

中高纬大气 30—60 天低频振荡的 一种动力学机制*

杨大升 曹文忠

(北京大学地球物理系, 北京 100871)

提 要

本文着重考虑非均匀基本流的正压局地不稳定性, 研究中高纬低频振荡产生的动力机制。基本流是取 1980 年冬、夏 300 hPa 的位势场。结果表明正压局地不稳定性能较好地解释中高纬大气 30—60 d 天振荡, 这似乎表明, 低频振荡是大尺度大气运动和扰动相互作用的一种固有特征, 而不是外源强迫的结果。本文还讨论了适于激发季节内低频振荡的基本流场。初值问题的研究发现中高纬大气 30—60 d 振荡呈纬向三波模态发展, 与初始扰动和基本气流的冬、夏差别无关。

关键词: 动力机制; 大气季节内振荡; 热带外纬度。

一、引 言

近一二十年来, 大气中 30—60 d 的低频振荡日益引起人们的注意。Madden 和 Julian^[1,2]最早在近赤道纬向风和海平面气压场中发现了这种现象, 他们把这种振荡与热带地区东传的一波扰动联系起来。Anderson 和 Rosen^[3]1983 年分析纬向平均风速 $[u]$ 的距平的纬度-高度二维结构时, 发现 45 d 带通滤波之后的 $[u]$ 距平在 80°N、60°S 附近的上层对流层有极大值; 并且通过位相分析发现这种低频振荡是自上而下, 自南而北传播的。1985 年 Krishnamurti 和 Gadgil^[4]用 FGGE IIIb 资料做了单点谱分析并计算了 30—50 d 周期振荡的全球分布, 发现这种周期振荡明显地存在于高纬地区的高层对流层。1987 年张可苏^[5]分析了北半球 500 hPa 几个纬圈上平均温度的经向梯度 $\partial \bar{T} / \partial y$ 序列, 发现其功率谱在 77.5°N 有显著的 45 d 周期。1990 年李崇银^[6]利用 30—60 d 带通滤波的 u 、 v 计算纬向平均扰动动能, 发现高纬有极大值。他还指出中高纬大气低频振荡结构上的“正压”特征。周静亚等^[7]在研究长江流域旱涝年份风场和 SST 场的低频特征时也得出: 1980 年 850 hPa 纬向风在中太平洋 30°N 以北和 1985 年 SST 在太平洋 30°N 以北都有较明显的 40 d 周期的低频振荡。

关于 30—60 d 低频振荡的动力学研究主要集中于热带地区, 诸如 Takahashi^[8], Miyahara^[9], Chang 和 Lim^[10], Swinbank、Palmer 和 Davey^[11], Lau 和 Shen^[12],

1992 年 7 月 16 日收到, 12 月 28 日收到修改稿。

* 本文得到国家自然科学基金资助。

Krishnamurti 等^[13]和李崇银^[14], 等等。他们针对热带低频振荡的周期性、东移速度和维持过程等的不同特征从不同的角度来研究其动力机制, 如认为是积云对流加热强迫和摩擦耗散作用下向东传播的 Kelvin 波的表现, 或大气与海洋相互作用的结果等。他们的工作有助于深入地了解产生季节内振荡的机制, 其共同点在于都认为大气中充足的水汽和对流加热湿过程是重要的。在此基础上, Lau 等^[12]用简单的浅水模式成功地解释了低纬 30—60 d 振荡的许多特征。

北半球中高纬地区下垫面多为陆地, 水汽来源不如热带洋面充分, 同时对流活动也不如低纬洋面上空旺盛, 所以湿过程可能不再是激发中高纬低频振荡的主要机制。张可苏^[15]研究基本气流的低频振荡及其失稳效应时, 发现扰动增长率对具有 30 d 以上周期的基本气流有强烈的响应, 这可能是中高纬季节内低频振荡的一种动力机制。陆维松^[15]得出三波共振时, 当共振频率出现偏离, 在一定条件下可产生中纬度的低频振荡。所以他认为中纬度季节内变化乃是大气系统本身波相互作用在准共振时的一种固有振荡, 而不是外源激发的。Simmons 等^[16]则指出与非均匀基本流正压不稳定性相联系的正规模可以在相当大程度上解释北半球冬季太平洋和大西洋上空重力位势高度场中的低频变化。Blackman^[17]、Lau^[18]、Krishnamurti 等^[14]和周静亚等^[7]根据实际资料都得出, 东北太平洋、东北大西洋海域上空都有最强低频振荡中心。低频振荡集中于这些地理位置表明这类振荡的扰动的“局地不稳定性”。Pierrehumbert^[19]根据对弱非均匀基本流不稳定性问题的理论研究指出, 当基本流呈纬向不均一时, 绝对不稳定性将在空间上某些位置产生正规模。Mak 和 Cai^[20,21]对局地不稳定性的物理机制和动力学进行了系统的研究, 并用这种概念和用理想的非均匀急流研究区域性气旋的生成。本文将着重选取 1980 年冬、夏的 300 hPa 高度场作为两种基本流, 用 Mak 和 Cai^[20, 21]的方法研究实际非均匀流的局地不稳定性及其初值问题。

二、正压局地不稳定性

根据对实际资料的分析^[4, 6], 中高纬度 30—60 d 振荡具有“正压”特征。同时近年来研究得比较多的遥相关型也证明冬季主要遥相关型在对流层中上层最明显, 而且具有相当正压的特征。Simmons 等^[16]还指出, 这种局地弱不稳定发展的正压扰动和大气的低频振荡有关。因此, 用准地转的正压涡度方程研究中高纬低频振荡的动力机制是合适的。

如前面引言中的分析, 中高纬低频振荡的产生机制可能不主要是湿过程, 只需主要考虑扰动与基本气流的相互作用。这个基本气流不只是有南北切变, 而且纬向也有变化, 但假定维持定常。

参考 Mak 和 Cai^[20,21]研究局地不稳定性问题的方案, 我们取 1980 年冬季和夏季的实际平均场作基本流。

基本流作用下的无量纲准地转扰动正压涡度方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 \psi) + J(\psi, \nabla^2 \Psi) + J(\Psi, \nabla^2 \psi) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\eta \nabla^6 \psi - \alpha \nabla^2 \psi, \quad (1)$$

其中, Ψ 为基本流函数, ψ 为扰动流函数, η 、 α 分别表示无量纲湍粘和 Rayleigh 系数, β 为表征科里奥利参数纬度效应的无量纲数。

无量纲化时, 水平距离时间的尺度分别为 $\bar{L}$ 和 $\bar{T}$ 。

η 、 α 、 β 与相应的有量纲物理系数 η^* 、 α^* 、 β^* 的关系如下:

$$\begin{cases} \eta = \eta^* \bar{L}^{-4} \bar{T}, \\ \alpha = \alpha^* \bar{T}, \\ \beta = \beta^* \bar{L} \bar{T}. \end{cases} \quad (2)$$

扰动流函数所满足的边界条件为

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi(0, y, t) = \psi(2\pi/\gamma, y, t), \\ \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, \\ \int_0^{2\pi/\gamma} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial y} dx = 0, \end{array} \right\} \quad \text{当 } y = 0, \pi. \quad (3)$$

$y \in [0, \pi]$, $x \in [0, 2\pi/\gamma]$. γ 为调节水平距离尺度的常数, 使 $x\gamma \in [0, 2\pi]$. 对于 y 方向 50 个纬度宽度, x 方向为 55°N 纬圈长度, $\gamma = 0.48$ 。

如特征速度取为

$$\bar{U} = 30.0 \text{ m/s}, \quad (4)$$

则平流时间尺度 $\bar{T} = \bar{L}/\bar{U}$, 约为 16 h。

按照 Mak 和 Cai^[20, 21], 满足边界条件(3)的 ∇^2 算子的特征函数可取如下形式:

$$\begin{cases} C_n^m = \frac{\sqrt{\gamma}}{\pi} e^{im\gamma x} \cos(ny), & (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots; n = \pm 1, \pm 2, \dots) \\ S_n^m = \frac{\sqrt{\gamma}}{\pi} e^{im\gamma x} \sin(ny), & (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots; n = \pm 1, \pm 2, \dots) \end{cases} \quad (5)$$

把扰动流函数 ψ 按(5)式的基函数 C_n^0 、 S_n^m 展开, 那么 $\psi(x, y, t)$ 就满足了边界条件, 故

$$\psi(x, y, t) = \sum_{n=1}^N \psi_n^0(t) C_n^0 + \sum_{n=1}^N \sum_{m=-M}^M \psi_n^m(t) S_n^m. \quad (6)$$

基本气流流函数 Ψ 也如此展开, 故

$$\Psi(x, y) = U_0(\pi - y) + \sum_{n=1}^N \Psi_n^0 C_n^0 + \sum_{n=1}^N \sum_{m=-M}^M \Psi_n^m S_n^m, \quad (7)$$

其中 U_0 为无量纲均匀纬向风速。

把(6)、(7)两式代入方程(1), 以 C_l^0 、 S_l^k 分别乘以所得方程的两边, 并在平面上积分, 利用特征函数(5)式的正交性, 可得如下形式的方程:

$$\frac{d\bar{\psi}}{dt} = A\bar{\psi}, \quad (8)$$

$\vec{\psi}$ 为由 $\{\psi_n^0(t)\}$, $\{\psi_n^m(t)\}$ 组成的矢量; A 为与 U_0 , Ψ_n^0 , Ψ_n^m , β , α , η 有关的 $I \times I$ 复矩阵,

$$I = N + 2MN. \quad (9)$$

令(8)式的解 $\vec{\psi}$ 为 $\psi = \text{Re}\{\psi_0 e^{i\omega t}\}$, 代入(8)式, 则得 $\omega \vec{\psi} = A \vec{\psi}$, 或 $(\omega E - A) \vec{\psi} = 0$, 故

$$|\omega E - A| = 0, \quad (10)$$

其中 E 为单位矩阵, 上式即 A 的本征值问题。解出 ω 后可得扰动流函数 $\vec{\psi}$ 的正规模解, 本征值

$$\omega = \omega_r + i\omega_i, \quad (11)$$

ω_r 为各扰动分量的增长率, 其倒数 $1/\omega_r$ 即扰动增长 e 倍所需时间, ω_i 为扰动的频率。故由本征值可确定各频率的增长率。如果至少一个本征值的实部 ω_r 为正, 则该给定的基本流为不稳定的。

三、正规模态的不稳定性

理论研究指出, 适合正压模式的等压面比通常的 500 hPa 要高, Lau^[18] 根据分析观测资料发现冬季对流层顶附近低频变化的振幅最大, 因此我们取 EC 资料 1980 年 1 月 1 日—2 月 19 日 300 hPa 上高度场 $\Phi^*(x^*, y^*)$ 的 50 d 平均作为冬季基本场(图 1a)。

300hPa 上无量纲地转流函数为

$$\Psi(x, y) = [\Phi^*(x^*, y^*)/f(y^*)] \bar{T} \bar{L}^{-2}. \quad (12)$$

图 1b 是依(12)式算出的无量纲流函数场; 图 1c 是根据(7)式, 取 $M=16$, $N=2$ 回算的

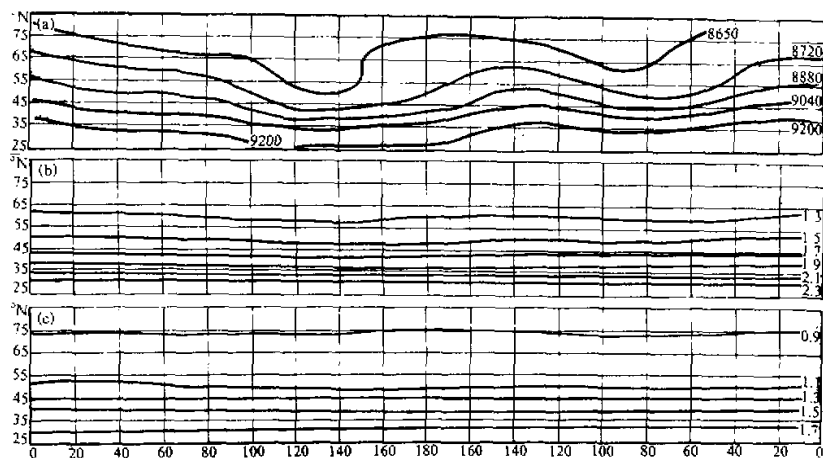


图 1 冬季基本场

(a) 300 hPa 有量纲位势高度场(经过 10 次 9 点平滑); (b) 无量纲流函数场; (c) 无量纲流函数的拟合场。取展开式的 $M=16$, $N=2$

流函数场。可以看到, 图 1b 与图 1c 的形式相同, 即有限项基函数重构了基本场的主要特征。只是图 1c 中数值比图 1b 系统性地小同一个数值 0.4。这是因为为了与扰动流函数场的展开一致, 用了相同的基函数来展开基本场, 所以有限项不能完全拟合实际的基本场。

冬季平均流场下(8)式矩阵 A 的本征解的 e 倍增长时间 $1/\omega_r$ 随周期 $1/\omega_i$ 的变化表示于图 2。计算中, 取 $\alpha=\eta=0$, 因为如 α 取为一般的正常数值时, 增长率全为负值, 这表示 Rayleigh 摩擦的耗散效应, 而水平扩散项数值极小, 对解的影响可以忽略。

图 2 中的虚线标出了 30—60 d 周期的范围, 可以清楚地看到, 扰动的最不稳定增长就出现在 30—60 d 周期的范围。

研究(8)式 A 在夏季平均流场下的本征值问题, 意在比较冬、夏季不同基本流的不稳定性。取自 1980 年 6 月 21 日至 8 月 9 日的 50 d 中 300 hPa 格点资料算得的平均高度场代表夏季基本流场, 如图

3, 它有着纬向三波的结构。图 3b、3c 分别是无量纲流场和根据展开式(7)取 $M=16$, $N=2$ 回算的流函数场。与冬季情形相同, 基本场仍未被完全拟合, 也小了 0.4。

图 4 是夏季流场下的本征解。我们看到, 在 30—60 d 周期范围内增长率存在最大值; 与冬季非常相似。不过, 最大增长率对应频率, 夏季在 60 d, 冬季在 55 d 附

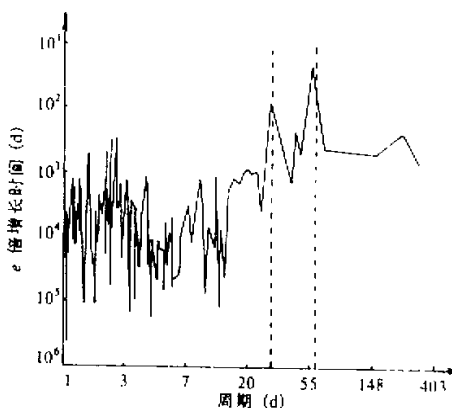


图 2 增长率随周期的变化
两虚线之间的周期范围为 30—60 d, 纵坐标 $1/\omega_r$ 为以 d 为单位的扰动增长 e 倍所需时间

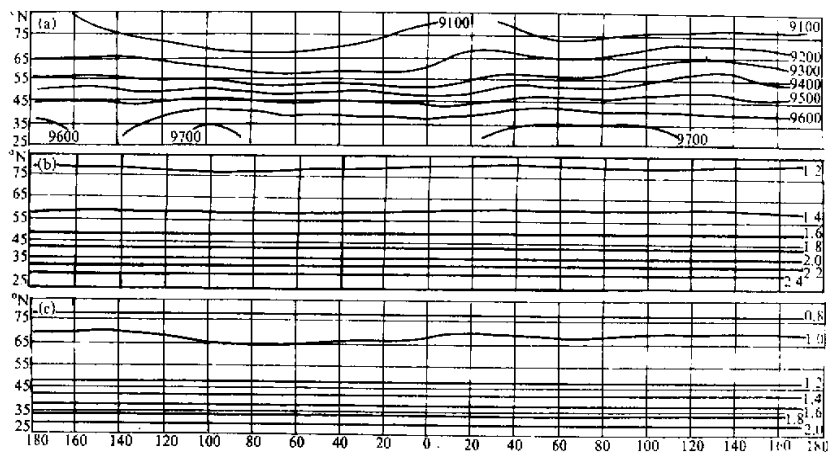


图 3 夏季的基本场及其拟合场

说明同图 1

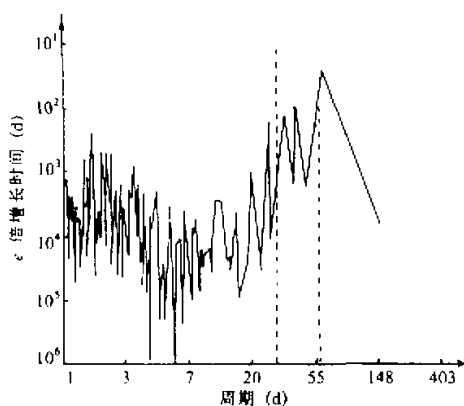


图 4 同图 2, 但对于夏季基本场

进一步阐述这个问题。

四、初值问题

在我们的模式中扰动到底会怎样演变, 这要求我们研究扰动流函数的初值问题。在给定的初值下积分方程(8), 跟踪观察便可以得到对其演变的印象。这里以冬季基本气流为背景来做初值问题的研究。

为了清楚而典型地观察扰动演变, 我们取一理想的初始扰动, 其大小约为基本气流的 1%,

$$\psi(x, y, 0) = \sum_{n=1, 3, 5, 7} \psi_n^4 S_n^4 + \sum_{n=1, 3, 5, 7} \psi_n^{-4} S_n^{-4}, \quad (13)$$

ψ 关于 $y = \pi/2$ 即 55°N 纬圈对称, 纬向上四波, 可称为四波扰动。

(8)式是一个线性方程组, 数值积分用了 Ronge-Kutta 方法。积分步长取为 1 h, 对应的无量纲时间步长约为 $\Delta t = 0.1$, 总共积分 99 d。

经典的非线性问题, 在积分一定的次数之后, 初始信息会丢失殆尽。我们的问题是准非线性的, 初始扰动会对问题的研究有多大的影响呢? 积分过程中发现, 在达到稳定之前, 中纬系统东移, 高纬系统西移, 变化比较剧烈。积分到 30 d 时, 系统基本上稳定。

图 5 是第 45 d 和第 75 d 的扰动流场。稳定之后, 系统在三波结构上平稳发展。可以看到, 扰动数值随着积分时间增加而增大, 这是因为我们没有加入耗散项。第 75 d 与第 45 d 相比, 基本呈反位相。就是说, 半周期是 30 d。 $t = 39$ d 与 $t = 99$ d 的扰动流场, 则是同位相的, 而 $t = 69$ d 则与这两天扰动流场反位相, 故呈现很好的 60 d 周期。这与本征值问题的结果一致。

从图上还可以看到, 系统 60 d 绕纬圈东移一周, 即每天 6 个经度, 传播速度约为

近; 最大 e 倍增时间, 冬季为 40 d, 夏季为 50 d。

看来, 无论是冬季还是夏季的基本场都能够激发 30—60 d 低频振荡, 只是夏季激发这种季节内振荡的能力稍弱一些。因而这两种不同的基本流一定有它们内在的共性, 可能就是这些共性激发了扰动呈现 30—60 d 的周期。比较图 1c 和图 3c, 可以看出: 整个纬度带都盛行西风。较高纬度, 特别是冬季 65°N 附近和夏季 60°N 附近, 风速比较低纬度要小得多。这似乎表明, 在这样的基本流场结构下, 30—60 d 周期的正压准地转扰动最容易得到不稳定的发展, 下面的初值试验将进

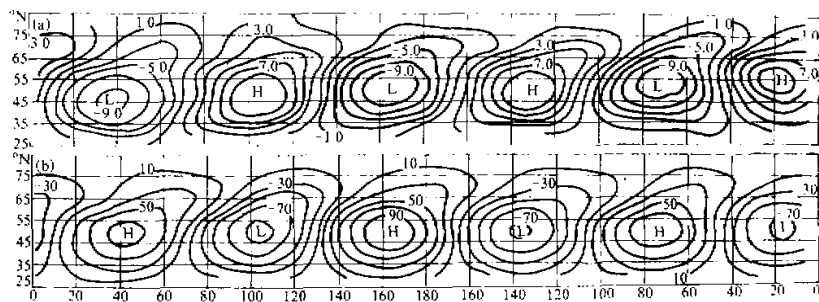


图 5 四波初始扰动形势

(a) 在第 45 d; (b) 在第 75 d

7 m/s。与实际的季节内振荡的移速相当一致。

通过本征值问题和初值问题的研究, 我们确信冬夏的平均基本场的失稳可以激发 30—60 d 振荡。但我们的基本场维持定常。我们认为, 进一步的工作可以取一个随时间缓变的基本场, 如果不考虑外源强迫的话, 这种缓变的基本场应该与扰动场的变化有关。

五、季节内低频振荡对基本场、初始场的敏感性

夏季与冬季基本流场不同之处在于纬向上波数不同, 分别为三波和二波, 但都是超长波。这种不同不会引起本征解的根本差异。取一个基本场, 它和平均冬、夏流场的基本差别在于: 在图 1b 和图 3b 的冬、夏基本流场中, 西风急流位于中纬 35—50°N, 而高纬度 60—80°N 则是相对的弱风区, 在中纬与高纬之间的 50—60°N 的过渡区域是风速极小区; 而在所取的基本场中, 高纬度也存在西风急流区。看来, 高纬 75°N 和 35°N 附近都有西风急流, 而 55°N 附近有东风急流的这种基本流场结构不利于激发 30—60 d 的低频振荡。因为对于这种基本场的本征解, 在 30—60 d 周期区间扰动的增长率并不占优势。

下面, 初始扰动取为一波, 我们来看看它会怎样发展。

$$\psi(x, y, 0) = \sum_{n=1, 3, 5, 7} \psi_n^1 S_n^1 + \sum_{n=1, 3, 5, 7} \psi_n^{-1} S_n^{-1}, \quad (14)$$

与上一节的四波初始扰动不同仅在于波数, 其他的条件与上节的初值问题相同, 仍取 300 hPa 的冬季基本气流。图 6 是第 2、8、16、19、25 d 的积分结果。由图可见, 一波扰动演变到第 25 d 时已经稳定在三波上发展了。故中高纬 30—60 d 低频振荡是在纬向三波上发展的, 或者换个说法, 三波扰动的演变具有 30—60 d 的周期性。这与李崇银^[6]的诊断分析结果比较一致。

看来, 我们的准非线性模式对初值并不敏感, 而只遵循它自身的演变规律。或者我们所取的一波、四波初始扰动并没有落在方程的敏感区, 这有待进一步的研究。但就我

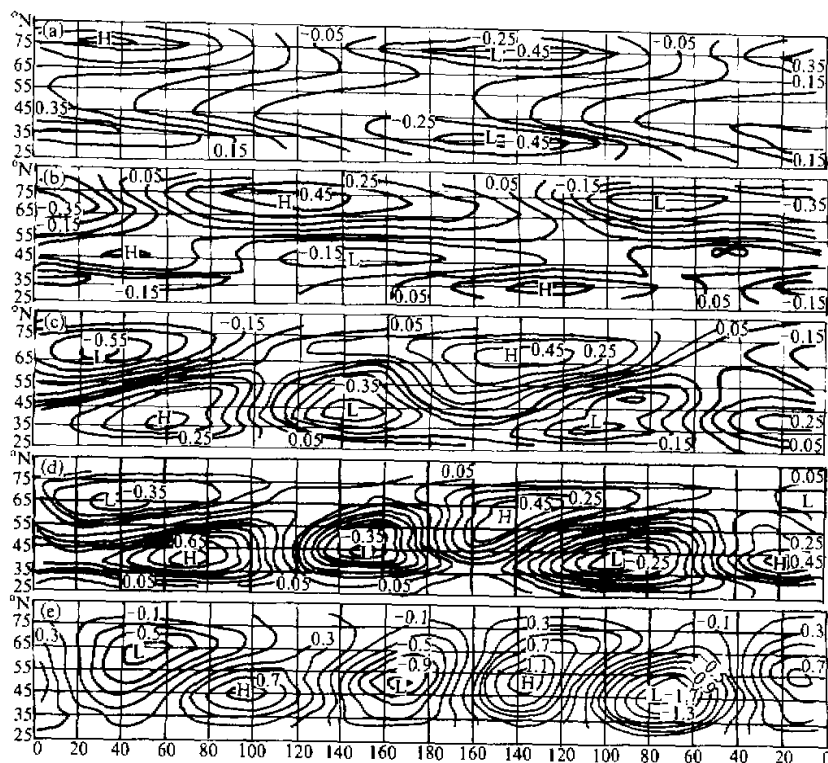


图 6 1 波初始扰动的演变过程

(a)~(e)分别为第 2、8、16、19 和 25 d 的扰动流场

们的结果看, 初始信息在扰动后来的稳定发展阶段已经没有什么痕迹了。

从四波初始扰动在第 3、9、15、21、27 和 30 d 的积分结果可以看出, 三波的不稳定发展最早是从中纬度 45°N 附近开始的, 强的中心在中纬度。当发展到稳定的三波结构时, 中纬度的三波不稳定发展已经向北向南扩展到了整个空间区域。联想到急流在中纬度, 故似乎可以认为急流区扰动容易得到不稳定的发展。同时由图 6c、6d 也可看出, 当中纬二、三波占优势时, 高纬仍然是一波占主导地位。

六、结 论

(1) 冬季和夏季 300 hPa 的基本场都能激发中高纬度大气 30—60 d 低频振荡的不稳定发展。故即使超长波, 只要其经向结构适当, 也可以激发低频振荡。

(2) 有利于激发中高纬低频振荡的基本气流具有这样的经向结构: 中纬度急流配以高纬的弱风带。

(3) 不管初始扰动是怎样的, 扰动最终会发展成为纬向三波的模态, 其周期约为

30—60 d。就是说, 中高纬度大气 60 d 低频振荡是以扰动三波的形式演变的。三波系统以大约每天 6 个经度的速度东移。

(4) 扰动三波的不稳定发展最先是从中纬度急流上开始的, 接着向南向北扩展, 最终控制整个空间区域。

致 谢: 工作过程中承朱亚芬、周静亚副教授热情地提供资料、协助运算并进行有益的讨论, 谨致深切的谢意。

参 考 文 献

- [1] Madden, R.A. and P.R. Julian, 1971, Detection of a 40—50 day oscillation in the zonal wind in the tropic Pacific, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 702—708.
- [2] Madden, R.A. and P.R. Julian, 1972, Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40—50 day period, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1109—1123.
- [3] Anderson, J.R. and R.D. Rosen, 1983, The latitude—height structure of 40—50 day variations in atmospheric angular momentum, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1584—1591.
- [4] Krishnamurti, T.N. and S. Gadgil, 1985, On the structure of the 30 to 50 day model over the globe during FGGE, *Tellus*, **37A**, 336—360.
- [5] 张可苏, 1987, 40—50 天的纬向基流低频振荡及其失稳效应, *大气科学*, **11**, No.3, 227—236.
- [6] Li Chongyin and Wu Peili, 1990, An observation study of the 30—50 day atmospheric oscillation, Part I: Structure and propagation, *Advances in Atmospheric Sciences*, **7**, No.3, 294—304.
- [7] 周静亚、方 文, 1990, 长江流域旱涝年份风场低频振荡特征及其与 SST 振荡之联系, 热带天气系统的发生发展与海况的相互影响文集。
- [8] Takahashi, M., 1987, A theory of the slow phase speed of the intraseasonal oscillation using the wave-CISK, *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, No.1, 43—49.
- [9] Miyahara, S., 1987, A simple model of the tropical intraseasonal oscillation, *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, No.3, 341—351.
- [10] Chang, C.P. and H. Lim, 1988, Kelvin Wave—CISK: A possible mechanism for the 30—50 day oscillation, *J. Atmos. Sci.*, **45**, No.11, 1709—1720.
- [11] Swinbank, R., T.N. Palmer and M.K. Davey, 1988, Numerical simulations of the Madden and Julian oscillation, *J. Atmos. Sci.*, **45**, No.5, 774—788.
- [12] Lau, K.M. and Suhung Shen, 1988, On the dynamics of intraseasonal oscillation and ENSO, *J. Atmos. Sci.*, **45**, No.12, 1781—1797.
- [13] Krishnamurti, T.N., D.K. Oosterhof and A.V. Mehta, 1988, Air—sea interaction on the time scale of 30 to 50 days, *J. Atmos. Sci.*, **45**, No.8, 1304—1322.
- [14] 李崇银, 1990, 赤道以外热带大气中 30—50 天振荡的一个动力学研究, *大气科学*, **14**, No.1, 83—92.
- [15] 陆维松, 1991, 正压大气波动准共振与中纬低频振荡, *中国科学, B 辑*, 102—112.
- [16] Simmons, A.J., J.M. Wallace and G.W. Branstator, 1983, Barotropic wave propagation and instability and atmospheric teleconnection patterns, *J. Atmos. Sci.*, **40**, No.6, 1363—1392.
- [17] Blackman, M.L., 1976, A climatological spectral study of the 500 hPa geopotential height of the Northern Hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1607—1623.
- [18] Lau, N.C., 1981, A diagnostic study of recurrent meteorological anomalies appearing in a 15 year Simulation with a GFDL general circulation model, *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 2287—2311.
- [19] Pierrehumbert, R.T., 1984, Local and global baroclinic instability of zonally varying flow, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2141—2162.
- [20] Mak, M. and M. Cai, 1989, Local barotropic instability, *J. Atmos. Sci.*, **46**, No.21, 3289—3311.
- [21] Cai, M. and M. Mak, 1990, On the basic dynamics of regional cyclogenesis, *J. Atmos. Sci.*, **47**, No.12, 1417—1442.

A Possible Dynamic Mechanism of the Atmospheric 30–60 Day Period Oscillation in the Extratropical Latitude

Yang Dasheng and Cao Wenzhong

(Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract

In this paper, the barotropic local instability of the inhomogeneous basic current is emphasized to study the dynamic mechanism producing the intraseasonal variability in the extratropical latitude. The mean geopotential height fields on 300 hPa for winter and summer of 1980 are adopted as the basic currents respectively. The results indicate that the barotropic local instability rather satisfactorily accounts for the atmospheric 30–60 day periodic oscillation at the middle and high latitudes. This seems to show that the low frequency oscillation is an intrinsic characteristic of the large scale atmospheric motion interacting with the perturbation rather than the consequence of the external forcing. Moreover the basic currents accommodated to the triggering of the intraseasonal oscillation are discussed. The investigation on the initial value problem reveals that the atmospheric 30–60 day periodic oscillation develops stably on the zonal 3-wave mode, and is independent of the initial disturbance as well as the discrepancy of the basic currents between winter and summer.

Key words: dynamic mechanism; atmospheric intraseasonal oscillation; extratropical latitude.

《大气科学》1994 年增刊出版 并 将 向 订 户 寄 赠

随着大气科学事业的迅速发展, 科研成果日益增多, 《大气科学》稿源丰富, 致使许多高水平学术论文不能及时发表。为适应国内外学术交流的需要, 缩短出版周期, 经国家科委批准, 《大气科学》1994 年 (18 卷) 增刊现已出版。1994 年增刊的内容、学术水平与正刊一样, 并将在《大气科学》1995 年 (19 卷) 总目录中刊登这期增刊的目录。为使订户保持刊物的完整性, 请已订阅《大气科学》的单位或个人将本期最后图版页下方的回执填好后于 1995 年 5 月 1 日前寄回《大气科学》编辑部 (北京德胜门外中国科学院大气物理研究所, 邮政编码: 100029), 为感谢广大订户对本刊的支持, 编辑部将向所有寄回回执的订户寄赠 1994 年增刊。

《大气科学》编辑部