元主要

对解调后的电压信号进行采集、处理、存储和显示。测量时,两套装置分别放置在传输路径的两端,路径一端的发射单元发出脉冲激光信号,经过湍流大气传输时受到湍流的振幅调制作用成为调幅波,之后由路径另一端的接收单元收集,最后进入调制解调单元和嵌入式控制单元。

3.1 发射单元和接收单元

发射单元和接收单元集成在一起,如图 1 所示。半导体激光器通过二维光学调整架固定在望远镜镜筒外侧,在调制解调单元的方波发生电路的控制下,发出中心波长 645 nm,输出功率 15 mW,频率 10 kHz,占空比 50% 的脉冲激光信号。直径 127 mm 的反射式望远镜作为大口径接收装置,其镜

筒后端安装有抛物面主镜,镜筒中央有倾斜安装的平面副镜,副镜与主镜直径之比为0.37。望远镜的架台采用便于调节的单叉式地平经纬仪。探测器光电倍增管放置在望远镜的焦点附近,探测器前端放置衰减片和干涉滤光片。

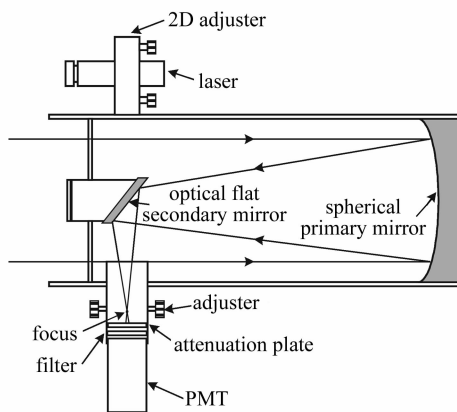


图1 大口径激光闪烁仪的发射单元和接收单元

Fig.1 Transmitting and receiving units of the LALS

3.2 调制解调单元

该部分包括调制和解调两个功能模块。调制电路是由计时器构成的方波发生电路,输出频率10 kHz,占空比50%,高电平为5 V,低电平为0 V的TTL(Transistor-Transistor-Logic)信号以控制激光器。解调电路包括:给光电倍增管供电的阴极接地、阳极接正高压型分压器回路,有效滤除背景噪声等直流成分,仅响应脉冲信号;跨导放大电路完成电流-电压转换及信号放大;电容耦合、绝对值全波检波以及低通滤波电路进行包络提取,获得湍流波动信息。

3.3 嵌入式控制单元

该部分主要完成信号的采集、处理、显示和存储。数据采集为12位A/D转换;数据保存在存储区,通过USB端口向计算机回传;数据显示则通过触摸式显示屏以三种模式进行:实时显示,便于光路的对准以及信号的实时监测;数据存储,显示当前数据文件;均态显示,统计并显示每个数据文件的均方值。另外为减轻控制单元的处理和存储负荷,预留了信号输出端口,解调后的信号可以通过该端口与采集卡等设备连接,由计算机软件控制进行采集和处理,并存储在计算机硬盘中。

数据处理时,由于测量得到的电信号 U 与入射光信号 I 成正比,因此 U 的归一化方差 β_U^2 与 I 的归一化方差 β_I^2 存在关系

$$\beta_U^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = \frac{\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2}{\langle U \rangle^2} = \beta_U^2, \quad (8)$$

测量 U 随时间的变化,即可获得闪烁指数 β_I^2 ,再根据定标公式(7)计算出 C_n^2 。

4 测量结果与分析

利用大口径激光闪烁仪测量了1000 m水平传输路径上的 C_n^2 ,传输路径大部分为水面,其余为陆地,测量时的布局如图2所示。为了验证测量结果及定标方法的正确性,在同样的传输高度和传输距离上同时进行了点闪烁测量,点闪烁系统以波长658 nm,输出功率50 mW的点激光源作为发射源,以直径1 mm的针孔接收光信号。信号采集的采样率为2048 Hz,每次采集时间约32 s,采样间隔为28 s。

图3对比了利用点闪烁系统和大口径激光闪烁

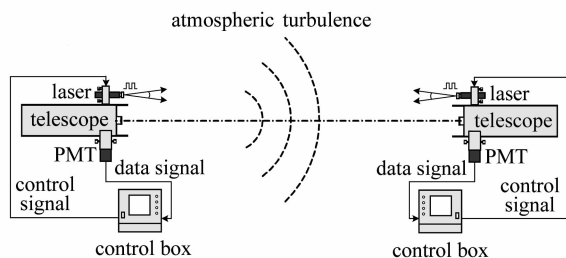


图2 利用大口径激光闪烁仪测量 C_n^2 的布局示意图

Fig.2 Layout schematic of measuring C_n^2 by LALS

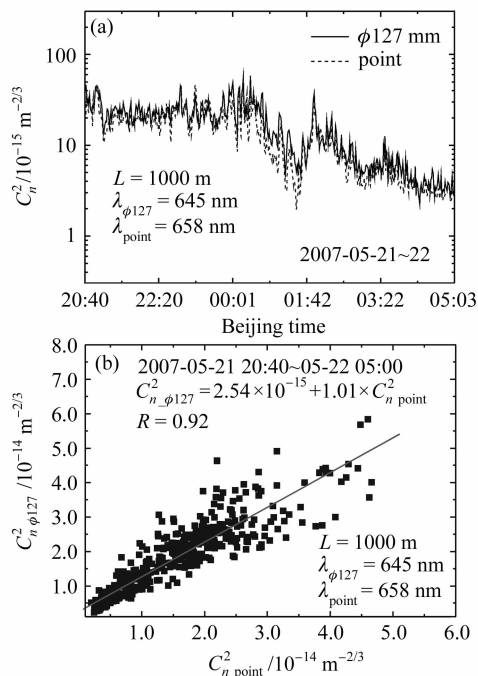


图3 由点闪烁系统和大口径激光闪烁仪推导的 C_n^2 的对比

Fig.3 Comparison of C_n^2 which are retrieved from the scintillation for a pinhole detector system and LALS

仪连续测量的 C_n^2 值,为了获得尽可能好的信噪比,实验在晚上进行。图 3(a)对比了点闪烁系统和大口径激光闪烁仪推导的 C_n^2 随时间的变化,实线是利用大口径激光闪烁仪测量的闪烁指数推导的 C_n^2 ,虚线是从点闪烁系统测量的闪烁指数推导的 C_n^2 。可以看出,点闪烁系统与口径激光闪烁仪推导出的 C_n^2 在数值上有微小差异,但在变化趋势上基本一致。图 3(b)以点闪烁系统推导的 C_n^2 作为横坐标,以大口径激光闪烁仪推导的 C_n^2 作为纵坐标,对数据进行线性拟合,拟合的线性系数为 1.01,相关系数为 0.92,初步证明大口径激光闪烁仪的测量方法和定标公式的正确性。

对于点闪烁系统和大口径激光闪烁仪推导的 C_n^2 在数值上的微小差异,引入湍流内尺度 l_0 对其进行分析。点闪烁系统和大口径激光闪烁仪推导 C_n^2 的表达式都是在 l_0 为零的假设下得到的,然而近地面测量 l_0 的实验结果显示 l_0 的值大都在几至十几毫米的范围内变化^[13,14],由此判断 l_0 不为零可能造成点闪烁系统和大口径激光闪烁仪推导 C_n^2 的差异。分析 l_0 的影响时,采用 Andrews 等^[15] 拟合的修正希耳(Hill)谱

$$f(\kappa l_0) = \exp(-\kappa^2/\kappa_i^2) [1 + 1.802(\kappa/\kappa_i) - 0.254(\kappa/\kappa_i)^{7/6}], \quad (9)$$

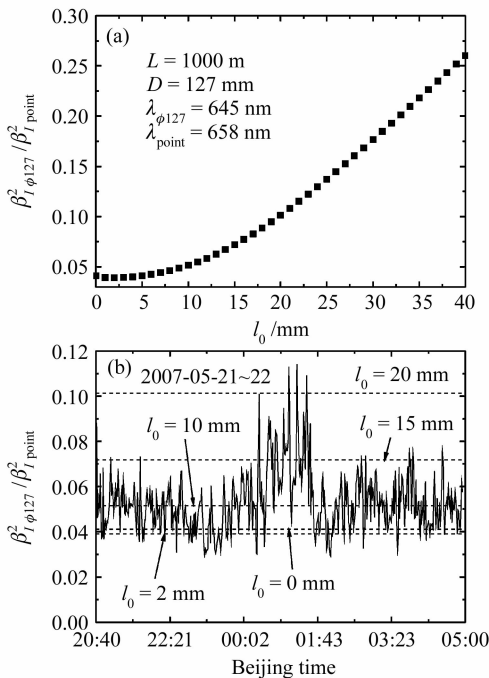


图 4 大口径的闪烁指数与针孔的闪烁指数的比值随内尺度(a)和时间(b)的变化

Fig. 4 Ratio of the scintillation index in the LALS and a pinhole as a function of the inner scale (a) and time (b)

其中 $\kappa_i = 3.3/l_0$ 。该模型称为修正希耳谱,与希耳谱的最大差别不超过 6%,一般在 1%~2%^[15]。利用该谱理论上分析大口径激光闪烁仪测量的闪烁指数与点闪烁系统测量的闪烁指数的比值 $\beta_{l_{\phi 127}}^2 / \beta_{l_{\text{point}}}^2$ 随 l_0 的变化,如图 4(a) 所示。 $l_0 = 0$ 时,比值 $\beta_{l_{\phi 127}}^2 / \beta_{l_{\text{point}}}^2$ 的理论值为 0.0412; 当 l_0 从零缓慢增加时, $\beta_{l_{\phi 127}}^2 / \beta_{l_{\text{point}}}^2$ 的值略微减小,针对实验参数, $l_0 = 2$ mm 时达到最小值; 随后 $\beta_{l_{\phi 127}}^2 / \beta_{l_{\text{point}}}^2$ 的值随 l_0 的增加而逐渐变大。图 4(b) 给出了利用大口径激光闪烁仪和点闪烁系统实测的闪烁指数的比值随时间的变化趋势,并用虚线分别标出 l_0 为 0, 2 mm, 10 mm, 15 mm 和 20 mm 时 $\beta_{l_{\phi 127}}^2 / \beta_{l_{\text{point}}}^2$ 的理论值。通过实测值与理论值的对比可知:在测量的绝大部分时间内, $\beta_{l_{\phi 127}}^2 / \beta_{l_{\text{point}}}^2$ 的实测值大于 $l_0 = 2$ mm 时的最小理论值,同时又小于 $l_0 = 20$ mm 对应的理论值。实测的 $\beta_{l_{\phi 127}}^2 / \beta_{l_{\text{point}}}^2$ 值在合理的理论估值范围内,说明内尺度不为零的确会造成点闪烁系统和大口径激光闪烁仪推导 C_n^2 的差异。

5 结论

基于光闪烁的孔径平均效应,研制出一种新型的测量大气折射率结构常数的大口径激光闪烁仪。不同于以往的闪烁仪,该仪器采用可见激光波段,配合大孔径接收装置,不仅便于调节,也能够一定程度上抑制闪烁饱和效应。在 1000 m 水平传输路径上,大口径激光闪烁仪与激光点源发射、针孔接收系统的对比测量结果在量级和趋势上都表现出很好的一致性,引入湍流内尺度对测量结果的分析,进一步证明了利用大口径激光闪烁仪测量大气折射率结构常数的正确性。

参考文献

- Chen Yan, Hu Yu. Effect of turbulent atmosphere on quantum key distribution systems [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(1): 21~25
陈彦, 胡渝. 湍流大气对量子密钥分布系统性能的影响 [J]. *光学学报*, 2007, **27**(1): 21~25
- J. W. Strohbehn. *Laser Beam Propagation in the Atmosphere* [M]. Berlin: Springer Verlag, 1978. 134~136
- S. F. Clifford, G. R. Ochs, R. S. Lawrence. Saturation of optical scintillation by strong turbulence [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1974, **64**(2): 148~154
- Ting-i Wang, G. R. Ochs, S. F. Clifford. A saturation-resistant optical scintillometer to measure C_n^2 [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1978, **68**(3): 334~338
- W. Kohsiek, W. M. L. Meijninger, A. F. Moene *et al.*. An extra large aperture scintillometer for long range applications [J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 2002, **105**: 119~127
- O. K. Hartogensis, H. A. R. De Bruin, B. J. H. Van De

- Wiel. Displaced-beam small aperture scintillometer test Part II: cases-99 stable boundary-layer experiment [J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 2002, **105**:149~176
- 7 D. L. Hutt, F. Trepanier. Surface layer turbulence measured with the Scintec SLS-20 scintillometer [C]. *SPIE*, 1995, **2471**: 461~470
- 8 W. M. L. Meijninger. Surface fluxes over natural landscapes using scintillometry [D]. Wageningen: Wageningen University, 2003. 23~35
- 9 A. F. Moene, W. M. L. Meijninger, O. K. Hartogensis *et al.*. The effect of finite accuracy in the manufacturing of large aperture scintillometers [R]. Wageningen: Wageningen University Meteorology and Air Quality Group, 2005. 3~9
- 10 Rao Ruizhong, Gong Zhiben, Wang Shipeng *et al.*. Aperture averaging of saturated scintillation of laser propagation in the atmosphere [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(1):36~40
饶瑞中, 龚知本, 王世鹏 等. 激光大气闪烁饱和的孔径平均效应[J]. *光学学报*, 2002, **22**(1):36~40
- 11 Rao Ruizhong. Light Propagation in the Turbulent Atmosphere [M]. Hefei: Anhui Science & Technology Press, 2005. 180~183
- 饶瑞中. 光在湍流大气中的传播[M]. 合肥:安徽科学技术出版社, 2005. 180~183
- 12 Ma Xiaoshan, Zhu Wenyue, Rao Ruizhong. Annular-aperture averaging factor of optical scintillations in turbulent atmosphere [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(9):1543~1547
马晓珊, 朱文越, 饶瑞中. 湍流大气中光波闪烁的圆环孔径平均因子[J]. *光学学报*, 2007, **27**(9):1543~1547
- 13 Gerard R. Ochs, Reginald J. Hill. Optical-scintillation method of measuring turbulence inner scale [J]. *Appl. Opt.*, 1985, **24**(15):2430~2432
- 14 Zhu Wenyue, Zhao Zhuling, Ma Xiaoshan *et al.*. Optical method for simultaneously measuring refractive-index structure parameter and inner scale of atmospheric turbulence [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(10):1461~1464
朱文越, 赵柱灵, 马晓珊 等. 同步测量大气湍流折射率结构常数和内尺度的光学方法[J]. *强激光与粒子束*, 2005, **17**(10): 1461~1464
- 15 L. C. Andrews, R. L. Phillips, C. Y. Hopen *et al.*. Theory of optical scintillation [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1999, **16**(6): 1417~1429