

β 效应和移动性 CISK 波与南亚 夏季风槽脊的活动

王玉清

(上海台风研究所, 上海 200030)

提 要

本文采用简单的纬向对称的两层线性模式研究了存在 β 效应情况下 Ekman-CISK 扰动的动力特征, 结果发现在 β 效应和对流凝结加热的共同作用下大气中可以产生一种移动性的 CISK 波, 在取南亚夏季风区平均大气参数情况下的计算结果表明, 这种移动性 CISK 波可以解释南亚夏季风槽脊活动的一些基本特征, 因此, 可以初步认为 β 效应和 CISK 机制对南亚夏季风槽脊的活动具有极其重要的作用。

关键词: β 效应; 移动性 CISK 波; 季风槽脊活动。

一、引 言

南亚地区的夏季风在世界范围内最为强大和最为典型, 其活动不仅对南亚地区的天气气候具有重要影响, 而且与整个热带以致中高纬度的大气运动均有密切联系, 尤其近年来的研究发现, 全球大气存在着季节内振荡, 即大气的 30—60 天振荡现象, 特别是在热带地区, 这种低频振荡又在印度及南亚季风区以及中—西太平洋地区最为活跃, 由此 Madden 和 Julian 最先提出了热带低频振荡起源于热带印度洋和西太平洋上空与大尺度对流运动有关的移动性 Walker 环流的见解^[1], 此后, Yasunai^[2-3] 通过卫星云图云量场的分析进一步揭示了印度季风区中云量有 30—40 天和 15 天的两种周期性振荡, 以及云量扰动具有向北传播的特征, Lorenc^[4] 利用 FGGE 资料分析出纬向波数为 1 周期为 30—50 天向东传播的 200hPa 大尺度辐散波和尺度较小的向北传播的辐散带, 进一步证实了低频振荡在全球热带范围内的向东传播和在南亚季风区的经向传播。根据 1979 年夏季 MONEX 资料的分析, Krishnamurti 等^[5] 发现南亚季风槽脊在缓慢北移中有 30—50 天的周期振荡, 从而认为南亚夏季风活动中有 30—50 天波存在, 由于 30—50 天振荡同长期天气变化和短期气候异常有着密切关系, 因此, 受到国内外学者的广泛重视。

为了探讨热带大气低频振荡的成因及其活动规律, 近年来许多学者从动力学角度对此进行了较深入的研究, 如 Yamagata 等^[6] 认为 30—50 天振荡是热带对流层大气对赤道亚洲季风区局地热源强迫的响应, 李崇银^[7] 则将基本气流的垂直切变引入 CISK 模式, 得到了一种缓慢移动的 CISK 波, 并认为垂直切变基流通过 CISK 机制产生的 CISK

1991 年 3 月 2 日收到, 1991 年 6 月 10 日收到修改稿。

波极可能是南亚夏季风槽脊的主要驱动机制,此后,许多研究均将 CISK 机制引入动力模式研究了热带大气 30—50 天振荡的动力学机制^[8-11],结果表明, CISK—Kelvin 波可以解释近赤道地区 30—50 天振荡的一些主要特征.最近,李崇银^[12]又采用热带 β 平面近似下的两层线性模式,基于波动—CISK 理论得到了 CISK—Rossby 型波动,他认为这种 CISK—Rossby 型波动可能是赤道以外热带大气中 30—50 天振荡的重要激发和驱动机制.

以上这些研究丰富了我们对于热带大气低频振荡的认识,然而,这些研究大多是基于波动—CISK 理论进行的,鉴于文献[13,14]强调了边界层过程与自由大气的相互作用在热带大气低频振荡中具有极为重要的作用,因此,本文将基于 Ekman—CISK 理论,采用简单的纬向对称模式,同时与[12]相似引入热带 β —平面近似来探讨赤道外热带 Ekman—CISK 扰动的动力特征,并以此说明 β 效应与 Ekman—CISK 机制对南亚夏季风槽脊活动的重要作用.

二、理论模式及其解

在纬向对称的 p 坐标情况下,线性化的扰动方程组可写成^[1]

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f v, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = -f u, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial p} = -\frac{RT}{p}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{Sp}{R} \omega + \frac{\dot{Q}}{c_p}, \quad (5)$$

其中, $S \equiv -\frac{R}{p} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial p} - \frac{R\bar{T}}{pc_p} \right)$ 是 p 坐标下的静力稳定度参数, R 是通用气体常数, c_p 是空气的定压比热, $\dot{Q}$ 是单位质量空气的非绝热加热率,其它符号为气象上惯用.

由(1)–(5)式消去变量 u, v, T 可以得到关于 φ 和 ω 的两个方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{2\beta}{f} \right) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t \partial y} - f^2 \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t \partial p} + s\omega = -\frac{R}{pc_p} \dot{Q}, \quad (7)$$

其中, $\beta = df/dy$. 由于南亚夏季风的活动在 5°N 以北最为活跃,同时经向尺度又比较小,因此,对于这种赤道以外热带地区南亚季风的的活动,我们可仿照文献[12]取热带 β 平面近似,即将(6)式中的 f 和 β 均视为常数处理,这样可使求解大为简化,同时又可反映出所讨论问题的物理本质.

在 Ekman-CISK 理论中,一般将对流凝结加热率 $\dot{Q}$ 与边界层的摩擦辐合联系起来,从而可用边界层顶的垂直速度参数化表示 $\dot{Q}$, 这里取 Ooyama^[15] 的参数化形式,即

$$\dot{Q} = -\frac{c_p P}{R} S \eta \omega_E, \quad (8)$$

其中, $\eta = \eta(p)$ 是无因次的对流凝结加热强度的垂直分布函数, ω_E 是 Ekman 层顶的垂直速度。根据 Charney 与 Eliassen^[16] 的工作,有

$$\omega_E = -\frac{1}{2} \rho_E g D_E \sin 2\alpha \cdot \zeta_{EE}, \quad (9)$$

这里 ρ_E 是摩擦层顶的大气密度, g 是重力加速度, D_E 是摩擦层厚度, α 是地面风向与等压线的交角, ζ_{EE} 是边界层顶的地转风涡度,这里可表示为

$$\zeta_{EE} = \frac{1}{f} \frac{\partial^2 \varphi_E}{\partial y^2}, \quad (10)$$

将上式代入(9)式,得

$$\omega_E = -\frac{1}{2f} \rho_E g D_E \sin 2\alpha \cdot \frac{\partial^2 \varphi_E}{\partial y^2}. \quad (11)$$

为求解的方便,取简单的两层模式,如图1所示。其模式大气顶 $P_0 = 100\text{hPa}$, 且取 $\omega_0 = 0$, 模式大气底取在摩擦层顶, 且取 $P_4 = P_E = 900\text{hPa}$ 。这样将(6)式写在 1 和 3 层上, 将(7)式写在 2 层上, 对 P 的微分项近似地以差商代替, 则有

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{2\beta}{f} \right) \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t \partial y} - f^2 \frac{\omega_2}{\Delta} = 0, \quad (12)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{2\beta}{f} \right) \frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial t \partial y} - f^2 \frac{\omega_E - \omega_2}{\Delta} = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\varphi_3 - \varphi_1}{\Delta} \right) + S_2 \omega_2 = \eta_2 S_2 \omega_E, \quad (14)$$

其中, $\Delta = 400\text{hPa}$ 。

取如下形式的波动解:

$$(\varphi_1, \varphi_3, \omega_2, \omega_E) = (\Phi_1, \Phi_3, \Omega_2, \Omega_E) e^{i(l y - \sigma t)}, \quad (15)$$

其中, l 为 y 方向的波数, σ 为复频率。将(15)式代入(12)~(14)式, 有

$$i \left(l^2 + i \frac{2\beta l}{f} \right) \sigma \Phi_1 - \frac{f^2}{\Delta} \Omega_2 = 0, \quad (16)$$

$$i \left(l^2 + i \frac{2\beta l}{f} \right) \sigma \Phi_3 - \frac{f^2}{\Delta} (\Omega_E - \Omega_2) = 0, \quad (17)$$

$$-\frac{i\sigma}{\Delta} (\Phi_3 - \Phi_1) + S_2 \Omega_2 = \eta_2 S_2 \Omega_E. \quad (18)$$

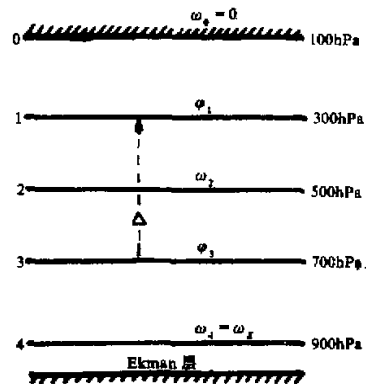


图1 模式大气垂直分层示意图

由以上三式消去 Φ_1 和 Φ_3 , 得

$$\left(\frac{2f^2}{S_2\Delta^2} + l^2 + i \frac{2\beta l}{f} \right) \Omega_2 = \left[\frac{f^2}{S_2\Delta^2} + \eta_2 \left(l^2 + i \frac{2\beta l}{f} \right) \right] \Omega_1. \quad (19)$$

为了获得 Ω_2 与 Ω_E 的另一关系式, 将(15)式代入(11)式, 并取近似关系,

$$\varphi_E = \alpha \Phi_3, \quad (20)$$

其中, α 为一比例常数, 它反映了扰动在对流层低层的垂直结构, 则最后得到

$$\Omega_E = \frac{al^2}{2f} \rho_E g D_E \sin 2\alpha \cdot \Phi_3. \quad (21)$$

由上式和(17)式消去 Φ_3 , 得

$$\Omega_2 = \left[1 - i \left(1 + i \frac{2\beta}{fl} \right) \frac{\sigma}{aK} \right] \Omega_E, \quad (22)$$

其中, $K = \frac{f}{2\Delta} \rho_E g D_E \sin 2\alpha$ 是边界层摩擦系数.

由(19)和(22)两式不难求得扰动增长率(σ_i)和扰动圆频率(σ_r)分别为

$$\sigma_i = aK \frac{\left[\eta_2 - 1 - \frac{1}{R^2(P+B^2)} \right] \left(1 + \frac{2}{R^2 l^2} \right) + \frac{B^2}{R^2 P(P+B^2)}}{\left(1 + \frac{2}{R^2 l^2} \right)^2 + \frac{B^2}{l^2}}, \quad (23)$$

$$\sigma_r = -\frac{aKB}{l} \cdot \frac{\left(1 + \frac{1}{R^2 l^2} \right) \frac{2}{R^2 l^2} - (\eta_2 - 1) \left(1 + \frac{B^2}{l^2} \right)}{\left(1 + \frac{B^2}{l^2} \right) \left[\left(1 + \frac{2}{R^2 P} \right)^2 + \frac{B^2}{l^2} \right]}, \quad (24)$$

其中 $R^2 = \Delta^2 S_2 / f^2$, $B = 2\beta / f$. 由(24)式还可以得到扰动的经向传播速度, 为

$$c_y = \frac{\sigma_r}{l} = aKB \frac{(\eta_2 - 1) \left(1 + \frac{B^2}{l^2} \right) - \left(1 + \frac{1}{R^2 P} \right) \frac{2}{R^2 P}}{(l^2 + B^2) \left[\left(1 + \frac{2}{R^2 P} \right)^2 + \frac{B^2}{l^2} \right]}. \quad (25)$$

若在(23)和(25)式中令 $a=1$, $B=0$ (即 $\beta \approx 0$ 或取 f 平面近似)时, 有

$$\sigma_i = K \frac{\eta_2 - 1 - \frac{1}{R^2 P}}{1 + \frac{2}{R^2 P}}, \quad c_y = 0. \quad (26)$$

这就是 Ooyama^[15]曾得到过的经典结果, 即在不考虑 β 效应的情况下, 通过 Ekman 抽

吸所造成的对流凝结加热的反馈作用, 将产生一种不传播的或称定常的 CISK 扰动. 然而, 若考虑了 β 效应(即 $B \neq 0$)时, 由(25)式可知, 一般应有 $c_1 \neq 0$. 这时将产生一种移动型的 CISK 波, 且 β 效应对扰动增长率也有一定影响.

此外, 由(23)式及(25)式可知, 只有当

$$\eta_2 > \eta_{2d} = 1 + \frac{1}{f^2 + B^2} \left(\frac{1}{R^2} - \frac{B^2}{2 + B^2 f^2} \right) \quad (27)$$

时, 这种 CISK 扰动才是发展的, 而只有当

$$\eta_2 > \eta_{2m} = 1 + \frac{2}{R^2(f^2 + B^2)} \left(1 + \frac{1}{R^2 f^2} \right) \quad (28)$$

时, 这种 CISK 波才具有向北(北半球)的相速. 同时, 由(27)和(28)式可知, $\eta_{2m} > \eta_{2d}$, 这说明只有发展的扰动才可向北移动, 即只有在具有较大对流凝结加热的区域这种扰动才是向北移动的. 由于南亚夏季风区积云对流十分旺盛, 因此, 可以初步认为南亚夏季风槽脊的低频振荡及其向北传播可能与这种由 β 效应和对流加热共同作用所产生的移动性 CISK 波的活动有关.

三、模式大气结果及讨论

上一节中将 β 效应引入两层 Ekman-CISK 模式求得了一种移动性 CISK 波型解, 为了更清楚地了解这种移动性 CISK 波的活动规律, 下面将依据南亚夏季风期的大气参数对这种 CISK 波的不稳定增长率、相速及其振荡周期作简单的计算和讨论, 并与南亚夏季风槽脊活动的一些基本特征作一些比较分析, 由此进一步说明 β 效应与 Ekman-CISK 机制对南亚夏季风槽脊的 30—50 天振荡及其向北传播等均具有极其重要的作用.

针对南亚夏季风区的大气基本状态, 取 $\varphi_0 = 15^\circ \text{N}$ 的 β 平面近似, 这样有 $f = 0.377 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$, $\beta = 2.21 \times 10^{-11} \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. 同时与文献 [7] 一致, 取 $K = 1.72 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$, $s_2 = 0.032 \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{hPa}^{-2}$. 利用以上大气参数, 可由(23)—(25)式来计算扰动的不稳定增长率(σ_1)、经向传播速度(c_1)以及波动的振荡周期($P = 2\pi/\sigma_1$)随波长($L = 2\pi/l$)、加热强度 η_2 以及对流层低层扰动结构参数 a 的变化情况以及 β 效应的影响. 另一方面, Ooyama^[15]认为, 对于热带对流区 η_2 一般在 2—4 取值, 而 Nitta^[17]的诊断分析结果表明 $\eta_2 \approx 3—4$. 因此, 在以下的讨论中一般取加热强度参数 η_2 在 2—4 之间变化.

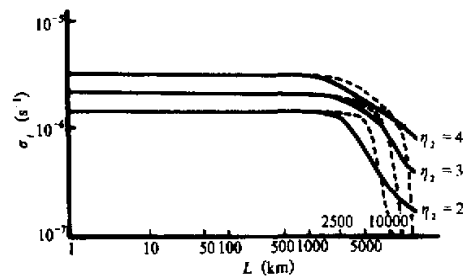


图 2 $a=1$ 时 $\beta=0$ (虚线)和 $\beta \neq 0$ (实线)两种情况下 $\eta_2=2, 3, 4$ 所对应的扰动不稳定增长率(σ_1)随波长的变化曲线

因此, 在以下的讨论中一般取加热强度参数 η_2 在 2—4 之间变化.

图 2 给出了 $a=1.0$ 时 $\beta=0$ (虚线)和 $\beta \neq 0$ (实线)两种情况下不同对流加热强度 ($\eta_2=2,3,4$) 所对应的扰动不稳定增长率(σ_i)随波长的变化曲线。可以看出,在 $\beta=0$ 时不稳定增长率随波长的变化与 Ooyama^[15] 的经典结果完全一致,即不稳定增长率随加热强度的增大而增大,这正反映了大尺度扰动与积云对流间的正反馈过程,这也正是 CISK 理论的实质所在。在 $\beta \neq 0$ 的情况下,则仍具有相似的特征,只是 β 效应对波长较长的扰动不稳定增长率具有一定影响,而对波长小于 1000km 的扰动不稳定增长率几乎没有什么影响。这说明在讨论较小尺度扰动的大气运动时 β 效应的影响是可以忽略的,但当扰动波长大于 1000km 时 β 效应的作用应予以考虑。由图 2 可见,当 $\eta_2=2$ 时, β 效应使得波长在 1000—7500km 之间的扰动不稳定增长率有所减小,但使波长大于 7500km 的扰动不稳定增长率反而有所增大;而当 $\eta_2=4$ 时, β 效应则使波长在 1000—13000km 之间的扰动不稳定增长率有所减小,而使波长大于 13000km 的扰动不稳定增长率有所增大。下面将会看到,不稳定增长率因 β 效应的存在而略有减小的波段正好对应于经向传播比较明显的扰动。这似乎说明 β 效应所造成的扰动传播是以使不稳定增长率的减小为代价的。当然这种减小是很小的。在一般情况下,扰动增长 e 倍所需的时间比扰动的振荡周期要少好几倍,因此,扰动在传播过程中仍具有维持其能量的 CISK 机制。

图 3 给出了 $\eta_2=4$ 时 $\beta=0$ 和 $\beta \neq 0$ 两种情况下不同 a 值(取 $a=0.5$ 和 1.5)所对应的扰动不稳定增长率随波长的变化曲线。可以看出, a 值越大不稳定增长率也越大,由 (23) 式可清楚地看出,不稳定增长率随 a 是线性增大的,这说明当边界层顶的扰动振幅大于 700hPa 上的扰动振幅时,将更有利于扰动的不稳定发展。这与李崇银^[18] 最近讨论低层垂直风切变对温带 CISK 扰动影响的结果是一致的。在南亚夏季风时期,一般季风槽脊(包括季风低压)均具有边界层顶的扰动振幅大于 700hPa 上扰动振幅的特征^[19],因此,这种扰动结构更有利于 CISK 扰动的不稳定发展。

为了考察 β 效应所造成的这种 CISK 扰动的移动特征,我们在图 4 中给出了 $a=1$ 时不同对流加热强度($\eta_2=2,3,4$) 所对应的扰动经向传播速度(c_y)随波长的变化情况。可以看出,对于波长小于 500km 的扰动均无明显的经向传播特征。当波长大于 500km 时,扰动向北传播的速度随波长的增长而迅速增大,但当波长大于 5000—7500km 后,扰

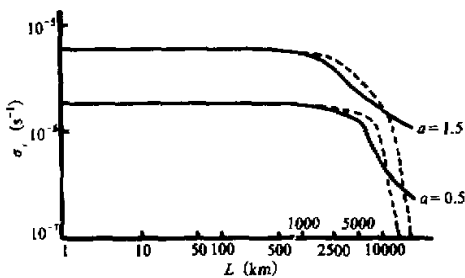


图 3 $\eta_2=4$ 时 $\beta=0$ (虚线)和 $\beta \neq 0$ (实线)两种情况下 $a=0.5$ 和 1.5 所对应的扰动不稳定增长率随波长的变化曲线

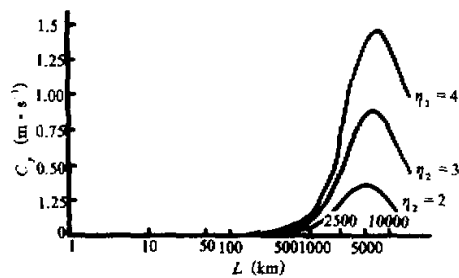


图 4 $a=1$ 时 $\eta_2=2,3,4$ 所对应的扰动经向传播速度(c_y)随波长的变化曲线

动向北传播的速度又随波长的增大而减小,并且扰动的移速随加热强度的增大而增大.具有最大北移速度扰动的波长也随加热强度的增大略有增大.如当 $\eta_2=2$ 时北移最快扰动的波长为5000km左右,当 $\eta_2=3$ 时则为6500km左右,而当 $\eta_2=4$ 时则可达到7500km.最大北移速度亦随加热强度的增大而增大,如 $\eta_2=2$ 时最大移速只有 $0.38\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 左右, $\eta_2=3$ 时则为 $0.88\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, $\eta_2=4$ 时则达到 $1.48\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.这说明尽管所得到的CISK波的移动是由于 β 效应所造成的,但扰动的移速则与对流加热强度及扰动波长密切相关,尤其是对扰动的波长具有选择性.进一步的计算结果还表明,扰动的北移速度随 a 值的增大而增大(这也可由(25)式清楚地看出),这说明当边界层顶附近的扰动振幅大于700hPa上的扰动振幅时,不仅有利于扰动的不稳定发展,而且也有利于扰动的向北传播,同时加热越强,也即积云对流越活跃,则扰动的北移特征越明显.南亚夏季风区是全球热带地区积云对流特别活跃的地区,因此,根据以上的结果,也就不难理解只有在南亚夏季风时期低频波(或季风槽脊)才具有十分明显的向北传播特征,更有意义的是南亚夏季风区北传低频波的波长(3000km左右^[1])也正好落在我们所得到的北移明显的波段范围内.这些均说明, β 效应与积云对流反馈所产生的移动性CISK波可能是南亚夏季风槽脊(或低频波)活动的重要激发和驱动机制.

另一方面,大量的研究结果均证实南亚夏季风区向北传播的扰动具有30—60天的低频振荡特征^[2-5],为此我们对上节所得到的移动性CISK波的振荡周期进行了估算.图5给出了不同对流加热强度($\eta_2=3,4,5$)所对应的波动振荡周期随波长的变化曲线.可以看出,对于同一波长的扰动,振荡周期随加热强度的增大而显著减小,同时波长在2000—6000km之间的扰动其周期性振荡特征特别显著,尤其是在3000km附近扰动的周期性振荡最强,当加热强度在3—5之间时振荡周期在30—60天之间,同时随着加热强度的增大,30—60天振荡的频谱将越宽,如当 $\eta_2=5$ 时,波长在1000—10000km的扰动其振荡周期均落在30—60天之间.针对南亚夏季风期的情况,取扰动的低层垂直结构参数 $a=1.25$,图6给出了 $\eta_2=3$ 和4时振荡周期随扰动波长的变化.可以看出,当加热较强时,30—60天的周期性振荡特别明显,尤其是波长为3000—4000km的扰动周期性振荡最强. Krishnamurti等^[1]根据MONEX风场资料的分析发现,在南亚夏季风时期北传低频波的振荡周期在30—50天左右,而低频波的波长为3000km左右,我们的理论结果与之极为一致.另一方面,李崇银^[20]最近的研究还表明,在南亚夏季风区超级云团尺度的扰动也具有向北传播及30—50天振荡的特征.一般超级云团的直径在数百公里,故对应于1000km左右的扰动波长.由于超级云团具有更强的积云对流,而由图5和图6可以看出,当加热增强时,在超级云团尺度上扰动的振荡周期也为30—60天,这也与观测事实相当一致.此外, Krishnamurti等的分析还表明,南亚夏季风区低频波的北传速度约为0.75纬度/天,我们在取 $a=1.25$ 和 $\eta_2=3—4$ 情况下的计算结果表明,对于周期性振荡最强的波长为3000km左右的扰动其向北传播的速度在0.55—0.85纬度/天之间,这与观测事实也极为吻合.因此,可以认为, β 效应与CISK机制对南亚夏季风槽脊活动具有极其重要的作用,并且南亚夏季风槽脊的缓慢北移及其低频(30—50)天振荡很可能是由 β 效应与积云对流反馈共同作用所产生的移动性CISK波激发和驱动的.

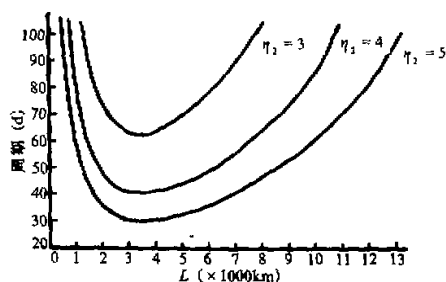


图 5 $\alpha=1$ 时 $\eta_2=3, 4, 5$ 所对应的波动振荡周期随扰动波长的变化曲线

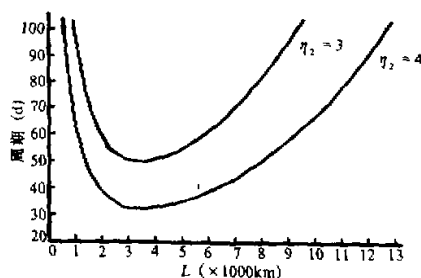


图 6 $\alpha=1.25$ 时 $\eta_2=3$ 和 4 所对应的波动振荡周期随波长的变化曲线

四、结 语

本文采用简单的纬向对称的两层线性模式,并取热带(15°N) β 平面近似研究了存在 β 效应情况下 Ekman-CISK 扰动的动力学特征,结果发现在 β 效应和对流凝结加热反馈的共同作用下可以产生一种移动性的 CISK 波,这种波动既是不稳定的,同时又具有移动性。进一步的分析结果表明,对流加热越强越有利于 CISK 扰动的不稳定发展, β 效应对于波长大于 1000km 的扰动之不稳定增长率具有一定影响,同时对流层低层的垂直结构对扰动的发展具有显著影响,当边界层顶的扰动振幅大于 700hPa 上的扰动振幅时将有利于扰动的不稳定发展。 β 效应是造成 CISK 波移动的主要因素,但扰动的移速则与对流加热强度、扰动波长及扰动在对流层低层的垂直结构均密切相关,一般加热越强扰动的北传越明显,并且扰动的向北传播对扰动波长具有其选择性,对于发展较快的扰动而言,只有当波长在 1000—7000km 的扰动才具有明显的向北传播特征。此外,当边界层顶附近的扰动振幅大于 700hPa 上的扰动振幅时,更有利于扰动的向北传播。我们的计算结果还表明,波长在 2000—6000km 之间的扰动其周期性振荡特征特别显著,尤其是在 3000 km 附近,扰动的周期性振荡最强,且对流加热越强周期性振荡越明显。

在取南亚夏季风时期大气参数情况下的计算结果表明,移动性 CISK 波具有 30—60 天的周期性振荡特征,尤其是波长在 3000—4000km 之间的扰动其周期性振荡最强,同时超级云团尺度的扰动也具有 30—60 天周期的振荡特征。对于扰动的经向传播, Krishnamurti 等发现南亚夏季风槽脊约以每天 0.75 纬度的速度向北传播,其经向波长在 3000km 左右,这正好对应于这里周期性振荡最强的扰动波长,其向北传播的速度在 $0.55—0.85$ 纬度/d 之间,这些结果与观测事实均十分一致。因此,作者认为南亚夏季风槽脊的 30—50 天周期性振荡及缓慢向北传播很可能是由 β 效应与对流凝结加热反馈共同作用所产生的移动性 CISK 波激发和驱动的。

李崇银^[7]曾指出,垂直切变基本气流通过 CISK 机制产生的 CISK 波极可能是南亚

夏季风槽脊活动的重要激发和驱动机制,但是,我们注意到,他是在取扰动波长为 1800km 时得到了向北传播速度约为 0.6 纬度/天,振荡周期约为 34 天的移动性 CISK 波,这与实际的扰动波长约为 3000—4000km 的南亚夏季风槽脊的特征不尽一致。而本文的结果表明 β 效应通过 CISK 机制所产生的移动性 CISK 波与南亚夏季风槽脊活动的基本特征极为一致,因此,它极可能是南亚夏季风槽脊活动的重要激发和驱动机制。这无疑对南亚夏季风槽脊的活动给出了一种新的理论解释。当然,由于这里采用的理论模式比较简单,因此结果是很初步的,更详细的研究有待进一步的工作。

参 考 文 献

- [1] Madden, R. D. and P. Julian, 1972, Description of global scale circulation cells in the tropics with 40—50 day period, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1109—1123.
- [2] Yasunari, T., 1980, A quasi-stationary appearance of 30—40 day period in the cloudiness fluctuations during the summer monsoon over India, *J. Meteor. Soc. Japan*, **58**, 225—229.
- [3] Yasunari, T., 1981, Structure of an Indian summer monsoon system with around 40-day, *J. Meteor. Soc. Japan*, **59**, 336—354.
- [4] Lorenc, A. C., 1984, The evolution of planetary scale 200 mb divergence flow during the FGGE year, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **110**, 427—441.
- [5] Krishnamurti, T. N. and D. Subrahmanyam, 1982, The 30—50 day mode at 850 mb during MONEX, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2088—2095.
- [6] Yamagata, T. and Y. Hayashi, 1984, A simple model for the 30—50 day oscillation in the tropics, *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 709—717.
- [7] 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)*, **28**, 668—675.
- [8] 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.
- [9] Takahashi, M., 1987, A theory of the slow phase speed of intraseasonal oscillation using the wave CISK, *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, 43—49.
- [10] 王玉清, 1988, 热带对流层大气低频振荡机制的初步研究, *热带气象*, **4**, 216—227.
- [11] Chang, C. P. and H. Lim, 1988, Kelvin wave-CISK: A possible mechanism for the 30—50 day oscillations, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1709—1720.
- [12] 李崇银, 1990, 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*, **14**, 83—92.
- [13] Wang, B., 1988, Dynamics of tropical low-frequency waves: An analysis of moist kelvin wave, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2051—2065.
- [14] Wang, B. and Jiukang Chen, 1989, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **115**, 1301—1323.
- [15] Ooyama, K., 1964, A dynamical model for the study of tropical cyclone development, *Geofis. Intern. (Mexico)*, **4**, 187—198.
- [16] Charney, J. G. and A. Eliassen, 1964, On the growth of the hurricane depression, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 68—75.
- [17] Nitta, T., 1972, Energy budget of wave disturbances over the Marshall Island during the years of 1956 and 1958, *J. Meteor. Soc. Japan*, **50**, 71—84.
- [18] 李崇银, 1990, 感热加热和垂直风切变对温带 CISK 扰动的影响, *大气科学*, **14**, 173—180.
- [19] Ramage, C., 1971, *Monsoon Meteorology*, Academic Press, New York.
- [20] 李崇银, 1990, 大气中的季节内振荡, *大气科学*, **14**, 32—45.

Movable CISK Wave with β Effect and the Behavior of South Asia Summer Monsoon Trough-Ridge

Wang Yuqing

(Shanghai Typhoon Institute, Shanghai 200030)

Abstract

In this paper, the dynamics of Ekman-CISK disturbance with β effect has been studied by using a simple zonal symmetric two-layer linearized atmospheric model. It is found that a movable CISK wave can be generated by the combined action of β effect and cumulus condensation heating. The calculations with the mean atmospheric parameters over the South Asia summer monsoon region show that the main features of the behavior of South Asia summer monsoon trough-ridge may be explained with such movable CISK wave. So the conclusion can be made that both of β effect and CISK mechanics may play a very important role in the behavior of South Asia summer monsoon.

Key Words: β effect; Movable CISK wave; Behavior of monsoon trough-ridge.