

中层大气行星波在臭氧的季节和年际 变化中输运作用的数值研究

I. 常定流的情况

陈 文 黄荣辉

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

摘 要 本文构造了一个 34 层球坐标原始方程波-流相互耦合谱模式, 利用此模式从拉格朗日平均环流的观点研究了在常定流下行星波对臭氧的输运作用。研究表明, 行星波对臭氧的输运有明显的季节变化, 在北半球冬季, 由于行星波上传到平流层而大大增强了中高纬地区向极地向下的 O_3 输运; 并且还表明, 热带纬向风的 QBO 不仅通过影响东、西风切变而引起热带 O_3 分布的年际变化, 而且通过影响行星波的传播引起了行星波对 O_3 输运的年际变化, 这表现为当热带纬向风处于东风位相时, 中高纬地区行星波对 O_3 的输运比西风位相时强。

关键词 臭氧 行星波输运 年际变化 拉格朗日平均环流

1 引言

中层大气是指从对流层顶到均质层顶(大约 10~100 km)的大气, 它包括平流层、中间层和热层下层的一部分。臭氧是中层大气中一种非常重要的化学成分。近年来, 随着对大气中 O_3 研究的深入, 特别是卫星观测资料的获得, 使我们对 O_3 的变化有了更多的了解, 认识到大气中 O_3 总量有明显的季节变化和年际变化^[1,2]。Bowman 等^[3,4]的研究指出: 在南、北半球的中高纬地区, O_3 总量都有较大的年际变化和季节变化, 并且南、北半球之间有明显的差异, 而热带地区 O_3 总量的季节变化却不明显; O_3 总量的年际变化则集中表现在它的准两年振荡(QBO)上, 这在热带和中高纬地区都很明显。

臭氧的变化呈现出南、北半球不对称。人们推测 O_3 变化的原因可能在于行星波活动的不同, 但行星波如何通过输运作用而引起 O_3 的变化并没有过具体研究。关于热带地区 O_3 的年际变化, Andrews 等^[5]的研究表明: 在热带地区, 当纬向风的 QBO 有西风切变时, 它会引起热带地区的下沉运动, 而有东风切变时则有上升运动; 并且由于在平流层下层, O_3 的光化学寿命比较长, 下沉运动带来了平流层中上层含 O_3 丰富的空气, 从而增加了 O_3 总量, 上升运动与此正相反。这种由热带纬向风的 QBO 引起的次级环流可以解释赤道附近的 O_3 总量的 QBO。然而, O_3 在中高纬地区年际变化的动力机制是什么, 迄今还不清楚。最近几年, 虽然黄荣辉等^[6]及 O'Sullivan 和 Young^[7]的研究发现, 热带纬向风的 QBO 还可以影响中高纬行星波的活动, 但是行星波能否通过

输运作用引起中高纬地区 O_3 的年际变化也不清楚。为此,行星波对 O_3 的输运作用已成为国际上中层大气动力学的前沿研究课题。

鉴于上述原因,我们已从拉格朗日环流的观点出发,在理论上研究了行星波对大气中 O_3 的输运作用^[8],并指出当行星波是定常保守时,行星波对 O_3 没有输运作用,而瞬变、耗散的行星波则对 O_3 有明显的输运作用。为了更深入和从数值模拟上研究这个问题,本文构造出一个 34 层球坐标波-流相互耦合原始方程谱模式,利用这个模式来进一步研究准定常行星波在平流层 O_3 的季节和年际变化中的输运作用。由于篇幅的限制和研究对象的不同,本文主要讨论常定流下行星波对 O_3 的季节变化和年际变化的动力输运作用。

2 描述行星波对臭氧输运的基本方程

大气中臭氧的变化可用其连续性方程表示,即

$$\frac{d\mu}{dt} = P, \quad (1)$$

其中, μ 表示臭氧混合比, P 是光化学作用的 O_3 生消项,由于 O_3 的纬向变化不大,可认为纬圈方向上 O_3 是充分混合的,这样对方程(1)取欧拉平均后,可得

$$\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \varphi} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial z} - \bar{P} = - \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{v}' \mu' \cos \varphi) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \bar{w}' \mu') \right], \quad (2)$$

其中 φ 是纬度,方程(2)右边是涡动输送项。正如文献[8]指出的那样,由于描述行星波对 O_3 的输运环流应采用拉格朗日平均环流,而不是欧拉平均环流;并且欧拉平均环流与涡动项强迫所产生的次级经圈环流的余差,即剩余平均环流,可近似代替拉格朗日平均环流。因此,这里我们引进一个剩余平均环流速度

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho \bar{v}' T'}{S} \right), \quad (3)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi \bar{v}' T'}{S} \right), \quad (4)$$

其中, $S = \frac{\kappa \bar{T}}{H} + \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$, $\kappa \equiv R / c_p \approx 2/7$ 。这样方程(2)可写成

$$\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial t} + \frac{\bar{v}^*}{a} \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \varphi} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial z} = \bar{P} - D_\mu, \quad (5)$$

其中, $\bar{v}^*$, $\bar{w}^*$ 是剩余平均环流,或拉格朗日平均环流; D_μ 是小尺度扰动引起的扩散项,它可表示成

$$D_\mu = - \frac{1}{a^2 \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos \varphi K_{yy} \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \varphi} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho K_{zz} \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial z} \right). \quad (6)$$

为了简便,本文光化学作用引起的 O_3 生消项取与 Rood 和 Schoeberl^[9]相同的参数

化方案, 并且 O_3 的初始分布取与 Green^[10]所得的分析式相同, 即

$$\gamma(z) = \frac{d}{1 + \exp[(z - z_0)/b]}, \quad (7)$$

其中, γ 表示高度 z 以上的气柱内的 O_3 总量(单位为 cmSTP), $d = 0.4 \text{ cm}$, $z_0 = 20 \text{ km}$, $b = 5 \text{ km}$. O_3 浓度则为 $\mu = -d\gamma/dz$, 可见它只是 z 的函数, 并且它不随纬度而变化。

因此, 从方程(5)可以看出, 要知道行星波对 O_3 的输运作用, 必须先求得剩余平均环流, 即要同时得到欧拉平均环流和涡动项强迫所产生的次级经圈环流, 为此有必要构造出一组波-流相互耦合的模式。

3 描述波-流相互耦合的原始方程模式

在压力对数坐标($z = -H \ln p / p_0$)下, 对球坐标下的原始方程组取欧拉平均后可分别得到描述平均流变化的欧拉平均方程, 并由此得到扰动的运动方程组。

3.1 描述平均流变化的方程组

在球坐标下, 平均流方程可写成

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v} \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial (\bar{u} \cos \varphi)}{\partial \varphi} - f \right] + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{X} = - \frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial (\bar{u}' \bar{v}' \cos^2 \varphi)}{\partial \varphi}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \left(f + \frac{\bar{u}}{a} \tan \varphi \right) + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \varphi} - \bar{Y} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} = \frac{R \bar{T}}{H}, \quad (10)$$

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial (\bar{v} \cos \varphi)}{\partial \varphi} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\rho \bar{w})}{\partial z} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\bar{v}}{a} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \varphi} + \bar{w} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{\kappa \bar{T} \bar{w}}{H} - \frac{\bar{J}}{c_p} = - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial (\bar{v}' \bar{T}' \cos \varphi)}{\partial \varphi}, \quad (12)$$

其中, $\bar{u}$ 、 $\bar{v}$ 分别是平均气流的东西分量和南北分量, $\bar{w}$ 是平均垂直速度, $\bar{\Phi}$ 是平均位势高度, $\bar{T}$ 为平均温度。由于大尺度运动引起的涡动垂直输送一般远小于涡动水平输送, 故可略去涡动垂直输送项。此外, 由于大气近似地处于热成风平衡状态, 因此 $\bar{v}$ 的方程中可只保留时间导数项, 而略去其他小项。方程组中 $\bar{X}$ 、 $\bar{Y}$ 表示 Rayleigh 摩擦项, $\bar{J}$ 表示单位质量的加热率。

利用连续方程(11), 可引入流函数 $\bar{\Psi}$

$$\bar{v} = - \frac{1}{\cos \varphi} \left(\frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial z} - \frac{\bar{\Psi}}{H} \right), \quad (13)$$

$$\bar{w} = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial \varphi}. \quad (14)$$

从而, 方程组可改写成

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = & \frac{1}{\cos \varphi} \left(\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z} - \frac{\bar{\psi}}{H} \right) \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial (\bar{u} \cos \varphi)}{\partial \varphi} - f \right] \\ & - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \varphi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial (\bar{u}' \bar{v}' \cos^2 \varphi)}{\partial \varphi} + \bar{X}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = & \frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z} - \frac{\bar{\psi}}{H} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial \varphi} - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \varphi} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{\kappa \bar{T}}{H} \right) \\ & - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial (\bar{v}' \bar{T}' \cos \varphi)}{\partial \varphi} + \frac{\bar{J}}{c_p}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial z^2} + \frac{1}{H} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z} \right) = & -\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \left(f \cos \varphi + \frac{2 \bar{u} \sin \varphi}{a} \right) \\ & - \left(\frac{R \cos \varphi}{H a} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial \varphi} + \cos \varphi \frac{\partial \bar{Y}}{\partial z}. \end{aligned} \quad (17)$$

(1) 模式的边界条件

模式的下边界($z=0$)条件可取为

$$\bar{\psi} = 0, \quad \bar{u} = \bar{U}_B(\varphi, t), \quad \bar{T} = \bar{T}_B(\varphi, t). \quad (18)$$

其中 $\bar{U}_B$ 和 $\bar{T}_B$ 均为气候平均值。

模式的上边界($z=92$ km)条件可用

$$\bar{\psi} = \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = 0. \quad (19)$$

(2) 计算方案

模式的垂直范围是 $0 \leq z \leq 92$ km, 垂直方向上采用不等距的差分法, 把整个区间分成 34 层, 具体取法详见 Huang 和 Gambo^[11]。时间差分采用 Matsuno 格式。

为简便起见, 假定在计算平均流的过程中, 臭氧分布不发生变化, 其值由(7)式决定, 但我们考虑了 O_3 引起的平均加热作用及其年变化。红外冷却项则由 Schoeberl 和 Strobel^[12]的方法近似求得。

3.2 描述行星波的线性化原始方程组

把包含 Rayleigh 摩擦的扰动方程转换成涡度方程与散度方程的形式, 并采用包含 Newton 冷却和水平涡旋热力扩散的热量方程, 可得关于扰动的线性化方程组

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{1-x^2} \frac{\partial D}{\partial \lambda} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial x} v + \frac{\partial \bar{D}}{\partial z} w + \frac{2}{1-x^2} \left[-\frac{x}{1-x^2} \bar{u} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right] \frac{\partial v}{\partial \lambda} \\ + \frac{1}{1-x^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial \lambda} + \left[\frac{2\bar{u}}{(1-x^2)^2} + 1 \right] u + \frac{2\bar{u}}{1-x^2} \frac{\partial u}{\partial x} - x \xi \\ = -\nabla^2 \Phi - k_r D + k_h \nabla^2 D, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{1-x^2} \frac{\partial \xi}{\partial \lambda} + \left(\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial x} + 1 \right) v + \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial z} w + \bar{D} \xi + (x + \bar{\xi}) D$$

$$-\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial x} = -k_r \xi + k_h \nabla^2 \xi, \quad (21)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{1-x^2} \frac{\partial T}{\partial \lambda} + \frac{x}{1-x^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} v + \sigma(z)w = \frac{dQ}{dt} - k_x T + k_h \nabla^2 T, \quad (22)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = T, \quad (23)$$

$$\frac{\partial w}{\partial z} - w = -D, \quad (24)$$

其中 $x = \sin \varphi$ 。其他细节可参见文献[13]。

模式中包含了全球地形, 取法同 Berkofsky 和 Bertoni^[14], 加热场取自 Ashe^[15], 其中只有北半球的加热场, 南半球加热场取为零。

4 常定流下准定常行星波对臭氧输运的季节变化

首先假定平均流是常定的, 这样波-流耦合模式中只有扰动场的变化, 因而可以讨论行星波对 O_3 输运的季节差异。

图 1 是 12~2 月气候平均纬向风场的全球分布。可以看到, 北半球中间层是西风急流, 而南半球中间层则是东风急流。一般, 6~8 月的气候平均纬向风场的南北分布大致与图 1 相反。为了简便, 我们认为图 1 南北换置后的风场分布就是 6~8 月的平均纬向风分布。这样, 利用方程组(20)~(24)可分别对 12~2 月(北半球冬季)和 6~8 月(北半球夏季)平均纬向风计算全球地形和北半球热源强迫出的准定常行星波 1~3 波的变化。由于计算表明, 一般 10 天以后行星波振幅就基本稳定, 因此我们利用方程组(20)~(24)分别对冬、夏季各积分了 50 天。

从计算结果可以看到, 如图 2 所示, 对北半球而言, 夏季准定常行星波只局限在对流层, 而冬季则有很强的行星波传播到平流层以上, 且主要为行星波 1 波和 2 波; 并且可以看到, 南半球准定常行星波的活动很弱。

我们知道, 大气中准定常行星波的活动会引起涡动动量和热量的输送。但由于重力波破碎的阻尼作用, 因此强迫行星波无论它的振幅或它的动量和热量输送都呈振荡状态。为此, 在本研究中取第 36 至第 50 天的 15 天平均的涡动动量和热量输送来计算准

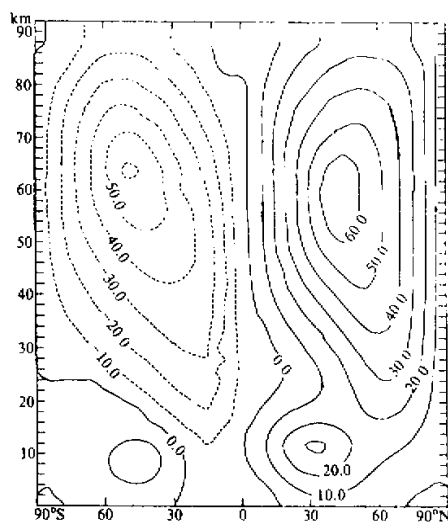


图 1 北半球冬季(12~2 月)全球平均纬向风分布。单位: m/s

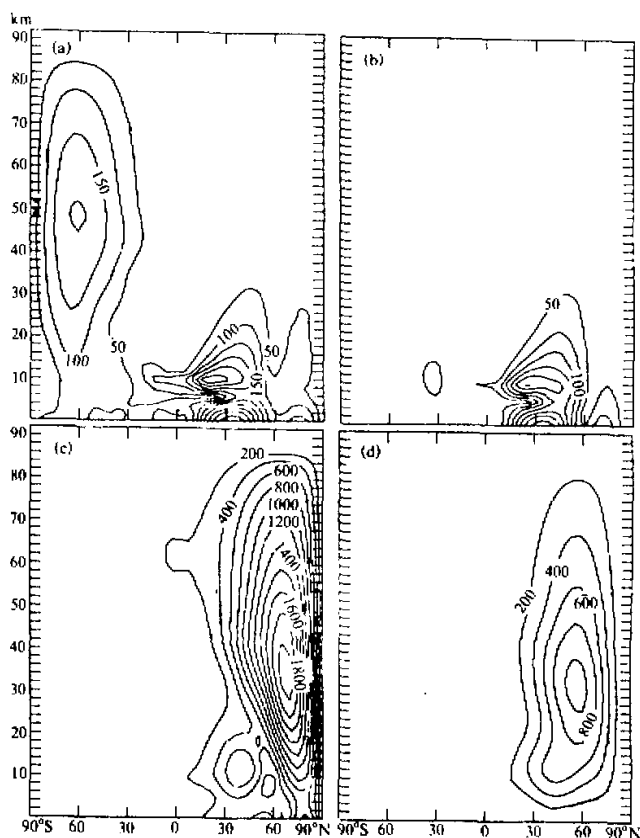


图2 北半球冬、夏季, 地形和热源强迫产生的准定常行星波的振幅分布
(a), (b)分别表示夏季波数1和2的分布; (c), (d)分别表示冬季波数1和2的分布。单位: m

定常行星波强迫出的剩余平均环流。如图3所示, 平流层中下层的输运环流有很明显的季节变化。冬季的输运环流与 Dunkerton^[16]得到的非绝热环流分布类似, 在平流层下层, 热带地区有上升运动, 到高纬地区下沉, 两个半球都呈单圈环流的结构; 而在平流层中上层, 则是从南半球到北半球的输运环流。比较图3中北半球的剩余平均环流在冬季和夏季的情形, 可以发现, 由于冬季有行星波的上传, 因而大大增强了北半球向极地 and 向下的输运。

利用得到的剩余平均环流, 借助臭氧变化方程(5)可以研究对 O_3 的动力输运作用。为了研究行星波对 O_3 的输运作用, 先不考虑扩散的作用, 对方程(5)积分60天后再减去臭氧的初值, 就可得到剩余平均环流对 O_3 的输运分布图(见图4)。图4明显表示了对 O_3 的输运所引起的中高纬地区 O_3 的季节变化; 此外, 还可看到, 南北半球的 O_3 输运是不对称的。在北半球冬季不但在中纬度地区有一个对 O_3 输运的极大值, 而且在更高的纬度地区还有一个极大值。这可以说明行星波在南、北半球输运作用的差异而引起

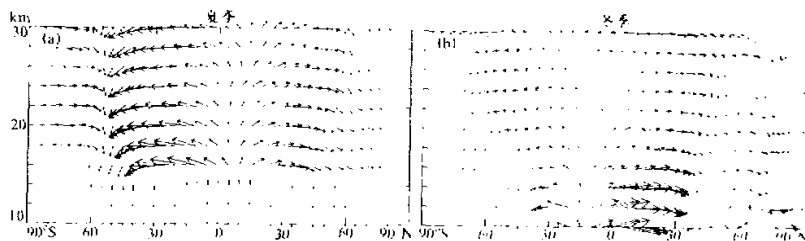


图3 北半球冬季和夏季的剩余平均环流
(a)为夏季; (b)为冬季。单位: m/s

了 O_3 季节变化的差异。因此, 行星波的输运作用对中高纬地区 O_3 的季节变化是很重要的。

为了更清楚地认识行星波的输运作用, 在北半球冬季时, 假设没有行星波的作用, 在其他条件不变下重新计算了剩余平均环流, 即拉格朗日平均环流, 对 O_3 的输运, 计算结果给在图 4c 中。可以看到, 中高纬地区 O_3 输运的极大值消失了, 只在中纬度地区保留着 O_3 输运的极大值。从这个计算结果可以进一步证实行星波的输运作用是中高纬地区 O_3 的季节变化以及南、北半球不对称的重要原因。

5 常定流下热带纬向风的准两年周期振荡(QBO)对行星波对 O_3 输运的影响

假定热带纬向风的准两年周期振荡(QBO)的扰动风场为一层深厚约 15 km 的东风或西风, 并随纬度成高斯分布, 即

$$U_{QBO} = \begin{cases} \pm 20 \exp[-(\varphi / \Delta\varphi_{QBO})^2], & 21 \leq z \leq 35 \text{ km} \\ 0, & z < 21 \text{ km 或 } z > 35 \text{ km} \end{cases}$$

其中, φ 是纬度, $\Delta\varphi_{QBO} = 15^\circ$ 。将该风场叠加到图 1 的冬季(12~2 月)平均纬向风场分布上, 可分别得到热带纬向风 QBO 的东风位相和西风位相下的风场分布。

类似地利用波-流相互耦合模式中扰动方程组, 并假定平均流是常定的情况下, 分别对热带纬向风 QBO 的东风位相和西风位相下的冬季平均纬向风场计算了全球地形和

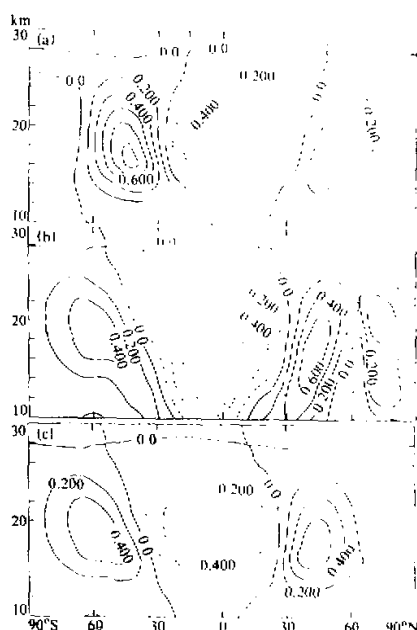


图4 剩余平均环流对 O_3 的输运
(a)为北半球夏季; (b)为北半球冬季;
(c)为冬季去掉行星波后的情形。单位: ppmv

北半球热源强迫出的准定常行星波分布。模式积分同样进行了 50 天, 其计算结果表明, 无论热带纬向风为东风或西风, 北半球都有很强的行星波 1 波、2 波传播到平流层(图略)。为了比较其差异, 我们分别用第 50 天的东风位相下的行星波 1 波和 2 波振幅减去西风位相下对应的行星波振幅, 如图 5 所示, 显然热带纬向风的 QBO 影响了北半球准定常行星波的传播。东风位相下中低纬地区 1 波、2 波振幅都比西风位相下的振幅小; 而中高纬度地区情形正相反, 这也就是说, 热带地区纬向风为东风位相时准定常行星波可以向更高纬地区传播。

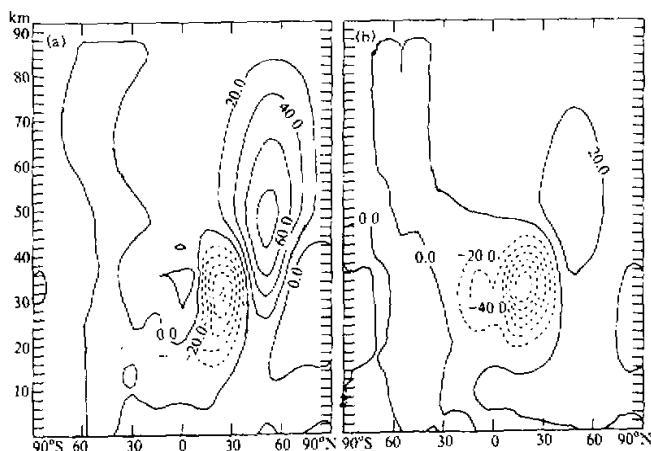


图 5 热带纬向风 QBO 的不同位相下行星波振幅分布的差异(东风位相减西风位相)

(a) 为行星波 1 波; (b) 为行星波 2 波。单位: m

行星波强迫出的剩余平均环流可分别对热带纬向风的东风位相和西风位相从模式积分后 15 天平均的涡动动量和热量输送计算出来。图 6 给出了东风位相减去西风位相得到的环流差。从图 6a 可看到, 在北半球中高纬地区有向极地的剩余环流差。这表明东风位相下中高纬地区行星波引起的向极而在极地下沉的输运环流比西风位相下强; 并且, 在赤道附近及副热带地区, 有一个在赤道地区上升、到副热带地区下沉, 类似于 Hadley 环流的环流。这个环流正是热带纬向风的不同位相下其风速切变引起的次级环流不同所致。在东风切变下, 赤道地区有上升运动, 从而增强了 Hadley 环流; 而西风切变下正相反, 减弱了 Hadley 环流。如果假定没有行星波的作用, 在其他条件不变的情况下, 用得到的热带纬向风为东风位相的输运环流减去西风位相下的环流, 其计算结果给在图 6b 中。从图 6b 可以看到, 只有热带地区存在着东、西风切变所引起的次级环流差。因此, 行星波对 O_3 的输运, 不仅在中高纬地区是非常重要的, 而且这个输运受到热带纬向风 QBO 的影响也很明显。

在臭氧方程中, 先不考虑扩散作用, 分别对东风位相和西风位相的剩余平均环流积分 60 天后相减, 就得到了热带纬向风 QBO 通过行星波输运作用对 O_3 的年际变化的影响, 见图 7。从图 7a 可以看到, 有行星波作用时, 在热带和副热带地区以及中高纬地

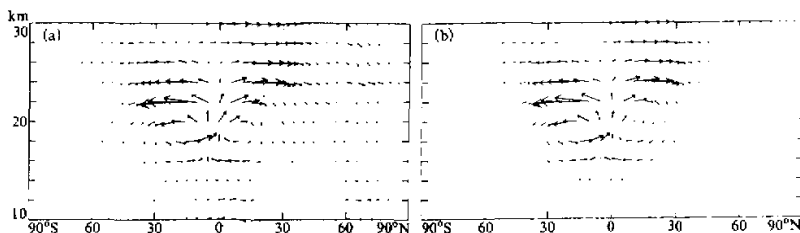
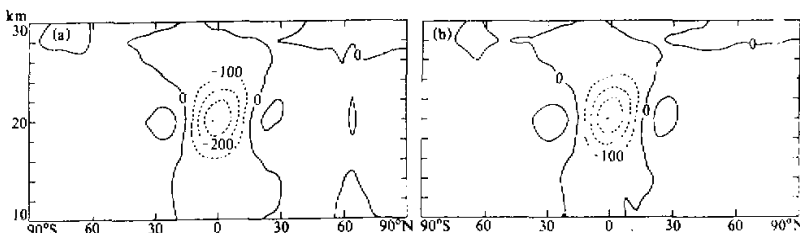


图 6 热带纬向风 QBO 不同位相下剩余平均环流的差(东风位相减西风位相)

(a)为有行星波作用; (b)为没有行星波的情形。单位: m/s 图 7 热带纬向风 QBO 不同位相下运输 O_3 之差(东风位相减西风位相)(a)为有行星波作用; (b)为没有行星波的情形。单位: $\times 10^6$ (体积浓度)

区都有明显的输运差异。在热带地区有 O_3 的减少,而在副热带地区及北半球中高纬地区则都有 O_3 的增加。我们知道,热带及副热带地区 O_3 输运的差异显然是由于热带地区东、西风切变强迫的次级环流的差异所致;而中高纬地区的 O_3 输运的不同则正是由于热带纬向风 QBO 的不同位相下行星波对 O_3 的输运差异所致。这一点可以从图 7b 所示,即不考虑行星波作用,其余条件不变时,在东、西风位相下对 O_3 输运差异清楚地看到。在图 7b 中,当没有考虑行星波作用时,热带地区 O_3 的减少以及副热带地区 O_3 的增加都没有什么变化,然而中高纬地区 O_3 增加的极大值却消失了。可见,在平流层下层,对 O_3 的输运在低纬度地区和中高纬地区是由不同的机制所支配的,行星波的输运作用在中高纬地区 O_3 的年际变化中起非常重要的作用。

7 结论和讨论

为了研究行星波通过剩余环流对 O_3 的输运,本文构造了一个 34 层球坐标波-流相互耦合的原始方程模式。利用考虑了简单的 O_3 光化学生消项的臭氧方程,对常定流下平流层行星波在 O_3 的季节和年际变化中的输运作用进行了研究,结果表明:

(1) 由于平流层的行星波活动有明显的季节差异,通过行星波的输运作用,引起了中高纬地区 O_3 分布有很大的季节变化。在北半球冬季,由于有很强的准定常行星波上传到平流层,因而大大增强了中高纬地区向北极及在极地向下的输运作用。对 O_3 输运的计算结果还表明,行星波活动的南、北半球差异通过行星波输运作用而引起南、北半球 O_3 季节变化的差异。

(2) 热带纬向风 QBO 通过影响行星波的传播, 使得东风位相下行星波在中高纬地区向极地和在极地向下的输运作用比西风位相下强, 从而引起 O_3 分布有很大的年际变化。

(3) 热带纬向风为东风位相或西风位相, 对 O_3 的输运有明显的不同, 东风位相下和西风位相下的输运之差表明, 热带地区有 O_3 的减少, 副热带和中高纬地区都有 O_3 的增加, 但造成这种差异的机制在低纬度地区和中高纬地区并不相同, 低纬度地区 O_3 的年际变化主要由热带纬向风的东、西风切变下引起的次级环流不同所造成; 而中高纬地区 O_3 的年际变化则主要是行星波的输运作用所致。

本文所得结论是在常定流下计算的结果, 由于波与流是相互作用的, 因此, 有必要采用波一流相互耦合的模式来讨论行星波对 O_3 的输运作用的季节和年际变化。并且, 在本研究中扰动通过扩散对 O_3 分布的季节和年际变化也有很重要的作用。我们将在另外文章中讨论这个问题。

参 考 文 献

- 1 魏鼎文、郭世昌、赵延光, 1989, 1963~1985 年北半球大气臭氧总量时空变化图集, 北京: 科学出版社。
- 2 Wei Dingwen and Chen Hui, 1993, Trends and characteristics of total ozone and vertical profile in Kunming and Beijing, China, *Journal of Environmental Sciences*, 5, No.4, 427~434.
- 3 Bowman, K.P. and A.J. Krueger, 1985, A global climatology of total ozone from the Nimbus 7 total ozone mapping spectrometer, *J. Geophys. Res.*, 90, 7967~7976.
- 4 Bowman, K.P., 1989, Global patterns of the quasi-biennial oscillation in total ozone, *J. Atmos. Sci.*, 46, 3328~3343.
- 5 Andrews, D.G., J.R. Holton and C.B. Leovy, 1987, *Middle Atmospheric Dynamics*, Academic Press, 489pp.
- 6 Huang Ronghui and Yan Bangliang, 1989, Influence of the basic flow in the tropics on the stationary planetary waves at middle and high latitudes during the Northern Hemisphere winter, *Acta Meteorological Sinica*, 3, 437~446.
- 7 O'Sullivan, D. and R.E. Young, 1992, Modeling the QBO'S effect on the winter stratospheric circulation, *J. Atmos. Sci.*, 49, 2437~2448.
- 8 陈文, 黄荣辉, 1995, 准定常行星波对大气中臭氧输运的动力作用, *大气科学*, 19, No.5, 513~524.
- 9 Rood, R.B. and Schoeberl, M.R., 1983, A mechanistic model of Eulerian, Lagrangian mean, and Lagrangian ozone transport by steady planetary waves, *J. Geophys. Res.*, 88, 5208~5218.
- 10 Green, A.E.S., 1964, Attenuation by ozone and the earth's albedo in the middle ultraviolet, *Appl. Opt.*, 3, 203~208.
- 11 Huang Ronghui and K. Gambo, 1981, The response of a model atmosphere in middle latitude to forcing by topography and stationary heat sources, *J. Meteor. Soc. Japan*, 59, 200~237.
- 12 Schoeberl, M.R. and D.F. Strobel, 1978, The response of the zonally averaged circulation to stratospheric ozone reductions, *J. Atmos. Sci.*, 35, 1751~1757.
- 13 严邦良、黄荣辉, 1991, 34 层线性球面原始方程谱模式与模式大气对地形强迫的响应, *大气科学*, 15, 16~27.
- 14 Berkofsky, L. and E.A. Bertoni, 1955, Mean topographic charts for the entire earth, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 36, 350~354.
- 15 Ashe, A., 1979, A nonlinear model of the time-average axially asymmetric flow induced by topography and diabatic heating, *J. Atmos. Sci.*, 36, 109~126.
- 16 Dunkerton, T.J., 1978, On the mean meridional mass motions of the stratosphere and mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, 35, 2325~2333.

The Numerical Study of Seasonal and Interannual Variabilities of Ozone due to Planetary Wave Transport in the Middle Atmosphere Part I: The Case of Steady Mean Flows

Chen Wen and Huang Ronghui

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract A 34-level coupled planetary wave-zonal flow, mechanistic global primitive equation model is constructed. And the effects of planetary wave transport on ozone are studied with the Lagrangian mean circulation forced by planetary waves while the flows are steady. The results show that there is an obvious seasonal variation of ozone due to planetary wave transport and the transport is largest during the winter over the Northern Hemisphere; The results also show that the QBO of tropical winds may cause interannual variation of ozone not only in the tropical regions through the secondary meridional circulation in the westerly or easterly shear zones, but also in the middle and high latitudes area through planetary wave transport. When tropical winds are the easterly, the effects of planetary wave transport on ozone are stronger at the middle and high latitudes than that during the westerly phase.

Key words ozone planetary wave transport interannual variability lagrangian mean circulation