

李子良. 三维分层流动过双山脉地形激发的大气船舶重力波动力学理论和数值试验. 地球物理学报, 2007, 50(1):34~42
Li ZL. Theory and numerical simulation of atmospheric ship waves generated by 3-D layered flow over double hills. Chinese J. Geophys. (in Chinese), 2007, 50(1):34~42

三维分层流动过双山脉地形激发的大气船舶重力波动力学理论和数值试验

李子良^{1,2,3}

- 1 中国海洋大学物理海洋试验室, 中国海洋大学海洋环境学院海洋气象系, 青岛 266100
2 中国气象局成都高原研究所, 成都 610072
3 北京大学物理学院大气科学系, 北京 100871

摘 要 利用我们建立的三维分层线性理论计算模式和中尺度数值模式 ARPS, 分别研究了三维分层流动过双山脉地形产生的三维线性和非线性山脉重力波和大气船舶的结构特征及其形成机制. 线性理论计算结果表明三维三层流动过双山脉地形时, 两个山脉各自强迫出一个发散模态的山脉背风波, 在第二个山脉背风面, 三维三层流动过双山脉地形可以强迫出两个发散模态的拦截背风波, 大大加强了对大气环流的拖曳作用. 非线性数值模拟结果表明, 流动过山所产生的非线性山脉重力波和大气船舶完全不同于三维分层线性理论计算模式所产生的山脉重力波和大气船舶的结构和特征, 由于分层流体之间的非线性相互作用, 三维三层流动过双山脉地形时, 可在第二个山脉背风面激发 4 个发散模态的拦截背风波. 三维三层流动过双山脉地形所强迫的山脉重力波和大气船舶, 具有同三维三层流动过孤立山脉所产生的山脉重力波和大气船舶完全不同的结构和特征, 三维流动过双山脉地形对两个山脉之间的距离表现出极大的敏感性. 对于相距较远的两个山脉, 流动过双山脉所强迫的山脉重力波表现为 4 个发散模态的拦截背风波, 波动的能量相对于相距较近的两个山脉能传播到更高的高度.

关键词 大气船舶重力波, 分层流动, 双山脉地形, 多层线性理论模式, 非线性数值试验

文章编号 0001-5733(2007)01-0034-09 **中图分类号** P421 **收稿日期** 2006-03-08, 2006-08-28 收修定稿

Theory and numerical simulation of atmospheric ship waves generated by 3-D layered flow over double hills

LI Zi-Liang^{1,2,3}

- 1 Laboratory of Physical Oceanography, Dept. of Marine Meteorology, Ocean University of China, Qingdao 266100, China
2 Chengdu Institute of Plateau Meteorology, China Meteorological Administration, Chengdu 610072, China
3 Department of Atmospheric Sciences, Physics of School, Peking University, Beijing 100871, China

Abstract The theoretical calculation of mountain gravity waves and atmospheric ship waves generated by three-dimensional multi-layer flow over double hills are investigated. Using the three-dimensional multi-layer linear theory model to calculate the atmospheric ship wave fields, the atmospheric ship waves characteristics of two diverging modes are obtained where the three-dimensional multi-layer flow over the double mountains under the various stability condition. And the complex terrain plays a significant role in the propagation of the ship waves in the troposphere and stratosphere. The dynamical mechanism of the three-dimensional atmospheric ship waves generated by three-layer flow over double hills is investigated using the advanced regional prediction system (ARPS). The results show that there are four diverging modes of the atmospheric ship waves generated by

基金项目 中国气象局成都高原研究所开放基金(LPM2006018)资助.

作者简介 李子良,男,讲师,主要从事航空气象学,海洋气象学,海洋内波和大气内重力波动力学的研究. E-mail: liziliang@ouc.edu.cn

three-layer flow over double hills, where there are two diverging lee wave modes generated by layered flow over each isolated hill, for the nonlinear interaction between the layered flows. Most importantly, the intensity and amplitude of mountain gravity waves generated by flow over double hills are greater than those by flow over the isolated hill. Furthermore, the characteristics of the atmospheric ship waves show a significant sensitivity to the distance between the two hills, and longer distance of the two hills can induce longer wavelength of the gravity waves generated by layered flow over double hills than the shorter case. Then, the waves of longer wavelength can propagate to higher altitude.

Keywords Atmospheric ship wave, Layered flow, Double hills, Theoretical calculation, Numerical simulation

1 引言

气流过山及其所产生的山脉重力波的研究大多包含二维流动过长山脊和三维流动过孤立山脉两方面的研究, Smith^[1,2], Durran^[3], Baines^[4]和 Wurtele^[5]对流动过长山脊或流动过孤立山脉所产生的山脉重力波动力学进行了全面的综述和评论. Smith^[2]利用线性理论分析研究了三维三层流动过孤立山脉所产生的山脉重力波, 阐述了山脉背风波产生的气象条件及其不同物理属性. Sharman^[6]使用线性理论分析和数值模拟试验相结合的方法研究了包含风的垂直切变的单一层气流过孤立山脉所产生的背风波的三维结构. 国内也开展了很多关于背风波方面的研究工作, 桑建国^[7]研究了三维大气中 Scorer 参数分为两层情况下的大气内船舶波. 韩瑛等^[8]利用 GMS 卫星云图资料研究了济州岛的地形尾流现象, 指出在地形的作用下, 济州岛下游的气流形成低云涡旋, 涡旋顺风而动, 产生尾流现象.

Smith^[2]指出, 实际大气中的山脉波是分层流体过地形产生的. 本文在前人研究的基础上, 利用线性理论计算和非线性数值模拟试验研究了分层流动过地形以及分层流动过双山脉地形产生的山脉重力波的结构和特征.

2 三维多层模式山脉重力波线性理论

对于绝热、无摩擦、不可压的定常态流动, 三维线性内重力波产生和传播的控制方程^[4]为

x 方向的动量方程

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} + V \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial z} w = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1a)$$

y 方向的动量方程

$$\frac{\partial v}{\partial t} + U \frac{\partial v}{\partial x} + V \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial z} w = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (1b)$$

z 方向的动量方程

$$\frac{\partial w}{\partial t} + U \frac{\partial w}{\partial x} + V \frac{\partial w}{\partial y} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{g}{\rho_0}, \quad (1c)$$

密度守恒方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + U \frac{\partial \rho}{\partial x} + V \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{d\rho}{dz} = 0, \quad (1d)$$

连续方程

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (1e)$$

式中的 $u(x, y, z)$, $v(x, y, z)$, $w(x, y, z)$, $p(x, y, z)$, (x, y, z) 分别表示三个扰动速度分量、气压和密度场, x, y, z 是水平坐标和平行于重力矢量的垂直坐标, 对于小振幅扰动, 动量和密度的非线性平流被看作为高阶小量而不予考虑. ρ_0 是参考状态密度, 浮力频率定义为 $N^2 = (-g/\rho_0)(d\rho/dz)$, 式中 g 为重力加速度. $U(z)$, $V(z)$ 和 (x, y, z) 是基本状态的速度和密度分布, 而且 $U(z)$ 和 $V(z)$ 只是高度 z 的函数, 不考虑水平风速切变和地球旋转效应.

我们可以从方程 (1) 中消除 u, v, p , 把方程 (1) 化为单一垂直运动速度方程:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] w + N^2 \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] w - \left[\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} \right] \times \left[\frac{d^2 U}{dz^2} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{d^2 V}{dz^2} \frac{\partial}{\partial y} \right] w = 0. \quad (2)$$

对于驻山脉重力波问题, 在准定常流动假设条件下, 不考虑方程中的时间导数项. 同时方程 (1) 中的所有系数与 x, y 无关, 因而傅里叶变换方法有可能会提供简单的求解形式和结果. 对垂直运动速度进行傅里叶变换:

$$\hat{w}(k, l, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int w(x, y, z) \exp(-ikx - ily) dx dy. \quad (3)$$

将垂直速度从物理空间变换到傅里叶空间而得到傅里叶空间的垂直速度运动方程为

$\nabla_z^2 \hat{w} + [(k^2 + l^2)(N^2 - \sigma^2) - \sigma^2] \hat{w} = 0, (4)$
 式中的 $\sigma = kU + lV$ 为固有频率. 变换方程(4)是三维线性山脉重力波的控制方程,许多学者如 Scorer^[9], Wurtele^[10], Crapper^[11], Sawyer^[12] 等进行了早期的研究工作,Smith^[2]做了比较详细的分析和研究.

根据 Smith^[2]定义的垂直运动速度 $w(x, y, z) = U_x + V_y$,在三维问题中引入垂直位移 $\hat{w}(x, y, z)$,并对其进行傅里叶变换:

$$\hat{w}(k, l, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int \int \hat{w}(k, l, z) \times \exp(-ikx - ily) dk dl. (5)$$

因而傅里叶空间垂直运动速度可写为 $\hat{w}(k, l, z) = i \int \hat{w}(k, l, z)$,就可以得到三维中的山脉波的垂直位移控制方程为

$$(\nabla_z^2 \hat{w})_z + (k^2 + l^2)(N^2 - \sigma^2) \hat{w} = 0. (6)$$

假设大气具有 p 层分布 ($p = 1, 2, \dots, Q$),层与层之间的界面高度为 z_p ,对于每一层内,风速 U_p, V_p 和固有频率 $\sigma_p (\sigma_p = kU_p + lV_p)$ 看作是常数,而对于

各层之间具有不同的风速和稳定度,则方程(6)的解为

$$\hat{w}_p(k, l, z) = A_p \exp(im_p z) + B_p \exp(-im_p z), (7)$$

式中 $m_p^2 = (k^2 + l^2)(N_p^2 - \sigma_p^2)/\sigma_p^2$,假设垂直波数 m_p 的符号由 $\text{sign}(\sigma_p)$ 确定, m_p 的符号和 $\text{sign}(\sigma_p)$ 的符号是相同的.当 $|m_p| \ll N_p$,垂直波数几乎与 σ_p 无关(特别是当 $l = 0$ 时),波动是非频散的, $|m_p| \sim N_p$ 时,波动是频散的,当 $|m_p| > N_p$,垂直波数是虚数,波动解是随高度指数衰减的无穷小的衰减波. A_p 和 B_p 分别是上行和下行波动的振幅系数,可以由上、下边界条件和内边界条件确定.

流体界面的动力学内边界条件分别为

运动连续条件 $\hat{w}_p = \hat{w}_{p+1}$,
 气压连续条件 $\frac{\partial \hat{w}_p}{\partial z} = \frac{\partial \hat{w}_{p+1}}{\partial z}$. (8)

利用内边界条件(8)式代入到山脉波方程(7)式有

$$A_p = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{m_{p+1}^2}{m_p^2} \right\} \exp(i(m_{p+1} - m_p)z_p) A_{p+1} + \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{m_{p+1}^2}{m_p^2} \right\} \exp(-i(m_{p+1} + m_p)z_p) B_{p+1}, (9a)$$

$$B_p = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{m_{p+1}^2}{m_p^2} \right\} \exp(i(m_{p+1} + m_p)z_p) A_{p+1} + \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{m_{p+1}^2}{m_p^2} \right\} \exp(-i(m_{p+1} - m_p)z_p) B_{p+1}, (p = 1, 2, \dots, Q - 1). (9b)$$

上边界条件要求波动向上是衰减的或为辐射边界条件,则有

$$A_{Q-1} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{m_Q^2}{m_{Q-1}^2} \right\} \exp(i(m_Q - m_{Q-1})z_{Q-1}) A_Q$$

$$B_{Q-1} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{m_Q^2}{m_{Q-1}^2} \right\} \exp(i(m_Q + m_{Q-1})z_{Q-1}) A_Q (10)$$

线性下边界条件为

$$(x, y, 0) = h(x, y),$$

式中 $h(x, y)$ 为山脉地形分布函数,如果对此山脉地形进行傅里叶变换

$$h(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int \int h(k, l) \exp(-ikx - ily) dk dl,$$

就可以把山脉地形从物理空间变换到傅里叶空间,则下边界条件变为

$$A_1 + B_1 = h(k, l).$$

如果在下边界条件中引入反射系数 q 来描述下行波的局部吸收机制,上式变为

$$A_1 = h(k, l) - qB_1, (11)$$

即上行波的振幅是由地形产生的波动和下行波向上的反射波动两部分所组成,其中 $0 < q < 1$ 是对下边界层湍流和下边界临界层吸收造成的下行波动耗散的参数化.

利用界面内边界条件(9)及上下边界条件(10)和(11)式,我们很容易得到方程(6) $\hat{w}(k, l, z)$ 的解,并将其由傅里叶空间变换回物理空间有

$$w_p(x, y, z) = \int \int \hat{w}_p(k, l, z) e^{i(kx+ly)} dk dl, (12)$$

方程(12)描述了三维多层模式线性山脉重力波解.

我们编写了一个三维多层山脉重力波模式数值求解(12)式,模式采用快速傅里叶变换技术,利用该线性模式,我们可以进行具有不同风场和稳定度多层分布的大气层结流体对不同山脉地形的响应所产

生的山脉重力波场的数值计算. 如果选取外层计算域的水平格点数 1024×1024 , 内层计算域的水平格点数 1000×1000 , 其水平格距为 1 km , 在大小计算域之间设置一个衰减缓冲区, 山脉地形位于计算区域的中心位置, 同时在下边界引入反射系数因子 q 以描述下行波动的局部吸收特征, 上边界条件则采用辐射上边界条件.

3 三维多层模式线性波动场的计算结果分析

数值计算了三维多层模式流动对双钟形山脉地形的响应特征. 双钟形山脉地形取为

$$h(x, y) = \frac{h_m}{1 + x^2/a^2 + y^2/b^2} + \frac{h_m}{1 + (x - x_0)^2/a^2 + y^2/b^2}, \quad (13)$$

式中的 a 和 b 分别是水平方向 x 和 y 的山脉半宽度, h_m 为山脉高度取 1 km , 第一个山脉置于模式计算域的中心位置, x_0 为第二个山脉中心位置(两个山脉中心之间的距离), 取为离计算中心域 100 km .

山脉地形、风速和大气层结及风速和大气层结随高度的变化决定了大气船舶的特征, 要得到拦截背风波, 大气层结参数和风速随高度的变化就必须满足三维流动中的 Scorer 山脉背风波条件. 如对于三层模式的计算, 我们选取每一层的风速分别为 $U_1 = 18 \text{ m s}^{-1}$, $U_2 = 32 \text{ m s}^{-1}$ 和 $U_3 = 22 \text{ m s}^{-1}$; 每一层

稳定度参数分别为 $N_1 = 0.012 \text{ s}^{-1}$, $N_2 = 0.006 \text{ s}^{-1}$ 和 $N_3 = 0.008 \text{ s}^{-1}$. 这样不但满足 Scorer 参数随高度减少的条件, 而且选取中层具有较上下两层更小的 Scorer 参数, 使得山脉波的短波分量的垂直向上传播会被反射而形成向下游水平传播的拦截背风波, 而山脉波中的长波分量可以向上传播到第二个模式界面层, 短波再次被拦截, 而更长波长的波动可以传播到上层大气, 它们可以引发地表和大气之间的能量交换.

Smith^[2]指出, 观测资料表明大气中的山脉重力波是分层流动过地形产生的, 因而我们研究分层流动对山脉地形的响应特征, 发现分层流动对双钟形山脉的响应特征完全不同于分层流动对孤立地形的响应特征. 对于均质流动过双钟形山脉地形所产生的垂直传播重力波, 如图 1a 和图 1b 所示, 波动的能量主要集中在两个山峰之间和第二个山峰下游的抛物线区域, 抛物线宽度随高度 z 增加而加宽. 在低层 2 km 高度上的抛物线宽度较小, 范围较狭窄, 而高层 5 km 高度上的抛物线宽度较宽, 范围较大, 波能的辐射导致位移场的加宽, 楔形角度明显增大. 在第一个山峰下游区域, 上下两层均表现为上升运动和下沉运动交替出现的波动特征, 但是高低层之间的位相是相反的, 与低层波动相比, 最大上升运动区分别移到了第一个山峰和第二个山峰的背风坡, 低层迎风坡的上升气流和背风坡的下沉气流传播到高层后变成迎风坡的下沉流和背风坡的上升流, 这样上升运动和下沉运动在垂直方向上也表现出交替出现

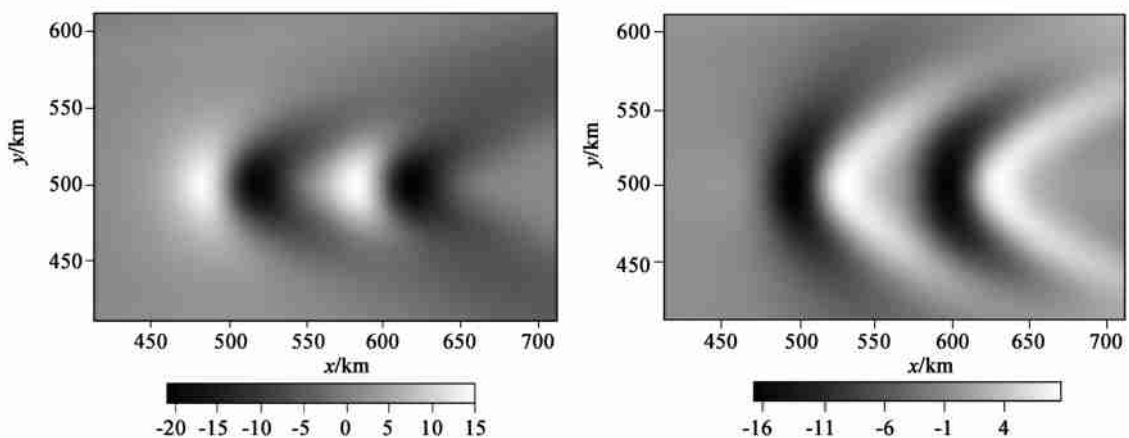


图 1 流动过双山脉地形产生的垂直传播波

高层与低层之间位相相反, 且抛物线宽度随高度增加而加宽. (a) $z = 2 \text{ km}$, (b) $z = 5 \text{ km}$.

($N_1 = N_2 = N_3 = 0.012 \text{ s}^{-1}$, $U_1 = U_2 = U_3 = 20 \text{ m s}^{-1}$, $V = 0$, $h_m = 1 \text{ km}$, $ax = 2 \text{ km}$, $ay = 2 \text{ km}$, $q = 0.93$)

Fig. 1 Vertical propagating gravity waves generated by single flow over double mountain

(a) Lower layer (2 km high); (b) Higher layer (5 km high).

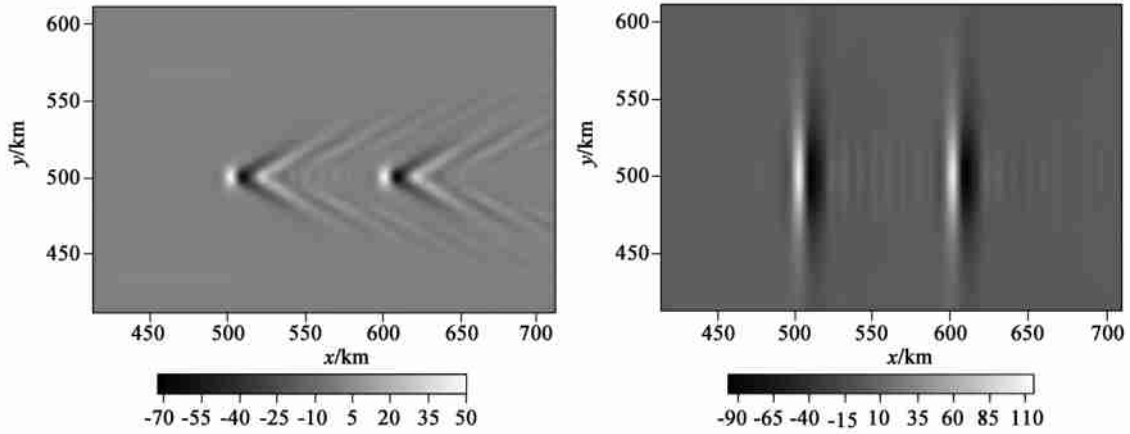


图 2 流动过双山脉地形产生的山脉背风波

两个山脉各自独立激发出一个发散模态或拦截背风波. (a) $ay = 2$ km 船舶背风波; (b) $ay = 25$ km 拦截背风波.

$$(N_1 = 0.012 \text{ s}^{-1}, N_2 = 0.006 \text{ s}^{-1}, N_3 = 0.008 \text{ s}^{-1}, U_1 = 18 \text{ m s}^{-1}, U_2 = 32 \text{ m s}^{-1}, U_3 = 22 \text{ m s}^{-1}, V = 0, h_m = 1 \text{ km}, ax = 2 \text{ km}, q = 0.90, z = 2 \text{ km})$$

Fig. 2 Trapped mountain lee waves generated by three-layer flow over double-mountain

(a) Circular-shape mountain ($ay = 2$ km); (b) Long mountain ridge ($ay = 25$ km).

的特征.

图 1 中,低层 2 km 的山脉波动阻力是 $2.25 \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$,是单一的钟形山脉 $0.99 \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的两倍以上.而在高层 5 km 的山脉波阻是 $-12.07 \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$,同样约是单一的钟形山脉 $-6.25 \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的两倍.随着两个山峰之间山谷宽度的减少,山脉波动由于波的叠加而加强.如果山谷的宽度从 100 km 减少到 10 km,低层 2 km 的山脉波动阻力是 $3.29 \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$,则是单一钟形山脉的三倍以上,在高层 5 km 高度的山脉波阻是 $-22.26 \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$,同样是单一钟形山脉的三倍以上,大大加强了对大气环流的拖曳作用,分层流动与双山脉地形的相互作用加强了地形波在对流层及平流层中上层大气中的传播和作用.

流动对双钟形山脉地形的响应同流动对孤立地形的响应一样,表现出发散模态和横波模态并存的拦截背风波.增加中层流动的流速或减少中层流动的稳定性,发散模态的背风波起主导作用,而在山脉下游中心线上无横波模态出现,如图 2a 所示.流动对两个长山脊的响应,同样具有二维的山脉背风波的特征,表现为横波模态的拦截背风波,如图 2b 所示.同流动过孤立的长山脊相比,背风波的强度增强,当两个山脊之间的宽度为 100 km 时,流动过两个山脊所产生的背风波阻力是 $1074.13 \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$,是流动过孤立山脊所产生的波动阻力 ($536.36 \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) 的两倍.而且随着两个山脊之间的宽度的减少,由于两个拦截背风波的叠加而产生的波动的强度大大增强.

4 三维三层流动过双山脉地形的非线性数值模拟试验

数值试验采用美国风暴分析和预报中心 (CAPS) 的三维非静力区域天气预报系统 5.0 版本的 ARPS^[13] 模式,数值模拟计算区域采用 $104 \text{ km} \times 64 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ 的空间域,空间网格点数分布为 $263 \times 163 \times 83$,采用 0.4 km 的均匀水平格距和 0.125 km 的垂直格距,采用自地面 0.05 km 到计算域的层顶 0.125 km 的垂直拉伸坐标,其分辨率是高度的立方函数.垂直方向上有 83 层,顶部 40 层为上边界的 Rayleigh 吸收阻层,侧边界采用周期侧边界条件.

试验一 两个山脉中心之间的距离为 16 km,采用常用的双钟形山脉地形

$$h(x, y) = \frac{h_m}{1 + (x - x_0)^2/a^2 + y^2/b^2} + \frac{h_m}{1 + (x - 1.5x_0)^2/a^2 + y^2/b^2}, \quad (14)$$

式中山脉高度 $h_m = 1 \text{ km}$, x 和 y 方向的山脉半宽度 $a = b = 2 \text{ km}$,第一个山脉中心在 x 方向上的位置 $x_0 = 32 \text{ km}$,在 y 方向两个山脉位于计算区域的中心.

试验二 两个山脉中心之间的距离为 32 km,采用常用的双钟形山脉地形

$$h(x, y) = \frac{h_m}{1 + (x - x_0)^2/a^2 + y^2/b^2}$$

$$+ \frac{h_m}{1 + (x - 2x_0)^2/a^2 + y^2/b^2}. \quad (15)$$

使用 1.5 阶次网格尺度湍流闭合方案描述其次网格尺度湍流混合. 所有试验均不考虑 Coriolis、冰相等微物理过程. 不考虑表面摩擦和表面加热等表面物理过程, 关闭云雨微物理过程和辐射物理过程. 模式积分的大小时间步长分别为 2.5 s 和 0.5 s, 流动的初始条件采用具有初始的非均匀的水平速度分布 $U_1 = 18 \text{ s}^{-1}$, $U_2 = 32 \text{ m s}^{-1}$ 和 $U_3 = 22 \text{ m s}^{-1}$, 以及具有非均匀的稳定性参数 $N_1 = 0.012 \text{ s}^{-1}$, $N_2 = 0.006 \text{ s}^{-1}$ 和 $N_3 = 0.008 \text{ s}^{-1}$ 的三维三层模式分布.

4.1 假设两个山脉中心相距 16 km

如果两个山脉之间具有较小的距离, 三维三层模式流动过双山脉地形所产生的山脉重力波和大气船舶的特征具有同三维三层模式流动过孤立山脉所产生的山脉重力波和大气船舶相同的结构和特征,

但是二者之间还是具有本质的差别. 主要表现为, 三维三层模式的流动过双山脉地形产生的拦截山脉背风波表现为两个发散波模态的大气船舶形态, 由于它们来自于两个不同的产生源, 两个发散模态的背风波具有相同的楔形角. 可是流动过孤立山脉时, 两个发散波模态的背风波来源于同一个山脉源, 其中一个发散模态背风波具有比另一个更大的楔形角. 而且同线性理论计算分析结果一样, 三维流动过双山脉地形相对于流动过孤立山脉地形而言山脉重力波的强度和振幅大大加强.

同样山脉背风波的强度和振幅随着高度的增加而减少, 在低层的山脉背风波的强度和振幅大于中上层, 而且发散模态的背风波沿山脉中心轴线向外展开的楔形角也随着高度的增加而减少. 在山脉背风面两个发散波模态的拦截背风波的出现分别是由两个山脉各自独立强迫的结果.

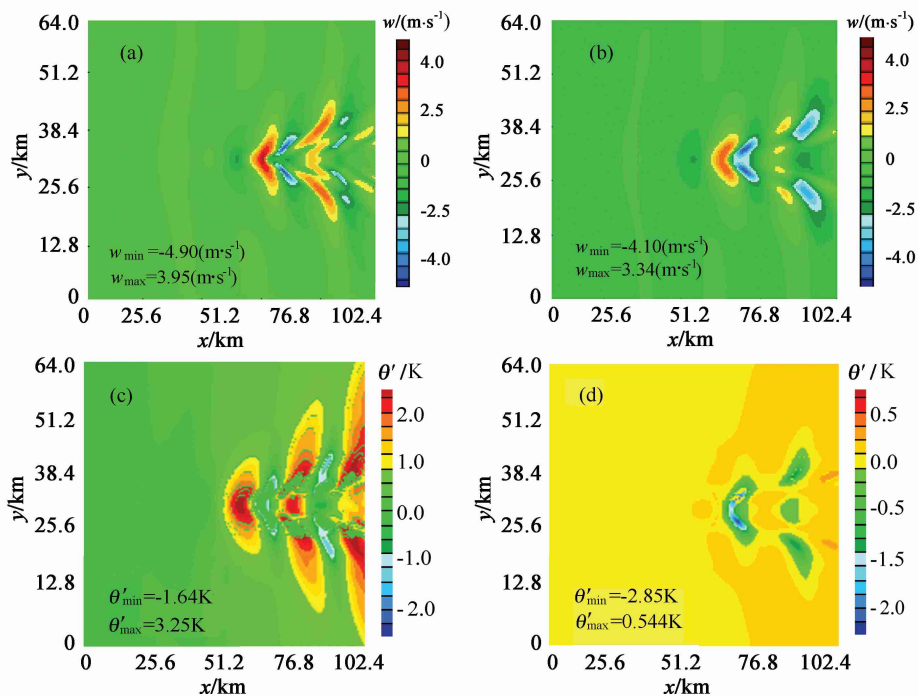


图3 三维三层气流过孤立山脉地形, 数值积分 3.33 h 后的结果

(a) $z = 1.5 \text{ km}$ 和 (b) $z = 2.5 \text{ km}$ 垂直速度 w 分布, 以及 (c) $z = 1.5 \text{ km}$ 和 (d) $z = 2.5 \text{ km}$ 位温扰动分布.

Fig. 3 Vertical velocity at (a) $z = 1.5 \text{ km}$ and (b) $z = 2.5 \text{ km}$, and potential temperature perturbation at (c) $z = 1.5 \text{ km}$ and (d) $z = 2.5 \text{ km}$, which are generated by the 3 dimensional 3 layer flow over mountain after 3.33-hour integration

比较流动过孤立地形(图 3(a, b))和三维流动过双山脉地形(图 4(a, b))所产生的垂直运动速度分布可以看出, 对于流动过孤立山脉, 在低层 1.5 km 高度的最大垂直上升运动速度为 3.95 m s^{-1} , 而流动过双山脉地形其最大垂直上升运动速度增加到 5.33 m s^{-1} .

比较流动过孤立地形(图 3(c, d))和三维流动

过双山脉地形(图 4(c ~ f))所产生的垂直位温扰动分布可以看出, 在低层 1.5 km 高度上最大的负的位温扰动从孤立山脉时的 -1.64 K 减少到双山脉地形时的 -2.51 K , 最大的正的位温扰动从孤立山脉时的 3.25 K 增加到双山脉地形时的 3.68 K , 在流动过双山脉地形时, 山脉波的强度和振幅大大加强. 而实际

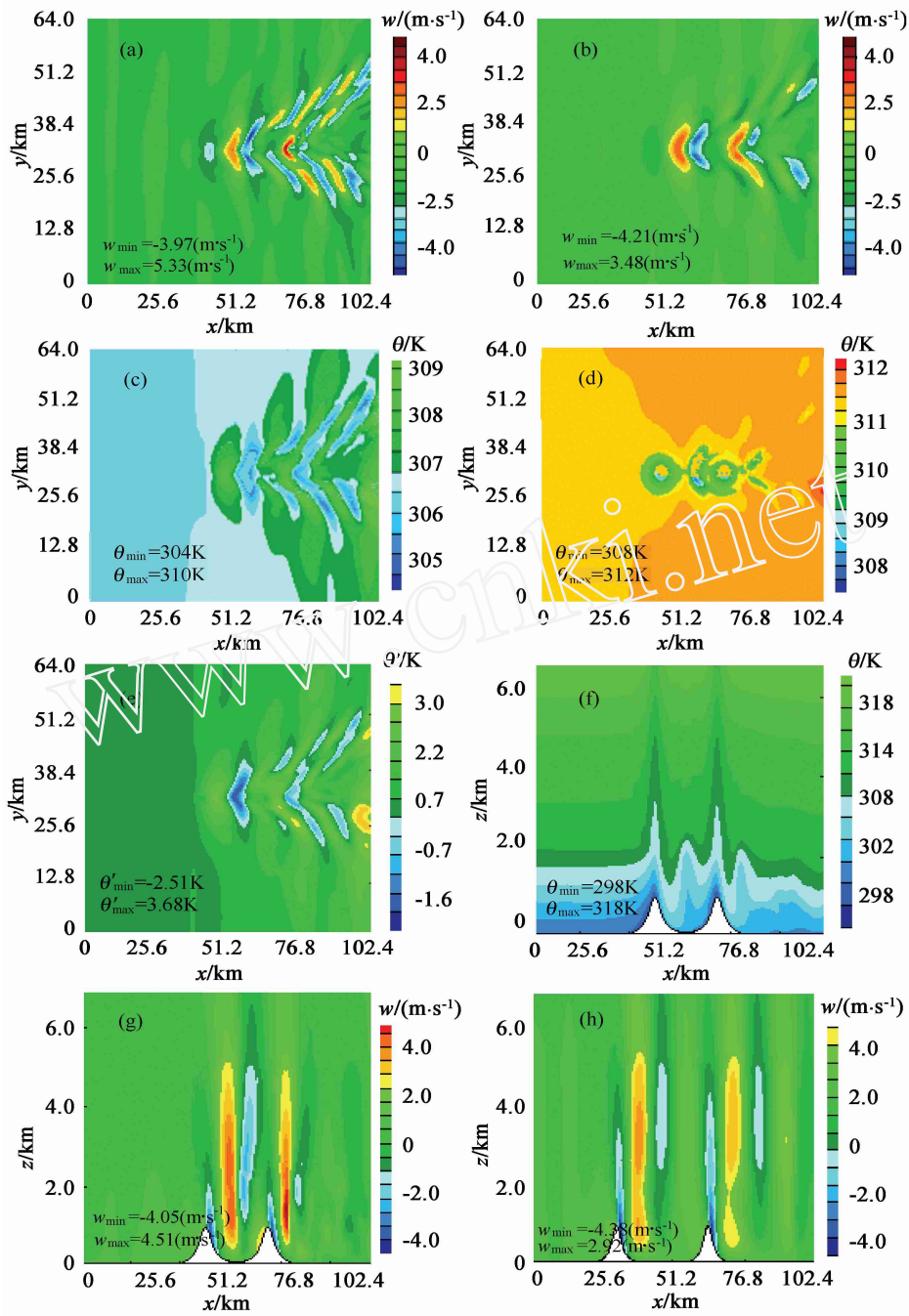


图 4 三维三层气流过相距 16 km 的双山脉地形,数值积分 3.33 h 后的结果

(a) $z = 1.5$ km 和 (b) $z = 2.5$ km 垂直速度 w 分布, (c) $z = 1.5$ km 和 (d) $z = 2.5$ km 位温 分布, (e) 扰动位温 和 (f) 垂直位温 剖面分布, (g) 相距 16 km 和 (h) 相距 32 km 双山脉产生的垂直速度垂直剖面比较.

Fig. 4 Vertical velocity at (a) $z = 1.5$ km and (b) $z = 2.5$ km, and potential temperature at (c) $z = 1.5$ km and (d) $z = 2.5$ km, potential temperature perturbation at (e) and the vertical profile of potential temperature (f), which are generated by the 3 dimensional 3 layer flow over a double mountain which are 16km apart after 3.33-hour integration.

The vertical velocity varies with the distance between the two mountains where (g) 12 km and (h) 32 km

的山脉地形是由无数孤立的山脉所组成,因而气流经过实际的山脉地形所强迫的山脉背风波的强度和振幅也就远远大于流动过孤立的山脉地形或流动过

双山脉地形激发的山脉背风波的强度和振幅.

4.2 假设两个山脉中心相距 32 km

但是当两个山脉中心之间的距离为 32 km 时,

相对于两个山脉中心之间的距离为 16 km 而言, 三层流动过双山脉地形所强迫的山脉重力波的强度和振幅是很小的. 三层流动过相距 32 km 的双山脉所强迫的山脉重力波甚至比三层流动过孤立山脉所强迫的波动具有更小的强度和振幅. 但是三层流动过相距 32 km 的双山脉所强迫的波能可以自低层传播到更高的高度.

比较三维流动过双山脉地形(图 4(a, b)), 以及图 5(a, b)) 和流动过孤立地形(图 3(a, b)) 所产生的垂直运动速度分布可以看出, 对于流动过孤立山脉, 在低层 1.5 km 高度的最大垂直上升运动速度为 $3.95 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 流动过相距 16 km 的双山脉地形产生的最大垂直上升运动速度增加到 $5.33 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 但是流

动过相距 32 km 的双山脉地形产生的最大垂直上升运动速度只有 $2.57 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

比较三维流动过双山脉地形(图 4(c~f)), 以及图 5(c~f)) 和流动过孤立地形(图 3(c, d)) 所产生的垂直位温和位温扰动分布可以看出, 在低层 1.5 km 高度上最大的负的位温扰动从孤立山脉时的 -1.64 K 改变为相距 16 km 的双山脉地形时的 -2.51 K , 但是对于相距 32 km 的双山脉地形却只有 -1.61 K . 最大的正位温扰动从孤立山脉时的 3.25 K 增加到相距 16 km 的双山脉时的 3.68 K , 但是对于相距 32 km 的双山脉地形却只有 3.03 K . 流动过相距 32 km 的双山脉地形时, 强迫山脉波的强度和振幅大大减小. 虽然大气船舶沿山脉中心轴线向外展开的楔形

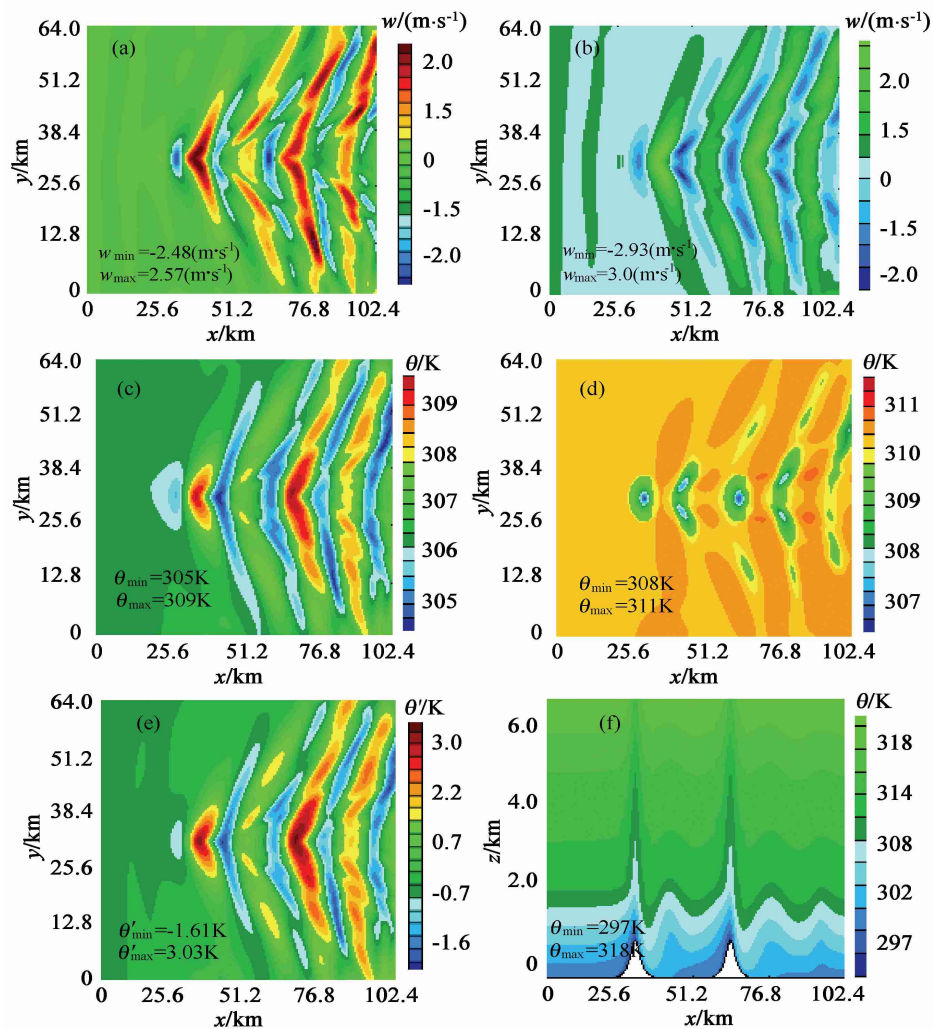


图 5 三维三层气流过相距 32 km 的双山脉地形, 数值积分 3.33 h 后的结果

(a) $z = 1.5 \text{ km}$ 和 (b) $z = 2.5 \text{ km}$ 垂直速度 w 分布, (c) $z = 1.5 \text{ km}$ 和 (d) $z = 2.5 \text{ km}$ 位温 分布, 以及 (e) 位温扰动 和 (f) 垂直位温 剖面分布.

Fig. 5 Vertical velocity at (a) $z = 1.5 \text{ km}$ and (b) $z = 2.5 \text{ km}$, and potential temperature at (c) $z = 1.5 \text{ km}$ and (d) $z = 2.5 \text{ km}$, and potential temperature perturbation at (e) and the vertical profile of potential temperature (f), which are generated by the 3 dimensional 3 layer flow over a double mountain which are 32km apart mountain after 3.33-hour integration

角也随着高度的增加而减小,但是山脉背风波的强度和振幅随着高度的增加并没有减小. 低层山脉背风波的强度和振幅反而大于中层山脉背风波的强度和振幅.

从位温的垂直剖面分布(图 5(e, f), 以及图 4(e, f))可以看出,相对于三层流动过相距 16 km 的双山脉地形而言,三层流动过相距 32 km 的双山脉地形所强迫的山脉背风波具有更大的波长,由于长波在高层被拦截或不被拦截,因而三层流动过相距 32 km 的双山脉地形所强迫的山脉背风波可以在更高的高度上传播. 但是从垂直运动速度的垂直剖面分布(图 4(g, h))可以看出,流动过相距 16 km 的两山脉(最大上升运动速度为 $4.51 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)比流动过相距 32 km 的两山脉(最大上升运动速度为 $2.92 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)更容易激发出较强的对流活动.

如果两个山脉之间具有较大的距离,三维三层流动过双山脉地形所产生的山脉重力波和大气船舶具有同三维三层流动过孤立山脉所产生的山脉重力波和大气船舶完全不同的结构特征. 三维三层模式的流动过双山脉地形产生的山脉重力波表现为四个发散模态的大气船舶形态,它们来自于两个山脉地形强迫源. 流动过孤立山脉时,两个发散波模态的背风波来源于同一个强迫源,其中一个发散模态背风波具有比另一个发散模态背风波更大的楔形角.

当三维三层流动过双山脉地形时,两个山脉各自强迫出两个发散模态的山脉波. 当三层流动过第一个山脉地形时,山脉强迫产生两个发散模态的拦截背风波沿山脉下游中心线以不同的楔形角向外展开. 但是当三层流动过第二个山脉地形时,第二个山脉同样强迫出两个发散模态的重力波沿山脉下游中心线向外传播,加上第一个山脉所强迫的两个发散模态的重力波构成四个发散模态的山脉背风波各自独立的沿山脉下游中心线向外传播. 同样相对于流动过孤立山脉而言,三维流动过双山脉地形强迫的山脉重力波的强度大大加强.

5 结论和讨论

流动过双钟形山脉的线性理论计算表明流动过双钟形山脉所产生的山脉重力波沿着山脉下游中心线各自独立地向外传播. 三维流动过双山脉地形相对于流动过孤立山脉地形而言山脉重力波的强度和振幅大大加强,但就每一个孤立山脉而言不能强迫出

第二个发散模态的背风波,这是线性理论的局限性.

利用中尺度数值模式 ARPS 模拟了分层流动过双山脉地形产生的大气船舶重力波. 数值试验结果表明,流动过双山脉地形所产生的山脉背风波的强度和振幅大大加强,而且山脉作为波动的强迫源,当三维三层流动过双山脉地形时,两个山脉各自强迫出两个发散模态的山脉波,构成四个发散模态的山脉背风波沿山脉下游中心线向外传播. 流动过双山脉地形相对于流动过孤立山脉地形而言,山脉重力波的强度和振幅大大加强,同时由于三层流动过相距较远的两个双山脉地形所强迫的山脉背风波具有更大的波长,因而三层流动过两个相距较远的双山脉地形所强迫的山脉背风波能够传播到更高的高度. 双山脉地形对流动的强迫作用加强了波在对流层和中上层大气中的传播.

致谢 感谢谭本旭教授的指导,同时感谢 Ronald B Smith 教授提供的帮助.

参考文献 (References)

- [1] Smith R B. The influence of mountains on the atmosphere. *Advances in Geophysics*, 1979, **29**: 87 ~ 230
- [2] Smith R B. *Stratified Flow over Topography*, Environment Stratified Flows. London: Kluwer Academic Publishers, 2002
- [3] Durran D R. Mountain waves and down-slope flows. *Atmospheric processes over complex terrain. Meteor. Monographs. W. Blumen, Ed., Amer. Met. Soc.*, 1990, **23**: 59 ~ 81
- [4] Baines P G. *Topography Effects in Stratified Flows*. London: Cambridge University Press, 1995
- [5] Wurtele M G, Sharman R D, Data A. Atmospheric lee waves, *Annual Rev. Fluid Mech.*, 1996, **28**: 429 ~ 476
- [6] Sharman R D. Three-dimensional structures of forced gravity waves and lee waves. *J. Atmos., Sci.*, 2004, **61**: 664 ~ 681
- [7] 桑建国. 大气中的内船波. *中国科学(B)*, 1997, **27**(6): 560 ~ 565
Sang J G. Internal ship waves in the atmosphere. *Science in China (B)*, 1997, **27**(6): 560 ~ 565
- [8] 韩 瑛,王 元,伍荣生. 远东济州岛尾流现象的 GMS 卫星遥测研究. *自然科学进展*, 2004, **14**(5): 554 ~ 561
Han Y, Wang Y, Wu R S. The study of the Jizhou island's wake by using the satellite remote sensing data. *Progress in Natural Science (in Chinese)*, 2004, **14**(5): 554 ~ 561
- [9] Scorer R S, Wilkinson M. Waves in the lee of an isolated hill. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1956, **82**: 419 ~ 427
- [10] Wurtele M G. The three-dimensional lee wave. *Beitr. Phys. Frei. Atmos.*, 1957, **29**: 242 ~ 252
- [11] Crapper GD. Waves in the lee of a mountain with elliptical contours. *Philos. Trans. Roy. Soc. London, A*, 1962, **254**: 601 ~ 623
- [12] Sawyer J S. Gravity waves in the atmosphere as a three dimensional problem. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1962, **88**: 412 ~ 427
- [13] ARPS. ARPS Users Guide Version 4. 0. Center for Analysis and Prediction of Storms. Oklahoma: University of Oklahoma, 1995

(本文编辑 汪海英)