

奇异交叉谱分析及其在气候 诊断中的应用^{*}

丁裕国 江志红 施能 朱艳峰^{* *}

(南京气象学院, 南京 210044)

摘要 提出了一种新的用于气候诊断的奇异交叉谱分析方法(记为SCSA)。从理论上证明, 它是一类时频域相结合的广义交叉谱分析, 也是奇异谱分析(SSA)的一个推广。SCSA可获得比经典交叉谱更为强化的耦合振荡信号, 并在时域上描述两个系统之间各种耦合振荡信号的时变特征, 因而可将频域上的耦合振荡信号在时域上加以合成和分解, 包括非线性耦合振荡的弱信号, 这对短期气候预报十分有益。文中实例证明, SCSA比经典交叉谱分析有更为优良的特性。

关键词 奇异值分解 交叉谱分析 气候诊断 奇异交叉谱分析 耦合振荡

1 引言

研究气候系统内外各种因子在不同时间尺度上的耦合振荡, 是气候诊断的重要内容。目前, 人们更为关注气候系统内部各子系统之间耦合振荡行为的时变特征。有关这一领域的模拟与观测研究正是许多国际前沿研究计划的目标之一(如CLIVAR计划)。经典交叉谱分析基于Fourier变换技术, 仅从频域上考察两个时间序列的耦合振荡, 这种信号识别, 其局限性是显而易见的, 例如, 它所提取的信号较为单一, 仅只限于频域, 对于弱耦合信号的分辨力不强, 且不能描述耦合信号在时域上的变动状况。为了更好地揭示各种耦合振荡行为, 尤其是它们的时变特征, 本文提出一种新的时频域相结合的奇异交叉谱分析(记为SCSA), 这种谱分析方法可以弥补经典交叉谱分析的某些缺陷, 更加适应气候诊断和预测的需要。

自从Vautard和Ghil^[1]引入奇异谱分析(SSA)用于气候诊断与预测以来, 已经取得显著的应用效果^[2,3], 并愈来愈证明该类方法的重要性^[4]。本文提出的SCSA正是SSA的推广。

2 理论推导

2.1 基于SVD的奇异交叉谱

设 $\{x_t\}$ 和 $\{y_t\}$ ($t=1, \dots, N_T$) 分别为零均值平稳时间序列。为叙述方便, 前者称

1997-03-20收到, 1997-12-10收到再改稿

* 国家自然科学基金资助项目 49875019

* * 南京气象学院1997届硕士, 现为博士生

为左序列, 后者称为右序列。令两序列长度 N_T 相等。一般情况下, 两序列长度 N_T 亦可不等。若对任意正整数 m 和 $n (< N_T)$ 排列矩阵

$$X = \begin{bmatrix} x_1 & x_2 & \cdots & x_N \\ x_2 & x_3 & \cdots & x_{N+1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ x_m & x_{m+1} & \cdots & x_{N_T} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_{it'} \\ m \times N \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$Y = \begin{bmatrix} y_1 & y_2 & \cdots & y_N \\ y_2 & y_3 & \cdots & y_{N+1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ y_n & y_{n+1} & \cdots & y_{N_T} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{it'} \\ n \times N \end{bmatrix}, \quad (2)$$

显然, 这里 $t = i + t' - 1$, 并且交叉协方差阵

$$\sum_{xy} = \langle XY' \rangle, \quad (3)$$

式中 $\langle \cdot \rangle$ 表示对时间 $t' = 1, 2, \dots, N$ 求和取平均。对 (3) 式作奇异值分解 (SVD), 就有正交变换^[5,6]

$$L' \sum_{xy} G = \begin{bmatrix} \Lambda & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

在满足正交条件

$$LL' = I \quad \text{和} \quad GG' = I \quad (5)$$

时, 可使两组线性组合序列

$$\begin{cases} A_t = L'X \\ B_t = G'Y \end{cases} \quad (6)$$

的协方差极大化, 即有

$$\text{cov}(A_t, B_t) = L' \sum_{xy} G = \max, \quad (7)$$

其中

$$A_t = [a_1(t'), a_2(t'), \dots, a_p(t')]', \quad (8)$$

$$B_t = [b_1(t'), b_2(t'), \dots, b_p(t')]'. \quad (9)$$

在 (4)、(5) 式中, 正交向量 $L = (L_1, L_2, \dots, L_m)$ 和 $G = (g_1, g_2, \dots, g_n)$ 分别为对应于左右序列的左右奇异向量, 本文称其为左右典型耦合波型向量。而 (4) 式右端的 $\Lambda = \text{diag}(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_p)$, $p \leq \min(m, n)$, 且 $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_p \geq 0$ 为非零奇异值。可以证明, 全体奇异值 σ_k 正是两序列耦合振荡信号的强度表征, 这里我们称其为奇异交叉谱 (记为 SCS)。不难看出, 这正是单一时间序列奇异谱 (SSA) 的自然推广。

2.2 SCS 是一种增强信号的广义交叉谱

为推导方便, 不失一般性, 假定左右序列中分别隐含若干种正弦信号, 可分别写为

$$x_t = x_\tau(t') = \sum_{k=-m}^m c_k(t') e^{i\omega_k \tau} + \varepsilon_\tau^{(1)}(t'), \quad (10)$$

$$y_t = y_\tau(t') = \sum_{j=-n}^n d_j(t') e^{i\omega_j \tau} + \varepsilon_\tau^{(2)}(t'), \quad (11)$$

其中 $\tau = 1, \dots, m$ 或 n ,

$$c_k(t') = c_k e^{i\omega_k t'}, \quad (12)$$

$$d_j(t') = d_j e^{i\omega_j t'}, \quad (13)$$

式中 $k = 1, \dots, m$; $j = 1, \dots, n$; $t' = 1, \dots, N$ 。这里 c_k 、 d_j 为相应谐振频率 ω_k 、 ω_j 所对应的振幅; $\varepsilon_\tau^{(1)}(t')$ 和 $\varepsilon_\tau^{(2)}(t')$ 分别为零均值、单位方差的白噪声序列。由 $t = \tau + t' - 1$ 也可写为 $\varepsilon_\tau^{(1)}$ 和 $\varepsilon_\tau^{(2)}$ 的形式。在上述假定下应有左右典型波型向量

$$\begin{cases} l_h(\tau) = l_{h\tau} = U_h e^{i\omega_h \tau}, \\ g_h(\tau) = g_{h\tau} = V_h e^{i\omega_h \tau}, \end{cases} \quad h = 1, \dots, p \quad (14)$$

将 (6) 式改写为关于 $a_h(t')$ 和 $b_h(t')$ 的代数表达式, 可得

$$a_h(t') = \sum_{\tau=1}^n l_{h\tau} x_{\tau t'}, \quad (15)$$

$$b_h(t') = \sum_{\tau=1}^n g_{h\tau} y_{\tau t'}, \quad (16)$$

式中 $h = 1, \dots, p$; $t' = 1, \dots, N$ 。

将 (10) 至 (14) 式分别代入 (15) 和 (16) 式中, 并考虑谐振分量正交性及其与噪声的不相关性, 在标准化正交情形下, 不难得到

$$a_h(t') = U_h c_h e^{i\omega_h t'}, \quad (17)$$

$$b_h(t') = V_h d_h e^{i\omega_h t'}, \quad (18)$$

式中 $h = 1, \dots, p$ 。(17) 和 (18) 式表明, 第 h 对组合序列 $a_h(t')$ 和 $b_h(t')$ 分别为具有频率 ω_h 的谐振耦合分量。换言之, 左、右序列的 SVD 运算所得组合序列 $\{a_h(t'), b_h(t')\}$ 已将两个序列中蕴含的耦合振荡分量从噪声中分离出来, 且其振幅 c_h 和 d_h 被相应地放大 U_h 和 V_h 倍。根据 (4) 和 (7) 式并联系奇异交叉谱 σ_k , $k = 1, \dots, p$ 的定义, 不难看出, 相应的 σ_k 正是各对组合序列的最大协方差或最大相关。将 (17) 和 (18) 式代入 (7) 式就可得到

$$\text{cov}\{a_h(t'), b_h(t')\} = \langle a_h(t') b_h^*(t') \rangle = U_h V_h^* c_h d_h^* = \sigma_h = \max, \quad (19)$$

这里, V_h^* 、 d_h^* 分别为 V_h 、 d_h 的共轭, $b_h^*(t')$ 亦同。根据交叉谱理论^[7], $c_h d_h^*$ 即为左右序列的有限 Fourier 变换, 又称交叉周期图, 其具体形式为

$$I_{xy}(\omega_h) = (\alpha_1^{(h)} \alpha_2^{(h)} + \beta_1^{(h)} \beta_2^{(h)}) - i(\beta_1^{(h)} \alpha_2^{(h)} - \alpha_1^{(h)} \beta_2^{(h)}) = c_h d_h^*, \quad (20)$$

式中右端第一括号内的实部和第二括号内的虚部分别为未经加窗平滑的协谱和正交谱。根据幅相关系, 考虑左右典型波型向量亦有类似属性, 不难得到

$$J_{lg}(\omega_h) = (\alpha_1^{(h)} \alpha_2^{(h)} + \beta_1^{(h)} \beta_2^{(h)}) - i(\beta_1^{(h)} \alpha_2^{(h)} - \alpha_1^{(h)} \beta_2^{(h)}) = U_h V_h^*. \quad (21)$$

在 (20) 和 (21) 式中, 分别有幅相关系式

$$\begin{cases} a_1^{(h)} = c_h \cos \varphi_1^{(h)} \\ b_1^{(h)} = c_h \sin \varphi_1^{(h)} \end{cases}, \quad \begin{cases} a_2^{(h)} = d_h \cos \varphi_2^{(h)} \\ b_2^{(h)} = d_h \sin \varphi_2^{(h)} \end{cases} \quad (22)$$

$$\begin{cases} \alpha_1^{(h)} = U_h \cos \theta_1^{(h)} \\ \beta_1^{(h)} = U_h \sin \theta_1^{(h)} \end{cases}, \quad \begin{cases} \alpha_2^{(h)} = V_h \cos \theta_2^{(h)} \\ \beta_2^{(h)} = V_h \sin \theta_2^{(h)} \end{cases} \quad (23)$$

上两式中, $\varphi_1^{(h)}$ 、 $\varphi_2^{(h)}$ 和 $\theta_1^{(h)}$ 、 $\theta_2^{(h)}$ 分别为对应于第 h 个谐振分量的原序列初位相和耦合典型波型的初位相。将 (20) 至 (23) 式代入 (19) 式, 经化简整理后, 就有奇异交叉谱

$$\langle a_h(t')b_h^*(t') \rangle = J_{fg}(\omega_h)I_{xy}(\omega_h) = U_h V_h c_h d_h e^{i(\Delta\theta + \Delta\varphi)}, \quad (24)$$

其中 $\Delta\theta$ 为左右耦合波型向量的位相差 $\theta_1 - \theta_2$, $\Delta\varphi$ 为左右序列隐含的 ω_h 耦合分量的位相差 $\varphi_1 - \varphi_2$ 。考虑 $\Delta\theta = 0$ 的特例, 则 (24) 式可化为

$$\langle a_h(t')b_h^*(t') \rangle = U_h V_h c_h d_h [\cos \Delta\varphi - i \sin \Delta\varphi], \quad (25)$$

上式表明, 若原序列耦合振荡分量为同位相, 即 $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 0$, 则有

$$\begin{cases} \langle a_h(t')b_h^*(t') \rangle_R = U_h V_h c_h d_h = \max, \\ \langle a_h(t')b_h^*(t') \rangle_I = 0, \end{cases} \quad (26)$$

而若原序列耦合分量的位相差 $\Delta\varphi = \pi/2$ 时, 则有

$$\begin{cases} \langle a_h(t')b_h^*(t') \rangle_R = 0, \\ \langle a_h(t')b_h^*(t') \rangle_I = U_h V_h c_h d_h = \max, \end{cases} \quad (27)$$

上述式中, $\langle \cdot \rangle_R$ 和 $\langle \cdot \rangle_I$ 分别为其实部和虚部。在一般情况下, 当 $\Delta\theta + \Delta\varphi = 0$ 时, (24) 式化为 (26) 式, 而当 $\Delta\theta + \Delta\varphi = \pi/2$ 时, (24) 式化为 (27) 式。

综上所述, (24) 式所表示的奇异交叉谱实质上是一种增强信号的广义交叉谱, 它具有增益因子 $J_{fg}(\omega_h)$ 。对于显著耦合振荡信号而言, 若:

(i) 原序列耦合振荡分量位相差与典型耦合振荡波型向量位相差之和 $\Delta\theta + \Delta\varphi = 0$ (或其特例 $\theta_1 = \theta_2$, $\varphi_1 = \varphi_2$), 则其协谱 $\langle a_h(t')b_h^*(t') \rangle_R$ 达最大值, 而正交谱 $\langle a_h(t')b_h^*(t') \rangle_I$ 为零;

(ii) 反之, 若 $\Delta\theta + \Delta\varphi = \pi/2$, 则情况相反。

利用上述特性就可准确识别显著耦合振荡周期信号。

3 耦合振荡周期信号的识别与描述

根据上面的推导论证, 考虑两个实值时间序列 $\{x_t\}$ 和 $\{y_t\}$ ($t = 1, \dots, N_T$) 的耦合振荡, 其 SCSA 步骤如下:

(i) 由 (1) 至 (9) 式, 对两序列作 SVD 运算, 求得对应于参数 m 、 n 和 N 的组合序列 $\{a_h(t'), b_h(t')\}$;

(ii) 计算每一对 $\{a_h(t'), b_h(t')\}$ 的同步相关系数 r_{ab} 及后延相关系数 $r_{ab}(\tau)$, $h =$

1, ..., p, $\tau = 1, \dots, N - t'$ 。根据(19)、(24)式并考虑(26)、(27)式及其相应的推证, 若有显著耦合振荡信号 ω_h 存在, 则 $r_{ab} = \max$ (等价于奇异交叉谱值 σ_k), 而 $r_{ab}(\tau) = 0$ 所对应的 $\tau = T_h / 4$;

(iii) 根据相应的 r_{ab} 极大值和 $r_{ab}(\tau)$ 是否接近于零, 即可判定优势耦合振荡周期信号的周期 $T_h = 4\tau$ 。

值得指出的是, 由于样本序列的抽样随机性及奇异谱值所代表的耦合振荡信号的强度大小, 一般可考察那些奇异交叉谱值 σ_h 较大的各对组合序列 $\{a_h(t'), b_h(t')\}$ 之间的后延相关系数是否接近于零值, 即可准确估计出耦合振荡周期长度 $T_h = 4\tau$ 。此外, 类似于SVD方法^[6], 可以考察第 h 对典型波型信号所能表示的协方差占两序列总协方差的百分率

$$p_h = \frac{\sigma_h^2}{\sum_{k=1}^p \sigma_k^2}, \quad (28)$$

则其前 H 对典型波型信号所占的总协方差百分比即为

$$P_H = \sum_{k=1}^H \sigma_k^2 / \sum_{k=1}^p \sigma_k^2, \quad P > H \quad (29)$$

为了应用方便, 通常取 $m = n$ 来排列(1)和(2)式的资料阵, 这对于计算结果并无影响, 但却有利于讨论两个序列所代表的耦合振荡机制。

在识别显著耦合振荡周期信号的基础上, 如何描述或显示这些信号特征? 对此, 经典的交叉谱分析只能借助于交叉谱图的形态在频率域上显示它们各自的平均功率分布, 但是, 经典交叉谱图并不能描述这些频率信号强度在时域上的变动。因此, 一般的交叉谱所反映的频率谱结构在时域上不变。严格说来, 这种分析结果与序列中实际存在的耦合振荡频率结构往往并不吻合。这主要是因为, 即使是平稳序列, 其频率-功率结构在时间域上也总是随机摆动的, 更何况两个序列本身各自隐含非严格周期或序列为非平稳, 其耦合振荡的频率-功率结构总是随时间推移而变动着的。从这个意义上说, 奇异交叉谱分析恰好可以弥补经典交叉谱分析的这一缺陷。这就引出下面的两种描述方法:

(1) 绘制两序列耦合振荡波系数等值线图

当SCSA识别出显著耦合振荡周期信号后, 为了展示相应耦合振荡波型信号(相应于 ω_h)在时域上的强度变动, 可以绘制以时间 t 为横坐标, 周期尺度 T_h 为纵坐标的耦合波系数 $a_h(T_h, t)$ 和 $b_h(T_h, t)$ 的等值线图或演变曲线图(图略)。由(15)和(16)式, 改写为连续函数型, 就可有

$$a(T_h, t) = \frac{1}{F_1} \int L\left(\frac{s-t}{T_h}\right) x(s) ds, \quad (30)$$

$$b(T_h, t) = \frac{1}{F_2} \int G\left(\frac{\tau-t}{T_h}\right) y(\tau) d\tau, \quad (31)$$

这里 $L[(s-t)/T_h]$ 和 $G[(\tau-t)/T_h]$ 为(14)式所描述的左右典型耦合振荡波型函数, 其中 t 和 T_h 分别为时间位移参数和频率 ω_h 的耦合周期尺度参数。 F_1 、 F_2 分别为 $x(t)$ 和 $y(t)$ 函数的标准化因子。(30)和(31)式在形式上类似于小波变换式^[8], 这种形式上的

类比对于上述图示的气候诊断特别有意义。例如, 利用 (30)、(31) 式的离散化形式就可获得各不同时刻 $t=1, \dots, N$ 上不同周期尺度 T_h (对应于 ω_h) 的耦合波型系数的演变信息。当然, 从理论上说, 小波函数具有严格的数学意义, 其基本属性与其波动性、衰减性、对偶性等多种数学性质有关, 它与 SCSA 并无直接的联系。

(2) 重建耦合振荡分量序列 (RCCS)

SCSA 的另一重要功能和描述方法就是按各显著耦合振荡分量重建原序列 $\{x_t\}$ 和 $\{y_t\}$ 的各分量序列, 这一描述方法对于气候诊断与预测具有重要的实用价值。

由 (6) 式的反演式, 结合 (15) 和 (16) 式, 并考虑 (1) 和 (2) 式中 $t=i+t'-1$ 的关系, 可以推得各耦合分量重建序列 (Reconstructed Coupled Component Series) 表达式为

$$x_t^{(k)} = \begin{cases} \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m l_{ki} a_{k, t-i+1}, & m \leq t \leq N-m+1, \\ \frac{1}{t} \sum_{i=1}^t l_{ki} a_{k, t-i+1}, & 1 \leq t \leq m-1, \\ \frac{1}{N-t+1} \sum_{i=t-N+m}^m l_{ki} a_{k, t-i+1}, & N-m+2 \leq t \leq N, \end{cases} \quad (32)$$

$$k=1, \dots, p;$$

$$y_t^{(k)} = \begin{cases} \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m g_{ki} b_{k, t-i+1}, & m \leq t \leq N-m+1, \\ \frac{1}{t} \sum_{i=1}^t g_{ki} b_{k, t-i+1}, & 1 \leq t \leq m-1, \\ \frac{1}{N-t+1} \sum_{i=t-N+m}^m g_{ki} b_{k, t-i+1}, & N-m+2 \leq t \leq N, \end{cases} \quad (33)$$

$$k=1, \dots, p.$$

上式中 l_{ki} 和 g_{ki} 及 $a_{k, t-i+1}$ 和 $b_{k, t-i+1}$ 意义均同于 (15) 和 (16) 式。显然, 由前 p 个显著耦合振荡分量即可重建原序列, 其中

$$\begin{cases} \tilde{x}_t = \sum_{k=1}^p x_t^{(k)}, \\ \tilde{y}_t = \sum_{k=1}^p y_t^{(k)}, \end{cases} \quad (34)$$

这种由 SCSA 而合成的序列 $\{\tilde{x}_t\}$ 和 $\{\tilde{y}_t\}$ ($t=1, \dots, N_T$) 实际上是一种耦合的滤波序列, 它的实用价值在于: 其一, 揭示由 SCSA 识别的各耦合分量在时间域上的变动, 这在经典交叉谱分析中是无能为力的; 其二, 可用 RCCS 来研究时间序列的预报问题。由于所提取序列具有单一的振荡特征, 并已排除了短时间尺度的噪声干扰, 便于采用诸如 AR 模式的低阶预报, 且效果较好。文献[9]曾给出由 SSA 和 MSSA (多通道奇异谱分析) 的重建序列 (RCS)、本文导出的 SCSA 重建序列公式正是 SSA 的另一种推广。

4 应用实例

例 1 以北半球 500 hPa 中纬区域 ($40 \sim 50^\circ\text{N}$, $150^\circ\text{E} \sim 150^\circ\text{W}$) 月平均位势高度

(1951 年 1 月至 1993 年 12 月) 作为左序列, 记为 $\{H_t\}$; 同期赤道太平洋海区 ($10^{\circ}\text{N}\sim 10^{\circ}\text{S}, 180^{\circ}\text{E}\sim 80^{\circ}\text{W}$) SST 月平均值作为右序列, 记为 $\{S_t\}$ ($t=1, \cdots, N, N=5, 6$)。

首先对两序列分别作标准化预处理, 以消除年周期及长期趋势。取参数 $m=n$ 进行各种不同的 m (又称嵌套维数) 值的 SCSA 试验。结果表明, SCSA 识别出的耦合振荡周期始终稳定于某些 m 值域内, 其周期长度不变, 它们分别是 40.0~44.0 (月)、60~68.0 (月) 和 24.0~28.0 (月), 基本上代表了准 3~4 年、准 5~6 年和准 2 年三种时间尺度的耦合振荡。表 1 和表 2 就是 $m=180, 190$ 时检测的结果。由表可见, 最显著的耦合周期正是 44 个月, 其左右组合序列之间的最大相关 $r_{ab} > 0.9$ 。图 1 就是这一对耦合振荡序列 $\{a_h(t), b_h(t)\}$ 的时间变化曲线。由图 1 可见, 44 个月振荡在 60 年代中期至 70 年代中期明显加强, 其后稍有减弱; 80 年代初再度加强, 而 90 年代开始减弱。这一结果与分别对同时期 $\{H_t\}$ 和 $\{S_t\}$ 所做的小波分析 (图略) 十分一致, 并且也与文献[8~11]的结果相吻合。图 2 是用上述资料所做的经典交叉谱谱图, 图中纵坐标为交叉谱模 $(P^2 + Q^2)$, P 为协谱, Q 为正交谱, 横坐标为波数 L , 最大后延 $M=120$ 。

表 1 $m=180$ 识别的耦合振荡信号

SCS 序号	1	2	3	4	5	6
左右耦合相关系数	0.850	0.904*	0.757	0.727	0.722	0.816
周期/月	40.0	44.0*	68.0	68.0	24.0	24.0
方差贡献	30.0%	28.0%	6.6%	5.0%	3.5%	3.4%

注: * 表示显著耦合周期信号, 表 2 同。

表 2 $m=190$ 识别的耦合振荡信号

SCS 序号	1	2	3	4	5	6
左右耦合相关系数	0.800	0.910*	0.780	0.770	0.730	0.861
周期/月	40.0	44.0*	64.0	60.0	28.0	24.0
方差贡献	29.4%	26.0%	7.2%	5.4%	3.6%	3.4%

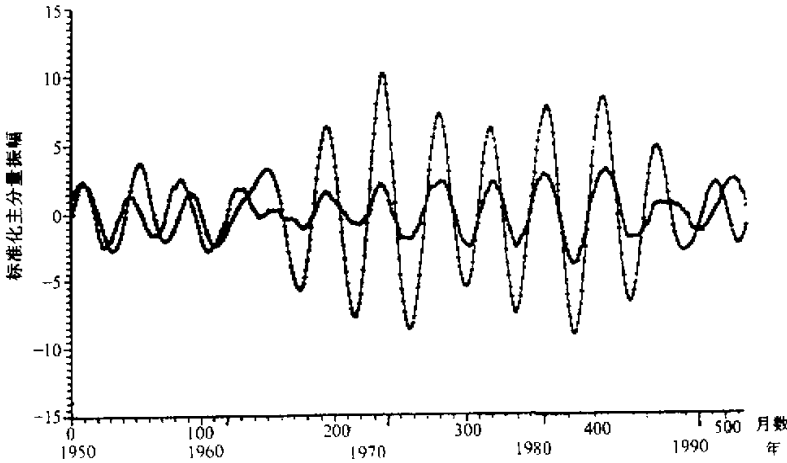
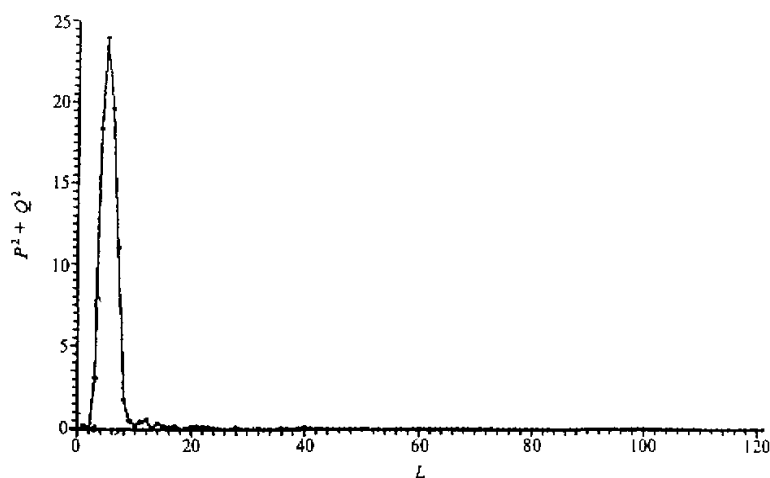


图 1 44 个月耦合振荡的 $a_h(t)$ (实线) 和 $b_h(t)$ (虚线) 曲线

图2 H_t 与 S_t 的交叉谱

由图2可见, SCSA 所识别的6个较强信号几乎全集中在波数3~8的主峰谱段中而无法区分, 其中最大峰值为 $L=5$ ($T=2M/L=48.0$) 左右。可见, 经典交叉谱虽然总体上看能够识别出上述 SCSA 分辨的周期, 但它不能准确分辨这些周期, 更无法显示其时域变化特征。

例2 将上例中 $\{H_t\}$ 区域改为 ($10\sim 20^\circ\text{N}$, $150^\circ\text{E}\sim 150^\circ\text{W}$) 仍与赤道东太平洋海区 SST 作 SCSA。结果完全与例1类似, 稳定而显著的耦合周期蕴含于前6对组合序列中, 其总方差贡献已达86%。图3a、b为按(32)至(34)式重建的 RCCS 时间演

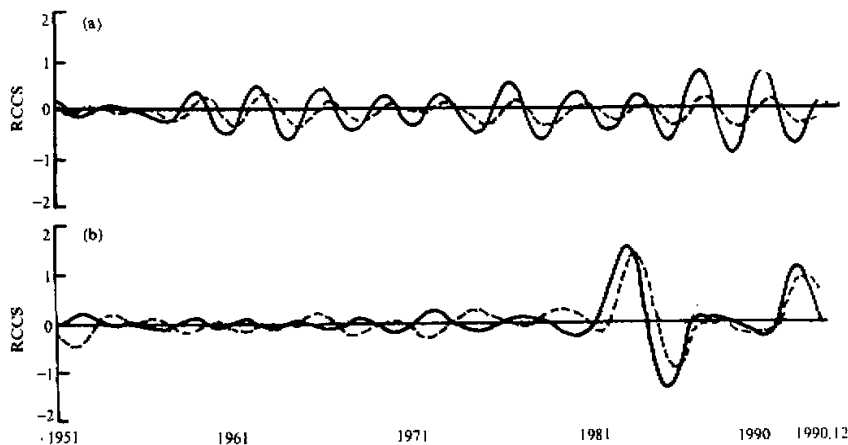


图3 RCCS 曲线

(a) 44 个月, (b) 60~68 个月, 实线为海温场 S_t , 虚线为高度场 H_t

变曲线。从图 3 中可获得这些耦合振荡分量随时间变化的种种有用信息, 例如波动强度的年际和年代际变化, 某种耦合振荡分量位相差异的变化, 等等。此外例 2 也作了与经典交叉谱的对比, 情况完全类似于例 1。

5 结论

(1) 本文提出的奇异交叉谱分析 (SCSA) 方法是一种时频域分析相结合的广义交叉谱方法, 它也是奇异谱分析 (SSA) 的推广。

(2) 理论上可以证明, SCSA 可获得比经典交叉谱更为强化的耦合振荡信号。它不但可将频谱信号以一定方式在时域上识别和描述, 而且可按照需要将显著耦合振荡信号在时域上合成和分解, 形成 RCCS。这种重建序列等价于各种通道的滤波序列。它们对短期气候预测和成因诊断十分有益。

(3) 上述特性是经典交叉谱无法实现的。除此而外, SCSA 比之经典交叉谱分析更有许多优良特性, 这就是

(i) SCSA 对于耦合周期的分辨力强于一般交叉谱 (见实例 1 和 2);

(ii) 其识别周期的准确性、稳定性高于一般交叉谱。这是由于奇异交叉谱较少受参数 m 的制约, 它对 m 的选择不敏感, 在很宽的取值域有稳定的耦合振荡显著信号 (见实例 1 和 2), 而一般经典交叉谱则受谱窗选择的随机影响较多, 易产生周期混迭或不稳定谱峰^[7];

(iii) 经典交叉谱基于 Fourier 变换的谱振假定, 但 SCSA 却并不一定如此, 本文仅为推导方便, 以谱振假定作为特例, 作者在另文已作类似证明。因此, 如同 SSA 一样, SCSA 可识别非线性弱耦合信号。

参 考 文 献

- 1 Vautard, R. and M. Ghil, 1989, Singular spectrum analysis in nonlinear dynamics, with applications to paleo climatic series, *Phys. D.*, **35**, 359.
- 2 Wallace, J. M., et al., 1992, SVD of wintertime sea surface temperature and 500 mb height anomalies, *J. Climate*, **5**, 567~576.
- 3 王绍武, 1993, 气候诊断研究进展, 北京: 气象出版社, 123~124.
- 4 刘健文, 周小刚, 1996, SSA 方法在气候时间序列分析和预测中的应用, *气候科技*, 第3期, 18~22.
- 5 Brotherton, C. S. and C. Smith, J. M. Wallace, 1992, An intercomparison of methods for finding coupled patterns in climate data, *J. Climate*, **5**, 541~560.
- 6 丁裕国, 江志红, 1996, SVD 方法在气候场诊断分析中的普适性, *气象学报*, **54**(3), 365~372.
- 7 Priestley, M. B., 1981, *Spectral analysis and time series*, **1**, 184~120, Academic Press Inc.
- 8 Meyers, S. D., B. G. Kelly and J. J. Brien, 1993, An introduction to Wavelet Analysis in oceanography and meteorology: with application to the dispersion of Yanai waves, *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2858~2866.
- 9 Plaut, G. and R. Vautard, 1994, Spells of low-frequency oscillation and weather regimes in the Northern Hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, **51**, 210~236.
- 10 石伟, 王绍武, 1989, 1957~1987 年南方涛动指数, *气象*, No. 5, 29~31.
- 11 Zebiak, S. E. and M. A. Cane, 1987, A model El Niño-Southern oscillation, *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 2262~2278.

Singular Cross-Spectrum Analysis and Its Applicability in Climatic Diagnosis

Ding Yuguo, Jiang Zhihong, Shi Neng and Zhu Yanfeng

(Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing 210044)

Abstract A new singular cross-spectrum analysis (SCSA) is presented for climatic diagnosis. It is theoretically demonstrated that the SCSA is a generalized analysis method for cross-spectrum by a joint manner with both time and frequency domains, and the SCSA is also an extension of singular spectrum analysis (SSA). Since the enhanced signals of the coupled-oscillation may be obtained, its features of variation with time for the coupled-signals of different scale between two systems may be described in time domain by way of the SCSA, and the coupled-oscillation signals can be decomposed and composed in time domain. Thus, the SCSA method is very useful for short range climatic prediction. The real case analyses show that the SCSA has better features than the classical cross-spectrum.

Key words singular value decomposition cross-spectrum analysis climatic diagnosis
singular cross-spectrum analysis coupled-oscillation

《大气科学》编委会在京召开

《大气科学》编委会于 1998 年 10 月 31 日在中国科学院大气物理研究所召开。主编黄荣辉院士主持了会议。本次编委会重点讨论《大气科学》如何走向世界，争取进入《科学引文索引 (SCI)》等议题。

编委会认为，近几年来《大气科学》的被引频次和影响因子都有提高，说明《大气科学》得到国内同行的重视，但在国际上的影响亟待提高。今后，《大气科学》在刊登国内高水平文章的同时，也要吸收国外作者的优秀文章，要加强对外联系和宣传，扩大影响，让国外同行有机会看到我们的刊物。编委会提出，《大气科学》英文版在编排格式上要与国际上大气科学领域的刊物接轨，要有从文章内容到印刷外观都属上乘的刊物及单行本拿到国际上交流，这样才能打开局面。

编委会决定，为便于国际交流，从 1999 年开始，《大气科学》外文刊名统一使用英文 Chinese Journal of Atmospheric Sciences，不再使用原拉丁文刊名 Scientia Atmospherica Sinica。

编委会还对缩短出版周期等具体事项进行了讨论。

编委会对广大读者、作者及审稿人对《大气科学》给予的支持和关怀表示感谢。

(葛芳华)