

热带太平洋线性海气耦合系统的主模与 ENSO *

谢 倩

(空军气象学院气象系, 南京 211101)

杨修群

(南京大学大气科学系, 南京 210093)

摘 要 本文利用包含海洋表面边界层、线性海洋大气动力学以及完整的关于不均匀气候态线性化 SST 预报方程的热带太平洋海气耦合模式, 在真实的气候背景态和参数域内, 研究了海气耦合系统的特征值问题, 确定了线性耦合系统主模的特征周期及其稳定性特征, 进而揭示了主模和 ENSO 的关系。结果表明: 准两年振荡是线性海气耦合系统中的最不稳定模态, 且只有该模态类似于 ENSO 水平结构。因此, 准两年振荡很可能是海气耦合系统固有的最根本性的振荡过程。本文也对准两年振荡的形成与年循环的关系以及它在 ENSO 时间尺度形成中的作用进行了讨论。

关键词 海气耦合系统 准两年振荡 ENSO

1 引言

近年来已有许多研究试图揭示热带太平洋海气耦合系统的年际变化特征及其产生机制。一方面, 观测研究表明: 尽管 ENSO 的暖(或冷)态的时间间隔为 2~9 年, 具有较宽的谱范围, 但其变化主要包括了三种时间尺度过程, 即 3~6 年甚低频振荡(LF)、准两年振荡(QB)和年循环(AC)^[1~4], 而不规则的 ENSO 变化可能正是这三种过程的相互作用而致, 其中有些研究推测, 准两年振荡可能是海气耦合系统中最根本性的振荡过程, 是海气耦合系统的本征模, 而实际的 ENSO 变化可能正是由最基本的准两年振荡通过非线性机制形成的^[1,5]; 另一方面, 一些简单海气耦合模式甚至 CGCM 已很幸运地捕捉到了热带太平洋海气耦合系统中的一类很有规律的具有 3~4 年周期的甚低频年际振荡模态^[6~10]。观测和数值模拟两方面的研究预示: 热带太平洋海气耦合系统中存在着一族接近于年际振荡的不稳定模态, 正是这些不稳定年际振荡模态的存在对 ENSO 变化的形成作出了主要贡献, 并且构成了 ENSO 变化过程中的主模。但是, 对热带太平洋海气耦合系统的主模特征还缺乏细致的了解, 文献[11~14]曾利用数值求解系统离散特征值和特征向量的方法研究了简单海气耦合模式中不稳定波的动力学特征, 这些研究由于可以避免解析分析的一些限制条件, 因而在揭示耦合动力学过程特征时具有明显优点。但问题是: 1) 研究方法往往是将方程变量对波谱展开(如纬向对傅氏级数展开或经向对抛物柱函数展开等), 因而突出的是特征波动及其稳定性的特征, 不能给出整个特定系统的频率选择性特征, 2) 大多采用无边界海洋, 而事实上,

1994-04-10 收到, 1995-06-12 收到再改稿

* 本文得到国家攀登计划项目和国家自然科学基金项目的共同资助

海洋的边界性（尤其是东西向边界）可能本质地影响着耦合系统的频率选择；3）方程过于简化，特别是 SST 方程没有完整地包含上翻过程和水平平流过程对 SST 变化的贡献；4）往往把方程中有关气候态的系数指定为均匀常值，没有考虑气候态水平分布的不均匀性；等等。显然，这些问题对于正确揭示在特定的海洋耦合区域内和在特定的气候态背景下的热带太平洋海气耦合系统的主模特征和正确解释 ENSO 变化的形成机制是相当重要的。

本文将利用真实的海洋气候态对非线性的海表温度（SST）预报方程进行线性化处理，进而把整个线性化的海气耦合系统在热带太平洋区域内化为一个特征值问题，求解其特征值及其特征向量，从而揭示出由气候态和海气耦合动力学过程共同决定的热带太平洋海气耦合系统的主模特征及其与 ENSO 变化的可能联系。

2 含有海洋表面边界层的海气耦合方程组的建立

模式方程组基本类似于 Zebiak 和 Cane^[6]模式，其最大差别在于这里不再使用长波近似假设。其中海洋模式由两层组成，一层是具有固定深度（ H_1 ）的海洋表面摩擦层，另一层是位于无运动深层海水之上的次表面层（平均深度为 H_2 ）。如果用 V_1 、 V_2 分别表示表面层和次表层的平均洋流， h 为次表层的深度扰动（正表示加深）， w_s 为垂直上翻（或下沉）流速度（正表示垂直向上）， τ 为表面风应力， g' 为约化重力，并将两层洋流分为平均和切变两部分，即令平均流 $V = (H_1 V_1 + H_2 V_2) / H_0$ ， $H_0 = H_1 + H_2$ ，则在赤道 β 平面上，上层海洋线性平均运动方程为

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \beta y k \times V + g' \nabla h = \frac{\tau}{\rho H_0} - rV, \quad (1)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + H_0 \nabla \cdot V = -rh, \quad (2)$$

同样，若令切变流 $V_s = V_1 - V_2$ ，并略去压力梯度和时间导数项，则海洋上下两层切变流的控制方程可写为

$$r_s V_s + \beta y k \times V_s = \frac{\tau}{\rho H_1}, \quad (3)$$

方程（1）~（3）构成了含有表面边界层的上层海洋动力学方程组，其中 r 和 r_s 为摩擦系数。而描写海洋表层温度变化的热力学方程关于不均匀气候场线性化的完整形式可推导出为

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\bar{V}_1 \cdot \nabla T - V_1 \cdot \nabla \bar{T} - w_s \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + K_s h - \alpha_s T, \quad (4)$$

式中上标“ $\bar{}$ ”表示气候场，系数 K_s 是气候场的上翻流和斜温层深度的函数，衰减系数 α_s 也与气候场的上翻流有关，上翻流定义为 $w_s = H_1 \nabla \cdot V_1$ 。

耦合模式中的大气分量取 Gill^[15]的定态响应模式，它是热带大气运动的第一斜压模态。对于海洋运动的慢过程而言，定态意味着大气响应始终和加热场保持平衡。在赤道

β 平面上, 方程组可写为

$$\varepsilon V_a + \beta y k \times V_a = -\nabla P, \quad (5)$$

$$\varepsilon P + C_a^2 \nabla \cdot V_a = -\alpha T, \quad (6)$$

式中 V_a 为大气风矢量, P 为压力, ε 为摩擦系数, C_a 为大气自由波速, α 为热力耦合系数, 可由下式给出^[7]

$$\alpha = 2C_a(2\beta C_a)^{1/2} \frac{303^2}{T^2} \exp\left\{5400\left(\frac{1}{303} - \frac{1}{T}\right)\right\}. \quad (7)$$

海洋方程组中的风应力 τ 可由异常大气风速根据线性化的整体公式计算得到, 即

$$\tau = \gamma V_a, \quad (8)$$

式中 $\gamma = \rho_a C_D U$ 为动力耦合系数, ρ_a 为大气密度, C_D 为拖曳系数, U 为大气特征风速。

3 特征值问题的求解方法

上述海气耦合方程组的特征值问题可用有限差分法求解, 不过和以前研究不同的是这里并不求其特征波动问题, 而仅注意整个系统的特征频率。引入特征速度尺度 $C_0 = \sqrt{g'H_0}$ (为海洋自由重力波相速度)、特征长度尺度 $\sqrt{C_0}/2\beta$ (为海洋变形半径) 和特征时间尺度 $1/\sqrt{2\beta C_0}$, 则经过适当的运算和整理可得无量纲的海气耦合方程组。对方程组进行无量纲化处理后, 设形式解

$$(V_a, V, V_1, P, h, T) = \text{Re}\{[\tilde{V}_a(x, y), \tilde{V}(x, y), \tilde{V}_1(x, y), \tilde{P}(x, y), \tilde{h}(x, y), \tilde{T}(x, y)]e^{i\sigma t}\}, \quad (9)$$

代入无量纲方程组并略去上标“ $\sim$ ”号, 即可得到

$$\varepsilon V_a + \frac{1}{2} y k \times V_a = -\nabla P, \quad (10)$$

$$\varepsilon P + \lambda \nabla \cdot V_a = -\lambda_1 T, \quad (11)$$

$$\sigma V + \frac{1}{2} y k \times V = -\nabla h + \lambda_2 V_a - r V, \quad (12)$$

$$\sigma h + \nabla \cdot V = -r h, \quad (13)$$

$$\sigma T = -V_1 \cdot \nabla T - V_1 \cdot \nabla \bar{T} - \lambda_4 \nabla \cdot V_1 + \lambda_5 h - \alpha_s T, \quad (14)$$

$$V_1 = V + \delta_2 V_a - \delta_1 k \times V_a, \quad (15)$$

式中 λ, λ_i ($i = 1, 5$), δ_1, δ_2 为有关系数。

将方程组 (10) ~ (15) 在格点空间进行离散化, 变量在空间格点上的分布形式采用 Arakawa 的跳点 C 网格, 大气和海洋的空间网格均取为正方形, 水平格距为 d , 并计下标 i 表示 x 方向格点序号, j 为 y 方向格点序号。考虑一个矩形区域海洋, u_{ij} 格点与东西向边界重合, v_{ij} 格点与南北向边界重合, 且满足刚体边界条件。 h_{ij} 位于离开边界 $d/2$ 距离的内点, 其 x 方向格点数为 M , y 方向格点数为 N 。假设海气相互作用仅发生在热带太平洋的有限区域内。这样, 令所有格点上 (边界格点除外) 的 u_{ij} (或 u_{ij} 、

$u_{a,i}$) 构成的列向量为 U (或 U_1, U_a), 其总元素为 $N(M-1)$ 个, v_{ij} (或 $v_{1ij}, v_{a,i}$) 构成的列向量为 V (或 V_1, V_a), 其总元素为 $M(N-1)$ 个, P_{ij} (或 h_{ij}, T_{ij}) 构成的列向量为 H (或 P, T), 其总元素为 MN 个, 则消去 U_1, V_1 和 U_a, V_a 后可得离散的向量化的海气耦合方程组为

$$\sigma U = -rU + F_1 V + F_2 H + \lambda_1 \lambda_2 GT, \quad (16)$$

$$\sigma V = F_3 U - rV + F_4 H + \lambda_1' \lambda_2' ST, \quad (17)$$

$$\sigma H = F_5 U + F_6 V - rH, \quad (18)$$

$$\sigma T = E_6 U + E_7 V + E_8 H + E_9 T, \quad (19)$$

式中 G, S, F_i ($i=1,6$), E_i ($i=1,9$) 为由前述有关系数和海洋气候态特征决定的系数矩阵, 若令向量 $X=(U,V,H,T)^T$, 则方程组 (16) ~ (19) 式可表示为关于 σ 的特征值问题

$$\sigma X = RX, \quad (20)$$

R 为一 $L \times L$ 阶的实一般方阵 ($L=4MN-M-N$), 它完全是由耦合系数、水平格距、海气气候态以及热带太平洋海气相互作用动力学特征共同决定的系数矩阵, 其特征值计算采用 QR 方法。

若令特征值 $\sigma = \sigma_r + i\sigma_i$, 则 σ_i 表示热带太平洋海气耦合系统的特征频率 (或周期), σ_r 为增长率 (或衰减率)。显然, 本文给出的特征值问题 (20) 与文献 [11~14] 有明显不同, 本文的特征值 σ 是关于整个热带海气耦合系统的, 而文献 [11~14] 中是关于某一类特征波动的。显然, 只有 $\sigma_r > 0$ 的模式, 即不稳定模才能产生与发展, 而其他模式 ($\sigma_r \leq 0$) 一旦产生也会最终衰减, 因此, 本文将仅关注不稳定模态的特征, 而年际振荡不稳定模态 (尤其是最不稳定模) 作为热带海气耦合系统的主模将给予特别的强调。

模式中有关参数和气候态的取值如下, 1) 海洋范围: 相当于 $122.5^\circ\text{E} \sim 180^\circ \sim 82.5^\circ\text{W}$, $27.5^\circ\text{S} \sim 27.5^\circ\text{N}$ 的范围内的热带太平洋, 水平网格距为 5° (相当于 550 km); 2) 参数选择: $C_a = 60 \text{ m/s}$, $C_o = 2.89 \text{ m/s}$, $H_o = 150 \text{ m}$, $H_1 = 50 \text{ m}$, $H_2 = 100 \text{ m}$, $\rho_a = 1.275 \text{ kg/m}^3$, $\rho = 1.026 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $C_D = 1.5 \times 10^{-3}$, $U = 5 \text{ m/s}$ (特征风速), $\varepsilon = 2 \text{ d}^{-1}$, $r = 2.5 \text{ a}^{-1}$, $r_s = 2 \text{ d}^{-1}$; 3) 气候态选择: 模式气候态主要涉及到上层海洋 (150 m) 的年平均基本特征, 包括热带太平洋平均海表温度 $\bar{T}$, 上层垂直温度梯度 $\partial \bar{T} / \partial z$, 斜温层深度 $\bar{h}$, 表面层洋流 $\bar{V}_1$, 以及上翻流 $\bar{w}_s$, 其中 $\bar{T}$ 取为多年观测平均水平分布, $\partial \bar{T} / \partial z$ 和 $\bar{h}$ 的分布以观测的热带太平洋赤道值代之, 平均洋流 $\bar{V}_1$ 和上翻流 $\bar{w}_s$ 分布因缺乏气候观测资料, 本文将以气候风应力强迫海洋模式产生的多年模拟平均值代之。

4 海气耦合系统的主模特征和 ENSO

4.1 主模的特征周期

一旦给定了气候态分布和有关参数, 则由 (20) 式易求得热带太平洋海气耦合系统的特征模态, 其中不稳定模正是耦合系统的主模, 其对应的周期也正是耦合系统的主周

期。图 1a 给出了耦合系统的 $\sigma_i \sim \sigma_r$ 分布, 可见, 特定气候态背景下有界海洋区域内的海气耦合系统具有明显的频率选择性, 不稳定模态 ($\sigma_r > 0$) 分别集中位于四个频段, 即, $\sigma_i = 0.37 \sim 0.38$, $0.25 \sim 0.26$, $0.11 \sim 0.13$ 和 $\sigma_i < 0.013$ 。图 1b 给出了上述不稳定模态的增长率 (σ_r) 随特征周期的分布, 可见对应于上述四个频段的特征周期分别为 0.6 个月、0.8 个月、1.6~1.8 个月、和 >14 个月, 这些频段所对应的不稳定模态, 由于其本身的失稳机制, 因而易于在实际海气耦合系统中产生并维持。同时, 从图 1c 和 1b 的频谱精细结构进一步可以看到, 具有较大不稳定增长率模态主要位于大于 14 个月的低频段; 其中特别重要的是, 耦合系统的最不稳定模态正好位于此频段 ($\sigma_i = 0.009$), 具有 22.1 个月的特征周期, 表现为准两年 (QB) 振荡性质; 次不稳定模态不再具有周期振荡性 ($\sigma_i = 0$), 是一个纯增长性模; 其余的不稳定年际振荡模态按其增长率由大到小可排列为 23.3, 203.7, 39.4, 79.8, 118.2, 14.9 个月。

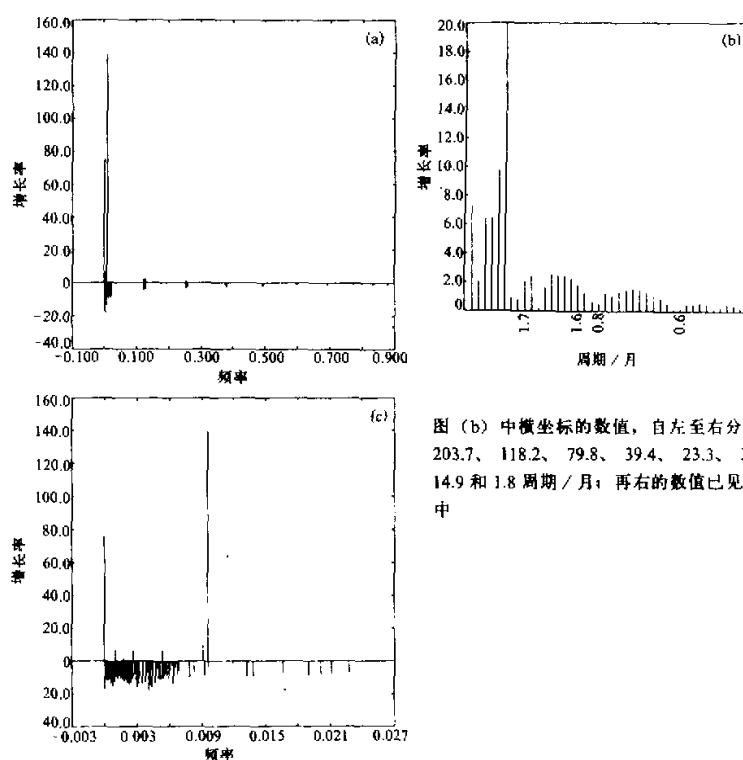


图 (b) 中横坐标的数值, 自左至右分别为 203.7、118.2、79.8、39.4、23.3、22.1、14.9 和 1.8 周期 / 月; 再右的数值已见上图中

图 1 线性海气耦合系统的特征频率 (无量纲) 或周期 (月) 随增长率 (衰减) 率 (无量纲, 已放大 1000 倍) ($\sigma_i \sim \sigma_r$) 的分布
(a) 全频段, (b) 不稳定频段, (c) 低频段

因此, 上述结果表明, 在线性的热带太平洋海气耦合系统中存在一族低频不稳定模态。这些不稳定模态, 尤其是以准两年振荡为代表的年际振荡模态构成了耦合系统的主

模。其中准两年振荡模具有最大不稳定增长率,因而在实际的系统中最易于产生和维持。本文的这一研究结果证实了 Lau 和 Sheu^[1], Meehl^[5]根据观测分析提出的推断,即准两年振荡是热带海气耦合系统最根本性的振荡过程,是耦合系统的本征模。同时由于本文采用的气候态为年平均值,没有包括季节循环(AC)过程,因此,可以推论,季节循环对热带太平洋海气耦合系统中准两年振荡模态的形成无根本性影响。

4.2 主模的特征水平结构

设 σ_k 和 X_k 为第 k 个主模的对应特征值和特征向量,则该模态的时间演变特征可根据 $\text{Re}\{X_k \exp(\sigma_k t)\}$ 确定,若令 $Y_k(x, y, t)$ 为 t 时刻第 k 个主模的水平结构分布,则有

$$Y_k(x, y, t) = \exp(\sigma_{kr} t) \{X_{ki} \cos(\sigma_{ki} t) - X_{kj} \sin(\sigma_{kj} t)\}. \quad (21)$$

图 2 给出了耦合系统最不稳定模态,即准两年振荡模在 $t=0$ 时的水平结构,由图可见,该模态展示出典型的 ENSO 结构特征,即当赤道中东太平洋斜温层加深时(图 2a),则该区域尤其是南美沿岸海表温度异常增暖(图 2b),整个太平洋赤道区域上翻流减弱(图 2c),而表面层产生向东的洋流异常(图 2d),此时,赤道中东太平洋上空的表层大气则表现为明显的西风异常和赤道地区显著的气流辐合异常(图 2e, f),这种特征结构分布对应于典型的 ENSO 暖位相,即 El Niño 成熟期位相;反之,则对应于冷位相的 La Niña。另外,从图 2 还可进一步看到,此时大气和海洋的流场具有同位相正相关关系,同时,斜温层深度异常和 SST 异常也具有同位相关系。

其余的不稳定年际振荡主模所展示的水平结构和准两年振荡模明显不同。例如,对于具有 39.4 个月振荡周期的特征模而言,太平洋东部主要呈现出 Kelvin 和 Rossby 波结构特征,且 Rossby 波振幅在远离东边界地区逐渐衰减,至中太平洋地区则主要是 Kelvin 波结构,这类波所具有的特征波长较短(约为 4000 km),同时,斜温层深度异常和 SST 异常并不具有同位相关系(图略),这种短波长的不稳定海气耦合波还没有在理论分析中揭示过。再例如,对于具有 14.9 个月振荡周期的特征模而言,异常场的特征结构主要限于大洋东部,具有混合 Rossby-重力波特征,即斜温层深度扰动以赤道为反对称,而洋流响应是一个以赤道为中心的对称涡旋,赤道上纬向洋流异常为零,而经向洋流为最大(图略)。因此,从主模特征结构分析可以看到,只有最不稳定模态,即准两年振荡的水平结构类似于 ENSO 结构,其他的低频年际振荡模态仅揭示了一些不稳定特征波结构,这些特征波水平结构并不能单独地用来解释 ENSO 水平结构。因此,就线性理论而言,在热带太平洋海气耦合系统中,准两年振荡不仅如前文所述的是耦合系统最根本性的振荡过程,而且也是唯一的可以形成类似于 ENSO 结构的最基本的动力学过程。

4.3 主模的传播特征

根据(21)式易求得任一主模的时间演变特征。作出最不稳定模(即准两年振荡模)沿着赤道各个主要量的时间-经度剖面图(图略),可知,该模态所有量均表现为驻波振荡特征,除表面层洋流较大振幅位于赤道中西太平洋外,其他量最大振幅均位于东太平洋附近。最不稳定模的驻波振荡性和实际 ENSO 的传播性还存在差异,这表明仅用单个主模还难以全面解释 ENSO 传播性。

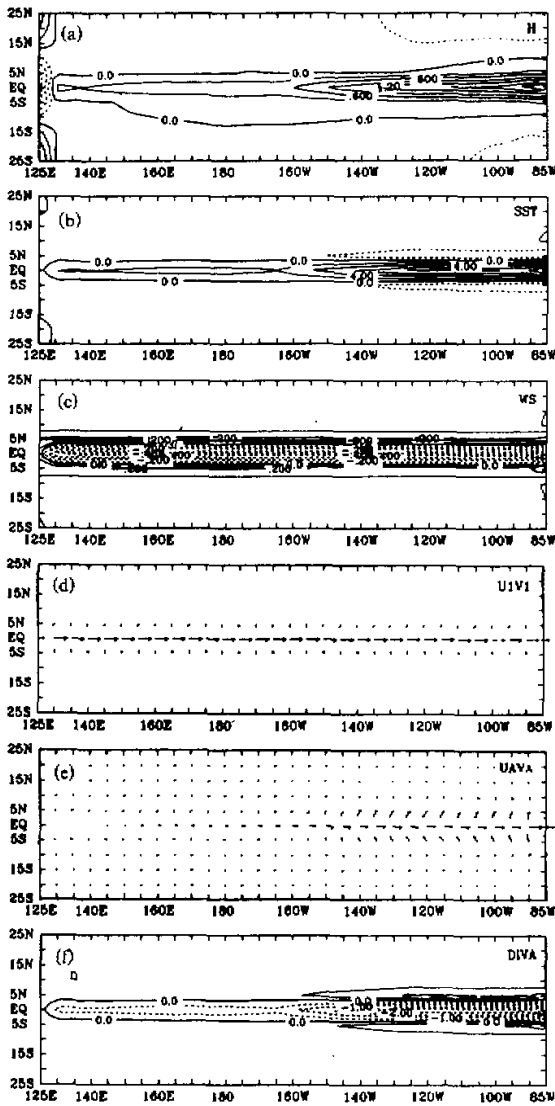


图2 最不稳定模态的特征水平分布 (所有变量均为相对单位)

(a) 斜温层深度, (b) 海表温度, (c) 上(下) 翻流速度
(d) 表层洋流, (e) 表面风场, (f) 大气表面散度

5 结论和讨论

本文利用包含海洋表面边界层、线性海洋大气动力学以及完整的关于不均匀气候态

线性化的 SST 预报方程的热带太平洋海气耦合模式, 在真实的气候背景态和参数域条件下, 研究了耦合系统的特征值问题, 包括耦合系统主模的特征周期及其稳定性, 进而揭示了主模和 ENSO 的关系, 结果表明:

(1) 热带太平洋海气耦合系统存在一族不稳定的年际振荡模态, 这些不稳定的具有 ENSO 变化时间尺度特征的低频年际振荡模态构成了热带太平洋耦合系统的主模。

(2) 准两年振荡模态具有最不稳定特征, 是海气耦合系统最根本性的振荡过程, 是海气系统的本征模, 因而最易于产生和维持。

(3) 只有最不稳定的准两年振荡主模的水平结构类似于 ENSO 结构, 其传播性具有驻波特征, 其时间演变类似于短的 ENSO 循环, 因此, 可推断它在 ENSO 变化形成中起着根本性作用。

(4) 其他年际振荡模态展示了海气耦合系统一些次不稳定的特征波性质, 这些特征波有的可向西传播, 有的可向东传播。但没有发现其水平结构和 ENSO 结构有明显联系。

同时, 我们也注意到本文结果是在没有引入年循环条件下得到的, 因此可推断, 年循环过程对于准两年振荡主模的形成可能不是根本性的。当然年循环的引入可能会固定其位相并调制其振幅, 因此这一影响的详细过程值得进一步研究。

最后必须指出的是, 本文结果是在有限分辨率的条件下计算得到的, 虽然极高的模式分辨率将有助于增加结果的可信度, 然而随之而来的是矩阵阶数的迅速增大, 使得计算几乎难以进行。不过幸运的是, 在现有分辨率以下的若干计算表明, 耦合系统的本模特征尤其是最不稳定模态的特征周期选择基本上不依赖于模式分辨率。因此, 如果本文模式结果确实反映了真实世界的话, 这将意味着准两年振荡是 ENSO 变化过程中的最根本性振荡过程, 是耦合系统的本征模, 并且, 由于本文特征分析未揭示出海气耦合系统存在类似于 ENSO 结构的具有 3~6 年振荡周期的甚低频振荡模态, 这将进一步意味这一模态的形成可能不是线性系统的结果。实际的 ENSO 变化研究表明, 甚低频模是 ENSO 变化的主模, 其次才是准两年振荡模, 因此, 通过非线性过程使耦合系统固有的准两年振荡本征模产生类似于 ENSO 循环的甚低频模态是一可能的重要途径。

参 考 文 献

- 1 Lau, K.M. and P. Sheu, 1988, Annual cycle, QBO, and Southern Oscillation in global precipitation, *J. Geophys. Res.*, 93(D9), 10975~10988.
- 2 Rasmusson, E.M., X. Wang and C. Ropelewski, 1990, The biennial component of ENSO variability, *J. Mar. Sci.*, 1, 71~96.
- 3 Barnett, T.P., 1991, The interaction of multiple time scales in the tropical climate system, *J. Climate*, 4, 269~285.
- 4 Ropelewski, C.F., M.S. Halpert and X. Wang, 1992, Observed tropospheric biennial variability and its relationship to the Southern Oscillation, *J. Climate*, 5, 594~614.
- 5 Meehl, G. A., 1987, The annual cycle and interannual variability in the tropical Pacific and Indian Ocean regions, *Mon. Wea. Rev.*, 115, 27~50.
- 6 Zebiak, S.E. and M.A. Cane, 1987, A model El Niño-Southern Oscillation, *Mon. Wea. Rev.*, 115, 2262~2279.
- 7 Battisti, D.S., 1988, The dynamics and thermodynamics of a warming event in a coupled tropical atmosphere-ocean model, *J. Atmos. Sci.*, 45, 2889~2919.

- 8 Schopf, P.S., and M.J. Suarez, 1988, Vacillations in a coupled ocean-atmosphere model, *J. Atmos. Sci.* **45**, 549~566.
- 9 Neelin, J.D. et al., 1992, Tropical air-sea interaction in general circulation models, *Climate Dynamics* **7**, 73~104.
- 10 Philander, S.G., R.C. Pacanowski, N.-C. Lau, and M.J. Nath, 1992, Simulation of ENSO with a global atmospheric GCM coupled to a high-resolution, tropical Pacific ocean GCM, *J. Climate*, **5**, 308~329.
- 11 Hirst, A.C., 1985, Free equatorial instabilities in simple coupled ocean-atmosphere models, in: *Coupled Ocean-Atmosphere Models*, Ed. J.C.J. Nihoul, Elsevier Oceanography Series, Vol. 40, 153~165.
- 12 Hirst, A.C., 1986, Unstable and damped equatorial modes in simple coupled ocean-atmosphere models, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 606~630.
- 13 Hirst, A.C., 1988, Slow instabilities in tropical ocean basin-global atmosphere models, *J. Atmos. Sci.* **45**, 830~852.
- 14 Wakata, Y., 1989, On the instability problem in simple air-sea coupled models with an oceanic surface boundary layer, *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 313~324.
- 15 Gill, A. E., 1985, Elements of coupled ocean-atmosphere models, in: *Coupled Ocean-Atmosphere Models*, Ed. J.C.J. Nihoul, Elsevier Oceanography Series, Vol. 40, 303~327.

Principal Modes in Linear Coupled Air-sea System of Tropical Pacific and Their Association with ENSO

Xie Qian

(Air Force Institute of Meteorology, Nanjing 211101)

Yang Xiuqun

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210093)

Abstract By using a tropical Pacific coupled air-sea model with an oceanic surface boundary layer, including the linear atmospheric and oceanic dynamics and linearized SST prognostic equation about non-uniform climatic states, the characteristic period and stability of principal modes in the linear coupled air-sea system and their association with ENSO are investigated by solving the eigenvalue problem within realistic ranges of climate background states and parameters. Results show that the quasi biennial (QB) oscillation is the most unstable mode of the linear coupled air-sea system and only the QB mode displays ENSO-like horizontal structure. Therefore, as an intrinsic mode of coupled air-sea system, the QB mode would be fundamental for full understanding of mechanism responsible for ENSO cycle. Moreover, the relationship between the QB mode and the mean annual cycle, and the influence of the QB mode in determining the time scales of ENSO variability are also discussed in this paper.

Key words coupled air-sea system quasi-biennial oscillation ENSO