第40卷 第2期 气 象 学 报 Vol. 40, No. 2
1982年5月 ACTA METEOROLOGICA SINICA May, 1982

基本气流和大地形对于正压波动的作用*

伍 荣 生

(南京大学气象系)

提 要

本文利用能量变化的观点,分析了正压波动发展的机制。结果表明,大地形的作用只能影响涡度拟能的变化,而不能直接影响动能。但基本气流的特征,对于动能与涡度拟能都起一定的作用。如果基本气流是均匀的而且地形的影响可略,则平均动能和涡度拟能都是守恒的,也就是说,这些量都是有界的。但是在切变气流或者波状基本气流中,波动的发展与基本气流的特征以及波动本身的结构具有非常密切的关系。在一般情况下,动能与涡度拟能就不再是守恒的。在本文中,还对某些简单地形作了分析与讨论。

一、引 言

自从Rossby[1]分析了均匀基本气流中正压波动的物理性质之后,许多学者对正压波动的发展作了深入研究。郭晓岚[2]研究了具有切变的基本气流中扰动发展问题;叶笃正[3]研究了波状的基本气流中扰动的动力学特点。其后,Lorenz[4],Gill[5]和Plumb[6]等人,先后对于波状基流中波动共振问题进行了分析与研究;在他们的工作中,均指出扰动总是不稳定的,但是,对于扰动不稳定的物理条件,分析得尚不十分清楚。在本文中,我们直接利用波动的动能与涡度拟能的变化,来分析与探讨波动发展的条件,得到了较为清楚的物理概念与结果。

二、基 本 方 程

采用一个常用的考虑大地形作用的正压模式来进行分析。按文献[7—9],控制方程可写成

$$\nabla^2\frac{\partial\psi}{\partial t}+J(\psi,\nabla^2\psi+f+Ah)=0 \tag{1}$$

其中ψ为平均位面上的地转流函数;A为一常数;h为地形高度。其余符号同惯常意义。

$$J(A,B)=\frac{\partial A}{\partial x}\frac{\partial B}{\partial y}-\frac{\partial A}{\partial y}\frac{\partial B}{\partial x} \tag{2}$$

为了方便起见,令

$$\langle\phi\rangle=\frac{1}{\sigma}\int_\sigma\phi d\sigma \tag{3}$$

* 本文于1980年6月30日收到,1980年11月1日收到修改稿。

$$\langle\phi\psi\rangle=\frac{1}{\sigma}\int_{\sigma}\phi\psi^{*}d\sigma \tag{4}$$

其中 ϕ,ψ 为任意物理量，ψ^{*}表示 ψ 的共轭函数。σ 为水平面积。这里用 $\langle\ \rangle$ 表示对水平面积的平均。

现将 ψ 分解为基本量和扰动量，即

$$\psi(x,y,t)=\bar{\psi}(x,y)+\psi'(x,y,t) \tag{5}$$

将(5)式代入(1)式，则得

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\psi'+J(\bar{\psi},\nabla^2\psi')+J(\psi',\nabla^2\bar{\psi}+f+Ah)$$
$$+J(\psi',\nabla^2\psi')=0 \tag{6}$$

将上式取平均，即

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle\nabla^2\psi'\rangle+\langle J_1\rangle+\langle J_2\rangle+\langle J_3\rangle=0 \tag{7}$$

其中$\langle J_1\rangle,\langle J_2\rangle,\langle J_3\rangle$分别表示(6)式左侧的第二、第三、第四项的平均值。

按照(2)式定义，可以得到

$$J(A,B)=\frac{\partial}{\partial x}\left(A\frac{\partial B}{\partial y}\right)-\frac{\partial}{\partial y}\left(A\frac{\partial B}{\partial x}\right)$$
$$=\frac{\partial}{\partial y}\left(B\frac{\partial A}{\partial x}\right)-\frac{\partial}{\partial x}\left(B\frac{\partial A}{\partial y}\right) \tag{8}$$

因此，当A或B在边界上等于零时，或者它们在边界的法线方向的变化等于零，或者具有循环的边界条件，则从(8)式，可得

$$\langle J(A,B)\rangle=0 \tag{9}$$

从(2)式定义，还有

$$\langle CJ(A,B)\rangle=\langle J(CA,B)\rangle-\langle AJ(C,B)\rangle$$

所以，当 CA 或者 B 满足上述条件时，有

$$\langle CJ(A,B)\rangle=\langle AJ(B;C)\rangle \tag{10}$$

此外，显然有

$$\langle J(A,A)\rangle=0 \tag{11}$$

利用(9)，(10)，(11)三个关系式，使我们很容易推得平均的涡度、动能以及涡度拟能的变化关系式。

对于(7)式，假设在边界上无扰动与无扰动涡度，即 ψ' 及 $\nabla^2\psi'$ 在边界上等于零，则得

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle\nabla^2\psi'\rangle=0 \tag{12}$$

这就说明了扰动的面积平均涡度是守恒的。

将(6)式乘以 ψ'，然后取平均，由于

$$\left\langle\psi'\nabla^2\frac{\partial\psi'}{\partial t}\right\rangle=\nabla\cdot\left\langle\psi'\nabla\frac{\partial\psi'}{\partial t}\right\rangle-\left\langle\nabla\psi'\cdot\nabla\frac{\partial\psi'}{\partial t}\right\rangle$$

所以在边界上 ψ' 等于零时，上式可化为

$$\left\langle \psi'\nabla^2\frac{\partial\psi'}{\partial t}\right\rangle=-\frac{\partial}{\partial t}\langle k'\rangle$$

其中 k' 为扰动动能，即 $k'=\frac{1}{2}|\nabla\psi'|^2$。此外，由于(10)及(11)式，可知在上述边界条件下，有

$$\langle\psi' J(\psi',\nabla^2\psi')\rangle=\langle\nabla^2\psi' J(\psi',\psi')\rangle=0$$

$$\langle\psi' J(\psi',\nabla^2\bar{\psi}+f+Ah)\rangle$$
$$=\langle(\nabla^2\bar{\psi}+f+Ah)J(\psi',\psi')\rangle=0$$

所以最后有

$$\frac{\partial}{\partial t}(k')=-\langle\bar{\psi}J(\psi',\nabla^2\psi')\rangle \tag{13}$$

上式即是描述扰动平均动能变化的公式。由于基本流场的存在，引起了平均动能的变化，它与地形的存在即 h 并无直接的联系。

将(6)式乘以 $\nabla^2\psi'$，然后取平均，相似于对动能方程的处理，利用(10)及(11)式，可得

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'^2\rangle=2\langle(\nabla^2\bar{\psi}+Ah+f)J(\psi',\nabla^2\psi')\rangle \tag{14}$$

由于

$$\langle fJ(\psi',\nabla^2\psi')\rangle=-\langle\nabla^2\psi' J(\psi',f)\rangle$$
$$=-\beta\left\langle\nabla^2\psi'\frac{\partial\psi'}{\partial x}\right\rangle$$
$$=-\beta\left\langle\nabla\cdot\frac{\partial\psi'}{\partial x}\nabla\psi'\right\rangle+\beta\left\langle\frac{\partial}{\partial x}\frac{1}{2}|\nabla\psi'|^2\right\rangle$$

其中 $\beta=\frac{\partial f}{\partial y}$，在 β 平面中，它为常数值。所以在 x 方向，扰动风速有循环条件，y 方向无法向扰动风速时，则上式等于零。因此(14)式可化为

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'^2\rangle=2\langle(\nabla^2\bar{\psi}+Ah)J(\psi',\nabla^2\psi')\rangle \tag{15}$$

(14)式或(15)式即是描述涡度拟能变化的基本公式。而(15)式较(14)式还多了上述的附加条件，由于这些条件是许多实际数值模式或理论模式中所经常采用的，因此，在着重考虑地形作用时，我们就用(15)式来进行分析。

从(14)或(15)式可见，由于基本气流的涡度分布不均匀，由于地形的存在，平均涡度拟能就不再是守恒的。比较(13)式和(15)式可知，地形的作用通过涡度拟能而影响大气，而基本气流的作用对动能与涡度拟能均起作用。

三、基本气流与扰动的发展

为了分别了解基本气流与地形的作用，在本节中，暂不考虑地形的影响。

下面分两种情况来讨论：一种是基本气流只是 y 的函数；另一种情况是基本气流是波状的。

1) 切变气流

假设 $\bar{\psi}$ 只是 y 的函数，故可将扰动流函数展成

$$\psi'=\sum_{n=-\infty}^{\infty}A_n(t,y)\psi_n \tag{16}$$

$$\psi_n=e^{i\alpha_n x} \tag{17}$$

这表示扰动是由许多单波组成的，而单波的振幅随 y,t 而变化。在 ψ' 为实函数时，还需成立

$$\alpha_n=-\alpha_{-n},\ A_n=A_{-n}^* \tag{18}$$

其中具有“*”的量，表示共轭的量。当扰动量在南北边界上无法向速度的条件下，则有

$$A_n(y_1,t)=A_n(y_2,t)=0 \tag{19}$$

其中，y_1,y_2 为南北边界。

利用(16)式可得

$$\nabla^2\psi'=\sum_{n=-\infty}^{\infty}B_n(y,t)\psi_n \tag{20}$$

$$B_n=\frac{\partial^2 A_n}{\partial y^2}-\alpha_n^2 A_n \tag{21}$$

将这些关系式代入(13)式，经过整理后，有

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle k'\rangle=i\sum_n\sum_m\left\langle \alpha_m B_n A_m\frac{\partial\bar{\psi}}{\partial y}\psi_n\psi_m\right\rangle \tag{22}$$

为了方便起见，以下均将求和的上、下限略去。由于 ψ_n,ψ_m 只是 x 的函数，而且有

$$\int_0^L\psi_n\psi_m\delta x=\begin{cases}0 & n\neq -m\\ L & n=-m\end{cases} \tag{23}$$

其中 L 为 x 方向的水平范围。将此关系代入(22)式，最后可得

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle k'\rangle=-i\frac{L}{\sigma}\sum_n\alpha_n\int\frac{\partial\bar{\psi}}{\partial y}A_n^*B_n dy \tag{24}$$

σ 为水平面积。利用(21)式关于 B_n 的定义，可得

$$\mathrm{Re}(A_n^*B_n)=\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial y^2}|A_n|^2-\left|\frac{\partial A_n}{\partial y}\right|^2-\alpha_n^2|A_n|^2 \tag{25}$$

$$\mathrm{Im}(A_n^*B_n)=\frac{1}{2i}\frac{\partial W_n}{\partial y} \tag{26}$$

$$W_n=A_n^*\frac{\partial A_n}{\partial y}-A_n\frac{\partial A_n^*}{\partial y} \tag{27}$$

利用边界条件(19)式，可得

$$W_n(y_1)=W_n(y_2)=0 \tag{28}$$

将(24)式分离实、虚部，取实部，利用分部积分以及上述关系式，最后可得

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle k'\rangle=\frac{L}{2\sigma i}\sum_n \alpha_n\int\frac{\partial^2\overline{\psi}}{\partial y^2}W_n dy \tag{29}$$

从此式可以知道，如果基本气流无切变，即

$$\frac{\partial^2\overline{\psi}}{\partial y^2}=0$$

则(29)式化为

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle k'\rangle=0 \tag{30}$$

这表示，在均匀的基本气流中，平均的扰动动能是守恒的，这与作者[11]的前一结果是一致的。另一方面，可以证明，在具有切变的气流中，平均的扰动动能是不守恒的。因为从 W_n 的定义以及(18)式，可以得到

$$W_n=-W_{-n} \tag{31}$$

如令

$$G_n=\int\frac{\partial^2\overline{\psi}}{\partial y^2}W_n dy \tag{32}$$

则有

$$G_n=-G_{-n} \tag{33}$$

将此关系式代入(29)式，则得

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle k'\rangle=\frac{L}{2\sigma i}\sum\alpha_n G_n$$

$$=\frac{L}{2\sigma i}\left(\sum_{n=-\infty}^{-1}\alpha_n G_n+\sum_{n=1}^{\infty}\alpha_n G_n\right)$$

$$=\frac{L}{\sigma i}\sum_{n=1}^{\infty}\alpha_n G_n\neq 0 \tag{34}$$

在推得上式时，已引用了 $\alpha_0=0$ 的条件。这就证明了在切变的基流中，扰动的平均动能一般是不守恒的，而且它的变化与 W_n 有关，而 W_n 的分布，反映了波动振幅在空间上变化的特征，也就反映了扰动的结构；这就说明，扰动结构对于扰动本身的动能变化，具有密切的关系。例如，扰动如具有下面的形式，即

$$\psi'=\sum_n A_n(t)\psi_n$$

$$\psi_n=e^{i(\alpha_n x+\beta_n y)} \tag{35}$$

则可求得 $W_n=2\beta_n i$，从此可得 $\mathrm{Im}(A_n^* B_n)=0$，因之，从(24)式可得 $\frac{\partial}{\partial t}(k')=0$ 这就说明，在 y 方向扰动亦呈简谐波动形式时，其平均动能是不变的。从此也可以知道，只有当 $\frac{\partial W_n}{\partial y}\neq 0$ 时，平均的扰动动能才是不守恒的。在寻得(29)式时，已经引用了这个条件。

取(24)式的虚部，有

$$\frac{L}{\sigma}\sum_n \alpha_n \int \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y}\mathrm{Re}(A_n^* B_n)\delta y=0 \tag{36}$$

事实上，上式是一恒等式，因为如令

$$D_n=\int \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y}\mathrm{Re}(A_n^* B_n)\delta y \tag{37}$$

则依(25)式有

$$D_n=D_{-n} \tag{38}$$

以此结果代入(36)式，就得到了证明。

将上面的结果代入(15)式，在不计地形作用时，有

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle \xi'^2\rangle=-\frac{L}{\sigma}\sum_n \alpha_n \int \frac{\partial^4 \bar{\psi}}{\partial y^4}W_n \delta y \tag{39}$$

相似地，从此可知当$\frac{\partial^4 \bar{\psi}}{\partial y^4}$不等于零时，扰动的平均涡度拟能是不守恒的。

2) 波状基本气流

依叶笃正[3]，将 $\bar{\psi}$ 取作

$$\bar{\psi}=-\bar{u}y+C\psi_s \tag{40}$$

$$\psi_s=e^{i(\alpha_s x+\beta_s y)} \tag{41}$$

其中 $\bar{u}$ 为常数，而 α_s 与 β_s 有以下的关系

$$\alpha_s^2+\beta_s^2=\frac{\bar{u}}{\beta} \tag{42}$$

如令

$$\vec{K}_s=\alpha_s\vec{i}+\beta_s\vec{j} \tag{43}$$

则 $\vec{K}_s$ 表示波状基流的波矢，α_s, β_s 分别表它在 x, y 方向的分量。

现将 ψ' 按(35)式展开。上面已指出，在切变基流情况下，扰动的动能及涡度拟能是守恒的，但在此时，情况就有所不同。将(35)式代入(13)式，经过整理后，可得

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle k'\rangle=\sum_{n,m}C(\alpha_n\beta_m-\alpha_m\beta_n)\lambda_m A_n A_m(\psi_n\psi_m\psi_s) \tag{44}$$

其中 $\lambda_m=\alpha_m^2+\beta_m^2$，根据 ψ_m, ψ_s 的定义，可知当

$$\alpha_m+\alpha_n+\alpha_s=0$$
$$\beta_m+\beta_n+\beta_s=0 \tag{45}$$

有

$$\langle\psi_n\psi_m\psi_s\rangle=1 \tag{46}$$

否则

$$\langle\psi_n\psi_m\psi_s\rangle=0$$

实际上(45)式可以写成

$$\vec{K}_m+\vec{K}_n+\vec{K}_s=0 \tag{47}$$

$\vec{K}_m$, $\vec{K}_n$ 分别表示第 m, n 个扰动的波矢，即

$$\vec{K}_m=\alpha_m\vec{i}+\beta_m\vec{j},\quad \vec{K}_n=\alpha_n\vec{i}+\beta_n\vec{j} \tag{48}$$

(47)式表示扰动的波矢 $\vec{K}_m$ 与 $\vec{K}_n$ 与基本气流的波矢 $\vec{K}_a$ 构成闭合的三角形时，这些扰动才对扰动的平均动能变化有贡献，否则是不起作用的。

将(45)式代入(44)式，有

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle k'\rangle=\sum_m C(\alpha_m\beta_s-\alpha_s\beta_m)A_m\tilde{A}_m\lambda_m \tag{49}$$

其中 $\tilde{A}_m$ 表示与第 m 个扰动的波矢即 $\vec{K}_m$ 及 $\vec{K}_s$ 构成闭合三角形的波矢的振幅，由于

$$\lambda_m=\lambda_{-m},\ \alpha_m=-\alpha_{-m},\ \beta_m=-\beta_{-m}$$
$$A_m\neq\tilde{A}_m \tag{50}$$

所以(49)式中右侧一般不等于零，也就是说，在波状基本气流中，扰动的平均动能是不守恒的，这与[3]的结论是一致的。

因为

$$\alpha_m\beta_s-\alpha_s\beta_m=\vec{n}\cdot\vec{K}_m\times\vec{K}_s \tag{51}$$

其中 $\vec{n}$ 为垂直方向单位矢。从此可知，对于那些扰动，其波矢在 $\vec{K}_s$ 矢的右侧逆转到 $\vec{K}_s$ 矢时，它能引起扰动平均动能的增大，反之，对于那些扰动，其波矢在 $\vec{K}_s$ 矢左测顺转到 $\vec{K}_s$ 矢时，它使平均扰动动能减小。由此可见，波动与基本气流的相互配置的特点不同，对于扰动的平均动能变化的作用也是不同的。

同样，可求得涡度拟能的变化为

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'^2\rangle=2\,C(\alpha_s^2+\beta_s^2)\sum_m(\alpha_m\beta_s-\alpha_s\beta_m)\lambda_m A_m\tilde{A}_m \tag{52}$$

与(49)式相比较，得到

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'^2\rangle=2(\alpha_s^2+\beta_s^2)\frac{\partial}{\partial t}\langle k'\rangle \tag{53}$$

从此有

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle E\rangle=0 \tag{54}$$

其中

$$E=\frac{1}{2(\alpha_s^2+\beta_s^2)}\zeta'^2-k' \tag{55}$$

这说明在波状基本气流中，E 是守恒的，这也就是这种流场的主要特征。

四、大地形与波动能量变化

由于地形作用，引起涡度拟能变化的部分为

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'^2\rangle_T=2\langle AhJ(\psi',\nabla^2\psi')\rangle \tag{56}$$

如将地形高度按福氏级数展开，则得

$$Ah=\sum_k H_k\psi_k=\sum_k H_k e^{i(p_kx+q_ky)} \tag{57}$$

将此代入(56)式，则有

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'^2\rangle_T=2\sum_{m,n,k}(\alpha_n\beta_m-\alpha_m\beta_n)\lambda_m H_k A_n A_m\cdot(\psi_n\psi_m\psi_k) \tag{58}$$

同理只有当

$$p_k+\alpha_n+\alpha_m=0;\quad q_k+\beta_n+\beta_m=0$$

时

$$(\psi_n\psi_m\psi_k)=1$$

否则等于零。相似于上节的处理，最后可得

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'^2\rangle_T=2\sum_{m,k}(\alpha_m q_k-\beta_m p_k)\lambda_m H_k A_m\tilde{A}_m \tag{59}$$

其中 $\tilde{A}_m$ 的意义同上节。一般来说，$\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'^2\rangle_T$ 是不等于零的。

为了进一步了解地形的作用，设地形的具体形式为

$$h=h_0e^{-\frac{x^2+y^2}{r_0^2}} \tag{60}$$

其中 r_0 为表征地形水平尺度特点的参数，此时可得

$$\langle Ah\psi_m\psi_n\rangle=\left\langle Ah_0e^{i(\alpha_n+\alpha_m)x-\frac{x^2}{r_0^2}}\cdot e^{i(\beta_n+\beta_m x)-\frac{y^2}{r_0^2}}\right\rangle \tag{61}$$

设

$$I_x=\int e^{i(\alpha_m+\alpha_n)x-\frac{x^2}{r_0^2}}dx \tag{62}$$

利用最速下降法，可求得

$$I_x\simeq r_0\sqrt{\pi}\,e^{-\frac{1}{4}(\alpha_m+\alpha_n)^2r_0^2} \tag{63}$$

同理可求得

$$I_y=\int e^{i(\beta_m+\beta_n)y-\frac{y^2}{r_0^2}}\delta y\simeq r_0\sqrt{\pi}\,e^{-\frac{1}{4}(\beta_m+\beta_n)^2r_0^2} \tag{64}$$

最后有

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'^2\rangle_T\simeq 2\,Ah_0\frac{r_0^2\pi}{\sigma}\sum_{n,m}\Gamma_{mn}\lambda_m A_n A_m\cdot\exp\left(-\frac{1}{4}S_{mn}^2r_0^2\right) \tag{65}$$

其中

$$\Gamma_{mn}=(\alpha_n\beta_m-\alpha_m\beta_n),\quad S_{mn}^2=(\alpha_m+\alpha_n)^2+(\beta_m+\beta_n^2)^2 \tag{66}$$

由此可知，扰动的平均涡度拟能与 h_0 成正比，即地形高度越大，平均涡度拟能变化也就越强。当然它也与 r_0 的大小即地形的水平尺度有关。将(65)式对 r_0 微分，即得到

$$\frac{\partial}{\partial r_0}\left[\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'\rangle\right]_T\approx\frac{4\,Ah_0\pi r_0}{\sigma}\sum_{m,n}\Gamma_{mn}\lambda_m A_n A_m\cdot\left(1-\frac{1}{4}S_{mn}^2r_0^2\right)\exp\left(-\frac{1}{4}S_{mn}^2r_0^2\right) \tag{67}$$

为了便于讨论起见，现假设只有二个扰动，分别用附标 1,2 来表示，为此(67)式化为

$$\frac{\partial}{\partial r_0}\left[\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'^2\rangle\right]_T\simeq\frac{4\,Ah_0\pi r_0}{\sigma}\left[\Gamma_{12}\lambda_1A_1A_2\left(1-\frac{1}{4}S_{12}^2r_0^2\right)\cdot\exp\left(-\frac{1}{4}S_{12}^2r_0^2\right)+\right.$$

$$+\Gamma_{21}\lambda_2 A_1 A_2\left(1-\frac{1}{4}S_{21}^2 r_0^2\right)\exp\left(-\frac{1}{4}S_{21}^2 r_0^2\right) \tag{68}$$

由于

$$\Gamma_{12}=-\Gamma_{21},\ S_{12}^2=S_{21}^2,$$

所以上式还可化简为

$$\frac{\partial}{\partial r_0}\left[\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'^2\rangle\right]_T\simeq\frac{4Ah_0\pi r_0}{\sigma}\Gamma_{12}A_1A_2\left(1-\frac{1}{4}S_{12}^2r_0^2\right)$$
$$\cdot(\lambda_1-\lambda_2)\exp\left(-\frac{1}{4}S_{12}^2r_0^2\right)$$

由此可知，在 $\Gamma_{12}>0$，$\lambda_1-\lambda_2>0$ 时，而且当

$$r_0\leqslant\frac{2}{S_{12}}$$

时，有

$$\frac{\partial}{\partial r_0}\left[\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'^2\rangle\right]_T\geqslant 0$$

反之，如果

$$r_0\geqslant\frac{2}{S_{12}}$$

则有

$$\frac{\partial}{\partial r_0}\left[\frac{\partial}{\partial t}\langle\zeta'^2\rangle\right]_T\leqslant 0$$

而在 Γ_{12} 及 λ_1，λ_2 有相反的符号时，便有相反的结果。这就表示地形的水平尺度的影响是比较复杂的，不同的扰动特点，地形对它的影响也是不同的。

参 考 文 献

[1] Rossby, C. G., *J. Mar. Res.*, 2, 38—55. 1939.
[2] Kuo, H. L., *J.Met.*, **6**, 105—122, 1949.
[3] 叶笃正，气象学报，**34**，1—10，1964.
[4] Lorenz, E. N., *J.Atm. Sci.*, **29**, 258—269, 1972.
[5] Gill, A. E., *Geophys. Fluid Dyn.*, **6**, 29—48, 1974.
[6] Plumb, R. A., *J. Fluid Mech.*, **80**, 705—720, 1977.
[7] Charney, J. G. & A. Eliassen, *Tellus*, 1, 38—54, 1949.
[8] Kawata, Y., *J. Met. Soc. Jap.*, **35**, 174—183, 1957.
[9] 伍荣生，气象学报，**34**，11—19，1964.
[10] Fjortoft, R., *Tellus* **5**, 225—230, 1953.
[11] 伍荣生，中国科学，195—203，1979，2.

THE EFFECTS OF BASIC FLOW AND TOPOGRAPHY ON THE BAROTROPIC DISTURBANCES

Wu Rong-sheng

(Department of Meteorology, Nanjing University)

Abstract

With the view of energy variation, the machanism of evolution of barotropic disturbances is studied in this paper. It is found that the topography can affect only the variation of enstrophy but not the kinetic energy of baratropic disturbances. This is quite different with the effects of shearing of basic flow which do affect both the variation of kinetic energy and enstrophy. If the basic flow is uniform in space and the effect of topography is negligible, the mean kinetic energy and enstrophy averaged in the whole region are bounded. But if the basic flow is non-uniform and is wave-like, the development of disturbances is closely related to the structure of the disturbance. Generally, the kinetic energy and enstrophy are not conservative. The effects of topography with simple profile are also discussed in this paper.