近地面层大气非 Kolmogorov 湍流特征参数测量

吴晓庆[1,2] 黄印博[1,2] 梅海平[1,2] 邵士勇[1,2] 黄宏华[1,2] 钱仙妹[1,2] 崔朝龙[1,2]

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

摘要 分析了 2011 年 1 月 13 日至 17 日超声气温时间序列数据，不仅采用结构函数和谱分析方法得到了 Kolmogorov 结构常数 C_n^2，而且提出了非 Kolmogorov 湍流特征参数测量方法，获得了非 Kolmogorov 谱幂率 α、广义折射率结构常数 $\widetilde{C}_n^2$ 以及等效折射率结构常数 $\overline{C}_n^2$ 等测量结果。结论如下：1)实验期间一维温度谱幂率在 $-1.9<-\alpha_1<-1.5$ 范围内的频数为 77.9%，弱湍流时谱幂率与 Kolmogorov－5/3 谱相比偏平；2)单点温度结构函数法和单点温度频谱法测量 C_n^2 差别不大；3) C_n^2 和 $\widetilde{C}_n^2$ 量级和变化趋势基本一致，差别主要体现在弱湍流时 C_n^2 比 $\widetilde{C}_n^2$ 小，往往发生在谱幂率偏平的时段；4) $\widetilde{C}_n^2$ 与 $\overline{C}_n^2$ 量级和变化趋势基本一致，差别主要体现在 $\overline{C}_n^2$ 有一些起伏，且与给定波长 λ 和传输路径长度 L 的选取有关。

关键词 大气光学；非 Kolmogorov 湍流；谱幂率；广义结构常数；等效结构常数

中图分类号 P404 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201434.0601001

Measurement of Non-Kolmogorov Turbulence Characteristic Parameter in Atmospheric Surface Layer

Wu Xiaoqing[1,2] Huang Yinbo[1,2] Mei Haiping[1,2] Shao Shiyong[1,2] Huang Honghua[1,2] Qian Xianmei[1,2] Cui Chaolong[1,2]

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

Abstract The time series of sonic temperature on 13 to 17 January 2011 are analysed. Not only the classical Kolmogorov structure parameter C_n^2 is obtained with method of structure function and spectrum analysis, but also the non-Kolmogorov turbulence characteristic parameters such as non-Kolmogorov power law α, generalized structure parameter $\widetilde{C}_n^2$, equivalence structure parameter $\overline{C}_n^2$ are measured. Based on the experimental results, it can be seen as follows. 1) The frequency of power law of the one-dimensional non-Kolmogorov spectrum that range is $-1.9<-\alpha_1<-1.5$ is 77.9%. The $-\alpha_1$ under weak turbulence is more flat than Kolmogorov $-5/3$ law spectrum. 2) The C_n^2 values derived from structure function analysis and spectrum analysis are slightly difference. 3) The trend and order of magnitude agrees well between C_n^2 and $\widetilde{C}_n^2$, and the discrepancy is that C_n^2 can be smaller than $\widetilde{C}_n^2$ when weak turbulence occurs, in that moment the power spectrum is usually flatter than the $-5/3$ Kolmogorov theory. 4) The trend and order of magnitude agrees well between $\widetilde{C}_n^2$ and $\overline{C}_n^2$, and the discrepancy is that $\overline{C}_n^2$ has a little fluctuant, and can change according to different values of wavelength and propogation length.

Key words atmospheric optics; non-Kolmogorov turbulence; power law of spectrum; generalized structure parameter; equivalence structure parameter

OCIS codes 010.1290; 010.1330; 280.7060

收稿日期： 2014-01-20；**收到修改稿日期：** 2014-02-14

基金项目： 国家自然科学基金(41275020)

作者简介： 吴晓庆(1963—)，男，博士，研究员，主要从事大气边界层、大气湍流测量与模式等方面的研究。
E-mail: xqwu@aiofm.ac.cn

1 引　　言

众所周知，在局地均匀各向同性假定的条件下，惯性区二阶结构函数的三分之二标度律和一维湍流谱的−5/3 定律，是现有大气光学湍流测量和湍流效应计算的理论基础。然而，Kolmogorov 湍流模型并不能完全描述实际大气湍流谱统计特征。因此研究实际大气中存在的非 Kolmogorov 湍流统计特征以及测量非 Kolmogorov 湍流特征参量，不仅是对湍流本身规律的进一步认识，还是对激光传输、激光通讯、光学成像等应用领域研究都具有十分重要的意义。许多学者开展了非 Kolmogorov 湍流效应的研究。Beland[1] 较早给出了描述非 Kolmogorov 湍流的结构函数和湍流谱的表达式以及弱起伏条件下的对数振幅起伏方差和相干长度公式。Baykal 等[2]通过比较弱起伏条件下水平传输路径上球面波非 Kolmogorov 谱闪烁指数与 Kolmogorov 谱闪烁指数，得到了计算非 Kolmogorov 的等效结构常数表达式。Toselli 等[3]数值计算了上行和下行传输路径上的光束扩展、闪烁指数、误码率等随非 Kolmogorov 谱幂率的变化。本文采用超声风速计测量的超声气温时间序列数据，得到大气温度起伏功率谱谱幂率及其概率分布，用单点频谱测量法得到实际谱幂率所对应的广义折射率结构常数 $\tilde{C}_n^2$ 和 Baykal 方法的等效折射率结构常数 $\bar{C}_n^2$，并与满足 Kolmogorov 假定下得到的折射率结构常数 C_n^2 进行了比较。

2 广义结构常数

2.1 非 Kolmogorov 结构函数和功率谱

由 Wiener-Khinchine 理论，折射率结构函数 $D_n(r)$ 和折射率谱 $\Phi_n(k)$ 之间的相互关系为[4]

$$D_n(r) = 8\pi\int_0^\infty \mathrm{d}k\Phi_n(k)k^2\left[1-\frac{\sin(kr)}{kr}\right], \tag{1}$$

$$\Phi_n(k) = \frac{1}{4\pi^2k^2}\int_0^\infty \mathrm{d}r\,\frac{\sin(kr)}{kr}\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left[r^2\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}D_n(r)\right], \tag{2}$$

式中 $k=\dfrac{2\pi}{\lambda}$ 为波数，λ 为波长。

对于 Kolmogorov 湍流，$D_n(r)$ 和 $\Phi_n(k)$ 可表示为

$$D_n(r) = C_n^2r^{2/3}, \tag{3}$$

将(3)式代入(2)式，得到三维折射率谱 $\Phi_n(k)$ 为

$$\Phi_n(k) = 0.033C_n^2k^{-11/3},\quad 2\pi/L_0 < k < 2\pi/l_0, \tag{4}$$

式中 l_0 和 L_0 分别是湍流惯性区的内、外尺度。

通常测量的是一维谱 $\Psi_n(k)$，其与三维谱的关系为[4]

$$\Phi_n(k) = -\frac{1}{2\pi k}\,\frac{\mathrm{d}\Psi_n(k)}{\mathrm{d}k}, \tag{5}$$

(4)式代入(5)式就得到 Kolmogorov 一维湍流谱的−5/3 定律

$$\Psi_n(k) = 0.25C_n^2k^{-3/5}. \tag{6}$$

对于非 Kolmogorov 湍流，折射率结构函数 $D_n(\gamma,r)$ 和功率谱 $\Phi_n(\alpha,k)$ 可表示为与 Kolmogorov 湍流相类似的形式，即

$$D_n(\gamma,r) = \tilde{C}_n^2r^{\gamma}, \tag{7}$$

$$\Phi_n(\alpha,k) = A(\alpha)\tilde{C}_n^2k^{-\alpha}, \tag{8}$$

式中 γ 为结构函数标度指数，α 为三维谱幂率，两者关系为：$\gamma=\alpha-3$。$\tilde{C}_n^2$ 为谱幂率 α 在一定范围内所对应的折射率结构常数，不妨称为广义折射率结构常数，单位为 $\mathrm{m}^{-\gamma}$。$A(\alpha)$ 为一致性函数，其作用就是使一定范围内的标度指数 γ 结构函数和功率谱可以进行互换。

将(7)式代入(2)式可得

$$\Phi_n(\alpha,k) = \frac{\tilde{C}_n^2(\gamma^2+\gamma)}{4\pi^2k^2}\int_0^\infty \mathrm{d}r\,\frac{\sin(kr)}{kr}r^{\gamma}, \tag{9}$$

(9)式经 Mellin 变换

$$\Phi_n(\alpha,k) = 2^{\alpha-6}\tilde{C}_n^2(\alpha^2-5\alpha+6)\pi^{-3/2}\,\frac{\Gamma\left(\dfrac{\alpha-2}{2}\right)}{\Gamma\left(\dfrac{5-\alpha}{2}\right)}k^{-\alpha},\quad 3<\alpha<5. \tag{10}$$

比较(8)式和(10)式

$$A(\alpha) = 2^{\alpha-6}(\alpha^2-5\alpha+6)\pi^{-3/2}\,\frac{\Gamma\left(\dfrac{\alpha-2}{2}\right)}{\Gamma\left(\dfrac{5-\alpha}{2}\right)},\quad 3<\alpha<5, \tag{11}$$

式中 $\Gamma(\ )$ 是 gamma 函数，同文献[5]相似的 $A(\alpha)$ 在文献[6]和文献[2]中还有其他几种形式，分别如下：

$$A(\alpha) = \frac{\Gamma(\alpha-1)}{4\pi^2}\sin\left[(\alpha-3)\,\frac{\pi}{2}\right],\quad 3<\alpha<5, \tag{12}$$

$$A(\alpha) = \frac{\Gamma(\alpha-1)}{4\pi^2}\cos\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right),\quad 3<\alpha<4. \tag{13}$$

图 1 为一致性函数 $A(\alpha)$。当 $\alpha\to3$ 时，$A(\alpha)\to0$，$A(\alpha)$ 随 α 值的增加而增加，当 α 约为 4.4 时，$A(\alpha)$ 最大，之后随 α 值的增加而减小，当 $\alpha\to5$ 时，$A(\alpha)\to0$。

2.2 C_n^2 和 $\tilde{C}_n^2$ 的测量

对于 Kolmogorov 湍流模型，折射率结构常数 C_n^2 和温度结构常数 C_T^2 定义为[7]

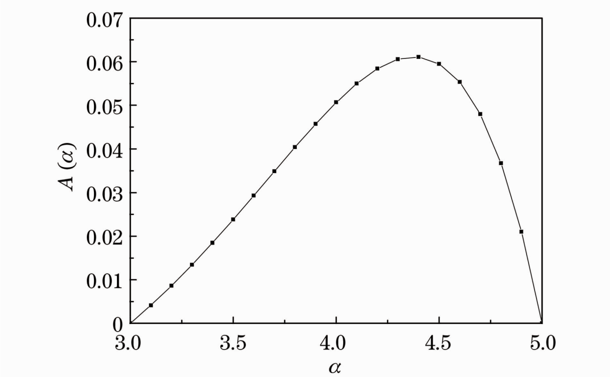

图 1 一致性函数 $A(\alpha)$

Fig. 1 Consistency function $A(\alpha)$

$$C_n^2 = \langle [n(\boldsymbol{x}) - n(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{r})]^2 \rangle r^{-2/3}, \quad l_0 \ll r \ll L_0, \tag{14}$$

$$C_T^2 = \langle [T(\boldsymbol{x}) - T(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{r})]^2 \rangle r^{-2/3}, \quad l_0 \ll r \ll L_0, \tag{15}$$

式中 $\boldsymbol{x}$ 和 $\boldsymbol{r}$ 为位置矢量，r 是 $\boldsymbol{r}$ 的大小，尖括号代表系综平均。

对于可见光和近红外光波，折射率起伏主要是由温度起伏引起的。C_n^2 和 C_T^2 可表示为[7]

$$C_n^2 = \left(79 \times 10^{-6} \frac{P}{T^2}\right)^2 C_T^2, \tag{16}$$

式中 T 为气温(单位为 K)，P 为气压(单位为 hPa)。因此由(15)式通过测量惯性区内空间两点温差的平方平均得到 C_T^2，再由(16)式得到 C_n^2，这一方法称为双点温差结构函数法。

超声风速计是利用多普勒效应以及声速是温度和湿度的函数关系，通过测量三个非正交轴上一定距离的超声波脉冲传输时间，通过坐标变换，得到风速的三个分量以及超声气温。超声风速计测得超声气温 T_s 与气温 T 有如下关系：

$$T = \frac{T_s}{1 + 0.51q}, \tag{17}$$

式中 q 为比湿。在干燥的情况下，超声气温 T_s 与气温 T 相差很小。

由于超声风速计测量的是空间单点超声气温起伏时间序列数据，因此需要在泰勒假定下，结合风速将空间一点测量的气温时间序列数据转变成空间两点温差，再进行惯性区内两点温差的平方平均得到 C_T^2，这一方法称为单点温度结构函数法。利用这种方法可得

$$C_T^2 = \langle [T(t) - T(t-\tau)]^2 \rangle (\bar{V}\tau)^{-2/3}, \tag{18}$$

式中 τ 为时间间隔。通常取空间长度为 1 m，τ 的大小由实测的平均风速 $\bar{V}$ 确定。

通过测量空间单点温度起伏，在 Taylar 假定下，将时间谱转变为空间谱，C_T^2 可以通过湍流惯性区内一维温度空间谱来确定。这一方法称为单点温度频谱法。利用这种方法可得

$$\Psi_T(k) = 0.25 C_T^2 k^{-5/3}. \tag{19}$$

双点温差、单点温度的结构函数法和单点温度频谱法测量 C_n^2 的前提是假定湍流为 Kolmogorov 湍流。该类方法无法测量广义折射率结构常数 $\tilde{C}_n^2$。为此通过超声风速计测量的气温起伏时间序列数据，首先得到非 Kolmogorov 谱幂率，再进行 $\tilde{C}_n^2$ 计算。

方法如下：一维温度波数谱 $\Psi_T(k)$ 是通过 Taylor 假定由时间序列的温度脉动信号频率谱 $\Psi_T(f)$ 得到，两者关系为

$$\Psi_T(k) = \frac{V}{2\pi}\Psi_T(f), \tag{20}$$

式中 $f = \frac{V}{2\pi}k$，$\Psi_T(f)$ 的一般形式可表示为

$$\Psi_T(f) = A f^{-\alpha_1}, \tag{21}$$

式中 A 是与广义温度结构常数 $\tilde{C}_T^2$ 有关的系数，α_1 是一维谱幂率，由(5)式，α_1 与 α 的关系为

$$\alpha = \alpha_1 + 2. \tag{22}$$

(21)式两边取对数进一步可写为

$$\lg[\Psi_T(f)] = \lg(A) - \alpha_1 \lg(f), \tag{23}$$

经最小二乘法线性拟合可得到一维温度谱幂率 α_1 和 A。将 α_1 代入(22)式得到 α，代入与(8)式类似的公式得到广义温度结构常数 $\tilde{C}_T^2$，再由(16)式得到不同谱幂率所对应的广义折射率结构常数 $\tilde{C}_n^2$。

3 等效结构常数 $\bar{C}_n^2$

弱起伏条件下，归一化光强起伏方差(即闪烁指数)σ_I^2 与对数振幅起伏指数(即 Rytov 指数)σ_χ^2 存在如下关系：

$$\sigma_I^2 = \sigma_{\ln I}^2 = \exp(4\sigma_\chi^2) - 1 \approx 4\sigma_\chi^2. \tag{24}$$

水平路径球面波 Kolmogorov 湍流对数振幅起伏方差为[8]

$$\sigma_{\chi\_\mathrm{spherical}}^2 = 0.56 k^{7/6} \int_0^L C_n^2(z) [z(L-z)/L]^{5/6} \mathrm{d}z, \tag{25}$$

式中 L 为传输路径长度。当传输路径的湍流强度均匀时，湍流对数振幅起伏方差为

$$\sigma_{\chi\_\mathrm{spherical}}^2 = 0.124 k^{7/6} L^{11/6} C_n^2, \tag{26}$$

水平路径球面波非 Kolmogorov 湍流对数振幅起伏方差为

$$\sigma^2_{\chi\_\mathrm{spherical}}(\alpha) = 4\pi^2 k^2 \int_0^L \mathrm{d}z \int_0^\infty \sin^2\left[\frac{(L-z)z}{2kL}k^2\right]\Phi_n(\alpha,k)k\mathrm{d}k. \tag{27}$$

将(8)式代入(27)式经 Mellin 变换可得

$$\sigma^2_{\chi\_\mathrm{spherical}}(\alpha) = -4\pi^2 A(\alpha)\tilde{C}_n^2 k^{3-\alpha/2} L^{\alpha/2}\sin(\pi\alpha/4)\frac{\Gamma(1-\alpha/2)\Gamma(\alpha/2)\Gamma(\alpha/2)}{\Gamma(\alpha)}. \tag{28}$$

Baykal 等[2]提出等效折射率结构常数概念，即 α 在一定范围内的湍流谱，水平路径球面波的闪烁指数 $\sigma^2_{I_\mathrm{spherical}}(\alpha)$等效为 Kolmogorov 湍流谱时的闪烁指数 $\sigma^2_{I\_\mathrm{spherical}}(\alpha=11/3)$，相对应的折射率结构常数称为等效折射率结构常数 $\bar{C}_n^2$。

$$\sigma^2_{I\_\mathrm{spherical}}(\alpha) = \sigma^2_{I\_\mathrm{spherical}}(\alpha=11/3), \tag{29}$$

由(24)和(26)式可知

$$\sigma^2_{I\_\mathrm{spherical}}(\alpha=11/3) = 0.5\bar{C}_n^2 k^{7/6} L^{11/6}, \tag{30}$$

结合(24)、(8)、(28)和(30)式，

$$\tilde{C}_n^2(\alpha) = \frac{N(\alpha)}{D(\alpha)}\bar{C}_n^2, \tag{31}$$

式中

$$N(\alpha) = 0.5\Gamma(\alpha)(2\pi)^{-11/6+\alpha/2}(\lambda L)^{11/6-\alpha/2}, \tag{32}$$

$$D(\alpha) = \Gamma(1-\alpha/2)[\Gamma(\alpha/2)]^2\Gamma(\alpha-1)\times \cos(\pi\alpha/2)\sin(\pi\alpha/4). \tag{33}$$

对于一定范围内 α 值所对应的 $\tilde{C}_n^2$，在给定的波长 λ 和传输路径长度 L 条件下，由(31)式可得到 $\bar{C}_n^2$。

4　测量结果

实验场地位于合肥市西郊一水库旁。观测仪器安装在一个 35 m 高的铁塔上。铁塔西南方向有 200 m的开阔地。北边 50 m 处有一个约 20 m 高的三层楼，东面 300 m 处有一片 10 m 高的树林。铁塔分 5 层，美国 Csat3 型 3 维超声风速计安装在 10 m 高的第二层，Csat3 测量声虚温的灵敏度为 0.026 ℃。本文分析的是 2011 年 1 月 13 日至 17 日超声气温时间序列数据，得到了满足 Kolmogorov 假定的折射率结构常数 C_n^2、非 Kolmogorov 谱幂率、广义折射率结构常数 $\tilde{C}_n^2$、等效折射率结构常数 $\bar{C}_n^2$ 等测量结果。

4.1　惯性区谱幂率的估算

数据采样频率是 50 Hz，每组有 49200 个数据，约 16.4 min。进行快速傅里叶(FFT)变换，得到 25 Hz以下的温度功率谱。对功率谱进行平滑，结合平均风速，在 0.1～1 m 的波数空间范围内按最小二乘法进行直线拟合确定谱幂率。图 2 是温度起伏谱和平滑后温度谱的一次实例。图 3 是直线拟合得到惯性区的谱幂率的实例。

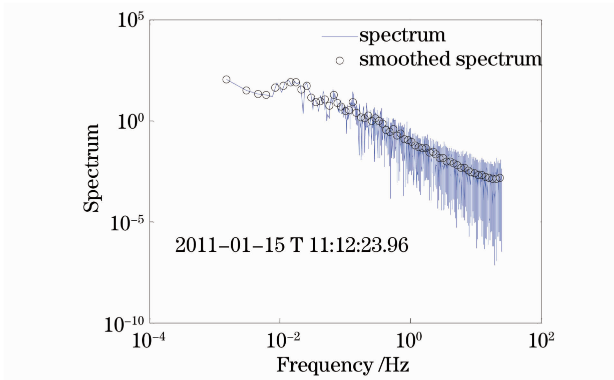

图 2　温度起伏谱和平滑后的温度谱的一次实例

Fig. 2　Example of temperature variance power spectral density and smooth spectra

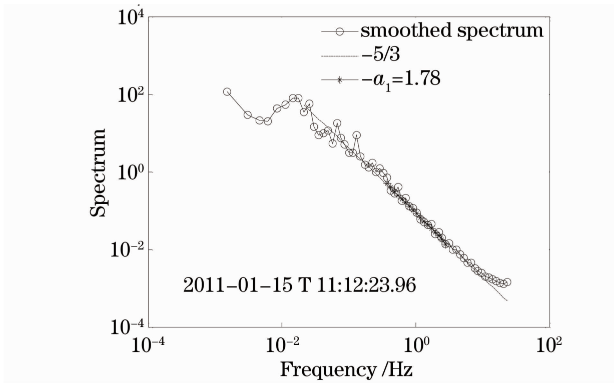

图 3　直线拟合得到惯性区的谱幂率的实例

Fig. 3　Example of non-Kolmogorov power law in inertial subrange with best-fit linear regression

4.2　单点温度结构函数法和单点温度频谱法测量 C_n^2 的比较

图 4 分别用(16)和(18)式的单点温度结构函数法、(16)和(19)式的单点温度频谱法测量 C_n^2 的比较。两种方法测量 C_n^2 的量级和变化趋势基本一致，在 3×10^{-15} $\mathrm{m}^{-2/3}$ 以上，两者差别很小，在弱湍流时频谱法测量值比结构函数法小，其拟合直线为：$\lg[C_n^2(2)] = 0.6962 + 1.0556\lg[C_n^2(1)]$，相关系数 R 为 0.91。因这两种方法测量 C_n^2 差别不大，且广义折射率结构常数 $\tilde{C}_n^2$ 测量也是采用频谱法，因此下文进行 C_n^2 与其他量比较时，都采用频谱法测量的 C_n^2 进行比对。

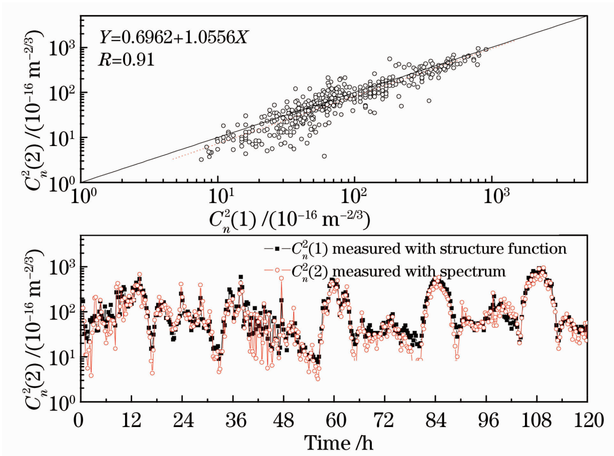

图 4 单点温度结构函数法和单点频谱法测量 C_n^2 的比较

Fig. 4 Comparison of C_n^2 values derived from structure function analysis and spectrum analysis against the data of time series measured with the sonic anemometers

4.3 单点频谱法测量 C_n^2 与 $\widetilde{C}_n^2$ 的比较

图 5 是单点温度频谱法测量的 C_n^2 和广义折射率结构常数 $\widetilde{C}_n^2$ 的比较。两者量级和变化趋势基本一致，差别主要体现在弱湍流时 C_n^2 比 $\widetilde{C}_n^2$ 小，15 日和 16 日的结果尤为明显。其拟合直线为 $\lg[\widetilde{C}_n^2]=-2.8458+0.7954\lg(C_n^2)$，相关系数为 0.90。

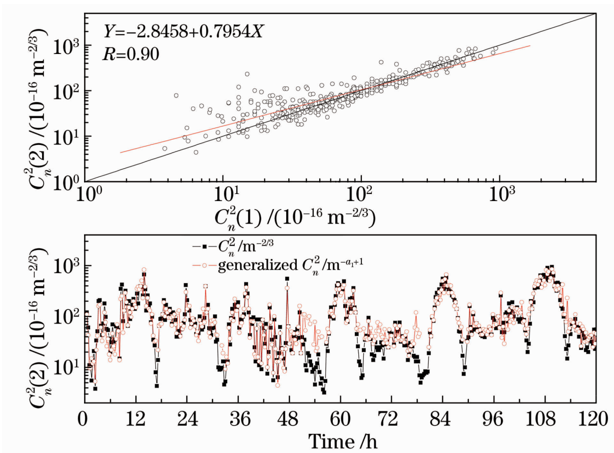

图 5 C_n^2 与 $\widetilde{C}_n^2$ 测量值的比较

Fig. 5 Comparison of C_n^2 and $\widetilde{C}_n^2$. Regression and correlation coefficient are indicated within each plot

4.4 $\widetilde{C}_n^2$ 与 $\overline{C}_n^2$ 的比较

图 6 是广义折射率结构常数 $\widetilde{C}_n^2$ 和等效折射率结构常数 $\overline{C}_n^2$ 的比较。其拟合直线为：$\lg(\overline{C}_n^2)=0.2751+1.0212\lg(\widetilde{C}_n^2)$，相关系数为 0.87。两者量级和变化趋势基本一致，差别主要体现在 $\overline{C}_n^2$ 有一些起伏，因计算 $\overline{C}_n^2$ 需要给定波长 λ 和传输路径长度 L。选取的 Fresnel 尺度 $(\lambda L)^{1/2}=0.1$ m。若取其他值，$\overline{C}_n^2$ 也会相应变化。这从图 7 可以得到解释。

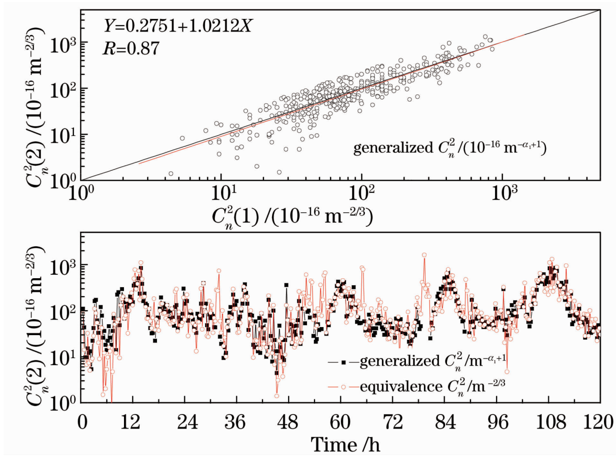

图 6 $\widetilde{C}_n^2$ 与 $\overline{C}_n^2$ 测量值的比较

Fig. 6 Comparison of $\widetilde{C}_n^2$ and $\overline{C}_n^2$. Regression and correlation coefficient are indicated within each plot

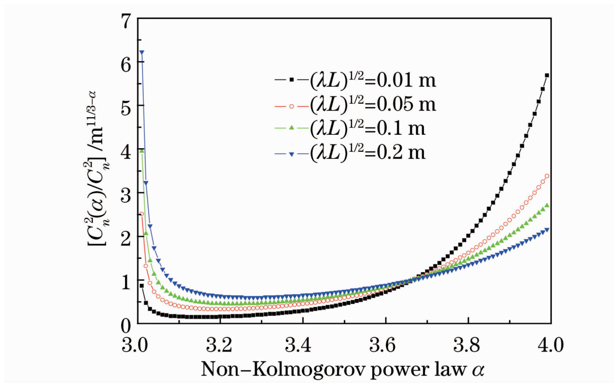

图 7 在不同 Fresnel 尺度下归一化结构常数随非 Kolmogorov 谱幂率的变化

Fig. 7 Normalized structure parameter versus non-Kolmogorov power law at different Fresnel zones

4.5 谱幂率与结构常数的比较

图 8 是一维温度谱幂率频数分布。在 $-1.9<-\alpha_1<-1.5$ 范围内的频数为 77.9%。图 9 是 C_n^2

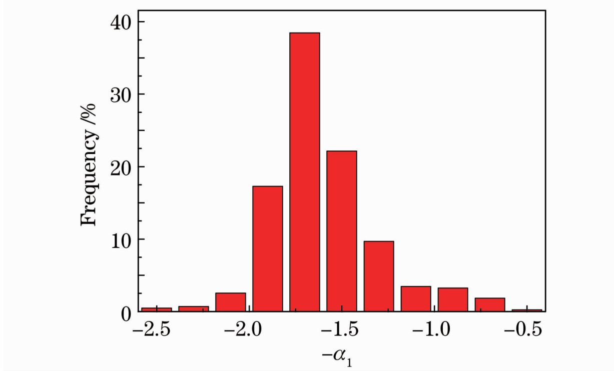

图 8 一维温度谱幂率频数分布

Fig. 8 Frequency distribution of power law of the one-dimensional non-Kolmogorov spectrum

与 $\widetilde{C}_n^2$ 随时间变化和谱幂率随时间变化的比对。与三维谱幂率限定的范围($3<\alpha<5$)相对应的一维谱幂率限定的范围是 $-3<-\alpha_1<-1$。测量结果可以发现：1)实际谱幂率大部分都处于这一范围，并在 $-5/3$ 值附近起伏；2)弱湍流时谱幂率与 Kolmogorov $-5/3$ 谱相比偏平；3) C_n^2 与 $\widetilde{C}_n^2$ 的差异往往发生在谱幂率偏平的时段，换句话说弱湍流时 C_n^2 与 $\widetilde{C}_n^2$ 差异明显。图 10 是 C_n^2 和谱幂率日变化的比对。在日出后与日落前半至一小时的两个时间段，C_n^2 最小，相对应的谱幂率向偏平的方向偏离 $-5/3$。

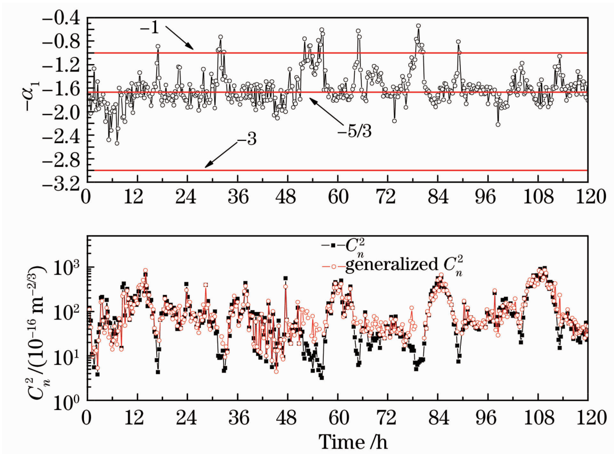

图 9　C_n^2 与 $\widetilde{C}_n^2$ 和谱幂率随时间变化的比对

Fig. 9　Comparison of daily variation of C_n^2, $\widetilde{C}_n^2$ and $-\alpha_1$

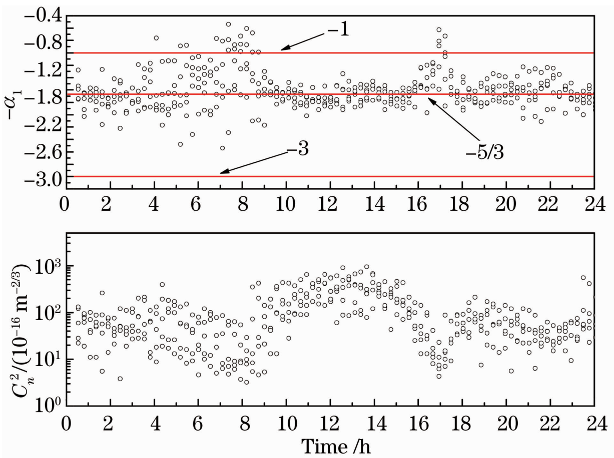

图 10　C_n^2 和谱幂率日变化的比对

Fig. 10　Comparison of diurnal variation of C_n^2 and $-\alpha_1$

5　结　　论

采用 2011 年 1 月 13 日至 17 日超声气温时间序列数据，进行了单点温度结构函数法和单点温度频谱法测量 C_n^2 比对，对广义结构常数 $\widetilde{C}_n^2$、等效结构常数 $\overline{C}_n^2$ 以及非 Kolmogorov 谱幂率进行了测量和分析，结论如下：

1) 实验期间一维温度谱幂率在 $-1.9<-\alpha_1<-1.5$ 范围内的频数为 77.9%。弱湍流时谱幂率与 Kolmogorov$-5/3$ 谱相比偏平；

2) 单点温度结构函数法和单点温度频谱法测量 C_n^2 差别不大；

3) C_n^2 和 $\widetilde{C}_n^2$ 量级和变化趋势基本一致，差别主要体现在弱湍流时 C_n^2 比 $\widetilde{C}_n^2$ 小，往往发生在谱幂率偏平的时段；

4) $\widetilde{C}_n^2$ 与 $\overline{C}_n^2$ 量级和变化趋势基本一致，差别主要体现在 $\overline{C}_n^2$ 有一些起伏，此外 $\overline{C}_n^2$ 还与给定波长 λ 和传输路径长度 L 的选取有关。

参　考　文　献

1 R R Beland. Some aspects of propagation through weak isotropic non-Kolmogorov turbulence [C]. SPIE, 1995, 2375: 6－16.

2 Y Baykal, H Gercekcioglu. Equivalence of structure constants in non-Kolmogorov and Kolmogorov spectra [J]. Opt Lett, 2011, 36(23): 4554－4556.

3 I Toselli, L C Andrews, R L Phillips, *et al*.. Free-space optical system performance for laser propagation through non-Kolmogorov turbulence [C]. SPIE, 2007, 6457: 64570T.

4 V I Tatarski. Wave Propagation in a Turbulent Medium [M]. New York: McGraw-Hill, 1961.

5 B Stribling, B M Welsh, M C Roggemann. Optical propagation in non-Kolmogorv atmospheric turbulence [C]. SPIE, 1995, 2471: 2471－2422.

6 V S Rao Gudimetla, R B Holmes, T C Farrell, *et al*.. Phase screen simulations of laser propagation through non-Kolmogorov atmospheric turbulence [C]. SPIE, 2011, 8038: 8046－8058.

7 R R Beland. Propagation through Atmospheric Optical Turbulence [M]. Bellingham: Infrared and Electro-Optical Systems Handbook(F. G. Smith, ed.), 1993. 161－176.

8 Rao Ruizhong. Modernized Atmospheric Optics [M]. Beijing: Science Press, 2012. 434－435.
饶瑞中. 现代大气光学[M]. 北京: 科学出版社, 2012. 434－435.

栏目编辑：王晓琰