

夏季青藏高原上空热源异常对北半球 大气环流异常的作用

黄 荣 辉

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文应用缓变媒质中行星波的传播理论来研究夏季基本气流中定常行星波的三维传播, 解释夏季北半球大气环流三维遥相关的物理机制。

本文还应用一个包括 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夏季青藏高原热源异常对北半球中、高纬度定常扰动系统的影响。计算结果表明夏季青藏高原上空的热源异常将产生北半球中、高纬度大气环流的异常; 若青藏高原上空热源增强就会引起南亚高压增强, 我国东北受槽控制而产生冷夏, 并且将引起鄂霍茨克海上空高压加强, 同时在阿拉斯加将产生槽, 这与实际资料所得到的结果一致。

一、引 言

许多研究表明夏季青藏高原是北半球一个强大的热源, 似如“大气海洋”中的一个热岛。叶笃正与高由禧先生根据长时间地面观测资料计算了青藏高原的感热输送与潜热输送^[1], 其计算结果表明了从 5 月到 7 月份高原西部存在一个很大的感热输送通量, 而从 6 月到 8 月份在高原的东部存在一个很大的潜热输送。Ashe 也利用气候资料计算了北半球夏季行星尺度的热源分布^[2], 计算结果表明夏季最大热源位于青藏高原的东南部。最近 Nitta 与 Luo and Yanai 分别计算了夏季青藏高原上空的热源分布^[3,4], 他们的计算结果表明平均加热率最大位于青藏高原的东南部, 并且最大加热率位于 400—500 mb。

至今还没有人计算夏季青藏高原上空热源的多年变动情况。陈烈庭统计了青藏高原上空的积雪面积、厚度、积雪天数与我国初夏季风的关系^[5], 统计结果表明, 若冬季青藏高原积雪面积大、厚度深, 天数多, 则我国初夏的西南季风就弱, 反之就强。这表明冬季青藏高原的积雪情况对夏季青藏高原上空的热源有很大影响。这是因为地表面积雪会大大增大太阳辐射的反射率, 从而使得地表面面对短波辐射吸收大大减少, 并且由于融雪需要热量, 这也使得热源大大减弱, 因此, 可以推理, 若青藏高原积雪面积大、厚度深、天数多, 则夏季青藏高原上空的热源可能弱, 反之就强。此外, 根据 Luo and Yanai 的计算结果, 高

• 本文于 1984 年 2 月 13 日收到, 1984 年 9 月 10 日收到修改稿。

原上空的水汽对高原的热源影响很大,干燥期其最大加热率只有 $1\sim 2^{\circ}\text{K}/\text{天}$,而在湿润期可以达到 $5^{\circ}\text{K}/\text{天}$,因此,高原上空的水汽变化可以直接引起高原热源的异常。

由于高原热源的强弱将直接影响南亚高压的强弱,因此,高原热源的异常肯定会影响北半球大气环流。Asakura 与 Gambo and Kudo 分别计算了夏季北半球大气环流的遥相关^[6,7],他们的计算结果都表明夏季中、高纬度环流的异常与青藏高压有很大关系。关于北半球冬季大气环流三维遥相关机制已有不少解释,如作者与 Shukla et al. 从不同角度分别解释了冬季北半球大气环流三维遥相关的物理机制^[8,9]。但是,关于夏季大气环流三维遥相关的物理机制至今还没有人研究过,本文利用缓变媒质中波的传播理论及数值试验来说明夏季青藏高原热源的异常对北半球大气环流异常的作用,从而说明夏季北半球大气环流的三维遥相关的物理机制。

二、夏季北半球大气环流三维遥相关的观测事实

Asakura 利用 1946—1965 年 20 年资料计算了夏季西藏高原地区 500 mb 高度场与

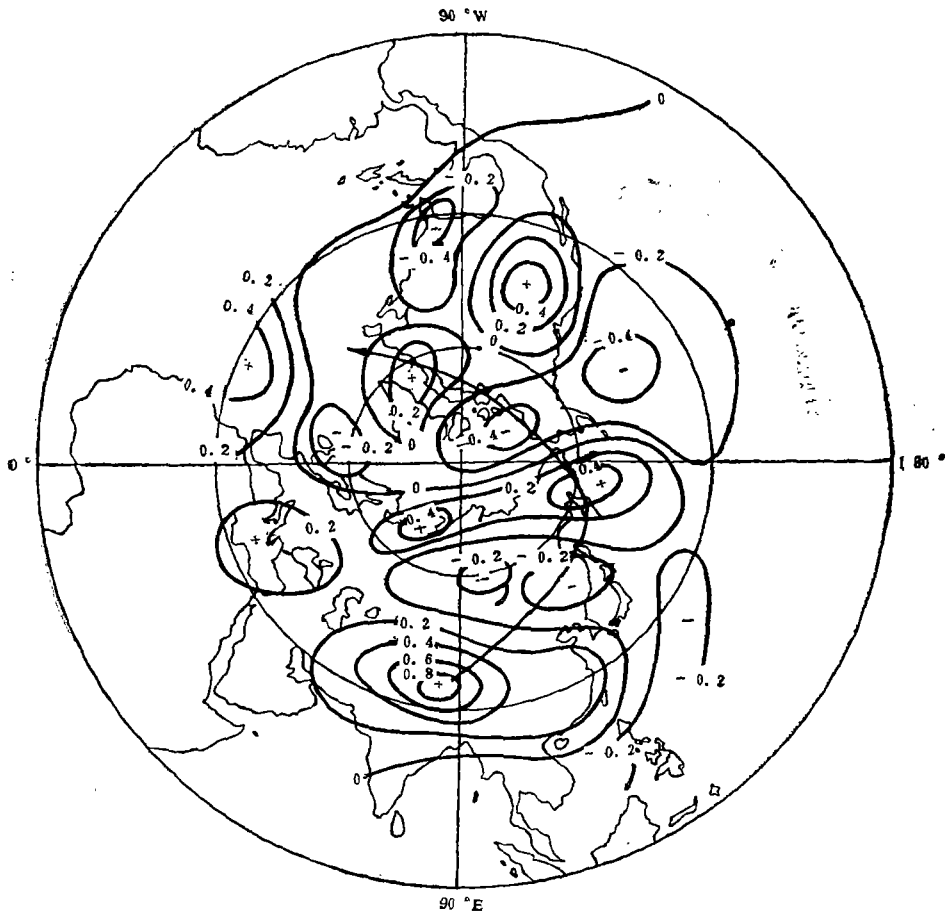


图 1 北半球 7 月份西藏高原地区 500 mb 高度场与北半球 500 mb 高度场的遥相关。

北半球 500 mb 高度场的遥相关。Gambo and Kudo 利用 1963—1979 年 17 年资料计算了夏季 30°N, 115°E 为基点的 700 mb 高度偏差值与北半球 700 mb 高度偏差场及 500 mb 高度偏差场的三维遥相关。他们的计算结果表明了北半球夏季大气环流中存在着很好的三维遥相关, 为了便于下面从理论上及数值试验上讨论, 我们把他们的计算结果表示在图 1。

从图 1 我们可以看到, 夏季当青藏高原高压加强, 我国北方的低压槽要发展, 这将带来我国东北与日本北部的冷夏, 并且鄂霍茨克海高压加强, 而且在阿拉斯加要产生槽, 北美地区高压要加强; 此外, 太平洋副热带高压减弱。这种大气环流的遥相关可以用来作长期预报的依据。

三、夏季定常行星波的传播理论

为了解释上面所述的大气环流异常的三维遥相关, 我们将应用缓变媒质中波的传播理论。

假设在大气中没有热源与粘性, 并且不考虑 Newton 冷却, 球坐标的线性化涡度方程与热力学方程分别可写成

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

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

这里 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。这里我们所用的 Z 坐标定义为 $Z = -H_0 \ln \left(\frac{p}{P_0} \right)$, P_0 是参考压力, H_0 是特征高度, 这样可得到 Z 坐标系的位涡度方程:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \hat{\Omega} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) \left\{ \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right. \\ & + 4 \Omega_0^2 a^2 \sin^2 \varphi \frac{\partial}{p \partial Z} \left(\frac{p}{\tilde{N}^2} \frac{\partial \phi'}{\partial Z} \right) \left. \right\} + \left[2 (\Omega_0 + \hat{\Omega}) - \frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \varphi} \right. \\ & \left. - 4 \Omega_0^2 a^2 \sin^2 \varphi \frac{\partial}{p \partial Z} \left(\frac{\rho}{\tilde{N}^2} \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial Z} \right) \right] \cos \varphi \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \lambda} = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

上式中 $\hat{\Omega}$ 定义为

$$\hat{\Omega} = \frac{\bar{U}}{a \cos \varphi},$$

是基本气流的角速度, \tilde{N} 是 Brunt-Väisälä 频率。

我们设方程(3)的任何一个解可表达成

$$\phi'(\lambda, \varphi, Z, t) = \operatorname{Re} \sum_{k=1}^{\infty} \Phi_k(\varphi, Z, t) e^{i k \lambda} = \operatorname{Re} \sum_{k=1}^{\infty} e^{z/2H_0} \Psi_k(\varphi, Z) e^{i k(\lambda - ct)} \quad (4)$$

k 是纬向波数。把方程(4)代入方程(3)可得到下列方程,

$$\begin{aligned} (\hat{\Omega} - c) \left\{ \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \Psi_k}{\partial \varphi} \right) + l^2 \sin^2 \varphi \frac{\partial^2 \Psi_k}{\partial Z^2} - \left(l^2 \sin^2 \varphi \frac{1}{4H_0^2} + \frac{k^2}{\cos^2 \varphi} \right) \Psi_k \right. \right. \\ \left. \left. - l^2 \sin^2 \varphi \left[\frac{1}{H_0} \frac{\partial \ln \tilde{N}}{\partial Z} + 2 \left(\frac{\partial \ln \tilde{N}}{\partial Z} \right)^2 - \frac{1}{\tilde{N}} \frac{\partial^2 \tilde{N}}{\partial Z^2} \right] \right\} \Psi_k + \left\{ 2(\Omega_0 + \hat{\Omega}) - \frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial \varphi^2} \right. \\ \left. + 3 \tan \varphi \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \varphi} - l^2 \sin^2 \varphi \left[\frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial Z^2} - 2 \left(\frac{1}{2H_0} + \frac{\partial \ln \tilde{N}}{\partial Z} \right) \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial Z} \right] \right\} \Psi_k = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

上式中

$$l = 2 \Omega_0 a / \tilde{N}, \quad (6)$$

我们将进一步简化, 假设大气是近似等温的, \tilde{N} 可认为是常数, 这样方程(5)可写成

$$\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \Psi_k}{\partial \varphi} \right) + l^2 \sin^2 \varphi \frac{\partial^2 \Psi_k}{\partial Z^2} + Q_k \Psi_k = 0, \quad (7)$$

$$Q_k = Q_0 - \frac{k^2}{\cos^2 \varphi} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} Q_0 = \left[2(\Omega_0 + \hat{\Omega}) - \frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \varphi} - l^2 \sin^2 \varphi \left(\frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial Z^2} - \frac{1}{H_0} \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial Z} \right) \right] / (\hat{\Omega} - c) \\ - l^2 \sin^2 \varphi \frac{1}{4H_0^2} \end{aligned} \quad (9)$$

在等温大气 H_0 是 7 公里, \tilde{N} 是 2×10^{-2} 秒⁻¹, 方程(7)描述了波在等温大气中 φ 与 Z 方向的传播。

对于定常行星波 $c \approx 0$, 因此, 方程可写成

$$\begin{aligned} Q_0 = \left[2(\Omega_0 + \hat{\Omega}) - \frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \varphi} - l^2 \sin^2 \varphi \left(\frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial Z^2} - \frac{1}{H_0} \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial Z} \right) \right] / \hat{\Omega} \\ - l^2 \sin^2 \varphi \frac{1}{4H_0^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

这样我们可以从方程(10)计算出 Q_0 以后, 再从方程(8)计算出 Q_k 来。 Q_k 是波数 k 的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, 它的分布特点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径向切变以及地球曲率的原因, 定常行星波的传播路径在传播中将被折射。若假设波的传播路径与水平方向之间的夹角是 $\hat{\alpha}$, 我们应用波数与频率之间的运动学关系, 并假设基本气流是缓变的, 利用 WKBJ 方法就可得到如下关系式^[8]

$$\frac{d_{\hat{\alpha}} \hat{\alpha}}{dt} = \frac{1}{Q_k} \vec{i} \vec{C}'_k \times \nabla Q. \quad (11)$$

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

$$\frac{d_g}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{C}'_g \cdot \nabla$$

它表示以群速度 \vec{C}'_g 移动的随体微商。方程(11)描述了行星波传播路径的变化特点,它说明了定常行星波传播路径的变化是由 Q_1 与 Q_0 的梯度所决定。显然,传播路径的变化总是向着 Q_0 的梯度方向折射。

由夏季的基本气流并利用(9)式可以算得波折射指数平方 Q_0 与 Q_1 的分布。图2中的虚线表示 Q_1 的分布。除了极地附近外, Q_0 值与 Q_1 值相近,因此我们可以看到夏季正的 Q_0 最小值位于中、高纬度平流层低层及对流层上层,而在热带及平流层的 Q_0 值是负的。因此,夏季定常行星波不能传播到平流层,然而,定常行星波能够在对流层内传播。

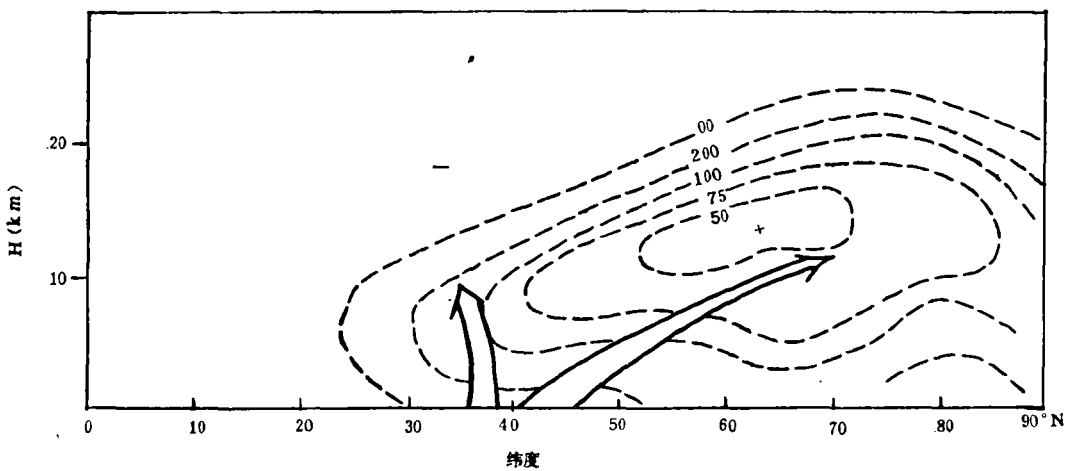


图 2 北半球夏季定常行星波传播波导示意图(虚线表示 Q_1 , 实箭号表示波导)

按照方程(11),一旦由于某种强迫机制强迫所产生定常行星波入射到位于中纬度对流层上层 Q_0 值小的区域,则波将向着副热带上空折射,但夏季东西风交界线位于副热带,故波不能通过此临界面而传播,这个区域就像“波导管”一样,定常行星波能够沿着此波导向着对流层上层传播。从图2也可以看到,在中纬度 ∇Q_0 的方向是向北的,而在高纬度的 ∇Q_0 的方向是向南的,波能够聚焦在 $50-70^\circ\text{N}$ 的对流层。因此,在副热带由于某种强迫源强迫所产生的定常行星波能够向中高纬度地区传播,图2中的实箭号表示夏季 $k=1$ 定常行星波传播波导示意图。

四、模式与参数

1. 模式

上面我们已在理论上分析了夏季受迫定常行星波的传播。为了实际考察这种受迫定常行星波的三维传播,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 层球坐标模式来模拟夏季定常行星波的传播,其模式方程是

$$\hat{\Omega}_{n-\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\}_{n-\frac{1}{2}} + \frac{1}{a} q_{n-\frac{1}{2}} \times \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial \phi'_{n-\frac{1}{2}}}{\partial \lambda} = f \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} \right)_{n-\frac{1}{2}} - (R_r)_{n-\frac{1}{2}} \times \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \quad (12)$$

$$\hat{\Omega}_n \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n - \left(\frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial p} \right)_n \frac{\partial \phi'_n}{\partial \lambda} + \sigma_n \omega_n = - \left(\frac{RH}{C_p p} \right)_n - (\alpha_R)_n \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n + (K_T)_n \times \frac{1}{a^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \tan \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n \quad (13)$$

$$\hat{\Omega}_{n+\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\}_{n+\frac{1}{2}} + \frac{1}{a} q_{n+\frac{1}{2}} \times \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial \phi'_{n+\frac{1}{2}}}{\partial \lambda} = f \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} \right)_{n+\frac{1}{2}} - (R_r)_{n+\frac{1}{2}} \times \frac{1}{2\Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \quad (14)$$

上面公式中, 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 千焦/公斤·度), C_p 是定压比热 (1.004 千焦/公斤·度), α_R 是 Newton 冷却系数, K_T 是水平涡动热力扩散, R_r 是扰动的 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, 这样可以得到合理的能量方程。

我们假设在模式顶的垂直速度为零, 即

$$\omega = 0, \text{ 在 } p = p_i \text{ (或 } Z = Z_i) \quad (15)$$

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

$$\omega_s = \vec{V}_s \cdot \nabla P_s - \frac{p_s \cdot F}{2f} S'_s, \text{ 在 } p = p_s \text{ (或 } Z = 0) \quad (16)$$

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

在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^[10], 即从地面到 92 公里高度 ($p_i = 8.459 \times 10^{-4} \text{ mb}$) 分成 34 层, 在经向取 5° 纬距为差分间隔。

上面所得到的模式方程中一般不能应用张驰方法, 故应用 Lindzen and kuo 所提出的方法来解模式方程^[11]。

为了解这些线性代数方程组, 还需要侧边界条件, 故假设 $\Phi_k(\varphi, p)$ 在极地及赤道为零, 即

$$\Phi_s(\varphi, p) = 0, \varphi = \frac{\pi}{2}; \Phi_s(\varphi, p) = 0, \varphi = 0 \quad (17)$$

2. 参数

a) 静力稳定度参数 σ_s : 此模式所用的静力稳定度是从美国出版的标准大气 7 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) 纬向平均风场的垂直廓线: 我们采用 Murgatrod 所计算的分布^[12], 但加于光滑, 消去“小尺度”特征。

c) Rayleigh 摩擦系数 R , 与 Newton 冷却系数 α_B 取与 β 平面近似模式相同。

d) 水平涡旋热力扩散系数 K_T : 由于夏季热带及副热带纬向平均风速都很小, 故在热量平衡公式中的热量扩散系数要适当取比冬季小, 故取 $0.1 \times 10^6 \text{米}^2/\text{秒}$ 。

这样, 若强迫源已知, 则从模式方程就可以得到定常热源强迫所产生的定常行星波的传播情况。

五、青藏高原热源异常对北半球大气环流异常的影响

为了说明夏季青藏高原热源异常对北半球大气环流异常的影响, 我们利用上述数值模式分别计算模式大气对地形与实际热源的气候平均值的响应及模式大气对地形与热源异常的响应。

1. 模式大气对地形与北半球实际热源气候平均值的响应

我们利用北半球实际地形与 Ashe 所计算的夏季北半球热源的气候分布作为强迫源, 可以计算出夏季北半球实际地形与热源气候平均值强迫所产生的各等压面上定常扰动系统的分布。

图 3 表示夏季北半球实际地形与热源气候值强迫所产生的 300 mb 面上定常扰动分布。可以看到它与由实测资料所计算的分布(见文献 13 中的图 22) 比较一致。主要的扰动系统有南亚高压, 太平洋中部的热带对流层上层槽。

2. 模式大气对地形与青藏高原热源异常时的热源强迫的响应

由于我们没有夏季青藏高原热源异常的实际分布值, 故在本试验中采用一个理想热源异常时的距平(相对于气候平均值的偏差), 其垂直分布如下:

$$H'(\lambda, \varphi, p) = \hat{H}'(\varphi, p) \exp \left[- \left(\frac{p - \bar{p}}{d} \right)^2 \right] \quad (18)$$

上式中 $d = 300 \text{ mb}$, $\bar{p} = 500 \text{ mb}$, 这表示非绝热加热的异常在 500 mb 为最大, 这也是与高原热源的实际分布比较符合的。我们还假设 500 mb 热源异常时的距平分布如下:

$$\hat{H}'(\varphi, p) = \begin{cases} \hat{H}'_0 \left(\sin \frac{\pi(\varphi - \varphi_1)}{(\varphi_2 - \varphi_1)} \sin \frac{\pi(\lambda - \lambda_1)}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \right)^2, & \lambda_1 < \lambda < \lambda_2, \varphi_1 < \varphi < \varphi_2 \\ 0 & \text{其它区域} \end{cases} \quad (19)$$

$\lambda_1 = 45^\circ\text{E}$, $\lambda_2 = 135^\circ\text{E}$, $\varphi_1 = 15^\circ\text{N}$, $\varphi_2 = 45^\circ\text{N}$ 。根据 Luo and yanai 的计算结果, 取 $\frac{1}{c} \hat{H}'_0 = 1.38^\circ\text{K}/\text{天}$ 。图 4 表示 500 mb 面上热源异常时的距平分布。热源距平中心位于

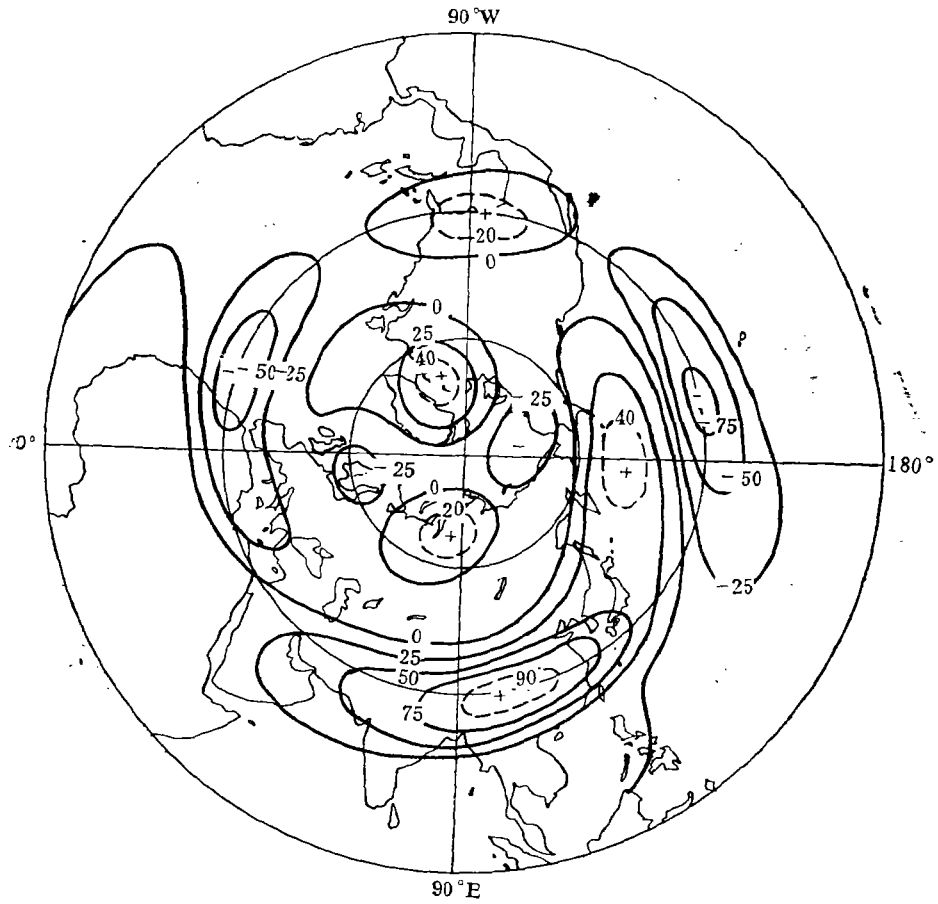


图 3 北半球夏季实际地形与热源气候值强迫所产生的 300 mb 面上定常扰动分布 (单位是米)

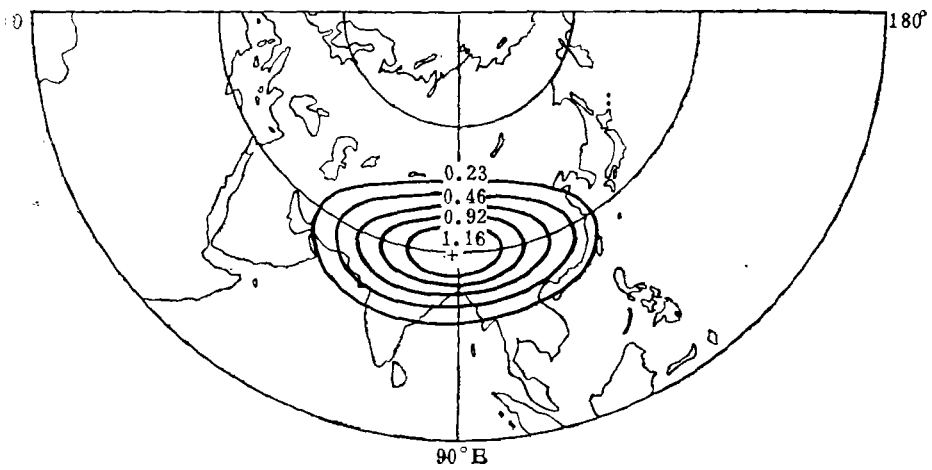


图 4 500 mb 面上热源异常的距平分布图

$30^{\circ}\text{N}, 90^{\circ}\text{E}$, 也就是位于青藏高原的上空, 并且热源异常是正距平。

我们把这个热源异常的理想距平分布迭加在北半球热源的气候分布, 就可以得到异常热源分布, 即

$$\bar{H}(\lambda, \varphi, p) + H'(\lambda, \varphi, p) = H(\lambda, \varphi, p) \quad (20)$$

\bar{H} 是热源的气候平均值。我们把此异常热源代入上述模式就可以计算出当青藏高原热源异常时各等压面的定常扰动系统的分布及其各波数振幅与位相的垂直分布。

为了便于比较当青藏高原热源异常时与正常年份各等压面上定常扰动的差别以及各波数振幅、位相等等的差别, 我们把当青藏高原热源异常时强迫所产生的各波数定常行星波的振幅与位相及各等压面上定常扰动的高度值减去正常年份(气候平均值)的各波数定常行星波的振幅与位相值及各等压面上定常扰动的高度值。即

$$(Z^*)' = Z' - Z'_0 \quad (21)$$

Z' 是当青藏高原热源异常时强迫所产生的某等压面上某格点的扰动高度值, 而 Z'_0 是地形与热源气候平均值强迫所产生的某等压面上某格点的扰动高度值, 故 $(Z^*)'$ 为当青藏高原热源异常时所产生的扰动高度的异常值。

图 5 中的实线与虚线分别表示由于青藏高原上空热源异常而引起的波数 1 振幅与位相的距平。从图 5 可以发现波数 1 准定常行星波的最大距平位于 30°N 附近的对流层上层, 并且在高纬度对流层上层存在着距平的第二峰值, 而位相距平说明了位相异常是从亚热带随着纬度增加向西倾斜, 因此, 可以看到定常行星波从副热带向中、高纬度地区传播, 其异常可以从副热带向中、高纬度地区传播, 这个计算结果不仅可以证实上述理论分析所得的结论, 而且说明了位于青藏高原的热源异常可以影响到北半球中、高纬度行星波的异常。

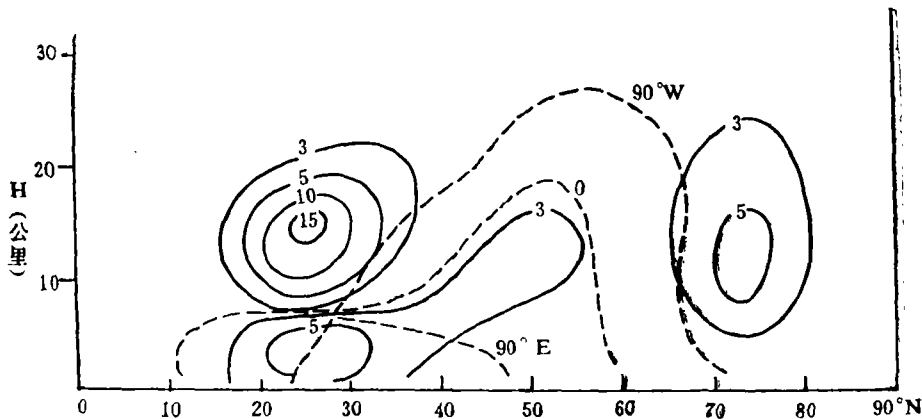


图 5 当青藏高原上空热源异常时, 波数 1 准定常行星波振幅与位相的异常情况分布。图中虚线表示位相, 实线表示振幅。

下面, 我们将计算各等压面上由于热源异常而产生高度场的偏差情况。图 6 与图 7 分别表示由于青藏高原上空热源异常所产生的 300 mb 与 500 mb 等压面上扰动高度场的偏差情况, 图中的实箭号表示由理论上所得到的准定常行星波的传播路径。从图 6 与图 7 可以发现, 当青藏高原上空热源发生异常时, 北半球定常扰动系统不仅在副热带地区

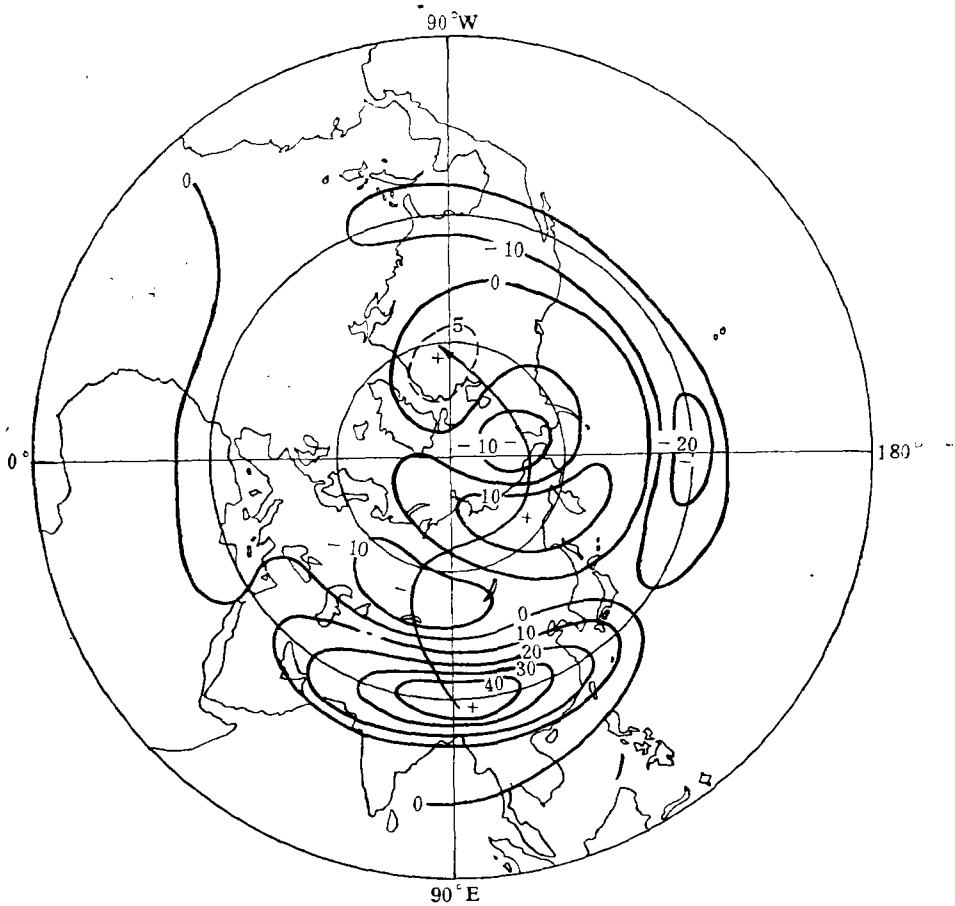


图 6 当青藏高原热源异常时, 地形与热源强迫所产生 300 mb 上扰动高度场的偏差 (单位是米)。

发生异常, 而且在中、高纬度地区发生异常。当青藏高原热源加强时, 青藏高压要加强(300mb上南亚高压要加强), 而我国北方低压槽要加深, 这容易造成我国东北与日本北部冷夏; 并且鄂霍茨克海高压要加强, 阿拉斯加地区产生槽; 此外, 500 mb 面上副热带高压减弱。这些计算结果完全与 Asakura 等人由实际观测资料所得的结果是一致的。

上面计算结果可以说明夏季青藏高原热源不仅会引起东亚地区环流的异常, 而且可以引起太平洋副热带高压的异常, 甚至可以影响北美环流的异常。这种环流的遥相关正是由于准定常行星波的传播而造成, 而传播路径是由夏季的基本气流所决定, 当基本气流一定时, 波传播总是沿着特定波导而进行的, 故它的异常也沿着特定波导而传播, 这对于长期天气预报是有参考意义。如 1979 年高原地面热源与大气热源偏弱, 根据许致远等人的统计, 我国黑龙江省夏季 8 月份偏暖^[14], 因此, 夏季高原上空热源异常与我国东北夏季气温有直接关系。

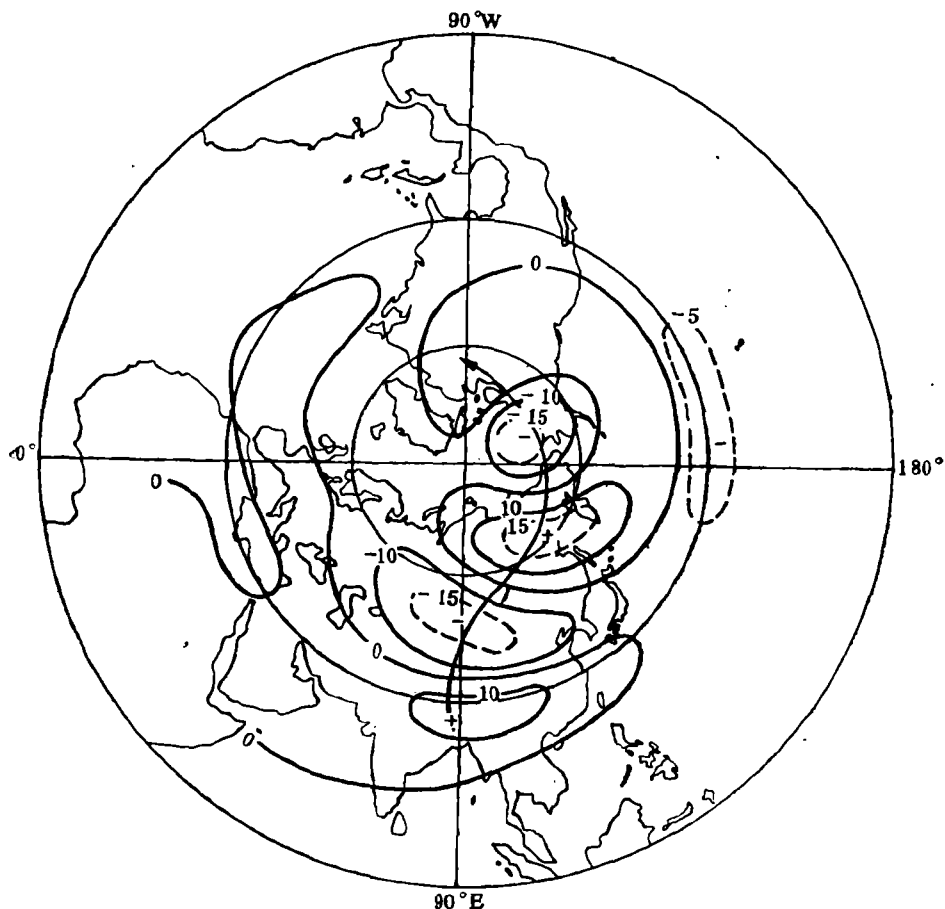


图 7 当青藏高原热源异常时, 地形与热源强迫所产生 500 mb 上扰动高度场的偏差 (单位是米)。

六、结论与讨论

本文应用缓变媒质中波动的传播理论研究了夏季基本气流中强迫定常行星波的三维传播规律。夏季定常行星波不仅能向亚热带对流层上层传播,而且可以由亚热带向中、高纬度地区对流层上层传播。

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 层球坐标模式研究了夏季由于青藏高原热源异常对北半球中、高纬度定常扰动系统的影响。计算结果表明:

1) 夏季青藏高原热源异常将影响北半球中、高纬度对流层大气环流的异常。

2) 若夏季青藏高原热源增强,青藏高原(300 mb 面上的南亚高压)就增强,随后我国北方的槽要加深,这样使我国东北与日本北部将产生冷夏,并且鄂霍茨克海高压加强,阿拉斯加西部将产生槽,北美地区的高压要加强,此外,副热带高压将减弱,这是与实际资料所得的结论一致。

本文所讨论的青藏高原热源的异常是理想情况, 实际的异常情况有待于进一步研究, 并且引起异常的原因更是需要研究的。

参 考 文 献

- [1] 叶笃正, 高由禧, 青藏高原气象学, 科学出版社, 1979年。
- [2] Ashe, S., A nonlinear model of the time average axially asymmetric flow induced by topography and diabatic heating, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 109—126, 1979.
- [3] Nitta, T., Observational study of heat sources over the eastern Tibetan Plateau during the summer monsoon, *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 590—605, 1983.
- [4] Luo, H. and M. Yanai, The large-scale circulation and heat sources over the Tibetan Plateau and surrounding areas during the early summer of 1979, *Mon. Wea. Rev.*, **112** (to be published) 1984.
- [5] 陈烈庭, 青藏高原冬春季异常雪盖影响初夏季风的统计分析, 中长期水文气象预报文集, 185—194, 1978年。
- [6] Asakura, T., Dynamical climatology of atmospheric circulation over East Asia centered in Japan, *Papers in Meteorology and Geophysics*, **19**, 1—68, 1968.
- [7] Gambo, K. and K. Kudo, Teleconnections in the zonally asymmetric height field during the northern hemispheric summer, *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 829—837, 1983.
- [8] 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, 1983年第10期, 940—950。
- [9] Shukla, J. and J. M. Wallace, Numerical simulation of the atmospheric response to equatorial Pacific sea surface temperature anomalies, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1613—1630, 1983.
- [10] 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*, **59**, 220—237, 1981.
- [11] Lindzen, R. S., and H. L. Kuo, A reliable method for the numerical integration of a large class of ordinary and partial differential equations, *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 732—734, 1969.
- [12] Murgatroyd, R. J., The structure and dynamics of the stratosphere, the global circulation of the atmosphere, 155—195, 1969.
- [13] Huang, Rong-hui and K. Gambo, The response of a hemispheric multilevel model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources in summer, *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 495—505, 1983.
- [14] 许致远、白人海、魏松林, 黑龙江省夏季低温与北太平洋海温异常的联系及其长期预报, 东北夏季低温长期预报文集, 219—237, 1983年。

THE INFLUENCE OF THE HEAT SOURCE ANOMALY OVER TIBETAN PLATEAU ON THE NORTHERN HEMISPHERIC CIRCULATION ANOMALIES

Huang Ronghui

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

In this paper, the influence of the heat source anomaly over Tibetan Plateau on the stationary disturbance pattern over middle and high latitudes in the northern hemisphere is investigated by means of a quasigeostrophic, 34-level model with Rayleigh friction, Newtonian cooling effect and the horizontal

kinematic thermal diffusivity included in a spherical coordinate system. The computed results show that the heat source anomaly over Tibetan Plateau can cause the atmospheric circulation anomalies over middle and high latitudes in summer: if the heat source over Tibetan Plateau is strengthened, then, the Tibetan high develops, a trough is formed over north of China, which brings about cold summer in north of China, the ridge over Okhotsk sea enhances, a trough is formed over Alaska. These results are in good agreement with the observed results.