第16卷第3期 南京气象学院学报 Vol. 16 №3
1993年9月 Journal of Nanjing Institute of Meteorology Sep. 1993

阻塞高压作用下的 Rossby 波*

郭品文　　何建中
（南京气象学院）

摘要　应用几何光学中的射线理论，研究了在阻塞高压作用下的 Rossby 波的频散过程。说明在 Rossby 波传播过程中阻塞高压所起的“屏障作用”。从而解释了 Rossby 波在某些阻塞高压控制的区域难以维持和传播的原因。

关键词　阻塞高压，Rossby 波，屏障作用

近年来，阻塞形势（尤其是它的建立和维持）的研究受到了广泛的重视。在阻塞高压控制的相当大的范围内，绝对涡度及其梯度值均很小，按照经典理论，这些地区似应存在局地不稳定发展。然而，事实恰恰相反，阻塞高压非常稳定，而且 Rossby 波很不活跃[1]。因此，为了说明在阻塞高压控制区域中 Rossby 波很不活跃的原因，提出阻塞高压控制区构成了阻挡 Rossby 波活动的一个有效的区域性“屏障”，即成为 Rossby 波活动较弱的地区。从而得出：阻塞高压对于外来扰动具有某种抗干扰的性质。为了证实上述说法，本文应用 WKB 近似和几何光学中的射线追踪理论[2]，通过求得射线解，讨论了广义波作用守恒量[3]的传播特性，证明了阻塞高压在 Rossby 波活动中的“屏障”作用。

1　基本方程

采用 β-平面近似下的准地转正压涡度方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}-\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial}{\partial x}+\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}\right)(\nabla^2\psi+\beta y)=0 \tag{1}$$

式中，ψ 为地转流函数，β 取为常数，其它符号同惯用意义。

将 ψ 分解为基本量和扰动量，即设

$$\psi=\bar{\psi}+\psi' \tag{2}$$

且 $|\bar{\psi}|\gg|\psi'|$，$\bar{\psi}(x,y)$ 为时间平均流函数，满足原方程(1)式，即

$$J(\bar{\psi},\nabla^2\bar{\psi}+\beta y)=0 \tag{3}$$

将(2)式代入(1)式，并利用(3)式，略去二阶小量 $J(\psi',\nabla^2\psi')$ 得线性化方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\bar{u}\frac{\partial}{\partial x}+\bar{v}\frac{\partial}{\partial y}\right)\nabla^2\psi-\beta_x\frac{\partial\psi}{\partial y}+\beta_y\frac{\partial\psi}{\partial x}=0 \tag{4}$$

(4)式中已将 ψ' 的“′”号省略，而

---

* 属国家气象局气象科学青年资金资助项目

收稿日期：1992－05－07

$$\begin{cases} \bar{u} = -\dfrac{\partial \bar{\psi}}{\partial y} \\ \bar{v} = \dfrac{\partial \bar{\psi}}{\partial x} \end{cases} \tag{5}$$

为时间平均基本气流或定常基流。设 $B=\nabla^2\bar{\psi}+\beta y$ 为基流绝对涡度，由(3)式可知 $J(\bar{\psi},B)=0$，即

$$B = B(\bar{\psi}) \tag{6}$$

如令 $\beta_L=\dfrac{dB}{d\bar{\psi}}$，则

$$\begin{cases} \beta_x = \dfrac{\partial B}{\partial x} = \beta_L \bar{v} \\ \beta_y = \dfrac{\partial B}{\partial y} = -\beta_L \bar{u} \end{cases} \tag{7}$$

设基本场是缓变的，且扰动为一慢变波包，即设波动形式解为

$$\psi = A(X,Y,T)e^{i\varphi} \tag{8}$$

其中
$$\varphi = mx + ky - \omega t;\ (X,Y,T) = \varepsilon(x,y,t) \tag{9}$$

(9)式中 ε=(快变量尺度/慢变量尺度)≪1，快变量为波动位相变化尺度，慢变量为振幅，波参数及其基本气流变化尺度。将(8)式代入(4)式，整理后得

$$\begin{aligned} &\left[-i(\omega - \bar{u}m - \bar{v}k) + \varepsilon\left(\frac{\partial}{\partial T} + \bar{u}\frac{\partial}{\partial X} + \bar{v}\frac{\partial}{\partial Y}\right)\right] \\ &\left[\varepsilon^2\left(\frac{\partial^2 A}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial Y^2}\right) + i\varepsilon\left(2m\frac{\partial A}{\partial X} + 2k\frac{\partial A}{\partial Y} + A\frac{\partial m}{\partial X} + A\frac{\partial k}{\partial Y}\right) - (m^2+k^2)A\right] \\ &+ \varepsilon\left(\beta_y\frac{\partial A}{\partial X} - \beta_x\frac{\partial A}{\partial Y}\right) + iA(m\beta_y - k\beta_x) = 0 \end{aligned} \tag{10}$$

将 A 展成 ε 的幂级数，即

$$A = A_0 + \varepsilon A_1 + \varepsilon^2 A_2 + \cdots \tag{11}$$

将上式代入(10)式，取零级近似得

$$i(\omega-\bar{u}m-\bar{v}k)(m^2+k^2)A_0+i(m\beta_y-k\beta_x)A_0=0$$

这样可得频散关系为

$$\omega = \bar{u}m + \bar{v}k + \frac{(k\beta_x - m\beta_y)}{m^2+k^2} \tag{12}$$

按照波动理论得射线方程组

$$\begin{cases} C_{gX} = \dfrac{d_g X}{dT} = \dfrac{\partial \omega}{\partial m} = \bar{u} + \dfrac{(m^2-k^2)\beta_y - 2mk\beta_x}{(m^2+k^2)^2} \\ C_{gY} = \dfrac{d_g Y}{dT} = \dfrac{\partial \omega}{\partial k} = \bar{v} + \dfrac{(m^2-k^2)\beta_x - 2mk\beta_y}{(m^2+k^2)^2} \\ \dfrac{d_g \omega}{dT} = -\dfrac{\partial \omega}{\partial T} = 0 \\ \dfrac{d_g m}{dT} = -\dfrac{\partial \omega}{\partial X} = -\dfrac{\partial \bar{u}}{\partial X}m - \dfrac{\partial \bar{v}}{\partial X}k - \dfrac{k\dfrac{\partial}{\partial X}\beta_x - m\dfrac{\partial}{\partial X}\beta_y}{(m^2+k^2)} \\ \dfrac{d_g k}{dT} = -\dfrac{\partial \omega}{\partial Y} = -\dfrac{\partial \bar{u}}{\partial Y}m - \dfrac{\partial \bar{v}}{\partial Y}k - \dfrac{k\dfrac{\partial}{\partial Y}\beta_x - m\dfrac{\partial}{\partial Y}\beta_y}{(m^2+k^2)} \end{cases} \tag{13}$$

其中，$\frac{d_g}{dT}$为沿射线的变化率，即

$$\frac{d_g}{dT}=\frac{\partial}{\partial T}+C_{gX}\frac{\partial}{\partial X}+C_{gY}\frac{\partial}{\partial Y} \tag{14}$$

将(11)式代入(10)式取一级近似，经推导整理得

$$\frac{\partial}{\partial T}E+\frac{\partial}{\partial X}(C_{gX}E)+\frac{\partial}{\partial Y}(C_{gY}E)=0 \tag{15}$$

其中

$$E=\left(1+\frac{m^2+k^2}{\beta_L}\right)(m^2+k^2)A_0^2$$

(15)式即为广义波作用守恒方程，E为广义波作用守恒量。

2 阻塞高压作用下 Rossby 波的射线解法

构造基本气流流函数为

$$\bar{\psi}=G\cos(e_y y)+H\cos(e_x x)\sin(e_y y)+F\cdot\exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{e_{x0}^2}-\frac{(y-y_0)^2}{e_{y0}^2}\right] \tag{16}$$

式中，取适当的参数G、H、F、e_x、e_y、e_{x0}、e_{y0}、x_0、y_0、，则(16)式的第一项为一纬向切变流，第二项为一纬向波数为3的定常波，第三项则是在波动的一个脊(x_0，y_0)处迭加上一个闭合高压系统。流函数分布(见图1)基本上反映了阻塞高压的特性，在此我们取(x_0，y_0)在(120°E，30°N)处。因为阻塞高压是相对稳定的，我们将此能代表阻塞高压特征的流函数作为背景场，求 Rossby 波在此背景场中的射线解。计算区域取为(30—160°E)及(10—60°W)，由该区域传出和传入的射线不予考虑。

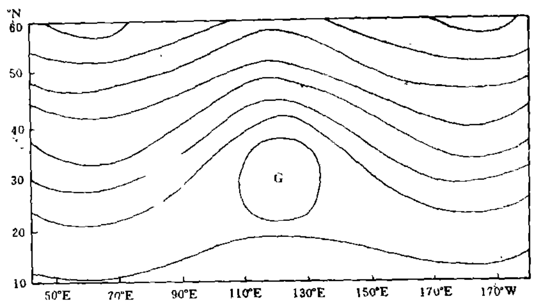

图1 基本流场

将方程组(13)中的慢变坐标变化为快变坐标得

$$\begin{cases}\dfrac{d_g x}{dt}=\bar{u}+\dfrac{(m^2-k^2)\beta_y-2mk\beta_x}{(m^2+k^2)^2}\\[2ex]\dfrac{d_g y}{dt}=\bar{v}+\dfrac{(m^2-k^2)\beta_x+2mk\beta_y}{(m^2+k^2)^2}\\[2ex]\dfrac{d_g m}{dt}=-\dfrac{\partial\bar{u}}{\partial x}m-\dfrac{\partial\bar{v}}{\partial x}k-\dfrac{k\dfrac{\partial}{\partial x}\beta_x-m\dfrac{\partial}{\partial x}\beta_y}{(m^2+k^2)}\\[2ex]\dfrac{d_g k}{dt}=-\dfrac{\partial\bar{u}}{\partial y}m-\dfrac{\partial\bar{v}}{\partial y}k-\dfrac{k\dfrac{\partial}{\partial y}\beta_x-m\dfrac{\partial}{\partial y}\beta_y}{(m^2+k^2)}\end{cases} \tag{17}$$

初始条件是人为取定的，取初始位置处在阻塞高压上游30°E，且在10—60°N间均匀分布的11个波源。波源初始波数取纬向波数$m=6$，12两种情况，经向波数$k=0$。求解射线方程的解析解是困难的，故对方程组(17)及以上初始条件，利用四阶 Runge-Kutta 方案进行数值积分。

把(17)式可写成

$$\frac{\mathrm{d}x_i}{\mathrm{d}t} = f_i(x_1, x_2, x_3, x_4) \quad (i = 1,2,3,4) \tag{18}$$

其中，x_1、x_2、x_3、x_4分别对应于 x、y、m、k。f_i 为相应的函数关系。按 R-K 方案有

$$x_i^{(n+1)} = x_i^{(n)} + \frac{h}{6}(K_{1i} + 2K_{2i} + 2K_{3i} + K_{4i}) \tag{19}$$

其中，$n=0$、1、2、…；$i=1$、2、3、4；$x_i^{(n+1)}$为 x_i 在 $n+1$时间步长的值；$x_i^{(n)}$则为 n 时间步长时的值，而

$$\begin{cases} K_{1i} = f_i(x_1^{(n)}, x_2^{(n)}, x_3^{(n)}, x_4^{(n)}) \\ K_{2i} = f_i(x_1^{(n)} + \frac{1}{2}hK_{11}; x_2^{(n)} + \frac{1}{2}hK_{12}; x_3^{(n)} + \frac{1}{2}hK_{13}; x_4^{(n)} + \frac{1}{2}hK_{14}) \\ K_{3i} = f_i(x_1^{(n)} + \frac{1}{2}hK_{21}; x_3^{(n)} + \frac{1}{2}hK_{22}; x_3^{(n)} + \frac{1}{2}hK_{23}; x_4^{(n)} + \frac{1}{2}hK_{24}) \\ K_{4i} = f_i(x_1^{(n)} + hK_{31}; x_2^{(n)} + hK_{32}; x_3^{(n)} + hK_{33}; x_4^{(n)} + hK_{34}) \end{cases} \tag{20}$$

其中，h 为时间步长，此方案精度为 h^4（为4级4阶方法）。计算在无量纲情况下进行，特征量取法为 $L \sim 10^6\mathrm{m}$; $T \sim 10^5\mathrm{s}$; $\psi \sim 10^2\mathrm{m^2s^{-1}}$; $f_0 \sim 1.031\times10^{-4}\mathrm{s^{-1}}$。

3 阻塞高压作用下的 Rossby 波的射线解

图2表示初始纬向波数为6的波动射线解。由图2可以看出：阻塞高压对于射线具有明显的屏障作用。初始位置在25°N 以南的射线不能东传，而是转向赤道。同样，50°N 以北高纬的波射线传赂更高纬地区。而初始位置25—50°N 的波射线则绕过阻塞高压而东传。使 Rossby 波在阻塞高压控制的区域中难以维持和传播。这说明阻塞高压对于天气图上常见的波数为6左右的扰动具有较好的抗干扰性，使阻高更趋稳定。

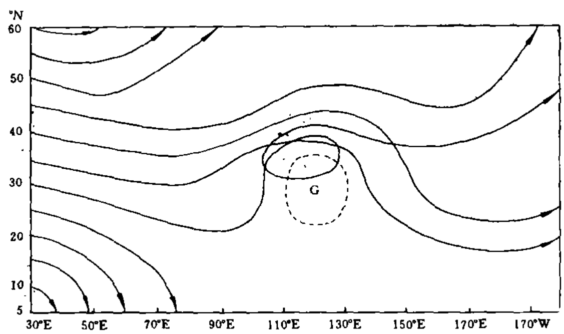

图2　纬向波数为6的射线解

图3表示初始纬向波数为12的 Rossby 波的射线解。由图可见：阻塞高压对于射线具有极其明显的屏障作用，除低纬20°N 以南的射线传向赤道，在50°N 以北的射线传向更高纬外，初始位置在20—50°N 之间的波射线都受到了阻塞高压的屏障，在阻塞高压北部绕行东传。

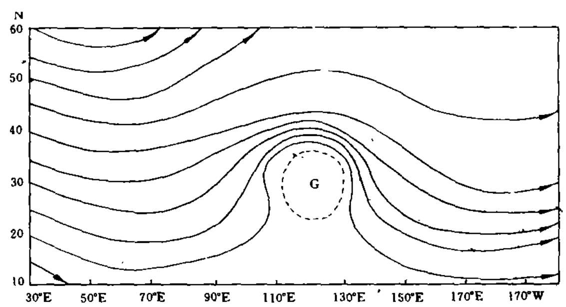

图3　纬向波数为12的射线解

从以上分析可见：阻塞高压对于 Rossby 波的波射线具有明显的屏障作用，且这种作用对长波较短波来得更明显。从这种“屏障作用”可以认为：阻塞高压对于外来干扰具有某种抗干扰特性，即：如阻塞高压本身是稳定的，则外来干扰能量无法进入阻塞高压控制区，无法在区域内

激发或加强扰动，使阻塞高压失去其稳定性。

4 结　　语

（1）从射线理论来研究射线解可较形象地看到阻塞高压对于 Rossby 波的屏障作用，这种方法不失为一种简便易行的方法。

（2）阻塞高压对于射线的作用与 $\bar{u}$、$\bar{v}$、β_x、β_y 等量有关，即与阻塞高压本身结构有关，本文所设 $\bar{\psi}$ 是人为取定，较为简单和粗糙。

（3）屏障作用随波长的增大越趋明显。

参 考 文 献

1 颜　宏. 高原气象，1983；2(4)：1－19

2 Karoly DJ, Hoskins BJ . *J Meter Soc Japan*, 1982；60：1179-1196

3 Longuet-Higgins MS. *Deep-See Res*, 1964；11：35-42

ROSSBY WAVE FEATURES UNDER THE INFLUENCE OF BLOCKINGS*

Guo Pinwen　　He Jianzhong

(Nanjing Institute of Meteorology)

Abstract Based on the ray theory of geometric optics, study is made of the effects of blockings on the dispersion of Rossby waves, together with the shielding of blockings in the Rossby waves propagation, thereby interpreting why Rossby waves in the regions under the control of certain blockings can hardly be propagated and maintained.

Key words blocking, shielding, Rossby wave

* The project is funded by the Meteorological Science Foundation for the Young, the State Meteorological Administration of China