

专题评述

平流层与中间层大气动力学的研究

黄 荣 辉

(中国科学院大气物理研究所)

平流层与中间层位于对流层顶之上到80公里左右的高度,它占据着大气总量的20%左右。它的变化直接影响着对流层大气的运动,因此,要搞清楚对流层的气候形成及中、长期天气过程的物理机制,就必须研究平流层与中间层大气环流及其形成的物理机制。

由于平流层含有臭氧,它吸收着太阳辐射中的紫外线,形成了以平流层顶为中心的高温层;并且,平流层及中层大气与对流层大气不同,它没有水蒸汽的凝结,不与海洋及地表直接进行热交换,不直接受到地形的作用,因此,就会产生平流层与中间层固有的大气环流。但是,由于平流层与中间层位于对流层之上,这样下层大气所发生的波动会往平流层及中间层传播,如在对流层由于大尺度地形及海陆纬向分布的不均匀性所产生的行星波可以传播到平流层与中间层;并且,由于波在传播中其能量密度是守恒的,所以,波从密度大的下层传播到密度小的上层,波的振幅随高度增加,这样,本来在对流层不引人注目的重力内波传播到中间层就变成很可观的现象。因此,平流层与中间层大气环流也是很复杂的。

近年来,由于喷气式飞机、气象火箭、气象卫星及MST雷达的发展,平流层与中间层大气的观测资料大大增加,揭示出许多新的大气环流事实,从而促进了动力学的发展。因此,近年来平流层与中间层大气动力学已成为大气动力学的一个新分支,本文就以下几个方面的研究情况作一下综述。

一、平流层行星波动力学的研究

1. 平流层与中间层的准定常行星波

众所周知,平流层与中间层大气不会象对流层那样自己产生各种波动,因此,若单独存在平流层与中间层大气,那么平流层与中间层大气环流只能是轴对称纬向环流。但是,许多观测资料表明,冬季平流层与中间层存在着振幅很大的行星波。Van Loon根据多年观测资料计算了平流层行星波的振幅与位相的分布,他的计算结果表明了平流层行星波的振幅要比对流层大。

关于平流层行星波形成机理的研究,早在六十年代初期就开始了。许多研究表明平流层准定常行星波产生的机制中,平流层内部的斜压不稳定过程并不是主要的,而主要是

由于对流层强迫所产生的行星波向平流层传播的结果。Charney and Drazin 利用几何光学的折射原理研究了波在垂直切变基流中的传播^[2], 指出定常行星波在一定垂直切变的气流中将从低层垂直传播到高层。Dickinson 说明了纬向平均气流的径向切变对定常行星波传播有很大影响^[3], 他发现对流层定常行星波是通过极地波导从对流层向平流层传播的。Matsuno 说明了冬季平流层行星尺度扰动是由于平流层以下罗斯贝内波往上传播的结果^[4]。

黄荣辉与岸保勘三郎应用波在缓变媒质中传播理论研究了对流层地形与定常热源强迫产生的定常行星波在大气中的传播规律^[5,6]。若假设大气中没有热源与粘性, 并且不考虑牛顿冷却效应, 则可以用下方程来描述波在子午面上的传播:

$$\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \Psi_k}{\partial \varphi} \right) + l^2 \sin^2 \varphi \frac{\partial^2 \Psi_k}{\partial Z^2} + Q_k \Psi_k = 0 \quad (1)$$

$$Q_k = Q_0 - \frac{k^2}{\cos^2 \varphi}, \quad (2)$$

$$Q_0 = \left[2(Q_0 + \bar{Q}) - \frac{\partial^2 \bar{Q}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \bar{Q}}{\partial \varphi} - l^2 \sin^2 \varphi \left(\frac{\partial^2 \bar{Q}}{\partial Z^2} - \frac{1}{H_0} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial Z} \right) \right] / (\bar{Q} - c) - l^2 \sin^2 \varphi \frac{1}{4H_0^2} \quad (3)$$

上述方程中 Ψ_k 为下式的一个新变量

$$\psi'(\lambda, \varphi, z, t) = Re \sum_{k=1}^{\infty} e^{i\omega_k t} \Psi_k(\varphi, z, t) e^{ik\lambda},$$

并且 $l = 2Q_0 a / N$, Q_0 是地球自转角速度, N 是 Brunt-Väisälä 频率, $\bar{Q} = \frac{\bar{U}}{a \cos \varphi}$ 是基本气流角速度, H_0 是大气的标高, Q_k 是波数 k 的波折射指数平方, Q_0 可以看成是波数 0 的折射指数平方。利用 WKBJ 方法可以得到波传播路径的变化:

$$\frac{d\hat{a}}{ds} = \frac{1}{Q_k} i C'_s \times \nabla Q_0 \quad (4)$$

式中 \hat{a} 是波传播路径与水平方向的夹角, $\frac{d}{ds}$ 表示随群速度移动的随体微商。方程 (4) 说明了行星波传播路径的变化是由 Q_k 及与基本气流有关的 Q_0 的梯度决定, 并且传播路径总是向着 Q_0 的梯度方向折射。

由冬夏大气基本气流的结构及公式 (4) 就可以确定波的传播规律。正如图 1 所示, 冬季中纬度地区受迫定常行星波不能直接传播到平流层, 而是通过两支波导分别传播到平流层及低纬度对流层上层。这两支波导是: 一支是波从中、低纬度的对流层向北传播到高纬度, 然后通过极地波导传播到平流层; 另一支是波从中、高纬度 (特别是中纬度地区) 的对流层下层向南传播到低纬度对流层上层。但是, 夏季平流层的基本气流是东风, 极地波导不存在, 行星波不能往平流层传播, 而只能在对流层传播。黄荣辉与岸保勘三郎还利用多层模式计算了大气中地形与热源强迫所产生定常行星波的传播, 证实了理论上所提出的波传播规律是正确的。

对流层大气由于受地形及热源强迫所产生的定常行星波会向平流层及中间层传播,

从而形成平流层及中间层大气的定常扰动及定常行星波。Matsuno (1970) 利用 500mb 平均高度场作为下边界条件计算了平流层及中间层大气定常行星波的分布, 但由于他的模式垂直分辨率比较低, 所以计算结果与实际分布有些差别。黄荣辉与岸保勘三郎用了 34 层模式计算了冬季与夏季北半球地形与定常热源强迫所产生的定常行星波的分布及各等压面的定常扰动的分布, 计算结果与实际观测值比较一致^[7,8]。随后, 许多气象学家也相继计算这种分布, 如 Lindzen et al 及林本达利用多层原始方程模式计算了地形与定常热源强迫所产生定常行星波的分布^[9,10]。

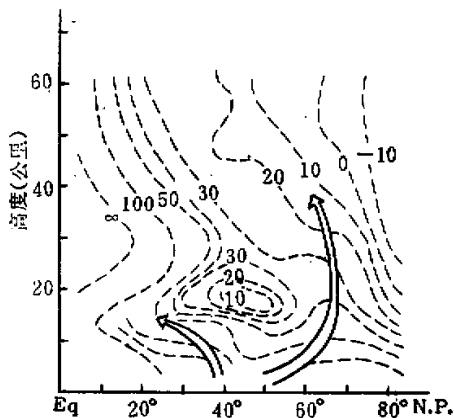


图1 冬季位于中纬度定常行星波传播波导示意图

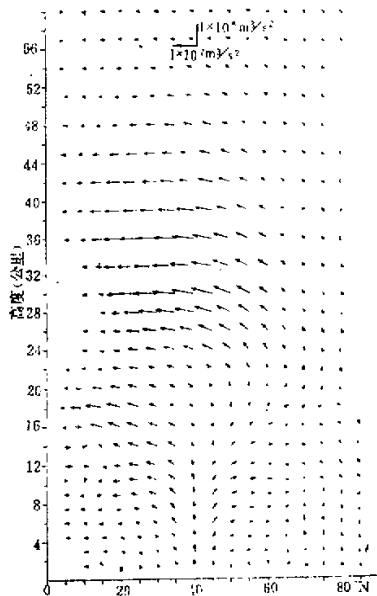


图2 北半球冬季位于 40°N 理想地形强迫所产生波数2定常行星波的 E-P 通量矢量的分布

2. Eliassen-Palm 通量与行星波的传播

与 Charney and Drazin 研究波传播的同时, Eliassen and Palm 提出用波能量通量来研究波的垂直传播^[11]。此后许多学者也曾利用 Eliassen and Palm 所定义的波能量通量来研究行星波的传播。但是, 由于波在具有切变基流中传播, 其能量是不守恒的, 因而, Andrews and McIntyre 提出波作用量, 波作用通量(即广义 Eliassen-Palm 通量)的概念, 并证明了波作用量在波传播中是守恒的^[12]。因此, 利用波作用通量来研究行星波的传播要比用能量通量更合理。

但是 Andrews and McIntyre 只是在 β 平面近似下证明了这个守恒性质, 对于行星尺度的波动, 波的经向波长是从高纬度地区一直到低纬度, 显然 β 平面是不成立的。因此, 黄荣辉利用 WKBJ 方法研究了球面大气中波作用量守恒及波作用通量^[13], 证明了在球面

大气中的行星波有下面关系式

$$\mathbf{F} = \mathbf{C}_g \cdot A_m \quad (5)$$

\mathbf{C}_g 是行星波的群速度在经圈面上的投影, A_m 是行星波修正位涡度, \mathbf{F} 是 Eliassen-Palm 通量, 它可以写成下式,

$$\mathbf{F} = (F(\varphi), F(p)) = \left(-a \cos \varphi \overline{u'v'}, fa \cos \varphi \overline{\frac{\partial v'}{\partial p}} \right) \quad (6)$$

(6)式说明了行星波的波作用通量是平行于子午面内行星波的群速度, 因此, Eliassen-Palm 通量可以作为诊断行星波传播的一种手段。黄荣辉计算了冬季对流层某强迫机制(如理想地形)强迫所产生的定常行星波的 $E-P$ 通量矢量分布(参见图 2), 证明了冬季对流层由强迫所产生的定常行星波传播中确实存在两支波导。

二、关于热带平流层波动的研究

在中、高纬度地区, 惯性重力波的位相速度要比罗斯贝波的位相速度大得多, 所以容易区别这两种波。然而, 在赤道附近, f 变小, 而 β 又较大, 因此罗斯贝波与惯性重力波很难区分, 可以想象会出现既是惯性重力波, 又是罗斯贝波的情况。Matsuno 首先在理论上发现了在热带除了中纬度的罗斯贝波与惯性重力波外, 还存在着罗斯贝-重力混合波及开尔文波^[14]。

Matsuno 利用赤道 β -平面近似研究了在热带的波动, 即

$$\begin{cases} \frac{\partial u'}{\partial t} - \beta y v' = -\frac{\partial \phi'}{\partial x} \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + \beta y u' = -\frac{\partial \phi'}{\partial y} \\ \frac{\partial \phi'}{\partial t} + gH \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) = 0 \end{cases} \quad (7)$$

从方程(7)可以得到三个根

$$c_{1,2} = \pm c \sqrt{1 + \frac{\beta(2n+1)}{c_0 k^2}}, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (8)$$

它分别表示向东及向西的以快速传播的惯性重力波; 另外一个根是

$$c_3 = -\frac{\beta}{k^2 + \frac{\beta}{c_0}(2n+1)}, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (9)$$

上两式中 $c_0 = \sqrt{gH}$, c_3 是向西以缓慢速度传播的罗斯贝波。因此, 当 $n=0$ 时, 就会出现既是重力波又是罗斯贝波的波动。当 $n=0$ 时, 我们可以从方程组(7)的频率方程得到

$$c_{1,2} = c_0 \left(\frac{1}{2} \mp \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{\beta}{k^2 c_0}} \right) \quad (10)$$

可以看到当 k 大时, c_1 所对应的波是罗斯贝波, 当 k 小时, 此波是重力波, 即罗斯贝-重力

混合波(一般简称 $R-G$ 波),另一个波是向东传播的重力波。

在上述方程中 $v' \neq 0$, 若假设 $v' = 0$, 再由方程(7)的频率方程解得 $c = c_0$ 。这种波没有南北风分量,波只是向东传播,这就是开尔文波,为了与前面所谈的波一致,用 $n = -1$ 来表示。

自从 Matsuno 在理论上发现了热带波以后,从观测事实相继发现这两种波动。Yanai and Maruyama 发现了热带平流层下层存在着罗斯贝-重力混合波^[49]。Wallace and Kousky 又发现了热带平流层下层存在着开尔文波^[46]。

三、关于平流层爆发性增温机制——中、高纬度 行星波与纬向基本气流相互作用的研究

自从 Scherhag 发现了平流层爆发性增温以后^[47],许多观测资料证实了平流层爆发性增温是北半球平流层大气环流中一种特殊现象。冬季,平流层大气的温度在某区域可以发生急剧增加,几天之内增温幅度可以高达 50°C ,由于极区周围空气增暖,造成温度梯度反向。这种急剧增温带来了平流层环流的急剧变化,极夜急流迅速减弱,极区周围出现东风气流。

关于平流层爆发性增温机制,开始时人们都认为与电离层的磁暴或极光相类似,是太阳活动所引起。但许多观测资料表明,在发生磁暴时却不一定发生爆发性增温。于是,后来有人提出增温是由于平流层空气造成的,因为绝热下沉一方面可以使气温升高,另一方面,由于空气下沉,把大量臭氧从光化平衡层注入平流层低层,从而使平流层臭氧含量增加,造成对紫外吸收增加,于是平流层气温升高。但是,这种观点无法解释平流层的下沉运动是如何产生的。随后,有些学者从极夜急流的不稳定来解释平流层爆发性增温,但是,南半球的极夜急流比北半球还强,为什么它可以处于稳定呢?因此,极夜急流不稳定也不能解释平流层爆发性增温。

从六十年代初开始,许多研究表明,平流层爆发性增温之前已有行星波的异常发展,而这种异常发展主要来自对流层的能量。Reed 计算了平流层发生爆发性增温时的能量循环^[48],计算结果表明,发生增温初期,对流层往平流层的垂直能量输送大大增加。这之后,许多大气动力学家从不同观点来解释平流层爆发性增温机制。

1. 欧拉平均环流的观点

Matsuno 首先从动力学观点提出了平流层爆发性增温机制^[49]。他认为平流层爆发性增温是由于对流层行星尺度波动往平流层传播而引起的。由于对流层定常行星波垂直上传,使得平流层的涡旋热量通量往北输送,这样将诱发出往南的经圈环流,由于科氏力的作用,使得纬向平均风向西加速,即东风加强,根据热成风原理,就会造成在极区增温。在热带冷却,这就会形成爆发性增温。Matsuno 还利用数值模式成功地模拟了平流层爆发性增温过程。

2. 转换的欧拉平均环流的观点

近年来,许多学者利用中、高纬度行星波与基本气流相互作用的原理来解释平流层爆发性增温,即利用波作用量(也称 Eliassen-Palm 通量)来诊断平流层爆发性增温过程。在 β 平面近似下转换的欧拉平均环流的方程组如下:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f \bar{v}^* - \tilde{D} = \nabla \cdot \mathbf{F} \\ f \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} - R \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\omega}^*}{\partial p} = 0 \\ \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{\omega}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} - \tilde{Q} = 0 \end{array} \right. \quad (11)$$

式中 \mathbf{F} 是 β 平面近似下行星波 $E-P$ 通量矢量, $\nabla \cdot \mathbf{F}$ 是 $E-P$ 通量矢量的散度, \tilde{D} 与 \tilde{Q} 分别是摩擦与加热沿纬圈的平均值, \bar{v}^* , $\bar{\omega}^*$ 是剩余经圈环流,即

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

我们从方程 (11) 的第一式可以看到行星波 $E-P$ 通量散度的大小直接影响纬向平均环流的加速与减速以及剩余经圈环流。若 $\nabla \cdot \mathbf{F}$ 是正的,则西风气流将加速;若 $\nabla \cdot \mathbf{F}$ 是负的,则西风气流将减速,而东风气流将加速。由于这种解释可以同时考虑涡旋的动量输送及热量输送,所以利用转换的欧拉平均环流的观点来解释平流层爆发性增温机制要比 Matsuno 的解释更全面。

Dunkerton 计算了平流层爆发性增温时被数 2 的 $E-P$ 通量矢量的分布^[20],他发现在平流层发生爆发性增温期间, $E-P$ 通量矢量转向极地,使得在高纬度地区 $E-P$ 通量辐合,从而使东风加速,西风减速。而 Palmer 也计算了平流层爆发性增温期间 $E-P$ 通量矢量的分布^[21],他的结果表明了平流层爆发性增温发展时, $E-P$ 通量矢量由向南逐渐向北偏转,在高纬度地区造成辐合区。O'Neill and Youngblut 研究了 1976/1977 年冬季爆发性增温过程^[22],其结果与 Palmer 的相似, $E-P$ 通量矢量向极地辐合。Kanzawa 也应用此原理来诊断平流层增温过程^[23]。从他们的计算结果可以看到,在增温初期从对流层垂直上传的行星波的 $E-P$ 通量在高纬度平流层产生辐合,使得西风基本气流减弱。

3. 拉格朗日平均环流的观点

Matsuno and Nakamura 首先应用拉格朗日平均环流的观点重新解释了平流层爆发性增温机制^[24],使人们对平流层爆发性增温机制有了更深入的理解。由于行星波向上垂直传播,由波与基本气流的相互作用,将会使得平流层的大量空气由南向北运动,这样在低纬度平流层中上层的上下两方分别产生下沉气流与上升气流,而在高纬度地区的平流层中上层的上下两方分别产生上升气流与下沉气流。而根据热力学原理上升气块将降温,而下沉气块将增温,因此将产生爆发性增温。HSO 也利用数值模式研究了爆发性增温时

的气块运动^[25],解释了平流层爆发性增温机制。

4. 关于平流层爆发性增温的前期条件研究

继 Reed 之后,许多动力学家研究了平流层爆发性增温的前期条件。Bridger and Stevens 利用数值模式对平流层爆发性增温进行了敏感性实验^[26],他们发现平流层爆发性增温的强度很敏感于初始风速分布,在爆发性增温发生之前,高纬度地区的平流层必须有极夜急流,而在急流之下有相对强的西风急流。Garcia and Geister 应用一个 β -平面近似模式研究了爆发性增温前平流层的正压波,提出了正压波可以影响平流层的特性^[27]。Schoeberl and Strobel 认为这种波动在平流层爆发性增温的初始阶段是重要的^[28]。Frederiksen 的工作表明,平流层爆发性增温开始时是由于正压不稳定而产生的^[29]。

四、准两年周期振荡 (QBO) 的产生机制——热带波与基本气流的相互作用研究

Reed and Rogers 发现了热带平流层下层纬向平均气流是东风和西风互相交替出现,变化的周期是稳定的,大约是 26 个月左右^[30]。通常把这种现象称平流层准两年周期振荡,一般称 QBO。这种现象的机理在一段时间内不清楚,自从 Matsuno 发现热带平流层存在着罗斯贝-重力混合波及开尔文波以后,Lindzen and Holton 提出了用垂直上传的罗斯贝-重力混合波、开尔文波与平流层基本气流的相互作用来解释 QBO 现象^[31]。Holton and Lindzen 利用数值模式计算了热带平流层纬向平均气流随时间与高度的分布^[32],其计算结果与实际观测很一致。

按照 Lindzen and Holton 所提出的理论,当开尔文波向高层传播时,由于高层牛顿冷却效应,故上传的开尔文波在高层很快被吸收,由于非线性相互作用,在高层将出现西风,一旦出现西风,开尔文波相对于平均流的位相速度 $c-\bar{u}$ 就要减少,这样开尔文波就将变得更弱;另一方面,在西风加速的同时,西风区域逐渐向下扩展,随着西风区域向下扩展的过程中开尔文波逐渐被吸收掉。而当开尔文波不能上传时,上层西风加速就停止,使得罗斯贝-重力混合波在西风中就产生传播,造成上层西风减速、东风加强。与上述相同,东风区域又向下传,罗斯贝-重力混合波将被吸收掉,这样又使开尔文波容易往上传播。因此,热带波交替往上传播,使得东西风交替产生,其周期是 2—2.5 年左右。

此外,近年来人们已经注意到重力波与中间层大气基本气流的相互作用。

五、拉格朗日平均环流理论的提出

随着平流层与中间层大气环流研究的发展,以臭氧为中心的光化学反应的研究及平流层与中间层大气中微量成分的气候效应的研究日益发展。但是平流层、中间层的物质输送及热量输送主要是由行星波来输送的,而行星波是准定常的,在槽前是下沉气流,在脊区是上升气流,若采用欧拉平均的方法,北边是上升气流区,南边是下沉气流区。然而

对于每个气块沿流线平均,该气块平均垂直运动为零,这样就可以消去一个反向的经向环流。这种沿流线或质点运动的路径取平均而得到的环流称拉格朗日平均环流。

显然应用拉格朗日平均环流理论来研究平流层与中间层大气中微量成分物质的输运过程要比用欧拉平均环流理论更合理,因此这个理论广泛地用来研究臭氧,气溶胶粒子及放射性同位素的输送过程。Kida 首先利用拉格朗日平均环流理论研究了平流层与中间层微量成分物质的输送过程^[38]。

这种理论也广泛用来研究波与基本气流的相互作用。在欧拉平均环流理论中波的动量、热量输送可以强迫出二级环流来,而拉格朗日平均环流中没有这二级环流,因而就没有这二级环流所产生的科氏力,这样可以真实地表达波的动量输送。Andrews and McIntyre 首先利用这种环流理论来研究波与基本气流的相互作用^[39],他们证明了 Charney 所提出的在某种条件下波与基本气流的非相互作用原理,并且证明了在拉格朗日平均环流中同样有波作用量守恒。随后,许多学者利用这种理论来说明平流层爆发性增温与 QBO 的产生机制,使得人们对这两种现象有了更进一步的认识。

以上所述的平流层与中间层大气动力学的新进展,它不仅解释了平流层与中间层大气环流的形成,而且也大大丰富了整个大气环流的动力理论,使人们对大气环流的本质有了更进一步的认识。

六、尚待研究的几个问题

从上面回顾中,可以看到这二十多年来,国际上关于平流层与中间层大气环流动力理论的研究取得了很大进展,但是,这些研究还是初步的,还有许多问题尚待进一步研究。

(1) 关于热带平流层波动产生的机制: Matsuno 从理论上发现热带波以后,从实际观测资料也证实了在热带地区存在着罗斯贝-重力混合波及开尔文波。但是,产生这两种波的原因是什么,至今还不太清楚,有的认为是热带 CISK 强迫所产生,有的则认为是中纬度的罗斯贝波与热带地区的重力波调谐而产生的。

(2) 关于平流层爆发性增温机制: Matsuno 在 1971 年用行星波垂直传播解释了平流层爆发性增温。但是,近年来,根据气象卫星的观测资料发现南半球也存在着行星波,可是南半球并不发生爆发性增温,可见,仅仅用线性论的观点是不能完全解释平流层爆发性增温的。

(3) 许多观测资料表明,平流层爆发性增温现象是对流层的长期天气过程有很大影响,但是,平流层爆发性增温是通过什么机制影响对流层的,至今还不太清楚。

(4) 根据观测资料,在爆发性增温发生时,中间层大气中的局地温度瞬时变化很大,根据 Heath 分析,这是受一种周期 2—4 小时,波长是 10—15 公里的大振幅重力内波作用的结果^[40]。这种大振幅重力内波是如何产生的,至今还不清楚。

(5) 大气热潮汐在对流层除了低纬度地区比较显著外,其它地区其影响并不是很大的,在中间层大气层顶,它可以引起风速 30 米/秒的脉动,一般认为这是由于尺度很大的重力内波作用的缘故,但是,这种重力内波是由什么机制所产生也不清楚。

(6) 在中间层之上 100 公里高度上,低纬度地区整年都是东风,而中纬度地区都是西

风,风速为 30—50 米/秒,最近 Miyahara 提出这是由于大气中的一日潮及半日潮所产生的平均流,但是,为什么在 150—200 公里高度的热层下层却是相当强的西风,显然,再用大气潮汐是不能解释的。

(7) 在平流层与中间层大气中存在着臭氧与其它许多微量气体。臭氧及一些微量气体将吸收太阳辐射中的紫外线而进行光化学反应,这些光化学反应将要放出热量。这样,由于光化学反应所形成的热源势必影响平流层的基本气流与行星波的分布。以前讨论平流层行星波只注意对流层行星波的垂直传播,而忽略光化学过程对行星波的影响,因此,平流层光化学过程与动力过程的相互作用还有待研究。

总之,平流层与中间层大气环流中存在着许多动力学问题,这些问题正在吸引着各国大气动力学家的注意。目前为了搞清中层大气(10—100 公里高度)的风系与波动、中层大气的构造与组成、气溶胶与辐射情况、中层大气环流及其动力学机制,国际上正在实行中层大气观测计划(MAP 计划)。我们可预言,通过 MAP 计划的实施,对于平流层与中间层大气动力学的认识将会有更大进展。

本文应邀在全国第二次中层大气学术座谈会上报告过。

参 考 文 献

- [1] Van Loon, H., R. L. Jenne and K. Labitzke, *J. Geo. Res.*, Vol. 78, 4463—4471, 1973.
- [2] Charney, J. G., and P. G. Drazin, *J. Geo. Res.*, Vol. 66; 83—110, 1961.
- [3] Dickinson, R. E., *J. Atmos. Sci.*, Vol. 25, 984—1002, 1968.
- [4] Matsuno, T., *J. Atmos. Sci.*, Vol. 27, 871—883, 1970.
- [5] 黄荣辉, 岸保勘三郎, 中国科学 B 辑第 10 期, 940—950, 1983.
- [6] Huang Ronghui (黄荣辉) *Ad. Atmos. Sci.*, Vol. 1, No. 1, 1984.
- [7] Huang Ronghui and K. Gambo, Part I and II, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 60, 78—108, 1982.
- [8] Huang Ronghui and K. Gambo, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 61, 495—509, 1983.
- [9] Lindzen, R. S., T. Aso and D. Jacqmin, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 60, 66—67, 1982.
- [10] Lin, Benda, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 39, 1206—1226, 1982.
- [11] Eliassen, A. and E. Palm, *Geo. Pub.*, Vol. 22, 1—23, 1961.
- [12] Andrews, D. G. and M. E. McIntyre, *J. F. M.*, Vol. 89, 609—646, 1978.
- [13] 黄荣辉, 中国科学 B 辑, 第 8 期, 1984.
- [14] Matsuno, T., *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 44, 25—43, 1966.
- [15] Yanai, M. and T. Maruyama, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 44, 291—294, 1966.
- [16] Wallace, J. M. and V. E. Kousky, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 25, 900—907, 1968.
- [17] Scherhag, R., *Ber. Deut. Wetterd.*, Vol. 6, 51—63, 1952.
- [18] Reed, A., J. Wolfe and H. Nishimoto, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 20, 256—275, 1963.
- [19] Matsuno, T., *J. Atmos. Sci.*, Vol. 28, 1479—1494, 1971.
- [20] Dunkerton, T. J., *J. Atmos. Sci.*, Vol. 35, 2325—2333, 1978.
- [21] Palmer, T. N., *J. Atmos. Sci.*, Vol. 38, 844—855, 1981.
- [22] O'Neill, A., and C. E. Youngblut, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 39, 1370—1386, 1982.
- [23] Kanzawa, H., *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 60, 1063—1073, 1982.
- [24] Matsuno, T. and K. Nakamura, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, 640—654, 1979.
- [25] Hsu, C.-P. F., *J. Atmos. Sci.*, Vol. 37, 2768—2792, 1980.
- [26] Bridger, A. F. C., and D. E. Stevens, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 39, 666—679, 1982.
- [27] Garcia, R. R., and J. E. Gester, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 38, 2167—2187, 1981.
- [28] Schoeberl, M. R., and Strobel, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 37, 214—236, 1980.
- [29] Frederiksen, J. S., *J. Atmos. Sci.*, Vol. 39, 2313—2329, 1982.
- [30] Reed, R. J. and E. G. Rogers, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 19, 127—135, 1962.
- [31] Lindzen, R. S. and J. R. Holton, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 25, 1095—1107, 1968.
- [32] Holton, J. R., and R. S. Lindzen, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 29, 1076—1080, 1972.

- [33] Kida, H., *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 55, 71—88, 1977.
[34] McIntyre, M. E., *Pure and App. Geo.* Vol. 118, 152—176, 1980.
[35] Heath, D. F., et al, *Structure and Dynamics of the upper Atmosphere*, 131—198, 1974.

THE STUDIES ON THE STRATOSPHERIC AND MESOSPHERIC DYNAMICS

Huang Ronghui

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*)

Abstract

There have been significant advances in the recent years in our understanding of the large-scale dynamics in the stratosphere and mesosphere. In this review we focus on the recent progress made in the studies on the dynamics of planetary-scale motion in the stratosphere and mesosphere, the waves in the tropical stratosphere, the mechanisms of sudden stratospheric warming and quasi-biennial oscillation, and Lagrange's theory in the mean stratospheric and mesospheric circulation.

The outstanding problems in the stratospheric and mesospheric dynamics are also pointed out in this review. These problems should be studied for the future.