

“六月突变”中的波纬相互作用*

章基嘉

(国家气象局)

周顺泰

(南京气象学院)

提 要

本文应用 EP 理论及其诊断方法对 1982 年初夏北半球大气环流季节性突变过程中扰动和纬向气流相互作用的动力机制进行了分析和讨论,指出副热带急流的北跳与中纬度扰动能量向副热带对流层顶的增强输送紧密相关,而这种输送的方向是受纬向气流结构制约着的,但在此期间,纬向气流变化对扰动输送的响应十分迅速显著,就环流的突变性来讲,扰动的强迫作用是关键的。

一、引 言

每年春夏之交,大气环流都要发生显著的季节变化,在北半球主要表现为高空极涡减弱,副热带高压加强,东西风带北移,低空季风爆发,东亚梅雨开始。因为这种变化比起环流的季中变化要迅速得多,故称之为“六月突变”。

“六月突变”的一个重要标志就是副热带急流的突然北跳。早在 1958 年,叶笃正等^[1]就注意到了这种现象,并猜测这种突变可能是由于大气温度场逐渐变化达到某一临界值而引起的不稳定性所致。1963 年郑成均^[2]通过研究副热带急流在青藏高原上的结构和活动,提出急流的季节性调整与大气中的大型扰动活动有关,其中直接相关的因子是低纬的副高和中纬的西风槽。这些早期的研究已清楚地表明,副热带急流的季节性北跳不是孤立的现象,而是与加热场的季节变化和大型扰动的活动紧密相关的。

显然,加热场的季节变化是大气环流季节变化的根本原因。然而扰动的输送作用可能是实现这种变化的重要机制。我们知道,扰动动量输送直接影响纬向气流的变化,扰动热量输送则通过产生一个二级经圈环流,在地转偏向力作用下对纬向气流施加影响。本文主要根据扰动与纬向平均气流相互作用的 EP 理论,着重讨论“六月突变”中波纬相互作用的特点及其与环流季节变化的联系。

二、副热带急流的季节性北跳

众所周知,副热带急流冬季的平均位置在 $30^{\circ}N$ 附近,随着季节的到来,急流向北推

* 本文于 1984 年 10 月 31 日收到,1985 年 9 月 10 日收到修改稿。

移到 40°N 附近。其位置变化相对于其平时围绕平均位置的摆动来说是十分迅速的；然而这种变化往往不是一次完成，而是分阶段的；急流每年北跳的时间和方式也不尽相同，时早时迟，时急时缓。不管怎样，初夏北半球大气环流都要经历一个相对短的大动荡、大调整的时期，而急流的北跳正是其中一个重要的环节。

以 1982 年为例(资料取自北京气象中心的客观分析,下同),急流北跳的时间在 6 月

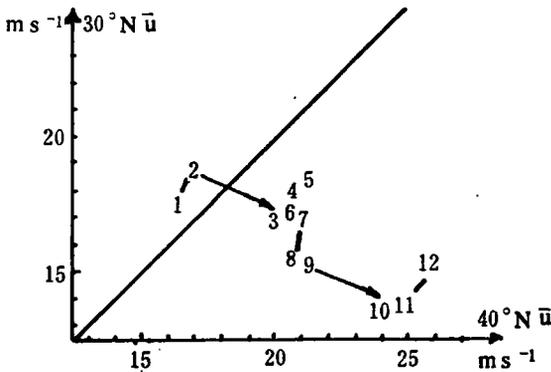


图 1 1982 年 6 月 1—12 日副热带急流的演变

月上旬。图 1 显示了这一时期急流的演变情况。图上横坐标表示 40°N 风速，纵坐标表示 30°N 风速，对应于日期的各点在图中的位置指示出这两个纬度风速的相对大小。如果点落在斜线左上方，则表明 30°N 风速大于 40°N 风速，故认为急流轴线在 35°N 以南；反之，如果点落在斜线右下方，则认为急流轴线在 35°N 以北。把这些点依次连结起来，就可以清楚地看出急流的北跳或南移。从图 1 可以看出 6 月 2

日之前急流位置还在 35°N 以南，3 日突然北跳到 35°N 以北，停滞数日后，9 日又迅速北跳。伴随着急流位置的迅速改变，这一期间整个北半球的环流形势也发生明显变化，高空极涡变形、瓦解，极区为反气旋所控制；南亚高压中心从云贵高原移到伊朗高原；低空印度低压形成，西南季风活跃。

三、“六月突变”期间的扰动输送

1. 扰动动量和热量的输送

大气中存在着许多大尺度涡旋，这些涡旋是迭加在纬向平均气流上的扰动。副热带急流的维持和演变——广而言之，整个大气环流的变化——无不与扰动的输送作用有关。为了综合考虑动量和热量的经向输送，使用 EP 通量和 EP 剖面是一种有效的方法。 EP 通量 \vec{F} 是经圈平面上的矢量，在 p 坐标中定义为

$$\vec{F} = (-\overline{u'v'}, \overline{fv'\theta'}/\bar{\theta}_p) \quad (1)$$

其中“—”表示沿全纬圈平均，“'”表示纬偏差或扰动， u, v 是水平风速， θ 是位温， $\bar{\theta}_p$ 表示静力稳定度。因此， EP 通量的水平分量表示扰动动量输送，垂直分量表示扰动热量输送。本文计算 EP 通量及其散度时与上述定义稍有不同。为使 EP 通量与角动量相联系，每个分量都乘上了 $r_0 \cos \varphi$ 的因子，其中 r_0 是地球半径， φ 是纬度，并采用球坐标下的纬圈质量加权(见文献[3])，则

$$\vec{F} = \{F_{(\varphi)}, F_{(p)}\} = 2\pi r_0^3 g^{-1} \cos^2 \varphi \{-r_0^{-1} \overline{u'v'}, \overline{fv'\theta'}/\bar{\theta}_p\} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{F} = \frac{\partial}{\partial \varphi} F_{(\varphi)} + \frac{\partial}{\partial p} F_{(p)} \quad (3)$$

图 2 是 1982 年 6 月 1—12 日平均的 EP 剖面，可以看出中纬度下层有一支 EP

通量向上向南输送,指向副热带对流层顶,辐合区正好在急流位置。这是中纬度扰动动量和热量向北输送的反映。从同一时期逐日的 EP 剖面发现,6月3日中纬度 EP 通量向上输送突然增强,超过平日数倍,这表明那里有一次很强的扰动热量向北输送,从此便揭开了“六月突变”的序幕。

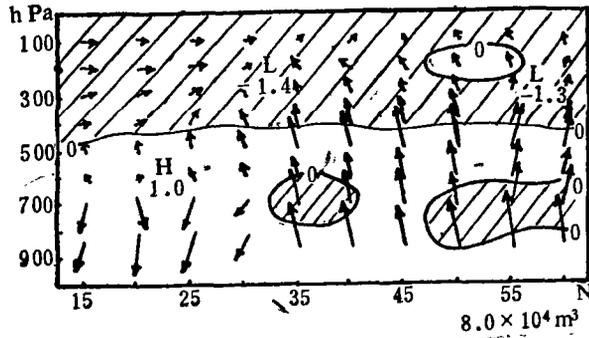


图 2 1982 年 6 月 1—12 日平均的 EP 剖面(EP 通量的水平标尺如图下所示,垂直标尺等于水平标尺乘以 100kPa , EP 通量散度单位是 $2.0 \times 10^{15} \text{m}^3$, 阴影区为辐合区)

2. 扰动能量的输送

中纬度向上输送的 EP 通量强度的变化与副热带急流的季节变化相配合并非偶然。在绝热无耗散情形,对于西风带里准定常的行星波(或 $\bar{u}-c > 0$, c 是波速),可以证明 EP 通量的方向与波动形式的扰动能量传播的方向一致(见附录)

$$E = (\bar{u} - c)F \quad (4)$$

这里 $E = (\overline{v'\phi'}, \overline{\omega'\phi'})$ 称为波能通量,其中 ϕ 是位势, ω 是垂直速度。可见在考虑实际大气的短期变化时, EP 剖面上 EP 通量的输送路径可以近似地看成波能传播的路径。这也是使用 EP 通量代替单独的扰动动量通量或热量通量的优点之一。

很清楚,急流的北跳与中纬度扰动能量的增强输送有关。这种扰动能量主要产生于斜压有效位能的释放。波谱分析表明,在“六月突变”期间主要是 3 波和 6 波起作用,前者向后者转换能量。虽然冬季中纬度向上传播的行星波主要是 1 波和 2 波,但在初夏它们的作用都不明显。在波数域 EP 剖面上,它们的 EP 通量相对较弱,且基本上是向下输送的。因为 3 波是北半球冬季的盛行波,而 6 波是最不稳定的斜压波,因此可知,在初夏季节转换时,冬季贮存的、主要为超长波所占有的斜压不稳定能量迅速释放,结果表现为中纬度超长波减弱而罗斯贝长波发展。

3. 扰动位涡度的输送

理论证明,只有位涡度的经向输送才会引起纬向气流的变化。在准地转理论中,由位涡守恒有以下关系成立:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'q'}) \quad (5)$$

这里 q 是准地转位涡度,定义为

$$q = f + \xi + f(\theta/\bar{\theta}_p)_p \quad (6)$$

$$q' = v'_x - u'_y + f(\theta'/\bar{\theta}_p)_p \quad (7)$$

由(7)容易得到

$$\overline{v'q'} = \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (8)$$

即 EP 通量的散度值等同于扰动位涡度的向北输送。

北半球的纬向平均位涡梯度

$$\bar{q}_\varphi = 2\Omega \cos \varphi - \{(\tau_0 \cos \varphi)^{-1}(\bar{u} \cos \varphi)_\varphi\}_\varphi + f(\bar{\theta}_\varphi/\bar{\theta}_p)_p \quad (9)$$

一般都是正值(北高南低), 如果位涡输送是从高值区指向低值区, 则其输送方向是向南的, 且应与 EP 通量的辐合相对应。但是在斜压扰动强烈发展期间, 位涡梯度在某些区域可能反号。图 3 显示了前述时期 \bar{q}_φ 的分布特征, 负值区出现在中纬度低层, 对应于该区域扰动位涡度向北输送和 EP 通量的辐散。这一现象是“六月突变”过程中位涡调整反映。

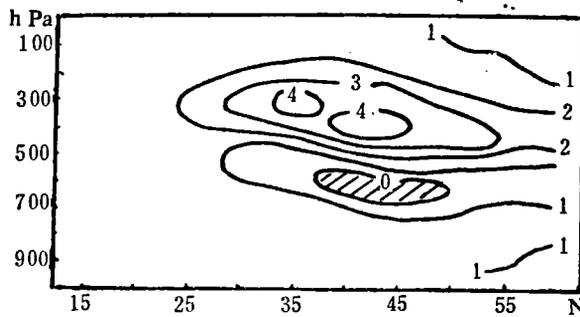


图 3 1982 年 6 月 1—12 日的纬向平均位涡梯度 (单位, 10^{-4}s^{-1})

四、波纬相互作用

1. 扰动对纬向气流的强迫作用

按 EP 理论, 在绝热、无耗散、无临界层 ($\bar{u} \approx c$) 条件下, 波幅定常的扰动对纬向气流的强迫作用为零(此时 EP 通量的散度为零)。实际上, 大气总是不满足这些条件的, 因此扰动势必对纬向气流发生影响, 而 EP 通量散度值可以看作扰动强迫作用的量度。根据球坐标中变形的欧拉平均方程^[3]

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f\bar{v}^* - \bar{D} = (\tau_0 \cos \varphi)^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (10)$$

$$f\bar{u}_\varphi + R'\tau_0^{-1}\bar{\theta}_\varphi = 0 \quad (11)$$

$$(\tau_0 \cos \varphi)^{-1}(\bar{v}^* \cos \varphi)_\varphi + \bar{\omega}_p^* = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{\theta}_p \bar{\omega}^* - \bar{Q} = 0 \quad (13)$$

其中 $R' = (p_0/p)^{5/7} p_0^{-1} R$, \bar{D} 和 \bar{Q} 分别表示纬向平均的各种形式的耗散和非绝热加热, \bar{v}^* 和 $\bar{\omega}^*$ 分别表示残差经圈环流的经向速度和垂直速度,

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{v'\theta'}{\bar{\theta}_p} \right) \quad (14)$$

$$\bar{\omega}^* = \bar{\omega} + (\tau_0 \cos \varphi)^{-1} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\overline{v'\theta'} \cos \varphi / \bar{\theta}_p) \quad (15)$$

$\nabla \cdot \mathbf{F}$ 的作用相当于扰动对纬向气流强迫的“波生力矩”，即 EP 通量的辐散区有利于西风加速，辐合区有利于西风减速。

图 4 给出了 1982 年“六月突变”期间 EP 通量散度的变化以及纬向气流对其变化的响应情况。可以看出在对流层上部 40°N 附近， EP 通量由辐合变为辐散，然后又转为辐合，同期西风急流也经历了由弱到强，又转弱的变化。6 月 11 日急流所在位置 EP 通量辐散最强，次日那里的西风风速也增至最大。这一事实表明“六月突变”期间扰动对纬向气

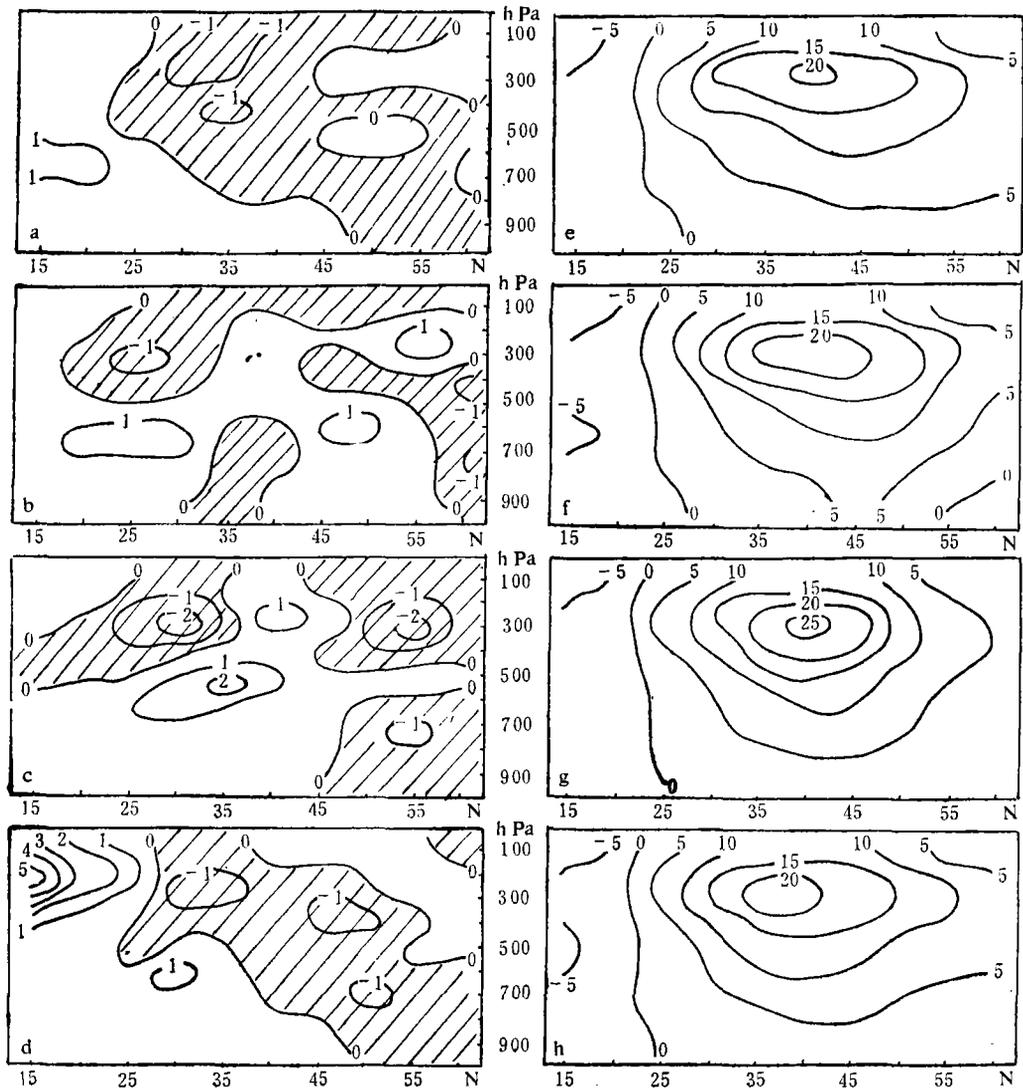


图 4 纬向气流对扰动强迫作用的响应

(a-d: 1982 年 6 月 7, 9, 11, 13 日的 EP 剖面; e-h: 1982 年 6 月 8, 10, 12, 14 日的纬向风速剖面(风速单位是 m s^{-1})

流的强迫作用不仅是明显的,而且是迅速的,由于这种作用使得急流的季节变化呈现出突变的特点。

由(12)式可以引入一个残差环流流函数 $\bar{\psi}^*$, 令

$$\bar{\psi}_p^* = \bar{v}^* \cos \varphi \quad (16)$$

$$\bar{\psi}_\varphi^* = -\bar{\omega}^* r_0 \cos \varphi \quad (17)$$

并在(10-13)基础上导出一个关于 $\bar{\psi}^*$ 的泊松方程

$$f^2 \bar{\psi}_{pp}^* + \frac{R' |\bar{\theta}_p|}{r_0^2} \bar{\psi}_{\varphi\varphi}^* = -\frac{f}{r_0 \cos \varphi} (\nabla \cdot \mathbf{F})_p + \frac{R'}{r_0} \bar{Q}_\varphi - f \bar{D}, \quad (18)$$

在绝热无耗散时,给定扰动输送场,则可以解出 $\bar{\psi}^*$,再利用(16)和(10)式就可求出纬向气流的局地加速度 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}$,从而诊断扰动输送在纬向气流变化中所起的作用大小。

图5是6月平均的 $\nabla \cdot \mathbf{F}$ 对纬向风速变化的贡献。在 45°N 以南,对流层上部西风减速,下部西风加速,与初夏实际大气中纬向风系的变化定性的一致。在 50°N 以北的对流层顶,扰动使西风加速,这与 EP 剖面上该区域经常维持一个 EP 通量辐散中心是一致的(见图2)。然而必须指出,初夏扰动对纬向气流的强迫作用具有瞬变性质,其时间尺度一般只有几天的量级,而本文所用月平均的 EP 通量散度作为强迫源,结果使计算的扰动增速一月之中不过 3 m/s ,这很可能掩盖了扰动的重要性。

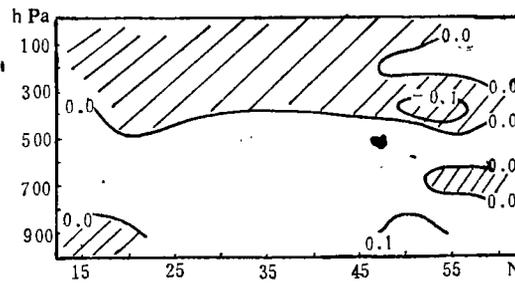


图5 扰动对纬向气流加速的贡献
(单位: $\text{m s}^{-1} \text{d}^{-1}$)

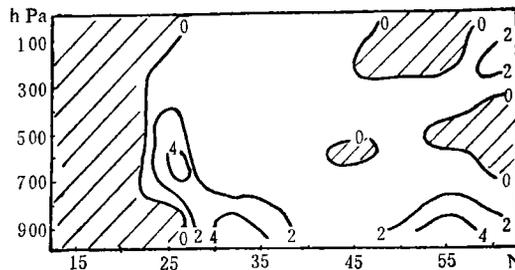


图6 1982年6月6波的“折射指数平方”
(等值线间隔为 2.0×10^2)

2. 纬向气流对波能传播的影响

实际上,扰动和纬向气流之间的作用是相互的。一方面扰动输送影响纬向气流的变

化,另一方面纬向气流的结构又制约着扰动输送的形式,在“六月突变”中也不例外。按照准地转波动垂直传播的理论^[4],只有当西风小于“罗斯贝临界速度”时,静止波的垂直传播才会发生。所以尽管冬季中纬度有两支波导上传播能量,一支指向极地平流层,另一支指向低纬对流层顶,但夏季平流层转为东风,因而中纬度的波动不能传到平流层去,只剩下向南传播的对流层那支波导,这就是前面提到的中纬度 EP 通量输送路径。

波的传播路径与纬向气流的结构有关。在绝热无耗散时,波动总是从“折射指数平方”(一个与纬向气流结构和波数有关的量)的低值区向高值区传播。图 6 是根据文献[5]的计算公式算得的 1982 年 6 月 6 波的“折射指数平方”分布情况。可以看到在中纬度对流层上部有一个低值区,使波能垂直向上传播受阻,大部分向南折射(在边界层内由于摩擦耗散和非绝热影响较大,上述波的传播规律已不适用)。

五、总 结

“六月突变”的机制十分复杂,除了扰动的的作用外,还受非绝热加热和摩擦耗散的影响,同时大气运动本身是非线性、非地转的。本文的工作建立在纬向平均运动动力学和准地转理论的基础上。尽管如此,还是比较清楚地揭示了突变过程中波纬相互作用的方式和特点,特别是扰动输送作用对副热带急流季节变化的影响。本文只给出了 1982 年的例子,对于 1983 年的情形,作者也做过同样的计算和分析,结论基本上是一致的。首先,副热带急流的北跳与中纬度增强的扰动能量输送紧密相关,中纬度和副热带对流层大气形成一个耦合系统;其次,由于纬向气流对扰动强迫的响应十分迅速,所以表现出环流季节变化的突发性。本文还说明 EP 理论及其诊断方法不仅是平流层动力学中的一种有用的工具,而且在研究中纬度和副热带对流层上部的问题时也是行之有效的。

附 录

根据绝热无耗散的扰动热量和动量方程

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \omega' \bar{\theta}_p = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - f v' + \frac{\partial \phi'}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

若扰动是波动形式的,设波速为 c ,则(1)、(2)式可写为

$$(\bar{u} - c) \frac{\partial \theta'}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \omega' \bar{\theta}_p = 0 \quad (3)$$

$$(\bar{u} - c) \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - f v' + \frac{\partial \phi'}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

以 ϕ' 分别乘以(3)(4),作纬向平均,易得出

$$\overline{\omega' \phi'} = (\bar{u} - c) \frac{f}{\bar{\theta}_p} \overline{v' \theta'} \quad (5)$$

$$\overline{v' \phi'} = -(\bar{u} - c) \overline{u' v'} \quad (6)$$

或写成矢量形式

$$\mathbf{E} = (\bar{u} - c) \mathbf{F}$$

参 考 文 献

- [1] 叶笃正、陶诗言、李麦村, 在六月和十月大气环流的突变现象, 气象学报, 29, 249—263, 1958。
[2] 郑成均, 副热带急流在西藏高原上的结构和季节性的活动, 气象学报, 33, 451—471, 1963。
[3] Edmon, H. J., B. J. Hoskins and M. E. McIntyle, Eliassen-Palm cross sections for troposphere, *J. A. S.*, 37, 2600—2616, 1980。
[4] Charney, J. G., and P. G. Drazin, Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 66, 83—109 1961。
[5] 黄荣辉、岸保勒三郎, 关于北半球冬季定行星波传播另一波导的研究, 中国科学(B), 10, 1983。

THE INTERACTION BETWEEN DISTURBANCE AND ZONAL MEAN FLOW IN “JUNE SUDDEN CHANGE”

Zhang Jijia

(State Meteorological Administration)

Zhou Shuntai

(Nanjing Institute of Meteorology)

Abstract

Using Eliassen-Palm theory and its diagnostic method, in this paper, we analyzed and discussed the dynamical mechanism of the interaction between disturbance and zonal mean flow in the sudden change of the general circulation in the Northern Hemisphere in early summer of 1982, indicating that the northward jump of subtropic jet stream is closely related to the enhanced transport of mid-latitude disturbance energy to the subtropic tropopause. However, the direction of the transport is conditioned by the structure of zonal mean flow. During this episode, the response of the change of zonal mean flow to the disturbance transport is very quick and evident. As to the suddenness of the change of the circulation, the role of the disturbance forcing is critical.