

冬季热源位置与热源的南北宽度对 定常行星波的影响

黄荣辉

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文应用一个定常、准地转 34 层球坐标模式来讨论冬季北半球多层模式大气对定常热源强迫的响应。

计算结果表明：在冬季位于高纬度的定常热源强迫所产生的定常行星波的振幅要比位于中纬度的定常热源强迫所产生的定常行星波的振幅要大。计算结果也表明了热源的南北宽度愈宽，其强迫所产生的定常行星波的振幅愈大。

一、序 言

作者曾应用一个包括瑞利摩擦、牛顿冷却作用与水平热量扩散、定常、准地转 34 层球坐标模式来研究冬季北半球地形强迫所产生的定常行星波问题^[1]。根据作者用 β 平面模式的计算结果，知定常热源的强迫对定常行星波的形成起了很大作用。因此，有必要研究定常热源强迫对定常行星波形成的作用。

许多作者已研究了北半球模式大气对定常热源强迫的响应。比如，朱抱真^[2]研究了热源强迫在形成平均槽脊中的作用。Egger^[3]应用了准地转 2 层模式来研究模式大气对地形与定常热源的响应。Ashe^[4]也借助于两层非线性模式来研究定常扰动系统的分布。

简单的两层模式不能正确反映冬季定常行星波的正确分布。因而，必须应用在平流层有充分的垂直分辨率的多层模式来描述定常热源强迫所产生的振幅与位相。

二、模 式

包括瑞利摩擦、牛顿冷却和水平涡旋热力扩散的定常、准地转线性化涡度方程与热力学方程可以表示成：

$$\begin{aligned} \bar{U} \frac{\partial}{\partial \cos \varphi \partial \lambda} (\zeta') + v' \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{\zeta} + f) &= f \frac{\partial \omega}{\partial p} - R_f \zeta' \\ \bar{U} \frac{\partial}{\partial \cos \varphi \partial \lambda} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - 2Q_0 \sin \varphi \frac{\partial \bar{U}}{\partial p} v' + \sigma \omega &= - \frac{RH}{c_p p} \end{aligned} \quad (1)$$

1982年6月1日收到，8月18日收到修改稿。

$$- \alpha_R \frac{\partial \phi'}{\partial p} + K_T \nabla^2 \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \quad (2)$$

其中 a 是地球半径, Ω_0 是地球自转角速度, $\bar{U}$ 是平均纬向风速, v' 是扰动的经向分量, ϕ' 是扰动位势, ζ' 是相对扰动涡度的垂直分量, ζ 是基本态的相对涡度垂直分量,

$\sigma = -\alpha \frac{\partial \ln \theta}{\partial p}$ 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 是水平涡旋热力扩散系数, R_f 是瑞利摩擦系数, f 是科氏参数, ω 是 p 坐标的垂直速度。

如果在行星涡度平流中的 v' 引进非地转分量, 并且把线性化涡度方程(1)定义在 $n - \frac{1}{2}$ 面上及 $n + \frac{1}{2}$ 面上, 把线性化热力学方程定义在 n 面上, 这样, 我们可以得到下列模式方程:

$$\begin{aligned} \hat{\Omega}_{n-\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\}_{n-\frac{1}{2}} \\ + \frac{1}{a} q_{n-\frac{1}{2}} \times \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi'_{n-\frac{1}{2}}}{\partial \lambda} = f \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} \right)_{n-\frac{1}{2}} - (R_f)_{n-\frac{1}{2}} \\ \times \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \times \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right]_{n-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \hat{\Omega}_n \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n - \left(\frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial p} \right)_n \frac{\partial \phi'_n}{\partial \lambda} + \sigma_n \omega_n = - \left(\frac{RH}{c_p p} \right)_n - (\alpha_R)_n \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n \\ + (K_T)_n \times \frac{1}{a^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \tan \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \hat{\Omega}_{n+\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\}_{n+\frac{1}{2}} \\ + \frac{1}{a} q_{n+\frac{1}{2}} \times \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi'_{n+\frac{1}{2}}}{\partial \lambda} = f \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} \right)_{n+\frac{1}{2}} - (R_f)_{n+\frac{1}{2}} \\ \times \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \times \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right]_{n+\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (5)$$

(3)与(5)式中 $\frac{1}{a} q v'$ 是绝对涡度的南北输送, 其中 q 定义如下:

$$q = \left[2(\Omega_0 + \hat{\Omega}) - \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \varphi} \right] \cos \varphi \quad (6)$$

式中 $\hat{\Omega} = \bar{U}/a \cos \varphi$.

对于上边界条件, 我们假设在模式顶垂直运动为零, 即当 $p = p_t$ (或 $z = z_t$) 时

$$\omega = 0 \quad (7)$$

因为我们主要研究定常热源的强迫作用, 因此, 假设地表面垂直运动亦为零, 即当 $p = p_s$ (或 $z = 0$) 时

$$\omega_s = 0 \quad (8)$$

对于模式的差分方案均与文献[1]相同。

三、定常热源的位置对定常行星波的影响

为了研究处于不同地理纬度的定常热源其强迫所产生的定常行星波分布的不同, 我们首先假定定常热源沿经度有下面的分布:

$$H(\lambda, \varphi, p) = R_e \sum_{k=1}^K (\hat{H}_0(\varphi, p))_k e^{ik\lambda} \quad (9)$$

$(\hat{H}_0(\varphi, p))_k$ 是一复数形式. 我们假设它的垂直分布与 Murakami 所用的分布相同^[5], 即

$$(\hat{H}_0(\varphi, p))_k = (\hat{H}_0(\varphi))_k \exp\left(-\left(\frac{p-\bar{p}}{d}\right)^2\right) \quad (10)$$

这里, 我们假设 $d = 300\text{mb}$, $\bar{p} = 500\text{mb}$, 这说明非绝热加热的分布在 500mb 为最大, 在 500mb 上下成指数衰减. $(\hat{H}_0(\varphi))_k$ 为热源垂直分布中最大热源值的纬度分布, 它可以写成一复数形式:

$$(\hat{H}_0(\varphi))_k = (H_A)_k + i(-H_B)_k$$

为了简便起见, 我们假设理想定常热源位于某一纬度上, 并假设此理想热源的位相为 0, 即

$$(H_A)_k = \begin{cases} 6.0 \times 10^{-6} \text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} & \varphi = \varphi' \\ 0 & \varphi \neq \varphi' \end{cases} \quad (11)$$

$$(H_B)_k = \begin{cases} 0 & \varphi = \varphi' \\ 0 & \varphi \neq \varphi' \end{cases} \quad (12)$$

因而, 把理想定常热源代入模式方程(3)–(5)式, 就可以得到在不同纬度的理想定常热源强迫所产生的定常行星波的振幅与位相. 为了比较热源位置的不同而引起定常行星波的差异, 我们假定定常热源仅仅位于 80°N 与 40°N . 所用的纬向平均风速的垂直分布与文献[1]一样.

图 1 与图 2 分别表示位于 80°N 与 40°N 理想定常热源强迫所产生的纬向波数 1 的定常行星波振幅的垂直分布.

从图 1 与图 2 我们可以得到如下结果:

1) 在 80°N 理想定常热源强迫所产生的波数 1 的定常行星波振幅要比位于 40°N 的大. 这一方面是因为定常热源强迫作用正比于 $f \frac{\partial \omega}{\partial p}$, 所以位于纬度愈高的定常热源,

由于科氏参数大, 故其强迫作用也愈大. 另一方面, 还由于定常行星波传播的波导所引起. 众所周知, 定常热源及大尺度地形强迫所产生的定常行星波在垂直及侧向方向能够传播, 但是它的传播是沿一定的途径. 我们在“关于冬季定常行星波另一波导”一文中已指出^[6]: 冬季定常行星波存在着两支波导, 一支是从高纬度的对流层指向平流层上层, 另一支是从中、高纬度对流层下层指向低纬度的对流层上层及平流层低层. 前者就是 Dickinson 所指出的“极地波导”^[6], 后者是我们经过大量的计算所发现的一支波导^[7]. 这样, 在冬季由于极地波导, 位于高纬度的定常热源强迫所产生的定常行星波很容易从对流层低层传播到平流层. 正如文献[6]中所示, 由于冬季中纬度平流层低层存在一个波的折

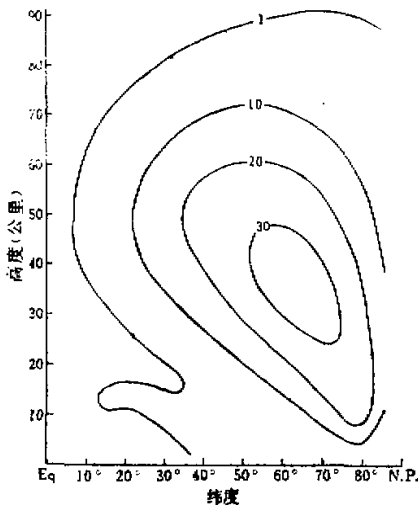


图 1 位于 80°N 理想定常热源强迫所产生的纬向波数 1 定常行星波振幅(米)的垂直分布

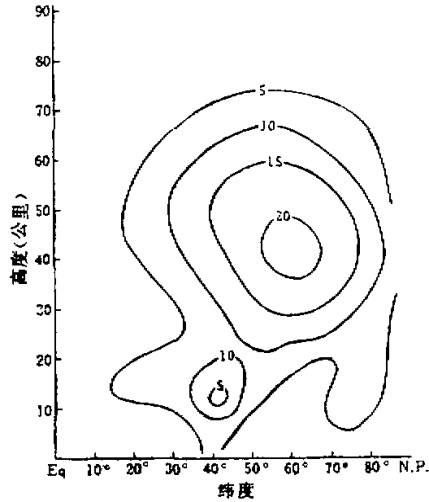


图 2 位于 40°N 理想定常热源强迫所产生的纬向波数 1 定常行星波振幅(米)的垂直分布

射指数为相对小的区域,因此,中纬度热源强迫所产生的定常行星波不能直接从中纬度的对流层传播到平流层,而是首先通过对流层向北传播,再通过极地波导传播到平流层。这样,位于高纬度的定常热源对于定常行星波的作用要比中纬度定常热源的强迫作用大。

因为 $Q_k = Q_0 - \frac{k^2}{\cos^2\varphi} = Q_0 - \frac{4}{\cos^2\varphi}$, 所以在高纬度, 纬向波数 $k=2$ 的定常行星波折射指数都是负的, 因此, 在高纬度定常热源的强迫所产生的波数 2 的定常行星波难于从对流层传播到平流层。这样, 其最大振幅位于对流层。但位于中纬度的理想热源强迫所产生的纬向波数 2 的定常行星波则可以从对流层传播到平流层。

2) 正如在图 1 所示, 在纬向波数 1 的定常行星波最大振幅位于 60°N 38 公里高度附近, 并且, 在 $20^{\circ}-30^{\circ}\text{N}$ 13 公里高度上有一个第二峰值。图 2 则示, 位于 40°N 理想定常热源强迫所产生的定常行星波的振幅在 60°N 40 公里高度上最大, 同样在 $20^{\circ}-30^{\circ}\text{N}$ 15 公里高度上存在第二峰值。对于位于 80°N 或者 40°N 理想定常热源强迫所产生的波数 3 的定常行星波的振幅在对流层最大, 并且在 $20^{\circ}-30^{\circ}\text{N}$ 15 公里高度上同样存在着一个第二峰值。并且位于 40°N 的理想定常热源强迫所产生的定常行星波的第二峰值要比位于 80°N 的还要大。因此, 从定常热源强迫所产生的定常行星波来看, 在冬季定常行星波的传播同样存在着两支波导。与地形强迫一样, 中高纬度定常热源强迫所产生的定常行星波能够向低纬度对流层上层传播, 这是冬季低纬度对流层上层定常行星波形成的原因之一。Webster 认为低纬度定常行星波主要是低纬度的热源及地形强迫所造成^[8]。而我们认为在冬季, 从中、高纬度的强迫作用所产生的定常行星波向低纬度的传播比位于低纬度本身的强迫作用要大。

从上面的数值实验可以看到, 虽然是同样强度的热源, 但由于波导与科氏力的原因,

位于高纬度的热源, 其强迫所产生的定常行星波的振幅要比位于中纬度的大. 这就说明了定常行星波的异常是与定常热源所在的位置有关.

四、定常热源的南北宽度对定常行星波的影响

在 β 平面模式中, 定常热源强迫所产生的定常行星波的振幅及最大振幅的高度都依赖于非绝热加热的南北宽度^[9]. 然而, 在三维模式大气的情况, 定常热源强迫所产生的定常行星波, 通过波导在水平与垂直方向传播, 因而, 在 β 平面近似模式中所将不能直接推广到球坐标模式大气中去. 考虑到这种情况, 我们研究定常热源的南北宽度对定常行星波的影响.

在这一节, 我们假设理想定常热源具有下面两种不同的南北宽度, 也就是, 假设在 (11) 与 (12) 式中的 $(H_A)_k$ 和 $(H_B)_k$ 如下:

$$\begin{cases} (H_A)_k = 6.0 \times 10^{-4} \text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \times \exp\left(-\left(\frac{\varphi - \varphi_0}{b}\right)^2\right) \\ (H_B)_k = 0 \end{cases} \quad (13)$$

式中 $\varphi_0 = 40^\circ \text{N}$, $b = 40^\circ$ 或者 20° . 即这两种分布的最大振幅一样, $b = 40^\circ$ 的热源宽度要比 $b = 20^\circ$ 的宽.

图 3 表示了 $b = 40$ 纬距时, 其理想定常热源强迫所产生的纬向波数 1 定常行星波振幅的垂直分布. 图 4 表示在 $b = 20$ 纬距时, 其理想定常热源强迫所产生的波数 1 定常行星波振幅的垂直分布. 我们可以发现 $b = 40$ 纬距时, 其定常热源强迫所产生的定常行星波振幅大于 $b = 20$ 纬距的振幅. 前者大约是后者的两倍. 因此, 我们可以认为定常热源的南北宽度愈宽, 其强迫所产生的定常行星波的振幅愈大.

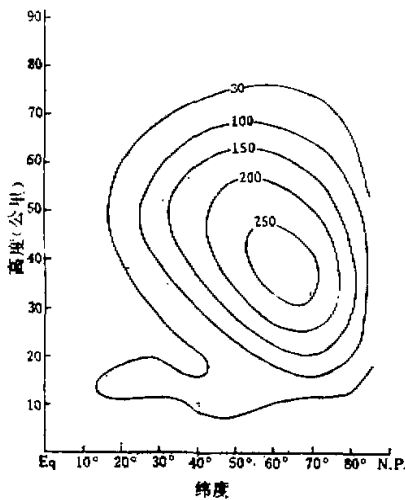


图 3 $b = 40$ 纬距时, 其理想定常热源强迫所产生的纬向波数 1 定常行星波振幅(米)的垂直分布

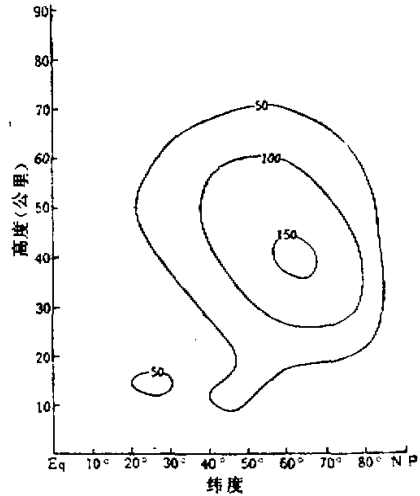


图 4 $b = 20$ 纬距时, 其理想定常热源强迫所产生的纬向波数 1 定常行星波振幅(米)的垂直分布

从上面两个数值实验可以看到, 定常行星波的异常是与定常热源所在的地理位置及南北宽度有关. 因此, 大范围的海温异常将会影响到大气中定常行星波的异常.

五、冬季北半球热源强迫所产生的定常行星波

为了计算北半球实际热源强迫所产生的定常行星波, 我们必须计算北半球实际热源的振幅与位相的经向分布. 我们应用 Ashe 所计算的 1 月份非绝热加热的结果^[4], 来作为冬季北半球 500mb 面上非绝热加热量, 并且把这个非绝热加热量展开成下列傅氏级数:

$$\begin{aligned} H(\lambda, \varphi) &= \tilde{H}(\varphi) + \sum_{k=1}^K [(H_A)_k(\varphi) \cos(k\lambda) + (H_B)_k(\varphi) \sin(k\lambda)] \\ &= \tilde{H}(\varphi) + \sum_{k=1}^K \|\hat{H}_0(\varphi)_k\| \cos[k\lambda - \alpha_k(\varphi)] \end{aligned} \quad (14)$$

上式中的 $(H_A)_k$, $(H_B)_k$ 以及 $\|\hat{H}_0(\varphi)_k\|$, $\alpha_k(\varphi)$ 可以从下面公式求得:

$$\begin{aligned} \{(H_A)_k, (H_B)_k\} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} H(\lambda, \varphi) \times \{\cos(k\lambda), \sin(k\lambda)\} d\lambda \\ \|\hat{H}_0(\varphi)_k\| &= \{(p_A)_k^2 + (p_B)_k^2\}^{\frac{1}{2}} \\ \alpha_k(\varphi) &= \tan^{-1} \left[\frac{(p_B)_k}{(p_A)_k} \right] \end{aligned} \quad (15)$$

这样可得到纬向波数 k 的 $\|\hat{H}_0(\varphi)_k\|$ 的振幅. 从计算结果可以看到冬季北半球实际热源纬向波数 1 的南北宽度是 55 个纬距左右, 纬向波数 2 的南北宽度是 90 个纬距左右.

把由(15)式所计算的北半球冬季定常热源的 $(H_A)_k$ 及 $(H_B)_k$ 代入上面关于 $(\hat{H}_0(\varphi, p))_k$ 的公式, 然后再代入模式方程, 这样就可以得到北半球实际定常热源强迫所产生各波数的定常行星波振幅及位相的分布.

图 5 是北半球实际定常热源强迫所产生的纬向波数 1 的定常行星波振幅与位相的垂直分布. 从图 5 可以总结如下结果:

1) 北半球实际定常热源强迫所产生的纬向波数 1 的定常行星波振幅在 60°N 38 公里高度上最大; 在 $20^\circ\text{--}30^\circ\text{N}$ 13 公里高度上出现了第二峰值. 而对于纬向波数 2 的定常行星波振幅在 60°N 27 公里高度上最大, 同样在 $20^\circ\text{--}30^\circ\text{N}$ 15 公里高度附近出现了第二峰值(图略).

2) 与理想定常热源强迫所产生的定常行星波一样, 实际北半球定常热源强迫所产生的纬向波数 1 的定常行星波振幅比波数 2 的振幅大.

3) 对于纬向波数 1, 实际北半球热源强迫所产生的定常行星波振幅大于实际地形强迫所产生的定常行星波振幅. 这个计算结果似乎与 NCAR 模式的计算结果^[10]一致.

4) 实际北半球定常热源强迫——尤其是中纬度的定常热源强迫所产生的定常行星波能够向低纬度传播. 这是低纬度对流层上层定常行星波形成的主要原因.

下面, 我们将纬向波数 1—3 合成来计算等压面的扰动系统. 图 6 表示实际北半球定常热源强迫所产生的 30 公里高度上的扰动系统. 在这个图上, 我们可以发现, 在西半球有一个负距平, 而在东半球有一个正距平. 并且由于纬向波数 1 容易往平流层传播, 所以

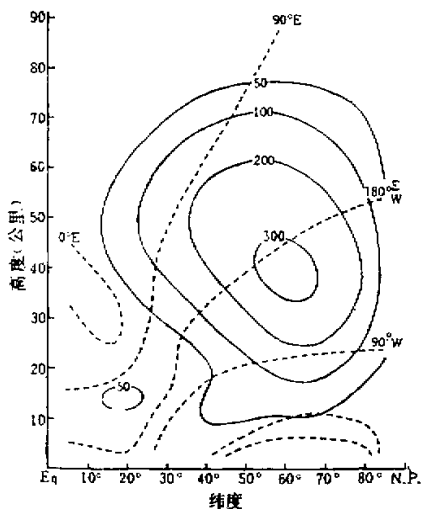


图 5 北半球冬季定常热源强迫所产生的波数 1 定常行星波振幅(实线,米)及位相(虚线)的垂直分布

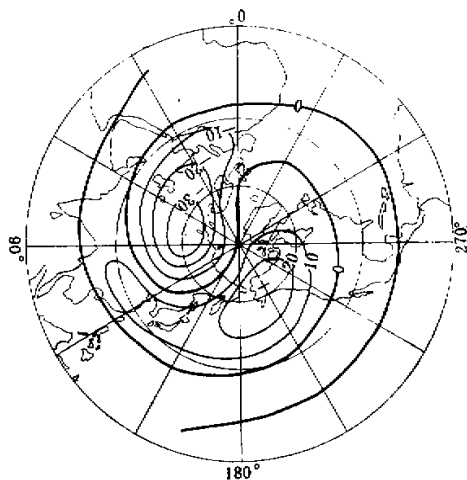


图 6 冬季北半球定常热源强迫所产生的 30 公里高度上定常扰动系统的分布(单位是什米)

在 30 公里高度上定常扰动的分布主要是波数 1。

图 7 是实际北半球定常热源强迫所产生的 12 公里高度上的定常扰动系统。我们可以发现除在高纬度的 4 个定常系统外,负距平位于亚洲与北美,而正距平位于大西洋与落基山的西部,在大约 20°N 的地带,出现了三个定常系统,即在太平洋西部存在着一个正距平区域,这就是副热带高压,另外在太平洋西部与北非各存在着一个负距平。这些副热

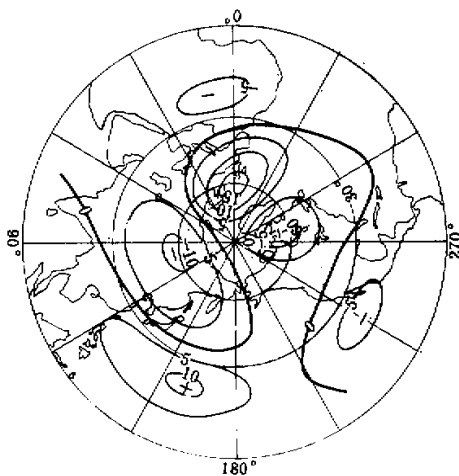


图 7 冬季北半球定常热源强迫所产生的 12 公里高度上定常扰动分布(单位是什米)

带定常系统可以认为是由于中纬度的热源及地形强迫所产生的定常行星波传播的结果。

六、结 论

本文应用一个定常、准地转 34 层模式来讨论冬季北半球多层模式大气对定常热源强迫所产生的定常行星波。计算结果表明: 在冬季, 位于高纬度的定常热源强迫所产生的定常行星波的振幅要比位于中纬度的振幅大。定常热源的南北宽度愈宽, 其强迫所产生的定常行星波的振幅愈大。

我们还计算了北半球冬季实际定常热源强迫所产生的定常行星波。计算结果表明了北半球中、高纬度的定常热源强迫所产生的定常行星波能够向低纬度对流层上层传播, 这是低纬度对流层上层定常行星波形成的原因之一。

我们这里所用的非绝热加热的垂直分布是假想的, 这, 似乎适合于西藏高原, 但是, 在海洋上空的热源垂直分布显然不是这样的, 因此, 在热带上空热源的垂直分布应该重新考虑。

参 考 文 献

- [1] 黄荣辉, 冬季格陵兰高原对北半球定常行星波形成的作用, 大气科学, 第 7 卷第 4 期, 1983.
- [2] 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.
- [3] Egger, J., On the theory of the steady perturbations in the troposphere, *Tellus*, Vol. 28, 381—389, 1976.
- [4] Ashe, S., A nonlinear model of the time-average axially asymmetric flow induced by topography and diabatic heating, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, 109—126, 1978.
- [5] Murakami, T., Equatorial stratospheric waves induced diabatic heat sources, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 29, 1129—1137, 1972.
- [6] Dickinson, R. E., Planetary Rossby waves propagating vertically through weak westerly wind wave guides, *J. Atmos. Sci.*, 25, 984—1002, 1968.
- [7] Huang Rong-hui 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*, Vol. 60, 78—92, 1982.
- [8] Webster, P. J., Response of the tropical atmosphere to local, steady forcing, *M. W. R.*, Vol. 100, 518—541, 1972.
- [9] Huang Rong-hui and K. Gambo, The response of a model atmosphere in middle latitudes to forcing by topography and stationary heat sources, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 59, 202—237, 1981.
- [10] Kasahara, A., T. sasamori and W. M. washington, Simulation experiments with a 12-layer stratospheric global circulation mode. I. Dynamical effect of the earth's orography and thermal influence of continentality, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 30, 1229—1237, 1973.

THE INFLUENCE OF THE POSITION AND MERIDIONAL WIDTH OF STATIONARY HEAT SOURCES ON THE STATIONARY PLANETARY WAVES IN WINTER

Huang Ronghui

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

The response of the Northern Hemispheric multi-level model atmosphere to forcing by stationary heat sources in winter is investigated by means of a steady and quasi-geostrophic model in a spherical coordinate system.

The results computed from this model show that the amplitude of stationary planetary waves responding to forcing is larger by stationary heat sources at high latitudes than by those at middle latitudes. The results also show that the larger the meridional width of stationary heat sources, the larger the amplitude of stationary planetary waves responding to forcing is.