

山谷环流转换的高阶闭合数值 模拟及其理论分析*

齐 瑛 傅抱璞

(南京大学大气科学系 210008)

提 要

本文利用二维高阶矩湍流闭合的中尺度数值模式,模拟并讨论了孤立地形之上由白天谷风环流系统向夜间山风环流系统转换阶段的流场结构.结果指出,残余加热源激发出的重力内波对环流转换阶段的流场演变起着极其重要的作用,同时亦给出了相应的湍流结构图象.

关键词: 山谷环流转换; 残余加热源; 重力内波.

一、引 言

由地形热力强迫形成的局地环流(山谷环流)结构已被人们成功地描述,其成因亦得到较为一致的解释.但是,处于环流转换阶段的流场结构却尚未得到定论性的描述^[1].尤其在傍晚,随着地表加热作用的迅速消失和冷却作用的缓慢建立,白天的谷风环流系统逐渐崩溃,夜间的山风环流系统却得不到迅速建立,此时的流场变得尤为复杂.国内外学者^[2,3]的观测事实均表明,在此刻的流场中,可经常出现周期振荡的“风涌”现象,然而,这一现象却始终没有在理论上得到描述并解释其成因.

本文利用作者^[1]建立的高阶矩湍流闭合的中尺度数值模式,模拟了孤立地形上由谷风环流系统向山风环流系统转换时的流场结构,分析了其成因机制,同时还进一步给出了相应的湍流结构.

二、模式介绍

1. 基本方程组

假设模式大气干燥、不可压,且满足静力平衡,作下列地形坐标变换

$$z^* = \bar{S} \cdot \frac{z - S_G}{\bar{S} - S_G},$$

1992年1月20日收到,7月13日收到再改稿.

* 国家教委高校博士点专项基金资助课题.

1) 复杂地形上高阶矩湍流闭合的中尺度模式及其在灾害性山地气候中的应用,1991.

其中 $\bar{S}$ 为模式顶高, S_G 为地形函数, 取 y 方向地形均一. 在地形坐标系中的二维运动方程、位温方程及连续方程为

$$\frac{du}{dt} = -\theta \frac{\partial \pi}{\partial x} + f_v + g \frac{z^* - \bar{S}}{\bar{S}} \frac{\partial S_G}{\partial x} + \frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_G} \frac{\partial (-\overline{u'w'})}{\partial z^*}, \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} = fu_s - fu + \frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_G} \frac{\partial (-\overline{v'w'})}{\partial z^*}, \quad (2)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_G} \frac{\partial (-\overline{\theta'w'})}{\partial z^*}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w^*}{\partial z^*} - \frac{u}{\bar{S} - S_G} \frac{\partial S_G}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial z^*} = -\frac{\bar{S} - S_G}{\bar{S}} \frac{g}{\theta}, \quad (5)$$

式中 $\pi = c_p [p/100000]^{R/c_p}$, $w^* = \frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_G} w + \frac{z^* - \bar{S}}{\bar{S} - S_G} \left(u \frac{\partial S_G}{\partial x} \right)$, $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + w^* \frac{\partial}{\partial z^*}$. 其中 u_s 为 x 方向地转风, 带撇的量为湍流脉动量, 我们采用二阶矩方程闭合上述方程组. 二阶矩方程中的压力相关项、粘性项以及三阶相关项应用 Mellor 和 Yamada^[4] 的参数化方案表示. 在地形坐标系中, 二阶矩方程为

$$\begin{aligned} \frac{d(\overline{u'_i u'_j})}{dt} = & -\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial X_k^*} - \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial X_k^*} + \frac{g}{\theta_0} (\overline{u'_i \theta'} \delta_{j3} + \overline{u'_j \theta'} \delta_{i3}) \\ & - \frac{q}{3l_1} \frac{\alpha_0}{\alpha_{\infty}} \left(\overline{u'_i u'_j} - \delta_{ij} \frac{q^2}{3} \right) + \frac{\alpha_0}{\alpha_{\infty}} C_1 q^2 \left(\frac{\partial u_i}{\partial X_j^*} + \frac{\partial u_j}{\partial X_i^*} \right) \\ & - \frac{2}{3} \frac{q^3}{\Lambda_1} \delta_{ij} + \frac{\partial}{\partial X_k^*} \left[q \lambda_1 \left(\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial X_k^*} + \frac{\partial \overline{u'_j u'_i}}{\partial X_k^*} + \frac{\partial \overline{u'_k u'_i}}{\partial X_j^*} \right) \right], \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d(\overline{u'_i \theta'})}{dt} = & -\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \theta}{\partial X_k^*} - \overline{\theta' u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial X_k^*} + \frac{g}{\theta_0} \overline{\theta'^2} - \frac{q}{3l_2} \overline{u'_i \theta'} + \\ & \frac{\partial}{\partial X_k^*} \left[q \lambda_2 \left(\frac{\partial \overline{u'_i \theta'}}{\partial X_k^*} + \frac{\partial \overline{u'_k \theta'}}{\partial X_i^*} \right) \right], \quad (7) \end{aligned}$$

$$\frac{d\overline{\theta'^2}}{dt} = -2\overline{u'_k \theta'} \frac{\partial \theta}{\partial X_k^*} - 2 \frac{q}{\Lambda_2} \overline{\theta'^2} + \frac{\partial}{\partial X_k^*} \left(q \lambda_3 \frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial X_k^*} \right), \quad (8)$$

其中 $\frac{\partial}{\partial X_i} = (\delta_{i1} + \delta_{i2}) \frac{\partial}{\partial x_i} + \left(\frac{z^* - \bar{S}}{\bar{S} - S_g} \frac{\partial S_g}{\partial x} \delta_{i1} + \frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_g} \delta_{i3} \right) \delta_{i3} \frac{\partial}{\partial x_j}$, $q^2 = (\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2})$, θ_0, α_0 为参考状态的位温和比容, α_{00} 和 α_0 的地面值, i, j, k 均可取 1, 2, 3. $(l_1, l_2) = (A_1 l, A_2 l)$, $(\Lambda_1, \Lambda_2) = (B_1 l, B_2 l)$, $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = 0.23 l$, $(A_1, A_2, B_1, B_2) = (0.78, 0.78, 15.0, 8.0)$, $C_1 = 0.056$, l 为混合长:

$$l = \begin{cases} L_1, & \partial\theta/\partial z \leq 0, \\ \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2}, & \partial\theta/\partial z > 0. \end{cases}$$

其中

$$L_1 = \frac{\frac{xz^* \bar{S}}{\bar{S} - S_g}}{1 + \frac{xz^* \bar{S}}{l_0 (\bar{S} - S_g)}}, \quad L_2 = \frac{0.53q}{\left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial\theta}{\partial z^*} \frac{\bar{S} - S_g}{\bar{S}} \right)^{1/2}},$$

$$l_0 = \frac{0.1 \int_0^\infty qz^* \left(\frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_g} \right)^2 dz^*}{\int_0^\infty q \frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_g} dz^*}.$$

(1)–(8)式由此构成了一组闭合的基本方程组.

2. 差分方案

1) 网格结构

本模式在水平方向取等间距网格 $\Delta x = 5\text{km}$, 共 31 个格点, 垂直方向取不等间距网格, 共 92 层, 从第 1 层到 50 层的分布如下(单位: m):

0.1	14.5	48.4	96.0	152.4	307.0	472.4	643.4	818.0	995.0
1173.8	1353.8	1534.8	1716.7	1899.2	2082.2	2265.8	2449.7	2634.0	2818.6
3003.4	3188.5	3373.8	3559.3	3745.0	3930.8	4116.7	4303.8	4489.0	4675.3
4861.7	5048.2	5234.8	5421.5	5608.2	5795.0	5981.9	6168.9	6355.9	6543.0
6730.0	6917.3	7104.5	7291.8	7479.1	7666.4	7853.8	8041.2	8228.7	8416.2

51 层至 92 层取等间距, 格距 $\Delta z = 350\text{m}$, 时间步长 $\Delta t = 12\text{S}$.

2) 差分格式与计算步骤

各变量在网格上的分布采用跳点格式, u, v, θ, π 在垂直层的奇数网格点上, 二阶量 $\overline{u_i u_j}, \overline{u_i \theta}, \overline{\theta^2}$ 以及 w 在垂直层的偶数网格点上, 非线性平流项取显式上游差分. 方程 (6)–(8) 中的压力相关项、粘性项以及三阶相关项均取隐式方案. 为了有效地模拟重力内波, 本模式计算步骤采用 Sun^[9] 提出的向前–向后计算方案 (forward–backward Scheme).

3. 初、边值条件

1) 初始条件

假设初始时刻各变量水平均一, 在垂直方向, 假设对流层内 (0—12km) 位温递增率 γ 为 0.0033 km^{-1} , 平流层内 (12—22km) 为等温大气, 取地方时 08:00 为积分初始时刻。

2) 下边界条件

在下边界 $z^* = z_0$ (z_0 为地表粗糙度), $u = v = w^* = 0$, 位温 θ 按 Kuo^[6] 的温度波日变化规律演变:

$$\theta = 289 + 8 \sin(15t - 110) + 2.3 \sin(30t + 75) + 0.3 \sin(45t + 66) + \gamma S_G(x). \quad (9)$$

二阶量 $\overline{u_i u_j}$, $\overline{u_i \theta}$, $\overline{\theta'^2}$ 由二阶矩方程计算给定: 假设 (6) — (8) 中的局地时变项、平流项以及扩散项在近地面层内为小量而忽略, 方程 (6) — (8) 变为一组诊断方程, 于是可根据新算得的平均量通过叠代求得。

3) 上边界条件

在模式项, u , v 以及 $\partial\theta/\partial z$ 取常数, 所有二阶量均为 0, π 根据地转平衡关系确定。在 70—92 层间, 水平平滑作用随高度递增而增强, 以吸收模式顶部的反射波^[7], 其平滑方案是

$$\bar{\varphi}_i = (1-b)\varphi_i + \frac{b}{2}(\varphi_{i-1} + \varphi_{i+1}), \quad (10)$$

φ_i 代表 u , v , θ , 平滑系数 b 取

$$b = b_T \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{z - z_b}{z_T - z_b} \right),$$

其中 $b_T = 0.5$, $z_b = 12 \text{ km}$, $z_T = 22 \text{ km}$ 。上述平滑过程每积分一步进行一次。

4) 侧边界条件

u , v , θ 根据辐射边界条件^[8] 确定, 并在离侧边界 $4\Delta x$ 范围内取为海绵边界层, 水平平滑作用由里向外逐渐增强, 平滑方案仍取 (10) 式, 平滑系数 a 取

$$a = a_M \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{x - x_m}{x_{out} - x_m} \right),$$

其中 $a_M = 0.5$, x_{out} 表示两侧边界, x_m 表示离侧边界 $4\Delta x$ 的位置。其它变量在侧边界取一阶导数为 0。

作者曾利用上述模式成功地模拟了 Wangara 资料第 33 天 09:00—18:00 对流边界层的演变过程及边界层内的湍流结构、Klemp 和 Lilly^[7] 的有限振幅地形波以及 1972 年 1 月 11 日美国 Bouloder 下坡风暴, 这些事实表明, 该模式不仅具有描述大气边界层过程以及边界层内湍流结构的能力, 而且亦具有很好的模拟非线性地形波、波破碎现象以及波破碎区内湍流结构的能力。

三、模拟结果及理论分析

模式地形取钟形 $S_c(x) = a^2 h_m / (a^2 + x^2)$, 山高 $h_m = 1000\text{m}$, 山半宽 $a = 10000\text{m}$, 地转风 $u_g = 0\text{ m s}^{-1}$, $v_g = 0\text{ m s}^{-1}$, 粗糙度 $z_0 = 0.1\text{m}$. 在下垫面强迫源(9)式的作用下, 利用上述数值模式对整个山谷环流系统的演变过程进行了数值模拟. 模式自地方时 08:00 开始积分, 次日 08:00 结束, 共积分 24 小时.

图1、图2和图3分别为几个积分时刻的水平风速、垂直风速及位温分布. 由(9)式知, 在 14:00LST, 地表位温增至最高, 图 1a 和图 2a 中出现对称的谷风环流, 图 3a 中山脊上为很强的热源中心. 随着下垫面温度的逐渐下降, 谷风的风速减小, 谷风环流的水平范围增大, 而且在山谷环流的辐散气流区以上(约 4km 高度位置)开始出现辐合气流区, 垂直上升运动区之上有下沉运动. 至 17:00LST, 在图 3b 位温场中, 原对流边界层的低层已演变为稳定的边界层, 而在稳定边界层之上为对流边界层残余层, 该残余层的存在使得山脊之上仍留有一加热源中心, 此谓残余加热源. 位于 2.5km 高度之上的位温场已出现较明显的波动结构. 图 1b 和图 2b 为此时相应的流场, 可见,

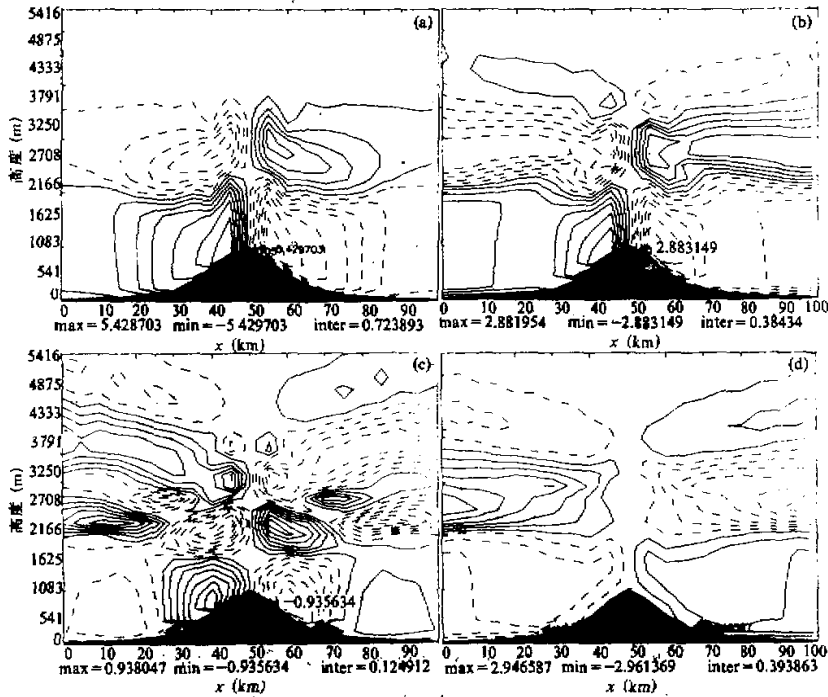


图1 水平风速分布

a: 14:00LST, b: 17:00LST,
c: 19:00LST, d: 22:00LST.

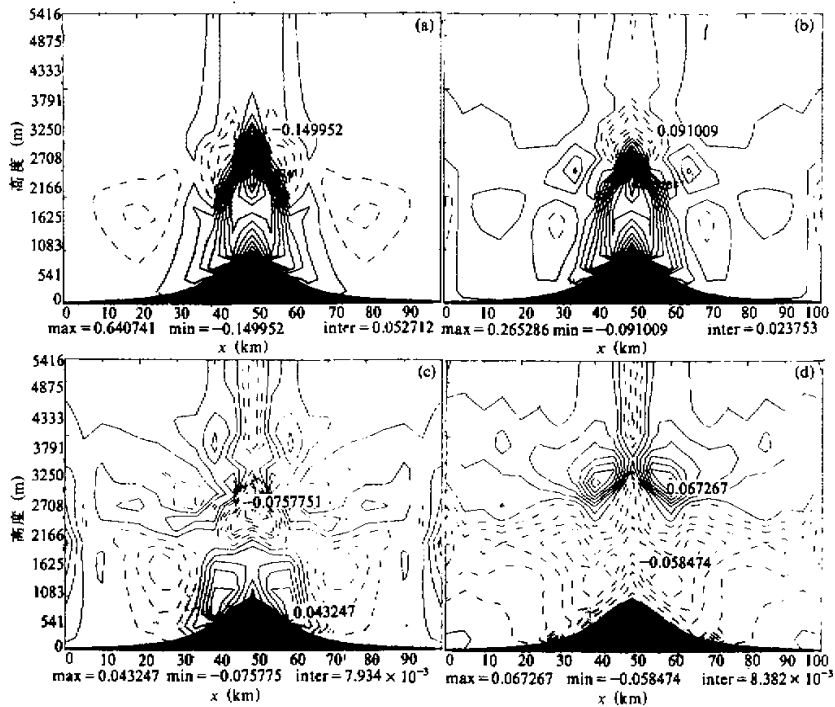


图2 垂直风速分布

说明同图 1

在此流场的低层，仍为谷风环流，但谷风风速继续减小，在整个流场的垂直方向，辐合、辐散交替出现的波动现象较 16:00LST 更为明显。随地表温度继续下降，取 19:00LST，在图 3c 的位温场中，近地面层已形成较强的逆温层，而在水平风场图 1c 中，山脊上仍为谷风环流，仅在山脚下开始出现山风环流，整个流场（如图 1c 和图 2c 所示）中的重力内波变得更为突出，其水平方向与垂直方向的波数增多，但到了 20:00LST，流场中短波长的重力内波反而减少，山脊上的谷风环流微弱。至 22:00LST，整个流场的近地层均演变为山风系统，短波长的重力内波几乎消失（如图 1d 和图 2d 所示）。综上可见，在谷风环流处于崩溃阶段，短波长的重力内波异常活跃，而当山风环流渐趋建立时，短波长的重力内波却迅速消失，在谷风环流向山风环流的演变过程中，重力内波强烈影响着该转换阶段的流场结构。

比较图 1、2 与图 3 可知，谷风环流的不断崩溃总是伴随着白天残余加热源的不断减弱、变小而出现。由残余加热源激发的重力内波随着残余加热源的范围变小，其波数增加，因此在流场中波动现象表现明显。但是，随着残余加热源的不断减弱，其波动振幅亦变小，相应地短波长的重力内波逐渐减弱终至消失，取而代之的是由逐渐增强的地表冷却作用所激发的长波长的重力内波。此外，从图 2c 的垂直风速演变过程

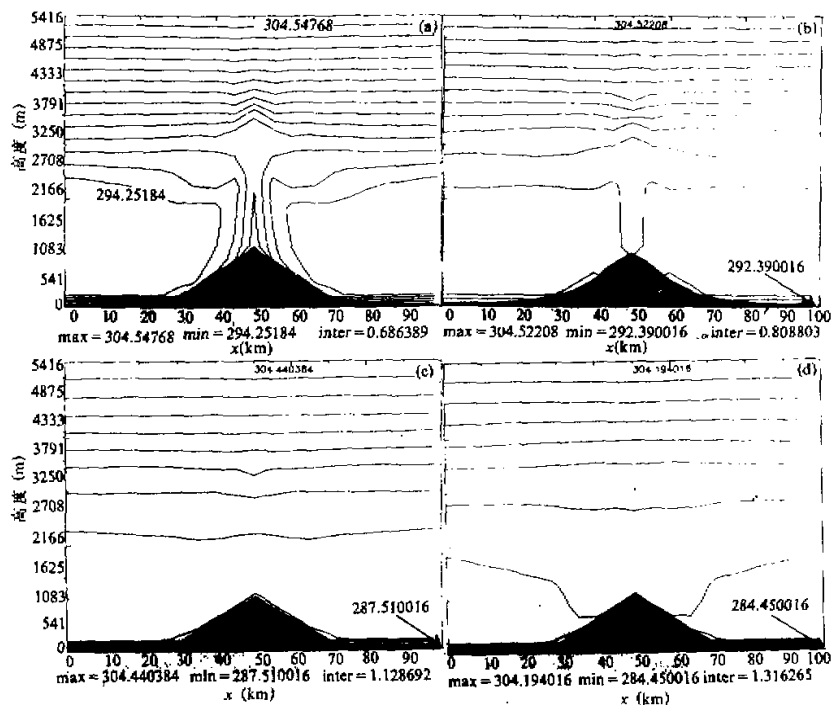


图3 位温分布

说明同图1

可见, 山风环流的建立, 除受地形的冷却源强迫作用外, 还与地形的动力下坡作用有关。

图4为几个典型时刻的湍流脉动动能分布图。从图4a知, 在谷风环流发展最强阶段, 山脊之上出现一湍能极大值中心。随着谷风环流系统的逐渐减弱, 在山脊两侧的山坡上同时也分别出现一个湍能极大值中心(如图4b所示), 且这两个极值中心不断向山脚滑去(如图4c所示)。至22:00LST, 谷风环流完全崩溃, 山风环流已经建立, 原位于山脊两侧的湍流极值区已消失, 仅剩山脊之上一个湍能极大值中心。湍流动量通量($\overline{u'w'}$)及湍流热量通量($\overline{\theta'w'}$)与湍能有类似的分布及演变规律(如图5a, b及图6a, b所示)。

四、结 论

本文利用二维高阶矩湍流闭合的中尺度数值模式, 模拟并讨论了孤立地形上从白天谷风环流向夜间山风环流转换阶段的流场及湍流结构, 得出如下结论:

(1) 残余加热源激发较短波长的重力内波, 该重力内波强烈影响从谷风环流向山风环流转换阶段的流场结构。随着较强的地形冷却源的建立, 残余加热源的消失, 该重

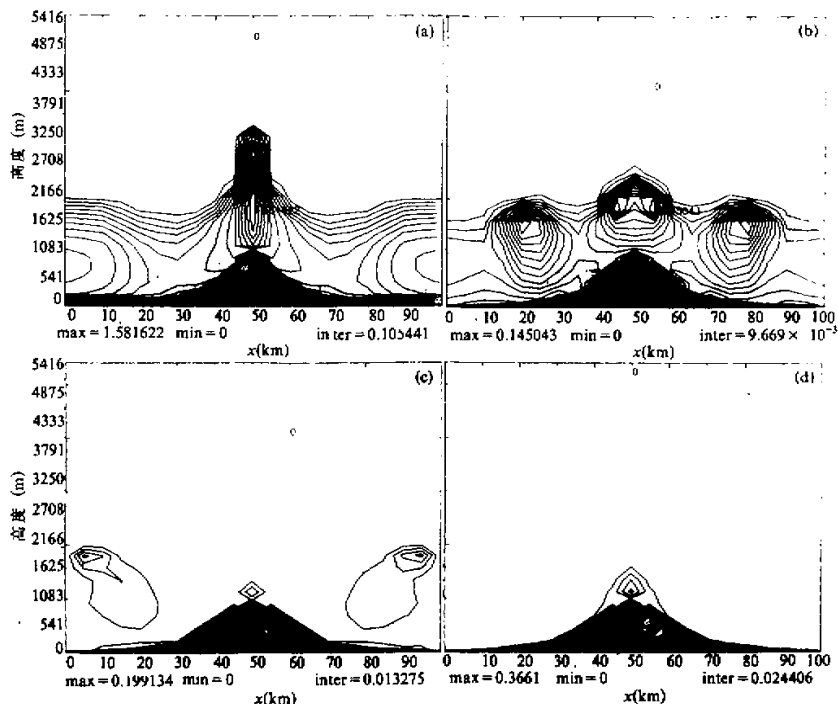


图4 湍流脉动动能分布图

说明同图1.

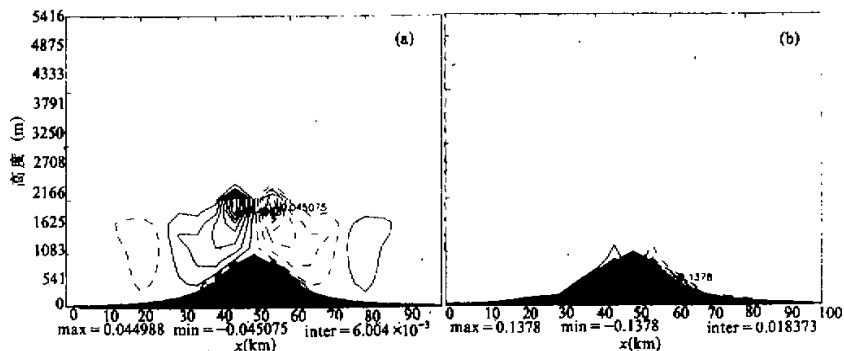
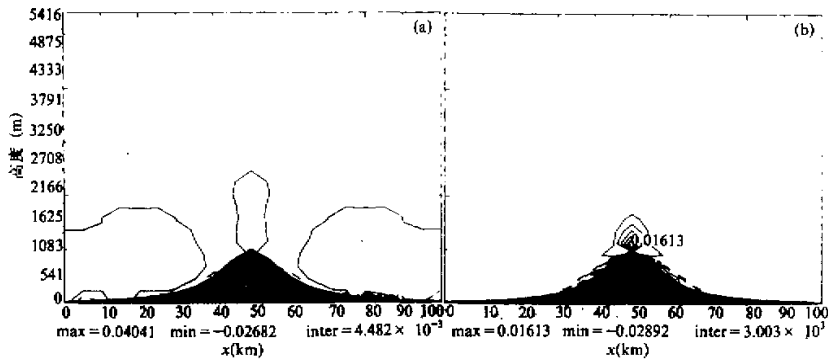


图5 湍流动量通量分布

(a) 17:00LST, (b) 22:00LST.

力内波亦消失。此外，地形的动力下坡作用亦促进了山风环流的建立。

(2) 在谷风环流崩溃阶段，除山脊上以外，还在山脊两侧出现两个湍流脉动动能极大值中心。当谷风消失，山风建立后，仅在山脊上出现湍能极大值中心。此外，湍流动量通量与湍流热量通量也均与湍能有这种类似的分布规律。

图6 湍流热通量 $(\overline{\theta'w'})$ 分布

说明同图5.

参 考 文 献

- [1] Whiteman, C. D., 1990, *Atmospheric Processes over Complex Terrain*, Amer. Meteor. Soc., 5—42.
- [2] 中国科学院大气物理研究所四室, 1978, 山区空气污染与气象, 科学出版社, 25—28.
- [3] Atkinson, B. W., 1981, *Meso-scale Atmospheric Circulations*, Academic Press, 225—258.
- [4] Mellor, G. L. and T. Yamada, 1974, A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, 31, 1791—1806.
- [5] Sun, W-Y., 1980, A forward-backward time integration scheme to treat internal gravity waves, *Mon. Wea. Rev.*, 108, 402—407.
- [6] Kuo, H. L., 1968, The thermal interaction between the atmosphere and the earth and propagation of diurnal temperature waves, *J. Atmos. Sci.*, 25, 682—706.
- [7] Klemp, J. B. and D. K. Lilly, 1978, Numerical simulation of hydrostatic mountain waves, *J. Atmos. Sci.*, 35, 78—107.
- [8] Orlanski, I., 1976, A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows, *J. Comput. Phys.*, 21, 251—269.

The Simulations and Theoretical Analysis of the Mountain-Valley Circulation Transition

Qi Ying Fu Baopu

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, 210008)

Abstract

In this paper, by using a two-dimensional meso-scale numerical model with the higher-order turbulent closure, the flow field structure over an isolated mountain is simulated and discussed for the period of the evening transition from valley wind circulations to mountain wind circulations. It is demonstrated that the gravity waves induced by the remained heat source play an extremely important role in the flow field evolution during the circulation transition period. And the physical figures of the corresponding turbulent structures are given at the same time.

Key words: Mountain-valley circulation transition; Remained heat source; Gravity waves.