

非绝热加热和地形共同强迫下斜压大气的环流突变

罗哲贤

(甘肃省气象局)

提 要

本文用低谱途径研究了非绝热加热和地形共同强迫下斜压大气环流的突变, 结果与由夏至冬季节转换期间, 对流层上层副热带高压从高原经度急速东移到大洋上空的观测事实相似。

一、引 言

大尺度准地转气流环流的突然变化, 是大气环流系统基本的运动形态之一。叶笃正、陶诗言、李麦村首先指出6月和10月大气环流的突变现象具有全球性的规模^[1]。关于正压大气环流突变的非线性机制, 已有一系列的研究^[2], 相应自治系统的维数不超过6维。当模式引进更多的物理过程, 自治系统的维数增加时, 已有的正压大气环流突变的非线性机制能否继续成立, 这是一个有待解决的问题。与文献[2]比, 这里引进了大气的斜压过程和地形作用, 自治系统的维数由4维增加到12维。本文以此模式分析斜压大气的环流突变。

二、模 式

将准地转涡度方程写在250、750hPa, 热力学方程写在500hPa, 得:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi_1 = -J(\phi_1, \nabla^2 \phi_1 + \beta^* y) + f_0 \frac{\omega_2}{\Delta p} - K'_2 \nabla^2 (\phi_1 - \phi_3) \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi_3 = & -J(\phi_3, \nabla^2 \phi_3 + \beta^* y) - f_0 \frac{\omega_2}{\Delta p} - K'_2 \nabla^2 (\phi_3 - \phi_1) \\ & - K_d \nabla^2 \phi_3 - \frac{f_0}{H} J(\phi_3, h) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\phi_1 - \phi_3) = & -J(\phi_1, \phi_1 - \phi_3) + \frac{f_0}{\Delta p} \lambda^2 \omega_2 \\ & + \lambda^2 h'_d [(\phi_1 - \phi_3)^* - (\phi_1 - \phi_3)] \end{aligned} \quad (3)$$

1984年8月6日收到, 11月25日收到修改稿。

1) 丑纪范, 大气动力学的新进展, 1984。

式中均为惯用符号。

将(1)–(3)无量纲化,对无量纲方程组谱展开。

令 $\phi_1 = \phi + \theta$, $\phi_3 = \phi - \theta$, $\phi_2 = \phi$,

$$(\phi, \theta, \omega) = \sum_{i=A,K,L,C,M,N} (\phi_i, \theta_i, \omega_i) F_i,$$

$$\theta^* = \theta_A^* F_A + \theta_C^* F_C, \quad h = h_K F_K$$

F_i 的表达式见文献[3]。谱展式有以下形式:

$$\dot{\phi}_A = -K_2(\phi_A - \theta_A) + \frac{1}{2} h_{01}(\phi_L - \theta_L) \quad (4)$$

$$\dot{\phi}_K = -\beta\alpha(\phi_A\phi_L + \theta_A\theta_L) - \beta\alpha''(\phi_C\phi_N + \theta_C\theta_N) + \beta_1\phi_L - K_2(\phi_K - \theta_K) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \dot{\phi}_L = & \beta\alpha(\phi_A\phi_K + \theta_A\theta_K) + \beta\alpha''(\phi_C\phi_M + \theta_C\theta_M) - \beta_1\phi_K - K_2(\phi_L - \theta_L) \\ & - \frac{h_{01}}{2}(\phi_A - \theta_A) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \dot{\phi}_C = & \varepsilon\alpha''(\phi_K\phi_N + \theta_K\theta_N) - \varepsilon\alpha''(\phi_L\phi_M + \theta_L\theta_M) - K_2(\phi_C - \theta_C) \\ & + \frac{h_{02}}{2}(\phi_N - \theta_N) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\dot{\phi}_M = -\delta\alpha''(\phi_C\phi_L + \theta_C\theta_L) - \delta'\alpha'(\phi_A\phi_N + \theta_A\theta_N) + \beta_2\phi_N - K_2(\phi_M - \theta_M) \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \dot{\phi}_N = & \delta\alpha''(\phi_C\phi_K + \theta_C\theta_K) + \delta'\alpha'(\phi_A\phi_M + \theta_A\theta_M) - \beta_2\phi_M - K_2(\phi_N - \theta_N) \\ & - \frac{h_{02}}{2}(\phi_C - \theta_C) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \dot{\theta}_A = & A_{11}(\phi_K\theta_L - \phi_L\theta_K) + A_{12}(\phi_M\theta_N - \phi_N\theta_M) + A_{13}\phi_A - A_{14}\theta_A + A_{15}\theta_A^* \\ & - h_{A1}(\phi_L - \theta_L) \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \dot{\theta}_K = & K_{11}\alpha\phi_L\theta_A + K_{11}\alpha''\phi_N\theta_C - K_{12}\alpha\phi_A\theta_L - K_{12}\alpha''\phi_C\theta_N + K_{13}\phi_K \\ & - K_{14}\theta_K + K_{15}\theta_L \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \dot{\theta}_L = & -K_{11}\alpha\phi_K\theta_A - K_{11}\alpha''\phi_M\theta_C + K_{12}\alpha\phi_A\theta_K + K_{12}\alpha''\phi_C\theta_M + K_{13}\phi_L - K_{14}\theta_L \\ & - K_{15}\theta_K + h_{L1}(\phi_A - \theta_A) \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \dot{\theta}_C = & C_{11}\alpha''(\phi_M\theta_L - \phi_N\theta_K) + C_{12}\alpha''(\phi_K\theta_N - \phi_L\theta_M) + C_{13}\phi_C - C_{14}\theta_C + C_{15}\theta_C^* \\ & - h_{C1}(\phi_N - \theta_N) \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \dot{\theta}_M = & M_{11}\alpha''\phi_L\theta_C - M_{12}\alpha''\phi_C\theta_L + M_{13}\alpha'\phi_N\theta_A - M_{14}\alpha'\phi_A\theta_N + M_{15}\phi_M \\ & - M_{16}\theta_M + M_{17}\theta_N \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \dot{\theta}_N = & -M_{11}\alpha''\phi_K\theta_C + M_{12}\alpha''\phi_C\theta_K - M_{13}\alpha'\phi_M\theta_A + M_{14}\alpha'\phi_A\theta_M + M_{15}\phi_N - M_{16}\theta_N \\ & - M_{17}\theta_M + h_{N1}(\phi_C - \theta_C) \end{aligned} \quad (15)$$

$$\text{式中参数 } K_2 = \frac{1}{2}K_1, \quad \alpha = \frac{40\sqrt{2}n}{15\pi}, \quad \alpha' = \frac{32\sqrt{2}n}{15\pi}, \quad \alpha'' = \frac{64\sqrt{2}n}{15\pi}, \quad \beta = \frac{n^4}{n^4 + 1},$$

$$\beta_1 = \frac{\beta^*n}{n^2 + 1}, \quad \beta_2 = \frac{\beta^*n}{n^2 + 4}, \quad \delta = \frac{n^2 - 3}{n^2 + 4}, \quad \delta' = \frac{n^2 + 3}{n^2 + 4}, \quad \varepsilon = \frac{3}{4}, \quad h_{01} = \alpha h_K, \quad h_{02} = \frac{\alpha''}{4} h_K,$$

$$h_{01} = \frac{h_{01}}{n^2 + 1}, \quad h_{02} = \frac{\alpha'' h_K}{n^2 + 4}, \quad h_{A1} = \frac{h_{01}\sigma_0}{2(\sigma_0 + 2)}, \quad h_{L1} = \frac{h_{01}\sigma_0}{2L_{11}}, \quad L_{11} = 2(1 - \beta) + \sigma_0,$$

$$\begin{aligned}
B_{11} &= \frac{1}{\sigma_0 + 2}, h_{c1} = \frac{h_{02}\sigma_0}{2D_{11}}, D_{11} = 2(1 - \varepsilon) + \sigma_0, h_{N1} = \frac{h_{02}\sigma_0}{2N_{11}}, N_{11} = 2(1 - \delta') + \sigma_0, \\
A_{11} &= \frac{2\alpha}{B_{11}}, A_{12} = \frac{2\alpha'}{B_{11}}, A_{13} = \frac{K_2\sigma_0}{B_{11}}, A_{14} = \frac{K_2\sigma_0 + 2K_v\sigma_0 + 2h''}{B_{11}}, A_{15} = \frac{2h''}{B_{11}}, \\
K_{11} &= \frac{2(1 - \beta) - \beta\sigma_0}{L_{11}}, \\
K_{12} &= \frac{2(1 - \beta) + \beta\sigma_0}{L_{11}}, K_{13} = \frac{K_2\sigma_0}{L_{11}}, K_{14} = \frac{K_2\sigma_0 + 2K_v\sigma_0 + 2(1 - \beta)h''}{L_{11}}, K_{15} = \frac{\beta_1\sigma_0}{L_{11}}, \\
C_{11} &= \frac{2(1 - \varepsilon) - \varepsilon\sigma_0}{D_{11}}, C_{12} = \frac{2(1 - \varepsilon) + \varepsilon\sigma_0}{D_{11}}, C_{13} = \frac{K_2\sigma_0}{D_{11}}, \\
C_{14} &= \frac{K_2\sigma_0 + 2K_v\sigma_0 + 2(1 - \varepsilon)h''}{D_{11}}, \\
C_{15} &= \frac{2(1 - \varepsilon)h''}{D_{11}}, D_{11} = 2(1 - \varepsilon) + \sigma_0, h'' = g_1\sigma_0, M_{11} = \frac{2(1 - \delta') - \delta\sigma_0}{N_{11}}, \\
M_{12} &= \frac{2(1 - \delta') + \delta\sigma_0}{N_{11}}, \\
M_{13} &= \frac{2(1 - \delta') - \delta'\sigma_0}{N_{11}}, M_{14} = \frac{2(1 - \delta') + \delta'\sigma_0}{N_{11}}, M_{15} = \frac{K_2\sigma_0}{N_{11}}, \\
M_{16} &= \frac{K_2\sigma_0 + 2K_v\sigma_0 + 2(1 - \delta')h''}{N_{11}}, \\
M_{17} &= \frac{\sigma_0\beta_2}{N_{11}}, N_{11} = 2(1 - \delta') + \sigma_0.
\end{aligned}$$

近几年来,国外用低谱途径进行的非线性大气动力学的工作,几乎无例外地令 y 方向二波非绝热强迫参数 θ_c^* 为零。东亚范围的地理条件有其特殊性。东亚大陆以南为海洋占据,夏半年,非绝热加热最强的区域是副热带的陆地和高原,而不是其南的洋面。在高原以南区域,南北方向温度梯度的符号逆转。数值试验^[4]表明,东亚范围 y 方向海陆的热力差异对环流演变有实质性的影响。我们认为,用低谱途径研究东亚大气环流时,似乎取不为零的强迫参数 θ_c^* 较妥。

参数取值: 垂直内摩擦系数, 边界层摩擦系数, 热力张弛时间的取值均同 Charney 等^[1], 即令 $K_v = 0.0114$, $K_2 = 0.0057$, $h'' = 0.0114$ 。关于静力稳定度的取值, 中纬度的典型值为 $2\sigma_s/\Delta p = 30K/500\text{hPa}$ (见文献 [5]), Charney 等^[1]静力稳定度的取值相当于该典型值的 1.45 倍, 被认为与实际大气的条件相近^[5]。本文取 $\sigma_0 = 0.109$, 等价于

$$2\sigma_s/\Delta p = 25.7K/500\text{hPa},$$

即为该典型值的 0.86 倍。本文 θ_c^* 的取值在牛顿加热形式热力强迫参数一般取值的范围之内。令 θ_c^* 与 θ_x^* 同量级并限定 $|\theta_c^*| \leq \theta_x^*$ 。另外, 取 β 平面 x 方向波数 $n = 2$, 地形面高度谱系数 $h_K = 0.09$, 这与常用值相同或相近。

令 (4)–(15) 式左端项及波动分量为零, 得:

$$\bar{\phi}_{A1} = \bar{\theta}_{A1} = \frac{h''}{(K_v\sigma_0 + h'')} \theta_x^* \quad (16)$$

$$\bar{\phi}_{C1} - \bar{\theta}_{C1} = \frac{(1 - \varepsilon)h''}{K_e\sigma_0 + (1 - \varepsilon)h''} \theta_C^* \quad (17)$$

设 $\varphi = (\phi_A, \phi_K, \phi_L, \phi_C, \phi_M, \phi_N, \theta_A, \theta_K, \theta_L, \theta_C, \theta_M, \theta_N)$, 则 $\varphi = \varphi_0 = (\bar{\phi}_{A1}, 0, 0, \bar{\phi}_{C1}, 0, 0, \bar{\theta}_{A1}, 0, 0, \bar{\theta}_{C1}, 0, 0)$ 为 (4)–(15) 式的一组平衡解, $\bar{\phi}_{A1}, \bar{\phi}_{C1}, \bar{\theta}_{A1}, \bar{\theta}_{C1}$ 由 (16)、(17) 式限定. $\varphi = \varphi_0$ 描述的是一组纯纬向环流. 将 $h'' = K_e = 0.0114$, $\sigma_0 = 0.109$, $\theta_A^* = 0.061$, $\theta_C^* = -0.037$ 代入 (16)、(17) 式, 得

$$\bar{\phi}_A = \bar{\theta}_A = 0.05, \bar{\phi}_C = \bar{\theta}_C = -0.02.$$

若取 β 平面中线处 φ_0 为 35°N , 则相应 250hPa 纬向平均风速 $\bar{u}$ 随纬度的分布是, $\bar{u}_{\max}$ 在 5°N 左右, 风速值大于 30ms^{-1} , 20°N 以南为东风气流占据. 相应的 250hPa 位势高度场, 显示出脊线在 25°N 附近的副热带高压带, 如令 $\theta_A^* = 0.061$, $\theta_C^* = 0$, 则 $\bar{u}_{\max}$ 在 35°N , β 平面区域全部为西风控制.

$\varphi = \varphi_{01} = (0.05, 0, 0, -0.02, 0, 0, 0.05, 0, 0, -0.02, 0, 0)$ 描述了波动分量为零的纯纬向环流流型, 副热带为气压均匀分布的高压带控制, 高压脊线以南为东风气流. 如所周知, 观测事实是, 在副热带总是分裂成若干个闭合的高压单体, 这些高压单体与其间的低压区组成了副热带的流型; 气压完全均匀分布的副热带流型并不存在. 这意味着 $\varphi = \varphi_{01}$ 描述的平衡态流型不稳定. 下面, 讨论 $\varphi = \varphi_{01}$ 平衡态的稳定性.

三、纯纬向环流的不稳定与两类副热带的稳态流型

为了判断 $\varphi = \varphi_{01}$ 平衡解的稳定性, 需求解特征方程:

$$\lambda I - A = 0 \quad (18)$$

式中 I 为单位矩阵, A 为 12×12 的系数矩阵, 不难从 (4)–(15) 求出. A 依赖于外部强迫参数、大气内部参数和平衡解的取值. 如 $\theta_C^* = 0$, 则 A 将蜕化为两个 6×6 的矩阵, 可分别用以对 γ 一波和 γ 二波扰动稳定性的讨论.

在 $0.02 \leq \theta_A^* \leq 0.09$, $-0.055 \leq \theta_C^* \leq -0.005$ 的范围内均匀地选取 88 组 θ_A^*, θ_C^* 的参数值, 用 (16)、(17) 式求出平衡解, 再用 (18) 式判断这些平衡解的稳定性. 结果, 对这 88 组平衡解而言, 方程 (18) 不是有正实根, 就是有正实部复根. 其物理意义是:

$$\varphi = \varphi_{01}$$

描述的纯纬向环流, 在副热带气压均匀分布的高压带是不稳定的.

以 $\varphi = \varphi_{02} = (0.045, 0, 0, -0.021, 0, 0, 0.045, 0, 0, -0.021, 0, 0)$ 为初值, 对方程组 (4)–(15) 积分 375 个模式日, 时步 3 小时. 计算方案取自文献 [6] 的蛙跃滤波方法. 积分第 34 天, 在对流层上层副热带开始出现闭合高压中心. 从积分第 48 天起, 副热带闭合高压中心始终位于高原南部 $\left(x = 0, \gamma = \frac{\pi}{4}\right)$ 上空, 这是一种驻波形态. 本文 β 平面的南北边界为 $\gamma = 0, \pi$, 在所有数值积分中, 均取 $\gamma = \frac{\pi}{2}$ 处 $\varphi_0 = 40^\circ\text{N}$. 为叙述

方便, 设 $0 \leq x < \frac{\pi}{4}$, $\frac{3\pi}{4} \leq x < \frac{5\pi}{4}$, $\frac{7\pi}{4} < x < 2\pi$ 为模式大陆,

$$\frac{\pi}{4} \leq x < \frac{3\pi}{4}, \quad \frac{5\pi}{4} \leq x < \frac{7\pi}{4}$$

为模式海洋。

以 $\varphi = \varphi_{03} = (0.0676, 0, 0, -0.020, 0, 0, 0.0676, 0, 0, -0.020, 0, 0)$ 为初值, 对 (4)–(15) 积分, 从积分第 42 天起, 对流层上层副热带高压中心围绕高原脊线 ($x = 0$) 在高原以南大陆范围 ($-\frac{\pi}{8} \leq x \leq \frac{\pi}{8}, y = \frac{\pi}{4}$) 东西振荡。这种振荡的振幅并不阻尼, 周期在两周左右, 这是一种稳定的准周期态的形态。

这些试验作为例子说明, 纯纬向环流型确实是不稳定的。该流型失稳后, 依赖于强迫参数 θ_A^* 、 θ_C^* 的不同取值, 将显示出至少两类流型: 一是驻波, 一是准周期瞬变波, 它们都是稳定的。就时间平均场而言, 这两类流型具有一个共同的特征, 就是对流层上层副热带高压中心均位于高原南部大陆上空。

为了对方程组 (4)–(15) 的渐近性质有较广泛的认识, 分别以等温静止、强纬向环流、强经向环流等流型为初值场, 对 (4)–(15) 式实施了几十组数值积分。结果表明, 流型的终态除上述两类流型以外, 有且仅有另一类驻波形态, 相应对流层上层副热带高压的中心位置在大洋 ($x = \frac{5\pi}{8}$) 上空。

为了用图示方法显示流场演变特征, 定义

$$F_i = \sum_{i=A, K, L, G, M, N} |(\phi_i + \theta_i)_i - (\phi_i + \theta_i)_{400}| \quad (i \geq 400)$$

为第 i 个步长与第 400 个步长 (积分第 50 天) 两个 250hPa ϕ_1 场之间的距离函数。当

$$F_i = 0$$

时, 第 i 个步长与第 400 个步长 250hPa ϕ_1 场之间的距离最小, 流型相同。当 F_i 达极大值时, 两者最不相似。分析 F_i 随 i 的演变, 可以判断流场的演变特征。令

$$\theta_A^* = 0.05, \quad \theta_C^* = -0.0285,$$

以 $\varphi = \varphi_{04} = (0.03729, -0.02224, 0.00489, -0.01270, 0.02076, -0.00298, 0.02881, -0.01136, 0.00513, -0.00222, 0.00989, -0.002467)$ 为初值积分 (因该初值相应于 250 hPa 流函数场上副热带纬度的高原经度为高值区, 大洋区域为低值区, 称为高原型初值场, 下同), F_i 的演变表明 (图 1a), 每隔 2–3 周, F_i 出现一次接近于零的极小值, 显示出 18 个完整的振幅并不阻尼的振荡, 说明系统进入了准周期的振荡形态。在曲线的峰谷相位之间, F_i 的差值约为 0.06。无论在什么相位, 相应的 250hPa 副热带高压中心的位置都在高原以南或附近而不在大洋上空。 $\theta_A^* = 0.05, \theta_C^* = -0.0290$ 时, 从上述高原型初值场出发的积分, F_i 以阻尼振荡的形式逼近常数 (图 1b), 说明系统进入了稳定的平衡态, 该平衡态相应 250hPa ϕ_1 场 (图 2a, 系第 340–370 模式日平均的流函数场) 的副热带高压位于高原经度, 可视为“高原型”流型。 $\theta_A^* = 0.05, \theta_C^* = -0.0290$ 时, 以

$$\varphi = \varphi_{05} = (0.0415, -0.00053, 0.00678, -0.00086, -0.02953, -0.02427, 0.02303, 0.00320, 0.00584, -0.00396, -0.01268, -0.00702)$$

为初值 (因该初值场相应的 250hPa 流函数场上, 副热带纬度的大洋区域为高值区, 高原经度为低值区, 称为大洋型初值场, 下同) 的积分, F_i 渐近地逼近常数 (图 1c), 说明系统也

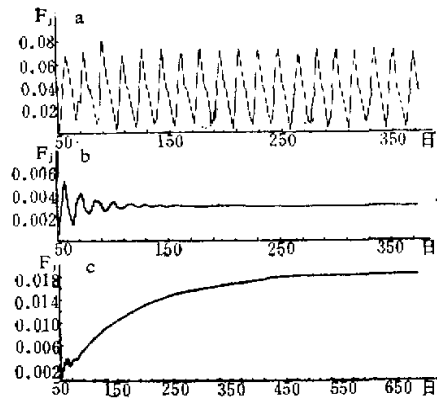


图 1 F_1 的演变曲线

$\theta_A^* = 0.05$, $k_K = 0.09$, (a) $\theta_E^* = -0.0285$, 从 φ_{04} 初值启动, (b) $\theta_E^* = -0.0290$, 从 φ_{04} 初值启动, (c) $\theta_E^* = -0.0290$, 从 φ_{03} 初值启动.

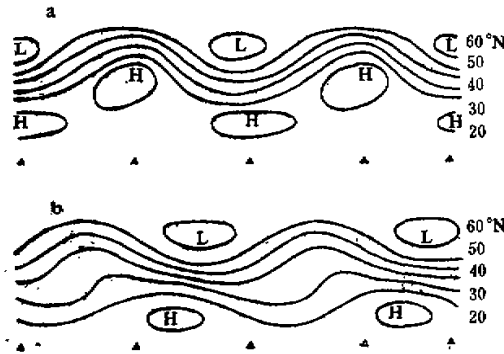


图 2 250hPa 流函数场

$\theta_A^* = 0.05$, $k_K = 0.09$, $\theta_E^* = -0.0290$, (a) 高原型, (b) 大洋型, $\blacktriangle, \triangle$ 分别代表高原脊线和大洋中线经度位置, 等值线间隔 4×10^{-3} .

进入了稳定的平衡态, 与该平衡态相应的 250hPa ϕ_1 场(图 2b, 系第 720—750 模式日的平均流函数场), 副热带高压位于大洋上空, 可视为“大洋型”流型。

注意到图 2a、2b 所示的流型是在模式参数完全相同, 仅是初值不同所得到的两个截然不同的流型, 这就显示出了清楚的双稳态特征。

仔细考察“高原型”和“大洋型”两类稳态流型, 发现它们的高压中心位置与实际大气副热带高压中心的位置相近。图 3 是 200hPa

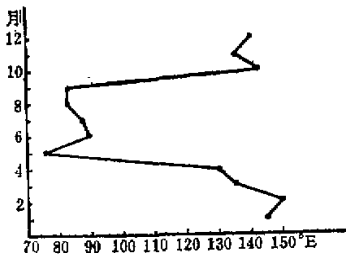


图 3 200hPa 副热带高压中心经度位置的年变化

副热带高压中心经度位置的年变化¹⁾。一个清楚的观测事实是, 200hPa 副热带高压的中心位置大体上只有两个, 即冬半年位于大洋上空, 夏半年位于高原经度范围上空。沿纬圈方向, 高压中心位置在夏(冬)半年内摆动小, 但在季节转换期间, 高压中心的位置急剧地变化, 这是大尺度大气运动渐变形态与突变形态的又一个事例。

四、对流层上层副热带高压中心位置的渐变和突变

一般认为, γ 方向二波非绝热强迫参数 θ_c^* 在夏半年均取负值。 $|\theta_c^*|$ 的取值在盛夏最大, 记为 $\theta_{c\max}^*$, 随着由夏向冬的推移, $|\theta_c^*|$ 逐渐减小。 $\theta_c^* = 0$ 粗略地代表冬、夏半年转换时间。注意到 (4) — (15) 式描述的是一个有强迫同时有耗散的非线性系统, 隐含着文献 [2] 所述的突变机制, 据此, 我们推断, (4) — (15) 描述的流型由夏至冬的转换有可能具有突变的性质。若果真如此, 那末, 客观上必将存在一个与 Cusp 型分支点相象的临界点 θ_{c*}^* 。由突变理论的滞后性可知, 这个临界点如存在则必将位于 $(\theta_{c\max}^*, 0)$ 之上。考虑到用突变理论的解析方法求解 12 维的自治系统 (4) — (15) 式几乎不可能, 为此, 通过数值积分 (4) — (15) 式, 来寻求临界点 θ_{c*}^* 的具体位置。正如下文所述, 象是 Cusp 型分支点的临界点 θ_{c*}^* , 果然位于区间 $(\theta_{c\max}^*, 0)$ 之上。

令 $\theta_c^* = -0.05$, $h_K = 0.09$, $\theta_c^* = -0.05$ (相应于图 4 点 a), 从 $\varphi = \varphi_{04}$ 初值出发, 积分 375 个模式日, 高压中心始终在高原南部上空驻定。类似地, 取 $\theta_c^* = -0.040, -0.035, -0.0325, -0.030, -0.0295, -0.0290, -0.0289, -0.0288, \dots, -0.0281$ (相应于图 4 点 b、c、d、e、f、g、h、i、j、k、l、m、n、o、p), 从 $\varphi = \varphi_{04}$ 初值出发, 积分 375 个模式日。结果, 这 15 组积分的终态其副热带高压中心位置均在高原及附近经度。从点 a 至点 p, θ_c^* 从 -0.05 渐变到 -0.0281, 反映了从盛夏向秋季的过渡, 高压中心的强度是逐渐减弱的, 但平均场的高压中心都维持在高原南部大陆上空。

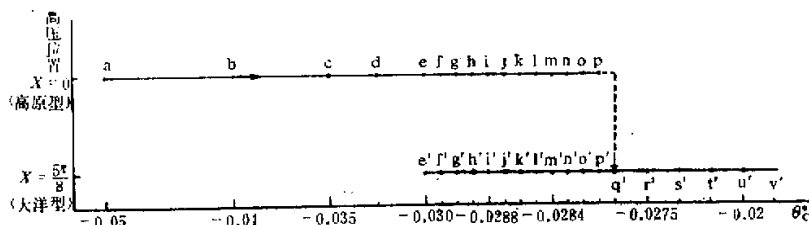


图 4 由夏至冬季节转换期间流型突变示意图
(横坐标不成比例, 系示意用)

令 $\theta_c^* = -0.0280$ (相应于图 4 点 p), 从 $\varphi = \varphi_{04}$ 初值出发, 积分 375 个模式日。这时, 高压中心不再维持在高原南部上空, 而是向东移了 $\frac{5\pi}{8}$, 即东移了 $\frac{5}{8}$ 个超长波的波长, 在大洋上空驻定下来。 $\theta_c^* = -0.0281, -0.0280$ 的两组积分, 除 θ_c^* 取值相差 0.0001 外,

1) 资料取自中央气象局研究所“北半球高空气候图集”, 1972。

其它参数、计算方案和初值完全相同。但终态截然不同。从点 0 至点 P , $|\theta_c^*|$ 的改变量只是从点 a 至点 0 $|\theta_c^*|$ 改变量的 $\frac{1}{219}$, 但流型发生了急剧的变化, 说明强迫参数的渐变有能力激发出流型的显著变化。不过, 还不能认为这个显著的变化就是环流突变。因为, θ_c^* 改变 0.0001 可视为加热场的一个扰动。如从“大洋型”初值出发, 加热场的小扰动使 θ_c^* 从 -0.0280 减小到 -0.0281 , 流型又返回到“高原型”, 那末, 这种态势与实际大气中由夏至冬的环流突变是两样的。因而还要论证流型演变的时间单向性。

从 φ_{01} 初值出发, 令 $\theta_c^* = -0.0281$, 积分 375 个模式日, 流型仍维持副热带高压中心位于大洋区域的态势(相应于图 4 点 P')。同样, 从 φ_{02} 初值启动, 令

$$\theta_c^* = -0.0282, -0.0283, \dots -0.0300$$

(相应于图 4 点 $o', n', m', l', \dots e'$), 或令 $\theta_c^* = -0.0275, -0.0250, -0.0200, -0.0100$ (相应于图 4 点 r', s', t', u', v'), 积分 375 个模式日, 均维持“大洋型”的态势。这些试验说明流型变化的时间单向性是清楚的。

在 $-0.030 \leq \theta_c^* \leq -0.028$ 的范围内, 显示出流型的双稳态。

$$\theta_c^* = -0.0300, -0.0290, -0.0289$$

时, 从 φ_{01} 初值出发, 系统均进入稳定的准周期态, 高压中心围绕高原脊线在高原南部大陆范围内东西振荡, 振荡周期分别为 16、18、20 天。在相同强迫下, 从 φ_{02} 初值出发, 终态为“大洋型”准定常态。 $\theta_c^* = -0.0288, -0.0287, \dots -0.0281$ 时, 从 φ_{01} (φ_{02}) 初值启动, 终态为“高原型”(“大洋型”)流型。这样, 在相同强迫下, 取决于历史演变, 系统可以跌落进不同的准定常态, 也可以或者跌落进准周期态, 或者跌落进准定常态。积分结果还说明, 高压中心在两类稳定平衡态相应位置之间的“过渡态”确是不稳定的, 它们或者跌进“高原型”, 或者落入“大洋型”。据此, 可以认为 $\theta_c^* = -0.0280$ 为准 Cusp 型分支点, 从点 P 至点 Q' 的急剧变化同样满足文献 [2] 所述的流型突变的三个条件。

五、结果与讨论

以往关于大气环流突变机制的分析限于正压大气, 自治系统的维数不超过 6 维。本文研究了地形和非绝热加热共同强迫下斜压大气的环流突变, 相应的自治系统为 12 维。随着 y 方向二波非绝热强迫参数 θ_c^* 越过 Cusp 型分支点, 对流层上层副热带流型发生了急剧的变化, 这与由夏至冬季节转换期间对流层上层副热带高压从高原经度急速东移到大洋上空的观测事实相似。注意到这种急剧的变化基本满足突变现象的三个条件^[2], 这意味着正压大气环流突变的机制在一定程度上可以扩展到斜压大气的范畴。

对正压大气而言, 突变前后的系统状态都是平衡态。引进斜压过程后, 由夏向冬转换前的状态除平衡态外, 还有围绕高原脊线在高原南部大陆上空东西振荡的准周期态, 周期为 2 至 3 周。这种大尺度的大气运动, 既不同于驻波, 又不同于行进波, 是一种新的瞬变波, 似乎与夏季对流层上层副热带高压东西振荡的观测事实有相似之处。

渐变和突变是地球大气的两类基本运动形态。考虑到大尺度大气运动的突变往往与旱涝形势的转折密切相关, 而突变的机制又是一个比较困难的问题, 如用本文模式虽做了

大量计算仍未找到由冬至夏突变运动的形态,因此,进一步深入分析突变现象的机制,还是很需要的。

参 考 文 献

- [1] 叶笃正、陶诗言、李麦村, 1959, 在 6 月和 10 月大气环流的突变现象, 气象学报, 29 卷, 249—263.
- [2] 李麦村、罗哲贤, 1983, 6 月和 10 月大气环流突变的非线性机制, 中国科学, B 辑, 187—192.
- [3] Charney, J. G., and D. M. Straus, 1980, Form-drag instability, multiple equilibria and propagating planetary waves in baroclinic, orographically forced, planetary wave systems, *J. A. S.* 37, 1157—1176.
- [4] Webster, P. J., and L. C. Chou, 1980, Low-frequency transitions of a simple monsoon system, *J. A. S.* 37, 368—382.
- [5] Yoden, S., 1983, Nonlinear interactions in a two-layer quasi-geostrophic, low-order model with topography, part II, *J. M. S. J.* 61, 19—35.
- [6] Asselin, R., 1972, Frequency filter for time integration, *M. W. R.* 100, 487—490.

ABRUPT CHANGE OF BAROCLINIC QUASIGEOSTROPHIC FLOW FORCED BY A COMBINATION OF BOTH DIABATIC HEATING AND TOPOGRAPHY

Luo Zhexian

(Meteorological Bureau of Gansu Province)

Abstract

A twelfth order system of nonlinear ordinary differential equations, which is deduced from the two-layer quasigeostrophic model equations, is used to investigate abrupt change of flow pattern of baroclinic atmosphere forced by a combination of both diabatic heating and topography. The results show that the abrupt change of flow pattern can be stimulated by a gradual variation of the diabatic forced parameter, which is similar to the observed fact about rapid shift of positions of the subtropical high in upper troposphere along east-west direction during seasonal transition from summer half year to winter half one.