

埃 尔 尼 诺 / 南 方 涛 动 的 可 预 报 性

杨培才 陈烈庭

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文利用近百余年达尔文站(Darwin, 12°S , 131°E)月平均气压距平值(DP)的时间序列以及近五十余年达尔文与塔希提(Tahiti, 17°S , 150°W)两站月平均气压距平差值(DTP)的时间序列,分析了埃 尔 尼 诺 / 南 方 涛 动(ENSO)演变过程的混沌特性,结果发现,ENSO是一个具有有限个自由度的复杂的混沌系统(相应于 DP 和 DTP 的关联维数分别为 6.8 和 6.6);它的以最大 Lyapunov 指数(λ_1)和二阶 Renyi 熵(k_2)表征的可预报时间尺度(误差增长一倍所需时间)对于 DP 分别为 32 个月和 11 个月,对于 DTP 分别为 31 个月和 15 个月.此外,本文还研究了被光滑的 DP 时间序列,结果表明,适当的滤波可以降低系统的关联维数,并改善系统的可预报性.例如,在一个九点加权滑动平均滤波器的作用下,以 λ_1 表征的 DP 的可预报时间尺度延长了一倍.

关键词: 埃 尔 尼 诺 / 南 方 涛 动(ENSO); 混沌; 可预报性; 关联维数; 二阶熵.

一、引 言

作为一个对全球短期气候变化有广泛影响的埃 尔 尼 诺 / 南 方 涛 动(ENSO)现象,其形成机制和可预报性问题是当前大气科学领域中最重大的研究课题之一.特别是后者,近些年来已愈益引起人们的关注.一些有意义的研究结果正在陆续发表.Barnett^[1]应用单纯的统计学方法研究了 1982—1983 年期间赤道太平洋地区的海温异常,指出这次 ENSO 过程可以提前 4—5 个月被预报出来.Cane^[2]等人根据他们的数值模式结果指出,ENSO 可以提前 1—2 年做出预报.Fraedrich^[3]研究了一个按 ENSO 的强度逐年分级的时间序列的二阶 Renyi 熵 k_2 ,得到了一个每年一比特(bit)的年误差增长率.这些结果标志着 ENSO 的预报问题已经提到大气与海洋学家的日程上来.

值得注意的是,近些年来,人们对 ENSO 现象的认识和非线性动力系统理论的发展,使得深入地研究和讨论 ENSO 可预报性问题的条件日趋成熟.首先,科学家已经提出了许多气象学和海洋学上的物理量(指标)来描写 ENSO 的活动^[4-7],并完成了上述物理量最近百余年的资料整编.这是一项十分重要的研究成果,它为揭示 ENSO 的活动规律,研究它的动力学性质奠定了基础.其次,在非线性动力系统理论中,根据变量的时间序列重新构造动力系统的思想和估计系统动力学特性的方法的提出和发展^[8-11],使得人们有可能根据一些被观测的物理量随时间的变化,来重新恢复系统的动力学,并讨论它们的可

1989年4月15日收到,8月30日收到修改稿.

* 国家自然科学基金资助项目

预报性问题。

在实际资料的分析中,人们发现 ENSO 随时间的发展表现出高度的不规则性,这一特征使我们有理由考虑用上述理论来研究它的动力学行为。事实上,一些类似的尝试在其它大气过程的研究上已经获得了有益的结果。人们应用观测资料的时间序列,发现了一些气候吸引子和天气吸引子,并证实了它们具有混沌性态^[12-14]。

在这里,我们将利用描述南方涛动(SO)演变的气压指标时间序列进行另一次尝试,旨在通过分析它们的动力学行为,来探讨 ENSO 的可预报性问题。有关资料和某些理论概念的背景将分别在下一节和第三节给出,有关 ENSO 的动力学特征的计算结果和可预报性问题的讨论将在最后两节给出。

二、资 料

在 ENSO 的数值分析中,常用的资料有:赤道太平洋中部和东部地区月平均海表面温度的距平值(SST),赤道中部地区月平均降水量的距平值(R)以及大洋洲或澳洲北部和东南太平洋地区的月平均地面气压的距平值(P)。Wright^[4]曾详细地比较了建立在上述资料基础上的一些指标的统计学特征,指出了这些指标在描述 ENSO 的活动方面几乎是等价的。

本文考察了气压资料所揭示的 ENSO 的动力学特性,采用的指标是达尔文站的月平均气压距平值(DP)和达尔文与塔希提之间月平均气压距平的差值(DTP)。在这里,当 ENSO 处于活动时期时, DP 和 DTP 在连续十余个月中保持正位相。本文所用资料取自《世界天气记录》(World Weather Records)和《世界逐月气候资料》(Monthly Climatic Data for the World),其中达尔文站的资料年限较长,从 1882—1986 共 105 年,整个样本容量为 1260。塔希提站的资料年限较短,从 1935—1986 共 52 年,样本容量为 624。需要指出的是,由于年代的久远,即使同一个观测站的气压资料,也不可避免地会因地理位置、观测时间以及订正到海平面值的方法的变更而发生某些改变。为了保证数值分析的可靠性,人们曾对上述诸因素引起的误差做过一些分析和订正^[4,5]。尽管对于订正的结果还存在争议,但它们之间的差别大都不超过 0.2hPa。

另一个值得注意的问题是,一些分析发现, DP 和 DTP 的时间序列都存在着相对于南方涛动的特征尺度而言的高频噪声。Trenberth^[16]和 Wright^[4]都曾建议对上述信号进行适当的光滑,使之成为描述南方涛动活动的更好指标。为了考察高频噪声对南方涛动动力学行为的影响,寻求改善 ENSO 可预报性的途径,我们对样本容量较大的 DP 指标时间序列分别进行了三个月、六个月和九个月的加权(0.04, 0.08, 0.12, 0.16, 0.20, 0.16, 0.12, 0.08, 0.04)滑动平均(分别记为 $DP3$, $DP6$ 和 $DP9$)。通过对这些指标所做的初步分析发现,这三个滤波指标仍然与 DP 保持着较高的相关(见表 1)。这表明它们在表征南

表 1 DP 与其光滑指标之间的相关

指标 1	指标 2	指标 1→指标 2			滞后(月)		指标 2→指标 1	
		3	2	1	0	1	2	3
DP	$DP3$	0.54	0.60	0.82	0.84	0.82	0.62	0.54
DP	$DP6$	0.71	0.76	0.78	0.79	0.76	0.71	0.56
DP	$DP9$	0.65	0.72	0.78	0.81	0.77	0.72	0.65

方涛活动方面与 DP 几乎具有同等的意义.

三、概念和理论

动力系统的可预报性通常是用初始误差随时间的增长来描述的, 如果误差与时俱增, 则认为系统的长期行为是不可预报的; 反之, 则认为是可预报的. 假如我们考察的动力系统具有如下形式:

$$\frac{dx_i}{dt} = f_i(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (1)$$

那么系统的误差 $\delta x_i (i = 1, 2, \dots, n)$ 随时间的变化将由切空间的线性方程

$$\frac{d\delta x_i}{dt} = \sum_{j=1}^n A_{ij} \delta x_j \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (2)$$

来决定. 其中 $A_{ij} = \left. \frac{\partial f_i(x_1, \dots, x_n)}{\partial x_j} \right|_{(x_1, \dots, x_n)}$ 表示 (1) 式右端的函数 $f_i(x_1, \dots, x_n) (i = 1, 2, \dots, n)$ 的 Jacobi 矩阵. 显然, 它也是依赖于时间的. 由 (2) 式容易看出, A_{ij} 的特征值给出了误差 $\delta x_i (i = 1, 2, \dots, n)$ 在给定时刻沿相空间中某一确定方向 (特征向量的方向) 的指数增长率, 人们常用这些特征值的长时间平均来描述 n 维相空间中的无穷小体积在变换 (1) 下的指数变化率, 这也就是所谓的 Lyapunov 指数. 我们用 $\lambda_i (i = 1, 2, \dots, n)$ 表示它们, 并按其大小顺序排列起来:

$$\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_n \quad (3)$$

(3) 式即称为 Lyapunov 指数谱. 在实际问题中, λ_1 和全体正 Lyapunov 指数之和 $K = \sum \lambda_j (\lambda_j > 0)$ 有着重要意义. 前者不仅是确定 (1) 式是否具有混沌行为的极好指示, 而且是 Lyapunov 指数谱中最容易计算的一个分量, 它表示了 n 维空间中的无穷小向量的指数增长率. 后者给出了系统信息平均产生速率的一个度量, 它表示相空间中一个无穷小体积元在其伸长方向上的指数增长率 (对耗散系统来说, 无穷小体积总起来是收缩的), 它的倒数常被称为系统的平均可预报时间尺度.

在大量实际问题中, 我们面对的问题常常不是形如 (1) 式那样的动力系统, 而是由某个单一状态变量的时间序列构成的系统, 即

$$\begin{aligned} x_i &= x(t_0 + i\Delta t) \\ (i &= 1, 2, \dots, N) \end{aligned} \quad (4)$$

其中 t_0 表示观测的起始时间, Δt 为观测的时间间隔, N 表示样本容量或时间序列的长度. 事实上, 状态时间序列 (4) 包含着原来系统所有变量的痕迹, 我们可以通过引入一个时间滞后 τ , 重新构造一个 m 维的相空间 R^m , 并在这个空间中恢复原来的动力系统, 即

$$\begin{aligned} X_m(t_i) &= \{x(t_i), x(t_i + \tau) \dots x(t_i + (m-1)\tau)\} \\ (i &= 0, 1, 2, \dots, N - (m-1)\tau / \Delta t) \end{aligned} \quad (5)$$

可以证明, 只要 m (称嵌入维数) 足够大, 重建的系统 (5) 与原来的动力系统的几何性质是等价的^[8].

Grassberger 和 Procaccia^[9,10]曾给出了一个应用单变量时间序列, 估计吸引子的维数和轨道发散性的方法. 其要点为: 首先建立系统(5), 并计算它的关联函数

$$C_m(r) = \frac{1}{\tilde{N}^2} \sum_{i,j=1}^{\tilde{N}} \theta(r - |X_m(t_i) - X_m(t_j)|) \quad (6)$$

其中 $\theta(x)$ 是 Heaviside 函数, 当 $x > 0$ 或 < 0 时, 它分别取值 1 或 0; $|X_m(t_i) - X_m(t_j)|$ 表示吸引子上的相点 $X_m(t_i)$ 和 $X_m(t_j)$ 之间的距离; r 为一给定的正值; $\tilde{N} = N - (m-1)\tau / \Delta t$ 表示相轨道的长度. 实际上, $C_m(r)$ 是一个累积分布函数, 它描写了相空间 R^m 中的吸引子上两点之间的距离小于 r 的概率. 对于足够大的 m (设其大于 m_∞ , m_∞ 称为饱和嵌入维数), 当 $\tilde{N} \rightarrow \infty$, $r \rightarrow 0$ 时, 可有如下标度律

$$C_m(r) \propto r^{d_2} e^{-m\epsilon k_2} \quad (7)$$

由此得到

$$d_2 = \ln[C_m(r_2) / C_m(r_1)] / \ln(r_2 / r_1) \quad (8)$$

和

$$K_2 = \frac{1}{p\tau} \ln[C_m(r) / C_{m+p}(r)] \quad (9)$$

其中 d_2 称为关联维数 (Correlation Dimension), 它是 Housdorff 维数 D 和信息维 σ 的一个下界^[9], 即有 $D > \sigma > d_2$; k_2 是二阶 Renyi 熵, 它是正 Lyapunov 指数之和 K 和 Kolmogorov 熵 k_1 的一个下界^[10], 即有 $K > k_1 > k_2$. d_2 和 k_2 是研究系统动力学行为和可预报性问题常用的两个量, 它们不仅比 D , σ 和 K , k_1 更容易计算, 而且在大多数情况下都是这些量的很好的估计.

计算动力系统(5)的最大 Lyapunov 指数 λ_1 的算法是 Wolf 等人给出的^[11]. 它的要点是, 当 $m > m_\infty$ 时, 可以计算吸引子上两个非常接近的相点 $X_m(t_i)$ 和 $X_m(t_j)$ 构成的向量长度在时间 T_i 内的平均伸缩率, 即

$$\lambda_1^{(i)} = \frac{1}{T_i} \log_2(L_{i+1} / L_i)$$

其中 $L_i = |X_m(t_i) - X_m(t_j)|$, $L_{i+1} = |X_m(t_i + T_i) - X_m(t_j + T_i)|$, 需要指出的是, t_i 和 t_j 必须具有适当的间隔, 否则将引起估计值的过高偏离. 当上述过程从初始时刻 t_0 进行到终止时刻 t_N 时 (设共进行了 q 个过程), 它们的平均伸缩率即为最大 Lyapunov 指数的估计值, 即有

$$\lambda_1 = \frac{1}{q} \sum_{i=1}^q \frac{1}{T_i} \log_2(L_{i+1} / L_i) \quad (10)$$

四、结 果

对于前面给出的气压指标 DP , $DP3$, $DP6$, $DP9$ 和 DTP 的时间序列, 我们应用上节给出的方法, 分别计算了它们的关联维数 d_2 和二阶熵 k_2 , 以及最大的 Lyapunov 指数 λ_1 .

为了保证各个滞后坐标是相互独立的,我们选取时间序列的退相关时间(Decorrelation Time)做为滞后时间 τ 的值.本文的计算结果表明,只要 τ 在退相关时间附近取值,系统的动力学特征量对于 τ 都有稳定的值.

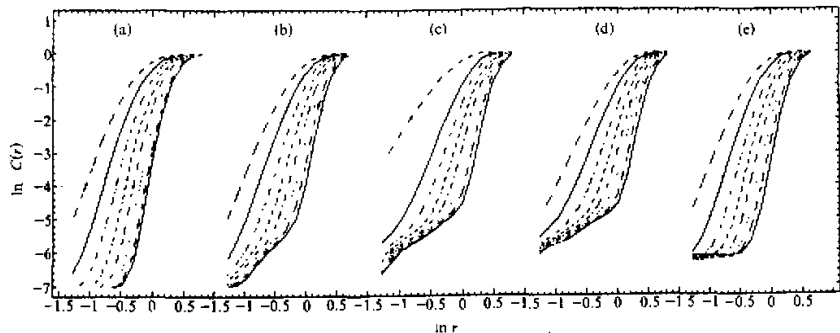


图 1 对应于不同嵌入维数 m 的累积分布函数 $C_m(r)$

m 自左至右依次为 6, 8, 10, …, 20. 其中图 (a) 到 (e) 分别为 $DP(\tau=7$ 个月), $DP3(10$ 个月), $DP6(10$ 个月), $DP9(10$ 个月) 和 $DTP(8$ 个月) 的 $C_m(r)$ 曲线.

图 1 给出了在对数坐标系中,上述五个动力系统的关联函数曲线.由图可以看到,所有曲线都有一个满足方程 (7) 的标度区.在标度区中的直线随着嵌入维数的增长而渐趋平行,这表明它们的斜率(即 d_2 的估计值)随 m 的增长趋于收敛(见图 2).

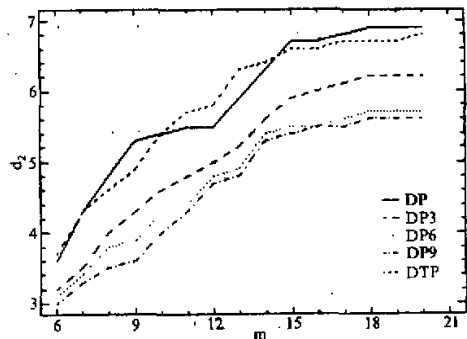


图 2 关联维数 d_2 的估计值随嵌入维数 m 的变化

在表 2 中,我们给出了它们的收敛值 d_2 和相应的饱和嵌入维数 m_∞ .

表 2 系统的维数、熵和最大 L -指数及相应可预报尺度

系 统	关联维数 d_2	饱和嵌 入维数 m_∞	平均可预报性		最大可预报性	
			k_2 (bit / 月)	T_a (月)	λ_1 (bit / 月)	T_n (月)
DP	6.8 ± 0.1	15	0.089 ± 0.002	11	0.031 ± 0.001	32
DP3	6.2 ± 0.1	15	0.036 ± 0.001	28	0.025 ± 0.001	40
DP6	5.7 ± 0.1	14	0.030 ± 0.001	33	0.020 ± 0.001	50
DP9	5.5 ± 0.1	14	0.048 ± 0.001	21	0.016 ± 0.001	62
DTP	6.6 ± 0.1	15	0.066 ± 0.001	15	0.032 ± 0.002	31

由表 2 可以看到,各个系统的关联维数都在 5 到 7 之间,并且都是非整的,这说明表

征 ENSO 演变的气压时间序列刻画了一个具有有限个自由度的混沌系统. 我们知道, 关联维数和饱和嵌入维数分别给出了模拟一个系统的动力学性态所需要的基本变量数目的下限和上限, 这个数目的大小可以做为系统复杂性的一个定量标志. 在这个意义上, 我们可以比较一些不同的天气和气候系统的复杂程度. 表 3 列出了一些天气和气候吸引子的维数. 通过比较, 不难看到, 做为一个短期气候过程, ENSO 是一个非常复杂的动力系统, 其复杂程度远远超过一些长期气候过程, 而足以同发生在大气边界层中的小尺度湍流运动相比.

另外, 从表 2 我们还可以看到, 对时间序列 DP 进行适当的低通滤波, 导致了吸引子维数的减少, 这表明滤掉某些高频振荡, 可以使表征 ENSO 活动的系统得到“净化”. 这一结果与 Wright^[4]的分析是一致的, 他认为, 表征南方涛动的气压时间序列中所包含的短周期振荡可能是由于资料本身仅仅是来自一个测站引起的.

表 3 一些天气和气候吸引子的维数

资 料	样本容量	采样间隔	关联维数	饱和嵌入维数
深海岩芯 V28-238(太平洋) C.Nicolis 等 ^[12]	约 500	2000 年	3.1	4
氧同位素 $\delta^{18}O$ (大西洋) K.Fraedrich ^[13]	182	2000-4000 年	4.4	约 12
逐日地面气压(柏林) K.Fraedrich ^[13]	1680-1800	1 天	3.2-3.9	8-10
大气边界层风速和气温(北京) 杨培才等 ^[14]	4096×4	1 秒	5.5-7.2	12-14
中层大气平均水平风速(京都) 杨培才等 ^[17]	1536×2	150 秒	6.8	14
海平面月平均气压距平(达尔文) 本文	1260	1 月	5.5-6.8	15

在关联维数的标度区内, 我们应用 (9) 式计算了各个系统的二阶熵 k_2 (以 bit/月为单位, 见表 2). k_2 的倒数 T_e 表示系统的误差每增长一倍所需要的时间. 这个时间给出了在吸引子上动力系统的一个平均可预报时间尺度. 以指标 DP 和 DTP 为例, 这两个系统的平均可预报时间尺度分别为 11 和 15 个月. 由于 ENSO 本身的特征时间尺度为 18 个月, 那么, 假如以初始误差增长一倍为限, 则 DP 和 DTP 对 ENSO 都将毫无预报价值; 如果以初始误差增长两倍为限, 则 DP 将只有 4 个月的预报时效, 而 DTP 将有一年的预报时效.

上述结果似乎对使用单站月平均气压距平和涛动指数预报 ENSO 的前景做出了比较悲观的估计, 但是二阶熵 k_2 给出的系统误差增长率通常是一个过严的估计. 事实上, 在传统的可预报性研究中, 人们更多使用的是最大的 Lyapunov 指数 λ_1 做为动力系统的误差增长率. 显然, λ_1 是 K 的一个下限, 依据上节提出的算法, 我们分别计算了上述五个动力系统的最大 Lyapunov 指数, 它们的估计值随嵌入维数的变化曲线在图 3 中给出, 其相应的稳定值及其倒数 $T_w = 1/\lambda_1$ 在表 2 中列出.

表 2 给出的 λ_1 数值, 对 ENSO 的可预报性做出了比 k_2 乐观的估计, 它给出了比 $1/k_2$ 长得多的预报时效. 仍以 DP 和 DTP 为例, 它们的误差增长一倍所需要的时间约为 30 个月. 如果扣除 ENSO 本身的特征时间尺度, 那么可以在“短期”(与运动本身的时间尺

度相近)的意义下预报它的发生.

进一步分析 k_2 和 λ_1 的计算结果,我们可以从比较指标 DP 与其光滑后的指标 $DP3$, $DP6$ 和 $DP9$ 之间的差异,得到一些有益的启示.不难看到,在低通滤波之后,除去了可预报性较小的高频变化,使得系统的 k_2 和 λ_1 都有不同程度的减小.从 DP 到 $DP6$, k_2 减小至原来的 $1/3$,相应的可预报时间尺度 T_u 增长了两倍;从 DP 到 $DP9$, λ_1 减小了将近一倍,相应的可预报时效也延长了一倍.这些结果意味着,经过适当光滑的气压指标,可以成为更好的预报因子;同时也说明被滤掉的高频振荡相对于 ENSO 的特征尺度来说,是一种噪声污染.这一点与前面维数的计算结果是一致的.

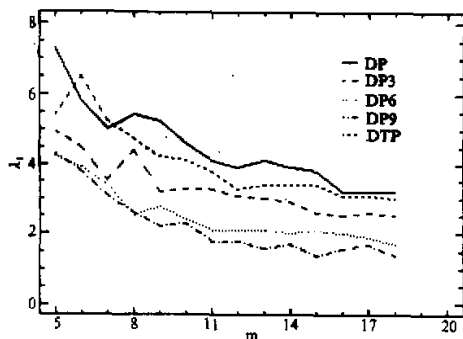


图3 系统的最大 Lyapunov 指数 λ_1 随嵌入维数 m 的变化.

此外,比较 DP 和 DTP 的二阶熵 k_2 ,可以看到后者较前者小,这表明采用两个站的气压资料组成的综合指标,将成为 ENSO 的更好的预报因子,同时也说明它具有大尺度气压场的特征.

五、结 论

综上所述,我们可以得到如下几点结论:

(1) 由五个气压指标的时间序列得到的关联维数可知,ENSO 是一个具有有限个自由度的确定性的混沌系统.这一结果虽然没有具体回答究竟是哪些变量控制着系统,但是它定性地告诉我们,建立描述 ENSO 的确定性的动力学模式是可能的,并且指出控制这类模型的基本变量的数目最少为 6 个,最多为 15 个.

(2) 气压指标 DP 和涛动指数 DTP 对应的二阶熵给出的平均可预报时间尺度,分别只有 11 个月和 15 个月.这一结果对 ENSO 的可预报性给出了比较悲观的估计.它们的最大 Lyapunov 指数所对应的可预报时间尺度均约 30 个月,相对于 ENSO 的特征时间尺度来说,也只有“短期”预报的意义.

(3) 对气压指标 DP 的时间序列施以适当的光滑,滤掉一些高频噪声,可以净化气压指标.新的指标有效地改善了 ENSO 的可预报性.比如一个九点滤波器(0.04, 0.08, 0.12, 0.16, 0.20, 0.16, 0.12, 0.08, 0.04.)作用于 DP 的时间序列上,可以使 k_2 和 λ_1 都约减少到原来的 $1/2$,从而使可预报时效延长将近一倍.

(4) 比较 DP 和 DTP 的二阶熵,可以看到,后者是一个更好的 ENSO 预报指标,它

似乎说明, 应用多站气压资料构成的指标将比单站气压指标更好地描写和预报 ENSO 事件.

参 考 文 献

- [1] Barnett T.P., 1984, Prediction of the El Nino of 1982-1983, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 112, 1403-1407.
- [2] Cane, M. A., S. E. Zebiak and S. C. Dolan, 1986, Experimental forecasts of El Nino, *Nature*, Vol. 321, 827-832.
- [3] Fraedrich, K., 1988, El Nino / Southern Oscillation Predictability, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 116, 1001-1012.
- [4] Wright, P.B., 1984, Relationships between indices of the Southern Oscillation, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 112, 1913-1919.
- [5] 王绍武, 1985, 1860—1979年期间的厄尼诺年, *科学通报*, Vol. 30, 52-56.
- [6] Angell, J. K., 1981, Comparison of variations in atmospheric quantities with sea surface temperature variations in the equatorial eastern Pacific, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 109, 230-243.
- [7] Douglas, A. V. and P. J. Engelhart, 1981, On a statistical relationship between autumn rainfall in the central equatorial Pacific and subsequent winter precipitation in Florida, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 109, 2377-2382.
- [8] Takens, F., 1981, Detecting strange attractors in turbulence, in: *Dynamical Systems and Turbulence*, Springer-Verlag, 366-381.
- [9] Grassberger, P. and J. Procaccia, 1983, Measuring the strangeness of strange attractors, *Physica* 9D, 189-208.
- [10] Grassberger, P. and J. Procaccia, 1984, Dimensions and entropies of strange attractors from a fluctuating dynamics approach, *Physica* 13D, 34-54.
- [11] Wolf, A., J. B. Swift, H. L. Swinney and J. A. Vastano, 1985, Determining Lyapunov exponents from a time series, *Physica* 16D, 285-317.
- [12] Nicolis, C. and G. Nicolis, 1984, Is there a climatic attractor? *Nature*, Vol. 311, 529-532.
- [13] Fraedrich, K., 1987, Estimating weather and climate predictability on attractors, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 44, 722-728.
- [14] Yang Peicai, Liu Jinli and Yang Shuowen, 1988, Some Features of chaotic motions in the atmospheric boundary layer, Presented at the International Conference on Bifurcation Theory and Its Numerical Analysis, Xi'an (China), July 2-10, 1988.
- [15] Parker, D. E., 1983, Documentation of a Southern Oscillation index, *Met. Mag.*, Vol. 112, 184-188.
- [16] Trenberth, K. E., 1976, Spatial and temporal variations of the Southern Oscillation, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* Vol. 102, 639-653.
- [17] Yang Peicai, Lu Daren, Wu Beiyang, Li Wei, Susumu Kato, Toshitaka Tsuda, Shoichiro Fukao, Toru Sato and Mamoru Yamamoto, 1988, Chaotic features of the motion of upper troposphere and lower stratosphere revealed by μ radar observation — case study, Presented at the Fourth MST Radar Workshop, Kyoto (Japan), Nov. 29-Dec. 2, 1988.