

冬季格陵兰高原对北半球定常行星波形成的作用

黄荣辉

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文应用包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却和水平涡旋热量扩散的定常、准地转、34 层球坐标模式来研究北半球地形强迫所产生的定常行星波。

由模式所计算的结果表明：冬季在高纬度的地形——如格陵兰高原，在北半球地形强迫所产生的定常行星波中起着重要作用。

一、序 言

作者曾用 34 层 β 平面近似模式来研究中纬度模式大气对地形与定常热源强迫的响应^[1]。然而，在该文我们假设运动产生于位于 45° 的 β 平面近似模式，平均纬向风场不随纬度而变化。Dickinson 的研究表明了水平风速切变对于定常行星波的垂直传播有很大影响^[2]。因此，必须在考虑垂直与水平风速切变的模式中来讨论北半球模式大气对地形强迫的响应。

朱抱真、Egger、Ashe 等人曾用北半球两层模式来研究模式大气对地形强迫的响应^[3-5]。但是这些两层模式不能正确处理对流层所激起的定常行星波的垂直传播作用。因为简单的模式在平流层没有足够的垂直分辨率，所以不可能由这种模式得到北半球地形强迫所产生的定常行星波正确的振幅与位相的垂直分布。

鉴于以上原因，本文应用一个多层球坐标模式来研究由于北半球地形强迫所产生的定常行星波的垂直传播及侧向传播。

以前对由于地形强迫所引起的定常行星波的研究主要讨论青藏高原与落基山脉的作用，而很少讨论格陵兰高原的作用。本文则主要讨论了格陵兰高原对于产生定常行星波的作用。

二、模式与参数

1) 模式

在球坐标系中包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却和水平涡旋热量扩散的定常、准地

1982年2月22日收到，6月1日收到修改稿。

转涡度方程与热力学方程可以表示成:

$$\bar{U} \frac{\partial}{\partial \cos \varphi \partial \lambda} (\zeta') + v' \frac{\partial}{\partial \varphi} (\zeta + f) = f \frac{\partial \omega}{\partial P} - R_f \zeta' \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \bar{U} \frac{\partial}{\partial \cos \varphi \partial \lambda} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial P} \right) - 2\Omega_0 \sin \varphi \frac{\partial \bar{U}}{\partial P} v' + \sigma \omega = - \frac{RH}{c_p P} \\ - \alpha_R \frac{\partial \phi'}{\partial P} + K_T \nabla^2 \left(\frac{\partial \phi'}{\partial P} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

λ, φ 分别是经纬度, a 是地球半径, $\bar{U}$ 是平均纬向风速, v' 是扰动风速的经向分量, ϕ' 是扰动位势, ζ' 是相对扰动涡度的垂直分量, ζ 是基本场相对涡度的垂直分量, $\sigma = -\alpha \frac{\partial \ln \theta}{\partial P}$ 是静力稳定度参数 (α 是比容, θ 是位温), H 是单位时间与单位质量的非绝热加热, R 是气体常数 ($0.287 \text{ KJ} \cdot \text{Kg}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1}$), c_p 是定压比热 ($1.004 \text{ KJ} \cdot \text{Kg}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1}$), α_R 是牛顿冷却系数, K_T 是水平涡旋热量扩散系数, R_f 是扰动的 Rayleigh 摩擦系数, f 是科氏参数, ω 是 P 坐标中的垂直速度.

在球面坐标系中 $\zeta', \zeta, \nabla^2, v'$ 可以用下列公式来表示:

$$\zeta' = \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \quad (3)$$

$$\zeta = \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \lambda^2} \right] \quad (4)$$

$$\nabla^2 = \frac{1}{a^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \tan \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] \quad (5)$$

$$v' = \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \lambda} \quad (6)$$

Ω_0 是地球的旋转角速度 ($7.29 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$).

将方程 (3) 与 (4) 代入方程 (1), 可以得到:

$$\begin{aligned} \bar{Q} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\} + \frac{1}{a} q v' \\ = f \frac{\partial \omega}{\partial P} - R_f \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

q 表示成

$$q = \left[2(\Omega_0 + \bar{Q}) - \frac{\partial^2 \bar{Q}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \bar{Q}}{\partial \varphi} \right] \cos \varphi \quad \bar{Q} = \frac{\bar{U}}{a \cos \varphi} \quad (8)$$

如果在行星涡度平流中 v' 引进二级近似, 就可以得到合理的能量方程, 由此, 我们把 $\frac{1}{a} q v'$ 分成两项

$$\frac{1}{a} q v' = \frac{2\Omega_0 \cos \varphi}{a} v' + (\text{其它项}) \quad (9)$$

右边第一项表示南北风引起的行星涡度平流, 并且, 此项在行星尺度的扰动涡度方程中是主要的一项. 若我们把扰动的经向分量分成地转风分量与非地转风分量 (二级近似), 这样, 我们就可以得到 v' 的二级近似

$$v' = \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \left(\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \lambda} - Q \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \varphi \partial \lambda} \right) \quad (10)$$

因此,把方程(10)代入(7)式,就可以得到:

$$\begin{aligned} Q \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\} \\ + \frac{1}{a} q \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \lambda} = f \frac{\partial \omega}{\partial P} - R_f \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \\ \times \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

同样,也可以把热力学方程改写成下式:

$$\begin{aligned} Q \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial P} \right) - \left(\frac{\partial Q}{\partial P} \right) \frac{\partial \phi'}{\partial \lambda} + \sigma \omega = - \frac{RH}{c_p P} - \alpha_R \frac{\partial \phi'}{\partial P} \\ + K_T \frac{1}{a^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \tan \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] \left(\frac{\partial \phi'}{\partial P} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

本文所用的垂直结构与 β 平面近似模式所用的结构相同,也就是从 $P = P_t$ 到 $P = P_s$ 分成 N 层,即 $n = 1, 2, \dots, N$, $n = 0$ 相应于 $P = P_s$,而 $n = N + 1$ 相应于 $P = P_t$. 在数值计算中,把方程(11)定义在 $n - \frac{1}{2}$ 与 $n + \frac{1}{2}$ 面,而方程(12)定义在 n 层上. 由此,模式方程是:

$$\begin{aligned} Q_{n-\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\}_{n-\frac{1}{2}} \\ + \frac{1}{a} q_{n-\frac{1}{2}} \times \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi'_{n-\frac{1}{2}}}{\partial \lambda} = f \left(\frac{\partial \omega}{\partial P} \right)_{n-\frac{1}{2}} - (R_f)_{n-\frac{1}{2}} \\ \times \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right]_{n-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} Q_n \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial P} \right)_n - \left(\frac{\partial Q}{\partial P} \right)_n \frac{\partial \phi'_n}{\partial \lambda} + \sigma_n \omega_n = - \left(\frac{RH}{c_p P} \right)_n - (\alpha_R)_n \left(\frac{\partial \phi'}{\partial P} \right)_n \\ + (K_T)_n \times \frac{1}{a^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \tan \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] \left(\frac{\partial \phi'}{\partial P} \right)_n \end{aligned} \quad (14)$$

对于上边界条件,我们假设在模式顶垂直速度为零,即当 $P = P_t$ 时

$$\omega = 0 \quad (15)$$

在 $P = P_s$ 下边界条件,假设气流的垂直速度是由于气流爬越地形高度为 P_0 (以压力作为单位)及由于 Ekman 层的粘性所产生的 Ekman 抽吸所引起. 即在 $P = P_s$ 的垂直速度是

$$\omega_s = \vec{V}_s \cdot \nabla P_0 - \frac{P_s \cdot F}{2f} \zeta_s' \quad (16)$$

$\vec{V}_s$ 是在 $P = P_s$ 的水平风速矢量. 为了简单起见, P_s 取为 1000 mb, F 是摩擦系数,并且将看成常数($4 \times 10^{-6} s^{-1}$). ζ_s' 是地表面的扰动涡度.

2) 垂直及经向差分方案

模式方程 (13) 与 (14) 的任一个解均可以表达成:

$$\phi'(\lambda, \varphi, P) = \operatorname{Re} \sum_{k=1}^K \Phi_k(\varphi, P) e^{i k \lambda} \quad (17)$$

把方程 (17) 代入到上面模式方程, 我们就能够得到关于 $\Phi_k(\varphi, P)$ 的线性微分方程.

为解关于 $\Phi_k(\varphi, P)$ 的线性微分方程, 在垂直差分方案中取与 β 平面近似模式的方案相同, 在此模式所用的格距如下:

z (公里)	0—12	12—30	30—60	60—92
Δz (公里)	1.5	2.0	3.0	4.0

这个模式顶定义在 $z = 92$ 公里 (冬季 $P_t = 1.140 \times 10^{-3}$ mb), 我们把大气从地球表面到 92 公里分成 34 层. 在经向取格距 $\Delta\varphi = 5^\circ$ 纬度的有限差分方案. 格点数是 19×35 (即在 φ, p 分别是 19 与 35 点). 由此而形成的有限差分方案构成了一个 19×35 点关于 $\Phi_{k,n}$ 线性方程系.

为了得到在方程 (16) 所出现的 1000mb 面上的涡度, 我们将 $N + \frac{1}{2}$ 的位势根据静力学方程外推到 1000 mb 上.

由于一般对于这种线性方程不能应用张弛方法, 故应用 Lindzen and Kuo 所提出的方法来解这种方程组^[6].

为解这些线性代数方程组, 还需要侧边界条件, 即让 $\Phi_k(\varphi, P)$ 在极地与赤道地方均为零, 也就是

$$\begin{aligned} \Phi_k(\varphi, P) &= 0 & \varphi &= \frac{\pi}{2} \\ \Phi_k(\varphi, P) &= 0 & \varphi &= 0 \end{aligned} \quad (18)$$

因而, 如果地形(或非绝热加热)的强迫函数已知, 模式大气对北半球地形(或非绝热加热)强迫的响应可以从这些线性代数方程组得到. 北半球定常行星波的振幅与位相的垂直-经向分布由此可以计算而得到.

3) 参数

a) 静力稳定度 σ_s . 此模式中所用的静力稳定度是从美国出版的标准大气中 1 月份 45°N 的平均温度与密度计算而得到. 为简单起见, 我们假设静力稳定度参数将不随纬度而改变.

b) 平均纬向风场的垂直廓线 从地面到 60 公里的平均纬向风的垂直分布我们采用 Matsuno 所用的分布^[7], 这个平均纬向风场的垂直分布是冬季纬向风场的理想模式. 此外, 从 60 公里到 92 公里高度的垂直分布是参考 Holton 所用的垂直分布^[8].

c) Rayleigh 摩擦系数 R_f 从地面到 30 公里的 R_f 值假设是 $0.1 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$. 一般, 垂直往上传播的波在模式顶被反射回来, 为了抑制这种反射, 故在 40 公里以上计入较大的 R_f .

值,以便消去上边界不符合实际的作用。

d) 我们将应用与在 β 平面模式所用的水平涡旋热量扩散系数 K_T 值及牛顿冷却系数值。

e) 平均地表面风速从 $N + \frac{1}{2}$ 层上平均纬向风速线性外推而得到。

三、模式大气对理想地形强迫的响应

为了讨论位于高纬度与位于中纬度的地形其强迫作用的差异,设为理想地形,即地形高度 P_G 一般可用下式来表示:

$$P_G(\lambda, \varphi) = R_G \sum_{k=1}^K (\hat{P}_g(\varphi))_k e^{ik\lambda} \quad (19)$$

上式 $(\hat{P}_g(\varphi))_k$ 是对于波数 k , P_G 振幅的经向分布,并且用下面复数形式来表示:

$$(\hat{P}_g(\varphi))_k = (P_A)_k + i(-P_B)_k \quad (20)$$

为了简单起见,理想地形假设仅仅用 3 个波 $k=1, 2, 3$ 来表示,并且 $(\hat{P}_g(\varphi))_k$ 定义在特定纬度上

$$(P_A)_k = \begin{cases} 50 \text{ mb} & \varphi = \varphi' \\ 0 \text{ mb} & \varphi \neq \varphi' \end{cases} \quad (P_B)_k = \begin{cases} 0 \text{ mb} & \varphi = \varphi' \\ 0 \text{ mb} & \varphi \neq \varphi' \end{cases} \quad k=1, 2, 3. \quad (21)$$

把方程 (19) 与 (20) 代入模式方程,就能得到理想地形强迫所产生的定常行星波的地转位势值。对于地转位势 $\Phi_k(\varphi, P)$ 可写成下列形式:

$$\Phi_k(\varphi, P) = \{[(\Phi_A(\varphi))_{n-\frac{1}{2}} + i(-\Phi_B(\varphi))_{n-\frac{1}{2}}]_k\} \quad n=1, 2, \dots, 35, k=1, 2, 3. \quad (22)$$

对于纬向波数 k , 在 $n - \frac{1}{2}$ 层的定常行星波的振幅与位相可以分别写成下面形式的解

$$\hat{\Phi}_k(\varphi, P) = \{[(\Phi_A(\varphi))_{n-\frac{1}{2}}]_k^2 + [(\Phi_B(\varphi))_{n-\frac{1}{2}}]_k^2\}^{\frac{1}{2}} \quad n=1, 2, \dots, 35, k=1, 2, 3. \quad (23)$$

$$\alpha_k(\varphi, P) = \frac{1}{k} \tan^{-1} \{[(\Phi_B(\varphi))_{n-\frac{1}{2}}]_k / [(\Phi_A(\varphi))_{n-\frac{1}{2}}]_k\} \quad n=1, 2, \dots, 35, k=1, 2, 3. \quad (24)$$

为了便于与观测值作比较,通常把地转位势变成高度值,即

$$c_k(\varphi, P) = \Phi_k(\varphi, P) / g \quad (25)$$

本节理想地形仅仅考虑在 80°N 与 40°N 。在这些计算中,我们假设地表面平均纬向风速无论在 80°N 或在 40°N 均为 4.5 m/s 。

图 1 表示位于 80°N 理想地形强迫所产生的纬向波数 $k=1$ 的定常行星波振幅与位相的垂直分布。图 2 表示位于 40°N 理想地形强迫所产生的定常行星波振幅与位相的垂直分布。从这些图,我们可以得到如下结果:

对于波数 $k=1$, 在 80°N 理想地形强迫所产生的定常行星波最大振幅位于 60°N 、38 公里高度上,其振幅为 120 米左右。而位于 40°N 理想地形强迫所产生的定常行星波最大振幅值才 15 米左右。因此,我们可以得出结论:对于纬向波数 $k=1$, 位于 80°N 理想地形强迫所产生的定常行星波的振幅要比位于 40°N 理想地形强迫所产生的振幅要大得多,这种差别的主要原因可以由下面两点来解释:

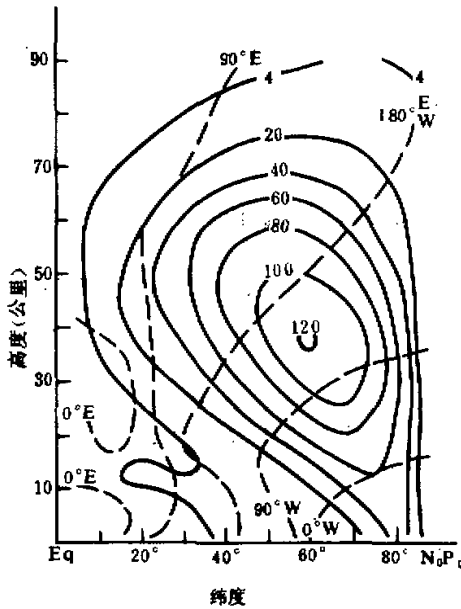


图1 位于80°N理想地形强迫所产生的波数1定常行星波振幅(实线,单位是米)及位相(虚线)的垂直分布。等位相线表示脊的位置

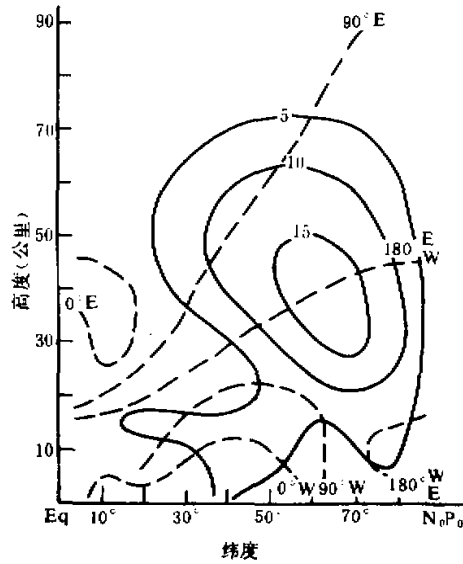


图2 位于40°N理想地形强迫所产生的波数1定常行星波振幅(实线,单位是米)与位相(虚线)的垂直分布。等位相线表示脊的位置

i) 强迫的差别。因为在地表面的垂直速度 ω_s 可以由 $\vec{v}_s \cdot \nabla P_G$ 来计算,即

$$(\omega_s)_k \sim \bar{U}_s \frac{ik}{a \cos \varphi} (\bar{P}_s(\varphi))_k$$

由于假设在80°N的地表面风速和地形振幅与在40°N的地表面风速与地形振幅相等,所以在80°N的地表面垂直速度大于在40°N的垂直速度。

ii) 根据作者对定常行星波折射系数的计算^[9],在高纬度对于波数1的定常行星波从对流层很容易垂直传播到平流层。但是,由于在中纬度平流层下层存在一个较小的 Q_1 的区域,所以,在中纬度定常行星波则不容易直接被传播到平流层,而必须通过对流层向北传播,再传播到平流层。

四、模式大气对北半球实际地形强迫的响应

为了计算模式大气对实际地形强迫的响应,我们必须计算实际北半球地形的振幅与位相的经向分布。本文应用 Berkofsky 和 Bertoni 所计算的地形分布^[10],并把它展开成下列富氏级数:

$$P_G(\lambda, \varphi) = \bar{P}_s(\varphi) + \sum_{k=1}^{\infty} [(P_A)_k(\varphi) \cos(k\lambda) + (P_B)_k(\varphi) \sin(k\lambda)] \quad (26)$$

式中所出现的富氏系数按下面公式计算:

$$\begin{aligned} \{(P_A)_k, (P_B)_k\} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} P_G \{\cos(k\lambda), \sin(k\lambda)\} d\lambda \\ \|(\hat{P}_g(\varphi))_k\| &= [(P_A)_k^2 + (P_B)_k^2]^{\frac{1}{2}} \\ \alpha_k(\varphi) &= \tan^{-1}[(P_B)_k / (P_A)_k] \end{aligned} \quad (27)$$

这样可得到对于波数 $k=1$ 与 $k=2$ 的 $\|(\hat{P}_g(\varphi))_k\|$ 的振幅, 其值分别表示在图 3(A) 与 3(B)。可以看出北半球地形的最大振幅位于 35°N , 因为青藏高原和落基山脉位于此位置, 然而, 我们发现高纬度地形的振幅也不小, 因为这里有格陵兰高原。

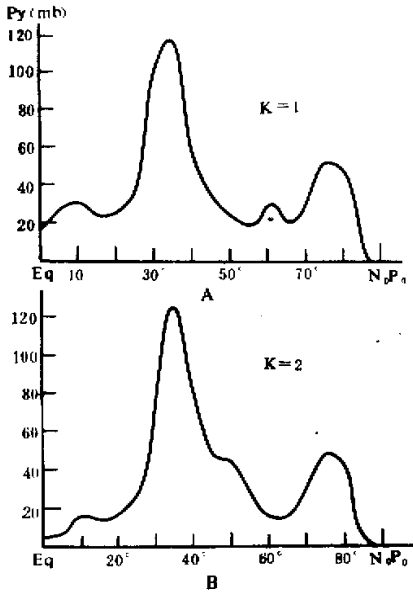


图 3 北半球地形振幅 $\|(\hat{P}_g(\varphi))_k\|$ 的经向分布。(A) 波数 1, (B) 波数 2

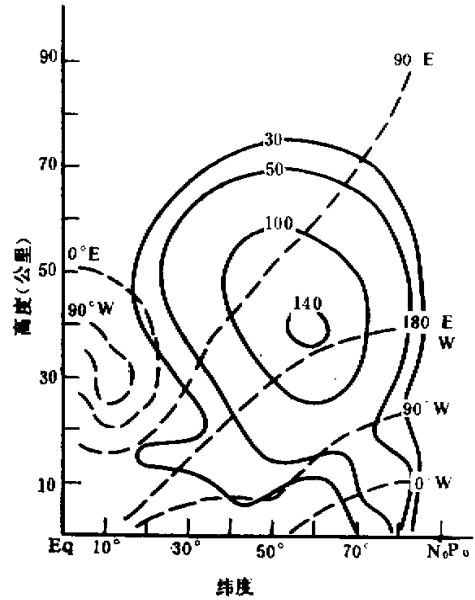


图 4 北半球实际地形强迫所产生的波数 1 定常行星波振幅(实线, 单位是米)及位相(虚线)的垂直分布。其等位相线表示脊的位置

在 Egger 与 Ashe 等的研究中, 高纬度地形的强迫作用几乎被忽略。然而, 按照本文第 3 节的计算结果, 对于同样高度的地形, 位于高纬度的地形强迫作用要比中纬度大。因此, 我们作如下两个数值试验:

A) 如图 5 所示的高纬度地形与中纬度地形同时输入模式。图 4 表示在这种情况下地形强迫所产生的纬向波数 1 定常行星波的振幅与位相的垂直分布。

B) 假设在北半球没有格陵兰高原。图 5 表示在这种情况下, 北半球地形强迫所产生的定常行星波的振幅与位相的垂直分布。

从图 4 与图 5 可以看到: 当包括了格陵兰高原时, 北半球地形强迫所产生波数 1 定常行星波的最大振幅(位于 60°N , 38 公里高度附近)是 140 米。而当没有格陵兰高原时, 北半球地形强迫所产生的波数 1 定常行星波的最大振幅才 50 米。这就说明了冬季格陵

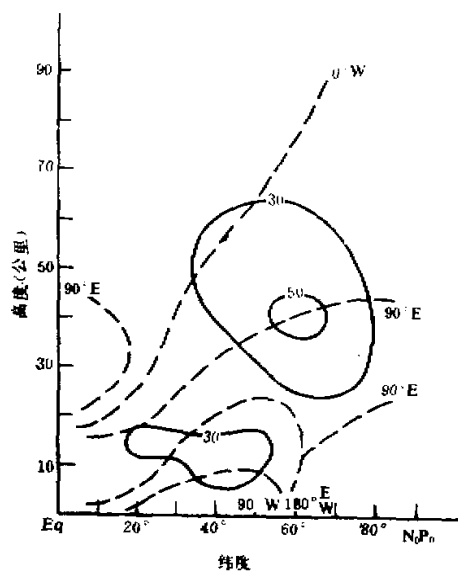


图5 当没有格陵兰高原时,北半球实际地形强迫所产生的波数1定常行星波振幅(实线,单位是米)及位相(虚线)的垂直分布。等位相线表示脊的位置

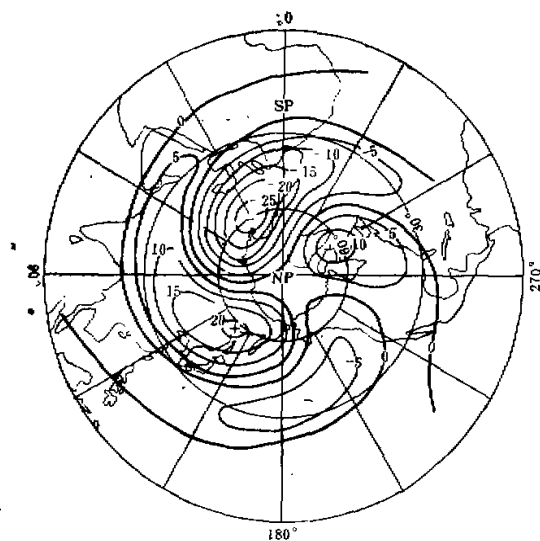


图6 北半球地形强迫所产生的30公里高度上定常扰动系统的分布
(单位是十米)

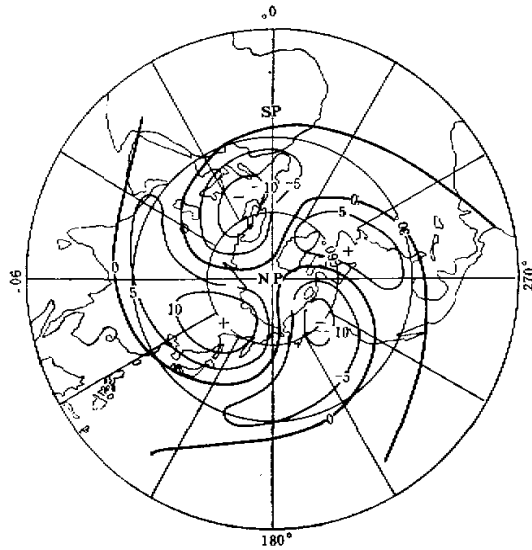


图7 当没有格陵兰高原时,北半球实际地形强迫所产生的定常扰动系统的分布。
(单位是十米)

兰高原在形成定常行星波中起着重要作用。

下面,我们将计算由1—3波合成而得到的各等压面的扰动分布。由于更高波数分量随高度衰减很厉害,因此,包括更多波的分量基本上不改变高层的结果。图6表示相应于A情况时北半球地形强迫所产生的30公里高度上定常扰动系统的分布。从图上可以看到负距平位于欧洲及大西洋,正距平位于东亚及北美。图7表示相应于B情况时,北半球地形强迫所产生的30公里高度上定常扰动系统的分布。与图6比较,当没有格陵兰高原时,北半球地形强迫所产生的扰动系统不仅在格陵兰高原的周围变弱,而且在亚洲及太平洋地区也变弱了。因此,从扰动系统的强弱也可以看到,冬季格陵兰高原对冬季北半球定常行星波(或极涡)的形成起着相当重要的作用。朱抱真在讨论北半球地形对形成平均槽脊的作用时也曾指出格陵兰高原对形成平均槽脊起着一定作用^[10]。我们从定常行星波的角度来看,这种作用似乎更加重要。

五、结 论

本文用包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却作用及水平热量扩散,定常、线性、34层准地转球坐标模式来计算冬季地形强迫所产生的定常行星波的经向分布及在各等压面上扰动系统的分布。计算结果表明:冬季,在高纬度的地形,如格陵兰高原,对于北半球定常行星波的形成起着重要作用。因此,在研究模式大气对北半球地形强迫所产生的响应中,高纬度地形的作用不能忽略。

以上讨论仅仅集中于冬季北半球地形强迫所产生的定常行星波。同样,定常热源在

形成定常行星波时也起着重要作用,并且似乎比地形强迫作用更大。为此,我们还计算了模式大气对定常热源强迫的响应。

致谢: 本研究得到日本气象学会理事长岸保勘三郎教授的指导,在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Huang Rong-hui and K. Gambo, The response of a model atmosphere in middle latitudes to forcing by topography and stationary heat sources *Journal of the Meteorological Society of Japan*, Vol. 59, 220—237, 1981.
- [2] Dickinson, R. E., Planetary Rossby waves propagating vertically through weak westerly wind wave guides. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 25, 984—1002, 1968.
- [3] Staff Members, Academia Sinica, On the general circulation over eastern Asia. *Tellus*, Vol. 10, 299—312, 1958.
- [4] Egger, J. The linear response of a hemispheric two-level primitive equation model to forcing by topography, *Monthly Weather Review*, Vol. 104, 351—363, 1976.
- [5] Ashe, S., A nonlinear model of the time-average axially asymmetric flow induced by topography and heating, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 36, 109—126, 1979.
- [6] Lindzen, R. S., and H. L. Kuo, A reliable method for the numerical integration of a large class of ordinary and partial differential equations, *Monthly Weather Review*, Vol. 96, 732—734, 1969.
- [7] Matsuno, T., Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter northern hemisphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 27, 871—883, 1970.
- [8] Holton, J. R., A semi-spectral numerical model for wave-mean flow interactions in the stratosphere: Application to sudden stratospheric warmings. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 33, 1639—1647, 1976.
- [9] 黄荣辉, 岸保勘三郎, 关于定常行星波的另一波导的研究. 中国科学(即将发表).
- [10] Berkofsky, L., and E. A. Bertoni, Mean topographic charts for the entire earth, *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 36, 350—354, 1955.
- [11] 朱抱真, 大尺度热源、热汇和地形对西风带的常定扰动(二), 气象学报, 第28卷第3期, 1957.

THE ROLE OF GREENLAND PLATEAU IN THE FORMATION OF THE NORTHERN HEMISPHERIC STATIONARY PLANETARY WAVES IN WINTER

Huang Ronghui

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

The stationary planetary waves responding to forcing by the northern hemispheric topography are investigated by means of a quasi-geostrophic, steady, 34-level model, with Rayleigh friction, the effect of Newtonian cooling and the horizontal kinematic thermal diffusivity included in a spherical coordinate system.

The results computed by this model show that the topography at high latitudes, such as Greenland Plateau, plays an important role in the stationary planetary waves responding to forcing by the northern hemispheric topography.