第44卷 第2期 气 象 学 报 Vol. 44, No. 2
1986年5月 ACTC METEOROLOGICA SINICA May, 1986

大尺度大气运动的形态与耗散结构*

罗 哲 贤

(甘肃省气象局)

提 要

Lorenz 低谱途径，作为一种简化方式，满足丑纪范提出的简化大气动力学方程组的准则。准地转斜压波和地形驻波是大尺度大气运动的两类重要形态，它们都具有耗散结构的特色。

一、引 言

为了进行大气动力学的理论分析和数值计算，必须对基本方程组加以简化。最近，丑纪范[1]提出了这种简化应该遵循的准则。六十年代前期，Lorenz[2]开创了低谱途径，这是对基本方程组加以简化的一种方式，已得到了多学科的广泛应用。以往，人们注意了低谱途径的高截断误差问题，进行过不同谱波截谱方法的对比[3]。但是，低谱途径的简化方式对基本方程组根本的物理属性有何影响，似乎并未讨论。本文首先用文献[1]的准则，考察 Lorenz 低谱系统的属性。

七十年代末，Charney and Devore[4]用低谱途径，最先提出了地形不稳定和大气环流多平衡态的概念。早在四十年代后期，Charney 提出了斜压不稳定和准地转斜压波的概念。众所周知，斜压不稳定是大气动力学的一个极重要的概念，至今仍对此进行着深入的研究。而大气环流多平衡态的问题，其重要性可与斜压不稳定相比拟[1)]，正是非线性动力学的引人注目的课题。

我们认为，上述两个概念之间，存在着内在的联系。作为大气环流多平衡态的地形驻波，以及被斜压不稳定所激发的准地转斜压波，它们都是非线性大气环流系统的强迫参数越过分叉点后，由于外部强迫的非平衡性所激发出来的时空有序的新的运动形态。从更普遍的意义上而言，地形驻波和准地转斜压波都是自然界普遍存在的耗散结构在大尺度大气环流系统之中的表现形式。

二、Lorenz低谱系统的属性

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

* 本文于1984年3月5日收到，1984年10月6日收到修改稿。

1) 丑纪范，"大气动力学的新进展"，1984。

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\psi_1=-J(\psi_1,\nabla^2\psi_1+\beta^*y)+f_0\frac{\omega_2}{\nabla p}+\delta_1(a\nabla^4\psi_1)+\delta_2(-K'_d\nabla^2(\psi_1-\psi_3)) \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\psi_3=-J(\psi_3,\nabla^2\psi_3+\beta^*y)-f_0\frac{\omega_2}{\Delta p}+\delta_1(a\nabla^4\psi_3)+\delta_2(-K'_d\nabla^2(\psi_3-\psi_1))$$
$$+\delta_3(-K_d\nabla^2\psi_3)-\frac{f_0}{H}J(\psi_3,h) \tag{2}$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t}=-J(\psi_2,T_2)-\omega_2\left(\frac{\overline{\partial T}}{\partial p}\right)_2+\frac{R\bar{T}_2}{c_pp_2}\omega_2+\frac{1}{c_p}H_2 \tag{3}$$

$$T^*=\frac{f_0}{R}\frac{p_2}{\Delta p}(\psi_1-\psi_3) \tag{4}$$

式中，$\delta_i(i=1,2,3)$为标号，或取1，或取零。a,K'_d,K_d分别为水平内摩擦、垂直内摩擦及地面摩擦系数，h为下边界高度。(3) 式 ω_2 的系数取给定的平均值。T^* 为 T_2 相对于平均值 $\bar{T}_2$ 的偏差，其余为常用符号。

令$(x,y,t,\psi_1,\psi_2,\psi_3,\omega_2,\beta^*,a,k'_d,K_d,T^*,T_2,H_2,h)$

$=(Dx',Dy',f_0^{-1}t',D^2f_0\psi'_1,D^2f_0\psi'_2,D^2f_0\psi'_3,p_4f_0\omega'_2,f_0D^{-1}\beta^{*\prime},$

$D^2f_0a_4,f_0K',2f_0K_2,D^2f_0^2R^{-1}T^{*\prime},D^2f_0^2R^{-1}T'_2,D^2f_0^3R^{-1}c_pH'_2,Hh')$，

式中，D 为水平波长，H为均质大气高度。上式代入 (1)—(4)，得无量纲方程组。以下略去“，”。

令 $\psi_1\equiv\psi+\theta,\psi_3\equiv\psi-\theta$，则 $T^*=2\theta$。

$$\text{设}(\psi,\theta,\omega_2,h,H_2)=\sum_{i=A,K,L}(\psi_i,\theta_i,\omega_i,h_i,H_i)F_i \tag{5}$$

其中，$F_A=\sqrt{2}\cos y,F_k=2\cos nx\sin y,F_L=2\sin nx\sin y$。

注意到 β 平面南北边界为 $y=0,\pi$，这里 y 为无量纲量，β 平面南北方向实际范围为 $0—\pi D$，D 为水平波长，取 $D=\frac{5000}{\pi}\text{km}$[6]。东西边界为 $x=0,2\pi$，满足周期性边条件。

将(5)式代入无量纲方程组，可得(1)—(4)的 Lorenz 低谱系统如下：

$$B\frac{d\varphi}{dt}+(N+N_\beta+\delta_1\mathscr{L}_1+\delta_2\mathscr{L}_2+\delta_3\mathscr{L}_3+H_k)\varphi=\varepsilon \tag{6}$$

推导时，对于非线性平流项，用了以下公式：

$$\left(\sum_{j=1}^{6}\sum_{k=1}^{6}\alpha_{1jk}x_jx_k,\ \sum_{j=1}^{6}\sum_{k=1}^{6}\alpha_{2jk}x_jx_k,\cdots\sum_{j=1}^{6}\sum_{k=1}^{6}\alpha_{6jk}x_jx_k\right)^T$$
$$=\left(\sum_{k=1}^{6}\left(\sum_{j=1}^{6}\alpha_{1jk}x_j\right)x_k,\sum_{k=1}^{6}\left(\sum_{j=1}^{6}\alpha_{2jk}x_j\right)x_k,\cdots\sum_{k=1}^{6}\left(\sum_{j=1}^{6}\alpha_{6jk}x_j\right)x_k\right)^T$$
$$=\left(\sum_{k=1}^{6}N_{1k}x_k,\sum_{k=1}^{6}N_{2k}x_k,\cdots\sum_{k=1}^{6}N_{6k}x_k\right)^T$$

此处，角标T表示转置，$N_{jk}(i=1,2,\cdots6)$为下面 N 的元素。

(6) 式中，φ 为向量函数。$\varphi=(\psi_A,\psi_K,\psi_L,\theta_A,\theta_K,\theta_L)^T$，$N\varphi$、$N_\beta\varphi$ 分别为非线性平流项及 β 作用项，$\delta_i\mathscr{L}_i\varphi$ $(i=1,2,3)$，$H_k\varphi$ 分别代表耗散项及地形项。ε 为非绝热加热

项。

$$B=\begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\beta}{\beta''_2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\beta}{\beta''_2} \end{vmatrix} \quad N=\begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \beta a\psi_A & 0 & 0 & \beta a\theta_A \\ 0 & -\beta a\psi_A & 0 & 0 & -\beta a\theta_A & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \beta a\theta_A & 0 & 0 & \frac{\beta\beta_2}{\beta''_2}a\psi_A \\ 0 & -\beta a\theta_A & 0 & 0 & -\frac{\beta\beta_2}{\beta''_2}a\psi_A & 0 \end{vmatrix}$$

$$N_\beta=\begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\beta_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \beta_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{\beta\beta''_1}{\beta''_2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\beta\beta''_1}{\beta''_2} & 0 \end{vmatrix} \quad \mathscr{L}_1=\begin{vmatrix} a_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a'_k & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a'_k & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \gamma_{a1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma'_{a1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma'_{a1} \end{vmatrix}$$

$$\mathscr{L}_2=\begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \gamma''_k & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\beta}{\beta''_2}\gamma''_{k1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\beta}{\beta''_2}\gamma''_{k1} \end{vmatrix}$$

$$\mathscr{L}_3=\begin{vmatrix} k_2 & 0 & 0 & -k_2 & 0 & 0 \\ 0 & k_2 & 0 & 0 & -k_2 & 0 \\ 0 & 0 & k_2 & 0 & 0 & -k_2 \\ -\gamma_k & 0 & 0 & \gamma_k & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\beta}{\beta''_2}\gamma_{k1} & 0 & 0 & \frac{\beta}{\beta''_2}\gamma_{k1} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\beta}{\beta''_2}\gamma_{k1} & 0 & 0 & \frac{\beta}{\beta''_2}\gamma_{k1} \end{vmatrix}$$

$$H_k=\begin{vmatrix} 0 & 0 & -\frac{1}{2}h_{01} & 0 & 0 & \frac{1}{2}h_{01} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}h_{n1} & 0 & 0 & -\frac{1}{2}h_{n1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{ka} & 0 & 0 & -\gamma_{ka} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\beta}{\beta''_2}\gamma_{kL} & 0 & 0 & \frac{\beta}{\beta''_2}\gamma_{kL} & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

$$\varepsilon=\left(0,0,0,\varepsilon_A,\frac{\beta}{\beta_2''}\varepsilon_k,\frac{\beta}{\beta_2''}\varepsilon_L\right)^T$$

参数：$\beta=\frac{n^2}{n^2+1}$，$a=\frac{8\sqrt{2}n}{3\pi}$，$n$为$\beta$平面东西方向的波数，$C_\theta=2\left(\frac{R}{c_p}-\lambda\right)\theta_0$，$\theta_0$为$\overline{T}_2$的无量纲量，$R$为干空气的气体常数，$c_p$为定压比热，$\lambda$为温度垂直递减率，设$T'$在$p^\lambda$空间线性分布。$\beta_1=\frac{n}{n^2+1}\beta^*$，$\beta_2=\frac{C_\theta\beta+2(1-\beta)}{C_\theta+2(1-\beta)}$，$\beta_1''=\frac{C_\theta\beta_1}{C_\theta+2(1-\beta)}$，$\beta_2''=$
$=\frac{C_\theta\beta-2(1-\beta)}{C_\theta+2(1-\beta)}$，$a_k'=(n^2+1)a_k$，$\gamma_{a1}=\frac{0.5\,C_\theta a_k}{1+0.5\,C_\theta}$，$\gamma_{a1}'=\frac{C_\theta a_k'}{C_\theta+2(1-\beta)}$，$\gamma_k=$
$=\frac{0.5\,C_\theta K_2}{1+0.5\,C_\theta}$，$\gamma_k'=\frac{0.5\,C_\theta(K_2+2K')}{1+0.5\,C_\theta}$，$\gamma_k''=\frac{C_\theta K'}{1+0.5\,C_\theta}$，$\gamma_{k1}=\frac{C_\theta K_2}{C_\theta+2(1-\beta)}$，$\gamma_{k1}'=$
$=\frac{C_\theta(K_2+2K')}{C_\theta+2(1-\beta)}$，$\gamma_{k1}''=\frac{2\,C_\theta K'}{C_\theta+2(1-\beta)}$，$\varepsilon_A=\frac{H_A}{2+C_\theta}$，$\varepsilon_K=\frac{(1-\beta)H_K}{C_\theta+2(1-\beta)}$，
$\varepsilon_L=\frac{(1-\beta)H_L}{C_\theta+2(1-\beta)}$，$h_0=2h_K$，$h_{01}=ah_K$，$h_{n1}=\frac{ah_K}{n^2+1}$，$\gamma_{ka}=\frac{0.25\,C_\theta h_{01}}{1+0.5\,C_\theta}$，$\gamma_{kL}=$
$=\frac{0.5\,C_\theta h_{n1}}{C_\theta+2(1-\beta)}$，令$H_K=H_L=h_A=h_L=0$。

在非常广泛的参数范围，$\beta_2''>0$；同时，β恒大于零，因而，在该参数范围，B为正定对称距阵。$N\varphi$，$N_\beta\varphi$分别源于非线性平流及β效应，显然，N，N_β是反对称距阵。$N\varphi$含有非线性项，故(6)式是非线性方程。$\mathscr{L}_1$，$\mathscr{L}_2$，$\mathscr{L}_3$分别源于水平内摩擦，垂直内摩擦及地面摩擦作用。对大尺度大气运动，$C_\theta>0$恒成立，摩擦系数a_k，K'恒大于零。因此，$\mathscr{L}_1$是正定对称矩阵，$\mathscr{L}_2$是半正定对称矩阵。如考虑$\mathscr{L}_1$，$\mathscr{L}_2$的共同作用，记$\mathscr{L}_{12}=\mathscr{L}_1+\mathscr{L}_2$，$\mathscr{L}_{12}$仍为正定对称矩阵。

丑纪范[1]指出，经种种简化后，描述大气运动的偏微分方程组将变为一个n阶的常微分方程组。应能设法将这个方程组写成如下的算子方程

$$B\frac{d\varphi}{dt}+(N+\mathscr{L})\varphi=e \tag{7}$$

这里，B，N，$\mathscr{L}$为n阶矩阵。B，$\mathscr{L}$是正定对称矩阵，N为反对称矩阵，这是一个准则。

考虑到文献[1]的模式含有水平内摩擦及垂直内摩擦，但不包括地面摩擦和地形。这相当于本文$\delta_1\neq0$，$\delta_2\neq0$，$\delta_3=0$，$H_k=0$的情况。用上述准则来考察(6)式$\delta_3=0$，$H_k=0$时的表达式，容易看出，(6)式中B，$\mathscr{L}_1$是正定对称矩阵，$\mathscr{L}_2$是半正定对称矩阵，$\mathscr{L}_{12}$为正定对称矩阵，N为反对称矩阵。所以，作为$\delta_3=0$，$H_k=0$时的Lorenz低谱系统的(6)式，满足文献[1]简化方程的准则。

用低谱途径研究非线性大气动力学的问题，一般通过两种方式引入耗散作用。一是引入水平内摩擦，如Vickroy等[5]。一是同时引入垂直内摩擦和地面摩擦，如Charney等[6]。引入水平内摩擦后，$\mathscr{L}_1$是正定对称矩阵，满足简化准则。现讨论同时引入垂直内摩擦和地面摩擦的情况。

文献[1]论证了大气的大尺度运动，可以满足形式上与(7)式相同的算子方程。B，$\mathscr{L}$为正定自伴算子，N为反伴算子。希尔伯特空间的正定自伴算子和反伴算子分别是欧氏

空间的正定对称矩阵和反对称矩阵。B 的正定性、对称性，使内积$(\varphi, B\varphi)$可代表系统的能量。N 的反对称性使$(\varphi, N\varphi)=0$，$\mathscr{L}$ 的正定性、对称性保证了$(\varphi, \mathscr{L}\varphi)>0$。运动的特征取决于(7)式左端的能量耗散及右端的能量补充。简化准则的实质是不要破坏平流、β效应对总能量无影响，摩擦不断耗散总能量，非绝热加热不断补充总能量这样一个根本属性。文献[1]未引入地面摩擦，本文引入后，相应的 $\mathscr{L}_3$ 不是对称矩阵，$\mathscr{L}_{23}$ 也不是对称矩阵，这里，$\mathscr{L}_{23}=\mathscr{L}_2+\mathscr{L}_3$。因此，需要直接用内积$(\varphi, \mathscr{L}_{23}\varphi)$的正定性来考察摩擦项的引入是否得当。

同 Charney 等[6]，令 $K'=2K_2$，则 $\gamma_k'=5\gamma_k$，$\gamma_{k1}''=4\gamma_{k1}$。由 $\mathscr{L}_2$，$\mathscr{L}_3$ 的表达式，不难得到：

$$(\varphi, \mathscr{L}_{23}\varphi)=\left(\gamma_k\theta_A^2+\frac{\beta}{\beta_2''}\gamma_{k1}(\theta_K^2+\theta_L^2)\right)+F_1+F_2+F_3$$

式中，$F_1=K_2\psi_A^2+4\gamma_k\theta_A^2-(K_2+\gamma_k)\psi_A\theta_A$

$$F_2=K_2\psi_K^2+\frac{4\beta}{\beta_2''}\gamma_{k1}\theta_K^2-\left(K_2+\frac{\beta}{\beta_2''}\gamma_{k1}\right)\psi_K\theta_K$$

$$F_3=K_2\psi_L^2+\frac{4\beta}{\beta_2''}\gamma_{k1}\theta_L^2-\left(K_2+\frac{\beta}{\beta_2''}\gamma_{k1}\right)\varphi_L\theta_L$$

用求多元函数极值的方法，容易证明 $F_j(j=1,2,3)$的极小值均为零。同时，$\gamma_k>0$，$\frac{\beta}{\beta_2''}\gamma_{k1}>0$，故在$\theta_i\neq 0(i=A,K,L)$的条件下，$(\varphi, \mathscr{L}_{23}\varphi)>0$ 恒成立。表明：$\delta_1=0$，$\delta_2\neq 0$，$\delta_3\neq 0$ 时，低谱系统(6)式实质上也满足简化方程的准则。

类似地，可证明$(\varphi, \mathscr{L}_3\varphi)>0$ 并不必然成立。所以，在低谱途径中，若仅引入地面摩擦项 $K_4\nabla^2\psi_3$ 来描述耗散，可能欠妥。绝热无摩擦系统的总能量及位势涡度都守恒，如加入 $K_4\nabla^2\psi_3$项，系统的位势涡度不再守恒，但并不能保证摩擦使总能量不断地耗散。

另一个问题是(6)式中 φ 与 $B\varphi$ 的内积能否反映总能量。不难证明，$(0-P_0)$气层 β 平面纬向平均动能 $\overline{K}$，纬向平均有效位能 $\overline{P}$，涡动动能 K'，涡动有效位能 P' 分别有以下形式：

$$\overline{K}=k_1(\psi_A^2+\theta_A^2)$$
$$\overline{P}=k_2\theta_A^2$$
$$K'=k_3(\psi_K^2+\psi_L^2+\theta_K^2+\theta_L^2)$$
$$P'=k_4(\theta_K^2+\theta_L^2)$$

式中，$k_i(i=1,2,3,4)$为参数。

这样，$(\varphi, B\varphi)$显然可以反映系统的总能量。

下面，在 $\delta_1=0$，$\delta_2\neq 0$，$\delta_3\neq 0$ 的条件下求(6)式的定常Hadley环流[2]。这时，$\frac{d\varphi}{dt}=0$。如果所有波动分量为零，则对于 ψ_A，θ_A 的定常解 $\overline{\psi}_A$，$\overline{\theta}_A$ 可以解析地求出，得 $\overline{\psi}_A=\overline{\theta}_A=\frac{\varepsilon_A}{\gamma_k'}$。即(6)式的定常 Hadley 环流为 $\varphi=\varphi_0=\left(\frac{\varepsilon_A}{\gamma_k'},0,0,\ \frac{\varepsilon_A}{\gamma_k'},0,0\right)$。现在需要判断定常 Hadley 解 $\varphi=\varphi_0$ 的稳定性。

三、准地转斜压波、地形驻波和耗散结构

关于平衡态的问题，应作两步工作。一是用$\frac{d\varphi}{dt}=0$的条件求出平衡态，二是用讨论稳定性的摄动方法，判断平衡态的稳定性。如果关于某个平衡态的特征方程无正实根或正实部复根，也不存在零根或纯虚根，则该平衡解是稳定的。如出现正实部复根，则该平衡解不稳定，将会有瞬变波产生。若出现正实根，将会有新的平衡解产生。为了证实求解特征方程得到的平衡态稳定性的判据，一般需要以该平衡解作为初值，用数值积分来核对，看它是否确是稳定的，或者确是转为瞬变波，或者确是转为新的平衡态（包括新的驻波）。我们将以上述思路来分析定常 Hadley 环流 $\varphi=\varphi_0$ 的稳定性。定常 Hadley 环流只是(6)式的一种平衡解，关于判断多个平衡解稳定性的工作，可参见 Lorenz[2]和 Charney 等[4,6]。

令 $\xi=\varphi-\varphi_0$，将(6)式化为关于 ξ 的方程。$\varphi=\varphi_0$ 解的稳定性转化为 $\xi=0$ 零解的稳定性。该稳定性由特征方程

$$\sigma I-A=0 \tag{8}$$

决定。其中，

$$A=\begin{vmatrix} -k_2 & 0 & \frac{1}{2}h_{01} & k_2 & 0 & -\frac{1}{2}h_{01} \\ 0 & -k_2 & -\alpha_{n1} & 0 & k_2 & -\beta_{n1} \\ -\frac{1}{2}h_{n1} & \alpha_{n1} & -k_2 & \frac{1}{2}h_{n1} & \beta_{n1} & k_2 \\ \gamma_k & 0 & -\gamma_{k0} & -\gamma'_k & 0 & \gamma_{k0} \\ 0 & \gamma_{k1} & -\beta_{n2} & 0 & -\gamma'_{k1} & -\alpha_{n2} \\ \gamma_{kL} & \beta_{n2} & \gamma_{k1} & -\gamma_{kL} & \alpha_{n2} & -\gamma'_{k1} \end{vmatrix}$$

I 为单位矩阵，$\alpha_{n1}=\beta\alpha\bar{\psi}_A-\beta_1$，$\beta_{n1}=\beta\alpha\bar{\theta}_A$，$\alpha_{n2}=\beta_2\alpha\bar{\psi}_A-\beta'_1$，$\beta_{n2}=\beta'_2\alpha\bar{\theta}_A$，$\bar{\psi}_A$，$\bar{\theta}_A$ 分别为 ψ_A，θ_A 的平衡态。k_2，k' 分别是地面摩擦系数及垂直内摩擦系数的无量纲量，取值同文献[6]。

由(8)式可见，$\xi=0$ 零解的稳定性由大气内部参数，外部强迫参数和平衡态 φ_0 的取值即定常 Hadley 环流的强度所决定。

1．准地转斜压波

(8)式是 σ 的六次方程。在大气内部参数取限定值及 $h_E=0$ 的条件下，σ 唯一地依赖于强迫参数 e_A。本文在 $0<e_A<1.2\times10^{-4}$ 的范围内，选取了十七个 e_A 的值，求解了(8)式。结果：$e_A<e_{AC}$ 时，无正实根或正实部复根，也无零根或纯虚根；$e_A>e_{AC}$ 时，出现了正实部复根（图 1）。说明 $e_A<e_{AC}$ 时，$\xi=0$ 对于线性化系统是渐近稳定的，$\varphi=\varphi_0$ 对于非线性系统(6)亦是渐近稳定的。$e>e_{AC}$ 时，$\xi=0$ 对于线性化系统是不稳定的，$\varphi=\varphi_0$ 对(6)式亦是不稳定的。e_A 在点 e_{AC} 附近的微小变化可使系统相图的性质发生根本变化，故 e_{AC} 是分叉点[7]。点 e_{AC} 处将发生定常 Hadley 环流与瞬变波之间稳定度的输送。$e_A>e_{AC}$ 时，显示出行进波流型。e_A 描述的是赤道一极地之间的热力强迫，是大气斜压性的量度，

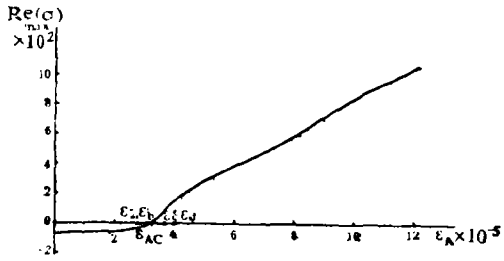


图 1 $Re_{max}\{\sigma\}$(单位是10^{-1})随e_A的演变
($n=3, K_2=0.0057, K'=0.0115, C_s=0.14695, h_0=0$)

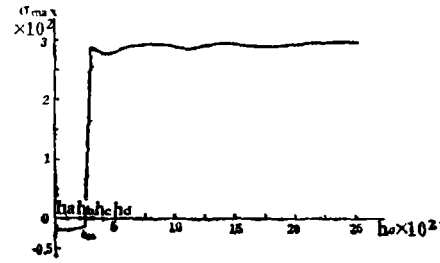


图 2 特征根σ_{max}(单位是10^{-2})随h_0的演变
($n=2, e_A=6.8\times10^{-5}$,其余参数同图 1)

该行进波的物理本质是准地转斜压波。与 e_{AC} 相应的 $\theta_{AC}=0.0211$，相当于 250—750 hPa 纬向风速切变为 10.2 ms^{-1}，这个数值是合理的。

以上特征方程求解的结果得到了数值积分的证实。令 e_A 取图 1 中 e_a, e_b, e_C, e_d 的值，其余参数值也同图 1，对(6)式用蛙跃滤波方案积分 150 个模式日，时间步长 3 h。初值取 $\varphi_0=\left(\frac{e_A}{\gamma_k^2},0.0005,0.0005,\frac{e_A}{\gamma_k^2},0.0005,0.0005\right)$。相应于分叉点左侧的两组积分，波动分量的小扰动均很快衰减；ψ_A,θ_A 为准定常状态，显示出定常 Hadley 环流的稳定性。相应于分叉点右侧的两组积分，初始小扰动均很快增长；ψ_A,θ_A 明显偏离初值显示出定常 Hadley 环流的不稳定性。

2. 地形驻波

令 $e_A=6.8\times10^{-5}$，诸内部参数取限定值，则特征根 σ 唯一地依赖于地形强迫参数 h_0。在 $0<h_K<0.16$ 的范围内，选取十九个 h_K 的值求解(8)式，结果：$h_0<h_{0c}$ 时，(8)式有正实部复根但无正实根，说明在地形存在但 $h_0<h_{0c}$ 的条件下，定常 Hadley 环流失稳，将出现行进波。$h_0>h_{0c}$ 时，(8)式有正实根但无正实部复根(图 2)，说明在有地形且 $h_0>h_{0c}$ 的条件下，定常 Hadley 环流失稳，将出现驻波。因此，在点 h_{0c} 附近，(6)式相应的相图性质发生了根本改变，h_{0c} 同样是一个分叉点。$h_0>h_{0c}$ 时，波型的渐近形态是振幅和位相均定常的驻波形态。该驻波的物理本质是地形驻波。

上述特征方程的求解结果也得到了数值积分的证实。由(5)式可见，

$$h=\sqrt{2}\,h_A\cos y+2\,h_K\cos nx\sin y+2\,h_L\sin nx\sin y$$

注意到已令 $h_A=h_L=0$，故 $x=0,2\pi$ 时，h 为极大值，$x=\pi$ 时，h 为极小值，即 $x=0$ 处为地形脊线。同时，流函数沿 x 方向的平均值为 $\sqrt{2}\,\psi_A\cos y$，所以流函数场沿 x 方向的距平为 $2\,\psi_K\cos nx\sin y+2\,\psi_L\sin nx\sin y$。在 $x=0$ 处，即地形脊线处，含 ψ_L 项为零，故该距平在地形脊线处完全由 ψ_k 决定。初值为 $\varphi_0=(0.0440,0.0005,0.0005,0.0440,0.0005,0.0005)$，$h_0=h_a$ 的积分过程中 ψ_K 的演变(图 3)说明，ψ_K 的符号时正时负，即高原脊线上空时而为槽，时而为脊，这是行进波型。相同初值，$h_0=h_d$ 的积分过程中 ψ_K 的演变(图 3)显示出 ψ_K 始终小于零，即高原脊线上空 500 hPa 上始终为槽。ψ_K 振幅的变化是阻尼振荡，可推断其渐近形态将趋向准定常，这是位相定常，振幅趋向准定常的驻波流型。$h_0=h_b(h_c)$ 相应积分结果与 $h_0=h_a(h_d)$ 的情况类似。

3. 非平衡的状态转换与耗散结构

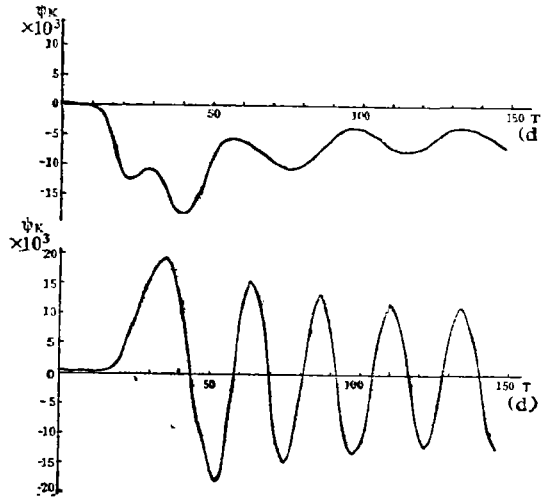


图 3　$h_0=h_a$(下图)，h_d(上图)相应积分过程中 ψ_K(单位是10^{-8})随时间的演变

按 Prigogine[8]的本意，所谓耗散结构，指的是：在非平衡的强迫下，当强迫参数到达临界点后，通过系统状态的转换，将进入到自身组织起来的新的动力学的体制(regime)。这个新的动力学体制即是耗散结构。

$\varphi=\varphi_0=\left(\frac{\varepsilon_A}{\gamma_k^2},0,0,\frac{\varepsilon_A}{\gamma_k^2},0,0\right)$是非线性系统(6)式的一个平衡态。$\varepsilon_A=0$，$h_0=0$ 时，大气呈等温静止的状态。ε_A 从零增加时，等价于大气受到了南北方向非平衡的强迫。ε_A 未到达 ε_{AC} 时，呈定常 Hadley 环流。ε_A 到达分叉点后，通过不同动力学体制流型之间稳定度的输送，系统进入了自身组织起来的大尺度大气环流系统的一个耗散结构——斜压波形态。

$\varepsilon_A>\varepsilon_{AC}$ 时，模式中引进地形，这等价于在南北方向非平衡的热力强迫外，加上了沿东西方向非平衡的动力强迫。在非平衡的动力强迫抵达分叉点 h_{0c} 以前，系统维持斜压波动。越过分叉点后，通过系统状态的转换，系统再一次进入了自身组织起来的新的体制——地形驻波——大尺度大气环流系统的另一个耗散结构。

四、结　束　语

大尺度的大气运动始终是在非平衡的热力、动力强迫下进行的，始终受到摩擦的耗散，始终包含着远超过三个状态变量的平流非线性。这就决定了大尺度的大气运动必定有能力自身组织各种运动形态，这些形态是非平衡的强迫参数越过临界点后显示出来的新的时空有序的动力学的体制。这种自身组织运动形态的能力是大气环流系统的一个本质属性。准地转斜压波和地形驻波即是这样被自身组织起来的两类运动形态。

控制大尺度大气运动的物理过程，本质上可划分为两类。一是时间可逆过程，即标量过程。如非线性平流，β 效应，球面性等。二是时间单向性的过程，即矢量过程，它包含非绝热加热和耗散。注意到标量过程与矢量过程的结合有能力自身组织多种多样的运动形

态，有能力激发和维持大气环流的多平衡态，有能力在输入渐变的约束下显示出流型的突变，有能力从决定论的物理定律出发得到确定性的湍流或浑沌，形成怪引子的运动形式，因此，大气动力学的研究中保留矢量过程并逐步完善对这些过程的数学处理，似乎是必要的。

参 考 文 献

[1] 丑纪范，初始场作用的衰减与算子的特性，气象学报，41，385—392，1983。
[2] Lorenz, E.N., The mechanics of vacillation, *J. Atmos. Sci.*, 20,448—464,1963.
[3] Yoden, S., Nonlinear interactions in a two-layer, quasigeostrophic, low-order model with topography, part 2: Interactions between zonal flow, forced waves and free waves, *J. Meteoro. Soc. Japan*, 61,19—35,1983.
[4] Charney, J.G., and J.G. Devore, Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking, *J. Atmos. Sci.*, 36,1205—1216,1979.
[5] Vickroy, J.G., and J.A. Dutton, Bifurcation and catestrophe in a simple, forced, dissipative quasigeostrophic flow, *J. Atmos. Sci.*, 36,42—52,1979.
[6] 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.
[7] 张锦炎，常微分方程几何理论与分支问题，188-242，北京大学出版社，1981。
[8] Nicolis, G., and I.Prigogine, Self-organization in nonequilibrium systems, John Wiley and Sons, 1977.

SOME BASIC FORMS OF LARGE-SCALE ATMOSPHERIC MOTION AND DISSIPATIVE STRUCTURES

Luo Zhexian

(*Meteorological Bureau of Gansu Province*)

Abstract

Recently, Chou Jifan put forward a principle about simplifying the full equations governing the motion of the atmosphere. This principle is used to discuss the properties of the Lorenz's low-order system. As a simplifying way, the low-order spectral method is satisfied with the principle.

The quasigeostrophic baroclinic waves and the orographic standing waves are two basic kinds of the forms of the large-scale atmospheric motions, they all have the characters of dissipative structures.