

非绝热加热在南亚高压建立 和振荡中所起的作用*

李维亮

缪锦海 樊云

(气象科学研究所气候研究所)

(北京气象学院)

提 要

通过运用在 β 平面上准地转两层斜压高截断谱模式,在不同的非绝热加热和基本气流下进行计算,结果表明:

1. 南亚高压的建立和振荡是在外热力强迫参数取适当值的时候产生,热力强迫参数太强就可能出现混沌现象。
2. 当海陆热力差异减弱到某数值时,南亚高压变化就趋向于某一平衡态。
3. 当外界热力强迫只有经向不均匀,而无纬向不均匀加热时,不能形成南亚高压。

一、引 言

热带地区是推动全球大气运动的主要大气热源所在,在夏季最主要的大气热源位于亚洲季风区。文献[1]、[2]、[3]曾用三种不同的方法计算了夏季亚洲季风区的平均大气热源,热源中心主要位于孟加拉湾东北部。但热源对夏季亚洲季风区季风环流系统所起的作用是不清楚的。根据Krishnamurti^[4]的观点,南亚高压是组成东亚季风环流系统的重要成员之一。从天气图上可看到南亚高压是北半球夏季对流层上部最强大而稳定的超长波系统,其范围可从北非经南亚一直伸展到太平洋西部,它对这个广阔区域内的气候形成及天气分布有着重大的影响。本文用类似于文献[5]中研究阻塞形势的方法来研究南亚高压建立和振荡的动力机制。

二、模 式

南亚高压中心在 30°N 左右,准地转近似仍可成立。与文献[5]类似,取大气为两层,并被限制在周期 β 平面的长方形通道内,在 x 方向以 $2\pi L$ 为周期边条件,在 y 方向, $y=0$ 和 πD 处为刚壁,大气的平均高度为 H ,底边界高度(地形)为 $h(x,y)$,因所研究的对象为大尺度,故可假定 $h \ll H_0$ 在 x,y,p 坐标系中其方程可写成:

* 本文于1986年3月17日收到,1986年6月21日收到修改稿。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_1 \frac{\partial}{\partial x} + v_1 \frac{\partial}{\partial y}\right) (\nabla^2 \psi_1 + \beta^* y) = -f_o H^{-1} \omega - k'_d \nabla^2 (\psi_1 - \psi_2) \quad (1)$$

$$\begin{aligned} &\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_2 \frac{\partial}{\partial x} + v_2 \frac{\partial}{\partial y}\right) (\nabla^2 \psi_2 + \beta^* y + f_o h H^{-1}) \\ &= f_o \omega / H + k'_d \nabla^2 (\psi_1 - \psi_2) - k_d \nabla^2 \psi_2 \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} &\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_m \frac{\partial}{\partial x} + v_m \frac{\partial}{\partial y}\right) (\psi_1 - \psi_2) + \lambda^2 f_o H^{-1} \omega \\ &= \lambda^2 h'_d [(\psi_1 - \psi_2)^* - (\psi_1 - \psi_2)] \end{aligned} \quad (3)$$

在方程中 $u_m = 1/2(u_1 + u_2)$, $v_m = 1/2(v_1 + v_2)$, ω 为在 500 百帕处的垂直速度。下标 1、2 分别表示上、下层, 这里取为 250 和 750 百帕, f_o 为在中心纬度 Φ_o 处的科氏参数, 中心纬度取 $45^\circ N$ 。 $\beta^* = df/dy$, ψ 为地转流函数, $\psi = g/f_o(Z - Z_o)$, 下标“o”为标准平均值; $u = -\partial\psi/\partial y$, $v = \partial\psi/\partial x$; $\lambda = NH/f_o$ 为罗斯贝变形半径; N 是大气的平均 Brunt-Väisälä 频率, 在这里忽略了随时间的变化; H 为标准高度 $H = RT/\bar{g}$, T 为 500 百帕处的平均温度, k_d 和 k'_d 分别表示由于边界层内摩擦辐合和大气内部摩擦所引起的涡旋的伸展。方程 (3) 右端表示牛顿加热项。

下面对上述方程进行无量纲化, 取 $x, y = L(x', y')$, $t = f_o^{-1} t'$, $u, v = L f_o(u', v')$, $\psi = L^2 f_o(\psi')$, $\omega = H f_o \omega'$, $h = H h'$ 。

并令 $\sigma_o \equiv \lambda^2 / L^2$, $2K = k_d / f_o$, $K' \equiv k'_d / f_o$, $h'' \equiv h'_d / f_o$, $\beta = 2\Omega \cos \varphi_o / a$, $\beta^* \equiv f_o / L \bar{\beta}$ 。

对方程 (1)、(2)、(3) 经过无量纲化后, 进行适当运算, 并定义 $\psi_1 = \psi + \theta$, $\psi_2 = \psi - \theta$, 则方程可化为:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial \nabla^2 \psi}{\partial t} + J(\theta, \nabla^2 \theta) + J(\psi, \nabla^2 \psi) + \bar{\beta} \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{1}{2} J(\theta, h) + \frac{1}{2} J(\psi, h) \\ &= -K \nabla^2 \psi + K \nabla^2 \theta \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial \nabla^2 \theta}{\partial t} + J(\psi, \nabla^2 \theta) + J(\theta, \nabla^2 \psi) + \bar{\beta} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{1}{2} J(\theta, h) \\ &- \frac{1}{2} J(\psi, h) = -\frac{1}{2} \omega - 2K' \nabla^2 \theta + \frac{1}{2} K \nabla^2 \psi - \frac{1}{2} K \nabla^2 \theta \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + J(\psi, \theta) + \frac{\sigma_o}{\alpha} \omega = \lambda^2 h'' (\theta^* - \theta) \quad (6)$$

在上述边界条件下, 选取拉普拉斯算子的特征函数为基函数, 这种正交归一化的基函数为:

$$\sqrt{2} \cos my, 2 \cos nx \sin my, 2 \sin nx \sin my, \dots, n, m = 1, 2, \dots,$$

基函数系写为 $\{F_i\}$ 。这样对 ψ 、 θ 、 θ^* 、 ω 、 h 可以展开并取前 6 项:

$$\begin{aligned} \psi &= \sum_{n=1}^6 \psi_n F_n, & \theta &= \sum_{n=1}^6 \theta_n F_n, & \theta^* &= \sum_{n=1}^6 \theta_n^* F_n, \\ \omega &= - \sum_{n=1}^6 \omega_n F_n, & h &= \sum_{n=1}^6 h_n F_n \end{aligned} \quad (7)$$

$$\text{而 } J(F_j, F_k) = \sum_{i=1}^6 C_{ijk} F_i, \quad \frac{\partial F_j}{\partial x} = \sum_{i=1}^6 b_{ji} F_i$$

$$\text{其中: } C_{ijk} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi dy \int_0^{2\pi} J(F_j, F_k) F_i dx$$

$$b_{ji} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi dy \int_0^{2\pi} F_j \frac{\partial F_i}{\partial x} dx$$

由雅可比项的定义和边界条件有:

$$C_{ijk} = -C_{ikj}, \quad C_{ijk} = C_{jki} = C_{kij};$$

显然 F_n 符合下列条件:

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 F_n &= -a_n^2 F_n & a_n \text{ 为特征值} \\ \text{在边界: } \frac{\partial F_n}{\partial x} &= 0, \text{ 在 } y = 0, \pi \text{ 处} \\ \overline{F_i F_j} &= \begin{cases} 1 & \text{当 } i = j \\ 0 & \text{当 } i \neq j \end{cases} \end{aligned} \right\} (8)$$

$$\begin{aligned} \text{我们取 } F_1 &\equiv F_A = \sqrt{2} \cos(y), & F_2 &\equiv F_K = 2 \cos(nx) \sin(y), \\ F_3 &\equiv F_L = 2 \sin(nx) \sin(y), & F_4 &\equiv F_C = \sqrt{2} \cos(2y), \\ F_5 &\equiv F_M = 2 \cos(nx) \sin(2y), & F_6 &\equiv F_N = 2 \sin(nx) \sin(2y), \end{aligned} \quad (9)$$

和 $h_A = h_C = h_L = h_M = h_N = 0, h_K \neq 0,$

$$\text{故 } h = H h_K F_K = 2 H h_K \cos(nx) \sin(y) \equiv h_0 \cos(nx) \sin(y) \quad (10)$$

把(7)、(9)、(10)式代入(4)、(5)、(6)式中去, 并利用(8)式关系, 最后可得到一组谱系数方程。

$$\left. \begin{aligned} \dot{\psi}_A &= \frac{1}{2} h_{01} (\psi_L - \theta_L) - K (\psi_A - \theta_A) \\ \dot{\psi}_K &= -\beta \alpha (\psi_L \psi_A + \theta_L \theta_A) - \delta \alpha'' (\psi_N \psi_C + \theta_N \theta_C) + \beta_1 \psi_L - K (\psi_K - \theta_K) \\ \dot{\psi}_L &= \beta \alpha (\psi_A \psi_K + \theta_A \theta_K) + \delta \alpha'' (\psi_L \psi_M + \theta_L \theta_M) - \beta_1 \psi_K - \frac{1}{2} h_{n1} (\psi_A - \theta_A) \\ &\quad - K (\psi_L - \theta_L) \\ \dot{\psi}_C &= \epsilon \alpha'' (\psi_K \psi_N + \theta_K \theta_N) - \epsilon \alpha'' (\psi_M \psi_L + \theta_M \theta_L) + \frac{1}{2} h_{02} (\psi_N - \theta_N) - K (\psi_C - \theta_C) \\ \dot{\psi}_M &= -\beta' \alpha' (\psi_N \psi_A + \theta_N \theta_A) - \delta' \alpha'' (\psi_L \psi_C + \theta_L \theta_C) + \beta_2 \psi_N - K (\psi_M - \theta_M) \\ \dot{\psi}_N &= \beta' \alpha' (\psi_A \psi_M + \theta_A \theta_M) + \delta' \alpha'' (\psi_C \psi_K + \theta_C \theta_K) - \beta_2 \psi_M \\ &\quad - \frac{1}{2} h_{n2} (\psi_C - \theta_C) - K (\psi_N - \theta_N) \end{aligned} \right\} (11)$$

$$\begin{aligned}
 \dot{\theta}_A &= -\omega_A - \frac{1}{2}h_{01}(\psi_L - \theta_L) + K\psi_A - (K+2K')\theta_A \\
 \dot{\theta}_K &= -\beta\alpha(\theta_L\psi_A + \psi_L\theta_A) - \delta\alpha''(\theta_N\psi_C + \psi_N\theta_C) - (1-\beta)\omega_K + \beta_1\theta_L \\
 &\quad + K\psi_K - (K+2K')\theta_K \\
 \dot{\theta}_L &= \beta\alpha(\theta_A\psi_K + \psi_A\theta_K) + \delta\alpha''(\theta_C\psi_M + \psi_C\theta_M) - (1-\beta)\omega_L - \\
 &\quad - \beta_1\theta_K + \frac{1}{2}h_{n1}(\psi_A - \theta_A) + K\psi_L - (K+2K')\theta_L \\
 \dot{\theta}_C &= \epsilon\alpha''(\theta_K\psi_N + \psi_K\theta_N) - \epsilon\alpha''(\theta_M\psi_L + \psi_M\theta_L) - (1-\epsilon)\omega_C - \\
 &\quad - \frac{1}{2}h_{02}(\psi_N - \theta_N) + K\psi_C - (K+2K')\theta_C \\
 \dot{\theta}_M &= -\beta'\alpha'(\theta_N\psi_A + \psi_N\theta_A) - \delta'\alpha''(\theta_L\psi_C + \psi_L\theta_C) - (1-\beta')\omega_M + \\
 &\quad + \beta_2\theta_N + K\psi_M - (K+2K')\theta_M \\
 \dot{\theta}_N &= \beta'\alpha'(\theta_A\psi_M + \psi_A\theta_M) + \delta'\alpha''(\theta_C\psi_K + \psi_C\theta_K) - (1-\beta')\omega_N - \\
 &\quad - \beta_2\theta_M + \frac{1}{2}h_{n2}(\psi_C - \theta_C) + K\psi_N - (K+2K')\theta_N
 \end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned}
 \omega_A &= \frac{\dot{\theta}_A}{\sigma_o} + \frac{h''}{\sigma_o}\theta_A + \frac{\alpha}{\sigma_o}(\theta_K\psi_L - \psi_K\theta_L) + \frac{\alpha'}{\sigma_o}(\theta_M\psi_N - \psi_M\theta_N) - \frac{h''}{\sigma_o}\theta_A^* \\
 \omega_K &= \frac{\dot{\theta}_K}{\sigma_o} + \frac{h''}{\sigma_o}\theta_K + \frac{\alpha}{\sigma_o}(\theta_L\psi_A - \psi_L\theta_A) + \frac{\alpha''}{\sigma_o}(\theta_N\psi_C - \psi_N\theta_C) - \frac{h''}{\sigma_o}\theta_K^* \\
 \omega_L &= \frac{\dot{\theta}_L}{\sigma_o} + \frac{h''}{\sigma_o}\theta_L + \frac{\alpha}{\sigma_o}(\theta_A\psi_K - \psi_A\theta_K) + \frac{\alpha''}{\sigma_o}(\theta_C\psi_M - \psi_C\theta_M) - \frac{h''}{\sigma_o}\theta_L^* \\
 \omega_C &= \frac{\dot{\theta}_C}{\sigma_o} + \frac{h''}{\sigma_o}\theta_C + \frac{\alpha''}{\sigma_o}(\theta_K\psi_N - \psi_K\theta_N) + \frac{\alpha''}{\sigma_o}(\theta_M\psi_L - \psi_M\theta_L) - \frac{h''}{\sigma_o}\theta_C^* \\
 \omega_M &= \frac{\dot{\theta}_M}{\sigma_o} + \frac{h''}{\sigma_o}\theta_M + \frac{\alpha'}{\sigma_o}(\theta_N\psi_A - \psi_N\theta_A) + \frac{\alpha''}{\sigma_o}(\theta_L\psi_C - \psi_L\theta_C) - \frac{h''}{\sigma_o}\theta_M^* \\
 \omega_N &= \frac{\dot{\theta}_N}{\sigma_o} + \frac{h''}{\sigma_o}\theta_N + \frac{\alpha'}{\sigma_o}(\theta_A\psi_M - \psi_A\theta_M) + \frac{\alpha''}{\sigma_o}(\theta_C\psi_K - \psi_C\theta_K) - \frac{h''}{\sigma_o}\theta_N^*
 \end{aligned} \tag{13}$$

一共有18个谱系数方程组,该方程组和文献[5]中不同之处,在于 ω_A 、 ω_K 、 ω_L 、 ω_C 、 ω_M 、 ω_N 的方程中右端多了 $\frac{h''}{\sigma_o}\theta_A^*$ 、 $\frac{h''}{\sigma_o}\theta_K^*$ 、 $\frac{h''}{\sigma_o}\theta_L^*$ 、 $\frac{h''}{\sigma_o}\theta_C^*$ 、 $\frac{h''}{\sigma_o}\theta_M^*$ 、 $\frac{h''}{\sigma_o}\theta_N^*$ 项。在方程组中消去 ω_A 、 ω_K 、 ω_L 、 ω_C 、 ω_M 、 ω_N 合并可得:

$$\begin{aligned}
 \dot{\theta}_A &= \frac{1}{(1+\sigma_o)} \left[-\alpha(\theta_K\psi_L - \psi_K\theta_L) - \alpha'(\theta_M\psi_N - \psi_M\theta_N) + \right. \\
 &\quad \left. + [\sigma_o(K+2K') - h'']\theta_A + h''\theta_A^* - \frac{\sigma_o}{2}h_{01}\psi_L + \frac{\sigma_o}{2}h_{01}\theta_L + K\sigma_o\psi_A \right] \\
 \dot{\theta}_K &= \frac{1}{(1-\beta+\sigma_o)} \left[[-\alpha\beta\sigma_o - (1-\beta)\alpha]\theta_L\psi_A + [-\sigma_o\alpha\beta + (1-\beta)\alpha]\psi_L\theta_A + \right. \\
 &\quad \left. + [-\delta\alpha''\sigma_o - (1-\beta)\alpha'']\theta_N\psi_C + [-\delta\alpha''\sigma_o + (1-\beta)\alpha'']\psi_N\theta_C + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + [-(1-\beta)h'' - \sigma_o\beta_1] \theta_K + (1-\beta)h'' \theta_K^* + \frac{\sigma_o}{2} h_{n1} \psi_A - \frac{\sigma_o}{2} h_{n1} \theta_A + K \sigma_o \psi_C \\
 & - \sigma_o (K+2K') \theta_K] \\
 \dot{\theta}_L = & \frac{1}{(1-\beta+\sigma_o)} \left[[\beta\alpha\sigma_o - (1-\beta)\alpha] \theta_A \psi_K + [\beta\alpha\sigma_o + (1-\beta)\alpha] \psi_A \theta_K + \right. \\
 & + [\delta\alpha''\sigma_o - (1-\beta)\alpha''] \theta_C \psi_M + [\delta\alpha''\sigma_o + (1-\beta)\alpha''] \psi_C \theta_M - \\
 & - [(1-\beta)h'' + (K+2K')\sigma_o] \theta_L + (1-\beta)h'' \theta_L^* - \beta_1 \sigma_o \theta_K + \\
 & \left. + \frac{\sigma_o}{2} h_{n1} \psi_A - \frac{\sigma_o}{2} h_{n1} \theta_A + K \sigma_o \psi_L \right] \\
 \dot{\theta}_C = & \frac{1}{(1-\epsilon+\sigma_o)} \left[[\sigma_o\epsilon\alpha'' - (1-\epsilon)\alpha''] \theta_K \psi_N + [\sigma_o\epsilon\alpha'' + (1-\epsilon)\alpha''] \psi_K \theta_N - \right. \\
 & - [\sigma_o\epsilon\alpha'' + (1-\epsilon)\alpha''] \theta_M \psi_L - [\sigma_o\epsilon\alpha'' - (1-\epsilon)\alpha''] \psi_M \theta_L - \\
 & - [h''(1-\epsilon) + (K+2K')\sigma_o] \theta_C + h''(1-\epsilon) \theta_C^* - \frac{\sigma_o}{\alpha} h_{02} \psi_N \\
 & \left. + \frac{\sigma_o}{2} h_{02} \theta_N + K \sigma_o \psi_C \right] \\
 \dot{\theta}_M = & \frac{1}{(1-\beta'+\sigma_o)} \left[[-\beta'\alpha'\sigma_o - (1-\beta')\alpha'] \theta_N \psi_A + [-\beta'\alpha'\sigma_o + \right. \\
 & + (1-\beta')\alpha'] \psi_N \theta_A + [-\delta'\alpha''\sigma_o - \alpha''(1-\beta')] \theta_L \psi_C + [-\delta'\alpha''\sigma_o \\
 & + \alpha''(1-\beta')] \psi_L \theta_C + [-h''(1-\beta') + (K+2K')\sigma_o] \theta_M \\
 & \left. + h''(1-\beta') \theta_M^* + \beta_2 \sigma_o \theta_N + K \sigma_o \psi_M \right] \\
 \dot{\theta}_N = & \frac{1}{(1-\beta'+\sigma_o)} \left[[\beta'\alpha'\sigma_o - (1-\beta')\alpha'] \theta_A \psi_M + [\beta'\alpha'\sigma_o + \right. \\
 & + (1-\beta')\alpha'] \psi_A \theta_M + [\delta'\alpha''\sigma_o - (1-\beta')\alpha''] \theta_C \psi_K + [\delta'\alpha''\sigma_o + \\
 & + (1-\beta')\alpha''] \psi_C \theta_K + [-h''(1-\beta') - (K+2K')\sigma_o] \theta_N + (1-\beta')h'' \theta_N^* - \\
 & \left. - \beta\sigma_o \theta_M + \frac{\sigma_o}{2} h_{n2} \psi_C - \frac{\sigma_o}{2} h_{n2} \theta_C + K \sigma_o \psi_N \right]
 \end{aligned} \tag{14}$$

方程系(11)和(14)一共12个方程就是所求解的方程组。

在方程系中所给的常系数为:

$$\begin{aligned}
 \beta = \delta = \frac{n^2}{n^2+1}, \quad \beta' = \frac{n^2+3}{n^2+4} \\
 \delta' = \frac{n^2-3}{n^2+4} \\
 \frac{\alpha}{5} = \frac{\alpha'}{4} = \frac{\alpha''}{8} = \frac{8\sqrt{2}n}{15\pi}, \quad \epsilon = \frac{3}{4} \\
 h_{n1} = \frac{\alpha}{(n^2+1)} h_K, \quad h_{n2} = \frac{\alpha''}{(n^2+4)} h_K \\
 h_{01} = 2h_K, \quad h_{02} = (\alpha''/4)h_K
 \end{aligned} \tag{15}$$

$$\left. \begin{aligned} \beta_1 &= \frac{n}{(n^2+1)} \frac{L}{a} \operatorname{ctg} \varphi_0 \\ \beta_2 &= \frac{n}{(n^2+4)} \frac{L}{a} \operatorname{ctg} \varphi_0 \end{aligned} \right\}$$

在计算中我们取 $\varphi_0 = 45^\circ \text{N}$, $\pi L = 5000$ 公里, $2K = K' = H' = 0.0114$, $H = 7.3$ 公里, $N^2 = 10^{-4} \text{秒}^{-1}$, 给出 $\sigma_0 = H^2 N^2 / (L^2 f_0^2) = 0.2$, $h_0 = 0.2H = 1.46$ 公里, 这样就对上述的常系数方程用变步长龙盖—库塔法进行求解, 积分的时间为 2000 个时间步长。

三、热力强迫参数 θ_A^* 、 θ_K^* 、 θ_L^* 、 θ_C^* 、 θ_M^* 、 θ_N^* 的意义

在讨论对南亚高压建立及其振荡的试验之前, 首先说明一下热力强迫参数 θ_A^* 、 θ_K^* 、 θ_C^* 、 θ_M^* 不同取值的意义。由前可知, $F_A = \sqrt{2} \cos y$, $\theta_A^* F_A$ 表示南北方向的 1 波不均匀热力强迫。从图 1 看出, 当 $\theta_A^* > 0$ 时, 表示低纬度加热, 高纬度冷却。 θ_A^* 越大, 表示低纬度加热越强, 高纬度冷却越多。 $F_K = 2 \cos nx \sin y$, $\theta_K^* F_K$ 表示经向 1 波和纬向 n 个波的热力强迫强度, 该项反映了海陆热力差异所造成的加热差。 $F_C = \sqrt{2} \cos 2y$, $\theta_C^* F_C$ 就表示南北方向的 2 波不均匀热力强迫, 由图 2 可见, 在 $\theta_C^* > 0$ 的情况下, 低纬度加热, 中纬

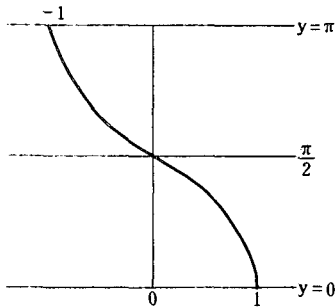


图 1 表示 $\theta_A^* F_A$ 南北方向 1 波的不均匀加热

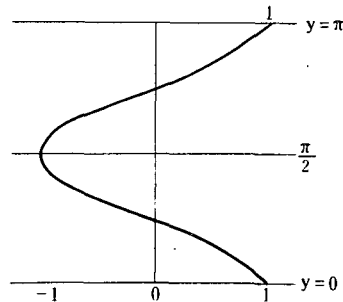


图 2 表示 $\theta_C^* F_C$ 南北方向 2 波的不均匀加热

度冷却, 这样与 $\theta_A^* F_A$ 和 $\theta_K^* F_K$ 叠加起来, 将增加中低纬度之间的加热梯度与温度梯度, 使西风急流偏南, 加热中心偏南。这表明了冬季太阳辐射加热场的情况。我们知道, 南亚高压在高原上空建立和振荡是在东亚季风暴发以后, 也就是在夏季期间。在夏季, 北半球加热最强的不是赤道, 而是在 23°N 左右, 这样就要求 $\theta_C^* < 0$, 低纬度就会出现相对冷区, 中纬度加热, 与 $\theta_A^* F_A$ 、 $\theta_K^* F_K$ 相叠加就会在 y 方向类似于太阳高度较大的夏季太阳辐射加热场的特征^[6]。 $F_M = 2 \cos 2x \sin 2y$, $\theta_M^* F_M$ 就表示了既有南北方向的 2 波不均匀加热, 又表示了海陆热力纬向分布的差异。故整个加热场就表示为 $\theta^* = \theta_A^* F_A + \theta_K^* F_K + \theta_C^* F_C + \theta_M^* F_M$, 叠加的结果保证了南北方向存在不均匀加热, 并且加热最大值不在赤道, 而是在 30°N 附近, 且存在东西方向由于海陆分布不均匀加热所引起的热力差异, 这就是夏季加热场的特征。

在模拟试验的过程中, 我们取了五组热力强迫参数(见表 1)。图 3 就是对序号为 2

表 1 所给五组外加热力强迫参数

序 号	θ_A^*	θ_K^*	θ_C^*	θ_M^*
1	0.15	0.4	-0.05	0.08
2	0.1	0.4	-0.05	0.08
3	0.1	0.4	-0.05	0
4	0.1	0.2	-0.05	0
5	0.1	0	-0.05	0

所合成的热源图。在 x 方向为两个波，热源中心位于 πL 之处，而在 $\frac{\pi}{2}L$ 和 $\frac{3}{2}\pi L$ 处为热汇，且热源中心在 $30^\circ N$ 左右。对序号 1 的加热场，增大了 θ_A^* ，也即和序号 2 加热场相比是加强了南北方向的加热梯度。而对序号 3 的加热场，没有 θ_M^* 项，也即和序号 2 加热场比，是使海陆对比减弱；序号 4 是进一步减弱了海陆热力对比；对序号 5 主要表现为只有南北方向梯度的加热，而没有东西方向海陆热力差异。

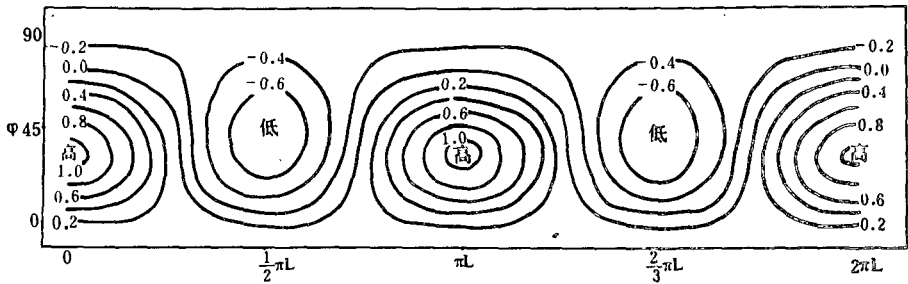


图 3 序号为 2 所合成的热源图

图中 $\theta_A^* = 0.1$, $\theta_K^* = 0.4$, $\theta_C^* = -0.05$, $\theta_M^* = 0.08$

四、南亚高压的建立和振荡

表 2 是进行数值模拟时所给的流函数和温度的初值。

表 2 数值积分时所给 7 组初值

组 号	ψ_A	ψ_K	ψ_L	ψ_C	ψ_M	ψ_N	θ_A	θ_K	θ_L	θ_C	θ_M	θ_N
1	0.04827	0.00146	0.0	-0.00555	0.0	-0.00873	0.0245	0.00404	0.0	-0.00252	0.0	-0.00387
2	0.04827	0.00564	0.0	-0.00270	0.0	-0.00720	0.0245	0.00182	0.0	-0.00410	0.0	0.0033
3	0.010	0.08	0.0	0.0	0.0	0.0	0.01803	0.01082	0.0	-0.00762	0.0	-0.00378
4	0.04827	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0245	0.01082	0.0	-0.00762	0.0	-0.00378
5	0.15	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.01803	0.01082	0.0	-0.00762	0.0	-0.00378
6	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.01803	0.01082	0.0	-0.00762	0.0	-0.00378
7	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.01803	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

对组号为1的流函数所合成的初值,气流在x方向有波动,并且在y方向有切变的初始气流(图略)。因为不同的 θ_A 、 θ_K 、 θ_L 、 θ_C 、 θ_M 、 θ_N 和 ψ_A 、 ψ_K 、 ψ_L 、 ψ_C 、 ψ_M 、 ψ_N 数值和基函数相乘合成的不同组合,可以表示出不同季节的东西风急流位置和强度。为了检验,我们所取的7组数值也反映了不同的流场和温度场的初始状态。如组号4的流场,在y方向有一个波,而在x方向没有波。对于组号6的初始状态,只有温度场而没有流场。在上述五种热源强迫下,每种热力强迫用上述7种初始值进行积分,一共积了2000个时间单位,换成有因次单位,一个时间单位相当于2.7小时,这样2000个时间单位就相当于积分了225天。积分结果表明,在上述五种热力参数下,对流场和温度场的初值依赖关系不大。图4就是所给出 θ_A 随时间的变化结果,曲线是对表2中1组的初值的

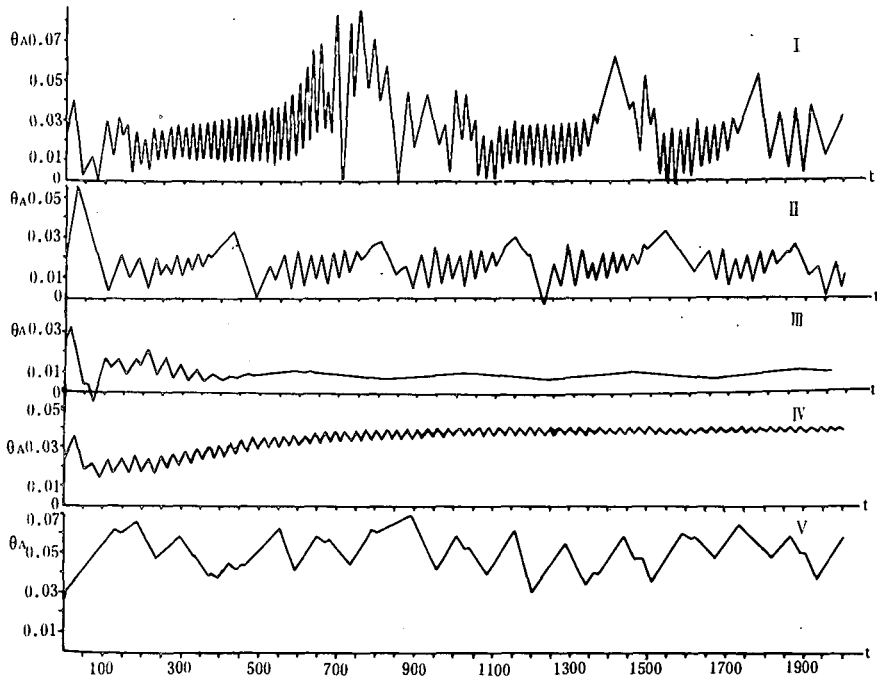


图4 θ_A 随积分时间的变化曲线

I—V分别对应表1中五种外加热力强迫时所得结果

积分结果。其它6组初值积分结果和第1组初值变化不大,故没有给出。由图4可见,对应于第1组热力强迫参数,其 θ_A 随时间呈非周期变化。对第2组热力强迫参数, θ_A 随时间呈准周期变化。对应第3、4组热力强迫参数, θ_A 很快地趋向于某一平衡态。对应第5组热力强迫参数,也就是外界热力强迫只有经向不均匀,而没有纬向非均匀分布时, θ_A 随时间的改变呈准周期变化。从这里可知,虽然初值相同,但当外界热力强迫参数不同时,其流场和温度场随时间的变化也是不同的,可各自出现非周期、准周期、平稳态等三种情况。图5a、b是分别对应外界热力参数为第2组情况时的谱系数合成图。我

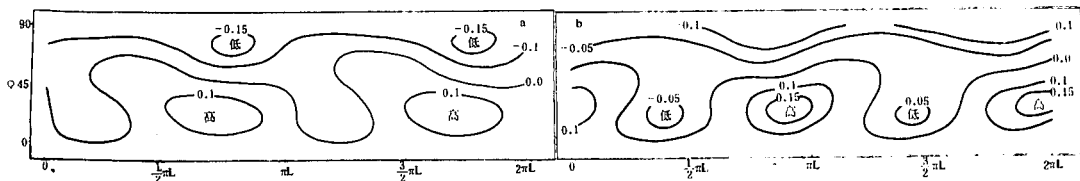


图 5 外界热力强迫参数为第 2 组时的谱系数合成图

a. 峰点, $\psi_A = 0.0438$, $\psi_K = -0.0212$, $\psi_L = -0.0087$, $\psi_C = -0.0312$
 $\psi_M = -0.0008$, $\psi_N = -0.0538$; b. 谷点, $\psi_A = 0.0421$, $\psi_K = 0.0317$,
 $\psi_L = 0.0016$, $\psi_C = -0.0279$, $\psi_M = 0.0307$, $\psi_N = -0.0412$

们所选取的是准周期变化所出现波峰和波谷时 ψ 和 θ 值所作成 $\psi + \theta$ 的合成图 (其中 $\psi = \sum \psi_A F_A + \psi_K F_K + \psi_L F_L + \psi_C F_C + \psi_M F_M + \psi_N F_N$, $\theta = \sum \theta_A F_A + \theta_K F_K + \theta_L F_L + \theta_C F_C + \theta_M F_M + \theta_N F_N$), 此图反映了 250 百帕流场情况, 由图可以看到, 在 45°N 以南的确出现了波长为 πL 的闭合高压环流。 θ_A 为峰点时, 高压中心位于 $\frac{3}{4}\pi L$ 处; θ_A

为谷点时, 高压中心在 πL 处, 两高压中心位置相差 $\frac{1}{4}\pi L$ 。对照图 3 来看, 一高压中心出现在

高原的偏南处, 而另一高压中心位于高原的西部, 这两种高压中心状态的出现, 和南压高压实际出现在青藏高原的西部和高原上空是相符合的。这也就进一步表明, 对应于外界热力强迫参数为 2 组时, 南亚高压可以出现两种状态, 一在高原上空, 另一在高原西部, 并随时间的变化常在这两种状态之间振荡。当外界热力参数改变, 也即对应第 3、4 组的外界热力强迫参数, 这两种情况对比第 2 组 (就是纬向非均匀加热减弱, 也即表明海陆热力差减小), 这时两组参数各对应高压的一种稳态, 没有振荡产生 (图 6 a、b)。对第 3 组外热力强迫参数, 所形成的稳态高压处于高原上空。而另外稳态出现在高原西部。我们知道, 夏季青藏高原上空的南亚高压是热力性质的, 即在低空是低压, 这与副热带高压的动力性质是不一样的。为了进一步表明所模拟的高压的热力性质, 我们对 250 百帕高空的模拟高压 (处于高原上空那一种) 相对应合成了 $\psi - \theta$, 即是 750 百帕处的 ψ 场情况 (合成图略), 高空高压的低空是低压带, 即表明了模拟的高压的热力性质是和南亚高压相同的。下面再看外界热力参数第 5 组的情况, 也即加热只有经向分布, 而

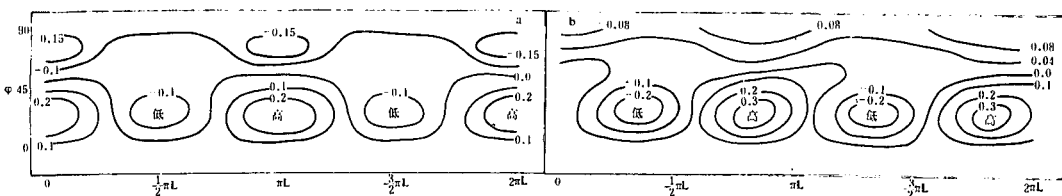


图 6 外界热力强迫参数为 a=第 4 组、b=第 3 组时的数值积分 $\psi + \theta$ 的合成图

a. $\psi_A = 0.0662$, $\psi_K = 0.0354$, $\psi_L = 0.0034$, $\psi_C = -0.0178$, $\psi_M = 0.0903$,
 $\psi_N = -0.0092$; b. $\psi_A = 0.0385$, $\psi_K = 0.0401$, $\psi_L = -0.0607$, $\psi_C = -0.0224$,
 $\psi_M = 0.0345$, $\psi_N = -0.0914$

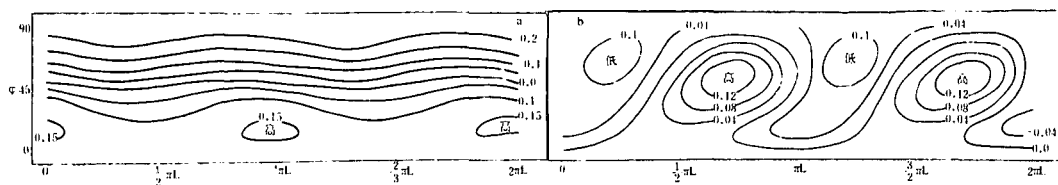


图 7 对应外界热力强迫参数为第 5 组时所取 θ 随时间变化曲线为波峰和波谷时的 $\psi + \theta$ 的合成图

- a. $\psi_I = 0.01240$, $\psi_A = 0.0100$, $\psi_L = -0.0122$, $\psi_C = -0.0263$, $\psi_V = 0.0038$, $\psi_N = 0.0031$;
 b. $\psi_I = -0.0006$, $\psi_A = -0.0314$, $\psi_L = -0.0595$, $\psi_C = -0.0281$, $\psi_V = -0.0099$, $\psi_N = 0.0303$

没有纬向的不均匀性,图 7 a、b 就是相对应的 θ 随时间准周期变化的波峰和波谷点的合成图,由图可以看到, ψ 场是阻塞形势,这是 Charney 所得的结果^[7],是在浅槽浅脊的两态之间振荡,而不出现高压闭合环流,这就表明了南亚高压的建立不但要有热力的经向分布,而且一定要有海陆热力差异,否则是不能形成南亚高压的。

五、小 结

通过以上的计算我们大致可以概括如下几点结论:

- (1) 南亚高压的建立和振荡是在外热力强迫参数取适当值的时候产生,热力强迫参数太强就可能出现混沌现象。
- (2) 在一定的外界热力参数强迫下,南亚高压建立并产生振荡,其位置一在高原上空,另一在高原西侧距 $\frac{1}{4}\pi L$ 的地方。
- (3) 当海陆热力差异减弱到某一值时,南亚高压就随时间不变,而趋于某一平衡态,不发生振荡现象。
- (4) 当外界热力强迫只有经向不均匀,而无纬向不均匀加热时,不能形成南亚高压。

参 考 文 献

- [1] 李维亮、陈隆勋等,亚洲上空夏季平均大气环流结构及其热源分析,气象学报,41卷1期,1983年。
- [2] 陈隆勋、李维亮,亚洲季风区各月大气热源的结构,1982年全国热带夏季风学术会议论文集,云南人民出版社,1983年。
- [3] 陈隆勋、李维亮,亚洲季风区夏季大气热量收支,1981年全国热带夏季风学术会议论文集,云南人民出版社,1983年。
- [4] Krishnamurti, T. N. and Bhalme, H. N., Oscillation of a monsoon system, Part 1. Observational Aspects, J. Atmos. Sci., 33, 1937—1954, 1976.
- [5] Charney, J. G. et al., Form- Drag Instability, Multiple Equilibria and Propagating Planetary Wave in Baroclinic, Orographically Forced, Planetary Wave Systems, J. Atmos. Sci., 37, 1157—1176, 1980.
- [6] 缪锦海,丁敏芳,热力强迫下大气平衡态的突变与季节变化、副高北跳,中国科学(B辑),第1期,87—96,1985年。
- [7] Charney, J. G. et al., Multiple Flow Equilibria in the Atmosphere and Blocking, J. Atmos. Sci., 36, 1205—1216, 1979.

THE EFFECT OF DIABATIC HEATING ON THE FORMATION OF THE SOUTH ASIA HIGH AND ITS QUASI-PERIODIC OSCILLATION

Li Weiliang

(*Institute of Climatology, AMS*)

Miao Jinhai Fan Yun

(*Beijing Institute of Meteorology*)

Abstract

By using a quasi-geostrophic, two-level baroclinic highly truncated spectral model on a β plane, computations have been made in the cases with diabatic heating differently in basic current. The results are as follows:

1. When the values of the parameter relevant to the external thermal forcing are selected properly, the establishment and oscillation of South Asia High may occur. On the other hand, the "chaos" phenomenon may appear if the greater values of the parameter of thermal forcing are taken.

2. When the land-sea thermal contrast is reduced to a certain extent, the South Asia High tends to be in the equilibrium state.

3. South Asia High cannot occur if there is only meridional inhomogeneous external thermal forcing.