

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

II. 波流相互作用的情况

陈 文 黄荣辉

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

摘 要 本文利用一个 34 层球坐标波-流相互耦合原始方程谱模式, 从拉格朗日平均环流的观点出发讨论了非常定流下行星波对 O_3 的输运作用。计算结果表明: 该耦合模式能较好地模拟中层大气纬向平均流场及准定常行星波的基本变化特征。通过计算行星波对臭氧的输运, 我们得到了与观测基本一致的 O_3 的季节变化。此外, 计算结果还表明, 非常定流下行星波对 O_3 输运的年际变化与常定流下的结果是类似的, 都是在热带纬向风为东风位相下的输运作用比西风位相下强, 但是在波-流相互作用情况下, 中高纬地区行星波对 O_3 输运的年际变化大大增强。

关键词 臭氧 波-流相互作用 行星波输运作用 剩余平均环流

1 引言

从 60 年代以后, 许多研究^[1-3]均指出在南、北半球的中高纬度地区, O_3 总量都有较大的年际变化和季节变化。关于这个变化的物理机制一直是近来中层大气动力学的一个重要问题。经过大量研究, 人们认识到动力输运作用对 O_3 等物质在全球大气中的分布和变化是很重要的^[4-7]。而对于动力输运主要是经圈环流对 O_3 等物质的输运作用。

关于中层大气平均经圈环流的研究, Murgatroyd 和 Singleton^[8]利用辐射加热率首次导出了中层大气的平均经圈环流, 它包括在热带对流层顶的上升运动及到中高纬的下沉运动, 还有中间层很强的从夏半球到冬半球的运动。尽管这个环流与早期 O_3 的观测相一致, Murgatroyd 和 Singleton 还是指出他们忽略的涡动输送过程可能是重要的。Leovy^[9]尝试考虑了涡动的作用, 将它们参数化成平均纬向风和温度的线性阻尼, 得到了类似 Murgatroyd 和 Singleton 的平均经圈环流。后来 Andrews 和 McIntyre^[10]的研究指出, 由常定保守的波动所产生的平均经圈环流的输送与涡动输送恰好相抵消。Matsuno^[11]提出平均经圈环流很大部分是由涡动输送强迫所产生, 因此这两部分自然相抵消, 对 O_3 等物质的净输运是剩余平均环流所引起的。

因此, 以往关于中层大气行星波对平均环流作用的研究或假定行星波是定常、保守的简单情形, 如 Garcia 和 Solomon^[12]; 或将涡动项参数化, 如 Harwood 和 Pyle^[13]。真正考虑了波-流相互作用的是 Holton 和 Wehrbein^[14]研究中层大气纬向平均环

流的年循环时所提出的模式,但他们的模式仅包括一个纬向谐波分量与平均流相互作用,并且没有包括对流层,环流由非绝热加热和取在 100 hPa 的下边界上规定的扰动来强迫。

最近,陈文与黄荣辉^[15]从理论上指出,当行星波是定常、保守时,行星波对大气中 O_3 没有输运作用;而耗散的行星波对 O_3 才有明显的输运作用。因此,要研究动力输运对 O_3 的作用,必须研究非定常、耗散的行星波的输运作用。我们已研究了定常流下耗散的行星波对 O_3 的输运作用^[16],结果表明,行星波对 O_3 的输运作用是中高纬 O_3 的季节变化和年际变化的重要机制。显然,当行星波是耗散的,必然会产生波与流的相互作用,流也就不再为定常,因此有必要进一步研究非定常流下行星波对 O_3 的输运作用。

为此,本文利用在文献[16]中所构造的 34 层球坐标原始方程波-流相互耦合模式,进一步来研究波-流相互作用下行星波在平流层 O_3 的季节和年际变化中的动力输运作用,模式中所用参数也与文献[16]相同。

2 纬向风场和温度场的模拟

为了检验在文献[16]中所构造的模式性能,并考虑到北半球夏季平流层扰动较小,我们对模式从夏季(7月)开始积分,取纬向平均风场的初值与文献[16]中典型的夏季(6~8月)分布一样。由于平均流变化很缓慢,故每隔 5 天进行一次波与流模式的耦合,即给定纬向风场的初始场后,对扰动模式积分 5 天,然后将得到的扰动量代入到平均流模式,同样也积分 5 天,这样依次循环。为了研究热带纬向风的年际变化对行星波的影响,参照文献[16]中的做法,在热带平流层下层纬向风 \bar{u} 的变化中叠加上一个年际变化的分量如下:

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

其中, φ 是纬度, $\Delta\varphi_{QBO} = 15^\circ$, $\omega = 2\pi / (24 \text{ 个月})$, 这样可使热带地区平流层下层纬向风有一个东风位相和西风位相的年际变化。耦合积分共进行了两年。

图 1 给出了积分两年的冬季(1月)和夏季(7月)平均纬向风速的分布。为了方便,我们把从开始的夏季(第一年 7 月)积分到第 12 个月(第二年 6 月)称为积分的第一年,从第 13 个月(第二年 7 月)到第 24 个月(第三年 6 月)为积分第二年。如图 1 所示,耦合模式开始积分以后,北半球中间层的东风急流渐渐演变成西风急流,南半球相应的西风急流减弱,高层有东风出现;同时赤道地区平流层下层开始有西风发展。到第二年 1 月份,如图 1b 所示,北半球中间层的西风急流、南半球的东风急流都达到最强,这些都与观测到的中层大气的平均纬向流的分布基本一致;此外,赤道上空平流层下层为西风所控制。随着耦合模式的积分,如图 1c 所示,中层大气的东、西风急流又开始减弱,逐渐在南半球出现西风急流,北半球出现东风急流;同时,热带地区平流层下层的西风慢慢减弱,到第二年 7 月份,中层大气中北半球的东风急流、南半球的西风急流达到最强。此后,从 7 月份开始的积分第二年的演变类似于积分第一年的变化,不同的是赤道上空平流层下层逐渐有东风出现。到第三年 1 月份,如图 1d 所示,

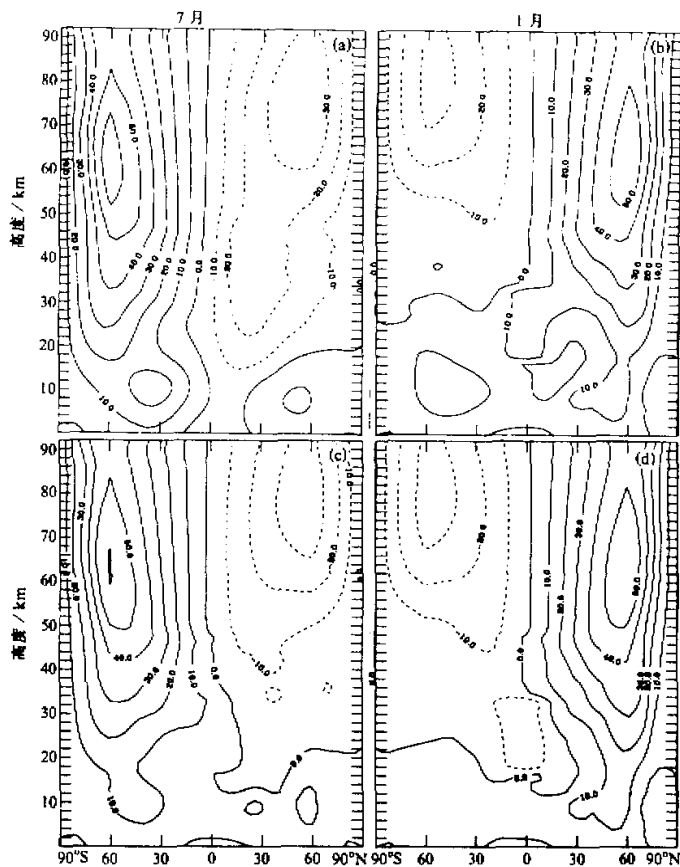


图 1 模拟的纬向平均风速的分布
(a) 表示第一年 7 月; (b) 表示第三年 1 月;
(c) 表示第二年 7 月; (d) 表示第三年 1 月。单位: m/s

北半球中层大气中西风急流和南半球东风急流再次达到最强, 此时, 赤道上空平流层下层为东风所控制。

由于积分第一年(从第一年 7 月到第二年 6 月)冬季赤道平流层下层盛行西风, 而积分第二年(从第二年的 7 月到第三年的 6 月)冬季赤道平流层下层盛行东风, 为了方便起见, 我们把积分第一年称为西风位相年, 积分第二年称为东风位相年。从平均纬向风场的演变来看, 耦合模式比较成功地模拟出了中层大气平均纬向环流的季节变化和热带平流层下层纬向风的东风位相和西风位相的两年周期变化。

耦合积分得到的纬向平均温度场的演变与观测到的中层大气纬向平均温度的基本特征也是相一致的(图略)。即在第一年 7 月份, 温度从地面向上递减, 在热带对流层顶有一个最低值; 随后温度在平流层开始增加, 在北半球的平流层顶附近有一极大值; 在中间层, 温度又开始向上递减, 在北半球的中间层顶附近达到极小。而第二年 1 月份温

度的分布与 7 月份的分布差不多成反对称, 平流层顶的极大值、中间层顶的极小值都移到了南半球 (夏半球), 热带对流层顶仍有温度极小值。从第二年 7 月到第三年 6 月的演变与第一年 7 月到第二年的 6 月的温度演变是差不多的。

由此耦合模式模拟的纬向平均风场和温度场的结果来看, 该耦合模式是可信的。它可以较好地模拟中层大气风场和温度场的演变, 因此, 可以用它来讨论行星波对臭氧输运的季节变化和年际变化所起的输运作用。

3 行星波对臭氧输运季节变化的数值模拟

3.1 行星波的季节变化

由积分两年的结果, 我们计算了准定常行星波的 1 波和 2 波振幅的演变。图 2 给出

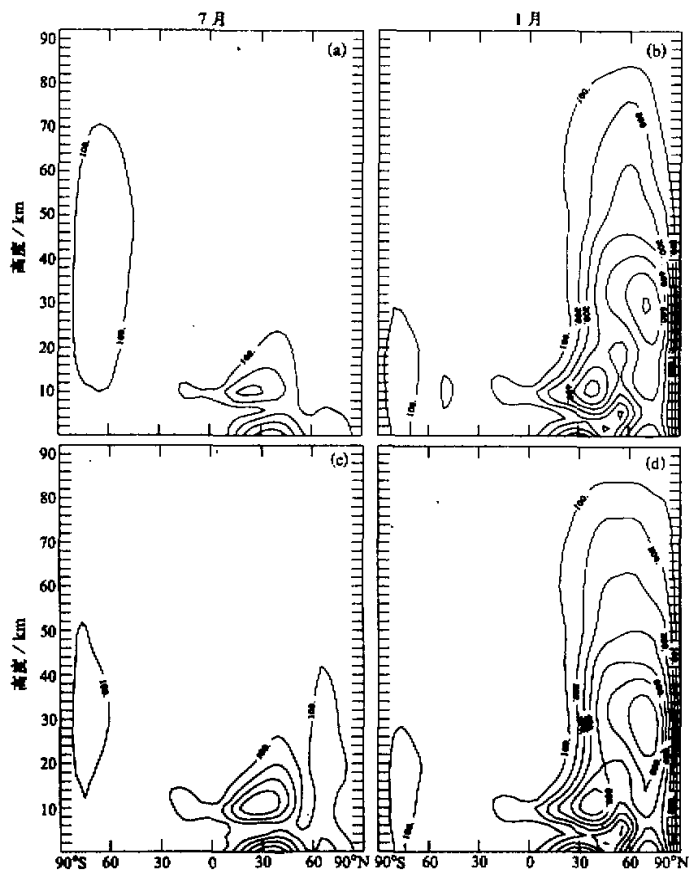


图 2 模拟的行星波 1 波振幅的分布
(a) 为第一年 7 月; (b) 为第二年 1 月;
(c) 为第二年 7 月; (d) 为第三年 1 月。单位: m

了这两年冬、夏季行星波 1 波振幅的分布。如图 2a 所示, 模式积分开始的 7 月份, 北半球准定常行星波主要位于对流层, 南半球平流层有很弱的行星波活动。随后, 北半球准定常行星波逐渐开始向平流层传播, 到第二年 1 月份, 则有很强的行星波传播到北半球平流层以上, 振幅达到最大 (见图 2b)。这些都与观测到的行星波的季节变化基本一致。由图 2c、d 可见, 积分第二年 (从第二年的 7 月份到第三年的 6 月份) 行星波 1 波振幅的分布变化与积分第一年的结果相类似, 并也有明显的季节变化。对北半球而言, 夏季行星波主要分布在对流层, 冬季行星波则传播到平流层。由于扰动方程中没有南半球的非绝热加热项, 因而得到的南半球的行星波活动很弱。本文主要讨论北半球行星波的变化。

行星波 2 波的振幅分布与观测也是基本一致的 (图略), 其变化与行星波 1 波类似, 有明显的季节变化。因此该耦合模式对扰动即行星波的描述也是相当好的。

3.2 行星波对臭氧输运的季节变化

我们知道, 剩余平均环流可以很好地表示对 O_3 的输运环流。由模式结果计算的剩余平均环流的结构与 Dunkerton^[17]由非绝热加热率导出的中层大气平均经圈环流是类似的。如图 3 所示, 在热带平流层下层有上升运动, 到中高纬地区有下沉运动; 而在平流层上层则有非常强的从夏半球到冬半球的环流。在北半球冬季, 由于行星波的作用, 中高纬地区有明显的向极地和在极地向下的输运环流。

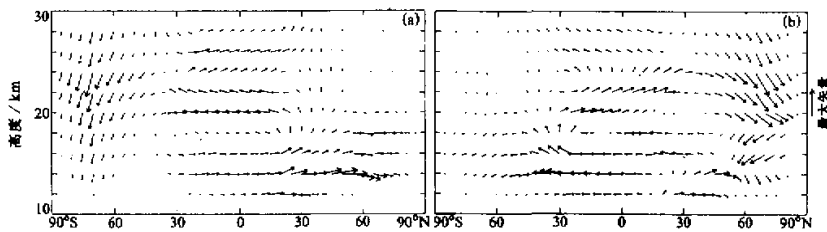


图 3 模拟的 7 月和 1 月的剩余平均环流
(a) 为第一年 7 月; (b) 为第二年 1 月。单位: m/s

剩余平均环流对 O_3 的输运可用下面的 O_3 变化方程来研究 (参见文献[16])。

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

其中 \bar{v}^* , \bar{w}^* 是剩余平均环流速度, 球坐标下可写成

$$\begin{cases} \bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho \bar{v}' T'}{S} \right), \\ \bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi \bar{v}' T'}{S} \right), \end{cases}$$

式中, \bar{v} , \bar{w} 为欧拉平均速度, $S = \frac{kT}{H} + \frac{\partial T}{\partial z}$, $k \equiv R/c_p \approx 2/7$, φ 为纬度。方程中 $\bar{\mu}$

是纬向平均的 O_3 混合比; P 是光化学作用的 O_3 生消项, 其取值与 Rood 和 Schoeberal^[18] 相同。 D_μ 是涡旋引起的扩散项, 因本文主要考虑行星波的平流输运用, 故先略去该项。 O_3 的初始分布取与 Green^[19] 所得的分析式相同, 即:

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

其中, $\gamma(z)$ 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。

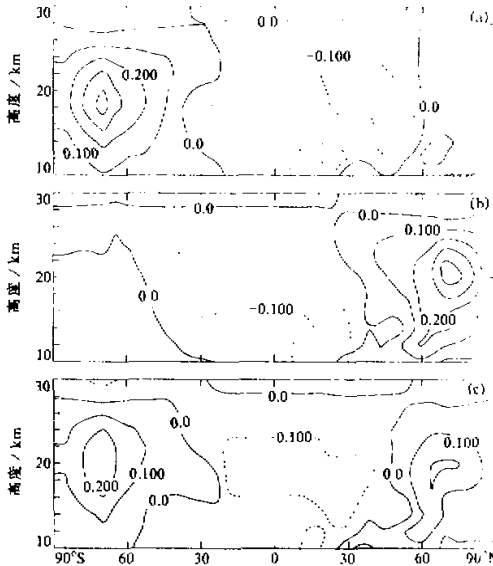


图4 模拟的对 O_3 运输的季节变化
(a) 为第二年 10 月份, (b) 为第三年 2 月份,
(c) 为第三年 6 月份。单位: 10^{-6}

利用耦合积分得到的剩余平均环流对 O_3 变化方程同样计算了两年, 这里给出积分第二年的结果。图 4 是波-流相互作用下行星波对 O_3 运输的年变化。从图 4 中可以看到, 从秋季 (10 月) 开始, 北半球开始有从热带向中高纬地区的 O_3 运输, 这种运输慢慢增加, 中高纬地区 O_3 的值到冬末 (2 月) 最大, 然后开始减小。南半球 O_3 的运输有类似的季节变化。正如我们在文献[16]中所述, 由于行星波的运输作用在中高纬地区是很重要的, 并且行星波的活动在北半球要比在南半球强, 这种差异导致了北半球 O_3 可以运输到较高纬度, 因此在高纬度地区北半球 O_3 的季节变化的强度要大大超过南半球 O_3 的季节变化, 这也正是观测所得到的结果。

4 行星波对 O_3 运输年际变化的数值模拟

4.1 行星波的年际变化

热带地区平流层下层的东风或西风, 会通过影响行星波的传播而造成行星波对 O_3 运输的差异, 这是我们在常定流下得到的结果 (见文献[16])。本文利用波-流相互耦合模式得到积分第一年和积分第二年, 即热带纬向风分别为西风位相和东风位相的行星波的分布情况。为了比较准定常行星波年际差异, 我们用模式积分第二年的行星波振幅减去积分第一年的行星波振幅, 实际上就是用东风位相年的行星波振幅减去西风位相年的行星波振幅。图 5 是对应于 1 月份行星波 1 波和 2 波的结果。如图 5 所示, 在北半球

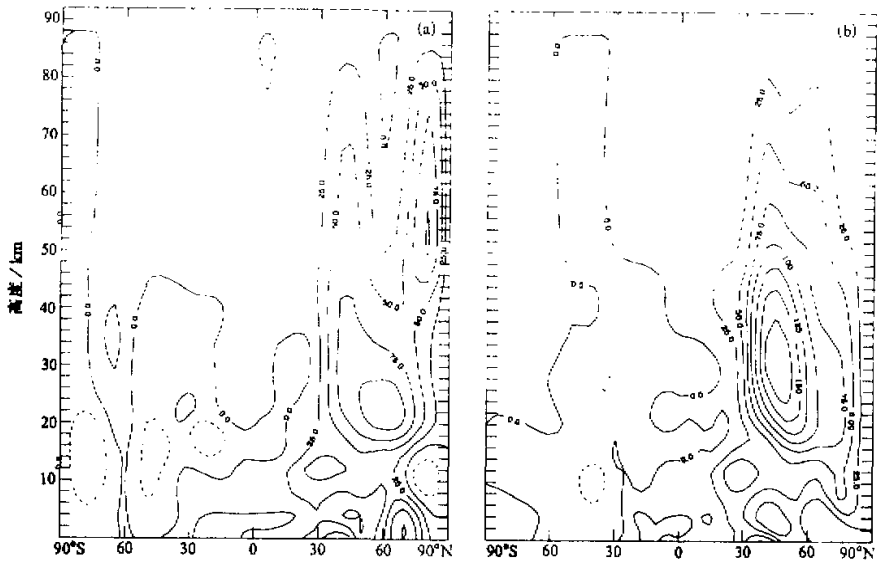


图5 模拟的行星波振幅在1月份的年际变化
(a) 为1波; (b) 为2波。单位: m

中高纬地区, 行星波的振幅无论1波还是2波都是增加的, 即当热带平流层下层纬向风处于东风位相时, 中高纬地区的行星波要比热带平流层下层纬向风处于西风位相时强。与文献[16]中常定流情形下所计算的结果相比可以看到, 在波-流相互作用下准定常行星波在中高纬地区的年际变化有所增强。

4.2 剩余平均环流的年际变化

同样, 我们用所计算的东风位相年1月份平均的剩余平均环流减去西风位相年1月份平均的剩余平均环流, 结果给在图6c中。从图6c可以看到, 在赤道附近及副热带地区, 有两个在赤道地区上升, 到副热带地区下沉的经圈环流; 而在北半球中高纬地区, 有很强的向极地和在极地向下的输运环流。我们知道, 如图6b所示, 热带地区平流层下层纬向风为西风位相的冬季, 由于西风切变, 它会导致赤道地区的下沉运动, 从而减弱了 Hadley 环流的上升支; 而在图6a中, 热带地区平流层下层纬向风为东风位相, 则强迫出在赤道地区上升的次级环流, 其结果是增强了 Hadley 环流。正是这种机制造成了热带地区和副热带地区输运环流的年际变化。在中高纬地区则不同, 由于东风位相下中高纬地区行星波活动要比西风位相下强, 因此引起了其输运作用的增强, 这正是我们在图6中见到的。与常定流下的情形相比较可以发现, 波-流相互作用下中高纬地区行星波强迫所产生的输运环流也得到了加强。

4.3 行星波对 O_3 输运的年际变化

从上面的讨论可知, 平流层下层行星波强迫所产生的输运环流的年际变化主要发生在冬季, 因此利用所得到的剩余平均环流来计算行星波对 O_3 的输运作用时 (见 3.2

节), 我们用第二年 12 月至第三年 2 月的平均 O_3 输运减去第一年 12 月至第二年 2 月的平均 O_3 输运, 其结果在图 7c 中给出。由图 7c 可见, 热带地区有 O_3 的减少, 南、北半球的副热带地区都有 O_3 的增加, 而北半球中高纬地区有明显的 O_3 增加。很显然, 热带地区纬向风切变强迫出的次级环流的差异导致了热带地区和副热带地区 O_3 的年际变化; 而北半球中高纬地区则是由于行星波输运作用的年际变化引起了 O_3 在中高纬地区明显的年际变化。

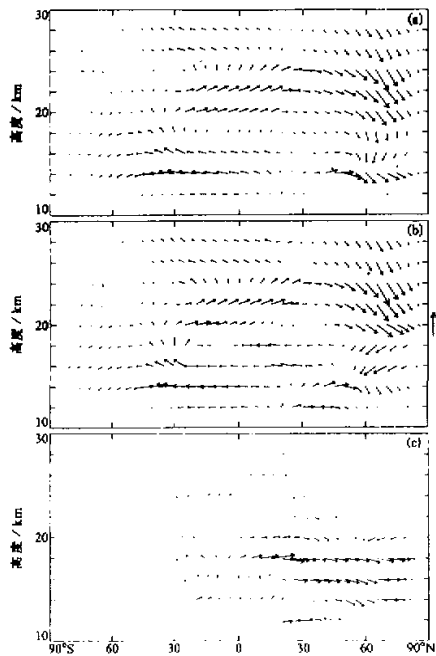


图 6 模拟的剩余平均环流在 1 月份的年际变化
(a) 为东风位相年; (b) 为西风位相年;
(c) 为两者之差。单位: m/s

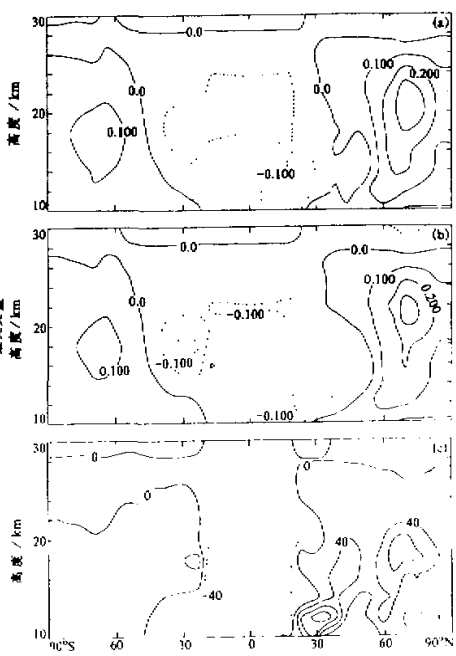


图 7 模拟的行星波对 O_3 输运在 12~2 月平均的年际变化
(a) 为东风位相年; (b) 为西风位相年;
(c) 为两者之差。单位: 10^6

5 结论和讨论

本文利用一个 34 层球坐标下波-流相互耦合模式, 从拉格郎日环流的观点讨论了非常定流下行星波对 O_3 的输运作用, 结果表明:

- (1) 波-流相互耦合模式能较好地模拟中层大气平均纬向风场和平均温度的基本特征。
- (2) 模拟的平流层准定常行星波, 从北半球来看是冬季最强、夏季最弱, 并有着与观测较为一致的季节变化; 此外, 当热带平流层下层纬向风处于 QBO 的不同位相时,

冬季中高纬地区的准定常行星波有明显差异, 具体表现为东风位相下的行星波振幅大于西风位相下的行星波振幅。

(3) 波-流相互作用下利用模式积分得到的输运环流, 即剩余平均环流也有明显的季节变化和年际变化。从北半球来看, 冬季由于行星波的作用, 中高纬度地区有明显的向极地和在极地向下的输运; 并且当热带平流层下层纬向风处于东风位相时, 中高纬行星波的输运作用比西风位相时强; 与常定流下的结果比较, 这种差异更加显著。

(4) 行星波对 O_3 的输运主要在中高纬地区, 并有明显的季节变化, 冬末最大, 秋季最小; 行星波对 O_3 的输运还有明显的年际变化, 当热带平流层下层纬向风处于东风位相时, 中高纬地区行星波对 O_3 的输运要大于西风位相下对 O_3 的输运。

当然, 本文中我们对模式只耦合积分了两年, 仅用两年的差异来表征年际变化, 所以关于行星波输运的年际变化问题还有必要做更深入的研究。另外可以看出, 我们所设计的模式不但可以用于研究对 O_3 的输运, 还可应用于研究大气中火山灰、气溶胶等对人类生存环境、气候变化有很大影响的物质在中层大气的输运, 从而研究这些物质分布的变化及其对气候变化的影响。

参 考 文 献

- 1 London, J., 1967, The average distribution and time variation of ozone in the stratosphere and mesosphere, *Space Res.*, **7**, 172~185.
- 2 魏照文等, 1989, 1963~1985年北半球大气臭氧总量时空变化图集, 科学出版社.
- 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 Kida, H., 1977, A numerical investigation of the atmospheric general circulation and stratospheric-tropospheric mass exchange: I. and II., *J. Meteorol. Soc. Japan*, **55**, 52~70, 71~78.
- 5 Kida, H., 1983, General circulation of air particals and transport characteristics derived from a hemispheric GCM: Part I and Part 2, *J. Meteorol. Soc. Japan*, **61**, 171~188, 510~524.
- 6 Plumb, R.A. and Mahlman, J.D., 1987, The zonally averaged transport characteristics of the GFDL general circulation / transport model, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 298~327.
- 7 McIntyre, M.E., 1989, On the Antarctic ozone hole, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **51**, 29~43.
- 8 Murgatroyd, R.J. and F. Singleton, 1961, Possible meridional circulation in the stratosphere and mesosphere, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **87**, 125~135.
- 9 Leovy, C.B., 1964, Simple models of thermally driven mesospheric circulation, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 327~341.
- 10 Andrews, D.G. and M. E. McIntyre, 1976, Planetary waves in horizontal and vertical shear, the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031~2048.
- 11 Matsuno, T., 1980, Lagrangian motion of air parcels in the stratosphere in the presence of planetary waves, *Pure Appl. Geophys.*, **118**, 189~216.
- 12 Garcia, R.R. and S. Solomon, 1983, A numerical model of zonally averaged dynamical and chemical structure of the middle atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **88**, 1379~1400.
- 13 Harwood, R.S. and J.A. Pyle, 1980, The dynamical behaviour of a two-dimensional model of the stratosphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **106**, 395~420.
- 14 Holton, J.R. and W.M. Wehrbein, 1980, A numerical model of the zonal mean circulation of the middle atmosphere, *PAGEOPH*, **118**, 248~306.
- 15 陈文、黄荣辉, 1995, 准定常行星波对大气中臭氧输送的动力作用, *大气科学*, **19**, No.5, 513~524.
- 16 陈文、黄荣辉, 1996, 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 1. 常定流的情况, *大气科学*, **20**, No.5, 513~523.

- 17 Dunkerton, T.J., 1978, On the mean meridional mass motions of the stratosphere and mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2325 ~ 2333.
- 18 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.
- 19 Green, A.E.S., 1964, Attenuation by ozone and the earth's albedo in the middle ultraviolet, *Appl. Opt.*, **3**, 203 ~ 208.

A Numerical Study of Seasonal and Interannual Variabilities of Ozone due to Planetary Wave Transport in the Middle Atmosphere Part II. The Case of Wave-Flow Interaction

Chen Wen and Huang Ronghui

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

Abstract A 34-level coupled planetary wave-zonal flow and global primitive equation model is used to study the effects of planetary wave transport on ozone from the viewpoint of Lagrangian mean circulation while the flows are nonsteady. The results show that the primary features of mean zonal flows and quasi-stationary planetary waves are well simulated with this coupled model. Meanwhile, the calculated seasonal variation of ozone due to planetary wave transport of ozone is similar to the observed one. The interannual variation of ozone due to the planetary wave transport in the case of nonsteady flows is similar to that in the case of steady flows, i.e., the effect of the planetary wave transport on ozone is stronger at the middle and high latitudes during periods of the easterly than the westerly of tropical QBO winds. However, in the case of wave-flow interaction, the interannual variation of ozone due to the planetary wave transport is enhanced greatly.

Key words ozone wave-zonal flow interaction planetary wave transport residual mean circulation