

北半球阻塞高压的维持 II : 瞬变扰动强迫和平均流位涡平流的形成*

刘辉 曾庆存 吴国雄

(LASG, 中国科学院大气物理研究所, 北京, 100081)

摘 要

着重探讨大西洋阻高和东亚阻高个例中瞬变扰动位涡(涡度)输送强迫和太平洋阻高中平均流位涡平流的形成机理。结果表明,扰动在阻高西南部西风分流区因形变而产生的扰动拟能向更小尺度串级过程,并不是扰动位涡输送强迫形成的必要机理。扰-流相互作用在阻高西(北)部非分流气流中也十分显著。数值试验表明,这一相互作用也可能是扰动强迫作用形成的机理。而青藏高原和附近海陆对比的强迫作用则可能是太平洋阻高中平均流的位涡平流形成的重要因素。对比分析表明,阻高维持机制的地域性差别可能与其上游(如青藏高原地区、落基山脉)地形和热源强迫作用不同有关。

关键词: 阻塞高压, 位涡, 北半球。

1 引 言

文献[1]对北半球不同地区四个阻塞高压的分析表明,300hPa 阻高区域时间平均准地转位涡低中心的维持机制存在显著的地域性差异。其中,在大西洋与东亚个例中,时间平均流的位涡平流使得位涡低中心东移,从而不利于其维持,而时变扰动位涡输送的作用正好与之相反,从而有利于位涡低中心的维持;在太平洋个例中,时间平均流的位涡输送使得低位涡中心向北移动,因而有利于其经向度的维持,而时变扰动位涡输送则有抵消平均流作用的倾向,从而对位涡低中心的维持起耗散作用。

关于大西洋和东亚阻高个例中扰动作用的形成,人们已进行了一些研究。Shutts (1983)^[2]认为,扰动在阻塞高压西南部西风分流区所经历的形变过程(南北拉长、东西压缩)可能是以上扰动强迫作用形成的一种机理。不过,这种机理在实际阻高中的重要性尚不清楚,尤其是在东亚阻高情形。另外,波包理论^[3]表明,即使在非分流区,只要存在扰动和急流,就存在扰-流相互作用。这两个阻高中非分流区是否存在显著的扰-流相互作用,并对扰动强迫作用的形成有贡献呢? 本文将先对这一问题进行探讨。

关于太平洋阻高中平均流位涡(涡度)平流作用(亦即持续时间较长的低位涡向北输送过程)的形成机理,我们将着重分析青藏高原及附近的海陆对比的强迫作用。关于阻高维持机制的地域性差异的形成机理,也将从地形和海陆对比的角度进行初步探讨。

* 1993 年 6 月 15 日收到原稿,1993 年 9 月 9 日收到修改稿。本研究得到国家基础性研究重大关键项目“气候动力学及气候预测理论研究”及中国科学院“灾害性气候预测及其对农业年景和水资源调配的影响”项目的支持。

2 大西洋、东亚阻高中扰动位涡输送强迫作用的形成机理

本节首先分析分流气流中扰动的形变过程在阻高形成中的作用,然后着重讨论非分流气流中扰动与基本气流的相互作用在阻高形成中的作用。

2.1 分流气流中扰动形变过程的作用

在文献[2]中,Shutts 提出了一种时变天气尺度扰动维持阻高的机理,在这一机理中,天气尺度扰动自上游进入分流区后将出现南北拉长、东西压缩的形变过程,这一过程将导致扰动拟能向小尺度扰动串级的增强,并在分流区附近形成扰动拟能的汇区,在一定条件下,最终将导致有利于下游阻塞形势维持的扰动位涡输送作用的形成。这一机理可借助以下方程作进一步说明。时变扰动正压涡度方程可写为

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} + \bar{v} \cdot \nabla \zeta' + \bar{v}' \cdot \nabla (\bar{\zeta} + f) = s' \quad (1)$$

在时间平均流的绝对涡度平流较弱,亦即 $\bar{v} \cdot \nabla (\bar{\zeta} + f) \approx 0$ 的情形下,得扰动拟能方程如下

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\zeta}'^2/2) + (\bar{v}' \bar{\zeta}') \cdot \nabla (\bar{\zeta} + f) = \bar{s}' \bar{\zeta}' \quad (2)$$

式中

$$(\bar{v}' \bar{\zeta}') \cdot \nabla (\bar{\zeta} + f) = \bar{v}' \bar{\zeta}' - \bar{k} \times \nabla \frac{d\bar{\psi}}{d(\bar{\zeta} + f)} \bar{\zeta}'^2/2 \quad (3)$$

为余差涡动通量, s' 为源汇项。在平均时间较长时, $\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\zeta}'^2/2) \approx 0$ 。于是,在分流区扰动拟能汇区附近,有

$$(\bar{v}' \bar{\zeta}') \cdot \nabla (\bar{\zeta} + f) = \bar{s}' \bar{\zeta}' < 0 \quad (4)$$

亦即有逆平均绝对涡度梯度的余差涡动通量。注意到

$$\nabla \cdot (\bar{v}' \bar{\zeta}') = \nabla \cdot (\bar{v}' \bar{\zeta}') \quad (5)$$

于是在西风流区北侧将出现反气旋强迫,南侧将出现气旋性强迫。当这种作用被平均流的绝对涡度平流平衡时,便可以维持下游 $\frac{\pi}{2}$ 处的阻塞环流,如图 1 所示。实际上,这种平衡情形也就是扰动涡度输送抵消了平均流绝对涡度平流所引起的阻高东移,从而使阻高在原地得以维持。这种关系与文献[1]中的大西洋,东亚阻高个例的情形十分相似。下面考虑这两个阻高个例中扰动的强迫作用是否可用 Shutts 机理解释,关键是阻高西南部西风分流区是否存在扰动拟能汇区。

图 2a 为大西洋阻高个例 300hPa 余差涡动通量的分布。由图可见,阻高西南部分流区(约 $40^\circ\text{W}, 40^\circ\text{N}$)有很明显的向南逆平均绝对涡度梯度 $(\nabla(\bar{\zeta} + f))$ 的余差涡动通量。因此,根据式(4),分流区确存在扰动拟能的汇区。

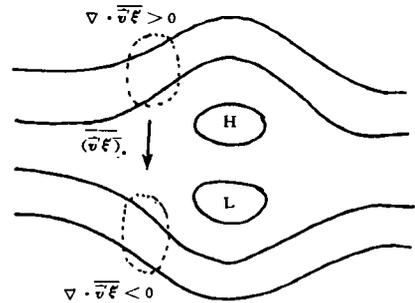


图 1 时变扰动涡度强迫与平均阻塞形势的理想配合
(实线为高度场,摘自文献[2])

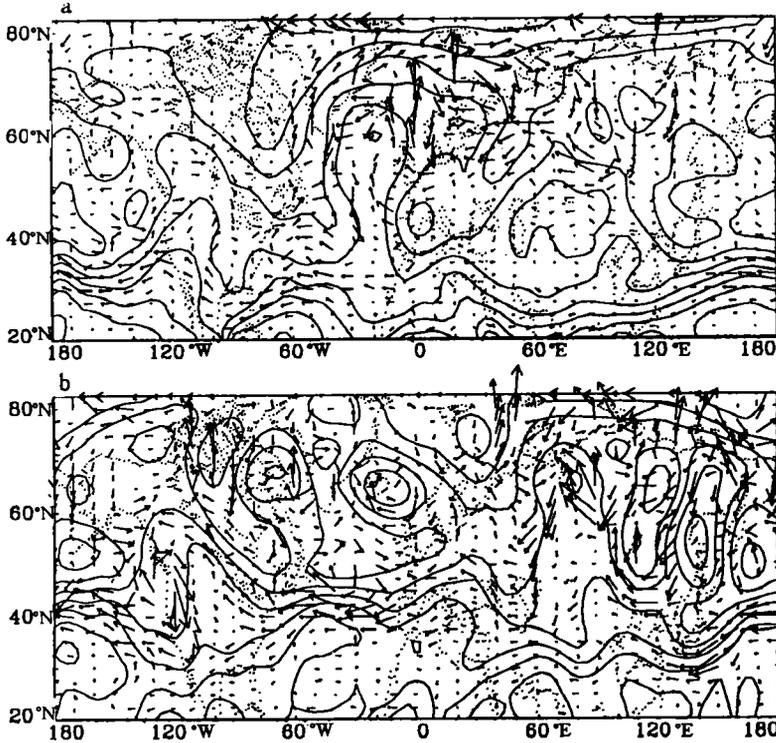


图 2 300hPa 余差涡动通量($\overline{v'\zeta'}$) 的分布

(a, 大西洋例; b, 东亚例。单位: ms^{-2} , 等值线为 $(\xi + f)$ 分布, 间隔为 $2.0 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$)

不过, 东亚阻高个例的情况与上例不同。由 300hPa 余差涡动通量的分布(图 2b)来看, 阻高西南部分流区($130^\circ\text{E}, 50^\circ\text{N}$ 附近)并没有显著逆 $\nabla(\xi + f)$ 的余差涡动通量存在。因此例分流区并不存在扰动拟能的汇区。

由此看来, 分流区上扰动拟能汇区的存在并非时变扰动涡度输送强迫作用形成的必要过程。

2.2 非分流区扰-流相互作用

2.2.1 300hPa 扰动的源区及扰-流动能转换

时变扰动拟能方程可写为

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{q'^2}/2) + \overline{v} \cdot \nabla \overline{q'^2}/2 + \overline{v'q'} \cdot \nabla \overline{q} = \overline{s'q'} \quad (6)$$

上式中, s' 已包括了扰动的非线性项。

在 $\nabla \overline{q}$ 相对 $\overline{q'^2}$ 缓变的情形下, 由上式可以得到扰动波作用方程(推导详见 Plumb^[4])

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \nabla_3 \overline{M_T} = \frac{p}{p_0} \cos \varphi \overline{s'q'} / |\nabla \overline{q}| \quad (7)$$

式中

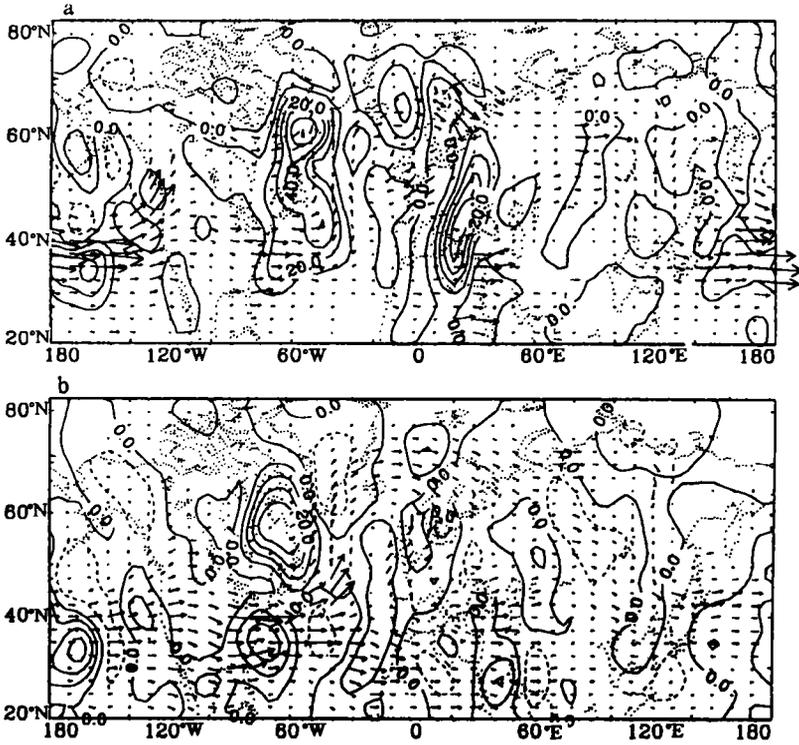


图3 (1983年2月)大西洋阻高期间时变扰动三维通量 \bar{M}_T 的分布
(a, 700hPa; b, 300hPa. 图中矢量为水平分量, 等值线为垂直分量。
矢量单位 $m^2 \cdot s^{-2}$, 等值线间隔为: $10.0 \times 10^{-3} m^2 \cdot s^{-2}$)

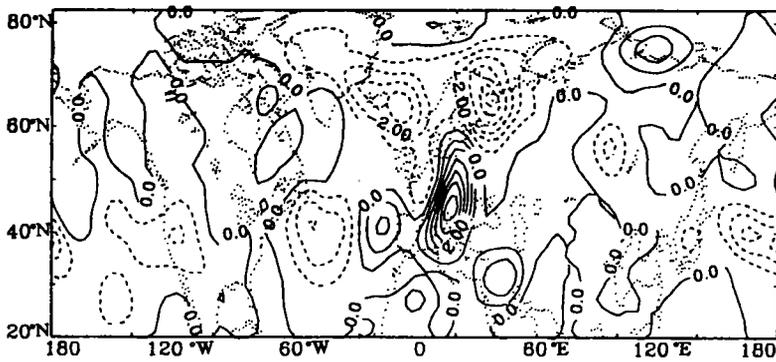


图4 大西洋阻高期间 300hPa 扰动与平均流的动能转换
(负值(虚线)为扰动动能向平均流动能转换, 等值线间隔: $1.0 \times 10^{-3} m^2 \cdot s^{-3}$)

$$M = \cos\varphi \frac{p}{p_0} \frac{\bar{q}^2}{2} / |\nabla\bar{q}|$$

$$\vec{M}_T = M\vec{v} + \cos\varphi \frac{p}{p_0} \frac{1}{|\nabla\bar{q}|} \begin{vmatrix} \bar{u}\bar{v} \frac{\partial\bar{q}}{a\cos\partial\lambda} + (\bar{v}^2 - \epsilon) \frac{\partial\bar{q}}{a\partial\varphi} \\ (\epsilon - \bar{u}^2) \frac{\partial\bar{q}}{a\cos\partial\lambda} - \bar{u}\bar{v} \frac{\partial\bar{q}}{a\partial\varphi} \\ \frac{f}{d\bar{\theta}_0/dZ} (\frac{\bar{u}\bar{\theta}}{a\cos\varphi} \frac{\partial\bar{q}}{\partial\lambda}) + \frac{\bar{v}\bar{\theta}}{a} \frac{\partial\bar{q}}{\partial\varphi} \end{vmatrix} \quad (8)$$

$$\epsilon = \frac{1}{2}(\bar{u}^2 + \bar{v}^2) + \frac{R}{H}(p/p_0)^k \bar{\theta}^2 / \frac{d\bar{\theta}_0}{dZ}, \quad Z = -H \ln p/p_0,$$

$$H = \frac{RT}{g}, \quad p_0 = 1000\text{hPa}, \quad k = 0.287.$$

在扰动具有平面波形式时, 还可得到

$$\vec{M}_T = \vec{C}_g \cdot M \quad (9)$$

式中, \vec{C}_g 为扰动的群速度, 亦即 \vec{M}_T 代表了扰动的群速度方向, 从而根据 \vec{M}_T , 可以了解扰动的传播与源区。

图 3a, b 是 1983 年 2 月大西洋阻塞高个例 700 和 300hPa \vec{M}_T 的分布。700hPa 上, 阻塞西部和西南部有一大范围扰动上传区, 另外阻塞北部还有一扰动上传区。在 300hPa 上, 扰动的上传区主要位于阻塞西南部分流区附近和阻塞西部非分流区, 它们的中心分别在 35°N、78°W 和 55°N、65°W 处。这表明, 300hPa 上, 扰动不仅从分流区, 还直接从西部非分流区进入阻塞环流当中。因此, 除分流区外, 非分流区也可能存在扰-流相互作用。此例期间扰动与平均流间的动能转换(图 4)就说明了这一点。由图可见, 阻塞西南部分流区和西部非分流区扰动能量上传中心(300hPa)下游不远处均有很强的扰动动能向平均流动能转换的中心。

东亚阻塞高个例的情况稍有不同。图 5a, b 是此例 700hPa 和 300hPa \vec{M}_T 通量的分布。由图中可以看出, 在这两个高度上, 阻塞西南部分流区有很强的扰动能量上传中心, 位于 110°E、45°N 处。阻塞北部(也为西风分流区)还有一个更为强大的上传中心, 位于 145°E、70°N 处。而阻塞西部非分流区则并没有扰动上传中心。不过, 这一非分流区仍有很强的扰动动能向平均流动能的转换中心(见图 6)。

因此, 这两个阻塞中, 非分流区扰-流相互作用十分显著。它在扰动位涡输送作用形成中的可能作用将在下面的数值试验中进行探讨。

2.2.2 数值试验

采用曾庆存等(1985)^[5]设计的球面正压原始方程模式, 初始场为刚体转动的纬向均匀西风加上一个纬向波数为 2, 经向波数为 1 的静止 Rossby-Haurioitz 波构成, 其高度场分布示于图 7。在 90°N 附近的槽区附近加入一个瞬变天气尺度扰动强迫源, 其形式为

$$F_p = \begin{cases} -A \sin\left(\frac{\pi}{\Delta\theta_1}(\theta - \theta_0)\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\Delta\lambda_1}(\lambda - \lambda_0 - \sigma)\right) & \text{当 } \theta_0 \leq \theta \leq \theta_0 + \Delta\theta_1 \\ & \text{当 } \lambda_0 \leq \lambda \leq \lambda_0 + \Delta\lambda_1 \\ 0 & \text{当 } \theta, \lambda \text{ 属于其它区域} \end{cases}$$

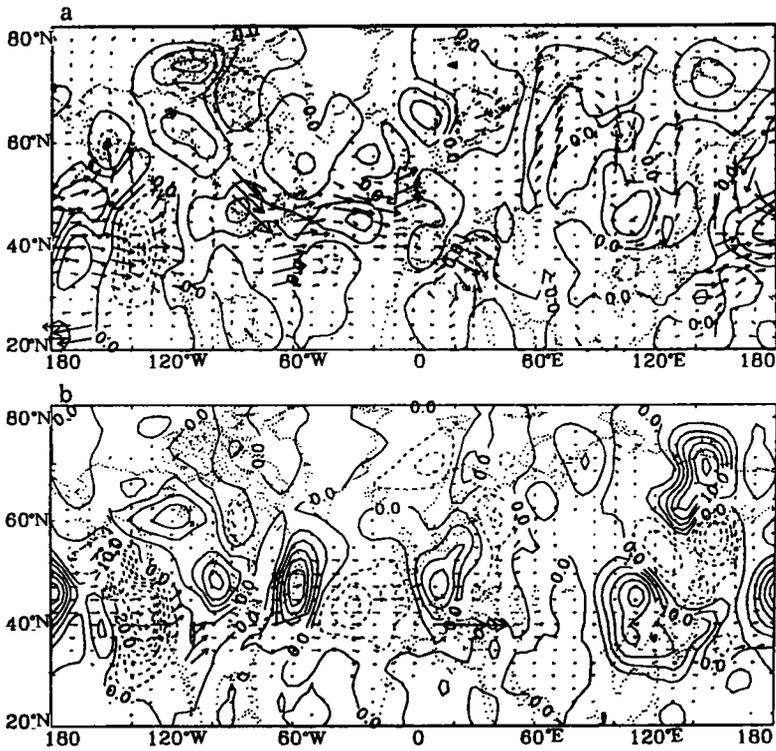


图5 东亚阻高情形(余同图3)
 (等值线间隔为 $0.5 \times 10^{-2} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$)

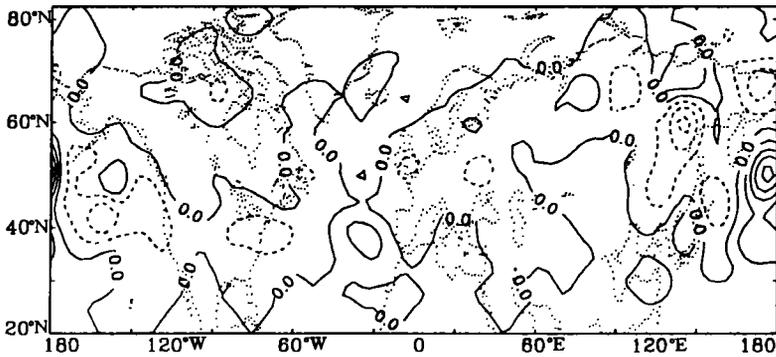


图6 东亚阻高情形(余同图4)

$$F_u = \frac{1}{a} \frac{\partial F_\phi}{\partial \theta}$$

$$F_v = -\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial F_\phi}{\partial \lambda}$$

该强迫源的初始分布亦示于图7中。由图中可见，起源于强迫源区的扰动不会经历显著的

分流区,因而不可能产生 Shutts(1983)所强调的分流区形变过程。瞬变扰动强迫源的变化周期取为 3d。在以上条件下模式积分了 6d。这期间已包含了两个瞬变扰动周期,由每日

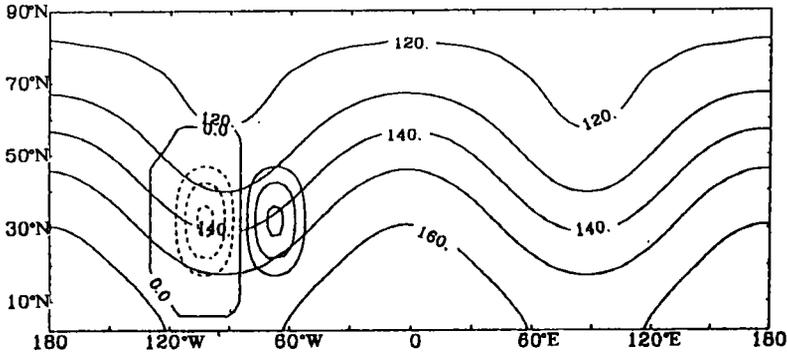


图 7 初始高度场与时变扰动强迫源 F_p 的初始分布
(等值线间隔:前者为 $10.0 \times 10^2 \text{gpm}$,后者为 $0.5 \times 10^{-3} \text{gpm} \cdot \text{s}^{-1}$)

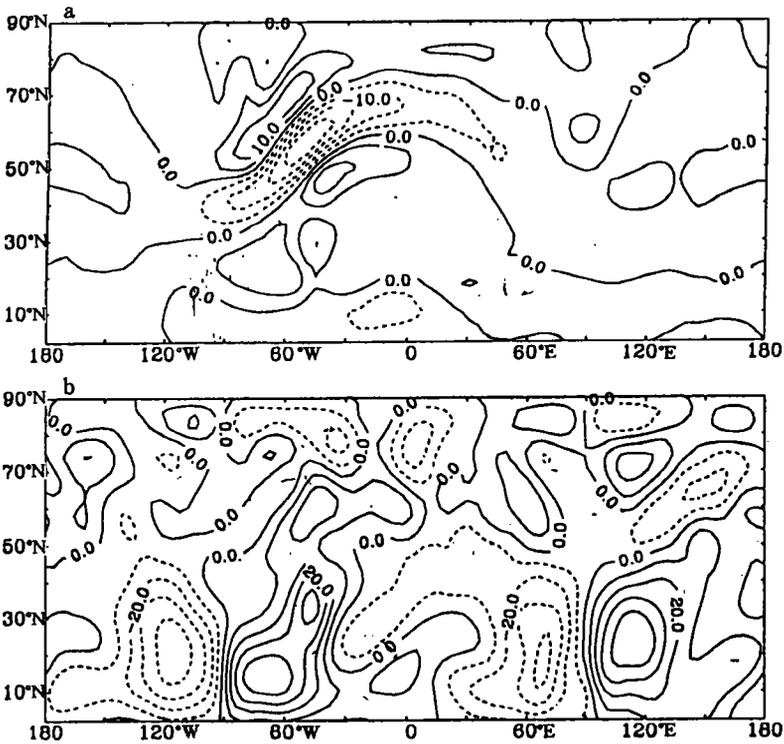


图 8 试验积分 0—6d 期间(每日三次输出) a)时变扰动涡度输送的散度
($\nabla \cdot \overline{\vec{v}'\zeta'}$)和 b)时间平均流的绝对涡度平流 $\overline{\vec{v}} \cdot \nabla(\zeta + f)$
(等值线间隔为 a, $5.0 \times 10^{-12} \text{s}^{-2}$, b, $10.0 \times 10^{-12} \text{s}^{-2}$)

三次输出资料计算得到的时间平均时变扰动的涡度输送散度 ($\nabla \cdot \bar{v}\bar{\zeta}$) 的分布如图 8a。由图可见, 在 0° 脊大部分区域 $\nabla \cdot (\bar{v}\bar{\zeta})$ 为正值, 中心位于脊西北部 40°W 、 45°N 处, 强度为 $1.0 \times 10^{-11} \text{s}^{-2}$ 。因此时变扰动的涡度输送有加强脊中心区域低涡度中心并使它向脊西北部的作用。这与前面大西洋和东亚个例中的情形很相似。在以上正值区的西北侧, $\nabla \cdot (\bar{v}\bar{\zeta})$ 有一更强大的负中心。因此, 扰动还有显著加强该脊西北部环流的作用。时间平均流的绝对涡度平流 $\bar{v} \cdot \nabla (\bar{\zeta} + f)$ (图 8b) 在脊西北部有抵消扰动涡度输送作用的趋势。这与实际大西洋和东亚阻高的情形是很相似的。当然, 低纬 $\bar{v} \cdot \nabla (\bar{\zeta} + f)$ 值较大, 这与基本场有关。

由此看来, 在一定条件下, 非分流区时变扰动与平均流的正压相互作用确可导致时变扰动涡度输送强迫作用的形成, 从而可能是以上两个阻高个例中扰动强迫作用形成的机理之一。

3 青藏高原在太平洋阻高维持中的作用

在本节中, 为分析太平洋阻高个例中时间平均流的位涡(涡度)平流的形成机理, 将着重分析时间平均纬向非均匀扰动的传播情况, 以探讨阻高上游地形(青藏高原)和热源强迫的可能作用。

时间平均纬向非均匀扰动位涡方程可写为

$$\frac{\partial \bar{q}^*}{\partial t} + [\bar{u}] \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{q}^*}{\partial \lambda} + \bar{v} \frac{\partial [\bar{q}]}{a \partial \varphi} = \bar{s}^* \quad (10)$$

式中, $[\]$ 号代表纬向平均, $*$ 号代表相对该平均的纬向非均匀扰动, \bar{s}^* 为源、汇项及非线性项之和, 由上式可得纬向非均匀扰动拟能方程

$$\frac{\partial}{\partial t} ((\bar{q}^*)^2/2) + [\bar{u}] \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} ((\bar{q}^*)^2/2) + \bar{v} \bar{q}^* \frac{\partial [\bar{q}]}{a \partial \varphi} = \bar{s}^* \cdot \bar{q}^* \quad (11)$$

在扰动为准定常情形下, 可得波作用方程(参见文献[6])

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla_3 \cdot \bar{B} = C \quad (12)$$

式中波作用量

$$A = \frac{p}{p_0} ((\bar{q}^*)^2/2) + \frac{E}{[\bar{u}]}$$

三维通量 \bar{B}

$$\bar{B} = \frac{p \cos \varphi}{p_0} \begin{vmatrix} (\bar{v})^2 - \frac{1}{2\Omega a \sin 2\varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\bar{v} \bar{\varphi}) \\ - \bar{u} \bar{v}^* + \frac{1}{2a\Omega \sin 2\varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\bar{u} \bar{\varphi}) \\ \frac{f}{S_0} (\bar{v} \bar{T}) - \frac{1}{2\Omega a \sin 2\varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\bar{T} \bar{\varphi}) \end{vmatrix} \quad (13)$$

其中

$$E = \frac{1}{2} ((\bar{u})^2 + (\bar{v})^2) + \frac{R}{H} \left(\frac{p}{p_0}\right)^4 (\bar{\theta})^2 / \frac{d\theta_0}{dz}$$

$$C = \frac{p}{p_0} \cdot (\bar{q}^* \bar{s}^* - \frac{1}{2a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\bar{r}^* \bar{q}^*))$$

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \bar{r}^* = \bar{S}^*$$

$$S_0 = \frac{\partial \bar{T}}{\partial Z} + \frac{K \bar{T}}{H} \text{ 为静力稳定度,}$$

Ω 为地球自转角速度,其余参数同第 2 节。

在扰动具有平面波形式时,还可得到

$$\vec{B} \parallel \vec{C}_s \quad (14)$$

其中 \vec{C}_s 为线性静止 Rossby 波群速度。

由此可见,借助于通量 \vec{B} , 可以分析纬向非均匀扰动的传播特征和它的作用。

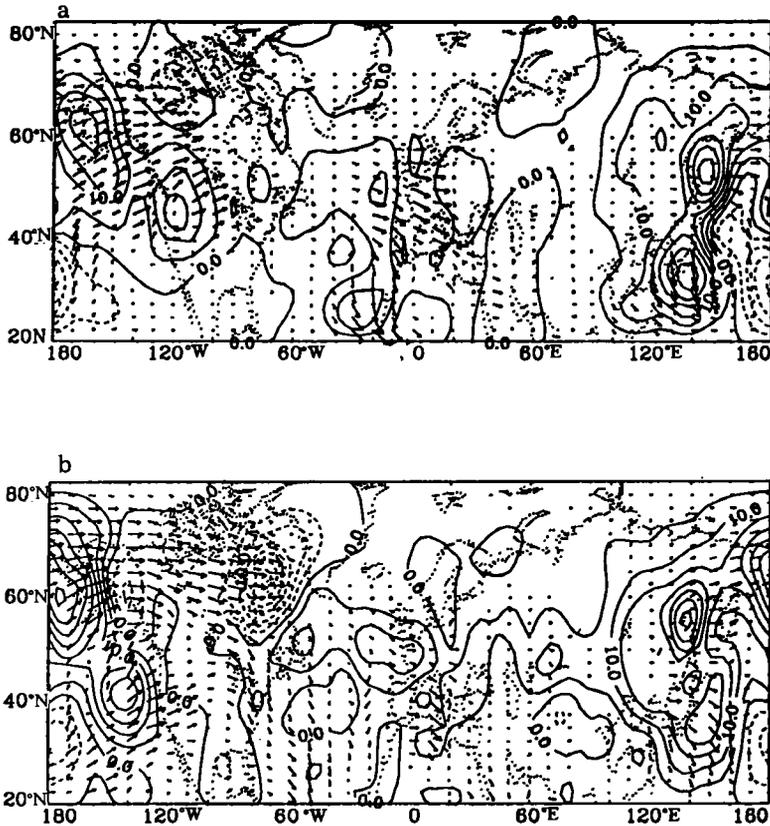


图 9 时间平均纬向非均匀扰动的三维 \vec{B} 通量分布(300hPa)

(a, 1980 年 2 月太平洋阻高, b, 1983 年 12 月太平洋阻高。矢量为水平分量, 等值线为垂直分量。矢量单位: $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$, 等值线间隔为 $5.0 \times 10^{-2} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$)

图 9a 是 1980 年 2 月太平洋阻高期间 300hPa \vec{B} 通量的分布情况, 一个显著的特点是, 青藏高原下游有很强的扰动能量上传区, 并且自 53°N 、 145°E 处有一支明显的波列向

阻高西北部传播,在阻高西北部,波列有很强的北传分量,并在 65°N 、 160°W 附近形成了很明显的南北辐合,这有利于此处扰动波作用量和能量的加大,并且与平均流涡度(位涡)平流所引起的位涡低中心向阻高西北部移动的作用是一致的。此平均阻高高度场和位涡场 NW—SE 方向倾斜结构也反映了上游强迫扰动向阻高北部的传入过程(这可从(13)式得到)。

1983 年 12 月太平洋阻高个例的情形与上例十分相似,图 9b 是该阻高期间 300hPa \vec{B} 的分布。由图中也可以看到,自上游青藏高原东北侧地区(约 55°N 、 135°E)也有一支波列上传,并向东北方向传播进入阻高西北部,这一波列在 65°N 、 160°E 附近形成了显著的辐合,将有助于上述地区扰动的增强,并且与平均流涡度(位涡)平流所引起的位涡低中心向阻高西北部移动的作用完全一致。

以上结果表明,阻高区域时间平均流涡度(位涡)平流的作用很可能与源自阻高上游青藏高原地区的扰动有关。为了解青藏高原在以上扰动形成中的贡献,这里给出了青藏高原动力强迫下 500hPa \vec{B} 通量分布(图 10,摘自文献[7])。由图可见,青藏高原及附近大范围地区有显著的扰动上传区,其中心位于高原北侧,这一特征与这两个阻高个例中的情形较为接近。由此看来,阻高上游纬向非均匀扰动的形成很可能与青藏高原及附近的海陆对比的强迫作用有关,从而阻高区域平均流位涡平流的作用也很可能与青藏高原和附近海陆对比的强迫有关。

4 阻高维持机制地域性差异的形成机理分析

图 11a, b 给出了大西洋阻高和东亚沿岸阻高期间 300hPa 的 \vec{B} 通量分布。它们的一个共同特点是,没有明显的准定常波列自上游进入阻高区域,阻高区域内的准定常波列主要起源于阻高西部,并向东南方向传播。这与此两例中平均流位涡平流使阻高向东(南)方向移动的作用是一致的。时变扰动的强迫作用很可能是以上波列形成的重要强迫源。

由此看来,北半球阻高维持机制的地域性差异可能与阻高上游(如青藏高原地区、落基山脉)地形和热源强迫作用的差异有关。

5 结 论

在大西洋阻高和东亚阻高中,分流区中扰动因形变而产生的扰动拟能向小尺度串级过程并非扰动位涡(涡度)输送强迫作用形成的必要机理,阻高西(北)部非分流气流中的扰-流相互作用可能是扰动强迫作用形成的重要机理之一。在太平洋阻高中,青藏高原和

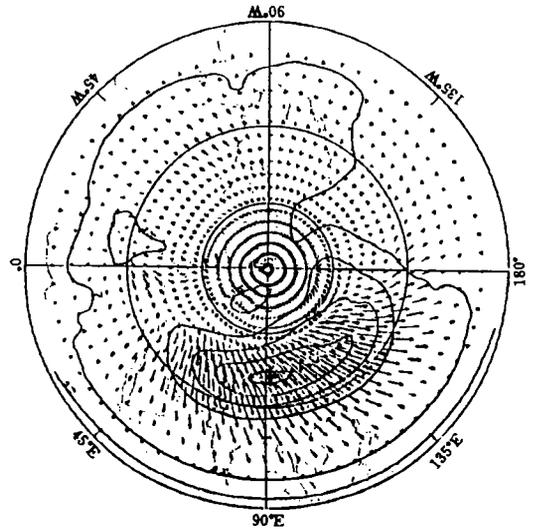


图 10 青藏高原动力强迫下的 \vec{B} 通量分布(500hPa)(摘自文献[7])

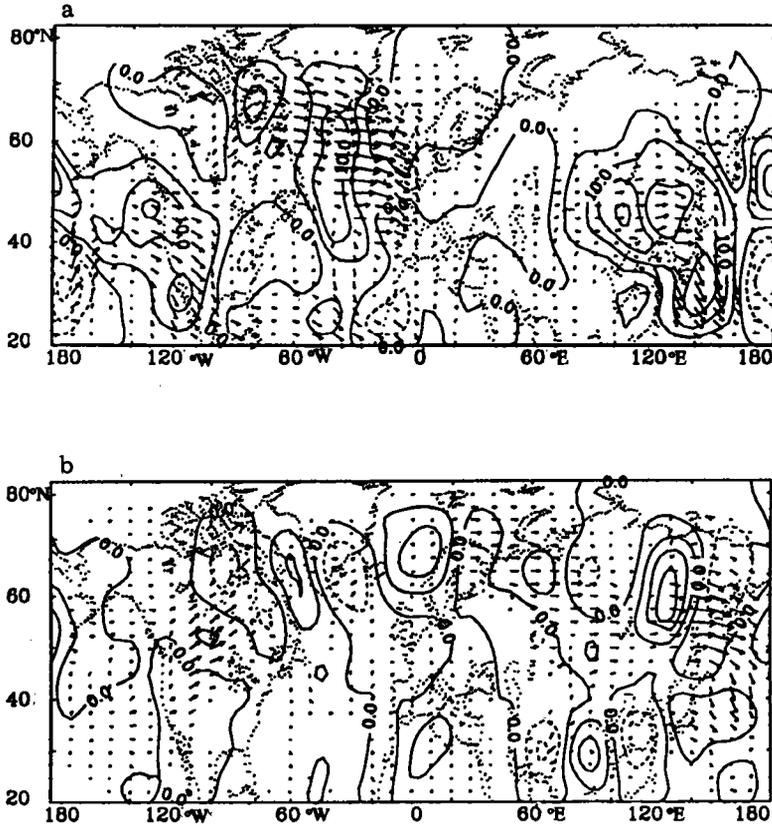


图 11 a)大西洋阻高,b)东亚沿岸阻高期间的准定常扰动的 \bar{B} 通量分布(余同图 9)

附近的海陆对比的强迫作用可能是平均流位涡平流强迫作用形成的重要因素。并且以上阻高维持机制的地域性差异可能与大地形及热源强迫的地域性差异有关。

当然,在大西洋和东亚阻高中,时变扰动强迫的其它形成机理也是可能存在的,如动能的双向串级过程(吴国雄等,1993)^[8]。

参考文献

- [1] 刘辉, 吴国雄, 曾庆存. 北半球阻塞高压的维持. I. 准地转和 Ertel 位涡分析. 气象学报. 1995, 53 (2): 177—185.
- [2] Shutts G J. The propagation of eddies in diffluent jet streams: eddy vorticity of blocking flow fields. Q J R. Met Soc, 1983, 109: 737—761.
- [3] Zeng Qincun. The evolution of Rossby wave packet in a three dimensional baroclinic atmosphere. J Atmos Sci, 1983, 40: 73—84.
- [4] Plumb R A. Three dimensional propagation of transient Q-G eddies and its relationships with the eddy forcing of the time-mean flow. J Atmos Sci, 1986, 43: 1657—1678.
- [5] 曾庆存, 袁重光, 张学洪, 包宁. 一个大气环流模式差分格式的检验. 气象学报, 1985, 43 (4): 441—449.

- [6] Plumb R A. On the three-dimensional propagation of stationary waves. *J Atmos Sci* 1985, 42: 217—229.
- [7] 邹晓蕾. 中科院大气物理研究所博士论文. 1988.
- [8] 吴国雄, 刘辉, 陈飞, 赵宁澄, 卢莹. 瞬度涡动输送和阻高形成——1980年夏中国的持续异常天气. *气象学报*, 1994, 52(3): 308—320.

ON MAINTENANCE OF BLOCKING ANTICYCLONES OF NORTHERN HEMISPHERE PART 2: MECHANISM OF EDDY FORCING AND PV ADVECTION BY MEAN FLOW

Liu Hui Zeng Qingcun Wu Guoxing

(LASG, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100081)

Abstract

In this paper, formation of the potential vorticity (PV) transfer by eddy in the Atlantic and Asia blocking cases and the advection of PV by mean flow in the Pacific blocking cases are investigated. It has been shown that the propagation of eddy in diffluent flow (Shutts, 1983) is not necessary for the formation of the eddy forcing. The interaction between mean flow and eddy is also strong within non-diffluent flow of north eastern part of the anticyclones and numerical experiments suggest that it may also contribute to the formation of the eddy forcing. The formation of the advection of mean flow in the Pacific blocking cases has been shown to be related to forcing of the Qinghai-Xizang Plateau.

Key words: Blocking anticyclone. Potential vorticity (PV). Northern Hemisphere.