

时间平均流场对风场振动的 优势选择作用

管兆勇

黄士松

(南京气象学院, 南京 210044)

(南京大学大气科学系, 南京 210008)

提 要

本文根据谱展开的水平动量方程, 在一定的假设下导出了集时间平均场的涡、散性质于一体的诊断关系式——大气振动频率的优势选择判据, 并据此讨论了基本场的水平不均匀对大气振动的影响。通过这个关系式, 利用 1982 年 ECMWF 资料对优势频率进行了计算, 给出了对流层高、中、低各层的全球分布, 从而指出在实际大气中存在着基本场对某频率上的振动有选择放大作用。

关键词: 时间平均流场; 风场振荡; 优势振动。

一、引 言

波流相互作用是现代大气环流研究中的一个重要课题。就基本气流对波动的影响而言, 众多的理论仅仅考虑了纬向平均(时间平均)的纬向风场及其特殊的变化形式。对实际大气而言, 不但存在着纬向平均的纬向风场, 而且存在着经向风场; 不但存在着纬向平均场, 而且还存在着气候平均场。我们知道, 波扰就可以给基本气流输送能量^[1], 基本气流亦可给波扰提供能量^[2], 甚至可使波动产生不稳定发展。如果我们从大气振动的角度出发, 可以了解到气候平均场必将对大气振荡的各个谐波分量产生贡献。那么, 对哪些分量可能产生较大的贡献呢? 本文就此问题进行研究。至于波波相互作用, 文中将不予讨论。

这里要说明的是, 本文根据谱展开的谱系数方程组, 定义了“波谱矢量”。若 $u = \bar{u} + u'$, 此 $\bar{u}$ 表示时间平均的纬向风, 而 $u' = \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t)$, 其中 ω 表示圆频率。若第 n 个谐波分量表示为 $u_n = a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t$, 则波谱矢量定义成 $\vec{u}_n = a_n \vec{i} + b_n \vec{j}$ 。若记 $\vec{I}_n = \vec{i} \cos n\omega t + \vec{j} \sin n\omega t$, 则 $u_n = \vec{u}_n \cdot \vec{I}_n$, $u' = \sum_{n=1}^{\infty} \vec{u}_n \cdot \vec{I}_n$ 。这样, 大气振动的空间变化由振幅和位相的空间变化唯一确定的问题转化到矢量空间进行讨论(相当于在复空间中讨论实的物理问题), 并使谱系数方程组得到简化。如

1991年4月17日收到, 9月10日收到修改稿。

此, 给出本文所用的基本方程组:

$$\left\{ \begin{array}{l} -n\omega\bar{k} \times \bar{u}_n + \bar{L}(\bar{u}_n) + \bar{L}_n(\bar{u}) - (f + \frac{\bar{u}}{a} \operatorname{tg}\varphi) \bar{v}_n - \frac{\bar{v}}{a} \bar{u}_n \operatorname{tg}\varphi \\ \quad + \frac{1}{a \cos\varphi} \frac{\partial \bar{\Phi}_n}{\partial \lambda} = \bar{F}_{\lambda_n} + \bar{R}_{\lambda_n}, \\ -n\omega\bar{k} \times \bar{v}_n + \bar{L}(\bar{v}_n) + \bar{L}_n(\bar{v}) + (f + \frac{\bar{u}}{a} \operatorname{tg}\varphi) \bar{u}_n + \frac{\bar{v}}{a} \bar{u}_n \operatorname{tg}\varphi \\ \quad + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\Phi}_n}{\partial \varphi} = \bar{F}_{\varphi_n} + \bar{R}_{\varphi_n}, \end{array} \right. \quad (1)$$

这里

$$\begin{aligned} \bar{u}_n &= a_n \bar{i} + b_n \bar{j}, & \bar{v}_n &= c_n \bar{i} + d_n \bar{j}, & \bar{w}_n &= \alpha_n \bar{i} + \beta_n \bar{j}, \\ \bar{\Phi}_n &= g_n \bar{i} + h_n \bar{j}, & \bar{F}_{\lambda_n} &= F_{\lambda_{n1}} \bar{i} + F_{\lambda_{n2}} \bar{j}, & \bar{F}_{\varphi_n} &= F_{\varphi_{n1}} \bar{i} + F_{\varphi_{n2}} \bar{j}, \\ \bar{R}_{\lambda_n} &= R_{\lambda_{n1}} \bar{i} + R_{\lambda_{n2}} \bar{j}, & \bar{R}_{\varphi_n} &= R_{\varphi_{n1}} \bar{i} + R_{\varphi_{n2}} \bar{j} \end{aligned}$$

分别表示纬向风振动、经向风振动, 垂直速度 (P 坐标) 振动, 位势高度场振动, 摩擦耗散项的变化及各级时间尺度扰动间相互作用总效应在第 n 个谐振分量上的贡献。而算子在球坐标中表示为

$$\bar{L} = \frac{\bar{u}}{a \cos\varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{\bar{v}}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \bar{w} \frac{\partial}{\partial p}, \quad \bar{L}_n = \frac{\bar{u}_n}{a \cos\varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{\bar{v}_n}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \bar{w}_n \frac{\partial}{\partial p}$$

其它符号为常用。

二、基本场的不均匀性与优势频率判据

在纬度不很低的地区, 大气振动分量遵守准地转原则。这种关系在大气动力学中的应用则产生了准地转近似^[3]和地转动量近似^[4], 且已有了许多应用。这里我们在(1)式中使用地转动量近似的思路, 记

$$\frac{1}{a \cos\varphi} \frac{\partial \bar{\Phi}_n}{\partial \lambda} = (f + \frac{\bar{u}}{a} \operatorname{tg}\varphi) \bar{v}_{g_n}, \quad \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\Phi}_n}{\partial \varphi} = -(f + \frac{\bar{u}}{a} \operatorname{tg}\varphi) \bar{u}_{g_n}, \quad (2)$$

而 $\bar{u}_{g_n} \sim \bar{u}_n$, $\bar{v}_{g_n} \sim \bar{v}_n$, 于是有

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{L}(\bar{u}_n) = \bar{L}(\bar{u}_{g_n}) + \bar{L}(\bar{u} - \bar{u}_{g_n}) \approx \bar{L}(\bar{u}_{g_n}), \\ \bar{L}(\bar{v}_n) = \bar{L}(\bar{v}_{g_n}) + \bar{L}(\bar{v}_n - \bar{v}_{g_n}) \approx \bar{L}(\bar{v}_{g_n}). \end{array} \right. \quad (3)$$

将 (3) 代入 (1) 式并令

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{a \cos\varphi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \lambda} - \frac{\bar{v}}{a} \operatorname{tg}\varphi, & B &= \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} - (f + \frac{\bar{u}}{a} \operatorname{tg}\varphi), \\ D &= \frac{1}{a \cos\varphi} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \lambda} + (f + \frac{\bar{u}}{a} \operatorname{tg}\varphi), & E &= \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \varphi}, \end{aligned} \quad (4)$$

和

$$\begin{cases} \alpha_{g_n} = -fc_{g_n} - \bar{L}(a_{g_n}) + F_{\lambda_{g_n}} + R_{\lambda_{g_n}} - \alpha_n \frac{\partial \bar{u}}{\partial p}, \\ \beta_{g_n} = -fd_{g_n} - \bar{L}(b_{g_n}) + F_{\lambda_{g_n}} + R_{\lambda_{g_n}} - \beta_n \frac{\partial \bar{u}}{\partial p}, \\ \gamma_{g_n} = fa_{g_n} - \bar{L}(c_{g_n}) + F_{\varphi_{g_n}} + R_{\varphi_{g_n}} - \alpha_n \frac{\partial \bar{v}}{\partial p}, \\ \delta_{g_n} = fb_{g_n} - \bar{L}(d_{g_n}) + F_{\varphi_{g_n}} + R_{\varphi_{g_n}} - \beta_n \frac{\partial \bar{v}}{\partial p}. \end{cases} \quad (5)$$

于是有

$$M\bar{X} = \bar{Y} \quad (6)$$

这里矩阵 M 和矢量 $\bar{X}$ 和 $\bar{Y}$ 为

$$M = \begin{bmatrix} A & n\omega & B & 0 \\ -n\omega & A & 0 & B \\ D & 0 & E & n\omega \\ 0 & D & -n\omega & E \end{bmatrix} \quad (7)$$

$$\bar{X} = [a_n, b_n, c_n, d_n]^T, \quad \bar{Y} = [\alpha_{g_n}, \beta_{g_n}, \gamma_{g_n}, \delta_{g_n}]^T \quad (8)$$

方程 (6) 的解为:

$$[a_n, b_n, c_n, d_n]^T = [D_{a_n}, D_{b_n}, D_{c_n}, D_{d_n}]^T / \det(M), \quad (9)$$

其中 $\det(M)$ 为与矩阵 M 相应的代数行列式的值, 而 D_{a_n} 为矢量 $\bar{Y}$ 代替矩阵 M 中第一列所得矩阵相应的行列式的值, $D_{b_n}, D_{c_n}, D_{d_n}$ 类推:

$$\det(M) = X_n^2 + Y_n^2 \geq 0 \quad (10)$$

$$\begin{cases} D_{a_n} = [n\omega Y_n - EX_n]\alpha_{g_n} - [EY_n + n\omega X_n]\beta_{g_n} + BX_n\gamma_{g_n} + BY_n\delta_{g_n}, \\ D_{b_n} = [EY_n + n\omega X_n]\alpha_{g_n} + [n\omega Y_n - EX_n]\beta_{g_n} - BY_n\gamma_{g_n} + BX_n\delta_{g_n}, \\ D_{c_n} = DX_n\alpha_{g_n} + DY_n\beta_{g_n} + [n\omega Y_n - AX_n]\gamma_{g_n} - [AY_n - n\omega X_n]\delta_{g_n}, \\ D_{d_n} = -DY_n\alpha_{g_n} + DX_n\beta_{g_n} + [AY_n + n\omega X_n]\gamma_{g_n} + [n\omega Y_n - AX_n]\delta_{g_n}, \end{cases} \quad (11)$$

其中

$$X_n = n^2\omega^2 + BD - AE, \quad Y_n = n\omega(A + E). \quad (12)$$

当 $\det(M)=0$ 时, $X_n=0$, $Y_n=0$, 于是

$$a_n = \frac{1}{D}[Ac_n - n\omega d_n] + \frac{1}{D}\gamma_{g_n}, \quad b_n = \frac{1}{D}[n\omega c_n + Ad_n] + \frac{1}{D}\delta_{g_n}. \quad (13)$$

而 $\gamma_{g_n}, \delta_{g_n}, \alpha_{g_n}, \beta_{g_n}$ 满足下列关系式:

$$M'Y = 0,$$

$$M - M' = \begin{bmatrix} 0 & n\omega & 0 & 0 \\ -n\omega & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & n\omega \\ 0 & 0 & -n\omega & 0 \end{bmatrix} \quad (14)$$

从而 (13) 式可还原成原方程组

$$\vec{u}_n = \frac{A}{D} \vec{v}_n + \frac{n\omega}{D} \vec{k} \times \vec{v}_n + \frac{1}{D} [\vec{f} \vec{u}_{g_n} - \vec{L}(\vec{v}_{g_n}) + \vec{F}_{\varphi_n} + \vec{R}_{\varphi_n} - \vec{w}_n \frac{\partial \vec{v}}{\partial p}].$$

然而, 由于存在关系式 (13)、(14), 关于 $\vec{u}_n$ 和 $\vec{v}_n$ 的方程不再独立:

$$(\alpha_{g_n} \vec{i} + \beta_{g_n} \vec{j}) = \frac{n\omega}{D} (\delta_{g_n} \vec{i} + \gamma_{g_n} \vec{j}) + \frac{A}{D} (\gamma_{g_n} \vec{i} - \delta_{g_n} \vec{j})$$

关系式 $\det(M) = X_n^2 + Y_n^2$ 被称为优势振动频率判据。其理由我们将在下面陈述。

三、讨 论

上列我们得到了水平振动分量的表达式(9), 依据(7)–(9)式我们可作如下讨论:

1. 非均匀气候平均场对大气振荡的影响

由 (9) 式知, 当 $|D_{a_n}| + |D_{b_n}| + |D_{c_n}| + |D_{d_n}| < \infty$ 时,

$$\lim_{n \rightarrow \infty} a_n = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{D_{a_n}}{\det(M)} = 0, \quad \lim_{n \rightarrow \infty} b_n = 0, \quad \lim_{n \rightarrow \infty} c_n = 0, \quad \lim_{n \rightarrow \infty} d_n = 0 \quad (15)$$

这说明, 大气振动 (动量) 的各分量随着“模态” n 的增大而减小。当序数 n 很大时, 振动的信号“几乎消失”。这与基本假定 (即 Fourier 展开) 相容。

由 (9) 式知, 决定 a_n 及 b_n 等大小和符号的有两个因子: 一是处于分子的 D_{a_n} 等, 另一是处于分母位置的 $\det(M)$ 。气候平均场的显式水平不均匀性全部体现在行列式 $\det(M)$ 对 a_n 等的贡献之中。将 (10) 与 (12) 式合并, 有

$$\det(M) = (n^2 \omega^2 + BD - AE)^2 + n^2 \omega^2 (A + E)^2. \quad (16)$$

正如 (15) 式所示, 大气振荡主要分布在 n 为有限时所对应的频段上, 但当 n 很大时, 运动的时间尺度较小, 静力近似不再适用。所以, 当 $n \geq m_0$ (取 $m_0 \leq [f/\omega]$) 时, 扰动将不予考虑。

由 (16) 式知, 在 X_n, Y_n 组成的平面上, (16) 式表示一个圆族, 具有同一个圆心 (0,0), 这个圆族中最大圆的半径是 $n = m_0$ 所对应的, 即半径 $R_{m_0} = [\det(M)]^{1/2} = (X_{m_0}^2 + Y_{m_0}^2)^{1/2}$ 。

换一个角度来看, 由于 $BD - AE$, $A + E$ 是空间坐标的函数, 故给定空间一点 (λ, φ, p) , $\det(M)$ 成为仅仅是 $n\omega$ 的函数。以 $(n\omega)^2$ 为横坐标, $\det(M)$ 为纵坐标的平面图

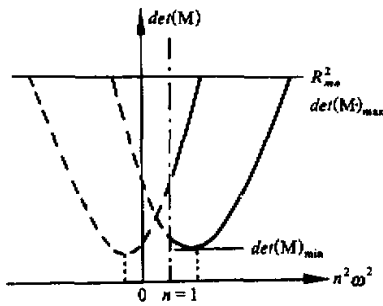


图 1 优势振动频率的选择示意

是低频振荡时是有用的。于是我们必须研究 (16) 式所表示的物理含义。

由 (4) 式知

$$A + E = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \varphi} - \frac{\bar{v}}{a} \operatorname{tg} \varphi, \quad (17)$$

上式反映了纬向基本气流的纬向不对称性和经向基本气流的经向不对称性及球面曲率效应的影响。与连续方程

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{v} \cos \varphi) + \frac{\partial \bar{w}}{\partial p} = 0 \quad (18)$$

相比较, $A+E$ 正好是球面大气中的水平散度。它表示了平面场所具有的辐合上升和辐散下沉。如果我们取基本周期 $T=365$ 天 (其它周期为 $T_n = T/n$), 则 $\det(M)$ 表示了永久性大气活动中心即定常波动对大气振荡的影响。如果基本流场有辐散辐合, $\det(M)$ 恒不为零, 即大气中时刻存在着振动, 且振动状态被 (9) 式唯一确定, 并在这样的介质中传播。

在球坐标中, 相对涡度的表达式为

$$\bar{\zeta} = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \lambda} + \frac{\bar{u}}{a} \operatorname{tg} \varphi - \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi}, \quad (19)$$

由 (4) 式知

$$D - B = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \lambda} - \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} + \frac{\bar{u}}{a} \operatorname{tg} \varphi + 2(f + \frac{\bar{u}}{a} \operatorname{tg} \varphi), \quad (20)$$

从上式可知, B 、 D 中包含了平均场的涡旋性质, 以及地球旋转效应及球面曲率效应的影响。令

$$\Omega = BD - AE, \quad (21)$$

它反映了球面旋转流体中水平形变的综合效应, Ω 中含有 $\partial \bar{u} / \partial \lambda$, $\partial \bar{u} / \partial \varphi$, $\partial \bar{v} / \partial \lambda$, $\partial \bar{v} / \partial \varphi$ 等, 且具有量纲 s^{-2} , 与涡度拟能的量纲相同。

基本场无辐散时, 由 (16) 式知, 在 $\Omega \geq 0$ 的地区, 最有利于获得较大振幅的振动

上, (16) 式描写了一条抛物线 (图 1), 而 $\det(M)$ 最大值为 R_{m0}^2 。

反之, 当给定 n 时, $\det(M)$ 的变化将完全取决于基本场随空间的变化和从变分角度来考虑的 $\bar{u}$, $\bar{v}$ 本身的变化。

由 (9) - (12) 式还可看到, 若 $\det(M) \rightarrow 0$ 时, D_{a_n} 、 D_{b_n} 、 D_{c_n} 、 D_{d_n} 都将趋向于零。但是 $\det(M)$ 趋向于零的阶数比其它要高。故, 只要 D_{a_n} 等有限非零, $\det(M)$ 越小, 振动的振幅就越大。这一点, 对于我们研究大气振动尤其

频率为 ω ($n=1$), 而在 $\Omega < 0$ 的地区, 若 $n^2 \omega^2 \neq |\Omega|$ 对每一个正整数 $n \in [1, m_0]$ 成立, 则

$$n = \text{INT}(\sqrt{|\Omega|} / \omega) \geq 1. \quad (22)$$

由 (22) 式求出的 n 对应的振动振幅在某地区应最易取得最大值。但是, 若在这样的地区使得 $|\Omega| = n^2 \omega^2$ 且 $\Omega < 0$, 则 $\det(M) = 0$, 此时 $\bar{u}_n$ 和 $\bar{v}_n$ 不独立, 方程组 (6) 没有代数解。这是一种特殊状态, 决定 $\bar{u}_n, \bar{v}_n$ 需要通过其它方程组, 或许, 这样的过程根本就不存在。

基本场有辐散辐合时, $\det(M)$ 恒不为零。由 (16) 式得到 $\det(M)$ 取得极值的必要条件是

$$n^2 \omega^2 = -(BD - AE) - \frac{1}{2}(A + E)^2 = -BD - \frac{1}{2}A^2 - \frac{1}{2}E^2. \quad (23)$$

满足 (23) 式的 n 使得 $\det(M)$ 成为极小, 从而可使序数 n 所对应的振动在这种基本场中有获得最大振幅的可能。要说明的是 $\det(M)$ 是 n 和空间变量的函数, 但其极值条件则使得 n 成为 (λ, φ, p) 函数。这有如 $\theta = \theta(z, x, y)$, z, x, y 相互独立, 但若要使 θ 随 z 的变化取得极值, 必有 $(\partial \theta / \partial z) = 0$, 可得极值条件是 $z = Z(x, y)$ 。

由 (23) 式可见, 要 n 取得实数值, 需要

$$-BD > \frac{1}{2}(A^2 + E^2) > 0, \quad (24)$$

而

$$-BD = \left[\left(f + \frac{\bar{u}}{a} \text{tg} \varphi \right) - \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} \right] \left[\left(f + \frac{\bar{u}}{a} \text{tg} \varphi \right) + \left(\frac{\bar{u}}{a} \text{tg} \varphi + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \lambda} \right) \right]. \quad (25)$$

一般而言, 不等式 (24) 是成立的。但 (24) 式不成立时, 使得 $\det(M)$ 不能取得极值, 而只能取得最小值, 且此时 $n=1$ 。 n 取得实数值时为

$$n = \text{INT} \left\{ -\frac{1}{\omega^2} \left[\Omega + \frac{1}{2}(A + E)^2 \right] \right\}^{1/2}, \quad (26)$$

这里 INT 为取整函数, $\det(M)$ 的极值取得情况见图 1。

在不考虑球面曲率效应及 f 时, (24) 式成为

$$-\frac{1}{a} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \lambda} > \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \lambda} \right)^2 + \left(\frac{1}{a} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \varphi} \right)^2 \right] > 0, \quad (27)$$

亦即, 最基本的条件 (以保证 n 最得 $n \geq 1$ 的实数) 为 $(\partial \bar{u} / \partial \varphi) > 0$ 时 $(\partial \bar{v} / \partial \lambda) < 0$, 而 $(\partial \bar{u} / \partial \varphi) < 0$ 时, $(\partial \bar{v} / \partial \lambda) > 0$ 。这正好是气候平均流场中西风急流的入、出口区。有关急流入、出口区扰动的许多行为如正压不稳定问题已有不少研究^[5]。上式说明, $\det(M)$ 在急流的入、出口地区或流场上相类似的地区易取得极值, 才存在基本场对 $n \neq 1$ 的扰动有重点选择放大的作用 (图 2)

因此, $\det(M)$ 是这样的一个量: 当它取得最小的数值时, $|\bar{u}_n|, |\bar{v}_n|$ 有取得最大值的趋势, 也就是什么样频率的振动在什么样的基本场或地理区域中最易取得优势。我们称占优势的振动相应的频率为优势频率。 $\det(M)$ 中所考虑的基本流场的因素较多: 水

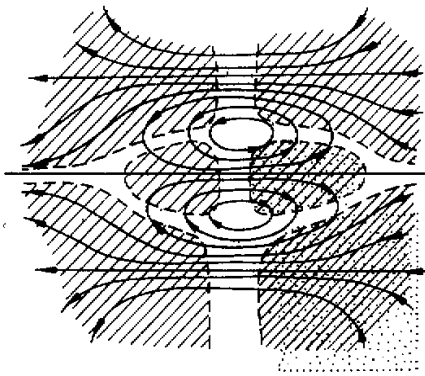


图 2 流场型式对频率选择的影响

阴影区表示 $\frac{\partial \det(M)}{\partial \lambda} < 0$

要说明的是, 这里地转风的被平流项来源于 (5) 式, 采用这样的近似为的是 $\bar{u}_n$ 和 $\bar{v}_n$ 可以显式解出, 并可利用静力方程, 连续方程和热流量方程得到一个仅仅关于高度场振动分量的复杂的变系数方程。本文主要考虑基本场的空间一阶导数的影响, 故 (9) 式中分子上的各项不详加研究。

四、诊 断 结 果

这里利用 ECMWF (欧洲中期天气预报中心) 的 1982 年逐日网格点资料, 在 $T=365$ 天时, 求年平均的 u, v 场, 依据 (23) 式计算优势频率。

需要指出, 我们在计算时, 为了突出 $(\bar{u}, \bar{v})$ 的不均匀性, 在 $\det(M)$ 中置 $f=0$, 这相当于将 $\bar{u}_n$ 及 $\bar{v}_n$ 项放入 (5) 式, 使得 α_{g_n} 等成为一组不完全决定于压力梯度力大小的量而成为一部分地转偏差。在本质上, 这种做法相当于小参数展开的一级近似过程即地转演变过程 (Rossby 数 $Ro \ll 1$)。据此, 我们得到了高、中、低各层使得 $\det(M)$ 取得极小值的频数 n 随空间的变化 (图 3)。

由图看出, 气候平均场对振动的优势选择表现在:

(1) 很强的地理区域性。 $\det(M)$ 在某些地区能够取得极值, 而在某些地区只能取得最小值, 造成这一现象的原因正如前所述 (图 2)。若将球面曲率考虑在内, 则有 $\frac{\partial}{\partial \varphi}(\bar{u} \cos \varphi) \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} \bar{v} + 2\bar{u} \sin \varphi \right) \geq 0$ 。此式表示了铅直涡度的两个分量间的关系, 还表示了相对角动量空间变化的影响。满足该式的地区只能有 $n=1$ 。由图可以看到, 在高中低各层, 尤其是高层的高空急流区及其附近存在着整片的 $n \neq 1$ 的区域, 这一现象与中高纬地区尤其是高层存在着较强的西风有关。在 $n \neq 1$ 的地区, n 的数值相差是较大的。

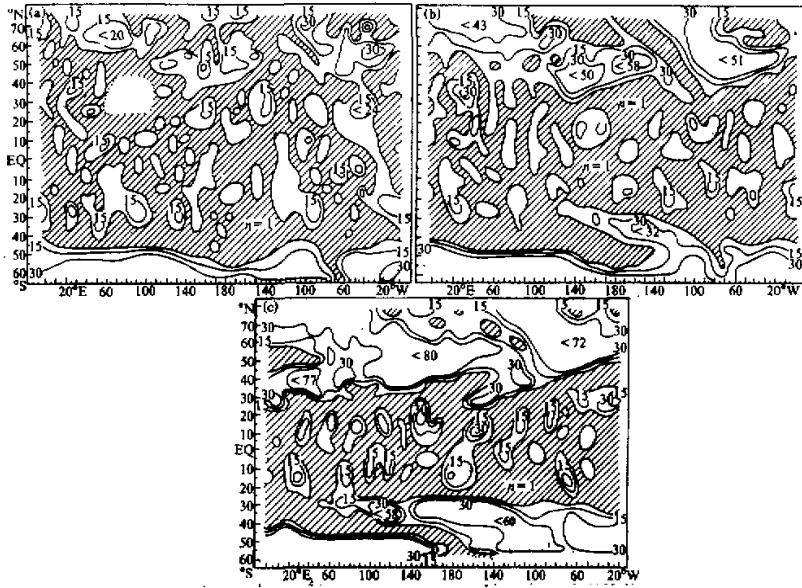
(2) 纬向带状结构。 $n > 1$ 和 $n \neq 1$ 的区域都呈清楚的带状分析。

平辐散辐合, 水平切变形变、铅直涡度因素及球面曲率效应等。这些因素简单完美地统一在水平散度 $A+E$ 和形变量 Ω 之中。

因此, $\det(M)$ 是一个诊断量, 根据上列性质, 我们称之为优势频率判据。

2. 其他场对大气风场振动的影响

由 (9) 式知: 决定水平动量振动的因子除了基本流场 $(\bar{u}, \bar{v})$ 外, 还有其它因素, 压力梯度力、动量被基本场的平流、基本场的斜压性、扰动间的相互作用及摩擦耗散等。这些含在 (5) 式之中组成地转偏差的一部分。

图3 优势频数 n 的空间分布(a) 850 hPa; (b) 500 hPa; (c) 200 hPa. 斜线区 $n=1$.

(3) 经向分布。 n 的变化在经圈方向上具有这样的趋势: 在低纬地区易于取得较小的值, 亦即使得大气振动易于在低频部分较为显著 ($n \leq 15$), 而在高纬地区, 尤其是在高层 200 hPa 上, n 的取值常常超过 36, 这更有利于时间尺度小于 10 天的天气过程取得优势。然而, 就年内振动的中长期过程而言, 平均流场总是对振动 (某个 n 之下) 取得优势起到极积的作用。

n 的分布在低层与海陆分布亦有一定的对应关系。同时, 在 850 hPa 上, 存在着三片较大的低频选择区: 5—35°S, 40—105°E 的南印度洋区, 0—35°S, 80—130°W 的南太平洋区 (秘鲁寒流区) 及 5—30°S, 40°W—10°E 的南大西洋上空。这些区域的存在与南半球大洋上的系统活动平均位置有关。

由图 3 还可看到, 在中高纬地区存在着一个 $n=1$ 的狭窄地带: 由极地日期变更线附近通过北美上空一直延伸到 30°N 度附近的大西洋上空。在南半球亦有类似情况。这一点可由 (27) 式根据环流结构进行解释。

南半球 n 的变化在总体上趋向于对称, 然而, 在北半球的低层, 情况要较南半球的复杂。这里要指出的是, n 的取值只说明基本场对大气振动影响的一个直接方面——基本场的不均匀对振动进行优势选择的作用。

五、结 论

通过以上分析, 可得下列结论:

(1) 根据谱系数展开的方程组, 我们可以在存在地转偏差的前提下导出气候平均场的非均匀性对大气振动进行优势选择的判据。这一诊断量对我们讨论基本流场或定常波动对瞬变扰动的影响是有意义的。

(2) 利用实际资料对大气振动的优势频率进行了计算。结果表明, 基本流场尤其是中高纬度地区的基本气流对大气某频率的振动有显著的选择作用。

参 考 文 献

- [1] Andrews, D. C. and M. E. McIntyre, 1976, Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048.
- [2] 伍荣生等, 1983, 动力气象学, 上海科学技术出版社, 95-97.
- [3] Hoskins, B. J., 1975, The geostrophic momentum approximation and the semi-geostrophic equations, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 233-242.
- [4] Wu, R. & Blumen, W., 1982, An analysis of Ekman boundary layer dynamics incorporating the geostrophic momentum approximation, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1774-1782.
- [5] Hoskins, B. J. and R. Pearce, 1983, *Large Scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, Academic Press.

The Influence of the Time Mean Flow on the Formation of Dominant Oscillation of Wind in the Atmosphere

Guan Zhaoyong

(Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing 210044)

Huang Shisong

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210008)

Abstract

Based on the horizontal momentum equations denoted by Fourier spectra coefficients, a relation taking account of the vortical and divergent nature of the time mean flow is obtained under certain conditions. The relation can be used to diagnose the influence of the non-uniform basic wind field on the formation of dominant oscillations of wind disturbance in the atmosphere. By using the ECMWF day to day grid data of 1982, the frequency corresponding to the dominant oscillation in the wind field is computed from the relation. Thus, the global distributions of the frequencies are given at the lower, middle and upper levels in the troposphere. It is pointed out that there do exist the phenomena that the basic wind field (time mean) could choose the oscillation with a certain frequency as the dominant oscillation in the atmosphere.

Key words: time mean wind field; oscillation of wind field; dominant oscillation.