第19卷 第4期 空间科学学报 Vol.19, No.4
1999 年 10月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Oct., 1999

# 背景风场维持的中尺度受导重力波*

梁 君 袁 洪 万卫星
(中国科学院武汉物理与数学研究所 430071)

**摘 要**

提出了由上层大气背景风场所维持形成的中尺度重力波受导传播机制，通过一种新的全波解数值方法计算了这种受导波的色散关系和衰减距离．与 Millstone Hill 地区扰动的观测结果进行了比较，很好地解释了该地区的扰动风场滤波现象．

**关键词** 背景风场—受导波

## 1 引 言

背景风场对重力波的传播有重要的影响，风场对不同传播方向上的重力波群路径具有拉伸、捕获、反射等作用 [1,2]，在观测结果上，这些作用经常体现为风场对重力波的方向滤波效应，即：实际观测到的重力波往往趋于逆背景风场的方向传播 [3,4]．袁洪等 [5] 从 Millstone Hill 地区的数字测高仪观测数据中，也观测到了这种滤波效应，并且指出重力波的时空尺度越小，滤波效应也越显著． Yeh[6] 认为，这种滤波作用的物理机制在于，由于受背景风场的捕获、反射以及热层对中尺度重力波的强烈的损耗过程的共同作用，使得那些逆风传播的波射线能在最短时间内穿透风场到达观测点，从而损耗最小，也就最容易被观测到．丁锋 [2] 的计算证实了这一观点．然而，在用这种基于射线理论的机制来解释在 Millstone Hill 观测到的逆风场传播的中尺度重力波时，由于逆风传播的重力波射线所能传播的水平距离通常很短而不足以将实测扰动和高纬电离层源联系起来．这使得我们转而研究受导传播的可能性．

由大气温度梯度维持的受导重力波波模已有许多的研究 [7−10]，但考虑背景风场影响的工作还很少，而且几乎都采用了分层研究的方法．正如 Hines[11] 所指出的，这种方法在数学上不是完全严格的．同时，在热层上部的强风场可引起中尺度重力波的全反射，与地面的全反射相结合提供一种受导机制．本文提出一种新的全波解数值方法计算了这种由背景风场维持的中尺度受导波模的色散关系和衰减距离．结合 Millstone Hill 观测数据对风场滤波机制作出一种新的解释．

## 2 基本方程与算法

考虑粘滞和热传导效应，大气运动的基本方程为 Navier-Stokes 方程组，

* 国家自然科学基金 (49604061)，国家杰出青年基金 (49525407) 资助
1998-09-02 收到原稿， 1999-04-03 收到修定稿

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t}+\rho\nabla\cdot\boldsymbol{v}=0, \\ \rho\dfrac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t}=\rho\boldsymbol{g}-\nabla p+\nabla\cdot\boldsymbol{S}, \\ \dfrac{\rho R}{(\gamma-1)}\dfrac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t}=Q+\nabla\cdot(\lambda\nabla T)-p\nabla\cdot v+\boldsymbol{S}:\nabla v. \end{cases} \tag{1}$$

其中， $\rho,p,\boldsymbol{v},T$ 分别为大气的密度、压强、速度和温度， $Q$ 为输入热量， $\lambda$ 为热传导系数， $\gamma$ 为比热， $\boldsymbol{S}$ 为粘滞张量， $S_{ij}=\mu\Big(\dfrac{\partial v_i}{\partial x_j}+\dfrac{\partial v_j}{\partial x_i}-\dfrac{2}{3}\delta_{ij}\nabla\cdot v\Big)$, $\mu$ 为粘滞系数. 我们已略去了 Coriolis 力和离子曳引影响. 设背景大气为平面分层，为简化问题，我们对扰动量仅考虑二维情形，设其具有 $\exp(\mathrm{i}k_x x-\mathrm{i}\omega t)$ 的形式. 将 (1) 式线性化后，得

$$\begin{cases} -\mathrm{i}\omega'\rho_0\rho'+\dot{\rho}_0 v_z+\rho_0(\dot{v}_z+\mathrm{i}k_x v_x)=0, \\ -\mathrm{i}\omega'\rho_x v_x+\mathrm{i}k_x p_0 p'=\mu(\ddot{v}_x-4/3k_x^2 v_x+\mathrm{i}/3k_x\dot{v}_z)+\dot{\mu}(\dot{v}_x+\mathrm{i}k_x v_z), \\ -\mathrm{i}\omega'\rho_0 v_z+\rho_0 g\rho'+\dot{p}_0 p'+p_0\dot{p}'=\mu[(4/3)\ddot{v}_z-k_x^2 v_x+(\mathrm{i}/3)k_x\dot{v}_x]+ \\ \qquad \dot{\mu}[(4/3)\dot{v}_z-(2/3)\mathrm{i}k_x v_x], \\ \dfrac{\rho_0 R}{(\gamma-1)}(\mathrm{i}\omega' T_1+\dot{T}_0 v_z)=\lambda(\ddot{T}_1-k_x^2 T_1)+\dot{\lambda}\dot{T}-p_0(\dot{v}_z+\mathrm{i}k_x v_x), \\ p'=\rho'+T_1/T_0. \end{cases} \tag{2}$$

下标 0 表示未扰背景值，下标 1 表示扰动量. 变量上加点表明其对 $z$ 的偏导数. 而 $\omega'=\omega-k_x v_{0x}$, $\rho'=\rho_1/\rho_0$, $p'=p_1/p_0$, $p_0(z)=p_0(0)\exp\Big(-\displaystyle\int_0^z \mathrm{d}z'/H\Big)$, $H=c^2/\gamma g$为大气标高. 在 (2) 式中，我们略去了与背景风场梯度有关的粘滞力项，这与我们假设大气是平面分层即略去大气斜压是一致的. 这是因为在 250 km 高度下粘滞的影响很小，而在更高的高度上，背景风场的梯度很快消失. 下面我们将引入一个无量纲变量 $\xi=k_x z$, 以下如无特别说明，所有加点的微商都是对 $\xi$ 进行. 并定义：

$$Y_1=\frac{k_x v_x}{\omega'},\quad Y_2=-\frac{\mathrm{i}k_x v_z}{\omega'},\quad Y_3=T_1,$$
$$Y_4=p'-\frac{\mathrm{i}k_x v_z}{\omega'},\quad Y_5=-\frac{\mathrm{i}k_x}{3p_0}\mu\dot{v}_x,\quad Y_6=-\frac{\mathrm{i}k_x^2}{\omega' p_0}\lambda\dot{T}_1.$$

对 (2) 式作变量代换，经过一些运算我们可以得到如下的一阶常微分方程组，

$$\begin{cases} \dot{Y}_1=Y_5/\eta, \\ \dot{Y}_2=-Y_1+\psi Y_2-Y_3/T_0+Y_4, \\ \dot{Y}_3=T_0 Y_6/v, \\ \dot{Y}_4=\{(4\eta\psi+\psi-\alpha-6\eta\varepsilon)Y_1+[3\eta-\beta+4\eta(\psi\varepsilon-\psi^2-\psi)]Y_2-4\eta\varepsilon Y_3/T_0+ \\ \qquad [\alpha-\psi+4\eta(\varepsilon-\psi)]Y_4+3Y_5+4\eta Y_6/v\}/(1+4\eta), \\ \dot{Y}_5=(\eta-\beta/3)Y_1+[(\psi-\alpha+\eta\psi)/3-\varepsilon\eta]Y_2-\eta Y_3/3T_0+(1+\eta)Y_4/3+(\alpha-\psi)Y_5, \\ \dot{Y}_6=\gamma\psi Y_2/(\gamma-1)+[v-\gamma/(\gamma-1)]Y_3/T_0+Y_4+(\alpha-\psi)Y_6. \end{cases} \tag{3}$$

其中 $\alpha = -\dot{\rho}_0/\rho_0$, $\beta = \gamma\omega'^2/k_x^2C^2$, $\psi = \dot{T}_0/T_0$,

$$\eta = -\mathrm{i}\omega'\mu/3p_0, \quad v = -\mathrm{i}k_x^2\lambda T_0/\omega' p_0, \quad \varepsilon = -\dot{\mu}/\mu \approx -\dot{\lambda}/\lambda$$

上式中约等式的有效性参见文献 [9] 的分析.

在以往的全波数值解中，大都采用分层方法 (Multilayer method)[7−10]，即把真实大气剖面划分为多个层，每一层内的温度、风场等参量均视为常数，在两层的界面处，根据大气动力学得到相邻层之间的压力、扰动速度等参量应满足的边界条件，逐层计算出所有高度范围内的大气扰动量. 这种方法的优点在于物理意义直观，而且对每层的厚度要求不太苛刻 (多采用 2 km)，从而大大节省了计算时间. 但这种算法在数学上并不是完全严格的，Hines[11] 指出，在考虑粘滞和背景风场的情形下，分层算法无法将原始方程中的背景梯度项完全消去，因此，有可能在计算中带来严重的积累误差. Hines 同时提出了直接对原始方程采用数值方法求全波解的可能性. Klostermeyer[12] 和 Maeda[13] 分别对上述分层算法作了某些改进，但当考虑背景风场时，他们的算法仍或多或少存在 Hines 指出的问题.

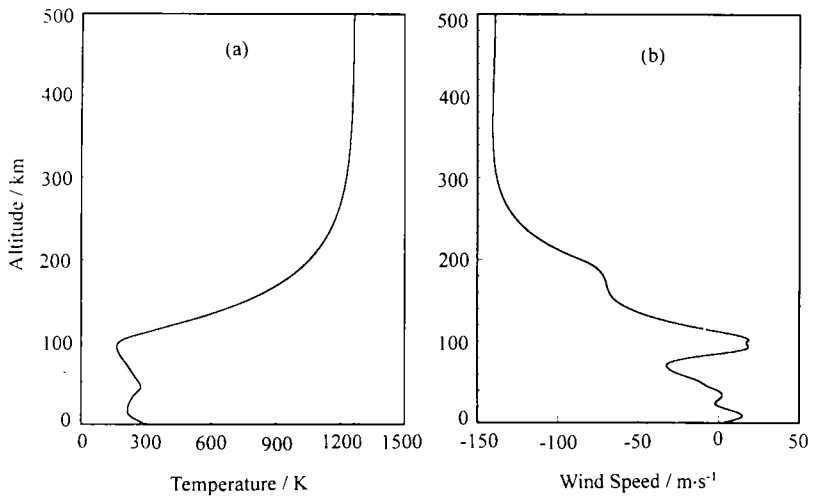



图 1　大气温度 (a) 和背景风场剖面 (b)

Fig.1　The altitude profile of atmospheric temperature (a) and background winds (b) obtained from MSISE90 and HWM93

我们提出一种新的全波数值解法. 它不仅在数学上更严格，而且精度更高. 算法简单介绍如下：在 350 km 以上，背景大气温度、风场的变化均十分缓慢. 取辐射条件为上边界，当考虑到上层大气中较强的衰减时，上边界条件的选取基本不会影响受导波的色散关系 [10,12]. 这样可得出上边界处大气扰动参量之间所满足的关系 [10]. 对方程 (3) 采用变步长 Runge-Kutta 方法，在 250 km 以上，由于风场和温度场以及其他背景参量的变化较为缓慢，步长取为 2 km，而在 250 km 以下，我们将步长从 1 km 逐渐递减直至最终结果收敛到预定精度为止. 给定一初始的复水平波数 $k_x$，可由 (3) 式得到在地面附近的 $v_z$ 值，调整初始的复水平波矢，使之满足 $v_z = 0$ 的下边界条件，就可得到与 $w$ 对应的色散关系和衰减距离 ($\mathrm{Im}\ (k_x)^{-1}$). 本文所采用的搜索方法是一种改进的 Newton-Rapson 方法 (参见文献 [7] 的附录 C. 这里我们将上边界取为 350 km，对于本文所关心的中尺度重力波这是

合理的，因为该高度上的衰减已足够强.

考虑如图 1 所示的大气温度和背景风场剖面 (取自 MSISE90 和 HWM93) 粘滞系数和热传导系数取为 [14]: $\mu = 3.34 \times 10^{-7} T_0^{0.71}$, $\lambda = 6.71 \times 10^{-4} T_0^{0.71}$. 此外，在中层顶以下，我们还计及了湍流粘滞的影响 [8].

## 3 计算结果与讨论

首先考虑逆风传播的情形. 采用上述算法计算得到的色散曲线如图 2(a) 所示. 由于本文主要研究的是中尺度重力波，因此只考虑水平相速度在 100—200 m/s, 周期为 15—40 min 范围内的扰动. 由受导波的特性可以知道，对于同一边界条件常存在多个可能的波模，对于相同的周期，其水平相速度是离散的. 各波模的衰减距离在图 2(b) 中给出.

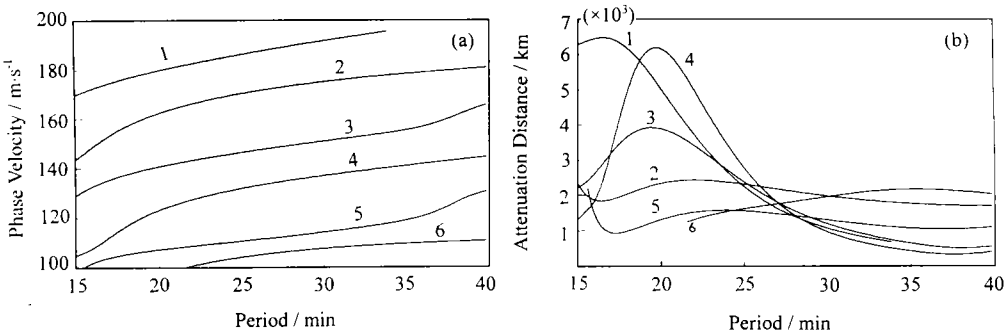



图 2 逆风传播时各受导波模的色散曲线 (a) 和衰减距离 (b)

Fig.2 The dispersion curves (a) and attenuation distance (b) of guided waves in anti-windward propagation case

从图 2 可以看出，由风场所引起的受导中尺度重力波模的衰减距离远大于自由波. 例如，周期为 18 min, 水平相速度约 180 m/s 的波的衰减距离大于 6 000 km, 这对于相同时空尺度以射线方式传播的自由波来说是不可想象的. 它充分说明了上层大气强背景风场对重力波导制传播的有效性. 同时可以看出，当周期变大时，总的来说各受导波模的衰减距离都是减小的，与自由波的情形正好相反 [2,15]. 这是因为周期增大将使得该波模的反射上边界增高，从而在传播过程中的衰减更大.

图 3 给出了 3 月和 5 月间共计约 500 h 所观测到的重力波扰动在不同周期范围内的水平相速度统计分布. 可以看出，当周期较小时，扰动的水平相速度分布有着明显的峰值即优势分布，在 15—20 min 之间为 160—180 m/s, 在 20—25 min 之间为 120—140 m/s 和 180—200 m/s. 在 25—30 min 间，也有一个较弱的峰值在 140—160 m/s. 优势水平相速度分布暗示在相应周期范围内某些优势波模的存在. 我们注意到，图 3 所给出的优势水平相速度分布，与图 2 的结果符合得很好，当周期小于 20 min 时，相速度在 170—180 m/s 之间的波模的衰减尺度很大，从而成为这一周期范围内的优势波模. 而另一个在 120—140 m/s 之间的波模，尽管衰减距离也较大，但进一步的分析表明，在逆风情况下，该波模在小于 20 min 时在观测高度上 (200 km) 是截止的. 当周期位于 20—25 min 时，存在着两个优势

波模，其水平相速度分别约是 180 m/s 和 120—140 m/s 之间．而对于周期在 20—25 min 之间的较弱的峰值 (140—160 m/s)，没有与之相对应的优势波模，这一优势分布可能是由别的原因，例如激发机制引起的．

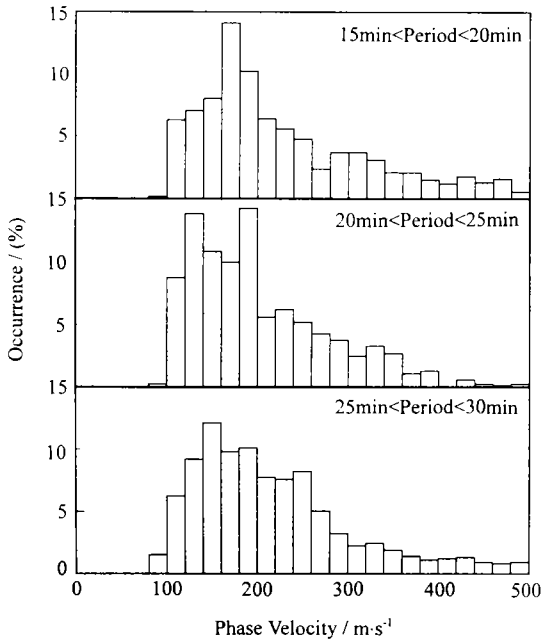



图 3　在 Millstone Hill 观测到的不同周期范围内重力波扰动水平相速度的统计分布

Fig.3　The statistical distribution of horizontal phase velocity of gravity waves observed at Millstone Hill

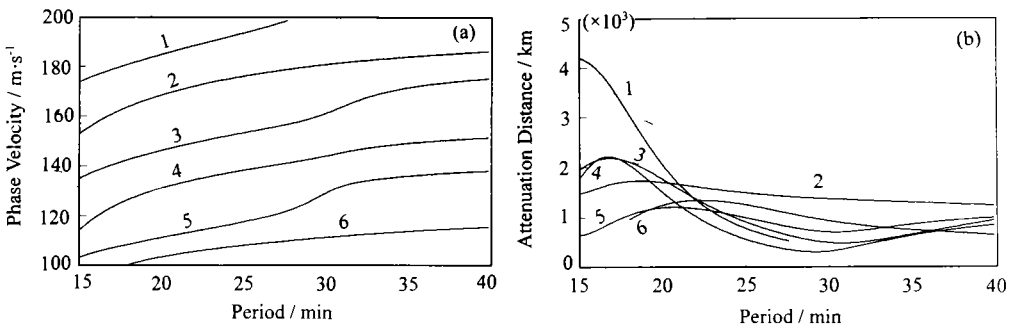



图 4　传播方向与风场夹角为 135° 时各受导波模的色散曲线 (a) 和衰减距离 (b)

Fig.4　Same as Fig.2, but in case of the propagation direction is 135° with the wind direction

当传播方向与风场夹角为 135° 时，或等价的，在逆传播方向上的风场减小为原来的时，图 4 给出了这种情形下各波模的色散曲线及衰减距离．可以看出，各波模的衰减距离总的来说要比逆风情形下要小得多．因而在实际观测中就表现出重力波具有逆风场传播的优势方向，特别是周期较小时的几个优势波模尤其是这样．而当周期超过 30 min 后，各波模的衰减距离已与逆风情形下基本相当．当然，当周期变大或逆传播方向上的风场很

小时，上述机制严格上讲已实际上不复存在，因为风场不再能引起重力波的反射．同时我们可以推论，上层大气背景风场越强，风场对重力波的滤波作用也越显著．

由上述计算结果可以很好地解释袁洪等[5]观测到的风场滤波机制与波的时间尺度之间的关系．当波的周期较小时，逆风传播的受导波模中几个优势波模的衰减距离要比非逆风情形下大得多，表现为风场对重力波有明显的滤波作用．随着波周期的增加，受导波模的衰减距离迅速减小，其衰减距离与风场方向和强度的关系已不明显．同时在上层大气中传播的各种大尺度波模将逐渐占据主导地位，由于这些波相速度较大，背景风场的影响较小，因此风场滤波效应也越来越不明显．

我们提出的这种基于受导波的风场滤波机制和基于射线理论的风场滤波机制[2,6]是相互补充并可能同时存在的．对于在高纬地区观测到的风场滤波现象，例如，文献[3]，磁纬 63°，文献[4]，磁纬 −65°，很可能是两种机制的共同作用．而对于 Millstone Hill: 磁纬 53° 这样的中高纬地区，由于逆风传播的重力波射线所能传播的水平距离通常很短[2]，对实测扰动的射线反跟踪定源表明大部分扰动都无法直接和高纬电离层源联系起来，因此观测到的应该主要是受导重力波．这种导制机制也为中纬地区所观测到的大量中尺度重力波扰动提供了另一种可能的解释．

## 参 考 文 献


[1] Jones W L, Ray tracing for internal gravity waves. *J. Geophys. Res.*, 1969, **74**: 2028—2033

[2] 丁锋，万卫星，袁洪．能量衰减对重力波方向滤波的影响．电波科学学报，1999, **14**(增刊):12—15

[3] Crowley G, Jones T B. Comparison of short period TID morphologies in antartctica during geomagnectically quiet active intervals. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1987, **49**: 1155—1162

[4] Waldock J A, Jones T B. HF Doppler observations of medium-scale travelling ionospheric disturbance at mid-latitudes. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1986, **48**:245—260

[5] 袁洪，万卫星，梁君．风场对重力波的滤波现象．空间科学学报，1997, **17**(2): 155—158

[6] Yeh K C, Webb H D. Evidence of directional filtering of traveling ionospheric disturbances. *Nature Phys. Sci.*, 1972, **235**: 131—133

[7] Friedman J P. Propagation of internal gravity waves in a thermally stratified atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1966, **71**: 1033—1040

[8] Midgley J E, Liehmon H B. Gravity waves in a realistic atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1966, **71**: 3729—3748

[9] Volland H. Full wave calculations of gravity wave propagation through the thermosphere. *J. Geophys. Res.*, 1969, **74**: 1786—1795

[10] Francis S H. Acoustic-gravity modes and large-scale travelling ionospheric disturbances of a realistic dissipative atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1973, **78**: 2278—2301

[11] Hines C O. A critique of multilayer analyses in application to the propagation of acoustic-gravity waves. *J. Geophys. Res.*, 1973, **78**: 265—273

[12] Klostermeyer J. Numerical calculation of gravity wave propagation in a realistic thermosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1972, **34**: 765—774

[13] Maeda S. Numerical solutions of the coupled equations for acoustic-gravity waves in the upper thermosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1985, **47**: 965—972

[14] Dalgarno A, Smith F J. The thermal conductivity and viscosity of atomic oxygen. *Planet. Space Sci.*, 1962, **9**: 1—6

[15] Richmond A D. Gravity wave generation, propagation, and dissapation in the thermosphere. *J. Geophys. Res.*, 1978, **83**: 4131—4145

# MEDIUM-SCALE GUIDED GRAVITY WAVES SUPPORTED BY THE BACKGROUND WINDS

LIANG Jun　YUAN Hong　WAN Weixing

(*Wuhan Institute of Physics and Mathematics, The Chinese Academy of Sciences*, 430071)

**Abstract**

A new propagation mechanism of guided gravity waves supported by the upper atmospheric wind is suggested in this paper. The numerical results show that, the existence of strong upper atmospheric winds make possible the long-distance medium-scale guided gravity waves. The observed superior distributions of horizontal phase velocity at Millstone Hill are just correspond to those modes with longer attenuation distances. When the period of wave is smaller, the attenuation distance of the guided wave strongly depends on the magnitude of wind speed along the antipropagation direction. The stronger the wind on the anti-propagation direction, the longer the attenuation distance, hence the more easily to be observed. When the period becomes larger or the wind speed along the anti-propagation direction is small, the ducting mechanism vanishes indeed. The above studies are in good accordance with the observation result at Millstone Hill, and give another interpretable propagation mechanism of observed medium-scale gravity waves at mid-latitude.

**Key words**　Background winds, Guided wave