

# 变形的经向环流变化方程及其 在诊断阻塞高压形成中的应用

陆日宇 黄荣辉

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

**摘 要** 本文推导出可以用来讨论大尺度扰动强迫对平均经圈环流作用的变形平均经圈环流变化方程, 并利用此方程对北半球冬季4次阻塞高压的形成进行了诊断分析。分析结果表明: 由于波动对经圈环流的强迫作用, 使高压脊的西部南风加强, 而东部北风加强, 从而有利于阻塞高压的形成。文中还分别分析了瞬变波及其低频瞬变波部分在阻塞高压形成中对经圈环流的强迫作用, 并讨论了低频瞬变波强迫在太平洋和大西洋地区阻塞高压形成的地域差别。

**关键词** 经圈环流 阻塞高压 瞬变波 低频瞬变波

## 1 引言

波动对大气环流的作用很早就引起人们的注意。对于纬向平均环流的情况, Andrews 和 McIntyre<sup>[1]</sup>提出了 E-P 通量对于研究波动与流之间的相互作用是个非常适用的诊断分析量, 波动对平均流的影响可以归结为波动的 E-P 通量的辐散辐合, 他们建立了  $\beta$  平面近似的变形平均欧拉方程组。因此, E-P 通量在大气环流的研究中得到了迅速的发展和广泛的应用。在科里奥利参数  $f$  的水平变化比  $f$  本身小得多的情况下, Edmon<sup>[2]</sup>将  $\beta$  平面近似的 E-P 通量与变形 Euler 平均方程组推广至球坐标系。后来, 黄荣辉<sup>[3]</sup>考虑了非地转风分量对位涡度南北输送的贡献后将  $\Delta f/f$  很小的条件去掉, 同样求得球面上 E-P 通量。利用变形 Euler 平均方程组和 E-P 通量, 黄荣辉和邹捍(1989)<sup>[4]</sup>对阻塞过程进行了诊断分析, 提出阻塞形成期间波动得以迅速增幅的原因是因为平均流向波动提供了能量。

近来, 由于强调对时间平均流的研究, Hoskins et al.<sup>[5]</sup>、Trenberth<sup>[6]</sup>把环流分解成时间平均流和瞬变波两部分, 从而分别给出不同形式的 E-P 通量, 即 E 矢量, 并对阻塞期间时间平均流的变化进行了诊断研究。

阻塞形势作为一种典型的大气环流持续性异常, 在中高纬地区的大气环流异常中占有非常重要的地位。在阻塞高压建立和崩溃期间, 纬向环流和经向环流发生剧烈变化。如前面所述, 一些研究者利用 E-P 通量对阻塞过程中时间平均的纬向环流的变化进行了诊断研究。但是, 目前还没有直接对经向环流的变化进行的研究。并且, 以往的时间平均环流方程不能应用于较短时间内波动强迫所引起的平均环流变化。然而, 有些过

程, 如阻塞高压的形成和崩溃过程, 其所需的时间非常短, 一般在一个星期内就已完成<sup>[7]</sup>。因此, 这些方程只能用于讨论较长时间尺度的阻塞形势维持期间内的环流变化, 而不能应用于阻塞高压形成和崩溃过程。为此, 本文推导了变形平均经圈环流变化方程, 并利用此方程对北半球阻塞高压形成过程中经圈环流进行诊断研究。

## 2 变形平均经圈环流变化方程

在绝热、无摩擦情况下, 大气运动方程组为

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} - f v + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial p} + f u + \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \left( \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + \frac{c_s^2}{p^2} \omega = 0, \end{cases} \quad (1)$$

其中,  $c_s^2 = \frac{R}{g}(\gamma_d - \gamma)RT = N^2 H^2$ ,  $\gamma_d$  为干绝热直减率,  $\gamma$  为温度递减率,  $N^2 =$

$\frac{g}{T}(\gamma_d - \gamma)$  为布朗特-维塞拉频率,  $H = \frac{RT}{g}$  为均质大气高度。

我们要推导变形平均经圈环流变化方程, 因此重点将放在第二运动方程上。首先, 对任一气象变量  $A$ , 令

$$A = [A] + A',$$

$[ ]$  表示  $m$  天平均,  $m$  可以是季度, 年或多年;  $( )$  对应于瞬变部分。于是, 第二运动方程可写成

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'}{\partial t} + [u] \frac{\partial [v]}{\partial x} + [u] \frac{\partial v'}{\partial x} + u' \frac{\partial [v]}{\partial x} + u' \frac{\partial v'}{\partial x} + [v] \frac{\partial [v]}{\partial y} + [v] \frac{\partial v'}{\partial y} + v' \frac{\partial [v]}{\partial y} + v' \frac{\partial v'}{\partial y} \\ + [\omega] \frac{\partial [v]}{\partial p} + [\omega] \frac{\partial v'}{\partial p} + \omega' \frac{\partial [v]}{\partial p} + \omega' \frac{\partial v'}{\partial p} + f[u] + f u' + \frac{\partial [\Phi]}{\partial y} + \frac{\partial \Phi'}{\partial y} = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

由 (1) 式中的连续方程, 可得

$$\frac{\partial [u]}{\partial x} + \frac{\partial [v]}{\partial y} + \frac{\partial [\omega]}{\partial p} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial \omega'}{\partial p} = 0, \quad (4)$$

即平均流和瞬变波均分别满足连续方程。此外, (1) 式中的热量方程可写成

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) + [u] \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right) + [u] \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) + u' \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right) + u' \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right)$$

$$\begin{aligned}
& + [v] \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right) + [v] \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) + v' \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right) + v' \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) \\
& + \frac{c_a^2}{p^2} [\omega] + \frac{c_a^2}{p^2} \omega' = 0.
\end{aligned} \quad (5)$$

对 (2) 式取  $m$  天平均, 从而可以分解成定常的经圈环流部分和瞬变经圈环流所满足的方程。由于  $\frac{\partial}{\partial t} [v] = 0$ , 于是对定常经圈环流部分有下式,

$$[u] \frac{\partial [v]}{\partial x} + \left[ u' \frac{\partial v'}{\partial x} \right] + [v] \frac{\partial [v]}{\partial y} + \left[ v' \frac{\partial v'}{\partial y} \right] + [\omega] \frac{\partial [v]}{\partial p} + \left[ \omega' \frac{\partial v'}{\partial p} \right] + f[u] + \frac{\partial [\Phi]}{\partial y} = 0. \quad (6)$$

对于瞬变经圈环流的变化有下式,

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial v'}{\partial t} + [u] \frac{\partial u'}{\partial x} + u' \frac{\partial [v]}{\partial x} + u' \frac{\partial v'}{\partial x} - \left[ u' \frac{\partial v'}{\partial x} \right] \\
& + [v] \frac{\partial v'}{\partial y} + v' \frac{\partial [v]}{\partial y} + v' \frac{\partial v'}{\partial y} - \left[ v' \frac{\partial v'}{\partial y} \right] + f u' + \frac{\partial \Phi'}{\partial y} = 0.
\end{aligned} \quad (7)$$

由于我们所研究的阻塞高压形成是几天的时间尺度, 因此对上述方程取几天平均, 这样, 这里取的几天远小于前面取的  $m$  天, 于是得到了两种时间尺度。若几天平均用  $(\overline{\quad})$  表示, 可得到描述在几天中平均变化的瞬变经圈环流方程。即

$$\begin{aligned}
\Delta v + [u] \frac{\partial \overline{v'}}{\partial x} + \overline{u'} \frac{\partial [v]}{\partial x} + \overline{u'} \frac{\partial \overline{v'}}{\partial x} - \left[ \overline{u'} \frac{\partial \overline{v'}}{\partial x} \right] + [v] \frac{\partial \overline{v'}}{\partial y} + \overline{v'} \frac{\partial [v]}{\partial y} \\
+ \overline{v'} \frac{\partial \overline{v'}}{\partial y} - \left[ \overline{v'} \frac{\partial \overline{v'}}{\partial y} \right] + [\omega] \frac{\partial \overline{v'}}{\partial p} + \overline{\omega'} \frac{\partial [v]}{\partial p} + \overline{\omega'} \frac{\partial \overline{v'}}{\partial p} - \left[ \overline{\omega'} \frac{\partial \overline{v'}}{\partial p} \right] + f \overline{u'} + \frac{\partial \overline{\Phi'}}{\partial y} = 0,
\end{aligned} \quad (8)$$

这里  $\Delta v = \overline{v'} / \partial t$ , 表示几天平均的速度变率。

同样对热量方程 (即 (5) 式) 也进行上述过程, 首先对 (5) 式取  $m$  天平均, 得

$$[u] \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right) + \left[ u' \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) \right] + [v] \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right) + \left[ v' \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) \right] + \frac{c_a^2}{p^2} [\omega] = 0. \quad (9)$$

(5) 式减去 (9) 式后取几天平均, 得

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) + [u] \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) + \overline{u'} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right) + \overline{u'} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) - \left[ \overline{u'} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) \right] \\
& + [v] \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) + \overline{v'} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right) + \overline{v'} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) - \left[ \overline{v'} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) \right] + \frac{c_a^2}{p^2} \overline{\omega'} = 0.
\end{aligned} \quad (10)$$

利用 (4) 式可有下列关系:

$$\begin{aligned}
u' \frac{\partial v'}{\partial x} + v' \frac{\partial v'}{\partial y} + \omega' \frac{\partial v'}{\partial p} &= \frac{\partial u' v'}{\partial x} + \frac{\partial v' v'}{\partial y} + \frac{\partial v' \omega'}{\partial p} \\
&= \frac{\partial}{\partial x} (u' v') + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} (v'^2) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} (v'^2) + \frac{\partial}{\partial p} (v' \omega')
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\partial}{\partial x} (u'v') + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} (v'^2 - u'^2 - \frac{\omega'^2}{\rho^2 g^2}) \\
&\quad + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} (v'^2 + u'^2 + \frac{\omega'^2}{\rho^2 g^2}) + \frac{\partial}{\partial p} (v'\omega').
\end{aligned} \quad (11)$$

把 (11) 式分别取  $m$  天和几天平均并代入 (8) 式, 可得

$$\begin{aligned}
\Delta v &+ [u] \frac{\partial \bar{v'}}{\partial x} + \overline{u' \frac{\partial [v]}{\partial x}} + [v] \frac{\partial \bar{v'}}{\partial y} + \overline{v' \frac{\partial [v]}{\partial y}} + [\omega] \frac{\partial \bar{v'}}{\partial p} \\
&+ \overline{\omega' \frac{\partial [v]}{\partial p}} + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'v'}) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} (v'^2 - u'^2 - \frac{\omega'^2}{\rho^2 g^2}) \\
&+ \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} (v'^2 + u'^2 + \frac{\omega'^2}{\rho^2 g^2}) + \frac{\partial}{\partial p} (\overline{v'\omega'}) - \frac{\partial}{\partial x} [u'v'] \\
&- \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} [v'^2 - u'^2 - \frac{\omega'^2}{\rho^2 g^2}] - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} [v'^2 + u'^2 + \frac{\omega'^2}{\rho^2 g^2}] \\
&- \frac{\partial}{\partial p} [v'\omega'] + f\bar{u}' + \frac{\partial \bar{\Phi'}}{\partial y} = 0.
\end{aligned} \quad (12)$$

同样, 对热量方程, 也有

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \bar{\Phi'}}{\partial p} \right) + [u] \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \bar{\Phi'}}{\partial p} \right) + \overline{u' \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right)} + [v] \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \bar{\Phi'}}{\partial p} \right) + \overline{v' \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right)} \\
&+ \left( \overline{u' \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right)} + \overline{v' \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right)} \right) - \left[ u' \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) + v' \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) \right] + \frac{c_a^2}{p^2} \bar{\omega}' \\
&= \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \bar{\Phi'}}{\partial p} \right) + [u] \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \bar{\Phi'}}{\partial p} \right) + \overline{u' \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right)} + [v] \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \bar{\Phi'}}{\partial p} \right) + \overline{v' \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right)} \\
&+ \frac{\partial}{\partial x} \left( \overline{u' \frac{\partial \Phi'}{\partial p}} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \overline{v' \frac{\partial \Phi'}{\partial p}} \right) + \frac{\partial \omega'}{\partial p} \frac{\partial \Phi'}{\partial p} - \frac{\partial}{\partial x} \left[ u' \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right] \\
&- \frac{\partial}{\partial y} \left[ v' \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right] - \left[ \frac{\partial \omega'}{\partial p} \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right] + \frac{c_a^2}{p^2} \bar{\omega}' = 0.
\end{aligned} \quad (13)$$

因此, 如果令

$$\omega^* = \bar{\omega}' + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{p^2}{c_a^2} \overline{u' \frac{\partial \Phi'}{\partial p}} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{p^2}{c_a^2} \overline{v' \frac{\partial \Phi'}{\partial p}} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{p^2}{c_a^2} u' \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right] - \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{p^2}{c_a^2} v' \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right]. \quad (14)$$

则热量方程最终可变形为

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \bar{\Phi'}}{\partial p} \right) + [u] \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \bar{\Phi'}}{\partial p} \right) + \overline{u' \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right)} + [v] \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \bar{\Phi'}}{\partial p} \right) \\
&+ \overline{v' \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial [\Phi]}{\partial p} \right)} + \frac{c_a^2}{p^2} \omega^* = - \frac{\partial \omega'}{\partial p} \frac{\partial \Phi'}{\partial p} + \left[ \frac{\partial \omega'}{\partial p} \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right],
\end{aligned} \quad (15)$$

可以认为等式右边量值非常小, 热量方程中波动对流的强迫项近似为零。结合变形垂直

速度的形成, 我们令

$$u^* = \bar{u}' + \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\Phi}' + \bar{K} - [K]) - \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{p^2}{c_x^2} u' \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right) + \frac{\partial}{\partial p} \left[ \frac{p^2}{c_x^2} u' \frac{\partial \Phi'}{\partial p} \right], \quad (16)$$

这里  $K = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + \frac{\omega'^2}{\rho^2 g^2})$ .

令一个三维矢量  $\bar{E}_v$  为

$$\bar{E}_v = \left\{ -u'v', -\frac{1}{2} \left( v'^2 - u'^2 - \frac{\omega'^2}{\rho^2 g^2} \right), -\frac{fp^2}{c_x^2} u' \frac{\partial \Phi'}{\partial p} - v'\omega' \right\}. \quad (17)$$

这样

$$\bar{E}_v = \left\{ -\overline{u'v'}, -\frac{1}{2} \overline{(v'^2 - u'^2 - \frac{\omega'^2}{\rho^2 g^2})}, -\frac{fp^2}{c_x^2} \overline{u' \frac{\partial \Phi'}{\partial p}} - \overline{v'\omega'} \right\}, \quad (18)$$

$$[E_v] = \left\{ -[u'v'], -\frac{1}{2} [v'^2 - u'^2 - \frac{\omega'^2}{\rho^2 g^2}], -\frac{fp^2}{c_x^2} [u' \frac{\partial \Phi'}{\partial p}] - [v'\omega'] \right\}. \quad (19)$$

$\bar{E}_v$  是描述瞬变扰动对时间平均经圈环流变化反馈的波作用通量, 把 (16)、(18)、(19) 三式代入 (12) 式, 则第二运动方程最终变形为

$$\begin{aligned} \Delta v + [u] \frac{\partial \bar{v}'}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial [v]}{\partial x} + [v] \frac{\partial \bar{v}'}{\partial y} + \bar{v} \frac{\partial [v]}{\partial y} + [\omega] \frac{\partial \bar{v}'}{\partial p} + \bar{\omega} \frac{\partial [v]}{\partial p} + fu^* \\ = \nabla \cdot \bar{E}_v - \nabla \cdot [E_v], \end{aligned} \quad (20)$$

其中,  $[u] \frac{\partial \bar{v}'}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial [v]}{\partial x} + [v] \frac{\partial \bar{v}'}{\partial y} + \bar{v} \frac{\partial [v]}{\partial y} + [\omega] \frac{\partial \bar{v}'}{\partial p} + \bar{\omega} \frac{\partial [v]}{\partial p}$  可认为是平流项。一般情况下,  $[u] \frac{\partial \bar{v}'}{\partial x}$  远大于平流项中其他各项, 另外,  $\nabla \cdot [E_v]$  也比  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  小的多 (图略)。故 (20) 式可简化为

$$\Delta v + [u] \frac{\partial \bar{v}'}{\partial x} + fu^* = \nabla \cdot \bar{E}_v, \quad (21)$$

这里只给出了变形平均经圈环流变化方程, 对变形平均纬圈环流变化方程也可类似得出。

若只考虑二维情况, 则可得  $\bar{E}_v$  为

$$\bar{E}_v = \left\{ -\overline{u'v'}, \frac{1}{2} \overline{(v'^2 - u'^2)} \right\}. \quad (22)$$

$\bar{E}_v$  可以看成是有效的经圈环流通量, 它表示扰动强迫对时间平均经圈环流的作用。在这种情况下

$$u^* = \bar{u}' + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\Phi} + \bar{K} - [K]),$$

这里  $K = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2)$ 。

方程 (21) 也称为变形平均经圈环流方程。这里的  $\bar{E}_v$  同 Trenberth 的形式类似, 但实际上不同之处在于 Trenberth 是对方程取整个时间段的平均, 而这里却只对方程取整个时间段 (即  $m$  天) 中一小部分时间 (即几天) 的平均。这样, 本文得出的平均经圈环流变化方程可以用来讨论较短时间内发生的经圈环流变化。此外, 方程的形式也较 Trenberth 的简单, 只有一纬向平流项, 且这项的系数  $[u]$  可看做是定常的, 故方程在讨论中将变得非常方便。这一平流项将起着平移作用, 它使得波动对经向环流的强迫在纬向平均气流的下游得到表现。

由 (21) 式可以看到, 当  $\nabla \cdot \bar{E}_v > 0$  时, 在平均纬向气流的下游有  $\Delta v > 0$ , 即南风加强; 相反, 当  $\nabla \cdot \bar{E}_v < 0$  时, 在平均纬向气流的下游有  $\Delta v < 0$ , 即北风加速。这就是说, 当  $\bar{E}_v$  矢量辐散时, 经圈环流将产生南风加强; 相反, 当  $\bar{E}_v$  矢量辐合时, 经圈环流将产生北风加强。

### 3 阻塞个例选取及资料处理

在本研究中所用资料是 ECMWF 500 hPa 等压面上的逐日 00GMT 格点资料 (格距为  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ ), 资料的长度分别为 1982 年和 1986 年的 1 月 1 日至 3 月 31 日, 即取  $m$  为 90。

为了研究经圈环流变化对阻塞高压形成的作用, 本文选出发生在 1982 年和 1986 年冬季的 4 次阻塞过程, 即, 1982 年 1 月 21 日至 2 月 2 日阻塞过程, 1982 年 2 月 5 日至 17 日阻塞过程, 1982 年 2 月 17 日至 2 月 22 日阻塞过程和 1986 年 2 月 11 日至 2 月 26 日阻塞过程。图 1 分别给出了这 4 次阻塞建立的第一天的位势高度场, 从中可以看到前两次阻塞过程形成于东太平洋上空, 第三次阻塞过程形成于大西洋上空, 而最后一次阻塞过程在东太平洋上空和大西洋上空各形成一阻塞高压。

在下面, 对阻塞高压形成期间的分析中, 不仅计算了瞬变波的  $E_v$  矢量散度, 而且还计算了其中低频瞬变波部分 (周期为 10 天以上的波动) 的  $E_v$  矢量散度。本文选用的低通滤波器为 Lanczos 滤波器, 即对某一瞬变波分量  $A'$ , 其低频瞬变波部分为

$$A_f(n) = \omega_0 A'(n) + \sum_{k=1}^m \omega_k \{A'(n+k) + A'(n-k)\},$$

这里

$$\omega_k = \frac{\sin(2\pi f_c k)}{\pi k} \cdot \frac{\sin(\pi k / m')}{\pi k / m'}, \quad k = 0, \dots, m'$$

对 10 天以上的波动,  $f_c = 0.1$ , 并取  $m' = 10$ 。图 2 给出了响应函数曲线。

### 4 对阻塞高压形成的诊断分析

陶诗言等<sup>[8]</sup>详细分析了北半球阻塞形势的类型并总结成几种类型, 可以发现不同类型的阻塞形势在其建立阶段, 均形成  $\Omega$  型, 即高压中心的东南部和西南部各有一低压

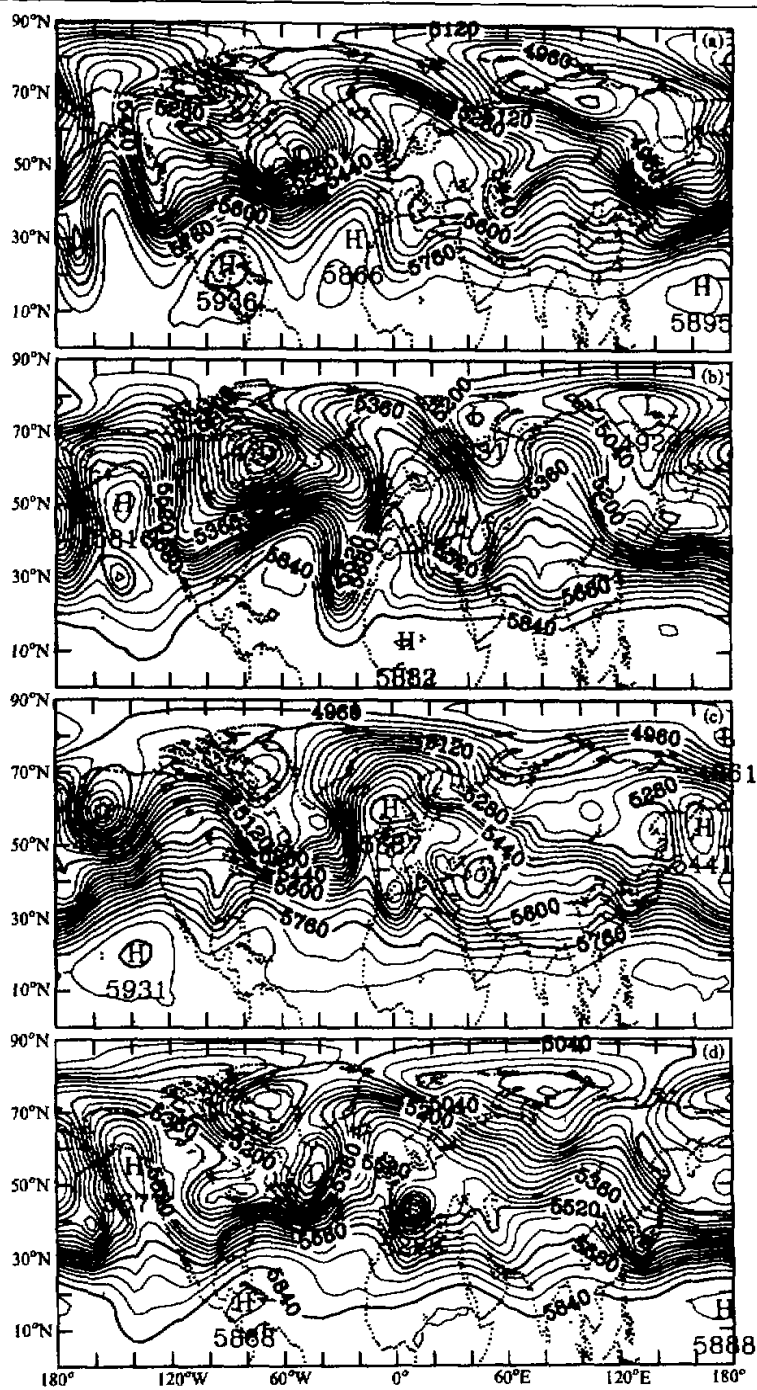


图 1 位势高度场

(a) 1982 年 1 月 21 日; (b) 1982 年 2 月 5 日; (c) 1982 年 2 月 17 日; (d) 1986 年 2 月 11 日。单位: GPM

V

图 1

大气科学

槽或低压中心。下面所分析的 4 个阻塞个例在形成时也均为  $\Omega$  型, 由此可知流场呈现为  $\Omega$  型是阻塞形成时的共同特征。因此, 在阻塞高压形成时, 在高压的西部为南风加速, 而高压的东部为北风加速。由于北半球阻塞形势主要有 3 种情况, 即在太平洋地区上空形成阻塞高压, 大西洋上空形成阻塞高压以及在这两地区上空同时有阻塞高压形成。以下分 3 种情况分别讨论经圈环流变化与阻塞高压的关系。

#### 4.1 太平洋上空阻塞的形成

由图 1 可以看到, 1982 年 1 月 21 日~2 月 2 日, 2 月 5 日~17 日在太平洋上空分别有两次阻塞高压形成, 为了研究这两次阻塞高压形成前经圈环流的作用, 所以我们分析这两次阻塞高压形成前  $E$  矢量的散度。

图 3 为 1982 年 1 月 19 日、20 日两天平均的  $\nabla \cdot \bar{E}_v$ 。从图中可以看出, 图中  $\bar{E}_v$  的辐散辐合的分界线大致位于  $160^\circ\text{W}$ , 在高压中心的 ( $150^\circ\text{W}$ , 见图 1a) 西部 10 个经度有  $\bar{E}_v$  的辐散区, 而在高压中心的东部有  $\bar{E}_v$  的辐合。并且还可以看到, 低频瞬变波部分的  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  (图 3b) 同瞬变波的  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  (图 3a) 正负区分布大致相同, 只是强度稍有减弱。

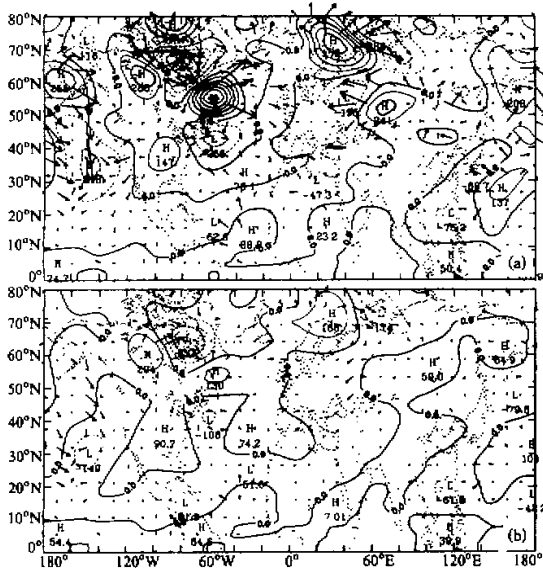


图 3 (a) 1982 年 1 月 19 日、20 日两天平均的瞬变波  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  和 (b) 低频瞬变波部分  $\nabla \cdot \bar{E}_v$   
单位:  $10^{-4} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ , 等值线距为 100 单位

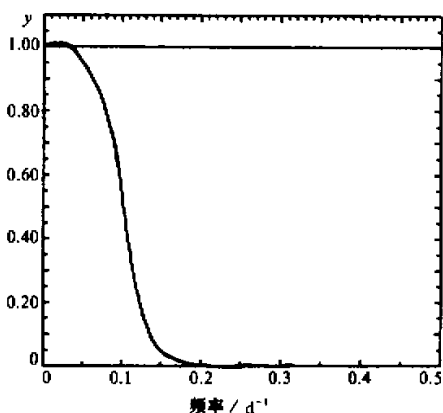


图 2 滤波器的响应函数曲线

对另一个形成于东太平洋上空的阻塞高压 (1982 年 2 月 5 日至 2 月 17 日阻塞) 的诊断分析结果也同上述结果非常相似 (见图 4)。即, 瞬变波的  $\bar{E}_v$  辐散区位于高压的西部, 而在高压的东部有  $\bar{E}_v$  辐合区。

从上面的分析结果可以看到, 在阻塞高压形成前, 在高压的西部有  $\bar{E}_v$  的辐散区, 而在高压的东部有  $\bar{E}_v$  的辐合。这使得高压的后部有南风加强, 而在高压的前部有北风加强, 从而使得阻塞高压发展。



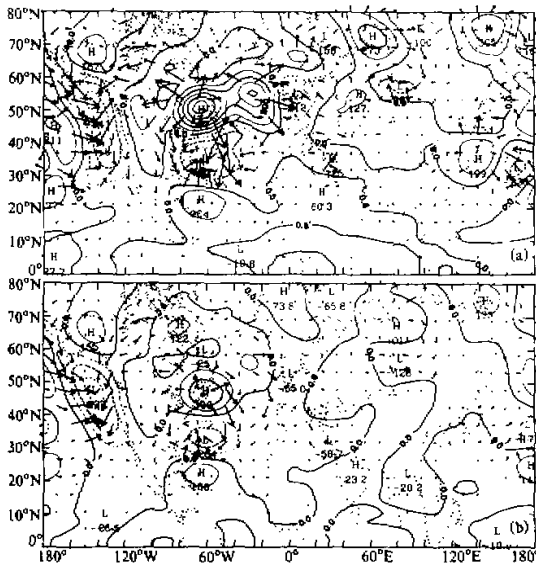


图4 (a) 1982年2月3日、4日两天平均的瞬变波  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  和(b)低频瞬变波部分  $\nabla \cdot \bar{E}_v$   
单位与图3相同

#### 4.3 太平洋上空和大西洋上空同时发生阻塞高压的情况

在许多情况下, 太平洋上空和大西洋上空同时有阻塞高压产生, 即在整个北半球环流的经向度加大。因此, 有必要分析这种情况下的  $\bar{E}_v$  散度分布。如图1d所示1986年2月11日以后, 在太平洋与大西洋上空同时有阻塞高压的产生, 图6是这种阻塞形势产生前的2月9日、10日两天平均的  $\bar{E}_v$  散度。可以看到, 无论是太平洋上空的高压前部, 或是位于大西洋上空的高压前部都有  $\bar{E}_v$  的辐合区, 而在它们的后部都有  $\bar{E}_v$  的辐散区, 并且, 若比较这两个区域的低频瞬变波  $\bar{E}_v$  的散度大小, 可以发现, 在太平洋上空高压前后部的低频瞬

#### 4.2 大西洋上空阻塞的形成

大西洋上空经常是阻塞高压形成的区域。1982年2月17日~22日在大西洋上空有一次阻塞过程, 为此, 我们分析了这次阻塞高压形成前  $\bar{E}_v$  的散度分布(见图5)。从图5可以看到, 与太平洋上空阻塞形成前一样, 在高压脊的后部有  $\bar{E}_v$  的辐散区, 而在高压脊的前部有  $\bar{E}_v$  的辐合区。但两者也有差别, 在大西洋上空阻塞高压形成前, 虽然低频瞬变波部分的  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  和瞬变波的  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  正负区分布大致相同, 但低频瞬变波部分的  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  明显比瞬变波的  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  小。这说明在大西洋上空阻塞高压形成前, 高频瞬变波对于阻塞高压前后部的经圈环流的加速起重大作用。

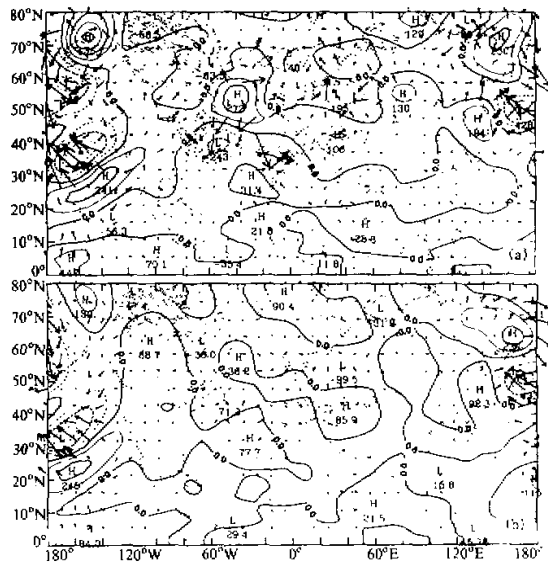


图5 (a) 1982年2月15日、16日两天平均的瞬变波  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  和(b)低频瞬变波部分  $\nabla \cdot \bar{E}_v$   
单位与图3相同

变波  $\bar{E}_v$  散度与瞬变波  $\bar{E}_v$  的散度相近, 而在大西洋上空高压后部的低频瞬变波  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  明显小于瞬变波  $\nabla \cdot \bar{E}_v$ 。

从上面所分析的 3 种情况可以看到如下特征:

(1) 通常在阻塞高压形成前, 在高压脊的前部有  $\bar{E}_v$  的辐合区, 而在高压的后部有  $\bar{E}_v$  的辐散区, 从而使得高压的后部南风加强, 在高压的前部有北风加强。

(2) 一般在太平洋上空阻塞高压形成前高压脊前后部的低频瞬变波  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  大小与瞬变波  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  相似, 而在大西洋上空阻塞高压形成前高压脊前后部的低频瞬变波  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  要比瞬变波  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  明显小。这说明在大西洋上空周期少于 10 天的高频瞬

变波对于阻塞高压的后部南风加强, 高压前部的北风加强起了重要作用, 而在太平洋上空低频瞬变波对于阻塞高压后部南风加强, 高压前部的北风加强起了重要作用。

(3) 在(21)式中平流项  $[u] \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}$  对于  $\bar{E}_v$  散度分布具有平移作用, 它使得  $\bar{E}_v$  辐散辐合所引起的南北风加速在  $\bar{E}_v$  辐散辐合区的偏下游表现出来。这与实际分析结果符合。

## 5 结论和讨论

本文推导出可用于研究较短时间尺度(数天)波动对平均经圈环流的强迫的变形平均经圈环流变化方程, 并利用该方程对 4 个阻塞形势的形成进行了诊断分析。分析结果表明, 阻塞形成期间波动对经圈环流的强迫致使高压脊西部(东部)南风(北风)加强, 而这种南北风加速有助于高压脊发展并形成阻塞高压。

推导出的变形平均经圈环流方程形式简单, 平流项可以写成系数大体为常数的形式, 可以方便地用于描述较短时间尺度内的波动与流的相互作用。对阻塞形势形成的诊断应用结果验证了这一点。

分析结果还表明: 低频瞬变波部分的  $\bar{E}_v$  矢量散度的正负区分布与瞬变波的相似。在太平洋, 两者的强度接近, 但在大西洋, 低频瞬变波部分的  $\bar{E}_v$  散度值明显小于瞬变波的  $\bar{E}_v$  散度值。这说明在太平洋地区阻塞形成期间低频瞬变波对经圈环流的强迫起主要作用, 而在大西洋地区, 低频瞬变波的作用较小, 高频瞬变波的作用较大。

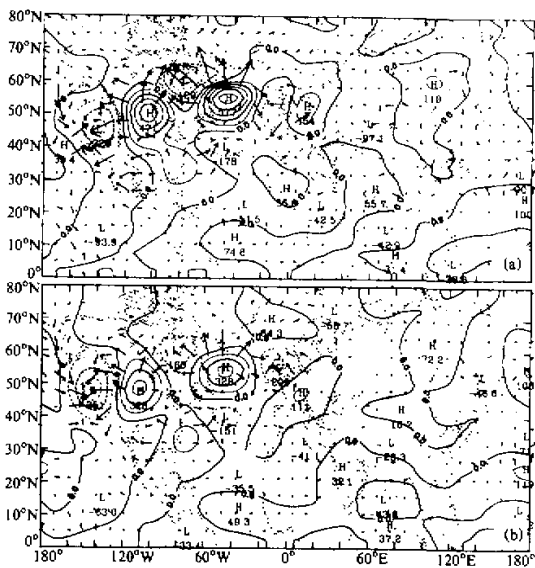


图6 (a) 1986年2月9日、10日两天平均的瞬变波  $\nabla \cdot \bar{E}_v$  和(b) 低频瞬变波部分  $\nabla \cdot \bar{E}_v$

单位与图3相同

由于资料所限, 本文只分析了 4 个例子, 更多的个例尚待于进一步分析。

### 参 考 文 献

- 1 Andrews, D. G. and M. E. McIntyre, 1976, Planetary waves in horizontal and vertical shear; The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031~2048.
- 2 Edmon, H. J., B. J. Hoskins and M. E. McIntyre, 1980, Eliassen-Palm cross sections for the troposphere, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600~2616.
- 3 Huang Ronghui, 1984, Wave action conservation equation for planetary wave in a spherical atmosphere and wave guides of stationary planetary wave propagations shown by wave action flux, *Scientia Sinica, Series B*, **27**, 1282~1295.
- 4 黄荣辉、邹捍, 1989, 球面斜压大气中上传行星波与纬向平均气流的相互作用, *大气科学*, **13**, 383~392.
- 5 Hoskins, B. J., I. N. James and G. H. White, 1983, The shapes, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather system, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595~1612.
- 6 Trenberth, K. E., 1986, An assessment of the impact of transient eddies on the zonal flow during a blocking episode using localized Eliassen-Palm flux diagnostics, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2070~2087.
- 7 Dole, R. M., 1986, The life cycle of persistent anomalies and blocking over the North Pacific, *Adv. Geophys.*, **29**, 31~69.
- 8 叶笃正等, 1962, 北半球冬季阻塞形势的研究, 科学出版社.

## The Transformed Meridional Circulation Equation and Its Application to the Diagnostic Analysis of the Blocking High Formation

Lu Riyu and Huang Ronghui

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

**Abstract** The transformed time-mean meridional circulation equation which can be used to study the large-scale eddy forcing of the time mean meridional flows is derived and used to analyse diagnostically the four blocking formation cases during the Northern Hemisphere winter seasons. It is shown that the eddy forcing of the meridional flows is in favour of initiating the blocking high. Both the transient wave forcing and the low-frequency wave forcing of the meridional flows during the blocking formation are studied, and the differences between the low-frequency wave forcing over the North Pacific and the North Atlantic are discussed.

**Key words** meridional circulation blocking high transient waves low-frequency waves