山地中尺度环流中的大气边界层湍流摩擦效应*

陈明　傅抱璞　郑维忠

（南京大学大气科学系，南京，210093）

摘　要

建立了一个三维原始方程数值模式，模拟在光滑下边界和无滑脱下边界两种情况下，山区中尺度环流的演变过程，指出在弱层结条件下，边界层湍流摩擦效应有利于流场的分离和涡旋偶极子环流的发展；在强层结条件下，表面摩擦效应削弱了分离气流和涡旋性环流的强度，但使其范围扩大。边界层湍流摩擦效应引起的分离流场和尾流区环流与非粘性动力过程引起的流场分离现象，虽然从其表现形式上看完全相同，但是其形成则是由完全不同的物理机制所控制。边界层湍流摩擦效应在上述两种分离流场的演变过程中表现出完全相反的作用。地转科氏力的调整作用在山地背风坡上促进了气旋性辐合环流的发展，而抑制了反气旋性环流的发展。

关键词：边界层湍流摩擦，尾流，涡漩偶极子。

1　引　言

山地复杂下垫面条件下流场的结构及其演变过程，尤其是二维地形动力影响的研究，近年来取得了较大进展。然而，由于在传统的理论模式中引入边界层摩擦效应后数学处理的困难很多，Smith[1]，Clark 和 Peltier[2]等人在其研究中忽略了边界层的湍流摩擦效应。在这种情况下求得的山地波、分支绕流、下坡风等一系列山地天气和气候现象，仍能较好地解释很多观测事实，并且在某些情况下与外场观测结果十分吻合，Klemp 和 Lilly[3]，Bacmeister 和 Pierehumbert[4]等许多人据此认为边界层的湍流摩擦效应对山地流场结构仅有微弱的非决定性影响，因此在其数值研究中始终没有对其重视。事实上，下垫面的湍流摩擦效应与边界层环流及上部流场的切变密切相关，简单地忽略湍流摩擦作用，必然引起许多理论和实际上的脱节，使我们对山地中尺度环流系统缺乏全面、客观的认识。例如，Klemp 和 Lilly[3]等在研究 Boulder 强下坡风时的模拟结果表明，山地背风侧的强下泻风从背风坡上部一直延伸到山脚，并随背景风场的平流移向下游地区，造成整个背风坡及山后平原地区相当大范围内的强风区。然而，实际观测表明，强下泻风的影响范围十分有限，与之相关的超临界流层，在背风坡下游迅速恢复到次临界状态，对应表面风场风速很快降低。这种演变过程，类似于水力学中的水跃或海洋中的涌潮，边界层摩擦效应在其中起了重要作用。Klemp 等人忽略了边界层的摩擦效应，其结论虽然能够部分地说明强下泻风

* 初稿时间：1994 年 9 月 29 日；修改稿时间：1995 年 2 月 28 日。
资助课题：国家自然科学基金 49175243 项目。

的形成和发展，却与实际情况有较大差别。

实际上，边界层的湍流摩擦效应，在某些情况下只是使山区中尺度环流型式得到加强或消弱，基本的流型仍是由地形的热力和动力作用控制。而在另一些情况下，则可使整个流场的环流型式发生根本变化，从而引起一系列典型的情况。为了全面认识边界层湍流摩擦效应对地形强迫中尺度环流场的影响，我们分别就旋转和非旋转大气两种情况，对应不同的层结条件，讨论边界层湍流摩擦效应在流场演变过程中的作用。

2　模式简介

设大气不可压缩且满足静力平衡关系，采用地形追随坐标系统，作坐标变换：

$$Z^* = H(Z - Z_G)/(H - Z_G)$$

式中 H 是模式上边界高度，Z_G 是地形高度。在地形追随坐标系统中，得到三维原始方程：

$$\frac{du}{dt} = -\theta\frac{\partial \pi}{\partial x} + fv + g\frac{Z^* - H}{H}\frac{\partial Z_G}{\partial x} + Fu \tag{1}$$

$$\frac{dv}{dt} = -\theta\frac{\partial \pi}{\partial y} - fu + g\frac{Z^* - H}{H}\frac{\partial Z_G}{\partial y} + Fv \tag{2}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = F_\theta \tag{3}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w^*}{\partial Z^*} = \frac{u}{H - Z_G}\frac{\partial Z_G}{\partial x} + \frac{v}{H - Z_G}\frac{\partial Z_G}{\partial y} \tag{4}$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial Z^*} = -\frac{H - Z_G}{H}\frac{g}{\theta} \tag{5}$$

其中

$$\pi = c_p(p/p_0)^{R/c_p}$$

$$w^* = w\frac{H}{H - Z_G} + \frac{Z^* - H}{H - Z_G}u\frac{\partial Z_G}{\partial x} + \frac{Z^* - H}{H - Z_G}v\frac{\partial Z_G}{\partial y}$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y} + w^*\frac{\partial}{\partial Z^*}$$

$$F_\varphi = K_H\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2}\right) + \left(\frac{H}{H - Z_G}\right)^2\frac{\partial}{\partial Z^*}\left(K_Z\frac{\partial \varphi}{\partial Z^*}\right)$$

在模式中地形取理想高斯地形，地形函数设为：

$$Z_G = 2400 \cdot \exp[-(x - 120)^2/20^2 - (y - 120)^2/20^2](m)$$

在整个计算区域中，使水平方向为 31×31 个格点，取等间距网格 $\triangle x = \triangle y = 8\text{km}$，垂直方向划分为 14 层，自大气顶层向下，分辩率逐渐增加，模式上界高度取 $H = 10\text{km}$。

关于垂直扩散系数的取法，我们经多种数值实验对比，选择 Blackadar[5]的局地稳定度参数化方案，其表达式为：

$$K_Z = \begin{cases} \dfrac{1.1}{Ric}[(Ric - Ri)l^2\dfrac{\partial v}{\partial z}] & Ri \leqslant Ric \\ 0 & Ri > Ric \end{cases} \tag{6}$$

式中

$$Ric = 0.25,\ l = \begin{cases} \nu Z & (Z < 200\text{m}) \quad \nu = 0.35 \\ 70 & (Z \geqslant 200\text{m}) \end{cases}$$

因此，方程(1)—(6)构成一组闭合方程组，我们采用数值方法求解。非线性项利用三次样条插值技术计算，垂直扩散项取隐式差分格式，气压梯度力用中央差分格式求得，并采用静力扣除法提高计算精度。

模式下边界设为光滑下边界和无滑脱下边界两种，对比讨论边界层内湍流摩擦效应。侧边界设为零梯度边界，上边界采用 Klemp(1983)[6]提出的滤波方法，可有效地节省计算时间并抑制上界波反射。

在模式积分的初始时刻，设各物理量水平均匀，垂直方向上满足静力平均关系。

3 试验设计

本文共进行了 5 个数值实验，分别讨论在旋转和非旋转大气中，强层结和弱层结条件下，山地中尺度环流受边界层湍流摩擦效应影响的程度和结果，以 Ex1、Ex2、Ex3、Ex4、Ex5 分别代表以下实验：

Ex1：非旋转大气，强层结，N =0.03，光滑下边界

Ex2：非旋转大气，强层结，N =0.03，无滑脱下边界

Ex3：非旋转大气，弱层结，N =0.014，光滑下边界

Ex4：非旋转大气，弱层结，N =0.014，无滑脱下边界

Ex5：旋转大气，强层结，N =0.03，无滑脱边界

4 模拟结果分析

图 1 是 Ex1 积分至稳定状态后的解。引入下垫面湍流摩擦效应后，Ex2 积分至稳定状态，流场总的环流形势没有改变(图略)，最大变化表现在背风涡旋的强度和范围上。此时背风涡旋偶极子仍存在，但是由反环流值衡量的涡旋强度已大大降低，沿地形中心线上背风反环流强度从 $-2.66\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 降低至 $-1.59\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$，反环流波及的范围扩大。在忽略边界层湍流摩擦效应时，由大气非粘性动力效应引起的反环流区域约 24km，其两侧对称分布一涡旋偶极子。边界层湍流摩擦效应使反环流区域扩大到 40km 左右，同时，沿地形中心线垂直剖面图上，背风侧转子流伸展高度达到约 1000—1200m 高处。

分析以上两个实验，可见在不计边界层湍流摩擦效应时，非线性山地波动的发展和大气斜压性的加强是引起背风坡反向环流和涡旋偶极子发展的主要原因。引入边界层湍流摩擦效应后，其粘滞阻力总是与气压梯度力反向，由此引起背风坡分离气流区反环流速度减弱。在其下游原来是非反环流区域，由于摩擦作用的介入引起反向环流。两个反环流区合并的结果，使整个反环流区域扩大。值得注意的是，从整个环流场的演变过程中看，背风坡上引入边界层湍流摩擦效应后表现为一个扩大的反环流区域和反环流强度的减少。但是实际上，这一反环流区及由此形成的边界层分离流场和涡旋偶极子环流是由完全不同的物理过程控制，边界层湍流摩擦效应在其中表现为相反的作用。

我们已经知道，在弱层结条件下三维地形动力作用下的山地中尺度环流表现为较明显的位势流特征，流场呈平滑波状抬升越过山地，上游绕流趋势较弱，在背风坡山地下游

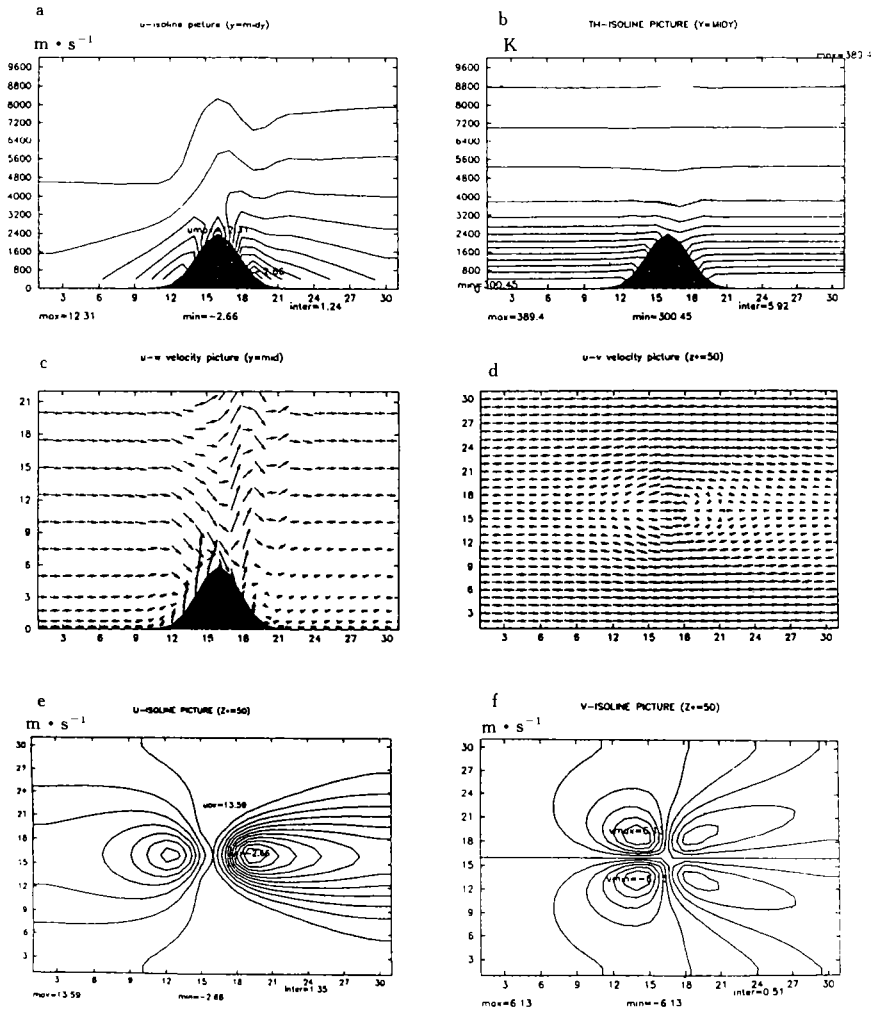


图 1　Ex1 积分至稳定时的解

(a,b,c,分别是沿地形中心线垂直剖面图上的水平风速 u、位温 θ 和风速矢量 u-w 分布图；d,e,f 分别是近地层中 u-v 矢量图和水平风速 u,v 等值线图 。图中水平坐标为格点坐标，$\triangle x = \triangle y = 8$km，垂直坐标为高度，单位：m，在 u-w 矢量图中垂直坐标为格点，$\triangle Z = 400$m)

仅有两个关于地形中心线对称的辐合槽区，但没有明显的反向环流和涡旋偶极子及与之对应的分离气流区存在。图 2 是 Ex3 积分至稳定后的结果，可以看到上述明显特征。

然而，在弱层结条件下引入边界层湍流摩擦效应后，流场发生了明显变化。在积分的初始时刻，可见明显的强山地波动发展(图略)，等位温面在背风坡上陡峭下沉，最大风速达 $u_{max} = 14.7\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$，南北向绕流速度极值约 $v_{max} = \pm 5.27\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$。山地背风坡上还没有反环流和涡旋偶极子生成，仅是一风速低值区，沿中心线对称分布一辐合槽区。随积分时间的增加，边界层湍流摩擦作用大大降低了近地层风速，环流形势明显改观。图 3 是 Ex4

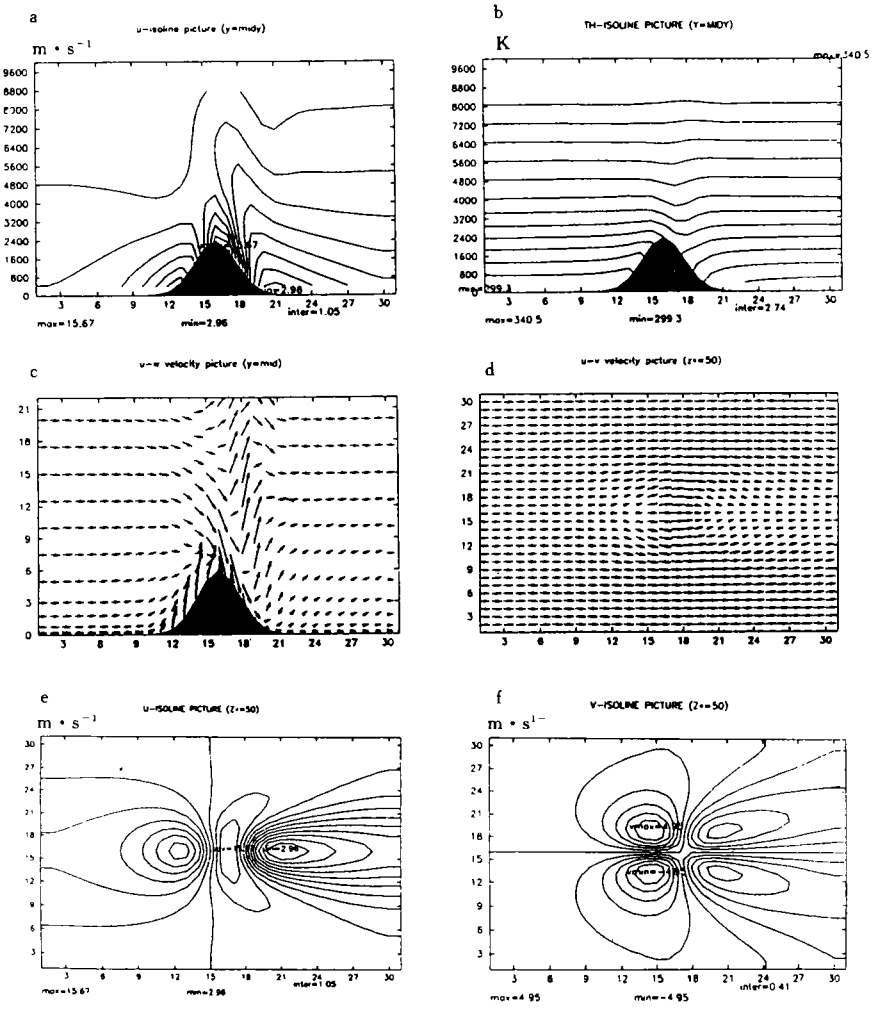


图 2 Ex3 积分至稳定时的风温场分布。其它同图 1

积分到稳定状态后的解。我们从风速分布图上可以看到迎风侧与背风侧风速基本上呈对称分布，山顶高度处成为风速的辐散中心，背风坡上，山地波动明显减弱，相应地等位温面下沉陡度平缓，从水平风矢图上可看到明显的背风反环流，沿中心线反环流强度可以达到 $-1.09 m \cdot s^{-1}$，反环流伸展范围约为 32－40km。对比 Ex3 与 Ex4 实验，可知边界层湍流摩擦对流场的分离状态在某些情况下是一个重要的决定性因子。在传统的流体力学实验中，经常能够观测到流场分离状况，即是由于固体边界的湍流粘滞效应所致。

长期以来，人们一直把大气中经常出现的山地下游尾流区环流和边界层中的分离流场归因于边界层的湍流摩擦效应所致。如 Hunt 和 Snyder[7]在其三维稳定和中性层结过山气流的研究中，将山地背风侧出现的一系列分离流场和涡旋现象归因于粘性边界层的分离作用，Brighton[8]也曾提出同样的观点。在本文的对比实验中，我们已经看到，边界层的湍流摩擦效应在一般的稳定或弱稳定状态下是流场分离的决定性因子。然而必须注意

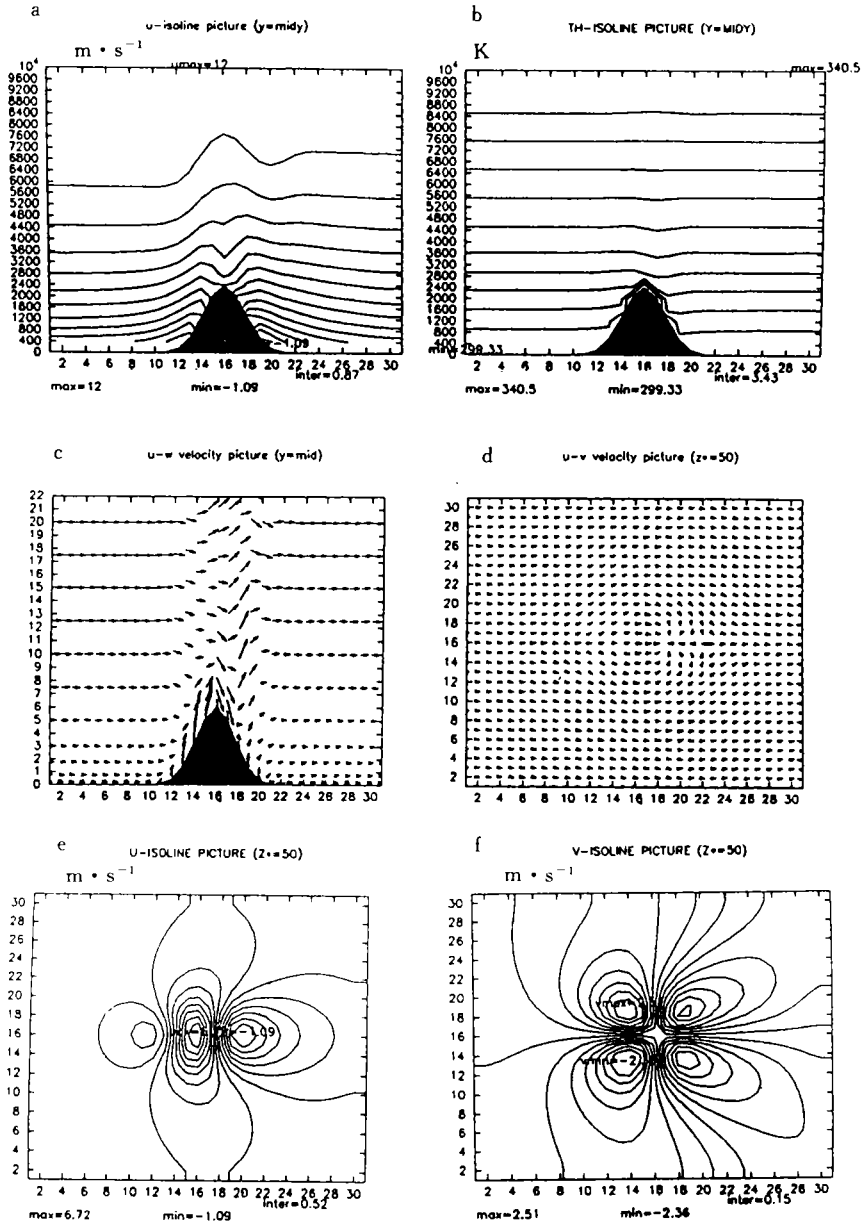


图 3　Ex4 积分至稳定时风温场结构。其它同图 1

到这种边界层粘性分离机制并非唯一的气流分离机制，在强层结条件下，如 Ex1 所示，大气斜压性的发展和加强同样可以引起低层流场的分离和尾流区环流，并且这种非粘性动力分离流场强度往往大于单纯的湍流摩擦引起的分离流场。在这种情况下，边界层湍流摩擦效应在山地中尺度环流的演变过程中起相反的作用，在原来没有反环流和气流分离现象的区域，湍流摩擦可以引起边界层分离气流，而在强非粘性动力气流分离区，湍流摩擦

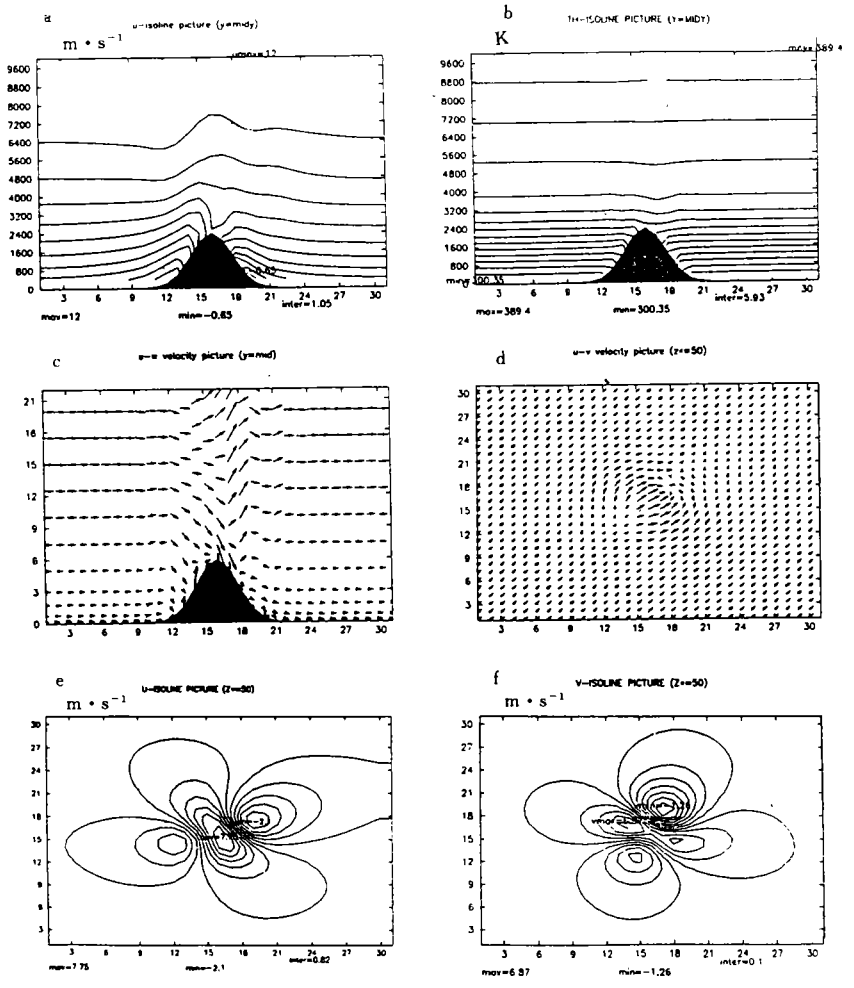


图 4 Ex5 积分至稳定时的风温场分布。其它同图 1

使分离趋势减弱，反环流强度降低。

很多观测资料指出，在强逆温层结下，高大山脉、海岛和大地形的背风侧，往往是气旋波及与之相关的背风涡列的多发地。如 Wilczak 和 Glendenning[9]结合观测和数值研究分析过美国 Denver 地区的背风涡旋，指出地形对涡旋生成的重要影响，Yong-Seung Chung[10]等人利用统计资料分析加拿大落基山和东亚山地背风坡的气旋生成概率，明确指出山地背风坡是气旋的高频中心。Shou-Jun Chne[11]等人根据北京气象中心的观测资料，分析 1958—1987 年东亚地区的气旋活跃中心，指出阿尔泰—萨彦岭的背风坡，是东亚最活跃的气旋生成中心，尤以 9 月和 5 月为气旋生成频数高的月份，因为 5 月和 9 月对应冷暖气流交绥频繁的季节，山地上游易出现稳定和逆温层结，在大地形作用下，极易引起背风坡上涡旋性辐合环流。

我们利用本文的数值模式，并考虑到地球大气的旋转效应，模拟这种山地背风坡的气

旋性辐合环流。模拟条件同 Ex5，模式积分至稳定状态后风温场分布如图 4 所示。在旋转大气中流场型式发生明显变化，水平风场不再关于地形中心线对称分布，流场偏向西南—东北走向。在山地迎风侧上游地区，气压梯度力、湍流粘滞力、地转偏向力共同作用的结果，使背景场西风来流移速显著降低，偏南风分量得到加强，上游减速越强的区域，偏南风发展越强，上游风向逐渐调整为西南向，沿山体的东南—西北向横切面成为与来流方向垂直的中心面。与之相应，地形的动力阻挡、绕流、分支等现象也主要发生在山地的西北和东南侧。最大风速区呈西北—东南向沿山地中心向两侧伸展，在山地下风向，气旋性辐合环流大大加强，而反气旋性环流则基本上消失，仅余一微弱痕迹。

5　小　结

本文的一系列对比实验说明，在上游强层结条件下，大气中尺度斜压性得以发展，在山地背风坡上引起气流的分离现象和涡旋偶极子环流的发展。边界层湍流摩擦效应抑制了非粘性动力分离气流的发展和涡旋偶极子环流的强度，而在其下游弱风区域，又引起粘性边界层分离流场，使山地背风坡上总的环流形势表现为一个较大范围的分离气流区及相应的涡旋偶极子环流，但这一分离气流区的形成是由两种完全不同的物理过程控制。在弱层结条件下，山地背风坡地形性斜压性发展较弱，边界层湍流摩擦效应引起粘性边界层分离流场，成为山地背风坡上气流分离和涡旋偶极子环流发展的根本原因。地转科氏力的调整作用抑制了背风坡反气旋环流的发展，使气旋性辐合环流加强，成为山地背风坡气旋波发展的重要影响因子。

参考文献

[1] Smith R B. Linear theory of stratified hydrostatic flow pass an isolated mountain. Tellus. 1980. 32: 348—364.

[2] Clark T L and Farley R D. Critical level reflection and the resonant growth of nonlinear mountain waves. J Atmos Sci. 1984. 41: 3122—3134.

[3] Klemp J B and Lilly D K. The dynamics of wave induced downslope winds . J Atmos Sci. 1975. 32: 320—339.

[4] Bacmoister J T and Pierrehumbert R T. On high-drag states of nonlinear flow over an obstacle. J Atmos Sci. 1988. 45: 63—80.

[5] Blackadar A K. High resolution models of the planetary boundary layer. Adv Environ Sci Eng. 1979. 1: 50—85.

[6] Klemp J B and Durran D R. An upper boundary condition permitting internal gravity wave radiation in numerical model. Mon Wea Rev. 1983. 111: 430—444.

[7] Hunt J C R and Snyder W H. Experiments on stably and neutrally stratified flow over a model three dimensional hill. J Fluid Mech. 1980. 96: 671—704.

[8] Brighton P W M. Strongly stratified flow pass three-dimension obstacles. Quart J Roy Met Soc. 1978. 104: 289—307.

[9] Wilczak J M and Glendenning J W. Observations and mixed-layer modeling of a terrain-induced mesoscale gyre: The Denver cyclone. Mon Wea Rev. 1988. 116: 2688—271.

[10] Yang Seung Chung. Hage Keith D and Reinelt Erhard R. On lee cyclogenesis and airflow in the Canadian Rocky mountains and East Asia mountain. Mon Wea Rev. 1976. 104: 879—891.

[11] Shou Jun- Chen and Kuo Ying- Hwa. Synoptic climatology of cyclogenesis over East Asia. 1958—1987. Mon Wea Rev. 1991. 119: 1407—1417.

THE ROLE OF SURFACE FRICTION IN MOUNTAIN-INDUCED MESOSCALE ATMOSPHERIC CIRCULATION

Chen Ming Fu Baopu Zheng Weizhong

(Departmeort of Atmospheric Sciences, Naijing University, Nanjing, 210093)

Abstract

In this article we set up a three-dimensional numerical model to simulate mountain-induced mesoscale atmospheric circulation and discuss the role of surface friction in the evolution of this circulation. The results show that under condition of weak baroclinicity, the surface frictional effects promote separation and are favorable of the formation of depole of lee vortices, but under strong baroclinicity condition the surface frictional effect depresses the separation and weakens the strength of lee vortices. However, the extention of lee vortices and returned flow are enlarged. Though the lee vortices are unique in their method, they are controled by different mechanics. One is caused by surface frictional effect, the other is caused by non-frictional dynamical effect. The role of surface friction is contrary in these two mechanics.

Key words: Planetary boundary frictional effect. Wake circulation. Depole of lee vortice.