

不同尺度波动的非线性相互作用和 大气的指数循环过程

许有丰

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文用两层准地转截谱模式,考虑基本气流、超长波和长波之间的非线性相互作用,得出了大气环流指数循环这种准周期振荡过程,其周期为8—15天。数值计算表明:非线性相互作用可以产生大气行星波螺旋状槽线倾斜的谐振、不同尺度波动的振幅谐振以及大型环流波数变化的准周期振荡。

一、引 言

北半球范围大型环流的演变常表现为高指数环流与低指数环流之间的转换。指数循环是准周期性的,其周期约为2至4周。研究指数循环的形成机制对了解中期大型天气过程的演变规律是很重要的。曾庆存等^[1]得出在低指数环流向高指数环流转变时,正压旋转适应过程起主要作用,而不同尺度运动之间的非线性相互作用则是旋转适应的主要机制。朱抱真等^[2]、Lorenz^[3]指出超长波和基本纬圈环流相互制约的非线性过程可以产生大气准周期性的指数循环。但他们仅考虑了某个超长波与纬圈环流之间非线性作用。本文用两层准地转模式,考虑基本纬圈环流、超长波与长波之间的非线性相互作用,研究其对形成指数循环的贡献。

二、基本方程及解法

我们用两层准地转模式,仍用文献[4]中的基本方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\nabla^2 \phi_1 - \lambda_2(\phi_1 - \phi_3)] &= -\mathbf{V}_1 \cdot \nabla [\nabla^2 \phi_1 - \lambda_2(\phi_1 - \phi_3)] - \beta \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \\ &\quad + A \nabla^2 [\nabla^2 \phi_1 - \lambda_2(\phi_1 - \phi_3)] - L_1 \left[(\phi_1 - \phi_3) - \frac{3}{4} R \bar{T}_2 \right] - S_1 W \\ \frac{\partial}{\partial t} [\nabla^2 \phi_3 + \lambda_2(\phi_1 - \phi_3)] &= -\mathbf{V}_3 \cdot \nabla [\nabla^2 \phi_3 + \lambda_2(\phi_1 - \phi_3)] - \beta \frac{\partial \phi_3}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.1)$$

1982年11月8日收到,1983年5月7日收到修改稿。

$$\begin{aligned}
 & + A \nabla^2 [\nabla^2 \phi_3 + \lambda_2 (\phi_1 - \phi_3)] + \frac{k}{2} (3 \nabla^2 \phi_3 - \nabla^2 \phi_1) + S_1 W \\
 & + L_1 \left[(\phi_1 - \phi_3) - \frac{3}{4} R \bar{T}_2 \right]
 \end{aligned} \quad (2.2)$$

式中, $L_1 = \lambda_2 M' \frac{4 \sigma \bar{T}_2^3}{R} \left(\frac{R}{C_p} \frac{\bar{\alpha} \rho_a}{\rho_2} \right)$, $S_1 = \lambda_2 b \left(\frac{R}{C_p} \frac{\bar{\alpha} \rho_a}{\rho_2} \right) e^{-b \lambda_1' \rho_2}$,

$M' = M / \sigma \bar{T}_2^3$, $\lambda_2 = f_0^2 / \alpha_2 \bar{T} R$, k 为摩擦系数

L_1, S_1 是与长波辐射、短波辐射有关的量, α 为表示静力稳定度的量, W 为大气上界的太阳辐射量。

将 ϕ_1, ϕ_3 用富氏级数展开, 设,

$$\begin{cases} \phi_1 = \sum_{n=-N}^N \sum_{m=-M}^M [(A_{m,n} \cos kmx + B_{m,n} \sin kmx) \cos lny \\ \quad + (A'_{m,n} \cos kmx + B'_{m,n} \sin kmx) \sin lny] \\ \phi_3 = \sum_{n=-N}^N \sum_{m=-M}^M [(C_{m,n} \cos kmx + D_{m,n} \sin kmx) \cos lny \\ \quad + (C'_{m,n} \cos kmx + D'_{m,n} \sin kmx) \sin lny] \end{cases} \quad (2.3)$$

式中 $A_{m,n}, B_{m,n}$ 等为 t 的函数, $k = 2\pi/L$, $l = 2\pi/d$, L 为 45°N 纬圈的长度, d 为南北方向长度。

取 $A_{-m,0} = A_{m,0}$, $B_{-m,0} = -B_{m,0}$, $A'_{0,n} = -A'_{0,n}$, $A_{0,-n} = A_{0,n}$,
 $A_{-m,n} = A_{m,-n} = A_{-m,-n} = A_{m,n}$, $-B_{-m,n} = -B_{m,-n} = B_{m,n}$,
 $A'_{-m,n} = -A'_{m,-n} = -A'_{-m,-n} = A'_{m,n}$, $B'_{-m,-n} = -B'_{m,n} = -B'_{m,-n} = B'_{m,n}$,
 $C_{m,n}, \dots, D_{m,n}$ 等取法与上面类似。

将以上各式代入(2.3)式, 得到:

$$\begin{cases} \phi_1 = A_{00} + 2 \sum_{n=1}^N (A_{0,n} \cos lny + A'_{0,n} \sin lny) + 2 \sum_{m=1}^M (A_{m,0} \cos kmx + B_{m,0} \sin kmx) \\ \quad + 4 \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M [(A_{m,n} \cos kmx + B_{m,n} \sin kmx) \cos lny + (A'_{m,n} \cos kmx \\ \quad + B'_{m,n} \sin kmx) \sin lny], \\ \phi_3 = C_{00} + 2 \sum_{n=1}^N (C_{0,n} \cos lny + C'_{0,n} \sin lny) + 2 \sum_{m=1}^M (C_{m,0} \cos kmx + D_{m,0} \sin kmx) \\ \quad + 4 \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M [(C_{m,n} \cos kmx + D_{m,n} \sin kmx) \cos lny + (C'_{m,n} \cos kmx \\ \quad + D'_{m,n} \sin kmx) \sin lny] \end{cases} \quad (2.3)'$$

(2.1)、(2.2) 式中的 W 包含反照率 $\Gamma(x, y)$ 。对 $\Gamma(x, y)$ 亦用富氏级数展开, 表达式从略。

将(2.3)'代入(2.1)、(2.2)式中, 乘相应的三角函数, 对整个区域积分, 可以得到一组常微分方程:

$$\begin{aligned}
\frac{dP_1}{dt} &= -\frac{L_1}{4}(A_{00} - C_{00}) + \frac{S_1}{2}W_0\left[\Gamma_{0,1}^{(1)} + \left(\frac{1}{4} + 0.63 \sin \lambda_0\right) \cdot \Gamma_{0,1}^{(2)}\right] \\
&\dots\dots\dots \\
\frac{dP_{1+2N+M+M_0+n}}{dt} &= \frac{1}{f_0}\left\{(\kappa m)(ln)[(ln)^2 - (\kappa m)^2]B_{m,0} \cdot A'_{0,n}\right. \\
&+ \frac{1}{2}\sum_{j=1}^N(\kappa m)[(\kappa m)^2 + (lj)^2][l(j+n)(A_{0,j+n}B'_{m,j} - A'_{0,j+n}B_{m,j}) \\
&+ l(j-n)(A_{0,j-n}B'_{m,j} - A'_{0,j-n}B_{m,j})] \\
&+ \frac{1}{2}\sum_{i=1}^M(ln)[(\kappa i)^2 + (ln)^2][\kappa(i+m)(A_{i+m,0}B'_{i,n} + B_{i+m,0}A'_{i,n}) \\
&+ \kappa(i-m)(A_{i-m,0}B'_{i,n} + B_{i-m,0}A'_{i,n})] \\
&+ \frac{1}{2}\sum_{j=1}^N(\kappa m)(lj)^2(B_{m,i+n}A'_{0,j} - B'_{m,i+n}A_{0,j} + B_{m,i-n}A'_{0,j} - B'_{m,i-n}A_{0,j}) \\
&+ \frac{1}{2}\sum_{i=1}^M(\kappa i)^2(ln)(B_{i+m,n}A_{i,0} - A'_{i+m,n}B_{i,0} + B'_{i-m,n}A_{i,0} - A'_{i-m,n}B_{i,0}) \\
&+ \frac{1}{4}\sum_{j=1}^N\sum_{i=1}^M[(\kappa i)^2 + (lj)^2] \\
&\cdot \{B'_{ij}[(\kappa iln - \kappa mlj)(A_{i+m,j+n} - A_{i-m,j-n}) - (\kappa iln + \kappa mlj)(A_{i+m,j-n} \\
&- A_{i-m,j+n})] - A'_{ij}[(\kappa iln - \kappa mlj)(B_{i+m,j+n} - B_{i-m,j-n}) - (\kappa iln + \kappa mlj) \\
&\cdot (B_{i+m,j-n} - B_{i-m,j+n})] \\
&- B_{ij}[(\kappa iln - \kappa mlj)(A'_{i+m,j+n} - A'_{i-m,j-n}) - (\kappa iln + \kappa mlj)(A'_{i+m,j-n} \\
&- A'_{i-m,j+n})] \\
&+ A_{ij}[(\kappa iln - \kappa mlj)(B'_{i+m,j+n} - B'_{i-m,j-n}) - (\kappa iln + \kappa mlj)(B'_{i+m,j-n} \\
&- B'_{i-m,j+n})]\} \\
&- \frac{\lambda_2}{f_0}\left\{\kappa mln(D_{m,0}A'_{0,n} - B_{m,0}C'_{0,n})\right. \\
&- \frac{1}{2}\sum_{j=1}^N\kappa m[l(j+n)(A_{0,j+n}D'_{m,j} - A'_{0,j+n}D_{m,j}) + l(j-n) \\
&\cdot (A_{0,j-n}D'_{m,j} - A'_{0,j-n}D_{m,j})] \\
&- \frac{1}{2}\sum_{i=1}^Mln[\kappa(i+m)(A_{i+m,0}D'_{i,n} + B_{i+m,0}C'_{i,n}) + \kappa(i-m) \\
&\cdot (A_{i-m,0}D'_{i,n} + B_{i-m,0}C'_{i,n})] \\
&- \frac{1}{2}\sum_{j=1}^N\kappa mlj(B_{i,j+n}C'_{0,j} + B_{i,j-n}C'_{0,j} - B'_{i,j+n}C_{0,j} - B'_{i,j-n}C_{0,j}) \\
&- \frac{1}{2}\sum_{i=1}^M\kappa iln(B'_{i-m,n}C_{i,0} + B'_{i-m,n}C_{i,0} - A'_{i+m,n}D_{i,0} - A'_{i-m,n}D_{i,0}) \\
&- \frac{1}{4}\sum_{j=1}^N\sum_{i=1}^M\{D'_{ij}[(\kappa iln - \kappa mlj)(A_{i+m,j+n} - A_{i-m,j-n}) - (\kappa iln + \kappa mlj)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \cdot (A_{i+m,j-n} - A_{i-m,j+n})] \\
& - C'_{i,j}[(k_{iln} - k_{mlj})(B_{i-m,j-n} - B_{i-m,j-n}) - (k_{iln} + k_{mlj}) \\
& \cdot (B_{i+m,j-n} - B_{i-m,j+n})] \\
& - D_{i,j}[(k_{iln} - k_{mlj})(A'_{i+m,j+n} - A'_{i-m,j-n}) - (k_{iln} + k_{mlj}) \\
& \cdot (A'_{i+m,j-n} - A'_{i-m,j+n})] \\
& + C_{i,j}[(k_{iln} - k_{mlj})(B'_{i+m,j+n} - B'_{i-m,j-n}) - (k_{iln} + k_{mlj}) \\
& \cdot (B'_{i+m,j-n} - B'_{i-m,j+n})] \Big\} \\
& - \beta k_m B_{m,n} + \frac{S_1}{2} W_0 \left[\Gamma_{m,l,n+1}^{(0)} + \Gamma_{m,l,n-1}^{(0)} + \left(\frac{1}{4} + 0.63 \sin \lambda_0 \right) \right. \\
& \cdot \left. (\Gamma_{m,l,n+1}^{(2)} - \Gamma_{m,l,n-1}^{(2)}) \right] \\
& + [(k_m)^2 + (l_n)^2][(k_m)^2 + (l_n)^2] \cdot A_{m,n} + [(k_m)^2 + (l_n)^2] \\
& \cdot \lambda_2 A - L_1 x'_{l+2N+M+Mn+m} \\
& n = 1, 2, \dots, N; \quad m = 1, 2, \dots, M.
\end{aligned}
\tag{2.4}$$

方程组 (2.4) 中的 $P_i (i = 1, 2, \dots, 2 + 4N + 4M + 8MN)$ 满足由 $A_{m,n}, B_{m,n}, \dots, C'_{m,n}, D'_{m,n}$ 等组成的线性代数方程组 (2.5) (略), $X_i = A_{m,n} - C_{m,n}, B_{m,n} - D_{m,n}$ 等。

现在求解方程组 (2.1)、(2.2) 的问题转为求解常微分方程组 (2.4) 及代数方程组 (2.5)。用数值解法, 先给出初始高度场 ϕ_1, ϕ_2 的富氏系数 $A_{0,n}^{(0)}, A_{0,n}^{(2)}, \dots, A_{m,n}^{(0)}, \dots, D_{m,n}^{(0)}$ 等, 由代数方程组 (2.5) 算出 P_i , 然后用龙格-库塔方法解方程组 (2.4), 得出下一时刻 $t_1 (= t_0 + \Delta t)$ 的 $P_i^{(1)}$, 再从 (2.5) 中解出 t_1 时刻的 $A_{m,n}^{(1)}, B_{m,n}^{(1)}, \dots, D_{m,n}^{(1)}$ 等。由 (2.3)' 可算出 $\phi_1^{(1)}, \phi_2^{(1)}$ 场。如此重复这一计算过程, 就可以得到未来若干天的位势高度场。

三、计算结果及讨论

在试验中先略去 (2.4) 式中的辐射、湍流交换及摩擦项。取 $M = 6, N = 2$, 即纬圈方向取 1—6 个波, 南北方向取 1、2 波, L 取 45°N 纬圈的长度, d 为 2×10^4 公里, $\lambda_2 = 1.2 \times 10^{-12} \text{ 米}^{-2}$, $f_0 = 10^{-4} \text{ 秒}^{-1}$, $\beta = 1.6 \times 10^{-11} \text{ 米}^{-1} \text{ 秒}^{-1}$ 。

场 1: 扰动 $A_{22}, A_{42}, B_{22}, B_{42} = 196 \text{ 米}^2 \cdot \text{秒}^{-2}$, $C_{22}, C_{42}, D_{22}, D_{42} = 98 \text{ 米}^2 \cdot \text{秒}^{-2}$, 高纬、低纬地区扰动强些, 45°N 处扰动为 0。

场 2: $A'_{22}, A'_{42}, B'_{22}, B'_{42} = 196 \text{ 米}^2 \cdot \text{秒}^{-2}$, $C'_{22}, C'_{42}, D'_{22}, D'_{42} = 98 \text{ 米}^2 \cdot \text{秒}^{-2}$, 中纬地区扰动强, 90°N 及赤道处扰动为 0。

场 3: $A_{40}, B_{40} = 137 \text{ 米}^2 \cdot \text{秒}^{-2}$, $C_{40}, D_{40} = 68.6 \text{ 米}^2 \cdot \text{秒}^{-2}$, 相当于波状基流。

场 4: 在纬圈环流上迭加较弱的 1—6 波。

1. 非线性相互作用与环流指数的准周期振荡。

大气环流指数的变化具有准周期振荡的特征。Monin^[5] 计算的环流指数振动谱密度, 在 12、16、24 天左右有明显的极大值。环流指数的振荡反映了大气中经向环流与纬向环

流之间的交替转换。在本文中,我们用地转风南北分量绝对值的纬圈平均值 $|\bar{V}|$ 的变化表示环流指数的变化,高指数环流时 $|\bar{V}|$ 值小,低指数环流时 $|\bar{V}|$ 大。

为了了解不同尺度波动之间的非线性作用与环流指数振荡之间的关系,我们在(2.4)式中仅保留非线性平流作用项,对不同的初始场,计算到20—40天。由预报的高度场的富氏系数可求出 ϕ 场,然后再算出 15° 、 25° 、 $\dots$ 、 75°N 各个纬圈上的 $|\bar{V}|$ 值。图1a和1b分别为由场1和场2算得的结果,表示了高、中、低纬地区环流指数的变化。

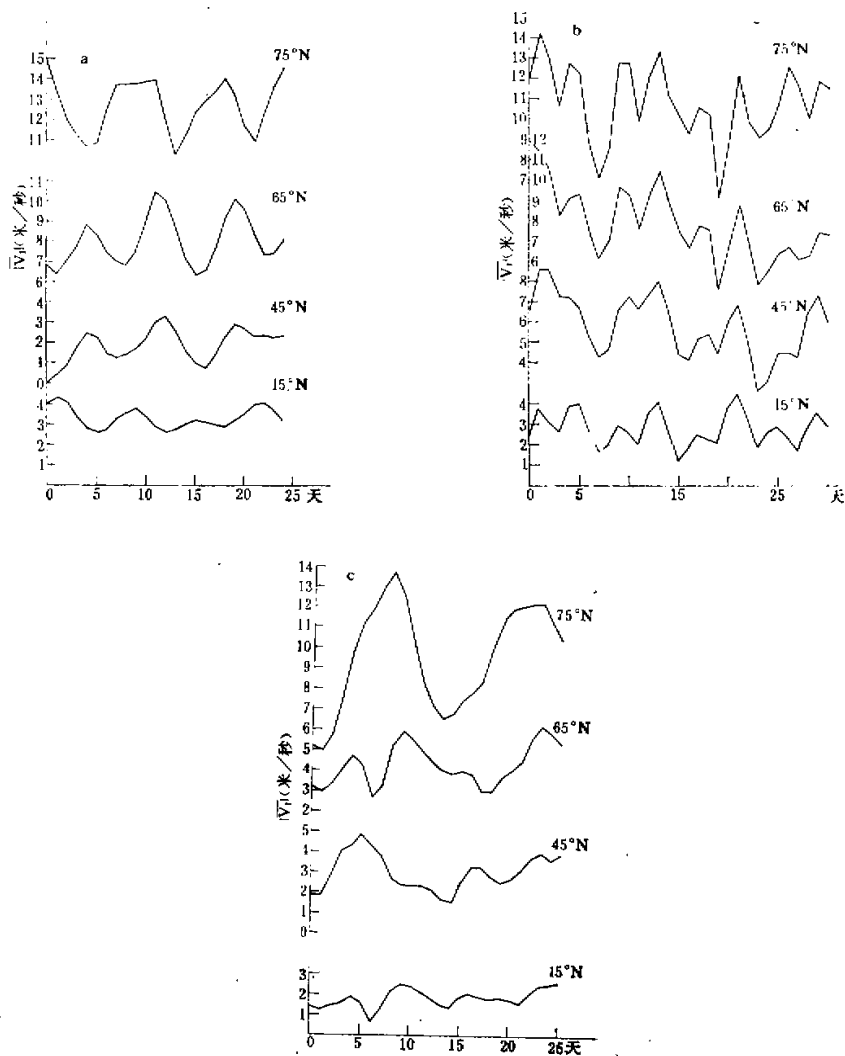


图1 考虑平流作用算得的 $|\bar{V}|$ 值
(a) 由场1算得的, (b) 由场2, (c) 由场3

从图中可以清楚地看到环流指数准周期的振荡,其周期分别为 8 天、12 天左右。还计算了场 3、场 4 的 $|\bar{v}_1|$ 值变化,其周期约为 12—15 天。图 1c 为由场 3 算得的 $|\bar{v}_1|$ 值。这些和 Monin 用实际资料计算的结果是很接近的。也就是说,两周左右的指数循环过程是大气自身所具有的一种准周期振荡,而不同尺度波动之间的非线性相互作用这种动力作用是产生指数循环的一种主要机制。

为了看 β 的作用,我们在(2.4)式中保留平流项及 β 项,用场 1 作初始场作了计算(图略)。其振荡周期仍为 8 天左右,即周期近乎不变,不过振荡开始的时间延后了。

2. 高、低纬度环流指数变化的趋势与环流场经向结构

叶笃正等^[6]曾指出大气环流调整时期高、低指数变化在高纬、低纬地区有相反的趋势。

下面分析我们的计算结果,从图 1a—c 中看,高、低纬 $|\bar{v}_1|$ 的变化趋势表现出两类状况。图 1a 为一类,中高纬度 (45° — 65° N) 的变化趋势与中低纬度 (15° — 35° N) 的趋势是相反的,而极区 (75° N) 与低纬相似,但又有不同。从变化趋势看存在三条波带。而图 1b 中各个纬圈上 $|\bar{v}_1|$ 的变化趋势则是一致的。图 1c 从大的趋势看也基本上一致。这说明,虽然非线性相互作用对指数循环的形成是主要的因素,但高、低纬环流指数变化的趋势为什么会相反则另有更重要的原因。场 2、场 3 初始场有一个共同点,即只有一条“波带”,环流场的气压系统南北方向上是同位相的,从高纬到低纬均是槽。或均是脊(见图 3a)。而场 1 环流场的南北结构是不同的,南北方向上系统是反位相的,北面为槽南面为脊,急流两侧扰动相对强些, 45° N 处扰动为 0 (图略)。相当于有两条“波带”。因此,高、低纬环流指数变化趋势相反的现象是由于半球范围南北方向存在两条(或更多)波带。或者在经圈方向存在低压和高压系统所造成的。叶笃正在文献[6]中提出过这种看法,我们的数值计算结果也证实了这一点。实际的对流层大气的基本状态,北面为低压,南面为高压带,经常存在着两支西风急流,总之,经向结构也是较复杂的。因此,实际大气中环流指数变化趋势高、低纬相反是基本的现象,还需要指出:环流指数变化趋势不仅是高、低纬相反,更高的纬度及极圈和中、高纬的变化趋势亦不相同。场 1 计算的结果也反映出极区与中纬度的 $|\bar{v}_1|$ 值变化并不相似。

3. 螺旋状结构槽线倾斜方向的谐振

旋转大气中的行星波槽线不仅倾斜而且还具有螺旋状结构。巢纪平、叶笃正等^[7,8]指

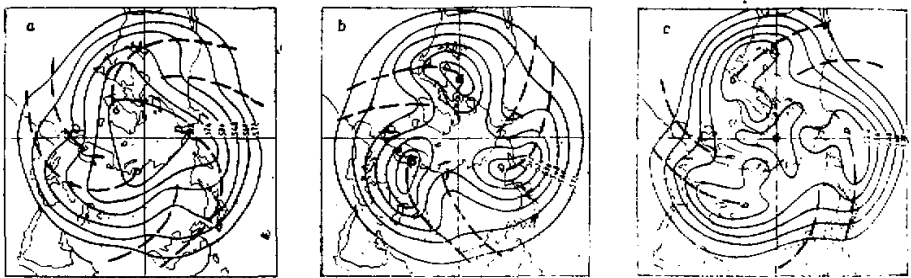


图 2 1977 年 1 月 5 日 (a), 9 日 (b), 18 日 (c) 0 波 +3 波合成图

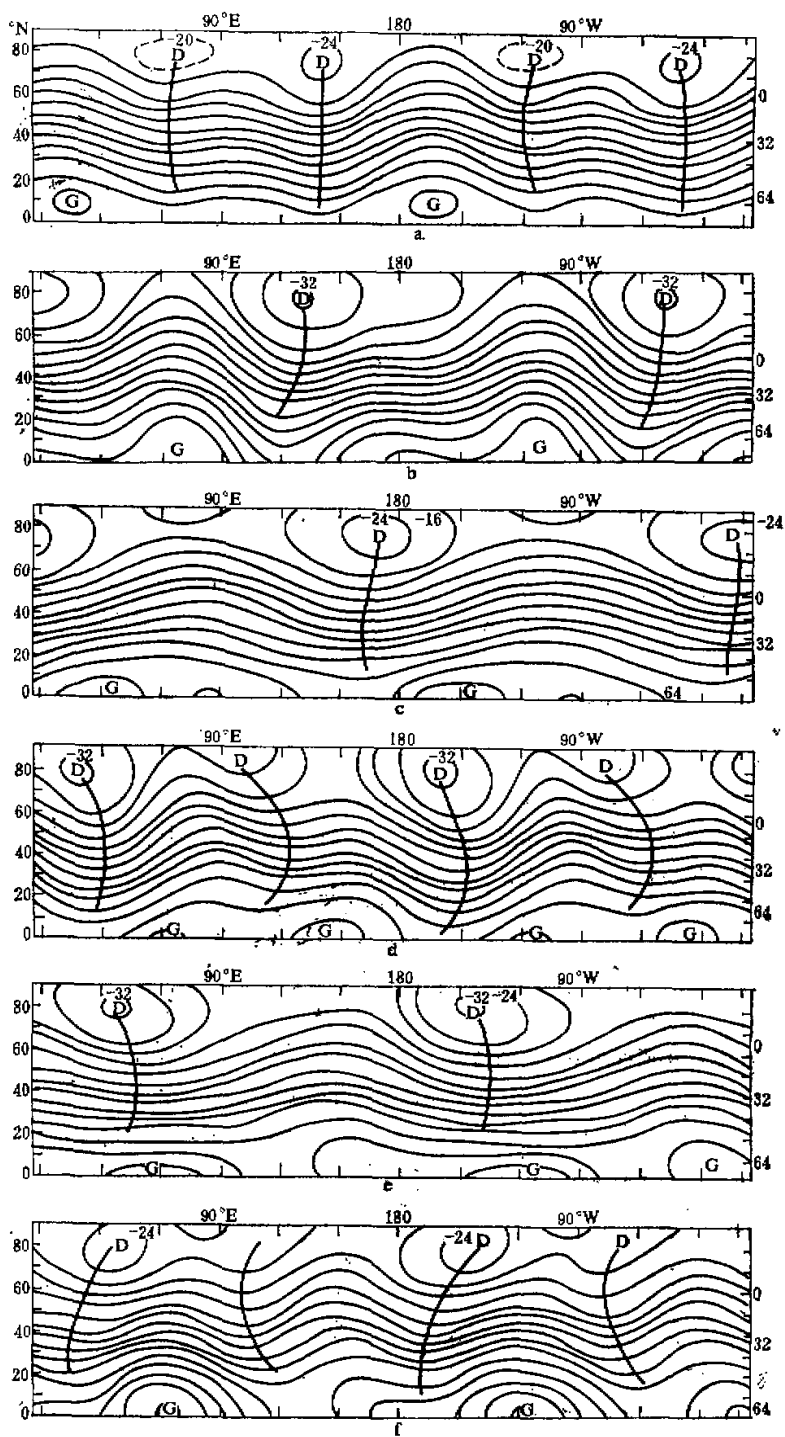


图3 由场2考虑平流作用算得的 ϕ_i 场 (a) 初始场, (b) 第5天, (c) 第7天, (d) 第10天, (e) 第15天, (f) 第20天

出这是由于较差转动气流和柯氏参数随纬度的变化所造成的。实际上大气行星波不仅有螺旋状结构的槽、脊线,而且槽、脊线的倾斜方向还具有准周期的谐振。仇永炎^[9]分析了实际资料的3波与0波合成图,得出槽、脊线的倾斜变化有准两周的谐振。见图2^[9]。

下面我们给出考虑非线性平流作用后计算的大型环流场(ϕ_1 场)的演变图,图3为由初始场2的计算结果。初始场上的槽线是近于南北向的,第5天急流北侧的槽线呈东北-西南向,第10天北侧又转为西北-东南向,而急流南侧的槽线呈东北-西南向,这时槽线表现出螺旋状结构。第20天,螺旋状结构槽线又转变为相反的方向,槽线倾斜谐振的周期约为10—12天。

用场1、场3及场4计算的环流场,槽线倾斜的变化也具有准周期谐振(图略)。这些与图2的结果基本一致。因而可以认为螺旋状槽线倾斜的谐振是由于非线性相互作用造成的。

在Fultz^[10]的圆盘实验中也得到了槽线倾斜的谐振。当槽线倾斜变化时,经向角动量涡旋输送量的符号也随之改变。

我们知道,当急流北侧为导波(槽线为西北-东南向)、南侧为曳波(槽线为东北-西南向)时, $\frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y} < 0$,使 $\bar{u}$ 增大,从能量看此时扰动动能向基本气流的动能转化,当急流北

侧为曳波、南侧为导波时, $\frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y} > 0$,使 $\bar{u}$ 减小。因此槽线倾斜的谐振,可使基本气流的动能 K_E 与扰动动能 K_E' 之间的转换具有准周期性。这是产生大气环流指数循环的一种机制。这种槽线倾斜谐振在仅考虑纬圈气流与扰动之间的非线性作用时就可以产生。

4. 不同尺度波动振幅的谐振

圆盘实验还指出,除了槽脊倾斜的谐振,还有槽脊振幅的谐振^[11]。

我们用场4作初始场,它包含了纬圈气流、超长波(1—3波)及长波(4—6波),考虑它们之间的非线性相互作用,计算了超长波、长波的振幅变化。图4给出算得的2—6波的振幅变化。从图中可以看到,2—6波各个波的“振幅”具有准周期振动的特征。

波长愈长的波,周期也愈长,各个波的周期见表1。这和实际情况是符合的。

各个波振幅振动周期的长短与初始场有关。而用场1、场2算得的振幅的振动周期要小些。2波为7—12天,而4波仅3—4天,准周期振动是很明显的。2波的“振幅”变化与环流指数的变化,对应关系是很好。超长波发展时环流趋向低指数演变。因此,不同尺度波的非线性相互作用造成的波的振幅的振动,特别是超长波振幅的振动是形成大气环流指数循环的另一重要机制。长波振幅的振动自然也会引起环流指数的变化,而不同波的振幅振动的共

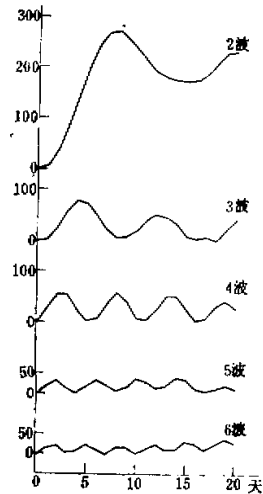


图4 由场4算得的2—6波“振幅”变化

表 1

m	2	3	4	5	6
振动周期(天)	14	8	5—6	4	3—4

同结果,使环流指数的变化更为复杂、多样。不仅使环流指数振动的周期有时长些有时短些——即呈现出准周期性,也使两周左右的较长周期中还有几天的短周期振动。

5. 大型环流调整的准周期性

实际大型环流场的演变不仅表现出经向度的增大或减小——即波的振幅的变化,而且具有波数的变化,这就是通常说的环流的调整。无疑这和不同尺度波之间的非线性作用密切相关(当然外源的作用也是很重要的)。因为不同尺度波的相互作用可能使初始场中原来较弱的某个波增强,还可产生出新的波。图3中,中高纬地区环流波数的变化是很清楚的,而且表现出准周期性特征。初始场高纬有四个低涡,第5天转为以两涡为主,以后又转为以四涡为主。场1这种准周期过程约为8天,场2约为12天左右。

分析场1算得的超长波(1—3波合成图)、长波(4—6波合成图)的演变很有意思,在超长波低压发展时,长波低压减弱,此时高纬环流以两涡为主,几天后长波低压发展,超长波低压减弱,此时高纬环流转为以四涡为主。因此,大型环流的调整是纬圈气流与波动之间以及超长波与长波之间非线性相互作用的结果。

四、结 语

从以上的结果可以得出几点结论:

1. 两周左右的大气环流指数循环过程主要是由于不同尺度波动(包括纬圈环流)之间的非线性相互作用所造成。因此指数循环是大气自身所具有的准周期振荡。
2. 环流指数的变化在高、低纬地区有相反的趋势,仅从非线性作用还不足以解释,只有当流场存在两条波带,或者,至少在经向存在一对高、低压系统时才会出现。
3. 纬圈环流与波动之间的非线性作用可产生行星波的螺旋状槽线倾斜的谐振。
4. 不同尺度波动的振幅谐振以及大型环流波数调整的准周期振荡,纬圈环流、超长波以及长波之间的非线性作用是主要的机制。

环流指数变化的24天左右的准周期振荡,仅从非线性这种动力作用还未能解释。而热源、地形对指数循环过程的作用也是重要的,它不仅会使低指数环流增强,也可能使某种周期更易于经常出现,这是我们要进一步研究的问题。

参 考 文 献

- [1] 曾庆存、袁重光、李荣凤,中国科学 1980, 7.
- [2] 朱抱真、王斌,中国科学 1981, 1.
- [3] Lorenz, E. N., *Tellus*, Vol. 12, No. 3, 1960.
- [4] 许有丰、张学洪,北方灾害性天气文集, 42—51, 1981.
- [5] Монин А.С., *Изв. АН СССР Сер. Геофиз.*, № 2, 1956.
- [6] 叶笃正、陈隆勋、孙淑清,气象学报, 31, 1961.

- [7] 巢纪平、叶笃平, 大气科学, 第1卷第2期, 1977.
[8] 刘式适、杨大升, 气象学报, 37, 1, 1979.
[9] 仇永炎, 气象学报, 37, 1, 1979.
[10] Fultz, D., Long, R., Owens, G., Bohan, W., Kaylor, R. & Weil, J. *Meteorological Monographs*, Vol. 2, No. 21, 1959.
[11] Pfeffer R.L. & Chiang, Y., *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 95, 75—82, 1967.

THE NONLINEAR INTERACTION BETWEEN DIFFERENT WAVE COMPONENTS AND THE PROCESS OF INDEX CYCLE OF GENERAL CIRCULATION

Xu Youfeng

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*)

Abstract

By using a two-level quasi-geostrophic truncated spectral model, and taking the nonlinear interaction between different wave components (basic current, ultra-long waves and long waves) into consideration, the index cycle of circulation is investigated. The calculated results show that the circulation index has a quasi-periodic vacillation with period of 8 to 16 days, which can be created by the nonlinear interaction, and that the nonlinear interaction between different wave components can cause the tilted-trough vacillation, amplitude vacillation of wave pattern and the quasiperiodic change of wavenumber of flow pattern.