

冬季低纬度热源异常在北半球对流层大气 环流异常中的作用*

黄 荣 辉

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文首先从理论上讨论了北半球冬季低纬度强迫源与中纬度强迫源强迫所产生的准定常行星波在实际基本气流中传播路径及其振幅分布的差异,指出冬季低纬度热源异常将对北半球中、高纬度对流层大气环流的异常起很大影响,而中纬度热源异常将对平流层环流异常起很大作用。

本文应用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却及水平涡旋热力扩散准地转 34 层球坐标模式分别计算了冬季低纬度热源异常与中纬度热源异常所造成北半球扰动系统的异常情况,计算结果表明了冬季低纬度热源异常将对中、高纬度对流层大气环流异常起很大作用,热带太平洋上空热源异常将产生 PNA 型环流异常。

一、引 言

长期以来,人们都注意北太平洋黑潮流域以及北大西洋湾流区域的海温变化对北半球大气环流的影响。最近几年来人们发现低纬度海温异常不仅可以影响低纬度的纬向垂直环流,而且可以影响北半球中高纬度的大气环流。Wallace 等人从北半球多年观测资料发现了北半球 PNA 型遥相关^[1]。Shukla and Wallace 说明了热带太平洋海温异常会引起北半球 PNA 型大气环流的异常^[2]。

对于热带太平洋海温异常现象已有许多观测研究。Rasmusson and Carpenter 已总结了赤道太平洋海温异常位于 100° — 160° W, 最大异常的距平可达到 $+2^{\circ}\text{C}$ 左右^[3]。Doberitz 与 Bjerknes 的研究表明热带太平洋海表温度异常增暖不仅使得海洋向大气的感热输送大大增加,而且会使强盛的积云对流区向暖水区移动^[4,5], 其降水距平可达到 15 毫米/天。由于降水量增加将使水汽凝结释放的潜热大大增加,所以,海温异常增暖将会使低纬度上空的热源产生异常,即热源将加强;相反,热带太平洋海温偏冷,位于低纬度热源将偏小。因此,我们有必要研究低纬度热源异常对北半球大气环流异常的作用。为了说明这个作用的重要性,我们把低纬度热源异常所引起北半球环流的异常情况

* 本文于 1985 年 4 月 23 日收到, 1985 年 6 月 6 日收到修改稿。

与中纬度热源异常所引起北半球环流的异常情况作比较。

二、中纬度与低纬度准定常行星波在球面大气中的传播路径

为了比较冬季低纬度热源异常与中纬度热源异常在北半球大气环流中的作用, 我们首先从理论上讨论冬季中纬度准定常行星波与低纬度准定常行星波在球面大气中的传播特性。

在不考虑 Rayleigh 摩擦, Newton 冷却及水平涡旋热力扩散情况下, 球坐标线性化地转涡度方程及热力学方程分别可写成下面两式,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{a \cos \varphi \partial \lambda}\right) \xi' + v' \frac{\partial}{a \partial \varphi} (\bar{\xi} + f) = f \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{a \cos \varphi \partial \lambda}\right) \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p}\right) - 2 \Omega_0 \sin \varphi \frac{\partial \bar{U}}{\partial p} v' + \sigma \omega = 0 \quad (2)$$

a 是地球半径, φ 是纬度, λ 是经度, \bar{U} 是基本气流, v' 是扰动风速的经向分量, ξ' 是相对扰动涡度的垂直分量, $\bar{\xi}$ 是基本态的相对涡度的垂直分量, f 是科氏参数, ω 是垂直速度, Ω_0 是地球自转角速度。

在讨论定常行星波传播时, 应用 z 坐标代替 p 坐标是方便的, 因此, 我们引入 $z = -h_0 \ln \frac{p}{p_0}$, p_0 是参考压力, h_0 是特征高度, 设

$$\phi'(\lambda, \varphi, z, t) = \text{Re} \sum_{k=1}^{\infty} \Phi_k(\varphi, z, t) e^{ik\lambda} \quad (3)$$

引入新变量 Ψ_k

$$\Psi_k(\varphi, z, t) = e^{-z/2h_0} \Phi_k(\varphi, z, t) \quad (4)$$

若大气是近似等温的, 由文献[6]中的推导就可以得到下列方程式

$$\begin{cases} \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \Psi_k}{\partial \varphi} \right) + l^2 \sin^2 \varphi \frac{\partial^2 \Psi_k}{\partial z^2} + Q_k \Psi_k = 0 \end{cases} \quad (5)$$

$$Q_k = Q_0 - \frac{k^2}{\cos^2 \varphi} \quad (6)$$

$$\begin{cases} Q_0 = \left[2(\Omega_0 + \hat{\Omega}) - \frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \varphi} - l^2 \sin^2 \varphi \left(\frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial z^2} - \frac{1}{h_0} \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial z} \right) \right] / \\ (\hat{\Omega} - c) - l^2 \sin^2 \varphi \frac{1}{4 h_0^2} \end{cases} \quad (7)$$

上式中 $l = 2 \Omega_0 a / N$, N 是 Brunt-Väisälä 频率。对于准定常行星波(7)式可以变成

$$Q_0 = \left[2(\Omega_0 + \hat{\Omega}) - \frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \varphi} - l^2 \sin^2 \varphi \left(\frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial z^2} - \frac{1}{h_0} \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial z} \right) \right] / \hat{\Omega} - l^2 \sin^2 \varphi \frac{1}{4 h_0^2} \quad (8)$$

(5), (6)式中 Q_k 是波数 k 的准定常行星波的折射指数平方, Q_0 可以认为是波数 0 的折射指数平方, 它的分布特征对于波的传播起着重要作用。

然而, 由于在实际基本气流中存在着垂直及经向切变以及地球曲率的原因, 准定常

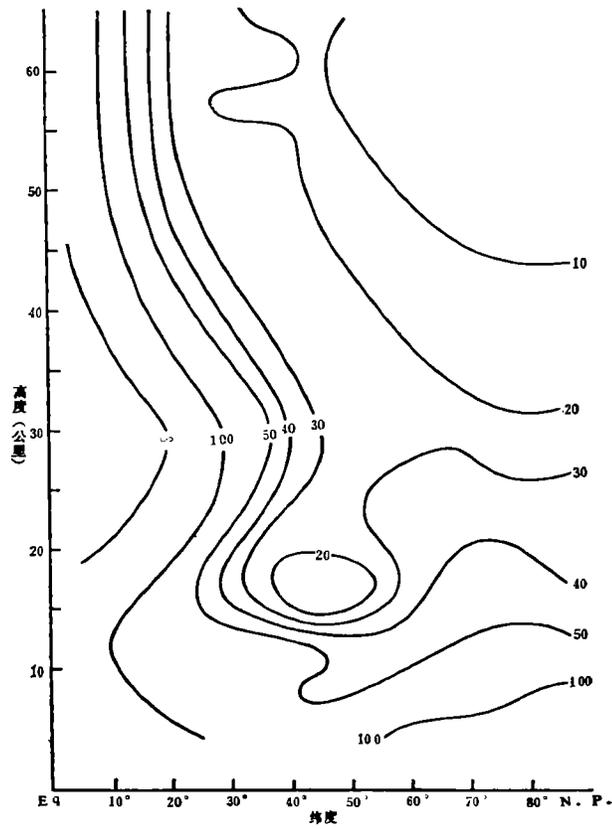


图 1 冬季行星波折射指数平方 Q_0 的分布

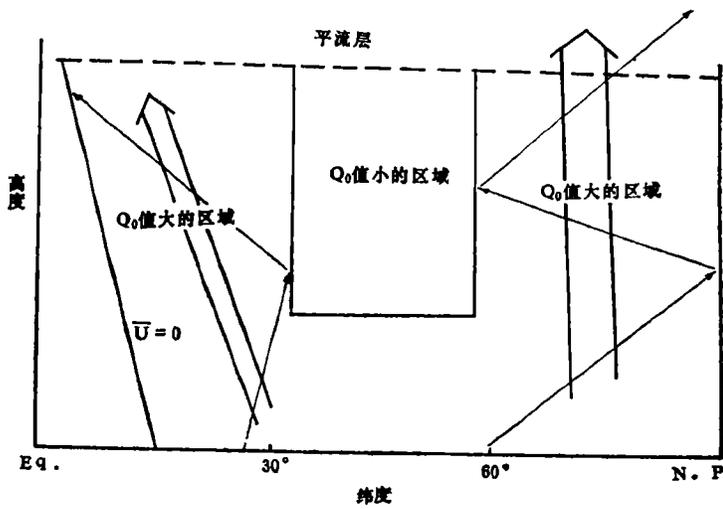


图 2 波导示意图

行星波在传播中其传播路径将受到折射。假设波的传播路径与水平方向之间的夹角是 $\hat{\alpha}$, 我们利用 WKB 方法可得到如下关系^[7],

$$\frac{d_{\hat{\alpha}}}{dt} = \frac{1}{Q_0} \vec{i} \vec{C}'_e \times \nabla Q_0 \quad (9)$$

\vec{i} 是 λ 方向的单位矢量, \vec{C}'_e 是群速度在经圈方向的投影, 并且, 我们定义 $\frac{d_{\hat{\alpha}}}{dt}$ 为

$$\frac{d_{\hat{\alpha}}}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{C}'_e \cdot \nabla,$$

它表示沿波传播路径的随体微商, 方程(9)描述了行星波传播路径的变化特点, 它说明了准定常行星波传播路径的变化是由 Q_0 的梯度与 Q_0 所决定, 显然, 波的传播路径总是向着 Q_0 的梯度方向折射。

图 1 是由北半球冬季基本气流计算而得到的波折射指数平方 Q_0 的分布。可以看到在高纬度平流层上层存在一个 Q_0 最小值的区域, 并且, 在中纬度平流层下层也存在一个 Q_0 最小值的区域, 而在高纬度及低纬度地区分别是 Q_0 值相对大的区域。我们把这个分布简单画出一个示意图(见图 2), 在图中极地是一刚壁, 假设有一强迫源所产生的定常行星波向上传播时, 波沿 Q_0 的梯度方向折射, 即它要向高纬度 Q_0 大的区域折射, 但它又受极地刚壁的反射, 这样波将会聚焦在高纬度地区而往平流层传播。因此, 高纬度地区上空就是行星波向平流层传播的一个通道, 称极地波导。此外, 我们从中纬度与低纬度之间来看, 在中纬度平流层下层是一个 Q_0 最小值的区域, 而低纬度对流层是一个 Q_0 大的区域, 按照(9)式所示的折射规律, 波同样也会向着低纬度方向折射, 但是, 冬季在低纬度地区有一东西风交界处, $\bar{U}=0$, 波不会越过此线传播到东风区, 因此在低纬度地区也存在着一支波导, 即波要从中纬度对流层下层通过对流层向低纬度对流层顶附近传播。图 3 中粗箭号就是从理论上所提出的二支波导示意图。从图 3 我们可以清

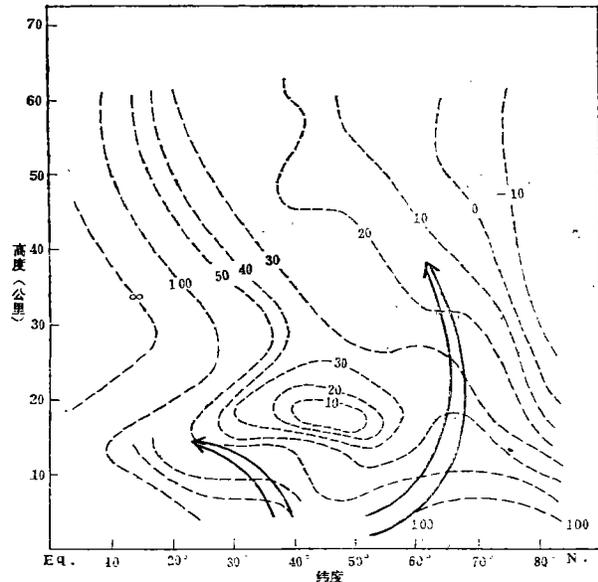


图 3 中纬度准定常行星波传播波导示意图

地看到行星波它不能直接从中纬度对流层下层传播到平流层,它必须绕开位于中纬度平流层下层 Q_0 值小的区域。

但是,对于低纬度强迫源强迫所产生的行星波,由图 1 可以看到它不容易被折射到高纬度的极地波导,因此,它不容易直接通过极地波导向高纬度平流层传播,波主要从对流层准水平地由低纬度传播到高纬度对流层上层,同时也通过另一波导传播到低纬度对流层上层。

三、波在传播中振幅的变化

对于中纬度准定常行星波,由方程(1)、(2)可得到如下位涡度守恒方程,即

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \hat{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \left\{ \frac{1}{f} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{a \partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{a^2 \cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] + f \frac{\partial}{p \partial z} \left(\frac{p}{N^2} \frac{\partial \phi'}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} \times \frac{1}{f} \frac{\partial \phi'}{a \cos \varphi \partial \lambda} = 0 \quad (10)$$

其中 $\frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi}$ 是

$$\frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} = \frac{1}{a} \left\{ 2 \Omega_0 \cos \varphi - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{U} \cos \varphi) \right] + f \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\bar{\theta}}{\bar{\theta}_p} \right) \right\}$$

设 $x = a\lambda$, $y = a \tan h^{-1}(\sin \varphi)$, 并把方程(10)的扰动位势变成扰动流函数 $\tilde{\psi}'$, 并设 $\tilde{\psi}'$ 是

$$\tilde{\psi}'(x, y, z, t) = \text{Re} \sum_{k=1}^{\infty} e^{i 2 k x} \bar{\psi}_k(y, z, t) e^{i k x} \quad (11)$$

把(11)式代入方程(10), 可得

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i \tilde{k} a \hat{\Omega}\right) \left[-\frac{\tilde{k}^2}{\cos^2 \varphi} + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{f^2}{N^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{4 h_0^2} \right) \right] \bar{\psi}_k + \bar{q}_k \cdot \frac{i \tilde{k}}{\cos^2 \varphi} \bar{\psi}_k = 0 \quad (12)$$

上式中 $\bar{q}_k = \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} \cos \varphi$. 因为我们研究的是准定常行星波的传播, 所以可以认为 $\bar{\psi}_k$ 的振幅是 y, z, t 的缓变函数, 这样可以利用 WKBJ 方法来解方程(12), 引入缓变坐标 X, Y, Z, T , 即

$$X = \epsilon x, \quad Y = \epsilon y, \quad T = \epsilon t, \quad Z = \epsilon z,$$

ϵ 是一个正的小参数, 设方程(12)的解为

$$\bar{\psi}_k(y, z, t) = \hat{\psi}_k(Y, Z, T) e^{i \theta / \epsilon} \quad (13)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\hat{\omega}, \quad \tilde{m} = \frac{\partial \theta}{\partial y}, \quad \tilde{n} = \frac{\partial \theta}{\partial z},$$

\tilde{m}, \tilde{n} 分别是 y, z 坐标的波数, 我们把 $\hat{\psi}_k(Y, Z, T)$ 也按 ϵ 展开,

$$\hat{\psi}_k(Y, Z, T) = \hat{\psi}_0(Y, Z, T) + \epsilon \hat{\psi}_1(Y, Z, T) + \epsilon^2 \hat{\psi}_2(Y, Z, T) + \dots \quad (14)$$

把(13), (14)代入方程(12), 可以得到下面关系式

$$\begin{aligned} & \left[-i(\hat{\omega} - a\hat{\Omega}\tilde{k}) + \varepsilon \frac{\partial}{\partial T} + \varepsilon a\hat{\Omega} \frac{\partial}{\partial X} \right] \times \left\{ \varepsilon^2 \left(\frac{1}{\cos^2\varphi} \frac{\partial^2 \hat{\psi}_0}{\partial Y^2} + \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial^2 \hat{\psi}_0}{\partial Z^2} \right) - \right. \\ & \quad \left. - \frac{\tilde{k}^2}{\cos^2\varphi} \hat{\psi}_0 + \varepsilon i \left[\left(\frac{1}{\cos^2\varphi} 2\tilde{m} \frac{\partial \hat{\psi}_0}{\partial Y} + \frac{1}{\cos^2\varphi} \hat{\psi}_0 \frac{\partial \tilde{m}}{\partial Y} + 2 \frac{f^2}{N^2} \tilde{n} \frac{\partial \hat{\psi}_0}{\partial Z} + \right. \right. \right. \\ & \quad \left. \left. \left. + \frac{f^2}{N^2} \hat{\psi}_0 \frac{\partial \tilde{n}}{\partial Z} \right) \right] - \left(\frac{1}{\cos^2\varphi} \tilde{m}^2 + \frac{f^2}{N^2} \tilde{n}^2 + \frac{f^2}{4h_0^2 N^2} \right) \hat{\psi}_0 \right\} + \bar{q}_y \frac{ik}{\cos^2\varphi} \hat{\psi}_0 + \dots = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

取方程(15)的 0 级近似方程, 可得下列的频散关系,

$$\hat{\omega} = a\hat{\Omega}\tilde{k} - \frac{\bar{q}_y \cdot \tilde{k}}{\nu^2 \cos^2\varphi} \quad (16)$$

$$\nu^2 = \frac{\tilde{k}^2}{\cos^2\varphi} + \frac{\tilde{m}^2}{\cos^2\varphi} + \frac{f^2}{N^2} \tilde{n}^2 + \frac{f^2}{N^2} \frac{1}{4h_0^2}$$

对于准定常行星波, 由(16)式可得下式

$$\frac{\tilde{m}^2}{\cos^2\varphi} + \frac{f^2}{N^2} \tilde{n}^2 = \frac{\bar{q}_y}{a\hat{\Omega}\cos^2\varphi} - \frac{\tilde{k}^2}{\cos^2\varphi} - \frac{f^2}{N^2} \frac{1}{4h_0^2}$$

把 \bar{q}_y 的表达式代入上述方程式, 就有

$$\begin{aligned} \frac{a^2\tilde{m}^2}{\cos^2\varphi} + \frac{f^2a^2}{N^2} \tilde{n}^2 = & \left[2(\Omega_0 + \hat{\Omega}) - \frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \varphi} - l^2 \sin^2 \varphi \left(\frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial z^2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{h_0} \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial z} \right) \right] / \hat{\Omega} - \frac{a^2\tilde{k}^2}{\cos^2\varphi} - \frac{f^2a^2}{N^2} \frac{1}{4h_0^2}, \end{aligned}$$

把 x 坐标的波数转换到 λ 坐标的波数, 故可得

$$\frac{a^2\tilde{m}^2}{\cos^2\varphi} + \frac{f^2a^2}{N^2} \tilde{n}^2 = Q_x \quad (17)$$

从(16)式还可求得在 y, z 坐标的群速度分量

$$\begin{cases} c_{\varepsilon y} = \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial \tilde{m}} = \frac{2\bar{q}_y \cdot \tilde{k}}{\nu^4 \cos^2\varphi} \cdot \frac{2\tilde{m}}{\cos^2\varphi} = \frac{2\bar{q}_y \cdot k}{\nu^4 a \cos^2\varphi} \cdot \frac{2\tilde{m}}{\cos^2\varphi} \\ c_{\varepsilon z} = \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial \tilde{n}} = \frac{\bar{q}_y \cdot \tilde{k}}{\nu^4 \cos^2\varphi} \cdot \frac{2f^2}{N^2} \cdot \tilde{n} = \frac{2\bar{q}_y \cdot k}{\nu^4 a \cos^2\varphi} \cdot \frac{f^2}{N^2} \tilde{n} \end{cases} \quad (18)$$

我们定义一个新的垂直坐标 $\hat{z} = \frac{N}{f}z$, 及一个 $\hat{y} = a\varphi$ 坐标, 这样在 \hat{y}, \hat{z} 坐标的群速度是

$$\begin{cases} c_{\varepsilon \hat{y}} = \frac{d\hat{y}}{dy} c_{\varepsilon y} = \cos \varphi \cdot \frac{2\bar{q}_y \cdot k}{\nu^4 a \cos^2\varphi} \cdot \frac{2\tilde{m}}{\cos^2\varphi} = \frac{2\bar{q}_y \cdot k}{\nu^4 a \cos^2\varphi} \cdot \frac{\tilde{m}}{\cos \varphi} \\ c_{\varepsilon \hat{z}} = \frac{d\hat{z}}{dz} c_{\varepsilon z} = \frac{N}{k} \cdot \frac{2\bar{q}_y \cdot k}{\nu^4 a \cos^2\varphi} \cdot \frac{2f^2}{N^2} \tilde{n} = \frac{2\bar{q}_y \cdot k}{\nu^4 a \cos^2\varphi} \cdot \frac{f}{N} \tilde{n} \end{cases} \quad (19)$$

所以群速度在经圈平面投影 C'_ε 的绝对值是

$$|\vec{C}'_\varepsilon| = \sqrt{c_{\varepsilon \hat{y}}^2 + c_{\varepsilon \hat{z}}^2} = \frac{2\bar{q}_y \cdot k}{\nu^4 a \cos^2\varphi} \sqrt{\frac{\tilde{m}^2}{\cos^2\varphi} + \frac{f^2}{N^2} \tilde{n}^2} = \frac{2\bar{q}_y \cdot k}{\nu^4 a \cos^2\varphi} \cdot \frac{\sqrt{Q_x}}{a} \quad (20)$$

若取方程(15)的 $0(\varepsilon)$ 近似方程, 由文献[8]可知, 有下面的波作用量守恒方程, 即

$$\frac{\partial}{\partial T} A_m + \nabla \cdot (\vec{C}'_e \cdot A_m) = 0 \quad (21)$$

对于准定常行星波, $\frac{\partial}{\partial T} A_m \cong 0$, 于是有

$$\vec{C}'_e \cdot A_m = \text{常数} \quad (22)$$

其中 $A_m = \frac{1}{2} \frac{\nu^4 |\hat{\Psi}_0|^2 a \cos^2 \varphi}{\bar{q}_y \cdot f^2}$, 称波作用量, 把(20)式代入(22)式, 可得准定常行星波在传播时振幅的变化, 即

$$\frac{2 \bar{q}_y \cdot k}{\nu^4 a \cos^2 \varphi} \cdot \frac{\sqrt{Q_k}}{a} \cdot \frac{1}{2} \frac{\nu^4 |\hat{\Psi}_0|^2 a \cos^2 \varphi}{\bar{q}_y \cdot f^2} = \text{常数}$$

$$\frac{\tilde{k} |\hat{\Psi}_0|^2}{f^2} \sqrt{Q_k} = \text{常数} \quad (23)$$

从图3可以看到波数1准定常行星波折射指数平方 Q_1 在高纬度地区是随高度减少的, 因此中纬度强迫源强迫所产生的波数1准定常行星波在极地向上传播时其振幅要增加, 它的最大振幅应出现在平流层中上层。同理波数2准定常行星波的最大振幅也出现在平流层的中下层。

下面, 我们研究低纬度准定常行星波在传播中振幅的变化。从上一节讨论中可以知道低纬度强迫源强迫所产生的准定常波准水平地从低纬度传播到高纬度对流层上层。因此, 我们可以利用球面涡度方程就可以研究低纬度准定常行星波在球面上的传播情况, 即

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \hat{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) \left\{ \frac{1}{f} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{a^2 \cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] + \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} \times \right.$$

$$\left. \frac{1}{f} \frac{\partial \phi'}{a \cos \varphi \partial \lambda} \right\} = 0 \quad (24)$$

其中

$$\frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} = \frac{1}{a} \left[2(\Omega_0 + \hat{\Omega}) - \frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \varphi} \right] \cos \varphi$$

引入流函数, 并采取与上面相同的方法来解方程(24), 即方程(24)中任何一个解可表达成

$$\psi'(\lambda, \varphi, t) = \text{Re} \sum_{k=1}^{\infty} \Psi_k(\varphi, z, t) e^{ik\lambda} \quad (25)$$

利用与上面相同的坐标变换, 方程(24)变成在 x, y 坐标的方程,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + a \hat{\Omega} \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[\frac{1}{\cos^2 \varphi} \left(\frac{\partial^2 \Psi_k}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_k}{\partial x^2} \right) \right] + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \bar{q}_y \cdot \frac{\partial \Psi_k}{\partial x} = 0 \quad (26)$$

其中 $\bar{q}_y = \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} \cos \varphi$ 。

同样, 我们利用(13)、(14)式所示的 WKB 来解方程(26)。取其方程的0级近似, 则可得

$$\hat{\omega} = a \hat{\Omega} \tilde{k} - \frac{\bar{q}_y \cdot \tilde{k}}{\tilde{k}^2 + \tilde{m}^2} \quad (27)$$

其中 \tilde{k}, \tilde{m} 是 x, y 坐标的波数。于是有

$$\tilde{k}^2 + \tilde{m}^2 = \frac{\bar{q}_y}{a\hat{\Omega}} = K_s^2 \quad (28)$$

图 4 给出北半球冬季 500 mb 上 K_s 的分布, 可以看到 K_s 值随纬度减少。

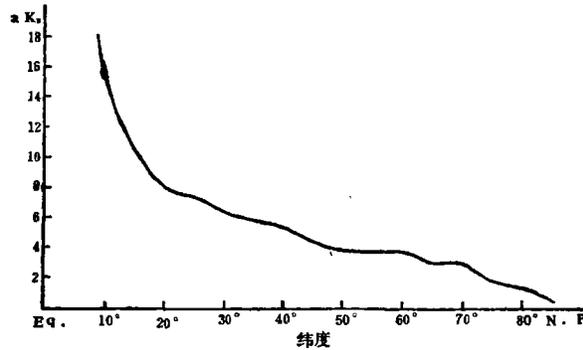


图 4 北半球冬季 500 mb 面上 αK_s 随纬度的分布

从(27)式还可以得到准定常行星波在 x, y 坐标的群速度分量 c_{gx}, c_{gy} ,

$$\begin{cases} c_{gx} = \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial \tilde{k}} = \frac{2 \bar{q}_y \cdot \tilde{k}}{(\tilde{k} + \tilde{m})^2} = \frac{2 \bar{q}_y \cdot \tilde{k}}{K_s^4} \\ c_{gy} = \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial \tilde{m}} = \frac{2 \bar{q}_y \cdot \tilde{k} \cdot \tilde{m}}{(\tilde{k} + \tilde{m})^2} = \frac{2 \cdot \bar{q}_y \cdot \tilde{k} \cdot \tilde{m}}{K_s^4} \end{cases} \quad (29)$$

于是可以得到准定常行星波的传播路径, 即

$$\operatorname{tg} \theta = \sqrt{\left(\frac{K_s}{\tilde{k}}\right)^2 - 1} \quad (30)$$

θ 是波的传播路径与 x 方向的夹角。因此, 当 $K_s > \tilde{k}$ 时, 波向极地方向传播; 当 $K_s = \tilde{k}$ 时, 波的传播路径将转向。

若取 $o(\varepsilon)$ 近似方程, 则同样可得波作用守恒方程, 即

$$\frac{\partial}{\partial T} A + \nabla \cdot (\vec{C}_\varepsilon \cdot A) = 0 \quad (31)$$

其中 $A = \frac{1}{2} \frac{K_s^4 \hat{\Psi}_0^2}{\bar{q}_y}$, 对于准定常行星波 $\frac{\partial}{\partial T} A \approx 0$, 这样就有

$$\vec{C}_\varepsilon \cdot A = \text{常数} \quad (32)$$

于是, 可得下式

$$\hat{\Psi}_0 \sqrt{\tilde{k}^2 + \tilde{m}^2} = \text{常数} \quad (33)$$

从图 4 K_s 的分布可以看到, 对于某一波长的准定常行星波, 当它向极地传播时, 它的径向波数要减少, 因而, 它的振幅要增加。

四、北半球冬季低纬度热源异常与中纬度热源异常引起中、高纬度大气环流异常的数值试验

上面我们已经在理论上分析了中纬度强迫源强迫所产生的准定常行星波通过极地波导传播到平流层,因此,它的振幅在高纬度平流层最大;而低纬度强迫源强迫所产生的准定常行星波准水平通过对流层传播到高纬度对流层上层,因此,它的振幅在高纬度对流层上层最大。为了实际比较中、低纬度热源异常对北半球冬季大气环流异常的作用,我们将采用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却及水平热力扩散定常准地转 34 层球坐标模式来计算热带东太平洋上空热源异常与中纬度北太平洋热源异常所引起北半球大气环流的异常情况。

1. 模式

本文所用的模式方程如下:

$$\left\{ \begin{aligned} & \hat{\Omega}_{n-\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2 \Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\}_{n-\frac{1}{2}} + \\ & \frac{1}{a} q_{n-\frac{1}{2}} \frac{1}{2 \Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \lambda} = f \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} \right)_{n-\frac{1}{2}} - (R_r)_{n-\frac{1}{2}} \frac{1}{2 \Omega_0 \sin \varphi} \times \\ & \times \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right]_{n-\frac{1}{2}} \end{aligned} \right. \quad (34)$$

$$\left\{ \begin{aligned} & \hat{\Omega}_n \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n - \left(\frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial p} \right)_n \frac{\partial \phi_n}{\partial \lambda} + \sigma_n \omega_n = - \left(\frac{RH}{c_p p} \right)_n - (\alpha_n)_n \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n + \\ & + (K_T)_n \frac{1}{a^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \tan \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n \end{aligned} \right. \quad (35)$$

$$\left\{ \begin{aligned} & \hat{\Omega}_{n+\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2 \Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\}_{n+\frac{1}{2}} \\ & + \frac{1}{a} q_{n+\frac{1}{2}} \frac{1}{2 \Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi'_{n+\frac{1}{2}}}{\partial \lambda} = f \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} \right)_{n+\frac{1}{2}} - (R_r)_{n+\frac{1}{2}} \times \\ & \times \frac{1}{2 \Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right]_{n+\frac{1}{2}} \end{aligned} \right. \quad (36)$$

上面方程中, H 是单位时间单位质量的非绝热加热, R 是气体常数, c_p 是定压比热, α_n 是 Newton 冷却系数, K_T 是水平涡旋热力扩散系数, R_r 是 Rayleigh 摩擦系数, n 表示模式层次, q 为下式

$$q_{n-\frac{1}{2}} = \left[2(\Omega_0 + \hat{\Omega}) - \frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \varphi} \right]_{n-\frac{1}{2}} \cos \varphi$$

对于行星尺度运动,其运动的辐散分量所引起的行星涡度平流是很重要的^[9],所以在推导模式方程时,其涡度平流中的行星涡度平流项的 v' 引进了非地转分量,因而,模式方程(34)、(36)与一般球坐标的涡度方程是不同的。

模式的边界条件与参数均与文献[10]相同,本文不再重复。

2. 理想热源异常

正如引言中所述, 热带东太平洋海温发生异常偏暖时, 低纬度上空热源将发生异常, 即热源要加强, 因此, 我们假设一个位于热带东太平洋上空 500 mb 理想热源的距平分布是

$$\hat{H}_0(\lambda, \varphi) = \begin{cases} \hat{H}_0 \left(\sin \frac{\pi(\varphi - \varphi_1)}{(\varphi_2 - \varphi_1)} \sin \frac{\pi(\lambda - \lambda_1)}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \right)^2, & 90^\circ \text{W} \leq \lambda \leq 180^\circ \text{W} \\ & 0^\circ \text{N} \leq \varphi \leq 30^\circ \text{N} \\ 0, & \text{其它区域} \end{cases} \quad (37)$$

热源异常距平的垂直分布是

$$H(\lambda, \varphi, p) = \hat{H}_0(\lambda, \varphi) \exp\left(-\left(\frac{p - \bar{p}}{d}\right)^2\right) \quad (38)$$

上两式中 $\lambda_1 = 90^\circ \text{W}$, $\lambda_2 = 180^\circ \text{W}$, $\varphi_1 = 0^\circ \text{N}$, $\varphi_2 = 30^\circ \text{N}$, 这相当于最大异常距平位于 $15^\circ \text{N}, 135^\circ \text{W}$ 。 $\frac{1}{C_p} \hat{H}_0 = 5.0 \text{ K/天}$, 平均为 2.5 K/天 , 相当于降水距平为 5 毫米/天 ^[11], 厄·尼诺现象发生时, 降水距平可以比这个值大。(38)式中的 $d = 300 \text{ mb}$, $\bar{p} = 500 \text{ mb}$, 这表示理想热源异常的距平在 500 mb 附近有一个最大值, 这与实际观测比较接近。

为了比较, 我们假设在 $45^\circ \text{N}, 135^\circ \text{W}$ 500 mb 高度有一个与 (37) 式所示的相同的热源距平分布, 并且有相同的垂直分布。

我们分别把上述两个热源异常距平迭加在北半球冬季热源的气候分布上, 从而可以得到热带东太平洋及中纬度北太平洋上空的异常的热源分布。这样就可以利用 (34) — (36) 数值模式计算出热带东太平洋上空热源异常时及中纬度北太平洋上空热源异常时各等压面的定常扰动分布及各波数振幅与位相的垂直分布。

为了比较低纬度热源异常与中纬度热源异常时北半球冬季中高纬度大气环流的异常情况, 我们把冬季热带太平洋上空热源异常或中纬度北太平洋上空热源异常时强迫所产生准定常行星波各波数的振幅与位相以及各等压面上扰动高度减去正常年份各波数的振幅与位相以及各等压面上的扰动高度, 从而分别得到热带太平洋上空热源异常或中纬度北太平洋上空热源异常所造成北半球冬季大气环流的异常情况。

图 5 表示当冬季热带太平洋上空热源异常时所引起北半球纬向波数 1 准定常行星波振幅与位相异常的距平分布。图 6 表示当冬季中纬度北太平洋上空热源异常时所引起纬向波数 1 准定常行星波振幅与位相的距平分布。从图 5 可以看到热带热源强迫所产生的准定常行星波准水平地传播到高纬度对流层上层, 波数 1 准定常行星波的最大距平值位于高纬度, 这与理论分析的结果一致。从图 6 可以看到中纬度热源强迫所产生的准定常行星波可以沿极地波导传播到平流层, 并且可以沿另一波导传播到低纬度对流层上层, 因此, 纬向波数 1 准定常行星波的最大振幅异常位于高纬度平流层, 并且在低纬度对流层上层存在着振幅异常的第二峰值。把图 5 与图 6 作比较, 显然可以看到, 低纬度热源异常所引起中、高纬度对流层大气环流的异常要比中纬度热源异常所引起中高纬度对流层大气环流异常大, 这个结果与 Simmons 所得的结果一致^[12]。但是, 对于平流层大气环流, 情况正相反, 中纬度热源异常的作用要比低纬度热源异常的作用大得多。Simmons 由于他所用的模式层次较少, 其计算结果只能说明对流层大气环流的情况。而本文应用了在平

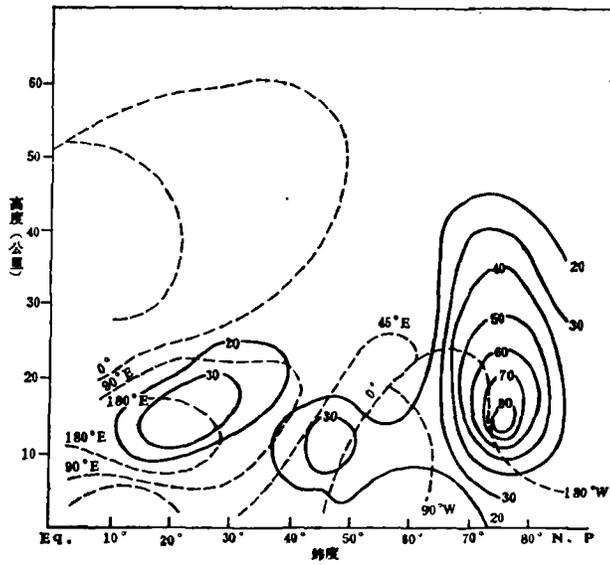


图 5 低纬度热源异常所引起波数 1 准定常行星波振幅(实线)与位相(虚线)的距平分布

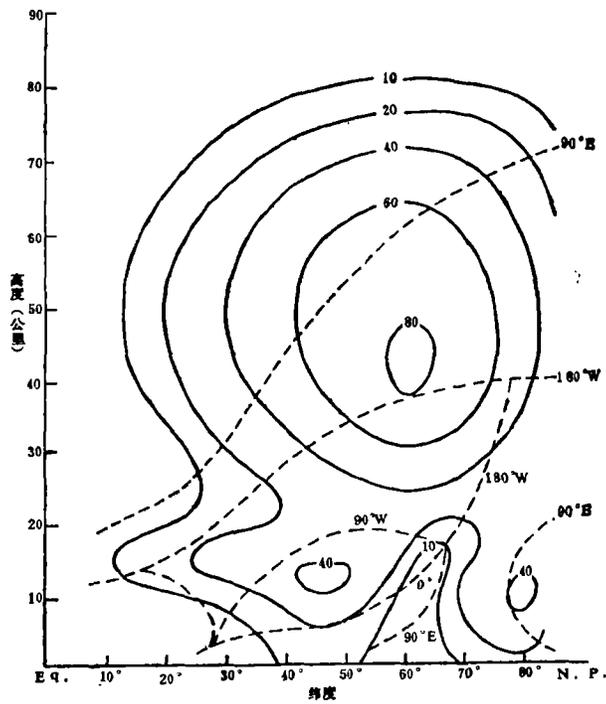


图 6 中纬度热源异常所引起波数 1 准定常行星波振幅(实线)与位相(虚线)的距平分布

流层有充分分辨率的 34 层模式, 模式顶位于 92 公里高度, 因此, 本文的计算结果不仅可以很好地反映对流层大气环流的情况, 而且还可以很好地反映平流层大气环流的情况, 这样才能正确评价低纬度热源异常对北半球中高纬度大气环流异常的作用。

下面, 我们将计算各等压面上由于热带太平洋上空热源异常及中纬度北太平洋上空热源异常所产生扰动高度场的距平分布。图 7 表示由于热带太平洋上空热源异常所引起 500 mb 面上扰动高度场的距平分布。图 8 表示由于中纬度北太平洋热源异常所引起的 500 mb 面上扰动高度场的距平分布。把图 7 与图 8 相比较, 可以看到热带太平洋地区上空热源异常所引起北半球冬季中高纬度 500 mb 扰动高度场异常的距平要比中纬度北太平洋地区上空热源异常所引起的扰动高度场的异常大得多。从图 7 还可以清楚地看到, 当热带东太平洋上空热源异常时, 在热带东太平洋上空的扰动高度场将出现正距平; 而在北太平洋上空的扰动高度场将出现负距平, 这个负距平区域一直延伸到日本北海道及我国东北, 此外, 在北美的北部是正距平区域, 而美国中部与东部是负距平区域, 这与实际观测的 PNA 型环流异常是一致。例如 1976 年末到 1977 年初热带东太平洋上空热源异常, 使得在低纬度太平洋上空是正距平区域, 而北太平洋地区上空是负距平区域, 在阿拉斯加及北美北部是正距平区域, 美国中部与东部是负距平区域。

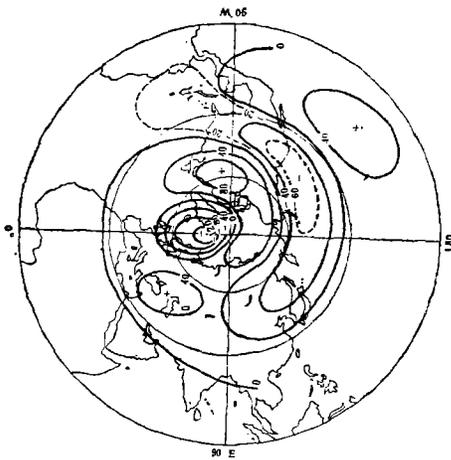


图 7 由于低纬度热源异常所引起 500 mb 面上扰动高度场的距平分布(单位是米)

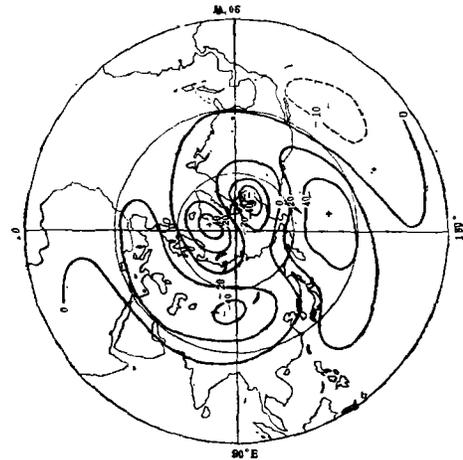


图 8 由于中纬度热源异常所引起 500 mb 面上扰动高度场的距平分布(单位是米)

从上面的计算结果, 可以看到低纬度热源异常对中高纬度对流层大气环流的异常起了重要作用。

五、结论与讨论

本文首先从理论上比较了低纬度强迫源强迫所产生的准定常行星波的传播路径与中纬度强迫源强迫所产生的准定常行星波传播路径的差异。指出冬季低纬度强迫源强迫所产生的准定常行星波准水平地通过对流层传播到高纬度对流层上层, 波的振幅在高纬度对流层上层最大; 而中纬度强迫源强迫所产生的准定常行星波主要通过极地波导向平流

层传播,波的振幅在平流层最大。因此,冬季低纬度热源异常将对北半球中、高纬度对流层大气环流起很大影响,而中纬度热源异常将对平流层环流异常起很大作用。

本文还应用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却及水平涡旋热力扩散定常准地转 34 层球坐标模式分别计算了冬季低纬度热源异常与中纬度热源异常所造成北半球扰动系统的异常情况,计算结果证实了冬季低纬度热源异常将对中高纬度对流层大气环流的异常起很大作用,热带太平洋上空热源异常可以产生 PNA 型大气环流的异常。

本文所用的热源异常是理想的分布,实际热源异常分布及它所引起中高纬度环流的异常还有待于进一步的计算。

参 考 文 献

- [1] Wallace, J. M., and D. S. Gutzler, Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter, *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 784—812, 1981.
- [2] Shukla, J., and J. M. Wallace, Numerical simulation of the atmospheric response to equatorial sea surface temperature anomalies, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1613—1630, 1983.
- [3] Rasmusson, E., and T. Carpenter, Variations in tropical sea surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation/El Niño, *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 354—384, 1982.
- [4] Doberitz, R., Cross spectrum analysis of rainfall and sea temperature at the equatorial Pacific Ocean, *Bonn, Meteor. Abh.*, **8**, 61, 1968.
- [5] Bjerknes, J., Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 162—172, 1969.
- [6] Huang, Ronghui and K. Gambo, 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, 1982.
- [7] 黄荣辉, 岸保勘三郎, 关于冬季北半球定常行星波传播另一波导的研究, 中国科学 B 辑, 1983 年 第 10 期, 940—950。
- [8] 黄荣辉, 球面大气中行星波的波作用守恒方程及用波作用通量所表征的定常行星波传播波导, 中国科学 B 辑, 1984 年 第 8 期, 766—775。
- [9] Lorenz, E. N., Energy and numerical weather prediction, *Tellus*, **12**, 364—373, 1960.
- [10] 黄荣辉, 冬季北半球地形与定常热源强迫所产生的定常行星波及其动量通量, 热量通量的计算, 气象学报 42 卷, 1—10, 1984。
- [11] Holton, J. R., An introduction to dynamical meteorology, 2nd Ed., *Academic Press*, 391 pp., 1979.
- [12] Simmons, A. J., The forcing of stationary wave motion by tropical diabatic heating, *Quart. J. Met. Soc.*, **108**, 503—534, 1982.

**THE EFFECT OF HEATING ANOMALY
OVER LOW LATITUDES ON
THE CIRCULATION ANOMALIES
IN THE NORTHERN HEMISPHERE
WINTER TROPOSPHERE**

Huang Ronghui

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

First, the differences between the propagating path and amplitude distribution of quasi-stationary planetary waves forced by a forcing source over middle latitudes and those forced by a forcing source over low latitudes in a winter basic current are theoretically discussed. It is pointed out that the anomaly of heat source over low latitudes may largely influence the anomalies in the tropospheric circulations over middle and high latitudes, while the anomaly of heat source over middle latitudes may play an important role for the stratospheric circulation anomalies.

A quasi-geostrophic, 34-level spherical coordinate model with Rayleigh friction, Newtonian cooling and horizontal eddy thermal diffusivity is used to compute the disturbance patterns responding to an anomaly of heat source over middle latitudes and over low latitudes, respectively. The computed results show that the anomaly of heat source over low latitudes may largely influence on the winter circulation anomalies over middle and high latitudes, and the anomaly of heat source over the tropical Pacific Ocean may cause the PNA (the Pacific/North America) pattern anomalies.