

用线性化全球原始方程谱模式研究地形 强迫行星波垂直传播特征

黄荣辉 严邦良

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

提 要

本文用线性化全球原始方程谱模式来研究地形强迫行星波的垂直传播过程及演变特征。模式的积分结果表明: 行星波的能量沿两支波导进行传播, 在波从对流层向平流层传播中, 极地波导起着主要作用, 由于重力波破碎的阻尼作用, 地形强迫的行星波无论它的波作用量或振幅都呈现振荡状态。

关键词: 谱模式; 波导; E-P 通量

一、引 言

由地形和海陆分布纬向非均匀强迫所产生的行星波在基本气流中的传播已引起了许多学者的兴趣。Charney 和 Drazin 利用了 β 平面近似地研究了行星波在不随纬度变化的基本气流中的传播^[1], Dickinson 研究了行星波在具有经向切变的基本气流中的传播^[2], Matsuno 计算了比较接近实际观测的冬季北半球基本气流中波的折射指数平方, 并用此折射指数平方研究了行星波的传播^[3]。黄荣辉从观测事实, 理论上及数值模拟系统地研究了北半球冬夏准定常行星波在球面大气中的传播特性^[4-6], 指出了北半球冬季准定常行星波在球面大气中传播存在着两支波导。

然而, 上述这些研究都是基于定态模式, 它只能研究模式大气行星波的终态响应, 不能研究行星波的传播过程。而行星波的传播过程的研究往往比终态响应有更大的实际意义。本文利用我们所设计的 34 层非定常线性化原始方程谱模式来研究地形强迫准定常行星波的传播过程与特征。

二、模式方程, 边界条件与参数

1. 模式方程

本文中我们把包含 Rayleigh 摩擦的原始运动方程组转换成涡度方程与散度方程的形式, 并且采用包括 Newton 冷却与水平涡旋热力扩散的热流量方程。在水平方向采用球面坐标, 在垂直方向采用 $Z (Z = -H_0 \ln \frac{P}{P_0})$ 坐标。这个模式的线性化方程组如下:

1990年10月5日收到, 1991年4月28日收到修改稿。

$$\begin{aligned}
& \left\{ \begin{aligned}
& \frac{\partial D'}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \theta} \frac{\partial D'}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{D}}{\partial \theta} v' + \frac{\partial \bar{D}}{\partial Z} w' + \frac{2}{a^2 \cos \theta} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \theta} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} \\
& + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \bar{u}}{\partial Z} \frac{\partial w'}{\partial \lambda} + \frac{2}{a^2} \bar{u} u' + \frac{2 \sin \theta}{a^2 \cos \theta} \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial \theta} + \frac{2 \sin \theta}{a^2 \cos \theta} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \theta} u' \\
& = -\nabla_h^2 \phi' + 2\Omega \sin \theta \zeta' - \frac{2\Omega}{a} \cos \theta u' - K_r D' + K'_b \nabla_h^2 D', \quad (1) \\
& \frac{\partial \zeta'}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \theta} \frac{\partial \zeta'}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial \theta} v' + \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial Z} w' + \bar{D} \zeta' + 2\Omega \sin \theta D' + \bar{\zeta} D' \\
& + \frac{2\Omega}{a} \cos \theta v' - \frac{1}{a} \frac{\partial u'}{\partial Z} \frac{\partial w'}{\partial \theta} = -K_r \zeta' + K_h \nabla^2 \zeta', \quad (2) \\
& \frac{\partial \phi'}{\partial Z} = \frac{RT}{H_0}, \quad (3) \\
& \frac{\partial w'}{\partial Z} - w' = -D', \quad (4) \\
& \frac{\partial T'}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \theta} \frac{\partial T'}{\partial \lambda} + \frac{\bar{v}}{a} \frac{\partial T'}{\partial \theta} + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta} v' + \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial Z} + \frac{R}{c_p H_0} \right) w' + \bar{w} \frac{\partial T'}{\partial Z} \\
& + \frac{R}{c_p H_0} \bar{w} T' = \frac{1}{c_p} \frac{dQ'}{dt} - K_a T' + K_h \nabla_h^2 T', \quad (5)
\end{aligned} \right.
\end{aligned}$$

其中 D' 为散度, ζ' 为涡度, ϕ' 为扰动位势高度, w' 为扰动垂直速度, T' 为扰动温度, u' 为扰动风场的东西分量, v' 为扰动风场的南北分量, K_a 是 Newton 冷却系数, K_r 是 Rayleigh 摩擦系数, K_h 是扩散系数, $\bar{u}$, $\bar{\zeta}$, $\bar{D}$ 分别是基本态的气流、涡度与散度, $\bar{T}$ 是基本态的温度分布, θ 为纬度, Z 是高度坐标, 它为 $Z = -H_0 \ln \frac{P}{P_0}$, P_0 为一参考气压,

本文取 $P_0 = 1000$ hPa, H_0 为大气标高, Q' 为加热场, u' , v' , D' , ζ' 分别为下式,

$$u' = \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} - \frac{1}{a} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad (6)$$

$$v' = \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad (7)$$

$$D' = \nabla_h^2 \chi, \quad (8)$$

$$\zeta' = \nabla_h^2 \varpi, \quad (9)$$

χ 为势函数, ϖ 为流函数.

为了计算的方便, 把方程组(1)–(5)无量纲化, 并引入无量纲参数和无量纲变量. 若令 Ω 为地球自转角速度, a 为地球半径, R 为气体常数, 带“'”的量为有量纲量, 不带“'”的量为无量纲量, 则有以下关系:

$$\begin{aligned}
u &= u' \cos \theta / (2\Omega a), & v &= v' \cos \theta / (2\Omega a), \\
w &= w' (2\Omega H), & \varphi &= \varphi' / (2\Omega a)^2, \\
T &= T' R / (2\Omega a)^2, & Q &= Q' R / (2\Omega a)^2 (2\Omega c_p), \\
D &= D' / (2\Omega), & \zeta &= \zeta' / (2\Omega),
\end{aligned}$$

把上述关系式代入(1)–(5)式, 并令 $x = \sin\theta$, 可以得到无量纲方程组如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{1-x^2} \frac{\partial D}{\partial \lambda} + \frac{\partial D}{\partial x} v + \frac{\partial D}{\partial Z} w + \frac{2}{1-x^2} \left[\frac{x}{1-x^2} \bar{u} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right] \frac{\partial v}{\partial \lambda} \\ + \frac{1}{1-x^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial Z} \frac{\partial w}{\partial \lambda} + \left[\frac{2\bar{u}}{(1-x^2)^2} + 1 \right] u + \frac{2\bar{u}}{1-x^2} \frac{\partial u}{\partial x} - x \zeta = -\nabla^2 \varphi \\ - K_r D + K_h \nabla^2 D, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{1-x^2} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + 1 \right) v + \frac{\partial \zeta}{\partial Z} w + \bar{D} \zeta + (x + \bar{\zeta}) D - \frac{\partial \bar{u}}{\partial Z} \frac{\partial w}{\partial x} \\ = -K_r \zeta + K_h \nabla^2 \zeta, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{1-x^2} \frac{\partial T}{\partial \lambda} + \frac{x}{1-x^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial Z} v + \sigma w = \frac{dQ}{dt} - K_a T + K_h \nabla^2 T, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial Z} = T, \quad (13)$$

$$\frac{\partial w}{\partial Z} - w = -D, \quad (14)$$

其中 σ 是无量纲的静力稳定度, 无量纲变量 u, v, D, ζ 的关系如下:

$$u = \frac{\partial \chi}{\partial \lambda} - (1-x^2) \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad (15)$$

$$v = \frac{\partial \Psi}{\partial \lambda} + (1-x^2) \frac{\partial \chi}{\partial x} \quad (16)$$

$$D = \nabla^2 \chi, \quad (17)$$

$$\zeta = \nabla^2 \Psi. \quad (18)$$

2. 边界条件

假设模式的下边界条件主要是由于气流爬越地形所产生的强迫, 它的无量纲方程是

$$w_s = \frac{\bar{u}}{1-x^2} \frac{\partial GH}{\partial \lambda}, \quad Z=0 \quad (19)$$

其中 GH 为无量纲地形的标准气压.

为方便起见, 在模式顶 H_z 处取

$$w = \phi = D = \zeta = T = 0, \quad \text{在 } Z = H_z. \quad (20)$$

3. 参数

(1) Rayleigh 摩擦系数: 根据 Lindzen 的研究, Rayleigh 摩擦反映大气中重力波破碎而形成的湍流阻尼^[7], 它以参数化形式表示了重力波破碎对行星波的影响. 由于重力波在中层大气中迅速增幅与破碎, 故在本文中 Rayleigh 摩擦系数在 48 km 以上取一随高度增加的分布, 具体取

$$K_r = \begin{cases} 8.6 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}, & Z \leq 48 \text{ km} \\ 8.6 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1} \times \left\{ 1 + 20 \times \left[1 - \exp \left(-\frac{Z-48}{5} \right) \right] \right\}, & Z > 48 \text{ km}. \end{cases}$$

(2) 热力扩散系数: 设热力扩散系数的取法与 Rayleigh 摩擦系数相似, 具体表达式是

$$K_h = \begin{cases} 3.646 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}, & Z \leq 48 \text{ km}, \\ 3.646 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1} \times \left\{ 1 + 5 \times \left[1 - \exp \left(-\frac{Z-48}{5} \right) \right] \right\}, & Z > 48 \text{ km}. \end{cases}$$

(3) Newton 冷却系数与静力稳定度 $\sigma(Z)$ 的取法与文献 [4] 一样.

关于在本研究中所用的基本气流, 这个方程组的谱系数方程及其计算方案请参见文献 [8].

三、地形强迫所产生的行星波的传播过程

1. E-P 通量矢量与行星波的传播速度

在 Eliassen 和 Palm 提出用波的能量来研究行星波的传播以后^[9], Andrews 和 McIntyre 用波作用通量来表征波的传播^[10]. 但他们都是在 β 平面近似下研究波作用密度的守恒, 由于行星尺度扰动是不能用 β 平面近似来研究, 黄荣辉提出对于行星尺度位涡度南北方向输送必须考虑非地转风分量的作用, 从而很好地证明了球面大气中行星波波作用密度守恒^[11]. 求得球面大气的波作用通量是

$$\vec{F} = (F(\varphi), Fz) = \left(-a \cos \varphi \overline{u'v'}, f a \cos \varphi P \left(H_0 \frac{\partial T}{\partial Z} + RT \right)^{-1} \right). \quad (21)$$

其中 f 为科里奥利参数, H_0 为大气标高, P 为气压, $R = R_d / c_{pd} = 0.286$. 并且利用 WKBJ 方法证明了在球面大气中行星波波作用通量平行于波的群速度在子午面上的投影 $\vec{c}_g'$ ^[12]. 即

$$\vec{F} = \vec{c}_g' \cdot A, \quad (22)$$

其中 $A = \frac{1}{2} \frac{K^4 |\hat{\Psi}_0|^2}{\bar{q}_y}$ 是行星波的波作用密度, $\hat{\Psi}_0$ 是行星波的振幅, $\bar{q}_y$ 是基本态位

涡度的经向梯度. 群速度 $\vec{c}_g'$ 在子午面上的两个分量是

$$\begin{cases} c_{gv} = \frac{2m\bar{u}}{\cos \varphi B} a k, \\ c_{gz} = \frac{2k\bar{u}}{\cos \varphi B} \frac{f^2}{N^2} a \tilde{n}, \end{cases} \quad (23)$$

$$B = r_0 + \frac{f^2 a^2}{4H_0^2 N^2},$$

其中 m 是经向波数, $k, \tilde{n}$ 分别为纬向和垂直方向的波数, N 是 Brunt-Väisälä 频率, r_0 是波的折射指数,

$$r_0 = \frac{k^2}{\cos^2 \varphi} + a^2 m^2 + \frac{f^2}{N^2} a^2 \tilde{n}^2. \quad (24)$$

若取 $N = 2 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, $H_0 = 7 \text{ km}$, $r_0 = 50$, $\varphi = 60^\circ \text{ N}$, $m = 0.950 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$. 利用

(23)式算得: 当 $k=1$, $\frac{f}{N} a \tilde{n} \approx 4.0$, 由(23)式可得到 $c_{kz} \sim 2.5 \text{ km d}^{-1}$; 同理, 当 $k=2$, $c_{kz} \sim 5.0 \text{ km d}^{-1}$. 上面计算说明了纬向波数1行星波从地表面传播到40 km高度约需16天左右, 而对于纬向波数2行星波从地表面传播到30 km高度约需6天左右.

由(22)式可知, 利用E-P通量(波作用通量)可以很好地表示行星波在子午面上的传播. 黄荣辉和邹捍利用1979年2月下半月的实际观测资料计算了行星波的E-P通量^[13], 从而很好地估计出大气中实际行星波上传的速度. 从E-P通量传播估计出纬向波数2的传播速度大约为 5.0 km d^{-1} . 因此, 从理论上所计算的结果与实际比较一致.

为了更好地说明行星波在垂直方向的传播过程与传播特征, 下面, 利用模式方程来计算地形强迫波在子午面上的传播特征.

2. 地形强迫行星波传播过程及特征

(22)式说明了行星波波作用通量, 即E-P通量矢量, 平行于波的群速度在子午面上的投影. 因此, 可以利用E-P通量矢量很形象地表达波的上传过程与上传特征. 为了讨论全球地形强迫的准定常行星波在子午面上的传播特征, 我们利用模式方程(10)~(18)积分60天, 从而计算了地形强迫行星波的振幅及其E-P通量矢量的分布. 这样就可以研究地形强迫行星波的上传过程与上传特征.

当模式积分10多天以后, 波的振幅与E-P通量逐渐增强. 图1是模式积分分别为30天、40天和50天时 $k=1$ 地形强迫行星波E-P通量矢量的分布. 当模式积分至30天时(图1a), 在高纬度对流层和平流层下层有一强的向上传播的E-P通量带; 当积分至40天时(图2b), 在高纬度对流层和平流层下层向上的E-P通量有所减弱, 但由于在 $40^\circ - 60^\circ \text{N}$ 对流层顶附近有一个向高纬传播的E-P通量矢量的区域, 使得在40 km高度有一片较强的E-P通量区域. 可以看到这个强的E-P通量从15 km高度传播到40 km高度约需10天. 这说明纬向波数1的行星尺度扰动向上传播速度约 2.5 km d^{-1} . 此外, 在 $10^\circ - 30^\circ \text{N}$ 的对流层有一片向低纬度传播的E-P通量区域. 说明这个区域强迫行星波的E-P通量矢量是沿黄荣辉所指出的两支波导传播的(见参考文献[5]). 中纬度地形强迫所产生的行星波对高纬度平流层行星波扰动的加强起着很重要的作用. 当模式积分至50天时(见图1c), 在高纬度平流层低层向上传播的E-P通量变得较小, 而在平流层中层的E-P通量迅速加强, 特别是向南的E-P通量分量增大, 这说明由于高纬度平流层的行星波向南传播, 使得E-P通量迅速加强.

图2分别是模式积分为10天、20天和30天时 $k=2$ 地形强迫行星波E-P通量矢量的分布. 当模式积分至10天时(图2a), 在中纬度对流层顶到平流层下层的行星波E-P通量分成两支: 一支是由中纬度指向高纬度平流层; 另一支是由中纬度指向低纬度. 这反映北半球地形强迫所产生的行星波它不能从中纬度对流层直接传播到平流层, 而是通过两支波导由中高纬度的对流层传播到平流层以及传播到低纬度对流层上层. 从纬向波数2的E-P通量的传播可以看到它的传播速度要比波数1行星波的传播速度快, 大约为 5.0 km d^{-1} , 与理论上所得传播速度比较一致. 并且, 当积分至20天时(图2b), 中纬度行星波向北传播减弱, 而在平流层行星波的E-P通量与模式积分至10天时相似. 图2c是模式积分至30天时的情况, 可以看到行星波E-P通量的分布呈现出较大的

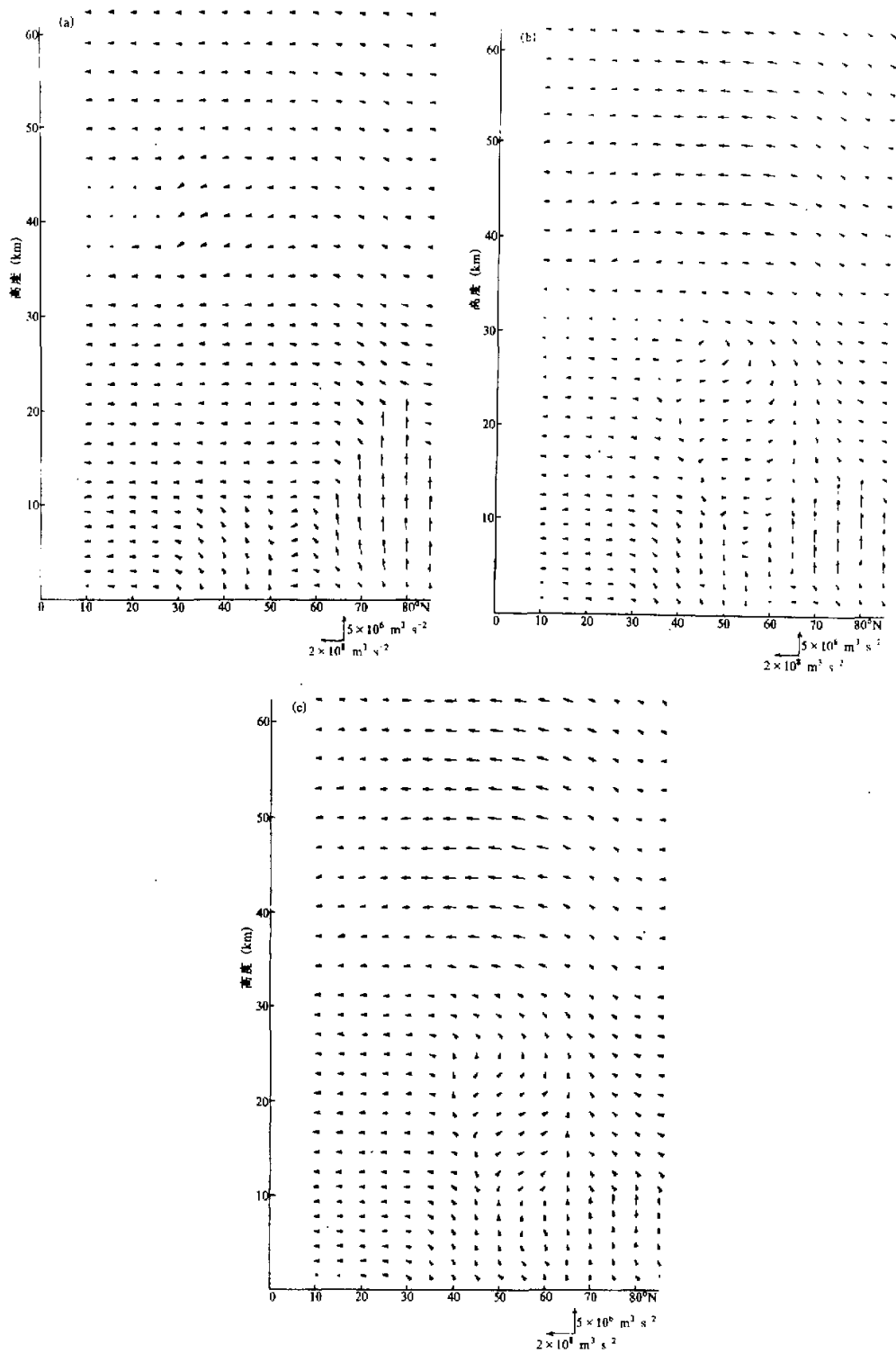


图 1 由模式积分而得到的 $k=1$ 地形强迫行星波 E-P 通量矢量的分布.

(a) 模式积分 30 天; (b) 模式积分 40 天; (c) 模式积分 50 天

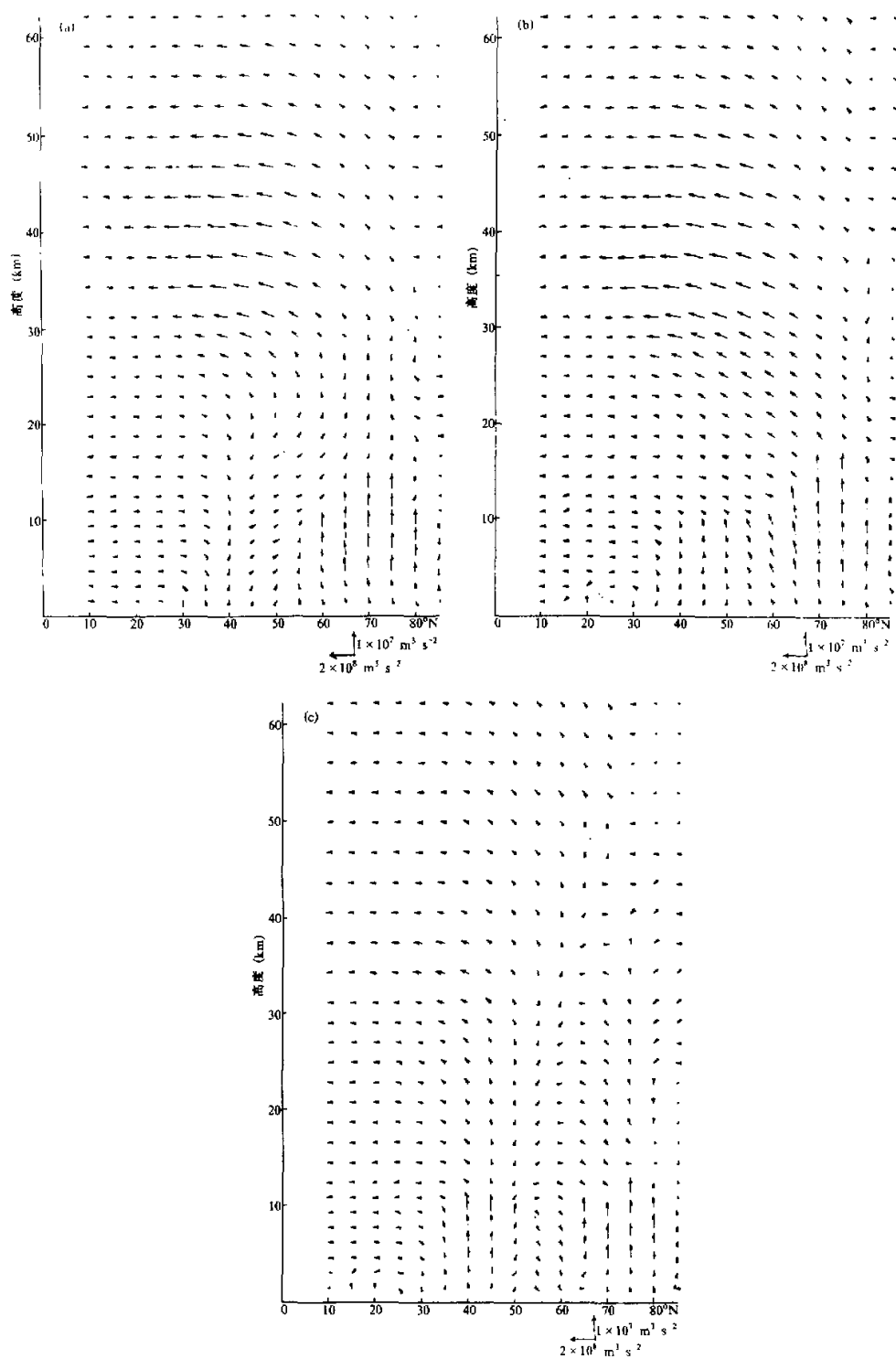


图2 由模式积分而得到的 $k=2$ 地形强迫行星波E-P通量矢量的分布

(a) 模式积分 10 天; (b) 模式积分 20 天; (c) 模式积分 30 天

变化. 在平流层行星波 E-P 通量迅速减弱, 这可能是由于中纬度行星波的 E-P 通量向高纬度平流层传播减弱的缘故.

从上面由模式积分得到地形强迫所产生行星波 E-P 通量的传播过程可以看到行星波在空间的传播是沿两支波导进行的, 一支波导位于高纬度, 另一支波导位于低纬度, 位于高纬度的波导对平流层行星波的形成起到很大作用.

为了更清楚地看到地形强迫所产生的行星波在空间的传播过程与传播速度, 我们分别分析了 70°N , $k=1$ 和 $k=2$ 行星波振幅随时间的变化.

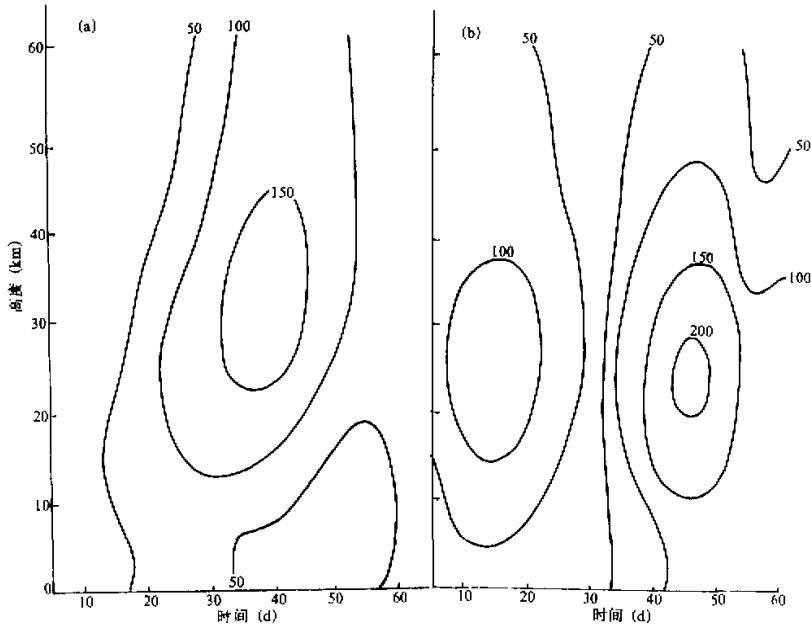


图 3 70°N $k=1$ (a) 和 $k=2$ (b) 行星波振幅随时间的变化
(单位: GPM)

图 3 是 70°N , $k=1$ 和 $k=2$ 行星波振幅随高度与时间的变化. 从图 3a 可以看到, 在高纬度地区的平流层 30—40 km 的高空, $k=1$ 行星波的振幅在模式积分至 10 多天, 达一定值, 当积分至 30 多天达到最大; 而从图 3b 可以看到, $k=2$ 行星波的振幅在模式积分至 10 天左右达一定值, 当积分至 15 天时, 在高纬度平流层 20—30 km 的高空达到最大. 这说明北半球地形强迫所产生的 $k=1$ 行星波从低层传播到平流层 30—40 km 高空需 10 天以上, 而 $k=2$ 行星波从低层传播到平流层 20—30 km 的高空约需 10 天. 这个结果是与上面理论分析相近.

四、地形强迫准定常行星波的振荡特征

Colucci 等利用北半球实际观测资料分析了准定常行星波的振幅与位相随时间的变化^[14], 指出准定常行星波无论振幅与位相随时间都呈现出低频振荡的特征. 从图 3 可以看到北半球地形强迫所产生的准定常行星波的振幅随时间变化也呈现出低频振荡的特征.

如对于 $k=2$ 行星波振幅的变化呈现出 30 天左右周期的低频变化特征 (见图 3b)。当模式积分至 15 天左右, $k=2$ 行星波的振幅在平流层 20—30 km 的高空达到最大; 而当模式积分至 15 天之后, $k=2$ 行星波的振幅逐渐衰减, 之后, 振幅又逐渐增加; 当模式积分至 45 天左右, $k=2$ 行星波的振幅又增至最大, 之后, 振幅又逐渐衰减。

为了更清楚地看到地形强迫所产生的准定常行星波的振荡, 我们分析了 55°N , 12 km 处行星波 E-P 通量的经向分量与 75°N , 9 km 处行星波 E-P 通量的垂直分量随时间的分布。

图 4 是 55°N , 12 km 处 $k=1$ 行星波 E-P 通量的经向分量与 75°N , 9 km 处行星波 E-P 通量的垂直分量随时间的变化。可以看到无论是 55°N , 12 km 高度 $k=1$ 行星波 E-P 通量的经向分量或是 75°N , 9 km 高度行星波 E-P 通量的垂直分量都明显存在着一个周期大约为 45 天左右低频振荡。同样, 60°N , 40 km 高度, $k=1$ 行星波的振幅也明显存在着一个周期大约为 45 天左右低频振荡。从图 4 还可以看到, 75°N , 9 km 处的行星波 E-P 通量垂直分量的大小落后于 60°N , 40 km 高度行星波的振幅增强或减弱约 15 天左右, 这说明高纬度行星波的垂直上传对于平流层行星波的加强起着很重要的作用。

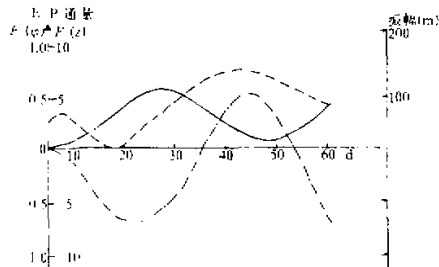


图 4 $k=1$ 行星波 E-P 通量与振幅的振荡情况
其中点虚线表示 55°N , 12 km 高度 E-P 通量的经向分量 (单位: $10^8 \text{ m}^3/\text{s}^2$); 实线表示 75°N , 9 km 高度 E-P 通量的垂直分量 (单位: $10^6 \text{ m}^3/\text{s}^2$), 虚线表示波的振幅 (单位: m)

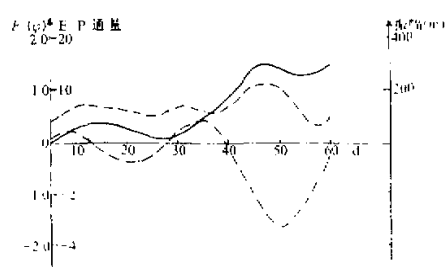


图 5 $k=2$ 行星波 E-P 通量与振幅的振荡情况
其中点虚线表示 55°N , 12 km 高度 E-P 通量的经向分量 (单位: $10^8 \text{ m}^3/\text{s}^2$); 实线表示 75°N , 9 km 高度 E-P 通量的垂直分量 (单位: $10^6 \text{ m}^3/\text{s}^2$); 虚线表示波的振幅 (单位: m)

图 5 是 55°N , 12 km 处 $k=2$ 行星波 E-P 通量与 75°N , 9 km 处行星波 E-P 通量的垂直分量随时间的变化。可以看到无论是 55°N , 12 km 高度, $k=2$ 行星波 E-P 通量的经向分量或是 75°N , 9 km 高度行星波 E-P 通量的垂直分量都明显存在着一个周期大约为 30 天左右低频振荡。同样, 60°N , 30 km 高度的 $k=2$ 行星波的振幅也明显存在着一个周期大约为 20—30 天左右低频振荡。从图 5 还可以看到, 55°N , 12 km 高度 $k=2$ 行星波 E-P 通量经向分量的大小落后于 60°N , 30 km 高度行星波振幅的增强或减弱约 10 天左右。这说明中纬度行星波向高纬度对流层上层经极地波导传播到平流层对于平流层 $k=2$ 行星波的加强起着很重要的作用。

上述由模式积分所计算的地形强迫行星波是与 Rayleigh 摩擦有关。由于 Rayleigh 摩擦反映着大气中重力波破碎所形成的湍流阻尼, 即反映着重力波的破碎对行星波的影响。

当行星波发展到一定程度, Rayleigh 摩擦就会随之加大; 由于 Rayleigh 摩擦加大, 这就使得行星波的振幅减弱, 并且使得行星波传播很快被阻尼, 因此, 行星波 E-P 通量减弱; 反之, 行星波 E-P 通量就增强。这就造成了地形强迫所产生的行星波传播到平流层呈现振荡状态。

五、结论与讨论

本文用线性化全球原始方程谱模式来研究地形强迫行星波的垂直传播过程及演变特征。模式的积分结果表明: 地形强迫所产生的行星波是沿两支波导进行传播的, 一支波导位于高纬度, 另一支波导位于中低纬度; 地形强迫所产生的行星波从对流层向平流层的传播中, 极地波导起着重要作用。模式的积分结果还表明: 地形强迫所产生的 $k=1$ 行星波从地表面附近传播到平流层 30—40 km 高空需 16 天左右, 而 $k=2$ 行星波从地表面传播到平流层 20—30 km 的高空需 6 天左右。这个结果不仅与理论分析比较吻合, 而且与实际观测资料分析所得的结果比较一致。

模式的积分结果还表明了由于重力波破碎的阻尼作用, 即 Rayleigh 摩擦作用, 使得地形强迫所产生的行星波无论它的波作用量, 即 E-P 通量, 或是它的振幅均呈振荡状态, $k=1$ 行星波呈现出周期大约为 45 天左右的低频振荡, 而 $k=2$ 行星波呈现出周期大约为 30 天左右的低频振荡。

本文虽用全球模式, 但讨论的只是北半球冬季的情况, 而且所计算的只是地形强迫作用, 热源强迫对于行星波的形成也是非常重要的, 因此, 也有必要利用此模式来研究热源强迫所产生的行星波的传播过程与演变特征。此外, 所用的地形只是考虑气流爬坡而引起的机械强迫作用, 地形对于气流的分流作用在本计算中没有考虑。

参 考 文 献

- [1] Charney, J. G. and P. G. Drazin, 1961, Propagation of planetary scale disturbances from the lower into the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**, 83—109.
- [2] Dickinson, R.E., 1968, Planetary Rossby-wave propagating vertically through weak westerly wind wave guides, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 984—1002.
- [3] Matsuno, T., 1970, Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871—883.
- [4] Huang Ronghui (黄荣辉) and K. Gambo, 1982, The response of a hemispheric multi-level model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources, Part I, II, *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 78—108.
- [5] 黄荣辉, 岸保勤三郎, 1983, 关于冬季北半球定常行星波传播另一支波导的研究, 中国科学, B 辑, 第 10 期, 940—950.
- [6] Huang Ronghui (黄荣辉) and K. Gambo, 1983, The response of a hemispheric multi-level model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources in summer, *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 495—509.
- [7] Lindzen, R. S., 1981, Turbulence and stress due to gravity wave and tidal breakdown, *J. Geophys. Res.*, **86**, 9707—9714.
- [8] 严邦良, 黄荣辉, 1991, 34 层线性球面原始方程谱模式与模式大气对地形强迫的响应, 大气科学, **15**, No. 1, 16—27.

- [9] Eliassen, A. and E. Palm, 1961, On the transfer of energy in stationary mountain waves, *Geofys. Publikasjoner*, **22**, 1 — 23.
- [10] 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.
- [11] Huang Ronghui (黄荣辉), 1984, Wave action conservation equation for planetary wave in a spherical atmosphere and wave guides of stationary wave propagations shown by waves action flux, *Scientia Sinica (Series B)*, **27**, 1282 — 1295.
- [12] 黄荣辉, 1986, 定常行星波折射指数与 E-P 通量的关系, *大气科学*, **10**, 145 — 153.
- [13] 黄荣辉, 邹捍, 1989, 球面斜压大气中、上传行星波与纬向平均气流的相互作用, **13**, 383 — 392.
- [14] Colucci, S. J., A. Z. Loesch and L. F. Bosart, 1981, Spectral evolution of blocking episode and comparison with wave interaction theory, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2092 — 2111.

Investigation of the Characteristics of Vertical Propagation of Planetary Waves Forced by Topography with a Global Linearized Primitive Equation Model

Huang Ronghui and Yan Bangliang

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract

The vertical propagating process and evolutive characteristics of planetary waves forced by topography are investigated by a global linearized primitive equation model. The results integrated by this model show that the energy of planetary waves can propagate along two wave guides, and the polar wave guide may play a main role in the propagations of planetary waves from the troposphere to the stratosphere. Due to the damping effect of gravity wave breakdown, both the wave activity and the amplitude of planetary waves forced by topography appear an oscillation.

Key words: Spectral model; Wave guide; E-P flux.