

夏季青藏高原对北半球定常行星 波形成的热力作用

黄 荣 辉

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文应用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却与水平涡旋热力扩散的准地转 34 层球坐标模式来研究青藏高原对夏季北半球定常行星波形成的热力作用。

计算结果表明夏季位于青藏高原上空的热源对于北半球夏季定常行星波形成的热力作用要比高原地形的动力作用大得多。

本文还计算了夏季北半球地形与热源强迫所产生的定常行星波与等高面上定常扰动系统的分布,其计算结果与由实际观测所得到的分布比较一致。

一、引 言

关于冬季定常行星波的形成机制国际上已有不少研究,如作者已应用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却与水平涡旋热力扩散准地转 34 层球坐标模式研究了冬季北半球地形与定常热源强迫所产生的定常行星波^[1-3]。但是关于夏季定常行星波形成机制至今还很少研究。作者虽然也用了 β 平面近似模式计算了夏季中纬度地形与定常热源强迫所产生的定常行星波的垂直分布^[4],但在该文中没有考虑基本气流的经向切变,其计算结果与实际相比是有些差别的。因此有必要利用球坐标模式来研究夏季地形与热源对夏季定常行星波形成的作用。

作者已应用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却与水平涡旋热力扩散的准地转 34 层球坐标模式计算了夏季北半球地形强迫对夏季定常行星波形成的动力作用^[5],指出了夏季青藏高原与落基山脉对夏季定常行星波的形成是起了一定的动力作用。近年来许多气象学家,如我国的叶笃正与高由禧先生,此外还有 Ashe、新田等分别计算了北半球夏季热源的分布,特别是计算了青藏高原热源的分布^[6-8],他们的计算结果都表明了夏季北半球最大热源位于青藏高原的东南部,因此,我们有必要研究位于青藏高原的热源对夏季北半球定常行星波形成的作用。

一般说来,模拟夏季定常扰动系统的目的就是搞清楚低纬度的季风环流系统。但由于本文采用准地转模式,所以我们只能讨论位于亚热带及中高纬度的定常高度场的情况。

1983年12月30日收到,1984年4月6日收到修改稿。

二、模式与参数

1. 模式

本文所用的模式与文献[1]相同,即采用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却与水平涡旋热力扩散的定常、准地转 34 层模式,模式方程如下:

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

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

$$\begin{aligned} \bar{Q}_{n+\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\}_{n+\frac{1}{2}} \\ + \frac{1}{a} q_{n+\frac{1}{2}} \times \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi'_{n+\frac{1}{2}}}{\partial \lambda} = f \left(\frac{\partial \omega}{\partial P} \right)_{n+\frac{1}{2}} - (R_f)_{n+\frac{1}{2}} \\ \times \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right]_{n+\frac{1}{2}} \quad (3) \end{aligned}$$

在推导时,模式方程中的行星涡度南北输送项中 v' 引进了非地转风的贡献。上式中 ϕ' 是扰动地转位势, Q_0 是地球自转角速度, f 是科氏参数, ω 是垂直速度, α_R 是 Newton 冷却系数, R_f 是 Rayleigh 摩擦系数, K_T 是水平涡旋热力扩散系数, $\sigma = -\alpha \frac{\partial \ln \theta}{\partial P}$ 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 ($0.287 K_J \cdot K_g^{-1} \cdot deg^{-1}$), C_p 是定压比热 ($1.004 K_J \cdot K_g^{-1} \cdot deg^{-1}$), $\bar{Q}$ 是基本气流的角速度, 定义为

$$\bar{Q} = \frac{\bar{U}}{a \cos \varphi}$$

而

$$q = \left[2(Q_0 + \bar{Q}) - \frac{\partial^2 \bar{Q}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \bar{Q}}{\partial \varphi} \right] \cos \varphi$$

2. 边界条件

我们假设模式顶的垂直速度为 0 作为上边界条件, 即

$$\omega = 0 \quad (p = p_t \text{ 或 } z = z_t) \quad (4)$$

·当我们计算热源强迫所产生的定常行星波时,假设地表面没有地形,并且有下边界条件

$$\omega_s = 0 \quad (p = p_s \text{ 或 } z = 0) \quad (5)$$

当我们计算地形与热源强迫所产生的定常行星波时,我们假设地表面垂直速度是由气流爬越山脉所引起的垂直速度及 Ekman 层粘性所产生的 Ekman 抽吸所引起,即

$$\omega_s = \mathbf{V}_s \cdot \nabla p_G - \frac{p_s \cdot F}{2f} \zeta'_s \quad (p = p_s \text{ 或 } z = 0) \quad (6)$$

上式中 $\mathbf{V}_s$ 是在 $p = p_s$ 的水平风速矢量,为简单起见,取 $p_s = 1000\text{hpa}$, p_G 是以 hpa 为单位的地理高度, F 是摩擦系数并取为常数 $4 \times 10^{-6}\text{s}^{-1}$, ζ'_s 是地表面的扰动涡度。

3. 垂直与经向差分方案

在垂直方向的差分方案取与冬季的相同,从地面到模式顶 ($p = 8.459 \times 10^{-4}\text{hpa}$) 分成 34 层,经向差分格距取 5° 纬距,并且模式方程(1)–(3)的解可表达成

$$\phi'(\lambda, \varphi, p) = R e \sum_{k=1}^K \Phi_k(\varphi, p) e^{ik\lambda} \quad (7)$$

k 是纬向波数,并取 Φ_k 的侧边界条件为

$$\Phi_k(\varphi, p) = 0, \quad \varphi = \frac{\pi}{2}; \quad \Phi_k(\varphi, p) = 0, \quad \varphi = 0 \quad (8)$$

上面所得到的模式方程一般不能应用张弛方法,故应用 Lindzen 和 Kuo 所提出的方法来解这类线性方程组^[9]。

4. 参数

关于夏季静力稳定度参数 σ_n 、纬向平均风速的垂直分布均与文献[5]相同,而 Rayleigh 摩擦系数 R_f 、水平涡旋热力扩散系数 K_T 、Newton 冷却系数 α_R 则与文献[1]相同。

三、夏季西藏高原对北半球定常行星波形成的热力作用

正如在引言中所述,许多计算结果都表明夏季北半球最大热源位于西藏高原的上空。Ashe 计算了北半球 7 月份行星尺度非绝热加热的水平分布。本文采用了 Ashe 的计算结果作为夏季北半球定常热源,从 Ashe 的计算结果可以看到七月份最大加热位于西藏高原的东南部。

为了计算各波数热源强迫所产生的定常行星波的垂直分布,我们必须把实际热源展开成富氏级数,即

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

$\hat{H}_0(\varphi, p)$ 是复数形式,并可以表示成

$$(\hat{H}_0(\varphi, p))_k = (\hat{H}_A(\varphi, p))_k + i(-\hat{H}_B(\varphi, p))_k \quad (10)$$

由于我们不清楚实际热源垂直分布,因此,我们采用一个 Murakami 所用的热源分布^[10],即

$$(\hat{H}_0(\varphi, p))_k = (\hat{H}_0(\varphi))_k \exp\left\{-\left(\frac{p-\bar{p}}{d}\right)^2\right\} \quad (11)$$

这里我们假设 $d = 300\text{hpa}$, Lindzen 表明了实际热源的垂直分布中最大热源的高度是随着纬度减小而升高^[11]。根据新田的计算结果,夏季西藏高原上空的最大加热率位于 400hpa 左右,因此,我们假设当 $\varphi > 40^\circ\text{N}$ 时, $\bar{p} = 500\text{hpa}$, 而当 $\varphi \leq 40^\circ\text{N}$, $\bar{p} = 400\text{hpa}$, 这说明非绝热加热的垂直分布在 40°N 以北最大加热率位于 500hpa , 而在 40°N 以南最大加热率位于 400hpa 。在上式中的 $(\hat{H}_0(\varphi))_k$ 是把 Ashe 所计算的加热率展开成富氏级数而得到。无论是波数 1 或波数 2 $(\hat{H}_0(\varphi))_k$ 的振幅最大值均位于 $25^\circ-30^\circ\text{N}$, 这是由于夏季最大热源正位于西藏高原东南部的上空。

若把各波数实际热源的振幅与位相代入模式方程,就可以得到各波数实际热源强迫所产生的定常行星波的振幅与位相的垂直分布。图 1 表示北半球实际热源强迫所产生的纬向波数 $k=1$ 定常行星波的振幅与位相的分布。

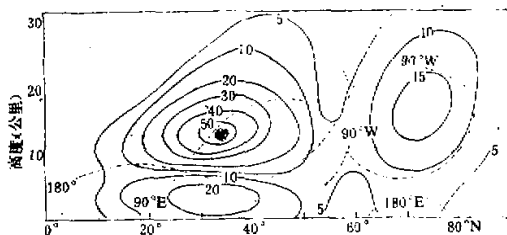


图 1 夏季北半球热源强迫所产生的波数 1 定常行星波振幅(实线,单位: m)与位相(虚线)的垂直分布,等位相线表示脊的位置。

从图 1 我们可以看到下列几点:

1) 对于纬向波数 $k=1$, 北半球夏季热源强迫所产生的定常行星波的振幅要比实际地形强迫所产生的振幅大得多, 这就是说夏季西藏高原的热源对北半球定常行星波形成所起的热力作用要比地形的动力作用大得多。

2) 对于纬向波数 $k=1$, 北半球夏季热源强迫所产生的定常行星波在 30°N 、 12km 高度上有一个最大值。并且尽管高纬度加热很小, 但由于夏季受迫定常行星波能通过传播波导向高纬度传播^[12], 因此, 从经向看, 在高纬度 70°N 、 15km 高度处存在着第二峰值。

下面,我们将把纬向波数 $k=1, 2, 3$ 合成来计算各个等压面上的定常扰动系统。图 2 表示北半球实际热源强迫所产生的 12km 高度上的定常扰动系统。从图中我们可以看到沿 30°N 有 4 个定常扰动系统, 主要的正距平位于南亚地区, 其中心位于西藏高原, 另一个弱的正距平位于北美, 在太平洋与大西洋是负距平的地区。

从图 2 定常扰动的强度与由实际地形强迫所产生的 12km 高度上的定常扰动系统(见文献[5]的图 3)比较, 我们不仅可以看到夏季实际热源强迫所产生的定常扰动系统的

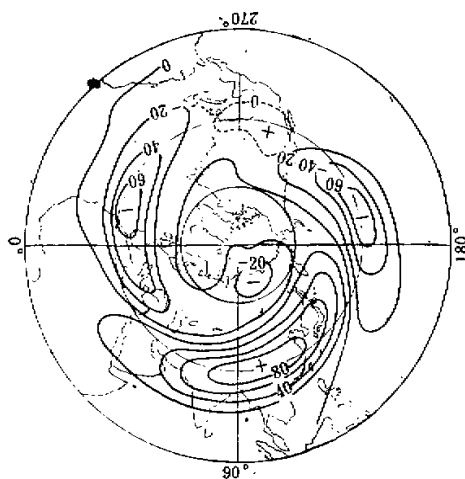


图2 夏季北半球热源强迫所产生的 12km 高度上的定常扰动系统分布(单位: m)

强度要比实际地形强迫所产生的强得多, 而且我们还可以看到夏季实际热源强迫所产生的定常扰动系统的分布更为接近于夏季平均季风环流系统的高度场分布。由此可见, 西藏高原上空的热源对于夏季南亚平均季风环流的形成起了重要的作用。

四、夏季北半球实际地形与定常热源强迫所产生的定常行星波

如果把北半球实际地形与夏季实际热源代入模式方程, 则可以得到夏季实际地形与热源强迫所产生的定常行星波的振幅与位相的垂直分布。由于篇幅所限, 本文只给出波数 2 的分布(见图 3)。我们利用 1963—1979 年共 16 年美国 NMC 所分析的网格点上的实际观测资料计算了夏季实际定常行星波的分布。图 4 表示由实测资料所得到的纬向波数 2 定常行星波的振幅与位相的垂直分布。

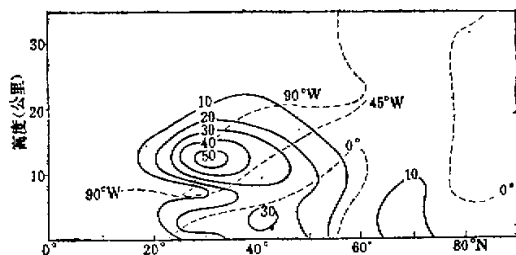


图3 北半球夏季地形与热源强迫所产生的纬向波数 2 定常行星波的振幅(实线, 单位: m)与位相(虚线)的垂直分布

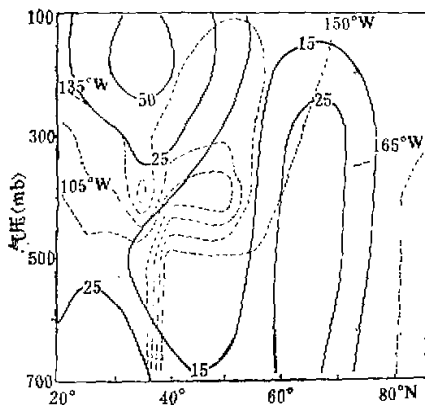


图 4 由实测资料所得到的纬向波数 2 定常行星波的振幅(实线,单位: m)与位相(虚线)的垂直分布

从图 3 可以看到,用模式所计算的纬向波数 2 的最大振幅位于 30°N 、12km 高度上,此外,在 70°N 、15km 高度上还有一个第二峰值。与图 4 相比,可知两者最大振幅的位置及位相分布是比较一致的。但是,纬向波数 1 的振幅值比实际值偏小(图略),这可能是由于 Ashe 所计算的夏季热源值偏小而造成。

从模式所计算的定常行星波振幅的分布可以看到夏季北半球的定常行星波几乎集中在 30°N 为中心的亚热带地区,并且扰动主要位于对流层上层与下层,在对流层中层扰动反而减弱,这是与实际分布相符合的。

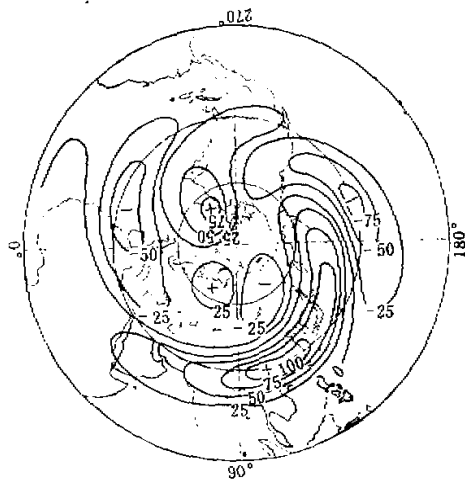


图 5 北半球夏季地形与热源强迫所产生的 12 公里高度上定常扰动系统的分布(单位: m)

下面,我们将由 1—3 波合成来计算各等压面上定常扰动系统的分布。图 5 是由模式计算所得到的 12km 高度上定常扰动系统的分布。为了比较,我们还利用 1972—1977 年美国 NMC 的实际资料计算了 7 月份 200hPa 面上定常扰动系统的分布,其计算结果在图 6 中给出。

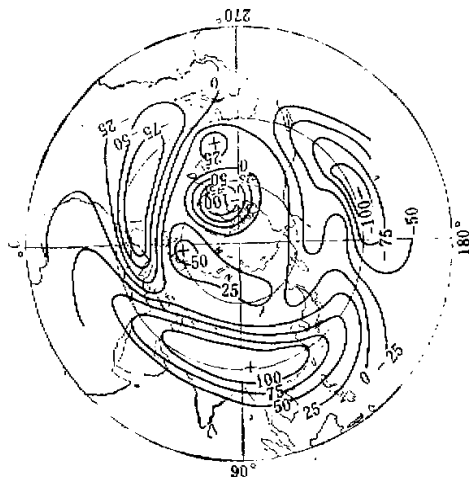


图 6 由实际资料计算而得到的 200hPa 高度上定常扰动系统的分布(单位: m)

把图 5 与图 6 相比较,我们不难发现,由模式所计算的 12km 高度上定常扰动系统的分布与由观测资料所得到的分布是比较一致的。无论是由模式计算所得的结果或观测结果,主要的正距平系统位于南亚,其中心位于西藏高原,强度为 100m 左右,这个扰动系统就是西藏高压,是夏季南亚对流层上层主要的定常扰动系统,它对于维持南亚平均季风环流起着重要作用。而主要的负距平系统位于太平洋中部,这个系统称之为热带对流层上层槽,简称 T. U. T. T.

从上面的计算结果,我们可以看到夏季西藏高原的热源对于夏季北半球定常行星波及定常环流的产生与维持起着重要作用。

五、结论与讨论

本文应用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却与水平涡旋热力扩散的准地转 34 层球坐标模式来研究夏季西藏高原与落基山脉对夏季北半球定常行星波形成的热力作用。计算结果表明夏季位于西藏高原与落基山脉的热源,特别是位于西藏高原的热源对北半球夏季定常行星波形成的热力作用要比高原的动力作用大得多。

本文还利用了上述模式计算了夏季北半球地形与热源强迫所产生的定常行星波与等压面上定常扰动的分布,其计算结果与由实际资料所得到的分布比较一致。

本文仅讨论了纬向波数 1—3,然而计算结果还表明,对于夏季定常行星波,波数 4—

6 的振幅相对于波数 1—3 的振幅也是不太小的,因此,对于夏季的定常扰动,波数是 4—6 的定常波也应该包括。这有待于以后进一步研究。

参 考 文 献

- [1] Huang Rong-hui and K. Gambo, 1982, The response of a hemispheric multi-level model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources, Part I, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 60, 78—92.
- [2] Huang Ronghui and K. Gambo, 1982, The response of a hemispheric multi-level model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources, Part II, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 60, 93—108.
- [3] 黄荣辉, 1983, 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。
- [4] Huang Rong-hui and K. Gambo, 1981, The response of a model atmosphere in middle latitudes to forcing by topography and stationary heat sources, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 59, 220—237.
- [5] 黄荣辉, 1985, 夏季西藏高原与落基山脉对北半球定常行星波形成的动力作用, 大气科学, 第 9 卷第 3 期。
- [6] 叶笃正、高由禧, 1979, 青藏高原气象学, 科学出版社。
- [7] Asbe, S., 1979, A nonlinear model of the time average axially asymmetric flow induced by topography and diabatic heating, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, 109—126.
- [8] Nitta, T., 1983, Observational study of heat sources over the eastern Tibetan Plateau during the Summer monsoon, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 61, 590—605.
- [9] Lindzen, R. S., and H. L. Kuo, 1969, A reliable method for the numerical integration of a large class of ordinary and partial differential equations, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 96, 732—734.
- [10] Murakami, T., 1972, Equatorial stratospheric waves induced by diabatic heat sources, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 29, 1129—1137.
- [11] Lindzen, R. S., T. Aso. and D. Jacqmin, 1982, Linearized calculations of stationary waves in the atmosphere, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 60, 66—77.
- [12] Huang Rong-hui, 1984, The characteristics of the forced stationary planetary wave propagations in summer Northern Hemisphere, *Adv. Atmos. Sci.*, Vol. 1.

THE THERMAL ROLE OF THE TIBETAN PLATEAU IN THE FORMATION OF THE NORTHERN HEMISPHERE STATIONARY PLANETARY WAVES IN SUMMER

Huang Ronghui

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

The thermal role of the Tibetan Plateau in the formation of the Northern Hemisphere stationary planetary waves in summer is investigated by means of a quasi-geostrophic 34-level model with Rayleigh friction and the horizontal eddy thermal diffusivity included in a spherical coordinate system.

The computed results show that the thermal role of the Tibetan Plateau in the formation of the Northern Hemisphere stationary planetary waves is much greater than the dynamic role of the topography.

The distributions of stationary planetary waves and stationary disturbance pattern at constant height responding to forcing by topography and heat sources are also computed in this paper. The computed results are in good agreement with the observed.