

Xie Bian, Zhang Shaodong. Response of mesosphere and lower thermosphere to a localized and time-variable thermal source. *Chin. J. Space Sci.*, 2006, **26**(5): 331~336

中层及低热层大气对局地时变热源的响应^{*}

谢 边 张绍东

(武汉大学电子信息学院 武汉 430079)

摘 要 采用二维交替方向隐格式 (ADI), 数值模拟了中高层大气对一个位于对流层高度范围的局地时变热源的响应. 分析了这一过程中大气响应的能量密度, 水平波数, 垂直波数以及频率. 模拟结果表明: 响应波动携带能量向上传播, 集中在较为狭窄的水平区域, 该区域关于源的水平位置对称; 相对于动量源驱动, 热源的水平尺度对响应的水平波长决定性作用更加明显; 对于高频振荡的热源, 其响应的频率和源一致; 响应的垂直波长 (41 km) 比源的垂直尺度 (6 km) 大得多.

关键词 交替方向隐格式; 热源; 重力波

中图法分类号 P 35

Response of Mesosphere and Lower Thermosphere to a Localized and Time-Variable Thermal Source

XIE Bian ZHANG Shaodong

(School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430079)

Abstract By using the alternative-direction-implicit scheme, a two-dimensional fully nonlinear compressible atmospheric dynamic model is established, with which, the responses of the mesosphere and lower thermosphere to a localized and time-variable thermal source and a momentum forcing source in the troposphere are numerically simulated respectively. And then the energy density, the horizontal and vertical wavenumber and the frequency of the response are analyzed. The numerical results show that the response carrying the energy propagates from the troposphere and lower stratosphere upward to the mesosphere and lower thermosphere within a relatively narrow horizontal field which is symmetrical about the horizontal location of the heat source. The effect of the heat source upon the response is much stronger than that of the momentum forcing source. It is different in affecting the frequency, the horizontal wave length and the vertical wave length of the induced gravity wave. The horizontal wave length can be determined by the horizontal scale of the heat source, the frequency of the response is almost the same with the heat source with high frequency in the simulation, but the vertical wave length of the response is much larger than the vertical scale of the source. Usually, the longer the horizontal scale of the thermal source is, the larger the vertical wave length of the induced gravity wave.

Key words Alternative-direction-implicit scheme, Heat source, Gravity-wave

^{*} 国家自然科学基金项目 (40575020, 40336054), 教育部科技创新工程重大项目培育资金项目和新世纪优秀人才支持计划共同资助
2005-08-10 收到原稿, 2006-04-07 收到修定稿

1 引言

大气中的波动是中高层大气中十分重要和普遍的动力学过程. 如大尺度的行星波活动影响着全球大气的环流结构和变化^[1]; 向上传播的重力波将能量和动量从低层大气向中、高层大气传输^{[2]~[4]}, 在中高层大气能量收支平衡中占有重要的地位.

大气中波动的许多特性已被广泛研究^{[5],[6]}, 各种观测手段也使对波传播参数有了更加深入的了解^{[7],[8]}, 然而要参数化大气中的波动仍然是一个比较困难的工作^[9]. 90年代以来, 许多学者利用线性和非线性模型, 对极为复杂的真实大气环境进行了简化和抽象, 通过在大气动力学控制方程中引入强迫项, 考察低层大气的响应, 研究了对流层高度范围激发的波动传播到平流层顶高度的物理过程, 给出了波动传播到对流层时的波数、频率等参数的分布, 但是研究主要关注的是平流层顶以下的高度范围^{[10]~[12]}, 而对于中层顶和低热层高度未予讨论.

本文从大气动力学方程出发, 在一个流体静力学平衡、等温、可压的大气中引入一个局地时变的热源^{[11],[12]}, 数值模拟中高层及低热层大气对它的响应, 这与以前在研究对流激发重力波时引入的体驱动激发方式^{[10],[13]}是不一样的, 更能够体现出在真实大气中由于对流层局部温度改变对大气动力学过程的影响. 采用全非线性模型, 利用交替方向隐格式对二维情况下中高层对该热源的响应进行模拟, 通过对数值结果的分析, 研究了所响应能量密度、波数、频率随时间的变化, 给出了中高层及低热层范围理想大气对热源响应的较为完整的物理图景.

2 数值模式

2.1 控制方程

从大气运动方程出发, 考虑二维无粘、可压大气, 控制方程有如下形式:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w^2)}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial z} + g\rho = 0,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(Tu)}{\partial x} + \frac{\partial(Tw)}{\partial z} - T\left(1 - \frac{R}{c_v}\right).$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z}\right) = Q,$$

$$P = \rho RT. \quad (1)$$

这里 x 和 z 分别为水平和垂直方向尺度; u 和 w 分别为水平和垂直风速; ρ 、 P 和 T 分别为密度、压强和温度; R 为普适气体常数, $R = 286.96 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$; c_v 为定容比热, $c_v = 718 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$; g 为重力加速度常数, $g = 9.80 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. 假定初始背景大气为等温大气, 并且是水平均匀和满足流体静力学平衡的. Q 为在背景大气中引入的一个时变热源,

$$Q(x, z, t) = Q_0 \exp\left[-\frac{(x-x_c)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(z-z_c)^2}{2\sigma_z^2}\right] \cdot \cos[k_{x0}(x-x_c)] \cos[k_{z0}(z-z_c)] \cdot H(t)L(x, z),$$

$$H(t) = \begin{cases} \cos(\omega t) \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right), & 0 \leq t \leq 2t_0; \\ 0, & 2t_0 < t. \end{cases} \quad (2)$$

$$L(x, z) = \begin{cases} 1, & |k_{z0}(z-z_c)| < \pi; \\ 0, & |k_{z0}(z-z_c)| \geq \pi. \end{cases}$$

图1给出了初始时刻热源的空间分布. $Q_0 = 0.001 \text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$ 为源的最大幅度; $x_c = 0 \text{ km}$ 和 $z_c = 12 \text{ km}$ 为源的几何中心; $k_{x0} = 2\pi/100 \text{ km}$, $k_{z0} = 2\pi/6 \text{ km}$, 其中水平尺度是观测中高层大气最重要也是最普遍的动力学过程, 即重力波波长的一个典型值^[14], 垂直尺度是一般的数值模式中采用的对流深度^[10]; σ_x 和 σ_z 分别为源在 x 和 z 方向上的半宽,

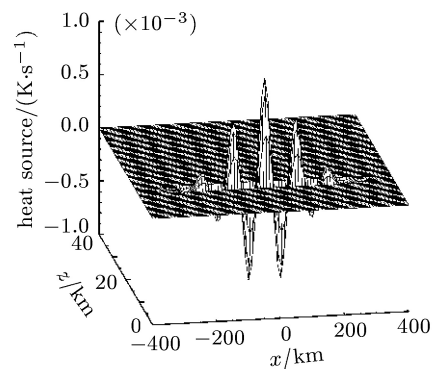


图1 初始时刻热源的空间分布

Fig.1 Spatial distribution of the heat source at the beginning time

取 $\sigma_x = 100 \text{ km}$, $\sigma_z = 6 \text{ km}$; $\omega = 2\pi/t_0$, $t_0 = 2\pi/20 \text{ min}$, $\sigma_t = 20 \text{ min}$.

2.2 初始背景

设初始背景大气是等温, 流体静力学平衡大气并假定水平均匀. 取水平和垂直风速均为 0 m/s , 即

$$\begin{aligned} T_0 &= T_c, \\ \rho_0 &= \rho_c e^{-\frac{g}{RT_c} z}, \\ \frac{\partial P_0}{\partial z} &= -\rho_0 g, \\ u_0 &= 0, \quad w_0 = 0. \end{aligned}$$

式中, T_c 和 ρ_c 为常数.

2.3 数值计算方法

我们的数值计算主要是研究响应产生以后的传播过程中波动参数的演化, 其演变过程是一个慢变过程. 要实现这种数值模拟, 要求差分算法具有实际精度高、长期计算稳定、结果可靠性好的特点. 为此, 本文中的数值模型采用 ADI 格式. 关于 ADI 格式的求解方法在文献 [15] 中已有详细介绍.

对于边界条件, 左右边界采用的是固定边界. 由于在我们的模拟中水平范围较大, 响应实际并未传播到左右边界, 边界对内点没有明显影响. 为了让传播的地面和顶部的响应无反射, 在上下边界我们构造了厚度分别是 15 km 和 3 km 的吸收层 [16], 应用到数值试验中. 在靠近边界处厚度为 D 的区域内, 对物理量应用下式处理:

$$X = X - a(X - X_0).$$

其中, X_0 是物理量 X 的背景值, $0 \leq a \leq 1$ 为吸收系数. a 可以选择为常数, 但通常都选取一个函数形式. 如在垂直边界上, 选取 a 为与边界的距离 z ($0 \leq z \leq D$) 相关的函数:

$$a = a_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{z-D}{D}\right) \right].$$

其中, $a_0 = 0.5$. 实践证明, 系数 a 随高度变化的吸收层的计算效果更好, 不但能保证计算的稳定, 也不会影响数值解的精度.

我们给出计算区域和空间步长. 水平方向上, 取 $-1500 \text{ km} \leq x \leq 1500 \text{ km}$, 并取 $\Delta x = 10 \text{ km}$; 垂直方向上, 取 $0 \text{ km} \leq z \leq 120 \text{ km}$, 并取 $\Delta z = 0.5 \text{ km}$.

关于时间步长, 为了保证计算稳定性, 这里时

间步长满足柯朗条件, 即:

$$\Delta t < \Delta t_c = \frac{\Delta z}{v_a + w}.$$

其中, $v_a = \sqrt{\gamma RT}$ 为声速 ($\gamma = \frac{c_p}{c_v}$). 为了保证计算的精度文中取 $\Delta t = 0.5 \Delta t_c$.

3 计算结果分析

为了对热源引起大气响应的过程有一个更加清晰的认识, 如图 2 所示, 我们给出了能量密度空间分布随时间演化的过程. 为了消除源区的影响, 图 2 中归一化的标准我们选取的是 20 min 时刻 30 km 高度以上区域的最大值 $6.07 \times 10^{-5} \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$, 各图中最小等值线为 0.2 . 可以看出, 能量由源区向上传播, 传播路径关于源的水平位置左右对称, 集中在一个比较狭窄的水平区域内 ($-400 \text{ km} \leq x \leq 400 \text{ km}$), 这说明我们给出的高频振荡热源引起的响应具有较大的垂直群速度, 主要是高频波; 能量向上传播不均匀; 能量密度最大值逐渐变小是因为密度分布的范围随扰动范围一起变大, 而且逐渐无反射地传出了模拟的高度范围.

根据图 2 所示的波能量密度图, 选取响应其能量密度最大值高度处的水平风速进行分析, 得到水平波数谱. 由于响应关于源的水平位置左右对称, 选择源右侧的波包分析即可. 图 3 所示为波包能量密度最大值处的水平波数谱, 我们可以看到响应的水平波长 100 km 和源的水平尺度 100 km 非常好地符合, 在向上传播的过程中波谱的形状保持得较好, 主要波长保持在 100 km . 在动量源激发重力波数值研究中, 源的水平尺度对激发重力波的水平波长有影响, 但是决定性作用不是如此明显 [10].

根据图 2 所示的波能量密度图, 选取响应向上传播时, 其能量密度最大值高度处的水平风速进行分析, 得到垂直波数谱. 图 4 所示的是首先向上传播的响应能量密度最大值处对应的垂直波数谱, 峰值处对应 $\lambda_z = 36 \text{ km}$. 可以知道在对流激发重力波的简化模型中, 存在机械振荡效应 [9], 这种激发方式产生的重力波, 一个重要特征即为频率由源振荡频率所决定. 计算出能量密度中心处的响应频率 Ω 为 $8.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, 此时响应频率和源的振荡频率 $8.3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 非常接近, 故该热源激发产生的响应也具有机械振荡效应特征.

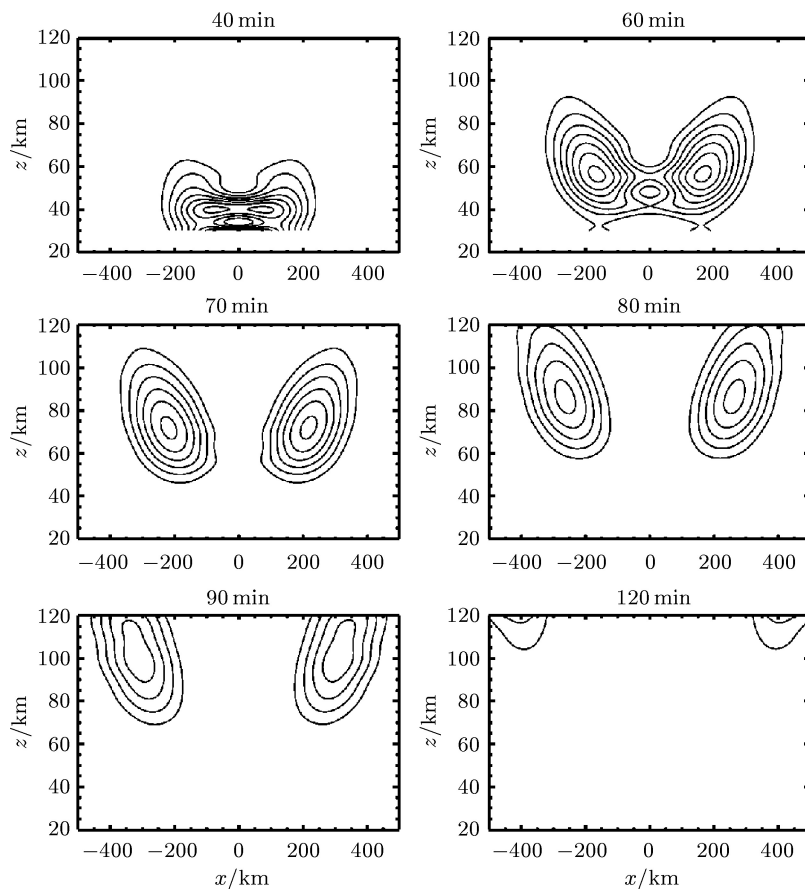


图 2 不同时刻响应的归一化能量密度 (等值线间隔为 0.1, 最小等值线为 0.2)

Fig.2 Normalized energy density of the response at different time (contour intervals are 0.1, the minimum contours are 0.2)

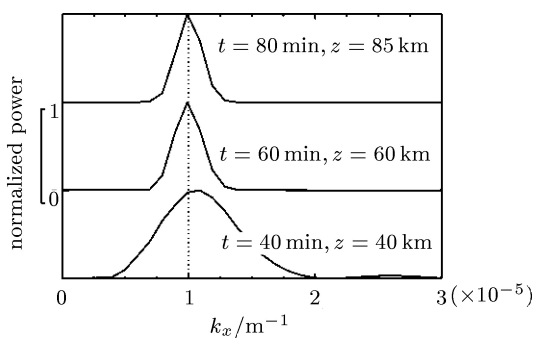


图 3 不同时刻响应的能量密度最大值处水平风速的归一化水平波数谱 (垂直点线对应的水平波长为 100 km)

Fig.3 Normalized horizontal wavenumber spectral of horizontal wind at the location where the energy density of the response has the maximum value (the vertical dotted line indicates the horizontal wavelength of 100 km)

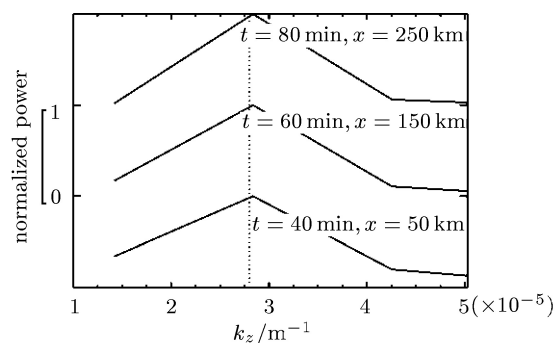


图 4 不同时刻响应的能量密度最大值处水平风速的归一化垂直波数谱 (垂直点线对应的垂直波长为 36 km)

Fig.4 Normalized vertical wavenumber spectral of horizontal wind at the location where the energy density of the response has the maximum value (the vertical dotted line indicates the vertical wavelength of 36 km)

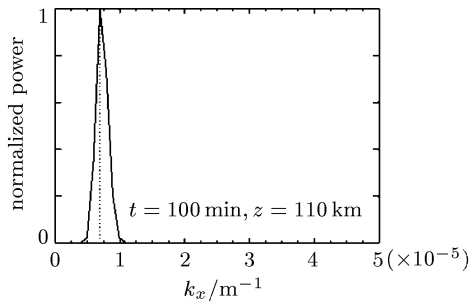


图 5 热源水平尺度为 150 km 时, 响应能量密度最大值处水平风速的归一化水平波数谱 (垂直点线对应的水平波长为 148 km)

Fig.5 Horizontal scale is 150 km. Normalized horizontal wavenumber spectral of horizontal wind at the location where the energy density of the response packet has the maximum value (the vertical dotted line indicates the horizontal wavelength of 148 km)

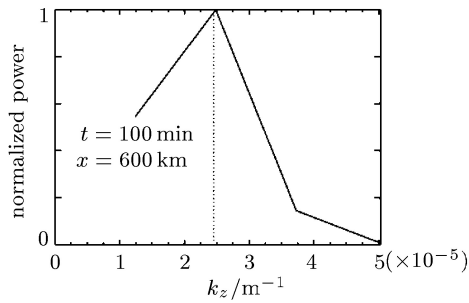


图 6 热源水平尺度 150 km 时, 能量密度最大值处水平风速的归一化垂直波数谱 (垂直点线对应的垂直波长为 42 km)

Fig.6 Horizontal scale is 150 km. Normalized vertical wavenumber spectral of horizontal wind at the location where the energy density of the gravity wave packet has the maximum value (the vertical dotted line indicates the vertical wavelength of 42 km)

为了进一步找到热源的空间和时间尺度对响应的波长和频率的影响, 改变热源的水平尺度进行模拟. 当热源的水平尺度为 150 km 时, 如图 5 所示响应的水平波长为 148 km, 对应的垂直波长如图 6 所示, 为 42 km, 其频率为 $8.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$; 当热源的水平尺度为 50 km 时, 如图 7 所示响应的水平波长为 51 km, 对应响应的垂直波长如图 8 所示, 为 17 km, 其频率为 $7.9 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. 可以发现, 热源的垂直尺度仅为 6 km, 但响应的垂直波长可以远大于热源的垂直尺度.

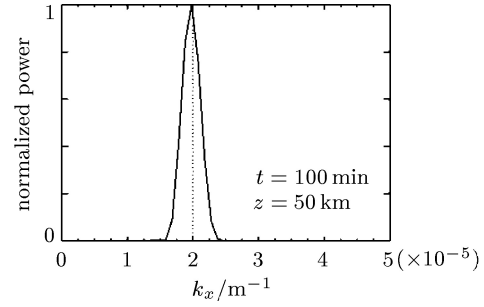


图 7 热源水平尺度为 50 km 时, 响应能量密度最大值处水平风速的归一化水平波数谱 (垂直点线对应的水平波长为 51 km)

Fig.7 Horizontal scale is 150 km. Normalized horizontal wavenumber spectral of horizontal wind at the location where the energy density of the response has the maximum value (the vertical dotted line indicates the horizontal wavelength of 51 km)

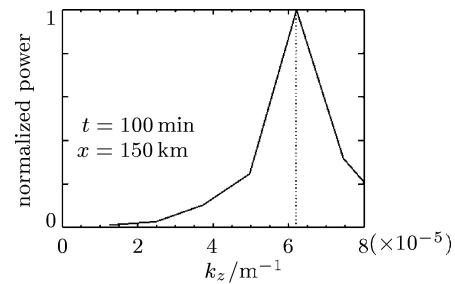


图 8 热源水平尺度 50 km 时, 能量密度最大值处水平风速的归一化垂直波数谱 (垂直点线对应的垂直波长为 16.5 km)

Fig.8 Horizontal scale is 50 km. Normalized vertical wavenumber spectral of horizontal wind at the location where the energy density of the response has the maximum value (the vertical dotted line indicates the vertical wavelength of 16.5 km)

4 结论

通过采用二维 ADI 格式, 研究了中高层大气对一个位于对流层高度范围的热源响应, 分析了这一过程中产生响应的能量密度, 水平波数, 垂直波数, 频率随时间的演化, 得到如下结论.

(1) 在文中给出的初始背景的理想大气中, 具有空间和时间结构的局地化热源, 能够模拟对流层中由于温度异常变化, 引起大气响应过程; 中高层大

气对热源的响应, 具有机械振子效应激发波动的特征, 因为响应的频率、水平波长和源的振荡频率、水平尺度近似相等, 与体驱动激发波动相比较, 源的水平尺度对响应的水平波长的决定性作用更加明显。

(2) 响应能量密度分布在垂直高度上是不均匀的, 离散地向上传送, 主要集中在比较狭窄的水平区域内, 该区域关于源的水平位置对称; 在水平方向和垂直方向上的传播使得空间中扰动场逐渐扩大, 随着时间的进一步增加响应逐渐传出了模拟的高度范围, 响应的能量密度的峰值逐渐下降, 从 40 min 时刻的 $6.07 \times 10^{-5} \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ 下降到了 120 min 时刻的 $2.25 \times 10^{-5} \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ 。

(3) 虽然热源的垂直尺度较小 (6 km), 但是响应可以具有 41 km 的较大垂直波长。

参考文献

- [1] Hans Volland. Atmospheric Tidal Planetary Wave. Boston: Kluwer Academic Publishers, 1988, 1~5
- [2] Lindzen R S. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.*, 1981, **86**(10):9707~9714
- [3] Holton J R. The role of gravity wave-induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere. *J. Atmos. Sci.*, 1982, **39**(8):791~799
- [4] Fritts D C, Rastogi P K. Convective and dynamical instabilities due to gravity wave motions in the lower and middle atmosphere: Theory and observations. *Radio. Sci.*, 1985, **20**(5):1247~1277
- [5] Yeh K C, Liu C H. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere. *Res. Geophys.*, 1974, **12**(2):193~216
- [6] Eliassen E, Machenhauer B. On the observed large-scale atmospheric wave motions. *Tellus*, 1969, **21**:149~165
- [7] Vincent R A. Gravity-wave motions in the mesosphere and lower thermosphere observed at Mawson, Antarctica. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1994, **56**:593~602
- [8] Portnyagin Y I *et al.* Some results of S-transform analysis of the transient planetary-scale wind oscillation in the lower thermosphere. *Earth Planetary Space*, 1999, **51**:711~717
- [9] Fritts D C, Alexander M J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Rev. Geophys.*, 2003, **41**:10.1029/2001RG000106
- [10] Fovell R, Durran D R, Holton J R. Numerical simulations of convectively generated stratospheric gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, 1992, **49**:1427~1442
- [11] Pandya R E, Alexander M J. Linear stratospheric gravity waves above convective thermal forcing. *J. Atmos. Sci.*, 1998, **56**:2434~2446
- [12] Bretherton Chris. Group velocity and the linear response of stratified fluids to internal heat or mass source. *J. Atmos. Sci.*, 1987, **45**:81~93
- [13] Vadas S L, Fritts D C. Thermospheric responses to gravity waves arising from mesoscale convective complexes. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 2004, **66**:781~804
- [14] Zhang Shaodong, Yi Fan. A numerical study of nonlinear propagation of a gravity-wave packet in compressible atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**(D6):14261~14270
- [15] Fu Zhufeng, Hu Youqiu. Numerical Simulation of Space Plasma. Hefei: Anhui Science and Technology Publishing House, 1995. in Chinese (傅竹风, 胡友秋. 空间等离子体数值模拟. 合肥: 安徽科学技术出版社, 1995)
- [16] Engquist B, Majda A. Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves. *Math. Comp.*, 1977, **31**:629~651