

大气行星尺度运动的动力特性

黄荣辉

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文首先利用尺度分析方法分析了行星尺度运动的动力特性,指出第二种地转运动方程——Burger方程只能描述经向度很大的而不能描述经向度较小的行星尺度运动。

本文还利用一个包含涡旋粘性、Newton冷却的 β 平面近似准地转模式,计算了中纬度地形与热源强迫所产生的准定常行星波,并且与用Burger方程的计算结果相比较,表明了准地转模式适用于经向度不太大的行星尺度运动,而Burger方程则不能正确描述这类行星尺度运动。

一、引 言

自从Charney提出尺度分析理论以后^[1],人们广泛应用准地转模式来描述大气的大尺度运动及预报天气系统的演变。在五十年代后期,Burger利用尺度分析方法推导出描述行星尺度运动的动力方程式,即称为Burger方程式^[2],于是,在这以后,人们广泛应用Burger方程来讨论行星尺度运动的动力特性。在六十年代,Phillips把满足Burger方程的运动称第二种地转运动,与Charney提出的准地转理论相区别^[3]。与此同时,Wiin-Nielsen利用Burger方程及热力学方程组研究了行星尺度的自由波^[4],指出第二种地转运动方程组只存在于行星波,它过滤了大气长波。

但是,我们必须注意,Burger在推导描述行星尺度运动的动力方程式时所用的尺度,把运动的南北尺度取与东西方向的运动尺度相同。然而,实际大气运动,特别是对流层大气的运动,有时呈现高指数环流,有时呈现低指数环流,这说明运动的南北尺度不能一概取与东西方向的一样。当大气处于高指数环流时,对于行星波波系,其运动的東西方向尺度是行星尺度,而南北方向尺度是长波尺度。只有当大气处于低指数环流时,运动的東西方向尺度与南北方向尺度才有可能一致是行星尺度。为此,我们必须把行星尺度运动的动力特性分成两种情况来讨论,即分经向度小的行星尺度运动及经向度大的行星尺度运动的动力特性,在本文称纬向型行星尺度运动及经向型行星尺度运动的动力特性。

二、大气运动的无量纲动力方程组

假设大气是没有地形与热源作用的自由大气,并且不考虑粘性作用,则在 β 平面近似

下描述大气运动的动力方程组是:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} = f v - \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial p} = -f u - \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \sigma \omega = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (4)$$

上述方程组中 u 、 v 、 ω 分别是 x 、 y 、 p 方向的速度分量, σ 是 p 坐标的静力稳定度, f 是科氏参数, ϕ 是位势, 它可表示成:

$$\phi(x, y, p, t) = \bar{\phi}(p) + \phi'(x, y, p, t)$$

为了把上述动力方程组无量纲化, 我们必须引进如下的运动特征量: L_x 与 L_y 分别是东西方向与南北方向的运动尺度, P 是运动的垂直尺度, U 、 V 分别是东西方向与南北方向的速度特征量, ω_0 是垂直运动的特征量, T 是运动的时间特征量, f_0 是科氏参数特征量, 一般取 45°N 的科氏参数, σ_0 是静力稳定度的特征量, 一般取标准大气下地表附近静力稳定度, 大约为 $10^{-2}\text{m}^2/\text{s}^2 \cdot \text{hPa}^2$.

于是, 方程组 (1)–(4) 的自变量与因变量可以由这些特征量来变换成无量纲量

$$\begin{aligned} x &= L_x x_1, \quad y = L_y y_1, \quad p = P p_1, \quad u = U u_1, \quad v = V v_1, \\ \omega &= \omega_0 \omega_1, \quad t = T t_1, \quad \sigma = \sigma_0 \sigma_1, \quad f = f_0 f_1, \quad \phi' = \Phi \phi_1 \end{aligned} \quad (5)$$

因为行星尺度运动总是满足地转关系, 所以就有:

$$\Phi_x = f_0 V L_x, \quad \Phi_y = f_0 U L_y \quad (6)$$

Φ_x 、 Φ_y 分别表示扰动位势 ϕ' 在 x 、 y 方向的扰动特征量。

把方程 (1)、(2) 进行涡度运算, 并且代入方程 (4), 可得:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \zeta - \frac{\partial \omega}{\partial p} \zeta + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p} \\ + \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} - f \frac{\partial \omega}{\partial p} + \beta v = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

将方程 (5)、(6) 代入方程 (3), 这样就有:

$$\frac{f_0 U V}{P} \left(\frac{\partial}{\partial t_1} \frac{\partial}{\partial p_1} + u_1 \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial p_1} + v_1 \frac{\partial^2}{\partial y_1 \partial p_1} \right) \phi_1 + \sigma_0 \omega_0 \sigma_1 \omega_1 = 0 \quad (8)$$

于是, 由 (8) 式可以得到:

$$\frac{f_0 U V}{P} \sim O(\sigma_0 \omega_0) \quad (9)$$

$O(\quad)$ 表示量级, 这样就有:

$$\omega_0 \sim O(f_0 P R_i^{-1}) \quad (10)$$

其中 R_i 是 Richardson 数, 它为

$$R_i = P^2 \sigma_0 / U V \quad (11)$$

若我们把方程 (7) 中涡度 ζ 的特征量取为 ζ_0 , 即 $\zeta = \zeta_0 \zeta_1$, 而

$$\zeta_0 \sim O\left(\frac{V}{L_x} - \frac{U}{L_y}\right)$$

于是,我们定义一个无量纲特征参数 R_e , 即

$$R_e = \frac{1}{f_0} \left(\frac{V}{L_x} - \frac{U}{L_y} \right) \quad (12)$$

它相当于罗斯贝数的变形。把 (5)、(10)、(11) 及 (12) 式代入方程 (7), 并同除以 f_0 , 则可得如下无量纲方程:

$$\begin{aligned} R_0 R_e \left(\frac{\partial}{\partial t_1} + U_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + \frac{L_x}{L_y} \frac{V}{U} v_1 \frac{\partial}{\partial y_1} \right) \zeta_1 - R_i^{-1} R_e \frac{\partial \omega_1}{\partial p_1} \zeta_1 \\ + R_i^{-1} R_e \left(\omega_1 \frac{\partial \zeta_1}{\partial p_1} \right) - R_i^{-1} R_0 \frac{L_x}{L_y} \frac{\partial \omega_1}{\partial p_1} \frac{\partial u_1}{\partial p_1} \\ + R_i^{-1} R_0 \frac{V}{U} \frac{\partial \omega_1}{\partial x_1} \frac{\partial v_1}{\partial p_1} + R_i^{-1} f_1 \mathcal{D}_1 + \frac{V}{f_0 a} \beta_1 v_1 = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

式中 $\mathcal{D}_1$ 是无量纲散度, R_0 是罗斯贝数, β_1 是无量纲科氏参数随纬度的变化, a 是地球半径。散度的特征量

$$\mathcal{D}_0 \sim O\left(\frac{U}{L_x} + \frac{V}{L_y}\right)$$

由 (13) 式我们可以得到如下无量纲方程:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t_1} + u_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + \frac{L_x}{L_y} \frac{V}{U} v_1 \frac{\partial}{\partial y_1} \right) \zeta_1 - R_0^{-1} R_i^{-1} \frac{\partial \omega_1}{\partial p_1} \zeta_1 \\ + R_0^{-1} R_i^{-1} \left(\omega_1 \frac{\partial \zeta_1}{\partial p_1} \right) - R_i^{-1} R_e^{-1} \frac{L_x}{L_y} \frac{\partial \omega_1}{\partial y_1} \frac{\partial u_1}{\partial p_1} \\ + R_i^{-1} R_e^{-1} \frac{V}{U} \frac{\partial \omega_1}{\partial x_1} \frac{\partial v_1}{\partial p_1} + R_0^{-1} R_i^{-1} R_e^{-1} f_1 \mathcal{D}_1 \\ + R_0^{-1} R_e^{-1} \frac{V}{f_0 a} \beta_1 v_1 = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

三、纬向型行星尺度运动的动力特性

正如引言所述,纬向型行星尺度运动东西方向的尺度是超长波尺度,而南北运动尺度是长波尺度,因此,对这类尺度运动,我们取如下特征量: $L_x \sim 10^7$ 米, $L_y \sim 10^6$ 米, $U \sim 10^4$ 米/秒, $V \sim 10^3$ 米/秒。这样可计算得到如下无量纲特征参数值:

$$R_0 \sim O(10^{-2}) \quad R_i \sim O(10^3) \quad R_e \sim O(10^{-1}) \quad (15)$$

于是可得到涡度与散度特征量的量级:

$$\zeta_0 \sim O(10^{-5} \text{秒}^{-1}) \quad \mathcal{D}_0 \sim O(10^{-6} \text{秒}^{-1}) \quad (16)$$

因此,纬向型行星尺度运动,其涡度比散度大一量级,它具有长波的动力特性。

由 (15) 式可以计算得到方程 (14) 各项的系数值如下:

$$\begin{aligned} R_0^{-1} R_i^{-1} \sim O(10^{-1}) \quad R_i^{-1} R_e^{-1} \sim O(10^{-2}) \quad R_0^{-1} R_i^{-1} R_e^{-1} \sim O(10^0) \\ R_0^{-1} R_e^{-1} \frac{V}{f_0 a} \sim O(10^0) \end{aligned} \quad (17)$$

把 (17) 式代入方程 (14), 略去小量, 取 $O(10^0)$ 的项, 这样可得:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t_1} + u_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + v_1 \frac{\partial}{\partial y_1}\right) \zeta_1 + f_1 \mathcal{D}_1 + \beta_1 v_1 = 0 \quad (18)$$

这与准地转涡度方程一致。因此, 纬向型行星尺度运动的另一动力特性是它满足准地转涡度方程。

此外, 从方程 (8) 可以得到下式:

$$\frac{\partial}{\partial t_1} \left(\frac{\partial \phi'_1}{\partial p_1}\right) + u_1 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi'_1}{\partial p_1}\right) + v_1 \frac{\partial}{\partial y_1} \left(\frac{\partial \phi'_1}{\partial p_1}\right) + \sigma_1 \omega_1 = 0 \quad (19)$$

于是, 可以得到描述纬向型行星尺度运动的动力方程组为:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right) \zeta + fD + \beta v = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p}\right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p}\right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p}\right) + \sigma \omega = 0 \end{cases} \quad (20)$$

四、经向型行星尺度运动的动力特性

经向型行星尺度运动是指东西方向与南北方向的运动尺度都是行星尺度, 这样, 运动的特征尺度是

$$L_x \simeq L_y \sim O(10^7 \text{ 米}) \quad U \simeq V \sim 10^1 \text{ 米/秒} \quad (21)$$

由此可得这类行星尺度运动的无量纲特征参数是

$$R_0 \sim O(10^{-2}) \quad R_x \sim O(10^{-2}) \quad R_t \sim O(10^2) \quad (22)$$

于是可得到这类行星尺度运动的涡度与散度特征量的量级:

$$\zeta_0 \sim O(10^{-6} \text{ 秒}^{-1}) \quad \mathcal{D}_0 \sim O(10^{-6} \text{ 秒}^{-1}) \quad (23)$$

可见经向型行星尺度运动的散度与涡度同量级, 运动不能应用准无辐散近似。

由 (22) 式同样可以计算方程 (14) 各项的系数值为:

$$R_0^{-1} R_t^{-1} \sim O(10^0) \quad R_t^{-1} R_x^{-1} \sim O(10^0) \quad R_0^{-1} R_t^{-1} R_x^{-1} \sim O(10^2)$$

$$R_0^{-1} R_x^{-1} \frac{V}{f_0 a} \sim O(10^2) \quad (24)$$

把 (24) 式代入方程 (14), 可以看到后二项远大于方程中其它项, 略去小量, 于是方程 (14) 可变成:

$$f_1 D_1 + \beta_1 v_1 = 0 \quad (25)$$

这与 Burger 方程一致。所以, Burger 方程只适用于经向型行星波。

此外, 由方程 (8) 可以得到描述经向型行星尺度运动的热力方程是

$$\frac{\partial}{\partial t_1} \left(\frac{\partial \phi'_1}{\partial p_1}\right) + u_1 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi'_1}{\partial p_1}\right) + v_1 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi'_1}{\partial p_1}\right) + \sigma_1 \omega_1 = 0.$$

因此, 描述经向型行星尺度运动的动力方程组为:

$$\begin{cases} fD + \beta v = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p}\right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p}\right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p}\right) + \sigma \omega = 0 \end{cases} \quad (26)$$

为了简单起见,上述方程组中省掉了下标“1”。

五、两种模式方程对地形与热源强迫的定常解

为了证实上述在理论上所得的结果,我们利用上述纬向型行星尺度运动所满足的准地转模式计算了中纬度地形与热源强迫所产生的准定常行星波的振幅与位相的分布,也就是利用数值方法求出准地转模式方程对地形与热源强迫的定常解,并且与由第二类地转运动方程所得的结果作比较。

1. 模式方程

实际大气是有粘性的,由于粘性作用,在涡度方程及热量方程中都要引入扩散项,并且,由于辐射,在热量方程中还要引入 Newton 冷却。这样,我们就可以讨论模式方程对地形及热源强迫的定常解。所用的模式方程是定常准地转模式,即

$$\mathbf{V}_{n-\frac{1}{2}} \cdot \nabla (\zeta + f)_{n-\frac{1}{2}} = f_0 \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} \right)_{n-\frac{1}{2}} + \left[K_m \cdot \nabla^2 \left(\frac{1}{f_0} \nabla^2 \phi \right) \right]_{n-\frac{1}{2}} \quad (27)$$

$$\mathbf{V}_n \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_n + \sigma_n \omega_n = - \left(\frac{RH}{c_p p} \right)_n - (\alpha_R)_n \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_n + \left[K_T \cdot \nabla^2 \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \right]_n \quad (28)$$

$$\mathbf{V}_{n+\frac{1}{2}} \cdot \nabla (\zeta + f)_{n+\frac{1}{2}} = f_0 \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} \right)_{n+\frac{1}{2}} + \left[K_m \cdot \nabla^2 \left(\frac{1}{f_0} \nabla^2 \phi \right) \right]_{n+\frac{1}{2}} \quad (29)$$

$$n = 1, 2, \dots, N$$

式中 K_m 是水平涡旋粘性系数, K_T 是水平涡旋热力扩散系数, R 是气体常数, H 是单位时间单位质量的加热率, α_R 是 Newton 冷却系数, f_0 是 45°N 的科氏参数。

对模式的上边界条件,我们假设模式顶的垂直速度等于 0, 即

$$\omega = 0 \quad \text{在 } p = p_t \text{ (或 } z = z_t) \quad (30)$$

p_t 是模式顶的压力。对下边界条件,假设地表面垂直速度是由于气流爬越压力为 p_s 的地形所产生的垂直速度及由于 Ekman 粘性所产生的 Ekman 抽吸所引起,即在 $p = p_s$ 的垂直速度是

$$\omega_s = \mathbf{V}_s \cdot \nabla p_s - \frac{p_s \cdot F}{2f_0} \cdot \zeta_s \quad \text{在 } p = p_s \quad (31)$$

$\mathbf{V}_s$ 是在 $p = p_s$ 的水平风速矢量,因为本模式在纬向利用谱展开方法,因此,对于每一波数的地形振幅是不太高的,为了简单起见,我们采用 $p_s = 1000 \text{ hPa}$, F 是摩擦系数,并取为常数 $4 \times 10^{-6} \text{ 秒}^{-1}$, ζ_s 是地表面附近的涡度。

应用上、下边界条件就可以消去 $\omega_n (n = 1, 2, \dots, N+1)$, 并且把模式方程 (27) — (29) 线性化,这样,可以得到相应于模式方程 (27) — (29) 的线性化差分方程。我们还假设扰动在经向具有 $\cos(\mu y)$ 的简单结构,即

$$\phi_n(\lambda, y) = \hat{\phi}_n(\lambda) \cos(\mu y) \quad (32)$$

这里 $y = 0$ 定义在 45°N , $\mu = 2\pi/l_y$ 是经向波数, l_y 是经向波长。扰动在纬圈方向用富氏级数来表示

$$\hat{\phi}_n(\lambda) = \sum_{k=1}^K [(A_n)_k \cos(k\lambda) + (B_n)_k \sin(k\lambda)] \quad (33)$$

上式 $\lambda = x/(a \cos \varphi_0)$ 是经度, a 是地球半径, φ_0 是 45°N , n 与 k 分别表示垂直层次与纬向波数.

我们取垂直分层如下:

z : 0—12 公里;	$\Delta z = 1.5$ 公里
12—30 公里	$\Delta z = 2.0$ 公里
30—60 公里	$\Delta z = 3.0$ 公里
60—92 公里	$\Delta z = 4.0$ 公里

模式顶定义在 $z_T = 92$ 公里, 即 $P_T = 1.140 \times 10^{-3} \text{hPa}$, 把大气从地球表面到 92 公里分成 34 层.

2. 参数

a) 静力稳定度 σ_n : 静力稳定度 σ_n 是从美国标准大气 1 月份 45°N 的平均温度与密度并利用下式计算而得到,

$$\sigma = -\alpha \left(\frac{\partial \ln \theta}{\partial p} \right)_n \quad n = 1, 2, \dots, N$$

b) 冬季 45°N 的纬向平均风从 Murgratroyd 的计算结果得到^[5].

c) 涡旋粘性系数 K_m : 在 30 公里以下取 K_m 值为 1.0×10^6 米²/秒, 这个值与 Wiin-Nielson 从观测资料所估计的对流层涡旋粘性系数相同^[6]. 在 40 公里以上, K_m 取比较大的值, 以便消去上边界条件所引起的波的反射. 我们还假设涡旋热力扩散系数等于水平涡旋粘性系数, 即

$$(K_T)_n = (K_m)_n \quad (34)$$

d) Newton 冷却系数 α_R : 假定 0—75 公里高度, α_R 值应用 Dickinson 的计算值, 75 公里以上设为常数^[7].

3. 强迫源

a) 地形: 我们假设地形在经向具有如下简单的经向结构, 即

$$p_s(\lambda, y) = \hat{p}_s(\lambda) \cos(\mu y) \quad (35)$$

$\hat{p}_s(\lambda)$ 是位于 45°N 的地形, 它在纬向的分布如下,

$$\hat{p}_s(\lambda) = \sum_{k=1}^K [W_k \cos(k\lambda) + G_k \sin(k\lambda)] \quad (36)$$

其中 $\lambda = \frac{x}{a \cos \varphi_0}$, 在 $\hat{p}_s(\lambda)$ 展开式中所出现的系数是由 30° — 60°N 北半球实际地形平均

均值(以此作为 45°N 的地形)的展开系数.

b) 热源: 我们假设热源的垂直分布如下

$$H_n(\lambda, \varphi, p) = H_0(\lambda, \varphi) \exp \left[- \left(\frac{p_n - \bar{p}}{b} \right)^2 \right] \quad n = 1, 2, 3, \dots, N \quad (37)$$

上式中 $\bar{p} = 500 \text{ hPa}$, $b = 300 \text{ hPa}$, 这相当于非绝热加热的垂直分布的最大值位于 500 hPa 面, 而在 500 hPa 上下成指数衰减, 这是与一般实测分布一致的. 我们还假设在 500 hPa 热源的南北分布是

$$H_0(\lambda, y) = \hat{H}_0(\lambda) \cos(\mu y) \quad (38)$$

$\hat{H}_0(\lambda)$ 是位于 45°N 的热源,它在纬向分布如下,

$$\hat{H}_0(\lambda) = \sum_{k=1}^K [Q_k \cos(k\lambda) + T_k \sin(k\lambda)] \quad (39)$$

我们把 Ashe 所计算的实际热源分布取 $30^\circ-60^\circ\text{N}$ 的热源平均值来作为 45°N 的实际热源值^[9],并且把它进行富氏展开,求得 Q_k 与 T_k 值。

这样,把上面从实际地形与热源求得的 W_k 、 G_k 、 Q_k 、 T_k 代入模式方程 (27)–(29) 就可以得到中纬度地形与热源强迫所产生的定常行星波的振幅与位相的分布。

4. 计算结果

我们利用模式方程 (27)–(29), 及从实际地形与热源所求得强迫项系数, 并且假设波的经向波长是 $L_y = 60^\circ$ (相当于大气长波), 这样就可以求得北半球中纬度地形与热源强迫所产生的定常行星波。图 1 分别表示纬向波数 1(A) 与纬向波数 2(B) 的振幅与位相的分布, 为了便于与实际比较, 我们只给出波在对流层的分布。

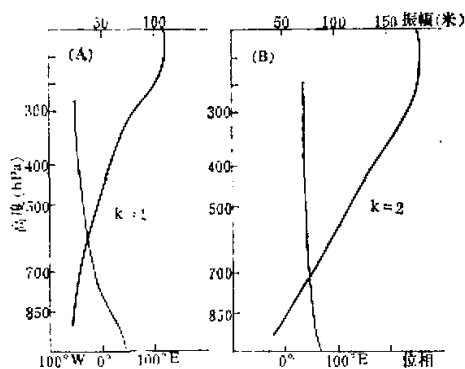


图 1

北半球冬季中纬度地形与热源强迫所产生的纬向波数 1(A) 与纬向波数 2(B) 的振幅(粗实线)与位相(细实线)的分布

为了与模式的计算结果作比较, 我们利用 1971—1977 年实际资料计算了冬季 45°N 纬向波数 1 与 2 定常行星波的振幅与位相的分布, 其计算结果在图 2 中给出。从图 1 与图 2 可以看到, 在对流层, 我们由准地转模式所计算出来的中纬度地形与热源强迫所产生的定常行星波的振幅和位相与实际比较一致。

田中博利用同样的参数与强迫, 但应用 Burger 方程模式计算了位于中纬度地形与热源强迫所产生的定常行星波的振幅与位相的垂直分布^[9]。为了与本模式的计算结果相比较, 我们把他的计算结果(波数 1 的振幅与位相)在图 3 中表示出来。图中的实线是 Van Loon 等人由 1964—1970 年实际观测资料计算所得到 45°N 定常行星波的振幅与位相的平均值^[10]。把田中博的结果与实测结果相比, 则可发现由方程模式计算出来的定常行星波的振幅与位相显然与实际相差太远。这可能是由于对流层的行星波经向波长不太大, 而 Burger 方程模式不能描述它的缘故。

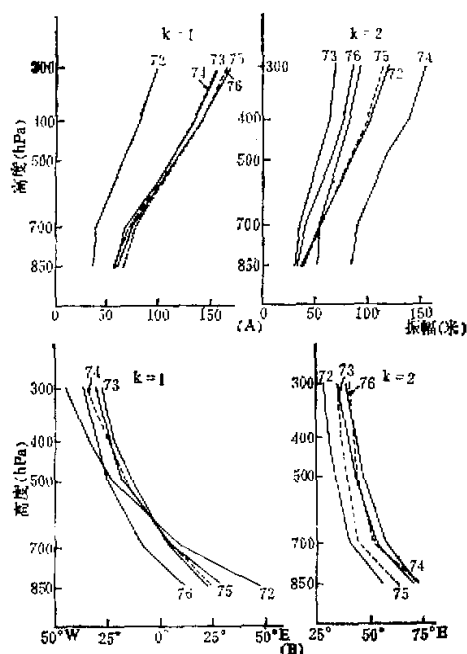


图2 由实际资料计算得到的北半球冬季 45°N 纬向波数 1 与 2 定常行星波的振幅(A)与位相(B)的分布

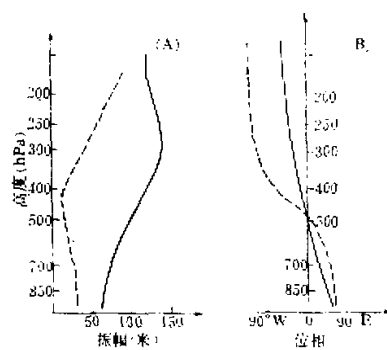


图3 由 Burger 方程模式计算得到的纬向波数 1 定常行星波的振幅(A)与位相(B)的分布(虚线)。图中实线是 Van Loon 所计算定常行星波的实际分布

从上面分析结果可以得到结论: 对于中纬度对流层行星波, 必须利用准地转模式而不能用 Burger 方程模式来描述。

六、结论与讨论

本文首先利用尺度分析方法分析了大气中行星尺度的动力特性, 指出了第二种地转运动方程, 即 Burger 方程, 只能描述经向度很大的行星尺度运动, 而不能描述经向度较小的行星尺度运动。

本文还利用一个包含涡旋粘性、Newton 冷却的 β 平面近似准地转模式计算了中纬度地形与热源强迫所产生的准定常行星波, 并且与 Burger 方程模式的计算结果相比较, 表明了准地转模式适用于一般中纬度对流层的行星尺度运动, 而 Burger 方程模式则不能正确描述这类行星尺度运动。

因为 Burger 方程模式只能描述经向度大的行星尺度运动, 但一般经向度大的行星尺度运动不能再用 β 平面近似模式来描述它, 而必须应用球坐标模式才能正确描述。这是因为在这种情况下, 科氏参数随纬度的变化、基本气流的经向切变都必须予以考虑。

参 考 文 献

- [1] Charney, J. G., 1947, The Dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Met.*, 4, p. 135—142.
- [2] Burger, A. P., 1958, Scale consideration of planetary motions of the atmosphere, *Tellus*, 10, p. 195—205.
- [3] Phillips, N. A., 1963, Geostrophic motion, *Rev. Geophysics*, 1, p. 127—176.
- [4] Wiin-Nielsen, A., 1961, A preliminary study of the dynamics of transient planetary waves in the atmosphere, *Tellus*, 13, p. 320—333.
- [5] Murgatroyd, R. J., 1969, The structure and dynamics of the stratosphere. The Global Circulation of the Atmosphere, p. 155—195.
- [6] Wiin-Nielsen, A., and J. Sela, 1971, On the transport of quasigeostrophic potential vorticity, *Mon. Wea. Rev.*, 99, p. 447—459.
- [7] Dickinson, R. E., 1973, Method of parameterization for infrared cooling between altitudes of 30 to 70 Kilometers, *J. Geophys. Res.*, 78, p. 4451—4457.
- [8] Ashe, S., 1979, A nonlinear model of the time-average axially asymmetric flow induced by topography and diabatic heating, *J. Atmos. Sci.*, 36, p. 109—126.
- [9] 田中博, 1983, 第2種地衡風運動の定常解に関する力学的研究, *天気*, 30, p. 439—443.
- [10] Van Loon, H., R. L. Jenne and K. Labitzke, 1973, Zonal harmonic standing waves. *J. Geophys. Res.* 78, p. 4463—4471.

THE DYNAMICAL CHARACTERISTICS OF PLANETARY-SCALE MOTION IN THE ATMOSPHERE

Huang Ronghui

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

First, the dynamical characteristics of planetary-scale motion are analysed by means of the scale-analysis method in this paper. It is pointed out that the second kind of geostrophic motion equation, i.e., Burger equation, can only describe the planetary-scale motion whose meridional wavelength is very large, but it cannot describe the planetary-scale motion whose meridional wavelength is smaller.

The midlatitude quasi-stationary planetary waves forced by topography and heat sources are computed by means of a β -plane approximation, quasigeostrophic model in which eddy viscosity and Newtonian cooling are included. Moreover, by comparing between the results computed by this model and Burger equation model, it is shown that the quasi-geostrophic model is suitable for the planetary-scale motion whose meridional wavelength is not large, while Burger equation can not correctly describe this kind of planetary-scale motion.