

El Niño 事件发生和消亡中热带太平洋 纬向风应力的动力作用*

I. 资料诊断和理论分析

张人禾 黄荣辉

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

摘 要 通过资料分析, 研究了发生在热带西太平洋海表面西风或东风应力异常与 El Niño 事件的关系。分析结果表明, 对应着 El Niño 事件从发生到消亡的过程, 热带西太平洋纬向风应力存在着从西风应力异常到东风应力异常的变化, 并且在这个过程中, 西风应力异常向东传, 东风应力异常紧接其后也向东传。本文还根据观测资料的分析结果建立了理想风应力, 并利用简单热带海洋模式, 对热带西太平洋纬向风应力异常及其东传在 ENSO 循环中的作用进行了动力学分析, 指出了它们在 El Niño 事件发生和消亡中起着重要的作用。西风应力异常通过激发出海洋中东传的暖 Kelvin 波及其在大洋东边界反射产生的暖 Rossby 波、以及西风应力异常本身东传到赤道东太平洋, 引起正的海洋混合层扰动厚度异常, 导致了 El Niño 事件的发生; 而异常东风应力则通过激发出东传的冷 Kelvin 波及其在大洋东边界反射产生的冷 Rossby 波、以及东风应力异常本身东传到赤道东太平洋, 引起负的海洋混合层扰动厚度异常, 导致了 El Niño 事件的消亡。对于热带西太平洋上风应力异常的形式是东部为异常西风应力而其西部为异常东风应力, 并且它们同时向东传时, 则大洋东部混合层厚度对异常风应力的响应随异常东风和西风应力的强度不同而不同, 它们强度的相对大小对 El Niño 的持续时间具有重要的作用。

关键词 纬向风应力 El Niño 事件 赤道波动

1 引言

到目前为止, 已有许多关于 ENSO 现象发生、发展和消亡机制的研究, 这些研究利用了不同的热带海气耦合模式, 并集中讨论了 ENSO 事件的不同方面, 所得到的结果也存在着很大差异^[1]。在 Zebiak 和 Cane^[2]、Schopf 和 Suarez^[3]、Battisti^[4]以及 Xie 等^[5]的耦合模式中所出现的类似于 ENSO 的低频周期或非周期的循环中, 异常 SST 具有明显的非传播特征, 即 SST 在赤道中、东太平洋呈驻定振荡变化。为了从物理上解释这类振荡, Schopf 和 Suarez^[3]、Suarez 和 Schopf^[6]根据他们海-气耦合模式的结果, 提出了延迟振子 (delayed-oscillator) 机制, 即赤道太平洋中东部由于不稳定海气相互

1998-02-11 收到, 1998-04-01 收到修改稿

* 国家自然科学基金项目“热带风应力异常在 ENSO 事件形成中的作用” (49475254) 和重点项目“关于季风与 ENSO 循环相互作用研究” (49635180) 共同资助

作用产生了西风异常, 激发出东传的暖 Kelvin 波和西传的冷 Rossby 波, 前者将减弱赤道东太平洋的冷水上翻使得暖事件 (El Niño) 出现, 而后者到达大洋西边界后反射, 产生了东传的冷 Kelvin 波, 到达大洋东部时导致了暖事件的终止。Battisti^[4]利用了与 Zebiak 和 Cane^[2]类似的模式, 证实了此耦合模式中耦合振荡的物理机制与 Schopf 和 Suarez^[3]的一致。

然而, 许多研究者利用热带海气耦合模式得到了与上述不同的结果。张人禾和巢纪平^[7]利用一个非线性的热带海气耦合模式, 在模式中滤去了重力惯性波和 Kelvin 波, 研究了非线性热带海气耦合系统中的年际振荡。结果表明, 在耦合模式中可以出现 2 年到 9 年 ENSO 事件出现的周期, 提出了非线性热带海气耦合系统中的自激振荡在 ENSO 循环中的重要作用。在另外一些热带海气耦合模式中, 异常的 SST、斜温层深度以及风场都起源于热带西太平洋, 然后以很慢的速度向东传^[8~11]。这些模式结果中既没有异常现象的西传, 也没有前面提到过的不传播特征。对于这种东传扰动产生的物理机制, 他们归结为 Kelvin 类型波的不稳定性。

从上可见, 海气耦合模式中关于 ENSO 产生、发展和消亡的机制是否能代表真实海气耦合系统中的情况, 在很大程度上取决于模式中风应力场与海洋热力场的分布与真实场的一致程度。为此, 本文将在第二节中对观测到的风应力场进行分析, 指出在 El Niño 事件发生、发展和消亡过程中实际风应力场与模式风应力场之间存在着很大的差异。在第三节中将构造简单的热带海洋模式, 并根据观测到的异常风应力场建立理想风应力来强迫海洋模式, 其结果将在第四节中给出。第五节为结论和讨论。

2 ENSO 循环过程中热带太平洋纬向风应力异常的演变

本文的风应力资料取自 FSU1961 年 1 月到 1989 年 6 月的热带太平洋逐月风应力资料, 而相应时段的海面温度 (SST) 资料则来自日本气象厅 (JMA)。

图 1 给出了 5 个月滑动平均的热带太平洋 $10^{\circ}\text{S}\sim 10^{\circ}\text{N}$ 平均的纬向风应力距平和 $5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$ 平均的海面温度距平 (SSTA)。由图 1b 可以看出, 在 1961 年到 1989 年间共发生了 7 次 El Niño 事件, 它们分别发生在 1963、1965/1966、1968/1969、1972/1973、1976、1982/1983 和 1986/1987 年, 此时赤道中、东太平洋 SST 偏高, 而赤道西太平洋的 SST 则略有下降。图 1a 表明对应于每次 El Niño 事件, 在热带太平洋都伴随着西风应力异常。Rasmusson 和 Carpenter^[12]对 1982/1983 年以前的 6 次 El Niño 事件进行了合成, 指出了赤道太平洋西风异常往往发生在 El Niño 事件爆发之前。黄荣辉和张人禾^[13]也指出: 在 1982/1983、1986/1987 和 1991/1992 年 El Niño 事件发生之前, 赤道太平洋西风明显增强。从图 1 还可以看出, 除了西风应力异常与 El Niño 事件的发生有很好的对应关系外, 赤道西太平洋的东风应力异常则伴随着 El Niño 事件的消亡。为了清楚地看到这一点, 我们在图 2 中给出了热带西太平洋地区 ($124^{\circ}\sim 160^{\circ}\text{E}$, $10^{\circ}\text{S}\sim 10^{\circ}\text{N}$) 平均的 5 个月滑动平均纬向风应力异常与 NINO 3 区 ($150^{\circ}\sim 90^{\circ}\text{W}$, $5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$) 平均的 SSTA 的演变曲线。从图 2 可看出: 在 El Niño 事件之前, 赤道西太平洋常常有西风异常出现, 而当 El Niño 达到最强时, 赤道西太平洋西风应力异常消失, 转而出现了东风应力异常。赤道西太平洋东风应力异常出现后,

NINO 3 区的 SSTA 开始变小, 直至 El Niño 事件消失并出现负 SSTA。因此, 赤道西太平洋的西风异常与 El Niño 事件的发生、发展有很好的联系, 而赤道西太平洋的东风异常对应着 El Niño 事件的消亡。

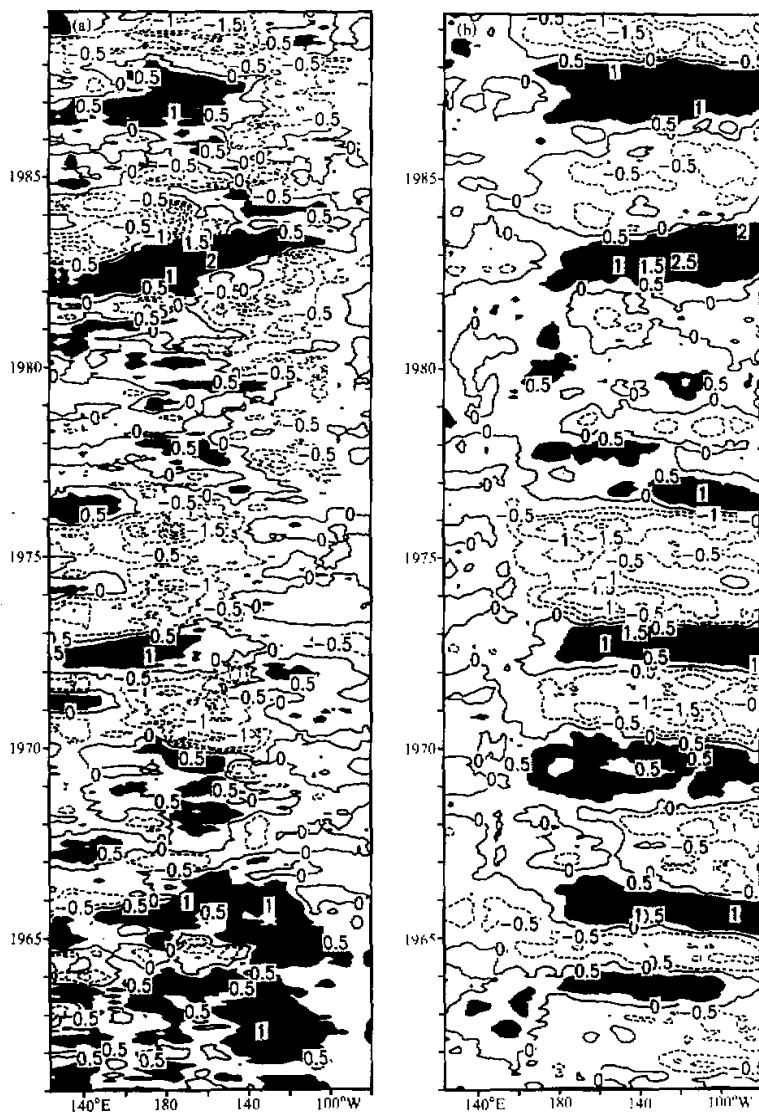


图 1 5 个月滑动平均的热带太平洋 $10^{\circ}\text{S}\sim 10^{\circ}\text{N}$ 平均的纬向风应力距平 (单位: $10^{-5} \text{ N}/\text{cm}^2$; 阴影区为大于 $0.5 \times 10^{-5} \text{ N}/\text{cm}^2$ 的区域) (a) 和 $5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$ 平均的 SSTA (单位: $^{\circ}\text{C}$; 阴影区为大于 0.5°C 的区域) (b)

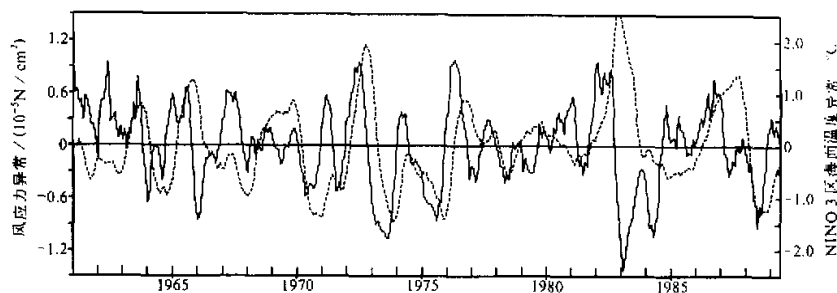


图2 赤道西太平洋(124~160°E, 10°S~10°N)平均的5个月滑动平均纬向风应力异常(实线)和NINO 3区(150~90°W, 5°S~5°N)平均的SSTA(虚线)随时间的演变

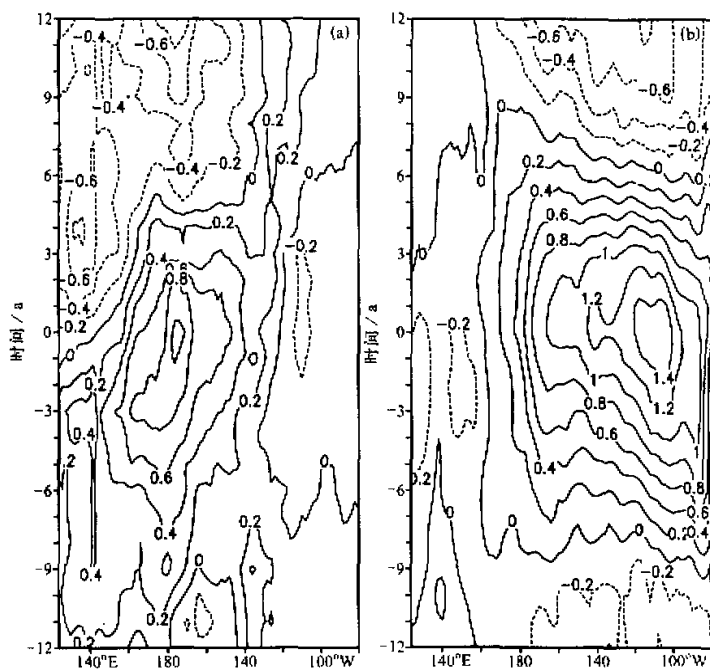


图3 1961年到1989年间7次El Niño事件合成的热带太平洋10°S~10°N平均的纬向风应力距平场(单位: 10^{-3} N/cm^2) (a)和5°S~5°N平均的SSTA场(单位: $^{\circ}\text{C}$) (b)

其中时间0表示每次El Niño事件中NINO 3区SSTA最大时所对应的时间, 时间为负和正时分别表示距NINO 3区SSTA最大值之前和之后的时间

正如在引言中所述, Schopf 和 Suarez^[3]提出了延迟振子理论来解释 El Niño 事件的发生、发展和消亡, Battisti^[4]指出 Zebiak 和 Cane^[2]模式中产生的 ENSO 循环是与延迟振子理论一致的。为了比较延迟振子理论与实际 El Niño 过程的一致性, 图 3 给出了由 1961 到 1989 年间的 7 次 El Niño 过程合成的赤道太平洋 10°S~10°N 平均的纬向风应力和 5°S~5°N 平均的 SSTA 的时间-经度剖面图, 而图 4 是文献[4]所给出的模式中

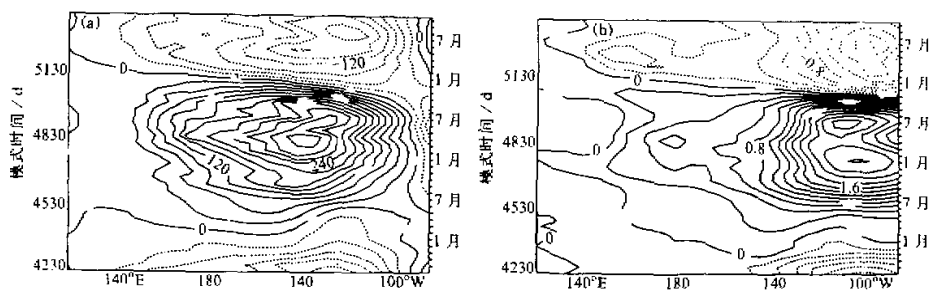


图 4 热带海气耦合模式中的—次 El Niño 过程所对应的 $2^{\circ}\text{S}\sim 2^{\circ}\text{N}$ 平均的无量纲纬向风应力异常 (a) 和 SSTA (单位: $^{\circ}\text{C}$) (b) (引自文献[4])

一次 El Niño 过程的赤道太平洋的纬向风应力和 SSTA 的时间—经度剖面图。比较图 3 和图 4, 可看出二者之间存在着明显的差异。观测的纬向风应力异常主要出现在大洋的中西部, 而模式产生的纬向风应力异常却主要出现在大洋的中、东部。由图 3 可看出, 在中、东太平洋 SST 开始升高之前, 在赤道西太平洋已经出现西风应力异常。随着西风应力异常不断加大且向东传播, 此时赤道中、东太平洋的 SST 不断升高; 当西风应力异常达到最大且其最大中心到日期变更线附近时, 赤道中、东太平洋的 SSTA 达到最大。另外, 由图 3 还可看出, 随着西风应力异常向东移, 在其西边出现了东风应力异常。赤道西太平洋的东风异常出现在赤道中、东太平洋 SSTA 达到最高值之前, 随后东风应力异常不断加大并向东移动。随着东风应力异常的加强和向东移动, 赤道中、东太平洋的正 SSTA 不断减弱, 直至正 SSTA 消失并出现负 SSTA。

以上我们分析了 El Niño 发生、发展和消亡过程中观测的 SSTA 和纬向风应力异常的分布和演变规律。对于模式产生的 El Niño 过程 (见图 4), 赤道西太平洋纬向风应力异常的分布与观测结果明显不同, 模式中的纬向风应力异常主要出现在赤道中、东太平洋, 这时纬向风应力异常是对 SSTA 的一种局地响应, 即当赤道中、东太平洋出现负 SSTA 或正 SSTA 时, 在相应区域的大气中分别出现东风应力异常或西风应力异常。由此可看出, 海气耦合模式的结果并不能真正反映出观测到的海气耦合系统的实际特征, 即它不能很好地反映出赤道西太平洋纬向西风应力异常在 El Niño 事件发生和发展中的作用, 也反映不出赤道西太平洋纬向东风应力在 El Niño 事件消亡中的作用。因此, 基于此模式所得到的延迟振子理论并不能完全反映出真实的 El Niño 发生、发展和消亡的机制。

3 一个简单的热带海洋动力学模式

为了分析如前所述的赤道西太平洋纬向风应力异常及其东传在 El Niño 事件发生、发展和消亡过程中的动力作用, 我们应用一个取长波近似的赤道 β 平面上的线性浅水模式, 其模式方程如下:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v = -g' \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\tau^x}{\rho H_0}, \quad (1a)$$

$$\beta y u = -g' \frac{\partial h}{\partial y}, \quad (1b)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + H_0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0, \quad (1c)$$

其中 g' 为约化重力, H_0 为海洋混合层的平均厚度, ρ 为海水密度, τ^x 为风应力的纬向分量, 其他变量与一般定义相同。

取 $(u, v) = c(u^*, v^*)$, $(x, y) = (c\beta)^{-1/2}(x^*, y^*)$, $t = (c/\beta)^{1/2}t^*$, $\tau^x = X[\rho H_0(c^3\beta)^{1/2}]$, 其中 $c = (g'H_0)^{1/2}$, 带 * 号的变量为相应变量的无量纲量, X 为 τ^x 的无量纲量, 并将它们代入方程组(1), 则可得如下形式的无量纲方程组(去掉 * 号):

$$\frac{\partial u}{\partial t} - yv = -\frac{\partial h}{\partial x} + X, \quad (2a)$$

$$yu = -\frac{\partial h}{\partial y}, \quad (2b)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (2c)$$

按照 Gill 的方法^[14], 定义变量 $q = h + u$, $r = h - u$, 并将变量按韦伯函数展开, 即

$$\begin{bmatrix} q \\ r \\ v \end{bmatrix}(x, y, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \begin{bmatrix} q_n \\ r_n \\ v_n \end{bmatrix}(x, t) \Psi_n(y), \quad (3)$$

其中 $\Psi_n(y)$ 为韦伯函数, 其表达式为

$$\Psi_n(y) = (2^n n! \pi^{1/2})^{1/2} \exp\left(\frac{y^2}{2}\right) \frac{d^n}{dy^n} [\exp(-y^2)] (1)^n. \quad (4)$$

考虑到韦伯函数的正交性质以及递推关系式, 方程组 (2) 可变为

$$\frac{\partial q_0}{\partial t} + \frac{\partial q_0}{\partial x} = \int_{-\infty}^{\infty} X \Psi_0 dy, \quad (5a)$$

$$q_1 = 0, \quad (5a)$$

$$\frac{\partial q_{n+1}}{\partial t} - \frac{1}{2n+1} \frac{\partial q_{n+1}}{\partial x} = \frac{1}{2n+1} \int_{-\infty}^{\infty} X \{n \Psi_{n+1} - [n(n+1)]^{1/2} \Psi_{n-1}\} dy, \quad (5c)$$

$$r_{n-1} = q_{n+1} \left(\frac{n+1}{n} \right)^{1/2}. \quad (5d)$$

若不考虑纬向风应力, 即在方程组 (5) 中取 $X=0$, 则方程 (5a) 表示 q_0 为以无量纲相速度 1 向东传的自由 Kelvin 波解, 而方程 (5c) 表示 q_{n+1} 为以无量纲相速度 $-1/(2n+1)$ 向西传的自由长 Rossby 波解^[15]。

考虑上一节中所述的与 El Niño 事件相联系的纬向风应力的分布形式, 可将无量纲

纬向风应力 X 取成如下理想分布形式:

$$X = \Psi_0 \{ -A[H(x - \alpha t) - H(x - L - \alpha t)] + B[H(x - L - \alpha t) - H(x - 2L - \alpha t)] \}, \quad (7)$$

其中 $\Psi_0 = \pi^{-1/4} \exp(-y^2/2)$, 为零阶 ($n=0$) 韦伯函数; $H(z)$ 为阶梯函数, 当 $z \leq 0$ 时为 0, 当 $z > 0$ 时为 1. 因此, (7) 式表明当 x 的取值在 $[\alpha t, 2L + \alpha t]$ 之间时风应力不为零, 在此区域之外风应力均为零. 当系数 A 、 B 均大于零时, 在 $[\alpha t, L + \alpha t]$ 内为东风扰动, 而在 $[L + \alpha t, 2L + \alpha t]$ 内为西风扰动, 即系数 A 和 B 可以分别代表东风扰动和西风扰动的强度. 因此, (7) 式代表了一个以速度 α 向东移动, 并被限制在赤道附近的纬向风应力.

将 (7) 式代入 (5) 式, 我们可能得 (5) 式的解为

$$\begin{aligned} q_0 = & -\frac{A}{(1-\alpha)} [(x - \alpha t)H(x - \alpha t) - [(x - L - \alpha t)H(x - L - \alpha t) \\ & - (x - t)H(x - t) + (x - L - t)H(x - L - t)] + \frac{B}{(1-\alpha)} [(x \\ & - L - \alpha t)H(x - L - \alpha t) - [(x - 2L - \alpha t)H(x - 2L - \alpha t) \\ & - (x - L - t)H(x - L - t) + (x - 2L - t)H(x - 2L - t)], \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} q_2 = & -\frac{\sqrt{2}A}{(1+3\alpha)} [(x - \alpha t)H(x - \alpha t) - [(x - L - \alpha t)H(x - L - \alpha t) \\ & - (x + \frac{t}{3})H(x + \frac{t}{3}) + (x - L + \frac{t}{3})H(x - L + \frac{t}{3})] \\ & + \frac{\sqrt{2}B}{(1+3\alpha)} [(x - L - \alpha t)H(x - L - \alpha t) - [(x - 2L - \alpha t)H(x - 2L - \alpha t) \\ & - (x - L + \frac{t}{3})H(x - L + \frac{t}{3}) + (x - 2L + \frac{t}{3})H(x - 2L + \frac{t}{3})]. \end{aligned} \quad (8b)$$

由 (8) 可看出, q_0 的解中包含两部分, 一部分为以速度 α 东移的强迫波解, 另一部分为以无量纲速度 1 向东传的 Kelvin 波解; 而 q_2 的解中也包含两部分, 一部分为以速度 α 东移的强迫波解, 另一部分为以速度 $1/3$ 向西移动的 Rossby 波解. 由此我们可知, 若取如 (7) 式所示的风应力, 则 (5) 式的解中共包含三部分, 即自由 Kelvin 波解、自由长 Rossby 波解以及与风应力一起移动的强迫波解. 另外, 对于向东移动的风应力 (即 $\alpha > 0$), 增大了向东传的 Kelvin 波解, 而减小了向西传的 Rossby 波解.

4 模式结果分析

在前一节给出的动力学模式中, 我们取如下参数: A 或 B 取成 0.0366, 相当于有量纲风应力 $1 \times 10^{-5} \text{ N/cm}^2$, α 取成 0.17, 相当于有量纲速度 0.5 m/s ; L 取成 8, 大约相当于有量纲距离 $2.86 \times 10^3 \text{ km}$; 而 $c = (g'H_0)^{1/2}$, 取成 2.89 m/s .

4.1 赤道太平洋海面附近西风 (或东风) 应力异常作用下海洋混合层厚度的变化

考虑在第 2 节所述的 ENSO 循环中纬向风应力异常的演变特征, 我们在风应力的形式 (7) 中取 $B=0$, 此时 $A < 0$ 为向东传的西风应力异常, 而 $A > 0$ 为向东传的东风

应力异常。于是, 根据方程 (8) 可计算出对应于纬向风应力变化的赤道海洋混合层扰动厚度的变化。图 5 给出了西风应力异常和东风应力异常分别从西太平洋向东传时沿赤道海洋混合层扰动厚度的变化。由图 5 可明显看出, 沿赤道海洋混合层扰动厚度的变化是由 3 部分构成的, 即由风应力异常强迫而产生的分别向东和向西传的 Kelvin 波和长 Rossby 波引起的厚度变化以及向东传的风应力异常强迫本身所引起的厚度变化。对应于西风应力异常时的情形 (图 5a), 暖 Kelvin 波向东传, 引起强迫区域以东的海洋混合层变厚, 当暖 Kelvin 波到达大洋东边界后, 反射产生了暖 Rossby 波, 使得赤道东太平洋附近的扰动厚度变得更大。在强迫区以西, 冷 Rossby 波向西传, 引起混合层变薄, 当冷 Rossby 波到达西边界时, 反射引起冷 Kelvin 波, 使得赤道西太平洋的混合层变得更薄。另外, 图 5a 还表明西风应力异常强迫本身也引起了混合层厚度变厚, 这个正的厚度扰动随强迫区一起也向东传。对应于东风应力异常时的情形 (图 5b), 赤道海洋混合层的响应正好与西风应力异常时的情形相反, 即产生的东传冷 Kelvin 波及其在大洋东边界反射产生的冷 Rossby 波使得大洋东部的混合层变薄, 而在强迫区西部产生西传暖 Rossby 波及其在大洋西边界反射产生的暖 Kelvin 波, 这使得大洋西部的混合层变厚。同时, 东风应力异常本身也引起海洋混合层变薄, 并随其一起向东移动。

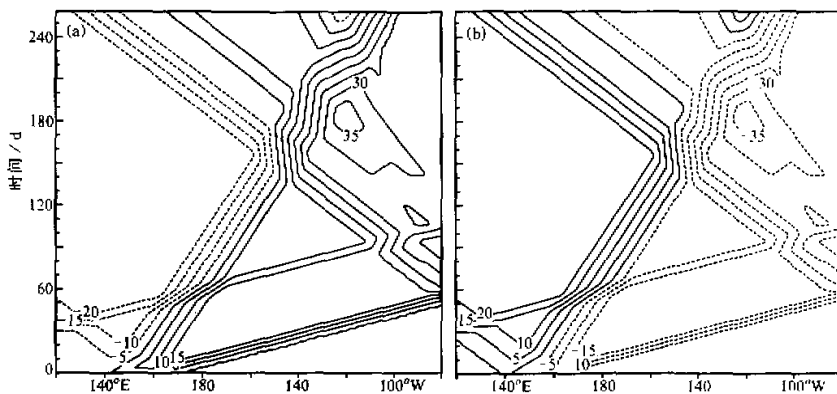


图 5 对应于自西向东传的西风应力 (a) 和东风应力 (b) 沿赤道海洋混合层厚度的变化 (单位: m)

从图 5a 还可看到, 大洋西边界反射产生的冷 Kelvin 波并不能使得正的扰动厚度消失, 而 El Niño 的消亡则可以归因于赤道西太平洋上出现的东风应力异常, 即它产生的东传冷 Kelvin 波及其在大洋东边界反射产生的冷 Rossby 波, 使得赤道中、东太平洋的正扰动厚度消失 (见图 5b)。同时, 由图 5a 还可看出, 由于向东传的风应力异常所激发出的暖 Kelvin 波所造成的正厚度扰动要大于冷 Rossby 波所造成的负厚度扰动, 即此时赤道东太平洋正厚度扰动强度要大于赤道西太平洋负厚度扰动。这个计算结果与观测事实也是一致的, 正如在图 1b 中所示, 当赤道东太平洋 SST 升高时, 在赤道西太平洋对应为 SST 负距平, 但前者的强度远比后者为大。

图 6 给出了西风应力异常和东风应力异常分别为固定在赤道西太平洋和从西太平洋

向东移动时在赤道上 110°W 这一点上海洋扰动厚度随时间的变化。从图 6 可看出, 无论是西风应力异常还是东风应力异常, 其向东移动时所引起的赤道东太平洋海洋混合层厚度的变化都要大于风应力异常固定在赤道西太平洋时所引起的厚度变化。因此, 风应力异常向东移动时更有利于赤道东太平洋 SSTA 的形成。图 6 还清楚地表明风应力异常本身及其所激发出的赤道被动在赤道东太平洋混合层变化中的作用。对于西风应力 (东风应力) 异常, 暖 (冷) Kelvin 波大约在 35 天时到达 110°W , 引起混合层厚度的正 (负) 异常; 到 85 天时, 西风应力 (东风应力) 异常激发的西传冷 (暖) Rossby 波到达大洋西边界后所反射产生的冷 (暖) Kelvin 波到达 110°W , 使得混合层厚度的正 (负) 异常变小; 大约在 95 天时, 暖 (冷) Kelvin 波到达大洋东边界后反射形成的暖 (冷) Rossby 波到达 110°W 外, 向东传的西风应力 (东风应力) 异常也到达 110°W , 产生了海洋混合层的正 (负) 异常扰动, 二者的共同作用使得海洋混合层厚度的正 (负) 异常变大。当正 (负) 异常持续增大到大约 175 天时, 由大洋西边界反射的冷 (暖) Kelvin 波到达大洋东边界后反射形成的冷 (暖) Rossby 波到达 110°W , 使得正 (负) 扰动厚度变小。在东传西风应力 (东风应力) 异常之后的冷 (暖) Rossby 波所引起的负 (正) 扰动厚度区在大约 220 天时随风应力向东移到 110°W , 使得正 (负) 扰动厚度迅速变小, 到大约 240 天以后, 可看出赤道上 110°W 的厚度异常变得比固定在赤道西太平洋异常风应力所引起的扰动厚度更小。

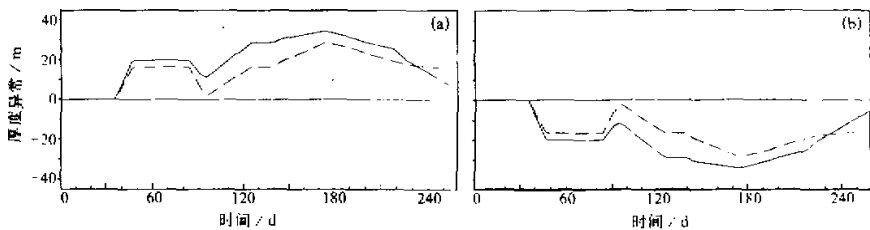


图 6 西风应力 (a) 和东风应力 (b) 分别为固定在赤道西太平洋 (断线) 和从西太平洋向东移动 (实线) 时赤道上 110°W 海洋混合层扰动厚度随时间的变化

由此我们可清楚地看出, 使得赤道东太平洋海洋混合层厚度变厚的机制有东传西风应力激发的暖 Kelvin 波及其在大洋东边界反射产生的暖 Rossby 波, 以及西风应力本身得到赤道东太平洋时强迫产生的正扰动异常; 而使得赤道东太平洋海洋混合层厚度减小的机制则为东传东风应力激发的冷 Kelvin 波及其在大洋东边界反射产生的冷 Rossby 波, 以及东风应力本身移到赤道东太平洋时强迫产生的负扰动异常。另外, 当东传的西风应力后部冷 Rossby 波所形成的负厚度扰动异常区移到赤道东太平洋时, 可以使得赤道东太平洋扰动厚度变小, 同样, 当东传的东风应力后部暖 Rossby 波所形成的正厚度扰动异常区移到赤道东太平洋时, 可以使得赤道东太平洋扰动厚度变大。

4.2 赤道太平洋海面附近西、东风应力异常共同作用下海洋混合层厚度的变化

前面分别讨论了从赤道西太平洋向东移动的单独的西风应力或东风应力在赤道东太平洋混合层厚度变化中的作用。从图 3 可看到, 对于实际的 El Niño 过程, 东风应力异

常紧随西风应力异常之后一起向东移动。对于这种过程, 我们可以在风应力表达式 (7) 中取 A 和 B 均大于零。对应于这种形式的风应力异常, 图 7a、b 和 c 分别给出了在东风应力异常和西风应力异常共同作用下且其相对大小不同时赤道海洋混合层厚度的演变过程。

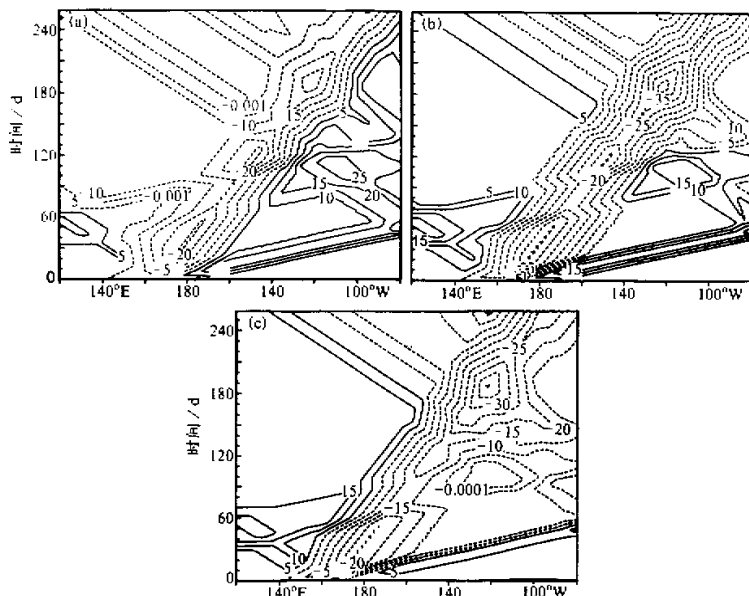


图 7 风应力形成取其东部为西风应力、西部为东风应力, 并从赤道西太平洋向东传播时沿赤道海洋混合层厚度随时间的演变 (单位: m)

(a) 西风应力强于东风应力, 即在 (7) 式中取 $B=0.066$, $A=B/2$; (b) 西风应力与东风应力同样强, 即取 $B=A=0.0366$; (c) 西风应力比东风应力弱, 即取 $A=0.0366$, $B=A/2$

从图 7a 可看出, 当东风应力异常的强度为西风应力异常的一半时, 东风应力异常所激发的冷 Kelvin 波及其在大洋东边界反射产生的冷 Rossby 波所引起的负扰动厚度较弱, 而西风应力异常所激发的暖 Kelvin 波及其在大洋东边界反射产生的暖 Rossby 波所引起的正扰动厚度较强, 另外, 东风应力异常所激发的暖 Rossby 波在西边界反射产生的暖 Kelvin 波到达东太平洋后, 也加强了正扰动厚度, 这时赤道东太平洋的正扰动厚度可以维持很长的时间。此正扰动厚度的消亡是由于异常风应力场移到了大洋东部, 异常西风应力后部所激发的冷 Rossby 波形成的负扰动厚度以及异常东风应力直接激发出的负扰动厚度使得赤道东太平洋的正扰动厚度消失。从图 7b 可看出, 当东风应力异常与西风应力异常具有相同的强度时, 赤道东太平洋海洋混合层正扰动厚度的出现机制与前面 (图 7a) 一致, 但由于东风应力异常变强, 它所激发出的冷 Kelvin 波及其在东边界反射产生的冷 Rossby 波所引起的负扰动厚度异常变大, 同时, 西风应力异常激发出的冷 Rossby 波在大洋西边界反射产生的冷 Kelvin 波到达大洋东部后, 也加强了负扰动厚度异常, 使得大洋东部的正扰动厚度不能维持很长的时间。从图 7c 可看出, 当东风

应力异常比西风应力异常的强度强一倍时, 由东风应力异常所激发的冷 Kelvin 波及其在东边界的反射冷 Rossby 波所产生的负扰动厚度很大, 这使得东太平洋的正扰动厚度非常弱, 维持的时间也非常短, 在出现很短时间的正扰动厚度之后均为负扰动厚度。由此可知, 当西风应力异常与东风应力异常的相对强度不同时, 赤道东太平洋海洋混合层厚度正扰动的维持时间和消亡的机制是不同的。

图 8 给出了向东传的异常风应力中异常东风应力与异常西风应力的相对强度不同时 (见图 7), 在赤道上 110°W 这一点上海洋混合层扰动厚度异常随时间的变化。在图 8 中除了可看出如前所述的赤道东太平洋混合层正扰动厚度的维持时间与东、西风应力异常强度的相对大小有很大关系外, 还可看出赤道东太平洋海洋混合层扰动厚度的增大具有明显的双峰结构, 这与 El Niño 事件的观测事实是一致的。结合图 7, 可看出

第一峰值的出现是由于西风应力异常所激发的暖 Kelvin 波到达赤道东太平洋后所引起的混合层扰动厚度正异常所致, 两峰之间的低谷区是由于西风应力异常之后的东风应力异常所激发的冷 Kelvin 波到达赤道东太平洋后所引起的混合层扰动负异常所致, 第二个峰值则是由于西风应力异常激发的暖 Kelvin 波在大洋东边界反射所形成的暖 Rossby 波引起的赤道东太平洋混合层厚度扰动正异常, 再迭加上东风应力异常激发的暖 Rossby 波在大洋西边界反射形成的暖 Kelvin 波到达赤道东太平洋后所引起的厚度扰动正异常。Tang 和 Weisberg^[16]研究了 1982/1983 年 El Niño 过程, 指出了二次峰值的出现与西风应力的两次加强有关。而在此我们可看到, 东传的风应力具有东部为西风应力、西部为东风应力的形式时所激发的赤道波系及其在边界的反射同样可以造成赤道东太平洋混合层厚度扰动二次峰值的出现。

5 结论和讨论

本文从资料分析结果表明了热带西太平洋纬向风应力异常的演变及其东传对于 El Niño 事件的发生、发展和消亡具有重要的作用。热带西太平洋为西风应力异常且随时间增强时, 赤道东太平洋的 SST 为正异常且不断加大。随后西风应力异常开始向东移动并在西风应力异常之后出现东风应力异常, 这时赤道东太平洋 SST 的正异常开始减小, 随着这种异常风应力的不断东移且东风应力异常场的不断增强, 赤道东太平洋的 SSTA 不断降低, 直至最后完全消失, 并出现负 SSTA。

本文还应用一个简单热带海洋模式对热带太平洋纬向风应力异常的演变在 ENSO 循环中的动力作用进行了理论分析, 结果表明热带西太平洋纬向风应力的变化及其东移与赤道东太平洋 SST 的变化存在着内在的动力学联系。El Niño 事件发生和发展的机制

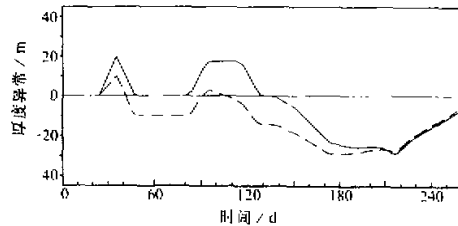


图 8 在图 7 中取赤道上 110°W 一点时海洋混合层厚度随时间的变化曲线, 其中点线、实线和断线分别对应图 7 中 (a)、(b) 和 (c) 时的情形

有东传西风应力异常激发的暖 Kelvin 波及其在大洋东边界反射产生的暖 Rossby 波, 以及西风应力异常移到赤道东太平洋时强迫产生的海洋混合层厚度变厚; 理论分析结果还表明, 使得 El Niño 事件消亡的机制则为东传东风应力异常激发的冷 Kelvin 波及其在大洋东边界反射产生的 Rossby 波, 以及东风应力异常移到赤道东太平洋时强迫产生的海洋混合层厚度减小。另外, 当东传西风应力异常在其西部激发出的冷 Rossby 波所形成的厚度减小区移到赤道东太平洋时, 可以使得赤道东太平洋的混合层厚度变小; 而当东传的东风应力在其西部激发出的暖 Rossby 波所形成的混合层厚度增加区移到赤道东太平洋时, 可以使得混合层厚度变大。

理论分析还表明, 当风应力异常的形式为东部为西风应力异常而西部为东风应力异常并且一起向东移动时, 它们强度的相对大小决定了 El Niño 事件维持时间的长短。当西风应力异常较强时, El Niño 事件强并可维持较长的时间; 而当东风应力异常较强时, El Niño 事件弱并维持的时间较短。

此外, 利用东移的这种风应力异常场所激发出的赤道波系可以对这种双峰结构给出一种可能的物理解释, 即东传的西风应力异常激发出的暖 Kelvin 波造成了混合层厚度扰动的第一次峰值, 而两峰之间的低谷区是由于东风应力异常激发出的冷 Kelvin 波所引起。对于第二峰值的产生, 则是由于东传西风应力异常激发的暖 Kelvin 波在大洋东边界反射产生的暖 Rossby 波, 叠加上东传西风应力异常激发的西传暖 Rossby 波在大洋西边界反射产生的暖 Kelvin 波后所产生。因此, 这种风应力异常及其东移可使得大洋东部赤道附近的正扰动厚度出现明显的双峰结构, 这与 El Niño 事件的观测事实是一致的。

本文指出了从 El Niño 事件产生到消亡期间, 热带太平洋实际纬向风应力异常的变化与热带海气耦合模式的结果有很大差异, 模式中纬向风应力异常的产生原因是热带海气耦合模式的自激机制, 因此, 实际 El Niño 期间的纬向风应力异常应该与热带太平洋之外的系统 (如亚洲季风系统等) 有关, 它们之间的关系到底如何, 这是今后需要进一步研究的问题。本文的理论分析结果是利用线性模式得到的, 因为热带海洋具有很强的非线性性, 因此, 非线性热带海洋对风应力的响应也是值得进一步研究的。本文在理想风应力强迫下对热带海洋混合层变化的动力学过程进行了分析, 在本文的下一部分中, 将利用 El Niño 期间观测到的纬向风应力场, 对真实风应力场强迫下的热带海洋变化的动力学过程进行分析。

参 考 文 献

- 1 张人禾, 1996, 厄尔尼诺/南方涛动 (ENSO) 动力学研究进展, 现代大气科学前沿与展望 (国家自然科学基金委员会等编), 北京: 气象出版社, 108~114.
- 2 Zebiak, S. E. and M. A. Cane, 1987, A model El Niño-Southern Oscillation, *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 2262~2278.
- 3 Schopf, P. S. and M. J. Suarez, 1988, Vacillations in a coupled ocean-atmosphere model, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 549~566.
- 4 Battisti, D. S., 1988, Dynamics and thermodynamics of a warming event in a coupled tropical ocean-atmosphere model, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2889~2919.
- 5 Xie, S. P., A Kubokawa and K. Hanawa, 1989, Oscillations with two feedback processes in a coupled ocean-atmosphere model, *J. Clim.*, **2**, 946~964.

- 6 Suarez, M. J. and P. S. Schopf, 1988, A delayed action oscillator for ENSO, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3283~3287
- 7 Zhang Renhe and Chao Jiping, 1993, Mechanisms of interannual variations in a simple air-sea coupled model in the tropics, in: *Climate Variability*(eds. Ye Duzheng et al.), China Meteor. Press, Beijing, 236~244.
- 8 Anderson, D. L. T. and J. P. McCreary, 1985, Slowly propagating disturbance in a coupled ocean-atmosphere model, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 615~629.
- 9 Hirst, A. C., 1988: Slow instabilities in tropical ocean basin-global atmosphere models, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 830~852.
- 10 Yamagata, T. and Y. Matsumoto, 1989, A simple ocean-atmosphere coupled model for the origin of a warm El Niño / Southern Oscillation event, *Philos. Trans. Soc. London, Ser. A*, **329**, 225~236.
- 11 Matsumoto, Y. and T. Yamagata, 1990, The birth and evolution of an eastward propagating air-sea coupled disturbance in an aqua-planet, *Meteor. Atmos. Phys.*, **44**, 1~9.
- 12 Rasmusson, E. M. and T. H. Carpenter, 1982, Variations in tropical sea surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation and El Niño, *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 354~384.
- 13 黄荣辉、张人禾, 1997, ENSO循环与东亚季风环流相互作用过程的诊断研究, 赵九章纪念文集, 叶笃正主编, 北京: 科学出版社, 93~109.
- 14 Gill, A. E., 1980, Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **106**, 447~462.
- 15 Matsuno, T. 1966, Quasi-geostrophic motions in the equatorial area, *J. Met. Soc. Japan*, **44**, 25~43.
- 16 Tang, T. Y. and R. H. Weisberg, 1984, On the equatorial Pacific response to the 1982-1983 El Niño-Southern Oscillation event, *J. Mar. Res.*, **42**, 809~829.

Dynamical Roles of Zonal Wind Stresses over the Tropical Pacific on the Occurring and Vanishing of El Niño Part I: Diagnostic and Theoretical Analyses

Zhang Renhe and Huang Ronghui

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract Based on the observational data, the relationship between El Niño and the wind stress anomalies over the tropical Pacific is diagnostically studied. It shows that corresponding to the process from the occurring to the vanishing of El Niño, the wind stress over the tropical western Pacific changes from the westerly anomaly to the easterly anomaly, and the westerly anomaly and the following easterly anomaly propagate to the east. By using a simple tropical oceanic model forced by ideal wind stresses set up according to the observations, dynamical analyses are made. The results show that zonal wind stress anomalies over the tropical western Pacific and their eastward movements play important roles in the occurring and the vanishing of El Niño. The westerly anomaly can cause the increase of the mixed layer depth in the equatorial eastern Pacific and leads El Niño to occur by means of the downwelling Kelvin wave excited in the tropical western Pacific and the downwelling equatorial Rossby wave reflected from the eastern boundary, as well as the westerly anomaly itself shifted from the west to the tropical eastern Pacific. The easterly anomaly can cause the decrease of the mixed layer depth in the equatorial eastern Pacific and leads El Niño to vanish by means of the upwelling Kelvin wave excited in the tropical western Pacific and the upwelling equatorial Rossby wave reflected from the eastern boundary, as well as the easterly anomaly itself shifted from the west to the tropical eastern Pacific. When the easterly anomaly is in the western part and the westerly anomaly in the eastern part over the tropical western Pacific and they both move eastward, the response of the oceanic mixed layer depth in the equatorial eastern Pacific depends on the relative strength of the anomalies, which exerts significant effect on the persistent time of El Niño.

Key words zonal wind stress El Niño equatorial wave