

高空急流区内纬向基本气流加速与 EP 通量的关系

冉令坤 高守亭 雷 霆

中国科学院大气物理研究所, 北京 100029

摘 要 采用多时间尺度方法, 并假设纬向基本气流是正压的, 在不引入剩余环流的情况下, 推导出纬向基本气流局地变化与一种新形式 Eliassen-Palm 通量之间的关系, 这种 Eliassen-Palm 通量关系在形式上比较简单, 而且物理意义明确, 适合诊断分析高空急流区内纬向基本气流的加速与减速。理论分析表明, 正压纬向基本气流的局地变化由新形式 Eliassen-Palm 通量散度决定。作者利用该 Eliassen-Palm 通量关系对 2002 年 12 月一次寒潮过程中 200 hPa 等压面上纬向基本气流的发展演变进行了诊断分析。诊断结果表明, 在 200 hPa 纬向基本气流急流区内, 新形式 Eliassen-Palm 通量散度是影响纬向基本气流发展演变的重要因子, 并且纬向基本气流的加速与减速主要是由新形式 Eliassen-Palm 通量中扰动动量的经向输送造成的。

关键词 高空急流 纬向基本气流 Eliassen-Palm 通量 扰动动量

文章编号 1006-9895(2005) 03-0409-08

中图分类号 P443

文献标识码 A

Relation Between Acceleration of Basic Zonal Flow and EP Flux in the Upper-Level Jet Stream Region

RAN Ling-Kun, GAO Shou-Ting, and LEI Ting

Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029

Abstract The relation between the barotropic basic zonal flow and a new Eliassen-Palm flux, which excludes the residual circulation, is examined by using the multi-time scale method. The formulation of the relation is simple and has an explicit physical implication. The relation is applicable to diagnosing the acceleration and deceleration of the upper-level basic zonal flow. It is shown on the theoretical grounds that for barotropic basic states, the tendency of the basic zonal momentum is mainly dominated by the new EP flux divergence. The relation is applied to diagnosing the evolution of the basic zonal flow at 200 hPa in a cold wave. The analysis reveals that the new EP flux divergence has an important influence on the evolution of basic zonal wind in the upper-level jet stream region. The acceleration and deceleration of basic zonal flow mainly result from the meridional transportation of perturbation momentum.

Key words upper-level jet stream, basic zonal flow, Eliassen-Palm flux, perturbation momentum

1 引言

瞬变波动与基本气流的相互作用一直是大气动力学中一个重要的研究内容。在早期, Eliassen 和 Palm^[1]在研究山地重力波能量传播时, 开创性地提出了 Eliassen-Palm 通量(简称“EP 通量”或称“EP 通

量关系”)理论。Andrews 和 McIntyre^[2, 3]首先推广了 EP 通量关系, 在变形欧拉平均方程中定义了剩余环流分量($\bar{v}^*$ 和 $\bar{w}^*$), 把瞬变波的热量通量引入动量方程, 使热力强迫效应集中出现在动量方程中, 并与动量通量一起构成 EP 通量, 从而把传统 EP 通量关系推广到现在广泛使用的变形欧拉 EP 通量关系。黄

荣辉等^[4]把 EP 通量关系进一步推广到球面,提出了准定常行星波在球面三维大气中沿两支波导传播的行星波传播理论。徐祥德和高守亭^[5]详细地讨论了剩余环流的物理意义,并把 EP 通量推广到斜压大气,提出了广义斜压大气 EP 通量理论。

EP 通量具有重要性质。例如,对于纬向基本气流中的小振幅波动,EP 通量表现为波作用守恒关系中的波作用通量;对于缓慢变化基本气流中的平面波,在 WKB 近似下,EP 通量的矢量方向与群速度方向平行,代表瞬变波能量的传播方向;在准地转近似下,EP 通量的散度与准地转位势涡度的经向通量成正比。

EP 通量作为一个诊断工具,在波能量传播、波流相互作用和平流层爆发性增温等方面的研究中得到广泛应用^[6~10]。EP 通量的重要应用之一是诊断分析纬向平均基本气流的加速与减速。高守亭^[11]首先研究了高空波动与高空急流的相互作用,并利用广义斜压大气 EP 通量理论对高空急流的加速进行了诊断和解释。Pfeffer^[12]利用传统欧拉平均方程和变形欧拉平均方程讨论了对流层和平流层低层的波与纬向平均基本气流的相互作用。

在变形欧拉平均方程中,虽然 EP 通量包含了丰富的物理内容,具有很多优点,但剩余环流分量的引入也带来了一些问题。例如,引入剩余环流分量后,科里奥利力项既包含了大尺度的平均经向风($\bar{v}$),又含有扰动热量通量 $[(f\rho_0/N^2)\overline{v'\Phi'_z}]$,这样在动量方程两端不能真正地实现纬向平均气流与瞬变波动的完全分离。在变形欧拉平均动量方程中,纬向平均气流的局地变化是由 EP 通量散度 $[(1/\rho_0)\nabla \cdot \mathbf{F}]$ 和科里奥利力项($f\bar{v}^*$,该项与剩余环流分量有关)的共同作用决定的。实际上,EP 通量中的扰动热量通量对纬向平均气流的局地变化几乎没有贡献,这是因为 EP 通量散度中的 $\partial[(f\rho_0/N^2) \cdot \overline{v'\Phi'_z}]/\partial z$ 与科里奥利力项中的 $\partial[(f\rho_0/N^2)\overline{v'\Phi'_z}]/\partial z$ 互相抵消了。

针对上面提到的这些问题,本文将利用多时间尺度方法,假设纬向基本气流是正压的,在不引入剩余环流的情况下,直接推导出适用于高空急流区的纬向基本气流局地变化与新形式 EP 通量之间的关系,并利用此关系诊断分析 2002 年 12 月一次寒潮过程中 200 hPa 等压面上纬向基本气流的发展演变。在第 2 节中,将推导纬向基本气流局地变化与新形式 EP 通量的关系;在第 3 节中,将诊断分析 2002 年 12 月 14 日~27 日寒潮爆发过程中 200 hPa 等压面上纬向基本气流的加速与减速;在第 4 节中给出结论。

2 控制方程

在气压-对数坐标系中, f 平面上不考虑湍流摩擦力和非绝热加热作用的大气方程组可以写为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad (2)$$

$$\theta = \frac{\theta_{\text{ref}}}{g} \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial \rho_s w}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

其中, $z = H \ln(p_0/p)$ 为气压-对数坐标系的垂直坐标, $H = RT_{\text{ref}}/g$ 为均质大气高度, ϕ 为位势高度, $\rho_s = \rho_{\text{ref}} \exp(-z/H)$ 为气压-对数坐标系中的密度, ρ_{ref} 为参考密度, $\theta_{\text{ref}} = T_{\text{ref}}(p_0/p)^{R/c_p}$ 为参考位温, T_{ref} 为参考温度。

采用 Jukes^[13]的方法,引进两种时间尺度:快时间尺度 $\tau = t$ 和慢时间尺度 $T = \epsilon^2 t$,其中,小参数 $|\epsilon| < 1$,因此关于时间 t 的偏导数可以写为

$$\frac{\partial}{\partial t} = \left(\frac{\partial}{\partial \tau}\right)_T + \epsilon^2 \left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_\tau.$$

物理量(u, v, w, θ, ϕ)可以按小参数 ϵ 展成如下形式:

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \\ \theta \\ \phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_0(y, z, T) + \epsilon u_1(x, y, z, \tau, T) + \epsilon^2 u_2(x, y, z, \tau, T) + \cdots \\ \epsilon v_1(x, y, z, \tau, T) + \epsilon^2 v_2(x, y, z, \tau, T) + \cdots \\ \epsilon w_1(x, y, z, \tau, T) + \epsilon^2 w_2(x, y, z, \tau, T) + \cdots \\ \theta_0(y, z, T) + \epsilon \theta_1(x, y, z, \tau, T) + \epsilon^2 \theta_2(x, y, z, \tau, T) + \cdots \\ \phi_0(y, z, T) + \epsilon \phi_1(x, y, z, \tau, T) + \epsilon^2 \phi_2(x, y, z, \tau, T) + \cdots \end{pmatrix}, \quad (6)$$

其中, 小参数 ϵ 零级项代表大气的基本态, 它们是与 x 和 τ 无关的, ϵ 一级项代表偏离基本态的主要扰动量, ϵ 二级项代表振幅更小的扰动量。在(6)式中已经假设 $v_0, w_0 = 0$ 。

将(6)式代入(1)、(3)、(4)和(5)式, 然后取 ϵ 零级近似和二级近似, 可以分别得到:

ϵ^0 :

$$\begin{cases} fu_0 = -\frac{\partial \phi_0}{\partial y}, \\ \theta_0 = \frac{\theta_{\text{ref}}}{g} \frac{\partial \phi_0}{\partial z}, \end{cases} \quad (7)$$

ϵ^2 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_0}{\partial T} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} + w_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} + v_2 \left(\frac{\partial u_0}{\partial y} - f \right) + \\ w_2 \frac{\partial u_0}{\partial z} + u_0 \frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial u_2}{\partial \tau} = -\frac{\partial \phi_2}{\partial x}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta_0}{\partial T} + u_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial y} + w_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial z} + v_2 \frac{\partial \theta_0}{\partial y} + \\ w_2 \frac{\partial \theta_0}{\partial z} + u_0 \frac{\partial \theta_2}{\partial x} + \frac{\partial \theta_2}{\partial \tau} = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial v_2}{\partial y} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial \rho_s w_2}{\partial z} = 0. \quad (10)$$

由(7)式可见, 基本态大气满足静力平衡和地转平衡关系。

假设 $\partial u_0 / \partial y \ll f$, 并且基本态大气是正压的, 即不考虑 u_0 的垂直变化和 θ_0 的经向变化, 利用 ϵ 一级近似质量连续性方程

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial \rho_s w_1}{\partial z} = 0,$$

(8)式和(9)式可以分别写为

$$\begin{aligned} \rho_s \frac{\partial u_0}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_s u_1 u_1 + \rho_s u_0 u_2 + \rho_s \phi_2) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_s v_1 u_1) + \\ \frac{\partial}{\partial z} (\rho_s w_1 u_1) - f \rho_s v_2 + \rho_s \frac{\partial u_2}{\partial \tau} = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \rho_s \frac{\partial \theta_0}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_s u_1 \theta_1 + \rho_s u_0 \theta_2) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_s v_1 \theta_1) + \\ \frac{\partial}{\partial z} (\rho_s w_1 \theta_1) + \rho_s w_2 \frac{\partial \theta_0}{\partial z} + \rho_s \frac{\partial \theta_2}{\partial \tau} = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

利用(10)式消去(11)式中的 v_2 和(12)式中的 w_2 , 可以得到:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left[\rho_s \frac{\partial u_0}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_s u_1 u_1 + \rho_s u_0 u_2 + \rho_s \phi_2) + \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial y} (\rho_s v_1 u_1) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_s w_1 u_1) + \rho_s \frac{\partial u_2}{\partial \tau} \right] = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{f}{\partial \theta_0 / \partial z} \cdot \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial}{\partial x} (\rho_s u_1 \theta_1 + \rho_s u_0 \theta_2) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_s v_1 \theta_1) + \right. \right. \end{aligned}$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial z} (\rho_s w_1 \theta_1) + \rho_s \frac{\partial \theta_2}{\partial \tau} \right\} - \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} (f \rho_s u_2). \quad (13)$$

对(13)式取纬向平均, 并假设纬向风和位温的 ϵ 二级扰动量的纬向平均值为零, 即, $\bar{u}_2 = 0, \bar{\theta}_2 = 0$, 可以得到:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left[\rho_s \frac{\partial u_0}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_s \overline{v_1 u_1}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_s \overline{w_1 u_1} - \right. \\ \left. \frac{f}{\partial \theta_0 / \partial z} \rho_s \overline{v_1 \theta_1}) \right] = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{f}{\partial \theta_0 / \partial z} \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} (\rho_s \overline{w_1 \theta_1}) \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

对上式两端进行关于 y 的积分并取积分, 常数为零, 可以得到:

$$\begin{aligned} \rho_s \frac{\partial u_0}{\partial T} = \left[\frac{\partial}{\partial y} (-\rho_s \overline{v_1 u_1}) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f}{\partial \theta_0 / \partial z} \rho_s \overline{v_1 \theta_1} - \right. \right. \\ \left. \left. \rho_s \overline{w_1 u_1} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{f}{\partial \theta_0 / \partial z} \frac{\partial}{\partial z} \int \rho_s \overline{w_1 \theta_1} dy \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

令 $(u', v', w', \theta') = (u_1, v_1, w_1, \theta_1)$, 并定义一种新形式的 EP 通量, 即

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{EP}} = -\rho_s \overline{v' u'} \mathbf{j} + \left[\frac{f}{\partial \theta_0 / \partial z} \rho_s \overline{v' \theta'} - \right. \\ \left. \rho_s \overline{w' u'} + \frac{f}{\partial \theta_0 / \partial z} \frac{\partial}{\partial z} \int \rho_s w' \theta' dy \right] \mathbf{k}, \end{aligned} \quad (16)$$

这样, (15)式可以写为

$$\frac{\partial u_0}{\partial T} = \frac{1}{\rho_s} \nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{EP}}. \quad (17)$$

上式反映了扰动动量和扰动热量的经向和垂直输送对正压纬向基本气流的强迫作用。传统 EP 通量 $[\mathbf{F} = -\rho_s \overline{v' u'} \mathbf{j} + (\rho_s f / N^2) (g / \theta_{\text{ref}}) \overline{v' \theta'} \mathbf{k}]$ 代表扰动动量和扰动热量的经向输送, 而(16)式定义的新形式 EP 通量与传统 EP 通量有所不同, 它除了含有扰动动量和扰动热量的经向输送之外, 还包含了扰动动量和扰动热量的垂直输送。

与变形欧拉平均方程不同, 在(17)式中没有出现剩余环流项。对于正压基本态大气, 纬向基本气流的局地变化取决于新形式 EP 通量的散度, 即纬向基本气流的局地变化是由扰动动量和扰动热量的经向输送以及垂直输送决定的, EP 通量的辐散辐合直接引起纬向基本气流的加速与减速。

3 高空波流相互作用的诊断

观测分析表明在对流层高层, 东西风带在经向方向上常常是交替分布的, 因此在一定程度上可以

认为纬向基本气流在经向方向上是以水平波长较大

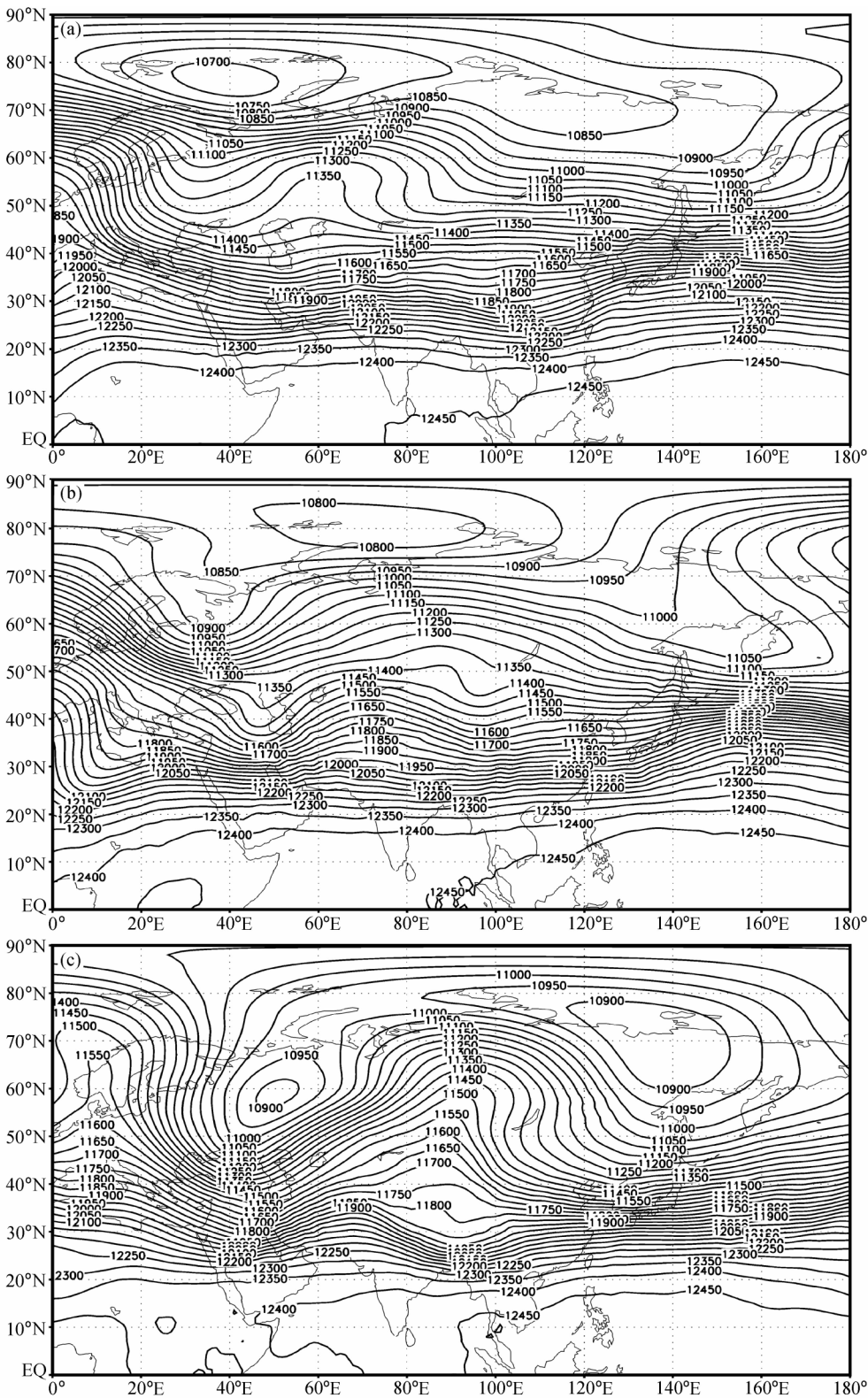


图 1 200 hPa 等压面上位势高度分布：(a)2002 年 12 月 19 日 0000 UTC；(b)2002 年 12 月 22 日 0000 UTC；(c)2002 年 12 月 25 日 0000 UTC。等值线间隔为 50 gpm

Fig. 1 Geopotential height at 200 hPa in the Northern Hemisphere at (a) 0000 UTC 19 December 2002, (b) 0000 UTC 22 December 2002, and (c) 0000 UTC 25 December 2002. Contour interval is 50 gpm

的波的形式分布的。所以,为了计算方便和定性地研究扰动对纬向基本气流的强迫作用,我们假设 $\partial u_0 / \partial T$ 在经向方向上呈正弦变化,即

$$\frac{\partial u_0}{\partial T} = \left(\frac{\partial u_0}{\partial T} \right)_a \sin ly, \quad (18)$$

其中, $L = 2\pi/L_y$ 为经向波数, L_y 为经向波长, $(\partial u_0 / \partial T)_a$ 为振幅,它仅是慢时间尺度 T 的函数。因此, $\partial u_0 / \partial T$ 关于 y 的二阶偏导数可以写为

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{\partial u_0}{\partial T} \right) = -l^2 \frac{\partial u_0}{\partial T}. \quad (19)$$

利用上式, (14) 式可以写为

$$\frac{\partial u_0}{\partial T} = -\frac{1}{\rho_s} \frac{L_y^2}{4\pi^2} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left[\frac{\partial}{\partial y} (-\rho_s \overline{v'u'}) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f}{\partial \theta_0 / \partial z} \rho_s \overline{v'\theta'} - \rho_s \overline{w'u'} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{f}{\partial \theta_0 / \partial z} \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} (\rho_s \overline{w'\theta'}) \right]. \quad (20)$$

实质上, (20) 式与 (17) 式所表达的含义是一样的, 都反映了扰动动量和扰动热量的输送对纬向基本气流的强迫驱动作用, 但是 (20) 式的计算比较简单, 所以本文仍然称 (20) 式右端为新形式 EP 通量的散度。在以下的讨论中, 本文通过计算 (20) 式右端各项来分析扰动动量和扰动热量的输送对纬向基本气流的强迫驱动作用。

2002 年 12 月 14 日~27 日东亚地区爆发一次寒潮过程。在这次过程中, 200 hPa 等压面上始终伴随有高空波的活动。利用每日 0000 UTC 的 NCEP/NCAR 实时资料, 我们分析了 2002 年 12 月 14 日~27 日北半球 200 hPa 等压面上高空波与纬

向基本气流的相互作用。如图 1 所示, 在北半球中高纬度地区高空波非常活跃, 19 日在纬度带 $20^\circ\text{N} \sim 40^\circ\text{N}$ 内, 不断有短波槽生成, 在东移过程中逐渐加深增强, 25 日短波槽分别位于 45°E 和 90°E 附近。图 2 为 200 hPa 等压面上纬向基本气流在时间-经向剖面内的分布。可以看出, 大于 $40 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的纬向急流基本上位于纬度带 $27^\circ\text{N} \sim 36^\circ\text{N}$ 内(简称急流区), 19 日纬向急流在 30°N 达到最大值 $43.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 然后开始减弱, 27 日纬向急流在 33°N 又一次达到最大值 $48 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。图 3 为 200 hPa 等压面上纬度带 $25^\circ\text{N} \sim 40^\circ\text{N}$ 内经向平均纬向急流的时间变化, 从图上可以看出, 纬向急流具有明显的时间波动特征, 在 14 日~18 日和 22 日~27 日这两个时段内纬向急流是逐渐增强的, 19 日~22 日纬向急流逐渐减弱, 同时纬向急流的振幅随着时间逐渐增长。

图 4 为新形式 EP 通量散度[(20)式右端各项的总和]的分布, 可以看出, 从 15 日至 22 日, 新形式 EP 通量的散度在纬度带 $30^\circ\text{N} \sim 36^\circ\text{N}$ 内为负值, 负值中心出现在 20 日, 位于 32.5°N , 中心值为 $-0.75 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, 表明在这个时段内纬向急流是减速的, 这与图 2 中 19 日~22 日, 纬度带 $30^\circ\text{N} \sim 36^\circ\text{N}$ 内纬向急流的分布比较一致; 从 22 日至 27 日, 纬度带 $30^\circ\text{N} \sim 36^\circ\text{N}$ 为新形式 EP 通量散度的正值区, 表明在此时段该纬度带内纬向急流是加速的, 其极大值 ($1.75 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$) 出现在 25 日, 位于 35°N , 这与图 2 中 22 日~27 日, 纬度带

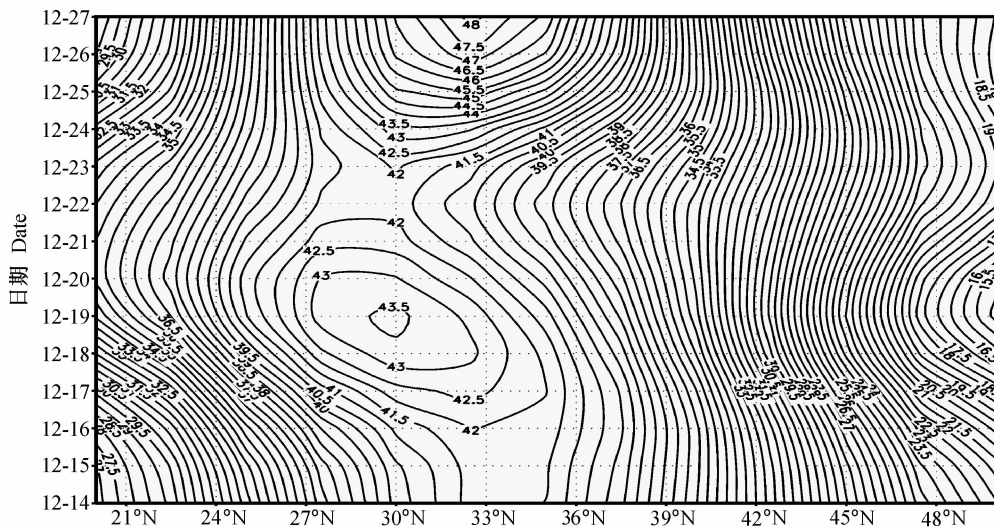


图 2 2002 年 12 月 14 日 0000 UTC~27 日 0000 UTC 200 hPa 等压面上纬向基本气流 (u_0) 的分布。等值线间隔为 $0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

Fig. 2 Basic zonal flow (u_0) at 200 hPa in the cross section of time and latitude for the period of 0000 UTC 14 December - 0000 UTC 27 December 2002. Contour interval is $0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

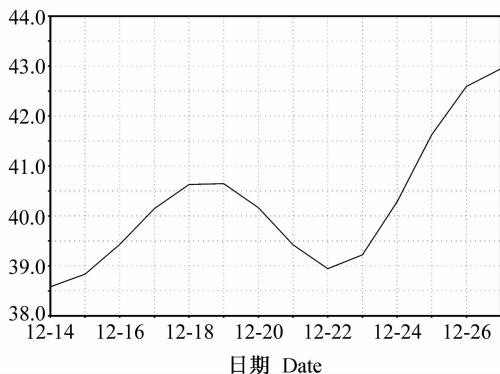


图3 2002年12月14日0000 UTC~27日0000 UTC 200 hPa等压面上在25°N~40°N纬度带内经向平均纬向基本气流(u_0)的时间变化(单位: $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)

Fig. 3 Temporal variation of basic zonal flow (u_0), meridionally averaged in the latitude belt from 25°N to 40°N, at 200 hPa for the period of 0000 UTC 14 December–0000 UTC 27 December 2002 (units: $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)

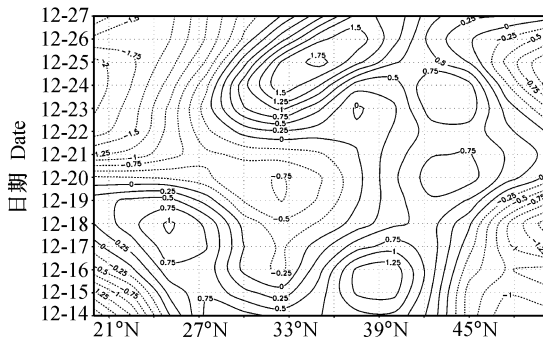


图4 2002年12月14日0000 UTC~27日0000 UTC 200 hPa等压面上新形式 EP 通量散度的分布, 等值线间隔为 $0.25 \times 10^{-3} \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$

Fig. 4 New EP flux divergence at 200 hPa for the period of 0000 UTC 14 December–0000 UTC 27 December 2002. Contour interval is $0.25 \times 10^{-3} \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$

30°N~36°N内纬向急流的分布比较一致。图5为纬度带25°N~40°N经向平均的新形式EP通量散度和传统EP通量 $[\mathbf{F} = -\rho_s \overline{v'u'}\mathbf{j} + (\rho_s f/N^2)(g/\theta_{\text{ref}})\overline{v'\theta'}\mathbf{k}]$ 散度以及纬向急流时间倾向($\partial u_0/\partial T$)的时间变化。在17日~27日, 新形式EP通量散度的时间变化趋势与纬向急流倾向的时间变化趋势比较接近, 这说明新形式EP通量散度是影响纬向急流发展演变的主要因素, 而传统EP通量散度的变化趋势与 $\partial u_0/\partial T$ 的变化趋势之间存在较大的差别, 没有反映出19日~22日纬向急流减速的特征。

本文还分析了(20)式右端各项在纬向急流发展演变过程中的作用(图6)。在图6a中, 扰动动量经

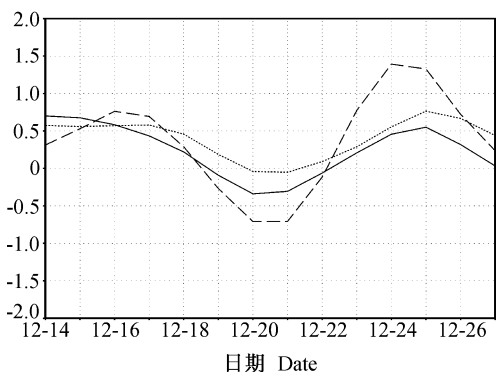


图5 2002年12月14日0000 UTC~27日0000 UTC 200 hPa等压面上在25°N~40°N纬度带内经向平均的新形式EP通量散度(实线)和传统EP通量散度(圆点线)以及 $\partial u_0/\partial T$ (长虚线)的时间变化(单位: $10^{-3} \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$)

Fig. 5 Temporal variations of new EP flux divergence (denoted by solid line), conventional EP flux divergence (denoted by dot line), and basic zonal momentum tendency ($\partial u_0/\partial T$) (denoted by dash line), meridionally averaged in the latitude belt from 25°N to 40°N, at 200 hPa for the period of 0000 UTC 14 December–0000 UTC 27 December 2002 (units: $10^{-3} \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$)

向通量散度的极值区分别出现在18日、33°N附近和25日、35°N附近, 中心值分别为 $-1.25 \times 10^{-3} \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ 和 $2.75 \times 10^{-3} \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ 。对比可知, 扰动热量的经向输送以及扰动动量和扰动热量的垂直输送对纬向急流的强迫作用比扰动动量经向输送的作用要弱一些, 可见在对流层高层纬向急流的加速主要是由扰动动量的经向输送造成的, 这与文献[12]的研究结果一致。

在这里, 对高空波与纬向基本气流之间的相互作用进行简单的解释: 在高空纬向急流区内, 高空波与纬向基本气流不断地相互作用, 相互交换能量; 由于扰动动量通量和扰动热量通量向外辐散, 使得高空波能量减少; 另一方面纬向基本气流吸收高空波损失的能量, 使基本气流的动能增加, 最终引起纬向基本气流的明显加速。

4 结论

波流相互作用问题是大气动力学中一个基本问题。随着EP通量理论的提出及其不断地发展, 波流相互作用的研究逐渐进入一个全新的阶段, 某些研究成果已经被应用到业务预报中。

本文采用文献[13]的多时间尺度方法, 假设纬向基本气流是正压的, 在不引剩余环流的情况下,

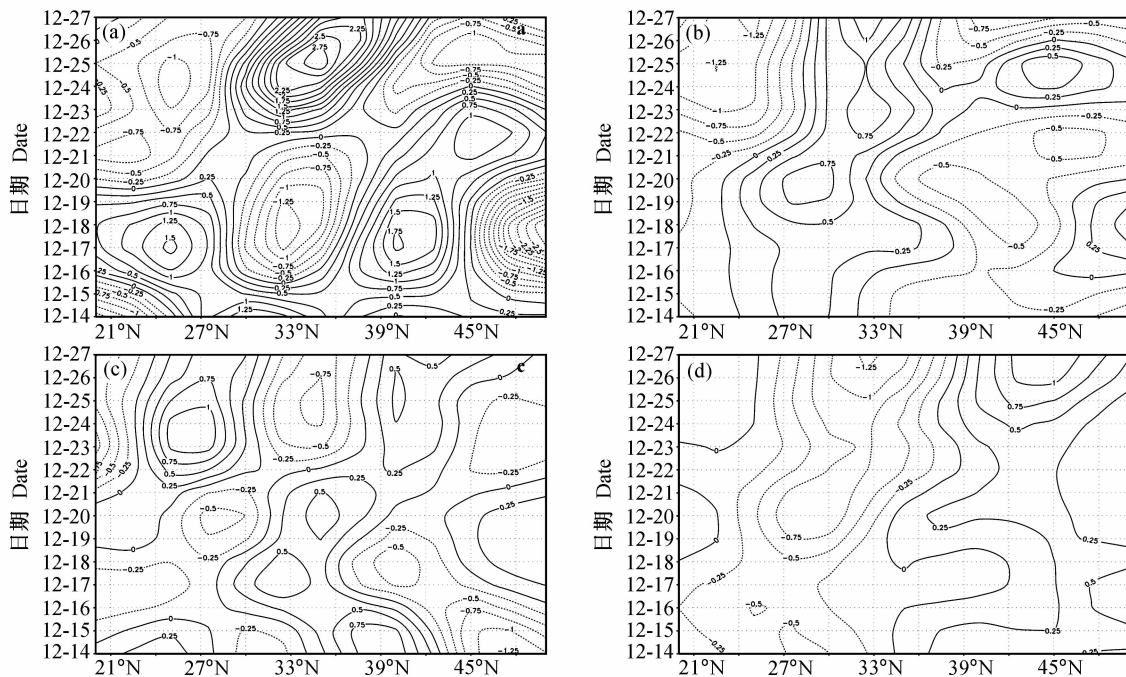


图 6 2002 年 12 月 14 日 0000 UTC~27 日 0000 UTC 200 hPa 等压面上新形式 EP 通量散度的组成分量, 等值线间隔为 $0.25 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$
Fig. 6 Components constituting new EP flux divergence at 200 hPa for the period of 0000 UTC 14 December - 0000 UTC 27 December 2002 Contour interval is $0.25 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$.

$$(a) -\frac{1}{\rho_s} \frac{L_v^2}{4\pi^2} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left[\frac{\partial}{\partial y} (-\rho_s \overline{v'u'}) \right] \right\}; (b) -\frac{1}{\rho_s} \frac{L_v^2}{4\pi^2} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(f \frac{f}{\partial \theta_0 / \partial z} \rho_s \overline{v'u'} \right) \right] \right\};$$

$$(c) -\frac{1}{\rho_s} \frac{L_v^2}{4\pi^2} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left[\frac{\partial}{\partial z} (-\rho_s \overline{w'u'}) \right] \right\}; (d) -\frac{1}{\rho_s} \frac{L_v^2}{4\pi^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{f}{\partial \theta_0 / \partial z} \frac{\partial^2}{\partial y} (\rho_s \overline{v'u'}) \right] \right\},$$

推导出适合诊断分析高空纬向急流区内纬向基本气流加速的波流相互作用诊断方程, 得到一种新形式的 EP 通量。在以往的变形欧拉平均方程中, 引入了剩余环流后, EP 通量中扰动热量通量的作用与科里奥利力项 $f\bar{v}$ 中扰动热量通量的作用相互抵消, 只有扰动动量通量的经向梯度 $\partial(\overline{u'v'})/\partial y$ 和与平均经向气流有关的科里奥利力项 $f\bar{v}$ 对平均气流的局地变化有贡献。所以, 当利用变形欧拉平均方程诊断分析纬向平均气流的发展演变时, 传统 EP 通量散度不能完全地表征纬向平均气流的局地变化特征。然而, 在本文得到的诊断方程 $\partial u_0 / \partial T = (1/\rho_s) \nabla \cdot \mathbf{F}_{EP}$ 中, 没有出现剩余环流项, 正压纬向基本气流的局地变化由新形式 EP 通量散度唯一决定。本文利用该诊断方程对 2002 年 12 月 14 日~27 日寒潮过程中 200 hPa 等压面上纬向基本气流的演变进行诊断分析。诊断结果表明在 200 hPa 的纬向急流区内, 新形式 EP 通量散度的时间变化与纬向急流局地变化的时间演变比较接近, 表明新形式 EP 通量散度是影响纬向急流发展变化的重要因子, 并且纬向急流的加速与减速主要是由新形式

EP 通量中扰动动量的经向输送造成的。

参考文献

- [1] Eliassen A, Palm E. On the transfers of energy in stationary mountain waves. *Geophys. Publ.*, 1960, **22**: 1~23
- [2] Andrews D G, McIntyre M E. Planetary waves in horizontal and vertical shear; the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, 1976, **33**(11): 2031~2048
- [3] Andrews D G, McIntyre M E. Generalized Eliassen-Palm and Charney-Drazin theorems for waves on axisymmetric mean flows in compressible atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, 1978, **35**(2): 175~185
- [4] 黄荣辉, 岸保勘三郎. 关于冬季北半球定常行星波传播另一波导的研究. *中国科学(B)*, 1983, **10**: 940~950
Huang Ronghui, Gambo K. On other wave guide in stationary planetary wave propagations in the winter Northern Hemisphere. *Science in China (Series B)* (in Chinese), 1983, **10**: 940~950
- [5] 徐祥德, 高守亭. 外源强迫与波流作用动力学原理. 北京: 海洋出版社, 2002, 57~81
Xu Xiangde, Gao Shouting. *Forcings and Dynamics of Wave-Mean Flow Interaction*. Beijing: China Ocean Press,

2002. 57~81
- [6] Dickinson R E. Theory of planetary wave-zonal flow interaction. *J. Atmos. Sci.*, 1969, **26**: 73~81
- [7] Edmon H J, Hoskins B J, McIntyre M E. Eliassen-Palm cross sections for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, 1980, **37** (12): 2600~2616
- [8] Dunkerton T, Esu C-P F, McIntyre M E. Some Eulerian and Lagrangian diagnostics for a model stratospheric warming. *J. Atmos. Sci.*, 1981, **38**(4): 819~843
- [9] Plumb R A. The circulation of the middle atmosphere. *Aust. Meteor. Mag.*, 1982, **30**(1): 107~122
- [10] Plumb R A. Alternative form of Andrews' conservation law for quasi-geostrophic waves on a steady, nonuniform flow. *J. Atmos. Sci.*, 1985, **42**(3): 298~300
- [11] Gao Shouting. The generalized EP flux of wave-mean flow interactions. *Science in China (Series B)*, 1990, **33**(6): 704~715
- [12] Pfeffer R L. A study of eddy-induced fluctuations of the zonal-mean wind using conventional and transformed Eulerian diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, 1992, **49**(12): 1036~1050
- [13] Jukes M. *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*. London: Academic Press, 2003. 2526~2532

新书推荐:

大气辐射导论 (第 2 版)

([美] 廖国男著; 郭彩丽, 周诗健译; 周秀骥, 张文建校; 气象出版社出版)
(字数: 69.5 万字; 开本: 异形 16 开; 定价: 120. 00 元)

《大气辐射导论》一书是美国工程院院士、UCLA 教授廖国男先生的重要专著,也是大气辐射学方面不可多得的优秀著作。该书于 1980 年首次出版后被译为多种文字,成为美国和其他许多国家大学大气辐射的教科书,并常为辐射传输和光散射领域的科学家所参考和引用。1985 年,本书的中译本由气象出版社出版,曾受到我国大气科学界师生和科技人员的广泛欢迎,成为大家常用的教材和参考书。从本书首版至今 20 余年来,大气辐射研究已取得很大进展,特别是近年来,和大气辐射有直接关联的全球变暖和遥感成为大气科学中的重要研究和发展领域。廖国男先生及时综合这些成果,于 2002 年又完成了本书的第二版,在原版的基础上增加了约 70% 的新内容,综合了从基础理论到实际应用的所有大气辐射有关专题,并详细论述了大气辐射与天气和气候系统之间的密切相关关系,同时也把大气辐射与遥感这个与其他许多科研领域相关的学科系统地结合起来。气象出版社及时引进版权,组织翻译。现在,新版的中译本终于面世。阅读新版,将帮助读者在掌握基本理论的基础上尽快步入现代大气辐射学的前沿。

内容特点: 第二版基本遵循第一版的篇章结构,在原版基础上进行了大量的修改和补充,着重于基础理论研究、对物理过程的认识,以及利用辐射传输理论和来自地基、空基和天基的辐射仪观测资料,对太阳和地球辐射与行星大气中分子、气溶胶和云粒子之间相互作用的定量分析等方面。全书共 8 章: 第 1 章,用于大气的辐射基本知识; 第 2 章,大气顶的太阳辐射; 第 3 章,太阳辐射在大气中的吸收和散射; 第 4 章,大气中的热红外辐射传输; 第 5 章,大气中粒子的光散射; 第 6 章,行星大气的辐射传输原理; 第 7 章,辐射传输对遥感探测的应用; 第 8 章,辐射与气候。各章后设有习题,并列有推荐参考书目。书后附有名词索引,便于读者查阅相关内容。原版书的出版者美国学术出版社还出版了本书的习题答案,但只提供给大学里的任课老师。若有需求,我们气象出版社可帮助联系。同时,若大学或研究生院选用本书作为教材,还可直接向廖国男先生索取教案(邮箱: knliou@atmos. ucla. edu)。

读者对象: 本书特别适合于学习大气科学的大学生和研究生,以及从事大气辐射、气候和卫星探测工作的科研人员。对于行星探测、电磁波散射和传播、光学、地球物理,以及生态学等学科的研究工作者也有相当的参考价值。

联系地址: 北京中关村南大街 46 号气象出版社发行部金平同志 邮编: 100081

电话: 68406961 传真: 62175925 网址: <http://cmp.cma.gov.cn> Email: qixiang_8043@263.net

(郭彩丽供稿)