

强天气过程中近地面层风速的非线性动力学特征

全利红¹ 胡 非¹ 王迎春²

1 中国科学院大气物理研究所大气边界层物理国家重点实验室, 北京 100029

2 中国气象局北京城市气象研究所, 北京 100089

摘要 强天气过程中大气边界层不同尺度运动之间存在强烈的相互作用, 这种相互作用使得近地层风速的变化表现出很强的非线性, 风速的非线性特征可以用近代非线性物理中奇异性、大偏差和多重分形等特征量来刻画。作者研究了两次沙尘暴和一次冷锋时期超声风温仪观测资料的这些特征。4组资料奇异性指数的概率分布基本一致, 只有最强的奇异性存在差异。但最大风速的奇异性并不是最强的。风速的大偏差特征表明, 不同时间长度相同的风速时间序列中出现某种极值的概率几乎不变, 而大偏差谱能反映不同天气系统影响的差异, 天气系统越强, 越能维持涡旋运动规律不变。

关键词 沙尘暴 非线性动力学 奇异性 大偏差 多分形谱

文章编号 1006-9585 (2007) 03-0287-09 **中图分类号** P404 **文献标识码** A

Nonlinear Dynamics of Wind in Surface Layer During Violent Synoptic Process

QUAN Li-Hong¹, HU Fei¹, and WANG Ying-Chun²

1 *The State Key Laboratory of Atmospheric Boundary Layer Physics and Atmospheric Chemistry,
Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029*

2 *Institute of Urban Meteorology, China Meteorological Administration, Beijing 100089*

Abstract There are strong interactions between motions of various scales during violent synoptic processes, resulting in great nonlinearity of wind, which can be characterized by such as singularity, large deviation, multifractal, and so on. Data measured by ultrasonic anemometer during two dust storms and one cold front are used. Probability distributions of four sets of singularity exponents are almost the same except some strongest singularity exponents. However, singularity of the largest wind fluctuations is not the strongest. Large deviation characteristics of wind indicate that there are almost the same probabilities for some extrema occurring during the periods of the same length, while large deviation spectra reflect the difference of different weather synoptic system. The more strong weather synoptic system, eddy motions persist more long.

Key words dust storm, nonlinear dynamics, singularity, large deviation, multifractal spectra

1 引言

大气是一个由外源强迫驱动、存在耗散、受重力场作用、不均匀的旋转流体系统。其运动受

一组复杂的动量、质量和能量的非线性方程控制, 因此, 大气运动在本质上是非线性的^[1]。已有大量研究结果表明大气运动通常处于湍流运动状态, 在宽广尺度上都具有复杂的动力学行为, 这些行为既具有确定性, 也具有随机性^[1~6]。大气湍流

收稿日期 2007-03-22 收到, 2007-04-11 收到修定稿

资助项目 国家自然科学基金资助项目 40233030 和北京城市气象科学基金 UMRF200509

作者简介 全利红, 女, 1980年出生, 博士研究生, 主要从事大气边界层物理和湍流研究 E-mail: qlh@mail.lapc.ac.cn

的混沌特征研究表明其可预报性非常差^[7~10]。然而, 在许多工程和气象研究中需要了解大气运动的特征, 包括长期的气候统计特征和短时的湍流运动特征, 尤其是一些特殊天气条件下各种尺度的运动特征。根据 Van der Hoven 的能谱图^[11], 可知在湍流与天气尺度之间存在很长的谱隙, 因此, 通常大气湍流研究并不考虑更大尺度的影响, 而是将时间序列中的大尺度变化作为趋势去除。目前关于湍流运动的很多模型也没有考虑大尺度风场的影响^[12,13]。但一些强烈天气过程如沙尘暴、寒潮、雷暴、台风等都伴随风速和温度等的急剧改变, 甚至影响到湍流能谱的惯性子区和概率分布特征^[14~16]。因此, 从天气尺度运动到湍流运动各个尺度之间的相互作用发生了很大的变化。然而, 目前关于这方面的研究很少, 还未见有考虑到它们的动力学特征。由于强天气过程湍流观测比较困难, 因此, 本文选择了两次沙尘暴过程的资料来研究风场的非线性动力学特征, 并且与一次冷锋过程的结果进行对照。

在很多实际问题中, 极端风速或风速极值可能更受关注。因此, 本文并不研究风场的整体动力学特征, 例如不考虑其整体的分形和混沌特征, 而是对风速的局部非线性动力学特征进行研究。而奇异性和平差理论 (Large deviation theory, 也称大偏差理论) 可以用来刻画这些特征。其中定量刻画奇异性的是奇异指数 (Hölder 指数)。它的分布即奇异谱通常用来研究信号的多分形特征^[17~22]。在大气湍流研究中, Katul 等^[23]分析了不同稳定度条件下奇异谱的差异, 而 Shi 等^[24]对大气湍流的奇异谱进行拟合, 从而定量地描述了稳定度对大气湍流的多分形特征的影响。大偏差理论用于研究信号中偏离平均值较大的值, 目前还未见用于大气湍流研究中。结合奇异指数和平差理论可以得到大偏差谱。大偏差谱也是一种奇异谱, 描述信号的统计特征。

2 资料介绍

本文的资料取自 2005 年北京 325 m 气象塔 47 m 高度 (冠层) 的超声风温仪 (UAT2 型, 采样频率 10 Hz, 声程 15 cm) 在两次沙尘暴和一次冷锋过境时期的 4 组观测资料, 分别是北京时间

2005 年 4 月 9 日 10:00~18:00, 4 月 20 日 07:00~18:00, 4 月 21 日 07:00~18:00 和 2 月 18 日 10:00~18:00。其中, 前 3 组是沙尘暴期间的资料, 第 2、3 两组是同一次强沙尘暴期间的资料, 最后一组是冷锋过程的资料。这些时段平均风速超过 $8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 最大风速大于 $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (表 1)。关于北京 325 m 气象塔及其周边环境和下垫面的详细情况参见文献 [4, 25]。

表 1 4 组观测资料的平均风速和最大风速

Table 1 Mean and maximum wind speed of four sets of data

时间	平均风速/ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	最大风速/ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
2月18日 10:00~18:00	8.0	21.9
4月9日 10:00~18:00	8.4	21.3
4月20日 07:00~18:00	8.0	22.2
4月21日 07:00~18:00	8.1	22.4

3 非线性动力学特征

3.1 奇异性

如果一个函数 $f(x)$ 在点 x_0 具有奇异性, 这一点的 Hölder 指数 $\alpha(x_0)$ 定义为所有 α 的上确界, 其中 α 满足条件

$$|f(x) - P_n(x - x_0)| \leq C|x - x_0|^\alpha, \quad (1)$$

其中, $P_n(x - x_0)$ 是 f 在 x_0 的邻域做泰勒展开得到的 n 次多项式 ($n < \alpha$)。但是, 即使泰勒展开不成立, 公式 (1) 也是正确的。因此, Hölder 指数是 f 的每一个点的函数, 描述了函数 f 的局部奇异性。 α 越小, 奇异性越强。将函数 f 在 x_0 展开成多项式, 并且用 Hölder 指数表示:

$$f(x)_{x_0} = c_0 + c_1(x - x_0) + \dots + c_n(x - x_0)^n + C|x - x_0|^{\alpha(x_0)}. \quad (2)$$

考虑函数 f 在 x_0 的小波变换 (至少 n 阶消失矩) 与直到 n 阶的多项式正交, 即

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^m \psi(x) dx = 0, \quad 0 \leq m < n, \quad (3)$$

则函数 f 在 x_0 的小波变换为

$$\begin{aligned} W^{(n)} f(s, x_0) &= \frac{1}{s} \int C|x - x_0|^{\alpha(x_0)} \psi\left(\frac{x - x_0}{s}\right) dx \\ &= C|s|^{\alpha(x_0)} \int |x'|^{\alpha(x_0)} \psi(x') dx', \end{aligned} \quad (4)$$

因此, $f(x_0)$ 的奇异性的小波变换为

$$W^{(n)} f(s, x_0) \sim |s|^{a(x_0)}. \quad (5)$$

值得注意的是, 这样计算的 Hölder 指数是一个近似值, 没有考虑振荡奇异性 (例如 $x^4 \sin(1/x^4)$), 即局部 Hölder 指数 (Local Hölder exponent) 与点向 Hölder 指数 (Pointwise Hölder exponent) 相等^[19]。对本文分析的资料, 这种近似是可行的。本文用 Fraclab 软件来计算局部 Hölder 指数。

4 组风速的 Hölder 指数的概率分布如图 1 所示。4 组 Hölder 指数的概率分布在 Hölder 指数比较大的一端非常接近, 在 $[0.25, 0.65]$ 范围几乎重合, 小于 0.25 的一端差异比较大, 即不同的资料中只有最强的奇异性分布差异比较大。但是, 这些最大的奇异性并不一定对应最大风速。如图 2 所示, 黑色点代表 Hölder 指数小于 0.25 的点。这些点成片分布, 即一段时间内时间序列的奇异性比较接近, 这可能意味着这些点处于同一相干结构中。同时, 从概率分布的形状来看, Hölder 指数存在大偏差特征。

利用 Hölder 指数可以确定不同风速范围的奇异性。图 3 是取不同的阈值得到的 Hölder 指数概率分布, 图 3a、b、c 和 d 分别是 $u > \langle u \rangle + \sigma_u$ 、 $u > \langle u \rangle + 1.5\sigma_u$ 、 $u > \langle u \rangle + 2\sigma_u$ 和 $u > \langle u \rangle + 2.5\sigma_u$, $\langle u \rangle$ 是平均风速, σ_u 是速度方差。这些概率分布基本上与全部风速的 Hölder 指数概率分布形状一致。但是, 当阈值减小时, 最大和最小的 Hölder 指数增

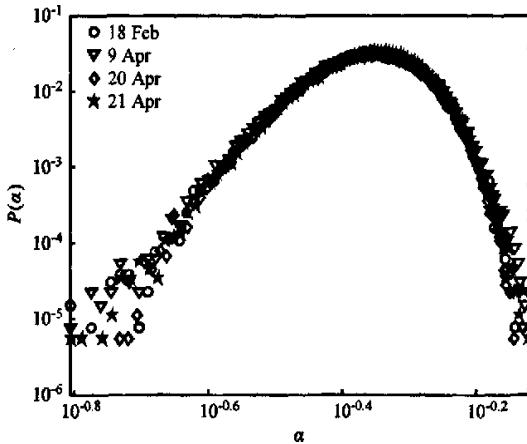


图 1 4 组观测资料的 Hölder 指数的概率 (P) 分布

Fig. 1 Probability distributions of four sets of Hölder exponents (P)

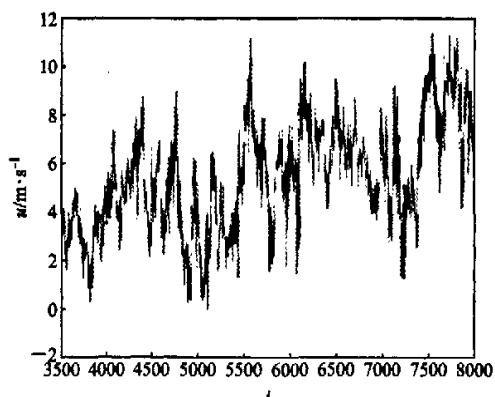


图 2 风速时间序列中最强奇异性 (α) 的奇异指数 (黑色点小于 0.25) 分布

Fig. 2 Location of the strongest singularity exponents (black points < 0.25) in time series

多。最大速度的 Hölder 指数在全部风速的 Hölder 指数概率分布的最大值附近, 并非最大或最小。如前所述, 邻近点的 Hölder 指数比较接近, 因此, 局部极大的风速并非是瞬时形成的, 而是逐渐增大的。因而, 认为阵风是由于湍流间歇性产生的观点可能是错误的, 实际阵风可能是由风速的渐变形成的 (这将在另一篇文章中讨论)。随着阈值的增大, 不同资料的 Hölder 指数的最大概率差异增大。

不同的奇异指数也代表了不同的分形特征, 因此, 总体而言, 除了最强的奇异性存在差异外, 4 组资料的多分形特征非常接近, 而且风速较大的部分 Hölder 指数更集中在平均值附近。因此, 如果建立合适的多分形模型, 极值风速特征基本上是可以模拟的。而从 Hölder 指数的概率分布可知其大偏差特性, 因此, 可以考虑用大偏差谱来模拟。这就需要了解风速的大偏差特性。

3.2 大偏差特性

中心极限定理考虑了在平均值附近的随机脉动, 而大偏差理论则描述了概率分布尾部的特征, 也称为稀少事件的理论, 适用于描述较随机过程的极端事件, 而这些极端事件是十分重要、不可忽略的。中心极限定理是大偏差理论的一种特殊情况。

大偏差理论首先由瑞典数学家 Harald Cramér 在研究保险的风险理论时提出^[26]。中心极限

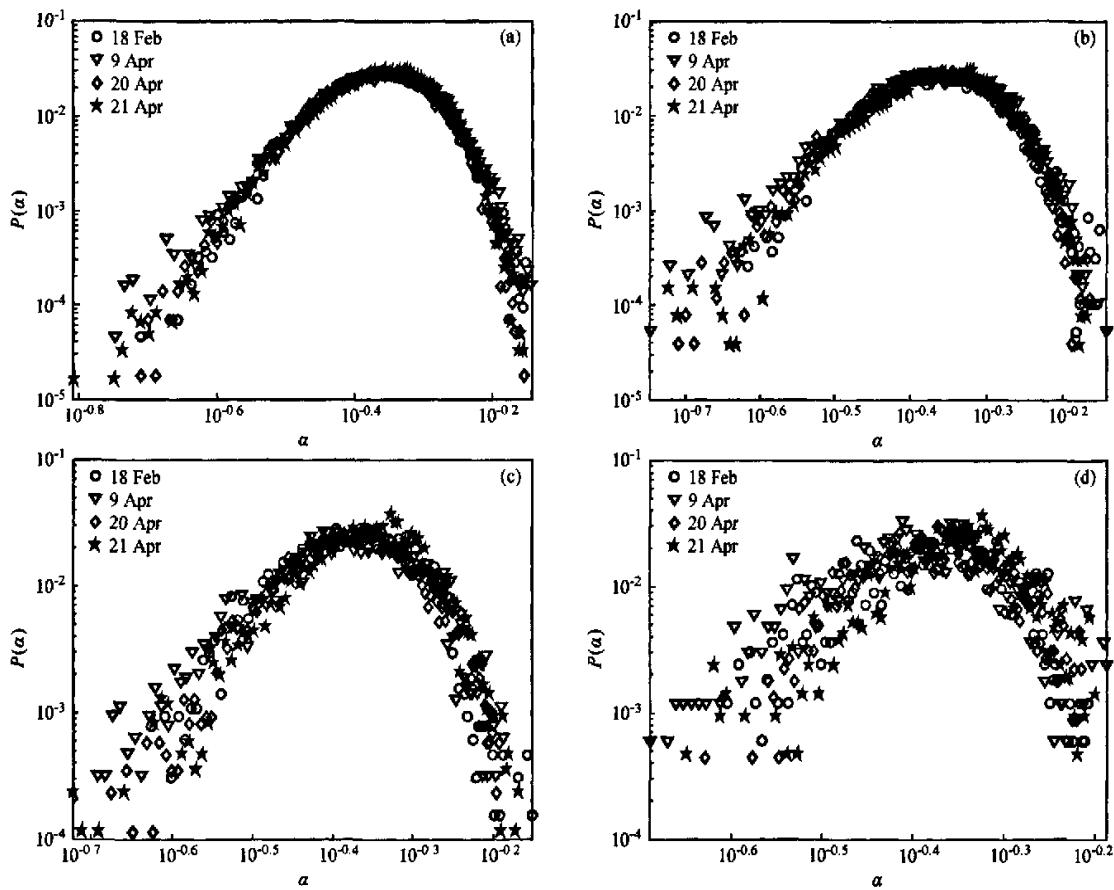


图3 观测资料中取不同阈值的风速对应 Hölder 指数的概率分布: (a) $u > \langle u \rangle + \sigma_u$; (b) $u > \langle u \rangle + 1.5\sigma_u$; (c) $u > \langle u \rangle + 2\sigma_u$; (d) $u > \langle u \rangle + 2.5\sigma_u$ ($\langle u \rangle$ 是平均风速, σ_u 是速度方差)

Fig. 3 Probability distributions of Hölder exponents for different large wind fluctuations, the thresholds in (a) $u > \langle u \rangle + \sigma_u$; (b) $u > \langle u \rangle + 1.5\sigma_u$; (c) $u > \langle u \rangle + 2\sigma_u$; (d) $u > \langle u \rangle + 2.5\sigma_u$, where $\langle u \rangle$ denotes mean wind speed, σ_u denotes variation of wind speed

定理给出了在平均值附近概率分布的行为, 而保险的风险理论关注概率分布尾部的稀少事件, 因此, 大偏差理论对中心极限定理做了一些改进。Cramér 理论^[26]可描述如下:

令 X_1, X_2, X_3, \dots 是一个有界独立同分布的随机变量, 均值为 m , 令

$$M_n = \frac{1}{n} (X_1 + \dots + X_n),$$

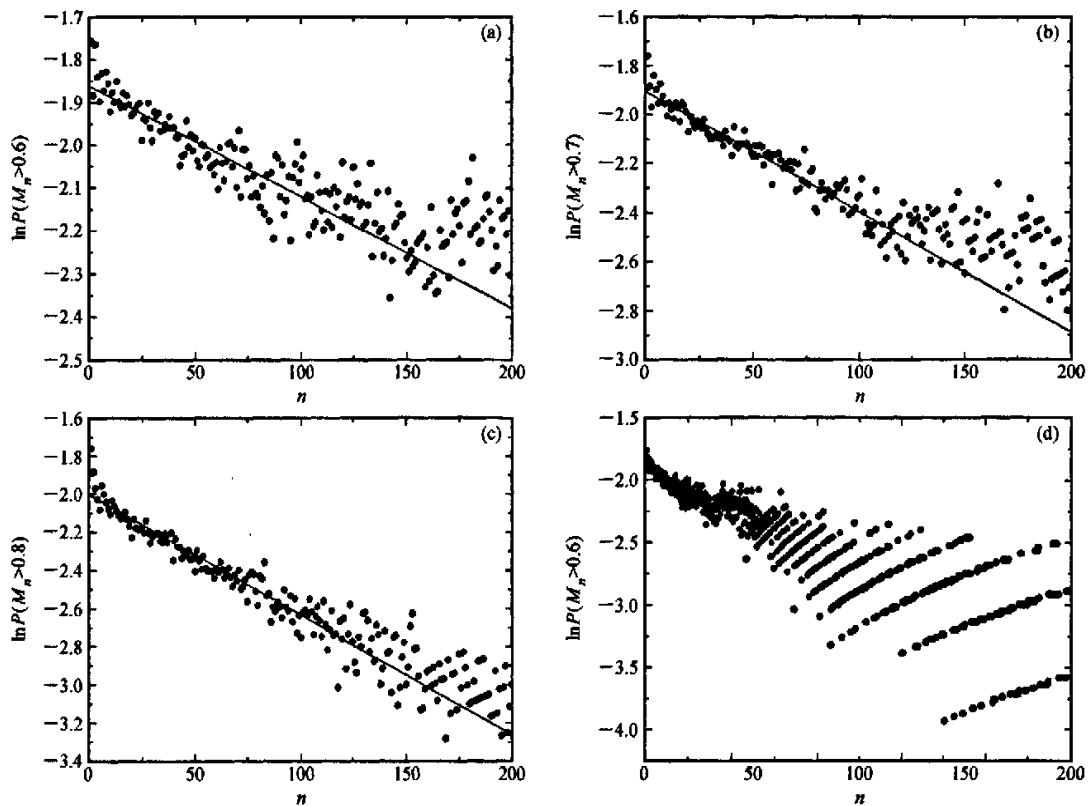
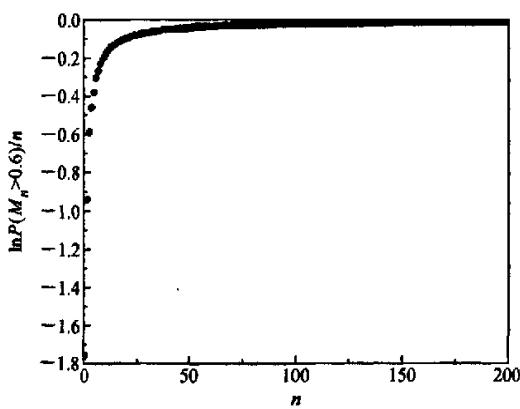
M_n 表示经验平均值, 其概率分布随 n 的增加指数衰减, 衰减率由一个凸的比率函数 (Rate-function) $I(x)$ 表示:

$$P(M_n > x) \propto e^{-nI(x)} \quad x > m, \\ P(M_n < x) \propto e^{-nI(x)} \quad x < m. \quad (6)$$

Cramér 利用复杂变量方差证明了他的理论, 并且

得出 $I(x)$ 是一个指数序列。

对于一个只有两个值的独立同分布随机过程来说 (例如抛硬币), P 在对数-线性坐标下是一个随 n 线性衰减的函数, $I(x)$ 是一个关于 $x = m$ 的对称函数^[26]。对于实际的大风资料, 当 n 比较小, P 也是对数-线性坐标下随 n 线性衰减的函数, 如图 4a、b、c 所示。但当 n 比较大时, 会有一段随 n 增大的值, 然后再线性衰减, 如图 4d 所示。这与网络流量的大偏差特征相似^[26], 可能与湍流风速脉动时间序列并非完全随机的特性有关。但这并不影响大偏差理论的适用性。因为在强烈天气条件下风速的概率分布近似高斯分布^[14,15], 风速脉动间的相关性很快衰减, 而对于平稳且相关性比较小的时间序列大偏差比率函数是存在

图4 概率对数 $\ln P$ 随 n 的变化: (a) $n \leq 200$, $x=0.6$; (b) $n \leq 200$, $x=0.7$; (c) $n \leq 200$, $x=0.8$; (d) $n \leq 1000$, $x=0.6$ Fig. 4 Variation of $\ln P$ with n : (a) $n \leq 200$, $x=0.6$; (b) $n \leq 200$, $x=0.7$; (c) $n \leq 200$, $x=0.8$; (d) $n \leq 1000$, $x=0.6$ 图5 $\ln P/n$ 随 n 的变化Fig. 5 Variation of $\ln P/n$ with n

的^[26]。同时, 当 n 比较大时, $\ln P$ 随 n 的衰减存在较大的振荡, 而当 n 比较大时, $\ln P/n$ 开始随 n 的增加几乎不变, 如图 5 所示。因此, 只考虑 n

比较小时 ($10 < n \leq 120$) 的大偏差特征。

图 6 是对 4 组风速取不同的阈值时得到的比率函数序列。其中, 图 6a 和 b 的阈值分别是时间序列的均值与方差及与 1.5 倍的方差的和, 图中每个点是 x 取不同值时 4 组资料每小时的计算结果, 虚线表示每个 x 处 $I(x)$ 的平均值。由于实际大气湍流风速脉动时间序列存在一定程度的相似, 因此, 比率函数的计算实际取 $\ln P$ 随 n 衰减的斜率。从图中可见, 在 $x < 0.5$ 的一侧, 随 x 的增大比率函数几乎线性衰减, 各组数据计算的比率函数值非常接近。因此, 在四组资料中当 $x < 0.5$ 时, 在 n ($n < 120$) 个相邻的点中找到大于阈值的风速个数小于 x 的可能性几乎是不变的, 它们的概率分布近似为指数分布。而在 $x > 0.5$ 的一侧, 随 x 的增大比率函数增大, 各组比率函数存在明显的差异。这表明在 n 个相邻点中出现大于阈值的风速个数至少出现 nx 次的概率是随时间变

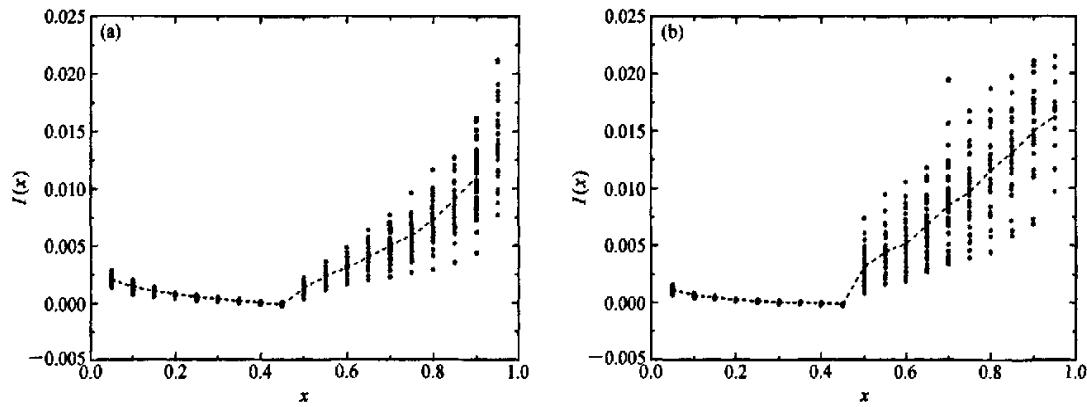


图 6 4 次大风资料每小时不同域值的比率函数序列: (a) 时间序列的均值与方差之和;

Fig. 6 Rate functions of every hour wind fluctuation time series, the thresholds in (a), (b) are the sum of averages and variances, and the sum of averages and 1.5 variances, respectively

化的, 它们的概率分布偏离高斯分布。

3.3 多分形特征

Hölder 指数的概率分布与多分形谱之间存在一定的关系, 这种关系可以用大偏差谱^[27]来描述。大偏差谱是根据大偏差理论计算的 Hölder 指数谱^[27]。

考虑 $[0, 1]$ 间隔内的分段序列 $P = (P_n)_{n \geq 1}$, 每个 P_n 由二进制间隔组成, 即

$$P_n = (d_n^k)_{0 \leq k \leq 2^n - 1}, d_n^k = \lceil k 2^{-n} \rceil, (k+1) 2^{-n}.$$

根据这种二进制分割, 大偏差谱定义为

$$f_\eta(\alpha) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \log_2 N_n^\epsilon(\alpha), \quad (7)$$

其中,

$$N_n^\epsilon(\alpha) = \#\{d_n^k \subset P_n: |\alpha_n^k - \alpha| \leq \epsilon\}$$

是在分辨率 $n \rightarrow \infty$ 精度为 ϵ 时具有粗粒 Hölder 指数 (Coarse grain Hölder exponent) α_n^k 的二进间隔数,

$$\alpha_n^k = -\frac{1}{n \log_2 \mu(d_n^k)}.$$

不严格地讲, 式 (7) 反映了 $N_n^\epsilon(\alpha)$ 的指数衰减率, 精确地讲, 直到 1 它是大偏差比率函数。

对每个尺度 $|d| = \eta$ 的间隔 d , 令

$$\alpha_\eta(d) = \frac{\log_2 \mu(d)}{\log_2 \eta}$$

是 d 的粗粒 Hölder 指数。定义集合 $E_\eta(\alpha)$ 是粗粒 Hölder 指数等于 α 的相同尺度 η 的所有间隔重新组成的集合

$$E_\eta(\alpha) = \bigcup \{d \in [0, 1]: |d| = \eta, \alpha_\eta(d) = \alpha\}, \quad (8)$$

令 $p_\eta^\epsilon(\alpha)$ 是它的 Lebesgue 测度

$$p_\eta^\epsilon(\alpha) = |E_\eta(\alpha)|, \quad (9)$$

定义

$$f^\epsilon(\alpha) = 1 - \lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{\log_2 p_\eta^\epsilon(\alpha)}{\log_2 \eta}, \quad (10)$$

这个新的定义与式 (7) 接近, 我们同样可以用单位间隔 $[0, 1]$ 上所有间隔 d 的 $\mu(d)$, 却没有二进制间隔的局限。但这种方法只对所有间隔 d 的 $\mu(d)$ 具有单一峰值分布的随机测度能给出很好的结果, 对于一些具有“几何形状”的测度 (如双峰) 结果很糟糕, 而且计算繁琐。

为了解决这个问题, 再引入精度 ϵ , 计算 Lebesgue 测度的方法之一是

$$|E_\eta(\alpha)| = |\bigcup \{d \in [0, 1]: |d| = \eta, |\alpha_\eta(d) - \alpha| \leq \epsilon\}|. \quad (11)$$

然而这个量难以计算, 因此, 用它的积分形式

$$p_\eta^{\epsilon, \epsilon}(\alpha) = \int_{\alpha-\epsilon}^{\alpha+\epsilon} p_\eta^\epsilon(\beta) d\beta = 2\epsilon (p_\eta^\epsilon * d_{[-\epsilon, \epsilon]})(\alpha), \quad (12)$$

于是, 连续大偏差多分形谱为

$$f_\epsilon^\epsilon(\alpha) = 1 - \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{\log_2 p_\eta^{\epsilon, \epsilon}(\alpha)}{\log_2 \eta}, \quad (13)$$

利用核函数将连续粗粒谱离散化得到

$$\widehat{p}_\eta^{\epsilon, \epsilon}(\alpha) = 2\epsilon (K_\epsilon * \widehat{p}_\eta^\epsilon)(\alpha), \quad (14)$$

和

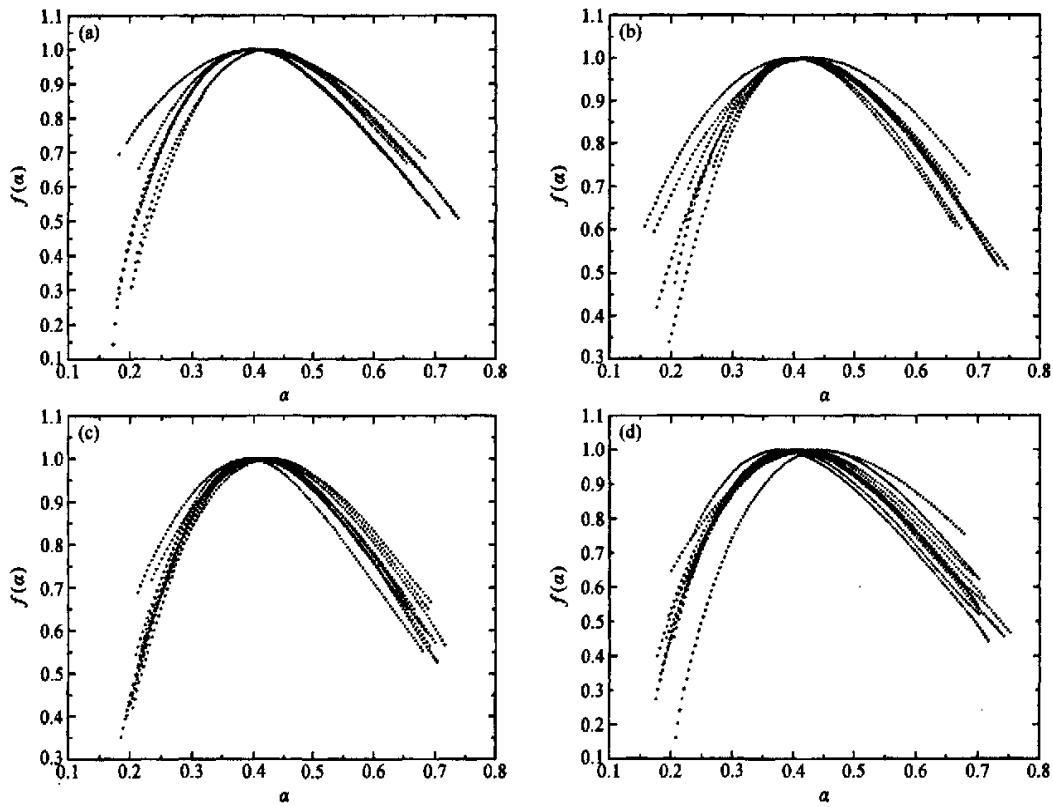


图7 (a) 2月18日、(b) 4月9日、(c) 4月20日、(d) 4月21日4次大风资料的奇异谱 (每根曲线表示1 h前32 768个点的大偏差谱)

Fig. 7 Four sets of singularity spectra for four sets of data: (a) 18 Feb, (b) 9 Apr, (c) 20 Apr, (d) 21 Apr. Each curve is large deviation spectra of the first 32 768 points in each hour

$$\widehat{f}_{g,\eta}^{ext}(a) = 1 - \frac{\log_2 \widehat{p}_\eta^{ext}(a)}{\log_2 \eta}, \quad (15)$$

其中, K_η 是核函数。

实际上最准确的多分形谱应该是由 Hausdorff 测度计算的具有相同 Hölder 指数的点集的 Hausdorff 维数的分布, 称为 Hausdorff 谱 f_b 。然而, 目前还无法计算 Hausdorff 谱。在湍流研究中最常用的是 Legend 谱 f_1 。Legend 谱是利用根据热力学公式 (q 阶测度的 Rényi 熵的 Legend 变换) 得到的, 通过 Legend 变换将分数维和多分形谱与分割函数联系起来^[28]。Legend 谱在其他研究也有广泛应用, 而且用小波变换可以比较容易计算。但由于 Legend 谱是一个凹函数, 只适用于比较弱的多分形, 否则会损失大量信息。由于大气湍流概率分布中通常出现长尾现象, 不同尺度上都存

在间歇性和奇异性, 而大偏差谱是对信号奇异性的统计描述, 与奇异性的概率分布密切相关, 因此, 用大偏差谱 f_g 表征其多分形特征更合适。在某些情况下, 3 种谱可以相等, 即 $f_b = f_g = f_1$ 。然而, 大多数情况下, $f_b \leq f_g \leq f_1$ 。在研究概率分布的长尾现象和大偏差现象时通常也会考虑大偏差谱^[29~31]。

将 4 组资料按每小时一组, 取前 32 768 个点计算大偏差谱, 如图 7 所示。从图中可见天气系统对大偏差谱的影响。4 月 20 和 21 日是同一次强沙尘暴过程, 这两组资料每小时的奇异谱两侧近似平行, 谱的左侧大部分非常接近。2 月 18 日和 4 月 9 日的两组谱右侧也近似平行, 但左侧差异较大, 尤其是 4 月 9 日的几组谱, 最强奇异性(最左侧的谱)都比较大。从风速的统计特征(表 1)来看, 尽管 4 月 9 日的资料平均风速最大, 但

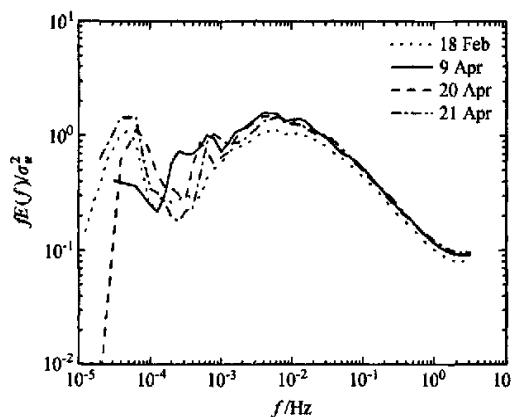


图 8 4组资料的谱

Fig. 8 Spectra of four sets of data

最大风速却最小,从能谱(图8)的特征来看,这一组资料的天气尺度能谱比较小,而其他尺度的能谱都最大。因此,天气系统越强,越能维持涡旋运动规律不变。

4 结语

强天气过程时期不同尺度运动存在强烈的相互作用,导致物质和能量的急剧变化,甚至影响了小尺度湍流运动。因此,本文利用超声风温仪观测资料研究了两次沙尘暴时期风场的动力学特征,并与一次冷锋过程进行对照。由于对风场局部动力学特征的关注,本文引入了奇异性、大偏差和多分形特性来描述风场的动力学特征。这3种特征之间存在一定的联系。

对奇异性的定量描述用的是 Hölder 指数。4组资料的 Hölder 指数的概率分布非常一致,只在最强的奇异性部分存在差异。但最强的奇异性并不一定代表最大风速。相反,最大风速的奇异性更趋向平均值附近。而相同的奇异性通常分布在比较接近的点上,因此,最大风速的产生通常并不是由间歇性引起的,而是与风速时间序列中的结构相关。

由于风速极值具有重要意义,因此,在风场特征研究中要考虑大偏差理论,而不只是中心极限定理,尽管强天气条件下风速更接近高斯分布。对4组资料的大偏差特性的研究表明,它们的比率函数在左侧几乎是一致的,而右侧却存在很大

差异。因此,对不同时间相同长度的风速序列而言,当极值比较少或域值比较大时,极值出现的概率几乎是不变的,而且这种极值的概率分布近似为指数分布。这可以用于解释在研究阵风统计特征时通常选取 10 min 间隔的原因。

结合奇异性和平偏差理论可以得到奇异性,用于描述风场的多分形特征,且奇异性反映了不同天气系统的影响。天气系统越强,越能维持涡旋运动规律不变。

参考文献 (References)

- [1] 李建平, 丑纪范. 非线性大气动力学的进展. 大气科学, 2003, 27 (4): 653~673
Li Jianping, Chou Jifan. Advances in nonlinear atmospheric dynamics. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2003, 27 (4): 653~673
- [2] 林振山. 非线性力学与大气科学. 南京: 南京大学出版社, 1993
Lin Zhenshan. *Nonlinear Mechanics and Atmospheric Sciences* (in Chinese). Nanjing: Nanjing University Press, 1993
- [3] 赵松年. 大气非线性与湍流过程中动力学复杂性的研究与进展. 力学进展, 1995, 25 (3): 1~33
Zhao Songnian. Progress in the study of dynamical complexity in nonlinear and turbulent process of atmosphere. *Advances in Mechanics* (in Chinese), 1995, 25 (3): 1~33
- [4] 胡非. 湍流、间歇性与大气边界层. 北京: 科学出版社, 1995
Hu Fei. *Turbulence, Intermittency and Atmospheric Boundary Layer* (in Chinese). Beijing: Science Press, 1995
- [5] 丑纪范. 大气科学中的非线性与复杂性. 北京: 气象出版社, 2002
Chou Jifan. *Nonlinear and Complexity of Atmospheric Sciences* (in Chinese). Beijing: Meteorological Press, 2002
- [6] 胡非. 大气湍流. 21世纪100个交叉科学难题. 见: 李喜先主编. 北京: 科学出版社. 2005, 301~307
Hu Fei. Atmospheric turbulence. 100 *Interdiscipline Problems in the 21st* (in Chinese), Li Xixian, Ed. Beijing: Science Press, 2005: 301~307
- [7] 杨培才, 刘锦丽, 杨硕文. 低层大气运动的混沌吸引子. 大气科学, 1990, 14 (3): 335~341
Yan Peicai, Liu Jinli, Yan Shuowen. Chaotic attractors of low-level atmospheric motion. *Scientia Atmospherica Sinica* (in Chinese), 1990, 14 (3): 335~341

- [8] Rudolfo O W, Peter T, Gérard S, et al. Search for finite dimensional attractors in atmospheric turbulence. *Boundary-Layer Meteorol.*, 1995, 73: 1~14
- [9] 李昕. 混沌理论与大气边界层湍流研究. 地球科学进展, 2000, 15 (2): 178~183
Li Xin. Chaos theory and its applications to atmospheric boundary layer turbulence research. *Advance in Earth Sciences* (in Chinese), 2000, 15 (2): 178~183
- [10] 李昕, 胡非, 刘罡. 大气湍流的混沌吸引子特征. 气候与环境研究, 2001, 6 (1): 58~66
Li Xin, Hu Fei, Liu Gang. Reconstructing the attractors of atmospheric turbulence. *Climatic and Environmental Research* (in Chinese), 2001, 6 (1): 58~66
- [11] Van der Hoven. Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. *J. Meteor.*, 1956, 14: 160~164
- [12] 刘罡, 李昕, 胡非. 大气边界层风速脉动的分形模型. 气候与环境研究, 1998, 3 (3): 260~265
Liu Gang, Li Xin, Hu Fei. Fractal representation of wind speed fluctuation in atmospheric boundary layer. *Climatic and Environmental Research* (in Chinese), 1998, 3 (3): 260~265
- [13] 李立, 廖锦翔, 李亮. 拟合带间歇性的人工风速序列. 空气动力学学报, 2004, 22 (3): 365~370
Li Li, Liao Jinxiang, Li Liang. Simulating wind series with intermittency. *Acta Aerodynamica Sinica* (in Chinese), 2004, 22 (3): 365~370
- [14] Yim J Z, Chou Chun-Ren. A study of the characteristic structures of strong wind. *Atmos. Res.*, 2001, 57: 151~170
- [15] Shiau Bao-Shi, Chen Yuan-Bin. In situ measurement of strong wind velocity spectra and wind characteristics at Keelung coastal area of Taiwan. *Atmos. Res.*, 2001, 57: 171~185
- [16] Shiau Bao-Shi. Velocity spectra and turbulence statistics at the northeastern coast of Taiwan under high-wind conditions. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 2000, 88: 139~151
- [17] Chhabra A B, Meneveau C, Jensen R V, et al. Direct determination of the $f(\alpha)$ singularity spectrum and its application to fully developed turbulence. *Phys. Rev. A*, 1989, 40 (9): 5284~5294
- [18] Muzy J F, Bacry E, Arneodo A. Wavelets and multifractal formalism for singular signals, application to turbulence data. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67 (25): 3515~3518
- [19] Struzik Z R. Local effective Hölder exponent estimation on the wavelet transform maxima tree. *Physica A*, 2001, 296 (1-2): 307~319
- [20] Struzik Z R. Determining local singularity strengths and their spectra with the wavelet transform. *Fractals*, 2000, 8 (2): 1~20
- [21] Scafetta N, Griffin L, West B J. Hölder exponent spectra for human gait. *Physica A*, 2003, 328: 561~583
- [22] Ohashi K, Amaral L A N, Natelson B H, et al. Asymmetrical singularities in real-world signals. *Phys. Rev. E*, 2003, 68: 065204 (R)
- [23] Katul G G, Angelini C, De Canditiis D, et al. Are the effects of large scale flow conditions really lost through the turbulent cascade? *Geophys. Res. Lett.*, 2003, 29: 1164
- [24] Shi B, Vidakovic B, Katul G G, et al. Assessing the effects of atmospheric stability on the fine structure of surface layer turbulence using local and global multiscale approaches. *Physics of Fluids*, 2005, 17: 1~12 (0545104)
- [25] Mnim H. A. and Hu Fei. Calculation of Surface Roughness Around a 325-m Meteorological Tower and Its Effect on Urban Turbulence, *Adv. Atmos. Sci.*, 2005, 22 (3): 395~405
- [26] Lewis J T, Russell R. An introduction to large deviations for teletraffic engineers. 1996, http://www.stp.dias.ie/APG/dias_apg_pub.html
- [27] Canus C, VéHEL J L, Tricot C. Continuous large deviation multi fractal spectrum, definition and estimation. *Proc. Fractals 98*, MaHa, ed., 1998, 117~128
- [28] Chhabra A B, Jensen R V, Sreenivasan K R. Extraction of underlying multiplicative processes from multifractals via the thermodynamic formalism. *Phys. Rev. A*, 1989, 40 (8): 4593~4611
- [29] Calvet L, Fisher A, Mandelbrot B. Large deviations and the distribution of price changes. Cowles Foundation Discussion Paper No. 1165, Yale University, Connecticut, USA, 1997
- [30] O'Connell N. Large deviations with applications to telecommunications. Lecture notes at Uppsala University, BRIMS, Hewlett-Packard Labs, Bristol, UK, 1999
- [31] Turiel A, Pérez-Vicente C J, Grazzini J. Numerical methods for the estimation of multifractal singularity spectra on sampled data: a comparative study. *Journal of Computational Physics.*, 2006, 216 (1): 362~390