

对流层上层副热带高压的东西振荡

罗哲贤

(甘肃省气象局)

提 要

本文用低谱途径,将二层准地转模式化为一个八维的强迫耗散的非线性系统。沿南北方向除赤道与极地之间的热力强迫外,模式还包含近似描述增温的副热带大陆与其南面海洋之间热力差异的强迫参数 θ_c^* 。在 θ_c^* 的一定范围内,模式大气显示出多平衡态特征,它们分别对应于对流层上层副热带高压的东部型和西部型流型。 θ_c^* 越过临界值后,模式大气又显示出多周期态特征,它们分别对应于对流层上层副热带高压的不同形式的东西振荡。

一、引 言

大气环流作为一个非线性的强迫耗散系统,在一定的条件下,必然能够显示出准周期振荡的运动形态。中高纬的高低指数循环和对流层上层副热带高压的东西振荡就是两个重要的观测例证。关于流型振荡的机制,大致分为两类。一类是自由的,如佩得洛斯基(Pedlosky, J.)^[1]认为,纯粹的纬向基流与斜压波的相互作用即可激发流型的振荡;一类是强迫的,如韦布斯特(Webster, P.J.)等^[2]指出,时间尺度为两周左右的季风系统的低频瞬变,是由水份循环过程与海陆之间不同的加热,两者共同作用所激发的。注意到文献[2]引入的海陆热力差异实际上只限于南北方向,所用的模式经简化后已化为纬向平均模式。因此,很显然,用纬向平均模式不能分析副热带高压的东西振荡问题。

一般认为,影响夏半年东亚大尺度大气运动的热力强迫具有不同的强迫方向和不同的空间尺度。在东西方向,有海陆之间的热力强迫。在南北方向,有赤道一极地之间以及副热带增温的高原、大陆与其南面的海洋之间的热力强迫。本文试图在上述三种热力强迫同时存在的情况下,应用二层准地转模式和采用高截谱方法,研究对流层上层副热带高压的东西振荡问题。这里,没有引入水分循环,关于水分循环对流型振荡的作用,已另文讨论*。

本文于1984年4月23日收到,11月23日收到修改稿

*李凌村、罗哲贤,湿过程对北半球夏季大气环流低频振荡的作用,1983

二、模 式

将涡度方程写在第1、3层，热力学方程写在第2层，得

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi_1 + J(\psi_1, \nabla^2 \psi_1 + \beta^* y) = f_0 \frac{\omega_2}{\Delta p} - K_I \nabla^2 (\psi_1 - \psi_3) \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi_3 + J(\psi_3, \nabla^2 \psi_3 + \beta^* y) = -f_0 \frac{\omega_2}{\Delta p} + K_I \nabla^2 (\psi_1 - \psi_3) - K_B \nabla^2 \psi_3 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\psi_1 - \psi_3) + J(\psi_2, \psi_1 - \psi_3) = \lambda^2 \frac{f_0}{\Delta p} \omega_2 + \lambda^2 h_a [(\psi_1 - \psi_3)^* - (\psi_1 - \psi_3)] \quad (3)$$

式中， $\psi_i (i=1, 2, 3)$ 分别为 250、500、750 百帕上的地转流函数， ω_2 为 500 百帕上的垂直速度， $\beta^* = df/dy$ ， f 为科氏参数， K_I 、 K_B 分别为垂直向内摩擦系数及边界层摩擦系数， $\lambda = N_1 H / f_0$ ， N_1 为 Frunt-Vaisala 频率， H 为均质大气高度， f_0 为 ϕ_0 处科氏参数， $(\lambda^2 h_a)^{-1}$ 为热力张弛时间， $(\psi_1 - \psi_3)^*$ 为给定的热力强迫参数。

$$\begin{aligned} \text{令 } (x, y, t, \psi_1, \psi_2, \psi_3, \omega_2, \beta^*, \lambda^2, K_B, K_I, h_a) \\ = (Lx', Ly', f_0^{-1} t', L^2 f_0 \psi_1', L^2 f_0 \psi_2', L^2 f_0 \psi_3', f_0 \Delta p \omega_2', \\ f_0 L^{-1} \beta^{*'}, 2L^2 \sigma', f_0 K_B', f_0 K_I', L^{-2} f_0 h_a') \end{aligned} \quad (4)$$

式中， $\Delta p = p_3 - p_1 = 500$ 百帕， L 为水平波长，取 $L = 1.83 \times 10^8$ 厘米。

将(4)式代入(1)–(3)式，略去“，”，得无量纲形式

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi_1 + J(\psi_1, \nabla^2 \psi_1 + \beta^* y) = \omega_2 - K_I \nabla^2 (\psi_1 - \psi_3) \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi_3 + J(\psi_3, \nabla^2 \psi_3 + \beta^* y) = -\omega_2 + K_I \nabla^2 (\psi_1 - \psi_3) - 2K \nabla^2 \psi_3 \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\psi_1 - \psi_3) + (\psi_2, \psi_1 - \psi_3) = 2\sigma \omega_2 + h'' [(\psi_1 - \psi_3)^* - (\psi_1 - \psi_3)] \quad (7)$$

这里，已令 $h'' = \sigma h_a$ ， $K = K_B/2$ 。

$$\begin{aligned} \text{令 } \psi_1 \equiv \psi + \theta, \psi_3 \equiv \psi - \theta, \psi_2 \equiv \psi, (\psi_1 - \psi_3)^* = 2\theta^*, \\ (\psi, \theta, \theta^*) = \sum_{i=A, K, C, N} (\psi_i, \theta_i, \theta_i^*) F_i \end{aligned} \quad (8)$$

式中， $F_A = \sqrt{2} \cos y$ ， $F_K = 2 \cos Nx \sin y$ ， $F_C = \sqrt{2} \cos 2y$ ， $F_N = 2 \sin Nx \sin 2y$ 。

N 为 β 平面 x 方向波数, N 的取值同文献[3], 即 $N=2$ 。设 u_1, v_1 分别代表 250 百帕纬向和经向地转风速, 则

$$u_1 = -\frac{\partial \psi_1}{\partial y} = \sqrt{2}(\psi_A + \theta_A) \sin y + 2(\psi_K + \theta_K) \cos Nx \cos y \\ + 2\sqrt{2}(\psi_C + \theta_C) \sin 2y + 4(\psi_N + \theta_N) \sin Nx \cos 2y$$

$$v_1 = \frac{\partial \psi_1}{\partial x} = -2N(\psi_K + \theta_K) \sin Nx \sin y + 2N(\psi_N + \theta_N) \cos Nx \sin 2y$$

令 $u_1 = \bar{u}_1 + u_1'$, \bar{u}_1, u_1' 分别为纬向地转风速的纬向平均值及偏差值, 则

$$\bar{u}_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u_1 dx = \sqrt{2}(\psi_A + \theta_A) \sin y + 2\sqrt{2}(\psi_C + \theta_C) \sin 2y$$

$$u_1' = 2(\psi_K + \theta_K) \cos Nx \cos y + 4(\psi_N + \theta_N) \sin Nx \cos 2y$$

本文称纬向地转风速的纬向平均值为基流。在低谱途径的非线性动力学问题中, 基流与谐波之间始终存在着相互作用, 即基流是时间的函数。容易看出, 250 百帕基流 \bar{u}_1 由 $\psi_A, \theta_A, \psi_C, \theta_C$ 的取值决定, 而谐波由 $\psi_K, \theta_K, \psi_N, \theta_N$ 的取值决定。

β 平面南北界为 $y = 0, \pi$, 东西方向满足周期性边界条件。 β 平面中线处所在纬度 $\phi_0 = 40^\circ N$ 。 θ_A^*, θ_K^* 分别描述赤道与极地之间及东西向海陆之间热力强迫; 副热带大陆与其南面海洋之间的热力强迫由 θ_C^* 近似表示, 并令 $\theta_N^* = 0$ 。

将(8)式代入(5)–(7)式, 得谱展式

$$\dot{\psi}_A = -K(\psi_A - \theta_A) \quad (9)$$

$$\dot{\theta}_A = \frac{h''}{1+\sigma} \theta_A^* - \frac{h'' + \sigma(2K_I + K)}{1+\sigma} \theta_A + \frac{\sigma K}{1+\sigma} \psi_A \quad (10)$$

$$\dot{\psi}_K = -\beta \alpha'' (\psi_C \psi_N + \theta_C \theta_N) - K(\psi_K - \theta_K) \quad (11)$$

$$\dot{\psi}_C = \varepsilon \alpha'' (\psi_K \psi_N + \theta_K \theta_N) - K(\psi_C - \theta_C) \quad (12)$$

$$\dot{\psi}_N = \delta' \alpha'' (\psi_K \psi_C + \theta_K \theta_C) - K(\psi_N - \theta_N) \quad (13)$$

$$\dot{\theta}_K = \frac{-1}{1-\beta+\sigma} \left\{ \alpha'' (\sigma\beta+1-\beta) \psi_C \theta_N + \alpha'' (\sigma\beta-1+\beta) \psi_N \theta_C \right. \\ \left. - K\sigma \psi_K - (1-\beta) h'' \theta_K^* + [\sigma(2K_I + K) + (1-\beta) h''] \theta_K \right\} \quad (14)$$

$$\dot{\theta}_C = \frac{1}{1-\varepsilon+\sigma} \left\{ \alpha''(\sigma\varepsilon-1+\varepsilon)\psi_N\theta_K + \alpha''(\sigma\varepsilon+1-\varepsilon)\psi_K\theta_N \right. \\ \left. + \sigma K\psi_C + (1-\varepsilon)h''\theta_C^* - [\sigma(2K_I+K) + (1-\varepsilon)h'']\theta_C \right\} \quad (15)$$

$$\dot{\theta}_N = \frac{1}{1-\beta'+\sigma} \left\{ \alpha''(\sigma\delta'-1+\beta')\psi_K\theta_C + \alpha''(\sigma\delta'+1-\beta')\psi_C\theta_K \right. \\ \left. + \sigma K\psi_N - [\sigma(2K_I+K) + (1-\beta')h'']\theta_N \right\} \quad (16)$$

此处, $\beta = \frac{N^2}{N^2+1}$, $\alpha'' = \frac{64\sqrt{2}N}{15\pi}$, $\varepsilon = \frac{3}{4}$, $\delta' = \frac{N^2-3}{N^2+4}$, $\beta' = \frac{N^2+3}{N^2+4}$.

(9)–(16)式是一个以 $\psi_i, \theta_i (i=A, K, C, N)$ 为未知函数的自治系统。该自治系统含有热力强迫 $\theta_A^*, \theta_K^*, \theta_C^*$, 摩擦耗散 $-K\psi_i$, $-(2K_I+K)\theta_i$, 冷却耗散 $-h''\theta_i$, 以及非线性平流项 $\psi_C\psi_N, \theta_C\theta_N, \psi_K\psi_N, \theta_K\theta_N$ 等, 因而, 是一个非线性的强迫耗散系统。这个系统可能具有多平衡态特征。

三、非线性强迫耗散系统的多平衡态

强迫耗散的准地转气流, 在线性的情况下, 流型具有唯一性; 由于非线性平流, 可以显示出流型的多平衡特征。为了说明非线性在多平衡态形成中的作用, 先讨论线性化的方程组。假设描述基流的谱系数 $\psi_A, \theta_A, \psi_C, \theta_C$ 不受 $\psi_K, \theta_K, \psi_N, \theta_N$ 二次项的影响, 可将(9)–(16)式线性化。再令 $\psi_i = \bar{\psi}_i + \psi'_i, \theta_i = \bar{\theta}_i + \theta'_i (i=A, K, C, N)$, 代入(9)–(16)式的线性化形式, 可得关于定常量 $\bar{\psi}_i, \bar{\theta}_i$ 的方程组以及关于扰动量 ψ'_i, θ'_i 的方程组。由扰动量方程组可得判断定常量(即平衡解)稳定性的特征方程, 这里对此不做进一步的讨论。由定常量方程组可求平衡解。定常量的方程组具有以下形式

$$A_1 \bar{\varphi}_1 = Q_1 \quad (17)$$

$$A_2 \bar{\varphi}_2 = Q_2 \quad (18)$$

式中, $\bar{\varphi}_1 = (\bar{\psi}_A, \bar{\psi}_C, \bar{\theta}_A, \bar{\theta}_C)^T, \bar{\varphi}_2 = (\bar{\psi}_K, \bar{\psi}_N, \bar{\theta}_K, \bar{\theta}_N)^T$, 均为向量函数, T表示转置。

$$A_1 = \begin{pmatrix} -K & 0 & K & 0 \\ 0 & -K & 0 & K \\ q_1 & 0 & q_2 & 0 \\ 0 & G_4 & 0 & G_3 \end{pmatrix} \quad A_2 = \begin{pmatrix} -K & K_I \bar{\psi}_C & K & K_I \bar{\theta}_C \\ \delta' \alpha'' \bar{\psi}_C & -K & \delta' \alpha'' \bar{\theta}_C & K \\ d_4 & d_2 \bar{\theta}_C & d_3 & d_1 \bar{\psi}_C \\ M_1 \bar{\theta}_C & M_4 & M_2 \bar{\psi}_C & M_3 \end{pmatrix}$$

$$Q_1 = \left(0, 0, \frac{-h''\theta_A^*}{1+\sigma}, \frac{-(1-\varepsilon)h''\theta_C^*}{1-\varepsilon+\sigma} \right)^T$$

$$Q_2 = \left(0, 0, \frac{(1-\beta)h''\theta_K^*}{1-\beta+\sigma}, 0 \right)^T$$

$$q_1 = \frac{\sigma K}{1+\sigma}, \quad q_2 = \frac{-h'' - \sigma(2K_I + K)}{1+\sigma}, \quad G_4 = \frac{\sigma K}{1-\varepsilon+\sigma}$$

$$G_3 = \frac{-\sigma(2K_I + K) - (1-\varepsilon)h''}{1-\varepsilon+\sigma}, \quad d_1 = \frac{-\alpha''(\sigma\beta + 1 - \beta)}{1-\beta+\sigma}, \quad d_2 = \frac{-\alpha''(\sigma\beta - 1 + \beta)}{1-\beta+\sigma}$$

$$d_3 = \frac{-\sigma(2K_I + K) - (1-\beta)h''}{1-\beta+\sigma}, \quad d_4 = \frac{K\sigma}{1-\beta+\sigma}, \quad M_1 = \frac{\alpha''(\sigma\delta' - 1 + \beta')}{1-\beta'+\sigma}$$

$$M_2 = \frac{\alpha''(\sigma\delta' + 1 - \beta')}{1-\beta'+\sigma}, \quad M_3 = \frac{-\sigma(2K_I + K) - (1-\beta')h''}{1-\beta'+\sigma}, \quad M_4 = \frac{\sigma K}{1-\beta'+\sigma}$$

(17)、(18)式是线性非齐次方程组。对于给定的热力强迫 θ_A^* , θ_C^* , 以及给定的大气内部参数, 从(17)式可以解出 $\bar{\varphi}_1$ 的唯一解。从(18)式可见, 对于给定的 $\bar{\psi}_C$, $\bar{\theta}_C$, 给定的热力强迫 θ_K^* 和给定的大气内部参数, $\bar{\varphi}_2$ 亦具有唯一解。所以, 在线性的情况下, 强迫耗散系统(9)–(16)并不具有多平衡态特征。

在非线性的情况下, 基流与谐波之间存在相互作用。这时, $\bar{\psi}_C$, $\bar{\theta}_C$ 不再象(17)式服从线性方程组的约束, 而是满足于高次非线性非齐次方程组的约束。关于这类高次方程组的推导方法和求解步骤, 文献[4]的附录已作了清楚的叙述。由于这个高次方程组的非线性不再限定 $\bar{\psi}_C$, $\bar{\theta}_C$ 取单值解, 在一定的参数范围内, $\bar{\psi}_C$, $\bar{\theta}_C$ 具有多值解, 其余谱系数的定常值 $\bar{\psi}_i$ ($i=K, N$)的取值又依赖于 $\bar{\psi}_C$, $\bar{\theta}_C$ 的取值, 从而形成 $\bar{\psi}_i$ 的多值解。这些多值解的物理意义就是流型的多平衡态。

我们先用数值方法近似求出可能出现多组定常解的参数范围, 然后对(9)–(16)式实施数值积分, 看数值积分的结果是否确实逼近不同的平衡态。计算时, 采用了蛙跃—滤波方案^[5], 步长3小时, 积分时间为370个模式日。

$Q^* = (\theta_A^*, \theta_K^*, \theta_C^*) = (0.05, 0.04, -0.015), (0.05, 0.04, -0.010), (0.05, 0.04, -0.005), (0.05, 0.04, 0.00)$ 时, 从初值 $\bar{\varphi}_0 = (\psi_{A0}, \psi_{K0}, \psi_{C0}, \psi_{N0}, \theta_{A0}, \theta_{K0}, \theta_{C0}, \theta_{N0}) = \bar{\varphi}_{01} = (0.0500, -0.0115, 0.0400, -0.0058, 0.0500, -0.0158, 0.0400, -0.0029)$ 以及 $\bar{\varphi}_0 = \bar{\varphi}_{02} = (0.0500, -0.0115, -0.0400, -0.0058, 0.0500, -0.0158, -0.0400, -0.0029)$ 出发的积分, 终态相同, 即不同初值启动的积分跌落进相同的平衡态。令 $Q^* = (0.05, 0.04, -0.02)$, 从初值 $\bar{\varphi}_{01}$ 出发的积分, 第40—370天, 在 $(\psi_K + \theta_K, \psi_N + \theta_N)$ 相平面上的轨迹由曲线AB描述; 从初值 $\bar{\varphi}_{02}$ 出发的积分, 第35—370天的轨迹由曲线CD描述(图1)。显然, 终态B, D描述的流型特征是完全不同

的, 前者 $\psi_N + \theta_N > 0$, 后者 $\psi_N + \theta_N < 0$, 两者相应的物理含意下面将讨论。 $Q^* = (0.050, 0.040, -0.025)$ 时, 得到了与图 1 十分相似的结果(图略)。这些是多平衡态的例子。说明: 增温的副热带大陆与其南面海洋之间的热力强迫 θ_c^* , 与夏季流型多平衡态的形成之间, 有着密切的联系。在 θ_c^* 的一定范围内, 能够显示出流型的多平衡态。

该热力强迫作用继续增大时, 将激发出新的流型变化的形态, 即准周期的振荡形态。

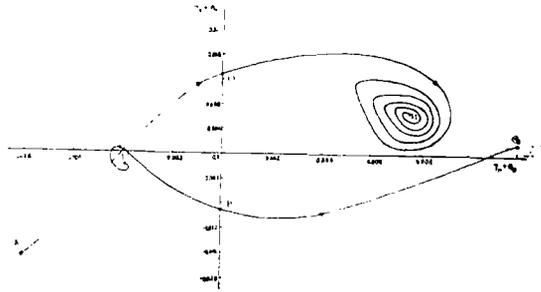


图 1 $Q^* = (0.05, 0.04, -0.02)$,
从初值 $\overline{\varphi}_{01}, \overline{\varphi}_{02}$ 出发的轨迹

四、对流层上层副热带高压的准周期振荡

令 $Q^* = (0.05, 0.04, -0.04)$, 从初值 $\overline{\varphi}_{03} = (0.0500, -0.0115, -0.0400, 0.0058, 0.0500, -0.0158, -0.0400, 0.0029)$ 出发的积分, 第26—370天, 在 $(\psi_K + \theta_K, \psi_N + \theta_N)$ 相平面上的轨迹由曲线ABC描述(图2)。显然, 这里的运动形态与图 1 上AB、CD描述的情况不同。

AB(CD)描述的是逼近点B(D)的运动, 越过点O(P)后, $\psi_N + \theta_N$ 始终大(小)于零。图2上ABC描述的是逼近极限环 Γ 的运动, 越过点B后, 进入 $\psi_N + \theta_N$ 准周期地改变符号的形态。在 Γ 上, 重复了十次准周期的运动。 $Q^* = (0.05, 0.04, -0.04)$ 从初值 $\overline{\varphi}_{02}$ 出发的积分显示了与图2完全类似的运动形态, 相应极限环 Γ 的位置和形状都是一致的(图略)。

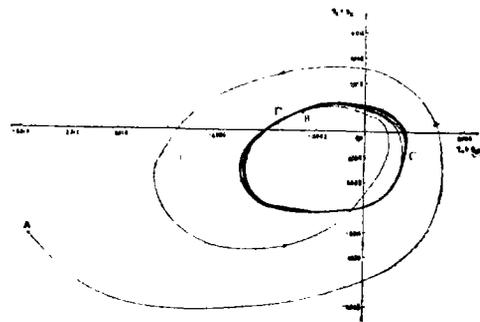


图 2 $Q^* = (0.05, 0.04, -0.04)$,
从初值 $\overline{\varphi}_{03}$ 出发的轨迹

随着热力强迫 θ_c^* 的进一步增大, 出现了新的振荡形态。 $Q^* = (0.05, 0.04, -0.05)$, 从初值 $\overline{\varphi}_{02}$ 出发的积分, 第24—370天的轨迹(图3)与图2的形态不同。越过点B到点C,

经点E、F、G、H至D后，系统並不抵达点C，而是经点I在 Γ_2 上运动。围绕 Γ_2 运行一周回到点D后，系统又向点C运动，沿着 Γ_1 移动到点D，开始下一个双周期的循环。在 Γ_1 、 Γ_2 上，重复了五次双周期的循环。

$Q^*=(0.05, 0.04, -0.05)$ ，从初值 $\bar{\varphi}_{03}$ 出发的积分，第32—370天的轨迹(图4)表明：系统跌落进极限环 Γ 的运动形态，在 Γ 上重复了十个循环。将图3、图4进行比较，可见在图4上的极限环 Γ 正在图3上 Γ_1 与 Γ_2 之间。可以认为：在相同的热力强迫下，不同的历史路径不仅可以影响到系统的平衡态特征，而且可以使得作为终态的极限环具有不同的形式。

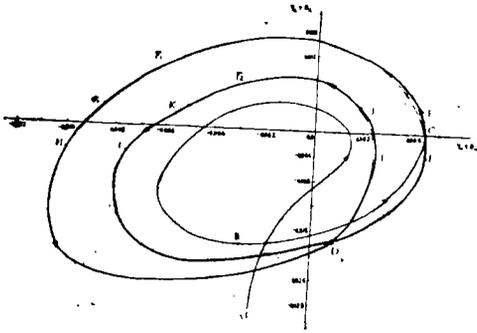


图3 $Q^*=(0.05, 0.04, -0.05)$ ，
从初值 $\bar{\varphi}_{02}$ 出发的轨迹

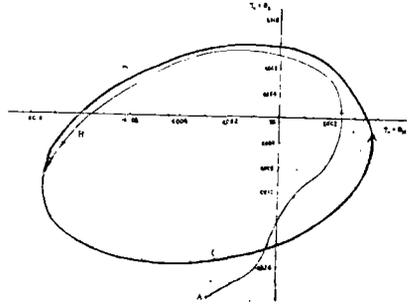


图4 $Q^*=(0.05, 0.04, -0.05)$ ，
从初值 $\bar{\varphi}_{03}$ 出发的轨迹

图2—4上的极限环有一个共同之处，即 $\bar{\psi}_N + \bar{\theta}_N$ 的符号均周期性地改变。下面，分析这种符号周期性改变的物理含意。

令 $h''=K_1=0.0114$ ， $\sigma=0.2$ ，这里，参数取值同文献[4]。 $\theta_A^*=0.05$ 时，可求出 $\bar{\psi}_A = \bar{\theta}_A = 0.0357$ ，若 $\bar{\psi}_j$ ， $\bar{\theta}_j$ ($j=C, K, N$)均为零，则在250百帕上，纬圈平均的纬向风速 \bar{u}_1 在 $\varphi = \varphi_0$ 处达极大，整个 β 平面为西风气流。

在 $\bar{\psi}_A = \bar{\theta}_A = 0.0357$ ， $\bar{\psi}_C + \bar{\theta}_C = -0.0313$ (这相应于图3上 Γ_1 线段EF处 $\bar{\psi}_C + \bar{\theta}_C$ 的平均值)， $\bar{\psi}_j$ ， $\bar{\theta}_j$ ($j=K, N$)为零的情况下，在 $y=3\pi/8$ ，即 $33.5^\circ N$ 处，仍为西风， $\bar{u}_{1, 3\pi/8} = 5.3$ 米/秒；但在 $y=\pi/8$ ，即 $20.5^\circ N$ 处，出现了东风， $\bar{u}_{1, \pi/8} = -4.1$ 米/秒。在 $y=\pi/2$ ， $\pi/4$ ， 0 ，即 $40^\circ N$ ， $27^\circ N$ ， $14^\circ N$ 附近，地转流函数 ψ 的值分别为 $0.0443, 0.0714, 0.0567$ ；经纬度订正，250百帕位势高度场在 $27^\circ N$ 附近出现了副热带高压带。因 $\bar{\psi}_j$ ， $\bar{\theta}_j$ ($j=K, N$)限定为零，该高压带位势高度场沿东西方向的分布是均匀的。

在 $\bar{\psi}_A = \bar{\theta}_A = 0.0357$ ， $\bar{\psi}_C + \bar{\theta}_C = -0.0313$ ， $\bar{\psi}_N + \bar{\theta}_N = 0.0043$ ， $\bar{\psi}_K + \bar{\theta}_K = 0$ (这相应于图3极限环 Γ_1 上线段EF处的平均值)的情况下，副热带位势高度场沿东西向不再均匀分布，而是出现了闭合高压单体与其间低压区相间的流型。不难看出，在副热带纬度，位势高度值与该纬圈平均位势高度值的差值(记为 $\Delta\Phi$)主要依赖于 $(\bar{\psi}_N + \bar{\theta}_N)$ 的取值。 $\bar{\psi}_N + \bar{\theta}_N > 0$ 时， $x=3\pi/4, 7\pi/4$ 处， $\Delta\Phi < 0$ ， $x=\pi/4, 5\pi/4$ 处， $\Delta\Phi > 0$ ； $\bar{\psi}_N + \bar{\theta}_N < 0$ 时， $x=3\pi/4,$

$7\pi/4$ 处, $\Delta\Phi > 0$; $x = \pi/4, 5\pi/4$ 处, $\Delta\Phi < 0$ 。为清楚起见, 可以设想, 若在下边界引入地形面, 一般都令地形面高度 $h = h_K F_K$, $h_K > 0$, 则 $x = 0, \pi, 2\pi$ 处为地形脊线, $x = \pi/2, 3\pi/2$ 处为地形槽线。 $\overline{\psi_N} + \overline{\theta_N} > 0$ 时, 副热带高压中心在 $x = \pi/4, 5\pi/4$ 处, 位于“高原”以东, 为东部型; $\overline{\psi_N} + \overline{\theta_N} < 0$ 时, 副热带高压中心在 $x = 3\pi/4, 7\pi/4$ 时, 位于“高原”以西, 为西部型。这样, $\overline{\psi_N} + \overline{\theta_N}$ 符号的周期性振动, 意味着副热带高压的东西振荡。

从数值上看, 图3 Γ_1 上EF段, GH段, $\overline{\psi_N} + \overline{\theta_N}$ 的平均值为0.0043, -0.0093, 相应的副热带高压单体与其间低压区的位势高度差值分别为2.6, 5.7位势什米; 图2—4上, $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma$ 的振荡周期均为20多天。这些数值与实际大气的情况相比是可以接受的。另外, 图1两个平衡态反映的副热带纬度东西向位势高度的差值, 也是合理的。

五、结果与讨论

七十年代末, 查内(Charney, J.G.)等^[3]首先提出大气环流多平衡态的概念, 指出高指数的纬向环流与低指数的阻塞流型是两类平衡态流型, 取得了引人注目的进展。鉴于阻塞形势有着明显的季节变化, 主要出现在冬半年, 对我国夏季区域性旱涝的作用似乎不如副热带流型那样重要。至于副热带的流型, 早在六十年代, 就已提出对流层上层副热带高压中心东部型、西部型的天气学的概念^[6]。因而, 我国气象工作者在研究中高纬流型多平衡态的同时, 更加注重副热带流型多平衡态及其转换的研究, 并首先提出对流层上层副热带高压的东部型、西部型是大气环流的两类平衡态特征。在相同的外部强迫, 相同的大气内部参数的条件下, 副热带流型的响应不是唯一的, 既可以出现东部型, 也可以出现西部型, 它们都满足物理定律的约束。究竟出现那一个流型, 取决于系统状态的历史演变。作者给出了一组副热带气压分布不均匀的多平衡态的例子(图1)。一旦以线性化方式处理非线性强迫耗散系统, 多平衡态特征便不再显现。

对流层上层副热带高压的低频振荡, 与夏季区域性旱涝之间, 有着直接的联系, 因而受到广泛的注意。国内关于副热带高压东西振荡机制的研究, 有的偏重于中高纬与副热带波动之间的相互作用, 有的偏重于副热带纬度非绝热加热的强迫作用, 且这种强迫限于东西方向。对于沿南北方向的, 副热带增温的大陆与其南面海洋之间热力强迫的作用似乎很少考虑。本文用低谱途径, 分析了沿南北方向海陆之间的热力强迫 θ_c^* 对副热带高压东西振荡的效应。结果当 θ_c^* 小于某个临界值时, 系统呈逼近平衡态的运动形式; 当 θ_c^* 大于该临界值时, 系统呈准周期振荡的多样形态, 即单周期的极限环与双周期的极限环的振荡形态。作为终态的振荡形态, 不仅与热力强迫有关, 而且与系统的历史演变的途径有关。一个沿南北方向海陆之间热力差异的变化, 能够激发出副热带闭合高压的东西振荡, 这是带有非线性特色的一个现象。注意到夏季青藏高原、副热带大陆及其南面海洋的热力状况能够直接影响到 θ_c^* 的取值, 所以, 在考虑副热带高压东西振荡的问题时, 分析上述诸区域的热力特征似乎是有益的。

本文没有考虑水分循环, 也没有考虑非绝热项的加热部分与流场的相互作用, 这些局限性是明显的。同时, 低谱展式(9)—(16)式隐含着非常丰富和复杂的运动形态, 这

里讨论的多平衡态和极限环的运动仅是一个局部,很不全面。对此,我们已在另一论文中继续做了分析。另外,作者采用了低谱途径,这也有一定的局限性,有待改进。

参 考 文 献

- [1] Pedlosky, J., A Model of Wave Amplitude Vacillation, J. A. S., Vol. 34(1977), 1898—1912.
- [2] Webster, P.J., and Chou, L.C., Low-frequency Transitions of a Simple Monsoon System, J.A.S., Vol.37 (1980), 368—382.
- [3] Charney, J.G., and Devore, J.G., Multiple Flow Equilibria in the Atmosphere and Blocking, J.A.S., Vol.36 (1979), 1205—1216.
- [4] Charney, J.G., and Straus, D.M., Form-drag Instability, Multiple Equilibria and Propagating Planetary Waves in Baroclinic, Orographically Forced, Planetary Wave Systems, J.A.S., Vol.37 (1980), 1157—1176.
- [5] Asselin, R., Frequency Filter for Time Integration, M.W.R., Vol.100(1972), 487—490.
- [6] 候亦如、陈乾, 夏季亚洲副热带急流中的长波扰动, 气象学报, 33卷(1963), 339—349.

ZONAL OSCILLATION OF SUBTROPICAL HIGH-PRESSURE CELLS AT 250 HPA

Luo Zhexian*

ABSTRACT

By way of a low-order spectral model, the two-layer quasi-geostrophic model is translated into an eighth order set of nonlinear ordinary differential equations in which the thermal forcing and dissipative effect are incorporated. Within a certain range of the parameter θ_c^* , which approximately describes the S-N thermal forcing between the subtropical continent and the ocean to the south, an equilibrium of the flow pattern is exhibited. When the θ_c^* value exceeds the critical point, a periodical zonal oscillation of the subtropical high cells can be stimulated showing various oscillational forms.

* Affiliated with the Gansu Provincial Meteorological Bureau