

背景风场对中尺度受导重力波的影响^{*}

丁 锋 万卫星 袁 洪

(中国科学院武汉物理与数学研究所 武汉 430071)

摘 要

采用重力波的大气分层全波解法, 计算得出了强逆风场作用下以及无风条件下中尺度重力波受导波模的色散曲线和衰减距离曲线. 结果表明, 强逆风场可以使得各中尺度受导波模衰减距离明显变长, 并导致不同尺度重力波的衰减距离出现峰值分布. 通过分析美国 Millstone Hill 台站和武汉电离层现象台的 TID 实测结果证实了这些风场支持的远距离传播波模的存在.

关键词 中尺度重力波—受导波—背景风场—大气分层全波解法

1 引言

理论研究认为, 在中低纬地区观测到的部分电离层行进式扰动 (Travelling Ionospheric Disturbance, TID) 是由极区激发的重力波传播数千公里后产生的^[1]. 重力波的这种沿水平方向的长距离传播, 促使学者们研究受导传播的可能性. 支持受导重力波的传播机制包括地面对重力波的全反射、由热层底部的陡温度梯度引起的部分反射, 以及由于黏滞和热传导梯度引起的反射等. Thorne^[2] 最早使用了一个简化的双层声速剖面模型, 通过解析方法得到了由声速 (温度) 间断面所维持的受导重力波的零阶表面波模, 他认为受导重力波是由一系列高速波模沿温度间断面传播产生的. Francis^[1] 则认为热层底部连续的温度梯度可以产生上述的波模, 他利用大气分层算法得出了由热层底部陡温度梯度对重力波的反射维持的其他各阶大尺度类表面波模, 同时导出了由地面反射维持的另一类表面波模. Richmond^[3] 则提出了由热层底部陡温度梯度处被全反射, 以及在较高层大气中由于黏滞和热传导梯度引起部分反射的另一种受导传播机制, 并且得出了与 Francis 的计算结果相近的大尺度重力波的色散曲线和衰减距离.

对于波速小于声速的中尺度重力波, Friedman^[4] 曾经通过大气分层全波解法计算得出了一系列低速受导波模. Francis^[5] 指出, 在 Friedman 的分层算法中存在由每层过厚引起的截断误差. 同时, 由于慢速波模的衰减距离以及在上边界处的反射系数均比快速波模小得多, 因此他认为, 单纯的陡温度梯度不足以形成波速小于 250 m/s 的受导波模, 中尺度 TID 应该是内波. 然而, 对内重力波进行射线跟踪的结果表明, 以内波形式传播的中尺度重力波的水平衰减距离在 2000 km 以下^[6], 这个结果对于由近地局域源 (如低涡天气事件等^[7]) 激发并向上传播的内重力波是合理的, 即由于内波在热层高度上的衰减十分

^{*} 国家杰出青年基金 (49525407), 国家自然科学基金 (49604061) 资助课题

2001-04-12 收到原稿, 2001-08-10 收到修定稿

严重, 只有在离源较近的地方才能探测到, 但同样不足以支持由极区激发的重力波远距离传播. 因此, 这就促使我们重新考虑中尺度重力波受导传播的可能性.

上述学者的工作主要考虑温度梯度对重力波的影响, 对风场的作用则鲜有提及. 实际上, 中性风场在热层高度最大可达 200 m/s, 因而其对重力波的作用是不可忽视的. 最近, 梁君^[8]提出了一种由热层上部的强风场引起的反射与地面的全反射相结合的新的重力波受导传播机制, 并较好地解释了位于中高纬地区的 Millstone Hill 的观测结果. 本文采用计算比较稳定的大气分层全波解法, 在考虑背景损耗的情况下, 计算由背景风场维持的中尺度受导波的色散关系和衰减距离, 并结合实测数据对这种受导机制进行了分析.

2 重力波的大气分层全波解法

在考虑黏滞和热传导效应的情况下, 大气运动满足 Navier-Stokes 方程组^[2]:

$$\begin{cases} \frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \\ \rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{S}, \\ \frac{\rho R_0}{(\gamma - 1)} \frac{DT}{Dt} = Q + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - p \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{S} : \nabla \mathbf{v}. \end{cases} \quad (1)$$

其中 $\rho, p, \mathbf{v}, T$ 分别为被考察气体元的密度、压强、运动速度和温度, t 为时间, Q 为输入热量, λ 为热传导系数, μ 为黏滞系数, γ 是大气定压比热与定容比热之比. R_0 为普适气体常数, $\mathbf{S}$ 是气体黏滞张量,

$$S_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{v} \right), \quad i, j = 1, 3. \quad (2)$$

方程组 (1) 中的算子

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla. \quad (3)$$

令下标 0 表示未扰背景值, 下标 1 表示 1 阶扰动量, 并且忽略 1 阶以上量, 考虑绝热条件下, 扰动以单色平面波的形式传播, 将方程组 (1) 线性化为以下的矩阵方程:

$$\begin{bmatrix} 1 & \kappa - i\alpha & -1 & 1 \\ 1 & \kappa & 0 & -\frac{1}{\gamma - 1} + vR \\ 4\eta - \beta - 3i\eta\alpha\kappa^2 + 3\eta\kappa^2 & \eta\kappa - 3i\eta\alpha + i\beta\dot{v}_{0x} & 1 & 0 \\ 2i\eta\alpha + \eta\kappa & -\beta - 4i\eta\alpha\kappa + 4\eta\kappa^2 + 3\eta & \kappa & -i\alpha \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{k_x v_{1x}}{\omega'} \\ \frac{k_x v_{1z}}{\omega'} \\ \frac{\dot{p}_1}{p_0} \\ \frac{T_1}{T_0} \end{bmatrix} = 0. \quad (4)$$

(4) 式中各参数的表达式分别为

$$\begin{cases} \kappa = (k_z + i/2H)/k_x, & \beta = \omega'^2/gk_x^2 H, \\ R = k^2 - i\alpha\kappa + 1, & \eta = i\omega'\mu/3p_0, \\ \alpha = 1/k_x H, & v = i\lambda T_0 k_x^2/\omega p_0, \\ \omega' = \omega - k_x v_{0x}. \end{cases} \quad (5)$$

其中, H 表示大气标高. 矩阵方程 (4) 与 Francis^[1] 的推导不同之处在于本文中计及了背景零阶风场项 v_{0x} , 由此可以考察风场对重力波的作用. 将矩阵方程 (4) 的系数行列式记为 A , 并将 A 化简为下面的三角矩阵, 得到极化关系为

$$\frac{p_1}{A_p} = \frac{T_1}{A_t} = \frac{v_{1x}}{A_x} = \frac{v_{1z}}{A_z}, \quad (6)$$

其中,

$$\begin{cases} A_p = (A_{12}A_{24}A_{31} + A_{32} - A_{22}A_{31} - A_{24}A_{32}) \cdot p_0, \\ A_t = (A_{12} + A_{32} - A_{22} - A_{24}A_{31}) \cdot T_0, \\ A_x = (A_{22} - A_{12}A_{24} - A_{24}A_{32}) \cdot \omega'/k_x, \\ A_z = (A_{24} + A_{24}A_{31} - 1) \cdot \omega'/k_x. \end{cases} \quad (7)$$

由于 (4) 式是一个四元齐次代数方程组, 它有非零解的条件是方程的系数行列式 A 等于零, 由此得到色散关系

$$C_3 R^3 + C_2 R^2 + C_1 R + C_0 = 0. \quad (8)$$

式 (8) 中的系数分别是

$$\begin{cases} C_3 = -3\eta v(1 + 4\eta), \\ C_2 = 3\eta(1 + 4\eta)/(\gamma - 1) + v\beta(1 + 7\eta) + 3\eta, \\ C_1 = -[\beta^2 - 2\eta\alpha^2(1 + 3\eta)]v - \beta(1 + 7\eta)/(\gamma - 1) - \beta, \\ C_0 = [\beta^2 - 2\eta\alpha^2(1 + 3\eta)]/(\gamma - 1) + \alpha^2(1 + 3\eta). \end{cases} \quad (9)$$

给定一个实数波频 ω 和复数水平波数 k_x , 则由色散关系 (8) 可得到三对符号相反的复垂直波数 k_z , 其分别是一对重力波根和两对消散波根^[2], 我们在计算中只考虑重力波根.

分层算法的基本过程简要描述如下: 同时考虑一个上行波和一个下行波, 它们的波矢符号相反. 在任意高度, 扰动量的值都等于上行与下行分量之和. 给定一个实数波频 ω 和复数水平波数 k_x , 则由色散关系 (8) 式可求得对应于重力波根的复垂直波数. 假设波的下边界为地面, 重力波在下边界处满足垂直扰动速度为零的硬边界条件; 由下边界条件和极化关系 (6) 式可以得到 8 个扰动量 (4 个上行量和 4 个下行量) 的初值; 在每一层中, 扰动量按 $\exp(i\omega t - ik_z z + z/2H)$ 的规律变化; 在层与层之间满足如下的界面条件:

$$v_{1z}^+ = v_{1z}^-, \quad (10)$$

$$\left(p_1 - \frac{v_{1z}p_0}{i\omega H} - \frac{4}{3}\mu \frac{\partial v_{1z}}{\partial z} - \frac{2}{3}i\mu k_x v_{1z}\right)^+ = \left(p_1 - \frac{v_{1z}p_0}{i\omega H} - \frac{4}{3}\mu \frac{\partial v_{1z}}{\partial z} - \frac{2}{3}i\mu k_x v_{1z}\right)^-. \quad (11)$$

其中, 上标的正、负号分别代表界面以上和以下位置, (10) 式表示界面上下的垂直扰动速度连续, 而 (11) 式表示动量通量守恒. 当计算到最高层 (取为 600 km 高度) 时, 必须满足上边界条件, 即, 对于取一定初值 (周期和相速度) 的重力波, 如果满足受导传播, 则它在上边界处的能量 E 为极小值. 当周期和相速度稍有变动, 波在上边界处的能量 E 则迅速上升.

值得指出的是, 分层算法本身固有的累积误差在短波长和小周期时变得特别明显, 因此, Francis^[5] 等采用的上边界条件 (即辐射条件 $v_{1zd} = 0$) 难以应用到中尺度重力波的计算中, 这可能是 Francis 认为在 200 m/s 相速度以下不存在受导传播的重力波的主要原因. 而采用本文提出的上边界条件, 可以有效地避免累积误差对计算结果的影响. 另外, 本文的算法与文献 [8] 有很大的不同. 在文献 [8] 中采用 Rounge-Kutta 方法, 直接解由 Navier-Stokes 方程组线性化后得到的微分方程组. 这种方法简便、直接, 但由于方程系数的数量级存在巨大差异, 因而计算不易稳定. 本文则采用大气分层全波解法, 计算稳定、收敛, 而采用新的上边界条件可以有效地避免分层带来的积累误差, 因而得出的结果更为可信.

我们在 60—180 min 周期和 200—800 m/s 的相速度范围内进行搜索, 寻找满足上边界条件的点, 并计算出每点相应的衰减距离 $1/\text{Im}(k_x)$, 最后可得到对应于各重力波模的色散曲线和衰减距离曲线. 计算中每层大气的厚度取为 600 m, 并采用图 1 所示的大气温度和背景风场剖面.

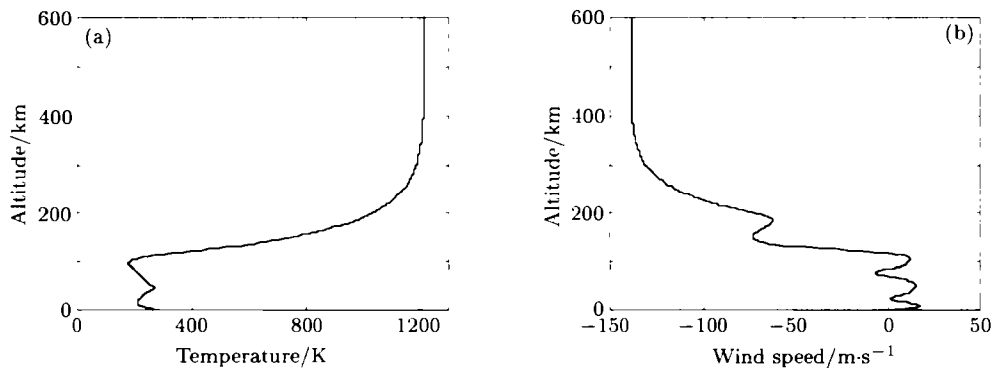


图 1 大气背景温度 (a) 和风场 (b) 剖面图
(图 (b) 中风速正向与重力波初始相速度的方向相同)

Fig.1 Atmospheric temperature (a) and wind speed (b) profiles. The direction of positive wind speed is the same as the initial direction of the phase speed of gravity waves

3 数值计算结果

图 2(a), (b) 分别给出了考虑风场作用时各受导重力波的色散曲线和衰减距离曲线. 由图 2 可见, 在逆风场作用下, 重力波的衰减距离普遍在 1000 km 以上. 在 8—25 min 周期的高频端, 衰减距离出现两个明显的峰值. 其中, 波模 W_1 在 10—15 min 周期和 180 m/s 相速度附近的最大衰减距离超过 8000 km, 而波模 W_4 在 15—20 min 周期和 130 m/s 相速度附近的衰减距离达到 7000 km. 这么大的衰减距离足以支持重力波的远距离传播. 除 W_1 和 W_4 外, 其他波模对应的衰减距离均在 6000 km 以下. 随着周期的变长, 所有波模的衰减距离均逐渐减小, 表明风场引起的受导机制随着周期的变长而消失.

图 2(c), (d) 分别给出不计及风场作用的结果. 可以看出, 无风场时各波模的衰减距离均远小于逆风时的结果. 其中, 色散曲线较为平坦的 G_1 、 G_3 、 G_4 、 G_6 和 G_8 系列

波模的衰减距离在 400—2000 km 之间, 同时, 这些波模随周期的增大趋于无色散, 而色散曲线较陡的 G_2 、 G_5 和 G_7 模的衰减距离小于 500 km. 显然, 在无风场作用时, 这样小的衰减距离是不足以形成重力波的受导传播的.

为将计算结果与探测结果相比较, 我们统计分析了美国 Millstone 电离层台站 (288.5°E, 42.6°N) 以及武汉电离层观象台 (30.5°E, 114.4°N) 探测到的中尺度 TID 随波长和周期的

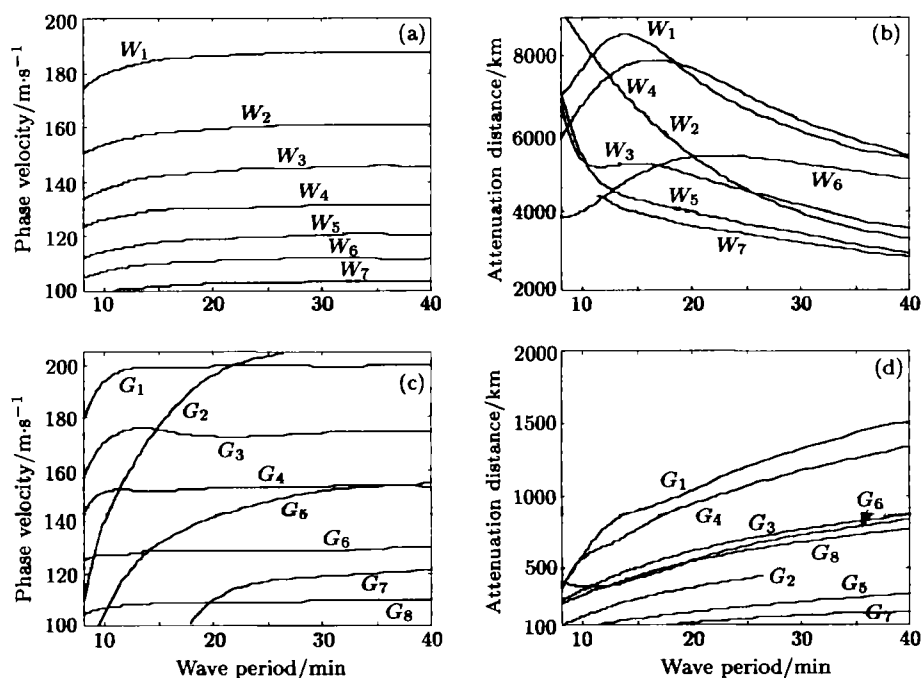


图 2 (a), (b) 为强逆风传播时重力波的色散曲线和衰减距离曲线, (c), (d) 为无风时的相应结果
Fig.2 (a), (b) is dispersion curves and attenuation distance curves for gravity waves propagating against strong wind. And (c), (d) is the corresponding results for those propagating without wind

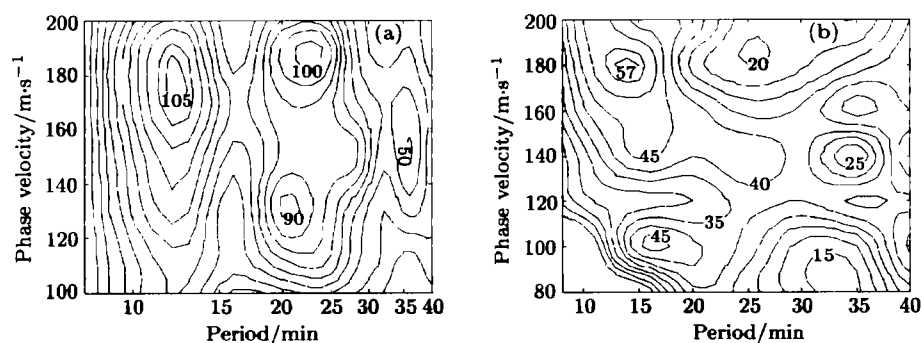


图 3 Millstone (a) 和武汉 (b) 两地实测 TID 随周期和相速度的分布
Fig.3 Distribution contours of TIDs occurrences rate observed at Millstone (a) and Wuhan (b) respectively, with wave period versus phase velocity

分布^[9], 如图 3 所示. 从图 3(a) 中可以明显看出, Millstone 台站几个主要扰动分布峰值与图 2(a), (b) 计算得到的优势波模存在较好的对应关系, 即在周期小于 15 min 时, 相速度在 170—190 m/s 之间的 W_1 波模的衰减距离较大, 相应在这一尺度范围内出现一个分布峰值; 而周期在 15—30 min 之间时, 相速度在 120—140 m/s 之间的 W_4 波模以及 180—200 m/s 之间的 W_1 波模的衰减距离较大, 相应位置同样出现两个峰值. 图 3(b) 所示分布在 30 min 的中尺度范围内的扰动较少, 但仍然在 170—190 m/s 相速度处对应于 W_1 波模有一个峰值. 当周期进一步增大, 在 35 min 之后还有几个分布峰值, 在图 2 中已经没有与之对应的优势波模. 这说明风场引起的受导机制只对 10—30 min 周期的中尺度重力波有效, 在 35 min 周期以后基本上已经不存在. 另外, 在 15—20 min 周期, 100 m/s 相速度处之间还有一个较弱的分布峰值, 在图 2 中也没有与之对应的优势波模. 考虑到武汉周边地区存在丰富重力波局域激发源 (如低涡等^[7]), 这一优势分布可能是由局域源激发的内波造成.

4 讨论

如上所述, 采用大气分层算法计算得出, 强逆风场可以导致各中尺度受导波模衰减距离明显变长, 并出现几个优势波模. 实测结果证实了这些优势波模的存在. 但是, 从两者之间的对应关系, 我们仍不能十分肯定这些实测 TID 是极区传播到中纬的受导波而不是

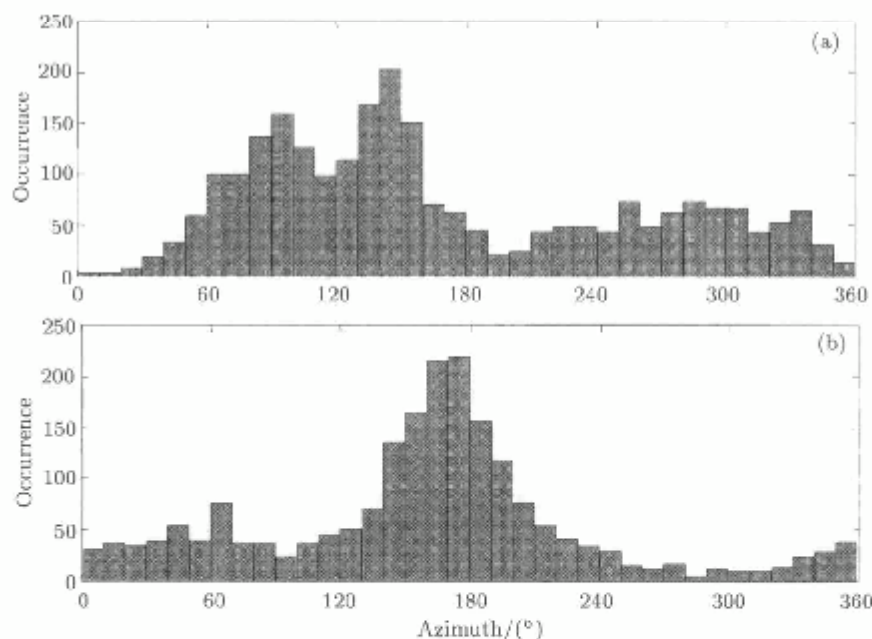


图 4 Millstone (a) 和武汉 (b) 两地的实测 TID 出现次数随传播方位角的分布

Fig.4 Distribution of TIDs occurrences rate versus propagating azimuth, which are observed at Millstone (a) and Wuhan (b) respectively

内波. Francis 就曾提出^[9], 中尺度 TID 是由极区激发的内波在传播过程中受重力场的作用而不断折射, 从而沿地球曲面传播到中低纬的. 但是, 丁锋等^[6]采用计及衰减的射线理论方法对内重力波进行跟踪的结果表明, 以内波形式传播的中尺度重力波的水平衰减距离在 2000 km 以下, 并且周期越小, 衰减距离越短. 而极光区距离 Millstone 约 6600 km, 距武汉约 7600 km, 均远大于中尺度内重力波的衰减距离. 因此, Francis 的说法是值得质疑的.

为此, 我们分别统计了这两组 TID 的传播方位角, 如图 4 所示. 图中显示, 武汉探测到的 TID 明显趋于南向传播, 而 Millstone 探测到的 TID 的方位角峰值在 150° 左右, 与正南向有 30° 的偏离, 这可能是由于 Millstone 纬度较高, 离极光椭圆较近而引起的偏差. 但总的趋势表明, 两组 TID 基本上向南传播. 由此进一步说明, 与 W_1 和 W_4 两个优势波模对应的 TID 是极区传播到中低纬的受导波.

5 结论

本文采用重力波的大气分层全波解法, 计算了风场作用下各中尺度重力波模的色散曲线和衰减距离, 结果表明, 强逆风场可以使得各中尺度受导波模衰减距离明显变长, 并导致衰减距离出现峰值分布, 形成 W_1 和 W_4 两个优势波模, 有利于中尺度受导波的远距离传播. 统计分析了美国 Millstone 台站和武汉电离层观象台的 TID 的分布, 统计分布峰值与理论计算的优势波模存在对应关系, 由此证实了这种由风场引起的中尺度重力波受导传播机制的有效性.

参 考 文 献

- [1] Francis S H. Acoustic gravity modes and large scale traveling ionospheric disturbances of a realistic, dissipative atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1973, **78**(13):2278—2301
- [2] Thome G. Long-period wave generated during magnetic substorms. *J. Geophys. Res.*, 1968, **73**:6319—6336
- [3] Richmond A D. The nature of gravity wave ducting in the thermosphere. *J. Geophys. Res.*, 1978, **83**:1385—1389
- [4] Friedman J. Propagation of internal gravity waves in a thermally stratified atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1966, **71**(4):1033—1054
- [5] Francis S H. Lower atmospheric gravity modes and their relation to medium-scale travelling ionospheric disturbances. *J. Geophys. Res.*, 1973, **78**:8289—8295
- [6] 丁锋, 万卫星, 袁洪. 耗散大气中风场对内重力波传播的影响. *空间科学学报*, 2000, **20**(2):129—135
- [7] Wan Weixing *et al.* Traveling ionospheric disturbances associated with the tropospheric vortexes around Qinghai-Tibet Plateau. *Geophys. Res. Lett.*, 1998, **25**:3775—3778
- [8] 梁君, 袁洪, 万卫星. 背景风场维持的中尺度受导重力波. *空间科学学报*, 1999, **19**(4):327—333
- [9] 袁洪等. 中尺度电离层扰动的统计色散特性. *空间科学学报*, 2000, **20**(4):323—327

THE INFLUENCE OF BACKGROUND WINDS ON THE PROPAGATION OF MEDIUM-SCALE DUCTED GRAVITY WAVES

DING Feng WAN Weixing YUAN Hong

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

Abstract

The full-wave solution method in a horizontally stratified atmosphere is adopted in the analysis of the propagation features of medium-scale atmospheric gravity waves, and the effect of background winds on gravity waves is considered. The dispersion and attenuation distance curves of ducted waves are calculated. The numerical results show that, the existence of strong background winds blowing against the propagating direction of gravity waves can considerably prolong the attenuation distance of various ducted modes, within which mode W_1 and W_4 have the longest attenuation distance in short period area. Thus strong winds blowing against the propagating direction of gravity waves can support the propagation of medium-scale gravity waves. The attenuation distance decreases rapidly with the increasing of wave period, which shows that the ducted mechanism vanishes in long period range, and that the support of winds on the long-distance propagating of ducted waves is valid only in medium-scale range. The distribution in periods of Travelling Ionospheric Disturbances observed at Millstone Hill and Wuhan is statistically analyzed. The result shows that the superior distribution of TIDs both in Wuhan and Millstone Hill are mainly the mode W_1 and mode W_4 , thus the experimental results confirm the existence of these superior distributions of ducted gravity wave modes.

Key words Medium-scale atmospheric gravity wave, Ducted wave, Background wind, Full-wave solution method in horizontally stratified atmosphere