

# 热带大气的 CISK-Rossby 波和 30—50 天振荡

蒋国荣

(空军气象学院, 南京, 211101)

## 摘 要

利用斜压准地转滤波方法, 通过引入一个反映 CISK 机制的无量纲凝结潜热参数  $\eta(z)$ , 建立了描述热带大气的 CISK-Rossby 波模式, 并求得了该模式的解析解。理论研究表明, 考虑 CISK 机制的 CISK-Rossby 波与经典的 Rossby 波有明显差别, 它可较好地解释热带大气 30—50d 振荡现象。

**关键词:** 30—50d 振荡, 积云对流反馈, CISK-Rossby 波。

## 1 引 言

低频振荡是热带大气的一个非常重要的现象。1970 年代初, Madden 等首先在热带太平洋地区发现纬向风有 30—50d 周期性振荡<sup>[1]</sup>, 其后他们又证明这种纬向风的 30—50d 准周期振荡在全球热带地区都存在<sup>[2]</sup>。以后大量的资料分析和理论研究<sup>[3—5]</sup>表明, 低频振荡在热带大气中是普遍存在的。资料研究分析还表明<sup>[6]</sup>, 热带大气 30—50d 振荡主要以纬向 1 波形式沿赤道缓慢东移, 移速约为 10m/s, 但 30—50d 振荡不仅限于东移, 也有西移的情况。

在热带大气中, 对流凝结反馈是热带大气系统形成和维持的关键性因素。理论和数值研究则表明<sup>[7]</sup>, 对流凝结加热的反馈是产生热带大气低频振荡的重要原因之一。李崇银<sup>[8]</sup>提出了移动性 CISK 波驱动季风槽脊 30—50d 振荡的理论, Lau<sup>[9]</sup>等提出了活动性波动-CISK (mobile wave-CISK) 激发 30—50d 大气振荡的机制; 这些研究均表明了对流凝结加热的反馈在热带大气低频振荡中的重要作用。

最近的一些研究认为, 赤道地区的 30—50d 振荡可认为是 CISK-Kelvin 波的作用和 CISK-Rossby 波影响的综合结果<sup>[10, 11]</sup>, 在这些研究中采用的都是包含 Wave-CISK 机制的半地转模式, 由于热带大气低频振荡纬向普遍为长波 (纬向 1—6 波, 波长  $L \geq 6 \times 10^6 \text{m}$ ), 热带大气的运动 (尤其在 5—15° 范围内<sup>[12]</sup>) 具有半地转特征, 采用半地转模式是合理的, 并且由半地转模式还可得到 CISK-Kelvin 波和 CISK-Rossby 波<sup>[11]</sup> 但是仔细研究半地转模式下的 CISK-Rossby 波解可以发现, 在不考虑积云对流加热的反馈作用时, 该解与经典的热带大气的自由 Rossby 波解不完全一致, 产生了一些变形, 造成这种差别的原因显然

• 初稿时间: 1995 年 4 月 13 日; 修改稿时间: 1995 年 9 月 18 日。

资助课题: 本文系空司气象局资助基础理论研究项目。

与半地转近似有关,因此,本文拟采用准地转模式,通过引进 CISK 机制探讨了热带大气的 CISK-Rossby 波。李崇银<sup>[13]</sup>曾研究指出,热带地区的超长波波系有中纬度长波的类型性质(准地转特征),因此,对热带大气的行星尺度运动可采用准地转近似。根据文献[14]的结论,由于低纬准地转模式滤波得到的是不受歪曲的 Rossby 波,在研究 CISK-Rossby 波时采用此种滤波能够使问题得到改善。本文的研究结果表明,准地转模式下的 CISK-Rossby 波确实同样可用来解释热带大气的 30—50d 振荡现象,并比半地转模式为佳。

## 2 准地转模式下的 CISK-Rossby 波

应用赤道  $\beta$  平面近似和 Boussinesq 近似,在静力平衡条件下,包含 wave-CISK 机制的斜压模式的线性方程组可以写成:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \beta y u = -\frac{\partial \varphi}{\partial y} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) + N^2 w = N^2 \eta w_B \end{cases} \quad (1)$$

式(1)中, $t$ 为时间, $x, y, z$ 为坐标轴, $x$ 向东为正, $y$ 向北为正, $z$ 向上为正; $u, v, w$ 分别为  $x, y, z$  方向的速度分量; $N$ 则为 Brunt-Väisälä 频率; $\beta$ 为 Rossby 参数(为常数); $\varphi = p' / \rho_0$ ( $p'$ 为相对于静止大气的气压偏差, $\rho_0$ 为静止大气的密度); $w_B$ 为边界层顶的垂直速度, $\eta$ 是表征 CISK 机制的无量纲的凝结潜热参数,一般设它是  $z$  的函数,且仅当  $w_B > 0$  时不为零。式(1)中的第 4 式右端  $N^2 \eta w_B$  一项即代表 CISK 机制中的凝结加热。

采用斜压准地转滤波<sup>[14]</sup>,则可得到准地转模式下包含 CISK 机制的描述 CISK-Rossby 波的基本方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right) + \beta \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \beta^2 y^2 \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) + N^2 w = N^2 \eta w_B \end{cases} \quad (2)$$

由式(2)进一步消去  $\varphi$  可得仅包含  $w$  的方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\beta^2 y^2}{N^2} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \beta \frac{\partial w}{\partial x} = \eta \frac{\partial^3 w_B}{\partial t \partial x^2} + \eta \frac{\partial^3 w_B}{\partial t \partial y^2} + \beta \eta \frac{\partial w_B}{\partial x} \quad (3)$$

式(3)即为本文用以讨论 CISK-Rossby 波的基本方程。

## 3 CISK-Rossby 波的解析解

### 3.1 $\eta=0$ 时的解

因为本文的 CISK-Rossby 波模式中仅包含了 CISK 机制,而不考虑其它强迫作用,因此可以推测出  $\eta=0$  时的解应当是没有任何强迫作用下的自由斜压 Rossby 波,在式(3)中令  $\eta=0$ ,得:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\beta^2 y^2}{N^2} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \beta \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

可以看出,式(4)是典型的描述低纬线性斜压自由 Rossby 波的基本方程<sup>[14]</sup>。

采用正交模方法,令

$$w = W(y) e^{i(kx + nz - \sigma t)} \quad (5)$$

代入式(4),可求得低纬大气斜压 Rossby 波的圆频率表达式:

$$\sigma = - \frac{\beta k}{k^2 + (2m + 1) \frac{\beta}{C_1}} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (6)$$

式中,

$$C_1 = \frac{N}{n} = \frac{NH}{\pi} \quad (7)$$

$H$  代表自由面平均高度,  $n = \frac{\pi}{H}$ , 表示  $z$  方向的波数,  $k$  为纬向波数,  $\sigma$  代表圆频率。

由式(6)可得 Rossby 波的纬向波速:

$$C_m = - \frac{\beta}{k^2 + (2m + 1) \frac{\beta}{C_1}} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (8)$$

和振荡周期:

$$T_m = \frac{(2m + 1)L}{C_1} + \frac{4\pi^2}{\beta L} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (9)$$

式中  $L$  为纬向波长,  $L = \frac{2\pi}{k}$ 。

本征函数  $W(y)$  则为:

$$W(y) = A_m e^{-\frac{\beta y^2}{2c_1}} \cdot H_m \left( \left( \frac{\beta}{c_1} \right)^{1/2} y \right) \quad (10)$$

式中  $H_m$  代表  $m$  阶的 Hermite 多项式,  $A_m$  为常数。

关于经典的低纬大气 Rossby 波的圆频率  $\sigma$  随波数  $k$  的变化曲线以及周期  $T$  随波长  $L$  变化的曲线可分别参考文献[14]和文献[15], 这里不再给出, 而有关本征函数  $W(y)$  代表的经向结构将在后面给出。

由经典的低纬大气 Rossby 波波速公式式(8)可以看出, 在没有对流凝结加热的作用时, 低纬大气自由 Rossby 波始终是西传的, 这种 Rossby 波显然无法解释 30—50d 低频振荡的东传现象, 因此, 仅从纬向传播即可得出, 不考虑对流凝结加热的作用的经典自由 Rossby 波不能用来解释热带大气的 30—50d 低频振荡现象。

### 3.2 $\eta \neq 0$ 时的解析解

当  $\eta \neq 0$  时, 即表明存在对流凝结加热的作用, 由于式(3)右端第 3 项主要对长波有影响作用, 因此, 为简单起见, 本文将主要考虑右端第 3 项的作用, 此时式(3)化为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\beta^2 y^2}{N^2} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \beta \frac{\partial w}{\partial x} = \beta \eta \frac{\partial w_B}{\partial x} \quad (11)$$

应用正交模方式, 令

$$\begin{cases} w = W(y, z) e^{i(kx - \sigma t)} \\ w_B = W_B e^{i(kx - \sigma t)} \end{cases} \quad (12)$$

代入式(11)可得:

$$\sigma \left( \frac{\beta^2 y^2}{N^2} \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} - k^2 W \right) - \beta k W = -\beta \eta k W_B \quad (13)$$

这是  $W$  关于  $y, z$  的偏微分方程, 为求解方便起见, 采用简单的二层模式<sup>[10]</sup>, 模式概图见图 1, 其中  $\Delta z$  代表  $z$  方向等分层次的间隔。考虑边界条件  $W_0 = W_2 = 0$ , 将方程(13)写在二层模式的中层上, 且对  $z$  的微商用差商代替, 即:

$$\left( \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} \right)_1 = \frac{W_0 - 2W_1 + W_2}{(\Delta z)^2} \quad (14)$$

则有:

$$\sigma \left( \frac{d^2 W_1}{dy^2} + \frac{\beta^2 y^2}{N^2} \frac{-2W_1}{(\Delta z)^2} - k^2 W_1 \right) - \beta k W_1 = -\beta k \eta_1 W_B \quad (15)$$

根据实际观测资料的计算表明, 热带对流层低层的垂直速度一般有近乎线性的垂直分布, 故简单地可令  $W_B = bW_1$ <sup>[6,10]</sup>, 其中  $b$  为小于或等于 1 的系数。则式(15)可进一步写成:

$$\frac{d^2 W_1}{dy^2} + \left[ -\frac{\beta k}{\sigma} (1 - b\eta_1) - k^2 - \frac{2\beta^2}{N^2 \Delta z^2} y^2 \right] W_1 = 0 \quad (16)$$

上式中, 若令

$$C_1 = \frac{N \cdot \Delta z}{\sqrt{2}} \quad (17)$$

一般可取  $N = 1 \times 10^{-2} s^{-1}$ <sup>[6]</sup>, 在两层模式情形下, 可取  $\Delta z = 7\text{km}$ , 由此可得  $C_1 = 49.5\text{ms}^{-1}$ 。利用式(17), 式(16)可化成:

$$\frac{d^2 W_1}{dy^2} + \left[ -\frac{\beta k}{\sigma} (1 - b\eta_1) - k^2 - \left( \frac{\beta}{C_1} \right)^2 y^2 \right] W_1 = 0 \quad (18)$$

上式当

$$-\frac{\beta k}{\sigma} (1 - b\eta_1) - k^2 = (2m + 1) \frac{\beta}{C_1} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (19)$$

时,  $W_1$  存在有界解, 其解为:

$$W_1^{(m)} = A_m e^{-\frac{\beta y^2}{2C_1^2}} \cdot H_m \left( \left( \frac{\beta}{C_1} \right)^{1/2} y \right) \quad (20)$$

$A_m$  和  $H_m$  的意义同式(10), 由式(19)可得 CISK-Rossby 波的圆频率:

$$\sigma = -\frac{\beta k (1 - b\eta_1)}{k^2 + (2m + 1)\beta/C_1} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (21)$$

利用上式可得纬向波速公式:

$$C_m = \frac{\sigma}{k} = -\frac{\beta (1 - b\eta_1)}{k^2 + (2m + 1)\beta/C_1} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (22)$$

及振荡周期公式:

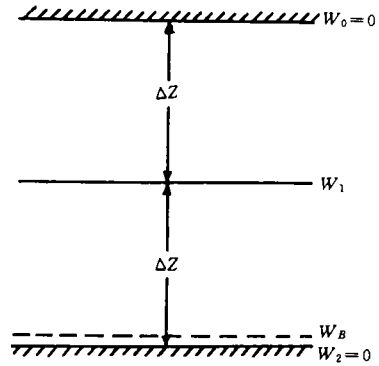


图 1 二层模式概图

$$T_m = \frac{2\pi}{|\sigma|} = \frac{1}{|1 - b\eta_1|} \left[ (2m + 1) \frac{L}{C_1} + \frac{4\pi^2}{\beta L} \right] \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (23)$$

在以上 3 式中令  $\eta_1 = 0$ , 即不考虑对流凝结加热的作用, 此时  $1 - b\eta_1 = 1$ , 式(21)、(22)、(23)分别转化为经典的热带大气自由斜压 Rossby 波的圆频率、波速及周期公式式(6)、(8)、(9), 这个结果与预期的完全一致。

当  $\eta_1 \neq 0$  时, 即存在凝结对流加热的作用时, 首先, 由圆频率  $\sigma$  的表达式式(21)可以得出, CISK-Rossby 波始终是稳定的。其次, 由波速公式式(22), 当对流凝结加热强度较弱时, 即

$$0 < 1 - b\eta_1 < 1 \quad (24)$$

此时 CISK-Rossby 波是西传的, 但波速要比经典自由 Rossby 波的波速慢; 当  $1 - b\eta_1 = 0$  时, CISK-Rossby 波静止; 而当对流凝结加热强度较强时,  $\eta_1 > \frac{1}{b}$ , 此时,

$$1 - b\eta_1 < 0 \quad (25)$$

这时 CISK-Rossby 波是东传的; 由以上分析可得出结论: 存在对流凝结加热作用的 CISK-Rossby 与经典的自由 Rossby 波在传播上已有很大不同, 在 CISK-机制作用下, 它存在西传、静止、东传现象, 何时出现这 3 种传播现象主要依赖于对流凝结加热的变化。

进一步讨论一下 CISK-Rossby 波的振荡周期, 取  $C_1 = 49.5 \text{ms}^{-1}$ ,  $b = 0.4$ , 波长  $L = 1 \times 10^7 \text{m}$ , 图 2 给出了由式(23)计算的

CISK-Rossby 波周期  $T_m$  随  $\eta_1$  变化的曲线。由图可以看出, 当考虑凝结对流加热作用时, 只要强度合适, 就会出现振荡周期为 30—50d 的东传 CISK-Rossby 波, 对  $m=0$  的 CISK-Rossby 波, 当  $\eta_1 = 2.72 - 2.86$ , 其振荡周期即为 30—50d; 同样,  $m=1$  时的 30—50d 振荡的 CISK-Rossby 波, 对应的  $\eta_1 = 2.95 - 3.25$ ,  $m=2$  时,  $T_2 = 30 - 50\text{d}$ , 对应的  $\eta_1 = 3.19 - 3.64$ 。

再从 CISK-Rossby 波纬向移速的量值进一步说明它与 30—50d 低频振荡的联系, 式(22)与式(23)相乘后可得:

$$T_m \cdot |C_m| = \frac{2\pi}{k} = L \quad (26)$$

此式对经典的热带大气自由斜压

Rossby 波亦成立, 实测资料表明 30—50d 周期振荡在热带主要以纬向 1 波的形式缓慢东移, 对纬向 1 波, 其波长为  $4 \times 10^7 \text{m}$ , 当  $T_m = 30 - 50\text{d}$  时, 可以计算出  $C_m = 9 - 15 \text{ms}^{-1}$ , 这与观测结果是一致的。由于只有考虑 CISK-机制的 CISK-Rossby 波才能产生东移, 并且只要对流凝结加热的强度适当, 就可能出现平均波速在  $10 \text{ms}^{-1}$  左右的 CISK-Rossby 波, 如, 对应于  $C_1 = 49.5 \text{ms}^{-1}$ , 对  $m=0$  的 CISK-Rossby 波, 当  $\eta_1 = 2.98 - 3.30$  时就能满足条件; 而对  $m=1$  的 CISK-Rossby 波, 当  $\eta_1 = 3.89 - 4.81$  时则满足条件。

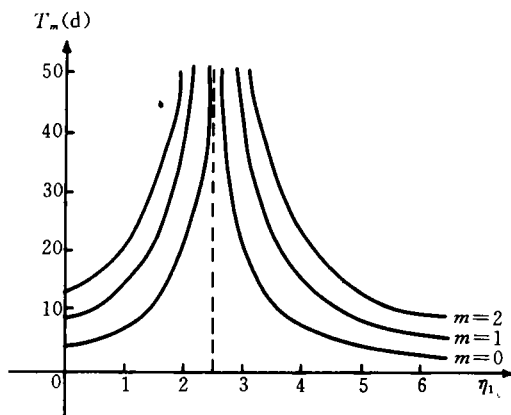


图 2 CISK-Rossby 波振荡周期  $T_m$  随  $\eta_1$  变化的曲线

( $L = 1 \times 10^7 \text{m}$ ,  $b = 0.4$ ,  $C_1 = 49.5 \text{ms}^{-1}$ ,  
( $m = 0, 1, 2$ ))

综上所述,可以得出结论,CISK-Rossby波可用来解释一些 30—50d 低频振荡现象。

比较式(10)和式(20)可看出,低纬大气的经典 Rossby 波与 CISK-Rossby 波在经向结构上相同,这表明引进 CISK-机制不改变 Rossby 波的经向分布,下面给出  $W_1$  不同模态下的经向结构,以前 3 个为例,即取  $m=0, 1, 2$ ,此时:

$$\begin{cases} W_1^{(0)}(y) = A_0 e^{-\frac{\beta y^2}{2c_1}} \\ W_1^{(1)}(y) = A_1 \left(\frac{\beta}{c_1}\right)^{1/2} y e^{-\frac{\beta y^2}{2c_1}} \\ W_1^{(2)}(y) = A_2 \left(\frac{2\beta}{c_1} y^2 - 1\right) e^{-\frac{\beta y^2}{2c_1}} \end{cases} \quad (27)$$

图 3 给出了  $W_1^{(m)}(y)$  不同模态( $m=0, 1, 2$ )的经向结构,对应  $m=0$  的模态  $W^{(0)}(y)$ ,在赤道处( $y=0$ )有极大值,且关于  $y$  是对称的;对应  $m=1$  的模态  $W^{(1)}(y)$ ,在  $y = +(\frac{C_1}{\beta})^{1/2}$  处(北半球)有极大值,在  $y = -(\frac{C_1}{\beta})^{1/2}$  (南半球)处有极小值,且关于  $y$  轴是反对称的;对应  $m=2$  的模态,  $W^{(2)}(y)$  在赤道处( $y=0$ )有极小值,在南、北半球离赤道  $\frac{\sqrt{5}}{2}(\frac{C_1}{\beta})^{1/2}$  处有极大值,且关于  $y$  轴是对称的。

最后,将准地转模式下的 CISK-Rossby 波与半地转模式下的 CISK-Rossby 波<sup>[11]</sup>进行一下比较,根据文献[14],采用低纬半地转模式得到的仅是纬向波数  $k \rightarrow 0$  时的 Rossby 波,而准地转模式下的 CISK-Rossby 波则与纬向波数有关,因热带大气低频振荡属超长

波波系,因此,考虑长波近似下的准地转模式下的 CISK-Rossby 波与半地转模式才具有可比性,由式(22)、(23),取长波近似后的 CISK-Rossby 波的波速和周期分别为:

$$C_m = -\frac{(1 - b\eta_1)C_1}{(2m + 1)} \quad (28)$$

$$T_m = \frac{(2m + 1)L}{|1 - b\eta_1|C_1} \quad (29)$$

与半地转模式下的结果<sup>[11]</sup>进行比较可以发现,长波近似下的准地转模式的 CISK-Rossby 波与半地转模式下的 CISK-Rossby 波在传播特性、周期变化上相近,但量值上仍有差别,

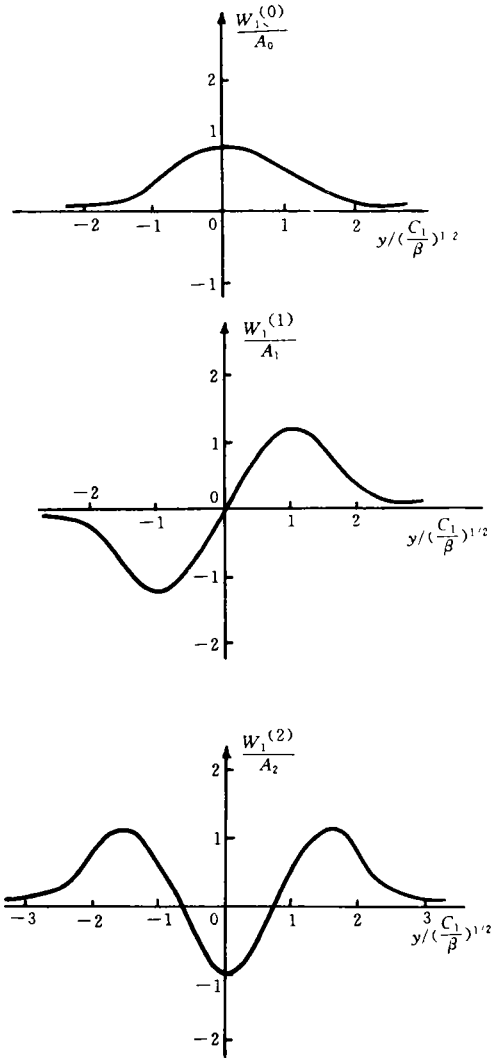


图 3  $m=0, 1, 2$  的模态  $W_1$  的经向分布

而在纬向结构上,  $W^{(1)}(y)$  和  $W^{(2)}(y)$  的纬向分布已完全不同。另外, 还可看出, 当不考虑 CISK-机制时(即取  $\eta_1=0$  时), 准地转模式下的 CISK-Rossby 波与经典的低纬自由大气 Rossby 波完全一致, 而半地转模式则存在较大差别, 这些偏差显然与取了半地转近似有关, 表明采用半地转近似会使 Rossby 波产生一些变形, 因此, 准地转模式下的 CISK-Rossby 波较半地转模式下的 CISK-Rossby 波为佳。

#### 4 结 语

在线性 Wave-CISK 理论中, 一般采用无量纲的凝结潜热参数  $\eta$  表征 CISK 机制, 本文也采用了类似的方法, 得到了准地转模式下 CISK-Rossby 波解。研究结果得出, 不考虑 CISK-机制的低纬大气的自由斜压 Rossby 波由于始终为西传因而不能解释热带大气的 30—50d 低频振荡现象; 而当考虑 CISK-机制时(对应  $\eta \neq 0$ ), 只要对流凝结加热的强度合适(较强时), 那么热带大气的 CISK-Rossby 波不论从传播方向、传播速度大小还是从振荡周期上均能较好地解释热带大气的 30—50d 低频振荡现象, 表明 Wave-CISK 机制的确是热带大气 30—50d 低频振荡的引导机制。

研究结果还表明, 准地转模式下的 CISK-Rossby 波由于不会使 Rossby 波产生变形以及包含了长波情形的 CISK-Rossby 波解, 因而就 CISK-Rossby 波而言, 准地转模式下的 CISK-Rossby 波较半地转模式下的为佳。

需要指出的是, 热带大气的 30—50d 低频振荡并不完全都能由 CISK-Rossby 波来解释, 本文研究结果表明, CISK-Rossby 波主要适用于解释对流凝结加热较强时缓慢东传的 30—50d 低频振荡现象, 而对对流凝结加强度较弱时的 30—50d 低频振荡的缓慢东移现象无法解释, 后者只能用 CISK-Kelvin 波来解释<sup>[11]</sup>, 综合二者, 实际上表明, 30—50d 低频振荡应当是 CISK-Kelvin 波和 CISK-Rossby 波共同作用的结果, 这一推断与 Miyahara 的研究结果一致, 他认为<sup>[16]</sup>就 30—50d 振荡的结构而论, 这种振荡应是 Kelvin 型响应和 Rossby 型响应共同组成的。

本文的 CISK-Rossby 波模式虽然较好地解释了热带大气的 30—50d 振荡现象, 尤其是在水平方向的传播现象上, 但本文的模式显然是过于简单了, 尤其在垂直分层上, 因此, 对热带大气的低频振荡现象中有关对流层上、下层传播的差异问题根本无法解释, 这有待于今后做进一步的探讨。

#### 参考文献

- [1] Madden R D and Julian P. Detection of a 40—50 day oscillation in the zonal wind in the tropical Pacific. *J Atmos Sci.* 1971. 28: 702—708.
- [2] Madden R D and Julian P. Description of global scale circulation cells in the tropics with 40—50 day period. *J Atmos Sci.* 1972. 29. 1109—1123.
- [3] Krishnamurti T N. et al. The 30—50 day mode at 850mb during MONEX. *J Atmos Sci.* 1982. 39: 2088—2095.
- [4] Murakami T. et al. On the 40—50 day oscillations during the 1979 Northern Hemisphere summer. Part I: aphase propagation. *J Meteor Soc Japan.* 1984. 62: 440—468.
- [5] Lau N C. Lau K M. The structure and propagation of intraseasonal oscillations appearing in a GFDL general circula-

tion model. *J Atmos Sci.* 1986. 43: 2023—2047.

- [6] 李崇银. 大气低频振荡. 北京: 气象出版社. 1993. 33—209.
- [7] 叶笃正, 曾庆存, 郭裕福. 当代气候研究. 北京: 气象出版社. 1991. 137—152.
- [8] 李崇银. 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)*. 1985. 668—675.
- [9] Lau K M and Peng L. Origin of low-frequency (intraseasonal) oscillation in the tropical atmosphere. Part I: Basic theory. *J Atmos Sci.* 1987. 44: 950—972.
- [10] 李崇银. 赤道以外热带大气中 30—50 天振荡的一个动力学研究. *大气科学*. 1990. 14 (1): 83—92.
- [11] 刘式适, 王继勇. Wave-CISK 的一个斜压半地转模式和低频振荡. *气象学报*. 1992. 50 (4): 393—402.
- [12] 伍荣生. 大气动力学. 北京: 气象出版社. 1990. 287—288.
- [13] 李崇银. 热带大气运动的特征. *大气科学*. 1985. 9 (4): 366—375.
- [14] 刘式适. 低纬大气滤波模式研究. *热带气象*. 1990. 6 (2): 106—118.
- [15] 吉尔 A E. 大气-海洋动力学. 北京: 海洋出版社. 1988. 342—356.
- [16] Miyahara S. A simple model of the tropical intraseasonal oscillation. *J Meteor Soc Japan.* 1987. 65: 341—351.

## CISK-ROSSBY WAVES IN THE TROPICAL ATMOSPHERE AND 30—50 DAY OSCILLATION

Jiang Guorong

(*Institute of Meteorology, P. L. A. Air Force, Nanjing, 211101*)

### Abstract

In terms of a baroclinic quasi-geostrophic wave-filtering technique and through introducing a dimensionless parameter,  $\eta(z)$ , of condensation-released heat that indicates the CISK mechanism, a model is established for describing tropical atmosphere CISK-Rossby waves. At the same time, the model's analytical solution has also been obtained. Theoretical study shows that there is pronounced difference between CISK-involving Rossby waves and classic Rossby waves, and CISK-Rossby waves can better interpret some aspects of 30—50 day oscillation in the tropical atmosphere.

**Key words:** 30—50 day oscillation, Convection feedback, CISK—Rossby wave.