

文章编号 : 0253-2239(2002)01-0036-05

激光大气闪烁饱和的孔径平均效应

饶瑞中 龚知本 王世鹏 刘晓春 汪建业 周毅

(中国科学院安徽光学精密机械研究所大气光学研究室,合肥 230031)

摘要: 理论分析了湍流介质中一定孔径内光强起伏(闪烁)的频谱特征,在 6.8 km 的大气传播距离上同时测量了激光在针孔和 $\phi 260$ mm 孔径内的闪烁,根据两者功率谱特征的对比分析结果以及两者闪烁均方差间的关系,指出孔径平均效应可以在一定程度上消除激光大气闪烁的饱和效应,从而可以利用孔径平均效应在临界强起伏条件下测量湍流强度。

关键词: 光传播;闪烁饱和;孔径平均效应

中图分类号: P427.1 文献标识码: A

1 闪烁饱和效应

激光大气闪烁一直是光波在随机介质中传播研究的一个重要问题,长期以来得到了系统的研究^[1]。人们很早就发现了闪烁的饱和现象^[2],该现象随即成为闪烁研究的核心问题^[3]。闪烁饱和使弱起伏条件下的 Tatarskii 的波传播理论不再适用,而引入 Markov 近似求解光场的统计矩方程的方法得到了强起伏条件下的闪烁均方差的渐近解。但在弱、强临界起伏条件下(本文称之为临界强起伏)的闪烁问题一直未得到妥善解决。主要处理方法可分为三类:1)启发式:Clifford、Hill 等^[4,5]对多次散射过程作启发式物理思考,建立起散射的光学传递函数,对弱起伏条件下的闪烁理论作出修正;2)矩方程解析法:Beran 等^[6]用两尺度嵌入法解四阶矩方程求临界强起伏条件下的闪烁均方差;3)数值模拟法:Martin 和 Flette 等^[7]用数值模拟方法求解波传播方程。

闪烁饱和现象发现后,各国学者虽然在早期进行了大量的实验,但实验条件的监测不完善,实验结果难以进行可靠的分析。也许这些实验条件下湍流内尺度偏小或接收孔径偏大,所观察到的临界饱和均方差偏低。Consortini 等^[8]用现代化的实验条件进行了饱和条件下的闪烁测量,同时测量了湍流强度和内尺度,得出了临界起伏条件下闪烁均方差与湍流内尺度的定性关系,实验结果与数值模拟结果相吻合,而与矩方程解有明显差别。这说明在临界强起伏条件下,解析分析难以得到准确结果。但考

虑到解析分析的简单性,它们在分析实验数据时能起到一定的参考作用。

最近,Andrews 等^[9]假定闪烁是大尺度调制下的小尺度起伏,得到了由弱起伏至强起伏条件的闪烁均方差一般表达式。Flette 等^[10]也用数值模拟方法研究了临界与强起伏条件下的闪烁问题。数值模拟结果与强起伏渐近解析结果存在着很明显的区别,表明闪烁饱和问题依然未得到根本解决。

2 饱和对闪烁法测湍流折射率结构常数 C_n^2 的影响

在弱起伏条件下,当传播路径均匀时,闪烁均方差与湍流折射率结构常数 C_n^2 存在确定的比例关系。当湍流内尺度远小于菲涅耳衍射尺度时,波数为 k 的球面波在传播距离 L 处光强的归一化均方差 σ_I^2 可以用 Rytov 数 β_0^2 表述为^[2]:

$$\sigma_I^2 = \beta_0^2 = 0.5 k^{7/6} L^{11/6} C_n^2. \quad (1)$$

因此,利用闪烁均方差测量传播路径上的等效平均湍流强度是一种直接、有效的方法。然而当湍流很强或传播距离很长使得弱起伏条件不满足时,(1)式不成立,闪烁法测量 C_n^2 失效。因此,解决饱和问题是在更大范围内用闪烁法测 C_n^2 的关键。

Wang 等通过对 Clifford 启发式强闪烁模型的分析,提出了一种能克服饱和效应的测量 C_n^2 的闪烁计^[11]。其基本思想是:对于一定面积的非相干光源在一定面积的接收孔径内的闪烁,当发射口径 D_t 和接收口径 D_r 满足一定条件时,可以避免饱和。其依据为,在传播距离 z 处,当下列条件满足时,

$$D_t / \sqrt{L\lambda} > 0.85 (\beta_0^2)^{3/5} z / L,$$

或

$$D_r / \sqrt{L\lambda} > 0.85 (\beta_0^2)^{3/5} (1 - z/L), \quad (2)$$

该处闪烁均方差路径积分的核函数的主要贡献源自发射孔径或接收孔径的滤波函数而非饱和因子。将两个口径的条件结合起来, Wang 等提出了闪烁计的适用条件为:

$$D_t + D_r > 0.85 (\beta_0^2)^{3/5} \sqrt{L\lambda}. \quad (3)$$

(2) 式中有二个公式, 只要满足其一即可。在实际应用中, 产生能传播很远距离的均匀的非相干面光源并不简单。相反地, 利用激光发射和大孔径接收却相当容易。此时 $D_t \approx 0$ 则

$$D_r > 0.85 (\beta_0^2)^{3/5} \sqrt{L\lambda}, \quad (4)$$

这种情况等同于光传播闪烁效应中的孔径平均问题^[12]。

3 孔径平均闪烁频谱

根据对大量实验数据的分析, 我们打算从闪烁的频谱特征来考虑孔径平均能否消除闪烁饱和效应这个问题。在弱起伏条件下, 闪烁的功率谱密度 $W(f)$ 以特征频率 $f_0 = V / \sqrt{L\lambda}$ (V 是光传播路径上的横向风速, $\sqrt{L\lambda}$ 为菲涅耳衍射尺度) 分界为低频段和高频段两个区间, 低频段为常数, 高频段呈幂指数变化关系, 在 f_0 处的转折明显^[13, 14]。

图 1 绘出了接收口径 D_r 分别为 0、2 mm、5 mm、10 mm、50 mm、100 mm 和 250 mm 的闪烁频谱。在图中对应的传播条件下, $\sqrt{L\lambda} = 65.6$ mm。从图中可以看出, 对于点闪烁, 频率高于 f_0 的频谱呈幂指数变化关系, 幂指数为 $-8/3$ 。当 $D_r = 2$ mm 时, 在很高的频率上功率谱偏离 $-8/3$ 斜率, 以更快的幂律下降。随着接收口径从 2 mm 增大至 10 mm, 高频功率谱在越来越低的频率上偏离 $-8/3$ 斜率。当接收口径接近 $\sqrt{L\lambda}$ 时, 高频功率谱完全呈现 $-11/3$ 的幂律。同时, 当接收口径接近 $\sqrt{L\lambda}$ 并进一步增大时, 特征频率 f_0 作为功率谱高频与低频的分界点越来越模糊, 功率谱低频部分向高频部分的转折越来越平缓。

将孔径平均下的功率谱随接收口径的关系与闪烁功率谱随湍流内尺度的变化关系^[15]进行比较可知, 只有当湍流内尺度为零并且接收口径非常接近于零时, 闪烁频谱的高频部分才严格服从 $-8/3$ 幂

律。这两个关系相似但存在着十分明显的区别: 随内尺度的增大, 高频闪烁频谱下降越来越快, 如果拟合成幂指数关系, 则幂指数的绝对值越来越大, 而随着接收口径的增大, 高频功率谱偏离 $-8/3$ 斜率, 却很快服从另一固定的 $-11/3$ 的幂律。而实际情况下, 湍流内尺度不为零并且接收口径难以接近于零。仅从闪烁强度的测量要求来看, 要求 $D_r \ll \sqrt{L\lambda}$ 即可, 但从功率谱高频特征的要求来看, 必须严格地满足这个条件。

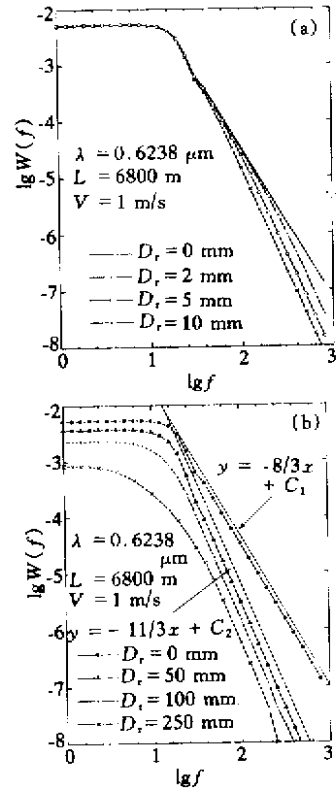


Fig. 1 The temporal spectra for weak scintillation in apertures with different diameters. $\lambda = 0.6238 \mu\text{m}$, $L = 6800 \text{ m}$, $V = 1 \text{ m/s}$

4 饱和闪烁频谱

Yura 在启发式物理模型的基础上, 得到了饱和闪烁频谱^[16]。其主要特征是: 随着 Rytov 数 β_0^2 的增大, 特征频率 f_0 作为功率谱高频与低频的分界点越来越模糊, 功率谱低频部分向高频部分的转折越来越平缓, 低频段和高频段频谱形式的差别也越来越小, 以致无法区分。变化趋势如图 2 所示。图中绘出了 Rytov 数分别为 0.4、4、40 和 400 时的归一化频谱密度 $\sqrt{2\pi}f_0 W(f) \int_0^{\infty} W(f) df$ 与对数频率 $\lg(f / \sqrt{2\pi}f_0)$ 的关系。

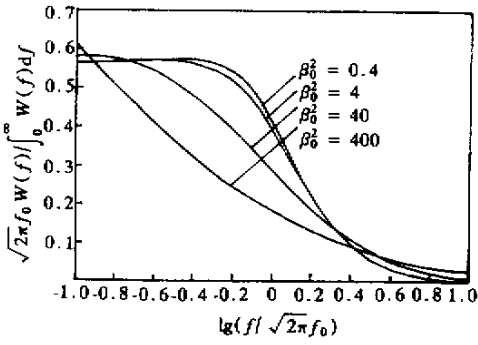


Fig.2 The temporal spectra for scintillation under different Rytov number^[16]

由于孔径平均下的闪烁频谱和饱和闪烁频谱特征存在相似性和差别,因此,可以通过对比分析“点”闪烁与大孔径闪烁的频谱来了解闪烁饱和的情况。

5 实测孔径平均和饱和闪烁频谱

我们进行了传播距离为 6.8 km 的激光大气闪烁实验,发散的激光束可作为球面波处理,用直径为

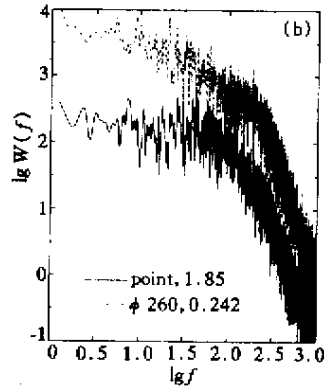
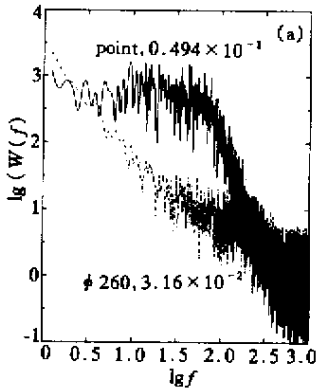


Fig.3 The temporal spectra for weak and onset of strong scintillation in a pinhole and a $\phi 260$ mm aperture. The figures in the legends are the standard deviation of the scintillation. As the two spectra in the right figure are too close to be distinguished the one for the pinhole is moved downward for 1

6 利用孔径闪烁反演湍流强度

点闪烁和大孔径闪烁频谱的对比分析可以显示闪烁饱和的存在。另一方面,也可以从点闪烁和大孔径闪烁均方差的关系判断闪烁饱和的出现。如果没有饱和,则二者是线性关系。图 4 绘出了一天内点闪烁和大孔径闪烁均方差的关系。从图中可以明显看出,当大孔径闪烁均方差小于 0.25 时,二者呈明显的线性关系(图中直线为理论预期结果),而当大孔径闪烁均方差大于 0.25 时,点闪烁均方差明显小于理论预期结果,表明点闪烁相对于大孔径闪烁已出现饱和。虽然不能判定大孔径闪烁是否饱和,

1 mm 的针孔和 260 mm 大孔同步接收光信号,进行闪烁均方差和频谱处理。从前述的分析可知,该针孔作为“点”处理时,很高频率上的频谱已受到孔径平均的影响,同时也受到噪声的影响,因此我们不加以考虑,只分析特征频率附近的频谱。另一方面,传播系统的发射端位于山顶,距地面约 270 m,而接收段位于地面上约 12 m 左右,靠近接收段有一约 1000 m 宽的湖面,其余下垫面复杂,大部分为丘陵农田,路径不均匀。因此,实验获得的频谱特征不会与理论频谱完全符合。

图 3 绘出了二种情况下点闪烁和大孔径闪烁的频谱。第一种情况下,点闪烁均方差为 0.494、大孔径闪烁均方差为 0.0316,两种频谱差别明显,点闪烁频谱与理论形式很相似,闪烁均方差小于 1,可以判定为弱起伏。第二种情况下,点闪烁均方差为 1.85、大孔径闪烁均方差为 0.242,两种频谱有明显的相似性,说明点闪烁已经饱和,从而使频谱特征和大孔径平均后的频谱相似,闪烁均方差大于 1,可以判定为临界强起伏。

但可以肯定的是,即使大孔径闪烁有某种程度的饱

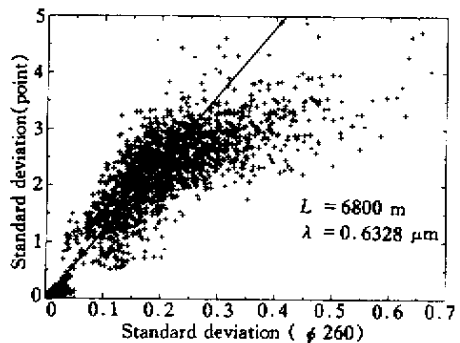


Fig.4 The relationship between the standard deviations of the scintillation for a pinhole and a $\phi 260$ mm aperture

和,但它一定低于点闪烁饱和的程度。这样,在临界强起伏下,可以认为大孔径闪烁不饱和。

当饱和出现时(1)式已不能作为利用点闪烁均方差反演湍流强度 C_n^2 的基础。此时可尝试利用大孔径闪烁反演 C_n^2 。假定传播路径上湍流谱具有相

同的形式,仅是空间波数 K 的函数,而湍流强度 C_n^2 与路径有关,则湍流谱可表示为下列形式:

$$\Phi(K, z) = 0.033 C_n^2(z) f(K). \quad (5)$$

位于 $z = 0$ 的点光源发射在传播距离 $z = L$ 处直径为 D 的孔径内的闪烁均方差为^[17]:

$$\sigma_1^2 = 4 \times 1.303 k^2 \int_0^L dz C_n^2(z) \int_0^\infty dK f(K) \sin^2 \left[\frac{\gamma K^2 (L - z)}{2k} \right] \left[\frac{2J_1(\gamma KD/2)}{\gamma KD/2} \right]^2, \quad (6)$$

式中 $\gamma = z/L$, J_1 表示贝塞尔函数。

用(6)式从大孔径闪烁均方差反演 C_n^2 ,同时也利用(1)式从点闪烁均方差进行反演,作为参考。图5是自上午至傍晚连续测量的结果,实线是从大孔径闪烁均方差反演的 C_n^2 ,虚线是从点闪烁均方差反演的结果。可以看出,在中午前后,点闪烁反演的结果变化非常平缓,而大孔径闪烁反演的 C_n^2 变化比较剧烈,并且数值也高于点闪烁反演的结果,说明点闪烁已经饱和,从而直接证明了大孔径闪烁在一定程度上克服了饱和效应。

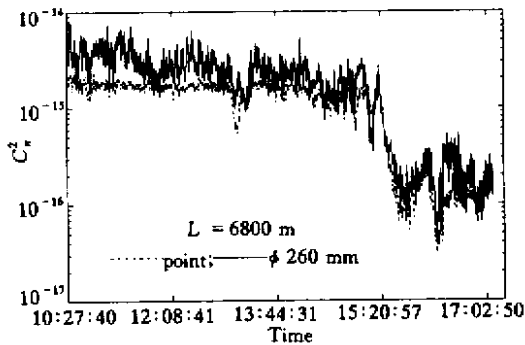


Fig.5 The time variation of C_n^2 which are retrieved from the scintillation for a pinhole and $\phi 260$ mm aperture

7 结果与讨论

1)从闪烁频谱和闪烁均方差的实验结果两方面证明了:在临界强起伏条件下,大孔径闪烁克服了饱和效应,从而证明孔径平均具有一定的消除饱和的作用。

2)上述结论说明闪烁计的设计可以基于孔径平均,而不必要求一定面积的非相干光源。这样可以利用激光作为光源,大大方便实际设计与应用。

3)依照(4)式,对于给定的接收口径与传播条件,测量的湍流强度在 $\beta_0^2 < (1.18 D_r / \sqrt{L \lambda})^{5/3}$ 是可信的。对我们的实验条件, $\beta_0^2 < 13$,可见能测量的范

围还是比较宽的。

4)从图4可看出,我们测量的点闪烁均方差达到4以上,最大值曾测到7。这些结果明显不同于早期的闪烁实验结果,而与文献[8]中的近期结果相符合。这一方面验证了我们的实验测量设备的先进,结果可靠。另一方面说明,实验场地的大气湍流具有值得重视的内尺度。

5)从闪烁频谱的比较进行分析的方法直观、明了,但只能定性地说明问题。图2的结果是很简略的,而且没有得到实验的验证。

6)无论是理论上还是技术上,在非常强的起伏条件下,利用闪烁反演湍流强度都是无法实现的。对于远距离的光传播问题,布点直接测量湍流强度是不现实的,如何直接利用光的传播效应反演湍流强度是值得进行认真研究的问题。

参 考 文 献

- [1] Hill R. J. Atmospheric propagation, *Wave Propagation in Random Media (scintillation)*. Tatarskii, Ishimaru & Zavorotny ed., Bellingham: SPIE & IPP, 1992
- [2] Strohbehn J. W. ed. *Laser Beam Propagation in the Atmosphere*. Berlin: Springer-Verlag, 1978
- [3] Tatarskii V I, Zavorotnyi V U. Strong fluctuations in light propagation in a randomly inhomogenous medium. *Progress in Optics XVIII*, Wolf E ed. Amsterdam: North-Holland, 1985
- [4] Clifford S F, Ochs G R, Lawrence R S. Saturation of optical scintillation by strong turbulence. *J. Opt. Soc. Am.*, 1974, **64**(2):148 ~ 154
- [5] Hill R J, Frehlich R G. Onset of strong scintillation with application to remote sensing of turbulence inner scale. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(6):986 ~ 997
- [6] Whitman A M, Beran M J. Two-scale solution for atmospheric scintillation. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1985, **2**(12):2133 ~ 2143
- [7] Flatte S M, Wang G, Martin J M. Irradiance variance of optical waves through atmospheric turbulence by numerical simulation and comparison with experiment. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1993, **10**(11):2363 ~ 2370
- [8] Consortini A, Cochetti F, Churnside J H et al.. Inner-

- scale effect on irradiance variance measured for weak-to-strong atmospheric scintillation. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1993, **10**(11):2354~2363
- [9] Andrews L C, Philips R L, Hopen C Y *et al.*. Theory of optical scintillation. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1999, **16**(6):1417~1429
- [10] Flatte S M, Gerber J S. Irradiance-variance behaviour by numerical simulation for plane-wave and spherical-wave optical propagation through strong turbulence. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 2000, **17**(6):1092~1097
- [11] Wang T, Ochs G R, Clifford S F. A saturation-resistant optical scintillometer to measure C_n^2 . *J. Opt. Soc. Am.*, 1978, **68**(3):334~338
- [12] Churnside J H. Aperture averaging of optical scintillations in the turbulent atmosphere. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(15):1982~1994
- [13] Rao Ruizhong, Wang Shipeng, Liu Xiaochun *et al.*. Characteristics of the power spectrum of laser irradiance scintillation in a real atmosphere. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1999, **A26**(5):411~414 (in Chinese)
- [14] Rao Ruizhong, Wang Shipeng, Liu Xiaochun *et al.*. Wavelet spectrum analysis of laser scintillation in a turbulent atmosphere. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1999, **19**(12):1634~1638 (in Chinese)
- [15] Rao R, Wang S, Liu X *et al.*. Turbulence spectrum effect on wave temporal-frequency spectra for light propagating through atmosphere. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1999, **16**(11):2755~2762
- [16] Yura H T. Temporal-frequency spectrum of an optical wave propagating under saturation conditions. *J. Opt. Soc. Am.*, 1974, **64**(3):357~359
- [17] Sasiela R J. *Electromagnetic Wave Propagation in Turbulence*. Berlin: Springer-Verlag, 1994

Aperture Averaging of Saturated Scintillation of Laser Propagation in the Atmosphere

Rao Ruizhong Gong Zhiben Wang Shipeng Liu Xiaochun Wang Jianye Zhou Yi
(Laboratory for Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031)

(Received 11 December 2000; revised 23 March 2001)

Abstract: The characteristics of the temporal spectrum of optical scintillation in a finite aperture in the turbulent atmosphere are analyzed theoretically. Experiments of laser scintillation in a pinhole and a $\phi 260$ mm aperture were carried out along a 6.8 km propagation path. Comparisons of scintillation spectra and standard deviations are made between those for the pinhole and the $\phi 260$ mm aperture. It can be concluded that the aperture averaging can be saturation-resistant for the saturation to some extent. This provides a foundation for measuring optical turbulence intensity using scintillation in a finite aperture.

Key words: light propagation; scintillation saturation; aperture averaging