

准定常行星波对大气中 臭氧输运的动力作用

陈 文 黄荣辉

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100029)

提 要

本文从拉格朗日平均环流观点讨论了行星波对大气中 O_3 的输运作用。理论分析表明, 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; 而非定常的行星波对大气中 O_3 有明显的输运作用, 它可以强迫出一个正的输运环流, 即从热带上升, 而从高纬下沉的环流; 此外, 只有当耗散的行星波传播到平流层才会在平流层强迫出输运环流。

为了说明行星波对大气中 O_3 输运的动力作用, 本文还利用一组 34 层波一流相互耦合球坐标原始方程谱模式计算了地球大气中行星波对 O_3 变化的作用, 其计算的 O_3 变化与实际观测到的 O_3 分布变化很相似。

关键词: 臭氧; 行星波; 拉格朗日平均环流; 欧拉平均环流。

一、引 言

O_3 是大气中一种重要的化学成分, 尽管它在大气中含量极少, 但它对大气中的温度和人类的健康等有很大影响, 因此臭氧层的稳定对地球生物和气候都是非常重要的。特别是发现人类活动可能影响 O_3 的变化以及观测到南极巨大的臭氧洞后, 大气中 O_3 的变化成为全世界关注的一个重要研究课题。

O_3 生成在热带最强, 而观测到的 O_3 总量及其变化在高纬度最大, 因此, 可以肯定有动力过程将 O_3 从热带输运到中高纬度地区。关于这个问题的研究由来已久, 早在 50 年代, Dobson^[1] 根据大气中 O_3 的观测结果, 认为在平流层需要一个从热带向极地并向下的单圈输运环流才能解释 O_3 在中高纬的增加, 这个环流与 Murgatroyd 和 Singleton^[2] 略去涡动项的作用直接从辐射加热率的计算得到的平均经圈环流相类似。后来 Miyakoda^[3] 等从观测发现: 在冬季平流层中, 波动会产生较大的动量和热量输送, 它强迫产生一个平均间接环流圈, 从而观测到三圈平均环流。这两种结果似乎是矛盾的。事实上正如 Dunkerton^[4] 指出的那样, 真正的输送环流是 Dobson 环流, 这是因为大气中存在波动时, 涡动项与它强迫产生的次级平均经圈环流项总是几乎相抵消, 特别是定常保守的波动强迫产生的平均经圈环流项和涡动项恰好完全抵消^[5]。可见利用传统的欧拉平均经圈环流 (Eulerian mean circulation) 不能研究 O_3 在大气中的输运。我们知

道, 由于准定常行星波能够从对流层沿极地波导传播到平流层^[6,7], 因此准定常行星波是平流层中非常重要的波动, 它对 O_3 在平流层的输运将起重要作用。但是对平流层行星尺度的扰动, 其槽后是下沉气流, 槽前是上升气流, 若采用欧拉平均的方法, 北面有上升、南面有下沉, 这就存在一个欧拉平均的经圈环流。而如果对每个气块沿其运动的轨迹取平均, 该气块的平均垂直运动为零, 这样就消去了间接的欧拉平均经圈环流, 得到了真正的输运环流, 这种方法称为拉格朗日平均方法^[8], 用这种方法平均得到的环流称为拉格朗日平均环流 (Lagrangian mean circulation)。可见物质输运是沿拉格朗日平均环流进行的。

因此行星波的输送作用与波-流相互作用紧密联系在一起, 这是一个相当复杂的动力学问题, 以往的研究大都假定波动是定常保守的, 从而可以用欧拉方法来研究输运问题。但随着近来对臭氧研究的深入, 人们发现臭氧总量不仅在热带而且在中高纬地区有明显的准两年振荡^[9], 特别是 Baldwin 和 Dunkerton^[10] 的观测研究、黄荣辉和严邦良^[11]、O'Sullivan 和 Salby^[12]以及 O'Sullivan 和 Young^[13]的数值研究发现热带纬向风的 QBO 可以影响到中高纬行星波的活动之后, 人们认识到行星波可能提供了热带纬向风 QBO 和中高纬 O_3 变化的联系的动力机制。因此如何正确地研究非定常的行星波对 O_3 的输送作用也就成为国际上前沿的动力学问题之一, 然而目前对此问题还没有过系统的研究。本文将从拉格朗日平均环流的观点从理论上探讨行星波对大气中 O_3 输运的动力作用, 并利用一个波-流相互耦合模式计算了行星波对 O_3 变化的动力作用。

二、描述行星波输运作用的方程组

1. 拉格朗日平均环流

在压力对数坐标 ($Z = -H \ln \frac{P}{P_0}$) 下, β 平面上的准地转运动方程组如下:

$$D_g u_g - f_0 v_a - \beta y v_g \equiv X, \quad (1)$$

$$D_g v_g + f_0 u_a + \beta y u_g \equiv Y, \quad (2)$$

$$u_{ax} + v_{ay} + \rho_0^{-1} (\rho_0 w_a)_z = 0, \quad (3)$$

$$\varphi_z = H^{-1} RT, \quad (4)$$

$$D_g T + N^2 H R^{-1} w_a = c_p^{-1} J, \quad (5)$$

其中 $D_g \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y}$, u_g 、 v_g 为地转风分量, X 、 Y 表示摩擦或其他机械强迫的水平分量, J 是单位质量的非绝热加热率。非地转风 u_a 、 v_a 和 w_a 为

$$u_a \equiv u - u_g, \quad v_a \equiv v - v_g, \quad w_a \equiv w. \quad (6)$$

对任一变量 F 可取欧拉平均

$$\bar{F}(y, z, t) = \frac{1}{a_0} \int_0^{a_0} F(x, y, z, t) dx, \quad (7)$$

其中 $a_0 \equiv 2\pi a \cos \varphi_0$, 为在 $\varphi = \varphi_0$ 处纬圈的长度。对于在 β 平面上的准地转运动,

$$\bar{v}_g \equiv \frac{1}{a_0} \int_0^{a_0} \frac{\partial \psi}{\partial x} dx = 0.$$

故纬向平均地转风为纯粹纬向风, 去掉地转分量的下标“g”, 得平均运动方程如下:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f_0 \bar{v}_a = \bar{X} - \frac{\partial \bar{u}' v'}{\partial y}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{N^2 H \bar{w}_a}{R} = \frac{\bar{J}}{c_p} - \frac{\partial \bar{v}' T'}{\partial y}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_a}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (\rho_0 \bar{w}_a)}{\partial z} = 0, \quad (10)$$

$$f_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{R}{H} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = 0, \quad (11)$$

并且可得到线性化的准地转扰动位涡方程

$$\bar{D} q' + v' \bar{q}_y = -\frac{\partial X'}{\partial y} + \frac{\partial Y'}{\partial x} + \frac{f_0}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 R}{N^2 H c_p} J' \right), \quad (12)$$

其中 $\bar{D} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}$, X' , Y' 和 J' 分别表示扰动方程中的摩擦项和非绝热加热项, 扰动

位涡度 $q' \equiv \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\rho_0 f_0^2}{N^2} \left(\frac{\partial \psi'}{\partial z} \right) \right]$, ψ' 为扰动地转流函数, $u' =$

$-\psi'_y$, $v' = \psi'_x$ 基本态位涡度的南北梯度 $\bar{q}_y \equiv \beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} - \frac{1}{\rho_0} \frac{d}{dz} \left[\frac{\rho_0 f_0^2}{N^2} \left(\frac{d \bar{u}}{dz} \right) \right]$.

为了简便, 考虑 $y=0$, L 处有刚壁的通道模式, Brunt-Vaisala 频率 N 取为常数, 并假设强迫项 $\bar{X} = \bar{J} = 0$, 这样欧拉平均方程组中唯一的强迫项就是涡动强迫项。因不致于误解可略去下标“a”, 方程组成为

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f_0 \bar{v} = -\frac{\partial \bar{u}' v'}{\partial y}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{N^2 H \bar{w}}{R} = -\frac{\partial \bar{v}' T'}{\partial y}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{w}}{\partial z} = 0, \quad (15)$$

$$f_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{R}{H} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = 0. \quad (16)$$

由于涡动会强迫出次级经圈环流, 因此物质在大气中的输运并不是欧拉平均环流而是拉格朗日平均环流。Andrews 和 McIntyre^[8], McIntyre^[14]详细讨论了拉格朗日平均环流与欧拉平均环流的关系, 他们指出应用欧拉平均环流与涡动项的余差所形成的剩余环流可近似看成是拉格朗日环流, 因此定义剩余速度如下:

$$\begin{cases} \bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{R}{N^2 H} \frac{\partial(\rho_0 \bar{v}' T')}{\partial z}, \\ \bar{w}^* = \bar{w} + \frac{R}{N^2 H} \frac{\partial \bar{v}' T'}{\partial y}. \end{cases}$$

从上面定义可以看出, 若没有涡动强迫, 则拉格朗日平均经圈环流与欧拉平均环流是一致的。利用剩余速度可将方程组(13)–(16)改写成

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f_0 \bar{v}^* = \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot \bar{F}, \quad (17)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{N^2 H \bar{w}^*}{R} = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{w}^*}{\partial z} = 0, \quad (19)$$

$$f_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{R}{H} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = 0, \quad (20)$$

其中 $\bar{F}$ 是 E-P 通量矢量,

$$\bar{F} \equiv \left(0, -\rho_0 \bar{u}' \bar{v}', \frac{\rho_0 f_0 R}{N^2 H} \bar{v}' T' \right),$$

则 E-P 通量的散度为

$$\nabla \cdot \bar{F} \equiv -\frac{\partial \rho_0 \bar{u}' \bar{v}'}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 f_0 R}{N^2 H} \bar{v}' T' \right).$$

利用连续方程, 可引入剩余环流的流函数 $\bar{\psi}^*$, 有

$$\begin{cases} \rho_0 \bar{v}^* = -\frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial z}, \\ \rho_0 \bar{w}^* = \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial y}. \end{cases}$$

借助热成风关系, 可以方便地消去方程组(17)–(19)中的时间导数项, 得到关于 $\bar{\psi}^*$ 的方程:

$$\frac{f_0^2}{N^2} \left(\frac{\partial^2 \bar{\psi}^*}{\partial z^2} + \frac{1}{H} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 \bar{\psi}^*}{\partial y^2} = \frac{\rho_0 f_0}{N^2} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot \bar{F} \right]. \quad (21)$$

从 (21) 式可以看到, 只要右端行星波引起的强迫项已知, 则可求出剩余环流的流函数 $\bar{\psi}^*$, 从而得到剩余环流, 即拉格朗日平均经圈环流。

2. 欧拉平均环流

同样可引入欧拉平均的流函数 $\bar{\psi}$, 于是有

$$\begin{cases} \rho_0 \bar{v} = -\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z}, \\ \rho_0 \bar{w} = \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y}. \end{cases}$$

由方程组(13)–(16)同样可得关于 $\bar{\psi}$ 的诊断方程

$$\frac{f_0^2}{N^2} \left(\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial z^2} + \frac{1}{H} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y^2} = -\frac{\rho_0 f_0}{N^2} \frac{\partial^2 (\overline{u'v'})}{\partial y \partial z} - \frac{\rho_0 R}{N^2 H} \frac{\partial^2 (\overline{v'T'})}{\partial y^2}. \quad (22)$$

边界条件取 $\bar{\psi}$ 在边界上为零, 由(22)式可知, 只要知道涡动强迫项后就可以求出它强迫出的欧拉平均环流。

3. 行星波的涡动强迫

无论在方程(21)或是方程(22)中, 行星波的涡动强迫项对于求出欧拉平均环流和拉格朗日平均环流都是很重要的, 因此有必要从理论上求出行星波。

根据方程(21), β 方面通道模式中有耗散的行星波方程可写成

$$\bar{D} q' + v' \bar{q}_y = -\frac{\alpha f_0^2}{N^2} \left(\frac{\partial^2 \psi'}{\partial z^2} - \frac{1}{H} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \right), \quad (23)$$

其中 $q' = \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} + \frac{f_0^2}{N^2} \left(\frac{\partial^2 \psi'}{\partial z^2} - \frac{1}{H} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \right)$, α 为耗散系数, 即牛顿冷却系数, 为简单起见, 忽略了其他的强迫。

我们考虑一个向上传播的缓变波包, 令

$$\psi' = \Phi(Z, T) \sin \frac{\pi}{L} y \cdot e^{i(kx + nz + \sigma t)}, \quad (24)$$

其中 L 是通道宽度, Z 和 T 分别定义为 ϵz 和 ϵt 的慢变量。这种情况下, 没有波动的动量输送, 即

$$\overline{u'v'} = \frac{\partial \psi'}{\partial x} \frac{\partial \psi'}{\partial y} = 0,$$

但有波动引起的热量输送

$$\overline{v'T'} = \frac{\partial \psi'}{\partial x} \frac{\partial \psi'}{\partial z} = \frac{kn}{2} \times \sin^2 \frac{\pi}{L} y \times \Phi^2. \quad (25)$$

这样, 由方程(21)的右边可得剩余环流的强迫项 F_R 为下式:

$$F_R = \frac{\rho_0 f_0^2 R}{N^4 H} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{v'T'}) \right]. \quad (26)$$

同样由方程(22)式可得欧拉平均环流的强迫项 F_E 为

$$F_E = -\frac{\rho_0 R}{N^2 H} \frac{\partial^2 (\overline{v'T'})}{\partial y^2}. \quad (27)$$

由 (26) 式可见, 只有当涡动热量输送随高度变化时才有剩余环流的产生, 从而引起平均流的变化。下面将分析几种简单情形下行星波对欧拉平均环流和剩余平均环流, 即拉格朗日环流的动力作用。

三、没有波动及定常保守的行星波作用下的拉格朗日平均环流

1. 没有波动作用

当没有波动存在时, 显然有

$$\frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot \vec{F} = 0,$$

即剩余环流的强迫项为零, 方程 (21) 就成为齐次的椭圆方程

$$\frac{f_0^2}{N^2} \left(\frac{\partial^2 \bar{\psi}^*}{\partial z^2} + \frac{1}{H} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 \bar{\psi}^*}{\partial y^2} = 0. \quad (28)$$

当 $\bar{\psi}^*$ 在边界上取零时, 有解 $\bar{\psi}^*(y, z) = 0$, 于是可得

$$\begin{cases} \bar{v}^* = \bar{w}^* = 0, \\ \bar{v} = \bar{w} = 0. \end{cases}$$

此时平均纬向流 $\bar{u}$ 和平均温度场 $\bar{T}$ 处于定常状态, 并维持热成风平衡。

事实上, 没有波动也就没有行星波的输送作用, 自然就有剩余平均环流与欧拉平均环流是一回事。当考虑了加热场时, 低纬加热, 高纬冷却, 会产生低纬上升、高纬下沉的单圈平均环流。

2. 定常保守的行星波作用下

考虑上面 (24) 式给出的上传行星波, 假定波是定常保守的, 因此行星波在向上传播的过程中振幅 Φ 不变, 从 (25) 式式可知

$$\frac{\partial \overline{v'T'}}{\partial z} = 0.$$

从而剩余环流的强迫项为零, 因此也可得

$$\frac{f_0^2}{N^2} \left(\frac{\partial^2 \bar{\psi}^*}{\partial z^2} + \frac{1}{H} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 \bar{\psi}^*}{\partial y^2} = 0,$$

其解为 $\bar{\psi}^*(y, z) = 0$, 同样可求得

$$\bar{v}^* = \bar{w}^* = 0.$$

利用方程(17)–(20)可知, 平均纬向流与平均温度场也不发生变化, 且保持热成风关系, 这些都与没有扰动存在时是一样的。

然而值得注意的是, 欧拉平均环流的强迫项此时一般不为零, 即

$$F_E \neq 0,$$

可得

$$\frac{f_0^2}{N^2} \left(\frac{\partial^2 \bar{\Psi}}{\partial z^2} + \frac{1}{H} \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 \bar{\Psi}}{\partial y^2} \neq 0.$$

借助于方程组(13)–(16), 可求出欧拉平均环流

$$\begin{cases} \bar{v} = \frac{1}{f_0} \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y}, \\ \bar{w} = -\frac{R}{N^2 H} \frac{\partial \bar{v}'T'}{\partial y}, \end{cases}$$

可以看出, 这个强迫出的欧拉平均环流的作用恰好与波动的作用相抵消, 这正是所谓的波流无相互作用, 当考虑了加热场时, 低纬加热上升、高纬冷却下沉形成的环流与波动强迫产生的欧拉平均环流叠加以后, 可以形成三圈环流。而剩余环流只是由非绝热加热产生的单圈环流。

可见, 当有波动存在时, 欧拉平均环流不适宜于描述物质的输送, 它与拉格朗日平均环流有明显的差异。

四、有耗散的行星波作用下的拉格朗日平均环流

当耗散的行星波向上传播时, 其振幅必然会发生变化, 因此从(25)式可知, 有涡动热量输送随高度的变化, 从而剩余环流的强迫项不为零, 因而有剩余环流产生, 引起波流之间的相互作用。

为了对此有更形象的了解, 我们从(25)式出发, 取涡动热量输送为一个简单的函数形式

$$\overline{v'T'} = \begin{cases} A_0 \cdot \sin^2 \frac{\pi}{D} (z - z_0) \cdot \sin^2 \frac{\pi}{L} y, & z_0 \leq z \leq z_0 + D \\ 0 & z < z_0 \text{ 或 } z > z_0 + D \end{cases}$$

其中 A_0 为一常数, z_0 为一指定高度, D 表示涡动热量输送的垂直范围。其余和前面一致。由此我们可以很容易地分别求出椭圆方程(21)和(22)的解。

取参数值 $L = 5000 \text{ km}$, $D = 12 \text{ km}$, $H = 7 \text{ km}$, $f_0 = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $N = 2 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, $A_0 = 50 \text{ m s}^{-1} \text{ K}$, 分别对 $z_0 = 0$ 和 $z_0 = 14 \text{ km}$, 即涡动热量输送分别出现在对流层和平流层的情形, 计算了欧拉平均环流和剩余平均环流即拉格朗日环流。

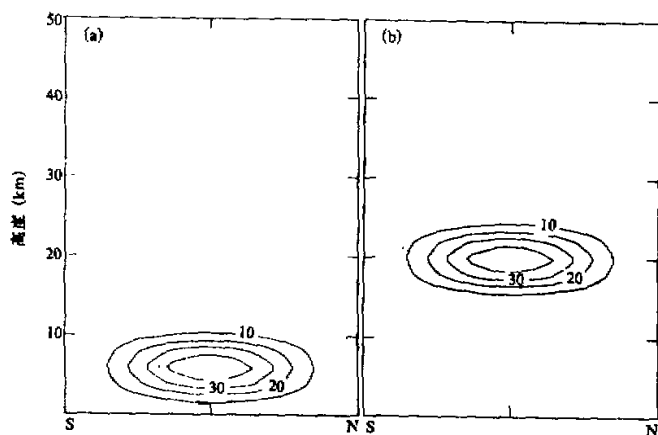


图 1 涡动热量通量的分布

单位: $\text{m s}^{-1} \text{K}$. (a) $z_0 = 0$; (b) $z_0 = 14 \text{ km}$

图 1a 对应于 $z_0 = 0$ 的情形, 可以看出涡动热量通量分布局限在对流层内。图 1b 对应于 $z_0 = 14 \text{ km}$, 涡动热量通量的分布集中在平流层下层。这样图 1a 和 1b 就分别表示了波动局限在对流层和传播到平流层的情况。

图 2 是对应于图 1a 的涡动热量通量强迫出的欧拉平均环流和拉格朗日平均环流。可见当行星波局限在对流层时, 强迫产生的欧拉平均环流和拉格朗日平均环流局限于对流层。从图 2 可以看到, 当在中纬度有向北的涡动热量输送时, 强迫出的欧拉平均环流在中纬度是明显的反环流, 而且在南、北侧各有一个很弱的正环流, 呈现出三圈环流的结构。而图 2b 中的剩余环流是明显的单圈环流结构, 是正环流, 与 Kida (1977) 的结

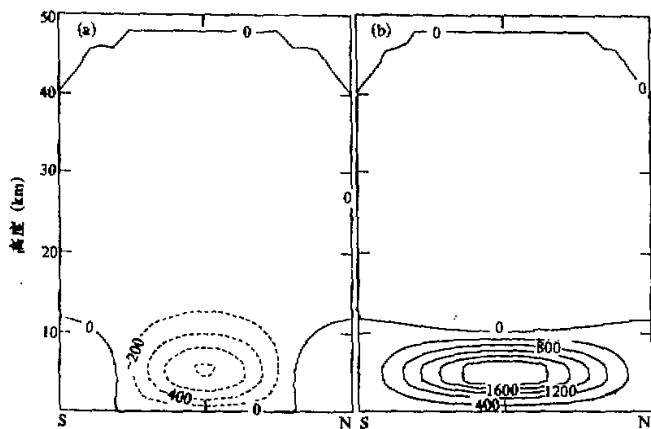


图 2 对流层中涡动热量输送强迫出的欧拉平均环流和剩余平均环流

单位: $\text{kg m}^{-1} \text{s}$, 实线表示顺时针的正环流, 虚线表示逆时针的反环流

(a) 欧拉平均环流; (b) 剩余平均环流

果相吻合，正是一般 O_3 或其他气溶胶物质在全球对流层运输的轨迹。说明耗散的行星波在大气中有很强的运输作用。图 3 则是对应于图 1b 的涡动热量通量强迫出的欧拉平均环流和拉格朗日平均环流。可见当波动传播到平流层时，同样会强迫出欧拉平均环流和拉格朗日平均环流，环流分布与图 2 类似，即拉格朗日环流是明显的单圈环流结构。

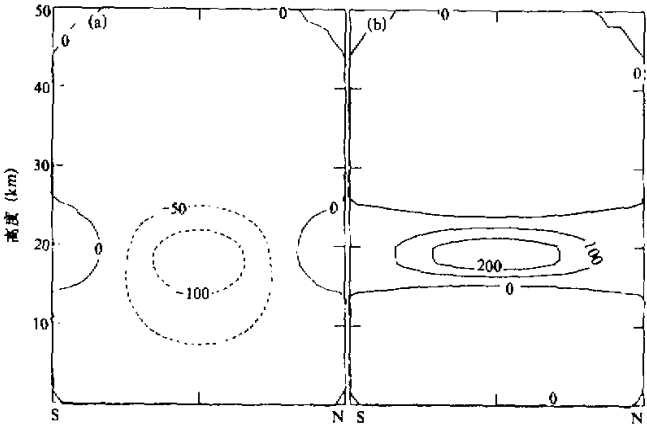


图 3 平流层中涡动热量输送强迫出的欧拉平均环流和剩余环流
单位： $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ 。(a) 欧拉平均环流；(b) 剩余平均环流

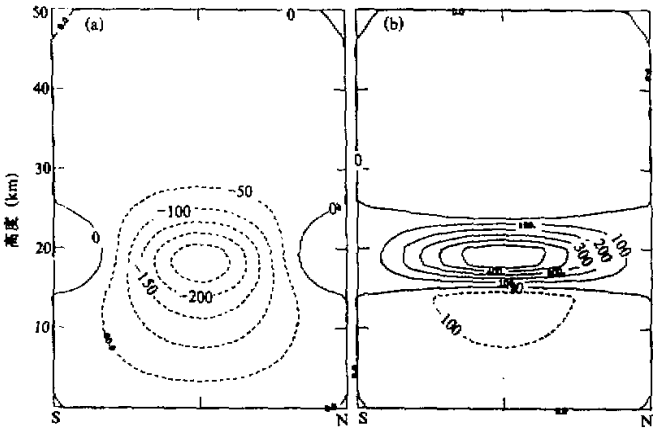


图 4 与图 3 同，但 A_0 增加一倍

对于涡动热量输送在平流层的情形，我们使 A_0 增加一倍后重新计算了强迫的欧拉平均环流和拉格朗日平均环流，如图 4 所示，其结果与图 3 相比，环流的结构没有发生变化，但其强度却大为增加了。说明波动的输送作用也大为增强了。

五、行星波对 O_3 的输送作用

行星波强迫的拉格朗日平均环流即剩余环流对 O_3 的输运作用可以用下面 O_3 的连续方程来研究, 即

$$\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial t} + \bar{v}^* \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \varphi} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial z} = \bar{p} - D_\mu, \quad (29)$$

其中 $\bar{\mu}$ 是纬向平均的 O_3 混合比, $\bar{p}$ 是光化学作用的 O_3 生消项, 本文取值与 Rood 和 Schoeberl^[15] 相同。 D_μ 是涡旋引起的扩散项, 因本文主要考虑行星波的输运作用, 故先略去该项。剩余环流 $\bar{v}^*$ 、 $\bar{w}^*$ 在球坐标中分别是

$$\begin{cases} \bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 \bar{v}' T'}{s} \right), \\ \bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi \bar{v}' T'}{s} \right), \end{cases} \quad (30)$$

其中 $S = \frac{K \bar{T}}{H} + \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$, $\bar{T}$ 是基本态的纬向平均温度, $K \equiv R / c_p \approx 2/7$ 。

方程 (30) 式中 $\bar{v}^*$ 、 $\bar{w}^*$ 将由一组 34 层波一流相互耦合的球面坐标原始方程谱模式求出。 O_3 的初始分布取与 Green (1964) 所得的分析式相同, 即

$$\gamma(z) = \frac{d}{1 + \exp[(z-f)/g]}, \quad (31)$$

其中 γ 表示高度 z 以上的气柱内的臭氧总量 (单位为 cmSTP), $d=0.4$ cm, $f=20$ km, $g=5$ km。臭氧浓度则为 $\mu = -d\gamma/dz$, 可见 O_3 浓度只是 z 的函数, 不随纬度变化。

我们取全球地形和北半球观测热源, 由夏季的平均纬向风和温度的分布出发对 34 层波一流相互耦合的球坐标原始方程模式进行积分, 利用方程 (29) 可以求出 O_3 分布的变化。

图 5 是由模式计算出的由行星波 1—3 波输运而产生的 O_3 分布的变化。可以看到, 行星波通过剩余环流对 O_3 有明显的输运作用, 它把低纬度的 O_3 逐渐输运到高纬度。这种输运作用到冬季最大, 维持到冬末开始减弱, 到第二年夏季最小。计算结果与实际的 O_3 分布的变化很相近。

六、总结和讨论

本文从理论上简单讨论了行星波作用下的欧拉平均环流和剩余平均环流。可以看到, 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, 剩余环流为零; 而在行星波是耗散的情形下, 则行星波对 O_3 有明显的输运作用。在向北的正的涡动热量输送强迫下, 剩余平均环流是正环流, 而欧拉平均环流是反环流; 并且只有当耗散的行星波传播到平流层, 才会在平流层强迫出输运环流。如果行星波发生变化, 其输运作用

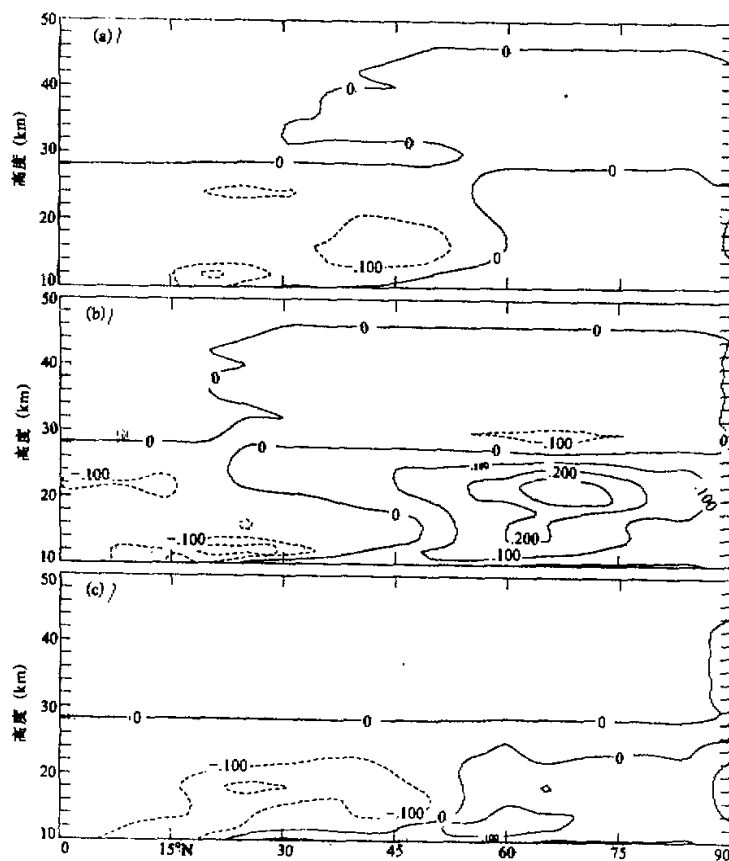


图 5 模拟的由行星波运输而产生的 O_3 分布的变化

单位: $\times 10^{-6}$ 。(a) 10 月份; (b) 2 月份; (c) 7 月份

也有明显的变化,波动比较强时,输运作用也强,反之亦然。

此外,本文还利用一组 34 层波-流相互耦合球坐标原始方程谱模式计算了行星波对 O_3 的输运的动力作用,其所计算的 O_3 变化与实际 O_3 分布的变化相近。

本文虽讨论行星波对 O_3 输运的动力作用,所采用的拉格朗日平均理论和所建立的波-流相互耦合模式也可以用来讨论其他物质,如气溶胶、火山灰在大气中的输运。

参 考 文 献

- [1] Dobson, G. M. B., 1956, Origin and distribution of polyatomic molecules in the atmosphere, *Proc. Roy. Soc. London*, A236, 187-193.
- [2] Murgatroyd, R. J. and F. Singleton, 1961, Possible meridional circulation in the stratosphere and mesosphere, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, 87, 121-135.

- [3] Miyakoda, K., 1963, Some characteristic features of winter circulation in the troposphere and the lower stratosphere, *Tech. Rep. No. 14, Dept. Geophys. Sci., The University of Chicago*, 93pp.
- [4] Dunkerton, T. J., 1978, On the mean meridional mass motions of the stratosphere and mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2325–2333.
- [5] 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.
- [6] Charney, J. G. and P. G. Drazin, 1961, Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**, 83–109.
- [7] Huang R. H. and K. Gambo, 1982, The response of a hemispheric multi-level atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources, *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 78–108.
- [8] Andrews, D. G. and M. E. McIntyre, 1978, An exact theory for nonlinear waves on a Lagrangian mean flow, *J. Fluid Mech.*, **89**, 609–646.
- [9] Bowman, K. P., 1989, Global patterns of the quasi-biennial oscillation in total ozone, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3328–3343.
- [10] Baldwin, M. P., and T. J. Dunkerton, 1990, Quasi-biennial oscillation above 10 mb, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 1205–1208.
- [11] 黄荣辉, 严邦良, 1988, 热带基本气流对冬季北半球中高纬度准定常行星波的影响, *气象学报*, **46**, No. 2, 154–163.
- [12] O'Sullivan, D. and M. L. Salby, 1990, Coupling of the quasi-biennial oscillation and the extratropical circulation in the stratosphere through planetary wave transport, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 650–673.
- [13] O'Sullivan, D. and R. E. Young, 1992, Modeling the QBO's effect on the winter stratospheric circulation, *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2437–2448.
- [14] McIntyre, M. E., 1980, Towards a Lagrangian-mean description of stratospheric circulations and chemical transports, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, **296**, 129–148.
- [15] 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.
- [16] Green, A. E. S., 1964, Attenuation by ozone and the earth's albedo in the middle ultraviolet, *Appl. Opt.*, **3**, 203–208.

The Dynamics of Planetary Wave Transport on Ozone in the Atmosphere

Chen Wen and Huang Ronghui

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

Abstract

The transport effects of planetary waves are studied theoretically with the Lagrangian mean circulation forced by planetary waves. The results show that there is no planetary wave transport when the waves are steady and conservative, but the transport effects of dissipative planetary waves are very strong, it can bring out a positive transport circulation which rises in the tropical region and sinks in high latitudes area. Moreover, the dissipative planetary waves can cause the transport circulation in the stratosphere only when it propagates into the stratosphere.

In order to show the effects of planetary wave transport on ozone, a 34-level coupled planetary wave-zonal flow, global primitive equation model is used to calculate the variation of ozone. The results give the similar variation of ozone as the observed one.

Key words: ozone; planetary waves; Lagrangian mean circulation; Eulerian mean circulation.