第 43 卷 第 3 期　　气 象 学 报　　Vol. 43, No. 3
1985 年 8 月　　ACTA METEOROLOGICA SINICA　　Aug., 1985

副热带流型多平衡态的转换与加热场变动的两重性*

罗 哲 贤

（甘肃省气象局）

提　　要

中高纬度高低指数环流多平衡态[1]与副热带流型双稳态[2]两者形成的原因不同。前者由地形强迫下基波与谐波及谐波之间的平流非线性所引起，后者归因于加热场分布与非线性平流之间的相互作用。

大范围加热场分布的变动可以激发副热带稳态流型的转换。但是，这种变动的持续时间，必须大于某个临界值；否则，该变动将被原稳态作为扰动所吸收，这就显示出加热变动的两重性。

一、引　　言

七十年代末以来，对大尺度大气运动的多平衡态进行了一系列的研究[3-6]。有耗散的准地转气流，在地形或非绝热加热的强迫下，显示出中高纬度高低指数环流的多平衡态。近来，进而考虑了平衡态向周期态的转换[7]，多平衡态之间的转换[8]与突变[9]，以及副热带流型的多平衡态[2]等问题。

天气学的研究[10,11]指出，北半球夏季副热带高压区并不是一条连续的带，而是分裂成一些具有闭合高压中心的单体。在东亚范围，主要闭合高压单体的位置，有时偏东，有时偏西，形成东部型或西部型的流型。这些流型维持的时间，比起温带西风气流中的大型天气要稳定得多。文献[2]认为，北半球夏季副热带流型的东部型、西部型，可能是大气环流系统的另一类双稳态，并用八个数值试验初步证实了这个想法。

Charney 和 Straus[1]用二层准地转模式，得到了中高纬度高低指数环流的多平衡态。不难证明，形成这些多平衡态的原因，是在地形和给定热源强迫下基波与谐波及谐波之间的平流非线性。如略去非线性平流，谱系数所满足的非线性自治系统将转变为线性自治系统，其平衡解将服从一个非齐次线性方程组的约束，不可能得到系统的多平衡态。如略去地形，谱系数所满足的非齐次自治系统将转为齐次自治系统，在一般的参数集合，亦不可能显示出多平衡态。注意到文献[2]所使用的 Lorenz 湿模式未引进地形，但积分结果却显示出副热带流型的多平衡态现象。甚至在完全略去非线性平流的条件下（对 β 平面积分），据 Lorenz 的数值试验[2]，亦能得到多平衡态特征。据此，我们猜测，大气环流多平

* 本文于 1984 年 1 月 21 日收到，1984 年 8 月 23 日收到修改稿。

衡态的形成原因是非常复杂的，副热带流型多平衡态[2]与中高纬度高低指数多平衡态[1]两者的形成原因不一样。

本文首先试图分析副热带流型多平衡态的形成原因，然后用 Lorenz 湿模式[2]实施五个数值试验，研究副热带流型的转换现象。该湿模式是一个以地转流函数 ψ_1,ψ_3，全露点温度 W_2，温度 T_2，垂直速度 ω_2 为未知函数的二层准地转湿模式。令 $\psi_1\equiv\psi+\theta$，$\psi_3\equiv\psi-\theta$，$T_2=\frac{\psi_1-\psi_3}{h}$，$h=\frac{R\Delta p}{f_0 p_2}$，$R$ 为气体常数，f_0 为 β 平面中线处柯氏参数。再令 $x=\sum_i x_i F_i(x=\psi,\theta,\omega_2,W_2,A_2,M_2;i=0,A,K,L,C,M,N)$，此处，$M_2$，$A_2$ 分别为水汽源汇项及非绝热加热项，A_2 包含短波辐射，长波辐射，感热和潜热。基矢 F_i 的表达式为：$F_0=1$，$F_A=\sqrt{2}\cos y$，$F_K=2\cos nx\sin y$，$F_L=2\sin nx\sin y$，$F_C=\sqrt{2}\cos 2y$，$F_M=2\cos nx\sin 2y$，$F_N=2\sin nx\sin 2y$，n 为 β 平面 x 方向波数，$\psi_0\equiv 0$，$\omega_{20}\equiv 0$。对无量纲方程组谱展开，可得以 $x_{ji}(x_j=\psi,\theta,\omega_2,W_2)$ 为未知函数的谱展式方程组。计算源汇项时，在每个时间步长均实施一次富氏空间和格点空间的转换。计算 A_{2i}，M_{2i} 需要已知下垫面温度 T_s，为求出 T_s，在陆面引入热量平衡方程，在洋面引入海洋模式，海陆差异在经向及纬向均存在。因而，这是一个海-地-气耦合的低谱湿模式。模式不含地形，模式大气只受到随纬圈均匀分布的太阳辐射的强迫，辐射取夏半年平均值。虽然给定太阳辐射谱展开的波动分量全部为零，由于下垫面性质在经向、纬向均有差异，以及加热场与流场的相互作用，非绝热加热场谱展开的波动分量却不为零。这些波动分量的取值是模式大气自身调节的。在相同的太阳辐射，相同的模式参数的情况下，正如下文所示，模式大气自身调节的非绝热加热场的谱分量，可以具有截然不同的两种取值。与牛顿加热形式的热源项相比，不难看出两者之间的差别。

二、加热场分布与非线性平流的相互作用

Lorenz 湿模式与文献[1]使用的干模式相比，除引进水份循环及海陆差异外，还有两个差别。一是模式中含有多种形式的非线性作用。除二次平流非线性外，在全露点温度与水汽压的关系式以及长波辐射项中，均存在更高次项的非线性。如略去平流非线性，并不会如文献[1]那样使谱系数所满足的非线性自治系统跟着也转变为线性自治系统。一

表 1　第二个模式月谱分量的月平均值 $\bar{\psi}_i$，$\bar{\theta}_i$（引自[2]）

谱分量 / 试验号	$\bar{\psi}_K$	$\bar{\psi}_A$	$\bar{\psi}_N$	$\bar{\psi}_L$	$\bar{\theta}_0$	$\bar{\theta}_K$	$\bar{\theta}_A$	$\bar{\theta}_N$	$\bar{\theta}_O$
1	0.00138	0.05138	−0.01129	−0.00494	0.72824	0.00378	0.02574	−0.00563	−0.00106
2	0.00585	0.05104	0.00962	−0.00196	0.72554	0.00126	0.02552	0.00499	−0.00375
3	0.00131	0.04725	−0.00953	−0.00595	0.72754	0.00390	0.02364	−0.00438	−0.00250
4	0.00561	0.05097	0.00998	−0.00147	0.72617	0.00169	0.02550	0.00533	−0.00356
5	0.00290	0.04865	−0.01399	−0.00473	0.72970	0.00460	0.02427	−0.00637	−0.00015
6	0.00247	0.04757	−0.01177	−0.00866	0.72858	0.00511	0.02376	−0.00546	−0.00102
7	0.00114	0.05157	−0.01158	−0.00534	0.72840	0.00318	0.02591	−0.00613	−0.00074
8	0.00105	0.05134	−0.01186	−0.00507	0.72848	0.00351	0.02581	−0.00577	−0.00085

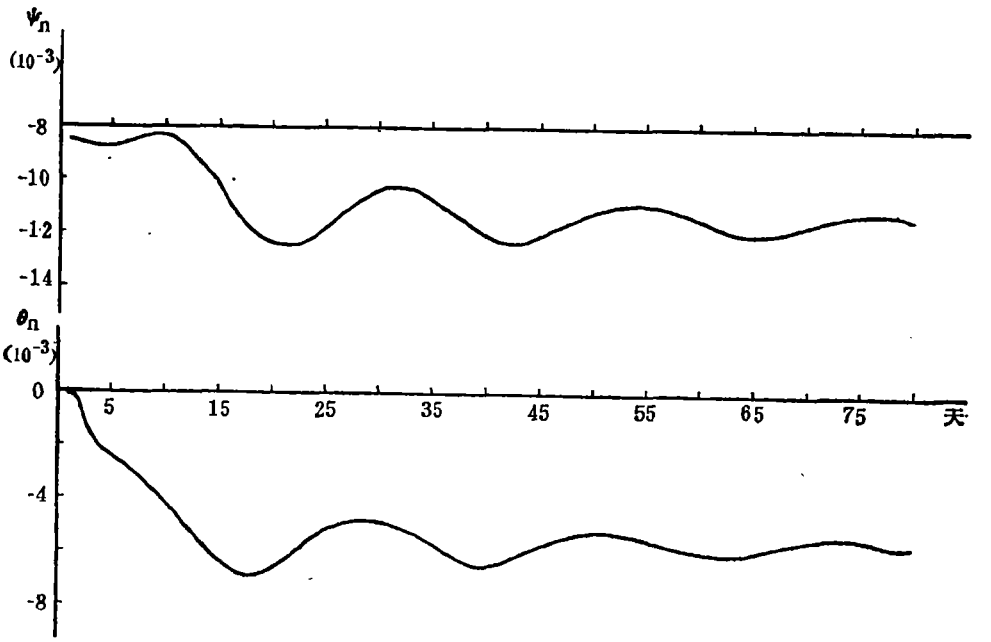

图 1 表 1 中试验 1 ψ_N,θ_N 随时间的演变

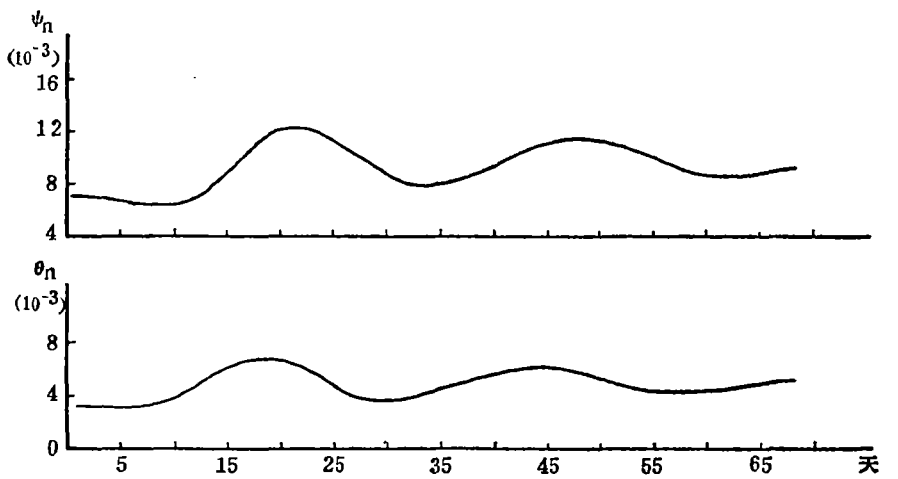

图 2 表 1 中试验 2 ψ_N,θ_N 随时间的演变

是非给定的热源。热源与流场、温度场、湿度场及下垫面状态之间存在着复杂的联系，存在着加热场与非线性平流的相互作用。

文献[2]八个数值试验第二个模式月平均的谱分量值 $\bar{\psi}_i\bar{\theta}_j$,$(i=A,K,C,N;j=0,A,K,C,N)$(表 1,引自[2])表明，八个试验$\bar{\psi}_k$,$\bar{\theta}_k(k=A,K,C)$的符号相同；$\bar{\psi}_N$,$\bar{\theta}_N$的符号，试验 2、试验 4 大于零，其余试验小于零。相应对流层上层位势高度图(略)清楚地显示出，副热带高压中心的位置分为两类，一类在模式大陆东部上空，称为东部型(试验 2、4)，一

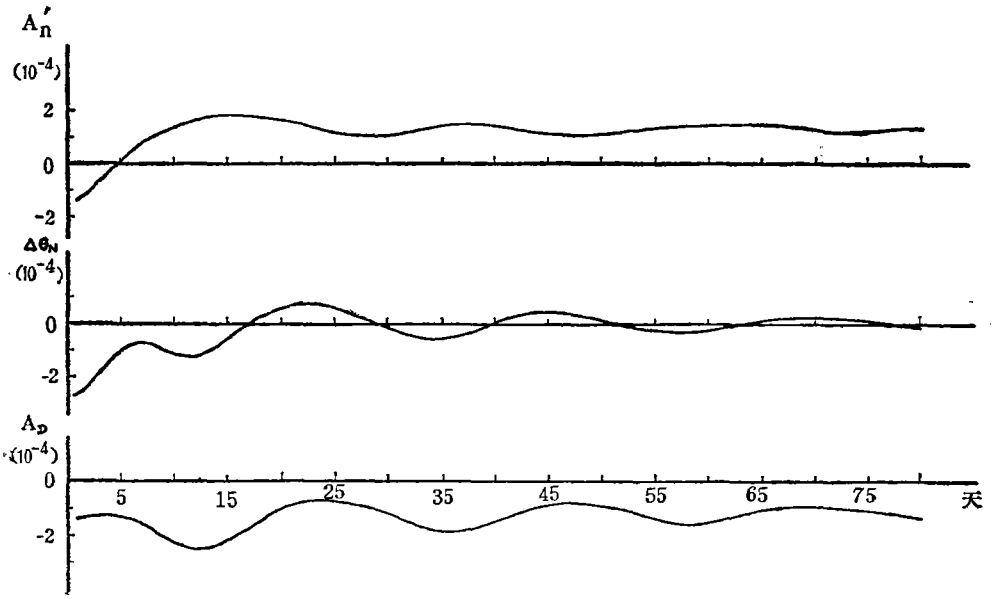

图 3　表 1 中试验 1 $A'_N, A_D, \Delta\theta_N$ 随时间的演变

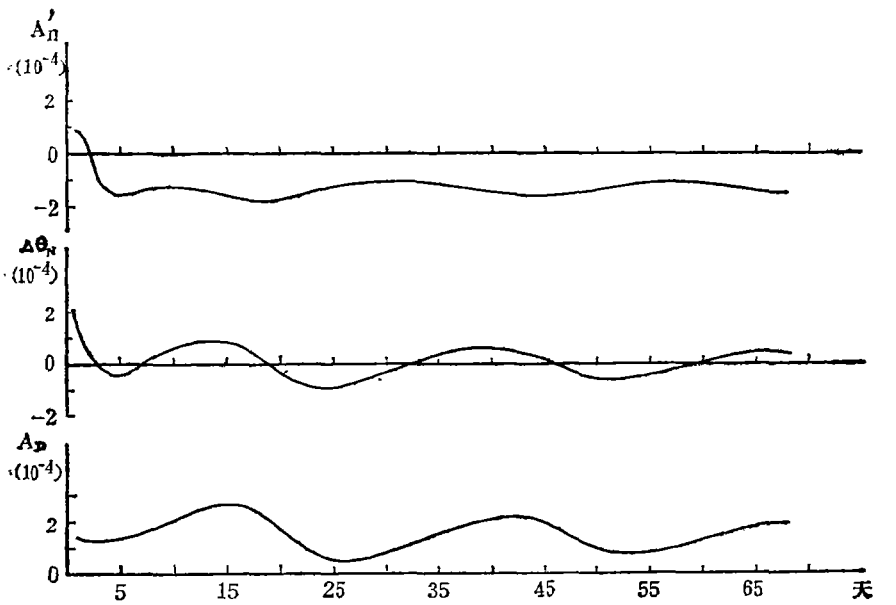

图 4　表 1 中试验 2 $A'_N, A_D, \Delta\theta_N$ 随时间的演变

类在模式大陆西部上空，称为西部型(其余试验)。这样，为了分析东部型、西部型形成的原因，需要了解 $\bar{\psi}_N$，$\bar{\theta}_N$ 取不同符号的原因。

据 Lorenz 湿模式的谱展式[2]，在 L，M 分量为零的情况下，谱分量 ψ_N，θ_N 随时间的变化由下式决定：

$$\frac{d\psi_N}{dt}=C_1(\psi_k\psi_c+\theta_k\theta_c)-C_2\psi_N+C_3\theta_N \tag{1}$$

$$\frac{d\theta_N}{dt}=d_1(\psi_c\theta_k-\psi_k\theta_c)+B_0\omega_{2N}+d_2A_{2N} \tag{2}$$

式中，ω_{2N}、A_{2N} 分别是垂直速度场 ω_2 及非绝热加热场 A_2 在 N 方向的谱分量。C_1，C_2，C_3，d_1，d_2 的取值由模式参数决定。决定 ψ_N 变化的是平流项及垂直摩擦项；决定 θ_N 变化的是平流项 $A_D\equiv d_1(\psi_c\theta_k-\psi_k\theta_c)$，绝热加热项 $B_0\omega_{2N}$ 及非绝热加热项 d_2A_{2N}。表 1 中试验 1、试验 2 ψ_N，θ_N 随时间的演变(图 1、图 2)表明：ψ_N，θ_N 始终同号，ψ_N 与 θ_N 振动的频率也相似，θ_N 的位相稍提前。因此，为了分析 $\bar{\psi}_N$，$\bar{\theta}_N$ 取不同符号的原因，可以用 (2)式来分析 $\bar{\theta}_N$ 取不同符号的原因。

由(2)式可见，要使 θ_N 趋于稳态，即 $\frac{d\theta_N}{dt}\to 0$，必须在平流项 A_D 与加热项 $A'_N\equiv B_0\omega_{2N}+d_2A_{2N}$ 之间建立准平衡的关系。而这种准平衡的关系，可以在两类情况下显现。第一类，满足：

$$\bar{\psi}_c\bar{\theta}_k>\bar{\psi}_k\bar{\theta}_c，即\ A_D>0\ 时，A'_N<0$$

第二类，满足：

$$\bar{\psi}_c\bar{\theta}_k<\bar{\psi}_k\bar{\theta}_c，即\ A_D>0\ 时，A'_N>0$$

[illegible]回到表 1，可以清楚地看到，所有西部型流型(试验 1，3，5—8)，均成立 $\bar{\psi}_c\bar{\theta}_k<\bar{\psi}_k\bar{\theta}_c$；所有东部型流型(试验 2，4)，均成立 $\bar{\psi}_c\bar{\theta}_k>\bar{\psi}_k\bar{\theta}_c$。

本文对以上八个试验计算了第二个模式月中每个时间步长的加热项 A'_N。结果：所有西部型流型(试验 1，3，5—8)，均成立 $A'_N>0$；所有东部型流型(试验 2，4)，均成立 $A'_N<0$。试验 1，2 A'_N，A_D，$\Delta\theta_N$($\Delta\theta_N=\theta_N(I+1)-\theta_N(I)$，$I$ 为积分步长)随时间的演变(图 3，4)说明：A'_N 与 A_D 振动的位相不同，A'_N、A_D 对于改变 $\Delta\theta_N$ 而言，起着大致相反的作用。A'_N，A_D，$\Delta\theta_N$ 的振幅均愈来愈小，形成了 $\Delta\theta_N$ 向零逼近，θ_N 向准定常状态逼近的过程。与图 3(试验 1)相应的 θ_N，逼近于 $\theta_N<0$(图 1)；与图 4(试验 2)相应的 θ_N，逼近于 $\theta_N>0$(图 2)。

因此，本文认为，形成夏季副热带流型双稳态[2]的原因，可能是加热场分布与非线性平流之间的相互协调。这与中高纬度高低指数多平衡态[1]形成的原因不同，说明了多平衡态形成原因的复杂性。

三、夏季副热带流型的转换

如果夏季副热带流型多平衡态的形成，与加热场分布及非线性平流之间的相互协调有关，那末，稳态流型的转换，理应与加热场分布的变动有关。据此，下面用 Lorenz 湿模式实施了五个试验(试验 A—E)。这五个试验从相同的初值场出发，在完全相同的条件下积分 30 个模式日。从第 31 个模式日起，假设加热场因未包含在模式内的某些物理过

程的作用而发生变动，使加热场沿N方向的谐分量A'_N持续保持一个高值，即人为地令$A'_N=2.2\times10^{-4}$(A'_N为无量纲量)，并令该给定的A'_N分别持续7天(试验A)、11天(试验B)、13天(试验C)、17天(试验D)，然后取消给定的A'_N，看系统如何演变。试验A—E第一个模式月β平面格点400 mb位势高度的平均值(表2)说明，副高中心位于23.1°N，$x=\frac{\pi}{4}$。考虑到模式大陆的经向范围为$\frac{\pi}{8}<x\leqslant\frac{5\pi}{8}$，$x=\frac{3\pi}{8}$为大陆中线，故副高中心位于大陆西部上空，副热带流型为西部型。试验A，B副热带流型与第一个模式月相似，仍维持西部型；而试验C，D副热带流型转换为东部型。在西部型向东部型转换的过程中，A'_N，A_D的符号也发生了翻转。试验B第42—72模式日β平面格点位势高度的平均值，及试验C相应的平均值列在表3，4。试验B副高中心仍位于23.1°N，$x=\frac{\pi}{4}$；而试验C副高中心已向东移，位于23.1°N，$x=\frac{\pi}{2}$。这个副高中心位置的差别在以后的积分过程中一直维持着。

表 2　试验A-E第一个模式月β平面格点400mb位势高度的平均值

纬度 \ x	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3\pi}{4}$	π
62.6°N	656.5	668.0	666.1	654.7
56.9°N	666.3	685.4	681.8	662.7
46.8°N	700.4	713.0	707.9	695.4
40.0°N	724.5	724.5	719.6	719.6
33.2°N	740.0	730.5	726.7	736.1
23.1°N	**742.4**	733.5	731.8	740.7
17.4°N	736.5	732.6	732.0	735.8

表 3　试验B第42-72个模式日β平面格点400mb位势高度的平均值

纬度 \ x	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3\pi}{4}$	π
62.6°N	656.6	669.4	666.5	653.7
56.9°N	667.2	688.4	682.8	661.5
46.8°N	703.6	717.7	709.6	695.6
40.0°N	728.9	728.9	721.2	721.2
33.2°N	744.7	734.2	728.1	738.7
23.1°N	**746.1**	736.2	733.5	743.5
17.4°N	739.4	735.1	734.1	738.4

表 4　试验C第44-74模式日β平面格点400mb位势高度的平均值

纬度 \ x	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3\pi}{4}$	π
62.6°N	675.6	666.1	659.5	669.0
56.9°N	693.1	677.3	664.5	680.4
46.8°N	720.7	710.3	692.2	702.6
40.0°N	732.7	732.7	715.5	715.5
33.2°N	739.3	747.2	733.6	725.8
23.1°N	741.5	**748.9**	742.9	735.5
17.4°N	739.2	742.4	740.2	737.0

试验E是区域性加热场变动的试验。从第31模式日起，在副热带纬度大陆东部及海洋西部的四个格点上，人为地使地面接收到的太阳辐射加大一倍，使得这些格点对流中层

加热率增大。试验目的是，看看通过区域性加热的增强能否把副高中心从大陆西部吸引到加热中心即大陆东部及沿海来。结果：给定加热持续一个月以上，仍为西部型流型。

四、结果和讨论

自从七十年代末 Charney 等提出大气环流的多平衡态以来，大气动力学的研究进入了同时考虑强迫、耗散和非线性的新阶段，得到了一系列的新结果。然而，正如丑纪范[1)]所指出的，这些结果的一个不足之处，是给定的热源，即非绝热加热一般都用牛顿加热 $\lambda^2 h_4'[(\psi_1-\psi_3)^*-(\psi_1-\psi_3)]$ 表示。此处，$\lambda^2 h_4'(\psi_1-\psi_3)^*$ 系给定参数，它代表了辐射、感热、潜热的共同作用[1]。给定热源的假设与实际情况有出入，这就提出了新的问题：在非给定热源的条件下，能否得到流型的多平衡态特征。文献[2]对此作了初步研究，文献[2]所用湿模式的非绝热加热项包括短波辐射，长波辐射，感热和潜热，其中每一项都与流场始终存在着非线性相互作用，属于非给定热源的范畴。结果仍然显示出大气环流的多平衡态特征。本文进一步研究了非给定热源条件下，多平衡态之间的转换。结果表明，非绝热加热场的变动可以使系统从一个稳态进入另一稳态，相应的天气意义是，对流层上层副热带的流型从西部型转换为东部型。

设 $\dot{\varphi}=F(\varphi,\mu)+G(\mu)$ 为自治系统。φ,μ 分别为状态向量和参数向量。例如，可设 $\varphi=(\psi_i,\theta_j,\omega_{2i},W_{2i})(i=A,K,L,C,M,N;j=0,A,K,L,C,M,N)$。若 F 为 φ 的线性函数，令 $F(\varphi,\mu)=A(\mu)\varphi$，这时，该自治系统有且仅有一个平衡解，记为 φ_0（已限定 $A(\mu)$ 的行列式 $\det A\neq 0$）。判别 $\varphi=\varphi_0$ 的稳定性，即可一举确定状态空间的拓扑性质。例如，若 $\varphi=\varphi_0$ 是渐近稳定的，则整个相空间的点最终都将逼近 φ_0。然而，在本文所用模式中，长波辐射与温度之间，水汽压与全露点温度之间，均是高次非线性的联系，加上平流非线性，控制状态向量的是一个非线性的自治系统，相空间的拓扑性质变得十分复杂。它可以具有多个吸引子（即稳定的平衡解），每个吸引子有着各自的吸引域。现已知道，这个非线性自治系统至少存在两个吸引子，分别相应于副热带流型的东部型与西部型。注意到这两个稳态流型形成的具体原因是加热场分布和流场之间的相互协调，当非绝热加热场受到外加扰动后，流场跟着调整。随着非绝热加热扰动累积时间的增加，流场与原平衡态的距离一般也不断增大。一旦描述流场的状态变量从原吸引子的吸引域脱离，进入新吸引子的吸引域，状态变量将向新的吸引子逼近，流型将显示出质的翻转。据此，可推断，同样强度的加热场扰动具有两重性。若加热扰动累积时间较短，状态偏离原吸引子的距离有限，仍在原吸引子的吸引域内，这类扰动终将被系统吸收。若加热扰动累积时间较长，状态越出了原吸引子的吸引域，进入新吸引子的吸引域，这类扰动将驱使状态翻转，激发出流型转换。这里隐含着加热扰动的渐变引起流型突变的运动形态。

据本文的数值试验，初步认为，夏季副热带稳态流型之间的转换，可能需要同时具备两个条件。一是加热场变化的空间尺度应是大范围的。一是加热场变化的时间尺度必须大于某个临界值。加热场变化持续时间大于 12 天（试验 C，D），流型发生了转换；小于12天（试验 A，B），流型未发生很大变化。这样，我们猜想，一个使流型转换的加热场变化的

1) 丑纪范，大气动力学的新进展，1984

时间尺度，大约为两周左右。

稳定平衡态及其转换分别关系到流型的持续和调整，继续分析多平衡态及其转换的问题，对认识中长期天气过程可能是有益的。

参 考 文 献

[1] Charney , J. G., and D. M. Straus, Form-drag instability, multiple equilibria and propagating planetary waves in baroclinic, orographically forced, planetary wave systems, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1157—1176, 1980.

[2] Li, M. T., and E. N. Lorenz, A low order model of a moist general circulation, 1983 (待发表).

[3] Charney, J., and J. Devore, Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1205—1216, 1979.

[4] Vickroy, J., and J. Dutton, Properties of solutions to a spectral model of forced, dissipative, nonlinear quasi-geostrophic flow, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 42—52, 1979.

[5] 朱正心、朱抱真，纬向不对称热力强迫下超长波非线性平衡态与阻塞形势，中国科学，B 辑，361—371，1982。

[6] Li Maitsun, and Lo Jeshen, Orographic standing and baroclinic waves, paper for AMS 4th conference on atmospheric and oceanic waves and stability, 1983, 3.

[7] Mitchell, K. E., and J. A. Dutton, Bifurcations from stationary to periodic solutions in a low-order model of forced, dissipative barotropic flow, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 690—716, 1981.

[8] Varn, T., and B. Brasnett, The amplification and capture of atmospheric solutions by topography: A theory of the onset of regional blocking, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 28—38, 1983.

[9] 李麦村、罗哲贤，6 月和 10 月大气环流突变的非线性机制，中国科学，B 辑，187—192，1983。

[10] 陶诗言等，中国夏季副热带天气系统若干问题的研究，科学出版社，1963。

[11] 叶笃正、高由禧，青藏高原气象学，科学出版社，1979。

TRANSFORMATION BETWEEN THE TWO EQUILIBRIUM STATES IN THE SUBTROPICAL FLOW PATTERNS AND THE DUAL CHARACTER OF THE VARIATIONS OF HEATING FIELDS

Luo Zhexian

(Meteorological Bureau of Gansu Province)

Abstract

The Lorenz's low-order spectral moist model is used to study formation and transformation of the two equilibrium states of subtropical flow patterns. It seems that the formation of these equilibrium states results from the interactions between the heating fields and the nonlinear advections, and that the variations of the heating fields can create a change from one stable state of subtropical flow patterns to another, but the duration of these variations must be larger than a critical value.