

近地面大气湍流平均动能耗散率测量与分析¹⁾

吴晓庆²⁾ 聂群方 强

(中国科学院安徽光学精密机械研究所大气光学中心, 合肥 230031)

摘要 用三维超声风速计测量了合肥地区风速脉动和温度脉动数据, 并用二阶和三阶径向风速结构函数以及相似理论估算了湍流动能耗散率, 估算结果基本一致. 其与稳定度相关性分析表明, 在大气处于中性条件下, 湍流动能耗散率最大, 并随 $|z/L|$ 值增大而下降; Kolmogorov 耗散尺度 η 与 $\varepsilon^{1/4}$ 成反比, 其与稳定度 z/L 的变化趋势与 ε 随 z/L 的变化趋势正好相反; C_n^2 在大气处于中性条件下最小, 并随 $|z/L|$ 值的增大而增大, 但在不稳定条件下 C_n^2 增大得更快. 热力湍流内尺度不能用湍流动能耗散率 ε 进行计算, 而应引入与温度 θ 梯度有关的耗散率 ε_θ .

关键词 大气湍流, 平均动能耗散率, 稳定度, 热力湍流, 内尺度

中图分类号: P425.2+1 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2007)06-0721-06

引 言

有许多外场实验和实验室实验都证实大气近地面层速度场和温度场存在惯性子区, 其表现形式是存在 $-5/3$ 功率谱幂率, 二阶结构函数与空间两点间距离呈 $2/3$ 指数关系. 惯性子区最主要的特征是局地各向同性, 其物理统计量 (速度结构函数、温度结构函数等) 随尺度的变化通常是呈幂次律, 与大尺度脉动统计特性、黏性耗散机理和流动环境无关, 这一假设是 Kolmogorov(K41) 湍流理论的基础. 但由许多实验证实, 在阶数大于 2 时, 结构函数与空间两点间距离存在的指数关系与 K41 理论发生偏离. 援引 Landau^[1] 和 Lifshitz^[2] 的说法, 偏离的原因之一是由于惯性区内存在间歇性, 湍流动能耗散率存在起伏. 于是出现了一些对 K41 进行修正的模型, 如 β 模型、对数正态模型和其它多重分形模型. Kuznetsov^[3] 把这些模型中出现的间歇性称为内间歇性, 因为模型只考虑了耗散率的起伏. 湍流动能耗散率的传统测量方法是采用热线风速仪, 从测量的速度脉动时间序列信号中分别得到能谱、空间相关系数或脉动速度的空间梯度等再计算出湍流动能耗散率. 热线风速仪测量需要很高的采样频率, 且探针本身结构对流场的影响以及各热丝间相互影响会带来一定的系统误差. 在真实大气中测量还会出现热丝受污染等不

确定因素带来的误差. 王汉封^[4] 通过 PIV 测量数据, 运用大涡模拟中的亚网格应力模型估算出槽道内湍流动能耗散率. 由于 PIV 测量的是一个平面上的速度分布, 该方法目前只能实现对近似二维的或各向同性流体的湍流动能耗散率的估算. 本文比较了 3 种湍流平均动能耗散率计算方法. 通过三维超声风速计测量的近地面层大气速度和温度脉动信号得到了湍流动能耗散率, 分析了湍流动能耗散率与大气稳定度的相关性, 指出热力湍流内尺度不能用湍流动能耗散率进行计算.

1 湍流平均动能耗散率的计算方法

局地湍流平均动能耗散率 ε 定义为

$$\varepsilon = \left\langle \frac{\nu}{2} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\rangle_r \quad (1)$$

i, j 分别代表风速分量, $\nu (= 1.5 \times 10^{-5} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1})$ 是空气分子黏滞系数, $\langle \rangle_r$ 代表半径为 r 的空间平均.

在满足局地各向同性假定下, 空间平均简化为线性平均, 式 (1) 可写为

$$\varepsilon = 15\nu \left\langle \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2 \right\rangle_r \quad (2)$$

2006-12-21 收到第 1 稿, 2007-09-18 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (40475010).

2) E-mail: xqwu@aiofm.ac.cn

可以用热膜热线风速仪或超声风速计测量风速分量, 在 Taylor 冻结假说下, 式 (2) 可写为

$$\varepsilon = 15 \frac{\nu}{U^2} \left\langle \left(\frac{\partial u_1}{\partial t} \right)^2 \right\rangle_{\tau} \quad (3)$$

U 是平均风速, τ 是采样周期, $r = U\tau$.

该方法有时也称湍流动能耗散率直接测量, 湍流动能耗散率直接测量对传感器的响应频率和数据采样频率要求很高, 响应频率只有几十赫兹的超声风速计测量的数据不适用于该测量方法. 为此我们用二阶和三阶径向风速结构函数以及相似理论, 由超声风速计测量的数据估算出了实际大气的湍流动能耗散率.

1.1 湍流平均动能耗散率的二阶结构函数估算法

局地径向风速二阶结构函数定义为

$$D_{uu}(r) = \langle [u(x+r) - u(x)]^2 \rangle \quad (4)$$

在惯性区, 结构函数遵循 2/3 定律

$$D_{uu}(r) = C_u^2 r^{2/3} \quad (5)$$

相对应的局地一维波数谱为

$$F_{uu}(k_1) = \frac{2}{3\Gamma(1/3)} C_u^2 k_1^{-5/3} \quad (6)$$

这里, $2/3\Gamma(1/3) = 0.2489$, 在惯性区

$$F_{uu}(k_1) = \alpha_1 \varepsilon^{2/3} k_1^{-5/3} \quad (7)$$

Kolmogorov 系数 α_1 等于 0.5, 由式 (6) 和 (7) 得到

$$C_u^2 = 2\varepsilon^{2/3} \quad (8)$$

这样由式 (4) 和 (5) 得到径向风速结构常数 C_u^2 , 由式 (8) 计算出 ε .

1.2 湍流平均动能耗散率的三阶结构函数估算法

在局地均匀各向同性的假定下, Kolmogorov 和 Yaglom 根据 Karman-Howarth 方程给出二阶径向风速结构函数的输运方程

$$D_{uuu}(r) = -\frac{4}{5} \langle \varepsilon \rangle r + 6\nu \frac{dD_{uu}(r)}{dr} \quad (9)$$

这里

$$D_{uuu}(r) = \langle [u(x+r) - u(x)]^3 \rangle$$

$$D_{uu}(r) = \langle [u(x+r) - u(x)]^2 \rangle$$

在惯性子区, 式 (9) 简化为

$$D_{uuu}(r) = -\frac{4}{5} \varepsilon r \quad (10)$$

这是著名的 Kolmogorov 4/5 定律, 式 (10) 的成立条件是局地均匀、各向同性的惯性子区, 即 $\eta < r < L_u$.

$\eta = [\nu^3 / \langle \varepsilon \rangle]^{1/4}$ 为 Kolmogorov 耗散尺度, L_u 是积分尺度

$$L_u = \frac{\langle U \rangle}{u^2} \int_0^\infty \langle u(x)u(x+r) \rangle dr$$

由式 (10) 我们可以用以下步骤确定湍流平均动能耗散率: 首先计算在惯性子区内不同空间距离 r 所对应的三阶结构函数 $D_{uuu}(r)$; 线性拟合得到斜率 A , $D_{uuu}(r) = Ar$; 由斜率 A 得到 ε , $\varepsilon = -\frac{5}{4}A$.

1.3 湍流平均动能耗散率的相似理论估算法

湍流平均动能耗散率由下式估算为:

在大气处于稳定条件下 ($z/L > 0$)^[5]

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{kz} \left[1 + 4\frac{z}{L} + 16\left(\frac{z}{L}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (11a)$$

在大气处于不稳定条件下 ($z/L < 0$)

$$\varepsilon = \frac{u_*^2}{kz} \left[\left(1 - 3\frac{z}{L} \right)^{-1} - \frac{z}{L} \right] \quad (11b)$$

其中 Obukhov 长度 $L = -\frac{\rho u_*^3}{kg \left(\frac{H}{c_p T_a} \right)}$, $H = \rho c_p \langle w'T' \rangle$

是显热通量; $u_* = \langle -u'w' \rangle^{1/2}$ 是摩擦速度; z 是高度; ρ 是大气密度; k 是 von-Karman 常数; g 是重力加速度; c_p 是定压热容量; T_a 是气温. 通过测量三维风速脉动 (u', v', w') 和温度脉动 (T') 计算出摩擦速度和 Obukhov 长度, 由式 (11) 估算出 ε .

2 实验场地和仪器

实验场地位于合肥市西郊一水库旁. 观测仪器安装在 35 m 高的铁塔上. 铁塔西南方向有 200 m 的开阔地. 北边 50 m 处有一座约 20 m 高的 3 层楼, 东面 300 m 处有一片 10 m 高的树林. 铁塔分 5 层, 距地面高度分别为 5 m, 10 m, 15 m, 23 m 和 31 m. 每层装有温度传感器和风速风向传感器. 美国 Csat3 型三维超声风速计和 Li7500 型水汽二氧化碳分析仪安装在 10 m 高的第 2 层. 此外还装有温湿度传感器、

长短波辐射传感器、地表温度和土壤热通量传感器等。Csat3 型超声风速计的技术指标为：正交风速 u, v, w ，量程： $\pm 30 \text{ m/s}$ ，精度： $< \pm 4 \text{ cm/s}$ ，分辨率： 1 mm/s ；风向，量程： $0^\circ \sim 360^\circ$ ，精度： 0.1° ，分辨率： 0.01° ；超声温度，量程： $-20^\circ\text{C} \sim +50^\circ\text{C}$ ，精度： 0.026°C ，分辨率： 0.002°C 。图 1 是 35 m 铁塔实验装置示意图。Csat3 型超声风速计声程为

11.55 cm，远大于 Kolmogorov 耗散尺度，而超声风速计测量的风速是在声程上的平均，因此无法用湍流动能耗散率直接测量法进行测量。本文主要分析了 2006 年 6 月 14 日~21 日由超声风速计测量的风速脉动和声虚温脉动数据。用二阶、三阶结构函数和相似理论估算出湍流动能耗散率，对 ε 与稳定度的相关性进行了分析。

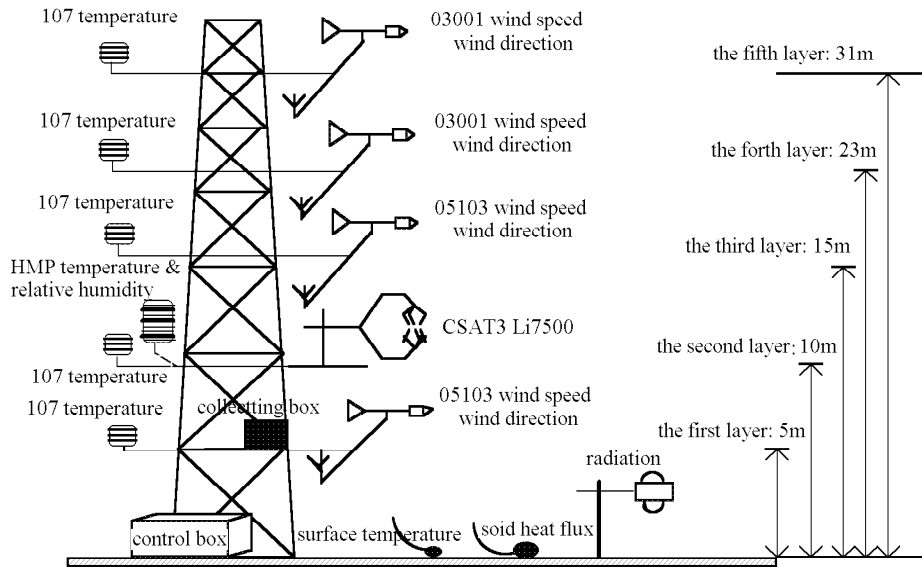


图 1 35 m 铁塔测量系统

Fig.1 Atmospheric parameter measurement system in 35 m height tower

3 数据处理

数据采样频率是 50 Hz，每组 65 536 个数据，约 22 min。按如下步骤进行处理：

(1) 根据系统记录的用于判别数据是否正常的标志符，剔除异常数据；

(2) 计算出每组数据的平均风向，将 x 坐标轴调整到与平均风向一致，并计算出调整后的径向、横向和垂直方向的风速脉动值 u', v' 和 w' ；计算出摩擦速度 u_* ，显热通量 H 和 Obukhov 长度 L 。由式 (11) 估算出湍流动能耗散率 ε ；

(3) 根据泰勒假定，结合平均风速将时间间隔的风速差转换为空间两点风速差的平方平均，计算空间间隔为 1 m 的径向风速二阶结构函数。由式 (5) 和式 (8) 估算出湍流动能耗散率 ε ；

(4) 根据泰勒假定，结合平均风速将时间间隔的风速差转换为空间两点风速差的 3 次方平均，计算不同空间距离 r 上的径向风速三阶结构函数，由式

(10) 估算出湍流动能耗散率 ε 。

4 结果与分析

图 2 是用 3 种不同方法估算的湍流动能耗散率与稳定度的关系。在大气处于稳定条件下，三阶和二阶径向风速结构函数以及相似理论估算的湍流动能耗散率平均值分别为 $\bar{\varepsilon}_3 = 0.0026$ ， $\bar{\varepsilon}_2 = 0.0065$ ， $\bar{\varepsilon}_L = 0.0041$ 。累积概率为 60% 的湍流动能耗散率阈值分别为 0.001, 0.002, 0.001。3 种方法估算的结果基本一致。随着 z/L 值的增大， ε 呈下降趋势。在大气处于不稳定条件下，在 $-1 < z/L < -0.01$ 时，3 种方法估算的结果分别为： $\bar{\varepsilon}_3 = 0.0055$ ， $\bar{\varepsilon}_2 = 0.015$ ， $\bar{\varepsilon}_L = 0.026$ 。累积概率为 60% 的湍流动能耗散率阈值分别为 0.005, 0.008, 0.01，存在一定差别。随着 $|z/L|$ 值的增大， ε 呈下降趋势。在 $|z/L| > 1$ 时，由相似理论估算的 ε 呈上升趋势。在 $|z/L|$ 趋于零的中性条件下， ε 都处于最大值。相比较而言，相似理论估算法需要在稳定和不稳定的条件下选用合适的相似

性函数. 二阶结构函数估算法在确定湍流动能耗散率时需涉及 Kolmogorov 系数 α_1 , 这一系数是由实验确定的, 本身会有一些变化. 三阶结构函数估算法在估算湍流动能耗散率过程中没有上述不确定的因素, 因此估算的结果较为可靠.

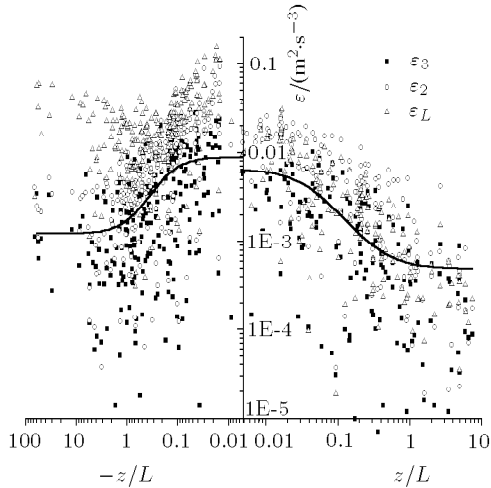


图 2 湍流动能耗散率与稳定度的关系

Fig.2 Relationship between turbulence kinetic energy dissipation rate and stability parameter

图 3 是 Kolmogorov 耗散尺度 η 与稳定度的关系, 由于 η 与 $\epsilon^{1/4}$ 成反比, 其与稳定度 z/L 的变化趋势与 ϵ 正好相反, 在中性条件下, η 处于最小在 1mm 以下. 图 4 是折射率结构常数 C_n^2 与稳定度的关系, 在 $|z/L|$ 趋近于零的中性条件时, C_n^2 值最小, 这往往发生在日出后或日落前 1 小时左右. 在 $z/L < 0$ 的不稳定条件下 (如白天) 或 $z/L > 0$ 的稳

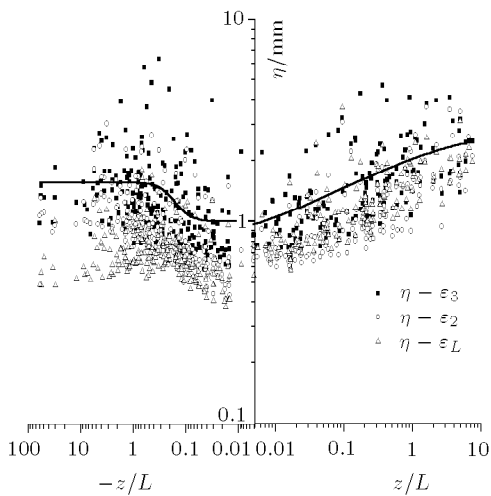


图 3 Kolmogorov 耗散尺度与稳定度的关系

Fig.3 Relationship between Kolmogorov microscale and stability parameter

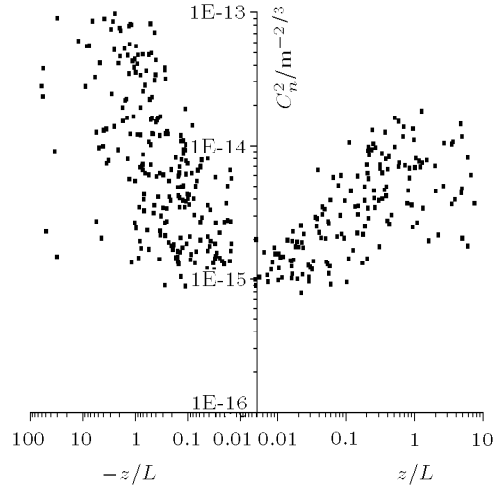


图 4 C_n^2 与稳定度的关系

Fig.4 Relationship between C_n^2 and stability parameter

定条件下 (如夜晚), C_n^2 都随 $|z/L|$ 值的增大而增大, 但不稳定条件下 C_n^2 增大得更快.

C_n^2 是折射率结构常数, 根据局地均匀各向同性湍流理论, C_n^2 定义如下

$$C_n^2 = \langle [n(x) - n(x+r)]^2 \rangle r^{-2/3} \quad (12)$$

式中 n 是大气折射率; x 和 r 是位置矢量; r 是矢量 r 的大小; 角括弧表示系综平均, 代表了距离 r 的空间两点折射率起伏量差值的平均平方. 对于可见光和近红外光波, 折射率起伏主要是由温度起伏决定的, C_n^2 可直接由温度结构常数 C_T^2 得到

$$C_n^2 = \left(79 \times 10^{-6} \frac{P}{T^2} \right)^2 C_T^2 \quad (13)$$

式中 T 是温度 (K), P 是气压 (hPa). C_T^2 的定义与 C_n^2 相同. 把 n 换成温度 T 即可. C_n^2 反映的是热力湍流强度. 在中性层结, 热力湍流不发展, 湍流运动将完全取决于动力因子的作用, 影响近地层湍流场的主要参数是摩擦速度 u_* 和高度 z . 从 Obukhov 长度 L 的定义不难理解, $|z/L|$ 反映的是热力因子和动力因子的比值. 当 $|z/L|$ 趋近于零时, 显热通量 H 趋于零, 这时地气间没有发生热量交换, C_n^2 值最小. 在非中性层结时, 近地层的湍流特性是由热力湍流和动力湍流共同决定的, 主要参数不仅包括摩擦速度 u_* 和高度 z , 还应包括显热通量项和浮力项等热力因子. 随着 $|z/L|$ 逐渐增大, 热力因子的作用越来越大, 反映热力湍流强度的 C_n^2 也越来越大.

另一个值得关注的是无论是中性层结还是非中性层结，动力因子都起作用。有趣的是在我们的实验中，在中性层结时，摩擦速度 u_* 最大（见图 5），湍流动能耗散率 ε 也最大。Pahlow^[6] 用三维超声风速计计算了三阶径向风速结构函数，得到了在稳定的大气条件下归一化无量纲湍流动能耗散率 $\phi_\varepsilon (= kz/u_*^3)\varepsilon$ 与稳定度参数 z/L 的关系为： $\phi_\varepsilon = A + \gamma(z/L)$ 。其中 A 和 γ 是常数，由实验确定。Jiboori^[7] 得到了在不稳定的大气条件下 ϕ_ε 与 z/L 关系为： $\phi_\varepsilon = a(1 + b|z/L|^\alpha)^{3/2}$ 。其中 a, b 和 α 也是由实验确定的常数。可以看出在确定的高度 z ，湍流动能耗散率 ε 与 u_*^3 成正比，并随 $|z/L|$ 值的增加而增大。从他们的结果还不能得到在中性条件下 ($z/L = 0$)， ε 最大的结论。当然我们得出的在中性条件下摩擦速度 u_* 最大，湍流动能耗散率 ε 也最大的测量结果与他们的结论并不矛盾。

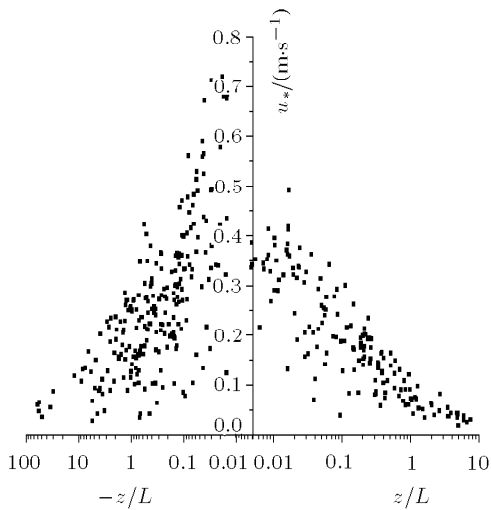


图 5 摩擦速度 u_* 与稳定度的关系

Fig.5 Relationship between friction velocity and stability parameter

众所周知，湍流越强内尺度越小，湍流越弱，内尺度越大。无论对于因黏滞作用耗散的动力湍流内尺度 l_{u0} 还是因分子扩散耗散的热力湍流内尺度 $l_{\theta 0}$ ，它们都与 $\varepsilon^{1/4}$ 成反比^[8]。

$$l_{u0} = 12.8(\nu^3/\varepsilon)^{1/4} \quad (14)$$

$$l_{\theta 0} = 5.8(D^3/\varepsilon)^{1/4} \quad (15)$$

ν 是空气分子黏滞系数， D 是气体分子扩散率。在我们的实验中，在中性条件下， C_n^2 值最小， ε 最大，也就是说热力湍流最弱，而内尺度最小，这就产生了矛盾。其原因人们往往用式 (15) 计算热力湍流

内尺度。我们认为对于热力湍流，应该引入与温度 θ 梯度有关的耗散率 ε_θ ，与式 (3) 类似，其大小应与气体分子扩散率 D 和温度梯度的平方有关。

$$\varepsilon_\theta \propto D \left\langle \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 \right\rangle_r$$

热力湍流的内尺度应与 $\varepsilon_\theta^{1/4}$ 成反比。这样我们能够很好地解释上述矛盾。在中性条件下， C_n^2 值最小，我们测量的湍流动能耗散率 ε 最大，但 ε_θ 一定最小，尽管我们没有测量这个量，因为中性条件下的温度梯度一定是最小的，所以这段时间的热力湍流内尺度应是最大。

综上所述，二阶、三阶径向风速结构函数以及相似性函数都可以估算湍流动能耗散率，由于三阶径向风速结构函数与空间距离成正比，估算过程中没有其它两种方法那样依赖其它参数，估算结果较为可靠。分析湍流动能耗散率与稳定度相关性发现，在大气处于中性条件下，湍流动能耗散率 ε 最大，Kolmogorov 耗散尺度 η 最小， C_n^2 最小。热力湍流内尺度不能用湍流动能耗散率 ε 进行计算，而应引入与温度 θ 梯度有关的耗散率 ε_θ 。

参 考 文 献

- 1 Landau LK, Lifshitz EM. Fluid Mechanics. New York: Pergamon, 1986. 539
- 2 Frisch U. From global scaling a Kolmogorov to local multifractal scaling in fully developed turbulence. In Turbulence and Stochastic Processes, Kolmogorov's ideas 50 years on, Hunt JCR, Phillips MO, Williams D, eds. Royal Society, London, 1991. 240
- 3 Kuznetsov VR, Praskovskiy AA, Sabelnikov VA. Fine scale turbulence structure of intermittent shear flows. *J Fluid Mech*, 1992(243): 595
- 4 王汉封, 柳朝晖, 郭福水等. 用 PIV 数据估算槽道内湍流动能耗散率. *化工学报*, 2004, 55(7): 1066~1071(Wang Hanfeng, Liu Zhaohui, Guo Fushui, et al. Estimation of turbulent kinetic energy dissipation rate in channel flow by PIV. *Journal of Chemical Industry and Engineering*, 2004, 55(7): 1066~1071 (in Chinese))
- 5 Thiermann V, Grassl H. The measurement of turbulent surface layer fluxes by use of bichromatic scintillation. *Boundary-Layer Meteorol*, 1992 (58): 367~389
- 6 Pahlow M, Parlange MB, Porte-agel F. On monin-obukhov similarity in the stable atmospheric boundary layer. *Boundary-layer Meteorol*, 2001(99): 225~248
- 7 Al-Jiboori MH, Xu Y, Qian Y. Local similarity relationships in the urban boundary layer. *Boundary-layer Meteorol*, 2002(102): 63~82
- 8 Robert R. Beland. Propagation through Atmospheric Optical Turbulence. In: Clifton S. Fox ed. The Infrared and Electro-Optical System Handbook, vol. 2. Michigan: Infrared Information Analysis Center, 1993: 168~171

MEASUREMENT AND ANALYSIS OF TURBULENT MEAN KINETIC ENERGY DISSIPATION RATE IN THE ATMOSPHERIC SURFACE LAYER¹⁾

Wu Xiaoqing²⁾ Nie Qun Fang Qiang

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

Abstract The triaxial sonic anemometer velocity and temperature fluctuations were measured in the Hefei zone. Third order and second order structure functions and similarity theory were used to estimate the mean kinetic energy dissipation rate, with almost the same results. Correlation analysis with stability parameter shows that the maximum kinetic energy dissipation occurs at a neutral condition and its value decreases with $|z/L|$. Kolmogorov microscale η is inversely proportional to $\varepsilon^{1/4}$, while the changing tendency with stability parameter is just reverse. Minimum C_n^2 occurs at the neutral condition as well and increases with $|z/L|$, however it increases more quickly in unstable conditions. Thermal turbulence inner scale can not be calculated by kinetic energy dissipation rate ε , and it may be decided by ε_θ , which is related to temperature gradient.

Key words atmospheric turbulence, mean kinetic energy dissipation rate, stability, temperature turbulence, inner scale

Received 21 December 2006, revised 18 September 2007.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (40475010).

2) E-mail: xqwu@aiofm.ac.cn