

重力波波包在真实大气中 传播特性的数值研究^{*}

张绍东 易帆 熊东辉

(武汉大学电子工程系 武汉 430072)

摘 要

采用二维全隐欧拉 (FICE) 格式, 对重力波波包在真实大气中的非线性传播和演变过程进行了数值模拟. 模拟结果表明, 在中层大气下部激发的向上传播的重力波波包在传播到中层顶之前, 波相关能量沿着射线路径传播, 非线性效应和背景温场对波能量传播路径的影响很小. 当波包传播到低热层大气后, 波包饱和波相关能量几乎完全沿着水平方向传播, 垂直方向的能量传播受到抑制. 这与在无耗大气下, WKB 近似条件下的线性重力波理论的预言相差很大. 深入的分析表明抑制重力波波包向上传输能量的关键因素是大气分子粘性的垂直非均匀性. 非线性和背景温场的影响不足以完全抑制波能量的向上传播. 此外, 在波包的整个传播过程中, 由于非线性、背景温度和背景耗散的共同作用, 重力波波包的垂直波长随时间明显减小. 这些结果说明大气的分子粘性特别是分子粘性的垂直不均匀性对重力波波包在中、高层大气的非线性传播过程起着重要作用.

关键词 重力波波包—非线性传播—真实大气

1 引言

中、高层大气的观测结果表明, 重力波是中、高层大气中最普遍的动力学现象之一. 向上传播的重力波会将能量和动量从低层大气向中、高层大气传输^[1-3], 从而改变中、高层大气的背景风场和温场.

20 世纪 60 年代以来, 重力波的许多特性已被广泛研究^[4,5]. 1960 年, Hines^[6] 在略去所有源和耗散过程的条件下导出了重力波在等温大气中的色散关系. 此后, 在线性近似条件下, 人们建立了一个完整的内重力波运动学模型, 即射线方程^[7] 和波作用量方程^[8]. 但是对于非等温大气, 运动学模型仅在 WKB 近似条件满足的情况下, 才能用于研究重力波在中、高层大气中演变过程. 70 年代, 人们开始采用“全波解”方法^[9,10] 精确描述重力波的传播问题. 目前, 人们对重力波的传播过程有了比较深入的了解: 重力波波包在大气中传播时, 会与背景风场发生相互作用从而导致背景风场的加速. 此外, 由于大气密度随高度指数下降, 对流层激发的向上传播的重力波的扰动速度随高度迅速增加, 在中层顶的高度上会产生波破碎进而形成湍流. 然而, 以上的这些认识仅仅停留在定性的程度上. 近年来的理论研究工作开始关注于大气重力波的参数化研究. 然而, 由于背景大气条件 (温度、风场和分子粘性等) 的时空变化会强烈地影响重力波的传播参数 (频率和波长),

^{*} 国家自然科学基金重大项目 (49990450), 青年项目 (49904009) 和面上项目 (40074040) 共同资助
2001-06-01 收到原稿, 2001-11-16 收到修定稿

并且波与背景的非线性相互作用也会显著影响大气的动力学结构. 因此, 从目前看来, 精确描述重力波在中、高层大气的非线性传播过程仍然是一件很困难的事情.

实验观测是研究中、高层大气重力波的一个重要手段. 80 年代以来, 许多地面遥感设备被广泛用于观测中、高层大气的风速、密度和温度^[11-16]. 伴随着观测资料的积累, 人们对重力波特性的了解进一步深入. 需要说明的是, 单个观测站点的水平观测范围有很大限制, 无法用于观测重力波完整的传播过程.

数值模拟是研究复杂的非线性问题最有效的方法. 90 年代以来, 许多学者对重力波在中、高层大气非线性过程进行了数值研究^[17-22]. 虽然在他们的工作中研究了许多重力波传播过程中的非线性现象, 但是他们的数值结果并没有给出重力波在实际(同时考虑大气温场的非均匀性和背景耗散)中、高层大气中传播时的清晰的、定量的图像, 特别是大气的分子粘性没有充分考虑. 而事实上, 实际大气分子粘性是随高度迅速增加的, 在中层顶和低热层的高度上, 分子粘性系数已经超过 $100 \text{ m}^2/\text{s}$, 因此, 在研究重力波在中、高层大气的非线性传播特性时, 分子粘性的影响是必须考虑的.

本文通过采用 FICE 格式^[23], 对重力波波包在真实大气中的传播过程进行了数值模拟, 给出了波包传播的完整过程, 并将数值结果与 WKB 近似条件下的线性重力波理论作了定量比较.

2 数值模式

2.1 控制方程

本文从二维大气中的大气基本运动方程出发, 由于我们研究的是中尺度的重力波, 水平和垂直波长分别为 200 km 和 10 km ; 动力学粘性系数 μ 根据美国标准大气模式取为常数 $1.79 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$; 运动学粘性系数(这里仅考虑分子粘性) $\nu = \mu/\rho$ 随高度变化. 在绝热条件下控制方程有如下形式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial w}{\partial z} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial x} &= \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \frac{\nu}{3} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} \right), \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + g &= \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \frac{\nu}{3} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right), \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(Tu)}{\partial x} + \frac{\partial(Tw)}{\partial z} - T \left(1 - \frac{R}{c_v} \right) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) &= 0, \\ P &= \rho RT. \end{aligned} \quad (1)$$

上式中 x 和 z 分别为水平方向和垂直方向(向上为正)的坐标; u 和 w 分别为水平和垂直方向风速; ρ, P, T 分别为密度、压强和温度; R 为普适气体常数 ($R = 286.9821 \text{ N} \cdot \text{m}/(\text{kg} \cdot \text{K})$); c_v 为定容比热 ($c_v = 718 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$); g 为重力加速度 ($g = 9.80225 \text{ m}/\text{s}^2$).

2.2 初始条件

假定初始大气是水平均匀的. 由于本文的主要目的是阐明大气分子耗散对重力波传播过程的影响, 为了便于结果分析, 本文中假定初始背景大气是静止的. 初始背景温场 $T_0(z)$

由 MSISE-90 大气模式^[24]给出. 初始背景大气的密度和压力可以通过大气状态方程和流体静力学平衡计算得到.

初始时刻, 在流体静力学平衡大气中加上一个向上传播的高斯型重力波波包扰动作为初始扰动, 其水平扰动速度具有如下形式:

$$u'(x, z, 0) = u_c e^{-\frac{(x-x_c)^2}{2\sigma_x^2}} e^{-\frac{(z-z_c)^2}{2\sigma_z^2}} \sin[k_x(x-x_c) + k_z(z-z_c)], \quad (2)$$

其中 u_c 为波包初始时刻的最大扰动速度, 文中取 $u_c = 0.8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $x_c = 800 \text{ km}$ 和 $z_c = 50 \text{ km}$ 分别为初始时刻在 x 和 z 方向上波包的几何中心位置; k_x 和 k_z 波包水平和垂直方向上的波矢量. 本文中水平波长取为 200 km , 波包的初始频率取为 $9.34 \times 10^{-4} \text{ rad/s}$. 波包的初始垂直波长由 WKB 近似条件下的线性重力波理论给出, 考虑到背景温场的高度变化, 波包的垂直波长也是随高度变化的. σ_x 和 σ_z 分别为波包在水平和垂直方向上的半宽, 本文中, 我们取 $\sigma_x = 200 \text{ km}$, $\sigma_z = 10 \text{ km}$. 其他物理量的初始扰动如 $w'(x, z, 0)$, $\rho'(x, z, 0)$, $T'(x, z, 0)$, $P'(x, z, 0)$ 由重力波的线性偏振关系求出. 将这些物理量的初始扰动和初始背景值加在一起作为初值进行数值计算.

2.3 数值计算方法

我们的数值计算主要是研究重力波波包的传播过程, 对于中尺度和大尺度重力波, 传播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, 本文中的数值模拟采用 FICE 格式. 关于 FICE 格式的求解方法以及边界条件的确定在文献 [23] 中已有详细介绍, 这里我们只给出计算区域和空间步长. 水平方向上, 本文取 $0 \text{ km} \leq x \leq 4000 \text{ km}$, 并取 $\Delta x = 10 \text{ km}$; 垂直方向上, 本文取 $0 \text{ km} \leq z \leq 160 \text{ km}$, 并取 $\Delta z = 1 \text{ km}$.

2.4 时间步长

FICE 算法属于全隐格式, 时间步长本可以不受限制, 由于边界采用了显式处理, 时间步长应满足如下柯朗条件:

$$\Delta t < \Delta t_c = \frac{1}{(v_a + v) \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (3)$$

这里大气声速 $v_a = \sqrt{\gamma RT}$ ($\gamma = c_p/c_v$); $v = \sqrt{u^2 + w^2}$. 这是 FICE 算法的一个弱点, 但在一定条件下, 这一弱点并不严重, 因为时间步长短有利于提高精度, 而且实现收敛迭代所需要的次数也会相应减少, 其计算量不会因时间步长短而增加过多^[23]. 为此, 本文计算中取 $\Delta t = 0.25 \Delta t_c$.

3 计算结果分析

在对中、高层大气动力学的研究过程中, 与波相关的能量的时空变化是我们最关注的问题之一. 为此, 我们首先对重力波波包的平均波能量密度 $\langle \epsilon_w \rangle$ 进行计算. 其中 $\langle \epsilon_w \rangle$ 由波能量密度 ϵ_w 通过低通滤波器滤波得到, 滤波器水平和垂直方向上的截止波长分别为 400 km 和 20 km . 定义波能量密度的最大值所在的位置为波包的中心位置, 我们给出不同

时刻平均波能量密度的空间分布(见图 1). 由图 1 可见, 在开始的 12 h 传播过程中, 平均波能量密度峰值位置向上移动, 初始时刻, 波能量密度的峰值大约在 40 km 高度处, 12 h 后, 峰值位置传播到大约 100 km 高度处, 并且峰值大小随时间略有下降. 这与线性重力波理论的预言是一致的. 然而在随后 6 h 的传播过程中, 由于强的背景耗散, 峰值能量密度随时间迅速下降, 并且波能量密度的峰值位置不再随时间向上传播. 这说明在 100 km 的高度处, 重力波向上的能量传输出现了某种阻塞机制, 这与无耗大气中重力波线性理论的预言有很大差异, 这可能与重力波的垂直波长远小于水平波长, 因而波能量的传输在垂直方向受到分子粘性的影响远大于在水平方向上的影响有关.

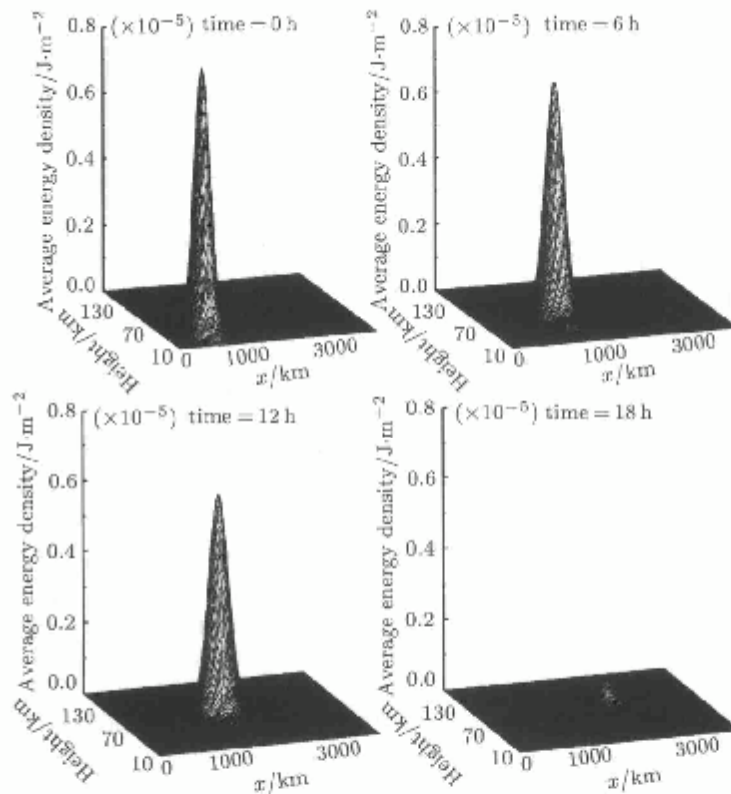


图 1 不同时刻波能量密度的空间分布

Fig.1 Spatial distribution of average wave energy density at different times

为了细致地研究波能量的非线性传播, 我们给出了波包的非线性传播路径. 如图 2 所示, 实线代表在无耗大气中, WKB 近似条件下线性重力波理论给出的射线路径; 虚线表示的是重力波波包在耗散大气中的非线性传播路径, 由图 1 中的波能量密度的峰值位置计算得到; “+”表示每个整小时时刻波包的位置. 从图 2 可见, 在前 12 h 的传播过程中, 重力波波包的非线性传播路径和射线路径很一致, 这表明在 100 km 以下的高度范围内, 分子粘性对波相关能量传播路径的影响很小. 图中虚线显示出初始时刻波包的能量中心位于 $x = 800$ km、 $z = 43$ km 处, 经过了 12 h 的传播后, 波包的中心位于 $x = 1920$ km、 $z = 101$ km 处. 平均水平和垂直能量传播速度分别为 26 m/s 和 1.34 m/s, 小于线性重力

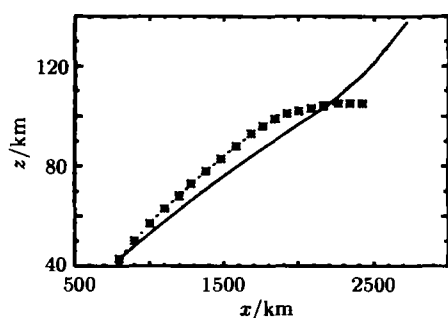


图2 重力波波包的波能量传播路径
Fig.2 Wave energy propagation path of the gravity-wave packet

波理论的计算结果 (分别为 29.7 m/s 和 1.41 m/s). 这与文献 [20] 的计算结果非常一致. 然而, 在传播了 12 h 之后, 能量传播路径与射线路径则有明显的差别. 虽然在水平方向上波能量仍然能够自由传播, 但是在垂直方向上, 波能量却不再向上传播. 这可能是分子粘性的垂直不均匀性产生的介质在垂直方向上的不均匀性引起的波反射导致的结果. 这个结果表明, 即使没有强的背景风场剪切, 具有某种尺度的重力波波包仍然不能自由地从中层大气传播到低热层或更高的大气中, 而在低热层的高度上, 他们向上的能量传输会遇到阻碍.

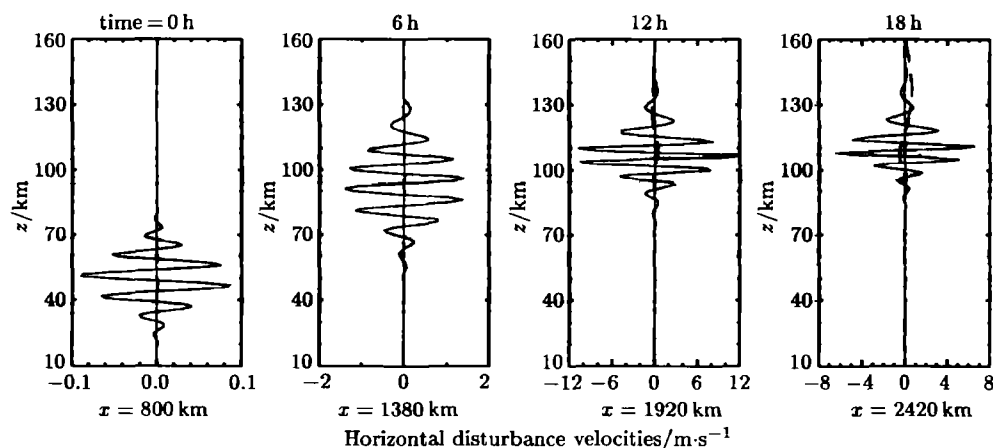


图3 不同时刻波包中心位置波相关扰动速度的高度剖面
Fig.3 Profiles of horizontal wave-associated perturbation velocities at the peak of gravity-wave packet at various times

图3是不同时刻波包中心位置处水平风场的高度剖面. 图3中实线和虚线分别代表波相关扰动速度和背景风速, 其中水平波相关扰动速度是总的水平风速通过一个高通滤波器滤波后得到, 滤波器在水平和垂直方向上的截止频率分别为 400 km 和 20 km. 由图3可见, 在开始的 12 h 传播过程中, 伴随着波包的向上传播, 波相关扰动速度的振幅随高度的增加而增长. 初始时刻, 波相关扰动速度的振幅为 0.8 m/s, 传播了 12 h 后, 振幅增大到大约 12 m/s, 明显小于无耗情况下线性重力波的预言 (24 m/s), 这显然是背景耗散造成的. 在最后的 6 h 的传播过程中, 波包不再向上传播, 并且由于此时背景耗散非常强, 波相关扰动速度的振幅迅速下降. 另外, 图3中的虚线显示出波包经过了 12 h 的传播后, 背景风场发生轻微的改变, 但与扰动速度相比背景风场仍然很小, 这表明在本文的数值计算中, 背景风场对能量传播过程的影响是可以忽略不计的. 此外, 图3中的结果还显示出

在整个传播过程中波包的垂直波长呈现明显的减小. 初始时刻, 波包中心位置处的垂直波长为 10 km, 经过了 18 h 的传播后, 波包的垂直波长下降到大约 6.5 km, 这明显小于 WKB 近似条件下线性重力波理论的结果 (9.2 km).

4 讨论

上一节的数值模拟结果, 显示出重力波波包在真实耗散大气中的一些出乎作者意料的传播特性: 对于文中的重力波波包, 波包整体和波相关能量在传播到大约 100 km 的高度上时, 遇到明显的阻碍, 无法再向更高的高度传播, 并且波包的垂直波长随时间明显减小. 那么是什么物理机制导致这些现象的产生是一个值得研究的问题.

在我们以前的工作中, 为了研究非线性效应和非均匀的背景温场对重力波波包传播过程的影响, 曾采用与本文同样的数值模式、计算方法和初始波参数分别对重力波在等温和非等温大气中的非线性传播过程进行了数值模拟^[20,21]. 模拟结果显示出: 在等温和非等温的无耗大气中, 重力波波包都能从中间层大气的下部自由地传播到 110 km 的高度上. 此外, 张绍东等人^[22]的工作还表明, 尽管非线性效应会改变重力波的波参数 (垂直波长和频率), 但是对波相关能量的传播路径却没有显著影响, 并且仅由非线性效应导致的垂直波长的减小 (从 10 km 下降到 8.3 km) 没有本文中的垂直波长变化这么明显 (从 10 km 下降到 6.5 km). 以上这些结果都说明非线性效应和非均匀的背景温场都不是导致阻碍波能量向上传输和垂直波长剧烈下降的主要原因.

在假定大气的分子粘性系数 ν 为常数 ($\nu = 50 \text{ m}^2/\text{s}$, 且不随高度变化) 的情况下, 张绍东和易帆^[25]曾对重力波波包在耗散大气中的非线性传播过程进行了数值模拟. 模拟结果显示出在耗散大气中传播时, 重力波波包不仅能自由地传播到 110 km 的高度上, 并且波相关能量的传播路径与无耗情况下线性重力波理论的预言几乎完全一致, 此外, 垂直波长也没有呈现非常明显的减小. 另外, 在假定大气的分子粘性系数 ν 分别为常数 $1 \text{ m}^2/\text{s}$ 和 $100 \text{ m}^2/\text{s}$ 的情况下, 我们对波包的传播过程都进行了数值计算, 计算结果与文献^[25]中的结果几乎完全一致. 这些结果表明, 不随高度变化的分子粘性对重力波特性 (能量传播路径和波长等) 几乎没有什么影响. 因此我们认为, 导致重力波向上的传播受到阻碍并且垂直波长剧烈减小的主要因素是大气分子粘性在垂直方向上的不均匀性.

5 结论

通过采用二维 FICE 格式, 我们对一个高斯型的重力波波包在可压、非等温和耗散大气中的非线性传播过程进行了数值模拟, 并将模拟结果与 WKB 近似条件下的线性重力波理论进行了定量比较, 主要结论如下.

由低层大气激发的向上传播的重力波波包在真实大气中传播时, 在中层顶以下的高度上, 重力波波包能够自由地沿着它的射线路径传播, 非线性效应和背景耗散对波相关能量的传播路径的影响不大. 但是, 当波包传播到低热层时, 即使没有强的非线性效应和背景风场剪切, 波包整体和波相关能量不再向上传播, 而是几乎完全沿着水平方向传播, 并

且垂直波长出现剧烈减小. 这些结果说明, WKB 近似条件下的线性重力波理论不能用于精确描述重力波在低热层的传播.

非线性和背景温场对重力波的影响不足以完全抑制波能量的向上传输, 随高度不变的分子粘性对重力波波包的影响也非常小. 抑制波包向上传播能量的关键因素是分子粘性的垂直不均匀性.

参 考 文 献

- [1] Lindzen R S. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.*, 1981, **86**(10):9707—9714
- [2] 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
- [3] 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
- [4] Yeh K C, Liu C H. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere. *Res. Geophys.*, 1974, **12**(2):193—216
- [5] Fritts D C. Gravity waves saturation in the middle atmosphere: a review of theory and observations. *Rev. Geophys. Space. Phys.*, 1984, **22**(2):275—308
- [6] Hines C O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Can. J. Phys.*, 1960, **38**(8):1441—1481
- [7] Whitham G B. Group velocity and energy propagation for three-dimensional waves. *Comm. Pure Appl. Math.*, 1961, **14**(6):675—691
- [8] Garret C J R. On the interaction between internal gravity waves and a shear flow. *J. Fluid Mech.*, 1968, **34**(7):711—720
- [9] Volland H. Full wave calculations of gravity wave propagation through the thermosphere. *J. Geophys. Res.*, 1969, **74**(7):1786—1795
- [10] Klostermeyer J. Numerical calculation of gravity wave propagation in a realistic thermosphere. *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 1972, **34**(7):765—774
- [11] Meek C E, Reid I M, Manson A H. Observations of mesospheric wind velocities, I, Gravity wave horizontal scales and phase velocities from spaced wind observations. *Radio Sci.*, 1985, **20**(9):1363—1382
- [12] Vincent R A, Fritts D C. A climatology of gravity wave motions in the mesopause region at Adelaide, Australia. *J. Atmos. Sci.*, 1987, **44**(5):748—760
- [13] Tsuda T, Kato S, Yokoi T, Inoue T, Yamamoto M. Gravity waves in the mesosphere observed with the middle and upper atmosphere radar. *Radio Sci.*, 1990, **25**(6):1005—1018
- [14] Manson A H, Meek C E. Characteristics of gravity waves (10 min-6 hours) at Saskatoon (52°N, 107°W): Observations by the phase coherent medium frequency radar. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**(12):20 357—20 367
- [15] Vincent R A. Gravity-wave motions in the mesosphere and lower thermosphere observed at Mawson, Antarctica. *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 1994, **56**(4):593—602
- [16] Tsuda T, Kato S, Nakamura T, Vincent R A, Manson A H, Meek C E, Wilson R L. Variations of the Gravity wave characteristics with height, season and latitude revealed by comparative observations. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1994, **56**(2):555—568
- [17] Walterscheid R L, Schubert G. Nonlinear evolution of an upward propagation gravity wave: overturning, convection, transience and turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 1990, **47**(1):101—125
- [18] Fritts D C, Isler J R, Andreassen O. Gravity wave breaking in two and three dimensions, Part II: Three dimensional evolution and instability structure. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**(D4):8112—8124

- [19] Isler J R, Fritts D C, Andreassen O. Gravity wave breaking in two and three dimensions, Part III: Vortex breakdown and transition to turbulence. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**(D4):8125—8137
- [20] 张绍东, 易帆. 重力波波包在可压大气中的非线性传播. 空间科学学报, 1998, **18**(1):98—110
- [21] 张绍东, 易帆. 重力波波包在非等温和可压大气中的非线性传播. 空间科学学报, 1998, **18**(2):213—221
- [22] 张绍东, 易帆, 王敬芳. 非线性效应对重力波特性的影响. 空间科学学报, 1999, **19**(4):321—326
- [23] Hu Youqiu, Wu S T. A full-implicit-continus-Eulerian (FICE) scheme for multidimensional transient magnetohydrodynamic (MHD). *J. Comput. Phys.*, 1984, **55**(1):33—64
- [24] Hedin A E. Extension of the msis thermosphere model into the middle and lower atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**(4):1159—1172
- [25] 张绍东, 易帆, 王敬芳. 重力波在耗散大气中的非线性传播. 空间科学学报, 1999, **19**(2):206—212

A NUMERICAL STUDY ON THE PROPAGATION CHARACTERISTICS OF GRAVITY-WAVE PACKETS IN REAL ATMOSPHERE

ZHANG Shaodong YI Fan XIONG Donghui

(Department of Electronic Engineering, Wuhan University, Wuhan 430072)

Abstract

By using a two-dimensional full-implicit-continuous-Eulerian (FICE) scheme, the nonlinear propagation and evolution of gravity-wave packets in real atmosphere is simulated. The numerical results show that when an upgoing gravity-wave packet is generated in low mesosphere, it can propagate along its ray path before arriving at the height of mesopause, the nonlinearity and background atmosphere have little influence on its energy propagation path. However, when the wave packet arrives at low thermosphere, the wave packet and wave associated energy propagate almost horizontally, and its vertical propagation is halted, which departs obviously from the prediction of linear gravity-wave theory under WKB approximation in non-dissipative case. A further discussion indicates that it is the vertical inhomogeneity of molecular viscosity that causes the restriction of upward energy propagation of the gravity-wave packet. Moreover, during the whole propagation, affected by the joint actions of nonlinearity, background temperature and dissipation, the dominant vertical wavelength of the wave packet decreases obviously with time. These indicate that the molecular viscosity especially the vertical inhomogeneity of molecular viscosity plays an important role in the nonlinear propagation of gravity-wave packets.

Key words Gravity-wave packet, Nonlinear propagation, Real atmosphere