

夏季极区中层顶光化诱发重力波 不稳定判据的研究*

徐寄遥 吴永富 王咏梅 傅利平

(中国科学院空间科学与应用研究中心空间天气学开放实验室, 北京 100080)

摘要 讨论了夏季极区中层顶区光化学加热对重力波传播不稳定的作用, 着重研究了耗散大气中湍流的黏性及扩散作用对该过程的影响, 在此基础上给出了重力波不稳定的临界波长. 探讨了不稳定有影响的各种因素, 研究发现温度以及氧原子的分布对这一过程有很大影响.

关键词 重力波 不稳定 光化学反应

中层顶区域是中层大气与热层大气重要的耦合区域, 因而对它的研究一直受到广泛的重视. 近年来, 随着 MST 雷达和激光雷达的使用, 使得对中高层大气的大量观测成为可能. 高纬度地区一些国家利用 MST 雷达、激光雷达、火箭探测以及地面光学观测等手段对极区中层顶区进行了多次大规模的国际联测. 大量的观测发现在夏季极区中层顶区大约 10 km 的范围内经常出现强湍流层, 其强度比其他季节和高度的湍流强度高一个量级. 目前普遍认为不稳定重力波的破碎是产生湍流的主要机制, 因而对重力波不稳定机制的研究一直是近些年来最活跃的研究课题之一.

中高层大气是辐射过程、动力学过程以及化学反应过程相互耦合的体系, 中高层大气的加热过程主要由光化学加热, 其中包括太阳辐射的吸收加热、放热化学反应加热、大气红外辐射冷却、大气重力波破碎造成的湍流加热以及热传导等一些复杂过程所组成. 近些年来对中层顶区域光化学过程以及它的加热效应的观测与研究表明光化学加热是该区域的重要加热源之一.

Leovy^[1]提出臭氧的加热过程可能导致中层顶重力波不稳定. 徐寄遥^[2,3]针对夏季极区中层顶区光化-动力耦合造成的大气重力波不稳定机制进行了研究, 研究表明在夏季极区中层顶区光化诱发重力波的增长率比其他季节要强.

中高层大气是耗散系统, 尤其对中层顶区动力学过程和光化学过程的研究应考虑大气湍流造成的黏性摩擦和扩散的影响. 另外, 观测研究表明, 在中层顶区域一些重要的化学成分, 例如: 原子氧、臭氧等, 以及温度分布的观测结果存在很大的变化. 对中层顶区域化学成分分布的模式计算和观测之间也存在着很大的偏差. 以上各种因素都会对光化诱发重力波不稳定机制产生影响.

本文着重考虑大气的耗散特性, 研究大气湍流黏性摩擦和扩散对夏季极区中层顶区光化学加热诱发重力波不稳定机制的影响, 给出重力波不稳定的临界频率和波长判据, 并研究影

2000-12-10 收稿, 2001-04-16 收修改稿

* 国家重点基础研究专项经费(G2000078407)和国家自然科学基金(批准号: 49974038)资助项目

响不稳定判据的各种因素. 为此, 将简述光化-动力耦合的重力波模式, 讨论非耗散大气中影响光化学诱发重力波不稳定增长率的各种因素及频谱特性, 并研究大气湍流耗散对光化学诱发重力波不稳定机制的影响, 在此基础上给出重力波不稳定的判据.

1 考虑光化-动力耦合的重力波模式

为了研究大气光化学过程对大气重力波传播的影响, 在线性化重力波理论中引入辐射及化学反应产生的非绝热项, 同时考虑波动对微量成分传输的影响, 在模式中我们还考虑了大气湍流产生的黏性、热传导和扩散对重力波的影响, 形成重力波光化-动力耦合模式, 方程组如下:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial u'}{\partial y} - f v' + \frac{\partial \phi'}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho K_m \nabla u'), \quad (1)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial v'}{\partial y} + f u' + \frac{\partial \phi'}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho K_m \nabla v'), \quad (2)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H} \right) w' = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \phi'_z}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \phi'_z}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \phi'_z}{\partial y} + N^2 w' = \frac{R}{HC_p} \left[\frac{\partial Q}{\partial T} \right]_{\bar{T}} \frac{H}{R} \phi'_z + \sum_{j=1}^J \frac{\partial Q}{\partial q_j} \bigg|_{\bar{q}_j} \bar{q}_j q'_j \bigg] + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho K_T \nabla \phi'_z), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial q'_i}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial q'_i}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial q'_i}{\partial y} + w' \frac{\partial \ln \bar{q}_i}{\partial z} \\ &= \frac{1}{\bar{n}_i} \left[\frac{\partial (P_i - L_i)}{\partial T} \right]_{\bar{T}} \frac{H}{R} \phi'_z + \sum_{j=1}^J \frac{\partial (P_i - L_i)}{\partial q_j} \bigg|_{\bar{q}_j} \bar{q}_j q'_j \bigg] + \frac{1}{\bar{n}_i} \nabla \cdot (\rho K_n \nabla \bar{q}_i q'_i), \end{aligned} \quad (5)$$

$i = 1, 2, 3, \dots, J.$

方程(1)和(2)是波动的水平运动方程, 方程(3)是大气连续性方程, 方程(4)是热力学方程, 方程(5)是大气化学成分连续性方程. 方程(4)和(5)表示光化-动力耦合效应. 其中 \bar{u} , \bar{v} 和 \bar{w} 为 x , y 和 z 方向的背景风场, $\bar{q}_i (i=1, 2, \dots, J)$ 为背景微量成分分布, $\bar{T} = \frac{H}{R} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} = \frac{H}{R} \bar{\phi}_z$ 为背景温度场,

$\phi_z = \frac{\partial \phi}{\partial z}$, f 为 Coriolis 参数, $f = 2\Omega \sin \varphi$, ϕ 为位势高度, ρ 为大气密度, H 为标高, $H = \frac{K\bar{T}}{\bar{m}g}$,

N 为 Brunt-Vaisala 频率, $N^2 = \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{\bar{T}\kappa}{H} \right) \frac{R}{H}$, C_p 为等压比热, R 为气体常数, $\bar{n}_i = \rho \bar{q}_i$ 为第 i 种

成分的背景密度, \bar{q}_i 为第 i 种成分的背景混合比, P_i 和 L_i 为第 i 种微量成分的光化产生和损耗项. u' , v' , w' 和 ϕ' 为 u, v, w 和 ϕ 相应的波动量, $q'_i = \tilde{q}'_i / \bar{q}_i$ 为 q_i 的相对波动量, 其中 \tilde{q}'_i 为第 i 种成分混合比的波动. K_m, K_T 和 K_n 分别表示湍流对动力学、热力学和对化学成分产生的黏性、热传导和扩散系数. 非绝热项 Q 表示大气光化过程的净加热率, 它包括太阳辐射加热、化学反应放热以及大气红外辐射冷却^[4,5]. 大气微量成分的背景分布采用一维时变光化模式计算. 模式中考虑了包括氧族、氢族、氮族以及氯族在内的微量成分以及百余个重要的光化反应方程.

设波动量有形式为

$$\beta' = \beta'_0 \exp \left\{ \frac{z}{2H} + i(\omega_0 t - k_x x - k_y y - k_z z) \right\} \tag{6}$$

的解, 其中 $k_x = 2\pi/l_x$, $k_y = 2\pi/l_y$ 和 $k_z = 2\pi/l_z$ 为 x, y 和 z 方向的波数, ω_0 为频率, 它可以是复数 $\omega_0 = \omega_{0r} + i\omega_{0i}$, ω_{0i} 为波的时间衰减率, 当 $\omega_{0i} > 0$ 时, 波随时间衰减, 这时波是稳定的. 当 $\omega_{0i} < 0$ 时, 波随时间增强, 出现波不稳定. 把 $-\omega_{0i}$ 定义为波增长率. 把(6)式代入(1)~(5)式, 并利用(3)式消去 w' 得

$$i\omega \mathbf{y} = \mathbf{A}\mathbf{y} - \mathbf{B}\mathbf{y},$$

其中 $\mathbf{y} = (u'_0, v'_0, \phi'_0, q'_{01}, \dots, q'_{0J})^T$, 矩阵 \mathbf{A} 见文献[2]的附录, 矩阵 \mathbf{B} 表示耗散项, 为对角阵, 其形式如下:

$$\mathbf{B} = \left[\left(\frac{1}{2H} \right)^2 + k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \right] \text{diag}(K_m, K_m, K_T, K_n, \dots, K_n).$$

在给定重力波波长的情况下, 通过求出 $\mathbf{A}-\mathbf{B}$ 矩阵的本征值, 可以求出波的增长率以及波的频率. 关于波增长率的计算在文献[2, 3]中有详细论述.

2 非耗散大气中光化学诱发重力波不稳定的特性

为了了解在实际大气中(即考虑耗散的作用)光化诱发重力波不稳定的判据以及对它有重要影响的各种因素, 我们首先研究非耗散大气中光化学诱发重力波不稳定的特性.

2.1 背景化学成分及温度的变化对重力波增长率的影响

本节着重探讨光化诱发重力波不稳定对各种微量成分分布和温度变化的敏感程度. 对此进行研究的原因如下:

在中层顶与低热层区域, 重要的化学成分如: O^3p , $\text{O}_x(\text{O}_3 + \text{O}^3\text{p} + \text{O}^1\text{D})$ 以及 $\text{HO}_x(\text{H} + \text{HO} + \text{HO}_2)$ 的光化寿命很长, 都达到一天以上^[6]. 并且 O^3p 分布的高度梯度在中层顶区非常大, 所以这些成分的高度分布除了由光化过程决定外, 动力学输运过程对它们有很大影响. 例如对原子氧的观测结果变化很大^[7,8]. 其原因可能是由于不同的观测手段所致, 但也非常有可能是这些化学成分由于一些动力学过程造成了大的波动.

目前对中层顶区域化学成分分布的模式计算和观测之间存在着很大的偏差. 很多理论模式计算的臭氧、氧原子等分布比实测的结果要低很多^[9~11], 这是一个目前尚未得到满意解决的问题.

对温度的观测表明, 极区中层顶和低热层背景温度分布存在很大的季节变化. 很多观测结果和理论分析都证明, 在夏季极区中层顶附近的平均温度为 130 K 左右^[12], 近来有一些学者的观测表明温度分布有剧烈的变化, 甚至观测到低于 100 K 的情况^[13].

所以非常有必要研究这些变化对光化诱发重力波不稳定的影响. 在本节中, 我们只对非耗散大气进行讨论, 即假设 K_m, K_T 和 K_n 等于零. 而对耗散大气的情况的讨论留在下一节进行.

表 1 计算了各种化学成分的背景密度分布加倍后, 重力波指数增长率的改变情况. 由于在前文^[2,3]中已证明比起其他纬度和季节, 夏季极区中层顶光化学过程对重力波有较强的失稳作用, 因而以下计算都以纬度为 70° 夏至为例, 中层顶背景温度取为 130 K^[12], 一些对极区中层

顶附近进行的火箭和 MST 雷达的联合观测表明, 在夏季中层顶区, 存在大振幅的重力波, 并且重力波的波长范围很宽, 其垂直波长为 2~30 km, 重力波水平波长最长可达 3000 km^[14]左右. 作为一个例子, 在计算中取 $l_x = l_y = 1000$ km, $l_z = 10$ km. 表中给出了 84, 86 和 88 km 3 个高度层的情况. 同时还计算了背景温度变化对不稳定的影响.

表 1 重力波增长率($\times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$)

	84 km	86 km	88 km
原始值	9.26	10.8	3.47
$T(z) - 10 \text{ K}$	12.0	14.3	3.99
$[\text{O}^3\text{p}] \times 2$	14.2	20.3	7.04
$[\text{O}_3] \times 2$	9.38	11.1	3.92
$[\text{H}] \times 2$	12.7	11.6	3.34
$[\text{HO}] \times 2$	9.33	10.9	3.52
$[\text{HO}_2] \times 2$	9.46	10.9	3.54

从表中可以看出, 原子氧的背景密度分布对光化诱发重力波不稳定机制有非常大的影响, 当原子氧的背景密度加倍时, 重力波的指数增长率也基本上加倍. 由于目前的模式计算所得的臭氧和氧原子分布比观测结果低, 所以模式计算的重力波指数增长率有可能比实际情况低. 另外背景温度对光化诱发重力波不稳定的增长率也有很大作用. 而其他成分的背景分布对重力波不稳定的影响较小.

2.2 光化诱发重力波不稳定的频谱特征

重力波是具有很宽的频率范围的一种波动. 所以有必要计算光化过程对不同频率或不同波长重力波的作用以考查光化诱发重力波不稳定机制的频谱特征.

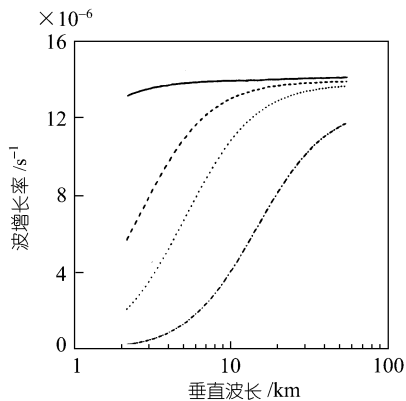


图 1 重力波增长率随垂直波长的变化曲线
水平波长分别为 100 km (实线), 500 km (虚线),
1000 km (点线) 和 3000 km (点画线)

以 86 km 为例, 图 1 计算了对不同水平波长、垂直波长重力波的光化诱发不稳定造成的重力波增长率. 计算中, 背景的中层顶温度取 130 K. 由图 1 可以看出, 波增长率随着水平波长和垂直波长的改变而变化, 图 1 显示随着垂直波长的增加以及水平波长的减小, 光化学导致的重力波增长率变大. 从方程(5)可以看出, 重力波的垂直速度输运对光化-动力耦合起很大作用, 这主要是由于在中层顶区, 大气成分分布有很高的高度梯度. 由方程(4)可以看出如果忽略光化加热项时, 有

$$w' = -i\omega_0 \frac{R}{N^2 H} T',$$

其中 T' 为温度波动. 对于固定的温度振幅的重力波, 波动的垂直速度与波频率成正比, 绝热非耗散重力波的色散关系为

$$\omega_0^2 = f^2 + \frac{N^2(k_x^2 + k_y^2)}{k_z^2 + 1/4H^2}. \quad (7)$$

由(7)式可以看出, 水平波长越短, 垂直波长越长, 波频率越大, 波的垂直速度越大, 光化-动力耦合越强, 波增长率越大. 当水平波长很长时光化过程产生的波的增长率迅速下降, 这是由于

当水平波长 l_x 和 l_y 很大时, 水平波数 k_x 和 k_y 趋向于 0, 由(7)式可以看出, 这时 $\omega_0 \rightarrow f$, 这时垂直运动的振幅最小, 光化学过程与动力学过程的耦合很弱, 所以波增长率很小.

3 耗散大气中光化诱发重力波不稳定的判据

在实际大气动力学和光化学的研究中, 分子运动及湍流造成的黏性、热传导以及扩散作用应予以考虑, 在中层顶区域, 大气主要以湍流耗散为主. 为了使问题简化, 能得到解析表达式以考察湍流扩散系数对光化诱发重力波不稳定的影响, 假设湍流黏性、热传导以及扩散系数相等, 即

$$K_m = K_T = K_n = K_0. \quad (8)$$

把(8)式代入方程(1)~(5)式, 并忽略矩阵 B 中的 $\left(\frac{1}{2H}\right)^2$, 可以求得重力波增长率为

$$-\omega_i = -\omega_{0i} - K_0(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2), \quad (9)$$

其中 $-\omega_{0i}$ 为非耗散大气的重力波的波增长率. 只要 $-\omega_i > 0$, 波就是不稳定的. 因而存在波的不稳定临界波数 k^c 或临界波长 l^c , 即

$$k^c = \left[\frac{-\omega_{0i}}{K_0} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{或} \quad l^c = 2\pi \left[\frac{K_0}{-\omega_{0i}} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

并且得到重力波的稳定判据:

$$l \begin{cases} > l^c, & \text{不稳定;} \\ = l^c, & \text{中性;} \\ < l^c, & \text{稳定.} \end{cases} \quad (11)$$

这里, $l = 2\pi/k$, $k = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{1/2}$. 可以看出, 临界波数 k^c 或临界波长 l^c 与湍流的强弱以及非耗散重力波的增长率有关. 如果我们取观测到的较强的湍流扩散系数 $K_0 = 100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1[15]}$, 并且取非耗散大气重力波增长率为 $-\omega_{0i} = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, 由(10)式计算的波不稳定临界波长 l_z^c 大约为 20 km.

图 2 给出了利用方程(1)~(6)对不同波长重力波直接进行数值计算的结果. 由图可以看出, 不稳定临界波长与(10)式的解析的近似结果基本一致.

4 讨论

由以上的讨论可以得出如下的结论:

光化诱发重力波不稳定的波增长率除了受背景温度的影响外, 重力波不稳定增长率与化学成分分布有着密切的关系, 尤其原子氧分布对这一机制有很大影响, 原子氧密度越高, 光化诱发重力波不稳定的波增长率就越大. 由于模式计算的化学成分分布与观测的化学成分有较大差别, 而且对化学成分的观测, 尤其是对氧原子的观测发现中层顶区域氧原子分布有很大的变化^[7,8], 因而该机制在实际情况下的强弱有待进一步研究, 但从对夏季极区及其他纬度其他季节中层顶湍流特性的观测量^[15], 光化诱发重力波不稳定机制很可能是中层顶区的一个重要机制.

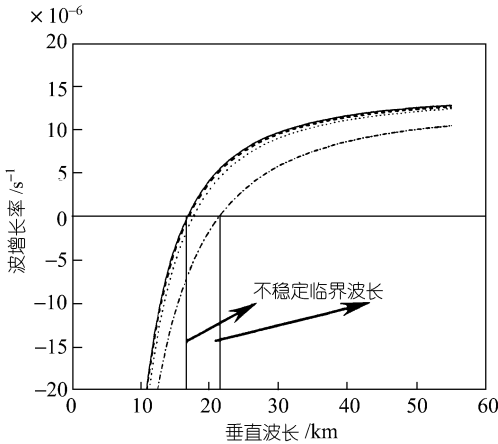


图 2 重力波增长率随垂直波长的变化曲线
水平波长分别为 100 km (实线), 500 km (虚线), 1000 km (点线)和 3000 km (点画线)

长大为减小, 例如对于水平波长为 100 km 的重力波, 当湍流扩散系数由 $1 \times 10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 减小为 $1 \times 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 不稳定临界波长由 17 km 减小为大约 6 km. 当氧原子分布加倍时, 不稳定临界波长进一步减小, 不稳定区域进一步扩大. 当中层顶温度从 130 K 上升到 190 K 时, 这相当于中低纬或极区其他季节中层顶的情况, 只有垂直波长大于 40 km 的重力波才会出现不稳定. 因此, 光化诱发重力波不稳定很可能是夏季极区中层顶造成重力波不稳定的重要机制之一.

一些观测和理论表明, K_m , K_T 和 K_n 有可能不同. 我们考察了三者取不同值时, 对本文的结论有何影响. 图 4 给出了计算结果, 图中曲线 1 与图 3 中的曲线 1 相同, 为 $K_m = K_T = K_n = 1 \times 10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 的情况; 曲线 2 与图 3 中曲线 2 相同为 $K_m = K_T = K_n = 1 \times 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 的情况; 曲线 3: $K_m = 1 \times 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $K_T = K_n = 1 \times 10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 的计算结果. 图 4 表明曲线 3 介于曲线 1

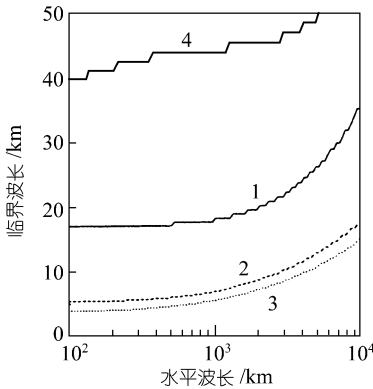


图 3 不稳定临界波长随重力波水平波长的变化曲线

曲线 1: 中层顶温度为 130 K, 湍流扩散系数为 $1 \times 10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; 曲线 2: 同曲线 1, 但湍流扩散系数为 $1 \times 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; 曲线 3: 同曲线 2, 但氧原子密度加倍; 曲线 4: 同曲线 1, 但中层顶温度为 190 K

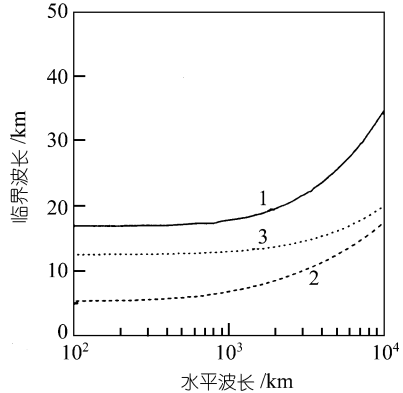


图 4 不稳定临界波长随重力波水平波长的变化曲线

曲线 1 和 2 与图 3 中相同; 曲线 3: $K_m = 1 \times 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $K_T = K_n = 1 \times 10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

由于观测表明在中层顶区存在着较强的湍流, 湍流所产生的黏性使重力波波幅衰减, 使光化诱发重力波不稳定区域减小, 因而存在一个重力波不稳定的临界波长. 从(10)式可以看出临界波长与湍流扩散系数有很大关系. 大量的观测表明大气中湍流的强度存在很大的时空变化, 由此产生的扩散系数有 3 到 4 个量级的变化^[16~18]. 另外由于临界波长与非耗散大气中重力波的增长率有关, 因而中层顶的大气背景温度和氧原子分布对它也有很大影响. 图 3 给出了不同情况下对方程(1)~(6)直接进行数值计算得到的重力波不稳定临界波长随水平波长的变化曲线, 每条曲线的上方就是在该条件下光化诱发重力波不稳定的区域. 由图可以看出, 对于弱的湍流扩散系数, 不稳定临界波长

和曲线 2 之间. 所以, K_m , K_T 和 K_n 不相同不会影响本文的结论, 只是改变了数值.

另外, 应该指出的是, 本文所采用的线性模式只能给出不稳定的条件, 而不能计算这一机制的强弱. 因而, 我们将利用非线性重力波模式^[19]对中层顶区光化诱发重力波不稳定机制的效应进行进一步的模拟研究.

参 考 文 献

- 1 Leovy C B. Photochemical destabilization of gravity wave near the mesopause. *J Atmos Sci*, 1966, 23: 223~232
- 2 徐寄遥. 夏季极区中层顶光化诱发重力波不稳定研究. *科学通报*, 1999, 44(13): 1440~1444
- 3 Xu Jiyao. The influence of photochemistry on gravity waves in the middle atmosphere. *Earth Planets and Space*, 1999, 51: 855~861
- 4 徐寄遥, 王英鉴. 平流层、中间层、低层大气加热过程特性研究. *空间科学学报*, 1998, 17(3): 261~267
- 5 Xu Jiyao, Wang Yongmei, Wang Yinjian. The loss of photochemical heating caused by gravity waves in the mesopause region. *J Atmos Solar-Terrestrial Phys*, 2000, 62: 37~45
- 6 Brasseur G, Solomon S. *Aeronomy of the middle atmosphere*. 2nd ed. Holland: D Reidel Publishing Company, 1986. 452
- 7 Offermann D, Friedrich V, Ross P, et al. Neutral gas composition measurements between 80 and 120 km. *Planet Space Sci*, 1981, 29: 747~764
- 8 Offermann D. The energy budget campaign 1980: introductory review. *J Atmos Terr Phys*, 1985, 47: 1~26
- 9 Allen M. A new source of ozone in the terrestrial upper atmosphere? *J Geophys Res*, 1986, 91: 2844~2848
- 10 Clancy R T, Rusch D W, Thomas R J, et al. Model ozone photochemistry on the basis of solar mesosphere explorer mesospheric observations. *J Geophys Res*, 1987, 92: 3067~3080
- 11 Siskind D E, Connor B J, Eckman R S, et al. An intercomparison of model ozone deficits in the upper stratosphere and mesosphere from two data sets. *J Geophys Res*, 1995, 100: 11191~11201
- 12 Von Zahn U, Meyer W. Mesopause temperature in polar summer. *J Geophys Res*, 1989, 94: 14647~14651
- 13 Schmidlin F J. First observation of mesopause temperature lower than 100 K. *Geophys Res Lett*, 1992, 19: 1643~1646
- 14 Fritts D C, Smith S A, Balsley B B, et al. Evidence of gravity wave saturation and local turbulence production in the summer mesosphere and lower thermosphere during the STATE experiment. *J Geophys Res*, 1988, 93: 7015~7025
- 15 Luebken F -J. Seasonal variation of turbulent energy dissipation rates at high latitudes as determined by in situ measurements of neutral density fluctuations. *J Geophys Res*, 1997, 102: 13441~13456
- 16 Blix T A, Thrane E V, Andreassen O. In situ measurements of the fine-scale structure and turbulence in the mesosphere and lower thermosphere by means of electrostatic positive ion probes. *J Geophys Res*, 1990, 95: 5533~5548
- 17 Gardner C S, Voelz D G. Lidar studies of the nighttime sodium layer over Urbana, Illinois, 2. gravity waves. *J Geophys Res*, 1987, 92: 4673~4694
- 18 Hocking W K, Walterscheid R L. The role of Stokes diffusion in middle-atmospheric transport. In: Thrane E V, Blix T A, Fritts D C, eds. *Coupling Processes in the Lower and Middle Atmosphere*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1992
- 19 王咏梅, 王英鉴, 徐寄遥. 非线性重力波对中层顶区氢氧大气的影响. *中国科学, A 辑*, 2000, 30(增刊): 84~87