

关于热带大气低频振荡的 一个简单模式与数值模拟

刘爱弟 黄荣辉

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

提 要

本文首先从观测事实分析了热带大气的低频振荡现象, 然后从理论上加以研究。为此, 本文建立了一个包括触发热源和 CISK 机制的三维线性模式, 用此模式讨论了热带大气低频振荡的性质、结构、传播和动力学机制。从模式的计算结果得到了周期为 30d 左右以大约 9m/s 的速度向东传播的低频振荡现象, 这种振荡为 Kelvin 波型的响应和向西传播的 Rossby 波型的响应的结合。计算还表明, 这种振荡的周期与触发热源的周期关系不大, 这说明了热带大气的低频振荡是大气自身的固有振荡, 它是大尺度运动与对流凝结加热相互作用的结果。

关键词: 低频振荡; CISK 机制; 触发热源; 凝结加热。

一、引 言

自从 Madden 和 Julian (1971, 1972) 发现了赤道地区的 40—50d 低频振荡以后^[1,2], 许多气象学家在这方面进行了各种研究。在大量观测事实分析的基础上, 人们对热带大气中 30—60d 低频振荡的动力学机制进行了一系列研究。Yamagata 和 Hayashi (1984) 及 Hayashi 和 Miyahara (1987) 的数值模拟结果都强调了外源强迫对激发大气低频振荡的重要性^[3,4], 但他们并不能对低频振荡的机制给予解释。同时, 许多人发现 CISK 机制能够比较好地描写低频振荡的机制。如 Chang (1977) 最早把热带大气的低频振荡同大气重力波的活动联系起来^[5], 认为其活动同积云的加热有关; 李崇银 (1985) 把 CISK 机制引入 30—60d 低频振荡的动力学研究^[6], 他指出在一定的条件下可以得到一种移动性的 CISK 波, 并指出南亚季风槽脊的活动可能由这种移动性 CISK 波所驱动。以后, Lau 和 Peng (1987) 又提出了活动性波动——CISK 激发了 30—50d 振荡的机制^[7], 指出波动的东传是由于 Wave-CISK 机制有利于东传 Kelvin 波的增幅, 而对流潜热释放造成的垂直模之间的耦合, 使得东传的波速减慢。但他们得到的速度仍比实际对流中心东移的速度快, 振荡周期只有 24d 左右。

Miyahara (1987) 通过一个考虑 CISK 机制的简单三维模式得到: 热带季节内振

荡是由于低纬行星尺度运动与对流凝结加热之间相互作用产生的^[8],但他模拟的振荡周期仅 20d 左右,相速也不太符合实际。

为了更好地模拟热带大气中的低频振荡现象,本文设计了一个包括 CISK 机制和触发热源的三维线性模式,用此模式来讨论热带大气低频振荡的性质、结构、传播及动力学机制,由此所得到的结果与实际观测事实比较一致。

二、关于热带大气低频振荡的观测事实

关于热带大气 30—50d 周期低频振荡的观测事实已有不少研究,为了更好地与用模式所模拟的结果作比较,在本文中也给出一些关于热带低频振荡的观测事实。我们从 1989 年 10 月—1990 年 3 月在热带地区对流活动与纬向风距平的变化观测事实中,可以得到热带大气低频振荡的一些基本结构与特征。

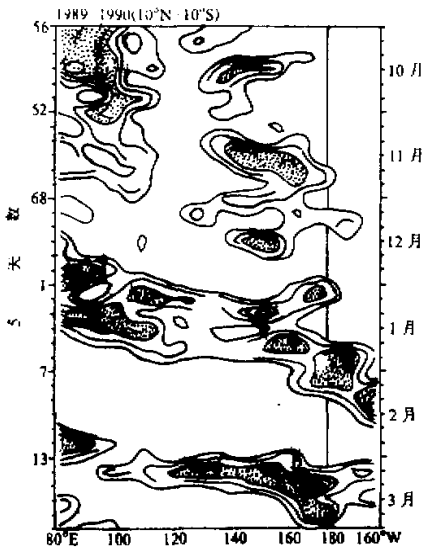


图 1 5 天平均的等效黑体温度的时间—经度剖面
阴影部分为 EBBT < -15°C 的区域

图 1 给出了 1989 年 10 月—1990 年 3 月 10°N—10°S 之间的 5d 平均的 EBBT (即, 等效黑体温度) 的时间—经度剖面, 其中阴影部分表示 EBBT < -15°C 的区域, 即对流活跃区。从图 1 可以看到, 10°N—10°S、80°E—160°W 这一区域的对流活动比较活跃, 平均来看, 对流中心随时间呈周期性地自西向东传播, 其周期为 30—60d。

图 2 和图 3 分别给出了 1989 年 10 月—1990 年 3 月 10°N—10°S 之间对流层高层和对流层低层的纬向风距平的时间—经度剖面。从这两张图上可以看到:

(1) 赤道地区的纬向风距平场表现为 40—60d 的周期性振荡, 并且振荡大部分是自西向东传播

的, 其传播速度大约为 4—7m/s。

(2) 在 180° 以西, 有时纬向风距平场随时间自东向西传播, 如 1990 年 1 月中旬到 2 月中旬, 200hPa 纬向风距平场就是西传的。

(3) 在纬向尺度上振荡主要表现为 1 波扰动。

(4) 纬向风距平场在对流层低层和高层几乎是反相的, 表现出明显的斜压结构。

从上面的观测事实可以看到: 在 80°E—160°W、10°S—10°N 这一区域内, 大尺度的运动场和积云对流活动都表现为 30—60d 的低频振荡现象, 也就是说, 热带大气的大尺度运动场的低频振荡可能和热带地区的积云对流活动存在着一定的联系。

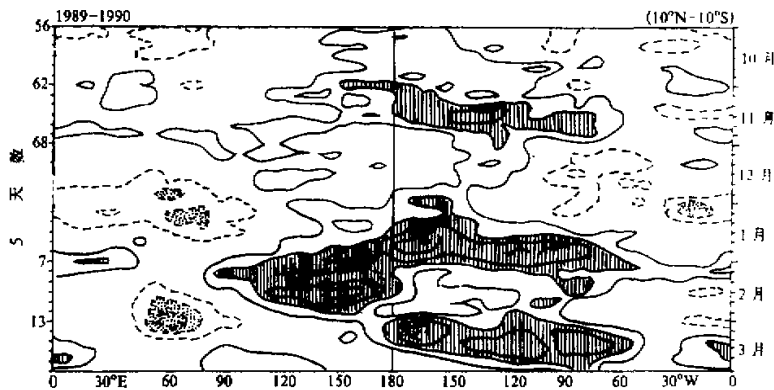


图2 5d 平均的 200hPa 纬向风距平的时间-经度剖面

实(虚)线表示西风(东风)距平;点影区: $< -10 \text{ m/s}$, 线影区: $> 10 \text{ m/s}$

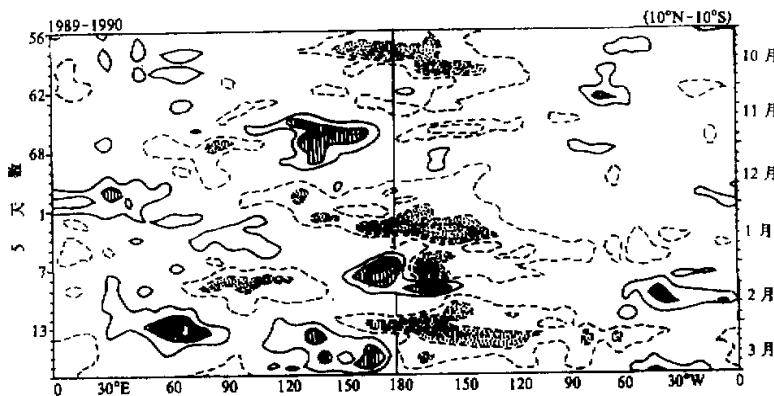


图3 5d 平均的 850hPa 纬向风距平的时间-经度剖面

实(虚)线表示西风(东风)距平;点影区: $< -4 \text{ m/s}$, 线影区: $> 4 \text{ m/s}$

三、模 式

1. 模式方程组

取基本状态为静止等温大气, 采用赤道 β 平面近似, 并考虑 Rayleigh 摩擦, Newton 冷却及扩散作用。在对数压力坐标系中, 热带大气运动的线性化的扰动方程组是

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v = -\frac{\partial \phi}{\partial x} - \varepsilon_R u + k_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + k_H \nabla_H^2 u, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \beta y u = -\frac{\partial \varphi}{\partial y} - \varepsilon_R v + k_v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + k_H \nabla_H^2 v, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varphi_z}{\partial t} + N^2 w = Q + k_H \nabla_H^2 \varphi_z - \varepsilon_N \varphi_z, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0, \quad (4)$$

其中 u 、 v 、 w 、 φ 分别代表风场和位势场的扰动量, ε_R 和 ε_N 分别为 Rayleigh 摩擦和 Newton 冷却系数, N 是 Brunt-Vaisala 频率, 假定为常数 ($1 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$), k_H 、 k_v 分别为水平、垂直扩散系数。

考虑到积云对流反馈, 即 CISK 机制, 热力学方程 (3) 中的热源项 Q 包括触发热源和对流活动产生的凝结加热。对于凝结加热, 引进一个简单的参数化方案, 即设它和边界层顶的垂直速度成正比, 这样热力学方程可写为

$$\frac{\partial \varphi_z}{\partial t} + N^2 w = \eta N^2 \bar{w}_B - \varepsilon_N \varphi_z + k_H \nabla_H^2 \varphi_z + \frac{R}{c_p H} q. \quad (5)$$

其中 $\bar{w}_B(x, y)$ 是对边界层顶 ($z = 1.03 \text{ km}$) 的垂直速度进行平滑得到的平均值。因为考虑了 CISK 机制, 所以小尺度扰动的增长率很大^[9], 为了滤掉这些小尺度的扰动, 对 w_B 进行了 9 点平滑, 通过平滑可以抑制小尺度扰动的增长。

2. CISK 机制的参数化

上面已经提到设内部加热与边界层顶的垂直速度成正比。在 (5) 式中 $\eta(x, y, z)$ 为比例系数 (即 CISK 参数), 它只有在 $\bar{w}_B > 0$ 的情况下才不为零。在本模式中, 不仅考虑 CISK 参数随高度的变化, 还要考虑它随经度和纬度的变化, 这种变化反映了海洋表面温度的不均匀分布所引起的对流活动的区域差异。

由于高 SST 区域的对流活动比低 SST 区域的对流活动强, 因而与凝结过程有关的内部加热在高 SST 区域也要比低 SST 区域的强, 它在印度洋到赤道中太平洋地区是比较强的。故我们取内部加热的参数为

$$\eta(x, y, z) = \eta_H(x, y) \eta_v(z), \quad (6)$$

$\eta_H(x, y)$ 的数学表达式为

$$\begin{cases} \eta_H(x, y) = 7.0 e^{-y^2/a^2}, & 0 \text{ km} < x < 4000 \text{ km 或 } 17000 \text{ km} < x < 40000 \text{ km} \\ \eta_H(x, y) = \{7.0 + 5.0 \sin^{0.3}[(x-b)/c\pi]\} e^{-y^2/a^2}, & 40000 \text{ km} < x < 17000 \text{ km} \end{cases} \quad (7)$$

上式中 $a = 1500 \text{ km}$, $b = 4000 \text{ km}$, $c = 13000 \text{ km}$, 从 (7) 式可以看到, $\eta_H(x, y)$ 的值在印度洋到赤道中太平洋较大, 它反映了该区域 SST 较高, 对流较活跃。

加热参数的垂直分布 $\eta_v(z)$ 的数学表达式为

$$\begin{cases} \eta_v(z) = \sin[(z - z_0)/z_1 \pi], & 1 \text{ km} < z < 10 \text{ km} \\ \eta_v(z) = 0, & 0 \text{ km} < z < 1 \text{ km 或 } z > 10 \text{ km} \end{cases} \quad (8)$$

上式中 $z_0 = 1 \text{ km}$, $z_1 = 9 \text{ km}$ 。

3. 触发热源

热力学方程 (5) 中最后一项为触发热源项, $R/c_p = 0.286$, $H = 7994 \text{ m}$, $q = q(x, y, z, t)$ 。因为本模式在初始时刻系统没有扰动, 于是我们人为地给定一个触发机制, 触发系统产生扰动。这一项相对于热力学方程中的其它项来说, 它的值很小, 大约要小 3 个量级。一般它代表感热。

令

$$q(x, y, z, t) = \eta_v(z) q_H(x, y) q_t(t),$$

触发热源的分布 q_H 的数学表达式为

$$\begin{cases} q_H(x, y) = q_0 e^{y^2/a^2} \sin[(x-b)\pi/d], & 4000 \text{ km} < x < 9000 \text{ km}, \\ q_H(x, y) = 0, & 0 \text{ km} < x < 4000 \text{ km} \text{ 或 } 9000 \text{ km} < x < 40000 \text{ km}, \end{cases} \quad (9)$$

上式中 $d = 5000 \text{ km}$, $q_0 = 2.6 \times 10^{-4} \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ 。

$q_t(t)$ 表示触发热源随时间的分布, 设它随时间呈周期性振荡, 分别取周期为 4d 和 45d 的两种形式, 具体数学表达式为

(1) $t_1 = 1 \text{ d}$ 时,

$$\begin{cases} q_t(t) = 1 - \cos(2\pi t/t_1) & n < t < (n+1), \quad n = 0, 4, 8, 12, \dots \\ q_t(t) = 0, & \text{对于其它 } n; \end{cases} \quad (10)$$

(2) $t_1 = 45 \text{ d}$ 时,

$$\begin{cases} q_t(t) = 1 - \cos(2\pi t/t_2) & n < t < (n+45), \quad n = 0, 90, 180, \dots \\ q_t(t) = 0, & \text{对于其它 } n. \end{cases} \quad (11)$$

4. 扩散系数与摩擦系数

在本模式中, 水平扩散系数 (k_H) 和垂直扩散系数 (k_v) 分别取为 $1 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 和 $5.0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, 而 ϵ_R 和 ϵ_N 都取为 $5.3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ 。

四、数值试验与结果分析

1. 数值计算方案

本节我们将对方程组 (1)、(2)、(4)、(5) 进行数值积分, 积分的水平区域为南、北纬 32° 之间的 β -平面通道。水平差分采用非跳点 A 网格, 计算格点为 65×17 , $\Delta x = 625 \text{ km}$, $\Delta y = 440 \text{ km}$, 东西方向的坐标 x 从 0 到 40000 km 代表 0° 到 360° , 南北方向的坐标 y 从 -3520 km 到 $+3520 \text{ km}$ 代表 32° S 到 32° N 。垂直方向积分的范围从 0 km 到 29 km 。

为了更好地分辨表面边界层, 以便更准确地处理 CISK 机制, 对 z 坐标进行坐标变

换, 新的垂直坐标 ζ 和 z 坐标之间的转换关系为

$$z = H_0(e^{r\zeta} - 1), \quad (12)$$

其中 $H_0 = 1 \text{ km}$, $r = 0.34$. 根据新坐标, 在垂直方向分 10 层, $\Delta\zeta = 1$, 每一层在 z 坐标中的高度值见表 1.

表 1 每一层在 z 坐标中的高度值

模式层	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
ζ	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$z \text{ (km)}$	0.00	0.40	0.97	1.77	2.90	4.47	6.69	9.80	14.18	20.33	28.96

时间积分方案除对扩散项采用向前差外, 其余项都用蛙跳格式, 时间步长取 10min. 为了阻尼由于中央差而产生的虚假计算解, 每一步又加了时间滤波, 滤波系数 $\alpha = 0.05$.

2. 边界条件与初始条件

在模式中, 东西方向取周期边界条件, 即

$$\begin{cases} u|_{x=0} = u|_{x=40000 \text{ km}}, & v|_{x=0} = v|_{x=40000 \text{ km}}, \\ \varphi|_{x=0} = \varphi|_{x=40000 \text{ km}}, & w|_{x=0} = w|_{x=40000 \text{ km}}, \end{cases} \quad (13)$$

南北侧边界取

$$\begin{cases} u = v = w|_{y=\pm 3520 \text{ km}} = 0, \\ \varphi|_{y=\pm 3520 \text{ km}} = 0, \end{cases} \quad (14)$$

上下边界条件, 在模式底边界取

$$u = v = w|_{z=0} = 0, \quad \varphi|_{z=0} = 0, \quad (15)$$

在模式顶取

$$w = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} = 0.$$

积分的初始条件: 设风场和位势场的初始扰动都为零。

在以上给定的初始条件和边界条件下, 在下面的两个数值试验中分别对方程组 (1)、(2)、(4)、(5) 积分 90d.

3. 试验 (一), 快变触发热源的情况下, 热带大气低频振荡的计算

在本试验中取周期为 4d 的脉动触发热源. 通过模式计算得到了向东传播的约 30d 周期的低频振荡.

图 4 给出了赤道上方 8.12km 高度的纬向风分量的时间-经度剖面. 首先在触发热源的作用下, 在 60° E 附近产生了东西风扰动. 在对流活跃区, 这些扰动缓慢向东传

播 (其传播速度为 9m/s 左右), 并随时间增强, 当传到 160°E 附近时, 传播速度加快, 大约为 15m/s 左右。这时扰动开始随时间衰减, 因为对流中心已经移动到对流不活跃区。在扰动衰减到很弱的同时, 另一个扰动又开始在触发热源区产生, 和前一扰动一样, 缓慢向东传播并随时间增强, 重复着前面的过程, 如此循环下去, 就形成了周期为 30d 左右的低频振荡。

本试验中所取的触发热源是以 4d 的周期随时间变化, 但是系统并没有产生周期为 4d 左右的振荡, 而是产生了周期为 30d 左右的低频振荡。因此, 我们认为热带大气的低频振荡的产生并不依赖于外部触发热源的性质, 它是由大气内在的动力学过程决定的, 它是大气自身的固有振荡。

图 5 给出了赤道上方边界层顶的垂直速度 w_B 随时间的演变情况。可以看到, 边界层顶的垂直速度和纬向风具有同样的振荡周期。首先在 60°E 附近, 在触发热源的作用下产生了上升运动, 上升气流向东移动并随时间增强, 在后部 (西部) 诱导出下沉气流, 从而抑制了后来产生扰动的发展。这可以解释上面提到的系统并没有对触发热源的 4d 周期产生响应, 尽管在触发热源区产生了以 4d 为周期的小扰动, 但由于开始产生的扰动通过产生下沉气流阻止后面扰动的发展, 这样在一次过程中, 仅仅使开始产生的上升气流能够得到发展, 并产生了图 4 所示的东西风扰动。

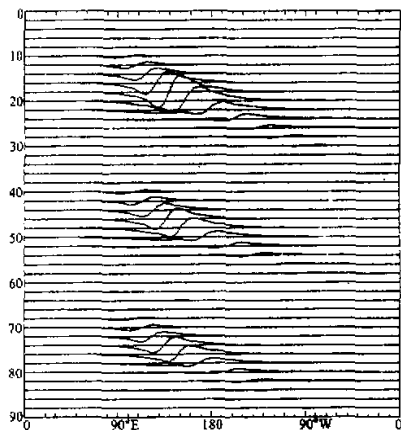


图 4 赤道上方 8.12km 高度处
每两天的纬向风沿纬向的分布

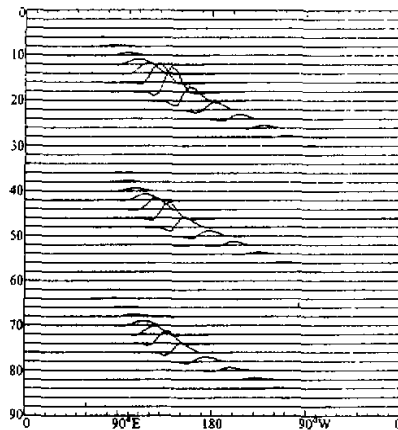


图 5 赤道上方 1.03km 高度处
每两天的垂直速度沿纬向的分布

图 6 给出了赤道上方第 46d 纬向风的经度-高度剖面。可以看到, 在垂直方向扰动具有斜压结构, 低层风辐合, 高层风辐散。这种结构和第二节所述的观测事实是一致的, 也和 FGGE 资料分析^[11,12]及许多人模拟的结果相似。

图 7a、b 分别给出了第 46d 天 $z=660\text{m}$ 和 $z=11.8 \times 10^3\text{m}$ 高度的位势场和水平风场的水平分布。可以看到, 在扰动的水平结构上, 热源的西部和东部分别由 Rossby 型的响应和 Kelvin 型的响应所组成, 这和 Gill (1980) 利用对称热源强迫得到的解析解^[13]基本上一致。

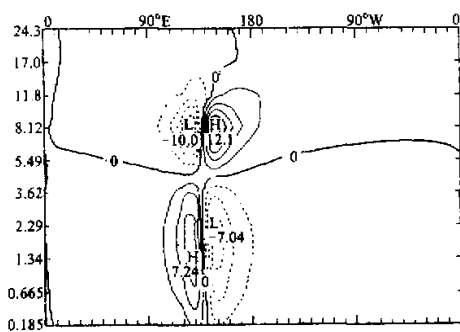


图 6 赤道上方第 46d 纬向风的经度-高度剖面
单位: $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, 实线为正值 (西风), 虚线为负值 (东风)

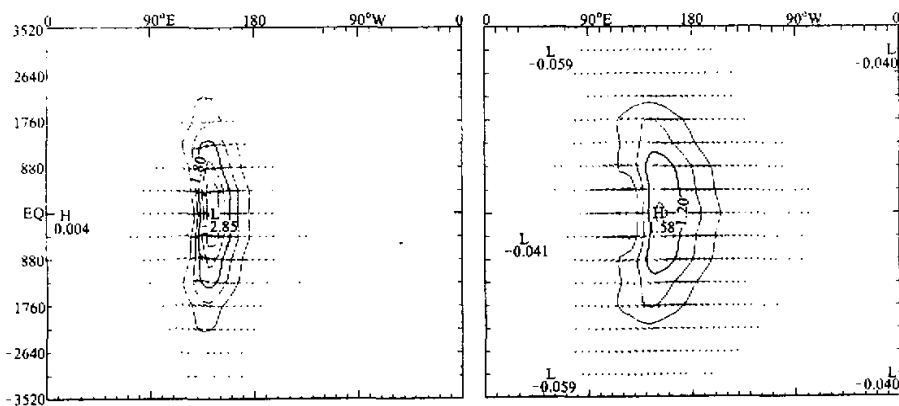


图 7 第 46 天 $z = 660 \text{ km}$ (a)和 $z = 11.8 \text{ km}$ (b)高度的位势和水平风矢量的水平分布
位势单位: $100\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$

制后来扰动的增长。因而尽管周期性地产生了许多小扰动, 在一次过程中, 只有一个扰动发展起来, 这样就使扰动表现为纬向 1 波的结构。从图 8 也可以得到, 在对流活跃区扰动以大约 9m/s 的速度缓慢向东传播。

图 9 给出了 665m 高度处, 在 90°E 到 180° 之间平均位势场的纬度-时间剖面。这里的位势经过了与图 8 纬向风同样的时间滤波处理。从图 9 可以看到对流活跃区气压场约 30d 周期的振荡现象。在每一次过程中, 当对流中心移动到 90°E — 180° 这一区域时, 由于对流活动比较强盛而释放出较多的凝结潜热, 从而产生了比较强的上升气流及低空辐合, 使这里的低压发展, 对应着扰动的发展阶段。而在扰动的形成阶段或衰减阶段, 对流中心在 90°E 以西或 180° 以东, 90°E — 180° 这一区域的气压场则对应着图 9 的高压场。

从图 9 还可以看到外热带区域气压扰动的位相延迟现象即外热带的位相传播比赤道

图 8 给出了赤道上方 $z = 8.12 \text{ km}$ 高度处经过 20—40d 时间滤波的纬向风的时间-经度剖面。这里用的是递推带通滤波法, 滤波器的振幅响应函数在 30d 周期的值为 1.0, 而在 20d 和 40d 周期处的值都为 0.5。

从图 8 可以看到, 扰动主要表现为纬向 1 波的结构, 其节点在 140°E 附近, 东西风极值区分别在 120°E 和 160°E 附近。前面已经提到: 最初产生的扰动向东传播时, 通过在后部产生下沉气流抑

附近的位相传播慢。但本文模拟的位相延迟没有 Yasunari (1981) 观测得到的位相延迟^[15]那么长, 其原因可能和本文模拟的 Rossby 型响应比较弱有关。

通过本试验中热带大气低频振荡的产生过程可以看到, 首先是在触发热源区 (60°E 附近), 由于触发热源的作用产生了上升气流, 根据质量守恒原理使低层产生辐合气流, 高层产生辐散气流。这些大尺度流场的发展通过摩擦效应及水汽辐合上升, 使小尺度的积云对流发展; 反过来, 积云对流的发展, 又通过凝结潜热的释放使大尺度流场得到发展。本文给定的 CISK 参数在印度洋到中太平洋之间为高值区, 当振荡传到这一区域时, 由于大尺度流场和积云对流的互激发展, 使低频振荡处于发展阶段; 而当振荡由这一区域再向东传播时, 由于大尺度流场和积云对流的互相减弱, 使振荡处于衰减阶段。因此可以说热带大气的低频振荡是大尺度运动和小尺度积云对流活动之间相互作用的结果。

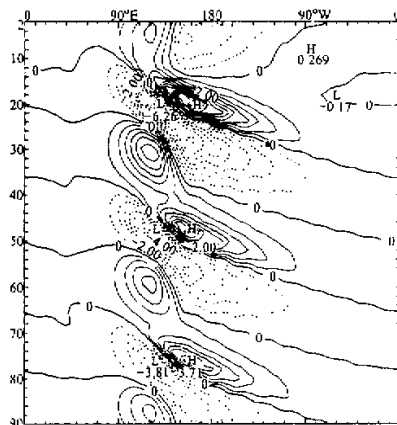
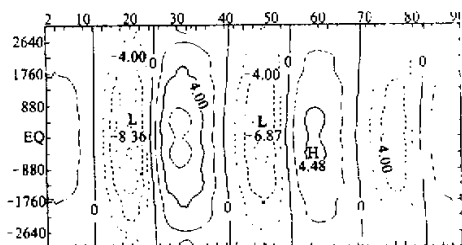


图 8 赤道上方 $z=8.12\text{km}$ 高度处经过 20—40d 带通滤波的纬向风的时间-经度剖面

单位: $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, 实(虚)线表示西(东)风



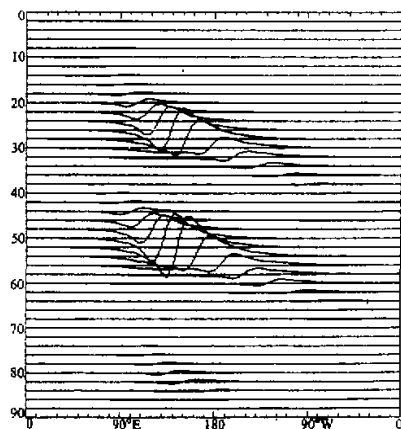


图 10 赤道上方 8.12km 高度处每两天的纬向风沿纬向的分布

五、结 论

本文建立了一个包括 CISK 机制和触发热源的三维线性模式, 本模式不仅考虑了 CISK 参数随高度的变化, 也考虑了它随纬度和经度的变化。用此模式讨论了热带大气的低频振荡现象。本文得到了一些物理意义清楚, 较好的结论。

(1) 在快变触发热源和缓变触发热源两种情况下, 都得到了向东传播的低频振荡, 其周期分别是 30d 左右和 27d 左右。这一结果比 Miyahara 等人的工作^[8]更符合事实。在对流活跃区, 振荡向东传播的速度大约为 9—10m/s。

(2) 对于水平结构, 这种振荡是由 Kelvin 波型的响应和 Rossby 波型的响应共同组成的。在垂直方向, 扰动具有斜压结构, 在热源强迫区低层辐合, 高层辐散。

(3) 水平振荡沿纬向表现为 1 波的扰动。

(4) 外热带区域气压扰动具有位相延迟现象。

(5) 热带大气低频振荡是小尺度的积云对流活动和大尺度运动之间相互作用的结果。由于印度洋到中太平洋的对流比较活跃, 所以那里的低频振荡也比较明显。

(6) 热带大气的低频振荡是由模式内在的动力过程决定的, 而不是由外部触发热源决定的, 它是一种大气内部的固有振荡。

参 考 文 献

- [1] Madden, R. D. and P. Julian, 1971, Detection of a 40—50 day oscillation in the general wind in the tropical Pacific, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 702—708.
- [2] Madden, R. D. and P. Julian, 1972, Description of global scale, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1109—1123.
- [3] Yamagata, T. and Y. Hayahsi, 1984, A simple diagnostic model for the 30—50 day oscillation, *J. Met. Soc. Japan*, **62**, 709—717.
- [4] Hayahsi, Y. and S. Miyahara, 1987, a three-dimensional linear response model of the tropical intraseasonal

- oscillation, *J. Met. Soc. Japan*, **64**, 843–852.
- [5] Chang, C. P., 1977, Viscous internal gravity waves and low-frequency oscillations in the tropics, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 900–910.
- [6] 李崇银, 1985, 南亚夏季风槽脊和热带气旋活动与移动性 CISK 波, *中国科学, B 辑*, **28**, 668–675.
- [7] Lau, K. M. and L. Peng, 1987, Origin of low-frequency (intraseasonal) oscillations in the tropical atmosphere, Part I: Basic theory, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 950–972.
- [8] Miyahara, S., 1987, A simple model of the tropical intraseasonal oscillations, *J. Met. Soc. Japan*, **65**, 341–351.
- [9] Hayashi, Y., 1970, A theory of large-scale equatorial waves generated by condensational heat and accelerating the zonal wind, *J. Met. Soc. Japan*, **48**, 140–160.
- [10] Hayashi, Y. and D. G. Golder, 1986, Tropical intraseasonal scillations appearing in a GFDL general circulation model and FGGE data, Part I: Phase propagation, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 3058–3067.
- [11] Murakami, T. and T. Nakazawa, 1985, Transition from the Southern to Northern Hemisphere summer monsoon, *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 1470–1486.
- [12] Hayashi, Y. and A. Sumi, 1986, The 30–40 day oscillations simulated in an "Aqua Planet" model, *J. Met. Soc. Japan*, **64**, 451–467.
- [13] Gill, A. E., 1980, Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **106**, 447–462.
- [14] 丁一汇, 1989, 天气动力学中的诊断方法, 科学出版社, 84–86.
- [15] Yasunari, T., 1981, Structure of an India summer monsoon system with around 40-day period, *J. Met. Soc. Japan*, **59**, 336–354.

A Simple Model and Numerical Simulation of Low-Frequency Oscillation in the Tropical Atmosphere

Liu Aidi and Huang Ronghui

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

Abstract

In this paper, the low-frequency oscillation of the tropical atmosphere is first analyzed with observational facts and is then studied theoretically. A three-dimensional linear model including the triggering heat source and the CISK mechanism is constructed to discuss the features, structure, propagation and dynamical mechanism of low-frequency oscillation in the tropical atmosphere. From the modelling results, we obtain a low-frequency oscillation with a period of about 30 days which propagates eastward with a speed of about 9 m s^{-1} . The oscillation consists of a Kelvin-type response and a Rossby-type response which moves westward. The results also suggest that the period of the oscillation is not relevant to the period of the triggering heat source. This shows that the low-frequency oscillation of the tropical atmosphere is an inherent oscillation of the atmosphere itself and is induced by the interaction between a large scale motion and condensation heating in the tropics.

Key words: low-frequency oscillation; CISK mechanism; triggering heat source; condensation heating.