

大气的内外强迫源和西风指数的变化

吴国雄

(LASG, 中国科学院大气物理研究所)

提 要

通过波流相互作用和无加速定理的讨论以及相应的数值分析, 本文介绍有关纬向平均西风变化的近期研究成果。指出西风指数随时间变化的主动原因是波动和基本气流的相互作用以及外部动量源和热源的强迫作用; 其被动原因是内外源所激发的次级环流的影响。还讨论了用简化的动力模型进行西风指数长期预报的可行性问题。

一、引言

全球和局地范围的天气型和西风带强度的变化存在密切相关。从50年代起, 人们就试图通过西风指数的统计预报去预测中长期天气形势的演变。进入60年代后, 随着动力学的发展, 波动和基本气流相互作用的规律逐渐为人们认识, 西风指数的变化机制逐渐清楚。Eliassen和Palm (1960, 下称EP)^[1]首先发现, 在不存在临界层时, 定常的守恒的波动的雷诺应力为零。Charney和Drazin (1961)^[2]发现, 向上传播的波动从基本气流获取能量而发展。在孤立守恒系中, 当EP-通量无辐散时, 平均态存在定常解 $\bar{U}_t^\lambda = \bar{\theta}_t^\lambda = 0$, 即所谓“无加速定理”。Andrews和McIntyre (1976)^[3]利用小扰动法对非地转系统进行线性处理, 定义了新的EP-通量和余差环流的概念。这些工作成为分析波动对基本气流影响的理论基础。Edmon, Hoskins和McIntyre (1980, 下称EHM)^[4]则进一步证明, 即使对任意振幅的扰动, 无加速定理仍能成立。Stone和Salustri (1984)^[5]在EHM工作的基础上, 引进大尺度涡动的凝结加热强迫效应, 导出湿模型准地转运动的EP-通量形式, 证得湿模型中的无加速定理。最近, 在研究双哈德莱环流的机制时, 吴国雄等^[6]证明, 即

使对原始方程系中的任意振幅的波动, 无加速定理亦成立。在该系统中, Pfeffer (1981)^[7]曾利用郭晓岚 (1956)^[8]的经圈环流方程及Oort和Rasmusson (1971)^[9]的北半球大气环流统计, 去研究内外源对基本场的影响。由于所用的资料把平均经圈环流输送的瞬变部分定义为瞬变涡动输送的一部分, 因此计得的涡动对基本流的作用略有失真。本文首先回顾无加速理论, 然后利用文献^[10]所提供的全球大气环流统计资料, 分别给出了准地转干、湿模型中的EP-谱面和原始方程系统中内外强迫源与基本流变化的关系, 从而研究西风指数变化的动力机制。最后在第5节中讨论了用简化模型预报西风指数的可行性。

二、无加速定理

基本西风气流经常处于变速运动中, 但有时候, 尽管存在波动, 西风气流仍呈准定常“无加速”状态。无加速定理所研究的, 就是基本场在什么情况下是定常的, 从而去理解基本场变化的物理机制。

1. 准地转无加速定理

在准地转场合, 球面 p 坐标中的动量方程、热成风方程、连续方程和热力学方程可写成

$$\bar{u}_t = f_0 \bar{v} + (a \cos \varphi)^{-1} \nabla E + \mathcal{F} \quad (1)$$

$$\bar{f}_0 \bar{u}_p - a^{-1} R^* \bar{\theta}_p = 0 \quad (2)$$

$$(a \cos \varphi)^{-1} (\bar{v} \cos \varphi) \varphi + \bar{\omega}_p = 0 \quad (3)$$

$$\bar{\theta}_t + \theta_p \bar{\omega} = \mathcal{Q}_m \quad (4)$$

式中 $R^* = \frac{R}{P} \left(\frac{P}{P_0} \right)_i^{\kappa}$ \mathcal{S} 和 \mathcal{Q}_m 为动量和热量的

源; θ 为位温, θ_p 为 θ 的面平均值, 因而只是气压的函数; “-”表示纬向平均, \bar{E} , $(\bar{v}, \bar{\omega})$ 分别为 EP-通量和余差环流:

$$E = (E(\varphi), E(p)) = a \cos \varphi \left(-\overline{u^* v^*}, f_0 \theta_p^{-1} \overline{v^* \theta^*} \right) \quad (5)$$

$$\begin{cases} \bar{v} = \bar{v} - (\theta_p^{-1} \overline{v^* \theta^*})_p \\ \bar{\omega} = \bar{\omega} + (a \cos \varphi)^{-1} (\theta_p^{-1} \overline{v^* \theta^*} \cos \varphi) \varphi \end{cases} \quad (6)$$

其中“*”表示对纬向平均的偏差。由(1)-(4)易于证明干模型的无加速定理如下(4)[11]:

$$\text{当 } \mathcal{S} = \mathcal{Q}_m = \nabla E = 0 \text{ 时, } \bar{u}_t = \bar{\theta}_t = 0 \quad (7)$$

这就是说, 当外源 \mathcal{S} 和 \mathcal{Q}_m 为零, 内源 $\nabla \cdot E$ 也为零时, 尽管有波动存在, 基本场仍呈定常态。

当存在水汽的涡动输送作用时, 应引入水汽守恒方程

$$\bar{q}_t + (q_s)_p \bar{\omega} = -(c-s) - (a \cos \varphi)^{-1} (\overline{v^* q^*} \cos \varphi) \varphi \quad (8)$$

其中 q 为比湿, $q_s = q_s(\varphi, p)$ 为时间和纬向平均 q 。在定常态, 水汽输送的辐合量必须由凝结平衡, 因此 $(c-s)$ 代表定常态的凝结率。其中, s 为水汽源, c 为凝结率。如令 θ_e 表示相当位温, M 代表水汽的涡动作用项:

$$M = - (a \cos \varphi)^{-1} (\overline{v^* q^*} \cos \varphi) \varphi + (a \cos \varphi \theta_{ep})^{-1} q_{sp} (\overline{v^* \theta_e^*} \cos \varphi) \varphi \quad (9)$$

湿 EP-通量 E_m 和湿余差环流 $(\bar{v}_m, \bar{\omega}_m)$ 为

$$E_m = (E_m(\varphi), E_m(p)) = a \cos \varphi \left(-\overline{u^* v^*}, f_0 \theta_{ep}^{-1} \overline{v^* \theta_e^*} \right) \quad (10)$$

$$\begin{cases} \bar{v}_m = \bar{v} - (\theta_{ep}^{-1} \overline{v^* \theta_e^*})_p \\ \bar{\omega}_m = \bar{\omega} + (a \cos \varphi)^{-1} (\overline{v^* \theta_e^*} \cos \varphi \theta_{ep}^{-1}) \varphi \end{cases} \quad (11)$$

则可证得湿模型中的无加速定理(5)[11]:

当 $\mathcal{S} = \mathcal{Q}_d = \nabla \cdot E_m = 0$, 且 $M = c - s$ 时,

$$\bar{v}_m = \bar{\omega}_m = \bar{u}_t = \bar{\theta}_t = \bar{q}_t = 0 \quad (12)$$

这里 \mathcal{Q}_d 是除了相变加热外的非绝热加热。定理(7)和(12)均可用来研究波动运动对基本场和西风指数变化的影响。其差别在于干模型中作为外部强迫源 \mathcal{Q}_m 的组成部分的凝结热, 在湿模型中被转化为内强迫源。因而湿模型中 EP-通量的辐合 $\nabla \cdot E_m$ 包括了大尺度涡动的水汽输送对西风指数和基本态的内强迫效应。

2. 原始方程系中的无加速定理

准地转系统略去了涡动和经圈环流的垂直输送; 而且 Hadley 环流太弱, 相应的无加速定理在低纬地区受到限制。我们必须研究原始方程系中的无加速问题。在该系统中, 纬向运动方程和热力学第一定律可分别表示为

$$\bar{u}_t = f^{-1} C \psi_p + (f + 2a^{-1} \bar{u} \tan \varphi)^{-1} B \psi \varphi + f^{-1} (F_1 + F_2 + F_3) \quad (13)$$

$$\bar{\theta}_t = - (a \cos \varphi)^{-1} \bar{\theta} \psi_p + (a \cos \varphi)^{-1} \bar{\theta}_p \psi_p + \frac{a}{R^*} (H_1 + H_2 + H_3) \quad (14)$$

式中, 系数 B, C 为纬向平均量的函数, 流函数 ψ 由表示经圈环流, 由下式定义

$$\begin{cases} \bar{v} = (\cos \varphi)^{-1} \psi_p \\ \bar{\omega} = - (a \cos \varphi)^{-1} \psi \varphi \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{cases} F_1 = - \frac{f}{a \cos^2 \varphi} (\overline{u^* v^*} \cos^2 \varphi) \varphi \\ F_2 = - f (\overline{u^* \omega^*})_p \\ F_3 = f \mathcal{S} \\ F = \sum_i F_i \quad (i = \overline{1, 3}) \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} H_1 = - \frac{R^*}{a} (a \cos \varphi)^{-1} (\overline{v^* \theta^*} \cos \varphi) \varphi \\ H_2 = - \frac{R^*}{a} (\overline{\omega^* \theta^*})_p \\ H_3 = \frac{R^*}{a} \mathcal{Q}_m \\ H = \sum_i H_i \quad (i = \overline{1, 3}) \end{cases} \quad (17)$$

$$\text{如记} \begin{cases} \nabla' \cdot \vec{v}^* u^* = -f^{-1}(F_1 + F_2) \\ \nabla' \cdot \vec{v}^* \theta^* = \frac{a}{R^*}(H_1 + H_2) \end{cases} \quad (18)$$

那么, 可证得原始方程系中的无加速定理(6):

$$\text{当 } \mathcal{F} = \mathcal{Q}_m = \nabla' \cdot \vec{v}^* u^* = \nabla' \cdot \vec{v}^* \theta^* = 0 \text{ 时,} \\ \bar{u}_t = \bar{\theta}_t = 0 \quad (19)$$

它指出, 孤立守恒系中, 当纬向平均的动量和感热的涡动输送为无辐散时, 纬向西风指数和温度不随时间改变。注意到在导得无加速定理(19)中, 并没有对方程系作任何近似。而且与过滤模式的无加速定理相比, 它不仅考虑了水平涡动输送特征, 还考虑了垂直涡动输送的特征。因此, 原始方程系中的无加速定理在全球范围具普适性。

由于大气是开放的, 上述各无加速定理中关于外源为零的条件过于苛刻。其实由(13)、(14)式可知, 只要角动量和热量的内外源各处平衡态, 亦即内外源互相抵消而无须各自为零, 无加速定理亦成立。于是, 一般化的无加速定理可表述为:

$$\text{当 } F = 0, H = 0 \text{ 时, } \bar{u}_t = \bar{\theta}_t = 0$$

(20)

关于无加速定理的研究表明, 只有当大气的内外源强迫不能相互平衡时, 平均经圈环流才能被激发出来, 西风指数和基本温度场的变化才有可能。换言之, 西风指数随时间变化的主动原因是波动对基本流的内强迫及外部动量源和热源的外强迫, 其被动原因是上述内外源所强迫的次级环流的作用。

三、准地转EP-剖面 and 余差环流

下面将利用文献[10]的统计结果, 根据上述理论去描述波动对西风变化的贡献。该资料由1979年9月至1984年8月每日四次的分析资料计算。垂直方向从30hPa到1000hPa共13层; 水平范围从87°S—87°N, 格距为3°, 内容包括纬向平均场, 以及动量、感热和水汽的水平 and 垂直输送。

图1为12—2月干模型的EP-剖面 and 余差环流函数的分布。为保证图中EP-通量

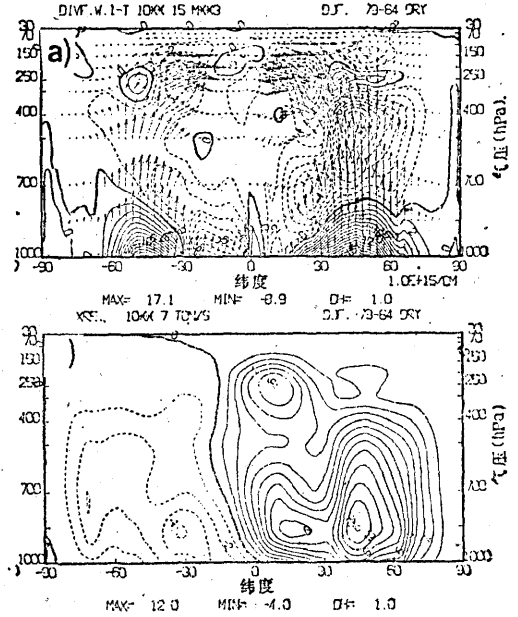


图1 1979—1984年12—2月干模型的EP-剖面 and 余差环流分布[11]

a. EP-剖面, 矢量为E, 等值线为 $\nabla \cdot E$, 单位为 10^{15} m^3 ; b. 余差环流流函数, 单位为 $10^{17} \text{ ton} \cdot \text{s}^{-1}$

的无辐合与 $\nabla \cdot E = 0$ 对应, EP-通量已采用角动量形式表示[4]。图1(a)表明, 波动对基本气流的作用在冬半球(0—90°)要比夏半球(-90°—0)强烈得多。波动对西风的加速主要出现在对流层底层。在自由大气中, 波动使西风减速。这种减速主要是由于EP-通量的垂直支造成的。在物理上, 垂直传播波从基本场获取能量而发展, 从而导致西风减速。E的辐合中心存在两半球副热带的高低对流层。北半球中纬度500hPa附近有另一强辐合中心, 表明该处的波动对基本西风有明显减速作用。余差环流在冬半球比夏半球强烈(图1b)。北半球热带、副热带的信风逆温层出现在850hPa附近。信风逆温以下有浅对流和表面加热, 以上有辐射冷却和水汽蒸发引起的非绝热冷却。沿ITCZ, 除对流层下部有非绝热加热外, 300hPa附近还存在与深对流相联系的潜热加热。在极锋区有水汽和焓垂直输送的辐合。高纬地区主要是辐射冷却和近地地面冷却。因而, 余差环流图为我们提供清晰的非绝热加热的物理图象(参见[4])。

12—2月湿模型的EP-剖面 and 余差环流

分别由图 2(a)、图 2(b) 表示。除了高纬度近地面层存在更小范围的 E_m 的辐散中心外，全球范围 E_m 基本是辐合的。在自由大气中， $\nabla \cdot E_m$ 要比 $\nabla \cdot E$ 大一倍以上；副热带近地面存在强的辐合中心。这表明，水汽的涡动输送大大加强了波动对基本西风的内强迫作用。其原因在于水汽的涡动输送在两半球均为向极，且向上迅速减小。于是 E_m 向上支在底层比 E 明显增强，导致其上层的 E_m 的辐合加大。与干模型的余差环流 χ 相比，湿模型的 χ_m 在北半球增强约 1 倍，在南半球增加约 3 倍。主要增加发生在对流层底层。不过，由于底层的 $|\theta_{ep}|$ 比 $|\theta_p|$ 小得多，因此湿模型中的 \mathcal{Q}_a (正比于 $|\theta_{ep}| \bar{\omega}_m$) 还是比干模型中的 \mathcal{Q}_m 小 (正比于 $|\theta_p| \bar{\omega}$)。 χ 和 χ_m 的最大差异发生在热带对流层下部。原 χ 图上的信风逆温层及其上的冷却现象消失。由此看来，逆温层以上的、与下沉气流相伴随的蒸发冷却，以及与浅薄对流相伴随的低层凝结加热应是逆温层附近的重要特征。

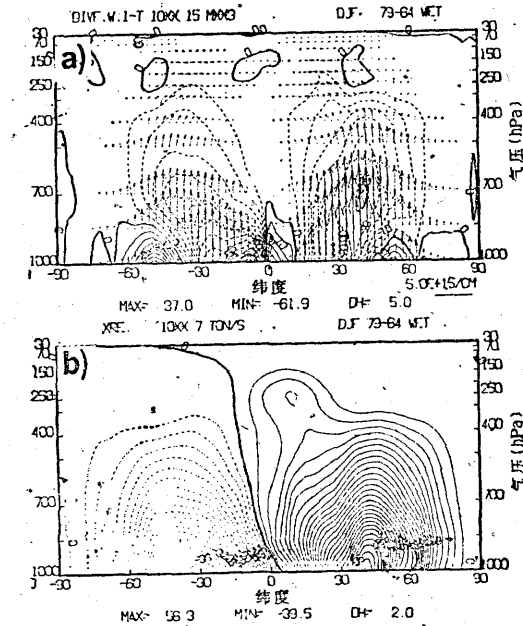


图 2 1979—1984 年 12—2 月湿模型的 EP-剖面(a)及余差环流 χ_m (b) 的分布[11]

(单位同图 1)

四、内外强迫源与西风指数的变化

在统计资料[10]中，波动量和扰动量是全分离的，角动量和热量的外源是作为余差

计得的。它适于用来进行波流相互作用的研究。如令

$$\begin{cases} u_0 = f^{-1} C \psi_p + (f + \frac{2\bar{u}}{a} \tan \varphi)^{-1} B \psi \varphi \\ u_E = f^{-1} (F_1 + F_2) \\ u_S = f^{-1} F_3 \end{cases} \quad (21)$$

则方程 (13) 可简写成

$$\bar{u}_t^1 = u_0 + u_E + u_S \quad (22)$$

其中下标 0, E 和 S 分别表示平均经圈环

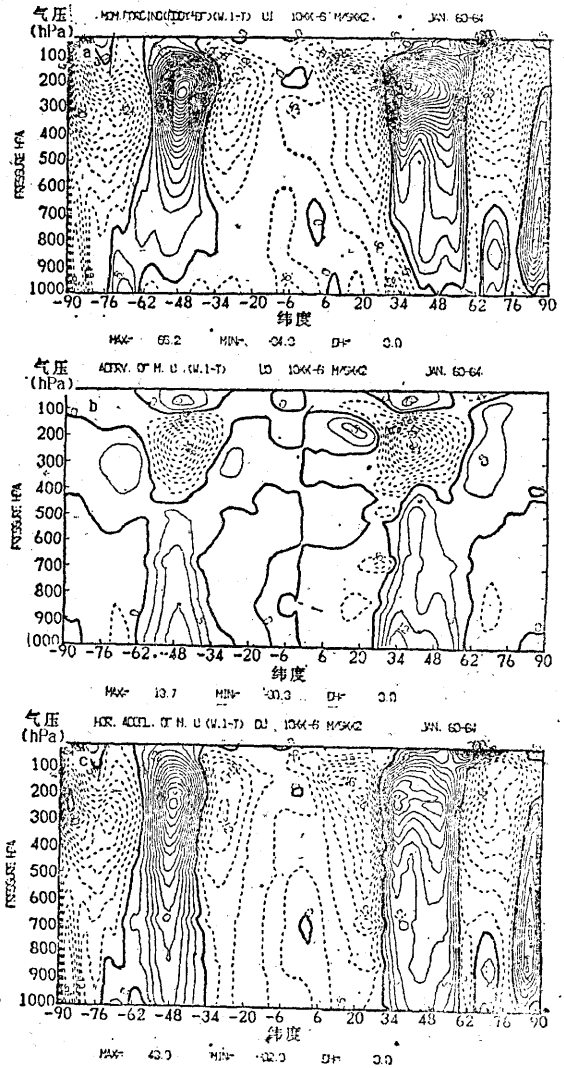


图 3 元月份涡动动量强迫作用对西风变化的贡献 (单位: $10^{-6} m \cdot s^{-2}$)
(a) 涡动强迫的直接贡献; (b) 涡动强迫产生的经圈环流的贡献; (c) 西风指数的总变化

流, 涡动输送对应的内强迫和外源强迫的作用。一旦给定内、外源强迫中的任一项 u_E 和 u_s , 可由平均经圈环流方程 (参见 [6]) 计算出流函数 ψ , 再借助 (21) 便可计得平均经圈环流的贡献 u_0 , 从而估计其对风场变化的贡献。

图 3 是只有涡动强迫作用 ($F_1 + F_2$) 时, 五年平均元月份的 u_E 、 u_0 和 \bar{u}_t 的分布。涡动的强迫作用在两半球中纬度使西风加速, 中心位于对流层顶附近和急流中心的向极侧 (图 3a)。在南半球, 其强度达 $6 \times 10^{-5} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ 、约为北半球的一倍。在高低纬度, 涡动的内强迫基本上使西风减速。涡动

所激发的经圈环流在上部对流层的作用与涡动的直接作用正相反, 但强度略弱 (图 3b)。在下部对流层的作用, 一般与上层反号, 强度更弱。因此, 总的西风变化 (图 3c) 在全球范围基本上与涡动直接作用 (图 3a) 同号。

动量外强迫源的直接贡献 u_s 主要集中在近地层 (图 4a)。中低纬度上部对流层 u_s 的纬向分布与底层基本同号, 但强度要弱得多; 表明大气内部存在弱的外动量源。 u_s 的这种分布被强迫经圈环流的作用 u_0 部分抵消 (图 4b)。总的西风变化的分布 (图 4c) 与内源强迫的作用 (图 3c) 正相反: 西风的减弱主要在中纬度, 其加强主要在低纬度和高纬度。一般对流层底层变化略大。

感热的涡动输送和外部热源能强迫出经圈环流, 从而影响西风指数的变化。其效应分别由图 5(a) 和图 5(b) 表示。比较图 5(a) 和 3(b) 发现, 感热的涡动输送对西风变化的间接贡献与动量的涡动输送的间接贡献在空间分布上十分相似。但其中纬度对流层顶附近的减弱中心更弱, 在副热带近地层的减速中心更强。非绝热加热除了在 Hadley 环流的向极支附近及下沉支的向极侧引起西

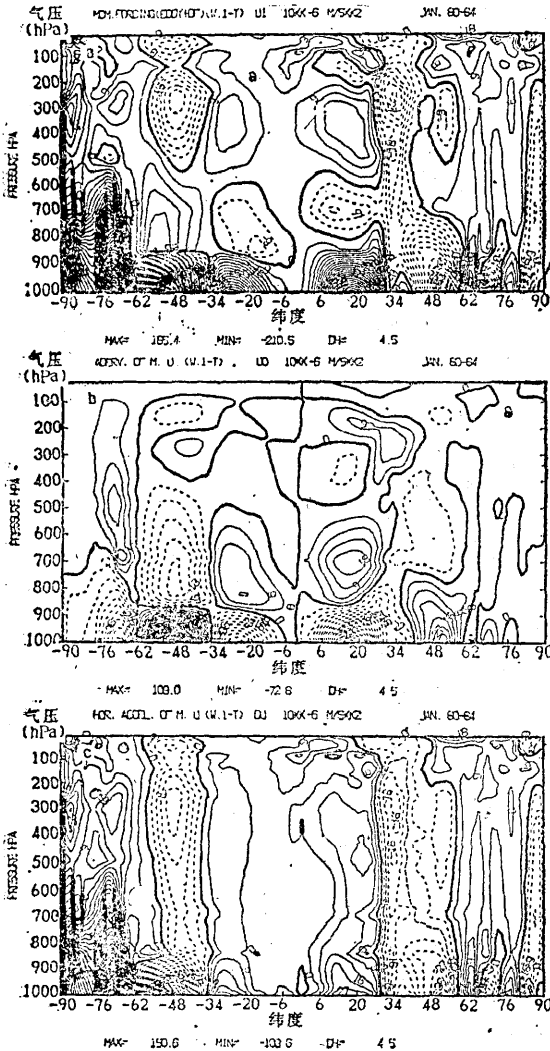


图 4. 元月份外部动量源的强迫作用对西风变化的贡献 (单位: $10^{-8} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$)
 (a) 外源强迫的直接贡献; (b) 外源强迫的经圈环流的贡献; (c) 西风的总变化

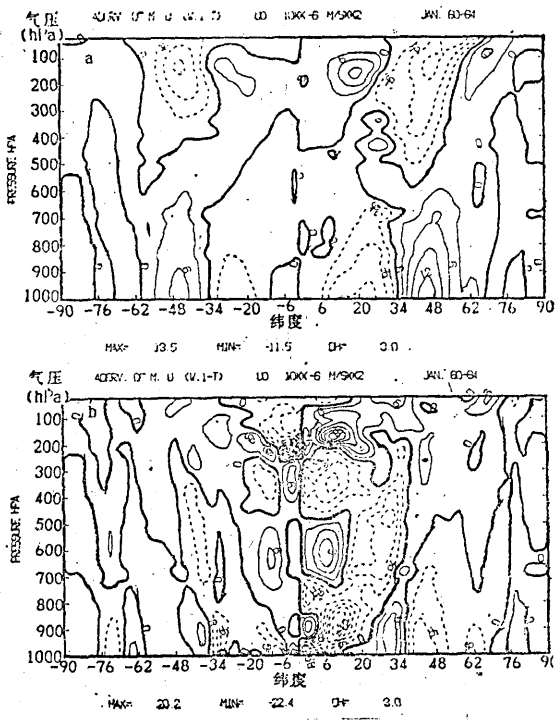


图 5. 元月份热力作用引起的西风变化的分布 (单位: $10^{-8} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$)
 (a) 感热的涡动输送引起的西风变化; (b) 外部热源引起的西风变化

风加速外, 在全球多数区域使西风减速。

分析结果还表明, 如果全部考虑动量和热量的内外强迫作用, 自由大气中西风变化的分布与仅考虑动量的涡动输送的结果(图3c)相近, 只不过强度略为减弱。而且这种分布与仅考虑动量的水平涡动输送的内强迫作用(F_1)的结果也十分接近(图略)。因此, 作为第一近似, 只考虑动量的水平辐合, 是可以定性地预报出自由大气中各纬度上西风指数的变化趋势的。由于这一机制已包括在准地转模式中, 因此用准地转模式进行中纬度西风指数的定性预报是可取的。这一结论将为我们设计西风指数长期预报的动力模型提供物理基础。

五、讨论和结论

中纬度自由大气中, 动量和热量的源较为微弱, 西风指数的变化与波动活动关系最为密切。当EP-通量无辐散时, 西风将呈现准定常状态。一般地, 波动作用在自由大气中是使西风减弱的。当考虑水汽的涡动输送时, 波动对西风的减弱更显著。

在存在动量和热量的外部强迫源的场合, 广义的无加速定理指出, 当内外强迫源互相平衡时, 西风呈现定常状态。由于大气中动量和热量的内外源在不同地区分布差异很大, 一般并不处于平衡状态, 平均经圈环流因而被激发出来以弥补这种不平衡状态。内、外源及经圈环流的综合作用决定着西风的变化。由此可得出结论: 对西风指数的变化而言, 外源和内源的强迫作用是主动的和第一位的, 平均经圈环流的作用是被动的和第二位的。

数值试验表明, 相对于动力强迫作用, 感热的涡动输送和外部热源对西风指数变化的贡献较小。在自由大气中, 动量的水平涡动输送的辐合对西风指数的变化贡献最大, 且决定着其变化的符号。作为第一近似, 采用地转模型, 取动量的水平涡动输送的辐合

为内强迫源, 可以定性地预报西风指数随时间的变化。

致谢: 南京气象学院陈彪同志和大气物理所吴正贤、刘辉同志参加计算, 作者谨此致以谢意。

参考文献

- [1] Eliassen, A. and E. Palm; On the transfer of energy in stationary mountain waves. *J. Geof. Publ.* 22, No. 3, 1-23. 1960.
- [2] Charney, J.G. and P. G. Drazin, Propagation of the planetary-scale disturbance from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 66, 83-109. 1961.
- [3] Andrews, D. G. and M. B. McIntyre, Planetary waves in horizontal and vertical shear; the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, 33, 2031-2048. 1976.
- [4] Edmon H. J., B. J. Hoskins and M. E. McIntyre, Eliassen-Palm cross section for the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 37, 2600-2616. 1980.
- [5] Stone, P. H. and G. Salustri, Generalization of the quasi-geostrophic Eliassen-Palm flux to include eddy forcing of condensation heating. *J. Atmos. Sci.*, 41, 3527-3536. 1984.
- [6] Wu Guo-xiong (吴国雄), Chen Biao (陈彪); Non-acceleration theorem in primitive equation system I. Acceleration of zonal mean flow, 1987. 已投“大气科学进展”。
- [7] Pfeffer, R. L.; Wave-mean flow interactions in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 38, 1340-1359. 1981.
- [8] Kuo, H. L. (郭晓岚); Forced and free meridional circulations in the atmosphere. *J. Meteor.*, 13, 561-568. 1956.
- [9] Oort, A. H. and E. M. Rasmusson; Atmospheric circulation statistics. NOAA, professional paper 5.
- [10] 吴国雄, 刘还珠; 全球大气环流时间平均统计图表, 气象出版社, 1987.
- [11] 吴国雄, 陈彪, 吴正贤; 不同波数域中干湿空气的EP-剖面 and 余差环流, 1987 (将发表于“大气科学”纪念特刊)。

Impacts of external and internal atmospheric forcing on the variation of westerly index

Wu Guo xiong

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica, Beijing, China)

Abstract

On review of the theories of wave-mean flow interaction and non acceleration theorem, and the corresponding numerical analyses, the dynamical mechanism of variation of westerly index is discussed. It is pointed out that the first and active causes of the time variation of westerly index are the internal forcing induced by wave-mean flow interaction and external forcing due to the existence of sources of momentum and heat, and its second and passive cause is the mean meridional circulation induced by the above-mentioned internal and external forcing. The possibility of forecasting westerly index by employing highly simplified dynamic systems is also discussed.