

地形强迫超长波在大气中传播的时间特性*

林 本 达

(北京大学地球物理系)

提 要

本文用中纬度 β 平面准地转模式模拟地形强迫的超长波在大气中传播的时间特性。结果表明,超长波的垂直传播能力随着波长的增大而增强。在冬季的基本气流条件下,纬向波数 1 至 3 的超长波都能上传到平流层,而波数 4 以上的波只在对流层中才显著。结果还表明,地形强迫的超长波在形成一定时间后,将围绕某固定经度作东西向摆动,这种水平移动的准静止性是地形的动力控制作用的结果。这些结果与观测及其它理论研究的结果都较为一致。

一、引 言

准静止超长波的成因及其在大气中传播的特性是大气动力学的一个重要研究课题。这种研究对于理解平流层及中层大气的大尺度环流的特点及其异常变化以及平流层与对流层的动力相互联系等都有着重要的意义。Charney 和 Drazin^[1](1961)最早从理论上研究了行星波在大气中垂直传播的条件。朱抱真^[2](1964)用准地转一参数模式讨论了地形和冷热源对超长波的控制作用。Dickinson^[3](1968)指出了极地和赤道的弱西风区是行星波上传的两支波导。Matsuno^[4](1970)指出了“折射率平方”的分布与行星波垂直传播的密切关系。之后,Schoeberl 和 Geller^[5](1977),Tung^[6](1979)等分别用不同的模式研究了定常波垂直传播以及有关的问题。黄荣辉和 Gambo^[7,8](1981—82)用球坐标多层准地转模式讨论了大气对地形及定常热源强迫的响应。黄荣辉^[9](1984)还讨论了波的传播与波作用通量的关系。林本达^[10,11](1982,1983)用高垂直分辨率的球坐标原始方程模式讨论了纬向基本气流的结构对定常行星波传播的影响,并讨论了地形和非绝热加热对冬夏两季定常行星环流所起的不同作用。这些研究使我们对行星波在大气中传播的特性有了较深入的了解。

但是,上述研究主要讨论的是季节平均的行星波的定常特性。关于行星波的非定常特性,虽然已有一些关于平流层的摆动(Vacillation)和许多关于爆发性增暖过程的研究,但是关于地形和冷热源强迫的行星波在大气中传播的非定常过程的数值模拟工作还较少。本文的目的就是用一个较简单的数值模式来模拟地形强迫的超长波在大气中垂直

* 本文于 1984 年 9 月 10 日收到, 1985 年 3 月 22 日收到修改稿。

和水平传播的时间特性。

二、理论模式

为了便于研究行星波传播的时间过程,我们采用中纬度 β 平面准地转模式,取 $z = -H \ln(p/p_0)$ 作为垂直坐标,假定基本状态为 $\bar{u} = \bar{u}(y, z), \bar{v} = \bar{w} = 0$, 则在该模式下线性化的扰动涡度方程和热力学方程形式为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \nabla^2 \psi' + \left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}\right) \frac{\partial \psi'}{\partial x} = \frac{f_0}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho w') \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial \psi'}{\partial z} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial \psi'}{\partial x} + \frac{N^2}{f_0} w' = -\alpha \frac{\partial \psi'}{\partial z} + \frac{R}{f_0 c_p H} Q' \quad (2)$$

其中 $N^2 = \frac{R}{H} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{R \bar{T}}{c_p H}\right)$ 是Brunt-Vasalla频率的平方, α 为牛顿冷却系数, Q' 为扰动非绝热加热率。由(1)和(2)消去 w' ,可得如下的扰动位涡度方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) q' + \beta e \frac{\partial \psi'}{\partial x} + \frac{f_0}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\alpha \rho}{N^2} \frac{\partial \psi'}{\partial z}\right) = \frac{f_0 R}{\rho c_p N^2 H} \frac{\partial}{\partial z} (\rho Q') \quad (3)$$

其中 q' 是扰动位涡度, βe 是基本状态位涡度的经向梯度,分别有

$$q' \equiv \nabla^2 \psi' + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \rho \frac{\partial \psi'}{\partial z}\right) \quad (4)$$

$$\beta e \equiv \beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right) \quad (5)$$

作为上边界条件,取扰动在模式的上界 z_T 处消失,即取

$$z = z_T: \quad \psi' = 0 \quad (6)$$

在下边界,考虑地形的强迫效应。将纬向基本气流爬坡而强迫的扰动垂直速度代入热力学方程(2),得下边界条件为

$$z = 0: \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + \alpha + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial \psi'}{\partial z} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial \psi'}{\partial x} - \frac{N^2}{g} \frac{\partial \psi'}{\partial t} = -\frac{N^2}{f_0} \bar{u} \frac{\partial \eta'}{\partial x} + \frac{R}{f_0 c_p H} Q' \quad (7)$$

其中 η' 为地形扰动。

假定扰动为单一的纬向谐波,且 ψ', \bar{u}, Q' 和 η' 的经向变化用富氏正弦级数的最低阶项表示,即令

$$\begin{cases} \psi' = \text{Re}[\Psi(z, t) \exp(ikx)] \exp(z/2H) \sin ly \\ \bar{u} = U(z) \sin ly \\ Q' = \text{Re}[Q(z) \exp(ikx)] \exp(z/2H) \sin ly \\ \eta' = \text{Re}[\eta \exp(ikx)] \sin ly \end{cases} \quad (8)$$

将(8)代入(3)-(7),且将所有二次项中包含的 $\sin^2 ly$ 在南北各半个波长的纬度范围展成最低阶的正弦级数,即取

$$\sin^2 ly \approx e \sin ly$$

其中 $e = 8/3\pi$ (见[13])。可以得到如下关于扰动复振幅 Ψ 的方程和边界条件,

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{N^2(k^2 + l^2)}{f_0^2} - \frac{1}{4H^2}\right] \frac{\partial \Psi}{\partial t} + (ik\epsilon U + \alpha) \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{\partial \alpha}{\partial z} \frac{\partial \Psi}{\partial z} +$$

$$+\left\{ik\frac{N^2}{f_0^2}[\tilde{\beta}e^{-(k^2+l^2)\varepsilon U}] - \frac{(ik\varepsilon U + \alpha)}{4H^2} + \frac{1}{2H}\frac{\partial\alpha}{\partial z}\right\}\Psi = \frac{R}{c_p f_0 H} \left(\frac{\partial Q}{\partial z} - \frac{Q}{2H} \right) \quad (9)$$

$$z = z_T: \Psi = 0 \quad (10)$$

$$z = 0: \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2H} - \frac{N^2}{g} \right) \frac{\partial \Psi}{\partial t} + (\alpha + ik\varepsilon U) \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \left[\frac{\alpha}{2H} - ik\varepsilon \left(\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{U}{2H} \right) \right] \Psi = - \frac{N^2}{f_0} ik\varepsilon U \eta + \frac{R}{f_0 c_p H} Q \quad (11)$$

方程(9)是个非定常的偏微分方程,为了求解,还需规定初始条件。我们假定初始时刻不存在扰动,则对 Ψ 的初始条件为

$$t = 0: \Psi = 0 \quad (12)$$

三、模式方程的时间差分形式

为了作数值积分,需要先把方程和边界条件写成时间差分形式。令 $t = n\Delta t$,其中 Δt 为时间步长, $n = 1, 2, 3, \dots$ 。定义如下的时间平均和时间差分运算:

$$\Psi^{n+1/2} = \frac{\Psi^{n+1} + \Psi^n}{2} = \hat{\Psi} \quad (13)$$

$$\left(\frac{\partial \Psi}{\partial t} \right)^{n+1/2} = \frac{\Psi^{n+1} - \Psi^n}{\Delta t} = \frac{2}{\Delta t} (\hat{\Psi} - \Psi^n) \quad (14)$$

其中 Ψ^n 是前一时刻求得的 Ψ 值,为已知量。利用(13)和(14),把方程(9)和边界条件(10)及(11)写在 $n+1/2$ 时刻,可得到如下对 $\hat{\Psi}$ 的方程和边界条件:

$$\frac{\partial^2 \hat{\Psi}}{\partial z^2} + A \frac{\partial \hat{\Psi}}{\partial z} - B \hat{\Psi} = C \quad (15)$$

$$z = z_T: \hat{\Psi} = 0 \quad (16)$$

$$z = 0: \frac{\partial \hat{\Psi}}{\partial z} + P \hat{\Psi} = R \quad (17)$$

其中

$$\left\{ \begin{aligned} A &= \frac{\Delta t}{2\gamma} \frac{\partial \alpha}{\partial z} \\ B &= \frac{1}{4H^2} + \frac{N^2}{\gamma f_0^2} \left\{ (k^2 + l^2) - \frac{ik\Delta t}{2} [\tilde{\beta}e^{-\varepsilon(k^2+l^2)U}] \right\} - \frac{A}{2H\gamma} \\ C &= \frac{1}{\gamma} \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{N^2}{f_0^2} (k^2 + l^2) - \frac{1}{4H^2} \right] \Psi^n \\ P &= \left[\frac{1}{2H} - \frac{N^2}{g\gamma} - \frac{ik\varepsilon\Delta t}{2\gamma} \frac{\partial U}{\partial z} \right]_{z=0} \\ R &= \left[-\frac{N^2 ik\varepsilon U \Delta t}{2f_0\gamma} \eta + \frac{R}{2c_p f_0 H \gamma} Q + \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2H} - \frac{N^2}{g} \right) \Psi^n \right]_{z=0} \\ \gamma &= 1 + (ik\varepsilon U + \alpha) \frac{\Delta t}{2} \end{aligned} \right. \quad (18)$$

为了由(15)–(17)求出 $\hat{\psi}$ 的数值解,可先把该方程和边界条件化成空间差分形式,然后运用常规的三对角线算法求解。关于这种算法可参看 Lindzen 和 Kuo^[12](1969)。求解时,取模式上界 z_T 为80公里,垂直方向的空间步长 Δz 为2公里。

由(15)–(17)解出 $\hat{\psi}$ 后,再利用(14)的变形,即

$$\Psi^{n+1} = 2\hat{\psi} - \Psi^n \quad (19)$$

则可逐次求出下一时刻的 Ψ 值,即 Ψ^{n+1} 。

四、基本状态, 参数及强迫源

为了求解,模式方程和边界条件中包含的一些基本状态量,参数及强迫源需要给定。

45°N 纬向平均风速的垂直廓线 $U(z)$ 取冬季的观测值(见 Tung^[6]1979),如图1所示。其特点是,在60公里高度有一支强的西风急流,它属于极夜急流的南侧。在对流层顶附近也有一个西风的次极大值,这对应于副热带急流的北侧。

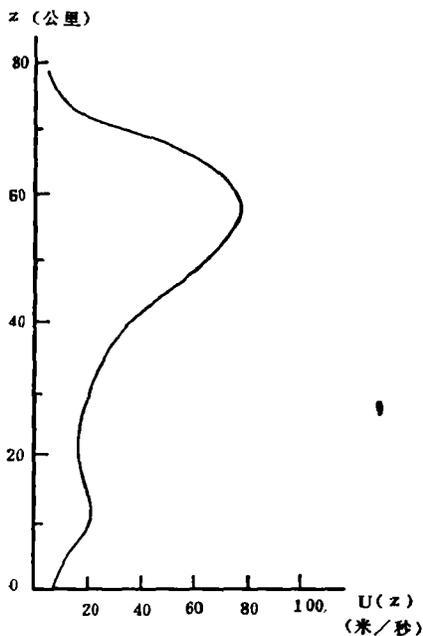


图1 45°N 纬向平均风的垂直廓线 $U(z)$

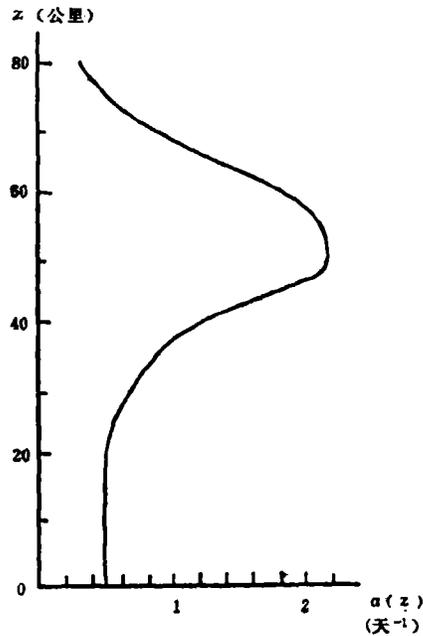


图2 牛顿冷却系数的垂直分布 $\alpha(z)$

为了简单起见,取静力稳定度参数 N^2 为常数,其值为 $4 \times 10^{-4} \text{秒}^{-2}$ 。牛顿冷却系数的垂直分布 $\alpha(z)$ 取自 Holton 和 Wehrbein^[14](1980),其中在对流层取 $\alpha = 0.6 \times 10^{-6} \text{秒}^{-1}$ 的常数,如图2所示。其特点是,在平流层上层约50公里的高度, α 有一极大值,而在更高和较低的层次, α 值大大减小。

地形和非绝热效应都能强迫出超长波。本文的目的不是研究这些强迫源所产生的超长波的真实空间结构,而着重考察位于下边界的强迫源所激发的超长波在大气中传播的时间特性。因此,作为强迫源,我们只考虑地形的效应。对非绝热效应,除了考虑以牛顿

冷却方式出现的热力阻尼效应外, 不考虑大尺度冷热源的作用。

地形扰动的复振幅 η 可表示成

$$\eta = \tilde{\eta} \exp(i\delta_\eta)$$

其中 $\tilde{\eta}$ 为实振幅, δ_η 为初位相。由于不考察真实的位相配置, 我们将各个波数地形扰动的初位相都取在 0° 经度, 而沿 45° N 地形扰动实振幅 $\tilde{\eta}$ 的谱分布则由观测值通过调和分解求得, 如表 1 所示。可以看到, 波数 2 具有最大的振幅。

表 1 地形扰动振幅的谱分布

波 数 S	地形扰动振幅 $\tilde{\eta}$ (米)
1	127.5
2	192.8
3	122.7
4	139.7

五、地形强迫超长波的时间特性

我们分别计算了纬向波数 1 到 4 的地形扰动在大气中产生的行星波响应。初始时刻大气中各高度的扰动位势高度的振幅和初位相均取为 0。时间积分的步长 Δt 取 1 小时, 积分进行了 60 天。计算得到的波数 1—4 地形强迫超长波的位势高度的复振幅实部及位相的时间-高度分布如图 3—6 所示。下面我们来分别考察这些超长波的时间特性。

先考察波数 1 的超长波。由图 3 a 可以看到, 初始时刻, 各个高度的扰动振幅均为 0。加上地形强迫后, 地面最先出现扰动并逐渐上传。大约到第 5 天, 在对流层中层(约 5 公里处)激发出一个扰动极值, 之后波继续上传, 7 天后在平流层中层(26 公里附近)出现另一个扰动极值。之后, 这两个高度上扰动极值的强度随时间呈振荡式变化。到第 15 天, 超长波上传到平流层上层, 并于第 48 天在 52 公里高度也建立起另一个强的扰动极值。这种由对流层到平流层上层, 大气响应的扰动极值出现时间的落后现象是下边界地形强迫的超长波垂直上传的表现。结果表明, 在冬季, 波数 1 超长波可以上传到平流层上层及中间层。

再看波数 1 的位相随时间和高度的变化(图 3 b)。容易由等位相线的移动和变化看出波的传播情况。由图看到, 初始时刻等位相线呈铅直走向, 表明各个高度均未受扰动。当加上地形强迫后, 等位相线最先从低层开始出现向水平方向的弯曲, 表明低层先受到扰动的影响。到第 5 天, 地面先出现水平走向的等位相线, 随着时间的增长, 这种向水平方向弯曲的等位相线逐渐由低层向高层传播, 到大约第 25 天已上传到平流层上层。还可看到, 在波上传影响到某个高度的前若干天, 这个高度以下各层位相变化的主要特征是, 随着时间的增长, 位相值迅速增大, 表明超长波明显地向西移动。但是经过一定时间, 当地形的影响在该高度充分起作用后, 该高度的等位相线呈准水平走向, 亦即随着时间的增长, 位相值不再明显增大, 而是围绕某个固定值呈现微小的振动。这表明, 经过一定时间, 地形强迫的超长波随时间在水平方向将围绕某固定的经度作缓慢的东西向摆动, 呈现准静止的特性。但是, 位相值随高度仍增长, 因而波仍继续上传。大约到第 25 天, 即波上传到平流层上层以后, 在平流层顶以上的高度不再出现等位相线, 表明在这些高度, 扰动位相的时间和垂直变化都很小, 亦即表明超长波不再继续向更高层传播, 而这些高度以下层次的超长波由于受地形的控制, 都呈现准静止状态。由在 56 公里高度附近的相邻位相极值出现的时间间

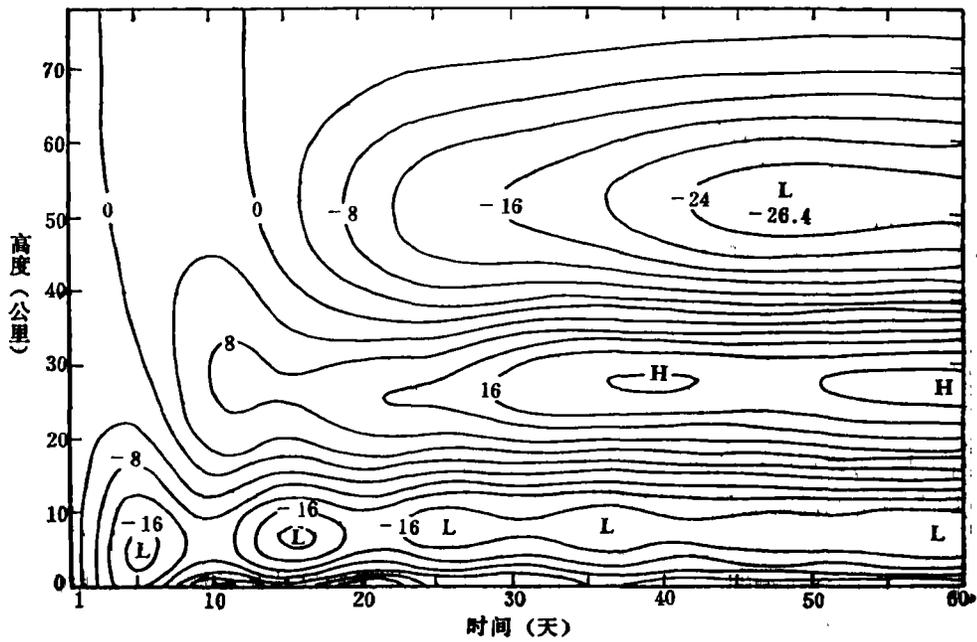


图 3 a 波数 1 实部复振幅的时间变化(单位: 米)

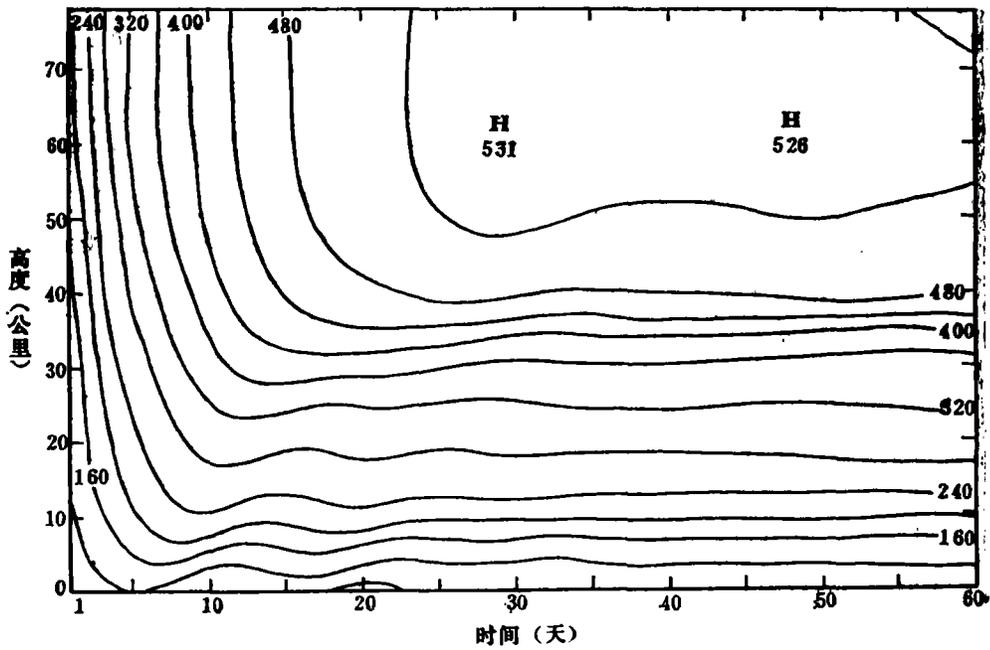


图 3 b 波数 1 位相的时间变化

隔可以估计,波数 1 超长波绕某固定经度作纬向摆动的周期约为 20 天。

波数 2 和 3 超长波的垂直传播和水平移动的特征(见图 4 和图 5)与波数 1 类似。它们也能上传到平流层,但是上传的最高高度降低,分别为 42 和 38 公里。一定时间之后这

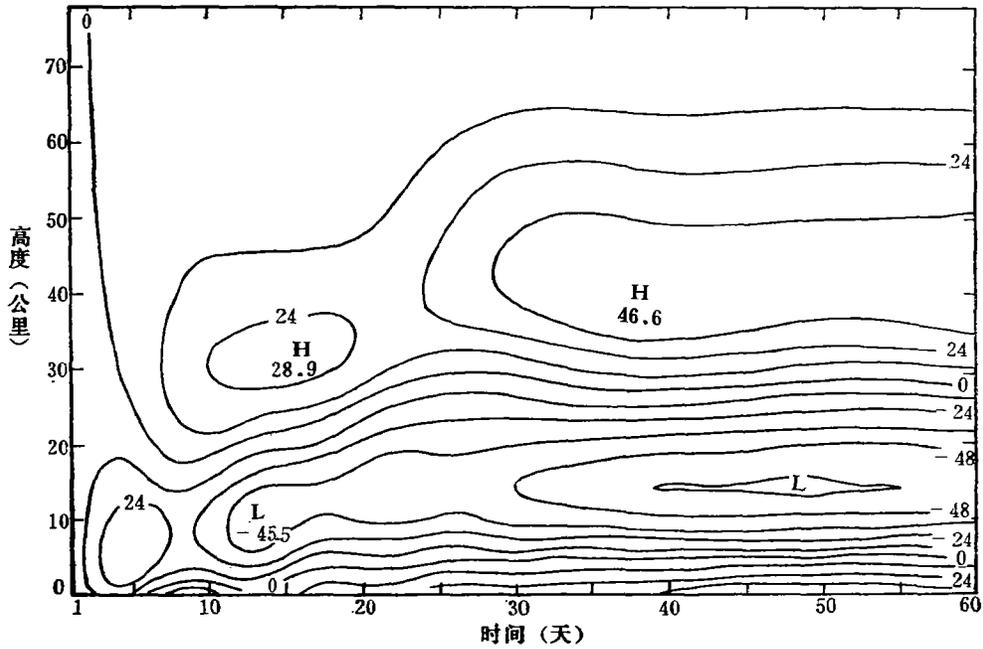


图 4a 波数 2 实部复振幅的时间变化(单位: 米)

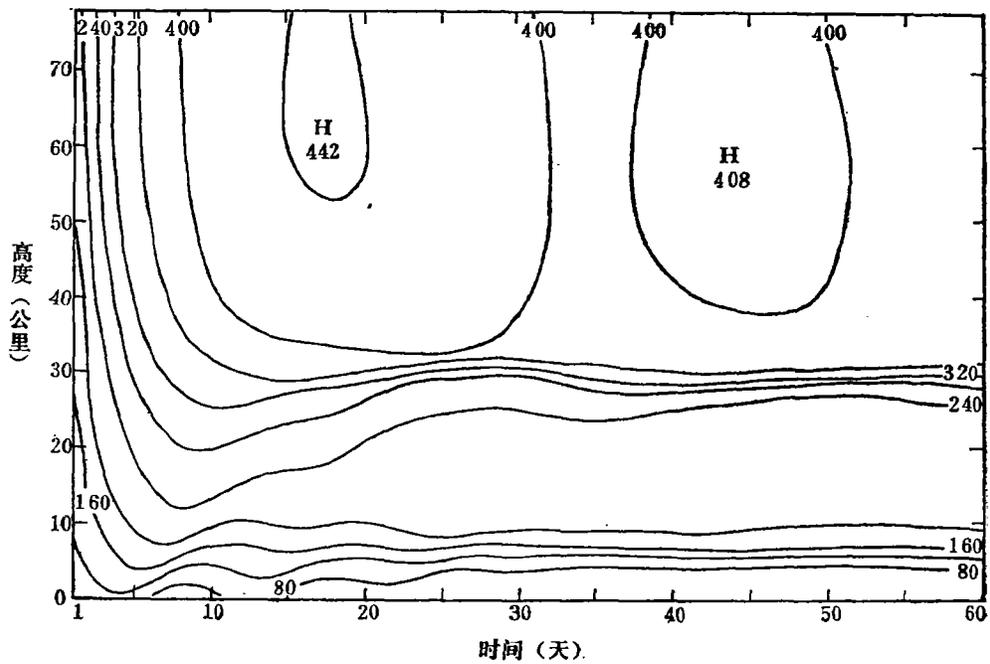


图 4b 波数 2 位相的时间变化

些超长波的水平移动也呈现准静止性，它们绕某固定经度作纬向摆动的周期分别为 20 和 14 天左右。然而它们的位相值随时间振动的幅度比波数 1 大，亦即准静止性比波数 1 减弱。

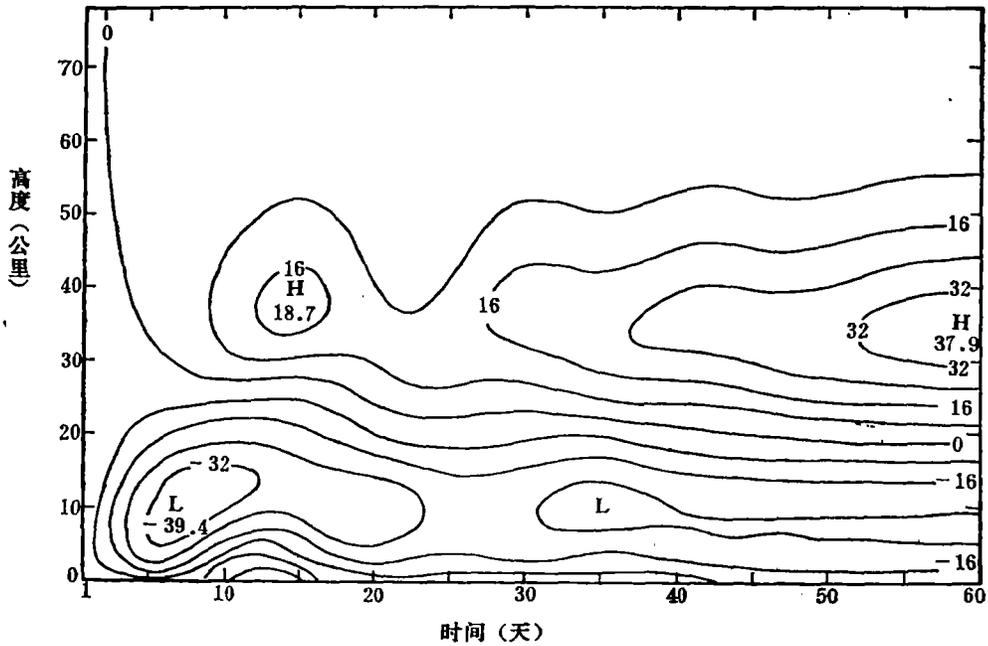


图 5a 波数 3 实部复振幅的时间变化(单位: 米)

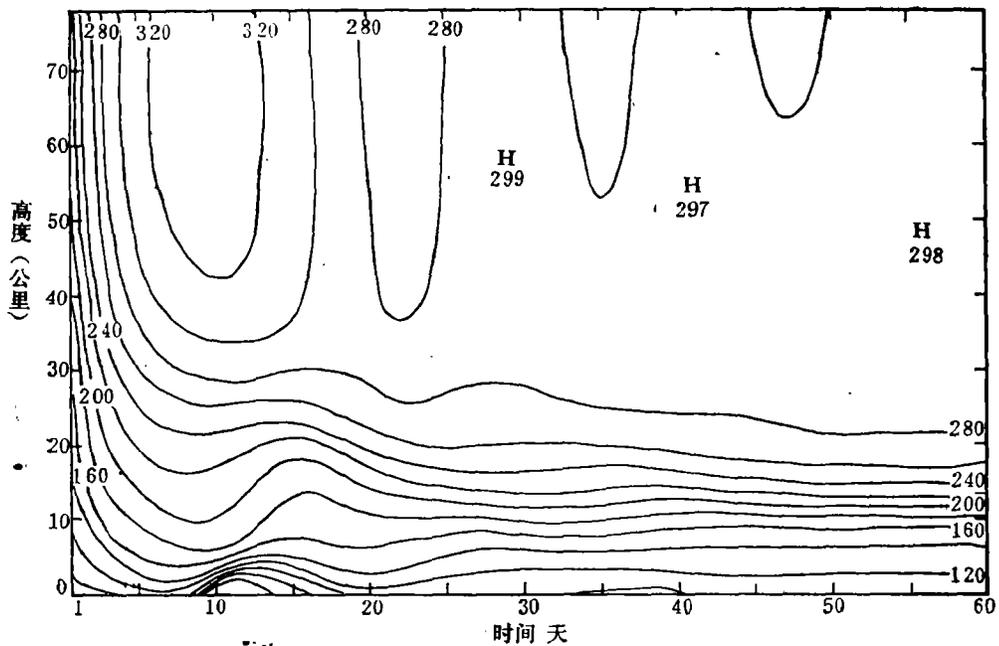


图 5b. 波数 3 位相的时间变化

波数 4 的振幅和位相的变化(图 6)显示出一些与波数 1, 2, 3 明显不同的特征。首先,最大的扰动振幅只出现在对流层中下层,随着高度的增加,振幅值明显地单调减小,等位相线在 20 公里以上呈铅直走向,这些都表明,地形强迫的波数 4 超长波不能上传到

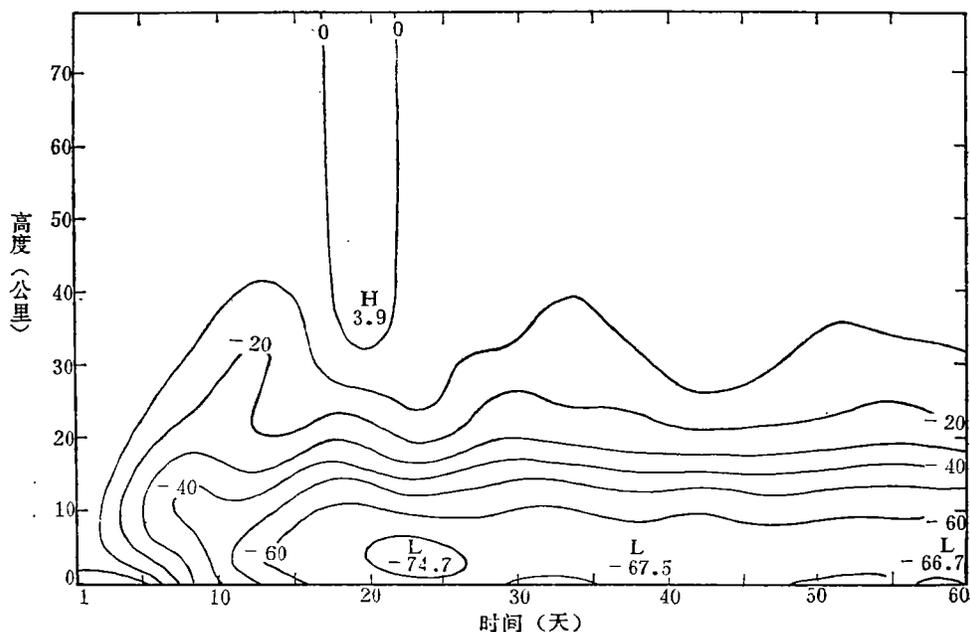


图 6a 波数 4 实部复振幅的时间变化(单位:米)

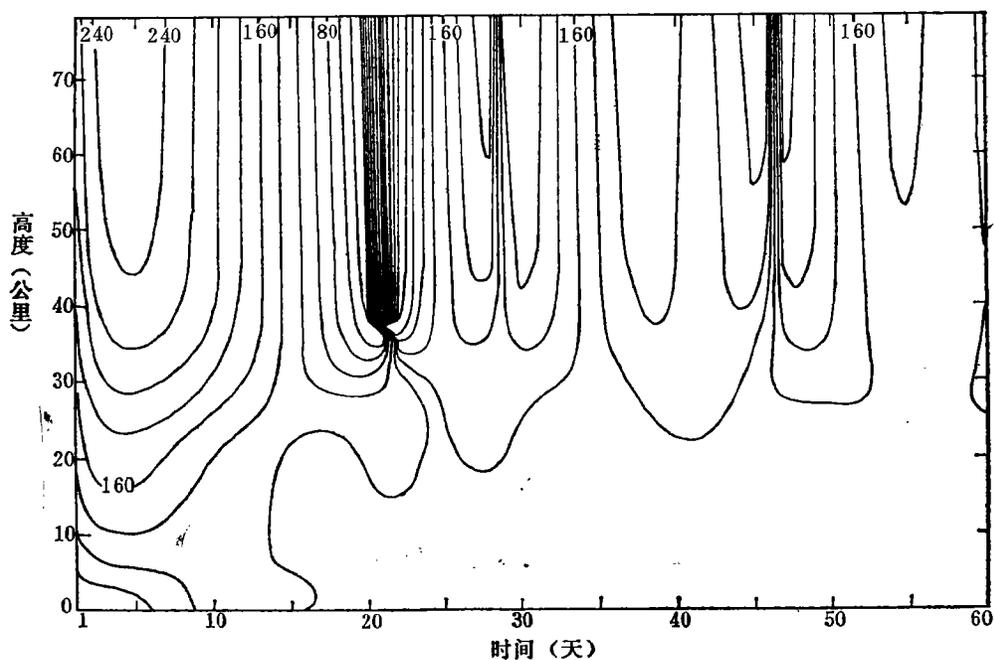


图 6b 波数 4 位相的时间变化

平流层,因而属于垂直截波(vertically trapped mode)。其次,各个高度振幅和位相的时间变化都较大,位相绕固定经度振动的周期约为7天,比波数1,2,3都短。这表明波的准静止性减弱而瞬变性增强。

上述波数1—4超长波的振幅和位相随时间和高度的变化表明,在冬季,地形强迫的超长波具有如下的特性:

(1) 不同尺度的波具有不同的垂直传播能力,这种能力随波数的增大(或波长的减小)而减小。对于中高纬度典型的冬季基本气流状态,波数1—3的超长波都能上传到平流层,而波数4以上的波只局限于对流层。这些特征与观测事实及由定常波模式所得到的结果(如 Tung 1979, Lin 1982)一致。

(2) 地形强迫的超长波的水平移动具有准静止性。亦即,由于地形的动力控制作用,这些波在产生一段时间后,将围绕某固定的地理经度作东西向的摆动。并且,随着波数的增大,这种水平摆动的速度加大,周期缩短,亦即瞬变性增强。这表明,地形对超长波的控制作用随着波数的增大而减弱。这一点与朱抱真(1964)的结果一致。

朱抱真的一参数模式只讨论了地形和冷热源对超长波水平移动的控制作用,定常波模式只揭示强迫行星波的垂直传播特性。本文用高垂直分辨率的非定常线性波模式既模拟了强迫行星波的垂直传播特性,又模拟了这些超长波水平移动的准静止特性。

我们也用该模式的定常形式求得定常状态的平衡解,所求得的对波数1—4定常超长波的实部复振幅(经归一化处理,即除以各自的极大值)和位相随高度的分布如图7所示。各个波上传的最高层振幅极值及相应的高度,位相不随高度变化(即不再上传)的高度以及对应的位相极值如表2所示。

图7和表2明显地说明了波的垂直传播能力随波数的增大而减小的特性。这与前面看到的非定常解所反映的特点是一致的。

把非定常解与定常解作比较,发现,波数1非定常超长波当积分进行到第60天时,最高层的振幅极值为25.1,位相极值为 524° ,已接近其定常值(25.4及 527°)。波数2非定

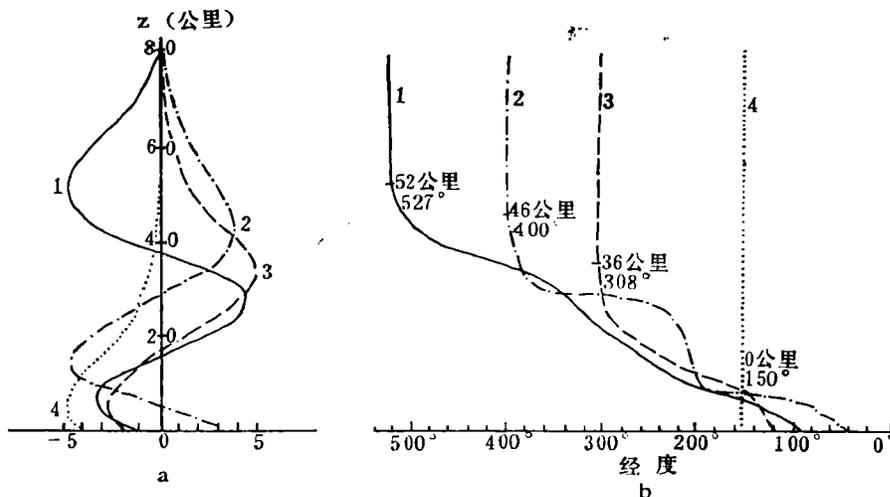


图7 波数1-4定常超长波的实部复振幅(a)和位相(b)随高度的分布

表 2 地形强迫定常超长波的结构特征

波 数	最高层振幅极值 (米)	振幅极值出现的 最高高度(公里)	相位不随高度变化的 高度(公里)	不随高度变化的 位相极值(经度)
1	25.4	52	52	527°
2	45.3	42	46	400°
3	60.4	32	32	308°
4	63.6	4	0	150°

常超长波在第 60 天,最高层的振幅极值为 46.1,位相极值为 404°,也接近于其定常值(45.3 及 400°)。然而,波数 3 非定常超长波到第 60 天时,其最高层的振幅极值才增长到 37.9,远小于其定常值(60.4),其位相极值为 298°,与其定常值(308°)也相差较多。我们曾把对波数 3 的时间积分延续到第 120 天,这时最高层的振幅极值达 57.1(图略),才较接近其定常值。这表明,波数 3 达到定常状态所需的时间比波数 1 和 2 要长得得多,因而其瞬变性较显著。波数 4 非定常超长波在第 60 天,其振幅极值为 66.7,位相极值为 160°,与其定常值(63.6 及 150°)相差也比波数 1 和 2 大,特别是波的振幅和位相都显示较大幅度的时间变化,这也是瞬变性较显著的表现。

上述比较表明,波的瞬变性与波长有关。一般而言,波长较长的强迫行星波,准定常性较显著,而波长较短的波,瞬变性较显著。这是由于地形的动力控制作用随波长的减小而减弱,同时,可能也与大气中阻尼因子的分布有关。由图 2 可以看到,在波数 1 和 2 最高层扰动极值所出现的高度(45—55公里),牛顿冷却系数具有极大值,这里强的阻尼效应对波数 1 和 2 超长波振幅随时间的变化起着较大的阻尼和抑制作用,有利于波较快地趋向准定常状态。而在波数 3 以上波的振幅极值所出现的高度(35 公里以下),牛顿冷却系数的数值只及 50 公里高度的 1/3 到 1/4,这里弱的阻尼效应不能有效地抑制波的瞬变特性,因而波趋于准定常状态需要更长的时间。本文中,作为阻尼效应,只考虑牛顿冷却效应,如果加上雷莱摩擦效应,波趋向准定常状态所需的时间将会缩短。

六、结 语

本文采用简单的 β 平面准地转模式研究了冬季地形强迫的超长波在大气中传播的时间特性,所得结果与观测事实及其它理论研究结果基本一致。结果表明, β 平面准地转模式能够较好地模拟行星波的时间特性。

本文不试图去精确地模拟真实的地形和冷热源所强迫的行星波的水平波型,因为该模式是个通道(channel)模式,没有考虑地球的球形几何以及基本气流的真实经向结构对波的传播特性的影响,因而在该模式中不能合理地考虑能量的经向传播,这必然会使波的位相分布产生较大的歪曲。为了模拟地形和冷热源强迫的行星波的真实波型,需要采用具有真实的纬度-高度分布的基本气流的球坐标模式,然而,由于这种模式的非定常解需要很大的计算量,目前这种较复杂的模式较多被用来研究定常行星波的特性。

还需指出,本文中的纬向基本气流取定常状态,因而是讨论在恒定的基本气流之下,

地形强迫的行星波的时间特性。实际上,当行星波扰动增长到一定强度之后,会通过角动量和感热的经向输送,使纬向基本气流及温度场发生改变,产生波与基本气流的相互作用。这种随时间变化的基本气流,反过来必然会对波传播的定量特征有些影响。不过可以认为,本文所得到的波传播的定性特征仍然正确。关于包含波与基本气流相互作用的强迫行星波的时间特性,将另作讨论。

参 考 文 献

- [1] Charney, J. G. and P. G. Drazin, Propagation of planetary scale disturbances from the lower into the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**, 83—110, 1961.
- [2] 朱抱真, 大地形和热源的动力控制与超长波活动的关系的初步研究, *气象学报*, **34**, 285—298, 1964.
- [3] Dickinson, R. E., Planetary Rossby waves propagating vertically through weak westerly wind waveguide, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 984—1002, 1968.
- [4] Matsuno, J., Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871—883, 1970.
- [5] Schoeberl, M. R. and M. A. Geller, A calculation of the structure of stationary planetary waves in winter, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1235—1255, 1977.
- [6] Tung, K. K., A theory of stationary long waves, Part II: Resonant Rossby waves in the presence of realistic vertical shear, *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 735—750, 1979.
- [7] Huang, Ronghui and K. Gambo, The response of a model atmosphere in middle latitude to forcing by topography and stationary heat sources, *J. Meteor. Soc. Japan*, **59**, 220—237, 1981.
- [8] Huang, Ronghui and K. Gambo, The response of a hemispheric multi-level model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources, I, *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 78—97, 1982.
- [9] 黄荣辉, 球面大气中行星波的波作用守恒方程与用波作用通量所表征的定常行星波传播波导, *中国科学, B*, 766—775, 1984.
- [10] Lin, Benda, The behavior of winter stationary planetary waves forced by topography and diabatic heating, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1206—1226, 1982.
- [11] Lin, Benda, The behavior of stationary waves and the summer monsoon, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1163—1177, 1983.
- [12] Lindzen, R. S. and H. L. KUO, A reliable method for the numerical integration of a large class of ordinary and partial differential equation, *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 732—734, 1969.
- [13] Holton, J. R. and C. Mass, Stratospheric vacillation cycles, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2218—2225, 1976.
- [14] Holton, J. R. and W. M. Wehrbein, A semi-spectral numerical model for the large scale stratospheric circulation, Rep. NO. 1, Middle Atmosphere Project, University of Washington, Seattle, 1980.

**THE TEMPORAL BEHAVIOR OF
THE PROPAGATION OF ULTRA-LONG
WAVES FORCED BY TOPOGRAPHY
IN THE ATMOSPHERE**

Lin Benda

(Department of Geophysics, Peking University)

Abstract

In this paper, the temporal behavior of ultra-long waves forced by topography in winter is simulated by a β plan quasi-geostrophic model. It is shown that the ability of vertical propagation increases with increasing wavelength. Under the typical zonal mean flow in winter, the ultra-long waves with wavenumbers 1 to 3 can propagate upwards into the stratosphere, but the waves with larger wavenumbers are only significant in the lower troposphere. It is also shown that the ultra-long waves forced by topography tend to oscillate around certain longitudes and show stationary character due to the dynamic control of topography. These results are consistent with observation and the results deduced from other theoretical studies.