

热带基本气流对冬季北半球中高纬度准定 常行星波的影响*

黄 荣 辉 严 邦 良

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文利用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却及水平涡旋热力扩散的准地转 34 层球坐标模式来研究冬季北半球地形与热源强迫所产生的准定常行星波与热带基本气流的关系。

计算结果表明, 冬季热带平流层基本气流是西风时, 其北半球中高纬度平流层波数 2 准定常行星波的振幅偏大; 而当冬季热带平流层基本气流是东风时, 其北半球中高纬度平流层波数 2 准定常行星波的振幅偏小, 这与实际结果比较一致。

计算结果还表明冬季热带对流层基本气流对中高纬度准定常波的影响要比平流层基本气流的影响大。

一、引 言

关于准定常行星波的形成, 近年来许多作者作了不少研究, 例如黄荣辉与岸保勘三郎提出热源在准定常行星波的形成中起了重要作用^[1,2], 林本达提出地形强迫在准定常行星波形成中起了重要作用^[3]。最近 Jacqmin and Lindzen 对以上两种观点进行了详细研究, 指出大气中准定常行星波的变化更依赖于大气中热源的变化^[4]。

基本气流对于准定常行星波的形成也是起了相当重要的作用, 黄荣辉提出高纬度对流层基本气流对准定常行星波的分布起了很大作用^[5]。同样的地形或热源强迫在不同的基本气流条件下, 其强迫所产生的准定常行星波的分布有很大差别。

在中高纬度平流层的基本气流主要表现为年循环, 即冬半年是西风, 夏半年是东风。而在赤道附近平流层低层的基本气流却表现为准二年周期振荡(简称为 QBO)。这是 Reed 等人及 Veryand 和 Ebdon 最早从观测资料的分析结果提出来的^[6,7]。以后许多气象学家, 如 Tucker 和 Hopwood, Angell 和 Korshover, Belmont 等人也陆续发现在中高纬度平流层的基本气流虽然还以年循环为主, 但也存在着准两年周期的振荡^[8-10]。而 Trenberth 发现中高纬度对流层的气象要素也有准两年周期的变化^[11]。最近黄嘉佑指出, 我国华北与长江流域降水的变化存在着准两年周期振荡的现象。

关于热带平流层纬向基本气流存在着准两年周期振荡已有许多理论研究, 但是, 热带平流层基本气流的准两年周期振荡对中高纬度大气环流有什么影响? 它与中高纬度气

* 本文于 1986 年 3 月 3 日收到, 1986 年 11 月 8 日收到修改稿。

象要素变化的准两年周期振荡之间的联系迄今还不太清楚，研究也不多。最近 Holton 等人从观测资料分析发现当热带平流层下层纬向基本气流是西风时，北半球中高纬度地区纬向波数 2 行星波的振幅偏大；而在东风时，则它的振幅偏小^[12]。Labitzke 利用 26 年的 30 hPa 月平均资料作分析也发现当热带平流层下层纬向基本气流是西风时，北半球纬向波数 2 行星波的振幅大，在 30 hPa 月平均图呈 2 波型；而在东风时，北半球纬向波数 2 行星波的振幅小，在 30 hPa 月平均图上 2 波型不明显^[13]。

为了说明此观测事实，我们利用一个准地转 34 层球坐标模式来计算几种不同热带基本气流下北半球地形与热源强迫所产生的准定常行星波的分布。以此来研究热带基本气流对北半球冬季中高纬度准定常行星波的影响。

二、中高纬度准定常行星波分布与 QBO 关系的观测事实

Holton 等人利用 1962—1977 年 16 年冬季 10, 30, 50, 300 hPa 的位势高度与温度资料计算了各年冬半年的 1—3 波准定常行星波的振幅与位相的分布，然后依赤道平流层 50 hPa 出现的东、西风年份分别作平均，得到了热带 QBO 现象与中、高纬度准定常行星波的关系。为了便于从理论上讨论这个问题，我们把他的计算结果表示在图 1。图 1a 是热带平流层基本气流是东风情况下，中、高纬度波数 2 准定常行星波的振幅与位相的分布；图 1b 是热带平流层基本气流是西风情况下，中、高纬度地区波数 2 准定常行星波的振幅与位相的分布。比较图 1a 和图 1b，我们可以看到当热带平流层纬向平均气流是东风时，纬向波数 2 的振幅小，而在热带平流层纬向平均气流是西风时，纬向波数 2 的振幅偏大，并且最大振幅位于 28 km。

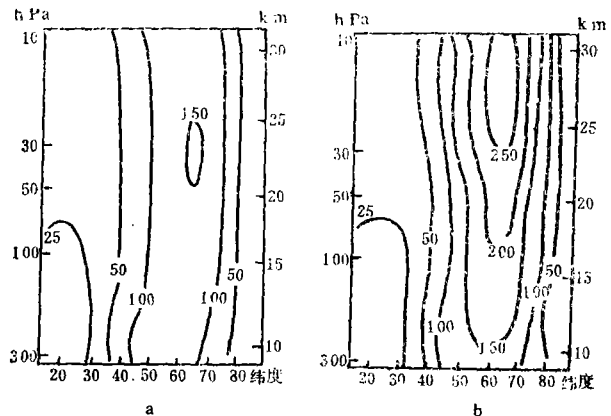


图 1 热带平流层不同基本气流下的波数 2 准定常行星波的分布

为了更详细比较热带纬向平均气流是东风或西风时，准定常行星波振幅的变化情况，我们利用美国 NMC 1971—1977 年冬季网格资料计算了北半球冬季 300 hPa 各波的振幅与位相。表 1 是北半球冬季 300 hPa, 65°N 纬向波数 2 准定常行星波的振幅。从表 1 我们同样可以看到当热带平流层下层纬向平均气流是东风时，65°N, 300 hPa 面上纬向波数 2 准定常行星波的振幅一般偏小，而当热带平流层下层的纬向平均气流是西风时，65°N, 300 hPa 面上纬向波数 2 准定常行星波的振幅一般偏大。

从以上观测事实可以看到，北半球中、高纬度准定常行星波的振幅与 QBO 有一些关系。这种关系在波数 2 的准定常行星波表现较清楚，而波数 1 的振幅却看不出有什么

变化。

表 1 不同热带平流层的基本气流下 65°N, 300 hPa 面上冬季波数 2 的振幅

年 份	热带平流层下层基本气流是东风			热带平流层下层基本气流是西风		
	1972/1973	1974/1975	1976/1977	1971/1972	1973/1974	1975/1976
振幅 (m)	124	85	72	220	131	99

三、模式与参数

上面我们从观测事实分析了冬季北半球准定常行星波的分布与热带平流层基本气流 QBO 现象的关系。为了明确这种关系, 本文将采用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却及水平涡旋热力扩散的准地转 34 层球坐标模式来进行数值模拟研究。

1. 模式

在本文所用的模式方程如在文献[2]中所述, 即

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

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

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

上面模式方程中 $\hat{\Omega} = \frac{U}{a \cos \varphi}$, 是基本气流的角速度。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 kJ/kg·K), c_p 是定压比热 (1.004 kJ/kg·K), α_R 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,

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

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，这样可得到合理的能量方程。

我们假设在模式顶部的垂直速度为零，即

$$\omega = 0, \text{ 在 } p = p_i \text{ (或 } z = z_i),$$

作为上边界条件。并假设地表面垂直速度由气流爬山及 Ekman 层粘性所产生的 Ekman 抽吸所引起，即

$$\omega = \mathbf{V}_s \cdot \nabla P_G - \frac{p_s F}{2f} \xi'_s, \text{ 在 } p = p_s \text{ (或 } z = 0) \tag{4}$$

作为下边界条件， \mathbf{V}_s 是在 $p = p_s$ 的水平风速矢量。为简单起见，取 $p_s = 1000 \text{ hPa}$ ， F 是摩擦系数并取为常数 ($4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$)， ξ'_s 是地表面的扰动涡度， P_G 是地形高度。

此模式所用的垂直差分方案与在 β 平面近似模式所用的方案相同^[1]，从地面到 92 km 高度分成 34 层，在径向的差分间隔取 5° 纬距。

上面的模式方程一般不能应用张弛方法求解，故应用了 Lindzen and Kuo 所提出的方法^[14]。

为了解这些代数方程组，还需要侧边界条件，故假设

$$\phi'(\lambda, \varphi, p) = Re \sum_{k=1}^K \Phi_k(\varphi, p) e^{ik\lambda}, \quad k = 1, 2, \dots, K \tag{5}$$

并设

$$\Phi_k(\varphi, p) \begin{cases} = 0, & \varphi = \frac{\pi}{2} \\ = 0, & \varphi = 0 \end{cases} \tag{6}$$

即在极地及赤道的 $\Phi_k(\varphi, p)$ 为零。

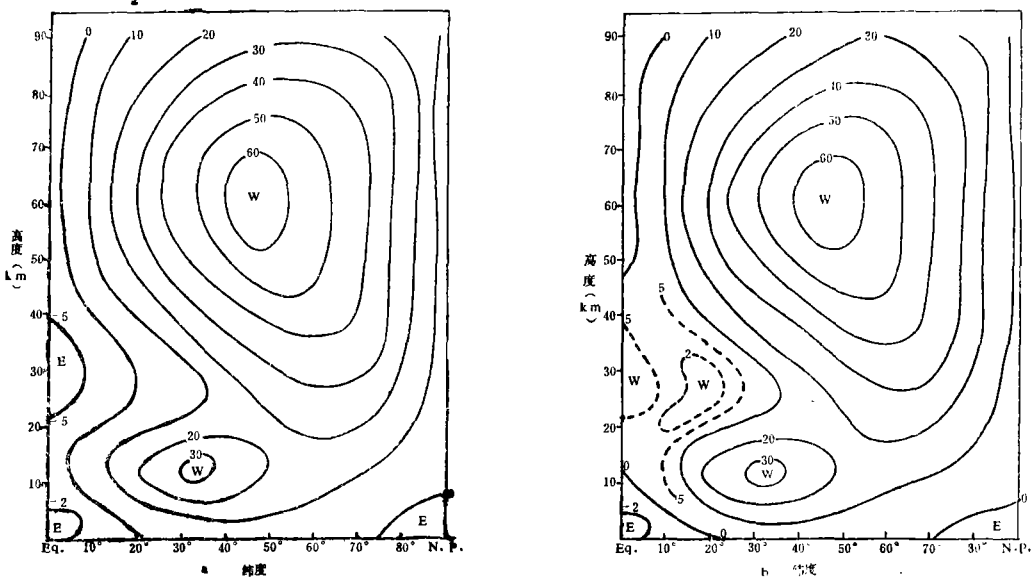


图 2 纬向平均风场的垂直分布(单位是 m/s)

2. 参数

1) 静力稳定度参数 σ_n : 此模式所用的静力稳定度是从美国出版的标准大气 1 月份 45°N 的平均温度与密度计算而得到。为简单起见, 我们假设它不随纬度而改变。

2) 纬向平均风场的垂直分布: 为了计算冬季中高纬度准定常行星波的分布与热带基本气流之间的关系, 我们采用两种平均风场的分布。如图 2 所示, 一种是热带平流层的中下层基本气流是东风(见图 2 a); 另一种是热带平流层中下层的基本气流是西风(见图 2 b)。这两种基本气流在中高纬地区的分布及在热带对流层的分布是相同的。

3) Rayleigh 摩擦系数 R_f , Newton 冷却系数 α_N , 水平涡旋热力扩散系数 K_T 均与文献[2]相同。

四、地形与热源强迫所产生的准定常行星波与热带基本气流的关系

1. 与热带平流层中下层基本气流的关系

我们利用模式方程(1)一(3)计算了在图 2 a与图 2 b两种基流下北半球冬季实际地形与热源强迫所产生的准定常行星波的分布。

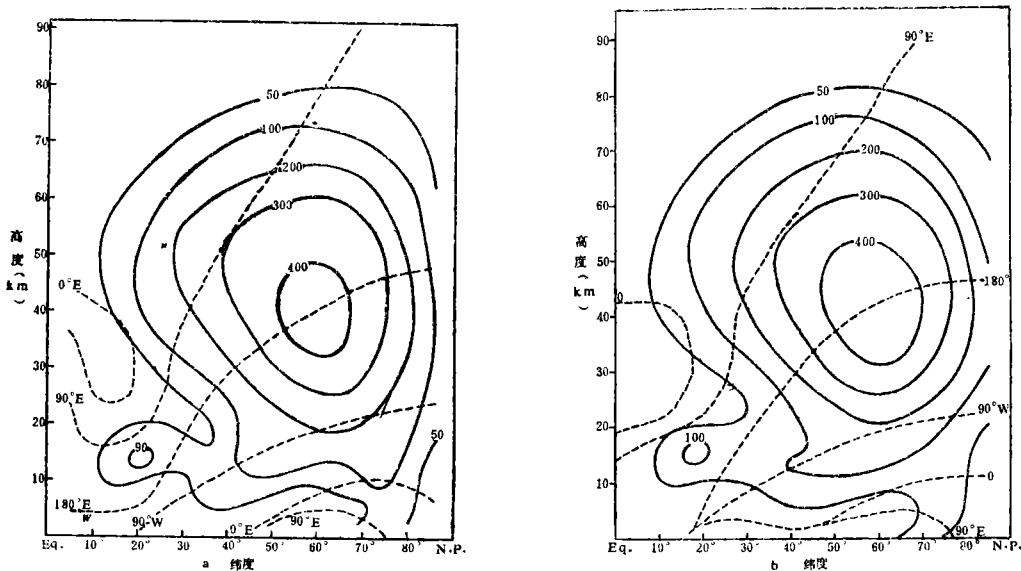


图 3 在不同基本气流下北半球地形与热源强迫所产生的波数 1 的准定常行星波的分布

(实线表示振幅(单位: m), 虚线表示位相)

图 3 a是当基本气流为图 2 a的情况下, 北半球地形与热源强迫所产生的纬向波数 1 准定常行星波的振幅与位相的分布; 图 3 b是当基本气流为图 2 b的情况下, 北半球地形与热源强迫所产生的纬向波数 1 准定常行星波的振幅与位相的分布。图 4 分别是当基流

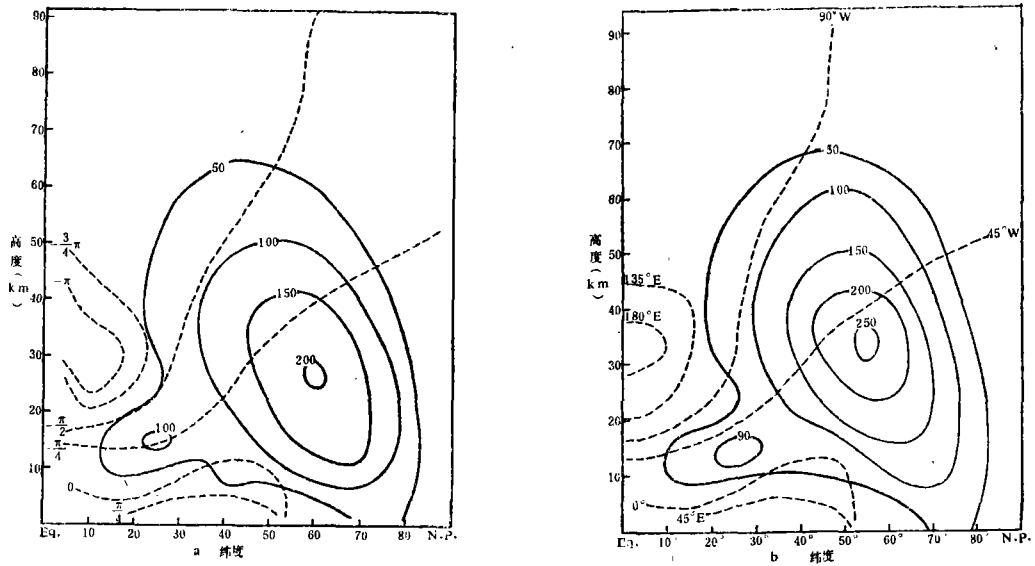


图 4 同图 3，但为波数 2

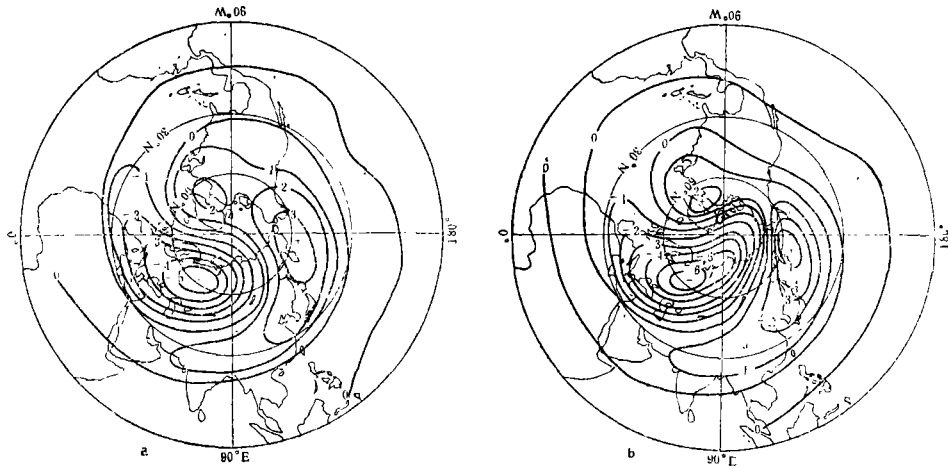


图 5 不同热带平流层基本气流下地形与热源强迫所产生的 30 km 高度上扰动系统的分布(单位: hm)

为图 2 a 与图 2 b 的情况下，北半球地形与热源强迫所产生的纬向波数 2 的振幅与位相的分布。从图 3 与图 4 相比较可以看到在两种不同基本气流情况下，地形与热源强迫所产生的波数 1 准定常行星波的振幅差不多。但是，纬向波数 2 的振幅，两者却有区别：当热带平流层是西风时，地形与热源强迫所产生的纬向波数 2 的准定常行星波的振幅比热带平流层是东风时波的振幅要大得多；当热带平流层中、下层的基本气流是东风时，其地形与热源强迫所产生的纬向波数 2 准定常行星波振幅最大值位于 60°N ，27 km 高度上，其值大约是 200 m 左右，而当热带平流层中、下层的基本气流是西风时，其地形与热源强迫所产生的纬向波数 2 准定常行星波振幅最大值位于 55°N ，35 km 高度，最大振幅大约 250 m 左右。

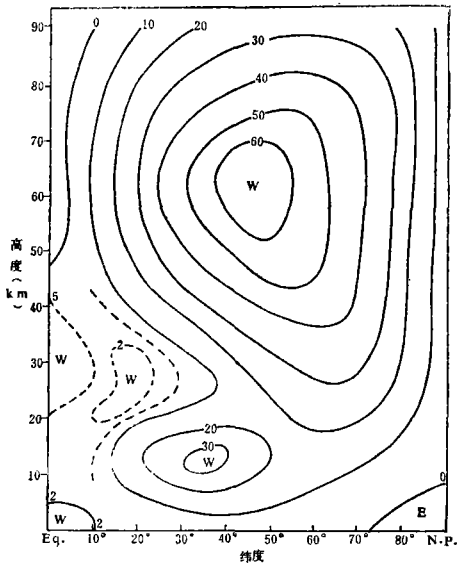


图6 一种北半球基本气流的分布(单位: m/s)

为了更清楚看到热带平流层基本气流对中、高纬度地区准定常行星波的影响,我们利用1—3波合成计算了各等压面上准定常扰动系统。图5a是热带平流层中、下层基本气流是东风时地形与热源强迫所产生的30 km高度上的定常扰动系统分布,其扰动型呈现为波数1,在阿留申群岛上空有一个阿留申高压,极涡位于欧洲上空。图5b是热带平流层中、下层基本气流是西风时,地形与热源强迫所产生的30 km高度上定常扰动系统的分布。可以发现其扰动型呈现为波数2。位于阿留申地区的正偏差加强,并且位于欧洲上空的极涡加深。

2. 与热带对流层基本气流的关系

为了研究北半球地形与热源强迫所产生的准定常行星波与热带对流层基本气流的关系,我们把图2b中的基本气流的分布中把热带对流层的基本气流由东风变成西风(见图6),然后我们利用模式方程(1)—(3)计算在这种基本气流下北半球冬季实际地形与热源强迫所产生的准定常行星波的分布。图7表示在图6中所示的基本气流下北半球冬季实际地形与热源强迫所产生的纬向波数1与纬向波数2准定常行星波的振幅与位相的分布

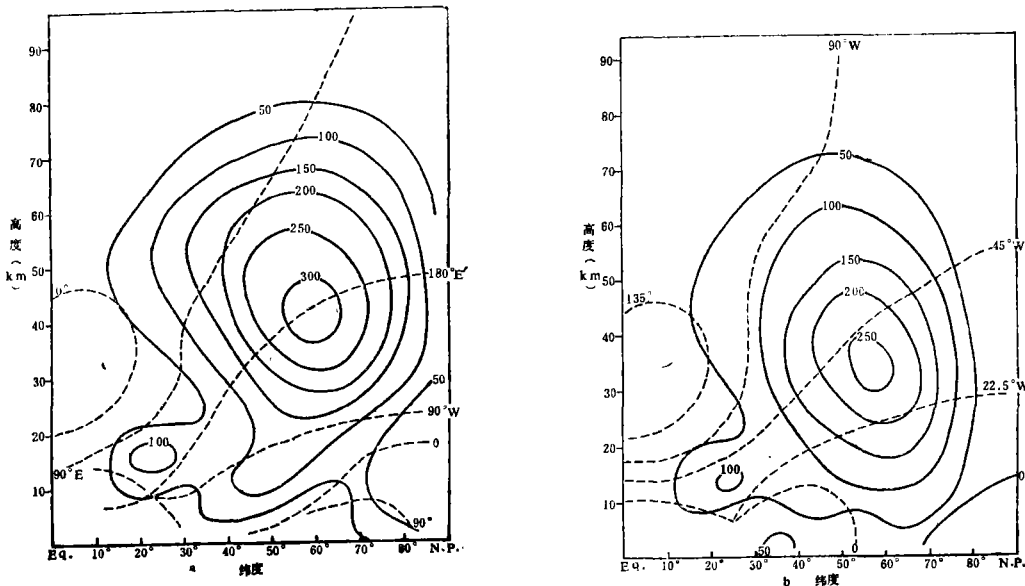


图7 在基本气流是图6所示的情况下,北半球地形与热源强迫所产生的纬向波数1(图a)与纬向波数2(图b)的准定常行星波的振幅(实线,单位: m)与位相(虚线)的分布

布。把图 7 a 与图 3 b, 图 7 b 与图 4 b 相比较, 可以发现当热带对流层的基本气流是西风时, 北半球地形与热源强迫所产生的准定常行星波的振幅与热带对流层基本气流是东风时相比, 有明显的变化, 位于平流层中、上层的纬向波数 1 的准定常行星波的振幅大大减少; 而位于平流层中、下层的纬向波数 2 的振幅却增大。令人感兴趣的是在热带对流层上层纬向波数 1 振幅的第二峰值也增大, 这与 Jacqmin and Lindzen 的结果一致。这说明地形与热源强迫所产生的准定常行星波对于热带对流层的基本气流是比较敏感的。

把北半球地形与热源强迫所产生的准定常行星波对热带对流层基本气流的敏感性与对热带平流层基本气流的敏感性作比较, 可以发现北半球地形与热源强迫所产生的准定常行星波的变化更依赖于热带对流层基本气流的变化。

五、结论与讨论

本文首先从观测事实分析了中、高纬度纬向波数 2 准定常行星波的振幅与热带平流层中、下层的基本气流有一定关系。在热带平流层中、下层的基本气流是东风时, 纬向波数 2 准定常行星波的振幅一般偏小; 而在热带平流层中、下层的基本气流是西风时, 纬向波数 2 准定常行星波的振幅一般偏大。

本文还利用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却及水平涡旋热力扩散的准地转 34 层球坐标模式来研究冬季北半球地形与热源强迫所产生的准定常行星波与热带基本气流的关系。模式的计算结果表明: 北半球地形与热源强迫所产生的纬向波数 1 的准定常行星波的分布与热带平流层的基本气流分布的关系不明显; 而纬向波数 2 准定常行星波的分布与热带平流层的基本气流有一定关系。当热带平流层中、下层基本气流是东风时, 北半球地形与热源强迫所产生的纬向波数 2 准定常行星波的振幅一般偏小; 而当热带平流层中、下层基本气流是西风时, 北半球地形与热源强迫所产生的纬向波数 2 准定常行星波的振幅一般偏大。计算结果还表明冬季热带对流层基本气流对中、高纬度准定常波的影响要比平流层基本气流的影响大。

上面的计算结果表明了准定常行星波的异常不仅取决于热源的异常, 同时还取决于大气本身气流的异常, 这说明即使外源没有异常, 但基本气流异常, 即外源强迫所产生的准定常行星波也会产生异常。关于本文所述现象的物理机制有待于进一步的详细研究。这里我们只能简单说明一下。在文献[15]中作者已指出准定常行星波在三维空间中传播依赖于波的折射指数, 而波的折射指数不仅依赖于基本气流的大小, 而且依赖于基本气流的垂直与经向结构。当热带基本气流发生变化, 这就会引起热带上空波的折射指数的改变, 甚至还会引起波的临界层的变化, 如当热带基本气流是西风时, 就不存在准定常行星波的临界层。这样, 就会产生准定常行星波传播特性的改变, 因而就会影响中、高纬度准定常行星波的变化。

本文所用的热带平流层基本气流并不是真正的热带平流层所观测的纬向平均气流, 而是假设的气流。实际大气观测值比文中所用的值要大, 因此, 它对中高纬度准定常行星波的实际影响要比本文的结果更为显著。

参 考 文 献

- [1] 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.
- [2] 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.
- [3] Lin Benda, The behavior of winter stationary planetary waves forced by topography and diabatic heating, *J. Atmos. Sci.* **39**, 1206—1226, 1982.
- [4] Jacqmin, D., and R. S. Lindzen, The causation and sensitivity of the Northern Hemispheric winter planetary waves, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 724—745, 1985.
- [5] 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。
- [6] Reed, R. J. et al., Evidence of the downward-propagating annual wind reversal in the equatorial stratosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**, , 813—818, 1961.
- [7] Vergand, R. G., and R. A. Ebdon, Fluctuations in tropical stratospheric winds, *Meteor. Mag.*, **90**, 125—143, 1961.
- [8] Tucker, G. B., and J. M. Hopwood, The 26-month zonal wind oscillation in the lower stratosphere of the Southern Hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 293—298, 1968.
- [9] Angell, J. K., and J. Korshover, Quasi-biennial annual, and semi-annual wind and temperature harmonic amplitudes and phase in the stratosphere and low mesosphere of the Northern Hemisphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 543—550, 1970.
- [10] Belmont, A. D., D. G. Dartt and G. Nastom, Periodic variations in stratospheric zonal wind from 20—65 km 80°N to 70°S, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **100**, 203—211, 1974.
- [11] Trenberth, K. E., Atmospheric quasi-biennial oscillations, *Mon. Wea. Rev.* **188**, 1370—1377, 1980.
- [12] Holton, J. R., and H. C. Tan, The quasi-biennial oscillation in the Northern Hemisphere lower stratosphere, *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 140—148, 1982.
- [13] Labitzke, K., On the interannual variability of the middle stratosphere during the Northern winters, *J. Meteor. Soc., Japan*, **60**, 124—139, 1982.
- [14] 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.*, **97**, 732—734, 1969.
- [15] 黄荣辉、岸保勤三郎, 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, 第10期, 940—950, 1983。

INFLUENCE OF THE BASIC FLOW IN THE TROPICS ON STATIONARY PLANETARY WAVES AT MIDDLE AND HIGH LATITUDES DURING THE NORTHERN HEMISPHERE WINTER

Huang Ronghui Yan Bangliang

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica, Beijing)

Abstract

The relationship between the quasi-stationary planetary waves forced by topography and heat source during the Northern Hemisphere is investigated by means of a quasi-geostrophic, 34-level spherical model with Rayleigh friction, Newtonian cooling and the horizontal eddy thermal diffusivity,

The computed results show that when the basic flow in the tropical stratosphere is the westerly, the amplitude of quasi-stationary planetary wave for zonal wave number 2 at middle and high latitudes during the Northern Hemispheric winter is larger; while when the basic flow in the tropical stratosphere is the easterly, It is smaller. This is in agreements with the actual observed results.

The computed results also show that influence of the basic flow in the tropical troposphere on the quasi-stationary planetary waves is larger than that of the basic flow in the tropical stratosphere on the quasi-stationary planetary waves.

“涂长望青年气象科技奖”评选结果

1986—1987 年度“涂长望青年气象科技奖”的评选工作,由于广大青年气象科技工作者的踊跃参予,各地气象学会、各学科委员会的积极支持,经本奖评选委员会依据《涂长望青年气象科技奖条例》对申报的项目进行了评选。评选工作于1988年1月8日结束,共评选出一等奖3项,二等奖7项。现将评选结果通报如下:

一等奖:

- 一、刘福基 男 1960 年出生 江西省气候中心
曾煜 男 1962 年出生 四川省气象学校
获奖项目:鄱阳湖老谷庙水域的大风特征及其对航运的影响
- 二、谭晓光 男 1952 年出生 北京市气象科学研究所
获奖项目:使用常规资料做短时预报的自动化系统
- 三、邹晓蕾 女 1960 年出生 中国科学院大气物理研究所
获奖项目:一个适用于五层北半球原始方程模式的初值化方案试验

二等奖:

- 一、金龙 男 1952 年出生 江苏省气象科学研究所
获奖项目:El Chichon 火山爆发对我国大气透明度的影响, El Chichon 火山的大气辐射效应
- 二、马力 男 1964 年出生 甘肃省气象局兰州中心气象台
获奖项目:伪彩色卫星云图报路远程传输系统
- 三、陈晓光 男 1953 年出生 宁夏回族自治区气象台
获奖项目:谱分析在中期预报中的应用研究
- 四、郑国光 男 1959 年出生 新疆维吾尔自治区气象局人工影响天气办公室
获奖项目:冰碰冻增长的实验研究,圆锥形冰雹阻力系数的实验研究
- 五、唐千红 女 1962 年出生 青海省气象科学研究所
获奖项目:青海高原东部农田水份的变化规律及对小麦产量的影响
- 六、李勇 男 1963 年出生 中山大学大气科学系
获奖项目:暴雨中的积云对流
- 七、王英师 男 1962 年出生 山西省气象局气象台
获奖项目:山西暴雨云团的卫星云图的统计分析及预报研究

以上获奖名单在同等级内排列不分先后。