

丁 霞,张绍东,易 帆. 热源激发重力波特征以及波流作用的数值模拟研究. 地球物理学报, 2011, 54(7): 1701~1710, DOI: 10.3969/j.issn.0001-5733.2011.07.002

Ding X, Zhang S D, Yi F. A numerical simulation on gravity waves generated by thermal source and their influences on mean flow. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2011, 54(7): 1701~1710, DOI: 10.3969/j.issn.0001-5733.2011.07.002

热源激发重力波特征以及波流作用的数值模拟研究

丁 霞^{1,2,3}, 张绍东^{1,2,3}, 易 帆^{1,2,3}

1 武汉大学电子信息学院, 武汉 430079

2 武汉大学地球空间环境与大地测量教育部重点实验室, 武汉 430079

3 武汉大气遥感国家野外科学观测研究站, 武汉 430079

摘 要 本文在二维等温可压大气中引入了一个随时间和空间变化的热源扰动, 分别以静止风和中纬 1 月份月平均向东的纬向风急流为背景, 对不同背景下热源激发的重力波的传播详细过程及其特性进行了数值模拟研究. 热源激发出来的重力波在初始阶段有很宽的频谱范围, 随后由于重力波的传播效应, 水平波长和垂直波长分布范围随时间都有所减小. 顺风传播的重力波的小尺度和低频部分会容易被急流吸收, 从而加强了对流层急流, 而逆风传播的重力波更容易上传, 会导致中间层区域向西的背景风增强. 这体现了低层大气急流对中间层大气风场结构的影响. 热源的尺度直接决定激发波的尺度; 激发波的垂直尺度和时间尺度对热源的变化比其水平尺度更敏感.

关键词 重力波, 热源, 急流, 数值模拟, 波尺度

DOI: 10.3969/j.issn.0001-5733.2011.07.002

中图分类号 P433

收稿日期 2010-09-20, 2011-01-20 收修定稿

A numerical simulation on gravity waves generated by thermal source and their influences on mean flow

DING Xia^{1,2,3}, ZHANG Shao-Dong^{1,2,3}, YI Fan^{1,2,3}

1 School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430079, China

2 Key Laboratory of Geospace Environment and Geodesy, Ministry of Education, Wuhan 430079, China

3 State Observatory for Atmospheric Remote Sensing, Wuhan 430079, China

Abstract In this study, a time- and space-dependent thermal forcing is introduced into a compressible and isothermal two-dimensional atmosphere. Stationary background and monthly averaged eastward horizontal wind at middle latitude in January are employed as two different background flows, respectively. The propagation and characteristics of gravity waves generated by thermal source in these two different background flows are numerically simulated. Gravity waves generated by thermal source have wide spectra in the earlier stage, but the spectra of horizontal and vertical wavelengths shrink when the excited waves propagate in the atmosphere. Small-scale and low-frequency parts in the excited downwind waves are easily absorbed by the eastward jet which will be enhanced consequently. Whereas the excited upwind (westward-propagating) waves can easily go through the jet, which will induce an enhancement of westward background in the mesosphere. This indicates that troposphere jet will influence the wind structure in the mesosphere. It is also found that the wavelengths/frequencies of the excited

基金项目 国家自然科学基金(40825013, 40731055, 40974082), 空间天气学国家重点实验室开放基金, 中央高校基本科研业务费专项资金和海洋公益性行业科研专项经费(201005017)共同资助.

作者简介 丁 霞, 女, 1985 年生, 2006 年于武汉大学电子信息学院获学士学位, 现为该校空间物理系博士研究生, 主要从事重力波的数值模拟研究. E-mail: dxia2011@gmail.com

waves are dependent on the temporal and spatial scale of the thermal source; the vertical and temporal scales of the excited waves are more sensitive to the changes of thermal forcing than the horizontal scale of excited waves.

Keywords Gravity waves, Thermal source, Jet, Numerical simulation, Wave scale

1 引言

重力波的活动对中高层大气的动力学、热力学和环流结构有重要作用,是中高层大气最重要的动力学过程之一^[1,2]. 对流层内各种源激发的向上传播的重力波会导致能量和动量在大气不同层区间的传播,以及各种物质的混合,对全球大气能量分布有重要的作用^[2]. 因此,了解重力波波源以及其传播机制对中高层大气的研究工作是十分重要的^[3,4].

重力波的激发和传播是目前研究工作中急需解决的问题之一,对流源激发的重力波是目前研究的热点. 观测研究表明^[5],对流激发的重力波是普遍存在的,激发波的主要源是对流导致的潜热释放^[6~9]. 无线电探空数据的研究表明在雨季对流最强时,重力波能量有最大值,说明了重力波活动与对流强度有良好的相关性^[10,11]. 对流激发的重力波可以传播到中间层直至低热层,在中层顶附近破碎^[12],将动量和能量存储在背景大气中,从而对中高层大气的动力学和热力学结构产生重要影响.

Alexander 等^[2,8]提出目前对流激发重力波的模拟工作中用到的对流驱动机制基本上分为三种:(1)机械震荡;(2)瞬时障碍;(3)瞬时或者稳定纯热源. 对流激发的波不像地形激发的重力波那样有单独的主频率,可以激发所有尺度和频率的重力波. 目前激发过程中主要关注对流激发重力波的垂直波长与对流层潜热释放的垂直尺度的关系. 在背景风场中没有强剪切风时,纯热源机制激发的重力波的垂直波长约为加热深度的两倍,经过对流层顶时,浮力频率的增加会使垂直波长减半^[8]. 改变背景大气的风场结构以及浮力频率后,向上传播到平流层的激发波的垂直尺度是如何变化的,这个问题还需要进一步的研究.

对流激发的重力波对背景大气的影响的参数化研究也是目前关注的重点之一,重力波在向上传播的过程中被滤波、导波或者破碎,能量堆积到背景中,对背景产生一定的拖曳力,从而影响背景风场^[13,14],甚至大尺度环流,比如对准两年震荡(QBO)和准半年震荡(SAO)的驱动作用.

Alexander 等^[15]利用飚线模型研究了对流激发重力波对 QBO 的驱动作用,认为对流激发的重力波提供了 QBO 驱动力的 1/4 的贡献. Piani 等^[16]则认为对流激发的重力波对向西的 QBO 提供了约 30% 的驱动力,对向东的 QBO 提供了约 15% 的驱动力. 目前关于对流激发的重力波在中间层破碎后激发的次重力波对背景大气的影 响也开展了一系列的研究,对流激发的重力波的破碎会导致夏季极区中层顶的低温,同时在中层破碎的重力波会激发出向下传播的次波^[17~19]. Chun 等^[20]认为这种向下传的次波会减小对流激发的向上传的重力波对背景的曳力.

目前关于对流激发重力波的模拟工作主要关注激发波的特征以及其与中高层大气大尺度环流的相互作用,但还有很多问题待解决,比如热源的时空尺度和激发波的时空尺度的量化关系,激发的细致完整过程,激发波对中高层大气环流驱动的参数化分析,这些问题都需要进行更深入的研究来解决. 本文利用二维大气动力学方程,在等温可压大气中加入了一个随时间和空间变化的热源扰动,对热源激发的重力波的详细过程及其特性进行了模拟研究. 利用模拟计算的结果,着重研究了激发波的特征,及其与对流层急流的相互作用;分析热源的时空尺度与激发波的时空尺度的关系.

2 数值模式

2.1 控制方程

不考虑大气黏性和地球自转效应,二维可压大气的基本运动方程形式如下:

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w^2)}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial z} + \rho g = 0, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(Tu)}{\partial x} + \frac{\partial(Tw)}{\partial z} + T(\gamma - 1) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = Q, \\ P = \rho RT, \end{cases}$$

式中, x 为水平方向坐标, z 为垂直方向坐标; u 为水平风速, w 为垂直风速; ρ , T , P 分别为大气

密度、温度和压强; R 为普适气体常数 ($R = 286.98 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$); $\gamma = c_p/c_v$, 其中 c_p 为定压比热 ($c_p = 1005 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), c_v 为定容比热 ($c_v = 718 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$); g 为重力加速度 ($g = 9.78 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$).

2.2 计算方法

本文采用全隐欧拉格式 (FICE)^[21]. FICE 算法是研究大气动力学过程的有效算法, 特别适合研究缓慢运动的大气响应, 以其良好的稳定性和精确度曾多次成功地用于重力波的非线性传播研究^[22~24]. 在差分方程中, 为避免棋盘误差并提高计算精度, 在解域中取均匀交错网格^[21].

计算区域的左右边界选取线性外推边界, 上下边界采用近特征线边界处理^[21]. 这是由于上下边界对数值计算的稳定性影响较大, 与其他计算边界条件比较, 近特征线边界, 也称无反射边界, 在精度和稳定性方面均有明显改善. 在新时间步中, 边界值一旦确定, 在对内点迭代求解的过程中一直保持不变.

为了完整地观察热源激发的重力波包的传播情况, 文中选取水平数值计算范围为 $0 \text{ km} \leq x \leq 1600 \text{ km}$, 高度范围为 $-10 \text{ km} \leq z \leq 90 \text{ km}$. 这里计算区域的下边界取为 -10 km 是为了尽量消除下边界的反射对计算结果的可能影响. 另一方面, 本文的工作主要是关注热源激发重力波向上传播的物理机制和特性, 因而 -10 km 的下边界仅仅是计算的需要, 并无实际物理意义, 也不会影响我们的主要结果. 空间步长取为 $\Delta x = 2000 \text{ m}$, $\Delta z = 400 \text{ m}$. 由于近特征线边界采取了显式处理, 时间步长应该满足如下柯朗条件:

$$\Delta t < \Delta t_c = \frac{1}{(v_a + v) \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}},$$

式中, v_a 为声速, $v = \sqrt{u^2 + w^2}$. 为了在保证精度的同时提高计算效率, 本文取 $\Delta t = 0.8 \Delta t_c$.

2.3 初始背景大气和热源强迫

设定初始背景大气为等温、流体静力学平衡大气. 在例一中, 不考虑风场对热源激发重力波过程的影响, 取背景大气参数如下:

$T_0 = 290 \text{ K}$, $\rho_0 = \rho_c e^{-gz/RT_0}$, $u_0 = 0 \text{ m/s}$, $w_0 = 0 \text{ m/s}$, 其中 $\rho_c = 1.2 \text{ kg/m}^3$ 为地面大气密度. 在例二中, 我们研究背景急流对重力波激发和传播过程的影响,

纬向背景风参考实际背景纬向风取值 (图 1). 图 1 给出了武汉上空 (30.5°N , 114.4°E) 无线电探空 2004 年 1 月份月平均纬向风以及其高斯拟合值. 由图 1 可见在约 12 km 高度上, 纬向风有一个明显的急流, 其最大值超过 60 m/s . 在例二的计算中, 我们

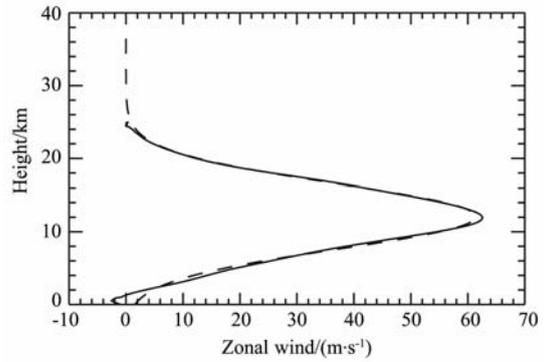


图 1 武汉 (30.5°N , 114.4°E) 站点 2004 年 1 月
月平均纬向风

实线表示观测值, 虚线是高斯拟合值.

Fig. 1 Monthly averaged horizontal wind-height profile (solid curve) at Wuhan in January, 2004 and its Gaussian fit (dashed curve)

取无线电探空仪的观测结果的高斯拟合值作为纬向背景风. 由于计算区域的高度范围是 $-10 \text{ km} \leq z \leq 90 \text{ km}$, 而无线电探空数据的高度范围是 $0 \leq z \leq 25 \text{ km}$, 在此高度范围外的值是急流高斯拟合结果的延伸值. 例二中其他参量如背景温度、密度和垂直风取值与例一一致.

在背景大气中加上一个随时间变化的高斯型热源, 其形式如下:

$$Q(x, z, t) = Q_0 \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\delta_x^2}\right] \times \exp\left[-\frac{(z-z_0)^2}{2\delta_z^2}\right] \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\delta_t^2}\right],$$

式中, $Q_0 = 0.02 \text{ J}$ 为热源强度. $x_0 = 800 \text{ km}$ 和 $z_0 = 6 \text{ km}$ 分别为热源在水平方向上和垂直方向上的中心位置. $t_0 = 1800 \text{ s}$ 为热源在时间上的中心. $\delta_x = 20 \text{ km}$ 和 $\delta_z = 4 \text{ km}$ 分别为热源在 x 和 z 方向上的半宽; $\delta_t = 600 \text{ s}$ 为热源在时间上的半宽. 本文主要关注分析热源激发重力波以及波流相互作用的理论机制, 所以数值计算过程与真实大气还有一定距离, 为了尽可能真实地反映真实大气中重力波激发过程以及波流相互作用, 我们给出的热源在时空上均为宽谱分布, 并且急流是采用武汉无线电探空数据的实测风场数据.

3 计算结果分析

3.1 水平风速扰动

图 2 展示了在不考虑对流层急流时, 对流层热源激发重力波的完整过程. 考虑到给定的热源强迫

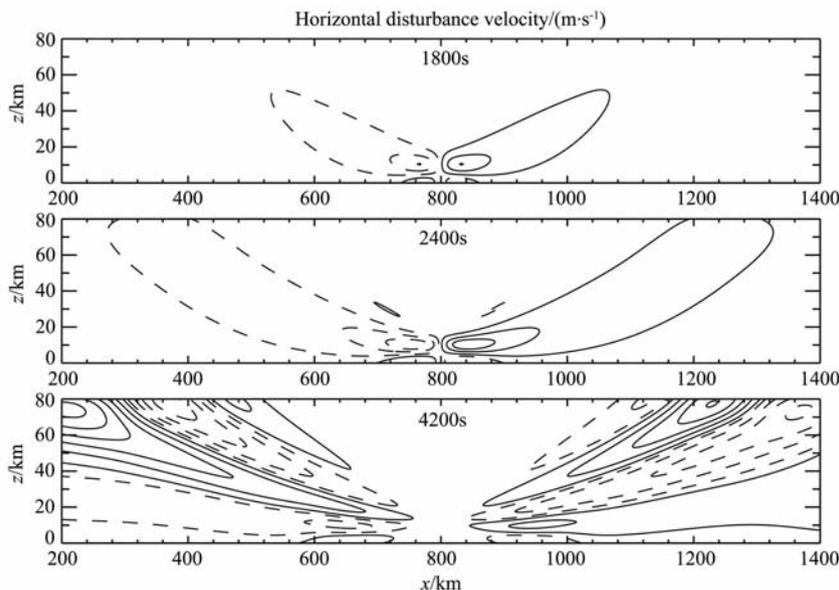


图 2 例一中热源激发的重力波波包水平扰动速度随时间的演变过程
等值线最小值为 1 m/s, 间距为 3 m/s, 实线代表正值, 虚线代表负值.

Fig. 2 Temporal evolutions of horizontal disturbance velocities excited by the thermal forcing in case 1
The minimum value and interval of the contours are 1 and 3 m/s, respectively. The solid and dashed contours denote the positive and negative values, respectively.

的时间分布, 强迫热源的振幅在 1800 s 时有最大值, 在 4200 s 时接近零值. 图 2 分别给出了 1800 s 和 4200 s 时热源激发的重力波波包水平扰动速度, 也给出了当激发出来的重力波波包刚接触到上边界时 (2400 s) 的水平扰动速度. 由图 2 可见在对流层的热源激发了垂直传播的重力波, 其中向上传播的重力波波包可以传播到中间层. 以我们初始给定的热源峰值空间位置为中心, 在其左右激发出反对称的重力波波包, 并具有相同的水平和垂直尺度. 这里我们主要关注向上传播的重力波波包.

激发出来的水平扰动速度随时间增强, 在 1800 s 水平扰动速度峰值为 7.03 m/s, 2400 s 水平扰动速度峰值为 9.43 m/s, 4200 s 水平扰动速度峰值为 16.96 m/s. 从图 2 中还可以观察到, 虽然在整个演变过程中, 随着波包向上传播, 其空间覆盖范围逐渐变大, 但是仍然能够保持很好的波包结构. 由重力波的色散关系可知, 波数越小, 相速度越大, 远离波源中心的扰动的波尺度较大, 这是因为尺度较大的波动具有更大的传播速度, 可以更快地传播到远离波源的区域.

为了研究背景风场对重力波激发过程的影响, 我们计算了例二. 在例二中, 背景风场取 2004 年 1 月份武汉上空 (30.5°N, 114.4°E) 利用无线电探空观测的月平均纬向风的高斯拟合值 (如图 1 虚线所示), 其他计算参数与例一中一致. 图 3 给出了在对

流层急流背景下, 对流层热源激发重力波的完整传播过程. 与例一一样, 在对流层处的热源激发了两支在水平方向上分别向左 (逆风) 和向右 (顺风) 传播的重力波; 激发出来的水平扰动速度随时间增强, 但是与例一不同的是在 4200 s 时可以看到, 逆风 (向西) 传播的波包最大振幅要大于顺风 (向东) 传播的波包最大振幅, 这是由于顺风传播的波包大部分能量被背景风吸收. 此外, 与例一相比, 例二中由于背景急流的影响, 扰动中心移动到了约 900 km 的位置. 逆风和顺风传播的扰动的水平和垂直尺度也有不同. 可以看到在 4200 s 时, 顺风传播的波包的垂直波长大于逆风传播的波包的垂直波长, 这是由于风剪切滤掉了顺风传播的波包的小尺度和低频部分, 能够穿过急流传播的是大尺度和高频部分.

3.2 波尺度分析

热源激发的重力波的波长和波数, 以及它们与热源的空间、时间尺度的关系是本文关心的问题之一. 对向上传播的重力波包区域的水平扰动速度做离散傅里叶变化. 由于向上传播的重力波振幅随高度以 $\rho^{-1/2}$ 增长, 所以我们在做傅里叶变换之前, 把水平扰动速度乘以 $\sqrt{\rho(z)/\rho_0}$.

由于例一中向上传播的重力波可分为顺风 (向东) 和逆风 (向西) 传播的波包, 并关于给定强迫热源水平中心反对称, 图 4 上行仅给出了逆风 (向西) 传播的重力波的水平波长随高度变化的波数谱图. 由

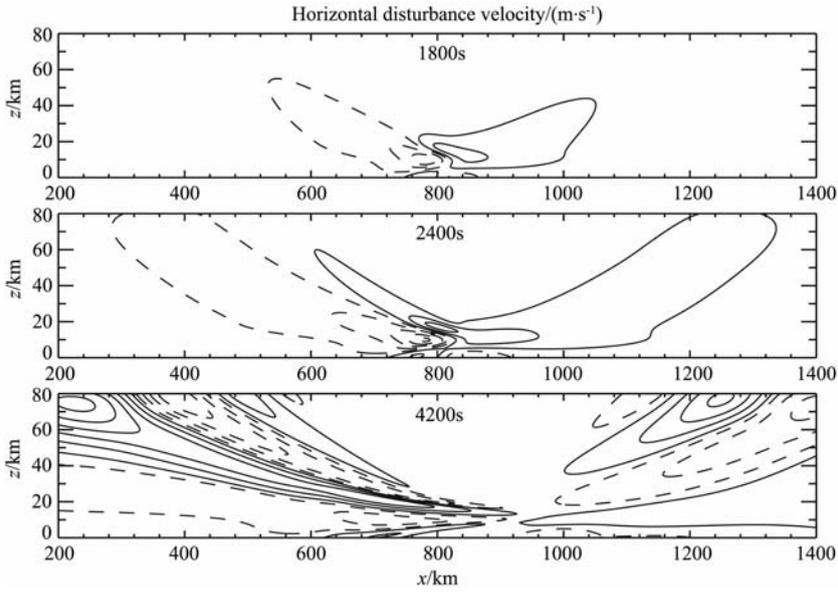


图 3 同图 1,但为例二

Fig. 3 Same as Fig. 1, but in case 2

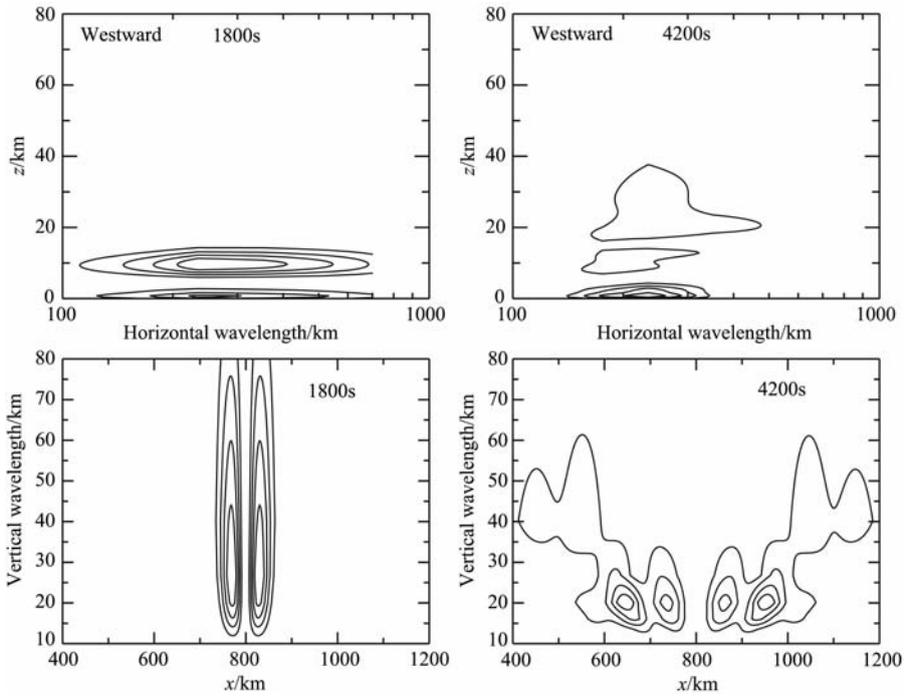


图 4 例一中不同时刻向上传播的重力波包的加权的水平扰动速度归一化波数谱等值线最小值和间距均为 0.2.

Fig. 4 Normalized wavenumber spectra of the weighted horizontal wind disturbances for the upward propagating gravity wave packets at selected times in case 1

The minimum value and interval of the contours are all 0.2.

强迫热源的时间分布可知,在1800 s热源有最大值,激发出来的重力波有很宽的水平波长范围,最大谱强度对应水平波长为 234.0 km,在 4200 s 时,水平波长分布范围显著减小,主要集中在 200~400 km 范围内,其最大谱强度对应水平波长为 234.0 km,

同时,最大谱强度对应高度从 9.2 km 上升到 18.4 km. 图 4 下行给出了热源激发的重力波的垂直波长随水平位置分布的波数谱,可以看到,向上传播的重力波波包分成两部分,以相同大小的速度向西和向东传播,在 1800 s 时,两个波包分别在水平方向的 770 km

和 830 km 处谱强度有最大值,对应垂直波长 26.8 km; 在 4200 s 时,两个波包分别在 648 km 和 952 km 处谱强度有最大值,对应垂直波长 20.1 km,约为热源高斯半宽(4 km)的 5 倍,垂直波长分布范围明显减小. 在后面的个例分析中,我们将调整热源垂直半宽,进一步研究激发波的垂直波长与热源尺度的关系.

例二中,由于对流层急流的作用,逆风传播的重力波能自由向上传播,其波数分布和演变与例一中的结果非常一致;但顺风传播波动会被背景急流滤波. 为了关注对流层急流对热源激发的重力波的影响,图 5 上行仅给出了顺风传播的重力波的水平波长随高度变化的波数谱图. 在 1800 s 时热源有最大值,激发出来的顺风传播的重力波的最大谱强度对应水平波长为 234.0 km,对应高度为 9.2 km,这与例一中的结果一致. 在 4200 s 时,水平波长分布范围减小,逐渐集中到 200~500 km 内,这与例一结果类似. 最大谱强度对应水平波长为 350.9 km,略大于例一中的值,同时最大谱强度对应高度上升到 14.0 km,小于例一中的值.

图 5 下行给出了热源激发的重力波的垂直波长随水平位置分布的波数谱图. 由于背景急流的滤波作用,顺风传播的重力波的波数谱强度明显小于逆风传播的重力波,对 4200 s 时的向东传播的重力波的波数谱强度乘以 10 方便观察. 在 1800 s 时,向东

传播的波包在水平位置 836 km 处有最大波数谱强度,相比例一中对应的水平位置向东偏移了 6 km,对应的垂直波长为 26.8 km,与例一中的值相同. 在 4200 s 时,最大波数谱强度值对应的水平位置和垂直波长分别为 1088 km 和 40.2 km,大于例一中的值. 垂直波长分布范围由 20~70 km 减小到 35~60 km,这是由于顺风传播的激发波,垂直波长小的波动一般频率较低,更容易受多普勒效应影响被背景风场吸收;逆风传播的激发波的水平传播方向与急流方向相反,小尺度波动不会被背景风场吸收,更容易向上传播,所以在 10~30 km 的垂直波长范围内仍有很大的谱强度. 我们选取顺风传播的激发波的谱强度最大值对应的水平波长和垂直波长,计算例一和例二中顺风传播的重力波主频率,与理论计算的急流引起的多普勒频移对比. 例一中,顺风传播的重力波包在 4200 s 时的谱强度最大值处对应的频率为 $1.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$,在背景中加上急流后(例二),顺风传播的重力波包的主频率为 $0.8 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$,急流峰值为 61.37 m/s,引起的多普勒频移值 $(0.17 \sim 0.25) \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$,约等于两个频率之差,说明理论推导值与模拟计算结果是基本一致的.

3.3 波流相互作用

热源激发的重力波包与背景流的相互作用也是本文关心的问题之一. 通过计算平均波动量流通量

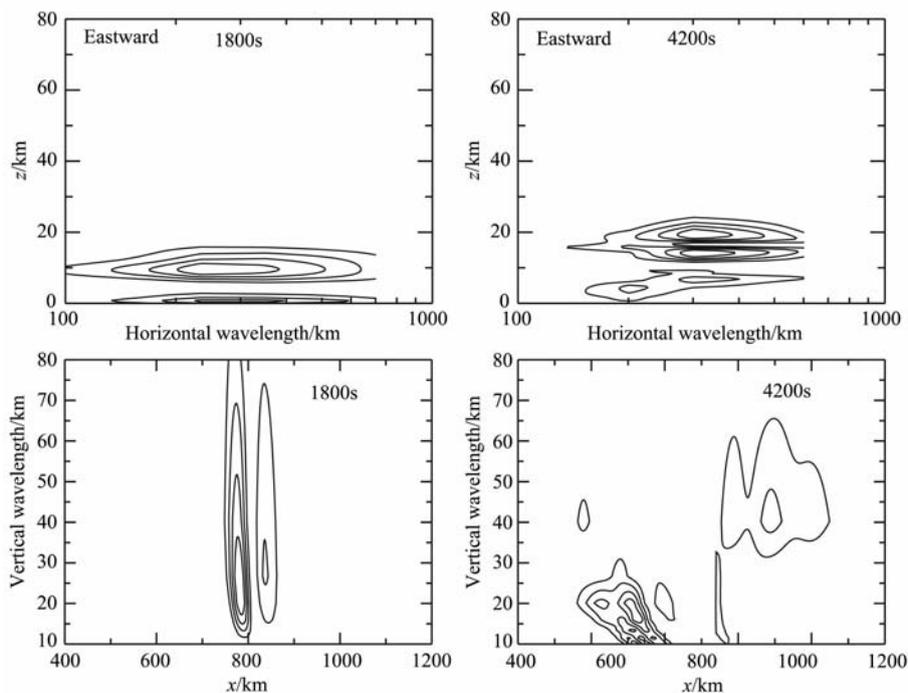


图 5 同图 4,但为例二

Fig. 5 Same as Fig. 4, but in case 2

$\rho_0 \langle u'w' \rangle$, 以及激发波对背景流的曳力

$$F = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \langle u'w' \rangle}{\partial z}$$

我们研究了背景大气与热源激发波的相互作用, 其中 u' 为水平风扰动, w' 为垂直风扰动, 尖括号表示水平和垂直平均. 为了得到平均波动量流通量和曳力在水平和垂直方向上的分布, 我们用低通滤波来代替平均, 参考 3.2 节中的波数分析结果, 水平和垂直截止波长分别为 400 km 和 80 km.

图 6 给出了例二中 4200 s 时的平均波动量流通量 $\rho_0 \langle u'w' \rangle$ 在计算区域内的空间分布 (a), 由于逆风 (向西) 传播的平均波动量流通量强度大于顺风 (向东) 传播的平均波动量流通量强度, 对水平方向上 900~1400 km 范围内的平均波动量流通量乘以 5 方便观察顺风传播的平均波动量流通量分布. 对平均波动量流通量在水平方向上平均, 得到平均波动量流通量随高度的分布剖面图 (图 6b). 由于给定热源中心在 6 km, 我们关注的是 10 km 以上的向上传播的动量.

由图可知, 逆风传播的平均波动量流通量为负值, 在水平位置 726 km 和垂直位置 19.6 km 处有最大强度为 $-0.39 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$, 顺风传播的平均波动量流通量为正值, 在垂直高度 16.4 km 处有最大强度为 $0.04 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$, 远小于逆风传播的平均波动量流通量峰值, 这是由于背景剪切风场

的多普勒效应, 顺风传播的垂直波长较小的波在遇到临界层时, 会将动量沉积在平均流中. 对平均波动量流通量在水平方向上平均, 逆风传播的平均波动量流通量在 20.0 km 处有最大强度为 $-0.04 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$, 顺风传播的平均波动量流通量在 17.2 km 处有最大强度为 $0.01 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$, 略低于逆风传播的平均波动量流通量峰值的对应高度. 总平均波动量流通量为负值, 在 20.8 km 处有最大强度为 $-0.02 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$, 这是由于逆风传播的平均波动量流通量大于顺风传播的平均波动量流通量. 由图可知, 平均波动量流通量的峰值出现在 20 km 附近 (急流区域内), 主要分布在 0~50 km 的高度范围内, 说明在 50 km 以上有很强的动量衰减, 由此可以推断, 在平均波动量流通量分布区域上方会出现曳力的最大值 (即 50 km 附近).

为了研究激发波对背景流的影响, 我们计算了激发波对背景的曳力

$$F = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \langle u'w' \rangle}{\partial z}$$

在空间上的分布, 并对其在水平方向上平均, 得到曳力随高度变化, 如图 7 所示. 与图 6 一样, 我们关注的是 10 km 以上的曳力随高度的变化.

由图 7 可见, 顺风传播的波包导致的曳力为正值, 加速向东的背景风场, 逆风传播的波包导致的曳力为负值, 增强向西的背景风场. 逆风传播的波导致

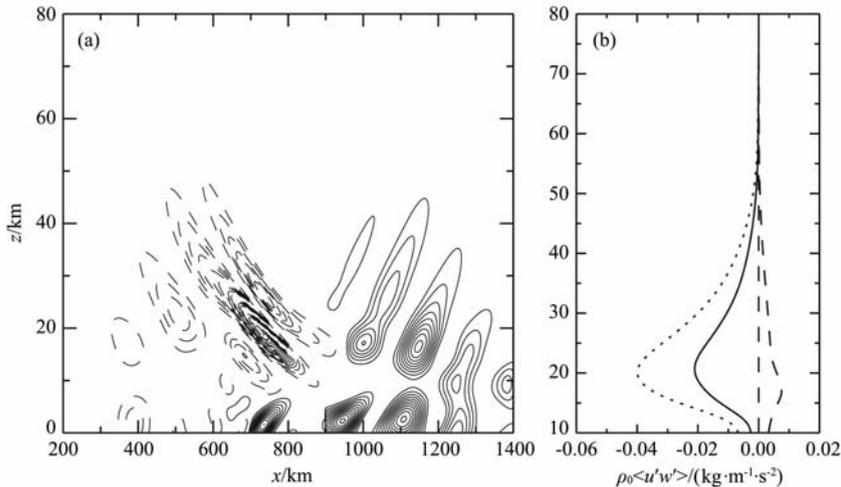


图 6 例二中 4200 s 时热源激发的重力波的平均波动量流通量的等值线图 (a) 和剖面图 (b)

(a) 图中等值线最小值为 $0.02 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$, 间距为 $0.02 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$, 实线代表正值, 虚线代表负值. (b) 图为 (a) 图在水平方向上的平均. 其中点线表示逆风 (向西) 传播的扰动的平均动量流通量, 虚线表示顺风 (向东) 传播的扰动的平均动量流通量, 实线表示两者之和.

Fig. 6 The averaged momentum flux contour (a) and profile (b) of the excited gravity waves in case 2 at 4200 s. The minimum value and interval of contours are all $0.02 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$. The profiles in the panel (b) are horizontally averaged from the panel (a). The solid and dashed contours in the panel (a) denote the positive and negative values, respectively. The dotted and dashed curves in the panel (b) denote the horizontally averaged momentum flux for the upwind (westward) propagating waves and downwind (eastward) propagating waves, respectively, the solid curve denotes the total sum of these two.

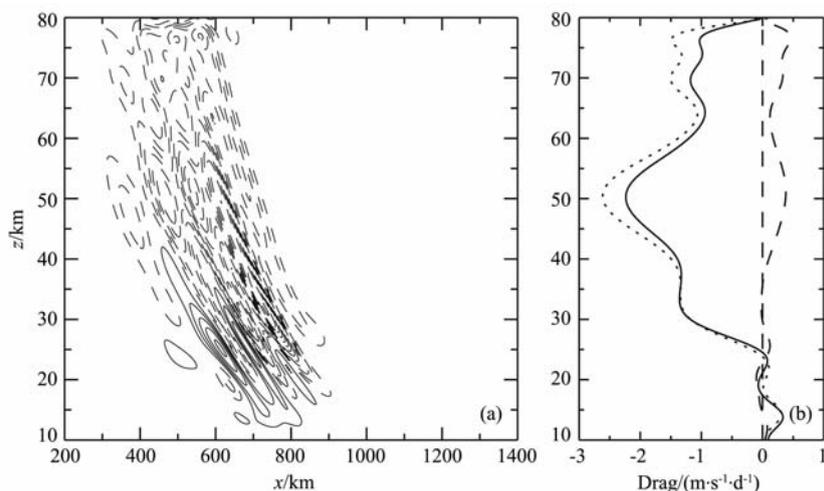


图7 例二中 4200 s 时热源激发的重力波的曳力的等值线图(a)和剖面图(b)

(a)图中等值线最小值为 $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{d}^{-1}$, 间距为 $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{d}^{-1}$, 实线代表正值, 虚线代表负值. (b)图为(a)图在水平方向上的平均.

其中点线表示逆风传播的波导致的曳力, 虚线表示顺风传播的波导致的曳力, 实线表示两者之和.

Fig. 7 The wave drag contour (a) and profile (b) in case 2 at 4200 s

The minimum value and interval of contours are all $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{d}^{-1}$. The solid and dashed contours in the panel (a) denote the positive and negative values, respectively. The profiles in the panel (b) are horizontally averaged from the panel (a). The dotted and dashed curves in the panel (b) denote the drag of the upwind propagating waves and downwind propagating waves, respectively, the solid curve denotes the total sum of these two.

的曳力在水平位置 526 km 和垂直位置 50.8 km 处有最大强度为 $-10.61 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{d}^{-1}$, 对向西的背景风场有很强的增强作用. 在同一高度, 顺风逆风传播的波导致的曳力有最大强度为 $1.04 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{d}^{-1}$, 远小于逆风传播的波导致的曳力, 这是由于垂直波长较小的顺风传播的波会被对流层急流滤波, 而逆风传播的波能顺利传播到急流区域上方, 所以在急流区域以上, 顺风传播的波对背景大气的作用远小于逆风传播的波的作用. 由以上分析可知, 我们发现曳力峰值对应高度都在 50 km 附近, 正好对应图 6 中平均波动量流通量有很强的衰减的区域, 说明两者的结果是一致的. 在图 6 中, 平均波动量流通量峰值对应的高度在 20 km 附近, 而图 7 中显示曳力峰值都在 50 km 附近, 这说明在穿过背景急流后, 顺风和逆风的重力波会继续向上传播, 同时波振幅会随高度增加而增加, 到达某个高度后, 波会变得不稳定, 释放一部分动量到背景中后继续稳定地向上传播, 这部分动量将会影响背景风场.

对曳力在水平方向上平均后, 在急流区域内 ($z < 20 \text{ km}$), 总曳力为正值, 峰值为 $0.32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{d}^{-1}$, 对应垂直高度为 14.0 km, 略高于给定急流的峰值高度 (12 km), 这说明热源激发重力波加速了对流层急流. 在急流区域以上, 逆风传播的波导致的曳力在 50.4 km 处有最大强度为 $-2.55 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{d}^{-1}$, 顺风传播的波导致的曳力在 51.2 km 处有最大强度为

$0.40 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{d}^{-1}$, 远小于逆风传播的波导致的曳力. 总曳力在 50.4 km 处有最大强度为 $-2.16 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{d}^{-1}$, 增强了向西的背景风场. 这是由于顺风传播的重力波的小尺度和低频部分会容易被急流吸收, 从而加强了对流层急流, 而逆风传播的重力波更容易上传, 会导致中间层区域向西的背景风增强. 这体现了低层大气急流对中间层大气风场结构的影响.

3.4 热源时空尺度对激发波的影响

为了分析强迫热源的时空尺度对激发重力波尺度的影响, 我们改变热源的时间和空间尺度, 做了一系列的个例对比分析. 首先为了研究热源的空间尺度对激发重力波的影响, 例三中, 我们把水平半宽增加为 60 km, 其他参数与例一一致; 例四中, 我们把垂直半宽增加为 12 km, 其他参数与例一一致. 为了分析强迫热源时间尺度对激发重力波尺度的影响, 我们在例一基础上, 把热源的时间半宽增大为 1200 s, 其他参数不变, 作为例五进行分析. 把各个例子得到的水平扰动速度乘以 $\sqrt{\rho(z)/\rho_0}$, 做离散傅里叶变化得到激发重力波的水平扰动速度的波长, 根据重力波的色散关系计算其频率, 并与例一进行对比分析.

由于本节关注的是热源的激发过程中热源尺度对激发波尺度的影响, 考虑到在 1800 s 时热源强度最大, 凸现的是激发源对重力波尺度的直接影响, 而在 4200 s 时, 由于重力波的传播效应对激发波的尺

度有影响,相速度较大的激发波会很快地传出计算区域,所以在表 1 中给出了在 1800 s 时各个例子的参数以及激发的重力波的参数,而没有给出 4200 s 时的各个参数。

由表 1 可见,例三中,热源的高斯水平半宽增加到例一的 3 倍,激发波的水平波长为 350.0 km,即增加为例一的 1.5 倍,这说明热源的半宽直接决定激发波的水平波长;例四中,热源的高斯垂直半宽增加到例一的 3 倍,激发波的垂直波长为 80.4 km,即增加为例一的 3 倍,与热源的垂直半宽是等比增长的;例五中,热源的高斯时间半宽增加到例一的 2 倍,激发波的水平波长相比例一略有增加,而垂直波长略有减小,对应的频率则减半,激发波的周期接近例一的 2 倍(1.85 倍)。由这些个例分析可知,热源的尺度直接决定激发波的尺度;激发波的垂直尺度和时间尺度对热源的变化比其水平尺度更敏感。

表 1 各个例子的参数以及在 1800 s 时
热源激发波包的参数

Table 1 Parameters of these cases and gravity wave packets excited by thermal source at 1800 s

	δ_x/km	δ_z/km	δ_t/s	λ_x/km	λ_z/km	Frequency / s^{-1}	Period/s
Case 1	20	4	600	234.0	26.8	0.0011	900
Case 3	60	4	600	350.0	40.2	0.0008	1234
Case 4	20	12	600	234.0	80.4	0.0013	778
Case 5	20	4	1200	350.0	20.1	0.0006	1667

4 结 论

本文利用二维大气动力学方程,在等温可压大气中加入了一个在时间和空间呈高斯分布的热源扰动,对热源激发的重力波的详细过程及其特性进行了模拟研究,着重分析研究了激发波与对流层急流的相互作用,以及热源的时空尺度与激发波的时空尺度的关联。

在静止背景风场中,热源激发出左右反对称的重力波包,我们关注的向上传播的波包可以传播到中间层,并且向左和向右传播的波包具有相同的水平和垂直尺度。激发出来的重力波在 1800 s 时有很宽的频谱范围,在 4200 s 时,水平波长和垂直波长分布范围由于重力波的传播效应都有所减小。

在对流层急流的背景风场中,热源激发的重力波包左右不对称,顺风传播的波包的小尺度和低频部分被急流滤波,只有垂直波长较大的部分能穿过

急流,顺风传播的波包最大振幅小于逆风传播的波包最大振幅。逆风传播的平均波动量流量为负值,顺风传播的平均波动量流量为正值,而且由于急流的滤波作用,远小于逆风传播的平均波动量流量峰值。受急流影响,顺风传播的重力波的小尺度和低频部分会被吸收,增强对流层急流,而逆风传播的重力波更容易上传,在中间层高度增强向西的背景风,这说明对流层急流对中间层大气风场结构有影响。

为了研究热源的时空尺度与激发波的时空尺度的关系,我们在例一的基础上修改热源的时空参数,通过一系列个例分析热源的时空尺度的变化对激发波的影响可知:热源的时空尺度直接决定激发波的时空尺度;激发波的垂直尺度和时间尺度对热源的变化比其水平尺度更敏感。

参考文献(References)

- [1] Fritts D C. Gravity wave saturation in the middle atmosphere: a review of theory and observations. *Rev. Geophys.*, 1984, **22**(3): 275~308
- [2] Fritts D C, Alexander M J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Rev. Geophys.*, 2003, **41**: RG1003, doi: 10.1029/2001RG000106
- [3] Yamamori M, Sato K. Characteristics of inertia gravity waves over the South Pacific as revealed by radiosonde observations. *J. Geophys. Res.*, 2006, **111**: D16110, doi: 10.1029/2005JD006861
- [4] Fritts D C, Nastrom G D. Sources of mesoscale variability of gravity waves. Part II: Frontal, convective, and jet stream excitation. *J. Atmos. Sci.*, 1992, **49**(2):111~127
- [5] Spiga A, Teitelbaum H, Zeitlin V. Identification of the sources of inertia-gravity waves in the Andes Cordillera region. *Ann. Geophys.*, 2008, **26**:2551~2568
- [6] Manzini E, Hamilton K. Middle atmospheric traveling waves forced by latent and convective heating. *J. Atmos. Sci.*, 1993, **50**(14):2180~2200
- [7] Bergman J W, Salby M L. Equatorial wave activity derived from fluctuations in observed convection. *J. Atmos. Sci.*, 1994, **51**: 3791~3806
- [8] Alexander M J, Holton J R, Durran D R. The gravity wave response above deep convection in a squall line simulation. *J. Atmos. Sci.*, 1995, **52**(12):2212~2226
- [9] Pandya R E, Alexander M J. Linear stratospheric gravity waves above convective thermal forcing. *J. Atmos. Sci.*, 1999, **56**:2434~2446
- [10] Vincent R A, Alexander M J. Gravity waves in the tropical lower stratosphere: an observational study of seasonal and interannual variability. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**(D14): 17971~17982
- [11] Vincent R A, Alexander M J. Gravity waves in the tropical

- lower stratosphere: a model study of seasonal and interannual variability. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**(D14): 17983 ~ 17993
- [12] Horinouchi T, Nakamura T, Kosaka J I. Convectively generated mesoscale gravity waves simulated throughout the middle atmosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 2007, **29**(21), doi: 10.1029/2002GL016069
- [13] Bakas N A, Farrell B F. Momentum and energy transport by gravity waves in a stochastically driven stratified flows. Part I: radiation of gravity waves from a shear layer. *J. Atmos. Sci.*, 2007, **64**(5): 1509, doi: 10.1175/JAS3905.1
- [14] Lane T P, Moncrieff M W. Stratospheric gravity waves generated by multiscale tropical convection. *J. Atmos. Sci.*, 2007, **65**(8): 2598~2614, doi: 10.1175/2007JAS2601.1
- [15] Alexander M J, Holton J R. A model study of zonal forcing in the equatorial stratosphere by convectively induced gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, 1997, **54**:408~419
- [16] Piani C, Durran D, Alexander M J, et al. A numerical study of three-dimensional gravity waves triggered by deep tropical convection and their role in the dynamics of the QBO. *J. Atmos. Sci.*, 2000, **57**(22): 3689~3702
- [17] Holton J R, Alexander M J. Gravity waves in the mesosphere generated by tropospheric convection. *Tellus B*, 1999, **51**(1): 45 ~ 58, doi: 10.1034/j.1600-0889.1999.00005.x
- [18] Walterscheid R L, Schubert G, Brinkman D G. Small-scale gravity waves in the upper mesosphere and lower thermosphere generated by deep tropical convection. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(D23): 31825~31832
- [19] Snively J B, Pasko V P. Breaking of thunderstorm-generated gravity waves as a source of short-period ducted waves at mesopause altitude. *Geophys. Res. Lett.*, 2003, **30**(24): 2254, doi: 10.1029/2003GL018436
- [20] Chun H Y, Kim Y H. Secondary waves generated by breaking of convective gravity waves in the mesosphere and their influence in the wave momentum flux. *J. Geophys. Res.*, 2008, **113**: D23107, doi: 10.1029/2008JD009792
- [21] 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
Fu Z F, Hu Y Q. Numerical Simulation of the Spatial Plasma (in Chinese). Hefei: Anhui Science and Technology Press, 1995
- [22] Zhang S D, Yi F. A numerical study of nonlinear propagation of a gravity-wave packet in compressible atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**(D12): 14261 ~ 14270, doi: 10.1029/1999JD900075
- [23] Zhang S D, Yi F, Wang J F. The nonlinear effects on the characteristics of gravity wave packets: dispersion and polarization relations. *Ann. Geophys.*, 2000, **18**: 1316~1324
- [24] Zhang S D, Yi F. A numerical study on the propagation and evolution of resonant interacting gravity waves. *J. Geophys. Res.*, 2004, **109**: D24107, doi: 10.1029/2004JD004822

(本文编辑 何 燕)