

诊断大气环流变化的E-P通量

黄荣辉

(中国科学院大气物理研究所)

1. 引言

在六十年代以前,在大气环流的诊断研究中,特别是在扰动与基本气流相互作用中都是应用动量通量及热量通量。在六十年代初,著名气象学家 Charney 提出用波的折射指数来描述行星波在垂直切变基本气流的传播^[1]。与此同时, Eliassen 和 Palm 也提出一个与动量通量及热量通量相关联的能量通量矢量来表征行星波在切变基本气流的传播^[2]。在七十年代,许多研究定常行星波的学者都用 Eliassen 和 Palm 原来所定义的能量通量矢量来表征波的垂直及侧向传播。例如, Matsuno, Kasahara 等, Hayashi 和 Golder 都是应用能量通量矢量来表征定常行星波的传播^[3-5]。

然而,当波在具有切变的基本气流中传播,波的能量是不守恒的。Andrew 和 McIntyre 从位涡度方程出发,提出了波作用量、波作用通量及波作用守恒方程^[6]。他们不仅提出了一个新的守恒属性,即波在没有外界强迫与没有摩擦条件下,其波作用量守恒,这个守恒属性不仅可以广泛用于行星波的传播与演变的研究,而且由于波作用守恒原理要比能量守恒原理具有更深刻的物理意义,因此,这个守恒原理现广泛用于数值预报或大气环流的数值模拟中的格式的设计。

此外, Andrew 和 McIntyre 所提出的波作用通量不是别的,它正是与 Eliassen 和 Palm 所提出的能量通量所关联的一个物理量,故称广义的 Eliassen-Palm 通量,后人简称 E-P 通量。由于 E-P 通量矢量可以很直观地、形象地看到波的传播及波与基本气流的相互作用,因此,这个新的物理量现广泛用于诊断波在切变流中的传播及波动与基本气流的相互作用,特别是用于平流层爆发性增温的诊断研究。

本文主要介绍 E-P 通量的导出及其在行星波的传播及在平流层爆发性增温中的应用。

2. 波作用量守恒方程与 E-P 通量矢量

首先让我们在 β 平面近似下的准地转位涡度方程简单地推导波作用守恒方程与 E-P 通量。

在 β 平面近似下线性化涡度方程可表示成

$$\frac{\partial q'}{\partial t} + v' \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} + \bar{u} \frac{\partial q'}{\partial x} = Q' \quad (1)$$

上式中 q' 是扰动位涡度, Q' 是纬向不均匀加热, \bar{q} 是基本态的位涡度。

把方程(1) $\times q'$, 再取纬向平均,并假设基本气流是缓变的,则方程可变成下式

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \overline{q'^2} / \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \right) + \overline{v'q'} = \overline{q'Q'} / \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \quad (2)$$

由连续方程及热成风关系式,我们可以得到

$$\overline{v'q'} = -(\overline{u'v'})_y + \left(\frac{f}{\theta_p} \overline{v'\theta'} \right)_p \quad (3)$$

我们定义一个新的物理量 F , 即

$$F = (F_{(y)}, F_{(p)}) = \left\{ -\overline{u'v'}, \frac{f}{\theta_p} \overline{v'\theta'} \right\} \quad (4)$$

上式中 θ' 是扰动位温, $\overline{u'v'}$, $\overline{v'\theta'}$ 分别是动量通量与热量通量。

假设大气中没有加热,没有摩擦,并令

$$A = \frac{1}{2} \overline{q'^2} / \frac{\partial \bar{q}}{\partial y}, \quad (5)$$

则方程(2)可变成下式

$$\frac{\partial}{\partial t} A + \nabla \cdot F = 0 \quad (6)$$

这就是波作用守恒方程, A 就是波作用量, F 是波作用通量, 或称 Eliassen-Palm 通量。

上述这些概念及推导只是在 β 平面近似下成立, 也就是说 Andrew 和 McIntyre 只是在 β 平面近似下证明了这个守恒性质。但是,对于行星波,波的经向波长是从高纬度直到低纬度地区,显然, β 平面近似是不成立的,因此,我们必须求得球面坐标系的波作用守恒方程及波作用通量。

黄荣辉利用球坐标系的位涡度方程,在位涡度南北输送中引进了风的辐射分量(这对行星尺度的扰动是完全必要的)求得球面大气行星尺度波动的波作用守恒方程^[7],其波作用守恒方程如下:

$$\frac{\partial A_m}{\partial t} + \nabla \cdot F = 0 \quad (7)$$

A_m 是球坐标系的波作用量,

$$A_m = \frac{1}{2} a \cos \varphi \overline{(q'_m)^2} / \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} \quad (7)$$

而波作用通量(或 E-P 通量)可写为

$$F = (F_{(\varphi)}, F_{(p)}) = \left(-a \cos \varphi \overline{u' v'}, f a \cos \varphi \overline{\left(\frac{\theta' v'}{\theta_p} \right)} \right) \quad (8)$$

$$\nabla \cdot F = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (F_{(\varphi)} \cos \varphi) + \frac{\partial}{\partial p} (F_{(p)}) \quad (9)$$

上三式中 a 是地球半径, φ 是纬度, 而 q'_m 定义为扰动位涡度

$$q'_m = q' + \frac{u'}{f} \frac{\partial f}{a \partial \varphi} = \frac{1}{a \cos \varphi} \left[\frac{\partial v'}{\partial \lambda} - f \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{f} u' \right) \right] + f \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\theta'}{\theta_p} \right) \quad (10)$$

3. E-P 通量矢量在诊断定常行星波传播中的应用

定常行星波的传播这是大气环流三维遥相关的机理, 研究定常行星波传播这是大气环流动力学中一个重要问题. E-P 通量它是一个比能量通量更基本的物理量, 因此, 可以用它来描述行星波传播.

Lighthill 利用 WKBJ 方法证明了在 β 平面, 没有外界强迫及没有摩擦条件下, 有下面关系式

$$F = C_g' \cdot A \quad (11)$$

C_g' 是波的局地群速度在 $y-z$ 面上的投影, A 是波作用量^[8]. 从(11)式可以看到 E-P 通量是波的群速度在经圈面上的投影, 而我们知道波的传播是以群速度进行传播的, 所以可以用 E-P 通量矢量形象地表示波的传播情况.

同样, 黄荣辉也利用 WKBJ 方法证明了球面大气中有下面关系式

$$F = C_g' \cdot A_m \quad (12)$$

从上述可看到无论是 β 近似或是在球坐标系 E-P 通量都是平行于波的群速度在 $y-z$ 面上的投影, 所以可以用 E-P 通量矢量形象地表示波的传播. Sato 从实际资料计算了北半球对流层 E-P 通量的分布^[9], 可以看出对流层定常行星波的传播情况. 图 1

表示冬季位于 $40^\circ N$ 理想地形强迫所产生的波数 2 定常行星波的 E-P 通量矢量的分布. 从图中我们可以发现有两支波传播波导: 一支是从中纬度对流层低层向北传播到高纬度, 再从高纬度通过极地波导

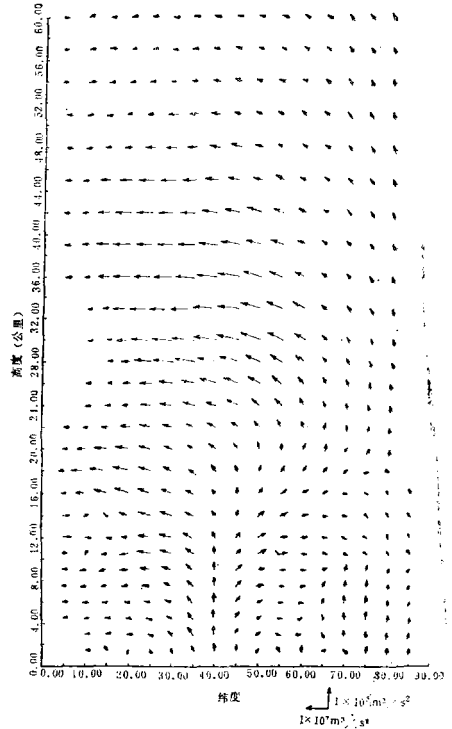


图 1 冬季位于 $40^\circ N$ 理想地形强迫所产生的波数 2 定常行星波的 E-P 通量矢量的分布

传播到平流层; 另一支波导是从中纬度对流层中、下层向南传播到低纬度对流层上层. 这个结果是与我们在“关于冬季北半球定常行星波传播中另一波导的研究”文章用波折射指数方法所得的结论是一样的^[10].

4. E-P 通量矢量在诊断平流层爆发性增温的应用

我们由流体力学的运动方程、连续方程及热流量方程取其平均形式, 适当略去一些小量就可以得到如下方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f \bar{v}^* - \bar{D} = \nabla \cdot F \\ f \bar{u}_p - R \bar{\theta}_y = 0 \\ \bar{v}_p^* + \bar{\omega}_p^* = 0 \\ \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{\theta}_p \bar{\omega}^* - \bar{S} = 0 \end{cases} \quad (13)$$

上式中 R 是气体常数, \bar{D} , \bar{S} 分别是加热与摩擦的

纬向平均量, $\bar{\omega}$ 是垂直速度的纬向平均量, $\bar{\theta}_p = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p}$, $\bar{\theta}_y = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y}$, $\bar{\omega}_p = \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p}$, $\bar{\theta}$ 是基本态的位温, \bar{v}^* , $\bar{\omega}^*$ 是二级经圈环流

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{\partial(\bar{\theta}'v') / \bar{\theta}_p}{\partial p}, \quad \bar{\omega}^* = \bar{\omega} + \frac{\partial(\bar{\theta}'v') / \bar{\theta}_p}{\partial y}, \quad (14)$$

从方程(13), 我们可以看到如下几点:

a) 如果 $\bar{D} = \bar{S} = 0$, 并且 $\nabla \cdot F = 0$, 则从方程(13)可以解得 $\bar{v}^* = \bar{\omega}^* = 0$, $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0$. 这就是说, 当没有加热及没有摩擦之下, 如果扰动是定常的, 也就是 E-P 通量的散度为零, 则基本气流不加速, 这就是 Charney 所提出的地转非加速原理。

b) 若 $\nabla \cdot F > 0$, 则 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} > 0$, 也就是说, 若 E-P 通量矢量是辐散的话, 西风基本气流要加速; 反之, 若 $\nabla \cdot F < 0$, 则 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} < 0$, 也就是说, 若 E-P 通量矢量是辐合的话, 西风基本气流要减弱, 而东风基本气流要加速。

上面这条推论在诊断冬季平流层极夜急流的崩溃是很方便的, 因此, E-P 通量矢量广泛用来诊断平流层爆发性增温^[1]。如图 2 所示, 在 1973 年 1 月份由于对流层的定常行星波迅速往平流层传播, 使得平流层 1 波的 E-P 通量的散度迅速变成负的。如图 3 所示, 由于 E-P 通量的散度变成负的, 根据(13)式, 西风基本气流减弱, 而东风基本气流迅速加强, 这样很快产生平流层爆发性增温现象。

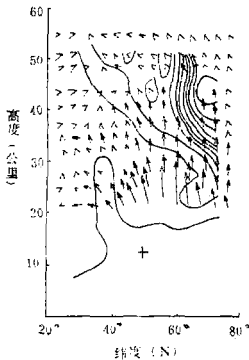


图 2 1973 年平流层爆发性增温时的 E-P 通量矢量与其散度(细实线)分布

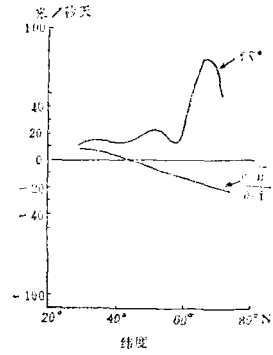


图 3 与图 2 相对应的基本气流的变化情况

同样, 我们也可以应用 E-P 通量矢量来诊断对流层急流的北跳, 季节的转换。

以上我们介绍了波作用量守恒方程与 E-P 通量矢量以及 E-P 通量矢量在行星波传播及诊断平流层爆发性增温的应用。同样, 我们也可以用 E-P 通量来分析对流层急流的南北方向的移动情况。它比用动量通量、热量通量来诊断大气环流更形象、更方便, 而且更加合理。但是, 从公式(5)与(6)可以看到, 在基本气流的位涡度的南北梯度为零的地方, 即 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} = 0$, 特别是在基本气流为零的地方, 则波作用守恒方程不成立。因此, 在基本气流为零的地方, 这称为临界层, 在临界层波的性质必须另外讨论, 这是应用波作用守恒方程必须注意的地方。

参 考 文 献

- [1] Charney, J. G., and P. G. Drazin, Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 66(1961), 83—109.
- [2] Eliassen, A., and E. Palm, On the transfer of energy in stationary mountain waves, *Geophys. Publ.*, 22(1961), 1—23.
- [3] Matsuno, T., Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter northern hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, 27 (1970), 871—883.
- [4] Kasahara, A., T. Sasamori and W. M. Washington, Simulation experimental with a 12-layer stratospheric global circulation model, 1. Dynamical effect of the earth's orography and thermal influence of continentality, *J. Atmos. Sci.*, 30 (1973), 1229—1251.
- [5] Hayashi, y., and D. G. Golder, Space-time spectral analysis of mid-latitude disturbances appearing in a GFDL general circulation model, *J. Atmos. Sci.*, 34(1977), 237—262.

- [6] Andrews, D. G., and M. E. McIntyre, Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration, *J. Atmos. Sci.*, 33 (1976), 2031—2048.
- [7] 黄荣辉, 球面大气中行星波的波作用守恒方程与用波作用通量所表征的定常行星波传播波导, 中国科学, 即将发表。
- [8] Lighthill, M. J., *Waves in Fluids*, Cambridge University Press, p. 504 1978.
- [9] Sato, Y., Observational estimates of Eliassen and Palm flux due to quasi-stationary planetary waves, *J. Meteor. Soc. Japan*, 58(1980), 430—435.
- [10] 黄荣辉、岸保勘三郎, 关于冬季北半球定常行星波传播中另一波导的研究, 中国科学, 1983年, 第10期。
- [11] Palmer, T. N., Diagnostic study of a wave-number-2 stratospheric sudden warming in a transformed Eulerian-mean formalism, *J. Atmos. Sci.*, 38(1981), 844—855.