

一个描述小尺度深凹地形大气边界层的数值模式 及数值模拟试验*

石 勇

(中国科学院空间科学与应用研究中心, 北京, 100080)

蒋维楣

(南京大学大气科学系, 南京, 210093)

摘 要

文中针对小尺度深凹地形(深凹露天矿)的特点, 建立了一个高分辨率的、三维非静力的大气边界层数值模式, 模式中采用能量(E-ε)闭合方案。利用该模式对小尺度深凹地形边界层的三维结构进行了较充分的研究, 并且有选择地对影响边界层结构的因子进行了数值试验。

关键词: 小尺度深凹地形; 数值模式; 数值模拟试验。

1 引 言

当前世界, 环境问题是一个热点, 尤其是与人类生活息息相关的大气环境问题更显得重要。本文正是从研究深凹露天矿矿区的空气质量状况上引出的。深凹露天矿一般范围在几公里之内, 四周封闭, 落差较大, 地形复杂。很多学者的研究指出^[1~3], 数值模式所采用的最小水平网格距的大小是决定采用何种大气动力学方程组的依据, 能保证准静力近似方程组成立的最小水平网格距应在几公里的量级, 并且随着尺度的减少, 模拟结果的相对和绝对误差都随之增大^[4]。针对深凹地形的特点, 所建立的模式应该具有较高的分辨率, 故本文模式的最小网格距是 60 m。显然, 无论从理论上的合理性, 还是从保证模拟结果的精确性来讲, 都不宜采用准静力近似的假设, 而应采用非静力的方程组。

目前, 国内外对山谷风的研究较多^[5~7], 也有见对与山谷地形较类似的河谷地形大气边界层的研究^[8~9], 对这些问题的研究都取得了很好的结果。深凹地形与山谷地形有类似的地方, 但也存在明显的区别。山谷的尺度大于本文所要研究的问题, 故对山谷风等的研究一般仍采用准静力近似的方程组; 山谷地形具有两端敞开的结构, 而深凹地形是四周封闭的, 且地形复杂, 这些都给数值计算带来一定的难度。目前国内外用数值方法研究该问题的的工作仍很少见, 采用其他方法进行研究的也不多, 已有的工作仅限于一些小规模但用数值方法研究该问题的的工作很少见, 而且采用其他方法进行研究的也很少见, 已有的工作仅限于一些小规模的外场观测和较简单的实验室物理模拟^[10]。

本文针对这类小尺度问题的特点, 建立一个高分辨率的、非静力的三维边界层数值模式。为了更精确、更细致地模拟大气边界层的湍流性质, 模式中放弃了应用较成熟、较广泛的经典的 K 闭合理论, 而采用湍流能量闭合方案^[11~12], 从而克服了 K 闭合方案不够精确及不能胜任处理复杂下垫面上边界层问题的不足; 同时与高阶闭合方案及大涡模拟相比,

* 初稿时间: 1998 年 5 月 8 日; 修改稿时间: 1998 年 7 月 20 日。

又大大减少了计算量。

本文利用所建立的模式模拟了中性条件下的深凹地形边界层的流场及湍流场的结构,并针对深凹地形的不同地形形态和不同初始条件进行了数值试验。根据试验结果,讨论了深凹地形的深度、坡度、初始地面风速及风速的垂直切变等因子对边界结构的影响。这些结果对深凹露天矿矿区空气质量状况的预测与防治具有指导意义。

2 数值模式的建立

2.1 控制方程

为了便于在模式中考虑地形的影响,模式中采用了地形跟随坐标系。在该坐标系中,非静力的边界层控制方程组可写成如下形式:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w^* \frac{\partial u}{\partial z^*} = f(v - v_g) - \theta \frac{\partial \pi'}{\partial x} - \theta \frac{z^* - h_d}{h_d - z_g} \frac{\partial \pi'}{\partial z^*} + \frac{\partial}{\partial x} (K_{mh} \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_{mh} \frac{\partial u}{\partial y}) + (\frac{h_d}{h_d - z_g})^2 \frac{\partial}{\partial z^*} (K_{mz} \frac{\partial u}{\partial z^*}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w^* \frac{\partial v}{\partial z^*} = -f(u - u_g) - \theta \frac{\partial \pi'}{\partial y} - \theta \frac{z^* - h_d}{h_d - z_g} \frac{\partial \pi'}{\partial z^*} + \frac{\partial}{\partial x} (K_{mh} \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_{mh} \frac{\partial v}{\partial y}) + (\frac{h_d}{h_d - z_g})^2 \frac{\partial}{\partial z^*} (K_{mz} \frac{\partial v}{\partial z^*}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w^* \frac{\partial w}{\partial z^*} = g \frac{\theta'}{\theta_0} - \theta \frac{z^* - h_d}{h_d - z_g} \frac{\partial \pi'}{\partial z^*} + \frac{\partial}{\partial x} (K_{mh} \frac{\partial w}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_{mh} \frac{\partial w}{\partial y}) + (\frac{h_d}{h_d - z_g})^2 \frac{\partial}{\partial z^*} (K_{mz} \frac{\partial w}{\partial z^*}) \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial w^*}{\partial z^*} - \frac{1}{h_d - z_g} (u \frac{\partial z_g}{\partial x} + v \frac{\partial z_g}{\partial y}) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w^* \frac{\partial \theta}{\partial z^*} = \frac{\partial}{\partial x} (K_{\theta h} \frac{\partial \theta}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_{\theta h} \frac{\partial \theta}{\partial y}) + (\frac{h_d}{h_d - z_g})^2 \frac{\partial}{\partial z^*} (K_{\theta z} \frac{\partial \theta}{\partial z^*}) \quad (5)$$

其中, $z_g(x, y)$ 是地形函数, h_d 是模式顶高, u, v, w^* 分别是 x, y, z^* 三个方向上的分量, θ 为位温, θ' 为 θ 的扰动量, K 为扩散系数, 其下标 m, θ, h, z 分别表示动量、热量、水平方向和垂直方面, π 为气压的 Exner 函数形式:

$$\pi = \Pi + \pi' = c_p \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{R_d}{c_p}} \quad (6)$$

这时 π 为大尺度平均值, 遵循静力关系:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial z} = -\frac{g}{\theta_m} \quad (7)$$

θ_m 为大尺度平均位温值, π' 为 π 的扰动量, c_p 为空气的定压比热, R_d 为干气体常数。

2.2 闭合方案

模式采用能量 ($E-\epsilon$) 闭合方案^[11,12], 需引进如下的湍能和耗散率的预报方程:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + u \frac{\partial E}{\partial x} + v \frac{\partial E}{\partial y} + w^* \frac{\partial E}{\partial z^*} = (\frac{h_d}{h_d - z_g})^2 K_{mz} [(\frac{\partial u}{\partial x})^2 + (\frac{\partial v}{\partial y})^2] +$$

$$\begin{aligned} & \frac{h_d}{h_d-z_g} \frac{g}{\theta} K_{\theta h} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{K_{mh}}{\sigma_E} \frac{\partial E}{\partial x} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{K_{mh}}{\sigma_E} \frac{\partial E}{\partial y} \right) + \left(\frac{h_d}{h_d-z_g} \right)^2 \frac{\partial}{\partial z^*} \left(\frac{K_{mh}}{\sigma_E} \frac{\partial E}{\partial z^*} \right) - \epsilon \\ & \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \epsilon}{\partial y} + w^* \frac{\partial \epsilon}{\partial z^*} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{K_{mh}}{\epsilon_\sigma} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right) + \left(\frac{h_d}{h_d-z_g} \right)^2 \frac{\partial}{\partial z^*} \left(\frac{K_{mh}}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z^*} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{K_{mh}}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{E} \left\{ \left(\frac{h_d}{h_d-z_g} \right)^2 K_{mz} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] - \right. \\ & \left. (1-C_{3\epsilon}) \frac{g}{\theta} \frac{h_d}{h_d-z_g} K_{\theta z} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right\} - C_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{E} \end{aligned} \tag{8}$$
$$\tag{9}$$

取 $K_{mh} = K_{\theta h}, K_{mz} = K_{\theta z} = C_\mu \frac{E^2}{\epsilon}$, 其中的参数分别取为: $C_\mu = 0.09, \sigma_E = 1.0, \sigma_\epsilon = 1.3, C_{1\epsilon} = 1.44, C_{2\epsilon} = 1.92, C_{3\epsilon} = 1.0$ 。

2.3 初、边值条件

初始时,假设地面($z=10\text{ m}$ 处)水平风速 $u_0=2\text{ m/s}$, 300 m 以下按幂指数分布,指数 $P=0.25$, 300 m 以上风速均匀分布;初始时刻假定整层 $v=w=0$;初始时位温在 2 km 以下取为 $\frac{\partial \theta}{\partial z}=0$,其上维持一个较弱的稳定结构。

侧边界上取无梯度的边界条件,即所有的物理量在侧边界上满足 $\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$, ϕ 表示模式中的各物理量。在上边界,我们假设 $u=v=\text{常数}, \theta'=E=\epsilon=\pi'=w=0$ 。在下边界假设 $u=v=w=\theta'=0$ 。 E 和 ϵ 的下边界可取为: $E=5.5u_*^2, \epsilon=\frac{u_*^2}{kz}$ 。

2.4 模拟域概况

模拟域采用某深凹露天矿的实际地形(水平范围约 $2\text{ km} \times 2\text{ km}$),该矿最深处为 -165 m ,最高处为 150 m ,地形较陡峭,起伏较大。模式中取来流的方向为 x 轴正向,垂直于来流方向取为 y 轴,水平方向格点数为 31×31 ,采用不等距网格,格距分别为 $100, 80, 70, 60(24\text{ 个}), 70, 80, 100$,单位为 m 。垂直方向也采用不等距网格,共分为 19 层,模式顶高约 5000 m 。

3 试验结果与分析

3.1 对比试验结果

利用所建立的模式,在给定的初、边值条件下积分方程组,直到前后两步相差达到精度要求,即可得到定常条件下的小尺度深凹地形的边界层结构。

3.1.1 垂直剖面流场结构

图 1 a 是 $y=970\text{ m}$ 垂直剖面上的水平风(u)廓线图,此处是模拟域的中心位置,地形最深(凹)、最陡峭。可见,气流进入坑内后,底层风速迅速减少,在坑底出现了明显的回流。回流离地面的最大高度约 80 m ,水平范围约 300 m ,反向风速最大值达 -1.5 m/s 。坑内风速的垂直变化很剧烈,已不再是幂指数分布,在迎风坡 $x=1300\text{ m}$,处几乎呈线性分布。气流由坑底爬坡后,底层风速开始增大,到下风口处,风廓线形态已与入口处基本相似。

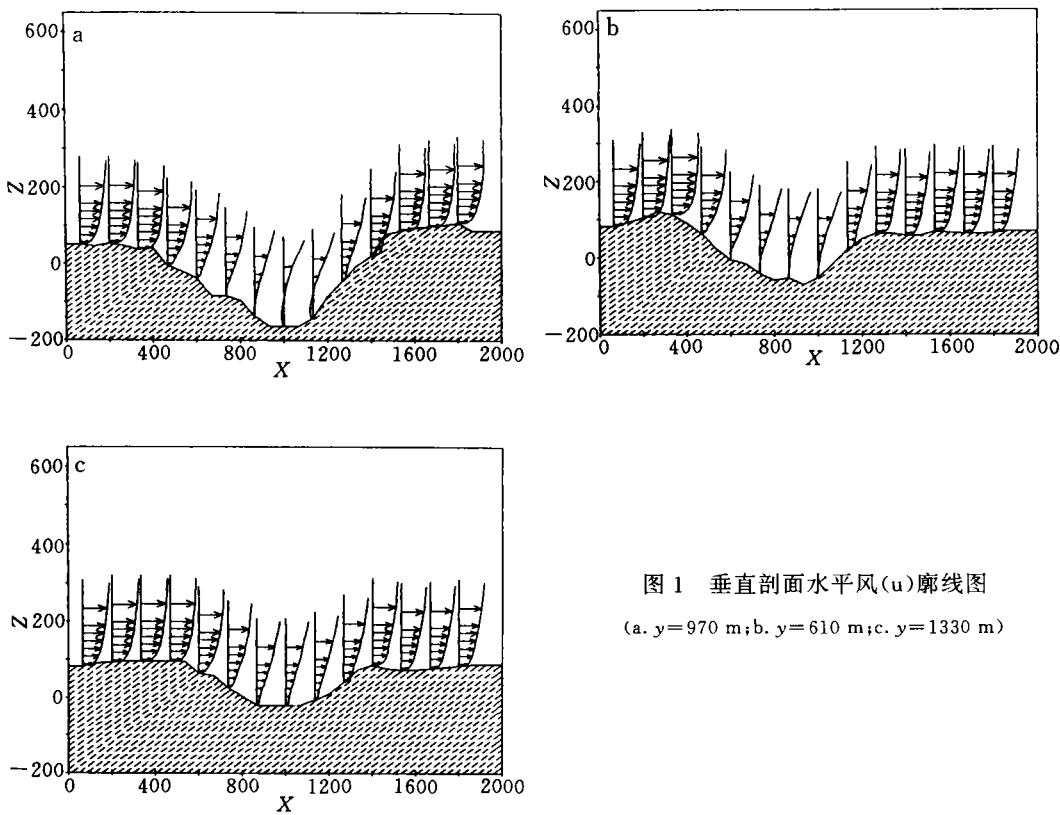


图 1 垂直剖面水平风(u)廓线图
(a. $y=970\text{ m}$; b. $y=610\text{ m}$; c. $y=1330\text{ m}$)

图 1b 和图 1c 分别是中心两侧等距离处垂直部面上的水平风廓线。可见, $y=610\text{ m}$ 剖面地形较之 $y=970\text{ m}$ 剖面要浅且平缓, 坑底出现较微弱的回流, 存在较大范围的小风或静风区域。 $y=1330\text{ m}$ 处比 $y=610\text{ m}$ 处还要浅且平缓, 坑内没有出现回流, 风速的衰减也相对较弱。风速在垂直方向上呈现性分布。

可见, 气流经过深凹地形时, 水平风(u)结构发生了很大的变化。在中心位置处, 底层风速衰减强烈, 直至反向。在中心位置的两侧, 由于地形较之中心位置浅且平缓, 风速的变化没有那样强烈, 由中心向两侧, 地形对风速的衰减是逐渐减弱的, 而且右侧($y=610\text{ m}$)的衰减作用明显强于其左侧($y=1330\text{ m}$)。

图 2 是不同垂直剖面上($u-w$)风矢量示意图。由图 2a 可见, 在 $y=970\text{ m}$ 处, 坑内上部是深厚的正向来流, 来流在迎风坡下沉反向。坑内下部是明显的反向气流, 在背风坡上升, 加入到上部的来流中, 如此形成一个闭合的环流, 其内部可见较明显的重要运动, 一般称这种结构为复环流, 这是小尺度边界层定常结构最主要的特征。整个复环流区的水平范围约 600 m 左右, 厚度约 120 m 。

在 $y=610\text{ m}$ 处, 也存在复环流结构, 但不如 $y=970\text{ m}$ 处明显, 范围要小一些。在 $y=1330\text{ m}$ 处, 气流基本顺着地形走, 未见复环流。

显然, $y=970\text{ m}$ 处, 地形较陡, 导致整层气流顺着地形很快下沉, 地形对气流的阻挡作用明显增强, 最终形成复环流。 $y=610\text{ m}$ 处虽然不如 $y=970\text{ m}$ 处深和陡, 但在气流的

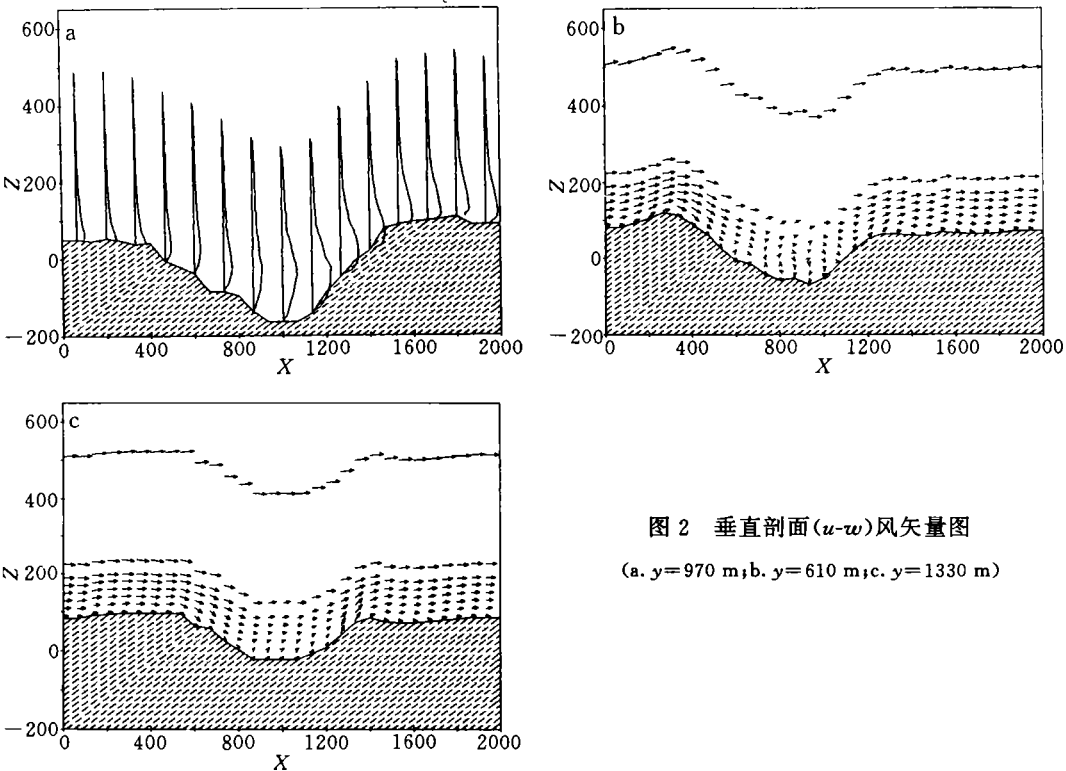


图 2 垂直剖面($u-w$)风矢量图
(a. $y=970\text{ m}$; b. $y=610\text{ m}$; c. $y=1330\text{ m}$)

入口处地面对整层气流却有一个明显的抬升作用,增大了其势能,然后地面突然下沉,势能转化为动能,地面对气流的阻挡明显增强,产生复环流。而 $y=1330\text{ m}$ 处,地形浅且平缓,故未形成复环流。

3. 1. 2 水平截面流场结构

图 3 是 $z=0\text{ m}$, $z=-70\text{ m}$ 和 $z=-100\text{ m}$ 水平截面上的($u-w$)风矢量图。 0 m 高度上中心位置是强大的正向气流(u 分量), v 分量很小,且未见回流;来流两侧靠近边坡的区域内, v 分量逐渐增大, u 分量逐渐减小,且坑内右侧 u 分量减小明显大于左侧,某些位置有微弱的回流出现。 -70 m 高度上,各处 v 分量增大明显,中心位置上存在少量的正向气流,在其两侧靠近地形的区域内都出现了回流(u 反向)。 -100 m 高度上,回流很明显。

可见,随着深度的增加,地形对气流的阻挡增强,导致气流的 v 分量增大,使气流有一个逆时针方向旋转的趋势,在某一深度时,气流完全反向。底层的反向气流与上层的正向气流复合,形成复环流,而且由于地形左右两侧的差异,使复环流区偏向于地形的右侧。

3. 1. 3 湍流场模拟结果

图 4 是不同垂直剖面上湍能随高度分布的示意图。由图 4(a)可见,在气流入口和下游,湍能最大值出现在地面附近;进入坑内后,迎风坡区域湍能大于背风坡区域,湍能最大值出现在复环流区内,最大值约 $1.6\text{ m}^2/\text{s}^2$ 。另外可见,坑内的湍能大于坑外,坑外下游区域的湍能大于气流入口处的湍能。

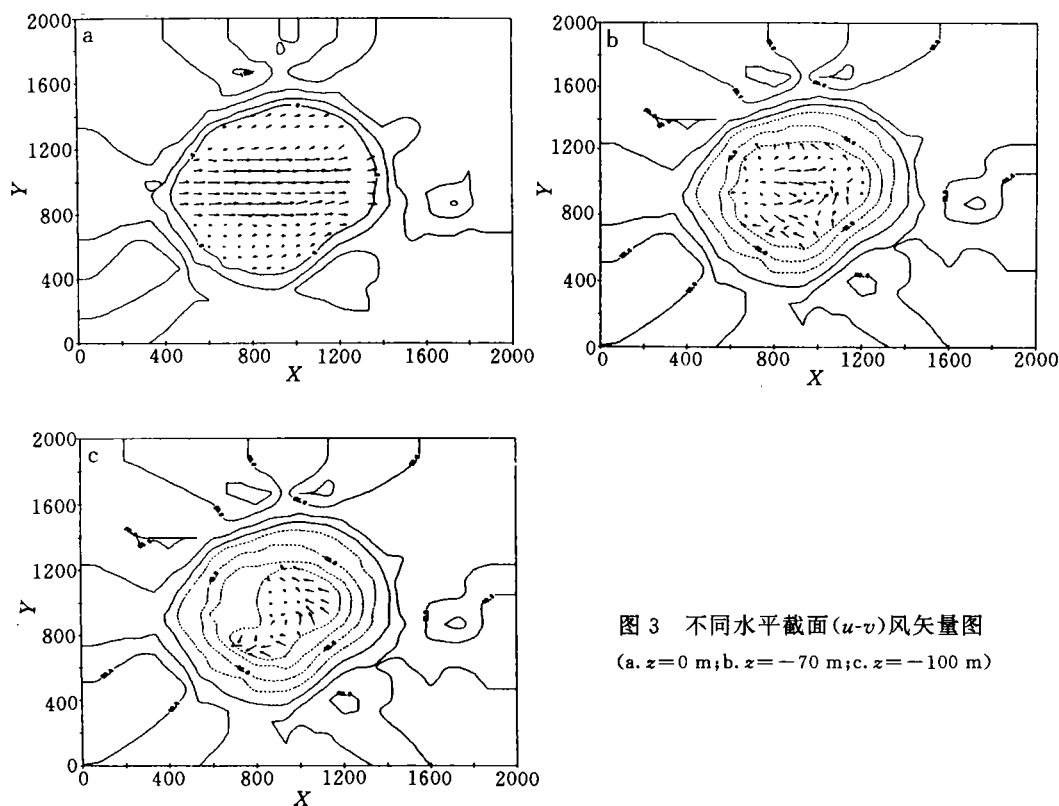


图 3 不同水平截面($u-v$)风矢量图
(a. $z=0$ m; b. $z=-70$ m; c. $z=-100$ m)

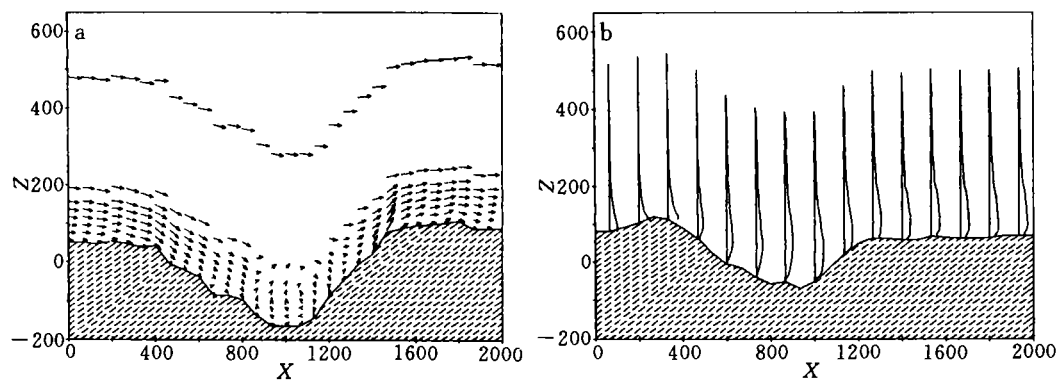


图 4 垂直剖面湍能廓线图
(a. $y=970$ m; b. $y=610$ m)

垂直方向上从某一条湍能廓线来看,例如 $x=1000$ m 处,湍能由下向上逐渐增大,在约 $z=-25$ m 高度上达到最大,然后逐渐减小, $z=300$ m 以上,湍流活动较微弱,湍能几乎为 0,其他位置上也有相似的分布。从整个模拟区域来看,高于 600 m 以上,湍流活动很微弱。

其他两个剖面上的湍能分布与此相似,但量值要小一些($y=1330\text{ m}$ 剖面湍能廓线路)。

可见,整个模拟区域 300 m 以上的空间湍流活动较弱,特别是在复环流区这样一个范围较大的封闭区域内,湍流活动最强。

3.2 边界层结构影响因子的数值试验及结果

在 3.1 节的基础上,针对深凹地形的特点,设计了以下 4 个数值试验,并与 3.1 节的结果进行了比较。

试验 1 在 $u_0=3\text{ m/s}$, $P=0.25$, 且保持地形坡度不变的条件下,对 $H=-90\text{ m}$ 和 $H=-60\text{ m}$ 两种情况进行了模拟。

试验 2 是在 $u_0=3\text{ m/s}$, $P=0.25$ 的条件下,对 $z_g=1.2 z_g$ 和 $z_g=0.5 z_g$ 两种情况进行了模拟。

试验 3 是在原有地形上, $P=0.25$ 的条件下,对 $u_0=5\text{ m/s}$ 和 $u_0=1.5\text{ m/s}$ 两种情况进行了模拟。

试验 4 是在原有地形上, $u_0=3\text{ m/s}$ 的条件下,对 $P=0.0$, $P=0.05$, $P=0.15$ 三种情况进行了模拟。

3.2.1 地形的深度 H 对边界层结构的影响

由图 5(a)可见,地形较之图 1(a)浅,但坡度并未改变;风速的衰减弱于图 1(a),坑内没有出现类似于对比试验中明显的回流;坑内水平风速在垂直方向上也呈现近似的线性

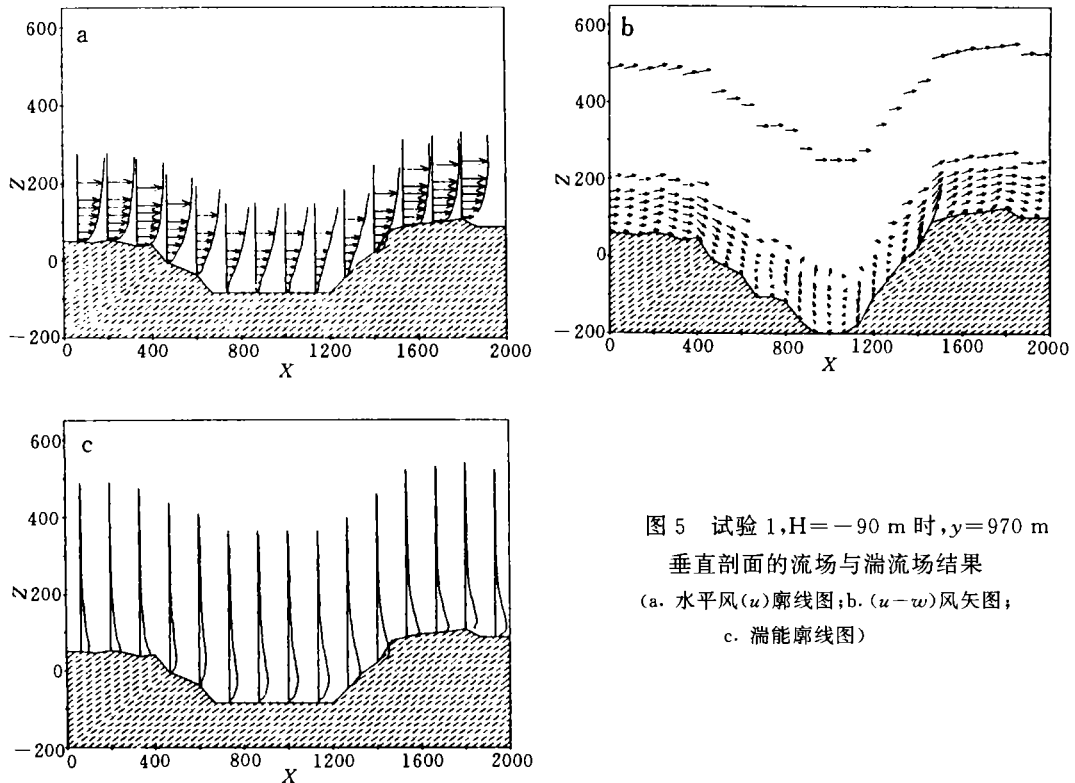


图 5 试验 1, $H=-90\text{ m}$ 时, $y=970\text{ m}$ 垂直剖面的流场与湍流场结果
(a. 水平风(u)廓线图; b. ($u-w$)风矢图;
c. 湍能廓线图)

分布;坑外上、上游各位置水平风的垂直分布与图 1(a)中的基本一致,风速大小也几乎相等; $z=200\text{ m}$ 以上区域,两个试验的风速大小几乎相等。

由图 5(b)可见,坑内的 w 分量基本朝下, u 分量仍然为正,气流有一个向斜下方的俯冲趋势,但未出现图 1(b)中所见到的复环流结构。

由图 5(c)可见,在水平方向上,坑内的湍能大于坑外其他位置处的湍能,最大值出现在坑内靠近迎风坡的区域内,这与图 1(c)的分布相似,但坑内各位置的湍能值比图 1(c)中几乎要小一半;在垂直方向上,湍能也呈两头小,中间大的分布,上、下游处湍能值与对比试验几乎相等; $z=200\text{ m}$ 以上区域,两个试验的湍能大小几乎一样,而且值都很小,这说明试验 1 与对经试验在 $z=200\text{ m}$ 以上的区域湍流活动都较弱。

$H=-60\text{ m}$ 的结果与 $H=-90\text{ m}$ 的结果相比,各量在水平及垂直方向的分布基本一致,值比后略小,坑内也未见复环流结构。

可见,在相同的来流条件下, H 越大,地形对气流的阻挡越强,坑内水平风速的衰减越大,以至于产生反向,最终导致复环流的发生; H 越大,坑内的湍能越大,湍流活动越强。但是, H 的变化对上、下游及对高出地面一定距离处的流场及湍流场影响较小。因此, H 对边界层结构的影响仅局限于坑内及其附近一定的区域内。

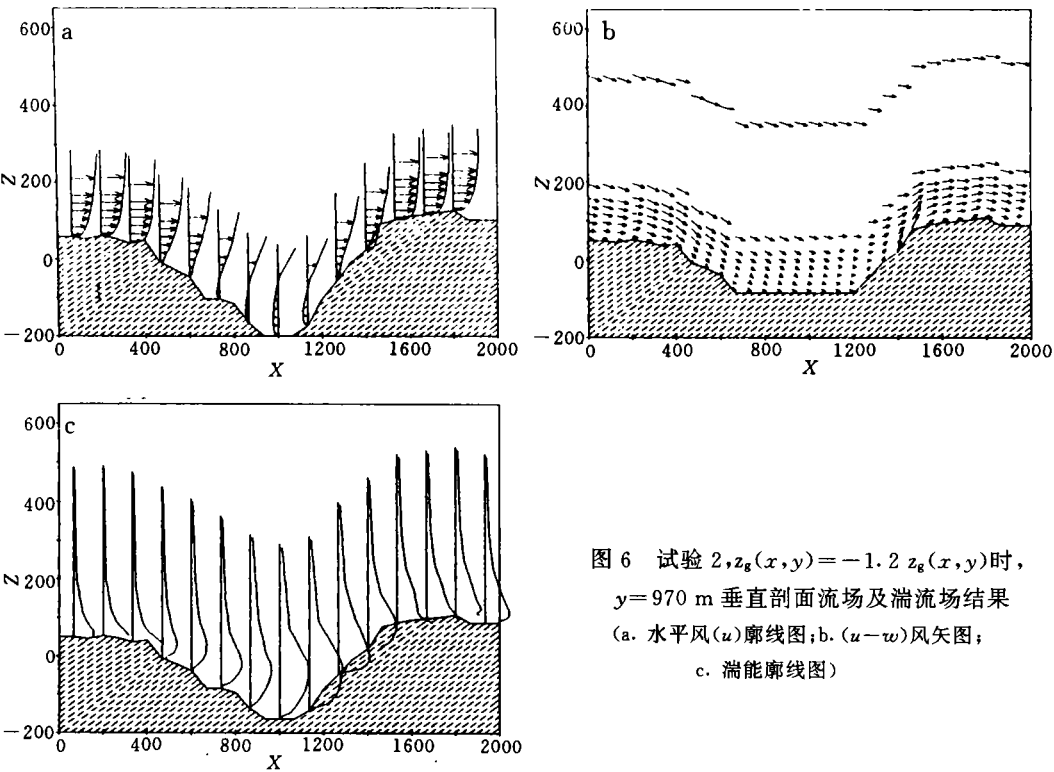


图 6 试验 2, $z_g(x,y)=-1.2 z_g(x,y)$ 时, $y=970\text{ m}$ 垂直剖面流场及湍流场结果
(a. 水平风(u)廓线图; b. ($u-w$)风矢图; c. 湍能廓线图)

3.2.2 地形的坡度 α 对边界层结构的影响

图 6 是 $z_g=1.2 z_g$ 的结果,可见,地形的坡度比图 1(a)大,即地形变得更陡峭了;坑内

出现了很明显的回流,其离地面的最大高度约有 140 m,比图 1(a)中要高 60 m 左右;回流区的水平范围约增大 100 m 左右,在背风坡 $x=600\text{ m}$ 至 $x=800\text{ m}$ 的平台上也可见较为明显的回流;回流速度普遍大于对比试验,最大值达 -1.9 m/s ,较之对比实验增大 0.4 m/s 。

由图 6(b)可见,坑内最显著的、与对比试验有明显区别的特征是存在双复环流结构,即在北风坡 $x=600\text{ m}$ 至 $x=800\text{ m}$ 平台上,出现了一个比较小的复环流,这正是由于图 6(a)中该区域内较明显的回流与其上部正向气流复合而成,而在 $x=800\text{ m}$ 至 $x=1200\text{ m}$ 区域内,仍有一个与图 1(b)较类似的复环流存在。我们将这个双环流区域统称为复环流区,可见其厚度达 250 m 以上,比对比试验高近 130 m,水平范围也在 600 m 左右。另外可见,复环流区内气流的垂直运动明显强于对比试验。

由 3(c)可见,整个区域内湍能在水平方向上也呈坑内大,坑外小的分布,但坑内的湍能值明显大于对比试验,说明坑内湍流活动更加剧烈;湍能的最大值为 $2.2\text{ m}^2/\text{s}^2$,仍然出现在靠近迎风坡一侧的区域内,这与图 1(c)是一致的。坑外上、下游处湍能值的大小与对比试验几乎相等。

当 $z_g(x,y)=0.5\ z_g(x,y)$ 时,地形坡度 α 小于原地形坡度,地形较平坦。试验结果可见气流顺着地形很快流出,坑内未出现回流,不存在复环流,湍能明显比对比试验小。

以上的结果表明,在相同的来流条件下, α 越大,地形对气流的阻挡越强,坑内风速的

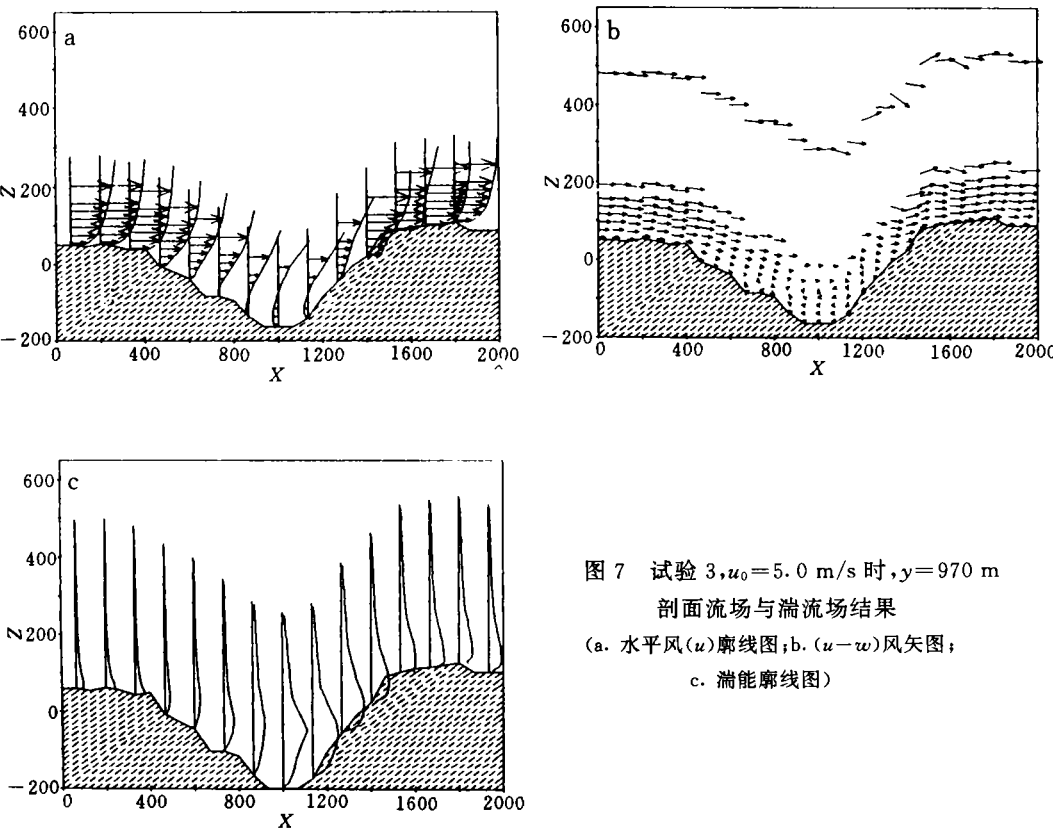


图 7 试验 3, $u_0=5.0\text{ m/s}$ 时, $y=970\text{ m}$ 剖面流场与湍流场结果
(a. 水平风(u)廓线图; b. ($u-w$)风矢图;
c. 湍能廓线图)

衰减越大,回流越明显,复环流结构越容易出现和加强; α 越大,坑内的湍能越大,湍流活动越强。与试验 1 一样, α 的变化对上、下游及对高出地面一定距离处的流场及湍流场影响也较小。因此, α 对深凹地形边界层结构的影响主要体现在对坑内复环流结构的影响上。

3.2.3 初始地面风速 u_0 对边界层结构的影响

由图 7(a)可见,坑内回流明显增强,最大值可达 -2.5 m/s ;回流区的水平范围也显著增大,可达 550 m 左右,在 $x=600\text{ m}$ 至 $x=800\text{ m}$ 平台上也可见较明显的回流,但略弱于图 6(a)。图 4(b)显示,坑内也存在一个双复环流结构,只是平台上的小复环流要弱于图 6(b)中相同位置处的复环流;整个复环流区的水平范围和厚度相对于对比试验都有不同程度的增加。

图 7(c)显示,湍能在垂直与水平方向的分布与对比试验较相似,但值却有显著的增大,湍能最大值可达 $2.5\text{ m}^2/\text{s}^2$,出现在复环流区内。

当 $u_0=0.5\text{ m/s}$ 时,坑内回流很微弱,最大值仅 -0.2 m/s ;回流区的范围也有一定的缩小;坑内存在较微弱的复环流;整个区域的湍能很小,几乎为零。

以上结果说明,在其他条件保持不变时, u_0 的增大将导致回流的强度与范围都增大,从而使复环流结构得到加强。湍能的大小受 u_0 的影响最明显, u_0 越大,坑内的湍流活动越

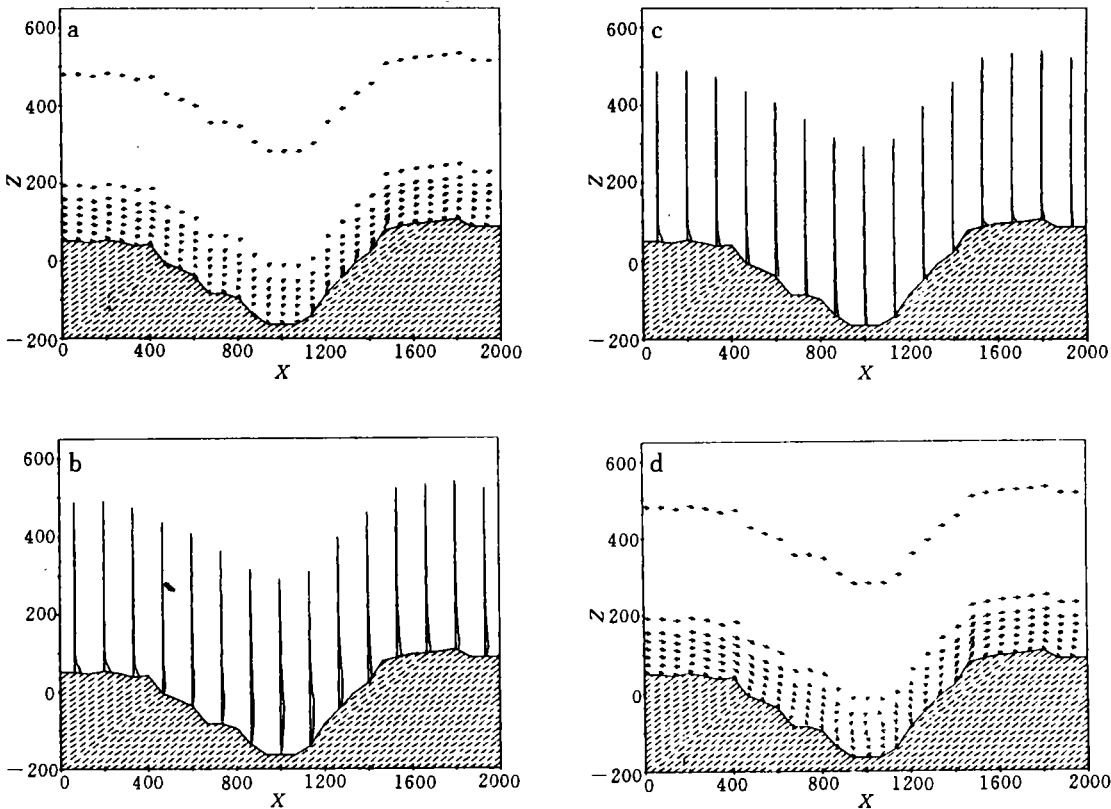


图 8 试验 4 的模拟结果
(a. $P=0$ 时 $(u-w)$ 风矢图;b. $P=0$ 时湍能廓线图;
c. $P=0.05$ 时 $(u-w)$ 风矢图;d. $P=0.05$ 时湍能廓线图)

强烈, 当来流是微风状态时, 坑内的湍流极其微弱。

3.2.4 风速的垂直切变对边界层结构的影响

图 8(a) 表明, 在均匀来流情况下, 坑内没有回流发生, 也不会形成复环流。由图 8(b) 可见, 此时整个区域内仅地面附近湍流稍强, 其他地方的湍流活动很微弱, 湍能值几乎为零。

由图 8(c) 可见, 坑内有回流, 最大值为 -0.85 m/s , 小于对比试验; 所形成的复环流的形状及范围与对比试验基本一致。由图 8(b) 可见, 湍能的分布类似于对比试验, 但值明显较小, 最大值仅 $0.35 \text{ m}^2/\text{s}^2$ 。

$P=0.15$ 的结果表明, 坑内回流强于 $P=0.05$ 时, 也形成了范围与形状与对比试验相近的复环流。湍能值大于 $P=0.05$ 时, 但小于对比试验。

本试验的结果表明, 受 P 改变影响最大的是复环流区内的回流强度和湍能的大小。 $P=0$ 时不会有复环流产生, 但只要风速有一点儿切变, 即使 P 仅有 0.05 , 都会出现复环流, 其区别仅在于复环流的强度不同; $P=0$ 时复环流区内湍能几乎为零, 随着 P 的增大, 湍能逐渐增大。

4 结 论

本文针对小尺度深凹地形的特点, 建立了一个高分辨的、非静力的三维边界层模式, 模式采用在复杂地形上使用效果较好的 $(E-\epsilon)$ 闭合方案。利用该模式较全面地研究了小尺度深凹地形边界层三维结构。

对比试验结果表明, 小尺度深凹地形区域内存在复环流这种特殊的环流结构。本文模拟得到的复环流厚度约 120 m , 环流中心离地面约 80 m , 水平范围约 600 m ; 环流区内反向气流速度最大值约为入口处地面风速的一半; 复环流区内湍流活动剧烈, 极大值出现在环流区内部。

数值试验结果表明, 深凹地形的深度 H 、坡度 α 、初始地面风速 u_0 和风速切变(用幂指数 P 表征)等因子对边界层的结构有以下的影响:

(1) 深度 H 较小时, 坑内不会形成复环流, H 越大, 越有利于复环流的形成;

(2) 坡度 α 较小, 即地形平缓时, 不会形成复环流, α 越大, 越有利于复环流的形成与加强;

(3) 在 P 不变时, u_0 越大, 复环流及其内部湍流活动越强; 在 u_0 不变时, 只要初始时风速存在垂直切变, 就会产生复环流, P 越大, 复环流及其内湍流也越强。

以上的结果说明, 本模式具有模拟小尺度深凹地形大气边界层问题的能力, 具有较好的稳定性, 能够模拟出一些细节, 计算结果合理。因此, 该模式还可应用到与此相关的其他小尺度复杂下垫面边界层的研究中去。

参考文献

- 1 Pielke R A. Mesoscale Meteorological Modeling. New York: Academic Press, 1984
- 2 Wipperman F. The applicability of several approximations in meso-scale modeling—a linear approach. Contrib Atmos Phys, 1981, 54: 298—308
- 3 Wallace J M, Hobbs P V. Atmospheric Science: An Introductory Survey. New York: Academic Press, 1997
- 4 Martin C L, Pielke R A. The adequacy of the hydrostatic assumption in sea breeze modeling over flat terrain. J At-

- mos Sci, 40:1472—1481
- 5 Mannouji N. A numerical experiment on the mountain and valley winds. J Meteor Soc Japan, 1982, 60:1085—1105
- 6 San Jiangguo, Reiter E R. Numerical model for a Large-scale mountain-valley. Proceedings of the First Sino-American Workshop on Mountain Meteorology, 1983. 609—630
- 7 Tyson P D. Preston-Whyte R A. Observation of regional topographically-induced wind systems in Natal. J Appl Meteor, 1972, 11:643—650
- 8 黄荣辉, 严邦良. 一个描述河陆风变化的数值模式及其数值实验. 大气科学, 1989, 13:11~21
- 9 王浩. 河谷风演变过程的数值模拟. 高原气象, 1993, 12, 1~11
- 10 彭希等. 深凹露天矿风力自然通风模拟试验研究. 第三届全国风工程会议论文集. 北京: 万国学术出版社, 1990
- 11 Detering H W, Etling D. Application of the $E-\epsilon$ turbulence model to the atmospheric boundary layer. Bound-Layer Meteorol, 1985, 33:113—133
- 12 Duynkerke P G. Application of the $E-\epsilon$ turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer. J Atmos Sci, 1988, 44:43—46

A NUMERICAL MODEL ON THE ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER OVER MICROSCALE CONCAVE TERRAIN AND SOME EXPERIMENTS

Shi Yong

(Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Jiang Weimei

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210008)

Abstract

In this paper, a high-resolution, nonhydrostatic, three-dimensional PBL model for microscale concave terrain (concave open pit mine) was established according to the features of this kind of terrain. The energy ($E-\epsilon$) closure scheme was adopted, which was much better than the classical K scheme. Using this model, characteristics of PBL structure of the microscale concave terrain was fully studied and some selective numerical experiments were made to study the condition factors on the structure of the PBL.

Key words: Microscale concave terrain; Numerical model; Numerical experiments.