

El Nino 影响热带大气季节内 振荡的动力学研究*

李崇银 李桂龙

(中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室, 北京 100080)

摘要 根据 El Nino 期间热带大气状态的异常特征, 确定了在简单大气动力模式中描述海温异常的参数化方法。然后利用斜压半地转两层模式从动力学上分析研究了 El Nino 对热带大气低频波的影响, 理论分析同有关热带大气季节内振荡的资料分析结果完全一致, El Nino 事件使热带大气季节内振荡减弱。

关键词 El Nino 热带大气 季节内振荡

1 引言

自从 Madden 和 Julian^[1, 2]发现低纬大气季节内振荡以来, 有关大气季节内振荡的研究非常多, 包括资料分析, 数值模拟和动力学机理的探讨。这方面在《大气低频振荡》一书中已有较详细的介绍和讨论^[3]。

与大气季节内振荡这种同短期气候变化有关的问题一样, 同年际气候有关的 ENSO 问题也是人们十分重视的研究课题。同两类不同时间尺度气候变化有关的大气季节内振荡和 ENSO 之间有什么关系也就成为人们关心的问题。Lau 和 Peng^[4]在一个理论研究中认为, 当引入一个海表温度 (SST) 的纬向-波型异常后, 热带大气季节内振荡在 SST 的高值区有明显增强现象, 从而得到了高 SST 有利于热带大气季节内振荡激发产生的结论。同时也表明, El Nino 事件 (在赤道东太平洋有 SST 正异常) 对热带大气季节内振荡的活动是有利的。

然而, 根据对 ECMWF 资料 (1981~1988) 的分析, 李崇银和周亚萍^[5]发现在 El Nino 事件发生之前, 热带大气季节内振荡有异常增强现象, 尤其是在赤道中西太平洋地区; 而在 El Nino 期间, 热带大气季节内振荡普遍偏弱。因此, 热带大气季节内振荡同 ENSO 有着明显的相互作用。

在一个用 GCM 所作的数值模拟研究中, 其对照试验用多年平均的每月 SST 资料, 而异常试验用 1983 观测到的每月 SST 资料 (赤道东太平洋前最高达 4℃ 的海温异常)。对照试验所得到的热带大气季节内振荡 (其基本特征与已有的观测资料分析结果一致) 的动能明显地比异常试验中热带大气季节内振荡的动能强得多, 表明 El Nino 事件对热带大气季节内振荡有阻尼作用^[6]。显然, 数值模拟试验得到了同观测资料相一致

1993-11-04 收到, 1994-02-23 收到修改稿

* 本研究得到国家基础性研究重大关键项目“气候动力学和气候预测理论的研究”的资助

的结果, El Nino 事件不利于热带大气季节内振荡的活动。

本文的目的在于研究观测和数值模拟结果与一些理论分析不相一致的原因, 并进一步从动力学上研究海温异常对热带大气季节内振荡的影响。

2 大气模式中海温异常的参数化

在比较简单的大气动力学模式中, 一般都没有海洋变量, 要表现海温异常的作用往往都需要用大气变量参数化表示海温的影响。因此, 参数化的正确与否直接会影响其结果。

首先, 我们分析一下 Lau 和 Peng^[4]文章中有关海温异常的描写。他们用 900 hPa 上所加进的纬向-波温度异常来描写东西向 SST 变化的影响, 然而在对流参数化时也是用的 900 hPa 上的温度 (T_5) 来表示对流加热的强弱, 即

$$Q(\sigma) = \begin{cases} \frac{-m\eta(\sigma)rLq_s(T_5)D_5\Delta\sigma}{c_p}, & D_5 < 0 \\ 0 & D_5 > 0 \end{cases} \quad (1)$$

其中 $\eta(\sigma)$ 是标准化加热廓线, $q_s(T_5)$ 是由 T_5 所确定的饱和比湿, D_5 是 900 hPa 上的散度, m 是湿度效率因子, L 和 c_p 分别是潜热和定压比热。可见, 这种对海温异常的描写就相当于改变对流凝结加热。通过波动-CISK, 积云对流加热可激发产生热带大气季节内振荡, 在积云对流加热比较强的地方当然大气季节内振荡也就比较强了, 这就是所谓海温对大气季节内振荡的“调制”作用。但是, 用 900 hPa 温度或者对流来描写海温, 并不能完全反映海温的作用, 尤其是海温异常的作用。因为实际观测资料的分析表明, 并不是海温高或者海温有正异常时热带大气季节内振荡就强; 即使 900 hPa 温度可以部分反映海温对低层大气的影响, 也不能代表海温对整层大气的影响。

为了搞清 ENSO 对热带大气季节内振荡的影响, 我们首先用实际观测资料看一看 ENSO 过程中大气状况是否有明显异常及异常的形势。图 1 分别给出了用 ECMWF 的高度资料计算得到的 1982~1983 和 1986~1987 冬半年 (10~3 月) 的 200~850 hPa 厚度距平。非常清楚, 在上述两次 El Nino 期间, 在主要海温正距平的东太平洋上空有极明显的厚度正距平。同 El Nino 的情况相反, 在 1988~1989 年的冬半年, 在主要海温负距平的东太平洋上空有很清楚的厚度负距平 (图 2)。因此, ENSO 对整个对流层大气状况有着极明显的影响, 海温升高 (El Nino), 大气厚度增大; 海温降低 (La Nina), 大气厚度减小。这样, 用 200~850 hPa 厚度来参数化表示海温的变化, 将比较有利于讨论 ENSO 对大气运动 (包括大气季节内振荡) 的影响。

3 动力学分析

在赤道 β 平面近似和 Boussinesq 近似下, 包含积云对流加热反馈 (波动-CISK)

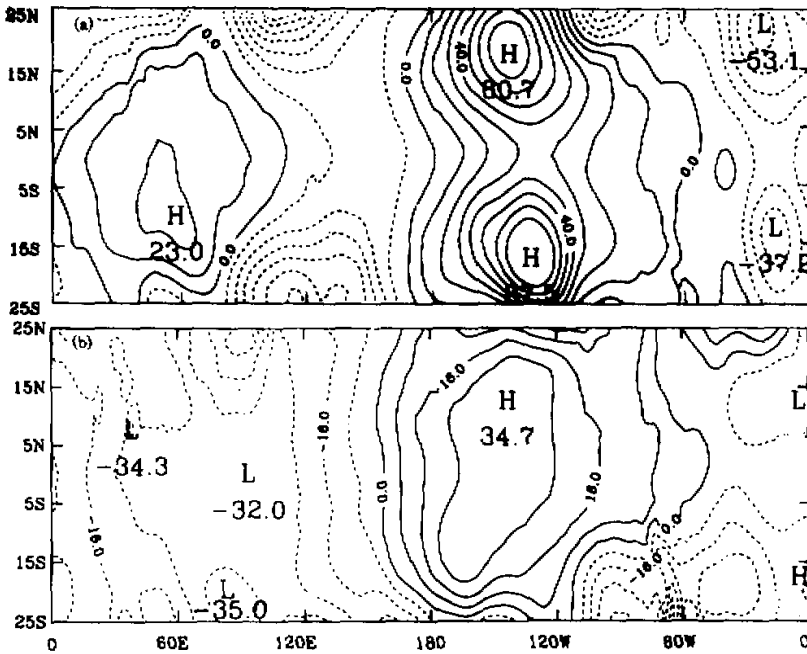


图1 1982~1983年(a)和1986~1987年(b)冬半年(10~3月)
200~850 hPa厚度距平分布
单位为m

和海温异常作用的斜压半地转大气模式方程组可写成

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\beta y u = -\frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + N^2 w = \eta N^2 w_B + F_o(T_s), \quad (5)$$

这里, η 是无量纲对流凝结加热函数, 仅当 $w_B > 0$ 时, 才有 $\eta \neq 0$; w_B 是边界层垂直速度, $F_o(T_s)$ 表示海温异常对大气的影 响; 其它量为一般气象学意义。在一些海-气耦合动力学研究中常把海温的影响在对流凝结加热中进行, (即包含在方程 (5) 的 w_B 项中), 我们这里进一步考虑了海温异常的影响, 即 $F_o(T_s)$ 项。

由 (2) ~ (4) 式消去 u 和 v 可得

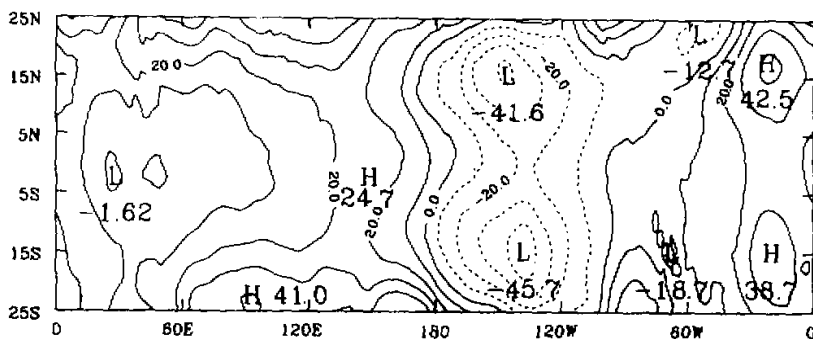


图2 1988~1989年La Nina冬半年(10~3月)200~850 hPa厚度距平分布
单位为m

$$\beta^2 y^3 \frac{\partial w}{\partial z} = \left(y \frac{\partial}{\partial y} - 2 \right) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t \partial y} + \beta y \frac{\partial \varphi}{\partial x}. \quad (6)$$

在简单两层模式情况下, 将(6)式写在1和3层上, 将(5)式写在2层上, 并取上下边界上 $w_0 = w_4 = 0$, 则有

$$\beta^2 y^3 \frac{-w_2}{\Delta z} = \left(y \frac{\partial}{\partial y} - 2 \right) \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t \partial y} + \beta^2 y \frac{\partial \varphi_1}{\partial x}, \quad (7)$$

$$\beta^2 y^3 \frac{w_2}{\Delta z} = \left(y \frac{\partial}{\partial y} - 2 \right) \frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial t \partial y} + \beta^2 y \frac{\partial \varphi_3}{\partial x}, \quad (8)$$

$$\frac{1}{\Delta z} \frac{\partial}{\partial t} (\varphi_1 - \varphi_3) + N^2 w_2 = \eta_2 N^2 w_B + F_{o2}(T_s). \quad (9)$$

将(7)和(8)式相减; 并令 $\hat{\varphi} = (\varphi_1 - \varphi_3)/2$, $w_B = b w_2$, 其中 b 为小于1的常数, 则有

$$L(\hat{\varphi}) = \beta^2 y^3 \frac{w_2}{\Delta z}, \quad (10)$$

$$\frac{1}{\Delta z} \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial t} + \frac{(1 - b\eta_2)N^2 w_2}{2} = \frac{F_{o2}(T_s)}{2}, \quad (11)$$

这里,

$$L(\) = \left[\left(y \frac{\partial}{\partial y} - 2 \right) \frac{\partial^2}{\partial t \partial y} + \beta y \frac{\partial}{\partial x} \right].$$

在方程(11)中 $F_{o2}(T_s)$ 表示海温异常的作用, 这里需要进一步讨论它的参数化问题。在上一节的资料分析中我们已经看到, 当 SST 出现正异常(负异常)时, 200~850 hPa 厚度有明显增加(减小)。这样, 在现在两层模式中即可用 $\hat{\varphi}$ 来参数化表示 $F_{o2}(T_s)$ 。对于绝热大气运动来讲, 大气厚度与平均温度成正比; 但现在是在大气底层有

加热的情况, 方程 (11) 中包括了绝热对运动的影响和对流凝结加热的强迫, 以及海温异常的影响, 在不计辐射强迫的情况下, 方程 (11) 中 $\frac{1}{\Delta z} \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial t}$ 同 $F_{o_2}(T_s)$ 应该有相反的符号, 即可写成

$$\frac{1}{\Delta z} \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial t} + \frac{(1 - b\eta_2)N^2 w_2}{2} = -\alpha_s \hat{\phi}. \quad (12)$$

这种表达方式有些类似 K. M. Lau^[7] 在讨论赤道地区气候系统振荡的方程。

可以看到, 方程 (12) 右端相当于牛顿冷却的意义, 如果模式中已考虑了牛顿冷却的作用, 那么 (12) 式右端相当于加强了牛顿冷却的作用。这里 α_s 是一个类似牛顿冷却系数的待定参数。

由 (10) 和 (12) 式消去 $\hat{\phi}$, 可以得到关于单一变量 w_2 的方程, 即

$$-\frac{\beta^2 y^3}{\Delta z} \left(\frac{1}{\Delta z} \frac{\partial}{\partial t} + \alpha_s \right) w_2 + \frac{1}{2} (1 - b\eta_2) N^2 L(w_2) = 0. \quad (13)$$

假定方程有谐波解 $w_2 = W_2(y)e^{i(kx - \sigma t)}$, 方程 (13) 可变成关于 W_2 随 y 变化的方程

$$\frac{d^2 W_2}{dy^2} - \frac{2}{y} \frac{dW_2}{dy} + \left[\frac{\beta k}{\sigma} - \frac{\beta^2 y^2}{(\Delta z)^2} \frac{2 \left(1 + \frac{i\alpha_s \Delta z}{\sigma} \right)}{N^2 (1 - b\eta_2)} \right] W_2 = 0, \quad (14)$$

其边界条件为

$$W_2 = 0, \quad \text{当 } y \rightarrow \pm \infty \quad (15)$$

作变量替换, 即令

$$\xi = \frac{\sqrt{\alpha} \beta y^2}{C_2}, \quad W_2 = \xi^{\frac{1}{4}} \omega_2, \quad (16)$$

其中 $\alpha = 1 + i\alpha_s \Delta z / \sigma$, $C_2^2 = N^2 (1 - b\eta_2) / 2$, 方程 (14) 和 (15) 可变成

$$\begin{cases} \frac{d^2 \omega_2}{d\xi^2} + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{\xi} + \frac{\frac{1}{4} - \mu^2}{\xi^2} \right) \omega_2 = 0, \\ \omega_2|_{\xi \rightarrow \infty} = 0, \end{cases} \quad (17)$$

这里,

$$l = -\frac{kC_2}{4\sqrt{\alpha}\sigma}, \quad \mu^2 = \frac{9}{16}.$$

再令

$$\omega_2 = e^{-\frac{l}{2}\xi} \xi^{\mu + \frac{1}{2}} P \quad (18)$$

最后可得到 Kummer 型方程

$$\begin{cases} \xi \frac{d^2 P}{d\xi^2} + (2\mu + 1 - \xi) \frac{dP}{d\xi} - (\mu + \frac{1}{2} - l)P = 0, \\ P|_{\xi \rightarrow \infty} = O(\xi^m). \end{cases} \quad (19)$$

其本征值为

$$\mu + \frac{1}{2} - l = -m, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (20)$$

由此可得到频散关系式

$$\sigma = \frac{1}{2} \left[-i\alpha_s \Delta z \pm \sqrt{\frac{8N^2 k^2 (\Delta z)^2 (1 - b\eta_2)}{(1 - 4m)} - \alpha_s^2 (\Delta z)^2} \right]. \quad (21)$$

若不考虑海温异常的影响 ($\alpha_s = 0$), 则只有 CISK 机制的频散关系为

$$\sigma_0 = \frac{kN\Delta z \sqrt{2(1 - b\eta_2)}}{(1 - 4m)}, \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (22)$$

这类似于已有的研究结果^[8,9]。

由于存在海温异常的影响, 原来的 CISK-Kelvin 波和 CISK-Rossby 波都出现某些改变。在有海温异常的情况下 ($\alpha_s \neq 0$), 对于 Kelvin 型波动 ($m=0$) 有关系式

$$\sigma = \frac{1}{2} \left[-i\alpha_s \Delta z + \sqrt{8N^2 k^2 (\Delta z)^2 (1 - b\eta_2) - \alpha_s^2 (\Delta z)^2} \right], \quad (23)$$

而对于 Rossby 型波动 ($m \neq 0$), 则有关系式

$$\sigma = \frac{1}{2} \left[-i\alpha_s \Delta z - \sqrt{\frac{8N^2 k^2 (\Delta z)^2 (1 - b\eta_2)}{(1 - 4m)^2} - \alpha_s^2 (\Delta z)^2} \right]. \quad (24)$$

相应的本征函数分别为

$$\frac{W_2}{B_0} = A^{-\frac{1}{4}} e^{-\frac{A}{2} y^2}, \quad (\text{Kelvin 波}) \quad (25)$$

$$\frac{W_2}{B_1} = A^{-\frac{1}{4}} e^{-\frac{A}{2} y^2} (1 + 2Ay^2), \quad (\text{Rossby 波}) \quad (26)$$

这里 B_0 和 B_1 是依赖于边界条件的常数, 而

$$A = \frac{\alpha_s}{C_1^2} \frac{\beta^2}{(\Delta z)^2}$$

由上述 Kelvin 型波和 Rossby 型波的关系 (23) 式和 (24) 式可以看到, 在对流凝结加热取某固定值的情况下, 当有正海温异常时, 将使对流所激发的波动移速减慢、频率变低, 同时对波动产生阻尼作用。也就是说, 正海温异常将使得对流加热对大气波动的激发向低频段推移, 然而它又对波动的发展和维持有消弱作用。

4 模式大气计算结果

在一般大气中牛顿冷却系数为 $6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, 本文上面分析已清楚的看到了海温异常对热带大气中的 CISK-Kelvin 型波及 CISK-Rossby 型波都有极明显的影响。这种影响有多大尚不十分清楚, 为了比较, 这里我们假定其影响与牛顿冷却同量级, 从而可以确定出参数 α_s 的取值, 并对一般热带大气情况进行数值计算。根据观测资料, 在热带大气中近似可以取参数 $b=0.4$ 。图 3 分别给出了无海温异常 ($\alpha_s = 0$) 和有海温异常 ($\alpha_s = 4.0 \times 10^{-9}$ 及 $\alpha_s = 1.2 \times 10^{-8}$) 时 Kelvin 型波的周期与对流加热率的关系。由于一般的对流加热函数 $\eta_2 = 1.8-2.4^{[10]}$, 为讨论方便我们假定 $\eta_2 = 2.3$ 。这样由图 3 可以清楚看到, 对于无海温异常情况, 其周期约为 11 天左右; 当有海温异常时, $\alpha_s = 4.0 \times 10^{-9}$, 对应周期约为 33 天左右。而 $\alpha_s = 1.2 \times 10^{-8}$ 时, 很弱的对流加热即可产生低频 Kelvin 波, 一般强度加热就可激发出不稳定 Kelvin 波。同样地, 海温正异常的存在也将使得 Rossby 型波的周期明显增大, 而且很强的海温易于激发出不稳定波 (图 4)。

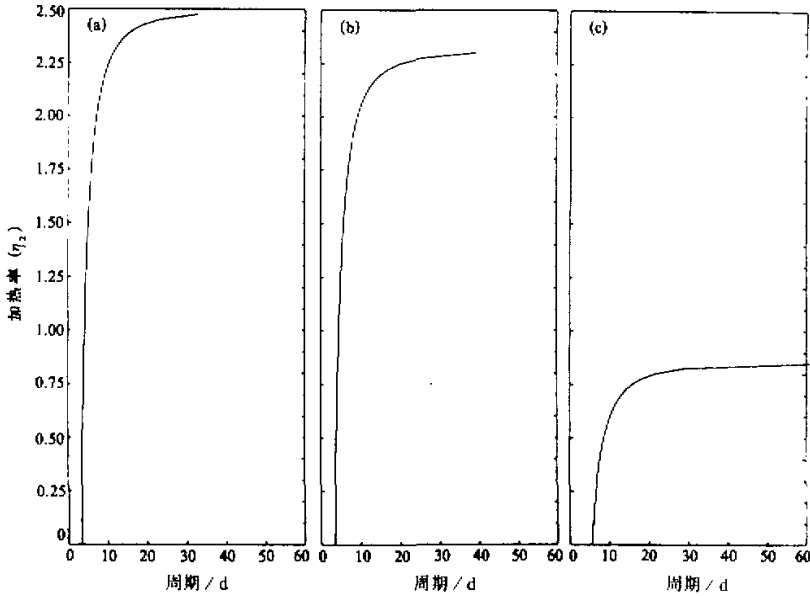


图 3 海温异常对 Kelvin 型波周期的影响

(a) 无海温异常; (b) 海温异常参数 $\alpha_s = 4.0 \times 10^{-9}$; (c) 海温异常参数 $\alpha_s = 1.2 \times 10^{-8}$

上面的分析表明, 正海温异常的存在的确有利于对流加热在热带大气中激发出频率较低的波动。同时, 海温异常也对波的增长率有影响, 与动力学分析已指出的正海温异常将对波动有阻尼作用完全一致 (图略)。

海温异常对 Kelvin 型波和 Rossby 型波的结构也有一定影响, 图 5 是在不同海温异

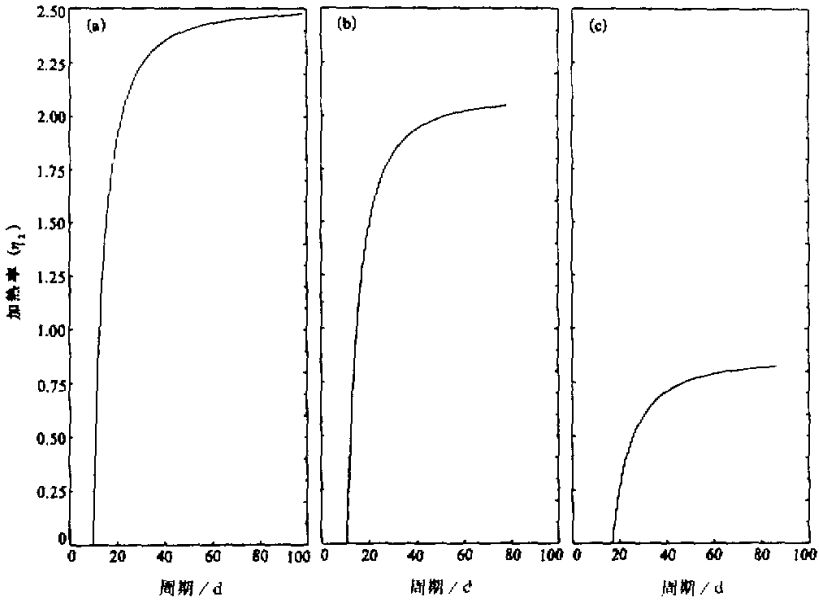


图4 海温正异常对 Rossby ($m=1$) 型波周期的影响
 (a) 无海温异常; (b) 海温异常参数 $\alpha_s = 2.0 \times 10^{-9}$; (c) 海温异常参数 $\alpha_s = 4.0 \times 10^{-9}$

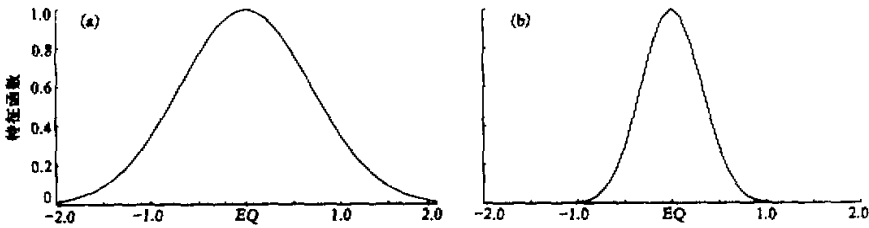


图5 周期为31天的 Kelvin 型波的特征函数分布随参数 α_s 的变化
 (a) $\alpha_s = 1.2 \times 10^{-8}$; (b) $\alpha_s = 1.2 \times 10^{-9}$

常参数情况下, 周期为31天的 Kelvin 型波的特征函数分布, 可以看到, 当 α_s 由 1.2×10^{-9} 变为 1.2×10^{-8} 时, Kelvin 型波的特征函数分布明显地向赤道两边扩展, 说明随正海温异常的增强, Kelvin 波的结构有改变, 经向尺度增大。同样地, 随海温正异常的增加, Rossby 型波的结构也有类似向赤道外扩展的情况, 经向尺度也有所增大 (图6)。

另外, 计算表明, 无论是对 Kelvin 型波还是 Rossby 型波, 正海温异常都使得波动衰减 (图略), 同上面的分析结果相一致。

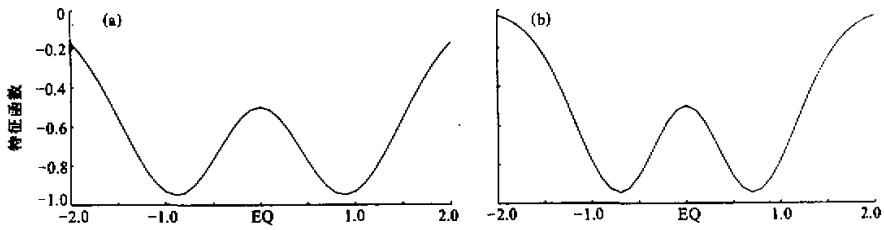


图6 周期为30天的 Rossby ($m=1$) 型波的特征函数分布随参数 α_s 的变化

(a) $\alpha_s = 4.0 \times 10^{-9}$; (b) $\alpha_s = 0$

5 结语

本文从简单的动力学分析得到了同观测事实和数值模拟相一致的结论, 对 El Nino 事件发生后热带大气季节内振荡的减弱给出了动力学解释。El Nino 的海温正异常一方面使蒸发和对流过程出现异常, 对流凝结加热发生变化, 通过波动-CISK 过程可以激发出热带大气季节内振荡, 但同时它又对大气系统有类似牛顿冷却的作用, 对热带大气季节内振荡起阻尼作用, 从而使热带大气季节内振荡在 El Nino 期间偏弱。

动力学分析还发现, El Nino 的海温正异常不仅可使大气季节内振荡减弱, 而且可以使对流凝结加热所激发的 Kelvin 型波和 Rossby 型波 (正是它们驱动热带大气季节内振荡的活动) 的频率变低, 周期变长。也就是说, 本来积云对流活动激发了热带大气季节内振荡, 但出现正海温异常之后, 因扰动频率变低, 不在是季节内振荡, 从而季节内振荡也就减弱了; 如果扰动频率因正海温异常而变得相当低, 成为甚低频振荡, 那么这种动力学影响又为 El Nino 的维持提供了一种正反馈过程。从扰动能量角度就是把大气季节内振荡的动能转化为甚低频振荡 (ENSO) 的动能 (以另有专文讨论)。

随着海温正异常的出现和加强, Kelvin 型波和 Rossby 型波的结构特征也有变化, 将使得它们的结构向赤道外地区扩展, 使其经向尺度增大。

参 考 文 献

- 1 Madden, R.A. and Julian, P.R., 1971, Detection of a 40~50 day oscillation in the zonal wind in the tropical pacific, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 702~708.
- 2 Madden, R.A. and Julian, P.R., 1972, Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40-50 day period, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1109~1123.
- 3 李崇银, 1991, 大气低频振荡, 气象出版社.
- 4 Lau, K.M. and Peng, L., 1987, Origin of low frequency oscillation in the tropical atmosphere, Part I The basic theory, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 951~972.
- 5 李崇银, 周亚萍, 1993, 大气季节内振荡和 ENSO 的相互关系, *地球物理学报*, **37**, 17~26.
- 6 Li, C. and I. Smith, 1993, Numerical simulation of the tropical intraseasonal oscillation and the effect of warm SST, *Acta Meteorologica Sinica*, **9**, 1~12.

- 7 Lau, K.M., 1981, Oscillation in a simple equatorial climate system, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 248~261.
- 8 Li Chongyin, 1993, A further inquiry on the mechanism of 30~60 day oscillation in the tropical atmosphere, *Adv. Atmos. Sci.*, **10**, 41~53.
- 9 李桂龙, 刘式适, 1993, Wave-CISK, 蒸发反馈和低频振荡, *大气科学*, **17**, 403~414.
- 10 Hayashi, Y., 1970, A theory of large-scale equatorial wave generated by condensation heat and accelerating the zonal wind, *J. Meteor. Soc. Japan*, **48**, 140~160.

A Dynamical Study of Influence of El Nino on Intraseasonal Oscillation in Tropical Atmosphere

Li Chongyin and Li Guilong

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

Abstract Based on the anomalous characteristics of the atmospheric state in the tropics in El Nino events, a parameterization of the SST anomalies used in simple atmospheric model is proposed. Then, the influence of the El Nino events on the low-frequency waves in the tropical atmosphere is studied using a baroclinic semi-geostrophic two-level model. The theoretical results are consistent with the data analyses in relation to intraseasonal oscillation in the tropical atmosphere. El Nino events will reduce intraseasonal oscillation in the tropical atmosphere.

Key words El Nino intraseasonal oscillation tropical atmosphere